

前兆ニュートリノによる超新星爆発の親星の判別可能性

加藤 ちなみ (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

Abstract

初期質量が太陽の約 8 倍以上の大質量星は、一生の最期に超新星爆発を起こす。しかし、その進化については、爆発機構を含め未だに多くの未解明な点が残されている。爆発前の親星の構造もその一つで恒星進化理論によると、親星の種類は大きくわけて”鉄核型”と”ONe 核型”の 2 種類があると考えられている。本研究では、爆発前の親星からの「前兆ニュートリノ」に注目し、そのスペクトル及びエネルギーシフトからニュートリノ観測装置でのイベント数を見積もり、この 2 種類の親星が観測によって区別できるかどうかを調べることを目的とする。

1 Introduction

初期質量が太陽の約 8 倍以上の大質量星は、一生の最期に超新星爆発を起こす。しかし、その進化については、爆発機構を含め未だに多くの未解明な点が残されている。爆発前の親星の構造もその一つで恒星進化理論によると、親星の種類は大きくわけて”鉄核型”と”ONe 核型”の 2 種類があると考えられている。(図 1)

爆発した超新星の親星の構造を特定するためには親星の内部を直接観測する必要があるが、電磁波では散乱や吸収を受けてしまうので、直接観測することができない。そこで中心部の情報を担いかつ、観測可能なものとして期待されるのが、物質との反応断面積がはるかに小さいニュートリノである。

超新星ニュートリノといえば、小柴らがカミオカンデ検出器を用いて、1987 年に大マゼラン星雲で起こった超新星 SN1987A からのニュートリノを検出し、ノーベル賞を受賞したことが想起されるが、このときのニュートリノは超新星爆発に続く原始中性子星冷却時に放出されたもので、ここで述べているものとは異なる。実際、ニュートリノ放出自体は超新星が起こるずっと前の段階から始まっている。この段階のニュートリノを”前兆ニュートリノ”と呼ぶ。前兆ニュートリノは、親星の深部の情報を直接我々に届け、上述の 2 種類の親星の判別を可能にするだけでなく、続いて起こる超新星爆発へのアラートにもなりうる。1987 年の時点では、主として低エネルギー (数 MeV) で放出される前兆ニュートリノの観

測はバックグラウンドと区別するのが難しかったが、格段に観測技術が発展した現在のスーパーカミオカンデ KamLAND などの観測装置なら、近傍 (~kpc) からの前兆ニュートリノを検出できる可能性がある。現在も新学術領域研究「宇宙の歴史をひもとく地下素粒子原子核研究」等の支援のもとで低バックグラウンド技術の開発が進んでおり、近い将来に起こるであろう近傍超新星爆発の観測に向けた準備は整いつつある。

以上の研究背景を踏まえ、爆発前の親星タイプ”鉄核型”と”ONe 核型”が”前兆ニュートリノ”の観測から判別可能であるかを検証する。

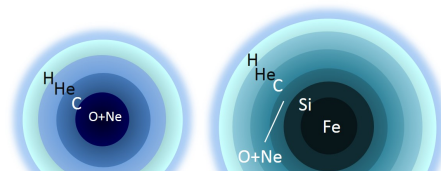


図 1: 超新星爆発の親星 (左: ONe 核、右: Fe 核)

2 Methods

2.1 親星モデル

本研究では、ONe 核として $10.8M_{\odot}$ 、鉄核として $12, 15M_{\odot}$ の親星モデルの進化計算の結果を共同研究者である高橋氏、梅田氏、吉田氏より提供して頂いた。[Takahashi et al. (2013)] 各親星モデルの中心

部の密度-温度の進化経路は、図 2 に示されている。鉄核と ONe 核では進化後半で大きく異なる経路をたどっているのがわかる。本研究では、この進化後半に注目する。

2.2 ニュートリノ生成過程

星内部において、ニュートリノ放射過程の中で重要なものは、4 つある（電子陽電子の対消滅、プラズモン崩壊、制動放射、光の分解）。Itoh et al. (1996) は、これらの中で支配的となるものを異なる密度・温度ごとに調べ、その領域で使えるフィッティング公式を作った。図 2 には各領域での支配的な放射過程も示されている。これより、進化後半で支配的である電子陽電子の対消滅とプラズモン崩壊による放射過程に注目する。(図 3)

Itoh et al. の公式は計算コストも少なく、星の進化計算でよく使用されている。しかし、問題となるのは、この公式ではニュートリノの全放出エネルギーしか計算することができず、エネルギースペクトルが得られないことである。そこで、本研究ではまず、場の理論に基づいてそれぞれの放出過程の反応率を数値計算用に定式化した。

2.2.1 電子・陽電子対消滅

温度が 1[MeV] を超える高温になると、2 つの高エネルギーの光子から陽電子が作られるようになり、電子・陽電子の対消滅によるニュートリノ生成過程が積極的に起こるようになる。

$$e^- + e^+ \longrightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e \quad (1)$$

この対消滅の反応率 R_{pair} は

$$R_{\text{pair}} = \left(\frac{G_F}{\sqrt{2}} \right)^2 \iint \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{d^3 k'}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_e} \frac{1}{2E'_e} 64 |M|^2 \times (2\pi)^4 \delta^4(q + q' - k - k') f_{e^-}(E_e) f_{e^+}(E'_e) \quad (2)$$

フェルミ定数: $G_F = 1.166364 \times 10^{-11}$ [MeV⁻²]

電子/陽電子の四元運動量: $k^\mu = (E_e, \mathbf{k})/k^{\mu'} = (E'_e, \mathbf{k}')$

電子/陽電子のフェルミ分布関数: $f_{e^-}(E_e)/f_{e^+}(E'_e)$

$$|M|^2 = (C_V - C_A)^2 (q \cdot k) (q' \cdot k') + (C_V + C_A)^2 (q \cdot k') (q' \cdot k) + m_e^2 (C_V - C_A)^2 (q \cdot q')^2. \quad (3)$$

($C_V = 1/2 + 2 \sin \theta_w$, $C_A = 1/2$, $\sin \theta_w = 0.2224$) で表される。[Schinder et al. (1982)]

2.2.2 プラズモン崩壊

電子の集団に対して、外部から力が加わると集団運動をする。その集団運動を一つの振動粒子としてとらえたものをプラズモンと呼ぶ。このプラズモンは、以下のように電子・陽電子の対生成及び対消滅を繰り返しながら伝搬していき、ある時にニュートリノを対生成する。

$$\gamma^* \longrightarrow e^- + e^+ \longrightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e \quad (4)$$

このプラズモン崩壊の反応率 R_{plasma} は、

$$R_{\text{plasma}} = \left(\frac{G}{\sqrt{2}} \right)^2 \frac{16C_V^2}{e^2} \frac{2E_\nu^2 E_{\bar{\nu}}^2 (1 - \cos \theta)}{[1 - \exp(E_\nu + E_{\bar{\nu}})T]} \times \left\{ \frac{3\omega_p^2}{\Delta_e^2} \delta(f_L(E_\nu, E_{\bar{\nu}}, \cos \theta)) \times \left[\frac{E_\nu + E_{\bar{\nu}}}{2\Delta_e} \ln \frac{E_\nu + E_{\bar{\nu}} - \Delta_e}{E_\nu + E_{\bar{\nu}} + \Delta_e} + 1 \right] \times \left[-2 \cos \theta (E_\nu + E_{\bar{\nu}})^2 - 2E_\nu E_{\bar{\nu}} \sin^2 \theta + \frac{2(E_\nu + E_{\bar{\nu}})^2}{\Delta_e^2} (E_\nu + E_{\bar{\nu}} \cos \theta) (E_{\bar{\nu}} + E_\nu \cos \theta) \right] - \frac{3\omega_p^2 (E_\nu + E_{\bar{\nu}})^2}{\Delta_e^2} \delta(f_T(E_\nu, E_{\bar{\nu}}, \cos \theta)) \times \left[1 + \frac{E_\nu E_{\bar{\nu}} (1 - \cos \theta)}{(E_\nu + E_{\bar{\nu}}) \Delta_e} \ln \frac{E_\nu + E_{\bar{\nu}} - \Delta_e}{E_\nu + E_{\bar{\nu}} + \Delta_e} \right] \times \left[1 - \frac{(E_\nu \cos \theta + E_{\bar{\nu}})(E_{\bar{\nu}} \cos \theta + E_\nu)}{\Delta_e^2} \right] \right\} \quad (5)$$

$$f_L(E_\nu, E_{\bar{\nu}}, \cos \theta) = 2E_\nu E_{\bar{\nu}} (1 - \cos \theta) + 3\omega_p^2 \frac{2E_\nu E_{\bar{\nu}} (1 - \cos \theta)}{\Delta_e^2} \times \left\{ \frac{E_\nu + E_{\bar{\nu}}}{2\Delta_e} \ln \frac{E_\nu + E_{\bar{\nu}} - \Delta_e}{E_\nu + E_{\bar{\nu}} + \Delta_e} + 1 \right\} \quad (6)$$

$$f_T(E_\nu, E_{\bar{\nu}}, \cos \theta) = 2E_\nu E_{\bar{\nu}} (1 - \cos \theta) - \frac{3}{2} \omega_p^2 \frac{(E_\nu + E_{\bar{\nu}})^2}{\Delta_e^2} \times \left[1 + \frac{E_\nu E_{\bar{\nu}} (1 - \cos \theta)}{(E_\nu + E_{\bar{\nu}}) \Delta_e} \ln \frac{E_\nu + E_{\bar{\nu}} - \Delta_e}{E_\nu + E_{\bar{\nu}} + \Delta_e} \right] \quad (7)$$

$$\Delta_e^2 \equiv E_{\bar{\nu}}^2 + E_\nu^2 + 2E_\nu E_{\bar{\nu}} \cos \theta, \quad (8)$$

と与えられる。[Braaten et al. (1993)]

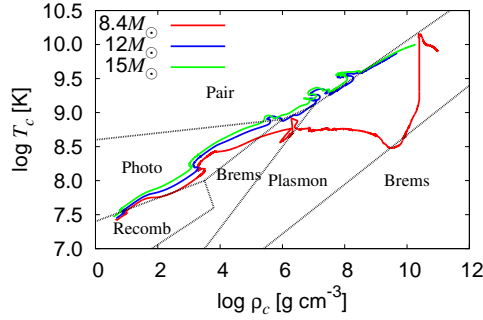


図 2: 親星の中心密度–温度の進化経路と支配的なニュートリノ生成過程

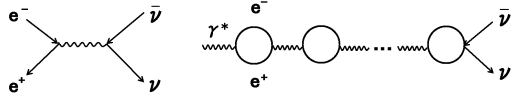


図 3: ファインマン図 (右: 対消滅, 左: プラズモン崩壊)

2.3 ニュートリノ放出数・エネルギー光度・スペクトル

2.1 で紹介した親星モデルにおいて、重力崩壊に至るまでの異なる時刻での星内部の密度温度分布をもとに、2.2 の対消滅及びプラズモン崩壊によるニュートリノ放出の反応率を用いて、単位時間あたりのニュートリノの放出数 L_N^ν 、エネルギー光度 L_E^ν 及びスペクトル dL_N^ν/dE_ν を求めた。

$$L_N^\nu = \int_0^R Q_N^\nu(r) 4\pi r^2 dr, \quad (9)$$

$$L_E^\nu = \int_0^R Q_E^\nu(r) 4\pi r^2 dr, \quad (10)$$

$$\frac{dL_N^\nu}{dE_\nu} = \int_0^R \frac{dQ_N^\nu(r)}{dE_\nu} 4\pi r^2 dr. \quad (11)$$

ただし、 $Q_N^{\nu_1}$ 及び $Q_E^{\nu_1}$ は、それぞれ単位時間単位体積あたりのニュートリノ放出数とエネルギー放出率を表している。

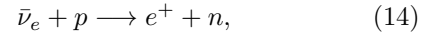
$$Q_N^{\nu_1} = \iint \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \frac{d^3 q'}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_\nu} \frac{1}{2E_{\bar{\nu}}} R_i(E_\nu, E_{\bar{\nu}}, \cos \theta). \quad (12)$$

$$Q_E^{\nu_1} = \iint \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \frac{d^3 q'}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_\nu} \frac{1}{2E_{\bar{\nu}}} E_{\nu_1} R_i(E_\nu, E_{\bar{\nu}}, \cos \theta). \quad (13)$$

(i=pair or plasma, $\nu_1 = \nu_e, \nu_x, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_x$)

2.4 観測装置におけるイベント数

最後に、現在稼働しているニュートリノ観測装置である Super-Kamiokande と KamLAND に加えて、これから稼働予定である Hyper-Kamiokande、JUNO におけるイベント数をニュートリノ振動も考慮に入れて評価した。用いた反応は、観測装置で使用されている反応の中で一番反応断面積が大きい逆 β 崩壊である。



この反応断面積は、陽電子のエネルギー E_{e^+} 及び運動量 p_{e^+} を用いて、

$$\sigma(E_\nu) = 0.0952 \left(\frac{E_{e^+} + p_{e^+}}{1 \text{ MeV}^2} \right) \times 10^{-42} \quad [\text{cm}^2], \quad (15)$$

と表される。そして、それぞれの観測装置でのイベント数 r は、表 1 にまとめられたパラメーターを用いて

$$r = \frac{N}{4\pi R^2} \int_{E_{\text{th}}}^{\infty} dE_{\nu_1} \sigma(E_{\nu_1}) \frac{dL_N^{\nu_1}}{dE_{\nu_1}}, \quad (16)$$

となる。今回は、観測地点から親星までの距離 R を 200pc と仮定した。

表 1: 観測装置のパラメーター

観測装置	有効体積 [kt]	ターゲット数 N	エネルギー閾値 [MeV]
SK	32	2.14×10^{33}	5.3
Kam	1	8.47×10^{31}	1.8
HK	540	3.61×10^{34}	8.3
JUNO	20	1.69×10^{33}	1.8

3 Results

本研究では、主に以下の 3 つの結果を得た。

- 図 4 より ONe 核の親星モデルは鉄核の親星モデルに比べてニュートリノの数にして 1/100 しか放出されない。図 5 から分かるようにエネルギーとしても同じだけの差が得られた。
- 図 6 のエネルギースペクトルを比較すると、ピークのエネルギーは、(ONe 核の対消滅) \geq (鉄核の対消滅) \geq (ONe 核のプラズモン崩壊) であった。
- 表 2 にまとめられているように SK、KamLAND、HK、JUNO でのイベント数を評価すると、おおよそ 200pc の距離でも ONe 核の前兆ニュートリノは観測できず、逆に鉄核では 1kpc でも JUNO ならおおよそ 1 日前から約 280 – 900 個 (ニュートリノ振動のモデルによる不定性あり) のニュートリノが検出される可能性がある。

以上より、鉄核と ONe 核の親星は、前兆ニュートリノが観測可能であるかどうかで区別できるという結論に至った。

この集録は、Kato et al.(2015) に基づいて作成した。詳細は、本論文を参照してもらいたい。

Reference

Kato, C., Azari, M. D., Yamada, S., Takahashi, K., Umeda, H., Yoshida, T. & Ishidoshiro, K., 2015, arxiv:1506.02358

Takahashi, K., Yoshida, T., & Umeda, H., 2013, ApJ, 771, 28

Itoh, N., Hayashi, H., Nishikawa, A., & Kohyama, Y., 1996, ApJS, 102, 411.

Braaten, E., & Segel, D. 1993, PhRvD, 48, 1478

Schinder, P., & Shapiro, S. 1982, ApJS, 50, 23

表 2: 各観測装置の総イベント数

観測装置	8.4 M_{\odot}		15 M_{\odot}	
	normal	inverted	normal	inverted
SK	2.47×10^{-2}	9.68×10^{-3}	61	21
Kam	1.06×10^{-3}	1.50×10^{-3}	43	13
HK	0.30	0.13	77	28
JUNO	2.12×10^{-2}	8.03×10^{-3}	864	266

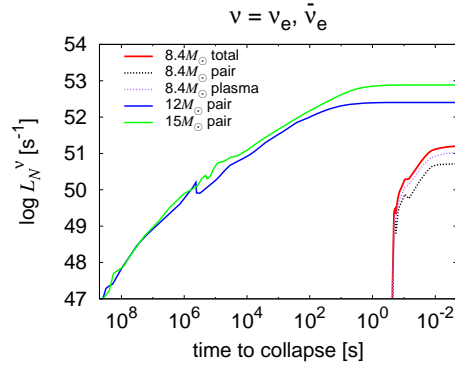


図 4: 放出数の時間発展

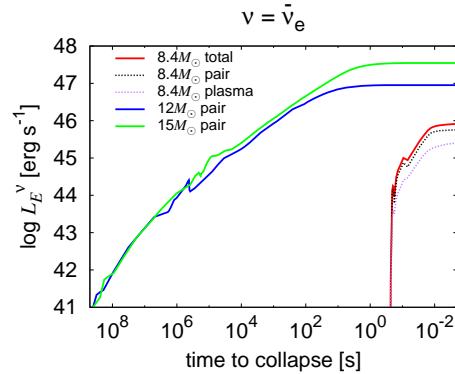


図 5: エネルギールミノシティの時間発展

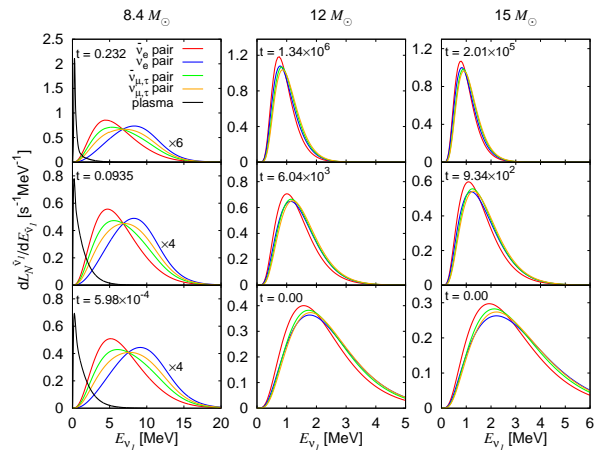


図 6: 規格化エネルギースペクトル