

「極」超新星爆発の瞬間：ガンマ線から 中心エンジンの活動性を探る

大谷 友香理

〈国立天文台 天文シミュレーションプロジェクト 〒181-8588 東京都三鷹市大沢2-21-1〉

e-mail: yukari.ohtani@nao.ac.jp



ショックブレイクアウトは重力崩壊型超新星がまさに爆発せんとする瞬間に衝撃波から発生する、短時間の電磁波放射である。この現象は超新星の爆発エネルギーなどによらず普遍的に起こる。そのため、星の爆発の様子やメカニズムを解明するうえで非常に重要な情報源と考えられている。本稿では特別に質量が大きく膨張速度の速い「極」超新星に注目し、これに付随する相対論的ジェットを中心エンジンの活動性について理論的に調べる研究を紹介する。

1. 超新星爆発のメカニズム

超新星^{*1}は重い星が大爆発を起こして大量の元素やニュートリノや電磁波を解放する現象であり、宇宙の進化に不可欠の存在として知られる¹⁾。近年、超新星が爆発する様子やそのメカニズムを解明するために、さまざまな観測／理論研究が行われてきた。それらの成果により、超新星の進化は、数百ミリ秒や数十秒といった極めて短い時間のうちに、ニュートリノ反応や元素合成や多次元流体運動などの多くの現象が進み複雑に絡み合った結果であると明らかになってきている。しかし、実際にどのようなメカニズムで一連の進化がなされるかはまだ確定されていない。筆者の目指すところは超新星早期に放射される電磁波の性質を元として、爆発の様子やメカニズムに関する手がかりを得ることである。本稿では特に、爆発エネルギーが通常の超新星 (10^{51} erg) の約10倍高く^{*2}、膨張速度が相対論的極限に達する「極」超新星と呼ばれるものに焦点を当て、爆発期の活動

性について探る。

星はどうやって爆発するのだろうか？ 重い星は進化の最終段階に至ると自重で崩壊し、星のもつ重力エネルギー (10^{53} erg) のほとんどがニュートリノに、僅か1%程度が爆発エネルギー（衝撃波の運動エネルギー）に変換される。観測的に超新星の爆発エネルギーは 10^{51} erg 程度であることが知られているが、この爆発エネルギーを調達するメカニズムは確定しておらず、超新星研究の最重要課題として議論が続けられている²⁾。さらに、一部の超新星は、特別に質量が大きく 10^{52} erg もの爆発エネルギーをもつ「極」超新星として知られる。極超新星は、ガンマ線バーストと呼ばれる指向性のある放射の跡地から発見されることがある³⁾。ガンマ線バーストの発生を理論的に説明するためには、極超新星の表面から双極方向に噴き出す相対論的ジェットが不可欠だと信じられている^{4),5)}。

相対論的ジェットがどうやって形成されたか、どのような活動性をもつかは完全には解明されて

*1 連星系の炭素爆燃型と重力崩壊型との2種類あるが、本稿では後者について扱う。

*2 ちなみに、太陽が1年間に放出するエネルギー量はおよそ 10^{41} erg である。

いない。MacFadyen & Woosleyは有名なコラプサー (collapsar) モデルを提唱し、崩壊した中心核の周囲に形成される回転円盤がその重力エネルギーを解放することにより、回転軸方向にジェットが形成されると説いた⁶⁾。エネルギー変換のメカニズムとしては、ニュートリノの対消滅や磁気流体的な効果が候補に挙げられている。

超新星の爆発メカニズムや、極超新星に付随する相対論的ジェットの駆動メカニズムを探るためには、ニュートリノや電磁波放射を捉え中心エンジンに関する情報を引き出すことが重要である^{*3}。本稿では電磁波放射に注目する。

2. 早期超新星からの光

さて、超新星から届く電磁波といえば、どんなイメージが浮かぶだろうか？ 波長で挙げると電波、赤外線、可視光、紫外線、X線とさらにガンマ線というふうに、あらゆる帯域が見られる。観測のチャンスが最も多く古来より有名なのは、爆発後に数カ月間見られる可視光放射であろう。これは、超新星内部で生成されるニッケル56からコバルト56→鉄56への放射性崩壊がエネルギー源である。

いうまでもなく、上記の可視光放射の存在は超新星の膨張速度や元素組成や周辺環境を調べるうえで欠かせない。しかし、星の外層が透明になってくるのは爆発の数日後以降であり、最初期とは超新星内部の様相が異なる。星の爆発メカニズムを探るためには、まだ星の内部を衝撃波が伝播している頃の様子を知ることが重要となる。最近、超新星の最初期に放射されるショックブレイクアウトというもの注目浴びている。以下でこの現象について述べたい。

2.1 ショックブレイクアウト放射の原理

ショックブレイクアウト (shock breakout) とは名前のお通り、衝撃波が星の表面に届く瞬間、

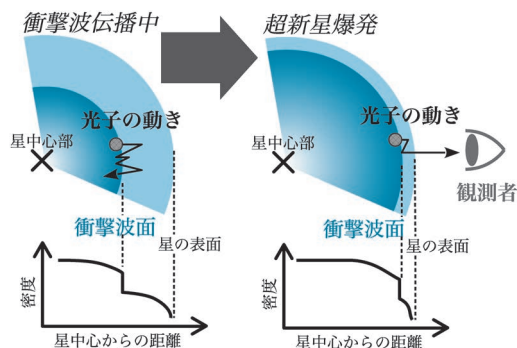


図1 超新星爆発の様子。衝撃波が星の奥深くの高密度領域にある間、光子は衝撃波下流にとどまる(左)。やがて星表面付近に衝撃波が到達すると、その伝播速度を光子の拡散速度が上回る(右)。

電磁波が放射される現象である。図1は星の断面で、衝撃波が中心コアから外向きに伝播する様子を示している。物質は衝撃波の下流に移ると圧縮され、また衝撃波の運動エネルギーの一部を受け取って熱エネルギーに変換するために、上流の物質と比べて高密度・高温になる。このとき、衝撃波面のすぐ内側に光球面 (光学的に透明な領域と不透明な領域の境) が形成され、ガス温度に応じた熱放射が発生する。

ここで、発生した光子が星から脱出できるタイミングがいつなのか、考えてみよう。衝撃波が星の奥深くにある間 (図1左)、衝撃波面で発生した光子の一部は衝撃波の前後で幾度も散乱を繰り返す、その平均的な拡散速度は $V_{\text{diff}} = c/\tau$ に従う。ただし c は真空中における光の速度、 τ は衝撃波上流の光学的厚み (= 不透明度 $[g^{-1} \text{cm}^2] \times$ 密度 $[g \text{cm}^{-3}] \times$ 動径方向の距離 $[\text{cm}]$) である。光子の拡散速度 V_{diff} が衝撃波の伝播速度 V_s 未満だと、光子は衝撃波から脱出できない。しかし、衝撃波が星の表面に十分に近づき、上流が光学的に薄くなってくると、光子の拡散速度が衝撃波の伝播速度を上回るため、脱出し衝撃波面を崩す。したがって、ショックブレイクアウトが起こるタ

*3 なお、相対論的ジェットのシナリオにより観測を解釈すると、平均的なジェットの開き角は約5-10度と考えられる。

イメージは次のように書ける。

$$V_{\text{diff}}=V_s, \text{ すなわち } \tau=V_s/c \quad (1)$$

一般的な超新星の場合、星の表面において衝撃波下流は約100万度に加熱されるため、ショックブレイクアウトの放射は紫外線やX線として現れる。

衝撃波の運動を探るために、ショックブレイクアウトは非常に有力な手がかりとなりうる。その重要性もあってか、1970年代からFalkの論文やKlein & Chevalier, Ensman & Burrowsの論文で存在は予言されて、理論研究が行われていた⁷⁾⁻⁹⁾。しかし、実際に観測することは非常に難しく、直接観測に成功した例は2008年までなかった(この観測例については後述する)。その理由は、第一に、超新星がいつどこで爆発するかわからず、第二に継続時間が非常に短いためである。ショックブレイクアウトの継続時間は、観測者から見た放射領域中の最も近い点と遠い点との光路差を、光速で割ったものに等しい。これは、たとえ大きく膨張した星である赤色巨星が前身の超新星であっても、1時間以内という非常に短い間にショックブレイクアウトが終わることを意味する。

2.2 ショックブレイクアウトの観測

2008年1月、Soderbergらのチームはガンマ線探査衛星SwiftのXRTカメラ(X-ray Telescope)を用いた観測中、突如として輝き始める天体を発見した¹⁰⁾。X線アウトバースト(X-ray Outburst; XRO) 080109と名づけられたこの放射は、継続時間は約400秒間、ピーク光度 $6 \times 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ に達した。発見の数時間後には地上の望遠鏡で紫外線や可視光の観測が開始された。追跡観測の結果、対応天体のスペクトルに水素吸収線がなく弱いシリコン吸収線があったことからIbc型超新星と同定された(SN 2008Dと名づけられた)。

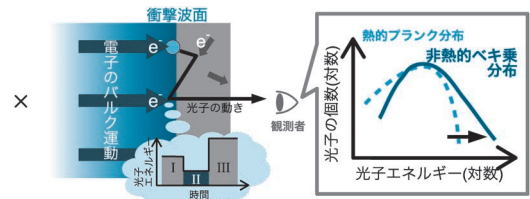


図2 バルク・コンプトン散乱の模式図とスペクトルに及ぼす影響。衝撃波下流のすべての電子は、同じ方向へとバルク運動する。一方、上流ではほぼランダムな方向に熱運動する。光子が衝撃波上流で電子散乱されるときいったんはエネルギーが減少する可能性があるが(I→II)、そのあと衝撃波下流に入射して散乱されると、電子のバルク運動エネルギー分だけ引き上げられる(II→III)。

XRO 080109/SN 2008Dは、ショックブレイクアウトのスペクトルが取得された初めて(かつ、2016年5月時点で唯一)の超新星である。この天体に関して行われた観測/理論研究は、それまでのショックブレイクアウトのイメージとは異なる特徴をもつことを明らかにした。

第一の特徴は、星表面でなく、星周物質の内部でショックブレイクアウトが起こったことである。XRO 080109の400秒という継続時間の長さは、放射の発生位置が星中心から約 10^{12} cm の距離であったことを示す。一方、後の可視光スペクトル解析の結果から、親星は太陽程度の半径(10^{11} cm)でありながら太陽の数倍の質量¹¹⁾を爆発のときにもっていたウォルフ・ライエ(Wolf-Rayet)星と推定されている。これらの事実は一見矛盾する。Soderbergらは、星を取り巻く高密度の星周物質の内部で、放射が生じたのではないかと指摘した^{*4)}。

第二の特徴は、スペクトルに熱的なプランク分布だけでなく、光子エネルギーのべき乗に従う非熱的成分が見られたことである。鈴木昭宏氏は

*4 衝撃波は星から出るといったん消滅するが、星周物質が掃き集められることで再び伝播すると考えられており、星周物質内部のショックブレイクアウトは有力なシナリオと考えられている。

2010年の数値計算で、XRO 080109の非熱的スペクトル成分の由来を、衝撃波付近で起こるバルク・コンプトン散乱（図2を参照）と呼ばれるプロセスにより説明できることを示した¹²⁾。散乱後の光子の平均的なエネルギーは電子のバルク運動エネルギー（＝衝撃波の速度の2乗）に依存する^{*5)}。

3. 相対論的ジェットにおけるショックブレイクアウト

コラプサーで発生するような相対論的ジェットからショックブレイクアウトが出たという、明確な観測的証拠はない。しかしながら、原理的には如何なる超新星も、爆発する瞬間に必ずショックブレイクアウトの過程を経ると信じられている。通常の超新星において、準相対論的（光速の数十%程度の）速度の衝撃波が外界へ脱出することと同様に、極超新星においては相対論的ジェットの先端で、光速の99%を超える速度の衝撃波がブレイクアウトするはずである。（以下、ジェットブレイクアウトと呼ぶ。）そうすると準相対論的な場合と比べて、バルク・コンプトン散乱による光子エネルギーの増幅がさらに顕著になり、スペクトルは熱的分布からより大きく逸脱すると予想される。相対論的ジェットの速度や中心エンジンの活動性という、直接観測が極めて難しいものを明らかにするため、ジェットブレイクアウトに関するスペクトルや光度曲線のような観測量を理論的に研究することは意義があると考えられる。

ジェットブレイクアウトに関する理論研究としては、Nakar & Sariの論文などが挙げられる¹³⁾、¹⁴⁾。彼らはバルク・コンプトン散乱などさまざ

まな過程を考慮して物質の温度を見積もることにより、放射の光度曲線の理論的予測を行った。しかし、バルク・コンプトン散乱のスペクトルへの影響を実際に計算した先行研究はない。スペクトル形状の変化の大小は衝撃波の運動を直接反映するため、将来的に観測からジェットの中心エンジンの活動性を調べるうえで必要である。そこで、筆者は鈴木昭宏氏、茂山俊和氏とともに、ジェットブレイクアウトのスペクトルと衝撃波の運動との関連性を調べる研究を行った。

3.1 星表面でのジェットブレイクアウト

ジェットブレイクアウトの将来観測に向けて、バルク・コンプトン散乱が放射に対して与える影響を予想した。はじめに、星表面における相対論的ショックブレイクアウトのスペクトルを計算した¹⁵⁾。計算には二つのものが必要となる。

- 1) 衝撃波の熱的状態を求める流体モデル
- 2) 物質中における光子の運動を求める放射輸送コード

筆者が本研究で貢献したのは後者においてだが、まずは流体モデルについて述べたい。

相対論的速度で星の内部を伝播する衝撃波は、星表面に届く寸前にどんなプロファイルをもつか^{*6)}？ 中山和則氏・茂山俊和氏は、星表面付近では衝撃波下流のプロファイルが自己相似的に（＝時間と位置に依存せずに）発展するという性質に着目し、次元平行平板解^{*7)}を見いだした¹⁶⁾。筆者たちによる本研究では、衝撃波が星の表面付近の非常に薄い層を通過する時期だけを扱っていることから、平行平板解を用いた近似を行い、図3のようなプロファイルを得た。衝撃波面上で物質の密度はおおよそ Γ^2 倍に圧縮される。なお星表

^{*5)} 鈴木氏の計算は、XRO 080109のスペクトルを説明するためには、視線方向における衝撃波の速度が少なくとも光速の30%以上でなければならないと示した。

^{*6)} 流体のプロファイルは、系全体（衝撃波の上流と下流）における物質の粒子数と運動量とエネルギーの保存を記す三つの微分方程式に、状態方程式を加えて解くことにより求められる。

^{*7)} 中山・茂山解では、物質の密度を星表面からの距離のべき乗で近似する。また、ある時刻における衝撃波のローレンツ因子 Γ を次の式で仮定する； $\Gamma \propto (-t)^{0.7}$ 。ただし、 $t=0$ は衝撃波が星表面に到着する時刻。

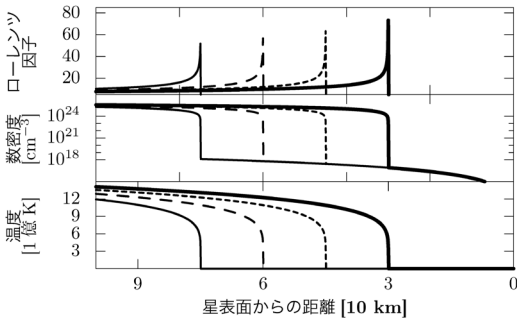


図3 星表面を通過する直前における、相対論的衝撃波の断面図。各パネルの4本の曲線は、衝撃波が星表面に到達する時刻より0.25秒、0.20秒、0.15秒、0.10秒さかのぼったプロファイルを示す。

面の場合、物質の密度勾配が大きいため衝撃波は必然的に加速し、また、加速率は（衝撃波へのエネルギー供給量によることなく）一意に決まる。

3.2 衝撃波面からの放射のモンテカルロ計算

本節冒頭により衝撃波の運動と流体の熱的狀態を決定したところで、次は放射のスペクトルを得るために、流体の内部における光子の放射輸送を解く。電子と光子との相互作用については、光子のエネルギー領域がX線からガンマ線と予想されることから次のような吸収と散乱が重要となる。

- ・自由電子（イオンに束縛されない）による吸収
- ・逆コンプトン散乱

ただし星の表面におけるジェットブレイクアウトの場合、吸収の効果は無視できるとの見積もりが出たため、われわれは散乱の影響のみを計算した*8。筆者はモンテカルロ法による計算コードを構築し、衝撃波下流で発生させた大量の光子一つひとつの伝播とエネルギー変化を次のように計算した。

- 1) 衝撃波下流の光球面で光子を発生させる。
 - ・光子のエネルギー分布は、流体の静止系

でプランク分布に従う。

- ・空間的な運動方向は流体の静止系で等方的とする。

観測者系で見ると、平均的な光子はドップラー効果により $\Gamma k_B T$ (k_B [eV K⁻¹] はボルツマン定数、 T [K] は温度。) 程度のエネルギーをもち、また、ビーミング効果により開き角 Γ^{-1} 程度の狭い円錐の方向へ運動する。

- 2) 観測者系で光子を微小距離だけ移動させたとき、直進するか、電子によって散乱されるかを確率的に決定する。なお上記の微小距離とは平均自由行程の数分の一程度とした。

光子が電子散乱される場合は、光子のエネルギーと運動方向がどのように変わるかを決定する。その際、電子の静止系に移って計算を行うが、これは動いている電子に入射する光子よりも、静止状態の電子に入射する光子のほうがエネルギー変化を簡単に計算できるためである。電子静止系における散乱後の光子エネルギー E'_f は、次のような逆コンプトン散乱の式によって決まる¹⁷⁾。

$$E'_f = \frac{E'_i}{1 + (1 - \cos\Theta')E'_i/m_e c^2} \quad (2)$$

E'_i : 散乱前の光子エネルギー

Θ' : 散乱前後の光子の運動方向の間の角度

m_e : 電子の静止質量

$m_e c^2$ (=0.511 MeV): 電子の静止エネルギー

さて、電子静止系におけるエネルギーが E'_f の光子を観測者系に戻したとき、最終的にどれほどのエネルギーをもつか見てみたい。ドップラー効果を受けるため、観測者系における光子のエネルギー E_f はおよそ $\Gamma E'_f$ である。また、1回のバルク・コンプトン散乱で光子のエネルギーは電子の静止エネルギーに相当近づくので、次に散乱する際にはおよそ $E'_i \sim m_e c^2$ となる。このとき式(2)

*8 放射から流体へのフィードバックについては考慮していない。また、1 MeV以上のエネルギーをもつガンマ線光子は物質の原子核と相互作用することで確率的に失われる（電子対生成）が、ここでは考慮していない。

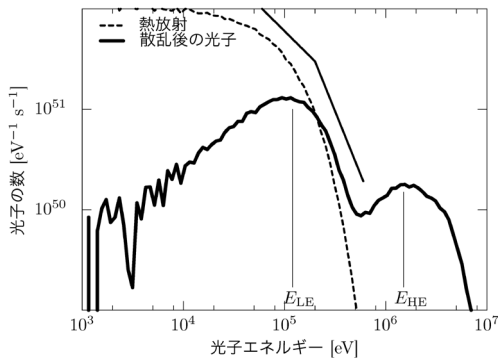


図4 星周物質内部におけるショックブレイクアウト放射。太い実線は星から脱出した光子のスペクトルで、点線はそれらの光子が光球面で生じた瞬間にもっていたエネルギーを示す。 $E_{LE} = \Gamma k_B T$, $E_{HE} = \Gamma m_e c^2$ は熱的な低エネルギー成分と散乱による高エネルギー成分のピークである。なお、直線はガンマ線バーストの典型的なスペクトルの形状。

を $m_e c^2 / (2 - \cos \Theta')$ のように近似できる。以上により、バルク・コンプトン散乱を経た光子は観測者系において最大で $E = \Gamma m_e c^2$ 程度のエネルギーをもつことがわかる。

3.3 バルク・コンプトン散乱による高エネルギー成分

図4はモンテカルロ計算で得られた、観測者系におけるスペクトル（太い実線）の例である。発生したばかりの光子（点線）は、ドップラーシフトされたプランク分布を重ね合わせたものとして現れる。光子の一部は光子が衝撃波から脱出し始めてから僅か1秒以内に、衝撃波は星表面に到着し消滅する。この間に熱放射の光子は散乱され、結果として元々のプランク分布よりも高いエネルギー ($E_{HE} = \Gamma m_e c^2$; $\sim 10^6$ eV以上) に第二のピークが発生する。散乱されない光子は当然ながら熱放射的な特徴のまま、低エネルギー成分 ($E_{LE} = \Gamma k_B T$; $\sim 10^6$ eV以下) として残された。

また本研究では、ジェットブレイクアウトが星

表面からどの程度深い位置で発生するか、また、衝撃波がどれくらい速いかが、スペクトルにどう影響するかを調べた。その結果、次のような関係を明らかにすることができた。

- 1) 衝撃波の速度が高いほど E_{HE} は高い。
- 2) ショックブレイクアウトの起こる位置が深いほど、 E_{LE} は小さい。
- 3) $E_{HE}/E_{LE} \geq 20-30$ のとき、スペクトル上に散乱成分と熱放射成分を表す二つのピークが現れる。
- 4) $E_{HE}/E_{LE} \leq 20-30$ のとき、熱放射成分のピークのみが現れる。ただしその裾に、べき乗の高エネルギーテール成分が加わる。

4. 高密度星周物質でのジェットブレイクアウト

XRO 080109/SN 2008Dの存在が暗示するように、ジェットブレイクアウトは高密度の星周物質内部でも発生しうる^{*9}。星周物質の内部における衝撃波の振る舞いは、星表面における場合と異なり一意には決まらず

- ・星周物質の密度分布
- ・相対論的ジェットの中心エンジンから衝撃波への、エネルギー供給率の時間依存性 L に依存する。そのため、放射の性質と中心エンジンの活動性との関係について理論的な予測が立てば、相対論的ジェットの駆動に関する手がかりを得るうえで意味あることといえる。

Blandford & McKeeは、星周物質内部での衝撃波の運動を表す球対称自己相似解を発見した¹⁹⁾。そこで筆者たちは、星周物質内部におけるジェットブレイクアウトから衝撃波の時間進化を逆に調べ、中心エンジンの活動性との関連性を調べる研究を行った²⁰⁾。

*9 ウォルフ・ライエ星が星周物質をもつか、という疑問に対しては、たとえばSN 2013cuの可視光観測で存在が確認されている¹⁸⁾。

4.1 沈みゆく光球面からの放射のモンテカルロ計算

高密度の星周物質内部におけるジェットブレイクアウトの概念図を図5に示す。左のパネルは高密度の星周物質とエジェクタが衝突することにより、両者の境界に接触不連続面が発生する様子を示したものである。また、同図右は超新星爆発前に星周物質の内部に存在した光球面が、衝撃波の通過によって接触不連続面まで沈んでいく様子を示す。(なお、この時期のエジェクタは光学的にまだ非常に厚いので、接触不連続面の内側へ光球面が大幅に入ったりはしない。)

本研究では、相対論的ジェットの先端を走る衝撃波の近傍において、流体の分布および運動が球対称的だと仮定して計算を進める。このとき衝撃波面-接触不連続面間における流体の状態(温度, 速度, 密度)は、Blandford & McKee解を用いることにより、時間と半径の関数として求められる。星周物質の密度が星中心からの距離の2乗に反比例する場合、衝撃波のローレンツ因子 Γ と、ジェットの中心エンジンからのエネルギー供給率 L の時間変化はそれぞれ次のように対応づけられる。

$$L(t) \propto L_i(t/t_b)^{-2m/(1+m)} \quad (3)$$

$$\Rightarrow \Gamma(t) = \Gamma_b(t/t_b)^{-m/2} \quad (4)$$

t_b , Γ_b はショックブレイクアウトの瞬間の時刻($t=0$ は衝撃波が発生した瞬間)とそのときの衝撃波のローレンツ因子である。 Γ_b と m は自由に指定できるパラメータである。なお、パラメータ m によって

- $m < 0$ (, $dL/dt > 0$): エネルギー供給率は時間とともに増大, 衝撃波は加速する
 - $m > 0$ (, $dL/dt < 0$): エネルギー供給率は時間とともに減少, 衝撃波は減速する
- となる。本稿では得られる衝撃波のプロファイル

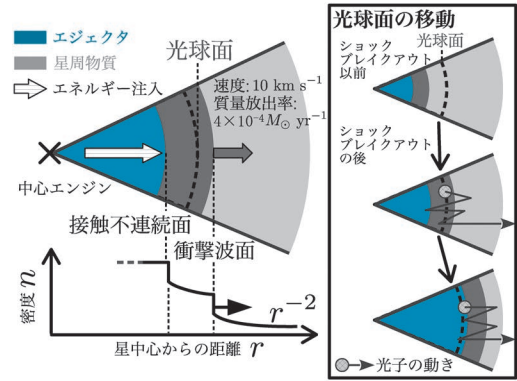


図5 星周物質内部を伝播する衝撃波の断面図(左)と、光球面が移動する様子(右)。星周物質と超新星エジェクタとの境界には密度の接触不連続面が形成される。ショックブレイクアウトが起こると、衝撃波の下流に光球面が沈み始め、やがて接触不連続面と一緒に移動するようになる。

の掲載について省かせていただくが、星表面と比較すると温度は2桁ほど低い。

ここでモンテカルロ法を用いて、図5のような移動をする光球面から光子を発生させ、十分遠方(ここでは $r \sim 10^{-3}$ となる場所)に脱出するまでの輸送過程を計算した。なお、流体のプロファイルから、主にX線の熱放射が生じると予想されていた。そのため、今回は電子散乱だけでなく、吸収も考慮して放射輸送計算を行った。

固定パラメータとしては以下を仮定した。

- ジェットブレイクアウトの発生位置: 星の中心から 10^{12} cm の距離
- 星周物質の質量放出率^{*10}: $\sim 4 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$

4.2 スペクトルの時間変化

図6は星周物質内部のジェットブレイクアウト放射の光度曲線とスペクトルである。

まず光度曲線をご覧くださいと、衝撃波が加速する ($m < 0$) 場合は徐々に光度が増して1秒ほど経過すると減少している。なお、縦線は全光子の半分が現れた時刻 (t_{50}) を表す。一方、減速す

*10 ウォルフ・ライエ星の一般的な質量放出率は $dM/dt = 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ である。

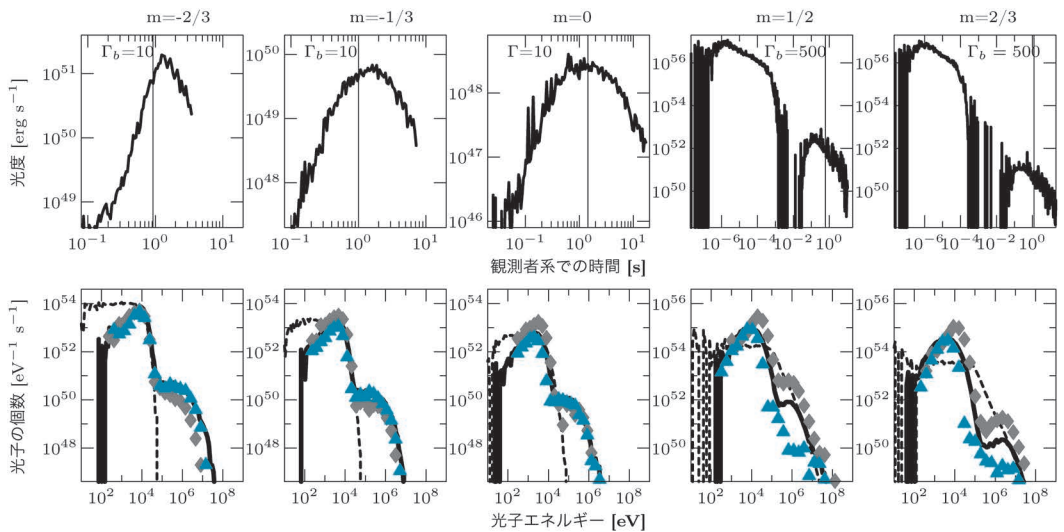


図6 衝撃波が加速する場合 ($m < 0$) と減速する場合 ($m > 0$) の、星周物質内部におけるショックブレイクアウト放射の光度曲線(上)とスペクトル(下)。光度曲線図の縦線は全光子の50%が星周物質から脱出した時刻(t_{50})。スペクトルの太い実線は脱出した全光子のエネルギー分布であり、点線はそれらが光球面から発生した瞬間の分布。菱形(灰色)は t_{50} 以前に現れた光子で、三角(青色)は t_{50} 以降を表す。

る ($m > 0$) 場合ははじめの一瞬に放射が現れて消え、その後もう一度光度が増す。これは、衝撃波が加速している場合、光子がすぐに衝撃波に追いつかれてしまい、なかなか脱出できないのに対し、衝撃波が減速している場合は光子の一部が早くに脱出するためである。つづいてスペクトルに目を転じ、全光子のうち $t < t_{50}$ に現れる半分(図6の菱形)と $t > t_{50}$ の半分(三角)とを比較すると、次のような特徴が見られる。

- $m < 0$: $t < t_{50}$ と $t > t_{50}$ とで、スペクトルはあまり変化しない。
- $m > 0$: 散乱で発生した高エネルギー成分 ($\geq 10^6$ eV) は、ほとんどが $t < t_{50}$ に現れる。

衝撃波が減速する場合にスペクトルが時間変化する理由は、衝撃波の運動エネルギーが時間とともに減り、それとともに散乱光子のエネルギーも少なくなるためである。それに対し、衝撃波が加速する場合は、多くの光子がそれほど変わらない時刻に衝撃波から脱出するため、スペクトルの変化はほとんど見られないという結果になった。

以上の結果から、原理的には、極超新星におけるジェットブレイクアウト放射の観測から相対論的ジェットの活動性に関する情報が得られることが明らかになった。もちろん、ここで行ったような計算を実際に観測へ適用するためにはさまざまな課題を乗り越える必要がある。まず、それらしい放射が観測されたとして、それが真に衝撃波伝播由来なのか確認しなければならないし、モデル自身の不定性もある。それらの問題があるとはいえ、星の爆発する瞬間の光を捉えられれば放射源の活動性の手がかりが得られるとわかったことには、筆者としてはワクワクした気持ちを覚えた。現在稼働中のさまざまな高エネルギー観測器、あるいは未来のさらに進化した機器により、極超新星からの放射が発見されることを願って本稿の終わりとさせていただきます。

謝辞

本稿は、筆者の博士論文および関連する学術論文に基づいている。大学院在籍時の指導教官であ

り、長年激励し根気強く教え導いてくださった茂山俊和氏と、先輩であり超新星関連現象や放射輸送計算についてさまざまなことを教えてくださった鈴木昭宏氏に深く感謝する。また、貴重なコメントの数々により、本稿を改善するうえで大きなお力添えをくださった田中雅臣氏にこの場を借りて御礼を申し上げたい。最後に、本稿を執筆する機会をくださり、推敲に際して貴重なコメントをくださった富永望氏に深く感謝する。

参考文献

- 1) 野本憲一, 定金晃三, 佐藤勝彦, 2009, シリーズ現代の天文学第7巻恒星 (日本評論社)
- 2) 諏訪雄大, 2011, 天文月報104, 276
- 3) 小山勝二, 嶺重慎, 2007, シリーズ現代の天文学第8巻ブラックホールと高エネルギー現象 (日本評論社)
- 4) Ruderman M., 1975, Ann. N. Y. Acad. Sci. 262, 164-180
- 5) Schmidt W. K. H., 1978, Nature 271, 525
- 6) MacFadyen A. I., Woosley S. E., 1999, ApJ 524, 262
- 7) Falk S. W., 1978, ApJ 225, L133
- 8) Klein R. I., Chevalier R. A., 1978, ApJ 223, L109
- 9) Ensman L., Burrows A., 1992, ApJ 393, 742
- 10) Soderberg A. M., et al., 2008, Nature 453, 469
- 11) Tanaka M., et al., 2009, ApJ 692, 1131
- 12) Suzuki A., Shigeyama T., 2010, ApJ 719, 881
- 13) Nakar E., Sari R., 2010, ApJ 725, 904
- 14) Nakar E., Sari R., 2012, ApJ 747, 88
- 15) Ohtani Y., Suzuki A., Shigeyama T., 2013, ApJ 777, 113
- 16) Nakayama K., Shigeyama T., 2005, ApJ 627, 310

- 17) Rybicki G. B., Lightman A. P., 1979, Radiative Processes in Astrophysics (New York, Wiley)
- 18) Gal-Yam A., et al., 2014, Nature 509, 471
- 19) Blandford R. D., McKee C. F., 1976, Physics of Fluids 19, 1130
- 20) 大谷友香理, 2016, 博士論文 (東京大学)

Moment of Hypernova Explosion: Exploring Central Engine Activity from Gamma-ray Emission

Yukari OHTANI

Center for Computational Astrophysics, National Astronomical Observatory of Japan, 2-21-1 Osawa, Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan

Abstract: Shock breakout is short-term phenomenon due to the shock propagation at the moment of explosion of a core-collapse supernova. The radiation can appear from any supernova, no matter how high its explosion energy is. For this reason, it is known as an important source of information on how, or by what mechanism, a supernova explodes. This article introduces the study exploring the central engine activity of the relativistic jet associated with a hypernova, of which explosion energy and expanding velocity are much higher than those of an ordinary supernova.