

# 超新星爆発の3次元シミュレーション

滝脇 知也

〈国立天文台理論研究部 〒181-8588 東京都三鷹市大沢 2-21-1〉

e-mail: takiwaki.tomoya@nao.ac.jp



近年、重力崩壊型超新星の中心エンジンに関して、3次元シミュレーションが可能になってきました。私は世界に先駆けてそうしたシミュレーションを行ったことで、光栄なことに日本天文学会研究奨励賞をいただくことができました。本稿では、私が行ってきた3次元シミュレーションの結果を紹介するとともに、現在の超新星爆発の中心エンジンの研究を概観します。最近ではシミュレーションの入力物理が精密化されてきていますが、まだ手付かずの領域も残されており、実はみなさんの印象ほど精密化は進んでいないかもしれません。そうした未解決問題も紹介しつつ今後の研究の方向性を示したいと思います。

## 1. はじめに

このたびは日本天文学会研究奨励賞をいただきまして、たいへん光栄に思います。受賞の題目は大規模3次元シミュレーションによる重力崩壊型超新星に関する理論的研究となっておりますが、シミュレーションコードは評価された論文の共著者である福岡大の固武慶さんや京都大学の諏訪雄大さんの多大な協力のうえに開発されたものです。また流体コードの詳細に関しては国立天文台の高橋博之さんに多くのアドバイスをいただきました。計算は国立天文台のアテルイと京コンピュータを用いて行いましたが、特に後者の非常に競争的な計算機資源を獲得できたのは、戦略分野5の課題3を統括した京都大学の柴田さんのおかげです。コードのチューニングでは神戸大学の牧野淳一郎さん、理研の似鳥圭吾さんに助けられました。シミュレーションを可視化し、他の分野の研究者や一般の方にわかりやすい動画を作っていたいたのは東北大学の和田智秀さんです。国立天文台の福士比奈子さんにはプレスリリースを手伝っていただきました。また、シミュレーションを元に

したニュートリノ、重力波、光の放出と観測に関してはダルムシュタット工科大の黒田仰生さん、福岡大の中村航さん、国立天文台の田中雅臣さん、ヴァージニア工科大の堀内俊作さん、宇宙線研の端山和大人らがそれぞれの専門知識を生かして見積もっており、われわれのシミュレーションのインパクトを最大にさせていただきました。最後になりましたが、東京大学の修士・博士課程での指導教官である佐藤勝彦さんには未熟な私に素晴らしい研究テーマを授けていただいたこと、その後も事あるごとに心温まる励ましをいただいたこと、言葉に表せないほど感謝しています。

本稿では筆者がそうしたみなさんに支えられながら行ってきた研究とその将来の展望について概観します。最近の研究では数値計算の技法や物理的インプットの精密化が問題にされることが多く、分野外の方がその進展をフォローするのが難しくなっているのは確かです。その意味で大きな謎を追うことよりも詳細をアップデートすることに終始しているという印象をもつ方もいらっしゃると思います。そうした印象を覆し、超新星爆発機構の研究はまだ謎に満ちた面白いものであ



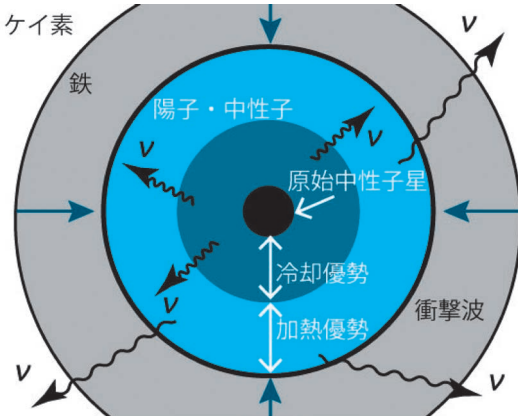


図1 原始中性子星ができた直後の大質量星の中心部の様子。ニュートリノにより加熱される領域と冷却される領域を図示しています。

に爆発している超新星がシミュレーションではなぜかうまく爆発しないことです。この現実とシミュレーションのギャップを埋めるために、数多くの研究がなされています。

爆発メカニズムの中で最も有望なものはニュートリノ加熱機構と呼ばれています。図1は大質量星の中心部の鉄コアが重力崩壊し、中心部に原始中性子星ができたときの様子をスキマティックに表したものです。重力崩壊によってそれまで収縮を続けていた物質は硬い原始中性子星ができた瞬間に跳ね返され、そこで衝撃波が生まれます。その衝撃波は150 km程度進んだあと止まりますが、その内側を青い領域として図示してあります。青い領域の中でも内側の領域は温度が高く、ニュートリノの冷却が主要な反応となります。一方、外側では温度が下がり、ニュートリノによる冷却よりも内側から吹き出てくる高温のニュートリノによる加熱のほうが優勢になります。爆発の障害になるのは衝撃波の外側から降ってくる鉄です。降ってくる鉄の力学的な圧力によって衝撃波は外に伝播できなくなっています。また、外側から

降ってきた鉄が熱い衝撃波のなかに入ると中性子と陽子に分解されます。その分解に熱が使われるため、周りのものを冷やし温度を下げます。このニュートリノによる加熱と外側から降ってくる鉄の勢いの強さのうち前者が勝れば少なくとも爆発は起こるのですが\*2、多くの場合で後者が勝ち、爆発が起こらないことが問題です。ニュートリノ加熱機構の説明はいったんここで終わりますが、より詳しい説明は私の物理学会誌の記事<sup>1)</sup>や諏訪さんの天文月報の記事<sup>2)</sup>をご参照ください。基礎的な部分をさらに学びたい場合は早稲田大学、山田章一さんの教科書<sup>3)</sup>をお読みいただければ幸いです。また、田中さんの入門書<sup>4)</sup>も物理の本質を非常に簡単に説明しており、お勧めです。

ここでは最近のシミュレーション研究に関して、星の自転が遅い(ない)場合、速い場合、磁場がある場合に分けて詳しく解説していきます。

### 3.1 弱(無)自転の場合

まずは磁場や自転が際立って強くない、通常の場合について説明します。大質量星の表面の観測からこれらの星は速く自転していることがわかっていますが<sup>5)</sup>、シミュレーションの初期条件として重要な中心のコアの角速度は、磁場による角運動量輸送により星の進化中にかなり減速されてしまうと考えられています<sup>6)</sup>。その結果、重力崩壊前の中心部の角速度は0.1 rad/s程度になります<sup>7)</sup>。

このように自転が弱い星の超新星爆発はどのように起こるのでしょうか？ 多くのシミュレーションがなされましたが、外層がたっぷりついているような赤色超巨星において\*3、1次元球対称という近似下ではどうしても超新星爆発を起こすことができませんでした<sup>8)</sup>。これは世界中の研究グループが結論づけた非常にロバストな結果だと言えます。もちろん現実が球対称1次元だと思っている人はいませんが、われわれは本質を抜き出

\*2 観測を再現するためには爆発を起こすだけでは足りず、典型的爆発エネルギーの $10^{51}$  ergを得なければなりません。

\*3 外層が薄い親星については、1次元球対称の仮定においても爆発が起きることも多く報告されています。

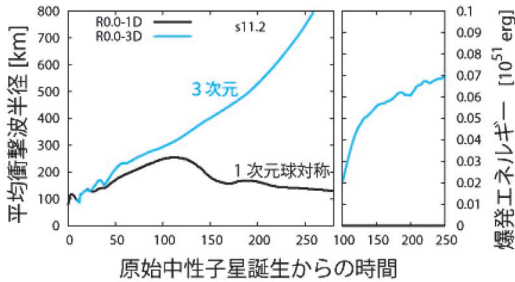


図2 左: 平均衝撃波半径の時間発展. 同じセットアップで始めても1次元計算と3次元計算で全く違う傾向を見せています. 右: 爆発エネルギーの時間発展. 観測される典型的な爆発エネルギーをこのシミュレーションで得るのではありません. ただし, この計算では親星の質量が軽い(11.2太陽質量)ことも爆発エネルギーが上がらない理由の一つです.

した簡単なモデルで現象の定性的な特徴を説明できることを期待します. 超新星爆発がそのようなモデリングの仕方では全く説明できないことは長らく大きな謎でした.

面白いのは, この計算の力学的な自由度を増やし, 2次元(軸対称を仮定し, 子午面の運動を許す仮定)や3次元の計算をすると非常に爆発しやすくなることです. 図2を見ればそれは一目瞭然です. 爆発の直接的な指標である平均衝撃波半径が1次元計算だと時間とともにしぼんでいっているのに対し, 3次元計算だと元気に外向きに膨張していっています(このモデルについての詳細は私の論文をご覧ください<sup>9)</sup>). ここでは3次元計算の結果は1次元計算の結果にちょっとした修正を与えるというものではありません. 非常に興味深いことに, 1次元と3次元では定性的な結果すら異なります. 今回名誉ある賞をいただいたのは, パラメトリックにニュートリノ光度を仮定しない, セルフコンシステントな3次元計算を世界に先駆けて行うことができたことが大きいと思います<sup>10)</sup>.

では, なぜ2次元や3次元の多次元シミュレーションでは, 1次元のシミュレーションより爆発

しやすくなるのでしょうか? 実は多次元シミュレーションでは, 対流不安定性や定在降着衝撃波不安定性(Standing Accretion Shock Instability; SASI)が起こり, それらによる攪拌が爆発を助けています. 1次元では不安定の条件を満たしていても力学的な自由度が足りず, これらの流体不安定が抑制されてしまいます.

二つの不安定性のうち, 対流不安定性についてはすべての超新星のモデルで起こると考えられています. 不安定になる条件は冷たい物質が熱い物質の上に乗っているときです(正確にはエントロピーの半径方向のプロファイルが, 負の勾配をもつとき). これは図1のニュートリノで物質が加熱されている領域で満たされます. こうして生じた対流は3通りに超新星の爆発を助けると言われています. 一つは熱の輸送です<sup>11)</sup>. 熱い物質と冷たい物質を攪拌すれば, エネルギーは熱い側から冷たい側に流れます. このエネルギー輸送で衝撃波付近まで熱を送りどけます. 一度十分に攪拌されれば, この対流は終わるというわけではありません. というのもニュートリノによる加熱は加熱が行われる領域の底のほうほど強いので, 下の物質が優先的に加熱され, 対流は維持されます. 近年の研究では, このエネルギー輸送に加えて, 渦が作る力学的な圧力<sup>12)</sup>や, 渦がぶつかって消えたときに残る熱エネルギーによる圧力など<sup>13)</sup>も衝撃波復活に重要であると指摘されています.

対流の効果については, 以上が研究の最先端です. 実は上記の三つの効果のどれが一番重要なかなどにコンセンサスはありません. つまり, 多次元シミュレーションで爆発しやすくなることはわかっていますが, それがなぜなのかを理解するところまでは至っていないのです. 3次元シミュレーションは複雑すぎて, シミュレーション上で何が起きているのか簡単に把握できないという問題があります. これはシミュレーション研究の共通の課題でしょう. セットアップは現実的に3次元で行いたいのですが, 理解は1次元的にシン



プルにしたいというのが、研究者の（我儘な？）希望です。この現実的なセットアップとシンプルな理解をつなぐ方法として、現象論的に対流の効果を取り入れた1次元シミュレーションもなされています。ただし、これらの研究は始まったばかりで、対流の効果の取り入れ方には経験則に基づいた仮定などが用いられており<sup>13)</sup>、まだまだ精密化の余地があります。

また、2次元と3次元での対流の性質の違いについても多くの研究があります（現実には2次元ではないのでややアカデミックな興味となりますが）。一般に渦と渦がぶつかったとき、2次元では大きな渦に発達しますが（インバースカスケード）、3次元では細かい渦に分かれてしまいます（カスケード）。超新星爆発の場合でも、2次元の研究のほうが渦のサイズが大きくなりやすく、渦が大きiseいで2次元のほうが爆発しやすいと信じられています<sup>14)</sup>、渦が大きいと物質を冷却領域に一気に運んでしまい、爆発に不利なのではないかという議論もあります。これもシミュレーション結果の解釈がそれほど進んでいないという例です。今後の解決が待たれています。

対流の次に重要な効果はSASIです。衝撃波が止まっているようなセットアップで摂動を与えたとき、原始中性子星付近の内側から外側に向かって音波が、衝撃波から内側に向かって渦が伝播します。このように音波と渦が原始中性子星と衝撃波の間を行き来することで摂動を増幅していくという複雑なメカニズムでSASIは発達します<sup>15)</sup>。SASIが起これると衝撃波そのものの形が歪み、大きく振動します。振動している方向に衝撃波が強くなり、その強くなった一部分で衝撃波が復活します<sup>16)</sup>。対流は基本的にいつでも起こるのに対し、SASIが発達するのは限られた場合です。それは渦が内側に輸送されるタイムスケールが、対流が発達するタイムスケールより短い場合に限られます<sup>15)</sup>。この条件は比較的重い星で満たされやすいようです。またSASIは計算の力学的な自由度

でその性質が大きく変わります。2次元軸対称の計算では非常に発達しやすいのですが、3次元計算では振動が起こる方向が一方向だけではないため、それほど大きな振幅まで成長しないことが多いです<sup>17), 18)</sup>。そのため、SASIは2次元の場合では非常に有望な爆発メカニズムでしたが、3次元の場合には効果は限定的です。ただし、SASIが起こるとニュートリノや重力波のシグナルに顕著な特徴が見られるため、起これば面白いと考えられています<sup>19), 20)</sup>。ここでに紹介したように、超新星の3次元モデリングは超新星の研究を大きく変え、直近の10年間での一番大きな進展と言っても過言ではないでしょう。

では今後の5-10年間で重要になるのは何でしょうか？ この1,2年ではマイクロフィジクスのアップデートが注目を集めています。一番印象深い例はこれまで無視されてきたストレンジクォークや陽子、中性子の多体効果を真面目に考えると、加熱領域でニュートリノ光度が高くなり、超新星爆発を起こしやすくなることです<sup>21), 22)</sup>。これは上記の効果でニュートリノが中性子に散乱される率が低くなり（密度、温度によりますが、影響が大きいところでは1/3ほどになります）、より多くのニュートリノが原始中性子星付近から外側の領域へ放出されるからです。ニュートリノと物質の相互作用にこれほどまでの不定性があつたのかと個人的には驚きました。

ニュートリノと物質の相互作用のほかには、状態方程式のアップデートも今後は必要になります。超新星爆発の計算で使われる原子核の状態方程式は、核融合や核分裂そして核力などの影響が考慮された理想気体とは程遠いものであるため、非常に複雑なものです。これまでのシミュレーションでは90年代に作られた古いモデル<sup>23), 24)</sup>がよく使われていましたが、原子核実験の精密化や中性子星の観測、そして計算機の性能の向上や理論の進展により近年、アップデートが進んでいます<sup>25)-27)</sup>。爆発メカニズムにどう影響するかは定

かではありませんが、シミュレーションを現実的にしていくうえでは状態方程式をアップデートすることは必須です。

現実的なシミュレーションを目指して、計算手法も近年非常に洗練されたものとなっています。やや詳細になってしまうのでここでは簡単に触れるだけにしますが、なかでも特に重要なのは一般相対性理論の効果をきちんと取り入れること<sup>28)</sup>とニュートリノ輸送をなるべく第一原理的にする<sup>29)</sup>ことです。これまで同じものとして扱っていた $\mu$ ニュートリノと $\tau$ ニュートリノを別々に取り扱い、原始中性子星で生じる $\mu$ 粒子の効果を取り入れたら爆発しやすくなったという報告<sup>30)</sup>もあり、細かいところもなかなか手が抜けないところです。

また、シミュレーションの初期条件の不定性にも注目が集まっています。これまで親星モデルは現象論的な対流モデルを導入しつつも、1次元で計算されていました。しかし、重力崩壊寸前のケイ素燃焼の時期を3次元シミュレーションしてみると強い対流と元素合成の効果で非球対称の構造ができることが近年わかってきています。特に大きなスケールで非球対称が現れた場合には、爆発に必要なニュートリノ光度が10-20%も小さくなるという報告もあります<sup>31)</sup>。これは星の進化の最後の段階だけを3次元シミュレーションしたのですが、進化の他の過程においても3次元シミュレーションを行い、その結果から1次元シミュレーションの現象論的な部分を修正しなくてはいけない時期に差し掛かっています(3次元で星の進化を最初から最後まで計算するのは現在の計算機資源では不可能です)。

### 3.2 高速自転の場合

星のもつ金属量が少なくなってくると星の質量放出が少なくなり、それに比例して角運動量を星の外に捨てにくくなるので、初期の高速自転を維持して中心のコアも高速で回っている星が現れてくるようになります(自転によって元素のまぜ合わせが進み、組成が層状につらなった玉ねぎ構造

ではなく、一様な構造になるためChemically Homogeneous Evolution (CHE)と呼ばれます)。

このような星の中心部は先ほどの10倍の角速度、数rad/sで自転することが可能です。このような星はどのような超新星爆発を起こすのでしょうか?

超新星爆発における自転の影響は日本のグループが精力的に調べており、ここでも引用する多くの論文が日本のグループのものになります。自転がどう爆発メカニズムに影響するかに関して、一番簡単には遠心力によって爆発を助けるということが考えられます<sup>32)</sup>。また、先ほど述べたSASIが自転していると成長しやすくなるということもありますし<sup>33)</sup>、low- $T/W$ 不安定性という新しい不安定性がかかわることもあるというのが最新の理解です。

遠心力は物を外側に運ぶように力がかかるため、もし加熱に使われるニュートリノの光度が同じであれば、直感どおり、自転は爆発を助ける方向に働きます。一方、自転している星ではその遠心力で中心の原始中性子星を支えることにより、解放される重力エネルギーが小さくなるため、加熱に使われるニュートリノの量も少なくなってしまいます。実際に自転が爆発を助けるかどうかは、この二つの効果の競合により決まります。親星の質量と自転をパラメータとして、どのパラメータ領域であれば爆発を助けるのか、それとも爆発を助ける領域はないのかなどは今後の研究対象です。

また、星の自転を考えた場合も、2次元と3次元ではやはり定性的に違う結果を得ることも私の研究でわかりました。自転が速い場合には、密度などの構造が非軸対称的になっていきます。そのとき2次元の力学的な自由度では現れない流体不安定性が現れます。これはlow- $T/W$ 不安定性と呼ばれており、自転のエネルギー $T$ の重力エネルギー $W$ に対する比がある程度高くなるとこの不安定性が起こることはよく知られていますが、それで期待されている値より低い比率でもこの不

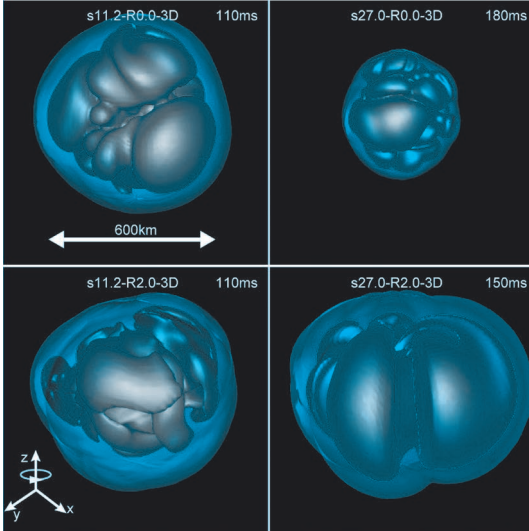


図3 親星の重さと自転の強さを変えた四つのモデルのエントロピーのナップショット。二つの面が表示されており、外側の面は衝撃波そのものです。内側の面は衝撃波のなかでエントロピーが特に高い、熱い領域を表しています。左の二つのパネルは $11.2 M_{\odot}$ の軽い星、右の二つのパネルは $27.0 M_{\odot}$ の重い星のモデルです。また、上の2パネルは自転してないモデルで、下の2パネルは高速で自転しているモデルです。

安定性が起きているため、low- という接頭語がついています。図3の右下のパネルがちょうどこの不安定性が起きているときのエントロピー一定面のタイムスナップショットです。強く扁平に爆発しており、さらに非軸対称の構造が成長していることが見て取れます。超新星の研究の長い歴史の中でも、このような爆発機構を提案したものはありませんでした。新しい爆発機構を発見して非常に興奮したのを覚えています。右上のパネルはその自転をゼロにしたものです。対流のみが起きており、エントロピー一定面の形は歪んでいるものの、右下のパネルとは全く構造が異なります。左の2パネルは軽い親星のもので、実は親星が軽い場合、こうした不安性が起こる前に爆発してしまうため自転による違いは見られません。右パネルのような重い星の場合には自転をだんだん遅

くしていくとSASIがよく現れる領域になり、これも爆発を助けるはずですが、この計算には3次元シミュレーションが必要なため、自転速度をパラメトリックに変更して比べるような研究はまだ行われていません。

### 3.3 強磁場かつ高速自転の場合

通常の中性子星は $10^{12}$  Gほどの磁場をもちますが、 $10^{15}$  Gにも達する非常に強い磁場をもつ中性子星も発見されており、それらはマグネターと呼ばれています。このマグネターがどのように作られるのかについてはわかっていません。この起源として、もともと原始中性子星の時点で磁場が強かったのであろうと考えるのは自然な推論でしょう。そのような場合、超新星爆発の様子は普通のものと同じなのでしょうか？ それとも違うのでしょうか？

答えはYesでありNoだとも言えます。このマグネターの磁場は強いといってもその磁気圧と物質の圧力を比べれば後者のほうが高く、マグネターを作るほどの強磁場であっても、ただ磁場があるだけではそれほど爆発の仕方は変わらないことが予想されます。例外は磁場が原始中性子星の対流のエネルギーを外に取り出す場合<sup>34)</sup>ですが、この場合も爆発に使われるエネルギーは対流の渦の力学エネルギーであって、磁場のエネルギーではありません。磁場はエネルギーを伝える触媒のように働きます。一方、もし原始中性子星が高速に自転している場合には、これまでの節で議論してきた場合とは全く違う爆発機構になることが予想されます。

磁場と自転を両方加味すると磁場が自転によって巻かれ、元の磁場の100-1,000倍まで増幅することができます。この場合は、磁気圧が物質の圧力を上回り、極方向にジェット状の爆発が起こります<sup>35)</sup>。この爆発が星をつらぬくまで絞れられた形状のまままでいられるのかというのはホットトピックです。3次元シミュレーションによると構造が壊れてしまうという報告も1例ありますが<sup>36)</sup>、追

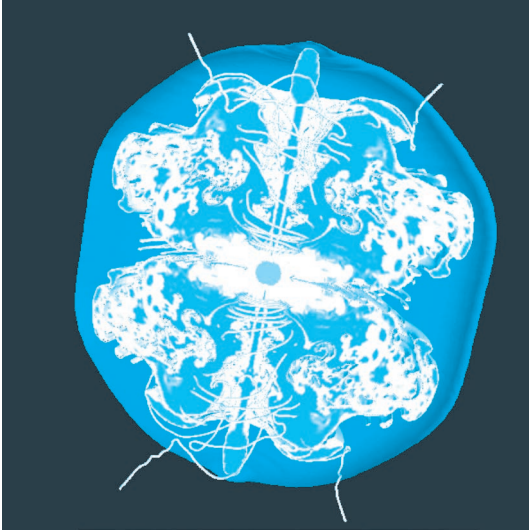


図4 磁場や自転が強い場合の超新星爆発。エントロピーのカラーマップ。外側の球は衝撃波の位置を表し、およそ半径2,000 kmに達している。線は磁力線。

試が必要です。また、自転による増幅だけでなく磁気回転不安定性で磁場が乱流的に増幅される現象も知られています<sup>37)</sup>。ただしその結果がどうなるのか、そして中性子星の磁場の形はどうやって決まるのか等もあまりわかっていません。図4は2次元軸対称の計算例です。極付近に飛び出すジェット上の爆発に加えて磁気回転不安定性によって角運動量が輸送され、赤道方向にも爆発が起こっています<sup>38), 39)</sup>。

#### 4. マルチメッセンジャー

ある天体现象からは放出されるさまざまな波長のさまざまな粒子を観測し、現象に整合性のある像を与えていくのがマルチメッセンジャー天文学の戦略です。ここで見ていくように、超新星爆発はそのマルチメッセンジャー天文学が可能な典型的な天体と言えるでしょう。放出される粒子を時間順序に沿って見ていきます。図5を見ながら本文を追っていきましょう。詳細は中村さんの論文<sup>40)</sup>にまとめられています。

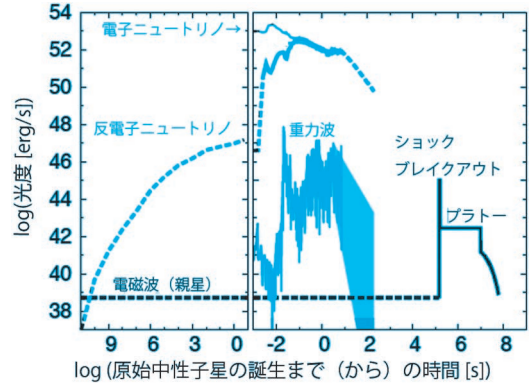


図5 超新星爆発から放出されるマルチメッセンジャー。超新星爆発から放出されるエネルギーを時間経過とともに粒子の種類ごとに表示しました。時間はlogで測っており、左のパネルは原始中性子星が誕生するまでの時間、右のパネルは原始中性子星が誕生してからの時間を表します。

まず面白いのは超新星爆発が起こる「前」です。爆発が起こる前の元素が燃焼しているフェイズでも、ニュートリノが放出されます。これは前兆ニュートリノと呼ばれています。このニュートリノが観測できるのはベテルギウスなど非常に近い天体だけなので、われわれが観測できる確率は低いですが、これらの星が爆発する場合には、1日から1時間前には爆発の予兆を知ることができます<sup>41)</sup>。

また、原始中性子星ができる瞬間にも非常に多くのニュートリノが放出されます。このニュートリノはわれわれの銀河か大マゼラン雲などの隣の銀河までなら観測できますので、およそ100年に一度の確率です。これは運が良ければ私が生きている間にも観測できるだろうと期待しています。このニュートリノが観測されると、スーパーカムオカンデなどの水チェレンコフ検出器では方向も決めることができます。今のところその精度はそれほど高くありませんが、ガドリニウムを導入したりサイズを大きくすることで、将来的には十分な精度で位置を決定することができるようになり



ます。

ニュートリノとほぼ同時期に重力波も放出されます。重力波は物質の運動が球対称的であったときは放出されず、非球対称的に物が動いている場合に強く放出されます。したがって、前の説で述べたような対流、SASI, low- $T/W$ , ジェット等が起きた証拠を探るのに最適でしょう。こうした運動の中にはニュートリノの観測数に時間変動を生じさせるものもあり、ニュートリノと重力波の解析は特に協力して行う必要があります。LIGOでの重力波検出に続こうと日本の重力波検出器KAGRAのチューニングが急がれています。複数台の検出器の相関をとることで雑音を減らし、重力波の到来方向を決定することができるようになります<sup>42)</sup>。

その後、爆発が成功すれば衝撃波が星を突き破ったときの光、ショックブレイクアウトという現象を見ることができます<sup>43)</sup>。外層の厚さにもよりますが、時間変動が速いのでニュートリノで位置決めした天空上の領域を見張る必要があります。ちなみにこのショックブレイクアウトの光は、候補天体はあるものの、確実にそうだと言えるものはまだ観測されていそうです。やはり時間変動が速いことが観測を困難にしています。この観測は親星の半径の情報をもたらすので、是非見つけたいものです。

次に超新星そのものが見えてきます。今回は親星として水素層のついた赤色超巨星を仮定したため、プラト一期と呼ばれるあまり光度が時間変化しない時期があります。この光度は爆発時の熱エネルギーとニッケル量で決まります。その後、光度が減っていく時期を観測すれば超巨星で作られるニッケル量を知ることができます。この時期はニッケル (Ni) → コバルト (Co) → 鉄 (Fe) という重元素の核崩壊からでるガンマ線が主な熱源だからです。

ここから数百年たてばこの天体は超新星残骸として観測されることになるでしょう。人間の生きるタイムスケールを考えるとこれを待つのはなか

なか難しいと思いますが、超新星1987Aのように30年間観測が続けられている天体もあり、将来の天文学者のために、観測の情報を残しておくのは重要なことのように思います。近年、現象論的な仮定を用いてはいるものの、中心の爆発から超新星残骸に至るまでをシミュレーションする研究も現れています<sup>44)</sup>。

## 5. 最後 に

重力崩壊型超新星の研究でこれまでにわかったこと、そしてまだわかってないことをまとめたつもりです。普段はわかったことだけまとめて発表しているため、およそのことはすでに研究され尽くされてしまったのではないかという印象をもつ方もいらっしゃると思いますが、今回の記事を読んで、超新星の研究ではまだこんなにもわからないことがあるのかと驚かれた方も多いかと思います。もし、皆さんの中でこの謎を解明することに興味が湧きましたら、ぜひ共同研究させてください。拙い解説でしたが最後までお読みいただきありがとうございました。

## 参考文献

- 1) 滝脇知也, 固武慶, 2015, 日本物理学会誌 70, 170
- 2) 諏訪雄大, 2011, 天文月報 104, 276
- 3) 山田章一, 2016, 超新星 (日本評論社)
- 4) 田中雅臣, 2015, 星が「死ぬ」とはどういうことか (ベレ出版)
- 5) Ramírez-Agudelo O. H., Simón-Díaz S., Sana H., de Koter A., Sábín-Sanjulían C., de Mink S. E., Dufton P. L., Gräfener G., Evans C. J., Herrero A., Langer N., Lennon D. J., Maíz Apellániz J., Markova N., Najarro E., Puls J., Taylor W. D., Vink J. S., 2013, A&A 560, A29
- 6) Heger A., Woosley S. E., Spruit H. C., 2005, ApJ 626, 350
- 7) Ott C. D., Burrows A., Thompson T. A., Livne E., Walder R., 2006, ApJS 164, 130
- 8) Sumiyoshi K., Yamada S., Suzuki H., Shen H., Chiba S., Toki H., 2005, ApJ 629, 922
- 9) Takiwaki T., Kotake K., Suwa Y., 2016, MNRAS 461, L112
- 10) Takiwaki T., Kotake K., Suwa Y., 2012, ApJ 749, 98
- 11) Yamasaki T., Yamada S., 2006, ApJ 650, 291
- 12) Radice D., Ott C. D., Abdikamalov E., Couch S. M.,

- Haas R., Schnetter E., 2016, ApJ, 820, 76
- 13) Mabanta Q., Murphy J. W., 2017, ArXiv: 1706.00072
  - 14) Takiwaki T., Kotake K., Suwa Y., 2014, ApJ 786, 83
  - 15) Foglizzo T., Galletti P., Scheck L., Janka H., 2007, ApJ 654, 1006
  - 16) Nagakura H., Yamamoto Y., Yamada S., 2013, ApJ 765, 123
  - 17) Hanke F., Marek A., Müller B., Janka H.-T., 2012, ApJ 755, 138
  - 18) Iwakami W., Kotake K., Ohnishi N., Yamada S., Sawada K., 2008, ApJ 678, 1207
  - 19) Tamborra I., Raffelt G., Hanke F., Janka H.-T., Müller B., 2014, Phys. Rev. D 90(4), 045032
  - 20) Kuroda T., Kotake K., Takiwaki T., 2016, ApJ 829, L14
  - 21) Melson T., Janka H.-T., Bollig R., Hanke F., Marek A., Müller B., 2015, ApJ 808, L42
  - 22) Horowitz C. J., Caballero O. L., Lin Z., O'Connor E., Schwenk A., 2017, Phys. Rev. C 95(2), 025801
  - 23) Lattimer J. M., Douglas Swesty F., 1991, Nucl. Phys. A 535, 331
  - 24) Shen H., Toki H., Oyamatsu K., Sumiyoshi K., 1998, Prog. Theor. Phys. 100, 1013
  - 25) Hempel M., Schaffner-Bielich J., 2010, Nucl. Phys. A 837, 210
  - 26) Furusawa S., Yamada S., Sumiyoshi K., Suzuki H., 2011, ApJ 738, 178
  - 27) Togashi H., Nakazato K., Takehara Y., Yamamuro S., Suzuki H., Takano M., 2017, Nucl. Phys. A 961, 78
  - 28) Kuroda, T., Takiwaki T., Kotake K., 2016, ApJS 222, 20
  - 29) Nagakura H., Sumiyoshi K., Yamada S., 2014, ApJS 214, 16
  - 30) Bollig R., Janka H.-T., Lohs A., Martinez-Pinedo G., Horowitz C. J., Melson T., 2017, Phys. Rev. Lett., submitted, ArXiv: 1706.04630
  - 31) Müller B., Viallet M., Heger A., Janka H.-T., 2016, ApJ 833, 124
  - 32) Nakamura K., Kuroda T., Takiwaki T., Kotake K., 2014, ApJ 793, 45
  - 33) Iwakami W., Nagakura H., Yamada S., 2014, ApJ 793, 5
  - 34) Suzuki T. K., Sumiyoshi K., Yamada S., 2008, ApJ 678, 1200
  - 35) Takiwaki T., Kotake K., 2011, ApJ 743, 30
  - 36) Mösta P., Ott C. D., Radice D., Roberts L. F., Schnetter E., Haas R., 2015, Nature 528, 376
  - 37) Masada Y., Takiwaki T., Kotake K., 2015, ApJ 798, L22
  - 38) Nishimura N., Sawai H., Takiwaki T., Yamada S., Thielemann F.-K., 2017, ApJ 836, L21
  - 39) Sawai H., Yamada S., 2016, ApJ 817, 153
  - 40) Nakamura K., Horiuchi S., Tanaka M., Hayama K., Takiwaki T., Kotake K., 2016, MNRAS 461, 3296
  - 41) Yoshida T., Takahashi K., Umeda H., Ishidoshiro K., 2016, Phys. Rev. D 93(12), 123012
  - 42) Hayama K., Kuroda T., Kotake K., Takiwaki T., 2015, Phys. Rev. D 92(12), 122001
  - 43) Suzuki A., Maeda K., Shigeyama T., 2016, ApJ 825, 92
  - 44) Wongwathanarat A., Janka H.-T., Müller, E., Pllumbi E., Wanajo S., 2017, ApJ 842, 13

### 3D Simulations of Core-Collapse Supernovae

**Tomoya TAKIWAKI**

*National Astronomical Observatory of Japan,  
Division of Theoretical Astronomy, 2-21-1  
Osawa, Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan*

Abstract: Dramatic increase of CPU resources lately make it possible to simulate central engine of core-collapse supernovae in three dimensions (3D). I happily received ASJ Young Astronomer Award 2016 thanks to our pioneering work of the 3D simulations. In this article, I would like to review recent progress of this field by showing our results. To enlightening the future direction of the research, unsolved problems in the field are emphasized.