

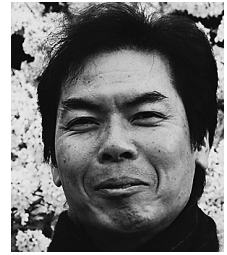
超新星爆発と中性子星合体

—rプロセス元素の起源として

和南城伸也

〈国立天文台 〒181-8588 東京都三鷹市大沢2-21-1〉

e-mail: shinya.wanajo@nao.ac.jp



金やウランをつくるrプロセス。その起源となる天体は何か。rプロセスの最初の研究から半世紀以上経過した今もなお、その答えは得られていない。rプロセスは天体核物理の範囲を超え、銀河の化学進化や、最近では重力波天文学にまで及ぶ研究対象として、天文学でも重要な位置を占めるようになった。現在、rプロセス元素の起源の有力な候補とされているのは超新星爆発と中性子星合体である。最新の数値流体シミュレーションの成果により、それぞれのシナリオについて詳細なrプロセスの研究を行うことが可能となりつつある。

1. はじめに

金やウランなどの鉄より重い元素がrプロセスによってつくられることが示されてからすでに半世紀が経過している。今もなおrプロセスの起源となる天体現象は特定されていないものの、この間に関連分野の研究は著しい成長を遂げている。

天文学と原子核物理の境界分野として生まれた天体核物理に始まり、大規模数値流体シミュレーション（本号、西村・滝脇氏）、大型望遠鏡による金属欠乏星の元素組成観測（次号、青木・本田氏）、銀河の化学進化（次号、石丸氏）、そして重力波源の光学的対応天体（本号、田中氏）にまでその研究対象が広がり、われわれは着実にその答えに近づきつつあるように見える。本号と次号にわたる特集記事では、このようなrプロセスに関する最新の研究成果について、さまざまな視点からわかりやすく解説されている。

本稿では、rプロセスの起源として有力とされる超新星爆発と中性子星合体のシナリオについて詳しく述べる。その前に、そもそも「rプロセス」

とは何であるかについて説明しておこう。

1.1 rプロセスとは？

鉄より重い元素はどのようにしてつくられたのだろうか？ 水素やヘリウムのような軽元素はビッグバンで、炭素から鉄までの元素は星の内部の核融合および超新星爆発でつくられたことはよく知られている¹⁾。しかし、鉄より重い元素はそう簡単にはつくられない。電気的な反発力の強い重い元素の核融合を起こそうとして温度を上げると、原子核は光のエネルギーを吸収してばらばらになってしまう（光分解という）。ではどうすればいい？ そう、電荷をもたない中性子をぶつければいい。中性子なら室温でさえ核融合が起こるので温度を上げる必要はない。問題は、その中性子がどこにあるかだ。中性子は10分程度で電子を放出して陽子にベータ崩壊してしまうので、定常的に存在するには特殊な環境が必要になる。

一つの可能性は、中性子を放出するような核融合が安定的に起こっている状況だ。例えば、星が水素燃焼を終えた後のヘリウム燃焼の段階では、中性子を放出するような核融合反応が起こると考

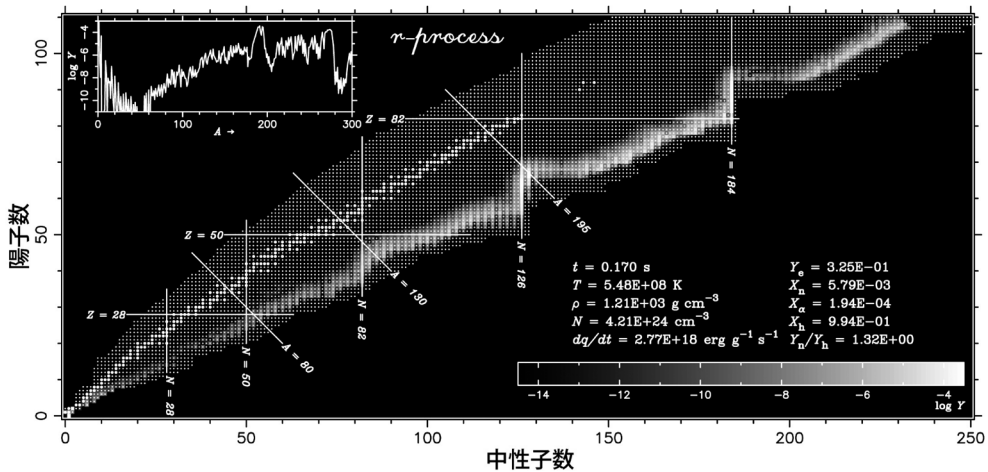


図1 rプロセスの数値計算例。横軸は中性子数，縦軸は陽子数（原子番号）。薄い白点は存在が予測されている約8,000の不安定核種，濃い白点は約300の安定核種および長寿命核種トリウム232とウラン235, 238。N, Z = 28, 50, 82, 126などは中性子および陽子のマジックナンバー。グレイスケールは，rプロセスが終了したときの原子核の存在量分布を表す。左上には，このときの原子核の存在量を質量数の関数として表してある。この後，つくられた原子核はベータ崩壊により安定線へ向かう。

えられている。このヘリウム核融合によって放出される中性子数密度は $10^7\text{--}10^{11}\text{ cm}^{-3}$ 程度である。これはどの程度の量なのだろうか？例えば太陽の中心付近のプラズマ（水素とヘリウムの原子核）の数密度は 10^{25} cm^{-3} 程度であり，これに比べると取るに足らないくらいである。この程度の中性子数密度では，中性子捕獲による核融合は1,000年以上もかけてゆっくりと進行する。これは安定核（図1の濃い白点）付近の不安定核（薄い白点）の典型的なベータ崩壊の寿命（数時間から数日程度）よりはるかに長いので，安定核が中性子を捕獲して不安定核になっても，次の中性子捕獲を待たずに安定核へとベータ崩壊してしまう。つまり，元素合成の流れは安定核の分布（安定線という）に沿って進むことになる。これをs

プロセスという（sはslowの意味）。

sプロセスは現実に低・中質量（太陽の8倍以下の質量）の星の進化の最終段階で起こっていることが観測で確かめられている。また，大質量星のヘリウム燃焼段階でも起きることが理論的に予測されている。しかしながら，安定線に沿って進行するsプロセスでは金はほとんどつくられないのだ！図2に数値計算²⁾によるsプロセス元素組成を示す（灰色）。sプロセスでのみつくられる同位体^{*1}を太陽系組成に合わせた存在量^{*2}を表している。中性子捕獲による元素合成の流れは安定線上の中性子のマジックナンバー^{*3}（図1の $N = 50, 82, 126$ ）のところで停滞するため，それに付随するストロンチウム，バリウム，鉛などが主につくられることになる（図2）。また，sプロセ

^{*1} 例えば原子番号56のバリウムには安定同位体が7個存在するが，後述のrプロセスではベータ崩壊で安定線に戻る際に原子番号54のキセノンの安定同位体 ^{134}Xe と ^{136}Xe でブロックされるために ^{134}Ba と ^{136}Ba に到達できない。このような安定同位体はsプロセスでしかつくることができない。

^{*2} 本稿では，一核子あたりの原子核数を存在量と呼ぶ（核子とは中性子または陽子のこと）。これは，1グラムあたりの原子核のモル数に等しい。原子核の質量比を質量数で割っても同じ値が得られる。

^{*3} 中性子を2, 8, 20, 28, 50, 82, または126個もつ原子核は安定性が比較的高く，中性子捕獲が起こりにくい。このような中性子数をマジックナンバー（魔法数）という。陽子にも同様のマジックナンバーが存在する。

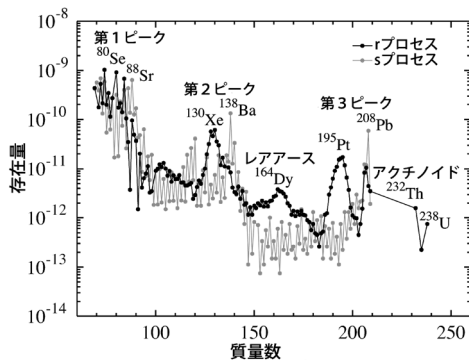


図2 太陽系のrプロセス³⁾(黒)とsプロセス²⁾(灰色)元素組成。横軸は質量数、縦軸は存在量。それぞれに三つのピークが存在する。

スの流れは最も重い安定核である²⁰⁹Bi(原子番号83)の先には進めないで、ウラン(原子番号92)がつけられることはない。

それでは金やウランはどのようにしてつくられたのだろうか？ 仮に、中性子数密度がとてつもなく高いと仮定してみよう。その場合、中性子捕獲はベータ崩壊より遥かに速く進行することになる。これをrプロセスという(rはrapidの意味)。図1にrプロセスの数値計算例を示す。rプロセスでは連続的な中性子捕獲により、元素合成の流れは原子核の存在限界付近まで進行する(図1の右方向)。このあたりになると原子核は寿命が短くなる(マイクロ秒程度)ためにベータ崩壊し、原子番号を増やす(図1の上方向)。このような急激な中性子捕獲とベータ崩壊を繰り返すことにより、元素合成の流れは原子核の存在限界付近を通過してより重い元素へと突き進むことになる(図1のグレイスケール)。やがて中性子をすべて吸い尽くすとrプロセスは終了する。この間、わずか1秒足らずのできごとである。その後、つくられた原子核はベータ崩壊により安定線へと数時間から数日かけて戻っていく。

図2に太陽系元素の存在量からsプロセスの存

在量を差し引いたものを示す³⁾(黒)。鉄より重い元素がsプロセスとrプロセスだけでつくられると考えれば、これは太陽系元素のrプロセス組成とみなせるであろう⁴⁾。sプロセスとrプロセスの寄与は半々程度であるが、その存在量の(第1, 2, 3)ピーク位置が少しずれているのがわかる。これはrプロセスが実在する証拠である。sプロセスと同様にrプロセスの流れも中性子のマジックナンバー $N=50, 82, 126$ で停滞するが、rプロセスは中性子過剰領域を通過するために対応する原子番号と質量数が小さくなる(図1)。こうして、sプロセスでは鉛であったのに対し、rプロセスでは幸運にも金(¹⁹⁷Au)とプラチナ(¹⁹⁴Pt, ¹⁹⁵Pt, ¹⁹⁶Pt, ¹⁹⁸Pt)が第3ピークの山に含まれているのだ！ rプロセスは不安定核を経由して進行するのでウランをつくることも可能だ。今やわれわれの生活になくはならないレアアース(質量数140-180程度)もそのほとんどがrプロセスによりつくられていることがわかる(図2)。

このrプロセスに必要な中性子数密度はどれくらいなのだろうか？ 数値計算により、図2の太陽系のrプロセス組成を再現するには 10^{20} - 10^{30} cm^{-3} というsプロセスより桁違いに高い中性子数密度が必要なことが確かめられている⁴⁾。これは、さきほどの太陽中心付近の例にあてはめると、物質すべてが中性子であるような途方もない値である。こんな極端な状況が宇宙のどこに存在するのだろうか？ そう、誰もが思いつくのが中性子星だ。中性子星はそのほとんどが中性子で構成される半径10 km程度の高密度星で、その表面付近の中性子数密度は 10^{35} cm^{-3} に達する。問題はその大量の中性子を重力の強い中性子星からどうやってたたき出すかだ。二つの可能性が考えられる。一つは超新星爆発、そしてもう一つは中性子星どうしの合体だ。それぞれのシナリオについて詳しく見ていこう。

*4 次章に見るように、質量数約90以下の元素は高温での原子核の熱平衡状態でもつくられる。したがって、それらの元素(原子番号約40以下)を「sプロセス元素」、「rプロセス元素」と呼ぶのは必ずしも適切ではない。

2. 超新星爆発シナリオ

2.1 最初の1秒

大質量星はその進化の最後に重力崩壊を起こす。中心部の物質（約8-10太陽質量の場合は酸素・ネオン・マグネシウム、それより重い星では鉄）が光および電子を吸収してその圧力による支えを失い、中心に向かって落下していく。光分解と電子捕獲により物質はばらばらの中性子になり、中心に核力で支えられた中性子物質の芯ができると、そこで重力崩壊は止まる。原始中性子星の誕生である。

かつては、このときに中心に向かって落ちてくる物質のはねかえりによって超新星爆発が起これと考えられていた。その際に大量の中性子が放出される。衝撃波により物質は数百億度にまで熱せられ、大量の電子・陽電子対が発生するために、中性子の一部は陽電子捕獲により陽子になってしまう。それでも中性子の多くは生き残り、rプロセスが起きると考えられていた^{5) -7)}。

しかしながら、最近の数値流体シミュレーションにより、このようなはねかえり爆発は起こらないことが確かめられている。衝撃波のエネルギーの多くは光分解によって消費され、また、中心に向かって降り続ける物質に妨げられ、衝撃波は途中で力尽きてしまうのだ。

超新星の爆発メカニズムはまだ完全に解明されてはいないものの、現在の標準的な考え方は、ニュートリノのエネルギーで爆発するというものだ⁸⁾。ニュートリノは物質とほとんど相互作用しない素粒子である。しかし、原始中性子星がつかれることにより生じるニュートリノの全エネルギーは 10^{53} ergにも達するので、そのわずか1%程度が外側の物質に伝われば、観測されている爆

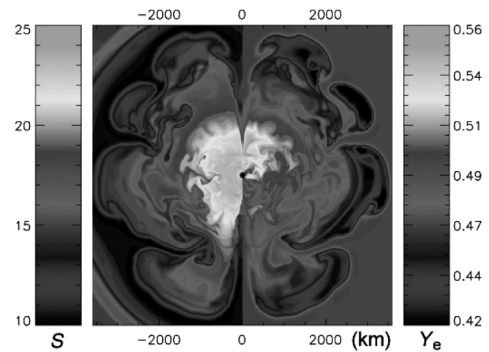


図3 9太陽質量星の超新星爆発シミュレーション⁹⁾。はねかえりから約0.3秒後の一核子あたりのエントロピーS(左)および電子数 Y_e (右)をグレイスケールで表す。横軸は中心からの距離。中心の小さい黒丸が半径20 kmほどの原始中性子星である。

発エネルギー (10^{51} erg程度) が説明できるというわけだ。

最新の数値流体シミュレーションにより、ニュートリノ加熱により実際に超新星爆発が起これることが確かめられている⁸⁾。対流や衝撃波の不安定性によりニュートリノ加熱の効率が高くなり、爆発に至る。図3に、9太陽質量の超新星爆発の様子を示す⁹⁾。30太陽質量程度までの超新星についても同様のニュートリノ加熱爆発が起これることが示唆されている。しかしながら、どの場合についても計算で見積もられた爆発エネルギーは 10^{50} erg程度であり、観測されている典型的な爆発エネルギーより1桁程度小さいという矛盾がある^{*5)}。爆発メカニズムの完全な解明はまだ先になりそうである。そのことを念頭に置きつつ、この9太陽質量の超新星モデルを例に、ニュートリノ加熱爆発でrプロセスが起これるかを見てみることにしよう。

ニュートリノ加熱爆発では、はねかえりから

*5 観測されている超新星の一部、特に8-10太陽質量程度と推定される低質量超新星の場合には、実際に爆発エネルギーが 10^{50} erg程度のものがある。エネルギーが低い超新星は暗いために観測されにくいという問題もある。典型的な爆発エネルギーと言われる 10^{51} ergという値には、このような観測的なバイアスがある可能性にも注意しなければならない。

0.1-1秒ほどかけて原始中性子星付近の0.01太陽質量程度の物質が脱出速度に達するまで押し上げられる。この加熱は、主に中性子(n)の電子ニュートリノ(ν_e)捕獲



および陽子(p)の反電子ニュートリノ($\bar{\nu}_e$)捕獲



によるものである。超新星爆発のシミュレーションにより、この二つの反応はほぼ同じ程度起きていることが確かめられているので、最終的には中性子と陽子の数はほぼ同じになってしまうと考えられる。

もう少し定量的に話を進めるために、電子比 Y_e (一核子あたりの電子数。1グラムあたりの電子のモル数に等しい)という値を用いることにする。星や超新星の内部では物質は電氣的に中性に保たれているので、これは一核子あたりの陽子数ということもできる。つまり、物質が陽子だけでできていれば $Y_e=1$ 、中性子だけでできていれば $Y_e=0$ 、 ${}^4\text{He}$ 原子核(中性子と陽子それぞれ2個からなる。 α 粒子という)だけでできていれば $Y_e=2/4=0.5$ 、 ${}^{56}\text{Fe}$ 原子核(中性子30個と陽子26個からなる)だけでできていれば $Y_e=26/56=0.464$ である。上の例では、原始中性子星の表面付近では $Y_e \ll 0.5$ であるが、ニュートリノを浴びるにつれ、中性子数と陽子数はほぼ同数に、つまり Y_e は0.5に近づいていくということになる。

図4に、9太陽質量の超新星シミュレーションで得られた最深部の放出物質(約0.01太陽質量)の Y_e 分布を示す⁹⁾。ニュートリノの効果により、放出物質はそれほど中性子過剰でないのがわかる。 Y_e の最小値は0.40、つまり、中性子の占める割合はたかだか6割程度に過ぎない。面白いことに、最大値は $Y_e=0.55$ に達している。つまり、原始中性子星から放出される物質にもかかわらず陽子過剰になっている成分があることになる。こ

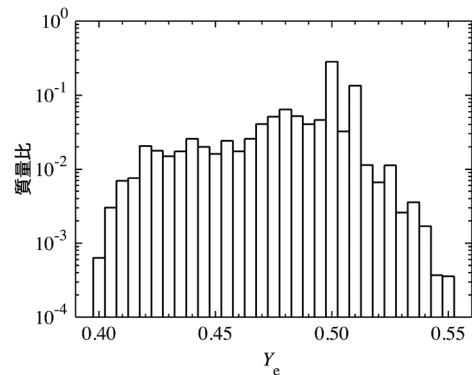


図4 9太陽質量星の超新星爆発シミュレーションによる放出物質(最深部の約0.01太陽質量)の電子比(Y_e)分布⁹⁾。横軸は Y_e 、縦軸はそれぞれの Y_e 範囲($\Delta Y_e=0.005$)に含まれる物質の質量比。

れは、電子ニュートリノと反電子ニュートリノの数やエネルギーが同じ程度であれば、中性子より陽子の質量のほうがわずかに小さい(つまりエネルギー的に安定)であるために、式(2)より式(1)の反応のほうが起こりやすくなるからである。

この程度の中性子過剰率ではrプロセスは起こらない。 $Y_e=0.4$ 程度の場合、放出された物質の温度が100億度程度まで下がると、ほぼ同数の中性子と陽子が結合して α 粒子になるため、中性子数は全体の半分くらいになってしまう。この段階ではまだ光分解が優勢なためにrプロセスは起きない。光分解が弱くなる30億度以下に冷えるまで待たねばならない。しかし、その頃には中性子と α 粒子がさらに融合し、物質は質量数80-90程度の元素(種核という)で占められ、中性子は枯渇してしまう。図5の実線は、この9太陽質量の超新星モデルを用いたときの元素合成の計算結果を表している。質量数56(鉄)と90(ジルコニウム)のピークは温度が50億度くらいのときに核反応の熱平衡状態において形成されたものであり、rプロセスは全く起こっていない。

それでは、rプロセスにはどのくらいの Y_e が必

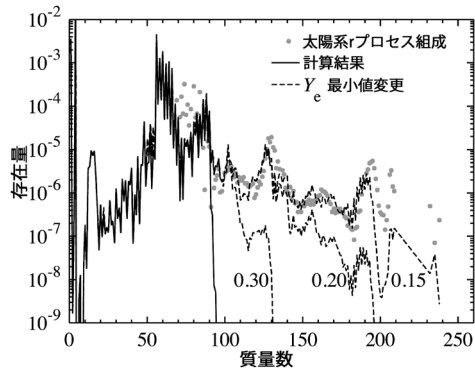


図5 9太陽質量星の超新星爆発モデルを用いた元素合成の計算結果(実線)⁹⁾。横軸は質量数, 縦軸は存在量。点線は, Y_e 分布(図4)の最小値をそれぞれ0.30, 0.20, 0.15としたときの結果。灰色の点は太陽系のrプロセス組成比を表す。

要なのだろうか。試しに, 図4の Y_e の最小値をそれぞれ0.30, 0.20, 0.15まで引き延ばしたときの結果を点線で示す(それぞれの Y_e 範囲の質量比は $Y_e=0.40$ のものと同じ程度と仮定する)。温度が30億度に下がったときの種核一つあたりの中性子数は, Y_e の最小値=0.30, 0.20, 0.15の場合それぞれ15, 60, 100になる。種核の質量数が90とすると, rプロセスによって合成される最大質量数は105, 150, 190程度になることが予想され, 計算結果はまさにそのとおりになっている。

この結果を見ると, rプロセスによって第3ピーク元素(金やプラチナ)がつくられる条件は

$$Y_e < 0.2 \quad (S < 100) \quad (3)$$

ということが言えそうだ。ここで, 括弧内の S はボルツマン定数で規格化した一核子あたりのエントロピーである。原始中性子星付近から最初の1秒間に放出される物質のエントロピーは10-30程度であり, この場合はrプロセスが起きるか否かはほぼ Y_e の値だけで決まる。実際, 前述のはねかえり爆発のモデルで予想されていた Y_e は0.15-0.20程度であり, これがrプロセスが起これると期待された理由である。しかし, 超新星がニュートリノ加熱によって爆発する限りは, Y_e はそれよ

り必ず高くなる, すなわち中性子過剰率は低くなる。どうやら超新星爆発の最初の1秒間にrプロセスを期待するのは難しそうである。

2.2 その後の10秒

爆発から約1秒をすぎると, 原始中性子星付近にあった物質はしだいに遠ざかり, 中心にはまだ熱い, 半径20 km程度の原始中性子星が残される。しかしながら, この段階になってもその表面の物質はニュートリノ加熱によって少しずつ吹き飛ばされ続ける。これをニュートリノ風という。このニュートリノ風は約10秒間にわたり吹き続け, 原始中性子星がニュートリノ放射によって冷却されるにつれてその半径が10 km程度に収縮していくことがシミュレーションによって示されている。

1990年代, この「超新星ニュートリノ風」がrプロセス起源の最有力候補として高い注目を集めることになる。Woosleyらの超新星モデルによる数値計算の結果が太陽系のrプロセス組成と見事に一致したのである¹⁰⁾。

なぜrプロセスが起きたのか? ニュートリノ加熱により物質が放出されるために $Y_e > 0.4$ になるという状況はニュートリノ風でも同じだ。実は, そのエントロピーに大きな違いがある。このとき原始中性子星表面のわずかな質量の物質にニュートリノのエネルギーがつき込まれることになるために, 吹き飛ばされる物質は $S > 100$ という高いエントロピーをもつことになる。Woosleyらの計算でrプロセスが起きたのは, $S \approx 400$ という非常に高いエントロピーが超新星爆発のシミュレーションで得られていたからだ。ではなぜエントロピーが高いとrプロセスに有利なのだろうか?

$S > 10$ の場合, エントロピーは輻射(光と電子・陽電子対)優勢であり

$$S \propto T^3/\rho \quad (4)$$

のように表される(T と ρ はそれぞれ物質の温度と密度)。前述のように, 原始中性子星の表面から

飛び出した物質は、温度が100億度以下になると中性子と α 粒子で構成されるようになる。そして



を經由して種核の生成へとつながる。このとき、式(5)は3体反応であり、その反応率は ρ^2 に比例する。エントロピーが高いということは、式(4)よりある与えられた温度における密度が小さい、つまり式(5)の反応率が小さいことを意味するので、種核がつかられにくくなる。その結果、温度が30億度程度に下がったときの一種核に対する中性子数は相対的に高くなる。つまり、より重いrプロセス元素がつかられやすいということになる。

高エントロピーの場合、式(3)に相当するrプロセス第3ピーク元素がつくられる条件は

$$\frac{(S/230)}{(Y_e/0.40)(\tau/0.02\text{ s})} > 1 \quad (S > 100) \quad (7)$$

と表されることが数値計算により確かめられている^{11), 12)}。ここで、 τ は温度が約1/3に下がるまでの時間である。物質の膨張が速い、つまり τ が小さくなると、種核が十分につくられる前に温度が30億度程度まで下がるため、rプロセスが始まる時の一核子あたりの中性子数が多くなる。高エントロピーでrプロセスが起こりやすくなるのと似た理由である。シミュレーションによると、ニュートリノ風では $Y_e > 0.4$ ¹³⁾⁻¹⁶⁾、 $\tau > 0.02\text{ s}$ ¹²⁾となることが示されているので、式(7)よりrプロセスの成否はエントロピーが少なくとも230以上になるかということになる。

ニュートリノ風のエントロピーがどれくらいまで高くなるのかを見てみることにしよう。図6

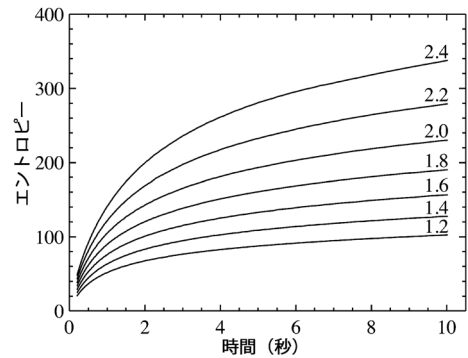


図6 超新星ニュートリノ風の半解析的モデルにより計算された一核子あたりのエントロピー(ボルツマン定数で規格化)の時間変化¹²⁾。原始中性子星の質量が1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0, 2.2, 2.4太陽質量の場合の結果を示す。

に、原始中性子星の質量をパラメーターとしたニュートリノ風の半解析的モデルにより計算されたエントロピーの時間変化を示す¹²⁾。時間とともにエントロピーが増大していくのがわかる。それでも、典型的な1.4太陽質量の原始中性子星の場合、10秒後によく $S=130$ に到達する程度だ。 $S > 230$ に達するには原始中性子星の質量が2.0太陽質量以上であることが必要だ*6。元素合成の計算結果(図7)はまさにそのとおりになっている(ここでは、 Y_e の最小値が0.40になるような時間変化を想定している¹²⁾)。典型的な1.4太陽質量の原始中性子星の場合は弱いrプロセスが起こるのみで、質量数110程度までの元素しかつくられない。金のような第3ピーク元素をつくるには、典型的なものより極めて重い原始中性子星が必要になることがわかる。

最近、連星系の中性子星の観測からその質量が2太陽質量程度のものが見つかっている^{19), 20)}。したがって、2太陽質量を超えるような大質量中性子星が存在する可能性は否定できない*7。しかしながら、連星系の場合は伴星からの質量降着

*6 エントロピーは、原始中性子星の質量/半径に依存する^{17), 18)}。ここでは、原始中性子星の半径は30 kmから10 kmに漸近するような時間変化を想定している¹²⁾。原始中性子星の半径がこれより大きい場合は、要求される原始中性子星の質量はさらに大きくなる。

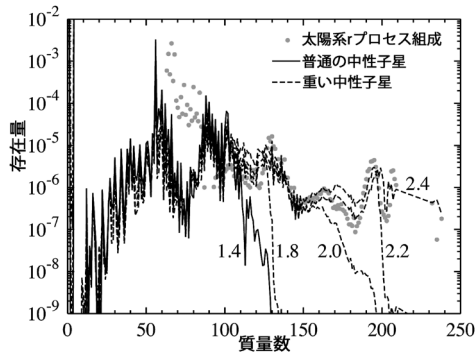


図7 超新星ニュートリノ風の半解析的モデルによる元素合成の計算結果¹²⁾。実線は原始中性子星の質量が典型的な1.4太陽質量の場合(1.2, 1.6太陽質量の場合もほとんど同じ)。点線は、より重い原始中性子星(1.8, 2.0, 2.2, 2.4太陽質量)の場合の結果を表す。

により質量が増加した可能性があり、必ずしも原始中性子星の質量を表しているとは限らない。前述のWoosleyらの結果でrプロセスがうまくいったのは $S \approx 400$ という非常に高いエントロピーが得られたからであるが、現実的な中性子星の質量を考える限りは $S \approx 200$ あたりが上限値になりそうだ。前節と同様に、物質が放出されるメカニズムがニュートリノ加熱である限り、rプロセスを期待するのは難しそうだ。

3. 中性子星合体シナリオ

3.1 最初の0.1秒

大質量星二つからなる連星系には、両方の星が超新星爆発を起こした後に中性子星どうしからなる連星系となるものがある^{*8)}。その後、重力波

を放出することにより角運動量を失い、1億年から10億年程度経過するとついに合体してしまう。これが中性子星合体である。まだその直接的な証拠は得られていないものの、中性子星連星の公転周期の減少が観測されていることから、現実にもそのような現象が存在するのは間違いないと考えられる。また、ガンマ線バーストの中でも、バースト時間が2秒以下の短いもの(ショートガンマ線バースト)の起源は中性子星の合体であると考えられている^{*9)}。

中性子星合体が起きると、その連星系のもつ角運動量による潮汐力および衝撃波加熱により、0.01太陽質量程度の物質が放出されると考えられている。その放出物は極めて中性子過剰であることが期待されるので、rプロセスが起こることが容易に想像できる。しかしながら、現実的な中性子星合体の数値流体シミュレーションは超新星爆発の場合よりさらに難易度が高く、最近になってようやくrプロセスに関する研究が可能になってきた。最近のシミュレーションからは、放出される物質はほとんどが中性子から構成されるために $Y_e < 0.1$ であるという、ほぼ予想どおりの結果が得られている。条件式(3)より、このような環境ではエントロピーの値によらずrプロセスが起こるはずである。

$Y_e < 0.1$ になると、rプロセスが始まる時の一つの種核(質量数80-90程度)に対する中性子数は数百から数千にも達する。そのため、元素合成の流れはあっさりと第3ピークの質量数195を超えてしまう。流れが質量数280あたりに達すると

^{*7)} 原始中性子星の半径が10 kmの場合は、その質量が約2.4太陽質量になると中心付近の音速が光速を超えるという矛盾が生じる²¹⁾。したがって、この半径の場合は中性子星の上限質量は約2.4太陽質量以下でなければならない(因果関係制限という)。半径12 kmの場合はこの上限値は約2.9太陽質量になる。

^{*8)} 連星系として生き残るのは一部で、多くの場合は超新星爆発の際に連星系が壊れてばらばらになってしまうと考えられる。また、星が非常に重い場合は爆発後にブラックホールが残されるので、中性子星-中性子星のほかに、ブラックホール-中性子星、ブラックホール-ブラックホール連星になる可能性もある。

^{*9)} ショートガンマ線バーストGRB 130603Bの残光の中に見つかったrプロセスの核崩壊熱によるものと思われる増光現象は、中性子星合体(またはブラックホール-中性子星合体)が現実存在し、そこでrプロセスが起きている直接的証拠になりうる²²⁾⁻²⁴⁾(田中氏の記事参照)。

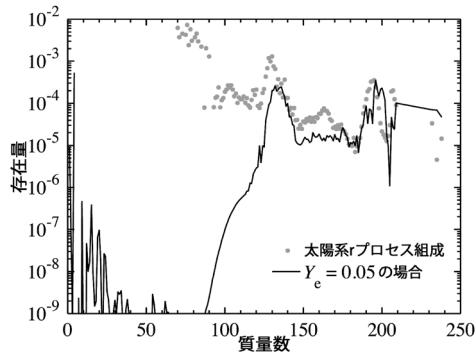


図8 中性子星合体からの $Y_e=0.05$ の放出物質での元素合成の計算結果。横軸は質量数、縦軸は存在量を表す。

(図1)、原子核は質量数130–140付近の原子核二つと数個の中性子に核分裂してしまう。この分裂片が種核となってrプロセスを続け、ふたたび核分裂を起こす。このような繰り返しが核分裂サイクルという。図8に、中性子星合体のシミュレーションにより得られた $Y_e=0.05$ の放出物での元素合成の結果を示す。このように、 $Y_e<0.1$ では非常に強いrプロセスが起り、核分裂サイクルにより質量数120以上の元素が安定的につくられる^{25), 26)}。

一見よさそうな結果であるが、実は、これは金属欠乏星の観測事実と矛盾する。このように重いrプロセス元素(原子番号50以上)のみが合成されたという痕跡はどこにも見当たらないのだ(次号の青木氏の記事参照)。皮肉なことに、超新星爆発の場合とは逆に、今度はrプロセスが強過ぎるのが問題なようだ。

これで話はまだ終わらない。実は、上述の中性子星合体シミュレーションでは、一般相対論効果は無視されている²⁶⁾、または近似的な取り扱いしかされていない²⁵⁾。重力波の放出によって合体し、極めて強い重力場の中で物質が放出されるというこのような現象では、一般相対論効果は重要なはずである。また、これまでの研究ではニュートリノの効果も無視されていた。

ごく最近、初めて一般相対論およびニュートリノ

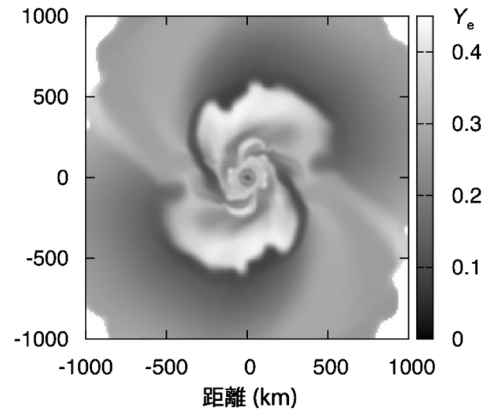


図9 1.3太陽質量の中性子星どうしの合体シミュレーション²⁸⁾。合体から13.7ミリ秒後の Y_e 分布をグレイスケールで示してある。縦横軸は中心からの距離を表す。中心には半径20 km程度の超大質量中性子星が形成されている。

輸送過程を考慮した中性子星合体の数値流体シミュレーションが行われるようになってきた^{27), 28)}。その結果は、これまでの常識を覆すものであった。合体直後に形成された2.5太陽質量を超える超大質量中性子星の振動と、潮汐力により生じた渦状腕の回転運動により、衝撃波が繰り返し発生する。その結果、温度が数百億度に達し、電子・陽電子対が発生するため、陽電子捕獲により Y_e が上昇する。そして、超大質量中性子星からはニュートリノが放射され、式(1)、(2)のニュートリノ反応により Y_e がさらに上昇するのだ。

図9に、1.3太陽質量の中性子星二つの合体のシミュレーションによる、合体から13.7ミリ秒後の Y_e 分布を表す²⁸⁾。このときの Y_e 分布のヒストグラムは図10のようになる。ニュートリノおよび陽電子捕獲の影響により、 Y_e は0.1から0.4まで広く分布していることがわかる。このシミュレーション結果を用いた元素合成の結果は図11のとおりである。広範囲にわたる Y_e 分布のおかげでほぼすべてのrプロセス元素がつくられ、その結果は太陽系のrプロセス組成をよく再現している。

ではなぜ超新星爆発のときのように $Y_e>0.4$ と

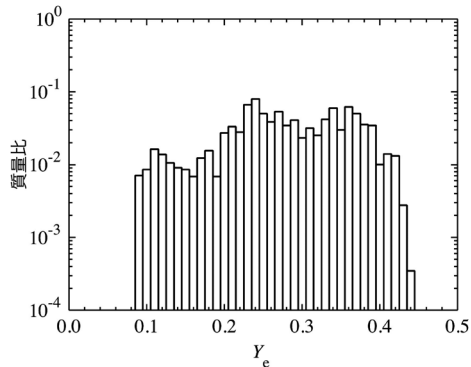


図10 1.3太陽質量の中性子星二つの合体により放出された物質の Y_e 分布²⁸⁾. 各 Y_e 範囲 ($\Delta Y_e = 0.01$)の質量比を表す. 全放出物質の質量は約0.01太陽質量である.

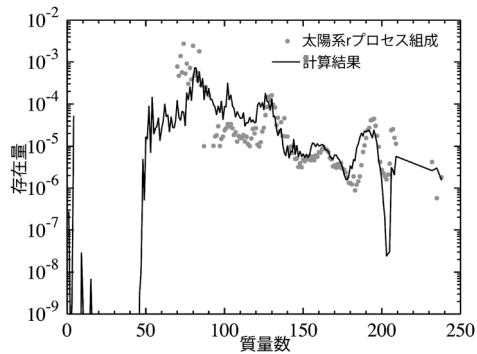


図11 1.3太陽質量の中性子星二つの合体により放出された物質における元素合成²⁸⁾. 横軸は質量数, 縦軸は元素の存在量. 太陽系のrプロセス組成をみごとに再現している.

はならなかったのだろうか? その答えは, 中性子星合体の場合は, 物質放出の主要なメカニズムがニュートリノ加熱ではないからだ. 潮汐力および衝撃波加熱により, 物質は光速の10-30%にまで加速される(超新星爆発の場合はせいぜい光速の数%程度). そのために, ニュートリノの効果が十分に及ぶ前に物質は遙か遠方に飛び去ってし

まうのだ.

今後のさらなるシミュレーションおよび元素合成の計算結果を待つ必要があるものの, 現時点では, 中性子星合体はrプロセス元素の起源の最有力候補とすることができそうだ.

3.2 その後の1秒

まだこれで話は終わりではない. 中性子星合体後, 数十ミリ秒経過すると, 超大質量中性子星は重力崩壊してブラックホールになると考えられている^{*10}. そのブラックホールの周囲には, 0.1太陽質量程度の降着円盤が形成される. その後, 約0.1-1秒程度にわたって, 降着円盤の物質はブラックホールに吸い込まれつつ, ニュートリノ加熱などにより一部の物質を放出すると考えられている. 超新星のニュートリノ風と類似の現象がここでも起きているのだ.

ショートガンマ線バーストのジェット流は, このときの回転軸方向へのニュートリノ対消滅による加熱(または磁場の効果)によるものと考えられている. このとき, 回転軸方向の極めて低密度の領域にニュートリノのエネルギーが注入されるため, ジェット内部のエントロピーは 10^5 にも達する. しかしながら, $S > 1000$ 程度になると, 式(5), (6)の反応が起こりにくくなるために種核はほとんどつづられず, 放出される物質のほとんどは中性子, 陽子, α 粒子である. 一方, 降着円盤の軸からある程度離れたところから放出される物質のエントロピーは30程度にしかならないため, rプロセスが起きるには $Y_e < 0.2$ (式(3)の条件)となる必要がある³¹⁾.

ブラックホール降着円盤からの物質流の数値流体シミュレーションは極めて困難であり, 今のところ一般相対論およびニュートリノ輸送過程を考慮したシミュレーションは存在しない. したがっ

*10 超大質量中性子星の寿命は合体前の二つの中性子星の質量の和および中性子星の上限質量に依存する²⁹⁾. 質量の和が中性子星の上限質量を大きく超える場合は, 超大質量中性子星がつかれずに直ちにブラックホールになる可能性がある. また, 質量の和が中性子星の上限質量より小さければ, ブラックホールにはならず中性子星が残されることになる³⁰⁾.

て、放出物質の Y_e がどれくらいになるかはあまりよくわかっていない。ブラックホール降着円盤からのニュートリノ風の半解析的モデルによると、ニュートリノの効果により Y_e は0.3-0.4程度まで上昇し、弱いrプロセスしか起こらないと推測されている³¹⁾。他方、ニュートリノを近似的に考慮した数値流体シミュレーションによると、放出物質の Y_e は0.2程度であると推測されている³²⁾。

ブラックホール降着円盤の場合、質量放出のメカニズムはニュートリノ加熱だけでなく、粘性加熱、核反応加熱、磁気力なども原因になりうる。もしニュートリノ加熱が質量放出の主要な原因でなければ、 Y_e はあまり上がらずにrプロセスが起きる可能性がある。中性子星合体から放出される全rプロセス元素の量と組成を正確に予測するには、ブラックホール降着円盤からの物質流の詳細な数値流体シミュレーションの結果を待つ必要がある。

4. ま と め

最新の詳細な数値流体シミュレーションに基づく元素合成の結果は、超新星爆発より中性子星合体がrプロセス元素の起源である可能性が高いことを示唆している。これまでに見てきたように、とりわけニュートリノがその鍵を握っているようだ。超新星の爆発メカニズムがニュートリノによるものである限り Y_e の上昇は避けられず、せいぜい弱いrプロセスしか起こらないようだ。

実は、これは金属欠乏星の元素組成観測から得られている事実と合致する（次号の青木氏、本田氏、石丸氏の記事参照）。 α 元素や鉄族元素とは明らかに異なるrプロセス元素の銀河化学進化的な振る舞いから、「普通の」超新星爆発は重いrプロセス元素の起源ではないことが示されている。一方、金属欠乏星の観測から、軽いrプロセス元素には、主要なrプロセス元素をつくる天体とは別の起源が存在することも確かめられている。これは、図7に見るように、超新星でも弱い

rプロセスが起きていることを示唆しているのかもしれない。

本稿で見てきたのは、その「普通の」超新星爆発であることに注意してほしい。銀河の化学進化モデルからは一仮に超新星爆発がrプロセスの起源だったとしたら—全体の数パーセント程度の超新星でrプロセスが起きているとすれば金属欠乏星の観測事実をうまく説明できることが示されている³³⁾。例えば、数パーセント程度の超新星がニュートリノ加熱ではないメカニズム—磁場の効果など—によって爆発しているとしよう（西村・滝脇氏の記事参照）。そのような場合は、物質の脱出速度が十分に速ければ、中性子星合体の場合と同じように適度に中性子過剰な物質が放出され、rプロセスが起こるかもしれない。

中性子星合体シナリオのほうに問題はないのか？ 合体までに1億年以上もの時間がかかるような中性子星合体の元素合成の影響が、銀河初期に生まれたと思われる金属欠乏星の組成に表れるということが本当にありうるのだろうか？ 合成される量は銀河のrプロセス元素の量を説明できるのか？（これらに対する答えは、次号の石丸氏の記事を参照されたい）ブラックホール降着円盤からの寄与は？ ブラックホール—中性子星合体の場合はどうなのか？ まだまだ解決すべきことがたくさんある。あるいは、最近のショートガンマ線バーストの残光に見つかった「rプロセス新星」らしき現象（田中氏の記事参照）のような観測事実が蓄積されていくことにより、近い将来には答えが得られているのかもしれない。

謝 辞

2.1章の結果はHans-Thomas Janka氏、Bernhard Müller氏との共同研究、3.1章の結果は関口雄一郎氏、西村信哉氏、橘孝博氏、木内建太氏、久徳浩太郎氏、柴田大氏との共同研究に基づいている。

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) Käppeler F., Beer H., Wisshak K., 1989, Reports on Progress in Physics 52, 945
- 3) Cowan J. J., Pfeiffer B., Kratz K.-L., Thielemann F.-K., Sneden C., Burles S., Tytler D., Beers T. C., 1999, ApJ 521, 194
- 4) Kratz K.-L., Bitouzet J.-P., Thielemann F.-K., Möller P., Pfeiffer B., 1993, ApJ 403, 216
- 5) Hillebrandt W., Nomoto K., Wolff G., 1984, A&A 133, 175
- 6) Sumiyoshi K., Terasawa M., Mathews G. J., Kajino T., Yamada S., Suzuki H., 2001, ApJ 562, 880
- 7) Wanajo S., Tamamura M., Itoh N., Nomoto K., Ishimaru Y., Beers T. C., Nozawa S., 2003, ApJ 593, 968
- 8) Janka H.-T., Hanke F., Hildepohl L., et al., 2012, Progress of Theoretical and Experimental Physics 01A309
- 9) Wanajo S., Janka H.-T., Müller B., 2011, ApJ, 726, L15
- 10) Woosley S. E., Wilson J. R., Mathews G. J., Hoffman R. D., Meyer B. S., 1994, ApJ 433, 229
- 11) Hoffman R. D., Woosley S. E., Qian Y.-Z., 1997, ApJ 482, 951
- 12) Wanajo S., 2013, ApJ 770, L22
- 13) Roberts L. F., 2012, ApJ 755, 126
- 14) Martínez-Pinedo G., Fischer T., Lohs A., Huther L., 2012, Physical Review Letters 109, 251104
- 15) Roberts L. F., Reddy S., Shen G., 2012, Physical Review C 86, 065803
- 16) Fischer T., Martínez-Pinedo G., Hempel M., Liebendörfer M., 2012, Physical Review D 85, 083003
- 17) Cardall C. Y., Fuller G. M., 1997, ApJ 486, L111
- 18) Wanajo S., Kajino T., Mathews G. J., Otsuki K., 2001, ApJ 554, 578
- 19) Demorest P. B., Pennucci T., Ransom S. M., Roberts M. S. E., Hessels J. W. T., 2010, Nature 467, 1081
- 20) Antoniadis J., et al., 2013, Science 340, 448
- 21) Lattimer J. M., 2011, Ap&SS 336, 67
- 22) Tanvir N. R., Levan A. J., Fruchter A. S., et al., 2013, Nature 500, 547
- 23) Hotokezaka K., Kyutoku K., Tanaka M., Kiuchi K., Sekiguchi Y., Shibata M., Wanajo S., 2013, ApJ 778, L16
- 24) Tanaka M., Hotokezaka K., Kyutoku K., Wanajo S., Kiuchi K., Sekiguchi Y., Shibata M., 2013, ApJ, in press
- 25) Goriely S., Bauswein A., Janka H.-T., 2011, ApJ 738, L32
- 26) Korobkin O., Rosswog S., Arcones A., Winteler C., 2012, MNRAS 426, 1940
- 27) Sekiguchi Y., Kiuchi K., Kyutoku K., Shibata M., 2011, Physical Review Letters 107, 051102
- 28) Wanajo S., et al., 2013, in preparation
- 29) Hotokezaka K., Kiuchi K., Kyutoku K., Muranushi T., Sekiguchi Y., Shibata M., Taniguchi K., 2013, Physical Review D 88, 044026
- 30) Metzger B. D., Bower, G. C., 2013, MNRAS, in press
- 31) Wanajo S., Janka H.-T., 2012, ApJ 746, 180
- 32) Fernández R., Metzger B. D., 2013, MNRAS 435, 502
- 33) Ishimaru Y., Wanajo S., 1999, ApJ 511, L33

Supernovae and Neutron Star Mergers —As the Origin of r-Process Elements Shinya WANAJO

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

Abstract: The astrophysical origin of r-process elements, such as gold and uranium that are made by the rapid neutron-capture process, is still unknown. This article reviews the recent progress of the r-process studies based on the detailed hydrodynamical simulations of core-collapse supernovae and neutron star mergers.