

强相互作用量子色动力学的渐近自由 ——2004 年诺贝尔物理奖成果简介

张肇西

(中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

〔摘要〕 美国的戴维·格罗斯 (David J. Gross)、戴维·玻利泽 (H. David Politzer)、弗兰克·维里茨克 (Frank Wilczek) 3 位理论物理学家因为揭示出了强相互作用的“渐近自由”特性和这一特性被后来实验所证实, 获得了 2004 年度的诺贝尔物理奖。按历史顺序, 简要回顾了强相互作用理论——量子色动力学建立的基本“要素”。介绍了理论上如何得出强相互作用“渐近自由”和“渐近自由”的含义。引述了实验检验理论上的渐近自由最典型和最新的情况, 展示了强相互作用渐近自由的高度正确性。介绍了基于渐近自由的微扰量子色动力学的要领。指出渐近自由的发现和证实, 是确立量子色动力学为描述强相互作用的正确理论的重要依据, 同时列举了当前量子色动力学的“色禁闭”等一些前沿问题。渐近自由的发现和证实深刻地影响了粒子物理, 如量子色动力学成了标准模型的重要组成部分和导致电、弱、强相互作用的统一理论的研究等。

〔关键词〕 2004 年度诺贝尔物理奖 强相互作用的量子色动力学 渐近自由 微扰量子色动力学

〔中图分类号〕 041 〔文献标识码〕 A 〔文章编号〕 1000-7857(2005)02-0017-06

ASYMPTOTIC FREEDOM IN THE QUANTUM CHROMODYNAMICS (QCD) THEORY OF THE STRONG INTERACTION ——INTRODUCTION OF ACHIEVEMENTS OF THE NOBEL PRIZE IN PHYSICS 2004

ZHANG Zhao-xi

(Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract: Due to the theoretical discovery of asymptotic freedom for the strong interaction (a fundamental interaction) and later experimental confirmations, three American theoretical physicists (David J. Gross, Frank Wilczek and H. David Politzer) have awarded the Nobel Prize in Physics 2004. The elementary elements to establish the Quantum Chromodynamics (QCD), the theory for the strong interaction, are briefly reviewed according to history. How to reach to the asymptotic freedom for Yang-Mills theories is introduced and its physics meaning in QCD is explained. The latest and essential experimental tests of the asymptotic freedom are presented, and from the presentation one may conclude that the theoretical prediction of the asymptotic freedom consists with experimental measurements excellently. The perturbative QCD, which is rooted to the asymptotic freedom, is outlined. It is pointed out that the theoretical discovery and the experimental confirmations of the asymptotic freedom are crucial for QCD to be the right theory of the strong interaction and some frontiers of QCD, such as ‘color confinement’, etc., are listed. The discovery indeed has deeply affected particle physics, such as the Standard Model with QCD as one of the main contents and to lead to the so-called Grand Unification Theories (GUTs) for strong and electroweak interactions etc..

Key Words: The Nobel Prize in Physics 2004, quantum chromodynamics for the strong interaction, asymptotic freedom, perturbative quantum chromodynamics

CLC Number: 041

Document Code: A

Article ID: 1000-7857(2005)02-0017-06

瑞典皇家科学院把 2004 年度的诺贝尔物理学奖授予了美国的戴维·格罗斯 (David J. Gross)、戴维·玻利泽 (H. David Politzer) 和弗兰克·维里茨克 (Frank Wilczek) 3 位理论物理学家, 表彰他们 30 多年前首次揭示出描述强相互作用的渐近自由特性的成就^[1-3]。

量子色动力学是描述强相互作用的正确理论。渐近自由可以定性地解释为: 最基本的相互作用之一, 强相互作用

的强度随着这种相互作用的作用能量增加而变小。或者用专业定量的语言说, 渐近自由是概括带“颜色”量子数的客体 (夸克, 胶子等) 随着它们互相对撞的能量 (动量) 增加, 互相感到对方和自己所带的“色荷”有效值 (测量到的耦合常数) 而变小的特性。因为有微观世界量子力学的测不准关系原理, 所以也可以把它表述为, 随着带“颜色”的客体靠得越近, 测量到的有效“色荷”值将逐渐变小。

收稿日期: 2005-01-09

作者简介: 张肇西, 男, 1940~; 北京市中关村南四街甲 1 号中国科学院理论物理研究所, 研究员, 主要研究方向为粒子物理的量子色动力学、电弱相互作用理论和超对称现象学; E-mail: zhangzx@itp.ac.cn

1 强相互作用的量子色动力学

20 世纪初,人们发现原子之中大部分空间是“空”的;原子中心是由体积很小、却集中了原子绝大部分质量的原子核占据。原子核是由带电荷的质子和不带电荷的中子(质子和中子统称为核子)强烈地吸引和近距离互相排斥达到平衡的多核子状态。原子核中核子相互距离小,基本上是靠在一起的。原子核中核子间的相互作用力的强度很大,人们从一开始便把核子结合到一起的力称为强相互作用(强作用)力。在这种力的作用下,原子核中核子之间的结合能不尽相同。整个原子核的结合能对其中的核子数目的平均称为平均结合能。即使是稳定(基态)的原子核,其中所包含的核子数目不同,它们的平均结合能也不同。这种平均结合能的大小,被用来作为判断相关原子核裂变和聚变时是释放能量还是吸收能量的判据。

到 20 世纪 50~60 年代,人们利用宇宙线和高能加速器,发现了一系列的介子和重子(统称为强子)。其中,介子(自旋为整数)有:派(π),凯(K),伊塔(η),柔(ρ),欧密伽(ω),费(ϕ)等等;重子(自旋为半整数)有:兰姆塔(Λ),西格玛(Σ),希塔(Ξ)和欧米伽(Ω)等相对稳定的超子,及德塔(Δ),西格玛“星”(Σ^*),希塔“星”(Ξ^*)等“共振”重子(其寿命非常短,小于 10^{-22} s)。加上已知存在于原子核中的质子和中子,当时达到了 100 多种。介子和重子的共同特点是它们之间存在类似于核子之间存在的强相互作用,所以人们把介子和重子统称为强子。在此基础上,人们开始了像门捷列夫对化学元素分类那样,利用数学中的群论,通过对这些强子的质量和各自性质进行分析和分类,研究其中的对称性,并取得了很大的成功^[4]。

这上百种强子的对称性研究的成功,导致了提出所带电荷为电子电荷的 $\mp \frac{2}{3}$ 和 $\pm \frac{1}{3}$ 的夸克。事实上,1964 年最早提出夸克的论文^[5]中,由于实验没发现分数电荷的粒子,特别强调了夸克是数学上的需要;在把夸克说成“粒子”和讨论分数电荷夸克的物理后果时,使用了英语的虚拟语气,意味着不能把夸克当作实体的粒子看待。后来,从强子分类对称性能,进一步“规定”夸克的自旋是 $1/2$ 。在这种情况下,当时的我国科学家率先把夸克作为物质结构的粒子来看待,认为强子由夸克组成;从猜测强子由夸克组成的波函数入手,尝试建立相对论性的强子结构模型,并取得了初步的成功^[6]。“夸克是粒子实体”的意见得到实验支持;加之后来理论上的发展,“夸克是粒子实体,强子由夸克组成”现在已经无人怀疑,成为人们普遍的认识了。当今在物质微观结构的认识上,是把夸克处在人类已经认识到的物质最小的结构单元(最低层次)之列来对待的。国内科学家于 1966 年还曾建议用“层子”代替“夸克”来称呼当时新认识到的粒子实体,并把所提出的模型称为“层子模型”^[7]。可见在“夸克是粒子实体,强子由夸克组成”这一步上我国科学家是领先的。可惜,由于文化大革命 10 年的停顿等主、客观原因,“层子”这一名称没有在上流社会流行开来。

从强子分类的研究,最先认识到的夸克有 3 种,用“味道”u、d、s 来代表。此 3 种“味道”夸克的质量小,现在被称为轻夸克。当今已经认识到的夸克共有 6 种“味道”;另外的 3 种“味道”用 c、b、t 代表,而且质量大,被称为重夸克。从强子

分类研究,已经总结出了介子是正反夸克的束缚态、重子是 3 个夸克的束缚态等。

当时,虽然理论上在强子分类上取得了巨大成功,但是在用夸克解释强子的组成时,很快便发现,在重子由 3 个夸克组成的图像上明显存在着“自旋和统计对称性之间的矛盾”。根据量子力学的基本原理,描述自旋半整数的多粒子体系的波函数对于粒子交换必须是全反对称,服从费密—狄拉克统计。夸克的自旋为 $1/2$,而从当时粒子分类的分析表明重子基态(最低能态)波函数只有是全对称的,才能与实验数据符合,与费密—狄拉克统计冲突。另外一方面,正确解释 π 介子衰变到双光子的衰变几率和高能 e^+e^- 湮灭到各种强子的总截面都需要乘上一个因子“3”。

为了解决这 3 个困难,出路之一是引入新的量子数。令夸克具有新的量子数,而且若再令其对应数学上的 SU(3) 群的规范对称性,那么若基态重子波函数相应新引入的分量空间是全反对称的(此 SU(3) 群的单态),将新引入的波函数分量与原来的分量合在一起时,则整个重子波函数成为全反对称,解决了“重子的自旋与统计的矛盾”。同时 SU(3) 群中的“3”恰好也能提供 π 介子衰变到双光子的衰变几率和高能 e^+e^- 湮灭到各种强子的总截面所需要的因子“3”。这样最简单地引入“新量子数”的方案做到了“一石三鸟”,3 个困难同时得到解决。此新量子数专业上被比拟地称为“颜色”(作者注:实际上,新的自由度取名“颜色”是和取名“味道”一样,为了区别已知的自由度,并表明这些量子数不同于许多可以代数相加的量子数;它与日常人们味觉、视觉中的味道和颜色完全是不同的事情)。此后高能物理的大量实验,证实了这一最简单地引入对应“SU(3)规范对称性”新自由度的正确性。

人们早已认识描述电磁相互作用的动力学理论(电动力学)可以看作是对易的(即 U(1) 规范对称性(对应到可代数相加量子数—电荷)的“定域化”)。1954 年,杨振宁教授和他的合作者米尔斯(Mills)把这种规范对称性的“定域化”得到电动力学的方法,推广到非对易(non-Abelian)的 SU(2) 规范对称性(对应到不可代数相加量子数—同位旋)的情形;通过把非对易的 SU(2) 同位旋规范对称性的“定域化”来建立相应非对易规范场的动力学理论,即所谓的杨—米尔斯规范场理论^[8]。若将杨—米尔斯这种对于 SU(2) 规范对称性方法,直接应用到夸克的 SU(3) 颜色规范对称性,所建立起来的动力学理论称为色动力学(作者注:杨—米尔斯的原始论文,是具体地建立 SU(2)“同位旋”非对易规范场。在现代电弱理论中的规范场恰巧包括了 SU(2) 非对易规范场。将杨—米尔斯方法从 SU(2) 到 SU(3) 的“扩展”是平庸的。现代文献上把非对易规范场统称为杨—米尔斯场)。如电动力学描述电磁相互作用的理论,人们从一开始便推测色动力学是用来描述全部强相互作用理论的。应当在此强调,尽管引入了“颜色”量子数,但是所有的强子都是“无颜色(颜色中性)”的,都不具有“颜色”这一量子数,都是颜色 SU(3) 的单态。

量子力学诞生以来,描述相应的微观运动规律时,动力学理论都必须进行量子化。这是现代理论基础之一的“量子化原理”的要求。在规范场动力学理论中,除了自旋 $1/2$ 的费密子(电动力学中的电子和色动力学中的夸克等)要量子化,同时所包含的规范场(电动力学中的电磁场和色动力学的“色”场)亦要按“标准”方法(例如路径积分方法)进行量

量子化^[9]。量子化了的电动力学称为量子电动力学(QED),量子化了的色动力学称为量子色动力学(QCD)。在量子电动力学(QED)理论中传递相互作用的规范场粒子是光子,在色动力学(QCD)理论中传递相互作用的规范场粒子被取名为胶子。量子电动力学(QED)是当今最精确的理论。所以人们推测所有强作用都是夸克以及胶子之间交换胶子引起的,强子间的强作用是被强子由“多夸克组成”这一事实复杂化了的交换胶子的相互作用。

人们的推测确实是正确的。当今,量子色动力学被广泛证实是描述强相互作用的正确理论,构成了微观世界前沿理论;是所谓的粒子物理标准模型的主要组成,它和电弱统一理论(把电磁作用和弱作用两种基本相互作用统一起来的理论)^[10]合在一起构成标准模型的全部内容。

2 量子色动力学的渐近自由

20世纪60年代中期,著名物理学家毕约肯(J.D. Bjorken)首先猜测到,高能轻子在核子上的深度非弹性散射下会出现“标度不变”(scaling)现象^[11](作者注:本来是两个具有质量量纲变量的函数,“退化”为一个无量纲变量的函数的现象^[11])。“标度不变”不久便被美国斯坦福电子加速器中心(SLAC)的电子在核子上的实验所证实;实验表明“标度不变”猜测是近似正确(大体正确,但又有破坏)的。而这种“标度不变”意味着在核子中的夸克是“自由”的^[12]。标度不变这一猜测的实验证实,以及对这一猜测的内涵认识,对揭示下述量子色动力学的渐近自由起了推动作用。

按杨-米尔斯方法,量子色动力学相应的拉格朗日量,由“定域”SU(3)规范对称性规则完全确定下来。它是十分简洁、紧凑的,如下:

$$L = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a + \sum \bar{\Psi}(iD_\mu \gamma^\mu + m)\Psi + L_{GF} + L_{FP} \quad (1)$$

其中 $\Psi, \bar{\Psi}$ 和 m 分别是夸克场、共轭场和质量; $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$ 是颜色的场强张量; g 是无量纲的耦合常数,或称作单位“色”作用“荷”的强度; A_μ^a 是“色”规范场的矢量势; f^{abc} 是SU(3)群的结构常数; $a, b, c = 1, \dots, 8$ (作者注:这是色SU(3)所决定,对应“色”的八维伴随表示)是规范势的“色”指标。

$D_\mu = \partial_\mu - ig \frac{\lambda^a}{2} A_\mu^a$ 被称为存在规范场时作用在夸克场上的“协变微分”。 λ^a 作用在夸克上的“色”变换的矩阵(颜色三维的基础表示),通常采用盖尔曼(Gell-Mann)的定义。 L_{GF} 是在色动力学量子化时需要引入的“规范固定项”;而 L_{FP} 是在量子化后可能出现的法捷耶夫-波波夫(Faddeev-Popov)项^[9]。从(1)式的第一项,不难看出量子色动力学存在规范场3点和4点的自作用。这是杨-米尔斯方法所特有的。

在杨-米尔斯非对易规范场提出后,在相当长的时期内量子场论的量子化遇到了技术困难,在多年的努力后才得以解决^[9]。但当人们认识到SU(3)色动力学可能作为描述强相互作用的理论之时,其量子化已经不是问题。不仅如此,量子化了的非对易规范场的重整化,在电弱理论^[10]的推动下,稍先于量子色动力学的建立,理论上也已得到了解决^[13]。即如何将量子化的杨-米尔斯场的高阶量子修正计算时所出现的高能无穷发散“吸收(重整化)”到几个实验观测量中去,得

到更加逼近实验值的有限“修正”的办法已经建立好;同时证明了所有杨-米尔斯场都是“可重整化的”。

对于可重整化的理论,实际上,在做重整化的时候如何把所出现的高能无穷发散“吸收”到有限个实验观测量中去(被称为重整化条件的选取)存在着自由性(灵活性)。使用专业术语,这一自由性表现在重整化“点” μ (具有质量的量纲)的选取上:对于自洽的可重整理论,虽然由于不同的 μ 选取,造成实验观测量的量子修正计算的公式看起来有些差异,但是最终数值的结果不会依赖重整化“点” μ 的选取。关于这一“自由性”的问题已经很好地得到解决;早在20世纪的50年代初,便知道可以用“重整化群”的数学工具来处理^[14]。重整化群方法在揭示杨-米尔斯规范场的渐近自由特性上起到了关键作用。

量子色动力学的渐近自由是关于耦合常数的“跑动”(变化)的。对于相互作用的耦合常数的重整化群方程可以表述为:若 μ (具有质量的量纲)是一选定的重整化点,公式(1)中的无量纲的耦合常数 g 重整化后记为 $g_R(\mu)$,应当是 μ 的函数。重整化后的耦合常数的“跑动”被 $\beta(g_R(\mu))$ 函数由下述微分方程(2)控制:

$$\mu \frac{\partial}{\partial \mu} g_R(\mu) = \beta(g_R(\mu)) \quad (2)$$

其中的函数 $\beta(g_R(\mu))$,在 $g_R(\mu)$ 小的时候(所谓的微扰区),可以根据重整化理论按圈图做量子修正,逐级地精确计算出来。

戴维·格罗斯、弗兰克·维尔茨克^[1,3]与戴维·玻利泽^[2]3位理论物理学家,率先计算了杨-米尔斯场的 $\beta(g_R(\mu))$ 的单圈图级表达式。具体到量子色动力学(QCD),有:

$$\beta(g_R) = -\frac{1}{(4\pi)^2} \beta_0 g_R^3 + O(g_R^5) \quad (3)$$

和

$$\beta_0 = -\frac{11}{3} C_G + \frac{4}{3} T_R N_f \quad (4)$$

其中, $C_G=3$ 和 $T_R=\frac{1}{2}$ 分别对应SU(3)的伴随表示和基础表示的卡雪米尔(Casimir)值;(4)式中右方的第一和第二两项分别对应胶子和夸克的相关量子圈的贡献。 N_f 是在测量能量下“有效”的夸克味道数,即只有质量低于 μ 的夸克才记为“有效”。3位物理学家指出,由于(4)式“色”SU(3)的 β_0 的整体负值,使得方程(3)式的解

$$\alpha_s(\mu) = \frac{g_R^2(\mu)}{4\pi}, \quad \frac{1}{\alpha_s(\mu_0)} - \frac{1}{\alpha_s(\mu)} = \frac{1}{2\pi} \beta_0 \ln\left(\frac{\mu}{\mu_0}\right)$$

或

$$\alpha_s(\mu) = \frac{\alpha_s(\mu_0)}{1 - \frac{\alpha_s(\mu_0)}{2\pi} \beta_0 \ln\left(\frac{\mu}{\mu_0}\right)}$$

伴随 μ 的增长,有以上式含 $\ln\left(\frac{\mu}{\mu_0}\right)$ 的方式下降的特性,即有所谓的量子色动力学(高能的)的渐进自由性。其中 μ_0 ($\leq \mu$)具有质量量纲, $\alpha_s(\mu_0)$ 或 $g_R(\mu_0)$ 需要由实验测定的值作为微分方程的初值输入。

(4)式右方的第一项由纯胶子自相互作用圈修正图贡献,其负号是渐进自由的关键。杨-米尔斯规范场有自相互作用,所以渐进自由为杨-米尔斯规范场所特有。(4)式右方的第二项由夸克与胶子联合圈修正图贡献。

3 位物理学家第一次找到了渐近自由的量子场(量化的杨-米尔斯场),并着重应用到强作用,定量说明了实验上观测到的标度不变及其破坏。在 3 位物理学家之前,许多人计算了其它可重整化量子场理论的重整化群方程的 $\beta(g_R(\mu))$ 函数,但由于不存在(4)中的第一项,全部是反渐近自由的。电弱统一理论包含了 SU(2)非对易规范场的 $\beta(g_R(\mu))$ 函数也是负值,也是渐近自由的,在人们进一步尝试建立强、电、弱 3 种基本相互作用统一理论中得到应用。

3 量子色动力学渐近自由的实验证实及其意义

20 世纪 60 年代中期,当高能电子在核子上深度非弹性散射实验的证实比约肯(B.J. Bjorken)的“标度不变”的猜想之前,强相互作用在高能(或小距离)时,会有渐近自由的特性是难以想象的。但是,当高能电子在核子上深度非弹性散射实验证实了比约肯的“标度不变”的猜想后,和澄清了“标度不变”是“核子中的夸克是自由的”反映时,人们关注强相互作用的渐近自由就变得十分自然了。

事实上,渐近自由是非对易规范(杨-米尔斯)场的共性;而戴维·格罗斯和弗兰克·维尔茨克与戴维·玻利泽虽然都指出在杨-米尔斯规范场的自相互作用是渐近自由的关键,但是在讨论渐近自由的物理应用时,都首先把目光投向强相互作用的量子色动力学(QCD)上。可见渐近自由的揭示是与实验证实比约肯“标度不变”分不开的(作者注:文献[1,3]甚至在摘要中便明确指出渐近自由可以说明实验中观测的强相互作用的标度不变)。

关于 β_0 的公式(4)中右方的第一项正比 C_G ,对应量子色动力学中的胶子自相互作用的贡献,在保证 β_0 值的负值起着“正(加强)”作用;第二项正比 T_R ,与带颜色的夸克联系,在保证 β_0 值的负值中起着“负(抵消)”的作用。而且,当夸克种类数 N_f 过大,亦会使理论失去渐近自由。因此,对于已知的时间为一维、空间为三维的真实物理世界,在可重整量子场(包括 QED)理论中,除了杨-米尔斯(非对易规范)场外,由于不存在相应 β_0 值(4)式的第一项,整个 β_0 值为正值,不会有渐近自由。

量子色动力学(QCD)渐近自由的揭示确实能够解释高能电子在核子上深度非弹性散射的近似的“标度不变”,并且能准确计算出实验观测到的“标度不变”的破坏的确切值。

直接检验渐近自由特性,是通过对比实验,即比较在不同能量 μ (或 E)下测量到的强作用耦合常数 $\alpha_s = \frac{g_R^2}{4\pi}$ 和理论计算出来的强作用耦合常数 $\alpha_s = \frac{g_R^2}{4\pi}$ 对 μ (或 E)的依赖关系。

自量子色动力学(QCD)的渐近自由被揭示以来,关于强作用耦合常数 $\alpha_s = \frac{g_R^2}{4\pi}$ 的实验测量,其能量跨越了 2~3 个数量级,且误差在不断地减小;理论上强作用耦合常数 $\alpha_s = \frac{g_R^2}{4\pi}$ 对 μ (或 E)的依赖关系的计算精确到了高阶,对应到函数 $\beta(g_R(\mu))$ 的计算提高到了 g_R^7 的数量级(所谓 NNLO 阶

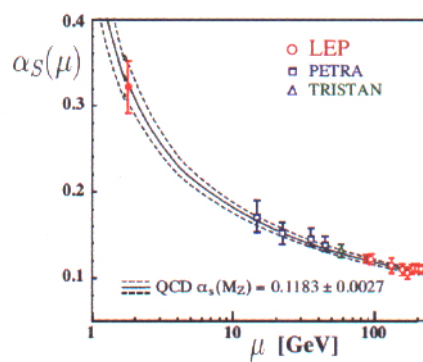


图 1 耦合常数 $\alpha_s = \frac{g_R^2}{4\pi}$ 对 μ 的依赖

(图中 LEP、PETRA 和 TRISTAN 是世界上进行过 α_s 精确测量的 3 个能量差别很大的正负电子对撞机。图中实曲线代表 QCD 理论值;围绕它上下的两曲线代表理论的不确定性;实验值和误差分别用空心点和竖棒表示。图中最左边实点的 α_s 实验值是从 τ 轻子衰变中测得的^[15]。)

的三圈图),而最初的公式(3)的精确度仅到 g_R^3 数量级(仅单圈图 LO 阶)。

图 1 是最新的强作用耦合常数 α_s 对 μ (或 E)的依赖性的理论值与实验测量值的对比。其中曲线是理论计算值(上、下两虚线代表理论的不确定性)。图中空(实)心圆点代表实验值,圆点上的竖“棒”代表实验误差。

图 1 清楚表明,在最现代实验和理论水平上,3 位物理学家所揭示的量子色动力学(QCD)渐近自由的正确性。图 1 中所描述的强作用耦合常数 α_s 对 μ (或 E)的依赖性为基础科学中理论与实验符合得最好的精确成就之一。

还可以用另一方法考察量子色动力学(QCD)的渐近自由的正确性,即从完全不同的实验方法测量到的强耦合常数值,再利用重整化群方程(精确到三圈图阶)将所测量的强耦合常数“跑”到同一个重整化点 μ (为了应用的方便,一般取 $\mu=M_Z$,其中 M_Z 为中性弱玻色子质量)的值,对比所得到的值是否相同。以此方法检验量子色动力学的渐近自由的最新情形见图 2。图 2 中罗列了 32 种实验测量到的强耦合常数,都经过理论的推演到能量为中性弱玻色子质量 M_Z 处的值的情形。图中圆点(实心或空心)表示被理论推演到 M_Z 处相应的实验最终得到的中心值;水平横棒代表误差。据图 2,可见在误差范围内这 32 种实验测得的强耦合常数 α_s 在 M_Z 处的值是相同的,证实了渐近自由的正确性。

3 位物理学家成功揭示出强作用具有渐近自由的特性,开辟了量子色动力学的重要应用;在高能情况下,实际上在重整化点 $\mu \geq 1.5\text{GeV}$, $\alpha_s(\mu) \leq 1$ 时,强作用过程可以利用微扰方法进行逐级的计算。在逐级计算的基础上,还可以应用各种技巧把所得结果重新求和(resummation),得到更加精确的理论预言。这些应用上的进展也都得到实验证实。

量子色动力学理论在高能、小距离方面取得许多成绩,已经发展得相当成熟,文献上称其为微扰量子色动力学(PQCD)。微扰量子色动力学(PQCD)的成功是确立量子色动力学是描述强相互作用的正确理论的重要组成部分。

在此应当指出,在计算公式(3)中的 $\beta(g_R(\mu))$ 时,只能在 $\alpha_s(\mu) \leq 1$ 时进行。这意味着微扰量子色动力学(PQCD)的理论预言,越趋于高能(小距离)越好;而且到了低能(大距离)

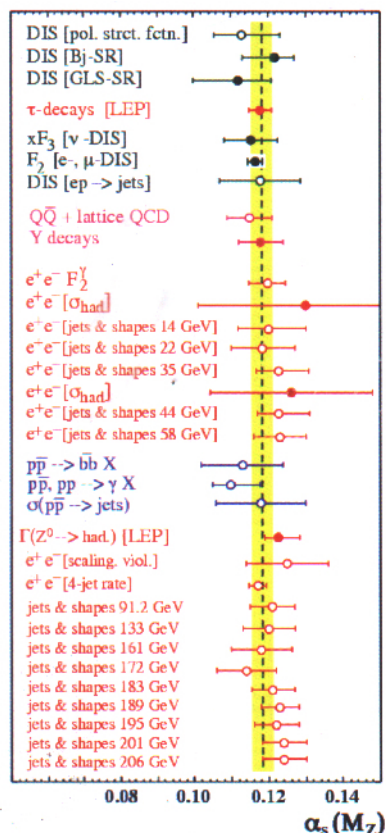


图2 强耦合常数 $\alpha_s(M_Z)$ 从不同实验测出的值 (空心圆点代表中心实验值, 穿过空心圆点的短线代表误差^[15]。)

观测。现在人们称这一现象为“色禁闭”。“色禁闭”现象给微扰量子色动力学(PQCD)的应用带来困难,即微扰量子色动力学(PQCD)只能计算夸克和/或胶子间的高能“硬”碰撞过程(快过程,反应过程的时间尺度小于或远小于 10^{-24} s),能够对于这一部分做出理论预言;但由于实验上只能观测到它们碰撞前和碰撞后“颜色”中性的强子,所以理论必须解决如何从碰撞前的强子中“抽取”出将要碰撞的夸克和/或胶子,以及如何将碰撞后的夸克/胶子“碎裂”到可观测的、碰撞后的强子的问题。这“抽取”和“碎裂”包含了超出微扰量子色动力学适用范围,是相对长时间中完成(慢过程,反应过程的时间尺度大于或接近 10^{-22} s)的。理论上采取“因子化”的办法绕过这一困难。以强子入射对撞和只观测末态一个强子的所谓“内含”的物理过程为例,即把整个物理过程因子化为强子“结构函数”(从碰撞前的强子中“抽取”出将要碰撞的夸克和/或胶子),过程中可采用微扰量子色动力学方法计算的渐近自由的硬“子过程”(可以是夸克和胶子间的产生、湮灭、散射等类的快过程)和夸克或胶子碎裂到强子的“碎裂函数”(碰撞后的夸克/胶子“碎裂”到可直接观测的、碰撞后的强子)3个因子;再把这3个因子化后卷积起来,完成整个物理过程的计算,对所考虑的物理过程做出理论预言。实际上,碎裂函数是描述渐近自由的夸克、胶子“碎裂”成为相应强子的几率分布函数;结构函数是描述从参加高能过程的强子中抽取渐近自由的夸克或胶子的几率分布函数。二者包含了“色禁闭”等非微扰效应,大多数情况下是

区域 $\alpha_s(\mu) \geq 1$ 时,其不再适用。即微扰量子色动力学(PQCD)有适用范围的限制。在此适用范围内,若把渐近自由反过来推论:带“颜色”客体间的相互作用,越趋于低能(大距离),作用的强度变得越大。但是,这种“反推论”只能进行到 $\mu \geq \Lambda_{QCD}$,即只能推论到微扰量子色动力学(PQCD)适用范围的边缘。

尽管能一动能和各种量子数守恒律允许,实验上至今没有直接观测到自由的带“颜色”的客体如夸克和胶子等,只能观测到“颜色”中性的客体——强子。带“颜色”的夸克和胶子只能在强子的内部,以束缚的形态,或者以一束强子“喷注(jet)”的形式被

理论上不能计算的(作者注:多年前,人们一直认为结构函数和碎裂函数包含了非微扰效应,都是理论上不可以计算的。但是,1992年我国科学家在世界上率先发现从夸克到所谓的双重味介子的碎裂函数可以进一步因子化出一个可以微扰计算的因子,而再剩下的因子,尽管包含了非微扰效应,却已经能利用建筑在QCD之上的位势模型的波函数描述,使整个碎裂函数可以计算了,同时还给出了从b夸克到双重味介子 B_c 的碎裂函数计算实例^[16]。可见打破了以前的结论,双重味介子的碎裂函数是理论上可计算的。所以在此只好说“大多数情况是理论不能计算的”)。但它们不依赖所计算的具体过程,是对不同过程普适的,可以由其它实验直接测量出来。而其中微扰量子色动力学方法可计算的渐近自由的夸克和胶子间的“硬”反应过程(产生、湮灭、散射等)是与所计算的具体过程相关的,再将上述三者卷积起来,使得整个计算结果依赖所考虑的具体过程。

把3位物理学家所揭示的渐近自由进行反推,夸克、胶子之间的作用随距离增加而变强,是与“色禁闭”的趋势相容的。但是,这种反推是有限度的,只能达到微扰量子色动力学(PQCD)可适用的边缘。“色禁闭”是超出了微扰量子色动力学适用范围的问题,进入了非微扰量子色动力学的范围。“色禁闭”的问题是当今世界理论上尚没有解决的问题。目前处理非微扰量子色动力学的最有力方法是所谓的“格点量子色动力学”(lattice QCD),但它需要利用计算机模拟,现代计算机的计算能力距离精确计算出各种具体物理过程还差得很远。利用“格点量子色动力学”解决“色禁闭”是否是成功的途径亦是个问题。

无疑,量子色动力学渐近自由特性的揭示、证实和应用是量子色动力学的巨大成功,有力地证明了量子色动力学是描述强相互作用的正确理论。尽管当前量子色动力学存在着许多所谓非微扰问题待解决,除了需要证明“色禁闭”,还有量子色动力学中可能的物态——手征破缺态和手征对称态的恢复,极端高温、极端密度下的夸克—胶子等离子态;从量子色动力学来解决核力和原子核中各种问题等,亦是量子色动力学的前沿研究课题。尽管如此,人们现在已经坚信量子色动力学是描述强相互作用的正确理论。

强相互作用是基本相互作用之一。渐近自由的揭示,使人们能采用微扰方法处理高能下的这一基本相互作用主导的过程,以及电弱过程中它的影响。如上所述,渐近自由的揭示,为量子色动力学成为描述强相互作用的正确理论奠定了坚实的基础。同时,所揭示出的仅有杨-米尔斯量子场自作用对 $\beta(g_s(\mu))$ 贡献是负的,对于人们认识杨-米尔斯量子场具有重要意义。除了开辟了量子色动力学本身前沿的研究课题,同时推动了强、电、弱3种基本相互作用的统一等方面的研究。因此,强相互作用、杨-米尔斯量子场的渐近自由获得诺贝尔奖早已是在人们预料之中的,3位物理学家获得2004年度诺贝尔物理学奖是一件非常顺理成章的事情。

参考文献(References)

- [1] David J. Gross, Frank Wilczek. *Phys. Rev. Lett.* 1973 (30):1343
- [2] H. David Politzer. *Phys. Rev. Lett.* 1973 (30):1 346
- [3] David J. Gross, Frank Wilczek. *Phys. Rev. D* 1973 (8): 3 633
- [4] M. Gell-Mann, Y. Ne'eman. *The Eightfold Way* [M]. New York: Benjamin

泛素调节的蛋白质降解 ——2004 年诺贝尔化学奖成果简介

焦 姣 姚祝军

(中国科学院上海有机化学研究所 上海 200032)

〔摘要〕 以色列科学家阿龙·切哈诺沃(Aaron Ciechanover)、阿夫拉姆·赫什科(Avram Hershko)和美国科学家欧文·罗斯(Irwin Rose)因发现泛素调节的蛋白质降解被授予 2004 年诺贝尔化学奖。泛素是一种含 76 个氨基酸的多肽,存在于除细菌外的许多不同组织和器官中,具有标记待降解蛋白质的作用。被泛素标记的蛋白质在蛋白酶体中被降解。泛素控制的蛋白质降解具有重要的生理意义,它不仅能够清除错误蛋白质,对细胞生长周期、DNA 复制以及染色体结构都有重要的调控作用。

〔关键词〕 诺贝尔化学奖 泛素 蛋白质降解 基因 癌症

〔中图分类号〕 0629.72 Q519

〔文献标示码〕 A

〔文章编号〕 1000-7857(2005)02-0022-04

UBIQUITIN-MEDIATED PROTEOLYSIS ——INTRODUCTION OF ACHIEVEMENTS OF THE NOBEL PRIZE IN CHEMISTRY 2004

JIAO Jiao YAO Zhu-Jun

(Shanghai Institute of Organic Chemistry, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200032, China)

Abstract: The Nobel Prize in Chemistry 2004 is shared among three scientists who have made fundamental discoveries concerning how cells regulate the breakdown of intracellular proteins with extreme specificity as to target, time and space. Aaron Ciechanover, Avram Hershko and Irwin Rose together discovered ubiquitin-mediated proteolysis, a process where an enzyme system tags unwanted proteins with many molecules of the 76-amino acid residue protein ubiquitin. The tagged proteins are then transported to the proteasome, a large multisubunit protease complex, where they are degraded. Numerous cellular processes regulated by ubiquitin-mediated proteolysis include the cell cycle, DNA repair and transcription, protein quality control and the immune response. Defects in this proteolysis have a causal role in many human diseases, including a variety of cancers.

Key Words: Nobel Prize in Chemistry, ubiquitin, proteolysis, gene, cancer

CLC Numbers: 0629.72 Q519

Document Code: A

Article ID: 1000-7857(2005)02-0022-04

收稿日期: 2005-01-05

作者简介: 焦姣,女,1982~;上海枫林路 354 号中国科学院上海有机化学研究所生命有机化学国家重点实验室,研究生,主要研究细胞信号转导过程的关键化学分子调控;E-mail: jiaojiao@mail.sioc.ac.cn

姚祝军,男,1968~;中国科学院上海有机化学研究所生命有机化学国家重点实验室研究组组长、研究员,主要从事细胞凋亡的化学生物学、天然产物与生物活性分子的合成化学以及分子影像学;E-mail: yaoz@mail.sioc.ac.cn

[5] M. Gell-Mann. *Phys. Lett.* 1964 (8):214

[6] 北京基本粒子物理理论组. 原子能, 1966 (3): 7~8; 北京基本粒子物理理论组. 北京大学学报(自然科学), 1966(2); Hung-yuan Zhu. Reminiscence of the Straton Model, Proceedings of the 1980 GUANGZHOU Conference on Theoretical Physics, Litton Educational Publishing, 4

[7] 北京基本粒子物理理论组. 1966 年暑期北京国际物理讨论会上报告; Hung-yuan Zhu. Reminiscence of the Straton Model, Proceedings of the 1980 GUANGZHOU Conference on Theoretical Physics. Litton Educational Publishing, 4

[8] C.N. Yang and R. L. Mills. *Phys. Rev.* 1954 (96): 191

[9] L D Faddeev, V M Popov. *Phys. Lett. B* 1967 (25): 29

[10] S L Glashow. *Nucl. Phys.* 1961 (22): 579; S Weinberg. *Phys. Rev. Lett.* 1967 (19): 1 264; A Salam. Proceedings of the 8th

Nobel Symposium, Ed. N. Svartholm (Almqvist and Wiksell, Stockholm 1968)

[11] J D Bjorken. *Phys. Rev.* 1969(179):1 547

[12] J D Bjorken, E A Paschos. *Phys. Rev.* 1969(185): 1 975

[13] M J G Veltman. *Nucl. Phys.* 1968 (B 7):637; G. t' Hooft. *Nucl. Phys.* 1971 (B 35):167; G. t' Hooft, M.J.G. Veltman. *Nucl. Phys.* 1972 (B 44): 189; G t' Hooft, M. J. G. Veltman. *Nucl. Phys.* 1 972 (B 50): 318

[14] M Gell-Mann, F. E. Low. *Phys. Rev.* 1954 95; E C Stueckelberg, A Peterson. *Helvetica Physica Acta*, 1953 (26): 499

[15] S Bethke. hep-ex/0407021.

[16] Chao-Hsi Chang, Yu-Qi Chen. *Phys. Rev.* 1992 (D 46):3 845; *Erratum. Phys. Rev.* 1994 (D 50): 6 013

(责任编辑 胡春华)