

有限温度场论单粒子不可约图形的 零动量行为

沈 俊 徐 在 新

华东师范大学物理系, 上海 200062

1991 年 7 月 29 日收到

本文利用闭路 Green 函数理论讨论了有限温度场论单粒子不可约 (1PI) 图形的零动量行为, 并且证明在体现 Kubo-Martin-Schwinger 条件的“ $|p_0|$ 方案”下, 这种图形的推迟函数的零动量极限是完全确定的.

PACC: 0530; 1110

一、引 言

近年来, 有限温度量子场论的研究引起了人们很大兴趣. Kirzhnits 和 Linde^[1], Dolan 和 Jackiw^[2] 最早计算了有限温度下 Higgs 场的有效势, 发现在某个临界温度以上, 对称性又恢复了. 后来人们将温度效应引入规范场理论^[3], 从而激起了对早期热宇宙、高能重离子碰撞、夸克的退禁闭相变^[4]以及夸克胶子等离子体等方面的研究.

有限温度场论通常有虚时和实时两种形式. 前者在计算中要对 Matsubara 频率求和, 在讨论某些含时的动力学现象, 如线性响应、元激发谱时, 需要将 Matsubara 函数解析延拓到时间实轴上^[5], 这对于高阶 Feynman 图是非常困难的. 实时形式场论则避免了这些困难, 但是需要引入 2×2 矩阵形式的传播子, 以消除形如 $[\delta(k^2 - m^2)]^N (N \geq 2)$ 的奇异性^[6-8]. 这种方案的另一个优点是其 Feynman 规则与零温度时几乎完全一样, 并且可以明确地分为与温度无关和温度相关的两部分之和.

但是, 近来的研究发现^[9], 在实时理论中, 零动量行为存在非解析性. 于是, 例如对真空极化图, 当按不同顺序 ($p_0 \rightarrow 0$, $p \rightarrow 0$ 和 $p \rightarrow 0$, $p_0 \rightarrow 0$) 取极限时将给出不同的结果. 另一方面, 在虚时理论中则不存在这种不确定性的问题. 在很多实际问题中, 例如在讨论对称性行为, 计算 Higgs 场的有效势, 考察 e^+e^- 等离子体或夸克胶子等离子体的集体激发谱等问题中, 都要计算真空极化乃至一般单粒子不可约图形的零动量值. 因而在实时形式有限温度场论中, 有必要给出一个恰当的计算一般的 Feynman 图零动量行为的方案.

本文在闭路 Green 函数理论中^[6], 利用 't Hooft 和 Veltman^[10] 发展的方法, 简要地给出一个适宜于计算推迟乘积的 Feynman 规则. 众所周知, 一般的 Feynman 规则仅适用于计算算符的编时乘积, 只有在对因果性和解析性仔细分析以后, 才能得到编时乘积

和推迟乘积的实部和虚部之间的关系^[5]。我们指出, 为了消除闭路 Green 函数方案中 1PI 图形零动量行为的不确定性, 可利用 KMS 条件, 且这个条件又可简单地由“ $|p_0|$ 方案”体现出来。在这种方案下所得结果与虚时理论的结果相同。本文还讨论了真空极化图的零动量行为的“ $|p_0|$ 方案”结果与非“ $|p_0|$ 方案”结果, 并与通常的不同方式求极限方法比较, 以体现出“ $|p_0|$ 方案”的正确性和简洁性。作为例子, 我们计算了 QED 单圈真空极化图的零动量极限, 给出高温极限下 Debye 屏蔽长度。

二、推迟函数的 Feynman 规则

从 Green 函数的谱表示来看, 其虚时形式和推迟形式可通过同一复变函数的不同延拓方式得到, 因而虚时形式和实时形式的关系最直接地体现在虚时形式和推迟形式的关系上, 即一个虚时图形可对应于一系列实时图形之和。本节简要地列出体现这种关系的规则。

由闭路 Green 函数理论^[6]可知, 坐标空间的传播子可表示为

$$D_F(x-y) = \begin{cases} D_F(x-y) \equiv \theta(x_0 - y_0)D_{-+}(x-y) + \theta(y_0 - x_0)D_{+-}(x-y), & x_0, y_0 \in t_+; \\ D_{-+}(x-y), & x_0 \in t_-, y_0 \in t_+; \\ D_{+-}(x-y), & x_0 \in t_+, y_0 \in t_-; \\ D_{\bar{F}}(x-y) \equiv \theta(x_0 - y_0)D_{+-}(x-y) + \theta(y_0 - x_0)D_{-+}(x-y), & x_0, y_0 \in t_-, \end{cases} \quad (1)$$

其中 t_+ , t_- 分别表示正时间枝和负时间枝。考虑 Feynman 图 $F(x_1, x_2, \dots, x_n)$, 对于每个顶点有耦合常数因子 $-ig$ 。作为例子, 考虑三点图(图 1), 有

$$-iF_p(x, y, z) = (-ig)^3 D_F(x-y) D_F(y-z) D_F(z-x). \quad (2)$$

现在简要列出如下规则:

1) 如(1)式, 对连接顶点 x, y 的传播子, 若 $x_0, y_0 \in t_+$, 取 $D_F(x-y)$; 若 $x_0 \in t_-, y_0 \in t_+$, 取 $D_{-+}(x-y)$; 若 $x_0 \in t_+, y_0 \in t_-$, 取 $D_{+-}(x-y)$; 若 $x_0, y_0 \in t_-$, 取 $D_{\bar{F}}(x-y)$ 。

2) 对于时间在负枝 t_- 上的顶点, 耦合常数变号, 同时在相应 Feynman 图的顶点带一圆圈。

例如, 设图 1 中顶点 x 被圈, 相应的顶点记为 \bar{x} , 则有

$$-iF(x, y, z) = (-ig)^2 (+ig) D_{-+}(x-y) D_F(y-z) D_{+-}(z-x). \quad (3)$$

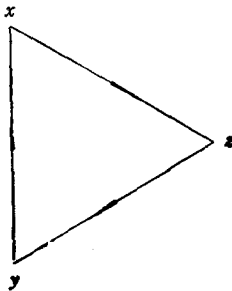


图 1 一个三点图

利用文献[10]的方法可知,由以上规则可以导出所谓“最大时间方程”^[10,11]:对于一 n 点图,若顶点 x_i 的时间分量最大,则该图和相应的 x_i 被圈的图之和为零,即

$$F(x_1, x_2, \dots, x_i, \dots, x_{n-1}, x_n) + F(x_1, x_2, \dots, x_i, \dots, x_{n-1}, x_n) = 0. \quad (4)$$

例如,若图 1 中 x_0 最大,则由(1)式可知

$$-iF(x, y, z) = (-ig)^3 D_{-+}(x-y) D_F(y-z) D_{+-}(z-x). \quad (5)$$

显然,(3)式和(5)式之和为零。不难看出,上述结论实质上来源于顶点的反号。由(4)式可以证明如下结果:

$$\sum_{x_i} F(x_1, x_2, \dots, x_n) = 0, \quad (6)$$

这里求和遍及所有可能的顶点打圈方式。对于含有内部顶点 z_1, \dots, z_m 的图,对 z_1, \dots, z_m 的时间闭路积分实际上等同于对所有可能的内部顶点打圈方式求和,即

$$\mathcal{F}(x_1, \dots, x_n; z_1, \dots, z_m) = \sum_{z_i} F(x_1, x_2, \dots, x_n; z_1, \dots, z_m). \quad (7)$$

因此,由(4)式可知,内部顶点 $z_i (i=1, \dots, m)$ 不可能含有最大时间分量。现在可定义推迟函数,若顶点 x_n 的时间分量最大,则关于 x_n 点的推迟函数定义为

$$\begin{aligned} F_R^{(0)}(x_1, \dots, x_n; z_1, \dots, z_m) &= \sum_{\substack{z_i \\ (i \neq n)}} \mathcal{F}(x_1, \dots, x_n; z_1, \dots, z_m) \\ &= \sum_{\substack{z_i \\ (i \neq n)}} F(x_1, x_2, \dots, x_n; z_1, \dots, z_m). \end{aligned} \quad (8)$$

例如,对于二点图,有

$$(-ig)D_R^{(0)}(x_1, x_2)(-ig) = (-ig)D_F(x_1, x_2)(-ig) + (-ig)D_{+-}(x_1, x_2)(+ig), \quad (9)$$

即

$$D_R^{(0)}(x_1, x_2) = D_F(x_1, x_2) - D_{+-}(x_1, x_2). \quad (10)$$

此结果与文献[6]相同。

最后,将上述规则转换到动量空间是直接的,相应的规则可用图 2 表示。

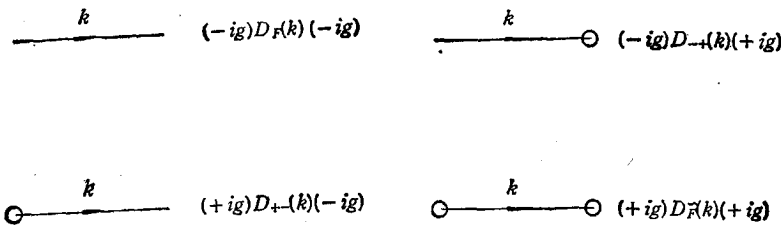


图 2 动量空间的 Feynman 规则

三、“ $|p_0|$ 方案”和 1PI 图形的零动量行为

作为例子,让我们考虑 ϕ^3 理论。在单圈近似下,如图 3 所示的二点图可表示为

$$-i\Pi_R(k) = \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} [(-ig)D_F(p+k)(-ig)D_F(p) + (+ig)D_{+-}(p$$

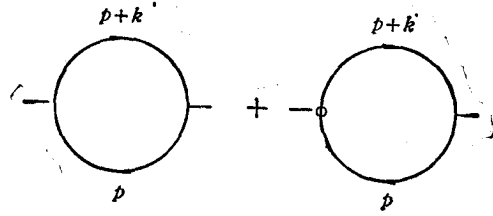


图3 两个不同打圈方式的单圈极化图 它们之和给出极化的推迟函数

$$+ k)(-ig)D_{-+}(p)], \quad (11)$$

其中

$$\begin{aligned} D_F(p) &= \frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon} + 2\pi n_B(|p_0|)\delta(p^2 - m^2), \\ D_{\pm\mp}(p) &= 2\pi [\theta(\mp p_0) + n_B(|p_0|)]\delta(p^2 - m^2), \\ D_{\bar{F}}(p) &= \frac{-i}{p^2 - m^2 - i\epsilon} + 2\pi n_B(|p_0|)\delta(p^2 - m^2), \end{aligned} \quad (12)$$

这里统计因子为 $n_B(|p_0|) = (e^{\beta|p_0|} - 1)^{-1}$. 应当指出,在写出上述式子中, 我们已将宗量记为 $|p_0|$. 这时显然有

$$i \frac{\partial}{\partial m^2} D_{\alpha\beta}(p) = \sum_{r=\pm} D_{\alpha r}(p) (-1)^r D_{r\beta}(p) \quad (13)$$

这里

$$(-1)^r = \begin{cases} 1, & r = +, \\ -1, & r = -. \end{cases}$$

若上述式子中的宗量取质壳值 $\omega_p = \sqrt{p^2 + m^2}$, 则有

$$i \frac{\partial}{\partial m^2} D_{\alpha\beta}(p) = \sum_{r=\pm} D_{\alpha r}(p) (-1)^r D_{r\beta}(p) + 2\pi i \frac{\partial n_B(\omega_p)}{\partial m^2} \delta(p^2 - m^2). \quad (14)$$

现在如果令(11)式中的外线动量 $k_\mu = 0$, 则

$$\Pi_R(0) = -ig^2 \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \sum_{r=\pm} D_{+r}(p) (-1)^r D_{r+}(p). \quad (15)$$

可见,采用(13)式和采用(14)式将得到不同的真空极化零动量值. 为了解决这种不确定性,我们采用 KMS 条件^[12],它实质上来源于算符热平均的求迹性质,即传播子满足如下关系:

$$D(\tau_0, \tau') = D(\tau_0 - i\beta, \tau'). \quad (16)$$

在动量空间,上式可表示为

$$D_{-+}(p) = e^{\beta p_0} D_{+-}(p). \quad (17)$$

一般地,有

$$\begin{aligned} D_{-+}(p) &= [1 + n_B(p_0)]\rho(p), \\ D_{+-}(p) &= n_B(p_0)\rho(p), \end{aligned} \quad (18)$$

其中

$$\rho(p) = D_{-+}(p) - D_{+-}(p) \quad (19)$$

称为谱函数,它决定了动量空间的 Green 函数. 对于自由场情形,

$$\rho(p) = 2\pi\epsilon(p_0)\delta(p^2 - m^2), \quad (20)$$

其中出现质壳 δ 函数,这时从自由场传播子(12)式来看,统计因子 n_B 的宗量取 $|p_0|$ 或质壳值 ω_p 是等价的. 在有相互作用的情况下,(17)式仍然是满足的,但 $\rho(p)$ 将由于相互作用而趋于平缓,这时 n_B 的宗量取 $|p_0|$ 和 ω_p 是不等价的,由后者得到的 Green 函数一般并不满足(17)式. 为自洽性起见,在考虑相互作用的微扰展开时,对于传播子中的统计因子 n_B 的宗量,我们一律取 $|p_0|$ ——“ $|p_0|$ 方案”^[13].

在这种方案下,真空极化的零动量值(15)式可表示为

$$\Pi_R(0) = g^2 \frac{\partial}{\partial m^2} \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} D_F(p). \quad (21)$$

现再来考察如图 4 所示的三点图,这些图形之和为

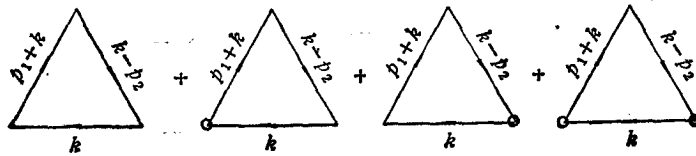


图 4 四个不同打圈方式的三点图 它们之和给出三点图的推迟函数

$$\begin{aligned} -i\Gamma_R(p_1, p_2) = & \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} [(-ig)D_F(k)(-ig)D_F(p_1+k)(-ig)D_F(k-p_2) \\ & + (+ig)D_{-+}(k)(-ig)D_F(k-p_2)(-ig)D_{+-}(p_1+k) \\ & + (-ig)D_{+-}(k)(+ig)D_{-+}(k-p_2)(-ig)D_F(p_1+k) \\ & + (+ig)D_{\bar{F}}(k)(+ig)D_{-+}(k-p_2)(-ig)D_{+-}(p_1+k)]. \quad (22) \end{aligned}$$

令外线动量 $p_{1\mu} = p_{2\mu} = 0$, 则有

$$\begin{aligned} -i\Gamma_R(0, 0) = & (-ig)^3 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} [D_{\bar{F}}^2(k) - 2D_{+-}(k)D_{-+}(k)D_F(k) \\ & + D_{+-}(k)D_{-+}(k)D_{\bar{F}}(k)]. \quad (23) \end{aligned}$$

在“ $|p_0|$ 方案”下,利用(13)式,得

$$-i\Gamma_R(0, 0) = (-ig)^3 \frac{1}{2} \left(i \frac{\partial}{\partial m^2} \right)^2 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} D_F(k). \quad (24)$$

上述讨论还可以推广到任意的 n 点单圈推迟 1PI 图形,在“ $|p_0|$ 方案”下,其零动量值为

$$-i\Gamma_R^{(n)}(0, 0, \dots, 0) = (-ig)^n \frac{1}{(n-1)!} \left(i \frac{\partial}{\partial m^2} \right)^{n-1} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} D_F(k), \quad (25)$$

此结果与虚时理论的结果^[2]一致.

对于双圈极化图(图 5),利用第二节中给出的规则,可以发现,在“ $|p_0|$ 方案”下,其零动量值为

$$\begin{aligned} -i\Pi_R(0) = & (-ig)^4 \int \frac{d^4 k d^4 l}{(2\pi)^8} \sum_{\alpha, \beta, \sigma = \pm} D_{\alpha\alpha}(k)(-1)^\sigma D_{\sigma\beta}(k)(-1)^\sigma D_{\alpha\beta}(l-k)(-1)^\sigma \\ & \times D_{\beta+}(l)D_{+\alpha}(l) \end{aligned}$$

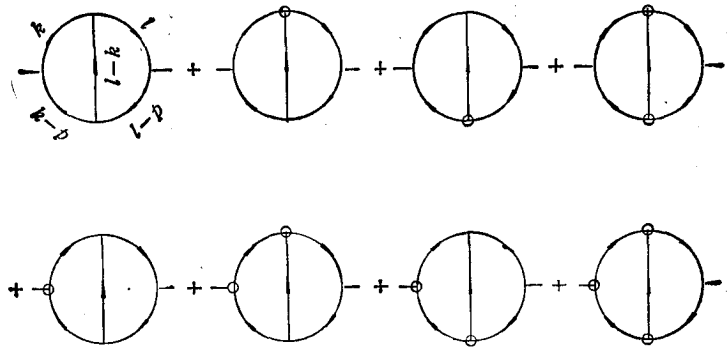


图 5 八个双圈 1PI 图 它们之和给出此二点双圈 1PI 图的推迟函数

$$\begin{aligned}
 &= (-ig)^4 \int \frac{d^4 k d^4 l}{(2\pi)^8} \sum_{\alpha, \beta = \pm} \left[i \frac{\partial}{\partial m^2} D_{\alpha\beta}(k) \right] (-1)^\alpha D_{\alpha\beta}(l-k) (-1)^\beta \\
 &\quad \times D_{\beta+}(l) D_{\alpha+}(l). \tag{26}
 \end{aligned}$$

显然很容易将上述结论推广到高阶图形。对于有 m 个内部顶点和 n 个外部顶点的图形, 其相应的推迟函数为 2^{n+m-1} 个图形之和。也可以推广到含有费密子场的情况, 这时费密子传播子为如下形式:

$$\begin{aligned}
 S_F(p) &= (p+m) \left[\frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon} - 2\pi n_F(|p_0|) \delta(p^2 - m^2) \right], \\
 S_{\pm\mp}(p) &= (p+m) 2\pi [\theta(\mp p_0) - n_F(|p_0|)] \delta(p^2 - m^2), \\
 S_{\bar{F}}(p) &= (p+m) \left[\frac{-i}{p^2 - m^2 - i\epsilon} - 2\pi n_F(|p_0|) \delta(p^2 - m^2) \right], \tag{27}
 \end{aligned}$$

其中 $n_F(|p_0|) = (e^{\beta|p_0|} + 1)^{-1}$ 。

可以看出, 在闭路 Green 函数理论中, 只要采用体现 KMS 条件的“ $|p_0|$ 方案”, 有限温度场论的 1PI 图的零动量行为是完全确定的。

四、单圈真空极化的零动量极限和 Debye 屏蔽

在“ $|p_0|$ 方案”下, ϕ^3 理论中的单圈极化图的零动量极限由(21)式给出, 它显然可分为与温度无关和与温度有关的两部分之和:

$$\Pi_R(0) = \Pi_R^{T=0}(0) + \Pi_R^T(0), \tag{28}$$

其中

$$\Pi_R^{T=0}(0) = g^2 \frac{\partial}{\partial m^2} \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon}, \tag{29a}$$

$$\begin{aligned}
 \Pi_R^T(0) &= g^2 \frac{\partial}{\partial m^2} \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} 2\pi n_B(|p_0|) \delta(p^2 - m^2) \\
 &= g^2 \frac{\partial}{\partial m^2} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{n_B(\omega_p)}{\omega_p}. \tag{29b}
 \end{aligned}$$

由(29a)式给出的与温度无关的部分是对数发散的,这可以通过质量重整化来处理。由(29b)式给出的与温度有关的部分则与虚时理论的结果一致。

应当指出,在闭路 Green 函数理论中,(11)式的零动量极限的不确定性来自其中与温度有关的部分:

$$\Pi_k^T(p) = g^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^3} \left[\frac{n_B(|k_0|)\delta(k^2 - m^2)}{(p+k)^2 - m^2 + i(p_0+k_0)\varepsilon} + \frac{n_B(|p_0+k_0|)\delta((p+k)^2 - m^2)}{k^2 - m^2 - ik_0\varepsilon} \right]. \quad (30)$$

对上式完成 k_0 积分后^[9],存在两种极限情形。一种可称为“类空极限”,即先取 $p_0 \rightarrow 0$,然后取 $p \rightarrow 0$,这时所得到的结果与“ $|p_0|$ 方案”结果(29b)式完全一样。另一种情形可称为“类时极限”,即先取 $p \rightarrow 0$,然后取 $p_0 \rightarrow 0$,这时得到

$$\Pi_k^T(0) = -\frac{g^2}{2} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{n_B(\omega_k)}{\omega_k^3}, \quad (31)$$

这一结果与虚时理论的结果不一致。

另一方面,由(30)式直接令 $p_\mu = 0$,被积函数中出现奇异函数的乘积。

$$\delta(k^2 - m^2)P \frac{1}{k^2 - m^2}, \quad (P \text{ 表示取积分主值}) \quad (32)$$

如采用如下的正规化形式:

$$\pi \delta(k^2 - m^2) = \lim_{\eta \rightarrow 0} \frac{\eta}{(k^2 - m^2)^2 + \eta^2}, \quad (33)$$

则有

$$\frac{1}{k^2 - m^2 + i\varepsilon} \delta(k^2 - m^2) = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial m^2} \delta(k^2 - m^2) - i\pi [\delta(k^2 - m^2)]^2. \quad (34)$$

于是两个奇异函数的乘积(32)式可表示为

$$\delta(k^2 - m^2)P \frac{1}{k^2 - m^2} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial m^2} \delta(k^2 - m^2). \quad (35)$$

应用上式即可看出,在“ $|p_0|$ 方案”下,(30)式的零动量值化为(29b)式;反之,若不采用此方案,则化为(31)式。可见,由于奇异函数的存在,是否采用“ $|p_0|$ 方案”变得至关重要。基于上一节的讨论,我们采用“ $|p_0|$ 方案”,与此相应的极限过程为“类空极限”。

对于高阶 1PI 图的零动量极限,如取如下正规化形式^[10]:

$$\left(\frac{i}{k^2 - m^2 + i\varepsilon} \right)^{N+1} - \left(\frac{i}{k^2 - m^2 - i\varepsilon} \right)^{N+1} = \frac{1}{N!} \left(i \frac{\partial}{\partial m^2} \right)^N 2\pi \delta(k^2 - m^2). \quad (36)$$

最后,作为例子,讨论“ $|p_0|$ 方案”下 QED 真空极化的零动量行为。在如图 6 所示的单圈近似下,有

$$\Pi_{\mu\nu}^R(p) = ie^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \text{Tr}[\gamma_\mu S_F(p+k)\gamma_\nu S_F(k) - \gamma_\mu S_{+-}(p+k)\gamma_\nu S_{-+}(k)]. \quad (37)$$

令 $p_\mu = 0$,则在“ $|p_0|$ 方案”下,上式可化为

$$\Pi_{\mu\nu}^R(0) = \Pi_{\mu\nu}^{T=0}(0) + \Pi_{\mu\nu}^T(0), \quad (38)$$

其中

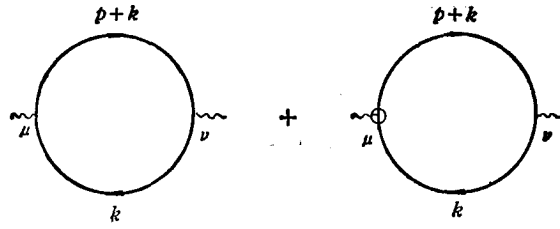


图6 QED 的单圈极化图 它们之和给出极化的推迟函数

$$\Pi_{\mu\nu}^{T=0}(0) = ie^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \text{Tr}[\gamma_\mu(\not{k} + m)\gamma_\nu(\not{k} + m)] i \frac{\partial}{\partial m^2} \left[\frac{i}{k^2 - m^2 + i\epsilon} \right], \quad (39a)$$

$$\Pi_{\mu\nu}^T(0) = e^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^3} \text{Tr}[\gamma_\mu(\not{k} + m)\gamma_\nu(\not{k} + m)] n_F(|k_0|) \frac{\partial}{\partial m^2} \delta(k^2 - m^2). \quad (39b)$$

(39a)式与温度无关,表观上是平方发散的,可通过电荷重整化处理它。(39b)式是与温度有关的部分,可化为

$$\Pi_{\mu\nu}^T(0) = -4e^2 \lim_{m' \rightarrow m} \frac{\partial}{\partial m'^2} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^3} [2k_\mu k_\nu - g_{\mu\nu}(k^2 - m'^2)] n_F(|k_0|) \delta(k^2 - m'^2), \quad (40)$$

它是收敛的。对于 $\Pi_{00}^T(0)$ 分量,有

$$\Pi_{00}^T(0) = \frac{2e^2 T^2}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{2x^2 + a^2}{\sqrt{x^2 + a^2}} \frac{dx}{e^{\sqrt{x^2 + a^2}} + 1}, \quad (41)$$

其中 $a = \beta m$, 这里取单位 ($\hbar = c = k_B = 1$)。现来考察高温极限,若 $a = \beta m \ll 1$, 上式近似为

$$\Pi_{00}^T(0) \simeq \frac{2e^2 T^2}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{2xdx}{e^x + 1} = \frac{1}{3} e^2 T^2. \quad (42)$$

注意到在 Coulomb 规范下,有

$$D_{00}^R(k) = \frac{1}{k^2 + \Pi_{00}^R(k)}. \quad (43)$$

因此,上述结果表明在高温极限下电相互作用是一种短程屏蔽作用,其 Debye 屏蔽长度为 $\lambda_D^2 = [\Pi_{00}^T(0)]^{-1} = 3/e^2 T^2$ 。从上述结果还可以看出,在高温极限下,光子应具有动力学质量。不过应当指出,这一结果并不会破坏理论的规范不变性^[12]。

上述讨论中利用了“ $|p_0|$ 方案”,所以从一开始就可令 $p_\mu = 0$, 从而避免了繁琐的积分和极限过程的讨论,大大地简化了计算步序。作为比较,我们来考察不用“ $|p_0|$ 方案”的结果。这时有

$$\Pi_{\mu\nu}^T(0) = -4e^2 \lim_{m' \rightarrow m} \frac{\partial}{\partial m'^2} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^3} [2k_\mu k_\nu - g_{\mu\nu}(k^2 - m'^2)] n_F(\omega_k) \delta(k^2 - m'^2). \quad (44)$$

因而,

$$\Pi_{00}^T(0) = -4e^2 \lim_{m' \rightarrow m} \frac{\partial}{\partial m'^2} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \left(\omega_k' + \frac{\omega_k^2}{\omega_k'} \right) n_F(\omega_k) = 0, \quad (45)$$

其中 $\omega_k' = (k^2 + m'^2)^{\frac{1}{2}}$ 。显然,与“ $|p_0|$ 方案”的结果完全不同。

- [1] D. A. Kirzhnits and A. D. Linde, *Phys. Lett.*, **42B**(1972), 471.
 [2] L. Dolan and R. Jackiw, *Phys. Rev.*, **D9**(1974), 3320.
 [3] D. J. Gross, R. D. Pisarski and L. G. Yaffe, *Rev. Mod. Phys.*, **53**(1981), 43; K. Kajantie and J. Kapusta, *Ann. Phys. (NY)*, **160**(1985), 477.
 [4] L. McLerran and B. Svetitsky, *Phys. Lett.*, **98B**(1981), 195.
 [5] A. A. Abrikosov, L. P. Gorkov and I. E. Dzyaloshinskii, *Methods of Quantum Field Theory in Statistical Physics*, Prentice-Hall, (1963).
 [6] J. Schwinger, *J. Math. Phys.*, **2**(1961), 407; L. V. Keldysh, *JETP*, **20**(1965), 1018; K. C. Chou, Z. B. Su, B. L. Hao and L. Yu, *Phys. Rep.*, **118**(1985), 1.
 [7] A. J. Niemi and G. W. Semenoff, *Ann. Phys. (NY)*, **152**(1984), 105.
 [8] H. Umezawa, H. Matsumoto and M. Tachiki, *Thermo Field Dynamics and Condensed States*, North-Holland, (1982).
 [9] Y. Fujimoto, RIFP-581, preprint, (1984); H. H. Xu and C. H. Tsai, *Commun. Theor. Phys.*, **7**(1987), 375; P. S. Gribovsky and B. R. Holstein, *Z. Phys.*, **C47**(1990), 205.
 [10] G. 't Hooft and M. Veltman, in *Particle Interactions at Very High Energies*, edited by D. Speiser *et al.*, Plenum, (1974), Part B, p. 177.
 [11] R. Kobes, *Phys. Rev.*, **D42**(1990), 562.
 [12] R. Kubo, *J. Phys. Soc. Japan*, **12**(1957), 570; P. C. Martin and J. Schwinger, *Phys. Rev.*, **115**(1959), 1342.
 [13] A. Niegawa, *Phys. Rev.*, **D40**(1989), 1199.
 [14] N. P. Landsman and Ch. G. Van Weert, *Phys. Rep.*, **145**(1987), 141.
 [15] A. D. Linde, *Rep. Prog. Phys.*, **42**(1979), 389.

ZERO MOMENTUM BEHAVIOR OF ONE PARTICLE IRREDUCIBLE DIAGRAMS FOR QUANTUM FIELD THEORY AT FINITE TEMPERATURE

SHEN JUN XU ZAI-XIN

Department of Physics, East China Normal University, Shanghai 200062

(Received 29 July 1991)

ABSTRACT

By using the closed time-path Green's function method, we investigate the zero momentum behavior of one particle irreducible diagrams for quantum field theory at finite temperature. It is shown that the zero momentum limits of the retarded form of these diagrams are no longer ambiguous provided that the " $|p_0|$ prescription", which implies the Kubo-Martin-Schwinger condition, is adopted.

PACC: 0530; 1110