

武汉大学

本科毕业论文（设计）

纯旋量超弦

姓 名：郑卜凡  
学 号：2021302022016  
专 业：物理学  
学 院：物理科学与技术学院  
指导教师：杜一剑

二〇二五年四月

**BACHELOR' S DEGREE THESIS  
OF WUHAN UNIVERSITY**

**Pure Spinor Superstring Theory**

School(Department): School of Physics and Technology

Major: Physics

Candidate: BUFAN ZHENG

Supervisor: . YI-JIAN DU



WUHAN UNIVERSITY

Apr, 2025

## 原创性声明

本人郑重声明：所呈交的论文（设计），是本人在指导教师的指导下，严格按照学校和学院有关规定完成的。除文中已经标明引用的内容外，本论文（设计）不包含任何其他个人或集体已发表及撰写的研究成果。对本论文（设计）做出贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本人承诺在论文（设计）工作过程中没有伪造数据等行为。若在本论文（设计）中有侵犯任何方面知识产权的行为，由本人承担相应的法律责任。

作者签名：	指导教师签名：
日 期：	年 月 日

## 版权使用授权书

本人完全了解武汉大学有权保留并向有关部门或机构送交本论文（设计）的复印件和电子版，允许本论文（设计）被查阅和借阅。本人授权武汉大学将本论文的全部或部分内容编入有关数据进行检索和传播，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编本论文（设计）。

作者签名：	指导教师签名：
日 期：	年 月 日



# 摘 要

论文的摘要是对论文研究内容和成果的高度概括。摘要应对论文所研究的问题及其研究目的进行描述，对研究方法和过程进行简单介绍，对研究成果和所得结论进行概括。摘要应具有独立性和自明性，其内容应包含与论文全文同等量的主要信息。使读者即使不阅读全文，通过摘要就能了解论文的总体内容和主要成果。

论文摘要的书写应力求精确、简明。切忌写成对论文书写内容进行提要的形式，尤其要避免“第 1 章……；第 2 章……；……”这种或类似的陈述方式。

关键词是为了文献标引工作、用以表示全文主要内容信息的单词或术语。关键词不超过 5 个，每个关键词中间用分号分隔。

**关键词：**超弦理论；散射振幅；旋量；色运动学对偶；量子场论



# ABSTRACT

An abstract of a dissertation is a summary and extraction of research work and contributions. Included in an abstract should be description of research topic and research objective, brief introduction to methodology and research process, and summary of conclusion and contributions of the research. An abstract should be characterized by independence and clarity and carry identical information with the dissertation. It should be such that the general idea and major contributions of the dissertation are conveyed without reading the dissertation.

An abstract should be concise and to the point. It is a misunderstanding to make an abstract an outline of the dissertation and words “the first chapter”, “the second chapter” and the like should be avoided in the abstract.

Keywords are terms used in a dissertation for indexing, reflecting core information of the dissertation. An abstract may contain a maximum of 5 keywords, with semicolons used in between to separate one another.

**Keywords:** Superstring Theory; Scattering Amplitudes; Spinor; Color-Kinematic Duality; Quantum Field Theory





# 目 录

摘要 . . . . .	I
ABSTRACT . . . . .	III
1 引言 . . . . .	1
2 玻色弦及其量子化 . . . . .	3
2.1 正则量子化 . . . . .	3
2.1.1 Nambu-Goto 作用量 . . . . .	3
2.1.2 光锥量子化 . . . . .	4
2.1.3 协变量子化 . . . . .	6
2.2 路径积分量子化 . . . . .	7
2.2.1 Polyakov 路径积分 . . . . .	7
2.2.2 弦振幅 . . . . .	9
2.2.3 顶角算符 . . . . .	10
2.3 BRST 量子化 . . . . .	10
2.4 鬼场的真空 . . . . .	13
2.5 $\ast$ BV 形式 . . . . .	14
3 Ramond-Neveu-Schwarz 超弦 . . . . .	17
3.1 世界面超场 . . . . .	17
3.2 正则量子化 . . . . .	19
3.3 GSO 投影 . . . . .	20
3.4 RNS 超弦顶角算符 . . . . .	22
3.4.1 超鬼场真空 . . . . .	22
3.4.2 BRST 量子化 . . . . .	24
4 弦微扰论 . . . . .	29
4.1 模空间测度 . . . . .	29
4.1.1 黎曼曲面模空间 . . . . .	29
4.1.2 FP 量子化 . . . . .	34
4.2 树级关联函数计算 . . . . .	36
4.3 玻色弦振幅 . . . . .	40
4.3.1 Veneziano 振幅 . . . . .	41

4.3.2 Virasoro-Shapiro 振幅 . . . . .	42
4.4 弦振幅之间的关系 . . . . .	43
4.4.1 单值关系 . . . . .	43
4.4.2 KLT 关系 . . . . .	44
4.5 RNS 超弦振幅 . . . . .	46
4.5.1 自旋场关联函数 . . . . .	46
4.5.2 振幅的计算 . . . . .	48
<b>5 Berkovits 超弦 . . . . .</b>	<b>51</b>
<b>6 BCJ 分子的构造 . . . . .</b>	<b>53</b>
6.1 色-运动学对偶 . . . . .	53
6.2 利用纯旋量超弦构造 Yang-Mills 理论的树图 BCJ 分子 . . . . .	53
本论文主要使用到的算符乘积展开 . . . . .	55
1 自由 CFT . . . . .	55
1.1 自由玻色 CFT . . . . .	55
1.2 $bc$ 鬼场 . . . . .	55
2 $\mathcal{N} = 1$ SCFT . . . . .	55
2.1 自由费米 CFT . . . . .	55
2.2 $\beta\gamma$ 鬼场 . . . . .	55
3 纯旋量形式 . . . . .	55
参考文献 . . . . .	57
致谢 . . . . .	61

# 1 引言

测试下引用<sup>[1]</sup>



## 2 玻色弦及其量子化

本章简要回顾玻色弦的量子化, 虽然玻色弦有诸如真空不稳定以及没有费米子激发等问题, 但对玻色弦的研究有助于理解超弦的相关问题。这里只做简要的回顾, 更多相关细节读者可以参考<sup>[2-4]</sup>, 另外我们将使用更现代的共形场论的语言, 相关细节可以在<sup>[5-6]</sup>中找到。

### 2.1 正则量子化

弦论量子化其实是约束体系量子化问题, 利用正则量子化并不能很好地解决, 但是正则量子化的好处是能看出弦论的粒子谱。

#### 2.1.1 Nambu-Goto 作用量

自由点粒子的作用量正比于其世界线场, 受此启发可以立刻写下弦的作用量:

$$S_{\text{NG}} = -\frac{1}{2\pi\alpha'} \int_M d\tau d\sigma (\det h_{ab})^{1/2}, \quad h_{ab} := \partial_a X^\mu \partial_b X_\mu \quad (2.1)$$

由于作用量中包含根号, 更利于量子化的方式是引入辅助场  $\gamma_{ab}$

$$S_{\text{P}}[X, \gamma] = -\frac{1}{4\pi\alpha'} \int_M d\tau d\sigma (-\gamma)^{1/2} \gamma^{ab} \partial_a X^\mu \partial_b X_\mu \quad (2.2)$$

上述作用量有全局庞加莱对称性:

$$\begin{aligned} X'^\mu(\tau, \sigma) &= \Lambda^\mu_\nu X^\nu(\tau, \sigma) + a^\mu, \\ \gamma'_{ab}(\tau, \sigma) &= \gamma_{ab}(\tau, \sigma). \end{aligned} \quad (2.3)$$

以及局域规范对称性  $\text{diff} \times \text{Weyl}$ :

$$\begin{aligned} X'^\mu(\tau', \sigma') &= X^\mu(\tau, \sigma), \\ \frac{\partial \sigma'^c}{\partial \sigma^a} \frac{\partial \sigma'^d}{\partial \sigma^b} \gamma'_{cd}(\tau', \sigma') &= \gamma_{ab}(\tau, \sigma), \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} X'^\mu(\tau, \sigma) &= X^\mu(\tau, \sigma), \\ \gamma'_{ab}(\tau, \sigma) &= \exp(2\omega(\tau, \sigma)) \gamma_{ab}(\tau, \sigma), \end{aligned} \quad (2.5)$$

由于  $\gamma_{ab}$  没有动力学, 其运动方程将在量子化时作为约束引入:

$$\frac{\delta S_{\text{P}}}{\delta \gamma_{ab}} \sim T^{ab} = 0 \quad (2.6)$$

同时不难验证弦经典运动方程为一维波动方程:

$$\frac{\delta S_{\text{P}}}{\delta X^\mu} \sim \left( \frac{\partial^2}{\partial \sigma^2} - \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \right) X^\mu = 0 \quad (2.7)$$

由于一维弦的非平凡拓扑，若加入周期性边界条件则为闭弦：

$$X^\mu(\tau, \sigma + \ell) = X^\mu(\tau, \sigma) \quad (2.8)$$

而开弦端点上可以引入两种不同的边界条件：

$$\begin{aligned} n^a \partial_a X_\mu|_{\partial M} &= 0 \quad (\text{Neumann}) \\ X^\mu(\tau, 0) &= X^\mu(\tau, \ell) = x_0 \quad (\text{Dirichlet}) \end{aligned} \quad (2.9)$$

表面上看似乎只有第一种边界条件才不会破坏庞加莱对称性，Dirichlet 边界条件其实相当于要求开弦端点依附于 D 膜上。而超弦中 D 膜其实可以作为 BPS 态稳定存在，所以 D 膜作为靶空间的非平凡缺陷也应当看作弦论自由度的一部分，这意味着 Dirichlet 边界条件也是可行的。

弦论中可以通过 Chan-Paton 因子引入  $U(N)$  规范对称性<sup>①</sup>，具体体现在开弦端点带上  $U(1) \times \bar{U}(1)$  荷，其可以解释为开弦端点依附的 D 膜指标：

$$|N; k; a\rangle = \sum_{i,j=1}^n |N; k; ij\rangle \lambda_{ij}^a, \quad \lambda \in \mathfrak{u}(N) \quad (2.10)$$

### 2.1.2 光锥量子化

正则量子化的核心是将力学量量子化为算符，泊松括号替换为狄拉克括号。但是量子化还要满足约束 2.6。光锥量子化思路是取光锥规范定下  $\text{diff} \times \text{Weyl}$  规范对称性，类似在库伦规范下量子化  $U(1)$  Yang-Mills 理论得到量子电动力学：

$$\begin{aligned} X^\pm &= 2^{-1/2}(X^0 \pm X^1), \quad X^i, i = 2, \dots, D-1 \\ X^+ &= \tau, \quad \partial_\sigma \gamma_{\sigma\sigma} = 0, \quad \det \gamma_{ab} = -1 \end{aligned} \quad (2.11)$$

在这一规范选取下， $X^+$  不再拥有动力学演化，而  $X^-$  可以完全由横向  $\alpha^i$  模展开，所以  $\alpha^-$  也不用考虑。以 Neumann 边界条件开弦为例，只剩下非平凡的  $X^i$  模展开：

$$X^i(\tau, \sigma) = x^i + \frac{p^i}{p^+} \tau + i(2\alpha')^{1/2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{n} \alpha_n^i \exp\left(-\frac{\pi i n \tau}{\ell}\right) \cos \frac{\pi n \sigma}{\ell} \quad (2.12)$$

<sup>①</sup> 非定向弦对应  $SO(N)$  和  $Sp(N)$  对称性

这里  $x$  可以理解为弦的质心动量,  $p, \Pi$  是相应的共轭动量:

$$\begin{aligned}
 x^-(\tau) &= \frac{1}{\ell} \int_0^\ell d\sigma X^-(\tau, \sigma) \\
 p_- = -p^+ &= \frac{\partial L}{\partial(\partial_\tau x^-)} = -\frac{\ell}{2\pi\alpha'} \gamma_{\sigma\sigma} \\
 \Pi^i &= \frac{\partial L}{\partial(\partial_\tau X^i)} = \frac{1}{2\pi\alpha'} \gamma_{\sigma\sigma} \partial_\tau X^i = \frac{p^+}{\ell} \partial_\tau X^i x^i(\tau) = \frac{1}{\ell} \int_0^\ell d\sigma X^i(\tau, \sigma), \\
 p^i(\tau) &= \int_0^\ell d\sigma \Pi^i(\tau, \sigma) = \frac{p^+}{\ell} \int_0^\ell d\sigma \partial_\tau X^i(\tau, \sigma)
 \end{aligned} \tag{2.13}$$

然后取等时对易子进行标准正则量子化操作:

$$\begin{aligned}
 [x^-, p^+] &= i\eta^{-+} = -i, & [x^i, p^j] &= i\delta^{ij}, \\
 [X^i(\sigma), \Pi^j(\sigma')] &= i\delta^{ij}\delta(\sigma - \sigma') & [\alpha_m^i, \alpha_n^j] &= m\delta^{ij}\delta_{m, -n}
 \end{aligned} \tag{2.14}$$

不难看出上面模展开具有谐振子代数, 所以弦的粒子谱可以看作不同振动模式激发:

$$|N; k\rangle = \left[ \prod_{i=2}^{D-1} \prod_{n=1}^{\infty} \frac{(\alpha_{-n}^i)^{N_{in}}}{(n^{N_{in}} N_{in}!)^{1/2}} \right] |0; k\rangle \tag{2.15}$$

其中  $|0, k\rangle$  是真空态, 且由于  $p^i$  为好量子数而带有背景动量。利用黎曼 Zeta 正规化  $\zeta(-1) = -\frac{1}{12}$  可以推出点粒子激发质量谱为:

$$m_{\text{op}}^2 = \frac{1}{\alpha'} \left( N + \frac{2-D}{24} \right), \quad N := \sum_{i=2}^{D-1} \sum_{n=1}^{\infty} n N_{in} \tag{2.16}$$

但是光锥量子化方法明显地破坏了庞加莱对称性, 为了理论自洽, 必须要求玻色弦定义在 26 维靶空间:

$$\boxed{D_{\text{boson}} = 26} \tag{2.17}$$

这其实是第一激发态处于  $SO(D-2)$  小群表示的必然结果。注意到弦真空是质量平方负定的快子态:

$$|0; k\rangle \Leftrightarrow m^2 = -\frac{1}{\alpha'} \tag{2.18}$$

闭弦也可以同样处理, 只是分为左右模, 而开弦左右模叠加成为驻波<sup>2.12</sup>, 闭弦有如下模展开:

$$\begin{aligned}
 X^i(\tau, \sigma) &= x^i + \frac{p^i}{p^+} \tau + i \left( \frac{\alpha'}{2} \right)^{1/2} \\
 &\times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{\alpha_n^i}{n} \exp \left[ -\frac{2\pi i n(\sigma + \tau)}{\ell} \right] + \frac{\tilde{\alpha}_n^i}{n} \exp \left[ \frac{2\pi i n(\sigma - \tau)}{\ell} \right] \right\}
 \end{aligned} \tag{2.19}$$

可以看到相当于两个开弦谱的叠合。同样正则量子化得到弦激发粒子谱：

$$|N, \tilde{N}; k\rangle = \left[ \prod_{i=2}^{D-1} \prod_{n=1}^{\infty} \frac{(\alpha_{-n}^i)^{N_{in}} (\tilde{\alpha}_{-n}^i)^{\tilde{N}_{in}}}{(n^{N_{in}} N_{in}! n^{\tilde{N}_{in}} \tilde{N}_{in}!)^{1/2}} \right] |0, 0; k\rangle \quad (2.20)$$

闭弦周期性边界条件要求左右模满足  $N = \tilde{N}^{\textcircled{1}}$ 。同样可以得到闭弦质量谱：

$$m_{\text{cl}}^2 = \frac{2}{\alpha'}(N + \tilde{N} - 2) = \frac{4}{\alpha'}(N - 1) \quad (2.21)$$

本论文主要考察无质量激发态，也就是开弦闭弦第一激发态，事实上更高激发态在  $\alpha' \rightarrow 0$  的场论极限下会被压低。从上面的弦粒子谱不难看出开弦第一激发态对应无质量规范玻色子，而闭弦第一激发态对应引力子，伸缩子以及  $B$ -场。

### 2.1.3 协变量子化

光锥量子化相当于先取规范使用约束条件后量子化，协变量子化相当于先量子化后使用约束条件，好处是明显地保留了庞加莱对称性。下面仍以开弦为例，好处是左右模重合。

要求  $T_{ab} = 0$  从物理上看应当是要求其作用于量子化后的希尔伯特空间上是零算子：

$$T_{ab} = 0 \xrightarrow{\text{量子化}} T_{ab} |\psi\rangle = 0 \Rightarrow L_n^m |\psi\rangle \sim 0 \quad (2.22)$$

其中  $L_n$  是能动张量模展开后的 Virasoro 代数生成元：

$$L_m = \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \alpha_{m-n} \cdot \alpha_n \quad (2.23)$$

上述条件相当于要求物理态为 Virasoro 最高权态<sup>②</sup>：

$$(L_n^m + A\delta_{n,0})|\psi\rangle = 0 \quad \text{for } n \geq 0 \quad (2.24)$$

由于不用选取光锥规范，2.122.19中模展开应当将指标  $i$  替换为一般的  $\mu$ ，现在态空间由  $\alpha^\mu$  生成。2.24的限制并不够，因为  $\mathcal{H}_{\text{phys}}$  中还包含一些零模态，与物理态均正交，张成的希尔伯特空间记为  $\mathcal{H}_{\text{null}}$ ，所以和物理过程是解耦的，应当看作是规范变换的生成元，所以应当有下面的等价关系：

$$|\psi\rangle \sim |\psi\rangle + |\chi\rangle, \quad \forall \psi \in \mathcal{H}_{\text{phys}}, \chi \in \mathcal{H}_{\text{null}} \quad (2.25)$$

<sup>①</sup> 注意这一条件并非总是满足，对于  $T$  紧致化后的靶空间，左右模间可以相差缠绕数。

<sup>②</sup>  $A$  是待定常数，不少文献称为正规排序常数，计算上来源于 NOP 序和产生湮灭算符排序之间相差的常数。本质上来源于真空能贡献。



最终我们得到协变微扰论的态空间：<sup>①</sup>

$$\mathcal{H}_{\text{CQ}} \simeq \frac{\mathcal{H}_{\text{phys}}}{\mathcal{H}_{\text{null}}} \quad (2.26)$$

计算此商空间便得到弦的激发态，而且自洽性自然要求  $A = -1, D = 26$ ，开弦快子态和无质量激发态构造如下：

$$\begin{aligned} |0; k\rangle, \quad m^2 &= -\frac{1}{\alpha'}; \\ e_\mu \alpha_{-1}^\mu |0; k\rangle, \quad m^2 &= 0, k^\mu e_\mu = 0, \\ e_\mu &\cong e_\mu + ck_\mu. \end{aligned} \quad (2.27)$$

同时叠合关系给出闭弦激发态为：

$$\begin{aligned} |0; k\rangle, \quad m^2 &= -\frac{4}{\alpha'}; \\ e_{\mu\nu} \alpha_{-1}^\mu \tilde{\alpha}_{-1}^\nu |0; k\rangle, \quad m^2 &= 0, k^\mu e_{\mu\nu} = k^\nu e_{\mu\nu} = 0, \\ e_{\mu\nu} &\cong e_{\mu\nu} + a_\mu k_\nu + k_\mu b_\nu, a \cdot k = b \cdot k = 0. \end{aligned} \quad (2.28)$$

好处是态的构造明显保留庞加莱对称性，从而为计算 Lorentz 不变的弦振幅带来了方便。

## 2.2 路径积分量子化

不同于量子场论，弦论的相互作用并不需要在作用量中引入新的项来实现，而是直接由不同的世界面拓扑来实现。

### 2.2.1 Polyakov 路径积分

为了使路径积分良定，先利用 Wick 转动将世界面度规从  $(-, +)$  的二维闵氏度规  $\gamma_{ab}$  转为  $(+, +)$  的二维欧氏度规  $g_{ab}$ 。单纯从  $\text{diff} \times \text{Weyl}$  不变性出发可以在 2.2 基础上额外引入一项正比于：

$$\chi = \frac{1}{4\pi} \int_M d^2\sigma g^{1/2} R + \frac{1}{2\pi} \int_{\partial M} dsk \quad (2.29)$$

其中  $k$  是测地曲率，利用 Gauss-Bonnet 定理不难看出这一项正是欧拉示性数。由于二维几何均共形平坦，所以可以选取等温坐标使得：

$$g = e^{2\omega} dz d\bar{z} \quad (2.30)$$

<sup>①</sup> 这里似乎很像 BRST 量子化 2.48，但是由于我们并没有直接考虑鬼场，所以无法写下一个分次链复形

再利用 Weyl 不变性可以将其变为平坦欧氏度规，也即选取共形规范。在这一规范下<sup>①</sup>，利用 Faddeev-Popov 方法引入费米统计的  $b, c$  鬼场消去  $\text{diff} \times \text{Weyl}$  规范冗余，弦论配分函数可以写作：

$$Z[\hat{g}] = \sum_{\text{worldsheet topologies}} \frac{1}{V_{\text{CKG}}} \int \mathcal{D}X \mathcal{D}[b\tilde{b}] \mathcal{D}[c\tilde{c}] \exp(-S_m - S_g) \quad (2.31)$$

这里物质场和鬼场作用量分别为：

$$S_m = \frac{1}{2\pi\alpha'} \int d^2z \partial X^\mu \bar{\partial} X_\mu, \quad S_g = \frac{1}{2\pi} \int d^2z (b\bar{\partial}c + \tilde{b}\partial\tilde{c}) \quad (2.32)$$

注意  $\text{diff} \times \text{Weyl}$  规范固定后其实还剩下共形规范自由度没有消去<sup>②</sup>，所以这时  $S_m$  和  $S_g$  都对应二维共形场论。所以弦论问题就被转化为了二维共形场论问题。而且可以看到弦论中的展开不同于量子场论中按照顶点数目展开，弦论是按照拓扑展开，相互作用系数有如下关系：

$$g_0^2 \sim g_c \sim e^\lambda \quad (2.33)$$

注意，对于开弦，由于端点的世界线会构成世界面的边界，所以开弦实际上需要使用边界共形场论进行研究。此时左右模均定义在上半复平面上，而且 Neumann 边界条件<sup>③</sup>体现在实轴上左右模的对应：

$$T(z) = \tilde{T}(\bar{z}), \quad c(z) = \tilde{c}(\bar{z}), \quad b(z) = \tilde{b}(\bar{z}), \quad \text{Im } z = 0 \quad (2.34)$$

这时只能在上复平面讨论共形场论，不过可以用加倍技巧将上复平面右模的信息转移到下复平面左模场的定义：

$$T(z) := \tilde{T}(\bar{z}'), \quad b(z) := \tilde{b}(\bar{z}'), \quad c(z) := \tilde{c}(\bar{z}') \quad z' = \bar{z}, \text{Im } z < 0 \quad (2.35)$$

对左模场延拓<sup>④</sup>之后左模场已然包含右模场的所有信息，所以可以转换为在整个复平面上仅仅讨论左模场的共形场论。下面的简单例子便能说明加倍技巧：

$$\begin{aligned} L_m &= \frac{1}{2\pi i} \int_C \left( dz z^{m+1} T(z) - d\bar{z} \bar{z}^{m+1} \tilde{T}(\bar{z}) \right) \\ &= \frac{1}{2\pi i} \oint dz z^{m+1} T(z) \end{aligned} \quad (2.36)$$

① 用  $\hat{g}$  表示对应的规范固定选取。

② 对高亏格曲面其实还会有额外的零模鬼场插入，这里留待第4章讨论

③ 鬼场也会有类似的限定

④ 这种延拓技巧在数学上依赖于 Schwarz 反射原理

开弦左右模重叠, 围道积分由于边界的限制只能在上复平面进行。利用加倍技巧将右模的信息转换为左模在下复平面上的信息, 从而将边界共形场论转换为一般的共形场论, 而且只剩下左模场参与计算。所以闭弦和开弦的计算是一样的, 只需要注意开弦只保留左模, 或者简单认为左右模场此时相等<sup>①</sup>。

另外, 根据二维闭曲面分类定理, 对世界面拓扑求和也可以是不可定向曲面, 对不可定向曲面求和意味着我们将世界面宇称  $\sigma' = \ell - \sigma^2$  作为规范对称性引入。这时的弦论成为不可定向弦。考虑世界面宇称变换由  $\Omega$  算符生成, 对于开弦有:

$$\Omega \alpha_n^\mu \Omega^{-1} = (-1)^n \alpha_n^\mu \quad (2.37)$$

而对于闭弦则会左右模互换:

$$\Omega \alpha_n^\mu \Omega^{-1} = \tilde{\alpha}_n^\mu, \quad \Omega \tilde{\alpha}_n^\mu \Omega^{-1} = \alpha_n^\mu \quad (2.38)$$

且假设真空态  $\Omega = +1$ , 在这一约定下, 自洽的弦相互作用要求不可定向弦只剩下  $\Omega = +1$  的激发态。本论文主要考虑可定向弦的树级振幅计算。

### 2.2.2 弦振幅

类似量子场论中振幅依赖于渐进态的定义, 弦论中我们提到振幅都是指无穷远处的弦激发态演化后的相互作用关联函数。取等温坐标后, 利用共形场论的态算符对应, 无穷远处的激发态相当于世界面某个点上插入对应的顶角算符  $\mathcal{V}$ , 用图示来看这个过程相当于图2.1。受前面配分函数的启发, 由此可以写下弦振

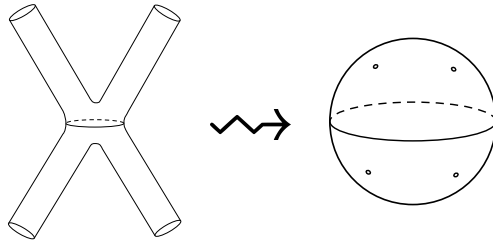


图 2.1 态算符对应与弦振幅

<sup>①</sup> 但是注意严谨来讲边界条件只给出实轴上相等, 是利用加倍技巧之后才在复平面上等同, 而且这种分析技巧只适用于复平面, 对于本文主要讨论的树级振幅已足够。

幅<sup>①</sup>:

$$\begin{aligned}
 S_{j_1 \dots j_n}(k_1, \dots, k_n) &= \left\langle \left\langle \prod_{i=1}^n \int d^2 \sigma_i g(\sigma_i)^{1/2} \mathcal{V}_{j_i}(k_i, \sigma_i) \right\rangle \right\rangle \\
 &= \sum_{\text{worldsheet topologies}} e^{-\lambda \chi} \int \frac{\mathcal{D}X \mathcal{D}g}{V_{\text{diff} \times \text{Weyl}}} e^{-S_m} \prod_{i=1}^n \int d^2 \sigma_i g(\sigma_i)^{1/2} \mathcal{V}_{j_i}(k_i, \sigma_i)
 \end{aligned} \tag{2.39}$$

上式中我们使用  $\langle\langle \bullet \rangle\rangle$  是为了提醒读者规范固定时可能的零模鬼场插入。而且上式我们并没有利用鬼场进行规范固定, 这个问题我们留待到第4章解决。

### 2.2.3 顶角算符

利用前面正则量子化得到的激发态, 只需要做如下替换便可以得到对应的顶角算符:

$$\alpha_{-m}^\mu \rightarrow i \left( \frac{2}{\alpha'} \right)^{1/2} \frac{1}{(m-1)!} \partial^m X^\mu(0), \quad |0; k\rangle \rightarrow e^{ik \cdot X(0,0)} \tag{2.40}$$

由于算符乘积展开 (OPE) 在插入点相同时奇异, 所以替换完成后还需要对算符取正规排序乘积 (NOP) 保证非奇异。这其实相当于一种重整化的选取, 本论文均采用共形场论的 NOP 技术来重整化。

一般我们把上述构造的算符与世界面上积分  $\int d\sigma^{2\otimes}$  共同称作积分顶角算符, 记作  $U$ , 积分的存在使得顶角算符整体共形权为 0, 从而最终的振幅具有共形不变性。

## 2.3 BRST 量子化

本节的核心目标是使用 BRST 量子化方法给出后续振幅计算中规范固定需要引入的无积分顶角算符。

考虑关于物质场  $\phi_i$  的某个一般性量子理论,  $i$  以及后续讨论涉及到的指标可以连续或离散, 连续部分标记场的坐标依赖, 离散部分则标记场的种类。假设所考虑体系的规范对称性生成元  $\delta_\alpha$  具有类似李代数的结构:

$$[\delta_\alpha, \delta_\beta] = f_{\alpha\beta}^\gamma \delta_\gamma \tag{2.41}$$

利用 FP 方法引入鬼场进行规范固定, 规范选取为:

$$F^A(\phi) = 0 \tag{2.42}$$

<sup>①</sup> 也称作弦的 S 矩阵。

<sup>②</sup> 注意开弦由于插入点在边界上, 所以积分在边界上进行。

则配分函数计算为:

$$\int \frac{[d\phi_i]}{V_{\text{gauge}}} \exp(-S_1) \rightarrow \int [d\phi_i dB_A db_A dc^\alpha] \exp(-S_m - S_g - S_f) \quad (2.43)$$

这里新引入了鬼场  $S_g$  和规范固定项  $S_f$ :<sup>①</sup>

$$S_g = b_A c^\alpha \delta_\alpha F^A(\phi), \quad S_f = -i B_A F^A(\phi) \quad (2.44)$$

以上无非是 FP 鬼场的一般做法, 重点在于上述体系存在一个全局对称性:

$$\begin{aligned} \delta_{\mathbf{B}} \phi_i &= -i \epsilon c^\alpha \delta_\alpha \phi_i, & \delta_{\mathbf{B}} B_A &= 0, \\ \delta_{\mathbf{B}} b_A &= \epsilon B_A, & \delta_{\mathbf{B}} c^\alpha &= \frac{i}{2} \epsilon f^\alpha_{\beta\gamma} c^\beta c^\gamma. \end{aligned} \quad (2.45)$$

对应的 Noether 荷记作  $Q_B$ , 其中  $\epsilon$  是格拉斯曼变量。  $c$  的鬼数为 +1,  $b$  和  $\epsilon$  鬼数为 -1。所以  $Q_B$  具有 +1 的鬼数, 而且具有幂零性:

$$Q_B^2 = 0 \quad (2.46)$$

考虑物质场和鬼场共同生成的希尔伯特空间, 以鬼数为分次可以立即写下 BRST 上链复形  $C_{\text{BRST}}^\bullet$ :

$$\cdots \longrightarrow \mathcal{H}_{g-1} \xrightarrow{Q_{g-1}} \mathcal{H}_g \xrightarrow{Q_g} \mathcal{H}_{g+1} \longrightarrow \cdots \quad (2.47)$$

BRST 量子化则是要求物理态处于鬼数为 0 的上同调群中<sup>②</sup>, 这其实是要求可观测测量具有 BRST 不变性:<sup>③</sup>

$$\mathcal{H}_{\text{BRST}} \cong H^0(C_{\text{BRST}}^\bullet) := Z(C_{\text{BRST}}^\bullet) / B(C_{\text{BRST}}^\bullet) \quad (2.48)$$

接下来我们将上面一般性的方法应用到弦论中, BRST 荷有如下形式:

$$Q_B = \frac{1}{2\pi i} \oint (dz j_B - d\bar{z} \tilde{j}_B), \quad j_B := c T^m + :bc \partial c: + \frac{3}{2} \partial^2 c \quad (2.49)$$

① 前面2.31没有  $S_f$  是因为规范选取完全消除了  $g$  的规范冗余, 不难看到  $B_A$  积分后的效果是引入  $\delta(F^A(\phi))$ , 所以对  $g$  再次进行路径积分便完全移除了这一项。

② 对于无积分顶角算符则是要求在鬼数为 1 的上同调群中, 而且额外要求是共形不变的, 也就是限制在共形权为 0 的子复形中讨论上同调。

③ 准确来说  $|\text{phys}\rangle \in Z$ , 闭链要求给出 BRST 不变性, 而模掉边缘链  $B$  (物理上也称  $B$  中的态为 BRST 恰当) 意味着  $B$  中的态都是和物理态脱耦的, 类似2.26

$Q_B^2 = 0$  要求  $\{Q_B, Q_B\} = 0$ , 这对应  $j_B$ OPE 的一阶奇点:<sup>①</sup>

$$j_B(z)j_B(w) \sim -\frac{c^m - 18}{2(z-w)^3}c\partial c(w) - \frac{c^m - 18}{4(z-w)^2}c\partial^2 c(w) - \frac{c^m - 26}{12(z-w)}c\partial^3 c(w) \quad (2.50)$$

由此可以看出自洽量子化要求  $c^m = 26$ , 也即靶空间维数为 26。另外, 物理态在壳要求:

$$L_0|\psi\rangle = \{Q_B, b_0\}|\psi\rangle = 0 \Rightarrow b_0|\psi\rangle = 0 \quad (2.51)$$

为了构造无质量态无积分顶角算符, 首先使用  $bc$  鬼场物质场  $\partial^n X$  以及平面波  $e^{ip \cdot X}$  构造出最一般的共形权为 0 的顶角算符:<sup>②</sup>

$$V_{\text{general}} =: (\alpha \partial c + \beta c \partial^2 c + \gamma c \partial c \partial^2 c + \epsilon_\mu c \partial X^\mu + \zeta_\mu c \partial c \partial X^\mu + \lambda) e^{ip \cdot X} : \quad (2.52)$$

上述对态的要求可以转化为对算符的要求:<sup>③</sup>

$$Q_B|\psi\rangle = 0 \Leftrightarrow [Q_B, V] = 0 \Leftrightarrow Q_B V \sim 0 \quad (2.53)$$

首先作用在壳条件得到:

$$\begin{aligned} b_0 V_{\text{general}} &= \oint \frac{dz}{2\pi i} z b : (\alpha \partial c + \beta c \partial^2 c + \gamma c \partial c \partial^2 c + \epsilon_\mu c \partial X^\mu + \zeta_\mu c \partial c \partial X^\mu + \lambda) e^{ip \cdot X} : \\ &= \oint \frac{dz}{2\pi i} : \left( \frac{\alpha}{z} - \frac{\gamma c \partial^2 c}{z} - \frac{\zeta_\mu (c \partial X^\mu)}{z} \right) e^{ip \cdot X} : = 0 \\ &\Rightarrow \alpha, \gamma, \zeta^\mu = 0 \end{aligned} \quad (2.54)$$

剩下的可能的顶角算符形式为:

$$V_{\text{general}} \rightarrow V_1 =: (\beta c \partial^2 c + \epsilon_\mu c \partial X^\mu + \lambda) e^{ip \cdot X} : \quad (2.55)$$

继续作用式 2.49, 注意这里考虑开弦, 只有左模:

$$\begin{aligned} Q_B V_1 &= \oint \frac{dz}{2\pi i} \left[ -\frac{i\alpha'}{4z} \epsilon \cdot : \partial^2 c e^{ip \cdot X} c : + \frac{\lambda}{z} c \partial e^{ip \cdot X} \right] = 0 \\ &\Rightarrow \lambda = 0, \quad \epsilon \cdot p = 0 \end{aligned} \quad (2.56)$$

① 这些复杂的 OPE 计算可以使用笔者编写的程序完成: <https://github.com/WHUZBF/MM-A/tree/main/OPE>

② 注意我们这里忽视了鬼数为 1 这个条件, 后面会在求 BRST 恰当项中引入。也可以先引入这个条件使得计算更加简便, 但我们这里考虑最一般的构造帮助读者熟悉 OPE 计算。

③ 这里我们利用了  $Q$  的定义含围道积分, 对易子的计算可以转换为被积算符 OPE 的计算

注意到 BRST 算符并不改变共形权，所以 BRST 恰当部分应当也由  $V_{\text{general}}$  中的项生成，另外注意到鬼数为 1 的恰当项应当由鬼数为 0 的部分生成，而鬼数为零的算符只有平面波，所以我们立刻写下：

$$Q_B \lambda : e^{ip \cdot X} := i \lambda : cp \cdot \partial X e^{ip \cdot X} : \quad (2.57)$$

这给出限制  $\epsilon \cong \epsilon + p$ ，另外回到我们所关注的鬼数 1 上同调群， $c \partial^2 c$  鬼数为 2 可以扔掉<sup>①</sup>，最终得到顶角算符：

$$V_{\text{phys}} =: \epsilon_\mu c \partial X^\mu e^{ip \cdot X} :, \quad \epsilon \cdot p = 0, \epsilon^\mu \cong \epsilon^\mu + p^\mu \quad (2.58)$$

上述计算推广到一般的态是显然的，开弦态只使用了左模场，闭弦态只需要额外使用右模场构造  $V$  即可。另外，虽然看似无积分顶角算符关联函数明显依赖于世界面坐标，后面会发现这一点被  $V_{\text{CKG}}$  消除。

不难看出无积分顶角算符和积分顶角算符的联系为  $V = cU$ <sup>②</sup>，这是  $bc$  鬼场的性质，即便是 RNS 超弦这一点也成立，更重要的是这一联系也可以用 BRST 荷表述为：

$$[Q_B, U] \sim Q_B U = \partial V \quad (2.59)$$

这在后面构造纯旋量超弦的积分顶角算符中非常重要。而且上式立刻说明了  $\int dz U(z)$  BRST 闭，所以这也能看出  $cU \leftrightarrow \int dz U$ 。

## 2.4 鬼场的真空

现在我们来简要讨论上述结果的物理意义，这对后面构造 RNS 超弦顶角算符具有很大的意义。首先我们需要区分一下共形场论中的  $SL(2, \mathbb{C})$  不变真空  $|1\rangle$ 。以及物理上关注的真空  $|0\rangle$ 。对于共形权为  $h$  的主场，其  $SL(2, \mathbb{C})$  不变真空定义为：

$$\phi_{n>-h} |1\rangle = 0 \quad (2.60)$$

而物理上真空态要求能量最低， $H \sim L_0$  而且注意到  $[L_n, \phi_m] = [(h-1)n - m] \phi_m$ ，所以一切  $\phi_{m>0}$  都会降低能量（共形权），所以：

$$\phi_{n>0} |0\rangle = 0 \quad (2.61)$$

<sup>①</sup> 凑巧它其实也是 BRST 恰当的

<sup>②</sup> 如果是闭弦则是  $V = c\tilde{c}U$

不难看出两者一般而言是不同的，这一点对于鬼场这种中心荷为负数的奇异系统尤为显著。由于  $c$  鬼场共形权为  $-1$ ，所以我们能够构造能量低于  $SL(2, \mathbb{C})$  不变真空的真空态：

$$|c\rangle = c_1 |1\rangle, \quad |(\partial c)c\rangle = c_0 c_1 |1\rangle \quad (2.62)$$

而2.51中  $b_0$  的要求相当于选取  $|c\rangle$  而不是  $|(\partial c)c\rangle$  作为微扰展开的鬼场真空。这样我们就能将  $V$  中出现的  $c$  自然解释为鬼场真空的贡献。而且  $c$  的出现是必然的， $bc$  鬼场  $U(1)$  对称性给出下面的 Noether 流：

$$j_{b,c}(z) = - : b(z)c(z) : \quad (2.63)$$

由此可以用下面的 OPE 定义算符  $\mathcal{O}_q$  的鬼数  $q$ ：

$$j_{b,c}(z)\mathcal{O}_q(w) \sim \frac{q\mathcal{O}_q(w)}{z-w} \Leftrightarrow j_0|q\rangle = q|q\rangle \quad (2.64)$$

而  $j_g$  其实不是主场，其存在共形反常，可以由下面 OPE 看出：

$$T_{b,c}(z)j_{b,c}(w) \sim \frac{-3}{(z-w)^3} + \frac{j_{b,c}(w)}{(z-w)^2} + \frac{\partial j_{b,c}(w)}{z-w} \quad (2.65)$$

所以  $bc$  鬼系统具有背景鬼数  $Q_{b,c} = -3$ ，这给出厄米共轭修正  $j_n^\dagger = (-1)^{\delta_{n,0}} j_{-n} - Q_{b,c} \delta_{n,0}$ 。这要求只有当关联函数的鬼数（考虑真空背景后）为 0 时关联函数才不为 0。所以关联函数中出现带  $c$  的无积分顶角算符是必然的。后面会看到对真空背景鬼数的补偿相当于路径积分中插入一些鬼场零模，Riemann-Roch 定理指出鬼场零模插入有如下关系：

$$N_c - N_b = 3 - 3g \quad (2.66)$$

对于  $g = 0$  的球面情况，注意到  $b$  鬼数为  $-1$ ， $c$  鬼数为  $+1$ ，这正好补偿了  $Q_{b,c} = -3$ 。更高亏格的情况会在第4章详细说明。

而前面我们提到过积分顶角算符  $U$  和无积分顶角算符  $V$  在振幅计算中都非常重要，具体来说  $\int d\sigma U$  和  $cV$  对应同一个态的不同版本的顶角算符。为了补偿鬼场真空背景荷，在球面上就必须选取三个积分顶角算符替换为积分顶角算符，从而才能得到非零的振幅。后面第4章会从路径积分的角度直接看出这一点。

## 2.5 \*BV 形式

BRST 量子化方法适用的前提是规范对称性满足2.41的结构，但如果这一结构不满足，比如结构常数不再是常数，而与场本身有关，而且不再是李代数闭



的。BRST 量子化就需要被扩充为更一般的 Batalin-Vilkovisky 量子化。更多细节可以在<sup>[7-9]</sup>中找到。

现在考虑下面更一般的规范对称性满足的代数：

$$[\delta_a, \delta_b] = F_{ab}^c(\phi)\delta_c + \lambda_{ab}^i \frac{\delta S_m}{\delta \phi^i} \quad (2.67)$$

后面一项意味着在壳情况下规范对称性还是闭的，这是物理上的要求，要求在壳时对称性构成一个群。BV 形式的核心思想是把鬼场不单单看作是人为引入的消去规范的场，而是看作与物质场同等地位。因为对于更复杂的规范对称性的情况，可能  $\delta_a$ （第零级规范）之间不是独立的，也就是说2.67是一个可约代数<sup>①</sup>。也就是说即便是规范对称性的参数之间仍有规范不变性（第一级规范），这意味着为了消去规范对称性引入鬼场，而为了消去规范对称性参数之间的对称性又要引入鬼场的鬼场，如此循环往复，直到消到第  $\ell$  级规范时2.67不可约。上述过程可以用图表2.1描述。

level 0	$\delta \phi^i = \epsilon_0^{a_0} R_{a_0}^i(\phi^i)$	$c_0^{a_0}$
level 1	$\delta c_0^{a_0} = \epsilon_1^{a_1} R_{a_1}^{a_0}(\phi^i, c^{a_0})$	$c_1^{a_1}$
...	...	...
level $n+1$	$\delta c_n^{a_n} = \epsilon_{n+1}^{a_{n+1}} R_{a_{n+1}}^{a_n}(\phi^i, c_0^{a_0}, \dots, c_n^{a_n})$	$c_{n+1}^{a_{n+1}}$

表 2.1 BV 形式的鬼场

现在把所有的鬼场和物质场看作同等地位：

$$\psi^r = \{c_n^{a_n}\}_{n=-1, \dots, \ell}, \quad c_{-1} := \phi \quad (2.68)$$

第 0 级物质场鬼数为 0，且格拉斯曼偶宇称，每向上一级鬼数增加 1，且格拉斯曼反宇称。同时引入对应的反场  $\psi_r^{*\textcircled{2}}$ 。和对应的“正”场之间格拉斯曼宇称相反，且鬼数相加为  $-1$ ，反场由反括号诱导的对偶空间定义：

$$(A, B) = \frac{\partial_R A}{\partial \psi^r} \frac{\partial_L B}{\partial \psi_r^*} - \frac{\partial_R A}{\partial \psi_r^*} \frac{\partial_L B}{\partial \psi^r}, \quad \partial_R := \vec{\partial}, \partial_L := \overleftarrow{\partial} \quad (2.69)$$

①  $p$ -形式规范对称性就是个很好的例子，因为  $d^2 = 0$ ，所以规范参数之间亦有规范不变性，而 Yang-Mills 理论是 1-形式的理论，所以用 BRST 方法就能很好地处理。

② 注意这里我们使用  $\bullet^*$  而不是  $\tilde{\bullet}$ ，因为前面  $\tilde{b}$  虽然我们称为“反鬼场”，但其实只是鬼场的右模部分。

量子化后的路径积分表示为:

$$Z = \int d\psi^r d\psi_r^* e^{-W[\psi^r, \psi_r^*]/\hbar} \quad (2.70)$$

推广的 BRST 对称性由下式生成:

$$\delta_\epsilon F = \epsilon Q_B F = (W, F) - \hbar \Delta F, \quad \Delta := \frac{\partial_R}{\partial \psi_r^*} \frac{\partial_L}{\partial \psi^r} \quad (2.71)$$

为了自洽地量子化, 必须要求  $\delta_\epsilon W = 0$ , 这相当于:

$$(W, W) - 2\hbar \Delta W = 0 \quad (2.72)$$

上式常被称为量子主方程, 此方程用于将  $S_m$  扩充为更一般的满足推广的 BRST 对称性的作用量  $W$  从而进行量子化。 $Q_B$  依旧是幂零算符, 计算其上同调便可得到可观测量, 这一点与 BRST 形式是一致的。

### 3 Ramond-Neveu-Schwarz 超弦

本章使用超对称共形场论 (SCFT) 的方法介绍世界面超对称的 RNS 超弦理论。更多细节详见<sup>[10-11]</sup>。

#### 3.1 世界面超场

考虑世界面超对称, Polyakov 作用量 2.2 中为  $X$  引入世界面自旋  $\frac{1}{2}$  超伴场  $\Psi$ , 为  $\gamma$  引入世界面自旋  $\frac{3}{2}$  超伴场  $\chi$ , 他们都是世界面上的二维旋量。在世界面 Wick 转动后, RNS 超弦作用量为<sup>①</sup>:

$$S_{\text{RNS}}[X, \Psi, g, \chi] = \frac{1}{4\pi} \int d^2\sigma \sqrt{-g} \left[ -\frac{1}{\alpha'} g^{\alpha\beta} \partial_\alpha X^\mu \partial_\beta X_\mu + \bar{\Psi}^\mu \rho^\alpha \nabla_\alpha \Psi_\mu + (\bar{\chi}_\alpha \rho^\beta \rho^\alpha \Psi^\mu) \left( \frac{1}{\sqrt{2}\alpha'} \partial_\beta X_\mu + \frac{1}{8} \bar{\chi}_\beta \Psi_\mu \right) \right] \quad (3.1)$$

对于闭弦, 上述作用量的超对称荷有左右模部分, 所以实际上是  $\mathcal{N} = 2$  超对称, 而超弦只有左模有贡献, 所以是  $\mathcal{N} = 1$  超对称。后面将会看到他们低能极限下的谱分别是  $\mathcal{N} = 2$  超引力以及  $\mathcal{N} = 1$  超对称 Yang-Mills 理论。

现在  $\text{diff} \times \text{Weyl}$  不变性被提升为  $\text{Super-diff} \times \text{Super-Weyl}$  不变性, 类似 2.30 取等温坐标到共形规范下消去  $g$ , 这里我们可以取超共形规范消去  $\chi$ , 并且将 Majorana 旋量<sup>②</sup> $\Psi$  分解成左右手 Weyl 旋量  $\psi/\bar{\psi}$ 。最终得到世界面上的超对称共形场论的物质项:

$$S = \frac{1}{2\pi} \int d^2z \left( \frac{2}{\alpha'} \partial X^\mu \bar{\partial} X_\mu + \psi^\mu \bar{\partial} \psi_\mu + \bar{\psi}^\mu \partial \bar{\psi}_\mu \right) \quad (3.2)$$

同时可以引入玻色鬼场  $bc$  以及费米鬼场  $\beta\gamma$ :

$$S_{\text{gh}} = \frac{1}{2\pi} \int d^2z (b \bar{\partial} c + \bar{b} \partial \bar{c} + \beta \bar{\partial} \gamma + \bar{\beta} \partial \bar{\gamma}) \quad (3.3)$$

共形变换以及相应的超共形变换的能动张量为:

$$\begin{aligned} \frac{\delta S_m}{\delta g} \sim T^m(z) &= -\frac{1}{\alpha'} : \partial X \cdot \partial X : - \frac{1}{2} : \psi \cdot \partial \psi : \\ \frac{\delta S_m}{\delta \chi} \sim G^m(z) &= i \sqrt{\frac{2}{\alpha'}} \psi^\mu \partial X_\mu \end{aligned} \quad (3.4)$$

①  $\rho$  是二维 gamma 矩阵。

② 二维情况下总可以选取  $\rho$  的实表示从而要求  $\Psi$  为实的, 这在二维情况下意味着是 Majorana 旋量

由于  $g, \chi$  都没有动力学,  $T^m, G^m$  应当为 0 类似 2.22 作为约束出现。另外  $bc\beta\gamma$  鬼场总共对中心荷贡献  $-15$ , 而玻色场贡献  $D$ , 费米场贡献  $\frac{D}{2}$ , 所以共形反常消去必须要求:

$$\boxed{D_{\text{super}} = 10} \quad (3.5)$$

后面的讨论主要针对左模。类似开弦边界条件 2.9 的边界条件选取消去作用量泛函导数的边界项贡献, 最终加倍技巧后体现为左右模相等 2.35。而对 RNS 超弦, 类似的条件会导致世界面超场左右模之间相差正负号, 从而给出两种不同的超场模展开:

$$\psi_{\text{NS}}^\mu(z) = \sum_{r \in \mathbb{Z} + \frac{1}{2}} \psi_r^\mu z^{-r - \frac{1}{2}}, \quad \psi_{\text{R}}^\mu(z) = \sum_{n \in \mathbb{Z}} \psi_n^\mu z^{-n - \frac{1}{2}} \quad (3.6)$$

世界面超场应当看作是在复平面的双覆盖黎曼面上定义。世界面超流  $G$  以及  $\beta\gamma$  鬼场同样可以分为 NS 和 R 两个部分, 只是  $z$  的指数依赖要根据共形权重写。后面会看到 R 部分负责产生费米子, NS 部分负责产生玻色子。对于闭弦, 边界条件 2.8 变化为超场可以满足周期性或者反周期性。左右模部分可以分别处于 NS, R 部分, 所以总共有四个部分。

最后来讨论一下费米物质场的真空。玻色场的真空由  $\alpha_{n \geq 1}^\mu$  湮灭的  $|0; p^\mu\rangle$  生成, 其中  $p^\mu \propto \alpha_0^\mu$  用来标记真空动量  $p^\mu$ 。类似的, 费米物质场真空也由对应的湮灭算符产生:

$$\psi_{r \geq \frac{1}{2}}^\mu |0, p\rangle_{\text{NS}} = 0, \quad \psi_{n \geq 1}^\mu |0, p\rangle_{\text{R}} = 0 \quad (3.7)$$

$\psi_0$  类似  $\alpha_0$  既不是产生也不是湮灭算符, 而是用于标记简并的真空态。不过  $\psi_0$  只存在于 R 部分真空, 所以 NS 部分的真空依旧直接是  $|0\rangle_{\text{NS}}$ , 而且这也正是  $\frac{1}{2}$  共形权的  $\psi$  场的  $SL(2, \mathbb{C})$  不变真空。注意到  $\psi_0$  之间满足:

$$[\psi_0^\mu, \psi_0^\nu] = \eta^{\mu\nu} \xrightarrow{\Gamma \sim \sqrt{2}\psi_0} [\Gamma^\mu, \Gamma^\nu] = 2\eta^{\mu\nu} \quad (3.8)$$

也就是说 R 部分真空应当处于  $SO(9, 1)$  的旋量表示也就是十维 Clifford 代数表示中, 是具有  $2^5 = 32$  个分量的 Dirac 旋量  $|A'\rangle_{\text{R}} = |A\rangle \oplus |\dot{A}\rangle$ , 现在考虑  $G^m = 0$  的限制要求, 类似 2.24, 对 R 部分有:

$$G_{n \geq 0}^m |\text{phys}\rangle_{\text{R}} = \sum_{m \in \mathbb{Z}} \alpha_m \cdot \psi_{m-n} |\text{phys}\rangle_{\text{R}} = 0 \quad (3.9)$$

这个时候由于3.4中  $G^m$  部分  $\psi$  与  $\partial X$  之间 OPE 正则, 所以不需要引入类似2.24的正规排序常数<sup>①</sup>。考虑  $n = 0$  时类似  $L_0 = 0$  的质量在壳条件, 物质场超流要求的在壳条件可以改写为下面的 Dirac-Ramond 方程:

$$\left( p \cdot \Gamma + \frac{2\sqrt{2}}{\ell} \sum_{n=1}^{\infty} (\alpha_{-n} \cdot \psi_n + \psi_{-n} \cdot \alpha_n) \right) |\text{phys}\rangle_R = 0 \quad (3.10)$$

上述方程对真空态退化为  $p \cdot \Gamma |0\rangle = 0$  即 Dirac 方程。这一方程将每个 Weyl 分量从 16 缩减到 8。后面 GSO 投影会对这一自由度再次进行修正。

NS 真空是  $SL(2, \mathbb{C})$  不变真空, 而 R 真空实际上可以看作是 NS 真空的激发态, 自旋场<sup>②</sup>将这两个真空联系起来:

$$|A'\rangle_R = \lim_{z \rightarrow 0} S_{A'}(z) |0\rangle_{NS}, \quad {}_R \langle A'| = \lim_{z \rightarrow \infty} {}_{NS} \langle 0| S_{A'}(z) z^{D/8} \quad (3.11)$$

$z^{D/8}$  的出现是 BPZ 共轭的要求<sup>[13]</sup>,  $S_A$  的共形权为  $\frac{D}{16} = \frac{5}{8}$ , 其来自于 R 部分物质场真空能贡献, 相应的 NS 部分物质场真空能贡献为 0:

$$a_R^m = \frac{1}{24} c^m + \left( -\frac{1}{24} + \frac{1}{24} \right) D = \frac{1}{16} D \quad (3.12)$$

能动张量非主场, 共形变换贡献  
玻色场贡献      费米场贡献

### 3.2 正则量子化

本节使用光锥量子化处理 RNS 超弦, 好处是规范完全固定, 只用讨论物质场, 能方便看出粒子谱的超对称性<sup>③</sup>。后面再使用 BRST 量子化来构造协变的顶角算符, 后面的讨论以开弦为例。

玻色场的光锥规范依旧和第2章的讨论相同, 费米场 NS 部分的光锥规范有如下的简单形式:

$$\psi^+ = 0 \quad (3.13)$$

R 部分同上式一样, 唯一不同是保留零模, 用于生成简并 R 真空。而  $\psi^-$  部分同样也可以用横向振动激发描述。所以  $\psi^\pm$  不再拥有动力学, 我们只需要关注横向振动激发。粒子谱由  $\psi_\bullet^i, \alpha_\bullet^i$  作用在 R 和 NS 真空上得到。

① 这其实也是因为鬼场和物质场对 R 真空的总真空能贡献为 0。

② 其本质来源于  $\psi$  的玻色化<sup>[3,12]</sup>, 不过后续计算我们并不会过多使用  $S_A$ 。

③ 协变量子化可见 Oliver Schlotter 的在线讲义。

NS 部分的质量谱可以从  $L_0^m$  最高权限制给出的在壳条件推出：

$$\alpha' m_{NS}^2 = \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_{-n}^i \alpha_n^i + \sum_{r=1/2}^{\infty} r \psi_{-r}^i \psi_r^i - \frac{1}{2} \quad (3.14)$$

这里  $-\frac{1}{2}$  来源于3.12类似的计算，注意还要加上鬼场的贡献，同理 R 部分有：

$$\alpha' m_R^2 = \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_{-n}^i \alpha_n^i + \sum_{n=1}^{\infty} n \psi_{-n}^i \psi_n^i \quad (3.15)$$

不过从3.14能看出 NS 部分依旧存在快子态。

### 3.3 GSO 投影

RNS 形式只保证了世界面上的超对称性，而我们更应当要求保留十维靶空间的超对称性。这一点需要在量子化的基础上剔除一些态。定义如下的 G 宇称算符：

$$\begin{aligned} G_{NS} &= (-1)^{F+1} = (-1)^{\sum_{r=1/2}^{\infty} \psi_{-r}^i \psi_r^i + 1} \\ G_R &= \Gamma_{11} (-1)^{\sum_{n=1}^{\infty} \psi_{-n}^i \psi_n^i} \end{aligned} \quad (3.16)$$

其中  $\Gamma_{11} = \Gamma_0 \Gamma_1 \dots \Gamma_9$ 。GSO 投影要求 NS 部分的态满足  $G_{NS} = +1$ ，显然快子态不满足这一要求，所以被剔除了，基态变为无质量矢量玻色子激发  $\psi_{-1/2}^i |0\rangle_{NS}$ 。对于 R 部分，为了要求处于  $G_R$  本征态，则是要求剔除掉一般的手征。也就是说如果我们选取  $|\alpha; +\rangle_R$ <sup>①</sup> 作为基态，那么投影到  $G_R = +1$ ，反之投影到  $G_R = -1$ 。也就是说在 GSO 投影下，R 部分基态从  $8 \oplus 8$  破缺成了仅含一个手征 8。对于开弦来说，取左右手征完全只是人为约定。

但是对于闭弦，左右模的 R 部分真空完全可以取相同或者相反手征，然后再把两部分 GSO 投影后的谱拼起来，这就得到了表3.1所示两种不同的自洽的闭弦构造。

	Type IIA	Type IIB
$m^2 = 0$	$ \dot{\alpha}; -\rangle_R \otimes  \alpha; +\rangle_R$	$ \alpha; +\rangle_R \otimes  \alpha; +\rangle_R$
	$\tilde{\psi}_{-1/2}^i  0\rangle_{NS} \otimes \psi_{-1/2}^j  0\rangle_{NS}$	$\tilde{\psi}_{-1/2}^i  0\rangle_{NS} \otimes \psi_{-1/2}^j  0\rangle_{NS}$
	$\tilde{\psi}_{-1/2}^i  0\rangle_{NS} \otimes  \alpha; +\rangle_R$	$\tilde{\psi}_{-1/2}^i  0\rangle_{NS} \otimes  \alpha; +\rangle_R$
	$ \dot{\alpha}; -\rangle_R \otimes \psi_{-1/2}^i  0\rangle_{NS}$	$ \alpha; +\rangle_R \otimes \psi_{-1/2}^i  0\rangle_{NS}$

表 3.1 Type IIA/B 超弦

① 其实记号  $\alpha$  就已经表明了  $\Gamma_{11} = +1$ ，这里后面加个 + 只是为了符号更加清晰。

他们是可定向的闭弦理论，本身构造是不包含超弦的，为了引入开弦可以通过额外引入 D 膜。现在来观察无质量谱构成的超多重态：

$$\text{type IIA: } (8_v + 8_c) \otimes (8_v + 8_s), \quad \text{type IIB: } (8_v + 8_c) \otimes (8_v + 8_c) \quad (3.17)$$

- NS-NS 部分：A/B 型弦论都是  $8_v \otimes 8_v = 1 + 28 + 35 = \phi \oplus B_{\mu\nu} \oplus G_{\mu\nu}$ ，分解为伸缩子，反对称  $B$ -场以及引力子
- NS-R 和 R-NS 部分：注意到  $8_v \otimes 8_s = 8_c \oplus 56_s$  以及  $8_v \otimes 8_c = 8_s \oplus 56_c$ 。所以 A/B 型弦论的两个部分都给出伸缩超伴子和引力超伴子。但是 A 型超弦 NS-R 和 R-NS 的手性不一样，B 型则相同
- R-R 部分：对于 A 型超弦  $8_c \otimes 8_s = 8_v \oplus 56_t$ ，分解为 1-形式（矢量场）规范场和 3-形式规范场；对于 B 型超弦  $8_c \otimes 8_c = 1 + 28 + 35_+$ ，分解为 0-形式（标量场）、2-形式和 4-形式规范场。这些场统称为 R-R 形式场，类似 Yang-Mills 场作为 1-形式场  $A^\mu$  在世界线上的拉回与点粒子相互作用，高形式场可以与更高维带 R-R 荷的 D 膜相互作用，这是 D 膜作为 BPS 态在超弦中稳定存在的关键。

而且不难看出费米子自由度和玻色子自由度至少在  $m^2 = 0$  层面上是吻合的。实际上 GSO 投影后，玻色子（NS 部分生成）和费米子（R 部分生成）生成函数为：

$$f_{\text{NS}}(w) = \frac{1}{2\sqrt{w}} \left[ \prod_{m=1}^{\infty} \left( \frac{1+w^{m-1/2}}{1-w^m} \right)^8 - \prod_{m=1}^{\infty} \left( \frac{1-w^{m-1/2}}{1-w^m} \right)^8 \right] = \frac{\vartheta_3^4(\tau) - \vartheta_4^4(\tau)}{2\eta^{12}(\tau)}$$

$$f_{\text{R}}(w) = 8 \prod_{m=1}^{\infty} \left( \frac{1+w^m}{1-w^m} \right)^8 = \frac{\vartheta_2^4(\tau)}{2\eta^{12}(\tau)} \quad (3.18)$$

其中  $\vartheta_k(\tau)|_{w:=e^{2\pi i\tau}}$  是 Jacobi- $\theta$  函数， $\eta(\tau)|_{w:=e^{2\pi i\tau}}$  是 Dedekind- $\eta$  函数，定义可在<sup>[3]</sup>中找到。利用  $\vartheta_3^4 - \vartheta_4^4 = \vartheta_2^4$ <sup>[14-15]</sup>可立刻说明上述两生成函数等价，从而说明了在自由度层面靶空间超对称的保留。

本论文主要考虑开弦盘面振幅的计算，构造中即包含开弦谱的理论为 I 型超弦。其可以看作是由 IIB 型超弦将世界面宇称提升为规范对称性，从而取世界面  $\mathbb{Z}_2$  轨形投影得到，轨形不动点带来  $O9$  平面自然使得靶空间存在  $D9$  膜，而且由于需要消去引力反常，所以需要开弦带有  $SO(32)$  或  $E_8 \times E_8$  对称性<sup>①</sup>，只有前者对应 I 型超弦，所以要求有 32 个  $D9$  膜存在，后者可以在杂交弦中发挥作用。

<sup>①</sup> 利用 Green-Schwarz 机制消去反常还允许  $E_8 \times U(1)^{248}$  和  $U(1)^{496}$ ，不过<sup>[16]</sup>指出这两个李群其实无法自治消去反常。

这样得到的超弦也可以称作 IB 型超弦, IIA 型超弦由于左右模手征不同, 不存在世界面宇称对称性, 所以无法直接通过轨形投影得到对应得 I 型超弦理论, 但是可以先通过 T 对偶将 IIA 型超弦转换为 IIB 型超弦, 再同时取世界面和靶空间  $\mathbb{Z}_2$  轨形投影得到 IA 型超弦。由于宇称作为规范对称性存在, 所以 I 型超弦是非定向超弦。

本论文并不详细讨论自洽弦理论的构造问题, 仅仅考虑弦论振幅本身的计算问题。

### 3.4 RNS 超弦顶角算符

协变顶角算符的构造我们遵循<sup>[17-18]</sup>给出的方案。

#### 3.4.1 超鬼场真空

由于 BRST 量子化中鬼场也会同样贡献产生算符, 前面玻色弦中  $bc$  鬼场真空存在一些问题,  $\beta\gamma$  鬼场则更加麻烦。在共形场论的语言下, OPE 是最重要的东西, 其地位等同于正则对易关系<sup>①</sup>, 而玻色场 OPE 一般是  $\ln(z-w)$  形式, 费米场 OPE 一般是  $(z-w)^{-1}$  的形式。玻色化和费米化的想法就是将玻色场分解为费米场, 费米场满足某个 OPE, 但最终得到的玻色场 OPE 不变。而对于树图, 或者说球面, OPE 决定关联函数的奇异部分, 但球面上全纯函数只能是个常函数, 这意味着玻色化和费米化后不会改变关联函数, 这为求解问题带来了极大的方便! 利用这一思想我们将  $\beta\gamma$  进行费米化, 然后将一个费米自由度再进行玻色化:

$$\beta(z) =: e^{-\phi(z)} : \partial\xi(z), \quad \gamma(z) =: e^{\phi(z)} : \eta(z) \quad (3.19)$$

详细的 OPE 见附录。类似  $bc$  鬼场  $c$  共形权  $-1$  带来的问题,  $\gamma$  鬼场共形权  $-\frac{1}{2}$  导致  $\gamma_{1/2}$  作用于  $SL(2, \mathbb{C})$  上降低共形权但不将其湮灭。 $bc$  鬼场由于费米性带来的泡利不相容原理最多也只能允许作用一个  $c_1$ , 但是  $\gamma$  满足玻色统计, 这意味着真空共形权可以无限降低。另外对于 R 部分,  $\beta\gamma$  零模也会带来无穷多简并的真空, 如何理解这一点是本节的核心。

利用3.19我们可以先给出一个临时的办法, 也就是构造出一个基态, NS 部

<sup>①</sup> 其实最开始 OPE 就是作为场论量子化的替代途径引入的, 后来由于 CFT 处于重整化群不动点, OPE 形式简单, 所以作为 CFT 的标准语言。



分被  $\gamma_{1/2}$  湮灭, R 部分被  $\gamma_1$  湮灭:<sup>①</sup>

$$\text{NS: } |q = -1\rangle_{\beta,\gamma} =: e^{-\phi(0)} : |0\rangle, \quad \text{R: } |q = -1/2\rangle_{\beta,\gamma} =: e^{-\phi(0)/2} : |0\rangle \quad (3.20)$$

:  $e^{q\phi}$  : 便会类似  $c$  一样出现在 RNS 无积分顶角算符中。类似2.63, 可以定义如下超鬼数流:

$$j_{\beta,\gamma}(z) = - : \beta(z)\gamma(z) : \quad (3.21)$$

$\beta$  鬼数  $-1$ ,  $\gamma$  鬼数  $+1$ ,  $e^{q\phi}$  鬼数为  $q$ 。  $e^{q\phi}$  超鬼数为  $q$ , 其实在经过3.19的变换后,  $\xi, \eta, \phi$  系统存在一个新的守恒荷, 称为绘景数:

$$N_p = \oint \frac{dz}{2\pi i} (\xi\eta - \partial\phi) \quad (3.22)$$

$\beta\gamma$  本身的绘景数为 0, 所以用  $\beta, \gamma$  作用于真空上生成态空间不会改变绘景数。  $\xi$  鬼数为  $+1$ ,  $\eta$  为  $-1$ ,  $e^{q\phi}$  为  $q$ 。 3.20相当于选取了一个“海拔最高”的真空, 那么其它的更低能量的真空如何理解? 类似 Dirac 当年为了解释反粒子引入费米子海的概念, 这里我们应当引入玻色子海, 认为所有低能量的真空都被完全填充, 而且由于  $\beta\gamma$  鬼场是自由 CFT, 所以也不会造成真空不稳定衰变到其它真空的问题。从群表示的观点看, 绘景数  $q$  相当于给出了不同的  $\beta\gamma$  鬼场的表示, 而 :  $e^{q\phi}$  : 沟通了这些不同真空。不同的真空上产生出的希尔伯特空间应当认为描述的是同一个态空间, 只是他们带有不同的绘景数。

就像是  $bc$  鬼场对真空的影响, 导致积分顶角算符和无积分顶角算符之间可以相互转换用于描述同一个物理态从而抵消  $Q_{b,c}$ 。同样的, 我们应该预期  $\beta\gamma$  也会有零模的插入, 实际上3.21也不是共形主场:

$$T_{\beta,\gamma}(z)j_{\beta,\gamma}(w) \sim \frac{+2}{(z-w)^3} + \frac{j_{\beta,\gamma}(w)}{(z-w)^2} + \frac{\partial j_{\beta,\gamma}(w)}{z-w} \quad (3.23)$$

真空带有背景超鬼数  $Q_{\beta\gamma} + 2$ , 对于更一般的黎曼面有类似2.66:

$$Q_{\beta,\gamma} = N_\gamma - N_\beta = 2 - 2g \quad (3.24)$$

注意到绘景数来源于 :  $e^{q\phi}$  :, 其鬼数和绘景数都是  $q$ , 所以背景超鬼数的补偿也可以看作是要求关联函数绘景数为  $-2$ 。也就是说一个物理态会对应到多个不同绘景数的顶角算符, 只要绘景数之和为  $-2$ , 计算出来的弦振幅就是一样的。树级振幅只需要直到  $-1 \leq q \leq +\frac{1}{2}$  的顶角算符便可以始终构造非零的关联函数, 更高圈振幅需要更大绘景数的顶角算符。

<sup>①</sup> 这一选取常常称为正则绘景。

### 3.4.2 BRST 量子化

BRST 流形式为:

$$j_B = c \left( T + \frac{T_{b,c} + T_{\beta,\gamma}}{2} \right) - \gamma \left( G^m + \frac{G^{gh}}{2} \right) \quad (3.25)$$

其中  $G^{gh} \sim \frac{\delta S_{gh}}{\delta \chi}$  是鬼场超流, 具体形式见附录。BRST 荷可以利用超鬼荷分为三个部分:<sup>①</sup>

$$\begin{aligned} Q_{\text{BRST}} &= \oint \frac{dz}{2\pi i} j_B(z) = Q_0 + Q_1 + Q_2 \\ Q_0 &= \oint \frac{dz}{2\pi i} (c(T + T_{\beta,\gamma}) + :bc\partial c:) \\ Q_1 &= - \oint \frac{dz}{2\pi i} : \gamma G^m := - \oint \frac{dz}{2\pi i} : e^\phi \eta G^m : \\ Q_2 &= - \frac{1}{4} \oint \frac{dz}{2\pi i} : b\gamma^2 := - \frac{1}{4} \oint \frac{dz}{2\pi i} : be^{2\phi} \eta \partial \eta : \end{aligned} \quad (3.26)$$

分成三部分原因是超鬼数作为守恒荷, 最终 BRST 闭的态应当对每个鬼数的 BRST 算符分别闭, 后面的计算会简便一些。剩下的就是利用  $S_\alpha, \psi, X, b, c, \beta, \gamma$  构造 BRST 闭的顶角算符, 而且在顶角算符层面, NS 部分只能含有奇数个  $\psi$ , R 部分只能含有偶数个  $\psi$  而且自旋矩阵只能带手征 Weyl 指标, 这些可以从关联函数单值性的要求看出。而且算符应当有  $c : e^{q\phi} : \Phi$  的形式, 记相应的积分顶角算符为  $U := : e^{q\phi} : \Phi$ 。后面的讨论都在积分顶角算符下讨论,  $Q_1, Q_2$  的计算与  $c$  无关, 而  $Q_0$  闭的要求转化为要求结果为全导数。<sup>②</sup>计算下面的 OPE:

$$Q_0 : cU : \sim (h_U - 1) : \partial c c U : \quad (3.27)$$

所以  $Q_0$  闭仅仅要求  $U$  的共形权为 1 这相当于要求整体顶角算符共形权为 0, 利用  $e^{q\phi}$  共形权为  $-\frac{q^2}{2} - q$  可以写下  $\Phi$  的共形权。考虑下面的  $q = -1, -\frac{1}{2}$  绘景的顶角算符以及  $q = 0, \frac{1}{2}$  绘景的顶角算符:

$$U^{q=-1, -\frac{1}{2}} = \begin{cases} \Phi_{h=1/2}^{\text{NS}}(z) e^{-\phi(z)} \\ \Phi_{h=5/8}^{\text{R}}(z) e^{-\phi(z)/2} \end{cases}, \quad U^{q=0, +\frac{1}{2}} = \begin{cases} \Phi_{h=1}^{\text{NS}}(z) e^{0\phi(z)} \\ \Phi_{h=13/8}^{\text{R}}(z) e^{+\phi(z)/2} \end{cases} \quad (3.28)$$

上面左右两边描述不同绘景下的同一个物理态。事实上, 绘景之间的变换有下面的关系:

$$U^{(q+1)} = \mathcal{P}U^{(q)} = 2[Q_{\text{BRST}}, \xi U^{(q)}] = 2 \oint_{C(w)} \frac{dz}{2\pi i} j_B(z) (\xi(w) U^{(q)}(w)) \quad (3.29)$$

<sup>①</sup> 但是总的鬼数还是 1。

<sup>②</sup> 因为  $cU(z) \leftrightarrow \int dz U(z)$

注意到  $Q_{\text{BRST}}$  绘景数为 0,  $\xi$  绘景数为 +1, 所以从绘景数的意义上上式良定义。另外, 似乎构造出来的新算符是 BRST 恰当的, 但是注意到  $\xi$  共形权为 0, 所以插入  $\xi(z)$  从算符对应的角度看相当于在态层面上插入  $\xi_0$ 。注意到 3.19 中的构造,  $\xi$  始终是以  $\partial\xi$  的形式出现, 类似于自由玻色场中  $X$  总是以  $\partial X$  的形式出现。这时  $X$  的零模  $\alpha_0$  不作为激发模式的生成元, 而是作为真空态的好量子数, 显然  $|0; k\rangle$  不会被看作是一个 BRST 恰当的态。同理  $\xi_0$  也只是用来沟通不同绘景, 所以 3.19 虽然具有 BRST 恰当的形式, 但本质上并没有与物理态脱耦。上式联系不同绘景等同于  $bc$  鬼场中联系积分和无积分顶角算符的 2.59。

下面来考虑无质量顶角算符的具体构造, 后面我们不再使用上标区分 NS 和 R 部分, 他们分别对应绘景数为  $\mathbb{Z}$  和  $\mathbb{Z} + 1/2$ 。考虑如下  $q = -1$  的顶角算符的构造: <sup>①②</sup>

$$U^{(-1)}(z) = \epsilon_\mu \psi^\mu(z) e^{-\phi(z)} e^{ik \cdot X(z)} \quad (3.30)$$

$Q_0$  由于共形权为 0 自动满足, 计算  $Q_1$ :

$$Q_1(z) U^{(-1)}(0) \sim \epsilon \cdot k \sqrt{\frac{\alpha'}{2}} \oint \frac{dz}{2\pi i} \frac{\eta(0)}{z^2} : e^{ik \cdot X(z)} : \Rightarrow \epsilon \cdot k = 0 \quad (3.31)$$

另外注意到:

$$Q_{\text{BRST}} : -2\phi \partial\xi e^{ik \cdot X} : \sim k_\mu : \psi^\mu e^{-\phi} e^{ik \cdot X} : \quad (3.32)$$

所以  $\epsilon \cong \epsilon + k$ 。同样可以验证  $R$  部分有顶角算符:

$$U^{(-\frac{1}{2})}(z) = u^\alpha S_\alpha(z) e^{-\frac{1}{2}\phi(z)} e^{ik \cdot X(z)} \quad (3.33)$$

利用 3.29 可以得到更高绘景的顶角算符:

$$\begin{aligned} U^{(+\frac{1}{2})} &= [Q_1 + Q_0 + Q_2, 2\xi U^{(-\frac{1}{2})}] \\ &= \frac{1}{\sqrt{\alpha'}} u^\alpha \left\{ e^{\frac{1}{2}\phi} (i \partial X^\mu + \frac{\alpha'}{8} (k \cdot \psi) \psi^\mu) (\Gamma_\mu)_\alpha^\beta S_{\dot{\beta}} \right\} e^{ik \cdot X} \\ &\quad - 2 \partial(\xi c U^{(+\frac{1}{2})}) + \frac{1}{2} b \eta e^{\frac{3}{2}\phi} u^\alpha S_\alpha e^{ik \cdot X} \\ &\cong U^{(-\frac{1}{2})} \quad \uparrow \text{decoupled} \end{aligned} \quad (3.34)$$

① 后面提到顶角算符, 都是在 NOP 的意义下定义的, 后面省略符号  $: \bullet :$ 。

② 似乎到了 RNS 超弦, 顶角算符鬼数明显不为 0, 这种超鬼数的非零复杂性可以从 BRST 算符可以分解为  $Q_{0,1,2}$  一瞥。但是最终可观测的关联函数保证无鬼。

最后两项的解耦性（至少在树图的解耦性），第一个是因为全导数在世界面积分后无贡献，第二个是因为树图不含  $b$  零模的插入。BRST 闭要求费米子波函数满足 Weyl 方程  $\not{p}u = 0$ 。对于 NS 部分：

$$U^{(0)} = \sqrt{\frac{2}{\alpha'}} \epsilon_\mu \left( i \partial X^\mu + \frac{\alpha'}{2} (k \cdot \psi) \psi^\mu \right) e^{ik \cdot X} \cong U^{(-1)} \quad (3.35)$$

式3.30, 3.33, 3.34以及3.35构成了树图计算所需的全部顶角算符。它们对应的无积分顶角算符可以作用  $c$  得到，上面推导只是左模部分，对于右模部分只需要把左右模乘起来就好了比如  $U^{(-1,0)} = U^{(-1)} \otimes \tilde{U}^{(0)} \cong U^{(0,0)}$ ，对应的无积分顶角算符可以作用  $c\tilde{c}$  得到。而 IIA 型和 IIB 型的区别体现在左右模顶角算符费米子波函数  $u_A$  带的 Weyl 指标是相同手征还是反手征。有质量态的顶角算符构造可以在<sup>[12]</sup>中找到。

另外说一句，上面都是在升高  $q$ ，反过来也可以问能不能找到  $q < -1$ ，在作用绘景变换算符后得到  $q \leq -1$ 。计算表明这样的顶角算符是解耦的，与任何物理态之间的关联函数都是 0。正如前面所说  $|q = -1, -\frac{1}{2}\rangle$  是“最高海拔”的真空。

现在来讨论绘景变换算符3.29形式的原因。通过计算不难发现  $q = -1, 0$  绘景下的  $\Phi^{\text{NS}}$  之间有如下 OPE：

$$G^m(z) \Phi_h^{\text{NS}}(w) \sim \frac{\frac{1}{2} \Phi_{h+\frac{1}{2}}^{\text{NS}}}{z-w} \quad (3.36)$$

从这里可以看出  $(\Phi_h^{\text{NS}}, \Phi_{\text{NS}}^{\text{NS}})$  构成超对称主场对，他们由世界面超对称联系起来。提取上式的一阶极点留数有：

$$\Phi_{h+1/2}^{\text{NS}}(w) e^{0\phi(w)} = 2 \oint \frac{dz}{2\pi i} G^m(z) \Phi_h^{\text{NS}}(w) = 2(G_{-1/2}^m \Phi_h^{\text{NS}})(w) \quad (3.37)$$

所以绘景变换算符  $\mathcal{P}$  的作用可以看作是作用  $G_{-r}^m$ ，R 部分同样有此性质。也就是说绘景变换无非是世界面上的超对称变换，而 RNS 超弦天然保留世界面超对称性，所以从这个角度上不难理解不同绘景下的顶角算符在关联函数的意义上等价，所以在计算散射振幅时描述同一个物理态。也可以直接代入3.29进行验证，即证明下式：

$$\langle \dots V_i^{(q_i+1)}(z_i) \dots V_j^{(q_j)}(z_j) \dots \rangle \stackrel{?}{=} \langle \dots V_i^{(q_i)}(z_i) \dots V_j^{(q_j+1)}(z_j) \dots \rangle \quad (3.38)$$

插入绘景变换算符:

$$\begin{aligned} \left\langle \dots \oint_{z_i} \frac{dw}{2\pi i} j_B(w) \xi(z_i) V_i^{(q_i)}(z_i) V_j^{(q_j)}(z_j) \dots \right\rangle \\ \stackrel{?}{=} \left\langle \dots V_i^{(q_i)}(z_i) \oint_{z_j} \frac{dw}{2\pi i} j_B(w) \xi(z_j) V_j^{(q_j)}(z_j) \dots \right\rangle \end{aligned} \quad (3.39)$$

这里就相当于在4.21中消除  $V_{CKG}$  插入  $c$  零模的处理, 只是这里插入的是  $\xi_0$ , 类似关联函数与  $c$  的插入点无关,  $\xi$  的插入点也可以随便更换:

$$\begin{aligned} \text{LHS} &= \sum_k \left\langle \dots \oint_{\{z_k \neq z_i\}} \frac{dw}{2\pi i} j_B(w) V_i^{(q_i)}(z_i) \xi(z_j) V_j^{(q_j)}(z_j) \dots \right\rangle \\ &= \sum_k \left\langle \dots \oint_{z_j} \frac{dw}{2\pi i} j_B(w) V_i^{(q_i)}(z_i) \xi(z_j) V_j^{(q_j)}(z_j) \dots \right\rangle = \text{RHS} \end{aligned} \quad (3.40)$$

这里第一个等号利用了柯西定理更换围道, 第二个等号利用了 BRST 闭的特性, 如图3.1。

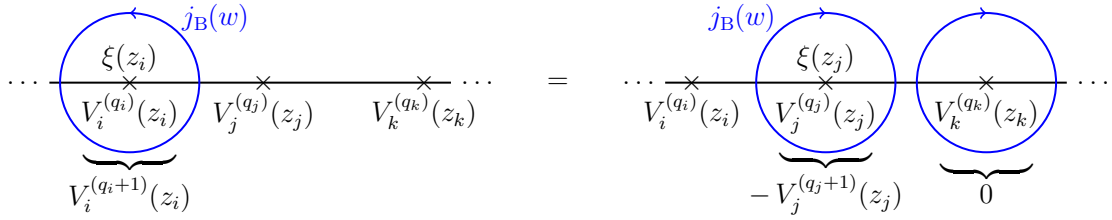


图 3.1 围道替换



## 4 弦微扰论

本节核心是将2.39的规范固定于黎曼曲面模空间相联系, 并利用鬼场进行计算。弦微扰论目前前沿研究方向可见<sup>[1]</sup>, 超弦的规范固定比较复杂, 详细可见<sup>[19]</sup>。本节还给出了一些玻色弦和超弦振幅的计算例子, 以及 Kawai-Lewellen-Tye 关系<sup>[20]</sup>和单值关系<sup>[21]</sup>。

### 4.1 模空间测度

2.39的路径积分是对所有  $\text{diff} \times \text{Weyl}$  二维闭曲面等价类 ( $\mathcal{D}g$ ) 以及到靶空间的嵌入 ( $\mathcal{D}X$ ) 的求和。在数学上,  $\text{diff}$  的等价类由黎曼流形描述, 多模去  $\text{Weyl}$  的等价类则由一维复流形, 也就是黎曼曲面描述。我们首先从数学上对此进行叙述, 这是代数几何中标准的内容<sup>[22-24]</sup>, 我们选用更容易接受的物理些的讲法<sup>[25-26]</sup>。

#### 4.1.1 黎曼曲面模空间

黎曼曲面本身的定义是不含度规的, 但是考虑在二维曲面  $M$  上加入不同的度规结构  $[g]_{\text{diff}}$  使之称为黎曼流形。下标  $\text{diff}$  提醒度量本身与坐标卡选取无关<sup>①</sup>。可以证明任意一个度规结构  $g$  都给出了  $M$  上的复结构, 而且此复结构仅仅依赖于度规的共形结构, 也就是等价类  $[g]_{\text{diff} \times \text{Weyl}}$ , 反过来, 任意一个黎曼曲面都存在唯一一个与复结构相容的共形结构  $[g]$ 。这样我们就把  $\mathcal{D}[g]_{\text{diff} \times \text{Weyl}}$  的计算彻底与黎曼表面上的复结构关联起来了。

类似微分同胚的定义, 可以给出黎曼曲面之间全纯同构 (共性等价) 的概念, 全纯同构对黎曼曲面进行了非常强的划分:

#### 单值化定理

任何黎曼曲面  $M$  都共形等价于  $\hat{M}/\pi_1(M)$ , 其中  $\hat{M}$  为  $M$  的泛覆盖空间, 有下面几种情况:

$$\hat{M} = \begin{cases} \mathbb{C} \cup \{\infty\} \cong \mathbb{CP}^1 \\ \mathbb{C} \\ \mathbb{H} \end{cases}$$

其中  $\mathbb{H}$  是上半复平面。

<sup>①</sup> 在物理上微分同胚变换总是用不严谨的坐标变换替代, 而数学上更偏向使用坐标无关的语言。

但是我们真正希望考虑的是复结构，复结构对黎曼曲面的刻画比全纯同构细的多。或者说不同的复结构之间可以是全纯同构的。而复结构的刻画就依赖于黎曼曲面的模空间，记为  $\mathfrak{M}_g$ ，下标  $g$  表示亏格。而亏格为  $g$  的黎曼面上的所有度量结构记作  $\mathcal{M}_g$ 。

上面的叙述似乎较为抽象，更加具体的方法是利用复结构与  $[g]$  的一一对应：

$$\delta g_{ab} = \text{diff} \oplus \text{weyl} \oplus \text{moduli} = -2(P_1 \delta \sigma)_{ab} + (2\delta \omega - \nabla \cdot \delta \sigma) g_{ab} + \sum_{k=1}^{\dim \mathfrak{M}_g} \delta t^k \partial_{t^k} \hat{g}_{ab} \quad (4.1)$$

这里利用了  $n$  阶对称无迹张量  $v$  到  $n+1$  阶对称无迹张量  $u$  的算符  $P_n$ ：<sup>①</sup>

$$(P_n v)_{a_1 \dots a_{n+1}} \equiv \nabla_{(a_1} v_{a_2 \dots a_{n+1})} - \frac{n}{n+1} g_{(a_1 a_2} \nabla_{|b|} v_{a_3 \dots a_{n+1})}^b \quad (4.2)$$

且此算符是唯一的，其共轭算符  $P_n^T$  定义为：

$$(P_n^T u)_{a_1 \dots a_n} \equiv -\nabla_b u_{a_1 \dots a_n}^b \quad (4.3)$$

式4.1中  $\text{diff} \oplus \text{weyl}$  是规范冗余，是等价类  $[g]$  内部的映射，而  $\text{moduli}$  则是黎曼面上不同的复结构，是等价类之间的变换， $t^k$  用来标记不同复结构。计算  $\mathcal{D}[g]$  首先要选取一个规范固定  $\hat{g}$ ，然后利用  $\text{diff} \oplus \text{weyl}$  规范变换积分掉整个等价类  $[g]$ ，与  $V_{\text{diff} \times \text{weyl}}$  抵消，然后在模空间上进行积分跑遍所有的等价类  $[g]$ 。先取规范固定，然后积分掉规范自由度的过程，可以用图4.1表示。思想其实和 Yang-Mills 理论一样，但是弦论中选取一个规范固定无法用规范变换  $\zeta$  跑遍所有的  $\mathcal{D}g$ ，所以还需要最后用模空间积分遍历。

虽然前面把  $[g]$  和复结构对应起来了，这告诉我们路径积分包含模空间的积分，但是为了对  $\text{diff} \oplus \text{weyl}$  积分，取规范固定  $\hat{g}$  后完全定下规范了吗？或者说我们建立了和规范变换  $\zeta$  和  $[g]$  内元素的一一对应吗？这样  $\int [\mathcal{D}\zeta]$  才等于  $V_{\text{diff} \times \text{weyl}}$  从而完全消去规范冗余。但显然不是的，从前面光锥规范就能看出，单纯取等温坐标固定  $g$  没有完全定下规范，还又共形变换作为  $\text{diff} \oplus \text{weyl}$  的子群没有固定。同样的，规范变换  $\zeta$  跑遍了  $[g]$  中的元素，但是  $\text{diff} \oplus \text{weyl}$  变换的子群 CKG 变换  $\hat{g}$  后仍得到  $\hat{g}$ ，也就是说在规范固定点  $\hat{g}$  处仍有冗余的规范  $V_{\text{CKG}}$  没有被消除。在数学上与之相关的群被称为黎曼曲面的自同胚群  $\text{Aut}(M)$ 。如果这个群是离散群，那么只需要除去  $n_R = |\text{Aut}(M)|$  就可以消去规范，但是如果这个群是连续

<sup>①</sup> 这里  $|b|$  表示  $b$  不参与下标对称化。



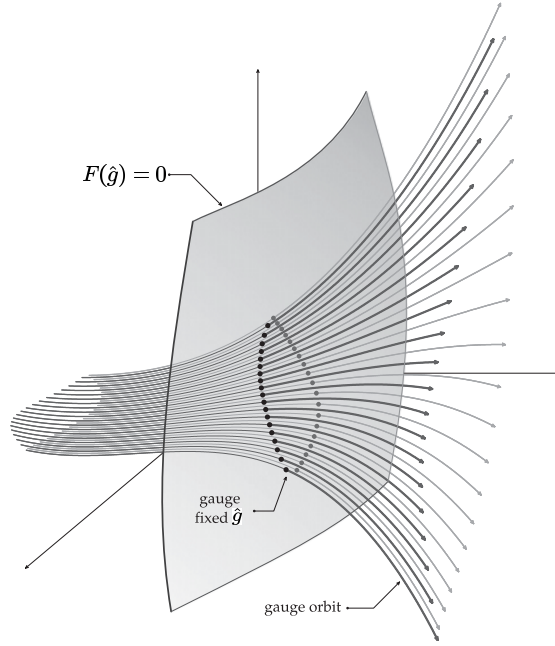


图 4.1 规范固定

李群，这对应黎曼曲面  $\pi_1(M)$  是阿贝尔群的情况<sup>①</sup>，CKG 的消去可以通过固定黎曼面上的某几个点来消去，也就是说规范选取变成了  $(\hat{g}, \hat{\sigma}_{i \in \mathcal{F}})$ ，可以解释为固定了其中几个顶角算符的插入点<sup>②</sup>，具体是固定哪几个顶角算符以及固定点的坐标  $z_{i \in \mathcal{F}}$  并不会影响最终的关联函数结果。自然联想到这种顶角算符的固定是通过积分顶角算符到无积分顶角算符之间的转换实现的，后面会看到的确如此。

上面规范固定的过程可以看作是下面的积分测度变换：

$$\mathcal{D}g d^{2n}\sigma \rightarrow |J| \mathcal{D}\zeta d^\mu t d^{2n-\kappa}\sigma \quad (4.4)$$

其中  $|J|$  是变换的雅可比行列式。其中  $\mu = \dim \mathfrak{M}_{g,n}$ ， $\kappa$  则是 CKG 生成元个数。注意，在黎曼曲面上固定一个点需要一个“复”的 CKG 生成元，也就是一对实的 CKG 生成元来固定，例外是对于开弦顶角算符，由于其插入点在盘面边界圆周  $\text{Re } z = 0$ ，所以只需要一个实的 CKG 生成元就能固定。后面谈到维数均指复维数。下面来计算几个简单黎曼面的自同胚群。

<sup>①</sup> 对应的黎曼曲面称为例外黎曼面。

<sup>②</sup> 本文不考虑顶角算符个数不足以固定插入点的情况。

### 黎曼曲面自同胚群

黎曼曲面  $M$  的自同胚群可以利用其基本群在其泛覆盖空间  $\hat{M}$  中的正规化子计算:

$$\text{Aut}(M) \cong N(\pi_1(M))/\pi_1(M), \quad N(G) := \{h \in \text{Aut}(\hat{M}) | hGh^{-1} = G\}$$

所以首先要对三种不同的泛覆盖空间的自同胚群进行计算, 结果如下:

$$\text{Aut}(\mathbb{CP}^1) \cong PSL(2, \mathbb{C}), \quad \text{Aut}(\mathbb{C}) \cong \text{Aff}(1, \mathbb{C}), \quad \text{Aut}(\mathbb{H}) \cong PSL(2, \mathbb{R}) \quad (4.5)$$

注意到比如  $\mathbb{CP}^1$  和  $\mathbb{H}$  的自同胚群都包含两个连通分支, 其中单位元存在的连通分支  $\text{Aut}_0(M)$  才生成 CKG。闭弦树级振幅涉及到球面, 对应  $\text{Aut}_0(S^2) = SL(2, \mathbb{C})$ , 其有三个复自由度, 所以可以固定球面上三个点。一圈振幅对应环面  $\text{Aut}_0(T^2) = \mathcal{T}_{\mathbb{C}}$ , 即由复平面上的平移群生成, 所以可以在环面上固定一个点。同时离散对称性  $\sigma^a \rightarrow -\sigma^a$  同样不会改变环面上的  $\hat{g}$ , 这个  $\mathbb{Z}_2$  对称性给出  $n_R = 2$ 。开弦树级振幅对应盘面也即上半复平面, 对应 CKG 为  $\text{Aut}_0(D_2) \cong SL(2, \mathbb{R})$ , 有三个实自由度, 所以同样可以固定盘面边界上三个顶角算符插入点。

模去共形 Killing 群后, 我们考虑的黎曼曲面  $\mathcal{M}_g$  变成了带标记点的黎曼曲面  $\mathcal{M}_{g,n}$ , 现在来关注其模空间  $\mathfrak{M}_{g,n}$ 。注意到  $\delta_m g_{ab}$  与  $\text{diff} \times \text{weyl}$  正交:

$$\begin{aligned} 0 &= \int d^2\sigma g^{1/2} \delta_m g_{ab} [-2(P_1 \delta \sigma)^{ab} + (2\delta\omega - \nabla \cdot \delta\sigma)g^{ab}] \\ &= \int d^2\sigma g^{1/2} [-2(P_1^T \delta' g)_a \delta \sigma^a + \delta_m g_{ab} g^{ab} (2\delta\omega - \nabla \cdot \delta\sigma)] \\ &\Rightarrow g^{ab} \delta_m g_{ab} = 0, \quad (P_1^T \delta_m g)_a = 0 \end{aligned} \quad (4.6)$$

第一个无迹条件自动满足, 迹包含在 Weyl 变换项中, 第二个条件说明模空间对应  $\ker P_1^T$ 。另外 CKG 生成元满足的共形 Killing 方程可以写为:

$$(P_1 \delta \sigma)_{ab} = 0 \quad (4.7)$$

所以 CKG 对应  $\ker P_1$ , 模空间维数与 CKG 维数之间有如下公式:

### Riemann-Roch 公式

$$\dim \ker P_n - \dim \ker P_n^T = (n + \frac{1}{2})\chi = (2n + 1)(1 - g) \quad (4.8)$$

上式4.8只是 Riemann-Roch 定理的一个特例。注意到  $\kappa$  正好对应黎曼曲面上固定点的个数，所以上述结果可以推广到固定点任意多的黎曼曲面模空间：

#### 模空间维数

亏格为  $g$  且带  $n$  个标记点的黎曼曲面模空间是一个连通光滑的复轨形，维数为：

$$\dim \mathfrak{M}_{g,n} = 3g - 3 + n \quad (4.9)$$

且我们考虑  $2g - 2 + n > 0$  情况，这对应  $\text{Aut}(M_{g,n})$  是有限群，也即固定点后完全模去了 CKG。

模空间是一个复轨形来源于其有如下的计算方式<sup>①</sup>：

#### Teichmüller 空间

$\text{Diff}^+$  表示保定向的微分同胚变换， $\text{Diff}_0$  表示与单位映射同伦的微分同胚。则定义模群  $\Gamma_g^a$  和 Teichmüller 空间  $\mathfrak{T}_g$ ：

$$\Gamma_g := \text{Diff}^+(M)/\text{Diff}_0(M), \quad \mathfrak{T}_g \equiv \frac{\mathcal{M}_g}{\text{Weyl}(M) \times \text{Diff}_0(M)}$$

黎曼曲面模空间有如下轨形形式：

$$\mathfrak{M}_g = \mathfrak{T}_g/\Gamma_g \quad (4.10)$$

$a$  也常称为 Mapping Class Group。

利用4.9计算发现球面  $g = 0, n = 3$  情况模空间平凡，所以树图振幅不涉及模空间积分的计算。第一个非平凡的例子是环面  $g = 1, n = 1$ ，模空间维数为 1，环面上的复结构由下面的格生成：

$$\Gamma := \mathbb{Z}\alpha_1 + \mathbb{Z}\alpha_2 = \{n\alpha_1 + m\alpha_2 : n, m \in \mathbb{Z}\} \quad (4.11)$$

$T^2 \cong \mathbb{C}/\Gamma$ ,  $\alpha_{1,2} \in \mathbb{C}$ 。不同复结构由  $SL(2, \mathbb{Z})$  意义下不同构的格生成。两个复自由度  $\alpha_1, \alpha_2$  约化为一个。在4.10的观点下，环面的模空间为：

$$\mathfrak{M}_{1,1} = \mathbb{H}/PSL(2, \mathbb{Z}) \quad (4.12)$$

<sup>①</sup> 考虑不带标记点的简单情况。

所以模空间参数  $\tau$  可以通过模群限制在图4.3所示的阴影部分中，即模空间积分范围为：

$$\mathcal{F} := \left\{ \tau \in \mathcal{H} : -\frac{1}{2} \leq \text{Re}(\tau) \leq \frac{1}{2}, |\tau| \geq 1 \right\} \quad (4.13)$$

这种模空间边界的存在性，或者说因为模不变性，让弦论自然拥有一个截断，从而是紫外有限的理论。<sup>[27]</sup>

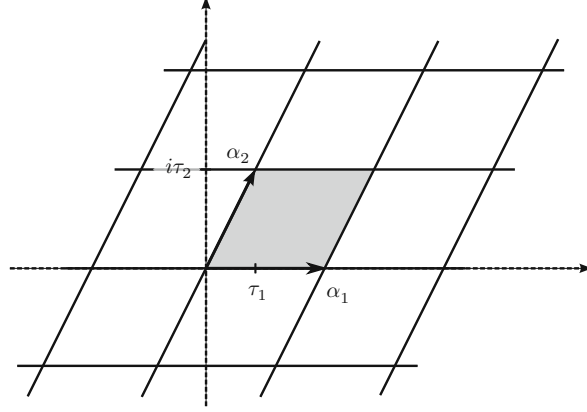


图 4.2 环面上不同的复结构，在  $SL(2, \mathbb{Z})$  同构的意义下，取  $(\alpha_1, \alpha_2) = (1, \tau)$

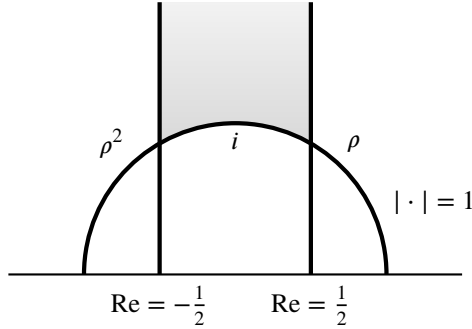


图 4.3 环面模空间的基本域， $\rho := e^{2\pi i/6}$

在黎曼面上积分的想法近年来也从弦论渗透到了场论振幅计算中，Cachazo-He-Yuan 形式给了场论振幅利用带标记点黎曼面上积分的统一形式<sup>[28–29]</sup>：

$$\mathcal{A}_n^{\text{tree}} = \int d\mu_n \mathcal{I}_n^L \mathcal{I}_n^R, \quad d\mu_n = \frac{d^n \sigma}{\text{volSL}(2, \mathbb{C})} \prod'_a \delta\left(\sum_{b \neq a} \frac{s_{ab}}{\sigma_{ab}}\right) \quad (4.14)$$

不同场论的区别在于 CHY 被积函数  $\mathcal{I}$ ，但是树级振幅都有上述的统一形式！

#### 4.1.2 FP 量子化

现在来计算4.4中的 Jacobi 行列式，这个积分测度变换对应插入：

$$1 = \Delta_{\text{FP}}(g, \sigma) \int_{\mathfrak{M}} d^\mu t \int_{\text{diff} \times \text{Weyl}} \mathcal{D}\zeta \delta(g - \hat{g}(t)^\zeta) \prod_{(a, i) \in \mathcal{F}} \delta(\sigma_i^a - \hat{\sigma}_i^{\zeta a}) \quad (4.15)$$

利用4.1以及标准的 FP 鬼场方法计算得到:

$$\Delta_{\text{FP}} = \frac{1}{n_R} \int \mathcal{D}b_{ab} \mathcal{D}c^a \exp(-S_g) \prod_{k=1}^{\mu} \frac{1}{4\pi} (b, \partial_{t^k} \hat{g}) \prod_{(a,i) \in \mathcal{F}} c^a(\hat{\sigma}_i), \quad S_g = \frac{1}{2\pi} (b, (\hat{P}_1 c)) \quad (4.16)$$

当  $\hat{g}$  取共形规范时  $b_{ab}$  和  $c^a$  退化为全纯和反全纯左右模, 也即2.32形式。这里涉及到对称无迹张量之间的内积, 定义为:

$$(t, t')_{\hat{g}} := \int d\sigma^a \hat{g}^{\frac{1}{2}}(t \cdot t') \quad (4.17)$$

这里  $\cdot$  表示对所有指标缩并。2.39规范固定后的形式为:

$$\begin{aligned} S_{j_1 \dots j_n}(k_1, \dots, k_n) &= \sum_{\substack{\text{worldsheet} \\ \text{topologies}}} \int_{\mathfrak{M}} \frac{d^{\mu} t}{n_R} \mathcal{D}X \mathcal{D}b \mathcal{D}c \exp(-S_m - S_g - \lambda \chi) \\ &\times \prod_{(a,i) \notin \mathcal{F}} \int d\sigma_i^a \prod_{k=1}^{\mu} \frac{1}{4\pi} (b, \partial_{t^k} \hat{g}) \prod_{(a,i) \in \mathcal{F}} c^a(\hat{\sigma}_i) \prod_{i=1}^n \hat{g}(\sigma_i)^{1/2} U_{j_i}(k_i, \sigma_i) \end{aligned} \quad (4.18)$$

由此可见固定顶角算符插入点确实相当于将无积分顶角算符换为积分顶角算符。

现在对  $bc$  进行模展开, 将上式与  $bc$  鬼场零模的插入联系起来。

$$\begin{aligned} c^a(\sigma) &= \sum_J c_J C_J^a(\sigma), \quad b_{ab}(\sigma) = \sum_K b_K B_{Kab}(\sigma) \\ P_1^T P_1 C_J^a &= \mu_J^2 C_J^a, \quad P_1 P_1^T B_{Kab} = \nu_K^2 B_{Kab} \end{aligned} \quad (4.19)$$

$C_J$ ,  $B_K$  在4.17内积的意义下正交归一。而且两者的非零模之间有一一对应:

$$B_{Jab} = \frac{1}{\nu_J} (P_1 C_J)_{ab}, \quad \nu_J = \mu_J \neq 0 \quad (4.20)$$

而且零模正好是  $\ker P_1^T$  和  $\ker P_1$  中的向量。FP 行列式4.16路径积分可以直接用模展开得到:

$$\begin{aligned} \Delta_{\text{FP}} &= \int \prod_{k=1}^{\mu} db_{0k} \prod_{j=1}^{\kappa} dc_{0j} \prod_J db_J dc_J \exp\left(-\frac{\nu_J b_J c_J}{2\pi}\right) \prod_{m=1}^{\mu} \frac{1}{4\pi} (b, \partial_{t^m} \hat{g}) \prod_{(a,i) \in \mathcal{F}} c^a(\sigma_i) \\ &= \int \prod_{k=1}^{\mu} db_{0k} \prod_{m=1}^{\mu} \left[ \sum_{k'=1}^{\mu} \frac{b_{0k'}}{4\pi} (B_{0k' m}, \partial_{t^m} \hat{g}) \right] \int \prod_{j=1}^{\kappa} dc_{0j} \prod_{(a,i) \in \mathcal{F}} \left[ \sum_{j'=1}^{\kappa} c_{0j'} C_{0j'}^a(\sigma_i) \right] \\ &\quad \times \int \prod_J db_J dc_J \exp\left(-\frac{\nu_J b_J c_J}{2\pi}\right) \\ &= \det \frac{(B_{0k}, \partial_{t^m} \hat{g})}{4\pi} \det C_{0j}^a(\sigma_i) \det' \left( \frac{P_1^T P_1}{4\pi^2} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (4.21)$$

第二个等号利用了格拉斯曼变量积分的性质, 只有在被积函数为积分变量的最高形式时才不为零。最后一个等号中  $\det'$  表示不考虑零模贡献, 否则显然  $\det = 0$ 。由上式不难看出规范固定的过程正是插入  $bc$  鬼场零模, 而 Riemann-Roch 定理  $\mu - \kappa$  给出的正是鬼数补偿, 其正好补偿背景鬼数 2.66。

虽然鬼场方法是极具物理思想的方法, 但是其推导出来的结果右有非常清晰的物理解释。4.21 中第三项可以看作是一个归一化系数不用过多考虑, 第二项  $c$  鬼场零模正好对应 CKG 生成元, 第一项在数学上相当于插入一些 Beltrami 微分, 是复结构的体现。而且, 单纯从形式上来说 4.18 有下面更简单的形式:

注意我们将所有的顶角算符插入点全部固定, 而增加了 Beltrami 微分, 这也是鬼数补偿的要求。相当于考虑亏格相同, 但是固定点更多的模空间:

$$\mathfrak{M}_{g, n+n_c+n_o}, \quad \dim \mathfrak{M} = -\frac{3}{2}\chi + \frac{1}{2}n_o + n_c \quad (4.22)$$

固定点的信息被转移到了模空间中去。但是从计算的角度上看依旧是 4.18 更方便, 因为模空间积分计算比较复杂。

前面都是对玻色弦考虑的, 超弦的情况要复杂得多。对于本篇论文, 只要知道树图是平凡的, 我们只需要关注物质场关联函数计算以及  $c$  鬼场的插入即可。RNS 超弦唯一多要求绘景数求和为 2。

## 4.2 树级关联函数计算

本节计算树级物质场和鬼场的关联函数, 直接从路径积分出发计算, 并说明此结果于 OPE 计算得到的结果相同。这里我们只对玻色部分物质场进行计算, 本章最后计算超弦振幅时会直接使用 OPE 计算费米部分关联函数。

观察玻色弦顶角算符, 需要计算如下物质场关联函数:

$$\left\langle \prod_{i=1}^n : e^{ik_i \cdot X(z_i, \bar{z}_i)} : \prod_{j=1}^p \partial X^{\mu_j}(z'_j) \prod_{k=1}^q \bar{\partial} X^{\nu_k}(\bar{z}''_k) \right\rangle \quad (4.23)$$

注意到:

$$i\rho_j \cdot \partial X e^{ik_j \cdot X(z_j)} = \exp \left( i[k_j \cdot X(z_j) + \rho_j \cdot \partial X(z_j)] \right) \Big|_{\text{linear in } \rho_j} \quad (4.24)$$

所以我们只需要计算下面的关联函数即可得到 4.23:

$$\left\langle \prod_i : \exp \left( i[k_{i\mu} X^\mu(z_i) + \rho_{i\mu} \partial X^\mu(z_i)] \right) : \right\rangle \quad (4.25)$$

不妨考虑下面更一般的配分函数计算,  $J = 0$  时即为真空配分函数:

$$Z[J] = \left\langle \exp \left( i \int d^2 \sigma J(\sigma) \cdot X(\sigma) \right) \right\rangle \quad (4.26)$$

利用类似4.19的模式展开技巧计算  $\mathcal{D}X$ :

$$\begin{aligned} X^\mu(\sigma) &= \sum_I x_I^\mu X_I(\sigma), \quad \nabla^2 X_I = -\omega_I^2 X_I, \quad X_0 = \left( \int d^2 \sigma g^{1/2} \right)^{-1/2} \\ (X_I, X_J) &= \delta_{IJ}, \quad J_I^\mu := \int d^2 \sigma J^\mu(\sigma) X_I(\sigma) \end{aligned} \quad (4.27)$$

带入到4.26得到:

$$\begin{aligned} Z[J] &= \prod_{I,\mu} \int dx_I^\mu \exp \left( -\frac{\omega_I^2 x_I^\mu x_{I\mu}}{4\pi\alpha'} + i x_I^\mu J_{I\mu} \right) \\ &= i(2\pi)^d \delta^d(J_0) \prod_{I \neq 0} \left( \frac{4\pi^2 \alpha'}{\omega_I^2} \right)^{d/2} \exp \left( -\frac{\pi \alpha' J_I \cdot J_I}{\omega_I^2} \right) \\ &= i(2\pi)^d \delta^d(J_0) \left( \det' \frac{-\nabla^2}{4\pi^2 \alpha'} \right)^{-d/2} \exp \left( -\frac{1}{2} \int d^2 \sigma d^2 \sigma' J(\sigma) \cdot J(\sigma') G'(\sigma, \sigma') \right) \end{aligned} \quad (4.28)$$

其中  $G'$  表示略去零模贡献的  $X^\mu$  格林函数:<sup>①</sup>

$$\begin{aligned} G'(\sigma_1, \sigma_2) &= \sum_{I \neq 0} \frac{2\pi\alpha'}{\omega_I^2} X_I(\sigma_1) X_I(\sigma_2) \\ -\frac{1}{2\pi\alpha'} \nabla^2 G'(\sigma_1, \sigma_2) &= \sum_{I \neq 0} X_I(\sigma_1) X_I(\sigma_2) = g^{-1/2} \delta^2(\sigma_1 - \sigma_2) - X_0^2 \end{aligned} \quad (4.29)$$

4.28计算中,  $x_I^0$  应当 Wick 转动到欧氏空间给出收敛的高斯积分, 另外物质场零模需要单独处理, 给出  $\delta$  函数, 后面会进一步解释。注意, 上面的计算结果原则上可以应用到任意世界面拓扑, 只是格林函数有所不同。上式中取:

$$J(\sigma) = \sum_{i=1}^n (k_i - \rho_i^a \partial_a) \delta^2(\sigma - \sigma_i) \quad (4.30)$$

便得到了4.25, 但是去掉 NOP。加上 NOP 的过程其实就是重整化的过程, 注意到  $G'(\sigma, \sigma) \rightarrow \infty$ , 记其不发散的全纯部分为  $G'_r$ 。4.28积分中  $\sigma = \sigma'$  时存在发散, 将其重整化为  $G'_r(\sigma, \sigma)$  发散便消除了。从共形场论的观点来看  $G'(\sigma_i, \sigma_j)$  是在计算  $V_i, V_j$  之间的缩并, 而  $G'(\sigma_i, \sigma_i)$  是在计算  $V_i$  内部的缩并, 显然发散, 但顶角算符本身是定义在 NOP 意义下。所以把  $G'$  替换为  $G'_r$  就是将 OPE 重整化为 NOP,

① 对  $X_0$  比较形象的解释源于世界面紧致, 来源于传播带来的背景荷。

去掉奇异项就是在去掉 NOP 内部的缩并。<sup>①</sup>下面以球面上的计算为例说明这样做的后果。

取共形规范，在球面上求解4.29得到：

$$\begin{aligned} G'_{S^2}(\sigma_1, \sigma_2) &= -\frac{\alpha'}{2} \ln |z_{12}|^2 + f(z_1, \bar{z}_1) + f(z_2, \bar{z}_2) \\ f(z, \bar{z}) &= \frac{\alpha' X_0^2}{4} \int d^2 z' \ln |z - z'|^2 + \text{const} \end{aligned} \quad (4.31)$$

显然  $G'$  被分为奇异部分和全纯部分  $G'_r$ ，为了简单起见取 4.30 中  $\rho = 0$ ：

$$\begin{aligned} &\langle : e^{ik_1 \cdot X(\sigma_1)} :: e^{ik_2 \cdot X(\sigma_2)} : \dots : e^{ik_n \cdot X(\sigma_n)} : \rangle_{S_2} \\ &= i C_{S^2}^X (2\pi)^d \delta^d(\sum_i k_i) \times \exp \left( -\frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^n k_i \cdot k_j G'(\sigma_i, \sigma_j) - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n k_i^2 G'_r(\sigma_i, \sigma_i) \right) \end{aligned} \quad (4.32)$$

不难发现物质场零模积分给出的  $\delta$  函数正好就是动量守恒，其中归一化常数将  $\delta(J_0)$  的 Jacobi 行列式吸收后定义为：

$$C_{S^2}^X = X_0^{-d} \left( \det' \frac{-\nabla^2}{4\pi^2 \alpha'} \right)_{S_2}^{-d/2} \quad (4.33)$$

这个归一化系数一般和模空间参数有关，而树图不涉及模空间积分，所以此归一化系数连带动量守恒  $i(2\pi)^d \delta^d(\sum_i k_i)$  在后续计算中全部略去。再利用 4.31 不难发现  $f(z, \bar{z})$  贡献的项都  $\propto \sum_i k_i$ 。从这个例子可以看出，在重整化加上 NOP 之后，只有格林函数的奇异部分会对关联函数有贡献，且求和时抛去  $\sigma = \sigma'$  的奇异项。而格林函数的奇异部分又正好对应 OPE，也就是说（至少对于树图）关联函数的非零模部分积分可以直接由 OPE 计算奇异部分给出，而非奇异部分给出动量守恒  $\delta$  函数。这与球面上亚纯函数只与奇异性有关相吻合。前面计算是左右模共同的结果，球面上左右模独立传播，取全纯部分给出4.25结果：

$$\prod_{i < j} (z_i - z_j)^{\frac{\alpha'}{2} k_i \cdot k_j} \exp \left\{ \frac{\alpha'}{2} \sum_{i < j} \frac{\rho_i \cdot \rho_j}{(z_i - z_j)^2} + \frac{\alpha'}{2} \sum_{i \neq j} \frac{k_j \cdot \rho_i}{(z_i - z_j)} \right\} \quad (4.34)$$

乘上厄米共轭便得到左右模共同贡献，即关联函数：

$$\left\langle \prod_i : \exp \left( i [k_{i\mu} X^\mu(z_i, \bar{z}_i) + \rho_{i\mu} \partial X^\mu(z_i) + \bar{\rho}_{i\mu} \bar{\partial} X^\mu(\bar{z}_i)] \right) : \right\rangle \quad (4.35)$$

<sup>①</sup> 回忆在计算 NOP 的缩并时，等价于不考虑 NOP 内部缩并，从而去除发散。



利用4.24的技巧便可以得到振幅计算中物质场关联函数。同样的思路,下面考虑盘面情况。现在需要在有  $\text{Im } z = 0$  的边界范围内求解4.29,可以利用电像法求解,  $X_0$  零模只贡献给非奇异部分,对最终关联函数无影响,可以扔掉:<sup>①</sup>

$$G'_{D^2}(\sigma_1, \sigma_2) \sim -\frac{\alpha'}{2} \ln |z_1 - z_2|^2 - \frac{\alpha'}{2} \ln |z_1 - \bar{z}_2|^2 \stackrel{\text{Im } z=0}{\sim} -2\alpha' \ln |y_1 - y_2| \quad (4.36)$$

类似4.32的计算并注意到顶角算符均在实轴上插入:

图 4.4 电像法计算格林函数

$$\begin{aligned} & \left\langle \prod_{i=1}^n : \exp \left( i [k_i \cdot X(y_i) + \rho_{i\mu} \partial X^\mu(y_i)] \right) : \right\rangle_{D_2} \\ &= \prod_{i < j} (y_i - y_j)^{2\alpha' k_i \cdot k_j} \exp \left\{ 2\alpha' \sum_{i < j} \frac{\rho_i \cdot \rho_j}{(y_i - y_j)^2} + 2\alpha' \sum_{i \neq j} \frac{k_j \cdot \rho_i}{(y_i - y_j)} \right\} \end{aligned} \quad (4.37)$$

和4.34差别仅是  $\alpha' \rightarrow 4\alpha'$ ,  $z \rightarrow y$ 。4.34和4.37指数项前面的因子是单纯平面波插入的关联函数,称为 Koba-Nielsen 因子。正如前面强调的,这些关联函数也可以直接从 OPE 出发计算。

剩下的就是鬼场关联函数,其实4.21就是在算剩下的鬼场关联函数,虽然从 OPE 来看非零模部分(如果没有  $b$  插入)无贡献,但是零模部分贡献不平凡。球面上4.21第一项由于模空间平凡所以无贡献,第三项是个归一化系数,记作  $C_{S^2}^g$ ,所以只有  $c$  鬼场零模有贡献:

$$\begin{aligned} & \langle c(z_1)c(z_2)c(z_3)\tilde{c}(\bar{z}_4)\tilde{c}(\bar{z}_5)\tilde{c}(\bar{z}_6) \rangle_{S_2} \\ & \sim \det \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ z_1 & z_2 & z_3 \\ z_1^2 & z_2^2 & z_3^2 \end{vmatrix} \det \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ \bar{z}_4 & \bar{z}_5 & \bar{z}_6 \\ \bar{z}_4^2 & \bar{z}_5^2 & \bar{z}_6^2 \end{vmatrix} = z_{12}z_{13}z_{23}\bar{z}_{45}\bar{z}_{46}\bar{z}_{56} \end{aligned} \quad (4.38)$$

上式可推广到球面上任意多个  $b, c$  鬼场插入:

$$\left\langle \prod_{i=1}^{p+3} c(z_i) \prod_{j=1}^p b(z'_j) \cdot (\widetilde{\bullet}) \right\rangle_{S_2} = C_{S^2}^g \prod_{\substack{i,i'=1 \\ i < i'}}^{p+3} z_{ii'} \prod_{\substack{j,j'=1 \\ j < j'}}^p z'_{jj'} \prod_{i=1}^{p+3} \prod_{j=1}^p (z_i - z'_j)^{-1} \quad (4.39)$$

不难看到分母对应 OPE 给出非零模积分贡献,分子则来源于  $c$  鬼场零模贡献。对于开弦,左右模非独立传播,取上式的全纯部分即可。至此,我们已得到计算树

<sup>①</sup> 这里使用  $\sim$  是为了指出格林函数原本应当还包含非奇异部分。

级玻色弦振幅所需的所有关联函数，而超弦树级振幅关联函数由于涉及到自旋场还要麻烦些。

最后再来看另外一种计算鬼场关联函数的方法，这种视角在后面考虑纯旋量超弦时很有用，这里单纯以左模为例。前面2.62对鬼场真空进行了修正，在计算真空关联函数时，都要对真空泡泡图归一化，比如  $SL(2, \mathbb{C})$  真空  $\langle 1|1 \rangle = 1$ 。但是对于鬼场关联函数，必须要对真空背景鬼数进行补偿，所以其实  $\langle 1|1 \rangle = 0$ ，而鬼场修正后的真空应当归一化为  $\langle 0|0 \rangle = 1$ 。但是2.62给出了两个真空，应当归一化哪一个？其实无所谓，因为他们两个是厄米共轭的，也就是说：

$$(c_1|1\rangle)^\dagger = |c\rangle^\dagger = \langle (\partial c c) | = \langle 1|c_{-1}c_0 \quad (4.40)$$

这是前面提到的鬼数流反常带来的效应，只有这样，合起来补偿鬼数 +3，关联函数才不为零。那么，鬼场真空归一化应当表示：

$$-\langle (c \partial c \partial^2 c)(0) \rangle = \langle 1|c_{-1}c_0c_1|1 \rangle = 1 \quad (4.41)$$

由此便可以计算：

$$\begin{aligned} \langle c(z_1)c(z_2)c(z_3) \rangle &= \left\langle \left( \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\partial^n c(0)}{n!} z_1^n \right) \left( \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\partial^n c(0)}{n!} z_2^n \right) \left( \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\partial^n c(0)}{n!} z_3^n \right) \right\rangle \\ &= (z_1^2 z_2 - z_1 z_2^2 - z_1^2 z_3 + z_2^2 z_3 + z_1 z_3^2 - z_2 z_3^2) \cdot \left( -\frac{1}{2} \langle (c \partial c \partial^2 c)(0) \rangle \right) \\ &= z_{12} z_{13} z_{23} \cdot \left( -\frac{1}{2} \langle (c \partial c \partial^2 c)(0) \rangle \right) \sim z_{12} z_{13} z_{23} \end{aligned} \quad (4.42)$$

差一个归一化常数，只需要更改一下真空归一化即可，这是无关紧要的。

### 4.3 玻色弦振幅

下文中用  $\mathcal{A}$  表示开弦树级振幅， $A$  表示其色序振幅， $\mathcal{M}$  表示闭弦树级振幅。类似 Yang-Mills 理论，Chan-Paton 因子给出开弦树级振幅的色分解：

$$\mathcal{A}_n = \sum_{\rho \in S_{n-1}} \text{Tr}(\lambda^{a_{\rho(1)}} \lambda^{a_{\rho(2)}} \dots \lambda^{a_{\rho(n-1)}} \lambda^{a_n}) \times A(\rho(1), \rho(2), \dots, \rho(n-1), n) \quad (4.43)$$

色排序振幅指对世界面坐标积分时的某个顺序的贡献，比如  $A(1, 2, \dots, n)$  就代表  $z_1 < z_2 < \dots < z_n$  的积分贡献。后面我们取规范固定  $\{z_1, z_{n-1}, z_n\} = \{0, 1, \infty\}$ ，但是这不足以在  $SL(2, \mathbb{R})$  变换后得到所有色序，因为  $SL(2, \mathbb{R})$  变换保色序。比如上面的规范固定就一定  $z_1 < z_{n-1} < z_n$ <sup>①</sup>。但显然还有  $z_{n-1} < z_1 < z_n$  这种顺

① 注意由于积分在盘面上，而不是真正在实轴上积分，或者说积分是在一维实射影空间中进行，所有的  $<$  都要在模去轮换的意义下理解。

序, 在这种色序下, 取规范固定  $\{z_1, z_{n-1}, z_n\} = \{1, 0, \infty\}$ 。闭弦规范固定就不涉及到这种顺序性, 直接取  $\{z_1, z_{n-1}, z_n\} = \{0, 1, \infty\}$  即可。

#### 4.3.1 Veneziano 振幅

考虑四快子振幅, 其包含六个色序, 如图4.5:

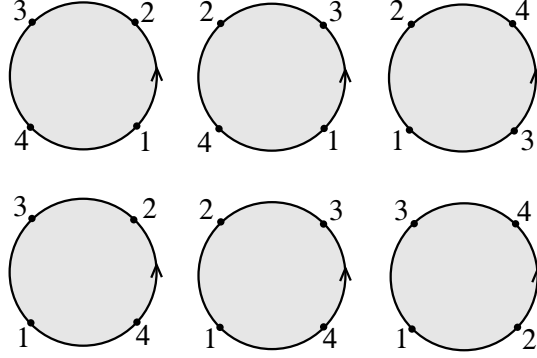


图 4.5 Veneziano 振幅的六种色排序, 上面三种取  $\{z_1, z_3, z_4\} = \{0, 1, \infty\}$ , 下面三种取  $\{z_1, z_3, z_4\} = \{1, 0, \infty\}$ 。箭头方向表示正方向, 越过 4 时由  $+\infty \rightarrow -\infty$

$$\begin{aligned}
 \mathcal{A}_4(\{T, a\}) &\sim \left\langle \prod_{i=1,3,4} : c(y_i) e^{ik_i \cdot X(y_i)} : \int dy_2 e^{ik_2 \cdot X(y_2)} \right\rangle \otimes \text{Chan-Paton} \\
 &\sim \int_0^1 dy_2 \mathcal{K}(\{0, 1, \infty\}; y_2) \text{Tr}(\lambda^{a_1 a_2 a_3 a_4}) + \int_1^\infty dy_2 \mathcal{K}(\{0, 1, \infty\}; y_2) \text{Tr}(\lambda^{a_1 a_3 a_2 a_4}) \\
 &\quad + \int_{-\infty}^0 dy_2 \mathcal{K}(\{0, 1, \infty\}; y_2) \text{Tr}(\lambda^{a_2 a_1 a_3 a_4}) + \int_{-\infty}^0 dy_2 \mathcal{K}(\{1, 0, \infty\}; y_2) \text{Tr}(\lambda^{a_2 a_3 a_1 a_4}) \\
 &\quad + \int_0^1 dy_2 \mathcal{K}(\{1, 0, \infty\}; y_2) \text{Tr}(\lambda^{a_2 a_3 a_1 a_4}) + \int_1^\infty dy_2 \mathcal{K}(\{1, 0, \infty\}; y_2) \text{Tr}(\lambda^{a_3 a_1 a_2 a_4})
 \end{aligned} \tag{4.44}$$

其中  $\lambda^{abcd} := \lambda^a \lambda^b \lambda^c \lambda^d$ :

$$\mathcal{K}(\{a_1, a_2, a_3\}; y_2) := \lim_{\{y_1, y_3, y_4\} \rightarrow \{a_1, a_2, a_3\}} |y_{13} y_{14} y_{34}| \prod_{i < j} |y_{ij}|^{2\alpha' k_i \cdot k_j} \tag{4.45}$$

代入规范固定直接计算得到:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{A}_4(\{T, a\}) &\sim \text{Tr}(\lambda^{a_1} \lambda^{a_2} \lambda^{a_4} \lambda^{a_3} + \lambda^{a_1} \lambda^{a_3} \lambda^{a_4} \lambda^{a_2}) B(-\alpha_0(s), -\alpha_0(t)) \\
 &\quad + \text{Tr}(\lambda^{a_1} \lambda^{a_3} \lambda^{a_2} \lambda^{a_4} + \lambda^{a_1} \lambda^{a_4} \lambda^{a_2} \lambda^{a_3}) B(-\alpha_0(t), -\alpha_0(u)) \\
 &\quad + \text{Tr}(\lambda^{a_1} \lambda^{a_2} \lambda^{a_3} \lambda^{a_4} + \lambda^{a_1} \lambda^{a_4} \lambda^{a_3} \lambda^{a_2}) B(-\alpha_0(s), -\alpha_0(u))
 \end{aligned} \tag{4.46}$$

其中  $B$  是 Beta 函数:

$$\begin{aligned}
 B(a, b) &= \int_0^1 dy y^{a-1} (1-y)^{b-1}, \quad \alpha_o(x) := 1 + \alpha' x \\
 s &= -(k_1 + k_2)^2, \quad t = -(k_1 + k_3)^2, \quad u = -(k_1 + k_4)^2
 \end{aligned} \tag{4.47}$$

4.46就是 Veneziano 振幅<sup>①</sup>。它是弦理论的第一个公式，原本是强相互作用的经验公式，后面才发现与快子振幅相关<sup>[30]</sup>。早期这个公式有一个与场振幅截然不同的性质，对场振幅而言，四点树级振幅应当是  $s$ ,  $t$ ,  $u$  三个衰变道的求和。但弦振幅中不涉及到这种求和，换句话说，4.46可以按照  $s$ ,  $t$  或  $u$  的极点展开，极点位置正好是中间传播子在壳即满足2.16。但这三个道的展开是一样的，并不像场论中是不一样的展开，求和之后才是完整的振幅。所以弦振幅计算免去了场振幅中对所有费曼图求和的步骤，或者说弦振幅只需要计算一张图就可以了<sup>②</sup>，一张图就包含了低能有效场论所有费曼图求和的信息。自然弦振幅也不涉及到场振幅中不同费曼图之间紫外发散的抵消。

#### 4.3.2 Virasoro-Shapiro 振幅

Virasoro-Shapiro 振幅就是闭弦四快子振幅：

$$\mathcal{M}_4(\{T\}) \sim \frac{2\pi\Gamma(-\frac{s}{4}-1)\Gamma(-\frac{u}{4}-1)\Gamma(-\frac{t}{4}-1)}{\Gamma(2+\frac{s}{4})\Gamma(2+\frac{u}{4})\Gamma(2+\frac{t}{4})} \quad (4.48)$$

计算中需要用到如下公式：

$$\int d_{\mathbb{C}}^2 z |z|^{2a-2} |1-z|^{2b-2} = \frac{2\pi\Gamma(a)\Gamma(b)\Gamma(c)}{\Gamma(1-a)\Gamma(1-b)\Gamma(1-c)}, \quad a+b+c=1 \quad (4.49)$$

现实世界不存在快子态，第一个非平凡的例子是三胶子振幅，其  $\text{Tr}(\lambda^{a_1} \lambda^{a_2} \lambda^{a_3})$  的色序振幅有如下形式：

$$A_3^{\text{gluon}}(1, 2, 3) \sim [(\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2)(\varepsilon_3 \cdot p_1) + \text{cyc}(1, 2, 3)] + 2\alpha'(\varepsilon_1 \cdot p_2)(\varepsilon_2 \cdot p_3)(\varepsilon_3 \cdot p_1) \quad (4.50)$$

显然在  $\alpha' \rightarrow 0$  时就是 Yang-Mills 理论中（色序）三顶角费曼规则， $\alpha'$  的存在暗示弦论的低能有效作用量中存在  $\text{Tr}(F^{n>2})$  的高阶相互作用量。利用振幅的  $\alpha'$  展开计算弦论低能有效作用量也是目前弦振幅研究的重要前沿问题。而且由于弦振幅涉及到众多解析数论中的特殊函数，所以这一研究也和数学有很深刻的联系<sup>[31-32]</sup>。

类似的，也可以有开弦闭弦混合振幅，开弦顶角算符在盘面边界圆周上插入，闭弦顶角算符在盘面内部插入，内部插入点积分范围为  $|z| < 1$ 。本文主要考虑纯开弦或纯闭弦振幅。文献<sup>[33-34]</sup>考虑了盘面开弦闭弦混合振幅及其与纯开弦振幅的关系。

① 原始版本的不带色序，上式中所有迹贡献 1。

② 当然这张图的计算麻烦得多。

## 4.4 弦振幅之间的关系

### 4.4.1 单值关系

开弦的色序振幅显然有轮换对称性以及:

$$A_n^{\text{tree}}(1, 2, \dots, n) = (-1)^n A_n^{\text{tree}}(n, \dots, 2, 1) \quad (4.51)$$

本节的目的是给出非平凡的色序振幅之间的关系。而且单值关系完全只依赖于 Koba-Nielsen 因子的解析性质, 和具体的顶角算符贡献无关。考虑四点情况, 六种色序中有三种拥有相同的 Koba-Nielsen 因子<sup>4.45</sup>, 取  $\{y_1, y_3, y_4\} = 0, 1, \infty$ , 得到<sup>①</sup>:

$$\begin{aligned} A_4(1, 2, 3, 4) &= \int_0^1 dy_2 |y_2|^{2\alpha' k_1 \cdot k_2} |1 - y_2|^{2\alpha' k_2 \cdot k_3} \mathcal{V}_4(y_2) \\ A_4(1, 3, 2, 4) &= \int_1^\infty dy_2 |y_2|^{2\alpha' k_1 \cdot k_2} |1 - y_2|^{2\alpha' k_2 \cdot k_3} \mathcal{V}_4(y_2) \\ A_4(2, 1, 3, 4) &= \int_{-\infty}^0 dy_2 |y_2|^{2\alpha' k_1 \cdot k_2} |1 - y_2|^{2\alpha' k_2 \cdot k_3} \mathcal{V}_4(y_2) \end{aligned} \quad (4.52)$$

这里  $\mathcal{V}$  表示顶角算符插入的贡献<sup>②</sup>。由于  $\mathcal{V}$  极点都在实轴上, 而且按照大圆弧引理无穷远处围道贡献为 0, 得到:

$$\begin{aligned} 0 &= \lim_{\epsilon \rightarrow 0^+} \int_{-\infty+i\epsilon}^{+\infty+i\epsilon} dy_2 |y_2|^{2\alpha' k_1 \cdot k_2} |1 - y_2|^{2\alpha' k_2 \cdot k_3} \mathcal{V}_4(y_2) \\ &= \left( e^{2\pi i \alpha' k_1 \cdot k_2} \int_{-\infty}^0 + \int_0^1 + e^{-2\pi i \alpha' k_2 \cdot k_3} \int_1^\infty \right) dy_2 |y_2|^{2\alpha' k_1 \cdot k_2} |1 - y_2|^{2\alpha' k_2 \cdot k_3} \mathcal{V}_4(y_2) \\ &= e^{2\pi i \alpha' k_1 \cdot k_2} A_4(2, 1, 3, 4) + A_4(1, 2, 3, 4) + e^{-2\pi i \alpha' k_2 \cdot k_3} A_4(1, 3, 5, 4) \end{aligned} \quad (4.53)$$

这里利用了绝对值在复平面上是多值函数,  $e^{-i\pi}$  是因为  $|1 - y_2|$  中  $y_2$  前的负号, 所以相对  $y_2$  而言  $(1, +\infty)$  的积分是从实轴下面绕的。更一般的单值关系为:

$$\begin{aligned} A_n(\beta, 1, \alpha, n) &= (-1)^{|\beta|} \text{Re} \left[ \prod_{1 \leq i < j \leq |\beta|} e^{2i\pi \alpha' (k_{\beta_i} \cdot k_{\beta_j})} \sum_{\sigma \in \alpha \sqcup \beta^T} \prod_{i=0}^{|\alpha|} \prod_{j=1}^{|\beta|} e_{\sigma}^{(\alpha_i, \beta_j)} A_n(1, \sigma, n) \right] \\ 0 &= \text{Im} \left[ \prod_{1 \leq i < j \leq |\beta|} e^{2i\pi \alpha' (k_{\beta_i} \cdot k_{\beta_j})} \sum_{\sigma \in \alpha \sqcup \beta^T} \prod_{i=0}^{|\alpha|} \prod_{j=1}^{|\beta|} e_{\sigma}^{(\alpha_i, \beta_j)} \mathcal{A}_n(1, \sigma, n) \right] \end{aligned} \quad (4.54)$$

① 也可以选  $\{y_1, y_3, y_4\} = 1, 0, \infty$  规范固定下的另外三种色序得到额外的关系。

② 这里利用了一个技巧, 对于快子, 前面的因子是正确的, 但对于一般的顶角算符, 由于固定点的位置完全是任意的, 所以应当会贡献  $|y_4|^{\#}$  与 Koba-Nielsen 因子中的  $|y_4|$  幂次相抵消。否则  $|y_4| \rightarrow \infty$  时奇异。

其中, 定义:

$$e_{\sigma}^{(\alpha, \beta)} := \begin{cases} e^{2i\pi\alpha'(k_{\alpha} \cdot k_{\beta})}, \alpha \succ_{\sigma} \beta \\ 1 \end{cases} \quad (4.55)$$

$\succ_{\sigma}$  表示在排序  $\sigma$  中的先后顺序。 $a \sqcup b$  表示洗牌序, 也就是  $a$  和  $b$  并起来排序, 但是排序时保持  $a, b$  各自内部元素的相对顺序。由于  $A_n$  是盘面上实轴积分, 所以总可以选取振幅前的相位因子使其为实数, 利用这一点我们将 4.54 拆分为实虚两部分, 在场论极限下, 前者对应 Kleiss-Kuijf 关系<sup>[35-36]</sup>。后者对应 Bern-Carrasco-Johansson 关系<sup>[37]</sup>, 这一关系也可以直接从场论中利用 Britto-Cachazo-Feng-Witten 递推关系<sup>[38-39]</sup>导出<sup>[40]</sup>。单值关系可以将色序振幅  $A_n$  的独立个数降低到  $(n-3)!$  个。

#### 4.4.2 KLT 关系

无论是闭弦谱和开弦谱之间的关系, 还是格林函数由于电像法带来的双倍关系。都不禁让人思考开弦与闭弦振幅之间是否存在联系? 实际上, 在树图层面上闭弦球面振幅和开弦盘面振幅之间由下面的 KLT 关系联系:

$$\mathcal{M}_n \sim \sum_{\rho, \tau \in S_{n-3}} A_n(1, \rho, n-1, n) S_{\alpha'}(\rho|\tau) \tilde{A}_n(1, \tau, n, n-1) \quad (4.56)$$

注意色序振幅根据上一节的单值关系只有  $(n-3)!$  个独立的项, 在 KLT 关系这里也有体现, 这里  $S[\sigma|\tau]$  称为 KLT 核或动量核。此 KLR 关系在  $\alpha' \rightarrow 0$  的情况下得到胶子振幅与引力子振幅之间的 KLT 关系, 动量核退化为:

$$S[\alpha|\beta] = \prod_{i=2}^{n-2} \left( s_{1, \alpha(i)} + \sum_{j=2}^{i-1} \theta(\alpha(j), \alpha(i)|\beta) s_{\alpha(j), \alpha(i)} \right), \quad s_{ab} := 2k_a \cdot k_b \quad (4.57)$$

$\theta(i, j|\beta)$  当且仅当  $(i, j)$  在  $\alpha$  和  $\beta$  内的顺序不同时取 1, 否则取 0。由于场论中 KLT 动量核的计算用 CHY 形式计算正好对应双自伴随标量场理论的双色序振幅的逆<sup>[28-29, 41]</sup>, 所以场论中 KLT 关系常表示为:

$$\text{Gravity} = \frac{\text{Yang-Mills}^2}{\text{bi-adjoint scalar}}$$

在弦论也类似, 可以用  $\alpha'$ -修正的双自伴随标量场计算 KLT 核的逆矩阵  $m_{\alpha'}(\alpha|\beta)$ <sup>[42-44]</sup>。

其计算过程可以用类似费曼图的组合图形形象表示<sup>①</sup>, 下面取符号约定  $s_{\mathcal{I}} =$

① 这部分脱离本论文主线, 但是其与代数几何中的相交理论等有很深刻的联系, 所以作者认为非常有趣, 值得介绍。

$$\frac{\pi\alpha'}{2} \sum_{i \in \mathcal{I}} p_i:$$

$$m_{\alpha'}(\mathbb{I}_6|126435) = \frac{1}{\sin s_{12} \sin s_{34} \sin s_{345}} \quad (4.58)$$

$$\begin{aligned} m_{\alpha'}(\mathbb{I}_6|126345) &= -\frac{1}{\sin s_{12} \sin s_{612}} \times \frac{1}{\sin s_{345}} \times \frac{1}{\sin s_{45}} \\ &= -\frac{1}{\sin s_{12} \sin s_{612}} \left( \frac{1}{\tan s_{34}} + \frac{1}{\tan s_{45}} \right) \end{aligned} \quad (4.59)$$

依赖上面两个式子我们来说明这一图形规则，首先计算  $\alpha \neq \beta$ ，他们可以展开成  $\alpha = \beta$  的情况。展开方法就是先按照  $\alpha$  的顺序在盘面上把点标记出来，然后再按照  $\beta$  的顺序连接，也就是上图的红线，如果这一步给出的不是平面图，比如  $m_{\alpha'}(12345|13524)$  一样的五角星，那么就直接是 0。这些红线会交出多边形，每个多边形内部画一个白点，白点之间连接，给出传播子  $1/\sin(s_e)$ ，白点和多边形顶点相连，相当于动量外腿。每个多边形看作这种费曼规则的一个顶点，他们就贡献  $m_{\alpha'}(\mathcal{E}|\mathcal{E})$ ， $\mathcal{E}$  表示顶点边上动量外腿的集合。前面的正负号由缠绕数的计算给出  $(-1)^{w(\alpha|\beta)+1}$ ：

$$w(\mathbb{I}_6|126345) = 2 \quad (4.60)$$

也就是说，缠绕数计算就是按照  $\beta$  的顺序缠绕  $\alpha$  得来。然后计算对角部分，也

就是那些“顶点”项，以  $\alpha = \beta = \mathbb{I}_n$  为例，剩下的可以通过置换下标得到：

$$\begin{aligned}
 m_{\alpha'}(\mathbb{I}_5|\mathbb{I}_5) &= \text{Diagram of a circle with 5 vertices labeled 1 to 5, with internal lines forming a star-like pattern.} \\
 &= \text{Sum of 7 diagrams showing different internal line configurations for 5 vertices.} \\
 &= \frac{1}{\tan s_{12} \tan s_{34}} + \frac{1}{\tan s_{23} \tan s_{45}} + \frac{1}{\tan s_{34} \tan s_{51}} + \frac{1}{\tan s_{45} \tan s_{12}} \\
 &\quad + \frac{1}{\tan s_{51} \tan s_{23}} + 1
 \end{aligned} \tag{4.61}$$

也就是说首先画出所有外腿顺序固定的所有用奇数外腿顶点构造的费曼图，每个顶点项贡献：

$$\begin{aligned}
 &\text{Diagram of a vertex with 2k+1 external legs labeled 1, 2, 3, 4, 5, 6, ..., 2k+1.} \\
 &= C_{k-1}
 \end{aligned} \tag{4.62}$$

$C$  是 Catalan 数。而每个传播子贡献  $1/\tan(s_e)$ 。然后对  $m_{\alpha'}$  取逆矩阵就得到需要的 KLT 矩阵。上述色序振幅可以对应到一个场论，所以 KLT 关系实际上在说：

$$\text{Closed string} = \frac{\text{Open string}^2}{\alpha'\text{-corrected bi-adjoint scalar}}$$

KLT 关系实际上依赖于球面上左右模独立传播的特性，这一点在  $\mathbb{RP}^2$  上并不成立，所以无法分解为盘面振幅<sup>[33]</sup>。文献<sup>[20]</sup>中特别对四点情况 KLT 关系进行了详细论证。规范固定后四点 KLT 核只有一项，所以：

$$\mathcal{M}_4 \sim -\frac{\sin(\pi s_{12})}{2\pi\alpha'} A_4(1, 2, 3, 4) \tilde{A}_4(1, 2, 4, 3) \tag{4.63}$$

不难发现这正是振幅 4.46 和 4.48 之间的联系。<sup>①</sup>

## 4.5 RNS 超弦振幅

### 4.5.1 自旋场关联函数

在计算涉及 R 部分激发态时，会用到自旋场。回忆一下用 OPE 计算关联函数，首先用 Wick 定理计算多点 OPE 看出奇异性，而树图关联函数又只依赖于

<sup>①</sup> 计算中需要用到  $\sin(\pi x) = \frac{-\pi}{\Gamma(x+1)\Gamma(-x)}$ 。



这种奇异性, 所以可以直接用 Wick 收缩得到关联函数。但是, 观察自旋场 OPE, 我们发现 R 部分并不是一个自由 CFT, 也就是说 OPE 得到的结果仍然包含场算符。对于非自由 CFT, 原先使用的 Wick 定理这些都失效了, 本身关联函数相较于 OPE 也多了不少信息, 但是, 至少对于两个自旋场插入情况, 我们可以利用 OPE 得知的关联函数奇异性信息完全从两点三点关联函数自举  $n$  点振幅。根据  $\psi$  和  $S_A$  都是共形主场, 再根据他们的指标 ( $SO(D-1, 1)$  表示) 类型可以完全确定两点三点关联函数:

$$\langle \psi^\mu(z_1) S_A(z_2) S_B(z_3) \rangle = \frac{(\Gamma^\mu C)_{AB}}{\sqrt{2} z_{12}^{1/2} z_{13}^{1/2} z_{23}^{D/8-1/2}}, \quad \langle S_A(z_1) S_B(z_2) \rangle = \frac{C_{AB}}{(z_1 - z_2)^{D/8}} \quad (4.64)$$

这是共形场论中熟知的结论, GSO 投影将 R 部分真空投影到 Weyl 旋量, 所以有如下的分解:<sup>①</sup>

$$S_A = \begin{pmatrix} S_\alpha \\ S^{\dot{\alpha}} \end{pmatrix}, \quad (\Gamma^\mu)_A{}^B = \begin{pmatrix} 0 & \gamma_{\alpha\dot{\beta}}^\mu \\ \bar{\gamma}^{\mu\dot{\alpha}\beta} & 0 \end{pmatrix}, \quad C_{AB} = \begin{pmatrix} 0 & C_{\alpha}{}^{\dot{\beta}} \\ C^{\dot{\alpha}}{}_{\beta} & 0 \end{pmatrix} \quad (4.65)$$

后面开弦计算只会用到其中一个手性, 比如  $S_\alpha$ ,  $\gamma_{\alpha\dot{\beta}}^\mu$  和  $C_{\alpha}{}^{\dot{\beta}}$ 。我们以四点为例说明如何计算球面上的关联函数。首先根据其指标结构可以写下一般的拟设:

$$\langle \psi^\mu(z_1) \psi^n(z_2) S_A(z_3) S_B(z_4) \rangle = \eta^{\mu\nu} C_{AB} f(\mathbf{z}) + \frac{1}{2} (\Gamma^\mu \Gamma^\nu C)_{AB} g(\mathbf{z}) \quad (4.66)$$

然后根据 OPE 领头阶得到如下奇异行为:

$$\langle \psi^\mu(z_1) \psi^\nu(z_2) S_A(z_3) S_B(z_4) \rangle \rightarrow \begin{cases} \frac{\eta^{\mu\nu}}{z_m} \langle S_A(z_3) S_B(z_4) \rangle & , z_1 \rightarrow z_2 \\ \frac{\Gamma_{\alpha}^{\mu} C}{\sqrt{2} z_{13}^{1/2}} \langle \psi^n(z_2) S_C(z_3) S_B(z_4) \rangle & , z_1 \rightarrow z_3 \\ \frac{\Gamma_{\beta}^{\mu} C}{\sqrt{2} z_{14}^{1/2}} \langle \psi^n(z_2) S_A(z_3) S_C(z_4) \rangle & , z_1 \rightarrow z_4 \end{cases} \quad (4.67)$$

<sup>①</sup>  $C_{AB}$  的分解与时空维数有关, 这里是  $2 \bmod 4$  的情况, 而对  $2 \bmod 4$ , 分解为  $C_{AB} = \begin{pmatrix} C_{\alpha\beta} & 0 \\ 0 & C^{\dot{\alpha}\dot{\beta}} \end{pmatrix}$ 。

再利用关联函数4.64得到:

$$\begin{aligned}
 f(\mathbf{z}) &\rightarrow \begin{cases} z_{12}^{-1} z_{34}^{-D/8} & , z_1 \rightarrow z_2 \\ \text{regular} & , z_1 \rightarrow z_3 \\ (z_{14} z_{23} z_{24})^{-1/2} z_{34}^{1/2-D/8} & , z_1 \rightarrow z_4 \end{cases} \\
 g(\mathbf{z}) &\rightarrow \begin{cases} \text{regular} & , z_1 \rightarrow z_2 \\ (z_{13} z_{23} z_{24})^{-1/2} z_{34}^{1/2-D/8} & , z_1 \rightarrow z_3 \\ (z_{14} z_{23} z_{24})^{-1/2} z_{34}^{1/2-D/8} & , z_1 \rightarrow z_4 \end{cases}
 \end{aligned} \tag{4.68}$$

根据黎曼面上半纯函数都是有理形式, 由上面奇异性直接得到:

$$f(\mathbf{z}) = \frac{z_{13} z_{24}}{z_{12} (z_{13} z_{14} z_{23} z_{24})^{1/2} z_{34}^{D/8}}, \quad g(\mathbf{z}) = \frac{1}{(z_{13} z_{14} z_{23} z_{24})^{1/2} z_{34}^{D/8-1}} \tag{4.69}$$

从而有四点关联函数:

$$\langle \psi^\mu(z_1) \psi^\nu(z_2) S_A(z_3) S_B(z_4) \rangle = \frac{z_{34}^{1-D/8}}{(z_{13} z_{14} z_{23} z_{24})^{1/2}} \left( \frac{z_{13} z_{24}}{z_{12} z_{34}} \eta^{\mu\nu} \mathcal{C}_{AB} + \frac{1}{2} (\Gamma^\mu \Gamma^\nu \mathcal{C})_{AB} \right) \tag{4.70}$$

更高点的完全类似, 只是拟设更为复杂, 但是思想就是利用 OPE 读出奇异性, 然后发现奇异性本身就足以和拟设一起完全确定关联函数。至于更高亏格以及更一般性的讨论详见文献<sup>[12]</sup>及其所引文献。

#### 4.5.2 振幅的计算

由于球面超弦振幅同样可以根据 KLT 关系用盘面超弦振幅表达, 所以这里只计算一些简单的盘面超弦振幅。首先是三胶子振幅:

$$\begin{aligned}
 A_3(\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3) &= |z_{12} z_{13} z_{23}| \langle U^{(0)}(z_1) U^{(-1)}(z_2) U^{(-1)}(z_3) \rangle \\
 &\sim |z_{12} z_{13} z_{23}| \langle : e^{-\phi(z_2)} :: e^{-\phi(z_3)} : \rangle \epsilon_{1\mu} \epsilon_{2\nu} \epsilon_{3\lambda} \\
 &\quad \times \left\{ \left\langle : i \partial_{z_1} X^\mu(z_1) e^{ip_1 \cdot X(z_1)} : \prod_{j=2}^3 : e^{ip_j \cdot X(z_j)} : \right\rangle \langle \psi^\nu(z_2) \psi^\lambda(z_3) \rangle \right. \\
 &\quad \left. + 2\alpha' \left\langle \prod_{j=1}^3 : e^{ip_j \cdot X(z_j)} : \right\rangle p_{1\rho} \langle : \psi^\rho \psi^\mu(z_1) : \psi^\nu(z_2) \psi^\lambda(z_3) \rangle \right\} \\
 &\sim \frac{|z_{12} z_{13} z_{23}|^{-1}}{|z_{12} z_{13} z_{23}|} [(p_2 \cdot \epsilon_1)(\epsilon_2 \cdot \epsilon_3) + (\epsilon_1 \cdot \epsilon_2)(p_1 \cdot \epsilon_3) - (\epsilon_1 \cdot \epsilon_3)(p_1 \cdot \epsilon_2)] \\
 &= A_{\text{SYM}}(\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3)
 \end{aligned} \tag{4.71}$$

注意这里  $|z_{1,2,3}|/z_{1,2,3}$  的项取  $\pm 1$  和色序有关, 另外一个 (132) 的色序给出  $+1$ <sup>①</sup>。其中玻色场关联函数已在 4.37 中给出, 剩下的自由费米子关联函数直接用 OPE 计算全部外腿 Wick 缩并即可, 比如:

$$\begin{aligned} \langle : \psi^\rho \psi^\mu(z_1) : \psi^\nu(z_2) \psi^\lambda(z_3) \rangle &= \langle : \overbrace{\psi^\rho \psi^\mu} : \overbrace{\psi^\nu \psi^\lambda} : \rangle + \langle : \overbrace{\psi^\rho \psi^\mu} : \overbrace{\psi^\nu \psi^\lambda} : \rangle \\ &= \frac{\eta^{\mu\nu} \eta^{\rho\lambda} - \eta^{\mu\lambda} \eta^{\rho\nu}}{z_{12} z_{13}} \end{aligned} \quad (4.72)$$

这里  $A_{\text{SYM}}$  表示十维超对称 Yang-Mills 理论的色序振幅, 由下面拉格朗日量计算,  $C$  是荷共轭矩阵,  $[D_\mu, \chi] := \partial_\mu \chi - [A_\mu, \chi]$ :

$$S_{\text{SYM}}[A, \chi] \sim \int d^{10} X \text{Tr} \left\{ \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \chi^\alpha (\gamma^\mu C)_{\alpha\beta} [D_\mu, \chi^\beta] \right\} \quad (4.73)$$

再比如一个胶子两个胶伴子的振幅:

$$\begin{aligned} A_3(\epsilon_1, u_2, u_3) &\sim |z_{12} z_{13} z_{23}| \langle U^{(-1)}(z_1) U^{(-1/2)}(z_2) U^{(-1/2)}(z_3) \rangle \\ &= |z_{12} z_{13} z_{23}| \langle : e^{-\phi(z_1)} :: e^{-\phi(z_2)/2} :: e^{-\phi(z_3)/2} : \rangle \langle \prod_{j=1}^3 : e^{ip_j \cdot X(z_j)} : \rangle \\ &\quad \times \epsilon_1^\mu u_2^\alpha u_3^\beta \langle \psi_\mu(z_1) S_\alpha(z_2) S_\beta(z_3) \rangle \\ &\sim \frac{|z_{12} z_{13} z_{23}|}{z_{12} z_{13} z_{23}} \frac{1}{\sqrt{2}} \epsilon_1^\mu (u_2 \gamma_\mu C u_3) \\ &= A_{\text{SYM}}(\epsilon_1, u_2, u_3) \end{aligned} \quad (4.74)$$

原则上来说, 超对称理论的振幅应当是用格拉斯曼变量编码得到的超振幅, 比如四维  $\mathcal{N} = 4$  SYM 理论, 超多重态自由度可以用格拉斯曼变量  $\eta$  编码到同一个波函数中表示, 而分量振幅就根据超振幅的格拉斯曼变量次数来确定, 比如:

$$\begin{aligned} A_n[S^{12} S^{34} 3^- 4^+ \dots n^+] &= \left( \frac{\partial}{\partial \eta_{11}} \frac{\partial}{\partial \eta_{12}} \right) \left( \frac{\partial}{\partial \eta_{23}} \frac{\partial}{\partial \eta_{24}} \right) \left( \prod_{A=1}^4 \frac{\partial}{\partial \eta_{3A}} \right) \mathcal{A}_n[\Omega_1, \dots, \Omega_n] \Big|_{\eta_{KC}=0} \\ \Omega &= g^+ + \eta_A \lambda^A - \frac{1}{2!} \eta_A \eta_B S^{AB} - \frac{1}{3!} \eta_A \eta_B \eta_C \lambda^{ABC} + \eta_1 \eta_2 \eta_3 \eta_4 g^- \end{aligned} \quad (4.75)$$

因为胶子与胶伴子共同构成一个超多重态, 而前面计算那些振幅都应当是整个超振幅的某个分量振幅。但是由于 RNS 形式没有靶空间超对称, 所以没办法直接计算超振幅。而且从前面三点振幅计算也能看出, 超弦振幅和 SYM 振幅之间无论取外腿为超多重态中的哪一个态(胶子/胶伴子), 振幅之间的关系是不

<sup>①</sup> 所以如果没有色序, 其实三胶子振幅直接就是 0, 这对应 QED 中没有三光子顶点。

变的。而纯旋量超旋顶角算符直接对超多重态定义，所以可以直接计算得到超振幅，后面我们会用纯旋量超弦形式将任意多点盘面超弦超振幅表达为 SYM 超振幅。

另外对比玻色弦胶子振幅4.50和超弦胶子振幅4.71，发现超弦振幅竟然更加简单，少了  $\propto \alpha'$  的项。缺少某一项从低能场论上看相当于低能场论缺少某个相互作用顶点。在场论中，超对称的引入一般能较好地改善理论的紫外行为，体现在超对称会直接否定某些抵消项的存在，比如在七圈以下修正， $\mathcal{N} = 8$  超引力只允许存在抵消项  $R^4$ ,  $D^4 R^4$ ,  $D^6 R^4$ [2]。这也是超弦振幅更加简单一些的一种解释。

## 5 Berkovits 超弦

本节介绍靶空间超对称的纯旋量超弦，由 Berkovits 在 2000 年发现<sup>[45]</sup>。从历史上看最早试图从靶空间超对称引入超弦的形式是 Green-Schwarz 超弦，但是只能在非协变的光锥坐标下量子化。后来 Siegle 改进了这一形式但存在共形反常且与 RNS 形式不等价等诸多问题。Berkovits 在 Siegle 的研究基础之上进行改进得到了纯旋量超弦。我们不打算沿用历史性的介绍（引用 `mafra`），而改用自上而下的方式。本节首先从更简单的超对称点粒子模型出发，然后推广得到纯旋量超弦的作用量，更多细节详见 [\[1\]](#)。



## 6 BCJ 分子的构造

### 6.1 色-运动学对偶

### 6.2 利用纯旋量超弦构造 Yang-Mills 理论的树图 BCJ 分子





## 本论文主要使用到的算符乘积展开

本附录给出一些振幅计算中经常用到的 OPE 以及能动张量等 CFT 相关约定, 以供查阅。

### 1 自由 CFT

本节对应玻色弦世界面 CFT。

#### 1.1 自由玻色 CFT

#### 1.2 $bc$ 鬼场

### 2 $\mathcal{N} = 1$ SCFT

本节对应 RNS 超弦世界面 CFT, 玻色场 OPE 与上一节相同。

#### 2.1 自由费米 CFT

#### 2.2 $\beta\gamma$ 鬼场

### 3 纯旋量形式

由于纯旋量约束, 这并不是一个自由 CFT



## 参考文献

- [1] BERKOVITS N, D'HOKER E, GREEN M B, et al. Snowmass white paper: String perturbation theory[A/OL]. 2022. arXiv: 2203.09099. <https://arxiv.org/abs/2203.09099>.
- [2] POLCHINSKI J. Cambridge monographs on mathematical physics: String theory. Vol. 1: An introduction to the bosonic string[M/OL]. Cambridge University Press, 2007. DOI: 10.1017/CBO9780511816079.
- [3] BLUMENHAGEN R, LÜST D, THEISEN S. Theoretical and mathematical physics: Basic concepts of string theory[M/OL]. Heidelberg, Germany: Springer, 2013. DOI: 10.1007/978-3-642-29497-6.
- [4] BECKER K, BECKER M, SCHWARZ J H. String theory and M-theory: A modern introduction[M/OL]. Cambridge University Press, 2006. DOI: 10.1017/CBO9780511816086.
- [5] DI FRANCESCO P, MATHIEU P, SENECHAL D. Graduate texts in contemporary physics: Conformal Field Theory[M/OL]. New York: Springer-Verlag, 1997. DOI: 10.1007/978-1-4612-2256-9.
- [6] BLUMENHAGEN R, PLAUSCHINN E. Introduction to conformal field theory: with applications to String theory: Vol. 779[M/OL]. 2009. DOI: 10.1007/978-3-642-00450-6.
- [7] WEINBERG S. The quantum theory of fields. Vol. 2: Modern applications [M/OL]. Cambridge University Press, 2013. DOI: 10.1017/CBO9781139644174.
- [8] ERBIN H. Lecture notes in physics: Vol. 980 String Field Theory: A Modern Introduction[M/OL]. 2021. DOI: 10.1007/978-3-030-65321-7.
- [9] HENNEAUX M, TEITELBOIM C. Quantization of Gauge Systems[M]. Princeton University Press, 1994.
- [10] GREEN M B, SCHWARZ J H, WITTEN E. Cambridge monographs on mathematical physics: Superstring Theory Vol. 1: 25th Anniversary Edition[M/OL]. Cambridge University Press, 2012. DOI: 10.1017/CBO9781139248563.
- [11] GREEN M B, SCHWARZ J H, WITTEN E. Cambridge monographs on math-

- ematical physics: Superstring Theory Vol. 2: 25th Anniversary Edition[M/OL]. Cambridge University Press, 2012. DOI: 10.1017/CBO9781139248570.
- [12] SCHLOTTERER O. Scattering amplitudes in open superstring theory[J/OL]. Fortsch. Phys., 2012, 60: 373-691. DOI: 10.1002/prop.201100084.
- [13] 伊藤克司. 共形場理論: 現代数理物理の基礎として[M]. サイエンス社, 2011.
- [14] 王竹溪, 郭敦仁. 特殊函数概论[M]. 北京大学出版社, 2012.
- [15] HIRSCHHORN M D. Jacobi's "aequatio identica satis abstrusa"[M/OL]. Cham: Springer International Publishing, 2017: 169-174. [https://doi.org/10.1007/978-3-319-57762-3\\_19](https://doi.org/10.1007/978-3-319-57762-3_19).
- [16] ADAMS A, TAYLOR W, DEWOLFE O. String universality in ten dimensions [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2010, 105: 071601. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.071601>.
- [17] FRIEDAN D, MARTINEC E J, SHENKER S H. Conformal invariance, supersymmetry and string theory[J/OL]. Nucl. Phys. B, 1986, 271: 93-165. DOI: 10.1016/S0550-3213(86)80006-2.
- [18] KNIZHNIK V G. Covariant Fermionic Vertex in Superstrings[J/OL]. Phys. Lett. B, 1985, 160: 403-407. DOI: 10.1016/0370-2693(85)90009-7.
- [19] WITTEN E. Superstring Perturbation Theory Revisited[A]. 2012. arXiv: 1209.5461.
- [20] KAWAI H, LEWELLEN D C, TYE S H H. A Relation Between Tree Amplitudes of Closed and Open Strings[J/OL]. Nucl. Phys. B, 1986, 269: 1-23. DOI: 10.1016/0550-3213(86)90362-7.
- [21] BJERRUM-BOHR N E J, DAMGAARD P H, VANHOVE P. Minimal Basis for Gauge Theory Amplitudes[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2009, 103: 161602. DOI: 10.1103/PhysRevLett.103.161602.
- [22] FORSTER O. Lectures on riemann surfaces: Vol. 81[M]. Springer Science & Business Media, 2012.
- [23] SCHLICHENMAIER M. An introduction to riemann surfaces, algebraic curves and moduli spaces[M]. Springer Science & Business Media, 2010.

- [24] GRIFFITHS P, HARRIS J. Principles of algebraic geometry[M]. John Wiley & Sons, 2014.
- [25] GIACCHETTO A, LEWAŃSKI D. Les Houches lecture notes on moduli spaces of Riemann surfaces[A]. 2024. arXiv: 2410.13273.
- [26] STAESSENS W, VERCNOCKE B. Lectures on Scattering Amplitudes in String Theory[C]//5th Modave Summer School in Mathematical Physics. 2010.
- [27] WITTEN E. What every physicist should know about string theory[J/OL]. Phys. Today, 2015, 68(11): 38-43. DOI: 10.1063/PT.3.2980.
- [28] CACHAZO F, HE S, YUAN E Y. Scattering of Massless Particles: Scalars, Gluons and Gravitons[J/OL]. JHEP, 2014, 07: 033. DOI: 10.1007/JHEP07(2014)033.
- [29] CACHAZO F, HE S, YUAN E Y. Scattering of Massless Particles in Arbitrary Dimensions[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2014, 113(17): 171601. DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.171601.
- [30] 李淼. 超弦史话[M]. 北京大学出版社, 2016.
- [31] SCHLOTTERER O. The number theory of superstring amplitudes[C]//BURGOS GIL J I, EBRAHIMI-FARD K, GANGL H. Periods in Quantum Field Theory and Arithmetic. Cham: Springer International Publishing, 2020: 77-103.
- [32] STIEBERGER S. Periods and Superstring Amplitudes[A/OL]. 2016. arXiv: 1605.03630.
- [33] 杜一剑. 弦论盘面振幅关系及其场论近似[D]. 浙江大学, 2010.
- [34] STIEBERGER S. Open & Closed vs. Pure Open String Disk Amplitudes[A]. 2009. arXiv: 0907.2211.
- [35] KLEISS R, KUIJF H. Multi - Gluon Cross-sections and Five Jet Production at Hadron Colliders[J/OL]. Nucl. Phys. B, 1989, 312: 616-644. DOI: 10.1016/0550-3213(89)90574-9.
- [36] DEL DUCA V, DIXON L J, MALTONI F. New color decompositions for gauge amplitudes at tree and loop level[J/OL]. Nucl. Phys. B, 2000, 571: 51-70. DOI: 10.1016/S0550-3213(99)00809-3.
- [37] BERN Z, CARRASCO J J M, JOHANSSON H. New Relations for Gauge-Theory Amplitudes[J/OL]. Phys. Rev. D, 2008, 78: 085011. DOI: 10.1103/PhysRevD.7

- 8.085011.
- [38] BRITTO R, CACHAZO F, FENG B. New recursion relations for tree amplitudes of gluons[J/OL]. Nucl. Phys. B, 2005, 715: 499-522. DOI: 10.1016/j.nuclphysb.2005.02.030.
- [39] BRITTO R, CACHAZO F, FENG B, et al. Direct proof of tree-level recursion relation in Yang-Mills theory[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2005, 94: 181602. DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.181602.
- [40] CHEN Y X, DU Y J, FENG B. A Proof of the Explicit Minimal-basis Expansion of Tree Amplitudes in Gauge Field Theory[J/OL]. JHEP, 2011, 02: 112. DOI: 10.1007/JHEP02(2011)112.
- [41] CACHAZO F, HE S, YUAN E Y. Scattering equations and Kawai-Lewellen-Tye orthogonality[J/OL]. Phys. Rev. D, 2014, 90(6): 065001. DOI: 10.1103/PhysRevD.90.065001.
- [42] MIZERA S. Inverse of the String Theory KLT Kernel[J/OL]. JHEP, 2017, 06: 084. DOI: 10.1007/JHEP06(2017)084.
- [43] MIZERA S. Combinatorics and Topology of Kawai-Lewellen-Tye Relations [J/OL]. JHEP, 2017, 08: 097. DOI: 10.1007/JHEP08(2017)097.
- [44] MASSIDDA A. A modern approach to String Amplitudes and Intersection Theory [D]. 2024.
- [45] BERKOVITS N. Super Poincare covariant quantization of the superstring[J/OL]. JHEP, 2000, 04: 018. DOI: 10.1088/1126-6708/2000/04/018.

## 致 谢

大学四年只不过是我人生大尺度结构的量子涨落。感谢女朋友产生算符的不存在性让我能专心完成这篇毕业论文。