

The Quantum Theory of Fields

Volume II Modern Applications

Steven Weinberg(著)
University of Texas at Austin

张驰(译)*

*此版仅为译稿, 未经校对, 如有任何翻译录入错误, 请联系zhangchi_110@163.com

目 录

	记 号	v
15	非阿贝尔规范理论	1
15.1	规范不变性	1
15.2	规范理论拉格朗日量与单Lie群	5
15.3	场方程与守恒律	8
15.4	量子化	10
15.5	De Witt-Faddeev-Popov方法	13
15.6	鬼	18
15.7	BRST对称性	20
15.8	BRST对称性的推广	27
15.9	Batalin-Vilkovisky形式理论	31
A	关于Lie代数的一个定理	37
B	Cartan目录	39
	参考文献	43
16	外场方法	47
16.1	量子有效作用量	47
16.2	有效作用量的计算	51
16.3	能量诠释	53
16.4	有效作用量的对称性	55
	参考文献	58
17	规范理论的重整化	59
17.1	Zinn-Justin方程	59
17.2	重整化: 直接分析	60
17.3	重整化: 一般规范理论	66
17.4	背景场规范	69

17.5	背景场规范下的单圈计算	73
	参考文献	80
18	重整化群方法	83
18.1	大对数来自何处?	84
18.2	滑动标度	88
18.3	各种渐进行为	96
18.4	多耦合与质量效应	102
18.5	临界现象	106
18.6	最小减除	109
18.7	量子色动力学	111
18.8	改良微扰论	114
	参考文献	116
19	自发破缺的整体对称性	119
19.1	简并真空	119
19.2	Goldstone玻色子	121
19.3	自发破缺的近似对称性	129
19.4	作为Goldstone玻色子的 π 介子	133
19.5	有效场论: π 介子和核子	140
19.6	有效场论: 一般对称性的破缺	153
19.7	有效场论: $SU(3) \times SU(3)$	163
19.8	有效场论中的反常项	170
19.9	未破缺的对称性	172
19.10	$U(1)$ 问题	176
	参考文献	179
20	算符积展开	183
20.1	展开: 描述与推导	183
20.2	动量流	185
20.3	系数函数的重整化群方程	190
20.4	系数函数的对称性	192
20.5	谱函数求和规则	193

20.6	深度非弹散射	197
20.7	重整化子	204
	动量流: 一般情况	208
	参考文献	211

记 号

拉丁指标 i, j, k 等一般取遍三维空间坐标指标, 通常取做1, 2, 3. 在有特殊说明的情况下, 它们取遍值1, 2, 3, 4, 其中 $x^4 = it$.

希腊指标 μ, ν 等, 从希腊字母表的中间开始, 一般取遍四维时空坐标指标1, 2, 3, 0, 其中 x^0 是时间坐标.

希腊指标 α, β 等, 从希腊字母表的开头开始, 一般取遍对称性代数的生成元.

重复指标一般表示求和, 除非另有说明.

时空度规 $\eta_{\mu\nu}$ 是对角的, 其元素为 $\eta_{11} = \eta_{22} = \eta_{33} = 1, \eta_{00} = -1$.

达朗贝尔算符定义为 $\square \equiv \eta^{\mu\nu} \partial^2 / \partial x^\mu \partial x^\nu = \nabla^2 - \partial^2 / \partial t^2$, 其中 ∇^2 是拉普拉斯算符 $\partial^2 / \partial x^i \partial x^i$.

列维-奇维塔张量 $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ 定义为全反对称量, 并有 $\epsilon^{0123} = +1$.

空间三矢由黑体字母标记.

任意矢量上的“帽子”代表相应的单位矢量: 因此 $\hat{\mathbf{v}} \equiv \mathbf{v} / |\mathbf{v}|$.

任意量上加一点代表该量对时间的导数.

狄拉克矩阵 γ_μ 的定义满足 $\gamma_\mu \gamma_\nu + \gamma_\nu \gamma_\mu = 2\eta_{\mu\nu}$. 并且 $\gamma_5 = i\gamma_0 \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3, \beta = i\gamma^0$.

阶跃函数 $\theta(s)$: 当 $s > 0$ 时为1, $s < 0$ 时为0.

矩阵或矢量 A 的复共轭、转置、厄米共轭分别记为 A^* 、 A^T 以及 $A^\dagger = A^{*T}$. 算符 O 的厄米共轭记为 O^\dagger , 除了强调一个算符的矩阵或矢量是非转置的才用星号. 在方程末尾的+H.c.或c.c.表示前面几项的厄米共轭或复共轭. 狄拉克旋量 u 上加横线定义为 $\bar{u} = u^\dagger \beta$. 场 χ 在Batalin-Vilkovisky体系中的反场记为 χ^\dagger 而不是 χ^* , 这是为了与普通的复共轭或反粒子场相区分.

使用的单位制通常取 \hbar 和 c 为1. 自始至终 $-e$ 是电子的有理化电荷, 使得精细结构常数

是 $\alpha = e^2/4\pi \simeq 1/137$.

引用数据末尾括号中的数字给出了引用数据末尾数字的不确定度, 在没有额外指明的情况下, 实验数据取自‘Review of Particle Properties,’ *Phys. Rev.* **D50**, 1173 (1994).

第 15 章 非阿贝尔规范理论

已经成功证明了, 描述真实世界的量子场论都是非阿贝尔规范理论, 这些理论所基于的规范不变性原理要比量子电动力学的 $U(1)$ 规范不变性更加普遍. 我们在8.1节的末尾概述了规范场的存在以及它的一些性质, 源于它们在定域变换下的不变性原理, 而这些理论与电动力学共享了这一迷人的特征. 在电动力学中, 电荷为 e_n 的场 $\psi_n(x)$ 经历了 $\Lambda(x)$ 任意的规范变换 $\psi_n(x) \rightarrow \exp(ie_n\Lambda(x))\psi_n(x)$. 由于 $\partial_\mu\psi_n(x)$ 并非像 $\psi_n(x)$ 那样变换, 我们必须引入场 $A_\mu(x)$, 这个场有规范变换性质 $A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \partial_\mu\Lambda(x)$, 我们用它来构建规范协变导数 $\partial_\mu\psi_n(x) - ie_nA_\mu(x)\psi_n(x)$, 这个协变导数像 $\psi_n(x)$ 那样变换, 因而可以用它和 $\psi_n(x)$ 构建规范不变拉格朗日量. 以类似的方法, 广义相对论中的引力场 $g_{\mu\nu}(x)$, 它的存在以及一些性质源于广义坐标变换下的一个对称性原理.* 给定这些不同的先例后, 很自然地应该将定域规范不变性拓广至定域非阿贝尔规范变换下的不变性.

在杨振宁和Mills1954年的原始工作中,¹ 非阿贝尔规范群被取成了同位旋旋转的 $SU(2)$ 群, 而类似于光子场的矢量场则解释成相互作用很强的单位同位旋矢量介子的场. 这一设想立刻就遇到了障碍, 即这些矢量玻色子的质量必须为零, 就像光子一样, 而任何这样的粒子似乎应该早就被探测到了. 另一问题是, 像当时所有的强相互作用理论一样, 没有什么方法可以处理它; 理论过大的耦合常数似乎阻止了使用任何的微扰论.

规范理论不久就被推广至任意的非阿贝尔规范群,² 并且继续在数学上研究它们的量子化, 尤其是Feynman,³ Faddeev和Popov,⁴ 以及De Witt,⁵ 部分的出发点是作为更难的量子化广义相对论问题的热身练习. 他们证明了通过简单地观察拉格朗日量所获得朴素Feynman规则需要被额外的“鬼”圈补足. 然而, 直到20世纪60年代后期, 这些理论的物理相关性才开始得以理解. 最后发现, 所有可观测的基本粒子相互作用都是由定域规范对称性所附带的矢量粒子生成的; 相应的自旋1粒子要么非常重, 这是规范对称性自发破缺的结果, 要么被“困住”了, 这是耦合常数在大尺度上升高后的结果. 这些事情将分别是第21章和第18章的课题. 在本章, 我们将探索非阿贝尔规范理论的公式化表述, 并研究如何推导出它们的Feynman规则.

15.1 规范不变性

我们假定我们理论的拉格朗日量在物质场 $\psi_\ell(x)$ 的一组无限小变换

$$\delta\psi_\ell(x) = i\epsilon^\alpha(x)(t_\alpha)_\ell^m\psi_m(x) \quad (15.1.1)$$

下不变, 其中 t_α 为某组独立的常数矩阵**, 并且无限小参量 $\epsilon^\alpha(x)$ 为实, 允许该参量(像电动力学

*当然, 定域规范不变性与广义协变性都可以以一种平庸的方式实现, 即把 $A_\mu(x)$ 和 $g_{\mu\nu}(x)$ 分别取为用来表征相位选择和坐标系选择的非动力学c-数函数. 当我们将 $A_\mu(x)$ 和 $g_{\mu\nu}(x)$ 处理成在计算 S -矩阵元时要积掉的动力学场时, 这些对称性在物理上变得重要.

**在本书中, 我们一般将用字母 α, β 等来标记对称性生成元, 这些字母取自希腊字母表的开头, 以便与取自希腊字母表的中间用来标记时空坐标的 μ, ν 等相区分. 在后面, 我们通常会用取自拉丁字母表开头的字母 a, b 等来标记破缺对称性的生成元, 而用取自拉丁字母表中间的字母 i, j 等来标记未被破缺对称性的生成元.

中的规范变换那样)依赖于时空中的位置. 我们假定这些对称变换是一Lie群的无限小部分; 正如在2.2节中所证明的, 这要求 t_α 服从对易关系

$$[t_\alpha, t_\beta] = i C^\gamma_{\alpha\beta} t_\gamma, \quad (15.1.2)$$

其中 $C^\gamma_{\alpha\beta}$ 是一组实数, 称为群的结构常数. 对易子的反对称立刻就告诉我们, 结构常数同样是对称的:

$$C^\gamma_{\alpha\beta} = -C^\gamma_{\beta\alpha}. \quad (15.1.3)$$

另外, 从Jacobi等式

$$0 = [[t_\alpha, t_\beta], t_\gamma] + [[t_\gamma, t_\alpha], t_\beta] + [[t_\beta, t_\gamma], t_\alpha] \quad (15.1.4)$$

我们看到这些 C 满足进一步的约束

$$0 = C^\delta_{\alpha\beta} C^\epsilon_{\delta\gamma} + C^\delta_{\gamma\alpha} C^\epsilon_{\delta\beta} + C^\delta_{\beta\gamma} C^\epsilon_{\delta\alpha}. \quad (15.1.5)$$

任何一组满足方程(15.1.3)和(15.1.5)的常数 $C^\gamma_{\alpha\beta}$ 至少定义了一组矩阵 t^A_α :

$$(t^A_\alpha)^\beta_\gamma \equiv -i C^\beta_{\gamma\alpha}, \quad (15.1.6)$$

它们满足含有结构常数 $C^\gamma_{\alpha\beta}$ 的对易关系(15.1.2):

$$[t^A_\alpha, t^A_\beta] = i C^\gamma_{\alpha\beta} t^A_\gamma. \quad (15.1.7)$$

这称为结构常数为 $C^\alpha_{\beta\gamma}$ 的Lie群的“伴随”(或“正则”)表示.

例如, 在原始的Yang-Mills理论中, 物质场是由质子场 ψ_p 和中子 ψ_n 组成的二重态

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix}$$

而 t_α , 其中 $\alpha = 1, 2, 3$, 是同位旋矩阵

$$t_1 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad t_2 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad t_3 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

它们满足

$$C^\gamma_{\alpha\beta} = \epsilon_{\gamma\alpha\beta}$$

的对易关系(15.1.2), 其中, 同往常一样, 如果 γ, α, β 是1,2,3的偶置换或奇置换, 则 $\epsilon_{\gamma\alpha\beta}$ 分别是+1或-1, 如果是其它情况, 则 $\epsilon_{\gamma\alpha\beta}$ 为零. 我们发现这与3维旋转群的Lie代数(2.4.18)相同; 这里的矩阵构建了我们所公认的该Lie代数的自旋1/2表示. 伴随表示的矩阵(15.1.6)在这里是(处在行和列标记为1,2,3的基下):

$$t^A_1 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{bmatrix}, \quad t^A_2 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad t^A_3 = \begin{bmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}.$$

这是旋转群Lie代数的自旋1表示.

我们现在来考察构建在变换(15.1.1)下不变的拉格朗日量需要什么. 如果不存在作用在场上的导数项, 这个任务将是非常简单的——物质场的任何函数, 只要它在 ϵ^α 为常数的变换(15.1.1)下是不变的, 那么它在 ϵ^α 为时空坐标的任意实函数的变换(15.1.1)下也将是不变的. 如果拉格朗日量包含场的导数项(正如它所必须的), 就不会是这种情况, 这是因为有了位置相关函数 $\epsilon^\alpha(x)$. 物质场的导数就不会像场本身那样进行变换. 对方程(15.1.1)取微分给出

$$\delta(\partial_\mu \psi_\ell(x)) = i\epsilon^\alpha(x)(t_\alpha)_\ell^m (\partial_\mu \psi_m(x)) + i(\partial_\mu \epsilon^\alpha(x))(t_\alpha)_\ell^m \psi_m(x). \quad (15.1.8)$$

为了使拉格朗日量不变, 我们需要一个场 A_μ^α , 它的变换规则中包含一项 $\partial_\mu \epsilon^\alpha$, 这一项可以用来抵消方程(15.1.8)中的第二项. 既然这个场携带一个 α 指标, 我们希望它也经历一个类似方程(15.1.1)的矩阵变换, 只不过将 t_α 替换成伴随矩阵表示(15.1.6). 因此, 我们先试验性地取新“规范”场的变换关系为

$$\delta A_\mu^\beta = \partial_\mu \epsilon^\beta + i\epsilon^\alpha (t_\alpha^\beta)^\gamma A_\mu^\gamma$$

或者, 利用方程(15.1.6),

$$\delta A_\mu^\beta = \partial_\mu \epsilon^\beta + C^\beta_{\gamma\alpha} \epsilon^\alpha A_\mu^\gamma. \quad (15.1.9)$$

这使得我们可以构建“协变导数”:[†]

$$(D_\mu \psi)_\ell = \partial_\mu \psi_\ell(x) - i A_\mu^\beta(x) (t_\beta)_\ell^m \psi_m(x). \quad (15.1.10)$$

按计划, 方程(15.1.10)第二项中的 A_μ^β , 它的变换中的 $\partial_\mu \epsilon^\beta$ 项抵消了第一项变换中成正比于 $\partial_\mu \epsilon^\beta$ 的那一项, 给我们留下

$$\begin{aligned} \delta(D_\mu \psi)_\ell &= i\epsilon^\alpha (t_\alpha)_\ell^m \partial_\mu \psi_m - i C^\beta_{\gamma\alpha} \epsilon^\alpha A_\mu^\gamma (t_\beta)_\ell^m \psi_m \\ &\quad + A_\mu^\gamma (t_\gamma)_\ell^m (t_\alpha)_m^n \psi_n \end{aligned}$$

或者, 使用方程(15.1.2)

$$\delta(D_\mu \psi)_\ell = i\epsilon^\alpha (t_\alpha)_\ell^m (D_\mu \psi)_m, \quad (15.1.11)$$

使得 $D_\mu \psi$ 像 ψ 本身那样变换.

我们也需要关心一下规范场的导数. 为了消除 $\partial_\nu A_\mu^\beta$ 的变换中的 $\partial_\nu \partial_\mu \epsilon^\beta$ 项, 就像在电动力学中那样, 我们对 μ 和 ν 做反对称化处理. 然而, 在 $\partial_\nu A_\mu^\beta - \partial_\mu A_\nu^\beta$ 的变换中, 我们仍然有成正比于 $\epsilon(x)$ 的一阶导数的项, 这些项产生于方程(15.1.9)中的第二项. “协变旋度”, 即 $F_{\nu\mu}^\gamma$, 在它的变换规则中所有这样的 $\epsilon(x)$ 导数都互相抵消掉了, 构建它的最简单方法就是考察作用在物质场 ψ 上的两个协变导数的对易子:

$$([D_\nu, D_\mu] \psi)_\ell = -i (t_\gamma)_\ell^m F_{\nu\mu}^\gamma \psi_m, \quad (15.1.12)$$

其中

$$F_{\nu\mu}^\gamma \equiv \partial_\nu A_\mu^\gamma - \partial_\mu A_\nu^\gamma + C^\gamma_{\alpha\beta} A_\nu^\alpha A_\mu^\beta. \quad (15.1.13)$$

方程(15.1.12)使得 $F_{\nu\mu}^\gamma$ 必须像伴随表示下的物质场那样进行变换这件事变得显然:

$$\delta F_{\nu\mu}^\beta \equiv i\epsilon^\alpha (t_\alpha^\beta)^\gamma F_{\nu\mu}^\gamma = \epsilon^\alpha C^\beta_{\gamma\alpha} F_{\nu\mu}^\gamma. \quad (15.1.14)$$

[†]正如将要在下一节所讨论的, 在写下方程(15.1.10)的同时, 我们心照不宣地假定任何像电荷这样的耦合常数因子都被吸收进 t_β 中, 因而也被吸收进结构常数中.

读者可以通过直接计算(利用关系(15.1.5))验证(15.1.13)中所定义的量 $F^\alpha_{\nu\mu}$ 确实有简单的变换规则(15.1.14).

由于某些原因, 知道这些无限小规范变换可以被提升为有限的变换是有用的. 群元可以被一组实函数 $\Lambda^\alpha(x)$ 参数化, 进而使得它以如下的矩阵变换作用在一个一般的物质场上

$$\psi_\ell(x) \rightarrow \psi_{\ell\Lambda}(x) = \left[\exp \left(i t_\alpha \Lambda^\alpha(x) \right) \right]_\ell^m \psi_m(x). \quad (15.1.15)$$

我们希望协变导数以相同的方式进行变换:

$$(\partial_\mu - i t_\alpha A^\alpha_{\mu\Lambda}) \psi_\Lambda = \exp(it_\alpha \Lambda^\alpha) (\partial_\mu - i t_\alpha A^\alpha_\mu) \psi, \quad (15.1.16)$$

所以我们必须给 A^α_μ 强加变换规则 $A^\alpha_\mu \rightarrow A^\alpha_{\mu\Lambda}$, 使得

$$\partial_\mu \exp(it_\beta \Lambda^\beta) - i t_\beta \exp(it_\alpha \Lambda^\alpha) A^\beta_{\mu\Lambda} = -i \exp(it_\alpha \Lambda^\alpha) t_\beta A^\beta_\mu$$

或者, 以另一种形式

$$t_\alpha A^\alpha_{\mu\Lambda} = \exp(it_\beta \Lambda^\beta) t_\alpha A^\alpha_\mu \exp(-it_\beta \Lambda^\beta) - i \left[\partial_\mu \exp(it_\beta \Lambda^\beta) \right] \exp(-it_\beta \Lambda^\beta). \quad (15.1.17)$$

在 $\Lambda^\alpha(x)$ 是一个无限小 $\epsilon^\alpha(x)$ 的极限下, 方程(15.1.15)和(15.1.17)退化之前的变换规则(15.1.1)和(15.1.9).

从方程(15.1.17)中, 我们可以看到, 通过对 $\Lambda^\beta(x)$ 的合适选择, 总可以使 $A^\alpha_{\mu\Lambda}(x)$ 在任意一个点处为零, 记该点 $x = z$. (简单地令 $\Lambda^\alpha(z)$ 为零, 并在 $x = z$ 处令 $\partial \Lambda^\alpha(x) / \partial x^\mu = -A^\alpha_\mu(x)$.) 另外, 总可以对 $\Lambda^\beta(x)$ 进行选择, 使得 $A^\alpha_{\mu\Lambda}(x)$ 的任意一个时空分量对于所有的 α 至少在任意一个给定点邻近的有限区域内处处为零. 例如, 为了使 $A^\alpha_{3\Lambda}(x)$ 为零, 我们必须解参量 $\Lambda^\beta(x)$ 的如下一阶常微分方程组:

$$\partial_3 \exp(it_\beta \Lambda^\beta) = -i \exp(it_\beta \Lambda^\beta) t_\alpha A^\alpha_3, \quad (15.1.18)$$

该方程组至少在任意一个给定点邻近的有限区域内有一个解.

然而, 一般而言, 不可能通过选择 $\Lambda^\alpha(x)$ 使得 $A^\alpha_{\mu\Lambda}(x)$ 的4个分量在一个有限区域内都为零. 由于这个原因, 我们将不得不止步于偏微分方程组

$$\partial_\mu \exp(it_\beta \Lambda^\beta) = -i \exp(it_\beta \Lambda^\beta) t_\alpha A^\alpha_\mu, \quad (15.1.19)$$

除非满足一定的可积性条件, 否则这个方程组是解不出来的. 特别地, 如果 $A^\alpha_{\mu\Lambda}$ 处处为零, 那么 $F^\alpha_{\mu\nu\Lambda}$ 也将是如此, 但是, 由于场强的变换是齐次的, 仅当 $F^\alpha_{\mu\nu}$ 为零时, $F^\alpha_{\mu\nu\Lambda}$ 才能等于零. 如果存在一个规范变换使得 A^α_μ 处处为零, 则称该规范场为“纯规范”场. 不难证明, $F^\alpha_{\mu\nu}$ 处处为零是 $A^\alpha_\mu(x)$ 在任意单连通区域可作为纯规范场进行表述的充分必要条件.⁶

* * *

在这里构造在规范变换下简单变换的客体, 与在广义相对论中构造广义坐标变换下协变的客体, 这两种构造之间存在着深刻的类比. 正如我们使用规范场构造物质场的协变导数 $D_\mu \psi_\ell$, 它有着与物质场本身相同的规范变换性质, 我们使用仿射联络 $\Gamma^\mu_{\nu\lambda}(x)$ 来构造张量 $T^{\rho\sigma\cdots}_{\kappa\lambda\cdots}$ 的协变导数:

$$T^{\rho\cdots}_{\kappa\cdots;\nu} \equiv \partial_\nu T^{\rho\cdots}_{\kappa\cdots} + \Gamma^\rho_{\nu\lambda} T^{\lambda\cdots}_{\kappa\cdots} + \cdots - \Gamma^\mu_{\nu\kappa} T^{\rho\cdots}_{\mu\cdots} - \cdots,$$

其本身也是张量. 另外, 从规范场的导数中, 我们构造出了场强 $F^\alpha_{\mu\nu}$, 它的变换性质与属于规范群伴随表示的物质场的变换性质相同; 相应地, 从仿射联络的导数中, 我们可以构造一个量:

$$R^\lambda_{\mu\nu\kappa} = \frac{\partial \Gamma^\lambda_{\mu\nu}}{\partial x^\kappa} - \frac{\partial \Gamma^\lambda_{\mu\kappa}}{\partial x^\nu} + \Gamma^\eta_{\mu\nu} \Gamma^\lambda_{\kappa\eta} - \Gamma^\eta_{\mu\kappa} \Gamma^\lambda_{\nu\eta},$$

这个量作为一个张量变换, 即Riemann-Christoffel曲率张量. 两个规范协变导数 D_μ 和 D_ν , 它们的对易子可以表示成场强张量 $F^\alpha_{\mu\nu}$ 的形式; 类似地, 相对于 x^ν 和 x^κ 的两个协变导数, 它们的对易子也可以表示成曲率张量的形式:

$$T^{\lambda\cdots}_{\mu\cdots;\nu;\kappa} - T^{\lambda\cdots}_{\mu\cdots;\kappa;\nu} = R^\lambda_{\sigma\nu\kappa} T^{\sigma\cdots}_{\mu\cdots} + \cdots - R^\sigma_{\mu\nu\kappa} T^{\lambda\cdots}_{\mu\cdots} - \cdots.$$

存在一个规范, 使得该规范下的规范场在一个有限单连通区域内为零, 该规范存在的充要条件是场强张量为零, 而存在一个坐标系使得仿射联络在一个有限单连通区域内为零的充要条件是, Riemann-Christoffel曲率张量为零. 这个类比在一个重要方面上失效了: 在广义相对论中, 仿射联络本身是用度规张量的一阶导数构建的, 而在规范理论中, 规范场无法表示成更基本的场.

15.2 规范理论拉格朗日量与单Lie群

规范场张量 $F^\alpha_{\mu\nu}$, 物质场 ψ 以及它们的规范协变导数, 它们的变换规则不包含变换参量 $\epsilon^\alpha(x)$ 的导数, 所以如果只用这些元素构建拉格朗日量, 并且如果它在 ϵ^α 为常数的整体变换下不变, 那么它在 $\epsilon^\alpha(x)$ 为一般的位置相关函数的规范变换就是不变的. 因此, 我们假定拉格朗日量满足这些条件: 即,

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}(\psi, D_\mu \psi, D_\nu D_\mu \psi, \cdots, F^\alpha_{\mu\nu}, D_\rho F^\alpha_{\mu\nu}) \quad (15.2.1)$$

以及不变性条件:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \psi_\ell} i(t_\alpha)_\ell^m \psi_m + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (D_\mu \psi)_\ell} i(t_\alpha)_\ell^m (D_\mu \psi)_m \\ & + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (D_\nu D_\mu \psi)_\ell} i(t_\alpha)_\ell^m (D_\nu D_\mu \psi)_m + \cdots + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial F^\beta_{\mu\nu}} C^\beta_{\gamma\alpha} F^\gamma_{\mu\nu} \\ & + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial D_\rho F^\beta_{\mu\nu}} C^\beta_{\gamma\alpha} D_\rho F^\gamma_{\mu\nu} + \cdots = 0. \end{aligned} \quad (15.2.2)$$

另一方面, 除了出现在 $F^\alpha_{\mu\nu}$ 以及规范协变导数 D_μ 中的规范场, 拉格朗日量可以不依赖于规范场本身. 特别地, 质量项 $-\frac{1}{2}m^2_{\alpha\beta} A_{\alpha\mu} A_{\beta\mu}$ 被排除了.

我们现在将要集中考察拉格朗日量中只依赖于 $F^\alpha_{\mu\nu}$ 的项. 如同电动力学中一样, 对于任何自旋为一的无质量粒子, 拉格朗日量必须要包含一个自由粒子项, 这一项是 $\partial_\mu A^\alpha_\nu - \partial_\nu A^\alpha_\mu$ 的二次项, 而规范不变性则表明这一自由粒子项应该作为场强张量 $F^\alpha_{\mu\nu}$ 的二次项的一部分出现. Lorentz不变性与流守恒表明它的形式为

$$\mathcal{L}_A = -\frac{1}{4} g_{\alpha\beta} F^\alpha_{\mu\nu} F^{\beta\mu\nu} \quad (15.2.3)$$

其中 $g_{\alpha\beta}$ 是常数矩阵. 如果我们不假定宇称(或者CP或T)守恒, 那么我们也可在拉格朗日量引入如下项

$$\mathcal{L}'_A = -\frac{1}{2} \theta_{\alpha\beta} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} F^\alpha_{\mu\nu} F^\beta_{\rho\sigma}$$

其中 $\theta^{\alpha\beta}$ 是另一个常数矩阵. 这一项实际上是全导数项, 因而并不影响场方程或Feynman规则. 然而, 这样的项会有非微扰的量子力学效应, 我们会在23.6节讨论它.

在继续考察矩阵 $g_{\alpha\beta}$ 的性质之前, 值得关注如下事实, 在不引入相互作用的前提下, 不可能引入规范场 A_μ^α 的动能项, 方程(15.2.3)中的这一项源于方程(15.1.13)所定义的场强 $F_{\mu\nu}^\alpha$ 的二次部分. 这是非阿贝尔规范理论类似广义相对论的又一方面, 在广义相对论中, 引力场拉格朗日量的动能部分被包含在Einstein-Hilbert拉格朗日密度—— $\sqrt{g}R/8\pi G$ 之中, 这一项也包含引力场的自能. 两种情况下的原因是相似的: 引力场与自身相作用是因为它与任何携带能量和动量的物质相作用, 而规范场与自身相作用是因为它与任何按照规范群的非平庸表示(在伴随表示的情况下)变换的物质相作用. 这与电动力学情况相反, 在电动力学中, 光子不携带它所相互作用的量子数——电荷, 因而对于电磁场有可能引入不需要相互作用的动能项 $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$.

数值矩阵 $g_{\alpha\beta}$ 可以取成对称的, 并且为了给出实的拉格朗日量必须取成实的. 为了使这一项满足规范不变性要求(15.2.2), 对于所有的 δ , 我们必须有:

$$g_{\alpha\beta}F_{\mu\nu}^\alpha C_{\gamma\sigma}^\beta F^{\gamma\mu\nu} = 0.$$

为了在不对 F 之间附加任何的泛函关系的情况下使其成立, 矩阵 $g_{\alpha\beta}$ 必须满足条件:

$$g_{\alpha\beta}C_{\gamma\delta}^\beta = -g_{\gamma\beta}C_{\alpha\delta}^\beta. \quad (15.2.4)$$

在矩阵 $g_{\gamma\beta}$ 上还有一个更重要的条件. 如同电动力学中一样, 正则量子化规则与量子标量积的正定性要求拉格朗日量(15.2.3)中的矩阵 $g_{\alpha\beta}$ 必须是正定的. (即, 对于所有实的 u , $g_{\alpha\beta}u^\alpha u^\beta$ 必须是正的, 而仅当对于所有的 α 有 $u^\alpha = 0$ 时, $g_{\alpha\beta}u^\alpha u^\beta$ 才为零.) 这类似于在实场 ϕ 的动能拉格朗日量 $-\frac{1}{2}Z\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi - \frac{1}{2}m^2\phi^2$ 中要求, 常数 Z 必须是正定的.

矩阵 $g_{\alpha\beta}$ 上的这些要求有着深远的含义. 它们构成了如下三个相互等价的条件中的一个:

a: 存在满足不变性条件(15.2.4)的实对称正定矩阵 $g_{\alpha\beta}$.

b: 该Lie代数存在一组基(即, 一组生成元 $\tilde{t}_\alpha = \mathcal{S}_{\alpha\beta}t_\beta$, 其中 \mathcal{S} 是实的非奇异矩阵), 使得结构常数 $\tilde{C}_{\beta\gamma}^\alpha$ 不仅关于下指标 β 和 γ 是反对称的, 并且对所有三个指标 α, β 和 γ 也是反对称的. (在这一基下, 不在上下指标 α, β 等之间作区分将是方便的, 并将 $\tilde{C}_{\beta\gamma}^\alpha$ 写成 $\tilde{C}_{\alpha\beta\gamma}$.)

c: 该Lie代数是 $U(1)$ 子代数与互相交换的紧致单代数的直和.*

本章附录A给出了条件**a**, **b**和**c**相互等价的证明.⁷

在继续讨论这一结果的物理含义之前, 就完备性条件再说几点将是有益的. 我们不会在这里使用这个条件, 但是紧Lie代数构成了紧Lie群的生成元: 即群的不变体积有限的群. 例如, 旋转群

*一些定义: Lie代数 \mathcal{G} 的子代数 \mathcal{H} 是线性空间, 该线性空间由 \mathcal{G} 的生成元 t_α 的特定实线性组合 $t_i = \mathcal{S}_{i\alpha}t_\alpha$ 张开, 使得 \mathcal{H} 本身是Lie代数, 也就是说, t_i 彼此之间的对易子的形式是 $[t_i, t_j] = ic^k_{ij}t_k$. 如果整个代数 \mathcal{G} 的任何元素与子代数 \mathcal{H} 的任何元素的对易子处在子代数 \mathcal{H} 内, 则称子代数 \mathcal{H} 是不变的. 单纯(简称“单”)Lie代数是没有任何不变子代数的Lie代数. \mathcal{G} 的 $U(1)$ 子代数是仅有一个生成元的代数, 并且该生成元与整个代数 \mathcal{G} 的所有生成元都对易. 半单Lie代数是含有不变阿贝尔子代数的代数, 其中不变阿贝尔子代数是指生成元彼此对易的不变子代数. 半单Lie代数是单Lie代数(但不是 $U(1)$)的直和. 如果矩阵 $\text{Tr}\{t_\alpha^\dagger t_\beta\} = -C_{\alpha\delta}^\gamma C_{\beta\gamma}^\delta$ 是正定的, 则称单Lie代数或半单Lie代数是紧致(简称“紧”)的. 单纯性与紧致性的含义与重要性将在下面进一步讨论. 称Lie代数 \mathcal{G} 是子群 \mathcal{H}_n 的直和是指, 有可能找到Lie代数 \mathcal{G} 的一个基, 其生成元为 t_{na} , 使得结构常数采取形式

$$C_{namb}^{\ell c} = \delta_{\ell m} \delta_{mn} C_{ab}^{(n)c},$$

其中 $C_{ab}^{(n)c}$ 是子代数 \mathcal{H}_n 的结构常数.

是紧致的; Lorentz群则不是. 作为一个不紧的单Lie代数的例子, 考察对易关系

$$[t_1, t_2] = -i t_3, \quad [t_2, t_3] = i t_1, \quad [t_3, t_1] = i t_2.$$

这里的结构常数是实的, 但不是全反对称的; 它的非零分量是

$$C^3_{12} = -C^3_{21} = -1, \quad C^1_{23} = -C^1_{32} = 1, \quad C^2_{31} = -C^2_{13} = 1.$$

方程(15.A.10)所给出的度规在这里是对角的, 其中元素为:

$$g_{11} = g_{22} = -g_{33} = -2.$$

这不是正定矩阵, 所以Lie代数不是紧致的. 事实上它是非紧群 $O(2, 1)$ 的Lie代数, 该群是两维空间一维时间中的Lorentz群.

两组相差一个实非奇异线性变换的生成元被视为张开了同一个Lie代数, 并且生成了同一个群. 这对于生成元的复线性变换是不成立的. 特别地, 通过在合适的基下改变生成元的相位, 任何单Lie代数都可以变成紧致的形式. 例如, 对于上例的Lie代数, 只需定义新的生成元 $t'_1 = i t_1$, $t'_2 = i t_2$, $t'_3 = t_3$, 对于这些生成元, 对易关系是

$$[t'_1, t'_2] = i t'_3, \quad [t'_2, t'_3] = i t'_1, \quad [t'_3, t'_1] = i t'_2.$$

结构常数现在就变成了实的并且是全反对称的: $C^a_{bc} = \epsilon_{abc}$. 这时 $g_{ab} = 2\delta_{ab}$, 并且代数是紧致的. 当然, 我们辨认出这是熟悉的三维旋转的紧致群 $O(3)$ 的代数. 为了看到, 对于任何的单Lie代数, 这总是可能的, 注意到方程(15.A.10)定义的矩阵 g_{ab} 是实的, 对称且非奇异的, 使得可以通过一个实正交变换将其变成非零元在主对角线上的对角形式. 然后, 只需要给这一基下对应 g_{ab} 负对角元的所有生成元乘以因子 i 即可.

我们不加证明地指出, 紧Lie群的有限维表示都是幺正的, 相应地, 紧Lie代数的有限维表示都是厄密的. 更进一步, 很容易看到, 通过独立的有限维厄密矩阵 t_α 而拥有任意的非平庸表示的唯一Lie代数是 $U(1)$ 与紧致单Lie代数的直和. 为了证明这一点, 我们可以简单地定义

$$g_{\alpha\beta} \equiv \text{Tr}\{t_\alpha t_\beta\}.$$

这个矩阵显然是正定的, 这是因为 $g_{\alpha\beta} u^\alpha u^\beta = \text{Tr}\{(u^\alpha t_\alpha)^2\}$ 对于任意实的 u^α 都是正的, 而仅当 $u^\alpha t_\alpha = 0$ 时才为零, 除非所有的 u^α 都为零, 否则这是不可能的, 这是因为 t^α 假定是独立的. 进一步的, 该 $g_{\alpha\beta}$ 满足不变性条件(15.2.4), 这一点可以通过给对易关系(15.1.2)乘以 t_δ 再取迹看到; 这给出

$$i C^\gamma_{\alpha\beta} \text{Tr}\{t_\gamma t_\delta\} = \text{Tr}\{[t_\alpha, t_\beta] t_\delta\} = \text{Tr}\{t_\delta t_\alpha t_\beta - t_\beta t_\alpha t_\delta\},$$

这显然关于 β 和 δ 是反对称的. 证实了**a**后, 我们可以通过之上的定理推出条件**c**, 这使得Lie代数必须是紧致单纯子代数与 $U(1)$ 子代数的直和.

现在我们回到规范理论的物理. 在本节, 从构建拉格朗日量中的规范场动能性的必要性, 我们已经推断出存在正定实对称矩阵 $g_{\alpha\beta}$, 它满足不变性条件(15.2.4), 并且在本章的附录A中我们已经证明了这个结果等价于Lie代数上的一个条件, 即它是紧致单纯子代数与 $U(1)$ 子代数的直和. 对于我们的目的, 关于这一结果重要的是, 单Lie代数都是某些类型有限且维数有限的代数. 例如, 很容易看到不存在生成元少于3个的单Lie代数, 这是因为在一维或二维中, 无法存在有3个指标的全反

对称结构常数. 有了三个生成元, 通过取 C^3_{12} , C^2_{31} 以及 C^1_{23} 非零, 可以避免不变子代数. 在结构常数是实的且全反对称的基下, 显然仅有一种可能性:

$$C_{\alpha\beta\gamma} = c \epsilon_{\alpha\beta\gamma} .$$

这里的 c 是一任意的非零常数, 可以通过生成元的标度变换, $t_\alpha \rightarrow t_\alpha/c$, 消掉它, 所以Lie代数是

$$[t_\alpha, t_\beta] = i \epsilon_{\alpha\beta\gamma} t_\gamma .$$

这可以视为三维旋转群 $O(3)$ 的Lie代数, 以及二维中的么正么模群 $SU(2)$ 的Lie代数, 并且在杨振宁和Mills的原始非阿贝尔理论中用它作为基. 以同样的方式继续下去, 当生成元个数为4, 5, 6或7时, 单Lie代数是存在的, 生成元个数为8时有一个单Lie代数, 依次类推. 数学家(尤其是Killing(基灵)和E. Cartan(埃利·嘉当))已经能够编录所有的单Lie代数. 单Lie代数的紧致形式构成了几个“典型”Lie群代数的无限类——么正么模群, 么正正交群以及么正辛群——再加上五个例外Lie群. 本章的附录B给出了这个目录.

在附录A中同样证明了, 在等价条件a, b或c下, 度规采取形式

$$g_{ma,nb} = g_m^{-2} \delta_{mn} \delta_{ab} \quad (15.2.5)$$

其中 g_m 是实的, 而 m 和 n 用来标记单纯子代数或 $U(1)$ 子代数, 而 a 和 b 用来标记这些不变子代数的各个生成元. 我们可以通过重新调节规范场消掉常数 g_m^{-2}

$$A^\mu_{ma} \rightarrow \tilde{A}^\mu_{ma} \equiv g_m^{-1} A^\mu_{ma} , \quad (15.2.6)$$

但另一方面, 为了保持 $D_\mu \psi$ 和 $F_\alpha^{\mu\nu}$ 的公式(15.1.10)和(15.1.13)不变, 我们必须重新定义矩阵 t_α 以及结构常数

$$t_{ma} \rightarrow \tilde{t}_{ma} = g_m t_{ma} , \quad (15.2.7)$$

$$C^{(m)}_{cab} \rightarrow \tilde{C}^{(m)}_{cab} = g_m C^{(m)}_{cab} . \quad (15.2.8)$$

即, 我们总可以定义规范场的标度(现在扔掉波浪符)使得方程(15.2.5)中的 g_m 为1:

$$g_{ab} = \delta_{ab} , \quad (15.2.9)$$

但另一方面, 对于每个单纯子代数或 $U(1)$ 子代数, 变换矩阵 t_α 和结构常数 $C_{\alpha\beta\gamma}$ 就要包含一个未知的乘子 g_m . 这些因子是规范理论的耦合常数. 或者, 在每个单纯子代数或 $U(1)$ 子代数中采取虽然任意但固定的归一化, 这有时更加方便一些, 在这种情况下, 就像因子 g_m^{-2} 出现在方程(15.2.5)中, 耦合常数将出现在规范场拉格朗日量(15.2.3)中.

15.3 场方程与守恒律

在方程(15.2.3)中使用矩阵 $g_{\alpha\beta}$ 的方程(15.2.9), 全拉格朗日密度是

$$\mathcal{L} = -\frac{i}{4} F_{\alpha\mu\nu} F_\alpha^{\mu\nu} + \mathcal{L}_M(\psi, D_\mu \psi) , \quad (15.3.1)$$

在没有规范场时, $\mathcal{L}_M(\psi, \partial_\mu \psi)$ 将是“物质”拉格朗日密度. 原则上, 我们可以引入 \mathcal{L}_M 对 $F_{\alpha\mu\nu}$ 以及高阶协变导数 $D_\nu D_\mu \psi$, $D_\lambda F_{\alpha\mu\nu}$ 等的相关性, 但是, 因为与电动力学相同的原因, 我们在这里将这些不可重整项排除在外: 正如12.3节所讨论的, 在普通的能量下, 这样的项将被某些非常大的质量项的负幂次高度抑制. 由于这个原因, 对于弱作用, 电磁作用和强作用的标准模型, 它的拉格朗日量的一般形式为(15.3.1).

规范场的运动方程在这里是

$$\begin{aligned} \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu A_{\alpha\nu})} &= -\partial_\mu F_\alpha{}^{\mu\nu} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A_{\alpha\nu}} \\ &= -F_\gamma{}^{\nu\mu} C_{\gamma\alpha\beta} A_{\beta\mu} - i \frac{\partial \mathcal{L}_M}{\partial D_\nu \psi} t_\alpha \psi \end{aligned}$$

因而

$$\partial_\mu F_\alpha{}^{\mu\nu} = -\mathcal{J}_\alpha{}^\nu, \quad (15.3.2)$$

其中 $\mathcal{J}_\alpha{}^\nu$ 是流:

$$\mathcal{J}_\alpha{}^\nu \equiv -F_\gamma{}^{\nu\mu} C_{\gamma\alpha\beta} A_{\beta\mu} - i \frac{\partial \mathcal{L}_M}{\partial D_\nu \psi} t_\alpha \psi. \quad (15.3.3)$$

流 $\mathcal{J}_\alpha{}^\nu$ 在平常的意义下守恒

$$\partial_\nu \mathcal{J}_\alpha{}^\nu = 0, \quad (15.3.4)$$

这一点即可以从 ψ 的运动方程和不变性条件(15.2.2)中看到, 也可以, 更简单地, 从场方程(15.3.2)中直接得出.

方程(15.3.2)和(15.3.4)中导数是普通导数, 不是规范协变导数 D_ν , 所以这些方程的规范不变性晦涩不明. 用场强的规范协变导数重写方程(15.3.2), 这可以使得规范不变性变得显然

$$\begin{aligned} D_\nu F_\alpha{}^{\mu\nu} &\equiv \partial_\lambda F_\alpha{}^{\mu\nu} - i(t^A{}_\beta)_{\alpha\gamma} A_{\beta\lambda} F_\gamma{}^{\mu\nu} \\ &= \partial_\lambda F_\alpha{}^{\mu\nu} - C_{\alpha\gamma\beta} A_{\beta\lambda} F_\gamma{}^{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (15.3.5)$$

这样, 方程(15.3.2)变成

$$D_\mu F_\alpha{}^{\mu\nu} = -J_\alpha{}^\nu, \quad (15.3.6)$$

其中 $J_\alpha{}^\nu$ 仅是物质场的流

$$J_\alpha{}^\nu \equiv -i \frac{\partial \mathcal{L}_M}{\partial D_\nu \psi} t_\alpha \psi. \quad (15.3.7)$$

如果 \mathcal{L}_M 是规范不变的, 上式就是规范协变的. 另外, 通过用算符 D_ν 作用方程(15.3.6), 利用对易关系

$$[D_\nu, D_\mu] F_\alpha{}^{\rho\sigma} = -i(t^A{}_\gamma)_{\alpha\beta} F_{\gamma\nu\mu} F_\beta{}^{\rho\sigma} = -C_{\gamma\alpha\beta} F_{\gamma\nu\mu} F_\beta{}^{\rho\sigma},$$

我们看到 $J_\alpha{}^\nu$ 满足规范协变守恒律

$$D_\nu J_\alpha{}^\nu = 0, \quad (15.3.8)$$

而不是整个流 $\mathcal{J}_\alpha{}^\nu$ 所满足的平常的守恒律(15.3.4). 另外, (利用方程(15.1.5))可以直接导出等式:

$$D_\mu F_{\alpha\nu\lambda} + D_\nu F_{\alpha\lambda\mu} + D_\lambda F_{\alpha\mu\nu} = 0, \quad (15.3.9)$$

无论规范场是否满足场方程, 这总是成立的.

这些结果有助于强调在15.1节提到的非阿贝尔规范理论与广义相对论之间的深刻类比. 在广义相对论中, 类似于 J^μ , 存在物质的能动量张量 T^ν_μ , 它满足广义协变守恒律 $T^\nu_{\mu;\nu}$, 并且在Einstein场方程的广义协变形式, $R^\nu_\mu - \frac{1}{2}\delta^\nu_\mu R = -8\pi G T^\nu_\mu$ 中, 它在方程的右边. 然而, T^ν_μ 在通常的意义下并不守恒: $\partial_\nu T^\nu_\mu$ 并不为零. 另一方面, 将Einstein方程左边的非线性项移至右边给出场方程⁸

$$\left(R^\nu_\mu - \frac{1}{2}\delta^\nu_\mu R\right)_{\text{LINEAR}} = -8\pi G \tau^\nu_\mu ,$$

其中 τ^ν_μ 不是张量

$$\tau^\nu_\mu \equiv T^\nu_\mu + \frac{1}{8\pi G} \left(R^\nu_\mu - \frac{1}{2}\delta^\nu_\mu R\right)_{\text{NONLINEAR}} ,$$

类似于 \mathcal{J}_α^ν . 同 \mathcal{J}_α^ν 一样, τ^ν_μ 在通常的意义下守恒

$$\partial_\nu \tau^\nu_\mu = 0$$

并可以视为能量和动量的流:

$$P_\mu = \int \tau^0_\mu d^3x .$$

因为引力场携带能量和动量, 它包含一个纯引力项; 没有这一项, τ^ν_μ 无法守恒. 类似地, 对于非阿贝尔群(那些 $C^\gamma_{\alpha\beta} \neq 0$ 的群), 规范场携带它们所作用的量子数, 所以 \mathcal{J}_α^ν 包含一个规范场项(方程(15.3.3)右边的第一项). 因为 \mathcal{J}_α^ν 在通常的意义下守恒, 它可以视为这些量子数的流, 其中对称性生成元由下面的时间无关量给出

$$T_\alpha = \int \mathcal{J}_\alpha^0 d^3x . \quad (15.3.10)$$

(另外, 齐次方程(15.3.9)包含协变导数, 就像广义相对论的Bianchi(比安奇)等式.) 相反, 这些复杂性都没有出现在量子电动力学中, 这是因为光子不携带它所作用的量子数, 电荷.

15.4 量子化

我们现在开始量子化前两节所描述的规范理论. 拉格朗日密度取为(15.3.1)的形式:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\alpha\mu\nu}F_\alpha^{\mu\nu} + \mathcal{L}_M(\psi, D_\nu\psi) , \quad (15.4.1)$$

其中

$$\begin{aligned} F_{\alpha\mu\nu} &\equiv \partial_\mu A_{\alpha\nu} - \partial_\nu A_{\alpha\mu} + C_{\alpha\beta\gamma} A_{\beta\mu} A_{\gamma\nu} , \\ D_\mu\psi &\equiv \partial_\mu\psi - it_\alpha A_{\alpha\mu}\psi . \end{aligned}$$

我们不能简单地令对易子等于i乘以相对应的Poisson括号就将这个理论量子化. 问题是约束中的一个. 用7.6节所描述的Dirac术语来说, 存在一个初级约束

$$\Pi_{\alpha 0} \equiv \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_0 A_\alpha^0)} = 0 \quad (15.4.2)$$

以及 A_α^0 的场方程所提供的次级约束:

$$\begin{aligned} -\partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu A_{\alpha 0})} + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A_{\alpha 0}} &= \partial_\mu F_\alpha^{\mu 0} + F_\gamma^{\mu 0} C_{\gamma\alpha\beta} A_{\beta\mu} + J_\alpha^0 \\ &= \partial_k \Pi_\alpha^k + \Pi_\gamma^k C_{\gamma\alpha\beta} A_{\beta k} + J_\alpha^0 = 0 , \end{aligned} \quad (15.4.3)$$

其中 $\Pi_\alpha^k \equiv \partial \mathcal{L} / \partial (\partial_0 A_{\alpha k}) = F_\alpha^{k0}$ 是共轭于 $A_{\alpha k}$ 的“动量”，其中 k 在 1, 2, 3 之间取值. $\Pi_{\alpha 0}$ 与 $\partial_k \Pi_\alpha^k + \Pi_\gamma^k C_{\gamma\alpha\beta} A_{\beta k} + J_\alpha^0$ 的 Poisson 括号为零 (这是因为后一个量独立于 A_α^0)，所以它们是第一类约束，这些约束不能用 Dirac 括号替换 Poisson 括号进行处理。

正如电动力学的情况，我们通过选择规范来处理这些约束. 电动力学采用的 Coulomb 规范在这里将会导致一个令人不快的复杂性，* 所以我们转而在所谓的轴向规范下进行处理，它基于条件

$$A_{\alpha 3} = 0. \quad (15.4.4)$$

这样，规范场的正则变量就是 $A_{\alpha i}$ ， i 现在在 1 和 2 之间取值，再加上它们的正则共轭

$$\Pi_{\alpha i} \equiv \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_0 A_{\alpha i})} = -F_\alpha^{0i} = \partial_0 A_{\alpha i} - \partial_i A_{\alpha 0} + C_{\alpha\beta\gamma} A_{\beta 0} A_{\gamma i}. \quad (15.4.5)$$

场 $A_{\alpha 0}$ 不是独立的正则变量，而是通过约束 (15.4.3) 以其它变量定义的. 为了看到这一点，注意到“电”场场强 $F_\alpha^{\mu 0}$ 是

$$F_\alpha^{i0} = \Pi_{\alpha i}, \quad F_\alpha^{30} = \partial_3 A_\alpha^0, \quad (15.4.6)$$

所以约束 (15.4.3) 变成

$$-(\partial_3)^2 A_\alpha^0 = \partial_i \Pi_{\alpha i} + \Pi_{\gamma i} C_{\gamma\alpha\beta} A_{\beta i} + J_\alpha^0, \quad (15.4.7)$$

这个方程 (在合理的边界条件下) 可以很容易地解出，并以 $\Pi_{\gamma i}$ ， $A_{\beta i}$ 和 J_α^0 的泛函给出 A_α^0 . (我们使用了求和约定，指标 i, j 等对 1 和 2 求和.) 应该注意的是，物质场 ψ_ℓ 的正则共轭是

$$\pi_\ell = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_0 \psi_\ell)} = \frac{\partial \mathcal{L}_M}{\partial (D_0 \psi_\ell)}, \quad (15.4.8)$$

所以物质流的时间分量可以仅用物质场的正则变量表示

$$J_\alpha^0 = -i \frac{\partial \mathcal{L}_M}{\partial (D_0 \psi_\ell)} (t_\alpha)_\ell^m \psi_m = -i \pi_\ell (t_\alpha)_\ell^m \psi_m. \quad (15.4.9)$$

因此方程 (15.4.7) 将给定时刻的 A_α^0 定义为同一时刻的正则变量 $\Pi_{\gamma i}$ ， $A_{\beta i}$ ， π_ℓ 和 ψ_m 的泛函。

既然我们已经找出了这一规范下的正则变量，我们现在可以着手构建哈密顿量了. 哈密顿密度是^a

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= \Pi_{\alpha i} \partial_0 A_{\alpha i} + \pi_\ell \partial_0 \psi_\ell - \mathcal{L} \\ &= \Pi_{\alpha i} (F_{\alpha 0 i} + \partial_i A_{\alpha 0} - C_{\alpha\beta\gamma} A_{\beta 0} A_{\gamma i}) + \pi_\ell \partial_0 \psi_\ell \\ &\quad - \frac{1}{2} F_{\alpha 0 i} F_{\alpha 0 i} + \frac{1}{4} F_{\alpha i j} F_{\alpha i j} + \frac{1}{2} F_{\alpha i 3} F_{\alpha i 3} \\ &\quad - \frac{1}{2} F_{\alpha 0 3} F_{\alpha 0 3} - \mathcal{L}_M. \end{aligned} \quad (15.4.10)$$

利用方程 (15.4.4) 和 (15.4.6)，这变成

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= \mathcal{H}_M + \Pi_{\alpha i} (\partial_i A_{\alpha 0} - C_{\alpha\beta\gamma} A_{\beta 0} A_{\gamma i}) + \frac{1}{2} \Pi_{\alpha i} \Pi_{\alpha i} \\ &\quad + \frac{1}{4} F_{\alpha i j} F_{\alpha i j} + \frac{1}{2} \partial_3 A_{\alpha i} \partial_3 A_{\alpha i} - \frac{1}{2} \partial_3 A_{\alpha 0} \partial_3 A_{\alpha 0}, \end{aligned} \quad (15.4.11)$$

*除了纯代数上的困难外，Coulomb 规范 (同其他许多规范一样) 还有一个称为 Gribov (格里波夫) 多值性的问题。⁹ 即便附加 \mathbf{A}_α 在无限远处为零的条件，对于 Coulomb 规范条件 $\nabla \cdot \mathbf{A}_\alpha = 0$ 的每个解，存在另一个解，与其相差有限的规范变换. Gribov 多值性不会在这里影响我们，因为我们在轴向规范下进行量化的，在轴向规范下，这个问题是不存在的，并且我们仅用其它规范，例如 Lorentz 规范，来生成微扰展开。

^a原书方程 (15.4.10) 有笔误， $F_{\alpha i j} F_{\alpha i j}$ 的系数应该是 $\frac{1}{4}$ 而非 $\frac{1}{2}$. ——译者注

其中 \mathcal{H}_M 是物质哈密顿密度:

$$\mathcal{H}_M \equiv \pi_\ell \partial_0 \psi_\ell - \mathcal{L}_M . \quad (15.4.12)$$

沿用9.2节所导出的一般规则, 我们现在可以用这一哈密顿密度计算作为路径积分的矩阵元, 该路径积分是对 $A_{\alpha i}$, $\Pi_{\alpha i}$, ψ_ℓ 和 π_ℓ 的路径积分, 含有权重因子 $\exp(iI)$, 其中

$$I = \int d^4x \left[\Pi_{\alpha i} \partial_0 A_{\alpha i} + \pi_\ell \partial_0 \psi_\ell - \mathcal{H} + \epsilon \text{项} \right] , \quad (15.4.13)$$

在 I 中, “ ϵ 项”仅用来给出传播子分母中正确的无限小虚项. (参看9.2节.) 我们注意到方程(15.4.7)和(15.4.9)给出的 A_α^0 是正则变量的泛函, 而该泛函关于 $\Pi_{\alpha i}$ 和 π_ℓ 是线性的. 那么, 对方程(15.4.11)的观察表明了, (假定 \mathcal{L}_M 至多是 $D_\mu \psi$ 的平方)完整作用量(15.4.13)的被积函数至多是 $\Pi_{\alpha i}$ 和 π_ℓ 的二次. 因此, 通过高斯积分的通常规则, 我们可以算出对这些正则“动量”的路径积分. 这一步骤的麻烦是方程(15.4.13)中 $\Pi_{\alpha i}$ 的二阶项系数是 $A_{\alpha i}$ 的函数, 所以高斯积分将会产生一个可怕的场相关行列式因子. 另外, 此时的整个体系看起来没有丝毫的可能是Lorentz不变的.

我们不在这条道路上继续前行, 取而代之, 我们将使用一个类似于在9.6节的电动力学路径积分公式中使用过的技巧. 注意到, 如果我们暂且认为 $A_{\alpha 0}$ 是独立变量, 那么作用量(15.4.13)显然是 $A_{\alpha 0}$ 的二次型, 其中二阶项 $A_{\alpha 0}(x)A_{\beta 0}(y)$ 的系数等于场无关核 $(\partial_3)^2 \delta^4(x-y)$. 正如我们在第九章的附录中所看到的, 这种对 $A_{\alpha 0}(x)$ 的高斯积分, 除去一个常数因子外, 等于被积函数在指数变量稳定“点”的值. 但是, 这里的作用量变分导数是

$$\frac{\delta I}{\delta A_{\alpha 0}} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial A_{\alpha 0}} = J_\alpha^0 + \partial_i \Pi_{\alpha i} + C_{\beta \alpha \gamma} \Pi_{\beta i} A_{\gamma i} - \partial_3^2 A_{\alpha 0} ,$$

所以作用量的“稳定”点是约束方程(15.4.7)的解. 因此, 取代用 $A_{\alpha 0}$ 作为方程(15.4.7)的解, 我们同样可以就把它当做独立的积分变量进行处理.

现在, 视 $A_{\alpha 0}$ 为独立变量时, 哈密顿量 $\int d^3x \mathcal{H}$ 显然是 $\Pi_{\alpha i}$ 的二次型, 其中二阶项 $\Pi_{\alpha i}(x)\Pi_{\beta j}(y)$ 的系数由场无关核 $\frac{1}{2}\delta^4(x-y)\delta_{ij}$ 给出. 假定这对于物质场 π_ℓ 同样是成立的, 通过令 π_ℓ 和 $\Pi_{\alpha i}$ 等于对应方程(15.4.1)的作用量的稳定“点”, 我们可以计算出对 π_ℓ 和 $\Pi_{\alpha i}$ 的路径积分至相差一个常数因子, π_ℓ 和 $\Pi_{\alpha i}$ 的稳定“点”是:

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{\delta I}{\delta \pi_\ell} = \partial_0 \psi_\ell - \frac{\partial \mathcal{H}_M}{\partial \pi_\ell} , \\ 0 &= \frac{\delta I}{\delta \Pi_{\alpha i}} = \partial_0 A_{\alpha i} - \Pi_{\alpha i} - \partial_i A_{\alpha 0} + C_{\alpha \beta \gamma} A_{\beta 0} A_{\gamma i} = F_{\alpha 0 i} - \Pi_{\alpha i} . \end{aligned}$$

将其代回方程(15.4.13)给出

$$\begin{aligned} I &= \int d^4x \left[\mathcal{H}_M + \frac{1}{2} F_{\alpha 0 i} F_{\alpha 0 i} \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{4} F_{\alpha i j} F_{\alpha i j} - \frac{1}{2} \partial_3 A_{\alpha i} \partial_3 A_{\alpha i} + \frac{1}{2} (\partial_3 A_{\alpha 0})^2 \right] \\ &= \int d^4x \mathcal{L} , \end{aligned} \quad (15.4.14)$$

其中 \mathcal{L} 是我们所出发的拉格朗日量(15.3.1)! 换句话说, 我们要做的是对 $\psi_\ell(x)$ 以及 $A_{\alpha \mu}(x)$ 的全部4个分量的路径积分, 其中的权重因子由方程(15.4.14)和(15.3.1)给出且是显然协变的, 但是强加了轴向规范协变条件, 即插入了因子

$$\prod_{x, \alpha} \delta(A_{\alpha 3}(x)) . \quad (15.4.15)$$

只要 $\mathcal{O}_A, \mathcal{O}_B \cdots$ 是规范不变的, 我们就有

$$\begin{aligned} \langle T\{\mathcal{O}_A \mathcal{O}_B \cdots\} \rangle_{\text{VACUUM}} &\propto \int \left[\prod_{\ell, x} d\psi_{\ell}(x) \right] \left[\prod_{\alpha, \mu, x} dA_{\alpha\mu}(x) \right] \\ &\times \mathcal{O}_A \mathcal{O}_B \cdots \exp\{iI + \epsilon \text{项}\} \prod_{x, \alpha} \delta(A_{\alpha 3}(x)) , \end{aligned} \quad (15.4.16)$$

其中 I 是方程(15.4.14)给出的Lorentz不变且规范不变的作用量.

* * *

为了将来的参考, 我们注意到, 方程(15.4.16)中对规范场积分的体积元 $\prod_{\alpha, \mu, x} dA_{\alpha\mu}(x)$ 是规范不变的, 也就是说

$$\prod_{\alpha, \mu, x} dA_{\Lambda\alpha\mu}(x) = \prod_{\alpha, \mu, x} dA_{\alpha\mu}(x) , \quad (15.4.17)$$

其中 $A_{\Lambda\alpha\mu}$ 是用规范变换作用 $A_{\alpha\mu}(x)$ 后的结果, 规范变换的参量是 $\Lambda_{\alpha}(x)$. 证明对于单位元附近的变换, 即无限小的变换参量 $\lambda_{\alpha}(x)$, 这是成立的就足够了. 在这一情况下

$$A_{\lambda\alpha}{}^{\mu} = A_{\alpha}{}^{\mu} + \partial_{\mu}\lambda_{\alpha} + C_{\alpha\beta\gamma}A_{\beta}{}^{\mu}\lambda_{\gamma} ,$$

所以体积元之间的关系为

$$\prod_{\alpha, \mu, x} dA_{\lambda\alpha\mu}(x) = \text{Det}(\mathcal{N}) \prod_{\alpha, \mu, x} dA_{\alpha\mu}(x) ,$$

其中 \mathcal{N} 是“矩阵”:

$$\mathcal{N}_{\alpha\mu x, \beta\nu y} = \frac{\delta A_{\lambda\alpha\mu}(x)}{\delta A_{\beta\nu}(y)} = \delta^4(x-y) \delta_{\mu}^{\nu} \left[\delta_{\alpha\beta} + C_{\alpha\beta\gamma}\lambda_{\gamma}(x) \right] .$$

因为迹 $C_{\alpha\alpha\gamma}$ 为零, 所以到 λ_{γ} 的一阶, \mathcal{N} 的行列式为1.

在本章, 我们将假定对物质场积分的体积元 $\prod_{n, x} d\psi_n(x)$ 也是规范不变的. 这里有一个很重要的微妙, 在第22章我们将回到这个问题上, 但是, 正如那里所证明的, 这一假定对于我们目前的强作用和电弱作用的非阿贝尔规范理论是适用的.

15.5 De Witt-Faddeev-Popov方法

我们的路径积分公式(15.4.16)是在一个有利于正则量子化的规范下导出的, 但是从这一公式导出的Feynman规则会隐藏理论潜在的旋转不变性与Lorentz不变性. 为了导出显然Lorentz不变的Feynman规则, 我们需要改变规范.

我们首先注意到的是, 方程(15.4.16)是(相差一个不重要的常数因子)一大类泛函积分中的一个特殊情况, 这类泛函积分的形式为:

$$\mathcal{J} = \int \left[\prod_{n, x} d\phi_n(x) \right] \mathcal{G}[\phi] B[f[\phi]] \text{Det } \mathcal{F}[\phi] , \quad (15.5.1)$$

其中 $\phi_n(x)$ 是一组规范场和物质场; $\prod_{n,x} d\phi_n(x)$ 是体积元; 而 $\mathcal{G}[\phi]$ 是 $\phi_n(x)$ 的泛函, 并满足规范不变条件:

$$\mathcal{G}[\phi_\lambda] \prod_{n,x} d\phi_{\lambda n}(x) = \mathcal{G}[\phi] \prod_{n,x} d\phi_n(x), \quad (15.5.2)$$

其中 $\phi_{\lambda n}(x)$ 是用一个规范变换作用在 ϕ 上的结果, 该规范变换的参量是 $\lambda_\alpha(x)$. (通常情况下, 当这一点满足时, 泛函 \mathcal{G} 与体积元分别是不变的, 但在这里我们所需要的只有方程(15.5.2).) 另外, $f_\alpha[\phi; x]$ 是这些场的“规范固定泛函”, 它不是规范不变的且依赖于 x 和 α ; $B[f]$ 是针对 x 和 α 的一般函数 $f_\alpha(x)$ 所定义的某个数值泛函; 而 \mathcal{F} 是“矩阵”:

$$\mathcal{F}_{\alpha x, \beta y}[\phi] \equiv \left. \frac{\delta f_\alpha[\phi_\lambda; x]}{\delta \lambda_\beta(y)} \right|_{\lambda=0}. \quad (15.5.3)$$

(与我们通常函数的泛函或泛函的泛函的记法一致, $B[f[\phi]]$ 所依赖的 $f_\alpha[\phi; x]$ 值是: 对未表示出的变量 α 和 x 的所有值所取的值, 而表示出的变量, 函数 $\phi_n(x)$, 保持不变.) 方程(15.5.1)并不代表方程(15.4.16)最大可能的推广; 在15.7节我们将看到, 由于某些原因, 需要并存在进一步的推广. 这里我们从方程(15.5.1)出发, 这是因为它将协助推动15.7节的形式体系, 并且就处理处在最方便规范下的非阿贝尔规范理论而言, 它是足够的.

我们必须验证路径积分(15.4.16)确实是方程(15.5.1)的一个特殊情况. 在方程(15.4.16)中, 场 $\phi_n(x)$ 由 $A_{\alpha\mu}(x)$ 和物质场 $\psi_\ell(x)$ 构成, 并且

$$f_\alpha[A, \psi; x] = A_{\alpha 3}(x), \quad (15.5.4)$$

$$B[f] = \prod_{x, \alpha} \delta(f_\alpha(x)), \quad (15.5.5)$$

$$\mathcal{G}[A, \psi] = \exp\{i I + \epsilon \text{项}\} \mathcal{O}_A \mathcal{O}_B \cdots, \quad (15.5.6)$$

$$\prod_{n,x} d\phi_n(x) = \left[\prod_{\ell, x} d\psi_\ell(x) \right] \left[\prod_{\alpha, \mu, x} dA_\alpha^\mu(x) \right]. \quad (15.5.7)$$

(我们现在去掉上下标 α, β, \dots 之间的区别.) 比较方程(15.4.16)与方程(15.5.1)——(15.5.3), 这表明了除去因子 $\text{Det } \mathcal{F}[\phi]$ 之外, 这些路径积分实际上是相同的. 对于特定的规范固定泛函(15.5.4), 这一因子是场无关的: 如果 $A_\alpha^3(x) = 0$, 那么在参量为 $\lambda_\alpha(x)$ 的规范变换下, $A_\alpha^3(x)$ 的变化是

$$A_{\lambda\alpha}^3(x) = \partial_3 \lambda_\alpha(x) = \int d^4 y \lambda_\alpha(y) \partial_3 \delta^4(x - y),$$

使得方程(15.5.3)在这里变成场无关“矩阵”

$$\mathcal{F}_{\alpha x, \beta y}[\phi] = \delta_{\alpha\beta} \partial_3 \delta^4(x - y).$$

因此, 方程(15.5.1)中的行列式在这一规范下也是场无关的. 正如第9章所论述过的, 泛函积分中的场无关因子仅影响期望值与 S -矩阵的真空涨落部分, 因而与 S -矩阵元连通部分的计算是无关的.

将任意非阿贝尔理论的泛函积分(15.4.16)视为一般路径积分(15.5.1)的一个特殊情况, 其中的关键之处在于, 在这一形式下我们可以自由地改变规范. 特别地, 我们有一个定理, 即积分(15.5.1)实际上(在一个很宽泛的限制下)独立于规范固定泛函 $f_\alpha[\phi; x]$, 它仅通过一个不相关的常数因子与泛函 $B[f]$ 的选择相关.

证明: 将方程(15.5.1)中的所有积分变量 ϕ 替换成一个新的积分变量 ϕ_Λ , 其中的 $\Lambda^\alpha(x)$ 是任意(但固定)一组规范变换参量:

$$\mathcal{J} = \int \left[\prod_{n,x} d\phi_{\Lambda n}(x) \right] \mathcal{G}[\phi_\Lambda] B[f[\phi_\Lambda]] \text{Det } \mathcal{F}[\phi_\Lambda] . \quad (15.5.8)$$

(这一步在数学上是平庸的, 就像将积分 $\int_{-\infty}^{\infty} f(x)dx$ 变成 $\int_{-\infty}^{\infty} f(y)dy$, 并且没有使用我们关于规范不变性的假定.) 现在使用已假定的测度 $\Pi d\phi$ 乘以泛函 $\mathcal{G}[\phi]$ 的规范不变性(15.5.2), 将其重写为

$$\mathcal{J} = \int \left[\prod_{n,x} d\phi_n(x) \right] \mathcal{G}[\phi] B[f[\phi_\Lambda]] \text{Det } \mathcal{F}[\phi_\Lambda] . \quad (15.5.9)$$

既然 $\Lambda^\alpha(x)$ 是任意的, 这时左边不能与它相关. 因此, 在一个合适的权重因子 $\rho[\Lambda]$ (会在后面选定)下积掉 $\Lambda^\alpha(x)$ 会给出

$$\mathcal{J} \int \left[\prod_{\alpha,x} d\Lambda^\alpha(x) \right] \rho[\Lambda] = \int \left[\prod_{n,x} d\phi_n(x) \right] \mathcal{G}[\phi] C[\phi] , \quad (15.5.10)$$

其中

$$C[\phi] \equiv \int \left[\prod_{\alpha,x} d\Lambda^\alpha(x) \right] \rho[\Lambda] B[f[\phi_\Lambda]] \text{Det } \mathcal{F}[\phi_\Lambda] . \quad (15.5.11)$$

现在, 方程(15.5.3)给出

$$\mathcal{F}_{\alpha x, \beta y}[\phi_\Lambda] = \left. \frac{\delta f_\alpha[(\phi_\Lambda)_\lambda; x]}{\delta \lambda^\beta(y)} \right|_{\lambda=0} . \quad (15.5.12)$$

我们假定这些变换构成群; 即, 我们可以将先进行参量为 $\Lambda^\alpha(x)$ 的规范变换再进行参量为 $\lambda^\alpha(x)$ 的规范变换后的结果, 写成规范变换参量为 $\tilde{\Lambda}^\alpha(x; \Lambda, \lambda)$ 的单次“乘积”规范变换作用后的结果,

$$(\phi_\Lambda)_\lambda = \phi_{\tilde{\Lambda}(\Lambda, \lambda)} . \quad (15.5.13)$$

利用偏(泛函)微分的链式法则, 我们就有

$$\mathcal{F}_{\alpha x, \beta y}[\phi_\Lambda] = \int \mathcal{J}_{\alpha x, \gamma z}[\phi, \Lambda] \mathcal{R}^{\gamma z}_{\beta y}[\Lambda] d^4 z , \quad (15.5.14)$$

其中

$$\mathcal{J}_{\alpha x, \gamma z}[\phi, \Lambda] \equiv \left. \frac{\delta f_\alpha[\phi_{\tilde{\Lambda}}; x]}{\delta \tilde{\Lambda}^\gamma(z)} \right|_{\tilde{\Lambda}=\Lambda} = \frac{\delta f_\alpha[\phi_\Lambda; x]}{\delta \Lambda^\gamma(z)} \quad (15.5.15)$$

以及

$$\mathcal{R}^{\gamma z}_{\beta y}[\Lambda] = \left. \frac{\delta \tilde{\Lambda}^\gamma(z; \Lambda, \lambda)}{\delta \lambda^\beta(y)} \right|_{\lambda=0} . \quad (15.5.16)$$

由此得出

$$\text{Det } \mathcal{F}[\phi_\Lambda] = \text{Det } \mathcal{J}[\phi, \Lambda] \text{Det } \mathcal{R}[\Lambda] . \quad (15.5.17)$$

我们注意到, $\text{Det } \mathcal{J}[\phi, \Lambda]$ 就是积分变量从 $\Lambda^\alpha(x)$ 变换到(ϕ 固定的) $f_\alpha[\phi_\Lambda; x]$ 的雅克比行列式. 因此, 如果我们将权重函数 $\rho(\Lambda)$ 选为

$$\rho(\Lambda) = 1 / \text{Det } \mathcal{R}[\Lambda] \quad (15.5.18)$$

那么

$$\begin{aligned} C[\phi] &= \int \left[\prod_{\alpha, x} d\Lambda^\alpha(x) \right] \text{Det } \mathcal{J}[\phi, \Lambda] B[f[\phi_\Lambda]] \\ &= \int \left[\prod_{\alpha, x} df_\alpha(x) \right] B[f] \equiv C, \end{aligned} \quad (15.5.19)$$

它显然是独立于 ϕ 的. (读者可以认为方程(15.5.18)给出了群的参量空间上的不变(Haar)测度.) 这样, 最终我们有

$$\mathcal{J} = \frac{C \int \left[\prod_{n, x} d\phi_n(x) \right] \mathcal{G}[\phi]}{\int \left[\prod_{\alpha, x} d\Lambda^\alpha(x) \right] \rho[\Lambda]}. \quad (15.5.20)$$

这个结果显然与我们对 $f_\alpha[\phi; x]$ 的选择无关, 它已经被简化成单变量的积分, 并且它仅通过常数 C 与 $B[f]$ 相关, 这正是所要证明的.

在继续应用这个定理之前, 我们应该暂停一下, 关注推导中的一个技巧点. 由于同一个原因, 方程(15.5.20)的分子和分母中的积分都是病态定义的. 因为假定 $\mathcal{G}[\phi]$ 是规范不变的, 所以它对 ϕ 的积分不可能收敛的; 将 ϕ 变成 ϕ_λ 的“轨道”能够抵达所有可能的 $\lambda_\alpha(x)$, 而 $\mathcal{G}[\phi]$ 沿着所有这样的轨道都是常数. 同样, 分母中的积分也是发散的, 这是因为 $\rho[\Lambda] \prod d\Lambda$ 就是普通群积分的不变体积元, 并且它沿着“轨道” $\Lambda \rightarrow \tilde{\Lambda}(\Lambda, \lambda)$ 是常数. 通过在一个有限的时空晶格内表述该理论, 方程(15.5.20)中分子和分母的发散都可以被消除掉, 在这一情况下, 规范群的体积就是整体Lie群本身的体积乘以晶格格位的数目. 对于方程(15.5.20)左边的原始定义(15.5.1)而言, 由于规范固定因子 $B[f]$ 消除了这一发散, 我们可以推测, 随着晶格格位的数目趋于无穷, 它在方程(15.5.20)右边的分子和分母之间抵消了.

现在, 切入主题. 我们已经看到, 轴向规范下的真空期望值(15.4.16)由一般形式的路径积分(15.5.1)给出. 装备了之上的定理后, 对于 $f_\alpha[A, \psi; x]$ 和 $B[f]$ 的(几乎)任意选择, 我们得到结论

$$\begin{aligned} \langle T\{\mathcal{O}_A \mathcal{O}_B \cdots\} \rangle_V &\propto \int \left[\prod_{\ell, x} d\psi_\ell(x) \right] \left[\prod_{\alpha, \mu, x} dA_\alpha^\mu(x) \right] \\ &\times \mathcal{O}_A \mathcal{O}_B \cdots \exp\{iI + \epsilon \text{项}\} B[f[A, \psi]] \text{Det } \mathcal{F}[A, \psi]. \end{aligned} \quad (15.5.21)$$

因此, 我们现在可以在一个更加方便的规范下用方程(15.5.21)推导Feynman规则.

我们知道如何计算的路径积分是高斯型乘以多项式的路径积分, 所以我们一般会取

$$B[f] = \exp \left(-\frac{i}{2\xi} \int d^4x f_\alpha(x) f_\alpha(x) \right), \quad (15.5.22)$$

其中 ξ 是任意的实参量. 在这一选择下, 因子 B 在方程(15.5.21)中的效应仅是给有效拉格朗日量增加一项

$$\mathcal{L}_{\text{EFF}} = \mathcal{L} - \frac{1}{2\xi} f_\alpha f_\alpha. \quad (15.5.23)$$

Lorentz不变的规范固定函数 f_α 的最简单选择与电动力学中的选择相同:

$$f_\alpha = \partial_\mu A_\alpha^\mu. \quad (15.5.24)$$

这样, 裸规范场的传播子就可以像量子电动力学中那样进行计算. 有效作用量的自由矢量玻色子部分可以写成

$$\begin{aligned} I_{0A} &= - \int d^4x \left[\frac{1}{4} (\partial_\mu A_{\alpha\nu} - \partial_\nu A_{\alpha\mu}) (\partial^\mu A_\alpha{}^\nu - \partial^\nu A_\alpha{}^\mu) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2\xi} (\partial_\mu A_\alpha{}^\mu) (\partial_\nu A_\alpha{}^\nu) + \epsilon\text{项} \right] \\ &= -\frac{1}{2} \int d^4x \mathcal{D}_{\alpha\mu x, \beta\nu y} A_\alpha{}^\mu(x) A_\beta{}^\nu(y), \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_{\alpha\mu x, \beta\nu y} &= \eta_{\mu\nu} \frac{\partial^2}{\partial x^\lambda \partial y_\lambda} \delta^4(x-y) \delta_{\alpha\beta} \\ &\quad - \left(1 - \frac{1}{\xi} \right) \frac{\partial^2}{\partial x^\mu \partial y^\nu} \delta^4(x-y) \delta_{\alpha\beta} + \epsilon\text{项} \\ &= (2\pi)^{-4} \delta_{\alpha\beta} \int d^4p \left[\eta_{\mu\nu} (p^2 - i\epsilon) - \left(1 - \frac{1}{\xi} \right) p_\mu p_\nu \right] e^{ip \cdot (x-y)}. \end{aligned}$$

取方括号中矩阵的倒数, 我们就得到了传播子:

$$\begin{aligned} \Delta_{\alpha\mu, \beta\nu}(x, y) &= (\mathcal{D}^{-1})_{\alpha\mu x, \beta\nu y} \\ &= (2\pi)^{-4} \int d^4p \left[\eta_{\mu\nu} + (\xi - 1) \frac{p_\mu p_\nu}{p^2} \right] \frac{e^{ip \cdot (x-y)}}{p^2 - i\epsilon}. \end{aligned} \quad (15.5.25)$$

这既是Landau规范的推广, 也是Feynman规范的推广, 可以通过取 $\xi = 0$ 和 $\xi = 1$ 分别回到这两个规范. 当 $\xi \rightarrow 0$ 时, 除了 $f_\alpha = 0$ 附近, 泛函(15.5.22)振荡的非常剧烈, 所以这个泛函的作用就像 δ -函数, 给泛函积分强加了Landau规范条件 $\partial_\mu A^\mu = 0$, 它很自然地导出了满足条件 $\partial^\mu \Delta_{\alpha\mu, \beta\nu} = 0$ 所相应的传播子. 对于不为零的 ξ 值, 泛函 $B[f]$ 并不挑出规范场, 使得 $A_{\alpha\mu}$ 满足任何特定规范条件, 但是通常将传播子(15.5.25)称为“广义Feynman规范”或“广义 ξ -规范”下的传播子. 一个很好的计算物理振幅的策略是, 保持 ξ 任意, 而在计算的最后检验结果是不是 ξ -无关的.

附加一个条件后, Feynman规则现在是显然的: 顶点的贡献可以从原始拉格朗日 \mathcal{L} 的相互作用项中读出来, 而规范场传播子由方程(15.5.25)给出, 物质场传播子像往常那样计算. 确切些, \mathcal{L} 中的三线相互作用

$$-\frac{1}{2} C_{\alpha\beta\gamma} (\partial_\mu A_{\alpha\nu} - \partial_\nu A_{\alpha\mu}) A_\beta{}^\mu A_\gamma{}^\nu$$

对应与三个矢量玻色子线相连的顶点, 这些线携带(入)动量 p, q, k 以及Lorentz和规范指标 $\mu\alpha, \nu\beta, \rho\gamma$, 那么, 根据动量空间Feynman规则, 这种顶点对被积函数的贡献是

$$i(2\pi)^4 \delta^4(p+q+k) [-i C_{\alpha\beta\gamma}] \left[p_\nu \eta_{\mu\lambda} - p_\lambda \eta_{\mu\nu} + q_\lambda \eta_{\nu\mu} - q_\mu \eta_{\nu\lambda} + k_\mu \eta_{\lambda\nu} - k_\nu \eta_{\lambda\mu} \right]. \quad (15.5.26)$$

另外, \mathcal{L} 中的 A^4 相互作用项,

$$-\frac{1}{4} C_{\epsilon\alpha\beta} C_{\epsilon\gamma\delta} A_{\alpha\mu} A_{\beta\nu} A_\gamma{}^\mu A_\delta{}^\nu,$$

它对应与四个矢量玻色子线相连的顶点. 如果这些线携带(入)动量 p, q, k, ℓ , 以及Lorentz和规范指标 $\mu\alpha, \nu\beta, \rho\gamma$ 和 $\sigma\delta$, 那么这种顶点对被积函数的贡献是

$$\begin{aligned} i(2\pi)^4 \delta^4(p+q+k+\ell) \times &\left[-C_{\epsilon\alpha\beta} C_{\epsilon\gamma\delta} (\eta_{\mu\rho} \eta_{\nu\sigma} - \eta_{\mu\sigma} \eta_{\nu\rho}) \right. \\ &\left. - C_{\epsilon\alpha\gamma} C_{\epsilon\alpha\beta} (\eta_{\mu\sigma} \eta_{\rho\nu} - \eta_{\mu\nu} \eta_{\sigma\rho}) - C_{\epsilon\alpha\delta} C_{\epsilon\beta\gamma} (\eta_{\mu\nu} \eta_{\rho\sigma} - \eta_{\mu\rho} \eta_{\sigma\nu}) \right]. \end{aligned} \quad (15.5.27)$$

(回忆起结构常数 $C_{\alpha\beta\gamma}$ 包含耦合常数因子, 所以因子(15.5.26)和(15.5.27)关于耦合常数分别是一阶和二阶的.)

在这一Feynman规则中, 还有一个困难我们没有处理, 即, 方程(15.5.21)中出现了因子 $\det \mathcal{F}$, 对于一般的规范, 它不是常数. 我们现在转向这个因子的考察.

15.6 鬼

我们现在来考察方程(15.5.21)中的因子 \mathcal{F} 对非阿贝尔规范场论Feynman规则的影响. 为了能将这个影响处理成Feynman规则的修正, 回顾我们在9.5节所证明的一个事实, 即, 任何矩阵 $\mathcal{F}_{\alpha x, \beta y}$ 的行列式可以表示为一个路径积分

$$\text{Det } \mathcal{F} \propto \int \left[\prod_{\alpha, x} d\omega_{\alpha}^*(x) \right] \left[\prod_{\alpha, x} d\omega_{\alpha}(x) \right] \exp(iI_{GH}), \quad (15.6.1)$$

其中

$$I_{GH} \equiv \int d^4x d^4y \omega_{\alpha}^*(x) \omega_{\beta}(y) \mathcal{F}_{\alpha x, \beta y}. \quad (15.6.2)$$

这里的 ω_{α}^* 和 ω_{α} 是一组独立的反对易经典变量, 并且比例常数是场无关的. (为了再次给出因子 $\text{Det } \mathcal{F}$, 我们必须将场变量 ω_{α} 和 ω_{α}^* 选成费米场变量; 如果我们将这些场变量选成玻色的, 那么路径积分(15.6.1)就会正比于 $(\text{Det } \mathcal{F})^{-1}$.) 场 ω_{α}^* 和 ω_{α} 不非得通过复共轭相关联, 我们甚至会在15.7节看到, 由于某些原因, 我们需要假定 ω_{α}^* 和 ω_{α} 是独立的实变量. 因子 $\text{Det } \mathcal{F}$ 的全部效应等同于把 I_{GH} 纳入到全部的有效作用量中, 并对“场” ω 和 ω^* 积分. 即, 对于任意的规范固定函数 $f_{\alpha}(x)$,

$$\begin{aligned} \langle T\{\mathcal{O}_A \cdots\} \rangle_V &\propto \int \left[\prod_{n, x} d\psi_n(x) \right] \left[\prod_{\alpha, \mu, x} dA_{\alpha\mu}(x) \right] \\ &\times \left[\prod_{\alpha, x} d\omega_{\alpha}(x) d\omega_{\alpha}^*(x) \right] \exp\left(i I_{\text{MOD}}[\psi, A, \omega, \omega^*]\right) \mathcal{O}_A \cdots, \end{aligned} \quad (15.6.3)$$

其中 I_{MOD} 是修正作用量

$$I_{\text{MOD}} = \int d^4x \left[\mathcal{L} - \frac{1}{2\xi} f_{\alpha} f_{\alpha} \right] + I_{GH}. \quad (15.6.4)$$

场 ω_{α} 和 ω_{α}^* (至少在协变规范下)是Lorentz标量, 但它们满足费米统计. 这里并没有真的违反自旋统计关系, 这是因为在初态或末态中不存在描述这些场的粒子. 由于这个原因, ω_{α} 和 ω_{α}^* 称为“鬼”粒子和“反鬼”粒子的场. 对方程(15.6.2)的观察表明, 这个作用量反应了称为“鬼数”的守恒量, ω_{α} 的鬼数等于1, ω_{α}^* 的鬼数等于-1, 而对于所以其它的场则是零.

当“矩阵” \mathcal{F} 可以表示成

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_0 + \mathcal{F}_1, \quad (15.6.5)$$

其中 \mathcal{F}_0 与场无关且是耦合常数的零阶项, 而 \mathcal{F}_1 与场相关且正比于一个或多个耦合常数, 这时鬼场的Feynman规则最简单. 在这一情况下, 鬼场传播子就是

$$\Delta_{\alpha\beta}(x, y) = -(\mathcal{F}_0^{-1})_{\alpha x, \beta y} \quad (15.6.6)$$

而鬼场顶点直接从相互作用项中读出

$$I'_{GH} = \int d^4x d^4y \omega_\alpha^*(x) \omega_\beta(y) (\mathcal{F}_1)_{\alpha x, \beta y} . \quad (15.6.7)$$

例如, 在上一节所讨论的广义 ξ -规范中, 我们有

$$f_\alpha = \partial_\mu A_\alpha^\mu , \quad (15.6.8)$$

并且, 对于无限小的规范参量 λ_α , 方程(15.1.9)给出:

$$A_{\alpha\lambda}^\mu = A_\alpha^\mu + \partial_\mu \lambda_\alpha + C_{\alpha\gamma\beta} \lambda_\beta A_\gamma^\mu$$

使得

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{\alpha x, \beta y} &= \left. \frac{\delta \partial_\mu A_{\alpha\lambda}^\mu(x)}{\delta \lambda_\beta(y)} \right|_{\lambda=0} \\ &= \square \delta^4(x-y) + C_{\alpha\gamma\beta} \frac{\partial}{\partial x^\mu} \left[A_\gamma^\mu(x) \delta^4(x-y) \right] . \end{aligned} \quad (15.6.9)$$

这就是(15.6.5)的形式, 其中

$$(\mathcal{F}_0)_{\alpha x, \beta y} = \square \delta^4(x-y) \delta_{\alpha\beta} , \quad (15.6.10)$$

$$(\mathcal{F}_1)_{\alpha x, \beta y} = -C_{\alpha\beta\gamma} \frac{\partial}{\partial x^\mu} \left[A_\mu^\gamma(x) \delta^4(x-y) \right] . \quad (15.6.11)$$

从方程(15.6.6)和(15.6.10)中, 我们看到鬼场传播子是

$$\Delta_{\alpha\beta}(x, y) = \delta_{\alpha\beta} (2\pi)^{-4} \int d^4p (p^2 - i\epsilon)^{-1} e^{ip \cdot (x-y)} , \quad (15.6.12)$$

所以, 在这一规范下, 鬼场的行为就像零质量的无自旋费米子, 它按照规范群的伴随表示进行变换. 利用方程(15.6.7)和(15.6.11)并分部积分, 我们发现这一作用量中的鬼场相互作用项变成

$$I'_{GH} = \int d^4x C_{\alpha\beta\gamma} \frac{\partial \omega_\alpha^*}{\partial x^\mu} A_\gamma^\mu \omega_\beta . \quad (15.6.13)$$

这一相互作用所对应的顶点与一个出鬼线, 一个入鬼线以及一个矢量玻色子线相连. 如果这些线分别携带(入)动量 p, q, k 以及规范指标 α, β, γ , 并且规范场携带矢量指标 μ , 那么这种顶点对积分的贡献由动量空间Feynman规则给定为

$$i(2\pi)^4 \delta^4(p+q+k) \times i p_\mu C_{\alpha\beta\gamma} . \quad (15.6.14)$$

鬼粒子绕圈传播, 圈上的每一顶点与单个矢量玻色子线传播, 就像平常对费米场变量所做的那样, 对于每一个圈都要补充一个额外的负号.

鬼圈额外的负号表明, 每个鬼场 ω_α , 连同相应的反鬼场 ω_α^* , 代表的是某种负自由度. 这些负自由度是必要的, 这是因为我们在使用协变规范场传播子时, 我们确实对物理自由度重复计数了; 物理的自由度是 $A_\alpha^\mu(x)$ 的全部分量, 减去描述规范变换所需要的参量 $\Lambda_\alpha(x)$.

总结一下, 在广义 ξ -规范下, 修正作用量(15.6.4)可以写成

$$I_{\text{MOD}} = \int d^4x \mathcal{L}_{\text{MOD}} , \quad (15.6.15)$$

其中的修正拉格朗日密度是:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{MOD}} = \mathcal{L}_{\text{M}} - \frac{1}{4}F_{\alpha}^{\mu\nu}F_{\alpha\mu\nu} - \frac{1}{2\xi}(\partial_{\mu}A_{\alpha}^{\mu})(\partial_{\nu}A_{\alpha}^{\nu}) \\ - \partial_{\mu}\omega_{\alpha}^{*}\partial^{\mu}\omega_{\alpha} + C_{\alpha\beta\gamma}(\partial_{\mu}\omega_{\alpha}^{*})A_{\gamma}^{\mu}\omega_{\beta} .\end{aligned}\quad (15.6.16)$$

重点是(如果物质拉格朗日量是可重整的)这个拉格朗日量是可重整的, 在基础的意义, 就是说它的项所包含的场与导数的乘积, 其总量纲(按质量幂次计)小于等于4. (方程(15.6.16)中的动能项 $-\partial_{\mu}\omega_{\alpha}^{*}\partial^{\mu}\omega_{\alpha}$ 确定了场 ω 和 ω^{*} 的量纲, 它们是质量的一次, 和普通的标量场以及规范场相同.) 然而, 这里的可重整性并不止于幂次计数; 同样必要的是, 存在一个抵消项吸收了每个发散. 在下一节, 我们将考察一个显著的对称性, 在17.2节, 我们将用这个对称性证明非阿贝尔场论在这一意义下确实是可重整的, 并且, 这个对称性甚至可以取代我们一直讨论的Faddeev-Popov-De Witt方法.

15.7 BRST对称性

尽管前两节所描述的Faddeev-Popov-De Witt方法使得理论的Lorentz不变性变得显然, 但它仍然依赖于选取一个规范, 因而它很自然地隐藏了理论的底层规范不变性. 在尝试证明理论的可重整性时, 这将是一个严重的问题——规范不变性约束了拉格朗日量中可作为抵消项以吸收紫外发散的项的形式, 但是一旦我们选择了规范, 我们如何知道规范不变性是否仍然会约束无穷大所产生的方式?

然而, 值得注意的是, 即使在我们选择规范之后, 路径积分仍然含有一个与规范不变性相关的对称性. 发现这一对称性的是Becchi(贝奇), Rouet(鲁埃), 以及Stora(斯托拉),¹⁰ (Tyutin(秋金)¹¹同时独立地发现了这一对称性), 在1975年, Faddeev, Popov和De Witt的工作的几年之后, 他们发现了这一对称性, 为了纪念这些发现者, 这一对称性被称为BRST对称性. 这一对称性在一定程度上将以它的原始发现历程展现出来, 它在这一过程中是作为Faddeev, Popov和De Witt方法的副产物出现的, 然而, 正如我们将看到的, 它也可以视为Faddeev-Popov-De Witt方法的替代品.

我们在方程(15.6.3)和(15.6.4)中已经看到, 对于非阿贝尔规范场论, 它的Feynman规则可以从对物质场, 规范场和鬼场的路径积分中获得, 路径积分中的作用量进行了修正, 我们可以将其写成

$$I_{\text{MOD}} = I_{\text{EFF}} + I_{\text{GH}} = \int d^4x \mathcal{L}_{\text{MOD}} , \quad (15.7.1)$$

$$\mathcal{L}_{\text{MOD}} \equiv \mathcal{L} - \frac{1}{2\xi}f_{\alpha}f_{\alpha} + \omega_{\alpha}^{*}\Delta_{\alpha} , \quad (15.7.2)$$

其中有一个我们现在引入的量

$$\Delta_{\alpha}(x) \equiv \int d^4y \mathcal{F}_{\alpha x, \beta y}[A, \psi] \omega_{\beta}(y) . \quad (15.7.3)$$

它对应于(15.5.21)中规范固定泛函的选择:

$$B[f] \propto \exp\left(-\frac{i}{2\xi} \int d^4x f_{\alpha}f_{\alpha}\right) . \quad (15.7.4)$$

对于我们当前的目的, 将 $B[f]$ 重写成Fourier积分将是有帮助的:

$$B[f] = \int \left[\prod_{\alpha, x} dh_{\alpha}(x) \right] \exp\left[\frac{i\xi}{2} \int d^4x h_{\alpha}h_{\alpha}\right] \exp\left[i \int d^4x f_{\alpha}h_{\alpha}\right] . \quad (15.7.5)$$

我们现在必须要做对场 h_α (通常称为“Nakanishi-Lautrup”场^{11a}), 以及物质场, 规范场, 鬼场和反鬼场做路径积分, 其中作用量是一个新的修正作用量

$$I_{\text{NEW}} = \int d^4x \left(\mathcal{L} + \omega_\alpha^* \Delta_\alpha + h_\alpha f_\alpha + \frac{1}{2} \xi h_\alpha h_\alpha \right). \quad (15.7.6)$$

这一修正作用量不是规范不变的——相反, 如果我们要在路径积分中能够使用它, 它不是规范不变的反面更好. 然而, 它在“BRST”对称变换下不变, 该对称变换由一无限小常数 θ 参数化, θ 与 ω_α , ω_α^* 以及所有的费米物质场反对易. 对于给定的 θ , BRST变换是

$$\delta_\theta \psi = i t_\alpha \theta \omega_\alpha \psi, \quad (15.7.7)$$

$$\delta_\theta A_{\alpha\mu} = \theta D_\mu \omega_\alpha = \theta [\partial_\mu \omega_\alpha + C_{\alpha\beta\gamma} A_{\beta\mu} \omega_\gamma], \quad (15.7.8)$$

$$\delta_\theta \omega_\alpha^* = -\theta h_\alpha, \quad (15.7.9)$$

$$\delta_\theta \omega_\alpha = -\frac{1}{2} \theta C_{\alpha\beta\gamma} \omega_\beta \omega_\gamma, \quad (15.7.10)$$

$$\delta_\theta h_\alpha = 0. \quad (15.7.11)$$

(回忆, 在费米路径积分中, ω_α 和 ω_α^* 之间不存在联系, 使得方程(15.7.9)不必须是方程(15.7.10)的共轭.) 因为 h_α 是BRST-不变的, 所以, 我们可以按照自己的意愿将方程(15.7.5)中的高斯因子 $\exp(\frac{1}{2} i \xi \int h_\alpha h_\alpha)$ 替换为 h_α 的任意光滑泛函, 这会产生一个任意的泛函 $B[f]$, 但是不会影响作用量的BRST不变性. 然而, 为了图形计算以及重整化的目的, 保持 $B[f]$ 为高斯型将是有帮助的.

在检查作用量(15.7.1)的不变性时, 先注意到变换(15.7.7)–(15.7.11)的幂零性将是很有帮助的; 即, 如果 F 是 $\psi, A, \omega, \omega^*$ 以及 h 的任意泛函, 并且我们用

$$\delta_\theta F \equiv \theta sF \quad (15.7.12)$$

定义 sF , 那么*

$$\delta_\theta (sF) = 0, \quad (15.7.13)$$

或者等价地,

$$s(sF) = 0. \quad (15.7.14)$$

当 δ_θ 作用在单个场上时, 验证这一幂零性是直接的. 首先, 作用在物质场上,

$$\begin{aligned} \delta_\theta s\psi &= i t_\alpha \delta_\theta (\omega_\alpha \psi) = -\frac{1}{2} i C_{\alpha\beta\gamma} t_\alpha \theta \omega_\beta \omega_\gamma \psi - t_\alpha t_\beta \omega_\alpha \theta \omega_\beta \psi \\ &= -\frac{1}{2} i C_{\alpha\beta\gamma} t_\alpha \theta \omega_\beta \omega_\gamma \psi + t_\alpha t_\beta \theta \omega_\alpha \omega_\beta \psi. \end{aligned}$$

右边第二项中的乘积 $\omega_\alpha \omega_\beta$ 关于 α 和 β 是反对称的, 所以我们可以将这一项中的 $t_\alpha t_\beta$ 替换成 $\frac{1}{2} [t_\alpha, t_\beta]$, 这一项随之与第一项相抵消:

$$ss\psi = 0. \quad (15.7.15)$$

在BRST对称性的原始工作中, 泛函 $B[f]$ 的形式停留在了(15.7.4), 使得方程(15.7.9)中的 h_α 被替换成了 $-f_\alpha/\xi$, 并且, 仅当作用在 ω_α 以及规范场和物质场的函数上时, BRST变换才是幂零的, 但对于 ω_α^ 的函数则不是.

下一步, 作用在规范场上, 我们有

$$\begin{aligned}
 \delta_\theta s A_{\alpha\mu} &= \delta_\theta D_\mu \omega_\alpha \\
 &= \partial_\mu \delta_\theta \omega_\alpha + C_{\alpha\beta\gamma} \delta_\theta A_{\beta\mu} \omega_\gamma + C_{\alpha\beta\gamma} A_{\beta\mu} \delta_\theta \omega_\gamma \\
 &= \theta \left(-\frac{1}{2} C_{\alpha\beta\gamma} \partial_\mu (\omega_\beta \omega_\gamma) + C_{\alpha\beta\gamma} (\partial_\mu \omega_\beta) \omega_\gamma \right. \\
 &\quad \left. + C_{\alpha\beta\gamma} C_{\beta\delta\epsilon} A_{\delta\mu} \omega_\epsilon \omega_\gamma - \frac{1}{2} C_{\alpha\beta\gamma} C_{\gamma\delta\epsilon} A_{\beta\mu} \omega_\delta \omega_\epsilon \right) \\
 &= \theta \left(\frac{1}{2} C_{\alpha\beta\gamma} (\partial_\mu \omega_\beta) \omega_\gamma + \frac{1}{2} C_{\alpha\beta\gamma} (\partial_\mu \omega_\gamma) \omega_\beta \right. \\
 &\quad \left. - C_{\alpha\beta\gamma} C_{\gamma\delta\epsilon} A_{\delta\mu} \omega_\epsilon \omega_\beta - \frac{1}{2} C_{\alpha\beta\gamma} C_{\gamma\delta\epsilon} A_{\beta\mu} \omega_\delta \omega_\epsilon \right) .
 \end{aligned}$$

最后一式中, 由于 $C_{\alpha\beta\gamma}$ 关于 β 和 γ 是反对称的, 所以前两项相互抵消了, 而第三项和第四项由于雅克比等式(15.1.5)相互抵消, 所以

$$ss A_{\alpha\mu} = 0 . \quad (15.7.16)$$

方程(15.7.9)和(15.7.11)立刻证明了

$$ss \omega_\alpha^* = 0 \quad (15.7.17)$$

和

$$ssh_\alpha = 0 . \quad (15.7.18)$$

最后,^b

$$\begin{aligned}
 \delta_\theta s \omega_\alpha &= -\frac{1}{2} C_{\alpha\beta\gamma} \delta_\theta (\omega_\beta \omega_\gamma) \\
 &= \frac{1}{4} \theta \left(C_{\alpha\beta\gamma} C_{\beta\delta\epsilon} \omega_\delta \omega_\epsilon \omega_\gamma - C_{\alpha\beta\gamma} C_{\gamma\delta\epsilon} \omega_\beta \omega_\delta \omega_\epsilon \right) \\
 &= -\frac{1}{2} \theta C_{\alpha\beta\gamma} C_{\gamma\delta\epsilon} \omega_\delta \omega_\epsilon \omega_\beta .
 \end{aligned}$$

但是, 乘积 $\omega_\beta \omega_\delta \omega_\epsilon$ 是反对称的, 所以雅克比等式(15.1.5)表明它也为零

$$ss \omega_\alpha = 0 . \quad (15.7.19)$$

现在考察两个场 ϕ_1 和 ϕ_2 的乘积, 它们中的一个 $\psi, A, \omega, \omega^*$ 或 h , 也可以二者都是, 并且它们不一定在同时空点上. 那么

$$\delta_\theta (\phi_1 \phi_2) = \theta(s\phi_1) \phi_2 + \phi_1 \theta(s\phi_2) = \theta \left[(s\phi_1) \phi_2 \pm \phi_1 s\phi_2 \right] ,$$

其中, 当 ϕ_1 是玻色场时, 符号 \pm 取正号, 当 ϕ_1 是费米场时, 则取负号. 即,

$$s(\phi_1 \phi_2) = (s\phi_1) \phi_2 \pm \phi_1 s\phi_2 .$$

正如我们所看到的, 由于 $\delta_\theta(s\phi_1) = \delta_\theta(s\phi_2) = 0$, BRST变换在 $s(\phi_1 \phi_2)$ 上的效果是

$$\delta_\theta s(\phi_1 \phi_2) = (s\phi_1) \theta(s\phi_2) \pm \theta(s\phi_1) (s\phi_2) .$$

^b原书最后一个等号处有符号错误, 但不影响结果. ———译者注

然而, $s\phi$ 总有一个与 ϕ 相反的统计, 所以将右边第一项中的 θ 移至左边会引入一个符号因子 \mp :

$$\delta_\theta s(\phi_1 \phi_2) = \theta \left[\mp (s\phi_1)(s\phi_2) \pm (s\phi_1)(s\phi_2) \right] = 0 .$$

以这一方式继续下去, 我们会看到, BRST变换作用在不同时空点的场的任何乘积上都是零:

$$\delta_\theta s(\phi_1 \phi_2 \phi_3 \cdots) = 0 .$$

任何泛函 $F[\phi]$ 都能写成这种乘积再加上 c -数系数的多重积分之和, 这样

$$\delta_\theta sF[\phi] = \theta s sF[\phi] = 0 . \quad (15.7.20)$$

这样就补全了BRST变换零性的证明.

现在我们回到作用量(15.7.6)的BRST不变性验证. 首先, 注意到, 对于任何仅是物质场和规范场的泛函, BRST变换就是一个规范变换, 该规范变换的参量是无限小参量

$$\lambda_\alpha(x) = \theta \omega_\alpha(x) . \quad (15.7.21)$$

因此, 方程(15.7.6)中的第一项自动是BRST不变的:

$$\delta_\theta \int d^4x \mathcal{L} = 0 . \quad (15.7.22)$$

为了计算BRST变换在作用量(15.7.6)其它部分上的效果, 要注意到它在规范固定函数上的效应就是规范变换(15.7.21), 所以

$$\begin{aligned} \delta_\theta f_\alpha[x; A, \psi] &= \int \frac{\delta f_\alpha[x; A_\lambda, \psi_\lambda]}{\delta \lambda^\beta(y)} \Big|_{\lambda=0} \theta \omega_\beta(y) d^4y \\ &= \theta \int \mathcal{F}_{\alpha\beta}(x, y) \omega_\beta(y) d^4y \end{aligned}$$

或者以(15.7.3)的形式

$$\delta_\theta f_\alpha[x; A, \psi] = \theta \Delta_\alpha(x; A, \psi, \omega) . \quad (15.7.23)$$

(注意, \mathcal{F} 是一个玻色量, 所以在这里将 θ 移至左边时没有符号变化.) 另外, 回忆起 $\delta_\theta \omega_\alpha^* = -\theta h_\alpha$ 和 $\delta_\theta h_\alpha = 0$. 因此, 在“新”作用量(15.7.6)的被积函数中, 除 \mathcal{L} 以外的项可以写成

$$\omega_\alpha^* \Delta_\alpha + h_\alpha f_\alpha + \frac{1}{2} \xi h_\alpha h_\alpha = s \left(\omega_\alpha^* f_\alpha + \frac{1}{2} \xi \omega_\alpha^* h_\alpha \right) \quad (15.7.24)$$

或者, 以另一种形式

$$I_{\text{NEW}} = \int d^4x \mathcal{L} + s\Psi , \quad (15.7.25)$$

其中

$$\Psi \equiv - \int d^4x \left(\omega_\alpha^* f_\alpha + \frac{1}{2} \xi \omega_\alpha^* h_\alpha \right) . \quad (15.7.26)$$

BRST变换的零性立刻告诉我们 $s\Psi$ 和 $\int d^4x \mathcal{L}$ 都是BRST不变的.

在某种意义上, 这一结果的逆方向也是成立的: 我们会在17.2节看到, 对于服从BRST不变性以及拉格朗日量(15.7.25)其它对称性的可重整拉格朗日量, 除了各种常系数的值会有一个变化外,

它必须采取方程(15.7.25)的形式. 但这还不足以确立这些理论的可重整性. BRST对称变换以非线性性的方式作用在场上, 而在这一情形下, 拉格朗日量的对称性与矩阵元和Green函数的对称性之间不存在简单的联系. 利用下一章所发展的外场方法, 我们将在17.2节证明, Feynman振幅中的紫外发散项(尽管有限部分不在此列)确实服从一种重整化后的BRST不变性, 这使得可重整性的证明完整了.

方程(15.7.25)表明, 任何规范理论的物理部分都包含在, BRST算符的核(即, 一般的BRST不变项 $\int d^4x \mathcal{L} + s\Psi$)模掉BRST变换的像(即, 形式为 $s\Psi$ 的项)后的那部分中. 任何幂零变换的核, 在模掉该变换的像后, 称为构成该变换的上同调. 换另一说法, 一个规范理论的物理部分可以等同为BRST算符的上同调.¹² 一个基本的物理要求是, 物理态之间的矩阵元应该独立于我们对规范固定函数 f_α 的选择, 换句话说, 矩阵元应该独立于对方程(15.7.25)中泛函 Ψ 的选择. 对于任意的矩阵元 $\langle\alpha|\beta\rangle$, Ψ 的变化 $\tilde{\delta}\Psi$ 所引起的变化是

$$\tilde{\delta}\langle\alpha|\beta\rangle = i\langle\alpha|\tilde{\delta}I_{\text{NEW}}|\beta\rangle = i\langle\alpha|s\tilde{\delta}\Psi|\beta\rangle. \quad (15.7.27)$$

(我们在这里使用波浪符是为了将规范固定函数中的这种任意变化与BRST变换或者规范变换区分开.) 我们可以引入一个费米的BRST“核” Q , 它的定义满足, 对于任何场算符 Φ ,

$$\delta_\theta\Phi = i[\theta Q, \Phi] = i\theta [Q, \Phi]_\mp,$$

换句话说,

$$[Q, \Phi]_\mp = is\Phi, \quad (15.7.28)$$

根据 Φ 是玻色的还是费米的, 符号分别为 $-$ 和 $+$. 那么BRST变换的幂零性就给出了

$$0 = -ss\Phi = [Q, [Q, \Phi]_\mp]_\pm = [Q^2, \Phi]_-.$$

为了使其对于所有的算符 Φ 都成立, Q^2 要么为零, 要么正比于单位算符. 但是, 由于 Q^2 有一个不为零的鬼数^{**}, 它不可能正比于单位算符, 所以它必须为零:

$$Q^2 = 0. \quad (15.7.29)$$

从方程(15.7.27)和(15.7.28), 我们得到

$$\tilde{\delta}\langle\alpha|\beta\rangle = \langle\alpha|[Q, \tilde{\delta}\Psi]|\beta\rangle. \quad (15.7.30)$$

为了使其对于 Ψ 的所有变化 $\tilde{\delta}\Psi$ 都为零, 必须有

$$\langle\alpha|Q = Q|\beta\rangle = 0. \quad (15.7.31)$$

因此, 物理态在幂零算符 Q 的核中. 两个物理态, 若它们仅相差 Q 的像中的一个态矢, 即, 形式为 $Q|\cdots\rangle$ 的态矢, 显然, 它们与所有其它物理态之间的矩阵元是相同的, 因而在物理上是等价的. 因此, 独立的物理态对应于 Q 的核模掉 Q 的像后中的态——即, 它们对应于 Q 的上同调.

^{**} 回忆鬼数的定义, 它对于 ω_α 为 $+1$, 对于 ω_α^* 为 -1 , 对于所有的规范场和物质场则是零.

为了看到这在实际情形中是如何运作的, 我们来考察一个纯电动力学的简单例子.[†] 取规范固定函数为 $f = \partial_\mu A^\mu$ 并积掉辅助场 h , BRST变换(15.7.8)—(15.7.10)在这里是

$$s A_\mu = \partial_\mu \omega, \quad s \omega^* = \partial_\mu A^\mu / \xi, \quad s \omega = 0. \quad (15.7.32)$$

我们将场展成简正模^{††}

$$\begin{aligned} A^\mu(x) &= (2\pi)^{-3/2} \int \frac{d^3p}{\sqrt{2p^0}} \left[a^\mu(\mathbf{p}) e^{ip \cdot x} + a^{\mu*}(\mathbf{p}) e^{-ip \cdot x} \right], \\ \omega(x) &= (2\pi)^{-3/2} \int \frac{d^3p}{\sqrt{2p^0}} \left[c(\mathbf{p}) e^{ip \cdot x} + c^*(\mathbf{p}) e^{-ip \cdot x} \right], \\ \omega^*(x) &= (2\pi)^{-3/2} \int \frac{d^3p}{\sqrt{2p^0}} \left[b(\mathbf{p}) e^{ip \cdot x} + b^*(\mathbf{p}) e^{-ip \cdot x} \right]. \end{aligned} \quad (15.7.33)$$

匹配方程(15.7.28)两边 $e^{\pm ip \cdot x}$ 的系数给出

$$\begin{aligned} [Q, a^\mu(\mathbf{p})]_- &= -p^\mu c(\mathbf{p}), & [Q, a^{\mu*}(\mathbf{p})]_- &= p^\mu c^*(\mathbf{p}), \\ [Q, b(\mathbf{p})]_+ &= p^\mu a_\mu(\mathbf{p}) / \xi, & [Q, b^*(\mathbf{p})]_+ &= p^\mu a_\mu^*(\mathbf{p}) / \xi, \\ [Q, c(\mathbf{p})]_+ &= [Q, c^*(\mathbf{p})]_+ = 0. \end{aligned} \quad (15.7.34)$$

考察任何满足物理条件(15.7.31)的态 $|\psi\rangle$:

$$Q|\psi\rangle = 0. \quad (15.7.35)$$

那么, 对于含有一个额外光子的态 $|e, \psi\rangle = e_\mu a^{\mu*}(\mathbf{p})|\psi\rangle$, 如果 $e_\mu p^\mu = 0$, 它们就满足物理条件 $Q|e, \psi\rangle = 0$. 另外, 态 $|\psi'\rangle \equiv b^*(\mathbf{p})|\psi\rangle$ 满足

$$Q|\psi'\rangle = p^\mu a_\mu^*(\mathbf{p})|\psi\rangle / \xi, \quad (15.7.36)$$

所以 $|e + \alpha p, \psi\rangle = |e, \psi\rangle + \xi \alpha Q|\psi'\rangle$, 因而物理上的等价于 $|e, \psi\rangle$. 由此我们得出 e^μ 物理上等价于 $e^\mu + \alpha p^\mu$, 这就是通常的光子极化矢量上的“规范不变”条件. 另一方面,

$$Qb^*(\mathbf{p})|\psi\rangle = p^\mu a_\mu^*(\mathbf{p})|\psi\rangle \neq 0,$$

所以不满足 $b^*|\psi\rangle$ 不物理条件(15.7.31). 另外, 对于任何 $e \cdot p \neq 0$ 的 e_μ ,

$$c^*(\mathbf{p})|\psi\rangle = Q e_\mu a^{\mu*}(\mathbf{p})|\psi\rangle / e \cdot p$$

所以 $c^*|\psi\rangle$ 是BRST-恰当的, 因而等价于零. 因此, 物理的 *Hilbert* 空间是没有鬼和反鬼的.

为了保持Lorentz不变性, 我们必须要把 $a^\mu(\mathbf{p})$ 全部4个分量解释成湮灭算符, 也就是说

$$0 = a_\mu(\mathbf{p})|0\rangle, \quad (15.7.37)$$

[†] 由于电动力学中的结构常数为零, 方程(15.6.11)和(15.6.7)表明, 这里鬼场不与其它场耦合. 然而, 就用BRST对称性识别物理态这一点而言, 电动力学提供了一个很好的例子. 确实如此, 在分析“入”态和“出”态上的物理条件时, 我们忽略了相互作用, 所以, 由于这个原因, 处理非阿贝尔规范场论就像同时处理几个量子电动力学.

^{††} 就像 $\omega^*(x)$ 并没有视为 $\omega(x)$ 的厄密共轭, b^* 和 c^* 也不是 c 和 b 的共轭. 然而, 既然 $A^\mu(x)$ 是厄密的, 那么如果 Q 是厄密的, $\omega(x)$ 也将是厄密的.

其中 $|0\rangle$ 是BRST-不变的真空态. 但是, 从BRST-不变的作用量(例如, $\xi = 1$ 的作用量)所导出的正则对易关系给出

$$[a_\mu(\mathbf{p}), a_\nu^*(\mathbf{p}')]_- = \eta_{\mu\nu} \delta^3(\mathbf{p} - \mathbf{p}') , \quad (15.7.38)$$

这对应于Feynman规范中的传播子. 这违反了量子力学通常的正定性规则, 原因是方程(15.7.37)和(15.7.38)给出¹³

$$\langle 0 | a_0(\mathbf{p}) a_0^*(\mathbf{p}') | 0 \rangle = -\langle 0 | 0 \rangle . \quad (15.7.39)$$

虽然如此, 我们能够确信物理态之间的所有振幅满足通常的正定性条件, 这是因为物理态满足方程(15.7.31), 而对于这样的态, 跃迁振幅与更加物理的规范下的振幅, 例如Coulomb规范或轴向规范下的跃迁振幅, 是相同的, 而在那样的规范下, 正定性或么正性的问题是不存在的.

迄今为止所描述的Faddeev-Popov-De Witt形式理论, 它所产生的作用量关于鬼场 ω_α^* 和 ω_α 必然是双线性的. 对于规范固定函数为 $f_\alpha = \partial_\mu A_\alpha^\mu$ 的可重整Yang-Mills理论, 这是足够的, 但对于更普遍的情况, 作用量关于鬼场仅是双线性还不够. 例如, 我们会在17.2节看到, 在其它规范下, 对于有4条外鬼线的圈图中的紫外发散, 可重整Yang-Mills理论的拉格朗日密度中需要 $\omega^* \omega^* \omega \omega$ 项来充当它的抵消项.

幸运的是, Faddeev-Popov-De Witt形式理论仅代表生成一类等价拉格朗日量的一种方法, 其中拉格朗日量等价是指它们所产生的么正 S -矩阵相同. BRST形式理论提供了一个更加普遍的方法, 它完全省去了Faddeev-Popov-De Witt形式理论. 在这一方法中, 取作用量为物质场, 规范场, ω^A 场, ω^{*A} 场以及 h^A 场最一般的定域泛函, 但满足鬼数为零, 并且在BRST变换(15.7.7)——(15.7.11)以及该理论其它任何的整体对称性下不变. (对于可重整理论, 还要限制拉格朗日密度是量纲小于等于4的算符, 但这个约束在下面的讨论中没有任何作用.) 我们会在下一节证明, 在一个比Yang-Mills理论更普遍的情形下, 这类作用量的最普遍形式是两项的和, 其中第一项仅是物质场和规范场(统称为 ϕ)的泛函, 而第二项由BRST算符 s 作用在鬼数为 -1 的任意泛函 Ψ 上产生:

$$I_{\text{NEW}}[\phi, \omega, \omega^*, h] = I_0[\phi] + s \Psi[\phi, \omega, \omega^*, h] , \quad (15.7.40)$$

就像Faddeev-Popov-De Witt作用量(15.7.25), 只不过 $s \Psi$ 现在关于鬼场和反鬼场不一定是双线性的.

通过与之前相同的讨论, 我们得到这样的结论: 对于被BRST算符 Q 所湮灭的态, 它的 S -矩阵元与方程(15.7.40)中 Ψ 的选择无关, 所以只要存在使鬼场退耦的 Ψ 的选择, 那么鬼场在一般情形下都会退耦. 在Yang-Mills理论中, 对轴向规范中的理论进行量子化提供了一个这样的 Ψ , 所以在这样的理论中, 不仅是那些如(15.7.26)那样由Faddeev-Popov-De Witt形式理论生成的选择, 对于泛函 $\Psi[\phi, \omega, \omega^*, h]$ 的任意选择, 鬼场都会退耦.

我们可以更进一步, 并且可以完全摆脱对非Lorentz不变规范下的正则量子化的依赖, 例如对轴向规范中正则量子化的依赖. 再一次, 取作用量为规范场, 物质场, ω^A 场, ω^{*A} 场以及 h^A 场的最一般泛函, 满足鬼数为零, 且在BRST变换(15.7.7)——(15.7.11)以及该理论其它任何的整体对称性不变, 其中整体对称性包含Lorentz不变性. 从作用量的BRST不变性中, 我们可以推断出存在一个守恒的BRST幂零算符 Q . 而把鬼场和反鬼场当做厄密场时, Q 也将是厄密的. 像上面一样, 物理态的空间定义为被 Q 湮灭的态所构成的空间, 其中, 如果两个态的差是 Q 作用另一个态, 那么这两个态视为等价. 已经证明了, 对于Yang-Mills理论, 这一空间没有鬼和反鬼且有一个正定的范数, 并且这一空间中的 S -矩阵是么正的.

这一步骤称为BRST量子化. 它已经被扩展至含有其它定域对称性的理论, 例如广义相对论和弦论. 不幸的是, 到现在为止, BRST上同调无鬼以及作用在该空间上的 S -矩阵么正, 看起来必须要在每一种情形下分别进行证明. 这些证明中的关键是, 对于每一个负范的自由度, 例如Yang-Mills理论中规范场的时间分量, 存在一个定域对称性使得这一自由度被移除了.

* * *

尽管我们不会在这里使用它, 但是关于鬼和BRST对称性有一个非常漂亮的几何解释,¹⁴ 我们应该在这里提及一下. 规范场 A_α^μ 可以写成1-形式 $A_\alpha \equiv A_{\alpha\mu} dx^\mu$, 其中 dx^μ 是一组反对易c-数.(参看5.8节) 在一个扩张空间中, 它可以与鬼场结合组成1-形式 $\mathcal{A}_\alpha \equiv A_\alpha + \omega_\alpha$. 另外, 普通的外导数 $d \equiv dx^\mu \partial / \partial x^\mu$ 可以与BRST算符 s 相结合, 它们构成了扩张空间下的外导数 $\mathcal{D} = d + s$, 由于 $s^2 = d^2 = sd + ds = 0$, 这一外导数是幂零的.

下一章会介绍外场方法, 在第17章, 我们将用这一方法并结合BRST对称性, 完成对非阿贝尔规范场论可重整性的证明.

15.8 BRST对称性的推广*

上一节所描述的BRST对称性有一个很有用的推广, 使得我们可以在一大类理论的量子化中使用它, 而这些理论中包括广义相对论和弦论. 在所有这些情形中, 我们处理的作用量 $I[\phi]$ 和测度 $[d\phi] \equiv \prod_r d\phi^r$ 在如下的无限小变换下不变:

$$\phi^r \rightarrow \phi^r + \epsilon^A \delta_A \phi^r. \quad (15.8.1)$$

这是缩略“De Witt”记号, 其中 r 和 A 包含时空坐标和离散指标, 而求和包含对这些坐标的积分. 例如, 对于规范变换(15.1.9), 指标 A 由群指标 α 和时空坐标 x 构成, 并有 $\epsilon^{\alpha x} \equiv \epsilon^\alpha(x)$, 而指标 r 由矢量指标 μ , 群指标 α 以及时空坐标 x 组成, 并有 $\phi^{\mu\alpha x} \equiv A_\mu^\alpha(x)$; 以方程(15.8.1)的记法, 在变换(15.1.9)中变分 $\delta_A \phi^r$ 读作

$$\delta_{\beta y} \phi^{\mu\alpha x} = \delta_\alpha^\beta \frac{\partial}{\partial x^\mu} \delta^A(x-y) + C^\beta_{\gamma\alpha} \phi^{\mu\gamma x} \delta^A(x-y).$$

正如上一节所讨论的特殊情况——Yang-Mills理论, BRST不变性可用来替代这些理论的Faddeev-Popov-De Witt表述, 而即便Faddeev-Popov-De Witt方法失效了, BRST不变性依旧是适用的. 然而, 为了引入BRST不变性, 在这里, 我们着手于那些有着一般定域对称性的理论, 从这些理论的Faddeev-Popov-De Witt表述出发, 然后再考察进一步的推广.

沿用导出方程(15.5.21)的讨论, 我们就获得了广义Faddeev-Popov-De Witt定理:

$$\frac{C}{\Omega} \int [d\phi] e^{iI[\phi]} V[\phi] = \int [d\phi] e^{iI[\phi]} B[f[\phi]] \text{Det}(\delta_A f_B[\phi]) V[\phi], \quad (15.8.2)$$

其中 $V[\phi]$ 是 ϕ^r 的任意泛函, 并满足在规范变换(15.8.1)下不变; $f_A[\phi]$ 是一组 ϕ^r 的规范固定泛函**, 对它的选择要使得“矩阵” $\delta_A f_B[\phi]$ 有一个非零的行列式, 而 $B[f]$ 是 f_A 的泛函, 它的选择多少有些任

* 本节或多或少的处在本书的发展主线之外, 可以在第一次阅读时跳过.

** 我们用相同的字母 A, B 来标记 f_A 和规范变分 δ_A , 是为了强调规范固定泛函的数目要与独立规范变换的数目相同. 然而, 在某些情形下, 例如在弦理论中, 即便指标 a 与规范变分 δ_A 上的指标 A 取的值完全不同, 只要它们所取的值“个数相同”, 就会很自然地使用 f^a . 只要我们能够定义 $f_A = c_{Aa} f^a$, 其中 c_{Aa} 是场无关且非奇异的, 那么在现在的形式理论中就不需要作出改变.

意(例如 $\prod_A \delta(f_A)$.) 常数 Ω 是规范群的体积元, 而常数 C (就像方程(15.5.19)那样)定义为

$$C \equiv \int [df] B[f] . \quad (15.8.3)$$

我们已经看到, 方程(15.8.2)在规范理论中的重要性就在于, 它告诉我们右边的积分独立于规范固定泛函 f_A 的选择, 而仅通过常数 C 与 $B[f]$ 相关. 在这里, 我们可以给通常无限大的规范群体积 Ω 赋予某些含义, 就像我们在有限时空晶格上的规范理论中所做的那样, 这样, 方程(15.8.2)在作为左边的积分公式时也可以有值.

为了定义幂零的BRST变换, 我们必须先把泛函 $B[f]$ 表示成Fourier变换

$$B[f] = \int [dh] \exp(ih^A f_A) \mathcal{B}[h] , \quad (15.8.4)$$

其中 $[dh] \equiv \prod_A dh^A$. 另外, 行列式可以表示成对费米c-数场 ω^{*A} 和 ω^A 的积分:

$$\text{Det}(\delta_A f_B[\phi]) \propto \int [d\omega^*] [d\omega] \exp\left(i\omega^{*B} \omega^A \delta_A f_B\right) , \quad (15.8.5)$$

其中 $[d\omega^*] \equiv \prod_A d\omega^{*A}$ 而 $[d\omega] \equiv \prod_A d\omega^A$, 像往常一样, “ \propto ”是指相差一个与场无关的比例因子. 将这些代入方程(15.8.2), 就给出了规范固定路径积分的普遍公式

$$\begin{aligned} & \int [d\phi] \exp\left(iI(\phi)\right) B[f[\phi]] \text{Det}(\delta_A f_B[\phi]) V[\phi] \\ & \propto \int [d\phi] [dh] [d\omega^*] [d\omega] \exp\left(iI_{\text{NEW}}[\phi, h, \omega, \omega^*]\right) \mathcal{B}[h] V[\phi] , \end{aligned} \quad (15.8.6)$$

其中 I_{NEW} 是新的总作用量:

$$I_{\text{NEW}}[\phi, h, \omega, \omega^*] = I[\phi] + h^A f_A[\phi] + \omega^{*B} \omega^A \delta_A f_B[\phi] . \quad (15.8.7)$$

我们在15.6节提到过, 在对所有 ϕ^r 的积分中包含哪些仅相差规范变换(15.8.1)的 ϕ^r , 而我们可以把鬼场看成对这一积分的补救. 因为鬼场是费米场, 所以鬼线构成的圈会携带额外的负号, 这使得这些圈抵消了对规范等价的 ϕ 的积分. 但为了使其成功运作, 鬼场 ω^A 的数目必须要和独立规范变换的数目一样多. 即, 既然 ω^A 是独立的, 那么规范变换(15.8.1)必须全是独立的. 对于Yang-Mills理论中的规范变换和广义相对论中的坐标变换, 正是这种情况, 但不总是这样. 理论的规范变换不独立的经典例子是 p -形式规范场, 我们在8.8节描述过这一理论. p -形式 A (p 阶反对称张量)承载规范变换 $A \rightarrow A + d\phi$, 其中 ϕ 是 $(p-1)$ -形式, 而 $d\phi$ 是它的外导数(反对称化导数). 由于 d 是幂零的, 当 $p \geq 2$ 时, 我们可以让 ϕ 偏移 $d\psi$ 但不改变规范变换, 所以在规范变换的规范变换下存在一个不变性, 其中变换参量是 $(p-2)$ -形式 ψ . 在这种情况下, 由于引入了太多的鬼场, 我们必须要进行补偿, 进而又要引入“鬼场的鬼场”.¹⁵ 当 $p \geq 3$ 时, 我们需要通过引入“鬼场的鬼场的鬼场”进行补偿, 以此类推. 在下文中, 我们将假定规范变换(15.8.1)都是独立的, 使得鬼场 ω^A (和反鬼场 ω^{*A})是我们需要的全部.

尽管原始对称性(15.8.1)被非规范不变泛函 $B[f]$ 的插入所消除, 但是, 在无限小BRST变换下, 新的总作用量有一个恰当对称性

$$\chi \rightarrow \chi + \theta s\chi , \quad (15.8.8)$$

¹⁵在弦论和其它地方, 通常会发现鬼场 ω^{*A} 和 ω^A 分别写成了 b^A (或 b_A)和 c^A .

其中 χ 是 ϕ^r , ω^A , ω^{*A} 或 h^A 中的任意一个量; θ 是无限小反对易c-数; 而 s 是Slavnov(斯拉夫诺夫)算符

$$s = \omega^A \delta_A \phi^r \frac{\delta_L}{\delta \phi^r} - \frac{1}{2} \omega^B \omega^C f^A_{BC} \frac{\delta_L}{\delta \omega^A} - h^A \frac{\delta_L}{\delta \omega^{*A}}. \quad (15.8.9)$$

在方程(15.8.9)中, 下标 L 代表左微分, 它的定义满足如果 $\delta F = \delta \chi G$, 那么 $\delta_L F / \delta \chi = G$, 而 f^A_{BC} 是对易关系中所出现的结构常数^{††}

$$[\delta_B, \delta_C] = f^A_{BC} \delta_A. \quad (15.8.10)$$

f^A_{BC} 在非阿贝尔规范理论和弦理论中是场无关的, 尽管不总是这样, 但BRST形式理论没有限制在这一情形中. 直接的计算给出

$$\begin{aligned} s^2 = & \frac{1}{2} \omega^A \omega^B \left[\delta_A \phi^s \frac{\delta_L(\delta_B \phi^r)}{\delta \phi^s} - \delta_B \phi^s \frac{\delta_L(\delta_A \phi^r)}{\delta \phi^s} - f^C_{AB} \delta_C \phi^r \right] \frac{\delta_L}{\delta \phi^r} \\ & - \frac{1}{2} \omega^B \omega^C \omega^D \left[f^E_{BC} f^A_{DE} + \delta_D \phi^r \frac{\delta_L f^A_{BC}}{\delta \phi^r} \right] \frac{\delta_L}{\delta \omega^A}. \end{aligned} \quad (15.8.11)$$

因此, BRST变换是幂零变换的条件等价于对易关系(15.8.10), 再加上一个相容性条件

$$f^E_{[BC} f^A_{D]E} + \delta_{[D} \phi^r (\delta_L f^A_{BC]) / \delta \phi^r = 0, \quad (15.8.12)$$

其中, 下标中的括号代表对括号内的指标 B, C 和 D 做反对称化. 按照导出通常的Jacobi等式的方法, 方程(15.8.12)可以从对易关系(15.8.10)中导出, 对于含有场相关结构常数的对称性, 它取代了Jacobi等式.

为了证明变换(15.8.8)是 I_{NEW} 的对称性, 我们注意到(回忆起 θ 与 ω^{*A} 反对易)方程(15.8.7)可以重写为

$$I_{\text{NEW}}[\phi, h, \omega, \omega^*] = I[\phi] - s(\omega^{*A} f_A). \quad (15.8.13)$$

因为BRST变换在场 ϕ 上的效果就是规范变换(15.8.1), 只不过其中的 ϵ^A 被换成了 $\theta \omega^A$, 而 $\theta \omega^A$ 与所有的 ϕ^r 对易, 所以 $I[\phi]$ 项是BRST-不变的. 由于BRST变换是幂零的, 所以 $s(\omega^{*A} f_A)$ 项是BRST不变的.

由于几个原因, 我们需要考察一类更广的作用量, 这类作用要求在BRST变换(15.8.8)下不变, 但超出了Faddeev-Popov-De Witt方法所构建出的作用量的范围. 这些作用量给出了物理上合理的结果, 作为迈向证明该陈述的一步, 我们现在证明如下的普遍结果(在上一节使用过), 最普遍的鬼数为零的BRST-不变泛函是两项的和, 其中第一项仅是场 ϕ 的泛函, 而另一项由BRST算符 s 作用在鬼数为 -1 的任意泛函 Ψ 上给出:

$$I_{\text{NEW}}[\phi, \omega, \omega^*, h] = I_0[\phi] + s\Psi[\phi, \omega, \omega^*, h], \quad (15.8.14)$$

Faddeev-Popov-De Witt作用量(15.8.13)就是其中的一个例子. 简言之, 构成BRST上同调的规范不变泛函 $I[\phi]$ 仅是场 ϕ^r 的泛函.

为了证明方程(15.8.14), 我们注意到BRST变换(15.8.8)—(15.8.9)并不改变 h^A 场和 ω^{*A} 场的总数, 所以, 如果我们将 I 展成 I_N 项的级数, 其中 I_N 包含总数为 N 的 h^A 场和 ω^{*A} 场, 那么在 sI 中, N 不同的项之间不存在抵消, 所以每一项必须分别是BRST-不变的:

$$sI_N = 0. \quad (15.8.15)$$

^{††}例如, 对于作用在物质场 $\psi(x)$ 上的规范变换, 我们有 $\delta_{\beta y} \psi(x) = i t_{\beta} \psi(x) \delta^4(x - y)$, 因而 $\delta_{\beta y} \delta_{\gamma z} \psi(x) = -t_{\gamma} t_{\beta} \psi(x) \delta^4(x - y) \delta^4(x - z)$. 因此, 在这一情况下, 我们有 $f^{\alpha}_{\beta \gamma} = C^{\alpha}_{\beta \gamma} \delta^4(x - y) \delta^4(x - z)$.

我们接下来引入所谓的Hodge(霍奇)算符:

$$t \equiv \omega^{*A} \frac{\delta}{\delta h^A} . \quad (15.8.16)$$

可以直接验证反对易关系

$$\{s, t\} = -\omega^{*A} \frac{\delta_L}{\delta \omega^{*A}} - h^A \frac{\delta}{\delta h^A} . \quad (15.8.17)$$

那么, 用算符 $\{s, t\}$ 作用 I_N 并利用方程(15.8.15)就给出了

$$stI_N = -NI_N , \quad (15.8.18)$$

所以, 除了 I_0 外, 每个 I_N 都是BRST-恰当的, 也就是说, 它可以写成算符 s 作用其它某个泛函上. 因此, 完整的泛函 I 可以写成 $I_0 + s\Psi$ 的形式, 其中

$$\Psi = - \sum_{N=1}^{\infty} \frac{tI_N}{N} . \quad (15.8.19)$$

由定义可知 I_0 独立于 ω^{*A} 和 h^A , 并且, 既然我们假定了它的鬼数为零, 它也必须独立于 ω^A , 这正是所要证明的.

为了证明, 当规范固定泛函 Ψ 的定义改变时, 物理矩阵元是不变的, 我们定义费米“荷” Q , 使得任意算符 Φ 在BRST变换下的变化是

$$\delta_\theta \Phi = i[\theta Q, \Phi] = i\theta[Q, \Phi]_{\mp} \quad (15.8.20)$$

其中, 根据 Φ 是玻色的还是费米的, 分别在 $[x, y]_{\mp} \equiv xy \mp yx$ 使用上部的符号和下部的符号. 如同上一节, 这样, BRST变换的幂零性就告诉我们 $Q^2 = 0$. 当且仅当物理态 $|\alpha\rangle$ 和 $\langle\beta|$ 满足

$$Q|\alpha\rangle = \langle\beta|Q = 0 , \quad (15.8.21)$$

规范不变算符在物理态之间的矩阵元才独立于 Ψ 的选择, 这一条件又一次告诉我们, 物理上可分辨的物理态与 Q 的上同调中的元素一一对应. 因此, 如果我们能找到某个 Ψ , 就像Yang-Mills理论中的轴向规范, 使得在这个规范下鬼场不与其它场相互作用, 那么对于任意的规范固定泛函 Ψ , 广义BRST-不变作用量(15.8.14)就会产生物理上合理的结果. 如果 Ψ 的这无鬼(ghost-free)选择对于实际运算而言并不方便, 就像轴向规范由于违反了Lorentz不变性而不方便, 我们可以选择任何我们想要的规范固定泛函 Ψ , 并依旧可以确信, 当初态和末态没有鬼时, 存在么正的 S -矩阵.

这一方法在弦论中运作良好, 在弦论中, 所谓的光锥量子化发挥了轴向规范的作用. 但在其它理论中, 例如广义相对论, 无法选择一个坐标系使得鬼场退耦. 这样的理论可以用上一节末尾所描述的BRST-量子化方法进行处理, 用BRST-不变性证明 S -矩阵在无鬼的物理Hilbert空间中是么正的.

发现¹⁷“反-BRST”对称¹⁸下的不变性表明了, 除去表象, 在 ω^A 和 ω^{*A} 的角色之间有相似之处, 而这两个场的角色依旧保持着些许神秘.

15.9 Batalin-Vilkovisky形式理论*

这一节将会描述一个强有力的形式理论, 它被大家称为Batalin-Vilkovisky¹⁹方法. 它是在拉格朗日框架下发展起来的, 但是它根植于更早的Batalin-Fradkin-Vilkovisky形式理论,²⁰ 而这一形式理论是在哈密顿框架下导出的. (在微扰论的意义下, 已经证明这两种方案是等价的.²¹) 我们会在17.1节看到, 为了处理规范理论的重整化, Zinn-Justin²²(齐恩-朱斯坦)甚至在此之前就发展了同样的形式机制. 至少有如下三个方面证明这一形式理论的价值是无可估量的:

(i) 直到现在, 我们所考察的仅是不可约系统, 并且它的代数在方程(15.8.10)的意义下封闭. 在某些理论中, 例如超引力(没有辅助场),²³ 代数是开的: 仅当场方程成立时, 代数才是封闭的, 这使得方程(15.8.10)中会出现正比于 $\delta I/\delta\chi^n$ 的项. 这样, 在相容性条件(15.8.12)中也会出现类似的项. 那么, 方程(15.8.11)就表明了 s^2 在这样的理论中并不为零, 而是等于导数 $\delta I/\delta\chi^n$ 的线性组合. 我们会在这一节看到, Batalin-Vilkovisky方法使得我们能够处理非常宽泛的规范理论, 这些理论中包含那些有着开规范对称代数或者可约规范对称代数的理论.

(ii) 就像上面所提及的, Batalin-Vilkovisky形式理论的重要方面就在于, 它原本是Zinn-Justin为证明规范理论的可重整性而发展的. 其中的关键点是, 尽管背景场中所有单粒子不可约图的和不服从原始作用量的BRST对称性, 但是它共享了作用量的关键性质之一, 即称为主方程的性质, 我们将在17.1节对其进行阐述.

(iii) Batalin-Vilkovisky方法提供了一个方便的技巧用以分析量子效应所造成的作用量对称性的可能破坏. 由于这个原因, 它将用于22.6节.

Batalin-Vilkovisky形式理论的出发点是对于理论中的每个场引入所谓的“反场”, 我们令 χ^n 取遍所有的场 ϕ^r , ω^A , ω^{*A} 和 h^A , 并对每一个 χ^n , 我们引入外反场 χ_n^\dagger , 它与BRST-变换后的场 $s\chi^n$ 有着相同的玻色统计或费米统计, 但鬼数相反. 即, χ_n^\dagger 与 χ^n 有着相反的统计, 但它的鬼数等于 $-\text{gh}(\chi^n) - 1$, 其中 $\text{gh}(\chi^n)$ 是 χ^n 的鬼数. 在最简单的情况下, 包括Yang-Mills理论和量子引力, 要给原始规范不变作用量 $I[\phi]$ 添加反场 χ_n^\dagger 与 $s\chi^n$ 相耦合的一项, 这给出了作用量.

$$S[\chi, \chi^\dagger] \equiv I[\phi] + (s\chi^n)\chi_n^\dagger. \quad (15.9.1)$$

它满足所谓的主方程(*master equation*)

$$0 = \frac{\delta_R S}{\delta \chi_n^\dagger} \frac{\delta_L S}{\delta \chi^n}, \quad (15.9.2)$$

其中“ R ”和“ L ”在这里代表右微分和左微分. 为了验证它, 注意到方程(15.9.2)中反场的零阶项正好给出规范不变性条件

$$0 = (s\phi^r) \frac{\delta_L I}{\delta \phi^r} = \omega^A \delta_A I[\phi], \quad (15.9.3)$$

而反场 ϕ_n^\dagger 的线性项提供了幂零条件:

$$0 = (s\chi^m) \frac{\delta_L (s\chi^n)}{\delta \chi^m} = s^2 \chi^n. \quad (15.9.4)$$

*本节或多或少的处在本书的发展主线之外, 可以在第一次阅读时跳过.

**在这里使用符号 \dagger 而不是最通常的 $*$, 是为了强调它与复共轭或电荷共轭无关. 特别地, 反鬼场 ω^{*A} 与鬼场 ω^A 的反场 ω_A^\dagger 并不相同.

χ_n^\dagger 是外场, 在用 $S[\chi, \chi^\dagger]$ 计算 S -矩阵之前, 我们必须赋予它合适的值. 由于这个原因, 我们引入一个任意的费米泛函 $\Psi[\chi]$, 它的鬼数为 -1 , 并令[†]

$$\chi_n^\dagger = \frac{\delta \Psi[\chi]}{\delta \chi^n}. \quad (15.9.5)$$

这样, 方程(15.9.1)就变成

$$S[\phi, \delta \Psi / \delta \chi] = I[\phi] + (s\chi^n) \delta \Psi[\chi] / \delta \chi^n = I[\phi] + s\Psi[\chi]. \quad (15.9.6)$$

与方程(15.8.14)相比较表明它与规范固定泛函 $I_{\text{NEW}}[\chi]$ 是相同的. 因此, 利用与上一节相同的讨论可以得出这样的结论: 物理矩阵元不被 Ψ 的微小变化所影响. Faddeev-Popov-De Witt方法构建的作用量(15.8.7)对应于选择 $\Psi = -\omega^{*A} f_A$, 这意味着 $\phi_r^\dagger = \omega^{*A} \delta f_A / \delta \phi^r$, $\omega_C^\dagger = 0$, 以及 $\omega_A^{*\dagger} = -f_A$.

迄今为止, 并没有建立任何新的东西. 第一个创新点是, 通过令 $S[\chi, \chi^\dagger]$ 是反场 χ_n^\dagger 的非线性泛函, 主方程(15.9.2)可以用于更广泛的理论. (对于可约理论, 就像上一节所讨论的那样, 对于 χ^n 中的鬼场, 我们要引入鬼场的鬼场, 以及相应的反场.) 像之前一样, 我们取 χ_n^\dagger 的统计为与 χ^n 相反的统计, 并令它的鬼数等于 $-\text{gh}(\chi^n) - 1$, 并且我们要求 $S[\chi, \chi^\dagger]$ 是鬼数为零的玻色算符. 因为 ω^{*A} 和 h_A 有着线性BRST变换, 所以影响其它 χ^n 的复杂性不会影响 ω^{*A} 和 h_A (在这一点上, 可参看16.4节), 所以它们和它们的反场进入作用量 $S[\chi, \chi^\dagger]$ 的方式与它们进入方程(15.9.1)的方式相同. 即,

$$S = S_{\min}[\phi, \omega, \phi^\dagger, \omega^\dagger] - h^A \omega_A^{*\dagger}, \quad (15.9.7)$$

其中 ϕ_r^\dagger , ω_A^\dagger 和 $\omega_A^{*\dagger}$ 是 ϕ^r , ω^A 和 ω^{*A} 的反场, 它们的鬼数分别是 -1 , -2 和 0 . (15.9.7)中的最后一项对主方程没有任何影响, 所以 S_{\min} 凭借自身满足主方程.^{††}

因为 S_{\min} 的鬼数为零, 它的反场级数展开必须采取如下的形式

$$\begin{aligned} S_{\min} = & I[\phi] + \omega^A f_A^r[\phi] \phi_r^\dagger + \frac{1}{2} \omega^A \omega^B f_{AB}^C[\phi] \omega_C^\dagger \\ & + \frac{1}{2} \omega^A \omega^B f_{AB}^{rs}[\phi] \phi_r^\dagger \phi_s^\dagger + \omega^A \omega^B \omega^C f_{ABC}^D[\phi] \phi_r^\dagger \omega_D^\dagger \\ & + \frac{1}{2} \omega^A \omega^B \omega^C \omega^D f_{ABCD}^{EF}[\phi] \omega_E^\dagger \omega_F^\dagger + \cdots \end{aligned} \quad (15.9.8)$$

主方程(15.9.2)中反场的零阶项(因而也就是 ω^A 的一阶项)给出

$$0 = f_A^r[\phi] \frac{\delta I[\phi]}{\delta \phi^r}, \quad (15.9.9)$$

这正是说 $I[\phi]$ 在如下变换下不变

$$\phi^r \rightarrow \phi^r + \epsilon^A f_A^r[\phi], \quad (15.9.10)$$

其中 ϵ^A 是任意的无限小量. 主方程中右正比于 ϕ_s^\dagger 并左正比于 $\omega^A \omega^B$ 的项给出

$$\begin{aligned} 0 = & f_A^r[\phi] \frac{\delta f_B^s[\phi]}{\delta \phi^r} - f_B^r[\phi] \frac{\delta f_A^s[\phi]}{\delta \phi^r} + f_{AB}^C[\phi] f_C^s[\phi] \\ & + \frac{\delta I[\phi]}{\delta \phi^r} f_{AB}^{rs}[\phi], \end{aligned} \quad (15.9.11)$$

[†]在这里没有必要区分左微分和右微分, 这是因为 χ^n 或 $\delta \Psi / \delta \chi^n$ 中必有一个是玻色的.

^{††}场 ϕ^r , ω^A , ϕ_r^\dagger , ω_A^\dagger 有时被称为最小变量(*minimal variables*), 而像 ω^{*A} 和 h_A 这样的场, 它们和它们的反场以双线性的方式进入作用量, 就像方程(15.9.7)中那样, 它们被称为平庸对(*trivial pairs*).

当场方程 $\delta I/\delta\phi = 0$ 成立时, 这变成了变换(15.9.10)的对易关系(结构常数为 $f^C_{AB}[\phi]$). 主方程中反场的其它线性项左正比于 $\omega^A\omega^B\omega^C$ 并右正比于 ω^\dagger_D , 它给出

$$0 = f^r_{[A}[\phi] \frac{\delta f^D_{BC]}[\phi]}{\delta\phi^r} - f^E_{[AB}[\phi] f^D_{C]E}[\phi] + f^{rD}_{ABC}[\phi] \frac{\delta I[\phi]}{\delta\phi^r}, \quad (15.9.12)$$

其中方括号代表对括号内的指标 A, B 和 C 做反对称化. 当场方程成立时, 这变成广义Jacobi等式(15.8.12). 为了对称性条件(15.9.9)(假定 f^r_A 构成规范对称性的完备基)的相容性, 方程(15.9.11)是必须的, 而为了对易关系(15.9.11)的相容性, 方程(15.9.12)又是必须的. 注意到, 方程(15.9.11)和(15.9.12)中正比于 $\delta I[\phi]/\delta\chi$ 的那些项, 它们来源于 S_{\min} 中反场的二次项, 由于它们正比于 $\delta I[\phi]/\delta\chi$, 所以当场方程成立时, 它们为零, 并且在这一意义下, 它们是开对称性代数的特征. 主方程中反场的二阶项或更高阶项包含了 S_{\min} 中反场的三阶项和/或更高阶项, 这提供了方程(15.9.11)和(15.9.12)的相容性条件, 相容性条件的相容性条件, 等等. Batalin-Vilkovisky形式理论的优点之一正是把所有这些相容性条件全部并入一个主方程中.

主方程可以重新解释为 S 在广义BRST变换下不变的陈述. 为了看到这一点, 并为了将来做准备, 引入一种称为反括号(*antibracket*)的形式工具将是非常有帮助的. 现在回到我们上一节的记号, 两个一般泛函 $F[\chi, \chi^\dagger]$ 和 $G[\chi, \chi^\dagger]$ 的反括号定义为

$$(F, G) \equiv \frac{\delta_R F}{\delta\chi^n} \frac{\delta_L G}{\delta\chi_n^\dagger} - \frac{\delta_R F}{\delta\chi_n^\dagger} \frac{\delta_L G}{\delta\chi^n}. \quad (15.9.13)$$

注意到, 像 S 这样的玻色泛函, 它对玻色变量或费米变量的右泛函导数和左泛函导数分别等于彼此或等于彼此的倒数. 既然 χ_n^\dagger 和 χ^n 总是一个玻色的而另一个是费米的, 由此得出, 对于反括号 (S, S) , 如果我们逆转左微分和右微分, 方程(15.9.13)右边第二项会改变符号

$$\frac{\delta_R S}{\delta\chi_n^\dagger} \frac{\delta_L S}{\delta\chi^n} = -\frac{\delta_L S}{\delta\chi_n^\dagger} \frac{\delta_R S}{\delta\chi^n} = -\frac{\delta_R S}{\delta\chi^n} \frac{\delta_L S}{\delta\chi_n^\dagger}.$$

(最后一步之所以成立是因为, 这里有一个因子是玻色的, 进而它们的次序是无关紧要的.) 我们看到, 对于 (S, S) , 方程(15.9.13)右边第二项是第一项的倒数. 因此, 主方程可以写成要求 S 与其自身的反括号为零:

$$(S, S) = 0. \quad (15.9.14)$$

这是不平庸的要求, 因为反括号有一般的对称性质

$$(F, G) = \pm(G, F), \quad (15.9.15)$$

其中, 当 F 和 G 都是玻色时, 符号取+1, 否则取-1. 特别地, 如果 F 是费米的, (F, F) 自动为零, 但如果 F 是玻色的, 就不会这样.

广义BRST变换定义为

$$\hat{\delta}_\theta \chi^n = \theta \frac{\delta_R S}{\delta\chi_n^\dagger} = -\theta(S, \chi^n), \quad (15.9.16)$$

$$\hat{\delta}_\theta \chi_n^\dagger = -\theta \frac{\delta_R S}{\delta\chi^n} = -\theta(S, \chi_n^\dagger). \quad (15.9.17)$$

其中 θ 是无限小的费米参量. (当 S 的形式为(15.9.1)时, χ 的变换与原始BRST变换 $\hat{\delta}_\theta \chi^n = \theta s \chi^n$ 相同.) 为了计算这一变换在一般泛函上的效果, 我们注意到反括号像导数一样作用, 也就是说

$$(F, GH) = (F, G)H \pm G(F, H), \quad (15.9.18)$$

其中, 如果 G 是费米的而 F 是玻色的, 那么符号取 -1 , 否则取 $+1$. 如果 G 和 H 是 χ 和 χ^\dagger 的任意泛函并满足 $\hat{\delta}_\theta G = -\theta(S, G)$ 和 $\hat{\delta}_\theta H = -\theta(S, H)$, 那么

$$\hat{\delta}_\theta(GH) = -\theta(S, G)H - G\theta(S, H) = -\theta[(S, G)H \pm G(S, H)] ,$$

其中, 根据 G 是玻色的或费米的, 符号分别取 $+$ 或 $-$. 令方程(15.9.18)中的 F 等于玻色泛函 S , 那么我们就看到

$$\hat{\delta}_\theta(GH) = -\theta(S, GH) .$$

再加上方程(15.9.16)和(15.9.17), 这表明, 对于任意的泛函 F , 如果它能变形成场与反场的乘积之和, 那么

$$\hat{\delta}_\theta F = -\theta(S, F) . \quad (15.9.19)$$

主方程(15.9.14)可以解释为如下的陈述, 这些广义BRST变换使得 S 不变

$$\hat{\delta}_\theta S = -\theta(S, S) = 0 . \quad (15.9.20)$$

就像原始的BRST变换, 这一对称变换是幂零的. 为了看到这一点, 我们使用反括号的Jacobi恒等式

$$\pm (F, (G, H)) + \text{轮换} = 0 , \quad (15.9.21)$$

其中, 如果 F 和 H 是玻色的, 第一项的符号为 $-$, 否则为 $+$, 对 F , G 和 H 的其它两个轮换取相应的符号. 取 $F = G = S$, 方程(15.9.21)变成

$$0 = \mp (S, (S, H)) \mp (H, (S, S)) - (S, (H, S)) = \mp 2(S, (S, H)) \mp (H, (S, S)) ,$$

其中, 如果 H 是玻色的, 符号取 $-$, 如果 H 是费米的, 符号取 $+$. 这样, 主方程(15.9.14)就给出了幂零条件

$$(S, (S, H)) = 0 . \quad (15.9.22)$$

由于这一对称性, 主方程的解是不唯一的. 例如, 方程(15.9.22)表明对于任何给定的解 S , 我们能够发现另一解, 该解由如下的无限小变换给出

$$S' = S + (\delta F, S) , \quad (15.9.23)$$

其中 δF 是 χ 和 χ^\dagger 的无限小泛函, 为了使 S' 是玻色的且鬼数为零, δF 必须是费米的且鬼数为 -1 , 除这些要求外, 它是任意的. 特别地, 取 δF 为费米泛函 $\epsilon\Psi$, 使它仅是 χ^n 的泛函, 这样就给出

$$S'[\chi, \chi^\dagger] = S[\chi, \chi^\dagger] + \epsilon \frac{\delta\Psi[\chi]}{\delta\chi^n} \frac{\delta_R S}{\delta\chi_n^\dagger} = S \left[\chi, \chi^\dagger + \epsilon \frac{\delta\Psi}{\delta\chi} \right] . \quad (15.9.24)$$

这些无限小变换可以被平庸地积掉, 进而表明, 如果我们将反场偏移至新的变量 $\chi_n^{\dagger'} \equiv \chi_n^\dagger - \delta\Psi/\delta\chi^n$, 主方程依旧是满足的.

变换(15.9.23)是通常所说的正则变换的一个特殊情况, 在这里为了与第7章的正则变换相区分, 称其为“反正则变换”. 反正则变换是场和反场的任意变换, 它可以是有限小或无限小的, 但它保持如下的基本反括号关系不变:

$$(\chi^n, \chi_m^\dagger) = \delta_m^n , \quad (\chi^n, \chi^m) = (\chi_n^\dagger, \chi_m^\dagger) = 0 . \quad (15.9.25)$$

例如, 考察由无限小费米算符 δF 生成的无限小反正则变换, 在该变换下, 任何的玻色泛函或费米泛函 G 变换到

$$G \rightarrow G' = G + (\delta F, G) . \quad (15.9.26)$$

可以很容易证明这确实不改变基本反括号(15.9.25). 由于这一原因, 注意到两个泛函 G 和 H 的反括号变换到 (G', H') , 它到一阶无限小是

$$(G', H') = (G, H) + ((\delta F, G), H) + (G, (\delta F, H)) .$$

利用Jacobi恒等式(15.9.21), 这变成

$$(G', H') = (G, H) \pm (\delta F, (G, H)) , \quad (15.9.27)$$

其中, 如果 G 和 H 都是玻色的, 符号取+, 否则取-. 特别地, 如果 (G, H) 是c-数, 那么它在反正则变换下不变. (这是证明变换(15.9.23)保持主方程不变的另一方法.) 场和反场的反括号(15.9.25)是c-数, 所以对于变换后的场和反场, 它们的反括号必须有相同的c-数.

为了计算 S -矩阵, 我们必须赋予反场确定的值. 正如闭规范代数的简单情况, 在那里 S 是(15.9.5)的线性形式, 通过取形式为(15.9.5)中的反场, 我们可以计算出 S -矩阵; 即, 我们利用“规范固定”作用量

$$I_\Psi[\chi] = S \left[\chi, \frac{\delta \Psi[\chi]}{\delta \chi} \right] \quad (15.9.28)$$

计算 S -矩阵, 其中 $\Psi[\chi]$ 是鬼数为-1的费米泛函. 根据方程(15.9.24)后面的评述, 这相当于取正则变换后的反场 χ^\dagger 为零.

当BRST变换仅作用在场 χ^n 上时:

$$\delta_\theta \chi^n = \theta s \chi^n , \quad \text{其中} \quad s \chi^n = \left(\frac{\delta_R S[\chi, \chi^\dagger]}{\delta \chi_n^\dagger} \right)_{\chi^\dagger = \delta \Psi / \delta \chi} , \quad (15.9.29)$$

在这一变换下, 规范固定作用量不变. 为了验证这点, 注意到

$$\begin{aligned} s I_\Psi[\chi] &= \left(\frac{\delta_R S[\chi, \chi^\dagger]}{\delta \chi_n^\dagger} \frac{\delta_L S[\chi, \chi^\dagger]}{\delta \chi^n} \right)_{\chi^\dagger = \delta \Psi / \delta \chi} \\ &+ \left(\frac{\delta_R S[\chi, \chi^\dagger]}{\delta \chi_m^\dagger} \frac{\delta_L^2 \Psi[\chi]}{\delta \chi^m \delta \chi^n} \frac{\delta_L S[\chi, \chi^\dagger]}{\delta \chi_n^\dagger} \right)_{\chi^\dagger = \delta \Psi / \delta \chi} . \end{aligned}$$

右边的第一项是主方程的结果, 因而为零, 而第二项由于被加数关于 m 和 n 是反对称[‡]的, 所以为零.

对于闭代数且形式为(15.9.1)的 S , 变换(15.9.29)是原始的BRST变换 $\delta_\theta \chi^n = \theta s \chi^n$. 但对于一般的开代数, 变换(15.9.29)并不与原始BRST变换相同, 并且, 一般而言, 除非场方程被满足, 它甚至不是幂零的. 诚然, 从主方程中偏移场 $\chi_n^\dagger = \chi_n^\dagger - \delta \Psi[\chi] / \delta \chi^n$ 的一阶项中, 我们发现

$$s^2 \chi^m = \mp \left(\frac{\delta_L}{\delta \chi_m^\dagger} \frac{\delta_R}{\delta \chi_n^\dagger} I[\chi, \chi^\dagger] \right)_{\chi^\dagger = \delta \Psi / \delta \chi} \frac{\delta I_\Psi[\chi]}{\delta \chi^n} , \quad (15.9.30)$$

[‡]若 χ^n 和 χ^m 都是玻色的, 这是因为 $\delta S / \delta \chi^n$ 和 $\delta S / \delta \chi^m$ 反对易. 若 χ^n 和 χ^m 中一个是玻色的而另一个是费米的, 这是因为 S 对费米的 χ 的右导数和左导数符号相反. 若 χ^n 和 χ^m 都是费米的, 由于对于这些项, $\delta_L^2 \Psi / \delta \chi^m \delta \chi^n$ 是反对称的, 所以该项是反对称的.

其中, 根据 χ^m 是玻色的还是费米的, 符号反别是 $-$ 和 $+$. 再一次, 我们看到开代数对场方程特征的相关性与 S 中反场的二次项相联系.

直到现在, 我们所考察的仅是基于开规范代数或闭规范代数的经典理论的公式化. 现在, 我们必须考虑如何在这种理论中做量子力学计算. 物理矩阵元可以通过含有权重为 $\exp(iI_\Psi[\chi])$ 的泛函积分算出, 其中, 就像前面所解释的那样, $I_\Psi[\chi]$ 是通过令 $\chi_n^\dagger = \delta\Psi[\chi]/\delta\chi^n$ 从 $S[\chi, \chi^\dagger]$ 中获得的, 换句话说, 是通过令 $\chi_n^{\dagger'} = 0$ 获得的. 我们希望计算 $\Psi[\chi]$ 的变化在这些矩阵元上的效应. 首先考察真空-真空期望值

$$Z_\Psi = \int \left[\prod d\chi \right] \exp(iI_\Psi[\chi]) . \quad (15.9.31)$$

在 $\Psi[\chi]$ 的偏移 $\delta\Psi[\chi]$ 下, 它的变化是

$$\delta Z = i \int \left[\prod d\chi \right] \exp(iI_\Psi[\chi]) \left(\frac{\delta_R S[\chi, \chi^\dagger]}{\delta\chi_n^\dagger} \right)_{\chi^\dagger = \delta\Psi/\delta\chi} \left(\frac{\delta(\delta\Psi[\chi])}{\delta\chi^n} \right) . \quad (15.9.32)$$

在场空间中分部积分, 这变成

$$\begin{aligned} \delta Z = & \int \left[\prod d\chi \right] \exp(iI_\Psi[\chi]) \\ & \times \left\{ \frac{\delta_R S[\chi, \chi^\dagger]}{\delta\chi_n^\dagger} \frac{\delta_L I_\Psi[\chi]}{\delta\chi^n} - i\Delta S[\chi, \chi^\dagger] \right\}_{\chi^\dagger = \delta\Psi/\delta\chi} \delta\Psi[\chi] , \end{aligned} \quad (15.9.33)$$

其中

$$\Delta \equiv \frac{\delta_R}{\delta\chi_n^\dagger} \frac{\delta_L}{\delta\chi^n} . \quad (15.9.34)$$

我们看到, 一般而言, Φ 与真空-真空振幅无关的条件不是主方程(15.9.2), 而是所谓的量子主方程

$$(S, S) - 2i\Delta S = 0 \quad \text{在} \quad \chi^\dagger = \delta\Phi/\delta\chi . \quad (15.9.35)$$

在cgs单位制^c中, 伴随每个 $S[\chi, \chi^\dagger]$ 因子, 都会有因子 $1/\hbar$, 所以在方程(15.9.35)的第二项中, 系数 $-2i$ 要被换成 $-2i\hbar$. 因此, 无论量子主方程(15.9.35)是在何时成立的, S 中 \hbar 的零阶项满足原始主方程(15.9.2). 通常情况下, 构建一个满足经典主方程的作用量是很容易的, 这使得方程(15.9.35)中的第一项为零, 这样一来, 问题就变成是否第二项也为零. 在第22章, 关于反常的讨论中, 我们会考察定域作用量不满足量子主方程的情况.

假定量子主方程(15.9.35)是满足的, Ψ 的变化 $\delta\Psi$ 所引起的算符 $\mathcal{O}[\chi]$ 的真空期望值的变化是

$$\delta\langle\mathcal{O}\rangle = \frac{-i}{Z_\Psi} \int \left[\prod d\chi \right] \exp(iI_\Psi[\chi]) \frac{\delta_R \mathcal{O}[\chi]}{\delta\chi^n} \left(\frac{\delta_R S[\chi, \chi^\dagger]}{\delta\chi_n^\dagger} \right)_{\chi^\dagger = \delta\Psi/\delta\chi} \delta\Psi[\chi] . \quad (15.9.36)$$

在方程(15.9.36)的被积函数中, 指数的系数正是 $s\mathcal{O}[\chi]$. 我们看到, 对于在广义BRST变换(15.9.16)—(15.9.17)下不变的算符,^{††} 它们的真空期望值不被规范固定泛函 Ψ 的变化所影响. 对于两个或多个算符的真空期望值, 相对应的结果同样成立.

^{††}对于开规范理论, 一般而言, 除了常数以外, 没有在变换(15.9.16)—(15.9.17)下不变的算符. 取而代之, 应该考虑的是在幂零的“量子BRST算符” σ 下不变的算符 $\mathcal{O}(\chi, \chi^\dagger)$, 其中 σ 定义为 $\sigma\mathcal{O} = (\mathcal{O}, S) - i\Delta\mathcal{O}$. 对于仅依赖于 χ 的 \mathcal{O} , 这一条件退化至方程(15.9.36). 如果 $\sigma\mathcal{O} = 0$, 那么规范固定函数 Ψ 的微小变换不会影响 $\mathcal{O}(\Psi, \delta\Psi/\delta\chi)$ 的期望值.²⁴

^c即厘米-克-秒(Centimeter-Gram-Second)单位制. —译者注

附录A 关于Lie代数的一个定理

在这个附录中, 我们所考察的是一般的Lie代数 \mathcal{G} , 生成元为 t_α , 结构常数为 $C^\alpha_{\beta\gamma}$, 并将证明如下3个条件的等价性:

a: 存在一个实的对称正定矩阵 $g_{\alpha\beta}$, 其满足不变性条件

$$g_{\alpha\beta} C^\beta_{\gamma\delta} = -g_{\gamma\beta} C^\beta_{\alpha\delta} . \quad (15.A.1)$$

(这正是在15.2节中证明的物理背景所需要的条件(15.2.4).)

b: 该Lie代数存在一组基(即, 一组生成元 $\tilde{t}_\alpha = \mathcal{S}_{\alpha\beta} t_\beta$, 其中 \mathcal{S} 是非奇异的实矩阵), 使得这组基的结构常数 $\tilde{C}^\alpha_{\beta\gamma}$ 不仅对于下指标 β 和 γ 是反对称的, 并且对于全部3个指标 α , β 和 γ 是全反对称的.

c: Lie代数 \mathcal{G} 是相互交换的紧致单纯子代数与 $U(1)$ 子代数的直和, 记为子代数 \mathcal{H}_m 的直和.

我们将通过证明**a**推出**b**, **b**推出**c**, 以及**c**推出**a**的方式来证明陈述**a**, **b**和**c**的等价性. 作为中间的一个副产品, 我们也将证明, 如果这些条件被满足了, 那么能够选出 \mathcal{G} 的一组基 t_{ma} , 其中 m 标记 t_{ma} 所属的单纯或 $U(1)$ 子代数 \mathcal{H}_m , a 标记该子代数下的个体生成元, 使得满足方程(15.A.1)的矩阵采取形式

$$g_{ma,nb} = g_m^{-2} \delta_{mn} \delta_{ab} , \quad (15.A.2)$$

其中 g_m^{-2} 是任意的正实数.

首先, 我们假定**a**, 即存在满足不变性条件(15.A.1)的实对称正定矩阵 $g_{\alpha\beta}$. 那么, 我们就可以定义新的生成元

$$\tilde{t}_\alpha \equiv (g^{-1/2})_{\alpha\beta} t_\beta , \quad (15.A.3)$$

其中实的逆平方根矩阵 $g^{-1/2}$ 的存在性由 $g_{\alpha\beta}$ 的正定性保证. 这些生成元满足Lie代数

$$[\tilde{t}_\alpha, \tilde{t}_\beta] = i \tilde{C}_{\alpha\beta\gamma} \tilde{t}_\gamma , \quad (15.A.4)$$

其中

$$\tilde{C}_{\alpha\beta\gamma} \equiv (g^{-1/2})_{\alpha\alpha'} (g^{-1/2})_{\beta\beta'} (g^{+1/2})_{\gamma\gamma'} C^{\gamma'}_{\alpha'\beta'} . \quad (15.A.5)$$

(在这一基下, 不再区分上下标 α , β 等将是方便的, 取代 $\tilde{C}^\gamma_{\alpha\beta}$, 写成 $\tilde{C}_{\gamma\alpha\beta}$.) 那么, 方程(15.A.1)就告诉我们 $\tilde{C}_{\alpha\gamma\delta}$ 关于 α 和 γ 是反对称的并且关于 γ 和 δ 也是反对称的, 进而是全反对称的, 证明了**b**.

接下来, 我们假定**b**, 即存在Lie代数的一组基使得结构常数是全反对称的. 在这一基下, 伴随表示的矩阵 $(\tilde{t}^A_\alpha)_{\beta\gamma} \equiv -i \tilde{C}_{\beta\gamma\alpha}$ 是纯虚且全反对称的, 因而是厄米的. 根据关于厄米矩阵的一般定理,* \tilde{t}^A_α 要是不可约的, 要是完全可约的.

一组不可约的 $N \times N$ 矩阵 \tilde{t}^A_α 是指, 对于这组矩阵不存在维数 $< N$ 的子空间, 使得该子空间在所有的 \tilde{t}^A_α 作用下不变——即, 不存在一组个数小于 N 的非零矢量 $(u_r)_\beta$, 使得对于每一 α 和 r ,

如果一组矩阵 H_α 的一组基不是不可约的, 那么由定义可知, 必存在一组矢量 u_n , 它们张开了一个子空间(不是整个空间), 使得这个子空间在 H_α 的作用下不变: 即, 对于所有的 α 和 n , $H_\alpha u_n = \sum_m (C_\alpha)_{mn} u_m$. 在这一情况下, 我们可以取矢量 u_n 以及矢量 v_k 构成一个基, 其中 v_k 张开的空间正交于所有 u_n . 如果 H_α 是厄米的, 那么 $(u_n, H_\alpha v_k) = \sum_m (C_\alpha)_{mn}^ (u_m, v_k) = 0$, 所以由 v_k 张开的空间在 H_α 也是不变的: $H_\alpha v_k = \sum_\ell (D_\alpha)_{\ell k} v_\ell$. 在这一基下, 矩阵 H_α 可以同时约化至分块对角形式:

$$H_\alpha = \begin{pmatrix} C_\alpha & 0 \\ 0 & D_\alpha \end{pmatrix} .$$

以这种方式继续下去, 我们可以完全地将矩阵 H_α 约化至每个分块矩阵都不可约的分块对角形式.

$(\tilde{t}^A_\alpha)_{\beta\gamma}(u_r)_\gamma$ 是矢量 $(u_s)_\beta$ 的线性组合. 既然矩阵 $(\tilde{t}^A_\alpha)_{\beta\gamma}$ 正比于这组基下的结构常数, 这等价于陈述: 不存在一组线性组合 $\mathcal{T}_r \equiv (u_r)_\gamma \tilde{t}^A_\gamma$, 使得它与所有 \tilde{t}^A_α 的对易子封闭, 即对于每一 α 和 r , $[\tilde{t}^A_\alpha, \mathcal{T}_r]$ 是 \mathcal{T}_s 的线性组合. 这样的矩阵 \mathcal{T}_r 将构成整个Lie代数的一个不变子代数的生成元; 这种矩阵不存在意味着Lie代数是单纯的.

一组矩阵 \tilde{t}^A_α 完全可约是指, 通过选择合适的基, 它们可以写成分块对角的超矩阵

$$(\tilde{t}^A_\alpha)_{ma,nb} = [t^{A(m)}_\alpha]_{ab} \delta_{mn}, \quad (15.A.6)$$

其中子矩阵 $t^{A(m)}_\alpha$ 要么不可约要么为零.** 对Lie代数本身也采用这组基, 那么结构常数就变成

$$\tilde{C}_{\ell c, ma, nb} = i(\tilde{t}^A_{\ell c})_{ma, nb} = i(t^{A(m)}_{\ell c})_{ab} \delta_{mn}. \quad (15.A.7)$$

但是, 既然它是全反对称的, 并正比于 δ_{mn} , 它必须也正比于 $\delta_{\ell n}$ 和 $\delta_{\ell m}$:

$$\tilde{C}_{\ell c, ma, nb} = \delta_{\ell n} \delta_{\ell m} C_{cab}^{(\ell)}. \quad (15.A.8)$$

换句话说, 在这组基下, 对于Lie代数的任何表示 $t^{(m)}_a \equiv t_{ma}$, 我们有

$$[t^{(m)}_a, t^{(m)}_b] = i \delta_{mn} C_{cab}^{(m)} t^{(m)}_c, \quad (15.A.9)$$

其中 $C_{cab}^{(m)}$ 是实的且关于指标 a, b, c 反对称. 当我们说Lie代数是子代数 $t^{(m)}$ 的直和时, 我们是指, 能够找到一组基, 使得在这组基下, 生成元落入集合 $t^{(m)}$ 中, 并且一个集合内的生成元, 它们彼此之间的对易子有该集合内的生成元的线性组合给出, 并且一个集合内的所有生成元与所有其它集合内的所有生成元对易. 对于每一个 m , 伴随表示 $t^{(m)A}$ 的矩阵的集合要么不可约要么为零, 分别对应于单独子代数或者由所谓的 $U(1)$ 生成元构成的子代数, 而后者与整个代数的所有生成元均对易.

因此, 我们证明了, 对于最一般的Lie代数, 若它的结构常数是全反对称的, 那么它是一个或多个单纯Lie代数和/或 $U(1)$ Lie代数的直和. 更进一步, 单纯子代数是紧致的, 也就是说, 每个矩阵 $-C_{acd}^{(m)} C_{bdc}^{(m)}$ 是正定的, 这是因为对于任意实矢量 u_a , $-C_{acd}^{(m)} C_{bdc}^{(m)} u_a u_b = \sum_{cd} [\sum_a u_a C_{acd}^{(m)}]^2$ 是正量的和, 除非 $u_a = 0$, 否则它不能为零, 既然对于 $u_a \neq 0$, 条件 $\sum_a u_a C_{acd}^{(m)} = 0$ 将表明 $\sum_a u_a t^{(m)}_a$ 本身是一个不变阿贝尔子代数, 与 $t^{(m)}_a$ 构成单Lie代数的事实相矛盾. 这完成了 \mathbf{c} 的证明.

最后, 我们假定 \mathbf{c} , 即Lie代数是一组单纯Lie代数或 $U(1)$ Lie代数的直和; 也就是说, 在某个基 $t_a^{(m)} = \mathcal{S}_{ma, \alpha} t_\alpha$ 下, 其中 \mathcal{S} 是实的且非奇异, 我们有

$$[t_a^{(m)}, t_b^{(m)}] = i \delta_{nm} C_{abc}^{(m)} t_c^{(m)},$$

其中每一子代数 $t^{(m)}$ 不是单纯的就与所有量均对易. 我们进一步假定单纯子代数是紧致的, 也就是说, 矩阵

$$g_{ab}^{(m)} \equiv -C_{acd}^{(m)} C_{bdc}^{(m)} \quad (15.A.10)$$

是正定的. 为了构建满足方程(15.A.1)的实正定矩阵 $g_{\alpha\beta}$, 在生成元的基为 $t_{ma} = t_a^{(m)}$ 下, 我们取

$$g_{ma, nb} \equiv g_{ab}^{(m)} \delta_{mn}, \quad (15.A.11)$$

**这里 m 和 n 用来标记沿着主对角的块, 而 a 和 b 标记这些块内的行和列. 另外, m 是不求和的, 且 a, b 等指标的范围一般会依赖于 m .

其中, 当 $t^{(m)}$ 是单纯子代数时, $g_{ab}^{(m)}$ 取为矩阵(15.A.10), 而当 $t^{(m)}$ 是一个或多个 $U(1)$ 子代数的直和时, $g_{ab}^{(m)}$ 取为任意的实对称正定矩阵. 由于每一个 $g_{ab}^{(m)}$ 是实对称正定矩阵, 那么矩阵(15.A.11)显然也是如此. 为了验证要求(15.A.1), 回忆结构常数的Jacobi恒等式:

$$C^{(m)c}_{ad}C^{(m)d}_{be} + C^{(m)c}_{bd}C^{(m)d}_{ea} + C^{(m)c}_{ed}C^{(m)d}_{ab} = 0 \quad (15.A.12)$$

然后与 $C^{(m)e}_{fc}$ 收缩. 重新命名第三项的指标, 使得 $c \rightarrow d \rightarrow e \rightarrow c$, 并使用方程(15.A.10), 在做了这些之后, 针对单纯子代数的结果可以写成

$$g_{df}^{(m)}C^{(m)d}_{ab} = C^{(m)c}_{ad}C^{(m)d}_{be}C^{(m)e}_{cf} - C^{(m)c}_{fd}C^{(m)d}_{be}C^{(m)e}_{ca}.$$

其中的关键点在于, 它表明左边关于 a 和 f 是全反对称的:

$$g_{df}^{(m)}C^{(m)d}_{ab} = -g_{da}^{(m)}C^{(m)d}_{fb}. \quad (15.A.13)$$

这一结果在 $U(1)$ 子代数中是平庸的, 在那里结构常数为零. 从方程(15.A.13)中就立刻得出了对称性条件(15.A.1), 因此完成了 \mathbf{a} 的证明. 这样就完成了我们对陈述 \mathbf{a} , \mathbf{b} 和 \mathbf{c} 相互等价的证明.

现在我们回到矩阵 $g_{\alpha\beta}$. 有了全反对称的结构常数, 不变性条件(15.2.4)可以表示为如下的陈述, 矩阵 $g_{\alpha\beta}$ 与Lie代数伴随表示中的所有矩阵均对易

$$[g, t^A_\gamma] = 0. \quad (15.A.14)$$

我们已经看到所有的 $(t^A_\gamma)_{\alpha\beta}$ 都可以变成分块对角的形式, 并且沿着主对角的是不可约子矩阵(或零矩阵). 那么, 一个著名的定理²⁵会告诉我们, $g_{\alpha\beta}$ 也必须是分块对角的, 且其中的块与 t^A_γ 中的块有相同的大小和位置, 而且每一块中的子矩阵正比于单位矩阵. (若 t^A_γ 中的两个矩阵是等价的, 也就是说这两个矩阵通过一个相似变换相关, 为了使 $g_{\alpha\beta}$ 的子矩阵变成正比于单位矩阵的形式, 可能就需要在那里对基做一个合适的变换.) 那么以方程(15.A.11)的记法, 矩阵就由方程(15.A.2)给出.

附录B Cartan目录

我们在这里不加证明的呈现出单Lie代数的全部目录, 它的最终形式是由E. Cartan给出的.²⁶ 这里所要呈现的是它们的“紧致”形式——即, 生成元可以被有限维厄米矩阵忠实表示. Lie代数的标记中含有下标 $n \geq 1$, 这用来标记它们的“秩”(rank)——相互独立且交换的生成元的线性组合的个数.

\mathbf{A}_n : 这是特殊么正群 $SU(n+1)$ 的代数, 特殊么正群 $SU(n+1)$ 是 $n+1$ 维中所有么正($U^\dagger = U^{-1}$)么模($\text{Det } U = 1$)矩阵构成的群. 任何这样的矩阵, 只要它无限接近于单位元, 它可以表示成

$$U = 1 + iH,$$

其中无限小的 H 满足条件

$$H^\dagger = H, \quad \text{Tr } H = 0,$$

所以 \mathbf{A}_n 是 $n+1$ 维中所有无迹厄米矩阵的Lie代数. 任何一组相互交换的厄米矩阵可以同时对角化, 在 $n+1$ 维中, 相互独立的无迹对角矩阵的最大数目是 n , 所以 n 是 \mathbf{A}_n 的秩. $n+1$ 维中的任何厄米矩

阵有 $(n+1)^2$ 个独立的实参数(其中沿着主对角的是 $n+1$ 个实数, 而在主对角上方有 $n(n+1)/2$ 个复数, 这些复数等于主对角下方复数的共轭), 无迹条件会消掉一个实参数, 所以 A_n 的维数是

$$d(A_n) = (n+1)^2 - 1 = n(n+2) .$$

所有 A_n 都是单纯的.

B_n : 这是么正正交群 $O(2n+1)$ 的代数, 该群由 $2n+1$ 维中所有么正($\mathcal{O}^\dagger = \mathcal{O}^{-1}$)且正交($\mathcal{O}^T = \mathcal{O}^{-1}$)的矩阵构成, 由于矩阵是么正且正交的, 所以它还是实矩阵. (有时为了体现么正的限制会称这个群为 $UO(2n+1)$.) 任何这样的矩阵 \mathcal{O} , 若它无限接近于单位元, 它可以表示为

$$\mathcal{O} = 1 + iA ,$$

其中 A 是无限小矩阵并满足条件

$$A^* = -A = A^T .$$

(如果我们将自身限制于子群 $SO(2n+1)$, \mathcal{O} 要服从进一步的条件 $\text{Det } \mathcal{O} = 1$, 既然任何接近于单位元的正交矩阵 \mathcal{O} 都会有 $\text{Det } \mathcal{O} = 1$, 所以这并不会造成任何区别.) 任何一组 $(2n+1)$ -维中的反对称虚矩阵可以(通过普通的正交矩阵)变成如下超矩阵的形式

$$\begin{bmatrix} a_1\sigma_2 & & & 0 \\ & a_2\sigma_2 & & \\ & & \ddots & \\ & & & a_n\sigma_2 \\ 0 & & & & 0 \end{bmatrix}$$

其中 σ_2 是通常的 2×2 矩阵

$$\sigma_2 = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}$$

而 a_1, \dots, a_n 是实数. 因此 B_n 的秩显然等于 n . 反对称虚矩阵完全由实对角上方的虚数指定, 所以它的维数是

$$d(B_n) = \frac{(2n+1)(2n)}{2} = n(2n+1) .$$

所有 B_n 都是单纯的.

$O(N)$ 还有另一种定义方法, 而这个定义将会帮助我们理解下一大类单Lie代数的动机. 除了将 $O(N)$ 定义成满足正交条件 $\mathcal{O}^T \mathcal{O} = 1$ 的所有 N 维实矩阵构成的群, 它也可以定义为满足条件

$$\mathcal{M}^T \mathcal{P} \mathcal{M} = \mathcal{P}$$

的所有 N 维实矩阵 \mathcal{M} 的群, 其中 \mathcal{P} 是正定对称实矩阵. 这是因为任何这样的 \mathcal{P} 总可以表示为 $\mathcal{P} = \mathcal{R}^T \mathcal{R}$, 其中 \mathcal{R} 是某个非奇异的实矩阵, 所以存在相似变换, 使得满足上述条件的 \mathcal{M} 变成实正交矩阵 $\mathcal{R}^{-1} \mathcal{M} \mathcal{R}$, 所以我们可以令 \mathcal{P} 为各种各不相同的实对称正定矩阵却不改变群.

C_n : 这是么正辛群 $USp(2n)$ 的代数, 么正辛群由所有保持反对称非奇异矩阵 \mathcal{A} 不变的么正矩阵 \mathcal{M} 构成:

$$\mathcal{M}^T \mathcal{A} \mathcal{M} = \mathcal{A} ,$$

$$\mathcal{A}^T = -\mathcal{A}, \quad \text{Det } \mathcal{A} \neq 0.$$

(注意, 在 d 维中, $\text{Det } \mathcal{A} = \text{Det } \mathcal{A}^T = (-1)^d \text{Det } \mathcal{A}$, 所以, 如果 d 是奇数, $\text{Det } \mathcal{A}$ 必须为零, 因此, 除非 d 为偶数, 否则不存在 $USp(d)$.) 任何这样的反对称非奇异(可能为复)矩阵 \mathcal{A} 可以写成如下的标准形式

$$\mathcal{A} = \mathcal{R}^T \mathcal{A}_0 \mathcal{R},$$

其中 \mathcal{R} 是么正矩阵, 而 \mathcal{A}_0 是超矩阵:

$$\mathcal{A}_0 = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix}.$$

(或者, 我们可以取 \mathcal{A}_0 为分块对角超矩阵, 其中主对角线上是 σ_1 .) $USp(2n)$ 可以描述成满足

$$\mathcal{S}^T \mathcal{A}_0 \mathcal{S} = \mathcal{A}_0$$

的么正矩阵 \mathcal{S} 所构成的群, 这是因为任何这样的 \mathcal{S} 可以变换至么正矩阵 $\mathcal{M} = \mathcal{R}^{-1} \mathcal{S} \mathcal{R}$, 而 \mathcal{M} 满足之前的条件 $\mathcal{M}^T \mathcal{A} \mathcal{M} = \mathcal{A}$. 任何这样的矩阵 \mathcal{S} , 若它无限接近于单位元, 它可以写成

$$\mathcal{S} = 1 + i\mathcal{H},$$

其中 \mathcal{H} 是无限小矩阵, 并满足条件

$$\mathcal{H}^\dagger = \mathcal{H}, \quad \mathcal{H}^T \mathcal{A}_0 + \mathcal{A}_0 \mathcal{H} = 0.$$

满足这些条件的最一般的 $2n$ 维矩阵可以写成超矩阵

$$\mathcal{H} = \begin{bmatrix} \mathcal{A} & \mathcal{B} \\ \mathcal{B}^* & -\mathcal{A}^* \end{bmatrix},$$

其中 n 维复子矩阵 \mathcal{A}, \mathcal{B} 满足

$$\mathcal{A}^\dagger = \mathcal{A}, \quad \mathcal{B}^T = \mathcal{B}.$$

最大的一组相互对易的生成元满足 \mathcal{A} 为对角矩阵而 \mathcal{B} 为零, 因而为如下的形式

$$\mathcal{H} = \begin{bmatrix} a_1 & & & & & 0 \\ & \ddots & & & & \\ & & a_n & & & \\ & & & -a_1 & & \\ & & & & \ddots & \\ 0 & & & & & -a_n \end{bmatrix}$$

其中 a_1, \dots, a_n 为实数. 因此, C_n 的秩显然为 n . C_n 的维数是, 厄米矩阵 \mathcal{A} 中相互独立的实参数数目 n^2 , 加上对称复矩阵 \mathcal{B} 中相互独立的实参数数目 $2n(n+1)/2$

$$d(C_n) = n^2 + 2 \times n(n+1)/2 = n(2n+1).$$

所有 C_n 代数都是单纯的.

D_n : 这是么正正交群 $O(2n)$ 的代数, $O(2n)$ 由 $2n$ 维中所有么正正交矩阵构成. 对 B_n 的讨论可以挪至 D_n , 所不同的是任何一组相互对易的生成元可以变成如下形式

$$\begin{bmatrix} a_1 \sigma_2 & & & 0 \\ & a_2 \sigma_2 & & \\ & & \ddots & \\ 0 & & & a_n \sigma_2 \end{bmatrix}$$

所以秩仍然是 n . 另外, 维数在这里是

$$d(D_n) = \frac{(2n)(2n-1)}{2} = n(2n-1).$$

除了 D_1 和 D_2 之外, 所有的 D_n 都是单纯的, D_1 是只有一个生成元的阿贝尔代数, 而 D_2 是直和 $B_1 + B_1$.

例外Lie代数: 除了之上的典型Lie代数外, 还存在5种特殊情况, $G_2(d=14)$; $F_4(d=52)$; $E_6(d=78)$; $E_7(d=133)$; $E_8(d=248)$.

不是所有的典型Lie代数是真正不同的. 存在如下4个同构

$$A_1 = B_1 = C_1, \quad C_2 = B_2, \quad A_3 = D_3.$$

它们对应Lie群中代数之间的同构. 然而, 像 $B_1 = A_1$, $B_2 = C_2$ 和 $D_3 = A_3$ 这样的同构并不意味着 $SO(3)$ 与 $SU(2)$ 同构, 或者 $SO(5)$ 与 $USp(4)$ 同构, 或者 $SO(6)$ 与 $SU(4)$ 同构. 取而代之, $SU(2)$, $USp(4)$ 和 $SU(4)$ 是 $SO(3)$, $SU(2)$ 和 $SO(6)$ 的单连通覆盖群. (即第二章讨论的覆盖群.) 然而, Lie代数的同构使得 $SO(3)$, $SU(2)$ 和 $SO(6)$ 双值基本表示的构造变得非常容易; 它们分别就是 $SU(2)$, $USp(4)$ 和 $SU(4)$ 的定义表示. 另外 $SO(4)$ 同构于 $SO(3) \times SO(3)$, 所以它的双值旋量表示就是 $SU(2) \times SU(2)$ 的定义表示. 当 $d \geq 7$ 时, $SO(d)$ 的双值旋量表示必须通过其它方法构建. 最简单的技巧是使用5.4节讨论过的Clifford代数.

习题

1. 推导Bianchi恒等式

$$D_\mu F_{\alpha\nu\lambda} + D_\nu F_{\alpha\lambda\mu} + D_\lambda F_{\alpha\mu\nu} = 0.$$

2. 假定我们在非阿贝尔规范理论中使用广义Coulomb规范, 取规范固定函数为 $f_\alpha = \nabla \cdot \mathbf{A}_\alpha$. 推导鬼场拉格朗日量. 鬼场传播子是什么? (取 $B[f] = \exp(-i \int d^4x f_\alpha f_\alpha / 2\xi)$.)

3. 假定在电动力学中我们使用规范固定函数 $f = \partial_\mu A^\mu + c A_\mu A^\mu$, 其中 c 是任意常数. 推导鬼场拉格朗日量. (取 $B[f] = \exp(-i \int d^4x f^2 / 2\xi)$.) 鬼场传播子是什么?

4. 证明单Lie单数的生成元个数不可能是4.

5. 证明, 如果 $\psi(x)$ 属于某个规范群的一个表示, 该规范群的生成元为 t_α , 并且 $\psi(x)$ 沿着路径 $x^\mu = x^\mu(\tau)$ 依照微分方程

$$\frac{d\psi(\tau)}{d\tau} = it_\alpha \psi(\tau) A_{\alpha\mu}(x(\tau)) \frac{dx^\mu(\tau)}{d\tau}$$

进行变化, (其中 $\psi_\ell(x)$ 和 $A_{\alpha\mu}(x)$ 是经典c-数场) 那么对于围绕点 X^μ 的任何小的闭环路 \mathcal{P} , ψ 沿该环路的变化正比于

$$t_\alpha \psi(X) F_{\alpha\mu\nu}(X) \oint_{\mathcal{P}} x^\mu(\tau) \frac{dx^\nu(\tau)}{d\tau} d\tau.$$

找到比例常数. 用这一结果证明, 如果 $F_{\alpha\mu\nu}$ 处处为零, 那么, 至少在一有限区域内, 可以通过一个规范变换使得 $A_{\alpha\mu}(x)$ 为零. (提示: 沿用电动力学中的类似讨论, 或者沿用广义相对论中的讨论, 例如参考文献6.)

6. 对一般的非阿贝尔规范理论应用路径积分方法, 选择规范固定泛函 $f_\alpha = n_\mu A_\alpha^\mu$, 其中 n_μ 是任意常数, 计算规范场 $A_{\alpha\mu}(x)$ 的传播子. (取 $B[f] = \exp(-i \int d^4x f_\alpha f_\alpha / 2\xi)$.) 鬼场拉格朗日量是什么? 鬼场传播子是什么? 鬼场相互作用顶点是什么?

7. 假定我们采用BRST不变性而非规范不变性作为基本的物理原理. 拉格朗日量是从场和场导数的乘积的和中构建的, 即从 $A_{\alpha\mu}$, ω_α , ω_α^* , h_α 和/或它们的导数构建的, 要求场与场导数乘积的量纲(质量) d 满足 $d \leq 4$, 并且拉格朗日量在Lorentz变换, 鬼数相位变换($\omega_\alpha \rightarrow e^{i\theta} \omega_\alpha$, $\omega_\alpha^* \rightarrow e^{-i\theta} \omega_\alpha^*$), 整体规范变换(ϵ_α 为常数)以及BRST变换下不变(可以相差一个全导数), 推导满足上述要求的最一般的拉格朗日量.

8. 证明反括号满足对称性条件(15.9.15)和Jacobi恒等式(15.9.21).

9. 证明, 如果泛函 O 满足条件 $(O, S) = i\Delta S$ 并且作用量 S 满足量子主方程, 那么量子均值 $\langle O \rangle$ 独立于规范固定泛函 Ψ .

参考文献

- [1] C. N. Yang and R. L. Mills, *Phys. Rev.* **96**, 191 (1954). 在1938年的华沙会议, O. Klein在一次讲演中曾经非常接近 $SU(2)$ Yang-Mills理论的公式化表述, 收录于*New Theories in Physics* (International Institute of Intellectual Cooperation, Paris, 1939). 关于Klein理论的批判性讨论, 参看D. J. Gross在1994年斯德哥尔摩的Oscar Klein研讨会上的报告“Oscar Klein and Gauge Theory”, Princeton preprint PUPT-1508.
- [2] R. Utiyama, *Phys. Rev.* **101**, 1597 (1956).
- [3] R. P. Feynman, *Acta Phys. Polonica* **24**, 697 (1963).
- [4] L. D. Faddeev and V. N. Popov, *Phys. Lett.* **25B**, 29 (1967).
- [5] B. S. De Witt, *Phys. Rev.* **162**, 1195, 1239 (1967).

- [6] 这一证明可以从广义相对论中相对应结果的标准证明中改编过来, 即, 在一有限单连通区域内存在到平坦度规的坐标变换, 其充要条件是Riemann-Christoffel曲率张量为零的证明. 参看, S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology* (Wiley, New York, 1972): Sections 6.3和6.4.
- [7] \mathbf{a} (其中 $g_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta}$)蕴含 \mathbf{b} , \mathbf{b} 蕴含 \mathbf{a} 的证明是M. Gell-Mann和S. L. Glashow给出的, *Ann. Phys. (N.Y.)* **15**, 437 (1961).
- [8] 参看, S. Weinberg, 同上, Section 7.6.
- [9] V. Gribov, *Nucl. Phys.* **B139**, 1 (1978). 另见R. Jackiw, I. Muzinich and C. Rebbi, *Phys. Rev.* **D17**, 1576 (1978); R. Jackiw, in *New Frontiers in High Energy Physics*, B. Kursunoglu, A. Perlmutter, and L. Scott编辑(Plenum, New York, 1978); N. Christ and T. D. Lee, *Phys. Rev.* **D22**, 939 (1980); R. Jackiw, in *Current Algebra and Anomalies* (World Scientific, Singapore, 1985): footnote 50.
- [10] C. Becchi, A. Rouet, and R. Stora, *Comm. Math. Phys.* **42**, 127 (1975); 收录在*Renormalization Theory*, G. Velo and A. S. Wightman编辑(Reidel, Dordrecht, 1976); *Ann. Phys.* **98**, 287 (1976).
- [11] I. V. Tyutin, Lebedev Institute preprint N39 (1975).
- [11a] N. Nakanishi, *Prog. Theor. Phys.* **35**, 1111 (1966); B. Lautrup, *Mat. Fys. Medd. Kon. Dan. Vid.-Sel. Medd.* **35**, 29 (1967).
- [12] 我不知道这个讨论的原始来源, 我是从J. Polchinski那里学到它的.
- [13] S. N. Gupta, *Proc. Phys. Soc.* **63**, 681 (1950); **64**, 850 (1951); K. Bleuler, *Helv. Phys. Acta* **3**, 567 (1950); K. Bleuler and W. Heitler, *Progr. Theor. Phys.* **5**, 600 (1950).
- [14] J. Thierry-Mieg, *J. Math. Phys.* **21**, 2834 (1980); R. Stora, *Progress in Gauge Theories: Proceedings of a Symposium at Cargèse*, 1983, G. 't Hooft, A. Jaffe, H. Lehmann, P. K. Mitter, I. M. Singer, and R. Stora编辑(Plenum, New York, 1984): p. 543; L. Bonora and P. Cotta-Ramusino, *Commun. Math. Phys.* **155**, 249 (1993); P. M. Lavrov, P. Yu Moshhin and A. A. Reshetnyak, Tomsk preprint hep-th/9507104; P. M. Lavrov, Tomsk preprint hep-th/9507105.
- [15] W. Siegel, *Phys. Lett.* **93B**, 170 (1980); T. Kimura, *Prog. Theor. Phys.* **64**, 357 (1980); **65**, 338 (1981).
- [16] G. Barnich, F. Brandt, and M. Henneaux, *Commun. Math. Phys.* **174**, 57 (1995): Section 14.
- [17] G. Curci and R. Ferrari, *Nuovo Cimento* **32A**, 151 (1976); I. Ojima, *Prog. Theor. Phys. Supp.* **64**, 625 (1980); L. Baulieu and J. Thierry-Mieg, *Nucl. Phys.* **B197**, 477 (1982).

- [18] 反-BRST变换被L. Alvarez-Gaumé和L. Baulieu推广至一般的定域系统, *Nucl. Phys.* **B212**, 255 (1983). 它由如下算符诱导:

$$\begin{aligned}\bar{s} = & \omega^{*A} \delta_A \phi^r \frac{\delta L}{\delta \phi^r} - \frac{1}{2} \omega^{*B} \omega^{*C} f^A_{BC} \frac{\delta L}{\delta \omega^{*A}} - \omega^{*B} h^C f^A_{BC} \frac{\delta}{\delta h^A} \\ & + \left[-f^A_{BC} \omega^{*B} \omega^C + h^A \right] \frac{\delta L}{\delta \omega^A} .\end{aligned}$$

可以直接验证这一变换是幂零的:

$$\bar{s}^2 = 0 .$$

另外, BRST变换和反-BRST变换反对易. 更进一步, 存在反-BRST变换的上同调定理(未发表), 类似于BRST变换的上同调定理: ϕ , ω^A , ω^{*A} 和 h^A 的泛函 I , 如果满足反-BRST变换条件 $\bar{s}I = 0$ 并且鬼数为零, 那么它的最一般形式是

$$I[\phi, \omega, \omega^*, h] = I_0[\phi] + \bar{s} \bar{\Psi}[\phi, \omega, \omega^*, h] .$$

(用Hodge算符 $\bar{t} \equiv \omega^A \delta / \delta h^A$ 取代 t 即可.) 反-BRST变换有助于列举拉格朗日量和Green函数中可能的项, 但我不知道它在什么情况下是不可或缺的.

- [19] I. A. Batalin and G. A. Vilkovisky, *Phys. Lett.* **B102**, 27 (1981); *Nucl. Phys.* **B234**, 106 (1984); *J. Math. Phys.* **26**, 172 (1985). 另见B. L. Voronov and I. V. Tyutin, *Theor. Math. Phys.* **50**, 218, 628 (1982). 一个简明的综述可参看, J. Gomis, J. París and S. Samuel, *Phys. Rep.* **259**, 1 (1995).
- [20] E. S. Fradkin and G. A. Vilkovisky, *Phys. Lett.* **B55**, 224 (1975); CERN report TH2332 (1977); I. A. Batalin and G. A. Vilkovisky, *Phys. Lett.* **B69**, 309 (1977); I. S. Fradkin and T. E. Fradkina, *Phys. Lett.* **B72**, 334 (1977). 另见M. Henneaux and C. Teitelboim, *Quantization of Gauge System* (Princeton University Press, Princeton, 1992).
- [21] I. A. Batalin and I. V. Tyutin, *Phys. Lett.* **B356**, 373 (1995).
- [22] J. Zinn-Justin, *Trends in Elementary Particle Theory - International Summer Institute on Theoretical Physics in Bonn 1974* (Springer-Verlag, Berlin, 1975): p. 2.
- [23] D. Z. Freedman, P. van Nieuwenhuizen, and S. Ferrara, *Phys. Rev.*, **D13**, 3214 (1976); R. E. Kallosh, *Nucl. Phys.* **B141**, 141 (1978); B. de Wit and J. W. van Holten, *Phys. Lett.*, **B79**, 389 (1979); P. van Nieuwenhuizen *Phys. Rep.*, **68**, 189 (1981).
- [24] M. Henneaux and C. Teitelboim, 参考文献[20]: Section 18.1.4.
- [25] E. P. Wigner, *Group Theory* (Academic Press, New York, 1950): pp. 76-8.
- [26] 原始文献是E. Cartan, *Sur la Structure des Groupes de Transformations Finis et Continue*, (Paris, 1894; 2nd edn 1933). 教科书处理可以参看, R. Gilmore, *Lie Group, Lie Algebras, and some of Their Applications* (Wiley, New York, 1974): Chapter 9.

第 16 章 外场方法

考察有经典外场的量子场论通常是有益的. 一个原因是, 在很多物理情况下, 确实出现了外场, 例如经典电磁场或引力场, 或者真空期望值不为零的标量场. (我们将在第19章看到, 这种标量场会在拉格朗日量的对称性自发破缺中扮演一个重要角色.) 然而, 即便问题中没有出现真正的外场, 通过在一个虚拟外场下考察物理振幅可以极大地简化一些计算. 这一章将会证明, 可以将所有的多圈效应等效成对“树”图的求和, 这些树图的顶点和传播子从量子有效作用量中获得, 而量子有效作用量不是别的, 正是有外场时的单粒子不可约连通真空-真空振幅. 在下一章将会看到, 这提供了一种极其方便的方法, 即补全了始于第15章的非阿贝尔规范理论可重整性的证明, 又简化了荷重整化因子的计算, 而后者, 正是我们在构建量子色动力学中渐进自由的临界性质时所需要的.

16.1 量子有效作用量

考察一作用量为 $I[\phi]$ 的量子场论, 并假定我们“打开”了与该理论的场 $\phi^r(x)$ 相耦合的经典流 $J_r(x)$. 那么, 有这些流的完整真空-真空振幅是

$$\begin{aligned} Z[J] &\equiv \langle \text{VAC, out} | \text{VAC, in} \rangle_J \\ &= \int \left[\prod_{s,y} d\phi^s(y) \right] \exp \left(iI[\phi] + i \int d^4x \phi^r(x) J_r(x) + \epsilon \text{项} \right). \end{aligned} \quad (16.1.1)$$

场 $\phi^r(x)$ 不需要是标量. 它们甚至可以是费米的, 尽管如此, 直到16.4节, 我们都不会费心于追踪这一情况下会出现的符号.) 计算 $Z[J]$ 的Feynman规则与计算没有外流的真空-真空振幅 $Z[0]$ 的Feynman规则相同, 只不过现在的Feynman图要包含一种新顶点, 这一顶点与单个 ϕ^r -线相连. 这类顶点会用坐标 x 进行标记, 并且会给坐标空间Feynman振幅的被积函数贡献“耦合”因子 $iJ_r(x)$. 等价地, 我们可以说, 在 $Z[J]$ 作为 J 的幂级数展开式中, 正比于 $iJ_r(x)iJ_s(y)\cdots$ 的项, 它的系数就是外线(包含传播子)对应于 $\phi^r(x)$, $\phi^s(y)$ 等场的图的和. 特别地, 一阶导数给出对应于 $\phi^r(x)$ 的量子力学算符 $\Phi^r(x)$ 的真空矩阵元:

$$\begin{aligned} \left[\frac{\delta}{\delta J_r(y)} Z[J] \right]_{J=0} &= i \int \left[\prod_{r,x} d\phi^r(x) \right] \phi^r(y) \exp \{ iI[\phi] + \epsilon \text{项} \} \\ &= i \langle \text{VAC, out} | \Phi^r(y) | \text{VAC, in} \rangle_{J=0}. \end{aligned} \quad (16.1.2)$$

对于泛函 $Z[J]$ 的定义(16.1.1), 其中的场 $\phi^r(x)$ 可以不是基本场(即, 出现在作用量中的场), 而是基本场的乘积, 我们有时也会处理这样的 $Z[J]$. 若 $\phi^r(x)$ 是 N 个基本场的乘积, $Z[J]$ 的Feynman规则中的新顶点就会与 N 个线相连. 本章的一些结果(包含方程(16.1.2))适用于这一情况, 但是, 凡是涉及Feynman图的地方, 将默认假定 $\phi^r(x)$ 是基本的.

现在, $Z[J]$ 由含有流 J 的所有真空-真空振幅的和给出, 这些振幅中既包括连通图也包括非连通图, 但是, 对于在同一子图或不同的连通子图中仅相差顶点置换的那些图, 并没有计为不同的图. 一个由 N 个连通分支构成的一般图对 $Z[J]$ 的贡献等于这些分支的贡献之积, 再除以顶点的置换数 $N!$, 即仅对一个连通分支与另一个连通分支的所有顶点进行置换产生的重复计数.* 因此, 所有图的和是

$$Z[J] = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{N!} (iW[J])^N = \exp(iW[J]), \quad (16.1.3)$$

其中 $iW[J]$ 是所有连通真空-真空振幅的和, 再一次地, 对于那些仅相差顶点置换的图, 并没有计为不同的图.

由于众多目的, 更进一步, 并用所有连通单粒子不可约图取代 $W[J]$ 进行处理将是有用的. (单粒子不可约图是指无法通过剪掉任何一条内线变得不连通的图.) 我们可以以如下方式给出这一求和的形式表达式. 首先, 定义 $\phi_J^r(x)$ 为算符有流 J 时的 $\Phi^r(x)$ 的真空期望值:

$$\phi_J^r(x) \equiv \frac{\langle \text{VAC}, \text{out} | \Phi^r(x) | \text{VAC}, \text{in} \rangle_J}{\langle \text{VAC}, \text{out} | \text{VAC}, \text{in} \rangle_J} = -\frac{i}{Z[J]} \frac{\delta}{\delta J_r(x)} Z[J] \quad (16.1.4)$$

或者, 以连通图之和的形式

$$\phi_J^r(x) = \frac{\delta}{\delta J_r(x)} W[J]. \quad (16.1.5)$$

这一公式可以逆转. 定义 $J_{\phi r}(x)$ 为使(16.1.4)有规定值 $\phi^r(x)$ 的流:

$$\phi_J^r(x) = \phi^r(x) \quad \text{如果} \quad J_r(x) = J_{\phi r}(x).$$

量子有效作用量¹由Legendre变换定义(作为 ϕ 的泛函, 而非 J)

$$\Gamma[\phi] \equiv - \int d^4x \phi^r(x) J_{\phi r}(x) + W[J_\phi]. \quad (16.1.6)$$

我们将证明 $\Gamma[\phi]$ 是有流 J_ϕ 时的所有连通单粒子不可约图的和. 然而, 我们先来看一下它另一方面的物理意义.

注意到, $\Gamma[\phi]$ 的泛函导数是

$$\begin{aligned} \frac{\delta \Gamma[\phi]}{\delta \phi^s(y)} &= - \int d^4x \phi^r(x) \frac{\delta J_{\phi r}(x)}{\delta \phi^s(y)} - J_{\phi s}(y) \\ &\quad + \int d^4x \left[\frac{\delta W[J]}{\delta J_r(x)} \right]_{J=J_\phi} \frac{\delta J_{\phi r}(x)}{\delta \phi^s(y)} \end{aligned}$$

或者, 使用方程(16.1.5)

$$\frac{\delta \Gamma[\phi]}{\delta \phi^s(y)} = -J_{\phi s}(y). \quad (16.1.7)$$

因此, $\Gamma[\phi]$ 是“有效作用量”, 也就是说, 在没有流 J 时, 外场 $\phi^s(y)$ 的可能值由 Γ 的驻“点”给定:

$$\frac{\delta \Gamma[\phi]}{\delta \phi^s(y)} = 0 \quad \text{对于} \quad J = 0. \quad (16.1.8)$$

*有 N 个连通分支的Feynman图, 若每个分支中的顶点数分别为 n_1, n_2, \dots, n_N , 从Dyson展开中可知, 这个Feynman图的贡献正比于因子 $1/(n_1 + \dots + n_N)!$, 而因子 $(n_1 + \dots + n_N)!/N!$ 是这些顶点的置换数, 在置换计数时, 那些仅交换两个分支所有顶点的置换视为是等同的.

可以与经典场方程做一比较, 经典场方程仅要求实际的作用量 $I[\phi]$ 是稳定的. 因此, 方程(16.1.8)可以视为将量子修正考虑在内的外场 ϕ 的运动方程.

$\Gamma[\phi]$ 不仅提供了量子修正后的场方程; 它还是有效作用量, 也就是说, 如果作用量是 $\Gamma[\phi]$ 而不是 $I[\phi]$, 利用从此得出的顶点, $iW[J]$ 可以作为真空-真空振幅的连通树图和算出. 我们这里的树图是指, 如果剪断任何一条内线这个图就会变得不连通. 通过用 $\Gamma[\phi]$ 而非 $I[\phi]$, 就将所有的圈图效应考虑在内了.

为了看到这点,² 我们来考察将用来代替 $W[J]$ 的量 $W_\Gamma[J, g]$, 如果我们用作用量 $g^{-1}\Gamma[\phi]$ 代替 $I[\phi]$:

$$\exp\{iW_\Gamma[J, g]\} \equiv \int \prod_{r,x} d\phi^r(x) \exp \left\{ ig^{-1} \left[\Gamma[\phi] + \int d^4x \phi^r(x) J_r(x) \right] + \epsilon \text{项} \right\}, \quad (16.1.9)$$

其中 g 是任意常数. 这里的传播子是 $g^{-1}\Gamma[\phi]$ 中 ϕ 的二次项系数的逆, 因而正比于 g , 而所有顶点的贡献均正比于 $1/g$, 所以, 若一个图包含 V 个顶点(包含那些流 J 产生的顶点)和 I 条内线(包含那些与 J 顶点相连的线), 那么它正比于 g^{I-V} . 对于任何连通图, 圈的数目是 $L = I - V + 1$, 所以 $W_\Gamma[J, g]$ 中的 L -圈项与 g 的关系是

$$\left(W_\Gamma[J, g] \right)_{L \text{ loops}} \propto g^{L-1}. \quad (16.1.10)$$

等效地, 我们可以写成(至少形式上地)

$$W_\Gamma[J, g] = \sum_{L=0}^{\infty} g^{L-1} W_\Gamma^{(L)}[J], \quad (16.1.11)$$

其中(通过令 $g = 1$ 可以看到), $W_\Gamma^{(L)}[J]$ 是对连通真空振幅 $W_\Gamma[J, 1]$ 的 L -圈贡献, 而 $W_\Gamma[J, 1]$ 是通过使用 $\Gamma[\phi]$ (不含因子 g)而非作用量 $I[\phi]$ 获得的.

现在, 我们在这里只关心无圈的树图的和, 计算这些图所用的顶点和传播子是从 $\Gamma[\phi]$ 而非 $I[\phi]$ 中得出的. 在我们目前的记法中, 这是 $W_\Gamma^{(0)}[J]$. 为了孤立出方程(16.1.11)中 $L = 0$ 的项, 考察极限 $g \rightarrow 0$. 在这一极限下, 路径积分(16.1.9)被稳相点所主导,

$$\exp \{ iW_\Gamma[J, g] \} \propto \exp \left\{ ig^{-1} \left[\Gamma[\phi_J] + \int d^4x \phi_J^r(x) J_r(x) \right] \right\}, \quad (16.1.12)$$

其中, 由于它是作为 J 所产生的场定义的, 场 ϕ_J 是指数的驻点, 也就是说

$$\left. \frac{\delta \Gamma[\phi]}{\delta \phi^r(x)} \right|_{\phi=\phi_J} = -J_r(x). \quad (16.1.13)$$

方程(16.1.12)中的比例因子一般是 J 的泛函, 但它是 g^0 阶项开始的 g 的幂级数. 因此, 对两边取对数, 并将 g^{-1} 阶项孤立出来, 这会给出

$$W_\Gamma^{(0)}[J] = \Gamma[\phi_J] + \int d^4x \phi_J^r(x) J_r(x). \quad (16.1.14)$$

在方程(16.1.6)中令 $\phi = \phi_J$, 我们看到方程(16.1.14)的右边正是 $W[J]$:

$$W_{\Gamma}^{(0)}[J] = W[J] . \quad (16.1.15)$$

概括一下, 这说明, 通过用 $\Gamma[\phi]$ 代替 $I[\phi]$ (下标 Γ)并只保持树(0-圈)图可以算出 $W[J]$:

$$iW[J] = \int_{\text{CONNECTED TREE}} \left[\prod_{r,x} d\phi^r(x) \right] \exp \left\{ i\Gamma[\phi] + i \int \phi^r(x) J_r(x) d^4x \right\} . \quad (16.1.16)$$

现在, $iW[J]$ 的任何连通图都可视为树图, 只不过其中的顶点由单粒子不可约子图组成. 因此, 为了使方程(16.1.16)成立, $i\Gamma[\phi]$ 必须是外线数目任意的所有单粒子不可约连通图的和, 而图中的每一外线对应的是因子 ϕ 而非传播子或波函数. 由于这个原因, 在 $\Gamma[\phi]$ 围绕某个固定场 ϕ_0 关于场以及场导数的幂级数展开中, 展开系数可以视为重整化耦合常数, 而这里的重整化“点”是由 ϕ_0 而非某组动量指定的.

等价地, 对于某个固定场 $\phi_0^r(x)$, $i\Gamma[\phi_0]$ 可以表示为真空-真空振幅的单粒子不可约图的和, 只不过计算使用的是偏移作用量 $I[\phi + \phi_0]$:

$$i\Gamma[\phi_0] = \int_{\text{1PI CONNECTED}} \left[\prod_{r,x} d\phi^r(x) \right] \exp \{ i I[\phi + \phi_0] \} . \quad (16.1.17)$$

这是因为只要是 ϕ_0 出现的地方, 无论是方程(16.1.17)中单粒子不可约图中的顶点还是传播子, 都会与一个外 ϕ -线相连. (限制在单粒子不可约图上在方程(16.1.17)中扮演了一个重要角色; 没有这个限制, 我们偏移积分变量所产生的积分显然与 ϕ_0 无关.) 取代方程(16.1.17), 写成

$$\exp [i\Gamma[\phi_0]] = \int_{\text{1PI}} \left[\prod_{r,x} d\phi^r(x) \right] \exp \{ i I[\phi + \phi_0] \} \quad (16.1.18)$$

通常是方便的, 其中我们计算的路径积分包含所有图, 包括连通或非联通的, 但在每个图中, 每个连通分支都是不可约的.

* * *

这一形式理论提供了对树图求和的简单方法. 作为一个例子, 考察全两点函数 $\Delta^{rx,sy}$ 与它的单粒子不可约部分 $\Pi_{rx,sy}$ 之间的关系. 从方程(16.1.5)和(16.1.7)中, 我们发现

$$\Delta^{rx,sy} \equiv \frac{\delta^2 W[J]}{\delta J_r(x) \delta J_s(y)} = \frac{\delta \phi_J^r(x)}{\delta J_s(y)} , \quad (16.1.19)$$

$$\Pi_{rx,sy} \equiv \frac{\delta^2 \Gamma[\phi]}{\delta \phi^r(x) \delta \phi^s(y)} = - \frac{\delta J_{\phi r}(x)}{\delta \phi^s(y)} . \quad (16.1.20)$$

由此立刻得出“矩阵” Δ 和 Π 之间的关系为

$$\Delta = -\Pi^{-1} . \quad (16.1.21)$$

这一关系是传播子与自能部分之间的常见关系(10.3.15)的副本, 在方程(10.3.15)中, 分母中的额外项 $q^2 + m^2$ 代表单粒子不可约两点函数的零阶项.

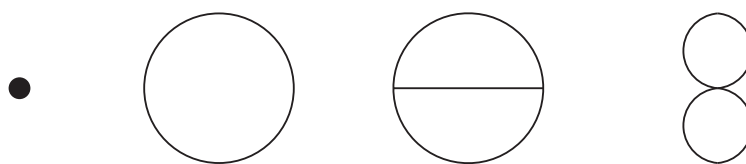


图 16.1 相互作用为 ϕ^4 的中性标量场 ϕ 的量子有效作用量的Feynman图, 这些图依次对应零圈阶, 单圈阶和两圈阶.

16.2 有效作用量的计算

为了看到上一节的形式理论在真实情况中是如何运作的, 考察一个简单例子, 单个实标量场 $\phi(x)$ 的可重整理论, 其作用量为

$$I[\phi] = - \int d^4x \left[\lambda + \frac{1}{2} \partial_\rho \phi \partial^\rho \phi + \frac{1}{2} m^2 \phi^2 + \frac{1}{24} g \phi^4 \right]. \quad (16.2.1)$$

(在这里, 我们在拉格朗日密度中引入了“宇宙学常数” $-\lambda$, 这样做的原因在后文中将会变得非常清楚). 简单起见, 假定我们希望计算的是某个位置无关场 $\phi_0(x) = \phi_0$ 的 $\Gamma[\phi_0]$. $\Gamma[\phi_0]$ 中的每一项将包含一时空体积因子

$$\mathcal{V}_4 = \int d^4x = \delta^4(p-p)(2\pi)^4 \quad (16.2.2)$$

这产生于动量守恒 δ -函数. 因而, 对于常数的 ϕ_0 , 我们将写出

$$\Gamma[\phi_0] = -\mathcal{V}_4 V(\phi_0), \quad (16.2.3)$$

其中 $V(\phi_0)$ 是一普通函数, 称为有效势. 在本节, 我们将计算有效势至它的一阶. 这一工作最初是由Coleman和E. Weinberg³在研究对称性自发破缺时完成的, 对称性自发破缺将是第19章和第21章的主题. 他们也将这一结果用于重整化群的一个早期应用, 我们会在18.2节描述它.

令 ϕ 偏移 ϕ_0 , 这样, 方程(16.1.18)中的作用量是:^{*}

$$\begin{aligned} I[\phi + \phi_0] = & -\mathcal{V}_4 \left[\lambda + \frac{1}{2} m^2 \phi_0^2 + \frac{1}{24} g \phi_0^4 \right] - [m^2 \phi_0 + \frac{1}{6} g \phi_0^3] \int d^4x \phi \\ & - \int d^4x \left[\frac{1}{2} \partial_\rho \phi \partial^\rho \phi + \frac{1}{2} \mu^2(\phi_0) \phi^2 \right] - \int d^4x \left[\frac{1}{6} g \phi_0 \phi^3 + \frac{1}{24} g \phi^4 \right], \end{aligned} \quad (16.2.4)$$

其中 μ^2 是场相关质量

$$\mu^2(\phi_0) = m^2 + \frac{1}{2} g \phi_0^2. \quad (16.2.5)$$

注意到, 现在出现了正比于 ϕ 的新相互作用(这对于单粒子不可约图没有任何影响)和正比于 ϕ^3 的新相互作用, 以及与原相互作用有相同结构的项.

图16.1展示了 $\Gamma[\phi_0]$ 到两圈阶的Feynman图. 真空-真空振幅中的零圈阶项由 $I[\phi + \phi_0]$ 中的常数项给出

$$i\Gamma^{(0 \text{ loop})}[\phi_0] = -i\mathcal{V}_4 \left(\lambda + \frac{1}{2} m^2 \phi_0^2 + \frac{g}{24} \phi_0^4 \right). \quad (16.2.6)$$

^{*}对于 $m^2 < 0$ 的理论, 在微扰论的适用性上有一限制, 我们会在下一节讨论它.

单圈项给定为

$$\exp \left(i\Gamma^{(1 \text{ loop})}[\phi_0] \right) = \int \prod_x d\phi(x) \exp \left\{ -\frac{1}{2}i \int d^4x \left[\partial_\rho \phi \partial^\rho \phi + \mu^2(\phi_0) \phi^2 \right] + \epsilon \text{项} \right\} . \quad (16.2.7)$$

在第九章我们学习过如何计算这样的积分, 结果由方程(9.A.18)给出

$$i\Gamma^{(1 \text{ loop})}[\phi_0] = \ln \text{Det} \left(\frac{iK}{\pi} \right)^{-1/2} = -\frac{1}{2} \text{Tr} \ln \left(\frac{iK}{\pi} \right) , \quad (16.2.8)$$

其中

$$K_{x,y} = \left[\frac{\partial^2}{\partial x^\lambda \partial y_\lambda} + \mu^2(\phi_0) - i\epsilon \right] \delta^4(x-y) . \quad (16.2.9)$$

像往常一样, 为了计算这样的矩阵, 经由动量空间将 K 对角化将是有帮助的:

$$\begin{aligned} K_{p,q} &= \int \frac{d^4x}{(2\pi)^2} e^{-ip \cdot x} \frac{d^4y}{(2\pi)^2} e^{iq \cdot y} K_{x,y} \\ &= (p^2 + \mu^2(\phi_0) - i\epsilon) \delta^4(p-q) . \end{aligned} \quad (16.2.10)$$

对角矩阵的对数就是对主对角元取对数:

$$\left[\ln \left(\frac{iK}{\pi} \right) \right]_{p,q} = \ln \left[\frac{i}{\pi} (p^2 + \mu^2(\phi_0) - i\epsilon) \right] \delta^4(p-q) \quad (16.2.11)$$

那么, 它的迹是

$$\begin{aligned} i\Gamma^{(1 \text{ loop})}[\phi_0] &= -\frac{1}{2} \int d^4p \left[\ln \left(\frac{iK}{\pi} \right) \right]_{p,p} \\ &= -\frac{\mathcal{V}_4}{2(2\pi)^4} \int d^4p \ln \left(\frac{i}{\pi} (p^2 + \mu^2(\phi_0) - i\epsilon) \right) . \end{aligned} \quad (16.2.12)$$

将方程(16.2.6)和(16.2.12)合在一起, 我们就有了到一圈阶的有效势

$$V(\phi_0) = \lambda + \frac{1}{2}m^2\phi_0^2 + \frac{g}{24}\phi_0^4 + \mathcal{J}(\mu^2(\phi_0)) , \quad (16.2.13)$$

其中

$$\mathcal{J}(\mu^2) \equiv \frac{-i}{2(2\pi)^4} \int d^4p \ln \left(\frac{i}{\pi} [p^2 + \mu^2 - i\epsilon] \right) . \quad (16.2.14)$$

有效势的这一公式包含紫外发散是极其显然的. 幸运的是, 这些紫外发散会自然地理论参量的重整化所吸收. 尽管积分(16.2.14)是发散的, 简单的幂次级数表明, 通过对 μ^2 微分三次可以使这个积分收敛:

$$\mathcal{J}'''(\mu^2) = \frac{-i}{(2\pi)^4} \int d^4p (p^2 + \mu^2 - i\epsilon)^{-3} .$$

$-i\epsilon$ 项又一次告诉我们, 必须要逆时针旋转 p^0 围道, 使得 $p^0 = ip^4$, 而 p^4 从 $-\infty$ 取到 $+\infty$:

$$\mathcal{J}'''(\mu^2) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int_0^\infty \frac{2\pi^2 k^3 dk}{(k^2 + \mu^2)^3} = \frac{1}{32\pi^2 \mu^2} .$$

积分三次, 我们就有

$$\mathcal{J}(\mu^2) = \frac{\mu^4 \ln \mu^2}{64\pi^2} + A + B\mu^2 + C\mu^4.$$

常数 A, B, C 不由这一计算方法决定, 而且, 既然它们显然无论如何都是无穷大的, 这也很难说的上是一个严重问题. 我们通过定义 λ, m^2 和 g 的“重整化”值来消除这些常数:

$$\begin{aligned}\lambda_R &\equiv \lambda + A + Bm^2 + C\mu^4, \\ m_R^2 &\equiv m^2 + gB + 2gm^2C, \\ g_R &\equiv g + 6g^2C.\end{aligned}$$

那么, 对于到一圈阶的势, 我们的最终结果是

$$V(\phi_0) = \lambda_R + \frac{1}{2}m_R^2\phi_0^2 + \frac{g_R}{24}\phi_0^4 + \frac{\mu^4(\phi_0) \ln \mu^2(\phi_0)}{64\pi^2}. \quad (16.2.15)$$

其中 $\mu(\phi_0)$ 是方程(16.2.5)所定义的场相关质量, 到这一阶, 它可以用 m_R 和 g_R 而非 m 和 g 计算出来:

$$\mu^2(\phi) = m_R^2 + \frac{1}{2}g_R\phi^2.$$

如果理论包含一个自旋 $\frac{1}{2}$ 的复费米场 $\psi(x)$, 并且它与标量 ϕ 相互作用, 那么会有类似的结果成立. 例如, 如果相互作用哈密顿密度有简单形式 $G\phi\bar{\psi}\psi$, 那么在有一常数背景标量场 ϕ_0 的情况下, 费米子的质量 $M(\phi_0)$ 就有形式:

$$M(\phi_0) = M(0) + G\phi_0.$$

很容易看到势(16.2.15)在这一情况下得到一个额外项:

$$\begin{aligned}V(\phi_0) &= \lambda_R + \frac{1}{2}m_R^2\phi_0^2 + \frac{g_R}{24}\phi_0^4 + \frac{\mu^4(\phi_0) \ln \mu^2(\phi_0)}{64\pi^2} \\ &\quad - \frac{M^4(\phi_0) \ln M^2(\phi_0)}{16\pi^2}.\end{aligned} \quad (16.2.16)$$

新项中的数值系数是方程(16.2.15)中 $\mu^4 \ln \mu^2$ 项的数值系数的4倍, 这是因为这里假定 ψ 和 $\bar{\psi}$ 所描述的费米子和反费米子是不同的, 并且它们中的每一个都有两个自旋态, 符号相反是由于(正如第9章所示), 高斯型的费米路径积分所给出的结果正比于指数中系数矩阵的行列式, 不同于玻色路径积分, 后者给出的结果正比于这一行列式的倒数.

16.3 能量诠释

分别以能量和能量密度的形式, 对有效作用量 $\Gamma[\phi]$ 和有效势 $V[\phi]$ 有一重要的解释.⁴ 为了看到这一点, 假定我们打开流 $J^n(\mathbf{x}, t)$, 它从 $t = -\infty$ 时的零光滑地增长至一有限值 $\mathcal{J}^n(\mathbf{x})$, 并在一段很长的时间 T 内保持该值, 在此之后又光滑地衰减到 $t = +\infty$ 时的零. 这一微扰的效应是将真空转化至有确定能量 $E[\mathcal{J}]$ ($\mathcal{J}(\mathbf{x})$ 的泛函) 的态, 在这个态上会持续时间 T , 然后又回到真空. 然而, 尽管“出”真空与“入”真空是相同的物理态, 但是在时段 T 内会累积相因子 $\exp(-iE[\mathcal{J}]T)$, 所以这两个态矢会相差相因子 $\exp(-iE[\mathcal{J}]T)$:

$$\langle \text{VAC, out} | \text{VAC, in} \rangle_J = \exp\left(-iE[\mathcal{J}]T\right). \quad (16.3.1)$$

与方程(16.1.1)和(16.1.3)相比较, 这给出

$$W[J] = -E[\mathcal{J}]T . \quad (16.3.2)$$

为了看到这一能量与有效作用量之间的联系, 假定我们要寻找一个态 Ω_ϕ , 它使得能量期望值最小

$$\langle H \rangle_\Omega = \frac{(\Omega, H\Omega)}{(\Omega, \Omega)} , \quad (16.3.3)$$

它满足条件: 量子场 $\Phi_n(\mathbf{x}, t)$ 有一与时间无关的期望值 $\phi_n(\mathbf{x})$

$$\frac{(\Omega, \Phi_n(\mathbf{x}, t)\Omega)}{(\Omega, \Omega)} = \phi_n(\mathbf{x}) . \quad (16.3.4)$$

同时附加上 Ω 是归一化的条件将是方便的

$$(\Omega, \Omega) = 1 . \quad (16.3.5)$$

为了最小化服从约束(16.3.4)和(16.3.5)的期望值(16.3.3), 我们使用拉格朗日数乘法, 转而最小化如下的量

$$(\Omega, H\Omega) - \alpha(\Omega, \Omega) - \int d^3x \beta^n(\mathbf{x}) (\Omega, \Phi_n(\mathbf{x})\Omega) , \quad (16.3.6)$$

这样, Ω 上就没有约束了. 这给出

$$H\Omega = \alpha\Omega + \int d^3x \beta^n(\mathbf{x}) \Phi_n(\mathbf{x})\Omega . \quad (16.3.7)$$

选择 α 和 $\beta^n(\mathbf{x})$ 的方式要使得约束(16.3.4)和(16.3.5)被满足, 因而它们会以泛函的形式依赖于规定的期望值 $\phi_n(\mathbf{x})$.

好了, 我们曾说过, 当有流 $\mathcal{J}^n(\mathbf{x})$ 时, 哈密顿量 $H - \int d^3x \mathcal{J}^n(\mathbf{x}) \Phi_n(x)$ 会有本征值 $E[\mathcal{J}]$:

$$\left[H - \int d^3x \mathcal{J}^n(\mathbf{x}) \Phi_n(x) \right] \Psi_{\mathcal{J}} = E[\mathcal{J}] \Psi_{\mathcal{J}} , \quad (16.3.8)$$

其中 $\Psi_{\mathcal{J}}$ 是归一化的本征矢. 更进一步, 既然缓慢地打开这个流使得真空转化成这一能量本征态, 我们可以假定 $E[\mathcal{J}]$ 是有流时的最低能量本征态. 因此, 如果

$$\Omega = \Psi_{\mathcal{J}_\phi} , \quad (16.3.9)$$

$$\alpha = E[\mathcal{J}_\phi] , \quad (16.3.10)$$

$$\beta^n(\mathbf{x}) = \mathcal{J}_\phi^n(\mathbf{x}) , \quad (16.3.11)$$

方程(16.3.4), (16.3.5)和(16.3.7)就会被满足, 其中 $\mathcal{J}_\phi(\mathbf{x})$ 是使得 $\Phi(x)$ 在态 $\Psi_{\mathcal{J}}$ 上有期望值 $\phi(\mathbf{x})$ 的流.

在方程(16.3.8)中取 $\mathcal{J} = \mathcal{J}_\phi$, 并取其与 $\Psi_{\mathcal{J}_\phi}$ 的标量积, 对于约束场 Φ_n 有期望值 ϕ_n 的态, 它的最低能量被视作是

$$\langle H \rangle_\Omega = E[\mathcal{J}_\phi] + \int d^3x \mathcal{J}_\phi^n(\mathbf{x}) \phi_n(\mathbf{x}) . \quad (16.3.12)$$

回忆方程(16.3.2)以及 $J(x)$ 的假定形式, 这是

$$\langle H \rangle_\Omega = \frac{1}{T} \left[-W[J_\phi] + \int d^4x J_\phi^n(\mathbf{x}) \phi_n(\mathbf{x}) \right] = -\frac{1}{T} \Gamma[\phi] . \quad (16.3.13)$$

正如上一节所指出的, 如果场 $\phi(x)$ 在一个很大的时空体积 $\mathcal{V}_4 = \mathcal{V}_3 T$ 上有常数值 ϕ , 那么我们可以将有效作用量写成有效势 $V(\phi)$ 的形式:

$$\Gamma[\phi] = -\mathcal{V}_3 T V(\phi). \quad (16.3.14)$$

在这一情况下, 方程(16.3.13)告诉我们能量密度是

$$\langle H \rangle_\Omega / \mathcal{V}_3 = V(\phi). \quad (16.3.15)$$

主要结果是: 对于所有态, 若它服从标量场 Φ_n 在态上的期望值为 ϕ_n 的约束条件, 那么它的能量密度期望值的最小值是 $V(\phi)$. 一个结果是, 在没有外流时, 真空态将放松至另一个态, 在这个态中, 由于场方程(16.1.8)的要求, 势 $V(\phi)$ 是稳定的, 此外它也是最小的.

这一结果帮助解决了量子有效势诠释中的一个问题, 路径积分形式理论的欧几里得版本(将在第23章的附录A进行描述)使得两点函数 Δ (在矩阵意义下)为正这件事变得显然, 所以, 根据方程(16.1.2), $-\Pi = \Delta^{-1}$ 也是这样. 再加上方程(16.2.3), 这暗示了, 对于单个标量场, 有效势 $V(\phi)$ 对 ϕ 的二阶导数必须为正(或零). 更普遍的, 有效势必须是凸的.⁵

$$V(\lambda\phi_1 + (1-\lambda)\phi_2) \leq \lambda V(\phi_1) + (1-\lambda)V(\phi_2) \quad \text{对于 } 0 \leq \lambda \leq 1.$$

但对方程(16.2.13)的检查表明, 当 $m^2 < 0$ 和 $g > 0$ 时, 对于作用量为(16.2.1)的标量场论, 在 ϕ 处在有效势的两个极值点 $\pm\sqrt{6|m^2|/g}$ 之间时, 它的有效势的零圈近似有一个负定的二阶导数. 会产生这个矛盾是因为, 微扰论的引出暗中依赖于稳定真空的存在, 但当 $V''(\phi) < 0$ 时, 场 ϕ 所处的值 $\tilde{\phi}$ 使得 $V(\tilde{\phi}) - J_\phi \tilde{\phi}$ 是极大值而不是极小值, 这意味着当有流 J_ϕ 时, 真空态是不稳定的.

那么, 当 $m < 0$ 且 ϕ 处在有效势的两个极小值之间时, 这一标量场真正的有效势是什么呢? 本节的结果是, 我们必须找到使得算符 Φ 的期望值等于 ϕ 的最小能量态. 只要 ϕ 处在该势的两个极小值之间, 通过将 Φ 取做 ϕ 处在极小值 $\phi \simeq \pm\sqrt{6|m^2|/g}$ 时的态的合适的线性组合, 我们就可以赋予 Φ 期望值 ϕ . 这一态中的能量等于极小值处的能量, 所以这一态显然使得能量最小化. (在体积无限大的极限下, 交叉项为零, 原因会在19.1节进行阐述.) 因此, 在两个极小值之间的有效势是常数, 这满足二阶导数非负的要求. 相同的讨论表明, 在有限势有两个能量不等的定域极小值的更普遍理论中, 这两个极小值之间的有效势是线性的.⁶

16.4 有效作用量的对称性

虽然不总是这样, 但在某些情况下, 作用量 $I[\phi]$ 的对称性自动地也是有效作用量的 $\Gamma[\phi]$ 的对称性. 例如, 在16.2节的例子中, 作用量(16.2.1)在离散变换 $\phi \rightarrow -\phi$ 下有一对称性. 因此, 从 $Z[J]$ 和 $W[J]$ 的定义中可以知道, 它们在相对应的反射 $J \rightarrow -J$ 下是偶的. 这样, 方程(16.1.5)表明 $\phi_{-J} = -\phi_J$, 因此 $J_{-\phi} = -J_\phi$, 所以方程(16.1.6)表明 $\Gamma[\phi]$ 在 $\phi \rightarrow -\phi$ 下是偶的. 这一结果被单圈结果(16.2.15)所证实. 对于(16.2.16)中的费米圈贡献, 在 $M(0) = 0$ 的特殊情况下, 这一贡献也呈现出在 $\phi \rightarrow -\phi$ 下的对称性, 这是因为, 在这一情况下, 作用量在 $\phi \rightarrow -\phi$ 和 $\psi \rightarrow \gamma_5 \psi$ 的组合变换下不变.

除非我们能够证明附加于作用量的对称性也适用于有效作用量, 否则我们在建立理论的可重整性时会遇到问题. 例如, 在上面的例子中, 如果假定 $I[\phi]$ 对 ϕ 是偶的, 但 $\Gamma[\phi]$ 却不是, 那么 Γ 中正比

于 $\int d^4x \phi$ 项和 $\int d^4x \phi^3$ 项的系数将会发散, 但作用量的对称性将不允许我们引入吸收这些无限大的抵消项.

在这一动机下, 我们现在转向一类重要的对称性, 这类对称性由如下的无限小变换生成

$$\chi^n(x) \rightarrow \chi^n(x) + \epsilon F^n[x; \chi], \quad (16.4.1)$$

其中 F^n 是 x^μ 的函数但以泛函的形式依赖于 χ^n . (例如, $F^n[x; \chi]$ 可以是 χ^n 以及 χ^n 在点 x 处导数的普通函数.) 我们现在使用符号 χ^n 而非 ϕ^r 来标记不同类型的场, 是为了强调它们不仅包含普通的规范场和物质场(它们在下一章会被记为 $\phi^r(x)$), 而且包含出现在规范固定作用量中的所有其它场, 包括鬼场. 我们再次指出: $\chi^n(x)$ 不一定是标量, 它可以是任意类型的场.

我们假定作用量和测度均在对称变换(16.4.1)下不变:

$$I[\chi + \epsilon F] = I[\chi], \quad (16.4.2)$$

$$\prod_{n,x} d(\chi^n(x) + \epsilon F[x; \chi]) = \prod_{n,x} d\chi^n(x). \quad (16.4.3)$$

(实际上, 仅乘积 $(\prod_{n,x} d\chi^n(x) \exp(iI))$ 不变就足够了, 但这时方程(16.4.2)和(16.4.3)往往都是成立的.) 用 $\chi^n(x) + \epsilon F^n[x; \chi]$ 替换方程(16.1.1)中的积分变量, 这样我们就有

$$\begin{aligned} Z[J] &= \int \left[\prod_{n,x} d(\chi^n(x) + \epsilon F^n[x; \chi]) \right] \\ &\quad \times \exp \left\{ i I[\chi + \epsilon F] + i \int d^4x (\chi^n(x) + \epsilon F^n[x; \chi]) J_n(x) \right\} \\ &= \int \left[\prod_{n,x} d\chi^n(x) \right] \exp \left\{ i I[\chi] + i \int d^4x (\chi^n(x) + \epsilon F^n[x; \chi]) J_n(x) \right\} \\ &= Z[J] + i\epsilon \int \left(\prod_{n,x} d\chi^n(x) \right) \int F^n(y; \chi) J_n(y) d^4y \\ &\quad \times \exp \left\{ i I[\chi] + i \int d^4x \chi^n(x) J_n(x) \right\} \end{aligned}$$

因而

$$\int d^4y \langle F^n(y) \rangle_J J_n(y) = 0, \quad (16.4.4)$$

其中 $\langle \rangle_J$ 代表有流 $J_n(x)$ 时的量子平均值,

$$\begin{aligned} Z[J] \langle F^n(y) \rangle_J &\equiv \int \left(\prod_{n,x} d\chi^n(x) \right) F^n[y; \chi] \\ &\quad \times \exp \left\{ i I[\chi] + i \int d^4x \chi^n(x) J_n(x) \right\}, \end{aligned} \quad (16.4.5)$$

归一化使得 $\langle 1 \rangle_J = 1$. 但回忆起 $J_n(y)$ 是以有效作用量 $\Gamma[\chi]$ 的形式通过方程(16.1.7)给定的

$$J_{n,\chi}(y) = -\frac{\delta \Gamma[\chi]}{\delta \chi^n(y)}.$$

因此, 方程(16.4.4)可以写成

$$0 = \int d^4y \langle F^n(y) \rangle_{J_\chi} \frac{\delta \Gamma[\chi]}{\delta \chi^n(y)} . \quad (16.4.6)$$

换句话说, $\Gamma[\chi]$ 在无限小变换

$$\chi^n(y) \rightarrow \chi^n(y) + \epsilon \langle F^n(y) \rangle_{J_\chi} . \quad (16.4.7)$$

下不变. 这样的对称性条件被称为 $Slavnov-Taylor$ 恒等式.⁷

这一对称变换是否是我们所出发的对称变换呢? 对于一类非常重要的无限小对称变换确实是这样, 即那些线性的变换. 对于这样的对称性, F 是

$$F^n[x; \chi] = s^n(x) + \int t_m^n(x, y) \chi^m(y) d^4y . \quad (16.4.8)$$

(在最通常的情况下, $s^n(x)$ 为零而 $t_m^n(x, y)$ 是常数矩阵与 $\delta^4(x - y)$ 之积.) 对于任何线性的 F , 我们有

$$\langle F^n(y) \rangle_J = s^n(x) + \int t_m^n(x, y) \langle \chi^m(y) \rangle_J d^4y .$$

但对于任何固定的 χ , J_χ 定义为使得 $\langle \chi^m(y) \rangle_J$ 等于 $\chi^m(y)$ 的流 J 的值, 所以

$$\langle F^n(y) \rangle_{J_\chi} = s^n(x) + \int t_m^n(x, y) \chi^m(y) d^4y = F^n[x; \chi] . \quad (16.4.9)$$

因此, 对于所有的泛函线性变换 $\chi^n \rightarrow \chi^n + \epsilon F$, 若该变换保持 $I[\chi]$ 和测度不变, 那么方程(16.4.6)会要求 $\Gamma[\chi]$ 在这样的变换下不变.

我们有时还要处理非线性的对称变换. 15.7节所讨论的BRST变换就提供了一个重要例子. 对于非线性的变换, 使得有限作用量不变的对称变换(16.4.7)一般与保持原作用量不变的假设对称变换(16.4.1)不相同, 这是因为场的非线性泛函的均值一般不等于平均场的泛函. 的确如此, $\langle F^n \rangle_{J_\chi}$ 作为 χ 的泛函, 它的形式一般会依赖于系统的动力学, 并且通常是非定域. 这一复杂性将在下一章利用反括号的方法进行处理.

* * *

直到现在, 我们默认假定场 χ^n 和相对应的变换函数 F^n 以及流 J_n 都是玻色的. 当其中的一些量是费米量时, 特别地, 就像超对称变换或BRST变换, 在那里 ϵ 是常数而 χ^n 和 F^n 有相反的统计, 这时我们将需要注意到可能出现的符号因子. 当流像方程(16.1.1)和(16.1.5)中那样插入在场的右边时, 方程(16.1.5)和(16.1.7)会变成如下的形式

$$\frac{\delta_R W[J]}{\delta J_m(y)} = \chi J^m(y) , \quad (16.4.10)$$

$$\frac{\delta_L \Gamma[\chi]}{\delta \chi^m(y)} = -J_{\chi, m}(y) , \quad (16.4.11)$$

其中下标 R 和 L 是指导数是从右边和左边作用的. 因此, $Slavnov-Taylor$ 恒等式(16.4.6)应该写成

$$0 = \int d^4y \langle F^n(y) \rangle_{J_\chi} \frac{\delta_L \Gamma[\chi]}{\delta \chi^n(y)} . \quad (16.4.12)$$

习题

1. 考察实标量 $\phi(x)$ 与复Dirac场 $\psi(x)$ 的理论, 它们的质量分别是 M 和 m , 相互作用为 $g\bar{\psi}\gamma_5\psi\phi$. 计算 $\phi = \text{常数}$, $\psi = 0$ 时的有效势, 并计算至一圈阶.
2. 导出 $\delta^3 W[J]/\delta J_n(x)\delta J_m(y)\delta J_\ell(z)$ 和 $\delta^4 W[J]/\delta J_n(x)\delta J_m(y)\delta J_\ell(z)\delta J_k(w)$ 的一般公式, 将其写成 $\Gamma[\phi]$ 对 ϕ 的变分导数的形式. 指出这些公式中的每一项分别对应那些Feynman图.
3. 对于六维中相互作用拉格朗日密度为 $g\phi^3/6$ 的中性标量场 ϕ 的理论, 计算有效势至一圈阶.
4. 假定作用量 $I[\phi]$ 在有限大矩阵变换 $\phi_n(x) \rightarrow \sum_m M_{nm}\phi_m(x)$ 下不变. 那么在流的何种变换下 $W[J]$ 不变? 利用这一结果导出 $\Gamma[\phi]$ 的对称性质

参考文献

- [1] 有效作用量 $\Gamma[\phi]$ 由J. Goldstone, A. Salam和S. Weinberg引入, *Phys. Rev.* **127**, 965 (1962), 在这里是以微扰论的方式, 将其作为对单粒子不可约图的求和定义的. 非微扰定义(16.1.6)是如下几人独立地给出的, B. De Witt, in *Relativity, Groups. and Topology - Lectures Delivered at Les Houches during the 1963 Session of the Summer School of Theoretical Physics*, C. De Witt和B. De Witt编辑. (Gordon and Breach, New York, 1964); G. Jona-Lasinio, *Nuovo Cimento* **34**, 1790 (1964).
- [2] S. Coleman, *Aspect of Symmetry* (Cambridge University Press, Cambridge, 1985): pp. 135-6
- [3] S. Coleman and E. Weinberg, *Phys. Rev.* **D7**, 1888 (1973).
- [4] K. Symanzik, *Comm. Math. Phys.* **16**, 48 (1970); S. Coleman, *Aspects of Symmetry* (Cambridge University Press, Cambridge, 1985): pp. 139-42.
- [5] K. Symanzik, 参考文献4; J. Iliopoulos, C. Itzyskon, and A. Matrin, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 165 (1975).
- [6] Y. Fujimoto, L. O’Raifeartaigh, and G. Parravicini, *Nucl. Phys.* **B212**, 268 (1983); R. W. Haymaker and J. Perez-Mercader, *Phys. Rev.* **D27**, 1948 (1983); C. M. Bender and F. Cooper, *Nucl. Phys.* **B224**, 403 (1983); M. Hindmarsh and D. Johnston, *J. Math. Phys.* **A19**, 141 (1986); V. Branchina, P. Castorina, and D. Zappalà, *Phys. Rev.* **D41**, 1948 (1990); K. Cahill, *Phys. Rev.* **D52**, 4704 (1995).
- [7] A. A. Slavnov, *Theor. Math. Phys.* **10**, 152 (1972) [英译版: *Theor. and Math. Phys.* **10**, 99 (1972)]; J. C. Taylor, *Nucl. Phys.* **B33**, 436 (1971).

第 17 章 规范理论的重整化

我们现在转向规范理论, 并使用上一章所描述的外场形式理论来研究这些理论的重整化, 然后进行一个重要的计算.

17.1 Zinn-Justin方程

在本节, 我们将用15.7节所描述的BRST对称性来例证量子有效作用量的一个泛函性质, 这一性质是由Zinn-Justin首先导出的.¹ 根据16.4节中所概述的一般规则, 作用量 $I[\chi]$ 的BRST不变性给有效作用量附加了条件

$$\int d^4x \langle \Delta^n(x) \rangle_{J_\chi} \frac{\delta_L \Gamma[\chi]}{\delta \chi^n(x)} = 0, \quad (17.1.1)$$

其中, $\chi^n(x)$ 在BRST变换下的改变是

$$\delta_\theta \chi^n(x) = \theta \Delta^n(x), \quad (17.1.2)$$

这里的 θ 是无限小费米参量, $\langle \dots \rangle$ 是有流 J_χ 时的真空期望值, 而流 J_χ 使得算符场 $X^n(x)$ 的真空期望值等于c-数函数 $\chi^n(x)$. 隐含地对 n 求和取遍BRST形式理论中的所有场; 即, 对 ω_α , ω_α^* 和 h_α 以及我们统称为 ϕ^r 的物质场和规范场求和. 当 χ^n 是规范场或物质场或 ω_α 时, 由于这时 $\Delta^n(x)$ 是场的二次型, 方程(17.1.1)一般不会告诉我们有效作用量就像作用量本身那样在同一BRST变换下是不变的.

为了处理这一困难, 我们采用一个技巧, 这一技巧已被证明在处理任何一种幂零对称变换时都是有用的. 首先, 我们引入一组c-数外场 $K_n(x)$, 并定义一个新的有效作用量

$$\Gamma[\chi, K] \equiv W[J_{\chi, K}, K] - \int d^4x \chi^n(x) J_{\chi, K n}(x), \quad (17.1.3)$$

其中连通真空持续振幅 W 在这里要用规范固定作用量 $^*I + \int d^4x \Delta^n K_n$ 计算:

$$e^{iW[J, K]} \equiv \int \left[\prod_{n, x} d\chi^n(x) \right] \exp \left(iI + i \int d^4x \Delta^n K_n + i \int d^4x \chi^n J_n \right) \quad (17.1.4)$$

而流 $J_{\chi, K}$ 要求在有外场 K 时赋予场期望值 χ :

$$\left. \frac{\delta_R W[J, K]}{\delta J_n(x)} \right|_{J=J_{\chi, K}} \equiv \chi^n(x). \quad (17.1.5)$$

(K_n 必须有与 Δ^n 相同的费米统计或玻色统计, 而这正好与 χ^n 的统计是相反的.) 既然BRST变换是幂零的, $\Delta^n(x)$ 是BRST-不变的, 所以我们用16.4节的方法可以证明新的有效作用量满足BRST-不变条件:

$$\int d^4x \langle \Delta^n(x) \rangle_{J_{\chi, K}, K} \frac{\delta_L \Gamma[\chi]}{\delta \chi^n(x)} = 0, \quad (17.1.6)$$

¹这里的 I 是15.7节所描述的修正作用量 I_{NEW} , 它依赖于鬼场和反鬼场 ω_α 和 ω_α^* 以及辅助场 h_α , 从现在起省略下标“NEW”.

其中 $\langle \cdots \rangle_{J,K}$ 是指真空期望值是在有流 J 和外场 K 的情况下计算的:

$$\langle \mathcal{O}[\chi] \rangle_{J,K} = \frac{\int \left[\prod_{n,x} d\chi^n(x) \right] \mathcal{O}[\chi] \exp \left(iI + i \int d^4x \Delta^n K_n + i \int d^4x \chi^n J_n \right)}{\int \left[\prod_{n,x} d\chi^n(x) \right] \exp \left(iI + i \int d^4x \Delta^n K_n + i \int d^4x \chi^n J_n \right)}. \quad (17.1.7)$$

将 Δ^n 的期望值表示成有效作用量的变分导数是方便的. 取方程(17.1.3)对 K 的右变分导数, 这给出

$$\begin{aligned} \frac{\delta_R \Gamma[\chi, K]}{\delta K_n(x)} &= \frac{\delta_R W[J, K]}{\delta K_n(x)} \Big|_{J=J_{\chi,K}} + \int d^4y \frac{\delta_R W[J, K]}{\delta J_m(y)} \Big|_{J=J_{\chi,K}} \frac{\delta_R J_{\chi,K m}(y)}{\delta K_n(x)} \\ &\quad - \int d^4y \chi^m(y) \frac{\delta_R J_{\chi,K m}(y)}{\delta K_n(x)}. \end{aligned}$$

利用方程(17.1.5), 我们看到后两项抵消, 然后再使用定义(17.1.4)和(17.1.7)就给出了我们希望的结果:

$$\frac{\delta_R \Gamma[\chi, K]}{\delta K_n(x)} = \frac{\delta_R W[J, K]}{\delta K_n(x)} \Big|_{J=J_{\chi,K}} = \langle \Delta^n(x) \rangle_{J_{\chi,K}, K}. \quad (17.1.8)$$

BRST对称变换(17.1.6)现在可以写成仅包含有效作用量的简单条件, Zinn-Justin方程:

$$\int d^4x \frac{\delta_R \Gamma[\chi, K]}{\delta K_n(x)} \frac{\delta_L \Gamma[\chi, K]}{\delta \chi^n(x)} = 0. \quad (17.1.9)$$

根据方程(15.9.3)后面的评述, 场和反场的交换(或者这一情况下 χ^n 和 K_n)的结果就是方程(17.1.9)的左边和右边有一个符号变化, 所以这可以写成

$$(\Gamma, \Gamma) = 0, \quad (17.1.10)$$

其中, 在计算这里的反括号时用 K_n 替换了 χ^n 的反场:

$$(F, G) \equiv \int d^4x \frac{\delta_R F[\chi, K]}{\delta \chi^n(x)} \frac{\delta_L G[\chi, K]}{\delta K_n(x)} - \int d^4x \frac{\delta_R F[\chi, K]}{\delta K_n(x)} \frac{\delta_L G[\chi, K]}{\delta \chi^n(x)}. \quad (17.1.11)$$

这在形式上与15.9节讨论的Batalin-Vilkovisky“主方程”相同, 但在这里它是作为对量子有效作用量而非基础作用量 $S[\chi, \chi^\dagger]$ 的约束出现的. 在接下来的两节中, Zinn-Justin方程(17.1.10)将用来说明如何重整化规范理论, 并在22.6节中用来研究这些理论中的反常.

17.2 重整化: 直接分析

在“Dyson”的意义下, 即拉格朗日密度中所有算符的量纲(按质量幂次计)均不超过4, 最简单的非阿贝尔规范理论是可重整的. 正如我们在第12章所看到的, 这保证了量子有效作用量中出现无限大的项可以被量纲不超过4的相互作用中的抵消项所抵消. 但是可重整性不仅仅是这些. 拉格朗日密度被规范不变性以及其它对称性所约束. 对于一个可重整化的理论, 除去场的一个可能的重整化之外, 量子有效作用量中的无限大也必须服从相同的约束.²

有效作用量 $\Gamma[\chi, K]$ 是 χ 和 K 的复杂泛函, 它的对称条件(17.1.9)给出的结果也很复杂, 所幸的是, 对于 Γ 中的无限大项, 事情要简单得多. 我们会将作用量 $S[\chi, K] \equiv I[\chi] + \int d^4x \Delta^n K_n$ 写成 $S_R[\chi, K]$ 与修正 $S_\infty[\chi, K]$ 的和, 其中前者的质量与耦合常数设置为它们的重整化值, 而后者

包含我们打算用来抵消来自圈图中的无限大的抵消项. S_R 和 S_∞ 所取的形式都必须有原始作用量 $S[\chi, K]$ 的对称性, 所以问题变成, 在对 Γ 的高阶修正中, 无限大部分是否分享了相同的对称性, 使得这些无限大可以被 S_∞ 中的抵消项所抵消.

我们可以将 Γ 展成 Γ_N 的级数, Γ_N 既来自于那些只有 N 个圈的图, 也来自于有 $N - M$ 个圈的图(其中 $1 \leq M \leq N$), 后者包含 $S_\infty[\chi, K]$ 中的抵消项, 这些抵消项将用来抵消总圈数为 M 的图中的无限大:

$$\Gamma[\chi, K] = \sum_{N=0}^{\infty} \Gamma_N[\chi, K]. \quad (17.2.1)$$

那么, 对于每一个 N , 对称性条件(17.1.10)变成,*

$$\sum_{N'=0}^N (\Gamma_{N'}, \Gamma_{N-N'}) = 0. \quad (17.2.2)$$

在求和(17.2.1)中, 领头项就是 $\Gamma_0[\chi, K] = S_R[\chi, K]$, 这当然是有限的. 假定, 对于所有的 $M \leq N - 1$, 所有产生于 M 圈图的无限大都被 S_∞ 中的抵消项所抵消. 那么, 无限大仅能出现在 $N' = 0$ 的项和 $N' = N$ 的项, 它们是相等的, 并且这个条件的无限大部分告诉我们 Γ_N 的无限大部分 $\Gamma_{N,\infty}$ 服从于条件

$$(S_R, \Gamma_{N,\infty}) = 0. \quad (17.2.3)$$

正像方程(15.9.16)和(15.8.17)所描述的那样, 这是由 S_R 生成的对称性原理. 特别地, 注意到变换 $X \mapsto (S_R, X)$ 既作用在外场 K_n 上, 也作用在场 χ^n 上.

直到现在, 我们还未曾使用过可重整Yang-Mills理论的任何特殊性质. 现在, 注意到, 根据可重整理论普遍的幂次计数规则, 再加上 Γ_N 子图中的无限大全部抵消这一前提, $\Gamma_N[\chi, K]$ 的无限大部分 $\Gamma_{N,\infty}[\chi, K]$ 只能是场(包括 K)以及场导数量纲(按质量幂次计)不超过4的乘积的和. 最后, 16.4节的讨论表明对于任何可实现的线性对称变换, (正如下面所描述的, 它们是: Lorentz变换, 整体规范变换, 反鬼变换, 以及鬼相位变换和其所附带的鬼数守恒. 当然, 在这些对称变换下, 也必须赋予给辅助场 K_n 合适的变换性质.) 若作用量在该变换下不变, 那么 $\Gamma[\chi, K]$ 以及随之的 $\Gamma_{N,\infty}[\chi, K]$ 也在该对称变换下不变. 这些条件连同方程(17.2.3)就足以告诉我们关于 $\Gamma_{N,\infty}[\chi, K]$ 我们所需知道的一切.

我们现在可以使用鬼数守恒证明 $\Gamma_{N,\infty}[\chi, K]$ 实际上不包含 K_n 的任何二阶项. 对于这个目的, 我们同样需要知道 K_n 的鬼数. 如果 χ^n 的鬼数是 γ_n , 那么 Δ_n 的鬼数就是 $\gamma_n + 1$, 所以必须要赋予 K_n 鬼数 $-\gamma_n - 1$. 场 $A^{\alpha\mu}$, ψ^ℓ , ω^α 和 $\omega^{\alpha*}$ 的鬼数分别是0, 0, +1和-1, 所以相应外场 K_n 分别必须有鬼数-1, -1, -2和0. 除了一个可能的例外, 这排除了 $\Gamma_{N,\infty}[\chi, K]$ 中所有 K_n 的二阶项, 这个例外就是与 $\omega^{\alpha*}$ 相联系的外场 K_a^* 的二阶项(不包含其它场). 然而, 最后的这些项由于一个不同的原因也被禁止了. $\omega^{\alpha*}$ 的BRST变换关于场是线性的, 并有

$$\Delta^{\alpha*} = -h^\alpha, \quad (17.2.4)$$

*通过重复使用16.1节的推理, 这种逐阶关系可以形式上地导出: 当作用量 S_R 被替换成 $g^{-1}S_R$ 后, 有 I 条内线以及 V 个顶点的连通 L 圈图的贡献要乘以因子 $g^{V-I} = g^{L-1}$. 如果 S_∞ 中与 N 圈图相联系的抵消项也被赋予了因子 g^N , 那么 Γ_L 就是 Γ 中 g^{L-1} 阶项在 $g = 1$ 时的值. 然后, 通过要求方程(17.1.10)在 g 的每一节都成立就得出了方程(17.2.2). 在cgs单位值中, 作用量的量纲与 \hbar 相同, 因而当作用量在路径积分中出现时会乘以因子 $1/\hbar$, 所以, 取代 g , 我们可以用 \hbar 作为圈计数的参量.

所以这时

$$\frac{\delta_L \Gamma_{N,\infty}[\chi, K]}{\delta K_\alpha^*} = \langle \Delta^{\alpha*} \rangle_{J_\chi, K} = -h^\alpha$$

是独立于 K_α^* . 由此得出 $\Gamma_{N,\infty}[\chi, K]$ 关于 $K^{\alpha*}$ 是线性的, 并且仅通过项 $-\int d^4x K_\alpha^* h^\alpha$ 与 $K^{\alpha*}$ 相关. (K_α^* 和 h^α 都是玻色的, 所以它们的顺序是无关紧要的.) 特别地, 对于 $N > 0$, $\Gamma_{N,\infty}[\chi, K]$ 独立于 $K^{\alpha*}$.

我们已经看到 $\Gamma_{N,\infty}[\chi, K]$ 关于所有的 K_n 最多是线性的. 我们将它写成

$$\Gamma_{N,\infty}[\chi, K] = \Gamma_{N,\infty}[\chi, 0] + \int d^4x \mathcal{D}_N^n[\chi; x] K_n(x). \quad (17.2.5)$$

我们同时回忆起 S_R 与 K 的关系:

$$S_R[\chi, K] = S_R[\chi] + \int d^4x \Delta^n[\chi; x] K_n(x).$$

因此, 方程(17.2.3)中 K 的零阶项和一阶项分别给出**

$$\int d^4x \left[\Delta^n[\chi; x] \frac{\delta_L \Gamma_{N,\infty}[\chi, 0]}{\delta \chi^n(x)} + \mathcal{D}_N^n[\chi; x] \frac{\delta_L S_R[\chi]}{\delta \chi^n(x)} \right] = 0 \quad (17.2.6)$$

和

$$\int d^4x \left[\Delta^n(\chi; x) \frac{\delta_L \mathcal{D}_N^n(\chi; y)}{\delta \chi^n(x)} + \mathcal{D}_N^n(\chi; x) \frac{\delta_L \Delta^n(\chi; y)}{\delta \chi^n(x)} \right] = 0. \quad (17.2.7)$$

通过引入

$$\Gamma_N^{(\epsilon)}[\chi] \equiv S_R[\chi] + \epsilon \Gamma_{N,\infty}[\chi, 0] \quad (17.2.8)$$

和

$$\Delta_N^{(\epsilon)n}(x) \equiv \Delta^n(x) + \epsilon \mathcal{D}_N^n(x), \quad (17.2.9)$$

其中 ϵ 是无限小量, 上述关系可以变得更加清晰. 这样, (17.2.6)(连同 S_R 的BRST不变性)就告诉我们 $\Gamma_N[\chi]$ 在变换

$$\chi^n(x) \rightarrow \chi^n(x) + \theta \Delta_N^{(\epsilon)n}(x) \quad (17.2.10)$$

下不变, 而方程(17.2.7)(连同原始BRST变换的的幂零性)则告诉我们这一变换是幂零的.

我们现在必须考察这一幂零变换可以采取什么形式. 正如已经提及的, $\Gamma_{N,\infty}$ 只由量纲不超过4的项构成, 所以 \mathcal{D}_N^n 以及随之的 $\Delta_N^{(\epsilon)n}(x)$ 最多有原始BRST变换函数 $\Delta^n(x)$ 的量纲. 另外, \mathcal{D}_N^n 以及随之的 $\Delta_N^{(\epsilon)n}(x)$ 的Lorentz变换性质和鬼量子数必须与 $\Delta^n(x)$ 相同. 因此, 变换(17.2.10)的最普遍形式是

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow \psi + i\theta \omega^\alpha T_\alpha \psi, \\ A_{\alpha\mu} &\rightarrow A_{\alpha\mu} + \theta [B_{\alpha\beta} \partial_\mu \omega_\beta + D_{\alpha\beta\gamma} A_{\beta\mu} \omega_\gamma], \\ \omega_\alpha &\rightarrow \omega_\alpha - \frac{1}{2} \theta E_{\alpha\beta\gamma} \omega_\beta \omega_\gamma, \end{aligned}$$

**回忆, 由于 χ^n 和 K_n 有相反的统计, 所以对于任意的玻色泛函 A 和 B ,

$$\frac{\delta_R A}{\delta \chi^n} \frac{\delta_L B}{\delta K_n} = - \frac{\delta_L A}{\delta \chi^n} \frac{\delta_R B}{\delta K_n} = - \frac{\delta_R B}{\delta K_n} \frac{\delta_L A}{\delta \chi^n},$$

这样, 方程(17.2.6)和(17.2.7)中的第二项就变成这里所表现出的形式.

其中 T_α 是作用在旋量场上的某个矩阵, 而 $B_{\alpha\beta}$, $D_{\alpha\beta\gamma}$ 和 $E_{\alpha\beta\gamma}$ 是常数, 其中 $E_{\alpha\beta\gamma}$ 关于 β 和 γ 是反对称的. 另外, ω_α^* 和 h_α 的变换是线性的, 因而是不变的:

$$\omega_\alpha^* \rightarrow \omega_\alpha^* - \theta h_\alpha, \quad h_\alpha \rightarrow h_\alpha.$$

接下来我们附加幂零性条件. 最关键的要求是 $E_{\alpha\beta\gamma}\omega_\beta\omega_\gamma$ 应该是不变的. 这产生了 $E_{\alpha\beta\gamma}E_{\beta\delta\epsilon}\omega_\delta\omega_\epsilon\omega_\gamma$ 为零的要求, 使得 $E_{\alpha\beta\gamma}E_{\beta\delta\epsilon}$ 关于 δ, ϵ, γ 全反对称的部分为零:

$$E_{\alpha\beta\gamma}E_{\beta\delta\epsilon} + E_{\alpha\beta\epsilon}E_{\beta\gamma\delta} + E_{\alpha\beta\delta}E_{\beta\epsilon\gamma} = 0.$$

但这仅告诉了我们 $E_{\alpha\beta\gamma}$ 是某个Lie代数 \mathcal{E} 的结构常数. 由于 $E_{\alpha\beta\gamma}$ 在 $\epsilon \rightarrow 0$ 时趋于原始规范Lie代数 \mathcal{A} 的结构常数 $C_{\alpha\beta\gamma}$, 所以 \mathcal{E} 必须与 \mathcal{A} 相同, 并且结构常数 $E_{\alpha\beta\gamma}$ 与原始的 $C_{\alpha\beta\gamma}$ 仅能相差一个乘数因子:[†]

$$E_{\alpha\beta\gamma} = \mathcal{Z}C_{\alpha\beta\gamma}.$$

(这是单纯规范群的情况; 在一般情况下, 对于每一个单子群, 我们分别有一因子 \mathcal{Z} .)

接下来, 我们转向条件: 当变换(17.2.10)作用在规范场上时, 它是幂零的. $B_{\alpha\beta}\partial_\mu\omega_\beta + D_{\alpha\beta\gamma}A_{\beta\mu}\omega_\gamma$ 不变的要求告诉我们

$$D_{\alpha\beta\gamma}D_{\beta\delta\epsilon} - D_{\alpha\beta\epsilon}D_{\beta\delta\gamma} = E_{\beta\epsilon\gamma}D_{\alpha\delta\beta} = \mathcal{Z}C_{\beta\epsilon\gamma}D_{\alpha\delta\beta}$$

以及

$$B_{\alpha\beta}E_{\beta\gamma\delta} = D_{\alpha\beta\delta}B_{\beta\gamma}.$$

第一个条件有唯一解^{††}

$$D_{\alpha\beta\gamma} = \mathcal{Z}C_{\alpha\beta\gamma}.$$

第二个条件告诉我们矩阵 $B_{\alpha\beta}$ 与规范群的伴随表示对易, 因此必须正比于克罗内克- δ , 我们将比例系数记为 $\mathcal{Z}\mathcal{N}$:

$$B_{\alpha\beta} = \mathcal{Z}\mathcal{N}\delta_{\alpha\beta}.$$

最后, 当变换(17.2.10)作用在费米场(若有的话)上时是幂零的, 这一条件要求 $\omega^\alpha T_\alpha\psi$ 是不变的. 这告诉我们

$$[T_\beta, T_\gamma] = iE_{\alpha\beta\gamma}T_\alpha,$$

所以 T_α 与原始拉格朗日量中的生成元 t_α 仅相差因子 \mathcal{Z} :

$$T_\alpha = \mathcal{Z}t_\alpha.$$

因此, 我们看到了, 除了出现新的常数 \mathcal{Z} 和 \mathcal{N} , 变换(17.2.10)就是我们所出发的BRST变换:

$$\psi \rightarrow \psi + i\mathcal{Z}\theta\omega^\alpha t_\alpha\psi, \quad (17.2.11)$$

$$A_{\alpha\mu} \rightarrow A_{\alpha\mu} + \mathcal{Z}\theta[\mathcal{N}\partial_\mu\omega_\alpha + C_{\alpha\beta\gamma}A_{\beta\mu}\omega_\gamma], \quad (17.2.12)$$

$$\omega_\alpha \rightarrow \omega_\alpha - \frac{1}{2}\mathcal{Z}\theta C_{\alpha\beta\gamma}\omega_\beta\omega_\gamma, \quad (17.2.13)$$

$$\omega_\alpha^* \rightarrow \omega_\alpha^* - \theta h_\alpha, \quad (17.2.14)$$

$$h_\alpha \rightarrow h_\alpha. \quad (17.2.15)$$

[†]整体规范不变的要求排除了 $E_{\alpha\beta\gamma}$ 通过非平庸相似变换与 $C_{\alpha\beta\gamma}$ 相关的所有可能性.

^{††}矩阵 $(D_\gamma)_{\alpha\beta} \equiv D_{\gamma\alpha\beta}/\mathcal{Z}$ 满足规范Lie代数的对易关系, $[D_\gamma, D_\epsilon] = C_{\beta\epsilon\gamma}D_\beta$. 但是与 \mathcal{A} 的伴随表示维数相同并且有着相同的 \mathcal{A} 变换性质的单Lie代数的唯一表示是伴随表示本身.

现在我们要用这一对称性约束修正作用量(17.2.8)的结构. 既然, 这仅包含了原始重整化作用量与 N -圈修正的无限大部分, 它必须是一个拉格朗日密度的积分

$$\Gamma_N^{(\epsilon)} = \int d^4x \mathcal{L}_N^{(\epsilon)}, \quad (17.2.16)$$

其中 $\mathcal{L}_N^{(\epsilon)}$ 是场与场导数的定域函数, 并且它的量纲(按质量幂次计)不超过4. 更进一步, 正如我们在16.4节所发现的, 对于原始作用量的所有对称性, 若该对称性以线性的方式作用在场上, 那么它也是 $\mathcal{L}_N^{(\epsilon)}$ 的对称性. 为了找出这些对称性, 回忆在广义 ξ -规范下, 方程(15.7.6)中的“新”拉格朗日密度所采取的形式是通过用方程(15.7.6)中的 $h_\alpha f_\alpha + \frac{1}{2}\xi h_\alpha h_\alpha$ 替换方程(15.6.16)中的 $-(\partial_\mu A_\alpha^\mu)(\partial_\nu A_\alpha^\nu)$ 项给出:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{NEW}} = & \mathcal{L}_M - \frac{1}{4}F_\alpha^{\mu\nu}F_{\alpha\mu\nu} - \partial_\mu \omega_\alpha^* \partial^\mu \omega_\alpha \\ & + C_{\alpha\beta\gamma}(\partial_\mu \omega_\alpha^*)A_\gamma^\mu \omega_\beta + h_\alpha \partial_\mu A_\alpha^\mu + \frac{1}{2}\xi h_\alpha h_\alpha. \end{aligned} \quad (17.2.17)$$

对这一公式的检查揭示出了如下的线性对称性:

(1) **Lorentz不变性.**

(2) **整体规范不变性**——即, 在如下的变换下不变,

$$\delta\psi_\ell(x) = i\epsilon^\alpha(t_\alpha)_\ell^m \psi_m(x), \quad (17.2.18)$$

$$\delta A_\mu^\beta(x) = C_{\beta\gamma\alpha}\epsilon^\alpha A_\mu^\gamma(x), \quad (17.2.19)$$

$$\delta\omega_\beta(x) = C_{\beta\gamma\alpha}\epsilon^\alpha \omega_\gamma(x), \quad (17.2.20)$$

$$\delta\omega_\beta^*(x) = C_{\beta\gamma\alpha}\epsilon^\alpha \omega_\gamma^*(x), \quad (17.2.21)$$

$$\delta h_\beta(x) = C_{\beta\gamma\alpha}\epsilon^\alpha h_\gamma(x), \quad (17.2.22)$$

其中 ϵ^α 是无限小常数参量.

(3) **反鬼平移不变性**——即, 在变换

$$\omega_\alpha^* \rightarrow \omega_\alpha^* + c_\alpha \quad (17.2.23)$$

下不变, 其中 c_α 是无限小常数参量.

(4) **鬼数守恒**——即, ω_α 的鬼数始终为+1, ω_α^* 的鬼数始终为-1, 而其它所有场的鬼数始终为0.

现在, 我们将继续解出最一般的可重整拉格朗日密度的结构, 也就是说该拉格朗日密度有量纲不超过4的项组成, 它有那些线性作用的对称性, 并且在修正BRST变换(17.2.11)——(17.2.15)下不变.

从方程(17.2.17)中我们可以看出, 场 A_α^μ , ω_α , ω_α^* 和 h_α 的量纲(按质量幂次计)给别是+1, +1, +1和+2. 又注意到, 鬼数守恒要求 ω 和 ω^* 成对出现, 而反鬼平移不变性则使得 ω^* 总作为导数出现. 每对 ω 场和 $\partial_\mu \omega^*$ 场使得量纲+3, 所以, 若某项含有的这种对的个数超过1个, 可重整性规则就排除了该项. 有了一个这样的对后, 我们最多还能有一个额外的导数或一个额外的规范场, 而Lorentz不变性则要求我们必须在两者之中选一个. 那么, 唯一包含鬼场的可重整性允许的相互作用就是形式为 $\partial_\mu \omega_\alpha^* \partial^\mu \omega_\beta$ 的项与形式为 $\partial_\mu \omega_\alpha^* A_\gamma^\mu \omega_\beta$ 的项的线性组合.

接下来, 我们来考察包含场 h_α 以及除了 ω 和 ω^* 的其它可能的场的项. h_α 的量纲为+2. 所以可重整性与Lorentz不变性要求[‡]该场出现时要乘以 h_β 或 $\partial_\mu A_\beta^\mu$ 或 $A_\beta^\mu A_{\mu\gamma}$.

[‡]在含有标量场的理论中, 可重整项还将包含 h_α 与一个或两个标量场相乘的项. 这样的项不会引起任何麻烦, 但为了简单起见, 在这里不对它们进行考察.

最后, 拉格朗日量将包含只含有物质场和规范场的项. 我们称这些项的和为 $\mathcal{L}_{\psi A}$. 将这些放在一起并使用整体规范不变性, 假设对称性(除了BRST不变性)所允许的最一般的可重整相互作用采取如下的形式

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_N^{(\epsilon)} = & \mathcal{L}_{\psi A} + \frac{1}{2}\xi' h_\alpha h_\alpha + c h_\alpha \partial_\mu A_\alpha^\mu - e_{\alpha\beta\gamma} h_\alpha A_\beta^\mu A_{\gamma\mu} \\ & - Z_\omega (\partial_\mu \omega_\alpha^*) (\partial_\mu \omega_\alpha) - d_{\alpha\beta\gamma} (\partial_\mu \omega_\alpha^*) \omega_\beta A_\gamma^\mu, \end{aligned} \quad (17.2.24)$$

其中 ξ' , Z_ω , c , $d_{\alpha\beta\gamma}$ 和 $e_{\alpha\beta\gamma}$ 是未知常数, 除了整体规范不变性和 $e_{\alpha\beta\gamma} = e_{\alpha\gamma\beta}$ 这样显然的对称性质之外, 对于这些常数没有约束. (正如之前所提及的, 为简单起见, 我们假定规范群是单纯的, 但是可以平庸地扩张到简单规范群与 $U(1)$ 规范群的直和; 例如, 取代只有一个正比于 $h_\alpha h_\alpha$ 的项, 我们可以有这种项的和, 而其中的每一项对应规范群的一个单纯子群.)

现在我们附加BRST不变性. 要使 $\delta\mathcal{L}_N^{(\epsilon)}$ 中正比于 $\theta\partial_\mu h_\alpha \partial^\mu h_\alpha$ 的项相互抵消会要求

$$c = Z_\omega / \mathcal{L} \mathcal{N}. \quad (17.2.25)$$

要使 $\delta\mathcal{L}_N^{(\epsilon)}$ 中正比于 $\theta\partial_\mu h_\alpha \omega_\beta A_\gamma^\mu$ (或 $\theta\partial_\mu \omega_\alpha^* \omega_\beta \partial^\mu \omega_\gamma$)的项相互抵消会要求

$$d_{\alpha\beta\gamma} = -(Z_\omega / \mathcal{L}) C_{\alpha\beta\gamma}. \quad (17.2.26)$$

由于结构常数满足Jacobi恒等式, $\delta\mathcal{L}_N^{(\epsilon)}$ 中正比于 $\theta\partial_\mu \omega_\alpha^* \omega_\beta \omega_\gamma A_\delta^\mu$ 的项会自动相互抵消. 要使 $\delta\mathcal{L}_N^{(\epsilon)}$ 中正比于 $\theta h_\alpha \partial_\mu \omega_\beta A_\gamma^\mu$ (或 $\theta h_\alpha A_\beta^\mu A_{\gamma\mu} \omega_\delta$)的项相互抵消会给出

$$e_{\alpha\beta\gamma} = 0. \quad (17.2.27)$$

最后, 对于作用在物质场和规范场上的无限小变换(17.2.10)而言, 它的效果等同于规范参量 $\epsilon_\alpha = \mathcal{L} \mathcal{N} \theta \omega_\alpha$ 且规范耦合被因子 $1/\mathcal{N}$ 重整化后的定域规范变换(被因子 $1/\mathcal{N}$ 重整化是指 t_α 和 $C_{\alpha\beta\gamma}$ 分别被替换成 $\tilde{t}_\alpha \equiv t_\alpha / \mathcal{N}$ 和 $\tilde{C}_{\alpha\beta\gamma} \equiv C_{\alpha\beta\gamma} / \mathcal{N}$), 所以, 对于 $\delta\mathcal{L}_N^{(\epsilon)}$ 中只含有一个 ω_α 因子但不含 h_α 和 ω_α^* 因子的项, 它们的相互抵消会告诉我们, 若这些场的拉格朗日量 $\mathcal{L}_{\psi A}$ 所含的耦合常数是重整化后的, 那么它是规范不变的. 我们由此得出, 我们所假设的对称性原理所允许的最一般的可重整拉格朗日密度是

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_N^{(\epsilon)} = & -\frac{1}{4} Z_A \tilde{F}_\alpha^{\mu\nu} \tilde{F}_{\alpha\mu\nu} - Z_\psi \bar{\psi} \gamma^\mu [\partial_\mu - i \tilde{t}_\alpha A_{\alpha\mu}] \psi - \bar{\psi} m_\psi \psi + \frac{1}{2} \xi' h_\alpha h_\alpha \\ & + (Z_\omega / \mathcal{L} \mathcal{N}) h_\alpha \partial_\mu A_\alpha^\mu - Z_\omega (\partial_\mu \omega_\alpha^*) (\partial_\mu \omega_\alpha) + Z_\omega \tilde{C}_{\alpha\beta\gamma} (\partial_\mu \omega_\alpha^*) \omega_\beta A_\gamma^\mu, \end{aligned} \quad (17.2.28)$$

其中 $\tilde{F}_\alpha^{\mu\nu}$ 上的波浪符表明这个场强是使用重整化结构常数 $\tilde{C}_{\alpha\beta\gamma} \equiv C_{\alpha\beta\gamma} / \mathcal{N}$ 计算的. 然而, 除却几个新出现的常系数外, 这与我们所出发的拉格朗日量是相同的. 通过调整未重整化原始拉格朗日量中相应常数的第 N 阶项, 我们可以随意调节这一拉格朗日量中的新常数(包括规范耦合常数). 特别地, 我们可以调整这些项使得 $\Gamma_N^{(\epsilon)} = S_R$, 在这一情况下 $\Gamma_{N,\infty} = 0$, 完成了证明.

* * *

在之上的证明中, 我们着重使用了规范固定拉格朗日量(17.2.17)在反鬼平移变换(17.2.23)下的偶然不变性. 对于除 $f_\alpha = \partial_\mu A_\alpha^\mu$ 以外的规范固定函数, 即不是时空导数的规范固定函数, 这一对称性不会体现出来. 经常引用的一个例子是 $f_\alpha = \partial_\mu A_\alpha^\mu + a_{\alpha\beta\gamma} A_\beta^\mu A_{\gamma\mu}$, 它保持了Lorentz不变性和整体规范不变性, 其中的 $a_{\alpha\beta\gamma}$ 是关于 β 和 γ 对称的常数矩阵, 它在整体规范变换下按照一个张量变

换. (这样的常数张量对于所有 $N > 3$ 的 $SU(N)$ 群是存在的.) 另一个重要例子是将在17.4节引入的背景规范固定泛函.

$\mathcal{L}_N^{(\epsilon)}$ 是场与场导数量纲不超过4的定域泛函, 且 $\mathcal{L}_N^{(\epsilon)}$ 是 Lorentz-不变以及整体规范不变, 即在重整化BRST变换(17.2.11)—(17.2.15)下不变, 就这些结论而言, 即使没有了反鬼平移不变性, 得出这些结论的讨论也不会受到影响. 但是, 如果没有了反鬼平移不变性, $\mathcal{L}_N^{(\epsilon)}$ 中就会有新的项, 并且满足上述条件. 既然变换(17.2.11)—(17.2.15)是幂零的, 我们可以将这样的项写成 $s'F$, 在这里变换(17.2.11)—(17.2.15)被写成 $\chi^n \rightarrow \chi^n + \theta s' \chi^n$, 而 F 是鬼数为-1的 Lorentz-不变且整体规范不变的函数. 这种项的一种可能是

$$a_{\alpha\beta\gamma} s' (\omega_\alpha^* A_{\beta\mu} A_\gamma^\mu) = -a_{\alpha\beta\gamma} \left[h_\alpha A_{\beta\mu} A_\gamma^\mu + 2\mathcal{Z} \omega_\alpha^* (\mathcal{N} \partial_\mu \omega_\beta + C_{\beta\delta\epsilon} A_{\delta\mu} \omega_\delta) A_\gamma^\mu \right].$$

这不会引起任何问题: 它仅是规范固定函数 f_α 中的 $a_{\alpha\beta\gamma} A_{\beta\mu} A_\gamma^\mu$ 项所产生的通常的鬼场项和规范固定项的重整化版本. 但存在另一种可能的项, 它的形式是

$$b_{\alpha\beta\gamma} s' (\omega_\alpha^* \omega_\beta^* \omega_\gamma) = -b_{\alpha\beta\gamma} \left[2h_\alpha \omega_\beta^* \omega_\gamma + \frac{1}{2} \mathcal{Z} C_{\gamma\delta\epsilon} \omega_\alpha^* \omega_\beta^* \omega_\delta \omega_\epsilon \right],$$

其中 $b_{\alpha\beta\gamma}$ 是常数并关于 α 和 β 反对称, 它在整体规范变换下按照张量变换. (对于任意的 Lie 群, 这样的张量总是存在的; 例如, 我们可以令 $b_{\alpha\beta\gamma}$ 正比于 $C_{\alpha\beta\gamma}$.) 但 Faddeev-Popov-De Witt 方法无法给出拉格朗日量中的4-鬼场相互作用, 所以不存在可用的抵消项以吸收这一项中的紫外发散. 这不仅仅是证明可重整性的技术性障碍; 对于像 $f_\alpha = \partial_\mu A_\alpha^\mu + a_{\alpha\beta\gamma} A_\beta^\mu A_\gamma^\mu$ 这样的规范固定函数, 在4-鬼振幅中, 一圈图确实产生了发散, 并且这一发散无法被 Faddeev-Popov-De Witt 拉格朗日量中的抵消项抵消.

除了避开 $f_\alpha = \partial_\mu A_\alpha^\mu$ 以外的规范固定函数, 解决这一问题的唯一方法似乎是在15.7节所提过的一个方案. 我们必须放弃 Faddeev-Popov-De Witt 方法, 取而代之, 在一开始就将作为规范场, 物质场, 鬼场和辅助场泛函的作用量取成在 BRST 对称性以及理论其它对称性不变的最一般的可重整形式. 根据15.8节的讨论, 作用量可以写成 $I_0 + s\Psi$ 的形式, 其中 I_0 是无鬼的, 而 S -矩阵与 Ψ 无关, 所以, 通过在鬼场退耦的轴向规范下量子化这一理论, 然后将 Ψ 取成我们所希望的形式, 我们可以证明这一步骤的合理性. 特别地, 我们可以在作用量中引入 $s(\omega^* \omega^* \omega)$ 项以充当4-鬼顶点中发散的抵消项.

17.3 重整化: 一般规范理论*

在上一节, 对于非阿贝尔规范理论的可重整性证明依赖于对作用量中量纲不超过4的可能项的“暴力”分析. 但我们在第12章看到, 附加在作用量中项的量纲上的限制至多是一个很好的近似. 用来描述强相互作用, 弱相互作用以及电磁相互作用的成功可重整量子场论几乎肯定是有效场论, 这些理论带有量纲 $d > 4$ 的项; 这些项一般不会被观测到, 它们会被某些非常大的质量的 $4-d$ 次方所抑制, 这些质量或许是 10^{16} - 10^{18} GeV 阶的. 引力也可以被一个有效场论描述, 在这个理论中, 拉格朗日密度不仅包含 Einstein-Hilbert 项 $-\sqrt{g}R/16\pi G$, 也包含由4个或者更多个引力场导数所构建的所有标量. 我们需要证明这类规范理论, 也就是在幂次计数意义下不可重整的规范理论, 在现代意义下却是可重整的, 即规范对称性会控制紫外发散使得总存在可用的抵消项以抵消每个无限大.³

*本节或多或少的处在本书的发展主线之外, 可以在第一次阅读时跳过.

由于这个原因, 我们回到15.9节所引入的作用量 $S[\chi, \chi^\dagger]$, 将作用量取成独立场 χ^n (包括规范场和物质场 ϕ^r , 鬼场 ω^A 以及非最小化场 ω^{A*} 和 h^A) 和反场 χ_n^\dagger 的函数. 在类似量子引力或Yang-Mills理论的理论中, 这些理论基于结构常数为 f_{AB}^C 的闭规范代数, 作用量被约束在如下的形式

$$S = I[\phi] + \omega^A f_A^r[\phi] \phi_r^\dagger + \frac{1}{2} \omega^A \omega^B f_{AB}^C[\phi] \omega_C^\dagger - h^A \omega_A^{*\dagger}, \quad (17.3.1)$$

其中 $I[\phi]$ 在无限小规范变换 $\phi^r \rightarrow \phi^r + \epsilon^A f_A^r[\phi]$ 下不变. (同15.9节一样, 指标 r, A 等包含时空坐标, 在对这些指标的求和中要对时空坐标积分.)

在这里, 我们不会将自己限制在这一形式的作用量下, 但是我们会假定理论会被附加域对称性, 而这些对称性是通过要求作用量在它的反场相关性上必须服从某些“结构约束”得到的, 方程(17.3.1)就提供了这样的一个例子. 结构约束假定是线性的, 也就是说, 如果结构约束对于 $S + \mathcal{S}_1$ 和 $S + \mathcal{S}_2$ 都是满足的, 那么对于任意常数 α_1 和 α_2 , $S + \alpha_1 \mathcal{S}_1 + \alpha_2 \mathcal{S}_2$ 也满足结构约束. 我们同时附加量子主方程(15.9.35)

$$(S, S) - 2i\hbar \Delta S = 0, \quad (17.3.2)$$

其中 ΔS 通过方程(15.9.34)定义, 而按照上一节脚注所描述的含义, 因子 \hbar 现在作为“圈计数”参量显式地写出.

将作用量取成 \hbar 的幂级数

$$S = S_R + \hbar S_1 + \hbar^2 S_2 + \cdots, \quad (17.3.3)$$

其中 S_R 是与 S 结构大体相同的作用量, 但它的所有耦合参量被替换成了有限的重整化值, 而 S_N 是一组无限大抵消项. 假定作用量 S 对于 \hbar 的所有阶均满足量子主方程(17.3.2), 这样 S_R 就会满足经典主方程

$$(S_R, S_R) = 0, \quad (17.3.4)$$

而抵消项满足

$$(S_R, S_N) = -\frac{1}{2} \sum_{M=1}^{N-1} (S_M, S_{N-M}) + i\Delta S_{N-1}. \quad (17.3.5)$$

抵消项 S_N 本身还不足以抵消掉圈图中的紫外发散. 作为传统场重整化的推广, 我们还得引入一组重整化场和重整化反场, 它们通过一个任意的反正则变换以原始场和原始反场的形式定义. 无限小的反正则变换可以通过方程(15.9.26)以无限小生成泛函 δF 的形式定义, 所以连续的反正则变换 $G(t) \rightarrow G(t + \delta t) = G(t) + (F(t)\delta t, G(t))$ (其中 $G(t)$ 是场和反场的任意泛函, $F(t)$ 是生成泛函)会给出有限大的正则变换 $G \rightarrow \tilde{G} \equiv G(1)$, 并有

$$\frac{d}{dt} G(t) = (F(t), G(t)), \quad G(0) = G. \quad (17.3.6)$$

如果 $F(t)$ 给定为幂级数

$$F(t) = \hbar F_1 + \frac{1}{2} \hbar^2 t F_2 + \cdots, \quad (17.3.7)$$

那么方程(17.3.3), (17.3.6)和(17.3.7)就产生了变换后的作用量

$$\tilde{S} = S_R + \hbar \left[S_1 + (F_1, S_R) \right] + \hbar^2 \left[S_2 + (F_1, S_1) + (F_2, S_R) + \frac{1}{2} (F_1, (F_1, S_R)) \right] + \cdots. \quad (17.3.8)$$

现在, 问题就在于我们是否可以用我们所拥有的自由度去选择 F_N 和 S_N , 进而使得圈图中产生的所有无限大都被抵消掉.

如上文所述, 方程(17.3.3)中的第一项 S_R 自动是有限的. 假定对于 $M < N$, 无限大通过 S_M 和 F_M 被抵消掉了, 那么确实有可能消除量子有效作用量中 $M < N$ 的 \hbar^M 阶项 Γ_M 中的所有无限大. 正如我们在上一节所看到的, Zinn-Justin方程告诉我们, 量子有效作用量中 \hbar^N 阶项的无限大部分 $\Gamma_{N,\infty}$ 满足条件

$$(S_R, \Gamma_{N,\infty}) = 0. \quad (17.3.9)$$

场变量 χ^n 和反场变量 χ_n^\dagger 通过反正则变换与变量 χ^n 和 K_n 相关, 而反正则变换保护了所有的反括号, 所以, 方程(17.3.9)中的反括号可以 χ^n 和 χ_n^\dagger 的形式而非 χ^n 和 K_n 进行计算.

抵消项 S_N 所满足的条件(17.3.5)与 $\Gamma_{N,\infty}$ 所满足的条件(17.3.9)并不相同. 然而, 给定任意满足方程(17.3.5)的 S_N^0 , 我们可以找到一类另外的解

$$S_N = S_N^0 + S'_N,$$

其中 S'_N 除了要满足以下条件外是任意的, 即 $S_R + S'_N$ 要像 $S_R + S_N^0$ 那样满足与 S_R 相同的对称性条件, 并且, 为了不使方程(17.3.5)无效

$$(S_R, S'_N) = 0. \quad (17.3.10)$$

因此, 量子有效作用量中的第 N 阶项的无限大部分可以写成

$$\Gamma_{N,\infty} = S'_{N,\infty} + (F_{N,\infty}, S_R) + X_{N,\infty}, \quad (17.3.11)$$

其中 X_N 由来自圈图的项, 来自 S_N^0 中的项, 以及 Γ 中包含 $M < N$ 的 S_M 和 F_M 的各种项组成. 例如, 对于 $N = 2$, 方程(17.3.8)给出

$$\begin{aligned} X_2 = & S_2^0 + 2(F_1, S_1) + (F_1, (F_1, S_R)) + \text{仅包含 } S_R \text{ 的两圈项} \\ & + \text{包含 } S_R, S_1 \text{ 和 } F_1 \text{ 的一圈项.} \end{aligned}$$

对于我们的目的, 关于 X_N 我们唯一需要知道的是它确实不包含 S'_N 或 F_N , 并且它在 S_R 的任何可实现的线性整体变换下不变.

现在, 因为 $(S_R, S_R) = 0$, 操作 $F \mapsto (S_R, F)$ 是幂零的; 对于所有的 F ,

$$(S_R, (S_R, F)) = 0. \quad (17.3.12)$$

因此, 从方程(17.3.9)和(17.3.10)—(17.3.12)可以得出

$$(S_R, X_{N,\infty}) = 0. \quad (17.3.13)$$

通过选择 $F_{N,\infty}$ 使其等于 Y , $X_{N,\infty}$ 中任何形式为 (S_R, Y) 的项在方程(17.3.11)都可以被抵消掉. 因此, $X_{N,\infty}$ 中需要被抵消项 $S'_{N,\infty}$ 抵消掉的可能的剩余无限大项的空间, 由那些满足 $(S_R, X) = 0$ 的泛函 X 组成, 并且如果两个泛函相差的项形式为 (S, X) , 则认为这两个泛函是等价的. 换句话说, Γ_N 中需要被抵消项 S'_N 抵消掉的无限大属于映射 $X \mapsto (S_R, X)$ 的上同调.

$S_R + S'_N$ 必须满足附加在作用量 S 上的结构约束, 这一要求会限制抵消项 S'_N 的可能形式. 因此, 如果我们能够证明映射 $X \mapsto (S_R, X)$ 的上同调仅由那些满足这一结构约束的泛函组成, 我们就完成了可重整性的证明.

在量子引力与半单规范对称性的Yang-Mills场论耦合的情况下, 这一理论的对称性由结构约束(17.3.1)实现. 在这一情况下会有一个定理:⁴ 构成**映射 $X \mapsto (S_R, X)$ 的上同调的泛函 $A[\phi]$ (映射所在的空间是鬼数为零的定域泛函的空间, 而不是鬼数为零的时空相关函数的空间), 在结构常数为 f_{AB}^C 的规范变换 $\phi^r \rightarrow \phi^r + \epsilon^A f_A^r[\phi]$ 下不变. 任何这类的 N 阶无限大都可以被相同形式的抵消项 S'_N 抵消掉, 所以, 尽管这些理论在传统的幂次计数意义下是不可重整的, 但是, 若可重整是指, 通过对原始裸作用量 $I[\phi]$ 中的参量进行选择, 并对场和反场做一个合适的重整化, 所有无限大都可以被消除掉, 那么在这一意义下, 这些理论完全是可重整的.

在其它理论中, 映射 $X \mapsto (S_R, X)$ 的上同调会包含额外的项. 这并不会一定要求削弱结构约束, 这是因为上同调中的额外项可能不对应真实的紫外发散. 例如, 在含有 $U(1)$ 因子的规范理论中, 上同调中所包含的项中会有一项⁴对应于 $U(1)$ 规范对称性的作用量在该理论各种场上的重定义, 如果这一项是无限大的, 那么它将会要求我们削弱结构约束, 让方程(17.3.1)中的变换函数 $f_A^r[\phi]$ 保持任意. 但是软光子定理告诉我们不同场的 $U(1)$ 耦合的比值(就像量子电动力学中各种轻子电荷的比值)不会被辐射修正影响,(参看10.4节) 这一定理会禁止这一无限大. 如果上同调中的额外项确实包含紫外发散, 那么, 为了让每一可能的紫外发散都存在一个抵消项, 附加在 S 上的结构约束就必须要被削弱. 现在还不清楚这是否总是可能的; 如果不是, 某些理论可能会由于它们不可移除的紫外发散而不得不被丢掉.

17.4 背景场规范

接下来, 我们转向一个显然保护一类规范对称性的计算方法, 这个计算方法也因此证实是极其方便, 在一圈计算中尤其如此. 我们视有效作用量 $\Gamma[A, \psi, \omega, \omega^*]$ 为经典外规范场 $A_{\alpha\mu}(x)$, 经典外物质场 $\psi_\ell(x)$, 经典外鬼场 $\omega_\alpha(x)$ 和经典外反鬼场 $\omega_\alpha^*(x)$ 的泛函*. 尽管鬼场和反鬼场无法出现在初态或末态中, 为了处理有外鬼线或外反鬼线的那部分图, 在考察背景规范场和背景物质场的同时, 我们也会考察背景鬼场和背景反鬼场.

正如16.1节中所描述的, $\Gamma[A, \psi, \omega, \omega^*]$ 是真空-真空振幅的连通单粒子不可约图的和, 在计算这些振幅的理论中, 我们要积掉的量子场 A', ψ', ω' 和 ω'^* 被替换成了偏移场 $A + A', \psi + \psi', \omega + \omega'$ 和 $\omega^* + \omega'^*$, 路径积分的积分变量是加撇的场, 而不加撇的场保持不变. 我们几乎可以按照我们喜欢的任何方式自由选择规范固定函数 $f_\alpha(x)$; 取代我们之前的选择 $f_\alpha = \partial_\mu A_\alpha^\mu$ (或 $\partial_\mu [A_\alpha^\mu + A_\alpha^\mu]$), 我们现在取⁵

$$f_\alpha = \partial_\mu A_\alpha'^\mu + C_{\alpha\beta\gamma} A_{\beta\mu} A_\gamma'^\mu. \quad (17.4.1)$$

这一选择的原因是, 它使得规范固定项 $f_\alpha f_\alpha$ 在一个形式变换下不变, 在这个形式变换中, 背景场 A_α^μ 按照规范场变换, 而量子场 $A_\alpha'^\mu$ 就像属于规范群伴随表示的普通物质场那样进行齐次变换

$$\delta A_\alpha^\mu = \partial^\mu \epsilon_\alpha - C_{\alpha\beta\gamma} \epsilon_\beta A_\gamma^\mu, \quad (17.4.2)$$

$$\delta A_\alpha'^\mu = C_{\alpha\beta\gamma} \epsilon_\beta A_\gamma'^\mu. \quad (17.4.3)$$

看到 f_α 的变换性质的最好方法是将 f_α 写成一类新的协变导数

$$f_\alpha \equiv \bar{D}_\mu A_\alpha'^\mu, \quad (17.4.4)$$

**严格地讲, 只有要求 S 中的耦合系数不会取某些会使得 S 会在更大的定域对称群下不变的值, 这才是有效的. 例如, 这排除了 $S = 0$ 的情况.

*我们现在回到规范固定泛函 $B[f]$ 的特殊选择——高斯型(15.7.4), 并且我们会积掉辅助场 h_α , 使得修正拉格朗日量中的规范固定项就是 $-f_\alpha f_\alpha / 2\xi$.

其中, 对于伴随表示下的任何场 ϕ_α

$$\bar{D}_\mu \phi_\alpha \equiv \partial_\mu \phi_\alpha + C_{\alpha\beta\gamma} A_{\beta\mu} \phi_\gamma . \quad (17.4.5)$$

我们看到在变换(17.4.2)和(17.4.3)下, 函数(17.4.1)就像 A'_α 那样变换:

$$\delta f_\alpha = -C_{\alpha\beta\gamma} \epsilon_\beta f_\gamma , \quad (17.4.6)$$

所以, 修正拉格朗日量中的 $f_\alpha f_\alpha$ 项是不变的

$$\delta(f_\alpha f_\alpha) = -2C_{\alpha\beta\gamma} f_\alpha \epsilon_\beta f_\gamma = 0 . \quad (17.4.7)$$

另外, 原始拉格朗日密度 \mathcal{L} 仅通过和 $A + A'$ 依赖于 A 和 A' , 它在(17.4.2)和(17.4.3)的组合变换下经历一个普通的规范变换

$$\delta(A_\alpha^\mu + A_{\alpha'}^\mu) = \partial^\mu \epsilon_\alpha - C_{\alpha\beta\gamma} \epsilon_\beta (A_\gamma^\mu + A_{\gamma'}^\mu) . \quad (17.4.8)$$

如果我们对背景物质场和量子物质场的变换是

$$\delta\psi = i t_\alpha \epsilon_\alpha \psi , \quad (17.4.9)$$

$$\delta\psi' = i t_\alpha \epsilon_\alpha \psi' , \quad (17.4.10)$$

那么也有

$$\delta(\psi + \psi') = i t_\alpha \epsilon_\alpha (\psi + \psi') . \quad (17.4.11)$$

原始拉格朗日密度 \mathcal{L} 在原始规范变换(17.4.8)和(17.4.11)下不变, 并且仅依赖于 $A + A'$ 和 $\psi + \psi'$, 所以它在新形式变换(17.4.2), (17.4.3), (17.4.9), (17.4.10)下也是不变的.

将 \mathcal{L} 以背景协变导数 \bar{D}_μ 的形式写出会使得这一不变性更加明晰, 而这将是有帮助的. 一般而言, 我们有

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -\frac{1}{4} \left(\partial_\mu [A_{\alpha\nu} + A'_{\alpha\nu}] - \partial_\nu [A_{\alpha\mu} + A'_{\alpha\mu}] + C_{\alpha\beta\gamma} [A_{\beta\mu} + A'_{\beta\mu}] [A_{\gamma\nu} + A'_{\gamma\nu}] \right)^2 \\ &\quad + \mathcal{L}_M \left(\psi + \psi', \partial_\mu (\psi + \psi') - i t_\alpha (A_{\alpha\mu} + A'_{\alpha\mu}) (\psi + \psi') \right) \\ &= -\frac{1}{4} \left(F_{\alpha\mu\nu} + \bar{D}_\mu A'_{\alpha\nu} - \bar{D}_\nu A'_{\alpha\mu} + C_{\alpha\beta\gamma} A'_{\beta\mu} A'_{\gamma\nu} \right)^2 \\ &\quad + \mathcal{L}_M \left(\psi + \psi', \bar{D}_\mu (\psi + \psi') - i t_\alpha A'_{\alpha\mu} (\psi + \psi') \right) , \end{aligned} \quad (17.4.12)$$

其中, 同方程(17.4.5)一样,

$$\bar{D}_\mu A'_{\alpha\nu} \equiv \partial_\mu A'_{\alpha\nu} + C_{\alpha\beta\gamma} A_{\beta\mu} A'_{\gamma\nu} , \quad (17.4.13)$$

$$\bar{D}_\mu \psi \equiv \partial_\mu \psi - i t_\alpha A_{\alpha\mu} \psi , \quad (17.4.14)$$

而 $F_{\alpha\mu\nu}$ 是背景场强

$$F_{\alpha\mu\nu} \equiv \partial_\mu A_{\alpha\nu} - \partial_\nu A_{\alpha\mu} + C_{\alpha\beta\gamma} A_{\beta\mu} A_{\gamma\nu} . \quad (17.4.15)$$

(\mathcal{L} 第一项中的平方用来暗示写出的指标要进行收缩.) 因为 \mathcal{L} 仅通过场强 $F_{\alpha\mu\nu}$ 以及“物质”场 $A'_{\alpha\mu}$, ψ' 和 ψ 的背景协变导数 \bar{D}_μ 牵扯到 $A_{\alpha\mu}$, 所以它在新变换(17.4.2), (17.4.3), (17.4.9), (17.4.10)下显然是不变的.

这个新变换应该小心地与真实的规范变换区分开. 真实的规范变换在仅用来描述背景场的 A 和 ψ 上没有效应, 并诱导出了 $A + A'$ 和 $\psi + \psi'$ 上的普通规范变换, 所以

$$\delta_{\text{TRUE}} A_\alpha^\mu = 0, \quad (17.4.16)$$

$$\begin{aligned} \delta_{\text{TRUE}} A_\alpha'^\mu &= \partial^\mu \epsilon_\alpha - C_{\alpha\beta\gamma} \epsilon_\beta (A_\gamma^\mu + A_\gamma'^\mu) \\ &= \bar{D}^\mu \epsilon_\alpha - C_{\alpha\beta\gamma} \epsilon_\beta A_\gamma'^\mu \end{aligned} \quad (17.4.17)$$

以及

$$\delta_{\text{TRUE}} \psi = 0, \quad (17.4.18)$$

$$\delta_{\text{TRUE}} \psi' = i t_\alpha \epsilon_\alpha (\psi + \psi'). \quad (17.4.19)$$

当然, 这与形式变换(17.4.2), (17.4.3), (17.4.9), (17.4.10)在 $A + A'$ 和 $\psi + \psi'$ 上的效应是相同的, 因而也保持原始拉格朗日量 \mathcal{L} 不变. 然而, 对于 f_α 的新选择(17.4.1), $f_\alpha f_\alpha$ 项是不依赖于 $A + A'$ 的, 并且在(17.4.16)和(17.4.17)下也不是不变的. 取而代之,

$$\delta_{\text{TRUE}} f_\alpha = \bar{D}_\mu (\bar{D}^\mu \epsilon_\alpha - C_{\alpha\beta\gamma} \epsilon_\beta A_\gamma'^\mu), \quad (17.4.20)$$

其中 \bar{D}_μ 由(17.4.5)给定.

最后, 我们来考察这一新规范下的鬼场拉格朗日量. 一般而言, 将 $\delta_{\text{TRUE}} f_\alpha$ 中的 ϵ_α 替换成鬼场 $\omega_\alpha + \omega'_\alpha$ 就给出了鬼场作用量中的量(15.7.3):

$$\Delta_\alpha = \bar{D}_\mu \left[\bar{D}^\mu (\omega_\alpha + \omega'_\alpha) - C_{\alpha\beta\gamma} (\omega_\beta + \omega'_\beta) A_\gamma'^\mu \right]. \quad (17.4.21)$$

因此, 方程(15.6.2)中的鬼场拉格朗日量是

$$\mathcal{L}_{\text{GH}} = (\omega_\alpha^* + \omega_\alpha'^*) \bar{D}_\mu \left[\bar{D}^\mu (\omega_\alpha + \omega'_\alpha) - C_{\alpha\beta\gamma} (\omega_\beta + \omega'_\beta) A_\gamma'^\mu \right] \quad (17.4.22)$$

或者, 进行分部积分,

$$\mathcal{L}_{\text{GH}} = - \left(\bar{D}_\mu (\omega_\alpha^* + \omega_\alpha'^*) \right) \left[\bar{D}^\mu (\omega_\alpha + \omega'_\alpha) - C_{\alpha\beta\gamma} (\omega_\beta + \omega'_\beta) A_\gamma'^\mu \right]. \quad (17.4.23)$$

为了使其在联合变换(17.4.2)和(17.4.3)下不变, 现在给 ω 和 ω' 补充变换:

$$\delta \omega_\alpha = -C_{\alpha\beta\gamma} \epsilon_\beta \omega_\gamma, \quad (17.4.24)$$

$$\delta \omega'_\alpha = -C_{\alpha\beta\gamma} \epsilon_\beta \omega'_\gamma, \quad (17.4.25)$$

以及

$$\delta \omega_\alpha^* = -C_{\alpha\beta\gamma} \epsilon_\beta \omega_\gamma^*, \quad (17.4.26)$$

$$\delta \omega_\alpha'^* = -C_{\alpha\beta\gamma} \epsilon_\beta \omega_\gamma'^*. \quad (17.4.27)$$

我们看到形式变换(17.4.2), (17.4.3), (17.4.9), (17.4.10)的组合变换保持修正作用量(15.6.4)中的完整拉格朗日量不变:

$$\mathcal{L}_{\text{MOD}} = \mathcal{L} - \frac{1}{2\xi} f_\alpha f_\alpha + \mathcal{L}_{\text{GH}}. \quad (17.4.28)$$

假定我们对 A' , ψ' , ω' 和 ω'^* 积分的积分测度在简单矩阵变换(17.4.3), (17.4.10), (17.4.25)和(17.4.27)下不变, 这样有效作用量 $\Gamma[A, \psi, \omega, \omega^*]$ 在剩余的变换(17.4.2), (17.4.9), (17.4.24)和(17.4.26)下是不变的. 换句话说, 它与原始作用量 $I[A, \psi, \omega, \omega^*]$ 在相同的意义下是规范不变的.

这一形式变换给有效作用量中能出现的无限大设置了强有力的限制. Γ 中的紫外发散出现在量纲[质量] d 满足 $d \leq 4$ 的项的系数中, 但这里, 这些项在背景规范变换(17.4.2), (17.4.9), (17.4.24)和(17.4.26)下是不变的. 例如, 在基于单纯规范群的规范理论中, 且自旋1/2费米子属于该群的某个不可约表示, 唯一这样的项形式如下

$$\Gamma_\infty = \int d^4x \mathcal{L}_\infty, \quad (17.4.29)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\infty = & -\frac{1}{4}L_A F_{\alpha\mu\nu}F_\alpha^{\mu\nu} - L_\psi \bar{\psi}\gamma^\mu \bar{D}_\mu \psi \\ & - m L_m \bar{\psi}\psi - L_\omega (\bar{D}_\mu \omega_\alpha^*)(\bar{D}^\mu \omega_\alpha), \end{aligned} \quad (17.4.30)$$

其中, 这里的 $F_{\alpha\mu\nu}$, $\bar{D}_\mu \psi$, $\bar{D}_\mu \omega_\alpha$ 和 $\bar{D}_\mu \omega_\alpha^*$ 完全是用背景场构建的:**

$$F_{\alpha\mu\nu} \equiv \partial_\mu A_{\alpha\nu} - \partial_\nu A_{\alpha\mu} + C_{\alpha\beta\gamma} A_{\beta\mu} A_{\gamma\nu}, \quad (17.4.31)$$

$$\bar{D}_\mu \psi \equiv \partial_\mu \psi - i t_\alpha A_{\alpha\mu} \psi, \quad (17.4.32)$$

$$\bar{D}_\mu \omega_\alpha \equiv \partial_\mu \omega_\alpha + C_{\alpha\beta\gamma} A_{\beta\mu} \omega_\gamma, \quad (17.4.33)$$

$$\bar{D}_\mu \omega_\alpha^* \equiv \partial_\mu \omega_\alpha^* + C_{\alpha\beta\gamma} A_{\beta\mu} \omega_\gamma^*. \quad (17.4.34)$$

通过量纲分析, 我们预期常数 L_A , L_ψ , L_m 和 L_ω 是对数发散的.

为了处理这些无限大, 我们注意到拉格朗日量(17.4.12)包含一个纯经典部分

$$\mathcal{L}_{\text{CLASS}} = -\frac{1}{4}F_{\alpha\mu\nu}F_\alpha^{\mu\nu} - \bar{\psi}(\gamma^\mu \bar{D}_\mu + m)\psi - (\bar{D}_\mu \omega_\alpha^*)(\bar{D}^\mu \omega_\alpha), \quad (17.4.35)$$

这一项是通过扔掉 \mathcal{L}_{MOD} 中所有涉及量子场 A' , ψ' , ω' , ω'^* 的项获得的. 我们定义重整化场

$$A_{\alpha\mu}^R \equiv \sqrt{1 + L_A} A_{\alpha\mu}, \quad (17.4.36)$$

$$\psi_\ell^R \equiv \sqrt{1 + L_\psi} \psi_\ell, \quad (17.4.37)$$

$$\omega_\alpha^R \equiv \sqrt{1 + L_\omega} \omega_\alpha, \quad (17.4.38)$$

$$\omega_\alpha^{*R} \equiv \sqrt{1 + L_\omega} \omega_\alpha^*, \quad (17.4.39)$$

这使得(17.4.30)与(17.4.35)的和采取如下的形式

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{CLASS}} + \mathcal{L}_\infty = & -\frac{1}{4}F_{\alpha\mu\nu}^R F_\alpha^{R\mu\nu} - \bar{\psi}^R \gamma^\mu D_\mu^R \psi^R \\ & - m^R \bar{\psi}^R \psi^R - (D_\mu^R \omega_\alpha^{*R})(D^{\mu R} \omega_\alpha^R), \end{aligned} \quad (17.4.40)$$

其中, m^R 是重整化质量

$$m^R \equiv m(1 + L_m) / (1 + L_\psi), \quad (17.4.41)$$

**单纯规范群的条件确保了对于 A 和 ω 分别仅有一个动能项, 这两个动能项分别正比于 $F_{\alpha\mu\nu}F_\alpha^{\mu\nu}$ 和 $\bar{D}_\mu \omega_\alpha^* \bar{D}^\mu \omega_\alpha$, 而 ψ 的变换不可约这一条件确保了对于 ψ 仅有一个动能项和一个质量项. 处理更加普遍的可能性也不是困难的, 但代价是符号上会稍微有些复杂. 我们同时不言自明地使用了鬼数守恒.

以及

$$F_{\alpha\mu\nu}^R \equiv \partial_\mu A_{\alpha\nu}^R - \partial_\nu A_{\alpha\mu}^R + C_{\alpha\beta\gamma}^R A_{\beta\mu}^R A_{\gamma\nu}^R, \quad (17.4.42)$$

$$D_\mu^R \psi^R \equiv \partial_\mu \psi^R - i t_\alpha^R A_{\alpha\mu}^R \psi^R, \quad (17.4.43)$$

$$D_\mu^R \omega_\alpha^R \equiv \partial_\mu \omega_\alpha^R + C_{\alpha\beta\gamma}^R A_{\beta\mu}^R \omega_\gamma^R, \quad (17.4.44)$$

$$D_\mu^R \omega_\alpha^{*R} \equiv \partial_\mu \omega_\alpha^{*R} + C_{\alpha\beta\gamma}^R A_{\beta\mu}^R \omega_\gamma^{*R}. \quad (17.4.45)$$

这里的重整化结构常数和群生成元则是

$$C_{\alpha\beta\gamma}^R \equiv (1 + L_A)^{-1/2} C_{\alpha\beta\gamma}, \quad (17.4.46)$$

$$t_\alpha^R \equiv (1 + L_A)^{-1/2} t_\alpha. \quad (17.4.47)$$

由于我们假定了这里的Lie代数是单纯的, 所以, 除却一个公共因子, 即非重整化耦合常数 g , 结构常数 $C_{\alpha\beta\gamma}$ 和群生成元 t_α 完全由群的结构所决定. 因此, 方程(17.4.46)和(17.4.47)告诉我们, 对于 C^R 和 t^R 中的耦合常数 g^R , 它的重整化是

$$g^R = g(1 + L_A)^{-1/2}. \quad (17.4.48)$$

这一结果体现出了背景场规范的特殊优点. 在一般的规范下, 对于规范场和规范耦合常数, 我们会遇到相互独立的重整化因子, 并且为了把它们整理出来, 我们将不得不计算两个不同的振幅(例如, 真空极化和3-规范场顶角函数). 在背景场规范下, 通过要求有效作用量中的无限大项以场强的原始形式(17.4.31)将其包含在内, 背景场规范不变性将这两个重整化绑在了一起, 进而使得我们可以通过仅研究一个规范场振幅就能计算出荷重整化因子.

17.5 背景场规范下的单圈计算

作为一个练习, 我们将计算一般非阿贝尔规格理论下的规范耦合常数的一圈重整化因子. 正如我们将在下一章中看到的, 这为高能处的物理过程的所谓“重整化”群计算提供了一个重要的输入元素, 我们在这里所获得的结果将在下一章用来例证非阿贝尔规范理论的渐进自由.

这里所采用的方法有些新奇. 通常情况下, 我们考察背景规范场与时空相关的有效作用量, 并计算这些场的二次项, 抽取因子 $(q_\mu A_{\alpha\nu} - q_\nu A_{\alpha\mu})^2$, 直到这时, 通过令 $q = 0$ 分离出这一因子系数中的对数发散. 在这里, 我们转而采取一个简单得多的方法, 从一开始就令规范场与时空不相关. 在这一情况下, 有效作用量中规范场的二次项和三次项为零, 但有一个紫外发散的四次项, 它可以用来计算耦合常数重整化因子 $(1 + L_A)^{-1/2}$. 在这一方法中, 我们的一圈计算就变成了简单的矩阵代数问题. 要注意的是, 这个处理仅适用于背景场规范; 在其它情况下, 有效作用量中背景规范场的二次项部分和四次项部分将会给出相互独立的对数发散.

在这一动机下, 我们转向背景场下单圈有效作用量的计算, 在我们所选的背景场中, $A_{\alpha\mu}$ 是常

数, 而 $\psi = \omega = \omega^* = 0$. 对于这样的背景场, 完整的修正拉格朗日量是*

$$\mathcal{L}_{\text{MOD}} = \mathcal{L} + \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_{GH}, \quad (17.5.1)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4} \left(F_{\alpha\mu\nu} + \bar{D}_\mu A'_{\alpha\nu} - \bar{D}_\nu A'_{\alpha\mu} + C_{\alpha\beta\gamma} A'_{\beta\mu} A'_{\gamma\nu} \right)^2 \\ & - \bar{\psi}' (\bar{D} - i t_\alpha A'_\alpha + m) \psi', \end{aligned} \quad (17.5.2)$$

$$\mathcal{L}_f \equiv -\frac{1}{2\xi} f_\alpha f_\alpha = -\frac{1}{2\xi} (\bar{D}_\mu A'_\alpha)^2, \quad (17.5.3)$$

$$\mathcal{L}_{GH} = -(\bar{D}_\mu \omega'^*_\alpha)(\bar{D}^\mu \omega'_\alpha - C_{\alpha\beta\gamma} \omega'_\beta A'_\gamma{}^\mu). \quad (17.5.4)$$

真空-真空振幅的一圈图是从作用量中量子场的二次项部分中计算出来的, 即要被积掉的 A' , ψ' , ω' , ω'^* 的二次项. 仅保留这样的二次项, 我们有

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{QUAD}} = & -\frac{1}{4} (\bar{D}_\mu A'_{\alpha\nu} - \bar{D}_\nu A'_{\alpha\mu})^2 - \frac{1}{2} F_\alpha^{\mu\nu} C_{\alpha\beta\gamma} A'_{\beta\mu} A'_{\gamma\nu} \\ & - \bar{\psi}' (\bar{D} + m) \psi' - \frac{1}{2\xi} (\bar{D}_\mu A'_\alpha)^2 - (\bar{D}_\mu \omega'^*_\alpha)(\bar{D}^\mu \omega'_\alpha). \end{aligned} \quad (17.5.5)$$

相应的作用量可以写成一般的二次型形式:

$$\begin{aligned} I_{\text{QUAD}} \equiv & \int d^4x \mathcal{L}_{\text{QUAD}} \\ = & -\frac{1}{2} \int d^4x d^4y A'_\alpha{}^\mu(x) A'_\beta{}^\nu(y) \mathcal{D}_{x\alpha\mu, y\beta\nu}^A - \int d^4x d^4y \bar{\psi}'_k(x) \psi'_\ell(y) \mathcal{D}_{xk, y\ell}^\psi \\ & - \int d^4x d^4y \omega'^*_\alpha(x) \omega'_\beta(y) \mathcal{D}_{x\alpha, y\beta}^\omega, \end{aligned} \quad (17.5.6)$$

其中

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_{x\alpha\mu, y\beta\nu}^A \equiv & \eta_{\mu\nu} \left(-\delta_{\gamma\alpha} \frac{\partial}{\partial x_\lambda} + C_{\gamma\delta\alpha} A_\delta^\lambda(x) \right) \left(-\delta_{\gamma\beta} \frac{\partial}{\partial y^\lambda} + C_{\gamma\epsilon\beta} A_{\epsilon\lambda}(y) \right) \delta^4(x-y) \\ & - \left(-\delta_{\gamma\alpha} \frac{\partial}{\partial x^\nu} + C_{\gamma\delta\alpha} A_{\delta\nu}(x) \right) \left(-\delta_{\gamma\beta} \frac{\partial}{\partial y^\mu} + C_{\gamma\epsilon\beta} A_{\epsilon\mu}(y) \right) \delta^4(x-y) \\ & + F_{\gamma\mu\nu}(x) C_{\gamma\alpha\beta} \delta^4(x-y) \\ & + \frac{1}{\xi} \left(-\delta_{\gamma\alpha} \frac{\partial}{\partial x^\mu} + C_{\gamma\delta\alpha} A_{\delta\mu}(x) \right) \left(-\delta_{\gamma\beta} \frac{\partial}{\partial y^\nu} + C_{\gamma\epsilon\beta} A_{\epsilon\nu}(y) \right) \delta^4(x-y), \end{aligned} \quad (17.5.7)$$

$$\mathcal{D}_{xk, y\ell}^\psi \equiv \left(-\gamma^\mu \frac{\partial}{\partial y^\mu} - i_\alpha A_\alpha(y) + m \right)_{k\ell} \delta^4(x-y), \quad (17.5.8)$$

$$\mathcal{D}_{x\alpha, y\beta}^\omega \equiv \left(-\delta_{\gamma\alpha} \frac{\partial}{\partial x^\lambda} + C_{\gamma\delta\alpha} A_{\delta\lambda}(x) \right) \left(-\delta_{\gamma\beta} \frac{\partial}{\partial y^\lambda} + C_{\gamma\epsilon\beta} A_{\epsilon\lambda}(y) \right) \delta^4(x-y). \quad (17.5.9)$$

(当我们分部积分时, $\partial/\partial x$ 和 $\partial/\partial y$ 前面的负号要扔掉.)

有效作用量的单圈贡献(就像16.2节中那样)为

$$\begin{aligned} \exp(i\Gamma^{\text{1 loop}}[A]) & \propto \int_{1PI} (\prod dA') (\prod d\psi') (\prod d\bar{\psi}') (\prod d\omega') (\prod d\omega'^*) \\ & \quad \times \exp(i I_{\text{QUAD}}[A', \psi', \bar{\psi}', \omega', \omega'^*; A]) \\ & \propto (\text{Det } \mathcal{D}^A)^{-1/2} (\text{Det } \mathcal{D}^\psi)^{+1} (\text{Det } \mathcal{D}^\omega)^{+1}. \end{aligned} \quad (17.5.10)$$

*参看方程(17.4.12), (17.4.4)和(17.4.23). 我们在这里特定为物质场构成自旋 $\frac{1}{2}$ 费米子多重态的情况. \mathcal{L} 和 \mathcal{L}_f 中的平方包含指标收缩.

(出现指数 $-1/2$ 和 $+1$ 是因为 A' 是实玻色场, 而 $\psi', \bar{\psi}', \omega', \omega'^*$ 是不同的费米场.) 这种行列式的计算一般而言并不简单. 然而, 在外场是常数的情况下, \mathcal{D} 可以经由动量空间对角化, 这时计算会变得简单的多.

因此, 我们现在来考察常数背景场 $A_{\alpha\mu}$ 的情况. 对于非阿贝尔规范理论, 这样的常数场无法通过规范变换移除, 这一点可以从各种规范协变场

$$F_{\alpha\mu\nu} = C_{\alpha\beta\gamma} A_{\beta\mu} A_{\gamma\nu} , \quad (17.5.11)$$

$$D_\lambda F_{\delta\mu\nu} = C_{\delta\epsilon\alpha} C_{\alpha\beta\gamma} A_{\epsilon\lambda} A_{\beta\mu} A_{\gamma\nu} , \quad (17.5.12)$$

等的非零值可以看到. Lorentz不变性和规范不变性告诉我们如何将 $\Gamma[A]$ 中量纲给定的部分表示成有限多个项的积分, 而这些项是 $F_{\alpha\mu\nu}$, $D_\lambda F_{\alpha\mu\nu}$ 等的定域函数; 通过比较它们对 $\Gamma[A]$ 的常数背景场 $A_{\alpha\mu}$ 所做的贡献与微扰展开的结果, 就可以获得这一表达式中项的系数.

通过通常的归一化Fourier变换, 我们将每个矩阵 \mathcal{D}^A , \mathcal{D}^ψ 和 \mathcal{D}^ω 变换至动量基下

$$\mathcal{D}_{q\dots,p\dots} = \int \frac{d^4x}{(2\pi)^2} e^{-iq\cdot x} \int \frac{d^4y}{(2\pi)^2} e^{ip\cdot y} \mathcal{D}_{x\dots,y\dots} . \quad (17.5.13)$$

当 A 是常数时, 这给出

$$\mathcal{D}_{q\dots,p\dots} = \delta^4(p - q) \mathcal{M}_{\dots,\dots}(q) , \quad (17.5.14)$$

其中 \dots 代表离散指标, 而 \mathcal{M} 是有限维 q -相关矩阵

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\alpha\mu,\beta\nu}^A(q) = & \eta_{\mu\nu}(-iq_\lambda \delta_{\gamma\alpha} + A_{\delta\lambda} C_{\gamma\delta\alpha})(iq^\lambda \delta_{\gamma\beta} + A_\epsilon{}^\lambda C_{\gamma\epsilon\beta}) \\ & - (-iq_\nu \delta_{\gamma\alpha} + A_{\delta\nu} C_{\gamma\delta\alpha})(iq_\mu \delta_{\gamma\beta} + A_{\epsilon\mu} + C_{\gamma\epsilon\beta}) \\ & + F_{\gamma\mu\nu} C_{\gamma\alpha\beta} \\ & + (-iq_\mu \delta_{\gamma\alpha} + A_{\delta\mu} C_{\gamma\delta\alpha})(iq_\nu \delta_{\gamma\beta} + A_{\epsilon\nu} C_{\gamma\epsilon\beta})/\xi \\ & + \epsilon\text{项}, \end{aligned} \quad (17.5.15)$$

$$\mathcal{M}_{k\ell}^\psi(q) = (i\not{q} - i\not{t}_\alpha A_\alpha + m)_{k\ell} + \epsilon\text{项}, \quad (17.5.16)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\alpha\beta}^\omega(q) = & (-iq_\lambda \delta_{\gamma\alpha} + A_{\delta\lambda} C_{\gamma\delta\alpha})(iq^\lambda \delta_{\gamma\beta} + A_\epsilon{}^\lambda C_{\gamma\epsilon\beta}) \\ & + \epsilon\text{项}, \end{aligned} \quad (17.5.17)$$

其中 $F_{\gamma\mu\nu}$ 由方程(17.5.11)给定. 那么, 从方程(17.5.10)我们可以得出

$$\begin{aligned} i\Gamma^{(1\text{ loop})}[A] = & -\frac{1}{2} \ln \text{Det } \mathcal{D}^A + \ln \text{Det } \mathcal{D}^\psi + \ln \text{Det } \mathcal{D}^\omega \\ = & -\frac{1}{2} \text{Tr} \ln \mathcal{D}^A + \text{Tr} \ln \mathcal{D}^\psi + \text{Tr} \ln \mathcal{D}^\omega \\ = & \delta^4(p - q) \int d^4q \left[-\frac{1}{2} \text{tr} \ln \mathcal{M}^A(q) + \text{tr} \ln \mathcal{M}^\psi(q) \right. \\ & \left. + \text{tr} \ln \mathcal{M}^\omega(q) \right] . \end{aligned} \quad (17.5.18)$$

在方程(17.5.18)的最后一行, 我们用“tr”而非“Tr”标记迹(并且在本节的下面都将这样做), 这样做的原因是为了表明它们是通常的有限维矩阵的迹而不是积分算符的迹.

既然我们这里的目标是计算有效作用量中与 FF 项相乘的无限大因子 L_A , 我们要将(17.5.18)中背景场 A 的四阶项分离出来. 对于这个目的, 将 \mathcal{M} 按照所含因子 A 的个数分成 \mathcal{M}_n 将是方便的, 其

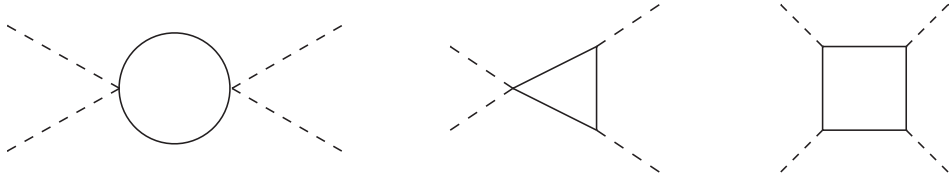


图 17.1 量子有效作用量中常数背景规范场 A_α^μ 四次项的Feynman图. 这里的实线代表内部规范场线, 内部鬼线或内部物质线; 而虚线代表因子 A_α^μ . 这三个Feynman图对应于方程(17.5.20)中的三项.

中 $n = 0, 1$ 或 2 , 代表因子 A 的个数:

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_0 + \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2. \quad (17.5.19)$$

接下来, 找到(17.5.18)中 A 的四阶项就是基本代数运算

$$\begin{aligned} [\text{tr} \ln \mathcal{M}]_{A^4} = \text{tr} \left\{ -\frac{1}{2} [\mathcal{M}_0^{-1} \mathcal{M}_2]^2 \right. \\ \left. + [\mathcal{M}_0^{-1} \mathcal{M}_1]^2 \mathcal{M}_0^{-1} \mathcal{M}_2 - \frac{1}{4} [\mathcal{M}_0^{-1} \mathcal{M}_1]^4 \right\}. \end{aligned} \quad (17.5.20)$$

(为了看到这点, 给方程(17.5.19)中的 \mathcal{M}_1 和 \mathcal{M}_2 分别插入乘积因子 ϵ 和 ϵ^2 , 对 $\text{tr} \ln \mathcal{M}$ 相对 ϵ 微分4次, 然后除以 $4!$, 再令 $\epsilon = 0$.) 这里的 \mathcal{M}_0^{-1} 因子就是通常的传播子; 对于 $\xi = 1$, 它们是

$$[\mathcal{M}_0^A(q)]_{\alpha\mu, \beta\nu}^{-1} = \delta_{\alpha\beta} \eta_{\mu\nu} (q^2 - i\epsilon)^{-1}, \quad (17.5.21)$$

$$[\mathcal{M}_0^\psi(q)]_{k\ell}^{-1} = [i \not{q} + m]_{k\ell}^{-1}, \quad (17.5.22)$$

$$[\mathcal{M}_0^\omega(q)]_{\alpha, \beta}^{-1} = \delta_{\alpha\beta} (q^2 - i\epsilon)^{-1}. \quad (17.5.23)$$

确实, 方程(17.5.20)中的三项正好对应图17.1中的三个Feynman图; 现在的计算方法使我们免于考察符号与组合学因子.

对于 A 圈以及 $\xi = 1$, 方程(17.5.15)给出:

$$\begin{aligned} [\mathcal{M}_1^A(q)]_{\alpha\mu, \beta\nu} &= -2\eta_{\mu\nu} q^\lambda [\mathcal{A}_\lambda]_{\alpha\beta}, \\ [\mathcal{M}_2^A(q)]_{\alpha\mu, \beta\nu} &= + \left[\eta_{\mu\nu} \mathcal{A}_\lambda \mathcal{A}^\lambda - \mathcal{A}_\nu \mathcal{A}_\mu - \mathcal{A}_\mu \mathcal{A}_\nu \right]_{\alpha\beta} + F_{\gamma\mu\nu} C_{\gamma\alpha\beta}, \end{aligned}$$

其中 \mathcal{A}_λ 是矩阵

$$[\mathcal{A}_\lambda]_{\alpha\beta} \equiv -i C_{\alpha\beta\gamma} A_{\gamma\lambda}$$

这使得

$$\begin{aligned} [\mathcal{A}_\lambda, \mathcal{A}_\rho]_{\alpha\beta} &= -C_{\alpha\delta\gamma} C_{\delta\beta\epsilon} (A_{\gamma\lambda} A_{\epsilon\rho} - A_{\gamma\rho} A_{\epsilon\lambda}) \\ &= -(C_{\alpha\delta\gamma} C_{\delta\beta\epsilon} + C_{\alpha\delta\epsilon} C_{\delta\beta\gamma}) A_{\gamma\lambda} A_{\epsilon\rho} \\ &= +C_{\alpha\delta\beta} C_{\delta\epsilon\gamma} A_{\gamma\lambda} A_{\epsilon\rho} = C_{\alpha\delta\beta} F_{\delta\rho\lambda}. \end{aligned}$$

积分有如下的结构

$$\begin{aligned} \int d^4q q^\mu q^\nu f(q^2) &= \frac{1}{4} \eta^{\mu\nu} \int d^4q q^2 f(q^2), \\ \int d^4q q^\mu q^\nu q^\rho q^\sigma f(q^2) &= \frac{1}{24} [\eta^{\mu\nu} \eta^{\rho\sigma} + \eta^{\mu\rho} \eta^{\nu\sigma} + \eta^{\mu\sigma} \eta^{\nu\rho}] \int d^4q (q^2)^2 f(q^2). \end{aligned}$$

那么, 对于 $\xi = 1$, 我们发现

$$\begin{aligned} \int d^4q \operatorname{tr} \left\{ [\mathcal{M}_0^A(q)^{-1} \mathcal{M}_2^A(q)]^2 \right\} &= 4\mathcal{I} \operatorname{tr} [\mathcal{A}^\lambda \mathcal{A}_\lambda \mathcal{A}^\eta \mathcal{A}_\eta] \\ &\quad + 4\mathcal{I} C_{\gamma\alpha\beta} C_{\delta\alpha\beta} F_{\gamma\mu\nu} F_\delta^{\mu\nu}, \\ \int d^4q \operatorname{tr} \left\{ [\mathcal{M}_0^A(q)^{-1} \mathcal{M}_1^A(q)]^2 \mathcal{M}_0^A(q)^{-1} \mathcal{M}_2^A(q) \right\} &= 4\mathcal{I} \operatorname{tr} [\mathcal{A}^\lambda \mathcal{A}_\lambda \mathcal{A}^\eta \mathcal{A}_\eta], \\ \int d^4q \operatorname{tr} \left\{ [\mathcal{M}_0^A(q)^{-1} \mathcal{M}_1^A(q)]^4 \right\} &= \frac{8}{3}\mathcal{I} \operatorname{tr} \left[2\mathcal{A}^\lambda \mathcal{A}_\lambda \mathcal{A}^\eta \mathcal{A}_\eta + \mathcal{A}^\lambda \mathcal{A}^\eta \mathcal{A}_\lambda \mathcal{A}_\eta \right], \end{aligned}$$

其中 \mathcal{I} 是发散积分

$$\mathcal{I} \equiv \int d^4q [q^2 - i\epsilon]^{-2}, \quad (17.5.24)$$

它的意义会在下面讨论. 将这些全部代入方程(17.5.20), 我们就有

$$\begin{aligned} \int d^4q \left[\operatorname{tr} \ln \mathcal{M}^A(q) \right]_{A^4} &= \frac{2}{3}\mathcal{I} \operatorname{tr} \left[\mathcal{A}^\lambda \mathcal{A}_\lambda \mathcal{A}^\eta \mathcal{A}_\eta - \mathcal{A}^\lambda \mathcal{A}^\eta \mathcal{A}_\lambda \mathcal{A}_\eta \right] \\ &\quad - 2\mathcal{I} C_{\gamma\alpha\beta} C_{\delta\alpha\beta} F_{\gamma\mu\nu} F_\delta^{\mu\nu}. \end{aligned}$$

这两项实际上形式是相同的, 合并后给出

$$\int d^4q \left[\operatorname{tr} \ln \mathcal{M}^A(q) \right]_{A^4} = -\frac{5}{3}\mathcal{I} C_{\gamma\alpha\beta} C_{\delta\alpha\beta} F_{\gamma\mu\nu} F_\delta^{\mu\nu}. \quad (17.5.25)$$

现在跳到鬼圈, 我们从方程(17.5.17)看到

$$[\mathcal{M}_1^\omega(q)]_{\alpha\beta} = -2[\mathcal{A}^\lambda]_{\alpha\beta} q_\lambda, \quad (17.5.26)$$

$$[\mathcal{M}_2^\omega(q)]_{\alpha\beta} = [\mathcal{A}^\lambda \mathcal{A}_\lambda]_{\alpha\beta} \quad (17.5.27)$$

那么, 我们发现

$$\begin{aligned} \int d^4q \operatorname{tr} \left\{ [\mathcal{M}_0^\omega(q)^{-1} \mathcal{M}_2^\omega(q)]^2 \right\} &= \mathcal{I} \operatorname{tr} [\mathcal{A}^\lambda \mathcal{A}_\lambda \mathcal{A}^\eta \mathcal{A}_\eta], \\ \int d^4q \operatorname{tr} \left\{ [\mathcal{M}_0^\omega(q)^{-1} \mathcal{M}_1^\omega(q)]^2 \mathcal{M}_0^\omega(q)^{-1} \mathcal{M}_2^\omega(q) \right\} &= \mathcal{I} \operatorname{tr} [\mathcal{A}^\lambda \mathcal{A}_\lambda \mathcal{A}^\eta \mathcal{A}_\eta], \\ \int d^4q \operatorname{tr} \left\{ [\mathcal{M}_0^\omega(q)^{-1} \mathcal{M}_1^\omega(q)]^4 \right\} &= \frac{2}{3}\mathcal{I} \operatorname{tr} [2\mathcal{A}^\lambda \mathcal{A}_\lambda \mathcal{A}^\eta \mathcal{A}_\eta + \mathcal{A}^\lambda \mathcal{A}^\eta \mathcal{A}_\lambda \mathcal{A}_\eta]. \end{aligned}$$

因此, 对于鬼圈, (17.5.20)的积分是

$$\begin{aligned} \int d^4q [\operatorname{tr} \ln \mathcal{M}^\omega(q)]_{A^4} &= \frac{1}{6}\mathcal{I} \operatorname{tr} [\mathcal{A}^\lambda \mathcal{A}_\lambda \mathcal{A}^\eta \mathcal{A}_\eta - \mathcal{A}^\lambda \mathcal{A}^\eta \mathcal{A}_\lambda \mathcal{A}_\eta] \\ &= \frac{1}{12}\mathcal{I} C_{\gamma\alpha\beta} C_{\delta\alpha\beta} F_{\gamma\mu\nu} F_\delta^{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (17.5.28)$$

最后, 物质圈中的顶角是

$$[\mathcal{M}_1^\psi(q)]_{kl} = -i(t_\alpha \mathcal{A}_\alpha)_{kl}, \quad [\mathcal{M}_2^\psi(q)]_{kl} = 0,$$

所以, 这时方程(17.5.20)中仅有一项:

$$\int d^4q [\operatorname{tr} \ln \mathcal{M}^\psi(q)]_{A^4} = -\frac{1}{4} \int d^4q \operatorname{tr} \left\{ [(i\not{q} + m)^{-1} t_\alpha \mathcal{A}_\alpha]^4 \right\}.$$

我们感兴趣的是这一积分的紫外发散部分, 所以我们可以扔掉质量(相对于很大的 q^ν 可忽略)并写成

$$\begin{aligned} \int d^4q [\text{tr} \ln \mathcal{M}^\psi(q)]_{A^4} &= -\frac{1}{4} \text{tr}\{t_\alpha t_\beta t_\gamma t_\delta\} A_{\alpha\mu} A_{\beta\nu} A_{\gamma\rho} A_{\delta\sigma} \\ &\quad \times \int d^4q \frac{\text{tr}\{\not{q}\gamma^\mu \not{q}\gamma^\nu \not{q}\gamma^\rho \not{q}\gamma^\sigma\}}{(q^2 - i\epsilon)^4} \\ &= -\frac{\mathcal{J}}{96} \text{tr}\{t_\alpha t_\beta t_\gamma t_\delta\} A_{\alpha\mu} A_{\beta\nu} A_{\gamma\rho} A_{\delta\sigma} \\ &\quad \times \text{tr}\left\{2\gamma_\lambda \gamma^\mu \gamma^\lambda \gamma^\nu \gamma_\eta \gamma^\rho \gamma^\eta \gamma^\sigma + \gamma_\lambda \gamma^\mu \gamma_\eta \gamma^\nu \gamma^\lambda \gamma^\rho \gamma^\eta \gamma^\sigma\right\}, \end{aligned} \quad (17.5.29)$$

其中 \mathcal{J} 就是发散积分(17.5.24). 为了计算Dirac矩阵的迹, 我们使用这些矩阵的反对易关系

$$\begin{aligned} &\text{tr}\left\{2\gamma_\lambda \gamma^\mu \gamma^\lambda \gamma^\nu \gamma_\eta \gamma^\rho \gamma^\eta \gamma^\sigma + \gamma_\lambda \gamma^\mu \gamma_\eta \gamma^\nu \gamma^\lambda \gamma^\rho \gamma^\eta \gamma^\sigma\right\} \\ &= 8 \text{tr}\{\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\rho \gamma^\sigma\} - 4 \text{tr}\{\gamma^\nu \gamma^\mu \gamma^\rho \gamma^\sigma\} - 4 \text{tr}\{\gamma^\mu \gamma^\rho \gamma^\nu \gamma^\sigma\} \\ &= -64\eta^{\mu\rho}\eta^{\nu\sigma} + 32\eta^{\mu\nu}\eta^{\rho\sigma} + 32\eta^{\mu\sigma}\eta^{\nu\rho}. \end{aligned}$$

这样, 方程(17.5.29)就给出

$$\begin{aligned} \int d^4q [\text{tr} \ln \mathcal{M}^\psi(q)]_{A^4} &= \frac{1}{3} \mathcal{J} \text{tr}\left\{[t_\alpha, t_\beta][t_\gamma, t_\delta]\right\} A_{\alpha\mu} A_{\beta\nu} A_\gamma^\mu A_\delta^\nu \\ &= -\frac{1}{3} \mathcal{J} F_{\gamma\mu\nu} F_\delta^{\mu\nu} \text{tr}\{t_\gamma t_\delta\}. \end{aligned} \quad (17.5.30)$$

在方程(17.5.18)中使用方程(17.5.25), (17.5.28)和(17.5.30), 这给出了

$$\Gamma_{A^4}^{(1\text{loop})} = \frac{-i\mathcal{J}}{(2\pi)^4} \int d^4x F_{\gamma\mu\nu} F_\delta^{\mu\nu} \left[\left(\frac{5}{6} + \frac{1}{12} \right) C_{\gamma\alpha\beta} C_{\delta\alpha\beta} - \frac{1}{3} \text{tr}\{t_\gamma t_\delta\} \right], \quad (17.5.31)$$

其中, 我们将(17.5.14)中的动量空间 δ -函数表示成了

$$\delta^4(p - p) = (2\pi)^{-4} \int d^4x 1. \quad (17.5.32)$$

这里的重点在于, 结果仅通过场强(17.5.11)与 $A_{\alpha\mu}$ 相关, 这与背景规范不变性一致.

我们将(本节首次)使用之前假定的规范群的单纯性和物质场多重态的不可约性. 在这一情况下

$$C_{\gamma\alpha\beta} C_{\delta\alpha\beta} = g^2 C_1 \delta_{\gamma\delta}, \quad (17.5.33)$$

$$\text{tr}\{t_\gamma t_\delta\} = g^2 C_2 \delta_{\gamma\delta}, \quad (17.5.34)$$

其中 g 是共用的耦合常数, 它作为一个因子出现在 $C_{\gamma\alpha\beta}$ 和 t_γ 中, 而 C_1 和 C_2 是数值常数, 它们用来表征规范群和物质多重态所提供的群表示. 例如, 在原始的Yang-Mills理论中, 规范群是 $SU(2)$ (或者等价的 $SO(3)$), 而结构常数是

$$C_{\gamma\alpha\beta} = g\epsilon_{\gamma\alpha\beta},$$

其中 α, β 和 γ 的取值范围是1, 2, 3. 与方程(17.5.33)相比较, 我们看到这里有

$$C_1 = 2.$$

另外, 在这个理论中, 物质场构成二重态, 而 t_α 是 $g/2$ 乘以通常的Pauli矩阵 σ_α , 所以

$$C_2 = 1/2 .$$

更普遍地, 对于群 $SU(n)$, 若它的定义表示中有 n_f 个费米子, 在通常约定的生成元的归一化下, 我们有^{**}

$$C_1 = N , \quad C_2 = n_f/2 . \quad (17.5.35)$$

现在回到这个普遍情况, 方程(17.5.33)和(17.5.34)给出

$$\Gamma_{A^4}^{(1\text{loop})} = \frac{-ig^2 \mathcal{J}}{(2\pi)^4} \int d^4x F_{\gamma\mu\nu} F_\gamma^{\mu\nu} \left[\frac{11}{12} C_1 - \frac{1}{3} C_2 \right] . \quad (17.5.36)$$

这样, 方程(17.4.30)中的无限大常数 L_A 就是

$$L_A = \frac{4ig^2 \mathcal{J}}{(2\pi)^4} \left(\frac{11}{12} C_1 - \frac{1}{3} C_2 \right) . \quad (17.5.37)$$

尚未谈及的是发散积分 \mathcal{J} 的解释. 首先, 在我们试着积掉3-动量 \mathbf{q} 之前, 我们可以将方程(17.5.24)中 q^0 的积分围道旋转至虚轴; 同往常一样, 分母中的 $-i\epsilon$ 项使得我们必须逆时针旋转, 这使得 $q^0 = iq^4$, 其中 q^4 从 $-\infty$ 取到 $+\infty$. 那么积分就变成

$$\mathcal{J} = i \int_0^\infty \frac{2\pi^2 q^3 dq}{q^4} , \quad (17.5.38)$$

现在的 q 是欧几里得4-矢(q^1, q^2, q^3, q^4)的长度. 为了更进一步, 我们显然需要一些正规化该积分的方法. 处理这一紫外发散的最简单方法就是给 q 的积分提供一个标度为 Λ 的上截断. 然而, 为了处理红外发散我们还需要一个下截断. 这由物理情况决定. 如果4-矢粒子的动量不为零, 那么在图的内线中将会有动量流, 这在这些动量的标度 μ 处提供了一个红外发散. 类似地, 如果我们计算 $\Gamma[A]$ 相对 A 的四阶变分导数, 并计算当 A 取不等于零的有限值时该变分导数的值, 那么内线的传播子不会在零动量处发散, 并且我们在标度 $\mu \sim gA$ 处有了一个红外截断. 无论以那种方法, \mathcal{J} 采取如下的形式

$$\mathcal{J} = 2\pi^2 i \int_\mu^\Lambda \frac{dq}{q} = 2\pi^2 i \ln \left(\frac{\Lambda}{\mu} \right) \quad (17.5.39)$$

因此,

$$L_A = -\frac{g^2}{2\pi^2} \left(\frac{11}{12} C_1 - \frac{1}{3} C_2 \right) \ln \left(\frac{\Lambda}{\mu} \right) + O(g^4) . \quad (17.5.40)$$

这样, 方程(17.4.48)就给出了重整化耦合

$$g_R = g \left[1 + \frac{g^2}{4\pi^2} \ln \left(\frac{\Lambda}{\mu} \right) \left(\frac{11}{12} C_1 - \frac{1}{3} C_2 \right) + O(g^4) \right] . \quad (17.5.41)$$

我们注意到, 在量子电动力学中, 11.2节所讨论的辐射修正相对裸耦合 g 会减小物理耦合 g_R , 在非阿贝尔规范理论中, 若假定费米子多重态足够小使得 $C_2 < 11C_1/4$, 那么辐射修正会在裸耦合之上提高物理耦合. 这一点的重要性将在第18章进行探索.

^{**} 对于 $SU(3)$, t_α 将取为 $g/2$ 乘以Gell-Mann矩阵 λ_α , Gell-Mann矩阵将在19.7节引入, 这使得 $C_{\alpha\beta\gamma} = (g/2)f_{\alpha\beta\gamma}$.

或者, 我们也可使用11.2节所讨论的维度正规化方法处理这一紫外发散. 这时, 取代(17.5.39), 我们写成

$$\mathcal{J} = i \int_0^\infty \frac{2\pi^2 q^{d-1} dq}{(q^2 + \mu^2)^2}, \quad (17.5.42)$$

其中 d 是复维度, 在计算的末尾会让其趋于4, 而 μ 是红外截断, 再一次取成与外动量同阶的量(或者取成背景场与 g 之积的同阶量). 只要 d 是 $\text{Re } d < 0$ 的复数且 $\mu^2 > 0$, 这一积分就有有限值

$$\mathcal{J} = -i\pi^2 \left(\frac{d}{2} - 1 \right) \mu^{d-4} / \sin \left[\left(\frac{d}{2} - 2 \right) \pi \right].$$

解析延拓至 $d \rightarrow 4$, 这变成

$$\mathcal{J} \rightarrow -2i\pi^2 \left[\frac{1}{d-4} + \ln \mu + \cdots \right], \quad (17.5.43)$$

其中 \cdots 代表与 μ 无关的有限大项. 这时我们有

$$L_A = \frac{g^2}{2\pi^2} \left(\frac{11}{12} C_1 - \frac{1}{3} C_2 \right) \left(\frac{1}{d-4} + \ln \mu + \cdots \right) + O(g^4),$$

因而

$$g_R = g \left[1 - \frac{g^2}{4\pi^2} \left(\frac{11}{12} C_1 - \frac{1}{3} C_2 \right) \left(\frac{1}{d-4} + \ln \mu + \cdots \right) + O(g^4) \right]. \quad (17.5.44)$$

注意到这里的紫外发散表现为一个不同的形式, 但是与红外截断 μ 的相关性是相同的. 在18.7节我们对渐进自由的讨论中, 方程(17.5.44)将提供一个重要的元素.

习题

1. 将基本标量场纳入到拉格朗日量中, 完成17.2节中的可重整性证明.
2. 利用17.2节末尾讨论的BRST量子化方法对背景场规范下的非阿贝尔规范理论进行量子化.
3. 若规范场依赖于时空, 计算 $\Gamma^{(1\text{ loop})}$ 中规范场的二次项, 并以此推导出重整化规范耦合和非重整化耦合之间的关系.
4. 对于包含基本标量场的规范理论, 计算重整化耦合和非重整化耦合之间单圈关系.

参考文献

- [1] J. Zinn-Justin, in *Trends in Elementary Particle Theory — International Summer Institute on Theoretical Physics in Bonn 1974* (Springer-Verlag, Berlin, 1975).
- [2] 在BRST对称性出现之前, 非阿贝尔规范场论的可重整性证明直接基于规范变换的Slavnov-Taylor恒等式; 参看B. W. Lee and J. Zinn-Justin, *Phys. Rev.* **D5**, 3121, 3137 (1972); *Phys. Rev.* **D7**, 1049 (1972); G. 't Hooft and M. Veltman, *Nucl. Phys.* **B50**, 318 (1972); B. W. Lee, *Phys. Rev.* **D9**, 933 (1974). 最早基于BRST对称性的可重整性证明是, C. Becchi, A. Rouet, and R. Stora, *Commun. Math. Phys.* **42**, 127 (1975); in *Renormalization Theory — Proceedings of the International School of Mathematical Physics at Erice, August 1975*, G. Velo and A. S. Wightman编辑(D. Reidel, Dordrecht, 1976): pp. 269-97, 299-343. 这里给出的证明沿用了J. Zinn-Justin的大体框架, 见参考文献1; B. W. Lee, in *Methods in Field Theory*, R. Balian and J. Zinn-Justin编辑(North-Holland, Amsterdam, 1976): pp. 79-139

-
- [3] 这里的角度与论述基于J. Gomis and S. Weinberg, *Nucl. Phys.* **B469**, 475 (1996). 这些方法的早期应用, 参看B. L. Voronov and I. V. Tyutin, *Theor. Math. Phys.* **50**, 218 (1982); **52**, 628 (1982); B. L. Voronov, P. M. Lavrov, and I. V. Tyutin, *Sov. J. Nucl. Phys.* **36**, 292 (1982); P. M. Lavrov, and I. V. Tyutin, *Sov. J. Nucl. Phys.* **41**, 1049 (1985); D. Anselmi, *Class. and Quant. Grav.* **11**, 2181 (1994); **12**, 319 (1995); M. Harada, T. Kugo, and K. Yamawaki, *Prog. Theor. Phys.* **91**, 801 (1994).
- [4] G. Barnich and M. Henneaux, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1588 (1994); G. Barnich, F. Brandt, and M. Henneaux, *Phys. Rev.* **51**, R143 (1995); *Commun. Math. Phys.* **174**, 57, 93 (1995); *Nucl. Phys.* **B455**, 357 (1995).
- [5] 背景场规范是B. S. De Witt引入的, *Phys. Rev.* **162**, 1195, 1239 (1967). 关于多圈效应的处理的, 参看G 't Hooft, in *Functional and Probabilistic Method in Quantum Field Theory: Proceedings of the 12th Karpacz Winter School of Theoretical Physics* (Acta Universitatis Wratislavenensis no. 38 1975); B. S. De Witt, in *Quantum Gravity II*, C. Isham, R. Penrose, and D. Sciama编辑(Oxford University Press, Oxford, 1982); L. F. Abbott, *Nucl. Phys.* **B185**, 189 (1981).

第 18 章 重整化群方法

重整化群方法最初是由Gell-Mann和Low¹引入的, 他们的目的是用其处理微扰论在高能量量子电动力学中的失效问题. 对振幅的 n -圈贡献, 若它所涉及的动量是 q 阶的, 例如真空极化 $\Pi_{\mu\nu}(q)$, 那么在该振幅中除了含有因子 α^n 外, 还含有多达 n 个的因子 $\ln(q^2/m_e^2)$, 所以, 即使精细结构常数 α 很小, 当 $\alpha|\ln(q^2/m_e^2)|$ 很大的时候, 微扰论就会失效. 即使在非阿贝尔规范理论这样的无质量理论中, 我们也必须要指定定义重整化耦合常数的重整化点, 并且在这一情况下, 我们会遇到对数 $\ln(E/\mu)$, 这使得即使耦合常数很小, 但如果 $E \gg \mu$ 或 $E \ll \mu$, 微扰论也会失效.

幸运的是, 在这种情况下通常能够使用微扰论的一个修正版本. 这一修正版本的主要思想在于, 引入定义在滑动重整化标度 μ 处的耦合常数 g_μ , 其中的滑动重整化标度 μ 是指不以任何固定的方式与粒子质量相关的标度. 然后将 μ 选成与问题中过程的特征能量 E 同一阶, 这样因子 $\ln(E/\mu)$ 就表现不出任何问题了. 那么只要 g_μ 保持着比较小的值, 我们就可以做微扰论. 特别地, 给定定义在标度 μ 处的耦合常数, 我们可以利用微扰论计算能量 $\mu + d\mu$ 处的物理振幅, 然后使用这些振幅计算定义在重整化标度 $\mu + d\mu$ 处的耦合常数. 通过对相应的微分方程进行积分, 我们可以将我们感兴趣标度处的耦合常数与通常定义的耦合常数关联起来. (“重整化群”这个名字起源是, 最初它被认为是, 在重整化耦合常数的重定义下, 描述理论的表现形式如何改变的方程, 但实际上它和群论毫无关系.) 关于极高能或(无质量理论中的)极低能时的渐进行为, 即便耦合常数在感兴趣的标度处过大以至于不允许使用微扰论, 重整化群方法也可提供一个定性的指导.

尽管重整化群方法最初出现于重整化耦合常数定义方案中的变化与重整化群之间的联系, 但它更广泛的意义也随之而来. 当我们将裸耦合和裸场替换成以矩阵元定义的重整化耦合和重整化场时, 若这些矩阵元是在某个特征能量标度 μ 处赋值的, 那么对虚动量的积分实际上就在 μ 阶的能量标度和动量标度处被截断了. 因此, 当我们改变 μ 时, 我们实际上改变的是计算中所需考虑的自由度范围. 重整化群最初给予我们的指导是, 为了避免大对数应该将 μ 取成与研究过程的特征能量 E 的同阶量, 但这一指导只不过是一个更广阔原理的一个特殊情况: 为了在给定能量处做计算, 我们应该先去掉更高能处的自由度.

还有多种其它方法可以实现这点. 比如我们在12.4节中所看到的, 在Wilson²所开辟的重整化群方法中, 为了保持物理量不变, 在引入一个明显且有限的截断的同时, 理论的参量要发生变化. 这一方法要求, 凡是理论的对称性所允许的相互作用类型都要纳入在内, 这导致了要引入无限多个相互作用类型, 因此在处理像量子电动力学这样实际上可重整的理论时, 这一方法并不是特别方便.(尽管如此, 但现在对量子电动力学的看法有些许不同, 正如在12.3节中所讨论的, 现在的量子电动力学被视为仅是某个不可重整理论的非常好的近似, 而这个理论中的高维相互作用被某个非常大的质量的负幂次抑制了.) 若附加截断的手法是在一个有限大的时空晶格上对规范理论量子化, 那么Wilson方法的优点是, 在计算的同时会保持显然的规范不变性(规范群的体积等于整体对称群的体积乘以格点的总数), 但它的缺点是, 无法保持显然的Lorentz不变性和旋转不变性. 在任何情况下, 无论采用何种方法, 就在消去高能自由度这点上, 大多数重整化群体系是一致的.

18.1 大对数来自何处?

我们先来考察在能标处大对数能够以何种方式出现. 考察一个物理振幅, 或者截面, 或者其它的速率参量, 将其记为 $\Gamma(E, x, g, m)$, 其中 E 是总的能量标度, x 是各种角度以及各种能量比值, g 是各种耦合常数, 而 m 是各种质量. 如果 Γ 的量纲是 D (例如, 截面就会有 $D = -2$), 那么量纲分析告诉我们

$$\Gamma(E, x, g, m) = E^D \Gamma\left(1, x, g, \frac{m}{E}\right). \quad (18.1.1)$$

在极限 $E \rightarrow \infty$ 下, 我们本预期这样的振幅会有一个简单的幂次行为

$$\Gamma(E, x, g, m) \rightarrow E^D \Gamma(1, x, g, 0).$$

但事实并非如此. 实际上, 在微扰论计算中会发现, 因子 E^D 会伴随着 $\ln(E/m)$ 的幂函数, 这破坏了简单的幂次率行为.

显然, 仅当固定能量 E 处的振幅 Γ 在 $m \rightarrow 0$ 时出现奇异, $\ln(E/m)$ 的幂次才能在 $E \rightarrow \infty$ 时进入 m 固定的振幅. 这种质量奇异性有两类, 一类可以通过计算正确的振幅或速率常数得以消除, 而另一类则要求在我们的重整化方案中做出一些改变.

第一类零质量奇异性的起源是, 传播子在相对应粒子质量壳上的极点的效应. 例如, 假定一个 Feynman 图有一个总动量为 p^μ 的入线, 这条线通过一个顶角与质量为 m_1, m_2, \dots, m_n 的内线相连. 根据第 10 章的讨论, 相对应的 Feynman 图在负的实 p^2 轴上有一个截断, 这个截断从 $p^2 = -(m_1 + \dots + m_n)^2$ 延伸至 $-\infty$. 如果外线是一个稳定粒子, 且它的质量 $M < m_1 + \dots + m_n$, 那么, 由于 $p^2 = -M^2$ 不在截断上, 所以它并不会给出奇异性. 然而, 当 M, m_1, \dots, m_n 全部趋于零时, $-p^2$ 在质量壳上的值以及截断顶部的分支点会汇聚到 $p^2 = 0$ 这一点, 这产生了奇异性.

这表明我们可以通过远离质量壳的方法来避免 $m = 0$ 处的红外发散, 例如, 让所有外线的 p^2 连同所有能量变量趋于 $+\infty$. 然后, 采用色散关系或者其它解析延拓技巧, 我们就可以利用 Feynman 振幅行为在这一极限下的结果给出 S -矩阵元的一切. 通常情况下, 我们感兴趣的不是在壳 S -矩阵元而是流的矩阵元, 这里的流会携带与任何质量不相关的动量 q , 所以延拓通常是不必须的. 这样的例子是 10.5 节中定义的真空中极化函数 $\pi(q^2)$, 除了当 $q^2 < 0$ 时, 它是没有第一类零质量奇异性的.

如果我们尝试计算的截面在极限 $m \rightarrow 0$ 下变得不可测, 那么零质量奇异性一般都会出现, 这一特性给出了消除了零质量奇异性的另一方法. 例如, 在量子电动力学中, 对于任何包含有限个电子和光子的过程而言, 即使我们对无限个软光子求和, 由于当 $m_e \rightarrow 0$ 时, 无法区分一个电子和电子, 正电子和光子组成的总电荷为 $-e$ 的喷注, 其中的喷注(jet)是指所有粒子以相同速度沿同一方向运动的粒子体系, 这使得截面在极限 $m_e \rightarrow 0$ 下也会红外发散. 我们在第 13 章看到, 通过仅考察合适的被积截面, 即在 $m_e \rightarrow 0$ 下可测的截面, 我们就可以解决这样的红外发散. 例如, 取代计算特定的 Compton 散射过程的截面, 我们可以计算总电荷为 $-e$ 的喷注与总电荷为零的喷注散射到另外两个这样的喷注和软光子的散射截面. 这种内含反应速率或者截面在所有质量为零时也是有限的, 它们被称作是“红外安全”的.

我们的麻烦还没有完. 即便我们通过积掉截面或者远离质量壳的方法避免了红外发散, 相应地, 能量为 E 的被积截面以及不在壳振幅将会包含第二类质量奇异性, 这会导致因子 $\ln(E/m)$, 进而使得量纲分析给出的单纯的幂次率行为无效. 原因可以追溯到重整化耦合的如下性质: 当所有

质量为零时, 按照惯例以振幅定义的重整化耦合会红外发散. 例如, 考察一个实标量场的理论, 其拉格朗日密度是

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2}\partial_\lambda\phi\partial^\lambda\phi - \frac{1}{2}m^2\phi^2 - \frac{1}{24}g\phi^4. \quad (18.1.2)$$

到一圈阶, 对于初态4-动量为 p_1, p_2 而末态4-动量为 p'_1, p'_2 的散射过程, 不变弹性散射振幅由方程(12.2.24)给出

$$A = g - \frac{g^2}{32\pi^2} \int_0^1 dx \left\{ \ln \left(\frac{\Lambda^2}{m^2 - sx(1-x)} \right) + \ln \left(\frac{\Lambda^2}{m^2 - tx(1-x)} \right) + \ln \left(\frac{\Lambda^2}{m^2 - ux(1-x)} \right) - 3 \right\} + O(g^3), \quad (18.1.3)$$

其中 s, t 以及 u 是Mandelstam变量

$$s = -(p_1 + p_2)^2, \quad t = -(p_1 - p'_1)^2, \quad u = -(p_1 - p'_2)^2$$

而 Λ 是紫外截断. 只要我们让 s, t 和 u 远离正实轴, 特别地, 如果它们全都趋于 $-\infty$ (这违反了质量壳条件 $s + t + u = 4m^2$), 那么它就没有零质量奇异性. 当然, 这些振幅同时依赖于截断 Λ 和 m , 所以即使没有零质量奇异性, 在 s, t 和 u 趋于 $-\infty$ 的极限下, 我们也没有发现 $A \rightarrow$ 常数这一根据单纯的标度讨论得到的结果. 与截断的相关性可以通过重整化隐藏起来; 我们将裸耦合 g 替换成重整化耦合 g_R , 它的定义是 A 在某些约定重整化点的值. 例如, 我们可以取

$$\begin{aligned} g_R &\equiv A(s = t = u = 0) \\ &= g - \frac{3g^2}{32\pi^2} \left\{ \ln \frac{\Lambda^2}{m^2} - 1 \right\} + O(g^3). \end{aligned} \quad (18.1.4)$$

这样, (18.1.3)就变成

$$\begin{aligned} A &= g_R + \frac{g_R^2}{32\pi^2} \int_0^1 dx \left\{ \ln \left(1 - \frac{sx(1-x)}{m^2} \right) + \ln \left(1 - \frac{tx(1-x)}{m^2} \right) + \ln \left(1 - \frac{ux(1-x)}{m^2} \right) \right\} + O(g_R^3). \end{aligned} \quad (18.1.5)$$

(我们可以毫无顾忌地将第二项中的 g^2 替换成 g_R^2 , 这是因为二者的差是 g^3 阶.) 这一振幅没有紫外发散, 但它现在在 $m = 0$ 处有一奇异性, 即使 s, t 和 u 全部为负, 这一奇异性也依旧存在. 因此, 当 s, t 和 u 全部趋于 $-\infty$ 时, 我们发现

$$A \rightarrow g_R + \frac{g_R^2}{32\pi^2} \left\{ \ln \left(\frac{-s}{m^2} \right) + \ln \left(\frac{-t}{m^2} \right) + \ln \left(\frac{-u}{m^2} \right) - 6 \right\}, \quad (18.1.6)$$

这一渐进行为与基于单纯的标度讨论预期得到的结果并不一致. (使用任何其它“自然的”重整化耦合定义会出现几乎相同的结果; 例如, 我们可以将 g_R 定义为 A 在在壳对称点 $s = t = u = 4m^2/3$ 的值, 除了 -6 要被换成其它某个数值因子外, (18.1.6)中的其它渐进行为都会复现出来.) 很显然, 当 A 以 g_R 的形式表示时所出现的零质量极限完全是因为公式(18.1.4)中的 $\ln m^2$ 项, 即用裸耦合 g 表示重整化耦合 g_R 时出现的 $\ln m^2$ 项.

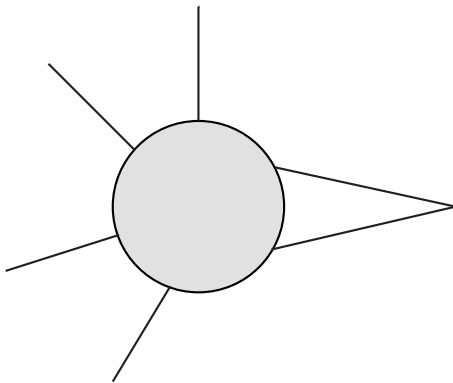


图 18.1 基本标量场 $\phi(x)$ 的理论中, 算符 $\int d^4x \exp(-ip \cdot x) \phi^2(x)$ 的矩阵元的动量空间Feynman图. 阴影圆盘代表外线与上图相同的所有图的和. 除了那对相交在 ϕ^2 顶点的外线外, 其它外线代表所计算矩阵元的初态和末态中的粒子.

当我们计算算符的矩阵元(例如不在壳的Feynman振幅)而非截面的积分时, 我们还会遇到其它的零质量奇异性. 这是因为同耦合常数一样, 这些算符也必须进行重整化. 例如, 假定在拉格朗日量为(18.1.2)的标量场论中, 我们希望计算算符

$$\mathcal{O}(p) \equiv \int d^4x e^{-ip \cdot x} \phi^2(x) \quad (18.1.7)$$

的矩阵元 $\langle \beta | \mathcal{O}(p) | \alpha \rangle$. 以Feynman图的形式, 这对应于在跃迁 $\alpha \rightarrow \beta$ 的图中, 在两条 ϕ -内线汇集的地方插入一顶角, 而流经顶角的总4-动量为 p . (参看图18.1.) 紫外发散源于这些图中的一类, 在这类图中, 图被分成了两部分, 新顶角是其中一个子图的一部分, 而该子图通过两条 ϕ 线与图的其它部分相连. (参看图18.2.) 由于相互作用 ϕ^2 的量纲为+2, 若这一顶角通过 $n > 2$ 条外线与图的剩余部分相连, 那么顶角所在的子图就有量纲 $4 - 2 - n < 0$, 因此通过量纲分析可知, 如果用来连接两个子图的 ϕ 线数目多于两条, 那么含有顶角的子图就是收敛的. 这个子图的发散部分仅是一个对数发散的常数, 所以给 ϕ^2 乘以合适的发散常数 Z_{ϕ^2} 可以使得 ϕ^2 的矩阵元是有限的.* 到 g^2 阶, 相关的子图由图18.3中的图给出, 因此会给 $\mathcal{O}(p)$ 的矩阵元贡献发散因子

$$F(p) = 1 + \frac{1}{2} \left[-i(2\pi)^4 g \right] \left[\frac{-i}{(2\pi)^4} \right]^2 \int \frac{d^4k}{[k^2 + m^2 - i\epsilon][(p-k)^2 - m^2 - i\epsilon]}. \quad (18.1.8)$$

组合分母, 旋转 k^0 积分围道, 并附加紫外截断 Λ , 当 $\Lambda \rightarrow \infty$ 时, 这给出结果

$$F(p) = 1 - \frac{g}{32\pi^2} \int_0^1 dx \left[\ln \left(\frac{\Lambda^2}{m^2 + p^2 x(1-x)} \right) - 1 \right] + O(g^2). \quad (18.1.9)$$

(只要我们保持 p^2 为正) 这一结果没有零质量奇异性, 但它理所应当与截断相关. 通过定义重整化 ϕ^2 算符

$$(\phi^2)_R = N^{(\phi^2)} \phi^2, \quad (18.1.10)$$

这一紫外发散可以被消除掉, 其中的 $N^{(\phi^2)}$ 会使得 $N^{(\phi^2)} F(p)$ 在某个明确的重整化点有明确的有限值. 例如, 我们可以定义重整化 ϕ^2 算符使得

$$N^{(\phi^2)} F(0) = 1, \quad (18.1.11)$$

*在这一讨论中我们假定, 对于那些与图的剩余部分仅通过两条 ϕ 线相连并含有顶角的子图, 只要发散是由它们引起的, 那么这些发散就以同样的方式消除.

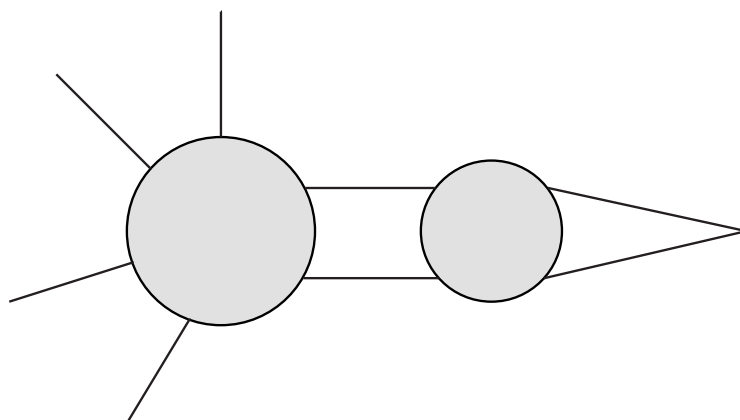


图 18.2 上面的Feynman图所代表的算符 $\int d^4x \exp(-ip \cdot x) \phi^2(x)$ 的矩阵元会呈现出紫外发散. 它的记号与图18.1中的记号相同

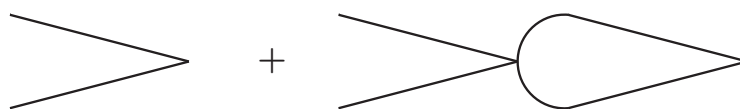


图 18.3 图18.2中直到一圈发散的图.

在这一情况下,

$$N^{(\phi^2)} = 1 + \frac{g}{32\pi^2} \left(\ln \frac{\Lambda^2}{m^2} - 1 \right) + O(g^2). \quad (18.1.12)$$

这样, 重整化算符 $(\phi^2)_R$ 的矩阵元就会包含因子

$$F_R(p) \equiv N^{(\phi^2)} F(p) = 1 + \frac{g}{32\pi^2} \int_0^1 dx \ln \left(1 + \frac{p^2 x(1-x)}{m^2} \right) + O(g^2). \quad (18.1.13)$$

这对于所有的 $p^2 > 0$ 和 $m^2 > 0$ 都是有限的, 但它现在包含 $m \rightarrow 0$ 的红外发散, 相对于 $p^2 \rightarrow +\infty$ 时的渐进行为, 这一红外发散对应于其中的大对数. 当然, 为了消除高阶计算中的截断, 我们将不得不同时引入重整化耦合常数和重整化 ϕ^2 算符, 并且我们会遇到这两者引起的大对数.

不仅仅是 $\phi^2(x)$, 任何类型的算符都需要类似的重整化因子. 特别地, 取理论中的一个基本场 ψ 的矩阵元, 它所引入的紫外发散就源于对相对应传播子的辐射修正. 正如我们在第12章中看到的, 这些无限大可以通过引入重整化场 ψ_R 消除掉:

$$\psi_R = N^{(\psi)} \psi, \quad (18.1.14)$$

其中的 $N^{(\psi)}$ 会使得 ψ_R 在单粒子态和真空之间的矩阵元, 与没有相互作用时, 按传统归一化的场的矩阵元是相同的. 它与重整化理论中通常的 Z 因子的关系是

$$Z^{(\psi)} = |N^{(\psi)}|^{-2}. \quad (18.1.15)$$

例如, 我们来回忆一下早先我们对旋量量子电动力学中光子场重整化的结果.** 在这一情况

**在上面作为例子的标量场论中, 相互作用为 ϕ^4 , 对于这样的理论, $N^{(\phi)}$ 的最低阶项源于两圈图, 所以用这一理论论证 N 因子的计算将是不方便的.

中, 重整化电磁场 A_R^μ 一般写成裸场 A_B^μ 的形式

$$A_R^\mu = Z_3^{-1/2} A_B^\mu$$

其中 Z_3 由方程(11.2.21)给定

$$Z_3 = 1 - \frac{e^2}{12\pi^2} \ln \left(\frac{\Lambda^2}{m^2} \right) + O(e^4). \quad (18.1.16)$$

它有一个零质量奇点, 而这将会影响到重整化光子场矩阵元的渐进行为. 特别地, 方程(11.2.22)给出了重整化电磁场的自能函数

$$\pi(q^2) = \frac{e_R^2}{2\pi^2} \int_0^1 dx x(1-x) \ln \left[1 + \frac{q^2 x(1-x)}{m^2} \right] + O(e_R^4). \quad (18.1.17)$$

它在 $m = 0$ 处有奇点, 所以在它的渐进行为中就会有大大对数: 对于 $q^2 \rightarrow +\infty$

$$\pi(q^2) \longrightarrow \frac{e_R^2}{2\pi^2} \left[\frac{1}{6} \ln \frac{q^2}{m^2} - \frac{5}{18} \right] + O(e_R^4). \quad (18.1.18)$$

电动力学有如下的特征, 出现在电磁场重整化中的常数 Z_3 同时出现在电荷重整化中:

$$e_R = Z_3^{-1/2} e_{\text{BARE}}, \quad (18.1.19)$$

但这并非普遍情况. 重整化群技巧首先是在量子电动力学中得以使用的, 但对于这里讨论的标量场论而言, 由于场和耦合的重整化的是分开的, 所以这给出了这些方法一个更加典型的例证.

18.2 滑动标度

在上一节我们看到, 合适的被积截面或者不在壳 Feynman 振幅在高能处会出现大大对数, 而有些大大对数可以追溯到用来定义重整化耦合常数和重整化算符的方案. 重整化群方法的核心思想就是改变这一方案.

假定我们发现了某种定义一类新的重整化耦合常数 $g(\mu)$ 的方法, 使得它依赖于滑动能量标度 μ , 但是(至少当 $\mu \gg m$ 时)与理论的质量标度无关. 这样, 合适的被积截面或者其它的红外安全速率参量就可以表示成 g_μ 和 μ 而不是 g_R 的函数. 通过量纲分析, 这样的函数可以写成

$$\Gamma(E, x, g_\mu, m, \mu) = E^D \Gamma \left(1, x, g_\mu, \frac{m}{E}, \frac{\mu}{E} \right). \quad (18.2.1)$$

(我们的记号与 18.1 节是相同的; 特别地, x 代表 Γ 所依赖的所有无量纲的角, 能量比值等.) 既然 μ 是完全任意的重整化标度, 我们可以令 $\mu = E$, 在这一情况下, 方程(18.2.1)变成

$$\Gamma(E, x, g_\mu, m, \mu) = E^D \Gamma \left(1, x, g_E, \frac{m}{E}, 1 \right). \quad (18.2.2)$$

现在, 由于 g_E 在 $m \ll E$ 时不依赖于 m , 这里没有零质量奇点, 因而也没有大大对数, 并且只要 g_E 本身保持足够小, 我们就能以 g_E 的形式用微扰论计算 Γ . 特别地, 在微扰论的任意有限阶, Γ 有如下的渐进行为, 对于 $E \gg m$,

$$\Gamma(E, x, g_\mu, m, \mu) \longrightarrow E^D \Gamma(1, x, g_E, 0, 1). \quad (18.2.3)$$

(非微扰修正将在18.4节进行考察.)

尚需计算的是 g_E , 我们举一个例子进行说明, 在拉格朗日量为(18.1.2)的标量场论中, 我们可以将 g_μ 定义成散射振幅在重整化点 $s = t = u = -\mu^2$ 的值:

$$\begin{aligned} g_\mu &\equiv A(s = t = u = -\mu^2) \\ &= g - \frac{3g^2}{32\pi^2} \int_0^1 dx \left\{ \ln \left(\frac{\Lambda^2}{m^2 + \mu^2 x(1-x)} - 1 \right) \right\} + O(g^3), \end{aligned} \quad (18.2.4)$$

或者, 将其写成传统的重整化耦合(18.2.5)的形式,

$$g_\mu = g_R + \frac{3g_R^2}{32\pi^2} \int_0^1 dx \ln \left(1 + \frac{\mu^2 x(1-x)}{m^2} \right) + O(g_R^3). \quad (18.2.5)$$

然而, 仅当修正项远小于 g_R 时, 这一公式才是可靠的; 即, 仅当 $|g_R \ln(\mu/m)| \ll 1$ 时, 这一公式才是可靠的. 如果是 $\mu \simeq E$ 的情况, 我们不需要使用重整化群方法; 普通的微扰论就已经足够好了.

当 μ 很大时, 取代直接使用(18.2.5)这样的公式, 我们必须以阶段的方式进行: 只要 μ/m 不是远大于1, 我们就可以用 g_R 计算 g_μ ; 这样, 只要 μ'/μ 不远大于1, 我们就可以用 g_μ 计算 $g_{\mu'}$; 以此类推, 直到 g_E . 取代用离散的步骤到达 g_E , 我们也可以连续地到达 g_E . 量纲分析告诉我们, $g_{\mu'}$ 和 g_μ 之间的关系采取形式

$$g_{\mu'} = G(g_\mu, \mu'/\mu, m/\mu). \quad (18.2.6)$$

对 μ' 微分然后取 $\mu' = \mu$, 这给出微分方程

$$\mu \frac{d}{d\mu} g_\mu = \beta \left(g_\mu, \frac{m}{\mu} \right), \quad (18.2.7)$$

其中

$$\beta \left(g_\mu, \frac{m}{\mu} \right) \equiv \left[\frac{\partial}{\partial z} G(g_\mu, z, m/\mu) \right]_{z=1}. \quad (18.2.8)$$

这里没有零质量奇点, 所以当 $\mu \gg m$ 时, 这一微分方程就变成

$$\mu \frac{d}{d\mu} g_\mu = \beta(g_\mu, 0) \equiv \beta(g_\mu), \quad (18.2.9)$$

这通常被称作 *Callan-Symanzik* 方程.¹ 我们将通过对微分方程(18.2.9)积分来计算 g_E , 其中的初始值 g_M 处在标度 $\mu = M$, 对该标度的选择要比较小心, 一方面要足够大, 使得当 $\mu \geq M$ 时, 相比于 μ 我们可以忽略掉 m , 一方面要足够小, 使得我们在用微扰论计算 g_M 时, 大对数 $\ln(E/m)$ 不会妨碍我们用 g_R 去计算 g_M . 只要 $\beta(g)$ 在 g_M 和 g_E 之间不为零, 那么这个解就可以形式地写成

$$\ln(E/M) = \int_{g_M}^{g_E} dg / \beta(g). \quad (18.2.10)$$

上一段的结果不依赖微扰论, 但是我们通常需要用微扰论计算 G 和 β . 例如, 假定我们在相互作用为 $g\phi^4/24$ 的标量场论中计算 $g_{\mu'}$, 通过将 g 表示成 g_μ 而非 g_R 进行重整化. 沿用导出方程(18.2.5)的步骤, 这给出

$$g_{\mu'} = g_\mu - \frac{3g_\mu^2}{32\pi^2} \int_0^1 dx \ln \left(\frac{m^2 + \mu^2 x(1-x)}{m^2 + \mu'^2 x(1-x)} \right) + O(g_\mu^3).$$

那么方程(18.2.8)给出

$$\beta\left(g_\mu, \frac{m}{\mu}\right) = +\frac{3g_\mu^2}{16\pi^2} \int_0^1 dx \frac{\mu^2 x(1-x)}{m^2 + \mu^2 x(1-x)} + O(g_\mu^3). \quad (18.2.11)$$

当 $\mu \gg m$ 时, 这变成

$$\beta(g_\mu) = \frac{3g_\mu^2}{16\pi^2} + O(g_\mu^3). \quad (18.2.12)$$

到下一阶, $\mu \gg m$ 的 β -函数是³

$$\beta(g_\mu) = g_\mu \left[3 \left(\frac{g_\mu}{16\pi^2} \right) - \frac{17}{3} \left(\frac{g_\mu}{16\pi^2} \right)^2 + \cdots \right].$$

如果我们只满足单圈近似, $\beta(g)$ 的计算有更加简单的方法. 为了避免矩阵元在 μ 阶能量处有很大的辐射修正, 我们必须将裸耦合 g 写成有限的重整化耦合 g_μ , 就像

$$g = g_\mu + B(g_\mu) \ln \frac{\Lambda}{\mu} + \cdots. \quad (18.2.13)$$

例如, 从方程(18.1.3)中, 我们可以立刻读出 g 中 $\ln \Lambda$ 项的系数

$$B(g) = -\frac{3}{2} \left[-i(2\pi)^4 g^2 \right] \left[\frac{-i}{(2\pi)^4} \right]^2 2\pi^2 i = \frac{3g^2}{16\pi^2}. \quad (18.2.14)$$

非重整化耦合显然独立于 μ , 所以到最低阶

$$\mu \frac{d}{d\mu} g_\mu - B(g_\mu) = 0$$

因此在最低阶

$$\beta(g) = B(g). \quad (18.2.15)$$

这里的 $B(g)$ 由方程(18.2.14)给定, 这与我们之前 $\beta(g)$ 在 ϕ^4 标量场论中的结果(18.2.14)一致.

简单的紫外截断会妨碍规范不变性, 所以用维数正规化来处理紫外发散通常是方便的. 对于时空维数 $d < 4$, 我们发现 $\ln(\Lambda/\mu)$ 会被替换成收敛积分

$$\int_\mu^\infty k^{d-4} \frac{dk}{k} = \frac{\mu^{d-4}}{4-d} \xrightarrow{d \rightarrow 4} \left[\frac{1}{4-d} - \ln \mu \right].$$

因此, 不像之前通过将非重整化耦合写成(18.2.13)那样来消除截断相关性, 我们转而写成

$$g = g_\mu + B(g_\mu) \left[\frac{1}{4-d} - \ln \mu \right], \quad (18.2.16)$$

其中的函数 $B(g_\mu)$ 与上面相同. 因此, 为了计算 $\beta(g_\mu)$, 我们需要做的就是将重整化耦合中奇异因子 $1/(4-d)$ 的系数挑出来. 这一讨论将在18.6节扩展至所有阶.

在拉格朗日量为(18.1.2)的标量场论中, 只要 g_μ 足够小, 方程(18.2.9)和(18.2.12)可以很好地近似为

$$g_\mu = -\frac{16\pi^2}{3 \ln(\mu/M)}, \quad (18.2.17)$$

其中 M 是一个积分常数. 这一表达式例证了重整化群运算的一个普遍特征, 即像 g_R 这样的无量纲耦合会被 M 这样量纲为质量的参量替代. 若 μ 的值足够大, 使得我们可以使用基于 $\mu \gg m$ 的近似, 并且又足够小, 使得 $|g_R \ln(\mu/M)| \ll 1$, 通过比较解(18.2.17)与此时耦合的行为, 我们可以将 M 与 g_R 关联起来, 在 μ 满足上述条件时, (18.2.5)给出

$$g_\mu \simeq g_R + \frac{3g_R^2}{16\pi^2} \ln\left(\frac{\mu}{M}\right). \quad (18.2.18)$$

以这种方式, 我们发现

$$M \simeq m \exp\left(\frac{16\pi^2}{3g_R}\right), \quad (18.2.19)$$

这使得方程(18.2.17)可以变成更加常见的形式

$$g_\mu = g_R \left[1 - \frac{3g_R}{16\pi^2} \ln \frac{\mu}{m}\right]^{-1}. \quad (18.2.20)$$

再重申一次, 即使 $|g_R \ln(\mu/m)|$ 量级为1, 只要 g_μ 是小量, 上式就是成立的, 所以它代表的是对微扰结果(18.2.18)的重要提升. 当然, 当 $|g_R \ln(\mu/m)|$ 充分接近于临界值 $16\pi^2/3$ 时, g_μ 是小量这个条件就会被破坏. 但是, 方程(18.2.20)至少做出了如下的明确预测: 在临界值(18.2.19)之下的某个能量 E 处, g_E 变得足够大使得微扰论无法使用.

如果我们计算的不是被积截面而是算符的不在壳矩阵元, 我们还需要把出现在重整化算符定义中的 N 因子考虑在内, 它会使得重整化算符的矩阵元是有限的. 在上一节我们看到, 如果这些 N 因子以传统的方式定义(即, 当算符携带的4-动量为零或者算符是处在质量壳上的场时, 发散子图所产生的修正因子被抵消了), 那么 N 因子的公式就会像方程(18.1.12)或(18.1.16)中那样包含零质量奇点, 而这又会在 $E \gg m$ 处产生大对数. 解决方法是在滑动标度 μ 处定义重整化常数 $N_\mu^{(\mathcal{O})}$, 使得在重整化算符

$$\mathcal{O}_\mu = N_\mu^{(\mathcal{O})} \mathcal{O} \quad (18.2.21)$$

的矩阵元中, 包含算符 \mathcal{O} 的发散子图所产生的修正因子在 μ 阶4-动量所表征的重整化点处被抵消了. 如果 M_R 是按传统方式重整化的算符的矩阵, 而 M 是算符按照方程(18.2.21)重整化后的矩阵元, 那么对于任意的 μ

$$M_R = \left[\prod_{\mathcal{O}} \left(N^{(\mathcal{O})} / N_\mu^{(\mathcal{O})} \right) \right] M(E, x, g_\mu, m, \mu). \quad (18.2.22)$$

我们可以再次使用量纲分析(假定 M 的量纲为 D)并令 $\mu = E$, 将其写成

$$M_R = E^D \left[\prod_{\mathcal{O}} \left(N^{(\mathcal{O})} / N_E^{(\mathcal{O})} \right) \right] M\left(1, x, g_E, \frac{m}{E}, 1\right). \quad (18.2.23)$$

因此, 为了发现不在壳振幅 M_R 的高能行为, 我们需要知道当重整化标度 μ 变化时, N_μ 是如何变化的.

对于任意两个重整化标度 μ 和 μ' , 重整化算符 $N_\mu^{(\mathcal{O})} \mathcal{O}$ 和 $N_{\mu'}^{(\mathcal{O})} \mathcal{O}$ 的矩阵元都是有限的, 所以比值 $N_{\mu'}^{(\mathcal{O})} / N_\mu^{(\mathcal{O})}$ 必须是截断无关的. 基于量纲分析, 这一比值必须采取如下的形式

$$N_{\mu'}^{(\mathcal{O})} / N_\mu^{(\mathcal{O})} = G^{(\mathcal{O})}(g_\mu, \mu' / \mu, m / \mu). \quad (18.2.24)$$

相对 μ' 微分并令 $\mu' = \mu$, 这给出

$$\mu \frac{d}{d\mu} N_\mu^{(\mathcal{O})} = \gamma^{(\mathcal{O})}(g_\mu, m/\mu) N_\mu^{(\mathcal{O})}, \quad (18.2.25)$$

其中

$$\gamma^{(\mathcal{O})}(g_\mu, m/\mu) \equiv \left[\frac{\partial}{\partial z} G^{(\mathcal{O})}(g_\mu, z, m/\mu) \right]_{z=1}. \quad (18.2.26)$$

这一方程的解是

$$N_E^{(\mathcal{O})} \propto \exp \left[\int^E \gamma^{(\mathcal{O})} \left(g_\mu, \frac{m}{\mu} \right) \frac{d\mu}{\mu} \right]. \quad (18.2.27)$$

由于引入了滑动标度, $N_\mu^{(\mathcal{O})}$ 和 $N_{\mu'}^{(\mathcal{O})}$ 中不再有零质量奇点, $G^{(\mathcal{O})}$ 和 $\gamma^{(\mathcal{O})}$ 也因此不再含有零质量奇点, 所以这一结果是相当有用的. 因此, 只要 g_μ 是一小量, 就不会有大对数妨碍用微扰论计算 $\gamma^{(\mathcal{O})}$. 另外, 当 $\mu \gg m$ 时, $\gamma^{(\mathcal{O})}(g_\mu, m/\mu)$ 有一光滑极限

$$\gamma^{(\mathcal{O})}(g_\mu) \equiv \gamma^{(\mathcal{O})}(g_\mu, 0). \quad (18.2.28)$$

作为一个例子, 考察标量场论中的算符 $\mathcal{O} = \phi^2$, 其中的相互作用是 $g\phi^4/24$. 这时的重整化不会使得修正因子(18.1.9)在 $p^2 = 0$ 处被抵消掉, 而是在滑动标度 $p^2 = \mu^2$ 处抵消它, 方法是引入新的重整化 ϕ^2 算符 $N_\mu^{(\phi^2)} \phi^2$, 其中

$$N_\mu^{(\phi^2)} \equiv F^{(\phi^2)}(\mu^2)^{-1} = 1 + \frac{g}{32\pi^2} \int_0^1 dx \left[\ln \left[\frac{\Lambda^2}{m^2 + \mu^2 x(1-x)} \right] - 1 \right] + O(g^2).$$

那么, 对于这一算符, 函数(18.2.24)就是

$$G^{(\phi^2)} \left(g_\mu, \frac{\mu'}{\mu}, \frac{m}{\mu} \right) \equiv \frac{N_{\mu'}^{(\phi^2)}}{N_\mu^{(\phi^2)}} = 1 + \frac{g_\mu}{32\pi^2} \int_0^1 dx \ln \left[\frac{m^2 + \mu'^2 x(1-x)}{m^2 + \mu^2 x(1-x)} \right] + O(g_\mu^2).$$

(由于 g_μ 和 g 的差或者 g_μ 和 $g_{\mu'}$ 的差仅影响 g_μ^2 阶的项或者更高阶的项, 所以在这里我们可以用 g_μ 替代 g 或 $g_{\mu'}$.) 那么, 从方程(18.2.26)中我们就有

$$\gamma^{(\phi^2)} \left(g_\mu, \frac{m}{\mu} \right) = -\frac{g_\mu}{16\pi^2} \int_0^1 \frac{\mu^2 x(1-x)}{m^2 + \mu^2 x(1-x)} dx + O(g_\mu^2)$$

或者, 当 $\mu \gg m$ 时,

$$\gamma^{(\phi^2)}(g_\mu) = -\frac{g_\mu}{16\pi^2} + O(g_\mu^2). \quad (18.2.29)$$

另一个比较好的例子是量子电动力学中与电磁场重整化相联系的 N 因子. 回忆, 通过用重整化电磁场来计算光子传播子, 我们可以使其对于所有的动量都是有限的, 这一方法可以等效为给非重整化场的传播子乘以 Z_3^{-1} :

$$\tilde{\Delta}_{\rho\sigma}(q) = Z_3^{-1} \Delta_{\rho\sigma}(q). \quad (18.2.30)$$

方程(10.5.17)表明这一重整化传播子可以写成

$$\tilde{\Delta}_{\rho\sigma}(q) = \frac{\eta_{\rho\sigma}}{[q^2 - i\epsilon][1 - \pi(q^2)]} + q_\rho q_\sigma \text{项}. \quad (18.2.31)$$

假定我们转而定义重整化场 $N_\mu^{(A)} A^\rho$, 它的传播子中有一项正比于 $\eta_{\rho\sigma}/[q^2 - i\epsilon]$, 并且比例系数在滑动标度 $q^2 = \mu^2$ 处等于1. 由于这个原因, 显然我们必须取

$$N_\mu^{(A)} = Z_3^{-1/2} [1 - \pi(\mu^2)]^{1/2}. \quad (18.2.32)$$

利用方程(11.2.22), 函数(18.2.24)就是

$$\begin{aligned} G^{(A)}(g_\mu, \mu'/\mu, m/\mu) &= \left[\frac{1 - \pi(\mu'^2)}{1 - \pi(\mu^2)} \right]^{1/2} \\ &= 1 - \frac{e_\mu^2}{4\pi^2} \int_0^1 dx x(1-x) \ln \left[\frac{m^2 + \mu'^2 x(1-x)}{m^2 + \mu^2 x(1-x)} \right] \\ &\quad + O(e_\mu^4), \end{aligned} \quad (18.2.33)$$

因此, 方程(18.2.26)给出

$$\gamma^{(A)}(e_\mu, m/\mu) = -\frac{e_\mu^2}{2\pi^2} \int_0^1 dx \frac{x^2(1-x)^2 \mu^2}{m^2 + \mu^2 x(1-x)} + O(e_\mu^4). \quad (18.2.34)$$

正如所承诺的, 它在 $\mu \gg m$ 时的极限是光滑的

$$\gamma^{(A)}(e_\mu) \equiv \gamma^{(A)}(e_\mu, 0) = -\frac{e_\mu^2}{12\pi^2} + O(e_\mu^4). \quad (18.2.35)$$

正如之前提到过的, 由于出现在重整化电磁场中的重整化常数 $Z_3^{-1/2}$ 与定义电子的重整化电荷的常数互为倒数: $e_R = Z_3$. 那么, 滑动标度 μ 处的重整化电荷的自然定义就是

$$e_\mu = N_\mu^{(A)-1} e = Z_3^{-1/2} N_\mu^{(A)-1} e_R, \quad (18.2.36)$$

这使得 e_μ 与在标度 μ 处重整化的场 $N_\mu^{(A)} A^\rho$ 相乘后与 μ 无关, 从方程(18.2.25)中, 我们看到, 对于给出 e_μ 对 μ 的相关性的函数 $\beta(e)$, 根据方程(18.2.9), 它在 $\mu \gg m$ 时的值为

$$\beta(e) = -e\gamma^{(A)}(e) = \frac{e^3}{12\pi^2} + O(e^5). \quad (18.2.37)$$

更早的计算^{3a}给出了真空极化函数 $\pi(q^2)$ 的第四阶项. 借此, Gell-Mann和Low给出了 $\beta(e)$ 中 e 的下一阶项.

$$\beta(e) = \frac{e^3}{12\pi^2} + \frac{e^5}{64\pi^2} + O(e^7). \quad (18.2.38)$$

换句话说, 活动标度 μ 处的电荷满足重整化群方程

$$\mu \frac{d}{d\mu} e_\mu = \frac{e_\mu^3}{12\pi^2} + \frac{e_\mu^5}{64\pi^2} + O(e_\mu^7). \quad (18.2.39)$$

这表明, 对于比较小的 e_μ , e_μ 随着 μ 的增大而增大.

我们还需要初始条件. 这由电荷著名的传统重整化值 $e_R = Z_3^{1/2} e$ 提供, 对于这个值 $\alpha \equiv e_R^2/4\pi = 1/137.036 \dots$. 方程(18.2.32)和(18.2.36)给出

$$\begin{aligned} e_R/e_\mu &= Z_3^{1/2} N_\mu^{(A)} = \sqrt{1 - \pi(\mu^2)} \\ &= 1 - \frac{e_R^2}{4\pi^2} \int_0^1 dx x(1-x) \ln \left[1 + \frac{\mu^2 x(1-x)}{m_e^2} \right] + O(e_R^4). \end{aligned} \quad (18.2.40)$$

我们需要匹配这一公式与方程(18.2.39)的解, 在匹配时, μ 的值要足够大以使得方程(18.2.39)中的近似 $\mu \gg m_e$ 是合理的, 但又足够小使得方程(18.2.40)中的对数与 $4\pi^2/e_R^2$ 相比依然是个小量, 进而使得微扰论是成立的. (例如, 我们可以取 μ 的量级为 100 MeV.) 对于这样的 μ 值, 方程(18.2.40)给出

$$e_\mu \simeq e_R + \frac{e_R^3}{12\pi^2} \left[\ln \frac{\mu}{m_e} - \frac{5}{6} \right]. \quad (18.2.41)$$

另一方面, 当 e_μ 比较小的时候, 方程(18.2.39)(仅保留右边第一项)的解是

$$e_\mu = \left[\text{常数} - \frac{\ln \mu}{6\pi^2} \right]^{-1/2}. \quad (18.2.42)$$

比较方程(18.2.41)和(18.2.42), 这给出解

$$e_\mu = e_R \left[1 - \frac{e_R^2}{6\pi^2} \left(\ln \left(\frac{\mu}{m_e} \right) - \frac{5}{6} \right) \right]^{-1/2}. \quad (18.2.43)$$

不像方程(18.2.41), 不管 $(e_R^2/6\pi^2) \ln(\mu/m_e)$ 是不是小量, 只要 $e_\mu^2/6\pi^2$ 是小量, 方程(18.2.43)就是适用的.

例如, 我们在 11.3 节就已经看到, 通过对 μ 子磁矩的二阶(Schwinger)项(11.3.16)乘以 $k^2 \approx m_\mu^2$ 处的真空极化函数 $\pi_e(k^2)$, 我们就可以获得对 μ 子磁矩的领头 4 阶修正, 根据方程(18.2.40), 这与将 Schwinger 项中的 α 替换成 $e_{m_\mu}^2/4\pi$ 的结果(到这一阶)是相同的.

另一个例子: 在 高能电子-正电子对撞实验中, 诸如 CERN 上的 LEP 或者 SLAC 上的 SLC^d, 它们所研究的物理过程所处的能量量级大约是 Z^0 粒子的质量, 或者说 91 GeV. 方程(18.2.43)表明, 在能量达到这个量级时, 计算纯量子电动力学中的辐射修正所用的精细结构常数不是 $\alpha = 1/137.036$, 而是

$$\frac{e^2(91 \text{ GeV})}{4\pi} = \frac{\alpha}{1 - 2(11.25)\alpha/3\pi} = \frac{1}{134.6}. \quad (18.2.44)$$

在这一结果所针对的理论中, 质量小于 m_Z 的带电粒子只有电子. 而在真实情况中, 这种粒子有很多, 相应地, m_Z 处的精细结构常数⁴是 $(128.87 \pm 0.12)^{-1}$.

* * *

计算理论的耦合参数所在的滑动标度可以不是外线动量而是外场的值. 在重整化群方法的一个早期应用中, Coleman 和 E. Weinberg^{4a} 考察了时空无关的外标量场 ϕ 的有效势 $V(\phi)$. 在这一简单情况中, 场只与自身作用, 它们的圈结果由方程(16.2.15)给出. 在重整化质量 m_R 为零的情况下考察有效势是特别有趣的, 这时, 到一圈阶我们可以令最后一项中的 $\mu^2(\phi)$ 等于 $g_R\phi^2/2$, 这使得方程(16.2.15)在这里变成(其中的 g 是重定义耦合, 与之前稍有不同):

$$V(\phi) = \lambda_R + \frac{g}{24}\phi^4 + \frac{g^2\phi^4 \ln \phi^2}{256\pi^2}. \quad (18.2.45)$$

第一眼看上去, 当 $g > 0$ 时, 对于比较小的 ϕ , 有效势好像要小于 λ_R , 这使得 $\phi = 0$ 这一点是局域极大点而非极小点, 但对于这样小的 ϕ , 第三项要远大于第二项, 微扰论显然是靠不住的. 另外, 为了使

^dCERN 是欧洲核子研究组织(European Organization for Nuclear Research)的缩写, LEP 是大型正负电子对撞机(Large Electron-Positron Collider)的缩写, 在 2000 年末的时候, LEP 被关停并拆解, 以给在建的新的的大型强子对撞机(LHC)腾出轨道空间, SLAC 是斯坦福直线加速器中心(Stanford Linear Accelerator Center)的缩写, 而 SLC 是斯坦福直线对撞机(Stanford Linear Collider)的缩写. —译者注

势对于比较大的场有下界, 我们能够论证 g 必将是正的, 但是方程(18.2.45)表明, 无论 g 多小, 总存在足够大的场使得微扰论不在成立. 因而方程(18.2.45)也就无法告诉我们势是否在场比较大时有下界.

通过使用定义在场强的滑动标度 μ 处的耦合常数, 我们可以做的更好. 假定我们通过条件

$$V(\mu) = \lambda_R + \frac{g_\mu}{24} \mu^4 \quad (18.2.46)$$

来定义耦合 g_μ . 如果我们在开头就用 g_μ 作为耦合参量, 那么, 取代方程(18.2.45), 我们将获得

$$V(\phi) = \lambda_R + \frac{g_\mu}{24} \phi^4 + \frac{g_\mu^2 \phi^4}{256\pi^2} \ln \left(\frac{\phi^2}{\mu^2} \right), \quad (18.2.47)$$

它显然满足方程(18.2.46).^{*} 从有效势独立于 μ 这一条件可以获得 g_μ 的重整化群方程,^{**}

$$\mu \frac{dg_\mu}{d\mu} = \frac{3g_\mu^2}{16\pi^2}. \quad (18.2.48)$$

(包含 g_μ^2 的导数的项被扔掉了, 这是因为它们是 g_μ 的高阶项, 因此只要 g_μ 足够小, 它们就可以被忽略.) 与重整化群方程(18.2.9)和(18.2.13)相比, 上式所采取的形式与它们一样, 尽管 μ 在那里是重整化动量, 这并非巧合, 我们将在下一节看到, 重整化群方程中的前两项与我们定义滑动标度的方式总是无关的. 这一方程的解由方程(18.2.17)给出, 一般而言所不同的是积分常数 M . 因此, 通过令方程(18.2.17)中的 $\mu = \phi$, 我们现在有

$$V(\phi) = \lambda_R - \frac{32\pi^2 \phi^4}{3 \ln(\phi^2/M^2)}, \quad (18.2.49)$$

$$g_\phi = -\frac{32\pi^2}{3 \ln(\phi^2/M^2)}. \quad (18.2.50)$$

使用这一结果要小心, 因为它仅在耦合常数 g_ϕ 比较小的情况下才是有效的. 这里的问题不仅是方程(18.2.49)在 ϕ 接近于 M 时失去了它的有效性; 我们对重整化群方程的积分也不能穿过 $\phi = M$ 处的奇点, 所以 g_ϕ 在奇点一边的信息无法告诉我们它在奇点另一边的行为.

如果 g_ϕ 对于某个 ϕ_0 有很小的正值, 那么我们从方程(18.2.50)中可以知道 $M > |\phi_0|$, 所以对于 $|\phi| < |\phi_0|$, g_ϕ 会保持一个比较小的值并且方程(18.2.49)是有效的. 这表明 $\phi = 0$ 这一点是 $V(\phi)$ 的局域极小点, 与方程(18.2.45)所给予我们的预期相反. 这意味着对于在对称变换 $\phi \rightarrow -\phi$ 下不变的真空, 除开可能的量子力学势垒穿透效应, 这一真空是稳定的. 另一方面, 我们知道当 $|\phi|$ 与 M 相比足够大时, 方程(18.2.49)会失效. 即使这一耦合对于某些 $|\phi| > M$ 会变得比较小, 但它仍然太大以至于对所有的 $|\phi| > M$ 都无法使用微扰论, 对于这样的 ϕ , 势可能由重整化标度 $M' > \phi$ 的方程(18.2.49)给出, 这会产生第二个奇点. 因此在这一情况下, 我们无法看到在 $|\phi| \rightarrow \infty$ 时 $V(\phi) \rightarrow -\infty$.

^{*}通过在方程(18.2.45)中使用方程(18.2.46)进而将 g 表示成 g_μ , 我们也可以得到 $V(\phi)$, 但这一结果与方程(18.2.47)不同. 它们的差是 g 的高阶项, 但是如果计算 $V(\phi)$ 所在的 ϕ 与 μ 相差很大, 这时大对数就能够补偿耦合的幂次方, 这一差异就会变得显著. 如果我们从一开始就用 g_μ 作为耦合参量, 并取 μ 为 ϕ 阶的, 那么这样的大对数就不会产生, 并且只要 g_μ 依旧是个小量, 近似方程(18.2.47)就是有效的.

^{**}为了消除所有的截断相关性, ϕ 应该写成重整化场 $\phi_\mu = N_\mu^\phi \phi$ 的形式, 它给 $V(\phi_\mu)$ 赋予的 μ 相关性源于重整化常数 N_μ^ϕ 的 μ 相关性. 这一点在这里被忽略了, 这是因为在相互作用 $\propto \phi^4$ 的标量场论中, 对 N_μ^ϕ 的 μ 相关性有贡献的最低阶图有两个圈, 这使得现在我们计算的这一阶, 我们可以取 $N_\mu^\phi = 1$.

类似地, 如果 g_ϕ 对于某个 ϕ_0 有很小的负值, 那么我们就可以得知 $M < |\phi_0|$, 所以对于 $|\phi| > |\phi_0|$, g_ϕ 会保持一个比较小的值并且方程(18.2.49)是有效的. 在这一情况下, 当 $|\phi| < M$ 时, 对于势的行为我们无法得出任何结论, 但这时我们可以用方程(18.2.49)看到 $|\phi| \rightarrow \infty$ 时 $V(\phi) \rightarrow -\infty$, 这排除了任何稳定真空的可能性. 由于我们在这里考察的是极限 $|\phi| \rightarrow \infty$, 因此, 假定 $m \ll |\phi_0|$, 那么这一结论对于质量 $m > 0$ 的标量场同样是成立的. 这正是我们为什么必须要假定(在任何远大于该标量质量的标度处重整化的) ϕ^4 耦合为正的原因.

18.3 各种渐进行为

即使在跑动耦合 g_μ 不够小以至于无法使用微扰论的情况下, 对于量子场论中所遇到的可能的渐进行为类型, 重整化群方法提供了非常有用的洞察. 我们将区分 g_μ 在 $\mu \rightarrow \infty$ 时的 4 种不同行为方式, 这 4 中不同的行为分别对应于函数 $\beta(g)$ 的 4 种不同形状, 这是理论中只有一个耦合常数的情况. 在下一节, 我们将考察有多个相互独立耦合的理论.

我们先来回忆一下从上一节所考察的两个例子中所获得的 $\beta(g)$. 其中的一个是相互作用为 $g\phi^4/24$ 的标量场论, 对于比较小的 g , β -函数是

$$\beta(g) = \frac{3g^2}{16\pi^2} - \frac{18}{3} \frac{g^3}{(16\pi^2)^2} + O(g^4). \quad (18.3.1)$$

另一个是量子电动力学. 取代在这里将 β -函数写成(18.2.38)的形式, 为了突出这一理论与标量场论之间的相似性, 定义

$$g \equiv e^2, \quad (18.3.2)$$

并将 $\beta(g_\mu)$ 理解成 $\mu dg_\mu/d\mu$, 这使得对于比较小的 g

$$\begin{aligned} \beta(g) &= 2e \left[\frac{e^3}{12\pi^2} + \frac{e^5}{64\pi^2} + O(e^7) \right] \\ &= \frac{g^2}{6\pi^2} + \frac{g^3}{32\pi^2} + O(g^4). \end{aligned} \quad (18.3.3)$$

注意到, 在这两种情况中, 物理允许的耦合都落在 $g \geq 0$ 的范围内, 在这个范围内, 对于比较小的 g , 我们有 $\beta(g) \geq 0$. 在电动力学中, 这是因为拉格朗日量为实会要求 e 是实的. 而在标量场论中, 正如我们在上一节末尾所看到的, 为了有稳定的真空我们必须要有 $g > 0$. 然而, 我们可以考察相互作用哈密顿量为 $-g\phi^4/24$ 的标量场论, 其中的 g 是一正数. 这或许不是物理的, 但只要我们只专注于微扰论, 那么稳定性稳定就不会困扰我们. 方程(18.2.9)表明, 如果我们重定义 $g \rightarrow -g$, 那么 β -函数的变化就是 $\beta(g) \rightarrow -\beta(-g)$, 所以之前针对于相互作用 $g\phi^4/24$ 的结果 $\beta(g) = 3g^2/16\pi^2 + O(g^3)$, 它现在对于相互作用哈密顿密度 $-g\phi^4/24$ 就会给出

$$\beta(g) = -3g^2/16\pi^2 + O(g^3). \quad (18.3.4)$$

它与物理的相关性更大, 我们将在 18.7 节看到, 对于旋量场不太多非阿贝尔规范场论, 对于某些小的正耦合常数会有 $\beta \leq 0$. 在下文中, 我们对 g 的定义总使得 $g \geq 0$, 但对于 g 比较小的 $\beta(g)$, 我们既会考虑它为正的情况也会考虑它为负的情况.

现在我们将所有的可能性一一列举出来. (参看图 18.4.)

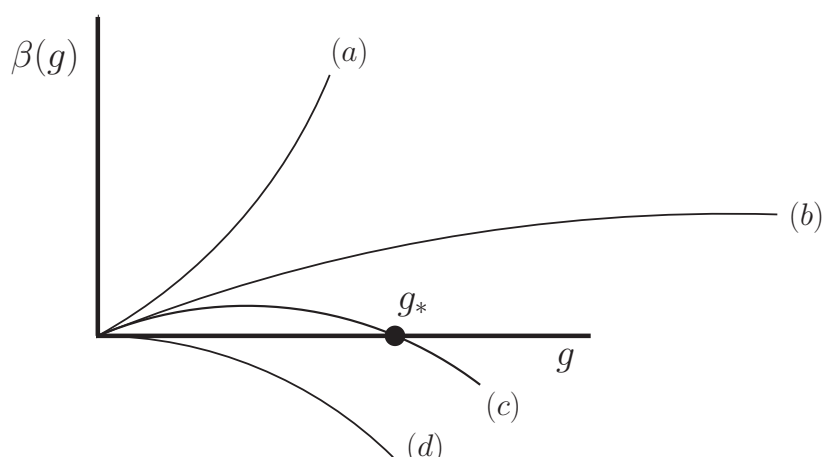


图 18.4 $\beta(g)$ 函数四种可能形式的图形表示. 对于 $\beta(g)$ 的这些形式, 跑动耦合 g_μ 将会: (a) 在 μ 的有限值处趋于无限大; (b) 随着 μ 的增长而持续增长; (c) 在 $\mu \rightarrow \infty$ 时趋于一个有限的极限值 g_* ; (d) 在 $\mu \rightarrow \infty$ 时趋于零.

(a) 有限能量处的奇点

假定对于小的正 g , 我们有 $\beta(g) > 0$ (例如方程(18.3.1)和(18.3.3)的情况), 并且随着 g 的增大, $\beta(g)$ 保持正值并且以足够快的速度持续上升, 这使得积分 $\int^\infty dg/\beta(g)$ 收敛:

$$\int^\infty \frac{dg}{\beta(g)} < \infty. \quad (18.3.5)$$

g_μ 将会稳定地远离 $g_\mu = 0$, 并且方程(18.2.10)表明 g_E 必须在 E 的有限值处变成无限大:

$$E_\infty = \mu \exp \left(\int_{g_\mu}^\infty \frac{dg}{\beta(g)} \right), \quad (18.3.6)$$

其中 μ 是满足 $\mu \gg m$ 的任意重整化标度. 我们在上一节看到过这种想象的一个例子; 在标量场论中, 如果我们认为 β -函数的最低阶公式 $\beta(g) = 3g^2/16\pi^2$ 是对所有 g 都成立的精确值, 那么跑动耦合就会在能量(18.2.19)处变成无限大. 类似地, 在旋量量子电动力学中, 如果我们认为最低阶公式 $\beta(g) = g^2/6\pi^2$ (其中 $g \equiv e^2$) 是对所有 g 都成立的精确值, 那么在 g_E 和 e_E 都变成无限大的那一点, 能量(18.3.6)是

$$E_\infty = \mu \exp(6\pi^2/g_\mu). \quad (18.3.7)$$

利用方程(18.2.43), 我们可以将其表示成传统的重整化电荷:

$$E_\infty \simeq m_e \exp \left(\frac{6\pi^2}{e_R^2} + \frac{5}{6} + O(e_R^2) \right) = e^{646.6} m_e. \quad (18.3.8)$$

当然, 在到达这一能量之前, 近似 $\beta(g) = g^2/6\pi^2$ 就会失效, 所以我们能够断言的只是: e_E 在 E_∞ 之下的某个能量 E 处会变得非常大以至于微扰论失效.

(b) 持续增长

现在, 假定在某个理论中 $\beta(g)$ 在 $g \rightarrow \infty$ 时保持正定, 但又增长(或减小)得非常缓慢以至于 $\int^\infty dg/\beta(g)$ 是发散的. 那么耦合常数 g_E 就会随着 $E \rightarrow \infty$ 持续增长, 但仅当 $E = \infty$ 时才会变

成无限大. 更进一步, g_E 渐进行为中的领头项在 $E \rightarrow \infty$ 时独立于传统的重整化耦合. 例如, 如果 $\beta(g)$ 在 g 很大时的行为类似于 bg^k , 并且 $b < 0$ 而 $k < 1$, 那么方程(18.2.9)的解是

$$g_E = \left[1 + (1-k)b g_\mu^{k-1} \ln \frac{E}{\mu} \right]^{1/(1-k)} g_\mu. \quad (18.3.9)$$

如果 g_μ 对于某些 μ (例如 m 阶的 μ) 是小量, 那么仅当能量与这一 μ 相比是一指数级大数时, 我们才能看到 g_E 的增长. 然而, 在极高的高能极限下, 耦合的增长遵循

$$g_E \rightarrow [(1-k)b \ln E]^{1/(1-k)}, \quad (18.3.10)$$

这是一个独立于 g_μ 的极限行为!

(c) 有限耦合处的不动点

接下来, 假定 $\beta(g)$ 对于 $0 < g < g_*$ 保持正定, 但在 $g = g_*$ 这一点跌落为零, 并且对于 g_* 之后的值是负的. 那么方程(18.2.9)表明, 随着 μ 的增长, 若 $g_\mu < g_*$, g_μ 会增长, 若 $g_\mu > g_*$, g_μ 会降低, 但无论是那一种情况, g_μ 都会在 $\mu \rightarrow \infty$ 时趋于 g_* . 如果 $\beta(g)$ 是 g_* 这一点是单零点, 那么在这一点的邻域内我们有

$$\beta(g) \rightarrow a(g_* - g) \quad \text{对于 } g \rightarrow g_* \quad (18.3.11)$$

其中 $a > 0$. 那么方程(18.2.9)的解是

$$g_* - g \propto \mu^{-a}. \quad (18.3.12)$$

(前面描述的(b)型行为可以视为不动点 g_* 在无限远处的特殊情况.) 另外, 我们可以预期任意算符 \mathcal{O} 的 $\gamma(g)$ 在 g_* 附近的行为是光滑的:

$$\gamma(g) = \gamma(g_*) + c(g_* - g) + O((g_* - g)^2). \quad (18.3.13)$$

(我们在这里扔掉了 γ 和 c 上的指标 \mathcal{O} .) 因此, 在这一算符(可能还有其它算符)的矩阵元中, 我们遇到因子(参看方程(18.2.27))

$$N_E^{-1} \propto \exp \left[- \int^E \gamma(g_\mu) \frac{d\mu}{\mu} \right] \propto E^{-\gamma(g_*)} [1 + O(E^{-a})]. \quad (18.3.14)$$

因子 $E^{-\gamma(g_*)}$ 的乘积可以与方程(18.2.23)中的因子 E^D 聚集在一起, 有了这一结果, 整个矩阵元就会趋于

$$M_R \propto E^{D_*}, \quad (18.3.15)$$

其中的量纲 D_* 相当于给出现在该矩阵元中的每一算符的实际量纲加上了一个“反常量纲” $-\gamma(g_*)$.

(d) 渐进自由

在迄今为止所讨论的例子中, $\beta(g)$ 对于小的正 g 都是正的, 这使得 g_μ 会随着 μ 的增长远离 $g = 0$. 假定在某个其它理论中, $\beta(g)$ 对于小的正 g 是负的. 那么

$$\beta(g) \rightarrow -bg^n, \quad (18.3.16)$$

其中 $b > 0$. 这里的 n 是对 $\beta(g)$ 有贡献的最低阶图的阶数, 因而 n 总是大于 1 的. (在这里用作例子的理论中, $n = 2$.) 这时, 方程(18.2.9)的解是

$$g_E = g_\mu \left[1 + b(n-1)g_\mu^{n-1} \ln \frac{E}{\mu} \right]^{-1/(n-1)}. \quad (18.3.17)$$

当 $E \rightarrow \infty$ 时, 它有一个独立于 g_μ 的极限

$$g_E \rightarrow [b(n-1) \ln E]^{-1/(n-1)} . \quad (18.3.18)$$

既然这在 $E \rightarrow \infty$ 时给出一个为零的 g_E , 只需假定当 g 和 $\beta(g)$ 有相反的符号时, 对于某个有限的 E , g_E 处在 $g = 0$ 附近的区域内. 我们在这一极限下就可以相信微扰论. 不同算符 \mathcal{O} 的方程量纲 $\gamma^{(\mathcal{O})}$ 预期会有弱耦合行为(扔掉指标 \mathcal{O})

$$\gamma(g) \rightarrow c g^m , \quad (18.3.19)$$

其中 m 是对这一算符的重整化有贡献的最低阶图的阶数, 而 c 是既可以为正又可以为负的实数. 那么由这一算符的重整化给矩阵元引入的因子, 它在高能处的渐进行为是

$$\begin{aligned} N_E^{-1} &\propto \exp \left[- \int^E \gamma(g_\mu) \frac{d\mu}{\mu} \right] \\ &\rightarrow \exp \left[- c \int^E [b(n-1) \ln \mu]^{-m/(n-1)} \frac{d\mu}{\mu} \right] \\ &\propto \exp \left[- \frac{c[b(n-1)]^{-m/(n-1)}}{(1-m/(n-1))} (\ln E)^{1-m/(n-1)} \right] \end{aligned} \quad (18.3.20)$$

有一个例外 $m = n - 1$, 这时,

$$N_E^{-1} \propto (\ln E)^{-c/b(n-1)} . \quad (18.3.21)$$

在渐进自由的情况中, 我们看到: 若有效量纲决定的是出现在矩阵元渐进行为中的能量幂次, 那么对它就没有修正, 但是这一渐进行为反而被 $\ln E$ 的幂函数修正了.

我们可以用相互作用哈密顿量密度为 $-g\phi^4/24$ 的标量场论作为展现渐进自由的一个玩具模型, 其中的 g 是一个正数. 这时, 方程(18.3.4)所给出的方程(18.3.16)的参量是:

$$b = 3/16\pi^2 , \quad n = 2 , \quad (18.3.22)$$

所以, 方程(18.3.17)在 $E \rightarrow \infty$ 时给出

$$g_E \rightarrow \left[\frac{3 \ln E}{16\pi^2} \right]^{-1} . \quad (18.3.23)$$

另外, 算符 ϕ^2 在这一理论中的反常量纲由方程(18.2.29)给出

$$\gamma(g) = -\frac{g}{16\pi^2} + O(g^2) . \quad (18.3.24)$$

因此, 方程(18.3.19)这时会有

$$c = -1/16\pi^2 , \quad m = 1 . \quad (18.3.25)$$

根据方程(18.3.21), 矩阵元中的每个 ϕ^2 算符会贡献因子

$$N_E^{-1} \propto (\ln E)^{1/3} . \quad (18.3.26)$$

标量场 ϕ 自身在这一理论中有 $\gamma(g) \propto g^2$, 因而 $m = 2$, 根据方程(18.3.20), 矩阵元中的每个 ϕ 算符会贡献因子

$$N_E^{-1} \propto 1 + O\left(\frac{1}{\ln E}\right) . \quad (18.3.27)$$

在 18.7 节研究量子色动力学时, 我们会看到另一个关于渐进自由的更见物理的例子.

在所有 g_E 可以扩展至无限大能量处的例子中, g_E 在这一极限下表现出与重整化耦合 g_R 相独立的行为. 然而, 这并不必然意味着这一理论不包含自由的无量纲参量. 在所有这些情形中, 为了描述 g_E 在 $E \rightarrow \infty$ 时是如何趋于它的极限的, 我们需要指定一个量纲为能量的自由参量 λ . 对于情况(b), 方程(18.3.10)可以写成

$$g_E \rightarrow [(1-k)b \ln(E/\lambda)]^{1/(1-k)}.$$

对于情况(c), 方程(18.3.12)可以写成

$$g_E \rightarrow g_* \left[1 - \left(\frac{\lambda}{E} \right)^b \right].$$

最后, 对于情况(d), 方程(18.3.18)可以写成

$$g_E \rightarrow [b(n-1) \ln(E/\lambda)]^{-1/(n-1)}.$$

一般而言, 这样的理论确实拥有自由的无量纲参量: λ 与质量 m 的比值. 像 e_R 这样的耦合常数, 它在与 m 相联系的标度处重整化, 因此可以表示为 m/λ 的函数. 仅当一个理论中的所有质量都为零时, 我们才能说这一理论不包含自由的无量纲参量.

在这里所描述的四种渐进行为中, (a)类和(b)类显然给出了不物理的行为, 即跑动耦合 g_E 在有限能量处(情况(a))或在 $E \rightarrow \infty$ 时(情况(b))变成了无穷大. 这本身并不意味着灾难: 我们必须要注意耦合是如何定义的. 例如, 如果 g_μ 随着 $\mu \rightarrow \infty$ 从 $\mu = m$ 处的有限值 g_m 光滑地衰落到零, 我们可以定义一个新耦合 $\tilde{g}_\mu \equiv g_\mu / [1 - g_\mu / g_{2m}]$, 这样 \tilde{g}_μ 就会在 $\mu = 2m$ 处变成无限大, 但是这仅是对该耦合参量进行特殊选择的人工产品. 然而, 无论是在 ϕ^4 标量场论中还是在量子电动力学中, 传统的重整化耦合 g_μ 在那里都是以 μ 阶能量处的矩阵元值定义的. 特别地, g_μ 在 ϕ^4 标量场论中被定义成标量-标量散射在 $s = t = u = \mu^2$ 处的不变 Feynman 振幅 A , 而 A 在那里被认为是解析的. 另外, 在旋量量子电动力学中, $g_\mu = e_\mu^2$ 给定为

$$e_\mu^2 / e_R^2 = Z_3 / N_\mu^{(A)^2} = \left[1 - \pi(\mu^2) \right]^{-1}. \quad (18.3.28)$$

因此, e_μ^2 在这一点 μ_∞ 处的无限大会在重整化光子传播子中产生一个极点或者其它奇点, 传播子中奇点处在 p^2 的一个正值处, 即 $p^2 = \mu_\infty^2$ 处, 在这里传播子被认为是解析的. 因此, 随着 g_μ 定义在这里, (a)中描述的渐进行为也就被物理地排除了.

那么我们的各种量子场论的行为到底是什么样的? 数年前, Landau^{4b}认为: 在量子电动力学中, 每一阶微扰论都会遇到且幂次逐渐上升的因子 $\ln(E/M)$ 在加起来后在 E 的有限值处会给出奇点(所谓的“Landau鬼”). 用现代观点来看, 可以说 Landau 发现了上面的可能性(a), 但是他没有给出任何反对情况(b)和(c)的讨论.

然而, 现今普遍接受的观点是, 不是渐进自由的相互作用量子场论, 例如量子电动力学或者相互作用为 ϕ^4 的标量场论, 这样的理论在数学上是不自洽的. 在量子电动力学中, 存在一些反对情况(c)的证据, 即反对存在有限的不动点 e_* 的证据. 如果第 20 章将要讨论的算符积展开的定性性质被非微扰效应改变了, 或者第 22 章将要讨论的三角反常有了非微扰重整化, 那么这样的不动点才

是可能的.^{4c} 但是, 即使情况(c)真的在量子电动力学中被排除了, 在无限大耦合处有不动点的情况(b)仍然是可能的.

相互作用非渐进自由的量子场论不自洽的大部分证据来源于对一个特殊标量场论的研究, 即4维中相互作用为 ϕ^4 的标量场在有限时空晶格上量子化的理论. 有一些严格的定理^{4d}表明, 除非该理论是渐进自由的, 否则, 在晶格间距趋于零的极限下, 这一理论(该理论的参量对晶格间距的依赖性任意的)的极限不可能是有相互作用的连续理论, 显然这与微扰论中所发现的截然相反. 这一讨论同时看起来也不是决定性的. 如果有一个非渐进自由的自洽连续标量场论, 那么通过积掉一个时空晶格以外的所有点上的标量场, 我们确实有可能构建一个晶格理论. 但这个理论不会是那些定理中所考察的理论. 它将拥有对称性允许的所有相互作用——不仅仅是正比于 ϕ^4 的项, 也会有正比于 ϕ^6 , $\phi^3\Box\phi$ 等的项, 而这些项的系数会与截断(晶格间距的倒数)相关, 它们之间的相关性将由12.4节讨论的Wilson重整化群方程给出, 关于这种理论的连续极限还没有人证明过任何事情.

如果在零晶格间距极限下真的不存在有相互作用的连续标量场论, 那么当我们试图解Wilson重整化群方程时必会遇到一些障碍, 在非常小的晶格间距处对于弱的重整化耦合则必然是这样. 这样的理论除非在非常小的间距处被检验过, 否则它会像相互作用标量场论那样出现. 在这一近似连续场论中, 可以推测重整化耦合常数在有限能量处会有奇点, 就像情况(a)一样, 这使得它在小间距处也崩溃掉了. (但对于强耦合, Wilson重整化群方程与Gell-Mann-Low重整化群方程在形式上没有直接联系, 所以裸耦合在有限晶格间距处有一个奇点并不一定暗示了重整化耦合在有限重整化标度处存在奇点.)

这类理论有时被称为是平庸的, 这样称呼它有时是因为, 对于在晶格上量子化的理论, 在对它的裸耦合附加几个假定条件后, 它的连续极限表现为自由场论, 有时是因为, 使得(a)类连续理论在所有能量处都符合物理要求的唯一方法是将重整化群方程(18.2.9)的解取为 $g_\mu = 0$. 即使一个场论在这两种意义下都是平庸的, 也没有任何理由排除它是物理现象的实际理论的某个部分. 对于晶格间距很小的一个理论, 如果真实世界中在间距变得这样小时存在必须要考虑在内的其它场, 那么解该理论的重整化群方程存在障碍就是不重要的. 类似地, 一个给定的理论即使在某个很大的能量 E_∞ 处有不物理的奇点, 如果这个理论在问题中只是一个更大理论的低能近似, 一个只在能量远低于 E_∞ 时才成立的近似, 那么上述问题就不是一个物理问题. 特别地, 远在我们接近能量(18.3.8)之前, 即量子电动力学的行为预期会变得奇异的能量值处, 那怕是引力也必须要考虑在内, 但没有人知道如何计算这种能量下的强引力效应.

尽管这些论述让人安心, 但为了避免非物理的奇点, 存在这样的可能性: 我们所有分立的量子场论, 例如旋量量子电动力学, 到最后都必须要被整合进一个渐进自由的理论中. 幸运的是, 对于耦合常数的某个有限范围, 一个理论是否渐进自由可以被微扰计算确定: 如果 $\beta(g)$ 在 $g \rightarrow 0_+$ 是负的, 那么对于所有在零和 $\beta(g)$ 的第一个零点之间的重整化耦合常数 g_μ , 该理论是渐进自由的.

* * *

在这里有一件值得注意的事: 尽管 $\beta(g)$ 的详尽形式依赖于规范并精确依赖于跑动耦合的定义方式, 但是 $\beta(g)$ 幂级数的前两项却与它们无关. 假定我们有两种跑动耦合常数的定义方式 g_μ 和 \tilde{g}_μ , 它们有可能采用的重整化标度 μ 的不同定义, 也有可能采用了不同规范. 既然 g_μ 和 \tilde{g}_μ 都是无量纲的且与截断无关, 那么当 $\mu \gg m$ 时, \tilde{g}_μ 只可能依赖于 g_μ :

$$\tilde{g}_\mu = \tilde{g}(g_\mu) .$$

那么我们就有

$$\tilde{\beta}(\tilde{g}_\mu) \equiv \mu \frac{d}{d\mu} \tilde{g}_\mu = \frac{d\tilde{g}(g_\mu)}{dg_\mu} \beta(g_\mu)$$

因此

$$\tilde{\beta}(\tilde{g}) = \frac{d\tilde{g}(g)}{dg} \beta(g). \quad (18.3.29)$$

只要我们坚持非重整化耦合的定义是相同的, 那么所有的重整化耦合在最低阶是相等的, 所以, 将 \tilde{g} 表示成 g 的幂级数, 它可以写成

$$\tilde{g}(g) = g + a g^2 + O(g^3)$$

或者, 等价的

$$g = \tilde{g} - a \tilde{g}^2 + O(\tilde{g}^3).$$

导数是

$$\frac{d\tilde{g}}{dg} = 1 + 2a g + O(g^2) = 1 + 2a \tilde{g} + O(\tilde{g}^2).$$

另外, 对于我们在这里已经考虑过的耦合(包括 $g = e^2$), $\beta(g)$ 的幂级数应该采取形式

$$\beta(g) = b g^2 + b' g^3 + O(g^4)$$

或者, 以 \tilde{g} 的形式

$$\beta(\tilde{g}) = b \tilde{g}^2 + (b' - 2ab) \tilde{g}^3 + O(\tilde{g}^4).$$

那么, 从方程(18.3.29)中我们就有

$$\begin{aligned} \tilde{\beta}(\tilde{g}) &= \left[1 + 2a \tilde{g} + O(\tilde{g}^2) \right] \left[b \tilde{g}^2 + (b' - 2ab) \tilde{g}^3 + O(\tilde{g}^4) \right] \\ &= b \tilde{g}^2 + b' \tilde{g}^3 + O(\tilde{g}^4). \end{aligned} \quad (18.3.30)$$

我们看到, 在 $\tilde{\beta}$ 的 \tilde{g} 幂级数展开中和 β 的 g 幂级数展开中, 前两项的系数是相同的. 然而, 对于高阶项却绝不是这种情况. 事实上, 我们总可以选择函数 $\tilde{g}(g)$ 使得 $\tilde{\beta}(\tilde{g})$ 中所有比 \tilde{g} 的三阶项更高的高阶项全部为零, 所以, 通过观察 $\beta(g)$ 微扰展开中的前两项, 我们就可以描述 \tilde{g}_E 在 $E \rightarrow \infty$ 时的渐进行为. 但是它的意义并不大, 这是因为为了确定 g 如何依赖于 \tilde{g} , 我们需要计算至所有阶, 并且如果没有这些信息, 我们就不能用 \tilde{g} 的渐进行为讨论 g 的渐进行为, 或是物理量的渐进行为.

给出方程(18.3.30)的讨论同时表明, 在耦合很小时, 晶格间距远大于粒子质量的Wilson重整化群方程与重整化标度远大于粒子质量的Gell-Mann—Low重整化群方程是相同的, 其中前者是关于裸耦合的方程, 而裸耦合是晶格间距的函数, 后者是关于重整化耦合的方程, 而重整化耦合是重整化标度的函数. 因此, 如果一个连续理论是渐进自由的, 那么在过渡到在晶格上量子化的该理论的连续极限中不存在障碍.

18.4 多耦合与质量效应

直到现在, 我们所考察的理论中只有一个无量纲参数 g . 很容易将这一形式体系拓广使其包含多个这样的耦合 g^ℓ : 对于每个 g^ℓ , 我们都有一个重整化群方程, 这一方程在 $\mu \gg m$ 时的形式为

$$\mu \frac{d}{d\mu} g^\ell(\mu) = \beta^\ell(g(\mu)), \quad (18.4.1)$$

其中的每个 β^ℓ 一般会依赖所有的 g . 现在, 在 $\mu \rightarrow \infty$ 时 $g^\ell(\mu)$ 的渐进行为有更多的可能性; 在一给定理论的 g -空间中, 有些轨道会在 μ 的有限值或无限值处趋于无穷, 有些轨道会趋于不动点, 还有些轨道会趋于被称为“极限环(limit cycles)”的闭合曲线. 为了领略其中的一些性质, 我们来考察 $g^\ell(\mu)$ 在不动点附近的行为.

如果

$$\beta^\ell(g_*) = 0, \quad (18.4.2)$$

那么方程(18.4.1)有不动点解 $g^\ell(\mu) = g_*^\ell$. 在这一点邻域, 方程(18.4.1)变成

$$\mu \frac{d}{d\mu} [g^\ell(\mu) - g_*^\ell] = \sum_k M_k^\ell [g^k(\mu) - g_*^k], \quad (18.4.3)$$

其中 M 是矩阵

$$M_k^\ell \equiv \left[\frac{\partial \beta^\ell(g)}{\partial g^k} \right]_{g=g_*}. \quad (18.4.4)$$

方程的解可以用该矩阵的本征矢量展开

$$g^\ell(\mu) = g_*^\ell + \sum_m c_m V_m^\ell \mu^{\lambda_m}, \quad (18.4.5)$$

其中 V_m 是 M 本征值为 λ_m 的本征矢量(按任何方便的方式归一化):

$$\sum_k M_k^\ell V_m^k = \lambda_m V_m^\ell, \quad (18.4.6)$$

c_m 则是一组展开系数.* (本节不使用求和约定.)

方程(18.4.5)表明, 当且仅当所有 $\lambda_m > 0$ 的本征矢的 $c_m = 0$ 时, 耦合常数才会在 $\mu \rightarrow \infty$ 时趋于不动点. (简单起见, 我们在这里假定所有本征值均不为零.) 因此, 若 M 的负本征值个数为 N_- , 那么与不动点相连的轨道一般会处在一个 N_- 维的面上; 与这个面在 g_* 点相切的是本征值为负的本征矢. 不在这个面上的轨道可以靠近不动点, 但最终将远离它, 而这些轨道主要朝向正本征值最大的本征矢的方向上. 当然, 如果所有的本征值是负的, 那么在不动点附加就会有一个小区域, 使得在这个区域内的所有轨道都收敛到这个点上.

在考察趋于不动点的轨道的渐进行为时, 由于本征值 λ_m 是非常重要的, 注意到这些本征值实质上独立于耦合的定义是非常有用的. 假使我们引入一组新耦合 \tilde{g}^ℓ , 定义为 g 的函数. 它们满足重整化群方程

$$\mu \frac{d}{d\mu} \tilde{g}^\ell(\mu) = \sum_m \frac{\partial \tilde{g}^\ell(g)}{\partial g^m} \Big|_{g=g(\mu)} \beta^m(g(\mu)) \equiv \tilde{\beta}^\ell(\tilde{g}(\mu)),$$

所以

$$\tilde{\beta}^\ell(\tilde{g}) = \sum_m \frac{\partial \tilde{g}^\ell(g)}{\partial g^m} \beta^m(g). \quad (18.4.7)$$

(即, β 像耦合常数空间中的矢量那样进行变换.) 对其微分, 我们有

$$\sum_m \frac{\partial \tilde{g}^\ell(g)}{\partial \tilde{g}^m} \frac{\partial \tilde{g}^m}{\partial g^k} = \sum_m \frac{\partial^2 \tilde{g}^\ell}{\partial g^m \partial g^k} \beta^m(g) + \sum_m \frac{\partial \tilde{g}^\ell}{\partial g^m} \frac{\partial \beta^m(g)}{\partial g^k}.$$

*我们在这里假定 V_m 构成完备基. 虽然不总是这种情况, 但这是一种普遍情况; 对于有限维矩阵 M , 如果久期方程 $\text{Det}(M - \lambda 1) = 0$ 的所有根都不相同, 那么 M 的本征矢构成完备基. 如果本征矢没有构成完备基, 那么这个矩阵可以视为本征矢构成完备基的矩阵的某些本征值变成简并的极限情况.

在不动点 g_* , 右边第一项为零, 所以这给出矩阵方程

$$\tilde{M} S = S M, \quad (18.4.8)$$

其中

$$\tilde{M}_k^\ell \equiv \left[\frac{\partial \tilde{\beta}^\ell}{\partial \tilde{g}^k} \right]_{\tilde{g}=\tilde{g}(g_*)}, \quad (18.4.9)$$

$$S_k^\ell \equiv \left[\frac{\partial \tilde{g}^\ell}{\partial g^k} \right]_{g=g_*}. \quad (18.4.10)$$

只要变换 $g \rightarrow \tilde{g}$ 是非奇异的, 方程(18.4.8)就是一个相似变换, 因此 M 和 \tilde{M} 就会有相同的本征值 λ_m .

和可重整理论一样, 重整化群形式理论也可以扩展至不可重整理论. 正如在12.3节中所解释的那样, 就像可重整理论那样, 不可重整理论中的无限大可以通过对耦合常数和合适的重整化被消除掉; 唯一的区别是, 在不可重整理论中, 拉格朗日量必须要包含该理论对称性所允许的所有可能的相互作用. 如果 g_B^ℓ 是拉格朗日量中与量纲为 D_ℓ 的算符(即, 场与场的时空导数的乘积, 且它的量纲按质量或能量的幂次计是 D_ℓ)相乘的未重整耦合常数, 那么 g_B^ℓ 的量纲则是 $\Delta_\ell = 4 - D_\ell$. 这样, 我们可以用一组无量纲的耦合 $g^\ell(\mu)$ 和一个截断 Λ 重新表示这个裸耦合, 它们之间关系的一般形式为

$$g_B^\ell \equiv \mu^{\Delta_\ell} \left[g^\ell(\mu) + \sum_{k,m} b_{km}^\ell g^k(\mu) g^m(\mu) \ln \left(\frac{\Lambda}{\mu} \right) + O(g(\mu)^3) \right], \quad (18.4.11)$$

其中 b_{km}^ℓ 是无量纲的数值系数, 在高阶项中有类似的系数, 对它们的选择要抵消掉物理量的截断相关性. (在某些理论中, 领头项可能是耦合的三线性项甚至还要更高; 这时所需要的修正是显然的.) 从 g_B 与截断无关这个要求中, 我们可以获得重整化群方程, 其中

$$\beta^\ell(g) = -\Delta_\ell g^\ell - \sum_{k,m} b_{km}^\ell g^k g^m + O(g^3). \quad (18.4.12)$$

不可重整的相互作用是那些 $D_\ell > 4$ 或 $\Delta_\ell < 0$ 的相互作用, 所以只有所有的 g^ℓ 都保持足够小, 我们可以预期对于不可重整耦合将有正的 β^ℓ , 因此它们会随着 μ 增长, 但是当耦合变得足够大以至于微扰论无效时, 没有人知道这时会发生什么.

然而, 正如我们将要在下一节所解释的那样, 即使是有无限多个独立参量的理论, 在矩阵(18.4.6)的负本征值个数 N_- 有限的地方, 它通常会有不动点 g_* , 就好像它在零耦合处. (特别地, 通常的情况是 $N_- = 1$.) 当 $N_- \neq 0$ 时, 不动点处在一个 N_- 维的曲面上, 这一曲面由 $\mu \rightarrow \infty$ 时与这一不动点相连的轨道组成. 若一个不可重整理论的耦合参量处在这样的临界曲面上, 尽管不一定是渐进自由的, 但由于重整化耦合对于比较大的 μ 值保持有限, 它被称作渐进安全的.⁵ 在这种理论中, 渐进安全的条件将起到联系可重整性原理的作用, 即, 除了有限个自由参量外, 所有参量都被消除了, 而那有限个参量即是临界面的坐标.

在可重整理论中, 通过调整有限个裸耦合的截断相关性, 我们可以使得所有的物理量独立于截断. 这些裸耦合可以表示成相同数目个与 μ 相关的重整化耦合, 而裸耦合与 μ 无关这个条件会给出仅与这些重整化耦合相关的重整化群方程. 从一个广泛的观点来看, 假定我们既允许可重整耦合又允许不可重整耦合, 那么对于所有可重整理论和不可重整理论所构成的无限维空间而言, 一

个可重整理论就对应于其中一个有限维的不变曲面; 即, 该曲面上任意一点 g 的 $\beta^\ell(g)$ 与该曲面相切于这一点.

迄今为止, 我们在这一节默认假定 $\mu \gg m$, 这使得我们可以忽略 β^ℓ 对 m/μ 的依赖性. 然而, 这不是必须的; 只要我们愿意, 我们就可以把质量当成另一个耦合参量进行处理.⁶ 即, 像之前一样, 所有的重整化耦合都可以用 μ 阶不在壳动量处的Green函数定义, 只不过这时Green函数中的裸质量取零值. Dirac场 ψ 或标量场 ϕ 的无量纲参量可以定义为

$$m_\psi(\mu) \equiv N^{(\bar{\psi}\psi)}(\Lambda/\mu)^{-1} m_{\psi,\text{BARE}}(\Lambda)/\mu, \quad (18.4.13)$$

$$m_\phi^2(\mu) \equiv N^{(\phi^2)}(\Lambda/\mu)^{-1} m_{\phi,\text{BARE}}^2(\Lambda)/\mu^2, \quad (18.4.14)$$

其中 $N^{(\mathcal{O})}(\Lambda/\mu)$ 是无量纲参量, 当其被乘进相应算符 \mathcal{O} 的矩阵元中时, 它会抵消掉这些算符矩阵元中的无限大, 并且在计算它时裸质量也取零(参看18.1节.) 这些新的重整化耦合和重整化质量没有直接的物理含义, 但是真实的物理质量以及所有的物理矩阵元都可以表示成它们. 这些矩阵元所采取的形式为, 在裸质量为零的矩阵元中插入了任意个重整化质量算符 $N^{(\phi^2)}\phi^2$ 和 $N^{(\bar{\psi}\psi)}\bar{\psi}\psi$, 然后乘以相应的重整化质量参量, 最后求和.

在这一重整化方案中, 各种耦合的 β -函数显然与质量无关, 并且质量参量的 β -函数正比于这些参量, 其中的系数则依赖于所有耦合; 利用方程(18.2.25), 我们有

$$\mu \frac{d}{d\mu} m_\psi(\mu) = [-1 - \gamma_{\bar{\psi}\psi}(g_\mu)] m_\psi(\mu), \quad (18.4.15)$$

$$\mu \frac{d}{d\mu} m_\phi^2(\mu) = [-2 - \gamma_{\phi^2}(g_\mu)] m_\phi^2(\mu). \quad (18.4.16)$$

例如, 我们在18.2节注意到, 在拉格朗日量为(18.1.2)的标量场论中, 质量算符 ϕ^2 在 $m = 0$ 时有反常量纲(18.2.29), 所以这里有

$$\mu \frac{d}{d\mu} m_\phi^2(\mu) = \left[-2 + \frac{g_\mu}{16\pi^2} + O(g_\mu^2) \right] m_\phi^2(\mu). \quad (18.4.17)$$

另外, 方程(11.4.3)表明, 对电子传播子的高阶修正相当于将电子质量替换成 $m_e - \Sigma^*(p, m_e)$, 所以对于算符 $\bar{\psi}_e \psi_e$ 在4-动量为 p^μ 的单电子态之间的矩阵元而言, 这个修正的效果就是给它们乘以因子

$$F(p) = 1 - \left(\frac{\partial \Sigma^*(p, m_e)}{\partial m_e} \right)_{m_e=0}.$$

因此, 算符 $\bar{\psi}_e \psi_e$ 的重整化常数 $N^{\bar{\psi}\psi}$ 就等于 $F^{-1}(p)$, 且它所在的 p 点满足 p^2 等于某个重整化标度, 例如 $+\mu^2$. 根据方程(11.4.8), 到一圈阶, 这是

$$\begin{aligned} N^{(\bar{\psi}\psi)} &= 1 + \left(\frac{\partial \Sigma_{1\text{ loop}}^*(p, m_e)}{\partial m_e} \right)_{m_e=0, p^2=\mu^2} \\ &= 1 - \frac{4\pi^2}{(2\pi)^4} \int_0^1 dx \ln \left[1 + \left(\frac{\Lambda^2}{\mu^2} \right) (1-x) \right] \\ &\rightarrow 1 - \frac{e^2}{4\pi^2} \left[\ln \left(\frac{\Lambda^2}{\mu^2} \right) - 1 \right], \end{aligned} \quad (18.4.18)$$

其中 Λ 是紫外截断,** 并且我们取了 $\Lambda \gg \mu$ 的极限. 因此, 方程(18.2.25)所给出的算符 $\bar{\psi}_e \psi_e$ 的反常量纲是

$$\gamma^{(\bar{\psi}\psi)} = \mu \frac{d}{d\mu} \ln N^{(\bar{\psi}\psi)} = \frac{e_\mu^2}{2\pi^2} + O(e_\mu^4), \quad (18.4.19)$$

所以, 方程(18.4.15)在这里变成

$$\mu \frac{d}{d\mu} m_e(\mu) = \left[-1 - \frac{e_\mu^2}{2\pi^2} + O(e_\mu^4) \right] m_e(\mu). \quad (18.4.20)$$

对于一般的规范理论有相同的公式, 只不过这时 e^2 要换成所考察问题中特定种类费米子的 $\sum_\alpha (t_\alpha)^2$.

与理论的其它重整化参量相比, $m(\mu)$ 与它们的重要差别显然是裸质量的量纲为正, 所以, 只要耦合保持一个很小的值, $m(\mu)$ 在量级上总是减少的. 如果 $m(\mu)$ 确实在 $\mu \rightarrow \infty$ 时为零, 那么我们之前假定质量在 $\mu \rightarrow \infty$ 时可以忽略掉就是合理的. 然而, 唯一已知的是, 在渐进自由理论中才是这种情况, 在这种理论中所有耦合在 $\mu \rightarrow \infty$ 时会保持一个很小的值; 在所有其它情况中, 这一假定只是有根据的推测.

18.5 临界现象*

对于某些情况, 我们感兴趣的可能是能量或波数非常低的极限而不是非常高的极限. 我们可以重复18.2节的讨论来研究这一极限, 不过这里我们必须检查 $\mu \rightarrow 0$ 的情况而不是 $\mu \rightarrow \infty$ 的情况. 如果这一理论中没有质量, 例如在手征变换 $\psi \rightarrow \gamma_5 \psi$ 下有对称性的量子电动力学, 这个手征变换的对称性会禁止电子的质量, 那么这时这一极限显然是最简单的. 在这一特殊情况下, 对于足够小的耦合, 唯一的可重整耦合 $e A^\mu \bar{\psi} \gamma_\mu \psi$ 以及所有的不可重整耦合都有 $\beta^\ell > 0$, 所以, 至少在原点附近的一个有限区域内, 所有的轨道在 $\mu \rightarrow 0$ 时趋于点 $g^\ell = 0$.

即使对于质量不为零的理论, 若理论中的质量非常小并且我们将这些质量计入理论的耦合参量中, 就像上一节所描述的那样, 那么同样可以对这一理论进行相同的讨论. 方程(18.4.12)中的系数 Δ 对于质量参量是正的, 所以这一情况下的轨道无法达到 $g = 0$ 这一点, 但是, 如果质量非常小, 它们可能会闭合.

当然, 即便我们可以认为某些自由度质量为零或者非常小, 例如电子场, 但是在真实世界中存在着许多质量不小的自由度. 重整化群的正确运用针对的不是包含所有重自由度的真实理论, 而是“有效理论”, 在这种理论中, 明显出现的仅是无质量或者近无质量的自由度, 以及将重粒子内线的效应包含在内的相互作用. (在第19章, 我们会对有效场论进行进一步讨论.)

在临界现象的研究中, 例如对二阶相变(一种光滑的相变, 没有潜热)点或其附近的长程关联的研究, 这时低波数极限是尤其有趣的. 因为我们感兴趣的是 $\mu \rightarrow 0$ 的极限, 矩阵(18.4.4)的本征矢中重要的是那些本征值 $\lambda < 0$ 的本征矢, 它们被称为相关的. 而本征值 $\lambda = 0$ 和 $\lambda > 0$ 的本征矢分别被称为临界的和不相关的.

假定存在一个非平庸的固定点 g_* , 且它的本征值中只有一个为负, 记为 λ_0 , 该本征值可能近似对应于一个质量算符. 这样, 与这一固定点相连的轨道集 $g^\ell(\mu)$ 在 $\mu \rightarrow 0$ 时会构成余维数为1的临界

**这里记号与方程(11.4.8)的记号不同, 在那里紫外截断记成了 μ .

*本节或多或少的处在本书的发展主线之外, 可以在第一次阅读时跳过.

面; 即, 由耦合上的一个条件所定义的曲面, 该条件是: 当 $g \rightarrow g_*$ 时, 切线 $g^\ell - g_*^\ell$ 在本征值为负的本征矢方向上没有分量. 当耦合在任一标度上的物理值趋于这一曲面时, 就会有相变. 由于临界面的余维数为1, 通过调整耦合所依赖的任何一个参量, 例如压强或温度, 我们就可以达到相变. 有一大类物质确实拥有这样的相变, 正如上一节已经讨论过的, 这一事实表明对于只有一个本征值为负的矩阵(18.4.4), 遇到不动点是非常普遍的.

确切些, 当温度 T 趋于它的临界值 T_c 时, 我们期望方程(18.4.5)中增长项的系数 c_0 正比于 $T - T_c$, 这是因为没有什么原因使它奇异或使它趋于零的速度更快. 因此, 对于 $\mu \rightarrow 0$ 以及随之的 $T \rightarrow T_c$, 耦合趋于

$$g^\ell(\mu) \rightarrow (T - T_c)V_0^\ell \mu^{\lambda_0}, \quad (18.5.1)$$

其中 λ_0 是 g_* 处唯一为负的本征值, 而 V_0^ℓ 是相应的本征矢.** 对波数而非能量应用我们的重整化群讨论, 在一个小的特征波数标度 κ 处, N -点函数(有效作用量对场 ϕ 的 N 阶导数, 其中 ϕ 的量纲是[波数] $^{D_\phi}$)采取形式[†]

$$\Gamma_N(\kappa) \rightarrow \kappa^{d-N(D_\phi+\gamma_\phi(g_*))} F_N((T - T_c)\kappa^{\lambda_0}), \quad (18.5.2)$$

其中 $\gamma_\phi(g)$ 是场 ϕ 的反常量纲, 而 d 是时空维数, 或者是经典统计力学中的空间维数. 将其改写成如下的等价形式将是方便的

$$\Gamma_N(\kappa) \rightarrow (T - T_c)^{-[d-N(D_\phi+\gamma_\phi(g_*))]/\lambda_0} G_N(\kappa(T - T_0)^{1/\lambda_0}). \quad (18.5.3)$$

这说明了一件事: 当 T 在 T_c 附近时, 随着 T 的增长, 关联长度 ξ 的增长方式为

$$\xi \propto (T - T_c)^{-\nu}, \quad (18.5.4)$$

其中 ν 习惯上定义成正“临界指数”, 由方程(18.5.3)给定,

$$\nu = -1/\lambda_0. \quad (18.5.5)$$

另外, 由于零场有效作用量 Γ_0 (或者统计力学中的自由能) 对应没有外线的图, 它必须与 κ 无关. 由此得出, 在 $T \rightarrow T_c$ 时, 方程(18.5.3)在这里变成:

$$\Gamma_0 - F_0 \propto (T - T_c)^{\nu d}, \quad (18.5.6)$$

其中常数 F_0 是积掉重自由度给出的有效作用量或自由能. 因此, 在 $T \rightarrow T_c$ 时, 自由能中对温度不解析的那部分也由 ν 控制.

在1972年, Wilson和Fisher⁷用 $d - 4$ 的幂级数展开证明了单个标量场的理论满足上面的描述, 并且他们还进行了临界指数的近似计算, 例如 ν 的计算. 考察只有一个“轻”自由度的理论, 即单个标量场 ϕ 的理论, 例如铁磁体中的磁化强度, 并且该理论含有 $\phi \rightarrow -\phi$ 下的对称性, 这排除了 ϕ 的奇次相互作用. 除了“质量”项 $-g_2\phi^2/2$ 外, 有效场论的拉格朗日密度还会有相互作用 $-g_4\phi^4/4!$, $-g_6\phi^6/6!$ 等. 场 ϕ 的量纲按波数的幂次计是 $(d - 2)/2$ (这使得 $\int d^d x (\nabla\phi)^2$ 是无量纲的), 所以耦合 g_2, g_4 等的量纲在 d 维中是 $+2, 4 - d, 6 - 2d$, 等等. 对于三维中零耦合处的不动点,

**对耦合的其它贡献将趋于 $(T - T_0)^0 \mu^{\lambda_1}$, 其中 $\lambda_1 > 0$. 因此, 若假定 $T - T_0$ 趋于零的速度没有 $\mu^{\lambda_1 - \lambda_0}$ 那么快, 方程(18.5.1)在这里就是成立的.

[†]函数 F_N 也依赖于无量纲角和波数比值. 注意到, 由于 $\delta^d(\sum \kappa)\Gamma$ 必须是无量纲的, 所以 Γ_N 有一个“天然”的量纲 $d - ND_\phi$.

存在两个相关耦合, g_2 和 g_4 , 但是非平庸不动点处的相互作用改变了这一结论. 我们在仅 g_2 和 g_4 非零的耦合常数空间中检查这一曲面, 并要求 g_4 取一个很小的值.^{††} 方程(18.2.12)对于 $d = 4$ 给出 $\beta(g_4) = 3g_4^2/16\pi^2 + O(g_4^3)$, 而方程(18.4.12)告诉我们, 对于 $d = 4 - \epsilon$ 维, 我们还必须增加一项 $-\epsilon g_4$, 所以

$$\mu \frac{d}{d\mu} g_4(\mu) = -\epsilon g_4(\mu) + \frac{3g_4^2(\mu)}{16\pi^2} + O(g_4^3(\mu)) . \quad (18.5.7)$$

另外, 方程(18.4.17)给出

$$\mu \frac{d}{d\mu} g_2(\mu) = \left[-2 + \frac{g_4(\mu)}{16\pi^2} + O(g_4^2(\mu)) \right] g_2(\mu) . \quad (18.5.8)$$

因此, 对于较小的 ϵ 存在不动点

$$g_{4*} = \frac{16\pi^2\epsilon}{3} , \quad g_{2*} = 0 . \quad (18.5.9)$$

矩阵(18.4.4)处在这一不动点时是对角的, 它的本征值是

$$\lambda_4 = M_4^4 = -\epsilon + \frac{3g_{4*}}{8\pi^2} + O(g_{4*}^2) = +\epsilon + O(\epsilon^2) , \quad (18.5.10)$$

$$\lambda_2 = M_2^2 = -2 + \frac{g_{4*}}{16\pi^2} + O(g_{4*}^2) = -2 + \frac{\epsilon}{3} + O(\epsilon^2) . \quad (18.5.11)$$

从方程(18.5.10)中我们看到, 耦合 g_4 实际上是不相关的, 这使得这里只有一个相关耦合, 标志着二阶相变的出现. 从方程(18.5.11)中我们看到反常指数(18.5.5)是

$$\nu = -\frac{1}{\lambda_2} = \frac{1}{2} + \frac{\epsilon}{12} + O(\epsilon^2) . \quad (18.5.12)$$

对于物理值 $\epsilon = 1$, 前两项给出 $\nu \simeq 0.58$. 三圈计算^{8a}给出了到 ϵ^3 阶的临界指数

$$\nu = \frac{1}{2} + \frac{\epsilon}{12} + \frac{7\epsilon^2}{162} - 0.01904\epsilon^3 , \quad (18.5.13)$$

这一结果对于 $\epsilon = 1$ 给出 $\nu = 0.61$.

在这里所呈现的计算中, 对于所研究的系统, 我们只假定了它有二阶相变, 且在此附近唯一的长波长自由度是一个标量场, 除此之外, 我们并没有假定任何事情. 有很多其它系统也满足这个描述, 例如在铁磁材料和反铁磁材料中自发出现的磁化强度(这里由 ϕ 表示), 以及二元流体中气体和液体之间的二阶相变. 因此, 我们会期望所有这些系统有相同的 ν 值. 这被实验证实了, 实验给出的值⁸是 $\nu = 0.63 \pm 0.04$, 与三圈结果(18.5.13)符合得相当好, 即便是单圈结果(18.5.12), 也基本吻合. 尽管有些不可思议, 但是1的幂级数展开竟有如此威力是十分幸运的.

更一般地, 若系统在它们的二阶相变附近由一组相同的长波长自由度描述, 则称它们属于同一个普适类(*universality class*). 对于给定普适类中的所有系统, 所有的临界面都是相同的.

^{††}在 $3 \leq d \leq 4$ 时, 它们是唯一的可重整耦合, 所以, 对于这样的 d , 这是一个不变曲面. 注意到, 我们并没有将 $(\nabla\phi)^2$ 的系数纳入到耦合中, 这是因为, 按照7.7节所描述的观点看, 这是一个冗余耦合.

18.6 最小减除

在11.2节, 我们看到维度正规化为量子电动力学中的辐射修正计算提供了特别方便的方法, 这主要是因为它保护了与规范不变性相联系的守恒律. 由于相同的原因, 维度正规化也为一般规范理论中重整化群的滑动标度提供了另一种非常方便的定义.⁹

在使用维度正规化的计算中, 当时空维度 d 趋于它的物理值时, 紫外发散就会作为物理振幅中的极点出现. (例子可参看(11.2.13).) 为了抵消这些极点, 裸耦合常数 $g_B^\ell(d)$ (包括质量) 自身也必须有这样的极点, 而在 $d \rightarrow 4$ 时物理振幅是正则的这一条件确定了极点的留数. 这些裸耦合一般会有不为零的量纲 $\Delta_\ell(d)$, $\Delta_\ell(d)$ 依赖于时空维度 d , 所以考察无量纲量 $g_B^\ell(d)\mu^{-\Delta_\ell(d)}$ 是比较方便的, 这里的 μ 是量纲为能量或质量的滑动标度. 这一重新标度的裸耦合可以表示为正比于 $1/(d-4)$ 的 ν 次方的项的和, 其中 ν 是正定的, 物理振幅在 $d \rightarrow 4$ 时的极点被抵消这一要求则确定了系数 b_ν , 还有一些残余项, 它们在 $d=4$ 时关于 d 解析. 这一残余项被认定为无量纲重整化耦合常数 $g^\ell(\mu, d)$, 所以

$$g_B^\ell(d)\mu^{-\Delta_\ell(d)} = g^\ell(\mu, d) + \sum_{\nu=1}^{\infty} (d-4)^{-\nu} b_\nu^\ell(g(\mu, d)). \quad (18.6.1)$$

只要物理振幅在 $d=4$ 处的奇点被抵消了, 我们就可以让裸耦合以任意的方式依赖于 d ; 通过要求 $g^\ell(\mu, d)$ 不仅在 $d=4$ 时对 d 解析, 并且对于所有的 d 都解析, 我们可以移除这一不确定性.

为了计算 $g^\ell(\mu, d)$ 所满足的重整化群方程, 首先做方程(18.6.1)对 μ 的导数:

$$-\Delta_\ell(d) \left[g^\ell + \sum_{\nu=1}^{\infty} (d-4)^{-\nu} b_\nu^\ell(g) \right] = \beta^\ell(g, d) + \sum_{\nu=1}^{\infty} \sum_m b_{\nu m}^\ell(g) \beta^m(g, d) (d-4)^{-\nu} \quad (18.6.2)$$

其中

$$b_{\nu m}^\ell(g) \equiv \frac{\partial}{\partial g^m} b_\nu^\ell(g) \quad (18.6.3)$$

并且, 像之前一样,

$$\mu \frac{d}{d\mu} g^\ell(\mu, d) = \beta^\ell(g(\mu, d), d). \quad (18.6.4)$$

注意到 β^ℓ 是所有 $g^m(\mu, d)$ 以及 d 的函数, 但由于重新标度的质量也被纳入到无量纲的耦合参量中, 这样除了 μ 以外就没有别的带有量纲的参量, 所以 β^ℓ 不能仅靠自身依赖于 μ .

我们已经看到, 量纲 $\Delta_\ell(d)$ 总是 d 的线性函数, 所以我们现在将其写成

$$\Delta_\ell(d) = \Delta_\ell + \rho_\ell(d-4). \quad (18.6.5)$$

我们将方程(18.6.2)的左边重写成

$$-\rho_\ell g^\ell(d-4) - \left[\Delta_\ell g^\ell + b_1^\ell(g) \rho_\ell \right] - \sum_{\nu=1}^{\infty} (d-4)^{-\nu} \left[\rho_\ell b_{\nu+1}^\ell(g) + \Delta_\ell b_\nu^\ell(g) \right].$$

这时, 解析部分中 d 的最高幂次是一阶的, 所以对于方程(18.6.2)的右边也必须同样如此, 因此 $\beta(g, d)$ 关于 d 必须是线性的:

$$\beta^\ell(g, d) = \beta^\ell(g) + (d-4)\alpha^\ell(g). \quad (18.6.6)$$

那么, 方程(18.6.2)两边零阶项和一阶项相等就给出

$$\alpha^\ell(g) = -\rho_\ell g^\ell \quad (18.6.7)$$

以及更加重要的

$$\beta^\ell(g) = -\Delta_\ell g^\ell - b_1^\ell(g)\rho_\ell + \sum_{\nu=1}^{\infty} \sum_m b_{1m}^\ell(g)\rho_m g^m. \quad (18.6.8)$$

值得注意的是 β 函数只依赖裸耦合中单极点的系数. 事实上, 这些系数也决定了所有高阶极点的系数; 将方程(18.6.2)两边的极点项等同起来就给出了递推关系

$$\rho_\ell b_{\nu+1}^\ell(g) - \sum_m \rho_m g^m b_{\nu+1m}^\ell(g) = -\Delta_\ell b_\nu^\ell(g) - \sum_m b_{\nu m}^\ell(g)\beta^m(g). \quad (18.6.9)$$

例如, 为了使 $\int d^d x F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$ 是无量纲的, 任意规范场 A^μ 必须有量纲(按质量幂次计) $(d-2)/2$, 而既然 $g_B A^\mu$ 必须要有与 $\partial/\partial x^\mu$ 相同的量纲, 那么 g_B 必须要有量纲 $(4-d)/2$, 这使得对于规范耦合有 $\Delta = 0$ 和 $\rho = -1/2$. 那么, 对于仅有一个耦合常数的规范理论, 方程(18.6.8)给出:

$$\beta(g) = \frac{1}{2}[b_1(g) - g b_1'(g)]. \quad (18.6.10)$$

特别地, 方程(11.2.20)表明, 在量子电动力学中, 到一圈阶, 裸电荷在 $d \rightarrow 4$ 处有极点, 确切些

$$e_B = Z_3^{-1/2} e \rightarrow e - \frac{e^3}{12\pi^2} \frac{1}{d-4}. \quad (18.6.11)$$

那么, 在方程(18.6.10)中令 $b_1(e) = -e^3/12\pi^2$ 就会给出

$$\beta(e) = \frac{e^3}{12\pi^2}, \quad (18.6.12)$$

这与之前的结果(18.2.37)一致.

这一节所引入的耦合常数 $g^\ell(\mu)$ 被称作是通过最小剪除定义的. 这与另一个更加方便的方案稍有不同. 单极点 $(d-4)^{-1}$ 一般来自于函数 $(4\pi)^{d/2-2}\Gamma(2-d/2)$ (就像方程(11.2.13)中那样), 它对于 $d \rightarrow 4$ 有极限

$$(4\pi)^{2-d/2}\Gamma\left(2-\frac{d}{2}\right) \rightarrow \frac{1}{2-d/2} - \gamma + \ln 4\pi, \quad (18.6.13)$$

其中 γ 是欧拉常数, $\gamma = 0.5772157$.^e 因此, 在方程(18.6.1)中的所有地方做如下的替换将是方便的:

$$\frac{1}{d-4} \rightarrow \frac{1}{d-4} + \frac{\gamma}{2} - \frac{1}{2} \ln 4\pi. \quad (18.6.14)$$

有了这一处理, 就称这一耦合常数是通过修正最小减除定义的.

通过最小减除所定义的耦合的显著特征之一是, 既然在任何计算中连一个紫外截断的因子都没有出现过, 圈图在 $d=4$ 处所拥有的极点仅对应于对数紫外发散, 而非线性发散, 二次发散等. 因

^e欧拉常数的定义是:

$$\gamma = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(\sum_{k=1}^n \frac{1}{k} - \ln n \right).$$

到现在为止还无法证明它是有理数还是无理数. ———译者注

此, 要使留数函数 $b_1^\ell(g)$ 能够包含阶为 $g^a g^b g^c \dots$ 的项, g_B^ℓ 在 $d = 4$ 处的量纲要等于耦合 g_B^a, g_B^b, g_B^c 等的总量纲:

$$\Delta_\ell = \Delta_a + \Delta_b + \Delta_c + \dots, \quad (18.6.15)$$

并且, 从(18.6.8)可以得出这对于 $\beta^\ell(g)$ 同样成立. 特别地, 在没有超重整耦合的理论中(像含有无质量旋量且不含标量的规范理论, 例如电子质量为零的量子电动力学), 所有耦合都有 $\Delta_\ell \leq 0$, 所以出现任何不可重整相互作用都不会影响可重整耦合($\Delta_\ell = 0$)的重整化群方程.⁵ 另外, 在这样的理论中, 不可重整耦合的 β -函数是不可重整耦合的有限阶多项式, 而每个多项式中的每个系数都由可重整耦合的一个无穷幂级数给定. 例如, 在光子和无质量电子的理论中(假定了 $\psi \rightarrow \gamma_5 \psi$ 以及P下的不变性), 不存在量纲为+5的不可重整相互作用, 但有几个量纲为+6的相互作用(四费米子相互作用以及纯光子相互作用 $F_{\mu\nu} \square F^{\mu\nu}$), 这些相互作用有量纲为-2的耦合常数 f_i . f_i 的 β -函数形式为 $\sum_j b_{ij}(e) f_j$, 而其中的系数 $b_{ij}(e)$ 由 e 的幂级数给定.

18.7 量子色动力学

量子色动力学是强相互作用的现代理论. 它是基于规范群 $SU(3)$ 的非阿贝尔规范理论. 除了规范场外, 量子色动力学还包含自旋 $\frac{1}{2}$ 粒子的场, 这些粒子被称作夸克. 有六种或者说六“味”夸克, u 夸克, c 夸克和 t 夸克的电荷为 $2e/3$, 而 d 夸克, s 夸克和 b 夸克的电荷为 $-e/3$. 每一味夸克都拥有三种“颜色”, 而这些色构成了 $SU(3)$ 规范群的定义表示 $\mathbf{3}$.^{*} 像质子和中子这样的重子可以近似的看成三个夸克的色中性束缚态, 它们关于夸克的色全反对称, 而像 ρ 介子这样的介子, 它的行为可以近似为夸克和反夸克的色中性束缚态.¹¹

若夸克质量与感兴趣的能量区域相比可以忽略, 那么在这一近似下, 方程(17.5.44)的逆方程表明, 一般规范理论中的裸耦合会在时空维度 $d \rightarrow 4$ 时有一个极点, 而其留数给定为

$$g_B \rightarrow \left[\frac{g^3}{4\pi^2} \left(\frac{11}{12} C_1 - \frac{1}{3} C_2 \right) + O(g^5) \right] \frac{1}{d-4},$$

其中 C_1 和 C_2 由方程(17.5.33)和(17.5.34)定义. 而按照上一节的记法,

$$b_1(g) = \frac{g^3}{4\pi^2} \left(\frac{11}{12} C_1 - \frac{1}{3} C_2 \right) + O(g^5). \quad (18.7.1)$$

在方程(18.6.10)中使用这一结果给出

$$\beta(g) = -\frac{g^3}{4\pi^2} \left(\frac{11}{12} C_1 - \frac{1}{3} C_2 \right) + O(g^5). \quad (18.7.2)$$

对于 $SU(3)$ 理论, 若它有 n_f 个无质量夸克, 且这些夸克处在 $SU(3)$ 的定义表示 $\mathbf{3}$ 下, 那么方程(17.5.35)就会给出

$$C_1 = 3, \quad C_2 = n_f/2. \quad (18.7.3)$$

由于我们在这里将夸克取成了无质量的粒子, 这一理论可能仅适用于有效场论, 而有效场论是通过积掉所有比特征能量 E 重的夸克获得的, 这使得 n_f 就是质量远小于 E 的夸克味的数目. 在这一理

^{*}在量子色动力学的最终形式确定下来之前, 就有数位学者推测出每一味夸克或许有三种,¹⁰ 这一方面是为了解释像 $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ 这样的衰变速率, 一方面是为了引入额外的自由度, 使得可以解释重子中费米型夸克的波函数在自旋, 坐标和味空间中为什么能够是对称的.

解下, 方程(18.7.2)和(18.7.3)给出

$$\beta(g) = -\frac{g^3}{4\pi^2} \left(\frac{11}{4} - \frac{1}{6}n_f \right) + O(g^5). \quad (18.7.4)$$

我们看到, 只要质量小于感兴趣的能量标度的夸克不超过16味, 那么这一理论就是渐进自由的. 由于实际中任何质量的夸克只有六味, 基于规范群 $SU(3)$ 的强相互作用理论就是渐进自由的.

这种非阿贝尔规范理论中的渐进自由是由Gross, Wilczek¹²和Politzer¹³在1973年发现的, 这使得理论物理学家相信这一理论就是正确的强相互作用理论. 它们的计算立即就解释了1968年在SLAC上一个著名且令人迷惑的实验结果,¹⁴ 深度非弹性的电子-核子散射, 这表明强相互作用在高能处反而表现的更弱.^{**} (这一实验将在20.6节进行进一步讨论.) 然而, 在Yang-Mills理论中发现渐进自由的历史意义不仅在于它解释了旧有的实验结果; 至少是在高能情况下, 它还第一次展示了对强相互作用做可信赖微扰计算的前景.

不久之后就发现渐进自由还有另一个重要的作用. 起初, 在发现渐进自由之后, 广泛假定在强相互作用的真实Yang-Mills理论中规范玻色子非常重, 这用来解释为什么在此之前一直没有发现这些强相互作用玻色子. 跟随弱相互作用和电磁相互作用的先例(将在第21章进行讨论), 大家认为规范玻色子的质量应该来自于色 $SU(3)$ 规范群的自发破缺, 由该群非平庸表示下标量场的真空期望值引发. 但这些强相互作用的标量将会给 $\beta(g)$ 贡献正项, 这会毁掉渐进自由. 更糟的是, 若一个理论含有强相互作用的标量场, 包含弱相互作用的辐射修正将会对各种对称性造成极大的破坏, 比如荷共轭不变性和味守恒, 但是, 正如我们将看到的, 如果没有标量, 它们就不会被破坏.¹⁷ 由此认为应该扔掉强相互作用标量, 并接受这样做所带来的结果, $SU(3)$ 规范玻色子, 即胶子, 没有质量.¹⁸ 强耦合常数在高能或短程处衰减暗示着在低能或长程时增加, 由此可以认为这或许解释了为什么无质量胶子和夸克为什么没有被观测到. 根据这一假设, 只有像重子和介子这样的色中性粒子才能独立出现.¹⁹ 不幸的是, 这依旧是个假设而不是定理, 但是, 二十年之后, 对于它是正确这一点似乎已没有疑问.

即使夸克无法实现为自由粒子, 它们在某种程度上可以视为在碰撞过程中产生的喷注. 例如, 在电子-正电子湮灭的很多事件中, 末态由两个狭窄的平行强子喷注组成, 它们所成的分布为 $1 + \sin^2 \theta$, 其中 θ 是(质心系下)对撞轻子动量与喷注方向所呈的角度, 这正是电子-正电子湮灭到夸克-反夸克末态的树图所预期的.²⁰ 可利用13.4节中对红外发散的一般分析理解²¹这些. 在极高能下, 假定物理过程“红外安全”的, 即当所有质量趋于零时不会红外发散, 那么我们将预期物理过程的速率有最低阶微扰论给出. 在我们对所有的强子末态求和后, 电子-正电子湮灭到强子的总速率是红外安全的. (这里我们忽视了高阶电磁效应.) 因此我们可以使用微扰论, 而微扰论会立即告诉我们这一速率与 $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ 的速率比值 R 是 $R = 3 \sum_q Q_q^2$, 其中的求和取遍所有的夸克味, 而 Q_q 是这些夸克以 e 为单位的电荷量, 因子3是色的数目. (例如, 在 $m_b \approx 4.5\text{GeV}$ 到 $m_t \approx 180\text{GeV}$ 这个宽广的能量范围内, $R \simeq 3(2/3)^2 + 3(-1/3)^2 = 11/3$.) 另一方面, 电子-正电子湮灭成确定的夸克和胶子态不是红外安全的, 因此它的速率完全无法用微扰论计算; 事实上, 它是零. 在这个极端之间是电子-正电子湮灭到数量确定的喷注的速率, 每个喷注

^{**} Zee,¹⁵ 可能还有一些理论家, 在此之前就知道若有一个理论它的 β -函数对于小的正定耦合为负, 那么这一实验结果就可以在这一理论下被理解, 但除了非阿贝尔规范理论以外, 在其它所有可重整理论中对 $\beta(g)$ 的计算均给出 $\beta(g) > 0$. 另一方面, 't Hooft在1972年就发展出了在Yang-Mills理论中计算 β -函数的技巧, 并且同年在马赛关于规范理论的一个会议上,¹⁶ 他宣称 $\beta(g) < 0$, 但他在等待他的文章被发表并解出它的隐含意义, 在此期间, 他忙于其它事, 所以他的结果并没有引起太多的注意.

携带确定的总动量以及电荷, 在喷注之外还有一些未观测到的强子, 它们带有有限的总能量. 正如13.4节所讨论的, 这一速率时红外安全的. 因此, 在高能时, 将喷注(在微扰论的树阶)等同为出射的夸克, 反夸克和胶子, 就可以用微扰论的树阶近似进行计算. 我们甚至可以计算3-喷注事件的速率, 在产生这一事件的树图中, 胶子从出射的夸克或反夸克中发射, 并用这一结果与实验结果相比较进而测量 $\alpha_s(\mu)$ 的值.²² 但是对于喷注内的动量分布, 由于这种微分速率不是红外安全的, 我们无法用微扰论进行预测. 类似结果适用于深度非弹轻子-强子碰撞中喷注的产生, 这将在20.6节进行讨论, 但是在初态中出现强子使得分析更加复杂.

沿用12.5节中的论证, 当没有标量场时, 最一般的可重整量子色动力学拉格朗日量可以变成如下的形式

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\alpha}^{\mu\nu}F_{\alpha\mu\nu} - \sum_n \bar{\psi}_n[\not{D} - igA_{\alpha}t_{\alpha} + m_n]\psi_n, \quad (18.7.5)$$

其中 A_{α}^{μ} 是色规范矢势; $F_{\alpha}^{\mu\nu}$ 是色规范协变场强张量; g 是强耦合常数; t_{α} 是色 $SU(3)$ 在3表示下的一组完备生成元, t_{α} 的归一化使得 $\text{Tr}(t_{\alpha}t_{\beta}) = \frac{1}{2}\delta_{\alpha\beta}$; 而下标 n 标记的是夸克味, 夸克色指标隐去不写. 正如在12.5节针对电动力学所发现的, 这一拉格朗日量有一个重要的偶然对称性: 它有空间宇称守恒[†], 荷共轭宇称守恒, 以及每一味的夸克数(夸克的数目减去相应的反夸克的数目), 其中包括历史悠久的“奇异”量子数, 即对“ s ”夸克的计数. 因此量子色动力学立即解释了这样的奇怪事实: 强相互作用表现出的对称性中有几个不是全部相互作用的对称性. 同时, 正如前面所提及的, 这一讨论也解释清楚了为什么在这一理论中弱相互作用没有造成对宇称, 荷共轭, 奇异数等的大范围破坏. 既然夸克和胶子之间所有可重整的相互作用都保留这些对称性, 当能量 E 远小于携带弱作用的粒子的质量 m_W 时, 弄够破坏这些对称性的只有有效场论中的不可重整相互作用, 例如 $\bar{\psi}\psi\bar{\psi}\psi$ 相互作用, 而正如12.3节所讨论的, 这些相互作用将会被 m_W 以及弱相互作用耦合常数的负幂次方压低.

当然, 在某个远大于表征量子色动力学的标度 Λ 的能量标度 Λ' 处, 夸克和胶子完全有可能呈现出某种新的强相互作用. 例如, 像22.5节将要讨论的那样, 夸克可能是更加基本的费米子的束缚态, 与其相互作用的规范场的渐进自由耦合在 Λ' 阶能量处变得很强, 使这些费米子陷入到夸克中. 在这种情况下, 夸克的有效拉格朗日密度在能量 $E \ll \Lambda'$ 将会包含不可重整的相互作用, 例如 $\bar{\psi}\psi\bar{\psi}\psi$, 这样的相互作用仅被 E/Λ' 的次方压低. 这些相互作用不仅会在对宇称或夸克味守恒在普通能量处的小破坏中体现出来, 当能量接近于 Λ' 时, 它们还会破坏²³量子色动力学的定量预测.

现在我们来考察量子色动力学耦合常数更加细致的行为. 在最低阶, 重整化群方程由(18.7.4)给定

$$\mu \frac{d}{d\mu} g(\mu) = -\frac{g^3(\mu)}{4\pi^2} \left(\frac{11}{4} - \frac{1}{6}n_f \right). \quad (18.7.6)$$

它的解是

$$\alpha_s(\mu) \equiv \frac{g^2(\mu)}{4\pi} = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(\mu^2/\Lambda^2)}, \quad (18.7.7)$$

其中 Λ 是积分常数. 这一公式呈现出了无质量粒子(或者, 对于夸克这样的近无质量粒子)理论的特征: 在这样的理论中, 拉格朗日量中的某个无量纲耦合会被替换成一个自由的有量纲参量. 方程(18.7.7)中不包含自由的无量纲参量, 但它却包含一个带有质量量纲的自由参量, 积分常数 Λ .

[†] 尽管在1973年还不知道, 但是非微扰效应可以破坏量子色动力学中的宇称, 我们将在23.6节看到这一点. 已经提出了几种避免宇称破坏的方法, 但是还不清楚那一个是正确的.

这些计算已经做到了三圈阶. 到这一阶的重整化群方程是²⁴

$$\mu \frac{d}{d\mu} g(\mu) = -\beta_0 \frac{g^3(\mu)}{16\pi^2} - \beta_1 \frac{g^5(\mu)}{128\pi^4} - \beta_2 \frac{g^7(\mu)}{8192\pi^6}, \quad (18.7.8)$$

其中 β_n 是数值系数:

$$\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}n_f, \quad (18.7.9)$$

$$\beta_1 = 51 - \frac{19}{3}n_f, \quad (18.7.10)$$

$$\beta_2 = 2857 - \frac{5033}{9}n_f - \frac{325}{27}n_f^2. \quad (18.7.11)$$

解是

$$\begin{aligned} \alpha_s(\mu) &\equiv \frac{g^2(\mu)}{4\pi} \\ &= \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(\mu^2/\Lambda^2)} \left[1 - \frac{2\beta_1}{\beta_0^2} \frac{\ln[\ln(\mu^2/\Lambda^2)]}{\ln(\mu^2/\Lambda^2)} \right. \\ &\quad \left. + \frac{4\beta_1^2}{\beta_0^4 \ln^2(\mu^2/\Lambda^2)} \left(\left(\ln[\ln(\mu^2/\Lambda^2)] - \frac{1}{2} \right)^2 + \frac{8\beta_2\beta_0}{\beta_1^2} - \frac{5}{4} \right) \right]. \end{aligned} \quad (18.7.12)$$

前面结果中的 n_f 是质量小于所感兴趣能量的夸克味的数目. 在两个连续夸克质量之间的能量范围内, n_f 和 Λ 是相同的, 但对于每一个这样的能量范围, 我们有不同的 n_f 值和 Λ 值, 我们要对其选择使得 $g(\mu)$ 在每个夸克质量处连续. 特别地, 关于电子的深度非弹散射实验, 它一般所涉及的能量在前4个夸克味(u, d, s 和 c)之上, 所以这里我们必须取 $n_f = 4$. 另一方面, 在电子-正电子对撞机上的实验, 例如在PEP, PETRA, TRISTRAN和LEP^f上的实验, 它们所处的能量在第五个(b)夸克质量之上, 所以在这些实验中我们必须取 $n_f = 5$. 但是, 通过在 b 夸克质量处匹配重整化群方程的解, 我们可以用 $n_f = 4$ 的结果表示 $n_f = 5$ 的结果. 以这种方式, 我们会发现²⁵(在计算 β_2 时使用修正最小减除方案)外推至 $m_Z = 91.2 \text{ GeV}$ 的强耦合是 $\alpha_s(m_Z) \equiv g_s^2(m_Z)/4\pi = 0.118 \pm 0.006$, 对于 $m_b \ll \mu \ll m_t$ 能量 μ , 所对应的 $\Lambda \approx 250 \text{ MeV}$, 其中 $n_f = 5$. 对于 e^+e^- 湮灭在 Z 共振上的强子产生, 一个更新的研究²⁶给出了直接测量值 $\alpha_s(m_Z) = 0.1200 \pm 0.0025$, 它还有理论上的不确定度 ± 0.0078 , 对应 $\Lambda = 253_{-96}^{+130} \text{ MeV}$.

18.8 改良微扰论*

Gell-Mann和Low的开拓性文章¹在很大程度上指向了“改良”微扰论的问题——即, 使用重整化群的思想, 用微扰论在某一给定阶的结果来研究它的下一阶. 为了阐明这一点, 我们先回到Gell-Mann和Low所研究的特殊情况: 量子电动力学中的真空极化.

*本节或多或少的处在本书的发展主线之外, 可以在第一次阅读时跳过.

^fPEP是指正电子-电子计划(Positron-Electron Project), 位于SLAC国家实验室; PETRA是正负电子串列环形加速器(Positron-Electron Tandem Ring Accelerator), 位于德国汉堡的DESY; TRISTRAN位于日本的KEK. ——译者注.

回忆, 按照方程(18.2.36), 将滑动标度 μ 处的重整化电荷 e_μ 表示成裸电荷 e_B 后, 它的形式为

$$e_\mu = N_\mu^{(A)-1} e_B, \quad (18.8.1)$$

其中 $N_\mu^{(A)}$ 是一常数, 当其乘进未重整的电磁场中, 它会给出在标度 μ 处重整化的场. (参看方程(18.2.21).) 因此我们可以定义重整化(因而也是截断无关的)全光子传播子 $\Delta'_{\rho\sigma}(q, \mu, e_\mu)$, 以裸场的全传播子 $\Delta'_{B\rho\sigma}(q, e_B)$ 的形式, 这一传播子可以表示成

$$\Delta'_{\rho\sigma}(q, \mu, e_\mu) = N_\mu^{(A)2} \Delta'_{B\rho\sigma}(q, \mu, e_\mu) \quad (18.8.2)$$

在这种方式下, 函数 $e_\mu^2 \Delta'_{\rho\sigma}(q, \mu, e_\mu)$ 由于等于 $e_B^2 \Delta'_{B\rho\sigma}(q, e_B)$ 而与 μ 无关, 又因为 e_μ 和 $\Delta'_{\rho\sigma}(q, \mu, e_\mu)$ 都是重整化量, 所以它也与截断无关. (在这里我们不明确地写出截断相关性.) 但是Lorentz不变性和量纲分析告诉我们, 这一函数必须采取如下的形式:

$$e_\mu^2 \Delta'_{\rho\sigma}(q, \mu, e_\mu) = \frac{\eta_{\rho\sigma} d(q^2/\mu^2, e_\mu)}{q^2} + q_\rho q_\sigma \text{项}. \quad (18.8.3)$$

既然方程(18.8.3)与 μ 无关, 我们在这里可以令 $\mu = \sqrt{q^2} \equiv q$, 这使得

$$d(q^2/\mu^2, e_\mu) = d(1, e_q). \quad (18.8.4)$$

现在来看看, 关于 $d(q^2/\mu^2, e_\mu)$ 的微扰级数结构, 这告诉了我们什么. e 的 β -函数有展开:

$$\beta(e) = b_1 e^3 + b_2 e^5 + b_3 e^7 + \cdots. \quad (18.8.5)$$

那么 e_μ 的重整化群方程就有级数解

$$\begin{aligned} e_q^2 = e_\mu^2 - b_1 e_\mu^4 \ln \frac{q^2}{\mu^2} - b_2 e_\mu^6 \ln \frac{q^2}{\mu^2} \\ - \left(\frac{b_1 b_2}{2} \ln^2 \frac{q^2}{\mu^2} + b_3 \ln \frac{q^2}{\mu^2} \right) e_\mu^8 + \cdots. \end{aligned} \quad (18.8.6)$$

如果我们也对 d 做展开:

$$d(1, e) = e^2 + d_1 e^4 + d_2 e^6 + d_3 e^8 + \cdots \quad (18.8.7)$$

那么

$$\begin{aligned} d(q^2/\mu^2, e_\mu) = d(1, e_q) = e_\mu^2 - \left(b_1 \ln \frac{q^2}{\mu^2} - d_1 \right) e_\mu^4 - \left(b_2 \ln \frac{q^2}{\mu^2} - d_2 \right) e_\mu^6 \\ - \left(\frac{1}{2} b_1 b_2 \ln^2 \frac{q^2}{\mu^2} + (b_3 - b_1 d_2) \ln \frac{q^2}{\mu^2} - d_3 \right) e_\mu^8 + \cdots. \end{aligned} \quad (18.8.8)$$

注意到, 在 $d(q^2/\mu^2, e_\mu)$ 的每一阶中, $\ln(q^2/\mu^2)$ 的领头项幂次分别是0, 1, 1, 2, 3, \cdots . 另外, 如果我们计算 $d(q^2/\mu^2, e_\mu)$ 至 e_μ^6 阶并以此决定 b_1 和 b_2 , 我们可以立即写出 e_μ^8 阶中领头对数的系数 $-\frac{1}{2}b_1 b_2$. 如果不使用重整化群方法, 这里面的那一个都没有那么容易推断出来.

习题

1. 考察含有一个标量场的 $SU(N)$ 规范理论, 且该标量场处在 $SU(N)$ 的定义表示下. 将标量圈的贡献包含在内, 计算到规范耦合常数的 β -函数至一圈阶. (建议: 使用背景场规范, 取常数背景场.)
2. 假定一个有正定耦合常数 g 的理论的 β -函数 $\beta(g)$ 在 $g = g_*$ 处有一个单零点, 即在 g_* 附近, $\beta(g) \rightarrow a(g_* - g)$, 其中 $a > 0$. 对因子 N_E^{O-1} 中 $\propto E\gamma^{O(g_*)}$ 领头项的修正而言, 它的渐进行为是什么? 其中 N_E^{O-1} 是将算符 \mathcal{O} 包含在真空期望值中后所附带的因子.
3. 若在一个理论中有 $\beta(g) = bg^2 + b'g^3 + b''g^4 + \dots$, 证明: 通过对耦合常数的重定义, 我们完全可以把系数 b'' 变成我们想要的任何值.
4. 若反应所处的能量为 100 GeV, 将质量低于 100 GeV 的所有已知的带电夸克和轻子考虑在内, 计算用于研究反应的有效电荷.
5. 计算量子电动力学中的电子传播子在 4-动量很大时的渐进行为. (你可以使用其它地方计算出的 Z_2 的单圈值, 例如 11.4 节中算出的 Z_2 值.)
6. 对于标量场 $\phi_n(x)$ 的 $O(N)$ -不变理论, 其中 $n = 1, \dots, N$, $\phi_n(x)$ 属于 $O(N)$ 的矢量表示, 且理论有相互作用 $\frac{1}{4}g(\sum_n \phi_n^2)^2$, 计算 $\epsilon = 4 - d$ 展开中到一阶的反常指数 ν .

参考文献

- [1] M. Gell-Mann and F. E. Low, *phys. Rev.* **95**, 1300 (1954). 更早的时候, E. C. G. Stueckelberg 和 A. Peterman 也略微讨论了选择重整化耦合常数定义的自由度, *Helv. Phys. Acta* **26**, 499 (1953) (他们同时引入了“重整化群”这个灾难般的词汇), 但并没有说明它与计算极高能物理过程或极低能物理过程之间的相关性. 在 Gell-man 和 Low 的工作之后, N. N. Bogoliubov 和 D. V. Shirkov 进一步发展了重整化群方法, *Introduction to the Theory of Quantized fields* (Interscience, New York, 1959): Chapter VIII, 以及那里引用的文献. 粒子物理中对重整化群方法的二次热潮是由如下几人引起的, C. G. Callan, *Phys. Rev.* **D2**, 1541 (1970); K. Symanzik, *Commun. Math. Phys.* **18**, 227 (1970); C. G. Callan, S. Coleman, and R. Jackiw, *Ann. of Phys.* (New York), **59**, 42 (1970).
- [2] K. G. Wilson, *Phys. Rev.* **B4**, 3174, 3184 (1971); *Rev. Mod. Phys.* **47**, 773 (1975).
- [3] J. C. Collins, *Phys. Rev.* **D10**, 1213 (1974).
- [3a] R. Jost and J. M. Luttinger, *Helv. Phys. Acta* **23**, 201 (1950).
- [4] 这个数值引用于 1994 年的 Particle Data Group. G. Altarelli 汇总了更新的计算, CERN preprint CERN-TH-95/203, 发表在 *Proceedings of the Workshop on Physics at DAΦNE, April 1995*. 较新的 $\alpha^{-1}(m_Z)$ 值分布在 128.89 与 129.08 之间.
- [4a] S. Coleman and E. Weinberg, *Phys. Rev.* **D7**, 1888 (1973).
- [4b] L. D. Landau, in *Niels Bohr and the Development of Physics* (Pergamon Press, New York, 1955): p.52; 以及那里引用的更早的工作.

-
- [4c] S. L. Adler, C. G. Callan, D. J. Gross, and R. Jackiw, *Phys. Rev.* **D6**, 2982 (1972); M. Baker and K. Johnson, *Physica* **96A**, 120 (1979).
- [4d] 关于这一点的讨论与参考, 可参看J. Glimm and A. Jaffe, *Quantum Physics - A Fundamental Integral Point of View*, Second Edition (Springer-Verlag, New York, 1987): Section 21.6; R. Fernandez, J. Fröhlich, and A. D. Sokal, *Random Walks, Critical Phenomena, and Triviality in Quantum Field Theory* (Springer-Verlag, Berlin, 1992): Chapter 15.
- [5] S. Weinberg, in *General Relativity*, S. W. Hawking and W. Israel编辑. (Cambridge University Press, Cambridge, 1979): p. 790.
- [6] S. Weinberg, *Phys. Rev.* **D8**, 3497 (1973).
- [7] 原始计算是K. G. Wilson和M. E. Fisher给出的, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 240 (1972); K. G. Wilson, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 548 (1972). 关于综述可参看, K. G. Wilson and J. Kogut, *Phys. Rep.* **12C**, No. 2 (1974); M. E. Fisher, *Rev. Mod. Phys.* **46**, 597 (1974); E. Brézin, J. C. Le Guillou, and J. Zinn-Justin, in *Phase Transitions and Critical Phenomena*, C. Domb and M. S. Green编辑(Academic Press, London, 1975).
- [8] 参看P. M. Chaikin and T. C. Lubensky, *Principles of Condensed Matter Physics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1995): p. 231.
- [8a] E. Brézin, J. C. Le Guillou, J. Zinn-Justin, and B. G. Nickel, *Phys. Lett.* **44A**, 227 (1973); K. G. Wilson and J. Kogut, 参看文献7, Section 8.
- [9] G. 't Hooft, *Nucl. Phys.* **B461**, 455 (1973); *Nucl. Phys.* **B82**, 444 (1973). 这里所给出的推导相对't Hooft的推导做了些许的简化.
- [10] O. W. Greenberg, *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 598 (1964); M. Y. Han and Y. Nambu, *Phys. Rev.* **139**, B1006 (1965); W. A. Bardeen, H. Fritzsch, and M. Gell-Mann, in *Scale and Conformal Invariance in Hadron Physics*, R. Gatto编辑(Wiley, New York, 1973).
- [11] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* **8**, 214 (1964); G. Zweig, CERN preprint TH401 (1964).
- [12] D. J. Gross and F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.*, **30**, 1343 (1973).
- [13] H. D. Politzer, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1346 (1973).
- [14] E. D. Bloom *et. al.*, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 930 (1969); M. Breidenbach *et. al.*, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 933 (1969); J. L. Friedman and H. W. Kendall, *Annual Reviews of Nuclear Science* **22**, 203 (1972).
- [15] A. Zee, 未发表.
- [16] G. 't Hooft, 未发表.
- [17] S. Weinberg, *Phys. Rev.* **D8**, 605 (1973).

-
- [18] D. J. Gross and F. Wilczek, *Phys. Rev.* **D8**, 3633 (1973); S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 494 (1973).
- [19] 在渐进自由被发现之前, H. Fritzsch, M. Gell-Mann, 和 H. Leutwyler 提出过类似的想法, *Phys. Lett.* **47B**, 365 (1973).
- [20] G. Hanson *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1609 (1975). R. F. Schwitters, in *Proceedings of the International Conference on Lepton and Photon Interactions at High Energy at Stanford, 1975*, W. T. Kirk 编辑 (Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, 1975): p.5; G. Hanson Stanford Linear Accelerator Center Report SLAC-PUB-1814 (1976), 未发表.
- [21] G. Sterman and S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1436 (1977).
- [22] J. Ellis, M. K. Gaillard, and G. G. Ross, *Nucl. Phys.* **B111**, 253 (1976).
- [23] E. Eichten, K. Lane, and M. Peskin, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 811 (1983).
- [24] 关于综述, 参看 I. Hinchliffe, in ‘Review of Particle Properties,’ *Phys. Rev.* **D50**, 1177 (1994): Section 25.
- [25] G. Altarelli, in *Proceedings of the Rencontres de Hanoi*, CERN preprint CERN-PRE/94-71 (1994).
- [26] K. Abe *et al.* (SLD collaboration), *Phys. Rev.* **D51**, 962 (1995). M. Shifman 汇总了 Z^0 衰变到强子的早期数据, Minnesota preprint hep-th/9501222 (1995), 这份数据给出 $\alpha_s(m_Z) = 0.125 \pm 0.005$, 对应的 $\Lambda \approx 500 \text{ MeV}$.

第 19 章 自发破缺的整体对称性

本世纪(这里指20世纪)的绝大多数物理都建立在对称性原理之上: 首先是Einstein1905年狭义相对论的时空对称性, 然后是内部对称性, 例如20世纪30年代的近似 $SU(2)$ 同位旋对称性. 因此, 与对基本粒子频谱的探查猜测得出的内部对称性相比, 当在20世纪60年代发现内部对称性比它还要多时, 这是十分令人振奋的. 底层理论会有“自发破缺”的精确对称性或近似对称性, 也就是说, 这些对称性没有实现为该理论物理态的对称变换, 特别地, 这些对称性并不保持真空态不变. 突破是近似整体对称性 $SU(2) \times SU(2)$ 破缺的发现, 它是强相互作用的对称性, 将在19.3节进行细致的讨论. 在此之后不久, 就发现了对称性 $SU(2) \times U(1)$ 的自发破缺, 这是弱相互作用和电磁作用的精确确定域对称性, 这将会在第21章用更加一般的定域对称性破缺单独进行处理. 在本章我们先对整体对称性破缺做一般讨论, 然后转向物理的例子.

19.1 简并真空

我们无需寻找对称性自发破缺的例子. 考察一个椅子, 对于组成椅子的原子而言, 控制它们的方程有旋转对称性, 但是这些方程的解, 真实的椅子, 却在空间中有确定的方向. 在这里我们不会考察物体的对称性破缺, 例如椅子, 而是考察任意真实量子场论基态的对称性破缺, 即真空的对称性破缺.

在场论中, 自发破缺的对称性总是与真空态的简并相联系. 例如, 考察作用量的一个对称变换, 且该对称变换也是对场积分所用测度的对称变换, 该对称变换线性地作用在一组标量场上 $\phi_n(x)$:

$$\phi_n(x) \rightarrow \phi'_n(x) = \sum_m L_{nm} \phi_m(x). \quad (19.1.1)$$

(ϕ_n 不一定是基本场; 它们可以是复合的, 像 $\bar{\psi}\Gamma_n\psi$.) 正如我们在16.4节中所看到的, 这样量子有效作用量 $\Gamma[\phi]$ 就会有相同的对称性

$$\Gamma[\phi] = \Gamma[L\phi]. \quad (19.1.2)$$

对于真空, $\phi(x)$ 的期望值必须使得真空能 $-\Gamma[\phi]$ 处在最小值, 例如 $\phi(x)$ 处在 $\phi(x) = \bar{\phi}$ (一个常数). 但如果 $L\bar{\phi} \neq \bar{\phi}$, 那么这个真空就不是唯一的; 就像处在 $\bar{\phi}$ 这一点, $-\Gamma[\phi]$ 会在 $\phi = L\bar{\phi}$ 处有相同的值. 若对称变换(19.1.1)是一反射, $\phi \rightarrow -\phi$, 那么在这一简单情况中, 如果 $-\Gamma[\phi]$ 在 ϕ 的非零值 $\bar{\phi}$ 处取得最小值, 那么它会有两个最小值点, $\bar{\phi}$ 和 $-\bar{\phi}$, 每一个对应于一个对称性破缺的态.

我们还无法在这种情况下得出对称性破缺的结论, 因为我们还没有排除这样的可能性: 真实的真空是真空态的线性叠加, ϕ_m 在这些真空态中有不同的期望值, 但是真正的真空却表现出了假定的对称性. 例如, 在有对称性 $\phi \rightarrow -\phi$ 的理论中, 即使 $-\Gamma[\phi]$ 在 ϕ 的某个非零值 $\bar{\phi}$ 处取最小值, 也会有两种情况, $|\text{VAC}, \pm\rangle$ 和 $|\text{VAC}, +\rangle + |\text{VAC}, -\rangle$, 对于前者, Φ 有期望值 $\bar{\phi}$ 和 $-\bar{\phi}$, 而后者会遵循 $\phi \rightarrow -\phi$ 下的对称性, 我们如何知道真空是态 $|\text{VAC}, \pm\rangle$ 中的一个, 还是像 $|\text{VAC}, +\rangle + |\text{VAC}, -\rangle$ 这

样的线性组合? 我们假定的变换 $\phi \rightarrow -\phi$ 下的对称性会告诉我们, 哈密顿量的真空矩阵元是

$$\langle \text{VAC}, + | H | \text{VAC}, + \rangle = \langle \text{VAC}, - | H | \text{VAC}, - \rangle \equiv a$$

(a 是实数)以及

$$\langle \text{VAC}, + | H | \text{VAC}, - \rangle = \langle \text{VAC}, - | H | \text{VAC}, + \rangle \equiv b$$

(b 是实数), 所以哈密顿量的本征态是 $|\text{VAC}, +\rangle \pm |\text{VAC}, -\rangle$, 而能量是 $a \pm |b|$. 这些能量本征态在对称变换 $\phi \rightarrow -\phi$ 下不变(或者在相差一个符号的意义下不变). 事实上, 椅子也会有相同的问题. 孤立椅子的量子力学基态实际上是旋转不变的; 它是角动量量子数为零的态, 因此在空间中没有一个特定的方向.

实际上, 只有无限大的理想系统才会发生对称性自发破缺. 对于椅子而言, 对称性破缺的出现是因为它有宏观的转动惯量 I , 这使得它的基态是将旋转激发态累积后的一部分, 这些旋转激发态的能量只间隔非常小的量级为 \hbar^2/I 的量. 这使得椅子的态矢对外部的微扰及其敏感; 即使是非常弱的外场, 它所造成的能量偏移也要比这些旋转能量之间的能量差要大得多. 其结果是, 对于椅子的基态或者其它角动量量子数确定的态, 任何旋转不对称的外场就会使得其它角动量量子数的分量快速增长. 在椅子的态中, 相对小的外部微扰稳定的不是那些有着明确角动量量子数的态, 而是那些有着明确方向的态, 这样的态, 其所在的底层理论的旋转对称性是破缺的.

对于真空同样如此, 自发对称性破缺的可能性又一次与系统的大尺寸相关, 特别是与空间的大体积相关. 在前面反射对称性的例子中, 哈密顿量的非对角元 b 会包含一个场构型积分, 这一场构型会从 $\phi = \bar{\phi}$ 处的最小值隧穿到 $\phi = -\bar{\phi}$ 的最小值, 所以, 若空间体积为 \mathcal{V} , b 要比对角矩阵元 a 小一个形式为 $\exp(-C\mathcal{V})$ 的势垒穿透因子, 其中 C 是与该理论微观参量相关的正常数*. 因此, 对于宏观体积, 两个能量本征态 $|\text{VAC}, +\rangle \pm |\text{VAC}, -\rangle$ 高度简并, 这使得若微扰是 ϕ 的奇次泛函, 这两个态会被紧密地混合在一起. 因此, 即使这样的微扰 H' 很弱, 无论与 H 的非对角指数压低矩阵元相比, 还是与微扰的非对角指数压低矩阵元相比, 微扰 H' 的两个对角元 $\langle \text{VAC}, \pm | H' | \text{VAC}, \pm \rangle$ 之间的差值都比要它们大得多. 因此对于微扰后的哈密顿量而言, 它的真空态会非常接近使微扰对角化的对称性破缺态 $|\text{VAC}, \pm\rangle$ 中的一个, 而不是不变态 $|\text{VAC}, +\rangle \pm |\text{VAC}, -\rangle$. 那么对于非常小的微扰而言, $|\text{VAC}, \pm\rangle$ 中的哪一个才是真正的真空呢? 这取决与微扰, 但由于这两个态通过原始哈密顿量的对称变换相关, 所以这并不重要; 如果微扰足够小, 观测者就无法分辨出其中的差别.

当空间体积无限大时, 场期望值不同的真空态之间的矩阵元精确为零.¹ 对于无限大的体积, 一般的真空态 $|v\rangle$ 可以定义为动量为零的态

$$\mathbf{P}|v\rangle = 0, \quad (19.1.3)$$

这里的本征值是离散的动量本征值. (这排除了单粒子态或多粒子态, 对于这样的态, 在无限大空间中, 零动量值总是连续动量值的一部分.) 一般而言会有多个这样的态. 它们通常可以展成一组离散基, 并且我们的记法也视它们是离散的. 它们将被选成正交的

$$\langle u | v \rangle = \delta_{uv}. \quad (19.1.4)$$

*例如, 类比经典波动力学的势垒穿透问题, 对于形式为 $-\frac{1}{2}\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi - V(\phi)$ 的拉格朗日密度, 我们有 $C = \int_{-\bar{\phi}}^{+\bar{\phi}} \sqrt{2V(\phi)} d\phi$. 一会儿我们会给出一个证明非对角矩阵元 b 对于无限体积为零的一般讨论, 所以我们不用费心计算这里的 b .

等时定域厄密算符的积在这些态之间的任何矩阵元可以表示为态的和:

$$\begin{aligned} \langle u|A(\mathbf{x})B(0)|v\rangle &= \sum_w \langle u|A(0)|w\rangle \langle w|B(0)|n\rangle \\ &\int d^3p \sum_N \langle u|A(0)|N, \mathbf{p}\rangle \langle N, \mathbf{p}|B(0)|n\rangle e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{x}}, \end{aligned} \quad (19.1.5)$$

其中 $|N, \mathbf{p}\rangle$ 是一组连续的态, 它们带有3-动量 \mathbf{p} 且互相成交, 它们与 $|v\rangle$ 共同张开了整个物理的Hilbert空间. (这里的 N 可以包含连续指标和离散指标. 我们同时扔掉了时间变量.) 由于 $|N, \mathbf{p}\rangle$ 属于动量算符 \mathbf{P} 的连续谱, 我们不加证明地假定, 矩阵元对 \mathbf{p} 的依赖性足够光滑(即, Lebesgue可积), 进而可以使用Riemann-Lebesgue定理,² 这使得对 \mathbf{p} 的积分在 $|\mathbf{x}| \rightarrow \infty$ 时为零. 那么, 在这一极限下我们就会有

$$\langle u|A(\mathbf{x})B(0)|v\rangle \xrightarrow{|\mathbf{x}| \rightarrow \infty} \sum_w \langle u|A(0)|w\rangle \langle w|B(0)|v\rangle. \quad (19.1.6)$$

类似地,

$$\langle u|B(0)A(\mathbf{x})|v\rangle \xrightarrow{|\mathbf{x}| \rightarrow \infty} \sum_w \langle u|B(0)|w\rangle \langle w|A(0)|v\rangle. \quad (19.1.7)$$

但是因果律告诉我们, 当 $\mathbf{x} \neq 0$ 时, 等时对易子 $[A(\mathbf{x}), B(0)]$ 为零(见5.1节), 所以矩阵元(19.1.6)和矩阵元(19.1.9)是相等的, 因此, 厄米矩阵 $\langle u|A(0)|v\rangle$, $\langle u|B(0)|v\rangle$ 等都必须彼此对易. 由此得出它们可以同时对角化. 按照需要转化到这一基, 这样, 对于理论的每一个厄米定域算符 $A(\mathbf{x})$, 我们有

$$\langle u|A(0)|v\rangle = \delta_{uv} a_v \quad (19.1.8)$$

其中 a_v 是 A 在态 $|v\rangle$ 下的期望值, 是一实数. 所以, 对于无限大的体积, 任何用定域算符构建的哈密顿量在不同真空 $|v\rangle$ 之间的矩阵元都为零. 当哈密顿量没有非对角项时, 任何两个通过对称操作连接的 $|v\rangle$ 将是简并的. 用这种定域算符构建的对称性破缺微扰在同一基将是对角的, 因而它所产生的基态是 $|v\rangle$ 中的一个, 而不是它们的线性组合.

让人安心的是, 若真空态 $|v\rangle$ 相对与场相关的小微扰稳定, 那么它也是满足集团分解条件(见第4章)的真空态. 这一原理要求, 对于物理的真空态 $|\text{VAC}\rangle$

$$\langle \text{VAC}|A(\mathbf{x})B(0)|\text{VAC}\rangle \xrightarrow{\mathbf{x} \rightarrow \infty} \langle \text{VAC}|A(\mathbf{x})|\text{VAC}\rangle \langle \text{VAC}|B(0)|\text{VAC}\rangle. \quad (19.1.9)$$

如果我们将真空态取成方程(19.1.8)所定义的基中的任何一个 $|v\rangle$ 态, 那么这一条件就是满足的, 但是如果我们将其取为几个 $|v\rangle$ 的线性组合, 那么这一条件就是不满足的.

19.2 Goldstone玻色子

我们现在具体到连续对称性自发破缺的情况. 在这一情况下有一个定理, (这个定理有一个重要的例外, 将在第21章进行考察)对于每一个破缺的对称性, 物理粒子的谱中就必须包含一个质量和自旋均为零的粒子. 这样的粒子被称为Goldstone玻色子(或Nambu-Goldstone玻色子), 它是Goldstone³和Nambu⁴在一特定模型中首次遇到的; 在此之后, Goldstone, Salam和我自己⁵给出了两个存在这种粒子的一般性证明. 这两个证明在这一节均会展示出来, 然后我们将进一步考察Goldstone粒子的性质.

假定作用量和测度在一个连续对称变换下不变, 且在该对称变换下, 一组厄密标量场 $\phi_n(x)$ (基本场或复合场)进行一个无限小的线性变换

$$\phi_n(x) \rightarrow \phi_n(x) + i\epsilon \sum_m t_{nm} \phi_m(x), \quad (19.2.1)$$

其中 it_{nm} 是有限的实矩阵. 那么, 正如我们在16.4节中所发现的, 有效作用量在这一变换下也是不变的

$$\sum_{n,m} \int \frac{\delta \Gamma[\phi]}{\delta \phi_n(x)} t_{nm} \phi_m(x) d^4x = 0. \quad (19.2.2)$$

我们将特定到平移不变理论的情况, 且要求场为常数场 ϕ_n , 这时, 正如我们在16.2节所看到的, 有效作用量采取如下的形式

$$\Gamma[\phi] = -\mathcal{V}V(\phi), \quad (19.2.3)$$

其中 \mathcal{V} 是时空体积而 $V(\phi)$ 被称为有效势. 那么方程(19.2.2)可以写成

$$\sum_{n,m} \frac{\partial V(\phi)}{\partial \phi_n} t_{nm} \phi_m = 0. \quad (19.2.4)$$

我们将要使用的对称性要求是对上式做 ϕ_ℓ 的微分得到的:

$$\sum_n \frac{\partial V(\phi)}{\partial \phi_n} t_{n\ell} + \sum_{n,m} \frac{\partial^2 V(\phi)}{\partial \phi_n \partial \phi_\ell} t_{nm} \phi_m = 0. \quad (19.2.5)$$

现在指定到 ϕ_n 是 $V(\phi)$ 的最小值点的情况, 即, ϕ_n 是真空期望值 $\bar{\phi}_n$. 既然 $V(\phi)$ 在它的最小值处是稳定的, 那么方程(19.2.5)中的第一项为零, 所以

$$\sum_{n,m} \frac{\partial^2 V(\phi)}{\partial \phi_n \partial \phi_\ell} \Big|_{\phi=\bar{\phi}} t_{nm} \bar{\phi}_m = 0. \quad (19.2.6)$$

16.1节的一般性结论表明, 方程(19.2.6)中的二阶导数正是动量空间中所有外线标记为 n 和 ℓ 的单粒子不可约连通Feynman图之和. 正如16.1节末尾所给出的, 它与动量空间传播子的倒数相关, 其关系是

$$\frac{\partial^2 V(\phi)}{\partial \phi_n \partial \phi_\ell} = \Delta_{n\ell}^{-1}(0), \quad (19.2.7)$$

所以, 方程(19.2.6)给出

$$\sum_{n,m} \Delta_{n\ell}^{-1}(0) t_{nm} \bar{\phi}_m = 0. \quad (19.2.8)$$

因此, 如果对称性是破缺的, 这会使得 $\sum_m t_{nm} \bar{\phi}_m$ 不为零, 那么它就是 $\Delta_{n\ell}^{-1}(0)$ 本征值为零的本征矢. 存在这种矢量意味着 $\Delta_{n\ell}(q)$ 在 $q^2 = 0$ 处有一极点. 在 $q^2 = 0$ 处的这一极点, 其留数的阶等于矢量 $t\bar{\phi}$ 张成的空间的维数, 其中 t 取遍该理论这一连续对称性的所有生成元. 粗略地讲, 对于每一个独立的破缺对称性会存在一个无质量的玻色子.

在对称性破缺的经典例子中, 拉格朗日量含有一组实标量场 ϕ_n , 个数为 N , 并采取如下的形式

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} \sum_n \partial_\mu \phi_n \partial^\mu \phi_n - \frac{\mathcal{M}^2}{2} \sum_n \phi_n \phi_n - \frac{g}{4} \left(\sum_n \phi_n \phi_n \right)^2. \quad (19.2.9)$$

在群 $O(N)$ 的作用下, 即对分量为 ϕ_n 的 N -矢量的旋转操作, 它是不变的. 对于常数场, 树级近似下的有效势就由拉格朗日密度中非导数项的负数给定

$$V(\phi) \simeq \frac{\mathcal{M}^2}{2} \sum_n \phi_n \phi_n + \frac{g}{4} \left(\sum_n \phi_n \phi_n \right)^2 . \quad (19.2.10)$$

像往常一样, 我们假定 g 是正定的. (否则, $V(\phi)$ 的最小值即使存在也处在微扰论的适用范围之外.) 如果 \mathcal{M}^2 也是正定的, $V(\phi)$ 的最小值就在点 $\phi = 0$, 这一点在 $O(N)$ 下是不变的. 另一方面, 当 $\mathcal{M}^2 < 0$ 时, 最小值所在的点 $\bar{\phi}_n$ 使得

$$\sum_n \bar{\phi}_n \bar{\phi}_n = -\mathcal{M}^2/g . \quad (19.2.11)$$

那么, 树级近似下的质量矩阵就是

$$\begin{aligned} M_{nm}^2 &= \left. \frac{\partial^2 V(\phi)}{\partial \phi_n \partial \phi_m} \right|_{\phi=\bar{\phi}} \\ &= \mathcal{M}^2 \delta_{nm} + g \delta_{nm} \sum_\ell \bar{\phi}_\ell \bar{\phi}_\ell + 2g \bar{\phi}_n \bar{\phi}_m \\ &= 2g \bar{\phi}_n \bar{\phi}_m . \end{aligned} \quad (19.2.12)$$

它有一个本征值非零的本征矢 $\bar{\phi}_n$:

$$m^2 = 2g \sum_n \bar{\phi}_n \bar{\phi}_n = 2|\mathcal{M}^2| , \quad (19.2.13)$$

以及 $N-1$ 个垂直于 $\bar{\phi}$ 且本征值为零的本征矢. 仅有 $N-1$ 个Goldstone玻色子出现的原因正是 $O(N)$ 破缺到了 $O(N-1)$ ($O(N)$ 中使得 $\bar{\phi}$ 不变的子群,) 因此独立的破缺对称性的数目是 $O(N)$ 的维数减去 $O(N-1)$ 的维数, 即

$$\frac{1}{2}N(N-1) - \frac{1}{2}(N-1)(N-2) = N-1 . \quad (19.2.14)$$

关于Goldstone玻色子的存在性有另一个证明, 在这个证明中没有用到有效作用量的形式理论. 我们在第7章知道, 作用量的任何连续对称性都会给出一个守恒流 J^μ :

$$\frac{\partial J^\mu(x)}{\partial x^\mu} = 0 , \quad (19.2.15)$$

以及诱导出相应对称变换的荷 Q

$$Q = \int d^3x J^0(\mathbf{x}, 0) , \quad (19.2.16)$$

$$[Q, \phi_n(x)] = - \sum_m t_{nm} \phi_m(x) . \quad (19.2.17)$$

像方程(19.2.15)–(19.2.17)这样的算符关系不受自发对称性破缺的影响, 这体现出了物理态的性质. 现在, 考察流和场的对易子的真空期望值. 对中间态求和, 这是

$$\left\langle [J^\lambda(y), \phi_n(x)] \right\rangle_{\text{VAC}} = (2\pi)^{-3} \int d^4p \left[\rho_n^\lambda(p) e^{ip \cdot (y-x)} - \tilde{\rho}_n^\lambda(p) e^{ip \cdot (x-y)} \right] , \quad (19.2.18)$$

其中, 利用平移不变性,

$$(2\pi)^{-3} i \rho_n^\lambda(p) = \sum_N \langle \text{VAC} | J^\lambda(0) | N \rangle \langle N | \phi_n(0) | \text{VAC} \rangle \delta^4(p - p_N) , \quad (19.2.19)$$

$$(2\pi)^{-3} i \tilde{\rho}_n^\lambda(p) = \sum_N \langle \text{VAC} | \phi_n(0) | N \rangle \langle N | J^\lambda(0) | \text{VAC} \rangle \delta^4(p - p_N) . \quad (19.2.20)$$

我们通常将 J^λ 和 ϕ_n 取成厄米算符, 在这一情况下, 方程(19.2.19)和(19.2.20)是复共轭

$$\rho_n^\lambda(p) = -\tilde{\rho}_n^{\lambda*}(p) , \quad (19.2.21)$$

但在这里将不会做这一假定.

Lorentz不变性告诉我们, ρ 和 $\tilde{\rho}$ 必须采取如下的形式

$$\rho_n^\lambda(p) = p^\lambda \rho_n(-p^2) \theta(p^0) , \quad (19.2.22)$$

$$\tilde{\rho}_n^\lambda(p) = p^\lambda \tilde{\rho}_n(-p^2) \theta(p^0) . \quad (19.2.23)$$

(因子 $\theta(p^0)$, 在 $p^0 > 0$ 时取+1, 在其它情况下为零, 它是 p_N 是物理态的4-动量这一性质所要求的.) 这给出

$$\begin{aligned} \left\langle \left[J^\lambda(y), \phi_n(x) \right] \right\rangle_{\text{VAC}} &= \frac{\partial}{\partial y_\lambda} \int d\mu^2 \left[\rho_n(\mu^2) \Delta_+(y-x; \mu^2) \right. \\ &\quad \left. + \tilde{\rho}_n(\mu^2) \Delta_+(x-y; \mu^2) \right] , \end{aligned} \quad (19.2.24)$$

其中 Δ_+ 是熟悉的函数

$$\Delta_+(z; \mu^2) = (2\pi)^{-3} \int d^4p \theta(p^0) \delta(p^2 + \mu^2) e^{ip \cdot z} . \quad (19.2.25)$$

正如在第5章中所评述的, Lorentz不变性仅允许 $\Delta_+(z; \mu^2)$ 依赖于 z^2 , μ^2 和 $\theta(z^0)$, 而当 $z^2 > 0$ 时, 则只依赖 z^2 和 μ^2 . 因此, 当 $x-y$ 类空时, $\Delta_+(x-y; \mu^2)$ 和 $\Delta_+(y-x; \mu^2)$ 相等, 所以, 在这一情况下

$$\left\langle \left[J^\lambda(y), \phi_n(x) \right] \right\rangle_{\text{VAC}} = \frac{\partial}{\partial y_\lambda} \int d\mu^2 \left[\rho_n(\mu^2) + \tilde{\rho}_n(\mu^2) \right] \Delta_+(y-x; \mu^2) . \quad (19.2.26)$$

但是, 所有对易子对于类空的 $x-y$ 必须为零, 所以

$$\rho_n(\mu^2) = -\tilde{\rho}_n(\mu^2) , \quad (19.2.27)$$

因此, 对于一般的 x 和 y , 方程(19.2.24)给出

$$\left\langle \left[J^\lambda(y), \phi_n(x) \right] \right\rangle_{\text{VAC}} = \frac{\partial}{\partial y_\lambda} \int d\mu^2 \rho_n(\mu^2) \left[\Delta_+(y-x; \mu^2) - \Delta_+(x-y; \mu^2) \right] . \quad (19.2.28)$$

若方程(19.2.21)也参与进来, 方程(19.2.27)还证明了 $\rho_n(\mu^2)$ 是实的.

现在我们使用 $J^\lambda(y)$ 守恒这一性质. 对方程(19.2.28)两边作用导数 $\partial/\partial y^\lambda$, 并使用熟悉的方程

$$(\square_y - \mu^2) \Delta_+(y-x; \mu^2) = 0 , \quad (19.2.29)$$

我们发现, 对于所有的 x 和 y

$$0 = \int d\mu^2 \mu^2 \rho_n(\mu^2) [\Delta_+(y-x; \mu^2) - \Delta_+(x-y; \mu^2)] , \quad (19.2.30)$$

(因为 $\Delta_+(x-y)$ 对于类时或类光的 $x-y$ 不是偶函数)所以

$$\mu^2 \rho_n(\mu^2) = 0 . \quad (19.2.31)$$

一般情况下, 我们可以从此得出 $\rho_n(\mu^2)$ 对于所有的 μ^2 均为零. 然而, 在对称性破缺的情况下, 这是不可能的. 在方程(19.2.28)中令 $\lambda = 0$ 和 $x^0 = y^0 = t$:

$$\begin{aligned} \langle [J^0(\mathbf{y}, t), \phi_n(\mathbf{x}, t)] \rangle_{\text{VAC}} &= 2i(2\pi)^{-3} \int d\mu^2 \rho_n(\mu^2) \\ &\quad \times \int d^4p \sqrt{\mathbf{p}^2 + \mu^2} e^{i\mathbf{p} \cdot (\mathbf{y} - \mathbf{x})} \delta(p^2 + \mu^2) \\ &= i\delta^3(\mathbf{y} - \mathbf{x}) \int d\mu^2 \rho_n(\mu^2) . \end{aligned}$$

积分并使用方程(19.2.16)和(19.2.17), 这给出

$$- \sum_m t_{nm} \langle \phi_m \rangle_{\text{VAC}} = i \int d\mu^2 \rho_n(\mu^2) . \quad (19.2.32)$$

仅当

$$\rho_n(\mu^2) = i\delta(\mu^2) \sum_m t_{nm} \langle \phi_m(0) \rangle_{\text{VAC}} , \quad (19.2.33)$$

方程(19.2.31)和(19.2.32)才能是一致的. (因为在这一情况下方程(19.2.1)要求 t_{nm} 是虚的, 所以它对于厄米场 ϕ_n 是实的.) 因此, 只要对称性是破缺的, $\rho_n(\mu^2)$ 不能是零, 而是完全由正比于 $\delta(\mu^2)$ 的项构成. 这样的项显然只能出现在有无质量粒子的理论中, 这是因为, 若非如此, 质心能量平方 $-p_N^2$ 就无法向下扩展至零. 更进一步, $\delta(\mu^2)$ 仅能从零质量的单粒子态中产生; 多粒子态将会贡献可扩展至 $\mu^2 = 0$ 的连续区. 态 $\phi_n(0)|\text{VAC}\rangle$ 是旋转不变的, 所以对于任何螺旋度非零的态 N , $\langle N|\phi_n(0)|\text{VAC}\rangle$ 必须为零. 另外, 对于任意的态 N , 若它的内禀宇称或(未破缺的)内部量子数与 J^0 不同, $\langle \text{VAC}|J^0|N\rangle$ 为零. 那么, 我们得出: $t_{nm} \langle \phi_n(0) \rangle_{\text{VAC}} \neq 0$ 的破缺对称性会要求出现一个自旋零的无质量粒子, 且该粒子与 J^0 有相同的宇称和内部量子数. 它们就是我们的Goldstone玻色子.

当自发破缺的对称性是定域对称性而非整体对称性时, 之上的讨论就失效了. 我们要么选择一个Lorentz-协变规范, 例如 $\partial_\mu A^\mu = 0$ 这样的Landau规范, 在这一情况下, 我们在15.7节看到量子力学的正定性假设被破坏了, 要么选择像 $A_3^\mu = 0$ 这样的轴向规范, 在这一情况下, 量子力学的普通规则成立但显式的Lorentz不变性丢失了. 我们将第21章看到, 这一例外不仅仅是技术上的问题; 自发破缺的定域对称性不给出Goldstone玻色子.

我们来更细致地看一下 $\rho_n(\mu^2)$ 中 δ -函数的系数是如何与Goldstone玻色子的性质如何关联起来的, 这对于后面的讨论将是有益的. 对于4-动量为 p_B^μ 的自旋零玻色子 B , Lorentz不变性要求流在真空态与单粒子态之间的矩阵元采取如下的形式

$$\langle \text{VAC}|J^\lambda(x)|B\rangle = i \frac{F p_B^\lambda e^{ip_B \cdot x}}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2p_B^0}} , \quad (19.2.34)$$

其中 \mathbf{p}_B 是 B 的动量, $p_B^0 \equiv |\mathbf{p}_B|$ 而 F 是带有能量量纲的常系数. (由于 $p_{B\lambda}p_B^\lambda = 0$, 所以这与流守恒是一致的.) 另外, 标量场 $\phi_n(y)$ 在单粒子态和真空态之间的矩阵元形式如下

$$\langle B|\phi_n(y)|\text{VAC}\rangle = \frac{Z_n e^{-ip_B \cdot y}}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2p_B^0}}, \quad (19.2.35)$$

其中 Z_n 是一无量纲常数. 这样, 从方程(19.2.34)和(19.2.35)中我们就有

$$\begin{aligned} (2\pi)^{-3} i \rho_n(-p^2) p^\lambda \theta(p^0) &\equiv \int d^3 p_B \langle \text{VAC} | J^\lambda(0) | B \rangle \langle B | \phi_n(0) | \text{VAC} \rangle \delta^4(p - p_B) \\ &= \delta(p^0 - |\mathbf{p}|) (2\pi)^{-3} (2p^0)^{-1} p^\lambda i F Z_n \\ &= \theta(p^0) \delta(-p^2) (2\pi)^{-3} p^\lambda i F Z_n, \end{aligned}$$

所以

$$\rho_n(\mu^2) = F Z_n \delta(\mu^2). \quad (19.2.36)$$

与方程(19.2.33)相比较, 这给出

$$i F Z_n = - \sum_m t_{nm} \langle \phi_m(0) \rangle_{\text{VAC}}. \quad (19.2.37)$$

更一般地, 我们可以有多个破缺的对称性, 它们对应的生成元和流分别是 t_a 和 J_a^μ , 在 t_a 的线性组合都是破缺的意义下, 我们可以将它们取成独立的. 对于这些对称性中的每一个, 存在一个Goldstone玻色子 $|B_a\rangle$, 并且我们可以将 Z_{an} 和 F_{ab} 定义成

$$\langle \text{VAC} | J_a^\lambda(x) | B_b \rangle = i \frac{F_{ab} p_B^\lambda e^{ip_B \cdot x}}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2p_B^0}}, \quad (19.2.38)$$

$$\langle B_a | \phi_n(y) | \text{VAC} \rangle = \frac{Z_{an} e^{-ip_B \cdot y}}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2p_B^0}}. \quad (19.2.39)$$

方程(19.2.37)对于每一个 a 都是成立的, 所以

$$i \sum_b F_{ab} Z_{bn} = - \sum_m [t_a]_{nm} \langle \phi_m(0) \rangle_{\text{VAC}}. \quad (19.2.40)$$

例如, 在之前所讨论的 $O(N)$ 模型中, 我们选择我们的基使得真空期望值指向1-方向

$$\bar{\phi}_m \equiv \langle \phi_m(0) \rangle_{\text{VAC}} = v \delta_{m1}. \quad (19.2.41)$$

$N - 1$ 个破缺对称性的生成元 t_a (其中 $a = 2 \cdots N$) 可以定义为1- a 平面上无限小旋转的生成元. 加上一个方便的归一化选择, 它们就有了非零元

$$[t_a]_{1a} = -[t_a]_{a1} = i \quad (19.2.42)$$

(其中没有对 a 进行求和). 对于未破缺的 $O(N - 1)$ 对称性, 在这一对称性 $N - 1$ 个Goldstone玻色子按照它的矢量表示进行变换, 这一对称性告诉我们

$$F_{ab} = \delta_{ab} F, \quad Z_{a1} = 0, \quad Z_{ab} = Z \delta_{ab}. \quad (19.2.43)$$

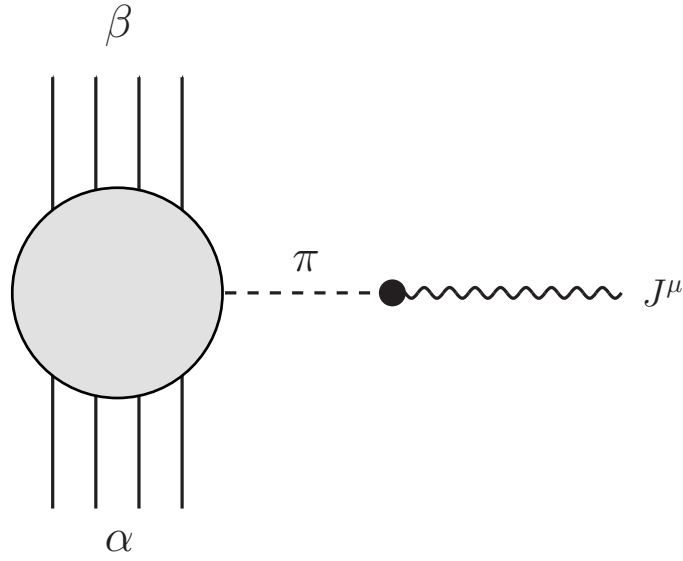


图 19.1 这是对称流 $J^\mu(x)$ 矩阵元中极点项的Feynman图, 该对称流处在两个一般态 α 和 β 之间, 且该极点项是Goldstone玻色子内线引起的, 在图中标记为 π .

那么, 方程(19.2.40)就会要求

$$FZ = v. \quad (19.2.44)$$

习惯上取 $Z = 1$ 的场重整化方案, 这样 $F = v$. 因此, F 反映了对称性破缺的强度. 我们将会看到, 参量 $1/F$ 既决定了Goldstone玻色子彼此之间的相互作用强度, 同时也决定了Goldstone玻色子与其它粒子的相互作用强度.

除了Goldstone玻色子质量为零外, 破缺的对称性还告诉了我们其它事情; 它同时稍微约束了Goldstone玻色子在低能下的相互作用. 为了在最简单的例子中看到这一点, 考察与一个破缺对称性相联系的流 $J^\mu(x)$. 在任意两个态 α, β 之间:

$$\langle \beta | J^\mu(x) | \alpha \rangle = e^{iq \cdot x} \langle \beta | J^\mu(0) | \alpha \rangle, \quad (19.2.45)$$

其中

$$q^\mu \equiv p_\alpha^\mu - p_\beta^\mu. \quad (19.2.46)$$

我们知道 $J^\mu(x)$ 在真空态和单Goldstone玻色子态 $|B, \mathbf{q}\rangle$ 之间的矩阵元不为零, 且这一矩阵元由方程(19.2.34)给出. 由极点学的通用规则(见第10章)可以得出, 矩阵元(19.2.45)在 $q^2 \rightarrow 0$ 处有一极点, 且*

$$\langle \beta | J^\mu(0) | \alpha \rangle \rightarrow \frac{iF q^\mu}{q^2} M_{\beta\alpha}, \quad (19.2.47)$$

其中 $i(2\pi)^4 \delta^4(p_\alpha - p_\beta - q) M_{\beta\alpha} / (2\pi)^{3/2} (2q^0)^{1/2}$ 是在跃迁 $\alpha \rightarrow \beta$ 中发射一个4-动量为 q 的Goldstone玻色子的 S -矩阵元. 我们因此写下

$$\langle \beta | J^\mu(0) | \alpha \rangle = N_{\beta\alpha}^\mu + \frac{iF q^\mu}{q^2} M_{\beta\alpha}, \quad (19.2.48)$$

*当Goldstone玻色子对应的是基本场, 方程(19.2.47)可以通过观察图19.1中所示的这类Feynman图获得. 对于过程 $\alpha \rightarrow \beta + B$, S -矩阵元中的因子 $i(2\pi)^4$ 被 B 传播子所附带的因子 $-i(2\pi)^{-4}$ 抵消了. 而极点学的一般规则告诉我们, 即使Goldstone玻色子是复合粒子, 相同结果同样成立.

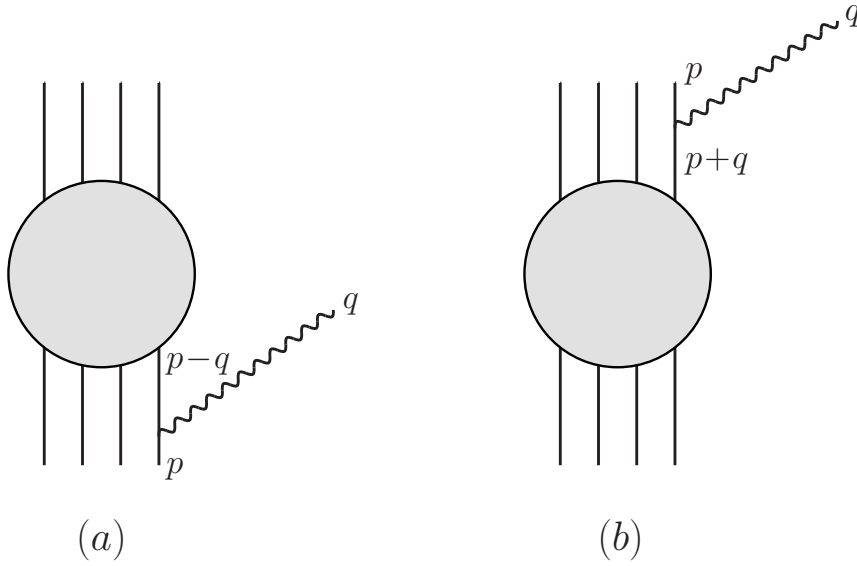


图 19.2 上边两图同样是对称流 $J^\mu(x)$ 矩阵元中极点项的 Feynman 图, 矩阵元两边的态是一般态 α 和 β , 只不过这时的极点项是由于内线接近它们的质量壳造成的. 实线代表“硬”外线; 波浪线代表流 $J^\mu(x)$ 的插入; 阴影圆盘代表是有相同外线的所有图之和.

其中 $N_{\beta\alpha}^\mu$ 定义为对流的矩阵元的非极点贡献. 从方程(19.2.45)中我们看到, 流 J^μ 的守恒律 $\partial_\mu J^\mu = 0$ 要求(19.2.48)在与 q^μ 收缩之后为零, 因此

$$M_{\beta\alpha} = \frac{i}{F} q_\mu N_{\beta\alpha}^\mu. \quad (19.2.49)$$

一个可以立即得出的结果是, 除非 $N_{\beta\alpha}^\mu$ 在 $q \rightarrow 0$ 处有一零点, 否则在跃迁 $\alpha \rightarrow \beta$ 中发射一个 Goldstone 玻色子的矩阵元 $M_{\beta\alpha}$ 在 $q \rightarrow 0$ 时为零. 这被称为“Adler(阿德勒)零点”.⁶

事实上, 通常发生的情况是 $N_{\beta\alpha}^\mu$ 确实在 $q = 0$ 处有极点. 这是因为, 流 $J^\mu(x)$ 的顶点可以连在过程 $\alpha \rightarrow \beta$ 的一条外线上. (见图 19.2.) 例如, 如果插入在出粒子线或入粒子线上的流 J^μ 带走了动量 q^μ , 那么对于动量为 p 且质量为 m 的外粒子线, 连接这一顶角与图剩余部分的内线就会分别携带 4-动量 $p^\mu + q^\mu$ 或 $p^\mu - q^\mu$, 因此它的传播子就会给 $N_{\beta\alpha}^\mu$ 贡献因子

$$\left[(p \pm q)^2 + m^2 \right]^{-1} = \left[\pm 2p \cdot q + q^2 \right]^{-1} \rightarrow \pm \frac{1}{2p \cdot q}. \quad (19.2.50)$$

对于固定方向的 \mathbf{p} , 方程(19.2.50)中的因子 $1/|\mathbf{q}|$ 会与方程(19.2.49)中的因子 $|\mathbf{q}|$ 相抵消, 这在 $|\mathbf{q}| \rightarrow 0$ 的极限下会给出有限的结果(尽管这一结果与 \mathbf{q} 的方向相关). 另一方面, 流 J^μ 与过程 $\alpha \rightarrow \beta$ 的内线相连的那些图, 它们对 $N_{\beta\alpha}^\mu$ 的贡献在 $|\mathbf{q}| \rightarrow 0$ 时没有奇点, 因此被方程(19.2.49)中的因子 $|\mathbf{q}|$ 抵消了. 因此, 方程(19.2.49)可以认为有如下的含义: 在过程 $\alpha \rightarrow \beta$ 中发射一个软 Goldstone 玻色子的振幅可以从那些 Goldstone 玻色子仅从外线上发射的图得出, 而发射 Goldstone 玻色子的顶角可以通过对单粒子态之间的跃迁使用方程(19.2.49)得出.

关于 Goldstone 玻色子彼此之间的相互作用或者它与其它标量的相互作用, 利用有效作用量形式理论可以导出一些有趣的结果. 对于这个目的, 我们注意到, 如果我们定义一组重整

化Goldstone玻色场 π_a , 使得

$$\langle B_a | \pi_b(x) | \text{VAC} \rangle = \frac{e^{-ip_B \cdot x} \delta_{ab}}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2p_B^0}}, \quad (19.2.51)$$

那么方程(19.2.39)告诉我们

$$\phi_n(x) = \sum_a Z_{an} \pi_a(x) + \cdots, \quad (19.2.52)$$

其中“ \cdots ”代表不产生Goldstone玻色子的场. 但方程(19.2.40)给出 $Z_{an} = \sum_b F_{ab}^{-1}(it_b \bar{\phi})_n$. 因此, 对于 N 个4-动量为零的Goldstone玻色子 $\pi_{a_1}, \cdots, \pi_{a_N}$, 它们之间任何反应的振幅在树级近似下可以利用如下的有效作用量计算出来

$$\mathcal{H}_{\text{eff}} = \frac{1}{N!} g_{a_1 \cdots a_N} \pi_{a_1} \cdots \pi_{a_N}, \quad (19.2.53)$$

其中

$$g_{a_1 \cdots a_N} = \sum_{b_1 \cdots b_N} F_{a_1 b_1}^{-1} \cdots F_{a_N b_N}^{-1} (it_{b_1} \bar{\phi})_{n_1} \cdots (it_{b_N} \bar{\phi})_{n_N} \left. \frac{\partial^N V(\phi)}{\partial \phi_{n_1} \cdots \partial \phi_{n_N}} \right|_{\phi=\bar{\phi}}. \quad (19.2.54)$$

那么, $\phi = \bar{\phi}$ 处的方程(19.2.4)暗示了, 单个Goldstone玻色子湮没到真空的所有“蝌蚪图”之和为零, 而方程(19.2.6)则告诉我们Goldstone玻色子在零4-动量处跃迁到任何其它标量的振幅为零. 为了在这些结果之上更进一步, 我们可以继续相对标量场微分. 例如, 对于任意的对称性生成元 t , 方程(19.2.5)的导数给出:

$$\sum_n \frac{\partial^2 V(\phi)}{\partial \phi_n \partial \phi_m} t_{n\ell} + \sum_n \frac{\partial^2 V(\phi)}{\partial \phi_n \partial \phi_\ell} t_{nm} + \sum_{n,k} \frac{\partial^3 V(\phi)}{\partial \phi_n \partial \phi_m \partial \phi_\ell} t_{nk} \phi_k = 0. \quad (19.2.55)$$

将 t 取成破缺对称性生成元 t_a 中的一个, 令 $\phi = \bar{\phi}$, 与 $(t_b \bar{\phi})_m (t_c \bar{\phi})_\ell$, 使用方程(19.2.6), 这给出

$$\sum_{n,m,\ell} \frac{\partial^3 V(\phi)}{\partial \phi_n \partial \phi_m \partial \phi_\ell} \Big|_{\phi=\bar{\phi}} (t_a \bar{\phi})_n (t_b \bar{\phi})_m (t_c \bar{\phi})_\ell = 0, \quad (19.2.56)$$

所以, 有三条零4-动量Goldstone玻色外线的所有图之和为零. 特别地, 这意味着在一般过程中, 到小的Goldstone玻色子能量的领头阶, 低能Goldstone玻色外线上不会发射低能Goldstone玻色子.

19.3 自发破缺的近似对称性

上一节我们处理的是不保持真空不变的作用量的精确对称性, 这种对称性被称作自发破缺的. 我们将考察在这种理论的作用量中增加一个小的对称性破缺项的效应. 在强作用理论以及凝聚态物理的某些领域中, 这种自发破缺的近似对称性是非常重要的. 我们将看到, 近似对称性的自发破缺并不会导致无质量Goldstone玻色子的出现, 出现的是一个质量很小的无自旋粒子, 这种粒子通常被称为赝 Goldstone 玻色子.⁷

在这里我们继续处理平移不变的理论, 在这样的理论中, 有效作用量可以像方程(19.2.3)中那样表示成有效势 $V(\phi)$ 的形式, 且 $V(\phi)$ 依赖一组与时空无关的标量场期望值 ϕ_n . 若一个作用量服从某组生成元为 t_α 的近似连续对称性, 那么有效势可以写成

$$V(\phi) = V_0(\phi) + V_1(\phi), \quad (19.3.1)$$

其中 $V_0(\phi)$ 满足不变性条件*

$$\sum_{n,m} \frac{\partial V_0(\phi)}{\partial \phi_n} (t_\alpha)_{nm} \phi_m = 0 \quad (19.3.2)$$

而 $V_1(\phi)$ 是作用量中的对称性破缺给出的小修正. 假定这一微扰将势的最小值点从 ϕ_0 偏移至 $\bar{\phi} = \phi_0 + \phi_1$, 其中 ϕ_0 是 $V_0(\phi)$ 的最小值点, ϕ_1 是对称性破缺微扰中的一阶小量. 这样, 真空态的平衡条件就是

$$\left. \frac{\partial V(\phi)}{\partial \phi_n} \right|_{\phi=\phi_0+\phi_1} = 0. \quad (19.3.3)$$

左边的零阶项就是 $[\partial V_0(\phi)/\partial \phi_n]_{\phi=\phi_0}$, 由于 ϕ_0 的定义就是 $V_0(\phi)$ 的最小值点, 所以它为零. 因此一阶项也必须为零, 因而:

$$\sum_m \frac{\partial^2 V_0(\phi)}{\partial \phi_n \partial \phi_m} \Big|_{\phi=\phi_0} \phi_{1m} + \left. \frac{\partial V_1(\phi)}{\partial \phi_n} \right|_{\phi=\phi_0} = 0. \quad (19.3.4)$$

将方程(19.2.6)中的 V 替换成不变项 V_0 并将 $\bar{\phi}$ 替换成 ϕ_0 后, 它在这里就是成立的:

$$\sum_{nl} \frac{\partial^2 V_0(\phi)}{\partial \phi_n \partial \phi_m} \Big|_{\phi=\phi_0} (t_\alpha)_{nl} \phi_{0l} = 0. \quad (19.3.5)$$

因此, 给方程(19.3.4)乘以 $(t_\alpha \phi_0)_n$ 并对 n 求和给出

$$\sum_n (t_\alpha \phi_0)_n \left. \frac{\partial V_1(\phi)}{\partial \phi_n} \right|_{\phi=\phi_0} = 0. \quad (19.3.6)$$

回忆 $V(\phi)$ 作为单粒子不可约图生成函数的解释, 并注意到, 当没有微扰 V_1 时, ϕ_n 的Goldstone分量是那些处在 $t_\alpha \phi_0$ 方向的分量(见方程(19.2.33)), 方程(19.3.6)的左边正比于所有“蝌蚪”图的和, 在蝌蚪图中, 赝Goldstone玻色子湮没在真空之中. 因此, 方程可以叙述为条件: 到 V_1 中的一阶, 赝Goldstone玻色子没有蝌蚪图.

这一计算的含义在于, 如果我们不从满足方程(19.3.6)的零阶期望值出发, 那么即使很小的微扰也会对 $\bar{\phi}$ 产生很大的改变, 这将破坏 $\bar{\phi}$ 在 ϕ_0 附近的展开. 幸运的是, 对于紧Lie群, 总可能选择 ϕ_0 使之满足方程(19.3.6). 为了看到这点, 注意到, 势 $V_0(\phi)$ 在实线性变换 $\phi \rightarrow L\phi$ 的群下不变暗示了: 如果 ϕ_* 是势的一个最小值点, 那么 $L\phi_*$ 也是最小值点. 对于连续的变换群, 我们总可以将变换参数化为 $L(\theta)$, 使得

$$\frac{\partial L(\theta)}{\partial \theta_\alpha} L^{-1}(\theta) = iN_{\alpha\beta}(\theta) t_\beta, \quad (19.3.7)$$

其中 $N_{\alpha\beta}$ 是依赖于群参量 θ_α 的非奇异矩阵. (在实表示中, it_α 是实的, 而非 t_α .) 现在考察函数 $V_1(L(\theta)\phi_*)$. 当群是紧致群时, 随着 θ 跑遍整个群体积, $L(\theta)\phi_*$ 映射到一个紧致流形, 并且, 只要 $V_1(\phi)$ 是连续的, 那么它在任何这样的紧致面上必有一个最小值, 记这个最小值点为 $L(\theta_*\phi_*)$. $V_1(L(\theta)\phi_*)$ 对 θ_α 的导数是

$$\frac{\partial V_1(L(\theta)\phi_*)}{\partial \theta_\alpha} = \sum_n \left. \frac{\partial V_1(\phi)}{\partial \phi_n} \right|_{\phi=L(\theta_*)\phi_*} N_{\alpha\beta}(\theta) (it_\beta L(\theta_*)\phi_*)_n. \quad (19.3.8)$$

它必须在最小值点 θ_* 处为零, 既然 N_{ab} 是非奇异的, 这暗示了

$$0 = \sum_n \left. \frac{\partial V_1(\phi)}{\partial \phi_n} \right|_{\phi=L(\theta_*)\phi_*} (t_\beta L(\theta_*)\phi_*)_n. \quad (19.3.9)$$

*我们将一般的对称性生成元记做 t_α, t_β 等, 与独立的破缺对称性生成元不同, 对于那些生成元, 下标 α 取值 a, b 等.

然而, 如果我们选择 $\phi_0 = L(\theta_*)\phi_*$, 那么方程(19.3.6)总是满足的.

方程(19.3.6)被称为真空对齐条件(vacuum alignment condition),⁸ 这是因为它一般会有这样的效应: 迫使真空所破缺的对称性的方向与哈密顿量中的对称项破缺性构成某种队列. 例如, 考察上一节所引入的 $SO(N)$ 自发破缺到 $SO(N-1)$ 的情况. 当对称性破缺微扰不存在时, 没有方法分辨哪个 $SO(N-1)$ 群是未破缺的; 对于 $SO(N)$ 保持某个 N -矢 ϕ_{0m} 不变的 $SO(N-1)$ 子群, 若理论的动力学所给出的基态在该子群的作用下不变, 那么通过实施一个 $SO(N)$ 旋转, 我们能发现另一个基态, 这个基态在保持另一个 N -矢不变的 $SO(N-1)$ 子群的作用下不变. 如果我们增加一个微扰, 这个微扰在 $SO(N)$ 的作用下像 N -矢 ϕ_n (不一定由基本场构成) 的分量 $\sum_n u_n \phi_n$ 那样变换, 那么这个哈密顿量在 $SO(N)$ 一个特定的 $SO(N-1)$ 子群下不变, 即保持矢量 u 不变的旋转所构成的子群. 没有真空对齐条件, 我们可以认为剩余的精确对称性是 $SO(N-2)$, 组成这个群的旋转既保持 u 不变又保持表征真空对称性的矢量 ϕ_0 不变. 但伴随 $V_1(\phi) = \sum_n u_n \phi_n$, 条件(19.3.6)告诉我们, 当处在真正的真空时, 对于所有的 $SO(N)$ 生成元 t_α 有 $\sum_n (t_\alpha \phi_0)_n u_n = 0$. $SO(N)$ 生成元 t_α 展开了所有反对称 $N \times N$ 矩阵的空间, 所以这一条件要求 ϕ_0 必须处在与 u 相同的方向上, 因而未破缺的对称性是 $SO(N-1)$, 而不是 $SO(N-2)$.

根据16.1节的一般结果, 赝Goldstone玻色子直到一阶的质量矩阵 M_{ab} 给定为

$$M_{ab}^2 = \sum_{mn} Z_{an} Z_{bm} \left. \frac{\partial^2 V(\phi)}{\partial \phi_m \partial \phi_n} \right|_{\phi=\phi_0+\phi_1}, \quad (19.3.10)$$

其中 Z_{an} 是方程(19.2.39)所定义的场场重整化常数. 既然质量矩阵(19.3.10)在零阶为零, 一阶项给出

$$M_{ab}^2 = \sum_{mn} Z_{an} Z_{bm} \left[\sum_{\ell} \left. \frac{\partial^3 V_0(\phi)}{\partial \phi_{\ell} \partial \phi_m \partial \phi_n} \right|_{\phi=\phi_0} \phi_{1\ell} + \left. \frac{\partial^2 V_1(\phi)}{\partial \phi_m \partial \phi_n} \right|_{\phi=\phi_0} \right], \quad (19.3.11)$$

其中 Z_{an} 在这里由(19.2.40)的零阶近似给出:

$$Z_{an} = \sum_b F_{ab}^{-1} (it_b \phi_0)_n. \quad (19.3.12)$$

为了计算质量矩阵(19.3.11), 我们取方程(19.2.55)中的 t 为破缺对称性生成元 t_a 中的一个, 令 $\phi = \phi_0$, 并与 $(t_b \phi_0)_m \phi_{1\ell}$ 收缩:

$$\begin{aligned} 0 &= \sum_{nm\ell} \left. \frac{\partial^3 V_0(\phi)}{\partial \phi_{\ell} \partial \phi_m \partial \phi_n} \right|_{\phi=\phi_0} \phi_{1\ell} (t_a \phi_0)_n (t_b \phi_0)_m \\ &+ \sum_{nm} \left. \frac{\partial^2 V_0(\phi)}{\partial \phi_n \partial \phi_m} \right|_{\phi=\phi_0} (t_a \phi_1)_n (t_b \phi_0)_m + \sum_{n\ell} \left. \frac{\partial^2 V_0(\phi)}{\partial \phi_n \partial \phi_{\ell}} \right|_{\phi=\phi_0} (t_a t_b \phi_0)_n \phi_{1\ell}. \end{aligned}$$

根据方程(19.2.6), 右边的第二项为零, 而第三项可以利用方程(19.3.4)进行重写, 这给了我们

$$\sum_{nm\ell} \left. \frac{\partial^3 V_0(\phi)}{\partial \phi_{\ell} \partial \phi_m \partial \phi_n} \right|_{\phi=\phi_0} \phi_{1\ell} (t_a \phi_0)_n (t_b \phi_0)_m = \left. \frac{\partial V_1(\phi)}{\partial \phi_n} \right|_{\phi=\phi_0} (t_a t_b \phi_0)_n. \quad (19.3.13)$$

这样, 在方程(19.3.11)使用上式就给出了赝Goldstone玻色子的质量矩阵公式, 以 V_1 的形式, 这个公

式是

$$M_{cd}^2 = - \sum_{ab} F_{ca}^{-1} F_{db}^{-1} \left[(t_a \phi_0)_n (t_b \phi_0)_m \frac{\partial^2 V_1(\phi)}{\partial \phi_m \partial \phi_n} \Big|_{\phi=\phi_0} + (t_a t_b \phi_0)_n \frac{\partial V_1(\phi)}{\partial \phi_n} \Big|_{\phi=\phi_0} \right]. \quad (19.3.14)$$

为了使它是一个合理的质量矩阵, 它最好是正定的. 为了看到这一点, 将这一结果重写成对群参量 θ_α 的导数形式将是方便的. 对方程(19.3.8)做相对 θ_β 的微分, 令 $\theta = \theta_*$, 并使用方程(19.3.9)和 $\phi_0 = L(\theta_*)\phi_*$, 这给出

$$M_{ab}^2 = \sum_{cd\alpha\beta} N_{a\alpha}^{-1}(\theta_*) N_{b\beta}^{-1}(\theta_*) F_{ac}^{-1} F_{bd}^{-1} \frac{\partial^2 V_1(L(\theta)\phi_*)}{\partial \theta_\alpha \partial \theta_\beta} \Big|_{\theta=\theta_*}. \quad (19.3.15)$$

由于 θ_* 是函数 $V_1(L(\theta)\phi_*)$ 的最小值点, 右边的矩阵是正定的.

这一公式有一个稍微更加熟悉的版本, 在那个版本中, 质量矩阵表示成了对称性生成元与对称性破缺微扰的双重对易子的真空期望值. 假定哈密顿量中的对称性破缺微扰 H_1 是算符 Φ_n 的线性组合

$$H_1 = \sum_n u_n \Phi_n \quad (19.3.16)$$

(算符 Φ_n 不必须是基本标量场), 这构成了生成元为 t_α 的对称群的一个表示, 也就是说

$$[T_\alpha, \Phi_n] = -(t_\alpha)_{mn} \Phi_m, \quad (19.3.17)$$

其中 T_α 是该对称群的量子力学生成元. 根据16.3节的结果, 势的对称性破缺部分是

$$V_1(\phi) = \langle H_1 \rangle_{\langle \Phi \rangle = \phi} = \sum_n u_n \phi_n, \quad (19.3.18)$$

中间表达式中的下标表示的是在期望值所取的最小能量态上, Φ_n 有期望值 ϕ_n . 这样, 真空对齐条件(19.3.6)就变成

$$0 = \sum_n u_n (t_\alpha \phi_0)_n,$$

或者, 使用方程(19.3.17)

$$0 = \langle [T_\alpha, H_1] \rangle_0, \quad (19.3.19)$$

下标0现在表示期望值取在 Φ_n 有期望值 ϕ_{0n} 的真空态上. 另外, 方程(19.3.14)在这里所给出的质量矩阵是

$$M_{cd}^2 = - \sum_{ab} F_{ca}^{-1} F_{db}^{-1} \sum_n u_n (t_a t_b \phi_0)_n,$$

使用方程(19.3.17), 这变成

$$M_{cd}^2 = - \sum_{ab} F_{ca}^{-1} F_{db}^{-1} \langle [T_a, [T_b, H_1]] \rangle_0. \quad (19.3.20)$$

它关于 c 和 d 是对称的. 为了看到这一点, 注意到, 利用Jacobi恒等式和群对易关系, 方程(19.3.20)与它交换指标 c, d 后的差可以写成 $\langle [T_\alpha, H_1] \rangle_0$ 的线性组合, 而根据真空对齐条件(19.3.19), 这为零. 质量矩阵(19.3.20)同样也是正定的, 这是因为, 对于旋转真空态 $\exp(i\theta_a T_a)|0\rangle$, $\theta = 0$ 这一点位于真空能 $\langle \exp(-i\theta_a T_a) H_1 \exp(i\theta_a T_a) \rangle_0$ 的最小值点.

19.4 作为Goldstone玻色子的 π 介子

在基本粒子物理学中, 破缺对称性的经典粒子是强相互作用被称为 $SU(2) \times SU(2)$ 的近似对称性. 根据我们目前的理解, 产生这一对称性的原因是两个夸克场 u 和 d 碰巧有相对较小的质量. (19.7节给出了一个估计.) 在 u 和 d 是无质量的近似下, 量子色动力学的拉格朗日量(18.7.5)是

$$\mathcal{L} = -\bar{u}\gamma^\mu D_\mu u - \bar{d}\gamma^\mu D_\mu d - \dots, \quad (19.4.1)$$

其中 D_μ 是色规范协变导数(见方程(15.1.10))而“...”指代那些只包含胶子场和/或其它的夸克味但不包含 u 或 d 的项. 这一拉格朗日量在如下的变换下不变:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \rightarrow \exp\left(i\vec{\theta}^V \cdot \vec{t} + i\gamma_5 \vec{\theta}^A \cdot \vec{t}\right) \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \quad (19.4.2)$$

其中 \vec{t} 是同位旋矩阵的3-矢^{*}

$$t_1 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad t_2 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad t_3 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

而 $\vec{\theta}^V$ 和 $\vec{\theta}^A$ 是独立的实3-矢.^{**} 这一Lie代数可以写成两个对易的 $SU(2)$ 子代数的形式, 这两个子代数分别只作用在夸克场的左手部分和右手部分上, 它们的生成元是

$$\vec{t}_L = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\vec{t}, \quad \vec{t}_R = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\vec{t}, \quad (19.4.3)$$

并满足对易关系

$$[t_{Li}, t_{Lj}] = i\epsilon_{ijk} t_{Lk}, \quad (19.4.4)$$

$$[t_{Ri}, t_{Rj}] = i\epsilon_{ijk} t_{Rk}, \quad (19.4.5)$$

$$[t_{Li}, t_{Rj}] = 0. \quad (19.4.6)$$

因此底层的对称群可以等同为 $SU(2) \times SU(2)$. 它有另一个显然的 $SU(2)$ 子群, 这一子群由 $\vec{\theta}^A = 0$ 的普通同位旋变换构成, 而它的生成元是

$$\vec{t} = \vec{t}_L + \vec{t}_R. \quad (19.4.7)$$

$SU(2) \times SU(2)$ 的代数可以写成 \vec{t} 和另一生成元三重态的形式:

$$\vec{x} = \vec{t}_L - \vec{t}_R = \gamma_5 \vec{t} \quad (19.4.8)$$

而对易关系是

$$[t_i, t_j] = i\epsilon_{ijk} t_k, \quad (19.4.9)$$

$$[t_i, x_j] = i\epsilon_{ijk} x_k, \quad (19.4.10)$$

$$[x_i, x_j] = i\epsilon_{ijk} t_k. \quad (19.4.11)$$

^{*}为了与普通3-矢区分开, 我们用箭头来标记同位旋空间中的3-矢, 对于普通3-矢则继续用黑体字母标记.

^{**}拉格朗日量(19.4.1)有这一对称性是因为 $\overline{\gamma_5 \psi} \gamma^\mu = -\bar{\psi} \gamma_5 \gamma^\mu = +\bar{\psi} \gamma^\mu \gamma_5$. 这一拉格朗日量还有另外两个连续的内部对称性. 一个是重子数守恒, 即在 u 夸克场和 d 夸克场的普通相位变换下的不变性. 这是未破缺的且与另一个对称性对易, 所以它不影响我们这一节的讨论. 另一个对称性是夸克二重态与 $\exp(i\alpha\gamma_5)$ 相乘后的不变性. 正如23.5节所讨论的, 这一 $U(1)$ 对称性被瞬子所附带的非微扰效应内在且严重地破坏了.

我们将看到这一 $SU(2) \times SU(2)$ 对称性是自发破缺的, 而该对称群由 \vec{t} 生成的同位旋子群是一个普通的未破缺(尽管是近似的)对称性.

通过Noether的方法(参看7.3节), 我们可以从拉格朗日量(19.4.1)中导出守恒矢量流和守恒轴矢量流

$$\vec{V}^\mu = i \bar{q} \gamma^\mu \vec{t} q, \quad \vec{A}^\mu = i \bar{q} \gamma^\mu \gamma_5 \vec{t} q, \quad (19.4.12)$$

$$\partial_\mu \vec{V}^\mu = \partial_\mu \vec{A}^\mu = 0, \quad (19.4.13)$$

其中 q 是夸克二重态,

$$q \equiv \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad (19.4.14)$$

它们所附带的荷分别是同位旋的生成元和剩余对称性的生成元

$$\vec{T} = \int d^3x \vec{V}^0, \quad (19.4.15)$$

$$\vec{X} = \int d^3x \vec{A}^0. \quad (19.4.16)$$

对流(19.4.12)归一化使得量子算符 \vec{T} 和 \vec{X} 满足与矩阵 \vec{t} 和 \vec{x} 相同的对易关系

$$[T_i, T_j] = i \epsilon_{ijk} T_k, \quad (19.4.17)$$

$$[T_i, X_j] = i \epsilon_{ijk} X_k, \quad (19.4.18)$$

$$[X_i, X_j] = i \epsilon_{ijk} T_k. \quad (19.4.19)$$

作用在夸克场上, 这些算符诱导了变换(19.4.2), 也就是说

$$[\vec{T}, q] = -\vec{t} q, \quad (19.4.20)$$

$$[\vec{X}, q] = -\vec{x} q, \quad (19.4.21)$$

如果这一对称性是精确对称性且未破缺, 那么它会要求任何的单强子态 $|h\rangle$ 与另一个宇称相反但自旋, 重子数且奇异数相同的态 $\vec{X}|h\rangle$ 简并.[†] 在强子频谱中没有看到这样的宇称倍增, 所以我们只能得出这样的结论: 如果手征对称性 $SU(2) \times SU(2)$ 完全只是一个很好的近似, 那么它必须自发破缺到它的同位旋 $SU(2)$ 子群. 在这一情况下, 算符 \vec{X} 把单强子态 $|h\rangle$ 变换到了强子 h 加上一个无质量的赝标量Goldstone玻色子, 所以强子频谱的宇称倍增是不需要的.

量子色动力学是否真的呈现出了这样的对称性破缺模型? 这个问题包含了强相互作用动力学所有的复杂性. 我们将在19.9节看到, 相信量子色动力学中的同位旋 $SU(2)$ 没有自发破缺有着一般性的理由. 但是要证明 $SU(2) \times SU(2)$ 的手征部分是自发破缺的则困难得多. (但根据22.5节所给出的一个讨论, 对于有三个夸克味的量子色动力学, 它的 $SU(3) \times SU(3)$ 对称性一定是自发破缺的.) 在某种意义上, 在20世纪60年代意识到无需对手征对称性的破缺机制有细致的理解算得上是一个突破; 通过假定 $SU(2) \times SU(2)$ 破缺到了 $SU(2)$, 我们就导出了这一对称性破缺最有趣的结果.

[†]满足这一条件的方法之一让强子的质量为零, 有螺旋度为 $\pm\frac{1}{2}$ 的两个态 $|\pm\rangle$, 但自旋, 重子数以及奇异数相同; 那么态 $|+\rangle + |-\rangle$ 和 $|+\rangle - |-\rangle$ 将会有相反的宇称. 除非我们对轴矢量流的矩阵元做出进一步的假定, 否则我们无法确定未破缺的手征对称性必然给出核子质量为零. 然而, 正如我们将在22.5节所看到的, 事实上, 一个精确的未破缺手征对称性将会要求一些重子是无质量的.

u 夸克和 d 夸克的质量虽小但不为零, 所以 $SU(2) \times SU(2)$ 对称性不是精确的. 破缺的近似手征对称性蕴含了一个近似无质量Goldstone玻色子的存在, 而这个Goldstone玻色子与破缺对称性生成元 \vec{X} 所生成的Goldstone玻色子有着相同的量子数: 它必须是一个宇称为负, 自旋为零, 同位旋为1, 而重子数和奇异数为零的态. 事实上, 最轻的强子是 π 介子, 它精确拥有这些量子数, 由此我们得出: π 介子就是近似手征对称性自发破缺所附带的Goldstone玻色子. 正如我们将在下面看到的, 与 m_u 和 m_d 的线性组合成正比的是 m_π^2 而不是 m_π , 并且 $m_\pi^2/m_N^2 \simeq 0.022$ 非常小, 所以我们从自发破缺的 $SU(2) \times SU(2)$ 所导出的结果应该是合理准确的.

在探索 π 介子相互作用的手征对称性会产生什么样的结果时, 注意到如下事实将是非常有用的: 尽管强相互作用不以任何方式依赖于弱相互作用的存在, 但对称流 \vec{V}^μ 和 \vec{A}^μ 碰巧进入到像核 β -衰变这样的奇异数守恒的半轻子弱相互作用中. 正如我们将在21.3节所看到的, 电弱相互作用的标准模型要求这些相互作用在低能时的有效拉格朗日量必须采取形式:

$$\mathcal{L}_{\text{wk}} = -\frac{iG_{\text{wk}}}{\sqrt{2}} \left(V_+^\lambda + A_+^\lambda \right) \sum_\ell \bar{\ell} \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) \nu_\ell + \text{H.c.} \quad (19.4.22)$$

其中 ℓ 取遍三个轻子 e, μ 和 τ 的重整化场; 而 ν_ℓ 取遍相应中微子的重整化场; 而 V_\pm^λ 和 A_\pm^λ 是电荷改变流

$$V_\pm^\lambda = V_1^\lambda \pm iV_2^\lambda, \quad A_\pm^\lambda = A_1^\lambda \pm iA_2^\lambda. \quad (19.4.23)$$

常数 G_{wk} 可以从同一同位旋多重态中自旋为零的态之间的 β -跃迁速率中测量出来, 例如衰变 $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$ 和 $^{14}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{N}^* + e^+ + \nu_e$. 这些跃迁中的动量传递非常小, 所以(强相互作用中的)宇称守恒和旋转不变性告诉我们: 只有 $\int d^3x V_-^0 = T_1 - iT_2$ 的矩阵元进入到了这些衰变的 S -矩阵元中. 这一算符在一给定同位旋多重态的各种态之间的矩阵元正是Clebsch-Gordan系数, 所以从这些“ $0 \rightarrow 0$ ”过程的速率中, 我们可以计算出方程(19.4.22)中耦合常数的一个值:⁹ $G_{\text{wk}} \simeq 1.14959(38) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$. 另一方面, 在 π 介子的衰变过程 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ 中, 我们需要的唯一流矩阵元是 A_-^λ 在单 π 介子态和真空态之间的矩阵元:

$$\langle \text{VAC} | A_i^\mu(x) | \pi_j \rangle = \frac{iF_\pi \delta_{ij} p_\pi^\mu e^{ip_\pi \cdot x}}{2(2\pi)^{3/2} \sqrt{2p_\pi^0}}, \quad (19.4.24)$$

除了因子 F_π 外, 剩下的量都是已知的. π 介子衰变的速率变成

$$\Gamma(\pi \rightarrow \mu + \nu) = \frac{G_{\text{wk}}^2 F_\pi^2 m_\mu^2 (m_\pi^2 - m_\mu^2)^2}{16\pi m_\pi^3}. \quad (19.4.25)$$

已经知道 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ 的速率是 $\Gamma = (2.6033(24) \times 10^{-8} \text{ s})^{-1}$, 再加上前面 G_{wk} 的值, 我们发现[‡]

$$F_\pi \simeq 184 \text{ MeV}. \quad (19.4.26)$$

我们现在来考察 \vec{A}^μ 在单核子态之间的矩阵元. 它本身就非常有趣, 并且像19.2节讨论的那样, 它提供了我们计算核子碰撞过程中发射低能 π 介子所需的信息. 沿用10.6节用于电磁流的相同原

^{††} G_{wk} 与通常的Fermi耦合常数和Cabibbo角 θ_C 的关系是 $G_{\text{wk}} = G_F \cos \theta_C$; 参看21.3节.

[‡] 遇到 π 介子衰变常数 f_π 是很常见的, 以 F_π 的形式, 它的各种定义方式是 F_π , $F_\pi/\sqrt{2}$ 或 $F_\pi/2$.

因, 我们会发现Lorentz不变性和宇称守恒要求这一矩阵元采取如下的形式[‡]

$$\begin{aligned} \langle p|A_+^\mu(x)|n\rangle &= (2\pi)^{-3} e^{iq \cdot x} \\ &\times \bar{u}_p \left[-i\gamma^\mu \gamma_5 f(q^2) + q^\mu \gamma_5 g(q^2) + i q_\nu [\gamma^\mu, \gamma^\nu] \gamma_5 h(q^2) \right] u_n, \end{aligned} \quad (19.4.27)$$

其中 $q \equiv p_n - p_p$. 在 $SU(2) \times SU(2)$ 对称性是精确对称性的近似下, 流守恒要求

$$q_\mu \langle p|A_+^\mu(x)|n\rangle = 0. \quad (19.4.28)$$

利用Dirac旋量 u_p 和 u_n 的定义方程,

$$\bar{u}_p(i\not{p}_p + m_N) = (i\not{p}_n + m_N)u_n = 0,$$

我们看到

$$q_\mu \bar{u}_p [-i\gamma^\mu \gamma_5] u_n = -2m_N \bar{u}_p \gamma_5 u_n$$

因而方程(19.4.28)要求

$$2m_N f(q^2) = q^2 g(q^2). \quad (19.4.29)$$

如果 $g(q^2)$ 在 $q^2 = 0$ 处没有奇点, 那么(19.4.29)将会要求 $m_N = 0$ 或 $f(0) = 0$, 前者肯定不对, 后者也不对. 事实上, 在中子衰变这样的低能核子 β -衰变中测量出了 $f(0)$, 在中子衰变中这通常称为 g_A ; 我们发现这个量拥有值

$$f(0) \equiv g_A = 1.2573(28). \quad (19.4.30)$$

m_N 和 $f(0) = g_A$ 均非小量的事实要求, 在精确 $SU(2) \times SU(2)$ 对称性的极限下, $g(q^2)$ 必须在 $q^2 \rightarrow 0$ 时有一极点:

$$g(q^2) \rightarrow \frac{2m_N g_A}{q^2}. \quad (19.4.31)$$

无质量 π 介子会自然地提供这样的极点, 而 π 介子也是精确 $SU(2) \times SU(2)$ 对称性的自发破缺所要求的. 假定 π 介子与单核子态的耦合就如同相互作用拉格朗日量是[¶] $-2iG_{\pi N} \bar{\pi} \vec{N} \gamma_5 \vec{t} N$. 方程(19.4.24)告诉我们, 流在单 π 介子态和真空态之间的矩阵元就如同 $\vec{A}^\mu(x)$ 中有了形式为 $F_\pi \partial^\mu \vec{\pi}/2$ 的项. 因此, 在 $q^2 \rightarrow 0$ 的极限下, 矩阵元(19.4.27)有极点

$$\langle p|A_+^\mu(x)|n\rangle \rightarrow \left[\frac{e^{iq \cdot x}}{(2\pi)^3} \right] \left[i(2\pi)^4 2G_{\pi N} \bar{u}_p(i\gamma_5)u_n \right] \left[\frac{-i}{(2\pi)^4 q^2} \right] \left[i q^\mu F_\pi/2 \right].$$

与方程(19.4.27)相比, 我们看到交换单 π 介子在 $q^2 \rightarrow 0$ 时给了函数 $g(q^2)$ 一个极点

$$g(q^2) \rightarrow \frac{G_{\pi N} F_\pi}{q^2}. \quad (19.4.32)$$

汇合方程(19.4.31)和(19.4.32), 我们发现

$$G_{\pi N} = \frac{2m_N g_A}{F_\pi}. \quad (19.4.33)$$

^{‡‡}标准模型中的流 A_\pm^μ 拥有电荷共轭性, 这使得系数 $h(q^2)$ 为零. 在弱流中可能会有电荷共轭性相反的“第二类”项,¹⁰ 它会给出不为零的 $h(q^2)$, 但还没有这种项存在的证据. 我们将会看到, 对于从手征对称性得到的推论而言, 保留 $h(q^2)$ 项并不会有什么影响.

[¶]这是赝标量 π 介子-核子耦合 $G_{\pi N}$ 的传统定义, 在这里引入因子2是为了与同位旋矩阵中的 $1/2$ 相抵消.

这是著名的Goldberger-Treiman关系.¹¹ 它工作地相当好; 取 $m_N = (m_p + m_n)/2 = 9.389 \text{ MeV}$, $g_A = 1.257$ 和 $F_\pi = 184 \text{ GeV}$, 这给出 $G_{\pi N} \simeq 12.7$, 与各种方法(包括核子-核散射中单 π 介子极点的效应以及 π 介子-核散射中单核子极点的效应)测量出来的值¹² $G_{\pi N} = 13.5$ 符合得相当好.

在真实世界中, π 介子不是无质量的, $SU(2) \times SU(2)$ 也不是对称性(即使在自发破缺之前)也不是精确的. 这一情况可以用上一节所给出的一般形式理论进行分析. 拉格朗日量(19.4.1)在该哈密顿量中产生了对称性破缺项

$$H_1 = m_u \bar{u}u + m_d \bar{d}d = (m_u + m_d)\Phi_4^+ + (m_u - m_d)\Phi_3^- \quad (19.4.34)$$

其中

$$\Phi_4^+ \equiv \frac{1}{2}(\bar{u}u + \bar{d}d), \quad \Phi_3^- = \frac{1}{2}(\bar{u}u - \bar{d}d). \quad (19.4.35)$$

算符 Φ_4^+ 和 Φ_3^- 是空间分量, 并且正如这个记号所要显示的, 它们在 $SU(2) \times SU(2)$ 下按照独立手征4-矢 Φ_α^\pm 的分量进行变换:

$$\vec{\Phi}^+ = i\vec{q}\gamma_5\vec{t}q, \quad \Phi_4^+ = \frac{1}{2}\bar{q}q, \quad (19.4.36)$$

$$\vec{\Phi}^- = \vec{q}\vec{t}q, \quad \Phi_4^- = -\frac{1}{2}i\vec{q}\gamma_5q. \quad (19.4.37)$$

它们是手征4-矢, 也就是说

$$[\vec{T}, \Phi_n^\pm] = -\sum_m (\vec{\mathcal{T}})_{nm} \Phi_m^\pm, \quad (19.4.38)$$

$$[\vec{X}, \Phi_n^\pm] = -\sum_m (\vec{\mathcal{X}})_{nm} \Phi_m^\pm, \quad (19.4.39)$$

其中 $\vec{\mathcal{T}}$ 和 $\vec{\mathcal{X}}$ 是 4×4 厄米矩阵, 它们构成了 $SU(2) \times SU(2) \equiv SO(4)$ 代数的4-矢表示:

$$(\mathcal{T}_a)_{bc} = -i\epsilon_{abc}, \quad (\mathcal{T}_a)_{b4} = (\mathcal{T}_a)_{4b} = (\mathcal{T}_a)_{44} = 0, \quad (19.4.40)$$

$$(\mathcal{X}_a)_{b4} = -(\mathcal{X}_a)_{4b} = -i\delta_{ab}, \quad (\mathcal{X}_c)_{ab} = (\mathcal{X}_c)_{44} = 0. \quad (19.4.41)$$

这一记号使得很容易就看到生成元 T_1, T_2, X_1, X_2 和 X_3 的真空对齐条件, 它们分别采取如下的形式

$$\begin{aligned} 0 &= \langle \Phi_2^- \rangle_0 = \langle \Phi_1^- \rangle_0 = \langle \Phi_1^+ \rangle_0 = \langle \Phi_2^+ \rangle_0 \\ &= (m_u + m_d)\langle \Phi_3^+ \rangle_0 + (m_d - m_u)\langle \Phi_4^- \rangle_0. \end{aligned} \quad (19.4.42)$$

我们已经假定了, 在 u 夸克和 d 夸克的质量为零的前提下, 对称性 $SU(2) \times SU(2)$ 自发破缺的方式会保护由 \vec{T} 生成的 $SU(2)$ 对称性和宇称不破缺, 在这一情况下, $\langle \Phi_n^+ \rangle_0$ 指向4-方向并且 $\langle \Phi_n^- \rangle_0$ 为零, 这使得条件(19.4.42)是满足的. 但有了 $m_u = m_d = 0$, 通过对这一对称性破缺解做任意的 $SU(2) \times SU(2)$ 变换, 我们就可以得到另一个宇称定义不同的对称性破缺解. 因此当 u 夸克和 d 夸克的质量为零时, 尽管在所有情况中 $\langle \Phi_n^- \rangle_0 = 0$, 但是无法分辨 $\langle \Phi_n^+ \rangle_0 = 0$ 应该指向什么方向, 或者 $SU(2) \times SU(2)$ 的哪个 $SU(2)$ 子群是不破缺的. 真空对齐条件(19.4.43)告诉我们, 若对称性被破

¹¹教科书¹²值是 $G_{\pi N}^2/4\pi = 14.3$ 或 $G_{\pi N} = 13.4$, 关于中子-质子在162 GeV处的电荷交换散射, 最近一项高精度的研究¹³给出了值 $G_{\pi N}^2/\pi = 14.6 \pm 0.3$ 或 $G_{\pi N} = 13.5$.

微扰(19.4.34)内在地破坏了, 并且对称性自发破缺的方式使得 $\langle \Phi_n^- \rangle_0 = 0$, 那么真空“排列”的方式要使 $\langle \Phi_n^+ \rangle_0$ 指向4-方向, 这使得未破缺的 $SU(2)$ 对称性是普通的同位旋.

这一形式理论可以用来计算 π 介子质量. 从方程(19.4.39)–(19.4.41), 我们发现

$$[X_a, [X_b, \Phi_4^+]] = \delta_{ab} \Phi_4^+, \quad [X_a, [X_b, \Phi_3^-]] = \Phi_a^- \delta_{b3}. \quad (19.4.43)$$

另外, 同位旋不变性告诉我们, 19.2节引入的对称性破缺参量 F_{ab} 正比于 δ_{ab} , 根据(19.4.24), 比例因子就是 $F_\pi/2$, 所以

$$F_{ab} = \delta_{ab} F_\pi / 2. \quad (19.4.44)$$

因此, 方程(19.3.20)就给出了 π 介子质量矩阵

$$m_{ab}^2 = \delta_{ab} m_\pi^2, \quad (19.4.45)$$

其中

$$m_\pi^2 = -4(m_u + m_d) \langle \Phi_4^+ \rangle_0 / F_\pi^2. \quad (19.4.46)$$

虽然我们没有对 m_u 和 m_d 的比值做任何假定, 但是带电 π 介子和中性 π 介子的质量结果是相等的, 这是十分惊人的. 我们会在下面看到这一比值并不在1附近; 同位旋是一个好量子数不是因为 u 夸克和 d 夸克质量近乎相等, 而是因为它们的质量很小. 另外, 正如所承诺的, 正比于夸克质量的是 π 介子质量的平方, 所以夸克质量应该非常小. (19.7节有一个估计.) 观测到的 π 介子质量差并非源于 u 夸克和 d 夸克的质量差, 而是源于电磁. 诚然, π 介子同位旋多重态的质量差是唯一一个仅用交换单光子就成功计算出的质量差.¹⁴

当然, 即使把夸克质量考虑在内, 我们依旧可以用方程(19.4.24)来定义 F_π ; 它的散度给出

$$\langle \text{VAC} | \partial_\mu A_i^\mu(x) | \pi_j \rangle = \frac{F_\pi \delta_{ij} m_\pi^2 e^{ip_\pi \cdot x}}{2(2\pi)^{3/2} \sqrt{2p_\pi^0}}. \quad (19.4.47)$$

取代假定 $\partial_\mu \vec{A}^\mu$ 为零, 我们现在可以假定它很小, 大约是 m_π^2 阶, 除此之外, 为了弥补 m_π^2 比较小还要有一个 π 介子极点. 根据方程(19.4.47), $\partial_\mu \vec{A}^\mu$ 在单 π 介子极点附加的矩阵元行为就如同 $\partial_\mu \vec{A}^\mu$ 是 $F_\pi m_\pi^2$ 乘以一个合适的重整化 π 介子场. 例如, $\partial_\mu A_+^\mu$ 的单核子矩阵元应该是

$$\langle p | \partial_\mu A_+^\mu(0) | n \rangle \simeq \frac{F_\pi m_\pi^2}{2} \left[\frac{-i}{(2\pi)^4 (q^2 + m_\pi^2)} \right] \left[i(2\pi)^4 2G_{\pi N} \bar{u}_p(-i\gamma_5) u_n \right], \quad (19.4.48)$$

所以, 以(19.4.27)中形状因子的形式

$$q^2 g(q^2) - 2m_N f(q^2) \simeq -\frac{G_{\pi N} F_\pi m_\pi^2}{q^2 + m_\pi^2}. \quad (19.4.49)$$

可以预期, 这一公式不仅在 $q^2 \rightarrow -m_\pi^2$ 的极限下是成立的, 当 q^2 的量级时 m_π^2 时, 这一公式也是成立的, 这是因为对于所有这样小的 q^2 , 主导 $\partial_\mu A^\mu$ 矩阵元的是 π 介子极点. 另外, 对于这样的 q^2 , 取代方程(19.4.32), 我们有

$$g(q^2) \simeq \frac{G_{\pi N} F_\pi}{q^2 + m_\pi^2} \quad (19.4.50)$$

从方程(19.4.49)和(19.4.50), 我们发现对于 m_π^2 阶的 q^2 ,

$$f(q^2) \simeq G_{\pi N} F_\pi / 2m_N. \quad (19.4.51)$$

在 q^2 从0到 m_π^2 阶的范围内, 这一函数粗略是一常数, 这是不奇怪的, 因为它没有单 π 介子极点, 并且在 q^2 这样小的范围内也没有其它东西能给与它实质上的变化. 这个常数值近似为 $f(0) \equiv g_A$, 进而方程(19.4.51)又一次给出了Goldberger-Treiman关系.

现在, 我们可以用19.2节的结果计算在任意过程 $\alpha \rightarrow \beta$ 中发射单个低能 π 介子的振幅了. 我们发现, 在用于计算该振幅的Feynman图中, π 介子只能在过程的外线上发射, 而方程(19.2.49)表明, 计算这些贡献时可以把 π 介子场的相互作用看做 $\partial_\mu \vec{\pi} \cdot \vec{A}_N / F_\pi$, 其中的下标 N 是指我们扔掉了轴矢量流矩阵元中的单 π 介子极点项. 我们从方程(19.4.27)(并使用同位旋不变性)得出, 对于从核子线上发射的 π 介子, 这一相互作用实际上等效于

$$-\frac{ig_A}{F_\pi} \partial_\mu \vec{\pi} \cdot \vec{N} \gamma^\mu \gamma_5 \vec{t} N.$$

利用自由粒子的Dirac方程, 我们可以看到, 对于质量壳上的核子(即, 位于图19.2中的单核子极点), 这等效于赝标量相互作用 $-2i m_N g_A \vec{\pi} \cdot \vec{N} \gamma_5 \vec{t} N / F_\pi$. 这又提供了Goldberger-Treiman关系(19.4.33)的另一例证.

* * *

我们这里的讨论并不是按照这些概念的历史发展顺序展开的. 事实上, 按年代来讲, 历史发展的进程几乎与这里论述的顺序截然相反. 在粒子物理中, 对称性破缺始于Goldberger-Treiman关系(19.4.33), 这是在1957年基于对 π 介子衰变的动力学计算导出的. 为了解释这一非常粗略计算难以置信的成功, 几个理论家¹⁵引入了“轴矢量流的部分守恒(partial conservation of the axial-vector current)”(PCAC)这个概念, 即, 尽管轴矢量流本身不是守恒的(π 介子确实衰变说明了这一点), 但是它的散度 $\partial_\mu A_\mu^\pm$ 正比于 π 介子场. 就其本身而言, 这个假设毫无意义——我们在第10章看到, 对于任意场, 只要它在真空和单 π 介子态之间的矩阵元不为零, 它就可以被认为是 π 介子场. 尽管当时还不清楚, 但真正被假定的是轴矢量流的散度很小, 约为 m_π^2 阶, 除此之外, 还有一个 π 介子极点可以赋予它很大的矩阵元值. 这个问题在很大程度上被Nambu在1960年的一篇文章上澄清了,¹⁶他指出, 在 π 介子质量为零的极限下, 轴矢量流可以视为是精确守恒的, 在这种情况下, Goldberger-Treiman关系可以像我们这里做的那样推导出来. 在这篇文章以及Nambu与Jona-Lasinio随后的一篇文章中,¹⁷ Nambu意识到 π 介子表现出无质量或者近无质量是某个精确或近似对称性破缺的表现. 在与其它合作者的努力下,¹⁸ Nambu还给出了在各种过程中如何计算发射单个软 π 介子的速率. 随后, Goldstone³注意到破缺的对称性总是蕴含着无质量玻色子, 而这在1962年由Goldstone, Salam和我⁵证明了, 证明的方法就是19.2节给出的讨论.

这个把 π 介子作为Goldstone玻色子的早期工作完全不依赖对破缺对称群的性质所做的任何特殊假定; 例如, 它可以是三个对易 $U(1)$ 群的直积, 这个群的生成元构成了同位旋矢量, 亦或是非紧群 $SO(3, 1)$, 这样在对易关系(19.4.19)的右边就会出现一个负号. 仅当我们所考察的过程包含两个以上 π 介子时, 破缺对称群的性质才变得重要起来, 这始于1965年的Adler-Weisberger求和规则,¹⁹它成功地证明了破缺对称性确实是 $SU(2) \times SU(2)$. (这样的过程将在下一节进行讨论.) 找到对称群 $SU(2) \times SU(2)$ 导致了关注点的偏移,²⁰人们越来越关注这一对称性在强相互作用物理中的应用, 而远离了早期对流本身的关注.

这一工作完全不是在强作用的一个特定理论下完成的. 量子色动力学在1973年被快速地接受为强相互作用的正确理论, 其中的原因之一就是它将 $SU(2) \times SU(2)$ 对称性解释为 u 夸克和 d 夸克质量太小所给出的简单结果.

19.5 有效场论: π 介子和核子

在19.2节, 通过给对称流在态 α 和 β 之间的矩阵元附加流守恒条件, 我们知晓了如何计算在跃迁 $\alpha \rightarrow \beta + B$ 中发射一个低能Goldstone玻色子 B 的振幅. 在这个计算中, 我们没有用到破缺对称群的任何细节; 流守恒就是我们需要的全部. 如果我们想计算发射和/或吸收两个Goldstone玻色子的矩阵元, 就像Goldstone玻色子散射过程中那样, 一个新的要素会参与进来. 这里我们必须要给形如

$$\langle \beta | T \{ J_1^{\lambda_1}(x_1), J_2^{\lambda_2}(x_2) \} | \alpha \rangle$$

这样的矩阵元附加流守恒条件, 其中态 α 和 β 包含除这两个Goldstone玻色子以外其它参与反应的粒子. 然而, 当我们用散度算符 $\partial/\partial x_1^{\lambda_1}$ 作用在这一矩阵元上时, 编时乘积 $T\{\dots\}$ 的定义中所包含的函数 $\theta(x_1^0 - x_2^0)$ 和 $\theta(x_2^0 - x_1^0)$, 它们的导数所给出的贡献不为零. 这一贡献等同于等时对易子 $\delta(x_1^0 - x_2^0)[J_1^{\lambda_1}(x_1), J_2^{\lambda_2}(x_2)]$ 的矩阵元, 它的值依赖于群代数的对易关系. 这使得这样的多Goldstone玻色子过程特别有趣, 我们可以利用它们通过实验确定破缺对称群的性质, 而对于仅包含单个Goldstone玻色子的过程, 这一方法是不可能的. 由于出现了这样的流对易子, 这一方法被称为流代数方法.²¹

流代数方法被用于多Goldstone玻色子振幅的早期计算中.²² 不幸的是, 这样的计算是很冗杂的, 尤其是所包含的Goldstone玻色子的个数在3个以上时, 而且像量子色动力学的手征对称性这样非精确的对称性, 对其该如何处理也毫无头绪. 由于这个原因, 引入了另一种更加物理的计算技巧,²³ 这个技巧基于有效拉格朗日量的使用: 我们就通过微扰论的方法, 利用Goldstone玻色子以及 α 态和 β 中的其它粒子的某个拉格朗日量计算Goldstone玻色子的振幅, 对这个拉格朗日量的要求是它服从假定的破缺对称性.

最初, 有效拉格朗日量处理的合理性是基于流代数. 通过使用流代数可以看到, 一旦知道了破缺对称性所附带的流的等时对易关系, 过程 $\alpha \rightarrow \beta$ 的矩阵元, 以及流在各个单粒子态之间的矩阵元, 在过程 $\alpha \rightarrow \beta + B_1 + B_2 + \dots$ 中发射一组低能Goldstone玻色子的振幅就被确定了. 我们知道, 通过Noether的技巧, 遵循破缺对称性的拉格朗日量将允许构建守恒流并使其有着合适的等时对易子, 所以, 如果我们就用这样的拉格朗日量计算低能Goldstone玻色子的振幅, 并给 $M_{\beta\alpha}$ 和流的单粒子矩阵元代入正确的值, 我们所得到的答案肯定与流代数提供的答案相同. 在只有Goldstone玻色子相互作用的情况下, 态 α 和 β 均可以取成真空, 而我们所需要的信息就只剩下单个Goldstone玻色子与真空之间的矩阵元 F .

这类例子中第一个,²³ 其出发点是 σ -模型的拉格朗日量.²⁴ 我们暂且将关注点限制在这一模型的玻色截面, 它的拉格朗日量是19.2节所使用的例子中对称性为 $SO(4)$ 的那一个:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2}\partial_\mu\phi_n\partial^\mu\phi_n - \frac{\mathcal{M}^2}{2}\phi_n\phi_n - \frac{\lambda}{4}(\phi_n\phi_n)^2, \quad (19.5.1)$$

其中的 n 对值1, 2, 3, 4求和, 赝标量场 $\vec{\phi}$ 是同位旋矢量, 标量场 ϕ_4 是同位旋标量.

任何类型的有效拉格朗日量所面临的直接问题是, 为了用它计算散射振幅, 要么我们必须把微扰论每一阶的所有Feynman图都纳入进来, 要么找到某个基本原理进而扔掉高阶导数项. 对于破缺对称性通过各种场的线性变换进行实现的拉格朗日量, 像(19.5.1), 我们还无法找到这样的基本原理. 幸运的是, 任何这样的拉格朗日量都可以被重塑, 进而可以用Feynman图生成振幅关于Goldstone玻色子能量的幂级数表达式. 为了做到这点, 我们必须在时空中的每一点进行对称变

换以消除掉与该理论的Goldstone玻色子相对应的场. Goldstone玻色子自由度则作为该对称变换的参量重新出现在变换后的理论中. 然而, 既然这个拉格朗日量在时空独立的对称变换下不变, 那么当这个Goldstone玻色场是常数时, 这个拉格朗日量必须独立于这个新的Goldstone玻色场, 因此在该拉格朗日量中, 凡是包含这些新Goldstone玻色子的项至少含有一个该场的时空导数. 这些导数在我们计算Goldstone玻色子反应的 S -矩阵元时引入了Goldstone玻色子的能量, 并且, 正如我们将看到的, 这使得我们可以使用这一拉格朗日量去构建该 S -矩阵元关于这些能量的幂级数表达式.

例如, 为了将拉格朗日量(19.5.1)重塑成有用的形式, 我们将4-矢 ϕ_n 写成在前三个分量(ϕ_n 的Goldstone部分)为零的4-矢 $\{0, 0, 0, \sigma\}$ 上作用一个手征旋转 R :

$$\phi_n(x) = R_{n4}(x)\sigma(x) \quad (19.5.2)$$

其中 $R_{nm}(x)$ 是正交矩阵

$$R^T(x) R(x) = 1 \quad (19.5.3)$$

因此

$$\sigma(x) = \sqrt{\sum_n \phi_n(x)^2}. \quad (19.5.4)$$

这样, 拉格朗日量(19.5.1)就变成

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} \sum_{n=1}^4 (R_{n4} \partial_\mu \sigma + \sigma \partial_\mu R_{n4})^2 - \frac{1}{2} \mathcal{M}^2 \sigma^2 - \frac{\lambda}{4} \sigma^4. \quad (19.5.5)$$

由于 R 是正交矩阵, $\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma$ 项与 R 无关, 并且交叉项为零

$$\sum_n R_{n4}^2 = 1, \quad \sum_n R_{n4} \partial_\mu R_{n4} = \frac{1}{2} \partial_\mu \sum_n R_{n4}^2 = 0,$$

所以 \mathcal{L} 变成

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - \frac{1}{2} \sigma^2 \sum_{n=1}^4 \partial^\mu R_{n4} \partial_\mu R_{n4} - \frac{1}{2} \mathcal{M}^2 \sigma^2 - \frac{\lambda}{4} \sigma^4. \quad (19.5.6)$$

如果 \mathcal{M}^2 是负的, 那么 σ 的真空期望值就不为零, 这一期望值在最低阶由后两项和的最小值点给出, 处于 $\sigma = |\mathcal{M}|/\sqrt{\lambda}$.

取代场变量 ϕ_n , 我们的变量现在是 $\sigma - |\mathcal{M}|/\sqrt{\lambda}$ 以及用来参数化旋转 R 的其它参量. 例如, 这些参量可以简单地选为 R_{a4} 本身(其中 a, b 从现在开始是同位旋矢量指标, 取值1, 2, 3), 而 R_{44} 由 R 是正交矩阵这一条件决定. 另一种参数化将会给出更加简单的最终结果, 并且由于这些原因在历史上也是首先使用这种参数化方式. 这种参数化是定义

$$\zeta_a \equiv \frac{\phi_a}{\phi_4 + \sigma} \quad (19.5.7)$$

并取

$$R_{a4} = \frac{2\zeta_a}{1 + \zeta^2} = -R_{4a}, \quad R_{44} = \frac{1 - \zeta^2}{1 + \zeta^2}, \quad R_{ab} = \delta_{ab} - \frac{2\zeta_a \zeta_b}{1 + \zeta^2}, \quad (19.5.8)$$

使得

$$\phi_a/\sigma = R_{a4} = \frac{2\zeta_a}{1 + \zeta^2}, \quad \phi_4/\sigma = R_{44} = \frac{1 - \zeta^2}{1 + \zeta^2}. \quad (19.5.9)$$

那么拉格朗日量(19.5.6)变成

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2}\partial_\mu\sigma\partial^\mu\sigma - 2\sigma^2\vec{D}_\mu\cdot\vec{D}^\mu - \frac{1}{2}\mathcal{M}^2\sigma^2 - \frac{\lambda}{4}\sigma^4, \quad (19.5.10)$$

其中

$$\vec{D}_\mu \equiv \frac{\partial_\mu\vec{\zeta}}{1+\vec{\zeta}^2}. \quad (19.5.11)$$

无论我们使用那种参数化方式, 场 $\vec{\zeta}$ 的相互作用都包含场导数, 它显然描述的是无质量粒子. 它们是(相差一个归一化)我们的新 π 介子场.

除去表象不同, 这一拉格朗日量在 $SO(4)$ 下仍然是不变的, 但现在 $SO(4)$ 是以非线性的方式实现的. 在由无限小参量 $\vec{\theta}$ 参数化的同位旋变换下, 场 $\vec{\zeta}$ 就像普通的同位旋矢量那样旋转, 而 σ 是同位旋标量:

$$\delta\vec{\zeta} = \vec{\theta} \times \vec{\zeta}, \quad \delta\sigma = 0, \quad (19.5.12)$$

所以拉格朗日量(19.5.10)显然是同位旋不变的. 另一方面, 在破缺对称性的变换下, 若该变化由无限小矢量 $\vec{\epsilon}$ 参数化, 那么原始场的变换为

$$\delta\vec{\phi} = 2\vec{\epsilon}\phi_4, \quad \delta\phi_4 = -2\vec{\epsilon}\cdot\vec{\phi}. \quad (19.5.13)$$

这样, 我们从方程(19.5.7)发现

$$\delta\vec{\zeta} = \vec{\epsilon}(1 - \vec{\zeta}^2) + 2\vec{\zeta}(\vec{\epsilon}\cdot\vec{\zeta}), \quad \delta\sigma = 0. \quad (19.5.14)$$

在破缺对称性变换(19.5.14)下, \vec{D}_μ 进行的是线性(尽管是场相关的)同位旋旋转

$$\delta\vec{D}_\mu = 2(\vec{\zeta} \times \vec{\epsilon}) \times \vec{D}_\mu \quad (19.5.15)$$

而方程(19.5.10)是同位旋不变的, 所以拉格朗日量(19.4.10)在这一变换下不变. 由于变换规则(19.5.15), \vec{D}_μ 通常被称为 π 介子场的协变导数.

变换规则(19.5.12)和(19.5.14)指定了群 $SU(2) \times SU(2)$ 所谓的非线性实现.²⁵ Lie群的非线性的一般理论将在下一节给出; 在那里我们会证明, 在相差场的重定义的意义下, 若要求用 $\vec{\zeta}$ 线性地实现同位旋 $SU(2)$ 子群, 那么变换规则(19.5.12)和(19.5.14)提供了 $SU(2) \times SU(2)$ 最一般的实现.

我们看到这些新 π 介子场的每个相互作用都伴随着一个时空导数, 这使得有效耦合在 π 介子能量很低时会很弱. (这个论述在下文中会更细致.) 因此, 在 π 介子能量足够低时, 我们可以用在这一拉格朗日量在树级近似下复现流代数的软 π 介子定理. 对于这个目的, 唯一必要的是拉格朗日量是 $SO(4)$ -不变的. 然而, 既然 σ 场是 $SO(4)$ 标量, 它在维持拉格朗日量的 $SO(4)$ 不变性上毫无作用, 因而可以抛弃掉.* 当然, 这一处理改变了理论的物理内涵, 但它不改变软 π 介子定理所给出的振幅. 这样, 拉格朗日量(19.5.10)就简化成

$$\mathcal{L} = -\frac{F^2}{2}\vec{D}_\mu\vec{D}^\mu = -\frac{F^2}{2}\frac{\partial_\mu\vec{\zeta}\cdot\partial^\mu\vec{\zeta}}{(1+\vec{\zeta}^2)^2}, \quad (19.5.16)$$

其中 $F = 2\langle\sigma\rangle = 2|\mathcal{M}|/\sqrt{\lambda}$. (我们很快就会看到, 这个 F 与上一节所讨论的常数 F_π 相同.) 由于多个原因, 使用按照惯例归一化的 π 介子场

$$\vec{\pi} = F\vec{\zeta} \quad (19.5.17)$$

*或者, 我们可以转到这样的极限: \mathcal{M} 和 λ 一起趋于无穷, 但保持 σ 的期望值为一常数.

进行处理是更加方便的, 这样拉格朗日量(19.5.16)变成

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} \frac{\partial_\mu \vec{\pi} \cdot \partial^\mu \vec{\pi}}{(1 + \vec{\pi}^2/F^2)^2} . \quad (19.5.18)$$

因子 $1/F$ 的作用类似于耦合常数, 对于相互作用中每个额外的 π 介子都会有这样一个因子. 方程(19.5.18)描述的正是所谓的“非线性 σ -模型”, 确切的说这里的是 $SU(2) \times SU(2)$ 自发破缺到 $SU(2)$ 的特殊情况.

一个关键点: 为了导出(19.5.18), 出发点不一定非得是“线性 σ -模型”拉格朗日量(19.5.1). 诚然, 我们不需要从任何特定的理论出发. 我们可以使用方程(19.5.18)仅因为它在 $SO(4)$ 变换(19.5.12)和(19.5.14)下不变, 而流代数则告诉我们这是我们为得到低能 π 介子反应振幅所需要的全部.

在引入软 π 介子的有效拉格朗日量数年后, 出现另外一种证明有效场论技术合理的方法,²⁶ 这一方法不依赖流代数并且允许计算不限制在Goldstone玻色子能量几乎为零的极限下. 它基于如下的认识(在形式上还没具现化为一个定理): 当我们从Feynman图计算物理振幅时, 如果我们所使用的是包含相关自由度的最一般拉格朗日量, 并且该拉格朗日量满足该理论假定的对称性, 那么我们就构建出了与相对论, 量子力学以及假定对称性的一般原理相容的最一般振幅. 这正是本书卷I所基于的观点. 在当前情况下, “相关”的自由度是Goldstone玻色子本身, 态 α 和 β 中的粒子, 以及这些粒子通过与低能Goldstone玻色子相互作用产生的任何其它粒子. 援引有效场论的这一合理性理由, 我们就无需与流代数的复杂性纠缠. 更重要的, 现代有效场论方法所给出的结果使得我们跳出了极低能量的极限, 并允许我们对任意内禀对称性破缺进行系统的处理.

根据这一方法, 为了将 π 介子相互作用振幅计算至 π 介子能量的任意阶, 我们所使用的拉格朗日量要包含按照规则(19.5.12)和(19.5.14)变换的 π 介子场 $\vec{\zeta}$ 且必须是这类拉格朗日量中最一般的形式:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = -\frac{F^2}{2} \vec{D}_\mu \vec{D}^\mu - \frac{c_4}{4} (\vec{D}_\mu \vec{D}^\mu)^2 - \frac{c'_4}{4} (\vec{D}_\mu \cdot \vec{D}_\nu) (\vec{D}^\mu \cdot \vec{D}^\nu) - \dots . \quad (19.5.19)$$

“...”所代表的项会包含协变导数 \vec{D}_μ 的高次项, 或者更高阶的协变导数, 它的一般结构将在下一节进行描述. 系数 c_4 和 c'_4 是无量纲的, 而对于所有高阶项, 其系数的量纲是质量的负幂次.

考察一个一般过程, 该过程包含任意多个入射 π 介子和出射 π 介子. 我们假定它们的能量和动量最多是 Q 阶的, 且 Q 与量子色动力学特征标度(例如核子质量或 ρ 的质量)相比很小. 那么即使是像(19.5.19)这样在通常意义下无法重整的拉格朗日量, 我们在12.3节看到, 只要这样的拉格朗日量包含对称性所允许的可能的项, 那么总会有可用的抵消项来抵消每一个无穷大, 进而使得这样的拉格朗日量产生有限的结果. 如果我们通过指定各种Goldstone玻色子散射振幅在 Q 阶能量处的值来定义常数 F^2 , c_4 , c'_4 , ... 的重整化值, 那么动量空间Feynman图中的积分将由虚动量中同样也为 Q 阶的那部分虚动量主导.(这是因为重整化使得它们有限, 而理论中又没有其它可能的有效截断.) 这样, 我们就可以将微扰论发展为 Q 的幂级数表达式.

对于图的量级的阶, 每个相互作用顶角中的每个导数以及随之的每个 \vec{D}_μ 会贡献一个 Q 因子; 每个 π 介子内线传播子贡献因子 Q^{-2} ; 而图的每个圈所附带的积分体积元 d^4q 贡献因子 Q^4 ; 所以一般的连通图所做的贡献是 Q^ν 阶的, 其中

$$\nu = \sum_i V_i d_i - 2I + 4L . \quad (19.5.20)$$

这里的 d_i 是 i 类相互作用中导数的数目, V_i 是图中 i 类相互作用顶点的数目, I 是 π 介子内线的数目, 而 L 是圈的数目. 根据熟悉的拓扑等式(参看方程(4.4.7)), 这些量之间的关系是:

$$L = I - \sum_i V_i + 1, \quad (19.5.21)$$

所以我们可以消掉 I 并写出

$$\nu = \sum_i V_i(d_i - 2) + 2L + 2. \quad (19.5.22)$$

它的关键之处在于这里的每一项都是正的; 方程(19.5.19)中的每个相互左右都至少有两个导数, 并且显然 $L \geq 0$. 因此每一过程的领头项是 Q^2 阶的, 这样的项只能出现在树图中(即, $L = 0$), 并且这样的树图只能用方程(19.5.19)中只有两个导数的项构建(即, 当 $d_i \neq 2$ 时, $V_i = 0$):

$$\mathcal{L}_2 = -\frac{F^2}{2} \vec{D}_\mu \vec{D}^\mu = -\frac{1}{2} \frac{\partial_\mu \vec{\pi} \partial^\mu \vec{\pi}}{(1 + \vec{\pi}^2/F^2)^2}. \quad (19.5.23)$$

例如, π 介子- π 介子散射的 S -矩阵元中出现的不变振幅 M

$$S = i(2\pi)^4 \delta^4(p_A + p_B - p_C - p_D) M (2\pi)^{-6} (16E_A E_B E_C E_D)^{-1/2} \quad (19.5.24)$$

它在这一阶给定为

$$M_{abcd}^{(\nu=2)} = 4F^{-2} \left[\delta_{ab} \delta_{cd} (-p_A \cdot p_B - p_C \cdot p_D) + \delta_{ac} \delta_{bd} (p_A \cdot p_C + p_B \cdot p_D) + \delta_{ad} \delta_{bc} (p_A \cdot p_D + p_B \cdot p_C) \right], \quad (19.5.25)$$

其中 a, b, c, d 分别是 π 介子 A, B, C, D 的同位旋指标.(本节后面将会把 π 介子拥有有限质量所带来的效应考虑进去.) 是否可以将方程(19.5.25)用作领头项并不依赖于我们对原始拉格朗日量(19.5.1)中耦合常数 λ 的大小做了什么样的假定, 甚至不依赖于这一公式对于该拉格朗日量是否是成立的, 它只依赖于特征 π 介子能量 Q 是个小量这个假定.

对于任何Goldstone玻色子反应的振幅, 下一项将是 Q^4 阶的, 这样的项来源有两个, 一个是仅包含拉格朗日量(19.5.16)的单圈图, 另一个是只用相互作用(19.5.16)和方程(19.5.19)中的 $d = 4$ 项产生的某个单极点构成的树图:

$$M_{abcd}^{(\nu=4)} = \frac{\delta_{ab} \delta_{cd}}{F^4} \left[-\frac{1}{2\pi^2} s^2 \ln(-s) - \frac{1}{12\pi^2} (u^2 - s^2 + 3t^2) \ln(-t) - \frac{1}{12\pi^2} (t^2 - s^2 + 3u^2) \ln(-u) + \frac{1}{3\pi^2} (s^2 + t^2 + u^2) \ln \Lambda^2 - \frac{1}{2} c_4 s^2 - \frac{1}{4} c'_4 (t^2 + u^2) \right] + \text{交叉项}, \quad (19.5.26)$$

其中“交叉项”是指 $B \leftrightarrow C$ 对换和 $B \leftrightarrow D$ 对换给出的项, 而 s, t, u 是Mandelstam变量

$$s = -(p_A + p_B)^2, \quad t = -(p_A - p_C)^2, \quad u = -(p_A - p_D)^2.$$

这一结果与截断 Λ 的相关性可以通过重新定义常数 c_4 和 c'_4 消除掉. 重整化耦合是

$$c_{4R} = c_4 - \frac{2}{3\pi^2} \ln \left(\frac{\Lambda^2}{\mu^2} \right), \quad (19.5.27)$$

$$c'_{4R} = c'_4 - \frac{4}{3\pi^2} \ln \left(\frac{\Lambda^2}{\mu^2} \right), \quad (19.5.28)$$

其中 μ 是任意的 Q 阶重整化标度, 插入 μ 是为了让对数定义合理. 以这些重整化耦合的形式, 振幅(19.5.26)采取如下的形式

$$M_{abcd}^{(\nu=4)} = \frac{\delta_{ab}\delta_{cd}}{F^4} \left[-\frac{1}{2\pi^2} s^2 \ln\left(\frac{-s}{\mu^2}\right) - \frac{1}{12\pi^2} (u^2 - s^2 + 3t^2) \ln\left(\frac{-t}{\mu^2}\right) \right. \\ \left. - \frac{1}{12\pi^2} (t^2 - s^2 + 3u^2) \ln\left(\frac{-u}{\mu^2}\right) - \frac{1}{2} c_{4R} s^2 - \frac{1}{4} c'_{4R} (t^2 + u^2) \right] \\ + \text{交叉项}. \quad (19.5.29)$$

这种计算可以算至 Q 的任意阶, 并且对于每一阶的结果, 我们总会遇到有限多个新耦合, 这些耦合的重整化用来消除物理振幅的截断相关性. 注意领头的 $\nu = 2$ 项与 $\nu = 4$ 的修正项的比值是 $Q^2/8\pi^2 F^2$ 阶的, 所以, 只要 π 介子能量均远小于一个阶为 $2\pi F$ 的量, 这就很可能是一个有用的表达式.

这一微扰表达式也可用来把无所不在的参量 F 和测量到的 π 介子衰变振幅 F_π 关联起来. 回忆 $\vec{\zeta}$ 的变换规则(19.5.14), 轴矢量流给定为

$$\vec{\epsilon} \cdot \vec{A}^\mu = -\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \vec{\zeta})} \cdot \delta \vec{\zeta}$$

因而

$$\vec{A}^\mu = -(1 - \vec{\zeta}^2) \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \vec{\zeta})} - 2\vec{\zeta} \cdot \vec{\zeta} \cdot \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \vec{\zeta})} \right). \quad (19.5.30)$$

(\vec{A}^μ 是 $2\vec{x}$ 所生成的对称性的Nother流, 它在核子二重态上表示成 $2\gamma_5 \vec{t} = \gamma_5 \vec{\tau}$.) 积掉其它所有场, 并用方程(19.5.17)将 $\vec{\zeta}$ 表示成正则归一化 π 介子场 $\vec{\pi}$, 做完这些后我们发现

$$\vec{A}^\mu = F \left[\partial^\mu \vec{\pi} \frac{(1 - \vec{\pi}^2/F^2)}{(1 + \vec{\pi}^2/F^2)} + \frac{2\vec{\pi}(\vec{\pi} \cdot \partial^\mu \vec{\pi})}{F^2(1 + \vec{\pi}^2/F^2)^2} \right] + \dots \quad (19.5.31)$$

利用我们的 π 介子能量幂级数微扰表达式计算 $\langle \text{VAC} | \vec{A}^\mu | \pi \rangle$, 我们看到, 在这里, 最低阶的 π 介子衰变振幅是

$$F_\pi = F. \quad (19.5.32)$$

更进一步, Lorentz不变性和方程(19.5.22)告诉我们高阶修正必须正比于 p_π^2/F_π^2 的次方, 而这对于无质量 π 介子为零, 所以方程(19.5.32)在 $m_\pi \rightarrow 0$ 的极限下实际上是精确的. 因此我们可以猜测, 当 π 介子能量小于阶为 $2\pi F_\pi = 1200 \text{ MeV}$ 的量时, 我们的微扰表达式将是有益的.

为了与实验相联系, 我们必须处理 π 介子质量不为零的现实. 当 π 介子处在质量壳上时, 它的4-动量的时间分量不可能小于 m_π , 所以在计数 π 介子的特征能量和动量 Q 的幂次时, 我们必须认为 m_π 是 Q 阶的. 但是我们在上一节看到, m_π^2 正比于夸克质量的线性组合, 所以, 对于给定的Feynman图, 我们对其阶数 Q^ν 的公式(19.5.22)应该变成

$$\nu = \sum_i V_i (d_i + 2m_i - 2) + 2L + 2, \quad (19.5.33)$$

其中 m_i 是 i 类相互作用中夸克质量因子的个数.

包含夸克质量的相互作用可以通过它们在 $SU(2) \times SU(2)$ 或者等效的 $SO(4)$ 下的变换性质区分出来. 方程(19.4.34)表明夸克质量的一阶项按照两个标量的线性组合那样变换, 具体来说这两个

标量是手征4-矢 Φ_n^+ 的第四分量和另一手征4-矢 Φ_n^- 的第三分量, 而系数分别为 $m_u + m_d$ 和 $m_u - m_d$. 因此有效作用量中 $m_u + m_d$ 的一阶项 $\Delta\mathcal{L}^+$ 和 $m_u - m_d$ 的一阶项 $\Delta\mathcal{L}^-$ 分别必须拥有手征4-矢第四分量的变换性质和手征4-矢第三分量的变换性质, 当然, 它们还得是Lorentz标量. 对于第四分量是标量的手征4-矢而言, 一个显然的候选者是我们本节开头的 ϕ_n . 根据方程(19.5.9), 它的第四分量就是 $\sigma(1 - \vec{\zeta}^2)/(1 + \vec{\zeta}^2)$. 因子 σ 是手征标量, 它不影响这个量的手征变换性质, 因而可以被扔掉. 通过要求 $\pi^2 = F_\pi^2 \vec{\zeta}^2$ 的系数是 $-m_\pi^2/2$, 我们可以确定这一项的归一化, 这使得, 除了一个额外的常数外,

$$\Delta\mathcal{L}^+ = -\frac{m_\pi^2 F_\pi^2}{2} \frac{\vec{\zeta}^2}{1 + \vec{\zeta}^2} = -\frac{m_\pi^2}{2} \frac{\pi^2}{1 + \pi^2/F_\pi^2}. \quad (19.5.34)$$

我们会在下一节看到, 这是 π 介子场唯一的既没有导数且按照手征4-矢的第四分量变换的标量函数. 另一方面, 不存在 π 介子场的标量函数使得它自身既没有导数且按照手征4-矢的第三分量进行变换, 这是因为, 如果这样的函数是某个手征4-矢的第三分量, 那么它关于 π 介子场必须是奇的, 因而它是赝标量而非标量. 因此, (19.5.34)是唯一 $d_i = 0$ 且 $m_i = 1$ 的相互作用. 令人惊奇的是, u 夸克和 d 夸克质量中的同位旋破缺差不影响 π 介子质量, 这是我们在上一节所看到的, 此外, 它也不影响任何没有导数的多 π 介子相互作用.

我们现在能够计算 π 介子- π 介子散射振幅中真实的 $\nu = 2$ 领头项. 根据方程(19.5.33), 这些项只能从树图中产生, 而这些树图是用方程(19.5.23)中 $d = 2$, $m = 0$ 的 π 介子相互作用或者方程(19.5.34)中 $d = 0$, $m = 1$ 的 π 介子相互作用构建的. 到这一阶, 方程(19.5.24)所定义的不变振幅 M 现在是

$$M_{abcd}^{(\nu=2)} = 4F_\pi^{-2} \left[\delta_{ab}\delta_{cd}(s - m_\pi^2) + \delta_{ac}\delta_{bd}(t - m_\pi^2) + \delta_{ad}\delta_{bc}(u - m_\pi^2) \right]. \quad (19.5.35)$$

特别地, 在阈值处, $s = 4m_\pi^2$ 且 $t = u = 0$, 因此

$$\begin{aligned} M_{abcd}^{(\nu=2)}(\text{阈值}) &= 4m_\pi^2 F_\pi^{-2} [3\delta_{ab}\delta_{cd} - \delta_{ac}\delta_{bd} - \delta_{ad}\delta_{bc}] \\ &= 4m_\pi^2 F_\pi^{-2} \left[7M_{ab,cd}^{(0)} - 2M_{ab,cd}^{(2)} \right], \end{aligned} \quad (19.5.36)$$

其中 $M^{(0)}$ 和 $M^{(2)}$ 是张量, 它们表示同位旋 $T = 0$ 或 $T = 2$ 的2- π 介子态:

$$M_{ab,cd}^{(0)} = \frac{1}{3} \delta_{ab}\delta_{cd}, \quad (19.5.37)$$

$$M_{ab,cd}^{(2)} = \frac{1}{2} (\delta_{ac}\delta_{bd} + \delta_{ad}\delta_{bc} - \frac{2}{3} \delta_{ab}\delta_{cd}), \quad (19.5.38)$$

它们的归一化使得 $\text{Tr } M^T = 2T + 1$. 这个结果通常表示成散射长度的形式. 根据3.6节和3.7节, 对于同位旋为 T 的态中的两个 π 介子, 它们的散射长度 a_T 给定²⁷为 $1/32\pi m_\pi$ 乘以方程(19.5.36)中 M^T 的系数:

$$a_0 = \frac{7m_\pi}{8\pi F_\pi^2} = 0.16 m_\pi^{-1}, \quad a_2 = -\frac{m_\pi}{4\pi F_\pi^2} = -0.046 m_\pi^{-1}.$$

π 介子的散射长度很难测量, 但是对像 $\pi + N \rightarrow \pi + \pi + N$ 和 $K \rightarrow \pi + \pi + e + \nu$ 这种过程的细致研究分别给出了 a_0 和 a_2 的值,²⁸ $(0.26 \pm 0.05)m_\pi^{-1}$ 和 $(-0.028 \pm 0.012)m_\pi^{-1}$, 这与理论值是一致的. $m_\pi/2\pi F_\pi$ 的高阶修正似乎提高了符合程度.

这一形式理论可以被推广进而描述 π 介子与核子或其它粒子的相互作用. 最简单的方法是给我们所出发的拉格朗日量增加一项, 使得该项包含核子二重态场 N :

$$\mathcal{L}_N = -\bar{N} \left(\not{\partial} + g[\phi_4 + 2i\vec{t} \cdot \vec{\phi}\gamma_5] \right) N, \quad (19.5.39)$$

其中 \vec{t} 是同位旋1/2的同位旋矩阵矢量(即, Pauli矩阵 $\vec{\tau}$ 除以2.) 在手征变换

$$\delta\vec{\phi} = 2\vec{\epsilon}\phi_4, \quad \delta\phi_4 = -2\vec{\epsilon} \cdot \vec{\phi}, \quad (19.5.40)$$

$$\delta N = -2i\gamma_5\vec{\epsilon} \cdot \vec{t}N \quad (19.5.41)$$

下它是不变的. 现在, 为了消除非导数 π 介子耦合, 我们必须把核子场 N 写成表示(19.5.41)中的 $SO(4)$ 旋转 R 作用在新的核子场 \tilde{N} 上

$$N \equiv \frac{(1 - 2i\gamma_5\vec{t} \cdot \vec{\zeta})}{\sqrt{1 + \vec{\zeta}^2}} \tilde{N} \quad (19.5.42)$$

其中 $\vec{\zeta}$ 还是由方程(19.5.7)给出. 有了这个变换, 方程(19.5.39)中的非导数项现在只依赖于 \tilde{N} 和 σ :

$$\bar{N}[\phi_4 + 2i\vec{t} \cdot \vec{\phi}\gamma_5]N = \sigma\tilde{N}\tilde{N}.$$

另一方面, 导数项包含方程(19.5.41)中矩矩阵的导数, 这产生了核子拉格朗日量:

$$\mathcal{L}_N = -\tilde{N} \left[\not{\partial} + g\sigma + 2i\frac{\vec{t} \cdot (\vec{\zeta} \times \not{\partial}\vec{\zeta})}{1 + \vec{\zeta}^2} + 2i\gamma_5\vec{t} \cdot \vec{\not{D}} \right] \tilde{N} \quad (19.5.43)$$

或者以正则归一化 π 介子场(19.5.17)的形式:

$$\mathcal{L}_N = -\tilde{N} \left[\not{\partial} + g\sigma + \frac{2i\vec{t} \cdot (\vec{\pi} \times \not{\partial}\vec{\pi})}{F_\pi^2[1 + \vec{\pi}^2/F_\pi^2]} + \frac{2i\gamma_5\vec{t} \cdot \not{\partial}\vec{\pi}}{F_\pi^2[1 + \vec{\pi}^2/F_\pi^2]} \right] \tilde{N}. \quad (19.5.44)$$

既然 σ 的真空期望值不为零, 我们看到核子在这里的静质量不为零, 若非变换(19.5.40)和(19.5.41)下的对称性是破缺的, 这个结果本不会出现.

由于它自身的结构, 拉格朗日量(19.5.44)是手征不变的. 这一点也可利用前面得到的 σ 和 $\vec{\pi}$ 的手征变换性质直接看到, 同时注意到, 在手征变换(19.5.40)和(19.5.41)下, 方程(19.5.42)所定义的新核子场的变换为

$$\delta\tilde{N} = 2i\vec{t} \cdot [\vec{\zeta} \times \vec{\epsilon}]\tilde{N}. \quad (19.5.45)$$

即, 在手征变换下, \tilde{N} 进行一个与 \vec{D}_μ 相同的同位旋旋转(19.5.15), 当然, 这个旋转处在 $T = 1/2$ 的表示下. 同位旋旋转参量 $\vec{\zeta} \times \vec{\epsilon}$ 是时空相关的, 所以 \tilde{N} 的导数就有一个不同的手征变换性, 但是可以直接验证方程(19.5.43)中第一项和的第三项的组合按照手征协变导数那样进行变换: 即,

$$\delta\mathcal{D}_\mu\tilde{N} = 2i\vec{t} \cdot [\vec{\zeta} \times \vec{\epsilon}]\mathcal{D}_\mu\tilde{N}, \quad (19.5.46)$$

其中

$$\mathcal{D}_\mu\tilde{N} \equiv \left[\partial_\mu + 2i\frac{\vec{t} \cdot (\vec{\zeta} \times \partial\vec{\zeta})}{1 + \vec{\zeta}^2} \right] \tilde{N}. \quad (19.5.47)$$

因此拉格朗日量(19.5.43)(以及随之的(19.5.44))显然是手征不变的, 这是因为它是同位旋不变的, 并且构建它的元素只有 \tilde{N} , $\mathcal{D}_\mu \tilde{N}$, σ 和 \vec{D}_μ , 所有这些元素在手征变换下进行相同的同位旋旋转.

再重申一次, 我们出发的拉格朗日量具体是什么并不重要. 和之前考察的纯 π 介子理论一样, 重要的是拉格朗日量的手征不变性. 为了是手征不变的, 拉格朗日量必须保持同位旋不变, 并且只能用 \tilde{N} , $\mathcal{D}_\mu \tilde{N}$ 和 \vec{D}_μ (以及这些量的高阶协变导数)这些元素进行构建. 最一般的手征不变拉格朗日量是新核子场的双线性型, 并且所包含的导数不超过一阶, 因此它采取如下的形式

$$\mathcal{L}_{N,0} = -\tilde{N} \left[\not{\partial} + m_N + 2ig_A \gamma_5 \vec{t} \cdot \vec{\not{D}} \right] \tilde{N} \quad (19.5.48)$$

或者以 π 介子场(19.5.17)的形式:

$$\mathcal{L}_{N,0} = -\tilde{N} \left[\not{\partial} + m_N + \frac{2i\vec{t} \cdot (\vec{\pi} \times \not{\partial} \vec{\pi})}{F_\pi^2 [1 + \vec{\pi}^2/F_\pi^2]} + \frac{2ig_A \gamma_5 \vec{t} \cdot \not{\partial} \vec{\pi}}{F_\pi [1 + \vec{\pi}^2/F_\pi^2]} \right] \tilde{N}. \quad (19.5.49)$$

注意到, 我们在方程(19.5.48)的最后一项中插入了一个任意常数 g_A , 这是因为这一项本身是手征对称的, 因而手征对称性无法决定它的系数. (这与方程(19.5.43)中的第三项相反, 它与第一项合起来给出手征不变量这个条件固定了它的系数.) 通过构建核子拉格朗日量(19.5.48)产生的轴矢量流中的额外项, 我们可以验证这里插入的常数 g_A 确实是 β -衰变的轴矢量耦合. 或者, 通过分部积分和Dirac方程, 我们可以发现 π 介子-核子相互作用 $-2ig_A \tilde{N} \gamma_5 \vec{t} \cdot (\not{\partial} \vec{\pi}) \tilde{N}/F_\pi$ 在核子质量壳上等效于相互作用 $-4im_N g_A \tilde{N} \gamma_5 \vec{t} \cdot \vec{\pi} \tilde{N}/F_\pi$, 这对应于 π 介子-核子耦合常数

$$G_{\pi N} = 2m_N g_A / F_\pi,$$

而这正是Goldberger-Treiman关系(19.4.33).

附带地, 如果我们在计算中使用了拉格朗日量(19.5.44), 我们就会得到 $g_A = 1$ 的Goldberger-Treiman关系. 然而, 这是我们作为出发点的相互作用(19.5.39), 它的特定形式的产物. 我们可以引入一个不可重整的导数耦合项**

$$\mathcal{L}'_N = ig' \tilde{N} \left[(\vec{t} \cdot \vec{\phi} \not{\partial} \phi_4 - \phi_4 \vec{t} \cdot \not{\partial} \vec{\phi}) \gamma_5 + \vec{t} \cdot (\vec{\phi} \times \not{\partial} \vec{\phi}) \right] N. \quad (19.5.50)$$

可以直接证明, 以变换后的场 σ , \tilde{N} 和 $\vec{\zeta}$, 它采取如下的形式

$$\mathcal{L}'_N = -8i\sigma^2 g' \tilde{N} \vec{t} \cdot \vec{\not{D}} \gamma_5 \tilde{N}.$$

由于 σ 的真空期望值不为零, 所以这对 π 介子-核子耦合常数有贡献, 并对 g_A 有一个正比于 g' 的贡献. 因此, $g_A = 1$ 不由破缺的 $SU(2) \times SU(2)_d$ 对称性单独决定; 通过引入相互作用(19.5.50)并调整 g' , 我们可以把 g_A 变成任意值.

现在我们来考察如何用这个拉格朗日量计算既包含 π 介子又包含核子的反应的振幅. 由于核子不可能是 π 介子这样的“软”粒子, 我们必须得特别关照核子传播子. 若进入图的核子线携

**核子二重态的左手部分和右手部分分别按照 $SU(2) \times SU(2)$ 的 $(\frac{1}{2}, 0)$ 表示和 $(0, \frac{1}{2})$ 表示变换. 因此, 双线性型 $\tilde{N} \gamma_\mu \gamma_5 N$ 是 $(\frac{1}{2}, 0)$ 项或 $(0, \frac{1}{2})$ 项的二次项之和, 所以它按照 $(1, 0)$ 表示, $(0, 0)$ 表示以及 $(0, 1)$ 表示的直和变换. 在方程(19.5.50)中, 我们把 $\tilde{N} \gamma_\mu \gamma_5 N$ 中的 $(1, 0) + (0, 1)$ 项与反对称张量耦合在一起, 这构成了 $SU(2) \times SU(2)$ 的4-矢 ϕ_n 和 $\partial_\mu \phi_n$. 它在变换(19.5.40)和(19.5.41)下的不变性显然可以直接验证.

带 m_N 阶的在壳4-动量 p , 然后又从与软 π 介子的相互作用中吸收了分量远小于 m_N 的净4-动量 q , 那么它会有传播子

$$\frac{-i(\not{p} + \not{q}) + m_N}{(p + q)^2 + m_N^2} \xrightarrow{q \rightarrow 0} \frac{-i\not{p} + m_N}{2p \cdot q} . \quad (19.5.51)$$

(通过在核子拉格朗日量中引入高阶导数项, 我们可以把忽略的项考虑进来.) 再次假定所有外 π 介子4-动量的分量最多是 Q 阶的, 并在 Q 阶重整化点定义所有重整化耦合, 这使得积分以 π 介子内线也拥有4-动量 Q 的方式收敛. 这样, 方程(19.5.51)表明核子内线的贡献是 $1/Q$ 阶的. 这种过程的一般Feynman图对不变振幅会有一个 Q^ν 阶的贡献, 而这时,

$$\nu = \sum_i V_i(d_i + 2m_i) - 2I_\pi - I_N + 4L . \quad (19.5.52)$$

这里的 V_i 是与 i 类相互作用相对应的顶角个数, d_i 是每个这样的相互作用中导数的数目, m_i 是每个相互作用中夸克味的数目, I_π 和 I_N 分别是 π 介子内线的个数和核子内线的个数, L 是图中圈的个数. 我们使用熟悉的连通图拓扑关系:

$$L = I_\pi + I_N - \sum_i V_i + 1 \quad (19.5.53)$$

以及

$$2I_N + E_N = \sum_i V_i n_i , \quad (19.5.54)$$

其中 n_i 是 i 类相互作用中核子场的个数, E_N 是核子外线的个数. 消掉 I_N 和 I_π , 这给出

$$\nu = \sum_i V_i \left(d_i + 2m_i + \frac{n_i}{2} - 2 \right) + 2L - \frac{E_N}{2} + 2 . \quad (19.5.55)$$

这里的关键点在于第一项中的系数 $d_i + 2m_i + \frac{1}{2}n_i - 2$ 总是不小于零的. 对于 $n_i = 0$ 的纯 π 介子相互作用, 我们已经看到 $d_i + 2m_i \geq 2$, 对(19.5.49)的观察表明对于 $n_i = 2$ 且 $m_i = 0$ 的 π 介子-核子相互作用 $d_i \geq 1$. 任何 $n_i = 2$ 且 $m_i \geq 1$ 的相互作用或者任何 $n_i \geq 4$ 的相互作用显然也有 $d_i \geq 2$. 因此, 当 $Q \ll 2\pi F_\pi$ 时, 领头项是相互作用满足

$$d_i + 2m_i + \frac{n_i}{2} - 2 = 0$$

的树图(即, $L = 0$). 满足这个条件的相互作用就是方程(19.5.23), (19.5.34)和(19.5.49)中写出的那些相互作用, 除此之外可能的相互作用是 $d_i = 0$ 且 $n_i = 4$ 的相互作用:

$$\left(\tilde{N} \Gamma_\alpha \tilde{N} \right) \left(\tilde{N} \Gamma^\alpha \tilde{N} \right) , \quad (19.5.56)$$

其中 Γ_α 和 Γ^α 是自旋空间和同位旋空间中的矩阵, 它们给出Lorentz不变, 空间反演不变以及同位旋不变的4-费米子相互作用. 最后这个相互作用对于多核子过程非常重要,²⁹ 但是我们不会在这里考察这样的过程.

我们现在对 π 介子-核子散射使用这一方法. 对于能量约为 m_π 阶的 π 介子, π 介子-核子的散射振幅由图19.3中的Feynman图给出, 这些图给不变振幅的贡献均是 m_π 阶的. 然而, 当处在阈值时, 主要贡献来自于图19.3(c), 其它图会被一个额外因子 m_π/m_N 压低. 这是因为当处在阈值时, 静止参考系中的入射 π 介子和出射 π 介子4-动量 q 和 q' 以及核子4-动量 p 和 p' 给定为

$$q = q' = (0, 0, 0, m_\pi) = \left(\frac{m_\pi}{m_N} \right) p = \left(\frac{m_\pi}{m_N} \right) p' . \quad (19.5.57)$$

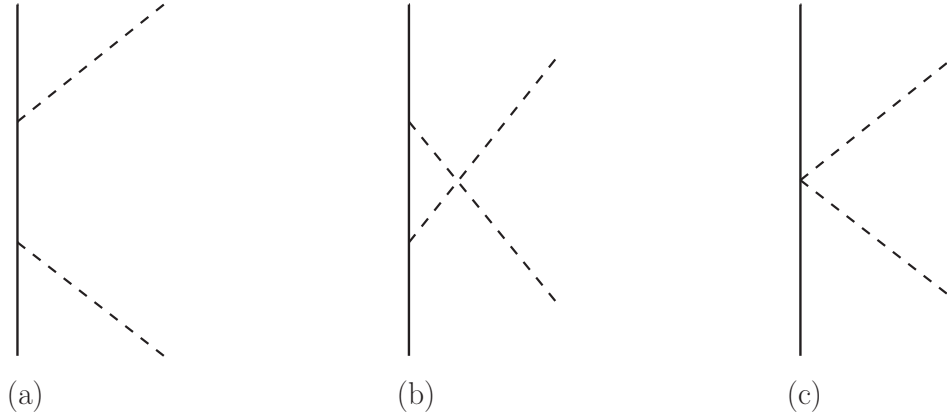


图 19.3 这是用有效手征拉格朗日量计算软 π 介子在核子上散射的Feynman图. 虚线是 π 介子, 实线是核子.

因此当处在阈值时, 来自图19.3(a)或图19.3(b)的不变振幅正比于

$$\begin{aligned} & \bar{u} \gamma_5 \not{q} \frac{(-i(\not{p} \pm \not{q}) + m_N)}{(p \pm q)^2 + m_N^2} \gamma_5 \not{q} u \\ &= \frac{m_\pi^2 \bar{u} \gamma_5 (-i \not{p} (1 \pm m_\pi/m_N) + m_N) \gamma_5 u}{(\mp 2m_\pi m_N - m_\pi^2)} \\ &= \frac{\mp m_\pi}{2m_N \pm m_\pi} \bar{u} (i \not{p} (1 \pm m_\pi/m_N) + m_N) u = \frac{m_\pi^2}{2m_N \pm m_\pi} \end{aligned}$$

其中 u 是满足 $\bar{u}u = 1$ 的Dirac旋量. 与之相对的是, 图19.3(c)给 M 的贡献是 m_π 阶的. 我们可以用核子同位旋指标将这个振幅写成 2×2 矩阵:

$$M_{ba} = \frac{-2i}{F_\pi^2} t_c \epsilon_{abc} \bar{u} (-i \not{q} - i \not{q}') u ,$$

其中 q' 和 q 是末态 π 介子和初态 π 介子的4-动量, 而 b 和 a 是相应的同位旋矢量指标. 利用方程(19.5.57)和动量空间Dirac方程 $(i \not{p} + m_N)u = 0$, 这变成

$$M_{ba} = \frac{-4im_\pi}{F_\pi^2} t_c \epsilon_{abc} = \frac{-4m_\pi}{F_\pi^2} \vec{t} \cdot [\vec{t}^{(\pi)}]_{ba} , \quad (19.5.58)$$

其中 $[t_c^{(\pi)}]_{ba} \equiv -i\epsilon_{bac}$ 是 π 介子同位旋矢量矩阵. 在总同位旋为 T 的态中, 矩阵 $\vec{t} \cdot \vec{t}^{(\pi)}$ 的本征值等于 $\frac{1}{2}[T(T+1) - 2 - \frac{3}{4}]$, 所以在同位旋 $T = 1/2$ 和 $T = 3/2$ 的态中, 不变振幅是³⁰

$$M_{1/2} = 4m_\pi/F_\pi^2 , \quad M_{3/2} = -2m_\pi/F_\pi^2 ,$$

这些结果通常写成散射长度的形式, 它们的定义是是不变振幅除以 $4\pi(1 + m_\pi/m_N)$:

$$a_{1/2} = \frac{m_\pi}{\pi F_\pi^2 (1 + m_\pi/m_N)} = 0.15 m_\pi^{-1} , \quad (19.5.59)$$

$$a_{3/2} = -\frac{m_\pi}{2\pi F_\pi^2 (1 + m_\pi/m_N)} = -0.075 m_\pi^{-1} . \quad (19.5.60)$$

它们与实验值¹² $a_{1/2} = (0, 173 \pm 0.003)m_\pi^{-1}$ 和 $a_{3/2} = (-0.101 \pm 0.004)m_\pi^{-1}$ 基本一致. (结果(19.5.59)和(19.5.60)被认为仅在 m_π/m_N 的最低阶成立, 但对于因子 $1 + m_\pi/m_N$, 由于它仅来自于散射长度的定义, 我们保留这一因子.)

在 m_π 的下一阶, 对散射长度的修正有如下几个来源. 图19.3(a)和19.3(b)的Born图, 它们名义上是领头阶的, 但正如我们所看到的, 它们在阈值处会被一个额外的因子 m_π/m_N 压低. 存在额外的树图, 它包含的顶角有两个导数. 在这些树图中, 最特殊的一种会包含不含导数的顶角, 它们来自于正比于 m_π^2 的对称性破缺相互作用. 这些相互作用的手征变换性质和时空变换性质必须与方程(19.4.34)中的算符相同: 两个不同的手征4-矢 Φ_n^+ 和 Φ_n^- 的第四分量和第三分量. 对于有着这种变换性质的算符且要求它是核子场的双线性型, 我们有两个显然的候选者: 一个 Φ_4^+ 项,

$$\bar{N}N = \left(\frac{1 - \vec{\zeta}^2}{1 + \vec{\zeta}^2} \right) \tilde{N}\tilde{N} - 4i \left(\frac{\vec{\zeta}}{1 + \vec{\zeta}^2} \right) \cdot \tilde{N}\gamma_5 \vec{t}\tilde{N},$$

以及一个 Φ_3^- 项,

$$\bar{N}t_3N = \tilde{N}t_3\tilde{N} - 2 \left(\frac{\zeta_3}{1 + \vec{\zeta}^2} \right) \tilde{N}\vec{t} \cdot \vec{\zeta}\tilde{N} - i \left(\frac{\zeta_3}{1 + \vec{\zeta}^2} \right) \tilde{N}\gamma_5\tilde{N}.$$

手征对称性在 \tilde{N} 上的作用就像普通的同位旋旋转, 所以它们无法混合标量核子双线性型和赝标量核子双线性型. 因此实际上有两个独立的 Φ_4^+ 算符:

$$\left(\frac{1 - \vec{\zeta}^2}{1 + \vec{\zeta}^2} \right) \tilde{N}\tilde{N} \quad (19.5.61)$$

和

$$i \left(\frac{\vec{\zeta}}{1 + \vec{\zeta}^2} \right) \cdot \tilde{N}\gamma_5 \vec{t}\tilde{N}, \quad (19.5.62)$$

以及两个独立的 Φ_3^- 算符:

$$\tilde{N}t_3\tilde{N} - 2 \left(\frac{\zeta_3}{1 + \vec{\zeta}^2} \right) \tilde{N}\vec{t} \cdot \vec{\zeta}\tilde{N} \quad (19.5.63)$$

和

$$i \left(\frac{\zeta_3}{1 + \vec{\zeta}^2} \right) \tilde{N}\gamma_5\tilde{N}. \quad (19.5.64)$$

我们会在下一节证明, 与方程(19.4.34)中核子场的双线性项变换性质相同的算符只有这些. 算符(19.5.62)和(19.5.64)修正了 π 介子-核子耦合的Goldberger-Treiman公式, 其中前者显然是同位旋守恒而后者显然是同位旋破缺的. 另两个算符, (19.5.61)和(19.5.63), 它们直接贡献于核子质量和低能 π 介子-核子散射. 从它们对核子质量的贡献, 我们看到后两项以如下的形式进入到有效拉格朗日量中(现在将 $\vec{\zeta}$ 替换成传统的归一化 π 介子场):

$$\begin{aligned} \delta\mathcal{L}_{\text{eff}} = & -\frac{\delta m_p + \delta m_n}{2} \left(\frac{1 - \vec{\pi}^2/F_\pi^2}{1 + \vec{\pi}^2/F_\pi^2} \right) \tilde{N}\tilde{N} \\ & - (\delta m_p - \delta m_n) \left[\tilde{N}t_3\tilde{N} - \frac{2}{F_\pi^2} \left(\frac{\pi_3}{1 + \vec{\pi}^2/F_\pi^2} \right) \tilde{N}\vec{t} \cdot \vec{\pi}\tilde{N} \right], \end{aligned} \quad (19.5.65)$$

其中 δm_p 和 δm_n 是夸克质量项(19.4.34)对质子质量和中子质量的修正. 它对 π 介子-核子散射长度的贡献是(依旧写成核子同位旋空间中的矩阵):

$$\delta M_{ba} = \frac{2[\delta m_p + \delta m_n]}{F_\pi^2} \delta_{ab} + \frac{2[\delta m_p - \delta m_n]}{F_\pi^2} (t_a \delta_{3b} + t_b \delta_{3a}). \quad (19.5.66)$$

方程(19.5.65)中的第一项通常被称为“ σ -项”. 第二项是对 σ -项的同位旋破缺修正, 这一项仅会在包含中性 π 介子的过程中显现出来, 例如电荷交换过程 $\pi^+ + n \rightarrow \pi^0 + p$ 和 $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$. 即使无法直接测量核子质量偏移 $\delta m_{p,n}$, 我们会在19.7节看到, $SU(3)$ 对称性使得我们可以从超子质量差中计算出它们的质量差. 这给出 $\delta m_p - \delta m_n = -2.5 \text{ MeV}$. 不幸的是, 对于方程(19.5.65)中第一项的系数 $\delta m_p + \delta m_n$, 我们还没有一个可信的理论估计.

方程(19.4.34)表明, 在量子色动力学中, 方程(19.5.66)中的系数 $\delta m_p + \delta m_n$ 和 $\delta m_p - \delta m_n$ 分别正比于 $m_u + m_d$ 和 $m_u - m_d$. 我们会在19.7节证明, m_u 和 m_d 根本不是简并的, 所以这些系数大约是同一量级; 对 σ -项的同位旋破缺修正并不是远小于 σ -项本身. 我们会再次看到, 同位旋守恒在强子物理中是一个好近似不仅是因为 u 夸克和 d 夸克的质量近似相等, 还由于它们的质量很小.

这里所使用的类似于(19.5.19)或(19.5.49)的拉格朗日量是有效场论方法中的一个例子, 我们在12.3节就引入了它. 类似的技巧已经用于处理包含奇异粒子的介子-重子相互作用(参看19.7节), 夸克和轻子在能量低于电弱对称性破缺能标时的相互作用(参看21.3节), 它甚至还被用来处理超导问题(参看21.6节). 在所有这些情况中, 就解出量子场论潜在的广义原理和对称性所造成的效应而言, 有效场论提供了最方便的方法.

* * *

破缺对称性所给出的低能定理与色散关系结合后会给出有用的求和的规则. 我们来看一下对于手征对称性这是如何运作的, 忽略比较小的 u 夸克, d 夸克以及 π 介子质量. 考察无质量 π 介子在核子上的向前散射, 其中 π 介子携带同位旋矢量指标 a 以及4-动量 q , 核子携带4-动量 p , 散射后产生了携带同位旋矢量指标 b 的 π 介子. 由 $S_{fi} = -2\pi i \delta^4(P_f - P_i) M_{fi}$ 定义的散射振幅 M , 其在 q 的第一阶由图19.3的Feynman图给定为

$$\begin{aligned} -2\pi i M = & \frac{1}{(2\pi)^6 (2q^0)} \\ & \times \bar{u} \left[\left(-i \frac{(2\pi)^4 2g_A \gamma_5 t_b \not{q}}{F_\pi} \right) \left(\frac{-i}{(2\pi)^4} \frac{-i(\not{p} + \not{q}) + m_N}{(p+q)^2 + M^2} \right) \left(i \frac{(2\pi)^4 2g_A \gamma_5 t_a \not{q}}{F_\pi} \right) \right. \\ & + \left(i \frac{(2\pi)^4 2g_A \gamma_5 t_a \not{q}}{F_\pi} \right) \left(\frac{-i}{(2\pi)^4} \frac{-i(\not{p} - \not{q}) + m_N}{(p-q)^2 + M^2} \right) \left(-i \frac{(2\pi)^4 2g_A \gamma_5 t_b \not{q}}{F_\pi} \right) \\ & \left. - 4i \frac{t_c \epsilon_{abc} \not{q}}{F_\pi^2} \right] u. \end{aligned} \quad (19.5.67)$$

到 q 的这一阶, 方括号内前两项的核子传播子可以近似为

$$\frac{-i(\not{p} \pm \not{q}) + m_N}{(p \pm q)^2 + M^2} \approx \frac{-i\not{p} + m_N}{\pm 2p \cdot q}.$$

这样, 通过利用 $\not{q}\not{q} = q^2 = 0$, $\bar{u}\gamma_\mu u = -ip \cdot q/m_N$ 以及 $[t_a, t_b] = i\epsilon_{abc}t_c$, 方程(19.5.67)可以进一步简化. 另外, 在实验室参考系下(对于较小的 q , 这一参考系与质心参考系相同), 我们有 $p \cdot q = -m_N \omega$, 其中 $\omega \equiv q^0$ 是核子静止参考系中的 π 介子能量. 最后, 传统的向前散射振幅(它的绝对值平方是向前散射的微分截面)由方程(3.6.9)给出, 为 $f \equiv -4\pi^2 \omega M$. 将这些放在一起, 我们发现当 $\omega \ll m_N$ 时, π 介子能量 ω 处的向前散射振幅给定为

$$f_{ba}(\omega) \rightarrow -i \frac{\omega}{\pi F_\pi^2} (1 - g_A^2) \epsilon_{abc} t_c. \quad (19.5.68)$$

特别地, 对于 π^+ 介子-质子散射, 我们必须要用 $v_b^* v_a$ 收缩方程(19.5.68), 并令 $t_3 = +\frac{1}{2}$, 其中 \vec{v} 是归一化同位旋矢量 $(1, i, 0)/\sqrt{2}$. 这样, π^+ 介子-质子的低能向前散射振幅就是

$$f_{\pi^+p}(\omega) \rightarrow -\frac{\omega}{2\pi F_\pi^2}(1 - g_A^2). \quad (19.5.69)$$

现在, 方程(10.8.24)就给出了无质量 π^+ 介子在质子上向前散射的色散关系(加上减除多项式 $P(E) \propto E$)

$$f_{\pi^+p}(\omega) = R + \frac{i\omega}{4\pi} \sigma_{\pi^+p}(\omega) + \frac{\omega}{4\pi^2} \int_0^\infty \left[\frac{\sigma_{\pi^+p}(E)}{E - \omega} - \frac{\sigma_{\pi^-p}(E)}{E + \omega} \right] dE, \quad (19.5.70)$$

其中 R 是可能的减除常数, ω 和 E 是质子静止参考系中的 π 介子能量. 对这一色散关系与低能极限(19.5.69)做一比较, 这给出 $R = 0$, 以及

$$g_A^2 = 1 + \frac{F_\pi^2}{2\pi} \int_0^\infty [\sigma_{\pi^+p}(E) - \sigma_{\pi^-p}(E)] dE/E. \quad (19.5.71)$$

这是著名的Adler-Weisberger求和规则,¹⁹ 这里所对应的是手征对称性是精确对称性且 $m_\pi = 0$ 的情况. 对于 π 介子在任意重子或介子上的散射, 包含它在自身上的散射, 可以导出类似的求和规则.^{30a}

19.6 有效场论: 一般对称性的破缺

上一节所描述的构建有效拉格朗日量的技巧针对的是 $SU(2) \times SU(2)$ 破缺到 $SU(2)$ 的情况, 这一技巧很快就被推广³¹至一般群 G 破缺到它的任意子群 H 的情况. 考察一个量子场论, 它的拉格朗日量在场 $\psi_n(x)$ 的普通线性时空无关变换 g 下不变:

$$\psi_n(x) \rightarrow \sum_m g_{nm} \psi_m(x), \quad (19.6.1)$$

而 g 构成任意的紧致Lie群 G . 我们假定这一对称群自发破缺到对称变换的某个子群 $H \subset G$, 该子群保持所有真空期望值不变: 对于 $h \in H$,

$$\sum_m h_{nm} \langle \psi_m(x) \rangle_{\text{VAC}} = \langle \psi_n(x) \rangle_{\text{VAC}}. \quad (19.6.2)$$

(我们不需要所有的 ψ 都是标量, 但显然只有标量会有不为零的期望值.) 在上一节开头的例子中, G 是 $SO(4)$ 群, 场 ψ_n 构成该群的4-矢表示, 而它们的期望值把 $SO(4)$ 破缺至保持第4-轴不动的旋转子群 $H = SO(3)$. 在一般情况下, 场 ψ_n 可能构成 G 的可约表示而非不可约表示, 就我们上一节的例子而言, 它在我们引入核子场后就变成了这样的情况.

接下来, 我们将场空间中的任意一“点” ψ_n 表示成 G 变换作用Goldstone模已经被消掉的场 $\tilde{\psi}_n$:

$$\psi_n(x) = \sum_m \gamma_{nm}(x) \tilde{\psi}_m(x). \quad (19.6.3)$$

例如, 在上一节中, γ 就是我们称为 R 的 $SO(4)$ 旋转, 而 $\tilde{\psi}_n$ 所满足的条件是该4-矢的前三个分量为零.

为了给出这个条件更一般的公式化表述, 我们假定用 G 的实表示进行处理. (这并没有丢失一般性, 原因是我们没有坚持使用不可约表示, 所以如果我们作为出发点的场构成 G 的复表示, 我们总可以把 ψ_n 取成这些复场的实部和虚部.) 正如19.2节所证明的, 质量矩阵的无质量本征矢正是矢量的线性独立组合 $\sum_m [t^\alpha]_{nm} \langle \psi_m(0) \rangle_{\text{VAC}}$, 其中 t^α 是 G 的生成元. (表示是实的意味着 it^α 是实的, G 是紧致的意味着我们可以把表示选成么正的, 进而这个表示同时是正交的, 这使得 t^α 是虚的同时是反对称的.) 因此, $\tilde{\psi}_n$ 不包含Goldstone模这个条件可以公式化为

$$\sum_{nm} \tilde{\psi}_n(x) [t^\alpha]_{nm} \langle \psi_m(0) \rangle_{\text{VAC}} = 0. \quad (19.6.4)$$

这里相互独立的条件个数是群 G 的维数减去子群 H 的维数, 其中对子群 H 的要求是它的生成元要湮灭 $\langle \psi_m(0) \rangle_{\text{VAC}}$. 和上一节一样, 以这种方式被消掉的Goldstone玻色场会重新出现在用来参数化变换 $\gamma_{nm}(x)$ 的场中, 这种场的个数正是 $\dim(G) - \dim(H)$. 一般而言, $\tilde{\psi}_n$ 会包含理论的所有重场, 包含那些时空对称性质与Goldstone玻色子不同的场(就像上一节的核子).

有必要证明我们总可以选择变换 $\gamma_{nm}(x)$ 使得方程(19.6.4)是满足的. 对于这个目的, 考察如下量

$$V_\psi(g) \equiv \sum_{nm} \psi_n g_{nm} \langle \psi_m(0) \rangle_{\text{VAC}}, \quad (19.6.5)$$

其中 g 的取值范围是 ψ_n 构成的实正交表示中的整个群 G . 这显然是 g 的连续实函数, 而且由于这个群是紧致的, $V_\psi(g)$ 也是 g 的有界函数. 因此, 在每个时空点 x , $V_{\psi(x)}(g)$ 会在某个群元处到达最大值, 我们称其为 $\gamma(x)$. 当 $g = \gamma(x)$ 时, $V_{\psi(x)}(g)$ 相对 g 的任意变分必须是稳定的. 然而, 群元 g 的任何无限小偏移总可以写成线性组合

$$\delta g = i \sum_{\alpha} \epsilon_{\alpha} g t^{\alpha},$$

其中 ϵ_{α} 是无限小的实系数, 它可以依赖于 g . 这样, $V_{\psi(x)}(g)$ 相对 $g = \gamma(x)$ 处的任意变分必须是稳定的条件就变成

$$\begin{aligned} 0 &= \delta V_{\psi(x)}(\gamma(x)) = i \sum_{\alpha} \epsilon_{\alpha} \sum_{nml} \psi_n(x) \gamma_{nl}(x) t_{lm}^{\alpha} \langle \psi_m(0) \rangle_{\text{VAC}} \\ &= i \sum_{\alpha} \epsilon_{\alpha} \sum_{nml} [\gamma^{-1}(x)]_{ln} \psi_n(x) t_{lm}^{\alpha} \langle \psi_m(0) \rangle_{\text{VAC}}. \end{aligned}$$

它对于所有变分都必须是满足的, 因此对于所有的 ϵ_{α} 也必须是满足的, 因此我们看到当 $\tilde{\psi}(x) = \gamma^{-1}(x)\psi(x)$ 时, 方程(19.6.4)是成立的, 这正是我们要证明的. 在拉格朗日量为(19.4.1)的纯玻色理论中, $\tilde{\psi}_n$ 是4-矢量 $(0, 0, 0, \sigma)$. 这指向了真空期望值 $\langle \psi_n \rangle$ 的方向, 但并非总是这样的情况.

附带地, 在处理复场时, 没有必要把 $\tilde{\psi}(x)$ 上的条件用它的实部和虚部表述出来. 如果一组场 $\chi(x)$ 按照 G 的某个复表示变换, 且该表示由厄米生成元 T^{α} 生成, 那么在实表示中

$$\psi(x) = \begin{pmatrix} \text{Re } \chi(x) \\ \text{Im } \chi(x) \end{pmatrix}$$

生成元是

$$i t^{\alpha} = \begin{pmatrix} -\text{Im } T^{\alpha} & -\text{Re } T^{\alpha} \\ \text{Re } T^{\alpha} & -\text{Im } T^{\alpha} \end{pmatrix}.$$

那么, 直接以 T^α 和 $\chi(x)$ 的形式, 条件(19.6.4)可以表述成

$$\text{Im} \left(\tilde{\chi}(x)^\dagger T^\alpha \langle \chi(0) \rangle_{\text{VAC}} \right) = 0 .$$

由于只假定了该拉格朗日量在时空不相关的 G 变换下不变, 所以在经过变换(19.6.3)后, 我们会发现这个拉格朗日量会依赖于 $\gamma(x)$ 和 $\tilde{\psi}(x)$, 然而在每个 γ -相关项中至少有一个导数. 正如已经提及的, 用来指定 $\gamma(x)$ 的时空相关参量将扮演Goldstone玻色场的角色. 我们现在必须要来考察如何对 $\gamma(x)$ 参数化.

从一开始就必须意识到: 方程(19.6.3)中 γ 的选择一般不是唯一的. 这是因为, 在方程(19.6.3)意义下, $\langle \psi_m(0) \rangle_{\text{VAC}}$ 是 H -不变量, 那么, 对于方程所定义的量(19.6.2)而言, 在 g 右乘未破缺子群 H 的任意元素 h 后, 这个量是不变的:

$$V_\psi(g) = V_\psi(gh) \quad \text{对于} \quad h \in H . \quad (19.6.6)$$

由此得出, 如果 γ 使得 $V_\psi(g)$ 最大化, 那么 γh 也是如此, 这使得条件(19.6.4)对于 $\tilde{\psi} = h^{-1}\gamma^{-1}\psi$ 和 $\tilde{\psi} = \gamma^{-1}\psi$ 均是满足的. 因此, 迄今为止 γ 仅在相差右乘 H 中的一个元素的意义下是定义好的. (例如, 在上一节的例子中, 4-维旋转 R 可以右乘一个仅作用在4-矢的前三个分量上的旋转.) 如果两个群元 γ_1 和 γ_2 满足 $\gamma_1 = \gamma_2 h$, 其中 $h \in H$, 那么我们可以认为这两个群元是等价的. 由于这个关系有反身性(如何 γ_1 等价于 γ_2 , 那么 γ_2 等价于 γ_1), 对称性(γ_1 等价于自身)和传递性(如果 γ_1 等价于 γ_2 , γ_2 等价于 γ_3 , 那么 γ_1 等价于 γ_3), 这个关系是等价关系. 因此, 群 G 的元素可以分成不相交的“等价类”, 组成每个等价类的元素 γ 仅相差右乘 H 中的一个元素. 这称为 G 相对于 H 的右陪集. 我们需要的是右陪集空间(记做 G/H)的参数化.

对于这个目的, 我们仅需从每个右陪集中选出一个代表元即可. 对于上一节的 $SO(4)$ 对称性破缺到 $SO(3)$, 将这些代表元选为由3-矢 $\vec{\zeta}$ 参数化的旋转 R 比较方便. 还有另一种选择, 这种选择对于任何的紧致子群 G 破缺到任何子群 H 都是适用的. 我们先把我们对 G 生成元的记号拓广至对称性破缺模型. H 独立生成元的完备集记为 t_i . 根据方程(19.6.2), 它们满足

$$\sum_m (t_i)_{nm} \langle \psi_m \rangle_{\text{VAC}} = 0 . \quad (19.6.7)$$

既然 H 是子群, 那么 t_i 构成子代数

$$[t_i, t_j] = i \sum_k C_{ijk} t_k . \quad (19.6.8)$$

我们把 G 剩余的独立生成元记做 x_a , 并选择基使得结构常数全反对称. (这样的基对于紧致群总是存在的, 参看15.2节.) 既然方程(19.6.8)的右边没有出现 x_a , 那么结构常数 C_{ija} 全为零, 再加上它们是全反对称的, 所以 $C_{iaj} = 0$, 这样,

$$[t_i, x_a] = i \sum_b C_{iab} x_b . \quad (19.6.9)$$

然而, x 彼此之间的对易子不一定是 t 的线性组合; 这依赖于 G 和 H 的性质, 以及 H 如何嵌入到 G 中的. (当 C_{abc} 为零时, 右陪集空间 G/H 被称为对称空间). 一般而言, 我们可以写成

$$[x_a, x_b] = i \sum_i C_{abi} t_i + i \sum_c C_{abc} x_c . \quad (19.6.10)$$

任何一组生成元, 若它们的对易关系形式与(19.6.8)—(19.6.10)相同, 那么它们被称为该Lie代数的*Cartan*分解. 手征 $SU(2) \times SU(2)$ Lie代数(19.4.9)—(19.4.11)就提供了一个例子, 而在这个例子中, C_{abc} 碰巧为零.

因为 t_i 和 x_a 张开了 G 的Lie代数, G 的任何有限元素可以表示成

$$g = \exp \left[i \sum_a \xi_a x_a \right] \exp \left[i \sum_i \theta_i t_i \right], \quad (19.6.11)$$

其中 ξ_a 和 θ_i 是一组实参量. 但是方程(19.6.3)中的变换 $\gamma(x)$ 迄今为止仅是在相差右乘 H 中的一个元素的意义下定义好的, 所以我们可以规定 γ 的定义, 取其为如下的形式.

$$\gamma(x) = \exp \left[i \sum_a \xi_a(x) x_a \right]. \quad (19.6.12)$$

$\xi_a(x)$ 可以等同为(除去归一化后)Goldstone玻色场.

在下文中, 我们假定已经从每个右陪集中选出了代表元, 并将其表示成一些参量 ξ_a 的连续函数 $\gamma(\xi)$. 方程(19.6.12)在一般情况下提供了一个清晰的例子, 但是我们并不把自身限制在这一参数化下.

现在, 假定我们用方程(19.6.3)把拉格朗日量中的所有 $\psi(x)$ 场替换成 $\gamma(x)\tilde{\psi}(x)$. 场的导数给定为

$$\partial_\mu \psi(x) = \gamma(x) \left[\partial_\mu \tilde{\psi}(x) + (\gamma^{-1}(x) \partial_\mu \gamma(x)) \tilde{\psi}(x) \right]. \quad (19.6.13)$$

因此, 当我们把拉格朗日量表示成 $\tilde{\psi}$ 而非 ψ 时, Goldstone玻色场会凭借 $\gamma^{-1}(x) \partial_\mu \gamma(x)$ 对 $\xi_a(x)$ 及其导数的依赖而出现.

像 $\gamma(x)$ 这样的群元, 它的任意变分可以写成它自身乘以该群生成元的线性组合. 在我们的基下, 我们可以将其写成

$$\gamma^{-1}(x) \partial_\mu \gamma(x) = i \sum_a x_a D_{a\mu}(x) + i \sum_i t_i E_{i\mu}(x), \quad (19.6.14)$$

其中 $D_{a\mu}$ 和 $E_{i\mu}$ 采取如下的形式

$$D_{a\mu}(x) = \sum_b D_{ab}(\xi(x)) \partial_\mu \xi_b(x), \quad (19.6.15)$$

$$E_{i\mu}(x) = \sum_b E_{ib}(\xi(x)) \partial_\mu \xi_b(x). \quad (19.6.16)$$

因此, Goldstone玻色场将会经由 $D_{a\mu}(x)$ 和 $E_{i\mu}(x)$ (以及它们的导数)的出现进入到拉格朗日量中. 注意到, 当破缺对称性是精确对称性时, ξ 的每个相互作用至少会包含一个导数, 所以拉格朗日量中不可能出现质量项 $m_{ab}^2 \xi_a \xi_b$, 并且当Goldstone玻色子4-动量为零时, 所有这些相互作用为零.

即使我们不知道潜在拉格朗日量的细节, 关于 $D_{a\mu}$ 和 $E_{i\mu}$ 是以何种方式出现在变换后的拉格朗日量的, 我们可以从它们的变换性质中获得大量信息. 在群 G 的任意群元 g 的作用下, 原始场 ψ 按照方程(19.6.1)变换:

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = g\psi(x) = g\gamma(\xi(x))\tilde{\psi}(x). \quad (19.6.17)$$

现在, $g\gamma(\xi)$ 是群 G 的元素, 所以它必须与某个 $\gamma(\xi')$ 处在同一个右陪集中, 因而它可以写成如下的形式,

$$g\gamma(\xi(x)) = \gamma(\xi'(x))h(\xi(x), g), \quad (19.6.18)$$

其中 h 是未破缺子群 H 中的元素. 将其代入方程(19.6.17), 我们发现 $\psi'(x)$ 变成(19.6.3)的形式

$$\psi'(x) = \gamma(\xi'(x))\tilde{\psi}'(x), \quad (19.6.19)$$

其中 $\xi'(x)$ 由方程(19.6.18)定义, 并且

$$\tilde{\psi}'(x) \equiv h(\xi(x), g)\tilde{\psi}(x). \quad (19.6.20)$$

在上一节开头的例子中, $\tilde{\psi}$ 由单个同位旋标量 σ 组成, 并且, 由于它在未破缺的同位旋子群下是不变的, 它同时是手征不变量. 更一般的, 我们发现这里的 $\tilde{\psi}(x)$ 不一定在一般的 G 变换下不变, 但是它的 G 变换只依赖于它在子群 H 下的变换. 在上一节中, 我们在引入核子场时看到了这一点; 在一般的无限小破缺手征对称变换下, 场 \tilde{N} 按照场相关的同位旋旋转(19.5.45)变换.

对于原始场 ψ_n 上的特定线性 G 变换, 方程(19.6.18)和(19.6.20)所指定的 $\xi \rightarrow \xi'$ 和 $\tilde{\psi} \rightarrow \tilde{\psi}'$ 的变换规则并没有给这个变换的性质提供参考信息. 事实也的确如此, 为了导出这些变换规则, 我们没有必要要求作为出发点的拉格朗日量在线性 G 变换下不变. 给定任意一组场, 要求群 G 以线性或非线性的方式作用在上面, 并且 G 有一个保持一组特定的场值(它们的真空期望值)不变的子群 H , 我们(至少在特定场值的有限邻域内)总可以用一组 ξ_a 和 $\tilde{\psi}_n$ 表示这些场, 而 ξ_a 和 $\tilde{\psi}_n$ 在 G 下的变换规则就是方程(19.6.18)和(19.6.20)所定义的标准实现 $\xi \rightarrow \xi'$ 和 $\tilde{\psi} \rightarrow \tilde{\psi}'$. 这一实现的唯一性十分重要, 这一点首先是对 $SU(2) \times SU(2)$ 破缺到 $SU(2)$ 的情况²⁵给出了证明, 然后推广至一般 Lie 群破缺至它的任意子群的情况.³¹ 为了简化讨论, 我们注意到, 对于任意一组场, 若它们按照任意紧致 Lie 群 G 的非线性实现进行变换, 那么总可以定义这些场(以及可能的额外场*)的函数, 使得这些函数在 G 下线性变换.³² 从这一线性实现出发, 本节的讨论使得我们可以用变换规则(19.6.18)和(19.6.20)来构建 ξ 场和 $\tilde{\psi}$ 场.

尽管对于一般的 $g \in G$, $\xi(x)$ 和 $\tilde{\psi}(x)$ 的变换比较复杂, 但是当 g 本身是未破缺子群 H 中的成元 h 时, 情况会简单得多. 通常总可能选择 Goldstone 玻色场 $\xi_a(x)$, 使得它按照未破缺子群 H 的某个线性表示 $\mathcal{D}_{ab}(h)$ 进行变换:

$$h\gamma(\xi)h^{-1} = \gamma(\mathcal{D}(h)\xi). \quad (19.6.21)$$

例如, 对于上一节所用的陪集空间 $SO(4)/SO(3)$, 在它的参数化中, Goldstone 玻色场 ζ_a 构成同位旋 3-矢. 对于适用范围更广的基于方程(19.6.12)的参数化, 对易关系(19.6.9)表明 x_a 在 H 下线性变换:

$$hx_bh^{-1} = \sum_a \mathcal{D}_{ba}(h)x_a, \quad (19.6.22)$$

由此可以立即得出方程(19.6.21). 比较方程(19.6.21)和方程(19.6.18), 我们看到对于 $g = h \in H$,

$$\xi'_a(x) = \sum_b \mathcal{D}_{ab}(h)\xi_b(x), \quad (19.6.23)$$

$$\tilde{\psi}'_n(x) = \sum_m h_{nm}\tilde{\psi}_m(x). \quad (19.6.24)$$

*例如, 极角 θ 和方位角 φ 构成了 $SO(3)$ 的非线性实现; 通过增加变量 r , 我们可以构建在 $SO(3)$ 下线性变换的量 x_1 , x_2 和 x_3 .

换句话说, ξ_a 和 $\tilde{\psi}_n$ 在 H 下分别按照表示 $\mathcal{D}_{ab}(h)$ 和 h_{nm} 自身变换.

我们现在必须要考察如何构建在变换(19.6.18)和(19.6.20)下不变的最一般拉格朗日量. 对于一般的 $g \in G$, 变换 $\xi \rightarrow \xi'$ 是非线性的且非常复杂, 这使得 $\xi_a(x)$ 只能凭借 $D_{a\mu}(x)$ 和 $E_{i\mu}(x)$ 这样的量出现在拉格朗日量中. 幸运的是, 这些量的变换规则十分简单. 对方程(19.6.18)相对 x^μ 微分一次并左乘它的逆. 这给出

$$\begin{aligned}\gamma^{-1}(\xi(x))\partial_\mu\gamma(\xi(x)) &= [g\gamma(\xi(x))]^{-1}\partial_\mu[g\gamma(\xi(x))] \\ &= h^{-1}(\xi(x), g)\gamma^{-1}(\xi'(x))\partial_\mu[\gamma(\xi'(x))h(\xi(x), g)] \\ &= h^{-1}(\xi(x), g)\left[\gamma^{-1}(\xi'(x))\partial_\mu\gamma(\xi'(x))\right]h(\xi(x), g) \\ &\quad + h^{-1}(\xi(x), g)\partial_\mu h(\xi(x), g)\end{aligned}$$

因而

$$\begin{aligned}\gamma^{-1}(\xi'(x))\partial_\mu\gamma(\xi'(x)) &= h(\xi(x), g)\left[\gamma^{-1}(\xi(x))\partial_\mu\gamma(\xi(x))\right]h^{-1}(\xi(x), g) \\ &\quad - \left[\partial_\mu h(\xi(x), g)\right]h^{-1}(\xi(x), g).\end{aligned}\quad (19.6.25)$$

方程(19.6.14)所给出的 $\gamma^{-1}\partial_\mu\gamma$ 是 x 和 t 的线性组合. 另外, 方程(19.6.25)右边的第二项仅是 t 的线性组合. 既然 x_a 和 t_i 全是互相独立的, 方程(19.6.25)两边每个生成元的系数必须全部相等:

$$\sum_a x_a D'_{a\mu} = h(\xi, g) \left(\sum_a x_a D_{a\mu} \right) h^{-1}(\xi, g), \quad (19.6.26)$$

$$\begin{aligned}\sum_i t_i E'_{i\mu} &= h(\xi, g) \left(\sum_i t_i E_{i\mu} \right) h^{-1}(\xi, g), \\ &\quad + i \left[\partial_\mu h(\xi, g) \right] h^{-1}(\xi, g)\end{aligned}\quad (19.6.27)$$

或者, 更细致一些,

$$\begin{aligned}D'_{a\mu}(x) &= \sum_b \mathcal{D}_{ab}(h(\xi(x), g)) D_{b\mu}(x), \\ E'_{i\mu}(x) &= \sum_j \mathcal{E}_{ij}(h(\xi(x), g)) E_{j\mu}(x) \\ &\quad - \sum_b \mathcal{H}_{ib}(h(\xi(x), g)) \partial_\mu \xi_b(x),\end{aligned}\quad (19.6.28)$$

其中 $D_{a\mu}$ 和 $E_{i\mu}$ 由方程(19.6.15)和(19.6.16)定义, 并且

$$\begin{aligned}\left[\partial_\mu h(\xi(x), g)\right]h^{-1}(\xi(x), g) &= i \sum_{ib} \mathcal{H}_{ib}(\xi(x)) t_i \partial_\mu \xi_b(x), \\ h t_j h^{-1} &= \sum_i \mathcal{E}_{ij}(h) t_i,\end{aligned}$$

而 \mathcal{D}_{ab} 由方程(19.6.22)定义. 我们看到 $D_{a\mu}(x)$ 是 Goldstone 玻色场的“协变导数”, 它在一般群元 $g \in G$ 下的变换很像场 $\tilde{\psi}$: 尽管分属不同的表示, 但都投射到 H 变换 $h(\xi(x), g)$. 例如, 在上一节

的 $SO(4)$ 理论中, π 介子场 $\vec{\zeta}$ 的协变导数是 $\partial_\mu \vec{\zeta} / (1 + \vec{\zeta}^2)$, 它在无限小手征变换下的变换是同位旋转(19.5.15).

另一方面, $E_{j\mu}(x)$ 的变换是非齐次的, 很像规范场. 方程(19.6.28)中的额外项可以用 $\tilde{\psi}$ 导数中的非齐次项抵消. 对方程(19.6.20)微分一次, 我们有

$$\partial_\mu \tilde{\psi}'(x) = h(\xi(x), g) \left[\partial_\mu \tilde{\psi}(x) + h^{-1}(\xi(x), g) \partial_\mu h(\xi(x), g) \tilde{\psi}(x) \right].$$

与方程(19.6.27)相结合, 这给出

$$\left(\mathcal{D}_\mu \tilde{\psi}(x) \right)' = h(\xi(x), g) \mathcal{D}_\mu \tilde{\psi}(x), \quad (19.6.29)$$

其中 $\mathcal{D}_\mu \tilde{\psi}$ 是重粒子场的协变导数:

$$\mathcal{D}_\mu \tilde{\psi}(x) \equiv \partial_\mu \tilde{\psi}(x) + i \sum_i t_i E_{i\mu}(x) \tilde{\psi}(x). \quad (19.6.30)$$

(在 $SO(4)$ 破缺到 $SO(3)$ 的情况中, 方程(19.5.47)就提供了这种导数的一个例子.) 任何拉格朗日量, 若它在未破缺子群 H 下不变, 并且它是用 $\tilde{\psi}$, $\mathcal{D}_\mu \tilde{\psi}$ 和 $D_{a\mu}$ 构建的, 那么它在整个群 G 下不变.

可重整性不是这里担心的问题, 所以我们也考察包含多个时空导数的量. 其中的一个例子是 $\mathcal{D}_\nu \mathcal{D}_\mu \tilde{\psi}$, 它通过重复操作(19.6.30)获得:

$$\mathcal{D}_\nu \mathcal{D}_\mu \tilde{\psi} = \left[\partial_\nu + i \sum_j t_j E_{j\nu} \right] \left[\partial_\mu + i \sum_i t_i E_{i\mu} \right] \tilde{\psi}. \quad (19.6.31)$$

它的变换和 $\mathcal{D}_\mu \tilde{\psi}$ 一样

$$(\mathcal{D}_\nu \mathcal{D}_\mu \tilde{\psi})' = h(\xi, g) \mathcal{D}_\nu \mathcal{D}_\mu \tilde{\psi}. \quad (19.6.32)$$

其它协变量可以用协变Goldstone玻色子导数(19.6.15)的协变导数构建, 这种量的定义很像(19.6.30), 但是要把 t_i 替换成由 x_a 所构建的 H 表示中的相应矩阵:

$$\mathcal{D}_\nu D_{a\mu} = \partial_\nu D_{a\mu} + \sum_{ib} C_{iab} E_{i\nu} D_{b\mu}, \quad (19.6.33)$$

它的变换和 $D_{a\mu}$ 一样:

$$(\mathcal{D}_\nu D_{a\mu})' = \sum_b \mathcal{D}_{ab}(h, g) \mathcal{D}_\nu D_{b\mu}. \quad (19.6.34)$$

另外, 通过对 $E_{i\mu}$ 的导数做反对称化, 我们可以消掉(19.6.27)中的非齐次项. 这产生“曲率”

$$R_{i\mu\nu} \equiv \partial_\nu E_{i\mu} - \partial_\mu E_{i\nu} - i \sum_{j,k} C_{ijk} E_{j\mu} E_{k\nu}. \quad (19.6.35)$$

这实际上并不是一个新量; 很容易看到“物质”场 $\tilde{\psi}$ 的反对称协变导数正比于这一曲率

$$[\mathcal{D}_\nu, \mathcal{D}_\mu] \tilde{\psi} = \sum_i t_i R_{i\mu\nu} \tilde{\psi}. \quad (19.6.36)$$

当然, 通过取 $\mathcal{D}_\mu \tilde{\psi}$ 和 $D_{a\mu}$ 的高阶协变导数, 我们可以继续这一过程, 进而构造出更多的协变量.

值得注意的是, 一旦给定了群 G 和 H , 并给定了陪集空间 G/H 的参数化, $D_{a\mu}$ 和 $E_{i\mu}$ 就可以被彻底地计算出来, 而且它们并不依赖场 ψ_n 假定的变换性质, 也不依赖用来表示破缺对称群Lie代数的特定矩阵 x_a 和 t_i . 例如, 在指数参数化(19.6.12)中, 这些协变量的幂级数展开中的前几项可以从方程(19.6.12)和(19.6.14)中轻松地计算出来

$$\begin{aligned} D_{a\mu} = & \partial_\mu \xi_a + \frac{1}{2} \sum_{bc} C_{abc} \xi_b \partial_\mu \xi_c \\ & + \frac{1}{6} \sum_{bcd} \left[\sum_e C_{cde} C_{bea} + \sum_i C_{cdi} C_{bia} \right] \xi_b \xi_c \partial_\mu \xi_d \\ & + O(\xi^3 \partial_\mu \xi) , \end{aligned} \quad (19.6.37)$$

$$\begin{aligned} E_{i\mu} = & \frac{1}{2} \sum_{ab} C_{abi} \xi_a \partial_\mu \xi_b + \frac{1}{6} \sum_{abcd} C_{acd} C_{bdi} \xi_a \xi_b \partial_\mu \xi_c \\ & + O(\xi^3 \partial_\mu \xi) . \end{aligned} \quad (19.6.38)$$

为了构建包含Goldstone玻色场 ξ_a 以及一组重粒子场的最一般拉格朗日量, 我们需要知道的只有 G 到 H 的自发对称性破缺模式, 以及重粒子场在 H 而不是 G 下的变换性质: 这个拉格朗日量要取成 $\tilde{\psi}$, $\mathcal{D}_\mu \tilde{\psi}$, $D_{a\mu}$ 以及高阶协变导数的最一般的 H -不变函数.

现在考察这样的情况: G 下的对称性不仅是自发破缺的, 甚至本来就不是精确的. 假定在初始拉格朗日量中有一项 $\Delta\mathcal{L}$, 它在线性变换 $\psi \rightarrow g\psi$ 的群 G 下不是不变的, 而是像 G 的某个(可约或不可约)表示的分量的线性组合那样进行变换. 即, 我们取

$$\Delta\mathcal{L} = \sum_A c_A \mathcal{O}_A , \quad (19.6.39)$$

其中 \mathcal{O}_A 在 G 下按照某个表示 $D[g]_{AB}$ 变换:

$$\mathcal{O}_A \rightarrow \sum_B D[g]_{AB} \mathcal{O}_B . \quad (19.6.40)$$

如果我们现在用 ξ_a 和 $\tilde{\psi}$ 替换场 ψ , 拉格朗日量中的这一项依旧会采取(19.6.39)的形式, 但是方程(19.6.40)现在变成

$$\mathcal{O}_A \left[f_a(\xi, g), h(\xi, g) \tilde{\psi} \right] = \sum_B D[g]_{AB} \mathcal{O}_B \left[\xi, \tilde{\psi} \right] , \quad (19.6.41)$$

其中 $f_a(\xi, g)$ 是给 ξ_a 作用 g 变换后的结果, 由方程(19.6.18)定义:

$$g\gamma(\xi) = \gamma(f(\xi, g)) h(\xi, g) . \quad (19.6.42)$$

我们将会看到, 找到满足方程(19.6.41)的算符集是很容易, 并且, 在指定好 $\tilde{\psi}$ 的特定 H -不变函数后, 这个解是唯一的.

首先, 考察 $\xi_a = 0$ 且 $g = \gamma(\xi')$ 的情况. 在这一情况下有 $g\gamma(\xi) = \gamma(\xi')$, 所以

$$f_a(0, \gamma(\xi')) = \xi'_a , \quad h(0, \gamma(\xi')) = 1 .$$

将其代入方程(19.6.41), 我们发现(去掉撇号):

$$\mathcal{O}_A \left[\xi_a, \tilde{\psi} \right] = \sum_B D[\gamma(\xi)]_{AB} \mathcal{O}_B \left[0, \tilde{\psi} \right] . \quad (19.6.43)$$

如果我们知道算符 \mathcal{O}_A 在 $\xi_a = 0$ 时的形式, 那么对于所有的 ξ_a , 这给出了算符 $\mathcal{O}_A[\xi_a, \tilde{\psi}]$.

现在取 $\xi_a = 0$, g 则取成未破缺子群 H 中的元素 h . 这时我们有 $g\gamma(\xi) = h$, 所以

$$f_a(0, h) = 0, \quad h(0, h) = h.$$

将其代入方程(19.6.41), 我们发现

$$\mathcal{O}_A[0, h\tilde{\psi}] = \sum_B D[h]_{AB} \mathcal{O}_B[0, \tilde{\psi}]. \quad (19.6.44)$$

换句话说, 当 $\xi = 0$ 时, \mathcal{O}_A 在线性 H 变换下的变换必须与在 G 的表示(19.6.40)中发现的变换相同. (然而, 对于确定 G 表示(19.6.40)中所发现的各种不可约 H 表示的归一化而言, 这些毫无帮助; 其中的一些表示甚至可能完全不起作用.)

最后, 我们注意到, 任意一组满足(19.6.44)的算符 \mathcal{O} 使得我们可以用方程(19.6.43)构建满足最一般的 G 变换规则(19.6.40)的算符. 利用方程(19.6.43)和(19.6.44), 方程(19.6.41)的左边变成

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_A[f_a(\xi, g), h(\xi, g)\tilde{\psi}] &= \sum_B D[\gamma(f(\xi, g))]_{AB} \mathcal{O}_B[0, h(\xi, g)\tilde{\psi}] \\ &= \sum_{BC} D[\gamma(f(\xi, g))]_{AB} D[h(\xi, g)]_{BC} \mathcal{O}_C[0, \tilde{\psi}] \\ &= \sum_B D[\gamma(f(\xi, g))h(\xi, g)]_{AB} \mathcal{O}_B[0, \tilde{\psi}] \\ &= \sum_B D[g\gamma(\xi)]_{AB} \mathcal{O}_B[0, \tilde{\psi}] \\ &= \sum_B D[g]_{AB} \mathcal{O}_B[\xi, \tilde{\psi}], \end{aligned}$$

这正是我们所要证明的.

作为一个例子, 考察上一节的 $SO(4)$ 群自发破缺到 $SO(3)$ 群, 并假定我们希望用Goldstone玻色场 $\vec{\zeta}(x)$ 和其它场 $\tilde{\psi}(x)$ 构建的算符按照 $SO(4)$ 的4-矢表示变换. 根据(19.6.43), 它们必须采取如下的形式

$$\mathcal{O}_n[\vec{\zeta}, \tilde{\psi}] = R_{nm}(\vec{\zeta}) \mathcal{O}_m[0, \tilde{\psi}],$$

其中 R 是方程(19.5.8)和(19.5.9)定义的 $SO(4)$ 旋转:

$$R_{a4} = \frac{2\zeta_a}{1 + \vec{\zeta}^2}, \quad R_{44} = \frac{1 - \vec{\zeta}^2}{1 + \vec{\zeta}^2}.$$

如果我们把 R 的其它分量选为

$$R_{ab} = \delta_{ab} - \frac{2\zeta_a\zeta_b}{1 + \vec{\zeta}^2}, \quad R_{4a} = -\frac{2\zeta_a}{1 + \vec{\zeta}^2},$$

那么 R 就满足正交矩阵的条件. 因此, 对于任何的标量(与赝标量相反)算符, 若它按照手征4-矢的第4分量和第3分量进行变换, 那么它必须以如下的形式出现在拉格朗日量中:

$$\Phi_4^+[\vec{\zeta}, \tilde{\psi}] = -\left(\frac{2\vec{\zeta}}{1 + \vec{\zeta}^2}\right) \cdot \vec{\Phi}^+[0, \tilde{\psi}] + \left(\frac{1 - \vec{\zeta}^2}{1 + \vec{\zeta}^2}\right) \Phi_4^+[0, \tilde{\psi}]$$

以及

$$\Phi_3^-[\vec{\zeta}, \tilde{\psi}] = \left[\Phi_3^-[0, \tilde{\psi}] - \left(\frac{2\zeta_3}{1 + \vec{\zeta}^2} \right) \vec{\zeta} \cdot \vec{\Phi}^-[0, \tilde{\psi}] \right] + \left(\frac{2\zeta_3}{1 + \vec{\zeta}^2} \right) \Phi_4^-[0, \tilde{\psi}] .$$

算符 $\vec{\Phi}^+[0, \tilde{\psi}]$, $\Phi_4^+[0, \tilde{\psi}]$, $\vec{\Phi}^-[0, \tilde{\psi}]$ 和 $\Phi_4^-[0, \tilde{\psi}]$ 要满足的唯一条件是, 它们在Lorentz变换下分别是赝标量, 标量, 标量和赝标量, 而在同位旋变换下分别是同位旋矢量, 同位旋标量, 同位旋矢量和同位旋标量, 但它们没有必要以任何方式相互关联. 对于仅包含 π 介子的过程, 我们所使用的拉格朗日量不包含 π 介子场 $\vec{\zeta}$ 以外的场, 所以算符 $\vec{\Phi}^+[0, \tilde{\psi}]$, $\vec{\Phi}^-[0, \tilde{\psi}]$ 和 $\Phi_4^-[0, \tilde{\psi}]$ 必须全部为零, 而 $\Phi_4^+[0, \tilde{\psi}]$ 则只是数值常数. 正如上一节所承诺的, 我们看到, 有效拉格朗日量中唯一的非导数手征对称性破缺算符正比于 $(1 - \vec{\zeta}^2)/(1 + \vec{\zeta}^2)$, 因而正比于算符(19.5.34). 为了引入同时是核子场双线性型的对称性破缺算符, 宇称手征以及同位旋守恒要求我们取

$$\begin{aligned} \vec{\Phi}^+[0, \tilde{N}] &\propto \tilde{\bar{N}} \gamma_5 \vec{t} \tilde{N} , & \Phi_4^+[0, \tilde{N}] &\propto \tilde{\bar{N}} \tilde{N} , \\ \vec{\Phi}^-[0, \tilde{N}] &\propto \tilde{\bar{N}} \vec{t} \tilde{N} , & \Phi_4^-[0, \tilde{N}] &\propto \tilde{\bar{N}} \gamma_5 \tilde{N} . \end{aligned}$$

因此, 正如上一节所宣称的, 唯一的包含核子场双线性型的非导数对称性破缺项形式为(19.5.61)—(19.5.64).

若过程所包含的粒子3-动量很小, 唯像拉格朗日量就可用来计算这种过程的振幅, 而计算方法与上一节 π 介子和核子的手征理论所用的方法极其相似. 在计数比较小的特征动量 Q 的幂次时, Goldstone玻色子内线总会贡献阶为 Q^{-2} 的因子. 另外, 对于场 $\tilde{\psi}$ 所描述的(任意自旋的)重粒子, 它的一条内线在从Goldstone玻色场吸收净4-动量 q 后, 这条内线会有传播子

$$\frac{N(p+q)}{(p+q)^2 + M^2} \rightarrow \frac{N(p)}{2p \cdot q}$$

(其中 N 是多项式, 它依赖于粒子自旋以及场的类型, 而 M 是粒子质量)所以它会贡献一个阶为 Q^{-1} 的因子. 给出(19.5.55)的讨论在这里也是适用的, 对于给定的Feynman图, 他给出的 Q 的幂次是

$$\nu = \sum_i V_i (d_i + h_i/2 - 2) + 2L - E_h/2 + 2 , \quad (19.6.45)$$

其中 V_i 是 i 类顶角的个数, d_i 是 i 类顶角中导数的个数(若破缺的是近似对称性则是导数或Goldstone玻色子质量的个数), h_i 是 i 类顶角中重粒子线的个数, L 是圈的个数, 而 E_h 是重粒子外线的个数. 一般而言, 对于手征对称性所允许的一切相互作用, 系数 $d_i + h_i/2 - 2$ 是非负的. 对于仅存在Goldstone玻色子之间的相互作用, 它们要么至少是协变导数(19.6.15)的双线性型, 要么正比于对称性破缺参量(例如上一节中的夸克质量), 而这些参量的量级是Goldstone玻色子质量的平方, 所以这些相互作用总有 $d_i \geq 2$. Goldstone玻色子与重粒子之间的相互作用必须包含协变导数(19.6.15)或(19.6.30), 因而必须有 $d_i \geq 1$ 和 $h_i \geq 2$. 使得 $d_i + h_i/2 < 2$ 的相互作用只能是重粒子之间的三线性相互作用, 但是我们在所考察的图中所有的重强子都是非相对论性的, 所以这种相互作用被排除在外. 若所有相互作用均有 $d_i + h_i/2 \geq 2$, 领头阶的图只能用那些 $d_i + h_i/2 = 2$ 的相互作用进行构建并且不能包含圈. 修正依旧由那些含有多个导数和/或多个粒子场以及/或圈的相互作用给出.

当内禀对称性没有破缺时, 只包含Goldstone玻色场的那部分拉格朗日量中 $d_i = 2$ 的项只有一个

$$\mathcal{L}_{\text{GB}} = -\frac{1}{2} \sum_{ab} F_{ab}^2 D_{a\mu} D_b^\mu , \quad (19.6.46)$$

其中 F_{ab}^2 是某个正定矩阵. 对于(19.6.12)以及一大类别的陪集参数化, 在 $\xi_a \rightarrow 0$ 时, $\gamma(\xi)$ 趋于 $1 + i\xi_a x_a$, 所以方程(19.6.14)表明 $D_{a\mu}$ 中的线性项只是 $\partial_\mu \xi_a$. 那么, 动能拉格朗日量为 $\frac{1}{2} \sum_a \partial_\mu \pi_a \partial^\mu \pi_a$ 的正则归一化Goldstone玻色场 π_a 是

$$\pi_a = \sum_b F_{ab} \xi_b. \quad (19.6.47)$$

在上一节的 $SO(4)$ 理论中, 生成元 x_a 和场 ξ_a 按照未破缺子群 $H = SO(3)$ 的一个不可约表示变换, 所以在这一情况下 $F_{ab}^2 = F_\pi^2 \delta_{ab}$, 而 F_π 是用来表征自发对称性破缺能量标度的常数. 在一般情况下, 我们可以(在不改变结构常数的前提下)选择生成元使得 F_{ab}^2 是对角的, 而这些对角元在 H 的每个不可约表示中都是相等的, 但在其它情况下则相互独立.

* * *

我们已经看到如何从破缺对称群线性表示下的场出发构建出Goldstone玻色场的理论, 19.5节开头的 $SU(2) \times SU(2)$ 4-矢 $\phi_n(x)$ 就提供了一个例子. 当能量很低时, 唯一重要的自由度是Goldstone玻色子, 所以我们一般会扔掉场的非Goldstone部分, 例如方程(19.5.4)给出的 $\sigma(x)$ 场. 但是在某些情况下, 我们必须回到破缺对称群的整个线性表示, 在这种情况下, Goldstone场只是其中的一部分.

如果我们通过变化温度或者增加外场的方式将一个系统带到二阶相变附近, 这样的情况就会发生, 在这样的情况下, 系统将会从破缺对称性光滑地过渡到未破缺的对称性. 在相变的一边, 对称性是破缺的, 所以我们会无质量的Goldstone玻色子以及各种其它的有质量激发态, 它们一般无法构成构建破缺对称群线性表示所需要的完备多重态. 在相变的另一边, 对称性是未破缺的, 所以这时我们会有完备的线性多重态, 但它们一般不是无质量的. 如果这个相变是连续的, 那么在这个相变点附近, Goldstone玻色子必然是近无质量激发态构成的线性完备多重态的一部分. 除非偶然或是其它的对称性, 这个多重态会构成破缺对称群的不可约表示. 场的这种不可约多重态被称为序参量, 它仅在相变处才会变成无质量的.

序参量的这种定义要比通常的定义更加精确. 通常所说的序参量是指任何一组期望值使得对称性破缺的场, 但这太含糊了——不存在这样的一组场, 使得我们可以把对称性的破缺归咎于这样场的期望值. 例如, 对于 u 夸克和 d 夸克无质量的量子色动力学, 它的 $SU(2) \times SU(2)$ 对称性被 $\bar{u}u + \bar{d}d$ 的期望值破坏了, 这是某个手征4-矢的第4分量, 但是夸克场的二次项或者更高次的项也会有非零的期望值, 并且它们属于 $SU(2) \times SU(2)$ 的其它表示. 与之相反, 在 $SU(2) \times SU(2)$ 变成未破缺对称性的光滑相变处, Goldstone玻色子只是 $SU(2) \times SU(2)$ 的某个无质量表示的一部分, 而这为序参量提供了一个明确的定义.

找到正确的序参量是十分重要的, 一方面是为了计算18.5节讨论的临界指数, 另一方面是为了处理像涡旋线或磁单极这样的构型, 我们会在21.6节和23.3节看到, 在这样的构型中, 当破缺对称性变成不破缺的对称性时会有一个奇点. 对于量子色动力学的手征 $SU(2) \times SU(2)$ 对称性, 它的序参量通常假定是一个手征4-矢, 但真实情况是否的确如此, 这依旧是不清楚的.^{32a}

19.7 有效场论: $SU(3) \times SU(3)$

在20世纪60年代早期, 核物理的近似 $SU(2)$ 同位旋对称性被Gell-Mann³³和Ne'eman³⁴推广至更加精确的 $SU(3)$ 对称性, 这一对称性将已知的重子和介子划分到各种不可约表示之中: $1/2^+$ 重

子 $p, n, \Lambda^0, \Sigma^{\pm,0}, \Xi^{\pm,0}$ 的八重态; 0^- 介子 $K^{+,0}, \pi^{\pm,0}, \eta^0, \bar{K}^{-,0}$ 的八重态; 1^- 介子 $K^{*,+,0}, \rho^{\pm,0}, \omega, \bar{K}^{*-,-,0}$ 的八重态; 以及 $3/2^+$ 重子 $\Delta^{++,+,0,-}, \Sigma^{*,+,0,-}, \Xi^{*,0,-}, \Omega^-$ 的十重态.^g (η 和 Ω 在当时还未发现.) 手征 $SU(2) \times SU(2)$ 对称性在20世纪60年代中期取得了巨大成功, 在这之后, 人们很自然地假定强相互作用也遵循近似的 $SU(3) \times SU(3)$ 对称性, 而这个对称性像 $SU(2) \times SU(2)$ 一样自发破缺到它的对角子群, 即Gell-Mann和Ne'eman的 $SU(3)$ 群. 因此, 在量子色动力学出现之后, 这种对称性产生的原因就变得十分清楚了: 存在3个而不2个非常轻的夸克; u 夸克, d 夸克, 以及第3个夸克 s , s 同 d 一样带有电荷 $-1/3$. 在这一情况下, $SU(3) \times SU(3)$ 对称性由作用在 u, d, s 夸克场左手部分和右手部分上相互独立的 $SU(3)$ 变换构成(类比方程(19.4.2)):

$$\begin{pmatrix} u \\ d \\ s \end{pmatrix} \rightarrow \exp \left[i \sum_a (\theta_a^V \lambda_a + \theta_a^A \lambda_a \gamma_5) \right] \begin{pmatrix} u \\ d \\ s \end{pmatrix}, \quad (19.7.1)$$

其中 λ_a 是无迹厄密矩阵的完备集:

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_2 &= \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda_4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_6 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda_7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_8 &= \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (19.7.2)$$

它们的归一化使得 $\text{Tr}(\lambda_a \lambda_b) = 2\delta_{ab}$. 因此, $SU(3) \times SU(3)$ 的生成元在夸克场上表示成未破缺 $SU(3)$ 对称性的生成元 $t_a = \lambda_a$ 以及破缺对称性的生成元 $x_a = \lambda_a \gamma_5$.

为了定义Goldstone玻色子并解出它们的变换性质, 我们注意到, 在夸克场所构成的表示中, 任何 $SU(3) \times SU(3)$ 变换可以写成未破缺 $SU(3)$ 子群中的变换 $\exp(i \sum_a \theta_a \lambda_a)$ 乘以 $\exp(-i \gamma_5 \sum_a \xi_a \lambda_a)$. (在 ξ 前面插入负号是为了方便之后用这个场的分量比较19.5节引入的 π 介子场.) 因此在这个表示下, $SU(3) \times SU(3)/SU(3)$ 的每个右陪集都由它内部的一个形为 $\gamma(\xi) = \exp(-i \gamma_5 \sum_a \xi_a \lambda_a)$ 的矩阵表示, 在去掉归一化后, 这些右陪集的参量 ξ_a 可以取成我们的Goldstone玻色场. 根据方程(19.6.18), 这些场的变换规则满足

$$\begin{aligned} & \exp \left[i \sum_a (\theta_a^V \lambda_a + \theta_a^A \lambda_a \gamma_5) \right] \exp \left(-i \gamma_5 \sum_a \xi_a(x) \lambda_a \right) \\ &= \exp \left(-i \gamma_5 \sum_a \xi'_a(x) \lambda_a \right) \exp \left(i \sum_a \theta_a(x) \lambda_a \right) \end{aligned} \quad (19.7.3)$$

其中 $\theta_a(x)$ 是 θ^V, θ^A 和 $\xi(x)$ 的某个函数. 另外, 根据方程(19.6.3), 无Goldstone分量的夸克场 $\tilde{q}(x)$ 在

^g这里的 $1/2^+, 0^-, 1^-$ 等指的是 J^P 记法, 数字代表的是粒子的总自旋 J , 而 \pm 指的是粒子的宇称 P .

——译者注

这里定义成

$$q(x) \equiv \begin{pmatrix} u(x) \\ d(x) \\ s(x) \end{pmatrix} = \exp \left(-i\gamma_5 \sum_a \xi_a(x) \lambda_a \right) \tilde{q}(x) \quad (19.7.4)$$

而它的变换性质由方程(19.6.24)给出:

$$\tilde{q}'(x) = \exp \left(i \sum_a \theta_a(x) \lambda_a \right) \tilde{q}(x). \quad (19.7.5)$$

我们可以像之前一样引入协变导数(19.6.15)和(19.6.30), 并利用它们构建手征不变的拉格朗日密度, 但对于手征对称性有一个更加简单的方法可供使用.

注意到, 方程(19.7.3)中正比于 $(1 + \gamma_5)$ 的那部分和正比于 $(1 - \gamma_5)$ 的那部分变成

$$\begin{aligned} & \exp \left(i \sum_a \theta_a^L \lambda_a \right) \exp \left(-i \sum_a \xi_a(x) \lambda_a \right) \\ &= \exp \left(-i \sum_a \xi'_a(x) \lambda_a \right) \exp \left(i \sum_a \theta_a(x) \lambda_a \right) \end{aligned} \quad (19.7.6)$$

和

$$\begin{aligned} & \exp \left(i \sum_a \theta_a^R \lambda_a \right) \exp \left(i \sum_a \xi_a(x) \lambda_a \right) \\ &= \exp \left(i \sum_a \xi'_a(x) \lambda_a \right) \exp \left(i \sum_a \theta_a(x) \lambda_a \right) \end{aligned} \quad (19.7.7)$$

其中

$$\theta_a^L \equiv \theta_a^V + \theta_a^A, \quad \theta_a^R \equiv \theta_a^V - \theta_a^A.$$

给方程(19.7.7)的右边乘以方程(19.7.6)的逆, 我们就发现简单的变换规则

$$U'(x) = \exp \left(i \sum_a \lambda_a \theta_a^R \right) U(x) \exp \left(-i \sum_a \lambda_a \theta_a^L \right), \quad (19.7.8)$$

其中 $U(x)$ 是么正么模矩阵

$$U(x) \equiv \exp \left(2i \sum_a \xi_a(x) \lambda_a \right). \quad (19.7.9)$$

换句话说, $U(x)$ 按照 $SU(3) \times SU(3)$ 的 $(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{3})$ 表示变换. 由于 $U(x)$ 的分量不是独立的, 它依旧是 $SU(3) \times SU(3)$ 的非线性实现; 它们服从非线性约束 $U^\dagger U = 1$ 和 $\text{Det } U = 1$.

在Goldstone玻色子的拉格朗日量中, $(SU(3) \times SU(3))$ 不变的二阶时空导数项只有一个, 它是

$$\mathcal{L}_{2\text{deriv}} = -\frac{1}{16} F^2 \text{Tr} \{ \partial_\mu U \partial^\mu U^\dagger \}. \quad (19.7.10)$$

其中 F^2 是留待决定的常数. 我们可以把 ξ_a 表示成按照惯例归一化的赝标量介子场, 即将其写成

$$\sum_a \lambda_a \xi_a = \frac{\sqrt{2}}{F} \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\eta^0 & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\eta^0 & K^0 \\ \bar{K}^- & \bar{K}^0 & -\sqrt{\frac{2}{3}}\eta^0 \end{bmatrix} \equiv \frac{\sqrt{2}B}{F}, \quad (19.7.11)$$

这使得方程(19.7.10)中的动能项有着和往常相同的形式

$$\mathcal{L}_{\text{kin}} = -\frac{1}{2}\partial_\mu\pi^0\partial^\mu\pi^0 - \partial_\mu\pi^+\partial^\mu\pi^- - \partial_\mu K^+\partial^\mu\bar{K}^- - \partial_\mu K^0\partial^\mu\bar{K}^0 - \frac{1}{2}\partial_\mu\eta^0\partial^\mu\eta^0 .$$

为了决定常数 F , 我们发现, 当我们在 ξ 无限小时比较方程(19.7.4)和方程(19.5.42), 分量 ξ_1, ξ_2, ξ_3 必须与19.5节引入的Goldstone玻色场 $\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3$ 相同. 这样, 用(19.7.11)比较(19.5.17)和(19.5.32), 我们会发现方程(19.7.10)定义的常数 F 就是19.4节引入的 $F_\pi = 184 \text{ MeV}$.

夸克质量项破坏了量子色动力学的 $SU(3) \times SU(3)$ 对称性. 利用方程(19.7.4)定义的夸克场 $\tilde{q}(x)$, 这个质量项可以写成

$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = -\bar{q} M_q q = -\bar{\tilde{q}} e^{-i\sqrt{2}\gamma_5 B/F_\pi} M_q e^{-i\sqrt{2}\gamma_5 B/F_\pi} \tilde{q} \quad (19.7.12)$$

其中

$$M_q = \begin{bmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_d & 0 \\ 0 & 0 & m_s \end{bmatrix} . \quad (19.7.13)$$

方程(19.7.12)包含一个纯玻色部分, 这个玻色部分是通过将夸克双线性型替换成它的真空期望值获得的, 它的值由未破缺的 $SU(3)$ 对称性以及宇称对称性给出*

$$\langle \bar{\tilde{q}}_n \gamma_5 \tilde{q}_m \rangle_0 = 0 , \quad \langle \bar{\tilde{q}}_n \tilde{q}_m \rangle_0 = -v \delta_{nm} . \quad (19.7.14)$$

那么, 拉格朗日量中的Goldstone玻色子质量项就是

$$\begin{aligned} -\frac{v}{F_\pi^2} \text{Tr}\{B, \{B, M_q\}\} = & -\frac{v}{F_\pi^2} \left[4m_u \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\eta^0 \right)^2 + 4(m_u + m_d)\pi^+\pi^- \right. \\ & + 4(m_u + m_s)K^+\bar{K}^- + 4m_d \left(-\frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\eta^0 \right)^2 \\ & \left. + 4(m_d + m_s)K^0\bar{K}^0 + \frac{8}{3}m_s(\eta^0)^2 \right] . \end{aligned} \quad (19.7.15)$$

由此, 我们可以读出³⁵

$$\begin{aligned} m_{\pi^+}^2 = m_{\pi^0}^2 &= \frac{4v}{F_\pi^2} [m_u + m_d] , \\ m_{K^+}^2 &= \frac{4v}{F_\pi^2} [m_u + m_s] , \\ m_{K^0}^2 &= \frac{4v}{F_\pi^2} [m_d + m_s] , \\ m_{\eta^0}^2 &= \frac{4v}{F_\pi^2} \left[\frac{4m_s + m_d + m_u}{3} \right] , \end{aligned} \quad (19.7.16)$$

*真空遵循的宇称守恒律, 荷守恒律以及奇异数守恒律与夸克质量矩阵所遵循的守恒律相同, 这是19.3节讨论的真空对齐条件所给出的结果. 同样, 如果夸克场的定义使得夸克质量都是正定的, 那么在假定 $v > 0$ 后, 对于经由 $SU(3) \times SU(3)$ 变换旋转的真空态, 真正的真空应该处在真空能的最小值而非最大值这个条件给出了方程(19.7.3)中的负号, 我们将会看到, 正是这个符号使得赝Goldstone玻色子八重态的质量为正.

以及一个 π^0 和 η^0 的混合项:

$$m_{\pi\eta}^2 = \frac{4v}{\sqrt{3}F_\pi^2} [m_u - m_d] . \quad (19.7.17)$$

利用算符方法也可获得相同的结果. Noether定理使得我们可以构建生成元 T_a 和 X_a , 使得它们满足

$$[T_a, q] = -\lambda_a q , \quad [X_a, q] = -\gamma_5 \lambda_a q . \quad (19.7.18)$$

我们可以将实基下的Goldstone玻色场写成 π_a , 其中 $\pi^\pm = (\pi_1 \pm i\pi_2)/\sqrt{2}$, $\pi_0 = \pi_3$, $K^\pm = (\pi_4 \pm i\pi_5)/\sqrt{2}$, $K^0 = (\pi_6 + i\pi_7)/\sqrt{2}$, $\bar{K}^0 = (\pi_6 - i\pi_7)/\sqrt{2}$, 以及 $\eta^0 = \pi_8$. 在自发对称性破缺下幸存的那个 $SU(3)$ 对称性告诉我们, 这些玻色子的 F -矩阵所采取的形式是 $F_{ab} = F_\pi \delta_{ab}$. $SU(3) \times SU(3)$ 对称性同时也被哈密顿量中的质量项 $H_1 = m_u \bar{u}u + m_d \bar{d}d + m_s \bar{s}s = \bar{q} M_q q$ 从本质上破坏了, 其中 M_q 是夸克质量矩阵(19.7.13). 赝Goldstone玻色子的质量矩阵在这里由(19.3.20)给出, 它是

$$M_{ab}^2 = -F_\pi^{-2} \langle \bar{q} \{ \lambda_a, \{ \lambda_b, M_q \} \} q \rangle_0 . \quad (19.7.19)$$

既然它已经是夸克质量的一阶项, 在这一阶我们可以使用未破缺 $SU(3)$ 关系 $\langle \bar{u}u \rangle_0 = \langle \bar{d}d \rangle_0 = \langle \bar{s}s \rangle_0 \equiv -v$, 并像之前一样发现(19.7.16)和(19.7.17).

K 介子二重态的质量 $m_{K^+} = 493.65 \text{ MeV}$ 和 $m_{K^0} = 497.7 \text{ MeV}$ 非常接近并且远大于 π 介子的质量, 所以, 从(19.7.16)中我们可以看到 m_u 和 m_d 必须远小于 m_s . 在计算对 m_u 和 m_d 比较敏感的量时, 比如 K 介子质量差或 π 介子质量, 我们同时还应该把其外一个比较小的修正考虑在内: 电磁效应. 电磁流是 $J^\mu = ie \bar{q} \gamma^\mu Q q$, 其中 Q 是对角元为 $2/3$, $-1/3$ 和 $-1/3$ 的对角矩阵. 它与 $SU(3) \times SU(3)$ 生成元的对易子是

$$[T_a, J^\mu] = -ie \frac{1}{2} \bar{q} \gamma^\mu [Q, \lambda_a] q , \quad [X_a, J^\mu] = -ie \frac{1}{2} \bar{q} \gamma^\mu \gamma_5 [Q, \lambda_a] q .$$

我们看到 J^μ 与 X_3, X_6, X_7, X_8 以及 T_3, T_6, T_7, T_8 对易, 所以哈密顿量的电磁部分在这些生成元生成的 $SU(2) \times SU(2) \times U(1) \times U(1)$ 子群下不变. 因此, 在夸克质量为零的极限下, 对于中性赝Goldstone玻色子 π^0, K^0, \bar{K}^0 以及 η^0 , 即与生成元为 X_3, X_6, X_7, X_8 的对称性自发破缺相联系的Goldstone玻色子, 电磁效应对它们的质量没有贡献.³⁶ 另外, 在零夸克质量极限下, 有一个由 T_6, T_7 和 $\sqrt{3}T_8 - T_3$ 生成的未破缺 $SU(2)$ 对称性, 在这个对称变换下, K^+ 和 π^+ 像一个二重态那样进行变换, 这使得, 当夸克质量为零时, 对 K^+ 和 π^+ 质量的电磁修正是相同的.³⁶ 既然夸克质量项和电磁修正都很小, 将这些效应视为有效夸克哈密顿量的额外修正是十分合理的. 那么, 在把电磁效应考虑在内之后, 我们看到质量公式(19.7.16)应该修正成³⁷

$$\begin{aligned} m_{K^\pm}^2 &= 4v(m_u + m_s)/F_\pi^2 + \Delta , \\ m_{K^0}^2 &= m_{\bar{K}^0}^2 = 4v(m_d + m_s)/F_\pi^2 , \\ m_{\pi^\pm}^2 &= 4v(m_d + m_u)/F_\pi^2 + \Delta , \\ m_{\pi^0}^2 &= 4v(m_d + m_u)/F_\pi^2 , \\ m_\eta^2 &= 4v(m_u + m_d + 4m_s)/3F_\pi^2 , \end{aligned} \quad (19.7.20)$$

其中 Δ 是 K^+ 和 π^+ 质量平方共用的电磁修正.

这些公式给这五个赝Goldstone玻色子质量附加了一个线性关系, 这是Gell-Mann–Okubo关系的一个版本:**

$$3m_\eta^2 + 2m_{\pi^+}^2 - m_{\pi^0}^2 = 2m_{K^+}^2 + 2m_{K^0}^2. \quad (19.7.21)$$

根据实验对 K 介子和 π 介子质量取值, 这个关系就给出了 η 的质量566 MeV, 而实验给出的值是547 MeV. 这个微小的差异通常来源于 η 态与一个更重的赝标量粒子的混合, 确切一些, η 与958 MeV处的 η' 的混合.

这些公式中没有给出单个夸克质量确定的值. 事实也的确如此, 除非我们定义了夸克双线性型的重整化方案, 否则这些质量是不能良好定义的. 这个方案通常被设计成使得 m_s 等于同位旋多重态之间的质量差, 而这些同位旋多重态是某个 $SU(3)$ 多重态中相差一个奇异数单位的两个同位旋多重态. 例如, 最轻的矢量介子八重态由892 MeV处的同位旋二重态 K^* , 770 MeV处 $T = 1$ 的 ρ 粒子以及783 MeV处 $T = 0$ 的 ω 粒子构成; 这个 K^* 二重态被解释成一个 \bar{s} 反夸克与一个 u 夸克或一个 d 夸克构成的束缚态, 而它的反二重态则由一个 s 夸克和一个 \bar{u} 夸克或一个 \bar{d} 夸克构成; 至于 ρ 和 ω , 它们均解释成一个 \bar{u} 夸克或一个 \bar{d} 夸克与一个 u 夸克或一个 d 夸克构成的束缚态. 如果我们希望把 K^* 质量与 ρ 和 ω 的平均质量之间的差归因于质量相对较大的 s 夸克, 那么我们必须对这个夸克双线性型做重整化, 使得 $m_s - \frac{1}{2}(m_u + m_d) = m_{K^*} - \frac{1}{2}(m_\rho + m_\omega) = 120$ MeV, 这给出 $m_s = 125$ MeV. 再加上前面的夸克比值, 这会给出 $m_d = 6.0$ MeV和 $m_u = 3.3$ MeV. 然而, 这些质量估计值远没有方程(19.7.22)中给出的质量比值那么可信. m_s 通常被估计^{38b}成180 MeV而不是125 MeV.

从质量公式(19.7.20)出发, 我们可以用 π 介子和 K 介子的质量表示夸克质量比值:³⁷

$$\frac{m_d}{m_s} = \frac{m_{K^0}^2 + m_{\pi^+}^2 - m_{K^+}^2}{m_{K^0}^2 + m_{K^+}^2 - m_{\pi^+}^2}, \quad \frac{m_u}{m_s} = \frac{2m_{\pi^0}^2 - m_{K^0}^2 - m_{\pi^+}^2 + m_{K^+}^2}{m_{K^0}^2 + m_{K^+}^2 - m_{\pi^+}^2}. \quad (19.7.22)$$

利用质量值 $m_{\pi^+} = 139.57$ MeV, $m_{\pi^0} = 134.974$ MeV, $m_{K^+} = 493.65$ MeV 以及 $m_{K^0} = 497.7$ MeV, 我们得到了比值 $m_d/m_s = 0.050$ 和 $m_u/m_s = 0.027$. 因此 d 夸克和 u 夸克的质量比值更接近于2而不是1. (在1996年的一个计算中,^{38a} 综合各方面的信息以及赝标量介子质量后, 这个计算给出了 $m_d/m_s = 0.053 \pm 0.002$ 和 $m_u/m_s = 0.029 \pm 0.003$.)

质量项(19.7.12)包含介子-介子相互作用. 利用方程(19.7.14), (19.7.11)以及(19.7.9), 我们可以将拉格朗日量中该项的纯玻色部分写成

$$\mathcal{L}_{\text{mass, bosonic}} = \frac{1}{2}v \text{Tr} \left\{ M_q(U^\dagger + U) \right\}. \quad (19.7.23)$$

这一项的形式也可通过一般的对称性讨论推断出来, 而这种讨论同时使得我们能够找到 M_q 可能的高阶项. 假定我们虚构出一个 3×3 外场 χ , 并将底层量子色动力学拉格朗日量中的质量项(19.7.12)替换成 χ -夸克耦合项

$$\mathcal{L}_\chi = -\bar{q} \left[\frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\chi + \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\chi^\dagger \right] q, \quad (19.7.24)$$

**这个关系最初是基于Gell-Mann和Ne'eman的近似 $SU(3)$ 对称性对称出来的,³⁸ 这个对称性由 T_a 生成并且在推导中忽视了同位旋多重态内部的质量差. 从这个推导出发, 我们无法分辨这个关系是适用于赝标量介子质量本身, 还是像这里这样适用于它们的平方. 实际上, 这个关系对于赝标量质量本身不是非常有效; 它所给出的 η 质量是613 MeV. Gell-Mann–Okubo关系对介子质量平方而非质量一阶非常有效表明, 应该把这些粒子解释成近似 $SU(3) \times SU(3)$ 对称性自发破缺的Goldstone玻色子. 通过这个 T_a 生成的近似 $SU(3)$ 对称性, Gell-Mann和Okuba还导出了其它粒子之间的关系, 例如(忽视同位旋破缺效应)最轻的重子八重态质量之间的关系 $2m_N + 2m_\Xi = 3m_\Lambda + m_\Sigma$. 对于这样的多重态, 由于平均质量远大于多重态内部的质量差, 这个关系针对的是质量还是质量平方差距不大.

在我们做替换 $\chi = \chi^\dagger = M_q$ 之后, 它就与方程(19.7.12)相同. 这个处理的关键之处在于, 如果我们赋予 χ 形式的变换规则

$$\chi \rightarrow \exp \left(i \sum_a \lambda_a \theta_a^R \right) \chi \exp \left(-i \sum_a \lambda_a \theta_a^L \right), \quad (19.7.25)$$

那么拉格朗日量(19.7.24)在 $SU(3) \times SU(3)$ 变换下形式上是不变的. 因此, 通过写出包含 U 和 χ 的最一般 $SU(3) \times SU(3)$ 拉格朗日量(到导数和 M_q 的某个给定阶), 并要求它在如下的宇称变换下不变

$$U(\mathbf{x}, t) \leftrightarrow U^\dagger(-\mathbf{x}, t), \quad \chi \leftrightarrow \chi^\dagger, \quad (19.7.26)$$

然后做代换

$$\chi = \chi^\dagger = M_q, \quad (19.7.27)$$

我们就得到了可能的包含夸克质量的玻色项. 例如, 相互作用 $\text{Tr}(U^\dagger \chi + U \chi^\dagger)$ 在 $SU(3) \times SU(3)$ 以及宇称变换下不变, 在我们赋予 χ 值(19.7.27)后, 它就变成与方程(19.7.23)相同的形式.

利用这个技巧, Gasser和Leutwyler³⁹给出了赝标量多重态关于介子质量或动量4阶的完整有效拉格朗日量(其中夸克质量计成介子质量的二阶)

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_4 = & L_1 \text{Tr} \left\{ \partial_\mu U^\dagger \partial^\mu U \right\}^2 + L_2 \text{Tr} \left\{ \partial_\mu U \partial_\nu U^\dagger \right\} \text{Tr} \left\{ \partial^\mu U \partial^\nu U^\dagger \right\} \\ & + L_3 \text{Tr} \left\{ \partial_\mu U \partial^\mu U^\dagger \partial_\nu U \partial^\nu U^\dagger \right\} + L_4 \text{Tr} \left\{ \partial_\mu U \partial^\mu U^\dagger \right\} \text{Tr} \left\{ M_q (U + U^\dagger) \right\} \\ & + L_5 \text{Tr} \left\{ \partial_\mu U \partial^\mu U^\dagger (M_q U + U^\dagger M_q) \right\} + L_6 \left[\text{Tr} \left\{ M_q (U + U^\dagger) \right\} \right]^2 \\ & + L_7 \left[\text{Tr} \left\{ (U^\dagger - U) M_q \right\} \right]^2 + L_8 \text{Tr} \left\{ ((U M_q)^2 + (U^\dagger M_q)^2) \right\}, \end{aligned} \quad (19.7.28)$$

其中 L_1, \dots, L_8 是常数, 它们的值可以通过比对实验给出. 到介子质量和动量的4阶, 完整的有效拉格朗日量是

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L}_2 + \mathcal{L}_4, \quad (19.7.29)$$

其中 \mathcal{L}_2 是(19.7.10)和(19.7.23)的和:

$$\mathcal{L}_2 = -\frac{1}{16} F^2 \text{Tr} \left\{ \partial_\mu U \partial^\mu U^\dagger \right\} + \frac{1}{2} v \text{Tr} \left\{ M_q (U^\dagger + U) \right\}. \quad (19.7.30)$$

通过将导数 ∂_μ 替换成合适的规范协变导数 D_μ , 并给 \mathcal{L}_{eff} 额外增加几项, 我们就可以引入电弱相互作用.

沿用19.5节和19.6节中的幂次计数讨论, 为了将 S -矩阵元计算至介子质量或动量的4阶, 我们必须引入关于 \mathcal{L}_2 为任意阶且关于 \mathcal{L}_4 至多为一阶的树图, 以及仅从 \mathcal{L}_2 构建的圈图. Gasser, Leutwyler以及其他几个人利用这个有效作用量对介子动力学(以及相应的电弱相互作用)做了全面的研究.⁴⁰

* * *

夸克质量项(19.7.12)自然会影响其它 $SU(3)$ 多重态. 对于赝标量八重态以外的任何多重态, 这一项可以视为一阶微扰, 因此它会使一般多重态 $|i\rangle$ 的质量矩阵发生偏移, 这个偏移等于

$$\delta m_{ij} = \langle i | \bar{q} M_q \tilde{q} | j \rangle \quad (19.7.31)$$

而 $SU(3)$ 可以用来⁴¹将不同的矩阵元 $\langle i|\bar{q}M_q\bar{q}|j\rangle$ 关联起来. 以这种方式, 我们可以直接证明

$$\frac{\delta m_p - \delta m_n}{m_u - m_d} = \frac{m_\Xi - m_\Sigma}{m_s}. \quad (19.7.32)$$

利用这个公式以及方程(19.7.22), 我们就可以给出夸克质量对核子质量分裂的贡献 $\delta m_p - \delta m_n \approx -2.5 \text{ MeV}$. 在方程(19.5.65)和(19.5.66)中使用这个结果可以算出低能 π 介子-核子相互作用中的领头同位旋对称性破缺. 当然, 这里所定义的 $\delta m_p - \delta m_n$ 不是全部的质子-中子质量差, 整个质子-中子质量差还会从光子发射和吸收中得到一个重要的贡献. 因为中子是电中性的, 电磁项几乎肯定是正的, 这与观测到的质子-中子质量差 -1.3 MeV 相符, 丢失的 $+1.2 \text{ MeV}$ 可以用电磁效应解释. 不幸的是, 这种电磁质量差的精确计算已经被证实是非常困难的.

19.8 有效场论中的反常项*

为了实现前三节所描述的有效场论方案, 必要条件是作用量应该包含理论假定对称性允许的所有可能的项. 这些章节所描述的方法使得我们可以找到所有显然不变的项, 一种方法是通过19.6节所描述的协变导数的一般理论, 或者, 对于手征对称性, 使用服从非线性约束的线性变换场, 例如19.7节的 $U(x)$. 然而, 在有效场论中的作用量中还有可能存在反常项, 即作为要被积分的4维拉格朗日密度, 它们不是不变的, 但是它们在破缺对称性下的变分是时空导数, 这保护了作用量中相应项的不变性.

我们会在22.7节看到, 对于 $SU(3) \times SU(3)$ 对称性, Wess和Zumino⁴²在研究夸克圈引起的“反常”时发现了这样的项. 然而, 即使对夸克和胶子的底层理论一无所知, 这样的项依旧是可以理解的.

描述Wess-Zumino项的最简单方法是将时空拓展成五维, 为了这个目的而将时空拓展至五维最早是Witten引入的.⁴³ 只要我们要求有效场论中的场在 x^μ 以任何方向趋于无穷时有一个共同的极限, 我们就可以认为是时空有球面 S_4 的拓扑, 而无穷远处的点将作为普通的一个点纳入进来. 正如19.6节所论述的, 当群 G 破缺到它的子群 H , Goldstone玻色场 $\xi_a(x)$ 在任意时空点的可能值可以认为定义了陪集空间 G/H (G 中的元素构成的空间, 并且如果任意两个元素可以通过右乘 H 中的元素变成彼此, 那个这两个元素是等价的)中的一个点, 所以函数 $\xi_a(x)$ 的集合代表的是时空 S_4 球面到 G/H 的映射. 取决于 G/H 的拓扑, 我们有可能把 G/H 中的任意4-球面光滑地收缩到一个点; 即, 存在这样的可能性: 任何 $\xi_a(x)$ 可以拓展至定义在 $0 \leq s \leq 1$ 上的连续函数族 $\xi_a(x; s)$, 使得 $\xi_a(x; 0) = \xi_a(x)$ 且 $\xi_a(x; 1)$ 是原始球面上的任意固定点(例如, $\xi_a = 0$). 当其成立时, 它在数学上可以表述成同伦群 $\pi_4(G/H)$ 是平庸的. (关于同伦群的讨论, 参看23.2节) 已知的是, $SU(N) \times SU(N)$ 自发破缺到 $SU(N)$ 正是这样的情况, 这时 $SU(N) \times SU(N)/SU(N)$ 与 $SU(N)$ 本身的拓扑相同.** 因此, 在物理学感兴趣的情况中, 即 $G = SU(3) \times SU(3)$, $H = SU(3)$, 我们可以将Goldstone玻色场或者等价的 $U(x)$ (参看方程(19.7.9))拓展至定义在五维球体 B_5 上的幺正么模矩阵 $U(y)$, 我们取 B_5 的坐标为 x^μ 和 s , 而它的表面就是时空的4维球面.

现在, 考察由 $U(y)$ 构成的函数:

$$\omega(y) \equiv -\frac{i}{240\pi^2} \epsilon^{ijklm} \text{Tr} \left\{ U^{-1} \frac{\partial U}{\partial y^i} U^{-1} \frac{\partial U}{\partial y^j} U^{-1} \frac{\partial U}{\partial y^k} U^{-1} \frac{\partial U}{\partial y^l} U^{-1} \frac{\partial U}{\partial y^m} \right\}, \quad (19.8.1)$$

*本节或多或少的处在本书的发展主线之外, 可以在第一次阅读时跳过.

**我们可以用 $SU(N)$ 中的元素 $U(x)$ 表示 $SU(N)$ 在 $SU(N) \times SU(N)$ 中的右陪集, 这一点证实了这个论述

其中指标 i, j 等跑遍坐标 x^μ 和 s 的五个方向. (这里的相位以及数值系数的选择是为了后面的方便.) 它在手征变换(19.7.8)下显然是不变的. 另外, 由于 ϵ^{ijklm} 是张量密度, $\omega(y)$ 的积分显然(在相差一个符号的意义下)独立于对五维坐标 y^i 的选择. 更进一步, 这个积分只依赖于 $U(y)$ 在球面的值; 即 U 在时空中的值. 为了验证最后一点, 注意到, 当我们对球体内部的 $U(y)$ 做一个无限小变分 $\delta U(y)$ 后, $\omega(y)$ 的变化是一个导数:

$$\delta\omega(y) = -\frac{i}{48\pi^2}\epsilon^{ijklm}\frac{\partial}{\partial y^m}\text{Tr}\left\{U^{-1}\frac{\partial U}{\partial y^i}U^{-1}\frac{\partial U}{\partial y^j}U^{-1}\frac{\partial U}{\partial y^k}U^{-1}\frac{\partial U}{\partial y^l}U^{-1}\delta U\right\}, \quad (19.8.2)$$

(关于此式的计算, 参看23.4节), 所以 $U(y)$ 的变换不影响它在时空中的取值, 并且对于球面为时空的5维球体 B_5 , $U(y)$ 的变换也不影响(19.8.1)在这个5维球体上的积分. 因此我们可以认为这个积分是作用量中的一项:

$$I_{\text{WZW}}[U] = n \int_{B_5} d^5y \omega(y) \quad (19.8.3)$$

其中的系数 n 现在还没有任何限制.

这一项可以写成对一个拉格朗日密度的积分, 但是这个拉格朗日密度不是 $(SU(3) \times SU(3))$ -不变量. 利用方程(19.7.9), 在介子场很小的极限下, $\omega(x)$ 中的领头项是

$$\omega(x) \rightarrow \frac{8\sqrt{2}}{15\pi^2 F_\pi^2} \epsilon^{ijklm} \text{Tr} \left\{ \frac{\partial B}{\partial y^i} \frac{\partial B}{\partial y^j} \frac{\partial B}{\partial y^k} \frac{\partial B}{\partial y^l} \frac{\partial B}{\partial y^m} \right\}, \quad (19.8.4)$$

其中的 B 是Goldstone玻色场矩阵(19.7.11). 那么, 从Gauss定理可以得出

$$I_{\text{WZW}}[U] = \frac{8\sqrt{2}n}{15\pi^2 F_\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \int_{S_4} d^4x \text{Tr} \left\{ B \frac{\partial B}{\partial x^\mu} \frac{\partial B}{\partial x^\nu} \frac{\partial B}{\partial x^\rho} \frac{\partial B}{\partial x^\sigma} \right\} + O\left(\frac{B^6}{F_\pi^6}\right). \quad (19.8.5)$$

尽管这个积分是手征不变的, 但它不能写成一个手征不变的密度在时空上的积分, 这是因为任何手征不变密度必须要用Goldstone玻色场的一阶和高阶协变导数进行构造, 所以, 如果表示成Goldstone玻色场的幂级数, 这种不变密度中的领头项应该只包含 B 的导数, 但不应该包含 B 本身.

Witten注意到, 在有效作用量引入这一项解决了 $SU(3) \times SU(3)$ 有效理论与实验的一个矛盾. 由于有效拉格朗日量(19.7.28)和(19.7.30)(或者这类项的高阶项)中没有 $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ 项, 宇称守恒会附加这样的要求, 这些项关于Goldstone玻色场必须为偶, 这就排除了像 $K + \bar{K} \rightarrow 3\pi$ 的过程. 一方面, 在量子色动力学的潜在理论中没有用来解释这种选择规则的对称性, 另一方面, 还有实验上的证据反对这一点, 正如Witten指出的, ϕ 介子即被观测到衰变到 $K + \bar{K}$ 末态也被观测到衰变到 3π 末态. 方程(19.8.5)证明了作用量中的Wess-Zumino-Witten项会移除这种不需要的选择规则.

值得注意的是, Wess-Zumino-Witten项的系数不是可以随便调节的参量. 这是Witten所证明的,⁴³ 原因是: 在保持时空边界 S_4 上的 $U(x)$ 不变的前提下, 尽管函数 $U(y)$ 在 B_5 中的光滑变化不影响该项的值, 但如果 $U(y)$ 在 B_5 中的变化是不连续的, 那么Wess-Zumino-Witten项就会受到影响. 我们可以认为5维球体 B_5 是5维球面 S_5 的一半, 而时空 S_4 就是 B_5 与另一半 B'_5 的交界. (可以类比地认为 S_5 是地球的表面, 时空 S_4 是赤道, 而 B_5 和 B'_5 分别是北半球和南半球.) 由于 S_4 同时是 S_5 的另一半的边界, 我们也可以将Wess-Zumino-Witten项写成

$$I'_{\text{WZW}}[U] = -n \int_{B'_5} d^5y \omega(y) \quad (19.8.6)$$

这里的负号是因为 B'_5 的边界是方向相反的4维球面. 对于任意的Goldstone玻色场, 不设 $n = 0$ 却要求(19.8.3)和(19.8.6)相等是不可能的, 但是为了不让(19.8.3)与(19.8.6)的差影响路径积分中的权重因子 $\exp(iI)$, 只能要求它们的差是 2π 的整数倍. 即,

$$I_{\text{WZW}}[U] - I'_{\text{WZW}}[U] = n \int_{S_5} d^5 y \omega(y) = 2\pi \times \text{整数}. \quad (19.8.7)$$

有了我们在 $\omega(y)$ 的定义(19.8.1)中插入的归一化因子, $\omega(y)$ 在五维球面上的积分值⁴⁴ 2π . 由此得出系数 n 必须是整数.

Wess-Zumino-Witten项的例子提出了这样的问题: 作用量是否还存在其它的反常项, 它不一定与夸克圈相关, 它在 $SU(3) \times SU(3)$ 下是不变的, 但是却无法写成 $SU(3) \times SU(3)$ 不变拉格朗日密度的4维积分. 幸运的是, 答案是否定的. 业已证明,⁴⁵ 对于任意群 G 破缺它的任意子群 H (并有 $\pi_4(G/H) = 0$), 在作用量中, Goldstone玻色场 $\xi_a(x)$ 的任意项 $F[\xi]$ 可以写成 G -不变5-形式 Ω 在5维球体 B_5 上的积分, 而该5维球体的边界是4维时空球面 S_4 :

$$F[\xi] = \int_{B_5} d^5 y \epsilon^{ijklm} \frac{\partial \xi_a}{\partial y^i} \frac{\partial \xi_b}{\partial y^j} \frac{\partial \xi_c}{\partial y^k} \frac{\partial \xi_d}{\partial y^l} \frac{\partial \xi_e}{\partial y^m} \Omega_{abcde}(\xi(y)). \quad (19.8.8)$$

为了使其独立于 $\xi_a(x)$ 扩展至5维球体内部的特定方式, Ω 应该是恰当的, 也就是说它是某个4-形式的外导数

$$\Omega_{abcde}(\xi) = (\partial/\partial \xi_{[a}) \mathcal{L}_{bcde]}(\xi) \quad (19.8.9)$$

(像往常一样, 这里的方括号是指对括号内的指标做反对称化), 这使得

$$F(\xi) = \int_{S_4} d^4 x \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \frac{\partial \xi^a}{\partial x^\mu} \frac{\partial \xi^b}{\partial x^\nu} \frac{\partial \xi^c}{\partial x^\rho} \frac{\partial \xi^d}{\partial x^\sigma} \mathcal{L}_{abcd}(\xi). \quad (19.8.10)$$

由此得出 Ω 也是闭的; 即, 它的外导数为零

$$(\partial/\partial \xi_{[f}) \Omega_{abcde]}(\xi) = 0. \quad (19.8.11)$$

其中4-形式 $\mathcal{L}_{abcd}(\xi)$ 也是 G -不变量, 泛函(19.8.10)正是作用量中普通的显式 G -不变项, 这正是我们在前三节讨论过的. 作用量中的反常项源于这样的可能性: 尽管 $\Omega(y)$ 中的每一项是 G -不变量并且是某个4-形式的外导数, 但是其中的一些项可能不是 G -不变4-形式的外导数. 因此, 作用量中的新项可以视为独立的 G -不变闭5-形式, 也就是说不存在它们真实的线性组合使得这个线性组合是 G -不变4-形式的外导数. 它们在数学中被称为 $de\ Rham$ 上同调群 $H^5(G/H; \mathbf{R})$ 的生成元. (这里的群乘法规则就是加法.) 对于各种拓扑的流形, 它们的 $de\ Rham$ 上同调群已经被计算出来了.⁴⁶ 特别地, $H^5(SU(N) \times SU(N)/SU(N), \mathbf{R})$ 只有一个生成元, 它由方程(19.8.1)给出. 因此, 即便对夸克和胶子的底层理论一无所知, 除了整数 n 的值外, 我们可以知晓Goldstone玻色子作用量中关于反常项的一些信息. 我们将在22.7节看到, 在 $SU(N_c)$ 规范理论中, 这个整数等于色的数目 N_c , 而它在量子色动力学中就是 $n = 3$.

19.9 未破缺的对称性

我们已经看到, 在假定理论在群 G 下不变(或近似不变)且群 G 自发破缺到子群 H 后, 如何从这一假定推导出Goldstone玻色子的性质以及它们的低能相互作用. 但是对于 G 是 $SU(2) \times$

$SU(2)$ 或 $SU(3) \times SU(3)$ 的情况, 当我们将这些情况应用这个方法时, 根据实验, 我们不得不把对称性破缺模型取成 $SU(2) \times SU(2)$ 或 $SU(3) \times SU(3)$ 破缺到它们的非手征 $SU(2)$ 子群或 $SU(3)$ 子群. 在22.5节我们将会证明, 当 u 夸克, d 夸克和 s 夸克无质量时, 量子色动力学中的 $SU(3) \times SU(3)$ 对称性实际上必须自发破缺, 但是对于仅 u 夸克和 d 夸克无质量的 $SU(2) \times SU(2)$ 对称性, 在量子色动力学的基础上证明这一对称性也自发破缺则要困难的多.* 另一方面, 它们的非手征 $SU(2)$ 或 $SU(3)$ 未破缺有一个直观的讨论, 这个讨论基于所谓的质量滞留条件⁴⁸(*persistent mass condition*), 它的具体陈述是: 对于复合粒子, 如果组成这个复合粒子的粒子的是有质量的, 那么这个复合粒子将是有质量的. 如果我们赋予夸克相同的质量, 类似于同位旋守恒这样的非手征对称性是不会被破坏的, 那么如果它们自发破缺了, 我们将会有由有质量夸克复合构成的无质量Goldstone玻色子, 与质量滞留条件矛盾. Vafa和Witten证明了, 在类似量子色动力学的规范理论中, 那些不被夸克质量破坏的非手征对称性不可能自发破缺, 我们会在下文中给出这个证明. 这一结果不仅仅是出于理论上的兴趣; 我们会在21.4节看到, 电弱规范对称的自发破缺有可能被一种“拟色”(technicolor)理论描述, 这个理论类似于量子色动力学, 并且在检验这个想法时, 知道理论中的那个对称性未破缺非常重要.

考察类似量子色动力学的规范理论, 该理论在规范群的恒等表示中有多个费米子“味”. 如果所有费米子都有质量, 那么对于费米子味上的所有整体非手征变换下, 若该变化与费米子质量矩阵对易, 那么理论在这个变换下就是不变的. 例如, 如果 n_1 个有共同质量 m_1 的费米子简并, n_2 个有共同质量 m_2 的费米子简并, 等等, 那么这个整体对称群就是 $U(n_1) \times U(n_2) \times \cdots$. (一个特殊情况是, 如果没有简并, 我们就会在 $U(1) \times U(1) \times \cdots$ 下有一个整体对称性; 这样的例子是量子色动力学中的重子数, 奇异数等的守恒.) 这些对称性不可能自发破缺.

为了证明这点, 我们来考察 r 个费米子场与 r 个反费米子场的一般Green函数.** 在路径积分形式体系下, 这是[†]

$$\begin{aligned} & \left\langle T \left\{ \Psi_{u_1 k_1}(x_1) \cdots \Psi_{u_r k_r}(x_r) \Psi_{v_1 l_1}^\dagger(y_1) \cdots \Psi_{v_r l_r}^\dagger(y_r) \right\} \right\rangle_{\text{VAC}} \\ &= \frac{1}{Z} \int [dA][d\psi][d\psi^\dagger] \psi_{u_1 k_1}(x_1) \cdots \psi_{u_r k_r}(x_r) \psi_{v_1 l_1}^\dagger(y_1) \cdots \psi_{v_r l_r}^\dagger(y_r) \\ & \quad \times \exp \left(iI_{\text{gauge}}[A] + iI_{\text{Dirac}}[\psi, \psi^\dagger; A] \right), \end{aligned} \quad (19.9.1)$$

其中 k_1, \dots, k_r 和 l_1, \dots, l_r 是Dirac自旋指标, u_1, \dots, u_r 和 v_1, \dots, v_r 是味指标, $I_{\text{gauge}}[A]$ 是纯规范理论的作用量, $I_{\text{Dirac}}[\psi, \psi^\dagger; A]$ 是有规范场 $A_\alpha^\mu(x)$ 时的Dirac场作用量, 而 Z 是真空-真空振幅

$$Z \equiv \int [dA][d\psi][d\psi^\dagger] \exp \left(iI_{\text{gauge}}[A] + iI_{\text{Dirac}}[\psi, \psi^\dagger; A] \right). \quad (19.9.2)$$

*Weingarten⁴⁷利用格点方法证明了, 无论手征对称性是否破缺, 量子色动力学中含有无质量 u 夸克和 d 夸克的最轻粒子必须与 π 介子的量子数相同. 我们会在22.5节看到, 由于量子色动力学中存在费米圈引起的反常, 再加上夸克禁闭的假定, 这会要求某个强子是无质量的, 由此可以得出 π 介子正是那个无质量粒子, 而这正是手征对称性自发破缺的有力论点.

**在Witten和Vafa的原始工作中,⁴⁹ 他们首先证明了在 $r=1$ 且 $x=y$ 的情况下没有对称性破缺, 然后他们注意到, 真空期望值中没有对称性破缺并不能排除在其它Green函数发生自发对称性破缺的可能性, 因而他们转向另一个不同的证明方法.

[†]我们在15.5节看到, 分子和分母均正比于规范群的无限体积, 它们在比值(19.9.1)中抵消了. 出现无限大因子损坏了之后讨论的严格性, 但是如果我们通过引入鬼场移除它, 那么后面一些依赖于作用量正定性的步骤将会产生困难. 处理这个问题的一个方法是将连续时空替换成有限的格点, 在这种情况下, 规范群的体积是有限的, 就不再需要规范规定或者鬼场.

在这里需要在欧几里得时空下进行处理, 这样 $x^4 = x_4 = ix^0$, $y^4 = y_4 = iy^0$ 以及 $A_\alpha^4 = A_{4\alpha} = iA_{0\alpha}$ 全是实的. (参看第23章的附录A.) 在这一情况下, Dirac作用量是

$$I_{\text{Dirac}}[\psi, \psi^\dagger; A] = i \int d^3x \int dx^4 \psi^\dagger [\not{D} + M] \psi, \quad (19.9.3)$$

其中 M 是费米子质量矩阵, \not{D} 是与欧几里得Dirac矩阵收缩的欧几里得协变导数

$$\not{D} = \sum_{i=1}^4 (\partial_i - it^\alpha A_{i\alpha}) \gamma_i, \quad (19.9.4)$$

其中, 像往常一样, $\gamma_4 = i\gamma^0$. 由于这个作用量是费米场的双线性型, 我们可以直接积掉对这些场的积分

$$\begin{aligned} & \left\langle T \left\{ \Psi_{u_1 k_1}(x_1) \cdots \Psi_{u_r k_r}(x_r) \Psi_{v_1 l_1}^\dagger(y_1) \cdots \Psi_{v_r l_r}^\dagger(y_r) \right\} \right\rangle_{\text{VAC}} \\ &= \frac{1}{Z} \int [dA] \text{Det}(\not{D} + M) \exp(iI_{\text{gauge}}[A]) \\ & \quad \times \left[(\not{D} + M)_{x_1 u_1 k_1, y_1 v_1 l_1}^{-1} \cdots (\not{D} + M)_{x_r u_r k_r, y_r v_r l_r}^{-1} \pm \text{置换} \right], \end{aligned} \quad (19.9.5)$$

其中“ \pm 置换”表明我们要对 ψ 场的所有 $r!$ 个置换求和, 其中的负号针对的是奇置换, 并有

$$Z \equiv \int [dA] \text{Det}(\not{D} + M) \exp(iI_{\text{gauge}}[A]). \quad (19.9.6)$$

对于味指标上的任意么正变换, 若它与质量矩阵 M 对易, 那么表达式(19.9.5)在这样的变换下显然是不变的. 对规范场和鬼场的泛函积分产生了何种非微扰效应并不重要; 这些场对问题中的对称性不敏感, 这使得方程(19.9.5)中剩余的泛函积分不能破缺这些对称性.^{††} 但为了提高这个讨论的可信度, 我们必须证明表达式(19.9.5)是定义合理的.

这不仅是出于数学严谨性的理论问题. 正如我们在19.1节看到的, 对称性没有自发破缺的标志除了基态在对称变换下不变外, 基态的对称性还要在小微扰下稳定. 如果我们通过增加一个小微扰 δM 破坏 M 的对称性, 并且表达式(19.9.5)在 $\delta M \rightarrow 0$ 时变得奇异, 那么, 对称性破缺矩阵元中的 δM 因子可能会被 $\delta M = 0$ 的矩阵元中的奇点抵消. 这精确在手征对称性的情况中发生了, 它出现在 M 的一些本征值为零的对称性极限中. 在这一情况下, 只要 \not{D} 有零本征值, 当我们趋于零质量的对称性极限时, 对称性破缺期望值分子中的质量因子就会被传播子 $(\not{D} + M)^{-1}$ 分母中的质量因子抵消. 由于这个原因, 只有当理论的质量矩阵 M 的本征值都不为零时, 这个讨论才能处理该理论的非手征对称性.

为了在这一情况下给矩阵元设定上下界, 首先注意到, 这里的微分算符(19.9.4)是反厄米的, 所以只要厄米矩阵 M 没有零本征值, $\not{D} + M$ 就有合理定义的逆. 此外, 当 M 满足对称性所需的条件时, 例如对于 $U(n)$ 对称性 M 要有 n 个相等本征值, 对于方程(19.9.5)中剩余的对规范场的积分, 包括 Z 中的积分, 我们还需要证明这些积分不会使得这个表达式奇异. 我们将会看到, 在某些整体对称变换下不变的费米子质量矩阵 M 被破坏这个对称性的小量 δM 扰动时, 这会确保期望值(19.9.5)在这一对称变换下的变化在 $\delta M \rightarrow 0$ 的极限下为零.

^{††}在夸克有质量的量子色动力学中, 证明P, C和T没有自发破缺要更加困难, 这是因为这些对称性作用在规范场上的方式是不平庸的. Vafa和Witten⁵⁰应用参考文献49的方法证明了P在量子色动力学中是不自发破缺的.

很难证明坐标空间Green函数(19.9.5)是非奇异的, 所以我们先来考察如下弥散场的矩阵元

$$\Psi_u[f] \equiv \int d^4x f^{k\dagger}(x) \Psi_{uk}(x) , \quad (19.9.7)$$

其中 $f^k(x)$ 是光滑且平方可积的任意函数. 用这些项, 方程(19.9.5)可以写成

$$\begin{aligned} & \left\langle T \left\{ \Psi_{u_1}[f_1] \cdots \Psi_{u_r}[f_r] \Psi_{v_1}^\dagger[g_1] \cdots \Psi_{v_r}^\dagger[g_r] \right\} \right\rangle_{\text{VAC}} \\ &= \frac{1}{Z} \int [dA] \text{Det}(\not{D} + M) \exp(iI_{\text{gauge}}[A]) \\ & \quad \times \left[(\not{D} + M)_{f_1 u_1, f_1 v_1}^{-1} \cdots (\not{D} + M)_{f_r u_r, f_r v_r}^{-1} \pm \text{置换} \right] , \end{aligned} \quad (19.9.8)$$

其中

$$(\not{D} + M)_{f u, g v}^{-1} \equiv \int d^4x \int d^4y f^{k\dagger}(x) (\not{D} + M)_{x u k, y v l}^{-1} g^l(y) . \quad (19.9.9)$$

在这一基下, 对于给定的规范场, 费米子传播子不仅是定义合理的, 并且在 $A_\alpha^\mu(x)$ 中一致收敛:[‡]

$$\left| (\not{D} + M)_{f u, g v}^{-1} \right| \leq \sum_a \frac{1}{|m_a|} , \quad (19.9.10)$$

其中 m_a 是 M 的本征值, 方便起见, 我们对函数 $f_i(x)$ 和 $g_j(y)$ 归一化使得

$$\int f_i^\dagger(x) f_i(x) d^4x = \int g_j^\dagger(y) g_j(y) d^4y = 1 . \quad (19.9.11)$$

(这里没有使用求和约定.) 更进一步, 在规范场上取平均的权重函数是正定的:^{‡‡}

$$\begin{aligned} \text{Det}(\not{D} + M) \exp(iI_{\text{gauge}}[A]) &= \exp \left(-\frac{1}{4} \int d^3x \int d^4x \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 F_{ij}^2 \right) \\ &\quad \times \sqrt{\text{Det} \left[(iD)^2 + M^2 \right]} . \end{aligned} \quad (19.9.12)$$

[‡]为了看到这点, 我们可以用 M 的本征矢展开

$$M_{uv} c_v^a = m_a c_u^a , \quad c_u^{a*} c_u^b = \delta_{ab}$$

然后, 采用Vafa和Witten使用的一个技巧,⁴⁹ 将方程(19.9.9)写成

$$\begin{aligned} (\not{D} + M)_{f u, g v}^{-1} &= \sum_a c_u^{a*} c_v^a \int d^4x \int d^4y f^{k\dagger}(x) (\not{D} + m_a)_{x k, y l}^{-1} g^l(y) \\ &= \sum_a \pm c_u^{a*} c_v^a \int_0^\infty d\tau \exp(-|m_a|\tau) \int d^4x \int d^4y f^{k\dagger}(x) (\exp(\mp \tau \not{D}))_{x k, y l} g^l(y) , \end{aligned}$$

其中 \pm 是 m_a 的正负号. 矩阵 $c_u^{a*} c_v^a$ 与算符 $(\exp(\mp \tau \not{D}))_{x k, y l}$ 均是么正的, 所以

$$\left| c_u^{a*} c_v^a \int d^4x \int d^4y f^{k\dagger}(x) (\exp(\mp \tau \not{D}))_{x k, y l} g^l(y) \right|^2 \leq \int d^4x |f(x)|^2 \int d^4y |g(y)|^2 = 1 .$$

在积分中使用这一公式就给出了方程(19.9.10).

^{‡‡}在费米子行列式中, 我们使用了 $\text{Det}(\not{D} + M) = \text{Det} \gamma_5 (\not{D} + M) \gamma_5 = \text{Det}(-\not{D} + M)$ 的性质.

当权重函数正定时, 任意函数的均值会被那个函数的上下界约束. 在方程(19.9.8)使用约束(19.9.10), 矩阵元被约束在

$$\left| \left\langle T \left\{ \Psi_{u_1}[f_1] \cdots \Psi_{u_r}[f_r] \Psi_{v_1}^\dagger[g_1] \cdots \Psi_{v_r}^\dagger[g_r] \right\} \right\rangle_{\text{VAC}} \right| \leq r! \left[\sum_a \frac{1}{|m_a|} \right]^r. \quad (19.9.13)$$

因此, 当 M 中的对称性破缺项 δM 趋于零时, 不存在能够抵消 δM 因子的奇点. 为了更清楚地看到这一点, 我们可以使用相同的方法证明, 如果我们用一个非常小的对称性破缺项 δM 扰动 M , 那么方程(19.9.8)中 δM 的一阶项被约束在

$$\begin{aligned} & \left| \delta \left\langle T \left\{ \Psi_{u_1}[f_1] \cdots \Psi_{u_r}[f_r] \Psi_{v_1}^\dagger[g_1] \cdots \Psi_{v_r}^\dagger[g_r] \right\} \right\rangle_{\text{VAC}} \right| \\ & \leq r! \sum_{a,b} \frac{|(\delta M)_{ab}|}{|m_a m_b|} \left[\sum_a \frac{1}{|m_a|} \right]^{r-1}, \end{aligned} \quad (19.9.14)$$

所以它在 $\delta M \rightarrow 0$ 时为零.

在真实世界中, 夸克质量既不为零也不简并, 所以从之上的讨论中可以立即得出: 类似重子数守恒, 奇异数守恒等这样的 $U(1)$ 对称性既不自发破缺也没有内禀破缺. 其它强相互作用对称性, 例如同位旋或 $SU(3)$, 它们的问题更多. 如果 u , d 夸克或者 u , d , s 夸克质量非零且相等, 那些这些对称性是完全不破缺的, 然而, 正如我们在19.7节看到的, 这些质量完全不简并; 产生同位旋对称性和 $SU(3)$ 对称性的原因不是因为它们的质量相等, 而是因为它们的质量很小. 如果我们赋予两个或三个夸克相等的质量并让这些质量变得任意小, 这些对称性确实保持不破缺的状态, 所以在任何对这些质量不敏感的反应中, 同位旋或 $SU(3)$ 是很好的近似. 然而, 并非所有反应都对这些质量不敏感, 这是因为, 当两个或三个夸克无质量时, π 介子或者 π 介子所述的赝标量八重态会变成无质量. 这对于同位旋不是问题, 我们在19.5节看到, 尽管 $m_u \neq m_d$, 但是到夸克质量的一阶, 同位旋三重态依旧简并. 对于 $SU(3)$, 夸克的质量差产生了 π 介子, K 介子和 η 之间的质量差, 这使得由单介子极点主导的反应会显示与 $SU(3)$ 非常大的背离行为.

19.10 $U(1)$ 问题

量子色动力学在解释强相互作用对称性模型上的成功起初看起来似乎被一个失败损毁了. 正如我们在19.5节看到的, 强相互作用的破缺 $SU(2) \times SU(2)$ 对称性是 u 夸克和 d 夸克质量很小的自然结果. 但是, 对于 u 夸克和 d 夸克质量很小的量子色动力学, 它的拉格朗日量有另一个手征对称性,⁵¹ $U(1)_A$ 对称性, 它的变换是

$$u \rightarrow \exp(i\gamma_5\theta)u, \quad d \rightarrow \exp(i\gamma_5\theta)d. \quad (19.10.1)$$

这种对称性如果破缺的话, 它会像 $SU(2) \times SU(2)$ 一样给强子频谱附加宇称倍增, 但是这种宇称倍增并没有被观测到. 另一方面, $U(1)_A$ 对称性的破缺意味着存在一个质量与 π 介子相差无几的同位旋标量 0^- Goldstone玻色子. 已知的事实是 η 介子是同位旋标量 0^- 玻色子, 但它比 π 介子重得多, 而且我们在19.7节看到, 可以很好地将理解成 $SU(3) \times SU(3)$ 的一个Goldstone玻色子. 在认为 s 夸克和 u 夸克以及 d 夸克属于相对较轻的夸克后, 除了 $SU(3) \times SU(3)$ 外, 量子色动力学的拉格朗日量还会有 $U(1)$ 手征对称性, 其变换是

$$u \rightarrow \exp(i\gamma_5\theta)u, \quad d \rightarrow \exp(i\gamma_5\theta)d, \quad s \rightarrow \exp(i\gamma_5\theta)s. \quad (19.10.2)$$

这种对称性的自发破缺会要求存在两个同位旋标量 0^- 介子: 一个是 η , 而另一个的质量与 π 介子质量相差无几.

这个预测可以做的更精细些.⁵² 如果我们在无质量量子色动力学的自发破缺对称性中引入变换(19.10.2), 那么当夸克质量存在时, 我们会遇到(19.7.12)项:

$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = -\bar{q} M_q q = -\bar{q} e^{-i\sqrt{2}\gamma_5 B/F_\pi} M_q e^{-i\sqrt{2}\gamma_5 B/F_\pi} \tilde{q}, \quad (19.10.3)$$

其中依旧有

$$M_q = \begin{bmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_d & 0 \\ 0 & 0 & m_s \end{bmatrix}, \quad (19.10.4)$$

但 B 现在含有破缺对称性(19.10.2)的Goldstone玻色场 ζ :

$$B = \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\eta^0 & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\eta^0 & K^0 \\ \bar{K}^- & \bar{K}^0 & -\sqrt{\frac{2}{3}}\pi^0 \end{bmatrix} + \frac{F_\pi}{\sqrt{3}F_\zeta} \begin{bmatrix} \zeta & 0 & 0 \\ 0 & \zeta & 0 \\ 0 & 0 & \zeta \end{bmatrix}, \quad (19.10.5)$$

其中 F_ζ 是 $U(1)_A$ Goldstone玻色子与相应流的未知耦合(插入因子 $\sqrt{3}$ 是为了将来的方便). 我们可以再次使用未破缺的 $SU(3)$ 对称性将夸克双线性的真空期望值写成(19.7.14)的形式, 并展成玻色场的幂级数, 我们发现拉格朗日量中的Goldstone玻色子质量项采取如下的形式

$$\begin{aligned} -\frac{v}{F_\pi^2} \text{Tr}\{B, \{B, M_q\}\} = & -\frac{v}{F_\pi^2} \left[4m_u \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\eta^0 + \frac{F_\pi}{\sqrt{3}F_\zeta}\zeta \right)^2 \right. \\ & + 4(m_u + m_d)\pi^+\pi^- + 4(m_u + m_s)K^+\bar{K}^- \\ & + 4m_d \left(-\frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\eta^0 + \frac{F_\pi}{\sqrt{3}F_\zeta}\zeta \right)^2 \\ & \left. + 4(m_d + m_s)K^0\bar{K}^0 + 4m_s \left(-\sqrt{\frac{2}{3}}\eta^0 + \frac{F_\pi}{\sqrt{3}F_\zeta}\zeta \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (19.10.6)$$

带荷且奇异的介子质量与之前相同, 但现在的中性非奇异介子的质量矩阵是

$$M_0^2 = 8v \begin{bmatrix} \frac{m_u + m_d}{2F_\pi^2} & \frac{m_u - m_d}{2\sqrt{3}F_\pi^2} & \frac{m_u - m_d}{\sqrt{6}F_\pi F_\zeta} \\ \frac{m_u - m_d}{2\sqrt{3}F_\pi^2} & \frac{m_u + m_d + 4m_s}{6F_\pi^2} & \frac{m_u + m_d - 2m_s}{3\sqrt{2}F_\pi F_\zeta} \\ \frac{m_u - m_d}{\sqrt{6}F_\pi F_\zeta} & \frac{m_u + m_d - 2m_s}{3\sqrt{2}F_\pi F_\zeta} & \frac{m_u + m_d + m_s}{3F_\zeta^2} \end{bmatrix} \quad (19.10.7)$$

其中行与列按照 π^0 , η^0 和 ζ 的顺序排列.

在 m_u 和 m_d 为零的极限下, 这个矩阵有两个本征值为零的本征矢:

$$u_a = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad u_b = \frac{1}{\sqrt{F_\pi^2 + 2F_\zeta^2}} \begin{pmatrix} 0 \\ F_\pi \\ \sqrt{2}F_\zeta \end{pmatrix}. \quad (19.10.8)$$

在这个正交基下, 到 m_u 和 m_d 的一阶, 质量平方矩阵是

$$m_{aa}^2 \simeq u_a^T M_0^2 u_a = \frac{4v(m_u + m_d)}{F_\pi^2}, \quad (19.10.9)$$

$$m_{bb}^2 \simeq u_b^T M_0^2 u_b = \frac{12v(m_u + m_d)}{F_\pi^2 + 2F_\zeta^2}, \quad (19.10.10)$$

$$m_{ab}^2 = m_{ba}^2 \simeq \frac{\sqrt{3}v(m_u - m_d)}{2F_\pi \sqrt{F_\pi^2 + 2F_\zeta^2}}. \quad (19.10.11)$$

非对角项(19.10.11)的效应是使得本征值的积降低一个可忽视的比例 $(m_u - m_d)^2/64(m_u + m_d)^2$, 当然, 本征值的和依旧和以前一样, 所以对角元(19.10.9)和(19.10.10)是本征值很好的近似. 比较方程(19.10.9)与方程(19.7.16), 我们发现对应本征矢 u_a 的粒子是 π^0 . 对应 u_b 的另一个粒子有质量

$$m_b \simeq \sqrt{m_{bb}^2} \simeq \frac{\sqrt{3}m_\pi F_\pi}{\sqrt{F_\pi^2 + 2F_\zeta^2}} \leq \sqrt{3}m_\pi. \quad (19.10.12)$$

因此, 在 π 介子之外, 破缺的 $U(1)_A$ 对称性会额外要求存在一个质量小于 $\sqrt{3}m_\pi$ 的中性赝标量Goldstone玻色子. 声称这样的强相互作用粒子不存在几乎是没有必要的.* 我们会在23.5节看到, 由于发现了破坏额外 $U(1)_A$ 对称性的非微扰效应, 这一问题最终被解决了.

习题

1. 对 $SU(3)$ 对称群(生成元为 t_1, t_2, t_3)自发破缺到 $SU(2)$ 子群(生成元为 t_3)的情况应用整体对称性破缺的一般理论. 在无限小 $SO(3)$ 变换下, Goldstone玻色场如何变换? (使用陪集空间 $SO(3)/SO(2)$ 的指数参数化.) 计算Goldstone玻色场的协变导数 $D_{a\mu}$, 对于未破缺对称性生成元 t_3 的 q 值不为零的一般场, 计算该场的协变导数. 仅包含Goldstone玻色子且导数不超过二阶的最一般 $SO(3)$ -不变拉格朗日量是什么? 利用这个拉格朗日量计算Goldstone玻色子弹性散射不变振幅中关于它们能量的最低阶项. 含有两个非Goldstone玻色场因子且导数最多有一个的最一般 $SO(3)$ -不变拉格朗日量是什么? 像 $SO(3)$ 3-矢的3-分量那样变换, 且仅是Goldstone玻色场的函数(没有导数), 它的最一般形式是什么? 将这一项加到拉格朗日量中, 并选择系数使得Goldstone玻色子拥有质量 m , 重新计算最低阶的Goldstone玻色子散射振幅.
2. 考察一个具有 $SU(N)$ 整体对称性的理论, 它的对称性自发破缺到 $SU(N-1)$. 假定我们添加一个很小的对称性破缺微扰, 并且这个微扰处在 $SU(N)$ 的定义表示 \mathbf{N} 中. 将真空排列考虑在内, 完全不破缺的对称群是什么? 若对称性破缺微扰处在 $SU(N)$ 的伴随表示中, 又是什么样的情况?

*注意到, 取 $F_\zeta \gg F_\pi$ 会使得这个额外的中性标量的质量非常小, 但是它的相互作用会变得非常弱使得它可以逃脱探测. 在量子色动力学中产生一个很大的 F_π 对 F_ζ 的比值看起来似乎是不可能的, 但是若理论中存在额外变量可以避免瞬子引起的宇称破坏, 在这样的理论中确实发生了类似的事情; 参看23.6节.

3. 将 π 介子质量考虑在内, 计算直至一圈阶的 π 介子- π 介子散射振幅
4. 类比Adler-Weisberger求和规则的 π 介子- π 介子散射情况, 推导“Adler求和规则”.
5. 在 $SU(2) \times SU(2)/SU(2)$ 的陪集被参数化成 $\exp(i\xi_a x_a)$ 的情况下, 计算 π 介子场 ξ_a 的 $SU(3) \times SU(3)$ 变换性质.
6. 使用方程(19.7.31)和 $SU(3)$ 对称性导出关系(19.7.32)

参考文献

- [1] S. Coleman, ‘Secret symmetry: an introduction to spontaneous symmetry breakdown and gauge fields,’ in *Aspects of Symmetry: Selected Erice Lecture of Sidney Coleman* (Cambridge University Press, Cambridge, 1985).
- [2] E. C. Titchmarsh, *Introduction to the Theory of Fourier Integrals* (Oxford University Press, Oxford, 1937): Section 1.4.
- [3] J. Goldstone. *Nuovo. Cimento* **9**, 154 (1961).
- [4] Y. Nambu, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 380 (1960).
- [5] J. Goldstone, A. Salam, and S. Weinberg, *Phys. Rev.* **127**, 965 (1962).
- [6] S. Adler, *Phys. Rev.* **137**, B1022 (1965).
- [7] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.*, **29**, 1698 (1972).
- [8] R. Dashen, *Phys. Rev.* **183**, 1245 (1969). 关于这个贡献的修正, 可参看J. F. Donoghue, B. R. Holstein, and D. Wyler, *Phys. Rev.* **D47**, 2089 (1993); J. Bijnens, *Phys. Lett.* **B306**, 343 (1993); K. Maltman and D. Kotchan, *Mod. Phys. Lett.*, **A5**, 2457 (1990); R. Urech, *Nucl. Phys.* **B433**, 234 (1995); R. Baur and R. Urech, Zurich-Karlsruhe preprint ZU-TH 22/95, TTP95-31, hep-ph/9508393 (1995).
- [9] 关于综述文章, 可参看I. S. Towner *et al.*, Chalk River preprint nuclth/9507005 (1995).
- [10] S. Weinberg, *Phys. Rev.* **112**, 1375 (1958).
- [11] M. L. Goldberger and S. Treiman, *Phys. Rev.* **111**, 354 (1966).
- [12] T. Ericson and W. Weise, *Pions and Nuclei* (Clarendon Press, Oxford, 1988).
- [13] T. Ericson *et al.*, CERN preprint CERN-TH/95-50 (1995).
- [14] T. Das, G. S. Guralnik, V. S. Mathur, F. E. Low and J. E. Young, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 759 (1967).
- [15] J. Bernstein, S. Fubini, M. Gell-Mann, and W. Thirring, *Nuovo Cimento* **17**, 757 (1960); M. Gell-Mann and M. Lévy, 参看文献24; K-C. Chou, *Soviet Physics JETP* **12**, 492 (1961).

-
- [16] Y. Nambu, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 380 (1960).
- [17] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, *Phys. Rev.* **122**, 345 (1961).
- [18] Y. Nambu and D. Lurie, *Phys. Rev.* **125**, 1429 (1962); Y. Nambu and E. Shrauner, *Phys. Rev.* **128**, 862 (1962).
- [19] S. L. Adler, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 1051 (1965); *Phys. Rev.* **140**, B736 (1965); W. I. Weisberger, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 1047 (1965); *Phys. Rev.* **143**, 1302 (1965). 在参考文献27中以一种不同的方式引入了 π 介子质量为有限值时的效应, 方法是结合 π 介子-核子散射长度的流代数结果与散射长度的求和规则, 这个求和规则是M. L. Goldberger, H. Miyazawa和R. Oehme从向前散射的色散关系中导出的, *Phys. Rev.* **99**, 986 (1955); M. L. Goldberger, in *Dispersion Relations and Elementary Particles* (Wiley, New York, 1960): p. 146.
- [20] S. Weinberg, ‘Current Algebra - Rapporteur’s Report’ in *Proceedings of the International Conference on High-Energy Physics, Vienna, 1968* (CERN, Geneva, 1968): p. 253.
- [21] M. Gell-Mann, *Physics* **1**, 63 (1964).
- [22] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 879 (1966).
- [23] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 188 (1967).
- [24] M. Gell-Mann and M. Lévy, *Nuovo Cimento* **16**, 705 (1960).
- [25] S. Weinberg, *Phys. Rev.* **166**, 1568 (1968).
- [26] S. Weinberg, *Physica* **96A**, 327 (1979).
- [27] 这些散射长度最初是用流代数技巧计算的, 参看S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 616 (1966).
- [28] 综述可参看, J. F. Donoghue, E. Golowich, and B. R. Holstein, *Dynamics of the Standard Model* (Cambridge University Press, Cambridge, 1992): Section VI-4. 对强相互作用能量偏移的测量以及对 π^-p 原子中 $1s$ 态宽度的测量给出了结果 $a(\pi^-p \rightarrow \pi^-p) = \frac{2}{3}a_{1/2} + \frac{1}{3}a_{3/2} = 0.0885(9)m_\pi^{-1}$ 和 $a(\pi^-p \rightarrow \pi^0n) = \frac{1}{3}\sqrt{2}(a_3 - a_1) = -0.136(10)m_\pi^{-1}$; 参看D. Sigg *et al.*, preprint ETHZ-IPP PR-95-4, July 1995, 发表在*Phys. Rev. Lett.*上.
- [29] S. Weinberg, *Phys. Lett.* **B251**, 288 (1990); *Nucl. Phys.* **B363**, 3 (1991); *Phys. Lett.* **B295**, 114 (1992). C. Ordóñez, L. Ray, and U. van Kolck, *Phys. Lett.* **B291**, 459 (1992); C. Ordóñez, L. Ray, and U. van Kolck, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1982 (1994); U. van Kolck, *Phys. Rev.*, **C49**, 2932 (1994); U. van Kolck, J. Friar, and T. Goldman, to appear in *Phys. Lett. B*. 核力的这一方法被C. Ordóñez, L. Ray和U. van Kolck总结在nucl-th/9511380, 投递至*Phys. Rev. C*; J. Friar, *Few-Body Systems Suppl.* **99**, 1 (1996). 这些技术在相关核过程上的应用可参看T.-S. Park, D.-P. Min, and M. Rho, *Phys. Rep.* **233**, 341 (1993); nucl-th/9505017; S. R. Beane, C. Y. Lee, and U. van Kolck, *Phys. Rev.*, **C52**, 2915 (1995); T. Cohen, J. Friar, G. Miller, and U. van Kolck, nucl-th/9512036; D. B. Kaplan, M. Savage, and M. Wise, nucl-th/9605002.

-
- [30] S. Weinberg, 参考文献27. Y. Tomozawa独立地计算出了 π 介子-核子的散射长度, *Nuovo Cimento* **46A**, 707 (1966).
- [30a] S. L. Adler, *Phys. Rev.* **140**, B736 (1965).
- [31] S. Coleman, J. Wess, and B. Zumino, *Phys. Rev.* **177**, 2239 (1969); C. G. Callan, S. Coleman, J. Wess, and B. Zumino, *Phys. Rev.* **177**, 2247 (1969).
- [32] R. S. Palais, *J. Math. Mech.* **6**, 673 (1957); G. D. Mostow, *Annals of Math.* **65**, 432 (1957).
- [32a] 关于其它可能性的讨论, 参看S. Weinberg, *Physica Scripta* **21**, 773 (1980).
- [33] M. Gell-Mann, Cal. Tech. Synchotron Laboratory Report CTSL-20 (1961), 未发表. M. Gell-Mann和Y. Ne'eman在其它几篇关于 $SU(3)$ 对称性的文章中再现了这个结果, *The Eightfold Way* (Benjamin, New York, 1964).
- [34] Y. Ne'eman, *Nucl. Phys.* **26**, 222 (1961).
- [35] M. Gell-Mann, R. J. Oakes, and B. Renner, *Phys. Rev.* **175**, 2195 (1968); S. Glashow and S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 224 (1968).
- [36] R. Dashen, *Phys. Rev.* **183**, 1245 (1969). P. Langacker和H. Pagels考察了修正, *Phys. Rev.* **D8**, 4620 (1973). G. S. Guralnik证明了在参考文献17的模型中, 电磁效应对 π^0 质量没有修正, *Nuovo Cimento* **36**, 1002 (1965).
- [37] S. Weinberg, I. I. Rabi的纪念文集, *Trans. N. Y. Acad. Sci.* **38**, 185 (1977).
- [38] M. Gell-Mann, 参考文献33; S. Okuba, *Prog. Theor. Phys.*, **27**, 949 (1962).
- [38a] H. Leutwyler, Bern-CERN preprint CERN-TH/96-44, hep-ph/-9602366, 待发表(1996).
- [38b] J. F. Donoghue, E. Golowich, and B. R. Holstein, 参考文献28.
- [39] J. Gasser and H. Leutwyler, *Nucl. Phys.* **B250**, 465 (1985). 另见J. Gasser and H. Leutwyler, *Ann. Phys.* **158**, 142 (1984).
- [40] 关于这方面的纵览, 参看H. Leutwyler, in *Proceedings of the XXVI International Conference on High Energy Nuclear Physics, Dallas, 1992*, J. Sanford编辑(American Institute of Physics, New York, 1993): 185; U. G. Meissner, *Rep. Prog. Phys.* **56**, 903 (1993); A. Pich, Valencia preprint FTUV/95-4, February 1995, 发表在*Reports on Progress in Physics*; J. Bijnens, G. Ecker, and J. Gasser, in *The Daphne Physics Handbook*, Vol. 1, L. Maiani, G. Pancheri, and N. Paver编辑(INFN, Frascati, 1995): Chapter 3 and 3.1; G. Ecker, preprint hep-ph/9501357, 发表在*Progress in Particle and Nuclear Physics*, Vol. 35 (Pergamon Press, Oxford).
- [41] S. Coleman and S. Glashow, *Phys. Rev. Lett.* **6**, 423 (1961); S. Okubo, *Phys. Lett.* **4**, 14 (1963).

-
- [42] J. Wess and B. Zumino, *Phys. Lett.* **37B**, 95 (1971).
- [43] E. Witten, *Nucl. Phys.* **B223**, 422 (1983).
- [44] R. Bott and R. Seely, *Comm. Math. Phys.* **62**, 235 (1978).
- [45] E. D'Hoker and S. Weinberg, *Phys. Rev.* **D50**, R6050 (1994).
- [46] *Encyclopedic Dictionary of Mathematics*, S. Iyanaga and Y. Kawada编辑(MIT Press, Cambridge, 1980); W. Greub, S. Halperin, and R. Vanstone, *Connections, Curvature and Cohomology*, Vol III, (Academic Press, New York, 1976); A. Borel, *Ann. Math.* (2) **57**, 115 (1953); 另见A. Borel, *Collected Papers*, Vol I (Springer Verlag, Berlin, 1983).
- [47] D. Weingarten, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1830 (1983).
- [48] J. Preskill and S. Weinberg, *Phys. Rev.* **D24**, 1059 (1981). 这是't Hooft之前讨论的修正版, 't Hooft的讨论考察了大夸克质量极限; 参看G. 't Hooft在Cargèse Summer Institute给出的讲义, 1979, in *Recent Developments in Gauge Theories*, G. 't Hooft等编辑, (Plenum, New York, 1980), 再刊于*Dynamical Gauge Symmetry Breaking*, E. Farhi and R. Jackiw编辑, (World Scientific, Singapore, 1982), and in G. 't Hooft, *Under the Spell of the Gauge Principle* (World Scientific, Singapore, 1994). 另见22.5节.
- [49] C. Vafa and E. Witten, *Nucl. Phys.* **B234**, 173 (1984). 另见C. Vafa and E. Witten, *Commun. Math. Phys.* **95**, 257 (1984).
- [50] C. Vafa and E. Witten, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 535 (1984).
- [51] S. L. Glashow, in *Hadrons and Their Interactions*, A. Zichichi编辑(Academic Press, New York, 1968); S. L. Glashow, R. Jackiw, and S-S. Shei, *Phys. Rev.* **187**, 1916 (1969); M. Gell-Mann, in *Proc. Third Topical Conf. on Part. Phys.*, W. A. Simonds and S. F. Tuan编辑(Western Periodicals, Los Angeles, 1970); *Acta Phys. Austriaca Suppl.* **IX**, 1972 (1972); H. Fritzsch and M. Gell-Mann, in *Proceedings of the XVI International Conference on High Energy Physics*, J. D. Jackson and A. Roberts编辑(Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, IL, 1972); *Phys. Lett.* **47B**, 365 (1973).
- [52] S. Weinberg, *Phys. Rev.* **D11**, 3583 (1975).

第 20 章 算符积展开

当由一个算符引入又由另一算符引出的动量趋于无穷大, 而其它所有外线的4-动量保持不变时, 我们通常会发现自身需要知道振幅在这个时候的行为是什么样的. 例如, 我们会在20.6节看到, 对于电子在强子初态 H 上散射而末态为任意强子的过程, 根据么正性, 它的总截面给定为对如下振幅分量的(系数已知)线性组合

$$\int d^4x e^{-ik \cdot x} \langle H | J^\mu(x) J^\nu(0) | H \rangle ,$$

其中 k 是电子传给强子的4-动量, 而 $J^\mu(x)$ 是电磁流. 在深度非弹电子散射的情况下, 由一个算符引入又由另一算符引出的动量 k 可以趋于无穷大. 类似的, 在研究各种算符的高动量极限时, 以及推导20.5节中相应的谱函数求和规则时, 我们会遇到类似Fouier变换的高动量极限, 所不同的只是强子态 $|H\rangle$ 被替换成了真空态.

如果像 $J^\mu(x)J^\nu(0)$ 这样的算符积对 x^μ 是解析的, 那么当Fourier变量 k 趋于无穷大时, 它的Fourier变换会指数衰减. 在该Fourier变换的高动量极限下, 领头项来自于时空变量在趋于另一个时空变量时算符积中的奇点. Wilson在1969年开始了对这类算符积的研究,¹ 他最初的目的只是想构建出传统量子场论的替代品. 正如之前所发生的(例如色散关系与Feynman图形规则), 绕过量子场论的努力给出了有价值的一般性结果, 不过这些结果最好被理解成量子场论的一般性质.

我们将在20.1节论述算符积展开. 在1970年, Zimmerman在微扰论中给出了这个展开的标准证明.² 在20.1节, 基于场论的路径积分公式, 我们会给出一个不太严格但是更加简单并且非微扰的证明. 在20.2节, 利用流经Feynman图的大动量流, 我们会呈现出看待算符积展开的另一视角, 这将带给我们微扰性的证明.

算符积展开的几个性质使得我们可以很方便地从量子色动力学这样的理论中得到一些重要的结果. 其中的一个性质是, 对于描述展开中的奇异性的函数, 它与动量之间关系由重整化群方程控制, 这使得在渐进自由理论中, 我们可以用微扰论计算出这些函数在大动量处的形式, 我们会在20.3节对这些进行讨论. 另一个性质是, 这些函数不会被可能的自发对称性破缺影响, 它们能够反映出底层理论的所有对称性, 这一点会在20.4节进行讨论. 在20.5节和20.6节, 我们会考察应用.

20.1 展开: 描述与推导

Wilson¹假设两个算符的乘积 $A(x)B(y)$ 在 $x \rightarrow y$ 时的奇异行为可以写成对其它定域算符的求和

$$A(x)B(y) \rightarrow \sum_C F_C^{AB}(x-y) C(y) , \quad (20.1.1)$$

其中 $F_C^{AB}(x-y)$ 是有奇点的c-数函数. 量纲分析表明, 当 $x \rightarrow y$ 时, $F_C^{AB}(x-y)$ 的行为是 $(x-y)$ 的幂函数, 幂次为 $d_C - d_A - d_B$, 其中 d_O 是算符按照质量或动量计算的量纲. 当我们给算符 O 加入更

多的导数或场时, d_O 会增加, 所以随着算符 C 变得越来越复杂, 函数 $F_C^{AB}(x-y)$ 的奇异性会降低. 算符积展开的显著特征是它是算符关系; 即, 我们对任意的矩阵元 $\langle\beta|A(x)B(y)|\alpha\rangle$ 使用它时, 我们会对所有的 $|\alpha\rangle$ 和 $|\beta\rangle$ 态得到相同的函数 $F_C^{AB}(x-y)$.

这个展开之所以在考察乘积 $A(x)B(y)$ 在 $x \rightarrow y$ 时的行为非常有用, 正是因为方程(20.1.1)的奇异性会随着算符 $C(y)$ 复杂性的增加而减小. 前面简单的幂次级数讨论会被重整化效应修正; 展开(20.1.1)必须写成在某个标度 μ 处正规化的算符, 这样 μ 就会伴随 $x-y$ 出现在系数函数 $F_C^{AB}(x-y)$ 之中. 我们会在20.3节看到, 在渐进自由的理论中, 除去 $\ln(x-y)^2$ 的一个幂函数外, $F_C^{AB}(x-y)$ 的行为确实是量纲分析所表明的 $x-y$ 的幂函数, 而其幂次正是 $d_C - d_A - d_B$. 即使是在更一般的理论中, 不同算符 $C(y)$ 所连带的奇异性也非常可能会随着算符复杂性的增加而减小.

动量空间中的相应陈述是, 当 $k \rightarrow \infty$ 时,

$$\int d^4x e^{-ik \cdot x} A(x) B(0) \rightarrow \sum_C V_C^{AB}(k) C(0) \quad (20.1.2)$$

相应地有

$$\int d^4x e^{-ik \cdot x} T\{A(x)B(0)\} \rightarrow \sum_C U_C^{AB}(k) C(0) \quad (20.1.3)$$

其中 $V_C^{AB}(k)$ 和 $U_C^{AB}(k)$ 是 k^μ 的函数, 当 k 很大时, 随着级数中的项越变越复杂, 它们会快速衰减.

我们现在来推导Wilson展开的一个推广版本, 在这个版本中, 任意多个算符携带的动量一起趋于无穷大. 对于这个目的, 我们来考察定域算符 $A_1(x_1), A_2(x_2) \cdots$ 和定域算符 $B_1(y_1), B_2(y_2) \cdots$ 的Green函数, 其中 A 算符的变量在点 x 附近而 B 算符的变量固定不动:

$$\begin{aligned} & \langle T\{A_1(x_1), A_2(x_2), \cdots B_1(y_1), B_2(y_2), \cdots\} \rangle_0 \\ &= \int \left[\prod_{\ell, z} d\phi_\ell(z) \right] a_1(x_1) a_2(x_2) \cdots b_1(y_1) b_2(y_2) \cdots \exp(iI[\phi]), \end{aligned} \quad (20.1.4)$$

其中小写字母 a 和 b 表示将 A 和 B 中的场算符替换成了c-数场 ϕ . 现在围绕点 x 做一个半径为 R 的球 $B(R)$, R 远大于 $x_1, x_2 \cdots$ 之间的距离, 但远小于 x 与 $y_1, y_2 \cdots$ 之间的距离. 既然作用量是定域的, 它可以写成

$$I = \int_{z \in B(R)} d^4z \mathcal{L}(z) + \int_{z \notin B(R)} d^4z \mathcal{L}(z). \quad (20.1.5)$$

那么方程(20.1.4)就可以变成如下形式

$$\begin{aligned} & \langle T\{A_1(x_1), A_2(x_2), \cdots B_1(y_1), B_2(y_2), \cdots\} \rangle_0 \\ &= \int \left[\prod_{z \notin B(R), \ell} d\phi_\ell(z) \right] b_1(y_1) b_2(y_2) \cdots \exp \left(i \int_{z \notin B(R)} d^4z \mathcal{L}(z) \right) \\ & \quad \times \int \left[\prod_{z \in B(R), \ell} d\phi_\ell(z) \right] a_1(x_1) a_2(x_2) \cdots \exp \left(i \int_{z \in B(R)} d^4z \mathcal{L}(z) \right), \end{aligned} \quad (20.1.6)$$

我们要对这个积分附加边界条件: 球内的场要在表面处于球外的场光滑相连, 这会约束对球内场的路径积分. 除了这个边界条件以外, 对球内场的路径积分完全不被球外场的行为影响, 所以对球内场的路径积分可以用球面上的场和它的导数进行表示, 而它们反过来可以表示成从球外外

推到中心点 x 的场和它们的导数. 如果我们将这一积分表示成外推到点 x 的 c -数场和它们导数的乘积 $^*o(x)$ 的级数, 那么系数只能是坐标差的函数 $U_O^{A_1, A_2, \dots}(x_1 - x, x_2 - x, \dots)$. 既然 y_1, y_2, \dots 都在球 $B(R)$ 的外部, 在 $R \rightarrow 0$ 的极限下, 将球内的这部分从作用量中去除出去并不会对球外的场有影响, 所以在这一极限下, 当 x_1, x_2, \dots 全部趋于 x 时, 方程(20.1.6)变成

$$\begin{aligned} \langle T\{A_1(x_1), A_2(x_2), \dots B_1(y_1), B_2(y_2), \dots\} \rangle_0 &\rightarrow \int \left[\prod_{\ell, z} d\phi_\ell(z) \right] \\ &\times b_1(y_1) b_2(y_2) \dots \exp \left(i \int d^4 z \mathcal{L}(z) \right) \\ &\times \sum_O U_O^{A_1, A_2, \dots}(x_1 - x, x_2 - x, \dots) O(x) \\ &= \sum_O U_O^{A_1, A_2, \dots}(x_1 - x, x_2 - x, \dots) \langle T\{O(x), B_1(y_1), B_2(y_2), \dots\} \rangle_0, \end{aligned} \quad (20.1.7)$$

其中 $O(x)$ 是对应 $o(x)$ 的量子力学Heisenberg绘景算符. 特别地, 通过对变量 y 做Fourier变换并乘上合适的系数函数, 对于任意的态 $|\alpha\rangle$ 和 $\langle\beta|$, 这给出

$$\langle\beta|T\{A_1(x_1), A_2(x_2), \dots\}|\alpha\rangle \rightarrow \sum_O U_O^{A_1, A_2, \dots}(x_1 - x, x_2 - x, \dots) \langle\beta|O(x)|\alpha\rangle. \quad (20.1.8)$$

由于这对任意态都是成立的, 它是推广版本中的算符关系:

$$T\{A_1(x_1), A_2(x_2), \dots\} \rightarrow \sum_O U_O^{A_1, A_2, \dots}(x_1 - x, x_2 - x, \dots) O(x). \quad (20.1.9)$$

20.2 动量流*

我们现在来考察算符积展开最简单的例子: 在质量为 m 而相互作用为 $-\frac{1}{24}g\phi^4$ 的单个标量场 ϕ 的理论中, 对于它的 $n+2$ 点Feynman振幅, 让4-动量 k 从一条线流入又从另一条线流出, 但保持其它所有外线的动量不变, 考察这个振幅在 k 很大时的渐进行为. 在这一情况下, 这会带给我们对算符积展开中前几项的微扰论证明, 所用的方法是从流经Feynman图的大动量流导出这一展开, 而我们这里的真实目的其实是从这一方法中得到启发. 本章的附录将会讨论这些结果到一般情况的推广.

我们把 n 粒子散射振幅的所有连通图之和定义为 $\Gamma(k; p_1 \dots p_n)$, 其中它的外线携带入动量 k 和 $p - k$ 以及出动量 $p_1 \dots p_n$, 并且 $p \equiv p_1 + p_2 + \dots + p_n$. (为了之后方便处理, 我们进一步指定 $\Gamma(k; p_1 \dots p_n)$ 包含动量为 k 和 $p - k$ 的外线的传播子, 但对于那些固定的动量 $p_1 \dots p_n$, Γ 并不包含这些外线的传播子.) 我们希望证明, 在微扰论的任意阶, 当 $k \rightarrow \infty$ 时,

$$\Gamma(k; p_1 \dots p_n) \rightarrow U_{\phi^2}(k) F_{\phi^2}(p_1 \dots p_n) + O(k^{-5}), \quad (20.2.1)$$

其中 $U_{\phi^2}(k)$ 是 k^{-4} 阶**项的和, 它独立于 $p_1 \dots p_n$ 和 n , 而 $F_{\phi^2}(p_1 \dots p_n)$ 是在 n 条 ϕ 线中插入单个 ϕ^2 顶角后的振幅, 为了使它有限, 它还要乘上合适的重整化常数 Z_{ϕ^2} . 因为 $F_{\phi^2}(p_1 \dots p_n)$ 是重整化算

*为了使级数中的系数是有限的, 这些乘积必须要乘上合适的无限大因子以重整化. 这会在下一节所呈现的推导中变得非常显然.

**本节或多或少的处在本书的发展主线之外, 可以在第一次阅读时跳过.

**贯穿本章始终, 当我们称一个振幅是 k^A 阶的, 应该将其理解成: 取 $k^\rho = \kappa n^\rho$, 其中 n^ρ 是任意确定的4-矢, 若振幅是 k^A 阶的, 则当 $\kappa \rightarrow \infty$ 时, 振幅会趋于 κ^A 乘以 $\ln \kappa$ 的幂函数之和.

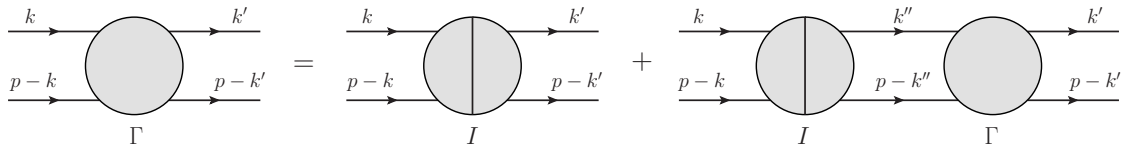


图 20.1 积分方程(20.2.3)的图形表示. Γ 标记的阴影圆盘代表所有外线如图所示的连通Feynman图之和, 而由 I 标记的阴影圆盘, 即中间有竖线的那一个, 它代表的是: 无法通过剪断一对内线使左边的外线和右边的外线相分离的所有连通图之和.

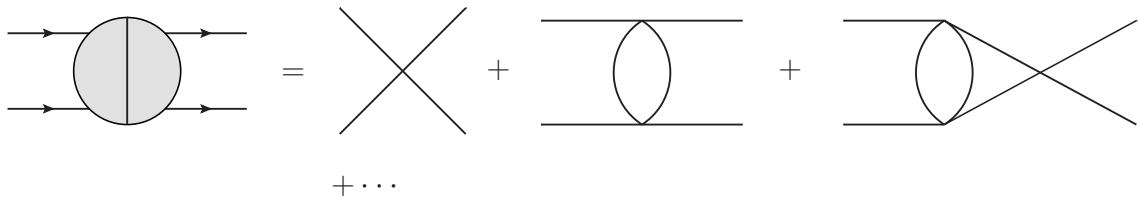


图 20.2 在相互作用为 Φ^4 的标量场中, 核 $I(k, k', p)$ 的树图和一圈图.

符 $(\phi^2)_R \equiv Z_{\phi^2} \phi^2(0)$ 的矩阵元, 方程(20.2.1)对应于如下陈述: 在 $k \rightarrow \infty$ 时, 算符积展开的领头项是[†]

$$\int d^4x e^{-ik \cdot x} T\{\phi_R(x) \phi_R(0)\}_C \rightarrow U_{\phi^2}(k) (\phi^2(0))_R. \quad (20.2.2)$$

在研究Feynman振幅的渐进行为时, 我们必须要把如下的事实考虑在内: 在动量空间的部分积分区域中, 可能会只有一部分内线动量与趋于无穷大的外线动量同阶, 但其它内线却不这样. 我们设这些拥有 k 阶动量的线处在子图 \mathcal{S} , 并按照12.1节的规则计算出子图 \mathcal{S} 的量纲 $D_{\mathcal{S}}$, 那么这部分积分区域给 $\Gamma(k; p_1 \cdots p_n)$ 的贡献的渐进行为是 $k^{D_{\mathcal{S}}}$ 阶的. 如果 \mathcal{S} 与图的其余部分用 m 条外线相连, 并且 \mathcal{S} 有两条动量分别为 k 和 $p - k$ 的外线, 那么从方程(12.1.8), 我们有 $D_{\mathcal{S}} = 4 - 2 - m - 4 = -2 - m$. (-4 来自于动量为 k 和 $p - k$ 的那两条线的传播子, 即我们在 $\Gamma(k; p_1 \cdots p_n)$ 中引入的两个传播子.) 因此, 无论主导 Γ 的渐进行为是大动量 k 流经整个图的那部分积分区域, 还是只流经某些子图的那部分积分区域, 给出最主要贡献的是外线最少的那一个.³

当 $n = 0$ 时, 这总是整个图; 即, 积分的主要部分来自于每条线均携带 k 阶动量的那部分积分区域, 它给出 k^{-2} 阶的渐进行为. 在这一情况下, 算符积展开中对矩阵元有贡献的算符只有单位算符, $C = 1$. 由于我们目前只研究连通图, 这一项在 $n > 0$ 时被排除了.

当 $n = 2$ 时, 除了整个图给出主要贡献外, 还有一个子图也给出主要贡献: 动量为 k 和 $p - k$ 的两条外线通过两条内线构成的桥与另外两条外线相连的图,^{††} 这给出阶为 k^{-4} 的渐进行为. 当 $n \geq 4$ 时, 主要贡献仅来自于这样的子图: 动量为 k 和 $p - k$ 的两条外线通过两条内线构成的桥与另外 $n - 2$ 条外线相连的图, 这再次给出阶为 k^{-4} 的渐进行为.

一般的图会包含数个这样的二粒子桥, 这使得对 $n = 2$ 和 $n \geq 4$ 的情况进行分析变得复杂. 我们先来考察 $n = 2$ 的情况. 我们将所有对 $\Gamma(k; p_1, p_2)$ 有贡献的二粒子不可约图定义为 $I(k, k', p)$ (其

[†] 编时乘积的下标 C 在这里是指我们只引入了连通图. 由于在这一节我们只考察两个 ϕ 场的算符积展开, 我们扔掉了 V_{ϕ^2} 的下标 ϕ^2 . 对于携带动量 k 和 $p - k$ 的那些线, 由于我们在对它们的传播子做辐射修正的同时暗中引入了抵消项, 所以这些场本身是重整化的.

^{††} 由于这个理论在 $\phi \rightarrow -\phi$ 的对称性, 有奇数个外线的图或子图都被排除了, 进而 $m = 1$ 的可能性被排除了. 又因为 Γ 的定义来自于连通图, 所以 $m = 0$ 的可能性被排除了.

中 $p_1 = k'$, $p_2 = p - k'$), 所谓二粒子不可约是指无法通过剪断一对内线的方法使得带有入动量 k 和 $p - k$ 的两条外线与动量为 k' 和 $p - k'$ 的外线分离. 那么, $\Gamma(k; k', p - k') - I(k, k', p)$ 就是那些可以以这种方式变成不连通图的那些图之和, 因而可以写成(参看图20.1)

$$\Gamma(k; k', p - k') - I(k, k', p) = \int d^4 k'' I(k, k'', p) \Gamma(k''; k', p - k'). \quad (20.2.3)$$

(同 $\Gamma(k; k', p - k')$ 一样, 核 $I(k, k', p)$ 包含动量为 k 和 $p - k$ 的外线的传播子, 但为了避免重复计数, 它不包含动量为 k' 和 $p - k'$ 的外线的传播子.) $I(k, k', p)$ 到 g^2 阶的Feynman图如图20.2所示.

为了计算方程(20.2.3)右边的行为, 我们先来考察核 $I(k, k', p)$ 在 k' 和 p 保持不动而 $k \rightarrow \infty$ 时的渐进行为. 主导这个渐进行为的是所有内线均携带 k 阶动量的那部分动量空间, 这会给出 k^{-4} 阶的贡献, 而在其它区域, 由携带 k 阶动量的内线构成的子图至少有五条外线, 这给出的贡献要比 k^{-4} 衰减得更快. 由此得出, 做 $I(k, k', p)$ 相对 k' 或 p 的微分将会让核的渐进行为降低一个 k^{-1} 因子. 因此, 保持 k' 和 p 不动但让 $k \rightarrow \infty$, 我们就有

$$I(k, k', p) \rightarrow I_\infty(k), \quad (20.2.4)$$

其中 $I_\infty(k)$ 仅是 k 的函数并且阶为 k^{-4} .

不幸的是, 我们无法简单地将方程(20.2.3)中的 $I(k, k', p)$ 替换成这一渐进极限, 这是因为无论 k 变得多大, 当 k' 为 k 阶时, 它会积分一个很大的贡献. 为了解决这一困难, 我们使用一个基于数学归纳法的技巧. 在最低阶, $\Gamma(k; k', p - k')$ 由一个顶点与两个裸传播子相连的图给出

$$\Gamma(k; k', p - k') = \frac{ig}{(2\pi)^4(k^2 + m^2)((p - k)^2 + m^2)} \quad (\text{最低阶})$$

对于这一阶, 很容易证明它的渐进行为的形式就是方程(20.2.1). 因此, 我们假定对于 $n = 2$ 成立的方程(20.2.1), 直到 g 的某个给定阶 N 它都是成立的——即, 直到这一阶, $k \rightarrow \infty$ 时的渐进行为采取如下的形式

$$\Gamma(k; k', p - k) \rightarrow U_{\phi^2}(k) F_{\phi^2}(k', p - k') + O(k^{-5}), \quad (20.2.5)$$

然后我们将试图证明它在下一阶也是成立的. 为了估计 k' 为 k 阶时它对方程(20.2.3)中积分的贡献, 我们将方程(20.2.3)重写为

$$\begin{aligned} \Gamma(k; k', p - k) &= I(k, k', p) \\ &+ \int d^4 k'' I(k, k'', p) \left[\Gamma(k''; k', p - k') - U_{\phi^2}(k'') F_{\phi^2}(k', p - k') \right] \\ &+ F_{\phi^2}(k', p - k') \int d^4 k'' I(k, k'', p) U_{\phi^2}(k''). \end{aligned} \quad (20.2.6)$$

既然 $I(k, k', p)$ 起码是领头阶的, 我们可以在方程(20.2.6)的右边使用方程(20.2.5). 因此对于右边的第二项, k'' 为 k 阶的那部分积分区域所给出的贡献会像 k^{-4+4-5} 那样为零, 因此与 k'' 保持有限的那部分相比就是可以忽略的, 而这部分会给出收敛积分

$$I_\infty(k) \int d^4 k'' \left[\Gamma(k''; k', p - k') - U_{\phi^2}(k'') F_{\phi^2}(k', p - k') \right].$$

更进一步, 既然给出 $\int d^4 k'' I(k, k'', p) U_{\phi^2}(k'')$ 主要贡献的是 $I(k, k'', p)$ 的图中每个内线均携带 k 阶动量的那部分积分区域, 这个积分对 p 的微分会使得它的渐进行为降低一个 k^{-1} 阶的因子, 所以

就渐进行为而言, 这一积分中的 $I(k, k', p)$ 可以替换成 $I(k, k') \equiv I(k, k', 0)$. 因此在 $k \rightarrow \infty$ 时, 方程(20.2.6)变成

$$\begin{aligned} \Gamma(k; k', p - k') &\rightarrow F_{\phi^2}(k', p - k') \int d^4 k'' I(k, k'') U_{\phi^2}(k'') \\ &+ I_{\infty}(k) \left\{ 1 + \int d^4 k'' \left[\Gamma(k''; k', p - k') - U_{\phi^2}(k'') F_{\phi^2}(k', p - k') \right] \right\}. \end{aligned} \quad (20.2.7)$$

因此我们可以用低阶微扰论中的那些函数来定义 $U_{\phi^2}(k)$ 和 $F_{\phi^2}(k', p - k')$, 具体形式为

$$U_{\phi^2}(k) = C I_{\infty}(k) + \int d^4 k' I(k, k') U_{\phi^2}(k'), \quad (20.2.8)$$

$$\begin{aligned} F_{\phi^2}(k', p - k') &= C^{-1} \\ &\times \left\{ 1 + \int d^4 k'' \left[\Gamma(k''; k', p - k') - U_{\phi^2}(k'') F_{\phi^2}(k', p - k') \right] \right\}, \end{aligned} \quad (20.2.9)$$

其中 C 是我们可以随便选择的常数. 有了这些定义, 我们就可以从方程(20.2.7)中得到方程(20.2.5).

选择常数 C 使得 $F_{\phi^2}(k', p - k')$ 在某个重整化点 $k' = k(\mu)$ 且 $p = p(\mu)$ 的值为1, 这将方便之后的讨论, 而其中的 $k(\mu)$ 和 $p(\mu)$ 是 μ 阶标准4-动量. 这样,

$$C = 1 + \int d^4 k'' \Gamma(k''; k(\mu), p(\mu) - k(\mu)) - \int d^4 k'' U_{\phi^2}(k''). \quad (20.2.10)$$

利用方程(20.2.5), 我们看到方程(20.2.10)中两个积分的发散互相抵消了.

方程(20.2.9)现在可以重写成

$$F_{\phi^2}(k', p - k') = Z_{\phi^2} \left\{ 1 + \int d^4 k'' \Gamma(k''; k', p - k') \right\}, \quad (20.2.11)$$

其中

$$Z_{\phi^2} = \left[1 + \int d^4 k'' \Gamma(k''; k(\mu), p(\mu) - k(\mu)) \right]^{-1}. \quad (20.2.12)$$

我们可以认为 Z_{ϕ^2} 是复合算符 ϕ^2 的重整化常数, 它的定义使得算符 $Z_{\phi^2} \phi^2$ 的二粒子矩阵元 $F_{\phi^2}(k, p - k)$ 是有限值, 并且在 $k = k(\mu)$ 且 $p = p(\mu)$ 时为1.

通过方程(20.2.8)和(20.2.11)来计算 $U_{\phi^2}(k)$ 和 $F_{\phi^2}(k, p - k)$ 并不是特别方便. 与此相反, 计算 $\Gamma(k; k', p - k')$, 然后与方程(20.2.5)比较进而读出 $U_{\phi^2}(k)$ 和 $F_{\phi^2}(k, p - k)$, 这样反而更简单一些. 给函数(12.2.26)乘以动量为 k 以及 $p - k$ 的线的传播子, 我们看到, 到一圈阶

$$\begin{aligned} \Gamma(k; k', p - k') &= \left[\frac{-i}{(2\pi)^4(k^2 + m^2)} \right] \left[\frac{-i}{(2\pi)^4((p - k)^2 + m^2)} \right] \left[-i(2\pi)^4 g \right] \\ &\times \left\{ 1 - \frac{g}{32\pi^2} \int_0^1 dx \left\{ \ln \left(\frac{m^2 + 4x(1-x)\mu^2/3}{m^2 - sx(1-x)} \right) \right. \right. \\ &\left. \left. + \ln \left(\frac{m^2 + 4x(1-x)\mu^2/3}{m^2 - tx(1-x)} \right) + \ln \left(\frac{m^2 + 4x(1-x)\mu^2/3}{m^2 - ux(1-x)} \right) + \dots \right\} \right\}, \end{aligned} \quad (20.2.13)$$

其中 s , t 和 u 是Mandelstam变量

$$s = -p^2, \quad t = -(k - k')^2, \quad u = -(p - k - k')^2,$$

μ 是重整化标度, g 是相应的重整化耦合, 由 $s = t = u = -4\mu^2/3$ 处的Feynman振幅定义. 它的渐进行为是

$$\begin{aligned} \Gamma(k; k', p - k') &\rightarrow \frac{ig}{(2\pi)^4(k^2)^2} \\ &\times \left\{ 1 - \frac{g}{32\pi^2} \int_0^1 dx \left\{ \ln \left(\frac{m^2 + 4x(1-x)\mu^2/3}{m^2 + p^2x(1-x)} \right) \right. \right. \\ &\left. \left. + 2 \ln \left(\frac{m^2 + 4x(1-x)\mu^2/3}{m^2 + k^2x(1-x)} \right) + \cdots \right\} \right\}. \end{aligned} \quad (20.2.14)$$

到 g^2 阶, 如果我们取

$$\begin{aligned} U_{\phi^2}(k) &= \frac{ig}{(2\pi)^4(k^2)^2} \\ &\times \left\{ 1 - \frac{g}{16\pi^2} \int_0^1 dx \ln \left(\frac{m^2 + 4x(1-x)\mu^2/3}{m^2 + k^2x(1-x)} \right) + \cdots \right\}, \end{aligned} \quad (20.2.15)$$

以及

$$F_{\phi^2}(k, p - k) = 1 - \frac{g}{32\pi^2} \int_0^1 dx \ln \left(\frac{m^2 + 4x(1-x)\mu^2/3}{m^2 + p^2x(1-x)} \right) + \cdots, \quad (20.2.16)$$

那么它与方程(20.2.5)就是一致的. 在这里, 我们已经对算符 ϕ^2 的重整化点 $k(\mu)$ 和 $p(\mu)$ 做了选择, 使得它与耦合常数 g 的重整化点的关系为 $p(\mu)^2 = 4\mu^2/3$, 这使得在 $p^2 = 4\mu^2/3$ 时, $F_{\phi^2}(k, p - k) = 1$.

现在来考察动量不变的外线数目 n 远大于2的情况. 为了与我们之前的讨论一致, 在 $k \rightarrow \infty$ 的极限下, 给出 $\Gamma(k; p_1 \cdots p_n)$ 主要贡献的图是那些可以通过剪断一对内线使得携带动量 k 与 $p - k$ 的那两条外线与这 n 条外线不相连的图:

$$\Gamma(k; p_1 \cdots p_n) \rightarrow \int d^4k' I(k, k', p) \Gamma(k'; p_1 \cdots p_n). \quad (20.2.17)$$

像之前一样, 由于 k' 为 k 阶时会对这一积分有个很大的贡献, 我们对右边的核 $I(k, k', p)$ 无法简单地使用它在 $k \rightarrow \infty$ 时的渐进极限. 处理这一困难的方法是将方程(20.2.17)重写成如下形式

$$\begin{aligned} \Gamma(k; p_1 \cdots p_n) &\rightarrow \int d^4k' I(k, k', p) \left[\Gamma(k'; p_1 \cdots p_n) - U_{\phi^2}(k') F_{\phi^2}(p_1 \cdots p_n) \right] \\ &+ F_{\phi^2}(p_1 \cdots p_n) \int d^4k' I(k', k, p) U_{\phi^2}(k'), \end{aligned} \quad (20.2.18)$$

其中, 通过数学归纳法, 我们假定直到某个给定阶 N , 在加上 $1/k^5$ 阶的修正项后,

$$\Gamma(k; p_1 \cdots p_n) \rightarrow U_{\phi^2}(k) F_{\phi^2}(p_1 \cdots p_n). \quad (20.2.19)$$

我们现在可以使用极限(20.2.4)和方程(20.2.8)将方程(20.2.18)重写为

$$\begin{aligned} \Gamma(k; p_1 \cdots p_n) &\rightarrow I_{\infty}(k) \int d^4k' \left[\Gamma(k'; p_s \cdots p_n) - U_{\phi^2}(k') F_{\phi^2}(p_1 \cdots p_n) \right] \\ &+ F_{\phi^2}(p_1 \cdots p_n) \left[U_{\phi^2}(k) - C I_{\infty}(k) \right]. \end{aligned}$$

假定我们取

$$C F_{\phi^2}(p_1 \cdots p_n) = \int d^4k' \left[\Gamma(k'; p_s \cdots p_n) - U_{\phi^2}(k') F_{\phi^2}(p_1 \cdots p_n) \right]$$

或者使用方程(20.2.10)和(20.2.12),

$$F_{\phi^2}(p_1 \cdots p_n) = Z_{\phi^2} \int d^4 k' \Gamma(k'; p_1 \cdots p_n), \quad (20.2.20)$$

那么直到 $N+1$ 阶, 这都与方程(20.2.19)一致. (20.2.20)仅指出了 $F_{\phi^2}(p_1 \cdots p_n)$ 是重整化算符 $Z_{\phi^2} \phi^2$ 的矩阵元, 这使得方程(20.2.1)对应于算符积公式(20.2.2). 尤其要注意的是, 无论 n 或者动量 $p_1 \cdots p_n$ 取什么值, $U_{\phi^2}(k)$ 都是相同的系数函数, 我们会在后面证明它.

严格来讲, 算符 $(\phi^2)_R$ 并不是两个 ϕ 乘积展开中的领头项. 展开中还存在单位算符, 它的量纲比 $(\phi^2)_R$ 要低, 但由于(正如下标 C 所表明的)我们排除了非连通图, 它从方程(20.2.2)中排除了. 正如之前所提及的, 当 $k \rightarrow \infty$ 时, 对于 $n = 0$ (且 $p^\mu = 0$)的 $\Gamma(k)$, 它的图由所有内线均携带 k 阶动量的那部分积分区域主导, 而 $U_1(k)$ 是这一区域的贡献.

量纲更高的算符和更一般的理论将在本章的附录进行考察.

20.3 系数函数的重整化群方程

正如之前所提及的, 使得算符积展开如此有用的一个性质是: 系数函数的动量相关性完全由重整化群方程控制. 这是因为它们源于Feynman图之和的极限值(例如20.2节的 $I_\infty(k)$), 在这种情况下所有相关的动量一起趋于无穷大, 这使得可以在令质量为零的同时却不引起奇点. 然而, 算符积系数函数并不服从简单的标度率, 其原因是重整化效应: 系数函数要乘上标度相关的重整化常数, 并依赖于标度相关的重整化耦合.

考察Green函数 $\Gamma_{\ell, \ell'}(k, k', p)$ 的算符积展开, 其中, 入粒子线的集合记做 ℓ , 它们的动量(合起来记做 k , 和为 p)一起趋于无穷大, 剩余外线的集合记做 ℓ' , 它们的动量(合起来记做 k' , 和为 p)保持不变:

$$\Gamma_{\ell \ell'}(k, k', p) \rightarrow \sum_{\mathcal{O}} U_{\mathcal{O}}^\ell(k) F_{\mathcal{O}, \ell'}(k', p). \quad (20.3.1)$$

函数 $F_{\mathcal{O}, \ell'}(k', p)$ 是重整化算符 $\mathcal{O}_R = \sum_{\mathcal{O}'} Z_{\mathcal{O}, \mathcal{O}'} \mathcal{O}'$, 所以它在场乘积中对应线 ℓ 的系数 $U_{\mathcal{O}}^\ell(k)$ 正比于 $Z_{\mathcal{O}, \mathcal{O}'}^{-1}$ 以及 $Z_{\ell', \ell}$, 即集合 ℓ 中所有场算符(或复合算符)的重整化因子的直接乘积. 因此,

$$\mu \frac{d}{d\mu} U_{\mathcal{O}}^\ell = \sum_{\ell'} \gamma_{\ell \ell'} U_{\mathcal{O}}^{\ell'} - \sum_{\mathcal{O}'} U_{\mathcal{O}', \mathcal{O}}^\ell \gamma_{\mathcal{O}', \mathcal{O}} + \beta(g) \frac{\partial}{\partial g} U_{\mathcal{O}}^\ell, \quad (20.3.2)$$

其中

$$\mu \frac{\partial}{\partial \mu} Z_{\ell \ell'} = \sum_{\ell''} \gamma_{\ell \ell''} Z_{\ell'' \ell'}, \quad \mu \frac{\partial}{\partial \mu} Z_{\mathcal{O} \mathcal{O}'} = \sum_{\mathcal{O}''} \gamma_{\mathcal{O} \mathcal{O}''} Z_{\mathcal{O}'' \mathcal{O}'}, \quad (20.3.3)$$

简单起见, 我们假定只有一个可重整耦合 g_μ , 它由某个重整化点的某个Feynman振幅定义, 该重整化点的动量为 μ 阶, 且有 $\mu dg_\mu/d\mu = \beta(g_\mu)$. 为了能够用量纲分析进行处理. 我们给所有算符乘上相应的 μ 的幂函数, 使得所有算符是无量纲的. 这同时使得 Z 矩阵和 γ 矩阵的分量也是无量纲的, 并使得它们的值在零耦合极限给定为

$$\gamma_{\ell \ell'} \rightarrow \delta_{\ell \ell'} N(\ell), \quad \gamma_{\mathcal{O} \mathcal{O}'} \rightarrow \delta_{\mathcal{O} \mathcal{O}'} N(\mathcal{O}), \quad (20.3.4)$$

其中 $N(\mathcal{O})$ 是算符 \mathcal{O} 的量纲, $N(\ell)$ 是场集合 ℓ 的总量纲(即 $s+1$ 的和, 其中对于标量场和无质量规范场, $s = 0$; 对于Dirac场, $s = 1/2$; 等等.) 另外, 量纲分析告诉我们, 对于 n^μ 固定的 $k^\mu = \kappa n^\mu$,

除了定义Fourier变换的积分所产生的因子 $\kappa^{4-4n(\ell)}$ 外, 振幅只能通过比值 κ/μ 依赖于 κ . 这样, 方程(20.3.2)解的形式为

$$U_{\mathcal{O}}^{\ell}(\kappa n) = \kappa^{4-4n(\ell)} \sum_{\ell', \mathcal{O}'} \left[M \left\{ \exp \left(\int^{\kappa} \frac{d\mu}{\mu} \gamma(g_{\mu}) \right) \right\} \right]_{\ell, \ell'} \mathcal{U}_{\mathcal{O}'}^{\ell'}(g_{\kappa}, n) \\ \times \left[M \left\{ \exp \left(\int^{\kappa} \frac{d\mu}{\mu} \gamma(g_{\mu}) \right) \right\} \right]_{\mathcal{O}', \mathcal{O}}^{-1}, \quad (20.3.5)$$

其中 M 代表“ μ -编序”乘积, 即, 对指数展开中的每一项进行重排使得因子按照 μ 减小的顺序从左向右排列.

若 g_{μ} 在 $\mu \rightarrow \infty$ 时趋于不动点 g_* , 这会给出特别简单的结果. 这时大 μ 对 $M\{\exp(\int^{\kappa} \gamma(g_{\mu}) d\mu/\mu)\}$ 的贡献是矩阵 $\kappa^{\gamma(g_*)}$, 它会因为 μ -编序出现在左边. 因此, 方程(20.3.5)变成

$$U_{\mathcal{O}}^{\ell}(\kappa n) = \kappa^{4-4n(\ell)} \sum_{\ell', \mathcal{O}'} \left[\kappa^{\gamma(g_*)} \right]_{\ell, \ell'} \mathcal{C}_{\ell', \mathcal{O}'} \left[\kappa^{-\gamma(g_*)} \right]_{\mathcal{O}', \mathcal{O}}, \quad (20.3.6)$$

其中, 取决于 g_{κ} 趋于 g_* 的速率, \mathcal{C} 要么是常数要么是 $\ln \kappa$ 的幂函数的和.

像量子色动力学这样的渐进自由理论是物理上特别感兴趣的特殊情况. 在这种理论中, 不动点处在 $g_* = 0$ 处, 并且, 根据方程(20.3.4), 在这一不动点附近, γ 矩阵趋于

$$\gamma(g)_{\ell\ell'} \rightarrow N(\ell)\delta_{\ell\ell'} + g^2 c_{\ell\ell'}, \quad \gamma(g)_{\mathcal{O}\mathcal{O}'} \rightarrow N(\mathcal{O})\delta_{\mathcal{O}\mathcal{O}'} + g^2 c_{\mathcal{O}\mathcal{O}'}. \quad (20.3.7)$$

另外, 如果我们将耦合的重整化群方程写成如下的形式

$$\mu \frac{d}{d\mu} g_{\mu}^2 = -\frac{b}{8\pi^2} g_{\mu}^4, \quad (20.3.8)$$

那么

$$\int^{\kappa} \frac{d\mu}{\mu} g_{\mu}^2 \rightarrow -\frac{8\pi^2}{b} \ln g_{\kappa}^2 + \text{常数}.$$

在方程(20.3.5)中使用该式就给出了渐进行为

$$U_{\mathcal{O}}^{\ell}(\kappa n) \rightarrow \kappa^{4-4n(\ell)+N(\ell)-N(\mathcal{O})} \sum_{\ell', \mathcal{O}'} \left[(g_{\kappa}^2)^{-8\pi^2 c/b} \right]_{\ell, \ell'} \mathcal{C}_{\mathcal{O}'}^{\ell'} \left[(g_{\kappa}^2)^{8\pi^2 c/b} \right]_{\mathcal{O}', \mathcal{O}}, \quad (20.3.9)$$

其中 $\mathcal{C}_{\mathcal{O}'}^{\ell'}$ 是常数矩阵, 它等于 $\mathcal{U}_{\mathcal{O}'}^{\ell'}(0, n)$ 乘上一些常数因子, 这些常数因子来自于方程(20.3.5)中 g_{μ} 不是很小的那部分积分, 这使得无法我们利用微扰论计算它们. 当 $\kappa \rightarrow \infty$ 时, 耦合常数的行为是 $g_{\kappa}^2 \rightarrow 8\pi^2/b \ln \kappa$, 所以方程(20.3.9)也可以重写成

$$U_{\mathcal{O}}^{\ell}(\kappa n) \rightarrow \kappa^{4-4n(\ell)+N(\ell)-N(\mathcal{O})} \sum_{\ell', \mathcal{O}'} \left[(\ln \kappa)^{8\pi^2 c/b} \right]_{\ell, \ell'} \mathcal{B}_{\mathcal{O}'}^{\ell'} \left[(\ln \kappa)^{-8\pi^2 c/b} \right]_{\mathcal{O}', \mathcal{O}}, \quad (20.3.10)$$

其中 $\mathcal{B}_{\mathcal{O}'}^{\ell'}$ 是另一常数矩阵. 方程(20.3.9)和(20.3.10)成立的条件是 $g_{\kappa}^2/8\pi^2 \ll 1$, 但是 $\ln \kappa$ 也不必大到使得 c 矩阵只有一个本征矢对渐进行为有贡献. 在20.6节, 方程(20.3.10)将被用来研究深度非弹散射.

20.4 系数函数的对称性

算符积展开有这样的性质, 即使底层理论的部分对称性或者全部对称性自发破缺了, 系数函数也能将全部对称性呈现出来, 这使得算符积展开的用处被极大地拓宽了.⁴ 为了证明这点, 我们考察重整化算符 $\mathcal{O}_i(x)$ 乘积的展开, 其中 $\mathcal{O}_i(x)$ 在守恒流为 $J^\mu(x)$ 的对称性下线性变换, 也就是说

$$[J^0(\mathbf{x}, t), \mathcal{O}_i(\mathbf{y}, t)] = -\delta^3(\mathbf{x} - \mathbf{y}) \sum_j t_{ij} \mathcal{O}_j(\mathbf{y}, t), \quad (20.4.1)$$

其中 t_{ij} 是常数矩阵. 我们可以将算符积展开写成如下的陈述, 随着 x_1, \dots, x_n 共同趋于 x (即 $x_1 - x, \dots, x_n - x$ 均有固定的比值),

$$\langle \beta | T \{ \mathcal{O}_{i_1}(x_1) \cdots \mathcal{O}_{i_n}(x_n) \} | \alpha \rangle \rightarrow \sum_i U_i^{i_1 \cdots i_n}(x_1 - x, \dots, x_n - x) \langle \beta | \mathcal{O}_i(x) | \alpha \rangle. \quad (20.4.2)$$

现在假定流为 J^μ 的对称性自发破缺了, 相应的Goldstone玻色子 π 会满足

$$\langle \text{VAC} | J^\mu(0) | \pi \rangle = \frac{F p_\pi^\mu}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2p_\pi^0}}. \quad (20.4.3)$$

那么, 正如我们在19.2节看到的, 若态中有额外的低能Goldstone玻色子, 那么算符积在这种态之间的矩阵元是

$$\begin{aligned} \langle \beta | T \{ \mathcal{O}_{i_1}(x_1) \cdots \mathcal{O}_{i_n}(x_n) \} | \pi \alpha \rangle &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2p_\pi^0} F} \\ &\times \int d^4x \frac{\partial}{\partial x^\mu} \langle \beta | T \{ \mathcal{O}_{i_1}(x_1) \cdots \mathcal{O}_{i_n}(x_n) J^\mu(x) \} | \alpha \rangle, \end{aligned} \quad (20.4.4)$$

方程(20.4.4)采取它现在的形式是因为只有Goldston极点项在积分中存留了下来. 使用方程(20.4.1)以及流守恒, 这可以变成如下形式

$$\begin{aligned} \langle \beta | T \{ \mathcal{O}_{i_1}(x_1) \cdots \mathcal{O}_{i_n}(x_n) \} | \pi \alpha \rangle &= -\frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2p_\pi^0} F} \\ &\times \sum_{r=1}^n \sum_{j_r} t_{i_r j_r} \langle \beta | T \{ \mathcal{O}_{i_1}(x_1) \cdots \mathcal{O}_{j_r}(x_r) \cdots \mathcal{O}_{i_n}(x_n) \} | \alpha \rangle, \end{aligned} \quad (20.4.5)$$

现在对这一公式的两边同时使用算符积展开. 在 x_1, \dots, x_n 共同趋于 x 的极限下, 我们发现

$$\begin{aligned} \sum_i U_i^{i_1 \cdots i_n}(x_1 - x, \dots, x_n - x) \langle \beta | \mathcal{O}_i(x) | \pi \alpha \rangle &= -\frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2p_\pi^0} F} \\ &\times \sum_{r=1}^n \sum_{j_r} \sum_i t_{i_r j_r} U_i^{i_1 \cdots j_r \cdots i_n}(x_1 - x, \dots, x_n - x) \langle \beta | \mathcal{O}_i(x) | \alpha \rangle. \end{aligned} \quad (20.4.6)$$

但作为方程(20.4.5)的特殊情况, 我们有

$$\langle \beta | \mathcal{O}_i(x) | \pi \alpha \rangle = -\frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2p_\pi^0} F} \sum_j t_{ij} \langle \beta | \mathcal{O}_j(x) | \alpha \rangle. \quad (20.4.7)$$

既然对于任意的 $\langle\beta|$ 和 $|\alpha\rangle$ 所有这些都能成立的, 方程(20.4.6)两边 $\langle\beta|\mathcal{O}_j(x)|\alpha\rangle$ 的系数必须相等, 所以

$$0 = - \sum_i t_{ij} U_i^{i_1 \cdots i_n}(x_1 - x, \cdots, x_n - x) + \sum_{r=1}^n \sum_{j_r} t_{ir j_r} U_i^{i_1 \cdots j_r \cdots i_n}(x_1 - x, \cdots, x_n - x) \quad (20.4.8)$$

这可以重述为如下的条件: $U_i^{i_1 \cdots i_n}(x_1 - x, \cdots, x_n - x)$ 在 t 生成的对称变化下不变, 并且这一对称变换在下指标上的作用逆步于它在上指标上的作用, 即要将 t 替换成 $-t^T$. 如果 J^μ 生成的对称性未被破坏, 这正是我们所期待的关系.

20.5 谱函数求和规则

谱函数求和规则是对各种流的谱函数的约束.⁵ 在这里, 我们从一组流 J_a^μ 出发, 它们除了是Lorentz4-矢外在其它方面上任意的, 在这之后, 我们考察更特殊的例子. 为了定义它们的谱函数, 利用Lorentz不变性, 类比方程(19.2.19)和(19.2.20), 我们可以写出

$$\begin{aligned} \sum_N \delta^4(p - p_N) \langle \text{VAC} | J_\alpha^\mu(0) | N \rangle \langle \text{VAC} | J_\beta^\nu(0) | N \rangle^* &= (2\pi)^{-3} \theta(p^0) \\ &\times \left[\left(\eta^{\mu\nu} - p^\mu p^\nu / p^2 \right) \rho_{\alpha\beta}^{(1)}(-p^2) + p^\mu p^\nu \rho_{\alpha\beta}^{(0)}(-p^2) \right]. \end{aligned} \quad (20.5.1)$$

做Fourier变换并利用态 $|N\rangle$ 的完备性, 这可以写成

$$\begin{aligned} \langle J_\alpha^\mu(x) J_\beta^\nu(0) \rangle_{\text{VAC}} &= \int d\mu^2 \\ &\times \left[\eta^{\mu\nu} \rho_{\alpha\beta}^{(1)}(\mu^2) - \left(\rho_{\alpha\beta}^{(0)}(\mu^2) + \rho_{\alpha\beta}^{(1)}(\mu^2) / \mu^2 \right) \partial^\mu \partial^\nu \right] \Delta_+(x; \mu^2), \end{aligned} \quad (20.5.2)$$

其中 $\Delta_+(x; \mu^2)$ 是方程(5.2.7)中定义的函数:

$$\Delta_+(x; \mu^2) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^4p \theta(p^0) \delta(p^2 + \mu^2) e^{ip \cdot x}. \quad (20.5.3)$$

假定这些流已经被选成是厄米算符, 那么从方程(20.5.1)可以立即得出 $\rho_{\alpha\beta}^{(1)}(\mu^2)$ 和 $\rho_{\alpha\beta}^{(0)}(\mu^2)$ 是正定厄米矩阵. 另外, 取 x^μ 是类空的(这样 $\Delta_+(x)$ 就是偶函数), 并在方程(20.5.2)中使用平移不变性和因果律, 由此我们可以看到 $\rho_{\alpha\beta}^{(1)}(\mu^2)$ 和 $\rho_{\alpha\beta}^{(0)}(\mu^2)$ 同时也是对称的.

现在, 在 $x^2 > 0$ 的前提下让 $x \rightarrow 0$, 函数 $\Delta_+(x; \mu^2)$ 趋于

$$\Delta_+(x; \mu^2) \rightarrow \frac{1}{4\pi^2 x^2} + \frac{\mu^2}{8\pi^2} \left[\ln \left(\frac{\gamma \mu \sqrt{x^2}}{2} \right) - \frac{1}{2} \right] + O(x^2). \quad (20.5.4)$$

其中 γ 是Euler常数. 因此, 对于 $J_\alpha^\mu(x) J_\beta^\nu(0)$ 的展开, 这个展开的真空期望值中的前几项是

$$\begin{aligned} \langle J_\alpha^\mu(x) J_\beta^\nu(0) \rangle_{\text{VAC}} &\rightarrow -\frac{1}{2\pi^2} \left[\frac{\eta^{\mu\nu}}{(x^2)^2} - \frac{4x^\mu x^\nu}{(x^2)^3} \right] \int d\mu^2 \left(\rho_{\alpha\beta}^{(0)}(\mu^2) + \rho_{\alpha\beta}^{(1)}(\mu^2) / \mu^2 \right) \\ &- \frac{\eta^{\mu\nu}}{4\pi^2 x^2} \int d\mu^2 \rho_{\alpha\beta}^{(0)}(\mu^2) \mu^2 + \frac{x^\mu x^\nu}{2\pi^2 (x^2)^2} \int d\mu^2 \left(\rho_{\alpha\beta}^{(0)}(\mu^2) \mu^2 + \rho_{\alpha\beta}^{(1)}(\mu^2) \right) \\ &+ O(\ln x^2). \end{aligned} \quad (20.5.5)$$

因此, 如果两点函数的某个线性组合 $\sum_{\alpha\beta} c_{\alpha\beta} \langle J_\alpha^\mu(x) J_\beta^\nu(0) \rangle_{\text{VAC}}$ 在 $x \rightarrow 0$ 处的奇异性被证明弱于 $1/x^4$, 我们就有

$$\sum_{\alpha\beta} c_{\alpha\beta} \int d\mu^2 \left(\rho_{\alpha\beta}^{(0)}(\mu^2) + \rho_{\alpha\beta}^{(1)}(\mu^2)/\mu^2 \right) = 0, \quad (20.5.6)$$

如果它的奇异性同时还弱于 $1/x^2$, 那么

$$\sum_{\alpha\beta} c_{\alpha\beta} \int d\mu^2 \rho_{\alpha\beta}^{(1)}(\mu^2) = 0 \quad (20.5.7)$$

以及

$$\sum_{\alpha\beta} c_{\alpha\beta} \int d\mu^2 \rho_{\alpha\beta}^{(0)}(\mu^2) \mu^2 = 0. \quad (20.5.8)$$

方程(20.5.6), (20.5.7)和(20.5.8)已知分别是第一类, 第二类和第三类谱函数求和规则.

现在, 我们来看一下这在我们最感兴趣的情况中是如何运作的, 即 $J_\alpha^\mu(x)$ 是类似量子色动力学的理论中的守恒流. 流守恒告诉我们, (20.5.1)与 p_μ 守恒后为零, 所以 $\rho_{\alpha\beta}^{(0)}(-p^2)$ 必须正比于 $\delta(-p^2)$, 进而它对于任意的 $c_{\alpha\beta}$ 均满足第三类谱函数求和规则(20.5.8). 既然 $\rho_{\alpha\beta}^{(0)}(-p^2) \propto \delta(-p^2)$, 对(20.5.1)中的态求和有贡献只有那些构成单个无质量零自旋粒子 B_a 的态 $|B_a\rangle$, 而这实际上就是Goldstone玻色子. 对于这样的单粒子态, Lorentz不变性给出

$$\langle \text{VAC} | J_\alpha^\mu(0) | B_a \rangle = \frac{i F_{\alpha a} p_B^\mu}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2p_B^0}}. \quad (20.5.9)$$

利用关系 $\delta(p^0 - |\mathbf{p}|)/2p^0 = \theta(p^0)\delta(-p^2)$, 我们看到

$$\rho_{\alpha\beta}^{(0)}(-p^2) = \delta(-p^2) \sum_a F_{\alpha a} F_{\beta a}^*. \quad (20.5.10)$$

与此相反, $\rho_{\alpha\beta}^{(1)}(-p^2)$ 仅在 $-p^2 > 0$ 时非零.

为了更确切一些, 考察可重整的渐进自由规范理论, 设该理论有 N 个无质量(或近无质量)的自旋1/2费米子, 且这些费米子属于规范群的同一表示. 量子色动力学符合这一描述, 如果我们忽视 u 夸克, d 夸克和 s 夸克的质量, 这就是 $N = 3$ 的情况, 如果只有 u 夸克和 d 夸克被取成无质量, 这就是 $N = 2$ 的情况. 正如我们在第19章所看到的, 轻费米子的左手部分和右手部分别按照表示 $(N, 1)$ 和 $(1, N)$ 的变换构成了该理论的整体 $SU(N) \times SU(N)$ 对称性,* 其中“ N ”和“ 1 ”分别指代 $SU(N)$ 的定义表示和恒等表示. 左手 $SU(N)$ 对称性和右手 SU 对称性的流分别是

$$J_{La}^\mu(x) = -i\bar{\psi}(x)\gamma^\mu(1 + \gamma_5)\lambda_a\psi(x), \quad J_{Ra}^\mu(x) = -i\bar{\psi}(x)\gamma^\mu(1 - \gamma_5)\lambda_a\psi(x), \quad (20.5.11)$$

其中 λ_a 构成无迹厄米矩阵的一组完备基, 它们作用在用来区分这 N 个夸克的“味”指标上, 方程(19.7.2)给出的就是 $N = 3$ 的情况. 这些流的量纲(按质量幂次计)是+3, 所以, 在两个流乘积的展开(20.3.6)中, 对于量纲为 $d(\mathcal{O})$ 的算符 \mathcal{O} , 随着它们变量的间距 x 趋于零, 算符 \mathcal{O} 的系数预期(在去掉对数后)会有一个阶为 $x^{-6+d(\mathcal{O})}$ 的奇点. 因此, 如果流乘积的某个线性组合的展开中包含单位算

*还存在矢量 $U(1)$ 对称性, 所谓矢量是指该对称变换以相同的方式作用在轻费米场的左手部分和右手部分. 这正是轻夸克数守恒律的来源, 我们不会在这里考察它. 而拉格朗日量的轴向 $U(1)$ 对称性, 即以不同的方式作用在左手部分和右手部分上的对称变换, 它被23.5节讨论的一个量子效应破缺了.

符, 那么对应的谱函数线性组合会趋于 x^{-6} , 因而一般既不会满足第一类谱函数求和规则也不会满足第二类谱函数求和规则; 在这个展开的真空期望值中, 如果量纲最低的算符是有一个导数或者没有导数的费米双线性型, 那么相应的谱函数线性组合会趋于 x^{-3} 或 x^{-2} , 因此它们一般会满足第一类谱函数求和规则但一般不会满足第二类谱函数求和规则; 在相同的真空期望值中, 如果量纲最低的算符是有两个或多个导数的费米双线性型或是费米四线性型, 那么相应的谱函数线性组合的奇异性会低于 x^{-2} , 因而既满足第一类谱函数求和规则又满足第二类谱函数求和规则.

为了分辨出出现在流乘积展开中的是哪个算符, 我们需要对乘积中包含的 $SU(N) \times SU(N)$ 表示进行分类, 并识别出这些算符是否有不为零的真空期望值, 我们必须问这样的问题: 它们中的哪一些是在 $SU(N) \times SU(N)$ 的未破缺子群下不变的. 为了回答这些问题, 我们注意到, 在 $SU(N) \times SU(N)$ 下, 流 $J_{La}^\mu(x)$ 和 $J_{Ra}^\mu(x)$ 分别按照该群的 $(A, 1)$ 表示和 $(1, A)$ 表示进行变换, 其中 A 和 1 分别是 $SU(N)$ 的伴随表示和恒等表示.

另外, 我们假定 $SU(N) \times SU(N)$ 中未自发破缺的子群是矢量 $SU(N)_V$ 子群, 它的流是 $J_{La}^\mu(x) + J_{Ra}^\mu(x)$, 这正是量子色动力学中的情况也是(正如我们在19.9节看到的)一大类其它理论中的情况. 我们同时假定宇称守恒没有自发破缺. 这些未破缺的对称性会给出

$$\rho_{La,Lb}^{(1)}(\mu^2) = \rho_{Ra,Rb}^{(1)}(\mu^2) = \delta_{ab} \left[\rho_V^{(1)}(\mu^2) + \rho_A^{(1)}(\mu^2) \right] \quad (20.5.12)$$

以及

$$\rho_{La,Rb}^{(1)}(\mu^2) = \rho_{Ra,Lb}^{(1)}(\mu^2) = \delta_{ab} \left[\rho_V^{(1)}(\mu^2) - \rho_A^{(1)}(\mu^2) \right], \quad (20.5.13)$$

其中 $\delta_{ab}\rho_V^{(1)}(\mu^2)$ 和 $\delta_{ab}\rho_A^{(1)}(\mu^2)$ 是(20.5.2)定义的谱函数, 它们对应的流分别是

$$J_{Va}^\mu = -i\bar{\psi}\gamma^\mu\lambda_a\psi, \quad J_{Aa}^\mu = -i\bar{\psi}\gamma^\mu\gamma_5\lambda_a\psi, \quad (20.5.14)$$

其生成元分别为 λ_a 和 $\lambda_a\gamma_5$. 另外,

$$F_{Lab} = -F_{Rab} = \delta_{ab}F, \quad (20.5.15)$$

这里方程(20.5.9)变成

$$\langle \text{VAC} | J_{A\alpha}^\mu(0) | B_b \rangle = \frac{iF\delta_{ab}p_B^\mu}{(2\pi)^{3/2}\sqrt{2p_B^0}} \quad (20.5.16)$$

这使得(20.5.10)变成

$$\rho_{La,Lb}^{(0)}(\mu^2) = \rho_{Ra,Rb}^{(0)}(\mu^2) = -\rho_{La,Rb}^{(0)}(\mu^2) = -\rho_{Ra,Lb}^{(0)}(\mu^2) = F^2\delta(\mu^2)\delta_{ab}. \quad (20.5.17)$$

分别对手征类的流乘积和非手征类的流乘积进行考察将是方便的.

手征类: 乘积 $J_{La}^\mu(x)J_{Lb}^\nu(0)$ 和 $J_{Ra}^\mu(x)J_{Rb}^\nu(0)$ 分别按照 $SU(N) \times SU(N)$ 的 $(A \times A, 1)$ 表示和 $(1, A \times A)$ 表示进行变换, 其中 A 和 1 分别是伴随表示和恒等表示. 对于任何群, $A \times A$ 包含单位表示, 所以这些乘积的展开中会有单位算符, 并且会有相同的正比于 δ_{ab} 的系数. 因此, 仅算符积中的无迹部分会满足谱函数求和规则. 然而, 正如我们所看到的, 这些谱函数没有无迹部分, 所以手征类的谱函数不可能满足任何求和规则.

非手征类: 乘积 $J_{La}^\mu(x)J_{Rb}^\nu(0)$ 和 $J_{Ra}^\mu(x)J_{Lb}^\nu(0)$ 均按照 $SU(N) \times SU(N)$ 的 (A, A) 表示进行变换. 单位算符(以及 $F_{\alpha\mu\nu}F_\alpha^{\mu\nu}$ 这样的算符)显然是 $SU(N) \times SU(N)$ 单态, 因而它们无法出现在这些乘

积的展开中. 而像 $\bar{\psi}\psi$ 这样的无导数的费米子双线性型, 它们按照 $SU(N) \times SU(N)$ 的 (\bar{N}, N) 表示和 (N, \bar{N}) 表示进行变换, 所以它们无法出现在非手征类流乘积的展开中. 唯一的规范不变, Lorentz不变并且只有一个导数的费米子双线性型将会包含规范协变的导数算符 $\gamma^\mu D_\mu$, 并且这一算符作用在 ψ 上, 而场方程告诉我们它为零. 因此, 这些谱函数既满足第一类谱函数求和规则又满足第二类谱函数求和规则, 而这些求和规则在这里变成

$$\int d\mu^2 [\rho_V^{(1)}(\mu^2) - \rho_A^{(1)}(\mu^2)] / \mu^2 = F^2 \quad (20.5.18)$$

和

$$\int d\mu^2 [\rho_V^{(1)}(\mu^2) - \rho_A^{(1)}(\mu^2)] = 0. \quad (20.5.19)$$

在谱函数求和规则的原始工作中,⁵ 假定了 $SU(2) \times SU(2)$ 谱函数在某些 μ 值处有尖锐的峰, 对于 $\rho_V^{(1)}(\mu^2)$, 这个 μ 值设为 $m_\rho = 770 \text{ MeV}$, 而对于 $\rho_A^{(1)}(\mu^2)$, 这个 μ 值被取为某个未知质量 m_A . 即,

$$\rho_V^{(1)}(\mu^2) \simeq g_\rho^2 \delta(\mu^2 - m_\rho^2), \quad \rho_A^{(1)}(\mu^2) \simeq g_A^2 \delta(\mu^2 - m_A^2).$$

那么方程(20.5.18)和(20.5.19)就变成**

$$\frac{g_\rho^2}{m_\rho^2} - \frac{g_A^2}{m_A^2} = F_\pi^2$$

和

$$g_\rho^2 = g_A^2.$$

消掉未知的 g_A , 这给出公式

$$g_\rho^2 = F_\pi^2 \left(\frac{1}{m_\rho^2} - \frac{1}{m_A^2} \right)^{-1}.$$

最初, 在1967年, 这一结果再加上公式⁶ $g_\rho^2 = 2F_\pi^2 m_\rho^2$ (它的证明是不清楚的, 但是与 $\rho \rightarrow e^+ + e^-$ 衰变速率的实验测量值非常一致) 被用来导出如下的结果

$$m_A = \sqrt{2} m_\rho$$

很多年以来, 质量 $\sqrt{2}m_\rho$ 附近可能的与轴矢量流耦合的 a_1 共振的位置依旧是不清楚的, 而为了与轴矢量流耦合, a_1 要有正确的量子数(即, $T = 1$ 且 $C(a_1^0) = +1$ 的 1^+), 而在一个非常合理的估计下, 有这些量子数的共振处在质量 $1230 \text{ MeV} = 1.6m_\rho$ 处. 现在更倾向于把比值 m_A/m_ρ 取为输入量, 要么使用特定模型⁷所建议的值 $\sqrt{2}$, 要么使用实验值1.6, 然后依此来预测 g_ρ .

自1967年起, 不仅是 g_ρ , 借用电磁流是量子色动力学中 $SU(3)$ 流的线性组合这个性质, 也对 $SU(3) \times SU(3)$ 流的整个矢量谱函数 $\rho_V^{(1)}(\mu^2)$ 进行了计算, 计算的结果与“ $e^+ + e^- \rightarrow \gamma \rightarrow$ 强子”截面的测量值在很大的能量范围内精确一致. 既然与轻子耦合的强子流与流(20.5.14)的带荷分量相同, 那么原则上, $SU(3) \times SU(3)$ 流的轴矢量谱函数 $\rho_A^{(1)}(\mu^2)$ 可以在“ $\bar{\nu} + e \rightarrow$ 强子”的过程中进行测量. 然而, 虽然已经在实验上对反中微子-电子散射进行了研究, 但是这些反应速率太低阻碍我们使用对撞束, 这使得电子靶实质上是静止的. 为了达到强子特征能量, 在质心系下是 3 GeV , 那么在实验室参考系下, 中微子的能量就得达到 $(3 \text{ GeV})^2 / 2m_e \simeq 10 \text{ TeV}$. 很多年来, 即使存在过

**像方程(19.7.2)中那样, 取 $SU(2)$ 生成元 λ_a 为Pauli矩阵, 我们有 $F = F_\pi = 184 \text{ MeV}$.

这种能量的强中微子束, 但是我们从未获得过. 幸运的是, 在“ $\tau \rightarrow \nu + \text{强子}$ ”的过程中研究谱函数变得可能, 但是强子能量被 $m_\tau = 1.7 \text{ GeV}$ 严格限制了. 同样可能的是用有限手征拉格朗日量计算 μ^2 值比较小的谱函数, 以及用量子色动力学计算 μ^2 值很大的 $\rho_V^{(1)} - \rho_A^{(1)}$, 这个时候这个差很小. Donoghue和Golowich⁸在1993年仔细分析了所有输入量, 他们证明了谱函数积分的主导部分确实是 ρ 和 a_1 共振, 并且给出了与第一类谱函数求和规则和第二类谱函数求和规则相容的结果.

20.6 深度非弹散射

考察如下的过程: 4-动量为 k 的电子与4-动量为 p 的核子 N 相撞, 然后产生4-动量为 k' 的电子以及强子态 H , 这个强子态一般无法观测而我们要对其求和. 为了计算自旋平均的单举截面, 我们需要知道如下的量

$$(m_N/p_N^0)W^{\mu\nu}(q, p) \equiv \frac{1}{2} \sum_{\sigma_N} \sum_H \delta^4(p_H - p - q) \langle H | J^\mu(0) | N \rangle \langle H | J^\nu(0) | N \rangle^*, \quad (20.6.1)$$

其中 J^μ 是电磁流(这里除了因子 e)而 $q = k - k'$ 是从电子传到强子的动量. Lorentz不变性告诉我们 $W^{\mu\nu}(q, p)$ 必须是 $p^\mu p^\nu$, $p^\mu q^\nu$, $q^\mu p^\nu$, $q^\mu q^\nu$ 以及 $\eta^{\mu\nu}$ 的线性组合, 而其系数只能依赖于 q 和 p 的两个独立标量函数: q^2 和 $\nu \equiv -q \cdot p/m_N$. 流守恒则要求 $q_\mu W^{\mu\nu} = q_\nu W^{\mu\nu} = 0$, 所以 W 必须采取如下形式*

$$W^{\mu\nu}(q, p) = - \left(\frac{q^\mu q^\nu}{q^2} - \eta^{\mu\nu} \right) W_1(\nu, q^2) + \frac{1}{m_N^2} \left(p^\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q^\mu \right) \left(p^\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q^\nu \right) W_2(\nu, q^2). \quad (20.6.2)$$

另外, 方程(20.6.1)表明 $W^{\mu\nu*} = W^{\nu\mu}$, 所以 W_1 和 W_2 是实的, 再加上 $W^{\mu\nu}$ 是正定矩阵, 所以 W_1 和 W_2 都是正的. 在核子静系中, 微分散射截面是

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\nu} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{MOTT}} \left(W_2 + 2W_1 \tan^2(\theta/2) \right), \quad (20.6.3)$$

其中 $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ 是电子散射方向的立体角, 而 $(d\sigma/d\Omega)_{\text{MOTT}}$ 是被一无自旋点粒子弹性散射的微分截面

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{MOTT}} = \frac{e^4 \cos^2(\theta/2)}{4E_e^2 \sin^4(\theta/2)}, \quad (20.6.4)$$

其中 $E_e = -k \cdot p/m_N$ 是入射电子在核子静系中的能量.

可以预期的是, 当 $-p_H^2 = -q^2 + 2m_N\nu + m_N^2$ 保持不变时, 若核子跃迁到的粒子或共振态所拥有的质量恰好在 $-p_H^2$ 附近, 那么由于微分截面正比于这个跃迁的形状因子, 它应该会随着 $q^2 \rightarrow \infty$ 快速衰减. 让人有些意想不到的, 在1966年斯坦福直线加速器中心开始运行的两年后, 由Friedman, Kendall和Taylor⁹领头的SLAC-MIT合作组发现, 对于固定的 $\omega \equiv 2m_N\nu/q^2 > 1$, $\nu W_2(q^2, \nu)$ 对于 q^2 粗略是一常数. (更确切一些, 对于质子, 当 $E_e = 10, 13.5, 16 \text{ GeV}$ 而 $\theta = 6^\circ$ 和 10° 时, $W_2(q^2, \nu)$ 所拟合的曲线是 $\nu W_2(q^2, \nu) \simeq 0.35 - 0.004\omega$. 由于 $\tan^2(10^\circ/2) = 7.6 \times 10^{-3}$, 所以这些实验对 W_1 不敏感.) 注意到在这一极限下, $-p_H^2 \rightarrow (\omega - 1)q^2 \rightarrow \infty$, 这就是为什么称这一散射为深度非弹散射的原因.

*我们也可用这个形式理论计算其它轻子的深度非弹散射过程, 例如 $\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + H$, 但是在这些过程中宇称是不守恒的, 所以在 $W^{\mu\nu}(p, q)$ 中有一个正比于 $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} p_\rho q_\sigma$ 的额外项. 简单起见, 我们在这里只研究电子的深度非弹散射.

与此同时, Bjorken¹⁰用流代数方法论证了 $W_2(q^2, \nu)$ 和 $W_1(q^2, \mu)$ 满足标度率: 当 q^2 和 ν 共同趋于无穷时,

$$\nu W_2(\nu, q^2) \rightarrow F_2(\omega), \quad W_1(\nu, q^2) \rightarrow F_1(\omega), \quad (20.6.5)$$

其中依旧有 $\omega \equiv 2m_N \nu / q^2$. 之后不久, Feynman就给出了一个更加直观的解释.¹¹ 他认为对于高度相对论性核子上的深度非弹散射, 设核子动量为 \mathbf{p} , 那么核子的行为就像它是由各种“部分子”构成一样, 用 i 来标记部分子的种类, 设第 i 种部分子的动量处在 $x\mathbf{p}$ 与 $(x + dx)\mathbf{p}$ 之间的概率为 $\mathcal{F}_i(x)dx$. 那么, 对于每个 i

$$\int dx \mathcal{F}_i(x) = 1. \quad (20.6.6)$$

核子总动量为 \mathbf{p} 的条件给出额外的求和规则

$$\int_0^1 \sum_i \mathcal{F}_i(x) x dx = 1. \quad (20.6.7)$$

对于电子(忽略 m_e)在4-动量为 xp 的部分子上的散射, 我们有 $x^2 m_N^2 = -(q + xp)^2 = -q^2 - 2\nu m_N x + x^2 m_N^2$, 所以 $\nu = q^2 / 2m_N x$. 因此, 这一模型中的非弹截面是**

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\nu} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{MOTT}} \sum_i Q_i^2 \int_0^1 dx \left(1 + \frac{q^2}{2m_N^2 x^2} \tan^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \delta \left(\nu - \frac{q^2}{2m_N x} \right) \quad (20.6.8)$$

其中 Q_i 是第 i 种部分子所带的电荷, 单位为 e . (这里的 $\tan^2(\theta/2)$ 项是为了符合“Dirac”部分子, 这样的部分子拥有磁矩 $eQ_i/2m_N x$.) 与方程(20.6.3)比较, 这给出

$$W_2(\nu, q^2) = \sum_i Q_i^2 \int_0^1 dx \mathcal{F}_i(x) \delta \left(\nu - \frac{q^2}{2m_N x} \right) = \frac{1}{\nu \omega} \sum_i Q_i^2 F_i \left(\frac{1}{\omega} \right), \quad (20.6.9)$$

$$W_1(\nu, q^2) = \frac{1}{2} \sum_i Q_i^2 \int_0^1 dx \mathcal{F}_i(x) \frac{q^2}{2m_N^2 x^2} \delta \left(\nu - \frac{q^2}{2m_N x} \right) = \frac{\omega \nu}{2m_N} W_2(\nu, q^2). \quad (20.6.10)$$

这与Bjorken标度率(20.6.5)一致, 其中

$$F_2(\omega) = \frac{1}{\omega} \sum_i Q_i^2 \mathcal{F}_i \left(\frac{1}{\omega} \right) \quad (20.6.11)$$

以及

$$F_1(\omega) = (\omega/2m_N) F_2(\omega). \quad (20.6.12)$$

Callan和Gross最早导出了方程(20.6.12).¹² 这个结果与实验的误差率为10-15%.

**这也可以从公式(8.7.7)和(8.7.28)推导出来, 即在一般Lorentz参考系下, 在自旋为1/2, 动量为 p 且质量为 m 粒子上的Compton散射. 由于这个原因要注意推导这个公式所用的规范, 初态和末态实极化矢量 e_μ 和 e'_μ 满足 $e^2 = e'^2 = 1$, $e \cdot p = e' \cdot p = e \cdot k = e' \cdot k' = 0$, 极化矢量求和给出

$$\sum_{e, e'} (e \cdot e')^2 = 2 + \frac{m^4 (k \cdot k')^2}{(k \cdot p)^2 (k' \cdot p)^2} + \frac{2m^2 (k \cdot k')}{(k \cdot p)(k' \cdot p)}.$$

若假定质子由两个 u 夸克, 一个 d 夸克以及任意多个中性部分子构成, 而中子由一个 u 夸克, 两个 d 夸克以及任意多个中性部分子构成, 那么方程(20.6.11)和(20.6.6)就给出了 W_2 的求和规则

$$\int_1^\infty F_2(\omega) \frac{d\omega}{\omega} = \sum_i Q_i^2 = \begin{cases} 1 & p \\ 2/3 & n \end{cases}. \quad (20.6.13)$$

这个积分在 ω 很大时会得到很大的贡献, 而这时 F_2 很难测量. 如果我们同时假定3个夸克均分了核子的总动量(中性部分子不参与动量分配), 那么取代方程(20.6.7), 对于每个夸克, 我们会有更强的关系 $\int \mathcal{F}_i(x)x dx = 1/3$, 而这与方程(20.6.11)给出

$$\int_1^\infty F_2(\omega) \frac{d\omega}{\omega^2} = \frac{1}{3} \sum_i Q_i^2 = \begin{cases} 1/3 & p \\ 2/9 & n \end{cases}.$$

这个积分很容易测量, 而测量结果与求和规则完全不一致, 这表明中性部分子携带了大部分的核子动量.

在前面的现象中, 没有一个依赖于特定的场论. 正是算符积展开最终提供了一种方式使得我们可以将底层理论应用于深度非弹散射. 特别地, 算符积展开使得如下的事实变得显然: 我们需要用渐进自由场论来解释标度假定(20.6.5)(并计算对标度的修正). 而这个渐进自由理论最终由量子色动力学给出.

为了对深度非弹散射使用算符积展开, 首先对方程(20.6.1)做Fourier变换. 利用平移不变性和强子态 $|H\rangle$ 的完备性, 这给出

$$(m_N/p_N^0)W^{\mu\nu}(q, p) \equiv \frac{1}{2(2\pi)^4} \sum_{\sigma_N} \int d^4z e^{-iq \cdot z} \langle N | J^\nu(z) J^\mu(0) | N \rangle. \quad (20.6.14)$$

因此, $W^{\mu\nu}(q, p)$ 在 $q \rightarrow \infty$ 时的渐进行为与算符积在 $z \rightarrow 0$ 处的奇点相关.

对算符积展开中的系数函数进行Feynman图计算并不是指直接计算方程(20.6.14)中的矩阵元展开式, 即 $W^{\mu\nu}$ 中的矩阵元展开式, 而是计算两点Green函数的矩阵元

$$(m_N/p_N^0)T^{\mu\nu}(q, p) \equiv \frac{1}{2(2\pi)^4} \sum_{\sigma_N} \int d^4z e^{-iq \cdot z} \langle N | T \{ J^\nu(z), J^\mu(0) \} | N \rangle. \quad (20.6.15)$$

我们可以用 $T^{\mu\nu}$ 的结构函数表示上式, 结构函数的定义类似于方程(20.6.2):

$$\begin{aligned} T^{\mu\nu}(q, p) = & - \left(\frac{q^\mu q^\nu}{q^2} - \eta^{\mu\nu} \right) T_1(\nu, q^2) \\ & + \frac{1}{m_N^2} \left(p^\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q^\mu \right) \left(p^\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q^\nu \right) T_2(\nu, q^2). \end{aligned} \quad (20.6.16)$$

对于固定的 q^2 , $T_r(\nu, q^2)$ 和 $W_r(\nu, q^2)$ (其中 $r = 1, 2$)之间的关系由色散关系[†]给出:¹³

$$\begin{aligned} T_r(\nu, q^2) = & \frac{1}{2} W_r(-\nu, q^2) + \frac{1}{2} W_r(\nu, q^2) \\ & + \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} d\nu' \frac{W_r(-\nu', q^2) - W_r(\nu', q^2)}{\nu' - \nu}, \end{aligned} \quad (20.6.17)$$

[†]当 $q^2 = 0$ 时, 可以像推导向前光子散射的色散关系(10.8.16)那样将这些精确地推导出来. 而对于固定的 $q^2 \neq 0$, 这个推导要困难一些.

其中被积函数中的分母要理解成主值函数. 除非 $\nu > q^2/2m_N$, 否则函数 $W_r(\nu, q^2)$ 为零, 所以色散关系可以写成

$$T_r(\nu, q^2) = \frac{1}{2}W_r(-\nu, q^2) + \frac{1}{2}W_r(\nu, q^2) - \frac{1}{2\pi i} \int_{q^2/2m_N}^{\infty} d\nu' W_r(\nu', q^2) \left(\frac{1}{\nu' + \nu} + \frac{1}{\nu' - \nu} \right). \quad (20.6.18)$$

对于那些对 T_r 的算符积展开有贡献的算符, 我们可以根据它们所属的 Lorentz 群不可约表示对其进行分类. 对于 $p^2 = -m_N^2$ 固定的单个 4-矢 p^μ , 它的唯一 Lorentz 协变函数正比于对称张量 $p^{\mu_1} \cdots p^{\mu_s}$, 所以, 对自旋平均的核子期望值有贡献的算符只有对称无迹张量 $\mathcal{O}_{si}^{\mu_1 \cdots \mu_s}$, 其中下标 i 用来区分拥有这一张量结构的不同算符. (我们同时还在部分子模型中用 i 标记算符的部分子种类, 这样做的原因会在下文中给出.) 这些算符拥有如下形式的矩阵元

$$\frac{1}{2} \sum_{\sigma_N} \langle N | \mathcal{O}_{si}^{\mu_1 \cdots \mu_s} | N \rangle = (m_N/p_N^0) [p^{\mu_1} \cdots p^{\mu_s} - \text{迹}] \langle \mathcal{O}_{si} \rangle, \quad (20.6.19)$$

其中 $\langle \mathcal{O}_{si} \rangle$ 是常系数. 这样的算符对 $T^{\mu\nu}$ 的贡献正比于 4-动量 p 的 s 因子, 因此它对 $T_1(\nu, q^2)$ 和 $T_2(\nu, q^2)$ 的贡献分别正比于 ν^s 和 ν^{s-2} . (包含 p^2 的项会被因子 m_N^2/q^2 或 $m_N^2/p \cdot q$ 压低, 所以我们扔掉了这样的项.) 如果我们忽略对数修正, 那么在渐进自由理论中, 系数对 q^2 的依赖形式分别是 $(q^2)^{(-4+6-d(s,i)-s)/2}$ 和 $(q^2)^{(-4+6-d(s,i)-s+2)/2}$, 其中 $d(s,i)$ 是算符 \mathcal{O}_{si} 的量纲.^{††} 利用 $\nu \propto q^2\omega$, 我们看到算符 \mathcal{O}_{si} 对结构函数贡献的渐进形式是

$$T_{1,si} \propto \nu^s (q^2)^{(2-d(s,i)-s)/2} \propto \omega^s (q^2)^{(2-\tau(s,i))/2} \quad (20.6.20)$$

和

$$\nu T_{2,si} \propto \nu^{s-1} (q^2)^{(4-d(s,i)-s)/2} \propto \omega^{s-1} (q^2)^{(2-\tau(s,i))/2}, \quad (20.6.21)$$

其中 $\tau(s,i)$ 是算符 \mathcal{O}_{si} 的“扭度”(twist), 定义为¹⁴

$$\tau(s,i) \equiv d(s,i) - s. \quad (20.6.22)$$

我们看到对于固定的 ω , 当 $q^2 \rightarrow \infty$ 时, 扭度最小的算符贡献了 T_1 和 νT_2 中的主导项. 另外, 方程(20.6.18)表明 $T_r(\nu, q^2)$ 中不存在 ν 的奇次项, 所以只有那些 s 为偶数的算符才在这里有贡献.

在 s 阶的对称无迹张量中, 量纲最小的是算符

$$(\mathcal{O}_{sf})_{\mu_1 \cdots \mu_s} \equiv (i^{s-2}/s!) \bar{\psi}_f \gamma_{\{\mu_1} D_{\mu_2}^{\leftrightarrow} \cdots D_{\mu_s}^{\leftrightarrow} \psi_f \quad (20.6.23)$$

和

$$(\mathcal{O}_{s0})_{\mu_1 \cdots \mu_s} \equiv (i^{s-2}/2s!) F_{\alpha\nu\{\mu_1} D_{\mu_3}^{\leftrightarrow} \cdots D_{\mu_s}^{\leftrightarrow} F_{\alpha\mu_2}^{\nu\}, \quad (20.6.24)$$

其中 f 代表夸克味; D_μ 是规范协变导数; 而花括号代表对括号内的时空指标进行置换求和再减掉迹. (符号 \leftrightarrow 是指向右作用的导数减掉向左作用的导数再除以 2. 我们取导数的差是因为它们的和在 4-动量相等的态之间的矩阵元为零.) 这些算符的量纲为 $3 + (s-1) = 4 + (s-2) = 2 + s$, 所以它们的扭度为 $\tau = 2$. 因此在 $q^2 \rightarrow \infty$ 时会有无限多个算符有贡献, 这些算符对 T_1 和 νT_2 的贡献

^{††} 指数中的 -4 来自于方程(20.6.14)中对 z 的积分, $+6$ 是两个电子流算符的量纲. $-s/2$ 和 $-(s-2)/2$ 分别用来补偿 ν^s 和 ν^{s-2} 中 q^μ 的幂函数.

与 ω 相关但只与 q^2 对数相关. 因此, 渐进自由保证了Bjorken标度律, 所相差的只是一个对数修正. 只保留扭度为2的算符, 我们看到(正如我们的符号约定所预言的), 对于每个 s , 只有一个算符与每个部分子种类相对应, 这里 i 取遍夸克种类 f (夸克和反夸克合在一起)而 $i=0$ 对应胶子.

现在我们来考察对数修正. 在渐进自由的理论中, 系数函数的渐进行为由方程(20.3.9)控制. 正如我们在10.4节所讨论的, 当我们忽略电磁辐射修正后, 由于电磁流是守恒的, 它们不需要重整化因子. 因此方程(20.3.9)中的矩阵 $c_{\ell\ell'}$ 为零. 而矩阵 $c_{\mathcal{O},\mathcal{O}'}$ 也没有元素可以连接Lorentz变换类型不同的算符, 这使得在我们所使用的符号约定中, $c_{si,s'i'} = \delta_{ss'} c_{ii'}(s)$. 因此, 方程(20.3.9)采取如下的形式

$$T_1(\nu, q^2) \rightarrow \sum_{sij} \omega^s \mathcal{A}_{si} \left[(g_q^2/g_\ell^2)^{8\pi^2 c(s)/b} \right]_{ij} \langle \mathcal{O}_{sj} \rangle, \quad (20.6.25)$$

$$\nu T_2(\nu, q^2) \rightarrow \sum_{sij} \omega^{s-1} \mathcal{B}_{si} \left[(g_q^2/g_\ell^2)^{8\pi^2 c(s)/b} \right]_{ij} \langle \mathcal{O}_{sj} \rangle, \quad (20.6.26)$$

其中 \mathcal{A} 和 \mathcal{B} 是常数, 它们源于算符 \mathcal{O}_{si} 在两个流乘积的算符积展开中的系数函数, ℓ^2 是 q^2 的某个特定值, 我们用它来定义系数函数, b 是一圈重整化群方程(20.3.8)中对应强耦合常数 g_q 的常数, 而 $\langle \mathcal{O}_{si} \rangle$ 是矩阵元(20.6.19)中的常系数.

在算符积展开中, 系数与问题中所研究的特定过程无关并且不受夸克陷俘的影响, 所以, 通过考察一个虚拟的简单过程, 例如电子在 f 味自由夸克上的散射, 我们就能计算出系数 \mathcal{A}_{si} 和 \mathcal{B}_{si} . 重整化算符 \mathcal{O}_{si} 的一种非常方便的定义方式是, 使得算符(20.6.23)和(20.6.24)的单夸克矩阵元由树级近似给出:

$$\langle f', \sigma' | \mathcal{O}_{sf} | f'', \sigma'' \rangle = \frac{(-1)^s i}{s!} \left(\bar{u}' \gamma^{\{\mu_1} u \right) p^{\mu_2} \cdots p^{\mu_s} \delta_{ff'} \delta_{ff''}, \quad (20.6.27)$$

$$\langle f', \sigma' | \mathcal{O}_{s0} | f'', \sigma'' \rangle = 0. \quad (20.6.28)$$

对方程(20.6.27)做 $\sigma' = \sigma''$ 的平均并与方程(20.6.19)比较, 这给出

$$\langle \mathcal{O}_{sf} \rangle_{f'} \frac{m_f}{p^0} p^{\mu_1} p^{\mu_2} \cdots p^{\mu_s} = \delta_{ff'} \frac{(-1)^s i}{2s!} \text{Tr} \left\{ \left(\frac{-i\not{p} + m_f}{2p^0} \right) \gamma^{\{\mu_1} p^{\mu_2} \cdots p^{\mu_s} \} \right\},$$

这使得(对于偶数的 s)

$$\langle \mathcal{O}_{sf} \rangle_{f'} = \delta_{ff'} / m_f \quad (20.6.29)$$

以及

$$\langle \mathcal{O}_{s0} \rangle_{f'} = 0. \quad (20.6.30)$$

在算符 \mathcal{O}_{si} 的这一定义下, 当重整化动量标度 ℓ^2 足够大, 使得我们可以使用树级计算算符积展开函数时, 我们可以从电子-夸克散射的树级截面中推出这些函数. 回溯方程(20.6.9)和(20.6.10)的部分子模型推导, 我们看到对于电子在 f 味夸克上的散射, 在树级近似下, W_r 给定为[‡]

$$\nu W_{2,f} = (m_N/m_f) Q_f^2 \delta(\omega - 1), \quad (20.6.31)$$

$$W_{1,f} = Q_f^2 \delta(\omega - 1) / 2m_f. \quad (20.6.32)$$

[‡]在方程(20.6.31)中插入因子 (m_N/m_f) 是因为 ν 的定义是 $-q \cdot p/m_N$ 而不是 $-q \cdot p/m_f$, 与此同时出现在方程(20.6.2)中的是 W_2/m_N^2 而不是 W_2/m_f^2 . 这样, 方程(20.6.32)就可以从方程(20.6.10)中推出. ω 也可以写与质量无关的形式, 例如 $\omega = -2q \cdot p/q^2$.

将这些结果代入色散关系(20.6.18), 对于 $\omega \neq 1$, 这给出

$$T_{1,f} = \frac{Q_f^2}{2\pi i m_f} \frac{m_N}{m_f} \frac{1}{\omega^2 - 1}, \quad (20.6.33)$$

$$\nu T_{2,f} = \frac{2Q_f^2}{2\pi i} \frac{\omega^2}{\omega^2 - 1}, \quad (20.6.34)$$

这些结果也可以通过计算电子-夸克散射的Feynman图直接获得. 利用方程(20.6.29)和(20.6.30), 在重整化点 $q^2 = \ell^2$ 比较方程(20.6.33)和(20.6.34)与方程(20.6.25)和(20.6.26)中 ω^s 的系数, 我们发现

$$\mathcal{A}_{si} = \frac{iQ_i^2}{2\pi}, \quad \mathcal{B}_{si} = \frac{im_N Q_i^2}{\pi}, \quad (20.6.35)$$

其中胶子电荷 Q_0 显然要取为零. 重申一次, 尽管我们是从电子-夸克散射中导出这些值的, 但是 \mathcal{A}_{si} 和 \mathcal{B}_{si} 是两个电流乘积的算符积展开中的因子, 所以它们不依赖我们在计算该算符积期望值时所取的态. 因此, 我们可以在方程(20.6.25)和(20.6.26)中使用方程(20.6.35), 由此发现

$$T_1(\nu, q^2) \rightarrow \frac{i}{2\pi} \sum_{sij} \omega^s Q_i^2 \left[(g_q^2/g_\ell^2)^{8\pi^2 c(s)/b} \right]_{ij} \langle \mathcal{O}_{sj} \rangle, \quad (20.6.36)$$

$$\nu T_2(\nu, q^2) \rightarrow \frac{im_N}{\pi} \sum_{sij} \omega^{s-1} Q_i^2 \left[(g_q^2/g_\ell^2)^{8\pi^2 c(s)/b} \right]_{ij} \langle \mathcal{O}_{sj} \rangle. \quad (20.6.37)$$

现在, 我们回到最终的结构函数 $W_r(\nu, q^2)$. 我们注意到, $T_r(\nu, q^2)$ 中 $\omega^s = (2m_N \nu/q^2)^s$ 的系数由方程(20.6.18)给出

$$\frac{-2}{2\pi i} \left(\frac{q^2}{2m_N} \right)^s \int_{q^2/2m_N}^{\infty} d\nu' \nu'^{-1-s} W_r(\nu', q^2) = \frac{i}{\pi} \int_1^{\infty} d\omega \omega^{-1-s} W_r \left(\frac{\omega q^2}{2m_N}, q^2 \right).$$

与方程(20.6.36)和(20.6.37)进行比较, 我们发现

$$\int_1^{\infty} d\omega \omega^{-1-s} W_1 \left(\frac{\omega q^2}{2m_N}, q^2 \right) \rightarrow \frac{1}{2} \sum_{ij} Q_i^2 \left[(g_q^2/g_\ell^2)^{8\pi^2 c(s)/b} \right]_{ij} \langle \mathcal{O}_{sj} \rangle, \quad (20.6.38)$$

$$\int_1^{\infty} d\omega \omega^{-s} \nu W_2 \left(\frac{\omega q^2}{2m_N}, q^2 \right) \rightarrow m_N \sum_{ij} Q_i^2 \left[(g_q^2/g_\ell^2)^{8\pi^2 c(s)/b} \right]_{ij} \langle \mathcal{O}_{sj} \rangle. \quad (20.6.39)$$

类似部分子模型, 满足这些方程的 W_r 显然可以表示成方程(20.6.9)和(20.6.10)的形式

$$W_1 \left(\frac{\omega q^2}{2m_N}, q^2 \right) \rightarrow \sum_i Q_i^2 \mathcal{F}_i(1/\omega, q^2), \quad (20.6.40)$$

$$\nu W_2 \left(\frac{\omega q^2}{2m_N}, q^2 \right) \rightarrow \frac{2m_N}{\omega} \sum_i Q_i^2 \mathcal{F}_i(1/\omega, q^2), \quad (20.6.41)$$

其中的 \mathcal{F}_i 是部分子分布函数, 现在定义它的动量方程是

$$\int_0^1 dx x^{s-1} \mathcal{F}_i(x, q^2) = \frac{1}{2} \sum_j \left[(g_q^2/g_\ell^2)^{8\pi^2 c(s)/b} \right]_{ij} \langle \mathcal{O}_{sj} \rangle. \quad (20.6.42)$$

特别地, 我们看到渐进自由不仅给出了Bjorken标度率的修正版, 并且给出了 W_1 和 W_2 之间的Callan-Gross关系(20.6.12).

Altarelli和Parisi¹⁵给出了动量方程(20.6.12)另一个非常优美的表述, 这个表述被广泛地应用于深度非弹散射的研究中. 注意到, 加上重整化群方程(20.3.8), 方程(20.3.8)可以给出微分方程

$$q^2 \frac{d}{dq^2} \int_0^1 dx x^{s-1} \mathcal{F}_i(x, q^2) = -g_q^2 \sum_j c_{ij}(s) \int_0^1 dx x^{s-1} F_j(x, q^2). \quad (20.6.43)$$

加上重整化点 ℓ^2 的初始条件

$$\int_0^1 dx x^{s-1} \mathcal{F}_i(x, \ell^2) = \frac{1}{2} \langle \mathcal{O}_{si} \rangle, \quad (20.6.44)$$

这些方程有唯一解, 所以它们可以代替动量方程. 现在, 方程(20.6.43)的解满足 \mathcal{F}_i 的微分方程:

$$q^2 \frac{d}{dq^2} \mathcal{F}_i(x, q^2) = \frac{g_q^2}{4\pi^2} \sum_j \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{ij} \left(\frac{x}{y} \right) \mathcal{F}_j(y, q^2), \quad (20.6.45)$$

其中矩阵函数 $P_{ij}(z)$ 服从条件

$$\int_0^1 z^{s-1} P_{ij}(z) dz = -4\pi^2 c_{ij}(s). \quad (20.6.46)$$

(因子 $4\pi^2$ 是习惯上的约定.)

Georgi和Politzer¹⁶以及Gross和Wilczek¹⁷在量子色动力学中计算出了矩阵 $c_{ij}(s)$. 他们假定有 N 味质量非常小的夸克, 这些夸克质量小到可以视为无质量, 而剩下的夸克质量非常重使得它们可以被积掉, 这使得除了重夸克对强耦合常数的效应外, 他们可以忽视掉重夸克的其它效应. 在算符(20.6.23)和(20.6.24)所给出的基下, 它们的结果是

$$c_{00}(s) = \frac{1}{2\pi^2} \left\{ C_1 \left[\frac{1}{12} - \frac{1}{s(s-1)} - \frac{1}{(s+1)(s+2)} + \sum_{t=2}^s \frac{1}{t} \right] + \frac{N}{3} C_2 \right\}, \quad (20.6.47)$$

$$c_{f0}(s) = \frac{1}{\pi^2} C_2 \left[\frac{1}{s+2} + \frac{2}{s(s+1)(s+2)} \right], \quad (20.6.48)$$

$$c_{0f}(s) = \frac{1}{8\pi^2} C_3 \left[\frac{1}{s+1} + \frac{2}{s(s-1)} \right], \quad (20.6.49)$$

$$c_{ff'}(s) = \frac{1}{8\pi^2} C_3 \left[1 - \frac{2}{s(s+1)} + 4 \sum_{t=2}^s \frac{1}{t} \right] \delta_{ff'}, \quad (20.6.50)$$

其中0和 f 分别代表算符(20.6.24)和(20.6.23); 常数 C_1 和 C_2 由方程(17.5.33)和(17.5.34)定义(其中在方程(17.5.34)的迹中只有一个夸克味); N 是夸克味的数目; C_3 的定义(使用17.4节符号约定)是

$$t_\alpha t_\alpha = C_3 g^2 1. \quad (20.6.51)$$

在现实情况中, 规范群是 $SU(3)$, 而夸克处在它的定义表示 $\mathbf{3}$ 中, 所以这些数是

$$C_1 = 3, \quad C_2 = \frac{1}{2}, \quad C_3 = \frac{4}{3}. \quad (20.6.52)$$

以Altarelli-Parisi函数的形式, 这些非常复杂的结果会变得简单一些. 可以直接证明, 如果

$$P_{ff'} = \delta_{ff'} \left[\frac{4}{3} \left(\frac{1+x^2}{(1-x)_+} \right) + 2\delta(1-x) \right], \quad (20.6.53)$$

$$P_{f0} = x^2 - x + \frac{1}{2}, \quad (20.6.54)$$

$$P_{0f} = \frac{4}{3} \left[\frac{2}{x} - 2 + x \right], \quad (20.6.55)$$

$$P_{00} = 6 \left[\frac{1-x}{x} + x(1-x) + \frac{x}{(1-x)_+} + \frac{11}{12}\delta(1-x) \right] - \frac{N}{3}\delta(1-x), \quad (20.6.56)$$

方程(20.6.46)就是成立的, 要注意的是这些函数处在对 x 的积分中, 积分上限是 $x = 1$, 而 $1/(1-x)_+$ 的定义是

$$\frac{f(x)}{(1-x)_+} \equiv \frac{f(x) - f(1)}{1-x}. \quad (20.6.57)$$

对于每个 s , 矩阵 $c(s)$ 显然有一个 $(N-1)$ 重简并的本征值, 这个本征值等于 $\delta_{ff'}$ 在方程(20.6.50)中的系数:

$$c(s, \text{伴随}) = \frac{1}{8\pi^2} C_3 \left[1 - \frac{2}{s(s+1)} + 4 \sum_{t=2}^s \frac{1}{t} \right], \quad (20.6.58)$$

而本征算符由算符(20.6.23)的线性组合给出, 这些线性组合相互独立且系数 a_f 满足 $\sum_f a_f = 0$, 它们属于 $SU(N)$ 群的伴随表示, 这里的 $SU(N)$ 群正是有 N 个夸克味的量子色动力学的未破缺整体对称群. 另外, 对于每个 s , 还有两个本征算符, 它们属于 $SU(N)$ 的单态表示, 由算符(20.6.24)和对 f 求和的算符(20.6.23)的线性组合给出. 通过对角化如下的 2×2 矩阵

$$c(s)_{\text{singlet}} = \begin{bmatrix} c_{00}(s) & c_{0f}(s)N \\ c_{f0}(s) & c(s, \text{伴随}) \end{bmatrix}, \quad (20.6.59)$$

我们可以找到这些本征算符以及相应的本征值. 当 $s = 2$ 时, 这个矩阵采取如下的形式

$$c(2)_{\text{singlet}} = \begin{bmatrix} NC_2/6\pi^2 & NC_3/6\pi^2 \\ C_2/3\pi^2 & C_3/3\pi^2 \end{bmatrix}. \quad (20.6.60)$$

它有一个零本征值, 相应地, 这时 $\mathcal{O}_{20}^{\mu\nu}$ 和 $\sum_f \mathcal{O}_{2f}^{\mu\nu}$ 的线性组合等于能动量张量, 而这个能动量张量同 J^μ 一样是未重整化的. 矩阵(20.6.60)的其它本征值由它的迹给出, 即 $NC_2/6\pi^2 + C_3/3\pi^2$. 现在, 若给定 s , 对于任意的 $s' < s$, $c_{ij}(s)$ 的最小本征值至少要和 $c_{ij}(s')$ 的最小本征值一样大, 若非如此, 对于充分大的 q^2 , 积分(20.6.42)最终会随着 s 的增长而增长, 这与该积分是 s 的严格单调减函数这一事实相矛盾. 由于最小本征值在 $s = 2$ 时为零, 我们可以得出, 当 $s > 2$ 时, 所有其它本征值都是正的. 事实上, 由于 $s > 2$ 时没有未重整化算符, 这些本征值是正定的. 因此, 仅在 $g_q^2 \rightarrow 0$ 的极限下, 严格的Bjorken标度率才是成立的, 这时只有能动量张量有贡献. 严格Bjorken标度律被破坏的预言在实验上被证实了, 具体来讲, 是通过对深度非弹电子-核子散射以及 μ 子-核子散射的详细研究而被证实的.

20.7 重整化子*

在量子场论早期, 理论家们就抱有如下的疑问: 物理矩阵元的微扰展开是否收敛, 如果不收

*本节或多或少的处在本书的发展主线之外, 可以在第一次阅读时跳过.

敛, 我们又该如何处理? 在当代初期, Dyson¹⁸发现 n 阶图的数目一般是按照 $n!$ 的速率增长的, 这表明微扰展开的收敛半径为零.

对于这种 n 阶项的增长率为 $n!$ 的级数, 我们有一种非常著名的技术来提升它的收敛性, 这种技术被称作Borel变换,¹⁹这个方法要么使得级数收敛, 如果没有使得级数收敛, 至少可以改善级数的行为, 使得在耦合常数的一个很大范围内, 我们可以将其用作渐进展开. 对于给定级数

$$F(g) = \sum_n f_n g^n \quad (20.7.1)$$

我们考察与之相关的级数

$$B(z) \equiv \sum_n f_n z^n / n! . \quad (20.7.2)$$

如果 f_n 的增长速率没有 $n!$ 快, 那么 $B(z)$ 一般会有一个有限大的收敛半径. 问题是, 我们能否从重求和级数(20.7.2)中复现处原始级数(20.7.1)? 利用熟悉的公式

$$\int_0^\infty \exp(-z/g) z^n dz = n! g^{n+1}$$

我们看到, 至少在形式上有

$$gF(g) = \int_0^\infty \exp(-z/g) B(z) dz . \quad (20.7.3)$$

无论 $B(z)$ 的奇点处在复平面的何处, 它总会限制级数(20.7.2)的收敛半径, 但是只要这些奇点不在正实轴上, 这就不是一个无法解决的问题. 为了用方程(20.7.3)计算 $F(g)$, 我们仅需要当 z 为小于 g 或 g 阶的正实值时的 $B(z)$, 如果 $B(z)$ 在复平面上的奇点与原点的距离远大于 g , 我们就可以通过幂级数(20.7.1)直接获得这些 $B(z)$. 即使有若干极点 z_1, z_2, \dots 的模长小于 g 或者为 g 阶, 我们也可通过 $(z - z_1)(z - z_2) \cdots B(z)$ 的幂级数计算出 z 为 g 阶时的 $B(z)$, 但前提是我们要知道这些极点的位置.

如果 $B(z)$ 的奇点处在正实轴上, 这些奇点就会破坏方程(20.7.3), 与上面相比, 这种情况要糟糕的多. 这时, 我们可以稍微对积分围道做些变形以避开奇点, 但这样就会有两种选择: 我们是让围道从上方绕开奇点还是从下方绕开奇点?

这一节将会证明: Borel变换 $B(z)$ 的一些奇点与场方程的解相关, 这些奇点被称为瞬子, 而另一些奇点与算符积展开中的项相关, 这些奇点则被称为重整化子(*renormalons*). 在量子色动力学中, 使用Borel变换对微扰展开进行求和的障碍正是重整化子.

Lipatov²⁰在1976年证明了Borel变换 $B(z)$ 的一些奇点与场方程经典解的存在性相关. 考察由欧几里得路径积分定义的函数 $F(g)$:

$$F(g) \equiv \int [d\phi] \exp(I[\phi, g]) . \quad (20.7.4)$$

(第23章的附录A讨论了欧几里得路径积分的使用方法.) 幂级数(20.7.1)中的系数给定为

$$\begin{aligned} f_n &= \frac{1}{2\pi i} \int [d\phi] \oint dg g^{-n-1} \exp(I[\phi, g]) \\ &= \frac{1}{2\pi i} \int [d\phi] \oint dg \exp \left(I[\phi, g] - (n+1) \ln g \right) , \end{aligned} \quad (20.7.5)$$

其中 \oint 是指复 g 平面上围绕 $g=0$ 的逆时针围道积分. 当 n 很大时, 可以合理地认为这个积分的主导贡献由方程(20.7.5)最后一行对 ϕ 和 g 的稳相点给出, 记这些点为 ϕ_n 和 g_n , 它们满足:

$$\left. \frac{\delta I[\phi, g_n]}{\delta \phi(x)} \right|_{\phi=\phi_n} = 0, \quad (20.7.6)$$

$$\left. \frac{\partial I[\phi, g_n]}{\partial g} \right|_{g=g_n} = \frac{n+1}{g_n}. \quad (20.7.7)$$

例如, 假定 $I[\phi, g]$ 是无质量标量场的作用量

$$I[\phi, g] = -\frac{1}{2} \int \partial_i \phi \partial_i \phi \, d^4x - \frac{g}{24} \int \phi^4 \, d^4x, \quad (20.7.8)$$

其中求和取遍欧几里得坐标方向1,2,3,4. 那么, 场方程(20.7.6)是

$$\square \phi_n = \frac{1}{6} g_n \phi_n^3. \quad (20.7.9)$$

稍后我们会看到 g_n 是负的, 所以解有

$$\phi_n(x) = (-g_n)^{-1/2} \chi(x) \quad (20.7.10)$$

其中 $\chi(x)$ 与 g 无关, 它是方程

$$\square \chi = -\frac{1}{6} \chi^3. \quad (20.7.11)$$

的解. 条件(20.7.7)告诉我们

$$-\frac{1}{24} \int d^4x \phi_n^4 = \frac{n+1}{g_n}$$

以重标度场(20.7.10)的形式, 这可以写成

$$g_n = -\frac{1}{24(n+1)} \int d^4x \chi^4. \quad (20.7.12)$$

在这一稳相点, 作用量(20.7.8)变成

$$\begin{aligned} I[\phi_n, g_n] &= -\frac{1}{2} \int \partial_i \phi_n \partial_i \phi_n \, d^4x - \frac{g_n}{24} \int \phi_n^4 \, d^4x = \frac{g_n}{24} \int \phi_n^4 \, d^4x \\ &= -n-1. \end{aligned} \quad (20.7.13)$$

那么, 当 $n \rightarrow \infty$ 时, 方程(20.7.5)在这一稳相点给出值**

$$\begin{aligned} f_n &\approx g_n^{-n-1} \exp(I[\phi_n, g_n]) = (n+1)^{n+1} \left(-\frac{e}{24} \int \chi^4 \, d^4x \right)^{-n-1} \\ &\approx n! \left(-\frac{1}{24} \int \chi^4 \, d^4x \right)^{-n}. \end{aligned} \quad (20.7.14)$$

**这里的符号“ \approx ”应该理解成“在相差常数因子和 n 的幂函数意义下渐进相等”. 这些因子来自 $(n+1)!$ 的Stirling公式中的因子 $\sqrt{12\pi n}$, $(n+1)!$ 与 $n!$ 的比值, 以及对 g 和 $\phi(x)$ 在稳相点附近涨落的积分. 既然我们不打算计算最后一个积分所给出的因子, 所以也就没有必要保留前两个因子.

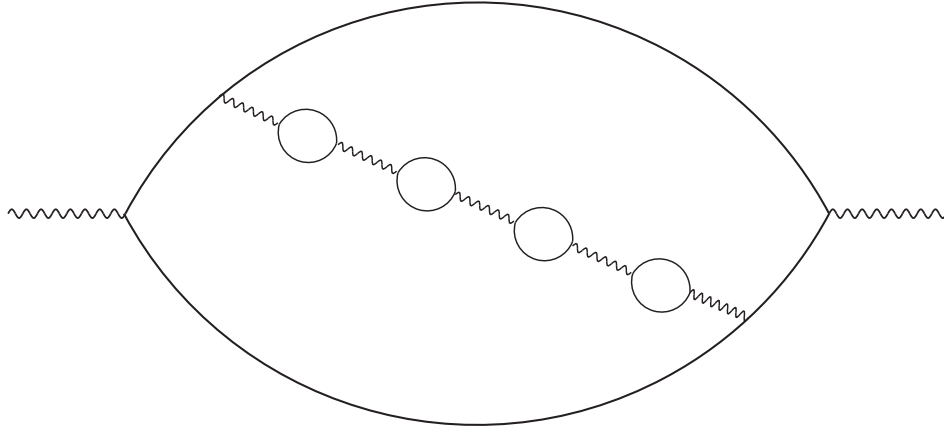


图 20.3 像 $N!$ 那样增长的 N -圈Feynman图的一个例子. 实线是费米子; 波浪线是规范玻色子.

因此, $B(z)$ 中的领头奇点是 $z = z_1$ 处的极点, 其中

$$z_1 = -\frac{1}{24} \int \chi^4 d^4x. \quad (20.7.15)$$

由于这个极点是负的, 所以它不会妨碍我们计算方程(20.7.3)中的积分. 为了计算出极点位置(20.7.15), 我们注意到, 场方程(20.7.11)有解

$$\chi = \frac{4\sqrt{3}a}{r^2 + a^2}, \quad (20.7.16)$$

其中 $r = (x_i x_i)^{1/2}$, 而 a 是任意的参量. 场方程的这个解是“瞬子解”的基本例子, 我们会在23.5节进行讨论. (称它们为瞬子是因为, 它们并非集中在世界线附近而是集中在某个时空点附近——在这个例子中就是原点.) 幸运的是, 极点位置并不依赖于 a :

$$z_1 = -96\pi^2 a^4 \int_0^\infty \frac{r^2 dr^2}{(r^2 + a^2)^4} = -16\pi^2. \quad (20.7.17)$$

从这个式子中我们可以看到, 如果 $g \ll 16\pi^2$, 我们就可以在方程(20.7.3)中使用 $B(z)$ 的微扰展开. 如果 $g/16\pi^2$ 的量级为1或者大于1, 我们仍然可以通过 $(z + 16\pi^2)B(z)$ 的微扰展开计算出 $B(z)$.

我们会在23.5节看到, 在量子色动力学这样的非阿贝尔规范理论中存在瞬子解, 它们同时会给予 $B(z)$ 相对无害的奇点, 这些奇点处在负实轴上. 而量子色动力学中真实问题中, 奇点属于另一类, 这些奇点被称为重整化子.²¹ 最初发现这些奇点是因为发现²²如下的现象: 一个 $2n$ 阶图, 例如图20.3中的图, 它所给出的贡献可能像 $n!$ 那样增长, 因此, 根据方程(20.7.2), 它会赋予 $B(z)$ 额外的奇点. 在这一特殊情况下, 这个奇点被称为红外重整化子, 之所以称其为红外重整化子, 是因为给出这个奇点的那部分虚动量远小于用来定义量子色动力学跑动耦合 g_μ 的动量. 幸运的是, 有可能通过算符积展开来确定这个红外重整化子, 这样就无需考察单个Feynman图.

我们来看一个简单但重要的例子, 在量子色动力学中, 考察插入两个4-矢流 J_α^μ 和 J_β^ν 的所有真空图之和, 其中这两个流携带动量 q 流入并流出整个图. ($\Pi^{\mu\nu}(q)$ 给出了电弱真空极化的强子贡献, 而它的虚部给出了 e^+e^- 湮灭到强子以及电子-反中微子湮灭到强子的截面.) 正如我们在20.5节看到的, 在它所得到的贡献中, 行为趋于 q^2 (x^{-6} 的Fourier变换)的来自于算符1, 行为趋于 q^{-2} 的来自于算符 $F_\alpha^{\mu\nu} F_{\alpha\mu\nu}$, 行为趋于 q^{-4} 的来自于4费米子算符, 以此类推. (例如, 算符 $F_\alpha^{\mu\nu} F_{\alpha\mu\nu}$ 的贡献来自

于图20.3那样的图, 其中流经泡沫图链的动量远小于 q .) 量纲分析则告诉我们, 还要给那些与动量相关的因子乘上正比于 $\Lambda^0, \Lambda^4, \Lambda^6 \dots$ 的真空矩阵元. 但是, 如果我们用来计算Feynman图的跑动耦合定义在标度 μ , 而当标度 $\mu \gg \Lambda$ 时, 耦合常数会很小, 这时, 根据方程(18.7.7)

$$\Lambda^2 = \mu^2 \exp \left(\frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\alpha_s(\mu)} \right), \quad (20.7.18)$$

其中 n_f 是质量远小于 ν 的夸克味数目. 而在算符积展开中, 量纲 $d > 0$ 的算符所给出的贡献与耦合常数的相关性是

$$\Lambda^d \propto \exp \left(\frac{6\pi d}{(33 - 2n_f)\alpha_s(\mu)} \right). \quad (20.7.19)$$

在量子色动力学中, 微扰论给出的是 $\alpha_s \equiv g^2/4\pi$ 的幂级数而不是 g 的幂级数, 所以我们应该将方程(20.7.1)和(20.7.3)写成 α_s 的形式:

$$F(\alpha_s) = \sum_n f_n \alpha_s^n, \quad (20.7.20)$$

$$\alpha_s F(\alpha_s) = \int_0^\infty \exp(-z/\alpha_s) B(z) dz. \quad (20.7.21)$$

在 $\Pi^{\mu\nu}$ 中出现了与耦合常数的相关性为(20.7.19)的项, 这表明 $B(z)$ 必在如下的位置有奇点(不一定是极点):

$$z_1 = \frac{6\pi d}{(33 - 2n_f)}. \quad (20.7.22)$$

这些奇点处在正实轴上, 这使得积分(20.7.21)有歧义. 因此我们无法用Borel变换处理量子色动力学中的低能效应.

虚动量很小的图妨碍了微扰论的使用, 但这显然不是什么新鲜事. 正如我们在20.2节看到的, 算符积展开的全部要点就在于将每条线都携带大动量的那部分Feynman图分离出来, 在渐进自由的理论中, 这部分Feynman图可以通过微扰论进行计算, 而对于剩下的图, 流经Feynman图的动量很小, 这部分图在渐进自由理论中无法通过微扰论计算.

附录 动量流: 一般情况

在这个附录中, 我们将在一般的可重整理论中考察振幅的渐进行为, 更确切一些, 是振幅的两条或多条外线的动量变得很大时的渐进行为, 在考察范围内的算符由任意多个场因子和场导数构成, 但它的量纲至多为 N . 为了处理这样的问题, 我们还得引入比20.1节和20.2节更复杂的符号约定. 我们用字母 ℓ, ℓ' 来标记进入或离开的特定种类外线 i 的集合, 这些外线可能属于整个Feynman图, 也可能只是部分Feynman图的外线. 字母 k, k' 则用来标记该线4-动量 k_i 的集合, 它们要满足条件: 它们的和为某个固定的值 p . 振幅 $\Gamma_{\ell\ell'}$ 是入线为集合 ℓ 而出线为集合 ℓ' 的所有图之和, 其中入线携带动量 k , 出线携带动量 k' , 并且集合 ℓ 的裸传播子也要计算进来, 但无需考虑集合 ℓ' 的传播子.

援引12.1节的幂次计数定理,³ 我们可以证明, 若 k 阶动量仅流经某个子图, 并假定该子图有外线 ℓ 和 ℓ'' , 那么这部分积分区域给 $\Gamma_{\ell\ell'}$ 的贡献是 $k^{d(\ell, \ell')}$ 阶的, 其中, $d(\ell, \ell')$ 是这一子图的量纲(按照质量或动量的幂次计数):

$$d(\ell, \ell') = 4 - \sum_{i \in \ell, \ell'} (1 + s_i) - \sum_{i \in \ell} (2 - 2s_i). \quad (20.A.1)$$

(方程(20.A.1)中的最后一项来自于集合 ℓ 中的外线传播子.) 将方程(20.A.1)改写成如下的形式将是方便的:

$$d(\ell, \ell') = 4 - 4n(\ell) - N(\ell') + N(\ell) , \quad (20.A.2)$$

其中 $n(\ell)$ 是集合 ℓ 中线的数目, 而 $N(\ell)$ 是这些线所代表的场的总量纲:

$$n(\ell) \equiv \sum_{i \in \ell} 1 , \quad N(\ell) \equiv \sum_{i \in \ell} (s_i + 1) . \quad (20.A.3)$$

这里的 s_i 是 i 类线的自旋, 按照12.3节所用的方法进行计数: i 类场的量纲是 $1 + s_i$, 而这种场的裸传播子会趋于 k^{-2+2s_i} . (对于标量场和规范玻色子, $s_i = 0$; 若是自旋1/2粒子, 则 $s_i = 1/2$.)

将这些子图对应的渐进行为考虑在内后, 我们希望证明, 当 $k \rightarrow \infty$ (所有分量一起趋于无穷, 即在任意方向上都趋于无穷), 而 k' 和 p 保持不变, 在微扰论的每一阶, $\Gamma_{\ell\ell'}(k, k', p)$ 的渐进行为有如下的形式

$$\Gamma_{\ell\ell'}(k, k', p) \rightarrow \sum_{\mathcal{O}}^{(N)} U_{\mathcal{O}}^{\ell}(k) F_{\mathcal{O}, \ell'}(k', p) + o\left(k^{4-4n(\ell)+N(\ell)-N}\right) , \quad (20.A.4)$$

其中要求和的算符 \mathcal{O} 要满足量纲 $N(\mathcal{O}) \leq N$; 函数 $U_{\mathcal{O}}^{\ell}(k)$ 的阶为 $k^{4+N(\ell)-4n(\ell)-N(\mathcal{O})}$; 而 $o(k^A)$ 则代表比 k^A 更快趋于零(至少要快一个因子 $1/k$)的项.

为了分离出量纲 $\leq N$ 的算符的贡献, 我们定义“ N -不可约”振幅 $I_{\ell\ell'}^N(k, k', p)$, 组成 $I_{\ell\ell'}^N(k, k', p)$ 的图属于 $\Gamma_{\ell\ell'}(k, k', p)$, 但是对于 I^N 中的图, 我们无法通过剪断任意一组 $N(\ell'') \leq N$ 的内线 ℓ'' 使得集合 ℓ 中的线与集合 ℓ' 中的线相分离. 反过来讲, 组成 $\Gamma - I^N$ 的图就可以用这种方式分割, 它可以写成

$$\Gamma_{\ell\ell'}(k, k', p) - I_{\ell\ell'}^N(k, k', p) = \sum_{\ell''}^{(N)} \int dk'' I_{\ell\ell''}^N(k, k'', p) \Gamma_{\ell''\ell'}(k'', k', p) , \quad (20.A.5)$$

其中 $\sum_{\ell''}^{(N)}$ 是指对 $N(\ell'') \leq N$ 的粒子线集合进行求和, 而 $\int dk''$ 是对集合 ℓ'' 中的4-动量分量积分, 但这些动量还要服从和为 p 的约束.

核 $I_{\ell\ell''}^N(k, k'', p)$ 的渐进行为远比 $\Gamma_{\ell\ell''}(k, k'', p)$ 的渐进行为简单得多. 当 k'' 和 p 保持不变而 $k \rightarrow \infty$ 时, 主导核的渐进行为是每条内线均携带 k 阶动量的那部分积分区域, 它给出的渐进行为是 $k^{d(\ell, \ell'')}$, 这是因为, 如果只有一个子区域携带这样大的动量, 那么这个子区域必须通过线族 ℓ''' 与图的其余部分桥接, 而 ℓ''' 显然有 $N(\ell''') > N \geq N(\ell'')$, 在 $k \rightarrow \infty$ 时, 它至少要小一个因子 $k^{N(\ell''')-N-1}$. 因此, $I_{\ell\ell''}^N$ 对 k'' 或 p 的任意分量的微分会使得它的渐进行为降低至 $k^{d(\ell, \ell'')-1}$. 但是, 仅当 $d \leq N - N(\ell'') + 1$ 时, 微分 d 次才会将渐进行为降低至 $k^{d(\ell, \ell'')}$, 对于更高阶的导数, 由于导数全部作用携带 k'' 阶或 p 阶动量的线上, 上面所说的通过总量纲大于 N 的线族 ℓ''' 连接的图会给出更大的贡献. 因此, 为了将带有场导数的算符给出的贡献也计算在内, 我们可以将 I^N 的行为写成

$$I_{\ell\ell''}^N(k, k'', p) = \sum_{\nu: d_{\nu} + N(\ell'') \leq N} I_{\ell\ell''\nu}^N(k) P_{\ell''\nu}(k'', p) + o\left(k^{d(\ell, \ell'')-N+N(\ell'')}\right) , \quad (20.A.6)$$

其中 $P_{\ell''\nu}(k'', p)$ 是阶为 d_{ν} 的齐次多项式的完备集, 它的变量是 $n(\ell'')$ 个动量 k'' 和 p , 而 $I_{\ell\ell''\nu}^N(k)$ 仅是 k 的函数, 它在 $k \rightarrow \infty$ 时阶为 $k^{d(\ell, \ell'')-d}$.

我们现在还不能在方程(20.A.5)中使用方程(20.A.6), 这是因为 k'' 为 k 阶的这部分积分区域对 k'' 的积分有一个很重要的贡献. 为了处理这个困难, 我们使用数学归纳法: 假定直到微扰论的某

个给定阶, 方程(20.A.4)都是成立的, 然后在方程(20.A.5)的右边使用它, 由此我们就可以得到 Γ 到微扰论下一阶的渐进行为. 我们将方程(20.A.5)改写成如下形式

$$\begin{aligned} \Gamma_{\ell\ell'}(k, k', p) &= I_{\ell\ell'}^N(k, k', p) \\ &+ \sum_{\ell''}^{(N)} \int dk'' I_{\ell\ell''}^N(k, k'', p) \left[\Gamma_{\ell''\ell'}(k'', k', p) - \sum_{\mathcal{O}}^{(N)} U_{\mathcal{O}}^{\ell''}(k'') F_{\mathcal{O},\ell'}(k', p) \right] \\ &+ \sum_{\mathcal{O}}^{(N)} F_{\mathcal{O},\ell'}(k', p) \sum_{\ell'': N(\ell'') \leq N} \int dk'' I_{\ell\ell''}^N(k, k'', p) U_{\mathcal{O}}^{\ell''}(k''). \end{aligned} \quad (20.A.7)$$

根据方程(20.A.4), 当 $k'' \rightarrow \infty$ 时, 方程(20.A.7)右边第二项中的方括号项会比 $(k'')^{4-4n(\ell'')+N(\ell'')-N}$ 为零, 所以, 在乘上阶为 $\nu \leq N - N(\ell'')$ 的多项式 $P_{\ell''\nu}(k'')$ 后, 这个因子会比 $(k'')^{4-4n(\ell'')}$ 更快地趋于零, 因此对 k'' 的 $4(n(\ell'') - 1)$ 个独立分量进行积分会给出有限值.* 如此一来, 我们就可以在这一项中使用方程(20.A.6), 得到

$$\begin{aligned} \Gamma_{\ell\ell'}(k, k', p) &\rightarrow \sum_{\nu: d_\nu + N(\ell') \leq N} I_{\ell\ell'\nu}^N(k) P_{\ell'\nu}(k', p) \\ &+ \sum_{\ell''}^{(N)} \sum_{\nu: d_\nu + N(\ell'') \leq N} I_{\ell\ell''\nu}^N(k) \int dk'' P_{\ell''\nu}(k'', p) \\ &\quad \times \left[\Gamma_{\ell''\ell'}(k'', k', p) - \sum_{\mathcal{O}}^{(N)} U_{\mathcal{O}}^{\ell''}(k'') F_{\mathcal{O},\ell'}(k', p) \right] \\ &+ \sum_{\mathcal{O}}^{(N)} F_{\mathcal{O},\ell'}(k', p) \sum_{\ell''}^{(N)} \int dk'' I_{\ell\ell''}^N(k, k'', p) U_{\mathcal{O}}^{\ell''}(k''), \end{aligned} \quad (20.A.8)$$

修正项要比写出来的项小一个 $1/k$ 因子. (当然, 仅当 $N(\ell') \leq N$ 时, 方程(20.A.8)右边的第一项才会出现.)

现在, 对于满足 $d_\nu + N(\ell) \leq N$ 的每个 ℓ 值和 ν 值, 存在算符 \mathcal{O} , 它有 ℓ 中的线所对应的场因子构成并有 d_ν 个导数, 这使得在微扰论的零阶, 若算符 \mathcal{O} 携带入动量 p , 而外线 ℓ 携带动量 k , 那么顶角函数就是多项式 $P_{\ell\nu}(k, p)$. 这样, 对于重整化算符 $\mathcal{O}_R = \sum_{\mathcal{O}'} Z_{\mathcal{O},\mathcal{O}'} \mathcal{O}'$, 完整的顶角函数是

$$F_{\mathcal{O},\ell}(k, p) = \sum_{\mathcal{O}'} Z_{\mathcal{O},\mathcal{O}'} \left\{ \delta_{\ell_{\mathcal{O}'},\ell} P_{\ell_{\mathcal{O}'}\nu_{\mathcal{O}'}}(k, p) + \int dk' P_{\ell_{\mathcal{O}'}\nu_{\mathcal{O}'}}(k', p) \Gamma_{\ell_{\mathcal{O}'},\ell}(k', k, p) \right\}, \quad (20.A.9)$$

其中 $\ell_{\mathcal{O}}$ 和 $\nu_{\mathcal{O}}$ 分别标记算符 \mathcal{O} 中的场类型以及时空导数. 由此我们可以看到, 如果

$$\begin{aligned} U_{\mathcal{O}}^{\ell}(k) &= \sum_{\mathcal{O}'}^{(N)} I_{\ell\mathcal{O}'}^N(k) \left[Z_{\mathcal{O}',\mathcal{O}}^{-1} - \int dk'' U_{\mathcal{O}}^{\ell_{\mathcal{O}'}}(k'') P_{\mathcal{O}'}(k'') \right] \\ &+ \sum_{\ell''}^{(N)} \int dk'' I_{\ell\ell''}^N(k, k'') U_{\mathcal{O}}^{\ell_{\ell''}}(k''), \end{aligned} \quad (20.A.10)$$

*对于方程(20.A.7)右边第二项中的积分, 幂次计数告诉我们, 在所有 k'' 一起趋于无穷的积分区域内, 这个积分是收敛的, 尽管如此, 却遗漏了这样的可能性: 当 $n(\ell'') \geq 3$ 时, 子积分可能发散. 由于这个原因, 除了20.2节所讨论的特殊情况外, 这个附录中所给出的讨论并不能作为算符积展开的一个证明, 在20.2节, 我们考察的是只有两个外线动量趋于无穷的特殊情况, 并且我们在幂级数中寻找的项对应的是场的二次型构成的算符.

那么方程(20.A.4)就是满足的, 在方程(20.A.10)中我们使用了简写

$$I_{\ell\mathcal{O}}(k) \equiv I_{\ell\ell_{\mathcal{O}}\nu_{\mathcal{O}}}(k), \quad P_{\mathcal{O}}(k) \equiv P_{\ell_{\mathcal{O}}\nu_{\mathcal{O}}}(k). \quad (20.A.11)$$

(我们忽略掉了 $\Gamma_{\ell_{\mathcal{O}}'\ell'}$ 对 p 的依赖性, 原因与20.2节中的理由相同: 无论 k'' 的量级是否与 k 相同, p 与 k 相比总是可以被忽略的.) 我们定义重整化常数 $Z_{\mathcal{O}',\mathcal{O}}$, 使得在重整化点 $k(\mu)$, $p(\mu)$ 处, 函数 $F_{\mathcal{O},\ell}(k(\mu), p(\mu))$ 的值与没有相互作用时的值相同, 即为 $\delta_{\ell\ell_{\mathcal{O}}}P_{\mathcal{O}}(k(\mu), p(\mu))$:

$$\begin{aligned} \delta_{\ell\ell_{\mathcal{O}}}P_{\mathcal{O}}(k(\mu), p(\mu)) &= F_{\mathcal{O},\ell}(k(\mu), p(\mu)) = \sum_{\mathcal{O}'} Z_{\mathcal{O},\mathcal{O}'} \\ &\times \left\{ \delta_{\ell_{\mathcal{O}'},\ell} P_{\ell_{\mathcal{O}'}\nu_{\mathcal{O}'}}(k(\mu), p(\mu)) + \int dk' P_{\ell_{\mathcal{O}'}\nu_{\mathcal{O}'}}(k', p(\mu)) \Gamma_{\ell_{\mathcal{O}'},\ell}(k', k(\mu), p(\mu)) \right\}. \end{aligned} \quad (20.A.12)$$

当 $\Gamma = 0$ 时, 它有唯一解 $Z = 1$ (唯一性是因为, 对于给定的线族, 我们假定这个多项式是线性独立的), 所以, 通过延拓, 对于某个有限范围内的耦合常数, 方程(20.A.12)会有唯一解. 这样一来, 对于一般算符积展开(20.A.4)中的系数函数 $U_{\mathcal{O}}^{\ell}(k)$, 方程(20.A.10)给出了一个递归定义.

习题

1. 考察费米场 ψ 与标量场 ϕ 有相互作用的理论, 相互作用的形式为 $\bar{\psi}\psi$ 以及 ϕ^4 . 针对 $\bar{\psi}(x)\psi(0)$ 的算符积展开, 列举出系数函数(通过微扰论判断)奇异且在 $x \rightarrow 0$ 时不为零的算符. 并描述你如何将这此系数函数计算至一圈阶.
2. 考察有 N 个无质量夸克的量子色动力学, 并将标量夸克双线性型和赝标量夸克双线性的谱函数定义成

$$\begin{aligned} \sum_N \langle \text{VAC} | \bar{\psi}(0) \lambda_{\alpha} \psi(0) | \text{VAC} \rangle \langle \text{VAC} | \bar{\psi}(0) \lambda_{\beta} \psi(0) | \text{VAC} \rangle^* \\ = (2\pi)^{-3} \theta(p^0) \rho_{\alpha\beta}^S(-p^2), \\ \sum_N \langle \text{VAC} | \bar{\psi}(0) \gamma_5 \lambda_{\alpha} \psi(0) | \text{VAC} \rangle \langle \text{VAC} | \bar{\psi}(0) \gamma_5 \lambda_{\beta} \psi(0) | \text{VAC} \rangle^* \\ = (2\pi)^{-3} \theta(p^0) \rho_{\alpha\beta}^P(-p^2), \end{aligned}$$

其中 λ_{α} 是无迹 $N \times N$ 厄米矩阵的完备集, 它的归一化满足 $\text{Tr}(\lambda_{\alpha} \lambda_{\beta}) = 2\delta_{\alpha\beta}$. $\rho_{\alpha\beta}^S(\mu^2)$ 和 $\rho_{\alpha\beta}^A(\mu^2)$ 的线性组合所满足的谱函数求和规则是什么?

3. 从Compton散射公式(8.7.7)和(8.7.38)中推导出部分子模型中的(20.6.8).
4. 列举出量子色动力学中所有扭度为4的规范不变且无迹的对称张量.
5. 在相互作用为 $-g\phi^4/24$ (其中 $g > 0$)的无质量标量场论中, 你预期函数(20.7.3)的重整化子奇点会落在复平面的何处?

参考文献

- [1] K. Wilson, *Phys. Rev.* **179**, 1499 (1969).

-
- [2] W. Zimmerman, in *Lectures on Elementary Particles and Quantum Field Theory — 1970 Brandeis University Summer Institute in Theoretical Physics*, S. Deser, H. Pendleton, and M. Grisaru编辑, (MIT Press, Cambridge, 1970).
 - [3] S. Weinberg, *Phys. Rev.* **118**, 838 (1960).
 - [4] C. Bernard, A. Duncan, J. LoSecco, and S. Weinberg, *Phys. Rev.* **D12**, 792 (1975).
 - [5] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 507 (1967). 对于一般情况, 参考文献4.
 - [6] K. Kawarabayashi and M. Suzuki, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 225 (1966); Riazuddin and Fayyazuddin, *Phys. Rev.* **147**, 1071 (1966).
 - [7] M. Ademollo, G. Veneziano, and S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 83 (1969).
 - [8] J. F. Donoghue and E. Golowich, *Phys. Rev.* **D49**, 1513 (1994).
 - [9] 在1968年维也纳的“罗切斯特”会议上报告了这个结果, 发表于E. D. Bloom *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 930 (1969); M. Breidenbach *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 935 (1969).
 - [10] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.* **179**, 1547 (1969).
 - [11] R. P. Feynman, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 1415 (1969); *Photon-Hadron Interactions* (Benjamin, New York, 1972).
 - [12] C. G. Callan and D. J. Gross, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 156 (1969). 读者要注意的是, Callan和Gross在那里所用的符号 ω 是我们这里所用的 $2/\omega$.
 - [13] N. Christ, B. Hasslacher, and A. H. Mueller, *Phys. Rev.*, **D6**, 3543 (1972).
 - [14] D. Gross and S. Treiman, *Phys. Rev.* **D4**, 1059 (1971).
 - [15] G. Altarelli and G. Parisi, *Nucl. Phys.* **B126**, 298 (1972).
 - [16] H. Georgi and H. D. Politzer, *Phys. Rev.* **D9**, 416 (1974).
 - [17] D. J. Gross and F. Wilczek, *Phys. Rev.* **D9**, 980 (1974).
 - [18] F. J. Dyson, *Phys. Rev.* **85**, 631 (1952).
 - [19] 参看G. N. Hardy, *Divergent Series* (Oxford University Press, Oxford, 1949).
 - [20] L. N. Lipatov, Leningrad Nuclear Physics Institute report, 1976 (未发表); *Proceedings of the XVIII International Conference on High Energy Physics at Tbilisi*, 1976.
 - [21] G. 't Hooft, in *The Whys of Subnuclear Physics - Proceedings of the 1977 Erice Summer School*, A. Zichichi编辑(Plenum, New York, 1978). 关于重整化子和高阶微扰论的论文集, 可参看*Large Order Behavior of Perturbation Theory*, J. C. Le Guillou和J. Zinn-Justin编辑(North-Holland, Amsterdam, 1990). 关于红外重整化子的进一步工作, 参看A. H. Mueller, *Phys. Lett. B* **308**, 335 (1993); *Nucl. Phys.* **B250**, 327 (1995); A. Duncan and S. Pernice, *Phys. Rev. D* **51**, 1956 (1995), 以及那里引用的文章.

-
- [22] B. Lautrup, *Phys. Lett.* **76B**, 109 (1977).