

手征模型研究的进展^{*}

陈 伟¹, 董东桥², 文德华^{2,3}, 刘良钢²

(1. 暨南大学物理系, 广东 广州 510632;

2. 中山大学物理系, 广东 广州 510275;

3. 华南理工大学应用物理系, 广东 广州 510641)

摘 要: 描述宏观世界中一些具有手征性的现象, 阐述在微观世界里的的手征性现象、手征对称及其有关理论, 总结手征模型在核理论研究中的发展情况, 指出手征模型应用中存在的问题及该模型的应用前景。

关键词: 手征对称; 轴矢量流; σ 模型

中图分类号: O571 **文献标识码:** A **文章编号:** 0529-6579 (2004) 03-0025-03

所谓的手征性, 是由于我们的手具有这样的特点。假如我们将手放在平面上, 它被垂直于此平面的平面镜反射成像, 我们移走平面镜, 但假设手的虚像仍然在原来的位置上, 这时, 我们将手移向其虚像, 我们会发现不管我们怎样改变我们的手的位置, 都无法使我们的手与其虚像重合, 亦即手无法和它的虚像等价。

1 微观世界的手征性

根据量子场论, 质量为零的粒子的手征性等于是其螺旋性。量子色动力学 (QCD) 是描述强相互作用的基本理论^[1], 在质量为零, 也即手征极限时, 我们用以下两个旋量就足以描述夸克:

$$\begin{aligned} q_R &= \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) q \\ q_L &= \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) q \end{aligned} \quad (1)$$

q 是任意夸克场。 q_R 和 q_L 分别代表右手和左手夸克, 它们是质量为零、自旋为 $1/2$ 的粒子, 具有确定的手征性。正是由于这两类粒子的质量为零, 它们的手征性与它们的自旋联系在一起。我们从 (1) 可以看到, 有质量的任意夸克场 q 就是手征极限时右、左手夸克场 q_R 、 q_L 的组合。狄拉克矩阵 γ_5 在洛伦兹群中改变场的宇称性, 相当于对螺旋性的一种镜像映射, 故又被称为手征算符。实验表明, 夸克是有质量的, 但由于 u 夸克和 d 夸克的质量 (小于 10 MeV) 与强相互作用的数量级相比很小, 所以在 QCD 里它们被称为是“手征夸克”。 s 夸克的质量是 130 ~ 180

MeV, 在某种程度上, 它可已被视为同 Skyrme 模型里的超子一样“重”, 但是考虑了 K 介子的流代数的成功暗示它也可被认同 u 夸克和 d 夸克一样具有手征性^[2]。

现在, 手征对称性的相关问题吸引了很多人的注意^[3]。如果我们对 (1) 中的 q_R 、 q_L 作下列手征变换 (分离有限的么正变换)^[4]:

$$\begin{aligned} q_R &\rightarrow \exp\left[i\theta_R^a \frac{\tau_a}{2}\right] R_R, \\ q_L &\rightarrow \exp\left[i\theta_L^a \frac{\tau_a}{2}\right] R_L \end{aligned} \quad (2)$$

τ_a ($a = 1, 2, 3$) 是 $SU(2)$ 的产生因子 (同位旋)。在手征极限时, QCD 的拉格朗日密度在该变换下不变, 这就是 QCD 的手征 $SU(2)_R \times SU(2)_L$ 对称。不仅如此, 只要是在手征极限, QCD 的拉格朗日密度就有手征对称 $SU(n_f) \times SU(n_f)$, n_f 是无质量味道数。然而, 在我们生活的这个世界里, 即低温低密时, 这种对称性自发破缺成 $SU(n_f)_V$, 从而产生 Goldstone 玻色子。我们将这个玻色子标为 π , 即 $n_f = 2$ 时为 π 介子, $n_f = 3$ 时为 π 介子、 K 介子、 η 。目前已经被观察到的粒子没有手征多重态 (宇称双重态), 这也意味着手征对称自发破缺。我们知道, 总有一个守恒量对应某种对称性, 与手征对称对应的则是轴矢量流守恒。这是在 Goldstone 模式里实现的, 此时 π 介子被看作无质量粒子。这与实验事实相矛盾, 尽管如此, 作为尝试近似, 我们大胆设想一个具有无质量 π 介子的世界。这样, 我们会得到

* 收稿日期: 2003-10-08

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (10275099, 10347124); 广东省自然科学基金资助项目 (001182); 暨南大学自然科学基金资助项目 (640567)

作者简介: 陈伟 (1968 年生), 男, 讲师, 通讯联系人, 刘良钢, E-mail: stdp05@zsu.edu.cn

零动量转移下 Goldberger-Treiman 关系:

$$g_A(0) = \frac{G_A}{G_V} = g_{\pi NN} \frac{f_\pi}{m} \tag{3}$$

G_A , G_V 是形状因子, f_π 是 π 介子衰变常数, m 是核子的质量, $g_{\pi NN}$ 是 π 介子与核子的耦合常数。理论计算表明 $g_A(0) = 1.22$, 实验值是 1.34, 它们是可以比较的。这是一个相当惊人的结果, 因为它将强相互作用量 ($g_{\pi NN}$) 和弱相互作用量 ($f_\pi, G_A/G_V$) 联系起来了。在 π 介子有质量的真实世界里, 我们希望对从 $q^2 = 0$ 到 $q^2 = m_\pi^2$ 外推有某些控制, 这是通过假设轴矢量近似守恒, 即轴矢量部分守恒定律 (PCAC)

$$\partial^\mu A_\mu(x) = m_\pi^2 f_\pi \pi(x) \tag{4}$$

而得到成功, 它将流的散度与平滑的内插 π 介子场相等起来。这个假设与 π 介子的质量比其它介子的小得多这一事实一致的。利用流代数和 PCAC, 我们能够推出低能定理, 从而得到的低能散射数据和 Adler-Weisberger 求和规则与实验一致。

2 手征模型

最早研究手征对称及其相关性质的模型就是由 Gell-Mann 和 Levy 引入的 σ 模型。该模型的拉格朗日密度形式如下:

$$L = L_s + C\sigma \tag{5}$$

$L_s = \Psi[i\gamma_\mu \partial^\mu + g(\sigma + i\pi \cdot \tau\gamma_5)]\Psi + \frac{1}{2}[(\partial\pi)^2 + (\partial\sigma)^2] - \frac{\mu^2}{2}(\sigma^2 + \pi^2) - \frac{\lambda}{4}(\sigma^2 + \pi^2)^2$
 Ψ 是裸质量为零的核子的二分量子场, π 是 π 介子的赝标量场, σ 是 σ 介子的标量场, 它既与 π 介子一起组成手征矢量, 又是核子与核子的中程吸引力的媒介。 τ 是同位旋矩阵, μ 和 λ 是耦合常数。根据在下面将要讨论的理由, 通常称其为线性模型。 L_s 在按下列方式作用在 $SU(2) \times SU(2)$ 手征群上是不变的, 手征对称性的线性实现意味着标量介子与核子之间的耦合常数等于 π 介子与核子之间的耦合常数。右手场和左手场的组合 $\Psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\Psi$, $\Psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\Psi$, 分别按照表示 $(1/2, 0)$ 和 $(0, 1/2)$ 来变换, 而集合 (σ, π) 属于 $(1/2, 1/2)$ 表示。为了看出这一点, 重写耦合项为

$$\Psi(\sigma + i\pi \cdot \tau\gamma_5)\Psi = \Psi_L(\sigma + i\pi \cdot \tau\gamma_5)\Psi_R + \Psi_R(\sigma - i\pi \cdot \tau\gamma_5)\Psi_L \tag{6}$$

如果 (U, V) 是 $SU(2) \times SU(2)$ 的一个元素, 其中 U 和 V 是独立地变化, 则变换 $\sigma - i\pi \cdot \tau \rightarrow V(\sigma + i\pi \cdot \tau)U$

$\tau)U^{-1}$ 是一允许变换, 它导出实的 σ' 和 π' 场。因此, 如果同时做同位旋转动 $\Psi_R \rightarrow U\Psi_R, \Psi_L \rightarrow U\Psi_L$, 那么相互作用的项显然是不变的。而 $\sigma^2 + \pi^2, \Psi_L^\dagger \gamma_\mu \partial^\mu \Psi = \Psi_R^\dagger i\gamma_\mu \partial^\mu \Psi_R + \Psi_L^\dagger i\gamma_\mu \partial^\mu \Psi_L$ 也是不变的, 这就表示了 L_s 的不变性。 $C\sigma$ 是破缺项, 如果没有这一项, 矢量和轴矢量流都是守恒的, 有了它, 对角的 $SU(2)$ 群不被破坏, 矢量流仍旧守恒, 而轴矢量流的散度为

$$\partial^\mu A_\mu^x = C\sigma^x \tag{7}$$

即轴矢量近似守恒, 因此, 这一模型结合了所有需要的特点。手征对称在该模型里线性实现, 所以称为线性模型。但是, 在研究核物质的性质时, 该线性 σ 模型在平均场近似下总有正常解和反常解存在, 有时正常解存在的密度范围非常低, 以至于不能得到核物质的饱和性质, 更不用说再现有限核的性质。所以为了克服这些缺点, 人们提出了两种解决办法, 第一种是对线性模型进行修正, 第二种办法是提出非线性 σ 模型。

在线性模型里引入矢量-标量介子耦合^[5], 即手征 $\sigma\omega$ 模型, 这主要是为了得到核物质的饱和性质, 但此模型下的核物质不可压缩系数太大。为了得到一个合适的不可压缩系数, 有人引进标量相互作用的高阶项^[6], 这些高阶项能反映三体力, 特别是在高密度区域。这些改进的模型都引入了很多待定常数, 为了减少待定常数, 可以假设耦合常数依赖于标量场^[7], 当然也就依赖于粒子密度。这样能较好地得到核物质的饱和性质, 但是它们不能很好地再现有限核的性质。因此, 又有人建议引入标量胶子场^[8], 这样能够再现有限核的性质, 在引入胶子场的背后还有一层意思, 就是构造一个服从低能原理和手征对称的拉格朗日密度。

非线性 σ 模型已经有很多种形式^[9,10], 这些模型也满足 PCAC, 均可重整化, 在 Hartree 近似下能够再现有限核的性质。

到目前为止, 手征 σ 模型应用在以下一些方面:

- (1) 用手征不要模型研究核物质和有限核的性质^[11], 这也被用来检验手征模型是否正确。
- (2) 研究 π 介子、K 介子以及手征凝聚现象^[12]。
- (3) 利用手征模型下得到的核物质物态方程研究中子星或超子星的性质^[13]。
- (4) 研究在极端密度条件下的相变^[14]。
- (5) 研究手征对称破缺和恢复。

由于介子传播子里的快子极点^[15], 我们无法考虑手征模型的高阶近似, 最多只能在其 Hartree

近似下工作。在解决手征模型的快子极点问题方面, 我们已做了一些工作, 并得到了一些初步结论。

参考文献:

[1] NOWAK M A, RHO M, ZAHED I. Chiral nuclear dynamics [J] . World Scentific, 1996, 10.

[2] RHO M. Chiral symmetry in nuclear physics, nucl-th/9409003, talk given at International Symposium on Medium Energy Physics, August 22—26, 1994, Beijing.

[3] CIRIGLIANO V, ECKER G, NEUFELD H, et al. Meson resonances, large N_c and chiral symmetry[J] . JHEP, 2003, 0306: 12.

[4] WEISE W. Chiral dynamics in nuclear systems[J] . Prog Theor Phys Suppl, 2003, 149: 1.

[5] FURNSTAHL R J, SEROT B D. Phys Rev, 1993, C47: 2338.

[6] PAPAOGLOU P, SCHAFFNER J, SCHRAMM S, et al. Phase transition in the chiral $\sigma\pi$ model with dilatons[J] . Phys Rev, 1997, C55: 1499.

[7] DELFINO A, NAVARRA F S, NIELSEN M, et al. Alternative linear chiral models for nuclear matter[J] . Mod Phys Lett, 1999, A14: 1615.

[8] HEIDE E K, RUDAZ S, ELLIS P J. An effective lagrangian

with broken scale and chiral symmetry applied to nuclear matter and finite nuclei[J] . Nucl Phys, 1994, A571: 713.

[9] FURNSTAHL R J, SEROT B D, TANG H B. A chiral effective lagrangian for nuclei[J] . Nucl Phys, 1997, A615: 441.

[10] ZSCHIESCHE D, PAPAOGLOU P, BECKMANN Ch W, et al. Chiral model for dense, hot and strange hadronic matter[J] . Nucl Phys, 2000, A663: 737.

[11] JENA P K, SINGH L P. Warm asymmetric nuclear matter and proto-neutron star, nucl-th/0310007.

[12] KUNIHITO T. The sigma meson and chiral restoration in nuclear medium, nucl-th/0103056, talk presented at International Workshop on Physics with GeV Electrons and Gamma rays, Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University, Feb. 13—15, 2001.

[13] SCHRAMM S, ZSCHIESCHE D. Rotating neutron stars in a chiral SU(3) Model[J] . J Phys, 2003, G29: 531.

[14] JENA P K, SINGH L P. Phase transition and hybrid star in a SU(2) chiral sigma model[J] . Mod Phys Lett, 2002, A17: 2633.

[15] LIU L G, BENTZ W. Pion propagator in the chiral (Model of Nuclear Matter[J] . Commun Theor Phys, 1995, 24: 417.

Review on the Chiral Model

CHEN Wei¹, DONG Dong qiao², WEN De hua^{2,3}, LIU Liang gang²

(1. Department of Physics, Jinan University, Guangzhou 510632, China;
2. Department of Physics, Zhongshan University, Guangzhou 510275, China;
3. Department of Physics, South China University of Technology, Guangzhou 510641, China)

Abstract: First, the chiral phenomena in the macro field is given, and then, the chiral phenomena, chiral symmetry and relative theory in micro field are demonstrated. The development of chiral model in nuclear theory is summarized, and its prospect is discussed.

Key words: chiral symmetry; axial vector current; model