

強く相互作用するクォーク相を含む中性子星の状態方程式と最大質量

益田晃太、初田哲男^A、高塚龍之^B
東大理、理研^A、岩手大^B

概要

ハイペロンを含むハドロン相から s-quark を含むクォーク相へのクロスオーバーを仮定した状態方程式を用いて中性子星の物理、主に中性子星の質量を計算する。この時、(i) クロスオーバーが比較的低密度 $((3-4)\rho_0$ (ρ_0 : 原子核密度)) で生じ、(ii) クォーク相が強く相互作用している、という 2 つの条件下でクォーク相を持たない中性子星よりも重くなり、 $2M_\odot$ を超え得ることを見る。これは高密度におけるエキゾチックな成分の出現による一般的な状態方程式の軟化と反する結果である [1]。

1 はじめに

2010 年に観測された $(1.97 \pm 0.04)M_\odot$ の中性子星 (PSR J1614-2230) の存在は EOS に強い制限を与え、特にコア部分にエキゾチックな成分が存在する可能性について疑問符を与える [2]。従来、ハイブリッド星の研究はハドロン相とクォーク相を 1 次相転移を仮定し接続してきたが、本研究ではハドロン相のパーコレーション描像に立ち、クロスオーバー接続を試みる。その際、中性子星内部で実現する高密度状況下ではハイペロン (s-quark) が存在すると思われるため、その効果を取り入れたハドロン相 (クォーク相) を扱う。ハドロン相についてはここでは詳細は述べないが、核子間に働く三体力をハイペロンを含むバリオン間に拡張し、nuclear incompressibility $\kappa = 300\text{MeV}$ の TNI3u (Three-Nucleon Interaction、3 は κ の大きさ、u は universal を意味する) を採用した [3]。

2 クォーク相状態方程式

ストレンジを含むクォーク相における状態方程式を構築する。0K においてハドロン - クォーククロスオーバーが予測される原子核密度の数倍の領域ではクォーク同士はまだ強く相互作用することが予測される。また高密度では負符号問題により量子色力学 (QCD) の格子場の理論 (格子 QCD) による数値計算は扱えないため、本研究ではカイラル対称性の自発的破れを導く QCD の低エネルギー理論である (2+1) フレーバー南部 - ヨナ・ラシーニョ (NJL) 模型を用いる (u, d, s, e^-, μ^-)。用いるラグランジアンは

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{NJL}} = & \bar{q}(i\partial - m)q + \frac{G_S}{2} \sum_{a=0}^8 [(\bar{q}\lambda^a q)^2 + (\bar{q}i\gamma_5\lambda^a q)^2] \\ & + G_D [\det \bar{q}(1 + \gamma_5)q + \text{h.c.}] - \frac{g_V}{2} (\bar{q}\gamma^\mu q)^2, \end{aligned} \quad (2.1)$$

とする (ここで i はフレーバー、 λ は Gell-Mann 行列、 m はカレント質量)。第 2 項はスカラー型 4 フェルミ相互作用、第 3 項は $U_A(1)$ 対称性を破る Kobayashi-Maskawa-'t Hooft (KMT) 6 フェルミ相互作用を表す。第 4 項は現象論的ベクトル型 4 フェルミ相互作用を意味し、ここではフレーバーに依存しないクォーク間にユニバーサルに効く斥力を与えるモデルを採用する。NJL 模型中に含まれるパラメータセットとして今回は $\Lambda = 631.4\text{MeV}$, $G_S\Lambda^2 = 3.67$, $G_D\Lambda^5 = 9.29$, $m_{u,d} = 5.5\text{MeV}$, $m_s = 135.7\text{MeV}$ を用いる (Λ は three-momentum cutoff) [4]。 g_V の大きさは決まっていないが、NJL 模型の QCD 相図への適用により

G_S と同じ大きさ程度であることが予測されるため

$$0 \leq \frac{g_v}{G_S} \leq 1.5 \quad (2.2)$$

の範囲で動かすことにする。このモデルの下、電荷的中性と β 平衡の条件を課し、状態方程式を計算する。得られた結果の主な特徴を簡単に述べれば、(i) 電荷的中性条件が効き μ^- は出現しない、(ii) s-quark は $\rho \sim 4\rho_0$ で出現する、という 2 点である。

3 クロスオーバー

ハドロン相とクォーク相のクロスオーバー接続を試みる。クロスオーバーを特徴付ける 2 つのパラメータとして典型的クロスオーバー密度 $\bar{\rho}$ と幅 Γ を用意し、 $\rho \ll \bar{\rho} - \Gamma$ では純粋ハドロン相の描像が、 $\rho \gg \bar{\rho} + \Gamma$ では純粋クォーク相の描像が成り立ち、 $\bar{\rho} - \Gamma \lesssim \rho \lesssim \bar{\rho} + \Gamma$ で定義される中間領域ではハドロンとクォークが強く相互作用する状況を考える。この状況を実現するため、既に研究されている 0 密度有限温度状況下での両相のスムーズな現象論的接続を模倣し [5]、

$$P = P_H \times f_- + P_Q \times f_+, \quad (3.1)$$

$$f_{\pm} = \frac{1}{2} \left(1 \pm \tanh \left(\frac{\rho - \bar{\rho}}{\Gamma} \right) \right) \quad (3.2)$$

のような接続を試みる (P_H :ハドロン相圧力、 P_Q :クォーク相圧力)。エネルギー密度 ε は熱力学的関係式より求める。 $\bar{\rho}$ と Γ はパラメータであるが以下の 2 つの条件下でふる:(i) 熱力学的安定条件 $dP/d\rho > 0$ 、(ii) 原子核密度でハドロン描像成立 $\bar{\rho} - 2\Gamma > \rho_0$ 。

4 結果

求めた状態方程式を用い Tolman-Oppenheimer-Volkov 方程式を解く。得られたベクトル型相互作用毎の M-R relation、M- ρ_c relation (ρ_c :中心密度) を図 1,2($(\bar{\rho}, \Gamma) = (3\rho_0, \rho_0)$) に示す。比較のためハド

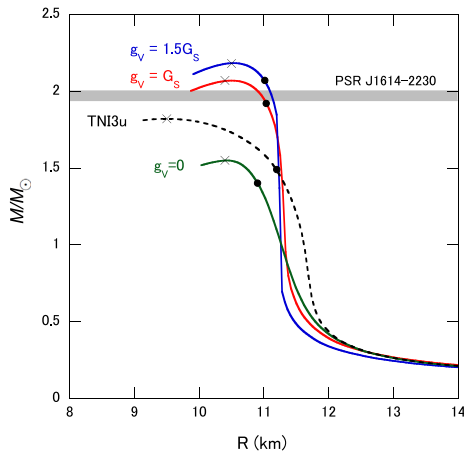


図 1 M-R relation ($(\bar{\rho}, \Gamma) = (3\rho_0, \rho_0)$)
 ×:最大質量、●:ハイペロン,s-quark 出現

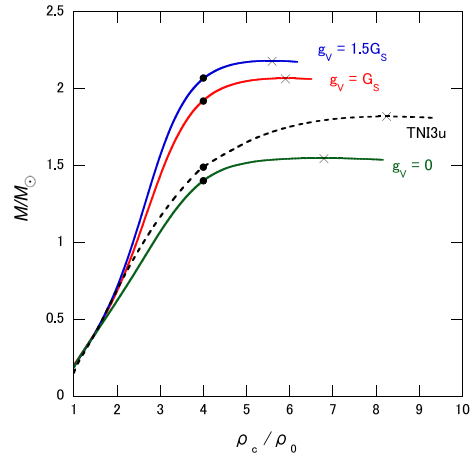


図 2 M- ρ_c relation ($(\bar{\rho}, \Gamma) = (3\rho_0, \rho_0)$)
 ×:最大質量、●:ハイペロン,s-quark 出現

表1 $M_{\max}/M_{\odot}(\rho_c/\rho_0)$ の $\bar{\rho}, \Gamma$ 依存性

$\bar{\rho}$	$\Gamma/\rho_0 = 1$		$\Gamma/\rho_0 = 2$	
	$g_V = G_S$	$g_V = 1.5G_S$	$g_V = G_S$	$g_V = 1.5G_S$
$3\rho_0$	2.07 (5.9)	2.18 (5.6)	—	—
$4\rho_0$	1.93 (6.7)	2.00 (6.6)	—	—
$5\rho_0$	1.79 (7.7)	1.83 (7.4)	1.82 (7.4)	1.86 (7.3)
$6\rho_0$	1.70 (8.3)	1.70 (8.3)	1.73 (8.0)	1.74 (8.0)

ロン相のみの場合も黒の点線で描いてある。×印は最大質量を与える点、黒丸はハイペロン、s-quark が表れる密度を意味する。図から見て取れるように確かに強く相互作用するクォークを含む中性子星の方がハドロン相のみの中性子星よりも重くなり得、更に観測事実にも耐え得る。次に最大質量の $(\bar{\rho}, \Gamma)$ 依存性を表1に示す。 $\bar{\rho}$ が小さい程、 Γ が大きい程、

即ちクロスオーバーの影響が低密度で生じる程最大質量は大きくなる事が分かる。

5 まとめ

本研究により強く相互作用するクォーク相の影響が比較的低密度から生じる場合、エキゾチックな成分を含む中性子星でも $2M_{\odot}$ を超え得る可能性が示唆された。この場合、ハドロン相が状態方程式のかたさに与える影響は少なく、最大質量はハドロン相の状態方程式の詳細に依らない。例えば nuclear incompressibility $\kappa = 250\text{MeV}$ の状態方程式でも、またユニバーサル三体力を考慮しない状態方程式でも $2M_{\odot}$ を超え得る。しかし、ユニバーサル三体力はハイペロンの出現を遅らせる効果をもつため、中性子星の冷却を論ずる時には重要な役割を果たす。具体的にはユニバーサル三体力がある場合ハイペロンは $4\rho_0$ 程から混じりだすが、この密度は図 1,2 の $g_V/G_S = 1$ の場合 $1.92M_{\odot}$ に対応するため、 $1.92M_{\odot}$ 以下の星にはハイペロンは存在せず direct Urca process が生じないため、速い冷却を回避出来る可能性を持つ。しかし、ユニバーサル三体力を考慮しない場合、ハイペロンは $2.5\rho_0$ 程から混じりだし、約 $0.9M_{\odot}$ 以下の星でしか速い冷却を回避出来ない。

今後は有限温度に拡張し、またカラー超伝導の効果も取り入れて行く予定である。

参考文献

- [1] K. Masuda, T. Hatsuda, and T. Takatsuka. Hadron-Quark Crossover and Massive Hybrid Stars with Strangeness. arXiv:1205.3621v2[nucl-th].
- [2] P. B. Demorest, T. Pennucci, S. M. Ransom, M. S. E. Roberts, and J. W. T. Hessels. A two-solar-mass neutron star measured using Shapiro delay. NATURE, 467(7319):1081–1083, OCT 28 2010.
- [3] S Nishizaki, Y Yamamo, and T Takatsuka. Hyperon-mixed neutron star matter and neutron stars. PROGRESS OF THEORETICAL PHYSICS, 108(4):703–718, OCT 2002.
- [4] T HATSUDA and T KUNIHIRO. QCD PHENOMENOLOGY BASED ON A CHIRAL EFFECTIVE LAGRANGIAN. PHYSICS REPORTS-REVIEW SECTION OF PHYSICS LETTERS, 247(5-6):221–367, OCT 1994.
- [5] M Asakawa and T Hatsuda. What thermodynamics tells us about the QCD plasma. PHYSICAL REVIEW D, 55(7):4488–4491, APR 1 1997.