

3 フレーバー PNJL 模型による QCD 相転移の研究

山崎加奈子¹、松井哲男
東京大学駒場

概要

メソン励起を取り込んだ 2 フレーバー PNJL 模型を 3 フレーバーに拡張し、ゼロ密度で状態方程式の計算を行った。3 フレーバーに拡張したことで、低温相では π 中間子の他に K 中間子などのストレンジクォークを含むメソンが現れる。本講演では、低温でのメソンの圧力への寄与の仕方や、相転移に伴いそれらがどう変化するかについて議論する。

1 はじめに

クォーク-ハドロン相転移の研究は QCD の重要な課題の一つである。QCD 相転移についての研究は有効模型や格子 QCD 計算で数多く行われているが、ハドロン相とクォーク相の中間領域がどうなっているのか未だ明らかではない。この研究の目的はハドロン相とクォーク相の間で自由度がどう変化するかを知るために、状態方程式の振る舞いを調べることである。我々はクォークと反クォークの場で書かれた有効模型から出発し、クォーク-反クォーク間に相関を取り入れることでメソンを記述する。カイラル相転移と非閉じ込め相転移を同時に扱うため、Nambu-Jona-Lasinio model with the Polyakov loop (PNJL 模型)[1]を用いる。本研究では、2 フレーバー PNJL 模型でメソン励起を取り込み状態方程式の計算を行った我々の先行研究 [2] を 3 フレーバーに拡張し、ストレンジネス自由度を取り込んだ。この報告は [3] に基づく。

2 モデルセットアップ

PNJL 模型の分配関数を以下のように導入する。

$$Z(T, A_4) = \int [dq][d\bar{q}] \exp \left[\int_0^\beta d\tau \int d^3x \mathcal{L}(q, \bar{q}, A_4) \right]. \quad (1)$$

$$\mathcal{L} = \sum_{i,j=1}^3 \bar{q}_i (i\not{D} - \hat{m})_{ij} q_j + \mathcal{L}_4 + \mathcal{L}_6 \quad (2)$$

ここで、4 点相互作用 \mathcal{L}_4 は、

$$\mathcal{L}_4 = G \sum_{a=0}^8 [(\bar{q}\lambda^a q)^2 + (\bar{q}i\gamma_5\lambda^a q)^2] \quad (3)$$

¹e-mail address: kyamazaki@nt1.c.u-tokyo.ac.jp

\mathcal{L}_6 は

$$\mathcal{L}_6 = -K [\det \bar{q}(1 + \gamma_5)q + \det \bar{q}(1 - \gamma_5)q] \quad (4)$$

である。 $\bar{q} = (\bar{q}_1, \bar{q}_2, \bar{q}_3) = (\bar{u}, \bar{d}, \bar{s})$, $D_\mu = \partial_\mu + gA_0\delta_{\mu,0}$ で、ゲージ場はダイナミカルな場ではなく外場として取り扱われる。分配関数を計算する際、相互作用にクォーク場の 4 次と 6 次の項があるため、このままではクォーク場についての積分を実行することが出来ない。そこで 4 次と 6 次の項を取り除くため、補助場 ϕ_a, π_a を導入し、ダミー積分を挿入することでボソン化を行う。この手続きによって、フェルミオン場の最高次が 2 次になり、フェルミオン場についての積分が実行できる。さらに補助場として導入したメソン場の積分を鞍点法で処理することで、熱力学ポテンシャルが温度の関数として以下のように求まる。

$$\Omega(T) = T \left(I_0 + \frac{1}{2} \text{Tr}_M \ln \frac{\delta^2 I}{\delta \phi_a \delta \phi_b} + \frac{1}{2} \text{Tr}_M \ln \frac{\delta^2 I}{\delta \pi_a \delta \pi_b} \right). \quad (5)$$

第一項目は平均場近似に相当し、二項目、三項目がメソン励起の寄与である。

3 状態方程式

平均場近似での圧力 p_{MF} は (5) 式の一項目から

$$p_{MF}(T) = p_{MF}^0 + 2 \times 3 \sum_f \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{\mathbf{p}^2}{3E_f} f_\Phi(E_f) - \mathcal{U}(T, \Phi) \quad (6)$$

となる。 $f_\Phi(E_f)$ はクォークの分布関数で温度と Polyakov ループに依存する。 $\mathcal{U}(T, E_\Phi)$ は高温でグルーオンの圧力を再現するように与えられたポテンシャルである。

メソン励起の圧力は (5) 式の二項目、三項目から

$$p_M = - \sum_n \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \left\{ 3 \ln \mathcal{M}_\pi(\omega_n, q) + 4 \ln \mathcal{M}_K(\omega_n, q) + \ln \mathcal{M}_\eta(\omega_n, q) + \ln \mathcal{M}_{\eta'}(\omega_n, q) \right. \\ \left. + \ln \mathcal{M}_\sigma(\omega_n, q) + 4 \ln \mathcal{M}_\kappa(\omega_n, q) + 3 \ln \mathcal{M}_{a_0}(\omega_n, q) + \ln \mathcal{M}_{f_0}(\omega_n, q) \right\} \quad (7)$$

$$\mathcal{M}_M(\omega_n, q) = \frac{1}{2G'_M} - \Pi_M(\omega_n, q). \quad (8)$$

と書ける。 G'_M は各メソンについて 4 点相互作用の結合定数 G と 6 点相互作用の結合定数 K を適当な重みで足したものの、 Π_M は各メソンの自己エネルギーである。平均場近似で得られた圧力とメソンの効果を取り込んだ圧力を図 1 に示す。ただしこの計算ではメソンは π, K, σ のみを取り込んだ。平均場みの圧力 (図 1, 青) とメソンを取り込んだ圧力 (図 1, 赤) で、低温での振る舞いに顕著な差が現れる。メソンが無い場合、低温では Polyakov ループがクォークの励起を抑えるため圧力はほぼゼロになるのに対し、メソンを取り込んだ場合、Polyakov ループはメソンの励起には効かないためメソンが低温での圧力を支配する。高温になると、メソンを取り込んだ圧力はクォー

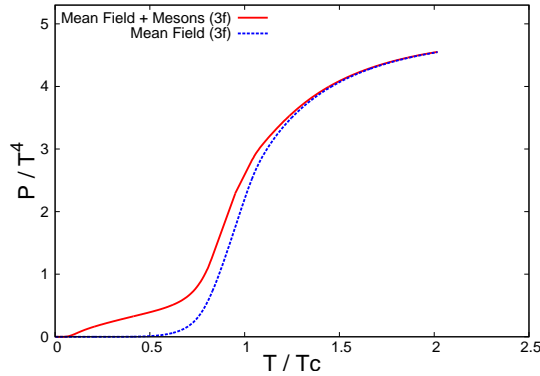


図 1: 圧力の温度変化。赤：メソン励起を取り込んだ圧力。青：平均場の圧力。

クと手で与えたグルーオンが支配する平均場の圧力に近づく。このことはあるところで collective mode としてのメソンが溶け、クォーク-反クォークの熱励起に変わったことを意味している。またこの計算では π , K , σ を取り込んだ計算を行ったが、低温の圧力はほぼ π と K の寄与から成り、 σ からの寄与はほとんど無い。

4 まとめ

クォーク-ハドロン相転移を、カイラル相転移と非閉じ込め相転移を同時に取り扱うことが出来る 3 フレーバー PNJL 模型で調べた。SU(3) フレーバー対称性が破れた状況下では、4 種類の擬スカラーメソン (π , K , η , η') と、4 種類のスカラーメソン (σ , κ , f_0 , a_0) が異なる質量を持つメソンとして現れる。このうち低温での圧力は π と K によって支配され、それらのメソンは温度上昇に伴いクォーク・反クォークに溶ける。その結果、十分高温で圧力はクォーク、反クォークと手で与えたグルーオンによって支配される。

参考文献

- [1] K. Fukushima, Phys. Lett. B **591** (2004) 277.
- [2] K. Yamazaki and T. Matsui, Nucl. Phys. A **913** (2013) 19.
- [3] K. Yamazaki and T. Matsui, arXiv:1310.4960.