

博 士 論 文

重力波同期イベントと類似した
短時間ガンマ線バーストの系統的研究

金沢大学大学院自然科学研究科
数物科学専攻

学籍番号 2124012002

氏名 荻野 直樹

主任指導教員名 米徳 大輔

提出年月日 2024 年 3 月 22 日

概要

Gamma-ray bursts (GRBs) are the most energetic electromagnetic explosions in the universe, releasing up to 10^{54} erg in a short duration. GRBs are classified into long GRBs (LGRB) with a duration of > 2 s and short GRBs (SGRB) with duration of ≤ 2 s. LGRB and SGRB are thought to have different origins. LGRB are explained by the collapse model of massive stars and have been confirmed by observations. On the other hand, SGRB are thought to originate from the merger of two compact objects, such as binary neutron star mergers or black hole-neutron star mergers, but lacked observational evidence for a long time.

On August 17, 2017, the gravitational wave interferometers Advanced LIGO and Advanced Virgo detected gravitational waves originating from a binary neutron star merger for the first time. Furthermore, ~ 1.7 s later, the gamma-ray space telescope *Fermi* observed a weak gamma-ray emission, which appeared to be SGRB, GRB 170817A. Additionally, follow-up observations across various wavelengths from ultraviolet to radio were conducted, and electromagnetic emission called kilonova, which is caused by radioactive decay of elements produced by the r-process, was also observed. The light curve of GRB 170817A obtained from *Fermi*/GBM reported the presence of a hard and short-duration component (hard spike) lasting ~ 0.5 s and a softer tail component (soft tail) lasting about ~ 2 s.

In this study, we have shown the following two points. (1) Soft tail emission associated with GRB 050709 can be explained by the cocoon emission. (2) We picked up known-redshift events similar to GRB 170817A among the SGRBs observed in Swift/BAT and examined the correlation between their peak energy E_{peak} and isotropic luminosity L_{iso} . We then identified the average opening angles of the jets of the SGRBs.

(1) Burns et al. (2018) conducted an analysis of GRB 150101B, where the kilonova was observed, and reported emission with the hard spike and soft tail like GRB 170817A. GRB 050709, detected by the *HETE-2* satellite, is the SGRB where the kilonova has been reported, similar to the two events previously mentioned. We have reanalyzed the data of this GRB, revealing the existence of a hard spike lasting approximately ~ 0.2 s and a soft tail lasting about ~ 0.3 s. Detailed temporal and spectral analysis suggests that this soft tail might be emission from a cocoon formed by the injection of energy into the surrounding material by a relativistic jet. The observed cocoon radius is estimated to be $\sim 10^9$ cm and the pressure $\sim 10^{19}$ erg cm $^{-3}$, consistent with the results of relativistic hydrodynamics simulations of binary neutron star mergers (Hamidani & Ioka 2021). We compared the physical parameters of this cocoon with those of other SGRBs. The relatively higher cocoon pressure and temperature in GRB 050709 may indicate a more on-axis jet compared to GRB 170817A and GRB 150101B.

(2) Previous studies have identified 12 events similar to GRB 170817A from *Fermi* data, based on the presence of the soft tail. However, most of these events lack redshift measurements, impeding the inference of their rest-frame properties. Here, we introduce a sample of 9 SGRBs from the *Swift*/BAT Gamma-Ray Burst Catalog. These events exhibit a soft tail resembling that of GRB 170817A and are accompanied by redshift measurements. Our analysis reveals a comparable distribution of the hard spike and soft tail of these events in the $E_{\text{peak}}-L_{\text{iso}}$ plane, suggesting potential similarities in their origin in our SGRBs sample. Additionally, we investigate their average jet opening angle (θ_c) using the $E_{\text{peak}}-L_{\text{iso}}$ correlation, and consider its dependence on redshift. Employing a redshift-independent model, we found $\theta_c = 32.4^{+0.63}_{-0.63}^\circ$ deviating from the average jet opening angle of $\sim 6^\circ$ derived from jet breaks. However, with a redshift-dependent model, our jet opening angles are overall comparable to those estimated from jet breaks.

目次

第 1 章	ガンマ線バースト	1
1.1	歴史	1
1.2	即時放射	2
1.2.1	光度曲線と継続時間	2
1.2.2	スペクトル	3
1.3	相関関係	6
1.3.1	$E_{\text{peak}}-E_{\text{iso}}$ 相関	6
1.3.2	$E_{\text{peak}}-L_{\text{iso}}$ 相関	7
1.4	残光	8
1.5	キロノバ	9
1.6	重力波同期イベント GRB 170817A	10
1.6.1	重力波と電磁波での同時観測	10
1.6.2	GRB 170817A の特異性とそれを説明するモデル	14
1.6.3	<i>Fermi</i> /GBM で観測された GRB 170817A と類似したイベントの探索	18
第 2 章	放射機構	23
2.1	コンパクトネス問題	23
2.2	火の玉モデルとその進化	24
2.3	衝撃波によるエネルギーの解放	26
第 3 章	観測装置	29
3.1	<i>High Energy Transient Explorer 2</i>	29
3.1.1	<i>HETE-2</i>	29
3.1.2	Wide-field X-ray Monitor (WXM)	31
3.1.3	French Gamma Telescope (FREGATE)	33
3.2	<i>Neil Gehrels Swift Observatory</i>	33
3.2.1	<i>Swift</i>	33
3.2.2	Burst Alert Telescope (BAT)	36
第 4 章	<i>HETE-2</i> で観測された GRB 050709	39

4.1	光度曲線	39
4.2	スペクトル解析と結果	40
4.3	最小変動時間 (Minimum variability timescale)	42
4.4	コクーン放射による Soft tail emission の解釈	44
第 5 章	Swift/BAT で観測された GRB 170817A に類似したイベントの探索	47
5.1	光度曲線とイベントセレクション	47
5.2	スペクトル解析と結果	48
第 6 章	議論	51
6.1	$E_{\text{peak}}-L_{\text{iso}}$ 相関と光度進化	51
6.2	ジェット構造の推定	52
6.2.1	推定方法	52
6.2.2	赤方偏移に依存しないモデルの結果	53
6.2.3	赤方偏移に依存するモデルの結果	55
第 7 章	結論	59
付録		61
A	Swift/BAT で観測された Soft tail を持った GRB のスペクトル	61
引用文献		65

3.6	<i>Swift</i> 衛星の外観。	35
3.7	BAT 検出器の構成	37
4.1	GRB 050709 の光度曲線	41
4.2	GRB 050709 の Soft tail のスペクトル。	42
4.3	最小変動時間の求め方と結果	43
4.4	最小変動時間 τ_{\min} と継続時間 T_{90} の分布。	43
4.5	我々の解析から得られた GRB 050709 の描像。	45
5.1	<i>Swift</i> /BAT で観測された GRB 170817A と類似した短時間ガンマ線バーストの光度 曲線	49
6.1	GRB 170817A と類似した SGRB による $E_{\text{peak}}-L_{\text{iso}}$ 相関	52
6.2	ガウシアンジェットの状態。	54
6.3	Maximum luminosity とジェットの開き角の evolution	56
A.1	<i>Swift</i> /BAT で観測された Soft tail を持った GRB のスペクトルの一覧。	61

表目次

1.1	Goldstein et al. (2017)による GRB 170817A のスペクトル解析結果。	12
1.2	von Kienlin et al. (2019)で報告されている、Soft tail を持った 13 イベントのスペクトル解析結果。	20
3.1	<i>HETE-2</i> 衛星のミッション概要。	30
3.2	WXM の仕様	33
3.3	FREGATE の仕様	34
3.4	<i>Swift</i> 衛星のミッション概要	35
3.5	BAT の仕様	37
4.1	GRB 050709 の即時放射のスペクトルフィッティング結果	42
4.2	Soft tail が存在し、キロノバが観測されている短時間ガンマ線バーストで、コクーン の物理パラメータを求めた結果。	45
5.1	赤方偏移が既知の GRB 170817A に類似したイベントのスペクトル解析結果	50
6.1	各イベントの開き角 θ_c と見込み角 θ_{obs}	57

第 1 章

ガンマ線バースト

1.1 歴史

1960 年代後半、アメリカはソ連の核実験を監視するために、核爆発の際に発生するガンマ線を検出する軍事衛星 *Vela*^{†1} を打ち上げていた。しかし、*Vela* 衛星が観測したのは、核爆発によるガンマ線ではなく、突発的に発生する宇宙からの強いガンマ線であった。観測データはすぐには公表されず、数年にわたって観測が続けられ、1973 年にガンマ線バースト (Gamma-ray Burst; GRB) として報告された (Klebesadel et al. 1973)。GRB は、数ミリ秒から数百秒の間に非常に短い時間変動を伴ったガンマ線を放射する突発天体であり、等方的にガンマ線が放出されると仮定した場合、総エネルギー量は 10^{54} erg にも達する宇宙最大の爆発現象である。

1991 年に打ち上げられた *CGRO* (Compton Gamma-Ray Observatory) 衛星^{†2} (Gehrels et al. 1993) に搭載された BATSE (Burst and Transient Source Experiment) 検出器は、8 台の NaI (TI) シンチレーション検出器で構成されており、全天をカバーする視野を持ち、その方向を数度の角分解能で決定することができる。図 1.1 は、*CGRO* 衛星が約 9 年間の運用期間中に、BATSE 検出器が検出した 2704 個の GRB の発生方向の全天マップである。GRB の位置は、50–300 keV のエネルギーフルエンスによって色付けされており、長時間で明るいバーストは赤色で、短時間で暗いイベントは紫色で表示されている。フルエンスが計算されていないイベントは灰色で表示されている。これを見ると、バーストのエネルギーフルエンスに依らず、全天で一様に発生していることが分かる。また、観測頻度から、1 日に 1 回程度発生していることが明らかになった。

CGRO/BATSE の観測により、GRB の発生方向の分布が示された。しかし、GRB が銀河系内で発生する現象なのか、宇宙論的な距離で発生する現象なのかを決定づけたのは、*BeppoSAX* 衛星 (Boella et al. 1997) による GRB 970508^{†3} に付随した X 線残光の発見、およびそれに続く可視光残光の発見であった。残光については 1.4 節で説明するが、GRB の方向に残る時間とともに冪的に暗くなる光の

^{†1}<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/vela5b/vela5b.html>

^{†2}天文学分野では、衛星の名前をイタリック体で、それに搭載された観測装置をローマン体で書くことが多い。*CGRO*/BATSE と書いた場合、*CGRO* 衛星に搭載された BATSE と名付けられた観測装置を示す。

^{†3}GRB の名称は「GRB」に続き、発生年の下 2 桁、月、日が付けらる。同じ日に複数のガンマ線バーストが発生した場合、それぞれを区別するために、発生順でアルファベット (A、B、C...) が名前の末尾に加えられる。例えば、GRB 170817A の場合、2017 年 8 月 17 日に発生した最初のガンマ線バーストであることを指す。

2704 BATSE Gamma-Ray Bursts

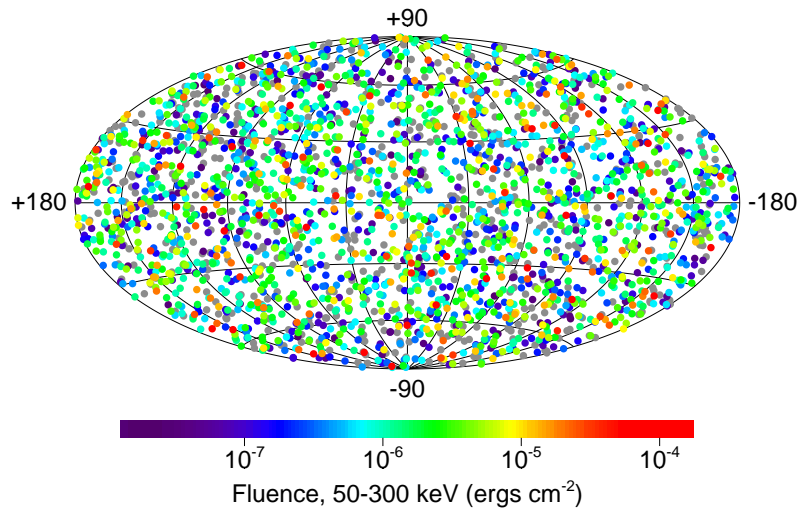


図 1.1: *CGRO/BATSE* が 9 年間観測した合計 2704 個の GRB の発生方向の全天マップ。GRB の位置は、エネルギーフルエンスで色付けされており、長時間で明るいバーストは赤色で、短時間で暗いイベントは紫色で表示されている。フルエンスが計算されていないイベントは灰色で表示されている。バーストのエネルギーフルエンスに依らず、全天で一様に発生しているのが分かる。

ことである。*BeppoSAX* 衛星には、4 分角という非常に高い精度で突発天体の位置決定をすることができる Wide Field Camera (WFC) が搭載されていた。これにより、地上の可視光および赤外線望遠鏡により GRB の追観測を行うことが可能になった。GRB 97508 は、*BeppoSAX* 衛星により X 線残光が検出された後、地上の可視光望遠鏡により母銀河が特定され、その分光観測から赤方偏移 (z) が $z = 0.695$ と決定された (Metzger et al. 1997)。これにより GRB は、銀河系内で発生する現象ではなく、宇宙論的距離で発生する現象であることが明らかになった。加えて、距離が決定されたことにより、放出されるエネルギーが見積もられ、GRB が宇宙最大の爆発現象であることが決定づけられた。

1.2 即時放射

GRB が起こると、数ミリ秒から数百秒の間に、数百 keV のガンマ線で電磁波エネルギーの大部分を放射する。これを即時放射 (prompt emission)^{†4} と呼び、GRB の特徴を表す最も中心的な事象である。本節では、即時放射の光度曲線とスペクトルについて観測的事実を述べる。

1.2.1 光度曲線と継続時間

図 1.2 に、BATSE が観測した GRB の即時放射の光度曲線 (50–300 keV) を示す。即時放射の光度曲線は、単一のパルスで構成されるものから、複数のパルスで構成されるものまで、その形状は多種多様で、典型的なパターンも存在しない。しかし、各々のパルスは、急激に増光しゆっくり減光する Fast Rise and Exponential Decay (FRED) 型をしていることが多い (Norris et al. 2005)。

^{†4}単に GRB と呼ぶときは即時放射を指すことが多い。

GRB の継続時間の分布には、ある特徴が存在する。GRB の継続時間は、 T_{90} と呼ばれる量で表されることが多い。 T_{90} は、観測された全光子カウント数の最初と最後の 5% を除いた 90% の光子カウント数を含む時間で定義される。図 1.3 に、BATSE で観測された 1234 個の GRB から求められた T_{90} の分布を示す。 T_{90} は、二山形の分布をしており、2 秒以下に含まれる GRB を短時間ガンマ線バースト (Short GRB; SGRB)、2 秒以上に含まれる GRB を長時間ガンマ線バースト (Long GRB; LGRB) と呼ぶ。

これまでの観測から、短時間ガンマ線バーストと長時間ガンマ線バーストは本質的に異なる性質、起源を持つと考えられている (Kouveliotou et al. 1993)。長時間ガンマ線バーストは、大質量星の重力崩壊が起源とされ (Woosley 1993; MacFadyen & Woosley 1999)、いくつかの GRB には超新星爆発に起因した放射が確認されている (Iwamoto et al. 1998; Hjorth et al. 2003)。短時間ガンマ線バーストは、2 つのコンパクト天体の合体 (ブラックホール-中性子星連星もしくは中性子星連星) が起源とされていたが (Paczynski 1986; Goodman 1986; Eichler et al. 1989)、長い間観測的証拠がなかった。しかし、2017 年 8 月 17 日、重力波干渉計 Advanced LIGO (Aasi et al. 2015) および Advanced Virgo (Acernese et al. 2015) が、中性子星連星を起源とした重力波を検出するとともに (Abbott et al. 2017a,b)、ガンマ線天文衛星 *Fermi* (McEnery et al. 2012) および *INTEGRAL* (Winkler et al. 2003) が短時間ガンマ線バーストと思われる弱いガンマ線放射 GRB 170817A を検出した (Abbott et al. 2017c; Savchenko et al. 2017)。これにより、短時間ガンマ線バーストの起源が中性子星連星であることが初めて明らかになった。なお、GRB 170817A の詳細な観測事実やそれを説明するモデルについては、1.6 節で述べる。

1.2.2 スペクトル

GRB の即時放射のエネルギースペクトルは、Band 関数と呼ばれる 2 つのべき関数を指数関数で滑らかにつないだ関数で表されることが経験的に知られている (Band et al. 1993)。 $N(E)$ を、任意のエネルギー E における、単位時間、単位面積、単位エネルギー幅あたりに検出される光子数 (photons $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{keV}^{-1}$) とすると、Band 関数は次式で表される。

$$N(E) = \begin{cases} A \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\alpha \exp \left(-\frac{E}{E_0} \right) & (E \leq (\alpha - \beta)E_0), \\ A \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\beta \left[\frac{(\alpha - \beta)E_0}{100 \text{ keV}} \right]^{\alpha - \beta} \exp(\beta - \alpha) & (E \geq (\alpha - \beta)E_0). \end{cases} \quad (1.1)$$

ここで、 A は規格化定数 (photons $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{keV}^{-1}$)、 E_0 は $N(E)$ スペクトルの折れ曲がりにおけるエネルギー (keV)、 α と β は折れ曲る前後におけるべき指数を表している。光子数フラックス $N(E)$ に、エネルギー E を 2 回掛け、 $E^2 N(E)$ に修正したスペクトルの頂点を、ピークエネルギー E_{peak} と呼び、最も放射効率の良いエネルギーを表す。 $\alpha \leq -2$ かつ $\beta \geq -2$ のとき、ピークエネルギー E_{peak} は次のように表される。

$$E_{\text{peak}} = (\alpha + 2)E_0 \quad (1.2)$$

図 1.4 に、実際の例として、GRB 990123 のスペクトルを Band 関数でフィッティングした結果を示す (Briggs et al. 1999)。低エネルギー側のべき指数 α 、高エネルギー側のべき指数 β 、ピークエネ

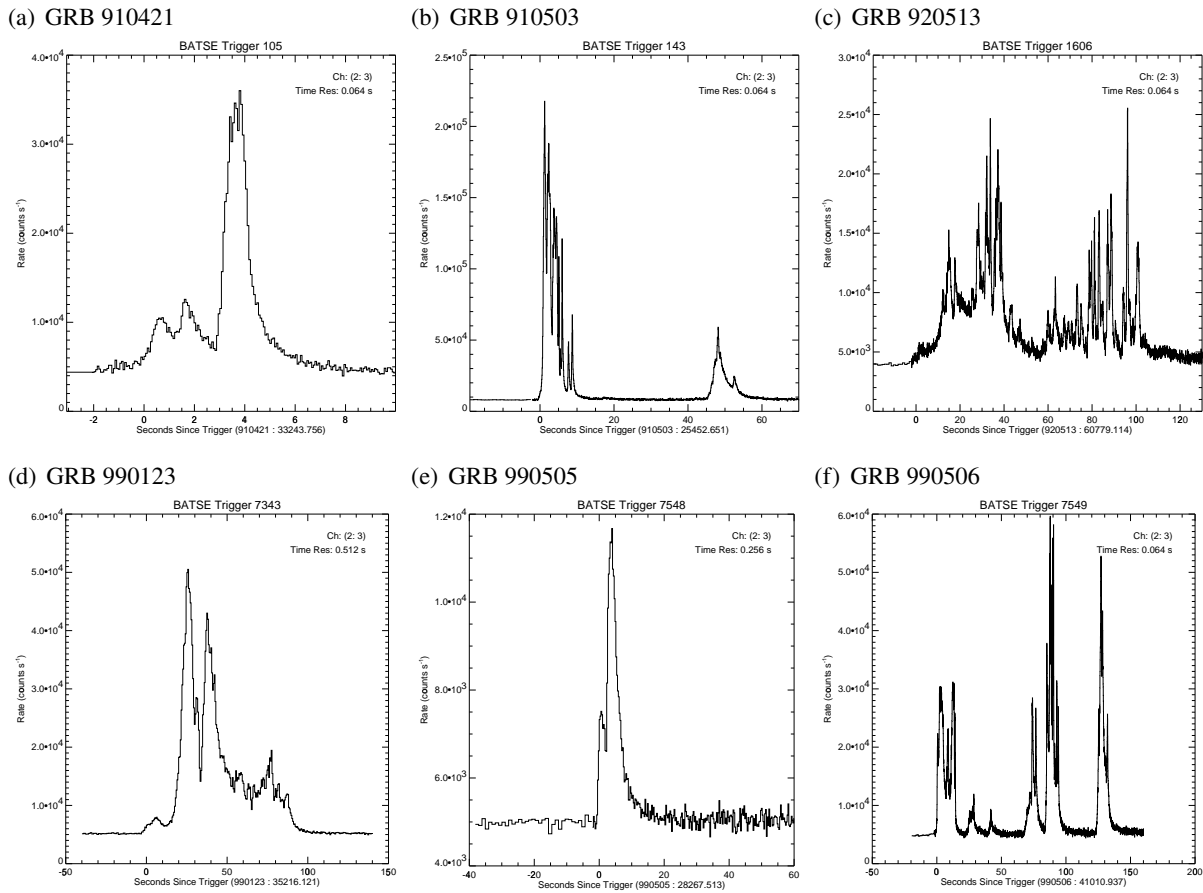


図 1.2: *CGRO*/BATSE で観測された GRB の光度曲線 (50–300 keV)。即時放射の光度曲線は多種多様な振る舞いを見せる。

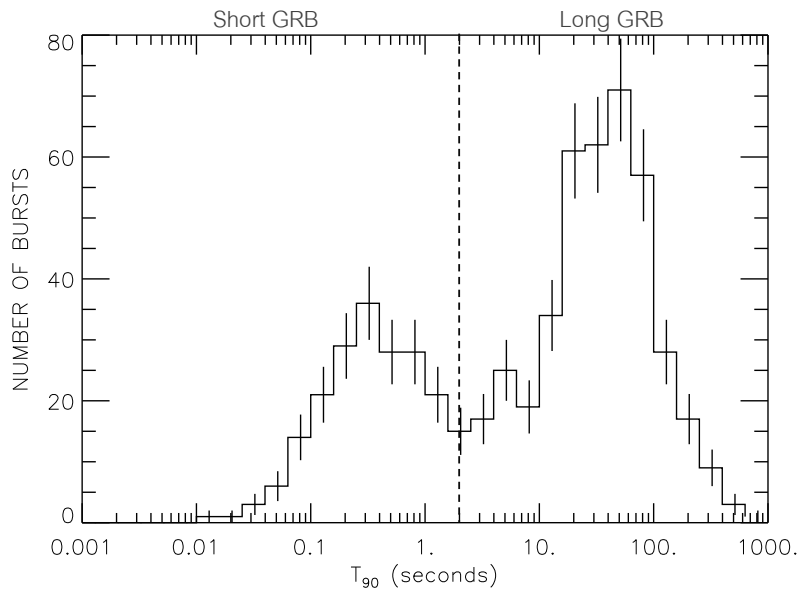


図 1.3: *CGRB*/BATSE で観測された GRB の継続時間 (T_{90}) の分布。一般に、 T_{90} が 2 秒以下のイベントを Short GRB、2 秒以上のイベントを Long GRB と呼ぶ。

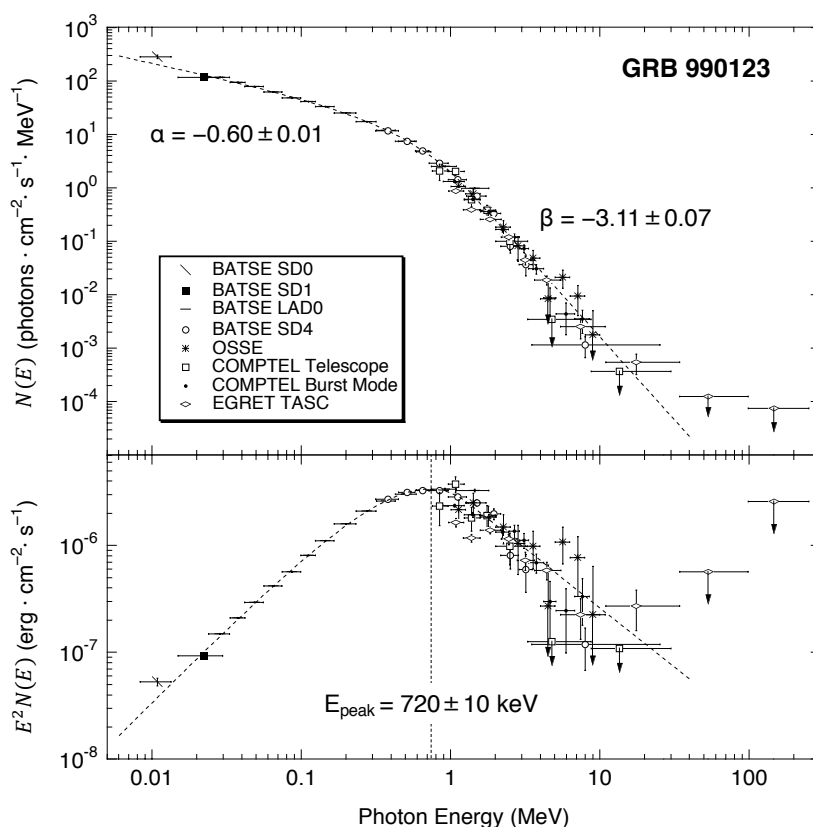


図 1.4: GRB 990123 のスペクトル (Briggs et al. 1999)。上段は光子フラックス $N(E)$ 、下段は $E^2 N(E)$ (νF_ν) スペクトル。点線でフィッティングした Band 関数が描かれている。

ピークエネルギー E_{peak} は、GRB ごとに異なる値を持つ。図 1.5 に、CGRO 衛星の BATSE で観測された GRB のスペクトルのパラメータの分布を示す (Sakamoto 2004)。これを見ると、 α の典型値は -0.8 、 β の典型値は -2.2 、 E_{peak} の典型値は 300 keV であることがわかる。

GRB のスペクトルは、Band 関数で表されることが多いが、観測装置の高エネルギー側の観測帯域が狭い場合、高エネルギー側のべき指数 β 、さらには、ピークエネルギー E_{peak} を制限することができない場合がある。そのような場合、式 (1.3) で表される Cutoff Power-law (CPL) や、式 (1.4) で表される単純な Power-law (PL) でフィッティングを行う。

$$N(E) = A \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\alpha \exp \left(-\frac{E}{E_0} \right) \quad (1.3)$$

$$N(E) = A \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\alpha \quad (1.4)$$

特に、後述する *Swift* 衛星に搭載されているガンマ線検出器 BAT は、観測帯域が $15\text{--}150 \text{ keV}$ と狭く、観測された GRB のスペクトルのほとんどが PL モデルで合うことが分かっている (Sakamoto et al. 2011)。

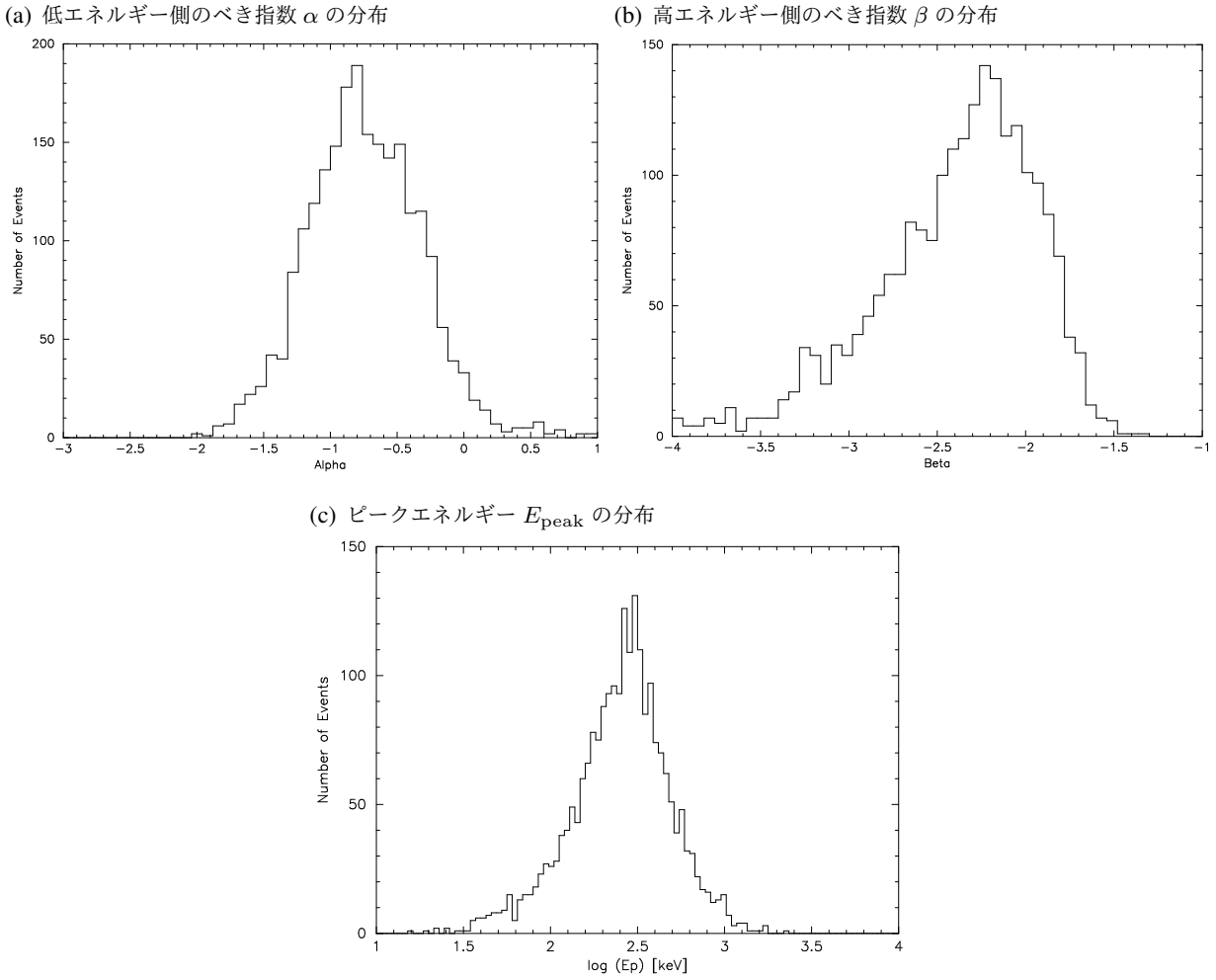


図 1.5: *CGRO/BATSE* で観測された GRB のスペクトルパラメータの分布。(a) は低エネルギー側のべき指数 α 、(b) は高エネルギー側のべき指数 β 、(c) はピークエネルギー E_{peak} の分布である。それぞれの典型値は、 $\alpha = -0.8$ 、 $\beta = -2.2$ 、 $E_{\text{peak}} = 300 \text{ keV}$ であることがわかる (Sakamoto 2004)。

1.3 相関関係

即時放射の観測から得られる物理量の中には、相関関係が存在するものがある。本節では、その中でも有名な $E_{\text{peak}}-E_{\text{iso}}$ 相関 (Amati 関係) と $E_{\text{peak}}-L_{\text{iso}}$ 相関 (米徳関係) について説明する。

1.3.1 $E_{\text{peak}}-E_{\text{iso}}$ 相関

Isotropic equivalent energy E_{iso} は、GRB が等方的にエネルギーを放出していると仮定したときに、ガンマ線として解放された全エネルギーのことで、

$$E_{\text{iso}} = 4\pi(1+z)^{-1}d_L^2\mathcal{F} \quad (1.5)$$

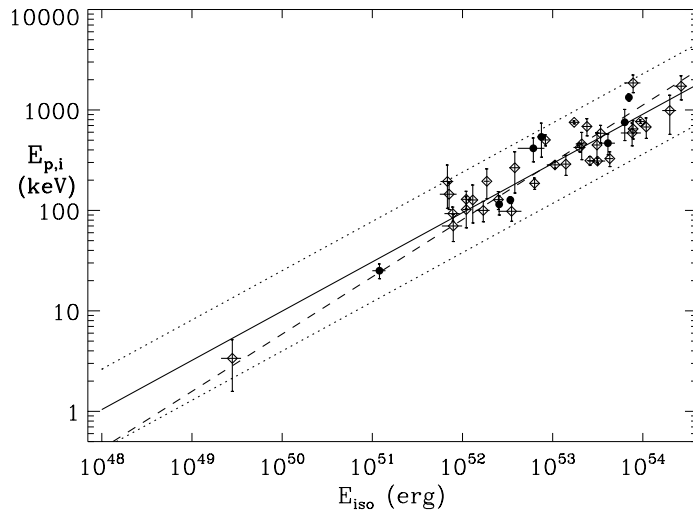


図 1.6: $E_{\text{peak}}-E_{\text{iso}}$ 相関 (Amati 2006)。

で表される。ここで、 \mathcal{F} はエネルギーフルエンス (erg cm^{-2})、 d_L は光度距離 (cm) である。また、GRB の観測されている典型的な赤方偏移は、 $z = 1-2$ であり、光度距離に直すと $d_d = 2-5 \times 10^{28}$ cm である。*Fermi*/GBM の観測によれば、10 keV から 1 MeV の区間で求めたエネルギーフルエンス \mathcal{F} は、 $10^{-6}-10^{-5}$ erg cm^{-2} である (Ackermann et al. 2013)。そのため、 E_{iso} の典型値は、

$$E_{\text{iso}} \sim 3 \times 10^{52} (1+z)^{-1} \left(\frac{d_L}{5 \times 10^{28} \text{ cm}} \right)^2 \left(\frac{\mathcal{F}}{10^{-6} \text{ erg cm}^{-2}} \right) \text{ erg} \quad (1.6)$$

となる。

Amati et al. (2002) は、*BeppoSAX* 衛星で観測された GRB の中で、赤方偏移が既知の 12 個の GRB を使い、静止系でのピークエネルギー $E_{\text{peak}}(1+z)$ と E_{iso} を求めた。その結果、静止系でのピークエネルギー $E_{\text{peak}}(1+z)$ と E_{iso} の間に強い正の相関があることを発見した。Amati (2006) では、イベント数を増やし、41 個の Long GRB を使いこの相関を調べている (図 1.6)。図 1.6 の実線がフィッティングを行なった結果得られた $E_{\text{peak}}-E_{\text{iso}}$ 相関であり、

$$E_{\text{peak}}(1+z) = (95_{-9}^{+11}) \times \left[\frac{E_{\text{iso}}}{10^{52} \text{ erg}} \right]^{0.49_{-0.05}^{+0.06}} \quad (1.7)$$

で与えられる。

1.3.2 $E_{\text{peak}}-L_{\text{iso}}$ 相関

Isotropic equivalent luminosity L_{iso} は、GRB が等方的にガンマ線放射を行っていると仮定した場合の光度であり、エネルギーフラックス ($\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) を F としたとき。

$$L_{\text{iso}} = 4\pi d_L^2 F \quad (1.8)$$

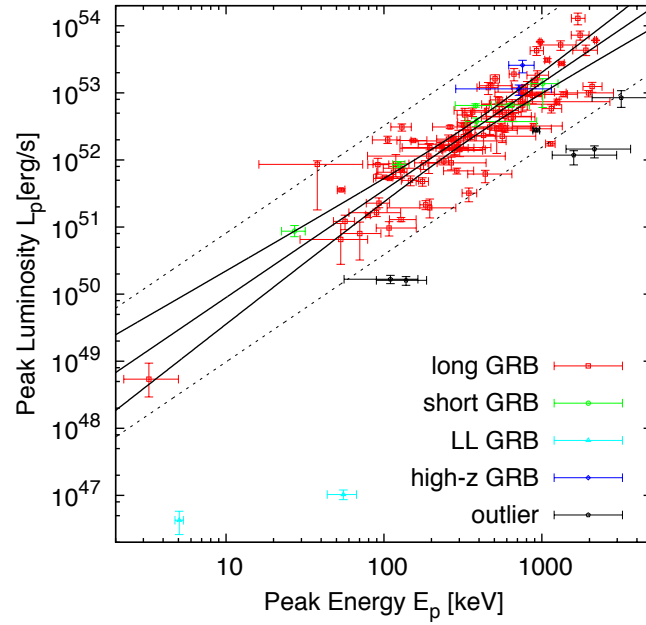


図 1.7: $E_{\text{peak}}-L_{\text{iso}}$ 相関 (Yonetoku et al. 2010)。

で表される。*Swift*/BAT の観測によれば、観測される GRB の 15–150 keV の区間で求めたエネルギーフラックス F は、 10^{-8} – 10^{-7} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ である (Lien et al. 2016)。そのため、 L_{iso} の典型値は、

$$L_{\text{iso}} \sim 3 \times 10^{51} \left(\frac{d_L}{5 \times 10^{28} \text{ cm}} \right)^2 \left(\frac{F}{10^{-7} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}} \right) \text{ erg s}^{-1} \quad (1.9)$$

となる。

Yonetoku et al. (2004) は、*BeppoSAX* 衛星および *CGRO*/BATSE で観測された赤方偏移が既知の GRB に注目し、静止系でのピークエネルギー $E_{\text{peak}}(1+z)$ と、 L_{iso} の間に強い正の相関があることを発見した。Yonetoku et al. (2010) では、110 個の GRB についてこの相関について調べている (図 1.7)。図 1.7 で実線で描かれている直線は、フィッティングにより得られた結果を示し、

$$L_{\text{iso}} = 10^{52.43 \pm 0.037} \times \left[\frac{E_{\text{peak}}(1+z)}{355 \text{ keV}} \right]^{1.60 \pm 0.082} \quad (1.10)$$

で与えられる。

1.4 残光

GRB の残光は、*BeppoSAX* 衛星による GRB 970228 の観測で初めて確認された。図 1.8 に、*BeppoSAX* 衛星に搭載された Medium Energy Concentrator Spectrometer (MECS) で観測された GRB 970228 の X 線イメージを示す。図 1.8 (左) は発生から 8 時間後の X 線イメージ、図 1.8 (右) 発生から 3.5 日後の X 線イメージである。これを見てわかる通り、発生から時間が経つにつれ、徐々に減光しているのがわかる (Costa et al. 1997)。このような GRB の発生後、比較的長時間輝く現象のことを残光と呼ぶ。X 線観測によって数分角の精度で発生方向が同定された。この情報をもと

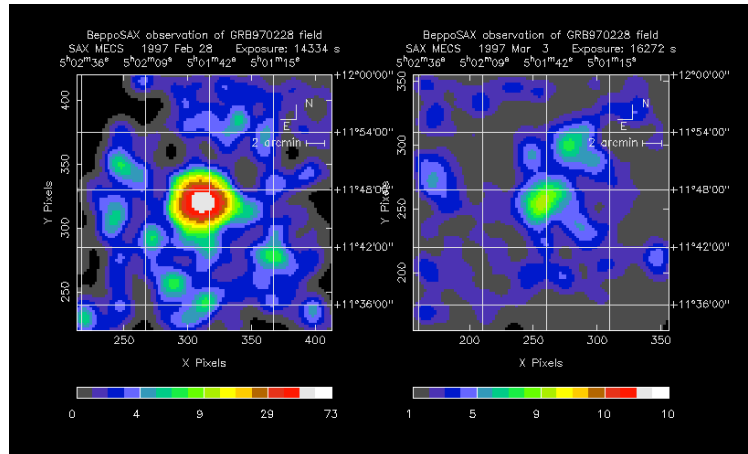


図 1.8: *BeppoSAX* 衛星に搭載された MECS (2–10 keV) で観測された GRB 970228 の X 線イメージ (Costa et al. 1997)。左が GRB の発生から 8 時間後、右が 3.5 日後のイメージである。

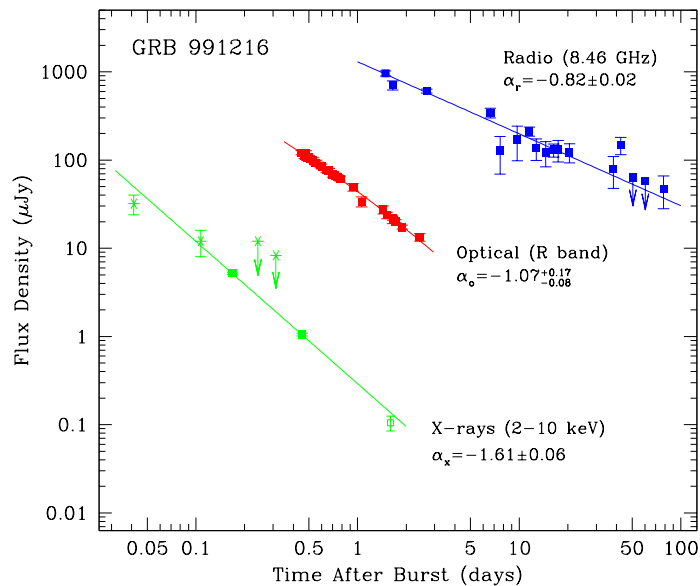


図 1.9: GRB 991216 の残光の光度曲線 (Frail et al. 2000)。X 線と可視光だけでなく、電波でも残光が観測され、数時間から数日にかけて時間のべき関数にしたがい減光する様子が確認された。

に行われた可視光望遠鏡による追観測では、可視光の残光も発見された (van Paradijs et al. 1997)。GRB 991216 では、X 線と可視光だけでなく、電波でも残光が観測され、これらは数時間から数日にかけて時間のべき関数にしたがい減光する様子が確認された (Frail et al. 2000)。

1.5 キロノバ

中性子星同士あるいは、中性子星とブラックホールの連星系では、2 つの天体が互いに近づくにつれて、強い重力の影響で、一方もしくは両方の天体が引き裂かれることがある (潮汐崩壊)。この時、中性子を豊富に含んだ一部の物質は星から引き剥がされて宇宙空間に放出される (Rosswog et al. 1999;

Tanaka & Hotokezaka 2013)。連星合体のシミュレーションによれば、約 $10^{-2}M_{\odot}$ の質量が、速度 $0.1-0.3c$ で放出されることが分かっている (Rosswog et al. 1999; Hotokezaka et al. 2013)。中性子が多い環境では、速い中性子捕獲反応 (r プロセス) が起こり、放射性重元素が合成される。不安定な原子核はガンマ線や電子等を放出し、そのエネルギーによって周りの物質が温められる。その結果、熱的放射が生じ、可視光や赤外線で見ると予想されていた (Li & Paczyński 1998; Metzger et al. 2010)。この現象を、マクロノバ (macronova) あるいはキロノバ (kilonova) と呼ぶ。キロノバの最高光度 L_{peak} は、最大光度に達する時間 t_{peak} および放出された物質の総量 M_{ej} を用いて次のように記述することができる。

$$L_{\text{peak}} \sim 10^{42} \left(\frac{M_{\text{ej}}}{0.03M_{\odot}} \right) \left(\frac{t_{\text{peak}}}{\text{day}} \right)^{-1.3} \text{ erg s}^{-1}. \quad (1.11)$$

また、最大光度に達する時間 t_{peak} は、光の吸収係数を κ 、放出された物質の速度を v_{ej} 、光速を c として、近似的に以下の式で表すことができる。

$$t_{\text{peak}} \sim \sqrt{\frac{\kappa M_{\text{ej}}}{4\pi c v_{\text{ej}}}} \sim 6 \left(\frac{\kappa}{10 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{M_{\text{ej}}}{0.03M_{\odot}} \right)^{1/2} \left(\frac{v_{\text{ej}}}{0.2c} \right)^{1/2} \text{ day}. \quad (1.12)$$

上式において、光の吸収係数を $\kappa = 10 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ としたのは、ランタノイド元素が大量に生成され、その結果、光の吸収係数が大きくなることを想定している (Barnes & Kasen 2013; Tanaka & Hotokezaka 2013; Tanaka et al. 2018)。ランタノイドがあまり生成されない場合、 $\kappa = 0.01 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ と考えられている。

図 1.10 は、キロノバと思われる放射が初めて観測された短時間ガンマ線バースト GRB 130603B の光度曲線である (Tanvir et al. 2013)。GRB 130603B の発生から約 9 日後 ($\sim 8 \times 10^5 \text{ s}$ 後) に、残光では説明できない近赤外線の増光が観測された。これをこの増光がキロノバと仮定した場合、放出された物質の質量は $M_{\text{ej}} \sim 0.03-0.08M_{\odot}$ 、放出された物質の速度は $v_{\text{ej}} \sim 0.1-0.3c$ と見積もられ、連星合体のシミュレーション結果と概ね一致する結果が得られている (Tanaka & Hotokezaka 2013; Berger et al. 2013)。このように、中性子星連星の合体から理論的に予測される放射が、短時間ガンマ線バーストと一緒に観測されたことにより、短時間ガンマ線バーストが中性子星連星の合体に起因するという仮説が強く支持されるようになった。

1.6 重力波同期イベント GRB 170817A

1.6.1 重力波と電磁波での同時観測

2017 年 8 月 17 日、重力波干渉計 Advanced LIGO (Aasi et al. 2015) および Advanced Virgo (Acernese et al. 2015) が中性子星連星を起源とする重力波 GW 170817 を観測した (Abbott et al. 2017a,b)。さらに、その 1.7 秒後、*Fermi* 衛星に搭載された GBM 検出器 (Meegan et al. 2009) と、*INTEGRAL* 衛星に搭載された SPI-ACS 検出器 (Vedrenne et al. 2003) が短時間ガンマ線バーストに類似した弱いガンマ線放射 GRB 170817A を観測した (図 1.11; Abbott et al. (2017c); Savchenko et al. (2017))。

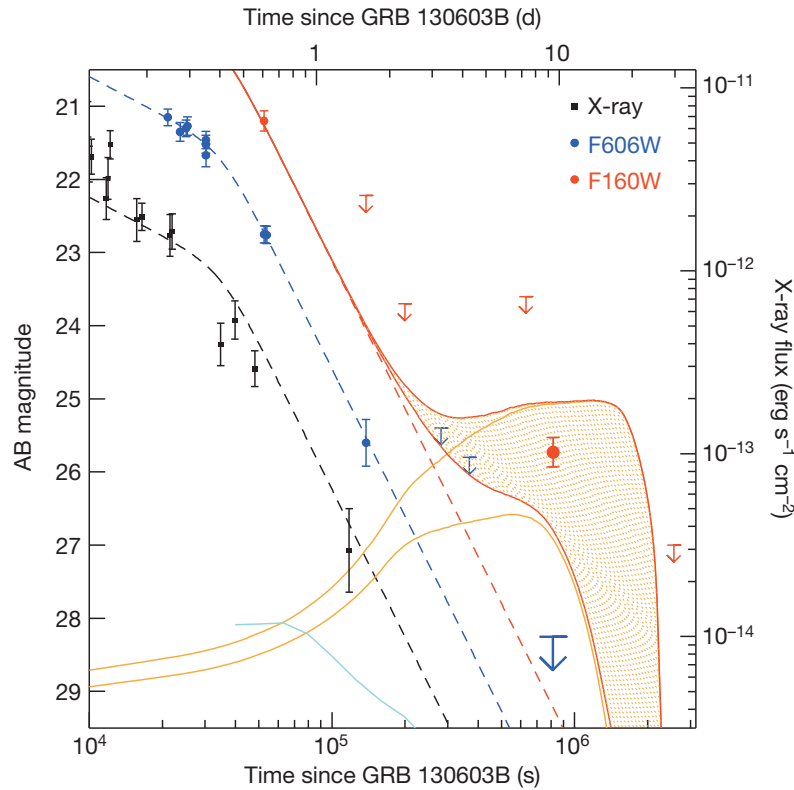


図 1.10: X 線 (黒)、可視光 (青)、近赤外線 (赤) で観測された GRB 130603B の光度曲線 (Tanvir et al. 2013)。点線は初期残光のモデルフィット、実線は理論モデルから考えられるキロノバの光度曲線。これを見てわかる通り、初期残光の外挿よりも明るい近赤外線光が観測されている。

図 1.12 に、GRB 170817A の各エネルギーバンドごとの光度曲線を示す (Goldstein et al. 2017)。なお、この光度曲線は、*Fermi* 衛星に搭載された NaI シンチレータ検出器の、No.1, 2, 5 を使い描かれている。また、時間分解能は 256 ms である。GRB 170817A の放射は、50–300 keV で以上明るく輝く Hard spike ($T_0 - 0.320$ から $T_0 + 0.256$) と、50 keV 以下で明るく輝く Soft tail ($T_0 + 0.832$ から $T_0 + 1.984$) の存在が報告されている (Goldstein et al. 2017)。

Goldstein et al. (2017) では、Hard spike および Soft tail に対してスペクトル解析を行っており、図 1.13 に実際のスペクトル、表 1.1 にその結果を示す。Hard spike は、べき指数 $\alpha = -0.62 \pm 0.40$ 、ピークエネルギー $E_{\text{peak}} = 185 \pm 62$ keV の Cutoff Power-law で良く合い、シンクロトロン放射などの非熱的なスペクトルであると考えられている。また、Soft tail は、温度 $k_B T = 10.3 \pm 1.5$ keV の黒体放射でよく合い、熱的な放射であると考えられている。

スペクトルフィットによって得られた Energy flux および Energy fluence から、 L_{iso} および E_{iso} を求めると、 $L_{\text{iso}} = (1.6 \pm 0.6) \times 10^{47}$ erg s $^{-1}$ 、 $E_{\text{iso}} = (3.1 \pm 0.7) \times 10^{46}$ erg であることが分かっている (Abbott et al. 2017c)。

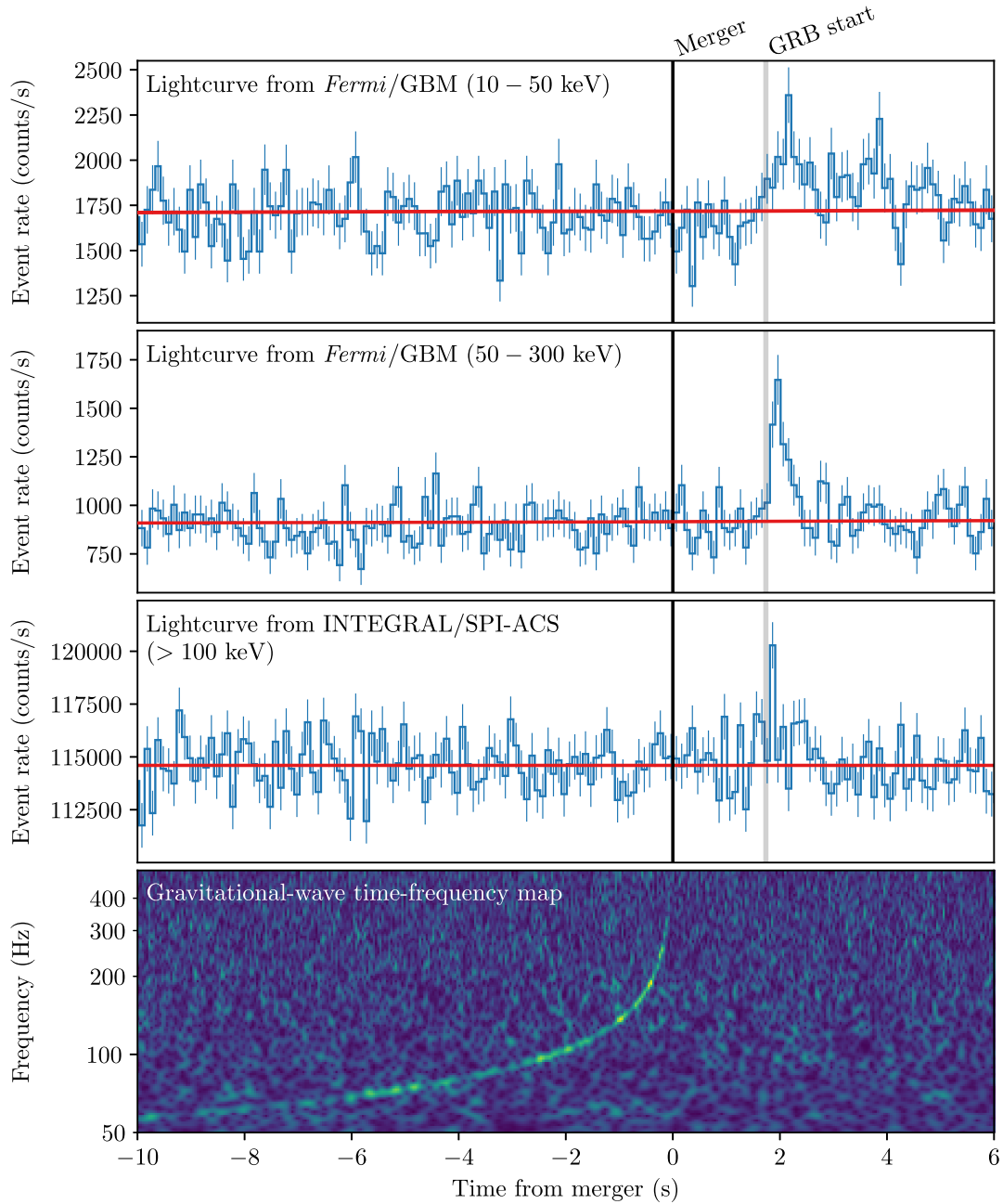


図 1.11: 重力波 GW 170817 と短時間ガンマ線バースト GRB 170817A の同時観測結果 (Abbott et al. 2017c)。最上段は、*Fermi*/GBM の 10–50 keV の光度曲線、2 段目は *Fermi*/GBM の 50–300 keV の光度曲線、3 段目は、*INTEGRAL*/SPI-ACS の >100 keV の光度曲線、4 段目は、LIGO-Hanford と LIGO-Livingston のデータを合成して得られた重力波の信号。すべての時刻は、GW 170817 のトリガー時刻を基準にしている。

表 1.1: Goldstein et al. (2017) による GRB 170817A のスペクトル解析結果。

Time Int. [s]	Model	E_{peak} [keV]	Index α	$k_{\text{B}}T$ [keV]	Energy Flux [$10^{-7} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$]	Energy Fluence [$10^{-7} \text{ erg cm}^{-2}$]
–0.320:0.256	Cutoff Power-law	185 ± 62	-0.62 ± 0.40		3.1 ± 0.7	1.8 ± 0.4
0.832:1.984	Blackbody			10.3 ± 1.5	0.53 ± 0.10	0.61 ± 0.12

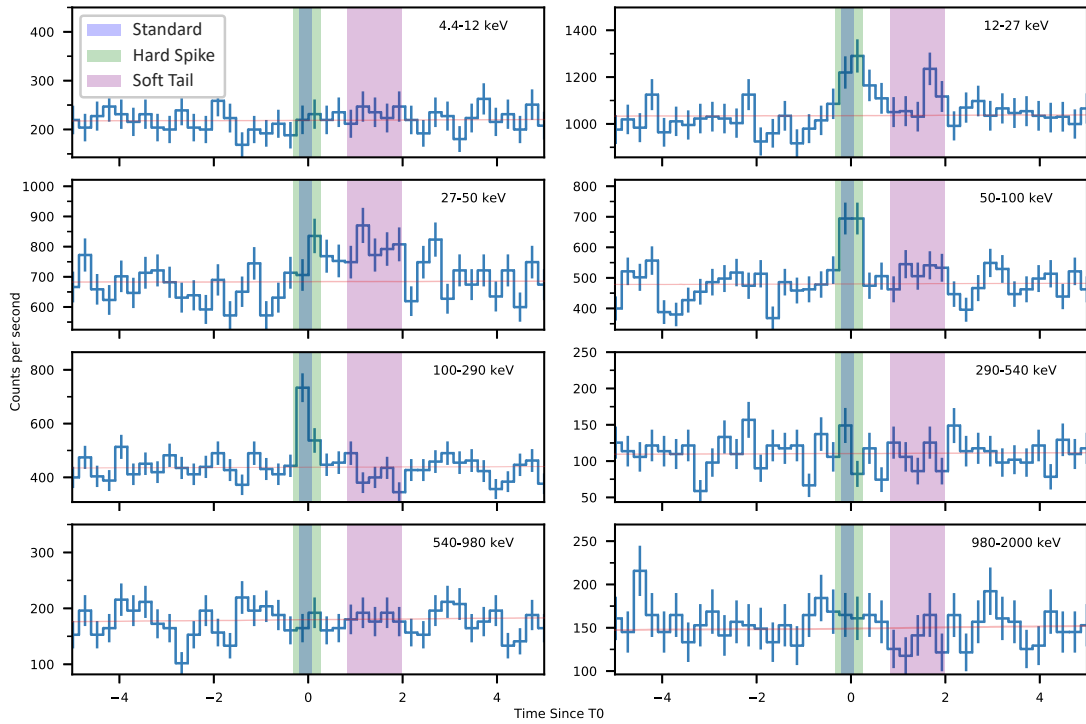
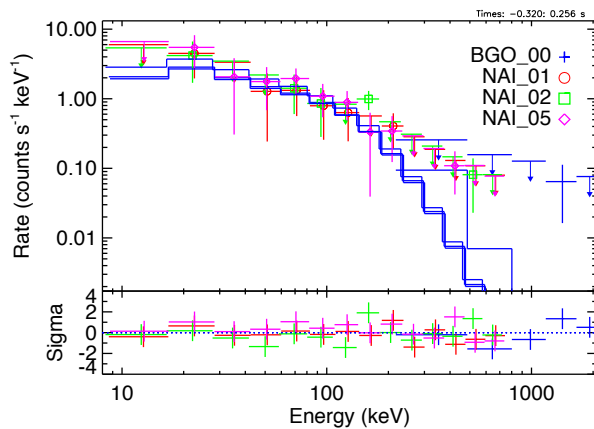


図 1.12: GRB 170817A の 256 ms の光度曲線 (Goldstein et al. 2017)。トリガー時刻を T_0 として、 $T_0 - 0.320$ から $T_0 + 0.256$ において、50–300 keV で以上明るく輝く Hard spike が存在する。また、 $T_0 + 0.832$ から $T_0 + 1.984$ において、50 keV 以下で明るく輝く Soft tail の存在が報告されている (Goldstein et al. 2017)。

(a) Hard spike のスペクトル



(b) Soft tail のスペクトル

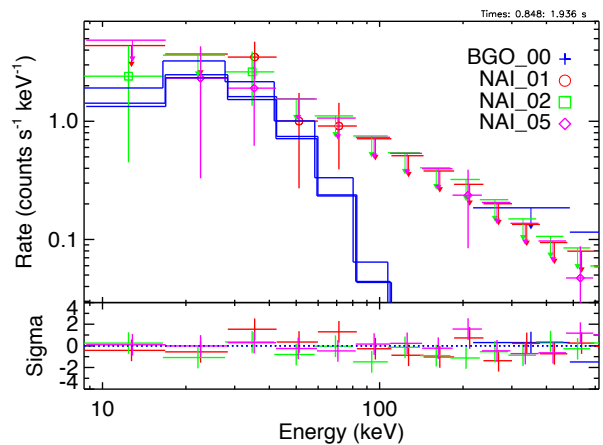


図 1.13: *Fermi*/GBM で観測された GRB 170817A のスペクトル (Goldstein et al. 2017)。データ点は検出器ごとに色分けされており、NaI 検出器の No.1, No.2, No.5、BGO 検出器の No.0 を利用している。

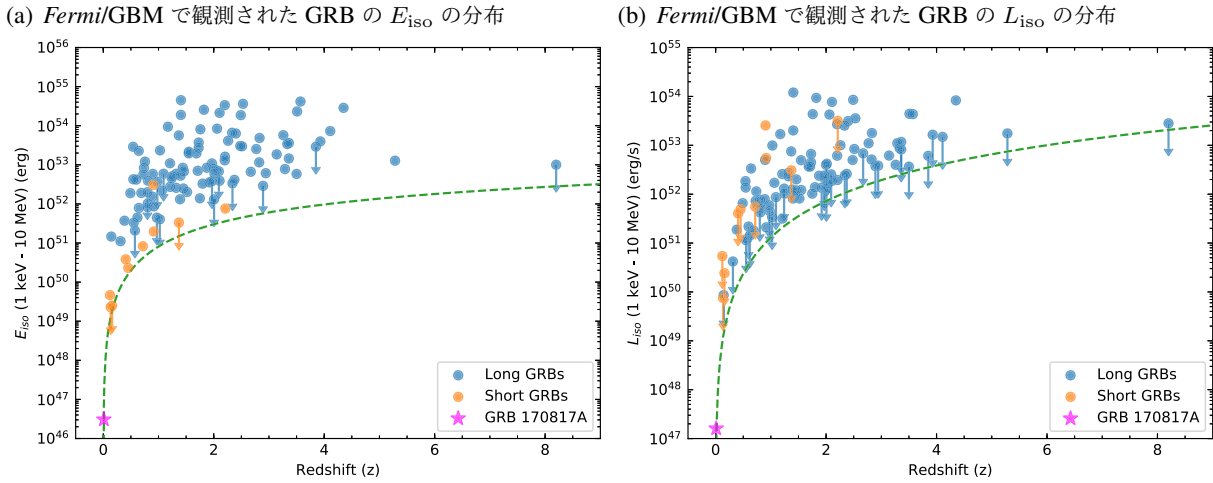


図 1.14: *Fermi*/GBM で観測されたガンマ線バーストの E_{iso} と L_{iso} の分布 (Abbott et al. 2017c)。青色で長時間ガンマ線バースト、橙色で短時間ガンマ線バーストを示している。GRB 170817A の E_{iso} および L_{iso} は、他のイベントに比べ数桁小さいことがわかる。緑色の破線は、*Fermi*/GBM の限界感度フラックスから計算された、 E_{iso} および L_{iso} の観測限界を示している。

1.6.2 GRB 170817A の特異性とそれを説明するモデル

GRB 170817A は、典型的な短時間ガンマ線バーストと比べて極めて暗いという特異性がある。本節ではこの特異性について詳しく述べた後、これを説明するモデルについて説明する。

GRB 170817A の特異性

これまでに観測されてきた短時間ガンマ線バーストの多くは、赤方偏移 $z = 1$ 程度 (6.7 Gpc) であるが、GRB 170817A は $z = 0.009783$ (40 Mpc) と 2 桁以上も近い距離で発生していることになる。そのため、見かけの明るさは大差ないにも関わらず、総エネルギーが小さいことが分かっている。

図 1.14 に、*Fermi*/GBM で観測されたガンマ線バーストの Isotropic equivalent energy E_{iso} と、Isotropic equivalent luminosity L_{iso} の赤方偏移に対する分布を示す。青色で書かれているのが長時間ガンマ線バースト、橙色で書かれているのが短時間ガンマ線バーストを示している。 E_{iso} 、 L_{iso} ともに、GRB 170817A は他の短時間ガンマ線バーストに比べて 2 桁以上小さいことがわかる。

1.3.1 節で説明した通り、GRB の静止系におけるピークエネルギー $E_{\text{peak}}(1+z)$ および Isotropic equivalent energy E_{iso} には相関があることが知られている。また、長時間ガンマ線バーストと短時間ガンマ線バーストで異なる関係式をとることが知られており、短時間ガンマ線バーストの場合、

$$E_{\text{iso}} = 10^{51.42 \pm 0.15} \left[\frac{E_{\text{peak}}(1+z)}{774.5 \text{ keV}} \right]^{1.58 \pm 0.28} \quad (1.13)$$

であることが報告されている (Tsutsui et al. 2013)。図 1.15 は、Tsutsui et al. (2013) で報告されている $E_{\text{peak}}-E_{\text{iso}}$ 相関に、Abbott et al. (2017c) のスペクトル解析で求められた E_{peak} および E_{iso} をプロットしたものである。これを見て分かる通り、GRB 170817A は相関から大きく外れていることが

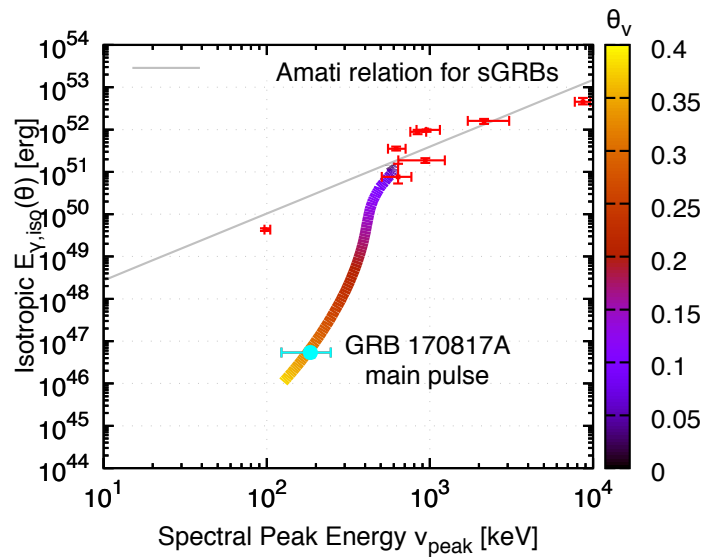


図 1.15: スペクトル解析により得られた GRB 170817A の E_{peak} と E_{iso} を、Tsutsui et al. (2013) で求められた短時間ガンマ線バーストの $E_{\text{peak}}-E_{\text{iso}}$ 相関にプロットした図。水色で書かれたデータ点が GRB 170817A、赤色で書かれているのが他の短時間ガンマ線バーストのデータ。灰色の直線は、式 (1.13) で示される短時間ガンマ線バーストのみで求められた関係式 (Tsutsui et al. 2013)。GRB 170817A の点から灰色の線に向かって描かれている線の色のコントラは、GRB 170817A を様々な見込み角 θ_v で見た場合に予想される E_{peak} および E_{iso} を示している (Ioka & Nakamura 2019)。

分かる。

この特異性を説明するモデルとして、(1) 一般的な短時間ガンマ線バーストと同様のジェットを、大きな見込み角で観測したとする「off-axis ジェットモデル」(Goldstein et al. 2017; Murguia-Berthier et al. 2017; Granot et al. 2018; Ioka & Nakamura 2018, 2019; Hamidani et al. 2020) と、(2) ジェットの周りに存在する密度の濃い領域 (コクーン) からの放射を観測したとする「コクーン放射モデル」(Kasliwal et al. 2017; Bromberg et al. 2018; Gottlieb et al. 2018; Lazzati et al. 2018; Nakar et al. 2018; Hamidani & Ioka 2023a,b) が存在する。次節でこれらのモデルについて説明する。

(1) Off-axis ジェットモデル

ここでは、Ioka & Nakamura (2018) をもとに、off-axis ジェットモデルについて説明する。GRB 170817A のような暗い短時間ガンマ線バーストは、単純に弱いジェットであるわけではない。中性子星連星が合体すると中性子星の 0.1–1% 程度の質量が撒き散らされる。ジェットはその後放出されるので、弱いジェットでは飛散物質を貫くことができない (Nagakura et al. 2014)。短時間ガンマ線バーストの起源がジェットだとすると、通常と同程度の強さが必要であり、見かけを暗くする必要がある。

ジェットを見かけ上暗くするには、図 1.16(a) のように、ジェットを外れた方向 (off-axis) から観測することで実現される。相対論的に運動をしている物体からの放射は、運動の前方向にビーミングする。ビーミング角はローレンツ因子 Γ の逆数 $\sim 1/\Gamma \ll 1$ 程度である。その外側に行くとジェットは急激に暗くなる。

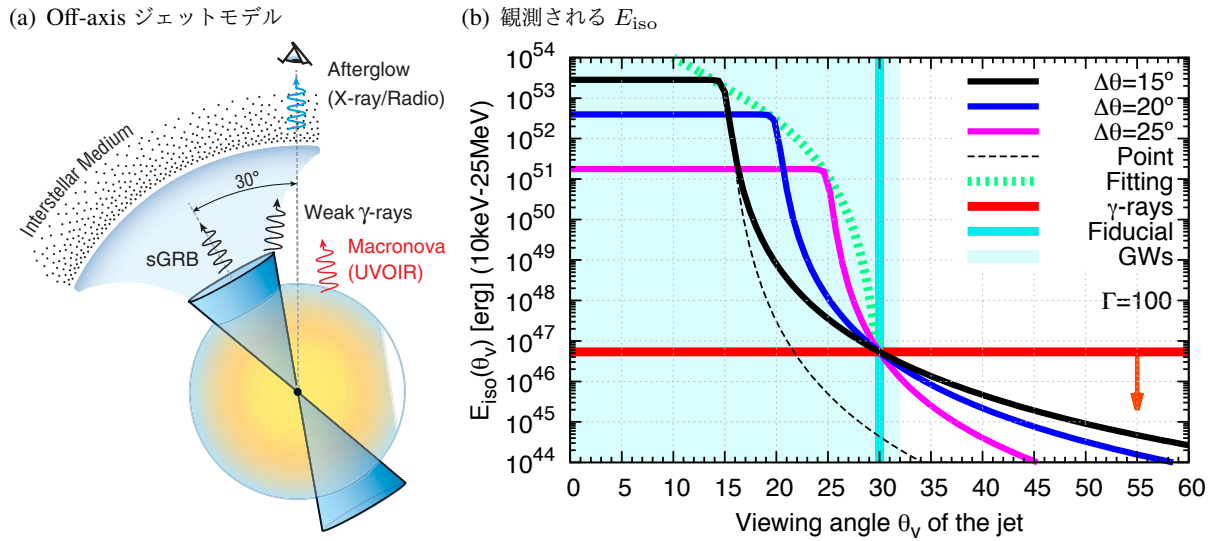


図 1.16: (a) 通常のジェットを斜めから観測するモデルを off-axis ジェットモデルと呼ぶ (Kasliwal et al. 2017)。(b) ジェットの E_{iso} と見込み角度 (Ioka & Nakamura 2018)。ジェットを正面から見ると明るい、外れた方向から見ると急激に暗くなる。

Ioka & Nakamura (2018) では、ジェットの構造が角度に対して一様な Top-hat ジェットを使い、GRB 170817A の観測を説明している。図 1.16(b) に観測されるジェットのエネルギー E_{iso} が、ジェットを見込む角度 (Viewing angle) によってどのように変わるかを示したものである。赤色の実線で描かれているのが、観測から求められている E_{iso} の値である。また、黒色、青色、ピンク色の実線で描かれているのは、それぞれ、開き角が 15° 、 20° 、 25° のジェットによる計算結果を示している。この図から、 $\sim 20^\circ$ 程度の開き角を持った通常の短時間ガンマ線バーストのジェットを $\sim 30^\circ$ 程度から観測すると、GRB 170817A を説明できることが分かる。また、見込み角の $\sim 30^\circ$ は重力波の観測から独立に得られる制限とも整合的で、理論的に予想される典型的な見込み角とも同程度である。つまり、 $\sim 20^\circ$ 程度の開き角を持った Top-hat ジェットを大きな見込み角で観測すると、GRB 170817A のような非常に暗いイベントのようになることが分かる。

しかし、残光の観測から、GRB 170817A は、 5° 以下の狭い開き角を持ったジェット (Narrow jet) であることが示唆されている (Mooley et al. 2018; Troja et al. 2019)。そこで、Ioka & Nakamura (2019) では、角度方向に構造を持った Structured ジェットを仮定することで、この問題を解決している。図 1.15 において、GRB 170817A の点から灰色の線に向かって描かれている線の色のコントラストは、GRB 170817A を様々な見込み角 θ_v で見た場合に予想される E_{peak} および E_{iso} を示している。このように、Structured ジェットを、off-axis で観測するようなモデルを考えることで、GRB 170817A の特異性を説明することができる。

なお、ガンマ線バーストのジェットの構造はまだ明らかになっていないが、ガウシアン型のジェットやべき乗型のジェットで近似的に表されることが多い (Cunningham et al. 2020; Urrutia et al. 2021; Gottlieb et al. 2021)。第 6 章では、ガウシアン型のジェットを仮定し議論を行なっている。

(2) コクーン放射モデル

連星合体時に飛散する物質を貫通するのに失敗しても短時間ガンマ線バーストが発生する。ジェットは飛散物質を貫通する間に衝撃波を生じ、コクーンと呼ばれる加熱物質を作る。コクーンはその後、ローレンツ因子 $\Gamma < 10$ (典型的には $\Gamma = 2-3$) で膨張しながら熱エネルギーを放射する (Hamidani & Ioka 2023a,b)。図 1.17 のように、ジェットが飛散物質の貫通に失敗した場合、すべてのエネルギーがコクーンに注入される。コクーンは衝撃波を形成して膨張し、飛散物質をブレイクアウトする。このブレイクアウト時に X 線が放射される可能性がある。

ここでは、Hamidani & Ioka (2023b) をもとに、コクーン放射モデルについて説明する。コクーンの静止系における光度が L'_c で表される時、観測されるコクーンの光度 L_c は、 L_c をビーミングした形で表され、次のような式で書くことができる。

$$L_c = L'_c \left(\frac{4\pi}{\Omega_{\text{EM}}} \right) \quad (1.14)$$

ここで、 Ω_{EM} は電磁放射の立体角である。また、コクーンは熱的な放射をしているため、静止系における光度 L'_c は、シュテファンボルツマンの法則から、

$$L'_c = (\sigma T'_c{}^4) \times (R'_c{}^2 \Omega) \quad (1.15)$$

と表される。ここで、 σ はシュテファンボルツマン定数 ($5.67 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ K}^{-4} \text{ s}^{-1}$)、 T'_c は静止系におけるコクーンの温度、 R'_c は静止系におけるコクーンの半径、 Ω はコクーンの物理サイズに対応する立体角である。観測される温度 T_c 、観測される半径 R_c は、コクーンのローレンツ因子を Γ_c で表した時、

$$R_c = \Gamma_c^{-1} R'_c \quad (1.16)$$

$$T_c = \Gamma_c T'_c \quad (1.17)$$

で与えられる。式 (1.14) から式 (1.17) を用いると、観測されるコクーンの温度 T_c は、

$$T_c = \left[\frac{L_c}{4\pi\sigma (R_c/\Gamma_c)^2} \left(\frac{\Omega_{\text{EM}}}{\Omega} \right) \right]^{1/4} \quad (1.18)$$

とかける。コクーンの開き角 θ_c 、および、電磁放射の開き角 $\theta_{\text{EM}} \sim 1/\Gamma_c$ を用いることで、

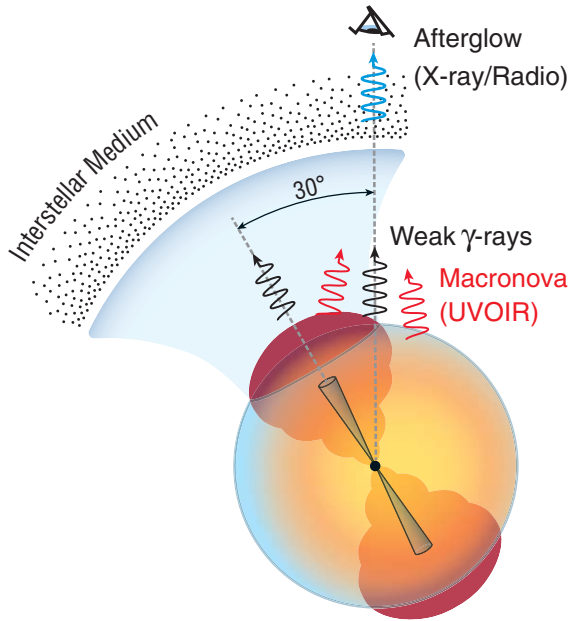
$$T_c = \left[\frac{L_c}{4\pi\sigma (R_c/\Gamma_c)^2} \left(\frac{\theta_{\text{EM}}}{\theta_c} \right)^2 \right]^{1/4} = \left[\frac{L_c}{4\pi\sigma R_c^2} \left(\frac{1}{\theta_c} \right)^2 \right]^{1/4} \quad (1.19)$$

のように変形することができる。ここに、コクーンの典型的な半径や開き角、および、GRB 170817A で観測された Hard spike の Isotropic luminosity を代入すると次のようになる。

$$k_B T_c \sim 20 \left(\frac{\theta_c}{25^\circ} \right)^{-1/2} \left(\frac{R_c}{10^9 \text{ cm}} \right)^{-1/2} \left(\frac{L_c}{2 \times 10^{47} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{1/4} \text{ keV} \quad (1.20)$$

となる。ここで、 k_B はボルツマン定数 ($8.62 \times 10^{-5} \text{ eV K}^{-1}$) である。黒体放射において、単位周波数あたりの放射ピークを与える周波数 ν_{peak} は、 $h\nu_{\text{peak}} = 2.82k_B T \sim 3k_B T$ の関係にある (Ebisawa

(a) コクーン放射モデル



(b) コクーン放射のシミュレーション

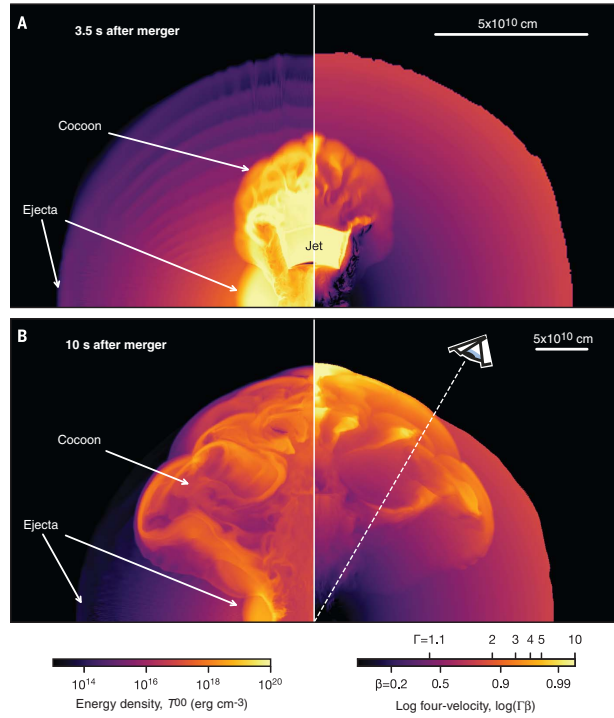


図 1.17: (a) コクーン放射モデルの概念図および (b) 飛散物質の貫通に失敗したジェットのシミュレーション (Kasliwal et al. 2017)。加熱されたコクーンが飛散物質をブレイクアウトする時に X 線が放射される。

2004)。そのため、温度 20 keV のコクーンは、ピークエネルギー $E_{\text{peak}} \sim 60$ keV 程度のスペクトルを作ると考えられる。観測された Hard spike のスペクトルからは、 $E_{\text{peak}} = 185 \pm 62$ keV と報告されており (Abbott et al. 2017c)、 $\sim 2\sigma$ を考えると矛盾はしないが中心値からは外れる。一方、Soft tail の Isotropic luminosity を代入すると

$$k_B T_c \sim 10 \left(\frac{\theta_c}{25^\circ} \right)^{-1/2} \left(\frac{R_c}{10^9 \text{ cm}} \right)^{-1/2} \left(\frac{L_c}{1 \times 10^{46} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{1/4} \text{ keV} \quad (1.21)$$

となる。これは、Soft tail のスペクトル結果から得られた $k_B T = 10.3 \pm 1.5$ keV (Abbott et al. 2017c) の放射をうまく再現している。

また、図 1.18 のように、ジェットとコクーン放射を組み合わせたモデルも考えられているが (Kasliwal et al. 2017)、重力波と同期観測が行われた例は 1 例しかなく、ガンマ線バーストの正しい描像はまだ明らかになっていない。

1.6.3 *Fermi*/GBM で観測された GRB 170817A と類似したイベントの探索

von Kienlin et al. (2019) では、GRB 170817A に付随する Soft tail の存在に注目し、これまでに *Fermi*/GBM で観測されてきた短時間ガンマ線バーストの中から、GRB 170817A と類似したイベントを探し出している。本節では、von Kienlin et al. (2019) による GRB 170817A に類似したイベントの抽出結果を紹介する。

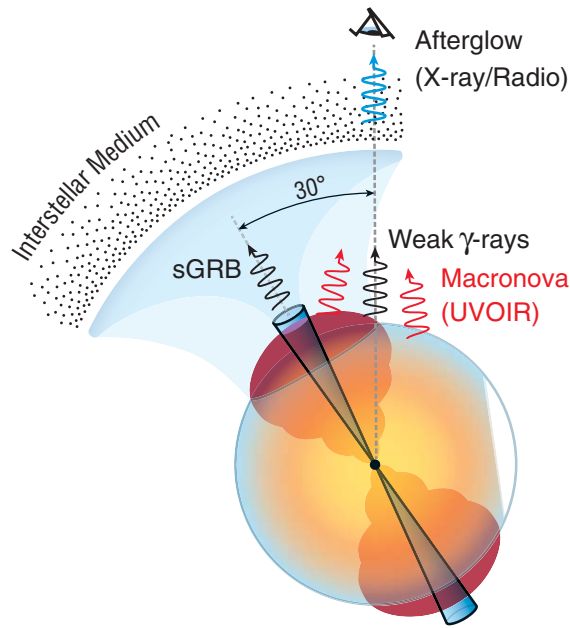


図 1.18: Off-axis ジェットとコクーン放射を組み合わせたモデルの概念図 (Kasliwal et al. 2017)。

von Kienlin et al. (2019) は、ベイジアンブロック解析 (Scargle 1998; Scargle et al. 2013) を利用し、Hard spike と Soft tail を定義することで、GRB 170817A と類似したイベントを、*Fermi*-GBM 10 yr Catalog (von Kienlin et al. 2020) から見つけ出している。そこでまず、Hard spike と Soft tail の定義について説明する。まず、*Fermi*/GBM のデータを使い、8–50 keV、50–300 keV、300–1000 keV の光度曲線を描く。次に、この 3 つのエネルギー区間の光度曲線に対して、ベイジアンブロック解析を行い、カウントレートが一定とみなせる区間に分割する。GRB 170817A は、50–300 keV で最も明るく輝いていることから (図 1.12)、このエネルギーにおいて最もカウントレートが高いビンの区間を Hard spike と定義する。さらに、Soft tail は、50 keV 以下のエネルギーで明るく輝いていることから、Hard spike の終わりから、8–50 keV の放射の終わりまでを Soft tail と定義する。図 1.19 に、GRB 170817A と GRB 170111B の光度曲線に対して、ベイジアンブロック解析を実行した結果を示す (von Kienlin et al. 2019)。この作業を *Fermi*-GBM 10 yr Catalog (von Kienlin et al. 2020) に記載されたすべての短時間ガンマ線バースト (395 イベント) に対して行うことで、Soft tail を持ったイベントを 13 イベント見つけ出すことに成功している (GRB 170817A も含む)。

von Kienlin et al. (2019) では、これら 13 イベントに対し、スペクトル解析を実行している。その結果を表 1.2 に示す。Hard spike は Cutoff power-law (CPL) で、Soft tail は Power-law (PL) もしくは CPL、および Blackbody (BB) でフィッティングを行なっている。これを見ると、Soft tail は、観測者系で温度 $k_B T \sim 10$ keV の黒体放射でよく合っていることが分かる。

von Kienlin et al. (2019) では、Soft tail を持った短時間ガンマ線バーストを見つけ出すことに成功しているが、この中で、赤方偏移が同定されているイベントは、GRB 101224A ($z = 0.4536$)、GRB 150101B ($z = 0.134$)、GRB 170817A ($z = 0.009783$) の 3 イベントのみである。そのため、静止系でのピークエネルギーや温度、さらには E_{iso} や L_{iso} が分かっていないため、Hard spike と Soft

表 1.2: von Kienlin et al. (2019)で報告されている、Soft tail を持った 13 イベントのスペクトル解析結果。

GRB	Time Int. [s]	Model	E_{peak} [keV]	Index	$k_B T$ [keV]	C-Stat/DOF	Phot. Flux [ph cm ⁻² s ⁻¹]	Energy Flux (EF) [10 ⁻⁷ erg cm ⁻² s ⁻¹]	Fluence [10 ⁻⁷ erg cm ⁻²]
GRB 081209A	-0.128:0.256	CPL	1473 ± 275	-0.75 ± 0.08	-	366.8/359	10.8 ± 0.6	40.14 ± 0.20	15.4 ± 0.8
	0.384:0.768	PL	-	-2.13 ± 0.35	-	368.8/360	-	-	-
	0.384:0.768	BB	-	-	5.9 ± 1.4	369.8/360	1.8 ± 0.5	0.60 ± 0.17	0.23 ± 0.07
GRB 100328A	-0.064:0.384	CPL	927 ± 177	-0.54 ± 0.10	-	697.7/606	8.6 ± 0.3	33.61 ± 1.70	15.1 ± 0.76
	1.024:1.344	CPL	34 ± 7	-0.12 ± 1.30	-	652.9/606	-	-	-
	1.024:1.344	BB	-	-	8.2 ± 1.2	653.4/607	2.7 ± 0.4	1.14 ± 0.20	0.36 ± 0.06
GRB 101224A	-0.256:0.256	CPL	341 ± 320	-1.04 ± 0.39	-	487.0/486	2.5 ± 0.4	4.04 ± 0.15	2.07 ± 0.77
	1.280:2.048	PL	-	-2.09 ± 0.39	-	565.3/487	-	-	-
	1.280:2.048	BB	-	-	8.2 ± 2.2	567.2/487	0.85 ± 0.26	0.36 ± 0.12	0.28 ± 0.09
GRB 110717A	0.000:0.128	CPL	328 ± 67	-0.34 ± 0.26	-	326.2/363	10.7 ± 1.0	25.57 ± 3.50	3.27 ± 0.45
	0.384:0.768	PL	-	-2.45 ± 0.66	-	418.4/364	-	-	-
	0.384:0.768	BB	-	-	7.1 ± 2.2	417.9/364	1.3 ± 0.4	0.49 ± 0.18	0.19 ± 0.07
GRB 111024C	-0.128:0.256	CPL	144 ± 18	0.53 ± 0.60	-	395.7/365	2.8 ± 0.4	4.11 ± 0.53	1.58 ± 0.20
	0.768:1.409	PL	-	-2.02 ± 0.49	-	408.7/366	-	-	-
	0.768:1.409	BB	-	-	8.7 ± 2.6	406.6/366	0.9 ± 0.3	0.39 ± 0.15	0.25 ± 0.10
GRB 120302B	-0.128:0.384	CPL	133 ± 20	0.66 ± 0.68	-	542.9/489	2.7 ± 0.4	3.72 ± 0.53	1.90 ± 0.27
	0.640:1.792	PL	-	-2.38 ± 0.43	-	556.7/490	-	-	-
	0.640:1.792	BB	-	-	6.9 ± 1.4	552.2/490	1.1 ± 0.3	0.40 ± 0.09	0.46 ± 0.10
GRB 120915A	-0.128:0.384	CPL	526 ± 114	-0.21 ± 0.25	-	523.9/464	3.8 ± 0.3	13.66 ± 1.40	6.99 ± 0.72
	0.640:1.280	PL	-	-1.89 ± 0.45	-	475.6/465	-	-	-
	0.640:1.280	BB	-	-	10.2 ± 2.7	471.6/465	0.8 ± 0.2	0.38 ± 0.13	0.24 ± 0.08
GRB 130502A	-0.512:1.024	CPL	91 ± 20	-0.80 ± 0.35	-	448.5/363	2.7 ± 0.3	2.12 ± 0.30	3.26 ± 0.46
	2.048:3.072	CPL	54 ± 21	-1.26 ± 0.59	-	393.9/363	-	-	-
	2.048:3.072	BB	-	-	10.1 ± 1.2	403.5/364	1.8 ± 0.3	0.88 ± 0.14	0.90 ± 0.14
GRB 140511A	-0.064:0.128	CPL	280 ± 58	-0.78 ± 0.16	-	815.0/727	8.7 ± 0.6	14.85 ± 1.70	2.85 ± 0.33
	0.128:0.384	CPL	29 ± 42	-1.79 ± 0.63	-	727.7/727	-	-	-
	0.128:0.384	BB	-	-	6.7 ± 1.0	728.7/728	2.6 ± 0.4	0.94 ± 0.15	0.24 ± 0.04
GRB 150101B	-0.016:0.000	CPL	524 ± 176	-0.80 ± 0.20	-	638.2/885	28.4 ± 2.6	70.58 ± 8.40	1.13 ± 0.13
	0.000:0.064	PL	-	-2.42 ± 0.21	-	723.1/886	-	-	-
	0.000:0.064	BB	-	-	6.0 ± 0.6	713.3/886	9.2 ± 1.1	3.07 ± 0.37	0.20 ± 0.02
GRB 170111B	-0.768:-0.192	CPL	49 ± 7	-0.08 ± 0.70	-	708.5/633	-	-	-
	-0.768:-0.192	BB	-	-	10.8 ± 1.0	709.8/634	2.5 ± 0.3	1.31 ± 0.15	0.75 ± 0.09
	-0.128:0.384	CPL	154 ± 22	-0.62 ± 0.19	-	697.0/633	6.3 ± 0.4	7.42 ± 0.70	3.80 ± 0.36
	0.768:0.960	CPL	35 ± 13	-1.12 ± 1.03	-	608.5/607	-	-	-
GRB 170817A	0.768:0.960	BB	-	-	8.1 ± 1.0	611.8/608	2.6 ± 0.5	1.08 ± 0.22	0.21 ± 0.04
	-0.512:0.512	CPL	197 ± 89	-0.84 ± 0.39	-	527.3/506	1.6 ± 0.2	2.11 ± 0.56	2.16 ± 0.57
	0.512:2.048	PL	-	-1.99 ± 0.26	-	639.0/507	-	-	-
GRB 180511A	0.512:2.048	BB	-	-	11.2 ± 1.5	622.4/507	0.9 ± 0.2	0.49 ± 0.09	0.75 ± 0.14
	-0.032:0.032	CPL	639 ± 220	-0.61 ± 0.22	-	697.9/717	10.8 ± 1.0	34.29 ± 3.80	2.19 ± 0.24
	0.032:0.128	PL	-	-1.97 ± 0.45	-	671.6/718	-	-	-
0.032:0.128	BB	-	-	11.1 ± 3.0	667.4/718	1.9 ± 0.6	1.00 ± 0.33	0.10 ± 0.03	

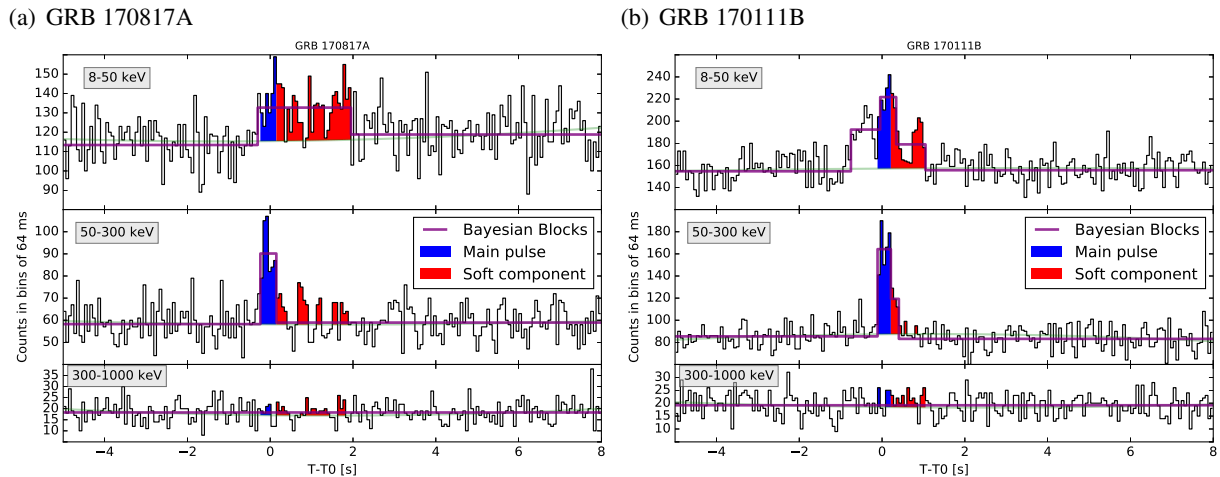


図 1.19: GRB 170817A と GRB 170111B の光度曲線。紫色の線で描かれているのが、ベイジアンブロックである。50–300 keV において、最もカウントレートが高いピンの区間を **Hard spike** (青色) と定義する。また、**Hard spike** の終わりから、8–50 keV における放射の終わりまでを **Soft tail** (赤色) と定義する。

tail の間に存在する相関や、静止系における性質を議論することができない。そこで我々は、*HETE-2* 衛星や *Swift* 衛星で観測された短時間ガンマ線バーストに対して、von Kienlin et al. (2019) と同様の手法を適用し、**Soft tail** を持った短時間ガンマ線バーストを探し出すことにした。

本論文では、まず、標準的なガンマ線バーストの放射機構を説明する (第 2 章)。次に、本論文で使った短時間ガンマ線バーストの観測データを取得した衛星・検出器を紹介する (第 3 章)。第 4 章では、*HETE-2* 衛星で観測された GRB 050709 に **Soft tail** が付随していることを報告するとともに、**Soft tail** の放射がコクーンからの放射として解釈することが可能であることを説明する。第 5 章では、*Swift* 衛星で観測された短時間ガンマ線バーストの中から、**Soft tail** を持ったイベントを探し出す過程および、その解析結果について報告する。第 6 章では、**Soft tail** が付随したイベントの $E_{\text{peak}}-L_{\text{iso}}$ 相関について説明するとともに、そこから、ジェットの開き角や見込み角を議論した結果について述べる。最後に、第 7 章で本論文の結論を述べる。

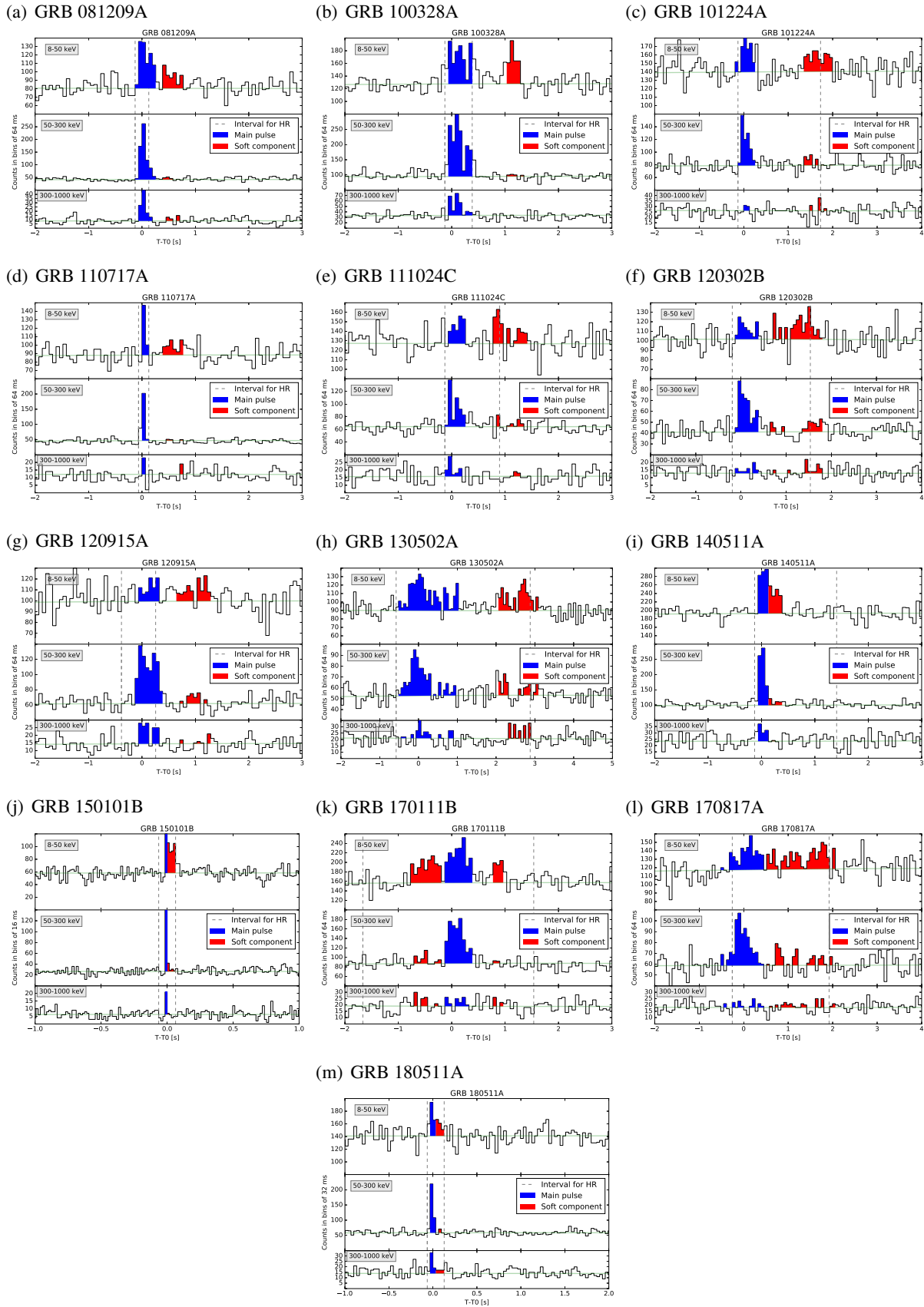


図 1.20: von Kienlin et al. (2019) で報告された Soft tail を持った短時間ガンマ線バーストの光度曲線。上から順に、8–50 keV、50–300 keV、300–1000 keV の光度曲線である。青色で塗られている区間が Hard spike、赤色で塗られている区間が Soft tail である。

第 2 章

放射機構

2.1 コンパクトネス問題

ガンマ線バーストの時間変動から求められる放射体のサイズを推定した場合、放射体から放出される光子は、電子陽電子対生成により、放射体の中から出てこれないという問題が知られている。これをコンパクトネス問題と呼ぶ。本節ではこの問題について説明する。

まず、ガンマ線バーストの放射体の大きさ R_e を時間変動 Δt から見積もることとする。ガンマ線バーストの時間変動は、1 ms 程度であることから、光速を c としたとき、放射体の大きさは、

$$R_e \sim c\Delta t \sim 3 \times 10^7 \left(\frac{\Delta t}{1 \text{ ms}} \right) \text{ cm} \quad (2.1)$$

となる。

ガンマ線バーストのスペクトルでは、1 MeV を超えるような高エネルギーの光子が観測されている。2つのガンマ線光子のエネルギーが、電子質量 $m_e c^2 = 511 \text{ keV}$ の2倍、つまり、1.022 MeV 以上の時、電子・陽電子対生成 $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$ が起きる。そこで、対生成の光学的厚さを見積もることとする。光子の数密度 n は、1 MeV 以上の光子の割合を f_p とすると、

$$n \sim f_p \frac{E_{\text{iso}}}{m_e c^2} \frac{1}{R_e^3} \quad (2.2)$$

と表すことができる。ここで、 E_{iso} は等方的な放射を仮定した場合のガンマ線バーストの全エネルギーである (1.3.1 節を参照)。電子・陽電子対生成の光学的厚さ $\tau_{\gamma\gamma}$ は、 σ_T をトムソン散乱断面積、1 MeV 以上の光子の割合を $f_p = 0.01$ としたとき、

$$\tau_{\gamma\gamma} = \sigma_T n R_e \sim \frac{\sigma_T f_p E_{\text{iso}}}{m_e c^2 (c\Delta t)^2} \sim 10^{16} \left(\frac{f_p}{0.01} \right) \left(\frac{E_{\text{iso}}}{10^{52} \text{ erg}} \right) \left(\frac{\Delta t}{1 \text{ ms}} \right)^{-2} \quad (2.3)$$

となる。すなわち、光学的厚さは $\tau_{\gamma\gamma} \gg 1$ となり、ガンマ線が放射体から抜け出すことができないことがわかる。そして、黒体放射のスペクトルが観測されるはずである。しかし、1.2.2 節で述べた通り、実際のガンマ線バーストのスペクトルは黒体放射とは異なるものが観測されている。ここまで述べた観測との矛盾をコンパクトネス問題と呼ぶ。

コンパクトネス問題は、放射体の相対論的な運動を考えることで解決される。以下では、相対論的な運動を考えることで、光学的厚さの見積もりが小さくなることを、順を追って説明する。

(1) 見かけの時間が短縮される効果

速度 $v = \beta c$ (ローレンツ因子 Γ) で運動する物質が点 A から光を放射し、距離 R_e だけ進んだ後、点 B からも光を放射するとする。これら 2 つの光が観測者に到達するまでの時間をそれぞれ t_A 、 t_B としたとき、その時間差 δT は次のように計算することができる。なお、点 B から観測者までの距離を d_L とする。

$$\delta T = t_B - t_A = \left(\frac{R_e}{\beta c} + \frac{d_L}{c} \right) - \left(\frac{R_e}{c} + \frac{d_L}{c} \right) = \frac{R_e}{\beta c} (1 - \beta) \sim \frac{R_e}{2c\Gamma^2}. \quad (2.4)$$

つまり、相対論的な効果を考慮しないと、放射体の大きさは Γ^2 倍だけ大きく見積もられてしまうことがわかる。

(2) ドップラーブースト (青方偏移) の効果

観測者系において、ガンマ線のスペクトルが E^{-b} に比例する場合、ローレンツ因子 Γ でドップラーブーストされたものを観測しているため、静止系での MeV 以上の光子は Γ^{-b} だけ少ないはずである。

(3) 光学的厚さの補正

以上のことから、放射体の静止系における光学的厚さ $\tau_{\gamma\gamma}$ は、次のようになる。

$$\tau_{\gamma\gamma} \propto \frac{\text{MeV 以上の光子数}}{R_e^2} \propto \frac{\Gamma^{-b}}{\Gamma^4} = \Gamma^{-4-b} \quad (2.5)$$

1.2.2 節で述べた通り、典型的なガンマ線バーストのスペクトルのべき指数は $b = -2$ 程度であり、 $\Gamma > 500$ とすれば、 $\tau_{\gamma\gamma} < 1$ となることがわかる。

このように、放射体が $\Gamma > 500$ のような相対論的速度で運動している場合、光学的厚さが小さく見積もられ、コンパクトネス問題を回避することができる。以上の理由から、ガンマ線バーストは相対論的速度を伴った爆発現象であることが予想されている。

2.2 火の玉モデルとその進化

図 2.1 にガンマ線バーストの概念図を示す。ガンマ線バーストは、中心エンジンから放出される相対論的ジェットからの放射であると考えられている。これは火の玉モデルと呼ばれ、ガンマ線バーストの標準的なモデルとして考えられており、本節ではこのモデルについて詳しく述べる。

まず、中心エンジンの正体についてはここでは論じず、半径 R_0 の非常にコンパクトな領域に、膨大なエネルギー E が存在するような状況を考える。ガンマ線バーストの変動時間 Δt が 1 ms 程度であることから、半径は $R_0 \sim c\Delta t \sim 10^7$ cm と仮定する。ガンマ線バーストの典型的な光度 L は、 10^{52} erg 程度であり、 Δt の間に放出されるエネルギーは $E \sim L\Delta t \sim 10^{49}$ erg となる。式 (2.3) から分かる通り、電子陽電子対生成の光学的厚さは非常に大きくなり、熱的な火の玉ができる。黒体放射温度 T と放射エネルギー密度 u は、シュテファンボルツマンの法則に従い、 $u = aT^4$ で表すことができる。ここで、 a は輻射密度定数で、シュテファンボルツマン定数を σ で表した時、 $a = 4\sigma/c = 7.57 \times 10^{-15}$ erg cm⁻³ K⁻⁴

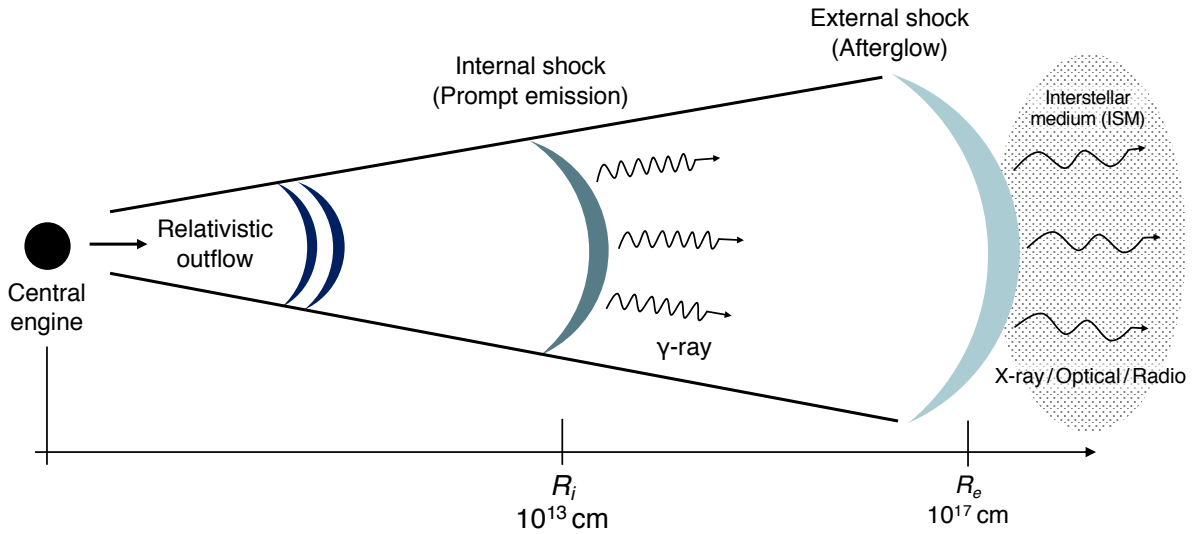


図 2.1: ガンマ線バーストの概念図。中心エンジンから放出された速度の異なる物質同士が衝突して発生する内部衝撃波と、衝突・合体した物質と星間物質が衝突して発生する外部衝撃波が存在する。衝撃波が伝播することで加速された電子からのシンクロトロン放射がガンマ線バーストの起源であると考えられている。また、内部衝撃波が即時放射を、外部衝撃波が残光を作り出していると考えられている。

で与えられる。すなわち、温度 T は、

$$T = \left(\frac{3E}{4\pi a R_0} \right)^{1/4} \sim 1 \left(\frac{L\Delta t}{10^{49} \text{ erg}} \right) \left(\frac{R_0}{10^7 \text{ cm}} \right) \text{ MeV} \quad (2.6)$$

となる。

火の玉は 1 MeV の高温状態にあり、その熱による圧力によって断熱自由膨張を開始する。この過程で、温度は半径 R に反比例し ($T \propto R^{-1}$)、加速膨張しながら温度が下がっていく。火の玉のローレンツ因子 Γ は、半径 R に比例し ($\Gamma \propto R$)、火の玉の半径が増加するにつれて Γ も大きくなる。全エネルギー E のほとんどが物質の運動エネルギー $\Gamma M c^2$ になると加速が停止する。つまり、 Γ が $E/Mc^2 \equiv \eta$ になるまで火の玉は加速することがわかる。ここで、質量 M のほとんどは陽子などのバリオンが担うため、パラメータ η はバリオンの量を示す指標として用いられる。 $\Gamma \propto R$ の関係が成立するため、加速が停止する半径は、

$$R_m = \eta R_0 \sim 10^9 \left(\frac{\eta}{100} \right) \left(\frac{R_0}{10^7 \text{ cm}} \right) \text{ cm} \quad (2.7)$$

であることが分かる。火の玉の半径が R_m を超えると、ローレンツ因子 $\Gamma = \eta$ を維持しながら等速で膨張を続ける。この過程で、火の玉内の電子の密度は減少し、半径が約 10^{12} cm に達すると火の玉は光学的に薄くなり、透明になる。 η が小さい、つまりバリオンの量が少なすぎる場合、火の玉は R_m に達する前に透明になり、エネルギーが熱的放射として外部に放出されるため、物質の加速が十分に行われぬ。一方で、 η が大きい、すなわちバリオンの量が多すぎる場合、先に述べたコンパクトネス問題が生じる。

2.3 衝撃波によるエネルギーの解放

前節によれば、コンパクトな領域に巨大なエネルギーが存在すると、火の玉ができ、適度なバリオンが少量含まれていれば、そのバリオンは相対論的速度まで加速されることが分かった。しかし、バリオンの加速だけではガンマ線バーストのような電磁波の放射にはつながらない。そのため、物質の運動エネルギーを放射エネルギーに変換する機構が必要である。その機構が、放出物質同士との衝突によって生じる内部衝撃波と、放出物質と星間物質との衝突によって生じる外部衝撃波であると考えられている。

まず、2つの放出物質の衝突を考える。これらの物質の静止質量を m_1 および m_2 とし、ローレンツ因子を Γ_1 、 Γ_2 とする。ただし、 $\Gamma_2 > \Gamma_1$ とする。また、2つの放出物質は合体後、質量 m_m 、ローレンツ因子 Γ_m になったとする。この時、運動量保存則とエネルギー保存則より、

$$m_1\Gamma_1 + m_2\Gamma_2 = (m_1 + m_2 + E_m/c^2)\Gamma_m \quad (2.8)$$

$$m_1\sqrt{\Gamma_1^2 - 1} + m_2\sqrt{\Gamma_2^2 - 1} = (m_1 + m_2 + E_m/c^2)\sqrt{\Gamma_m^2 - 1} \quad (2.9)$$

が成立する。ここで、 E_m は衝突によって解放される内部エネルギーで、この一部が観測される放射になる。2式を、 Γ_m および E_m/c^2 について解くと、

$$\Gamma_m = \frac{m_1\Gamma_1 + m_2\Gamma_2}{\sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2m_1m_2\Gamma_{12}}} \quad (2.10)$$

$$E_m/c^2 = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2m_1m_2\Gamma_{12}} - m_1 - m_2 \quad (2.11)$$

となる。ここで、 $\Gamma_{12} \equiv \Gamma_1\Gamma_2 - \sqrt{\Gamma_1^2 - 1}\sqrt{\Gamma_2^2 - 1}$ は、 m_1 から見た m_2 のローレンツ因子である。エネルギー変換効率 ϵ は、

$$\epsilon = 1 - \frac{(m_1 + m_2)\Gamma_m}{m_1\Gamma_1 + m_2\Gamma_2} \quad (2.12)$$

で与えられる。

最初に、 $\Gamma_2 > \Gamma_1 \gg 1$ の場合を考える。これは、中心エンジンが異なるローレンツ因子の物質を放出し、それらが衝突する状況を考えていることになり、いわゆる内部衝撃波モデルである。式 (2.10) より、衝突・合体後のローレンツ因子 Γ_m は、

$$\Gamma_m \sim \sqrt{\frac{m_1\Gamma_1 + m_2\Gamma_2}{m_1/\Gamma_1 + m_2/\Gamma_2}} \quad (2.13)$$

となる。もし、2つの放出物質が同質量、すなわち、 $m_1 = m_2$ の場合、エネルギー変換効率は、

$$\epsilon = 1 - \frac{2\sqrt{\Gamma_1\Gamma_2}}{\Gamma_1 + \Gamma_2} \quad (2.14)$$

となる。 $\Gamma_2 = 2\Gamma_1$ のとき $\epsilon \sim 6\%$ 、 $\Gamma_2 = 10\Gamma_1$ のとき $\epsilon \sim 43\%$ であることが分かる。つまり、衝突する物質のローレンツ因子の比が大きいほど、エネルギー変換効率が高いことが分かる。質量 m_1 の放出

後、 δt 秒後に質量 m_2 が放出されたとすると、内部衝撃波を起こす半径 R_i は、

$$R_i \sim \frac{c^2 \delta t}{v_2 - v_1} \sim \frac{2c\delta t}{\Gamma_1^{-2} - \Gamma_2^{-2}} \sim 10^{13} \left(\frac{\delta t}{0.1 \text{ s}} \right) \left(\frac{\Gamma_1}{100} \right)^2 \text{ cm} \quad (2.15)$$

と見積もられる。

次に、 $\Gamma_1 \sim 1$ 、 $\Gamma_2 \gg 1$ の場合を考える。これは、星間物質 (Γ_1) と放出物質 (Γ_2) の衝突に相当し、いわゆる外部衝撃波モデルである。式 (2.10) より、 $\Gamma_m \sim \Gamma_2/2$ となるためには、 $m_1 \sim m_2/\Gamma_2$ であれば良い。つまり、運動エネルギーの半分をを変換するためには、周りの質量 m_1 は、放出物質の質量 m_2 の Γ_2^{-1} 程度で良いことが分かる。この結果から、外部衝撃波によって運動エネルギーが解放され始める半径 R_e を求めることができる。半径 R に含まれる星間物質の質量は、個数密度を n とすると、 $m_1 \sim \frac{4\pi}{3} R^3 n m_p$ である。ここで、 m_p は陽子の質量である。全エネルギーは、 $E = \Gamma_2 m_2 c^2 \sim \Gamma_2^2 m_1 c^2 \sim \frac{4\pi}{3} R^3 n m_p c^2 \Gamma_2^2$ と表すことができ、外部衝撃波の半径が

$$R_e \sim 10^{17} \left(\frac{E}{10^{53} \text{ erg}} \right)^{1/3} \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \left(\frac{\Gamma_2}{100} \right)^{-2/3} \text{ cm} \quad (2.16)$$

と見積もることができる。これより、外部衝撃波からの放射が観測され始める時刻 t は、

$$t \sim \frac{R_e}{c\Gamma_2^2} \sim 300 \left(\frac{E}{10^{53} \text{ erg}} \right)^{1/3} \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \left(\frac{\Gamma_2}{100} \right)^{-8/3} \text{ s} \quad (2.17)$$

であることが分かる。

第 3 章

観測装置

本論文では、*High Energy Transient Explorer 2* (*HETE-2*) および *Neil Gehrels Swift Observatory* (*Swift*) によって観測された GRB のデータを解析しており、本章では、*HETE-2* および *Swift* の概要と、それらに搭載されている観測装置について説明する。

3.1 *High Energy Transient Explorer 2*

本節では、*HETE-2* 衛星およびそれに搭載されている観測装置について説明する。

3.1.1 *HETE-2*

High Energy Transient Explorer 2 (*HETE-2*; Ricker et al. (2003)) は、ガンマ線バーストの観測に特化した最初の天文衛星である。*HETE-2* 衛星は、2000 年 10 月 9 日にペガサスロケットによって打ち上げられた。*HETE-2* 衛星には、次の 2 つの特徴がある。

(1) 高い位置決定精度

HETE-2 衛星は、ガンマ線バーストの位置を数十分角から数十秒角の精度で位置決定し、10 秒から数時間の遅延時間で地上の観測者に通知することが可能である。この機能により、ガンマ線バーストの残光を非常位早い段階から多波長で観測することが可能になった。これにより、GRB 030329 の残光に付随する超新星成分のスペクトルが発見され、大質量星の重力崩壊が長時間ガンマ線バーストの発生原因であることが確実視されるに至った (Stanek et al. 2003)。また、本論文で扱っている GRB 050709 は、初めて可視光残光が観測された短時間ガンマ線バーストである (Hjorth et al. 2005)。これもまた、*HETE-2* 衛星が持つ高い位置決定精度が貢献した観測の一つである。

(2) 広いエネルギー帯域による観測

HETE-2 衛星は、X 線検出器とガンマ線検出器の組み合わせにより、ガンマ線バーストを 2–400 keV の広いエネルギー帯域で観測することが可能である。これにより、様々な種類のガンマ線バーストを検出できるだけでなく、広い帯域で即時放射のスペクトルパラメータを決定することができる。*HETE-2* 衛星はこの特徴を生かし、X 線領域で放射が卓越しているガン

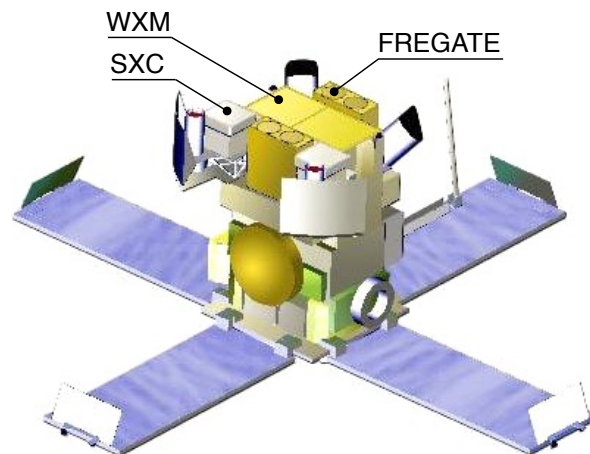


図 3.1: *HETE-2* 衛星の外観。

表 3.1: *HETE-2* 衛星のミッション概要。

Parameter	Value
軌道	赤道軌道
高度	625 km
軌道傾斜角	1.95°
質量	124 kg
サイズ	89 cm×66 cm
Power	168 W
打ち上げ日	2000 年 10 月 9 日 5 時 38 分 (UTC)

マ線バーストを数多く観測した。日本の天文衛星「ぎんが」(Makino et al. 1987)によって初めて詳しく研究されたこの現象は、*BeppoSAX* 衛星でも観測されており、X-ray rich GRB や X 線フラッシュと呼ばれている。*HETE-2* 衛星は多くの X-ray rich GRB や X 線フラッシュを観測していることが報告されている (Sakamoto et al. 2005)。これは、2–400 keV という非常に広いエネルギー範囲でガンマ線バーストを観測できる、*HETE-2* 衛星の優れた X 線/ガンマ線検出器のおかげである。

図 3.1 に、*HETE-2* 衛星の外観を、表 3.1 にミッション概要を示す。*HETE-2* 衛星は、観測装置の劣化に伴い、2007 年 3 月以降の定常観測が停止された。*HETE-2* 衛星には、3 つの観測装置が搭載されている。(1) ガンマ線バーストのトリガーを与える FRENCH GAMMA TELESCOPE (FREGATE; Atteia et al. (2003))、(2) ガンマ線バーストを数十秒以内に約十分角の精度で位置決定する Wide-field X-ray Monitor (WXM; Shirasaki et al. (2003))、(3) ガンマ線バーストの位置を数秒角の高い精度で位置決定する Soft X-ray Camera (SXC; Villasenor et al. (2003)) の 3 つである。本研究では、WXM および FREGATE のデータを用いたため、次節ではその 2 つの観測装置の詳細を述べる。

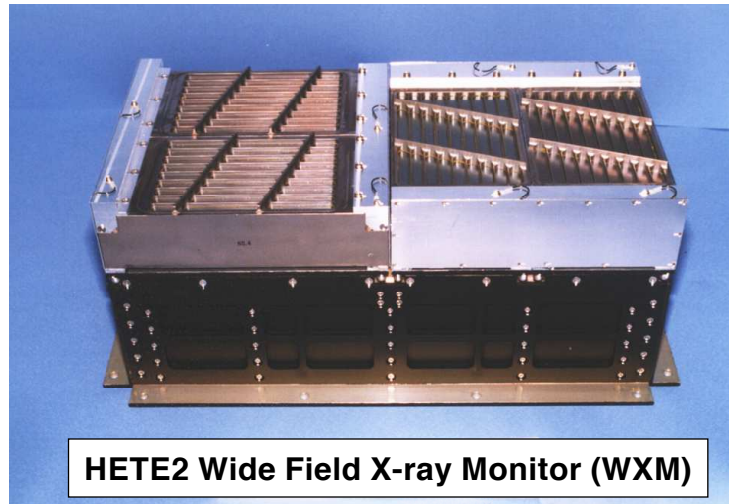


図 3.2: WXM の外観 (Shirasaki et al. 2003)。Electronics box に 4 つの比例計数管が取り付けられている。左側にある 2 つの検出器が X 方向の位置決めをする検出器で、XA 検出器 (奥側) と XB 検出器 (手前) で構成されている。右側にある 2 つの検出器が Y 方向の位置決めをする検出器で、YA 検出器 (左) と YB 検出器 (右) で構成される。

3.1.2 Wide-field X-ray Monitor (WXM)

WXM (Shirasaki et al. 2003) は、衛星の中央に配置され、ガンマ線バーストの位置を特定するための重要な観測装置である。また、ガンマ線バーストから放出される低エネルギーの X 線 (2–25 keV) を検出することを目的とした検出器である。図 3.2 に WXM の外観を、表 3.2 に WXM の仕様を示す。WXM は 2 つの 1 次元位置検出器ユニットで構成されており、それらは、X 方向と Y 方向を独立に測定するために垂直に配置されている。

WXM の 1 つの検出器ユニットは、一次元符号化マスクと、187.4 mm 下に位置する 2 台の一次元位置検出型比例計数管で構成されている (図 3.3)。符号化マスク (Coded Mask) は、0.5 mm 厚のアルミニウム板に、0.0025 mm 厚の金を蒸着して作られ、ランダムな幅のスリットを有している。ガンマ線バーストの位置は、比例計数管で撮像されたマスクパターンの影と、本来のマスクパターンのずれを測定することで決定される。

図 3.4 に、WXM の比例計数管の断面図を示す。各比例計数管は、(1) 上層セルの 3 本のカーボンファーマー製ワイヤー (直径 10 μm)、(2) 下層セルの 4 本のタングステンワイヤーで構成され、室温のキセノンガス (97%) と二酸化炭素ガス (3%) により 1.4 気圧で満たされている。上層セルの 3 本は X 線検出に使用され、下層セルの 4 本は荷電粒子イベントを除去するための反同時計数に使用される。また、入射窓は 100 μm 厚のベリリウムフィルムで密閉されている。

なお、比例計数管と電気系統は理化学研究所と宮崎大学で製作され、符号化マスクと機上位置決定ソフトウェアはロスアラモス国立研究所で開発された。

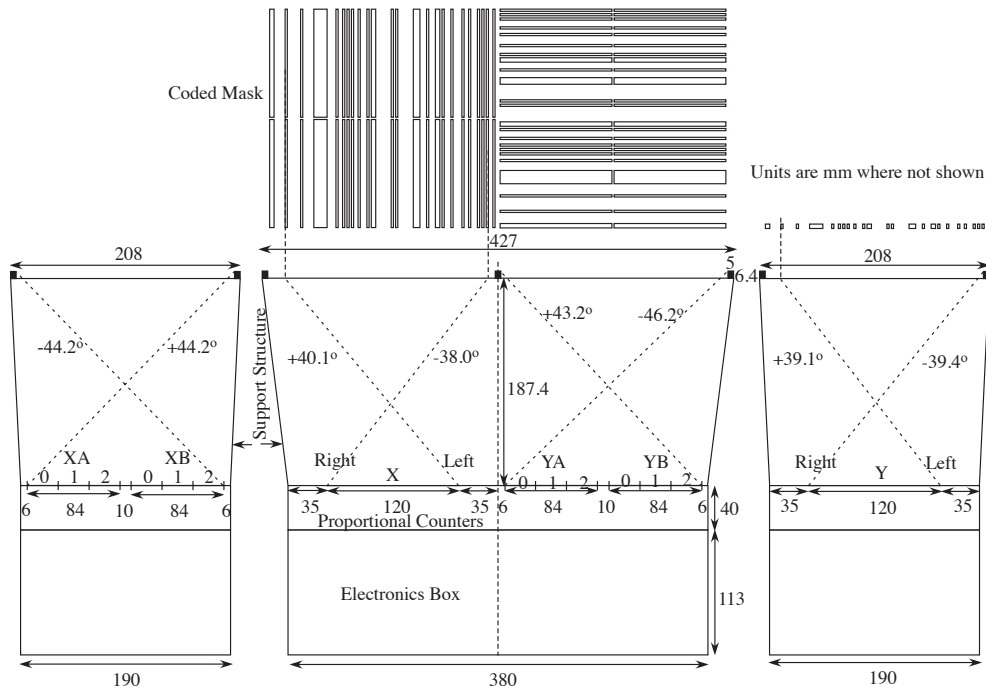


図 3.3: WXM の寸法 (Shirasaki et al. 2003)。符号化マスクは、比例計数管から 187.4 mm の高さに取り付けられ、アルミニウム製の筐体に固定されている。

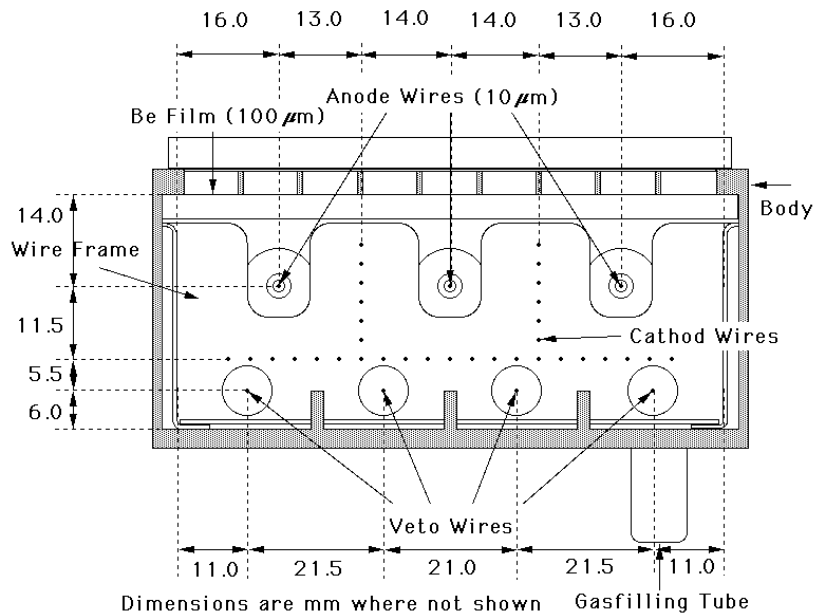


図 3.4: WXM の比例計数管の断面図 (Shirasaki et al. 2003)。上部の 3 つのワイヤーは X 線検出用で、下のワイヤーは荷電粒子検出用である。120 mm×83.5 mm の入射窓は、100 μm の Be フィルムで密閉されている。

表 3.2: WXM の仕様

Parameter	Value
観測エネルギー帯域	2–25 keV
検出器	比例計数管と符号化マスク
エネルギー分解能	~ 22% @8 keV
時間分解能	1 ms
位置分解能	±11 arcmin
有効面積	175 cm ² for each of two units
感度	~ 8 × 10 ⁻⁹ erg cm ⁻² s ⁻¹ over the 2–10 keV
視野	1.6 sr

3.1.3 French Gamma Telescope (FREGATE)

FREGATE (Atteia et al. 2003) は、WXM ではカバーしきれない、高エネルギーのガンマ線 (6–400 keV) を検出することを目的とした検出器である。図 3.5(a) に FREGATE の外観を、表 3.3 に仕様を示す。FREGATE は非常に広い観測エネルギー帯域を持ち、ガンマ線バーストのスペクトルのベキ指数だけでなく、ピークエネルギー E_{peak} を決定する上で非常に重要である。

図 3.5(b) に、FREGATE の構成図を示す。FREGATE は、光電子増倍管 (Hamamatsu 1848) と円柱状の NaI シンチレータ (厚さ 10 mm、直径 71 mm) で構成される。不感層が極めて少ないシンチレータを使うことにより、観測エネルギー下限値を 6 keV まで下げること成功している。シンチレータの上には、0.22 mm のベリリウム窓が取り付けられている。検出器の周りは、鉛、タンタル、錫、銅、アルミニウムで構成されたシールドで覆われており、視野外から来る光子 (例えば X 線背景放射) を遮蔽している。

なお、FREGATE は、ロシアの *Phobos* 衛星 (Sagdeev et al. 1988) に搭載されたガンマ線バースト検出器 LILAS (Barat et al. 1991) をもとに設計されており、フランス宇宙線研究所 (CESR) によって開発された。

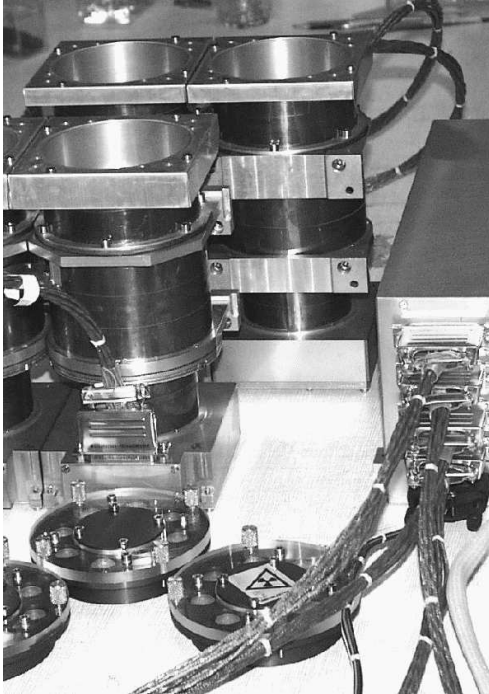
3.2 Neil Gehrels Swift Observatory

本節では、*Swift* 衛星およびそれに搭載されている観測装置について説明する。

3.2.1 *Swift*

Neil Gehrels Swift Observatory (*Swift*; Gehrels et al. (2004)) は、2004 年 11 月 20 日 12 時 16 分 (現地時間) にケープカナベラル空軍基地からデルタ II ロケットにより打ち上げられたガンマ線バースト観測衛星である。図 3.2 に外観、表 3.4 にミッション概要を示す。*Swift* は、高度 600 km の地球低軌

(a) FREGATE の外観



(b) FREGATE の構成

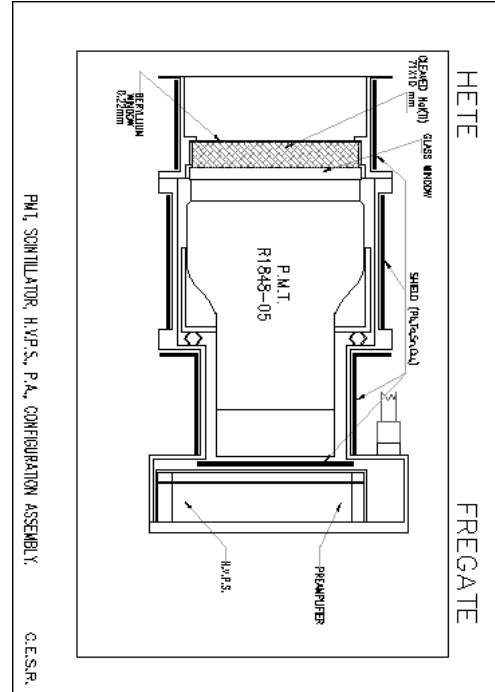


図 3.5: (a) FREGATE の外観 (Atteia et al. 2003)。衛星に搭載される前に実験室で撮影された FREGATE であり、検出器の高さは 20 cm である。(b) FREGATE の構成 (Atteia et al. 2003)。FREGATE は、NaI シンチレータと光電子増倍管で構成されている。また、検出器の周りは鉛、タンタル、錫、銅、アルミニウムで構成されたシールドで覆われている。

表 3.3: FREGATE の仕様

Parameter	Value
検出器	光電子増倍管と NaI シンチレータ
観測エネルギー帯域	6–400 keV
時間分解能	10 μ s
有効面積	160 cm ² (4 台合計)
視野	~1.5 sr
感度 (50–300 keV)	~ 10 ⁻⁷ erg cm ⁻² s ⁻¹
エネルギー分解能 (6 keV)	~42%
エネルギー分解能 (122 keV)	~12%

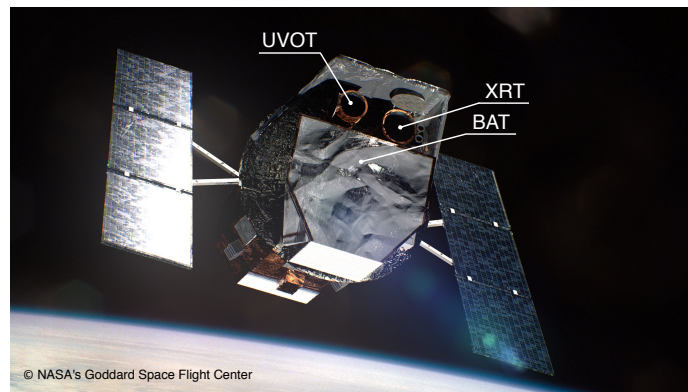


図 3.6: Swift 衛星の外観。

表 3.4: Swift 衛星のミッション概要

Parameter	Value
軌道	地球低軌道
高度	600 km
軌道傾斜角	20.60°
質量	1450 kg
サイズ	5.6 m×5.4 m
Power	1040 W
打ち上げ場	ケープカナベラル空軍基地
打ち上げ日	2004 年 11 月 20 日 12 時 16 分 (現地時間)

道を軌道傾斜角 20.60°、軌道周期 96.60 分で周回しており、2023 年現在も稼働中である。

Swift には 3 つの検出器が搭載されている。15–150 keV のガンマ線に感度を持ち、1.4 st (全天の約 10 分の 1) の広視野の観測を行うことでガンマ線バーストの発見を行う Burst Alert Telescope (BAT; Barthelmy et al. (2005))、0.3–10 keV の X 線に対して高い感度を持ち、残光の観測を行う X-ray Telescope (XRT; Burrows et al. (2005))、残光の紫外線イメージおよびスペクトルを取得する Ultra-violet Telescope (UVOT; Roming et al. (2005)) である。本論文では、BAT の観測データのみ扱っている。そこで、次のセクションで BAT の詳細を述べる。

Swift は、BAT でガンマ線バーストを検出すると、検出から 15 秒以内に 1–4 分角の精度で位置決定を行う。位置決定後、機上ソフトウェアは、カタログデータとの比較を行い、カタログにない新しい天体であることを確認した上で、「ガンマ線バースト発見」というアラート信号とともに、この天体の位置情報を衛星へ送る。衛星は、この BAT が見つけた天体の方向へ XRT と UVOT を向けられるか判定し、問題がない場合、約 20–75 秒の短時間で衛星が自律的に姿勢変更を行い、X 線と紫外線で残光を観測する。これにより短時間でガンマ線バーストの高精度な位置情報やガンマ線から紫外線に至るまでの観測データが得られる。これらの情報は、Gamma-ray Coordinates Network (GCN) を通じて世界中で共有され、地上の可視・近赤外線望遠鏡による迅速な追観測が可能になる。このおかげ

で、*Swift* の打ち上げ後、可視・近赤外残光の観測データが以前に比べて充実しただけでなく、母銀河が特定されて赤方偏移が同定されるガンマ線バーストの増加し、ガンマ線バーストの静止系における議論が可能になった。

3.2.2 Burst Alert Telescope (BAT)

図 3.7 および表 3.5 に BAT の概観図および仕様を示す。BAT は、主に次の 2 つのコンポーネントで構成されている。

1. 4 mm 角の CdZnTe 半導体が 32768 個用いられており、 1.2×0.6 m の受光面積を持ったガンマ線検出器アレイ (Detector Array)
2. ガンマ線検出器面の 1 m 上に取り付けられた、鉛製のランダム符号化マスク (Coded Aperture Mask)

ガンマ線バーストのような突発天体から発生したガンマ線は、マスクの穴が空いている部分だけ通り抜け、他の部分で吸収される。このため、検出器アレイには、到来方向に応じたマスクパターンが影として現れ、これを読み出すことでマスクパターンが反映されたイメージデータが得られる。このイメージデータとマスクパターンとの相互相関を計算することで、突発天体の方向を同定することができる。符号化マスクとガンマ線検出器アレイの周りには、Graded-Z Shield と呼ばれる Pb、Ta、Sn、Cu の異なる物質の多層構造シールドが取り付けられている。これにより、宇宙 X 線背景放射や地球アルベド等のバックグラウンドを 95% 程度低減されている。また、ガンマ線検出器アレイおよびアナログ集積回路は熱雑音による影響を受けるため、ラジエーター (Radiator) により $20 \pm 1^\circ\text{C}$ の均一な温度を保っている。

BAT による突発天体の検出方法は次の 2 種類である。

1. レートトリガー：常時検出器に入射しているバックグラウンドの統計揺らぎに対して、 8σ レベルの有意な光子の増光が存在した場合、これをバーストと定義する。
2. イメージトリガー：4 つのエネルギーバンドごとに 1 分、5 分、30 分の積分イメージを作成してオンボード上で天体カタログと照合を行い、カタログにない天体の場合に突発天体だと見なす。

継続時間が長く、穏やかな変動をする長時間ガンマ線バーストの一部はイメージトリガーで検出される。BAT の観測データは衛星上のソフトウェアによってイベントデータとして成形された後、NASA/GSFC のデータセンターでアーカイブ化される。イベントデータは *Swift* のデータ解析ソフトウェアで用意されている `batbinevt` コマンドを用いて、データのスクリーニングと符号化マスク通過による観測値の重み付けを行い、ライトカーブやスペクトルデータを抽出する。

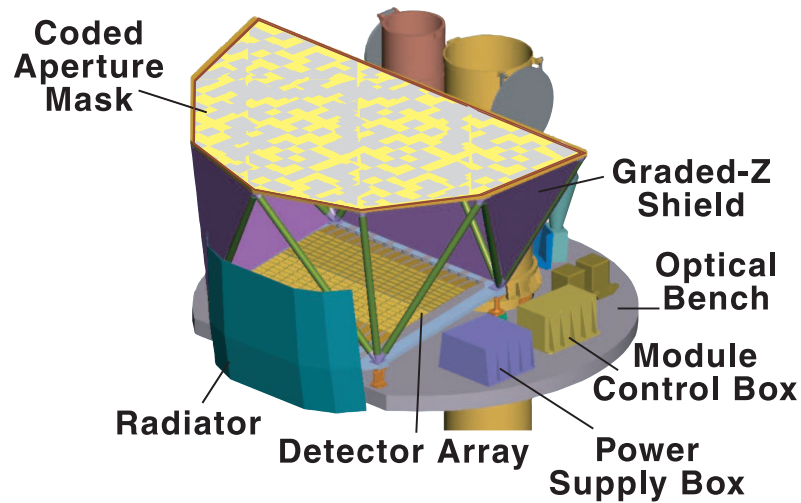


図 3.7: BAT 検出器の構成。BAT は符号化マスクと CdZnTe (CZT) で構成されており、15–150 keV のガンマ線を観測する。これにより、1.4 sr の広視野でガンマ線バーストを観測するとともに、1–4 分角の位置分解能でガンマ線バーストの位置を特定することができる (Barthelmy et al. 2005)。

表 3.5: BAT の仕様

Parameter	Value
観測エネルギー帯域	15–150 keV
エネルギー分解能	3.3 keV (FWHM) at 5.95 keV
検出器	CdZnTe
検出器面積	5240 cm ²
Aperture	Coded mask, random pattern, 50% open
視野	1.4 sr (half-coded)
位置分解能	1–4 arcmin
感度	$\sim 10^{-8}$ erg cm ⁻² s ⁻¹
GRB 検出数	> 100 yr ⁻¹

第 4 章

HETE-2 で観測された GRB 050709

2017 年 8 月 17 日、重力波干渉計 Advanced LIGO および Advanced Virgo が、中性子連星の合体を起源とする重力波を世界で初めて検出した (Abbott et al. 2017a,b)。さらに、その約 1.7 秒後、ガンマ線天文衛星 *Fermi* が、短時間ガンマ線バーストと思われる弱いガンマ線を観測した (Abbott et al. 2017c)。また、X 線から電波まで様々な波長による追観測が行われ、r 過程によって生じた元素が放射性崩壊を起こすことによって発生する電磁放射 (キロノバ) も観測された。*Fermi*/GBM で得られた GRB 170817A の光度曲線には、継続時間が ~ 0.5 s の短時間でハードな非熱的成分 (hard spike) と、それに続く ~ 2 s のソフトなテール成分 (soft tail) の存在が報告されている (Goldstein et al. 2017)。Burns et al. (2018) では、キロノバが観測された GRB 150101B の解析を行い、同様の構造を持つ放射が報告されている。GRB 050709 は、*HETE-2* 衛星によって検出された短時間ガンマ線バーストであり、前述した 2 つのイベントと同様、キロノバが報告されている (Jin et al. 2018)。我々は、この GRB のデータを再解析することで、継続時間が ~ 0.2 s の hard spike と、 ~ 0.5 s の soft tail が存在することを明らかにした。また、観測から推定されるコクーンの圧力は $\sim 10^{19}$ erg cm $^{-3}$ となり、中性子星合体による相対論的流体シミュレーション結果 (Hamidani & Ioka 2021) と一致する。本章では、GRB 050709 の解析および Soft tail がコクーン放射として解釈可能であることについて詳細に述べる。

4.1 光度曲線

図 4.1 に WXM (2–25 keV) と FREGATE (6–400 keV) で観測された即時放射の光度曲線を示す。GRB 050709 の継続時間は、 $T_{90} = 220 \pm 50$ ms であることが報告されている (Villasenor et al. 2005)。我々の解析により、GRB 050709 の即時放射は、(1) $t = 0.0$ – 0.2 s の間に全エネルギー帯 (2–400 keV) で観測されている”Hard spike (HS) “、(2) $t = 0.2$ – 0.5 s の間に 2–10 keV の軟 X 線で観測された “Soft tail (ST) ” で構成されていることが初めて明らかになった。

2–10 keV の光度曲線を用いると、Soft tail はバックグラウンドに対して $\sim 5.6\sigma$ の有意度で検出されていることがわかる^{†1}。

^{†1}2–10 keV のバックグラウンドのカウントレートは ~ 300 counts s $^{-1}$ 、 $t = 0.25$ – 0.40 s の Soft tail 成分のバックグラウンドを差し引いたカウントレートは ~ 250 counts s $^{-1}$ である。

さらに我々は、HETE-2 science tools と呼ばれる解析ソフトを用いて、WXM に対する X 線の入射方向を求めることにした。Hard spike の入射方向 $\theta_{x,y}^{\text{HS}}$ は、 $\theta_x^{\text{HS}} = -14.27_{-0.03}^{+0.08}$ deg、 $\theta_y^{\text{HS}} = -2.12_{-0.06}^{+0.03}$ deg であった。一方、Soft tail の入射方向 $\theta_{x,y}^{\text{ST}}$ は、 $\theta_x^{\text{ST}} = -14.48_{-0.14}^{+24.42}$ deg、 $\theta_y^{\text{ST}} = -2.13_{-28.58}^{+33.60}$ deg となり、Hard spike と Soft tail の入射角は一致していることがわかる^{†2}。したがって、Soft tail は統計的なゆらぎではなく、ガンマ線バーストを起源とする放射である可能性が極めて高いと結論づけた。

4.2 スペクトル解析と結果

本節では、Hard spike および Soft tail のスペクトル解析の方法および結果を示す。なお、スペクトル解析には、NASA を中心に開発されてきた高エネルギー天文学のデータ解析の統合パッケージ HEASoft に含まれている XSPEC version 12.12.0 (Arnaud 1996) を利用した。スペクトルモデルには、simple power-law (PL) モデル、cutoff power-law (CPL) モデル、黒体放射 (BB) モデル、多温度黒体放射 (DISKBB) モデルを利用した。PL モデルは次式で表される。

$$f(E) = K_{\text{PL}} \left(\frac{E}{20 \text{ keV}} \right)^{\Gamma_{\text{ph}}} \quad (4.1)$$

ここで、 $f(E)$ はエネルギー E での photon flux、 Γ_{ph} は photon index、 K_{PL} は 20 keV での normalization factor で単位は photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$ である。CPL モデルは次式で表される。

$$f(E) = K_{\text{CPL}} \left(\frac{E}{20 \text{ keV}} \right)^{\Gamma_{\text{ph}}} \exp \left(-\frac{(2 + \Gamma_{\text{ph}}) E}{E_{\text{peak}}} \right) \quad (4.2)$$

ここで、 K_{CPL} は 20 keV での normalization factor で単位は photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$ 、 E_{peak} は、 νF_{ν} [i.e. $E^2 f(E)$] スペクトルにおけるピークエネルギーで単位は keV である。ここで、 $F_{\nu} = E f(E)$ は energy flux density である。BB モデルおよび DISKBB モデルは、XSPEC に標準で含まれているモデルを利用した。DISKBB モデルは、もともと、降着円盤からの複数の温度を持った黒体放射を再現するために用いられるものである。本研究では、相対論的運動をしているコクーンが多温度の黒体放射をしていると仮定し、これを再現するために DISKBB モデルを用いた。同様のアプローチは、先行研究でも行われている (Ryde et al. 2010; Arimoto et al. 2016)。

これらの関数を用いたフィッティング結果を表 4.1 に示す。Hard spike および Soft tail は、それぞれ、ピークエネルギーが $E_{\text{peak}}^{\text{HS}} = 200_{-81}^{+437}$ keV、 $E_{\text{peak}}^{\text{ST}} = 117_{-55}^{+56}$ keV の CPL モデルでうまく表せることが明らかになった。このフィッティング結果によると、Hard spike および Soft tail の isotropic luminosity は、それぞれ、 $L_{\text{iso}}^{\text{HS}} = 2.56_{-0.19}^{+0.35} \times 10^{50}$ erg s^{-1} 、 $L_{\text{iso}}^{\text{ST}} = 5.90_{-1.38}^{+1.32} \times 10^{49}$ erg s^{-1} と見積もられた。

また、Soft tail の区間については、CPL と DISKBB の PGstat の値が同程度であることがわかる。具体的には、CPL の場合が PGstat = 93.8 (dof = 97)、DISKBB の場合が PGstat = 98.1 (dof = 98)

したがって、信号対雑音比 (S/N) は、 $S/N = (250 \text{ counts s}^{-1} \times 0.15 \text{ s}) / (300 \text{ counts s}^{-1} \times 0.15 \text{ s})^{1/2} \sim 5.6$ となる。

^{†2}Soft tail は非常に弱い放射であり、光子統計による誤差が非常に大きく、Y 方向の誤差が極めて大きくなっている

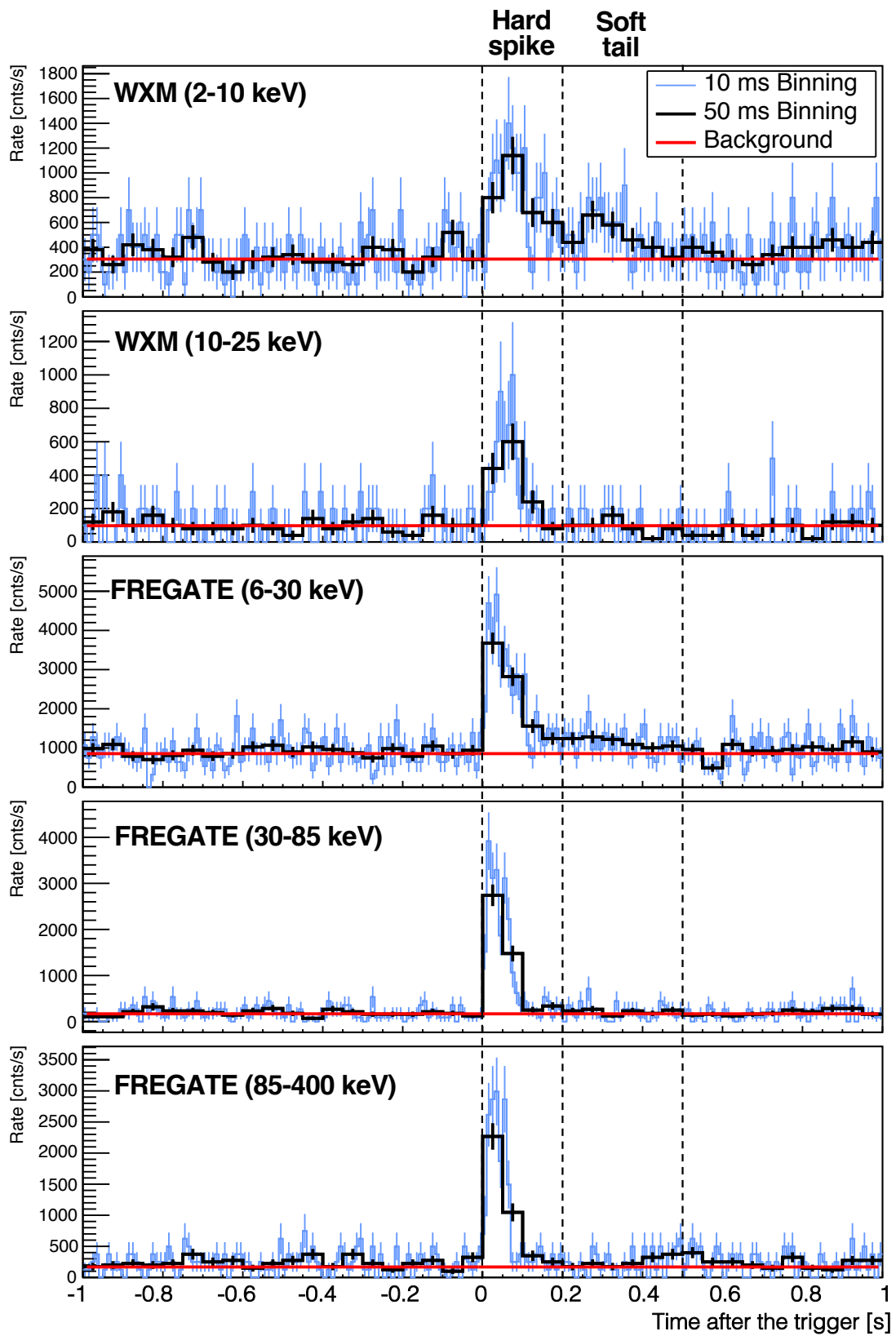


図 4.1: GRB 050709 の $t_0 - 1.0$ s から $t_0 + 1.0$ s までの光度曲線を、10 ms (青線) と 50 ms (黒線) の異なる時間分解能で示した。縦線はハードスパイクとソフトテールの時間間隔を表す。赤線はバックグラウンドで、 $t_0 - 1.0$ s から $t_0 - 0.5$ s までのカウントレートの平均値である。2-10 ke の光度曲線に対して 50 ms のビニングを用いると、 $\sim 5.6\sigma$ の有意差で Soft tail が明瞭に検出されることがわかる。

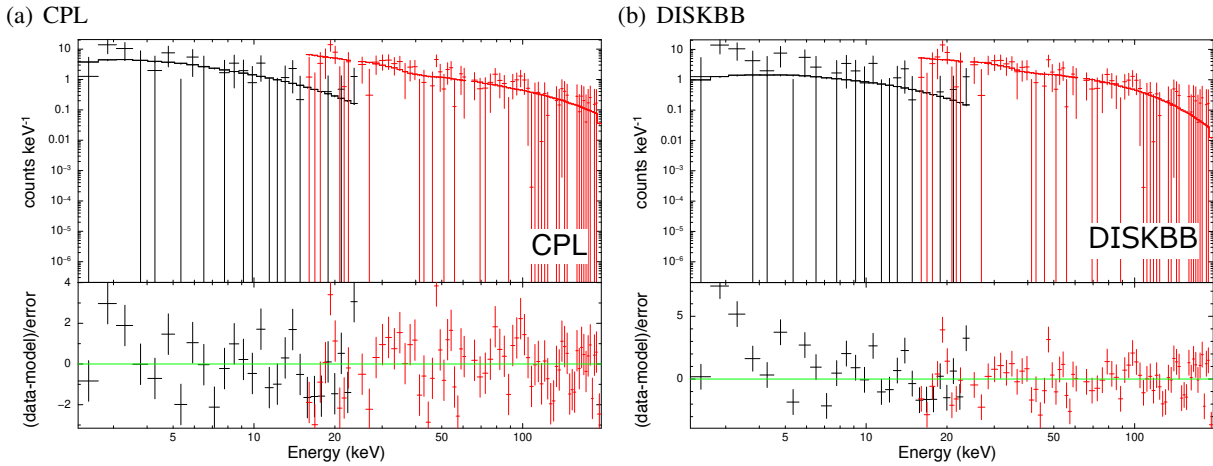


図 4.2: GRB 050709 の Soft tail のスペクトル。黒線は WXM の 2–25 keV、赤線は FREGATE の 15–200 keV のデータである。(a) は cutoff power-law モデル、(b) は disk blackbody モデルによるフィッティングを行なっている。

表 4.1: GRB 050709 の即時放射のスペクトルフィッティング結果

Time Interval (s)	Model	E_{peak} (keV)	Photon index	kT (keV)	PGstat/dof	Energy flux (10^{-7} erg cm^{-2} s^{-1})	L_{iso} (10^{49} erg s^{-1})	E_{iso} (10^{49} erg)
0–0.2 (Hard Spike)	CPL	200^{+437}_{-81}	$1.23^{+0.14}_{-0.15}$		174.0/142	$39.5^{+5.4}_{-2.9}$	$25.6^{+3.5}_{-1.9}$	$4.41^{+0.60}_{-0.32}$
	DISKBB			$29.2^{+4.1}_{-3.4}$	237.5/143			
0.2–0.5 (Soft Tail)	CPL	117^{+56}_{-55}	$1.20^{+0.36}_{-0.52}$		93.8/97	$9.12^{+2.04}_{-2.14}$	$5.90^{+1.32}_{-1.38}$	$1.02^{+0.23}_{-0.24}$
	BB			$16.5^{+3.4}_{-2.8}$	110.5/98			
	DISKBB			$31.2^{+10.8}_{-7.2}$	98.1/98			

となっている。PGstat の差は、統計的にはさほど有意ではなく、DISKBB でも十分適合しているといえる。

4.3 最小変動時間 (Minimum variability timescale)

最小変動時間 (Minimum variability timescale) は、観測された光度曲線から求められる、最小の時間変動のことで、ガンマ線バーストの放射領域の大きさの上限を制限することができる (Schmidt 1978)。図 4.3(a) に示したように、光度曲線のあるビンのカウント数 N_i から、隣のビンのカウント数 N_{i-1} を差し引いた ΔN_i およびその二乗平均平方根を、様々な時間分解能 ΔT で求めることで見積もることができる (Nemiroff et al. 1997)。この手法を用いると、図 4.3(b) のような図が得られる。赤線で書かれているのは、 Δt^{-1} のべき関数で、ポアソンノイズ成分を表している。ポアソンノイズ成分から 3σ の有意度で超過する成分が現れる時間を最小変動時間と定義する。なお、この図では、FREGATE (8–400 keV) で観測された GRB 050709 の光度曲線の、0–0.5 s のデータを用いている。この手法を用いると、GRB 050709 の最小変動時間 τ_{min} は $\tau_{\text{min}} = 5.7 \pm 0.2$ ms と見積もられた。また、同様の手法で Fermi/GBM で観測された GRB 170817A の最小変動時間は $\tau_{\text{min}} = 0.18 \pm 0.12$ と

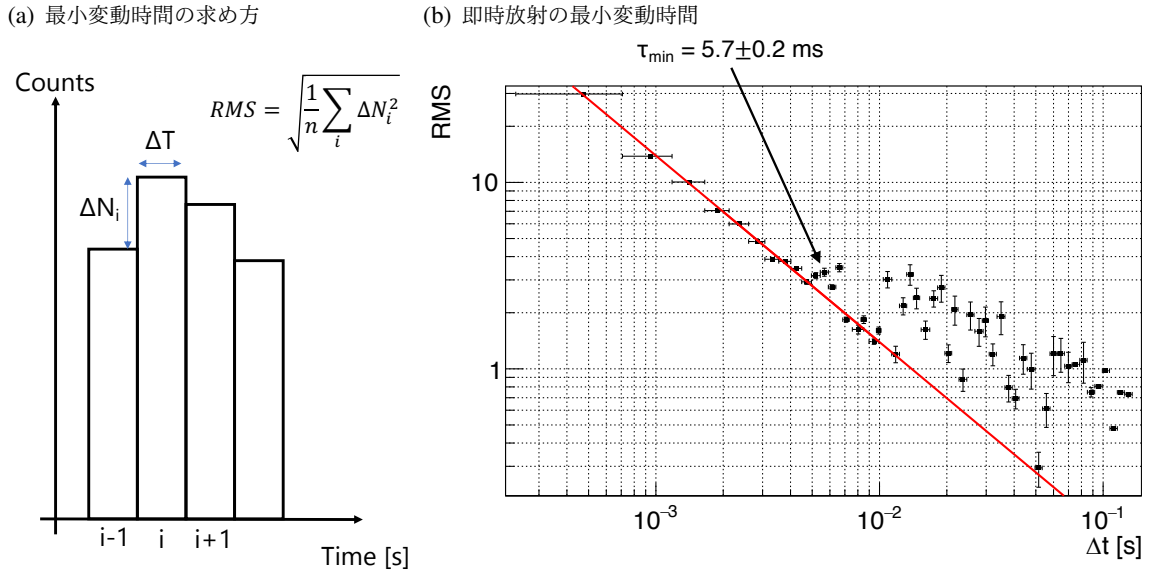


図 4.3: (a) 最小変動時間の求め方。(b) 即時放射 (0–0.5 s) を使って求めた最小変動時間。

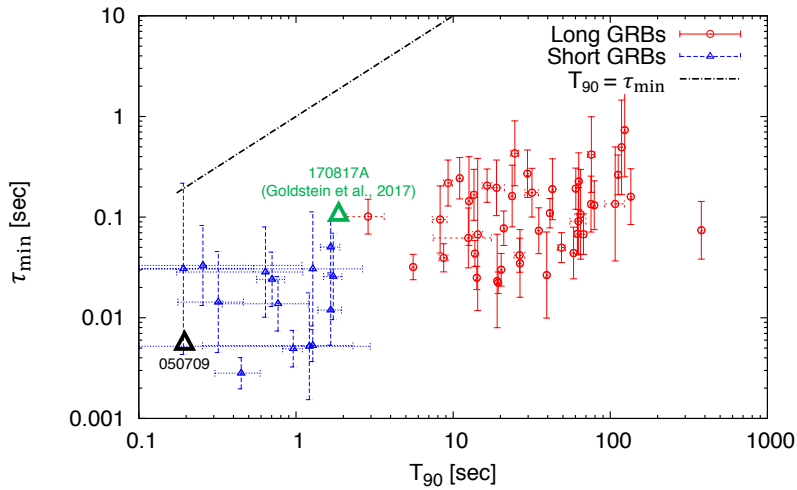


図 4.4: 最小変動時間 τ_{\min} と継続時間 T_{90} の分布 (MacLachlan et al. 2013)。GRB 050709 と GRB 170817A はそれぞれ黒と緑の三角形で表されている。赤色の丸印は長時間ガンマ線バースト、青色の三角形は短時間ガンマ線バーストを表している。最小変動時間は、即時放射の時間間隔 (0–0.5 s) を使って計算されている。

見積もられた。

図 4.4 は、様々な長時間ガンマ線バーストと短時間ガンマ線バーストで求めた、最小変動時間 τ_{\min} と継続時間 T_{90} の分布である (MacLachlan et al. 2013)。これを見ると、GRB 050709 は短時間ガンマ線バーストの中でも、極めて短い変動時間と継続時間を持つイベントであることがわかる。また、Hard spike と Soft tail の最小変動時間はそれぞれ、 $\tau_{\min}^{\text{HS}} = 2.9 \pm 0.2 \text{ ms}$ 、 $\tau_{\min}^{\text{ST}} = 50 \pm 5 \text{ ms}$ と見積もられている。次節では、最小変動時間を用いて、コクーン放射半径の制限を与えている。

4.4 コクーン放射による Soft tail emission の解釈

本節では、Soft tail がコクーン放射で解釈できることを示す。まず、図 4.5 のように、コクーンからの多温度の黒体放射が重ね合わされ、 $E_{\text{peak}} \sim 120 \text{ keV}$ の Cutoff Power-law として観測されたと仮定する。次に、ピークエネルギー E_{peak} から、コクーンの代表的な温度（有効温度） $k_{\text{B}}T_{\text{eff}}$ を求めると、 $k_{\text{B}}T_{\text{eff}} = E_{\text{peak}}/2.82 \sim 42 \text{ keV}$ と見積もられる^{†3}。この温度は、DISKBB でフィットした際の結果とも一致していることが分かる（表 4.1）。

式 (1.19) を変形すると、次のようになる。

$$R_{\text{c}} = \left[\frac{L_{\text{iso,c}}}{4\pi\sigma \{T_{\text{obs,c}}(1+z)\}^4} \left(\frac{1}{\theta_{\text{c}}}\right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.3)$$

ここで、 $L_{\text{iso,c}}$ はコクーンの isotropic luminosity、 $T_{\text{obs,c}}$ は観測されたコクーンの温度、 θ_{c} はコクーンの開き角、 z は赤方偏移である。なお、 $T_{\text{obs,c}}$ に $(1+z)$ を掛けることで、赤方偏移の効果を補正している。ここに、観測から得られた温度および Isotropic luminosity を代入すると

$$R_{\text{c}} \sim 2 \times 10^9 \text{ cm} \left(\frac{\theta_{\text{c}}}{25^\circ}\right)^{-1} \left(\frac{kT_{\text{obs,c}}}{42 \text{ keV}}\right)^{-2} \left(\frac{L_{\text{iso,c}}}{6 \times 10^{49} \text{ erg s}^{-1}}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.4)$$

となる。Hamidani & Ioka (2023a)によれば、典型的なコクーンの開き角は $\theta_{\text{c}} \sim 25^\circ$ であるため、その値を用いている。Soft tail の最小変動時間 $\tau_{\text{min}}^{\text{ST}}$ から得られるコクーンの半径の上限値 $R_{\text{c,max}}$ は、以下の通りである (Piran 2004)。

$$R_{\text{c,max}} = 4c \frac{\tau_{\text{min}}^{\text{ST}}}{1+z} \Gamma_{\text{c}}^2 \sim 2 \times 10^{10} \text{ cm} \left(\frac{\tau_{\text{min}}^{\text{ST}}}{50 \text{ ms}}\right) \left(\frac{\Gamma_{\text{c}}}{2}\right)^2 (1+z)^{-1}, \quad (4.5)$$

ブレークアウト時の典型的なコクーンのローレンツ因子は $\Gamma_{\text{c}} \sim 2-3$ 程度である (Hamidani & Ioka 2023a,b)。そこで、ここでは $\Gamma_{\text{c}} = 2$ としている。式 (4.4) および式 (4.5) より、 $R_{\text{c}} < R_{\text{c,max}}$ であることが分かる。Hamidani & Ioka (2021)によれば、コクーンの圧力 P_{c} は次の式で計算することができる（断熱指数は $4/3$ とする）。

$$P_{\text{c}} = \frac{1}{4\Gamma_{\text{c}}^2 - 1} \frac{E_{\text{th}}}{V_{\text{c}}} \sim \frac{1}{4\Gamma_{\text{c}}^2} \frac{E_{\text{th}}}{V_{\text{c}}}, \quad (4.6)$$

ここで、 E_{th} はコクーンの熱エネルギー、 V_{c} はコクーンの体積である。なお、ここでは簡単のために $4\Gamma_{\text{c}}^2 \gg 1$ とし、近似計算をしている。エネルギー密度は、 $E_{\text{th}}/V_{\text{c}} = 4\sigma T_{\text{c}}^4 \Gamma_{\text{c}}^2/c$ と書ける。また、コクーンの静止系における温度は、 $T_{\text{c}} = \Gamma_{\text{c}}^{-1} T_{\text{obs,c}}$ と書けるため、圧力 P_{c} は次のようになる。

$$P_{\text{c}} = \frac{\sigma}{c} \left[\frac{T_{\text{obs,c}}(1+z)}{\Gamma_{\text{c}}} \right]^4 \sim 1 \times 10^{19} \text{ erg cm}^{-3} \left(\frac{\Gamma_{\text{c}}}{2}\right)^{-4} \left(\frac{kT_{\text{obs,c}}}{42 \text{ keV}}\right)^4 \quad (4.7)$$

^{†3}黒体放射において、単位周波数あたりの放射ピークを与える周波数 ν_{max} は、 $h\nu_{\text{max}} = 2.82k_{\text{B}}T$ の関係にあることを利用している (Ebisawa 2004)。

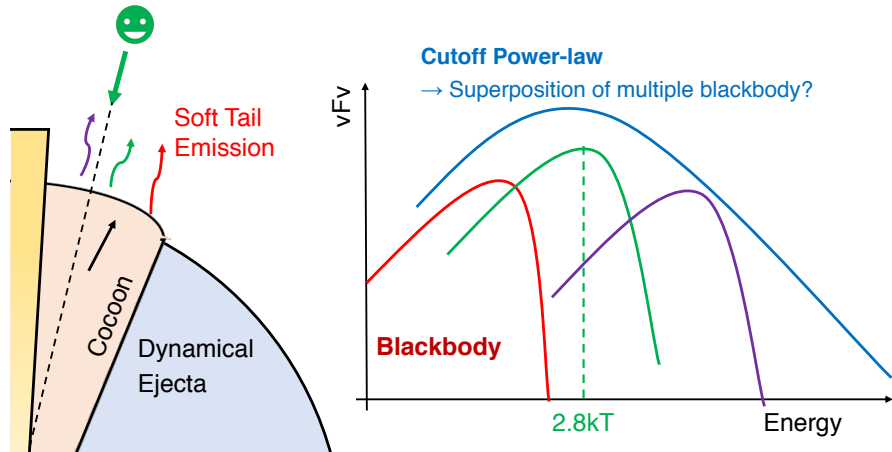


図 4.5: コクーンからの多温度の放射が重ね合わされたことで、Cutoff Power-law として観測されたと考える。コクーンの代表的な温度を見積もると、 $k_B T_{\text{eff}} = E_{\text{peak}}/2.8 \sim 42 \text{ keV}$ となる。

表 4.2: Soft tail が存在し、キロノバが観測されている短時間ガンマ線バーストで、コクーンの物理パラメータを求めた結果。

	170817A	150101B	050709
赤方偏移 z	0.00968 (Levan et al. 2017)	0.134 (Levan et al. 2015)	0.16 (Hjorth et al. 2005)
コクーン温度 kT_c [keV]	10.3 ± 1.5 (Goldstein et al. 2017)	6.0 ± 0.6 (Burns et al. 2018)	42 ± 13
コクーン光度 $L_{\text{iso,c}}$ [erg s $^{-1}$]	1×10^{46}	1×10^{49}	6×10^{49}
コクーン半径 R_c [cm]	$6 \times 10^8 \left(\frac{kT_c}{10.3 \text{ keV}} \right)^{-2} \left(\frac{L_{\text{iso,c}}}{10^{46.1}} \right)^{\frac{1}{2}}$	$4 \times 10^{10} \left(\frac{kT_c}{6.0 \text{ keV}} \right)^{-2} \left(\frac{L_{\text{iso,c}}}{10^{49.1}} \right)^{\frac{1}{2}}$	$2 \times 10^9 \left(\frac{kT_c}{42 \text{ keV}} \right)^{-2} \left(\frac{L_{\text{iso,c}}}{10^{49.8}} \right)^{\frac{1}{2}}$
コクーン半径の上限值 $R_{c,\text{max}}$ [cm]	$1 \times 10^{11} \left(\frac{z_{\text{min}}^{\text{ST}}}{225 \text{ ms}} \right) \left(\frac{\Gamma_c}{2} \right)^2$	$8 \times 10^9 \left(\frac{z_{\text{min}}^{\text{ST}}}{16 \text{ ms}} \right) \left(\frac{\Gamma_c}{2} \right)^2$	$2 \times 10^{10} \left(\frac{z_{\text{min}}^{\text{ST}}}{50 \text{ ms}} \right) \left(\frac{\Gamma_c}{2} \right)^2$
コクーン圧力 P_c [erg cm $^{-3}$]	$3 \times 10^{16} \left(\frac{\Gamma_c}{2} \right)^{-4} \left(\frac{kT_c}{10.3 \text{ keV}} \right)^4$	$5 \times 10^{15} \left(\frac{\Gamma_c}{2} \right)^{-4} \left(\frac{kT_c}{6.0 \text{ keV}} \right)^4$	$1 \times 10^{19} \left(\frac{\Gamma_c}{2} \right)^{-4} \left(\frac{kT_c}{42 \text{ keV}} \right)^4$

本解析によって求められた半径および圧力は、Hamidani & Ioka (2021)で行われた 2 次元相対論的流体力学シミュレーションによるコクーンの圧力と一致しており、GRB 050709 の Soft tail はコクーン放射によって説明可能であることが分かった。

表 4.2 は、Soft tail が観測されていて、かつ、キロノバが観測されている短時間ガンマ線バーストを使い、GRB 050709 と同様の方法でコクーンの半径や圧力を求めた結果である。これを見ると、GRB 050709 は他のイベントに比べ比較的高い温度と圧力を持っていることが分かる。そのため、GRB 050709 は、他の 2 つのイベントよりもジェットに近い部分を観測していると考えられる。また、GRB 150101B は、 $R_c > R_{c,\text{max}}$ となっており、コクーンを仮定して得られた半径が、時間変動から見積もられる半径よりも大きく見積もられていることが分かる。このことから、GRB 150101B は、コクーンではなく相対論的なジェットからの放射を観測している可能性がある。

本節の議論により、GRB 050709 の Soft tail emission はコクーン放射で説明可能であることが明らかになった。しかし、Soft tail を有し、かつ、赤方偏移が既知のイベントは極めて少なく、すべてのイベントに共通の性質や相関を見つけることができたわけではない。そこで我々は、次章で説明する通り、Swift/BAT で観測された短時間ガンマ線バーストに目を付け、解析を行うことにした。

第 5 章

Swift/BAT で観測された GRB 170817A に類似したイベントの探索

これまで観測されてきた短時間ガンマ線バーストの中から、GRB 170817A と似たイベントを探し出したり、その割合を探る研究が行われている (Mandhai et al. 2018; Beniamini et al. 2019; von Kienlin et al. 2019; Matsumoto & Piran 2020)。GRB 170817A は、 $> 50 \text{ keV}$ で明るく輝くハードで短時間な初期放射 (Hard spike) の後に、 $\leq 50 \text{ keV}$ で輝くソフトなテール成分が (Soft tail) が存在することが知られている。von Kienlin et al. (2019)では、この性質に注目し、同様のイベントがなにか 10 yr *Fermi* gamma-ray burst monitor (*Fermi*-GBM) burst catalog (von Kienlin et al. 2020) を探索し、最終的に GRB 170817A に似た短時間ガンマ線バーストを 12 イベント選出した。しかし、これらのイベントのほとんどは、赤方偏移が未同定であり、 L_{iso} や E_{iso} のような物理量が明らかになっていない。そこで我々は、Swift/BAT で観測された短時間ガンマ線バーストに注目し、その中から GRB 170817A と同様に soft tail を持ったイベントを選出することにした。

5.1 光度曲線とイベントセレクション

GRB 170817A の放射は、 $> 50 \text{ keV}$ で明るく輝く Hard spike と、 $\leq 50 \text{ keV}$ のみで強く輝く Soft tail で構成される (Goldstein et al. 2017)。von Kienlin et al. (2019)では、ベイジアンブロック解析 (Scargle 1998; Scargle et al. 2013) を利用し、Hard spike と Soft tail を定義することで、*Fermi*/GBM で観測された短時間ガンマ線バーストの中から GRB 170817A に似た特徴を持つイベントをセレクトしている。そこで、我々も von Kienlin et al. (2019)同様、Swift/BAT で観測され短時間ガンマ線バーストの光度曲線に対して、ベイジアンブロック解析を適用し、GRB 170817A に似たイベントを見つけ出すことにした。

我々はまず、The *Swift*/BAT Gamma-Ray Burst Catalog^{†1} から、2022 年 4 月末までに検出された $T_{90} \leq 2.0 \text{ s}$ の継続時間を持つ 117 個の短時間ガンマ線バーストを選出した。ここで、 T_{90} は、観測された総カウント数の最初と最後の 5% を除いた 90% が含まれる時間として定義される。次に、von

^{†1}<https://swift.gsfc.nasa.gov/results/batgrbcatalog/>

Kienlin et al. (2019)と同様、50 keV を閾値とし、15–50 keV および 50–150 keV の光度曲線を生成し、50–150 keV において最も明るい非バックグラウンド区間を **Hard spike** と定義した。もし、15–50 keV の光度曲線で、50–150 keV の **Hard spike** よりも長く続く放射をベイジアンブロックで識別した場合、この放射を **Soft tail** と定義した。この手法により、43 個の **Soft tail** を持つ短時間ガンマ線バーストを選び出すことができた。なお、ベイジアンブロック解析には、天文学向け Python 解析ツール **astropy version 5.2.2** (Price-Whelan et al. 2022) の **bayesian_blocks** モジュールを利用した。また、このモジュールでは、**bayesian block** による変化点の検出されやすさである **ncp_prior** と呼ばれるパラメータを設定することができ、**ncp_prior** = 6.0 とした。この値は、*Swift*/BAT の解析で標準的に用いられている値である (Markwardt et al. 2007)。この 43 イベントの中には、GRB 060313 (Romig et al. 2006) のように、複数回のパルスが存在するイベントが含まれており^{†2}、**Soft tail** が正しく検出されてないため、これらは手で除去することで、37 イベントとなった。さらに 37 イベントの中で、赤方偏移が既知のイベントが 9 イベントあり、これらを次章のスペクトル解析の対象とした。これら 9 イベントのライトカーブを図 5.1 に示す。

5.2 スペクトル解析と結果

我々はまず、“The Third *Swift* Burst Alert Telescope Gamma-Ray Burst Catalog” (Lien et al. 2016) に従い、**simple power law** (PL) および **cutoff power law** (CPL) で fit した (モデルの詳細については、4 章の式 (4.1) および式 (4.2) を参照)。

Sakamoto et al. (2011)によれば、*Swift*/BAT で観測された GRB のスペクトルのほとんどは PL モデルで良くフィットすることができ、CPL に変えても大きく改善されないことがわかっている。そこで我々は、Sakamoto et al. (2011)と同じ基準を採用し、 $\Delta\chi^2 \equiv \chi_{\text{PL}}^2 - \chi_{\text{CPL}}^2 > 6$ のとき、CPL の方が良いフィットであると判断する。ここで、 χ_{PL}^2 および χ_{CPL}^2 は、それぞれ、PL および CPL モデルでフィットした際の **chi-square** の値である。

加えて、GRB 170817A の **Soft tail** は、黒体放射モデル (**BB** モデル) でも良くフィットできることが知られている (Goldstein et al. 2017)。そこで、5.1 節でセレクトしたイベントの **soft tail** に対しては、次式で表される **BB** モデルでもフィッティングを行なった。

$$f(E) = \frac{K_{\text{BB}} \times 8.0525 E^2 dE}{(k_{\text{B}}T)^4 \left[\exp\left(\frac{E}{k_{\text{B}}T}\right) - 1 \right]} \quad (5.1)$$

ここで、 $k_{\text{B}}T$ は温度、 K_{BB} は **normalization factor** である。

なお、スペクトル解析には、一般的に採用されている X 線フィッティングツール **XSPEC version 12.12.0** (Arnaud 1996) を使用した。また、15.0–150 keV までを対数スケールで等間隔な 10 個のエネルギービンに分割したスペクトルを生成し、その後、フィッティングを行なった。

表 5.1 に、スペクトル解析の結果を示す。**Soft tail** のスペクトルのほとんどは、非熱的なモデルである PL や CPL と同程度に、**BB** でも良くフィットできる。しかし、GRB 101219A のように、**BB** で

^{†2}GRB 051221A, GRB 060313, GRB 080905A, GRB 100625A, GRB 160726A, and GRB 180204A

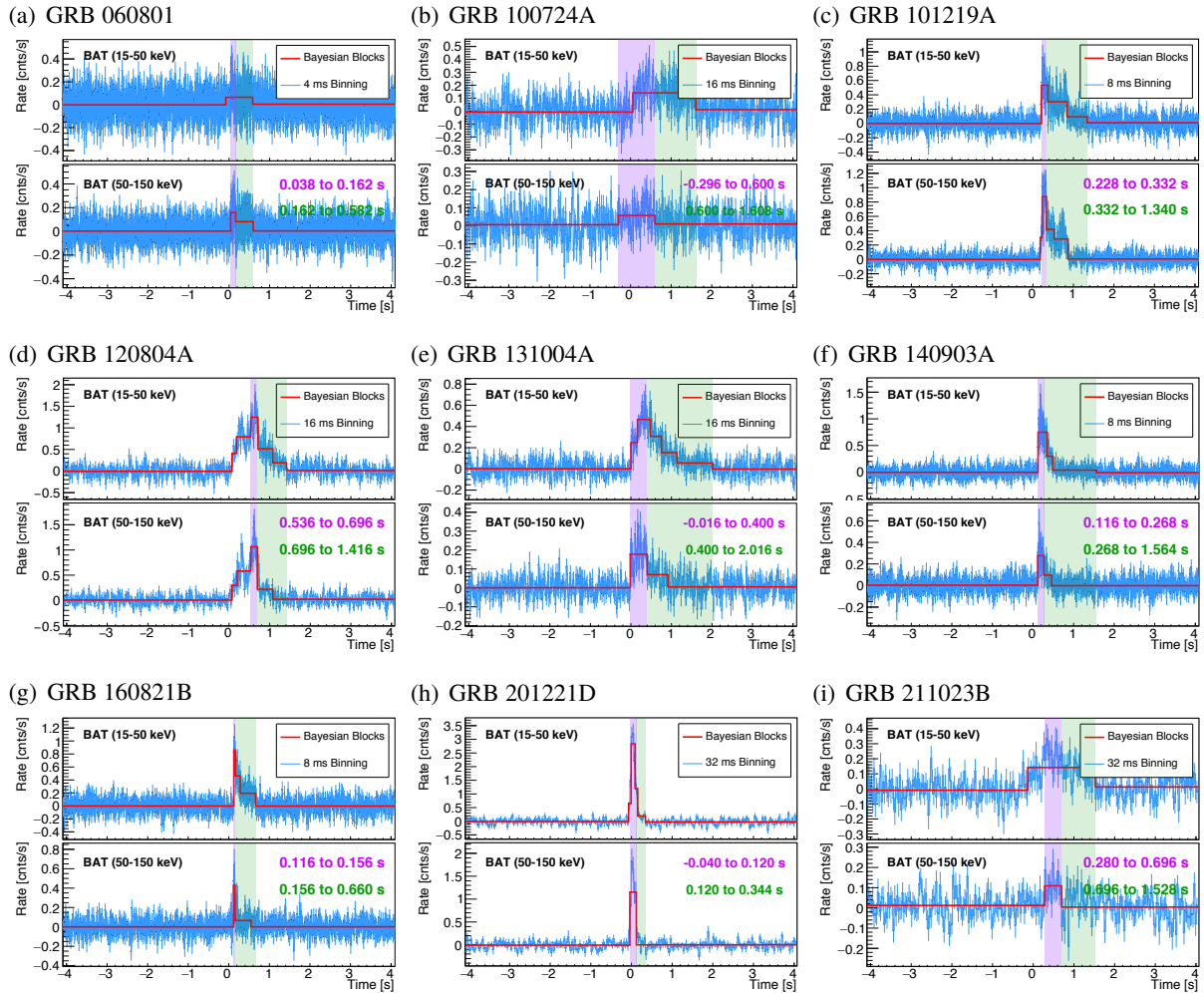


図 5.1: *Swift*-BAT 検出器による 15–50 keV (top panel)、50–150 keV (bottom panel) のライトカーブである。赤色の線がベイジアンブロック解析による非等幅のビンを用いたライトカーブであり、50–150 keV のカウントレートが最大のビンに Hard spike (紫領域)、その後ろに存在する領域を Soft tail (緑領域) と定義し、スペクトル解析を行っている。

はうまく適合しないようなイベントも存在する。BB でよくあっているイベントについては、温度が ~ 10 keV となっており、von Kienlin et al. (2019) と Consistent な結果が得られている。

なお、エネルギーフラックス F は、スペクトルモデルを外挿することで 10–1000 keV の範囲で求めている。そして、その値から、isotropic luminosity L_{iso} を $L_{\text{iso}} = 4\pi d_L^2 F$ から計算している。ここで、 d_L は luminosity distance^{†3} である。

^{†3}本論文では、 $\Omega_m = 0.286$, $\Omega_\Lambda = 0.714$, $H_0 = 69.6 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (Bennett et al. 2014) を用いている。

表 5.1: 赤方偏移が既知の GRB 170817A に類似したイベントのスペクトル解析結果

GRB	Redshift	Time Int [s]	モデル	Γ_{ph}	E_{peak} [keV]	$k_B T$ [keV]	stat/dof	Energy flux [erg s ⁻¹ cm ⁻²]	L_{iso} [erg s ⁻¹]
060801	1.1304 (Berger et al. 2007)	0.038:0.162	PL	$0.40^{+0.32}_{-0.37}$			11.12/8	$(5.01^{+1.42}_{-1.31}) \times 10^{-6}$	$(3.65^{+1.03}_{-0.96}) \times 10^{52}$
		0.162:0.582	PL	$0.41^{+0.29}_{-0.32}$			4.33/8	$(2.31^{+0.67}_{-0.43}) \times 10^{-6}$	$(1.68^{+0.49}_{-0.32}) \times 10^{52}$
100724A	1.288 (Thoene et al. 2010)	-0.296:0.600	PL	$1.26^{+0.28}_{-0.29}$		$31.45^{+11.56}_{-6.92}$	5.94/8	$(9.73^{+0.76}_{-5.67}) \times 10^{-7}$	$(9.81^{+0.77}_{-5.72}) \times 10^{51}$
		0.600:1.608	PL	$2.05^{+0.33}_{-0.30}$			11.65/8	$(9.84^{+0.36}_{-5.58}) \times 10^{-8}$	$(9.92^{+3.68}_{-0.56}) \times 10^{50}$
		0.600:1.608	BB			$8.17^{+1.57}_{-1.31}$	7.03/8		
101219A	0.718 (Fong et al. 2013)	0.228:0.332	PL	$0.27^{+0.25}_{-0.16}$			8.33/8	$(3.60^{+0.46}_{-0.45}) \times 10^{-6}$	$(8.53^{+1.09}_{-1.05}) \times 10^{52}$
		0.332:1.340	PL	$0.81^{+0.11}_{-0.11}$			7.37/8	$(3.07^{+0.29}_{-0.24}) \times 10^{-7}$	$(7.27^{+0.70}_{-0.56}) \times 10^{51}$
120804A	1.3 (Berger et al. 2013)	0.536:0.696	CPL	$0.26^{+0.58}_{-0.29}$	$114.3^{+126.0}_{-28.4}$		2.88/7	$(2.16^{+0.66}_{-0.45}) \times 10^{-6}$	$(2.23^{+0.68}_{-0.22}) \times 10^{52}$
		0.696:1.416	CPL	$0.54^{+0.15}_{-0.15}$	$50.5^{+6.1}_{-6.1}$		15.61/7	$(3.12^{+0.12}_{-0.12}) \times 10^{-7}$	$(3.22^{+0.12}_{-0.12}) \times 10^{51}$
		0.696:1.416	BB			$11.84^{+0.87}_{-0.87}$	24.53/8		
131004A	0.717 (Chornock et al. 2013)	-0.016:0.400	CPL	$-0.32^{+0.52}_{-0.79}$	$71.0^{+12.9}_{-9.9}$		11.86/7	$(3.16^{+0.30}_{-0.09}) \times 10^{-7}$	$(7.46^{+0.71}_{-0.22}) \times 10^{50}$
		0.400:2.016	CPL	$0.00^{+0.28}_{-0.28}$	$36.3^{+3.9}_{-3.9}$		18.76/7	$(7.71^{+0.27}_{-0.27}) \times 10^{-8}$	$(1.82^{+0.06}_{-0.06}) \times 10^{50}$
		0.400:2.016	BB			$9.15^{+0.55}_{-0.55}$	21.71/8		
140903A	0.351 (Troja et al. 2016)	0.116:0.268	CPL	$0.56^{+0.65}_{-0.61}$	$65.0^{+7.5}_{-11.3}$		12.20/7	$(6.35^{+0.37}_{-0.28}) \times 10^{-8}$	$(2.69^{+0.16}_{-0.12}) \times 10^{50}$
		0.268:1.564	CPL	$-0.66^{+1.11}_{-0.39}$	$37.9^{+2.2}_{-2.1}$		7.14/7	$(5.34^{+0.34}_{-0.35}) \times 10^{-8}$	$(2.26^{+0.14}_{-0.15}) \times 10^{49}$
		0.268:1.564	BB			$9.52^{+1.29}_{-1.14}$	7.93/7		
160821B	0.162 (Levan et al. 2016)	0.116:0.156	CPL	$-0.41^{+0.40}_{-0.40}$	$101.5^{+21.7}_{-21.7}$		14.74/7	$(8.08^{+0.55}_{-0.55}) \times 10^{-7}$	$(5.91^{+0.40}_{-0.40}) \times 10^{49}$
		0.156:0.660	CPL	$-0.79^{+0.86}_{-0.32}$	$40.5^{+2.8}_{-4.2}$		12.06/7	$(1.49^{+0.07}_{-0.07}) \times 10^{-7}$	$(1.09^{+0.05}_{-0.06}) \times 10^{49}$
		0.156:0.660	BB			$10.31^{+1.05}_{-0.97}$	12.05/7		
201221D	1.046 (de Ugarte Postigo et al. 2020)	-0.040:0.120	CPL	$0.28^{+0.24}_{-0.24}$	$84.0^{+44.6}_{-11.5}$		5.51/7	$(2.67^{+0.34}_{-0.20}) \times 10^{-6}$	$(1.60^{+0.21}_{-0.12}) \times 10^{52}$
		0.120:0.344	CPL	$2.07^{+0.03}_{-0.03}$	$35.3^{+11.9}_{-11.9}$		9.68/7	$(5.75^{+0.69}_{-1.90}) \times 10^{-7}$	$(3.45^{+0.42}_{-1.14}) \times 10^{51}$
		0.120:0.344	BB			$8.46^{+3.67}_{-2.17}$	15.56/7		
211023B	0.862 (Rossi et al. 2021)	0.280:0.696	PL	$1.50^{+0.25}_{-0.25}$			14.99/8	$(7.16^{+1.19}_{-1.16}) \times 10^{-7}$	$(2.66^{+0.44}_{-0.43}) \times 10^{51}$
		0.696:1.528	PL	$2.11^{+0.45}_{-0.39}$			13.53/8	$(1.50^{+0.29}_{-0.26}) \times 10^{-7}$	$(5.57^{+1.07}_{-0.97}) \times 10^{50}$
		0.696:1.528	BB			$7.54^{+1.93}_{-1.47}$	11.57/8		
050709	0.16 (Hjorth et al. 2005)	0.008:0.048	CPL	$0.78^{+0.34}_{-0.34}$	$210.0^{+115.5}_{-44.6}$		164/142	$(5.67^{+0.54}_{-0.51}) \times 10^{-6}$	$(2.81^{+0.10}_{-0.09}) \times 10^{49}$
		0.048:0.456	CPL	$1.01^{+0.23}_{-0.55}$	$120.3^{+57.3}_{-56.1}$		95.6/97	$(7.25^{+1.69}_{-1.90}) \times 10^{-7}$	$(5.15^{+0.44}_{-0.50}) \times 10^{48}$
		0.048:0.456	BB			$34.6^{+13.6}_{-11.1}$	150.5/97		
101224A	0.4536 (Fong et al. 2022)	-0.256:0.256	CPL	$-1.04^{+0.39}_{-0.39}$	341^{+320}_{-320}		487.0/486	$(4.04^{+0.06}_{-0.06}) \times 10^{-6}$	$(3.14^{+0.04}_{-0.04}) \times 10^{50}$
		1.280:2.048	CPL	$1.28^{+0.86}_{-0.86}$	$37.2^{+16.0}_{-28.0}$		192.6/243	$(1.25^{+0.39}_{-0.42}) \times 10^{-7}$	$(9.72^{+0.30}_{-0.32}) \times 10^{49}$
		1.280:2.048	BB			$7.63^{+2.52}_{-2.52}$	194.0/244		
150101B	0.134 (Levan et al. 2015)	-0.016:0.000	CPL	$-0.80^{+0.20}_{-0.20}$	524^{+176}_{-176}		638.2/885	$(7.06^{+0.31}_{-0.31}) \times 10^{-6}$	$(3.41^{+0.15}_{-0.15}) \times 10^{50}$
		0.000:0.064	CPL	$-2.19^{+0.42}_{-0.51}$	$21.9^{+7.3}_{-7.3}$		113.2/245	$(3.34^{+0.32}_{-0.65}) \times 10^{-7}$	$(1.61^{+0.15}_{-0.31}) \times 10^{49}$
		0.000:0.064	BB			$5.62^{+3.24}_{-1.70}$	114.4/246		
170817A	0.009783 (Levan et al. 2017)	-0.512:0.512	CPL	$-0.84^{+0.39}_{-0.39}$	197^{+89}_{-89}		527.3/506	$(2.11^{+0.21}_{-0.21}) \times 10^{-7}$	$(4.55^{+0.45}_{-0.45}) \times 10^{46}$
		0.512:2.048	CPL	$-1.33^{+1.76}_{-0.48}$	$40.0^{+14.8}_{-12.5}$		242.2/370	$(3.99^{+0.61}_{-0.74}) \times 10^{-8}$	$(8.61^{+1.33}_{-1.60}) \times 10^{45}$
		0.512:2.048	BB			$10.3^{+3.52}_{-2.88}$	243.8/371		

第 6 章

議論

6.1 $E_{\text{peak}}-L_{\text{iso}}$ 相関と光度進化

我々は、Soft tail のスペクトルの中には、BB モデルでは合わないイベントも存在するため、本セクションでは、Hard spike および Soft tail が非熱的なモデルに従うとし、BB モデルは扱わないこととした。

ガンマ線バーストの静止系におけるピークエネルギー E_{peak} と光度の間には強い相関があり米徳関係と呼ばれている (Yonetoku et al. 2004)。また、時間分割したスペクトルにおけるピークエネルギー E_{peak} と、エネルギーフラックス F に対する強い相関があることが知られており、Golenetskii 関係^{†1}と呼ばれている (Golenetskii et al. 1983)。Lu et al. (2012)では、*Fermi* 衛星で観測された 14 個の長時間ガンマ線バーストと 1 個の短時間ガンマ線バーストのデータを使い、時間分割したスペクトルから isotropic equivalent luminosity L_{iso} と E_{peak} 計算し、Golenetskii 関係が、Yonetoku et al. (2010) で報告されている米徳関係と一致することを示している。

図 6.1(a) は、Hard spike と Soft tail においてピークエネルギー E_{peak} が求められているイベントに注目し、 $E_{\text{peak}}-L_{\text{iso}}$ 平面にプロットしたものである。図中の実線は、Zhang et al. (2012) に記載されている短時間ガンマ線バーストのみで求められた米徳関係であり、点線と破線は、Zhang et al. (2012) に記載されている 1σ および 3σ の分布を示している。この図を見ると、今回セレクトしたすべてのガンマ線バーストは、概ね実線と平行に Hard spike から Soft tail へ遷移していることがわかる。また、GRB 170817A を除くすべてのイベントは、同じ分布を示していることが分かる。

図 6.1(b) は、各イベントのデータ点に対して、 $L_{\text{iso}} = A [E_{\text{peak}}(1+z)]^{1.73}$ でフィッティングした結果である。ここで、 A はフリーパラメーターで、各イベントの明るさを示している。この図を見ると、ノルム A の値は赤方偏移に対して強い依存性を示していることがわかる。 A の赤方偏移依存性を調べるために、べき関数 $A(z) = A_0(1+z)^k$ でフィッティングすることで、 $A_0 = (6.95 \pm 1.81) \times 10^{45}$ 、

^{†1}Golenetskii らがこの相関を報告したのは、ガンマ線バーストの赤方偏移がまだ分かっていない時代である。その後、ガンマ線バーストの赤方偏移が測定され始め、時間分割したスペクトルにおけるピークエネルギー E_{peak} と、エネルギーフラックスから計算される isotropic luminosity L_{iso} の間にも、相関があることが報告された (Lu et al. 2012; Guiriec et al. 2013)。そのため、Golenetskii 相関と言った場合、時間分割した E_{peak} とエネルギーフラックス F の間の相関だけでなく、時間分割した E_{peak} と L_{iso} の間の相関も指す場合が多い。

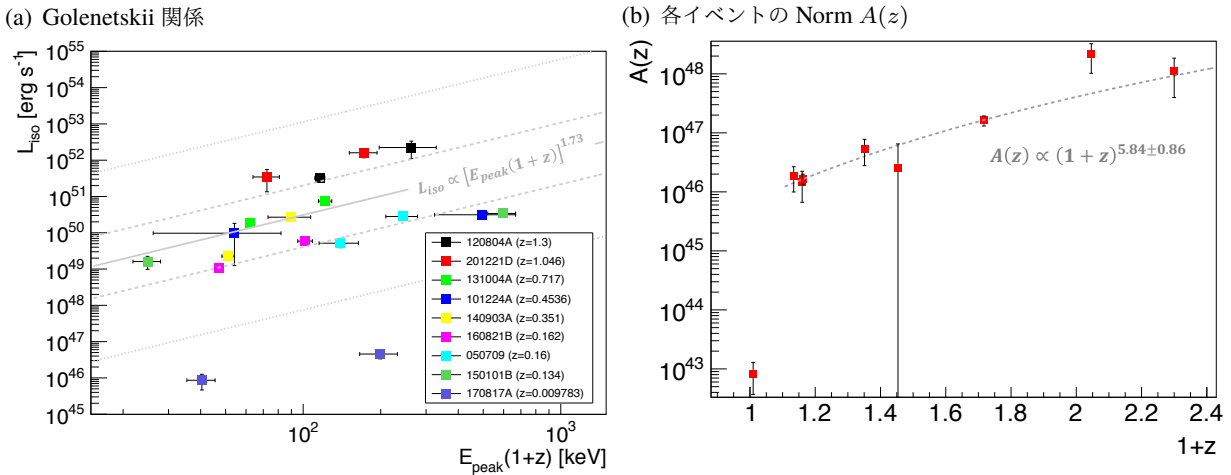


図 6.1: (a) スペクトル解析によって得られた Hard spike と Soft tail の E_{peak} と L_{iso} を用いて描いた Golenetskii 関係。実線は Zhang et al. (2012) から引用した米徳関係の結果であり、点線と破線は 1σ および 3σ を示している。(b) (a) から各イベントのノルム $A(z)$ を求め、赤方偏移との相関を求めた。ノルムは、 $A(z) \propto (1+z)^{5.84 \pm 0.86}$ の依存性を示すことがわかる。ただし、フィッティングの際、GRB 170817A は除いている。

$k = 5.84 \pm 0.86$ を得た^{†2}。

赤方偏移による光度の増加を、luminosity evolution $g_k(z)$ と呼び、よく $g_k(z) = (1+z)^k$ のような単純なべき関数で表現される (Efron & Petrosian 1992; Lloyd-Ronning et al. 2002)。 k の値については、さまざまな調査が行われており、短時間ガンマ線バーストの場合、 $k = 3.3_{-3.7}^{+1.7}$ (Yonetoku et al. 2014)、 $k = 4.269 \pm 0.134$ (Paul 2018)、 $k = 4.47_{-0.29}^{+0.47}$ (Zhang & Wang 2018)、 $k = 4.78_{-0.18}^{+0.17}$ (Guo et al. 2020) といった値が報告されており、概ね、3–5 程度だと考えられる。我々が算出した値 $k = 5.84 \pm 0.86$ も同程度であり、ノルム A の赤方偏移に対する依存性は、luminosity evolution で説明可能だと考えられる。

6.2 ジェットの構造の推定

6.2.1 推定方法

まず、我々は極めて単純に、ジェットの形状を $f(\theta)$ 、 $\theta = 0^\circ$ での luminosity を L_{max} としたとき、ジェットの isotropic luminosity $L(\theta)$ は次のようかけると仮定する。

$$L(\theta) = L_{\text{max}} \cdot f_0 f(\theta) \quad (6.1)$$

また、 f_0 は規格化定数を表し、次の式で定義される。

$$f_0 = \frac{1}{\int_0^{\pi/2} f(\theta) d\theta} \quad (6.2)$$

^{†2}GRB 170817A は除いている

見込み角 θ_{obs} は、観測された Luminosity が L_{obs} のとき、

$$\theta_{\text{obs}} = f^{-1} \left(\frac{L_{\text{obs}}}{L_{\text{max}} f_0} \right) \quad (6.3)$$

で求められる。ここで、 f^{-1} はジェットの形状を表す関数 f の逆関数である。例えば、図 6.2 のようなガウシアンジェットの場合、ジェットの形状は、

$$f(\theta; \theta_c) = \exp \left(-\frac{\theta^2}{2\theta_c^2} \right) \quad (6.4)$$

とかける。ここで、 θ_c はジェットの core angle でガウシアンジェットの開き角を表している。見込み角 θ_{obs} は、観測された isotropic luminosity が L_{obs} の時、以下の式で求めることができる。

$$\theta_{\text{obs}} = \sqrt{-2\theta_c^2 \ln \left(\frac{L_{\text{obs}}}{L_{\text{max}} f_0} \right)} \quad (6.5)$$

となる。本論文では、ガウシアンジェットを仮定し、その開き角 θ_c を最尤法によって求めていく。計算の流れは以下の通りである。

1. 開き角が θ_c 、maximum luminosity が L_{max} のガウシアンジェットを考える
2. 式 (6.5) より、観測された光度 L_{obs} から、見込み角 θ_{obs} がわかる
3. 赤方偏移 z_{obs} で発生した開き角 θ_c のガンマ線バーストを、角度 θ_{obs} で観測する確率 $p(\theta_c, \theta_{\text{obs}}, z_{\text{obs}})$ を計算する。
4. すべてのイベントで $p(\theta_c, \theta_{\text{obs}}, z_{\text{obs}})$ を計算し、尤度 $P(\theta_c) = \prod_i p(\theta_c, \theta_{\text{obs}}^i, z_{\text{obs}}^i)$ を計算する。
5. $P(\theta_c)$ が最大になる θ_c が最も尤もらしいジェットの開き角であるはずである。

なお、 L_{max} は我々が解析したイベントの中で最も明るい GRB 120804A の 10 倍に設定した ($L_{\text{max}} = 2.2 \times 10^{53} \text{ erg s}^{-1}$)。尤度の計算に用いている見込み角 θ_{obs} は、 $\theta_{\text{obs}} \propto [\ln(1/L_{\text{obs}})]^{1/2}$ であり、 L_{max} に対して非常に鈍感な関数である。そのため、 L_{max} の設定値は結果に大きく影響しないと考えられる。以下の節でより具体的な計算を説明する。

6.2.2 赤方偏移に依存しないモデルの結果

いくつかの先行研究によると、長時間ガンマ線バーストの開き角は、赤方偏移に対して反相関することが示唆されている (Yonetoku et al. 2005; Lloyd-Ronning et al. 2019, 2020)。この起源はまだはっきりとしていないが、ガンマ線バーストの progenitor の金属量や密度が赤方偏移に依存していることによるものと推察されている。しかし、今、我々が考えているのは、コンパクト天体の合体を起源とする短時間ガンマ線バーストであり、開き角は赤方偏移に対して依存しないと考えるのが自然である。

そこでまず我々は、ジェットの開き角および maximum luminosity が赤方偏移に依存せず、それぞれ $\theta_{c,0}$ 、 $L_{\text{max},0}$ で一定と仮定し、計算をする。このとき、ジェットの形状は次のようにかける。

$$\frac{L(\theta)}{g_k(z)} = L_{\text{max},0} \cdot f_0 \exp \left(-\frac{\theta^2}{2\theta_{c,0}^2} \right) \quad (6.6)$$

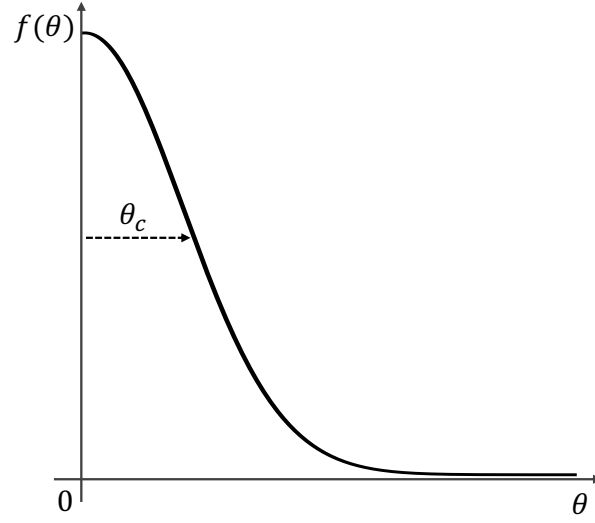


図 6.2: 開き角 θ_c のガウシアンジェットの形状

ジェットの光度 $L(\theta)$ を luminosity evolution $g_k(z)$ で割ることで、赤方偏移の依存性を打ち消している。よって、見込み角 θ_{obs} は次のようにかける。

$$\theta_{\text{obs}} = \sqrt{-2\theta_{c,0}^2 \ln \left(\frac{L_{\text{obs}}/g_k(z)}{L_{\text{max},0}f_0} \right)} \quad (6.7)$$

赤方偏移 z で発生する 短時間ガンマ線バーストの内、検出可能なイベントの数 $N(z)$ と、任意の見込み角 θ_{obs} で観測されるガンマ線バーストの数 N_{obs} を用いると、 p は次のように書ける。

$$p \propto \frac{N_{\text{obs}}}{N(z)} \quad (6.8)$$

ここで、 $N(z)$ は次式であらわされる。

$$N(z) \propto \Psi(L_{\text{lim}}(z)/g_k(z)) \times \rho(z, \theta_c) \left(\frac{dV}{dz} \right)_z \frac{1}{1+z} \quad (6.9)$$

ここで、 $\left(\frac{dV}{dz} \right)_z$ は赤方偏移 z における differential comoving volume、関数 $\Psi(L_{\text{lim}}(z)/g_k(z))$ と $\rho(z)$ はそれぞれ cumulative luminosity function と 短時間ガンマ線バーストの formation rate である。 $L_{\text{lim}}(z)$ は、検出器の限界感度フラックス F_{lim} と赤方偏移 z によって決まる観測可能な最小の光度であり、 $L_{\text{lim}} = 4\pi d_L^2 F_{\text{lim}}$ で計算される。本論文において、 F_{lim} は、*Swift* で $3 \times 10^{-8} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Lien et al. 2016)、*Fermi* で $3 \times 10^{-7} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Veres et al. 2019) とした。

Yonetoku et al. (2014) や Zhang & Wang (2018) など様々な先行研究では、GRB が等方的な放射をしていると仮定した場合の formation rate ρ_{iso} を算出している。本研究では、realistic な formation rate $\rho(z, \theta_c)$ は次の式であらわされると仮定する。

$$\rho(z, \theta_c) = \rho_{\text{iso}}/F(\theta_c) \quad (6.10)$$

ここで、 $F(\theta_c)$ は幾何学的な補正関数で、ジェットのエネルギーの大部分が $\theta < \theta_c$ に含まれると仮定すると、

$$F(\theta_c) = \frac{2 \int_0^{\theta_c} \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi}{4\pi} \simeq \frac{\theta_c^2}{2}. \quad (6.11)$$

と定義することができる。

任意の見込み角 θ_{obs} で観測される短時間ガンマ線バーストの数 N_{obs} は、立体角 $\Delta\Omega$ に比例するため、

$$N_{\text{obs}} \propto \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \propto \sin\theta_{\text{obs}} \Delta\theta_{\text{obs}} \quad (6.12)$$

と表すことができる。

式 (6.8)、(6.9)、(6.10)、(6.12) を用いると、 p は次のように書ける。

$$p(\theta_c, \theta_{\text{obs}}, z_{\text{obs}}) \propto \frac{F(\theta_c) \sin\theta_{\text{obs}} \Delta\theta_{\text{obs}}}{\Psi(L_{\text{lim}}(z_{\text{obs}})/g_k(z)) \times \rho_{\text{iso}}(z_{\text{obs}}) \left(\frac{dV}{dz}\right)_{z_{\text{obs}}} \frac{1}{1+z_{\text{obs}}}}. \quad (6.13)$$

よって、尤度 $P(\theta_{c,0})$ は $\Delta\theta_{\text{obs}}$ が一定だと考えれば次のように書ける。

$$P(\theta_{c,0}) \propto \prod_{i=1}^N \frac{F(\theta_{c,0}) \sin\theta_{\text{obs}}^i}{\Psi(L_{\text{lim}}(z_{\text{obs}}^i)/g_k(z_{\text{obs}}^i)) \times \rho_{\text{iso}}(z_{\text{obs}}^i) \left(\frac{dV}{dz}\right)_{z_{\text{obs}}^i} \frac{1}{1+z_{\text{obs}}^i}}. \quad (6.14)$$

なお、luminosity function と formation ratio は Zhang & Wang (2018) で報告されている値を用いた。

本計算の結果、 $\theta_{c,0}$ は $32.4^{+0.63}_{-0.63}^\circ$ となった。ジェットの開き角は、残光の観測に存在するジェットブレイクの観測からも求めることができる (Rhoads 1999; Sari et al. 1999)。Rouco Escorial et al. (2023) によれば、短時間ガンマ線バーストのジェットの開き角は、 0.5° から 26° のように広い範囲の値を取り、平均的なジェットの開き角は $\sim 6^\circ$ である。即時放射時の開き角と、残光時の開き角が同じであると仮定すると^{†3}、我々の見積もりはかなり大きい値を示していることがわかる。そこで我々は、ジェットの開き角が赤方偏移に依存している可能性を考え、次節の計算を行った。

6.2.3 赤方偏移に依存するモデルの結果

ジェットの maximum luminosity L_{max} と開き角 θ_c が赤方偏移に依存し、それぞれ $L_{\text{max},k}(z)$ および $\theta_{c,k}(z)$ と書くことにする。また、規格化定数も同様に赤方偏移に依存し、 $f_{0,k}$ と書く。このとき、ジェットの形状は次のようにかける。

$$L(\theta) = L_{\text{max},k}(z) \cdot f_{0,k}(z) \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\theta_{c,k}^2(z)}\right) \quad (6.15)$$

式 (6.6) および式 (6.15) を用いて、luminosity evolution $g_k(z)$ について解くと

$$g_k(z) = \frac{L_{\text{max},k}(z)}{L_{\text{max},0}} \cdot \frac{f_{0,k}(z) \exp\left(-\frac{\theta^2}{\theta_{c,k}^2(z)}\right)}{f_0 \exp\left(-\frac{\theta^2}{\theta_{c,0}^2}\right)} \quad (6.16)$$

となる。 $\theta = 0^\circ$ とすることで次のように変形できる。

$$g_k(z) = \frac{L_{\text{max},k}^{\text{on-axis}}(z)}{L_{\text{max},0}^{\text{on-axis}}} \cdot \frac{f_{0,k}(\theta_{c,k}(z))}{f_0(\theta_{c,0})} = (1+z)^{5.84}. \quad (6.17)$$

^{†3}即時放射時の開き角と、残光時の開き角が同じであることは自明ではないが、本論文では簡単のために同じであると仮定し議論する。

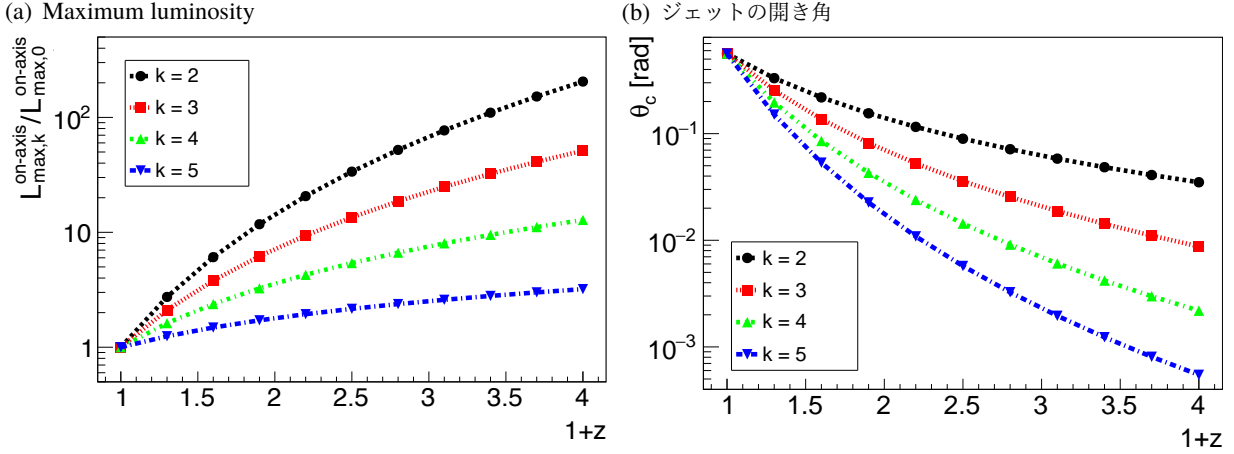


図 6.3: (a) Maximum luminosity の evolution と (b) ジェットの開き角の evolution。

$\theta = 0^\circ$ の値であることを強調するために、上付き文字で“on-axis”と記している。次に、ジェットの形状の evolution と、maximum luminosity の evolution を次のように分離する。

$$\frac{L_{\max,k}^{\text{on-axis}}(z)}{L_{\max,0}^{\text{on-axis}}} = (1+z)^{5.84-k}, \quad (6.18)$$

$$\frac{f_{0,k}(\theta_{c,k}(z))}{f_0(\theta_{c,0})} = (1+z)^k \quad (6.19)$$

$L_{\max,0}^{\text{on-axis}}$ や $f_0(\theta_{c,0})$ はすでに前の section で求まっているため、数値計算により、maximum luminosity や 開き角 の evolution を計算することができる。その計算結果を描画したものが図 6.3(a) と図 6.3(b) である。この結果を見ると、 $k=3-5$ の範囲において、典型的な短時間ガンマ線バーストの赤方偏移である $z=0.72$ (Kisaka et al. 2017) で、典型的な開き角である $\sim 6^\circ (= 0.1 \text{ rad})$ を満たすことがわかる。

次に、任意の赤方偏移における開き角 $\theta_c(z)$ が、 $z=0$ での開き角を、 $\theta_{c,0}$ および $\theta_{c,k}$ で重み付けされた形でかけると仮定する。

$$\theta_c(z) = \theta_{c,0} \times \left(\frac{\theta_{c,k}(z)}{\theta_{c,0}} \right). \quad (6.20)$$

そして、式 (6.14) を次のように修正し、 $z=0$ における開き角 $\theta_c(0)$ を最尤法によって求めることで、任意の赤方偏移における開き角を計算することにした。

$$P[\theta_c(0)] \propto \prod_{i=1}^N \frac{f\left(\theta_c(0) \times \frac{\theta_{c,k}(z_{\text{obs}}^i)}{\theta_{c,0}}\right) \sin \theta_{\text{obs}}^i \times g_k(z_{\text{obs}}^i)}{\Psi(L_{\text{lim}}(z_{\text{obs}}^i)/g_k(z_{\text{obs}}^i)) \times \rho(z_{\text{obs}}^i) \left(\frac{dV}{dz}\right)_{z_{\text{obs}}^i} \frac{1}{1+z_{\text{obs}}^i}} \quad (6.21)$$

k の値を 3 から 5 まで変化させ、式 (6.20) および式 (6.21) を用いて開き角 θ_c および見込み角 θ_{obs} を計算した結果を表 6.1 に示す。ジェットブレイクから求めた平均的な開き角である $\sim 6^\circ$ と比較すると、 $k=4-5$ 程度の強い evolution が必要であることがわかる。

表 6.1: 各短時間ガンマ線バーストの開き角と見込み角。

GRB	Redshift	$\theta_{c,0}$ [°]	$k = 3$		$k = 4$		$k = 5$		θ_c from jet break [°]
			θ_c [°]	θ_{obs} [°]	θ_c [°]	θ_{obs} [°]	θ_c [°]	θ_{obs} [°]	
120804A	1.3		$2.65^{+0.05}_{-0.04}$	$8.49^{+0.22}_{-0.22}$	$1.16^{+0.02}_{-0.02}$	$3.12^{+0.05}_{-0.04}$	$0.51^{+0.01}_{-0.01}$	$1.85^{+0.05}_{-0.04}$	$>10.5^{+1.2}_{-1.0}$
201221D	1.046		$3.76^{+0.07}_{-0.06}$	$12.02^{+0.29}_{-0.29}$	$1.84^{+0.04}_{-0.04}$	$4.89^{+0.08}_{-0.07}$	$0.90^{+0.02}_{-0.02}$	$3.25^{+0.07}_{-0.07}$	-
131004A	0.717		$6.36^{+0.13}_{-0.12}$	$24.86^{+0.36}_{-0.36}$	$3.70^{+0.07}_{-0.07}$	$12.71^{+0.25}_{-0.24}$	$2.16^{+0.04}_{-0.04}$	$9.01^{+0.14}_{-0.13}$	-
101224A	0.4536	$32.4^{+0.63}_{-0.63}$	$10.47^{+0.21}_{-0.20}$	$41.91^{+0.58}_{-0.57}$	$7.21^{+0.16}_{-0.15}$	$25.14^{+0.47}_{-0.46}$	$4.95^{+0.10}_{-0.09}$	$20.73^{+0.33}_{-0.32}$	-
140903A	0.351		$13.03^{+0.26}_{-0.24}$	$52.00^{+0.74}_{-0.73}$	$9.65^{+0.19}_{-0.19}$	$33.31^{+0.60}_{-0.59}$	$7.14^{+0.14}_{-0.13}$	$29.55^{+0.46}_{-0.46}$	$3.2^{+0.8}_{-2.0}$
160821B	0.162		$20.47^{+0.41}_{-0.41}$	$79.52^{+1.14}_{-1.13}$	$17.62^{+0.37}_{-0.36}$	$57.82^{+1.04}_{-1.04}$	$15.16^{+0.30}_{-0.30}$	$50.25^{+0.11}_{-0.10}$	$8.4^{+4.9}_{-3.2}$
050709	0.16		$20.57^{+0.41}_{-0.40}$	$86.98^{+1.26}_{-1.25}$	$17.74^{+0.38}_{-0.37}$	$65.33^{+1.21}_{-1.20}$	$15.29^{+0.30}_{-0.29}$	$55.48^{+0.97}_{-0.96}$	$>25.8^{+2.2}_{-2.6}$
150101B	0.134		$22.01^{+0.44}_{-0.43}$	$83.61^{+1.35}_{-1.33}$	$19.46^{+0.40}_{-0.39}$	$61.60^{+1.11}_{-1.10}$	$17.11^{+0.36}_{-0.35}$	$56.14^{+1.19}_{-1.19}$	$>9.4^{+2.8}_{-2.2}$

第 7 章

結論

本研究では、GRB 170817A の光度曲線に付随する Soft tail emission に注目し、これと類似したイベントを *HETE-2* 衛星および *Swift* 衛星が観測した短時間ガンマ線バーストの中から探し出し、解析を行った。

まず我々は、*HETE-2* 衛星で観測された GRB 050709 に注目し解析を行った。GRB 050709 は、Soft tail を持ち、かつ、キロノバが観測されており、GRB 170817A と極めて似たイベントである。解析の結果、Soft tail の温度は ~ 42 keV であることが分かった。この結果を用いて、Soft tail がコクーンからの放射であると仮定し、その半径を見積もると 10^9 cm、圧力は 10^{19} erg cm³ となった。この値は、Hamidani & Ioka (2021) で行われたシミュレーション結果と一致し、GRB 050709 の Soft tail emission は、コクーンからの放射と解釈可能であることを明らかにした。同様の手法を用いて、Soft tail およびキロノバが観測されている GRB 150101B と GRB 170817A の結果と比較すると、GRB 050709 の温度は他の 2 イベントよりも高温であることが示された。これは、GRB 050709 が、他のイベントよりも On-axis で観測されていることを示唆していると考えられる。

次に、*Swift* 衛星で観測された 117 個の短時間ガンマ線バーストの中から、Soft tail が存在し、かつ、赤方偏移が既知のイベントを 9 イベント見つけることに成功した。また、この中から、 E_{peak} が同定されているイベントに注目し、 $E_{\text{peak}}-L_{\text{iso}}$ 相関を調べた。Hard spike および Soft tail の E_{peak} と L_{iso} を同一平面にプロットすると、どのイベントも概ね短時間ガンマ線バーストの即時放射から求められた $E_{\text{peak}}-L_{\text{iso}}$ 相関と平行に時間発展していることを発見した。加えて、この $E_{\text{peak}}-L_{\text{iso}}$ 相関の赤方偏移に対する依存性を調査し、先行研究 (Yonetoku et al. 2014; Paul 2018; Zhang & Wang 2018; Guo et al. 2020) で求められている光度進化で説明可能であることを明らかにした。

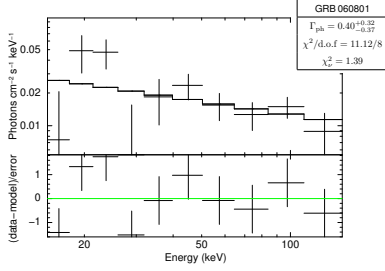
さらに、観測された赤方偏移と光度 L_{iso} から、短時間ガンマ線バーストの平均的なジェットの開き角を計算した。その際、開き角が赤方偏移に依存しないモデルと、依存するモデルについて計算を行った。赤方偏移に依存しないモデルの場合、開き角は、 $32.4^{\circ} \pm_{0.63}^{0.63}$ となり、ジェットブレイクから算出される平均的なジェットの開き角である $\sim 6^{\circ}$ から大きく離れた結果となった。そこで、開き角が赤方偏移に依存するモデルを考えると、概ね、ジェットブレイクから求められた開き角を再現する結果が得られた。

付録

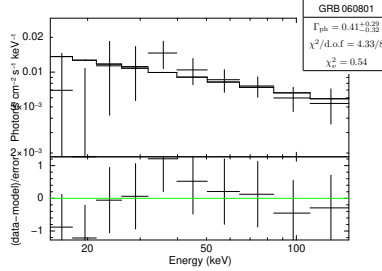
A *Swift*/BAT で観測された Soft tail を持った GRB のスペクトル

本節では、*Swift*/BAT で観測された Soft tail を持った短時間ガンマ線バーストのスペクトルを示す。Hard spike (HS) は、非熱的なモデルでフィットした結果を、Soft tail (ST) は、非熱的なモデルと、黒体放射モデルでフィットした結果を示す。

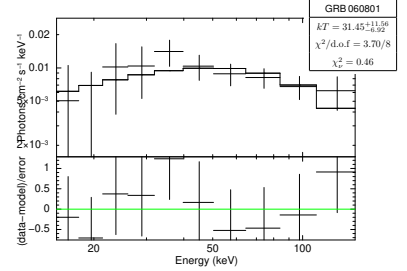
(a) Spectrum of GRB 060801 at HS



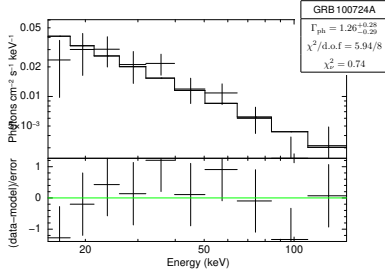
(b) Spectrum of GRB 060801 at ST



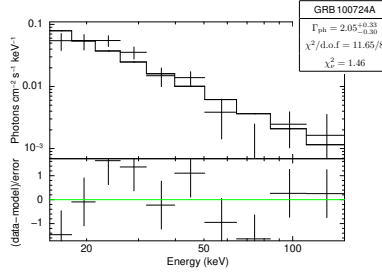
(c) Spectrum of GRB 060801 at ST



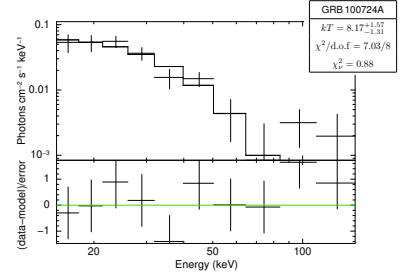
(d) Spectrum of GRB 100724A at HS



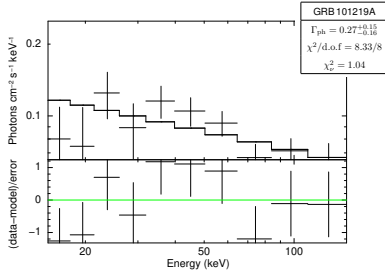
(e) Spectrum of GRB 100724A at ST



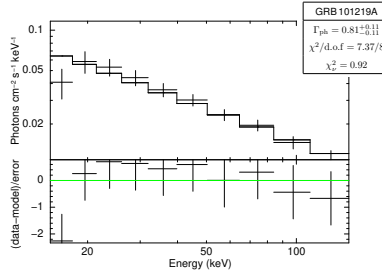
(f) Spectrum of GRB 100724A at ST



(g) Spectrum of GRB 101219A at HS



(h) Spectrum of GRB 101219A at ST



(i) Spectrum of GRB 101219A at ST

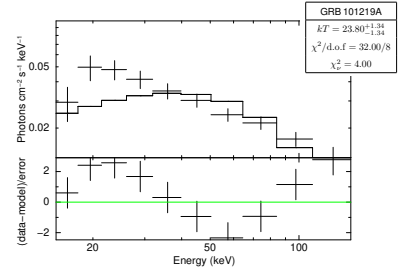
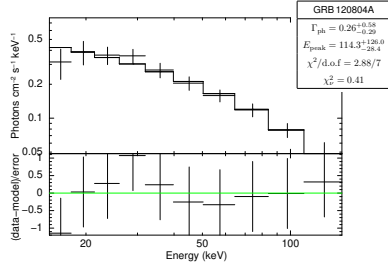
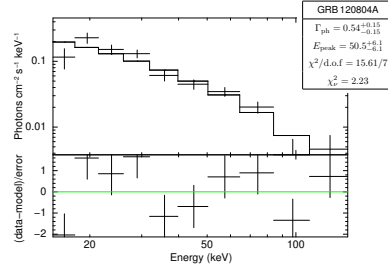


図 A.1: 今回解析した GRB の hard spike (HS) と soft tail (ST) のスペクトル (15–150 keV)。

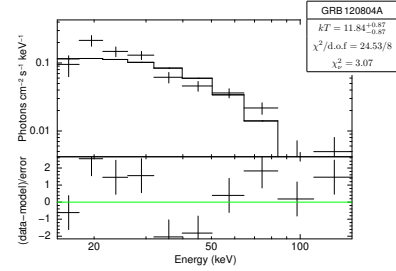
(j) Spectrum of GRB 120804A at HS



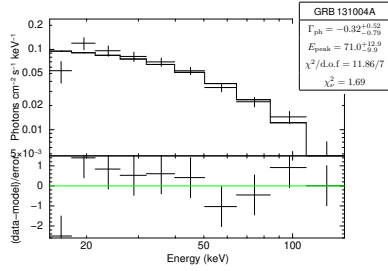
(k) Spectrum of GRB 120804A at ST



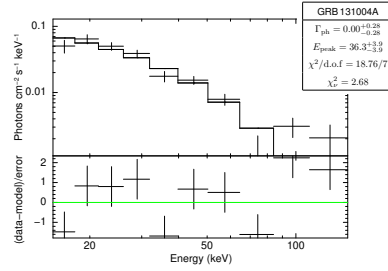
(l) Spectrum of GRB 120804A at ST



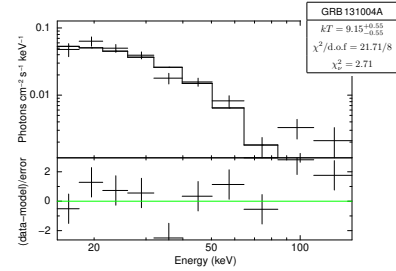
(m) Spectrum of GRB 131004A at HS



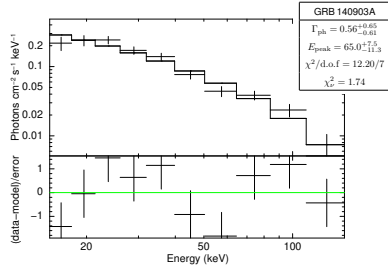
(n) Spectrum of GRB 131004A at ST



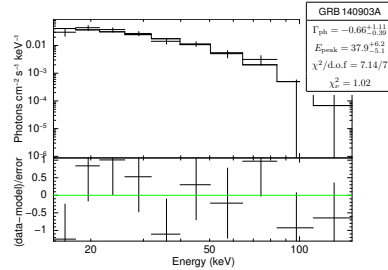
(o) Spectrum of GRB 131004A at ST



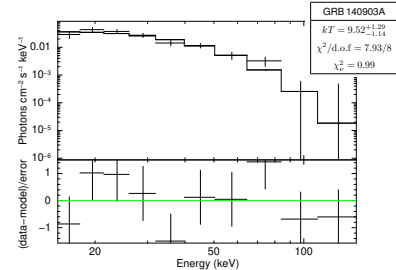
(p) Spectrum of GRB 140903A at HS



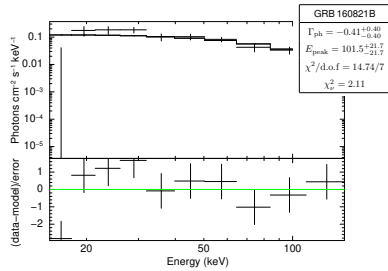
(q) Spectrum of GRB 140903A at ST



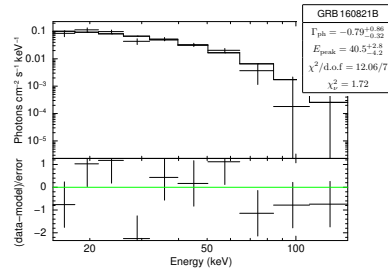
(r) Spectrum of GRB 140903A at ST



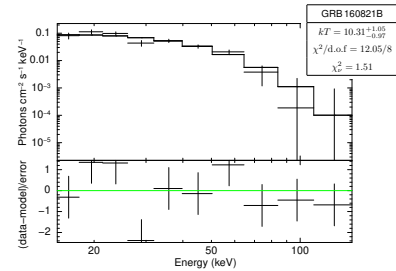
(s) Spectrum of GRB 160821B at HS



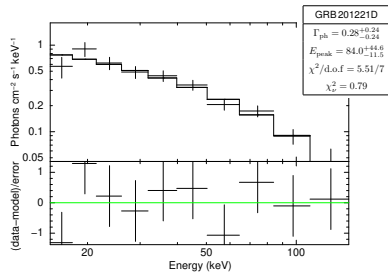
(t) Spectrum of GRB 160821B at ST



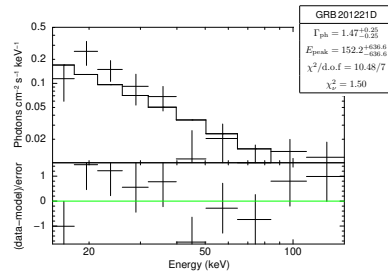
(u) Spectrum of GRB 160821B at ST



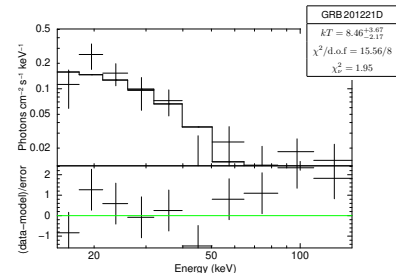
(v) Spectrum of GRB 201221D at HS



(w) Spectrum of GRB 201221D at ST

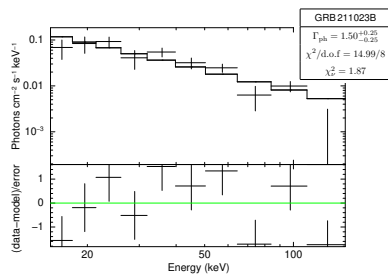


(x) Spectrum of GRB 201221D at ST

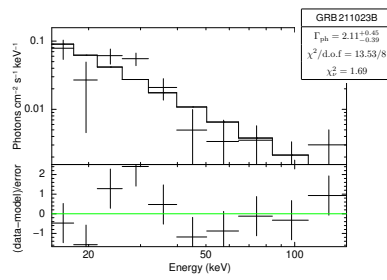


(Continued.)

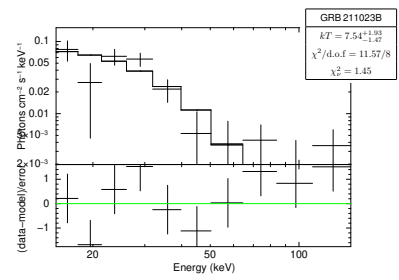
(y) Spectrum of GRB 211023B at HS



(z) Spectrum of GRB 211023B at ST



(aa) Spectrum of GRB 211023B at ST



(Continued.)

引用文献

- Aasi, J., et al. 2015, *Classical and Quantum Gravity*, 32, 074001, doi: 10.1088/0264-9381/32/7/074001
- Abbott, B. P., et al. 2017a, *Phys. Rev. Lett.*, 119, 161101, doi: 10.1103/PhysRevLett.119.161101
- . 2017b, *ApJL*, 848, L12, doi: 10.3847/2041-8213/aa91c9
- . 2017c, *ApJL*, 848, L13, doi: 10.3847/2041-8213/aa920c
- Acernese, F., et al. 2015, *Classical and Quantum Gravity*, 32, 024001, doi: 10.1088/0264-9381/32/2/024001
- Ackermann, M., et al. 2013, *ApJS*, 209, 11, doi: 10.1088/0067-0049/209/1/11
- Amati, L. 2006, *MNRAS*, 372, 233, doi: 10.1111/j.1365-2966.2006.10840.x
- Amati, L., et al. 2002, *A&A*, 390, 81, doi: 10.1051/0004-6361:20020722
- Arimoto, M., et al. 2016, *ApJ*, 833, 139, doi: 10.3847/1538-4357/833/2/139
- Arnaud, K. A. 1996, *ASP Conf. Ser.*, 101, 17
- Atteia, J. L., et al. 2003, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 662, *Gamma-Ray Burst and Afterglow Astronomy 2001: A Workshop Celebrating the First Year of the HETE Mission*, ed. G. R. Ricker & R. K. Vanderspek, 17–24, doi: 10.1063/1.1579292
- Band, D., et al. 1993, *ApJ*, 413, 281, doi: 10.1086/172995
- Barat, C., et al. 1991, *Planet. Space Sci.*, 39, 67, doi: 10.1016/0032-0633(91)90127-V
- Barnes, J., & Kasen, D. 2013, *ApJ*, 775, 18, doi: 10.1088/0004-637X/775/1/18
- Barthelmy, S. D., et al. 2005, *Space Sci. Rev.*, 120, 143, doi: 10.1007/s11214-005-5096-3
- Beniamini, P., et al. 2019, *MNRAS*, 483, 840, doi: 10.1093/mnras/sty3093
- Bennett, C. L., et al. 2014, *ApJ*, 794, 135, doi: 10.1088/0004-637X/794/2/135
- Berger, E., et al. 2007, *ApJ*, 664, 1000, doi: 10.1086/518762
- . 2013, *ApJ*, 765, 121, doi: 10.1088/0004-637X/765/2/121
- Boella, G., et al. 1997, *A&AS*, 122, 299, doi: 10.1051/aas:1997136
- Briggs, M. S., et al. 1999, *ApJ*, 524, 82, doi: 10.1086/307808
- Bromberg, O., et al. 2018, *MNRAS*, 475, 2971, doi: 10.1093/mnras/stx3316
- Burns, E., et al. 2018, *ApJL*, 863, L34, doi: 10.3847/2041-8213/aad813
- Burrows, D. N., et al. 2005, *Space Sci. Rev.*, 120, 165, doi: 10.1007/s11214-005-5097-2
- Chornock, R., et al. 2013, *GCN Circ.*, 15307, 1

- Costa, E., Frontera, F., Heise, J., et al. 1997, *Nature*, 387, 783, doi: 10.1038/42885
- Cunningham, V., Cenko, S. B., Ryan, G., et al. 2020, *ApJ*, 904, 166, doi: 10.3847/1538-4357/abc2cd
- de Ugarte Postigo, A., et al. 2020, *GCN Circ.*, 29132, 1
- Ebisawa, K. 2004, プラズマ物理学特論
- Efron, B., & Petrosian, V. 1992, *ApJ*, 399, 345, doi: 10.1086/171931
- Eichler, D., et al. 1989, *Nature*, 340, 126, doi: 10.1038/340126a0
- Fong, W., et al. 2013, *ApJ*, 769, 56, doi: 10.1088/0004-637X/769/1/56
- Fong, W.-f., et al. 2022, *ApJ*, 940, 56, doi: 10.3847/1538-4357/ac91d0
- Frail, D. A., et al. 2000, *ApJL*, 538, L129, doi: 10.1086/312807
- Gehrels, N., et al. 1993, *A&AS*, 97, 5
- . 2004, *ApJ*, 611, 1005, doi: 10.1086/422091
- Goldstein, A., Veres, P., et al. 2017, *ApJL*, 848, L14, doi: 10.3847/2041-8213/aa8f41
- Golenetskii, S. V., et al. 1983, *Nature*, 306, 451, doi: 10.1038/306451a0
- Goodman, J. 1986, *ApJL*, 308, L47, doi: 10.1086/184741
- Gottlieb, O., Nakar, E., & Bromberg, O. 2021, *MNRAS*, 500, 3511, doi: 10.1093/mnras/staa3501
- Gottlieb, O., et al. 2018, *MNRAS*, 479, 588, doi: 10.1093/mnras/sty1462
- Granot, J., et al. 2018, *MNRAS*, 481, 1597, doi: 10.1093/mnras/sty2308
- Guiriec, S., Daigne, F., Hascoët, R., et al. 2013, *ApJ*, 770, 32, doi: 10.1088/0004-637X/770/1/32
- Guo, Q., et al. 2020, *ApJ*, 896, 83, doi: 10.3847/1538-4357/ab8f9d
- Hamidani, H., & Ioka, K. 2021, *MNRAS*, 500, 627, doi: 10.1093/mnras/staa3276
- . 2023a, *MNRAS*, 520, 1111, doi: 10.1093/mnras/stad041
- . 2023b, *MNRAS*, 524, 4841, doi: 10.1093/mnras/stad1933
- Hamidani, H., et al. 2020, *MNRAS*, 491, 3192, doi: 10.1093/mnras/stz3231
- Hjorth, J., et al. 2003, *Nature*, 423, 847, doi: 10.1038/nature01750
- . 2005, *Nature*, 437, 859, doi: 10.1038/nature04174
- Hotokezaka, K., et al. 2013, *Phys. Rev. D*, 87, 024001, doi: 10.1103/PhysRevD.87.024001
- Ioka, K., & Nakamura, T. 2018, *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2018, 043E02, doi: 10.1093/ptep/pty036
- . 2019, *MNRAS*, 487, 4884, doi: 10.1093/mnras/stz1650
- Iwamoto, K., et al. 1998, *Nature*, 395, 672, doi: 10.1038/27155
- Jin, Z.-P., et al. 2018, *ApJ*, 857, 128, doi: 10.3847/1538-4357/aab76d
- Kasliwal, M. M., et al. 2017, *Science*, 358, 1559, doi: 10.1126/science.aap9455
- Kisaka, S., et al. 2017, *ApJ*, 846, 142, doi: 10.3847/1538-4357/aa8775
- Klebesadel, R. W., et al. 1973, *ApJL*, 182, L85, doi: 10.1086/181225
- Kouveliotou, C., et al. 1993, *ApJL*, 413, L101, doi: 10.1086/186969
- Lazzati, D., et al. 2018, *Phys. Rev. Lett.*, 120, 241103, doi: 10.1103/PhysRevLett.120.241103
- Levan, A., et al. 2015, *The Astronomer's Telegram*, 6873, 1

- Levan, A. J., et al. 2016, GCN Circ., 19846, 1
- . 2017, ApJL, 848, L28, doi: 10.3847/2041-8213/aa905f
- Li, L.-X., & Paczyński, B. 1998, ApJL, 507, L59, doi: 10.1086/311680
- Lien, A., et al. 2016, ApJ, 829, 7, doi: 10.3847/0004-637X/829/1/7
- Lloyd-Ronning, N., et al. 2020, MNRAS, 494, 4371, doi: 10.1093/mnras/staa1057
- Lloyd-Ronning, N. M., et al. 2002, ApJ, 574, 554, doi: 10.1086/341059
- . 2019, MNRAS, 488, 5823, doi: 10.1093/mnras/stz2155
- Lu, R.-J., et al. 2012, ApJ, 756, 112, doi: 10.1088/0004-637X/756/2/112
- MacFadyen, A. I., & Woosley, S. E. 1999, ApJ, 524, 262, doi: 10.1086/307790
- MacLachlan, G. A., et al. 2013, MNRAS, 432, 857, doi: 10.1093/mnras/stt241
- Makino, F., et al. 1987, Astrophys. Lett., 25, 223
- Mandhai, S., et al. 2018, Galaxies, 6, 130, doi: 10.3390/galaxies6040130
- Markwardt, C., et al. 2007, NASA/GSFC, Greenbelt, MD, 6
- Matsumoto, T., & Piran, T. 2020, MNRAS, 492, 4283, doi: 10.1093/mnras/staa050
- McEnery, J. E., et al. 2012, Optical Engineering, 51, 011012, doi: 10.1117/1.OE.51.1.011012
- Meegan, C., et al. 2009, ApJ, 702, 791, doi: 10.1088/0004-637X/702/1/791
- Metzger, B. D., et al. 2010, MNRAS, 406, 2650, doi: 10.1111/j.1365-2966.2010.16864.x
- Metzger, M. R., et al. 1997, Nature, 387, 878, doi: 10.1038/43132
- Mooley, K. P., et al. 2018, Nature, 561, 355, doi: 10.1038/s41586-018-0486-3
- Murguia-Berthier, A., et al. 2017, ApJL, 848, L34, doi: 10.3847/2041-8213/aa91b3
- Nagakura, H., et al. 2014, ApJL, 784, L28, doi: 10.1088/2041-8205/784/2/L28
- Nakar, E., et al. 2018, ApJ, 867, 18, doi: 10.3847/1538-4357/aae205
- Nemiroff, R. J., et al. 1997, J. Geophys. Res., 102, 9659, doi: 10.1029/96JA03107
- Norris, J. P., et al. 2005, ApJ, 627, 324, doi: 10.1086/430294
- Paczynski, B. 1986, ApJL, 308, L43, doi: 10.1086/184740
- Paul, D. 2018, MNRAS, 477, 4275, doi: 10.1093/mnras/sty840
- Piran, T. 2004, Reviews of Modern Physics, 76, 1143, doi: 10.1103/RevModPhys.76.1143
- Price-Whelan, A. M., et al. 2022, ApJ, 935, 167, doi: 10.3847/1538-4357/ac7c74
- Rhoads, J. E. 1999, ApJ, 525, 737, doi: 10.1086/307907
- Ricker, G. R., et al. 2003, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 662, Gamma-Ray Burst and Afterglow Astronomy 2001: A Workshop Celebrating the First Year of the HETE Mission, ed. G. R. Ricker & R. K. Vanderspek, 3–16, doi: 10.1063/1.1579291
- Roming, P. W. A., et al. 2005, Space Sci. Rev., 120, 95, doi: 10.1007/s11214-005-5095-4
- . 2006, ApJ, 651, 985, doi: 10.1086/508054
- Rossi, A., et al. 2021, GCN Circ., 31107, 1
- Rosswog, S., et al. 1999, A&A, 341, 499, doi: 10.48550/arXiv.astro-ph/9811367
- Rouco Escorial, A., et al. 2023, ApJ, 959, 13, doi: 10.3847/1538-4357/acf830
- Ryde, F., et al. 2010, ApJL, 709, L172, doi: 10.1088/2041-8205/709/2/L172

- Sagdeev, R. Z., et al. 1988, *Astrophys. Space Phys. Res.*, 6, 1
- Sakamoto, T. 2004, PhD thesis, Tokyo Institute of Technology
- Sakamoto, T., et al. 2005, *ApJ*, 629, 311, doi: 10.1086/431235
- . 2011, *ApJS*, 195, 2, doi: 10.1088/0067-0049/195/1/2
- Sari, R., et al. 1999, *ApJL*, 519, L17, doi: 10.1086/312109
- Savchenko, V., et al. 2017, *ApJL*, 848, L15, doi: 10.3847/2041-8213/aa8f94
- Scargle, J. D. 1998, *ApJ*, 504, 405, doi: 10.1086/306064
- Scargle, J. D., et al. 2013, *ApJ*, 764, 167, doi: 10.1088/0004-637X/764/2/167
- Schmidt, W. K. H. 1978, *Nature*, 271, 525, doi: 10.1038/271525a0
- Shirasaki, Y., et al. 2003, *PASJ*, 55, 1033, doi: 10.1093/pasj/55.5.1033
- Stanek, K. Z., et al. 2003, *ApJL*, 591, L17, doi: 10.1086/376976
- Tanaka, M., & Hotokezaka, K. 2013, *ApJ*, 775, 113, doi: 10.1088/0004-637X/775/2/113
- Tanaka, M., et al. 2018, *ApJ*, 852, 109, doi: 10.3847/1538-4357/aaa0cb
- Tanvir, N. R., et al. 2013, *Nature*, 500, 547, doi: 10.1038/nature12505
- Thoene, C. C., et al. 2010, *GCN Circ.*, 10971, 1
- Troja, E., et al. 2016, *ApJL*, 822, L8, doi: 10.3847/2041-8205/822/1/L8
- . 2019, *MNRAS*, 489, 1919, doi: 10.1093/mnras/stz2248
- Tsutsui, R., et al. 2013, *MNRAS*, 431, 1398, doi: 10.1093/mnras/stt262
- Urrutia, G., et al. 2021, *MNRAS*, 503, 4363, doi: 10.1093/mnras/stab723
- van Paradijs, J., et al. 1997, *Nature*, 386, 686, doi: 10.1038/386686a0
- Vedrenne, G., Roques, J. P., Schönfelder, V., et al. 2003, *A&A*, 411, L63, doi: 10.1051/0004-6361:20031482
- Veres, P., et al. 2019, *ApJ*, 882, 53, doi: 10.3847/1538-4357/ab31aa
- Villasenor, J. N., et al. 2003, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 662, *Gamma-Ray Burst and Afterglow Astronomy 2001: A Workshop Celebrating the First Year of the HETE Mission*, ed. G. R. Ricker & R. K. Vanderspek, 33–37, doi: 10.1063/1.1579294
- Villasenor, J. S., et al. 2005, *Nature*, 437, 855, doi: 10.1038/nature04213
- von Kienlin, A., et al. 2019, *ApJ*, 876, 89, doi: 10.3847/1538-4357/ab10d8
- . 2020, *ApJ*, 893, 46, doi: 10.3847/1538-4357/ab7a18
- Winkler, C., et al. 2003, *A&A*, 411, L1, doi: 10.1051/0004-6361:20031288
- Woosley, S. E. 1993, *ApJ*, 405, 273, doi: 10.1086/172359
- Yonetoku, D., et al. 2004, *ApJ*, 609, 935, doi: 10.1086/421285
- . 2005, *MNRAS*, 362, 1114, doi: 10.1111/j.1365-2966.2005.09398.x
- . 2010, *PASJ*, 62, 1495, doi: 10.1093/pasj/62.6.1495
- . 2014, *ApJ*, 789, 65, doi: 10.1088/0004-637X/789/1/65
- Zhang, G. Q., & Wang, F. Y. 2018, *ApJ*, 852, 1, doi: 10.3847/1538-4357/aa9ce5
- Zhang, Z. B., et al. 2012, *ApJ*, 755, 55, doi: 10.1088/0004-637X/755/1/55