

量子场论

下册

〔法〕 C. 依捷克森 著
J-B. 祖柏尔

科学出版社

量子场论

下 册

〔法〕C. 依捷克森 J-B. 祖柏尔 著

杜东生 沈齐兴 徐德之 黄 涛 译

科学出版社

1986

内 容 简 介

本书是目前世界上量子场论方面流行的一本教学参考书。其特点是,既囊括了量子场论的主要内容,又包括了量子场论的最新发展,并且每章中都有大量的习题。每章后以“注记”的形式给出了一定数量的参考文献,以给出某种展望、提供材料的来源及进一步的阅读材料。本书分上、下两册出版,全书内容大致可分成两部分,前八章主要论述从标准的电动力学的量子化,直至微扰论重整化,后五章论述泛函方法、相对论束缚态、破缺对称性、非阿贝尔规范场及渐近行为。

本书可供大学物理专业高年级学生、研究生、大学教师及研究者参考。

Claude Itzykson and Jean-Bernard Zuber

QUANTUM FIELD THEORY

McGraw-Hill Inc. 1980

量 子 场 论

下 册

〔法〕C. 依捷克森 J-B. 祖柏尔 著
杜东生 沈齐兴 徐德之 黄 涛 译
责任编辑 王昌泰

科学出版社出版

北京朝阳门内大街137号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1986年10月第 一 版 开本: 787×1092 1/32

1986年10月第一次印刷 印张: 14 3/8

印数: 0001—3,700 字数: 328,000

统一书号: 13031·3308

本社书号: 4863·13—3

定价: 3.35 元

目 录

上 册

第一章	经典理论	1
第二章	Dirac 方程	1
第三章	自由场的量子化	1
第四章	和外场的相互作用	1
第五章	基本过程	1
第六章	微扰论	1
第七章	辐射修正	1

下 册

第八章	重整化	1
8-1	正规化和幂次计数法	1
8-1-1	引言	1
8-1-2	正规化	3
	各种方法的评述	
8-1-3	幂次计数法	11
	表现发散度。可重整化的相互作用和不可重整化的相互作用	
8-1-4	收敛性定理	15
8-2	重整化	19
8-2-1	归一化条件和抵消项的结构	19

	归一化条件的重要性的和它们的任意性. 重整化运算的相乘特性	
8-2-2	Bogoliubov 的递推公式	25
	R 运算	
8-2-3	Zimmermann 的明显解	29
8-2-4	参量空间的重整化	32
	在参量空间中 Zimmermann 运算的形式. 关于 Bogoliubov-Parasiuk-Hepp 收敛性定理的启示	
8-2-5	有限重整化	36
8-2-6	复合算符	38
	矩阵形式的相乘性重整化	
8-3	零质量极限, 渐近行为和 Weinberg 定理.....	42
8-3-1	无质量理论	42
	红外幂次计数法, Kinoshita-Lee-Nauenberg 定理.	
8-3-2	紫外行为和 Weinberg 定理.....	46
8-4	量子电动力学情况	48
8-4-1	Ward-Takahashi 等式的形式推导.....	49
8-4-2	保持到所有级的 Pauli-Villars 正规化.....	53
8-4-3	重整化	56
8-4-4	双圈真空极化	59
	利用维数正规化, 在无质量量子电动力学中作的一个计算实例	
第九章	泛函方法	75
9-1	路径积分	75
9-1-1	量子力学中经典作用量的作用	75
	时间演化算符的矩阵元. 沿经典轨迹的路径积分. 谐振子和在外力作用下的演化. 微分形式. 散射. Eikonal 近似	
9-1-2	Bargmann-Fock 空间中的轨迹	88
	解析函数的 Hilbert 空间. 算符的解析核. 正常形式. 应用于路径积分	

9-1-3	费米子体系	93
	外代数. 微商和积分. 解析函数. 跃迁振幅	
9-2	相对论描述	97
9-2-1	用路径积分来表示的 S 矩阵和 Green 函数	98
	作为路径积分的生成泛函. 运动方程	
9-2-2	有效作用量和最陡下降法	105
	零经典场附近半经典展开的微扰理论. 等效势. 直到 $\hbar^2$ 阶的明显的计算	
9-3	约束系统	115
9-3-1	一般讨论	115
	约束系统的正则结构. 辅助条件. 按照原始变量 的量子化	
9-3-2	以电磁场为例	122
9-4	高阶微扰论	125
9-4-1	引言	125
	微扰理论的发散. Borel 变换	
9-4-2	非谐振子	130
	Feynman-Kac 公式. 欧氏作用量. 有限作用量 的经典解. 在简并极限附近的涨落. 高阶基态 能量的 Bender 和 Wu 表达式	
第十章	积分方程和束缚态问题	141
10-1	Dyson-Schwinger 方程	141
10-1-1	场方程	141
	泛函方法和积分方程	
10-1-2	重整化	148
10-2	相对论束缚态	149
10-2-1	齐次 Bethe-Salpeter 方程	150
	方程的推导. 解的归一化.	
10-2-2	Wick 转动	154
	稳定性条件和到欧氏变量的转动.	
10-2-3	在梯形近似下无质量标量粒子交换	157

Wick-Cutkosky 模型, 共形变换, 一维约化, 反常解

10-3 正负电子偶素的超精细分裂	166
10-3-1 一般讨论	169
瞬时近似, Salpeter 的微扰理论	
10-3-2 α^3 级计算	176
单态至-重态基态分裂的 Karplus 和 Klein 表示.	

第十一章 对称性..... 190

11-1 对称性的量子实现..... 190

11-1-1 问题的叙述 190

11-1-2 基态行为 193

Coleman 定理

11-2 质量谱、多重性和 Goldstone 玻色子..... 195

11-2-1 Gell-Mann 和 Ne'man 的八重法模型..... 195

同位旋和, 么正对称, 表示和权图, Gell-Mann 和 Okubo 的质量公式

11-2-2 自发对称性破缺 203

Goldstone 定理, 来自量子修正的不稳定性, 较低的临界维数.

11-3 流代数..... 211

11-3-1 流对易子 211

荷和流的代数, Schwinger 项, Cabibbo 和 Radicati 求和规则, Adler 求和规则和 Bjorken 求和规则.

11-3-2 轴矢流近似守恒和手征对称性 222

π 介子作为 Goldstone 粒子, Goldberger-Treiman 关系和以 π 介子极点为主

11-3-3 低能定理和求和规则 224

Compton 散射的低能定理, Drell-Hearn 求和规则关系, π 介子-核子散射长度以及 Adler-Weisberger

11-4	σ 模型	230
11-4-1	模型的描述	231
	Gell-Mann 和 Levy 的拉氏量。明显的和自发的对称破缺。	
11-4-2	重整化	234
	Ward 恒等式。软的和硬的破缺。非线性 σ 模型	
11-5	反常	243
11-5-1	$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 衰变和流代数	234
	Veltman-Sutherland 佯谬	
11-5-2	σ 模型中的轴反常	245
	在模型中 Adler-Bell-Jackiw 反常的明显计算	
11-5-3	一般性质	252
第十二章	非阿贝尔规范场	261
12-1	经典理论	261
12-1-1	规范场 A_μ 和张量 $F_{\mu\nu}$	262
	几何解释	
12-1-2	经典动力学	268
	运动方程和能量-动量张量	
12-1-3	经典运动方程的欧氏解	271
	基态的简并和瞬子	
12-1-4	规范不变性和约束条件	275
12-2	规范场的量子化	278
12-2-1	有约束的量子化	278
12-2-2	对规范群的积分	282
	Faddeev-Popov 行列式和鬼态	
12-2-3	Feynman 规则	288
	协变规范和轴规范	
12-3	单圈图近似下的等效作用量	292
12-3-1	一般形式	292

12-3-2	两点函数	295
12-3-3	其它函数	299
12-3-4	单圈重整化	303
	耦合常数重整化的普适性	
12-4	重整化	304
12-4-1	Slavnov-Taylor 恒等式	304
	Becchi-Rouet-Stora 变换	
12-4-2	正规函数的恒等式	308
12-4-3	用递推法构造抵消项	311
12-4-4	Green 函数的规范相关性	318
12-4-5	反常	319
12-5	有质量的规范场	321
12-5-1	历史背景	321
	有质量矢量场作为弱作用或强作用的中间玻色子	
12-5-2	有质量的规范理论	326
	有质量矢量理论的不可重整性	
12-5-3	自发对称破缺	329
	Higgs 现象的群论. 't Hooft-Polyakov 单极子解	
12-5-4	自发破缺规范理论的重整化	336
12-5-5	规范无关性和 S 矩阵的么正性	339
	't Hooft 规范	
12-6	Weinberg-Salam 模型	340
12-6-1	轻子的模型	341
12-6-2	电子-中微子截面	346
12-6-3	高次修正	348
12-6-4	强子的加入	350
	参数. Cabibbo 耦合	

第十三章	渐近行为	359
------	------------	-----

13-1	电动力学中的有效电荷.....	359
13-1-1	Gell-Mann 和 Low 函数	360
	重整化群。最低阶的函数 Ψ 。Landau 鬼态	
13-1-2	Callan-Symanzik 方程	366
	电动力学中的 β 函数	
13-2	破缺标度不变性.....	371
13-2-1	标度不变性和共形不变性.....	372
	经典的标度不变性意味着完全共形群下的不变性	
13-2-2	修改的 Ward 恒等式	377
	普遍情形下 Callan-Symanzik 方程的导出	
13-2-3	最低次近似下的 Callan-Symanzik 系数.....	385
	φ^4 理论中的计算和非阿贝尔规范场	
13-3	标度不变性的恢复.....	388
13-3-1	耦合常数的演化.....	388
	紫外和红外固定点。反常量纲	
13-3-2	渐近自由.....	392
	非阿贝尔规范场对于渐近自由的必要性	
13-3-3	质量修正.....	396
	Wilson 判据	
13-4	轻子-强子深度非弹性散射和电子-正电子湮灭为 强子.....	397
13-4-1	电生.....	398
	结构函数的标度无关性	
13-4-2	光锥动力学.....	402
	部分子模型的预言	
13-4-3	电子-正电子湮灭	407
	比率 $R = \sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{强子}} / \sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}$ 。对 R_∞ 的修正	
13-5	算符乘积展开.....	412

13-5-1	小距离展开	412
	举例说明 Zimmermann 的推导	
13-5-2	主导算符和次主导算符, 算符混合和守恒定律	420
13-5-3	光锥展开	425
	Wilson 展开和结构函数的矩。	
附录		438
A-1	度规	438
A-2	Dirac 矩阵和旋量	439
A-3	态的归一化、 S 矩阵、么正性和截面	444
A-4	Feynman 规则	446

第八章 重整化

对所有级图重整化是场论的核心。在讨论各种正规化方法以后，我们提出 Bogoliubov-Zimmermann 减除方案。给出了关于重整化积分收敛性（Weinberg 定理）证明的提示并研究了紫外行为和无质量理论。简略地讨论了复合算符的重整化。在这一章的最后一部分处理规范不变性和重整化的相互影响。

8-1 正规化和幂次计数法

8-1-1 引言

本章系统地研究重整化的步骤。基本原理已经在上一章量子电动力学中描述过了。我们看到，各种发散可以被吸收到重新定义的各种参量中去，如质量、耦合常数等。一个很方便的方法是我们先摆脱某些量子电动力学所特有的困难，即规范不变性问题，来研究标量理论的重整化。由于有对称性而产生的新问题将在这一章末仅对量子电动力学的情况进行讨论，对于其它内部对称性引起的问题将在第十一章和第十二章中讨论。

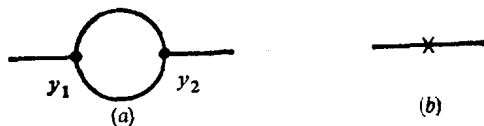


图 8-1 一个发散图形和相关的抵消项

量子场论的奠基者 Tomonaga, Feynman, Dyson, Schwinger 等, 首先阐述和研究了重整化的本质和性质。后来做出贡献的有 Salam, Weinberg, Bogoliubov, Parasiuk 和 Hepp. 近期 Zimmermann 和继他之后的一些科学家, 进一步系统地给出了重整化的步骤, 而 Epstein 和 Glaser 则提出了一个公理化方法。

这一问题的数学本质是清楚的。在微扰计算过程中, 由于缺乏对广义函数运算的细心处理, 出现了发散困难。例如图8-1a的截腿的自能图就是没有确切定义的表达式 $[G_F(y_1 - y_2)]^2$ 。当它出现时, 这一表达式就没有确切的意义; 在动量空间里, 它的 Fourier 变换是对数发散的。正象我们在第七章中见到的, 这种发散积分必须被减除。因为我们要求在位形空间里减除是定域的, 这一运算相当于拉氏函数中的参量用一个无穷大量来重新定义。因此, 我们不使用原始拉氏函数中称之为“裸”参量的参量, 而用有限的“重整化”的且可观察的参量来重新表达一切计算结果。

在上面的例子里, 我们用

$$\Pi(y_1 - y_2) = [G_F(y_1 - y_2)]^2 - S(y_1 - y_2)$$

来代替 $G_F^2(y_1 - y_2)$, 其中 S 是集中在原点的一个广义函数, 选取 S 使整个表达式 Π 有意义。这里选成正比于 δ 函数即可。例如在 Fourier 表达式里

$$[G_F(y_1 - y_2)]^2 = \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} e^{ip \cdot (y_1 - y_2)} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \cdot \frac{1}{(k^2 - m^2 + i\epsilon)[(p - k)^2 - m^2 + i\epsilon]},$$

将被一个确切定义的表达式

$$\Pi(y_1 - y_2) = \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} e^{ip \cdot (y_1 - y_2)} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4}$$

$$\times \left[\frac{1}{(k^2 - m^2 + i\varepsilon)[(p - k)^2 - m^2 + i\varepsilon]} - \frac{1}{(k^2 - m^2 + i\varepsilon)^2} \right]$$

所代替,于是形式上可以写作

$$\Pi(y_1 - y_2) = [G_F(y_1 - y_2)]^2 + A\delta(y_1 - y_2). \quad (8-1)$$

严格地说,常数 A 是一无穷大量,但是形式上在式 (8-1) 中的第二项可以看作图 8-1b 描述的零级抵消项的贡献。对 Π 加上一定的归一化条件后,我们可以明确地确定常数 A 。值得强调的是,由于减除是(从而抵消项是)定域的和实的,这一重整化步骤是可行的。

下面我们将见到,这一减除步骤可以用一个系统的办法来叙述。如果在拉氏函数里为了消除 Green 函数的发散困难,仅需要有限类型的附加项,那么重整化理论将依赖于有限数目的参量。这样一个理论就称为可重整化或超可重整化的理论。要证明的是,重整化后的积分是有限的且满足定域性和么正性限制,我们将对这些问题给出简洁的提示。

Dyson 和 Schwinger 提出了一个稍微不同的方法,该方法依赖于固有 Green 函数之间的一组积分方程(见 10-1 节)。遗憾的是,在中间步骤中它也包含有无穷相乘重整化常数。

最后,Epstein 和 Glaser 的最正统的步骤直接依赖于位形空间里定域场论的公理。这一方法没有数学上不确定的量,但隐含着相乘重整化结构。后一点在适当的解释下将导致重整化群的研究(见第十三章)。

8-1-2 正规化

为了对其它形式的、发散的表达式给以确切的意义,作为第一步,重要的是对微扰展开正规化。在作重整化减除以后,可以自由地去掉这一正规化,有好几种方法可达到这一目的。

最终的结果是有限的,且与方法的选择无关。

最简单的方法是作一 Wick 转动,并截断每一个圈的(欧氏)大动量值。每一个这样的积分将限制在一个紧致的球内, $(k^2)^{\frac{1}{2}} < \Lambda$ 。这样,当然会使得每一个 Feynman 振幅是有限的,但是它破坏了我们心爱的 Poincaré (或者确切地是欧氏) 不变性。因此,它仅仅在启发式地给出重整化思想时采用。另一方法是将时间、空间分立化,即假定位形空间变量 x_μ 仅取分立值,这些分立值,比如说相应于正规晶格的顶点。显然,小距离截断等价于大动量截断。这里也失去了转动不变性。

一个协变的正规化方法可以通过对 Feynman 传播子 $G_F(x-y, m)$ 代以形为

$$G_F^{\text{reg}}(x-y) = G_F(x-y, m) + \sum_k C_k G_F(x-y, M_k) \quad (8-2)$$

的表达式而得到,其中系数 C_k 是 m 和 M 的函数,适当地选择 C_k 可以去掉 G_F 中某些奇异性。一旦给定了一个收敛性的标准,我们就知道为了使一个给定的理论中的每一个 Feynman 图是有限的可以允许有怎样的奇异性,从而知道在式(8-2)求和中需要多少项。这里我们完全可以说任一给定的图通过这种减除步骤就可以成为有限的。就以引言中所考虑的自能贡献情况为例,如果作下述替代:

$$G_F(x-y, m) \rightarrow G_F(x-y, m) - G_F(x-y, M),$$

或在动量空间中作替代

$$\frac{1}{k^2 - m^2} \rightarrow \frac{1}{k^2 - m^2} - \frac{1}{k^2 - M^2},$$

在一般情况下,如果总的以 Λ 去标记所有辅助质量 M_k , 则令截断参量 Λ 趋向无穷大时,就重新回到原来的传播子。

修改传播子的大动量行为也可以在它的参量表示式中进行。因此这就相当于修改小 α 积分区域为下述形式:

$$\int_0^{\infty} d\alpha e^{i\alpha(k^2 - m^2 + i\epsilon)} \rightarrow \int_0^{\infty} d\alpha \rho_{\Lambda}(\alpha) e^{i\alpha(k^2 - m^2 + i\epsilon)},$$

其中函数 $\rho_{\Lambda}(\alpha)$ 以及它的某些阶微商在 $\alpha = 0$ 点为零。我们还要求当去掉截断时,即 $\Lambda \rightarrow \infty$ 时,对于所有 $\alpha > 0$, 有 $\rho_{\Lambda}(\alpha) \rightarrow 1$ 。例如, $\rho_{\Lambda}(\alpha)$ 可以取为 $\rho_{\Lambda}(\alpha) = \theta(\alpha - 1/\Lambda^2)$ 或 $\rho_{\Lambda}(\alpha) = \alpha^{\lambda-1}$, 这里当 $\Lambda \rightarrow \infty$ 时 $\lambda \rightarrow 1$; 后一情况相当于动量空间中的传播子为 $(k^2 - m^2 + i\epsilon)^{-\lambda}$ 。Speer 曾广泛地研究过这种类型的正规化。

在某些情况里,重要的是应用某些较巧妙的方法来保持某些不变性质,如规范不变性。在前一章提到的 Pauli-Villars 正规化就有这一性质。每一光子传播子被式(8-2)形式的求和式所代替。另一方面,费米子传播子仅是那些属于内部封闭费米子圈的被修改。较确切地说,对那些具有 $2n$ 个顶角的闭合圈,改成

$$\text{tr} \left[\prod_{p=1}^{2n} \gamma_{\mu_p} S_F(z_p - z_{p-1}, m) \right] - \sum_{i=1}^s C_i \text{tr} \left[\prod_{p=1}^{2n} \gamma_{\mu_p} S_F(z_p - z_{p-1}, M_i) \right], \quad (8-3)$$

其中 $z_0 \equiv z_{2n}$ 在 8-4-2 节中将重新详细地考察这一正规化方案。

发散的 Feynman 积分在一个较小的时空维数里将是紫外收敛的。't Hooft 和 Veltman 的维数正规化方案中,是对任一整数时-空维数 d 计算 Feynman 积分,然后将积分结果解析延拓到 d 的任意实数值或复数值。在这一正规化方案里,紫

外发散以 d 的有理数或整数值上的极点形式出现。我们的最终兴趣是令 d 回到 4，这是物理时-空的维数，因此我们集中注意 $d = 4$ 时的单极点和多极点。这种延拓也可以在 Dirac 矩阵存在时定义，有一个例外就是 γ 矩阵，它对 $d = 4$ （或一般地对偶数时-空维数）是十分特殊的。这一方法的优点在于它自动地保持不涉及 γ 矩阵的内部对称性。技术上，我们所做的验证 Ward 等式的运算（见第七章或 8-4 节）如象积分变量移动，Lorentz 指标收缩等都是与正规化相一致的。

在作了到欧氏区域的 Wick 转动以后，用第六章得到的参量形式，解析延拓到 d 维时-空是很容易做到的。确实，我们可以在任意整数维 d 下计算方程(6-94)的振幅(此后省略欧氏动量的脱字号)：

$$(2\pi)^d \delta^d(\sum p) I_G(P) = \int \prod_{i=1}^l \frac{d^4 k_i}{(2\pi)^d} \cdot \frac{1}{k_i^2 + m_i^2} \prod_v (2\pi)^d \delta^d \left(P_v - \sum_i s_{vi} k_i \right). \quad (8-4)$$

6-2-3的方法是很容易做下去的，其结果为

$$I_G(P) = \int_0^\infty \prod_{i=1}^l d\alpha_i \frac{\exp - [Q_G(P, \alpha) + \sum \alpha_i m_i^2]}{[(4\pi)^L \mathcal{P}_G(\alpha)]^{d/2}}, \quad (8-5)$$

其中 Q_G 和 $\mathcal{P}_G$ 就是方程(6-86)和(6-87)定义的函数。如果 $l - dL/2 = L \left(1 - \frac{d}{2}\right) + \nu - 1 > 0$ ，对 α 的齐次性参量 λ 的积分在 $\lambda = 0$ 时是收敛的：

$$\begin{aligned} I_G(P) &= \int_0^\infty \frac{d\lambda}{\lambda} \lambda^{l - dL/2} \int_0^1 \prod_{i=1}^l d\alpha_i \\ &\quad \cdot \frac{\exp - \lambda [Q_G(P, \alpha) + \sum \alpha_i m_i^2]}{[(4\pi)^L \mathcal{P}_G(\alpha)]^{d/2}} \delta(1 - \sum \alpha) \\ &= \Gamma \left(1 - \frac{dL}{2}\right) \int_0^1 \prod_{i=1}^l d\alpha_i \delta(1 - \sum \alpha) \\ &\quad \cdot \frac{[Q_G(P, \alpha) + \sum \alpha_i m_i^2]^{dL/2 - l}}{[(4\pi)^L \mathcal{P}_G(\alpha)]^{d/2}}. \end{aligned} \quad (8-6)$$