

## 高密度の超新星物質

— 成分比、状態方程式、対称エネルギーへの依存性 —

岩手大・人社 高塚 龍之

重力崩壊する超新星コアに存在する物質（超新星物質）は密度  $\rho_t \sim 10^{11\sim 12} \text{g/cc}$  で起り始める  $\nu$ -trapping の効果<sup>1)~3)</sup> のためにその後の崩壊は断熱的に進行する。その結果、 $\rho \gtrsim \rho_t$  の超新星物質は高温 ( $T \gtrsim 1 \text{MeV} \sim 10^{10} \text{K}$ ) であると共にレプトン比  $Y_l$  が高く、且、一定 ( $Y_l = (0.3 - 0.4)$ )、バリオンあたりのエントロピー  $S$  が一定 ( $S = (1.0 - 1.5)$ )、縮退したニュートリノが構成成分として存在する、といった特質をもっている。これらの性質は通常の中性子星をつくっている中性子星物質 ( $T \lesssim 10^{-2} \text{MeV} \sim 10^8 \text{K}$ ,  $Y_l \lesssim 0.05$ ,  $S \simeq 0$ ,  $no \nu$ ) の性質と較べてきわだっており、極端条件下の物質の新しい存在形態として大変興味深い。

ここでは  $\rho = (1 - 6)\rho_0$  ( $\rho_0 = 0.17 \text{核子}/\text{fm}^3 \simeq 2.8 \times 10^{14} \text{g/cc}$  は標準核密度) といった高密度の超新星物質を対象に、その成分比や状態方程式をできるだけ現実的なアプローチにより調べてみる。 $\rho \gtrsim \rho_0$  という高密度域を対象とする動機は次の (1) ~ (3) にある。

- (1)  $\rho \gtrsim 2\rho_0$  という高密度域では現実的な計算がまだ無い： これまで超新星物質の現実的扱いとしては、 $S = (1.0 - 1.5)$  と低エントロピーであること、及び、 $Y_l = (0.3 - 0.4)$  であることを見出した Bethe 達の計算<sup>4)</sup>、 $Y_l = (0.3 - 0.4)$  であることを再確認した Epstein-Pethick の研究<sup>5)</sup>、存在しうる原子核を調べた Ogasawara-Sato の研究<sup>6)</sup>、そして、これらの集大成とも云うべき Lattimer 達の詳細・抱括的な仕事<sup>7)</sup>、がある。しかしこれらはいずれも  $\rho \lesssim (1 - 2)\rho_0$  の比較的低密度域に限られている。これは  $\rho \sim \rho_0$  あたりでバウンスが生じるものと考えられていたことによると思われる。
- (2) 超新星爆発機構を調べるには高密度の状態方程式 (EOS) が必要： 爆発機構は未だ open problem であり、prompt explosion, delayed explosion の 2 つが提案されている。近年、Baron-Cooperstein-Kahana<sup>8)</sup> は前者の立場からソフトな EOS が望ましい事を見出し、この考えが注目されている。また、Takahara-Sato<sup>9)</sup> は相転移による soft 化の効果を検討している。soft な EOS はエネルギー解放量を大きくするため、prompt であれ delayed であれ、爆発に有利に働く。この場合、 $\rho \lesssim 2\rho_0$  ではなく  $\rho \sim \text{several } \rho_0$  までの EOS が必要になる。
- (3) 生まれたばかりの中性子星の議論には高密度域の EOS が必要： SN1987A の発見もあって誕生時の中性子星が関心を呼んでいる。誕生時の中性子星は通常の中性子星とは異って高温、高レプトン比という特質を備えており、密度・温度プロフィールがどうか、冷却に伴って生じるスピニングアップやエネルギー解放量がどうか、等、興味深い問題を提供する<sup>10)</sup> (§2 で参照)。たとえバウンスが  $\rho \sim 2\rho_0$  あたりで起こったとしても、その後のアクリーシオン過程があるため、誕生時の中性子星の中心密度  $\rho_c$  は

$\rho_c \gg 2\rho_0$  となる場合がある。実際、質量  $M \simeq (1.5 - 1.8)M_\odot$  だと  $\rho_c \simeq (3 - 6)\rho_0$  となっていないなければならない。従って  $\rho \sim \text{several } \rho_0$  までの EOS が関与することになる。

以下、§1 では誕生時の中性子星の問題を概観し、§2 では超新星物質への現実的アプローチとそれに基づく結果を議論する。§3 では最近話題になっている核物質の対象エネルギー  $E_{\text{sym}}$  の大小が超新星物質にどう影響するかについてコメントする。

## 1. 誕生時の中性子星の問題<sup>10) 11)</sup>

生まれたばかりの中性子星を論ずるには高密度域を含む超新星物質の熱力学諸量や EOS が必要である。そのためには高密度域での成分比 ( $n, p, e^-, \nu_e$  の割合) を求めねばならないが、これは、次節で述べるように、なかなか大変な計算である。ここでは大略の様子をまずつかむことを目的に、第1近似として、縮退  $\nu$  を無視し (そのエネルギー寄与は  $e^-$  のエネルギーに含めて考える)  $Y_l = Y_e$  とおき、超新星物質  $\rightarrow Y_p (= Y_e)$  をもつ非対称核物質 +  $Y_e$  をもつ電子ガス、と近似する。この扱いによる結果を以下に紹介しよう。まず、等温でなく等エントロピーであることに留意して密度と温度の関係を求めたのが Fig.1 である。これから、誕生時の中性子星は  $\rho_c \sim (4 - 5)\rho_0$  の場合、中心温度  $T_c$  は  $T_c \sim (25 - 40)\text{MeV}$  にもなっていることがわかる。Fig.2 は  $M \sim 1.5M_\odot$  の中性子星をとりあげ、密度、温度プロフィールを描いたものである。通常の冷い中性子星に較べて、半径は大きく (太っている)、中心密度は小さいことが知られる。このコントラストは冷い中性子星が  $\pi$ 凝縮コア ( $\pi$ -2 は強い  $\pi$ 凝縮の例) を含んでいる場合に更に顕著になる。

生まれたばかりの熱い中性子星はその後 10 ~ 20 sec のタイムスケールで  $\nu$  拡散により冷却されほぼ通常の中性子星になる。この間、冷却  $\rightarrow$  収縮によるスピニアップが期待される。その程度をあたったのが Fig.3 である。誕生後 10 ~ 20 sec で (20 - 25)% のスピニアップが起こること、もし  $\pi$ 凝縮 ( $\pi$ -2) コアを含んだ中性子星に至る場合には (80 - 90)% も自転が速まることが知られる。この誕生時期のスピニアップはサブミリ秒パルサーといった中性子星の最高速回転を論ずる場合、是非考慮されねばならない。冷却  $\rightarrow$  収縮は同時に重力エネルギーの解放を意味する。Fig.4 には誕生時、及び、冷却後の中性子星の結合エネルギーを示してある。 $\nu$  拡散による冷却過程で放出されるエネルギー  $\Delta E_c \sim 1.5 \times 10^{53}\text{erg}$  は中性子星形成過程で放出されるエネルギー  $\Delta E_f \sim 1.8 \times 10^{53}\text{erg}$  に匹敵すること、冷却過程で中心部が  $\pi$ 凝縮相に転移してゆく場合は時間遅れを伴って  $\Delta E_p \sim 5 \times 10^{52}\text{erg}$  のエネルギー放出が付加されること、等が知られる。このエネルギー放出量とその時間的振舞は SN1987A からの  $\nu$ バーストの観測結果と関連して大変興味深いものである。

## 2. 高密度超新星物質への現実的アプローチと計算結果

現実的扱いを行うため次の点に留意する<sup>12)</sup>: (a)  $n, p, e^-, \nu_e, e^+, \bar{\nu}_e$  から成る熱平衡系に対し有限温度のハートリー・フォック方程式系をたて、これを正確に解く。(b) 短距離相関の効果を取り入れるため、 $T = 0$  での G 行列計算 (RSC ポテンシャルを採用) に基づく 2核子有効相互作用  $\tilde{V}$  を導入する。 $\tilde{V}$  は 2核子状態、

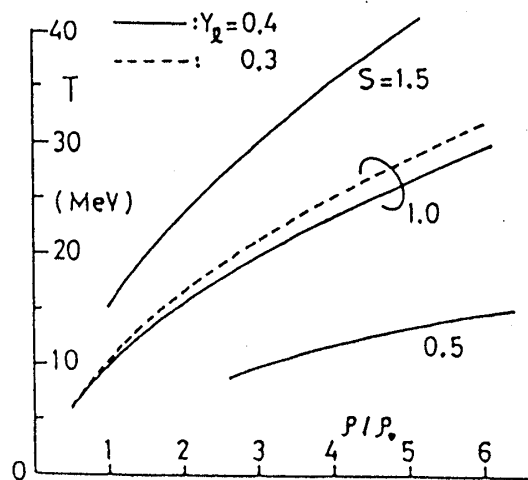


Fig.1. 超新星物質の温度  $T$ -密度  $\rho$  関係。  $Y_l$ 、  $S$  はそれぞれレプトン比、 エントロピー。

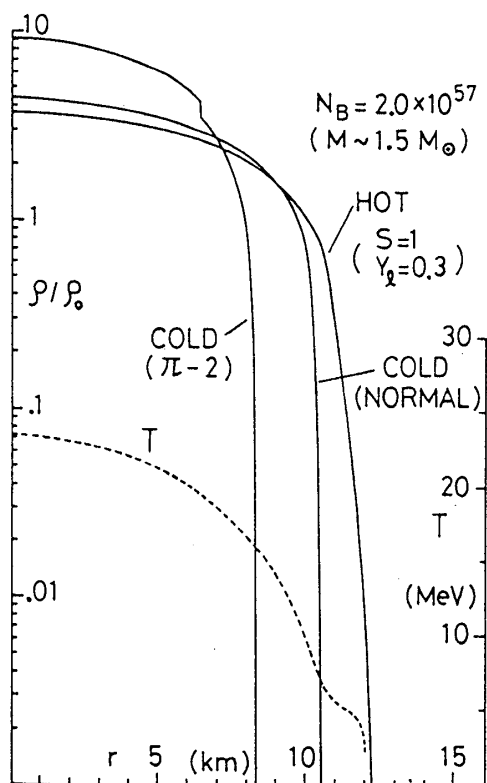


Fig.2. 中性子星の密度  $\rho$ 、 温度  $T$  のプロフィール。 HOT, COLD はそれぞれ誕生時、 通常をあらわす。  
 $\pi$ -2 は強い  $\pi$  凝縮コアを含む場合。

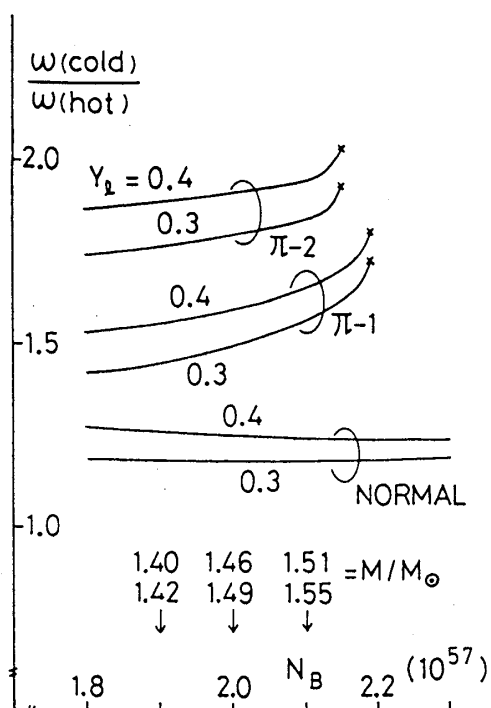


Fig.3.  $\nu$  拡散過程で起る中性子星のスピンアップ。NORMAL,  $\pi$ -1,  $\pi$ -2 はそれぞれ冷却後の中性子星が、 $\pi$ 凝縮コアをもたない、弱い $\pi$ 凝縮をもつ、強い $\pi$ 凝縮をもつ、場合の例。

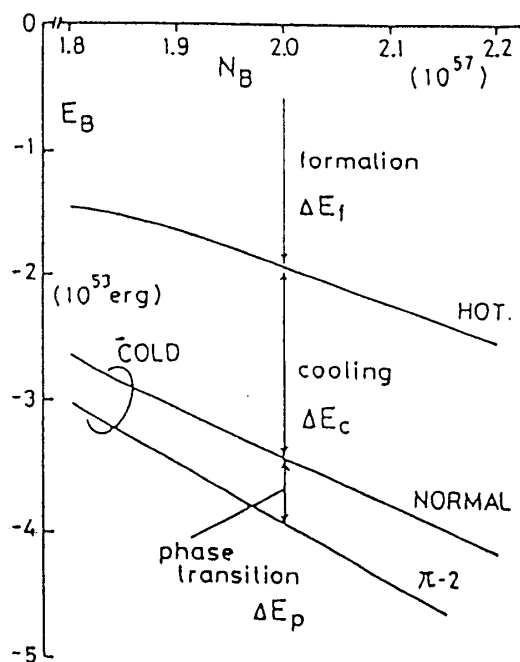


Fig.4. 熱い、及び、冷たい中性子星の結合エネルギー  $E_B$ 。  $\Delta E_f, \Delta E_c, \Delta E_p$  は対応する stage で放出されるエネルギー。  $E_B(\text{HOT})$  は  $Y_1 = 0.4$  の場合。詳細は本文参照。

密度 $\rho$ のみならず陽子混在度 $Y_p$ への依存性も含めて構成しておく。(c) バリオン数、レプトン数、荷電中性の諸条件の他に、 $\nu$ 縮退下の $\beta$ 平衡をとり入れる。

以上のアプローチにより、与えられた $\{T, \rho, Y_i\}$ に対し成分比と共に成分毎の熱力学諸量が得られる。 $S$  = 一定の条件の下で得られる $\rho$ - $T$  関係を用い isothermal case  $\rightarrow$  isentropy case へと結果をやきなおす。以下、 $S = 1.0$  の場合を中心に述べる。

(i) 成分比 (Fig.5)<sup>12)</sup>

通常の中性子星物質と較べて、 $Y_p = Y_e \sim (31 - 32)\%$  ((24 - 25)% for  $Y_l = 0.4$  (0.3)、と陽子成分(従って電子成分)が非常に大きいこと、且、 $\rho$ に殆ど依存しないで一定であること、が注目される。また、縮退している $\nu$ 成分は $Y_\nu \sim Y_e/3$  ( $Y_e/4$ ) for  $Y_l = 0.4$  (0.3)と決して小さくはないことが知られる。因みに反粒子の混在率はきわめて小さく無視してよいことが判った(例えば  $Y_{e^+}/Y_{e^-} < 10^{-6}$ 、 $Y_{\bar{\nu}}/Y_\nu < 10^{-5}$  for  $Y_l = 0.4$ )。

(ii) 内部エネルギー  $E$ の内訳 (Fig.6)

$e^-$ ,  $n$ ,  $\nu$ ,  $p$  の順に寄与が大きいといえる。高密度超新星物質の内部エネルギーへの寄与は核物質部分( $E_n + E_p$ )よりもレプトン部分( $E_e + E_\nu$ )の方が大きく、この物質は通常の核物質と非常に異なっていることがわかる。一方、圧力は $P = (\rho^2 \partial E / \partial \rho)_{S=\text{const.}}$ であるから $E$ - $\rho$  曲線の勾配で大小が決まる。この意味では核物質部分の寄与が主要となる。

(iii) 状態方程式 (EOS) の特徴 (Fig.7)

状態方程式 ( $E$ - $\rho$  関係) は通常の中性子星物質より stiff であることがわかる。核物質部分だけだと超新星物質では陽子成分が多いため  $E_N (= E_n + E_p)$  は中性子星物質より低くなるが (soft)、多量のレプトンの運動エネルギーが加わって、結果として、 $E$ が大きくなるというのが stiff になる理由である。 $S$ が1.0  $\rightarrow$  1.5になると(即ち、 $T$ が高くなると)、 $E$ は増大するが、その増分は大きくはない。つまり、thermal effect は顕著なものではない。従って超新星物質のEOSを stiff にしているのは、温度の効果というよりは、高レプトン比のためであるといえる。

### 3. 対称エネルギーの効果

核物質の対称エネルギー  $E_{\text{sym}}$  は中性子物質 ( $Y_p = 0$ ) と対称核物質とのエネルギー差に対応する ( $E_{\text{sym}}(\rho) \simeq E(\rho; Y_p = 0) - E(\rho; Y_p = 0.5)$ )。実験情報から $\rho = \rho_0$ での値が  $E_{\text{sym}}(\rho_0) \simeq (25 - 35)$  MeV とわかっているが、 $\rho > \rho_0$  でどう振舞うかは用いた核力に強く依存する。 $Y_p$ の大小は  $E_{\text{sym}}$  の大小によるから、高密度域 ( $\rho > \rho_0$ ) での  $Y_p$  は  $E_{\text{sym}}$  の大きさ、 $\rho$  依存性に強く左右されることになる。従って、超新星物質の成分比  $Y_i$  が  $E_{\text{sym}}$  の振舞にどう影響されるかは興味深い。これを調べるため、「標準的な  $E_{\text{sym}}$  の場合」(CASE I; RSC ポテンシャルによる  $\tilde{V}$  から得たもの)、「大きな  $E_{\text{sym}}$  の場合」(CASE II; triplet-odd  $^3\text{O}$  状態の  $\tilde{V}$  に factor 2 を掛けたもの)、の2つの場合を考える。CASE II では  $^3\text{O}$  の斥力が強いが特別なも

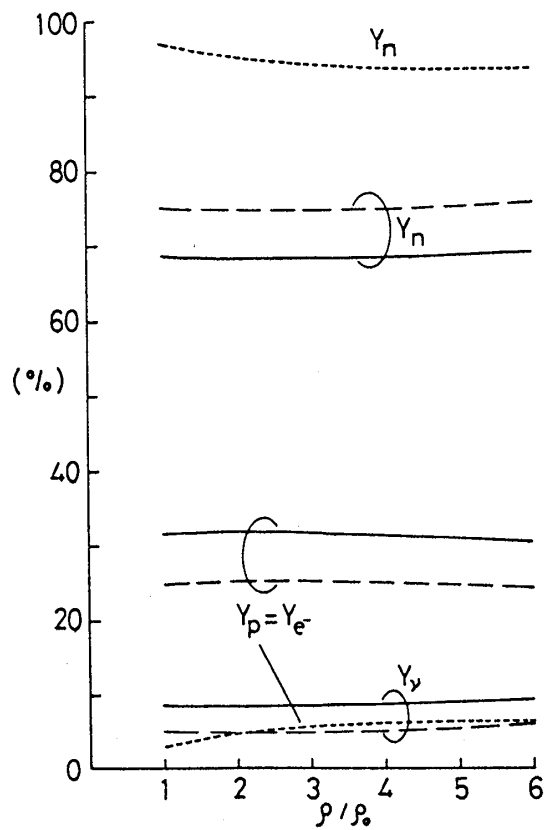


Fig.5. 高密度超新星物質の成分比。実線、破線はそれぞれ  $Y_l = 0.4, 0.3$  の場合 ( $S = 1$ )。点線は中性子星物質の場合。

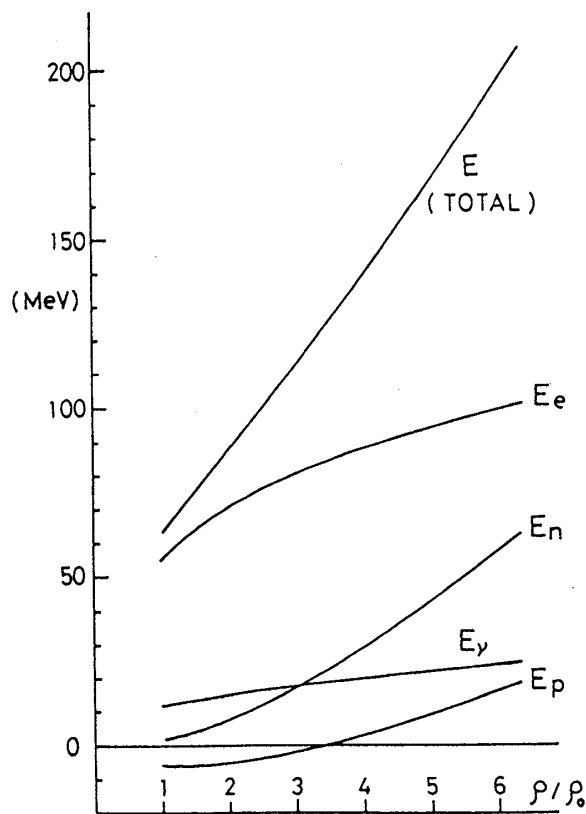


Fig.6. 高密度超新星物質の内部エネルギー  $E$  の内訳。

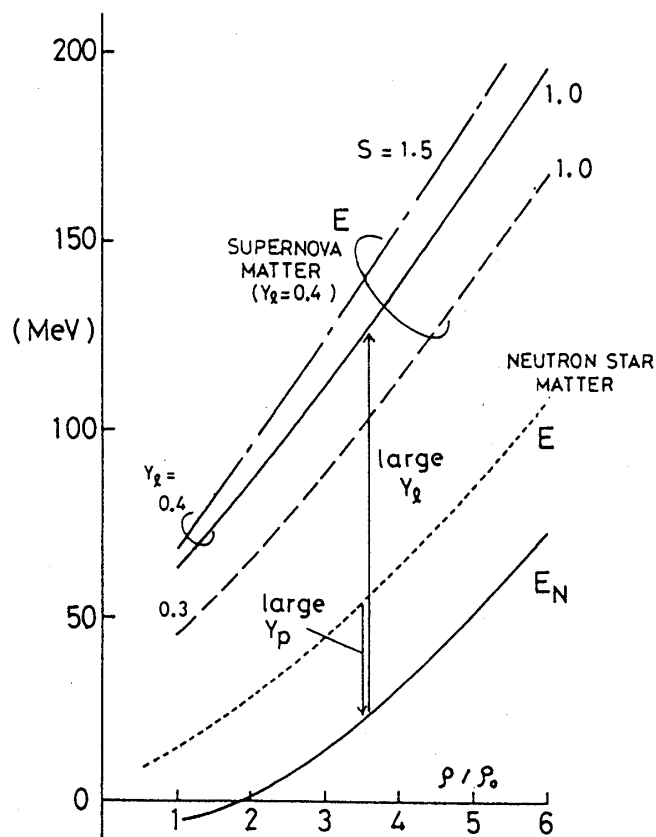


Fig.7. 超新星物質と中性子星物質の状態方程式 ( $E-\rho$  関係) の比較。

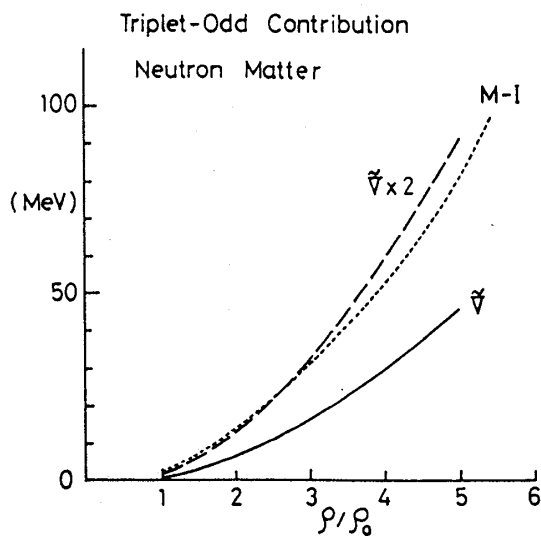


Fig.8.  ${}^3O$  状態核力 ( $\approx$  中心力) の中性子物質におけるエネルギー寄与。  $\tilde{V}$ 、M-I はそれぞれ RSC, Mongan I ポテンシャルから構成された有効核力をあらわす。

のではなく Mongan I ポテンシャル<sup>13)</sup> の<sup>3</sup>O 斥力程度の強さである (Fig.8)。Fig.9 で両 CASE の  $E_{\text{sym}}$  を比較した。双方とも  $\rho = \rho_0$  では実験値を満たしているが、CASE II では  $\rho > \rho_0$  で  $\rho$  と共に急速に増大する  $E_{\text{sym}}$  となっている。これに照応して  $Y_p$  は CASE II の方が大きい、その増加の様相は中性子星物質と超新星物質では大きく異っている。前者では I  $\rightarrow$  II によって、 $Y_p \simeq (5-6)\% \rightarrow (10-15)\%$  ( $\rho = (3-6)\rho_0$ ) と2倍以上にもなるが後者では  $(32-31)\% \rightarrow (32-33)\%$  と殆んど変わらない。従って、 $E_{\text{sym}}$  の大きさは中性子星物質の成分比には大きく影響するが、超新星物質では殆んど影響がない、ということが知られる。

$E_{\text{sym}}$  の効果としてもう1つの面に注目したい。 $E(\rho; \text{中性子物質}) = E(\rho; \text{対称核物質}) + E_{\text{sym}}$  であるから、大きい  $E_{\text{sym}}$  を採用することにより中性子物質の EOS を対称核物質の EOS よりずっと stiff にすることができる。中性子星を構成する中性子星物質 ( $Y_p \lesssim 0.05$ ) は中性子物質に近いこと、一方、超新星物質中の非対称核物質 ( $Y_p = (0.3-0.4)$ ) は対称核物質に近い、ということに着目すれば、大きい  $E_{\text{sym}}$  ( $\rho$  依存性も含めて) を考えることにより、中性子星物質では中性子星の質量観測値 (例えば  $1.44M_\odot$ ) を支えるのに充分 stiff な EOS を、他方、超新星物質では超新星爆発を成功させ得る程度に soft な EOS を、同時に与え得る可能性がある。ところで本稿での超新星物質の ESO (CASE I, II とも) は RSC ポテンシャルに基づいているため BCK<sup>8)</sup> が見出した爆発に都合のよい soft EOS の範囲内にある。従って、問題は中性子星の質量を支え得るような中性子星物質の EOS を与えるかである。Fig.10 に結果を示した。standard  $E_{\text{sym}}$  の CASE I だと  $1.44 M_\odot$  をクリアできないが、large  $E_{\text{sym}}$  の CASE II の場合は  $M_{\text{max}} \simeq 1.56M_\odot$  まで支えられ観測と矛盾しない。即ち、「超新星 EOS ではやわらかく、中性子星 EOS ではかたく」といった相反する要請は“大きな  $E_{\text{sym}}$ ”によって共に満たされる可能性がある」ということを強調しておきたい。

- 1) K. Sato, Prog. Theor. Phys. **53** (1975) 595; **54** (1975) 1325.
- 2) D. Z. Freedman, Phys. Rev. **D9** (1974) 1389.
- 3) T. J. Mazurek, Astrophys. & Space Sci. **35** (1975) 117; Ap. J. Lett. **66** (1976) 287.
- 4) H. A. Bethe, G. E. Brown, J. Applegate and J. M. Lattimer, Nucl. Phys. **A324** (1979) 847.
- 5) R. I. Epstein and C. J. Pethick, Ap. J. **243** (1981) 1003.
- 6) R. Ogasawara and K. Sato, Prog. Theor. Phys. **70** (1983) 1569.
- 7) J. M. Lattimer, C. J. Pethick, D. G. Ravenhall and D. Q. Lamb, Nucl. Phys. **A432** (1985) 646.
- 8) E. Baron, J. Cooperstein and S. Kahana, Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 126.
- 9) M. Takahara and K. Sato, Phys. Lett. **156B** (1985) 17; Prog. Theor. Phys. **80** (1988) 861; Ap. J. **335** (1988) 301.



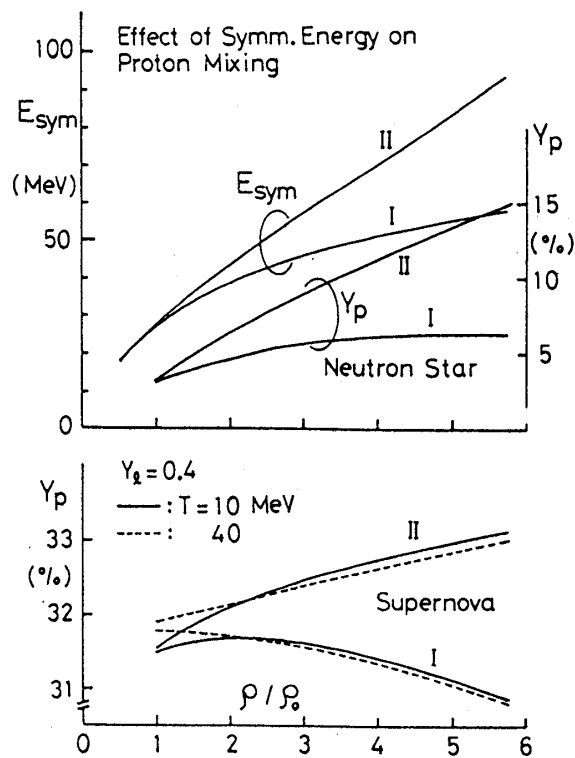


Fig.9. 核物質の対称エネルギー  $E_{\text{sym}}$  の陽子混在度  $Y_p$  への影響。I, II はそれぞれ標準的な  $E_{\text{sym}}$  (RSC に基づく  $\tilde{V}$  を採用)、大きい  $E_{\text{sym}}$  ( $\tilde{V}$  のうち、 ${}^3\text{O}$  状態核力には因子 2 を乗じて用いる) の場合をあらわす。

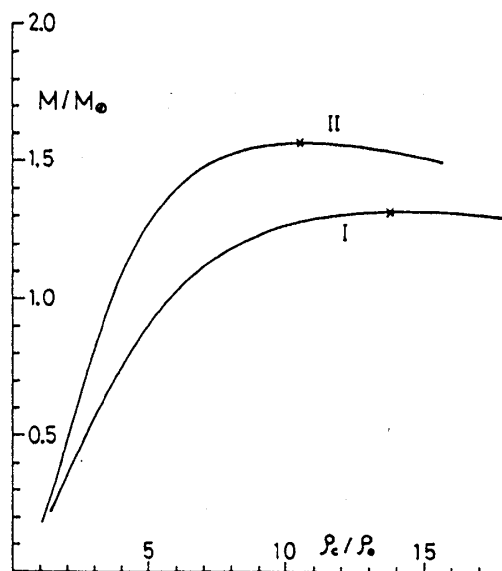


Fig.10.  $E_{\text{sym}}$  の I, II case に対応する中性子星のモデル (質量  $M$ -中心密度  $\rho_c$  関係)。x 印は最大質量点をあらわす。

- 10) T. Takatsuka, Prog. Theor. Phys. **80** (1988) 361; **82** (1989) 475; **85** (1991) 427.
- 11) T. Takatsuka, *Structure and Evolution of Neutron Stars*, ed. D. Pines, R. Tamagaki and S. Tsuruta (Addison-Wesley, California, 1992) pp.257-267; *Unstable Nuclei in Astrophysics*, ed. S. Kubono and T. Kajino (World Scientific, 1991) pp.291-305.
- 12) T. Takatsuka, S. Nishizaki and J. Hiura, Prog. Theor. Phys. **89** (1993) 551.
- 13) T. R. Mongan, Phys. Rev. **178** (1969) 1597.