

文章编号: 1007-4627(2000)01-0022-08

核子(强子)结构和性质的 QCD 研究*

何汉新

(中国原子能科学研究院, 北京 102413)

(中国科学院理论物理研究所, 北京 100080)

摘要: 核子(强子)是夸克、胶子的束缚态, 由量子色动力学 QCD 描述。由于 QCD 的基本特性(高能标度下的渐近自由、低能标度下色禁闭及动力学手征对称性破缺), 对核子(强子)结构和性质的 QCD 图象是标度相关的。在高能标度下描述强子的是与探测强子结构的硬过程相联系的 QCD 部分子模型。强子的夸克、胶子结构信息通过 QCD 部分子求和规则得到。QCD 微扰论是适用的理论。在低能标度时, 必须发展 QCD 非微扰途径来描述核子(强子)物理。这里简要地讨论各种非微扰途径(格点 QCD、Dyson-Schwinger 方程、有效场论、QCD 求和规则)的某些结果和进展, 并指出 QCD 真空结构在描述低能标度下强子物理中担任重要角色。

关键词: 量子色动力学; 核子; 强子; 部分子模型; 非微扰途径

中图分类号: O572.34

文献标识码: A

1 引言

按照标准模型, 构成强作用物质的费米子是夸克, 夸克间由交换规范波色子-胶子进行相互作用, 其动力学由量子色动力学(QCD)描述。夸克是带有分数电荷、重子数为 1/3、自旋为 1/2 的费米子, 它具有“味”(上、下、粲、奇、顶、底)和色量子数^[1]。夸克的存在和这些特性已被实验证实。最直接的实验证据来自测量正负电子对碰撞的总截面之比。但实验从未找到单个带色的夸克, 这一事实导致“色禁闭”假设: 夸克只存在于束缚态中, 自然界中观测到的核子强子是夸克组成的色中性的束缚态。

QCD 是色空间的 $SU(3)_c$ 非阿贝尔规范理论^[2]。经典的色动力学拉氏密度定义为

$$L_{\text{QCD}} = -\frac{1}{4}F_a^{\mu\nu}F_{\mu\nu}^a + \sum \Psi_\alpha^{(f)}(i\gamma_\mu D_\mu^\alpha - m^{(f)}\delta_{\alpha\beta})\Psi_\beta^{(f)}, \quad (1)$$

其中

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g_s f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c,$$

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s A_\mu^a \frac{\lambda^a}{2}. \quad (2)$$

这里 $\Psi_\alpha^{(f)}$ 为夸克场算符(其中 $\alpha=1, 2, 3$ 为色指标, $f=u, d, s, \dots$, 为“味”指标), A_μ^a 为胶子场算符(其中 $a=1, 2, \dots, 8$, 为胶子的色指标), g_s 为 $SU(3)_c$ 规范耦合参数, λ^a 为 Gell-Mann 矩阵。

QCD 的量子化由于存在胶子的自作用而比量子电动力学(QED)复杂得多。在洛伦兹协变规范框架下进行量子化必须引入非物理的“鬼”场。当然计算物理过程的最后结果与“鬼”场无关。

QCD 有如下基本特性:

(1) 渐近自由

QCD 是可重整化的理论。通过重整化得到的 QCD 跑动耦合常数(领头阶)为

$$\alpha(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\ln(Q^2/\Lambda_{\text{QCD}}^2)}. \quad (3)$$

其中 n_f 为夸克“味”数, Λ_{QCD} 为 QCD 标度参量, 由实验确定 $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 0.1 \sim 0.4 \text{ GeV}$ (其值与重整化手续

收稿日期: 1999-12-27

* 基金项目: 国家自然科学基金重点基金资助项目(19835010); 国家自然科学基金资助项目(19775068)

作者简介: 何汉新(1941-), 男, 研究员, 研究方向为中高能核物理理论, 近年来主要从事核子(强子)物理的 QCD 研究及量子体系的对称性与非微扰场论途径的研究。

相关). (3) 式表明, QCD 跑动耦合常数随动量 Q^2 的增加而减小. 在无限大动量极限, $\alpha_s(\infty) \rightarrow 0$, 夸克间相互作用消失, 这个现象被称为“渐近自由”. 渐近自由特性是 QCD 微扰论的基础, 因而高能过程如深度非弹散射就可用微扰 QCD 计算.

(2) 夸克禁闭

从(3)式看到, 当 $Q^2 \leq \Lambda_{\text{QCD}}^2$ 时 $\alpha_s \rightarrow \infty$, 这意味着夸克-夸克(反夸克)不能被单独分离, 即夸克是被“禁闭”的. 当然这只是简单的说明. QCD 禁闭至今仍是理论上未被证明的假设. 由此看到, 当能量标度接近 Λ_{QCD} 时, QCD 微扰论失效, 必须发展非微扰途径.

与色禁闭相联系的标度 Λ_{QCD} 也是区别轻、重夸克的有意义的基准. 相对于 Λ_{QCD} 而言, u, d 夸克是轻的, c, b, t 夸克是重的, 而 s 夸克是中等的. 文中我们将讨论由 u, d, s 夸克构成的强子.

(3) 手征对称性的自发破缺

QCD 拉氏量中的质量参数相应于流夸克质量. 对 u, d 轻夸克系统, 如不计它们的质量, 则此时 L_{QCD} 在手征变换下不变. 由此导致守恒的轴矢量流, 它要求每一同位旋多重态都相应存在质量相同但宇称相反的“镜”多重态, 这在实验上从未观测到. 由此必须假设 $SU(2)_A$ 手征对称性是自发破缺的, 这导致同位旋为 1 的无质量的 Goldstone 玻色子出现, 并将它们与 π 介子等同. 同时, 手征对称性自发破缺导致真空期望值 $\langle \bar{u}u \rangle$, $\langle \bar{d}d \rangle$ 不等于零. $\langle \bar{q}q \rangle = \langle \bar{u}u \rangle = \langle \bar{d}d \rangle$ 称为夸克凝聚, 利用轴矢量流部分守恒关系可估算 $\langle \bar{q}q \rangle \simeq - (225 \pm 25 \text{ MeV})^3$. 夸克的手征凝聚是 QCD 真空结构唯象表示的主要参量. 手征对称性破缺标度的出现是低能 QCD 的重要特征, 它意味着研究低能 QCD 途径必须考虑 QCD 真空复杂结构的效应.

根据色禁闭假设和泡利原理, 我们就可用夸克和胶子作为基本单元来构造各种可能的强子, 并用起来研究核子等强子的性质. 强子的性质即物理上的可观测量可通过计算夸克场的双线性定域算符(如 $\Psi\gamma_\mu\Psi$, $\Psi\gamma_\mu\gamma_5\Psi$, $\Psi\sigma_{\mu\nu}\Psi$, ...) 的矩阵元得到. 在计算矩阵元前, 需要对复合定域算符作重整化处理:

$$O_P^B = Z_P(\mu) O_P^R(\mu), \quad (4)$$

这里上指标 B, R 分别表明是“裸”、重整化的算符. 算符的标度依赖由解重整化群方程得到, 在领头阶近似下

$$O_P(Q^2) = \left| \frac{\alpha_s(Q^2)}{\alpha_s(\mu^2)} \right|^{\gamma_P^{(0)}/2\beta_0} O_P(\mu^2), \quad (5)$$

其中 $\beta_0 = 11 - 2n_f/3$, $\gamma_P^{(0)}$ 为算符的领头阶反常维度. 对于守恒的或部分(准)守恒的算符, 它们的反常维度为零, 算符不需要重整化(这里不考虑电-弱重整化). 对不守恒的算符, 其反常维度不为零, 需要作重整化处理. 对一个守恒的算符如总角动量算符分解为自旋部分和轨道运动部分之和, 则由于每个分量不是守恒量, 因而分量将是标度依赖的.

从 QCD 的基本特性及算符的标度依赖可知, 在用 QCD 描述核子(强子)的结构和性质时, 图象将是标度相关的.

2 高能标度下核子(强子)的 QCD 部分子图象

QCD 的渐近自由特性意味着在高能标度下核子及其它强子可看作是由近乎无相互作用的类点组分——部分子所组成. 这些类点组分就是夸克和胶子, 它们的状态由分布函数描述. 核子(强子)结构的夸克、胶子信息通过部分子分布函数的求和规则得到. 这就是强子的部分子模型^[3]. 这里所说的高能标度指探测核子(强子)结构和性质的硬过程(如轻子-核子深度非弹散射、高能强子碰撞的 Drell-Yan 过程等)相联系的动量转移标度.

2.1 核子的夸克分布函数的分类

对一个核子(强子)可以定义无穷多数目的分布函数. 但在高能过程, 仅是低扭度(twist)的分布函数起重要作用(扭度定义为算符的量纲减去该算符的自旋). 最低扭度(为 2)的分布函数包括自旋平均的夸克分布 $f^{(0)}(x)$ 、夸克螺旋性分布 $g^{(0)}(x)$ 、夸克横向性分布 $h^{(0)}(x)$, 它们构成了扭度为 2 的完全组分布函数. 定义 $q^+(x)$, $q^-(x)$ 分别为自旋平行和反平行于核子自旋的夸克+反夸克的分布函数, 则 $f^{(0)}(x) = q^+(x) + q^-(x)$, $g^{(0)}(x) = q^+(x) - q^-(x) = \Delta q(x)$. $f^{(0)}(x)$ 可通过非极化的轻子-核子深度非弹散射测量得到, $g^{(0)}(x)$ 通过极化的深度非弹散射测量, 而 $h^{(0)}(x)$ 在轻子-核子深度非弹散

射过程(领头阶)不出现,它贡献于半内含过程和横向极化的 Drell-Yan 过程.

2.2 部分子求和规则与核子内夸克胶子分布的知识

部分子求和规则可提供核子(强子)内夸克胶子分布的重要知识. 求和规则大致可分为二类.

第一类求和规则是部分子要满足的约束条件. 核子具有一定的量子数,如重子数、电荷、同位旋等. 这些量子数由构成核子的组分——夸克和胶子部分子所携带,这些部分子的适当组合之和(积分)应给出核子的相应量子数. 例如,对质子的电荷有如下求和规则^[1]:

$$\int_0^1 dx \left| \frac{2}{3}[u(x) - \bar{u}(x)] - \frac{1}{3}[d(x) - \bar{d}(x)] - \frac{1}{3}[s(x) - \bar{s}(x)] \right| = 1, \quad (6)$$

这里 x 为 Bjorken 变量. 核子内总的奇异性为零,导致

$$\int_0^1 dx [s(x) - \bar{s}(x)] = 0, \quad (7)$$

但这并不意味着 $s(x) = \bar{s}(x)$. 由这些求和规则(组合中子情况)可得到质子内的夸克分布满足:

$$\begin{aligned} 2 &= \int_0^1 dx [u(x) - \bar{u}(x)] = \int_0^1 dx u_v(x), \\ 1 &= \int_0^1 dx [d(x) - \bar{d}(x)] = \int_0^1 dx d_v(x), \end{aligned} \quad (8)$$

即质子内包含 2 个价 u 夸克和 1 个价 d 夸克.

第二类部分子求和规则与硬过程中测量的核子结构函数的适当组合相联系,或者与分布函数的一次矩相联系. 这些求和规则进一步提供了核子内夸克、胶子分布的重要知识. 例如,由电子-质子与电子-中子散射中测量的 F_2 结构函数之差的积分给出的 Gottfried 求和规则(GSR)^[4].

$$\begin{aligned} S_G &= \int_0^1 \frac{dx}{x} (F_2^{ep} - F_2^{en}) \\ &= \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \int_0^1 dx |\bar{u}(x) - \bar{d}(x)|, \end{aligned} \quad (9)$$

这里已用了强的电荷对称性假定. 如果质子内海存

在味对称性,则 $S_G = 1/3$, 但实验的精确测量得到 $S_G^{ep} = 0.235 \pm 0.026$ ^[5]. 由此表明 $\bar{d}^p(x) > \bar{u}^p(x)$, 即质子内海中的味对称性破坏: 质子内海中的 d 夸克多于 u 夸克.

又如,从部分子的动量求和规则及实验数据表明,夸克和胶子各携带核子动量的一半,表明了胶子在核子结构中的重要作用.

分布函数的一次矩给出的求和规则直接与核子的某些物理可观测量相联系. 这样,通过这些求和规则可用高能过程中的量描述低能标度下的核子性质. 例如,极化结构函数的一次矩导致 Bjorken 求和规则^[6]:

$$\begin{aligned} S_{Bj} &= \int_0^1 dx [g_1^p(x, Q^2) - g_1^n(x, Q^2)] \\ &= \frac{1}{6} g_A \left[1 - \frac{\alpha(Q^2)}{\pi} - 3.583 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 - \dots \right] + \delta S_{Bj}, \end{aligned} \quad (10)$$

这里 $g_A (= \Delta u - \Delta d)$ 为轴矢量耦合常数,等式右边方括号中的项来自微扰 QCD 修正贡献, δS_{Bj} 为高扭度修正. Bjorken 求和规则是 QCD 的一个严格结果,因此它给出对 QCD 理论的有意义的试验. 深度非弹实验测量给出 $S_{Bj}(Q^2 = 10 \text{ GeV}^2) = 0.209 \pm 0.026$, 理论值为 0.187 ± 0.002 . 这表明,实验结果与理论预言是相一致的(误差为 10%).

与分布函数一次矩相联系的求和规则的另一个有意义的例子是,夸克横向性分布的一次矩给出了核子的张量荷^[7]:

$$\int_0^1 dx [h_1^q(x) - h_1^{\bar{q}}(x)] = \delta q,$$

这里 $q = u, d, s, \dots$. 实验上正准备在 RHIC 上利用横向极化质子碰撞的 Drell-Yan 过程来测量夸克横向性分布,由此求和规则可得到核子的张量荷.

2.3 部分子模型与微扰 QCD

部分子模型与硬过程相联系. 让我们考虑电子-核子深度非弹散射的计算图象. 用部分子模型来描述这一过程则可看作为电子与类点部分子的非相干弹性散射(冲量近似下的 γ 光子-部分子相互作用)的迭加:

$$d\sigma_{eN \rightarrow eX} = \sum_i \int d\xi f_{g/h}(\xi) d\sigma_{eq_i \rightarrow eq_i}^{\text{parton}}, \quad (11)$$

其中, $d\sigma_{eq_i \rightarrow eq_i}^{\text{parton}}$ 是最低阶电子-夸克部分子弹性散射截面. 这里已利用了因子化定理(这一定理在领头阶已得到证明), 即散射截面可因子化为短距离的硬过程与长距离软过程之乘积. 前者(硬过程)可用微扰 QCD 计算, 后者由不能计算的非微扰结构函数描述.

实际上, 夸克间存在 QCD 相互作用, 它导致结构函数随动量(标度)而变化, 微扰 QCD 计算表明, 结构函数随标度的变化由 Altarelli-Parisi 方程描述^[8]. 作为例子, 我们讨论核子自旋的分量随标度的变化. 核子的自旋定义为 QCD 的总角动量算符 J_{QCD} 的核子态矩阵元:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} &= \langle p, \frac{1}{2} | J_{\text{QCD}}^{(GI)} | p, \frac{1}{2} \rangle \\ &= J_q(\mu) + J_g(\mu), \end{aligned} \quad (12)$$

这里 J_{QCD} 的规范不变的分解为^[9]

$$\begin{aligned} J_{\text{QCD}}^{(GI)} &= J_q^{(GI)} + J_g^{(GI)}, \\ J_q^{(GI)} &= \int d^3x [\Psi \gamma_5 \Psi + \Psi^\dagger \mathbf{x} \times (-i\mathbf{D}) \Psi], \\ J_g^{(GI)} &= \int d^3x [\mathbf{x} \times (\mathbf{E} + \mathbf{B})]. \end{aligned} \quad (13)$$

$J_q(\mu)$ 和 $J_g(\mu)$ 随标度的演化满足 AP 方程, 其解可写为^[9]

$$\begin{aligned} J_q(\mu) &= \frac{1}{2} \left| \frac{3n_f}{16 + 3n_f} \right| + \left| \frac{\ln(\mu^2)}{\ln(\mu_0^2)} \right|^{-2(16+3n_f)/9\beta_0} \cdot \\ &\quad \left| J_q(\mu_0) - \frac{1}{2} \frac{3n_f}{16 + 3n_f} \right|, \\ J_g(\mu) &= \frac{1}{2} \left| \frac{16}{16 + 3n_f} \right| + \left| \frac{\ln(\mu^2)}{\ln(\mu_0^2)} \right|^{-2(16+3n_f)/9\beta_0} \cdot \\ &\quad \left| J_g(\mu_0) - \frac{1}{2} \frac{16}{16 + 3n_f} \right|. \end{aligned} \quad (14)$$

当 $\mu^2 \rightarrow \infty$ 时, 则得到渐近极限下的结果

$$J_q(\infty) = \frac{1}{2} \left| \frac{3n_f}{16 + 3n_f} \right|,$$

$$J_g(\infty) = \frac{1}{2} \left| \frac{16}{16 + 3n_f} \right|. \quad (15)$$

取 $n_f = 3$, 由此得 $J_q: J_g = 0.36: 0.46$; 若取 $n_f = 6$, 则 $J_q: J_g = 0.53: 0.47$.

从(13)式看到, 夸克的角动量 $J_q^{(GI)}$ 可分解为规范不变的夸克自旋和轨道角动量的贡献: $J_q^{(GI)}(\mu) = (1/2) \Delta \Sigma^{(GI)}(\mu) + L_q^{(GI)}(\mu)$. 如果 J_q 和 J_g 随标度演化是缓慢的(至少在领头阶近似下是这样), 则可用渐近结果来估算低能标度下夸克和胶子对核子自旋的贡献. 极化轻子-核子深度非弹实验测量的世界平均值给出 $\Delta \Sigma \approx 0.30$ (在 $\mu^2 = 3 \text{ GeV}^2$)^[10], 由此可估算 $L_q \approx 0.1$. 不过, 至今还没有 L_q 及 J_g 的实验测量数据.

2.4 某些前沿研究问题

自从 1988 年极化轻子-核子深度非弹测量指出夸克自旋仅贡献核子自旋的一小部分的结果发表后^[11], 国际上形成了研究核子自旋结构的热潮. 实际上这标志着人们对核子的夸克、胶子结构的研究进入了更深入发展的新阶段. 经过 10 年来在理论和实验上的努力, 人们对核子自旋起因的认识前进了一大步, 已基本搞清楚 QCD 夸克的自旋仅贡献核子自旋的 30% 左右, 其余来自夸克的轨道及胶子的角动量贡献. 这一结论与低能标度下非相对论组分夸克模型的结果——核子自旋来自 3 个组分夸克自旋的矢量和——并不矛盾, 因为组分夸克是 QCD 夸克(流夸克)和胶子组成的有效自由度. 不过, 要建立 QCD 理论中核子自旋结构与低能标度下自旋结构间的严格关系仍是有待研究的课题.

已有的实验基本是通过极化深度非弹测量夸克自旋对核子自旋的贡献. 如何测量夸克轨道运动和胶子角动量对核子自旋的贡献, 是当前自旋物理研究的热点. 人们提出了一系列理论和实验方案, 例如用深度非弹的虚康普顿过程测量夸克轨道角动量对核子自旋结构的贡献^[9].

核子自旋物理研究中引人注意的另一个重要课题是测量夸克的横向性分布函数 $h_1(x)$ 及其一次矩张量荷. 此外, 对高扭度(≥ 3) 结构函数的理论

和实验研究也已提到了日程.

极化深度非弹测量结果表明, 海中奇异夸克对核子自旋的贡献不可忽略($\Delta s \approx -0.01$). 对核子内海夸克分布的理论和实验研究(结合 Gottfried 求和规则等)是又一个令人感兴趣的重要课题.

可以预期, 通过这些研究, 人们将会对核子在高能标度下的夸克胶子结构有更深入的理解.

3 QCD 非微扰途径与低能标度下的核子(强子)结构

QCD 在低能标度(典型的低能标度为核子质量标度)时是高度非线性的, 通常的微扰 QCD 方法不再适用. 自然界中存在的稳定强子都在此低能标度区. 用 QCD 研究低能强子(及强子-强子相互作用和核多体)就必须发展非微扰 QCD 途径.

QCD 非微扰研究的最基本途径是格点 QCD. 但是由于格点 QCD 计算量大、计算方法有待改进和发展, 以及缺乏物理直观图象等问题, 因此在连续基础上发展 QCD 非微扰途径同样是十分重要的. 在这方面发展起来的 QCD 非微扰途径有 Dyson-Schwinger 方程途径、有效场论途径及 QCD 求和规则途径等. 图 1 给出了 QCD → 非微扰途径(包括与有效理论及与唯象模型的关系) → 物理可观测量间联系的示意图.

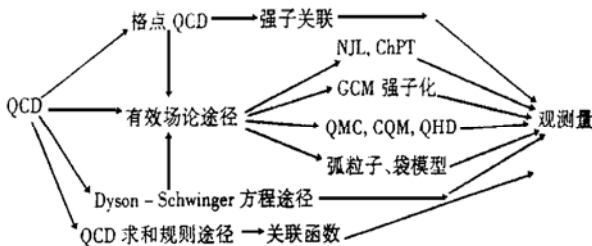


图 1 QCD、非微扰途径和物理可观测量间的联系

这里, 我们将十分简要地讨论各种非微扰途径的某些结果和进展.

3.1 格点 QCD

格点 QCD 在研究手征相变、强子到夸克胶子等离子体相变的计算方面取得了有意义的结果, 在研究夸克禁闭方面得到了屏蔽型的禁闭势^[12]. 最近在计算核子的定态性质, 如夸克自旋对核子自旋的贡献、核子的张量荷及核子中海夸克的分布方面都取得了有意义的结果^[13, 14].

3.2 Dyson-Schwinger 方程途径

Dyson-Schwinger 方程将场论中的 $n(n \geq 2)$ 点格林函数与 $n+1$ 点格林函数相联系. 因此只要解出 D-S 方程的解, 则有关场论的结构就全清楚, 从而可严格地研究有关物理问题, 例如手征对称性的动力学破缺、夸克禁闭及其它强子问题^[15]. 这里遇到的困难是如何截断无穷系列的 D-S 方程组, 至今都是采取近似方法. 例如, 求介联系顶角函数与传播子间的 D-S 方程时, 对顶角函数作简化处理: 顶角的纵向分量满足 Ward-Takahashi 恒等关系, 而将顶角横向分量忽略不计或人为的引入某些形式. 最近, 我们导出了顶角横向分量满足的约束关系, 并组合纵向的 W-T 关系首次给出了严格的完全的顶角函数与传播子间的恒等关系^[16]. 将这一关系代入 D-S 方程, 则可得到关于传播子的自洽、封闭的方程式, 对 D-S 方程途径的发展将会有重要的促进作用.

3.3 有效场论途径

有效 QCD 场论途径的基本思想是将 QCD 作用量中的胶子和夸克自由度逐步改变成介子-重子自由度. 理论推导基本上都利用函数积分技术完成, 推导框架可形象地写为(源项未写出):

$$\begin{aligned}
 & \int DA D\bar{q} Dq \exp(S[A, \bar{q}, q]) \quad S \text{ 为 QCD 作用量} \\
 & \quad \downarrow \int DA \\
 & \int D\bar{q} Dq \exp(S[\bar{q}, q]) \quad S[\bar{q}, q] \text{ 为 QCD 有效夸克作用量. 从这里可派生出一系列近似模型} \\
 & \quad \downarrow \int D\bar{q} Dq \\
 & \int D\pi \dots D\bar{N} DN \exp(S[\pi, \dots, \bar{N}, N \dots]), \quad S[\pi \dots] \text{ 为 QCD 有效强子作用量} \quad (16)
 \end{aligned}$$

上述计算的第一步可形式上完成, 但是所得到的 $S[\bar{q}, q]$ 包含了 2 点、3 点至所有 n 点格林函数, 无法用于实际计算, 通常要取截断近似: 只保留 2 点格林函数而丢掉高阶格林函数的贡献. 由此近似的等效作用量, 可导出各种唯象模型, 如整体色对称模型(GCM)、夸克-介子耦合模型(QMC)和 NJL 模型等. 因此 QCD 有效场论途径建起了 QCD 与低能标度下一系列唯象模型的桥梁, 在实际计算中应用相当广泛^[17].

3.4 QCD 求和规则途径

QCD 求和规则方法是应用比较广泛的 QCD 非微扰途径, 它在描述强子物理(如质量、定态性质和耦合常数等)方面取得了很大成功. 这一途径的基本出发点是 n 点关联函数($n=2, 3, \dots$). 例如, 2 点关联函数为

$$\Pi(p^2) = i \int d^4x e^{ip \cdot x} \langle 0 | T \{ J_n(x) J_n(0) \} | 0 \rangle, \quad (17)$$

这里 J_n 为具有所考虑的强子量子数的流算符(也称为插入场). 例如对质子为 $J^h(x) = \epsilon_{abc} [u_a(x)^T C \gamma_\mu u_b(x)] \gamma^\mu \gamma^5 d_c(x)$, 其中 u_a, d_c 分别是 u, d 夸克场算符. 注意, 这里的夸克是 QCD 夸克或说流夸克, 而在近似的有效场作用量中出现的夸克实际上不再是流夸克而是有效夸克.

QCD 求和规则方法的基本假设是理论的“双重性”原理: 一方面关联函数可唯象地在强子图象内描述(利用色散关系), 引入需要计算的物理量. 另一方面此关联函数可通过算符乘积展开(OPE)用 QCD 的夸克胶子自由度描述:

$$\Pi_{\text{ope}}(p^2) = \Pi_{\text{pert}}(p^2) + C_q(q^2) \langle \bar{q}q \rangle + C_G(q^2) \langle g_s^2 G^2 \rangle + \dots, \quad (18)$$

这里 $\langle \bar{q}q \rangle, \langle g_s^2 G^2 \rangle$ 分别为夸克、胶子凝聚, 它们用来参数化 QCD 真空的非微扰效应. 假设存在动量转移的某中间区域, 此两种描述是等价的, 由此可得到用 QCD 参量(夸克质量、QCD 耦合 α 和表示非微扰效应的真空凝聚)表示强子有关性质的关系.

我们发展了外张量场下的 QCD 求和规则途径

和包含张量流算符的 3 点关联函数途径, 且用来计算了核子的一个新性质——张量荷^[18, 19]. 核子张量荷定义为张量流算符的核子态矩阵元:

$$\langle N(p, s) | \bar{q} \sigma_{\mu\nu} q | N(p, s) \rangle = \delta q U(p, s) \sigma_{\mu\nu} U(p, s), \quad (19)$$

其中 $\delta q = u, d$. 由于张量流算符不是守恒流, 首先需作重整化. 这导致张量荷的标度依赖

$$\delta q(\mu^2) = \left| \frac{\alpha(\mu^2)}{\alpha(\mu_0^2)} \right|^{\frac{4}{33-2n_f}} \delta q(\mu_0^2). \quad (20)$$

利用我们发展的途径, 可得到在标度 $\mu_0^2 = m_N^2$ 时质子张量荷的简单公式:

$$\begin{aligned} \delta u &= - \frac{4(2\pi)^2 \langle \bar{q}q \rangle}{m_N^3} \left(1 - \frac{9m_0^2}{16m_N^2} \right), \\ \delta d &= \frac{\langle g_s^2 G^2 \rangle}{36m_N^4}, \end{aligned} \quad (21)$$

这里 $m_0^2 = - \langle \bar{q} g_s \sigma \cdot G q \rangle / \langle \bar{q}q \rangle$. 代入标准的凝聚值可得到 $\delta u \approx 1.29, \delta d \approx 0.02$. 在任何标度下的张量荷值可通过演化方程(20)计算得到.

近几年来, QCD 求和规则途径已被推广到用于研究强子在核介质中的性质改变及 QCD 与相对论核现象间的联系等课题.

3.5 低能标度下的组分夸克与 QCD(流)夸克间的关系

在低能标度研究核子结构和性质时, 我们使用的是 QCD 中的流夸克和胶子, 而在低能标度描述核子结构时, 经常用的是 QCD 的有效自由度—组分夸克. 人们可直观地理解组分夸克是流夸克与它周围的夸克-反夸克对和胶子云所组成的复合体, 但是如何在理论上建立它们之间的关系式则是长期困惑人们的难题.

从如何定义 QED 中的物理上可观测的电子质量和电荷(QED 中的耦合常数)及 QCD 求和规则途径得到启发, 我们提出了组分夸克质量和有效耦合的定义^[20]. 由此建立了组分夸克质量 M 、有效耦合 α 与 QCD 理论中流夸克质量、QCD 耦合间的关系^[20]:

$$M = \tilde{m}_f + \frac{4\pi\alpha_s |\langle \bar{q}q \rangle|}{3M^2}, \quad (22)$$

$$\alpha_s(\mu^2) = \alpha_s(\mu^2) \cdot \left| 1 + \alpha_s(\mu^2) \frac{9\pi |\langle \bar{q}q \rangle|}{2M^3} \right| \left| 1 - \frac{\mu^2}{18M^2} \right|, \quad (23)$$

并导出了从 QCD 破缺到组分夸克图象的手征对称性破缺标度

$$\Lambda_x = 3 \sqrt{2} \left| \frac{4\pi\alpha_s \Lambda_x |\langle \bar{q}q \rangle|}{3} \right|^{1/3} \quad (24)$$

及组分夸克的色电、磁形状因子、有效半径等。如果代入标准的凝聚值，可得到

$$\begin{aligned} M &\simeq 0.25 \sim 0.32 \text{ GeV}, \\ \alpha_s(1 \text{ GeV}^2) &\simeq (2.15 \sim 2.54) \alpha_s(1 \text{ GeV}^2) \\ &\simeq 1.08 \sim 1.27, \\ \Lambda_x &\simeq (1.18 \pm 0.11) \text{ GeV}. \end{aligned} \quad (25)$$

这些结果与唯象组合夸克模型的参数十分吻合。

由此看到，我们的途径对 QCD 与组分夸克图象间的联系给出了近似的但相当自洽的描述，并给

出了组分夸克的直观物理图象：组分夸克是由流夸克和围绕它的夸克-反夸克对($\bar{q}q$)云由 QCD 作用而构成的集团，它的较重质量、有限尺度来自($\bar{q}q$)云的贡献，它的较大的耦合常数来源于($\bar{q}q$)云引起的色反屏蔽效应。

从上面的讨论中，我们看到在研究低能标度下强子物理时，QCD 真空结构担任着重要角色。因此在研究强子结构时必须同时考虑真空结构。在这方面，杨立铭教授提出了一个自洽的理论框架，能自洽地计算强子的质量等性质与真空结构，并已取得可喜的结果。同时，该理论框架也为建立以量子色动力学为基础的量子强子动力学提供了一条途径。

在热烈祝贺杨立铭教授八十华诞之际，我衷心祝愿他健康、长寿，为我国科技与教育事业做出更大贡献。同时，我衷心感谢他与吴式枢教授在领导和主持国家自然科学基金“原子核的非核子自由度及其量子色动力学研究”中对我们的指导、热情支持和帮助。

参 考 文 献

- [1] Close F E. An Introduction to Quarks and Partons. London New York San Francisco: Academic Press, 1979, 文献在内。
- [2] Politzer H D. Asymptotic Freedom: An approach to strong Interactions. Phys Rep, 1974, C14: 129~ 180.
- [3] Feynman R P. Very High-energy Collisions of Hadrons. Phys Rev Lett, 1969, 23: 1 415~ 1 417.
- [4] Gottfried K. Sum Rule for High-energy Electron-proton Scattering. Phys Rev Lett, 1967, 18: 1 174~ 1 177.
- [5] Amaudruz P, Arneodo M, Arvidson M *et al* (NMC Collaboration). Cotffried Sum from the Ratio F_2^p/F_2^n . Phys Rev Lett, 1991, 66: 2 712~ 2 715.
- [6] Bjorken J D. Applications of the Chiral $U(6) \otimes U(6)$ Algebra of Current Densities. Phys Rev, 1966, 148: 1 467 ~ 1 478.
- [7] Jaffe R L, Ji X. Chiral-odd Parton Distributions and Polarized Drell-Yan Process. Phys Rev Lett, 1991, 67: 552~ 555.
- [8] Field R D. Application of Perturbative QCD. Addison-Wesley Publishing Company, Inc 1989, 文献在内。
- [9] Ji X. Gange-invariant Decomposition of Nucleon Spin. Phys Rev Lett, 1997, 78: 610~ 613.
- [10] Adams D, Adeva B, Arik E *et al* (Spin Muon Collaboration). Spin Structure of the Proton from Polarized Inclusive Deep-inelastic Muon-proton Scattering. Phys Rev, 1997, D56: 5 330~ 5 358.
- [11] EMC, Ashman J, Badelek B, Baum G *et al*. A Measurement of the Spin Asymmetry and Determination of the Structure Function g_1 in Deep Inelastic Muon-proton Scattering. Phys Lett, 1988, B206: 364~ 370.
- [12] Born K D, Laermann E, Pirch N *et al*. Hadron Properties in Lattice QCD with Dynamical Fermions. Phys Rev, 1989, D40: 1 653~ 1 663.
- [13] Liu K F, Dong S J, Draper T. Valence QCD: Connecting QCD to the quark model. Phys Rev, 1999, 59D: 112 001~ 1~ 26.
- [14] Aoki S, Doui M, Hatsuda T *et al*. Tensor Charge of the Nucleon in Lattice QCD. Phys Rev, 1997, 56D: 433~ 436.
- [15] Roberts C D, Williams A G. Dyson-Schwinger Equations

- and Their Application to Hadronic Physics. *Prog Part Nucl Phys*, 1994, 33: 477~ 575.
- [16] He H X. Identical Relations among Transverse Parts of Variant Green Functions and the Full Vertices in Gauge Theories. E-print: hep-ph/9910373.
- [17] Ebert D, Reinhardt H, Volkov M K. Effective Hadron Theory of QCD. *Prog Part Nucl Phys*, 1994, 33: 1~ 20.
- [18] He H X, Ji X. Tensor Charge of the Nucleon. *Phys Rev*, 1995, D52: 2 960~ 2 963.
- [19] He H X, Ji X. QCD Sum Rule Calculation for the Tensor Charge of the Nucleon. *Phys Rev*, 1996, D54: 6 897~ 6 902.
- [20] He H X. Nonperturbative Condensate Contributions to the Effective Quark-Gluon Coupling. *Z Phys*, 1996, C69: 287 ~ 295.
- [21] 何汉新. 组分夸克模型与量子色动力学间的联系. *科学通报*, 1996, 41: 1 375~ 1 378.

QCD Study of Nucleon's (Hadron's) Structure and Property^{*}

HE Han-xin

(*China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China*)

(*Institute of Theoretical Physics, the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China*)

Abstract: The nucleon (hadron) is the bound state of quarks and gluons, which is described by the quantum chromodynamics (QCD). Due to the basic properties of QCD (the asymptotic freedom at the high-energy scale, the color-confinement and the dynamical chiral-symmetry breaking at the low-energy scale), the QCD picture for the nucleon's (hadron's) structure and property is scale-dependent. At high-energy scale, the QCD parton model, which is relative to the hard process for testing the hadron structure, is used to describe the hadron. The information about hadron's structure and property can be extracted through the QCD parton sum rules. QCD perturbation theory is suitable and powerful at high-energy scale. At low-energy scale, QCD nonperturbative approach must be developed to be used to describe the nucleon (hadron). Here we briefly discuss some results and progresses of various nonperturbative approaches (lattice QCD, Dyson-Schwinger equation, the effective field theory, QCD sum rules), and point out that QCD vacuum structure plays an important role in describing hadron physics at low-energy scale.

Key words: quantum chromodynamics; nucleon; hadron; parton model; nonperturbative approach

* **Foundation item:** NSFC (1983010, 19775068)