



ガンマ線バーストと火の玉

小林 史 歩

〈大阪大学理学部宇宙地球科学 〒568-0043 大阪府豊中市待兼山 1-1〉

e-mail: shiho@vega.ess.sci.osaka-u.ac.jp

ガンマ線バーストは、宇宙でもっとも明るく、もっとも相対論的な天体である。1997年にガンマ線バーストは、X線、可視光、電波で長く輝く残光(afterglow)を伴っているのが発見され、ガンマ線バーストの理解が、飛躍的に進んだ。現在、超相対論的速度のフローが減速する過程でガンマ線バーストが生成されるとする、火の玉モデルが非常に成功している。火の玉モデルの力学および幾何学について解説する。

1. はじめに

ガンマ線バーストとは、100 keV前後のガンマ線が数ミリ秒から数百秒間バースト的に1日に数回宇宙からやってくる現象である。米国の軍事衛星が冷戦時に偶然発見してから30年間、我々の銀河内の現象なのか、宇宙の果てで起こっている現象なのかと言ったことすら不明であった。しかし1997年イタリア、オランダのX線観測衛星 BeppoSAX のブレイクスルーにより、ガンマ線バーストは残光を伴っているのが発見され、ガンマ線バーストの理解が飛躍的に進んでいる¹⁾。

現在では、残光のスペクトルやバースト源が属する銀河(例えば、図1)のスペクトルの観測から、ガンマ線バーストが100億光年程度の宇宙論的な距離で起こっていることがはっきりとした。観測されているバーストの明るさを、宇宙論的な距離にある線源で説明するためには、莫大なエネルギーが必要である。明るいものでは、等方的に放射が出ているとすると、太陽質量程度のエネルギーが数十秒で放出されていることになる。このエネルギー放出率は、宇宙の全ての銀河のエネルギー放出率を合わせたものと同じかそれ以上になっている。つまり、ガンマ線バーストは、宇宙でもっとも激しく、明るい現象である。

高エネルギー光子を含む莫大なエネルギーが、バーストのすばやい時間変動から推測される小さな線源領域に放出されると電子陽電子対が多数生成される。線源は光学的に厚くなり、スペクトルは熱的なものとなるはずである。しかし観測されているスペクトルは、高エネルギー側にベキ則で延びていて、電子陽電子対生成の閾値となる1MeV以上のエネルギーをもつ光子を多数含む。この矛盾は、コンパクトネス問題と呼ばれ、この問題をいかにして克服するかが、ガンマ線バーストを理解する上で重要な鍵となった。

歴史的には宇宙論的なモデルを排除する意味でコンパクトネス問題は提起されたのだが、線源がローレンツ因子 $\Gamma \sim 100$ 程度の相対論的速度で膨張していれば問題が起こらないことが、80年代に示された。線源が相対論的速度で運動をしている場合、我々が観測しているスペクトルは、青方偏移を受けたものであるから、線源の共動系では電子陽電子対生成に関係する高エネルギー光子が少ない。また、相対論的ビーミング効果により、(光速) \times (変動の時間スケール)で見積もるよりも、 $\Gamma^2 \sim 10^4$ 倍大きな線源が許される。といったことが、コンパクトネス問題を避けられる理由である。実際、電波残光観測から線源が相対論的速度で膨張しているのが確かめられている²⁾。

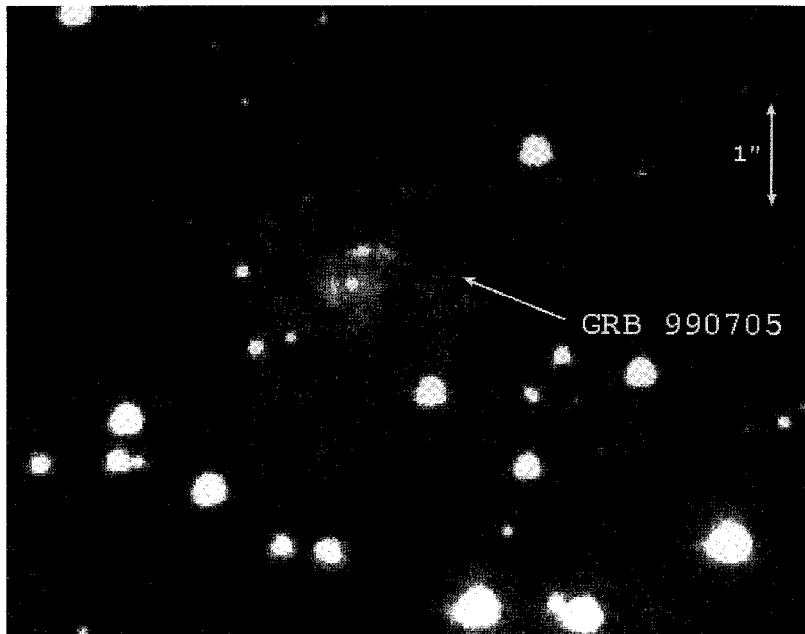


図1 GRB 990705 とホスト銀河。矢印のところでガンマ線バーストが起こった。
GRB Coordinates Network Circular #753 より。

現在、ガンマ線バーストの標準的なモデルとなっている火の玉モデルとは、次のようにいくつかのステップからなるシナリオのことである。まずコンパクトなエンジン（エネルギー供給源）から、大量のエネルギーが発生、光子、電子、陽電子からなる火の玉が生まれる。火の玉の膨張につれて内部エネルギーが、火の玉にわずかに含まれるバリオンの運動エネルギーに変換され、相対論的速度で膨張する球殻が形成される。球殻が広がって光学的に薄くなったところで、その運動エネルギーが衝撃波により再度内部エネルギーにもどされる。最後にその内部エネルギーがシンクロトロン放射される。

ここでは、相対論的速度の球殻の起源を、少量のバリオンが混入した火の玉とした。しかし観測にかかるのは、そのような球殻が形成された後の時期だけなので、加速メカニズムとしては、何か他のものでもかまわない。火の玉モデルの本質は、物質が $\Gamma \sim 100$ 程度の相対論的速度で膨張する過程でど

のように衝撃波を起こし、エネルギーを放射するかということである。エンジンとしては、中性子星連星の合体、大型の超新星爆発、マグネター（超強磁場をもったパルサー）といった説があるが、どれもまだ決め手に欠ける。しかし最近、ガンマ線バーストが、星形成領域でおこっているという観測や、超新星との関係を示唆する観測がなされ、大質量星との関係が盛んに議論されるようになっている³⁾。

2. 内部衝撃波と外部衝撃波

球殻が衝撃波を起こす原因としては、エンジンがいろんな速度をもつ多数の球殻を放出するため球殻間で衝突が起こること、球殻が膨張して周りの星間物質に衝突していくことの2種類が考えられる。前者によるものを内部衝撃波、後者によるものを外部衝撃波と呼ぶ。

NASA が打ち上げたガンマ線観測衛星コンプトンは、約 10 年のミッションの間に 3000 個程のガン

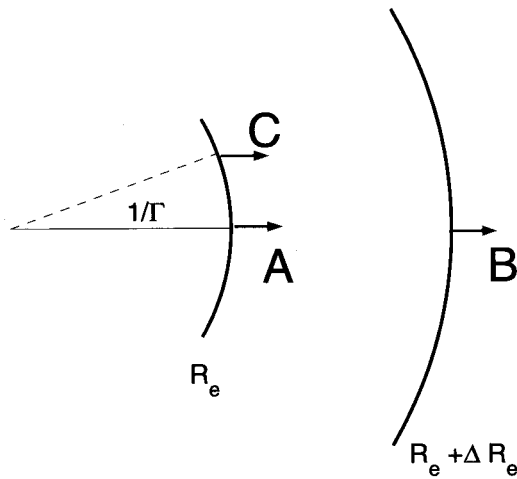


図2 放射が観測者に届く時間差。

マ線バーストを検出，観測した．その多くのバーストでは，継続時間 T に比べ，明るさの変動の時間スケール δT は非常に短い．変化の激しいバーストでは，時間スケールが2桁以上異なる ($\delta T/T < 10^{-2}$)．外部衝撃波では，このような時間変動を作り出せないで，ガンマ線バーストは，内部衝撃波によると思われる^{4), 5)}．そのことを見てみよう．

非常に薄い球殻が，ローレンツ因子 $\Gamma \gg 1$ で膨張しているのを考える．この球殻が，光を出す典型的な半径を R_e とする．つまり，放射の大半は， R_e から $R_e + \Delta R_e$ で出されるとする．球殻がほぼ光速で広がっていることに注意すると， R_e で出された光 (図2のA) と，その後 $R_e + \Delta R_e$ まで膨張して出された光 (図2のB) が，観測者へ到達する時間の差は， $T_r \sim \Delta R_e/c\Gamma^2$ である．相対論的速度で運動する物体からの放射は，運動方向に集中する．この相対論的ビーミング効果により，観測者は球殻上で視線方向から角度 Γ^{-1} の範囲の領域しか見ることができない．同じ半径 R_e で，視線上で放射された光 (図2のA) と Γ^{-1} だけ離れた領域で放射された光 (図2のC) では，観測者への距離が少し異なり，到達時間に $T_a \sim R_e/c\Gamma^2$ だけ差が出る．この時間差により，放射の時間変動は，なまされる． $T_a > T_r$ であるから， T_a が観測者にとっての放射の継続時間も与える．したがって，厚みの無視できる球殻からの放射は，かならず時間変動のない滑らかなものとなる．

ただし，球殻の一部だけが光る場合は，素早い時間変動が可能である．例えば，星間物質の密度の濃い領域が粒状になっていて，球殻に多数ぶつかる場合である (図3を見よ)．この場合，バーストの継続時間

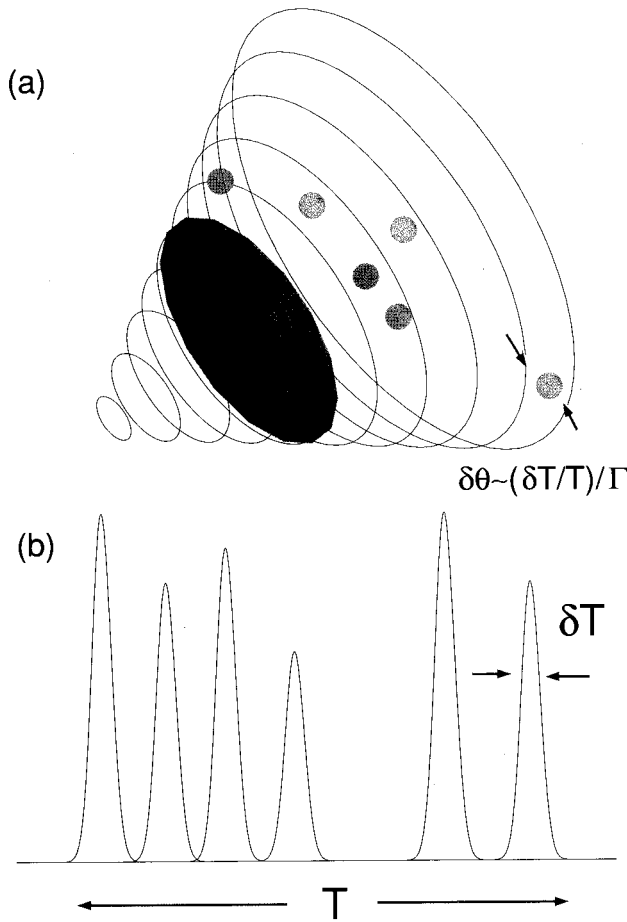


図3 (a) 球殻上で観測者に見える領域と相互作用する粒子
(b) バーストの光度曲線: 継続時間 T と変動の時間スケール δT

δT の時間変動を作るためには、粒の角度スケールは、 $(\delta T/T) \Gamma^{-1}$ より小さくなくてはならない。またバースト中のパルス数 $T/\delta T$ が、粒子の数を表す。したがって、観測者にとって見ることのできる領域（立体角 $\sim \Gamma^{-2}$ ）のうち、星間物質と相互作用してエネルギーを放出する領域の割合は、 $\sim \delta T/T \sim 1\%$ 以下である。運動エネルギーから放射への変換効率が非常に悪くなってしまうので、このようなモデルは排除される。

ここまで無限小の厚みの球殻を考えて来たが、厚み Δ があると、球殻の表と裏で同時に光が観測者に届く時間差 Δ/c が新たな時間スケールを与える。 $\Delta/c \gg T_a$ であれば、素早い時間変動が可能である。

外部衝撃波が発生する典型的な半径は、セドフ長を $l = (E/\rho c^2)^{1/3} \sim 10^{18} \text{ cm}$ として、 $R_e \sim \sqrt{l} \Gamma^{2/3} \sim 10^{16} \text{ cm}$ である。この半径は、質量密度 ρ の星間物質中を球殻が半径 R_e まで膨張したときに、星間物質に与えたエネルギー $\sim \rho c^2 R_e^3 \Gamma^2$ が、球殻が最初に持っていたエネルギー E に等しいとして求められる。この場合 $T_a \sim \sqrt{l} \Gamma^{8/3}$ となるから、十分大きな Γ をとれば、外部衝撃波により時間変動のあるバーストがつくれると思うかもしれない。しかしこの評価が正しいのは、球殻が薄く $\Delta < \sqrt{l} \Gamma^{8/3}$ の条件を満たす場合だけである。ローレンツ因子が $(\sqrt{l} \Gamma)^{3/8}$ より大きくなると、衝撃波を受けた物質のローレンツ因子や減速の起こる半径の評価が変わり、 $T_a \sim \Delta/c$ となることが示せる⁶⁾。つまり、球殻の厚みを考えても、外部衝撃波でバーストを作ろうとすると、変動のない滑らかなものになる。

次に内部衝撃波を考える。内部衝撃波は、エンジンが多数 ($N \gg 1$) の球殻を放出して、先に放出された球殻に、後から放出された速い球殻が追いつき衝突する時に生じる。典型的なローレンツ因

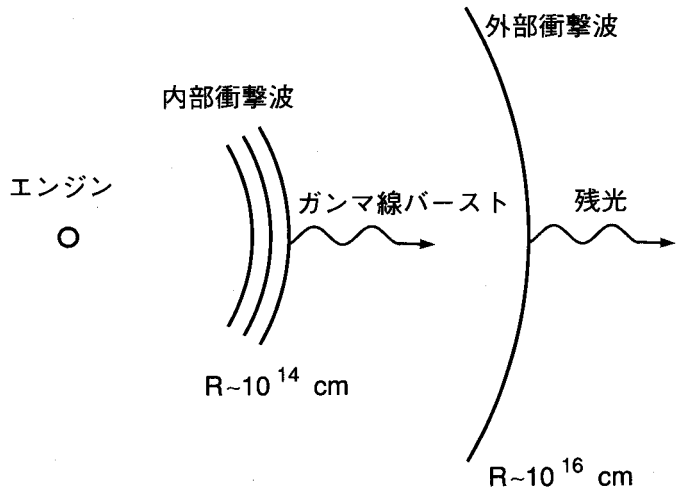


図4 火の玉モデルの模式図。エンジンからの放出物は、半径 $\sim 10^{14} \text{ cm}$ で内部衝撃波によりガンマ線バースト (GRB) を生成する。残光 (afterglow) は、放出物が半径 $\sim 10^{16} \text{ cm}$ まで膨張した後に、外部衝撃波により生成される。

子を Γ 、エンジンの活動の典型的な時間スケールを D/c (球殻1枚の厚み及び球殻の間隔が D) とすると、衝突が起こる典型的な半径は、 $R_c \sim \Gamma^2 D \sim 10^{14} \text{ cm}$ である。球殻群全体の厚みが与える時間スケール $\Delta/c \sim ND/c$ は、 $T_a \sim D/c$ より十分大きいので、内部衝撃波は、激しく時間変動するバーストを作ることが可能である。 Γ の分布がどのようなものであるかは、エンジンに依存し、まだよくわからない。それでも $\Gamma = 100$ から 1000 程度の値をランダムにとると仮定すると、球殻の運動エネルギーから放射への変換効率は、20% 程度である⁷⁾。また、シェルが、ほぼ光速で膨張していることを考えると、バーストの光度の時間変化は、球殻を生み出したエンジンの活動をそのまま反映していることが示せる⁵⁾。

結局、ガンマ線バーストは内部衝撃波によると考えられるが、内部衝撃波は球殻の膨張を完全に止めることができない。球殻はガンマ線バーストを起こした後、さらに星間物質中を膨張して外部衝撃波により減速を受ける。したがってガンマ線バーストの後に、外部衝撃波が生み出す「ゆっくりと

変化する放射」が見られるはずである。これが残光である。外部衝撃波が減速するにつれて、残光の典型的な波長はX線、可視光、電波と移り変わり、ベキ則で減光していく。火の玉モデルの模式図を、図4に示した。

ガンマ線バーストは、半径 10^{14} cm 程度で発生し、さらに球殻が数日掛けて 10^{16} cm 程度まで膨張した後に残光が発生する。しかし、球殻は、ほぼ光速で膨張しているの、観測者には、バーストと残光の始まりが、ほぼ同時となり得る。実際、いくつかのガンマ線バーストでは、バーストの終わりの部分に残光成分が観測されている。GRB 910402, GRB 920723, GRB 980923 などの光度曲線は、激しく時間変動した後、ベキ則で暗くなっていくテールを伴っている。スペクトルは、このテール部分が顕著になった時に急激に変化していることから、このテールは残光成分であると考えられている⁸⁾。

3. ジェット

「球殻」というように、エンジンからの放出物は球対称であることを仮定した。しかし、放出物が、ジェット状のものであっても、相対論的効果により、我々には、球対称のものからの放射と区別がつかない。差が出ない理由としては、まず相対論的ビーミングが挙げられる。この効果により、観測者は放出物の一部分(図2のAのまわり Γ^{-1} の範囲)しか見ることができないので、ジェットの開き角 θ_0 が Γ^{-1} より大きな場合、形状を判断することができない。またジェットの形状が変化しないことも理由に挙げられる。放出物が共動系で横方向(角度方向)に、ほぼ光速で広がっているとす。半径 R まで放出物が膨張するには、 $\sim R/c$ の時間がかかるが、放出物の共動系では、因子 Γ^{-1} だけ短い時間しか経っていない。したがって放出物の横方向の大きさは、はじめの角度 θ_0 から評価される大きさ $R \theta_0$ よりも R/Γ だけ大きくなる。この場合も、 θ_0 が Γ^{-1} より

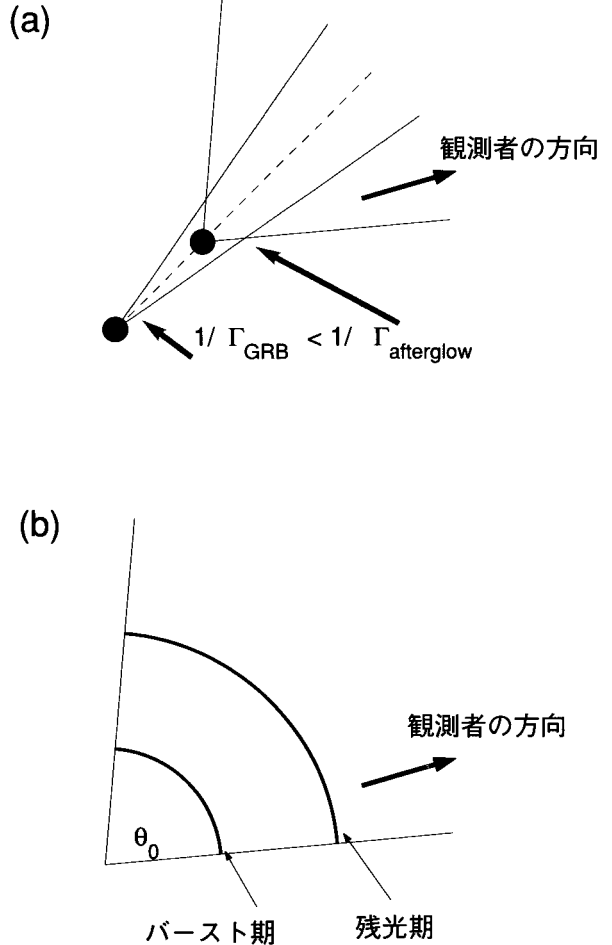


図5 (a)線源が点状の場合、ガンマ線バーストより、残光の方が、より大きな立体角に放射される。
 (b)ジェットの開き角 θ_0 が Γ^{-1} より大きい場合、ガンマ線バースト、残光が観測されるかは、観測者がジェットの張る立体角内にいるかどうかで決まる。

り十分大きければ形状の変化は無視できる。

しかし、膨張するにつれて多くの星間物質を集め減速していくので、いずれ Γ が θ_0^{-1} より小さくなる。その時、横方向へ広がっている影響が出る。開き角が一定の場合よりも多くの星間物質を集めるようになるので、より減速をうける。その結果、より横方向へ広がることになり、指数関数的に急激に減速を受ける。残光の光度曲線の振舞いは

出される確率はほとんどない。しかし、ジェットが横に広がり出した後に、残光の典型的な振動数が、電波領域まで下がってくる関係で、電波残光は、ジェットが横に広がった後も長く輝く。バーストを伴わない電波残光は、検出されるかもしれない。

上の議論では、ジェットが我々の方向を向いていさえすれば、ガンマ線バースト、残光が観測されると暗に仮定していた。しかし、2つの現象は、内部衝撃波、外部衝撃波という異なるメカニズムにより生成されているので、片方のみが、特に残光のみが観測される可能性はある。十数個のイベントについて解析された、バーストと残光で放出されたエネルギーの比は、1桁程度のばらつきを持っている¹²⁾。また、最近、Fast X-ray Transients と呼ばれるガンマ線バーストに似た現象が報告されている¹³⁾。数秒から数十秒の継続時間に、光度が素早く変動し、スペクトルがハードからソフトに変化する、といった点では、ガンマ線バーストに似ている。しかし、ガンマ線成分が非常に少ないといったイベントである。ガンマ線バーストとの関係は、まだ良く分かっていないが、内部衝撃波の条件の違いだけで、ガンマ線バーストと同様のことが起こっている可能性もある¹⁴⁾。例えば、球殻の典型的なローレンツ因子が小さい場合や、球殻間の速度差が小さい場合である。このような解釈が正しい場合、より極端なことが起これば、例えば、速度がほぼ一様な球殻をエンジンが放出するということがあれば、バーストを伴わない残光になり得る。逆に、今後の orphan afterglow 探しから、エンジンの性質に何らかの制限を付けることができるかもしれない。

4. おわりに

残光の発見が契機となって、ガンマ線バーストおよび残光は、本稿で解説したように相対論的運動を含む現象であることが明らかとなった。残光に関しては、すでに多くの観測的、理論的研究が行われ^{1), 3)}、(外部) 衝撃波によって加速された電子からのシンクロトロン放射光 (シンクロトロン衝撃

波モデル) として非常に良く記述されることが分かっている。しかし、その一方で、ガンマ線バースト本体に関しては、まだまだ不明なことが多い。そもそも、なぜ「ガンマ線」バーストなのか、なぜ、どのバーストも 100 keV 程度の放射を出しているのかも良く分かっていない¹⁴⁾。またシンクロトロン放射では、説明できないスペクトルを持っているバーストも多数存在する¹⁵⁾。したがって、今後、標準的なシンクロトロン衝撃波モデルは、なんらかの修正を受ける必要がある。さらに、根本的には、何がエンジンなのか、どのようにして $\Gamma \sim 100$ といった相対論的速度まで加速が行われるのか、といったことが未解決であり、今後の課題である。

ガンマ線バーストの継続時間の個数分布は 1 秒程度を境目として二山に分かれるのが知られている。継続時間が短いものはスペクトルが硬く、長いものは柔らかい。X線観測衛星 BeppoSAX の感度の問題から、これまでに残光が観測されているのはすべて継続時間が長いバーストである。火の玉モデルとしては、継続時間が短いものを特に区別して議論する必要はないのだが、短いものが、異なる現象である可能性はある。最近稼動し始めた X線観測衛星 HETE-2 によって短いバーストについても、今後観測が進むと考えられる。

最後にガンマ線バーストの天文学の他分野への応用の可能性について述べる。高エネルギー宇宙線や超新星との関係を探るのは、今後も面白い研究テーマであるが、特に興味深いのは、ガンマ線バーストを用いて初期宇宙を探るといったことではないだろうか。これまでに観測されている、もっとも遠いガンマ線バーストの赤方偏移は $z = 4.5$ で、これはもっとも遠い銀河や QSO と同程度である。最近、見つかったガンマ線バーストの Luminosity-Variability 関係^{14), 16)} や Luminosity-Spectral Lag 関係^{17), 18)} を用ると、赤方偏移が特定されていないバーストの中には、 $z = 10$ 以上のものもあると推定されている。残光は、バーストからの経過時間と共にベキ則 $\sim t^{-1}$ で暗くなる。 z が大きいと地球上で同じ



経過時間（例えば、バーストから1時間後）で観測を行うと、バーストの系では、 $(1+z)^{-1}$ 倍だけ初期の明るい時期を見るので、 z が大きくなっても残光はあまり暗くならない。今後、ガンマ線バーストや残光を用いて初期宇宙の星形成を探るといったことが可能になるかもしれない¹⁹⁾。

参考文献

- 1) Piran T., 2000, Phys. Rep. 333, 529.
- 2) Frail D. A., et al., 1997, Nature 389, 261.
- 3) Djorgovski S. G., et al., 2001, in Proc, IX Marcel Grossmann Meeting, eds. Gurzadyan V., Jantzen R., Ruffini R. (World Scientific, Singapore) in press (astro-ph/0106574).
- 4) Sari R., Piran T., 1997, ApJ 485, 270.
- 5) Kobayashi S., Piran T., Sari R., 1997, ApJ 490, 92.
- 6) Kobayashi S., 2000, ApJ 545, 807.
- 7) Kobayashi S., Sari R., 2001, ApJ 551, 934.
- 8) Glibin T.W., et al., 1999, ApJ 524, L47.
- 9) Sari R., Piran T., Halpern J. P., 1999, ApJ 519, L17.
- 10) Frail D. A., et al., 2001, ApJ 562, L55.
- 11) Rhoads J., 1997, ApJ 487, L1.
- 12) Freedman D. L., Waxman E., 2001, ApJ 547, 922.
- 13) Heise J., et al., 2001, in Proc. 2nd Workshop Gamma-Ray Bursts in the Afterglow Era, eds. Costa E., Frontera F., Hjorth J (Springer-Verlag).
- 14) Kobayashi S., Ryde F., MacFadyen A., 2001, ApJL, submitted (astro-ph/0110080).
- 15) Preece R.D., et al., 1998, ApJ 506, L23.
- 16) Reichart D. E., et al., 2001, ApJ 552, 57.
- 17) Norris J. P., Marani G. F., Bonnell J.T., 2000, ApJ 534, 248.
- 18) Ioka K., Nakamura T., 2001, ApJ 554, L163.
- 19) Lamb D. Q., Reichart D. E., 2000, ApJ 536, 1.

Gamma-Ray Bursts and Fireballs

Shiho KOBAYASHI

Theoretical Astrophysics, Department of Earth and Space Science, Osaka University, Toyonaka, Osaka 560-0043

Abstract: Gamma-ray bursts (GRBs) are the brightest objects in the Universe. They are also the most relativistic objects known so far. GRB observations were recently revolutionized by the Italian-Dutch satellite BeppoSAX that discovered the delayed X-ray emission, "afterglow". Today, GRBs are widely believed to be caused by the dissipation of the kinetic energy of a relativistically expanding fireball. I discuss the dynamics and some geometrical issues in the fireball model.