

ガンマ線バーストに付随する超新星の放射シミュレーション

田中 雅臣*
(東京大学)

概要

ガンマ線バーストに付随する超新星は、その可視光放射の特徴から、一次元球対称の仮定の下では、通常の Ic 型超新星より重い超新星エジェクタ ($\sim 10M_{\odot}$) が、より大きな運動エネルギー ($\sim 50 \times 10^{51}$ erg) をもって爆発していると考えられてきていた。我々は超新星における多次元輻射輸送コードを開発し、ジェット状爆発モデルの放射を詳細に計算することで、観測との直接比較を可能にした。その結果、ガンマ線バーストに付随した超新星 SN 1998bw の特徴が、 $\sim 20 \times 10^{51}$ erg の運動エネルギーをもつジェット状爆発を軸の方向から観測した場合の特徴と一致し、球対称モデルでは説明できなかった観測的事実がすべて説明されることが明らかになった。

1. イントロダクション

2006 年までに 3 例の近傍ガンマ線バースト (GRB) に、超新星が付随することが確認されている (GRB 980425/SN 1998bw [2], GRB 030329/SN 2003dh [3, 16], GRB 031203/SN 2003lw [11]¹)。特に GRB 030329/SN 2003dh では GRB のアフターグローから超新星へのスペクトル進化がはっきりと観測され、GRB と超新星の関連を決定的なものにした。

本集録では、まず GRB に付随した超新星 (以降 GRB-SN と呼ぶ) の可視光での観測的性質を紹介し、今まで何が明らかになっていたのか、また何が問題とされていたかについてまとめる (第 2 節)。これまで、GRB-SN の性質は一次元球対称の仮定の下で調べられてきた。近年、我々は超新星における多次元輻射輸送コードを開発し、多次元爆発モデルの放射シミュレーション結果と観測量を比較することで、より現実的な超新星の性質や三次元構造を調べてきた。第 3 節では、GRB-SN の観測的事実が、ジェット状に爆発した超新星からの放射を軸の方向から見た場合と一致しており、球対称モデルでは説明できなかったすべての観測事実が説明されることを示す。

2. GRB-SN — これまでの理解 —

2.1 光度曲線

超新星の可視光観測で我々が得ることができる情報は、基本的には明るさの時間変化 (光度曲線) とスペクトルのみである²。図 1 は、GRB 980425 に付随した、SN 1998bw の光度曲線である (赤)。こ

*Email: mtanaka@astron.s.u-tokyo.ac.jp

¹X 線フラッシュ XRF 060218 に SN 2006aj が付随したことも確認されている [15]。

²偏光の観測が行われることもある。

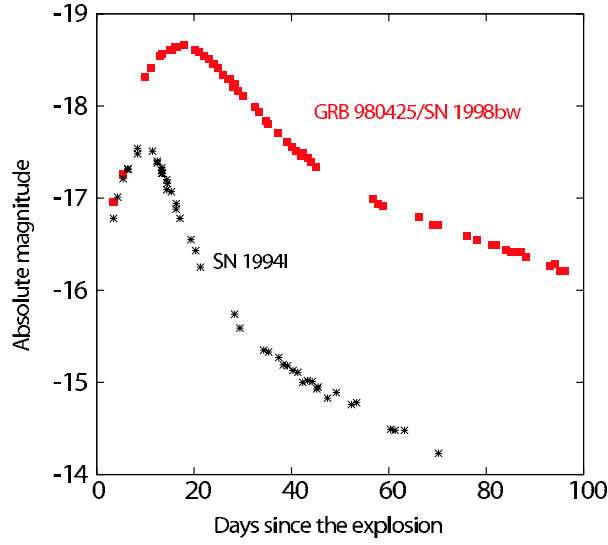


図 1: SN 1998bw (GRB 980425) と通常の超新星 SN 1994I の可視光光度曲線。SN 1998bw の方が明るく、合成された ^{56}Ni の量が多い。また、SN 1998bw の方がピークまでの時間が長い(式 (2) を参照)。

ここで縦軸は、可視光の bolometric 等級 (絶対等級) である。通常の Ic 型超新星³SN 1994I の光度曲線 (黒) を比較のため同図に載せた。

Ic 型超新星は ^{56}Ni の崩壊 ($\rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$) に伴うガンマ線と陽電子による加熱で光っている。光度曲線のピークの明るさは、爆発で合成され、放出された ^{56}Ni の量を反映しているため、ピーク光度から放出された ^{56}Ni の量を見積もることができる。 ^{56}Ni の崩壊に伴いガンマ線と陽電子で放出される時間あたりのエネルギー (光度) は以下のように書ける。

$$\epsilon = 6.45 \times 10^{43} e^{-t/8.8} + 1.45 \times 10^{43} e^{-t/111.3} \left[\frac{M(^{56}\text{Ni})}{M_{\odot}} \right] \text{ erg s}^{-1} \quad (1)$$

ここで、8.8 と 111.3 は ^{56}Ni と ^{56}Co の decay lifetime、 $M(^{56}\text{Ni})$ は放出された ^{56}Ni の質量、 t は爆発から経過した日数である (崩壊のデータは文献 [12] より)。ピーク時の光度が、放射性元素から超新星に注入される光度 (一部のガンマ線が超新星にエネルギーを渡さずに逃げるため、 ϵ よりも少し小さな値) と等しくなるという条件から (Arnett's rule [1])、SN 1994I では、 $\sim 0.1M_{\odot}$ 、SN 1998bw では、 $\sim 0.4M_{\odot}$ の ^{56}Ni が放出されていることが導かれる⁴。

図 1 を見ると、SN 1994I と SN 1998bw で光度曲線の時間進化のタイムスケール (ピーク付近の光度曲線の幅) が異なることが分かる。光度曲線のタイムスケール (τ_{LC}) は、光子の diffusion のタイムスケールを反映しており、超新星エジェクタの運動エネルギー E_{K} と質量 M_{ej} に対し、一様球・時間に対し一定の optical opacity の近似の下では、以下のような依存性を持つことが知られている [1]。

$$\tau_{\text{LC}} \propto E_{\text{K}}^{-1/4} M_{\text{ej}}^{3/4} \quad (2)$$

³スペクトルに水素、ヘリウム、シリコンの強いラインをもたない超新星のタイプ。GRB-SN は Ic 型に分類される。

⁴同じ明るさでも、ピーク時期が遅いほど同じ明るさに到達するために多くの ^{56}Ni を必要とするため、SN 1998bw と SN 1994I で必要とされる ^{56}Ni の質量比は、最大光度の比 (SN 1998bw は SN 1994I より ~ 3 倍明るい) よりも大きい。

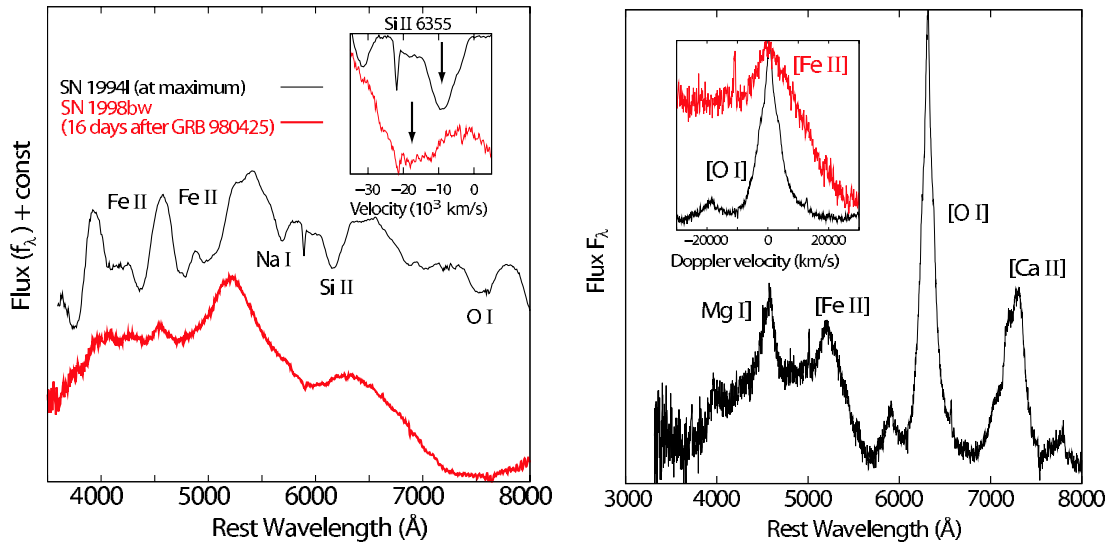


図 2: (左) SN 1998bw (GRB 980425) と通常の超新星 SN 1994I の可視光初期スペクトル (爆発からそれぞれ 16 日、 ~ 10 日後)。SN 1998bw のほうが全体としてのっぺりとした形をしている。右上の枠内は 6000\AA 付近の Si II の吸収線を拡大したもので、横軸は Si II ラインの静止波長 6355\AA からのずれを速度で表したものである。SN 1998bw のほうが、吸収線の位置が静止波長からよりずれており、膨張速度が速い ($v \sim 20,000 \text{ km s}^{-1}$) ことが分かる。(右) SN 1998bw (GRB 980425) の可視光後期スペクトル (爆発から約 200 日後)[14]。左上の枠内は鉄と酸素の輝線をドップラー速度を横軸にとり拡大したもので、鉄のラインの方が幅が広いことが分かる。これは鉄の方が視線速度が大きいことを意味する。

すなわち、SN 1998bw では、 τ_{LC} が SN 1994I よりも大きく、それは超新星エジェクタが重いか、または運動エネルギーが小さいために、光子が超新星物質から脱出するのに長い時間がかかっていると言える。しかし、光度曲線の情報からだけでは、これらのどちらが原因なのかは分からない。

2.2 スペクトル

超新星エジェクタの運動エネルギーと質量の間の縮退を解くためには、スペクトルからの情報が有用である。図 2 の左パネルは SN 1998bw と SN 1994I の可視光スペクトルである。最大光度の時期の超新星エジェクタは、光学的に厚い中心部と、その周りの光学的に薄いエンベロープからなり、外側ほど速い速度で膨張している (homologous expansion すなわち $v \propto r$)。このようなとき、スペクトルは光学的に厚い部分からの黒体放射と、その上に表れる膨張する大気に特徴的な P-cygni profile となる。P-cygni profile では、ラインによる吸収線が静止波長よりも波長の短い部分に表れ、その波長のずれの大きさは、膨張速度に対応している。

図 2 左パネルの中に、Si II のラインが拡大してある。この吸収線の位置から、SN 1998bw は SN 1994I よりも膨張速度が 2 倍程度速いことが分かる。速度は $v \propto E_K^{1/2} M_{ej}^{-1/2}$ のようにスケールされるため、前述の光度曲線の遅さは運動エネルギーの小ささでは説明されず、 v と τ_{LC} の制限より、SN 1998bw では超新星エジェクタの質量、運動エネルギーの両者がともに SN 1994I より大きいことが示唆される。

爆発から十分時間が経過すると、エジェクタ全体が光学的に薄くなり、爆発の最深部が見えてくる。図2の右パネルは爆発から約200日後のSN 1998bwの可視光スペクトルである。この時期ではスペクトルは主に重元素の禁制線(輝線)からなる。この輝線のライン幅は、そのラインを作る元素の分布を反映しているため、中心部の元素の分布を知るための重要な手がかりとなる。

図2の右パネル中に、[Fe II]と[O I]輝線を拡大し、横軸をドップラー速度にしたものが示されている。これをみると明らかなように、鉄のライン幅が酸素のライン幅よりも大きく、鉄が酸素よりも外側に分布していることが示唆されるが、そのようなことは球対称な爆発では起こり得ない(重い元素ほど内側に存在する)。

2.3 GRB-SNの性質と問題点

以上、GRB-SNの性質をSN 1998bwの観測をもとに紹介した。他の二つのGRB-SNは、より遠くで起こったためSN 1998bwほど密な観測はないが、おおむね似た性質を持つようである[3, 16, 11]。可視光観測から得られたGRB-SNの性質を以下にまとめる(定量的な数字は球対称爆発モデルを使った放射の数値計算から得られたもの[13])。

- 通常の超新星よりも多くの ^{56}Ni を放出する($\sim 0.4M_{\odot}$ ↔ 通常のIc型超新星は $\sim 0.1M_{\odot}$)
- 速度が速く($v \propto E_K^{1/2} M_{ej}^{-1/2}$)、光度曲線の進化が遅い($\tau_{LC} \propto E_K^{-1/4} M_{ej}^{3/4}$)ことから、超新星エジェクタは以下のような特徴をもつ。
 - 運動エネルギー $E_K \sim 30 - 50 \times 10^{51}$ erg (↔ 通常のIc型超新星は $\sim 1 \times 10^{51}$ erg)
 - 質量 $M_{ej} \sim 10M_{\odot}$ (↔ 通常のIc型超新星は $\sim 1M_{\odot}$)

一方で、これまでの議論における問題点は以下の主に3つである。

1. 上記で得られた E_K と M_{ej} では、爆発から1年後に観測よりも暗くなることが予想されてしまう(3.3節)。この時期の超新星の明るさは、主にガンマ線に対するopacityで決まり、そのopacityは $\tau_{\gamma} \propto E_K^{-1} M_{ej}^2$ という依存性をもつ。すなわち、初期観測を説明する E_K と M_{ej} では、 E_K が大きすぎるかもしくは、 M_{ej} が小さすぎて、 τ_{γ} が小さくなりすぎてしまい、超新星が暗くなってしまう[6, 13]。
2. 後期スペクトルで鉄の速度が酸素の速度よりも速い。
3. すべての解析で次元球対称を仮定している。

3. GRB-SNの多次元放射シミュレーション

3.1 モンテカルロ多次元輻射輸送コード

超新星が完全に球対称でないことが、観測・理論の両面から提言されている(理論的なレビューは文献[20]を参照)。観測的には、SN 1987Aや系内の超新星残骸で撮像から明らかに球対称からのずれが見られていることや(例えば文献[19]など)、いくつかの銀河系外超新星から偏光が観測されている(例えば文献[4]など)ことが挙げられる。特にGRB-SNでは、GRBがジェットを伴う現象であると考えられているため、GRB-SNも完全に球対称でないことが想像できる。

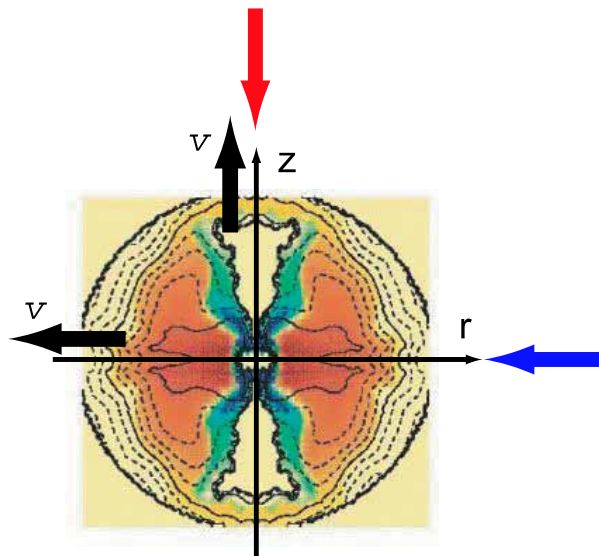


図 3: 軸対称ジェット状爆発モデル。緑色が ^{56}Ni の分布、茶色が酸素の分布、等高線は密度を表している。超新星エジェクタの運動エネルギーが $20 \times 10^{51}\text{erg}$ のとき、鉄の分布の先端がおよそ $20,000\text{ km s}^{-1}$ (図の端が約 $25,000\text{ km s}^{-1}$)。homologous expansion のため、中心からの距離は速度に対応している ($v \propto r$)。

それにも関わらず、超新星の可視光放射の数値計算はこれまでほとんど一次元球対称の仮定の下で行われてきた。これは主に、計算の複雑さからであり、単純に輻射輸送方程式を解く方法では現実的な計算時間で多次元計算を行うことができない。そこで我々は、方程式を解くのではなく、大量の光子 (実際にはエネルギーパケット) の進行を直接追いかけて、物質との相互作用をモンテカルロ法で確率的に扱うことで、輻射輸送を解くコード (Supernova Multi-dimensional Radiative transfer code, SAMURAI code) を開発した。

コード大きく以下の 4 つの部分に分けられる。

1. ^{56}Ni と ^{56}Co の崩壊から供給されるガンマ線の時間依存 transfer を対生成・コンプトン散乱・光電吸収を考慮することで解き、それらが可視光にどれだけ degrade されるかを計算する [8]。
2. 可視光と物質との相互作用 (主に電子散乱) を追うことで時間依存 transfer を解き、可視光の光度曲線を得る [9](3.3 節)。
3. 外側の薄いエンベロープでの詳細な電子散乱とライン散乱を定常 transfer として解き、可視光スペクトルを得る [17, 18](3.4 節)。
4. 超新星エジェクタ全体が光学的に薄くなった後 (爆発後 $\gtrsim 200$ 日)、1 の結果から禁制線強度を求め輝線スペクトルを計算する [7]。

3.2 流体力学・元素合成モデル (ジェット状爆発モデル)

超新星爆発のモデルは、Maeda et al. (2002)[5] のジェット状爆発モデルを用いた。このモデルでは、ジェットの軸方向 (z) に ^{56}Ni (図 3 の緑色) が合成され、赤道面 (r) に親星の組成である酸素 (図 3

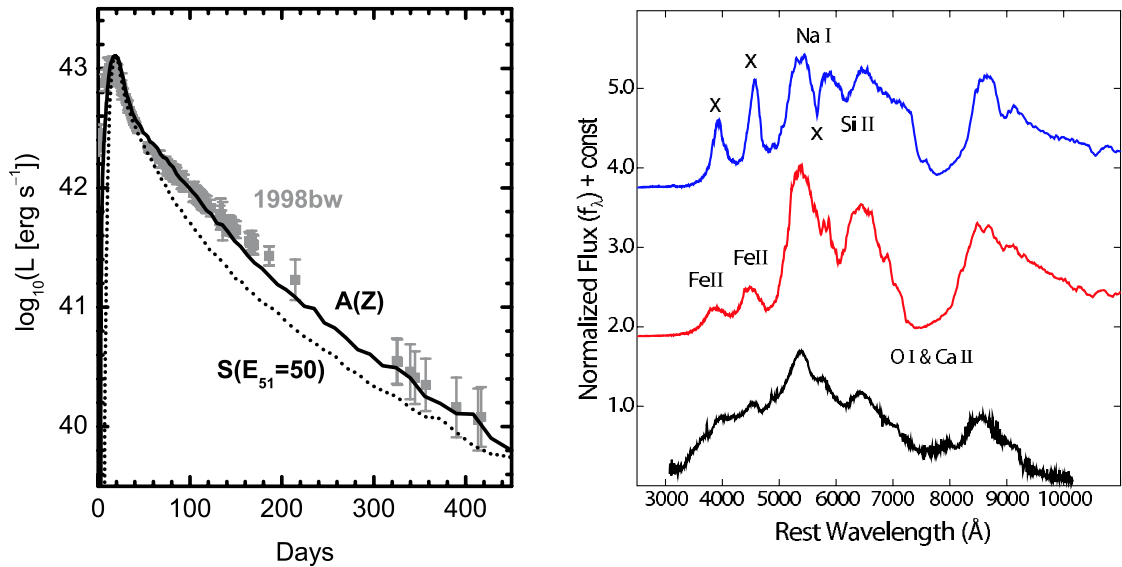


図 4: (左) ジェット状爆発モデルを軸方向から観測したときの光度曲線 (点線) と一次元球対称モデルの光度曲線 (点線)。点は SN 1998bw の光度曲線。図は Maeda (2007)[10] より。(右) ジェット状爆発モデルを軸方向 (赤) と赤道方向 (青) から観測したときのスペクトル。黒で描かれたスペクトルは SN 1998bw のもの。上段が最大光度付近 (爆発から 20 日)、下段が最大光度から 10 日後。

の茶色) がディスク状に存在している。このような爆発を軸方向から観測すると (図 3 中の赤い矢印)、 ^{56}Ni (後期に鉄として観測される) の大半は視線方向と平行に動いており、一方で酸素を多く含むエジェクタは視線方向と垂直に動いているため、鉄の視線速度が酸素の視線速度よりも大きくなりうる (2.2 節)⁵。

3.3 ジェット状爆発モデルの光度曲線

一次元球対称のモデルでは、ピーク付近のタイムスケールと後期 (≥ 200 日後) の明るさが同時に説明できないという問題があった (2.3 節)。図 4 の左パネルの点線は、 $50 \times 10^{51} \text{erg}$ の運動エネルギーをもつ一次元モデルの光度曲線である。ピーク付近の振るまいは再現されているが、爆発後 100 日を過ぎると観測点よりも暗くなっているのが分かる ($\tau_\gamma \propto E_K^{-1} M_{\text{ej}}^2$ が小さく、ガンマ線がエジェクタから効率的に逃げてしまう)。

ここで、 $20 \times 10^{51} \text{erg}$ の運動エネルギーをもつ非球対称爆発を考える (3.2 節)。図 4 の左パネルの実線はこのモデルを軸の方向から観測した場合の光度曲線である。エジェクタの運動エネルギーが小さいため、 τ_γ が小さくなりすぎず、400 日後の明るさまで再現できていることが分かる。しかし、このような低いエネルギーでは式 (2) の関係より、ピークまでの時間が長すぎてしまうという問題が予想される。

しかし、実際の計算ではピーク付近の光度曲線はよく再現されている。これは、 ^{56}Ni が軸方向に広がった分布をしており、かつジェット状の爆発により軸付近の密度が周りより低くなるため、軸方向へ光子が逃げるタイムスケールが早くなるからである。後期スペクトルを説明するにはジェット状

⁵実際にこのモデルで後期のスペクトルを計算すると、予想通り軸方向から観測した場合、鉄のラインが酸素のラインよりも幅が広くなり、SN 1998bw 観測と良く一致することが示されている [5, 7]。

の爆発を軸の方向から観測していなければならないが、これと同じ条件で光度曲線がうまく再現されている。

3.4 ジェット状爆発モデルの初期スペクトル

ジェット状爆発モデルは光度曲線を説明し、鉄と酸素の視線速度の逆転も説明することができた。しかし、このようなモデルが初期のスペクトルを再現できるかどうかは自明ではない。実際に一次元球対称のモデルでは $30 - 50 \times 10^{51} \text{erg}$ の運動エネルギーが必要であることが示唆されている。

図4の右パネルは、SAMURAI code を用いて計算したジェット状爆発モデルの初期スペクトルである。赤は軸方向 (z) から、青は赤道方向 (r) から観測した場合の爆発後30日のスペクトルであり、黒はSN 1998bw のGRB から28日後のスペクトルである。

スペクトルのライン位置は、エジェクタ速度を反映するため、のっぺりとしたSN 1998bw のスペクトルを説明するためには、速い速度の物質による吸収が必要である(2.2節)。エジェクタの速度は球対称の近似の下では $v \propto E_K^{1/2} M_{ej}^{-1/2}$ という依存性をもつので、 $20 \times 10^{51} \text{erg}$ の球対称モデルでは、吸収線の速度が十分速くならない。

しかし、ジェット状爆発を軸方向から観測したスペクトル(赤)は、 4200\AA 、 4700\AA に見られるFe IIの吸収幅が十分広いことが分かる。これは、ジェットの方向に広がった重元素の分布が速い速度の吸収をつくり出しているためである。よって、赤道方向から観測した場合(青)は、Fe IIの吸収幅は十分広くならず、 4000\AA 、 4500\AA 付近に鋭いピークができてしまう(図中の×印)。このような特徴はSN 1998bw では観測されていない。

また、超新星の熱源である ^{56}Ni がジェットの方向に広がって分布しているため、 z 軸付近のエジェクタの温度は赤道面よりも高くなる。これにより、例えばナトリウムは軸方向では一階電離するが、赤道面では中性のままになる、といったイオン化度の非球対称性が現れる。このため、赤道方向から観測したスペクトルにはNa Iの吸収が見えるが(図中の×印)、軸方向から観測したスペクトルにはほとんど見えない。SN 1998bw ではNa Iの強いライン観測されていない。

同様にカルシウムや鉄も軸方向でイオン化が進むが、これは深い吸収を作るのを邪魔する方向に働く。GRB-SNのスペクトルには、強いCa IIとFe IIの吸収が見られるが、軸付近ではカルシウムと鉄はほとんど三階電離まで進んでおり、強い吸収が現れにくくなるためである。しかし、実際は軸方向では元素合成が起こりやすく、カルシウムと鉄のアバンダンスそのものが高いため、図4で分かるようにカルシウムや鉄のラインが観測より弱くなることはない(前述のナトリウムは爆発前に合成されているので、赤道面に多く分布している)⁶。

初期スペクトルのシミュレーションと観測との比較は完全ではない。しかし、光度曲線を説明できる $20 \times 10^{51} \text{erg}$ の爆発モデルが初期スペクトル(鉄の吸収幅や、Na Iラインの欠如)を説明するには、ジェット状の元素分布をもったエジェクタを軸方向から観測しなければならない。光度曲線、初期・後期スペクトルのいずれもがすべて同じ状況を示唆していることを強調したい。

⁶イオン化の効果が顕著に現れるのはより初期のスペクトルで、例えば最大光度付近(爆発から ~ 20 日)では軸方向から観測したスペクトルはSN 1998bwで観測されているよりも弱い吸収しかもたない。このような早い時期では、爆発時に元素が合成された場所はまだ光学的に厚く、吸収線がより外側で形成されるためである(吸収を作るのは親星にもともと含まれていた元素)。この観測との不一致は、爆発時に合成された元素の10%程度が外側まで混ざっていると解消され、Rayleigh - Taylor不安定などで一部の元素が外まで混合していることを示唆しているのであろう[18]。

4. まとめ

GRB-SN の性質は主に可視光観測から得られてきた。一次元球対称のモデルによる解釈では GRB-SN のエジェクタは通常の Ic 型超新星よりも大きな運動エネルギー ($E_K \sim 30 - 50 \times 10^{51}$ erg)、大きな質量 ($M_{ej} \sim 10M_\odot$) をもち、通常よりも多くの ^{56}Ni ($\sim 0.4M_\odot$) を放出していることが明らかになっていた。しかし、そのようなモデルでは、初期と後期の光度曲線を同時に説明できず、鉄が酸素よりも広いライン幅をもつことも説明できなかった。特に、ライン幅の問題は、超新星が球対称ではないことを強く示唆している。

我々は、超新星の多次元輻射輸送コードを開発し、現実的な軸対称流体モデルを用いて、放射のシミュレーションを行ってきた。ジェット状の爆発は軸方向から観測したときに、鉄のライン幅が酸素のライン幅より大きくなる。シミュレーションの結果、このような爆発を軸方向から観測すれば、初期から後期までの光度曲線の振るまい、初期のスペクトルの性質も同時に説明されることが分かった。一次元球対称のモデルでは説明できなかった観測的事実は、すべてジェット状爆発を軸方向から観測していることを示唆している。

ジェット状爆発のモデルでも、観測的事実を説明するには、やはり通常の超新星よりは大きな運動エネルギー ($E_K \sim 20 \times 10^{51}$ erg) が必要である。GRB-SN が極端な非球対称性をもっているため、大きなエネルギーで爆発しているように”見えて”いるだけではないか、と想像されることがあるが、そのようなことは起こらず、非球対称性の効果だけで通常の運動エネルギーの爆発が GRB-SN のように観測されることはないことに注意したい。

References

- [1] Arnett, W.D. 1982, ApJ, 253, 785
- [2] Galama, T. J., et al. 1998, Nature, 395, 670
- [3] Hjorth, J., et al. 2003, Nature, 423, 847
- [4] Kawabata, K.S., et al. 2002, ApJ, 580, L39
- [5] Maeda, K., et al. 2002, ApJ, 565, 405
- [6] Maeda, K., et al. 2003, ApJ, 593, 931
- [7] Maeda, K., et al. 2006a, ApJ, 640, 854
- [8] Maeda, K. 2006b, ApJ, 644, 385
- [9] Maeda, K., Mazzali, P. A., & Nomoto, K. 2006c, ApJ, 645, 1331
- [10] Maeda, K. 2007 (arXiv:0708.0970)
- [11] Malesani, J., et al. 2006, ApJ, 609 L5
- [12] Nadyozhin, D.K. 1994, ApJS, 92, 527
- [13] Nakamura, T. 2001, ApJ, 550, 991
- [14] Patat, F., et al. 2001, 555, 900
- [15] Pian, E., et al. 2006, Nature, 442, 1011
- [16] Stanek, K.Z., et al. 2003, ApJ, 591, L17
- [17] Tanaka, M., et al. 2006, ApJ, 645, 470
- [18] Tanaka, M., et al. 2007, ApJ, 668, L19
- [19] Wang, L., et al. 2001, ApJ, 550, 1030
- [20] Woosley, S. E., & Janka, H.-Th., 2005, Nature Physics, 1, 147