

## $\pi$ 凝縮中性子星の特徴と超新星SN1987A

岩手大・人社 高塚 龍之

### § 1 問題の所在

KAMIOKANDE-II<sup>1)</sup>はSN1987Aからの11個の $\nu$ を観測した。そのtime profileは、詳細は別として、 $t \simeq (0 \sim 2)$  secに8個(ここではこれを1st  $\nu$ -burstと呼ぶ)、 $t \simeq (9 \sim 12)$  secに3個(2nd  $\nu$ -burst)と局在していて、あたかも $\nu$ -burstが2回生じたかのような特徴をもつ。そこで次の問題が生じる：(イ) 1st から2ndまでの時間遅れ  $\Delta t \sim 10$  secは何を意味するのか<sup>\*)</sup>。(ロ) 1st  $\nu$ -burstは超新星爆発に伴うものとしても、2nd  $\nu$ -burstを引き起こすエネルギー源は何か。この興味深い問題をめぐっていくつかの考え方やモデルが出されているが<sup>4)</sup>ここでは $\pi$ 凝縮中性子星という観点から1つの説明を試みる<sup>5)</sup>

### § 2 $\pi$ 凝縮の型と特徴

中性子物質を対象とした $\pi$ 凝縮の研究から次のことが解かっている。

- (i)  $\pi$ 凝縮の成長と共に状態方程式(EOS)は強く軟化される。
- (ii) 中性 $\pi$ 中間子( $\pi^0$ )凝縮が起ると核子系は交替的層状スピン構造(ALS)で特徴づけられる1次元的な“個体”(ALS固体)になる。この相転移は1st orderと考えられる。
- (iii) 荷電 $\pi$ 中間子( $\pi^\pm$ )凝縮の場合は、核子系が中性子(主成分)と陽子の重ね合わせである準粒子のフェルミガス基底で記述される。この準粒子に対しては、通常は禁止されている $\beta$ -decayが $\pi^\pm$ 場の媒介で可能となり、従って効率の良い $\nu$ 放出による冷却機構(pion-cooling)が系にもたらされる。 $\pi^\pm$ 凝縮への転移は2nd orderで起ると考えられる。
- (iv)  $\pi^0$ と $\pi^\pm$ 凝縮の存在密度域が重なる領域では両相の共存が可能であり( $\pi^0\pi^\pm$ 凝縮)、双方からのエネルギー利得が加算的なため、これが最も有利な $\pi$ 凝縮の型となる。 $\pi^0\pi^\pm$ 凝縮相はALS固体とpion-coolingという特質を併せ持つ。

(v) 現実的な計算によれば、各々の転移密度は $\rho_t(\pi^0) \sim (2 \sim 4)\rho_0$  ( $\rho_0 \equiv 0.17 \text{ fm}^{-3}$ は標準核密度)、 $\rho_t(\pi^\pm) \sim (1.5 \sim 2)\rho_0$ であり、従って $\rho \geq \rho_t(\pi^0) \sim \rho_t(\pi^\pm)$ の密度域は $\pi^0\pi^\pm$ 凝縮相が期待される。

(vi) 有限温度( $T > 0$ )の場合、転移密度は次の傾向をもつ。 $\pi^0$ 凝縮の場合は秩序相だからエントロピーが相対的に小さく、これは同じ $(\rho, T)$ に対して凝縮相の自由エネルギーを押し上げるため、 $\rho_t(\pi^0)$ は $T$ と共に

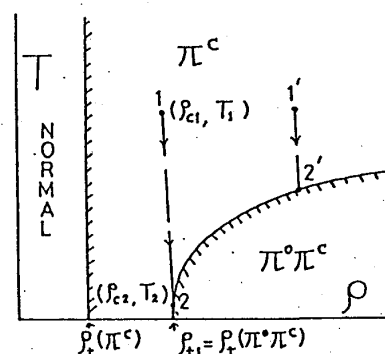


Fig. 1  $\pi$ 凝縮の相図とシナリオ。1：中性子星の誕生，1→2：冷却，2：相転移

\*) IMB<sup>2)</sup>は $\sim 6$ 秒間に8個の $\nu$ を観測したが $\Delta t$ はみられない。しかし、最初3秒までの6個は1st  $\nu$ -burstに対応し、後の2個はノイズあるいは統計的ゆらぎとの解析がなされている<sup>3)</sup>

に上昇する。一方  $\pi^c$  凝縮では核子系がノーマル相と同じくフェルミガス基底で記述されるからエントロピーの差は無く、よく用いられる平均場近似と核子反跳効果を見捨てる近似の枠内では  $\rho_t(\pi^c)$  の  $T$  依存性は無い。定性的に phase-diagram は Fig. 1 のようになる。

### §3 $\pi$ 凝縮中性子星のモデル

$\pi$  凝縮を伴った中性子星物質の EÖS として、標準的な EÖS と考えられている Bethe-Johnson IH (BJ)<sup>6)</sup> に  $\pi$  凝縮からのエネルギー利得  $\Delta E_\pi$  を加えたものを用いる。 $\Delta E_\pi$  としては次の2つの場合を典型例として考えておく。いずれも平均場近似と ALS モデルの枠組で計算されたものである。

CASE-I<sup>5)</sup>:  $\pi$ - $N$   $P$ 波相互作用の結合定数を  $f^2 \rightarrow f_{\text{eff}}^2 = f^2/2$  と採った核子 +  $\pi$  系のハミルトニアンに対して得られたもの。これは弱い  $\pi$  凝縮の例となる。

CASE-II<sup>7)</sup>: カイラル対称  $\sigma$ -model にアイソバー  $A(1232)$  の効果、及び短距離相関の効果として Landau-Migdal parameter  $g' = 0.5$  を導入して求めたもの。これはかなり強い  $\pi$  凝縮の例である。

Fig. 2 に上記 EÖS の圧力  $P$  と  $\rho$  の関係を示した。転移密度は  $\rho_t(\pi^c) \simeq 2.1 (1.5) \rho_0$ ,  $\rho_t(\pi^0\pi^c) = \rho_{t1} \simeq 4.4 (3.5) \rho_0$ ,  $\rho_{t2} \simeq 4.6 (4.2) \rho_0$  for CASE-I (CASE-II) となる ( $\rho_{t1}, \rho_{t2}$  は1次相転移に対応して二重接線法で求めたもの)。図から  $\pi$  凝縮による EÖS の軟化の程度が知られる。Fig. 3 は中性子

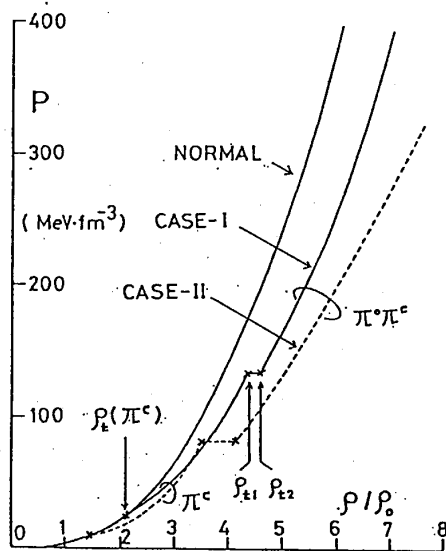


Fig. 2  $\pi$  凝縮中性子物質の状態方程式。CASE-I: 弱い  $\pi$  凝縮, CASE-II: 強い  $\pi$  凝縮。

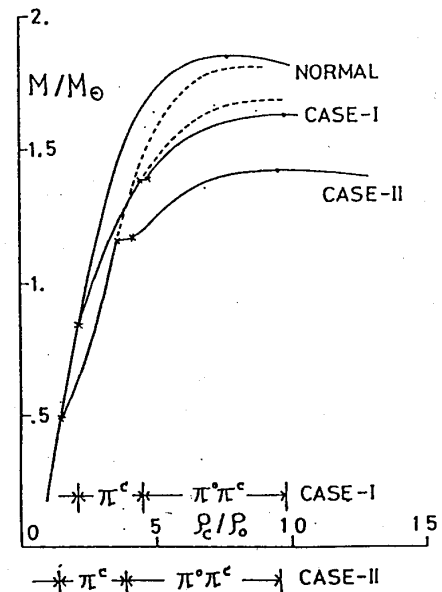


Fig. 3  $\pi$  凝縮中性子星の質量  $M$  と中心密度  $\rho_c$  の関係。

星 (NS) の中心密度  $\rho_c$  と質量  $M$  の関係である。EÖS の軟化により NS の限界質量  $M_{\text{max}}$  が  $\text{BJ} \rightarrow \text{CASE-I} \rightarrow \text{CASE-II}$  に従って  $M_{\text{max}}/M_\odot = 1.85 \rightarrow 1.65 \rightarrow 1.42$  と小さくなる。 $M_{\text{max}} \geq 1.4 M_\odot$  が観測面から知られているから、CASE-II はぎりぎりのところである (これ以上強い  $\pi$  凝縮だと観測に矛盾する)。後の議論に関して次の点に注目しておく: CASE-I (CASE-II) の場合,  $M \geq 1.4 (1.2) M_\odot$  の NS は  $\rho_c \geq \rho_t(\pi^0\pi^c)$  だから中心部に  $\pi^0\pi^c$  凝縮相をもつことができる。従ってこのような NS は生れた当初は高温のため未だ  $\pi^0\pi^c$  凝縮相を発現させていなくとも、冷却によっていつかは  $\rho_c(T) = \rho_t(T; \pi^0\pi^c)$  を達成し、

相転移によるエネルギー解放を行うことが考えられる (Fig. 1 参照)。

#### § 4 2nd $\nu$ -burst のシナリオ

Fig. 1の相図に基づいて次のシナリオが考えられる<sup>5)</sup>:

(イ) 熱い NS が図中の 1 (温度  $T_1$ , 中心密度  $\rho_{c1} \geq \rho_t(\pi^0\pi^c)$ ) で誕生したとする。通常の超新星爆発の理論に従って 1st  $\nu$ -burst はこれに伴うものとする。

(ロ) この NS は  $\pi^c$  凝縮相を十分に含んでいるから pion-cooling で急速に冷え, 2 ( $T_2, \rho_{c2} (> \rho_{c1}) = \rho_t(\pi^0\pi^c)$ ) に到達しここで  $\pi^0\pi^c$  凝縮への 1 次相転移を起す。これに伴うエネルギー解放が 2nd  $\nu$ -burst として観測される。

(ハ) 従って  $\Delta t \sim 10$  sec は  $T_1 \rightarrow T_2$  までに要する冷却時間である。

以上が要点である。  $T_2$  はどの程度の値になるか。次の冷却方程式で推定してみる。

$$\Delta t = - \int_{T_1}^{T_2} dU / L_\pi. \quad (1)$$

ここで  $U$  は NS の内部エネルギー  $N$  を全核子数,  $\bar{c}$  を平均の比熱として

$$dU = N \bar{c} dT \quad (2)$$

の関係にある。  $L_\pi$  は pion-cooling による luminosity で  $\bar{\rho}$  を平均密度として

$$L_\pi \sim \eta (M/M_\odot) (\rho_0/\bar{\rho}) T^6 \times 10^{57} \quad \text{MeV} \cdot \text{s}^{-1} \quad (3)$$

とあらわされる。  $\eta$  は導出法に依存して  $\eta \sim (1^8 \sim 0.1^9)$  の値をもつ。 CASE-I で  $M \sim 1.4 M_\odot$  の場合だと  $\bar{c} \sim 0.02 T$  (低温近似を採用),  $N \sim 2 \times 10^{57}$ ,  $\bar{\rho} \sim 3 \rho_0$  であり,

$$\Delta t \sim 0.03 \eta^{-1} T_2^{-4} (1 - (T_2/T_1)^4) \quad \text{s} \quad (4)$$

となる。この結果は CASE-II の場合でも同様であり, また,  $M$  依存性も結果に殆んど影響しない。観測値  $\Delta t \sim 10$  sec とつじつまが合うためには,  $T_2$  が  $T_1 (> 5 \text{ MeV})$  にかかわらず

$$T_2 \sim \eta^{-1/4} \times 0.2 \text{ MeV} \simeq (0.2 \sim 0.4) \text{ MeV} \quad (5)$$

であればよいことになる。  $\rho \geq \rho_0$  の中性子物質に対してはこの  $T_2$  はきわめて低温で  $T_2 = 0$  とみなしてよい。従って  $\rho_c(T=0) = \rho_t(T=0; \pi^0\pi^c)$  と § 3 の結果から, この NS は  $M \sim 1.4 (1.2) M_\odot$  for CASE-I (CASE-II) となる。即ち, 以上のシナリオに立てば  $\Delta t$  が簡明に説明されると共に SN1987A に誕生した NS の質量も ( $\bar{E}OS$  の不定性の範囲内で) 推定できる。

#### § 5 問題点

しかし, より現実的に考えてゆくと次の問題点がある:

(A) Opacity を考慮するとそんなに速く冷えることになるのか。

(B) 相転移で解放されるエネルギーは観測と整合し得るか。

< A について >

$\pi^c$ 凝縮があると準粒子  $\eta$  の  $\beta$ -decay  $\eta \rightarrow \eta' + e^- + \bar{\nu}_e$  ( $e^- + \eta \rightarrow \eta' + \nu_e$ ) が効率よく起るが、同時にその逆過程  $\nu_e + \eta \rightarrow \eta' + e^-$  ( $\bar{\nu}_e + \eta \rightarrow e^+ + \eta'$ ) による吸収も強まる。これは  $\pi$ 凝縮 NS の opacity を増し、 $\nu$ 放出による冷却を押さえる。平均自由行程  $\lambda$  が問題であるが、例えば  $T \sim (5 \sim 10) \text{ MeV}$  で  $\lambda \sim (10^2 \sim 10^1) \text{ m}$  という計算がなされている。<sup>10)</sup> NS の半径  $R \sim 10 \text{ km}$  に

対して  $\lambda \ll R$  だから高温 ( $T \geq 5 \text{ MeV}$ ) では pion-cooling が効かないという議論になる。しかしこれは早計である。上記吸収が有効なのは  $\pi^c$ 凝縮相の存在する領域に限られる。従って Fig. 4 のように  $\pi^c$ 凝縮相の表面近傍  $\Delta R \leq \lambda$  の shell 内で放出された  $\nu$  は pion-cooling に有効である。この領域の体積  $4\pi R_\pi^2 \Delta R$  を  $L_\pi$  に効く有効体積として考慮すれば

$$L_\pi^{\text{eff}} = (4\pi R_\pi^2 \Delta R / \frac{4}{3}\pi R_\pi^3) L_\pi = \frac{3\Delta R}{R_\pi} L_\pi \equiv x L_\pi \quad (6)$$

が effective luminosity の目安とみなされる。  $L_\pi^{\text{eff}}$  に対して  $\Delta t \sim 10 \text{ sec}$  後の温度  $T_2$  を Table 1 に示した。 Eqs. (1)~(3) で  $T_2$  は  $x$  の 1/4 乗に依存するため、  $\lambda \geq 1 \text{ m}$  である限り  $T_2 \leq 3 \text{ MeV}$  となり前節の議論はほぼ成立する。定量的には  $\pi$ 凝縮下での  $\nu$  の放出、散乱、吸収をとり入れた  $\nu$  拡散の計算をしなければならない。

Table 1

$\lambda$ (km)	$T_2$ (MeV)	( $T_1$ (MeV))
1	$\sim 0.5$	( $> 5$ )
$10^{-1}$	$\sim 0.9$	( $> 5$ )
$10^{-3}$	$\sim 3$	( $> 10$ )
$10^{-4}$	$\sim 5$	( $> 10$ )

以上は NS の crust での効果を考えない場合であるが、ここでの  $\nu$  と原子核とのコヒーレントな散乱を考慮すると  $L_\pi^{\text{eff}}$  は一層小さくなり  $T_2 \geq (5 \sim 10) \text{ MeV}$  となる可能性がある。この場合は § 4 とは異なって有限温度での相転移を扱うことになる。強調したい点は、上記のような高温の  $T_2$  が結果してもここでのシナリオにとっては本質的な問題ではないという事である。  $L_\pi$  の減少により

$\Delta t \sim 10 \text{ sec}$  内に冷える程度が小さくなるだけで、 2nd  $\nu$ -burst の説明としては、例えば、 Fig. 1 で  $1' \rightarrow 2'$  の過程を考えればよい。

< B について >

$\pi$ 凝縮相転移に伴うエネルギー解放の問題は Migdal 等<sup>11)</sup> の指摘以来、いくつかの検討がなされてきた。<sup>12)</sup> 相転移の駆動原因としてはこれまで collapse や mass accretion による  $\rho_c$  の増大が考えられてきたが、ここでは新たに「熱い NS の冷却による相転移」を問題にしている。解放されるエネルギー  $\Delta Q$  の導出法については必ずしも明確ではない。ここでは次のように考える<sup>5)</sup> NS は重力で支えられた系であるから、その中心で 1 次相転移が起るとわずかではあるが NS が縮み重力エネルギー、潜熱等が解放される。相転移の前後で保存されるのは全核子数 (バリオン数)  $N$  であるから、  $N = \text{一定}$  の下に相転移前後の NS の結合エネルギーを比較すればよい:

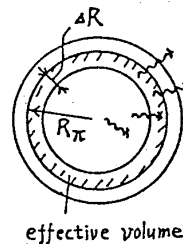


Fig. 4  $\nu$  の吸収を考慮したときの pion-cooling の有効領域。

$$\Delta Q = \Delta M = M(N; \pi^c) - M(N; \pi^0 \pi^c). \quad (7)$$

Fig. 5で $\rho_c = \rho_{t1}$ のNSは点B→Cへと転移するが、一般的にはBではなくB'という metastable 状態からB'→Cへの転移を行うと考えられる。C点でのNSの重力質量 $M(N_1, \pi^0 \pi^c)$ とこれと同じ $N$ をもつB'点でのNSの $M(N_1, \pi^c)$ を較べる訳である。CASE-Iの場合、結果は $\Delta Q \sim (5 \sim 2) \times 10^{-4} M_{\odot} \simeq (9 \sim 3.6) \times 10^{50} \text{erg}$ となる。 $\Delta Q$ は $M$ に対して $10^{-4}$ のオーダーの量だから計算精度に左右されて微妙である。Ref. 5)の段階では $\Delta Q \sim 5 \times 10^{-3} M_{\odot}$ と算出したが、より詳細な計算の結果、

上記の値に reviseされた。CASE-IIの場合も(充分つめたものではないが) $10^{-4} M_{\odot}$ のオーダーである。

一方、観測から引き出される2nd  $\nu$ -burstのエネルギー $\Delta E$ はどうか。鈴木・佐藤<sup>3)</sup>は $7.1 (+76, -6.2) \times 10^{52} \text{erg}$ あるいは $4.8 (+37, -4.3) \times 10^{52} \text{erg}$ と報告している。不定性は大きい但至少とも $5 \times 10^{51} \text{erg}$ ,そして単純に6種の $\nu$ を考慮すると $\Delta E \geq 3 \times 10^{52} \text{erg}$ が要求される。上記 $\Delta Q$ は1~2ケタ小さく観測結果と整合しない。

## §6 打開の方向

$\Delta E$ は未だよく決ったものではないが一応これを受入れると $\Delta Q \leq \Delta E \times 10^{-1}$ となってしまう。これを打開する道筋として次の version が考えられる。

生まれたばかりの熱いNSの $\rho_c$ は $\rho_t (\pi^0 \pi^c)$ を十分に越えているが、高温のため未だ相転移に至っていない。 $\Delta t \sim 10 \text{sec}$ 後には冷却によって相転移が始まり $\rho_t (\pi^0 \pi^c)$ から $\rho_c$ までの大きなcore部分が $\sim 3 \text{sec}$ (2nd burstの時間中)内に次々と $\pi^0 \pi^c$ 凝縮相に転移しエネルギーを解放する。

Fig. 6にその考え方を示した。相図の破線は凝縮相の熱的不安定性を考慮した例である。これまで $\pi$ 凝縮相転移に伴うエネルギー解放の問題では、Fig. 6の左側のようにNSの $\rho_c$ が $\rho_{t1}$ に達し $\rho_{t1} \rightarrow \rho_{t2}$ と小さいcoreが相転移にあづかる場合がとりあげられてきた<sup>11)12)</sup>一方、上記の描像(Fig. 6の右側)だと $\rho_{t1} \sim \rho_c$ の大きなcore部分が関係するためより大きいエネルギー解放が可能である。これは熱いNSの冷却という観点から初めて可能になった描像である。 $\Delta Q$ の導出には有限温度のEÖSが必要であるが、どの程度の $\Delta Q$ が可能かをみるために $T=0$ のCASE-IIであたってみる。結果がFig. 7であるが $\pi^c \rightarrow \pi^0 \pi^c$ への転移によって $\Delta Q \sim 1.5 \times 10^{52} \text{erg}$ と§5の場合より1ケタ大きい値が得られる。 $T \sim (10 \sim 20) \text{MeV}$ のEÖSでは更に熱エネルギー解放の部分が加わるから $\Delta E \geq 3 \times 10^{52} \text{erg}$ を説明出来そうである。即ち、ここで述べた考え方によれば問題点(B)が解消される可能性のあることを強調しておきたい。一方、もし $\Delta E > 10^{53} \text{erg}$ となると $\pi$ 凝縮NSという観点からの説明は難しくなる。

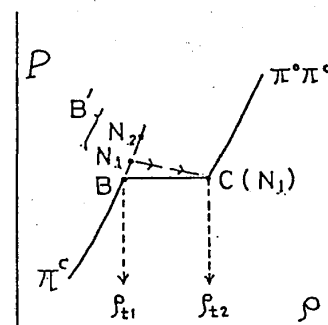


Fig. 5 相転移で解放されるエネルギーの導出法を示す模式図。

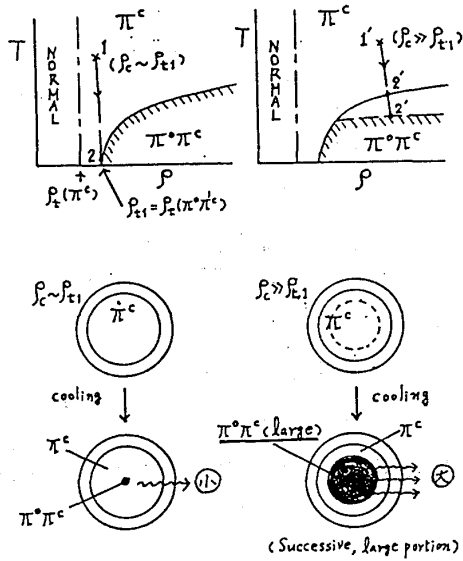


Fig. 6 冷却→相転移の道筋。右側の場合が大きなエネルギー解放を伴うことになる。

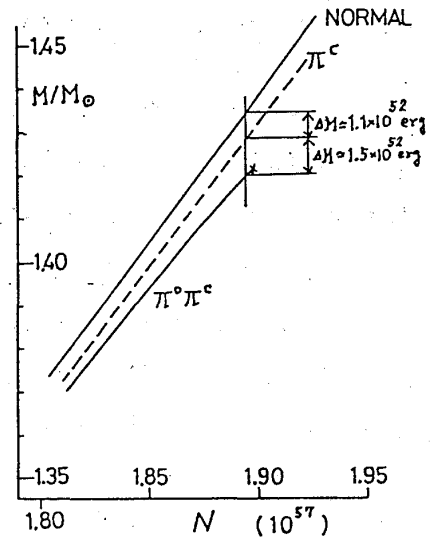


Fig. 7 Fig. 6 右図の場合に解放されるエネルギーの導出 ( $T=0$  で近似し CASE-II の状態方程式を用いた)。

§7 おわりに

$\pi$ 凝縮 NS という観点から SN1987A からの  $\nu$ -burst の特徴,  $\Delta t$  と  $\Delta E$  を consistent に説明できる可能性があることを議論してきた。他方, ここで述べたような “exotic” なシナリオ等を考えなくても標準的なシナリオでよいとの論調も強い。 $\Delta t \sim 10$ sec は重視しなくてよいという立場や,  $\nu$  の縮退→拡散の時間が  $\sim 10$ sec のオーダーになるという立場もある。後者の場合  $\Delta E$  は説明できるであろうか。これを次の方法であたってみる。即ち, 前節で述べた  $\Delta Q$  算出のやり方を  $\pi$ 凝縮を考えないノーマルな NS に対して適要する。 $T > 0$  の EoS としては Friedman-Pandharipande<sup>13)</sup> のものを  $\rho \geq \rho_0$  に対して用い  $\rho < \rho_0$  では  $T > 0$  の効果を省くという近似を行った。結果は Fig. 8 であるが,  $\Delta t$  後の  $\nu$  放出によって  $T_1 \rightarrow T_2$  に冷却したとすると,  $\Delta Q \sim 1 \times 10^{52} (3.6 \times 10^{51})$  erg for  $T_1 = 20 (10)$  MeV  $\rightarrow T_2 = 10 (0)$  MeV となる。 $\Delta E \geq 3 \times 10^{52}$  erg には足りなく, せいぜい半分である。やはり,  $\Delta t \sim 10$ sec 後に何らかのエネルギー源を付加する機構が必要なことを物語っている。 $\pi$ 凝縮への相転移はこの点で有力な候補であろう。

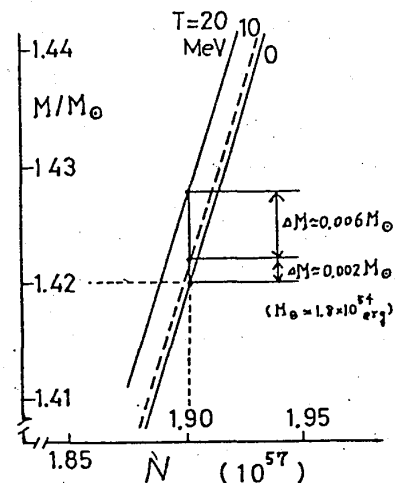


Fig. 8 ノーマルな熱い中性子星が冷却によって解放したエネルギーの導出 (Ref. 13) の状態方程式を用いた)。

## References

- 1) K. Hirata et al. Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 1490.
- 2) R. M. Bionta et al. Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 1494.
- 3) H. Suzuki and K. Sato, Publ. Astron. Soc. Japan **39** (1987) 521.
- 4) K. Sato and H. Suzuki, Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 2722.  
T. Hatsuda, Modern Phys. Lett. **A2** (1987) 805.  
T. Nakamura and M. Fukugita, Preprint RIFP-697.
- 5) T. Takatsuka, Prog. Theor. Phys. **78** (1987) 516.
- 6) H. A. Bethe and M. Johnson, Nucl. Phys. **A230** (1974) 1.
- 7) T. Muto and T. Tatsumi, Preprint KUNS 871.
- 8) O. Maxwell et al., Astrophys. J **216** (1977) 77.
- 9) T. Muto and T. Tatsumi, Preprint KUNS 888.
- 10) T. Tatsumi, Preprint KUNS 872.
- 11) A. B. Migdal, A. J. Chernoutsan and I. N. Mishutin, Phys. Lett. **83B** (1979) 158.
- 12) P. Haensel and M. Prószyński, Astrophys. J **258** (1982) 306.  
P. Haensel and R. Schaeffer, Nucl. Phys. **A381** (1982) 519.  
B. Kämpfer, Astrophys. Space Sci. **93** (1983) 185 ; Phys. Lett. **153B** (1985) 121.  
M. Takahara and K. Sato, Phys. Lett. **156B** (1985) 17.
- 13) B. Friedman and V. R. Pandharipande, Nucl. Phys. **A361** (1981) 502.

**PHASE TRANSITIONS OF HIGH DENSITY MATTER  
AND  
NEUTRINO EMISSIONS FROM SN1987A**

Mariko TAKAHARA<sup>a</sup> and Katsuhiko SATO<sup>b</sup>

<sup>a</sup>Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, Tokyo, Japan

<sup>b</sup>Department of Physics, University of Tokyo, Tokyo, Japan

The neutrino burst from SN1987A were detected by KAMIOKANDE and also IMB in February 1987. The neutrino events detected by KAMIOKANDE can be understood by the standard scenario of supernova explosions in the outline but in detailed points they reveals a mysterious features: