

ハイペロン超流動の中性子星モデル依存性 — 現状報告 —

高塚龍之(岩手大人社)*, 西崎滋(岩手大人社)
山本安夫(都留文科大), 玉垣良三(自宅)

1. はじめに

前回のこの研究会(1999.8.2-7, 基研)に引きつづき「ハイペロン超流動」の問題をとりあげ、その後の進展を中心に述べる。中性子星のコア領域は、通常の核密度 $\rho_0 (= 0.17 \text{ 核子}/\text{fm}^3 \simeq 2.8 \times 10^{14} \text{ g/cc})$ をはるかに越える ($\rho \gtrsim 3\rho_0$) 高密度のハドロン物質から成っており、ここでは各種ハイペロン ($Y \equiv \Lambda, \Sigma^-, \Xi^-$) が核子と対等な役割を演ずる。ハイペロン混在の問題は中性子星構成要素に新しい自由度をもたらすのみならず、系の状態方程式 (EOS) や物性を大きく変える可能性を持っている。特に、「ハイペロン超流動」は中性子星の速い冷却機構と関連して大変興味深い。¹⁾

超流動の問題についてはまず Λ の場合¹⁾²⁾ がとりあげられたが我々は Λ のみならず Σ^- や Ξ^- の場合についても検討を進めてきた^{3)~5)}。現状での結論は、“ Λ のみならず Σ^- や Ξ^- も超流体になっている可能性が大変大きい”、“ハイペロン超流動と組み合わせられた「ハイペロン冷却」は中性子星の速い冷却機構の有力な候補となりうる”というものである。しかしながら、これまでのアプローチではハイペロン混在コアのモデル、つまり、混在度 y_Y と全バリオン密度 ρ の関係は“借り物”であり、Pandharipande⁶⁾ による結果や Schaffner-Mishustin⁷⁾ の結果を用いたり、あるいは、パラメータとして動かして議論してきた。ハイペロン超流動の存在密度域や臨界温度 T_{cY} を定量的に求めるには、 $y_Y - \rho$ モデルを“自前”で計算した統一的なアプローチが必要である。今回はこれを行った。

ここでは我々のハイペロン混在コアのモデル計算とこれに基づく Y 超流動の検討結果の現状を述べるとともに、「現実的なハイペロン混在中性子星モデル」の場合、「ハイペロン超流動」がどうなるかに言及する。 YN , YY 相互作用は NN の場合に較べて不定性が大きい。前回も強調したが、我々のスタンスの特徴はハイパー核データと整合しうる YN , YY 相互作用を用いることに特に注意を払うということである。

2. ハイペロン混在コアのモデル

Y 超流動の計算に必要な $y_Y(\rho)$ 及び密度 ρ 依存の有効質量パラメータ $m_Y^* (\equiv M_Y^*/M_Y)$ を求める我々のアプローチ⁸⁾ を簡単に述べる (詳しくは西崎の報告⁹⁾ 参照): (イ) まず, $\{n+Y\}$ -matter を対象に $\{\rho, y_Y\}$ をパラメータセットとして G 行列計算を行い、その結果から ρ 及び y_Y 依存の有効相互作用 $\tilde{V}_{YN}(r)$, $\tilde{V}_{YY}(r)$ を構成する。ここでは Y として Λ と Σ^- を扱い (Ξ^- は質量が大きいから、混在するとしてもずっと高密度域なので、当面は省略), BB 相互作用モデルとしてはハイパー核 DATA と最もよく合っている Nijmegen Hard-Core Pot.¹⁰⁾ のタイプ D を採用する (但し、より整合性を改善するため、 $\Lambda-N$ については斥力芯半径を修正したものを導入。以下、NHC-Dm と名付ける)¹¹⁾。(ロ) NN についての有効相互作用 $\tilde{V}_{NN}(r)$ については Reid-Soft-Core potential を用いて以前に求めた $\tilde{V}_{RSC}(r)$ ¹²⁾, 及び核物質の飽和性をみたくよう付加された 3 体力 $\tilde{V}_{TNI}(r)$ ¹³⁾ (有効 2 体力として表現されたイリノイ型のもの) を用いる ($\tilde{V}_{NN}(r) = \tilde{V}_{RSC}(r) + \tilde{V}_{TNI}(r)$)。我々

*報告者

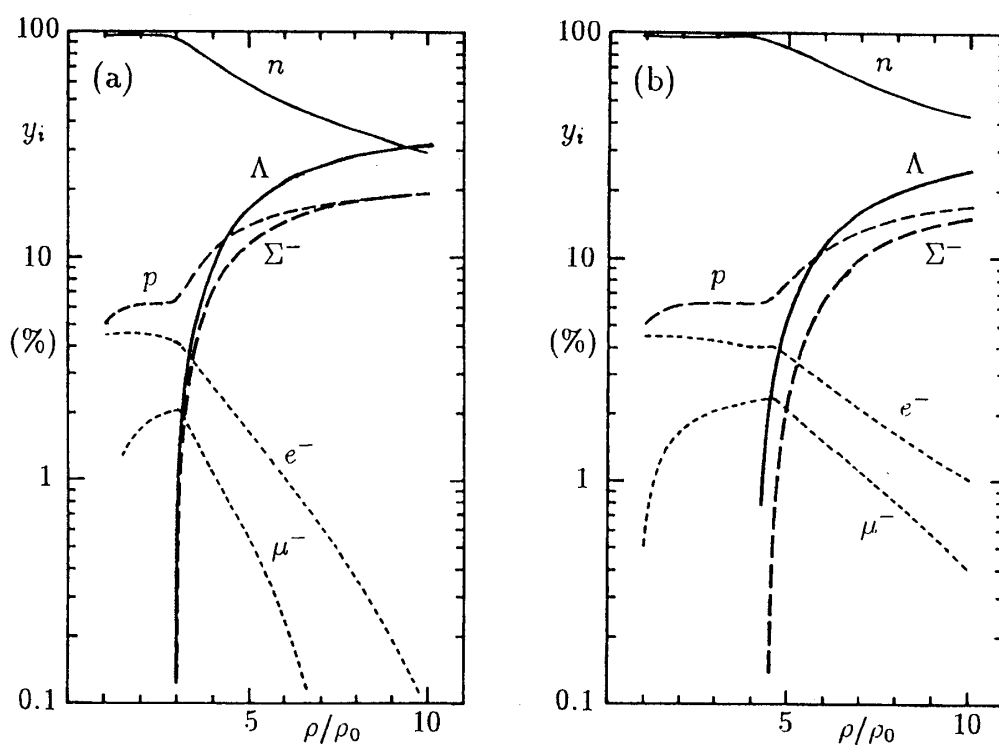


図 1: ハイペロン混在相における各成分の混在度 y_i と全バリオン密度 ρ との関係 (ρ_0 は通常核密度); (a) NN 相互作用部にのみ 3 体力効果を含める (TNI2 と略称), (b) NN, YN, YY 部に universal に含める場合 (TNI2u)。

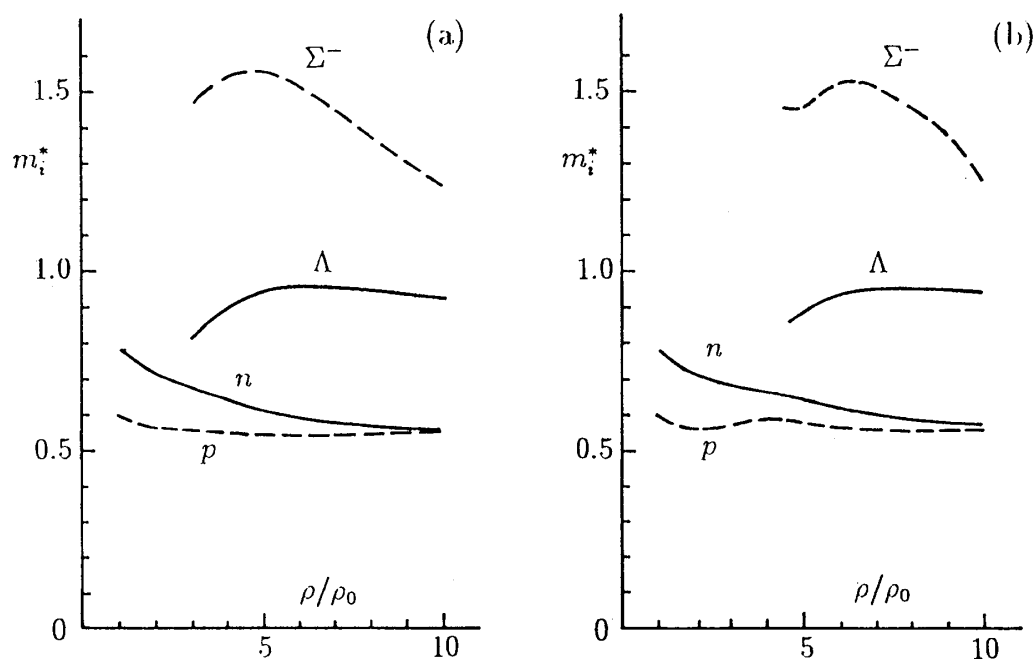


図 2: ハイペロン混在相における各種バリオンの有効質量パラメータ m_i^* 。図 1 と同じく (a) は TNI2, (b) は TNIu の場合。

の \bar{V}_{NN} では、現象論的に導入された \bar{V}_{TNI} の採り方によって NN -part EOSの“かたさ”の幅を考慮できる。非圧縮率 $\kappa = 250$ MeV (TNI2), 300 MeV (TNI3)の2種を考えることにする。(ハ)以上の \bar{V}_{NN} , \bar{V}_{YN} , \bar{V}_{YY} を用い、平衡状態にある $\{n, p, \Lambda, \Sigma^-, e^-, \mu^-\}$ 系の各成分の混在度 y_i を ρ の関数として計算する。同時に、 $m_i^*(\rho)$ 及び系のEOSを求める。尚、これらの計算では全バリオン数保存、荷電中性条件、化学平衡条件、に留意する。(ニ)得られた Y 混在中性子星物質のEOSを用いてTOV方程式を解き、 Y 混在コアをもつ中性子星のモデルを導く。

$y_i(\rho)$ 及び $m_i(\rho)$ の結果をそれぞれ図1(a), 図2(a)に示した。 Y 出現の密度 $\rho_t(Y)$ は $\rho_t(\Lambda) \simeq \rho_t(\Sigma^-) \simeq 3\rho_0$ であり、ほぼ同時に Λ と Σ^- が混在し始め、 ρ と共に混在度は急速に増大する。例えば $\rho \simeq 6\rho_0$ では系のバリオン組成が、 $y_\Lambda \sim 20\%$, $y_{\Sigma^-} \sim 15\%$, $y_p \sim 15\%$, $y_n \sim 50\%$ となっていて高密度コアでは Y が N と対等な構成成分となることが判る。 m_i^* については、図2(a)から $m_Y^* \gg m_N^*$ という点がきわだっている。energy gapは m^* の大きい程大きい値になるから、有効質量に関する限り、 Y 超流動が N 超流動よりも起こり易い事が知られる。図1(a), 図2(a)の結果は、 $\kappa = 250$ MeV (TNI2)の \bar{V}_{NN} に対するものである。 $\kappa = 300$ MeVとをもって“かたい” NN -part EOS (\bar{V}_{NN} (TNI3))の場合はどうか。大きな違いは $\rho_t(Y)$ が低く、つまり、 Λ や Σ^- が現れ易いという点にある⁸⁾⁹⁾。 $\rho_t(\Lambda) \simeq \rho_t(\Sigma^-) \simeq 2.5\rho_0$ となり y_i - ρ 関係は図1(a)を全体として $0.5\rho_0$ ほど低密度側にシフトしたような様相になる。 m_i - ρ 関係は図2(a)とほぼ同様であり、 $m_Y^* \gg m_N^*$ の特徴は変わらない。

3. ハイペロン超流動

$\rho \geq 3\rho_0$ では Λ や Σ^- が有意に混じってくる。しかし混在度は高々20%~30%であり、高密度域ではあるがそれぞれの成分は「低密度」と言える。従って超流動をもたらす対効果は低エネルギーで引力性の強い 1S_0 対状態でのものということになる。つまり、我々が扱うギャップ方程式はよく知られた 1S_0 型である。一般にエネルギーギャップ $\Delta(\equiv \Delta(q_F))$ は、 1S_0 の YY 相互作用 $V_{YY}(^1S_0)$ の引力性、フェルミ運動量 q_{FY} を決める $y_Y(\rho)$ 、そしてフェルミ面近傍での対相関のエネルギーコストに関係する $m_Y^*(\rho)$ 、の3つのファクターに支配される。2では y_Y と m_Y^* を現実的な扱いにより求めた。残るは $V_{YY}(^1S_0)$ の現実的な選択である(前回で留意したように対相関の問題では \bar{V}_{YY} ではなく裸の V_{YY} を用いる事が必要¹⁾)。YY相互作用の不定性を勘案し、ここでは次の3種を採用する。これらはいずれも octet baryon + nonet meson を導入し、SU(3)対称性に基づくOBE scheme、という点では共通している。大きな差異は導入する meson の種類と短距離相互作用の扱いにある。

[A] ND-Soft⁴⁾: NHC-D¹⁰⁾(Nijmegenグループによる)のSoft-Core版で、NHC-Dのt-matrixを再現するようにhard-coreをガウス型soft-coreにしたもの。

[B] Ehime¹⁴⁾: Ehimeグループによるもの。OBE schemeを短距離部分にまで用いた湯川型関数(cut-off入り)の重ねあわせ、 2π 相関を担うという考え方の下に“ σ ”中間子をnonet mesonに加えて新たに導入する、速度依存項の存在、といった点に特徴がある。

[C] FG¹⁵⁾: Funabashi-GifuグループによるポテンシャルのタイプA。“ σ ”中間子をnonet mesonに含める、 σ と ρ の幅を考慮、 $r \lesssim 1$ fmでOBE schemeをcut-off、短距離は現象論的に扱い(ガウス型関数の重ね合わせ)その強さは2体バリオン系のSU(3)表現に依拠する、速度依存性と遅延効果を含む、といった点が特徴である。

ところで $\Lambda\Lambda$ - $\Sigma\Sigma$ - ΞN チャンネル結合の効果であるが、これはFGの場合の $V_{\Lambda\Lambda}(^1S_0)$ にとつて、特に重要である。一方、ND-Softでは合わすべきt-matrixに既にその効果が含まれている。また、Ehimeでは単一チャンネル近似を採用したため関係しない。われわれはFGの場合に対して、現象論的に次の付加項;

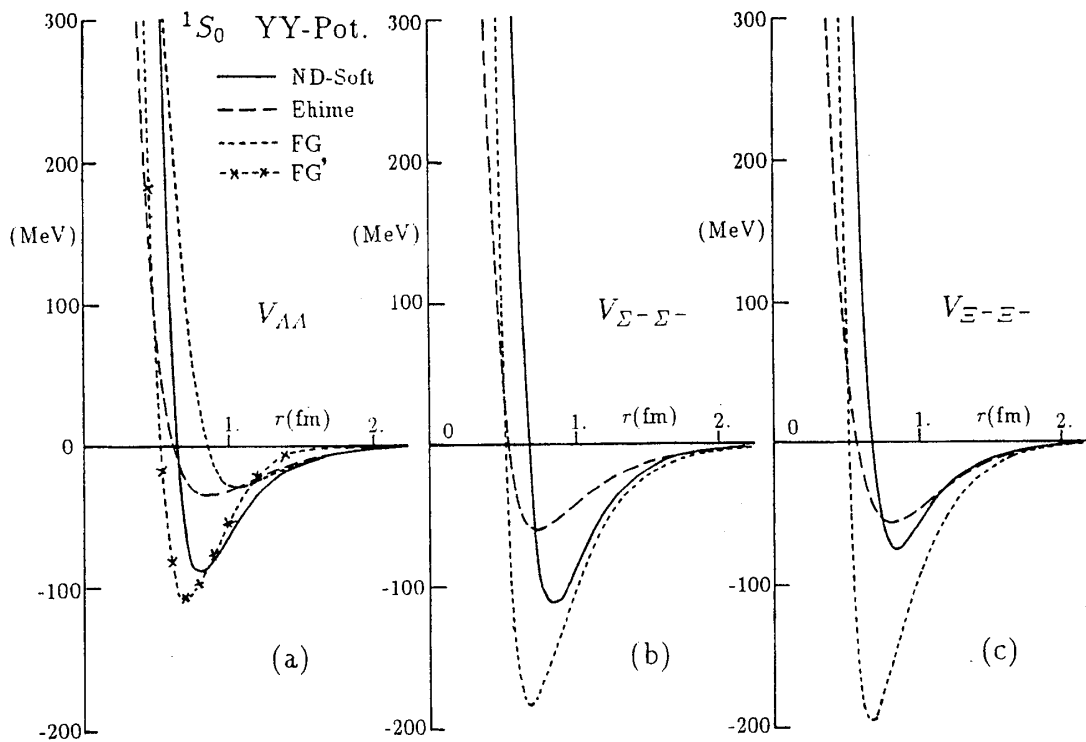


図 3: 1S_0 状態の YY ポテンシャル (ND-Soft, Ehime, FG の比較; 略称の説明は本文に)。速度依存性をもつ Ehime と FG についてはフェルミエネルギーが 15 MeV の YY 対に対して描かれている。FG' はチャンネル結合効果を取り入れた $V_{\Lambda\Lambda}^{\text{eff}}(r)$ (本文参照)。

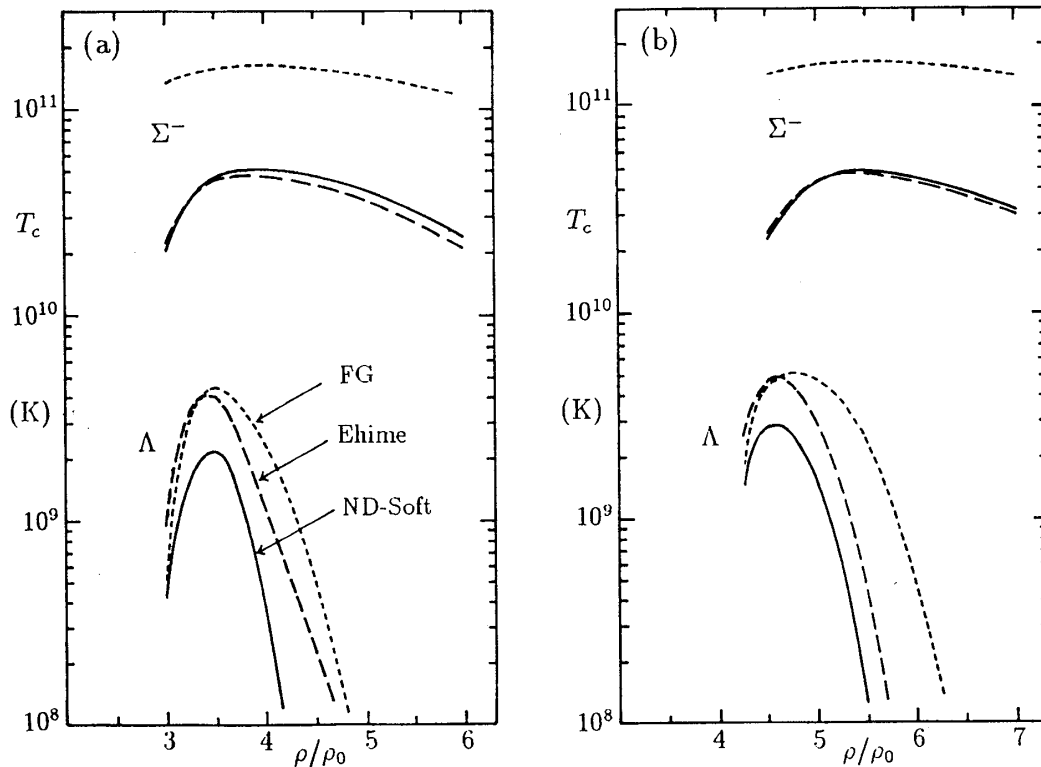


図 4: Λ , Σ^- 超流動の臨界温度 T_c : 3 種のポテンシャル ND-Soft (実線), Ehime (破線), FG (点線) に対する結果が ρ の関数として描かれている。図 1 と同じく (a) は TN12, (b) は TN12u の場合。

$$\Delta V_{\text{sim}}(r) = 93e^{-(r/r_1)^2} - 1000e^{-(r/r_2)^2} \text{ MeV} \quad (1)$$

with $r_1 = 1.0 \text{ fm}$ and $r_2 = 0.6 \text{ fm}$

を考え、 $V_{\Lambda\Lambda}^{(\text{eff})}(^1S_0) = V_{\Lambda\Lambda}(^1S_0) + \Delta V_{\text{sim}}(r)$ が FG での 1S_0 位相を再現するように $\Delta V_{\text{sim}}(r)$ を決めることでチャンネル結合効果をとり入れる。[A][B] は 2 重 Λ 核 ($^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$, $^{13}_{\Lambda\Lambda}\text{B}$) の $\Lambda\Lambda$ 対分離エネルギーを再現するというテストに合格した V_{YY} であり、また [C] も [A] や [B] と同程度の 1S_0 散乱位相差をもたらすので、現実的な YY 相互作用と考えられる。

前述 [A][B][C] の場合について、 $\Lambda\Lambda$ 及び $\Sigma^-\Sigma^-$ の 1S_0 ポテンシャルは、それぞれ、図 3(a), (b) に示されている⁵⁾。また、ここでは扱わないものの、比較参考のために $\Xi^-\Xi^-$ のポテンシャルについても図 3(c) に示した。次の特徴が読みとれる。第 1 に V_{YY} は 3 つの場合でかなり異なっている。等しく 2 重 Λ 核 DATA と整合するものの ND-Soft は Ehime に較べてより強い短距離斥力とより深い中間距離引力をもっていて、この特質が Δ の結果にどう影響するのか興味深い。第 2 に FG の V_{YY} は ND-Soft に比べて斥力効果が弱く、引力効果が強い。また、Ehime に較べても、速度依存項は弱く引力は深い。従って FG は ND-Soft や Ehime の場合に較べて、より超流動が起こり易いと予想できる。そして第 3 に、図 3(a)~(c) の比較から推察されるように、対相互作用に関する限り Σ^- 超流動 (そして Ξ^- 超流動も) は Λ 超流動よりも起こり易い、ということである。

これまで述べてきた V_{YY} , m_Y^* , y_Y を用いてギャップ方程式を解いた結果が図 4(a) である。ここでは便宜上、結果を臨界温度 $T_c (\simeq 0.66 \times \Delta \text{ (in MeV)} \times 10^{10} \text{ K})$ を用いて示した。 $T_{cY} > T_i \simeq 10^8 \text{ K}$ (= 中性子星内部温度) であれば Y 超流動が存在する。次の点が注目される: (i) 採用した 3 つの $V_{\Lambda\Lambda}$ のいづれに対しても $T_{c\Lambda} > 10^8 \text{ K}$ の密度域があり、中性子星コアで Λ 超流動は可能と言える。(ii) ρ 増大と共に $T_{c\Lambda}$ が下がるのは斥力効果の強まりの反映であり、 $T_{c\Lambda}$ の大きさ、及び、 ρ 依存性は前述した 3 種の $V_{\Lambda\Lambda}$ の特質を忠実に反映している。(iii) $T_{c\Sigma} \gg T_{c\Lambda}$ であり、 Σ^- 超流動は Λ 超流動よりもずっと実現され易い。これは前述したように $V_{\Sigma\Sigma}$ が $V_{\Lambda\Lambda}$ よりも引力性が強いこと、及び、 $m_{\Sigma^-}^* \gg m_{\Lambda}^*$ の効果による。(iv) Σ^- の場合に較べて Λ の場合は、3 つの V_{YY} による T_c のバラツキが小さい。これは $V_{\Lambda\Lambda}$ に対しては 2 重 Λ 核 DATA からの押さえがある為であり、ハイパー核 DATA からの有為な情報の重要性を如実に物語っている。(v) Λ 超流動の存在はある密度領域に限定されている。このことは、ハイペロン冷却が作用している中性子星の質量に対する制限をもたらすことになる。

4. ハイペロン混在と限界質量の問題

以上、現実的な扱いによる Λ , Σ^- 超流動について述べてきたが、ここでシリアスな問題がある。ハイペロン混在の EOS を用いて中性子星モデルを導くと、その限界質量 (= 最大質量 M_{max}) が、観測からよく判っている中性子星 PSR1913+16 の質量 $M_{\text{obs}} = 1.44 M_{\odot}$ より小さくなる問題である (図 5)。 $1.44 M_{\odot}$ は現実に観測されている中性子星質量だから、理論からの EOS は少なくともこの質量を支える“かたさ”をもたねばならない。 Y 混在を考えない場合 (図 5(a) の実線) だと、 $\kappa = 250 \text{ MeV}$ の場合、 $M_{\text{max}} = 1.62 M_{\odot} > M_{\text{obs}}$ だが、 Y 混在の場合は $M_{\text{max}} \simeq 1.16 M_{\odot} \ll M_{\text{obs}}$ となってしまう (図 5(a) の点線)。より“かたい”ケースである $\kappa = 300 \text{ MeV}$ ではこれが救われるかという、 $M_{\text{max}} \simeq 1.87 M_{\odot} (\text{No } Y) \rightarrow 1.19 M_{\odot} (\text{with } Y)$ となってやはり条件を満たせない (図 5(b))。これは \tilde{V}_{NN} の斥力効果が TNI2 ($\kappa = 250 \text{ MeV}$) \rightarrow TNI3 ($\kappa = 300 \text{ MeV}$) と強くなっても、後者では Y 混在がより強く成長するため、 Y 混在効果による EOS のソフト化がそれだけ一層強くなるというメカニズムのためである。ところで、 Y 混在中性子星で $M_{\text{max}} < M_{\text{obs}}$ となる問題は我々のモデルに特有のことであるのか。実はそうではない。ごく最近報告された現実的なアプローチの結果¹⁶⁾¹⁷⁾ も全く同様の問題に逢着していて、これは Y 混在中性子星に共通の問題で

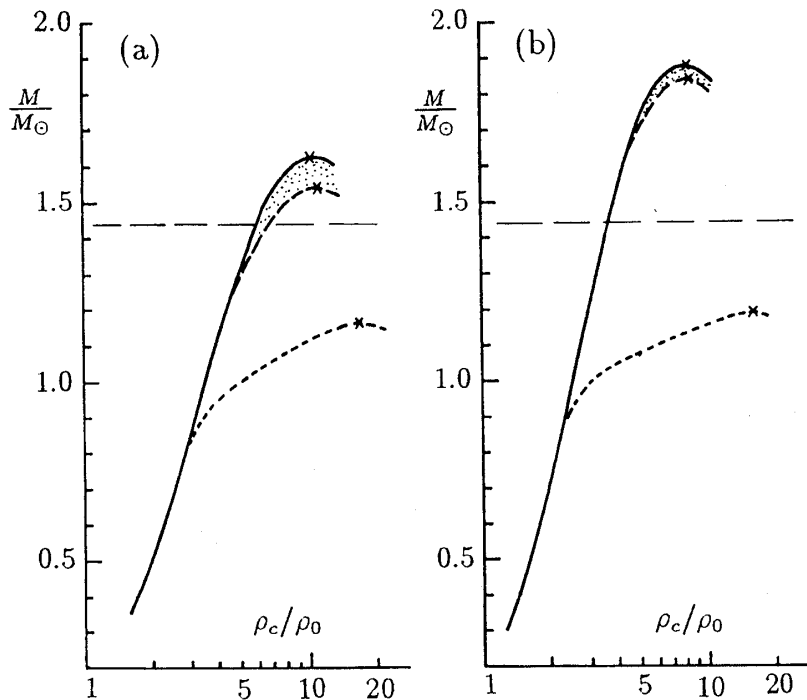


図5: ハイペロン混在中性子星の質量 M と中心密度 ρ_c の関係 (\times は限界質量に対応)。点線 (破線) は3体力の斥力効果を NN 部にのみ (NN, YN, YY 部に universal に) 考慮した扱いによるもの。実線は Y 混在無しとした場合。(a) は3体力として TNI2 ($\kappa = 250$ MeV) を, (b) は TNI3 ($\kappa = 300$ MeV) を用いた場合の結果。

あると言える。

この問題を打開する道筋の1つは、全く現象論的ではあるが、 NN -part にのみ導入してきた3体力を universal に YN, YY -parts にも導入し、extra repulsion の候補として採り上げてみることである。3体力は何も NN -part に限られるものではないというのがむしろ自然だからである。具体的試みとしては \tilde{V}_{TNI} の斥力部 \tilde{V}_{TNR} を YN, YY -parts の相互作用にも含める (universal inclusion of TNI; 引力部は事実上無視できる) と結果はどうなるか。例として、 Λ のみの混在の場合であるが、 Y 混在によるソフト化は moderate になり、 $M_{\text{max}} > M_{\text{obs}}$ と条件を満たすことが分かった⁸⁾⁹⁾。つまり、 Y 混在による $M_{\text{max}} \ll M_{\text{obs}}$ の問題は、逆に言えば、 YN, YY -parts (Hypernuclear System での相互作用) での “Extra Repulsion” の必要性を示唆する大変興味深い問題と言える¹⁸⁾。 NN 相互作用の斥力性を強めても (e.g., $\kappa = 250$ MeV \rightarrow 300 MeV) 事情は救えないからである。

研究会時点での報告内容は上述の段階のものであり、 Λ と Σ^- を含めた場合の中性子星モデルで \tilde{V}_{TNR} を universal に導入する扱い、及び、この中性子星モデルに基づく Λ, Σ^- 超流動の扱いは、当面する課題とされた。研究会後ひきつづき我々はこれを実行した。本報告と特に関係するので、Preliminary ではあるが、その結果を若干つけ加えておきたい：

1) \tilde{V}_{TNR} を NN, YN, YY に universal に導入した結果、 Y 混在による EOS の dramatic softening は moderate softening になり、 $M_{\text{max}} \simeq 1.54M_{\odot}$ for TNI2u ($\kappa = 250$ MeV; u は universal に導入の意味)、 $M_{\text{max}} \simeq 1.84M_{\odot}$ for TNI3u ($\kappa = 300$ MeV)、が得られた。つまり $M_{\text{obs}} = 1.44M_{\odot}$ とうまく整合するハイペロン混在中性子星モデルが得られた (図5の破線)

2) この場合、 Λ や Σ^- の出現密度は $\rho_t(\Lambda) \simeq \rho_t(\Sigma^-) \simeq 4\rho_0$ となり、 y_i - ρ 関係はほぼ全体を ρ_0 程度高密度側にシフトした形になる (図1(b))。また、 m_i^* - ρ 関係も ρ_0 程度シフトしたようなものになる (図2(b))。これらの様相は TNI2u か、TNI3u かという選択には依らない。

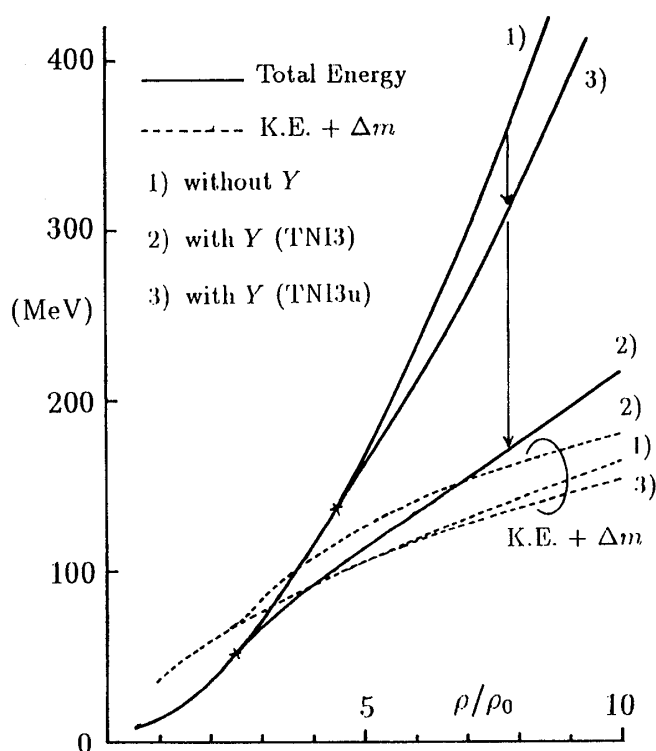


図 6: ハイペロン混在による状態方程式のソフト化とその機構の分析。各成分についての運動エネルギー (K.E; 質量差のエネルギー Δm を含む) の総和は 1) 2) 3) 各ケースについて殆ど変わらない。エネルギー利得は「斥力回避」によりもたらされる。

3) その結果, $T_{c\Lambda}(\rho)$ 及び $T_{c\Sigma^-}(\rho)$ が ρ_0 程度高密度側にシフトするが (図 4(b)), 3 で述べた超流動の議論は全く同様に充てはまる。

5. EOS のソフト化機構へのコメント — まとめにかえて —

ハイパー核 DATA と整合しうる YN , YY 相互作用の選択, Y 混在相の現実的扱い, 観測と矛盾しない中性子星モデル, という観点から中性子星のハイペロン超流動を論じてきた。ここで得られた現実的結果から「中性子星コアで Λ , Σ^- 超流体が存在する」と言える。この結果はハイペロン冷却シナリオに強いサポートを与えるとともに、「限られた密度域での Λ 超流体」からハイペロン冷却が作用する中性子星の質量について制限が得られる。大変大雑把に云えば, $M \sim (1.2 - 1.4)M_{\odot} ((1.6 - 1.8)M_{\odot}$ for TNI2u(TNI3u) である。 $M_{\text{obs}} = 1.44M_{\odot}$ を考慮しなければ Y 超流体は $(2.5 - 3.0)\rho_0$ という比較的低密度から存在するが, これを考慮すればその存在域はもっと高密度側 (例えば $4\rho_0$) にずれ込むようである。この意味でもハイペロン混在の影響は当初考えられていた程には Dramatic なものとはならない可能性が強い。この場合, $(2 - 4)\rho_0$ で重要になる π 凝縮の効果とその冷却機構についても興味復活してくることになる。

最後に, Y 混在による劇的なソフト化の機構についてコメントしておきたい¹⁸⁾。このソフト化の原因が YN 相互作用による引力利得や, Y 混在 \rightarrow 自由度増加による運動エネルギーの減少 (利得), にあるとの論調がしばしば見受けられるが, これは正しくない。ソフト化, つまりエネルギー利得の核心は Y 混在 $\rightarrow n$ 成分の減少 (相対的に低密度, 低フェルミ運動量) \rightarrow 高密度で受けるべき斥力効果の回避, という点にある。実際, 図 6 に示すように運動エネルギーの総和は Y 混在なし (実線), NN -part にのみ TNI を導入する場合の Y 混在ケース (点線), universal TNI の場合の Y 混在ケース (破線), で殆ど変わらない。つまり, 高密度での斥力を回避する「化学

組成の変化」という点がこの相転移の本質であり、Dramatic Softening をもたらす他の相転移； π 凝縮や K 凝縮，とはきわだった違いをもっている。“Extra Repulsion in Hypernuclear Systems”の必要性は正にこの面からの要請である。

References

- 1) T. Takatsuka and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **102** (1999) 1043; Nucl. Phys. **A670** (2000) 272c.
- 2) S. Balberg and N. Barnea, Phys. Rev. **C57** (1998) 409.
- 3) T. Takatsuka and R. Tamagaki, *Strangeness Nuclear Physics* (World Scientific, 2000) 337.
- 4) T. Takatsuka, S. Nishizaki, Y. Yamamoto and R. Tamagaki, *Few-Body Systems*, Suppl. No. 12 (Springer-Verlag KG, 2000) 108; *Advances in Quantum Many-Body Theory*, Vol. 3 (World Scientific, 2000) 323.
- 5) T. Takatsuka, S. Nishizaki, Y. Yamamoto and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **105**, No. 1 (2000).
- 6) V.R. Pandharipande, Nucl. Phys. **A178** (1971) 123.
- 7) F. Schaffner and I.N. Mishustin, Phys. Rev. **C53** (1996) 1416.
- 8) S. Nishizaki, Y. Yamamoto and T. Takatsuka, submitted to Prog. Theor. Phys.
- 9) 西崎滋, 山本安夫, 高塚龍之, 素粒子論研究 (本研究会報告).
- 10) M.M. Nagels, T.A. Rijken and J.J. de Swart, Phys. Rev. **D15** (1977) 2547.
- 11) Y. Yamamoto, S. Nishizaki and T. Takatsuka, Prog. Theor. Phys. **103** (2000) 981.
- 12) S. Nishizaki, T. Takatsuka, N. Yahagi and J. Hiura, Prog. Theor. Phys. **86** (1991) 853.
- 13) S. Nishizaki, T. Takatsuka and J. Hiura, Prog. Theor. Phys. **92** (1994) 93.
- 14) T. Ueda, K. Tominaga, M. Yamaguchi, N. Kijima, D. Okamoto, K. Miyagawa and T. Yamada, Prog. Theor. Phys. **99** (1998) 891.
- 15) I. Arisawa, K. Nakagawa, S. shinmura and M. Wada, Prog. Theor. Phys. **104** (2000) 995.
- 16) M. Baldo, G.F. Burgio and H. -J. Schulze, Phys. Rev. **C61** (2000) 055801.
- 17) I. Vidaña, A. Polls, A. Ramos, L. Engvik and M. Hjorth-Jensen, Phys. Rev. **C62** (2000) 035801.
- 18) T. Takatsuka, S. Nishizaki and Y. Yamamoto, Talk at the Riken Conference on “Perspectives in Physics with Radioactive Isotope Beams 2000”, Nov.13-16, 2000, Hayama, Kanagawa, Japan; 高塚龍之, 西崎滋, 山本安夫, 玉垣良三, 研究会「Exotics in Hadron Many Body Systems」での報告, 11月22 - 24日, 奈良.