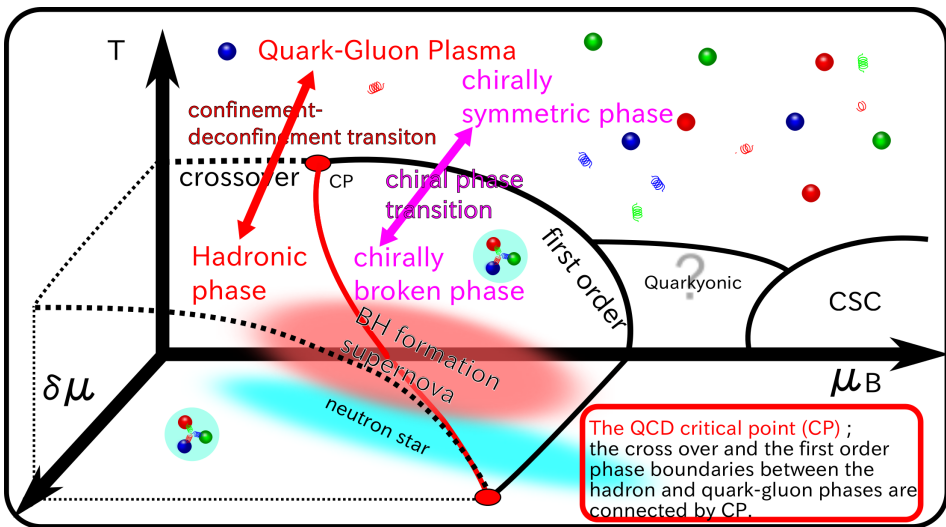


クォーク・バリオン状態方程式による カイラル相転移の分析

京大理 D2 上田 宏史

共同研究者
大西 明 (京大基研)

8月31日(金)



これまでの研究

カイラル有効模型を用いて描いた非対称核物質の QCD 相図とまたコンパクト天体現象との比較を行い、これらの現象での QCD 相転移を調べる

手法

- 非対称核物質の相図
 - ポリヤコフ・クォーク・メソン 模型 (PQM 模型)
B.-J. Schaefer, J. M. Pawłowski, J. Wambach, Phys. Rev. D 76 (2007).
V. Skokov et al., Phys. Rev. D 82, 034029 (2010)
- コンパクト天体現象との比較
 - 中性子星のコア
A. Ohnishi, D. Jido, T. Sekihara and K. Tsubakihara, Phys. Rev. C 80 (2009) 038202
 - ブラックホール 形成過程
A. Ohnishi, H. U. T. Z. Nakano, M. Ruggieri and K. Sumiyoshi, Phys. Lett. B 704284 (2011).

カイラル凝縮とポリヤコフグループ

カイラル凝縮

カイラル対称性の自発的破れ... $SU(N_f)_L \times SU(N_f)_R \Rightarrow SU(N_f)_V$

カイラル凝縮... $\langle \bar{q}q \rangle = \langle \bar{q}_L q_R + \bar{q}_R q_L \rangle$

$SU(N_f)_L \times SU(N_f)_R$ 変換で不変でない。カイラル極限では

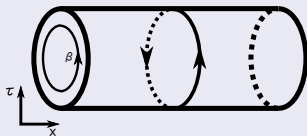
$$\langle \bar{q}q \rangle \begin{cases} = 0 & (\text{カイラル対称性の回復した相}) \\ \neq 0 & (\text{カイラル対称性が自発的に破れた相}) \end{cases}$$

ポリヤコフグループ

$$\Phi = \frac{1}{N_c} \left\langle \text{Tr}_c \mathcal{P} \exp \left(i \int_0^\beta d\tau A_0 \right) \right\rangle_\beta$$

クォークが無限に重い極限で、

$$\Phi = \exp(-\beta f_q) \rightarrow \Phi \begin{cases} \neq 0 & (\text{非閉じ込め相}) \\ = 0 & (\text{閉じ込め相}) \end{cases}$$



PQM 模型の特徴

クォークにメソンを結合させ、ポリヤコフループを取り入れた、カイラル相転移・閉じ込め相転移の両方を記述する有効模型

- $\sigma, \Phi \Rightarrow$ カイラル相転移、閉じ込め相転移の秩序変数
- $\omega, \rho \Rightarrow$ 高密度での斥力、対称エネルギー

Lagrangian ($N_F = 2$)

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{PQM} = & \bar{q}(i \not{D} - g_\sigma(\sigma + i\gamma^5 \vec{\tau} \vec{\pi}) - g_\omega(\gamma^\mu \omega_\mu) - g_\rho(\gamma^\mu \vec{\tau} \vec{\rho}_\mu))q \\ & + \frac{1}{2}(\partial_\mu \sigma)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \vec{\pi})^2 - U(\sigma, \vec{\pi}) - \mathcal{U}(\Phi, \bar{\Phi}) \\ & - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}W^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\omega^2\omega_\mu\omega^\mu - \frac{1}{4}R_{\mu\nu}^a R^{a\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\rho^2\rho_\mu^a\rho^{a\mu} \end{aligned}$$

$$\not{D} = \not{\partial} - i\gamma_0 A_0$$

$$W^{\mu\nu} = \partial^\mu \omega^\nu - \partial^\nu \omega^\mu \quad R^{a\mu\nu} = \partial^\mu \rho^{a\nu} - \partial^\nu \rho^{a\mu} + g_\rho \epsilon^{abc} \rho^{b\mu} \rho^{c\nu}$$

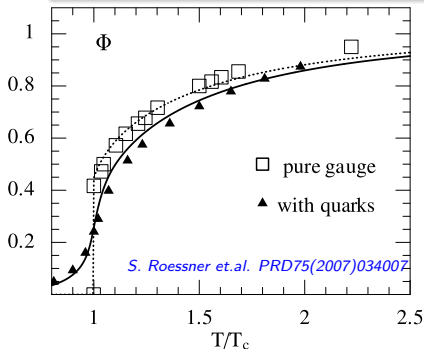
平均場近似

$$\langle \sigma \rangle, \langle \omega_0 \rangle, \langle \rho_0^3 \rangle, \langle \Phi \rangle, \langle \bar{\Phi} \rangle = \text{const.} \neq 0, \quad \langle \pi \rangle, \langle \omega_i \rangle, \langle \rho_i^a \rangle, \langle \rho_0^{1,2} \rangle = 0$$

Effective Potential(自由エネルギー密度)

$$\Omega(\Phi, \bar{\Phi}, \sigma, \omega_0, \rho_0^3) = -\frac{T}{V} \log Z$$

$$= \mathcal{U}(\Phi, \bar{\Phi}) + U(\sigma) + U_{vac}(\sigma) + \Omega_{q\bar{q}}(\Phi, \bar{\Phi}, \sigma, \omega_0, \rho_0^3) - \frac{1}{2} m_\omega^2 (\omega_0)^2 - \frac{1}{2} m_\rho^2 (\rho_0^3)^2$$



● カイラルポテンシャル

$U(\sigma) + U_{vac}(\sigma)$ は真空中で

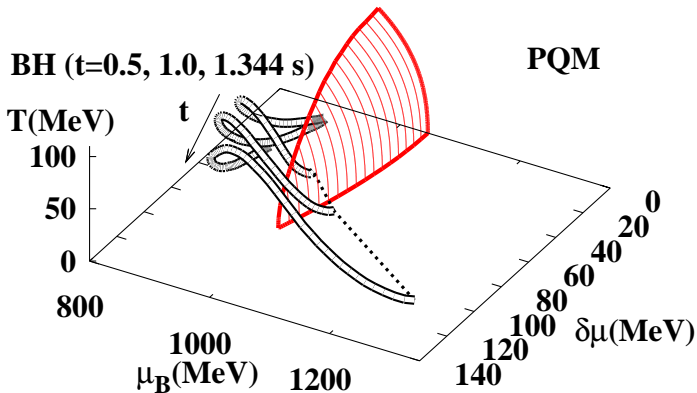
- $m_\pi = 139\text{MeV}$
- $f_\pi = 92.4\text{MeV}$
- $m_\sigma = 700\text{MeV}$
- $m_q = 335\text{MeV}$

となるようにパラメータを決めた。

- $r = g_\omega/g_\sigma = g_\rho/g_\sigma, \Lambda$
は free para.

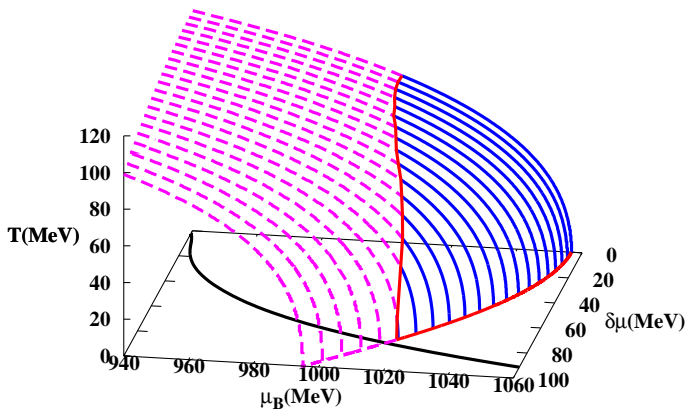
ブラックホール形成過程との比較

A. Ohnishi, HU, T. Z. Nakano, M. Ruggieri and K. Sumiyoshi, Phys. Lett. B 704284 (2011).



⇒ ブラックホール形成過程で生成される物質の温度・バリオン化学ポテンシャルが QCD 臨界点に達する可能性を示唆

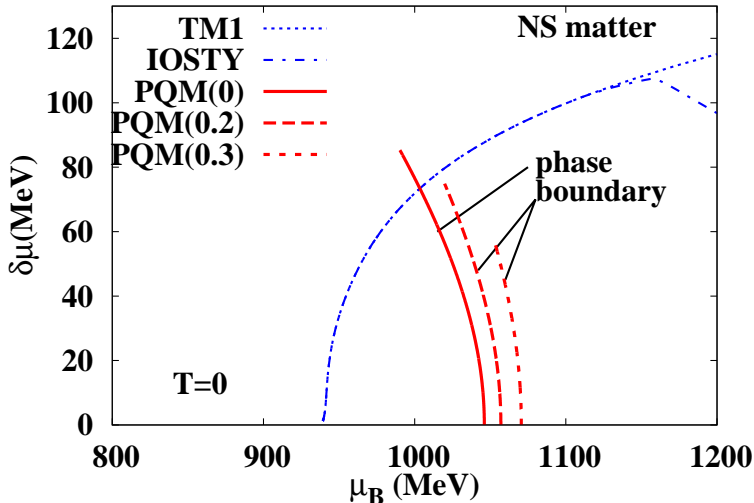
中性子星との比較



TM1 Y. Sugahara et.al., Nucl. Phys. A 579 (1994), 557. IOSTY C. Ishizuka et.al., J. Phys. G G 35 (2008) 085201

⇒ 中性子内部で1次相転移なしでクォーク相へ相転移する可能性を示唆

中性子星との比較



TM1 Y. Sugahara et al., Nucl. Phys. A 579 (1994), 557. IOSTY C. Ishizuka et al., J. Phys. G G 35 (2008) 085201

⇒ 中性子内部で1次相転移なしでクォーク相へ相転移する可能性を示唆

- QCD 相図に用いた有効モデルでは飽和密度などの核物質の性質を満たしていない。
- QCD 相図にもちいた有効モデルとブラックホール形成過程、中性子星に用いた状態方程式の有効モデルが異なる。

より正確な議論を行うためには...

核物質の性質を満たしかつ、QCD の相構造を含むような状態方程式が必要

目的

- ハドロン、クォークの自由度を含み、QCD 臨界点を含むような状態方程式の構築
- バリオンが QCD 相図に与える影響を調べる。

手法

Steinheimer et. al. '11

- Polyakov loop extended Quark-Meson model + Baryon
- 排除体積効果 ... widely applied to describe energy density and pressure at $T < T_c$ (Hadron Resonance Gas)
⇒ クォーク相でのバリオンの寄与を抑える。
- Polyakov loop ⇒ ハドロン相でのクォークの寄与を抑える。

手法 (Nf =2)

- PQM + Baryon + 排除体積効果.
- 必要な自由度 = $N, q, \sigma, Pol, \omega$.
 $N, q \Rightarrow$ 構成要素; $\sigma, Pol \Rightarrow$ 秩序変数; $\omega \Rightarrow$ 核物質の飽和性.
- Lee-Wick vacuum の回避 $\Rightarrow \log \sigma$ type potential.
 This term appears from dilatons. *J.Schechter, (1980)*
- QCD 臨界点の存在
 $\Rightarrow \sigma$ 高次項.
 $g_v/g_s \sim 0.3 \Rightarrow$ CP 消失.
 $g_v/g_s \lesssim 1 \Rightarrow$ 低密度でクォークが出現. *Steinheimer et. al., '11*

QMB model \mathcal{O} Lagrangian

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{q}[i \not{D} - g_{q\omega}\gamma_\mu\omega^\mu - m^*]q + \bar{N}[i \not{\partial} - g_{N\omega s}(\sigma)\gamma_\mu\omega^\mu - M^*]N \\ & - [U(\sigma, \boldsymbol{\pi}, \chi) + U_h(\sigma, \boldsymbol{\pi}) + \chi^4 U_{pol}(\Phi, \bar{\Phi}) + U_\chi(\sigma, \boldsymbol{\pi}, \chi)] \\ & - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}W^{\mu\nu} + \frac{1}{2}\chi^2 m_\omega^2 \omega_\mu\omega^\mu \end{aligned}$$

$$m^* = g_{q\sigma}\sigma, \quad M^* = g_{N\sigma}\sigma, \quad g_{N\omega s}(\sigma) = g_{N\omega}(1 - g_{\omega\sigma}(1 - \sigma^2/f_\pi^2))$$

$$U(\sigma, \boldsymbol{\pi}, \chi) = \frac{c_4}{4}(\sigma^2 + \boldsymbol{\pi}^2 - \chi^2 f_\pi^2)^2 + \frac{1}{2}\chi^2 c_2 \sigma^2 - c\chi^2 \sigma$$

$$U_h(\sigma, \boldsymbol{\pi}) = \frac{c_8}{8f_\pi^4}(\sigma^2 + \boldsymbol{\pi}^2 - f_\pi^2)^4 + \frac{c_6}{6f_\pi^2}(\sigma^2 + \boldsymbol{\pi}^2 - f_\pi^2)^3$$

$$U_\chi = B_0\chi^4\left(\ln\chi - \frac{1}{4}\right) - \frac{1}{2}B_0\delta\chi^4 \ln\frac{\sigma^2 + \boldsymbol{\pi}^2}{\sigma_0^2}$$

- 今回は, $T = 0$ の場合を考える.

Free energy

$$F_{eff} = F_N(\sigma) + F_{vac} + U_\sigma(\sigma) - \frac{a}{2} \ln \sigma^2 + g_{N\omega s}(\sigma) \omega \rho_B - \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega^2$$
$$U_\sigma(\sigma) = \frac{c_8}{8 f_\pi^4} (\sigma^2 - f_\pi^2)^4 + \frac{c_6}{6 f_\pi^2} (\sigma^2 - f_\pi^2)^3 + \frac{c_4}{4} (\sigma^2 - f_\pi^2)^2 + \frac{1}{2} c_2 \sigma^2 - c \sigma$$

Parameter ($g_{\sigma N, q}, g_{\omega N}, g_{\omega \sigma}, m_\omega, \Lambda, a, c_8, c_6, c_4, c_2, c$)

- In the vacuum

$$\Lambda = 600 \text{MeV}, m_\sigma = 500 \text{MeV}, m_\pi = 138 \text{MeV}, f_\pi = 93 \text{MeV},$$
$$m_q = 350 \text{MeV}, M_N = 938 \text{MeV}, m_\omega = 783 \text{MeV}.$$

- At $\rho = \rho_0$,

$$\rho_0 = 0.16 \text{fm}^{-3}, E/A - M_N = -16 \text{MeV}$$

求め方

$$\frac{\partial F_{eff}}{\partial \sigma} = \frac{\partial F_{eff}}{\partial \omega} = 0$$

を解く。

排除体積効果

- ハドロンの排除体積

$$v_{Baryon} = v, \quad v_{Meson} = v/a : \quad v = 1\text{fm}^{-3}, a = 8$$

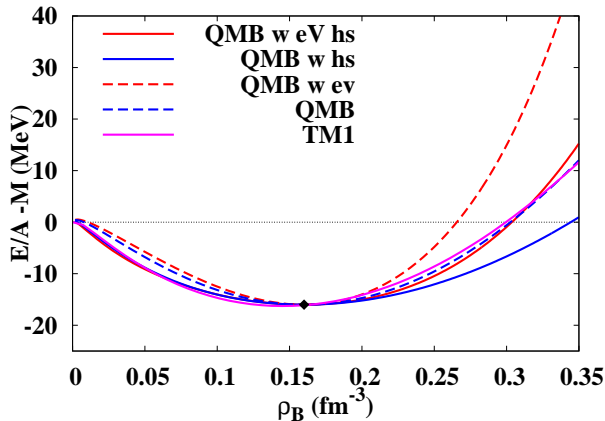
⇒ 化学ポテンシャルを $\tilde{\mu}_i = \mu_i - v_i P$ で計算

⇒ エネルギー、バリオン密度、エントロピーはそれぞれ、

$$e = \sum_i f \tilde{e}_i, \quad \rho_i = f \tilde{\rho}_i, \quad s = \sum_i f \tilde{s}_i$$

$$f = V'/V = (1 + \sum_i v_i \rho_i)^{-1}$$

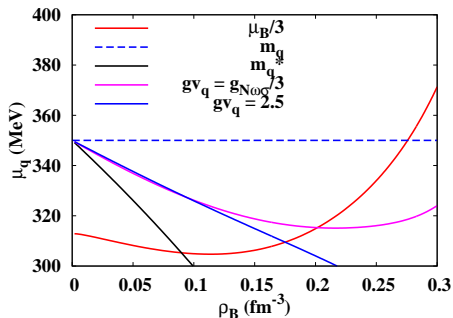
1 核子当たりの結合エネルギー



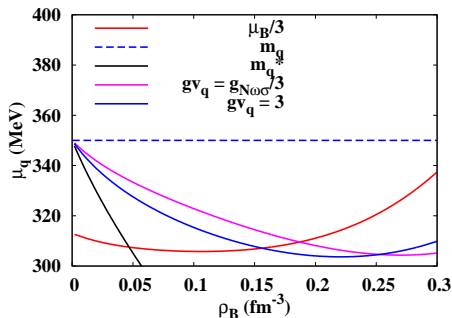
- $\rho_{B0} \simeq 0.16 \text{ fm}^{-3}$, $E/A - M_N \simeq -16 \text{ MeV}$

TM1 ··· Y. Sugahara and H. Toki, Nucl. Phys. A 579 (1994), 557.

- without higher order terms in σ



- with higher order terms in σ



- $g_v/g_s \lesssim 1 \Rightarrow$ 低密度でクォークが出現.
- $\Rightarrow \sigma$ の高次項がなければ、 \Rightarrow CP はおそらく消失.

- 核物質の性質を満たしかつ QCD の相構造を持つような、バリオン・クォークの自由度を取り入れたモデルの構築の途中
 - 今回、行ったこと
 - 高温・高密度でバリオンの寄与を抑えるための排除体積効果を取り入れた
 - $\rho_{B0} \simeq 0.16 \text{ fm}^{-3}$, $E/A - M_N \simeq -16 \text{ MeV}$ を fit
 - $T = 0$ 、ハドロン相での計算を行った
- ⇒ このモデルにおいてはクォークとベクトルメソンの結合が十分に強くないと飽和密度に達する前にクォークが出現
- ⇒ $T = 0$ でもカイラル相転移がクロスオーバーになることを示唆
- Future work
 - $T = 0$ でのクォーク相の解析
 - $T \neq 0$ への拡張
 - ...