

核多体系物理学

担当: 大西 明 (基礎物理学研究所)

■ 授業の概要・目的

核子・ハドロン・クォークからなる多体系の性質を状態方程式、および核反応論の観点から議論する。核物質の状態方程式を記述するために必要となる核多体理論(平均場理論、G-matrix、熱場の理論、強結合格子 QCD)、ハイパー核生成反応や重イオン反応を理解する上で必要とされる原子核核反応理論(直接反応、輸送模型等)、等の理論の枠組について解説すると共に、これらについての最近の研究成果についても紹介する。

■ 授業計画と内容

核子・ハドロン・クォーク物質の相互作用と状態方程式について以下の内容で講義する。

1. 状態方程式を記述する理論模型

- (a) 核物質の状態方程式と QCD 相図研究の概観
- (b) 場の理論からのアプローチ (南部 - ヨナラシニヨ模型、強結合格子 QCD)
- (c) 相対論的平均場理論

2. 直接反応理論

- (a) 核子 - 核子散乱、核力と位相差、有効相互作用 (G-matrix)
- (b) ハドロン - 核反応 (光学模型、インパルス近似、グリーン関数法)、ハイパー核・中間子核生成反応の概観と直接反応理論の適用例
- (c) 高エネルギー核反応 (グラウバー模型、ハドロン共鳴)

3. 輸送理論

- (a) 時間依存平均場理論、半古典輸送模型とボルツマン方程式、流体模型、
- (b) 高エネルギー重イオン衝突の概観と輸送理論の適用例。

■ 成績評価の方法・基準

履修状況及びレポートにより総合評価する。

核多体系物理学

担当: 大西 明 (基礎物理学研究所)

■ 授業の概要・目的

核子・ハドロン・クォークからなる多体系の性質を状態方程式、および核反応論の観点から議論する。核物質の状態方程式を記述するために必要となる核多体理論(平均場理論、G-matrix、熱場の理論、強結合格子 QCD)、ハイパー核生成反応や重イオン反応を理解する上で必要とされる原子核核反応理論(直接反応、輸送模型等)、等の理論の枠組について解説すると共に、これらについての最近の研究成果についても紹介する。

■ 授業計画と内容

核子・ハドロン・クォーク物質の相互作用と状態方程式について以下の内容で講義する。

1. 状態方程式を記述する理論模型

(a) 核物質の状態方程式と QCD 相図研究の概観

Lorentz 祭特別講義 (2011) の内容

(b) 場の理論からのアプローチ (南部 - ヨナラシニヨ模型、強結合格子 QCD)

(c) 相対論的平均場理論

2. 輸送理論

(a) 時間依存平均場理論、半古典輸送模型とボルツマン方程式、流体模型、

(b) 古典ヤンミルズ場のダイナミクス

(c) 高エネルギー重イオン衝突の概観と輸送理論の適用例。

3. 直接反応理論

(a) 核子 - 核子散乱、核力と位相差、有効相互作用 (G-matrix)

(b) ハドロン - 核反応 (光学模型、インパルス近似、グリーン関数法)、
ハイパー核・中間子核生成反応の概観と直接反応理論の適用例

(c) 高エネルギー核反応 (グラウバー模型、ハドロン共鳴)

■ 成績評価の方法・基準：履修状況及びレポートにより総合評価する。

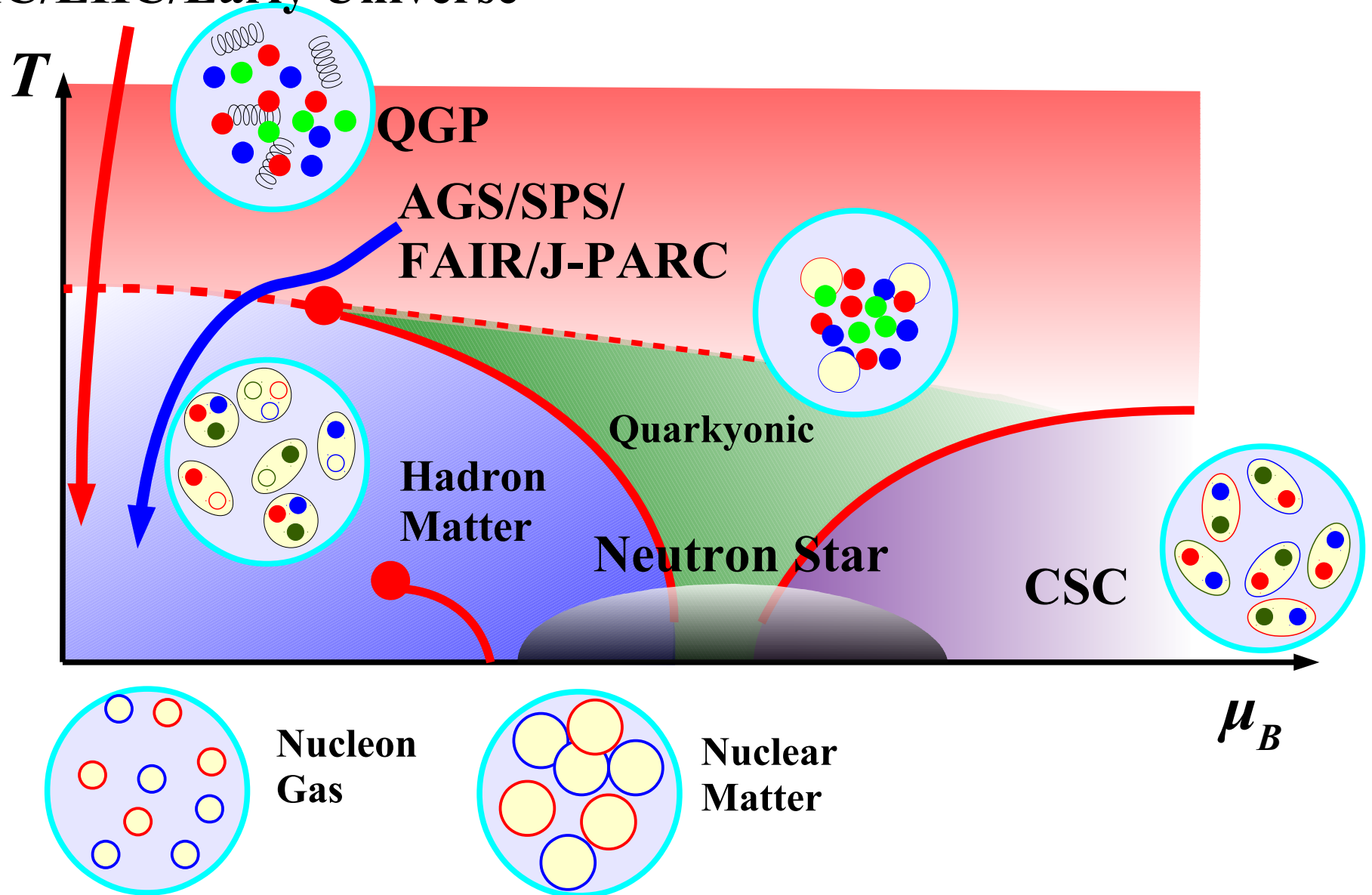
高密度クォーク・核物質の状態方程式と相転移

京大・基礎物理学研究所
(原子核理論グループ)
大西 明

- QCD 相図の物理
- カイラル対称性の自発的破れと回復
- 中性子星パズル : $2M_{\odot}$ の質量をもつ中性子星と状態方程式
- まとめ

QCD Phase Diagram

RHIC/LHC/Early Universe



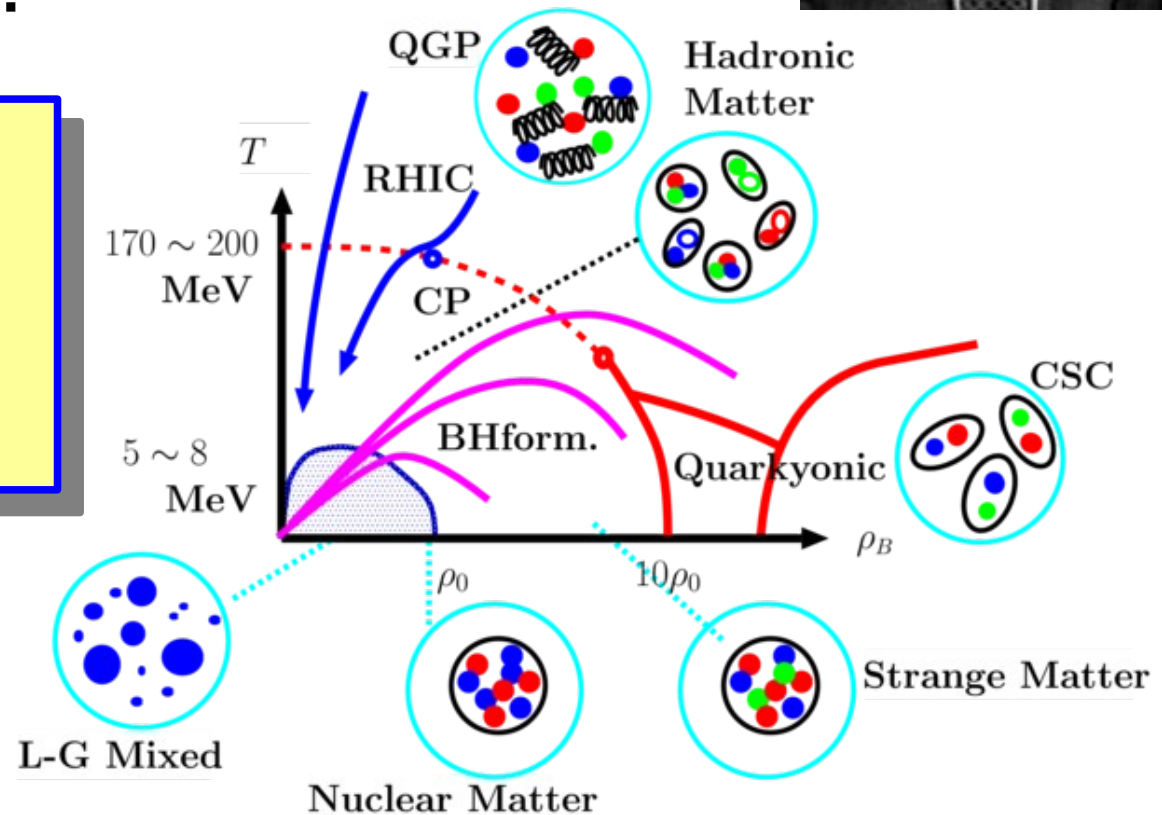
QCD 相図の物理

- 高エネルギー重イオン衝突で探る QCD 相図
 - 超高温クォーク・グルーオン物質 ~ 初期宇宙物質
- コンパクト天体現象で探る QCD 相図
 - 超高密度クォーク・ハドロン物質



→ なぜ相転移が起こるのか？

キーワード
=カイラル対称性の
自発的破れとその回復
(南部陽一郎、
2008年ノーベル物理学賞)



南部・ヨナラシーニヨ (NJL) 模型

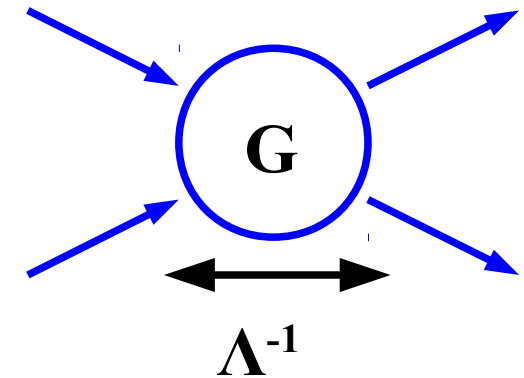
- カイラル対称性
= 質量ゼロの右巻き・左巻きクォークが独立な位相をもてる対称性

→ $S = \bar{q}q$, $P = \bar{q}i\gamma_5\tau q$ 空間における回転

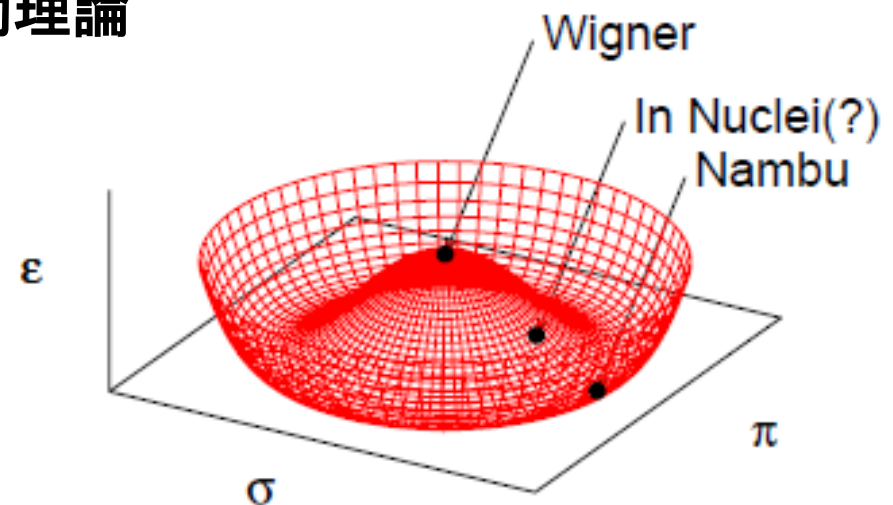
→ $S^2 + P^2 =$ カイラル変換しても一定

- 南部・ヨナラシーニヨ (NJL) 模型

$$L = \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q + \frac{G^2}{2\Lambda^2} [(\bar{q}q)^2 + (\bar{q}i\gamma_5\tau q)^2]$$



- QCD の対称性を保った quark の有効理論
($m=0$ で chiral sym. をもつ)



Nambu, Jona-Lasinio ('61), Hatsuda, Kunihiro ('94)

カイラル対称性の自発的破れ

- ユークリッド化 : 時間発展 $\exp(-iHt) \rightarrow$ ボルツマン因子 $\exp(-H/T)$

$$L_E = \bar{q} (-i \gamma_\mu \partial_\mu + m) q - \frac{G^2}{2\Lambda^2} \left[(\bar{q} q)^2 + (\bar{q} i \gamma_5 \boldsymbol{\tau} q)^2 \right]$$

$$(x_\mu)_E = (\tau = it, \mathbf{x}), \quad (\gamma_\mu)_E = (\gamma_4 = i \gamma^0, \boldsymbol{\gamma})$$

- 平均場近似 (\sim 統計力学でスピン・スピン相互作用に用いる近似)

$$-\frac{G^2}{2\Lambda^2} \left[(\bar{q} q)^2 + (\bar{q} i \gamma_5 \boldsymbol{\tau} q)^2 \right] \rightarrow \frac{\Lambda^2}{2} (\sigma^2 + \pi^2) + G \bar{q} (\sigma + i \gamma_5 \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\pi}) q$$

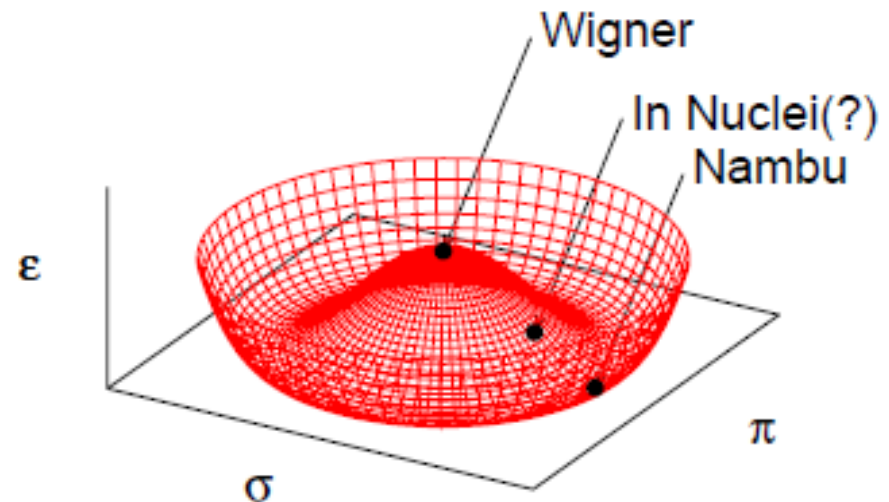
$$\rightarrow L_E = \bar{q} \left[-i \gamma_\mu \partial_\mu + \underbrace{m + G \sigma}_{\text{質量}} + i G \gamma_5 \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\pi} \right] q + \frac{\Lambda^2}{2} (\sigma^2 + \pi^2)$$

対称性の自発的破れ

= 作用が対称であっても、
期待値は対称でなくてもよい

$$\langle \sigma \rangle \neq 0, \langle \pi \rangle = 0$$

\rightarrow クォークが $G\sigma + m$ の質量を獲得

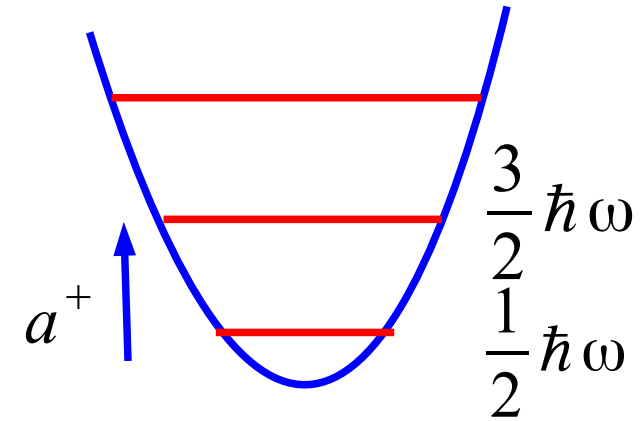


Nambu, Jona-Lasinio ('61)

カイラル対称性の自発的破れ (cont.)

- なぜカイラル凝縮 σ が期待値を持つか？
→ ゼロ点エネルギー

- 場の理論 = それぞれの運動量に対する調和振動子の集まり
→ ボソンでは $\hbar\omega/2$, フェルミオンでは $-\hbar\omega/2$
- 自由エネルギー密度



ゼロ点エネルギー

$$F_{\text{eff}} = \frac{\Lambda^2}{2} \sigma^2 + d_f \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \left[\frac{E_k}{2} - \frac{k^2}{3 E_k} \frac{1}{\exp(E_k/T) + 1} \right]$$

$$E_k = \sqrt{k^2 + M_q^2}, \quad M_q = G\sigma + m$$

- 自由エネルギーを最小にするカイラル凝縮 (σ) が実現

$$\frac{\partial F_{\text{eff}}}{\partial \sigma} = 0 \quad \text{ギャップ方程式}$$

- 有限の $\sigma \rightarrow$ クォーク質量の増大
→ ゼロ点エネルギーの増大 \rightarrow 自由エネルギーの減少

カイラル対称性の自発的破れと回復

$$F_{\text{eff}} = \frac{\Lambda^2}{2} \sigma^2 + d_f \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \left[\frac{E_k}{2} - \frac{k^2}{3 E_k} \frac{1}{\exp(E_k/T) + 1} \right]$$

■ 真空 (T=0)

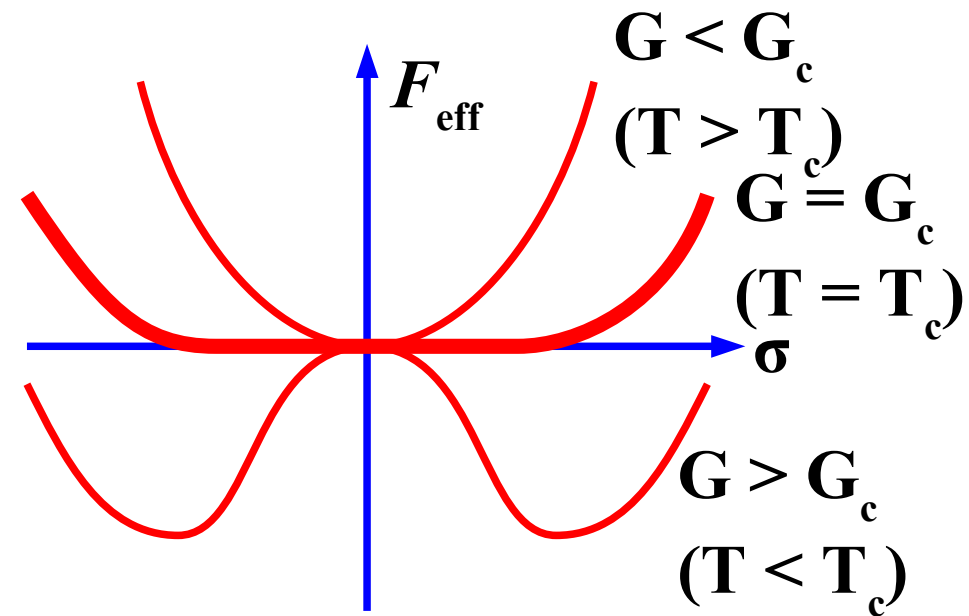
ゼロ点

粒子圧力

- ゼロ点エネルギーが主要
- 結合定数 G が大きければ、有限の σ で自由エネルギーが最小
→ カイラル対称性の自発的破れ

■ 有限温度

- 粒子の圧力部分も存在
- 質量の増加 → 圧力減少
→ 小さな σ が有利
(カイラル対称性の回復)



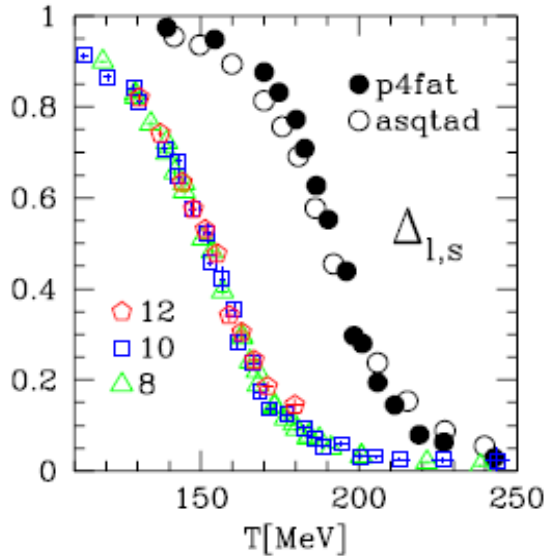
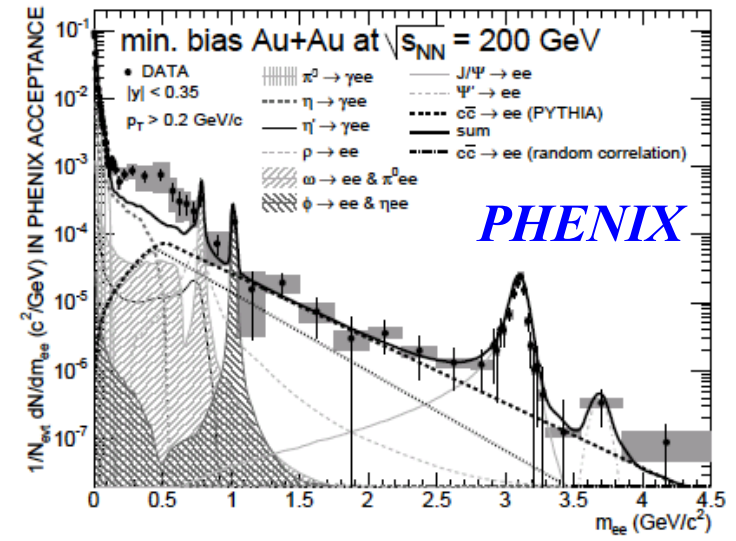
真空中で自発的に破れていても、
温度が高くなると回復
(カイラル相転移)

Nambu, Jona-Lasinio ('61), Hatsuda, Kunihiro ('94)

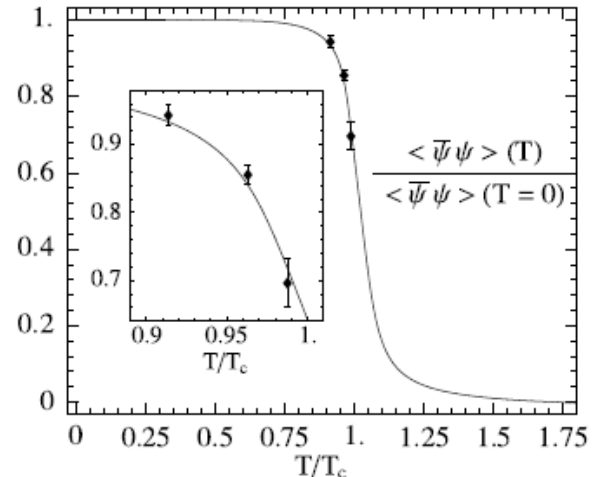
カイラル対称性の回復

- 実験: ベクトル中間子の質量変化
CERES Collab., PRL75('95),1272;
PHENIX Collab., arXiv:0706.3034;
KEK-E325 Collab.(Ozawa et al.), PRL86('01),5019.
Brown, Rho ('91), Hatsuda, Kunihiro ('94)
- 理論: 格子 QCD モンテカルロ計算、
 有効模型、強結合格子 QCD、....

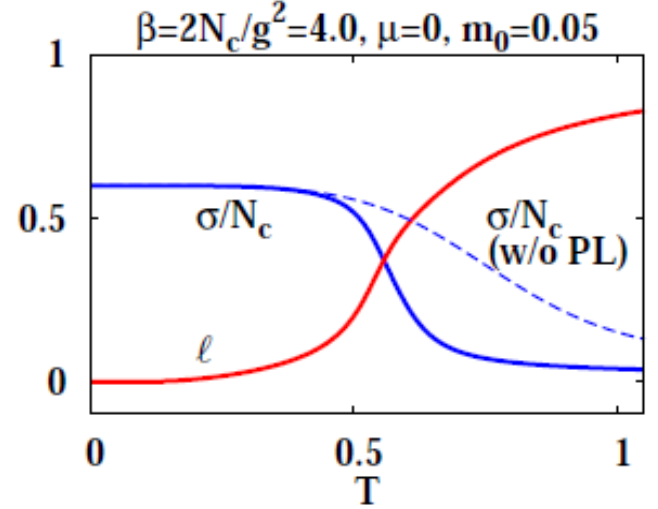
カイラル対称性の回復の
観測的シグナルは？



Y.Aoki et al., JHEP 0906(09) 088



Rossner, Ratti, Weise, PRD75(07)034007



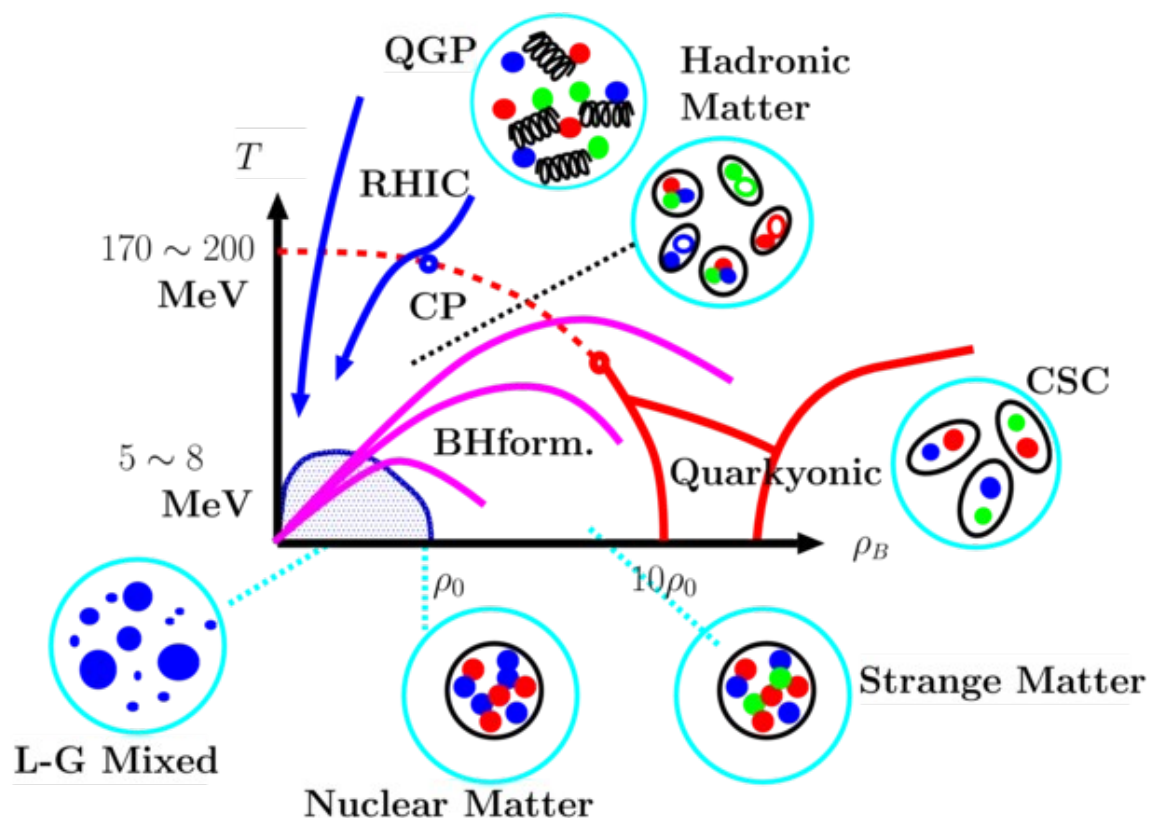
Nakano, Miura, AO, PRD83('11)016014



有限密度での QCD 相転移

- 高温での QCD 相転移研究
 - 高エネルギー重イオン衝突 (RHIC, LHC)
 - 格子 QCD モンテカルロ計算 (「京」)
- $\mu=0$ での相転移はクロスオーバー (滑らかな転移)
「本当」の QCD 相転移 (1 次、2 次) はどこで起こるか？
 - 有限密度 (有限の化学ポテンシャル)

- 少し低いエネルギーでの重イオン衝突
- 中性子星内部
- ブラックホール形成過程
- 中性子星の合体
-

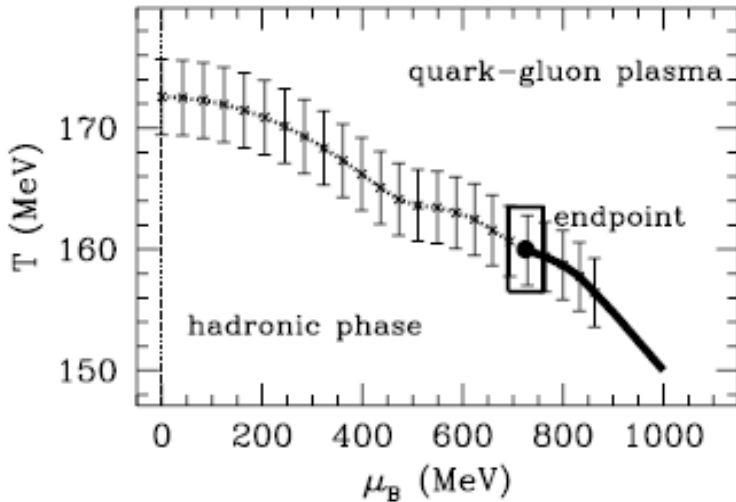
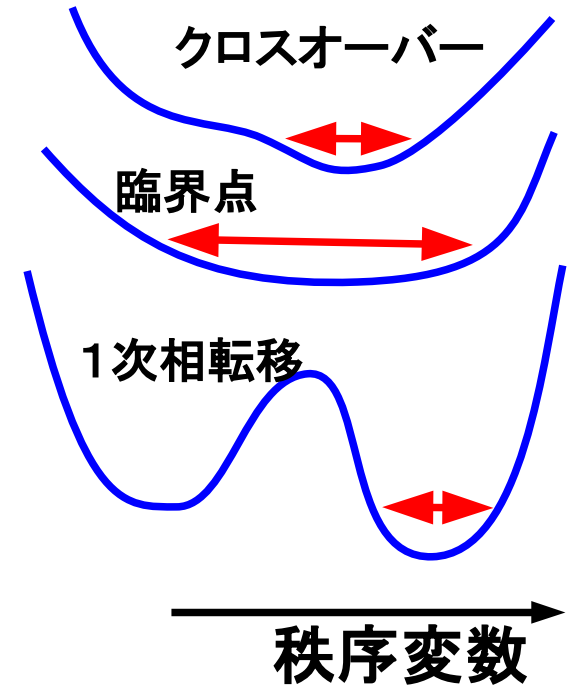


有限密度での QCD 相転移 (cont.)

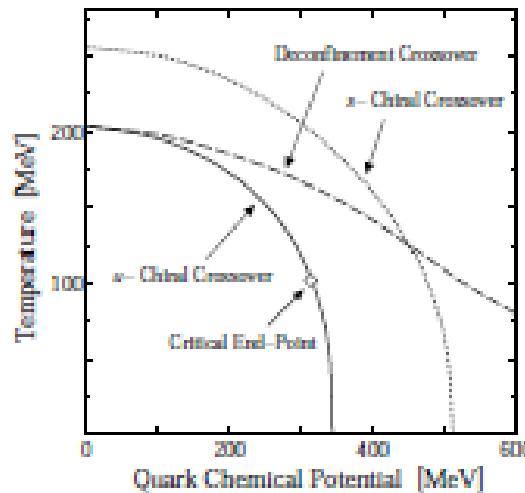
■ QCD の相構造

- 低密度側 = クロスオーバー
(クォーク質量が0のときは2次)
- 高密度側 = 1次相転移
- 2つの相転移線を臨界点がつなぐ

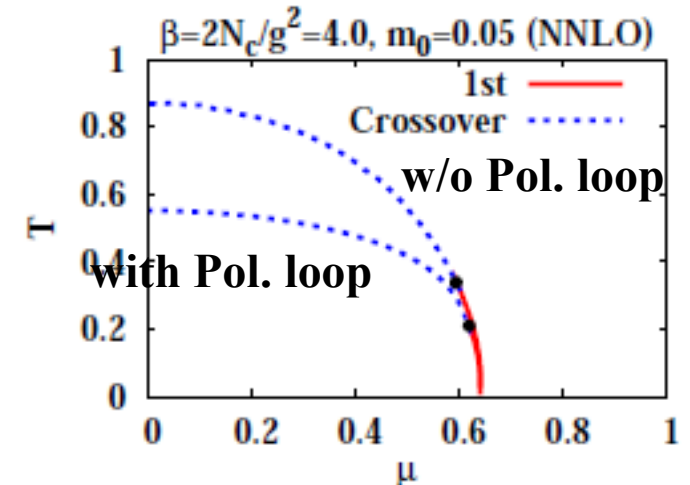
- 問題: 有限密度では第一原理計算
(格子 MC 計算) ができない (符号問題)。
→ 模型計算、近似計算が必要!



LQCD: Fodor, Katz ('02)



PNJL:
Fukushima('08)



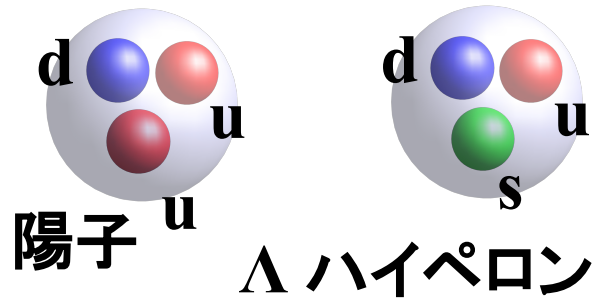
SC-LQCD
Miura, Nakano, AO



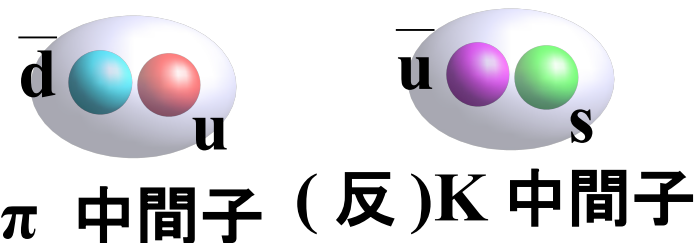
中性子星コアの状態

■ コア領域では様々な可能性

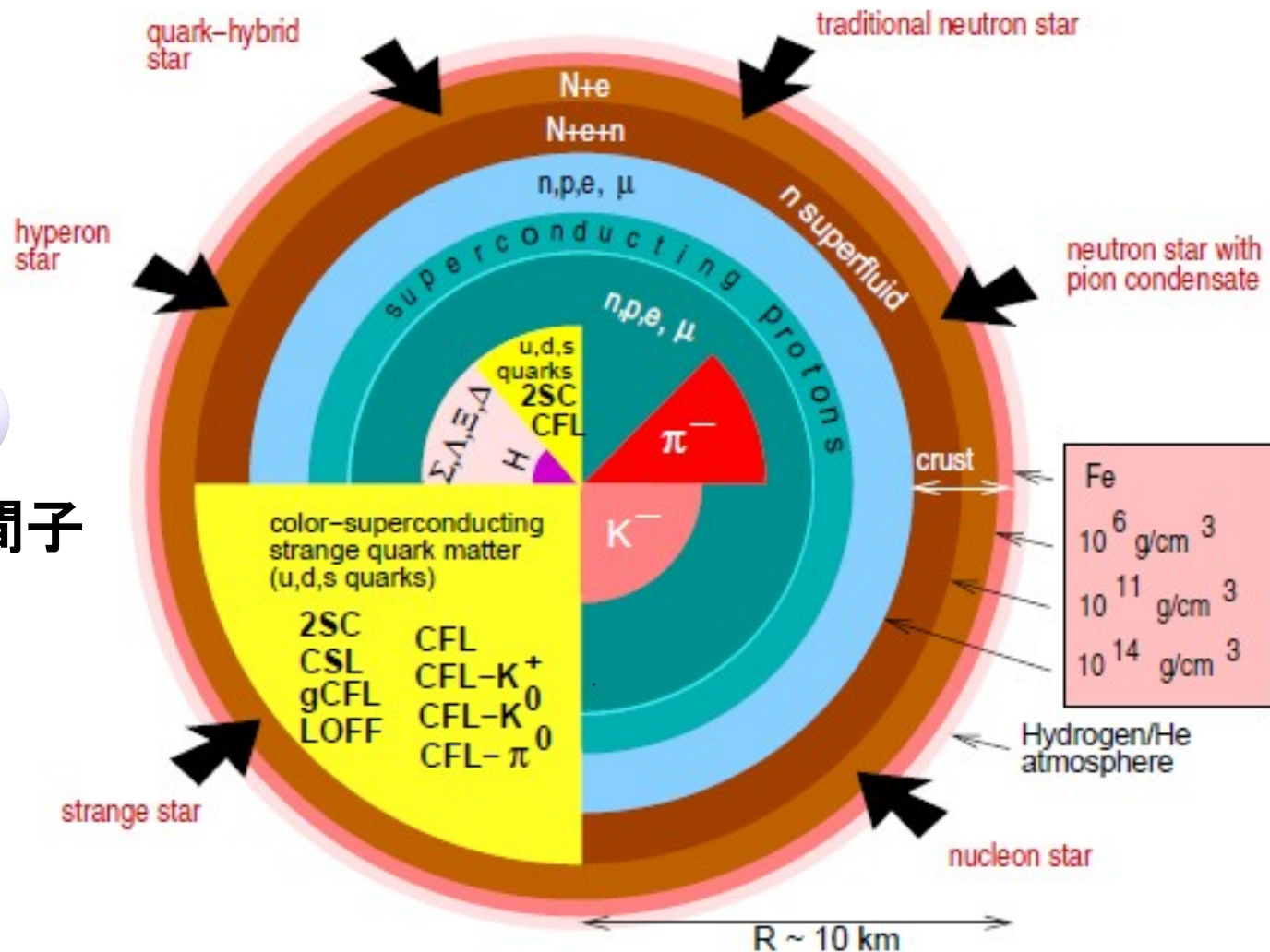
- ストレンジクォークを含むバリオン (ハイペロン) を含む物質



- 中間子凝縮 (K, π)



- クォーク物質
- クォーク対凝縮状態 (カラー超伝導)

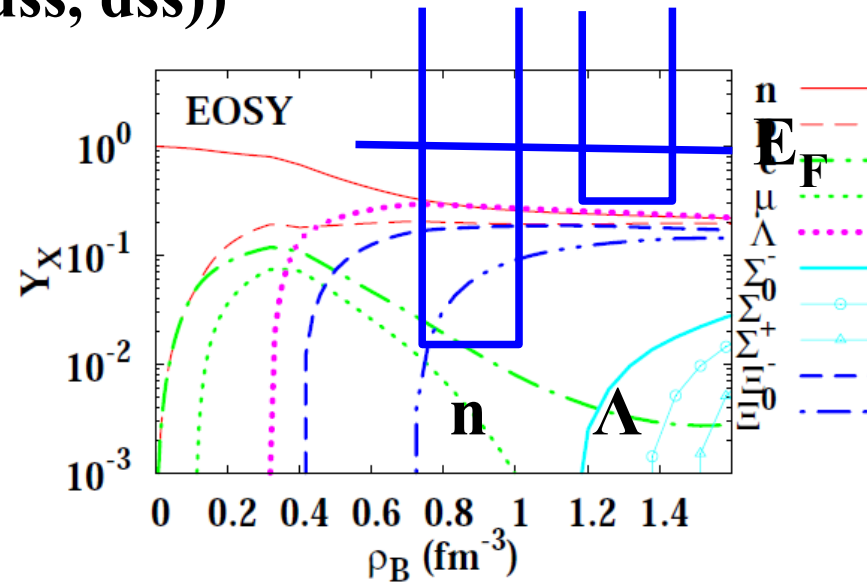


F. Weber, Prog. Part. Nucl. Phys. 54 (2005) 193

中性子星コアの状態 (cont.)

■ ハイペロン ($\Lambda(uds)$, $\Sigma(uus, uds, dds)$, $\Xi(uss, dss)$)

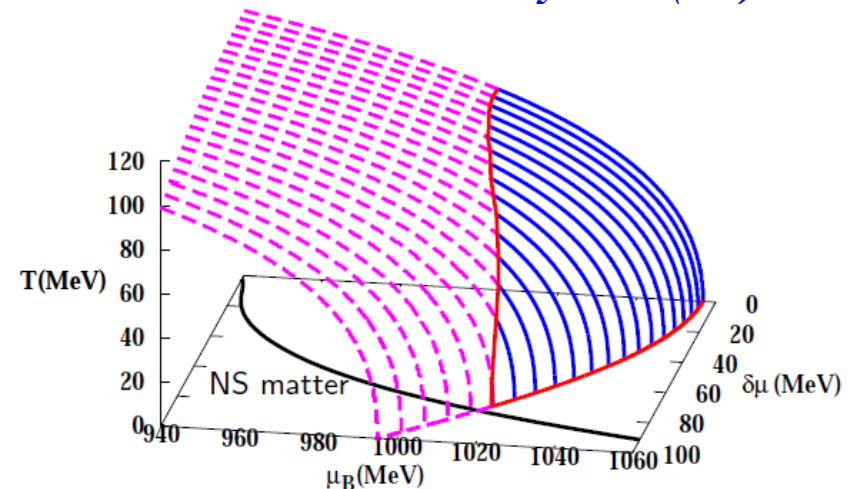
- 中性子のフェルミ・エネルギーが質量差 (+ ポテンシャルの差) を超えると現れる。
- ハイパー核 (ハイペロンを含む原子核) のデータを再現する理論模型
→ 核密度の (2-4) 倍でハイペロン出現



Ishizuka, AO, Tsubakihara, Sumiyoshi, Yamada, *J. Phys. G35('08)085201*

■ クォーク物質

- QCD 有効模型 (NJL 模型等)
→ 核子質量 + (100-200) MeV 程度の化学ポテンシャルでカイラル相転移 (ただし、原子核の飽和性などは再現していない)



Ueda et al., in prep.

高密度で現れるのは、
ハイペロンか、クォークか、両方か？
→ J-PARC での実験に期待！

重い中性子星ショック....

■ 2010年のビッグニュース

「 $1.97 \pm 0.04 M_{\odot}$ の質量をもつ中性子星が発見された」

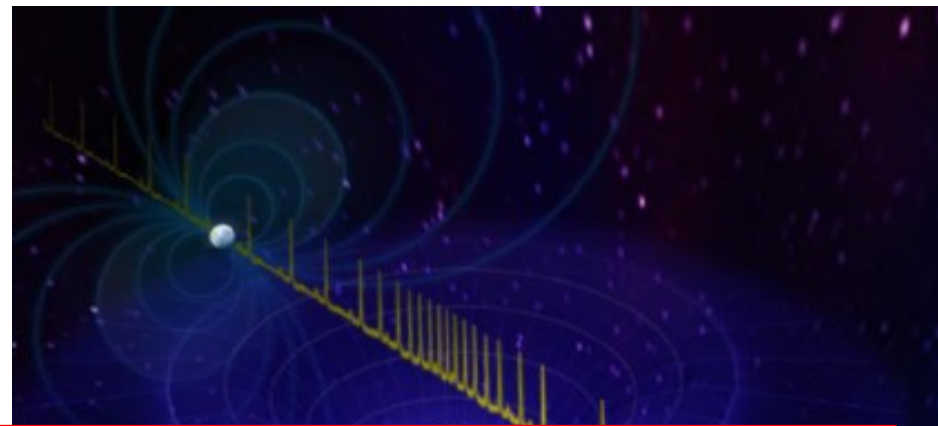
Demorest et al., Nature 467 (2010) 1081 (Oct.28, 2010).

● 一般相対論に基づく観測

「パルサー(中性子星)からくる光が伴星(白色矮星)の近くを通り、時間が遅れる(Shapiro delay)。」

論文での主張

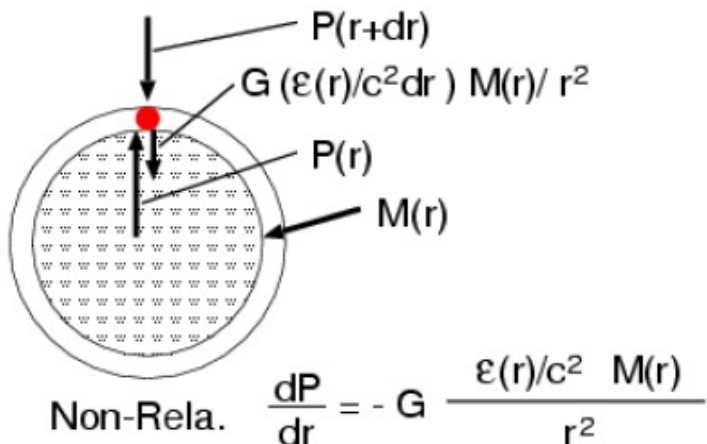
$(1.97 \pm 0.04) M_{\odot}$ の中性子星は、ハイペロン、中間子凝縮を含む状態方程式では支えられない。クォーク物質でも強い相互作用が必要である。



signature. We calculate the pulsar mass to be $(1.97 \pm 0.04)M_{\odot}$, which rules out almost all currently proposed²⁻⁵ hyperon or boson condensate equations of state (M_{\odot} , solar mass). Quark matter can support a star this massive only if the quarks are strongly interacting and are therefore not 'free' quarks¹².

状態方程式と中性子星の最大質量

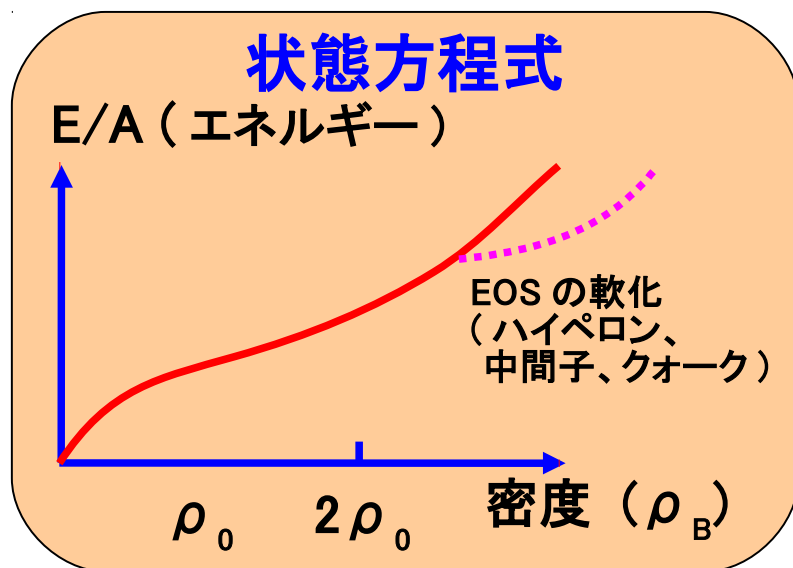
- TOV(Tolman-Oppenheimer-Volkoff) 方程式
= 一般相対論での圧力と重力の釣り合いを記述



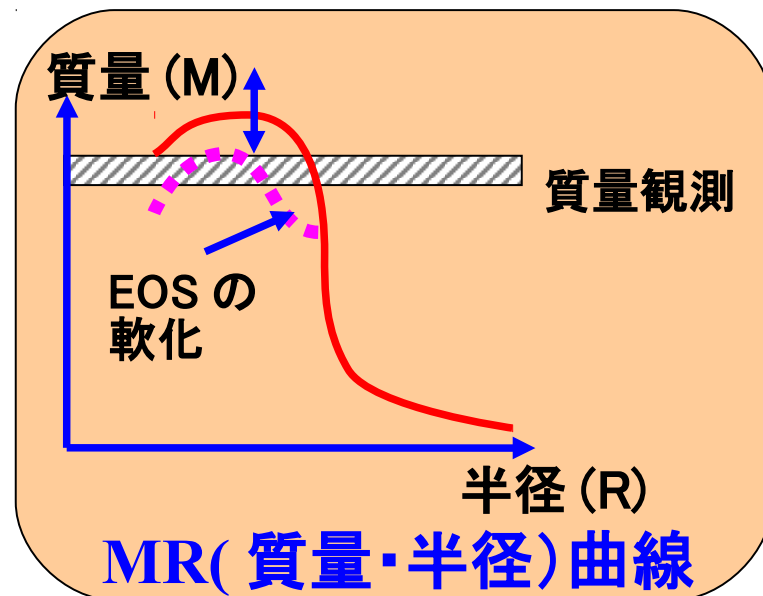
$$\frac{dP}{dr} = -G \frac{(\epsilon/c^2 + P/c^2)(M + 4\pi r^3 P/c^2)}{r^2(1 - 2GM/rc^2)}$$

$$\frac{dM}{dr} = 4\pi r^2 \epsilon/c^2, \quad P = P(\epsilon) \quad (\text{EOS})$$

- 状態方程式 (EOS) を与えると質量・半径の関係式は一意的

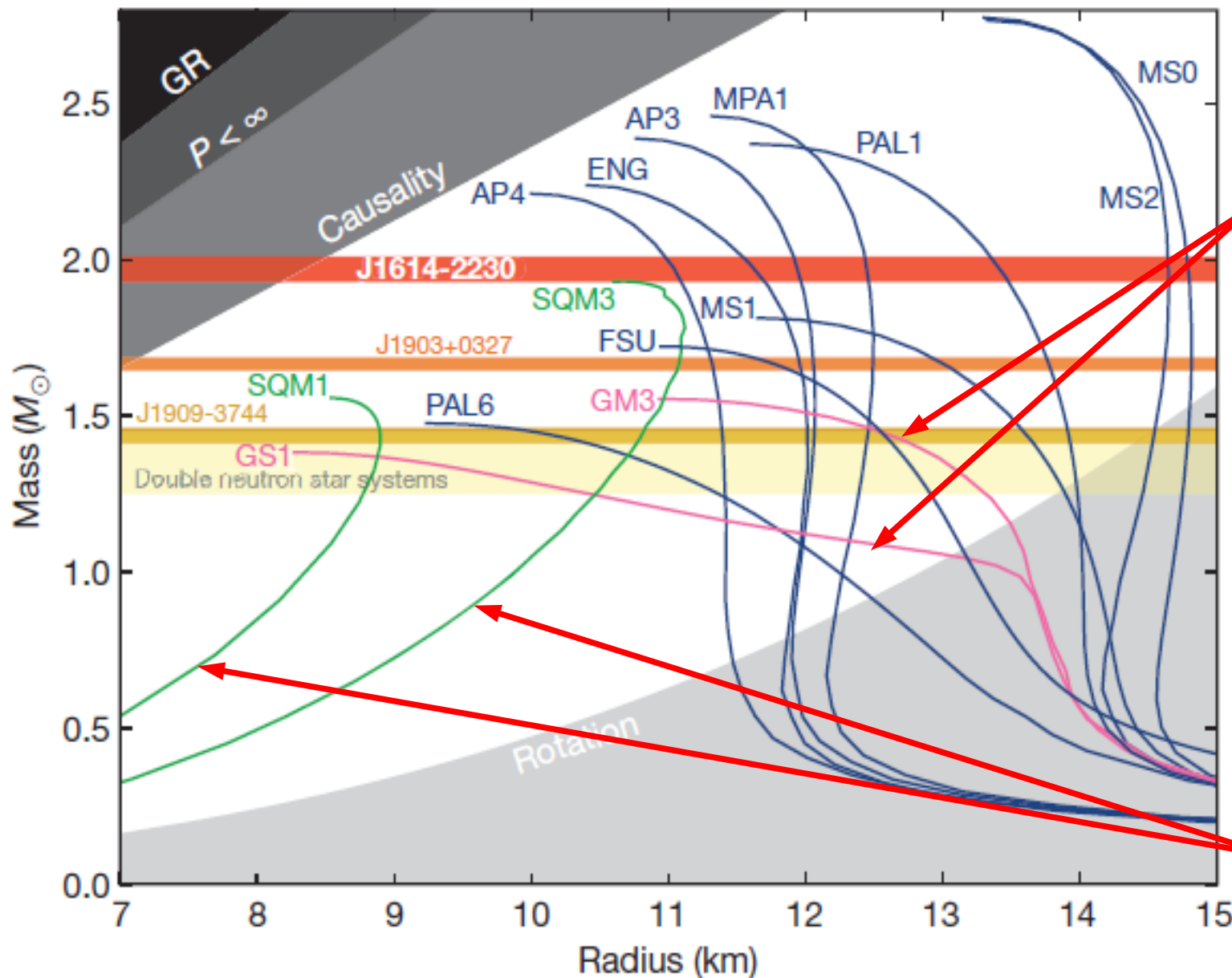


TOV 方程式



$1.97 \pm 0.04 M_{\odot}$ Neutron Star

Demorest et al., Nature 467 (2010) 1081 (Oct.28, 2010).



ハイペロンを含む EOS

クォーク物質のみの EOS

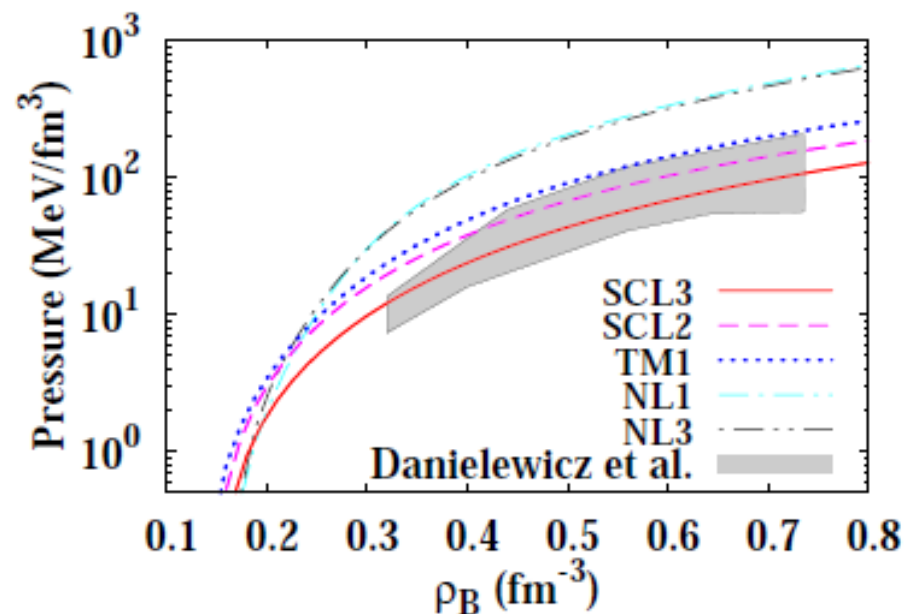
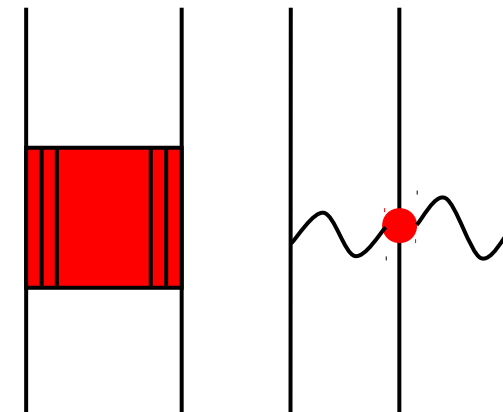
さて、高密度物質で何がおこっているのか？

■ 2 倍の太陽質量の中性子星を支えるには？

- ハイペロンが出てこなければよい？
→ なぜ出てこないかの説明が必要。
現在のハイペロン - 核子相互作用の理解に間違いがある？
核子 - 核子 - ハイペロンなどの 3 体力が必要？

Nishizaki, Takatsuka, Yamamoto

- 状態方程式を硬くすればよい？
→ 硬すぎると重イオン衝突の分析と矛盾。
核密度の (4-5) 倍以上で徐々に硬くなる機構は？
- 自由なクォークでは支えられない？
→ 現在、世界中でクォーク物質の状態方程式を構築中



このパズルを解くのは誰？

Tsubakihara et al., 2010

まとめ

- QCD 相転移は「自発的に破れたカイラル対称性の回復」でもある。
 - ゼロ点エネルギーにより有限のカイラル凝縮でエネルギー利得
 - 温度・密度効果はカイラル凝縮をこわす方向に働く。
 - カイラル相転移の実験的証拠は？
 - もう一つの側面＝カラーの非閉じ込め相転移。RHIC, LHC での観測
- 有限密度 QCD 相図
 - 低密度側 (クロスオーバー) と高密度側 (1 次相転移) を臨界点がつなぐ。
 - 第一原理計算が困難 → 模型、近似手法を用いた研究＋実験・観測
- 高密度物質の状態方程式
 - 高密度状態 → 様々な状態の発現が期待されている。
 - 中性子星：状態方程式と質量・半径曲線は1対1
 - $1.97 M_{\odot}$ 。中性子星の発見 → 高密度物質状態方程式に大きな制限