

## 超新星物質の状態方程式と誕生時の中性子星

岩手大・人社 高塚 龍之

## 1. 目 的

重力崩壊する超新星コアの中心部に存在する物質（ここでは超新星物質と呼ぶ）はバウンス後、中性子星となる。この崩壊は密度  $\rho > 10^{12} \text{g/cc}$  で起こる  $\nu$  縮退の効果によってほぼ断熱的に進行するため、超新星物質は次の特質をもつ：(イ) 等エントロピー——断熱過程に対応してエントロピー  $S$  は保存する。 $S$  は  $S = (1.0 \sim 1.5)$  と推定されている。(ロ) 高レプトン比—— $\nu$  縮退によって核子あたりのレプトン ( $e^-$  や  $\nu$ ) 混在比  $Y_l (= Y_e + Y_\nu)$  は保存する。 $Y_l$  は  $Y_l = (0.3 \sim 0.4)$  と考えられている。(ハ) 高温高密度——最高密度は原子核密度  $\rho_0 (\doteq 2.8 \times 10^{14} \text{g/cc})$  の数倍に達し、断熱圧縮のため  $\rho > \rho_0$  の高密度域では  $\rho$  増大と共に  $T = (10 \rightarrow 50) \text{ MeV}$  にもなる。

これらの特質は通常の“冷い”中性子星に対応する物質（中性子星物質）—— $S \approx 0$ ,  $Y_l \leq 0.05$ ,  $T \approx 0$ ——と較べてきわだっており“特殊な条件下の核物質”として大変興味深い。

この報告の目的は、高密度 ( $\rho \geq \rho_0$ ) 超新星物質の状態方程式 (EOS) を現実的に導くこと、この EOS に基づき生まれたばかりの熱い中性子星の特徴、冷却→収縮に伴うエネルギー解放とスピンアップを論ずること、である。

## 2. 方法の概略

中心課題は  $n$  と  $p$  から成る高温高密度の核子物質の熱力学諸量をいかに求めるかである。筆者等は現実的な 1 方法として「 $T = 0$  で構成した有効相互作用  $\tilde{V}$  を  $T > 0$  に援用し、有限温度のハートリー・フォック方程式系を解く」という方法を提案し<sup>1)</sup>、その妥当性を示してきた<sup>2)</sup>。ここではこの方法を用い、以下のステップにて超新星物質の EOS を得る。

(A) 与えられた  $\rho$ ,  $T$  に対し非対称核物質の内部エネルギー  $E_N$ , エントロピー  $S_N$ , 自由エネルギー  $F_N$  (いずれも 1 核子あたり), 及び、圧力  $P_N$  を求める。

(A-1) 次のハートリー・フォック方程式系 (Eq.(1)) を中性子物質 ( $x \ll (N-Z)/A = 1$ ), 対称核物質 ( $x = 0$ ) 双方について解き、その解  $\epsilon_\alpha$  (1 粒子エネルギー),  $f_\alpha$  (占有率) から熱力学諸量を導く (Eq.(2)):

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_\alpha &= t_\alpha + \sum_{\beta} f_\beta \langle \alpha \beta | \tilde{V} | \alpha \beta - \beta \alpha \rangle \\ \rho &= \sum_{\alpha} f_\alpha / \Omega, \quad f_\alpha = (1 + e^{(\epsilon_\alpha - \mu)/T})^{-1}, \end{aligned} \right\} (1)$$

$$\left. \begin{aligned} \tilde{E}_N &= \sum_{\alpha} f_\alpha (\epsilon_\alpha + t_\alpha) / 2A \\ \tilde{S}_N &= - \sum_{\alpha} \{ f_\alpha \ln f_\alpha + (1 - f_\alpha) \ln(1 - f_\alpha) \} / A \\ \tilde{F}_N &= \tilde{E}_N - T \tilde{S}_N, \quad \tilde{P}_N = \rho^2 \delta \tilde{F}_N / \delta \rho. \end{aligned} \right\} (2)$$

ここで  $\alpha$ ,  $\beta$  は 1 粒子状態を指定,  $t_\alpha \equiv \langle \alpha | -V^2/2m_N \rangle$ ,  $\mu$  は“化学ポテンシャル” ( $\rho$  依存ハートリー・フォック方に伴う定数項分を差し引いてある),  $\Omega$  は規格化体積,  $A$  は全核子数, である。

(A-2) 陽子混在度  $y_p (= Z/A = (1-x)/2)$  の場合の諸量を内挿により求める:

$$\tilde{E}_N(x) = \tilde{E}_N(x=0) + \{\tilde{E}_N(x=1) - E_N(x=0)\} x^2, \quad (3)$$

etc.

(A-3) 標準的な EOS ( $E_0(T=0) + \text{Thermal Effects}$  という形にとる:

$$E_N(\rho, T; x) = E_0(\rho, T; x) + \{\tilde{E}_N(\rho, T; x) - \tilde{E}_N(\rho, T=0; x)\}, \quad (4)$$

etc. ( $S_N$  は  $S_N(\rho, T; x) = \tilde{S}_N(\rho, T; x)$ ).

このステップは本来不要である。しかしここでは  $\tilde{V}$  として RSC pot. に基づくもの——対称核物質の場合は Sprung-Banerjee の G0-force<sup>3)</sup>, 中性子物質の場合はこの Version<sup>4)</sup>——を用いるため, “柔らか過ぎる EOS” を結果する。従って土台 ( $T=0$  の EOS) のかさ上げをしておく訳だが,  $T=0$  の場合には通常よく用いられる EOS につながることで,  $T>0$  の効果がみやすいという利点もある。  $E_0$  としては UV14+TNI<sup>5)</sup> (Friedman-Pandharipande と本質的には同じ) を採用する。

(B)  $Y_e (= Y_p)$  の割合で混在している相対論的電子ガスについても Eqs. (1)(2) (ただし  $\tilde{V}=0$ ) から諸量を求める。これを核子系の諸量に加え全系の熱力学諸量が得られる:

$$E = E_N + E_e, \quad S = S_N + S_e, \quad P = P_N + P_e. \quad (5)$$

(C)  $(\rho, T)$  に対して求めた EOS を  $S = \text{一定}$  の Path に沿って再構成し, 超新星物質の EOS が得られる<sup>6)</sup>:

$$\begin{aligned} E(\rho, T; x) &\rightarrow E(\rho, S = \text{const.}; x), \\ P(\rho, T; x) &\rightarrow P(\rho, S = \text{const.}; x). \end{aligned} \quad (6)$$

### 3. 数値結果と議論

典型例として  $S=1$ ,  $Y_l = Y_e = 0.3$  の場合をとりあげる ( $Y_l$  は  $\leq 0.06$  と考えられるため  $Y_l = 0$  と簡単化した。また,  $\rho < \rho_0$  の EOS は Lattimer 等の計算<sup>7)</sup> に基づき構成した)。

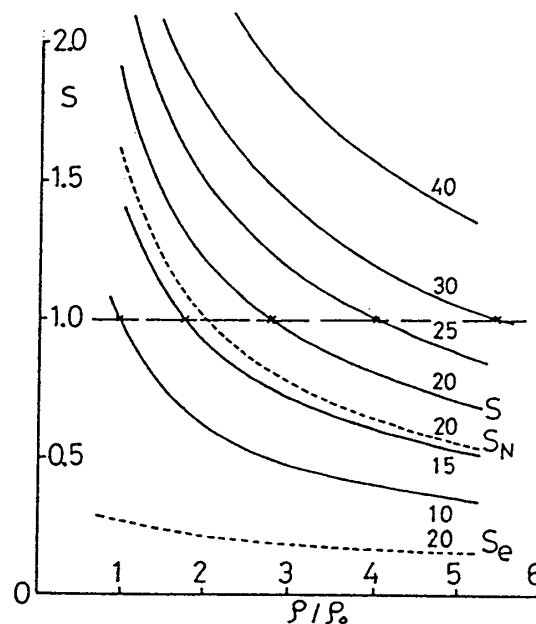


Fig.1 種々の温度  $T$  に対するエントロピー  $S$  と密度  $\rho$  の関係 ( $\rho_0$  は核密度)。  $S=1$  の経路に沿って  $\rho$  と  $T$  との関係を導く。

① まず, Fig.1 に  $S=1$  の Path に沿って再構成する手続きを示す。等温ではなく  $S=1$  の条件から  $T$  は  $\rho$  と共に高くなる:  $T=10 \rightarrow 15 \rightarrow 20 \rightarrow 25 \rightarrow 30 \text{ MeV}$  for  $\rho/\rho_0 = 0.95 \rightarrow 1.73 \rightarrow 2.77 \rightarrow 4.00 \rightarrow 5.43$ 。点線は  $T=20 \text{ MeV}$  の場合について  $S (=S_N + S_e)$  の内訳をみたものである。高いレプトン混在 ( $Y_l = Y_e = 0.3$ ) は温度上昇を押さえる役割をもつことが分る ( $e^-$  の効果を見捨てる  $S=S_N$  とすると  $\rho/\rho_0 \simeq 2.77$  ではなく  $\rho/\rho_0 \simeq 2.0$  で既に  $T=20 \text{ MeV}$  となる)。

② 超新星物質の EOS (HOT) を通常中性子物質 (COLD) の場合と比較したのが Fig.2 である。後者については通常相 (NORMAL) の場合 ( $x=1$  の UV14+TNI CASE) の他, これに  $\pi$  凝縮の効果

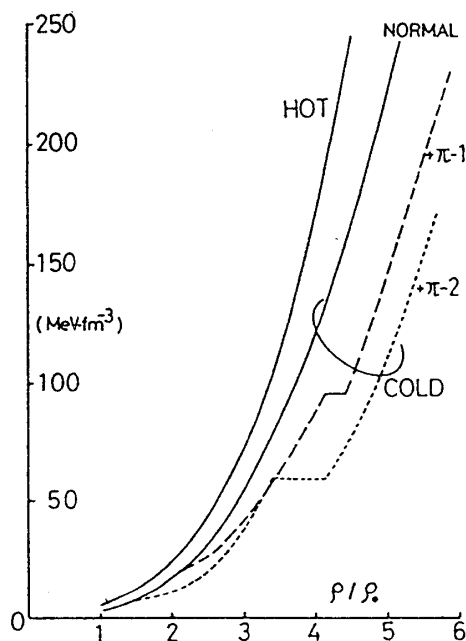


Fig.2 超新星物質 (HOT) の EOS (圧力  $P$  と密度  $\rho$  の関係) と中性子物質 (COLD) の EOS との比較。  $\pi-1$ ,  $\pi-2$  は  $\pi$  凝縮の効果を含めたもの。

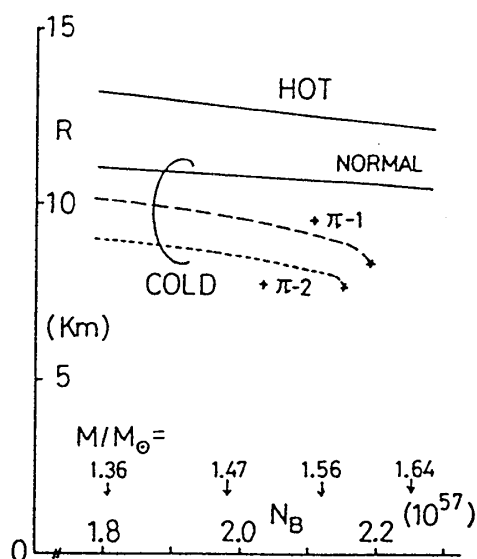


Fig.3 中性子星の半径  $R$ 。誕生時の熱い場合と通常の冷い場合との比較。  $N_B$  は全バリオン数。  $M$  は COLD-NORMAL 星の質量。

果を含めたもの—— $\pi$ -1 (中程度の強さの $\pi$ 凝縮, Ref.8)),  $\pi$ -2 (かなり強い $\pi$ 凝縮, Ref.9) の  $g' = 0.5$  ——も加えてある。超新星物質は高レプトン, 高温の効果によって通常の場合 (NORMAL) よりも stiff な EOS になっている。

③ 生まれたばかりの中性子星は Fig.2 の HOT-EOS を反映して, “太った中性子星” である。Fig.3 には半径  $R$  が HOT, COLD でどう違うかを描いた。質量  $M \simeq (1.35 \sim 1.55) M_{\odot}$  の NORMAL 星の場合,  $R \simeq (11 \sim 10.5) \text{ km}$  であるが, 生まれた当初は  $R \simeq (13 \sim 12.5) \text{ km}$  と太っていたことになる。 $\pi$ 凝縮がある場合, この差異はもっと顕著である。

④ 誕生時 (バウンス後 1 秒程度まで) は高レプトン比, 高温の効果で太っているがその後  $\nu$  拡散によって冷えてゆき, 10~20 秒後にはほぼ COLD 星と同程度になる。この過程は shrink の過程であり重力エネルギーが解放される。図は省略するが HOT  $\rightarrow$  COLD-NORMAL で  $\Delta E \simeq 9 \times 10^{52} \text{ erg}$ , HOT  $\rightarrow$  COLD- $\pi$ -2 だと  $\Delta E \simeq 1.2 \times 10^{53} \text{ erg}$  が解放される。これらの  $\Delta E$  は KAMIOKANDE の SN1987A  $\nu$ -burst 観測結果と関連して興味深い。

⑤  $\nu$  拡散による冷却過程で星は縮むが, 角運動量はほぼ保存すると考えられるから, 回転の速まりがあるはずである。 $I(\text{HOT}) \times \Omega_0 = I(\text{COLD}) \times \Omega$  の関係から, どの程度のスピニアップを起こし得

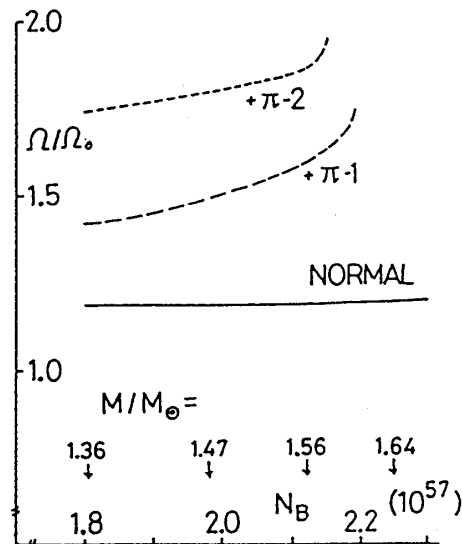


Fig.4 冷却・収縮に伴うスピニアップ。 $\Omega$  ( $\Omega_0$ ) は冷い (熱い) 中性子星の回転角速度。他の記号は Fig.3 と同じ。

るかを算定したのが Fig.4 である。COLD-NORMAL 星の場合,  $M \simeq (1.35 \sim 1.55) M_{\odot}$  に対して  $\Omega/\Omega_0 \simeq 1.2$  であるから, 生まれた当初に較べて冷却により約 20% 速くなったことになる。 $\pi$ 凝縮があると (50~70)% ( $\pi$ -1 の場合), (70~90)% ( $\pi$ -2 の場合) もスピニアップが可能となる。

#### 4. おわりに

超新星物質はレプトンが核子と対等に混った系であること,  $N \sim Z$  の高温・高密度核物質であること, 等, 大変興味深い対象である。また, この物質の性質は誕生時の中性子星の進化 ( $\nu$  拡散による冷却・収縮, エネルギー解放, スピニアップ) と密接に関係している。ここでは  $S = 1$ ,  $Y_l = Y_e = 0.3$  という場合をとり上げた。 $S$  や  $Y_l$  にどう依存するか,  $Y_\nu$  を含めた扱い, これらは今後の課題である。

**References**

- 1) T.Takatsuka, Prog. Theor. Phys. **73** (1985), 1043.  
T.Takatsuka and R.Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **77** (1987), 362.
- 2) T.Takatsuka and J.Hiura, Prog. Theor. Phys. **79** (1988), 268.
- 3) D.W.L.Sprung and P.K.Banerjee, Nucl. Phys. **A168** (1971), 273.
- 4) T.Takatsuka, Prog. Theor. Phys. **72** (1984), 252.
- 5) R.B.Wiringa, V.Fiks and A.Fabrocini, Phys. Rev. **C38** (1988), 1010.
- 6) T.Takatsuka, Prog. Theor. Phys. **82** (1989), 475.
- 7) J.M.Lattimer, C.J.Pethick, D.G.Ravenhall and D.Q.Lamb, Nucl. Phys. **A432** (1985), 646.
- 8) T.Takatsuka, and R.Tamagaki, Nucl. Phys. **A478** (1988), 785C.
- 9) T.Muto and T.Tatsumi, Prog. Theor. Phys. **78** (1987), 1405.