

核物质中的夸克凝聚*

宁平治

(南开大学物理系 天津 300071)

摘 要 核物质中的夸克凝聚是在夸克层次研究核物理遇到的基本问题之一,特别是,它与核环境下强子性质的研究紧密相关.近年来,国内外对此开展了若干研究.简要介绍这方面的研究现状和指出存在的问题.

关键词 核物质 夸克自由度 手征对称性 夸克凝聚 核密度相关性

1 真空中的夸克凝聚

为了以下讨论核物质中的夸克凝聚,首先简单介绍真空中的夸克凝聚,并从量子色动力学(QCD)的某些基本特征开始.

QCD 作为强相互作用的理论已被广泛接受,其最重要的特点是:在约 10^{-14} cm 的尺度下,夸克和胶子的相互作用极弱,这种“渐近自由”性质使得在高能物理中 QCD 可按微扰论处理;然而,在约 10^{-13} cm 的尺度下,夸克和胶子的相互作用极强,QCD 理论成为非微扰的,并表现出强子自由度:带色的夸克和胶子被禁闭在强子内部.迄今由 QCD 直接对低能强子物理作严格的定量研究尚难作到,只能在计算机上近似地作大规模格点计算,或利用能反映 QCD 基本精神(如对称性)的等效模型理论.

上述 QCD 的弱耦合和强耦合区域可以看成是两种“相”,即夸克-胶子的高能相和复合强子的低能相.这两种“相”对应于 QCD 真空态(基态)的两种不同形式,即微扰真空和非微扰真空.在微扰真空中,夸克和胶子可以近乎自由地传播,但只能在远小于 10^{-13} cm 的尺度内;而非微扰真空则与低能强子物理和核物理相联系.了解非微扰真空向微扰真空的转变机制是一个重要问题.应该有一个特征量(序参量)来描写这种相变.这个序参量的特点应该是:微扰相为零,非微扰相不为零.按照对称性的要求,可以取某一个规范不

变 Lorentz 标量作为这种序参量,例如,标量夸克密度的真空期待值 $\langle \bar{q}q \rangle$ 或胶子场强张量的标量组合的真空期待值 $\langle (\alpha_s/\pi) G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a \rangle$,前者称为夸克-反夸克对凝聚(简称夸克凝聚),后者称为胶子凝聚.文献中使用前者的较多.用夸克对凝聚描写真空的性质类似于 BCS 理论中用电子对凝聚描写超导体的性质.但是由于 QCD 真空结构的复杂性及非微扰 QCD 遇到的麻烦,理论上严格计算夸克凝聚 $\langle \bar{q}q \rangle$ 是十分困难的.

2 夸克凝聚与手征对称性自发破缺

如前所述,既然核子中的 u 夸克和 d 夸克被禁闭在小于 10^{-13} cm 的尺度内,则它们的动量应大于 \hbar/R ,即几百 MeV/c.实际上,在非相对论夸克模型使用的 u 和 d 夸克质量(组元夸克质量)约为 300MeV,它主要来自禁闭区内的夸克动能,加上很小的裸夸克(流夸克)质量: $m_u \simeq 5$ MeV, $m_d \simeq 10$ MeV.在 QCD 拉氏量中出现的这些流夸克质量 m_q 远小于典型的强子质量(~ 1 GeV),因而几乎可忽略不计,理想情况下可作无质量夸克处理.

现在考虑只包含两种夸克的 QCD:

$$q = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad (1)$$

相应的拉氏量可表为

$$\mathcal{L}(x) = \bar{q}(x) i \gamma_{\mu} \frac{\partial}{\partial X_{\mu}} q(x) + \delta L_m + L_{q-g} + L_g \quad (2)$$

* 国家自然科学基金资助课题.
1995 - 02 - 05 收稿.

式中, $q(x)$ 是流夸克场算符, 第一项是夸克动能项, 包含 γ 矩阵和 $q(x)$ 的时空导数, 最后两项包含夸克-胶子耦合、胶子场及其自相互作用, 文中不涉及这两项的具体形式. (2) 式中的第二项是流夸克质量项, 可表示为

$$\delta L_m = \bar{q}(x) m q(x) \quad (3)$$

$$m = \begin{pmatrix} m_u & 0 \\ 0 & m_d \end{pmatrix} \quad (4)$$

这项贡献很小, 可先取为零, 再当作微扰处理. 理想的无质量的自由夸克有一个特别重要的性质, 就是它的自旋与动量只能平行或反平行 (其实, 这是所有无质量 1/2 自旋粒子的性质), 通常用“手征性”反映这种自由度. 这两种情形下的夸克分别称为右旋夸克 q_R 和左旋夸克 q_L :

$$q_R(x) = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)q(x) \quad (5a)$$

$$q_L(x) = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)q(x) \quad (5b)$$

式中, γ_5 是 Dirac 矩阵. 无质量 u 和 d 夸克“手征性”的守恒在数学上表现为在下述整体么正变换下 QCD 拉氏量 (不含质量项) 的不变性:

$$q(x) \rightarrow \exp(i\gamma_5 \vec{\tau} \cdot \hat{\theta}/2)q(x) \quad (6a)$$

$$\bar{q}(x) \rightarrow \bar{q}(x)\exp(i\gamma_5 \vec{\tau} \cdot \hat{\theta}/2) \quad (6b)$$

式中, 角度 θ 量度左右手夸克同位旋空间中的转动, $\vec{\tau}$ 是同位旋算符. 由于在上述手征变换下, 反夸克场 $\bar{q}(x)$ 和夸克场 $q(x)$ 的位相因子有相同的正负号, 使得 $\bar{q}(x)q(x)$ 在变换 (6) 式之下显然要改变, 所以质量项 (3) 式的加入就破坏了 $\mathcal{L}(x)$ 的手征对称性.

另一方面, 如果在手征变换下, QCD 基态 $|0\rangle$ 是不变的, 则下式应成立:

$$\langle 0 | \bar{q}(x)q(x) | 0 \rangle = \langle 0 | \bar{q}(x)\exp(2i\gamma_5 \vec{\tau} \cdot \hat{\theta}/2)q(x) | 0 \rangle \quad (7)$$

但是在位相因子取任意值时, 上式成立的条件是等式两端均为零. 所以, $\langle 0 | \bar{q}(x)q(x) | 0 \rangle \equiv \langle \bar{q}q \rangle_0 = 0$ 反映了 QCD 基态在手征变换下具有不变性, 而 $\langle \bar{q}q \rangle_0 \neq 0$ 标志了 QCD 手征对称性的自发破缺.

利用大型计算机进行格点 QCD 计算, 可

在一定程度上给出手征对称性自发破缺的证据. 这种计算并非求解 QCD 本身, 而是将时空作为分立变量, 在格点间隔取得非常小的极限情况下才趋向于 QCD. 图 1 是这种计算的典型结果^[1]. 图中给出了标志手征对称性自发破缺的特征量夸克凝聚的量值 $|\langle \bar{q}q \rangle_0|$ 与 QCD 耦合强度参数 β 的关系, $\beta = 6/g^2$, 耦合强度 g^2 增大, β 值减小. 从图中可以看到两个区域, 在强耦合区夸克凝聚 $\langle \bar{q}q \rangle_0$ 的量值较大, 在弱耦合区则很小. 当耦合强度 g^2 减小 (温度增加或密度增加), 则夸克凝聚减小, 这表明了手征对称性恢复的趋势. 夸克质量引起的对称性破缺对手征凝聚的行为有很强的影响, 奇异夸克质量对 $\langle \bar{s}s \rangle_0$ 的影响尤为显著. 由 $\langle \bar{q}q \rangle_0$ 的变化曲线还可看出, 从强耦合区到弱耦合区, 或者从强子相到夸克相的转变是平缓的过度, 并不是像通常认为的存在一个明确的临界相变点.

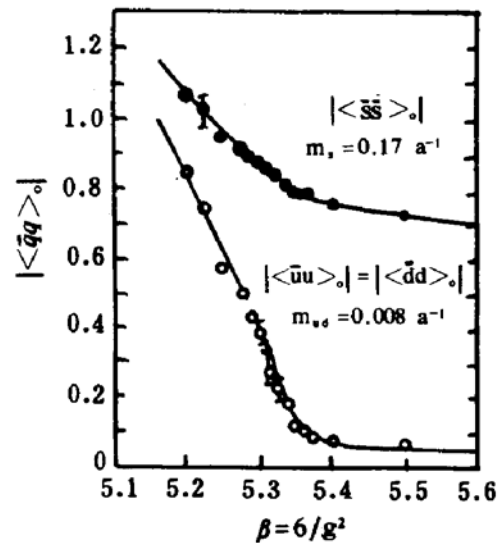


图 1 夸克凝聚 $\langle \bar{q}q \rangle$ 随 QCD 耦合强度参数 β 的变化——格点规范理论模拟计算结果. 作为输入参数的流夸克质量 m_q 以格点间距 a 为单位给出, $|\langle \bar{q}q \rangle|$ 取任意单位. 该图取自文献 [1]

3 夸克凝聚与低能强子结构参数

QCD 真空的激发形成强子. QCD 真空的性质必然与强子性质有关. 反映 QCD 真空性

质的夸克凝聚 $\langle \bar{q}q \rangle_0$ 应该与已知的低能强子结构参数存在某种关系. 实际上, 在物质的夸克结构提出后不久, 就找到一个这样的关系 (GOR 关系)^[2]:

$$2m_q \langle \bar{q}q \rangle_0 = -m_\pi^2 f_\pi^2 \quad (8)$$

其中, 出现两个最重要的低能强子结构参数: π 介子质量 m_π 和 π 介子衰变常数 f_π . 实验给出^[3]:

$$f_\pi = 93.2 \text{ MeV}$$

$$m_\pi = \begin{cases} 139.57 \text{ MeV} & (\text{对 } \pi^+ \text{ 和 } \pi^- \text{ 介子}) \\ 134.97 \text{ MeV} & (\text{对中性 } \pi \text{ 介子 } \pi^0) \end{cases} \quad (9)$$

与强子质量典型值 1 GeV 相比, π 介子质量差不多小一个数量级. 这一事实背后隐含着某些与 QCD 手征对称性自发破缺有关的重要规律.

(8) 式 GOR 关系给出了由低能强子结构参数的实验值确定 $\langle \bar{q}q \rangle_0$ 的一种途径. 常用的典型值为^[4]: $\langle \bar{q}q \rangle_0 \simeq -[(225 \pm 25) \text{ MeV}]^3$, 所给出的 QCD 基态标量夸克密度的这个量值是很大的: $|\langle \bar{q}q \rangle_0| \sim 2 \times 10^{-16} \text{ cm}$. 熟知, 重原子核中心的核子密度为 $\rho_0 = 0.17 \times 10^{-16} \text{ cm}$.

4 核物质中的夸克凝聚

由于高能核物理中的不少问题涉及核物质中的夸克凝聚, 所以该问题成为当前研究的热点之一. 阐明核物质中强子性质的变化就是这类研究的重要方面. 由于严格求解 QCD 的困难, 加之核物质的复杂性, 目前的研究只能用一些符合 QCD 精神的简化理论模型, 例如 Nambu-Jona-Lasinio (NJL) 模型及其推广形式^[5,6]、Gell-Mann-Lévy (GML) 模型^[2]及 Bicudo-Ribeiro (BR) 模型^[7,8]等, 以及与模型无关的 QCD 求和规则方法^[9-13]. 系统介绍这些理论不是本文的任务, 这里仅简略介绍有关核物质中夸克凝聚研究现状的某些方面.

在 Brown 和 Rho 关于核物质内强子有效质量的系列研究中^[14]指出, 在核物质内不

论是核子有效质量 M_n^* 还是矢量介子 (ρ 介子、 ω 介子) 有效质量 M_v^* 都与核物质密度 ρ 的大小有关, 并在平均场近似的水平上提出了一个简单的质量标度规律:

$$M_n^*(\rho)/M_n \simeq M_v^*(\rho)/M_v \simeq \eta(\rho) \quad (10)$$

$$\eta(\rho) \simeq 1 - (\lambda/2\rho_0)\rho \quad (11)$$

式中, $\lambda = 0.2 \sim 0.4$, $\rho_0 = 0.17 \times 10^{-16} \text{ cm}$. 另一方面, 由 QCD 求和规则已近似导出自由空间核子质量 M_n 与夸克凝聚 $\langle \bar{q}q \rangle_0$ 的关系为

$$M_n \simeq [-8\pi^2 \langle \bar{q}q \rangle_0]^{1/3} \quad (12)$$

此处 $\langle \bar{q}q \rangle_0$ 的下标 0 表示真空态. 假定上式在核物质内也成立:

$$M_n^* \simeq [-8\pi^2 \langle \bar{q}q \rangle_\rho]^{1/3} \quad (13)$$

此处 $\langle \bar{q}q \rangle_\rho$ 的下标 ρ 表示核物质基态, 进而有

$$\langle \bar{q}q \rangle_\rho / \langle \bar{q}q \rangle_0 \simeq (M_n^*/M_n)^3 \quad (14)$$

上式给出了确定 $\langle \bar{q}q \rangle_\rho$ 的一个简单关系. 关于核物质中核子有效质量 M_n^* 在原子核多体理论已有许多研究. 已知 M_n 、 M_n^* 和 $\langle \bar{q}q \rangle_0$ (见第三节), 就可按 (14) 式近似定出 $\langle \bar{q}q \rangle_\rho$.

在 NJL 模型框架下对核物质中夸克凝聚和强子性质也开展了不少研究^[4-6], 该模型的拉氏量为

$$\mathcal{L}_{\text{NJL}} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi + \frac{G}{2} [(\bar{\psi}\psi)^2 + (\bar{\psi}i\gamma^5\bar{\tau}\psi)^2] \quad (15)$$

式中, ψ 表示质量为 m 的流夸克场, 耦合常数 G 为模型自由参数. 真空中组元夸克质量 M_q 和物质内组元夸克有效质量 M_q^* 分别满足

$$M_q = -G \langle \bar{\psi}\psi \rangle_0 \quad (16a)$$

$$M_q^* = -G \langle \bar{\psi}\psi \rangle_\rho \quad (16b)$$

由于 $m \ll M_q$, 以下略去 m 的贡献. 在核物质内 NJL 能隙方程为

$$1 = 4N_c N_f G \left[\int_0^\Lambda \frac{d^4 K_E}{(2\pi)^4} \frac{1}{K_E^2 + M_q^2} - \frac{1}{2} \int_0^{K_F} \frac{d^3 K}{(2\pi)^3} \frac{1}{(K^2 + M_q^2)^{1/2}} \right] \quad (17)$$

式中, N_c 和 N_f 为夸克的色数和味数 (一般取 $N_c = 3$, $N_f = 2$), 在 Dirac 海动量截断 Λ 取为模型自由参数, 费米海对能隙方程的贡献截断到费米动量 K_F , 它与核物质密度的关系为

$\rho = N_i K_i^3 / (3\pi^2)$, 数值求解方程(17)两式可得 M_q^* 与 ρ 的关系. 由(16)式($\langle \bar{\psi}\psi \rangle \equiv \langle \bar{q}q \rangle$)有

$$\langle \bar{q}q \rangle_\rho / \langle \bar{q}q \rangle_0 = M_q^* / M_q \quad (18)$$

取组元夸克质量 $M_q = M_n / 3 = 313\text{MeV}$, 由(17)和(18)式可确定介质凝聚与真空凝聚的比值, 结果如图 2 所示, 其中参数已选定 $G = 1.425 \times 10^{-5} (\text{MeV})^{-2}$, $\Lambda = 814\text{MeV}$. 从图中看出, 上述比值随核物质密度增加而减小, 在 $\rho < \rho_0$ 区域近似呈线性关系. 计算给出, 当 $\rho = \rho_0$ 有

$$\langle \bar{q}q \rangle_\rho / \langle \bar{q}q \rangle_0 = 0.6$$

可见, 在重原子核的中心密度下, 夸克凝聚幅值的减小是很可观的. 这意味着, 在核物质内手征对称性的恢复应是明显的, 强子性质在核物质内的改变亦应是明显的.

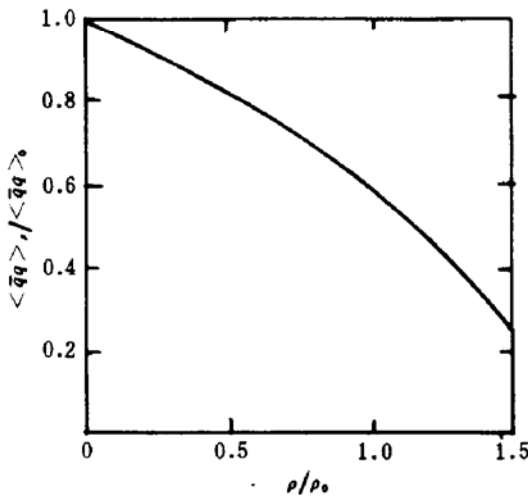


图 2 核物质中夸克凝聚随核密度的变化. 该图取自文献[4]

以上是对 $\langle \bar{q}q \rangle_\rho$ 的模型相关研究. 在 Cohen 等人的模型无关研究中^[4], 把 Hellmann-Feynman 定理

$$\begin{aligned} &\langle \Psi(\lambda) | \frac{d}{d\lambda} H(\lambda) | \Psi(\lambda) \rangle \\ &= \frac{d}{d\lambda} \langle \Psi(\lambda) | H(\lambda) | \Psi(\lambda) \rangle \end{aligned} \quad (19)$$

应用于真空态(上式的 Ψ 取 QCD 基态)和核物质基态两种情况, 并将实参数 λ 取为流夸

克质量 m , 将 H 与 QCD 哈密顿密度相联系, 利用(8)式的 GOR 关系, 在核密度一级近似下得到

$$\langle \bar{q}q \rangle_\rho / \langle \bar{q}q \rangle_0 = 1 - (\sigma_N / m_*^2 f_*^2) \rho + \dots \quad (20)$$

式中, σ_N 是所谓“核子 σ 项”, 对此已有许多理论研究, 其典型值约为 $\sigma_N = 45\text{MeV}$. 上式表明, 核物质中夸克凝聚的相对值与核密度 ρ 近似呈线性关系, 这与图 2 曲线在 $\rho < \rho_0$ 区域是一致的.

5 在核物理中的应用

核物质中夸克凝聚和强子有效质量均随核密度的增加而减小, 手征对称性随核密度的增加而部分得到恢复, 这些性质应该在丰富的核现象中有所反映, 因为夸克和胶子是强子和原子核最基本的组元. 在传统核物理中并没有考虑夸克-胶子自由度, 而且把强子质量当作常数, 不随核密度而变化. 传统核物理在解释实验现象上的巨大成功, 在于说明原子核的质子-中子图像是其夸克-胶子图像的极好近似, 夸克自由度在众多的核现象中并不一定都表现出来. 然而, 也确有若干核现象, 只有适当考虑了夸克自由度以后似乎才能正确解释. 由于核物质内夸克凝聚相对值 $\langle \bar{q}q \rangle_\rho / \langle \bar{q}q \rangle_0$ 从根本上反映了核物质中强子性质的密度相关性, 因而成为夸克核物理中的一个重要因素, 并已应用到核结构和核反应的某些特定问题. 下面仅举数例予以简介.

5.1 镜核质量差问题

这个问题(Nolen-Schiffer 反常)是 60 年代以来核物理中存在的一个悬而未决的问题. 例如, ${}^3\text{He}$ 与 ${}^3\text{H}$ 、 ${}^{17}\text{F}$ 与 ${}^{17}\text{O}$ 和 ${}^{41}\text{Sc}$ 与 ${}^{41}\text{Ca}$, 实验测得它们的质量差 ΔE 为 0.764、3.54 和 7.28(MeV), 而传统核理论计算给出的相应值却比上述实验值小(5~10)%, 并且这种偏离随原子核质量数 A 的增加而增大. 曾有不少传统工作计及各种核结构效应和电荷对称性破缺等因素均未从根本上解决这个问题.

但是若考虑在原子核内手征对称性部分恢复以后,核内的中子和质子的质量差 $\Delta M = M_n - M_p$ 便通过夸克凝聚成为密度相关的^[6],如 $\Delta M = [5.24(\langle \bar{q}q \rangle_\rho / \langle \bar{q}q \rangle_0)^{1/3} - 3.94] \text{MeV}$

$$(21)$$

上式中的夸克凝聚比已在(14)式和(10)式给出.由此出发,利用定域密度近似,即可较好地解释核的质量差问题.

5.2 相对论核物理唯象学的 QCD 基础

质子核散射的 Dirac 唯象学和原子核束缚态的相对论模型在解释实验结果方面都取得很大成功.不论是 Dirac 光学势还是束缚态模型中的自能,都要求具有很大的(几百 MeV)的 Lorentz 标量和矢量分量,并且它们的符号是相反的.能否由 QCD 对此作出解释成为近几年受到重视的课题^[4,9,10].由最简单的 QCD 求和规则(只取算符乘积展开的第一项)可以得到标量自能 Σ_s 和矢量自能 Σ_v 与自由核子质量 M_n 的比值

$$\Sigma_s/M_n = (\langle \bar{q}q \rangle_\rho / \langle \bar{q}q \rangle_0) - 1 = -\frac{\sigma_n \rho}{m_\pi^2 f_\pi^2} \quad (22)$$

$$\Sigma_v/M_n = -\frac{8}{3}(\langle \bar{q}q \rangle_\rho / \langle \bar{q}q \rangle_0) = \frac{8m_q \rho}{m_\pi^2 f_\pi^2} \quad (23)$$

参看(9)式和(20)式,将有关量值代入上式得

$$\Sigma_s/M_n \simeq -0.4, \quad \Sigma_v/M_n \simeq 0.3 \quad (24)$$

这与相对论平均场模型使用数值相当一致.

5.3 K^+ 核散射的反常现象^[17]

K^+ 介子作为原子核深部的最“干净”的强子探针近年受到实验和理论研究的重视.但是在核子层次完成的几乎所有的 K^+ 核散射微观计算结果都比实验值低约(10~20)%,称为理论截面丢失问题.如果把核物质中的夸克凝聚或强子有效质量随核密度的变化考虑进来,就可以使问题得到解决.一种方法是在 NJL 模型下求解以下能隙方程:

$$M_q^* = m - 2G \langle \bar{q}q \rangle_\rho \quad (25)$$

$$\langle \bar{q}q \rangle_\rho = -\frac{n_c n_f}{4\pi^3} \int_0^\Lambda d^3P \theta(|\vec{P}| - K_F) \cdot \frac{M_q^*}{\sqrt{(\vec{P})^2 + (M_q^*)^2}} \quad (26)$$

$$\theta(\eta) = \begin{cases} 1 & \eta > 0 \\ 0 & \eta \leq 0 \end{cases} \quad (27)$$

将所得到的 $M_q^*(\rho)$ (注意 $\rho = 2K_F^3/3\pi^2$)代入核物质内的 K^+ 核子二体散射 t 矩阵 $t^*(\rho) = t[M_q/M_q^*(\rho)]^2$ (t 是自由二体 t 矩阵),在 $t(\rho)$ 近似下即可得到新的密度相关光学势,由此计算出的截面值很接近实验值.

5.4 中能质子核散射的核半径偏差^[18]

这也是核物理长期存在的一个问题.在通用的非相对论冲量近似(NRIA)理论框架下,为符合质子核散射实验数据所要求的核半径比,公认的由电子散射定出的核半径明显偏小.在核子层次已作过的各种修正没有解决这个“核半径偏差”问题. Brown 等人^[18]把他们提出的核物质内强子有效质量标度规律(10)式应用到中能质子核散射的情况,发现结果使光学势强度增加,即原来的光学势 V_{opt} 变为 $V_{\text{opt}}[M_n/M_n^*(\rho_0)]^2$,同时光学势中出现的由电子散射定出的核半径 R 减小为 $R' = R - \lambda a$,此处 a 为 2 参数费米型密度分布中的表面厚度参数, λ 参数见(11)式.基于这种考虑的计算结果,使散射截面基本上趋于实验值,解决了 NRIA 的“核半径偏差”问题.另一方面,80 年代发展的相对论散射理论也较好地解决了这个问题.在相对论 IA2 框架下计入强子质量密度相关性并未使结果变坏.

除了以上例举的几个方面外,核物质中的夸克凝聚和强子有效质量的密度相关性也已被应用到原子核的电磁散射、相对论重离子碰撞及核结构壳模型计算的修正等方面.

6 问题和讨论

从真空中的夸克凝聚出发,简要介绍和评述了核物质中的夸克凝聚及其在核物理学中的应用.

在核物理中考虑夸克和胶子自由度大大扩展了核物理的研究领域,作为强相互作用基本理论的 QCD 的发展向核物理提出了重大挑战,并产生着丰富的饶有兴味的研究课题.文中论及的核物质中的夸克凝聚只是从

一个侧面展示夸克自由度在核物理中的作用. 迄今, 关于核物质中夸克凝聚本身的研究及其在核物理中的应用研究都还是初步的, 在理论上、概念上和现象的理解上还有许多需要澄清的问题. 例如:

1) 无论是 NJL 模型还是 QCD, 求和规则都把核物质简单地当作夸克构成的均匀费米气体来处理, 采用了 $M_q = M_n/3$ 和 $\rho_q = N_c N_f K_F^3/3\pi^2$ 这样的简单关系, 这种简单的考虑可能带来较大的问题. 在传统核物理中, 费米海是由无色的核子构成的, 并不是由带色的自由夸克构成的. 由核子组成核物质的激发谱与由质量约为 300MeV 的组元夸克构成的激发谱十分不同. 如何在夸克层次建立核物质更合理图像, 如何适当引入夸克禁闭和夸克动量分布, 都是值得认真研究的问题.

2) 由 NJL 模型计算的 $\langle \bar{q}q \rangle_\rho$ 是与该模型截断参数 Λ 的选取有关, 这在一定程度上给结果带来不确定性. 此外, QCD 的夸克凝聚是标度相关的, 不是重整化群不变量. NJL 截断与 QCD 标度的关系如何尚不清楚.

3) 从(14)式可看出, 核物质中的夸克凝聚直接与核子有效质量 M_n^* 有关, 而 M_n^* 在传统的原子核多体理论中已有许多研究, 给出的 M_n^* 数值并不唯一确定, 这就带来 $\langle \bar{q}q \rangle_\rho$ 的不确定性. 更重要的是, (14)式的标度规律本身可能也有问题. 近来利用 QCD 求和规则所作的研究支持新的标度规律^[4,9]为

$$\langle \bar{q}q \rangle_\rho / \langle \bar{q}q \rangle_0 = M_n^* / M_n \quad (28)$$

这与(14)式有很大差别, 即 M_n^* 与 $\langle \bar{q}q \rangle_\rho$ 成正比, 而不是像(14)式那样与 $\langle \bar{q}q \rangle_\rho^{1/3}$ 成正比. 到底哪种标度规律更合理尚有待澄清.

4) 不论是(14)式、(28)式以及由 NJL 模型得到的数值曲线(图 2)都表明, $\langle \bar{q}q \rangle_\rho$ 随核物质密度 ρ 的变化是单调下降的, 大体呈线性关系. 随 ρ 的增大, 夸克凝聚量值减小, 手征对称性破缺程度减弱, 亦即手征对称性得到部分恢复. 然而新近 Bicudo^[7]在相对论流夸克模型下, 考虑了手征不变的禁闭势和核子费米运动对夸克占有数 n_k 的影响, 对核物

质中夸克凝聚的研究得出十分不同的结果: 核物质可能使手征对称性破缺增强(图 3), $\langle \bar{q}q \rangle_\rho$ 与 ρ 的关系并不是单调下降的. 这是一个极富挑战性的根本问题. 如果 Bicudo 的结论是正确的, 那么第 5 节中评介的各家在核物理中的应用也需重新审议.

5) 在用 QCD 求和规则研究核物质中强子性质时, 为得到较严谨的结果必须考虑高维凝聚, 包括高维夸克凝聚、胶子凝聚和混合凝聚, 特别是 4 夸克凝聚已被证实对核物质中强子性质的影响不可忽视. 这些都需要进一步的深入研究.

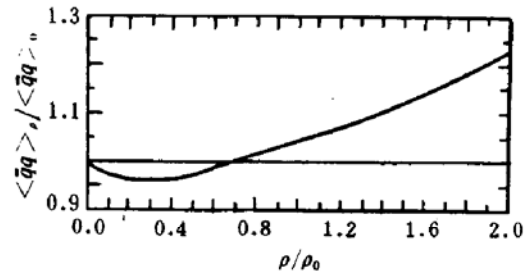


图 3 由 Bicudo 模型计算出夸克凝聚比与核密度的关系. 在 $\rho < 0.7\rho_0$ 的区域手征对称性部分恢复, 在 $\rho > 0.7\rho_0$ 的区域手征对称性破缺增强. 在实际核物质密度 ($\rho = \rho_0$) 下, 手征凝聚值增大 5%. 该图取自文献^[7]

作者感谢中国科学院理论物理研究所和中国高等科技中心对本工作的支持.

参 考 文 献

- 1 Kogut J B, et al. Phys. Lett., 1991, B263:101
- 2 Gell-Mann M, et al. Phys. Rev., 1968, 175:2195
- 3 Particle Data Group. Phys. Lett., 1988, B170:15
- 4 Cohen T D, et al. Phys. Rev., 1992, C45:1881
- 5 Henley E M, Miither H. Nucl. Phys., 1990, A513:667
- 6 Shakin C M, Wei-Dong Sun. Phys. Rev., 1994, C49:1185
- 7 Bicudo P, Ribeiro J. Phys. Rev., 1990, D42:1611
- 8 Bicudo P. Phys. Rev. Lett., 1994, 72:1600
- 9 Cohen T D, et al. Phys. Rev. Lett., 1991, 67:961
- 10 Furnstahl R J, et al. Phys. Rev., 1992, C46:1507
- 11 Jin X, et al. Phys. Rev., 1993, C47:2882
- 12 Hatsuda T, Lee S H. Phys. Rev., 1992, C46:R34

- 13 Jin X, Furnstahl R J. Phys. Rev., 1994, C49:1190
 14 Brown G E, Rho M. Phys. Lett., 1989, B222:324;
 1990, B237:3; Phys. Rev. Lett., 1991, 66:2720
 15 Reinders L J, et al. Phys. Rep., 1985, 127:1
 16 Hatsuda T, et al. Phys. Rev. Lett., 1991, 66:2851
 17 宁平治. 物理学进展, 1994, 14:417
 18 Brown G E, et al. Phys. Rev., 1991, C44:2653

Quark Condensates in Nuclear Matter

Ning Pingzhi

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071)

Abstract Quark condensates in nuclear matter are one of the key problems for the study of nuclear physics at quark level, and it is related closely to a deeper understanding of the properties of hadrons in nuclear matter. Recently we have seen some investigations made of the above subject. The present status and open problems are described in this paper.

Key Words nuclear matter quark degree of freedom chiral symmetry quark condensate dependence on the density of nuclear matter

(上接第 65 页)

$^{121-124}\text{Ag}$ 的半衰期和 β 延迟中子几率. 这种离子源的在线总效率高达 12%, 元素选择性(定义为有激光束和无激光束时, 同一种同位素离子计数之比)达 80. 实验中由于 ^{129}In 的干扰, 虽然观察到了对于天体物理有重要意义的等待点核 ^{129}Ag , 但还没有测到它的半衰期. 另外, 他们还用这种离子源在德国 GSI 在线同位素分离器上指定了新核素 $^{101}\text{Sn}(T_{1/2} = 3\text{s})$. 还用这种离子源在分离器上分离出了纯的 ^{57}Mn , 并注入到固体材料中作了穆斯堡尔效应测试. 这种离子源的特点是效率比较高, 但元素选择性不是很好, 也不适合高温难熔元素.

研究离子制导式激光离子源的主要是比利时 Leuven 研究所. 这种激光离子源特点是, 元素选择性好、分离速度快、也适合高温难熔元素, 但效率比较低. 他们用 $^3\text{He} + ^{54}\text{Fe} \rightarrow ^{55}\text{Ni}, ^{54}\text{Co}, ^{54}\text{Ni}$ 轻离子熔合反应和质子引起的裂变反应: $p + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{113, 114, 117}\text{Rh}$, 作了在线实验, 分别探测 $^{55}\text{Ni}(T_{1/2} = 203\text{ms})$, $^{54}\text{Co}(T_{1/2} = 193\text{ms})$ 和 $^{113}\text{Rh}(T_{1/2} = 2.72\text{s})$, 对熔合反应总效率达 ~6%, 元素选择性 300, 对质子引起的裂变反应总效率达 ~0.2%, 元素选择性 50. 这种离子源已可用于核物理实验, 扩大了远离 β 稳定线核素的研究范围, 特别是对那些被同量异位素干扰比较严重的短寿命核素很有效, 但目前还不能用于重离子炮弹产生的核素.

美国 Colorado 大学和 Oak Ridge 实验室研究的是激光解析式激光离子源, 也取得了一些结果. 这种离子源适合高温难熔元素, 但效率低. 它是利用 He-jet 传输系统把核反应产物传输并沉积到一个可以转动的圆盘上, 然后用激光把核反应产物解析下来, 再用另外的共振电离激光电离元素. 估算 He-jet 传输系统效率为 50%, 激光解析效率为 90%, 激光共振电离的效率为 (2~20)%, 总效率为 (1~10)%. 但实验结果是: He-jet 效率为 ~30%, 激光解析效率最高可达到 90%, 激光共振电离效率只有 (0.1~1)%. 这主要是共振电离的激光束与原子束覆盖几率太低的原故, 所以最后总效率只有 (0.01~0.1)%, 这样低的效率还有待提高.

现在比较成熟的激光离子源是热腔式和离子制导式, 已可用于部分核物理实验, 但还有待于进一步提高效率和元素选择性. 虽然这三种激光离子源各有优缺点, 但都已取得了可喜的进展, 已经引起核物理界的极大兴趣, 是目前核物理研究领域的热点之一. 相信这些激光离子源的研制成功将会给核物理研究注入新的活力, 尤其是对远离 β 稳定线核素的研究, 将会是一个极大的推动.

(中国科学院近代物理研究所
蔡喜臣、赵之正、杨永锋供稿)