量子场论 |

第十六课量子电动力学(QED)初步介绍

课件下载 https://github.com/zqhuang/SYSU_QFTI

Background

自然界有四种基本作用力——引力,电磁力,强相互作用力和弱相互作用力。我们以前学过的电动力学是对电磁力的经典描述。量子电动力学(QED)则是对电磁力的量子描述,它是物理学里最严谨最精密的一个分支。

QED研究的是自旋为1/2的Dirac场和自旋为1的U(1)规范场的相互作用。拉氏密度为:

$$\mathcal{L} = -rac{1}{4} \mathcal{F}^{\mu
u} \mathcal{F}_{\mu
u} + ar{\psi} (i
ot\!{D} - m) \psi$$

其中 $D_{\mu} = \partial_{\mu} + iqA_{\mu}$, q为Dirac场粒子的电荷。



定域规范不变性

证明QED在定域规范变换

$$A_{\mu}
ightarrow A_{\mu}-rac{1}{q}\partial_{\mu}\gamma$$
 $\psi
ightarrow\psi e^{i\gamma}$

下作用量不变。

场方程

试推导QED的场方程:

$$(i\not\!\!D-m)\psi=0$$

和

$$\partial_{\mu} \mathsf{F}^{\mu\nu} = \mathsf{j}^{\nu} \equiv \mathsf{q} \bar{\psi} \gamma^{\nu} \psi$$

电荷守恒

显然

$$j^{\nu} \equiv q \bar{\psi} \gamma^{\nu} \psi$$

是守恒流(可以直接用上面的场方程证明或者用全局规范对称性和Noether定理来证明),

$$Q=\int d^3{f x} j^0=q\int d^3{f x}\, ar\psi \gamma^0 \psi$$

是守恒电荷。



QED的相互作用绘景

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \left(|\dot{\mathbf{A}}|^2 - |\nabla \times \mathbf{A}|^2 \right) + \bar{\psi} (i\partial \!\!\!/ - m) \psi - q \bar{\psi} A \!\!\!/ \psi$$

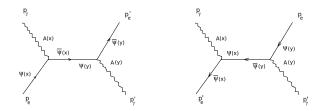
我们仍然把自由场的Hamilton量作为 \hat{H}_0 ,相互作用Hamilton量为

$$\hat{H}_{I} = \int d^{3}\mathbf{x} A_{\mu} j^{\mu} = q \int d^{3}\mathbf{x} \, \bar{\psi} A \psi$$

热身问题: Compton散射

QED里最简单的问题是Compton散射问题:一个电子和一个光子发生碰撞,变成不同动量的电子和光子。

设电子和光子的动量初态为 p_e 和 p_γ ,末态为 p_e' 和 p_γ' 。因为现在相互作用为两个 ψ 和一个**A**,最简单的Feynman图就长这样:



再加上x, y互换,每个图要乘以2,恰好和泰勒展开中的1/(2!)抵消。注意对固定的电子(正粒子), $\hat{\psi}$ 只包含湮灭算符, $\hat{\psi}$ 只包含产生算符。 所以图中的 $\bar{\psi}$ 和 ψ 不能随意交换次序。

Feynman传播子

为了计算QED的Feynman图,我们先计算Feynman传播子

$$\hat{\psi}(x)\hat{\bar{\psi}}(y)$$

同样它也可以看成自由 ψ 场的关联矩阵的矩阵元。自由 ψ 场的关联矩阵为

$$i(i\partial \!\!\!/ -m+i\epsilon)^{-1} \to \frac{i}{\not \!\!\!/ -m+i\epsilon}$$

在傅立叶空间计算矩阵元:

$$\hat{\psi}(x)\hat{\bar{\psi}}(y) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int d^4k \, \frac{ie^{-ik(x-y)}}{\not k - m + i\epsilon}$$

当然,我们希望能绕开这些积分过程直接用Feynman规则进行计算。体积元 d^3 **p**和 e^{-ipx} 等的组合最后都会给出正确的 $T/V\delta(p_\gamma+p_e-p'_\gamma-p'_e)d^4k$ 因子,所以我们在推导Feynman规则时不再关注它们。

其他几条Feynman规则

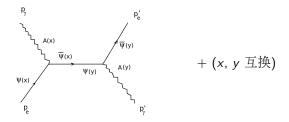
- ▶ 顶点给出因子 $-iq\gamma^{\mu}$
- ▶ 电子内线给出Feynman传播子 $\frac{i}{k-m}$
- ▶ 对于一个初态的动量为 \mathbf{p} ,自旋为 \mathbf{s} 的电子外线,我们需要从 $\hat{\psi}$ 中提取一个湮灭算符 $\hat{\mathbf{a}}_{\mathbf{p},s}$,对应的系数为 $\mathbf{u}_{\mathbf{p},s}$ 。
- ▶ 对于一个末态的电子外线,则需要提取产生算符 $\hat{\psi}$ 里的 $\hat{a}_{\mathbf{p},s}^{\dagger}$,随之带来的因子为 $\bar{u}_{\mathbf{p},s}$ 。
- ▶ 初态的光子对应的因子为 $\mathbf{e}_{\mathbf{p},s}^{\mu}/\sqrt{2\omega}$ 。这里的 μ 为跟它连接的顶点的 $-i\mathbf{q}\gamma^{\mu}$ 里的指标 μ 。
- ▶ 末态的光子对应的因子为 $\mathbf{e}_{\mathbf{p},s}^{\mu,*}/\sqrt{2\omega}$ 。这里的 μ 为跟它连接的顶点的 $-i\mathbf{q}\gamma^{\mu}$ 里的指标 μ 。

注:

- 1. 如果是反粒子则把u换成v。
- 2. 在库仑规范下矢量e第0分量为零。

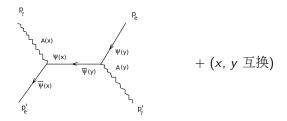


第一个图



$$=\frac{(-iq)^2}{2\sqrt{\omega_\gamma\omega_\gamma'}}\bar{u}_{p_e',s_e'}\phi_{p_\gamma',s_\gamma'}^*\frac{i}{\not p_e+\not p_\gamma-m}\phi_{p_\gamma,s_\gamma}u_{p_e,s_e}$$

第二个图



$$=\frac{(-iq)^2}{2\sqrt{\omega_\gamma\omega_\gamma'}}\bar{u}_{p_e',s_e'}\phi_{p_\gamma',s_\gamma'}^*\frac{i}{\not p_e-\not p_\gamma'-m}\phi_{p_\gamma,s_\gamma}u_{p_e,s_e}$$



世界上最遥远的距离,就是Feynman图和最终结果之间的距离

我们需要计算总散射截面的绝对值的平方,假设初态和末态的自旋都未知,则需要对所有初态求平均(共4种自旋态),对末态求和:

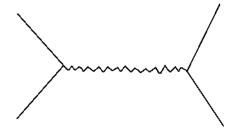
$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{q^4}{4\omega_\gamma\omega_\gamma'} \frac{1}{4} \sum_{s_e, s_\gamma, s_e', s_\gamma'} \left| \bar{u}_{p_e', s_e'} \phi_{p_\gamma', s_\gamma'}^* \left(\frac{i}{\not p_e + \not p_\gamma - m} + \frac{i}{\not p_e - \not p_\gamma' - m} \right) \phi_{p_\gamma, s_\gamma} u_{p_e, s_e} \right|^2$$

只要十来页纸的计算就能把上式化简到最后结果,但今天我们比 较忙,这点小事先放一放,来聊点别的。



最后一条Feynman规则

先撇开那些令人赏心悦目(shēng bù rú sǐ)的计算不说,我们还 差最后一条Feynman规则没讨论。如果初态和末态都是Dirac费米 子,那么我们需要把两个A收缩掉。对应的Feynman图长成这 样:



最后一条Feynman规则

我们还是用直接写出矩阵元的方法。 在洛仑兹规范下写出傅立叶空间的拉氏密度:

$$i\mathcal{L} = -\frac{1}{2}A_{\mu}(C^{-1})_{\mu\nu}A_{\nu}$$

其中

$$C_{\mu\nu} = \lim_{\epsilon \to 0^+} \frac{-i g_{\mu\nu}}{k^2 + i\epsilon}$$

于是有了最后一条Feynman规则:

▶ 光子内线对应的 $\frac{-ig_{\mu\nu}}{k^2}$,其中的 μ , ν 为跟它连接的两个顶点的指标(即这两个顶点分别为 $-iq\gamma^{\mu}$ 和 $-iq\gamma^{\nu}$)。



下节课我们讲那些计算的小事。