

规范场和夸克动力学模型

——关于 QCD 和层子模型的议论

李 华 钟[†]

(中山大学高等学术研究中心 广州 510275)

摘 要 文章讨论了夸克 QCD 模型和层子模型的关系,说明夸克动力学模型的基础是非亚贝尔规范场理论.层子模型是半唯象理论,没有动力学相互作用的机制. QCD 由于以非亚贝尔规范场为动力学相互作用机制,在高能行为有渐近自由的重要性质.层子模型是低能束缚态的唯象性质的模型,与渐近自由是完全无关.强调“渐近自由”是一个独立于夸克模型的物理概念,它的理论基础是非亚贝尔规范场理论;当把非亚贝尔规范场作为夸克相互作用建立了夸克的动力学模型——量子色动力学(quantum chromodynamics, QCD);层子模型是想把静态夸克模型发展为动力学模型,但它走的路线与 QCD 完全不同,层子的相互作用不涉及非亚贝尔规范场,与渐近自由是不同概念和不同思想和不同考察区域;文章还指出夸克动力学的 QCD 模型同层子模型是哲学思想不同,物理思想也不相同的路线,层子模型没有接纳非亚贝尔规范场而未能达成创新的成果.文章也强调三十多年前层子模型研究的创新意识和团队精神是我们值得推崇的优秀传统.

关键词 渐近自由,非亚贝尔规范场论,高能渐近行为, QCD,层子模型

Quark dynamic model (QCD) and gauge field theory

LI Hua-Zhong[†]

(Advanced Research Center, Zhongshan University, Guangzhou 510275, China)

Abstract We explain the concept of Asymptotic Freedom and the relation between quark dynamic model (QCD) and non-Abelian gauge theory. The importance of asymptotic freedom for QCD and the essential differences between quark QCD and the straton model are emphasized. We point out that the straton model was a semi-phenomenological model of low energy bound states which did not take into account the dynamical interaction. It has no relation with asymptotic freedom and QCD.

Keywords asymptotic freedom, non-Abelian gauge field, quark dynamic model, straton model

1 “渐近自由”和规范场^[1]

“渐近自由”(asymptotic freedom)^[2]是说:非亚贝尔规范场的高能渐近行为是自由场的行为.当夸克的相互作用被假定是通过非亚贝尔规范场起相互作用时,相互作用的夸克的高能行为就逼近自由粒子行为,这时的夸克高能渐近行为也称为渐近自由.“渐近自由”这种特性,在现代的各种四维时空可重整的量子场论模型中,只有非亚尔规范场才具有^[3].

因此,渐近自由与非亚贝尔规范场是密切不可分的.当夸克的相互作用假定是非亚贝尔规范场作用时,这种模型是动力学的夸克模型,当夸克认证是属于颜色(color)自由度的 SU(3)群的基本表示占有物时,这种夸克动力学理论就称为量子色动力学(quantum chromodynamics)简记为 QCD. 应该注意一般的夸克模型当初指的是静态的模型,它描述质子、中子、超子、介子、重介子……许多粒子的结构组分、归类和

2005 - 06 - 01 收到

[†] Email :puanre@zsu.edu.cn

量子数等静态性质. 它们所属的 $SU(3)$ 对称是“味”(flavor) 自由度对称, 只有当静态的夸克模型加入色自由度夸克间相互作用, 才有动力学性质, 而这相互作用又被认定为非亚贝尔规范场相互作用后才成为全面的夸克模型. 由于非亚贝尔规范场的渐近自由性, 所以 QCD 具有“渐近自由”的特性, QCD 的动力学行为是“色”自由度的相互作用的行为.

“渐近自由”是 QCD 的高能行为(亦即短距离行为, 或称紫外行为), 本来夸克的 $SU(3)_c$ 对称是强作用粒子对称, 夸克间相互作用是强作用¹⁾, 强作用体系在 70 年代还没有可靠的计算方法能求解出理论结果. 渐近自由的发现使强相互作用系统在高能区域随能量增加转变为愈来愈弱的相互作用, 因而可以运用微扰论的方法来计算, 这样 QCD 的高能行为就成为可以准确计算, 可与实验比较的坚固基础的理论, 从而真正建立了一套硬 QCD (hard QCD) 理论. 相反在低能区域(大距离)行为(红外行为)就不是渐近自由, 而是愈远愈强. 类似弹性的胡克(Hooke)定律, 如果这种相互作用是吸引的, 则低能大距离的夸克是永恒的束缚, 不是渐近自由(软 QCD). 这称为夸克的红外囚禁. QCD 这种低能区域的性质, 与高能区域完全不同, 不可以应用微扰论方法. 现在只有一种尚算有效的方法, 就是格点规范方法. 因此认识对 QCD 高能低能两端的区域的不同处理和不同的物理才能理解“渐近自由”的重要意义, 也才能了解夸克动力学模型同层子模型的区别.

综上所述, 非亚贝尔规范场理论是渐近自由的基础, 渐近自由是使高能区 QCD 成为精确理论计算的基础, 使 QCD 建立在实验测量的基础上, 在高能区域得以实验证实.“渐近自由”现象是理论上的发现, 它的实验的渊源和验证将在下文中叙述.

现在问题是: 怎样从非亚贝尔规范场理论推导出它的高能渐近行为? 先讨论纯规范场, 不计及夸克. 非亚贝尔规范场与亚贝尔规范场(电磁场)不同, 它有规范场的自作用, 它是非线性的. 纯规范场的自作用耦合常数, 无量纲, 互作用量不含质量为量纲的参数, 规范场量子质量为零. 对这样的强相互作用体系不能直接施用微扰计算高能行为, 但是可以应用重整化群技术来计算. 运用重整化群方法去寻求纯规范场的高能渐近行为的思路可以简介如下: 当一个物理系统用一组参数来描述, 我们只对系统的某种类型性质有兴趣. 于是可以在保持此种性质不变的前提下, 用另一组参数来代表先前的参数, 新的参数族更有利于我们解出计算物理系统, 求出我们

需要的物理量. 例如我们只对系统的低能现象有兴趣, 我们便可将高能自由度用粗略描述代替(如把它积分去掉), 以一组新有效参数来描述, 我们保留下来感兴趣的低能现象. 一般来说, 这种代换可以用物理系统的标度变换来实现. 这就是研究凝聚态物理、临界现象等采用的方法²⁾. 在高能物理中探索 QCD 高能渐近行为时, 有兴趣是高能区(即大动量时)的行为. 描述相互作用场的基本量 n 点格林函数(n -point Green function) ${}^{(n)}\Gamma_0$. 我们在动量空间操作, 高能渐近行为是当动量 $p_i \rightarrow \infty$ 时 ${}^{(n)}\Gamma$ 的行为, 为此先要找到 ${}^{(n)}\Gamma$ 满足的方程, 动量空间的标度变换

$$p_i \rightarrow \lambda p_i \quad (1)$$

引起重整化群方程(RG)的参数变换, 这方程参数是随 λ 而变³⁾. $p \rightarrow \infty$ 也就是在 $\lambda \rightarrow \infty$ 下的渐近行为. 为确定 ${}^{(n)}\Gamma$ 的 RG 方程, 要利用量子场论重整化理论的基本法则: 一是要选定一种重整化方案(renormalization scheme); 二是要选定重整化标度(scale)或重整化点. 在这个条件下, 将格林函数中的无穷大部分删减去. 重整化群不是微扰论. 它不作无穷大的删减, 是有限的重整化(finite renormalization)它在重整化点 μ 只相当于取一定的规一化. 重整化点的变换, 相当于规一化常数的改变. 重整化群的变换群的元素是重整化点的变换, 也是动量空间的标度变换. 物理量对不同的重整化方案是相当的(equivalent), 对不同的重整化标度是不变的, 与标度无关. 未重整化的 n 点格林函数 ${}^{(n)}\Gamma_0$ 是依赖于未重整化的参数质量 m 耦合常数 g , ${}^{(n)}\Gamma_0(m, g, p)$ 中 g, m 又依赖于 μ , g 叫做跑动的耦合常数. 重整化程序要求 ${}^{(n)}\Gamma_0$ 与 μ 无关, 即

$$\frac{d}{d\mu} {}^{(n)}\Gamma_0(m, g, p) = 0, \quad (2)$$

对于纯规范场, $m=0$, 式中去掉 m .

从量子场论已知³⁾, 未重整化的格林函数 ${}^{(n)}\Gamma_0$ 与重整化了的格林函数 ${}^{(n)}\Gamma_R$ 的关系为

$${}^{(n)}\Gamma_R(p, \mu, g_R) = Z_3^{-\frac{n}{2}} {}^{(n)}\Gamma_0(p, g). \quad (3)$$

- 1) 夸克的弱作用与电磁作用统一在另一 $SU(2)_L \times U(1)$ 规范场模型, 那是夸克与轻子的模型, 是另外一个领域.
- 2) 统计物理语言的重整化群方法, 有许多教科书, 简单的叙述可参看下列综述: 李华钟. 物理学进展, 2004, 23, 453. “重整化群”这个命名, 在统计物理或许可以叫作“重新规一化群”.
- 3) 读者可参考为数众多的量子场论的教科书, 例如: Itzykson C, Zuber J. Quantum Field Theory. McGraw Hill, 1980 及参考文献 [4] 本文说动量一词, 指格林函数外动量的动量传递(momentum transfer).

对于规范场,作具体运算时要选定一定的规范.上式是依赖规范的,在 Landau 规范下,由(2)(3)式导出纯规范场的 n 点格林函数重整化群方程⁴⁾,Gross-Wilczek-Politzer 证明^[2]

$$g_\infty = \lim_{t \rightarrow \infty} \tilde{g}(t, g_R) = 0, \quad (4)$$

上式中 $t = \ln \lambda$, \tilde{g} 是有效耦合常数.即 $\lambda \rightarrow \infty$, $\tilde{g} \rightarrow 0$, 在高能情况下,规范场自作用有效耦合强度趋近于零,规范场近乎自由场,但是细致分析表明,规范场并不是完全的自由场,而是稍有偏离.

$$\tilde{g}^2(t, g_R) = \frac{g_R^2}{1 - 2\beta(g_R) \frac{t}{g_R}}, \quad t > 0 \quad (5)$$

当 $\beta(g)$ 存在有某值 g_F 使 $\beta(g_F) = 0$, 这 g_F 称为固定点(fix point). 重要的是 $\beta'(g)$ 的符号,可以证明 $\frac{d\beta(g)}{dg} < 0$, 则 $g_\infty = 0$ 是非亚贝尔规范场的紫外稳定固定点. 此时非亚贝尔规范场是紫外渐近自由. 如果加入夸克, 互作用是非亚贝尔规范场的作用, 渐近自由仍然存在. 这时夸克的高能渐近行为也是渐近自由, 夸克与规范场的耦合有效强度趋近于零.

2 高能 QCD 的实验^[4-6]

我们已经看到渐近自由是规范场理论研究中追究高能行为而发现的. 从另一方面来看, 20 世纪六七十年代高能物理实验的发现也正是指向要寻求一个具有渐近自由的相互作用场的架构. 现在我们转去从实验的角度来看“渐近自由”如何被实验所要求和被实验证实. 核子结构的实验始于 1956 年美国斯坦福直线加速器中心(SLAC), Hofstadter 用高能电子束对质子或中子(氘核)弹性散射, 测量核子的电磁形状因子(form factor). 最重要的测量结果表明, 质子不是点电荷, 而是有一定大小的空间, 质子电荷平均半径为 $\bar{r}^2 = 0.67 \times 10^{-26} \text{cm}^2$. 其后, 电子对质子的深度非弹性散射表明, 质子内的电荷分布是许多点电荷. Bjorken 建议核子的结构函数具有“标度行为”. 为解释这一点, 1968 年 Feynman 提出质子的部分子模型(parton model), 并且这些点电荷微粒在核子内近乎自由粒子. 静态夸克模型引入了 SU(3). 非亚贝尔规范场, 就将这些点状物解释为夸克和胶子(规范场量子). 于是电子与质子深度非弹性散射启示部分子模型要求核子内的夸克胶子是近乎自由粒子. 这些粒子被囿于线度大小为 10^{-14}cm 的体积内, 他们按测不准关系是在近距离、大动量区

域, 呈现自由粒子行为, 所以也是指向要求“渐近自由”. 另一方面, 电子对质子深度非弹性散射的描述, 从运动学分析需要两个函数, $W_1(\nu, q^2), W_2(\nu, q^2)$, ν 为在实验室坐标上电子的能量转移, q^2 是电子四维动量转移. 部分子模型给出这些结构函数 $W_{1,2}$ 满足一种标度不变性(scale invariance), 称为 Bjorken 标度(Bjorken scaling)行为⁵⁾. 电子对质子以及 μ 介子对质子的深度非弹性散射实验数据, 都证实 Bjorken 标度行为近似正确, 但不是完全正确, 有一点破坏(scaling breaking). 从量子场论来分析, 渐近自由也正是这种近似的标度性行为需要的量子场相互作用性质, 因此 Bjorken 标度也同样指向要求具有渐近自由的量子场论, 实验上正负电子对湮没产生胶子的过程的分析也达到大致相同的认识.

所有这一切实验和理论的分析都要求找寻具有渐近自由性质的量子场论, 恰好 Gross, Wilczek, Politzer 发现了非亚贝尔规范场在高能是具有渐近自由的场论^[1,2], 而且 Gross 和 Coleman^[3]又证明在现在的四维时空场论中, 只有非亚贝尔规范场具有渐近自由性质. 这就使 QCD 成为唯一可能的强作用理论. 事实后来表明, QCD 计算对 Bjorken 标度破坏在定量方面也符合实验所示. 现在 QCD 高能区域和渐近自由已是有实验基础的理论. 这样, 非亚贝尔规范场是夸克互作用的唯一的媒介, 非亚贝尔规范场成为夸克动力学模型的基础.

3 层子模型^[7,9]和 QCD

1965 年, 国内以中国科学院原子能研究所(即现在高能物理研究所的前身)、中国科学院数学研究所、北京大学和中国科技大学等为核心, 有组织地开展了一项“层子模型”的研究^[7]. 那么层子模型与夸克以及 QCD、渐近自由有什么关系? 如果放开哲学观点只就物理来说, 层子即是夸克. 静态夸克模型在 1964 年 Gell-Mann 和 Zweig 各自提出, 然后加入非亚贝尔规范场作为夸克相互作用成为夸克动力学模型, 高能电子对质子深度非弹实验, 高能正负电子对湮没的过程等和理论上探求非亚贝尔规范场理论的高能渐近行为是 1964—1970 国外 QCD 高能区域的主流发展. 1973 年渐近自由的发现使高能 QCD 成

4) 四种形式的重整化群方程在高能渐近区的解是一样的. 这四个方程是: Gell-Mann-Low 方程, 'tHooft-Weinberg 方程, Callan-Symanzik 方程和 Georgr-Politzer 方程^[4]

5) 有时也有把这标度行为叫做“无标度性”

为计算的定量理论,低能 QCD 方面,国外是以夸克红外囚禁理论和非亚贝尔规范场的真空结构等为主流。当时国内 1965 年到 1966 年“文化大革命”前作的层子模型研究论文绝大部分是层子(即夸克)束缚态的研究,把核子或强子内部的层子作为一束缚系统,引入这系统束缚态相对论内部波函数^[7],假设唯象参数,从一些简单的低能过程定出最简单的波函数参数,然后用这些参数计算较为复杂的低能过程,如此累进,它以一些低能过程的参数,计算了许多低能过程衰变,分支比,质量比等。有些与实验很接近,但是没有成功地发展一套为众所认可的束缚态波函数运动方程和计算方法。因此虽然层子即夸克,但不能认为层子模型即夸克模型。静态夸克模型在 1964 年成立,层子静态模型已不是需要再研究的物理。夸克动力学模型是静态夸克模型加上非亚贝尔规范场。我们常说的层子模型是低能现象的动力学模型,层子动力学模型没有非亚贝尔规范场作为层子互作用。因此与夸克的动力学 QCD 没有共同的动力学因素,至于渐近自由是 QCD 的高能区行为与层子模型所集中研究的束缚态行为是无交叠的两种物理。

因此可以说 QCD“渐近自由”与层子束缚态的研究是两种不同研究路线,在层子束缚态的动力学方面,20 世纪 60—70 年代在国际上是较少人注意,一般认为缺乏理论的基础和计算的方法,在低能区 QCD,国际上着重的是寻求“夸克囚禁”(quark confinement)的理论。在 20 世纪 50 年代有过束缚态的量子场理论,如 Bethe - Salpeter 方法, Tamm - Dancoff 方法等都由于碰到困难而未能发展下去。20 世纪 70 年代开始,国际上采用格点规范理论的方法,用大型计算机计算,求出夸克胶子等束缚态的质量等。至今虽有进展,仍然未达到解决问题。60 年代,我国层子模型的研究是半唯象性的低能区束缚态的计算,这在当时是我国研究者发展的一种方法。用内部相对论波函数的半唯象方法在当时不失为一种探索的方法之一,是值得尝试的一种方式。它在不涉及具体的动力学作用模型的情况下,求得低能过程的一些参数。研究的组织是一次“大兵团”的作战(参与者重要成员 4 人,其他成员 35 人,共 39 人),发表论文 42 篇。这是我国粒子物理理论队伍的一次大锻炼大提高,正如有的学者评价,如果不是“文化大革命”的冲击,使研究工作停顿十年之久,这支队伍是有可能做出一些有意义的成果的。今天回顾,我们对层子模型要从物理和哲学两方面作出评价。两者有

区别不可以笼统混为一谈。就物理而言,静态和动力学两方面,低能区和高能区两方面也不可以混淆。我们应该正视当年在物理思想路线选择上的缺失。国内粒子物理自 20 世纪 60 年代到 80 年代,如同其他的学术领域一样,都有经验和教训,值得我们引以为训,我们将在下面第 4 节中讨论这一点。

建立在非亚贝尔规范场论基础上的粒子物理,衍生出 4 个诺贝尔物理学奖,“渐近自由”是第 4 个。前 3 个是:1979 年弱电统一理论,属于 $SU(2) \times U(1)$ 定域规范理论;1984 年实验观测到带电和中性的重介子 W^{\pm}, Z^0 ,这是规范场介子;1999 年自发破缺规范场理论可重整化的证明,2004 年诺贝尔物理学奖是非亚贝尔规范场的高能渐近行为的理论。“渐近自由”理论使夸克和非亚贝尔规范场结合成为成功的强作用高能区的理论,再一次证实了现代规范场理论在物理基础方面的深远影响。

4 历史的经验和学风的承传

规范场成为粒子理论研究的主流是从 1967, 1968 年的 Salam - Weinberg 弱电统一模型开始。1965 年,当我国开始层子模型研究时,在国际范围内还未开始夸克动力学的研究,所以层子模型在寻求层子动力束缚态方面是开创新之途。同时当时非亚贝尔规范场的研究尚未进入粒子理论主流,当时有一个叫“矢量介子主导”(vector meson dominance)模型试图以矢量介子场理论解决强相互作用,但是问题多多,并未成功。当时我们把夸克(层子)的束缚态作为强子结构模型最主要的“主攻”研究方向,首先是基于哲学的信仰和理念。在没有动力作用机理的了解这种情况下选择构造强子内部夸克的波函数,包含一些待定参数,以此体现层子结构层次。所以 1965—1966 年层子模型选取了半唯象的方式寻求层子低能束缚态的途径,是一种别无其他现成方法的选择。1967 年弱电统一理论出现,并且显示出的实验验证日益成功之时,国际上注意到把非亚贝尔规范场用于强作用模型的可能性。1973 年,渐近自由的发现,迅速地使粒子理论集中注意到夸克色动力学高能行为。然而我国层子模型的研究却止步不前。一方面是 1966 年—1972 年的“文化大革命”风暴下学术研究陷于低谷;另一方面是在“文革”和以前“政治挂帅”、“超英赶美”的思想影响下,在批判“唯心主义泛滥”的“累惹极点”(regge pole),批判“国内也有人追随西方学者”……^[8]之余,粒子理

论界有一种偏见看待非亚贝尔规范场,认为做这方面研究是偏离了国内主流的哲学信仰“跟外国人屁股跑”。1974年,我在北京中国科学院高能物理研究所报告非亚贝尔规范场重整化群,强调了“渐近自由”的重要性,但是得不到认同和支持。当时国内研究层子模型的主导仍然意图在发展低能束缚的动力模型。层子模型未能和非亚贝尔规范场理论的结合,没有正确的动力学相互作用机制,虽有创新的动机开始却未能达成公认标志性的成果,到目前为止,夸克动力学模型的红外行为,夸克结合成强子的动力模型,仍是悬而未解的问题。

现在我们回顾历史上层子模型和规范场错位未能结合的一些教训。现代非亚贝尔规范场理论,始自1954年,到1965年层子模型建立之时,现代规范场理论很少为理论物理学人所认同,甚至认识。所以当时层子模型没有结合非亚贝尔规范场是不足为奇的,亦在情理之中。当然,如果说要求高的创新观念,那就应该在未为普遍认同之前,有前瞻性的选择,到人人皆知之后才赶上跟上,那就不会是高度的原创。我们当然不必要求层子模型的研究者有这种创新,但是在20世纪60年代初,日本的坂田昌一学派, M. Ikeda, S. Ogsawa, Y. Ohnuki 等已提出了粒子结构的静态 $SU(3)$ 对称性,但作了错误的填充粒子。1964年 Gell - Mann 正确确立强子模型静态的 $SU(3)$ 对称的八重法 (eightfold way), 并且 Han - Nambu 夸克模型,中国的刘耀阳也提出了相当于颜色夸克的概念。这时候研究 $SU(3)$ 的可能动力学,进入 $SU(3)$ 的规范对称理论已经不是渺茫不着边际的事。1967年已出现 Salam 和 Weinberg 的弱电统一模型,应用于解释弱作用过程,1967到1972年这正是我国“文化大革命”的最热闹的时期,我国粒子理论研究人员错失了这一时机发展层子动力学。1973年, Gross, Wilczek, Politzer 得到非亚贝尔规范场渐近自由的结果。Gross - Coleman 证明这是唯一的渐近自由性质。这时候忽视了非亚贝尔规范场论在强作用层子模型的可能重要性,这就是一个物理上判

断和前瞻的错失,一种过分强调哲学信仰代替物理现实以致引向错失机会的结果。

当初层子模型开始研究夸克束缚态至今已经40年了,仍是一个尚未解决的问题。现在人们对这个课题的兴趣和热情已经衰退,一个并不是从物理现实而是从哲学信念出发和制约的选择往往不能导致实际的结果。海森伯的统一场的方程的追求亦属此类,坂田模型也是如此⁶⁾。夸克束缚态,一个看似显然的自然界的谜(夸克囚禁)寻求解答,经历了近半个世纪还没有能完成。我们现在常常听见那种“诺贝尔心结”的报道和言谈等等,只是反映当代潮流一种肤浅浮躁功利的情绪。相反地,探索过程中的得失是科学研究的常事,层子模型研究虽未成功,研究的精神和经验教训是建国以来学术研究宝贵的财富,从今天的学术环境回顾层子模型可以说它体现了一种朴素的学风,一种值得推崇的创新意识和团队精神。同时,也告诫人们信仰和哲学不可以代替物理和物理思想,繁荣学术必须是真正实现“百家争鸣,百花齐放”和“实事求是”。

参 考 文 献

- [1] 李华钟. 物理, 2004, 33 :187, 861[Li H Z. WuLi (physics), 2004, 33 :187 861(in Chinese)]; 李华钟. 物理学进展, 2004, 24 :458[Li H Z. Progress in Phys. , 2004, 24 :458(in Chinese)]
- [2] Gross D J, Wilczek F. Phys. Rev. Lett. , 1973, 30 : 1343; Gross D J, Wilczek F. Phys. Rev. , 1974, D8 : 3633; 1974, D9 :980; Politzer H D. Phys. Rev. Lett. , 1973, 30 :1346
- [3] Coleman S, Gross D J. Phys. Rev. Lett. , 1973, 31 :851
- [4] Muta T. Foundations of Quantum Chromodynamics. World Scientific, 1998
- [5] Nachtmann O. Elementary Particle Physics, Concepts and Phenomena. Springer-Verlag and World Publication Comp. , 1990
- [6] 王凡. 物理学进展, 2002, 22 :1[Wang F. Progress in Phys. 2002, 22 :1(in Chinese)]
- [7] 朱洪元. 朱洪元论文选集. 181—194 ;195—222
- [8] 朱洪元, 汪容. 朱洪元论文选集. 247—248
- [9] 朱洪元, 宋行长, 朱重远. 朱洪元论文选集. 261—265

6)基于坂田的“三阶段论”哲学,从“实体论”观念出发,只在已存在的粒子中(n, p, Λ),找 $SU(3)$ 基本表示的占有粒子,得到的是错误的结论。