

超新星前の親星からのニュートリノ放出とその観測可能性

加藤 ちなみ (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

Abstract

質量が $8M_{\odot}$ 以上の星は、一生の最期に超新星爆発を起こす。しかし、その爆発機構や爆発前の親星の構造については未だに多くの謎を残している。恒星進化理論によれば、星の進化過程は初期質量によって異なり、超新星爆発においても鉄コア崩壊型と ONeMg 崩壊型の 2 種類があると予想されている。これらの謎を解明するためには観測が必要であるが、電磁波では星の内部の物質に邪魔されてしまい、中心核の情報を直接得ることができない。そこで期待されているのが、地上でのニュートリノ観測である。ニュートリノは、星の進化が進むと中心核で多く生成され、エネルギーを持ち去る。その際ニュートリノの反応断面積は非常に小さく ($\sim 10^{-44}[\text{cm}^2]$)、物質とほとんど相互作用せずに観測地点まで届く。よって、星内部の情報を直接観測でき、親星の中心核における熱力学的構造を明らかにすることができるのではないかと期待されている。そこで本研究では、超新星爆発前の親星からのニュートリノ光度の時間発展やエネルギー量などを計算し、2 種類の親星の構造の違いがみられるかどうかを検証する。

1 Introduction

1.1 大質量星の進化と超新星爆発

分子雲の中で密度が周囲よりも高い部分が重力崩壊を起こして熱圧力と自己重力とがつり合う‘静水圧平衡’が実現し、恒星が誕生する。恒星は、その後静水圧平衡を保つために‘重力収縮’する。そして、それぞれの元素の燃焼に必要な温度に達すると、‘元素燃焼’を起こしてエネルギーを大量に生み出す。燃料となる元素が‘枯渇’すると、再びエネルギー源を失うため重力収縮を起こす。つまり星の進化は、重力収縮 → 元素合成 → 枯渇の繰り返しと共に進んでいく。

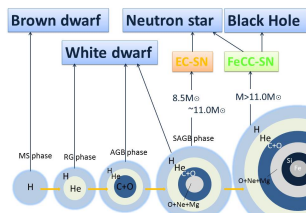


図 1: 星の進化経路の初期質量依存性

しかし、星の進化経路は初期質量によって図 1 のように異なり、一生の最期も様々である。この分岐は、中心核で電子が縮退しているかどうかによって

起こるものである。静水圧平衡の式は

$$\frac{dP}{dM_r} = -\frac{GM_r}{4\pi r^4} \quad (1)$$

で表される。全圧力 P は、光子とイオンと電子の圧力の合計であるが、そのうち進化に影響する電子の圧力は

$$P_{\text{非縮退}} = \frac{\rho}{\mu_e M_u} k_B T \propto \rho \quad (2)$$

$$P_{\text{縮退}} = \frac{2\pi h c}{3} \left(\frac{3h^3}{8\pi} \frac{\rho V}{\mu_e M_u} \right)^{\frac{4}{3}} \propto \rho^{\frac{4}{3}} \quad (3)$$

である。つまり、電子が縮退しているかどうかで圧力の密度・温度依存性が変わる。これより、中心核が縮退し始める境目において温度の最大値が存在する。さらに、式 (1) から得られる

$$T_c^3 \propto G^3 \rho_c M_c^2 \quad (4)$$

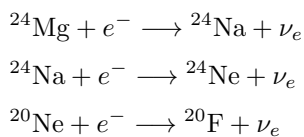
より、初期質量が大きいほど温度の最大値が大きくなるのが分かる。よって、初期質量が小さいため到達する最大温度も低く、特定の元素を燃焼させることができずに縮退星となって冷えていく星と、新しい元素の燃焼段階に進む星の 2 つに分岐する。

最期に超新星爆発を起こす星は、初期質量が $8M_{\odot}$ の大質量星であるので、中心核が縮退しにくく、H 燃焼 → He 燃焼 → C 燃焼と進化が進み、O+Ne+Mg

の中心核が形成される。この星を超漸近巨星 (Super-AGB) と呼んでいる。この後、中心核で電子が縮退しているから電子捕獲型超新星爆発を起すか、O 燃焼を起こして進化するかに分岐する。

1. 電子捕獲型超新星爆発

初期質量が $8.5M_{\odot} \sim 11M_{\odot}$ の星では、高密度 ($\sim 4 \times 10^9 [\text{g}/\text{cm}^3]$) になった中心核で電子が縮退しているために Mg や Na による電子捕獲反応が進む。



これにより電子数が減少し、縮退圧が減るとさらに収縮が進む。密度がおおよそ $10^{10} [\text{g}/\text{cm}^3]$ ほどになると O 燃焼が爆発的に起こり、物質が瞬時に燃やし尽くされて統計平衡に達するため燃焼によるエネルギー生成はなくなる。しかし、その一方で電子捕獲反応によるニュートリノ生成は起こっており、中心核は大量にエネルギーを失って重力崩壊する。そして、原子核密度程度 ($\sim 10^{14} [\text{g}/\text{cm}^3]$) まで収縮すると、核バウンスして衝撃波を形成する。この衝撃波が星外部へと伝搬し、超新星爆発を起こす。これを電子捕獲による重力崩壊がきっかけとなっていることから、電子捕獲型超新星爆発と呼んでいる。

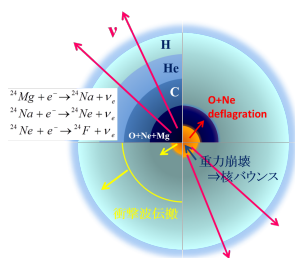
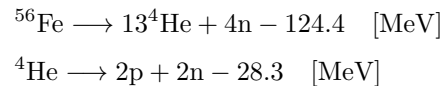


図 2: ONeMg 崩壊型超新星の親星

2. 鉄コア崩壊型超新星爆発

初期質量が $11M_{\odot}$ 以上の星では中心核において電子は縮退しておらず、重力収縮によって O 及び Ne 燃焼が起こる温度 ($\sim 10^9 [\text{K}]$) に達する。さらにその後も Si 燃焼を起こし、Fe 核が形

成される。Fe は原子核の中でも最もエネルギーの低い結合状態にあり、核反応によってエネルギーを生み出すことが出来なくなる。その一方でニュートリノは電子捕獲によって生成され続け、星内部からエネルギーを持ち去っていく。これにより中心核の収縮が進むと、Fe の光分解反応が起こる。



この反応は吸熱反応であるために、一気に中心核のエネルギーを奪う。これにより中心核は重力崩壊を起し、衝撃波によって超新星爆発を起こす。これを鉄の光分解による重力崩壊がきっかけとなっているので鉄コア崩壊型超新星爆発と呼んでいる。

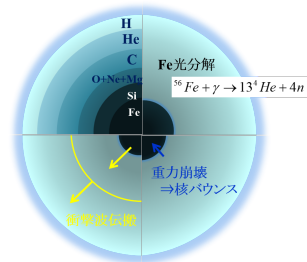


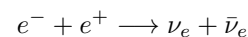
図 3: Fe コア崩壊型超新星の親星

1.2 ニュートリノ放出と観測装置

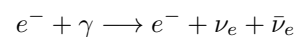
1.2.1 ニュートリノ放出過程とその密度温度依存性

中心核では、 $10^8 [\text{K}]$ を超えるとニュートリノが主にエネルギーを持ち去る。そのニュートリノの主な生成過程は以下の 5 つである。

- 対消滅ニュートリノ
電子陽電子が対消滅して生成。



- 光ニュートリノ
コンプトン散乱で光子が電子に散乱される代わりに生成。



● 制動放射ニュートリノ

電子が制動放射する際に光子の代わりに生成。

$$e^- + (Z, A) \longrightarrow e^- + (Z, A) + \nu_e + \bar{\nu}_e$$

● プラズマニュートリノ

電離プラズマ中を光子が伝搬するときみられる仮想粒子プラズモンが崩壊して生成。

$$\text{プラズモン} \longrightarrow e^- + e^+ \longrightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e$$

● 電子捕獲ニュートリノ

進化後半で中心核の密度が大きくなると原子核が電子を捕獲して別の原子になる際に生成。

$$e^- + (Z, A) \longrightarrow (Z - 1, A) + \nu$$

電子捕獲過程以外の 4 つの過程を比較すると、温度及び密度によって支配的になる過程が異なる。その依存性は Itoh et al.[3] によって調べられた。(図 4) 図 5 は、両親星の進化モデルの中心核の密度・温度発展を表しているが、特に進化後半で大きな違いがみられる。これにより、支配的なニュートリノ過程も異なり、観測においても総イベント率や時間発展において違いが表れるのではないかと予想される。

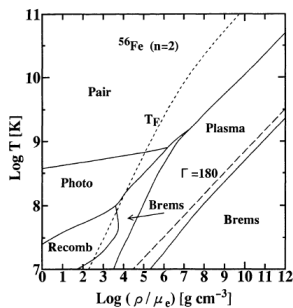


図 4: 放出過程の密度温度依存性

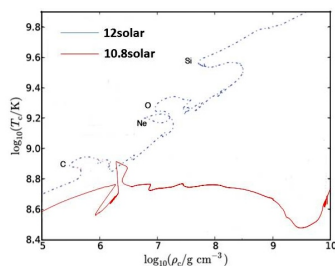


図 5: 質量による進化過程の違い

1.2.2 観測装置

星内部ではほぼ相互作用せずに放出されるニュートリノは、内部情報を持っている一方で、観測も難しく特殊な観測装置が必要となる。

1. チェレンコフ型観測装置

入射してきたニュートリノが、純水中に含まれる粒子と反応して荷電粒子を放出する。その荷電粒子から放射されたチェレンコフ光を光電子増倍管 (PMT) によって検出する。入射したニュートリノは以下の純水中に含まれる粒子と 2 種類の反応を起こす。

- 荷電カレント反応: $\bar{\nu}_e + p \longrightarrow e^+ + n$
- 電子-電子散乱: $\nu_x + e^- \longrightarrow \nu_x + e^-$

代表的な観測装置は、日本の Super-Kamiokande(SK)、今後運用が予定されている Hyper-Kamiokande(HK) などである。

2. 液体シンチレーター型観測装置

入射してきたニュートリノが粒子と反応して荷電粒子を放出すると、液体シンチレーター中の発光物質を励起し、再び基底状態に戻る際にシンチレーション光を出す。このシンチレーション光を PMT によって検出する。液体シンチレーター型は、チェレンコフ型よりも少ない容量でより低いエネルギーのニュートリノを観測できる。代表的なのは、日本の KamLAND 実験と、イタリアの Borexino 実験である。

2 Methods

先行研究としては、A.Odrzywolek et al.[2] が $20M_{\odot}$ の初期質量をもつ鉄コア崩壊型超新星爆発を起こすような親星を用い、C,O,Ne,Si 燃焼段階の対消滅ニュートリノによるエネルギー放出率を計算している。そして、6 種類の観測装置においてそれぞれ 1[kpc] 離れた親星からのニュートリノがどれほど観測できるかを見積もっている。

本研究では、先行研究と異なり、Koh et al.[2] による $10.8M_{\odot}$ の初期質量を持ち、電子捕獲型超新星

爆発を起こす親星をモデルとする。そして、Itoh et al.[3] の論文より、この進化モデルの密度・温度では、対消滅とプラズモン崩壊によるニュートリノ生成過程が同じくらい支配的であると予想されること、進化の後半においては中心部が高密度になることによって電子捕獲反応が支配的に起こると予想されることから、対消滅、プラズモン崩壊及び電子捕獲過程の3種類によるニュートリノのエネルギー生成を計算する。そして、現在稼働中である Super-Kamiokande、KamLAND などニュートリノ光度の時間発展やエネルギーなどから初期質量によって異なる親星の構造の違いがみられるかを検証する。

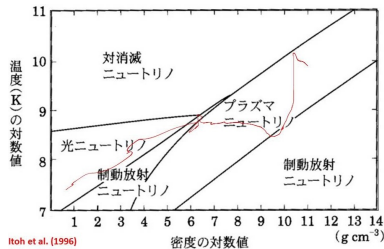


図 6: 支配的なニュートリノ過程

3 Results

先行研究との比較のため、対消滅によるニュートリノ放出数について C 燃焼から重力崩壊するまでの時間発展を計算した。

図 6 と図 7 を比較すると、陽電子の存在が重要である対消滅によるニュートリノ生成が温度に大きく依存して、おおよそ 1[sec] で鋭く立ち上がっていることがわかる。重力崩壊直前 (~0.2[sec]) で単位時間あたりおおよそ 10^{52} 個のニュートリノが放出されており、このニュートリノの観測可能性を SK 及び KamLAND にて見積もった。これより、観測するのは難しいことが分かる。

表 1: 対消滅ニュートリノの観測可能性

距離 [kpc]	SK[event]	KamLAND[event]
1	4.5×10^{-3}	2.0×10^{-4}
0.2	0.1	5.0×10^{-3}

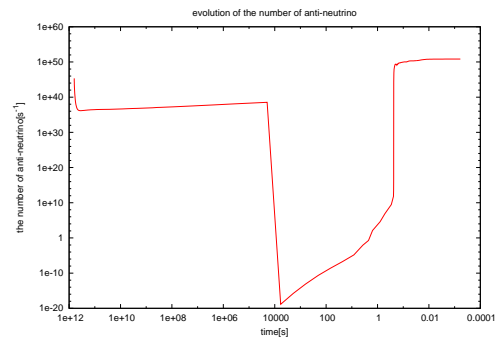


図 7: 対消滅によるニュートリノ放出数の時間発展

4 Futrue work

対消滅ニュートリノに関しては観測するのは難しいという結果になったが、本来はプラズモン崩壊や電子捕獲によるニュートリノ生成の方が支配的に起こっている可能性が十分にあるため、これらの過程についても計算する必要があると考えられる。そして、鉄コア型超新星爆発の親星との違いを観測的に見つけるためには、爆発前の中心核がつぶれていく段階における密度及び温度の発展やタイムスケールなどが両親星のモデルで異なっていることから、時間発展を比較する必要がある。しかし、先行研究では鉄コア崩壊型超新星爆発の親星からの放出数の時間発展については計算されていないので、これについても計算して比較する必要がある。最後に今回はニュートリノ振動は起こさないと仮定してきたが、本来観測においてはニュートリノ振動が起こるため電子型ニュートリノの数は減少すると考えられる。よって、これについても考慮してそれぞれの観測装置におけるイベント率を見積もる必要がある。

Reference

Koh Takahashi and Takashi Yoshida. and Hideyuki Umeda. 2013. 1302.6402v3
 A.Odrzywolek. and M.Misiaszek. and M.kutschera. 2004. 0311012v2
 Naoki Itoh. and Hiroshi Hayashi. and Akinoi Nishikawa. and Yasuharu Kohyama. 1996. Astrophys. J. Supplement Series 102 (1996) 411.