

非微扰夸克传播子与核子结构函数的 非平庸 Q^2 依赖性研究*

杨建军

马伯强 厉光烈

(南京师范大学物理系 南京 210097)

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

1996-01-22 收稿

摘 要

考虑最低维非微扰效应即夸克凝聚 $\langle\bar{q}q\rangle$ 和胶子凝聚 $\langle GG\rangle$ 对夸克传播子的贡献,在链近似下,计算了QCD非微扰夸克传播子;基于所获得的非微扰夸克传播子,对核子结构函数中的非微扰效应进行了分析,给出了核子结构函数的非平庸 Q^2 依赖性.

关键词 夸克凝聚, 非微扰夸克传播子, 核子结构函数.

1 引 言

在夸克-部分子模型框架中^[1],轻子-核子深度非弹性散射被视为是轻子在准自由夸克上弹性散射的非相干叠加.这样,核子结构函数便可表述为以夸克分数电荷平方权重夸克、反夸克分布函数之和形式.对大动量转移过程,这是极好而方便的描述.人们为了在实验上对此进行验证,提出了各种部分子求和规则.其中,与非极化轻子-核子散射相对应的Gottfried求和规则定义为^[2]

$$S_G = \int_0^1 \frac{dx}{x} [F_2^p(x) - F_2^n(x)], \quad (1)$$

按照夸克-部分子模型, $S_G = \frac{1}{3}$ ^[2].但是NMC合作组(New Muon Collaboration)的实验发现在 $Q^2 = 4\text{GeV}^2$ 时, $S_G = 0.235 \pm 0.026$ ^[3].这明显偏离了夸克-部分子模型的预言值.另外,与极化轻子-核子散射相对应的Ellis-Jaffe求和规则定义为^[4]

$$\Gamma_1^p = \int dx g_1^p(x), \quad (2)$$

其中

* 国家自然科学基金和江苏省自然科学基金资助.

$$g_1^p(x) = \frac{1}{2} \left[\frac{4}{9} \Delta u(x) + \frac{1}{9} \Delta d(x) + \frac{1}{9} \Delta s(x) \right], \quad (3)$$

Δu 、 Δd 和 Δs 分别为 u、d 和 s 夸克所携带的质子自旋(归一化为 1)的份额。 Γ_1^p 的实验值也是明显偏离夸克-部分子模型的预言值^[5]。无论是 Gottfried 求和规则还是 Ellis-Jaffe 求和规则, 其实验测量值均小于夸克-部分子模型所对应的理论预言值。人们对此偏离已作过许多理论探讨^[6,7]。本文将探讨与此有关的核子结构函数中可能存在的非平庸 Q^2 依赖性。考虑最低维非微扰效应即夸克凝聚 $\langle \bar{q}q \rangle$ 和胶子凝聚 $\langle GG \rangle$ 对夸克传播子的贡献, 在链近似下, 首先计算了 QCD 非微扰夸克传播子, 利用所获得的非微扰夸克传播子, 对核子结构函数中的非微扰效应进行了分析, 给出了核子结构函数的非平庸 Q^2 依赖性。然后, 就 Gottfried 求和规则和 Ellis-Jaffe 求和规则对核子结构函数的非平庸 Q^2 依赖性进行了讨论。最后给出讨论和小结。

2 非微扰夸克传播子

自由夸克传播子可表述为

$$i[S_F(x-y)]_{ij}^{\alpha\beta} = \langle 0 | T q_i^\alpha(x) \bar{q}_j^\beta(y) | 0 \rangle, \quad (4)$$

式中 α 、 β 为颜色指标; i 、 j 为 Dirac 旋量指标。动量空间中夸克传播子形式为:

$$S_F^{-1}(p) = p - m_q, \quad (5)$$

m_q 为微扰夸克(流夸克)质量, 其值与大动量转移量相比可被忽略不计。

无论是 NMC 组测定 Gottfried 求和规则的实验($Q^2 = 4\text{GeV}^2$)还是 Adams 等^[5]对 Ellis-Jaffe 求和规则的测定实验($Q^2 = 10.7\text{GeV}^2$), 都属于中能区的动量转移过程。在中能区, QCD 物理真空所引起的非微扰效应不可低估。普遍受到人们重视的是考虑 QCD 物理真空中夸克凝聚和胶子凝聚对夸克、胶子传播子的修正^[8,9]。本文仅考虑最低维非微扰效应即三维夸克凝聚 $\langle \bar{q}q \rangle$ (见图 1(b))和四维胶子凝聚(见图 1(c))对夸克传播子的贡献。为作具体计算, 利用 QCD 求和规则^[10]中的基本方法, 即在算符乘积展开中, 同时引进微扰效应与非微扰效应, 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 $\langle \bar{q}q \rangle$ 、 $\langle GG \rangle$ 等。人们认为这些非零真空平均值的存在反映了物理真空的非微扰特点。由于目前还没有从 QCD 第一原理出发来确定这些值, 在一般情况下, 人们将两个最低维算符的真空平均值即夸克凝聚 $\langle \bar{q}q \rangle$ (三维)和胶子凝聚 $\langle GG \rangle$ (四维)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。

为计算非微扰夸克传播子, 首先考虑 QCD 物理真空中双夸克场及胶子场的非微扰真空期待值。在计算中采用固定点规范, 即

$$x^\mu B_\mu(x) = 0, \quad (6)$$

则

$$B_\mu(x) = \frac{1}{2} x^\nu G_{\nu\mu}^a(0) + \frac{1}{1!3} x^\nu x^\rho \partial_\nu G_{\rho\mu}^a(0) + \frac{1}{n!(n+2)} x^\nu x^{\nu_1} \cdots x^{\nu_n} \partial_{\nu_1} \cdots \partial_{\nu_n} G_{\nu\mu}^a(0) + \cdots, \quad (7)$$

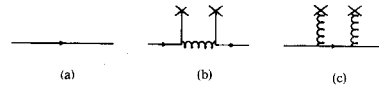


图 1

显见,

$$B_\mu(0) \equiv 0. \quad (8)$$

引进协变导数

$$D_\mu = \partial_\mu - igB_\mu^a t^a, \quad (9)$$

其中 $t^a = \frac{\lambda^a}{2}$ ($a=1, 2, \dots, 8$) 为 Gell-Mann 矩阵. 则(7)式可重新表示为

$$\begin{aligned} B_\mu^a(x) = & \frac{1}{2} x^\lambda G_{\lambda\mu}^a(0) + \frac{x^\lambda x^\sigma}{3} [D_\sigma(0), G_{\lambda\mu}^a(0)] \\ & + \frac{x^\lambda x^\sigma x^\tau}{8} \{D_\sigma(0), [D_\tau(0), G_{\lambda\mu}^a(0)]\} + \dots \end{aligned} \quad (10)$$

下面计算中, 仅保留 $B_\mu^a(x)$ 展开式中的第一项, 即假定距离 $|x|$ 足够小(动量转移量足够大)而可将展开级数中 $O(|x|^2)$ 项略去. 这样, 便得到

$$\begin{aligned} & \langle 0 | B_\mu^b(y) B_\nu^c(z) | 0 \rangle_{\text{NP}} \\ &= \frac{1}{4} y^\lambda z^\rho \langle 0 | G_{\lambda\mu}^b(0) G_{\rho\nu}^c(0) | 0 \rangle + \dots \\ &= \frac{1}{4} \frac{1}{96} y^\lambda z^\rho (g_{\lambda\rho} g_{\mu\nu} - g_{\lambda\nu} g_{\mu\rho}) \langle GG \rangle + \dots, \end{aligned} \quad (11)$$

其中

$$\langle GG \rangle = \langle 0 | G_{\lambda\mu}^a(0) G_{\lambda\mu}^a(0) | 0 \rangle. \quad (12)$$

类似于胶子场的展开方法, 将双夸克场在物理真空态中的期待值表示为:

$$\begin{aligned} & \langle 0 | \bar{q}_r^\alpha(y) q_n^\beta(z) | 0 \rangle_{\text{NP}} \\ &= \langle 0 | \bar{q}_r^\alpha(0) q_n^\beta(0) | 0 \rangle - (y^\lambda - z^\lambda) \langle 0 | \bar{q}_r^\alpha [D_\lambda(0) q_n(0)]^\beta | 0 \rangle \\ & \quad + \left[\frac{y^\lambda y^\tau}{2} + \frac{z^\lambda z^\tau}{2} - y^\lambda z^\tau \right] \langle 0 | \bar{q}_r^\alpha(0) [D_\lambda(0) D_\tau(0) q_n(0)]^\beta | 0 \rangle + \dots, \end{aligned} \quad (13)$$

其中

$$\begin{aligned} \langle 0 | \bar{q}_r^\alpha(0) q_n^\beta(0) | 0 \rangle &= \left(\frac{\delta^{\alpha\beta}}{3} \right) \left(\frac{\delta_{nr}}{4} \right) \langle 0 | \bar{q}_j^\omega(0) q_j^\omega(0) | 0 \rangle \\ &\equiv \frac{\delta^{\alpha\beta}}{3} \delta_{nr} \frac{\langle \bar{q}q \rangle}{4}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\langle \bar{q}q \rangle \equiv \langle 0 | \bar{q}_j^\omega(0) q_j^\omega(0) | 0 \rangle, \quad (15)$$

(14)式中一对色指标(α, β)对应一个 $\frac{\delta^{\alpha\beta}}{3}$; 一对旋量指标(r, n)对应一个 $\frac{\delta_{nr}}{4}$. 在动量转移量足够大时, 即距离 $|y|$ 与 $|z|$ 足够小, 仅取展开式(13)式中右边的前两项, 略去后面的高级项. 现把(13)式第二项中场算符物理真空期待值表示为:

$$\langle 0 | \bar{q}_r^\alpha [D_\lambda(0) q_n(0)]^\beta | 0 \rangle = K(\gamma_\lambda)_{nr}, \quad (16)$$

为了定出上式中 K 的具体形式, 用 $(\gamma_\lambda)_m$ 与上式做缩并, 并引用夸克运动方程:

$$\not{D}q = -imq, \quad (17)$$

便可得到

$$(-im) \frac{\delta^{\alpha\beta}}{3} \langle \bar{q}q \rangle = 16K, \quad (18)$$

故

$$\langle 0 | \bar{q}_r^\alpha [D_\lambda(0) q_n(0)]^\beta | 0 \rangle = \frac{-im\delta^{\alpha\beta}}{48} \langle \bar{q}q \rangle (\gamma_\lambda)_{nr}, \quad (19)$$

将(14)式及(19)式代入(13)式便得到

$$\begin{aligned} & \langle 0 | q_n^\alpha(y) \bar{q}_r^\beta(z) | 0 \rangle_{\text{NP}} \\ &= -\frac{\delta^{\alpha\beta} \langle \bar{q}q \rangle}{12} \left\{ 1 - \frac{im[\gamma \cdot (y-z)]}{4} \right\}_{nr}, \end{aligned} \quad (20)$$

下面分别计算图 1(b) 和图 1(c) 中所示的最低维夸克凝聚和胶子凝聚对夸克传播子的贡献. 图 1(b) 所示的夸克传播子可表示为:

$$\begin{aligned} i[S_F^{(2)}(p)]_{kl}^{\rho\sigma} &= -\frac{g_s^2}{4} \int d^4x e^{ip \cdot x} \int d^4y \int d^4z \\ & \times [\langle 0 | T q_k^\rho(x) \bar{q}_l^\sigma(y) | 0 \rangle_{\text{pert}} \gamma_{in}^\mu \lambda_{\tau z}^b \\ & \times \langle 0 | q_n^\alpha(y) \bar{q}_r^\beta(z) | 0 \rangle_{\text{NP}} \gamma_{rj}^y \lambda_{\beta\omega}^c \langle 0 | T q_j^\omega(z) \bar{q}_i^\sigma(0) | 0 \rangle_{\text{pert}} \\ & \times \langle 0 | T B_\mu^b(y) B_\nu^c(z) | 0 \rangle_{\text{pert}}], \end{aligned} \quad (21)$$

式中正规乘积部分来源于场算符编时乘积展开

$$Tq(x)\bar{q}(y) = \langle 0 | Tq(x)\bar{q}(y) | 0 \rangle_{\text{pert}} + :q(x)\bar{q}(y):, \quad (22)$$

而且正规乘积在 QCD 真空态中的平均值不再为零. (21) 式中的微扰编时乘积部分则对应着通常微扰论中相应的传播子, 即,

$$\langle 0 | T q_k^\rho(x) \bar{q}_l^\sigma(y) | 0 \rangle_{\text{pert}} = i\delta^{\rho\sigma} \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} e^{-iq \cdot (x-y)} \left[\frac{\not{q}_{ki} + m_L \delta_{ki}}{q^2 - m_L^2} \right], \quad (23)$$

$$\langle 0 | T B_\mu^b(y) B_\nu^c(z) | 0 \rangle_{\text{pert}} = i\delta^{bc} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} e^{-ik \cdot (y-z)} \left[-\frac{g_{\mu\nu}}{k^2} + \frac{\xi k_\mu k_\nu}{k^4} \right], \quad (24)$$

式中 ξ 为规范参数. 为了做(21)式中的积分, 将该式中指数因子 $e^{ip \cdot x}$ 写成 $e^{ip \cdot (x-y)} e^{ip \cdot (y-z)}$ $\times e^{ip \cdot z}$, 同时将积分元 $[d^4x d^4y d^4z]$ 变换成 $[d^4(x-y) d^4(y-z) d^4z]$. 对(21)式进行积分便得

$$\begin{aligned} i[S_F^{(2)}(p)]_{kl}^{\rho\sigma} &= \left[\frac{\not{p} + m_L}{p^2 - m_L^2} \right]_{ki} \left[\frac{ig_s^2 \lambda_{\rho\alpha}^b \lambda_{\beta\sigma}^c}{4(2\pi)^4} \right] \gamma_{in}^\mu \\ & \times \left\{ \int d^4(y-z) \int d^4k \langle 0 | q_n^\alpha(y) \bar{q}_r^\beta(z) | 0 \rangle_{\text{NP}} e^{i(p-k) \cdot (y-z)} \right. \\ & \times \left. \left[-\frac{g_{\mu\nu}}{k^2} + \frac{\xi k_\mu k_\nu}{k^4} \right] \gamma_{rj}^y \right\} \left[\frac{\not{p} + m_L}{p^2 - m_L^2} \right]_{jl}. \end{aligned} \quad (25)$$

夸克完全传播子 $S_F(p)$ 可表示成自能形式:

$$\begin{aligned} S_F(p) &\equiv [p - m_L - \Sigma(p)]^{-1} \\ &= (p - m_L)^{-1} + (p - m_L)^{-1} \Sigma(p) (p - m_L)^{-1} + \dots \\ &= (p - m_L)^{-1} + S_F^{(2)}(p) + \dots, \end{aligned} \quad (26)$$

与(25)式对应的自能 $\Sigma(p)$ 为:

$$\begin{aligned} \sum_{lu}^{\rho\sigma}(p) &\equiv (p - m_L)_{ik} [S_F^{(2)}(p)]_{kl}^{\rho\sigma} (p - m_L)_{lu} \\ &= \frac{g_s^2}{4(2\pi)^4} \lambda_{\rho\alpha}^b \lambda_{\beta\sigma}^b \gamma_{in}^\mu \int d^4(y-z) \int \frac{d^4k}{k^4} \\ &\quad \times \langle 0 | : q_n^\alpha(y) \bar{q}_r^\beta(z) : | 0 \rangle_{\text{NP}} e^{i(p-k) \cdot (y-z)} \\ &\quad \times [-g_{\mu\nu} k^2 + \xi k_\mu k_\nu] \gamma_{r\mu}^\nu. \end{aligned} \quad (27)$$

将(20)式非微扰真空期待值代入上式并借助恒等式:

$$\begin{aligned} &\int d^4(y-z) \int d^4k [\gamma \cdot (y-z)] e^{i(p-k) \cdot (y-z)} f(k) \\ &= \left[-i\gamma \cdot \frac{\partial}{\partial p} \right] \int d^4(y-z) \int d^4k e^{i(p-k) \cdot (y-z)} f(k) \\ &= (2\pi)^4 \left[-i\gamma \cdot \frac{\partial}{\partial p} \right] f(p), \end{aligned} \quad (28)$$

最终得到

$$\sum^{(b)}(p) = \frac{g_s^2 \langle \bar{q}q \rangle}{9p^2} [(4-\xi) - (1-\xi)m\cancel{p} / p^2], \quad (29)$$

上指标(b)代表该项自能贡献对应于图1(b)。类似地, 可以导出与图1(c)相对应的自能贡献:

$$\sum^{(c)}(p) = \frac{g_s^2 \langle GG \rangle m_L (p^2 - m_L^2)}{12(p^2 - m_L^2)^3}. \quad (30)$$

因此, 当同时考虑图1(b)与图1(c)的贡献时, 便得到非微扰夸克传播子的逆为:

$$\begin{aligned} S_F^{-1}(p) &= \cancel{p} \left[1 + \frac{g_s^2 \langle \bar{q}q \rangle (1-\xi)m}{9p^4} + \frac{g_s^2 \langle GG \rangle m_L^2}{12(p^2 - m_L^2)^3} \right] \\ &\quad - \left[m_L + \frac{g_s^2 \langle \bar{q}q \rangle (4-\xi)}{9p^2} + \frac{g_s^2 \langle GG \rangle m_L p^2}{12(p^2 - m_L^2)^3} \right], \end{aligned} \quad (31)$$

值得指出的是, 式中的 m 来自于夸克运动方程(17)式, 它有别于 m_L , 包含了夸克凝聚和胶子凝聚的非微扰效应。按照人们通常的观点, 流夸克质量 m_L 小得可以被忽略不计。这等价于略去了 $S_F^{-1}(p)$ 中胶子凝聚的贡献项, 从而 $S_F^{-1}(p)$ 可重新表述为:

$$S_F^{-1}(p) = \cancel{p} - M(p), \quad (32)$$

$$M(p) = \frac{g_s^2 \langle \bar{q}q \rangle}{9p^2} \left[(4-\xi) - \frac{(1-\xi)\cancel{p}m}{p^2} \right], \quad (33)$$

若要求 $\langle \bar{q}q \rangle$ 修正的夸克传播子的极点正好对应于夸克运动方程(17)式中的 m , 即

$$M(p)|_{p=m} = \frac{g_s^2 \langle \bar{q}q \rangle}{3m^2} = m, \quad (34)$$

由上式便可解出与规范参数 ξ 无关的 m :

$$m = M(p)|_{p=m} = \left(\frac{4\pi\alpha_s(Q^2) \langle \bar{q}q \rangle}{3} \right)^{1/3}, \quad (35)$$

最终获得了 $\langle \bar{q}q \rangle$ 修正的夸克传播子:

$$S_F^{-1}(p) = p - \left(\frac{4\pi\alpha_s(Q^2) \langle \bar{q}q \rangle}{3} \right)^{1/3}, \quad (36)$$

式中强作用耦合常数

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}}, \quad (37)$$

其中 $\beta_0 = 11 - \frac{2}{3} N_F$, 对 $N_F = 3$, 量纲参数 Λ 为 0.25 GeV.

3 核子结构函数中的非平庸 Q^2 依赖性

考虑轻子在核子上的深度非弹性散射过程:

$$1 + N \rightarrow Y + X, \quad (38)$$

相应的强子张量 $W_{\mu\nu}$ 可表述为

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &= (2\pi)^3 \sum_X \langle P | J_\mu | X \rangle \langle X | J_\nu | P \rangle \delta^4(P_X - P - q) \\ &= \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) W_1 + \frac{1}{M^2} \left(P_\mu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \left(P_\nu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\nu \right) W_2, \end{aligned} \quad (39)$$

式中 M 为核子质量. 若 $W_{\mu\nu}$ 给定, 则可以通过下式来表达 W_1 及 W_2 :

$$W_1 = \frac{1}{2} \left[C_2 - \left(1 - \frac{v^2}{q^2} \right) C_1 \right] \left(1 - \frac{v^2}{q^2} \right)^{-1}, \quad (40)$$

$$W_2 = \frac{1}{2} \left[3C_2 - \left(1 - \frac{v^2}{q^2} \right) C_1 \right] \left(1 - \frac{v^2}{q^2} \right)^{-2}, \quad (41)$$

其中

$$C_1 = W_\mu^\mu, \quad (42)$$

$$C_2 = \frac{P^\mu P^\nu}{M^2} W_{\mu\nu}, \quad (43)$$

假定在深度非弹性散射过程中, 高能轻子探测到核子内“准自由”夸克时, 夸克在 QCD 物

理真空中夸克凝聚、胶子凝聚的影响下, 所表现的非微扰效应也同样能被高能轻子所感受到. 采用脉冲近似与非相干假设, 单个夸克对 $W_{\mu\nu}$ 的贡献为:

$$\begin{aligned} w_{\mu\nu} &= (2\pi)^3 \frac{1}{2} \sum_{s, s'} \sum_{p'} \langle \mathbf{p}, s | J_\mu | \mathbf{p}', s' \rangle \langle \mathbf{p}', s' | J_\nu | \mathbf{p}, s \rangle \delta^4(p' - p - q) \\ &= e_i^2 \int \frac{d^3 p'}{2p'_0} \delta^4(p' - p - q) \frac{1}{2} \text{Tr}[\gamma_\mu(\not{p}' + m)\gamma_\nu(\not{p} + m)], \end{aligned} \quad (44)$$

根据求迹定理, $w_{\mu\nu}$ 可等价地表述为:

$$w_{\mu\nu} = e_i^2 \int \frac{d^3 p'}{2p'_0} \delta^4(p' - p - q) \frac{1}{2} \text{Tr}[\gamma_\mu(\not{p}' - m)\gamma_\nu(\not{p} - m)], \quad (45)$$

或

$$w_{\mu\nu} = e_i^2 \int \frac{d^3 p'}{2p'_0} \delta^4(p' - p - q) \frac{1}{2} \text{Tr}[\gamma_\mu S_F^{-1}(p')\gamma_\nu S_F^{-1}(p)], \quad (46)$$

$iS_F(p)$ 是夸克传播子, e_i 为夸克分数电荷(以电子电荷大小为单位). 为能反映 QCD 物理真空中夸克凝聚、胶子凝聚对被探夸克态的影响所引起的非微扰效应, 将(46)式中的 S_F^{-1} 取为(36)式的非微扰夸克传播子. 根据夸克-部分子模型的假设, 即部分子的四动量 p^μ 与核子的四动量 p^μ 间存在如下关系:

$$p^\mu = y p^\mu \quad (0 \leq y \leq 1). \quad (47)$$

借助与(40)、(41)相类似的公式, 得到第 i 种夸克对核子结构函数 $F_2 = vW_2$ 的贡献为:

$$F_2^{(i)}(y) = 2Mx^2 e_i^2 \delta(y - x) R_{\text{NP}}(Q^2), \quad (48)$$

其中

$$x = \frac{Q^2}{2Mv}, \quad (49)$$

为 Bjorken 变量, $R_{\text{NP}}(Q^2)$ 的具体形式为:

$$R_{\text{NP}}(Q^2) = 1 - \frac{4}{Q^2} \left(\frac{4\pi\alpha_s \langle \bar{q}q \rangle}{3} \right)^{2/3}. \quad (50)$$

若假定核子态中 dy 间隔内所包含的第 i 种夸克态数为 $f_i(y)dy$, 则

$$F_2 = \sum_i \int_0^1 dy f_i(y) F_2^{(i)}(y), \quad (51)$$

这里值得注意的是 $f_i(y)$ 的归一化问题. 前面讨论中, 实际上将部分子态数归一为单位体积内 $2p_0$ 个粒子, 而核子态数则归一为单位体积内 $\frac{P_0}{M}$ 个粒子, 从而每核子内与间隔 dy 相对应的部分子数应为 $f_i(y)$ 乘上因子

$$\frac{2p_0}{(P_0/M)} = 2My, \quad (52)$$

即

$$q_i(y)dy = 2Myf_i(y)dy. \quad (53)$$

$q_i(y)$, 而不是 $f_i(y)$, 真正反映了核子内部分子的几率分布. 将所有夸克对核子结构函数的贡献进行求和, 便得到核子结构函数

$$F_2 = \sum_i q_i(x) x e_i^2 R_{\text{NP}}(Q^2) \equiv \sum_i \tilde{q}_i(x) x e_i^2, \quad (54)$$

其中

$$\tilde{q}_i(x) \equiv q_i(x) R_{\text{NP}}(Q^2). \quad (55)$$

显见, $\tilde{q}_i(x)$ 有别于 $q_i(x)$, 它不满足部分子求和规则. 由(54)式可见, F_2 不再象夸克-部分子模型中那样, 简单表述为夸克分数电荷平方作权重的夸克、反夸克几率分布之和. 值得指出的是, (54)式左边的 F_2 既是 x 又是 Q^2 的函数, 其 Q^2 依赖性来自于 QCD 物理真空中夸克凝聚所导致的非微扰效应, 可表示成该式右边的因子化形式. 这有别于微扰 QCD 对部分子模型修正而引起的标度破坏所对应的 Q^2 依赖性, 故称这种 Q^2 依赖性为非平庸 Q^2 依赖性.

4 核子结构函数的非平庸 Q^2 依赖性与部分子求和规则

4.1 Gottfried 求和规则中的非平庸 Q^2 依赖性

(54)式表明, 无论是质子还是中子, 其结构函数有一致的非平庸 Q^2 依赖性. 为了直观地反映这种 Q^2 依赖性, 在图 2 中给出了 $R_{\text{NP}}(Q^2)$ 随 Q^2 变化的曲线.

若假定 u、d 夸克海为 $SU(2)$ 对称的, 则利用(54)式可将(1)式所描述的 Gottfried 求和规则重新表述为:

$$\begin{aligned} S_G &= \frac{R_{\text{NP}}(Q^2)}{3} \int_0^1 [u_v(x) - d_v(x)] dx \\ &= \frac{R_{\text{NP}}(Q^2)}{3}, \end{aligned} \quad (56)$$

故 Gottfried 求和规则具有图 2 所示的非平庸 Q^2 依赖性 (除 $\frac{1}{3}$ 因子外). 在 Q^2 不太高时, 这

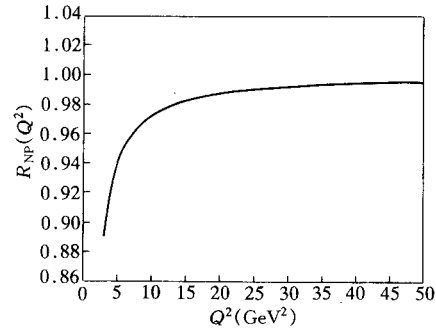


图 2

种 Q^2 依赖性导致 Gottfried 求和 S_G 的值比夸克-部分子模型预言值 $\frac{1}{3}$ 有明显的压低,

我们认为 Gottfried 求和规则与实验的偏离部分地应起因于核子结构函数的非平庸 Q^2 依赖性.

4.2 Ellis-Jaffe 求和规则中的非平庸 Q^2 依赖性

Ellis-Jaffe 求和规则与实验的偏离也可能与核子结构函数的非平庸 Q^2 依赖性有关. 下面从建立 Ellis-Jaffe 求和 Γ_1^p 与 Gottfried 求和 S_G 间的粗略关系来定性说明这一点.

我们知道, 在 $Q^2=0$ 极限下, 重子八重态的轴耦合可用价夸克来描述:

$$u_v^\dagger = 1 + F, \quad u_v^\ddagger = 1 - F, \quad (57)$$

$$d_v^\dagger = \frac{1 + F - D}{2}, \quad d_v^\ddagger = \frac{1 - F + D}{2}, \quad (58)$$

F 、 D 的实验值为^[11]:

$$F=0.46\pm 0.01, D=0.79\pm 0.01. \quad (59)$$

为了描述上方便,不妨将 F 、 D 用与实验值相近的分数形式来表示,即

$$F=\frac{1}{2}, D=\frac{3}{4}, \quad (60)$$

这样

$$u_v^{\dagger}=\frac{3}{2}, u_v^{\dagger}=\frac{1}{2}, \quad (61)$$

$$d_v^{\dagger}=\frac{3}{8}, d_v^{\dagger}=\frac{5}{8}, \quad (62)$$

假定在某一给定的较大 Q^2 处,部分子分布依赖于它们在 $Q^2=0$ 处的值,即

$$p(x)=\tilde{p}(x, p_v), \quad (63)$$

\tilde{p} 表示由于夸克间相互作用而引起动量分布的弥散效应,对给定的 x 值,它与 p_v 近似呈递增函数关系.对较大的 p_v , \tilde{p} 有较宽的 x 弥散范围.类似文献[12],有

$$u^{\dagger}(x)=\frac{1}{2} [d^{\dagger}(x)+d^{\dagger}(x)]=\frac{1}{2} d(x) \quad (64)$$

以及

$$\Delta u(x)=u^{\dagger}(x)-u^{\dagger}(x)=u(x)-d(x), \quad (65)$$

上式反映了极化 u 夸克分布 $\Delta u(x)$ 与非极化夸克分布 $u(x)$ 、 $d(x)$ 间的关系.当考虑到 $\Delta d_v(x)\simeq-\frac{1}{4}\Delta u_v$ 本身比 Δu_v 小外,它在 $g_1^p(x)$ 表达式中还比 Δu_v 项多乘 $\frac{1}{4}$ 因子的事实,可把 $\Delta d_v(x)$ 对 $g_1^p(x)$ 的贡献略去.若暂不考虑海夸克的极化,便得到:

$$xg_1^p(x)=\frac{2}{3} [F_1^p(x)-F_2^p(x)], \quad (66)$$

对上式积分

$$\Gamma_1^p=\frac{2}{3} S_G, \quad (67)$$

(67) 式给出了 Ellis-Jaffe 求和 Γ_1^p 与 Gottfried 求和 S_G 间的粗略关系.因此,我们认为 Γ_1^p 有与 S_G 相仿的非平庸 Q^2 依赖性.

我们希望核子结构函数中的非平庸 Q^2 依赖性能借助上述两个部分子求和规则在实验上得以测定.

5 讨论与小结

本文所讨论的核子结构函数中的非平庸 Q^2 依赖性是属于 QCD 物理真空中夸克凝聚所导致的非微扰效应,其量值在 $0.06\text{GeV}^2/Q^2$ 量级,这基本与微扰 QCD 及高扭度效应所引起的 Q^2 依赖性的量级相当.要全面考虑核子结构函数的 Q^2 依赖性,本文所指出的非平庸 Q^2 依赖性也应不容忽视.

总之,本文考虑了 QCD 物理真空中夸克凝聚对夸克传播子的修正,给出了与规范

参数 ξ 无关的非微扰夸克传播子. 利用所获得的非微扰夸克传播子, 重新分析了核子结构函数, 结果表明, 非微扰效应导致了核子结构函数的非平庸 Q^2 依赖性, 并希望能借助 Gottfried 求和规则和 Ellis-Jaffe 求和规则在实验上对这种核子结构函数中的非平庸 Q^2 依赖性进行检测.

参 考 文 献

- [1] R. P. Feynman, *Phys. Rev. Lett.*, **23**(1969)1415;
J. D. Bjorken, *Phys. Rev.*, **179**(1969)1547;
J. D. Bjorken, E. A. Paschos, *Phys. Rev.*, **185**(1969)1975.
- [2] K. Gottfried, *Phys. Rev. Lett.*, **18**(1967)1174.
- [3] NM Collab., P. Amaudruz *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991)2712;
M. Arneodo *et al.*, *Phys. Rev.*, **D50**(1994)R1.
- [4] J. Ellis, R. L. Jaffe, *Phys. Rev.*, **D9**(1974)1444; *Erratum*, **D10**(1974)1669.
- [5] D. Adams *et al.*, *Phys. Lett.*, **B329**(1994)399.
- [6] G. Preparata, P. G. Ratcliffe, J. Soffer, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991)687;
E. M. Henley, G. A. Miller, *Phys. Lett.*, **B251**(1990)453;
A. D. Martin, W. J. Stirling, R. G. Roberts, *Phys. Lett.*, **B252**(1990)653;
S. D. Ellis, W. J. Stirling, *Phys. Lett.*, **B256**(1991)258;
L. P. Kaptari, A. Yu. Umnikov, *Phys. Lett.*, **B272**(1991)359;
B. Q. Ma, *Phys. Lett.*, **B274**(1992)111.
- [7] M. Anselmino, A. Efremov, E. Leader, *Phys. Rep.*, **261**(1995)1.
- [8] T. I. Larsson, *Phys. Rev.*, **D32**(1985)956;
L. J. Reinders, H. Rubinstein, S. Yazaki, *Phys. Rep.*, **127**(1985)1.
- [9] T. Huang, Z. Huang, *Phys. Rev.*, **D39**(1988)1213.
- [10] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, V. I. Zakharov, *Nucl. Phys.*, **B147**(1979)385-448.
- [11] S. Y. Hsueh *et al.*, *Phys. Rev.*, **D38**(1988)2056.
- [12] F. Buccella, J. Soffer, *Mod. Phys. Lett.*, **A8**(1993)225.

**Non-perturbative Quark Propagator and the Study
of the Non-trivial Q^2 Dependence in the
Nucleon Structure Functions**

Yang Jianjun

(Department of Physics, Nanjing Normal University, Nanjing 210097)

Ma Boqiang Li Guanglie

(Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039)

Received 22 January 1996

Abstract

In consideration of the lowest order non-perturbative effect due to the quark condensate $\langle \bar{q}q \rangle$ and gluon condensate $\langle GG \rangle$ on the quark propagator, we calculate QCD non-perturbative quark propagator under the chain approximation. Using the obtained non-perturbative quark propagator, we analyse the non-perturbative effect in the nucleon structure functions and show the non-trivial Q^2 -dependence in the nucleon structure functions.

Key words quark condensate, non-perturbative quark propagator, nucleon structure function.