

# 熱 QED における準粒子と ultrasoft モード

中川 寿夫<sup>1</sup>, 横田 浩, 吉田 光次

奈良大学教養部

熱 QED と QCD について、特に熱 QCD の温度・密度に依存する相構造と相転移現象の研究は、現在理論と実験の両面から注目されている。過去において、主として Lattice Simulation, Dyson-Schwinger (DS) 方程式によるフェルミオンの質量項の分析がなされてきた [1]。我々は、解析的な分析を可能にして、なおかつ先行する数々の分析結果と比較検討がしやすい、熱場理論の硬熱ループ (Hard Thermal Loop: HTL) 予加算を考慮した DS 方程式を用いて分析をしてきた [2-5]。本稿では、熱 QED (すなわち、結合定数は固定) における熱的準粒子 [5] および第 3 ピーク (ultrasoft モード) について行った分析結果を報告する。

フェルミオンに対する硬熱ループ予加算を考慮した DS 方程式等の詳細は文献 [2,3] にあるので、ここでは必要な以下の式のみ与える。

$$\Sigma_R(P) = (1 - A(P))p_i\gamma^i - B(P)\gamma^0 + C(P) \quad (1)$$

本稿での解析は、ladder 近似, IE 近似, Landau ゲージの下で行った。結合定数は  $\alpha = e^2/4\pi$  で定義される。

準粒子構造を調べるために、symmetric phase ( $C = 0$ ) でのスペクトル関数  $\rho_{\pm}(p_0, p)$  [6,7], Dispersion Low および崩壊定数  $\gamma$  の振る舞いをそれぞれ図 1~3 に示す。なお、スペクトル関数  $\rho_{\pm}$  および崩壊定数  $\gamma(p)$  は

$$\rho_{\pm}(p_0, p) = -\frac{1}{\pi}\text{Im}\frac{1}{D_{\pm}(p_0, p)} = -\frac{1}{\pi}\text{Im}\frac{1}{p_0 + B(p_0, p) \mp pA(p_0, p)} \quad (2)$$

$$S_R = \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{D_+} \left( \gamma^0 + \frac{p_i\gamma^i}{p} \right) + \frac{1}{D_-} \left( \gamma^0 - \frac{p_i\gamma^i}{p} \right) \right] \quad (3)$$

$$\gamma(p) = Z^{-1}\text{Im}[D_+(p_0 = \omega, p)] \quad (4)$$

$$Z = \left. \frac{\partial \text{Re}[D_+(p_0, p)]}{\partial p_0} \right|_{p_0=\omega} \quad (5)$$

で与えられる。また、Dispersion Law は  $\text{Re}[D_+(p_0, p)] = 0$  の解の  $(p_0 = \omega, p)$  の関係として与えられる。

スペクトル関数は、small coupling では、 $p \sim 0$  のとき、3 ピーク構造を持つことが分かる (図 1)。ただし、論文 [7,8] で指摘されている第 3 のピークよりは大きく suppress されている。これは、 $p_0 \sim 0$  で  $B(p_0, p)$  の虚数部が大きくなるためである。このピークについては、後で考察する。

Dispersion Law は small (weak) coupling では、HTL 近似とよい一致を与える (図 2)。ここで、 $m_f^*$  は HTL 計算の next-to-leading order 補正を考慮した thermal mass である [9]。

$p = 0$  での崩壊定数は ( $T = 0.1 \sim 0.2$  の範囲で)、small  $\alpha$  および large  $\alpha$  の両方で、

$$\gamma(p = 0) \simeq \frac{1}{3}\alpha T \ln \left( \frac{1}{e} + O(1) \right) \quad (6)$$

の振る舞いをする (図 3)。この振る舞いは、他の解析の結果と係数も一致する。

<sup>1</sup>奈良大学名誉教授, 2013 年 7 月 3 日死去

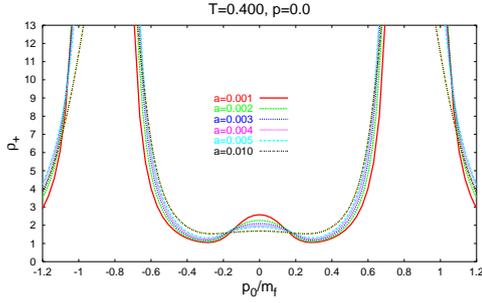


図 1 : スペクトル関数

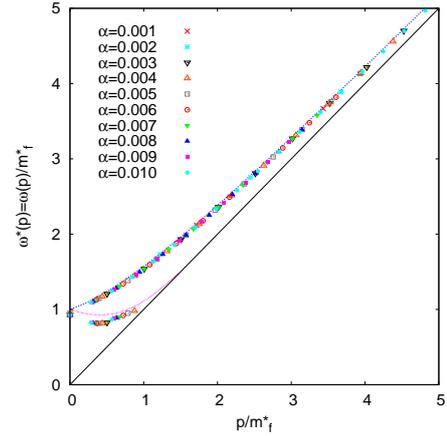


図 2 : Dispersion Law : 点線は HTL

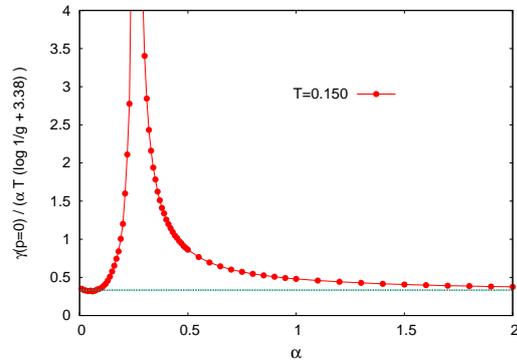
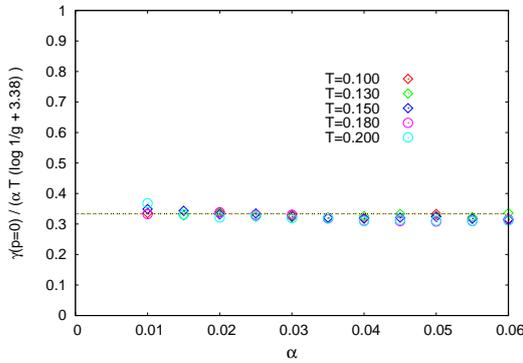


図 3 : 崩壊定数の振る舞い

最後に、第 3 のピーク ( $p_0 \sim 0, p \sim 0$  にあるので、ultrasoft モードと呼ぶ) は、物理的状態であるかを検討する。以下の理由により、ultrasoft モードは物理的状態とは考えられない。

- 1) ultrasoft モードの  $Z$  因子 ( $Z_{us}$ ) は、図 4 から分かるように

$$Z_{us}^{-1} = \left. \frac{\partial \text{Re}[D_+(p_0, p)]}{\partial p_0} \right|_{p_0=\omega} < 0$$

となる。一方、quasifermion および plasmon の場合は、 $Z > 0$  である。崩壊定数の分析をみても、 $Z$  因子は (5) 式与えるのが自然である。

- 2)  $\text{Re}[D_+(p_0 = \omega, p)] = 0$  を満たす状態 ( $\omega, p$ ) の関係 (dispersion law) は図 2 であるが、スペクトル関数のピークを与える ( $\omega, p$ ) の関係 (dispersion law) は図 5 となる。スペクトル関数のピークの場合は、space-like になるケースが存在する。すなわち、スペクトル関数のピークのすべてが必ずしも物理的状態とは言えない。
- 3) ultrasoft モードでは  $\text{Im}[D_+(p_0, p)]$  の値が大きい (図は省略)。特に、 $p_0 \sim 0$  で急に大きくなる。

以上をまとめると、

- 1) Dispersion law は、small  $\alpha$  では、HTL 再加算近似の結果をよく再現する。
- 2) 崩壊定数の振る舞いは、解析的な結論とよく一致する。

3) ultrasoft モードは, 物理的状态とは考えにくい。

ultrasoft モードに関しては, 他の論文 [7,8] との比較も含めさらに考察を行う予定である。

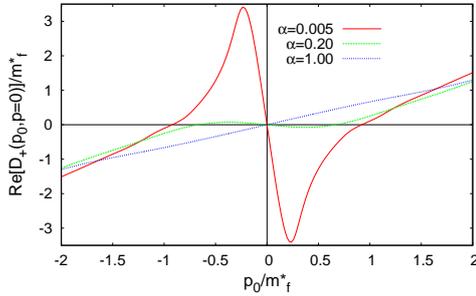


図 4 :  $\text{Re}[D_+(p_0, p)]$

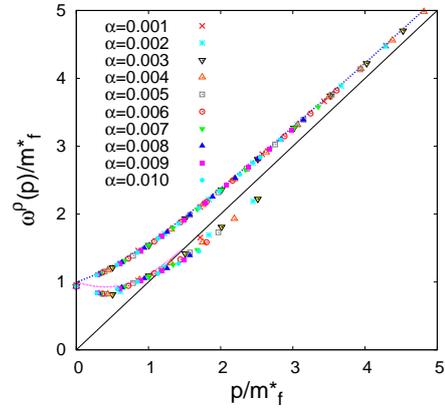


図 5 : Dispersion Law

追記：この研究の共同研究者である中川寿夫奈良大学名誉教授は 2013 年 7 月 3 日逝去されました。中川先生は, この研究会 (の前身のモレキュール型研究会) の創設時から関与されていたということで, 研究会の最初のセッションは先生への追悼を兼ねていました。この発表も前半は先生の熱場に関する研究の紹介をさせていただき, 引き続き最後の研究となった今回の内容を発表させていただきました。その紹介部分については, 「熱場の量子論とその応用」のサイトのスライドを見ていただくことにし, この研究会報告では研究内容に限らせていただきました。

#### 参考文献

- [1] 例えば,  
K.-I. Kondo and K. Yoshida, Int. J. Mod. Phys. **A10** (1995) 199;  
M. Harada and A. Shibata, Phys. Phys. D **59** (1999) 014010;  
K. Fukazawa, T. Inagaki, S. Mukaigawa and T. Muta, Prog. Theor. Phys. **105** (2001) 979.
- [2] Y. Fueki, H. Nakkagawa, H. Yokota and K. Yoshida, Prog. Theor. Phys. **107** (2002) 759.
- [3] Y. Fueki, H. Nakkagawa, H. Yokota and K. Yoshida, Prog. Theor. Phys. **110** (2003) 777.
- [4] H. Nakkagawa, H. Yokota and K. Yoshida, in: Nagoya Mini-workshop on "Strongly Coupled Quark-Gluon Plasma: SPS, RHIC and LHC" (2007), p.173; in: The Origin of Mass and Strong Coupling Gauge Theories (2008), p.220; Bulletin of the Research Institute of Nara University **18** (2010) 1.
- [5] H. Nakkagawa, H. Yokota and K. Yoshida, Phys. Rev. D **85** (2012) 031902(R); Phys. Rev. D **86** (2012) 096007.
- [6] H. A. Weldon, Phys. Rev. D **61** (2000) 036003.
- [7] M. Harada, Y. Nemoto and S. Yoshimoto, Prog. Theor. Phys. **119** (2008) 117;  
M. Harada and Y. Nemoto, Phys. Rev. D **78** (2008) 014004;  
M. Harada and S. Yoshimoto, arXiv:0903.5495.
- [8] Y. Hidaka, D. Satow and T. Kunihiro, arXiv:1105.0423; Nucl. Phys. **A876** (2012) 93.
- [9] A. Rebhan, Nucl. Phys. **A702** (2002) 111.