

文章编号: 1008-1542(2005)02-0096-04

量子色动力学(QCD)求和定则在密物质的结果

汤叔楸, 马银峰, 白占国

(河北科技大学理学院, 河北石家庄 050054)

摘要: 讨论量子色动力学求和定则解决在真空及核物质中强子性质的方法。核物质情况下, 关于谱函数的形式和确定的四夸克凝聚的值, 初始的限制缺少可靠的唯象信息; 这个方法给出了支持强吸引的 Lorentz 标量和推斥的 Lorentz 矢量光学势的 Dirac 唯象图像的适当证据。对介质中减少的矢量介子质量, 这个方法提供了弱证据。

关键词: 求和定则; 核物质密度; 强子传播函数; 夸克凝聚; 光学势

中图分类号: O572.24⁺3 文献标识码: A

Result of QCD sum rule about dense matter

TANG Shu-pian, MA Yin-feng, BAI Zhan-guo

(College of Sciences, Hebei University of Science and Technology, Shijiazhuang Hebei 050054, China)

Abstract: The paper discusses the QCD sum rule approach to the properties of hadrons in both the vacuum and nuclear matter. The primary limitation for the nuclear matter is the absence of reliable phenomenological information about the form of spectral function and the value of certain four quark condensates. The approach gives moderate evidence in support of the Dirac phenomenology picture of strong attractive Lorentz scalar and repulsive Lorentz vector optical potentials, but provides weak evidence for decreasing vector meson masses in medium.

Key words: sum rule; nuclear matter density; hadron propagator; quark condensate; optical potential

引进量子色动力学(QCD)求和定则方法, 是为了把强子性质与 QCD 联系起来^[1-3], 该方法现在已用得相当普遍。但有 2 种观点: 一种认为这个方法非常重要并且有着深远的意义, 即 QCD 求和定则确实非常严密; 另一种观点认为, 这是一种不确定的方法, 完全没用。事实上, 这种方法是一种非常有用的近似方法。

QCD 求和定则可以提供重要的解释, 即半定量的预测以求和定则(除 QCD 之外)有重要的唯象信息和某些近似完全动力学为条件, 人们不能先确定 QCD 求和定则在研究一些特别问题时是否有用, 而是在事实得到有意义的结果之后才进行检查和计算的。

应用到密物质的情况下, 这个方法的初始限制缺少可靠的唯象描述。按照笔者的观点, 用 QCD 求和定则说明强子密物质如下(可能有偏颇)。

- 1) 对高密度(大于 $2\rho_{\text{sat}}$, ρ_{sat} 为饱和谱密度)核物质, 求和定则方法基本没有什么有用的结果。
- 2) 对低密度核物质, 这种方法为用 Dirac 唯象理论^[4]打下基础的物理学的有效性提供了适度的证据: 具有强吸引 Lorentz 标量组分和强推斥 Lorentz 矢量组分的光学势^[5,6]。
- 3) 对低密度核物质, 这种方法为减少了的矢量介子质量提供弱证据。
- 4) 在几个 MeV 标度, 求和定则没给出有关物理学的有用信息, 例如饱和和性质。

收稿日期: 2004-11-16; 修回日期: 2005-03-24; 责任编辑: 王士忠

基金项目: 国家“八六三”计划课题(2002AA639270)

作者简介: 汤叔楸(1958-), 男, 湖北武穴人, 副教授, 主要从事中低能核物理方面的研究。

1 QCD 求和定则评述

人们对 QCD 求和定则有很好的评论^[7,8]。这里讨论对真空作 QCD 求和定则计算所需的元素,然后考虑核物质时需要改变什么。求和定则的起点是,构成夸克和(或)胶子场的局部组合,它带有人们所希望研究的强子的量子数,有所谓流或内插场,比如通常使用的 ω 的内插场就是 $J_{\mu}^{\omega} = \bar{q} \gamma_{\mu} q$ 。

求和定则中的基本出发点是关联子,一般关联子的形式是

$$\Pi(q) = \int d^4x \exp(iqx) \langle T[J(x)J(0)] \rangle, \quad (1)$$

这里 J 是内插场。相应于自旋大于等于 1/2 的内插场,除使 Lorentz 和 Dirac 可能共用的指标关系的各种运动学形式因子外,一般的关联子可以写成 Lehmann 谱表示的形式^[9]:

$$\Pi(q) = \int ds \frac{\rho(s)}{q^2 - s + i\epsilon}, \quad (2)$$

其中,谱密度 $\rho(s)$ 与作用在真空的流 J 的幅度的平方成正比,产生一个质量平方等于 s 的态。这样, $\rho(s)$ 包含关于具有适当量子数的所有态的信息。

强子的共振只不过是局限在小范围 s 的具有显著谱长度的区域。按求和定则研究,目的是要了解低能共振的性质。如果要完全确定 $\rho(s)$,就需要解决所说的 QCD。这里,可以使用标准算符乘积展开(OPE)^[10]方法来描述类动量大空间的关联函数。QCD 求和定则的思想是把 $\rho(s)$ 在强子性质项中的简单唯象模型与 QCD 的基本描述联系起来。唯象模型必须简单(有几个参量),否则不能调整可靠的 QCD 信息限定的参数。

如果完全解决了 QCD,则唯象模型无限丰富,这样可以把二者直接联系起来:

$$\rho^{\text{phen}} = \rho^{\text{QCD}}(s), \quad (3)$$

然而, QCD 的描述对低 s 是不完善的,唯象理论受到限制。因此希望对近似 QCD 做加权平均,并且唯象谱函数可以等同。这是“半局域对偶性”观念的一个反应。假设有某一类权函数 $W_{\lambda}(s)$, λ 是一个按类规定单个权函数的外参量,那么

$$\int ds W_{\lambda}(s) \rho^{\text{phen}}(s) \approx \int ds W_{\lambda}(s) \rho^{\text{OPE}}(s), \quad (4)$$

其中, $\rho^{\text{OPE}}(s)$ 是用 OPE 确定的近似 QCD 谱函数。如果唯象的谱函数和 QCD 的表达式是完整的,则上述近似等式应该是准确的。最初的描述已给出,问题是能否找到某一类足够好近似的权函数,得到唯象模型的参量有意义的调整,从而形成强子的性质。这样一来,求和定则有 3 个基本部分: QCD 描述、唯象描述和权函数的某些选择。

QCD 描述以 OPE 为基础,关联子是复合算符的乘积。OPE 可以是这样一个算符乘积,它表达为系数乘局部复合算符的和。基本思想是分离长距和短距物理:短距物理学的所有内容放进系数(Wilson 系数)中,长距物理学的全部包含在复合算符内。

这样可以把一般的关联函数写成

$$\Pi(q^2) = \sum_n C_n(q^2) \langle O_n \rangle, \quad (5)$$

Wilson 系数 C_n 只包含短距物理,并假设在扰动 QCD 中计算(把最适当的 QCD 加到求和定则)。算符 O_n 是由诸如 $\bar{q}q$, $G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}$ 等夸克和胶子场组成的局部算符,这些算符的真空期望值叫做凝聚。这可以在求和定则的范围唯象地确定凝聚,文献[1~3]的理解很有意义。如果几个凝聚确定许多强子的性质,这是可能的。

重要的是要使 OPE 只在有意义的类动量大空间有用。这有两方面的原因:一是 Wilson 系数的扰动修正值 q^2 的减小幅度在增加;二是来自高维凝聚的贡献渐渐地变得重要。如果太多的凝聚起重要作用,则表述的功能会消失,这样就需把一个重要的约束加到这类权函数上。尤其是 $\int ds W_{\lambda}(s) \rho^{\text{OPE}}(s)$ 利用实际的 OPE 运算只减小到 QCD 结果时,只要强调 OPE 失效的区域,则 W_{λ} 就有广泛的意义。

回到唯象描述,实际上需要有几个参量的模型,并且主要关注低能强子态的性质就行了。很明显, $\int ds W_{\lambda}(s) \rho^{\text{phen}}(s)$ 只对低能态才足够敏感,只要 W_{λ} 严密地集中在谱的低质量部分,就会使得唯象模型的参量可分离。

可以看到,这两个权函数上的两个约束是矛盾的。所以,需要找到最初满足两个约束的某类权函数。而

由动力学原理(得到满足的条件与细节有关,并且只能在事后进行检验),因此可通过做求和定则工作(取决于近似程度)的方法求其权函数。

选择权函数^[1-3] $W_{M^2}(s) = e^{-s/M^2}$ 。这个 Laplace 变换的谱函数相应于 Borel 变换的关联子。与动量空间关联子比较,它有 2 个优点:一是有比较类似的动量空间描述,按具有阶乘反比因子的 OPE 加权高阶项,这样大大改进了收敛 OPE;二是与动量空间描述中的幂定律抑制比较,它指数地抑制较高的质量态的贡献。这样,自然就改进了 OPE 和唯象理论描述。

具有 $M \sim 1 \text{ GeV}$ 的 Borel 变换的关联子能相当好地满足许多道的约束,这样的参量可以分离,就是可以检验使 Borel 变换的关联子 \prod 满足合理的 Borel 质量范围的

$$\tilde{\prod}^{\text{Phen}}(M^2) \approx \tilde{\prod}^{\text{OPE}}(M^2) \quad (6)$$

值得强调,在这个阶段,好的预测取决于用 OPE 所做的好结果,同时必须有重要的唯象知识,即必须知道重要凝聚的值。此外必须有谱函数形式的好思想:例如,如果知道谱函数在单个低能共振或束缚态占优势(在多数道是这样),可以用一个极加上连续模型,并确定极的性质;如果没有谱函数形式的适当假设,求和定则也就没什么价值了。

2 有限密度的求和定则

QCD 求和定则方法最初延伸到核物质问题^[11-14]。这里采用的观点反映在最初发展的近似方法中^[15-17](由于篇幅所限,这里的评论只限于几个一般特征)。这个方法是不完善的,而在真空不能确定比 100 MeV 更好的质量。当然,事先不能预期它对核物质比对真空更准确。因此,在核饱和和物理学的情况,要能够描述几 MeV 标度律的物理是根本靠不住的。一个对真空问题不寻常的困难是,核物质的基态破坏 Lorentz 不变性,它有一个固有的静止标架。

有限密度的 OPE 与真空时相通,毕竟它是一个算符表达式,并且不受态的限制。唯一的变化是,凝聚现在表示核物质中算符的期望值,而不是真空中的。在这个意义上,由于 Lorentz 不变性,许多凝聚在真空中消失,这个变化也毫无价值,但它在核物质态中存在。

怎样才能评价凝聚?在足够低的密度,足以写出在每个核子的算符乘核子密度的变化情况,某算符的期望值的变化:

$$\langle O \rangle_{\rho} = \langle O \rangle_{\text{vac}} + \rho \langle N | O | N \rangle + \dots \quad (7)$$

这在核相互作用可忽略的密度下是有效的。这里有两点是必须说明的:第一,现还没有与模型无关的方法对这个表达式估计进行修正;第二,如果确实有一个可靠的模型来计算凝聚(没有好模型也许能够好地直接计算谱性质),但也难保证有理由作求和定则计算。这样,很清楚,适当地坚持低密度,在手征凝聚情况下,方程(7)大约按 3 倍核物质密度破坏,因为在这个密度,根据方程(7),手征凝聚变为正的,但事实上它可以看成是负的半无穷的^[18]。

在这个低密度极限,估计凝聚相当于得到恰当算符的核子矩阵元。实际上,可从源的多样性得到与此有关的信息。为此,这里简单说明除四夸克凝聚之外的所有情况,既可以从实验数据也可以习惯地从理论得到一个适当可靠的矩阵元的估计,还可以用最初的模型估计矩阵元的标度律,然后论证它在求和定则中起辅助作用^[15-17]。人们自然会认为四夸克凝聚应该起一个相对的辅助作用,毕竟它们是维数相当高的 6 个算符,因此应适当地对 Borel 质量(或 q^2) 的值进行强烈地抑制。然而,涉及确定的四夸克凝聚的 Wilson 系数非常大,这是由于四夸克凝聚出现在无圈的图中的缘故。这样,涉及它们的 Wilson 系数没有典型的涉及圈的小数值因子。

怎样讨论四夸克凝聚是一个基本的问题。把四夸克凝聚当作自由参量讨论是一种方法,但它的缺点是减小了对结果的预测性。另一个可供选择的方法^[15-18]是假设因式分解或基态饱和有效,这似乎对真空的某些定则起更好的作用^[4],这基本上相当于假设 $\langle \bar{q} q \bar{q} q \rangle_{\rho} = \langle \bar{q} q \rangle_{\rho} \langle \bar{q} q \rangle_{\rho}$ 。关于这个假设的有效性,也必须提出重要的疑问:即这通常与方程(7)的低密度结果不相符,更重要的是它与唯象理论不相符,至少在核子的情况。

不存在 Lorentz 不变性,表明方程(2)的色散关系必须要修改。因为,按照从量子力学的基本假设得到

的能量, 使用 Lehmann 表示, 就有:

$$\Pi(q) = \int dE \frac{\rho(E; q^2)}{q_0 - E + i\epsilon} \quad (8)$$

而这里无限核物质的变换和转动不变性说明: 存在一个(与每一个 q^2 值有关的)谱函数, 且认为函数形式是 $\rho(E; q^2)$ 。

最终, 要完成求和定则就必须选择一个权函数来产生适当变换的关联子。作为真空求和定则的 Borel 变换的情况, 权函数应该强调谱函数的低能态, 而在 OPE 中则强调低维算符。对介子可以直接这样做^[19, 21], 对核子必须注意选择, 强调在核物质中非简并的核子而不强调反核子。在文献[15~17]中能看到这么做的合适方法。

对介质中核子的情况, 谱函数的形式取为一个极加上连续模型, 这相应于实的 Dirac 标量和矢量自能(也就是光学势)。这个形式的合理性是, 核子自能唯象地有一个小的表示受限制准粒子(在强子标度律)的虚部。计算中原则上的不确定就是四夸克凝聚的不确定。不注意四夸克凝聚的值和对其他凝聚的确切值, 矢量自能在一般的核标度律中是排斥的并且较大, 约 300 MeV, 这个值与 Dirac 唯象理论一致^[4, 5]。标量光学势对四夸克凝聚的值是相当敏感的。如果四夸克凝聚自它的真空值无大的改变, 它原来是大的吸引。如果矢量是大的、排斥的, 核物质的核子能量对它的空间值无大的改变。然而, 如果因式分解假设是正确的, 标量自能原来是小的, 则结果会与核子被束缚的事实不相符! 这样, 如果求和定则对这个道起作用, 具有大标量和矢量光学势^[4, 5]的 Dirac 唯象理论的图像是正确的, 四夸克凝聚与因式分解给定的情况有很大不同。

物质中矢量介子的问题实际直接关系到重离子。文献[19~21]关于对数据所做的计算作了几个说明。这些计算在提出核介质中减少的矢量介子质量是有意义的。第一是说明简单的普通预测, 且这些预测的计算在 $2\rho_{\text{sat}}$ 以下的密度是有用的。第二是说明, ρ 和 ω 道的 OPE 在四夸克凝聚占优势。本来, 计算是以四夸克凝聚的因式分解为基础的, 但近来的研究^[22]不再是如此简单的假设了。减少质量的整体效应与方法有关, 因此应该引起注意。求和定则不能给出可靠的预测, 除非知道谱函数的更好形式。唯象理论计算提出, 由于 π 介子+ δ 空子态, 谱函数的形式是相当复杂的^[23, 24]。求和定则计算既可以以简单极加上连续假设为基础计算, 也可以给出一个完全不同于唯象理论的谱函数计算^[20, 21]。总之, 应该相信介质中矢量介子性质的预言相当有意义, 但又高度不确定。

3 结 语

QCD 求和定则方法能够在理想情况下给出定性的理解和半定量的预测。然而, 它不是一个从原因推出结果的 QCD 计算方法, 要给出可靠的预测就需要关于凝聚和谱函数形式的有意义的唯象信息。

附加唯象描述限制了 QCD 求和定则在有限密度的应用。由于对高密度^[25]唯象了解太少, 所以人们无法作出任何势的预测, 即使在通常核密度的情况也存在问题, 特别是用矢量介子所进行的预测更是如此(因为对四夸克凝聚它们极为敏感)。尽管这样, 人们仍可以透彻地了解核物质中强子的特性, 尤其是由于求和定则提供了相应证据, 它支持了具有核介质中核子的强 Lorentz 标量和矢量光学势的 Dirac 唯象理论。

参考文献:

- [1] SHIFMAN M A, VAINSHTEIN A I, ZAKHAROV V I. QCD and resonance physics: Sum rules [J]. Nucl Phys, 1979, B147: 385-447.
- [2] SHIFMAN M A, VAINSHTEIN A I, ZAKHAROV V I. QCD and resonance physics: Applications [J]. Nucl Phys, 1979, B147: 448-518.
- [3] SHIFMAN M A, VAINSHTEIN A I, ZAKHAROV V I. QCD and resonance physics: The $\rho\omega$ mixing [J]. Nucl Phys, 1979, B147: 519-527.
- [4] WALLACE S J. Relativistic equation for nucleon-nucleus scattering [J]. Annu Rev Nucl Part Sci, 1987, 37: 267-292.
- [5] SEROT B D, WALECKA J D. The relativistic nuclear many body problem [J]. Adv Nucl Phys, 1986, 16: 1-327.
- [6] SEROT B D. Quantum hadrodynamics [J]. Rept Prog Phys, 1992, 55: 1 855-1 946.
- [7] REINDERS L J, RUBINSTEIN H R, YAZAKI S. Hadron properties from QCD sum rules [J]. Phys Rep, 1985, 127: 97.
- [8] NARISON S. QCD Spectral Sum Rules [M]. Singapore: World Scientific, 1989.

(下转第 102 页)

3 小结

从理论上对硫加金化学增感中心的电子陷阱^[12]作用对促进卤化银潜影形成进行了分析,通过理论计算获得了硫加金增感中心的一些参数,增感中心参数的确定为以后在讨论硫与硫加金化学增感时提供了理论依据。

参考文献:

- [1] 彭必先,崔卫东. 增感中心形成、本质及功能的研究进展[J]. 中国科学院研究生院学报, 1997, 14(2): 133-149.
- [2] 杨维德. T颗粒在增感染料存在下的化学增感[J]. 感光科学与光化学, 1995, 13(3): 277-285.
- [3] MERCHETTI A P. Surface dependence of sulfur, gold and sulfur-plus-gold chemical sensitization[J]. Photographic Science English, 1984, 28(4): 146-149.
- [4] TAIN T, YOSHIDA Y. Comprehensive model for sulfur sensitization (四) Sulfur-plus-gold sensitization[J]. Journal of Imaging Science, 2000, 44(3): 242-249.
- [5] HAMILTON J F, HAILSTON R K. Determination of the minimum size of the latent image[J]. Journal of Imaging Science, 1985, 32: 17.
- [6] KELLOGG L M, HODES J. The Measurement of Electron Trap Depths for Sulfur and Sulfur-plus-gold Centers in AgBr Emulsions Using Thermally Stimulated Current Techniques [M]. SPSE: Rochester, NY, 1987.
- [7] HAMILTON J F. The silver halide photographic process[J]. Advances in Physics, 1988, 27: 359.
- [8] 谷忠昭. 照相感光度——理论和机理[M]. 石家庄: 河北教育出版社, 2002: 199.
- [9] 韩汝琦. 固体物理[M]. 北京: 高等教育出版社, 1988: 336.
- [10] KANEDA T. A new approach to estimation of depth of electron traps in AgBr emulsion grains on the basis on the gurney-mott model [J]. Journal of Imaging Science, 1989, 33(4): 115-118.
- [11] BERRY C R, FELLOW. The electron and hole traps in AgBr[J]. Journal of Photographic Science, 1973, 21: 202.
- [12] 郝剑红, 闫发旺, 李有成. 双抛量子阱中的类似“ δ^+ ”势结构[J]. 河北科技大学学报, 1998, 19(2): 43-46.

(上接第99页)

- [9] LEHMANN H. On the properties of propagation functions and renormalization constants of quantized fields [J]. Nuovo Cimento, 1954, 11: 342-357.
- [10] COLLINS J C. Renormalization [M]. New York: Cambridge University Press, 1984.
- [11] DRUKAREV E G, LEVIN E M. The QCD sum rules and nuclear matter [J]. JETP Lett, 1988, 48: 338-342.
- [12] DRUKAREV E G, LEVIN E M. The QCD sum rules and nuclear matter[J]. Nucl Phys, 1990, A511: 679-700.
- [13] DRUKAREV E G, LEVIN E M. Calculation of the renormalization of the axial coupling constant in nuclear matter by the QCD sum rules method [J]. Nucl Phys, 1991, A532: 695-707.
- [14] DRUKAREV E G, LEVIN E M. Structure of nuclear matter and QCD sum rules [J]. Prog Part Nucl Phys, 1991, 27: 134.
- [15] JIN X, COHEN T D, FURNSTAHL R J, et al. QCD sum rules for nucleons in nuclear matter[J]. Phys Rev, 1993, C47: 2 882-2 900.
- [16] JIN X, NIELSEN M, COHEN T D, et al. QCD sum rules for nucleons in nuclear matter[J]. Phys Rev, 1994, C49: 464-477.
- [17] COHEN T D, FURNSTAHL R J, GRIEGEL D K, et al. QCD sum rules and applications to nuclear physics [J]. Prog Part Nucl Phys, 1995, 35: 221-298.
- [18] COHEN T D, BRONIOWSKI W B. Vanishing condensates and anomalously light goldstone modes in medium [J]. Phys Lett, 1995, B342: 25-31.
- [19] HATSUDA T, LEE S H. QCD sum rules for vector mesons in nuclear medium [J]. Phys Rev, 1992, C46: 34-38.
- [20] ASAKAWA M, KO C M. QCD sum rules for a ρ meson in dense matter [J]. Nucl Phys, 1993, A560: 399-410.
- [21] ASAKAWA M, KO C M. Medium effects on the ρ meson [J]. Phys Rev, 1993, C48: 526.
- [22] ZONG H S, PING J L, YANG H T, et al. The calculation of vacuum properties from the global color symmetry model [J]. Phys Rev, 2003, D67: 74 004.
- [23] HERRMANN M, FRIMAN B L, NOERENBERG W. ρ mesons in dense nuclear matter [J]. Nucl Phys, 1992, A545: 267e-269e.
- [24] HERRMANN M, FRIMAN B L, NOERENBERG W. Properties of ρ mesons in nuclear matter [J]. Nucl Phys, 1993, A560: 411-436.
- [25] 张风华, 张波. AGB星S-过程核合成: 中子辐照量渐近分布[J]. 河北科技大学学报, 2004, 25(4): 11-14.