

有限温度のハイペロン超流動

高塚龍之(岩手大人社)[†], 玉垣良三(自宅)

1. はじめに

中性子星の中心部に向かって全バリオン数密度 ρ が増大すると、主成分 n の化学ポテンシャルが高くなり、ついにはストレンジネス非保存の弱相互作用によりフェルミ面上の n をハイペロン Y で置きかえる方がエネルギー的に有利になる。中性子星コアでのこの Y 混在問題は中性子星物質研究の初期の段階からとりくまれてきた問題であるが、 YN , YY 相互作用の情報が乏しく、なかなか現実的な課題となり得なかった。しかし、最近ハイパー核データからの相互作用への知見の増大、 $SU(3)$ 対称性とOBE枠組に基づくバリオン-バリオン(BB)相互作用モデルの進展によって、従前よりはずっと実際の扱いが出来るようになってきた。

2. これまでの結果

こうした事情を背景に我々はここ2~3年、ハイパー核物理の進展に注意を払いつつ、中性子星コアに於ける Y 混在問題への現実的アプローチを試みてきた^{1)~5)}。その要点は(イ)ハイパー核データと整合的な YN , YY 相互作用を選択し(具体的にはNijmegen Hard-Core D-type), (ロ)G行列計算を通じて密度 $\rho(\simeq (0.5 \sim 3)\rho_0; \rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$ は核密度)及び Y 混在度 y_Y に依存する YN , YY 有効相互作用 $\{\tilde{V}_{YN}, \tilde{V}_{YY}\}$ を構成, (ハ)この有効相互作用を高密度域($\rho > 3\rho_0$)での計算にも適用, というものである。(ロ)のG行列計算では, 混在度 y_Λ の $\{n + \Lambda\}$ 物質, 混在度 y_{Σ^-} の $\{n + \Sigma^-\}$ 物質と単純化し, それぞれ, $\{\tilde{V}_{\Lambda n}, \tilde{V}_{\Lambda\Lambda}\}$, $\{\tilde{V}_{\Sigma^- n}, \tilde{V}_{\Sigma^- \Sigma^-}\}$ を求めるが, ρ 依存の短距離相関及び Y 混在度依存性の本質的な部分はとり込まれている。

Y 混在中性子星物質についてこれまでに得られた結果は次のように要約される^{1)~5)}:

- 1) Λ や Σ^- が中性子星コアに混じってくるというのは確実である(混在機構の物理的事情を明確化)。
- 2) Y 混在によって中性子星の状態方程式(EOS)は強く軟化するため, 観測質量 $1.44M_\odot$ を支えられない。
- 3) これはハイパー核システム(YN , YY 相互作用部分)に“Extra Repulsion”が必要なことを物語っている。原子核や核物質で必要とされる3体力(低密度で引力, 高密度で斥力)と同様なものがハイパー核システムにも働くことと仮定すれば観測質量と整合的になる。
- 4) この Y 混在によるEOSのソフト化機構は, 従来の π 凝縮や K 凝縮によるソフト化とは異なり, 高密度でのバリオン間斥力効果を化学組成の増加(自由度の増大 \rightarrow 個々のバリオン密度の低下)によって避けることに特質がある。
- 5) 観測質量と整合するという条件の下では, Λ や Σ^- の混在しきい値密度 ρ_t は約 ρ_0 程度, 高密度側にシフトする。我々の計算の1例では $\rho_t(\Lambda) \sim \rho_t(\Sigma^-) \sim 4\rho_0$ となっていて, Y は従来の $\rho_t \sim (2-3)\rho_0$ より高密度になって混在し始める。 Λ と Σ^- のどちらが先に現れるかは YN 相互作用の選択と核物質の対称エネルギーの双方に依存する。
- 6) 上記の Y 混在相を対象に, Y 超流動の問題を検討した結果, Λ や Σ^- は混在直後から十分に超流体になり得る, Λ 超流体はその存在密度に上限(e.g.; $\rho_{\max} \sim (5.5-6.5)\rho_0$)がある, Λ に較べて Σ^- はより強く超流動性をもつ($T_c(\Lambda) \sim 10^{8-10} \text{ K}$ v.s. $T_c(\Sigma^-) \sim 10^{10-11} \text{ K}$)ことが見出された⁶⁾⁷⁾(後掲の図5参照)。

[†]報告者

- 7) いくつかの中性子星 (Vela, Geminga, 等) に対する表面温度の観測結果は通常の冷却機構 (修正 URCA 過程) ではなく, もっと速い冷却機構が必要なことを示唆しているが, 中性子星コアに Y が混在し, 且, これが超流体であるので, “ハイペロン冷却” シナリオ ($\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ 等による ν 放出冷却) はその速い冷却機構の有力な候補であるといえる⁶⁾⁷⁾。

3. 有限温度の Y 超流動

一般に, 中性子星物質の物性 (EOS や 1 粒子スペクトル, 構成粒子の有効質量, など) を調べる場合, 系は絶対零度として扱われる。これは通常の進化した中性子星の内部温度 T が $T \sim 10^{-2}$ MeV である一方, 系を構成するバリオンのフェルミエネルギー E_F は $E_F \sim (1 - 10^2)$ MeV と $E_F \gg T$ であることによる。超流動の問題でも $T = 0$ で扱ったエネルギーギャップ方程式の解 Δ を用いて, 超流動臨界温度 T_c を次式で見積もっている (S 状態ギャップの場合):

$$T_c(\text{MeV}) \simeq 0.57\Delta(\text{MeV}; T = 0) \quad (1)$$

ハイペロン超流動の問題でも, これまでは上記の扱いを採用してきた。しかし, ハイペロン冷却による中性子星の熱的進化をより適切に扱うには $T = 0$ ではなく有限温度 ($T > 0$) でのギャップ方程式を扱い, T 依存を含めたエネルギーギャップ $\Delta(T)$ を求める必要がある。 ν 放出率の超流動による抑制度は $e^{-\Delta/T}$ というファクターに支配され, T は年令と共に変わっていくからである。また, Σ^- のエネルギーギャップは (1 ~) MeV と非常に大きく, $\Delta \sim E_F$ というこれまでの超流動研究では出会わなかった特徴をもっているし (玉垣による報告⁸⁾ 参照), 誕生初期の中性子星 ($T \sim (1 - 10)$ MeV) の熱的進化でも Y 超流動が重要な働きをされると考えられるからである (熱い中性子星での Y 混在問題は西崎による報告⁹⁾ 参照)。

今回の報告の目的は, 「有限温度で Y 超流動を扱い, (1) 式の妥当性のチェック, 及び, T 依存の $\Delta(T)$ の様相を調べること」である。解くべきギャップ方程式は, よく知られた S 状態対相関の場合, 次の方程式系となる:

$$\Delta(q, T) = -\frac{1}{\pi} \int_0^\infty k^2 dk \langle k | V_{YY} | q \rangle \frac{\Delta(k, T)}{E(k, T)} \tanh\left(\frac{E(k, T)}{T}\right) \quad (2)$$

$$E(k, T) \equiv \sqrt{\tilde{\epsilon}(k)^2 + \Delta(k, T)^2} \quad (3)$$

$$\tilde{\epsilon}(k) \equiv \epsilon(k) - \epsilon(k_F) = \hbar^2(k^2 - k_F^2)/2M_Y^* \quad (4)$$

$$k_F \equiv (3\pi^2 y_Y \rho)^{1/3} \quad (5)$$

$$\langle k | V_{YY} | q \rangle \equiv \int_0^\infty r^2 dr j_0(kr) V_{YY}(r; {}^1S_0) j_0(qr) \quad (6)$$

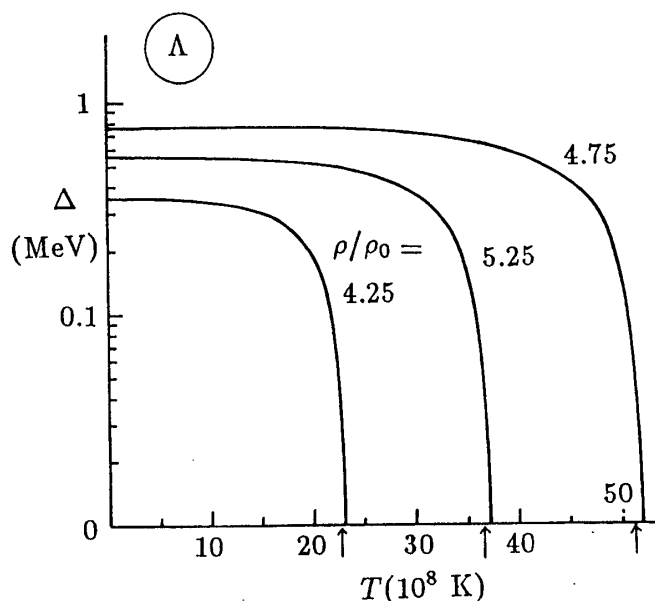


図1: Λ の 1S_0 -gap Δ の中性子星内部温度 T 依存性。対相互作用は船橋-岐阜ポテンシャルのAタイプを、ハイペロンコアモデルはパラメータTNI2uの場合を採用。 ρ は全バリオン密度、 $\rho_0 \equiv 0.17$ nucleons/fm 3 は核密度。図中の矢印は $T_c(\text{MeV}) \simeq 0.57\Delta(\text{MeV}; T=0)$ の近似式による臨界温度の値

ここで、 $\bar{\epsilon}(k)$ はフェルミ面を基準とした1粒子エネルギー、 k_F はハイペロン Y のフェルミ運動量、 y_Y と M_Y^* は各々その混在度と有効質量、そして、 $\langle k | V_{YY} | q \rangle$ は 1S_0 状態対相互作用の行列要素である。(2)式では有限温度でのボゴロン分布に関して $\tanh(E/T)$ という因子が入ってくるが、これは $T=0$ では無かったものである。この因子を通じて解の Δ は T 依存性をもつことになる。なお、先述の(1)式は $\Delta \ll E_F$ として k 積分を単純化して得られる近似式である。

Y としては Λ と Σ^- をとりあげ、ギャップ計算では中性子星コアでの Y 混在計算に基づく y_Y と M_Y^* を用い、また、対相互作用としては船橋-岐阜ポテンシャルのAタイプ¹⁰⁾を用いて得られた計算結果を図1~4に示す。要点を列挙すると次のようになる。

1) 図1では Λ の場合の Δ と T の関係を $\rho/\rho_0 = 4.25, 4.75, 5.25$ の場合について描いたものであり、 $\Delta(T)=0$ から T_c が決められる。(1)式からの $T_c(T_c(10^8\text{k}) \simeq 66\Delta(\text{MeV}))$ を矢印で示したが、この近似式は良くなりたっているといえる。図2は両者を比較したものである。

2) 一方、 Σ^- の場合では、この近似式は良くない(図3)。これは Λ の場合 $\Delta \ll E_F$ であるのに較べて、 Σ^- の場合はギャップが大きく $\Delta \sim E_F$ となることによる。

3) 図1からも知られるように、 T 増大と共にギャップは小さくなり、特に臨界温度近傍では急減する。中性子星の熱的進化では冷却と共に超流動性が発現することになるが、発現近傍の $T \sim T_c$ 状況では Δ として $\Delta(T=0)$ を用いるのは良くないといえる。有限温度の効果がエネルギーギャップにどの程度影響するかを示したのが図4の(a)(Λ の場合)と(b)(Σ^- の場合)である。

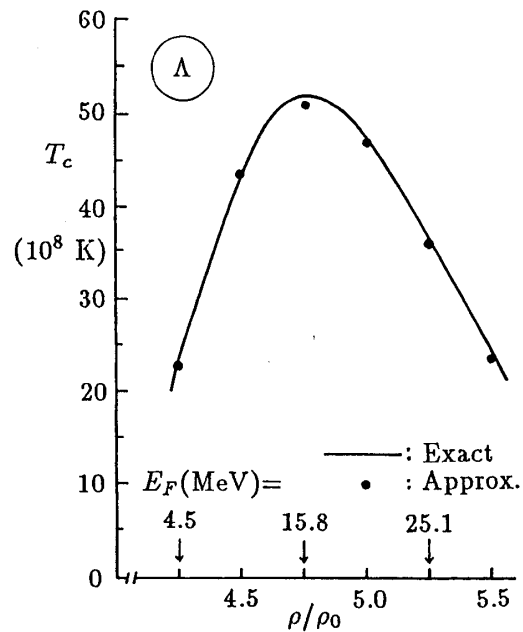


図 2: Λ 超流動の臨界温度 T_c について、近似値 (Approx.; $T_c(10^8 \text{ K}) \simeq 66\Delta(\text{MeV}, T=0)$) と実際の計算値 (Exact) を比較。 E_F は混在 Λ のフェルミエネルギー。他は図 1 と同じ。

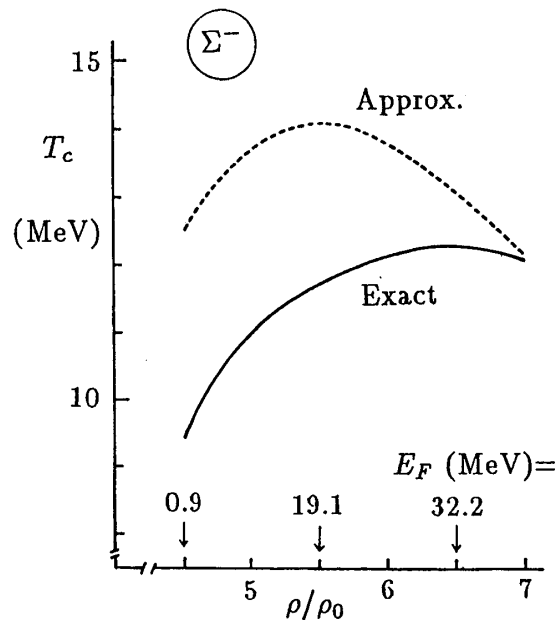


図 3: Σ^- 超流動の臨界温度 T_c について近似値 (Approx.; $T_c(\text{MeV}) \simeq 0.57\Delta(\text{MeV}, T=0)$) と実際の計算値 (EXact) を比較。他は図 2 と同じ。

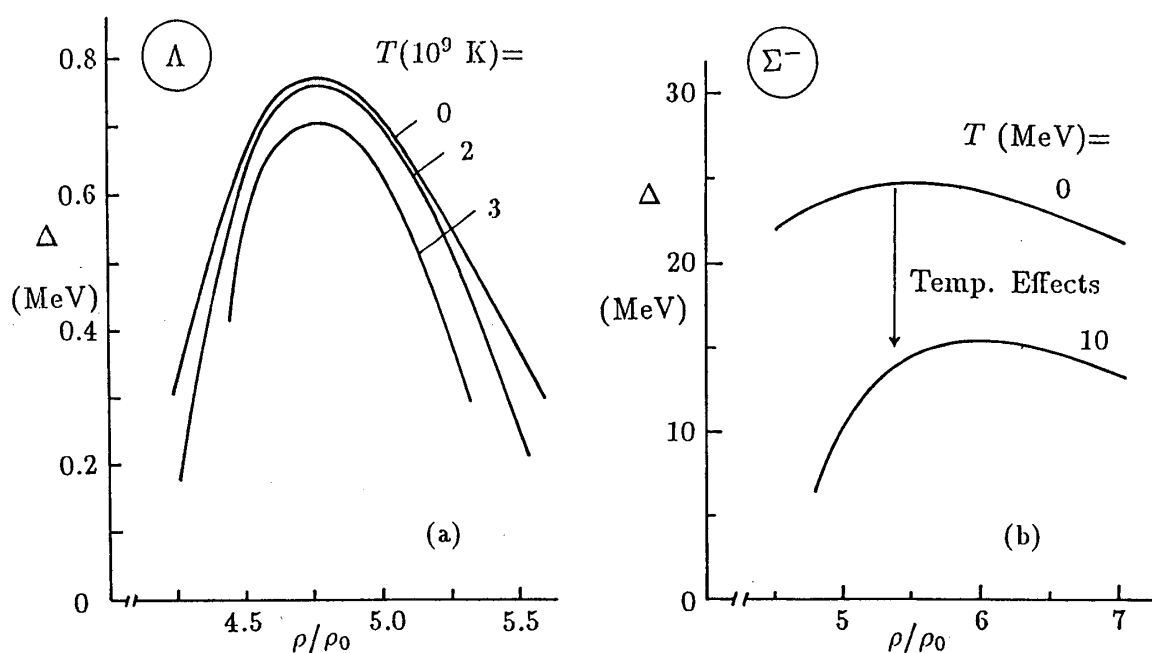


図4: ハイペロン超流動の温度依存性をエネルギーギャップ Δ と中性子星内部温度 T の関係でみたもの(記号, 条件は図1と同じ)。(a)は Λ の場合, (b)は Σ^- の場合。

4. コメント——“NAGARA event”情報

最近, “NAGARA event”¹¹⁾と呼ばれる ${}^6_{\Lambda\Lambda}He$ の2重 Λ 核が1例発見され, その解析の結果から $\Lambda\Lambda$ 対の結合エネルギーは, 従来の(4-5) MeV (${}^{10}_{\Lambda\Lambda}Be, {}^{13}_{\Lambda\Lambda}B$)に較べてずっと小さく, 約1 MeVという情報が得られた。これは $\Lambda\Lambda$ 1S_0 相互作用の引力性がこれまで考えられてきたものよりもずっと弱いことを意味し, Λ 超流動の存在に対してきわめて重大な影響を与える。ここで, この検討結果の1例についてコメントする。 $\Lambda\Lambda$ 相互作用についてのこの新情報をバリオン-バリオン相互作用にとり入れ (SU(3)対称性にOBEに基づく枠組での処法は玉垣の報告⁸⁾参照), Y 超流動の再計算を行った結果が図5である。 Λ 超流動は起こらない ($T_c < 10^7$ Kのため図に記入していない), 一方, Σ^- 超流動は T_c が約半分になるものの充分存在し得る, という結果になっている。 Λ 超流動の消失はハイペロン冷却シナリオに深刻な問題を投げかける。

以上は研究会時点での結果であったが, その後, この冷却シナリオについて更に考察を深め, 打開の道筋があることが分かったのでそれを付言しておく。混在 Λ が常流体であると, Λ の関与する β 崩壊型 ν 放出による速い冷却にブレーキがかからず, 観測結果と整合しない(速すぎる冷却), つまり, Y 冷却シナリオが成立しないということになる。しかし, これは $\rho_t(\Lambda) < \rho_t(\Sigma^-)$ と Λ が Σ^- より先に出現する場合であって, もし逆に $\rho_t(\Sigma^-) < \rho_t(\Lambda)$ と Σ^- が先に出現するならば, Σ^- は超流体であるから, 「速すぎる冷却」の問題は起こらない。つまり, 中心密度 ρ_c が $\rho_t(\Sigma^-) < \rho_c < \rho_t(\Lambda)$ の中性子星では Y 冷却シナリオが成立するということである。

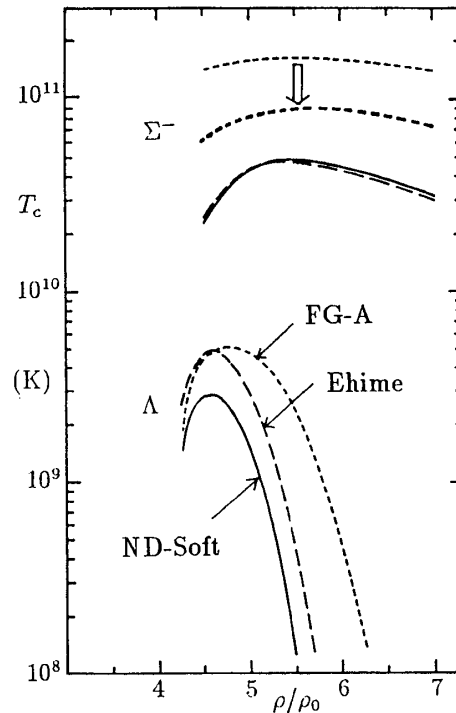


図 5: ハイペロン超流動の臨界温度 T_c と全バリオン密度 ρ の関係 (ハイペロンコアモデルはパラメータ TNI2u の場合, ρ_0 は核密度, 因みに, 中性子星の内部温度は $\sim 10^8$ K)。対相互作用としては 3 つのバリオン-バリオン相互作用モデルを採用: ND-Soft (Nijmegen hard-core D-type のガウス型 soft-core 版), Ehime (愛媛 pot.), FG-A (船橋-岐阜 pot. の A タイプ)。“NAGARA event” からの情報を FG-A に取り入れた場合, Λ 超流動は存在出来ない ($T_c < 10^7$ K), 一方, Σ^- 超流動は OK (図中の太い点線), という結果になる。

5. まとめ

この報告のまとめとして次の点を強調したい:

- 1) 有限温度の超流動問題について
 - [A] $T_c(\text{MeV}) \simeq 0.57\Delta(\text{MeV}; T=0)$ という近似式は $\Delta \ll E_F$ で OK, 一方, $\Delta \gtrsim E_F$ では NO。
 - [B] $T \sim T_c$ という状況では $\Delta(T) \ll \Delta(T=0)$, 従って, 冷却問題の計算では安易に $\Delta(T=0)$ を Y 無依存的に用いるのではなく, T 依存の $\Delta(T)$ を用いることが必要。
- 2) ハイペロン冷却シナリオについて

Σ^-N 相互作用, 及び, 核物質対称エネルギーの性質に依るが, もし Σ^- が Λ より先に混在するならば, たとえ Λ 超流体が存在しなくともハイペロン冷却シナリオは成立し, 観測と整合する“速い冷却機構”の有力な候補となる。

References

- 1) 西崎滋, 山本安夫, 高塚龍之, 素粒子論研究, 第**103**卷6号(2001)F10.
- 2) S. Nishizaki, Y. Yamamoto and T. Takatsuka, Prog. Theor. Phys. **105** (2001) 607.
- 3) Y. Yamamoto, S. Nishizaki and T. Takatsuka, Nucl. Phys. **A691** (2001) 432c.
- 4) T. Takatsuka, S. Nishizaki and Y. Yamamoto, Eur. Phys. J. **A13**, No.1-2 (2002) 213.
- 5) S. Nishizaki, Y. Yamamoto and T. Takatsuka, submitted to Prog. Theor. Phys.
- 6) 高塚龍之, 西崎滋, 山本安夫, 玉垣良三, 素粒子論研究, 第**103**卷6号(2001)F2.
- 7) T. Takatsuka, S. Nishizaki, Y. Yamamoto and R. Tamagaki, Nucl. Phys. **A691** (2001) 254c.
- 8) 玉垣良三, 高塚龍之, 素粒子論研究(本研究会報告).
- 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) I. Arisawa, K. Nakagawa, S. Shinmuran and M. Wada, Prog. Theor. Phys. **104** (2000) 995.
- 11) H. Takahashi et al, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 212502.