

在非拓扑孤立子模型中核子的 电磁形状因子*

周丽娟¹ 胡朝晖¹ 马维兴²

1 (广西工学院信息与计算科学系 柳州 545006)

2 (中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 从 Friedberg-李政道的非拓扑孤立子模型出发得到一个夸克禁闭势, 利用这个新的禁闭势, 预言了核子的静态性质, 并与实验数据进行了比较. 理论很好地解释了实验结果.

关键词 孤立子模型 夸克禁闭 核子的电磁形状因子

了解核子的结构是粒子物理与核物理中的最重要的基本问题. 例如, 为了精确地计算原子核的电磁形状因子需要知道核子的电磁形状因子. 同时, 在理论计算中核子结构的考虑会改变原子核物理学中的某些传统的概念^[1].

强子是由带颜色的夸克和胶子组成的. 夸克之间的相互作用是由量子色动力学 QCD 来描述的. QCD 的运动方程是非线性的, 因此是无法求解的. 虽然在短距离时, 由于 QCD 的渐近自由的性质, 可以利用微扰理论. 但在长距离时, 由于夸克胶子的强相互作用, 微扰理论就不再适用了, 必须考虑目前还无法解决的非微扰的效应. 结果, 目前还无法用 QCD 来描述有关强子结构的实验现象, 只能求助于强子夸克胶子结构的模型理论.

物理学家一直试图通过应用格点规范理论来克服在大距离处应用 QCD 的困难. 格点计算的基本兴趣是格点 QCD 有一个可以计算的强耦合极限, 并且在这个极限中, 它提供了一个夸克绝对禁闭的机制. 因此, 格点 QCD 是研究与强相互作用相关的实验现象的一个适当的模型. 但不幸的是: 业已证明, 格点计算是非常耗时的, 要得到可以与实验相比较的理论结果也是困难的. 因理论结果的精确度不够, 其应用范围也受到了限制. 格点 QCD 也不能很好地处理夸克自由度, 而且还需要一个很大的格点限度, 造成了应用上的极大不便.

由于 QCD 方程的不可解性和目前格点规范计算的局限性和不可靠性, 人们不得不求助于模型化的理论. 在模型化的理论中, 我们要找到一个很好定义的物理系统, 它具有 QCD 的基本性质, 简单和易于求解, 但它不等价于 QCD 基本理论本身. 模型化的基本目的是在 1 个 GeV 的能区和一个费米长度的距离的范围内, 在 QCD 和实验现象之间建立一个桥梁, 把实验与理论联系起来. 这个区域正是原子核现象发生的重要区域.

目前, 有许多模型被用来描述强子的夸克结构. 在这些模型中, 最成功的是静态袋模型. 然而尽管静态袋模型是成功的, 但由于它们不是协变的, 不能产生哈密顿公式. 因此, 静态袋模型在应用中受到了限制, 不能够期待这些模型可以被用来描述强子的碰撞, 核子反核子湮没和其他动力学过程. 所以, 需要发展另一种袋模型理论, 它可以用一个完全的哈密顿量来描述, 而且又是协变的.

满足上述要求的袋模型就是 Friedberg 和李政道先生提出的非拓扑的孤粒子模型, 这个模型是基于所研究问题的一个完全的拉氏量或哈密顿公式. 因此, 能够讨论强子结构和散射问题的动力学解, 也是协变的.

从 Friedberg-李政道的非拓扑孤粒子模型出发, 推导了一个新的夸克禁闭势. 考虑一个仅由夸克场 ψ 和标量场 $\sigma(r)$ 组成的一个体系, 那么在 Friedberg-

2002-02-05 收稿, 2002-06-06 收修改稿

* 国家自然科学基金(19975053, 19835010, 10075081)资助

李政道的模型中^[2], 这个体系的哈密顿密度可以表述为

$$H = \frac{1}{2}\sigma^2 + \frac{1}{2}(\nabla\sigma(r))^2 + U(\sigma) + \sum_{j,k} \psi_j^{k\dagger} (-i\boldsymbol{\alpha} \cdot \nabla + g\beta\sigma) \psi_j^k, \quad (1)$$

其中 $\boldsymbol{\alpha}$ 和 β 是通常的狄拉克矩阵, ψ_j^k 是夸克场, j 和 k 分别是夸克的色和味道指标. 势 $U(\sigma)$ 是标量场 σ 的自相互作用. 而 $\sigma(r)$ 可视为胶子凝聚或胶子场色单态激发的唯象表述. 按照孤粒子模型, $U(\sigma)$ 具有下面形式

$$U(\sigma) = B + \frac{a}{2}\sigma^2 + \frac{b}{3!}\sigma^3 + \frac{c}{4!}\sigma^4$$

这里, $U(\sigma)$ 的非线性特征产生了类孤粒子解, 它保证了随着距离大于由强子大小所决定的半径 R 时夸克的几率密度 $\bar{\psi}\psi$ 很快地趋近于零的性质.

在没有量子修正的情况下, 相应于(1)式的体系的运动方程为

$$(-i\boldsymbol{\alpha} \cdot \nabla + g\beta\sigma)\psi = \epsilon\psi, \quad (3)$$

$$-\nabla^2\sigma(r) + \frac{dU(\sigma)}{d\sigma} = -g\bar{\psi}\psi, \quad (4)$$

这组方程是讨论的出发点. 其中 $\sigma(r)$ 场的形式可以从方程(4)而得到.

wilets 在某些近似下^[3], 用数值求解的方法, 求解了这两个耦合的方程, 即方程(3)和(4). 我们认为不需要做这种耗费时间的工作. 从简单的物理分析, 可以得到 $\sigma(r)$ 场的一个解析的表达式.

由于夸克的禁闭, 在半径 R 之外, 夸克出现的几率密度 $\bar{\psi}\psi$ 很快地趋近于零. 另外, 由于渐近自由, 在强子之内, 耦合常数 g 是很小的, 渐近自由. 所以, 除了从强子内部到外部的过渡区之外, 方程式(4)的右边几乎为零, 并可重写为

$$-\nabla^2\sigma(r) + \frac{dU(\sigma)}{d\sigma} \doteq 0, \quad (5)$$

很显然, 方程(5)产生了一个 $\sigma(r)$ 场类似于 Woods-Saxon 势的解析表达式, 叫做 $\sigma_0(r)$, 它的形式为

$$\sigma_0(r) = \frac{\sigma_0}{1 + \exp[-m_0(r - R)]}$$

其中 σ_0 是 σ 场的真空期待值, m_0^{-1} 是边界的弥散厚度, R 表示强子的半径. 现在, 按照定义^[2], 夸克禁闭势就是

$$V(r) = g\sigma_0(r) = \frac{g\sigma_0}{1 + \exp[-m_0(r - R)]}, \quad (7)$$

在强子内部, $g\sigma_0$ 和 m_0R 的实验值是非常小的, 在边界处, 势 $V(r)$ 很快地变成 $g\sigma_0$. 可以从调节耦合常

数 g 使得 $g\sigma_0$ 变得非常之大, 进而得到一个很深的禁闭势. 所以这个模型描述了一个夸克的束缚体系, 即在体系内部夸克基本上是自由的(即渐近自由). 从内部到外部, 有一个突变, 夸克被禁闭在空间的一个区域之内.

注意, 对于有限的 σ_0 , 方程(7)不能够产生绝对禁闭. 因为我们不期望袋模型能够描述高能过程. 但是相对禁闭也并不引起特别的麻烦. 相反, 相对禁闭对于原子核中夸克集团的形成是非常有利的. 许多实验现象已经表明, 原子核中存在着多夸克集团的现象^[4].

在 σ 场的推导中, 假设 $g\bar{\psi}\psi$ 到处都为零, 即也包括从强子的内部到外部的过渡区. 同时也忽略了总哈密顿量中的量子修改项, 以及 Higgs 场的贡献和方程(1)中重整化所需要的有关项. 当考虑到这些效应时, 求解是不可能的. 而且这些效应的某些部分至今也是不清楚的, 所以无法具体、定量考虑. 在现在的计算中, 用唯象的办法考虑了这些效应, 即把 $\sigma(r)$ 写成

$$\sigma(r) = \sigma_0(r) + \sigma_1(r), \quad (8)$$

其中 $\sigma_0(r)$ 是由方程式(6)所决定的, 而把 $\sigma_1(r)$ 参数化为^[1,3]

$$\sigma_1(r) = \frac{B}{1 + \exp[m_1(r - R)]}, \quad (9)$$

因此从方程式(8)和 $V(r) = g\sigma(r)$, 可以得到一个新的夸克禁闭势,

$$V(r) = \frac{gA_0}{1 + \exp[-m_0(r - R)]} + \frac{gB}{1 + \exp[m_1(r - R)]}, \quad (10)$$

这里, $A_0 = (12m_0^2/c)^{1/2}$, $B = -0.2A_0$ 是由 friedberg-李政道^[2] 和 wilets^[3] 的计算所决定的. (10)式中的 $V(r)$ 产生了 wilets 的数值结果, 不用说, $V(r)$ 的解析形式对于实际计算是非常有吸引力的, 是非常方便的.

利用这个新的夸克禁闭势, 计算了核子的电磁性质. 例如, 电磁形状因子, 轴形状因子和其他静态性质. 文献[1]介绍了计算的具体细节. 虽然新模型在许多方面需要改进, 但它很好地描述了许多实验结果. 为了简单起见, 图 1—4 只介绍了核子的电磁形状因子的理论预言和与其相应的实验结果的比较. 图中的实线是我们的理论预言, 空心小圆圈是带有实验误差的实验数据. 比较表明: 理论较好地表述了实验现象.

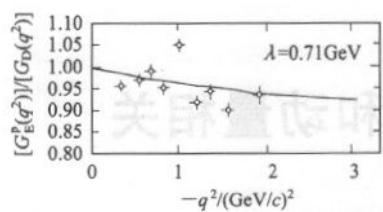


图 1

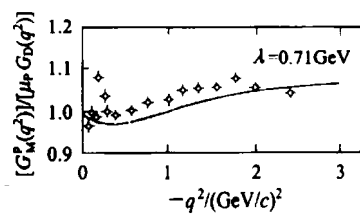


图 2

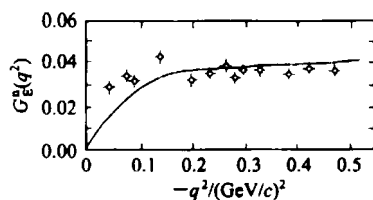


图 3

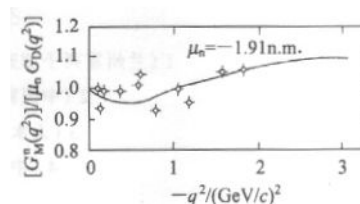


图 4

这个工作的一部分是在法国 SACLAY 国家实验室的理论部完成的。作者感谢 SACLAY 的热情招

待,感谢 B.Giraud 教授的有益讨论。

参考文献 (References)

- 1 MA Wei-Xing et al. Quark Degrees of Freedom in Nuclear Physics. In: Edited by Zhao-ming Qiu, Hong-Zhou Sun and En-guang Zhao. CCA-ST-WI Workshop series, Quark effects and collective modes inside nuclei. Beijing, 1993, 25:1-14
- 2 Friedberg R, Lee T D. Phys. Rev., 1977, D16:1096-1118
- 3 Goldflam R, Wilet L. Phys. Rev., 1982, D25(7):1951-1963; WANG Ying-Cai, MA Wei-Xing, HE Han-Xin. Commun. Theor. Phys., 1987, 7(2):105-115
- 4 MA Wei-Xing, Kisslinger L S. Nucl. Phys, 1991, A531:493-502

Nucleon Electromagnetic Form Factors in Non-Topological Soliton Model *

ZHOU Li-Juan¹ HU Zhao-Hui¹ MA Wei-Xing²

1 (Department of Information and Computing Science, Guangxi University of Technology, Liu Zhou 545006, China)

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

Abstract From Friedlberg-T. D. Lee's non-topological soliton model, a new quark confining potential is obtained. Using this potential, the electromagnetic form factors of nucleon are predicted and are compared with experimental data. The theoretical results are in good agreement with data. Therefore, theory reproduces a good explanation of experimental measurements.

Key words soliton model, quasic confinement, electromagnetic form factors of nucleon

Received 5 February 2002, Revised 6 June 2002

* Supported by National Natural Science Foundation of China (19975053, 19835010 and 10075081)