Latent heat in the chiral phase transition
(カイラル相転移に於ける潜熱)

高知大学 理学部：岩崎正春、木内一佳志

量子色力学(以後QCD)に於いて、温度（T)および化学ポテンシャル（μ）が0の場合には、QCD真空は閉じ込め相にあり、また同時にカイラル対称性も自発的に破れていることが種々の近似を用いた計算や格子QCDコンピュータシミュレーションによって示されている。また、十分に高温の、あるいは十分に大きい化学ポテンシャルを有する場合、系は非閉じ込め相にあると同時にカイラル対称性も回復している。格子QCDコンピュータシミュレーションによると、閉じ込め-非閉じ込め相転移とカイラル相転移の臨界点は非常に近接している。この非閉じ込め相に於いては、ハドロンガスと異なる新しい物質形態であるクォーク・グルオン・プラズマ（以後QGP)の発生が予想されており、QGP発生を期待して、2、3の高エネルギー原子核衝突実験が計画されている。また、衝突実験でのQGP発生シグナルに関する理論面での研究も行われている。閉じ込め-非閉じ込め相転移とカイラル相転移が非常に近接して起こっているとすれば、衝突実験中に起こるカイラル相転移がQGP発生シグナルに影響を及ぼす可能性がある。なかでも、1次相転移による潜熱の発生は考慮すべき問題と考えられる。この研究の目的は、カイラル相転移によって発生する潜熱量を見積もることである。計算は、いわゆるQCD-like理論および平均場近似を用いて行った。概略は、次の通りである。

先ず、今回の研究の基礎となる有効作用を導出する。厳密な（exact）QCD Lagrangianから出発し、そのグルオン場に関する非線形項を省略する。その代わりに繰り込み群方程式等から導出されているQCD running couplingを導入する（QCD-like 理論）。これによって、QCDの漸近的自由性を確保する。グルオン場を汎関数積分して消去し、次にFiertz変換によって最も引力作用の強い項を抽出すると、以下のようになる。

$$L_{QCD}=\overline{\Psi}(x)(i\gamma^{\mu}\partial_{\mu}+\mu\gamma^{0})\Psi(x)+\frac{1}{2}g'^{2}\int d^{4}y(\overline{\Psi}(x)\Psi(y))D_{F}(x-y)(\overline{\Psi}(y)\Psi(x)).$$

ここで$D_F(x-y)$はグルオンの伝播関数であり、g'^2はFiertz変換後のQCD running couplingである。カラー自由度(N_c)およびフレーバー自由度(N_f)はともに3とし、ランダウゲージを採用する。
系の分配関数$Z(\mu,T)$は経路積分表示で、

$$Z(\mu,T)=N\int D\overline{\Psi}D\Psi\exp\int d\tau\int d^{3}xL_{QCD}.$$

さらに、次の恒等式により補助場$\varphi(x,y)$を導入する。

$$1=C\int D\varphi^{*}D\varphi\exp[-\int d^{4}xd^{4}y(\varphi(x,y)-\overline{\Psi}(x)\Psi(y))D_{F}(x-y)g'^{2}(\varphi^{*}(x,y)-\overline{\Psi}(y)\Psi(x))].$$

ここで、Cは規格化定数である。上式を分配関数(Z)に代入し、クォーク場($\overline{\Psi},\Psi$)に関する汎関数積分を実行すると有効作用(S_{eff})を得る。運動量表示を用いて記すと以下のようになる。

$$S_{eff}=-2N_{c}N_{f}\sum\int\frac{d^{3}p}{(2\pi)^{3}}\log(\Delta^{2}(p)-\overline{p}^{2})+\frac{1}{2}V\sum\int\frac{d^{3}p}{(2\pi)^{3}}\varphi(p)\Delta(p).$$

ここで、$\Delta(p)$ は自己エネルギーであり、次式で与えられる。

$$\Delta(p) \equiv T \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3}\varphi(p+q)\frac{g'^2}{-q^2}.$$

さらに、$\sum$ は松原振動数 ω_n に関する和であり、

$$p = (i\omega_n, \boldsymbol{p}), \quad \bar{p} = (i\omega_n + \mu, \boldsymbol{p}), \quad \omega_n = (2n+1)\pi T,$$

である。

次に、平均場を決定するため得られた有効作用に対して $\Delta(p)$ の変分に関する極値条件を課す。平均場は以下の方程式を満たすものとなる。

$$\Delta(p) = 4N_cN_fT\sum\int \frac{d^3q}{(2\pi)^3}\frac{g'^2}{-(p-q)^2}\frac{\Delta(q)}{\Delta^2(q)-\bar{q}^2}.$$

これは、ladder 近似での自己エネルギー $\Delta(p)$ に対する Schwinger-Dyson 方程式 (Gap 方程式) に他ならないことが示される。
この Schwinger-Dyson 方程式を変分法を用いて近似的に解くことによってカイラル相転移の臨界点と order parameter 値 σ を計算する。その際、$\Delta(p)$ に対して次の試行関数を採用する。

$$\Delta(p) = \frac{\sigma}{-p^2+p_R^2}(\log[(-p^2+p_R^2)/\Lambda_{QCD}])^{-5/9}.$$

この関数形は、演算子積展開および繰り込み群方程式から得られている漸近形である [1]。パラメータ p_R は、赤外発散を正則化するために導入したものである。我々は σ を変分パラメータとして、$p=0$ のときの Schwinger-Dyson 方程式を満たすように σ の値を決定する。
σ=0(Wigner 相) と $\sigma \neq 0$(Nambu-Goldstone 相) の二つの解を得る。
次に潜熱を以下の手順で計算する。
先ず、熱力学ポテンシャル (Ω)、エントロピー (S) および粒子密度 (ρ) を計算する。

$$\Omega = -\frac{T}{V}\log Z, \qquad S = -\frac{\partial\Omega}{\partial T}, \qquad \rho = -\frac{\partial\Omega}{\partial\mu}.$$

臨界点 (T_c, μ_c) は Wigner 相と Nambu-Goldstone 相での熱力学ポテンシャルが等しい ($\Omega(\sigma = 0) = \Omega(\sigma)$) ことより決まる。
この時、潜熱 (Q) は両相のエントロピー差から与えられる。

$$Q = T_c\Delta S_{T_c}.$$

現時点で得られている結果としては、1粒子あたりの潜熱は約数 10Mev となっている。
より詳細な数値計算を現在進めているところである。

参考文献

[1] M.Maruyama,et al.,Phys.Rev.D 62,105008 (2000)