

# 量子场论

## 第 10 章 散射矩阵元与多点关联函数

10.1 节至 10.3 节

余钊煥

中山大学物理学院

<https://yzhxxzxy.github.io>



更新日期：2024 年 3 月 18 日



第 10 章 散射矩阵元与多点关联函数

 为深入了解量子场相互作用，本章更加严格地讨论  $S$  矩阵元，介绍量子场的  $n$  点关联函数，并初步讨论重整化

第 10 章 散射矩阵元与多点关联函数

10.1 节 渐近态和渐近场

 为深入了解量子场相互作用，本章更加严格地讨论  $S$  矩阵元，介绍量子场的  $n$  点关联函数，并初步讨论重整化

不存在相互作用时量子场具有简单的平面波展开式

相应的产生湮灭算符具有确定的动量和极化

通过它们可以定义具有明确意义的**真空态**  $|0\rangle$  和**粒子态**

然而，引入相互作用之后，虽然 Heisenberg 绘景中的量子场包含着完整的动力学信息，但它不再具有简单的平面波展开式，也不能直接给出粒子态的具体形式

第 10 章 散射矩阵元与多点关联函数

10.1 节 漐近态和漐近场

 为深入了解量子场相互作用，本章更加严格地讨论  $S$  矩阵元，介绍量子场的  $n$  点关联函数，并初步讨论重整化

 不存在相互作用时量子场具有简单的平面波展开式

相应的产生湮灭算符具有确定的动量和极化

通过它们可以定义具有明确意义的**真空态**  $|0\rangle$  和**粒子态**

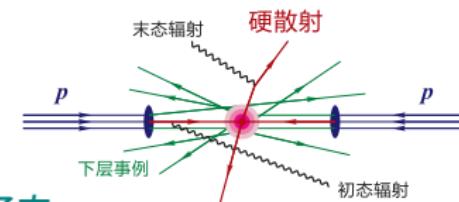
然而，引入相互作用之后，虽然 Heisenberg 绘景中的量子场包含着完整的动力学信息，但它不再具有简单的平面波展开式，也不能直接给出粒子态的具体形式

另一方面，如 6.2 节所述，在散射实验中，初末态应当具有确定的动量

它们是遥远过去和遥远未来处不受相互作用影响的渐近态

 相应地，遥远过去和遥远未来处的量子场是**自由的渐近场** (asymptotic field)

渐近态和渐近场与自由理论中的粒子态和量子场性质相似，比较容易处理



## 入场和出场

II 可以寻找相互作用理论中量子场与渐近场的关系，从而适当处理量子场相互作用

! 接下来的讨论不再求助于相互作用绘景，而是在 Heisenberg 绘景中进行严格处理

下面主要以**实标量场**  $\phi(x)$  为例进行讨论，相关结论可以推广到其它量子场

将遥远过去 ( $x^0 \rightarrow -\infty$ ) 和遥远未来 ( $x^0 \rightarrow +\infty$ ) 处的渐近场分别称为入场 (in field)  $\phi_{\text{in}}(x)$  和出场 (out field)  $\phi_{\text{out}}(x)$ ，它们与自由场一样满足 Klein-Gordon 方程

$$(\partial^2 + \textcolor{red}{m^2})\phi_{\text{in}} = 0, \quad (\partial^2 + \textcolor{red}{m^2})\phi_{\text{out}} = 0$$

## 入场和出场

II 可以寻找相互作用理论中量子场与渐近场的关系，从而适当处理量子场相互作用

! 接下来的讨论不再求助于相互作用绘景，而是在 Heisenberg 绘景中进行严格处理



下面主要以实标量场  $\phi(x)$  为例进行讨论，相关结论可以推广到其它量子场



将遥远过去 ( $x^0 \rightarrow -\infty$ ) 和遥远未来 ( $x^0 \rightarrow +\infty$ ) 处的渐近场分别称为入场 (in field)  $\phi_{\text{in}}(x)$  和出场 (out field)  $\phi_{\text{out}}(x)$ ，它们与自由场一样满足 Klein-Gordon 方程

$$(\partial^2 + m^2)\phi_{\text{in}} = 0, \quad (\partial^2 + m^2)\phi_{\text{out}} = 0$$



上式中的  $m$  是实验上能够测量的  $\phi$  玻色子物理质量 (physical mass)



实际上，在领头阶之外的高阶计算中，相互作用会对 $\phi$ 玻色子的质量产生修正



因而物理质量  $m$  与拉氏量中的质量参数不同



称原来拉氏量的质量参数为**裸质量** (bare mass)，在下文中改记作  $m_0$

### 入算符和出算符

与自由场类似， $\phi_{\text{in}}(x)$  和  $\phi_{\text{out}}(x)$  满足等时对易关系

$$[\phi_{\text{in}}(\mathbf{x}, t), \pi_{\text{in}}(\mathbf{y}, t)] = i\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y}), \quad [\phi_{\text{in}}(\mathbf{x}, t), \phi_{\text{in}}(\mathbf{y}, t)] = [\pi_{\text{in}}(\mathbf{x}, t), \pi_{\text{in}}(\mathbf{y}, t)] = 0$$

$$[\phi_{\text{out}}(\mathbf{x}, t), \pi_{\text{out}}(\mathbf{y}, t)] = i\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y}), \quad [\phi_{\text{out}}(\mathbf{x}, t), \phi_{\text{out}}(\mathbf{y}, t)] = [\pi_{\text{out}}(\mathbf{x}, t), \pi_{\text{out}}(\mathbf{y}, t)] = 0$$

它们也具有平面波展开式

$$\phi_{\text{in}}(x) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_p}} (a_{p,\text{in}} e^{-ip \cdot x} + a_{p,\text{in}}^\dagger e^{ip \cdot x})$$

$$\phi_{\text{out}}(x) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_p}} (a_{p,\text{out}} e^{-ip \cdot x} + a_{p,\text{out}}^\dagger e^{ip \cdot x})$$

 **入算符**  $(a_{p,in}, a_{p,in}^\dagger)$  和**出算符**  $(a_{p,out}, a_{p,out}^\dagger)$  各自满足**产生湮灭算符的对易关系**

$$[a_{\mathbf{p},\text{in}}, a_{\mathbf{q},\text{in}}^\dagger] = (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}), \quad [a_{\mathbf{p},\text{in}}, a_{\mathbf{q},\text{in}}] = [a_{\mathbf{p},\text{in}}^\dagger, a_{\mathbf{q},\text{in}}^\dagger] = 0$$

$$[a_{\mathbf{p},\text{out}}, a_{\mathbf{q},\text{out}}^\dagger] = (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}), \quad [a_{\mathbf{p},\text{out}}, a_{\mathbf{q},\text{out}}] = [a_{\mathbf{p},\text{out}}^\dagger, a_{\mathbf{q},\text{out}}^\dagger] = 0$$

### 入态和出态

□ 假设在遥远过去和遥远未来存在稳定且唯一的真空态  $|0\rangle$ ，满足

$$\langle 0|0\rangle = 1, \quad a_{p,in}|0\rangle = a_{p,out}|0\rangle = 0$$



以此定义包含  $n$  个粒子的入态 (in state)

$$|\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in}\rangle \equiv \sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}} \cdots \sqrt{2E_{\mathbf{p}_n}} a_{\mathbf{p}_1, \text{in}}^\dagger \cdots a_{\mathbf{p}_n, \text{in}}^\dagger |0\rangle$$



以及出态 (out state)  $|p_1, \dots, p_n; \text{out}\rangle \equiv \sqrt{2E_{p_1}} \cdots \sqrt{2E_{p_n}} a_{p_1, \text{out}}^\dagger \cdots a_{p_n, \text{out}}^\dagger |0\rangle$



 对于从  $n$  个粒子的入态到  $m$  个粒子的出态的散射过程，6.2 节引入的  $S$  矩阵元

可以被更严格地定义为  $S_{fi} = \langle q_1, \dots, q_m; \text{out} | p_1, \dots, p_n; \text{in} \rangle$



相应地，**S 算符**给出联系**入算符**和**出算符**的相似变换，通过下式定义：

$$\phi_{\text{out}}(x) = S^\dagger \phi_{\text{in}}(x) S, \quad a_{\text{p,out}} = S^\dagger a_{\text{p,in}} S, \quad a_{\text{p,out}}^\dagger = S^\dagger a_{\text{p,in}}^\dagger S$$



真空态的**稳定性和唯一性**意味着  $S|0\rangle = S^\dagger|0\rangle = |0\rangle$



这保证了  $\langle 0 | S | 0 \rangle = \langle 0 | S^\dagger | 0 \rangle = \langle 0 | 0 \rangle = 1$

## 入态与出态的关系

由  $S$  算符的幺正性  $S^\dagger S = \mathbb{I}$  得

$$\begin{aligned} |\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in}\rangle &= C_1 \textcolor{teal}{a}_{\mathbf{p}_1, \text{in}}^\dagger \cdots \textcolor{teal}{a}_{\mathbf{p}_n, \text{in}}^\dagger |0\rangle = C_1 S \textcolor{blue}{a}_{\mathbf{p}_1, \text{out}}^\dagger S^\dagger \cdots S \textcolor{blue}{a}_{\mathbf{p}_n, \text{out}}^\dagger S^\dagger |0\rangle \\ &= \textcolor{red}{S} C_1 \textcolor{blue}{a}_{\mathbf{p}_1, \text{out}}^\dagger \cdots \textcolor{blue}{a}_{\mathbf{p}_n, \text{out}}^\dagger |0\rangle \end{aligned}$$

其中  $C_1 = \sqrt{2E_{p_1}} \cdots \sqrt{2E_{p_n}}$ ，故

$$|\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in}\rangle = S |\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n; \text{out}\rangle$$

即  $S$  算符将出态转换成入态；类似地，

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | &= C_2 \langle 0 | a_{\mathbf{p}_m, \text{out}} \cdots a_{\mathbf{p}_1, \text{out}} = C_2 \langle 0 | S^\dagger a_{\mathbf{p}_m, \text{in}} S \cdots S^\dagger a_{\mathbf{p}_1, \text{in}} S \\ &= C_2 \langle 0 | a_{\mathbf{p}_m, \text{in}} \cdots a_{\mathbf{p}_1, \text{in}} S = \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_m; \text{in} | S \end{aligned}$$

其中  $C_2 = \sqrt{2E_{q_1}} \cdots \sqrt{2E_{q_m}}$

 可见， $S|0\rangle = S^\dagger|0\rangle = |0\rangle$  等价于  $|0;\text{in}\rangle = |0;\text{out}\rangle = |0\rangle$ ，确实表征着真空态的稳定性和唯一性

## $S$ 矩阵元与 $T$ 矩阵元

于是，可以将  $S$  矩阵元  $S_{fi} = \langle q_1, \dots, q_m; \text{out} | p_1, \dots, p_n; \text{in} \rangle$  表达为

$$S_{fi} = \langle q_1, \dots, q_m; \text{in} | S | p_1, \dots, p_n; \text{in} \rangle = \langle q_1, \dots, q_m; \text{out} | S | p_1, \dots, p_n; \text{out} \rangle$$

之前  $S_{fi} = \langle f | S | i \rangle$  中使用的初态  $|i\rangle$  和末态  $|f\rangle$  是在自由理论中定义的粒子态，可以把它们都当作这里的入态，或者都当作这里的出态

 将  $S$  算符分解为  $S = \mathbb{I} + i\mathbf{T}$ ，则真正表征相互作用的 **T 矩阵元**表达为

$$T_{fi} = \langle q_1, \dots, q_m; in | T | p_1, \dots, p_n; in \rangle = \langle q_1, \dots, q_m; out | T | p_1, \dots, p_n; out \rangle$$

 如果动量集合  $\{p_1, \dots, p_n\}$  与  $\{q_1, \dots, q_m\}$  不完全相同，那么

$$\langle q_1, \dots, q_m; \text{in} | p_1, \dots, p_n; \text{in} \rangle = \langle q_1, \dots, q_m; \text{out} | p_1, \dots, p_n; \text{out} \rangle = 0$$

从而  $S = \mathbb{I} + iT$  中恒等算符  $\mathbb{I}$  对  $S$  矩阵元没有贡献，有

$$S_{fi} = iT_{fi}$$

## 单粒子渐近态

单个粒子到自身的跃迁过程应当与自由运动一样，因此

$$\langle \mathbf{q}; \text{out} | \mathbf{p}; \text{in} \rangle = 2E_p(2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}) = \langle \mathbf{q}; \text{in} | \mathbf{p}; \text{in} \rangle$$



这意味着

$$|\mathbf{p}; \text{in}\rangle = |\mathbf{p}; \text{out}\rangle = |\mathbf{p}\rangle$$



即单粒子的入态等同于出态，可以将它们统一简记为  $|p\rangle$



如果局限在单粒子态空间进行讨论，那么

$$S|\mathbf{p}; \text{in}\rangle = S|\mathbf{p}; \text{out}\rangle = |\mathbf{p}; \text{in}\rangle = |\mathbf{p}; \text{out}\rangle$$



即  $S$  算符对单粒子入态或出态的作用等同于恒等算符

## 10.2 节 Källén-Lehmann 谱表示

自由的实标量场  $\phi_{\text{free}}(x)$  等价于相互作用绘景中的实标量场  $\phi^I(x)$

因而用  $\phi_{\text{free}}(x)$  计算的 **Feynman 传播子** 就是 6.4.1 小节推出来的

$$\begin{aligned} D_F(x-y) &= \langle 0 | T[\phi_{\text{free}}(x)\phi_{\text{free}}(y)] | 0 \rangle = \langle 0 | T[\phi^I(x)\phi^I(y)] | 0 \rangle \\ &= \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon} e^{-ip \cdot (x-y)} \end{aligned}$$

引入相互作用之后，在 Heisenberg 绘景中用实标量场  $\phi(x)$  构造出来的两点关联函数 (two-point correlation function)

$$G^{(2)}(x, y) \equiv \langle 0 | \mathsf{T}[\phi(x)\phi(y)] | 0 \rangle$$

将不再等同于 Feynman 传播子  $D_F(x - y)$ ，也会失去简单的形式

这个两点关联函数是相互作用理论中的完整传播子，下面对它的结构进行分析

中间态完备集

为了计算两点关联函数  $\langle 0 | T[\phi(x)\phi(y)] | 0 \rangle$ ，先考虑期待值  $\langle 0 | \phi(x)\phi(y) | 0 \rangle$

 在这个期待值里面插入一组**中间态的完备集**  $\{|\Psi\rangle\}$ ，它满足**完备性关系**

$$\sum_{\Psi} |\Psi\rangle \langle \Psi| = \mathbb{I}$$

  $\{|\Psi\rangle\}$  中包含满足  $p^2 = m^2$  和  $p^0 > 0$  的单粒子态  $|p\rangle$ ，也包含各种多粒子态

具体来说，里面任意的  $|\Psi\rangle$  必须是四维动量算符  $P^\mu$  的本征态，满足

$$P^\mu |\Psi\rangle = p_\Psi^\mu |\Psi\rangle, \quad p_\Psi^2 \geq 0, \quad p_\Psi^0 \geq 0$$

**在相互作用理论中，应该把这些  $|\Psi\rangle$  看作自由的渐近态，而  $p_\Psi^\mu$  是  $|\Psi\rangle$  中所有粒子的四维动量之和**

 根据 3.2 节知识，对  $\phi(0)$  作量子时空平移变换  $U(1, x) = \exp(iP^\mu x_\mu)$ ，得

$$\phi(x) = U(\mathbf{1}, x)\phi(0)U^{-1}(\mathbf{1}, x) = e^{iP \cdot x}\phi(0)e^{-iP \cdot x}$$

## 谱密度

再注意到真空态不具有能动量,  $P^\mu |0\rangle = 0|0\rangle$ , 推出

$$\begin{aligned}
& \langle 0 | \phi(x) \phi(y) | 0 \rangle \\
&= \sum_{\Psi} \langle 0 | \phi(x) | \Psi \rangle \langle \Psi | \phi(y) | 0 \rangle = \sum_{\Psi} \langle 0 | e^{iP \cdot x} \phi(0) e^{-iP \cdot x} | \Psi \rangle \langle \Psi | e^{iP \cdot y} \phi(0) e^{-iP \cdot y} | 0 \rangle \\
&= \sum_{\Psi} \langle 0 | \phi(0) e^{-ip_{\Psi} \cdot x} | \Psi \rangle \langle \Psi | e^{ip_{\Psi} \cdot y} \phi(0) | 0 \rangle = \sum_{\Psi} e^{-ip_{\Psi} \cdot (x-y)} |\langle \Psi | \phi(0) | 0 \rangle|^2 \\
&= \int d^4 p \sum_{\Psi} \delta^{(4)}(p - p_{\Psi}) e^{-ip \cdot (x-y)} |\langle \Psi | \phi(0) | 0 \rangle|^2
\end{aligned}$$

令

$$\sum_{\Psi} \delta^{(4)}(p - p_{\Psi}) |\langle \Psi | \phi(0) | 0 \rangle|^2 = \frac{\theta(p^0) \rho(p^2)}{(2\pi)^3}$$

其中  $\rho(p^2)$  称为谱密度 (spectral density)，则

$$\langle 0 | \phi(x) \phi(y) | 0 \rangle = \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^3} \theta(p^0) \rho(p^2) e^{-ip \cdot (x-y)}$$

## 谱密度的性质

4.  $\sum_{\Psi} \delta^{(4)}(p - p_{\Psi}) |\langle \Psi | \phi(0) | 0 \rangle|^2 = \frac{\theta(p^0) \rho(p^2)}{(2\pi)^3}$  左边是实数、正定、Lorentz 不变的

从而右边的谱密度  $\rho(p^2)$  是依赖于  $p^2$  的实值、正定、Lorentz 不变的函数

 由于  $p_\Psi^2 \geq 0$  且  $p_\Psi^0 \geq 0$ ，四维  $\delta$  函数  $\delta^{(4)}(p - p_\Psi)$  保证具有物理意义的  $p^\mu$  也满足  $p^2 \geq 0$  和  $p^0 \geq 0$

## 谱密度的性质

4.  $\sum_{\Psi} \delta^{(4)}(p - p_{\Psi}) |\langle \Psi | \phi(0) | 0 \rangle|^2 = \frac{\theta(p^0) \rho(p^2)}{(2\pi)^3}$  左边是实数、正定、Lorentz 不变的

从而右边的谱密度  $\rho(p^2)$  是依赖于  $p^2$  的实值、正定、Lorentz 不变的函数

由于  $p_\Psi^2 \geq 0$  且  $p_\Psi^0 \geq 0$ ，四维  $\delta$  函数  $\delta^{(4)}(p - p_\Psi)$  保证具有物理意义的  $p^\mu$  也满足  $p^2 \geq 0$  和  $p^0 \geq 0$

进一步，利用  $\rho(p^2) = \int_0^\infty ds \delta(p^2 - s)\rho(s)$  推出

$$\begin{aligned} \langle 0 | \phi(x) \phi(y) | 0 \rangle &= \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^3} \theta(p^0) \rho(p^2) e^{-ip \cdot (x-y)} \\ &= \int_0^\infty ds \rho(s) \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^3} \theta(p^0) \delta(p^2 - s) e^{-ip \cdot (x-y)} \\ &= \int_0^\infty ds \rho(s) \Delta(x-y, s) \end{aligned}$$

其中

$$\Delta(x-y, s) \equiv \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^3} \theta(p^0) \delta(p^2 - s) e^{-ip \cdot (x-y)}$$

这样就把谱密度挪到四维动量积分之外了

## 两点关联函数

现在，将**两点关联函数**表达为

$$\begin{aligned} \langle 0 | \mathcal{T}[\phi(x)\phi(y)] | 0 \rangle &= \theta(x^0 - y^0) \langle 0 | \phi(x)\phi(y) | 0 \rangle + \theta(y^0 - x^0) \langle 0 | \phi(y)\phi(x) | 0 \rangle \\ &= \int_0^\infty ds \rho(s) \Delta_F(x - y, s) \end{aligned}$$

骆驼 其中

$$\Delta_F(x-y, s) \equiv \theta(x^0 - y^0) \Delta(x-y, s) + \theta(y^0 - x^0) \Delta(y-x, s)$$

骆驼 这表明两点关联函数实际上只是  $x^\mu - y^\mu$  的函数，即  $G^{(2)}(x, y) = G^{(2)}(x - y)$

利用  $\delta[f(x)] = \sum_i \frac{\delta(x - x_i)}{|f'(x_i)|}$  推出

$$\begin{aligned}\Delta(x-y, s) &= \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \int dp^0 \theta(p^0) \delta[(p^0)^2 - |\mathbf{p}|^2 - s] e^{-ip \cdot (x-y)} \\ &= \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} e^{ip \cdot (x-y)} \left. \frac{e^{-ip^0 \cdot (x^0 - y^0)}}{2p^0} \right|_{p^0 = \sqrt{|\mathbf{p}|^2 + s}}\end{aligned}$$

$$\Delta_F(x-y,s)$$

 将  $\theta(x^0 - y^0) \frac{e^{-iE_p(x^0 - y^0)}}{2E_p} + \theta(y^0 - x^0) \frac{e^{iE_p(x^0 - y^0)}}{2E_p} = \int \frac{dp^0}{2\pi} i e^{-ip^0(x^0 - y^0)}$

(6.4.2 小节公式) 中的  $m^2$  替换成  $s$ , 得

$$\left[ \theta(x^0 - y^0) \frac{e^{-ip^0(x^0 - y^0)}}{2p^0} + \theta(y^0 - x^0) \frac{e^{ip^0(x^0 - y^0)}}{2p^0} \right] \Big|_{p^0 = \sqrt{|\mathbf{p}|^2 + s}} = \int \frac{dp^0}{2\pi} \frac{i e^{-ip^0(x^0 - y^0)}}{p^2 - s + i\epsilon}$$

从而推出

$$\begin{aligned} \Delta_F(x-y, s) &= \theta(x^0 - y^0) \Delta(x-y, s) + \theta(y^0 - x^0) \Delta(y-x, s) \\ &= \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} e^{ip \cdot (x-y)} \left[ \theta(x^0 - y^0) \frac{e^{-ip^0(x^0 - y^0)}}{2p^0} + \theta(y^0 - x^0) \frac{e^{ip^0(x^0 - y^0)}}{2p^0} \right] \Big|_{p^0 = \sqrt{|\mathbf{p}|^2 + s}} \\ &= \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{i}{p^2 - s + i\epsilon} e^{-ip \cdot (x-y)} \end{aligned}$$

 注意第二步对第二项的积分变量作了替换  $p \rightarrow -p$

## Källén-Lehmann 谱表示

这里得到的  $\Delta_F(x-y, s) = \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{i}{p^2 - s + i\epsilon} e^{-ip \cdot (x-y)}$  与

$$\text{Feynman 传播子 } D_F(x-y) = \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon} e^{-ip \cdot (x-y)}$$

具有相同的形式，只是将  $m^2$  替换成  $s$

 两点关联函数  $\langle 0 | T[\phi(x)\phi(y)] | 0 \rangle = \int_0^\infty ds \rho(s) \Delta_F(x-y, s)$  化为

$$\langle 0 | \mathsf{T}[\phi(x)\phi(y)] | 0 \rangle = \int_0^\infty ds \, \rho(s) \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{i}{p^2 - s + i\epsilon} e^{-ip \cdot (x-y)}$$

这样的表示方式称为 **Källén-Lehmann 谱表示** (spectral representation)

 对于自由的实标量场，谱密度  $\rho(s) = \delta(s - m^2)$ ，而上式退化为 Feynman 传播子



Gunnar Källén  
(1926–1968)



Harry Lehmann  
(1924–1998)

## 动量空间中的完整传播子

 对  $G^{(2)}(x, 0) = \langle 0 | T[\phi(x)\phi(0)] | 0 \rangle$  作 Fourier 变换，得

$$\begin{aligned}\tilde{G}^{(2)}(p) &\equiv \int d^4x e^{ip \cdot x} G^{(2)}(x, 0) = \int d^4x e^{ip \cdot x} \langle 0 | \mathbf{T}[\phi(x)\phi(0)] | 0 \rangle \\ &= \int_0^\infty ds \rho(s) \int \frac{d^4x}{(2\pi)^4} \frac{d^4q}{q^2 - s + i\epsilon} e^{-i(q-p) \cdot x} \\ &= \int_0^\infty ds \rho(s) \int d^4q \frac{i}{q^2 - s + i\epsilon} \delta^{(4)}(q - p) = \int_0^\infty ds \rho(s) \frac{i}{p^2 - s + i\epsilon}\end{aligned}$$

这是动量空间中的完整传播子

它是动量空间中的 Feynman 传播子

$$\begin{aligned}\tilde{D}_F(p) &\equiv \int d^4x e^{ip\cdot x} D_F(x) = \int \frac{d^4x d^4q}{(2\pi)^4} \frac{i}{q^2 - m^2 + i\epsilon} e^{-i(q-p)\cdot x} \\ &= \int d^4q \delta^{(4)}(q-p) \frac{i}{q^2 - m^2 + i\epsilon} = \frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon}\end{aligned}$$

## 的推广

### 另一种 Källén-Lehmann 谱表示

用  $\langle 0 | \phi(x)\phi(y) | 0 \rangle = \int_0^\infty ds \rho(s) \Delta(x-y, s)$  将  $[\phi(x), \phi(y)]$  的真空期待值表达为

$$\langle 0 | [\phi(x), \phi(y)] | 0 \rangle = \langle 0 | \phi(x) \phi(y) | 0 \rangle - \langle 0 | \phi(y) \phi(x) | 0 \rangle = \int_0^\infty ds \rho(s) \Delta_{\text{PJ}}(x - y, s)$$

 这也是一种 Källén-Lehmann 谱表示，其中

$$\begin{aligned} \Delta_{\text{PJ}}(x-y, s) &\equiv \Delta(x-y, s) - \Delta(y-x, s) \\ &= \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{e^{-ip \cdot (x-y)} - e^{ip \cdot (x-y)}}{2p^0} \Bigg|_{p^0 = \sqrt{|\mathbf{p}|^2 + s}} \end{aligned}$$

  $\Delta_{\text{PJ}}(x - y, s)$  与 6.2 节的 Pauli-Jordan 传播函数

$$D_{\text{PJ}}(x-y) = [\phi_{\text{free}}(x), \phi_{\text{free}}(y)] = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{e^{-ip \cdot (x-y)} - e^{ip \cdot (x-y)}}{2E_p}$$

具有相同的形式，只是将  $m^2$  替换为  $s$

### $\Delta_{\text{PJ}}(x, s)$ 的偏导数

Δ<sub>PJ</sub>(x, s) = ∫  $\frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{e^{-ip \cdot x} - e^{ip \cdot x}}{2p^0}$  |<sub>p<sup>0</sup> =  $\sqrt{|p|^2 + s}$</sub>  对 x<sup>0</sup> 求导, 得

$$\frac{\partial}{\partial x^0} \Delta_{\text{PJ}}(x, s) = -\frac{i}{2} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} (e^{-ip \cdot x} + e^{ip \cdot x}) \Big|_{p^0=\sqrt{|\mathbf{p}|^2+s}}$$

 取  $x^0 = 0$ ，推出

$$\frac{\partial}{\partial x^0} \Delta_{\text{PJ}}(x, s) \Big|_{x^0=0} = -\frac{i}{2} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} (e^{ip \cdot x} + e^{-ip \cdot x}) = -i\delta^{(3)}(\mathbf{x})$$

$$\frac{\partial}{\partial y^0} \Delta_{\text{PJ}}(x - y, s) \Big|_{x^0 = y^0} = -\frac{\partial}{\partial(x^0 - y^0)} \Delta_{\text{PJ}}(x - y, s) \Big|_{x^0 = y^0} = i\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y})$$

# 谱密度的归一化条件

  $\langle 0 | T[\phi(x)\phi(y)] | 0 \rangle = \int_0^\infty ds \rho(s) \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{i}{p^2 - s + i\epsilon} e^{-ip \cdot (x-y)}$  这样的 Källén-Lehmann 谱表示表明，谱密度  $\rho(s)$  是在态矢  $\phi(x)|0\rangle$  里面找到不变质量平方为  $s$  的自由态的概率密度，而  $s$  可以取物理上能够得到的任何数值

 作为概率密度， $\rho(s)$  应该是归一化的

### 谱密度的归一化条件

  $\langle 0 | T[\phi(x)\phi(y)] | 0 \rangle = \int_0^\infty ds \rho(s) \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{i}{p^2 - s + i\epsilon} e^{-ip \cdot (x-y)}$  这样的 Källén-

**Lehmann 谱表示**表明，谱密度  $\rho(s)$  是在态矢  $\phi(x)|0\rangle$  里面找到不变质量平方为  $s$  的自由态的**概率密度**，而  $s$  可以取物理上能够得到的任何数值

作为概率密度， $\rho(s)$  应该是归一化的

 假设相互作用拉氏量不涉及  $\partial_\mu \phi$ ，则  $\phi(x)$  的共轭动量密度为  $\pi(x) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\phi}} = \dot{\phi}(x)$

 Heisenberg 绘景等时对易关系为  $[\phi(\mathbf{x}, t), \pi(\mathbf{y}, t)] = [\phi(\mathbf{x}, t), \dot{\phi}(\mathbf{y}, t)] = i\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y})$

另一方面，注意到  $[\phi(\mathbf{x}, t), \dot{\phi}(\mathbf{y}, t)]$  是一个 c 数，有

$$\begin{aligned} [\phi(\mathbf{x}, t), \dot{\phi}(\mathbf{y}, t)] &= \frac{\partial}{\partial y^0} \langle 0 | [\phi(x), \phi(y)] | 0 \rangle \Big|_{x^0=y^0=t} \\ &= \int_0^\infty ds \rho(s) \frac{\partial}{\partial y^0} \Delta_{\text{PJ}}(x - y, s) \Big|_{x^0=y^0=t} = \int_0^\infty ds \rho(s) i\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y}) \end{aligned}$$

与等时对易关系比较，即得归一化条件

$$\int_0^\infty ds \rho(s) = 1$$

## 单粒子态的完备性关系



根据单粒子态内积的表达式，有

$$\begin{aligned} |\mathbf{q}\rangle &= \int d^3p \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}) |\mathbf{p}\rangle = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_p} |\mathbf{p}\rangle \cdot 2E_p (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}) \\ &= \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_p} |\mathbf{p}\rangle \langle \mathbf{p} | \mathbf{q}\rangle \end{aligned}$$



观察得到单粒子态的完备性关系

$$\int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_p} |\mathbf{p}\rangle \langle \mathbf{p}| = \mathbb{I}_{\text{1-particle}}$$



其中  $\mathbb{I}_{1\text{-particle}}$  代表局限于单粒子态时的恒等算符

## 单粒子态的完备性关系

根据单粒子态内积的表达式，有

$$\begin{aligned} |\mathbf{q}\rangle &= \int d^3p \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}) |\mathbf{p}\rangle = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_p} |\mathbf{p}\rangle \cdot 2E_p (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}) \\ &= \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_p} |\mathbf{p}\rangle \langle \mathbf{p} | \mathbf{q}\rangle \end{aligned}$$

 观察得到单粒子态的完备性关系

$$\int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_p} |\mathbf{p}\rangle \langle \mathbf{p}| = \mathbb{I}_{\text{1-particle}}$$

其中  $\mathbb{I}_{\text{1-particle}}$  代表局限于单粒子态时的恒等算符

于是， $\sum_{\Psi} |\Psi\rangle \langle \Psi| = \mathbb{I}$  中对单粒子态的求和部分可作以下替换

$$\sum_{|\mathbf{p}\rangle} \rightarrow \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_p} = \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^3} \theta(p^0) \delta(p^2 - m^2)$$

天鹅 这里用到  $\int dp^0 \theta(p^0) \delta(p^2 - m^2) = \frac{1}{2p^0} \Big|_{p^0=\sqrt{|\mathbf{p}|^2+m^2}} = \frac{1}{2E_{\mathbf{p}}}$

## 场强重整化常数

 从而，将  $\sum_{\Psi} \delta^{(4)}(p - p_{\Psi}) |\langle \Psi | \phi(0) | 0 \rangle|^2 = \frac{\theta(p^0) \rho(p^2)}{(2\pi)^3}$  化为  
 $\theta(p^0) \rho(p^2)$

$$\begin{aligned}
&= (2\pi)^3 \sum_{|\mathbf{q}\rangle} \delta^{(4)}(p - q) |\langle \mathbf{q} | \phi(0) | 0 \rangle|^2 + (2\pi)^3 \sum_{|\Psi\rangle \neq |\mathbf{q}\rangle} \delta^{(4)}(p - p_\Psi) |\langle \Psi | \phi(0) | 0 \rangle|^2 \\
&= \int d^4q \theta(q^0) \delta(q^2 - m^2) \delta^{(4)}(p - q) |\langle \mathbf{q} | \phi(0) | 0 \rangle|^2 + \theta(p^0) \hat{\rho}(p^2) \\
&= \theta(p^0) \delta(p^2 - m^2) |\langle \mathbf{p} | \phi(0) | 0 \rangle|^2 + \theta(p^0) \hat{\rho}(p^2)
\end{aligned}$$

其中  $\theta(p^0)\hat{\rho}(p^2) \equiv (2\pi)^3 \sum_{|\Psi\rangle \neq |\mathbf{q}\rangle} \delta^{(4)}(p - p_\Psi) |\langle \Psi | \phi(0) | 0 \rangle|^2$

## 场强重整化常数

从而，将  $\sum_{\Psi} \delta^{(4)}(p - p_{\Psi}) |\langle \Psi | \phi(0) | 0 \rangle|^2 = \frac{\theta(p^0) \rho(p^2)}{(2\pi)^3}$  化为

$$\begin{aligned}
&= (2\pi)^3 \sum_{|\mathbf{q}\rangle} \delta^{(4)}(p - q) |\langle \mathbf{q} | \phi(0) | 0 \rangle|^2 + (2\pi)^3 \sum_{|\Psi\rangle \neq |\mathbf{q}\rangle} \delta^{(4)}(p - p_\Psi) |\langle \Psi | \phi(0) | 0 \rangle|^2 \\
&= \int d^4q \theta(q^0) \delta(q^2 - m^2) \delta^{(4)}(p - q) |\langle \mathbf{q} | \phi(0) | 0 \rangle|^2 + \theta(p^0) \hat{\rho}(p^2) \\
&= \theta(p^0) \delta(p^2 - m^2) |\langle \mathbf{p} | \phi(0) | 0 \rangle|^2 + \theta(p^0) \hat{\rho}(p^2)
\end{aligned}$$

其中  $\theta(p^0)\hat{\rho}(p^2) \equiv (2\pi)^3 \sum_{|\Psi\rangle \neq |\mathbf{q}\rangle} \delta^{(4)}(p - p_\Psi) |\langle \Psi | \phi(0) | 0 \rangle|^2$

令  $Z \equiv |\langle \mathbf{p} | \phi(0) | 0 \rangle|^2$ , 得到  $\rho(s) = Z \delta(s - m^2) + \hat{\rho}(s)$

 第一项和第二项分别是单粒子态和多粒子态的贡献

Z 是在态矢  $\phi(0)|0\rangle$  里面找到质量为  $m$  的单粒子态  $|p\rangle$  的概率，称为场强重整化常数 (field strength renormalization constant)，它与量子场论的重整化问题密切相关

典型谱函数

 谱函数的具体形式依赖于相互作用理论，一个典型谱函数  $\rho(s)$  的图像如右图所示

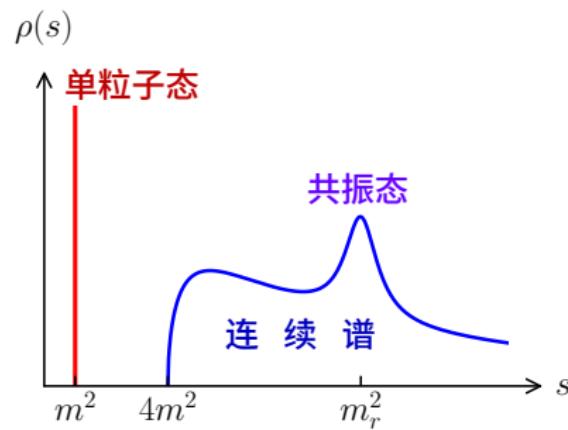
它在  $s = m^2$  处的形式为  $Z \delta(s - m^2)$  ,

用竖线表示，对应于物理质量为  $m$  的单粒子中间态，概率为  $Z$

 产生双粒子末态的运动学条件是  $s > 4m^2$ ，  
因而从  $s > 4m^2$  开始出现多粒子中间态引起的连续谱 (continuum)

 连续谱有可能呈现出比较复杂的结构

图中  $s \sim m_r^2$  处存在一个共振态 (resonance)  $r$ ，它具有一定宽度，中心质量为  $m_r$



典型谱函数

 谱函数的具体形式依赖于相互作用理论，一个典型谱函数  $\rho(s)$  的图像如右图所示

它在  $s = m^2$  处的形式为  $Z \delta(s - m^2)$  ,

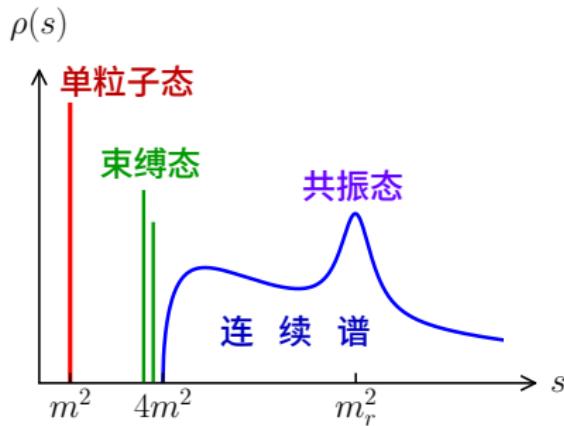
用竖线表示，对应于物理质量为  $m$  的单粒子中间态，概率为  $Z$

 产生双粒子末态的运动学条件是  $s > 4m^2$ ，  
因而从  $s > 4m^2$  开始出现多粒子中间态引起的连续谱 (continuum)

 连续谱有可能呈现出比较复杂的结构

图中  $s \sim m_r^2$  处存在一个共振态 (resonance)  $r$ ，它具有一定宽度，中心质量为  $m_r$

在某些相互作用理论中，还可能存在由两个粒子构成的若干个束缚态 (bound state)，它们表现为 略小于  $4m^2$  处正比于  $\delta$  函数的竖线



# 动量空间中的 Källén-Lehmann 谱表示

将  $\rho(s) = Z \delta(s - m^2) + \hat{\rho}(s)$  代入归一化条件  $\int_0^\infty ds \rho(s) = 1$ ，得

$$1 = \int_0^\infty ds \rho(s) = \textcolor{red}{Z} + \int_{\sim 4m^2}^\infty ds \rho(s)$$

 注意在  $s > m^2$  处  $\rho(s) = \hat{\rho}(s)$ ；由此可见，0 \leq Z < 1

存在相互作用时， $\phi(x)$  作用到  $|0\rangle$  上除了得到单粒子态之外，还有一定概率得到多粒子态，体现为  $Z < 1$

 在自由理论中，则有  $Z = 1$

 动量空间中的完整传播子  $\tilde{G}^{(2)}(p) = \int_0^\infty ds \rho(s) \frac{i}{p^2 - s + i\epsilon}$  化为

$$\tilde{G}^{(2)}(p) = \frac{iZ}{p^2 - m^2 + i\epsilon} + \int_{\sim 4m^2}^{\infty} ds \frac{i\rho(s)}{p^2 - s + i\epsilon}$$

这是动量空间中的 Källén-Lehmann 谱表示

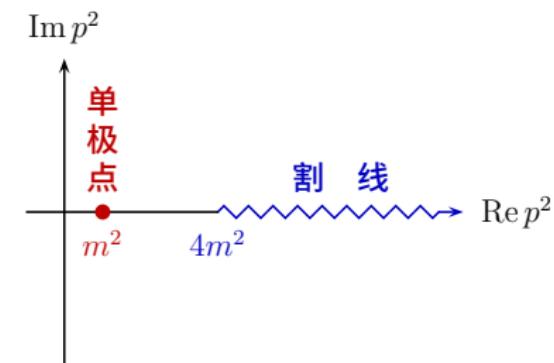
## $\tilde{G}^{(2)}(p)$ 的解析结构

玫瑰花  $\tilde{G}^{(2)}(p)$  在  $p^2$  复平面上的解析结构如右图所示，在实轴上  $p^2 = m^2$  处存在一个单极点（考虑到无穷小量  $i\epsilon$ ，极点位置实际上在  $p^2 = m^2 - i\epsilon$  处，与实轴略有偏离）

故物理质量  $m$  也称为极点质量 (pole mass)

 场强重整化常数  $Z$  对应着  $\tilde{G}^{(2)}(p)$  在这个单极点处的留数，有

$$Z = \lim_{p^2 \rightarrow m^2} [-i(p^2 - m^2) \tilde{G}^{(2)}(p)]$$



## $\tilde{G}^{(2)}(p)$ 的解析结构

玫瑰花  $\tilde{G}^{(2)}(p)$  在  $p^2$  复平面上的解析结构如右图所示，在实轴上  $p^2 = m^2$  处存在一个单极点（考虑到无穷小量  $i\epsilon$ ，极点位置实际上在  $p^2 = m^2 - i\epsilon$  处，与实轴略有偏离）

 故物理质量  $m$  也称为极点质量 (pole mass)

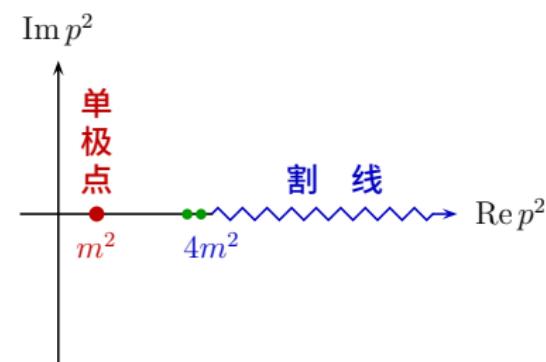
 场强重整化常数  $Z$  对应着  $\tilde{G}^{(2)}(p)$  在这个单极点处的留数，有

$$Z = \lim_{p^2 \rightarrow m^2} [-i(p^2 - m^2) \tilde{G}^{(2)}(p)]$$

如果存在束缚态，则实轴上  $p^2$  略小于  $4m^2$  的地方还会有更多的极点

此外，在  $p^2 > 4m^2$  的实轴区间上存在一条割线 (branch cut)，割线两边的函数值不连续

这是因为  $\int_{\sim 4m^2}^{\infty} ds \frac{i\rho(s)}{p^2 - s + i\epsilon}$  的被积函数在  $p^2 = s$  处存在单极点，对无穷多个单极点位置  $s$  进行积分会导致割线，可以通过下面的例子理解



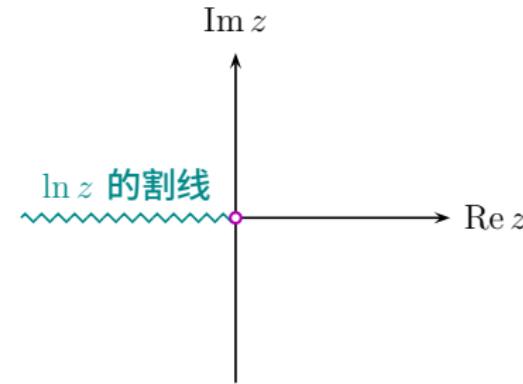
## 对割线的理解

 函数  $f_s(z) = (z - s)^{-1}$  在  $z = s$  处存在单极点，对  $s$  从  $-1$  到  $1$  积分，得

$$g(z) = \int_{-1}^1 ds f_s(z) = \int_{-1}^1 \frac{ds}{z-s} = \ln \frac{z+1}{z-1}$$

 对数函数  $\ln z$  的支点 (branch point) 位于原点  $z = 0$  和无穷远点  $z = \infty$  处

 可将割线取为**负实轴**  $z < 0$ ，用割线将复平面割开，可以得到单值分支



## 对割线的理解

 函数  $f_s(z) = (z - s)^{-1}$  在  $z = s$  处存在单极点，对  $s$  从  $-1$  到  $1$  积分，得

$$g(z) = \int_{-1}^1 ds f_s(z) = \int_{-1}^1 \frac{ds}{z-s} = \ln \frac{z+1}{z-1}$$

 对数函数  $\ln z$  的支点 (branch point) 位于原点  $z = 0$  和无穷远点  $z = \infty$  处

 可将割线取为**负实轴**  $z < 0$ ，用割线将复平面割开，可以得到单值分支

  $\frac{z+1}{z-1} = 0$  和  $\frac{z+1}{z-1} = \infty$  分别给出  $z = -1$  和  $z = 1$

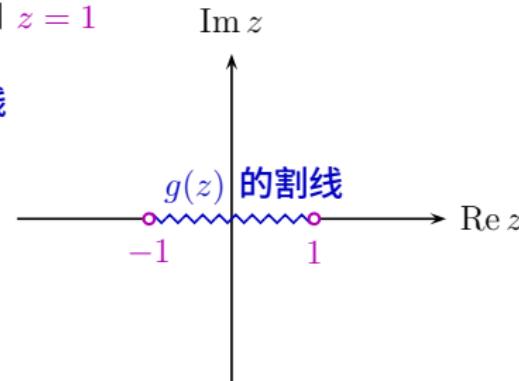
 这是  $g(z)$  的两个支点，它们之间存在一条割线

  $\frac{z+1}{z-1} < 0$  意味着  $-1 < z < 1$

 因而  $g(z)$  的割线可取为实区间  $(-1, 1)$

  $g(z) = \int_{-1}^1 \frac{ds}{z-s}$  表明，可将这条割线看作排

列在**实区间**  $(-1, 1)$  上具有**无穷小留数**  $ds$  的**无穷多个单极点**的集合



## 场强重整化常数与渐近场

定义式  $Z \equiv |\langle \mathbf{p} | \phi(0) | 0 \rangle|^2$  表明,  $\langle \mathbf{p} | \phi(0) | 0 \rangle$  的模是  $\sqrt{Z}$

假设它的相位因子是 1，则  $\langle p | \phi(0) | 0 \rangle = \sqrt{Z}$

从而  $\langle \mathbf{p} | \phi(x) | 0 \rangle = \langle \mathbf{p} | e^{iP \cdot x} \phi(0) e^{-iP \cdot x} | 0 \rangle = e^{ip \cdot x} \langle \mathbf{p} | \phi(0) | 0 \rangle = \sqrt{Z} e^{ip \cdot x}$

另一方面，渐近场  $\phi_{in}(x)$  和  $\phi_{out}(x)$  等价于自由场，有

$$\langle \mathbf{p} | \phi_{\text{in}}(x) | 0 \rangle = \langle \mathbf{p} | \phi_{\text{out}}(x) | 0 \rangle = e^{ip \cdot x}$$

可见  $\langle \mathbf{p} | \phi(x) | 0 \rangle = \sqrt{Z} \langle \mathbf{p} | \phi_{\text{in}}(x) | 0 \rangle = \sqrt{Z} \langle \mathbf{p} | \phi_{\text{out}}(x) | 0 \rangle$

## 场强重整化常数与渐近场

定义式  $Z \equiv |\langle \mathbf{p} | \phi(0) | 0 \rangle|^2$  表明,  $\langle \mathbf{p} | \phi(0) | 0 \rangle$  的模是  $\sqrt{Z}$

假设它的相位因子是 1，则  $\langle p | \phi(0) | 0 \rangle = \sqrt{Z}$

从而  $\langle \mathbf{p} | \phi(x) | 0 \rangle = \langle \mathbf{p} | e^{iP \cdot x} \phi(0) e^{-iP \cdot x} | 0 \rangle = e^{ip \cdot x} \langle \mathbf{p} | \phi(0) | 0 \rangle = \sqrt{Z} e^{ip \cdot x}$

另一方面，渐近场  $\phi_{in}(x)$  和  $\phi_{out}(x)$  等价于自由场，有

$$\langle \mathbf{p} | \phi_{\text{in}}(x) | 0 \rangle = \langle \mathbf{p} | \phi_{\text{out}}(x) | 0 \rangle = e^{ip \cdot x}$$

可见  $\langle \mathbf{p} | \phi(x) | 0 \rangle = \sqrt{Z} \langle \mathbf{p} | \phi_{\text{in}}(x) | 0 \rangle = \sqrt{Z} \langle \mathbf{p} | \phi_{\text{out}}(x) | 0 \rangle$

这并不意味着  $\phi(x) = \sqrt{Z} \phi_{\text{in}}$  或  $\phi(x) = \sqrt{Z} \phi_{\text{out}}(x)$

否则  $\phi(x)$  会满足**自由场**的运动方程  $(\partial^2 + m^2)\phi = 0$

不过，可以推测

$$\lim_{x^0 \rightarrow -\infty} \phi(x) = \sqrt{Z} \phi_{\text{in}}(x), \quad \lim_{x^0 \rightarrow +\infty} \phi(x) = \sqrt{Z} \phi_{\text{out}}(x)$$

 即  $\sqrt{Z} \phi_{\text{in}}(x)$  和  $\sqrt{Z} \phi_{\text{out}}(x)$  分别是  $\phi(x)$  在  $x^0 \rightarrow -\infty$  和  $x^0 \rightarrow +\infty$  的渐近极限

## 渐近条件

 但  $\lim_{x^0 \rightarrow -\infty} \phi(x) = \sqrt{Z} \phi_{\text{in}}(x)$  和  $\lim_{x^0 \rightarrow +\infty} \phi(x) = \sqrt{Z} \phi_{\text{out}}(x)$  并不合理, 它们意味着

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} [\phi(\mathbf{x}, t), \dot{\phi}(\mathbf{y}, t)] = Z[\phi_{\text{in}}(\mathbf{x}, t), \dot{\phi}_{\text{in}}(\mathbf{y}, t)] = iZ\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y})$$

仅当  $Z = 1$  时才能与等时对易关系相容，但相互作用的存在却要求  $Z < 1$

其实，这是算符层面上的渐近极限，在收敛性方面要求太高

渐近条件

 但  $\lim_{x^0 \rightarrow -\infty} \phi(x) = \sqrt{Z} \phi_{\text{in}}(x)$  和  $\lim_{x^0 \rightarrow +\infty} \phi(x) = \sqrt{Z} \phi_{\text{out}}(x)$  并不合理, 它们意味着

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} [\phi(\mathbf{x}, t), \dot{\phi}(\mathbf{y}, t)] = Z[\phi_{\text{in}}(\mathbf{x}, t), \dot{\phi}_{\text{in}}(\mathbf{y}, t)] = iZ\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y})$$

仅当  $Z = 1$  时才能与等时对易关系相容，但相互作用的存在却要求  $Z < 1$

其实，这是算符层面上的渐近极限，在收敛性方面要求太高

要把它们弱化成期待值层面上的渐近极限，即下列渐近条件，

$$\lim_{x^0 \rightarrow -\infty} \langle \Psi_2 | \phi(x) | \Psi_1 \rangle = \sqrt{Z} \langle \Psi_2 | \phi_{\text{in}}(x) | \Psi_1 \rangle$$

$$\lim_{x^0 \rightarrow +\infty} \langle \Psi_2 | \phi(x) | \Psi_1 \rangle = \sqrt{Z} \langle \Psi_2 | \phi_{\text{out}}(x) | \Psi_1 \rangle$$

其中  $|\Psi_1\rangle$  和  $|\Psi_2\rangle$  是 Hilbert 空间中两个任意的态矢；这样的渐近条件不能保证  $\lim_{t \rightarrow -\infty} \langle \Psi_2 | [\phi(\mathbf{x}, t), \dot{\phi}(\mathbf{y}, t)] | \Psi_1 \rangle = Z \langle \Psi_2 | [\phi_{\text{in}}(\mathbf{x}, t), \dot{\phi}_{\text{in}}(\mathbf{y}, t)] | \Psi_1 \rangle$  成立，因而不会跟等时对易关系矛盾

推广到 Dirac 旋量场

上述讨论可以推广到具有**自旋**的量子场，但需要定义**多个谱函数**来描述多粒子态

推广到 Dirac 旋量场  $\psi(x)$  时，动量空间中的完整传播子表达为

$$\int d^4x e^{ip \cdot x} \langle 0 | \mathsf{T}[\psi(x)\bar{\psi}(0)] | 0 \rangle = \frac{iZ_2(\not{p} + m)}{p^2 - m^2 + i\epsilon} + \dots$$

这里省略了多粒子态贡献

场强重整化常数  $Z_2$  对应于物理质量为  $m$  的单粒子态的概率，满足

$$\langle 0 | \psi(0) | \mathbf{p}^+, \lambda \rangle = \sqrt{Z_2} u(\mathbf{p}, \lambda), \quad \langle 0 | \bar{\psi}(0) | \mathbf{p}^-, \lambda \rangle = \sqrt{Z_2} \bar{v}(\mathbf{p}, \lambda)$$

$$\langle \mathbf{p}^+, \lambda | \bar{\psi}(0) | 0 \rangle = \sqrt{Z_2} \bar{u}(\mathbf{p}, \lambda), \quad \langle \mathbf{p}^-, \lambda | \psi(0) | 0 \rangle = \sqrt{Z_2} v(\mathbf{p}, \lambda)$$

相应地，存在渐近条件

$$\lim_{x^0 \rightarrow -\infty} \langle \Psi_2 | \psi(x) | \Psi_1 \rangle = \sqrt{Z_2} \langle \Psi_2 | \psi_{\text{in}}(x) | \Psi_1 \rangle$$

$$\lim_{x^0 \rightarrow +\infty} \langle \Psi_2 | \psi(x) | \Psi_1 \rangle = \sqrt{Z_2} \langle \Psi_2 | \psi_{\text{out}}(x) | \Psi_1 \rangle$$

### 10.3 节 Lehmann-Symanzik-Zimmermann 约化公式



Kurt Symanzik  
(1923–1983)



Wolfhart Zimmermann  
(1928–2016)

它也称为  $n$  点 Green 函数

本节探讨这种**多点关联函数**与**散射矩阵元**之间的关系，即

## Lehmann-Symanzik-Zimmermann (LSZ) 约化公式

### 处理 $S$ 矩阵元

对于  $n \rightarrow m$  散射过程，从  $S$  矩阵元的入态中抽出第一个产生算符  $a_{p_1, \text{in}}^\dagger$ ，得到

$$\begin{aligned}
S_{fi} &= \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle \\
&= \sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}} \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | a_{\mathbf{p}_1, \text{in}}^\dagger | \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle \\
&= \sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}} \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | a_{\mathbf{p}_1, \text{out}}^\dagger | \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle \\
&\quad + \sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}} \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | (a_{\mathbf{p}_1, \text{in}}^\dagger - a_{\mathbf{p}_1, \text{out}}^\dagger) | \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle
\end{aligned}$$

从第一项的出态抽出第一个湮灭算符  $a_{q_1.out}$ ，利用产生湮灭算符的对易关系，得

$$\begin{aligned}
& \sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}} \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | a_{\mathbf{p}_1, \text{out}}^\dagger | \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle \\
&= \sqrt{4E_{\mathbf{q}_1} E_{\mathbf{p}_1}} \langle \mathbf{q}_2, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | a_{\mathbf{q}_1, \text{out}} a_{\mathbf{p}_1, \text{out}}^\dagger | \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle \\
&= \sqrt{4E_{\mathbf{q}_1} E_{\mathbf{p}_1}} \langle \mathbf{q}_2, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | [a_{\mathbf{p}_1, \text{out}}^\dagger a_{\mathbf{q}_1, \text{out}} + (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}_1)] | \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle \\
&= \sqrt{4E_{\mathbf{q}_1} E_{\mathbf{p}_1}} \langle \mathbf{q}_2, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | a_{\mathbf{p}_1, \text{out}}^\dagger a_{\mathbf{q}_1, \text{out}} | \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle \\
&\quad + 2E_{\mathbf{q}_1} (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}_1) \langle \mathbf{q}_2, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle
\end{aligned}$$

### 避免可约化的情况

依次从出态中抽出余下的湮灭算符，并作对易，最后利用  $\langle 0 | a_{p_1, \text{out}}^\dagger = 0$  推出

$$\begin{aligned}
& \sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}} \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | a_{\mathbf{p}_1, \text{out}}^\dagger | \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle \\
&= \sqrt{8E_{\mathbf{q}_1}E_{\mathbf{q}_2}E_{\mathbf{p}_1}} \langle \mathbf{q}_3, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | a_{\mathbf{p}_1, \text{out}}^\dagger a_{\mathbf{q}_2, \text{out}} a_{\mathbf{q}_1, \text{out}} | \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle \\
&\quad + 2E_{\mathbf{q}_2} (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}_2) \langle \mathbf{q}_1, \mathbf{q}_3, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle \\
&\quad + 2E_{\mathbf{q}_1} (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}_1) \langle \mathbf{q}_2, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle \\
&= \dots = \sum_{k=1}^m 2E_{\mathbf{q}_k} (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}_k) \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_{k-1}, \mathbf{q}_{k+1}, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle
\end{aligned}$$

## 避免可约化的情况

依次从出态中抽出余下的湮灭算符，并作对易，最后利用  $\langle 0 | a_{p_1, \text{out}}^\dagger = 0$  推出

$$\begin{aligned}
& \sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}} \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | a_{\mathbf{p}_1, \text{out}}^\dagger | \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle \\
&= \sqrt{8E_{\mathbf{q}_1}E_{\mathbf{q}_2}E_{\mathbf{p}_1}} \langle \mathbf{q}_3, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | a_{\mathbf{p}_1, \text{out}}^\dagger a_{\mathbf{q}_2, \text{out}} a_{\mathbf{q}_1, \text{out}} | \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle \\
&\quad + 2E_{\mathbf{q}_2} (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}_2) \langle \mathbf{q}_1, \mathbf{q}_3, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle \\
&\quad + 2E_{\mathbf{q}_1} (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}_1) \langle \mathbf{q}_2, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle \\
&= \dots = \sum_{k=1}^m 2E_{\mathbf{q}_k} (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}_k) \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_{k-1}, \mathbf{q}_{k+1}, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle
\end{aligned}$$

 如果出态中有一个动量  $\mathbf{q}_k$  与  $\mathbf{p}_1$  相同，则  $S_{fi}$  第一项约化为  $(n-1) \rightarrow (m-1)$  散射矩阵元与  $2E_{\mathbf{q}_k}(2\pi)^3\delta^{(3)}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}_k)$  的乘积

 它意味着第 1 个入态粒子只发生自由运动，根本不参与散射

为了避免处理这种可约化的情况，在下面的推导中假设  $m$  个出态粒子的动量与  $n$  个入态粒子的动量各不相同，从而  $S_{fi}$  第一项的贡献为零，只需要考虑第二项

 此时  $S$  算符中的恒等算符没有贡献，可以用  $T$  矩阵元代替  $S$  矩阵元，即

$$iT_{fi} = S_{fi} = \sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}} \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | (a_{\mathbf{p}_1, \text{in}}^\dagger - a_{\mathbf{p}_1, \text{out}}^\dagger) | \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle$$

**处理**  $a_{p_1, \text{in}}^\dagger - a_{p_1, \text{out}}^\dagger$

 现在处理上述表达式中的算符  $a_{p_1, \text{in}}^\dagger - a_{p_1, \text{out}}^\dagger$ ，由 2.3.1 小节结果推出

$$\begin{aligned}
a_{\mathbf{p}, \text{in}}^\dagger &= -\frac{i}{\sqrt{2E_p}} \int d^3x e^{-ip \cdot x} [\partial_0 \phi_{\text{in}}(x) + ip^0 \phi_{\text{in}}(x)] \\
&= -\frac{i}{\sqrt{2E_p}} \int d^3x [e^{-ip \cdot x} \partial_0 \phi_{\text{in}}(x) - \phi_{\text{in}}(x) \partial_0 e^{-ip \cdot x}] \\
&= -\frac{i}{\sqrt{2E_p}} \int d^3x e^{-ip \cdot x} \overleftrightarrow{\partial}_{x^0} \phi_{\text{in}}(x)
\end{aligned}$$

其中  $\partial_{x^0} \equiv \partial/\partial x^0$ ；类似地，有  $a_{\mathbf{p},\text{out}}^\dagger = -\frac{i}{\sqrt{2E_p}} \int d^3x e^{-ip \cdot x} \overleftrightarrow{\partial}_{x^0} \phi_{\text{out}}(x)$

**处理**  $a_{p_1, \text{in}}^\dagger - a_{p_1, \text{out}}^\dagger$

 现在处理上述表达式中的算符  $a_{p_1, \text{in}}^\dagger - a_{p_1, \text{out}}^\dagger$ ，由 2.3.1 小节结果推出

$$\begin{aligned}
a_{\mathbf{p}, \text{in}}^\dagger &= -\frac{i}{\sqrt{2E_p}} \int d^3x e^{-ip \cdot x} [\partial_0 \phi_{\text{in}}(x) + ip^0 \phi_{\text{in}}(x)] \\
&= -\frac{i}{\sqrt{2E_p}} \int d^3x [e^{-ip \cdot x} \partial_0 \phi_{\text{in}}(x) - \phi_{\text{in}}(x) \partial_0 e^{-ip \cdot x}] \\
&= -\frac{i}{\sqrt{2E_p}} \int d^3x e^{-ip \cdot x} \overleftrightarrow{\partial}_{x^0} \phi_{\text{in}}(x)
\end{aligned}$$

其中  $\partial_{x^0} \equiv \partial/\partial x^0$ ；类似地，有  $a_{\mathbf{p},\text{out}}^\dagger = -\frac{i}{\sqrt{2E_p}} \int d^3x e^{-ip \cdot x} \overleftrightarrow{\partial}_{x^0} \phi_{\text{out}}(x)$

从而  $a_{\mathbf{p}_1, \text{in}}^\dagger - a_{\mathbf{p}_1, \text{out}}^\dagger = \frac{i}{\sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}}} \int d^3x e^{-ip_1 \cdot x} \overleftrightarrow{\partial}_{x^0} [\phi_{\text{out}}(x) - \phi_{\text{in}}(x)]$

$$= \frac{i}{\sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}} Z} \left( \lim_{x^0 \rightarrow +\infty} - \lim_{x^0 \rightarrow -\infty} \right) \int d^3x e^{-ip_1 \cdot x} \overleftrightarrow{\partial}_{x^0} \phi(x)$$

 第二步用到渐近条件  $\lim_{x_0 \rightarrow -\infty} \langle \Psi_2 | \phi(x) | \Psi_1 \rangle = \sqrt{Z} \langle \Psi_2 | \phi_{\text{in}}(x) | \Psi_1 \rangle$  和

$$\lim_{x^0 \rightarrow +\infty} \langle \Psi_2 | \phi(x) | \Psi_1 \rangle = \sqrt{Z} \langle \Psi_2 | \phi_{\text{out}}(x) | \Psi_1 \rangle$$

扩充成四维积分

当然，渐近条件在期待值层面上才成立，这里的算符

$$a_{\mathbf{p}_1, \text{in}}^\dagger - a_{\mathbf{p}_1, \text{out}}^\dagger = \frac{i}{\sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}Z}} \left( \lim_{x^0 \rightarrow +\infty} - \lim_{x^0 \rightarrow -\infty} \right) \int d^3x e^{-ip_1 \cdot x} \overleftrightarrow{\partial}_{x^0} \phi(x)$$

将被用到  $iT_{fi} = \sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}} \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | (a_{\mathbf{p}_1, \text{in}}^\dagger - a_{\mathbf{p}_1, \text{out}}^\dagger) | \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle$  的**期待值** 中，因而使用渐近条件是**合理的**

 这里为了书写方便没有在这个算符表达式上添加相应的左矢和右矢

扩充成四维积分

 当然，渐近条件在期待值层面上才成立，这里的算符

$$a_{\mathbf{p}_1, \text{in}}^\dagger - a_{\mathbf{p}_1, \text{out}}^\dagger = \frac{i}{\sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}Z}} \left( \lim_{x^0 \rightarrow +\infty} - \lim_{x^0 \rightarrow -\infty} \right) \int d^3x e^{-ip_1 \cdot x} \overleftrightarrow{\partial}_{x^0} \phi(x)$$

将被用到  $iT_{fi} = \sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}} \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | (a_{\mathbf{p}_1, \text{in}}^\dagger - a_{\mathbf{p}_1, \text{out}}^\dagger) | \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle$  的**期待值**中，因而使用渐近条件是**合理的**

 这里为了书写方便没有在这个算符表达式上添加相应的左矢和右矢

 利用积分公式  $\int_{-\infty}^{+\infty} dx^0 \partial_{x^0} f(x) = f(x)|_{x^0 \rightarrow -\infty}^{x^0 \rightarrow +\infty} = \left( \lim_{x^0 \rightarrow +\infty} - \lim_{x^0 \rightarrow -\infty} \right) f(x)$  将

上面的三维积分  $\int d^3x$  扩充成四维积分  $\int d^4x$ ，推出

$$\begin{aligned} a_{\mathbf{p}_1, \text{in}}^\dagger - a_{\mathbf{p}_1, \text{out}}^\dagger &= \frac{i}{\sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}Z}} \int d^4x \partial_{x^0} [e^{-ip_1 \cdot x} \overleftrightarrow{\partial}_{x^0} \phi(x)] \\ &= \frac{i}{\sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}Z}} \int d^4x \partial_{x^0} [e^{-ip_1 \cdot x} \partial_{x^0} \phi(x) - \partial_{x^0} e^{-ip_1 \cdot x} \phi(x)] \\ &= \frac{i}{\sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}Z}} \int d^4x [e^{-ip_1 \cdot x} \partial_{x^0}^2 \phi(x) - \partial_{x^0}^2 e^{-ip_1 \cdot x} \phi(x)] \end{aligned}$$

## 利用运动方程化简

  $e^{-ip_1 \cdot x}$  其实是 Klein-Gordon 方程的平面波解，满足  $(\partial_x^2 + m^2)e^{-ip_1 \cdot x} = 0$

故  $\partial_{x_0}^2 e^{-ip_1 \cdot x} = (\nabla_x^2 - m^2) e^{-ip_1 \cdot x}$ ，于是

$$\begin{aligned} a_{\mathbf{p}_1, \text{in}}^\dagger - a_{\mathbf{p}_1, \text{out}}^\dagger &= \frac{i}{\sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}Z}} \int d^4x [e^{-ip_1 \cdot x} \partial_{x^0}^2 \phi(x) - \partial_{x^0}^2 e^{-ip_1 \cdot x} \phi(x)] \\ &= \frac{i}{\sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}Z}} \int d^4x [e^{-ip_1 \cdot x} \partial_{x^0}^2 \phi(x) - (\nabla_x^2 - m^2) e^{-ip_1 \cdot x} \phi(x)] \end{aligned}$$

## 利用运动方程化简

  $e^{-ip_1 \cdot x}$  其实是 Klein-Gordon 方程的平面波解，满足  $(\partial_x^2 + m^2)e^{-ip_1 \cdot x} = 0$

故  $\partial_{x_0}^2 e^{-ip_1 \cdot x} = (\nabla_x^2 - m^2) e^{-ip_1 \cdot x}$ , 于是

$$\begin{aligned} a_{\mathbf{p}_1, \text{in}}^\dagger - a_{\mathbf{p}_1, \text{out}}^\dagger &= \frac{i}{\sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}Z}} \int d^4x [e^{-ip_1 \cdot x} \partial_{x^0}^2 \phi(x) - \partial_{x^0}^2 e^{-ip_1 \cdot x} \phi(x)] \\ &= \frac{i}{\sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}Z}} \int d^4x [e^{-ip_1 \cdot x} \partial_{x^0}^2 \phi(x) - (\nabla_x^2 - m^2) e^{-ip_1 \cdot x} \phi(x)] \end{aligned}$$

 被积函数中包含 Laplace 算符的项可化为

$$\begin{aligned}\nabla_x^2 e^{-ip_1 \cdot x} \phi(x) &= \nabla_x \cdot [\nabla_x e^{-ip_1 \cdot x} \phi(x)] - \nabla_x e^{-ip_1 \cdot x} \cdot \nabla_x \phi(x) \\ &= \nabla_x \cdot [\nabla_x e^{-ip_1 \cdot x} \phi(x)] - \nabla_x \cdot [e^{-ip_1 \cdot x} \nabla_x \phi(x)] + e^{-ip_1 \cdot x} \nabla_x^2 \phi(x)\end{aligned}$$

从而  $a_{\mathbf{p}_1, \text{in}}^\dagger - a_{\mathbf{p}_1, \text{out}}^\dagger = \frac{i}{\sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}Z}} \int d^4x \left\{ e^{-i\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{x}} (\partial_{x^0}^2 - \nabla_x^2 + m^2) \phi(\mathbf{x}) - \nabla_x \cdot [\nabla_x e^{-i\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{x}} \phi(\mathbf{x}) - e^{-i\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{x}} \nabla_x \phi(\mathbf{x})] \right\}$

$$\text{丢弃三维全散度项} \rightarrow = \frac{i}{\sqrt{2E_{p_1}Z}} \int d^4x e^{-ip_1 \cdot x} (\partial_x^2 + m^2) \phi(x)$$

# 减少一个入态粒子的表达式

 这样就可以在 **散射矩阵元** 中 **减少** 一个动量为  $p_1$  的 **入态粒子**，得到

$$\begin{aligned} iT_{fi} &= \sqrt{2E_{p_1}} \langle q_1, \dots, q_m; \text{out} | (a_{p_1, \text{in}}^\dagger - a_{p_1, \text{out}}^\dagger) | p_2, \dots, p_n; \text{in} \rangle \\ &= \frac{i}{\sqrt{Z}} \int d^4x e^{-ip_1 \cdot x} (\partial_x^2 + m^2) \langle q_1, \dots, q_m; \text{out} | \phi(x) | p_2, \dots, p_n; \text{in} \rangle \end{aligned}$$

 把它转换成受到 **Klein-Gordon** 微分算符  $(\partial_x^2 + m^2)$  作用的 **场算符**  $\phi(x)$  的 **Fourier 变换**  $\int d^4x e^{-ip_1 \cdot x}$ ，并出现一个  $\frac{i}{\sqrt{Z}}$  因子

减少一个入态粒子的表达式

这样就可以在散射矩阵元中减少一个动量为  $p_1$  的入态粒子，得到

$$iT_{fi} = \sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}} \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | (a_{\mathbf{p}_1, \text{in}}^\dagger - a_{\mathbf{p}_1, \text{out}}^\dagger) | \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle$$

$$= \frac{i}{\sqrt{Z}} \int d^4x e^{-ip_1 \cdot x} (\partial_x^2 + m^2) \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | \phi(x) | \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle$$

 把它转换成受到 Klein-Gordon 微分算符  $(\partial_x^2 + m^2)$  作用的场算符  $\phi(x)$  的 Fourier 变换  $\int d^4x e^{-ip_1 \cdot x}$ , 并出现一个  $\frac{i}{\sqrt{Z}}$  因子

 接下来重复操作，依次减少散射矩阵元中每个粒子，转化成用场算符表达的结果

将动量为  $p_2$  的入态粒子的产生算符抽出来，得

$$iT_{fi} = \frac{i\sqrt{2E_{\mathbf{p}_2}}}{\sqrt{Z}} \int d^4x e^{-ip_1 \cdot x} (\partial_x^2 + m^2) \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | \phi(x) a_{\mathbf{p}_2, \text{in}}^\dagger | \mathbf{p}_3, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle$$

处理  $\phi(x)a_{p_2,\text{in}}^\dagger$

由  $a_{\mathbf{p},\text{in}}^\dagger = -\frac{i}{\sqrt{2E_p}} \int d^3x e^{-ip \cdot x} \overleftrightarrow{\partial}_{x^0} \phi_{\text{in}}(x)$  推出

$$\phi(x) a_{\mathbf{p}_2, \text{in}}^\dagger = -\frac{i}{\sqrt{2E_{\mathbf{p}_2}}} \int d^3y e^{-ip_2 \cdot y} \overleftrightarrow{\partial}_{y^0} [\phi(x) \phi_{\text{in}}(y)]$$

$$\begin{aligned}
 \text{渐近条件} \rightarrow &= -\frac{i}{\sqrt{2E_{p_2}Z}} \lim_{y^0 \rightarrow -\infty} \int d^3y e^{-ip_2 \cdot y} \overleftrightarrow{\partial}_{y^0} [\phi(x) \phi(y)] \\
 &= -\frac{i}{\sqrt{2E_{p_2}Z}} \lim_{y^0 \rightarrow -\infty} \int d^3y e^{-ip_2 \cdot y} \overleftrightarrow{\partial}_{y^0} T[\phi(x) \phi(y)] \\
 &= \frac{i}{\sqrt{2E_{p_2}Z}} \int d^4y \partial_{y^0} \left\{ e^{-ip_2 \cdot y} \overleftrightarrow{\partial}_{y^0} T[\phi(x) \phi(y)] \right\} \\
 &\quad - \frac{i}{\sqrt{2E_{p_2}Z}} \lim_{y^0 \rightarrow +\infty} \int d^3y e^{-ip_2 \cdot y} \overleftrightarrow{\partial}_{y^0} T[\phi(x) \phi(y)]
 \end{aligned}$$

  $y^0 \rightarrow -\infty$  时必有  $x^0 > y^0$ ，在第三步将  $\phi(x)\phi(y)$  改写成时序乘积  $T[\phi(x)\phi(y)]$

 第四步用到积分公式  $\int_{-\infty}^{+\infty} dx^0 \partial_{x^0} f(x) = \left( \lim_{x^0 \rightarrow +\infty} - \lim_{x^0 \rightarrow -\infty} \right) f(x)$

处理  $\phi(x)a_{p_2,\text{in}}^\dagger$  中的两项



参考前面推出的

$$\frac{i}{\sqrt{2E_{p_1}Z}} \int d^4x \partial_{x^0} [e^{-ip_1 \cdot x} \overleftrightarrow{\partial}_{x^0} \phi(x)] = \frac{i}{\sqrt{2E_{p_1}Z}} \int d^4x e^{-ip_1 \cdot x} (\partial_x^2 + m^2) \phi(x)$$



中第一项化为  $\frac{i}{\sqrt{2E_{p_2}Z}} \int d^4y \partial_{y^0} \left\{ e^{-ip_2 \cdot y} \overleftrightarrow{\partial}_{y^0} T[\phi(x)\phi(y)] \right\}$

$$= \frac{i}{\sqrt{2E_{p_2}Z}} \int d^4y e^{-ip_2 \cdot y} (\partial_y^2 + m^2) T[\phi(x)\phi(y)]$$



**第二项变成**

$$-\frac{i}{\sqrt{2E_{p_2}Z}} \lim_{y^0 \rightarrow +\infty} \int d^3y e^{-ip_2 \cdot y} \overleftrightarrow{\partial}_{y^0} T[\phi(x)\phi(y)]$$

$$= -\frac{i}{\sqrt{2E_{p_2}}Z} \lim_{y^0 \rightarrow +\infty} \int d^3y e^{-ip_2 \cdot y} \overleftrightarrow{\partial}_{y^0} \phi(y) \phi(x)$$

$$= -\frac{i}{\sqrt{2E_{p_2}}}\int d^3y e^{-ip_2 \cdot y} \overleftrightarrow{\partial}_{y^0} \phi_{out}(y) \phi(x) = a_{p_2, out}^\dagger \phi(x)$$



第一步用到  $y^0 \rightarrow +\infty$  时必有  $y^0 > x^0$  的情况，第二步用到渐近条件

## 处理所有入态粒子

 从而给出

$$\phi(x)a_{\mathbf{p}_2,\text{in}}^\dagger = \frac{i}{\sqrt{2E_{\mathbf{p}_2}Z}} \int d^4y e^{-ip_2 \cdot y} (\partial_y^2 + m^2) \mathsf{T}[\phi(x)\phi(y)] + a_{\mathbf{p}_2,\text{out}}^\dagger \phi(x)$$

代入到  $iT_{fi}$  表达式中，第二项贡献为零，得

$$\begin{aligned} iT_{fi} &= \frac{i\sqrt{2E_{\mathbf{p}_2}}}{\sqrt{Z}} \int d^4x e^{-ip_1 \cdot x} (\partial_x^2 + m^2) \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | \phi(x) a_{\mathbf{p}_2, \text{in}}^\dagger | \mathbf{p}_3, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle \\ &= \left( \frac{i}{\sqrt{Z}} \right)^2 \int d^4x d^4y e^{-i(p_1 \cdot x + p_2 \cdot y)} \\ &\quad \times (\partial_x^2 + m^2)(\partial_y^2 + m^2) \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | \mathbf{T}[\phi(x)\phi(y)] | \mathbf{p}_3, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle \end{aligned}$$

 按照上述做法依次处理入态中剩余的粒子，推出

$$iT_{fi} = \int \left[ \prod_{i=1}^n d^4 x_i \frac{i e^{-ip_i \cdot x_i} (\partial_{x_i}^2 + m^2)}{\sqrt{Z}} \right] \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | T[\phi(x_1) \cdots \phi(x_n)] | \text{in} \rangle$$

## 处理出态粒子

下面处理出态中的粒子，将动量为  $q_1$  的出态粒子的湮灭算符抽出来，得

$$\begin{aligned} iT_{fi} = \sqrt{2E_{\text{q1}}} & \int \left[ \prod_{i=1}^n d^4 x_i \frac{i e^{-ip_i \cdot x_i} (\partial_{x_i}^2 + m^2)}{\sqrt{Z}} \right] \\ & \times \langle \mathbf{q}_2, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | a_{\mathbf{q}_1, \text{out}} T[\phi(x_1) \dots \phi(x_n)] | 0 \rangle \end{aligned}$$

由 2.3.1 小节结果推出

$$a_{\mathbf{p},\text{out}} = \frac{i}{\sqrt{2E_p}} \int d^3x e^{ip \cdot x} [\partial_{x^0} \phi_{\text{out}}(x) - ip^0 \phi_{\text{out}}(x)] = \frac{i}{\sqrt{2E_p}} \int d^3x e^{ip \cdot x} \overleftrightarrow{\partial}_{x^0} \phi_{\text{out}}(x)$$

故

$$= \frac{i}{\sqrt{2E_{q_1}}} \int d^3y e^{iq_1 \cdot y} \overleftrightarrow{\partial}_{y^0} \phi_{out}(y) T[\phi(x_1) \cdots \phi(x_n)]$$

$$\begin{aligned} \text{渐近条件 } \rightarrow &= \frac{i}{\sqrt{2E_{q_1}Z}} \lim_{y^0 \rightarrow +\infty} \int d^3y e^{iq_1 \cdot y} \overleftrightarrow{\partial}_{y^0} \phi(y) T[\phi(x_1) \cdots \phi(x_n)] \\ &= \frac{i}{\sqrt{2E_{q_1}Z}} \lim_{y^0 \rightarrow +\infty} \int d^3y e^{iq_1 \cdot y} \overleftrightarrow{\partial}_{y^0} T[\phi(y) \phi(x_1) \cdots \phi(x_n)] \end{aligned}$$

减少一个出态粒子的表达式

$$\begin{aligned}
a_{\mathbf{q}_1, \text{out}} \mathsf{T}[\phi(x_1) \cdots \phi(x_n)] &= \frac{i}{\sqrt{2E_{\mathbf{q}_1}Z}} \lim_{y^0 \rightarrow +\infty} \int d^3y e^{iq_1 \cdot y} \overleftrightarrow{\partial}_{y^0} \mathsf{T}[\phi(y) \phi(x_1) \cdots \phi(x_n)] \\
&= \frac{i}{\sqrt{2E_{\mathbf{q}_1}Z}} \int d^4y \partial_{y^0} \left\{ e^{iq_1 \cdot y} \overleftrightarrow{\partial}_{y^0} \mathsf{T}[\phi(y) \phi(x_1) \cdots \phi(x_n)] \right\} \\
&\quad + \frac{i}{\sqrt{2E_{\mathbf{q}_1}Z}} \lim_{y^0 \rightarrow -\infty} \int d^3y e^{iq_1 \cdot y} \overleftrightarrow{\partial}_{y^0} \{ \mathsf{T}[\phi(x_1) \cdots \phi(x_n)] \phi(y) \}
\end{aligned}$$

减少一个出态粒子的表达式

$$\begin{aligned}
a_{\mathbf{q}_1, \text{out}} \mathsf{T}[\phi(x_1) \cdots \phi(x_n)] &= \frac{i}{\sqrt{2E_{\mathbf{q}_1}Z}} \lim_{y^0 \rightarrow +\infty} \int d^3y e^{iq_1 \cdot y} \overleftrightarrow{\partial}_{y^0} \mathsf{T}[\phi(y) \phi(x_1) \cdots \phi(x_n)] \\
&= \frac{i}{\sqrt{2E_{\mathbf{q}_1}Z}} \int d^4y \partial_{y^0} \left\{ e^{iq_1 \cdot y} \overleftrightarrow{\partial}_{y^0} \mathsf{T}[\phi(y) \phi(x_1) \cdots \phi(x_n)] \right\} \\
&\quad + \frac{i}{\sqrt{2E_{\mathbf{q}_1}Z}} \lim_{y^0 \rightarrow -\infty} \int d^3y e^{iq_1 \cdot y} \overleftrightarrow{\partial}_{y^0} \{ \mathsf{T}[\phi(x_1) \cdots \phi(x_n)] \phi(y) \}
\end{aligned}$$

代入到  $iT_{f_i}$  表达式中，第二项没有贡献，得

$$\begin{aligned} iT_{fi} &= \sqrt{2E_{\mathbf{q}_1}} \int \left[ \prod_{i=1}^n d^4 x_i \frac{i e^{-ip_i \cdot x_i} (\partial_{x_i}^2 + m^2)}{\sqrt{Z}} \right] \\ &\quad \times \langle \mathbf{q}_2, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | a_{\mathbf{q}_1, \text{out}} T[\phi(x_1) \dots \phi(x_n)] | 0 \rangle \\ &= \frac{i}{\sqrt{Z}} \int d^4 y e^{iq_1 \cdot y} (\partial_y^2 + m^2) \left[ \prod_{i=1}^n d^4 x_i \frac{i e^{-ip_i \cdot x_i} (\partial_{x_i}^2 + m^2)}{\sqrt{Z}} \right] \\ &\quad \times \langle \mathbf{q}_2, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | T[\phi(y) \phi(x_1) \dots \phi(x_n)] | 0 \rangle \end{aligned}$$

# Lehmann-Symanzik-Zimmermann 约化公式

依次处理出态中剩余的粒子，推出实标量场的 **LSZ 约化公式**

$$\begin{aligned} iT_{fi} &= \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle \\ &= \int \left[ \prod_{j=1}^m d^4 y_j \frac{i e^{iq_j \cdot y_j} (\partial_{y_j}^2 + m^2)}{\sqrt{Z}} \right] \left[ \prod_{i=1}^n d^4 x_i \frac{i e^{-ip_i \cdot x_i} (\partial_{x_i}^2 + m^2)}{\sqrt{Z}} \right] \\ &\quad \times \langle 0 | T[\phi(y_1) \cdots \phi(y_m) \phi(x_1) \cdots \phi(x_n)] | 0 \rangle \end{aligned}$$

👉  $n \rightarrow m$  散射矩阵元由  $(n+m)$  点关联函数  $G^{(n+m)}(x_1, \dots, x_n, y_1, \dots, y_m)$  决定

🚢 对于一个动量为  $\mathbf{p}_i$  的入态粒子，需要对  $(n+m)$  点关联函数中一个实标量场算符  $\phi(x_i)$  应用 Klein-Gordon 微分算符  $(\partial_{x_i}^2 + m^2)$ ，作 Fourier 变换  $\int d^4 x_i e^{-ip_i \cdot x_i}$ ，再乘上一个  $i/\sqrt{Z}$  因子

🚢 对于一个动量为  $\mathbf{q}_j$  的出态粒子，需要对  $(n+m)$  点关联函数中一个实标量场算符  $\phi(y_j)$  应用 Klein-Gordon 微分算符  $(\partial_{y_j}^2 + m^2)$ ，作 Fourier 变换  $\int d^4 y_j e^{iq_j \cdot y_j}$ ，再乘上一个  $i/\sqrt{Z}$  因子

# Lehmann-Symanzik-Zimmermann 约化公式

依次处理出态中剩余的粒子，推出实标量场的 LSZ 约化公式

$$\begin{aligned} iT_{fi} &= \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_m; \text{out} | \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n; \text{in} \rangle \\ &= \int \left[ \prod_{j=1}^m d^4 y_j \frac{i e^{iq_j \cdot y_j} (\partial_{y_j}^2 + m^2)}{\sqrt{Z}} \right] \left[ \prod_{i=1}^n d^4 x_i \frac{i e^{-ip_i \cdot x_i} (\partial_{x_i}^2 + m^2)}{\sqrt{Z}} \right] \\ &\quad \times \langle 0 | T[\phi(y_1) \cdots \phi(y_m) \phi(x_1) \cdots \phi(x_n)] | 0 \rangle \end{aligned}$$

在 LSZ 约化公式中，入态粒子和出态粒子仅由 Fourier 变换因子指数上的正负号来区分

如果要把一个动量为  $p^\mu$  的粒子从入态移动到出态，变换成动量为  $k^\mu$  的反粒子，相应的  $T$  矩阵元只需要对原来的  $T$  矩阵元作动量替换  $p^\mu \rightarrow -k^\mu$  来得到

这就是 8.5 节讨论的交叉对称性： $\mathcal{M}(\Phi(p) + \cdots \rightarrow \cdots) = \mathcal{M}(\cdots \rightarrow \bar{\Phi}(k) + \cdots)$

## 利用分部积分改写 LSZ 约化公式

利用分部积分，可以将 LSZ 约化公式中的各个 Klein-Gordon 微分算符作用到平面波解  $e^{-ip_i \cdot x_i}$  或  $e^{iq_j \cdot y_j}$  上面；具体来说，推出

$$\begin{aligned} e^{-ip \cdot x} \partial^2 \phi(x) &= \partial^\mu [e^{-ip \cdot x} \partial_\mu \phi(x)] - (\partial^\mu e^{-ip \cdot x}) \partial_\mu \phi(x) \\ &= \partial^\mu [e^{-ip \cdot x} \partial_\mu \phi(x)] - \partial_\mu [(\partial^\mu e^{-ip \cdot x}) \phi(x)] + (\partial^2 e^{-ip \cdot x}) \phi(x) \\ &= \partial^\mu [e^{-ip \cdot x} \partial_\mu \phi(x) - (\partial^\mu e^{-ip \cdot x}) \phi(x)] - p^2 e^{-ip \cdot x} \phi(x) \end{aligned}$$

 其中第一项是对全时空积分没有贡献的四维全散度

从而，在 LSZ 约化公式中可作替换  $e^{-ip_i \cdot x_i} (\partial_{x_i}^2 + m^2) \rightarrow -e^{-ip_i \cdot x_i} (p_i^2 - m^2)$

类似地，也可作替换  $e^{iq_j \cdot y_j} (\partial_{y_j}^2 + m^2) \rightarrow -e^{iq_j \cdot y_j} (q_j^2 - m^2)$

于是，可以将 LSZ 约化公式改写为

$$\begin{aligned} iT_{fi} = & \int \left[ \prod_{j=1}^m d^4 y_j \frac{-i e^{iq_j \cdot y_j} (q_j^2 - m^2)}{\sqrt{Z}} \right] \left[ \prod_{i=1}^n d^4 x_i \frac{-i e^{-ip_i \cdot x_i} (p_i^2 - m^2)}{\sqrt{Z}} \right] \\ & \times \langle 0 | T[\phi(y_1) \cdots \phi(y_m) \phi(x_1) \cdots \phi(x_n)] | 0 \rangle \end{aligned}$$

动量空间中的  $n$  点关联函数

对  $n$  点关联函数  $G^{(n)}(x_1, \dots, x_n)$  作 Fourier 变换，得到动量空间  $n$  点关联函数

$$\tilde{G}^{(n)}(p_1, \dots, p_n) \equiv \int \left( \prod_{i=1}^n d^4 x_i e^{i p_i \cdot x_i} \right) \langle 0 | T[\phi(x_1) \cdots \phi(x_n)] | 0 \rangle$$

由此将 LSZ 约化公式简化为

$$iT_{fi} = \left[ \prod_{j=1}^m \frac{-i(q_j^2 - m^2)}{\sqrt{Z}} \right] \left[ \prod_{i=1}^n \frac{-i(p_i^2 - m^2)}{\sqrt{Z}} \right] \tilde{G}^{(n+m)}(q_1, \dots, q_m, -p_1, \dots, -p_n)$$

可见， $T$  矩阵元与动量空间中的多点关联函数有着非常直接的联系

 入射粒子动量  $p_i$  和出射粒子动量  $q_j$  在后者里面具有相反的符号

由于入射和出射粒子满足质壳关系，所有  $(p_i^2 - m^2)$  和  $(q_i^2 - m^2)$  因子都等于零

 非平庸的  $T_{fi}$  意味着  $\tilde{G}^{(n+m)}(p_1, \dots, p_n, -q_1, \dots, -q_m)$  必须在所有  $p_i^2 = m^2$  和  $q_i^2 = m^2$  处都存在单极点

从而,  $T$  矩阵元正比于动量空间多点关联函数的多重留数

动量空间多点关联函数的结构

 现在研究动量空间多点关联函数的极点结构

利用完备性关系  $\sum |\Psi\rangle\langle\Psi| = \mathbb{I}$  在  $\tilde{G}^{(n)}(p_1, \dots, p_n)$  中插入完备集  $\{|\Psi\rangle\}$ ，得

$$\tilde{G}^{(n)}(p_1, \dots, p_n) = \sum_{\Psi}^{\Psi} \int \left( \prod_{i=1}^n d^4 x_i e^{ip_i \cdot x_i} \right) \times \langle 0 | \phi(x_1) | \Psi \rangle \langle \Psi | \mathsf{T}[\phi(x_2) \cdots \phi(x_n)] | 0 \rangle \theta(x_1^0 - \tau) + \dots$$

 其中  $\tau = \max(x_2^0, \dots, x_n^0)$  是  $x_2^0, \dots, x_n^0$  中的**最大值**

 这里只保留  $x_1^0$  为最大时刻的项，其它项省略不写

动量空间多点关联函数的结构

 现在研究动量空间多点关联函数的极点结构

利用完备性关系  $\sum |\Psi\rangle\langle\Psi| = \mathbb{I}$  在  $\tilde{G}^{(n)}(p_1, \dots, p_n)$  中插入完备集  $\{|\Psi\rangle\}$ ，得

$$\tilde{G}^{(n)}(p_1, \dots, p_n) = \overline{\sum_{\Psi}} \int \left( \prod_{i=1}^n d^4 x_i e^{ip_i \cdot x_i} \right) \times \langle 0 | \phi(x_1) |\Psi\rangle \langle \Psi | \mathsf{T}[\phi(x_2) \cdots \phi(x_n)] |0\rangle \theta(x_1^0 - \tau) + \dots$$

 其中  $\tau = \max(x_2^0, \dots, x_n^0)$  是  $x_2^0, \dots, x_n^0$  中的**最大值**

这里只保留  $x_1^0$  为最大时刻的项，其它项省略不写

考虑单粒子态  $|\Psi\rangle \equiv |\mathbf{p}\rangle$  的贡献，利用  $\langle \mathbf{0} | \phi(x_1) | \mathbf{p} \rangle \equiv \langle \mathbf{p} | \phi(x_1) | 0 \rangle^* = \sqrt{Z} e^{-i\mathbf{p} \cdot x_1}$

并注意对单粒子态的求和方法，则上式的保留项包含以下积分

$$\begin{aligned}
I_1 &= \int \frac{d^3 p d^4 x_1}{(2\pi)^3 2E_p} e^{ip_1 \cdot x_1} \langle 0 | \phi(x_1) | \mathbf{p} \rangle \theta(x_1^0 - \tau) = \sqrt{Z} \int \frac{d^3 p d^4 x_1}{(2\pi)^3 2E_p} e^{i(p_1 - \mathbf{p}) \cdot x_1} \theta(x_1^0 - \tau) \\
&= \sqrt{Z} \int \frac{d^3 p d^3 x_1}{(2\pi)^3 2E_p} e^{-i(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}) \cdot \mathbf{x}_1} \int_{\tau}^{\infty} dx_1^0 e^{i(p_1^0 - E_p)x_1^0} \quad \leftarrow p^0 = E_p = \sqrt{|\mathbf{p}|^2 + m^2} \\
&= \sqrt{Z} \int \frac{d^3 p}{2E_p} \delta^{(3)}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}) \int_{\tau}^{\infty} dx_1^0 e^{i(p_1^0 - E_p)x_1^0}
\end{aligned}$$

# 引进指数衰减因子

$I_1$  里面对  $x_1^0$  的积分具有  $\int_{\tau}^{\infty} dt e^{i\omega t}$  的形式，但这样的积分并不收敛

为得到收敛结果，在被积函数中引进**指数衰减因子**  $e^{-\epsilon t}$ ，其中**无穷小量**  $\epsilon > 0$ ，使

$$\int_{\tau}^{\infty} dt e^{i\omega t} \rightarrow \int_{\tau}^{\infty} dt e^{i\omega t - \epsilon t} = \frac{e^{i(\omega + i\epsilon)t}}{i(\omega + i\epsilon)} \Big|_{\tau}^{\infty} = -\frac{e^{i(\omega + i\epsilon)\tau}}{i(\omega + i\epsilon)} = \frac{i}{\omega + i\epsilon} e^{i\omega\tau}$$

$$I_1 \rightarrow \sqrt{Z} \int \frac{d^3 p}{2E_p} \delta^{(3)}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}) \int_{\tau}^{\infty} dx_1^0 e^{i(p_1^0 - E_p)x_1^0 - \epsilon x_1^0}$$

$$= \sqrt{Z} \int \frac{d^3 p}{2E_p} \delta^{(3)}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}) \frac{i}{p_1^0 - E_p + i\epsilon} e^{i(p_1^0 - E_p)\tau} = \frac{1}{2E_{p_1}} \frac{i\sqrt{Z}}{p_1^0 - E_{p_1} + i\epsilon} e^{i(p_1^0 - E_p)\tau}$$

引进指数衰减因子

  $I_1$  里面对  $x_1^0$  的积分具有  $\int_{\tau}^{\infty} dt e^{i\omega t}$  的形式，但这样的积分并不收敛

 为得到收敛结果，在被积函数中引进**指数衰减因子**  $e^{-\epsilon t}$ ，其中**无穷小量**  $\epsilon > 0$ ，使

$$\int_{\tau}^{\infty} dt e^{i\omega t} \rightarrow \int_{\tau}^{\infty} dt e^{i\omega t - i\epsilon t} = \frac{e^{i(\omega+i\epsilon)t}}{i(\omega+i\epsilon)} \Big|_{\tau}^{\infty} = -\frac{e^{i(\omega+i\epsilon)\tau}}{i(\omega+i\epsilon)} = \frac{i}{\omega+i\epsilon} e^{i\omega\tau}$$

$$I_1 \rightarrow \sqrt{Z} \int \frac{d^3 p}{2E_p} \delta^{(3)}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}) \int_{\tau}^{\infty} dx_1^0 e^{i(p_1^0 - E_p)x_1^0 - ex^1}$$

$$= \sqrt{Z} \int \frac{d^3 p}{2E_p} \delta^{(3)}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}) \frac{i}{p_1^0 - E_p + i\epsilon} e^{i(p_1^0 - E_p)\tau} = \frac{1}{2E_{p_1}} \frac{i\sqrt{Z}}{p_1^0 - E_{p_1} + i\epsilon} e^{i(p_1^0 - E_p)\tau}$$

 可见,  $I_1$  包含因子

$$\begin{aligned} \frac{1}{2E_{\mathbf{p}_1}} \frac{i\sqrt{Z}}{p_1^0 - E_{\mathbf{p}_1} + i\epsilon} &= \frac{p_1^0 + E_{\mathbf{p}_1}}{2E_{\mathbf{p}_1}} \frac{i\sqrt{Z}}{(p_1^0 - E_{\mathbf{p}_1})(p_1^0 + E_{\mathbf{p}_1}) + i\epsilon(p_1^0 + E_{\mathbf{p}_1})} \\ &= \frac{p_1^0 + E_{\mathbf{p}_1}}{2E_{\mathbf{p}_1}} \frac{i\sqrt{Z}}{p_1^2 - m^2 + i\epsilon(p_1^0 + E_{\mathbf{p}_1})} \xrightarrow{p_1^0 \rightarrow E_{\mathbf{p}_1}} \frac{i\sqrt{Z}}{p_1^2 - m^2 + i\epsilon} \end{aligned}$$

**D** 注意第二步分母中  $\epsilon(p_1^0 + E_{p_1}) > 0$  作为无穷小量等价于  $\epsilon$

# LSZ 约化公式的另一种表述

故  $p_1^0 \rightarrow E_{p_1}$  处单粒子态对  $\tilde{G}^{(n)}(p_1, \dots, p_n)$  保留项贡献一个  $\frac{i\sqrt{Z}}{p_1^2 - m^2 + i\epsilon}$  因子

应用到  $\tilde{G}^{(n)}(p_1, \dots, p_n)$  中其它时空坐标的积分，得到一系列  $\frac{i\sqrt{Z}}{p_i^2 - m^2 + i\epsilon}$  因子

结合  $iT_{fi} = \left[ \prod_{j=1}^m \frac{-i(q_j^2 - m^2)}{\sqrt{Z}} \right] \left[ \prod_{i=1}^n \frac{-i(p_i^2 - m^2)}{\sqrt{Z}} \right] \tilde{G}^{(n+m)}(q_1, \dots, q_m, -p_1, \dots, -p_n)$

则动量空间中  $(n+m)$  点关联函数在  $p_i^0 \rightarrow E_{p_i}, q_j^0 \rightarrow E_{q_j}$  处的极点结构为

$$\tilde{G}^{(n+m)}(q_1, \dots, q_m, -p_1, \dots, -p_n)$$

$$\xrightarrow[q_j^0 \rightarrow E_{q_j}]{p_i^0 \rightarrow E_{p_i}} \left( \prod_{j=1}^m \frac{i\sqrt{Z}}{q_j^2 - m^2 + i\epsilon} \right) \left( \prod_{i=1}^n \frac{i\sqrt{Z}}{p_i^2 - m^2 + i\epsilon} \right) iT_{fi}$$

这是 LSZ 约化公式的另一种表述方式

可见，每个粒子对应的极点结构跟动量空间 Feynman 传播子  $\frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon}$  形式类似，但还出现了场强重整化的贡献  $\sqrt{Z}$

# Dirac 旋量场的 LSZ 约化公式

 对于 Dirac 旋量场  $\psi(x)$ ，考虑入态有一对正反费米子，出态也有一对正反费米子，则 LSZ 约化公式的形式为

$$\begin{aligned}
 & \langle \mathbf{q}_1^+, \lambda'_1; \mathbf{q}_2^-, \lambda'_2; \text{out} | \mathbf{p}_1^+, \lambda_1; \mathbf{p}_2^-, \lambda_2; \text{in} \rangle \\
 &= \int d^4y_1 d^4y_2 d^4x_1 d^4x_2 \\
 &\quad \times \frac{-ie^{iq_1 \cdot y_1}}{\sqrt{Z_2}} [\bar{u}(\mathbf{q}_1, \lambda'_1)(i\cancel{\partial}_{y_1} - m)]_{b_1} \frac{-ie^{iq_2 \cdot y_2}}{\sqrt{Z_2}} [(i\cancel{\partial}_{y_2} + m)v(\mathbf{q}_1, \lambda'_2)]_{b_2} \\
 &\quad \times \frac{ie^{-ip_1 \cdot x_1}}{\sqrt{Z_2}} [(i\cancel{\partial}_{x_1} + m)u(\mathbf{p}_1, \lambda_1)]_{a_1} \frac{ie^{-ip_2 \cdot x_2}}{\sqrt{Z_2}} [\bar{v}(\mathbf{p}_2, \lambda_2)(i\cancel{\partial}_{x_2} - m)]_{a_2} \\
 &\quad \times \langle 0 | T[\psi_{b_1}(y_1)\bar{\psi}_{b_2}(y_2)\bar{\psi}_{a_1}(x_1)\psi_{a_2}(x_2)] | 0 \rangle
 \end{aligned}$$