

强子结构理论报告集

(一九七八年中国物理学会年会基本粒子会议)

一九八〇年七月

53.833
7443

目 录

序 言	何祚庥 (1)
周培源同志的讲话	(3)
杨振宁教授林家翘教授在座谈会上的讲话	(5)
强子结构图象的评述	伍经元 (8)
关于层子模型波函数的若干问题	高崇寿 宋行长 (19)
关于三维形式 BS 方程	朱熙泉 何祚庥 (33)
深度非弹性散射及部分子模型的一些实验和理论进展	朱重远 (49)
部分子模型中的极化深度非弹	李炳安 (66)
多重产生的层子组合模型	
(见山东大学学报1978年3—4期146—170页)	谢去病
多重产生的多边缘统计热力学模型	王政之 (107)
点阵规范理论	
(见中山大学学报1979年第1期65—85页)	殷鹏程
量子色动力学	冼鼎昌 岳宗五 薛丕友 (124)
复合粒子场论的微扰展开理论和“双例外原子”	何祚庥 张肇西 (176)
层子质量、强相互作用手征对称与弱电统一理论	伍经元 (232)
新粒子和弱相互作用	伍经元 李小源 张子贤 (242)

序 言

这一本强子结构理论论文集是1978年8月份，在庐山会议期间与会同志们所做报告的汇编。在会议期间，物理学会理事长周培源同志致开幕词，副理事长钱三强同志，张文裕同志做了讲话。著名学者杨振宁教授，林家翘教授也在会上做了学术报告並和很多同志们座谈了有关学术问题。

这次强子结构理论会议主要是总结国内外有关强子结构的实验和理论研究的成就，並交流对今后强子结构问题理论研究的意见。所以会议的学术报告主要是评述性的报告。主要内容有：强子结构图象的评述，关于层子模型波函数若干问题，关于相对论方程的若干问题，关于部分子模型，关于多重产生的层子组合模型和统计热力学模型，新粒子和弱相互作用，点阵规范，量子色动力学，复合粒子场论的微扰展开理论和双例外原子以及层子质量、强相互作用手征对称与弱电统一理论等。这些报告反映了当代的研究水平，对于促进我国强子结构问题的研究具有一定意义，其中已在其它刊物上公开发表的报告，这里只印了目录，而未重印全文。由于种种技术问题的原因，报告集的出版虽然略为迟了一些，但是由于这些报告反映了当时水平，有些是我国独立研究的结果，因而仍将具有一定的参考价值。

自从庐山会议以来，关于强相互作用理论已有了较大发展，这主要是量子色动力学获得了越来越多的实验的验证，对于禁闭问题也有了不少进展。不过，假如禁闭问题没有得到解决的话，那末强子结构问题是不能认为已获得最后的解决的。周培源同志曾在会上号召大家注意一下层子所满足的运动方程式的问题。其实这一问题无非是指以下这两个方面：一、关于相对论方程的形式；二、关于层子、反层子间的作用力。关于这两方面问题的研究恐怕仍是当前强子结构研究中的中心问题。当然，如果讨论到强子的湮灭、产生等现象，这就需要一个能描述复合粒子的产生和湮灭现象的量子场论。庐山会议以来，在强子结构理论另一值得注意的动向，是关于口袋模型的研究。口袋模型一个重要成就是它较好地用一个唯象模型把量子色动力学

在小距离范围的特征和大距离的特征即禁闭问题联结在一起。这一模型在定量上不大理想，但定性上却获得一定成功。这是很多人加以注意的重要原因。当然，要深入这方面的研究，恐怕有待于解决这样一个基本问题：建立禁闭场论。

本文集是承山东大学许多同志的支持和努力下才能出版的。庐山会议的组织，山大的同志们花费了很多精力，在出版这本论文集上，也是山大同志们花费了很多精力。谨代表看到这本集子的读者们及本书的作者们向山大的同志们表示谢意。

何 祚 麻

一九八〇年七月二十二日

周培源同志在基本粒子會議开幕式上 的讲话（记录稿）

周培源同志说：基本粒子的研究是我很关心的事，因为基本粒子的研究站在整个物理学的最前线。参加这次会，我心情很激动，我们的物理队伍成长起来了，也有了一支精干的基本粒子理论队伍。培养理论队伍，我也做了些工作，但只是启蒙性的工作。我工作到明年就是五十年了，对理论工作我是很注意。现在问题是怎么赶超，具体就是怎么争取突破，在基本粒子理论方面来个突破最有希望。在文化大革命前短短十七年中，我国理论物理有两大贡献：一是完全独立地掌握了制造原子弹和氢弹的理论，二是提出了强子结构的层子模型。现在在华主席的英明领导下，基本粒子方面，虽然实验设备目前还没有，理论方面完全有条件赶上和超过人家。近代物理学的历史也说明，理论上的一些突破并不是出于权威，也不是出在有权威的地方。例如，量子力学的突破就是在第一次世界大战后，还处于很困难情况的德国出现的。

我们国家现在还没有形成学派，就是因为我们在理论上没有突破，但我们现在这个队伍，完全可以在基本粒子上来个突破。现在又建立了理论物理研究所，这个所的任务，就是要协调和组织全国理论物理工作者的力量，把工作做好。我们的实验条件也在筹建，长远讲，还要靠我们自己的实验基地。我们的工业基础，完全有条件搞大的加速器。丁肇中来访问时，我问他：“你看我们有没有条件搞大加速器”。他说：“要看看你们的工业情况才好说”。后来他参观了我们的工厂后说，我们的工业条件完全可以搞。

周培源同志在介绍了美国理论物理发题的简单历史后说：我们要学习和总结别人的好经验。二十年代，我在美国念书时，外国一个科学家到芝加哥大学讲量子力学，全大学没有一个人懂，现在在各方面都处于领先地位，其中一个原因是充分利用了希特勒赶出来的犹太科学家。美国的基础科学，我是亲

眼看着它成长起来的，没有什么了不起。我们要团结起来，把工作做好。

周培源同志说：要团结，就要讲实话。一九六六年我们搞了层子模型，在北京物理讨论会上作了报告，国际上认为有水平，我们大家都高兴。但有些同志就骄傲自满了，好象基本粒子问题已经解决了。把自己看成唯物主义，而把别人扣上唯心主义。既影响了内外的团结，又妨碍了自己的进步。我们做了一点成绩，千万不要骄傲自满，真正做个又红又专的理论物理工作者。在理论工作中，要坚持实践的观点，实践是检验真理的唯一标准。一个理论提出来，第一，要看它能不能说明旧理论已说明的物理现象；第二，要看它能不能说明旧理论不能解释的现象；第三，要看它能不能预言还未注意到或将要发生的新现象。要看是否符合这三点。

周培源同志提出理论物理学工作者的三项任务：一是要突破，建立和发展新的理论。二是要和实验物理学家密切配合起来，指导实验工作的发展。例如，我们正在开始建立大型加速器，理论工作要掌握全面的发展情况，根据理论的要求提出要解决什么问题，与实验工作者密切配合，根据物理要求设计加速器、探测器。指导思想很重要，理论工作者要很明确。如果物理要求不清楚，要造成很大浪费。三是要培养人才，文化革命前，我国科研单位和高等学校配合很不密切。今后，教育机关和科研机关要密切配合。

周培源同志对强子结构的关键问题提出了自己的看法。

周培源同志最后无限深情地说：我能为党工作的时间不多了，我把无限的希望寄托在你们身上。

楊振宁教授林家翘教授在座談会上 的讲话（记录稿）

一九七八年八月四日，楊振宁、林 家翘两位教授与正在庐山开中国物理学会年会的部分代表进行了座谈。

楊振宁教授首先对邓副主席在科学大会上提出至少必须 保证六分之五的科研时间这一措施感到高兴。他说，这是非常重要的 事。否则，什么事都搞不成。

他说：搞科学研究必须打破（在组织上）一切东西系统 化的绝对做法。科学研究必须有百花齐放的根深蒂固的观念。要容许科学 工作者有相当大的独立判断的机会。否则，从长远 的发展来看，很难收效。自然，这不是意味着每个想法发展下去都是有效的，而且 多半是无效的，百分之九十几是无效的。但科学研究就是这样，只有有了这百 分之九十的无效，才能有那百分之十的有效。如果只允许那百 分之十的出来，结果只能是百 分之零。例如“快子”，如果某人想搞，虽然我认为是 没有希望的，但他一定要 搞也可以。当然，都去搞快子也不行。一个组织必须 容纳各种意见。一些稀奇的无道理的想法，也不可能有很多人去搞，也不会形成大波浪。现在中国自最高领导到群众，对科学发展非常展切，这是好事。但不能 什么都规定死了，让这几人搞这个，那几人搞那个，那样会发生严重后果。

林家翘教授很同意这点，但他补充 说：对一些应用科学和大组织（如建设回旋加速 器），情况和搞理论科学有所不同。如果要避免做些无用的事，就要把目的讨论搞得很清楚。要多多讨论。

楊振宁教授说：百花齐放不单 对整个研究所，对每个研究人员也适用。要鼓励他向多方西 探讨。在训练青年人对，不要主张什么份内份外。和他有关系的事，都要去摸一搞，发生兴趣。现 代科学发展分得很细。要训练一些人同时了解许多分支，否则，最有主 动性，机动性和启发性的成果是不可能

取得的。

大学生立刻进专业，会产生思想限制，对科学发展不利。许多东西的发现都要经过多方面讨论的。激光就是两位姻亲（一位是研究梅塞，一位研究光学）讨论而来的。（最近发现，物理学家Gould在一九五四年当研究生时最先发明了莱塞）。

杨振宁教授听说中国要派大学生出国学习。他认为，至少对理工科，派大学生出去，远不如派同样多的研究生出去效果好。美国的大学，远不如中国的大学对学生负责任。出去当大学生，第一对学生本人很苦，第二成功的可能性不大。杨教授说：我从西南联大毕业后做两年研究生再做一年中学教员，然后到美国芝加哥大学当研究生。我发现美国同学的基础远不如我雄厚。教量子力学的是一位有名的教授，但他不认真准备，讲课错误很多，而且一学期讲的内容还不如王竹溪先生在国内大学时讲的三分之一。

林家翘教授也说：去国外上大学，象文法课这类课程，中国学生根本无法学。送留学生最好是送研究生，或者再补一点高年级的课。

杨振宁教授说：中国科学院的研究所是一个系统，重点大学一个系统，非重点大学一个系统。是否可以考虑一个必要的人员调动的办法。杨教授根据他本人的经历说，搞理论物理和数学的人，到一定的年龄，如到学校接触学生，对学生和对他本人都大有益处。中国人才调动的活动性太小，这个办法一定要改。

杨教授这次去成都参观了成都四川化工厂，他说这是一个很好的大庆式企业。但问题是，由于水是一个封闭系统，就成为细菌生长的良好的场所。这就和生物学发生了关系。但是，找不到够多的搞生物学的人来解决，只好厂里自己派人改行来研究。

杨教授介绍美国有一个可以解决在工业生产中遇到这类困难问题的公司。这是一个具有各方面人才的工业咨询组织。他建议派人去研究研究这种综合性的游击式的工业研究所。（注）

他还提到了国际上公认的非常成功的研究所——英国的卡文迪什实验室（英国剑桥大学的一个组成部分）。二次世界大战后，它做了震惊世界的工

（注）Batelle Institute, Columbia, Ohio, 在日内瓦有分部。

作，出了五、六位诺贝尔奖金获得者。其特别成功的道理是，不规定一定要做物理研究。事实上，得奖的几乎没有一个是搞物理的：两位是分子生物学，一位是天文物理……。他们的政策是：选杰出的研究人员，让他们自己去做自己认为最有意义的工作。

杨振宁教授和林家翘教授都反对美国搞的所谓“新数学”的改革，认为利很少弊很多。杨教授说，美国为什么搞这个？有自私的企图，为了获利。林教授说：我看了中国的高考题，那又太保守了。

杨振宁教授认为，由于物质条件的限制，十五年内中国的高能实验物理很难赶上世界水平，但在和它没有直接关系的问题上，有可能赶超。在理论与实验物理的关系上，有一个很值得注意的动向，就是：苏联的作用在七十年代增加了。在五十年代、六十年代，（苏联）虽然有朗道这样的大物理学家，但没有什么太多的影响。苏联的实验高能物理极不成功。但七十年代，一些和实验高能物理不直接相关的理论工作很突出。现在实验越来越难，理论越来越复杂。要了解八十年代很多有意义的工作可能是在与数学关系很密切的方面搞出来的，而和实验联系很少。这虽对物理学的发展是不健康的但这是一个不可避免的发展。中国应该注意这一点。

杨振宁教授还对接集科学资料充分利用资料发表了可贵意见。

杨教授谈到预印本问题，他了解到北京收到的预印本，广州甚至连题目都没有看到。传播得太慢，建议研究一下。

关于学术会议的会议录，搞说，这是个很复杂的问题，可通过图书馆联系，通过海外朋友事先联络。

日本物理学会出的《新编物理论文选辑》，已出二百多期，每来二十策左右的文章，把一个方面的好文章辑在一起，用处很大，尤其对研究生。中国可以自己编，也可以题印。我可以建议他们给你们寄一套来。

杨振宁教授说，现在大家在了解到中国的诚恳态度以后，提意见的很多。意见不一致怎么办？我的看法是，大问题需要当面辩论。

强子结构图象的评述

伍 经 元

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本报告评述目前流行的强子结构图象, 它们的实验根据, 优缺点, 和描写这些图象的理论状况。回顾当时探讨原子结构的历史, 报告指出, 沿着正确的结构图象探讨, 常常会导致突破和物理学发展的飞跃。沿着错误的结构图象探讨, 虽然偶然会得到些与实验符合的结果, 可是对强子结构的最终理论很可能是没有任何贡献的。

一种理论一般只能描述一种物理图象。因此想要推进强子结构的理论, 对强子结构的物理图象很有了解的必要。第一节, 我们首先回顾一下在原子结构的探讨中, 正确的图象的发展使我们对物理学的认识产生了一个飞跃, 反之, 错误的物理图象的研究并没有给原子的结构带来任何了解。在第二节, 我们讨论目前比较流行的强子结构图象: 太阳系的层子模型与禁闭性的口袋模型。讨论它们的实验根据, 能解释的物理现象和优缺点。第三节评述描写口袋模型的一些理论, 如孤立子理论和量子色动力学。第四节评述描写太阳系束缚态的 *Bethe-Salpeter* 类的方程。第五节谈谈强子的别的结构图象。最后做一小结。

§1 原子的结构

1898年 *J.J. Thomson* 提出了一个原子结构模型。他认为原子是一个均匀的带正电荷的球, 内部嵌着一个个电子, 好象一个带葡萄干的圆面包一样。平时, 电子是静止的, 所以没有辐射。当原子吸收能量时, 每个电子按原自己的振动频率辐射出很多固定的谱线。一个谱序列可以解释为一个电子振动的不同的泛音。这样的一个模型是与经典物理的概念一致的, 并能推导出很多跟实验十分符合的结果。*W. Voigt*^[1] 曾经用两个耦合的谐振子 (即两个电子) 成功地描述钠的两条 *D* 线。加上磁场后给出的反常 *Zeeman* 效应和 *Paschen-Bach* 效应与实验十分符合。就是当磁场不太强不太弱的时候, 谱线的分裂也

是与实验符合的。但是 Thomson 模型并非没有困难的。最明显的一点是，泛音是无上限的，可是每组谱序列都是有上限的。

众所周知，1910年的 Rutherford α 粒子散射实验给 Thomson 模型带来致命的打击。根据 Thomson 模型，大角度散射的几率是指数下降的，可是实验却发现太多大角度散射的 α 粒子。例如被散射 30° 的就比理论值大一百亿倍。这意味着正电荷是点状的并非如 Thomson 模型那样均匀。1911年，Rutherford^[2] 提出了太阳系的原子结构模型：即一个带正电荷的点原子核伴随着一些电子。这个模型能定性地精确的解释 α 散射实验^[3]，但却带来了新的麻烦。经典力学能证明：电子和点正电荷没有相对静止的稳定态。要是电子围着原子核转的话，由于同步辐射，原子不可能稳定，在 10^{-8} 秒内，电子便会跑到原子核里，而且观察到的辐射的频率将会是连续的。

N. Bohr^[4] 在1913年提出了对经典物理的修改。他提出了没有辐射的稳定轨道假说和新的吸收和辐射概念，解决了 Rutherford 的疑难，并且能算出 Rydberg 常数及所有的谱序列。从这里可以看到， α 散射是个关键性的实验，太阳系图象能够解释它所以是个正确的物理图象。掌握着正确的图象，与经典概念冲突的稳定性问题很快便得到解决，并且产生了新的物理——量子力学。Thomson 模型的图象，尽管与经典概念没有矛盾，但它不能预言 α 散射的结果，所以是个错误的图象。虽然有些计算（如前面所说的 Voigt 的计算）偶然与实验吻合，模型经过十多年的发展，并未有对原子的结构与量子力学的发展作出任何贡献。

§2 强子结构图象

§2.1 太阳系图象

由于原子结构，分子结构和原子核结构的理论的成功，人们很自然的把太阳系的结构图象推广到强子的结构。但是对于强子，这些如行星般的组成部分（称之为层子或 quark）是比较重的。具有质能量 56 GeV 的 ISR 对撞机至今尚未能把它们打出来，因此它们的质量 m_q 最少也大于 $20 \text{ GeV}/c^2$ 。有人估计还会大于^[5] $40 \text{ GeV}/c^2$ 。所以束缚能也一定是几 GeV 的量级，大大超过了强子的质量。因此原子，分子，或原子核理论中的非相对论位阱办法是不能用的。但是，什么是一个相对论位阱呢？

虽然束缚位阱将会十分复杂，但简单的太阳系模型（或称层子模型）却给出了一些很不错的结果：^[6]

1. 利用层子内部的对称性，可以把数百个重子和介子共振态进行分类，还能预测重子和介子的高自旋激发。

2. 利用 Mandelstam 近似，可以计算半轻子弱衰变和电磁衰变。把 π 介子的衰变常数 F_π 与 π 介子的零点波函数关连起来，使 F_π 获得物理意义。还能通过同样的零点波函数计算矢量介子的双轻子衰变。

3. 它说明了为什么 $SU(6)$ 是个好对称群。这是因为 $SU(6)$ 的破坏完全来自层子

的运动, 既然层子在强子中的速度 $\beta \sim m_{\text{强子}}/m_q \sim \frac{1}{40}$, 所以 $SU(6)$ 的破坏是很小的。

4. 强子的电磁形状因子变成各个层子的电磁形状因子的叠加。但是层子在强子内是有一定分布的(即波函数), 因此强子的形状因子比起一般的点强子模型下降得较快, 基本上与实验符合。

5. 由于 m_q 很大, 一般来说 $PCAC$ 不能成立, 但有人说加上相互作用后便可能成立。

§2.2 新的实验结果

1972年, $SLAC$ 实验室进行了电子—质子的深度非弹实验^[7], 给出两个惊人的结果:

1. 大角度散射的截面比以前想象的要大很多, 意味着质子内部有点状粒子。这些点状粒子是差不多相对自由的, 要不, 每一个便不会吸收全部动量转移, 散射角度也就不大了。

2. 出现过早的无标度性。就是说, 在动量转移 q 和能量转移 $\nu > 1\text{GeV}$ 时, 质子内部所有带量纲的量都可以忽略。这意味着点状组成粒子的质量 $\ll 1\text{GeV}/c^2$ 。

同时中微子和反中微子实验(νN 和 $\bar{\nu} N$)^[8] 也有类似 $e-p$ 深度非弹的奇特现象。后来 $SLAC$ 实验室还发现, 当质心能量 $> 5\text{GeV}$ 时, e^+e^- 碰撞产生两个注流(jets)^[9]。它们的角分布是自旋 $\frac{1}{2}$ 粒子的角分布。当能量增大时, 注流现象越来越显著。这意味着 e^+e^- 碰撞中产生了两个自旋 $\frac{1}{2}$ 的粒子, 每个衰变为其他粒子以注流的样子跑出来。当然, 这些点粒子的质量是要比较轻的, 若是 $20\text{GeV}/c^2$ 的层子在这样低的质心能量是不可能有无标度现象的。

有人认为太阳系位阱模型也可以符合这些新实验结果的。他们认为层子是在一个很深但很平底的等效位阱中运动。因此, 除了跑到位阱的边缘时, 层子是很自由的(图一)。利用测不准定理, 层子动量 $p \sim r^{-1} \sim 1\text{GeV}/c$, r 为强子半径。可以定义一

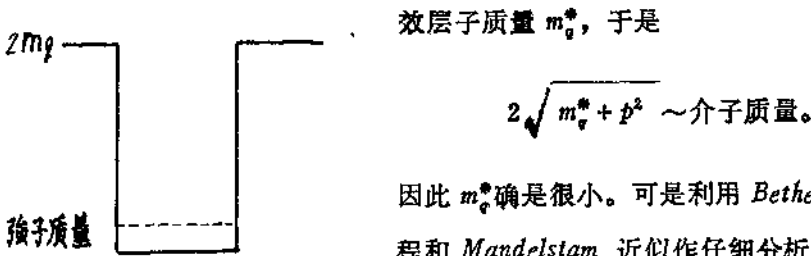


图 1

只与 m_q 有关(不与 m_q^* 有关), 并说明如果要得到无标度性需要使

$$\frac{m_q^2}{q^2}, \frac{m_q}{\nu} \rightarrow 0.$$

平底位阱假说还带来了核子磁矩的困难。如果层子是很不自由的话,当吸收磁场的时候,整个强子一起反冲。这等于把强子看成一个带有 $\frac{1}{2}$ 自旋的不变形的刚体,自然它所带的磁矩由刚体质心的 *Dirac* 方程给出 $\mu_p \sim \frac{1}{m_p}$, 量级与实验值符合。现在层子在平底位阱中是自由的并且差不多静止(速度 $\beta \sim \frac{1}{40}$), 因此当它吸收磁场时,就只会单个的反冲(强子非刚体),所以 $\mu_{\text{强子}} \sim m_q^{-1}$ 。层子的运动产生了电流 $(2\pi r)^{-1} e\beta Q_q$, 因此也产生磁矩

$$\mu_{\text{强子}} \approx \frac{1}{2} \frac{\beta Q_q}{2\pi r} \cdot \pi r^2 = \frac{Q_q \beta r}{4} \sim \frac{1}{m_q},$$

eQ_q 为层子电荷。总的磁矩比实验值要小 $m_{\text{强子}}/m_q$, 一个数量级以上。

§2.3 部分子模型

R. P. Feynman 于1972年提出“部分子模型”;^[63] 强子内部有很多点状的,自由的,质量很小的粒子叫部分子。这些部分子与光子或弱中间玻色子的散射是不相干的。这个模型能完全解释 $e-p$, $\nu-p$ 以及注流实验的结果。强子磁矩也是对的,因为部分子的质量小,在强子内速度接近 $\beta=1$ 。但是这个模型却有很大的困难,它不是相对论性的,它不能解释为什么这样轻的部分子没有被打出来。有人干脆假定部分子是被禁闭在一个口袋里,很难或者永远跑不出来。我们把这个想法称作口袋图象。有人认为这图象是强子结构的正确图象如 *Rutherford* 的原子核太阳系模型一样,部分子打不出来是种新的概念,如 *Rutherford* 模型中的稳定性问题一样。*Weisskopf*^[10] 甚至说,部分子(或层子)能打出来与不能打出来可能是个新的测不准定理。

§3 描述口袋图象的理论

§3.1 MIT口袋与SLAC口袋

*MIT*组^[11]与*SLAC*组^[12]分别给出了口袋模型的理论。这可以说是 *Feynman* 的部分子模型的相对论协变理论。*MIT*口袋其实是把部分子或层子放在一个无穷深的球对称方位阱,*SLAC*口袋是个经典场论理论。这些简单的理论能够计算:

1. $3/2^+$ 十重态, $1/2^+$ 八重态, 1^- 八重态和 0^- 八重态的强子谱, 结果与实验值符合较好,
2. 强子磁矩, 约强子质量的倒数与实验值差不多,
3. 弱轴矢流耦合常数 g_A 与矢流耦合常数 g_V 之比。对 $n \rightarrow p e \bar{\nu}$ 和 $\Sigma \rightarrow \Lambda e \bar{\nu}$, 结果分别为 $g_A/g_V = 1.09$ 和 0.50 , 接近实验值, 而层子质量很重的模型的结果为 $\frac{1}{2}$ 和 $\frac{1}{3}$ 与实验值不符合,
4. 强子半径, 约为一费米量级。

可是这些理论也有很大的缺点:

1. 三维的口袋理论不能量子化。
2. 计算正反层子湮灭时, 口袋的袋皮(它携带一定比例的能量)不知道怎么处理。
3. *SLAC*的口袋理论没有*PCAC*, 因为虽然层子的质量小, 等效质量并不小。

§3.2 孤立子理论

R. Friedberg 与 *T.D. Lee*^[13]曾利用非拓扑孤立子理论来描述口袋图象。孤立子是非线性场论的非线性解。他们指出, 在某种情况下, 这种解的能量远小于平面波解。因为这种解在空间有一定大小的, 所以很可能是强子的描述。理论是相对论协变的, 并且能进行量子化, 因此看来比*SLAC*和*MIT*的口袋理论漂亮得多, 但其成功之处和缺点却与口袋理论差不多。

§3.3 量子色动力学

量子色动力学^[14](*QCD*)认为层子之间的强相互作用是通过交换*SU*(3)色八重态中性规范矢量胶子产生的。拉氏函数可以写成

$$L_{\text{强}} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F_{\mu\nu}^i - \bar{q}_{ab} \gamma_\mu D_\mu^{ab} q_{ab} - m_k \bar{q}_{ab} q_{ab},$$

其中 $F_{\mu\nu}^i$, $i=1, \dots, 8$ 为胶子场强, q_{ab} 代表层子, ($a, b=1, 2, 3$ 表示色, k 表示味道), m_k 为层子质量, D_μ^{ab} 为包括色胶子的协变微分。此理论的特色是

1. 因为 u, d, s 层子的重整质量很小, 因此有近似的强相互作用手征 $SU(3) \times SU(3)$ 对称。^[15]
2. 重整化群方程能证明这个拉氏函数具有渐近自由, 即在距离很短时, 等效耦合常数 $\rightarrow 0$ 。

此外还有两个未经证明的假想: 这个拉氏函数的严格解得不到自由层子态和手征对称, 而是1. 层子是被禁闭的——禁闭相, 2. 手征对称遭到动力学的自发破缺——*PCAC*相。假如这两个假想得到数学上的证实, *QCD* 就能解释强相互作用中的近似手征 $SU(3) \times SU(3)$, *PCAC*, eN 和 νN 数射的无标度性实验与注流现象, 并且能完满地解释为什么层子没有自由态。

因此关键就是到底上面两个假想是否的确如此。让我们首先问一下, 定域性场论体系能否给出禁闭相? 答案是可以的, *J. Schwinger*^[16] 在1962年讨论的 $1+1$ 维电动力学就有这样的解。他的拉氏函数是

$$L = -\frac{1}{2} F_{\mu\nu} F_{\mu\nu} - i \bar{q} \gamma_\mu (\partial_\mu - ie A_\mu) q,$$

其中 q 是无质量的费米场, A_μ 为电磁场, $P_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$, (μ, ν 只取值 0 与 1)。这个拉氏函数能严格地解, 答案是只有一个带质量的光子但没有费米子态。定域性规范不变性遭到了动力学的自发破缺。

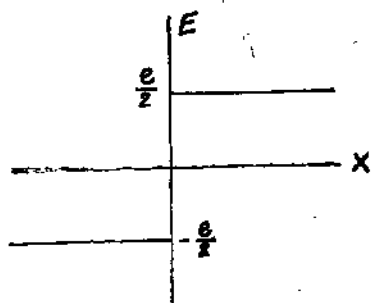
Schwinger 的这个解其实是很容易理解的，在一个点电荷附近，电场 E 可以通过一维高斯定理

$$\frac{dE}{dx} = e\delta(x)$$

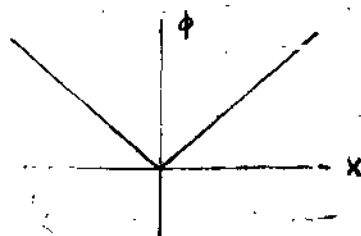
得到

$$E = \frac{e}{2} [\theta(x) - \theta(-x)]$$

如图二。位势 ϕ ，定义为 $E = -d\phi/dx$ ，便与 x 成线性关系（图三）。因此，一对正反费米子就等于两块带正反电荷的无穷电容板，需要无穷的能量才能把它们分开。这些正反费米对与 Cooper 对差不多，使空间变成一“超导体”。磁场通过超导体时，在超导体内获得一个质量，于是便很快衰减下来——著名的 Meissner 效应。如今光子在正反费米子对形成的“超导”空间也是一样，因此变成有质量。



图二



图三

虽然 $1+1$ 维的模型中能出现禁闭，但 $3+1$ 维就完全不一样。这时电场变成 $\sim r^{-2}$ 下降，位势 $\phi \sim r^{-1}$ 同样也是下降的，因此 $3+1$ 维的 QED 就不是在禁闭相里，所以电子是有自由态的。QCD 是个非对易规范理论，规范场之间有相互作用，结论自然不一定如 QED 一样。S. Drell 等人^[17] 把空间分为晶格，创立了晶格上的规范场理论。因为问题被简化了，禁闭的探讨获得一定的结果：（ g = 耦合常数）

维数	可对易规范群	不可对易规范群
$\begin{cases} 1+1 \\ 2+1 \end{cases}$	$\begin{cases} g \text{ 大} & \text{线性禁闭} \\ g \text{ 小} & \text{线性禁闭} \end{cases}$	$\begin{cases} g \text{ 大} & \text{线性禁闭} \\ g \text{ 小} & \text{线性禁闭} \end{cases}$
$3+1$	$\begin{cases} g \text{ 大} & \text{线性禁闭} \\ g \text{ 小} & \text{自由相} \end{cases}$	$\begin{cases} g \text{ 大} & \text{线性禁闭} \\ g \text{ 小} & ? \end{cases}$

表中“ g 大”是指理论能按 g^{-1} 展开，“ g 小”是指理论能按 g 展开。

晶格规范理论的结果是很理想的：QED 是自由相，而当 g 较大时，QCD 是禁闭相。但是到底空间是否真的像 Drell 所想的晶格形状还是值得怀疑的。

对 PCAC 相的动力学自发破缺目前也有一定的研究^[14]，但是探讨并不严格，因此还无可靠结论。

总结一下，目前 QCD 成功的地方为

1. 很好的解释 eN 和 νN 散射的无标度性, 并能定量的预言无标度性的破坏。这些破坏与实验结果是符合的^[18]。对 eN 散射中的纵光子截面和横光子截面之比 σ_L/σ_T , 看来与实验结果有点出入, 但新的计算^[19]与实验并不矛盾。

2. 能说明为什么 $e^+e^- \rightarrow$ 强子的计算为产生层子对的截面, 并定量给出偏离。

3. 能定量解释 “ $e^+e^- \rightarrow$ 两注流” 实验。

此外 QCD 还预言了在能量较高时出现 $e^+e^- \rightarrow$ 三胶子注流, 定性的推算了一些大横动量强子产生过程。^[20]

可是 QCD 仍然存在很多缺点:

1. 不清楚 QCD 的拉氏函数是否在 PCAC 相。

2. 不清楚 QCD 是否在禁闭相。要是禁闭的话, 还要问是否在强子大小的距离便出现禁闭。

3. QCD 的运算只能在距离很短的地方, 因为那里可以作微扰展开。当距离是强子大小时已经在禁闭相, 就不能再按耦合常数展开了。这个理论中尤其红外发散问题相当复杂。一般来说, 只有能把红外效应分离的问题才能推算。因此 QCD 能真正应用的地方不多。

4. QCD 目前还不能推算强子的质量谱。这是因为对强子大小的距离不能用微扰方法算出层子之间的相互作用能量。还有 $SU(3) \times SU(3)$ 手征对称性的自发破缺带给强子很大的质量贡献, 但是这个自发破缺的机制还没有了解清楚。

最后要说明一下, 利用孤立子或 QCD 来解决层子禁闭问题时, 所应用的理论还只不过是量子力学和定域性场论的体系, 还没有提出过什么新的物理概念。

§4 Bethe — Salpeter (B-S) 方程

描写太阳系束缚态的最流行的相对论场论理论是 B - S 方程。方程可以用图四表示。

$$\text{图四} \quad \text{图(四)} \quad \text{图(四)}$$

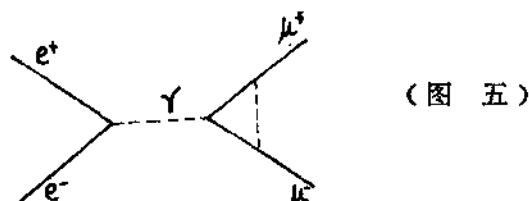
图中

$$\phi_d(x, y) = \langle 0 | T \phi(x) \bar{\psi}(y) | \alpha \rangle \quad (4.1)$$

代表正反层子场 ϕ 与 $\bar{\psi}$ 组成的束缚态的 B - S 波函数, G_4 代表四点断腿不可约正反费米子的散射矩阵。“不可约”是指只割断一对正反费米子线的话, G_4 不会被分为两个不连接部分。我们想问, G_4 与束缚态 $|\alpha\rangle$ 有关吗?

假定把物理态变换成裸态(相互作用表象)的么正变换存在的话, 可以按裸态作微扰展开计算 G_4 。对有限级微扰, 显然 G_4 是与 $|\alpha\rangle$ 无关的。但是把无穷级微扰都加起来的

话，就与 $|\alpha\rangle$ 有关了。举一个例，在 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 过程中，假如作高级微扰修正（图



（图 五）

五），质心能量为 $\sqrt{s}$ 的截面修改为

$$\sigma(s) = -\frac{4\pi\alpha^2}{3S} \theta(s - 4m_\mu^2) \frac{v(3-v^2)}{2} [1 + af(v)], \quad (4.2)$$

v 为质心系中 $\mu^\pm$ 的速度

$$v = \sqrt{1 - 4m_\mu^2/s} \quad (4.3)$$

$f(v)$ 可以近似地写成

$$f(v) = \frac{\pi}{2v} - \frac{3+v}{4} \left(\frac{\pi}{4} - \frac{3}{4\pi} \right) \quad (4.4)$$

因此，在产生阈附近修正的最奇异项为 a/v 。对于 k 根光子线的修正（图六），贡献 $\sim (a/v)^k$ 。把所有各级的最奇异项加起来，便发现 $\sigma(s)$ 在

$$\sqrt{s} = 2m_\mu - \frac{1}{4} \frac{\alpha^2 m_\mu}{n^2}, \quad n = 1, 2, 3 \dots$$

处有一连串极点。其实这就是大家所熟识的 *Balmer* 系列，即 $\mu^+\mu^-$ 的 s 波束缚态。这个例子说明，一般的有限级微扰并不会产生极点或束缚态，但算至无穷级，或寻找某种非微扰的近似解，束缚态就会出现。因此，如果我们选包括图七类的图， G_s 就与 $|\alpha\rangle$ 有关了。但是事实上包括有无穷级微扰的图七是无法一级级的计算的，因此一个比较实际的办法是，计算有限级（或头几级微扰）再加上一些如图八的直接与束缚态有关的图作为 G_s 。但是图八是与束缚态的结构有关的，所以依赖束缚态的波函数（4.1）。这样 $B-S$ 方程的积分核就与 $\phi_\alpha(x, y)$ 有关，方程不再是线性的了。

我们也可以用四个 ϕ 来定义一个波函数

$$\phi_\alpha(4) \equiv \langle 0 | T \phi \phi \bar{\phi} \bar{\phi} | \alpha \rangle \quad (4.5)$$

一般认为它可以通过不可约六点格林函数与 $\phi_\alpha(2) \equiv \phi_\alpha(x, y)$ 连系起来（图九）。可是

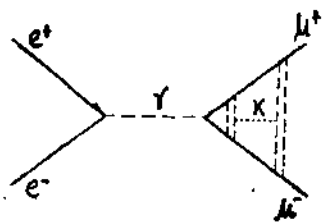


图 六

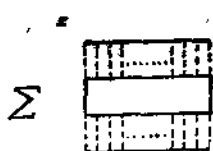


图 七

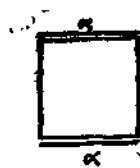


图 八