

Quark-Hadron Phase Transition in an Extended NJL Model with Scalar-Vector Eight-Point Interaction

李 東奎¹、津江 保彦²、João da Providência³、Constança Providência³、山村 正俊⁴

¹ 高知大総人自、² 高知大理、³ コインブラ大、⁴ 関西大工

1 Introduction

高温・高密度等の極限状況下における強い相互作用する多体系を理解することは、ハドロン物理の重要な課題の一つである。特に、有限温度・密度におけるクォーク・ハドロン多体系が環境変化に応じてどのような相転移を起こすのか、またどのような相図を描くのかを解明することは宇宙初期の状態および中性子星内部構造の理解に繋がるものとして非常に興味深い問題である。本稿では、有限密度側に注目し、有限温度・密度におけるクォーク・ハドロン相転移について考察する。

2 Extended NJL model for nuclear and quark matters

有限温度・バリオン化学ポテンシャルにおけるクォーク・ハドロン相転移を記述するために、本研究では核物質およびクォーク物質の有効モデルとして、scalar-vector 型 8 点相互作用を含んだ拡張された NJL モデルを用いる。NJL モデル [1] は当初核子のモデルとして始まり、現代ではクォーク物質のモデルとして扱われているものの、核物質のモデルとしても広く用いられてきた [2]。そこで、ここでは核物質を扱うモデルとして、オリジナルの NJL モデルに vector-vector 型 4 点相互作用と scalar-vector 型 8 点相互作用を導入した拡張された NJL モデルを適用する [3]。これは Walecka モデル [4] に対応するようなもので、核物質の飽和性を再現するモデルとなっている。一方、クォーク物質についても scalar-vector 型 8 点相互作用を導入した拡張された NJL モデルを適用しており、この 8 点の導入により scalar coupling が密度依存性を持ち、結果 vector 型相互作用と似たカイラル対称性の回復を遅くする効果を持つ。核物質・クォーク物質に対する Lagrangian 密度 (2-flavor) は、次のようになる。

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_i = & \bar{\psi}_i i\gamma^\mu \partial_\mu \psi_i + G_s^i [(\bar{\psi}_i \psi_i)^2 + (\bar{\psi}_i i\gamma_5 \boldsymbol{\tau} \psi_i)^2] - G_v^i (\bar{\psi}_i \gamma^\mu \psi_i)(\bar{\psi}_i \gamma_\mu \psi_i) \\ & - G_{sv}^i [(\bar{\psi}_i \psi_i)^2 + (\bar{\psi}_i i\gamma_5 \boldsymbol{\tau} \psi_i)^2] (\bar{\psi}_i \gamma^\mu \psi_i)(\bar{\psi}_i \gamma_\mu \psi_i) \end{aligned} \quad (1)$$

核物質 ($i = N$) に対して、核子場 ψ_N を color 数 1 の基本場として扱う。パラメータ ($G_s^N, G_v^N, G_{sv}^N, \Lambda_N$) については真空と通常核密度での nucleon mass、および核物質の飽和性の条件から決定する。ここで、このモデルは非線形なため 3 次元運動量カットオフ Λ_i を導入している。一方、クォーク物質 ($i = q$) に対しては color 数 3 をとり、dynamical quark mass と pion decay constant からパラメータ (G_s^q, Λ_q) を決定する。パラメータ G_{sv}^q (scalar-vector coupling) はフリーパラメータであり、ここでは典型的な場合として $G_{sv}^q \Lambda_q^8 = -68.4$ に取った結果について述べる。また、scalar-vector 相互作用は vector 相互作用と似たカイラル相転移を弱める効果を担っているため、パラメータ G_v^q (vector coupling) については今回 $G_v^q = 0$ とし、ここでは G_{sv}^q に注目して調べる。

クォーク・ハドロン相転移を記述する際、いずれの相が実現しているのかについては両相の圧力を比較することにより決定する。もちろん、NJL からの拡張なのでカイラル相転移についても記述することが可能であり、ここでもクォーク物質の圧力を比較することにより物理的に実現する解を決定する方法を取っている。

3 Numerical results

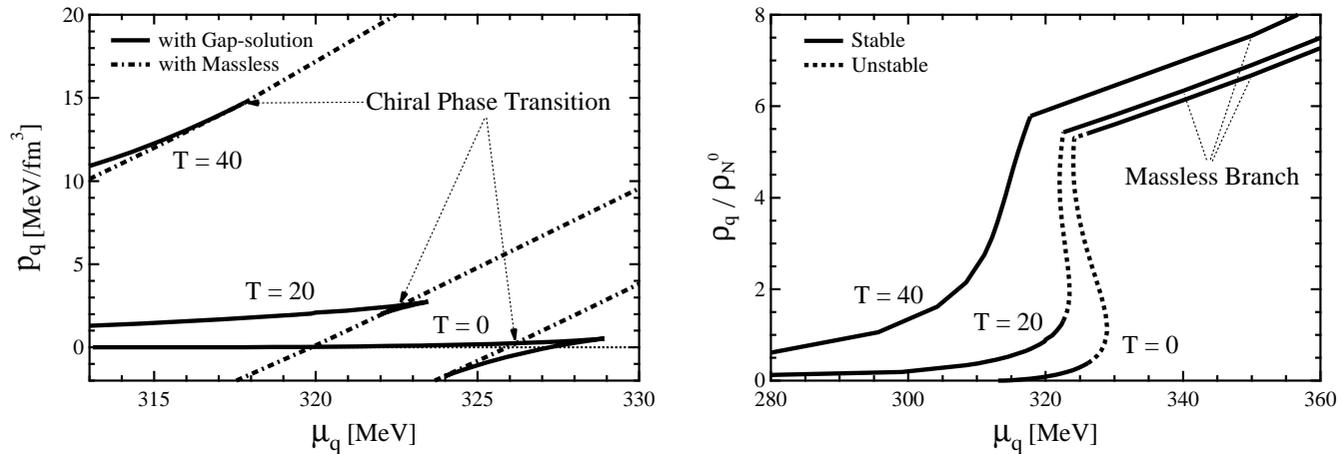


図1 温度 0, 20, 40 MeV でのクォーク物質の圧力 (左) とクォーク数密度 (右)。

図1の左側は、温度 0, 20, 40 MeV でのクォーク物質の圧力を表している。実線は Gap-solution を拾って計算した結果で、破線は massless の値を拾った結果である。ここで、物理的に実現する解は圧力が最大の値を持つ解である。すると、温度 0, 20, 40 MeV においてクォーク化学ポテンシャル μ_q がそれぞれ 326, 323, 318 MeV あたりで massless branch に乗り移っていることから、そこでカイラル対称性の回復 (カイラル相転移) が起きていることがわかる。これと対応する密度表示のグラフ (図1の右側) では、温度 0, 20 MeV において一次相転移が実現し、温度 40 MeV では二次相転移が実現していることがわかる。以上と同じような方法で、有限温

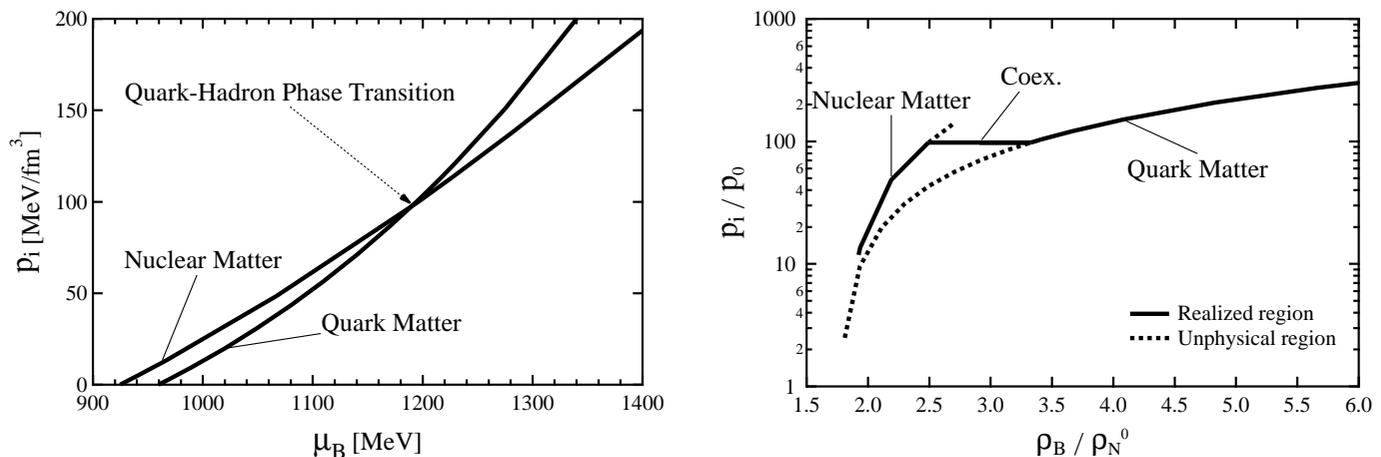


図2 温度 20 MeV でのクォーク・ハドロン相転移。左は圧力表示、右は密度表示。

度・密度でのクォーク・ハドロン相転移について調べる。ここで、ハドロン相とクォーク相の熱平衡条件として $p_N(\mu_N, T) = p_q(3\mu_q, T)$ を課す。紙面の都合上、ここでは温度 20 MeV の場合を例にとって説明する。図2の左側は、温度 20 MeV での核物質とクォーク物質の両圧力を表している。低密度側では核物質が実現し、高密度側ではクォーク物質が実現している。このとき、バリオン化学ポテンシャル μ_B が 1190 MeV あたりでクォーク・ハドロン相転移が起こり、対応する密度表示のグラフ (図1の右側) から核物質相とクォーク相が共存する状態が起こることから、このクォーク・ハドロン相転移は一次相転移であることがわかる。

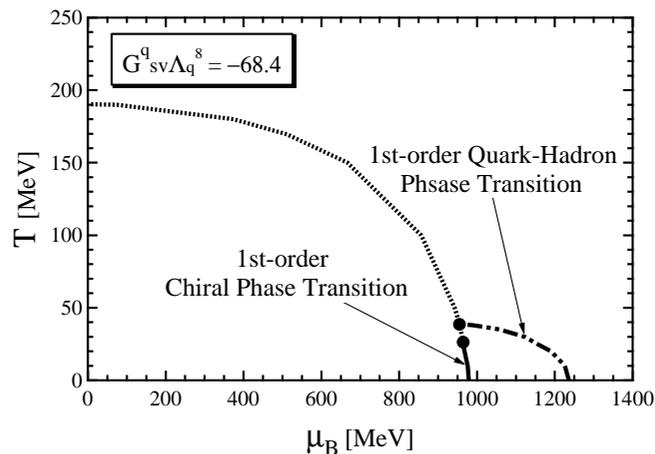


図3 拡張された NJL モデルでの相図 (with $G^q_{sv}\Lambda_q^8 = -68.4$).

結果として、 G^q_{sv} を含む拡張された NJL モデルでの相図は図3のように描かれる [5]。実線と点線はそれぞれ一次と二次のカイラル相転移線を表し、二点鎖線は一次のクォーク・ハドロン相転移線を表す。ここで、クォーク・ハドロンの相境界の内側の領域において、核物質相であるにもかかわらずクォーク物質的にカイラル対称性が回復している領域が現れる。これは Quarkyonic 相 [6] に対応するものであると考えられる。

また、フリーパラメータ G^q_{sv} の強さを変えることにより相図はどのような影響を受けるのかについて、一次のカイラル相転移線が G^q_{sv} の coupling の強さを大きくするにつれて shrink し、さらに大きくすると消えてしまう結果となった。一次のクォーク・ハドロンの相境界については変化はなく、 G^q_{sv} に依存しないことがわかった。

4 Summary and Future Work

本稿では、有限温度・バリオン化学ポテンシャルにおけるクォーク・ハドロン相転移について論議した。核物質とクォーク物質に対して G^q_{sv} を含んだ拡張された NJL モデルによる解析の結果、一次のクォーク・ハドロン相転移を記述することができ、その相図を得ることができた。このとき、カイラル対称性は回復しているが励起はハドロ的な核物質相がこのモデルにおいて現れることがわかった。今回対称核物質とフリーなクォーク相を扱ったが、カラー超伝導相の考慮や中性子物質とクォーク物質の間での相転移を考察することも面白く、中性子星物理に関連するものとして興味深い。

参考文献

- [1] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. **122** (1961), 345; *ibid.* **124** (1961), 246.
- [2] V. Koch, T. S. Biro, J. Kunz and U. Mosel, Phys. Lett. **B185** (1987), 1.
W. Bentz and A. W. Thomas, Nucl. Phys. **A 693**, (2001), 138.
S. A. Moszkowski, C. Providência, J. da Providência and J. M. Moreira, nucl-th/0204047.
- [3] Y. Tsue, J. da Providência, C. Providência and M. Yamamura, Prog. Theor. Phys. **123** (2010), 1013.
- [4] B. D. Serot and J. D. Walecka, Int. J. Mod. Phys. E **6**, (1997), 515.
- [5] T.-G. Lee, Y. Tsue, J. da Providência, C. Providência and M. Yamamura, arXiv:1207.1499 [hep-ph].
- [6] L. McLerran and R. D. Pisarski, Nucl. Phys. A **796** (2007), 83.