

高密度核物質におけるハイペロン混合と中性子星

岩手大人社 西崎 滋

都留文科大 山本安夫

岩手大人社 高塚龍之

§ 1 はじめに

中性子星のコア領域のように、通常の核物質密度 $\rho_0 (= 0.17\text{fm}^{-3})$ の数倍の高密度核物質においては、ハイペロンの混合が予想される。例えば、中性子(n)物質においては、相互作用を無視して評価すると、密度が $4.92\rho_0$ を越えるあたりからラムダ粒子(Λ)が混じってくる。ハイペロンの混合は状態方程式のソフト化をもたらすが、状態方程式が軟らかくなるほど、重力に対抗して支えることのできる質量(最大質量 M_{max})は小さくなる。観測によると、質量が太陽質量 M_\odot の1.44倍(PSR1913+16)の中性子星が観測されており、これを支えられるような状態方程式であることが、妥当な状態方程式かどうかを判定する基準となる。

この報告では、 G -行列理論に基づいて構成した有効相互作用を用いて、 Λ 混合の評価と中性子星の状態方程式に対する影響を検討した結果をまとめる。詳細は投稿中の論文[1]を参照していただきたい。

§ 2 バリオン間有効相互作用

核子(NN)間有効相互作用としては、Reid soft-core ポテンシャル(RSC)を用いた G -行列計算結果を基に構成した有効相互作用 \tilde{V}_{RSC} を用いる[2]。この有効相互作用は、核子密度および中性子密度と陽子密度の非対称性に依存する有効相互作用である。一般に、現実的核力ポテンシャルを用いた G -行列計算は対称核物質の飽和性を再現することが困難であり、 \tilde{V}_{RSC} もその例外ではない。そこで、Lagaris-Pandharipande[3]に倣って、三体力等の多体効果を考慮に入れて対称核物質の飽和性を再現するように調整する。ここでは、密度依存二体有効相互作用 \tilde{V}_{TNI} を導入し、核物質の飽和性を再現し、非圧縮率が250MeV(TNI2)または300MeV(TNI3)となるようにパラメータを決定した[4]。

ΛN 有効相互作用 $\tilde{V}_{\Lambda N}$ としては、Nijmegen hard-core ポテンシャル(NHC)のNHC-D、NHC-F[5]またはNHC-Dm[6]を用いた($n + \Lambda$)系での G -行列計算を基に構成した有効相互作用を用いる。これらの有効相互作用は、バリオン数密度および Λ の混合比に依存する有効相互作用である。ここで、NHC-Dmというのは、対称核物質中での Λ の一体ポテ

ンシアルが -30MeV となるように、NHC-Dの S 状態のhard-core半径を調整したものである。また、 Λ - Λ 有効相互作用 $\tilde{V}_{\Lambda\Lambda}$ としては、double Λ ハイパー核の存在からNHC-FよりもNHC-Dが適切である [7, 8] と考えられるので、NHC-Dより構成した $\tilde{V}_{\Lambda\Lambda}$ (NHC-D)を用いる。

§ 3 中性子星物質の諸性質

中性子星のコア領域の物質(中性子星物質)が、中性子、陽子(p)、電子(e^-)、ミュー粒子(μ^-)および Λ から成る物質系であるとする模型を採る。このときバリオン数密度 ρ が与えられると、各粒子の混合比 y_a ($a = n, p, e, \mu, \Lambda$)は、

1. バリオン数保存

$$y_n + y_p + y_\Lambda = 1, \quad (1)$$

2. 電荷保存

$$y_p = y_e + y_\mu, \quad (2)$$

3. 弱い相互作用の下での化学平衡

$$\mu_n = \mu_p + \mu_e, \quad (3)$$

$$\mu_n = \mu_\Lambda, \quad (4)$$

$$\mu_e = \mu_\mu \quad (5)$$

から決まる。ここで、 μ_a は粒子 a の化学ポテンシャルで、ここで考察する温度 $T = 0$ の中性子星物質ではフェルミ・エネルギーに他ならない。

3.1 Λ の混合比

図1に各粒子の混合比をバリオン数密度の関数としてプロットしてある。相互作用を無視した場合(図1(a))では、密度が $5.07\rho_0$ を越えると Λ が混じり始め、高密度領域で十数%程度混合している。中性子物質では $4.92\rho_0$ から Λ が混じり始めるが、中性子星物質では陽子の混合により Λ が混じり始める密度が高密度側に移動する。相互作用の影響を採り入れた結果が、図1(b)、(c)および(d)であり、それぞれ $\tilde{V}_{\Lambda N}$ (NHC-D)、 $\tilde{V}_{\Lambda N}$ (NHC-F)および $\tilde{V}_{\Lambda N}$ (NHC-Dm)を用いた場合(\tilde{V}_{RSC} と $\tilde{V}_{\Lambda\Lambda}$ (NHC-D)は共通)である。 Λ が混じり始める密度 ρ_t は、 $3.37\rho_0$ (NHC-D)、 $4.99\rho_0$ (NHC-F)、 $3.98\rho_0$ (NHC-Dm)へと変化している。 ρ_t には \tilde{V}_{NN} と $\tilde{V}_{\Lambda N}$ が影響するが、前者は共通に \tilde{V}_{RSC} を用いているので、これらの違いは後者の違いによるものである。 Λ の一体ポテンシャル U_Λ への $\tilde{V}_{\Lambda N}$ からの寄与が引力的であればあるほど、 ρ_t が低密度側に移動している。NHC-FとNHC-Dmは通常密度の対称核物質中での U_Λ に対し同程度の値を与えるが、高密度領域ではかなり異なる振る舞いをしていることが分かる。 y_Λ の値は、いずれの相互作用を用いた場合でも、相互作用を無視した場合よりも大きくなっており、特に、 $\tilde{V}_{\Lambda N}$ (NHC-F)の場合の増加が著しい。

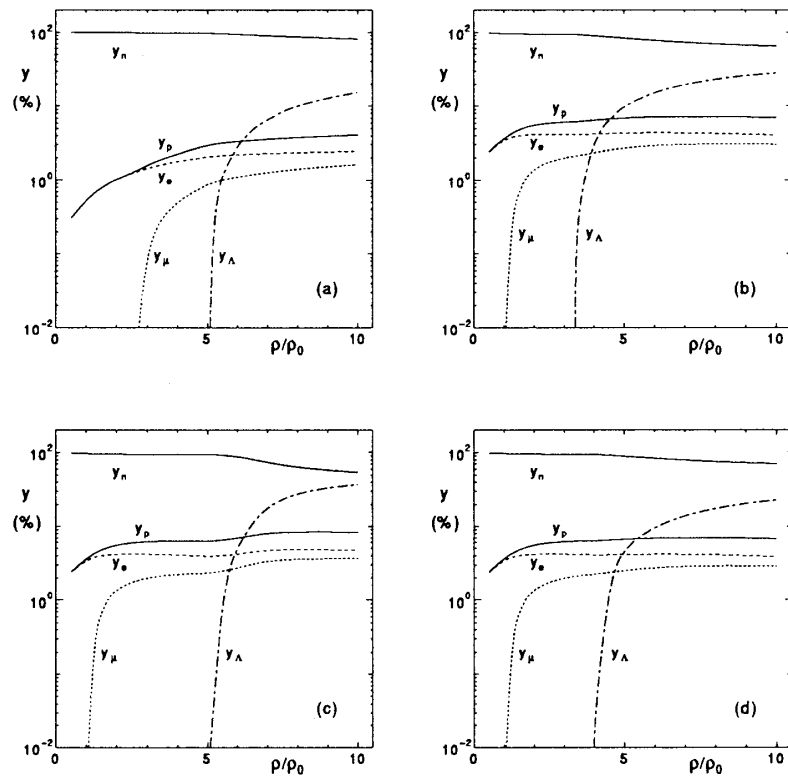


図 1: 構成粒子の混合比。(a) 相互作用が無い場合, (b) $\tilde{V}_{\Lambda N}$ (NHC-D), (c) $\tilde{V}_{\Lambda N}$ (NHC-F), (d) $\tilde{V}_{\Lambda N}$ (NHC-Dm)。後の3つの場合には、 \tilde{V}_{RSC} と $\tilde{V}_{\Lambda\Lambda}$ (NHC-D)は共通に採っている。

次に、TNIを導入して、核子部分の状態方程式の硬さが Λ の混合にどの程度影響するかを検討する。状態方程式が硬いということは、核子の一体ポテンシャルへの斥力的寄与が大きいことを意味し、その結果として Λ が混じり易くなる。図2(a)と(b)にそれぞれ \tilde{V}_{TNI2} と \tilde{V}_{TNI3} を用いた場合の各粒子の混合比をプロットしている。ここで、 \tilde{V}_{RSC} 、 $\tilde{V}_{\Lambda N}$ (NHC-Dm)、 $\tilde{V}_{\Lambda\Lambda}$ (NHC-D)を共通に用いている。両図を比較すると明らかなように、非圧縮率の大きいTNI3(状態方程式がより硬い)の方がTNI2よりも Λ が混じり易くなっている。前者では $\rho_t = 2.39\rho_0$ であるのに対し、後者では $\rho_t = 2.94\rho_0$ である。また、高密度領域での y_Λ は数十%となっており、特にTNI3を用いた場合には、 n よりも Λ の混合比の方が大きくなっている。以上は NN 間にのみ三体力等の効果を考慮に入れた結果であるが、核物質の飽和性を再現するのに導入した三体力等の効果は ΛN 間や $\Lambda\Lambda$ 間にも当然含めるべきであろう。TNIは低密度で引力的寄与をもたらす部分(TNA)と高密度で斥力的寄与をもたらす部分(TNR)から成っており、ここでは NN 間のTNRを ΛN 間や $\Lambda\Lambda$ 間にも考慮に入れてみる。このTNRは Λ の一体ポテンシャルに斥力的寄与をもたらすため、 Λ の混合を押しやる役割を果たすこととなる。図2(c)と(d)には、それぞれ ΛN 間と $\Lambda\Lambda$ 間にもTNR2あるいはTNR3を採り入れた場合の粒子混合比をプロットしてある。両者の結果はほぼ同じ傾向を示し、 $\rho_t = 4.01\rho_0$ となっている。また、バリオン間に導入したTNIの効果は n と Λ の一体ポテンシャルに斥力的寄与をもたらすが、化学平衡の関係式(4)で互いに相殺して、混合比についての結果はTNIを考慮に入れない場合の結果(図1(d))とほぼ

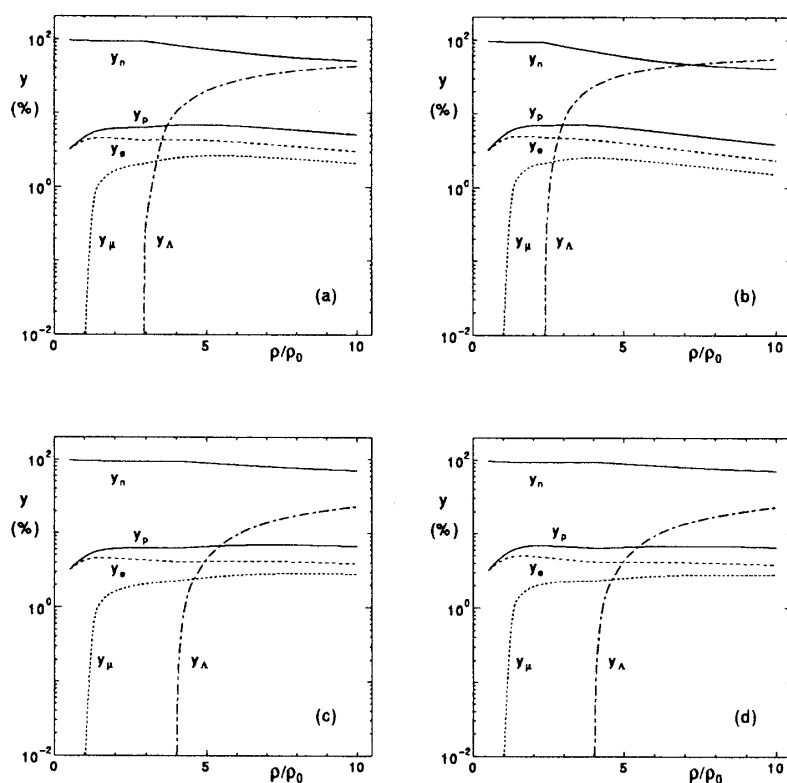


図 2: 構成粒子の混合比。(a) および (b) はそれぞれ NN 間にのみ $TNI2$ または $TNI3$ を採り入れた場合、(c) および (d) はそれぞれ ΛN と $\Lambda\Lambda$ 間にも $TNR2$ または $TNR3$ を採り入れた場合。どの場合にも、 \tilde{V}_{RSC} 、 $\tilde{V}_{\Lambda N}$ (NHC-Dm)、 $\tilde{V}_{\Lambda\Lambda}$ (NHC-D) は共通に採っている。

同じになっている。

3.2 状態方程式と中性子星

図 3 はエネルギー密度 e と圧力 P をバリオン数密度 ρ の関数としてプロットしたものである。ここでは、 \tilde{V}_{RSC} 、 $\tilde{V}_{\Lambda N}$ (NHC-Dm)、 $\tilde{V}_{\Lambda\Lambda}$ (NHC-D) を共通に採り、 \tilde{V}_{TNI2} を用いた場合を図 3(a) に \tilde{V}_{TNI3} を用いた場合を図 3(b) に示す。 NN 間にのみ \tilde{V}_{TNI} を採り入れるとき、 Λ が混合しない場合 (点線) に比べて、 Λ が混合する場合 (破線) に状態方程式が非常に軟らかくなるのが分かる。ソフト化の程度は $TNI2$ よりも $TNI3$ の方がずっと大きくなっている。これは、三体力に起因する斥力的効果が Λ には働かず、状態方程式の核子部分が斥力的であるほど Λ の混合比が大きくなるためである。その結果、 Λ が混合する場合の状態方程式は TNI を採り入れない場合の結果 (一点鎖線) に近くなり、 $TNI2$ と $TNI3$ による状態方程式の違いは小さくなってしまう。

ΛN と $\Lambda\Lambda$ 間にも TNR を考慮に入れると、実線で示すように Λ が混合しない場合 (点線) の状態方程式とほぼ一致するようになる。これは、三体力に起因する斥力的効果が Λ に働いて、 Λ が混じり難くなるからである。先に議論した Λ の混合比については、 TNI を考慮

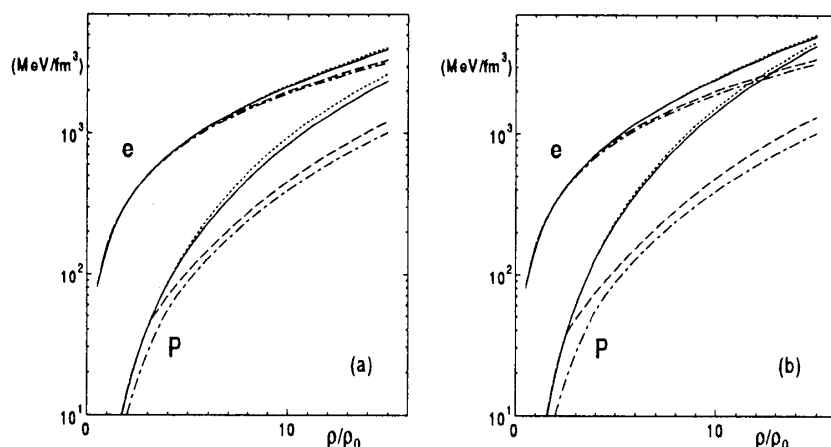


図 3: エネルギー密度 e と圧力 P 。点線は Λ が混合しない場合、破線は Λ が混合する場合の結果であり、 NN 間にのみ TNI2 を採り入れた場合を (a) に、TNI3 を採り入れた場合を (b) に示す。実線は ΛN と $\Lambda\Lambda$ 間にも TNR を採り入れた結果である。比較のために TNI を採り入れない場合の結果を一点鎖線で示す。どの場合にも、 \tilde{V}_{RSC} 、 $\tilde{V}_{\Lambda N}$ (NHC-Dm)、 $\tilde{V}_{\Lambda\Lambda}$ (NHC-D) は共通に採っている。

に入れられない場合と同じような結果を得たが、状態方程式については、実線と一点鎖線の比較より明らかのように、TNI の影響で非常に硬くなっていることが分かる。

表 1: 中性子星の最大質量 M_{max} と最大質量の中性子星の半径 R および中心バリオン数密度 ρ_c 。

Model	M_{max}/M_{\odot}	$R(\text{km})$	ρ_c/ρ_0
(n, p, e^-, μ^-)			
RSC + TNI2	1.62	8.64	9.97
RSC + TNI3	1.88	9.46	8.30
$(n, p, \Lambda, e^-, \mu^-)$			
NHC-Dm	1.21	7.28	15.67
NHC-Dm + TNI2	1.29	7.91	13.70
NHC-Dm + TNI3	1.32	8.43	12.31
NHC-Dm + TNI2u	1.58	8.51	10.67
NHC-Dm + TNI3u	1.85	9.58	8.06

最後に、上で議論してきた中性子星物質の状態方程式を用いて、中性子星の最大質量 M_{max} と最大質量を持つ中性子星の半径 R および中心バリオン数密度 ρ_c を評価した結果を表 1 にまとめている。状態方程式が硬くなるにつれて最大質量は大きくなり、最大質量を持つ中性子星の半径は小さく中心バリオン数密度は大きくなる傾向を示している。適切な状態方程式は中性子星の質量の観測値 $M_{obs} = 1.44M_{\odot}$ (PSR1913+16) よりも大きな最大質量をもたらすものでなければならない。この観点から、 Λ が混合するとき、TNI を考慮に入れない場合 (NHC-Dm) の状態方程式や NN 間にのみ TNI を考慮に入れた場合

(NHC-Dm+TNI2、NHC-Dm+TNI3) の状態方程式は軟らか過ぎると言える。 M_{obs} を支えられる状態方程式であるためには、 ΛN 間と $\Lambda\Lambda$ 間にも高密度領域で効いてくる TNR を考慮に入れる必要がある (NHC-Dm+TNI2u、NHC-Dm+TNI3u)。

§ 4 まとめ

G -行列計算に基づいて構成した有効相互作用を用いて、中性子星物質中での Λ の混合について検討した。 Λ の混合は ΛN 間および $\Lambda\Lambda$ 間有効相互作用の採り方によって変わってくるが、ハイパー核の実験情報を参考にして、 $\tilde{V}_{\Lambda\Lambda}$ (NHC-D) を固定し $\tilde{V}_{\Lambda N}$ を変えて検討した結果、 $(4 \sim 5)\rho_0$ の密度から Λ が混じり始め、その混合比は高密度領域で (20 ~ 40)% 程度になる。 Λ の混在に対して ΛN 間相互作用の他 NN 間相互作用も影響を与え、特に、三体力等の多体効果 (TNI) が重要である。TNI の採り方には任意性があるが、対称核物質の非圧縮率が 250MeV (TNI2) と 300MeV (TNI3) になるものを用いて検討した。 NN 間の TNI は Λ を混じり易くさせ混合比を増大させるが、より硬い状態方程式を与える TNI3 の方が TNI2 よりも増大効果が大きい。状態方程式については、 Λ の混合によりソフト化するが、状態方程式の核子部分のハード化と相殺して TNI2 と TNI3 の違いが小さくなる。この状態方程式で中性子星の最大質量 M_{max} を評価すると、観測値 M_{obs} よりも小さくなってしまう。 ΛN 間と $\Lambda\Lambda$ 間にも高密度で効く斥力部分 (TNR) を導入すると、 Λ の混合ならびに状態方程式のソフト化が抑制され、 M_{obs} を支えられるようになる。この結果から、ハイペロンの混合を議論する場合、対称核物質の飽和性と同様に、高密度で斥力的な寄与を与える効果を ΛN 間および $\Lambda\Lambda$ 間相互作用に採り入れる必要がある。

参考文献

- [1] S. Nishizaki, Y. Yamamoto and T. Takatsuka, submitted to Prog. Theor. Phys.
- [2] S. Nishizaki, T. Takatsuka, N. Yahagi and J. Hiura, Prog. Theor. Phys. **86** (1991), 853.
- [3] I.E. Lagaris and V.R. Pandharipande, Nucl. Phys. **A359** (1981), 349.
- [4] S. Nishizaki, T. Takatsuka and J. Hiura, Prog. Theor. Phys. **92** (1994), 93.
- [5] M.M. Nagels, T.A. Rijken and J.T. deSwart, Phys. Rev. **D12** (1975), 744; **D15** (1977), 2547; **D20** (1979), 1633.
- [6] Y. Yamamoto, S. Nishizaki and T. Takatsuka, Prog. Theor. Phys. **103** (2000), 981.
- [7] Y. Yamamoto, H. Takaki and K. Ikeda, Prog. Theor. Phys. **86** (1991), 867.
- [8] Y. Yamamoto, T. Motoba, H. Himeno, K. Ikeda and S. Nagata, Prog. Theor. Phys. Suppl. No.117 (1994), 361.