

有限温度 QED 中的韧致辐射修正*

肖 珺¹⁾ 王恩科

(华中师范大学粒子物理研究所 武汉 430079)

摘要 用有限温度场论方法,通过计算费曼图分析了在 QED 中由于温度效应导致的新红外发散.结果表明零温场论中的红外发散和由温度效应引起的红外发散可以用描写虚过程的费曼图同时消除.计算了韧致辐射中光子的辐射几率,在 Eikonal 近似下所得到的结果和半经典近似给出的结果一致.

关键词 QED 有限温度场论 韧致辐射 红外发散

1 引言

在 高 能 重 离 子 碰 撞 中,寻 找 夸 克-胶 子 等 离 子 体(QGP)存 在 的 判 据 是 人 们 普 遍 关 心 的 一 个 重 要 课 题.特 别 是 随 着 RHIC 的 运 行,为 实 验 提 供 依 据 的 理 论 研 究 变 得 越 来 越 迫 切.目 前,关 于 QGP 信 号 的 研 究 取 得 了 许 多 引 人 注 目 的 成 果,这 方 面 的 讨 论 主 要 集 中 于 J/ψ 压 低^[1],奇 异 粒 子 相 对 产 额 的 增 长^[2],大 横 动 量 光 子 和 轻 子 对 的 直 接 产 生^[3],喷 注 淬 火^[4]等,作 为 电 磁 信 号 的 大 横 动 量 光 子 的 直 接 产 生,一 个 必 须 加 以 考 虑 的 问 题 是 作 为 背 景 的 韧 致 辐 射.本 文 将 考 察 在 有 限 温 度 下 QED 中 的 韧 致 辐 射 修 正,这 方 面 的 研 究 对 喷 注 淬 火 分 析 中 怎 样 有 效 地 考 虑 费 米 子 穿 过 QGP 的 能 量 损 失 也 将 提 供 有 益 的 帮 助.

在 零 温 场 论 中,我 们 知 道 韧 致 辐 射 出 现 红 外 发 散,该 红 外 发 散 可 以 通 过 虚 过 程 的 费 曼 图 加 以 消 除^[5].在 有 限 温 度 下,带 电 粒 子 穿 过 热 平 衡 的 等 离 子 体 时 出 现 的 韧 致 辐 射 是 否 会 产 生 新 的 红 外 发 散 呢?如 果 是 的 话,那 么 新 的 红 外 发 散 是 否 也 可 以 用 零 温 场 论 中 相 同 的 描 写 虚 过 程 的 费 曼 图 在 考 虑 到 热 效 应 的 贡 献 后 而 消 除 呢?这 是 本 文 要 讨 论 的 问 题 之 一.在 文 献[6]中,Weldon 利 用 半 经 典 近 似(经 典 的 电 流 和 量 子 化 的 电 磁 场 之 间 耦 合)考 察 了 在 有 限 温 度 下 韧 致 辐 射 中 光 子 的 辐 射 几 率,本 文 将 完 全 用 有 限 温 度 场 论 的 方 法,通 过 费 曼 图 计 算 韧 致 辐 射 中 光 子 的 辐 射 几 率,并 将 所 得 结 果 与 前 者 加 以 比 较.

2 光子辐射的费曼图计算

设 一 个 带 电 粒 子 穿 过 温 度 为 T 的 等 离 子 体,它 和 等 离 子 体 中 的 带 电 粒 子 发 生 相 互 作

2000-09-06 收稿

* 国家自然科学基金(19945001,19928511)资助

1)E-mail: xj@iopp.ccnu.edu.cn

用而改变方向,因而产生韧致辐射,导致能量损失. 设带电粒子的初始动量为 p ,末态动量为 p' , $p, p' \gg T$,因而当带电粒子穿过等离子体时没有被热化,电子传播子与温度 T 无关. 先考虑出射电子线上光子的辐射,如图 1 所示,设辐射 n 个软光子的动量分别为 k_1, k_2, \dots, k_n ,先暂不考虑光子是实的还是虚的,由费曼规则,我们得到图 1 的狄拉克结构(费曼图对应的不变散射振幅和 γ 矩阵有关的部分)为

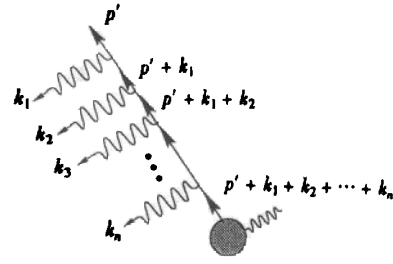


图 1 韧致辐射中出射的电子线上辐射 n 个光子的费曼图

$$\bar{u}(p')(-ie\gamma^{\mu_1})\frac{i(\not{p} + \not{k}_1 + m)}{(p' + k_1)^2 - m^2} \cdot (-ie\gamma^{\mu_2})\frac{i(\not{p} + \not{k}_1 + \not{k}_2 + m)}{(p' + k_1 + k_2)^2 - m^2} \cdots (-ie\gamma^{\mu_n})\frac{i(\not{p} + \not{k}_1 + \cdots + \not{k}_n + m)}{(p' + k_1 + \cdots + k_n)^2 - m^2}(i\mathcal{M}_{\text{hard}}),$$

其中 $\mathcal{M}_{\text{hard}}$ 描写硬过程的不变散射振幅. 对于软光子辐射过程, k_i 很小,可用 Eikonal(程函)近似略去分母中的 $\mathcal{O}(k^2)$ 和分子中的 \not{k} 项,上式可简化为

$$\bar{u}(p')(e\gamma^{\mu_1})\frac{\not{p} + m}{2p' \cdot k_1}(e\gamma^{\mu_2})\frac{\not{p} + m}{2p' \cdot (k_1 + k_2)} \cdots (e\gamma^{\mu_n})\frac{\not{p} + m}{2p' \cdot (k_1 + k_2 + \cdots + k_n)}(i\mathcal{M}_{\text{hard}}). \quad (2)$$

发射 n 个光子的费曼图共有 $n!$ 种不同的排列方式,在实际计算中要对所有可能的费曼图求和. 设 $\pi_{(1)}, \pi_{(2)}, \dots, \pi_{(n)}$ 取 $1, 2, \dots, n$ 中的数,且不重复. 对 $n!$ 种不同排列对应的费曼图求和可表示为

$$\sum_{\{\pi\}} \bar{u}(p')(e\gamma^{\mu_1})\frac{\not{p} + m}{2p' \cdot k_{\pi_{(1)}}}(e\gamma^{\mu_2})\frac{\not{p} + m}{2p' \cdot (k_{\pi_{(1)}} + k_{\pi_{(2)}})} \cdots (e\gamma^{\mu_n})\frac{\not{p} + m}{2p' \cdot (k_{\pi_{(1)}} + k_{\pi_{(2)}} + \cdots + k_{\pi_{(n)}})}(i\mathcal{M}_{\text{hard}}),$$

其中 $\pi = (\pi_{(1)}, \pi_{(2)}, \dots, \pi_{(n)})$ 表示某种排列,求和号下的 $\{\pi\}$ 表示求和时对所有可能的排列求和. 利用归纳法可证明如下恒等式

$$\sum_{\{\pi\}} \frac{1}{p' \cdot k_{\pi_{(1)}}} \frac{1}{p' \cdot (k_{\pi_{(1)}} + k_{\pi_{(2)}})} \cdots \frac{1}{p' \cdot (k_{\pi_{(1)}} + k_{\pi_{(2)}} + \cdots + k_{\pi_{(n)}})} = \frac{1}{p' \cdot k_1} \frac{1}{p' \cdot k_2} \cdots \frac{1}{p' \cdot k_n}. \quad (4)$$

利用 γ 矩阵的对易关系以及 $\bar{u}(p')(\not{p} - m) = 0$,可以证明

$$\bar{u}(p')\gamma^{\mu_1}(\not{p} + m)\gamma^{\mu_2}(\not{p} + m) \cdots \gamma^{\mu_n}(\not{p} + m) = 2p'^{\mu_1}2p'^{\mu_2} \cdots 2p'^{\mu_n}\bar{u}(p'). \quad (5)$$

因此(2)式变为

$$\frac{ep'^{\mu_1}}{p' \cdot k_1} \frac{ep'^{\mu_2}}{p' \cdot k_2} \cdots \frac{ep'^{\mu_n}}{p' \cdot k_n} \bar{u}(p')(i\mathcal{M}_{\text{hard}}).$$

同理我们考虑入射线上发射 n 个光子的费曼图,如图 2,相应该图的狄拉克结构为

$$(i\mathcal{M}_{\text{hard}})e\gamma^{\mu_n}\frac{\not{p} + m}{-2p \cdot (k_1 + k_2 + \cdots + k_n)} \cdots e\gamma^{\mu_2}\frac{\not{p} + m}{-2p \cdot (k_1 + k_2)}e\gamma^{\mu_1}\frac{\not{p} + m}{-2p \cdot k_1}u(p). \quad (7)$$

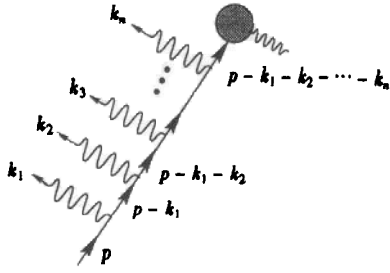


图 2 韧致辐射中入射电子线上辐射 n 个光子的费曼图

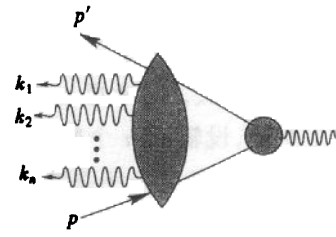


图 3 韧致辐射中入射和出射的电子线辐射 n 个光子的所有费曼图之和

考虑 $n!$ 种不同排列的费曼图求和后

$$i\mathcal{M}_{\text{hard}} u(p) \frac{ep^{\mu_1}}{-p \cdot k_1} \frac{ep^{\mu_2}}{-p \cdot k_2} \cdots \frac{ep^{\mu_n}}{-p \cdot k_n}. \quad (8)$$

故在一般情况下入射电子和出射电子线辐射 n 个光子的所有费曼图之和(如图 3)对应的狄拉克结构为

$$\bar{u}(p') i\mathcal{M}_{\text{hard}} u(p) \cdot e \left(\frac{p'^{\mu_1}}{p \cdot k_1} - \frac{p^{\mu_1}}{p \cdot k_1} \right) \cdots e \left(\frac{p'^{\mu_n}}{p \cdot k_n} - \frac{p^{\mu_n}}{p \cdot k_n} \right). \quad (9)$$

不难看出仅当出射电子线或入射电子线辐射 n 个光子时, (9) 式分别变回成(6)式或(8)式.

3 红外发散的消除

根据费曼规则, 费曼图中出射的光子外线对应极化矢量 $\epsilon_\mu^*(\lambda)$, 由方程(9)可得发射一个实光子对应的不变散射振幅为

$$e \left(\frac{p'^{\mu}}{p \cdot k} - \frac{p^{\mu}}{p \cdot k} \right) \epsilon_\mu^*(\lambda). \quad (10)$$

考虑到热平衡态环境中计算光子辐射几率时, 发射一个实光子, 相空间积分应乘上受激发射因子 $(1 + N(|k|))$, 其中 $N(|k|)$ 为平衡态分布函数

$$N(|k|) = \frac{1}{e^{\beta|k|} - 1}. \quad (11)$$

因而发射一个频率为 $\omega = |k|$ 的实光子的几率

$$\frac{dP_1}{d\omega} = \int \frac{d\Omega |k|^2}{(2\pi)^3} \frac{e^2}{2|k|} [1 + N(|k|)] \sum_\lambda \left(\frac{p'^{\mu}}{p \cdot k} - \frac{p^{\mu}}{p \cdot k} \right) \left(\frac{p'^{\nu}}{p \cdot k} - \frac{p^{\nu}}{p \cdot k} \right) \epsilon_\mu^*(\lambda) \epsilon_\nu(\lambda) = \frac{1}{\omega} [1 + N(\omega)] A(p', p). \quad (12)$$

这里引入的函数 $A(p', p)$ 为

$$A(p', p) = -\frac{e^2}{2} \int \frac{d\Omega}{(2\pi)^3} \left(\frac{p'}{p \cdot k} - \frac{p}{p \cdot k} \right) \cdot \left(\frac{p'}{p \cdot k} - \frac{p}{p \cdot k} \right), \quad (13)$$

其中 $\hat{k} = k/|k|$. 在初态电子的静止系, 设末态电子相对于初态电子的速度为 v , 即 $p \cdot p'$

$= \frac{m^2}{\sqrt{1-v^2}}$, 则 $A(p', p)$ 可化为

$$A(p', p) = \frac{\alpha}{\pi} \left[\frac{1}{v} \ln \left(\frac{1+v}{1-v} \right) - 2 \right]. \quad (14)$$

由方程(12)可看出辐射几率 $\frac{dP_1}{d\omega}$ 可分为两部分, 第一部分和零温量子场论中出现的发散相同, 当 $\omega \rightarrow 0$ 时是对数发散. 第二部分是温度效应的贡献, 当 $\omega \rightarrow 0$, $N(\omega) \sim T/\omega$, 因此

$$\frac{N(\omega)}{\omega} A(p', p) \sim \frac{T}{\omega^2} A(p', p). \quad (15)$$

这是零温量子场论中没有的新的红外发散, 它的发散程度比零温时的对数红外发散更高, 是线性发散. 和零温情形不一样, 在热平衡态, 带电粒子也可从热浴环境中吸收光子. 在计算光子的吸收几率时, 对于吸收一个实光子, 相空间的积分应乘上吸收因子 $N(|\mathbf{k}|)$, 和上面的计算完全类似, 可得吸收一个频率为 $\omega = |\mathbf{k}|$ 的实光子的几率

$$\frac{dP'_1}{d\omega} = \frac{1}{\omega} N(\omega) A(p', p). \quad (16)$$

当 $\omega \rightarrow 0$, $\frac{dP'_1}{d\omega} \sim \frac{T}{\omega^2} A(p', p)$, 再次看到由于温度效应导致的新的线性红外发散.

现在考察在韧致辐射中包含所有高阶图的贡献, 零温量子场论中出现的红外发散和温度效应引起的新的红外发散是否能被描写虚过程的费曼图在考虑到温度效应后而同时消除.

在虚时温度场论的框架下, 有限温度场论的费曼规则和零温场论的费曼规则有如下对应关系^[7]

$$\int \frac{d^n k}{(2\pi)^n} \rightarrow \frac{i}{\beta} \sum \int \frac{d^{n-1} k}{(2\pi)^{n-1}}, \quad k_0 \rightarrow i\omega_n = i2\pi nT.$$

对于一条虚光子线, 可以这样处理, 在(9)式中, 令 $k_j = -k_i = k$, 乘上在有限温度下光子的传播子, 再对动量空间积分, 得到一个虚光子对不变散射振幅的贡献为

$$X = -\frac{e^2}{2} iT \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{i g_{\mu\nu}}{(2\pi nT)^2 + k^2} \left(\frac{p'^{\mu}}{p' \cdot k} - \frac{p^{\mu}}{p \cdot k} \right) \left(\frac{p'^{\nu}}{p' \cdot k} - \frac{p^{\nu}}{p \cdot k} \right). \quad (17)$$

其中因子 1/2 是因为计算每一个费曼图两次引起的. 为了计算简便, 利用 Saclay 方法^[8] 将温度场论中动量空间的传播子的 ω_n 分量作傅里叶展开

$$\begin{aligned} \frac{1}{\omega_n^2 + k^2 + m^2} &= \int_0^\beta d\tau e^{i\omega_n \tau} \Delta(\tau, k) = \\ &= \int_0^\beta d\tau e^{i\omega_n \tau} \frac{1}{2E_k} [(1 + N(E_k))e^{-E_k \tau} + N(E_k)e^{E_k \tau}]. \end{aligned} \quad (18)$$

其中

$$E_k = \sqrt{|\mathbf{k}|^2} = |\mathbf{k}|.$$

利用

$$T \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{i\omega_n \tau} = \delta(\tau), \quad (19)$$

(17)式可化为

$$X = \frac{e^2}{2} \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{1}{2|k|} [1 + 2N(|k|)] \left(\frac{p'}{p' \cdot k} - \frac{p}{p \cdot k} \right) \cdot \left(\frac{p'}{p' \cdot k} - \frac{p}{p \cdot k} \right). \quad (20)$$

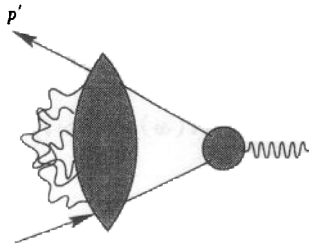


图 4 韧致辐射中的虚过程

类似于方程(12)的分析, X 也是红外发散的, 其中一部分是零温场论所具有的, 另一部分来自温度效应的贡献. 假设有 n 个虚光子交换, 对于每一个虚光子过程, 它对不变散射振幅的贡献都为 X . 考虑到交换任意两条虚光子线不构成新的费曼图, 共有 $n!$ 变换方式, 因而对应的费曼图有一个 $1/n!$ 对称因子. 因而所有可能的虚过程(图 4)对不变散射振幅的贡献为

$$\bar{u}(p') i \mathcal{M}_{\text{hard}} u(p) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{X^n}{n!} = \bar{u}(p') i \mathcal{M}_{\text{hard}} u(p) \exp(X). \quad (21)$$

所有可能的虚过程对散射截面将贡献如下的指数因子

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(p \rightarrow p') = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 |\exp(X)|^2 = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 \exp(2X). \quad (22)$$

其中 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0$ 标记电子从动量 p 到 p' 的弹性散射截面. 前面已指出因子 X 是有红外发散的, 我们看到发散项全部集中在指数上, 即红外发散因子的指数化. 从方程(12), (16), (20)的分析, 知道分别考虑发射或吸收一个实光子, 交换一个虚光子的过程对不变散射振幅的贡献都有红外发散. 在实际物理过程的计算中, 发射或吸收 n 个实光子 ($n=1, 2, \dots, \infty$) 以及交换所有可能的虚光子的过程的费曼图必须同时加以考虑. 因而和零温量子场论中红外发散的消除机制相类似, 发射或吸收实光子过程的红外发散和交换虚光子过程的红外发散可能相互抵消, 给出有限结果. 为了证实这一点, 同时考虑到发射或吸收所有可能的实光子及交换所有可能的虚光子过程, 辐射净能量为 ω 的辐射几率

$$\frac{dP}{d\omega} = \exp(2X) \sum_{n=1}^{\infty} \int d\Phi_1 d\Phi_2 \cdots d\Phi_n \delta(k_1^0 + k_2^0 + \cdots + k_n^0 - \omega) \cdot \frac{1}{n!} \prod_{i=1}^n \sum_{\lambda} e^2 \left(\frac{p'^{\mu}}{p' \cdot k} - \frac{p^{\mu}}{p \cdot k} \right) \left(\frac{p'^{\nu}}{p' \cdot k} - \frac{p^{\nu}}{p \cdot k} \right) \epsilon_{\mu}^*(\lambda) \epsilon_{\nu}(\lambda). \quad (23)$$

其中 $1/n!$ 是由于 n 个全同的光子所引入的对称因子, $d\Phi_i$ 为相空间的积分, 对发射 ($k_i^0 = |k_i|$) 和吸收 ($k_i^0 = -|k_i|$) 过程; 它们分别为

$$d\Phi_i = \frac{d^3 |k_i|}{(2\pi)^3} \frac{1}{2|k_i|} \times \begin{cases} 1 + N(|k_i|), & k_i^0 = |k_i| \\ N(|k_i|), & k_i^0 = -|k_i| \end{cases} = \frac{d^4 k_i}{(2\pi)^4} \delta(k_i^2) [\theta(k_i^0) + N(|k_i|)]. \quad (24)$$

注意到 $\sum_{\lambda} \epsilon_{\mu}^*(\lambda) \epsilon_{\nu}(\lambda) \rightarrow -g_{\mu\nu}$, 并利用

$$\delta(k_1^0 + k_2^0 + \cdots + k_n^0 - \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dt}{2\pi} e^{i(k_1^0 + k_2^0 + \cdots + k_n^0 - \omega)t} \quad (25)$$

则(23)式可化为

$$\frac{dP}{d\omega} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dt}{2\pi} e^{-i\omega t} e^{\bar{R}(t)} \quad (26)$$

其中

$$\bar{R}(t) = 2X + R(t), \quad (27)$$

$$R(t) = -e^2 \int d\phi_i e^{ik_i t} \left(\frac{p'_i}{p' \cdot k_i} - \frac{p}{p \cdot k_i} \right) \cdot \left(\frac{p'_i}{p' \cdot k_i} - \frac{p}{p \cdot k_i} \right). \quad (28)$$

$R(t)$ 和 X 分别具有红外发散,但两者的符号相反. 将 $R(t)$ 和 X 的表达式代入(27)式,得到

$$\begin{aligned} \bar{R}(t) &= e^2 \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^2} \frac{1}{2|\mathbf{k}|} [1 + 2N(|\mathbf{k}|)] \left(\frac{p'}{p' \cdot k} - \frac{p}{p \cdot k} \right) \cdot \left(\frac{p'}{p' \cdot k} - \frac{p}{p \cdot k} \right) - \\ &e^2 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^3} \delta(k^2) [\theta(k^0) + N(|\mathbf{k}|)] e^{ik_0 t} \left(\frac{p'}{p' \cdot k} - \frac{p}{p \cdot k} \right) \cdot \left(\frac{p'}{p' \cdot k} - \frac{p}{p \cdot k} \right) = \\ &e^2 \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{1}{2|\mathbf{k}|} [-(1 + N(|\mathbf{k}|))e^{i|\mathbf{k}|t} - N(|\mathbf{k}|)e^{-i|\mathbf{k}|t} + (1 + 2N(|\mathbf{k}|))]. \\ &\left(\frac{p'}{p' \cdot k} - \frac{p}{p \cdot k} \right) \cdot \left(\frac{p'}{p' \cdot k} - \frac{p}{p \cdot k} \right). \quad (29) \end{aligned}$$

当 $|\mathbf{k}|$ 很小时

$$\left(\frac{p'}{p' \cdot k} - \frac{p}{p \cdot k} \right) \cdot \left(\frac{p'}{p' \cdot k} - \frac{p}{p \cdot k} \right) \sim \frac{1}{|\mathbf{k}|^2}, \quad (30)$$

$$N(|\mathbf{k}|) \sim \frac{T}{|\mathbf{k}|}, \quad (31)$$

$$e^{i|\mathbf{k}|t} \sim 1 + i|\mathbf{k}|t + \dots. \quad (32)$$

由(29)式有

$$\begin{aligned} \bar{R}(t) &\sim \int \frac{|\mathbf{k}|^2 d|\mathbf{k}|}{|\mathbf{k}| |\mathbf{k}|^2} \left[- \left(1 + \frac{T}{|\mathbf{k}|} \right) (1 + i|\mathbf{k}|t) - \frac{T}{|\mathbf{k}|} (1 - i|\mathbf{k}|t) + 1 + \frac{2T}{|\mathbf{k}|} \right] = \\ &it \int d|\mathbf{k}|. \quad (33) \end{aligned}$$

由此式可以清楚地看出, $R(t)$ 和 $2X$ 中在零温场论中出现的对数发散和由温度效应引起的线性红外发散可由相同的费曼图同时抵消. 对于韧致辐射过程,只需考虑软光子辐射,因而在(29)式中的动量积分可以引入一个截断因子. 如同文献[6],在(29)式的被积函数中引入截断因子 $e^{-\frac{|\mathbf{k}|}{\Lambda}}$,则 $\bar{R}(t)$ 可化为

$$\begin{aligned} \bar{R}(t) &= A(p', p) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\mathbf{k}}{|\mathbf{k}|} [(1 + N(|\mathbf{k}|))e^{i|\mathbf{k}|t} + N(|\mathbf{k}|)e^{-i|\mathbf{k}|t} - \\ &(1 + 2N(|\mathbf{k}|))] e^{-\frac{|\mathbf{k}|}{\Lambda}}. \quad (34) \end{aligned}$$

类似文献[6]的推导,得到辐射净能量为 ω 的几率为

$$\frac{dP}{d\omega} = \quad (35)$$

其中已简记 $A = A(p')$

4 结论

本文完全用有限温度场论方法,通过计算费曼图考察了在有限温度下 QED 的韧致辐射修正. 分别单独地考察单个实光子的发射和吸收以及单个虚光子的交换过程,它们对不变散射振幅的贡献都存在红外发散,并且红外发散可分为两部分,一部分和零温量子场论的红外发散相同,是对数型发散,另一部分则是由温度效应引起的新的红外发散,是线性型发散. 同时考虑所有可能的发射和吸收实光子以及所有可能虚光子的交换过程,其结果表明,发射和吸收实光子的红外发散和虚光子交换过程的红外发散相互抵消,并且抵消温度效应引起的红外发散的费曼图和抵消零温场论中出现的红外发散的费曼图相同. 计算辐射净能量为 ω 的辐射几率,表明辐射几率是红外有限的,对于软光子辐射,在 Eikonal 近似下,温度场论的量子计算结果和半经典近似结果一致.

参考文献 (References)

- 1 Matsui T, Satz H. Phys. Lett., 1986, **B178**:416
- 2 Rafelski J, Müller B. Phys. Rev. Lett., 1982, **48**:1066
- 3 Runskamen P V. Partiel Production in Highly Excited Matter. In: Gutbrod H H, Rafelski J ed. NATO ASI Series 303. New York: Plenum Press, 1993. 593—594
- 4 WANG X N, Gyulassy M. Phys. Rev. Lett., 1992, **68**:1480; Gyulassy M, Plümer M, Thoma M H et al. Nucl. Phys., 1992, **A538**:37c
- 5 Peskin M E. An Introduction to Quantum Field Theory. New York: Addison-Wesket Publishing Company, 1995. 202—208
- 6 Weldon H A. Phys. Rev., 1994, **D49**:1579
- 7 Kupusta J I. Finite Temperature Field Theory. London: Cambridge University Press, 1989. 39—40
- 8 Pisarski P D. Nucl. Phys., 1988, **B309**:476

Bremsstrahlung Radiative Correction in QED at Finite Temperature*

XIAO Jun¹⁾ WANG En-Ke

(*Institute of Particle Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430079, China*)

Abstract Based fully on the finite temperature field theory, we calculate the Feynman diagram to analyse the new infrared divergence caused by the temperature effect in the bremsstrahlung process. It turns out that both of the infrared divergence at the zero and finite temperature can be cancelled by the identical Feynman diagram of virtual processes. We derive the probability of radiating a net energy ω in bremsstrahlung processes and the result in Eikonal approximation is the same as that obtained in the semi-classical approximation.

Key words QED, finite temperature field theory, bremsstrahlung, infrared divergence

Received 6 September 2000

* Supported by NSFC(19945001, 19928511)

1) E-mail: xj@iopp.cnu.edu.cn