

重力崩壊型超新星爆発における 磁気回転不安定の大域シミュレーション ～人類のルーツを求めて～

Global Simulations of Magnetorotational Instability in Core-Collapse Supernovae: A Quest for Human Origin

一般財団法人高度情報科学技術研究機構
澤井 秀朋

重い恒星が一生の最後に起こす重力崩壊型超新星爆発は、その爆発メカニズムがいまだ謎に包まれている。我々は星のもつ磁場と自転が爆発を駆動する可能性に着目し、シミュレーション研究を行った。これは比較的弱い 10^9 テスラの磁場をとともなう超新星コアにおいて、磁気回転不安定という磁場増幅機構を捉えた初の大域シミュレーションである。シミュレーションの結果、磁気回転不安定による磁場の増幅が間接的に爆発の駆動を助けることがわかった。現在もっとも有望視されているニュートリノ加熱による爆発駆動はそのエネルギー効率の低さが問題となっているが、我々が発見したのはそれを克服する可能性を秘めた新しい加熱促進メカニズムである。

1. はじめに

本稿では私が共同研究者とともに最近行った3つのシミュレーション研究 [1, 2, 3] にもとづき、重力崩壊型超新星において磁場が果たす役割について紹介する。できるだけ沢山の方々に読んでいただけるよう、この第1節と第2節は研究背景の説明に少し多く紙面を割き、特別な専門的知識が必要ないように書いたつもりである。第3～6節に関しては学部程度の物理と基礎的な計算科学の知識が必要かもしれない。気楽に読まれる方は第1、2節とまとめの第7節に目を通していただければと思う。

本稿のテーマである超新星爆発とは恒星が一生の最後に引き起こす壮大な爆発現象である。その爆発エネルギーは 10^{44} ジュールに達するが、これは土星の位置で起こると地球が

粉々に砕け散るレベルの爆発である。超新星の明るさは銀河1つ分に相当し、1054年に銀河系で起こったかに星雲の超新星は、木星と同じくらいの大きさに見えたことが藤原定家の明月記に伝聞として記述されている^{*1}。超新星はそれぞれの銀河で平均的に50年に1度程度起こると言われているが、銀河系では1604年を最後に記録が残っていない。オリオン座の一等星のひとつであるベテルギウスは近いうちに超新星を起こしそうなことが観測と理論モデルから示唆されおり^{*2} [4]、運が良ければ我々が生きているうちに超新星爆発を肉眼で拝むことができるかもしれない。

超新星は元となる星の重さによって、大きく2種類の爆発に分けられる。比較的軽い星では核融合型の爆発が起こり元の星は跡形もなく飛び散る。一方、質量が太陽の8倍以上

*1) かに星雲は木星より10億倍遠い。

*2) 近い内と言っても、10万年以内である。

の重い星では重力崩壊型の爆発が起こり、後には中性子星^{*3}またはブラックホールが残される。本稿で扱うのは後者の重力崩壊型超新星である。この重力崩壊型超新星は爆発メカニズムが未だ謎に包まれており、宇宙物理学上の大問題となっている。

超新星爆発は宇宙の化学的進化にとって重要であり、ひいては我々人類のルーツにもかかわる現象である。ビックバンによって宇宙が生まれた直後は、水素、ヘリウムと少量のリチウムが元素として存在したと考えられている。やがてガスが集まり星ができると、その内部で核融合反応が始まり、重い元素ほど中心に集まる玉ねぎ型構造がつくられていく。太陽より10倍以上重い星では、約1000万年かけて中心に半径1000km程度の(気体の)鉄のコアができ、そこで核融合反応が止まる。この鉄コアが自身の重力に耐え切れなくなってつぶれ^{*4}、その反動で起こるのが重力崩壊型超新星爆発である。星内部の物質は爆発に伴う核融合によって一部が別の元素に変わり、宇宙空間にばらまかれる^{*5}。我々の住む太陽系、そして地球は、こうして超新星がばらまいた物質を材料につくり上げられた。つまり、我々の体を構成する元素は、はるか昔に超新星爆発を経験していることになる。重力崩壊型超新星の爆発メカニズムを探ることは人類のルーツの一部を求めることにつながるのである。

重力崩壊型超新星のメカニズムでよくわ

かっていないのは、つぶれた鉄コアが爆発に転ずる過程である。鉄コアがつぶれると中心の密度が高まる。それが原子核の密度に達したところで核力による跳ね返りが起こり、中心付近は外向きの速度を持つようになる。一方でそれより外側の物質は中心に向かって超音速で落ち続け、外に向かう物質との間に衝撃波が形成される。この衝撃波が星の表面まで到達すると超新星爆発として観測される。しかし、これはそう簡単にはいかない。まず、衝撃波が通過してその背後の物質が温められると、発生した光によって鉄の原子核が壊され、エネルギーが失われる。さらに、鉄コアの中心付近からは大量のニュートリノが放出され、エネルギーを外に持ち去る。こうして後押しするエネルギーを失った衝撃波は半径100kmほどのところで停滞してしまう(図1参照)。停滞した衝撃波を復活させるシナリオとして現在有望なのが遅延ニュートリノ加熱爆発と呼ばれるものである。これは、中心付近から外へ逃げていくニュートリノのごく一部が衝撃波のすぐ背後の物質に吸収され、エネルギーを与える(加熱する)というものである(図1参照)。このシナリオに基づくシミュレーション研究は過去50年近く精力的に行われ、近年ようやく可能になった3次元シミュレーションでは、停滞した衝撃波が復活し、半径1000km程度に到達することが確認されている^{*6} ([5] など)。

しかし、これらのシミュレーションは未だ

*3) 中性子星は主に中性子でできた高密度の星で、半径約10kmに太陽と同程度の質量が詰まっている。これは琵琶湖の水をすべてゴルフボールに詰め込むくらいの密度に相当する。中性子星は通常、電波のパルスを発する天体として観測される(電波パルサー)。

*4) 鉄コアの周囲のシリコン層や酸素層もこれに引きずられて次第に中心へ落ちていく。

*5) 爆発に至る経緯は違うものの、核融合型の超新星でもやはり元素がばらまかれる。

*6) 太陽質量の10倍程度の星の場合、その半径は1億kmほどにもなるが(地球から太陽までの距離程度)、衝撃波が半径1000km程度まで進めば、そのまま星表面に到達できると考えていい。それより外側の物質はゆっくりと落ちてくるため衝撃波が進むのをさほど邪魔しないからである。

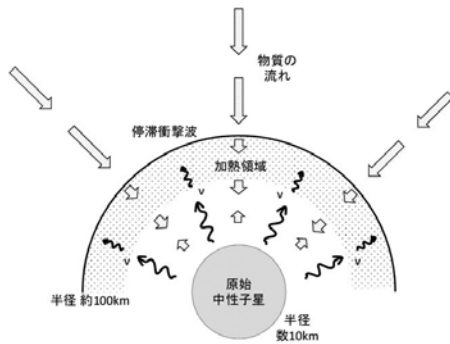


図1 重力崩壊後のコアの様子

大きな問題を抱えている。まず、見積もられる爆発のエネルギーが観測値の 10^{44} ジュールに比べて1桁ほど小さい。一方で、中心にできる中性子星の質量は典型的な観測値である1.4太陽質量に比べて大きくなってしまふ。これらはニュートリノによる衝撃波の復活に時間がかかることが原因と考えられている。

こうした問題を乗り越えるには、ニュートリノから物質へのエネルギーの受け渡しがもっと効率よく起こる必要がある。その効率を上げる可能性として、ニュートリノが放出・吸収される過程の計算精度を上げたり、小さいスケールの物理をより正確に組み込んだりといった取り組みが現在世界的に行われている。

2. 磁場と自転による超新星爆発

その中で、我々は世の中の主流とは少しずれた方面から重量崩壊型超新星の研究に取り組んでいる。それは、鉄コアの持つ磁場と自転が爆発を助けられないかというものである。鉄コアは温度が高く（摂氏10億～1000億度）電気抵抗がほとんど効かないため、磁力線は物質の運動に引きずられる^{*7}。そのため、鉄コアがつぶれると磁場は圧縮されて強くなる。同時に鉄コアはつぶれながらスピナップし非一様に自転するようになる^{*8}。こ

の非一様な高速自転は磁力線をぐるぐる巻きこみ、磁場をさらに強くする。その結果、強い磁場の力（ローレンツ力）が生まれ、それが衝撃波を後押しする、というのが考えられるメカニズムである。このシナリオ自体は特に新しいものではなく、LeBlanc & Wilson (1970) [6] に始まり、2000年代以降も我々のものを含め数10件のシミュレーション研究が見られる([7] など)。それらのシミュレーションでは、元の星が持つ磁場が十分強く、自転が十分速ければ、 10^{44} ジュール程度の強い爆発が起こることが確認されている。

しかし、このメカニズムの問題は、つぶれた直後の鉄コアに 10^{11} – 10^{12} テスラという極端な強磁場と、1ミリ秒で1回転する極端な高速自転が必要な点である。これらに相当する磁場と自転をもつ星は全体として少数派であることが最近の観測から示唆されており[8、9]、さらに強磁場と高速自転の両立は難しいと多くの研究者が考えている。（以下便宜的に、崩壊した鉄コアにおいて 10^{10} テスラ以上の磁場を強磁場、 10^9 テスラ以下の磁場を弱磁場と呼ぶ。）

そこで我々は、まず強磁場という仮定のみを外し、弱磁場・高速自転の星を対象に重力崩壊型超新星のシミュレーション研究を行うことにした。仮定した磁場の強さは鉄コア崩壊後に 10^9 テスラになる程度のものであるが、磁場の力で衝撃波を復活させるためにはどうしても 10^{10} – 10^{11} テスラ程度の強さが必要になる。よって、弱い磁場を効率的に増幅させる仕組みが不可欠である。そのような仕組みの筆頭として挙げられるのが磁気回転不安定と呼ばれる現象である[10、11]。ただ、弱い磁場が磁気回転不安定で増幅される様子をシミュレーションするには、とても高い空間解像度が必要となる（第3節参照）。そのため、

*7) ただし、磁力線に沿った方向の運動には引きずられない。

*8) 場所によって回転速度が違うということ。

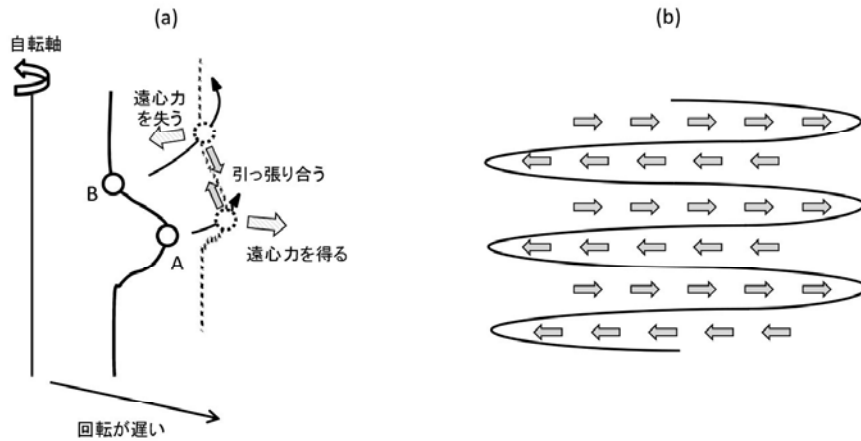


図2 磁気回転不安定の模式図：(a) 磁気回転不安定の起こり始め。(b) チャンネル・フローの構造。実践は磁力線、矢印は流れの向きを表す。ただし、自転軸を含むある面で描画されている。

以前は1000km程度の大きさを持つ鉄コア内の小さい領域（1辺1kmの立方体）を対象としたシミュレーションが2例行われたのみであった（局所シミュレーション）[12, 13]。しかし、局所シミュレーションでは物質の大域的な動きが磁気回転不安定に与える影響も、磁気回転不安定が大域的な動きに与える影響も調べることはできない。

我々は計算量を減らす簡単な工夫をしつつ、大型計算機による並列計算を行うことで、重力崩壊型超新星における磁気回転不安定の大域シミュレーションに初めて成功した [1]。

3. 磁気回転不安定とは

計算の詳細に入る前に、磁気回転不安定がどのようなものか簡単に紹介しておく。磁気回転不安定は磁気流体不安定の一種であり、自転軸から外へ向かうほど遅く回る磁気流体で起こる[10]。超新星の鉄コアはまさにこの条件を満たしている [11]。

磁気回転不安定の直感的な理解は以下のとおりである。まず、自転軸に平行な磁場が貫いた力学的に平衡な回転流体系を考える。ただし、回転速度は自転軸から外へ向かうほど遅いとする。いま、小さなゆらぎによって流

体素片Aが自転軸から離れる方向（外向き）に少し動いたとすると、それにささった磁力線もつられて外向きに少しゆがむ（図2a参照）。そのとき、角運動量の保存から、流体素片Aは隣接する流体素片Bよりも遅く回ることになる。すると、流体素片Aは磁力線を通して（磁気張力で）Bに引っ張られ、回転速度が速くなる（角運動量がBからAへ輸送される）。その結果、Aは余分な遠心力を持つことになる。Aの遠心力が、自転軸からの距離が同じ他の流体素片のものを上回ると^{*9}、力学平衡がくずれAは磁力線を引きずりながらより外へ移動する。一方で、遠心力を失うことになったBは、磁力線を引きずりながら内向きに移動する。このように、磁気回転不安定は角運動量を外向きに輸送しながら、磁力線を引き伸ばして磁場を増幅するメカニズムである。

実際のゆらぎは様々な波長のゆらぎの重ね合わせで表され、その中で一番成長の速い波長のゆらぎが支配的に成長する。結果として、磁気回転不安定では図2bのようにある周期長をもったチャンネル・フローと呼ばれる構造ができる。線形解析によると最も成長率の速い波長は式（1）と表され、その成長率

*9) 自転軸から離れたほうが回転速度が遅い系を考えているので、これはたやすい。

は角速度程度である。ここで、 v_A, ρ, B, Ω は順に、アルフェン速度*10、密度、磁場、角速度である。式(1)から、磁気回転不安定の支配的な波長は磁場の強さに比例し、シミュレーションでは元の磁場が弱いほど高い空間解像度が必要となることがわかる。

$$\begin{aligned} \lambda_f &\sim \frac{2\pi v_A}{\Omega} \\ &\sim 200\text{m} \left(\frac{\rho}{10^{15}\text{kg m}^{-3}} \right)^{-\frac{1}{2}} \\ &\quad \cdot \left(\frac{B}{10^9\text{T}} \right) \left(\frac{\Omega}{10^3\text{rad s}^{-1}} \right)^{-1}, \end{aligned} \quad (1)$$

4. シミュレーションの手法

超新星のコアを構成する粒子は平均自由行程が 10^{-9}cm と圧力スケール長(1-100km程度)に比べて十分に小さいため、流体近似がよく成り立つ。また、今回扱うのはせいぜい光速の数パーセントの速さの運動であり、物質の電気抵抗は十分低いため(磁気レイノルズ数 10^{16} 程度)*11、理想磁気流体近似も成り立つ。よって、シミュレーションでは以下の理想磁気流体方程式を解くことになる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot \left(\rho \mathbf{v} \mathbf{v} - \frac{B\mathbf{B}}{4\pi} \right) \\ = -\nabla \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) - \rho \nabla \Phi, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(e + \frac{\rho v^2}{2} + \frac{B^2}{8\pi} \right) \\ + \nabla \cdot \left[\left(e + p + \frac{\rho v^2}{2} + \frac{B^2}{4\pi} \right) \mathbf{v} - \frac{(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})\mathbf{B}}{4\pi} \right] \\ = -\rho(\nabla \Phi) \cdot \mathbf{v} + Q_E, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (5)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \mathbf{v}) = Q_N. \quad (6)$$

ただし、 $\mathbf{v}, \mathbf{B}, B, \Phi, p, e, n_e, Q_E, Q_N$ は順に、速度、磁場、磁場の大きさ、重力ポテンシャル

、圧力、内部エネルギー密度、電子数密度、ニュートリノの放出・吸収によるエネルギー密度の変化と電子数密度の変化である。式(2)–(6)は順に、連続の式、運動方程式、エネルギー方程式、誘導方程式、電子密度の発展方程式である。式(2)–(5)はオイラー方程式、マックスウェル方程式、オームの法則から得られる。重力ポテンシャルは本来多次元のポアソン方程式を解いて求めるものだが、ここでは計算時間の節約のため、球対称のニュートン重力を与える。圧力の値は、Shenの状態方程式[14]という重力崩壊型超新星の業界でよく用いられているものから得る。

シミュレーションの対象とするのはWoosley & Weaver (1955) [15]による15太陽質量の星の中心部分で、初期条件として 10^7 テスラ程度の双極型磁場と周期3秒程度の自転を与えた。これらは鉄コアがつぶれて跳ね返った直後、磁場強度 10^9 テスラ、自転周期1ミリ秒程度になる。

本稿で紹介するシミュレーションは我々が開発したYamazakuraという時間陽解法・オイリアンの抵抗磁気流体コードを用いて行った[16]。Yamazakuraは衝撃波捕獲法としてKurganov & Tadmor (2000) [17]のスキームを用い、時間3次精度・空間2次精度を採用している。また、磁場の発散ゼロの保証には制限輸送法を用いている。

今回は計算時間の節約のため2次元軸対称、赤道面対称でシミュレーションを行った。図3に示すように、子午面の4分の1を計算領域とし、そこに極座標メッシュ(γ, θ)を張る。重力崩壊型超新星のシミュレーションでは計算領域の半径を数1000km以上にとるのが普通であるが、想定される磁気回転不安定の最大成長波長200mを少なくとも10メッシュ程度で捕らえるためには、20mの

*10) 磁力線を揺らしたときに発生する横波の速度。*11) 粘性も十分に小さい。

解像度が必要である。

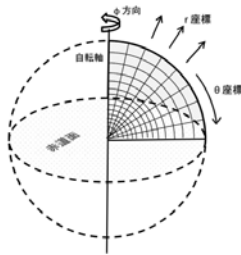


図3 計算領域と座標

計算量を大幅に減らすため、我々は計算領域を運動の大域性が見えるぎりぎりの大きさにまで縮小した(半径数10km~500kmの範囲、図4参照)^{*12}。シミュレーションの手順は以下のとおりである。まず、磁気回転不安定シミュレーションに先立って低解像度のシミュレーションを半径4000kmの計算領域で行う(背景シミュレーション)。鉄コアが跳ね返った5ミリ秒後に、背景シミュレーションのデータを上記の計算領域にマッピングし、それを磁気回転不安定シミュレーションの初期条件とする。また、動径方向の内側・外側境界の境界値は背景シミュレーションの時間発展データから与える。

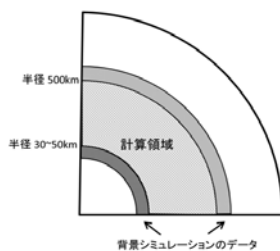


図4 磁気回転不安定シミュレーションの計算領域

我々はYamazakuraをMPIとOpenMPでハイブリッド並列し、京都大学基礎物理学研究所のSR16000と国立天文台のXC30,40を用

いて、最大2048並列のシミュレーションを行った。今回の最高解像度シミュレーションは、メッシュ数6000万程度、時間ステップ数1000万程度であった。これは、約1000万ノード時間に相当する計算量である。並列化効率の計測は国立天文台のXC40にて行った。2億空間メッシュ、500時間ステップの計算を1044並列(A, 60ノード)、2880並列(B, 120ノード)、5760並列(C, 240ノード)で実行したところ、プログラム実行時間はそれぞれ612, 338, 183秒であった。これにより、ストロング・スケーリングの並列化効率 $\alpha = mT_m/nT_n$ ($m < n$, T_n は並列度 n での実行時間)はAB間で0.905、CD間で0.923、AC間0で0.836となり、まずまずのスケラビリティが達成できていると言える。

5. 初めての大域的な磁気回転不安定シミュレーション

2013年、我々は重力崩壊型超新星における磁気回転不安定成長の大域シミュレーションを行った[1]。このシミュレーションでは鉄コア崩壊前の最大磁場を 1×10^7 テスラに設定し(崩壊後は 10^9 テスラ程度)、半径50kmにおけるメッシュサイズ(Δ_{50})を100、50、25、12.5mと4種類の解像度で計算を走らせた。ただし、ここではニュートリノの効果を無視した。このシミュレーションは、超新星コアにおいて 10^9 テスラという弱磁場から磁気回転不安定を大域的に捉えた初めての例となった。

図5は低解像度の背景シミュレーションを含めた解像度の違う5つのモデルについて、ポロイダル磁場エネルギーの時間変化を描いている^{*13}。ただし、以下ではつぶれた鉄コアが跳ね返る瞬間を時刻ゼロとする。背景シ

*12) ここで、中心付近を計算領域からはずしたのは、半径が小さいところでは θ 方向のメッシュサイズが小さくなり ($\gamma \Delta \theta$)、クーラン条件が厳しくなるからである。

*13) ポロイダル磁場は、極座標では γ - θ 平面上の磁場。一方、 ϕ 方向の磁場はトロイダル磁場という。

ミュレーション以外では磁場の指数関数的増幅が見られ^{*14}、解像度を上げるほど増幅率が上がっていることがわかる。増幅率は $\Delta_{50} = 25\text{m}$ と 12.5m のシミュレーション間でだいたい収束し、その時間スケールは8ミリ秒と、線形解析から予想されるものにおよそ一致する。ちなみに、 $\Delta_{50} = 12.5\text{m}$ のシミュレーションでは、磁気回転不安定の最大成長波長はほとんどの領域で20メッシュ以上で覆われている。これらの事実から、磁場の増幅は磁気回転不安定によって起こったと推測される。

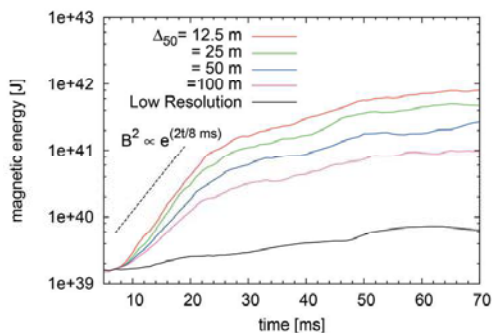


図5 磁気回転不安定による磁場の増幅。横軸は時間、縦軸は磁場のエネルギー。 Δ_{50} は半径50kmにおけるメッシュサイズ。低解像度の背景シミュレーション (Low Resolution) は Δ_{50} が700m程度である。

磁気回転不安定はまず、自転軸に程近い半径50km付近で始まる (図6 a参照)。ここは計算領域において回転速度が外向きに一番急減少するところである。磁気回転不安定が成長すると、磁場の強い部分がフィラメント状に現れる。それは次第に他の領域に広がり、コアの跳ね返りから70ミリ秒程経つと、 10^{10} テスラ以上のフィラメントが半径150km以下の領域の大半を覆うようになる (図6 b参照)。これは爆発を駆動する可能性のある磁場強度である。

6. 磁気回転不安定に助けられる爆発

磁気回転不安定が重力崩壊型超新星のダイナミクスに及ぼす影響を見るため、我々はニュートリノの効果を簡略的に取り入れた長時間のシミュレーションを行った [2, 3]。初期磁場の強さは 5×10^6 、 1×10^7 、 2×10^7 の3つの場合について調べた。その結果、磁気回転不安定は確かに爆発を引き起こす要因となりうることがわかった。ただし、爆発は必ずしも磁場の力で直接引き起こされるものではなかった。

我々の計算モデルで磁場・自転を伴わないコアの崩壊をシミュレーションすると、半径約100kmに停滞した衝撃波は復活することなく、爆発は起こらない。コアに弱磁場・高速自転を与えると背景シミュレーションでも磁

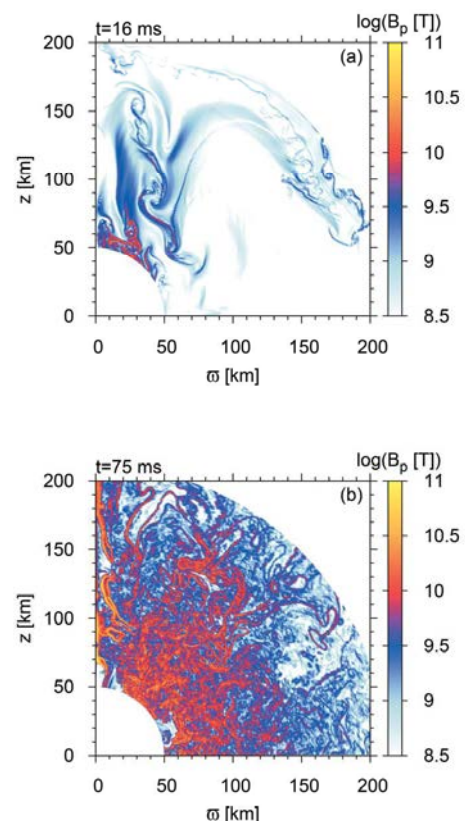


図6 ポロイダル磁場磁場強度の対数カラーマップ ($\Delta_{50} = 12.5\text{m}$ のシミュレーション)。縦軸は自転軸、横軸は赤道面を通る軸。

*14) 縦軸対数表示、横軸線形表示なので、直線は指数関数的変化を表す。

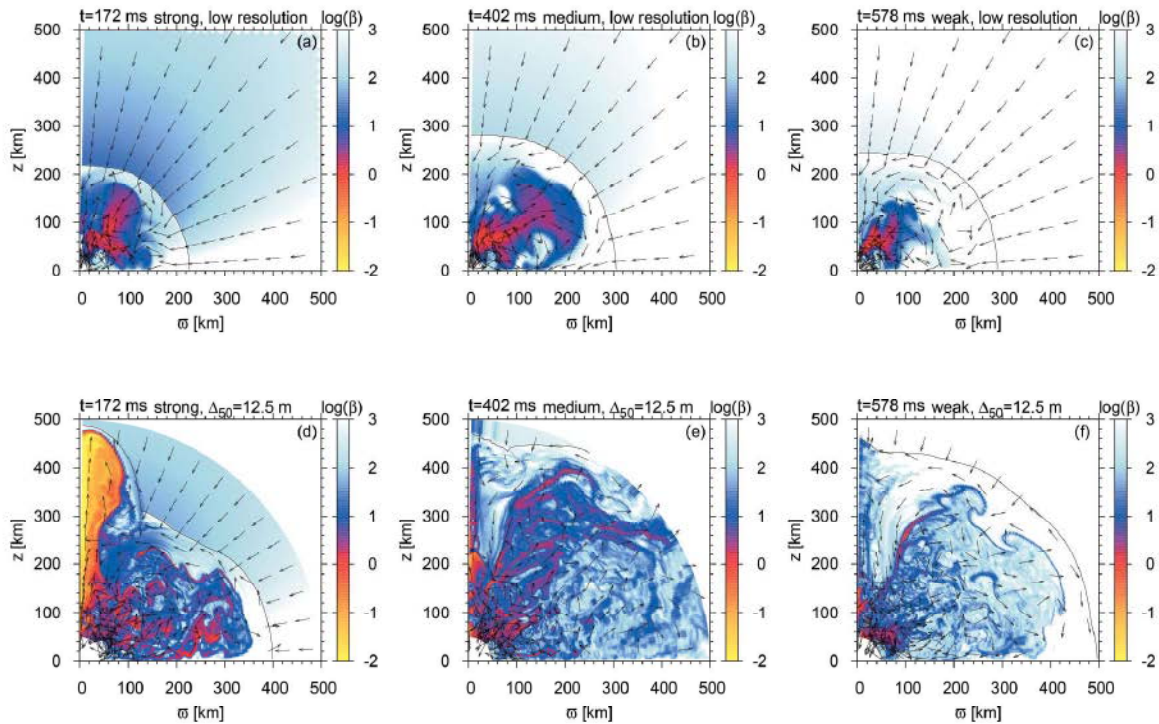


図7 爆発の様子。カラーマップは物質の圧力と磁場の圧力の比（プラズマベータ）、矢印は物質の流れの方向、実線は衝撃波面。赤から黄色の領域では磁場の力が効いている。左列から順に比較的強磁場（ 2×10^7 テスラ）、中磁場（ 1×10^7 テスラ）、弱磁場（ 5×10^6 テスラ）。上段は低解像度の背景シミュレーション、下段は $\Delta_{50}=12.5$ mのシミュレーション。

場の力はそれなりに働き、衝撃波はゆっくりと復活する（図7の上段）。例えば、初期磁場が 1×10^7 テスラのモデルでは、約600ミリ秒かけて衝撃波が半径500kmに到達する。磁気回転不安定が捉えられる高解像度シミュレーションではダイナミクスがより劇的に変わる。図の下段に見られるように、高解像度シミュレーションでは同時刻の背景シミュレーションと比べて衝撃波がより遠くへ進んでおり、爆発が促進されていることがうかがえる。

さらに初期磁場が 2×10^7 テスラと比較的強いモデルでは、自転軸に沿ったジェット状の爆発が見られる（図7d）。このジェットは物質圧に比べて磁場の圧力が優勢であり、磁場駆

動であるといえる。初期磁場が 1×10^7 テスラと中程度のモデルでは、明らかなジェット状爆発は確認されないものの、図7eの自転軸付近に見える橙色の小さな塊はジェットの種であると我々は考えている^{*15}。一方で、初期磁場が 5×10^6 テスラと弱いモデルでは、ジェット状爆発の兆候がまったく見られない（図7f）。ただし、このモデルでは飽和磁場の強さが解像度による収束を見せておらず、ジェットの存在に関する結論を出すには、より高解像度のシミュレーションが必要である。

ジェット状爆発の存在にかかわらず、爆発のエネルギーは高解像度モデルほど大きくなる。図8に見られるように、初期磁場が1

*15) このように座標の特異点付近に現れる構造は数値的誤差が起源の場合があり、注意して扱う必要がある。詳細な解析の結果、我々はこれが物理的な起源によるものであると結論付けた。

$\times 10^7$ テスラのモデルでは、 $\Delta_{50} = 12.5\text{m}$ のシミュレーションは $\Delta_{50} = 100\text{m}$ の場合に比べて5倍以上高い 10^{43} ジュール程度の爆発エネルギーを生み出している。このエネルギーは超新星の典型的エネルギーの 10^{44} ジュールに届かないが、シミュレーション終了時刻においてもエネルギー上昇が続いていること、解像度を上げたときの爆発エネルギー増加が収束の兆候すら見せていないことを鑑みると、磁気回転不安定の効果が典型的エネルギーを

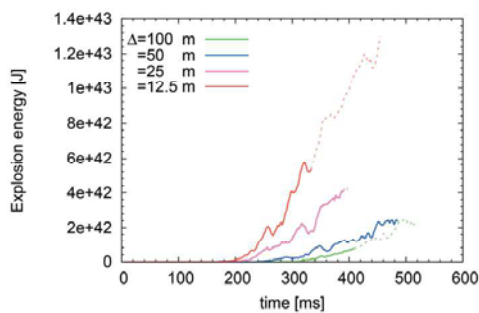


図8 爆発のエネルギーの時間変化（初期磁場が 1×10^7 テスラのモデル）。衝撃波の一部が計算領域から出た後は点線で描いている。

生み出せる可能性は十分にある。また、今回のシミュレーションでは、加熱に使われるニュートリノの流量をあえて標準より低めに設定していることも注記しておく。

では、磁気回転不安定はどのようなプロセスで爆発を強めるのであろうか。上で見たジェット状爆発では磁場の力が直接物質を吹き飛ばしていたが、ジェットは体積が小さいため実はあまり爆発エネルギーに寄与しない。爆発エネルギーの大半を担うのはそれ以外の球状に爆発する部分である。しかし、図7の下段を見ると、球状爆発する部分はあまり磁場の力の寄与が大きい。特に弱磁場のモデルでは磁場の力がほとんど効いていないところでも物質が外向きに吐き出されている（図7f）。詳細な解析をした結果、球状の爆発はニュートリノ加熱によって引き起こさ

れていることがわかった。さらに磁気回転不安定が間接的にニュートリノ加熱を促進させていることも判明した。

図9は解像度の違うシミュレーションのニュートリノ加熱率を同じ時刻で比較したものである。各点では冷却反応と加熱反応の両方が起こり、後者が勝つところが加熱領域となるが、解像度の高いモデルのほうがより広い領域でニュートリノ加熱が起こっている。これは磁気回転不安定による外向きの角運動量

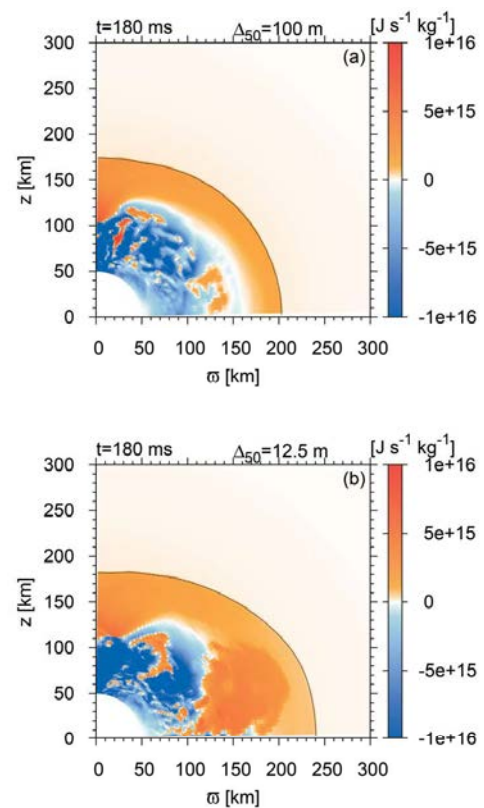


図9 ニュートリノによる加熱率（初期磁場が 1×10^7 テスラのモデル）。正の値は加熱が、負の値は冷却が起こっていることを示す。

輸送の結果である。高解像度のシミュレーションでは磁気回転不安定が効率的に起こるため、角運動量がより外側に分布し、そこで遠心力による膨張が起こる。膨張によって温度が下がるとニュートリノ冷却率が急激に下がるため（冷却率は温度の6乗に比例）、結果として加熱が起こりやすくなるのである。

また、高解像度モデルでは半径100-200kmの赤道付近に加熱率の高い島が存在する(図9b)、これも磁気回転不安定に起因するものである。この高加熱率の島は図10aの自由陽子存在比の低い突起に一致する。陽子が

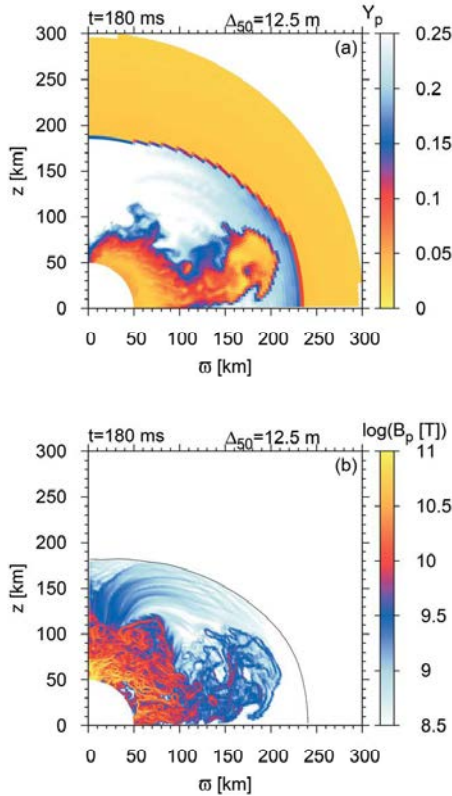


図10 (a) 自由陽子存在比。(b) ポロイダル磁場強度。ともに初期磁場が 1×10^7 テスラのモデル。

少ないと、 $e^- + p \rightarrow \nu_e + n$ という冷却反応が起こりにくくなり、トータルの加熱が強くなるのである。もともと陽子が少ないのはコアの最深部であるが、そこは磁気回転不安定が活発に起こるところでもある。図10の上下の図を比較すると磁気回転不安定によって引き伸ばされた磁場が陽子の少ない物質を運んだと推測される。

7. おわりに

超新星は恒星が一生の最後に引き起こす壮大な爆発である。超新星は星内部の物質を宇

宙空間にばら撒くことで宇宙の化学進化に貢献する重要な現象であるが、その一種である重力崩壊型超新星の爆発メカニズムはいまだに明らかになっていない。今回我々は、星の持つ磁場と自転が爆発を引き起こす可能性に着目し、弱磁場・高速回転星の重力崩壊のシミュレーションを行った。これは超新星コアにおいて10⁹テスラという弱磁場の磁気回転不安定を捉えた初の大域シミュレーションであった。

シミュレーションの結果、磁気回転不安定による磁場の急激な増幅が起こり、爆発が促進されることがわかった。爆発の大部分を駆動しているのは、意外なことに磁場の力ではなくニュートリノによる物質の加熱であった。磁気回転不安定によって、陽子の少ない物質と角運動量が星中心部から外へ運ばれることにより、ニュートリノ加熱の効率が上がるのである。我々が発見したのはニュートリノ加熱のエネルギー効率の低さを克服する新しいメカニズムである。

今回はコア崩壊直後に10⁹テスラ程度という比較的弱い磁場を調べたが、これは通常の超新星が産み落とす電波パルサーの磁場よりもまだ10倍強い。コア崩壊後に周期1ミリ秒程度という高速自転もまた極端な仮定である。そのため、今回の研究によって重力崩壊型超新星が磁気回転不安定で爆発すると主張するのはかなり乱暴である。今後は、より弱い磁場と自転について、我々が発見したメカニズムが働くか調べていく必要がある。

また、今回の一連のシミュレーションは空間2次元軸対称の仮定のもと行われている。しかし、磁気回転不安定に限らず、磁気流体力学では一般に3次元の効果が重要になることが多い。そのため、3次元シミュレーションは今後必須となるが、今回と同程度の磁場・自転をもつコア崩壊を長時間追うには、次世代のエクサスケール計算機が必要となる。今後はまず、サブ・ペタスケールの計算

で可能なパラメタ領域について、3次元のシミュレーションを行っていくつもりである。

本稿で紹介したシミュレーションは国立天文台のXC30, 40、京都大学基礎物理学研究所のSR16000を用いて行われたものである。

参考文献

- [1] Sawai, H., Yamada, S., & Suzuki, H. 2013b, *ApJL*, 770, LL19
- [2] Sawai, H., & Yamada, S. 2014, *ApJL*, 784, LL10
- [3] Sawai, H., & Yamada, S. 2015, arXiv:1504.03035
- [4] Dolan, M. M., Mathews, G. J., Lam, D. D., et al. 2014, arXiv:1406.3143
- [5] Takiwaki, T., Kotake, K., & Suwa, Y. 2012, *ApJ*, 749, 98
- [6] LeBlanc, J. M., & Wilson, J. R. 1970, *ApJ*, 161, 541
- [7] Yamada, S., & Sawai, H. 2004, *ApJ*, 608, 907
- [8] Wade, G. A., & MiMeS Collaboration 2015, *Physics and Evolution of Magnetic and Related Stars*, 494, 30
- [9] Ram rez-Agudelo, O. H., Simon-Daz, S., Sana, H., et al. 2013, *A&A*, 560, AA29
- [10] Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1991, *ApJ*, 376, 214
- [11] Akiyama, S., Wheeler, J. C., Meier, D.L., & Lichtenstadt, I. 2003, *ApJ*, 584, 954
- [12] Obergaulinger, M., Cerda-Duran, P., Müller, E., & Aloy, M. A. 2009, *A&A*, 498, 241
- [13] Masada, Y., Takiwaki, T., Kotake, K., & Sano, T. 2012, *ApJ*, 759, 110 LL29
- [14] Shen, H., Toki, H., Oyamatsu, K., & Sumiyoshi, K. 1998a, *Nuclear Physics A*, 637, 435
- [15] Woosley, S. E., & Weaver, T. A. 1995, *ApJS*, 101, 181
- [16] Sawai, H., Yamada, S., Kotake, K., & Suzuki, H. 2013a, *ApJ*, 764, 10
- [17] Kurganov, A., & E. Tadmor 2000, *Journal of Computational Physics*, 160, 241

正誤表

訂正履歴

平成28年10月3日

頁11、右段9行目の「三ツ星」を「一等星」に変更。