

PQM模型による 非対称物質の相図

上田 宏史(M2)

京都大学 原子核理論研究室

共同研究者

中野 嵩士(京大理、京大基研)

Marco Ruggieri、大西 明(京大基研)

Outline

1. 導入

- 背景
- 研究目的

2. PQM模型

3. 結果

- 解析結果
- 議論

4. まとめ

•QCD臨界点の位置の特定

•重要性

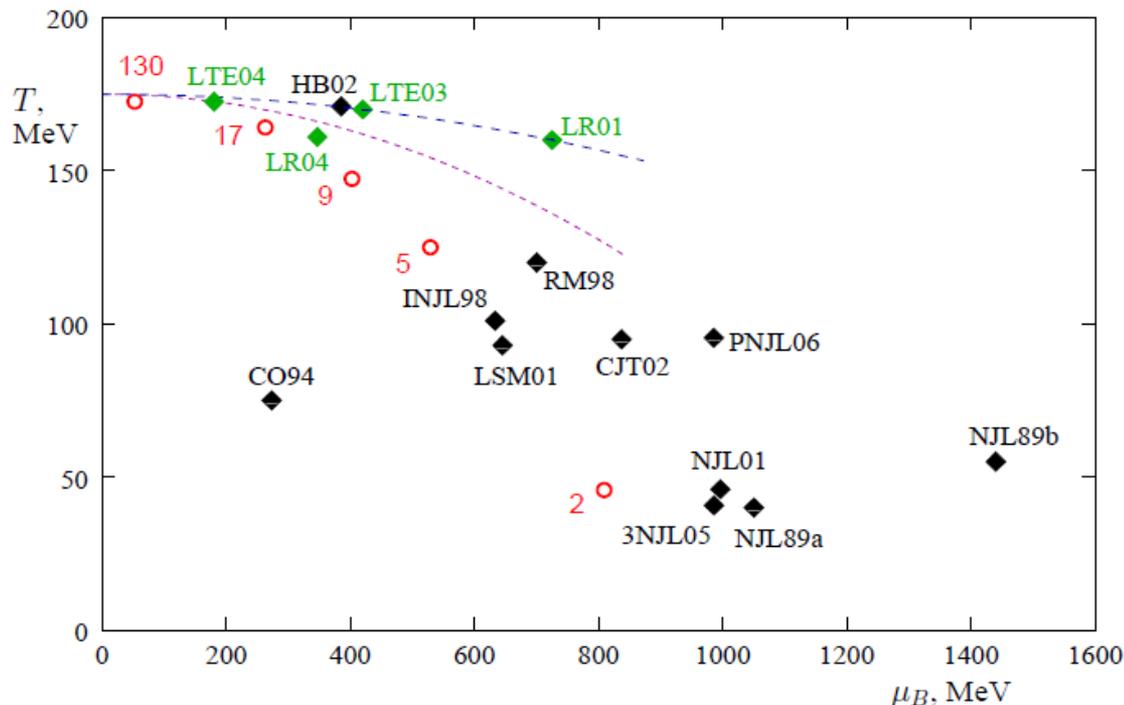
相図の構造を決める
モデルへの制限

•理論計算

モデルに強く依存
格子QCDは符号問題

•実験

重イオン衝突による探索
しかし相関長が発散する
効果が十分に見えない
可能性。



Ref. M. A. Stephanov, PoS LAT2006 (2006) 024.

十分大きな体積を持ちQCD臨界点の影響が見える現象は？

・重い星の重力崩壊

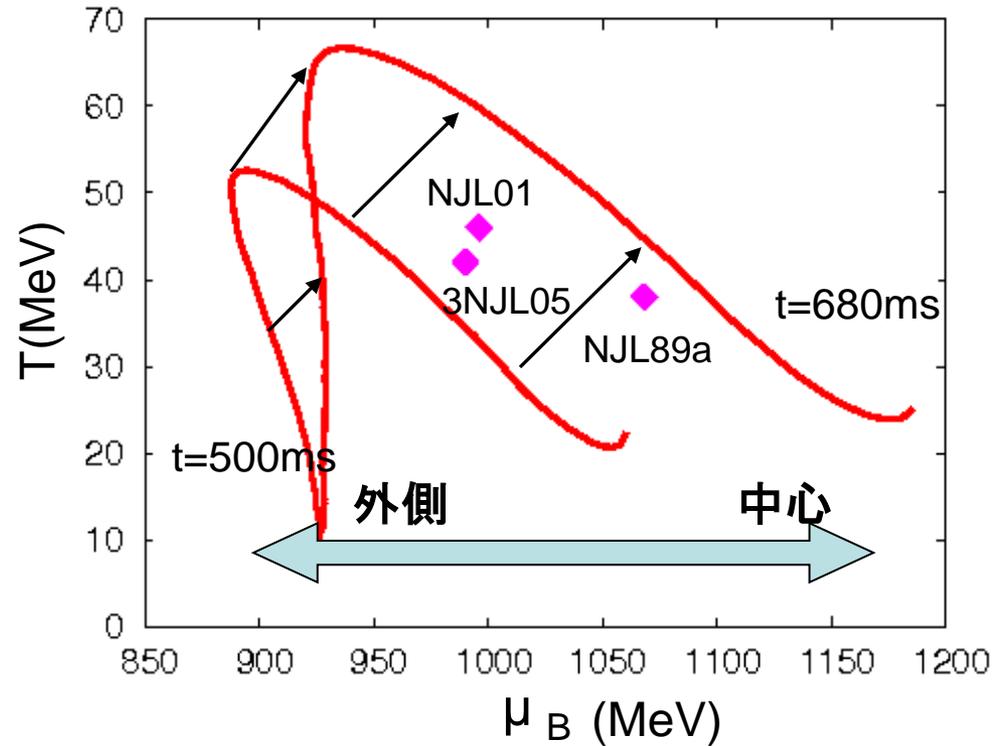
- 重い星の重力崩壊で高温高密度の物質の生成
- 理論的計算
 - $40M_{\odot}$ の星の重力崩壊からブラックホール形成へ。

• このとき臨界点を含む領域を通過するか？

• 非対称物質の相図が必要

$$- \mu_I = \frac{\mu_u - \mu_d}{2} \neq 0$$

- β 非平衡



1次元(球対称)流体計算

厳密な ν 輸送

ハイペロンを含む相対論的状態方程式

(T, ρ_B, Y_e)における数値テーブル

Ref. K. Sumiyoshi, C. Ishizuka, A. Ohnishi, S. Yamada, H. Suzuki, ApJL690(2009) L43

研究の目的

非対称物質の相図を調べ、ブラックホール形成時に
QCD臨界点を通過する可能性を調べる

研究手法

- **相図** ... **PQM模型** Ref. B.-J. Schaefer, J. M. Pawłowski and J. Wambach, Phys.Rev. D76, 074023(2007)
 - Merit**
 - Simple
 - Baryon を取り入れることが可能Ref. J. Steinheimer, S. Schramm and H. Stoecker, arXiv:0909.4421 [hep-ph].
 - Demerit** ▪ パラメータが多い。
- **ブラックホール形成過程**
K. Sumiyoshi et al.の結果を利用。

2. Polyakov Quark-Meson (PQM) 模型

Ref. B.-J. Schaefer, J. M. Pawłowski and J. Wambach, Phys.Rev. D76, 074023(2007)

- PQM模型とは・・・クォークにメソンを結合させ、ポリヤコフープを取り入れた模型。

Nf=2

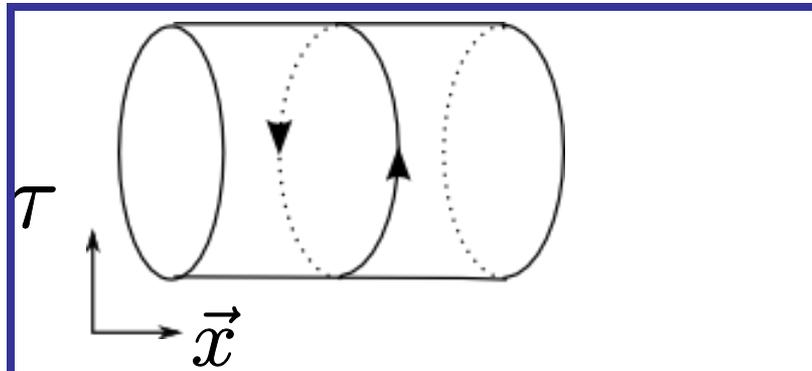
$$\mathcal{L}_{PQM} = \bar{q}(i \not{D} - g(\sigma + i\gamma_5 \vec{\tau} \vec{\pi}))q + \frac{1}{2}(\partial_\mu \sigma)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \vec{\pi})^2 - U(\sigma, \vec{\pi}) - \mathcal{U}(\Phi, \bar{\Phi})$$

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

K. Fukushima, Phys. Lett. B 591, 277 (2004).

ポリヤコフープ

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



閉じ込め非閉じ込め相転移の
近似的な秩序変数

•有効ポテンシャル

平均場近似、クォークの積分を実行

$$\Omega(\Phi, \bar{\Phi}, \sigma) = -\frac{T}{V} \log Z = \mathcal{U}(\Phi, \bar{\Phi}) + U(\sigma) + U_{vac}(\sigma) + \Omega_{q\bar{q}}(\Phi, \bar{\Phi}, \sigma)$$

$$\Omega_{q\bar{q}} = -2N_f T \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left[\ln \left(1 + 3\Phi e^{-(E_p - \mu)/T} + 3\bar{\Phi} e^{-2(E_p - \mu)/T} + e^{-3(E_p - \mu)/T} \right) \right. \\ \left. + \ln \left(1 + 3\bar{\Phi} e^{-(E_k + \mu)/T} + 3\Phi e^{-2(E_p + \mu)/T} + e^{-3(E_k + \mu)/T} \right) \right]$$

$$U_{vac} = -2N_f \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^2} E_p \Theta(\Lambda^2 - p^2) \quad E_p = \sqrt{p^2 + g^2 \sigma^2}$$

有効ポテンシャルの最小化によって平均場の値を決める

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \sigma} = \frac{\partial \Omega}{\partial \Phi} = \frac{\partial \Omega}{\partial \bar{\Phi}} \Bigg|_{\sigma = \langle \sigma \rangle, \Phi = \langle \Phi \rangle, \bar{\Phi} = \langle \bar{\Phi} \rangle} = 0$$

ポリアコフループポテンシャル

K. Fukushima, Phys. Lett. B591, 277 (2004)

S. Roessner, C. Ratti, and W. Weise, Phys. Rev. D75, 034007 (2007)

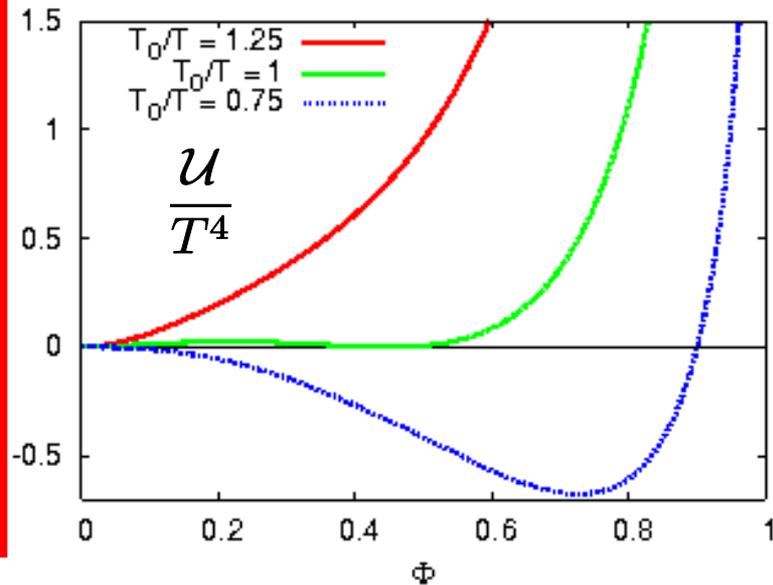
$$\frac{\mathcal{U}(\Phi, \bar{\Phi})}{T^4} = -\frac{a(T)}{2}(\Phi\bar{\Phi}) + b(T) \log[1 - 6\Phi\bar{\Phi} + 4(\Phi^3 + \bar{\Phi}^3) - 3(\Phi\bar{\Phi})^2]$$

$$a(T) = a_0 + a_1 \frac{T_0}{T} + a_2 \left(\frac{T_0}{T}\right)^2$$

Haar measure から

$$b(T) = b_3 \left(\frac{T_0}{T}\right)^3$$

- 特徴
- Z3対称性
- T → ∞ で Stefan-Boltzmann limit
- Pure gauge QCD thermodynamics を再現
- Φ = 1 で無限大
- 相転移は1次



・メソンポテンシャルとゼロ点エネルギー

V. Skokov, B. Friman, E. Nakano, K. Redlich and B.-J. Schaefer, arXiv:1005.3166 [hep-ph].

$$U(\sigma, \vec{\pi}) = \frac{\lambda}{4} (\underbrace{\sigma^2 + \vec{\pi}^2 - v^2}_{SU(2)_L \times SU(2)_R})^2 - \underbrace{c\sigma}_{SU(2)_L \times SU(2)_R \text{ をあらわに破る項}}$$

$$U_{vac} = -2N_f \int \frac{d^3p}{(2\pi)^2} E_p \Theta(\Lambda^2 - p^2)$$

メソンポテンシャルだけではカイラル極限で相転移の次数が1次にゼロ点エネルギーを入れる必要あり

パラメータは真空中で以下の値を持つように決める。

Λ	m_q	m_π	m_σ	f_π
600MeV	335MeV	138MeV	700MeV	93MeV

- $\mu_I \neq 0$ への拡張

ブラックホール形成時でのuクォーク、dクォークの密度が異なる場合を考える。

$$\mu_q = \frac{\mu_u + \mu_d}{2} = \frac{\mu_B}{3} \quad \delta\mu = -\mu_I = \frac{\mu_d - \mu_u}{2}$$

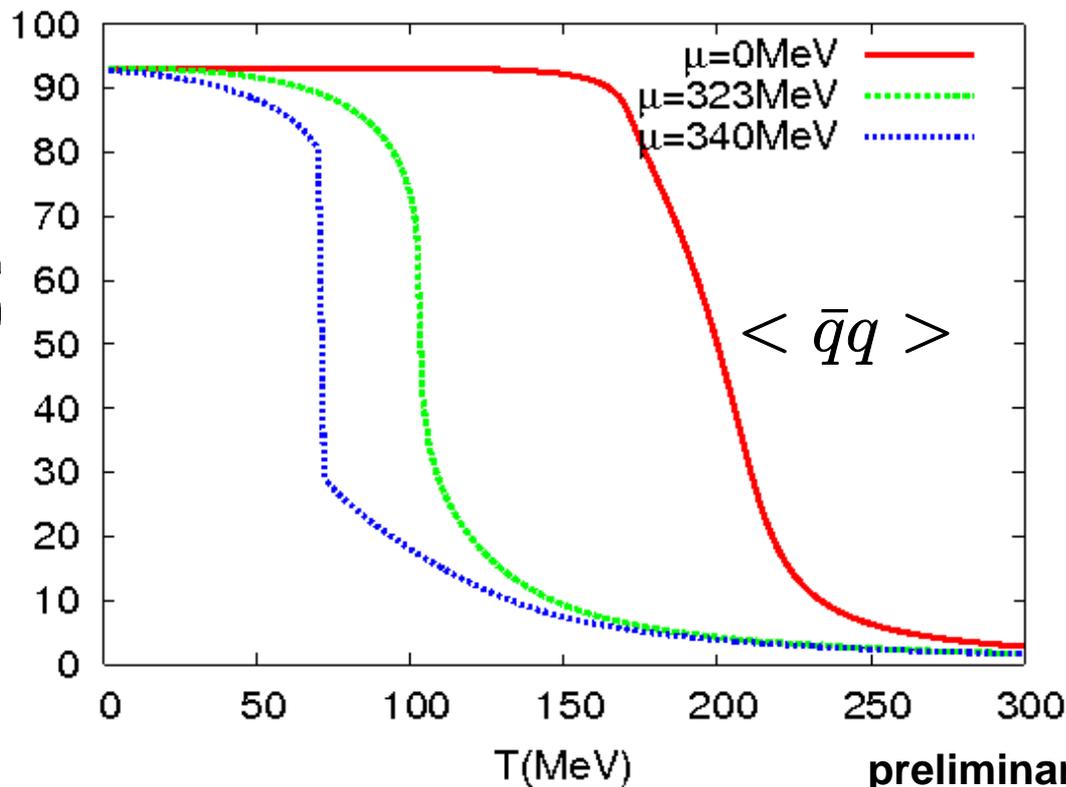
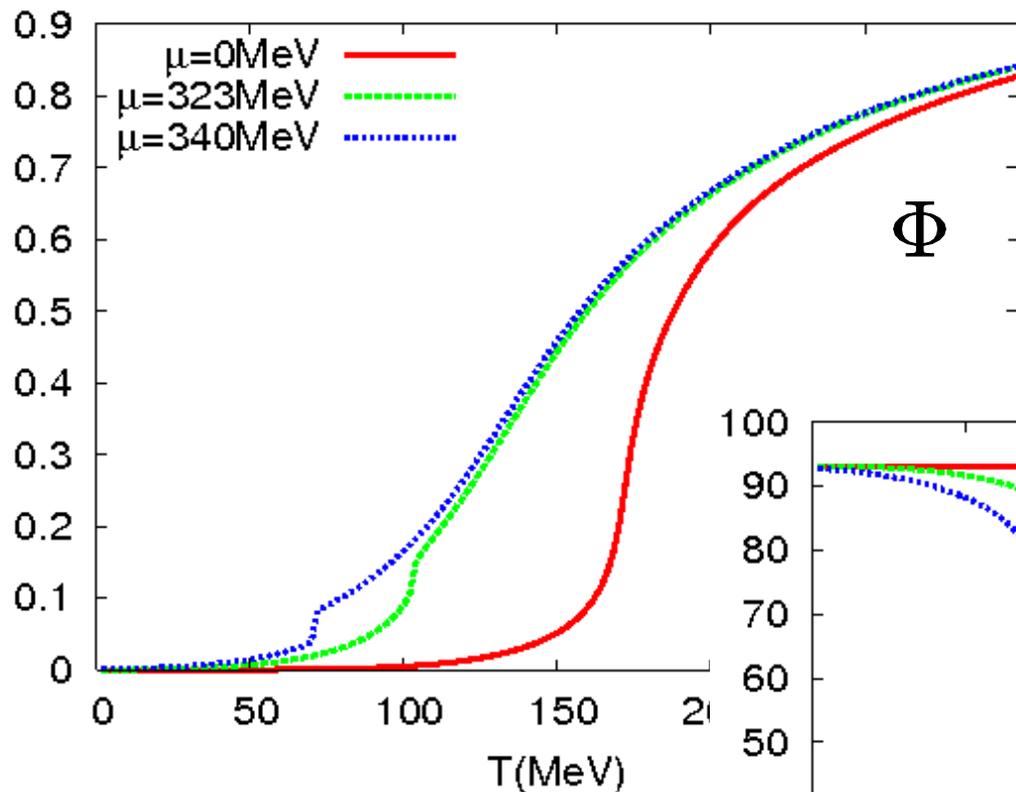
$$\Omega_{q\bar{q}} \longrightarrow \Omega_{q\bar{q}}^u + \Omega_{q\bar{q}}^d$$

- また β 非平衡であるので、

$$\mu_d - \mu_u \neq \mu_e$$

3.結果

- 秩序変数の温度依存性 ($\delta\mu = 0$ MeV)



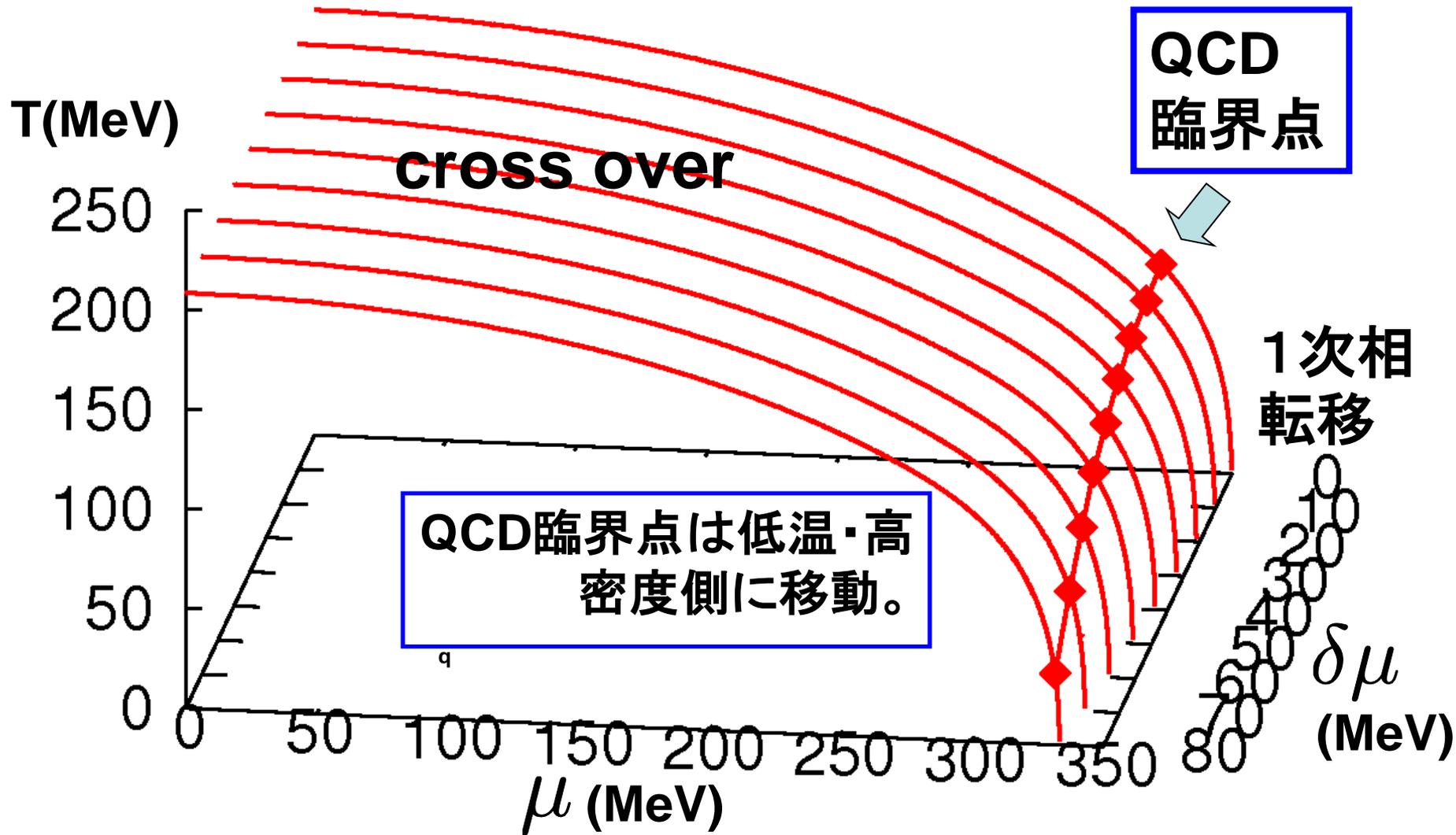
$\mu=0$ MeVでcross over

$\mu=323$ MeVで二次相転移

$\mu=340$ MeVで一次相転移

preliminary

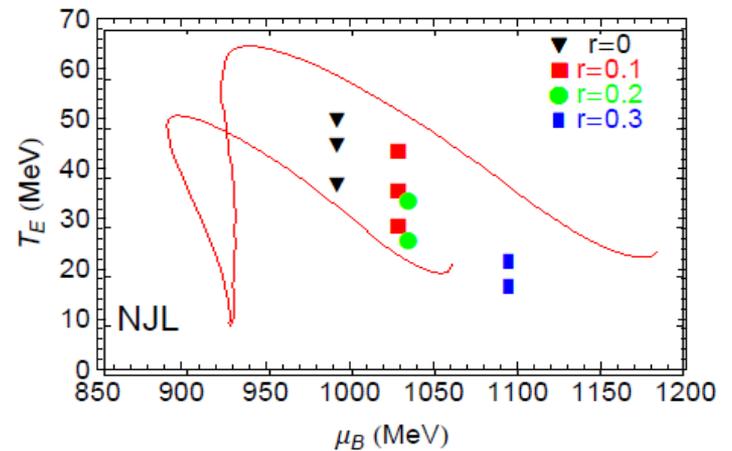
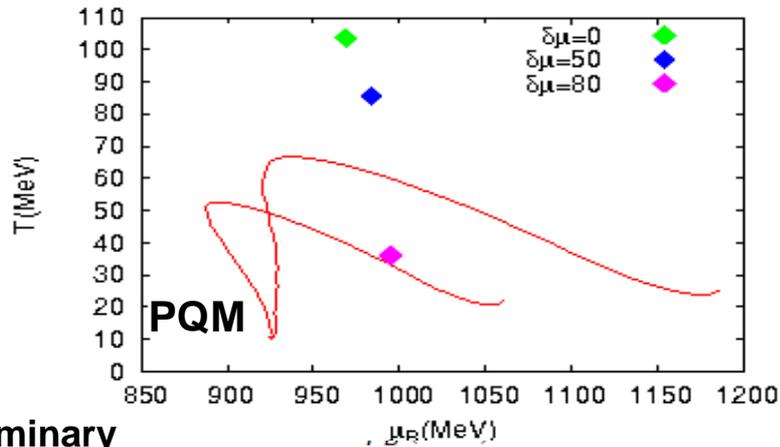
• $\delta\mu$ 依存性



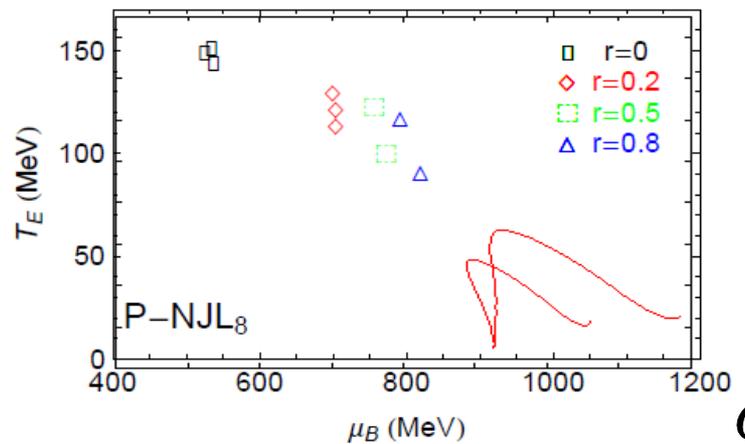
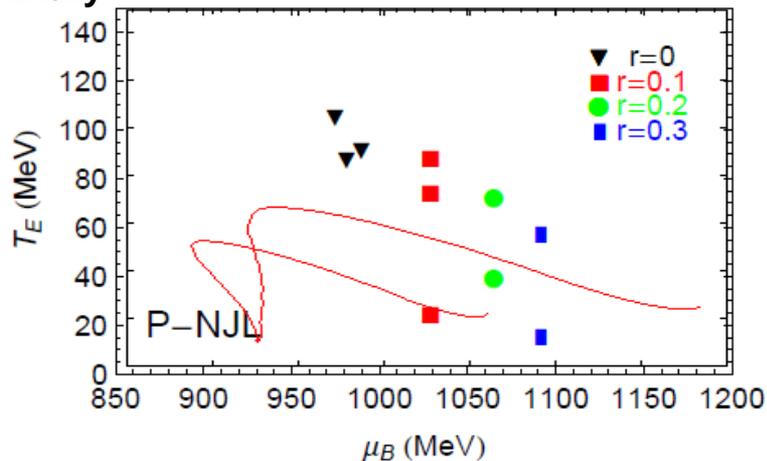
preliminary

議論

- PNJLの結果との比較
- ブラックホール形成時にQCD臨界点を通過するか



preliminary



➡ $\delta\mu$ 依存性はPQM、P - NJLで同じ傾向。

➡ NJL,PNJL+vector、PQM は通過している。

$$r = \frac{G_v}{G_s}$$

4.まとめ

- PQM模型を用いて非対称物質の相図を解析した。
→ $\delta\mu$ が増加するとQCD臨界点は低温高密度へ
- ブラックホール形成時にQCD臨界点を通過するかを考察。
→ **使うモデルに依存。
しかし、モデルによらず非対称物質なら通過可能性は上がる。**
- 今後の研究
 - 繰り込みを行う。
 - ベクトル結合を取り入れる。
 - SU(3)への拡張。
 - バリオンを取り入れ、飽和性などの性質を満たす状態方程式を構築する。
 - 上の状態方程式を用い重力崩壊でのQCD臨界点の影響を考察する。

QHM (Quark-Hadron-Mix)模型

Ref. J. Steinheimer, S. Schramm and H. Stoecker, arXiv:0909.4421 [hep-ph].

$$L_{int} = - \sum_i \bar{\psi}_i [\gamma_0 (g_{i\omega}\omega + g_{i\phi}\phi + m_i^*)] \psi_i,$$

$$\begin{aligned} L_{meson} = & -\frac{1}{2}(m_\omega^2\omega^2 + m_\phi^2\phi^2) \\ & -g_4 \left(\omega^4 + \frac{\phi^4}{4} + 3\omega^2\phi^2 + \frac{4\omega^3\phi}{\sqrt{2}} + \frac{2\omega\phi^3}{\sqrt{2}} \right) \\ & +\frac{1}{2}k_0(\sigma^2 + \zeta^2) - k_1(\sigma^2 + \zeta^2)^2 \\ & -k_2 \left(\frac{\sigma^4}{2} + \zeta^4 \right) - k_3\sigma^2\zeta \\ & +m_\pi^2 f_\pi \sigma - k_4 \frac{\chi^4}{\chi_0^4} \ln \frac{\sigma^2\zeta}{\sigma_0^2\zeta_0} \\ & +\chi^4 - \chi_0^4 + \ln \frac{\chi^4}{\chi_0^4}. \end{aligned}$$

