

# 磁気駆動型超新星での元素合成： rプロセスと高エネルギー 天文学



西村



滝脇

西村 信哉

〈Astrophysics Group, EPSAM, Keele University, Keele, ST5 5BG Staffordshire, United Kingdom〉

e-mail: n.nishimura@keele.ac.uk

滝脇 知也

〈天文シミュレーションプロジェクト, 国立天文台, 〒181-8588 三鷹市大沢2-21-1〉

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

強磁場をもつ大質量星の重力崩壊によって引き起こされる磁気駆動型の超新星爆発は、中心の中性子星内部から大量の中性子過剰物質が放出されると考えられ、rプロセス元素合成の有力な天体的起源として期待されている。われわれは詳細な超新星爆発シミュレーションに基づいた研究を行い、強磁場と回転に起因する強いジェット状爆発がrプロセスに適した物理環境になることを示し、重力崩壊コアの回転や磁場に依存して放出過程でのrプロセス元素合成の結果が異なることを初めて定量的に明らかにした。本稿では、最新の研究結果を解説しさまざまな天体現象との関連を議論する。

## 1. もう一つのrプロセス源

元素の宇宙的起源とその進化を説明するとき、宇宙最初のビッグバン元素合成から始めて、恒星内部の核燃焼過程を解説し、「金やウランなどの鉄よりも重い元素は、大質量星の最後で起こる超新星爆発のときにrプロセス（r過程）によって生成される。」と締めくくられる<sup>\*1</sup>のが常套ではないかと思う。しかし、本特集の他の記事をお読みいただいてもわかるが、どうも最近の研究によると、この説明の最後、すなわち、rプロセスの天体的な起源の問題はそんなに単純ではないらし

い。長年、超新星爆発<sup>\*2</sup>がrプロセス源の有力な候補であったが、詳細な物理過程を考慮したシミュレーションにより、物理的な困難さが明らかになった。それにより、最近では、通常の超新星爆発自身はrプロセスの標準サイトとして不適合だとする見解が強い。他方、最近では高密度天体連星系の合体現象<sup>\*3</sup>が再び注目されている。この天体現象では、大規模流体力学シミュレーションに基づいた本格的な研究が始まったばかりであるが、重力波源、ショートガンマ線バーストの電磁波対応天体源などとの関連もあり、興味深い研究対象である。今後、rプロセスの主要な天体源が

<sup>\*1</sup> 本稿では全く触れない内容も含めて、元素合成一般に関しては専門家による解説書<sup>1)</sup>が参考になる。

<sup>\*2</sup> 本文中において、「超新星（爆発）」という語は重力崩壊型（Ib/Ic/II型）だけを意味する。

<sup>\*3</sup> 中性子星同士や中性子星-ブラックホールの合体現象である。本特集の和南城氏と田中氏の記事で解説されている。

超新星から高密度天体連星系へとパラダイムシフトする可能性もある。

それでは、超新星爆発はrプロセス源としては研究する価値がなくなるのか？ われわれはその疑問に答えるべく、強磁場をもつ超新星爆発シナリオ、すなわち、磁気駆動型超新星爆発に着目して、超新星におけるrプロセス元素合成の研究を続けている。これは、重力崩壊中の中心コアが高速回転し強磁場をもっている場合に実現される爆発シナリオであり、ジェット状の爆発構造(図1)をもつ。このような爆発過程により、通常の超新星とは異なり中性子星内部に存在する中性子過剰な物質が放出され、rプロセスが起こることが期待される。加えて、この超新星爆発シナリオは、強磁場による激しい爆発環境であることから、マグネター(強磁場中性子星)の生成過程の候補であり、ガンマ線バーストやX線フラッシュ、極超新星の中心機構との関連が期待されるとともに、有望な重力波源である可能性もある。

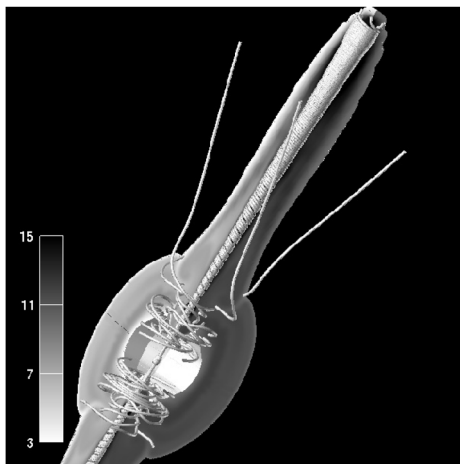


図1 磁気駆動型超新星のジェット状爆発。グレースケールがエントロピーで、白い線が磁力線である。中心コア(原始中性子星)付近に磁力線が強く巻かれ、回転軸方向(極方向)に爆発している。

本稿では、この磁気駆動型超新星に注目し、天文学的な背景や最近のシミュレーションによるメカニズム解明の進展を紹介した後、rプロセス元素合成研究の内容を紹介する。

### 1.1 大質量星の進化と超新星爆発

太陽の質量 ( $M_{\odot}$ ) を単位として、 $10 M_{\odot}$ 以上の質量をもつ恒星は大質量星として分類され、中心での水素の核燃焼に始まり、さまざまな燃焼段階を経て、ヘリウム、炭素、酸素、ネオン、マグネシウム、ケイ素と重い元素を生成しながら進化する。最後に、鉄属組成からなるコアを形成した後は、それ以上の核融合反応によるエネルギーの供給ができず、温度の上昇に伴って光分解し、さらに電子捕獲<sup>\*4</sup>も進行し外向きの力を失い、自己重力を支えられず重力崩壊する。物質がどんどん中心に落ち込むが、中心密度が核密度程度まで達すると核力によって急激に中心の圧力が高まり反発(コアバウンス)し、外向きの衝撃波が生じる。この衝撃波が、外側に伝わって外層を吹き飛ばせば、恒星進化と爆発過程で生成された物質が宇宙空間に放出される。

ところが、コアバウンスによって生じた衝撃波は、そのままでは親星の外層を通過する前に減衰し停滞する。ここで、重力崩壊して核密度に達した中心コアは原始中性子星となり、内部には、重力崩壊の過程で大量に生成されたニュートリノがその高い密度によって球状(ニュートリノ球)に閉じ込められる。停滞した衝撃波は、このニュートリノ球から放出されるニュートリノを吸収して再びエネルギーを得て爆発すると考えられている。以上が、大質量星の進化の最終段階の重力崩壊に始まり、衝撃波の生成、停滞を経て、超新星爆発に至る概要である<sup>2), 3)</sup>。

星の進化は、核融合により軽い元素から重い元素を作る過程であるが、爆発の内側では鉄やニッケルなど鉄族元素が大量に生成され、 $^{56}\text{Ni}$ の放射

\*4  $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ : この反応により原始中性子星内部では電子による圧力が失われる。

性崩壊が超新星を明るく輝かせている要因である。それよりも重い元素は恒星進化での燃焼過程では生成されない。鉄族元素を超えてより重い元素を生成するには、全く別の物理過程と天体環境が必要である。

## 1.2 rプロセスの物理環境<sup>\*5</sup>

鉄よりも重い原子核同士による核融合では、強いクーロン相互作用のため高い衝突エネルギーが必要で、恒星内の熱核反応では実現が困難である。一方、どんなに重い原子核に対してでも、電荷をもたない中性子が近づくのは容易である。そのため、宇宙での元素合成では、中性子捕獲によってより重い元素を作る。原子核が中性子を捕獲すると、一般に不安定な中性子過剰な同位体ができ、引き続き起こるベータ崩壊 ( $\beta^-$ 崩壊) によって原子番号が一つ増える。すなわち、中性子捕獲とベータ崩壊が対になって重い元素を作るのであるが、中性子捕獲が「速い」か「遅い」<sup>\*6</sup>かで元素合成の経路が大きく変わり、適切な天体環境も全く異なってくる。本稿での主題は「速い」場合である。

中性子密度が非常に高い環境で、ベータ崩壊する前に次々と中性子捕獲を起こす場合、すなわち、中性子捕獲が「速い」(rapid) 場合をrプロセス (r-process) と呼ぶ。中性子は半減期が約10分で、自然には単独で存在しないが、都合がよいことに超新星爆発の中心に残される中性子星は中性子の塊である。これをうまく取り出せれば、速い中性子捕獲の連鎖を起こせるのであるが、それには適切な物理環境が整う必要がある。

rプロセスを実現し放出する天体モデルにおいては、中性子過剰物質から始まり、高温・高密度から急速に膨張し冷却していく環境を考えるのが自然である。どのような物理的環境でrプロセス

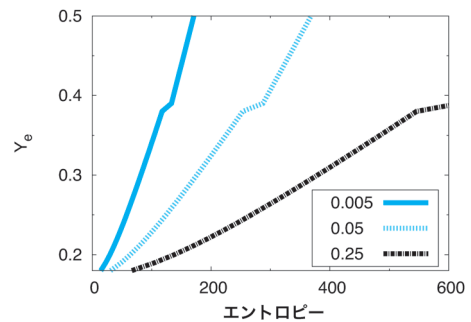


図2 重いr元素の生成条件. それぞれの線の右下 ( $Y_e$ が低く、エントロピーが高い) の領域で重い元素が生成される. また、異なる膨張タイムスケールで3本の曲線を示し、それぞれの数値はrプロセスの種核を生成する時間 (秒). Hoffmanによる解析的条件式<sup>4)</sup>を用いた.

が起こるのかはよく理解されている。温度が $3 \times 10^9$  K程度に下がり、中性子捕獲過程が本格的に進行する時点で、爆発的に生成された種核に対して中性子が十分多くなければならない。図2にエントロピーと $Y_e$ (核子1つ当たりの電子数)を用いた条件<sup>\*7</sup>を示した。エントロピーの低い環境(100以下)では $Y_e$ が0.2以下でなければならない。逆に、 $Y_e$ が小さいとエントロピーの依存性がなくなり、 $Y_e$ が0.2を切ると、だいたいの天体環境で重いrプロセス元素 (r元素) が生成される。

## 1.3 超新星爆発でのrプロセスの困難

通常の超新星爆発のシナリオでは、原始中性子星に近い内側の領域で物質がニュートリノを吸収しエネルギーを得る。このとき、中性子が陽子に変わるために中性子過剰度が落ち ( $Y_e$ が上がり)、rプロセスを起こすには不利である。rプロセス研究の初期では、コアバウンスによって生じた衝撃波がニュートリノ吸収の影響を受けず、そのまま外層を吹き飛ばすシナリオも期待されたが、現在では、現実的な爆発メカニズムとしては

<sup>\*5</sup> 本稿では最小限の記述にとどめるので、詳細は本特集の和南城氏の記事をご参照いただきたい。

<sup>\*6</sup> 恒星進化において長時間で中性子捕獲を進めるのが「遅い (slow)」過程、sプロセスである。

<sup>\*7</sup> エントロピーは核子あたりの値としてボルツマン定数を単位とする。 $Y_e$ は、本稿で対象にするような電氣的に中性な物質では「電子の比」=「陽子の比」になり、値が小さいと中性子過剰 (陽子欠乏) ということになる。

不相当だと考えられている。

そこで、超新星の中心にある原始中性子星から吹く「風」が別のrプロセスサイトとして提案された。中性子星内部のニュートリノ球からの強いニュートリノ放射によって、原始中性子星の外側が剥ぎ取られて外に放出される過程である。ニュートリノの影響が強く、それほど中性子過剰な放出物質は期待できないが、図2に示したように、エントロピーが十分に高ければrプロセスが起こる。このシナリオは、元素のパターンや量などが観測とよく一致するため有望視されていた。しかし、近年までの結果を総括すると、現実的な中性子星の質量や物理過程を考慮するとすべての原始中性子星風において、十分にrプロセスを引き起こすことは難しいと考えられている<sup>5)</sup>。

#### 1.4 特異な超新星シナリオの必要性

以上のように、通常の超新星爆発では、ニュートリノによる原始中性子星風を含めて、満足にrプロセスが起こるのは難しそうである。基本的に、ニュートリノ加熱による爆発シナリオでは、中性子過剰なまま物質を放出することが難しく、また、ニュートリノ放射によっては中性子星内部から中性子過剰な物質を取り出せない。本稿の主題である磁気駆動型の超新星では、ニュートリノ加熱ではなく、磁場によって爆発を引き起こすことでこの問題が解決される。ここでは、最後に、磁場以外で超新星爆発を引き起こし、中性子過剰物質を放出する特異なシナリオを紹介する。

まず、限られた親星のシナリオでは $8 M_{\odot}$ 程度の質量の軽い大質量星での電子捕獲型(O<sub>2</sub>NeMgコアの重力崩壊型)超新星爆発がある。この爆発モデルでは、ニュートリノ加熱の影響を押さえつつ早く爆発するため、中性子過剰物質が放出される<sup>6)</sup>。これまでの研究で、2次元爆発シミュレーションなどにより、コア付近の対流の影響で内部からより中性子過剰な物質が放出されることがわかっているが、 $Y_e=0.3$ を下回るのは難しく、重いrプロセス元素の生成は期待できない。

また、その基礎物理に未解明な点が多いが、原始中性子星がコアバウンス直後にクォーク-ハドロン相転移を引き起こして爆発するシナリオも研究されている。このシナリオは、中心に核物質層/クォーク層をもつ高密度天体、ハイブリッド星の形成過程でもある。相転移が起こる物理量の範囲は限定的であるが、条件が成立すれば中性子過剰物質が放出されることが示されている。ただし、今のところ、実際に相転移が起こった場合も軽めのrプロセス元素にとどまるであろうと示唆されている<sup>7)</sup>。

## 2. 強磁場超新星と高エネルギー天文学

磁気駆動型の超新星と関連する高エネルギー天体を紹介し、その爆発メカニズムを解説する。

### 2.1 極超新星とガンマ線バースト

近年、数多くの超新星が観測されているが、その中で特異な現象が発見されている。通常の超新星より約10倍以上も明るく輝く現象を特に区別して極超新星と呼ぶ。極超新星の光源が爆発時に生成される<sup>56</sup>Niの崩壊だとすると、それが通常の超新星爆発に比べて大量に放出されていることになる。極超新星の爆発メカニズムはいまだに不明であるが、観測の示唆から、ガンマ線バーストに付随しているという説が有望である。

ガンマ線バーストは、核実験監視衛星Velaによって発見された、数秒以下から数時間にわたって激しいガンマ線放射が観測される現象である。ガンマ線の後には、X線から赤外線まで電磁波の広い領域にわたる放射(残光)がしばらく続く。残光の観測によって、一部の継続時間の長いガンマ線バーストは、同じ方向で超新星が検出され、特有のスペクトルを見せることから、関連があると考えられている。ガンマ線バースト自体についても、物理機構については、中心のブラックホール周辺からの強い磁場やニュートリノによるジェットというのが有力であるが、大質量星の重

力崩壊からどのような過程を経るのかまだわかっていない。

## 2.2 X線フラッシュとマグネター

ガンマ線バーストの中で低エネルギーで継続時間が長いものを、特にX線フラッシュと分類する。GRB060218/SN2006ajは、X線フラッシュを起こした代表的な天体である。解析の結果、中心天体としては、ブラックホールよりも中性子星のほうがよく説明できることがわかった。X線フラッシュが磁場に起因すると考えると、この中性子星は非常に高い磁場を帯びている可能性が高い。

そのような通常の中性子星よりも非常に高い磁場をもつ天体は、マグネターと呼ばれ、候補天体が個別に観測されている<sup>7)</sup>。磁場の形状として双曲子輻射を仮定すると、回転周期と周期変動の観測結果から磁場の強さを見積もることができる。通常の中性子星は $10^{12}$  G (ガウス) の磁場をもっているが、マグネターはそれより3桁も高い $10^{15}$  G の磁場をもつ。実際に、中性子星の観測に当てはめると、全体の数パーセント程度はこのマグネターにあたる。以上の仮説が正しければ、X線フラッシュはマグネターの誕生の瞬間なのかもしれない。

## 2.3 磁気駆動型超新星の物理過程

超新星のコアでは、磁場と物質が強く結合するので磁場が流体の運動に沿って変化する。そのため中心コアの回転が速いと磁力線が自転軸に巻き付きバネのような構造になる。この磁力線による「バネ」の力（磁気圧）が中性子星への質量降着に打ち勝つとジェットが生じる。図1にエントロピーとともに磁力線が示されているが、軸に沿ったジェット状の爆発部分でエントロピーが高く\*<sup>8</sup> になっており、非常に強い磁場が巻きついている。

磁気駆動型超新星では、崩壊時にコアが非常に強い磁場をもっていると考えられるが、その起源は明らかにはなっていない。恒星がもともと内部

にもっていた磁場が重力崩壊の過程で中心に集中するというのが最もシンプルな説明であるが、恒星の外層を吹き飛ばすほどの強い爆発を得るには、局所的にも磁場の増幅機構が必要であろう。太陽の内部で起こるようなダイナモプロセスや磁気回転不安定性など<sup>9)</sup> が、その候補として期待されている。ただし、恒星の内部構造は直接に観測できないこともあって、今のところ確立された理論はない。今後の課題として、ジェット状超新星爆発のメカニズムとともに、磁場の生成・増幅過程の解明も重要である。

## 2.4 二つの異なる爆発過程

超新星コアでの磁場増幅のメカニズムには未解明な点が多いが、十分に強い磁場が存在すれば爆発する。磁気流体力学シミュレーション<sup>10), 11)</sup> の結果、コアの回転と磁場の状態によって大まかに二つのタイプに分類できることがわかった。初期の強磁場により早く爆発する「即時型」と磁場の増幅に時間がかかる「遅延型」で、以下のような特徴をもつ。

**即時型磁気爆発:** 重力崩壊中に十分な強さの磁場をもち極軸方向の磁気圧が強いため、コアバウンスによって生じた衝撃波が短時間でそのまま放出される。密度が高く、エネルギーの高い爆発になる。爆発の形状は回転軸方向にジェット的なものになるが、ジェット角が多少開いている。

**遅延型磁気爆発:** 初期に磁場が弱く、十分な磁場の強さがないが、コアバウンス後に回転による磁場の巻き込みが起これ、磁場が増幅し、最終的には爆発する。増幅の過程に時間が必要で、得られる爆発エネルギーも低いが、磁場の影響が強くと、より絞られたジェット状の爆発になる。

図3は、実際の流体力学シミュレーションによる爆発モデル<sup>10)</sup> に基づいて、物質の放出過程を示したものである。元素合成で重要な $Y_e$ に着目すると、即時型のほうが低い値をもつ。これは軸

\*<sup>8</sup> ただし、rプロセスの環境としてはまだエントロピーが低く、重いr元素を作るには $Y_e < 0.2$ が必要(図2)である。

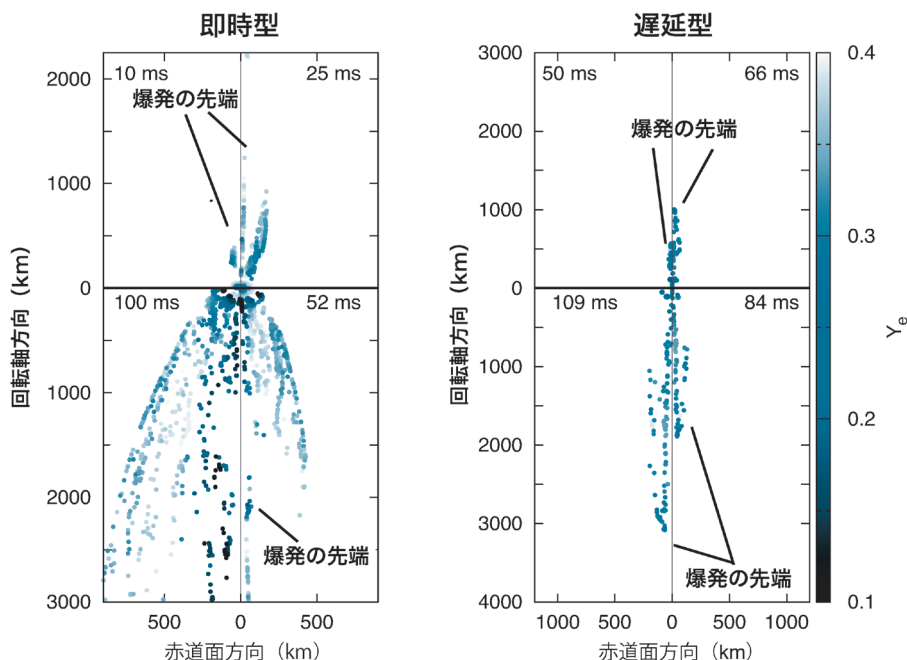


図3 磁気駆動型超新星での放出物質の運動。放出物質を流体粒子の分布で描いたもので色は $Y_e$ を示す。左が「即時型」で、右が「遅延型」である。原始中性子星（半径が10 kmほど）を中心に恒星の子午面（回転軸を含む面）を4分割したもので、左上より時計回りで時間が経過している。経過時間は、バウンスからの時間（ミリ秒）である。

対称を仮定した計算の結果であるが、また、別に行った3次元計算<sup>12)</sup>でも、重力崩壊前の構造が軸対称に近ければ定性的には似た結果になる。

### 3. rプロセス元素合成

詳細な爆発モデルでのrプロセス元素合成の計算結果を示し、そこから理解できる内容をまとめる。

#### 3.1 中性子過剰物質の放出過程

rプロセス元素合成は、他の多くの元素合成過程とは異なり、親星の進化での元素合成には依存せず、爆発的環境での温度、密度、 $Y_e$ によって決まる。そのため、現実的な天体環境を想定する研究においては、定量的に精密な物理環境（爆発モデル）の構築が重要である。以前の研究では、磁気駆動型の爆発はニュートリノの影響が小さく無視できると仮定していた。ここでは、それらの元素合成への影響を示しつつ、爆発過程による違

いにも目を向ける。

図4に、重いr（プロセス）元素と軽めのr元素を生成する放出物の $Y_e$ 変化を示した。どちらも、跳ね返り（落下から放出に反転するとき）からの時間を示し、最終時刻（0.2秒程度）以降は大きく変化しない。左の最終的に $Y_e \sim 0.2$ になるほうが、「即時型」の代表である。ニュートリノ吸収の影響などすべての物理過程を考慮した結果（実線）を見ると、重力崩壊時の電子捕獲により $Y_e$ が一気に下がりそのまま放出される。ニュートリノ吸収の影響を無視した場合（点線）、放出中も電子捕獲が進行し $Y_e$ が0.1を切る。このように、即時型では非常に強い電子捕獲の影響により、放出過程では中性子過剰を保つことがわかる。

一方、「遅延型」は図4の右で、 $Y_e$ の振る舞いが異なる。このタイプの爆発では、物質が中心付近で跳ね返った後、すぐには放出されず磁場の増

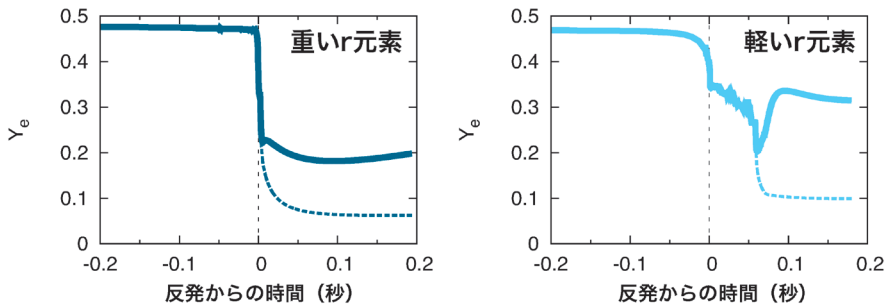


図4 放出される物質の典型的な $Y_e$ の時間変化(実線). 左のほうは、最終的に $Y_e=0.2$ 程度になり、重いr過程元素を生成する. 一方、図の右側は最終的に $Y_e$ が0.3くらいで、質量数が130程度で元素合成の進行が止まる. 点線はニュートリノ吸収の影響を無視した結果を示す.

幅を待つため、0.05秒過ぎまでこの物質は中性子星(ニュートリノ球)内部に停滞する. その後、弱めの爆発によって外部に放出されるのであるが、ニュートリノ吸収の影響が強く働き、 $Y_e$ が上がってしまう(実線). この場合、ニュートリノ吸収を無視する(点線)と、 $Y_e=0.1$ まで下がる. ここで左右を比較すると、左(重いr元素を生成)のほうが実線と点線ともに右(軽いr元素を生成)よりも $Y_e$ が小さく、ニュートリノ吸収の影響にかかわらず電子捕獲が優勢であることがわかる.

ニュートリノ吸収の影響(図4の実線と点線の比較)により、どちらも最終的に $Y_e$ が約3倍に上昇する. 我々の爆発モデルでは、平均的には $Y_e$ の値が0.1-0.2程度上昇するが、3次元磁気流体計算による爆発モデルでも<sup>12)</sup>同程度である. これはニュートリノ吸収の影響が、ニュートリノの光度や平均エネルギーなど原始中性子星のニュートリノ球の物理量と放出源からの距離で決まるため、基本的には球対称でもよく近似できる.

### 3.2 核反応ネットワーク計算

ここで本格的に、磁気駆動爆発のモデルを用いて元素合成計算を実行する. 不安定核を含む4,000以上の原子核と関連する核反応を考慮した、大規模な原子核反応ネットワークコード<sup>13)</sup>を計算に用いる. それぞれの爆発モデルでは、図3に

表されるように、多数の流体粒子に分割して各々の組成進化を追いかける. 超新星の中心部分では、温度が $1\text{ MeV} \approx 11.6 \times 10^9\text{ K}$ より高くなり、重い原子核はばらばらに壊れ、ほぼ核子(中性子と陽子)と $\alpha$ 粒子( $^4\text{He}$ 原子核)だけが残る状態なので、統計的平衡を仮定し弱い相互作用による $Y_e$ の進化を追いかけ、元素合成開始時の組成を決める.

膨張に伴って温度が $3 \times 10^9\text{ K}$ 程度になるとある程度重い(質量数100程度)中性子過剰な種核が生成され、連続的な中性子捕獲過程(rプロセス)が進む. 図5は、核図表上での元素の存在比を示した図である. 左が磁気即時型の爆発に典型的な $Y_e$ の値、右が磁気遅延型の典型的な $Y_e$ の値をもつ放出物質による元素合成計算の結果である.  $Y_e$ の値から予想されるように、即時型では重い元素まで生成され、遅延型のほうは軽めのr元素まででとどまっている. どちらもrプロセス(中性子捕獲)の進行が止まり、崩壊し始める直前の時刻でのスナップショットで、この後、組成分布がそのまま左上の安定核に落ち着くまで一直線に流れる.

### 3.3 rプロセス元素の観測値<sup>\*9)</sup>との比較

元素合成の計算結果を太陽系の観測値と比較したものが図6である. 太陽系のrプロセス元素組

\*9) rプロセス元素の観測的な側面や銀河の化学進化に関する内容は次号で詳しく解説される.

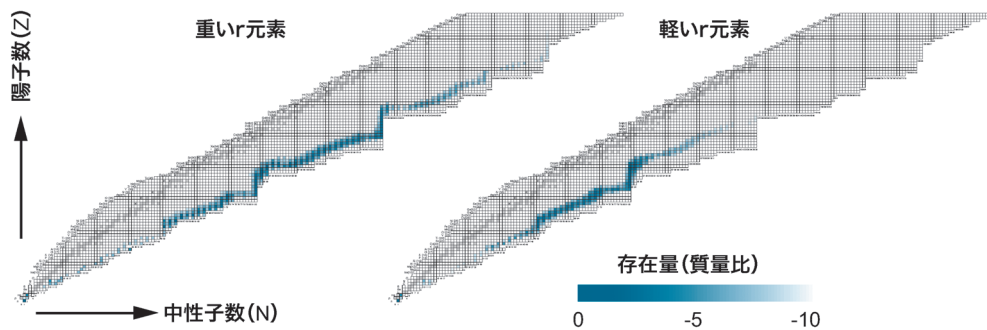


図5 核図表(陽子-中性子面)上でのrプロセスの進行. 左が重いr元素を生成する場合, 右が軽めのr元素までを作る場合で, どちらも中性子捕獲が終了した時点での分布である. 各同位体の存在量は質量比の対数スケールで図示した. rプロセスが関わる中性子過剰側の同位体を図示し, 左上の灰色は安定核を示している.

成は, 太陽系外のrプロセス過剰星の観測ともよく一致するため, ユニバーサルなrプロセス組成に近いと考えられている. 図6では, 「即時型」と「遅延型」の元素合成結果が太陽系組成元素と比較されている. 「即時型」のモデルは, 磁場と回転が異なる3つの爆発モデルの結果である. 元素合成計算では, 核反応計算に用いる核反応率の不定性もあるため, 細部までの再現性を議論するのは難しい. そこで, rプロセスに特徴的なピークの相対的な高さを比較し, どれくらいまで重元素が生成されるのかに注目する.

即時型は3つのモデルともに, 第2と第3ピークを再現しアクチノイドまで生成している. 他方, 遅延型磁気ジェット爆発モデルでは, 軽いほうのr元素が生成され, 第2ピークまでしか生成されていない. 両モデルでの代表的な $Y_e$ の値から直接予想したことが, 元素合成の結果に如実に現れている. 即時型の3つの爆発モデル自体の振る舞いは異なるが, 元素合成組成は大局的には似ている. すなわち, 「即時型」で爆発すれば, その爆発環境による違いは元素合成には反映されないことがわかる. また, 太陽系のrプロセス元素組成を再現する観点からは, 磁気駆動型超新星の爆発メカニズムは即時型が好ましいということになる.

では, 「遅延型」はrプロセスの見地から否定

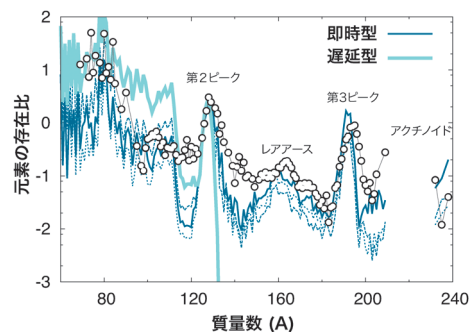


図6 元素合成計算の結果と太陽系元素組成<sup>14)</sup>との比較. 各質量数の同位体について, 存在比を対数スケールで図示している. 計算結果は, 太陽系組成(白丸)の第2ピークでそろえてある. 即時型は異なる3つのモデルでの結果である.

されるかという点, そうではない. 図7は, 金属欠乏星でのr元素の観測値との比較であり, 1回のrプロセス天体現象の影響が強く残っていると考えられる. CS22892-052の組成パターンは太陽系元素組成に似たもので, やはり即時型の結果に近い. もう一方, 図のHD122563に代表される原子番号が50以上のr元素の量が通常とは1-2桁小さい「弱いrプロセス」と呼ばれるパターンがある. 遅延型は, この「弱いrプロセス」で多く存在している元素の領域を作ることがわかる. 今回の我々の計算では, 単一の爆発モデルでは, この「弱いr元素」は説明できないが, 例えば,



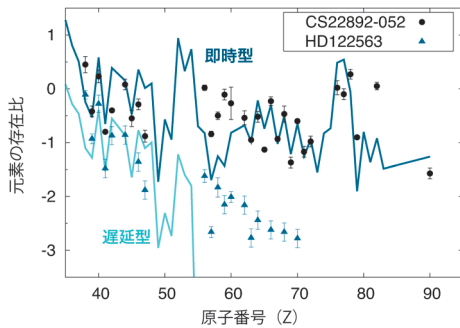


図7 元素合成の計算結果と金属欠乏星<sup>15), 16)</sup>でのr元素の観測との比較。存在比を対数スケールで、計算結果は観測値に合わせて規格化した。

「即時型」と「遅延型」両者の重ね合わせで説明するという可能性もある。また、理論的には、弱めの即時型、または、強めの遅延型にあたる一つの爆発モデルで「弱いr元素」パターンを再現できる可能性もある。特に、遅延型の爆発ではニュートリノの影響が強いため、今回得られた結果でも基本的な物理過程で不定性が大きい。

## 4. 元素の痕跡と天文学的位置づけ

### 4.1 宇宙のrプロセス源として

我々の結果では、爆発モデルによるばらつきはあるが、 $10^{-3}$ - $10^{-2} M_{\odot}$ のr元素を放出すると見積もられた。これは、通常の超新星における原始中性子星風の放出量の数百倍にもなり、単純にすべての超新星のうちの0.1-1%以下が磁気駆動の超新星であるとしても、銀河の化学進化に有意な影響を及ぼすことを意味する。したがって、マグネターなど一部中性子星に付随する希少な現象だとしても無視できない。

また、複数の天体rプロセス生成源を考える場合も、中性子星連星系の合体とは独立した現象として磁気駆動型超新星は重要である。超新星爆発は高密度天体の形成過程なので、中性子星連星の合体に先駆けて起こる。そのため、特に宇宙初期の最初のrプロセスでは主役を担う可能性が高い。

### 4.2 特殊な超新星に対応するか？

放射性元素の量は、超新星爆発の直接観測と、爆発形状の把握には重要な指標である<sup>17), 18)</sup>。我々の爆発モデルでは、 $^{56}\text{Ni}$ の放出量が $0.6$ - $4.3 \times 10^{-2} M_{\odot}$ と見積もられる。これは、重力崩壊型超新星の標準の量よりは低めで、 $^{56}\text{Ni}$ の量だけを見ると暗めの超新星ということになる。しかし、中心に強磁場の中性子星（マグネター）が存在すると、電磁場放射による加熱により明るくなる可能性がある。我々の磁気駆動型超新星モデルは、磁場と $^{56}\text{Ni}$ の放出量ともにX線フラッシュ対応超新星を説明可能<sup>19)</sup>である。

また、これら放射性元素の生成を調べることは、これまでrプロセス研究とは別の文脈で行われてきた超新星残骸などの豊富な観測につながる。例えば、爆発がジェット状になると、超新星残骸の観測において重要になる放射性同位体 $^{44}\text{Ti}$ の生成量が変わることが知られている<sup>20)</sup>。今後の研究次第では、残骸観測とも何らかの有力な関係が見つかるかもしれない。特に、すでに述べたように、磁気駆動型超新星は多量のr元素を生成するため、いまだ成功していない、rプロセスの直接観測を探るうえでも有利になる。

### 4.3 鉄より重い他の元素の興味

最後に、rプロセス以外の鉄より重い元素を生成する過程にも少し触れておく。大質量星の進化ではヘリウム燃焼時に（弱い）sプロセス元素合成が起こるが、それを種核として超新星爆発の外層で光分解を中心にした過程（pプロセス）により陽子過剰同位体が生成される。特に金属欠乏星で回転の影響が大きい星の進化では、sプロセスの進行が変わる<sup>21)</sup>。したがって、ジェット状爆発を生むような強磁場で回転の速い親星では、通常と異なる元素合成が期待される。外層での元素合成を調べることで、意外なところで恒星進化と爆発現象がつながるかもしれない。

## 5. おわりに

磁気駆動型超新星でのrプロセスの研究は、まだ本格的に始まったばかりで手がつけられていないことも多い。特に親星の性質を知ることは重要で、爆発過程のメカニズムとともに、進化における磁場と回転による影響が気になる。磁気駆動型超新星が超新星でのrプロセス源を代表する場合、宇宙の化学進化のシナリオはどう考え直されるのか。また、この特異な超新星はさまざまな高エネルギー天体との関連があり、思わぬ発見や新たな観測的な制限ができる可能性もある。強いジェットの爆発の超新星、ガンマ線バーストの中心、あるいはマグネターの生成過程には、金やプラチナなどの「お宝」が眠っているかもしれない。

## 謝辞

本稿は、筆者らを含む研究グループによる共同研究の結果に基づきました。特に、これまでの共同研究者である橋本正章、藤本信一郎、固武慶、山田章一、佐藤勝彦、C. Winteler、R. Käpelli、A. Perego、F.-K. Thielemannの諸氏に感謝いたします。加えて、小野勝臣、長滝重博、前田啓一、吉田敬、R. Hirschiの各氏、本特集の他の執筆者からは、アドバイスや議論が原稿の内容に反映されています。謝意を述べさせていただきます。筆者らが研究プロジェクトを進めるうえで、日本学術振興会、国立天文台（滞在型研究員）、スイス国立科学財団、欧州研究会議（EU-FP7-ERC-2012-St Grant 306901）から研究費の補助を受けました。本稿で紹介された結果の一部は、国立天文台天文シミュレーションプロジェクトと京都大学基礎物理学研究所の計算機を用いました。

## 参考文献

- 1) 野本憲一編, 2007, 元素はいかにつくられたか—超新星爆発と宇宙の化学進化, 岩波書店
- 2) 関口雄一郎, 2009, 天文月報102, 308
- 3) 諏訪雄大, 2011, 天文月報104, 276
- 4) Hoffman R. D., et al., 1997, ApJ 482, 951
- 5) Wanajo S., 2013, ApJ 770, L22
- 6) Wanajo S., et al., 2011, ApJ 726, L15
- 7) Nishimura N., et al., 2012, ApJ 758, 9
- 8) 榎戸輝揚, 2012, 天文月報105, 431
- 9) Masada Y., et al., 2012, ApJ 759, 110
- 10) Takiwaki T., et al., 2009, ApJ 691, 1360
- 11) Takiwaki T., et al., 2011, ApJ 743, 30
- 12) Winteler C., et al., 2012, ApJ 750, L22
- 13) Nishimura N., et al., 2012, PRC 85, 048801
- 14) Arlandini C., et al., 1999, ApJ 525, 866
- 15) Sneden C., et al., 2003, ApJ 591, 936
- 16) Honda S., et al., 2007, ApJ 666, 1189
- 17) 田中雅臣, 2010, 天文月報103, 53
- 18) 前田啓一, 2010, 天文月報103, 672
- 19) Maeda K., et al., 2007, ApJ 666, 1069
- 20) 長滝重博, 2001, 天文月報94, 390
- 21) Frischknecht U., et al., 2012, A&A 538, L2

### The r-Process in Magneto-Rotational Driven Core-Collapse Supernovae

Nobuya NISHIMURA

*Astrophysics Group, Keele University, Keele, ST5 5BH, UK*

Tomoya TAKIWAKI

*Center for Computational Astrophysics, National Astronomical Observatory of Japan, Mitaka 181-8588, Japan*

**Abstract:** The heavy element nucleosynthesis *via* the r-process is investigated in the context of magnetorotational driven core-collapse supernovae. Using magneto-hydrodynamic simulation models based on several initial conditions of the rotation and magnetic field, we study the impact of explosion mechanism on the r-process nucleosynthesis. We found that strong magneto-hydrodynamic jet explosions can produce heavy elements including the third peak r-process isotopes and actinide. On the other hand, weak cases of explosion produce up to the second peak, which may explain “weak” r-process observations in metal poor stars. We discuss these results on the relation to the galactic chemical evolution and as the source of other optical observations, which are hypernovae, X-ray flashes, and magnetar formation.