

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	iii
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	30
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

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 $\psi_n(x) \rightarrow \exp(i e_n \Lambda(x)) \psi_n(x)$ 。由于 $\partial_\mu \psi_n(x)$ 并非像 $\psi_n(x)$ 那样变换，我们必须要引入场 $A_\mu(x)$ ，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 $\partial_\mu \psi_n(x) - i e_n A_\mu(x) \psi_n(x)$ ，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Mills 1954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。当我们把 $A_\mu(x)$ 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, 结构常数同样是反对称的:

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

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 $t^A{}_\alpha$:

$$(t^A{}_\alpha)^\beta{}_\gamma \equiv -i C^\beta{}_{\gamma\alpha} , \quad (15.1.6)$$

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):

$$t_1^A = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{bmatrix} , \quad t_2^A = \begin{bmatrix} 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 \end{bmatrix} , \quad t_3^A = \begin{bmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} .$$

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^α_μ ，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

$$\delta A^\beta_\mu = \partial_\mu \epsilon^\beta + i\epsilon^\alpha(t^A_\alpha)_\gamma^\beta A^\gamma_\mu$$

或者，利用方程(15.1.6)，

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

这使得我们可以构建“协变导数”：[†]

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

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

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

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。

我们还需要关心一下规范场的导数。为了消除 $\partial_\nu A^\beta_\mu$ 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 $\partial_\nu A^\beta_\mu - \partial_\mu A^\beta_\nu$ 的变换中，我们仍然有正比于 $\epsilon(x)$ 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 $F^\gamma_{\nu\mu}$ ，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：

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

其中

$$F^\gamma_{\nu\mu} \equiv \partial_\nu A^\gamma_\mu - \partial_\mu A^\gamma_\nu + C^\gamma_{\alpha\beta} A^\alpha_\nu A^\beta_\mu. \quad (15.1.13)$$

方程(15.1.12)使得 $F^\gamma_{\nu\mu}$ 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：

$$\delta F^\beta_{\nu\mu} \equiv i\epsilon^\alpha(t^A_\alpha)_\gamma^\beta F^\gamma_{\nu\mu} = \epsilon^\alpha C^\beta_{\gamma\alpha} F^\gamma_{\nu\mu}. \quad (15.1.14)$$

[†]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:

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

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

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

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)退化成之前的变换规则(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, 我们必须要解参量 $\Lambda^\beta(x)$ 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数 $\epsilon^{\alpha}(x)$ 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,

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}(\psi, D_{\mu}\psi, D_{\nu}D_{\mu}\psi, \dots, F^{\alpha}_{\mu\nu}, D_{\rho}F^{\alpha}_{\mu\nu}) \quad (15.2.1)$$

以及不变性条件:

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

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 $-\frac{1}{2}m^2 A_{\alpha\mu} A_{\beta}^{\mu}$ 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的项

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

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，值得关注如下的事实，在不引入相互作用的前提下，不可能引入规范场 A^α_μ 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 $F^\alpha_{\mu\nu}$ 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。这与电动力学的情况相反，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：

$$g_{\alpha\beta}F^\alpha_{\mu\nu}C^\beta_{\gamma\sigma}F^{\gamma\mu\nu} = 0.$$

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：

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

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 $\tilde{C}^\alpha_{\beta\gamma}$ 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 $\tilde{C}^\alpha_{\beta\gamma}$ 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用的。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 $[t_i, t_j] = i\epsilon^k_{ij}t_k$ 。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代数是不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 $\text{Tr}\{t^A_\alpha t^A_\beta\} = -C^\gamma_{\alpha\delta}C^\delta_{\beta\gamma}$ 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

$$C^{\ell c}_{na mb} = \delta_{\ell m} \delta_{mn} C^{(n)c}_{ab},$$

其中 $C^{(n)c}_{ab}$ 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 $t'_1 = it_1$, $t'_2 = it_2$, $t'_3 = t_3$, 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么正的, 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 代数是不存在的，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}

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

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

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

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

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

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

其中 J_α^ν 是流:

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

流 J_α^ν 在平常的意义下守恒

$$\partial_\nu J_\alpha^\nu = 0, \quad (15.3.4)$$

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

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

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_α^ν 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

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

我们看到 J_α^ν 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 J_α^ν 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 $T^\nu_{\mu\nu}$ ，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， $T^\nu_{\mu\nu}$ 在通常的意义下并不守恒： $\partial_\nu T^\nu_{\mu\nu}$ 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 $C_{\alpha\beta}^\gamma \neq 0$ 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(15.3.8)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

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

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，因为我们是在轴向规范下进行量子化的，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

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

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:

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

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

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

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:

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

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

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

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：

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

(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

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

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

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

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

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

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

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

其中

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

以及

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

由此得出

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

我们注意到, $\text{Det } \mathcal{I}[\phi, \Lambda]$ 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

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

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

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

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 $\rho[\Lambda] \Pi d\Lambda$ 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

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

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} 中的三线性相互作用

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

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

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

(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 $f_\alpha(x)$,

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

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

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

这就是(15.6.5)的形式, 其中

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

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

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

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

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, 在基础的意义上, 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上确实是可重整的, 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

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

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

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而更好. 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

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

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

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

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

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

(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,

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

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

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

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, 它们中的一个一个是 $\psi, A, \omega, \omega^*$ 或 h , 也可以二者都是, 并且它们不一定在同一时空点上. 那么

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

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幂零的:

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

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

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

这样就补全了BRST变换幂零性的证明.

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

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

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

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

BRST变换的幂零性立刻告诉我们 $s\Psi$ 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 $Q|\dots\rangle$ 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^{††}

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

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,

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

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 ,

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

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 $\phi^{\mu\alpha x} \equiv A^\alpha_\mu(x)$; 以方程(15.8.1)的记法, 在变换(15.1.9)中变分 $\delta_A \phi^r$ 读作

$$\delta_\beta y \phi^{\mu\alpha x} = \delta_\alpha^\beta \frac{\partial}{\partial x^\mu} \delta^4(x - y) + C^\beta_{\gamma\alpha} \phi^{\mu\gamma x} \delta^4(x - y).$$

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省略.

^{**}我们用相同的字母 A, B 等来标记 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:

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

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

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

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

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

[†]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

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

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 $\delta_{\beta y} \psi(x) = it_{\beta} \psi(x) \delta^4(x-y)$, 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 $f^{\alpha x}_{\beta y \gamma z} = C^{\alpha}_{\beta \gamma} \delta^4(x-y) \delta^4(x-z)$.

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 的这一无鬼(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, 存在幺正的 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空间中是幺正的.

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 $-gh(\chi^n) - 1$, 其中 $gh(\chi^n)$ 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*)

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

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

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

而反场 ϕ_n^\dagger 的线性项提供了幂零条件:

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

^{*}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省略.

^{**}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, 我们必须要赋予它合适的值. 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: 物理矩阵元不被业的微小变化所影响. 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 $-gh(\chi^n) - 1$, 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

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

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

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

[†]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_D^\ddagger , 它给出

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

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_A^r 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(15.9.12)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 $F[\chi, \chi^\ddagger]$ 和 $G[\chi, \chi^\ddagger]$ 的反括号定义为

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

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^\ddagger 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

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

(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

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

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

其中 θ 是无限小的费米参数. (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 , 如果它能变形为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

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

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, 我们必须要赋予反场确定的值. 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^{\ddagger} 为零.

当BRST变换仅作用在场 χ^n 上时:

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

在这一变换下, 规范固定作用量不变. 为了验证这点, 注意到

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

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 $\chi_n^{\ddagger'} = \chi_n^{\ddagger} - \delta \Psi[\chi]/\delta \chi^n$ 的一阶项中, 我们发现

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

[†]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

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

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

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

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,^{ff} 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.

^{ff}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 $O(\chi, \chi^\dagger)$, 其中 σ 定义为 $\sigma O = (O, S) - i\Delta O$. 对于仅依赖于 χ 的 O , 这一条件退化至方程(15.9.36). 如果 $\sigma O = 0$, 那么规范固定函数 Ψ 的微小变换不会影响 $O(\Psi, \delta\Psi/\delta\chi)$ 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,^{*} $\tilde{t}^A{}_\alpha$ 要么是不可约的, 要么是完全可约的.

一组不可约的 $N \times N$ 矩阵 $\tilde{t}^A{}_\alpha$ 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 $\tilde{t}^A{}_\alpha$ 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/ $U(1)$ 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**c**的证明.

最后, 我们假定**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

$$[t_a^{(m)}, t_b^{(m)}] = i \delta_{nm} C^{(m)c}{}_{ab} t_c^{(m)},$$

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

$$g_{ab}^{(m)} \equiv -C^{(m)c}{}_{ab} C^{(m)d}{}_{bc} \quad (15.A.10)$$

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a的证明. 这样就完成了我们对陈述a, b和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 $t^A{}_\gamma$ 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 $t^A{}_\gamma$ 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.

A_n: 这是特殊幺正群 $SU(n+1)$ 的代数, 特殊幺正群 $SU(n+1)$ 是 $n+1$ 维中所有幺正($U^\dagger = U^{-1}$)幺模($\text{Det } U = 1$)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 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 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, $\text{Det } \mathcal{A} = \text{Det } \mathcal{A}^T = (-)^d \text{Det } \mathcal{A}$, 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

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

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

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

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] **a**(其中 $g_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta}$)蕴含**b**, **b**蕴含**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 Moshkin 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:

$$\bar{s} = \omega^{*A} \delta_A \phi^r \frac{\delta_L}{\delta \phi^r} - \frac{1}{2} \omega^{*B} \omega^{*C} f^A{}_{BC} \frac{\delta_L}{\delta \omega^{*A}} - \omega^{*B} h^C f^A{}_{BC} \frac{\delta}{\delta h^A} \\ + \left[- f^A{}_{BC} \omega^{*B} \omega^C + h^A \right] \frac{\delta_L}{\delta \omega^A} .$$

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 $iJ_r(x)iJ_s(y)\dots$ 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

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

其中 $\mathrm{i}W[J]$ 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:

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

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:

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

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:

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

*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

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

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

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

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 $\Gamma[\phi]$ 替换 $I[\phi]$ (下标 Γ) 并只保持树(0-圈)图可以算出 $W[J]$:

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

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, 而图中的每一条外线对应的是因子 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 $I[\phi + \phi_0]$:

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

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

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

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.

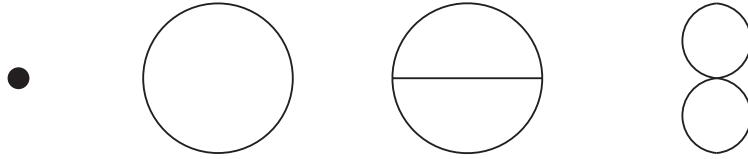


图 16.1 相互作用为 ϕ^4 的中性标量场 ϕ 的量子有效作用量的 Feynman 图, 这些图依次对应零圈阶, 单圈阶和两圈阶.

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

$$\begin{aligned} i\Gamma^{(1 \text{ loop})}[\phi_0] &= -\frac{1}{2} \int d^4p \left[\ln \left(\frac{iK}{\pi} \right) \right]_{p,p} \\ &\quad - \frac{\gamma_4}{2(2\pi)^4} \int d^4p \ln \left(\frac{i}{\pi} (p^2 + \mu^2(\phi_0) - i\epsilon) \right). \end{aligned} \quad (16.2.12)$$

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

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

其中

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

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被理论参数的重整化所吸收. 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:

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

$-i\epsilon$ 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 $+\infty$:

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

积分三次, 我们就有

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

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:

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

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, 在此之后又光滑的衰减到 $t = +\infty$ 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

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

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:

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

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

(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

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

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,

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

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

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

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

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

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

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

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. 考察赝实标量 $\phi(x)$ 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 and 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. Itzykson, and A. Martin, *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 是无限小费米参数， $\langle \dots \rangle$ 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^n 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：

$$\int d^4x \langle \Delta^n(x) \rangle_{J_{\chi, K}, K} \frac{\delta_L \Gamma[\chi]}{\delta \chi^n(x)} = 0, \quad (17.1.6)$$

^{*}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 $\langle \cdots \rangle_{J,K}$ 是指真空气望值是在有流 J 和外场 K 的情况下计算的:

$$\langle \mathcal{O}[\chi] \rangle_{J,K} = \frac{\int \left[\prod_{n,x} d\chi^n(x) \right] \mathcal{O}[\chi] \exp(iI + i \int d^4x \Delta^n K_n + i \int d^4x \chi^n J_n)}{\int \left[\prod_{n,x} d\chi^n(x) \right] \exp(iI + i \int d^4x \Delta^n K_n + i \int d^4x \chi^n J_n)} . \quad (17.1.7)$$

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 $\Gamma_{N,\infty}[\chi, K]$ 我们所需要知道的一切.

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 $A^{\alpha\mu}, \psi^\ell, \omega^\alpha$ 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_α^* 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

$$\int d^4x \left[\Delta^n(\chi; x) \frac{\delta_L \mathcal{D}_N^m(\chi; y)}{\delta \chi^n(x)} + \mathcal{D}_N^m(\chi; x) \frac{\delta_L \Delta^m(\chi; y)}{\delta \chi^n(x)} \right] = 0 . \quad (17.2.7)$$

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:

$$\psi \rightarrow \psi + i\mathcal{Z}\theta\omega^\alpha t_\alpha \psi , \tag{17.2.11}$$

$$A_{\alpha\mu} \rightarrow A_{\alpha\mu} + \mathcal{Z}\theta[\mathcal{N}\partial_\mu\omega_\alpha + C_{\alpha\beta\gamma}A_{\beta\mu}\omega_\gamma] , \tag{17.2.12}$$

$$\omega_\alpha \rightarrow \omega_\alpha - \frac{1}{2}\mathcal{Z}\theta C_{\alpha\beta\gamma}\omega_\beta\omega_\gamma , \tag{17.2.13}$$

$$\omega_\alpha^* \rightarrow \omega_\alpha^* - \theta h_\alpha , \tag{17.2.14}$$

$$h_\alpha \rightarrow h_\alpha . \tag{17.2.15}$$

[†] 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)分别是+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

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_N^{(\epsilon)} = & \mathcal{L}_{\psi A} + \frac{1}{2}\xi' h_\alpha h_\alpha + ch_\alpha \partial_\mu A_\alpha^\mu - e_{\alpha\beta\gamma} h_\alpha A_\beta^\mu A_{\gamma\mu} \\ & - Z_\omega (\partial_\mu \omega_\alpha^*) (\partial_\mu \omega_\alpha) - d_{\alpha\beta\gamma} (\partial_\mu \omega_\alpha^*) \omega_\beta A_\gamma^\mu ,\end{aligned}\quad (17.2.24)$$

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

$$c = Z_\omega / \mathcal{N} . \quad (17.2.25)$$

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

$$d_{\alpha\beta\gamma} = -(Z_\omega / \mathcal{N}) C_{\alpha\beta\gamma} . \quad (17.2.26)$$

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 $\epsilon_\alpha = \mathcal{N} \theta \omega_\alpha$ 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

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_N^{(\epsilon)} = & -\frac{1}{4} Z_A \tilde{F}_\alpha^{\mu\nu} \tilde{F}_{\alpha\mu\nu} - Z_\psi \bar{\psi} \gamma^\mu [\partial_\mu - i\tilde{t}_\alpha A_{\alpha\mu}] \psi - \bar{\psi} m_\psi \psi + \frac{1}{2}\xi' h_\alpha h_\alpha \\ & + (Z_\omega / \mathcal{N} \mathcal{L}) h_\alpha \partial_\mu A_\alpha^\mu - Z_\omega (\partial_\mu \omega_\alpha^*) (\partial_\mu \omega_\alpha) + Z_\omega \tilde{C}_{\alpha\beta\gamma} (\partial_\mu \omega_\alpha^*) \omega_\beta A_\gamma^\mu ,\end{aligned}\quad (17.2.28)$$

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

$$a_{\alpha\beta\gamma}s'\left(\omega_\alpha^* A_{\beta\mu} A_\gamma^\mu\right) = -a_{\alpha\beta\gamma}\left[h_\alpha A_{\beta\mu} A_\gamma^\mu + 2\mathcal{L}\omega_\alpha^*(\mathcal{N}\partial_\mu\omega_\beta + C_{\beta\delta\epsilon}A_{\delta\mu}\omega_\delta)A_\gamma^\mu\right].$$

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

$$b_{\alpha\beta\gamma}s'\left(\omega_\alpha^*\omega_\beta^*\omega_\gamma\right) = -b_{\alpha\beta\gamma}\left[2h_\alpha\omega_\beta^*\omega_\gamma + \frac{1}{2}\mathcal{L}C_{\gamma\delta\epsilon}\omega_\alpha^*\omega_\beta^*\omega_\delta\omega_\epsilon\right],$$

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 $I_0 + s\mathbb{A}$ 的形式, 其中 I_0 是无鬼的, 而 S -矩阵与 \mathbb{A} 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 \mathbb{A} 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, 在现代意义上却是可重整的, 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省略.

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定域对称性, 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

$$\tilde{S} = S_R + \hbar [S_1 + (F_1, S_R)] + \hbar^2 [S_2 + (F_1, S_1) + (F_2, S_R) + \frac{1}{2} (F_1, (F_1, S_R))] + \cdots. \quad (17.3.8)$$

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弃掉。

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所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'_α^μ 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 $\psi + \psi'$, 所以它在新的形式变换(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

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -\frac{1}{4} \left(\partial_\mu [A_{\alpha\nu} + A'_{\alpha\nu}] - \partial_\nu [A_{\alpha\mu} + A'_{\alpha\mu}] + C_{\alpha\beta\gamma} [A_{\beta\mu} + A'_{\beta\mu}] [A_{\gamma\nu} + A'_{\gamma\nu}] \right)^2 \\ &\quad + \mathcal{L}_M (\psi + \psi', \partial_\mu (\psi + \psi') - i t_\alpha (A_{\alpha\mu} + A'_{\alpha\mu}) (\psi + \psi')) \\ &= -\frac{1}{4} \left(F_{\alpha\mu\nu} + \bar{D}_\mu A'_{\alpha\nu} - \bar{D}_\nu A'_{\alpha\mu} + C_{\alpha\beta\gamma} A'_{\beta\mu} A'_{\gamma\nu} \right)^2 \\ &\quad + \mathcal{L}_M (\psi + \psi', \bar{D}_\mu (\psi + \psi') - i t_\alpha A'_{\alpha\mu} (\psi + \psi')) , \end{aligned} \quad (17.4.12)$$

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

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{CLASS}} + \mathcal{L}_\infty = & -\frac{1}{4} F_{\alpha\mu\nu}^R F_\alpha^{R\mu\nu} - \bar{\psi}^R \gamma^\mu D_\mu^R \psi^R \\ & - m^R \bar{\psi}^R \psi^R - (D_\mu^R \omega_\alpha^{*R}) (D^\mu \omega_\alpha^R) , \end{aligned} \quad (17.4.40)$$

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范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 $(q_\mu A_{\alpha\nu} - q_\nu A_{\alpha\nu})^2$, 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^{*}

$$\mathcal{L}_{\text{MOD}} = \mathcal{L} + \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_{GH}, \quad (17.5.1)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4} \left(F_{\alpha\mu\nu} + \bar{D}_\mu A'_{\alpha\nu} - \bar{D}_\nu A'_{\alpha\mu} + C_{\alpha\beta\gamma} A'_{\beta\mu} A'_{\gamma\nu} \right)^2 \\ & - \bar{\psi}' (\bar{\not{D}} - i t_\alpha \not{A}'_\alpha + m) \psi', \end{aligned} \quad (17.5.2)$$

$$\mathcal{L}_f \equiv -\frac{1}{2\xi} f_\alpha f_\alpha = -\frac{1}{2\xi} (\bar{D}_\mu A'^\mu_\alpha)^2, \quad (17.5.3)$$

$$\mathcal{L}_{GH} = -(\bar{D}_\mu \omega'^*_\alpha) (\bar{D}^\mu \omega'_\alpha - C_{\alpha\beta\gamma} \omega'_\beta A'^\mu_\gamma). \quad (17.5.4)$$

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

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{QUAD}} = & -\frac{1}{4} (\bar{D}_\mu A'_{\alpha\nu} - \bar{D}_\nu A'_{\alpha\mu})^2 - \frac{1}{2} F_\alpha^{\mu\nu} C_{\alpha\beta\gamma} A'_{\beta\mu} A'_{\gamma\nu} \\ & - \bar{\psi}' (\bar{\not{D}} + m) \psi' - \frac{1}{2\xi} (\bar{D}_\mu A'^\mu_\alpha)^2 - (\bar{D}_\mu \omega'^*_\alpha) (\bar{D}^\mu \omega'_\alpha). \end{aligned} \quad (17.5.5)$$

相应的作用量可以写成一般的二次型形式:

$$\begin{aligned} I_{\text{QUAD}} \equiv & \int d^4x \mathcal{L}_{\text{QUAD}} \\ = & -\frac{1}{2} \int d^4x d^4y A'^\mu_\alpha(x) A'^\nu_\beta(y) \mathcal{D}_{x\alpha\mu,y\beta\nu}^A - \int d^4x d^4y \bar{\psi}'_k(x) \psi'_\ell(y) \mathcal{D}_{xk,y\ell}^\psi \\ & - \int d^4x d^4y \omega'^*_\alpha(x) \omega'_\beta(y) \mathcal{D}_{x\alpha,y\beta}^\omega, \end{aligned} \quad (17.5.6)$$

其中

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_{x\alpha\mu,y\beta\nu}^A \equiv & \eta_{\mu\nu} \left(-\delta_{\gamma\alpha} \frac{\partial}{\partial x_\lambda} + C_{\gamma\delta\alpha} A_\delta^\lambda(x) \right) \left(-\delta_{\gamma\beta} \frac{\partial}{\partial y^\lambda} + C_{\gamma\epsilon\beta} A_{\epsilon\lambda}(y) \right) \delta^4(x-y) \\ & - \left(-\delta_{\gamma\alpha} \frac{\partial}{\partial x^\nu} + C_{\gamma\delta\alpha} A_{\delta\nu}(x) \right) \left(-\delta_{\gamma\beta} \frac{\partial}{\partial y^\mu} + C_{\gamma\epsilon\beta} A_{\epsilon\mu}(y) \right) \delta^4(x-y) \\ & + F_{\gamma\mu\nu}(x) C_{\gamma\alpha\beta} \delta^4(x-y) \\ & + \frac{1}{\xi} \left(-\delta_{\gamma\alpha} \frac{\partial}{\partial x^\mu} + C_{\gamma\delta\alpha} A_{\delta\mu}(x) \right) \left(-\delta_{\gamma\beta} \frac{\partial}{\partial y^\nu} + C_{\gamma\epsilon\beta} A_{\epsilon\nu}(y) \right) \delta^4(x-y), \end{aligned} \quad (17.5.7)$$

$$\mathcal{D}_{xk,y\ell}^\psi \equiv \left(-\gamma^\mu \frac{\partial}{\partial y^\mu} - i t_\alpha \not{A}_\alpha(y) + m \right)_{k\ell} \delta^4(x-y), \quad (17.5.8)$$

$$\mathcal{D}_{x\alpha,y\beta}^\omega \equiv \left(-\delta_{\gamma\alpha} \frac{\partial}{\partial x^\lambda} + C_{\gamma\delta\alpha} A_{\delta\lambda}(x) \right) \left(-\delta_{\gamma\beta} \frac{\partial}{\partial y_\lambda} + C_{\gamma\epsilon\beta} A_\epsilon^\lambda(y) \right) \delta^4(x-y). \quad (17.5.9)$$

(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

$$\begin{aligned} \exp(i\Gamma^{\text{1 loop}}[A]) \propto & \int_{1PI} \left(\prod dA' \right) \left(\prod d\psi' \right) \left(\prod d\bar{\psi}' \right) \left(\prod d\omega' \right) \left(\prod d\omega'^* \right) \\ & \times \exp \left(i I_{\text{QUAD}}[A', \psi', \bar{\psi}', \omega', \omega'^*; A] \right) \\ \propto & (\text{Det } \mathcal{D}^A)^{-1/2} (\text{Det } \mathcal{D}^\psi)^{+1} (\text{Det } \mathcal{D}^\omega)^{+1}. \end{aligned} \quad (17.5.10)$$

^{*}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

$$\mathcal{D}_{q\cdots, p\cdots} = \int \frac{d^4x}{(2\pi)^2} e^{-iq\cdot x} \int \frac{d^4y}{(2\pi)^2} e^{ip\cdot y} \mathcal{D}_{x\cdots, y\cdots}. \quad (17.5.13)$$

当 A 是常数时, 这给出

$$\mathcal{D}_{q\cdots, p\cdots} = \delta^4(p - q) \mathcal{M}\cdots(q), \quad (17.5.14)$$

其中 \cdots 代表离散指标, 而 \mathcal{M} 是有限维 q -相关矩阵

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\alpha\mu, \beta\nu}^A(q) &= \eta_{\mu\nu}(-iq_\lambda\delta_{\gamma\alpha} + A_{\delta\lambda}C_{\gamma\delta\alpha})(iq^\lambda\delta_{\gamma\beta} + A_\epsilon{}^\lambda C_{\gamma\epsilon\beta}) \\ &\quad - (-iq_\nu\delta_{\gamma\alpha} + A_{\delta\nu}C_{\gamma\delta\alpha})(iq_\mu\delta_{\gamma\beta} + A_{\epsilon\mu} + C_{\gamma\epsilon\beta}) \\ &\quad + F_{\gamma\mu\nu}C_{\gamma\alpha\beta} \\ &\quad + (-iq_\mu\delta_{\gamma\alpha} + A_{\delta\mu}C_{\gamma\delta\alpha})(iq_\nu\delta_{\gamma\beta} + A_{\epsilon\nu}C_{\gamma\epsilon\beta})/\xi \\ &\quad + \epsilon \text{项}, \end{aligned} \quad (17.5.15)$$

$$\mathcal{M}_{k\ell}^\psi(q) = (iq - it_\alpha A_\alpha + m)_{k\ell} + \epsilon \text{项}, \quad (17.5.16)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\alpha\beta}^\omega(q) &= (-iq_\lambda\delta_{\gamma\alpha} + A_{\delta\lambda}C_{\gamma\delta\alpha})(iq^\lambda\delta_{\gamma\beta} + A_\epsilon{}^\lambda C_{\gamma\epsilon\beta}) \\ &\quad + \epsilon \text{项}, \end{aligned} \quad (17.5.17)$$

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

$$\begin{aligned} i\Gamma^{(1 \text{ loop})}[A] &= -\frac{1}{2} \ln \text{Det } \mathcal{D}^A + \ln \text{Det } \mathcal{D}^\psi + \ln \text{Det } \mathcal{D}^\omega \\ &= -\frac{1}{2} \text{Tr} \ln \mathcal{D}^A + \text{Tr} \ln \mathcal{D}^\psi + \text{Tr} \ln \mathcal{D}^\omega \\ &= \delta^4(p - q) \int d^4q \left[-\frac{1}{2} \text{tr} \ln \mathcal{M}^A(q) + \text{tr} \ln \mathcal{M}^\psi(q) \right. \\ &\quad \left. + \text{tr} \ln \mathcal{M}^\omega(q) \right]. \end{aligned} \quad (17.5.18)$$

在方程(15.7.18)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

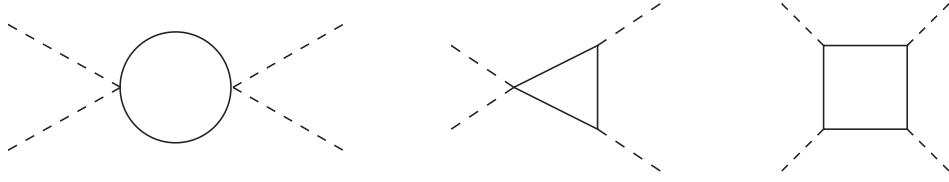


图 17.1 量子有效作用量中常数背景规范场 A_α^μ 四次项的 Feynman 图。这里的实线代表内部规范场线，内部鬼线或内部物质线；而虚线代表因子 A_α^μ 。这三个 Feynman 图对应于方程(17.5.20)中的三项。

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

$$\begin{aligned} [\text{tr ln } \mathcal{M}]_{A^4} &= \text{tr} \left\{ -\frac{1}{2} [\mathcal{M}_0^{-1} \mathcal{M}_2]^2 \right. \\ &\quad \left. + [\mathcal{M}_0^{-1} \mathcal{M}_1]^2 \mathcal{M}_0^{-1} \mathcal{M}_2 - \frac{1}{4} [\mathcal{M}_0^{-1} \mathcal{M}_1]^4 \right\} . \end{aligned} \quad (17.5.20)$$

(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

$$[\mathcal{M}_0^A(q)]_{\alpha\mu,\beta\nu}^{-1} = \delta_{\alpha\beta} \eta_{\mu\nu} (q^2 - i\epsilon)^{-1} , \quad (17.5.21)$$

$$[\mathcal{M}_0^\psi(q)]_{k\ell}^{-1} = [i\cancel{q} + m]_{k\ell}^{-1} , \quad (17.5.22)$$

$$[\mathcal{M}_0^\omega(q)]_{\alpha\beta}^{-1} = \delta_{\alpha\beta} (q^2 - i\epsilon)^{-1} . \quad (17.5.23)$$

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

$$\begin{aligned} \int d^4 q q^\mu q^\nu f(q^2) &= \frac{1}{4} \eta^{\mu\nu} \int d^4 q q^2 f(q^2) , \\ \int d^4 q q^\mu q^\nu q^\rho q^\sigma f(q^2) &= \frac{1}{24} [\eta^{\mu\nu} \eta^{\rho\sigma} + \eta^{\mu\rho} \eta^{\nu\sigma} + \eta^{\mu\sigma} \eta^{\nu\rho}] \int d^4 q (q^2)^2 f(q^2) . \end{aligned}$$

那么, 对于 $\xi = 1$, 我们发现

$$\begin{aligned} \int d^4q \operatorname{tr} \left\{ [\mathcal{M}_0^A(q)^{-1} \mathcal{M}_2^A(q)]^2 \right\} &= 4\mathcal{I} \operatorname{tr} [\mathcal{A}^\lambda \mathcal{A}_\lambda \mathcal{A}^\eta \mathcal{A}_\eta] \\ &\quad + 4\mathcal{I} C_{\gamma\alpha\beta} C_{\delta\alpha\beta} F_{\gamma\mu\nu} F_\delta^{\mu\nu}, \\ \int d^4q \operatorname{tr} \left\{ [\mathcal{M}_0^A(q)^{-1} \mathcal{M}_1^A(q)]^2 \mathcal{M}_0^A(q)^{-1} \mathcal{M}_2^A(q) \right\} &= 4\mathcal{I} \operatorname{tr} [\mathcal{A}^\lambda \mathcal{A}_\lambda \mathcal{A}^\eta \mathcal{A}_\eta], \\ \int d^4q \operatorname{tr} \left\{ [\mathcal{M}_0^A(q)^{-1} \mathcal{M}_1^A(q)]^4 \right\} &= \frac{8}{3}\mathcal{I} \operatorname{tr} [2\mathcal{A}^\lambda \mathcal{A}_\lambda \mathcal{A}^\eta \mathcal{A}_\eta + \mathcal{A}^\lambda \mathcal{A}^\eta \mathcal{A}_\lambda \mathcal{A}_\eta], \end{aligned}$$

其中 \mathcal{I} 是发散积分

$$\mathcal{I} \equiv \int d^4q [q^2 - ie]^{-2}, \quad (17.5.24)$$

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

$$\begin{aligned} \int d^4q \left[\operatorname{tr} \ln \mathcal{M}^A(q) \right]_{A^4} &= \frac{2}{3}\mathcal{I} \operatorname{tr} [\mathcal{A}^\lambda \mathcal{A}_\lambda \mathcal{A}^\eta \mathcal{A}_\eta - \mathcal{A}^\lambda \mathcal{A}^\eta \mathcal{A}_\lambda \mathcal{A}_\eta] \\ &\quad - 2\mathcal{I} C_{\gamma\alpha\beta} C_{\delta\alpha\beta} F_{\gamma\mu\nu} F_\delta^{\mu\nu}. \end{aligned}$$

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

$$[\mathcal{M}_1^\psi(q)]_{k\ell} = -i(t_\alpha A_\alpha)_{k\ell}, \quad [\mathcal{M}_2^\psi(q)]_{k\ell} = 0,$$

所以, 这时方程(17.5.20)中仅有一项:

$$\int d^4q [\operatorname{tr} \ln \mathcal{M}^\psi(q)]_{A^4} = -\frac{1}{4} \int d^4q \operatorname{tr} \left\{ [(i\cancel{q} + m)^{-1} t_\alpha A_\alpha]^4 \right\}.$$

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

$$\begin{aligned} \int d^4q [\text{tr} \ln \mathcal{M}^\psi(q)]_{A^4} &= -\frac{1}{4} \text{tr}\{t_\alpha t_\beta t_\gamma t_\delta\} A_{\alpha\mu} A_{\beta\nu} A_{\gamma\rho} A_{\delta\sigma} \\ &\quad \times \int d^4q \frac{\text{tr}\{\not{q}\gamma^\mu \not{q}\gamma^\nu \not{q}\gamma^\rho \not{q}\gamma^\sigma\}}{(q^2 - i\epsilon)^4} \\ &= -\frac{\mathcal{I}}{96} \text{tr}\{t_\alpha t_\beta t_\gamma t_\delta\} A_{\alpha\mu} A_{\beta\nu} A_{\gamma\rho} A_{\delta\sigma} \\ &\quad \times \text{tr} \left\{ 2\gamma_\lambda \gamma^\mu \gamma^\lambda \gamma^\nu \gamma_\eta \gamma^\rho \gamma^\eta \gamma^\sigma + \gamma_\lambda \gamma^\mu \gamma_\eta \gamma^\nu \gamma^\lambda \gamma^\rho \gamma^\eta \gamma^\sigma \right\}, \end{aligned} \quad (17.5.29)$$

其中 \mathcal{I} 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

$$\begin{aligned} \int d^4q \left[\text{tr} \ln \mathcal{M}^\psi(q) \right]_{A^4} &= \frac{1}{3} \mathcal{I} \text{tr} \left\{ [t_\alpha, t_\beta][t_\gamma, t_\delta] \right\} A_{\alpha\mu} A_{\beta\nu} A_\gamma^\mu A_\delta^\nu \\ &= -\frac{1}{3} \mathcal{I} F_{\gamma\mu\nu} F_\delta^{\mu\nu} \text{tr}\{t_\gamma t_\delta\}. \end{aligned} \quad (17.5.30)$$

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

$$\Gamma_{A^4}^{(1 \text{ loop})} = \frac{-i\mathcal{I}}{(2\pi)^4} \int d^4x F_{\gamma\mu\nu} F_\delta^{\mu\nu} \left[\left(\frac{5}{6} + \frac{1}{12} \right) C_{\gamma\alpha\beta} C_{\delta\alpha\beta} - \frac{1}{3} \text{tr}\{t_\gamma t_\delta\} \right], \quad (17.5.31)$$

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

$$\Gamma_{A^4}^{(1\text{ loop})} = \frac{-ig^2\mathcal{I}}{(2\pi)^4} \int d^4x F_{\gamma\mu\nu} F_\gamma^{\mu\nu} \left[\frac{11}{12}C_1 - \frac{1}{3}C_2 \right] . \quad (17.5.36)$$

这样, 方程(17.4.30)中的无限大常数 L_A 就是

$$L_A = \frac{4ig^2\mathcal{I}}{(2\pi)^4} \left(\frac{11}{12}C_1 - \frac{1}{3}C_2 \right) . \quad (17.5.37)$$

尚未谈及的是发散积分 \mathcal{I} 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 $-i\epsilon$ 项使得我们必须要逆时针旋转, 这使得 $q^0 = iq^4$, 其中 q^4 从 $-\infty$ 取到 $+\infty$. 那么积分就变成

$$\mathcal{I} = i \int_0^\infty \frac{2\pi^2 q^3 dq}{q^4} , \quad (17.5.38)$$

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{I} 采取如下的形式

$$\mathcal{I} = 2\pi^2 i \int_\mu^\Lambda \frac{dq}{q} = 2\pi^2 i \ln \left(\frac{\Lambda}{\mu} \right) \quad (17.5.39)$$

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

$$\mathcal{I} = i \int_0^\infty \frac{2\pi^2 q^{d-1} dq}{(q^2 + \mu^2)^2}, \quad (17.5.42)$$

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

$$\mathcal{I} = -i\pi^2 \left(\frac{d}{2} - 1\right) \mu^{d-4} / \sin \left[\left(\frac{d}{2} - 2\right)\pi\right].$$

解析延拓至 $d \rightarrow 4$, 这变成

$$\mathcal{I} \rightarrow -2i\pi^2 \left[\frac{1}{d-4} + \ln \mu + \dots \right], \quad (17.5.43)$$

其中 \dots 代表与 μ 无关的有限大项. 这时我们有

$$L_A = \frac{g^2}{2\pi^2} \left(\frac{11}{12} C_1 - \frac{1}{3} C_2 \right) \left(\frac{1}{d-4} + \ln \mu + \dots \right) + O(g^4),$$

因而

$$g_R = g \left[1 - \frac{g^2}{4\pi^2} \left(\frac{11}{12} C_1 - \frac{1}{3} C_2 \right) \left(\frac{1}{d-4} + \ln \mu + \dots \right) + O(g^4) \right]. \quad (17.5.44)$$

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. Rey.* **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 Wratislavensis 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).