

X線残光におけるX線フレアと内部衝撃波モデル

高木 亮 (筑波大学計算科学研究センター)

スイフト衛星の観測により多くのガンマ線バーストで早期でのX線残光の観測が可能になってきた。その結果、いくつかの新たな発見があった。その一つにX線残光におけるX線フレアの発見がある。これはX線残光が単調な減光している途中に、急激な増光減光を示すフレアが観測されるというものである。この現象は早期X線残光の観測されたバーストの多くでみつかった。このフレアはバースト本体と同様、内部衝撃波により起きるのではないかと考えられている。今回はこのフレアが内部衝撃波により起きていると考え、パルスの簡単なモデルを使い、このフレアはどのような条件であれば起きるのかについて考える。特に、大きなX線フレアが観測されたGRB050502Bについて議論をおこなう。

1. 導入

昨年打ち上げられたスイフト衛星により、早期残光の観測が可能になってきた。その結果、早期X線残光が滑らかに単調な指数関数的に減光していきただけでないものが多いことがわかってきた。特にGRB 050502Bでは単調に指数関数的に減光している残光にかなり明るいパルスが重なっている(図1)。このような現象はX線フレアと呼ばれている。図2は1000秒付近のフレアを横軸縦軸を線形にしプロットしたものである。これを見るとこのX線フレアはいくつかのパルスの重ね合わせのように見える。これはバースト本体に似た振る舞いであり、このため、X線フレアはバースト本体と同様に内部衝撃波によりつくられると考えられるようになってきている。図3はこのバーストのバースト本体。

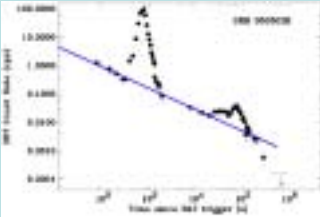


図1 from Barrows et al. 2005

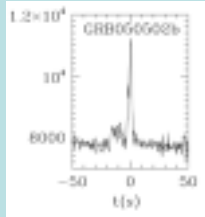


図3 from swift web page

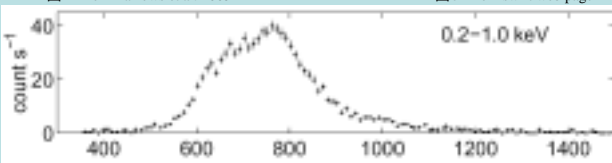


図2 from Barrows et al. 2005

GRB 050502BのX線フレア

- ・800秒あたりにピークがある
- ・ひとつのパルスの継続時間は~100秒くらい
- ・バースト本体のパルスの継続時間は~5秒くらい
- ・バースト本体が観測されたバンド(15-150 keV)ではこのフレアは観測されなかった
- ・フレアの間に受け取ったエネルギー(9×10^7 erg/cm²)がガンマ線バースト本体で受け取ったエネルギー(8×10^7 erg/cm²)と同じくらい

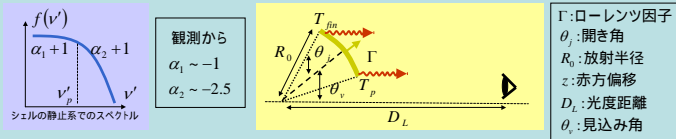
X線フレアがバースト本体と同じ機構によりつくられているとすると、X線フレアはピーク振動数が低く、幅の広いパルスということになる。今回はこのようなパルスが放射されるのはどのような状況かについて考える。

2. パルスのモデル

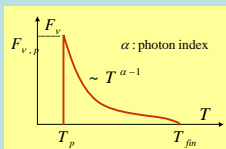
今回はIoka & Nakamura (2001)のパルスモデルを使う。このモデルでは、ある一定速度で膨張する、ある開き角のシェルがある半径で一瞬だけあるスペクトルである明るさである距離でひかたときにある見込み角から観測されるパルスを考えている。

$$F_{\nu}(T) = \frac{(1+z)^3}{D_L^2} \frac{\Delta\phi(T) R_0^3}{\Gamma^2 c T^2} A_0 f\left(\frac{\nu \Gamma \beta c T}{R_0}\right)$$

(ここで、シェルが放射されたと同時にた光が観測者に届く(時間差T=0としている))



このモデルでのパルスの形



$$\begin{aligned} \text{ピーク時間} \quad T_p &= (1+z) \frac{1 - \beta \cos \Delta\theta}{\beta c} R_0 \\ \text{ピークフラックス} \quad F_{\nu, p} &= \frac{(1+z)^3}{D_L^2} \frac{\Delta\phi(T_p) R_0^3}{\Gamma^2 c T_p^2} A_0 f\left(\frac{\nu \Gamma \beta c T_p}{R_0}\right) \\ \text{放射が観えなくなる時間} \quad T_{fin} &= (1+z) \frac{1 - \beta \cos \Delta\theta}{\beta c} R_0 \\ \Delta\theta &= \begin{cases} 0 & \theta_e \leq \theta_0 \text{ (on-axis)} \\ \theta_e - \theta_0 & \theta_e > \theta_0 \text{ (off-axis)} \end{cases} \end{aligned}$$

このパルスモデルでは

$$\begin{aligned} \text{パルスの継続時間 (半値幅)} \quad \Delta T &\approx \frac{(2^{1/(1-\alpha)} - 1)(1+z)(1 - \beta \cos \Delta\theta) R_0}{\beta c} \propto (1 - \beta \cos \Delta\theta) R_0 \\ \text{スペクトルのピーク振動数} \quad \nu_p &= \frac{1}{(1+z)\Gamma(1 - \beta \cos \Delta\theta)} \nu' \propto E_{sh}^{1/2} \Gamma^{-3/2} (1 - \beta \cos \Delta\theta)^{-1} R_0^{-1} \\ \text{パルスに含まれるエネルギー (Fluence)} \quad F_{l\nu} &\sim F_{\nu, p} \nu T_p \propto E_{sh}^{-\alpha/2} \Gamma^{-3\alpha/2-1} (1 - \beta \cos \Delta\theta)^{\alpha} R_0^{\alpha+2} \nu^{\alpha+2} \end{aligned}$$

ここで、 $\nu'_p \propto E_{sh}^{1/2} R_0^{-1}$, $A_0 \propto E_{int}^{1/2} R_0^{-1}$ がつまっている。このとき、 $\Gamma E_{int} \propto E_{sh}$ を仮定している。 E_{sh} はシェルのエネルギーで、 E_{int} はシェルにできる内部エネルギー。

3. X線フレア

このパルスモデルでは、バースト本体が放射された半径より大きい半径で放射されるか、バースト本体とは違う、より大きな見込み角のところにあるシェルから放射されるときに、ピーク振動数が低く、かつ、幅の広いパルスが観測される。ここではこの2つの場合について考える。

3.1 放射半径

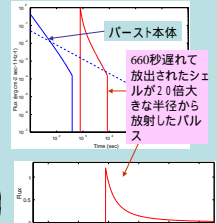
バースト本体とX線フレアでは放射半径だけが違うとすると、パルスの継続時間の違いから、放射半径の比は

$$\frac{R_{0, XF}}{R_{0, main}} = \frac{\Delta T_{XF}}{\Delta T_{main}} \sim \frac{100}{5}$$

このとき、パルスに含まれるエネルギーの比は

$$\begin{aligned} \frac{F_{l, XF}}{F_{l, main}} &= \left(\frac{E_{sh, XF}}{E_{sh, main}} \right)^{-\alpha/2} \left(\frac{\Gamma_{XF}}{\Gamma_{main}} \right)^{3\alpha/2-1} \left(\frac{1 - \beta \cos \Delta\theta_{XF}}{1 - \beta \cos \Delta\theta_{main}} \right)^{\alpha} \left(\frac{R_{0, XF}}{R_{0, main}} \right)^{\alpha+2} \left(\frac{\nu_{XF}}{\nu_{main}} \right)^{\alpha+2} \\ &\sim \left(\frac{E_{sh, XF}}{E_{sh, main}} \right)^{1/2} \left(\frac{\Gamma_{XF}}{\Gamma_{main}} \right)^{-5/2} \left(\frac{1 - \beta \cos \Delta\theta_{XF}}{1 - \beta \cos \Delta\theta_{main}} \right)^{-1} \left(\frac{R_{0, XF}}{R_{0, main}} \right) \left(\frac{\nu_{XF}}{\nu_{main}} \right)^{5/100} \end{aligned}$$

このときはX線フレアでもバースト本体と同じくらいのエネルギーが観測されそうである。



3.2 見込み角

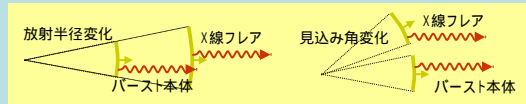
見込み角が違うために継続時間が変わるとすると、

$$\frac{1 - \beta \cos \Delta\theta_{XF}}{1 - \beta \cos \Delta\theta_{main}} = \frac{\Delta T_{XF}}{\Delta T_{main}} \sim \frac{100}{5}$$

このとき、パルスに含まれるエネルギーの比は

$$\begin{aligned} \frac{F_{l, XF}}{F_{l, main}} &= \left(\frac{E_{sh, XF}}{E_{sh, main}} \right)^{-\alpha/2} \left(\frac{\Gamma_{XF}}{\Gamma_{main}} \right)^{3\alpha/2-1} \left(\frac{1 - \beta \cos \Delta\theta_{XF}}{1 - \beta \cos \Delta\theta_{main}} \right)^{\alpha} \left(\frac{R_{0, XF}}{R_{0, main}} \right)^{\alpha+2} \left(\frac{\nu_{XF}}{\nu_{main}} \right)^{\alpha+2} \\ &\sim 0.0025 \left(\frac{E_{sh, XF}}{E_{sh, main}} \right)^{1/2} \left(\frac{\Gamma_{XF}}{\Gamma_{main}} \right)^{-5/2} \left(\frac{R_{0, XF}}{R_{0, main}} \right) \left(\frac{1 - \beta \cos \Delta\theta_{XF}}{1 - \beta \cos \Delta\theta_{main}} \right)^{-1} \left(\frac{\nu_{XF}}{\nu_{main}} \right)^{5/100} \end{aligned}$$

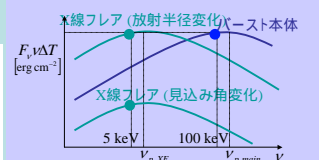
X線フレアを放射するシェルがバースト本体を放射するシェルに比べ、かなり大きなエネルギーを持っていないかぎり、X線フレアでバースト本体と同じくらいのエネルギーは観測されない。GRB 050502BのX線フレアは大きな見込み角からみたパルスではなさそうである。



3.3 パルスに含まれるエネルギー

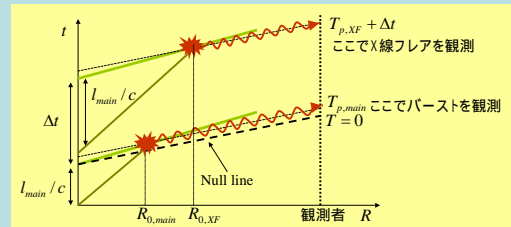
$$F_{l\nu} \sim F_{\nu} \nu \Delta T \propto E_{sh} \Gamma^{-4} (1 - \beta \cos \Delta\theta)^{-2} \left(\frac{\nu}{\nu_p} \right)^{\alpha+1}$$

放射半径の変化ではピーク振動数辺りで観測されるエネルギーに変化はないが、見込み角の変化ではピーク振動数辺りで観測されるエネルギーが小さくなる。よって、バースト本体と同じ大きさのエネルギーを含むX線フレアを見込み角だけの違いで説明することはできない。



4. 内部衝撃波モデル

内部衝撃波モデルにおいて、衝突半径(放射半径)が大きいということは衝突したシェル間の距離が大きかったことに対応する。



$$\frac{l_{XF}}{l_{main}} = \frac{R_{0, XF}}{R_{0, main}} = \frac{\Delta T_{XF}}{\Delta T_{main}} \sim \frac{100}{5} \quad T_{p, XF} - T_{p, main} + \Delta t = (1+z) [(l_{XF} - l_{main})/c + \Delta t] \sim 800$$

であれば、GRB 050502BのX線フレアが内部衝撃波モデルで説明できる

5. まとめ

- ・X線フレアのようなパルスが観測される可能性として、大きい半径からの放射、と、大きい見込み角からの放射、の2通りが考えられる
- ・X線フレアは放射半径の違いで説明できそうである
- ・一方、見込み角の違いだけでは説明できない
- ・内部衝撃波モデルではバーストを起こすシェルより遅れて放出されたシェル間隔のひろいシェル間の衝突によって、X線フレアは説明できる