

活動銀河核 Mrk 421 の多波長・時系列データから探る
ジェットの放射領域の変動

広島大学大学院理学研究科物理科学専攻
高エネルギー宇宙・可視赤外天文学研究室

M170950

山田 悠梨香

主査 植村 誠 副査 志垣賢太

2019年2月

概要

活動銀河核とは銀河中心にある太陽質量の 10^6 – 10^9 倍の巨大なブラックホールであり、そのなかには光速に近くまで加速されたジェットを噴き出しているものがある。ジェットに対して多くの研究がなされているにも関わらず、未だその発生機構や加速機構は明らかになっていない。そこで手掛かりとなるのが、多波長エネルギースペクトル分布 (Spectral Energy Distribution; SED) である。ジェットからはシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱放射が観測されており、SED の時間変動からジェットの物理量の変化を推定し、時間変動の原因とともに、ジェット内部の物理状態を探ることができる。ジェットを真正面から観測していると考えられている天体をブレーザーと呼ぶ。ブレーザーは降着円盤や周辺のダストトラス、銀河からの放射による寄与が小さいため、ジェットの構造や放射領域の物理状態を探る手段として有用である。ブレーザーの SED のモデルパラメータは 10 個程度あり、モデルの性質的に全てが独立では決まらず、従来はパラメータのいくつかを固定する手法が多くとられてきた。しかし、パラメータの制約が不適切な場合、誤った解が得られる可能性があり、モデルの縮退の性質や適切なパラメータの制約法を調べる必要がある。そこで本研究では SED に対してマルコフ連鎖モンテカルロ法 (Markov chain Monte Carlo methods; MCMC) を適用し、ジェットの放射領域の物理量推定を行う手法を開発した。

MCMC とは乱数を用いてパラメータの確率分布を推定し、モデルの最適化を行う手法である。我々は MCMC を用いて SED のモデルパラメータの縮退構造を調べ、磁場 (B)、ドップラーファクター、変動時間スケール、および電子エネルギー分布の正規化係数の 4 つのパラメータのうちの 1 つに制限を与えた場合にのみ最適解が一意に決定できることを明らかにした。本研究ではブレーザーのひとつである Mrk 421 の可視光 (かなた望遠鏡)、紫外線 (UVOT/Swift)、X 線 (XRT/Swift)、ガンマ線 (LAT/Fermi) データによる、2009 年から 2014 年までの 41 期間の SED を解析した。X 線で暗い時期では、ジェット上流の比較的小さな領域 ($\sim 10^{16}$ cm) からの放射で、短い時間スケールと強い磁場 ($B \sim 10^{-1}$ G) を有し、逆に X 線で明るい時期は、ジェット下流の大きな領域 ($\sim 10^{18}$ cm) からの放射で、長い時間スケールと弱い磁場 ($B \sim 10^{-3}$ G) を有することが分かった。また、電子の最大エネルギーの増加と電子のエネルギー分布がハードになることが、X 線フレアの原因であることが示唆された。

目次

第 1 章	序論	3
1.1	活動銀河核	3
1.2	ブレーザー天体	5
1.2.1	ブレーザー天体と相対論的效果	5
1.2.2	ブレーザー天体のエネルギースペクトル分布	7
1.2.3	放射モデル	8
1.3	Synchrotron Self-Compton(SSC) モデル	9
1.4	ブレーザー SED 解析による放射領域の変動の先行研究	11
1.5	本研究の目的	13
第 2 章	観測衛星と解析	14
2.1	X 線データ	14
2.1.1	Swift-XRT	14
2.1.2	XRT データと解析方法	18
2.2	ガンマ線データ	24
2.2.1	フェルミ-LAT 検出器	24
2.2.2	LAT データと解析方法	26
2.3	可視光・紫外線データ	31
第 3 章	マルコフ連鎖モンテカルロ法	32
3.1	ベイズ推論	32
3.2	MCMC とそのアルゴリズム	32
3.2.1	MCMC とは	32
3.2.2	詳細釣り合い条件	33
3.2.3	MCMC メトロポリス法アルゴリズム	33
3.3	適応的メトロポリス法	36
3.4	モデルの縮退構造	36
第 4 章	時系列解析	43
4.1	データ	43
4.2	OU 過程	43
4.3	変動時間スケールの推定	44

第 5 章	SED のモデルパラメータ推定結果	46
5.1	T の事前分布を仮定した場合の結果	46
5.2	δ_D に事前分布を仮定した場合の結果	46
第 6 章	考察	52
6.1	ブレーザー SED の SSC モデリングの一般特性	52
6.2	SED 解析結果から示唆されるジェットの状態	53
第 7 章	まとめ	58
付録	XRT データ	63

第1章 序論

1.1 活動銀河核

宇宙にある銀河には中心領域の輝度が銀河全体の数倍～数100倍明るいものが全銀河の約10%存在しており、それらを活動銀河、その中心核を活動銀河核 (Active Galactic Nuclei; AGN) と呼ぶ。この正体は太陽質量の $10^6 \sim 10^9$ 倍の巨大なブラックホールだとされている。そこに周辺の物質が落ち込むことによる重力エネルギーの解放で輝いている天体だと考えられており、電波からガンマ線までの幅広い波長域で検出されている。図 1.1 に AGN の想像図を示す。AGN 中のブラックホールの周りには降着円盤が形成されており、円盤の軸方向にジェットを吹き出すものもある。ジェットとは細く絞られたプラズマのアウトフローのことである。AGN のジェットは、大きいものでは銀河の広がりをはるかに超え、数百万光年にも渡るものもある [1]。

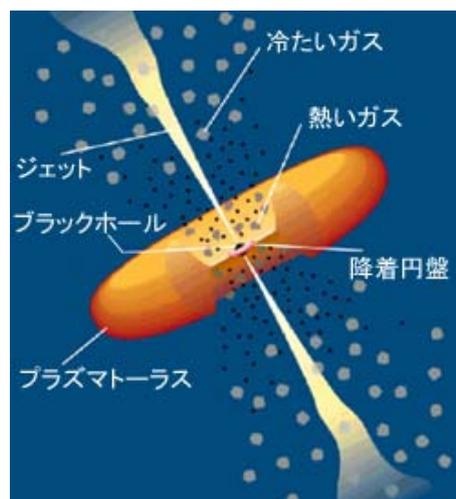


図 1.1: AGN の想像図 [2]

AGN は電波領域での明るさや可視スペクトルの輝線などの特徴により、電波銀河 (Radio Galaxy)、ブレイザー (Blazar)、セイファート (Seyfert) 銀河等のように系統的に分類されている。現在ではこのように分類された AGN は、図 1.2 のような構造を様々な方向から観測したものと考えられており、このことを AGN の統一モデルと呼ぶ [3]。

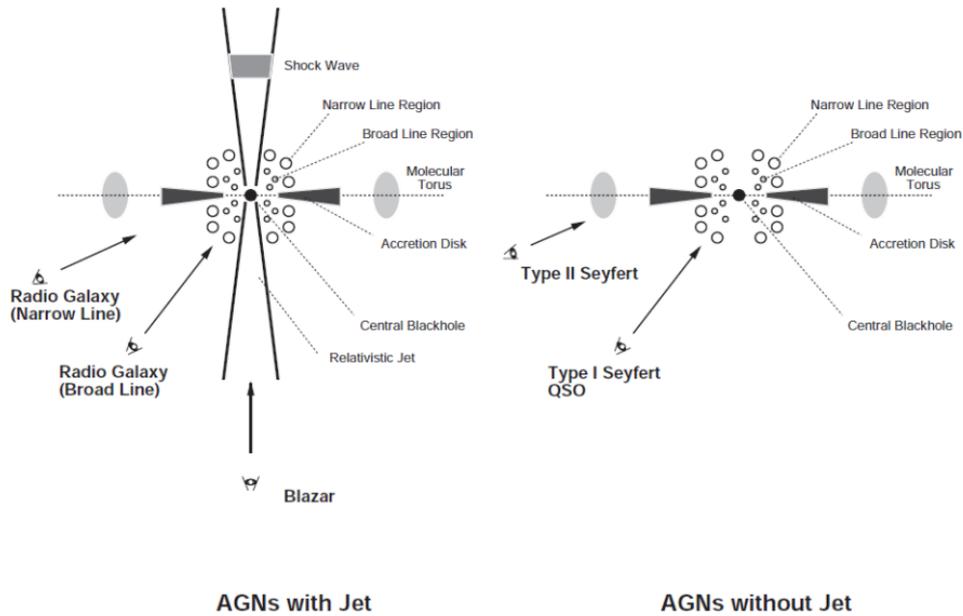


図 1.2: AGN の統一モデル [3]

ジェットに対しての研究が多くなされているにも関わらず、加速機構、収束機構、発生機構などが未だ解明されていない。観測的な事実よりいくつかの制約が課せられる [1]。

- 加速機構
 ジェットは光速近い速度で噴出している。どのようにして光速近くまでプラズマガスを加速できるのか、ジェットを駆動するメカニズムはまだ明らかになっていない。
- 収束機構
 ジェットは極めて細く絞られている。例えば中心からの距離 10^{18} cm に対して広がり 10^{15-16} cm 程度しかない。この機構を可能とする仕組みは明らかになっていない。
- 発生機構
 ジェットのエネルギー源に重力エネルギーが関与していることは確実である。つまりジェットの中心には強い重力源が存在しており、それらが周辺領域からガスの供給を受けて、重力エネルギーを解放すると同時に放射エネルギーや熱エネルギー、電磁エネルギーに転換している。そしてジェットとして外界に放出しているのではないかと考えられている。

このようにジェットは謎が多い現象である。ここでこの謎を解明する手掛かりとなる天体として挙げられるのが、AGN のひとつであるブレイザー天体である。ブレイザーはジェットを真正面から観測していると考えられている。そのため次節で詳しく述べるように、他の AGN と比べ降着円盤や周辺のダストトラス、銀河からの放射による寄与が小さく、ジェットの構造や物理量を探る手段として有用である。

1.2 ブレーザー天体

1.2.1 ブレーザー天体と相対論的效果

ジェットの向きは観測者から見ると天体毎にランダムであるはずだが、偶然にも観測者の方を向いているときには一方向の明るいジェットが観測される。そのため後に説明する超光速運動やビーミング効果といった相対論的效果や、激しい時間変動が観測される。このようにジェットをほぼ真正面から観測していると考えられる天体には、とかげ座 BL 型天体、可視激変光クエーサー、高偏光クエーサー、フラットスペクトル電波クエーサーらがあり、これらを総称してブレーザーと呼ぶ。ブレーザーは激しい短時間変動に加え、他の AGN では観測されない TeV ガンマ線までの電磁放射を特徴とする。また、降着円盤や周辺のダストトラス、銀河からの放射による寄与が小さいため、ジェットの構造や物理状態を探る手段としてブレーザーは適した天体である。以下でブレーザーで観測される 2 つの相対論的效果について説明する。

- 超光速運動

超光速運動とはジェットが見かけ上光速を超えて観測される現象のことであり、図 1.3 を用いて説明する。

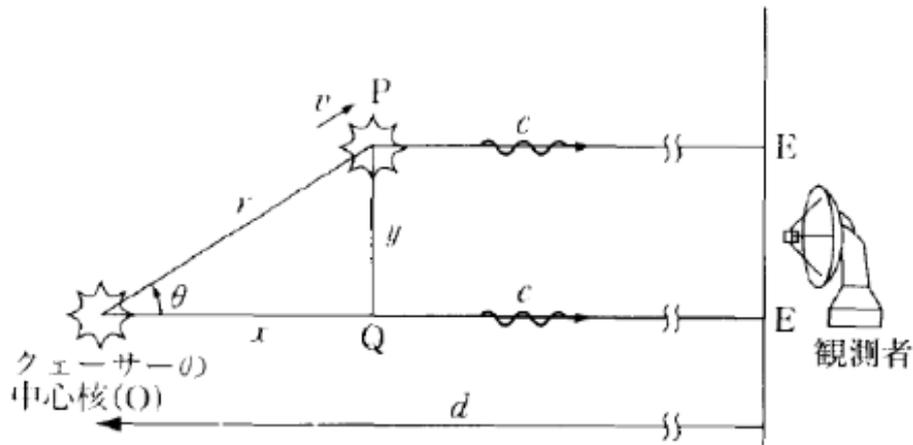


図 1.3: 超光速運動 [4]

ジェット中で電波で明るく輝くコンパクトな領域をノットと呼ぶ。原点 O にいるノットが発した光が観測者に届く時間 t_1 は、

$$t_1 = \frac{d}{c} \quad (1.1)$$

と表される。原点 O からノットが視線方向に対し、角度 θ をなす向きに速度 $v = \beta c$ 、ローレンツ因子 $\Gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ で動いているとする。ここでノットが原点 O から点 P へ時間 $t = r/v$ で移動したとすると、点 P にいるノットが発した光が観測者に届く時間 t_2 は、

$$t_2 = \frac{r}{v} + \frac{d-x}{c} = \frac{r}{v} + \frac{d-r\cos\theta}{c} \quad (1.2)$$

となる。よって式 (1.1)、(1.2) より見かけ上の速度 u は、

$$u = \frac{y}{t_2 - t_1} = \frac{v \sin \theta}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta} \quad (1.3)$$

と表され、角度 θ が 0 に近く、速度 v は光速 c に近いとき光速を超えて観測される。

- ビーミング効果

活動銀河のジェットは双方向に放出されているはずだが、超光速運動が観測されるような天体では、一方向のみのジェットしか観測されないことが多い。これは光速に近い速さの電子から放出される光をその進行方向正面付近から観測すると、相対論の効果によって見かけの放射強度が強められるからである。図 1.4 に示すように放射源が速度 $v = \beta c$ 、ローレンツ因子 $\Gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ で動いているとし、これを角度 θ で観測したとする。

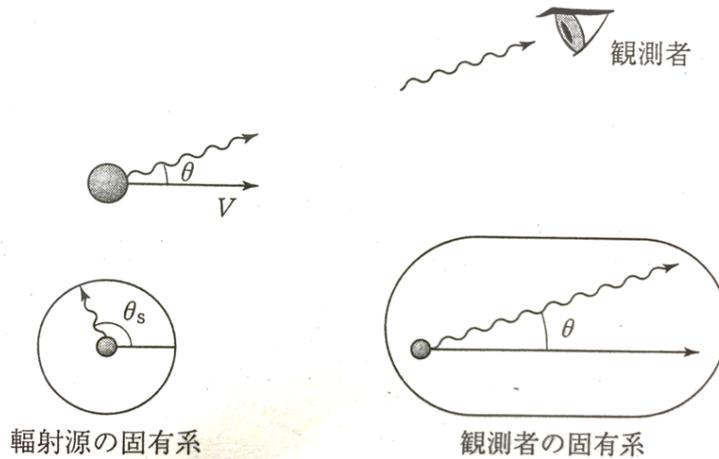


図 1.4: 相対論的ビーミング効果。放射源の固有系で見た光子の進行方向 θ_s と観測者の見る方向 θ との関係 [5]

放射源の固有系で測った振動数 ν_s と観測される振動数 ν_{obs} とはローレンツ変換により、

$$\nu_s = \Gamma(\nu_{\text{obs}} - \beta \nu_{\text{obs}} \cos \theta) \quad (1.4)$$

の関係で結ばれる。ビーミング因子と呼ばれる量を

$$\delta = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \cos \theta)} \quad (1.5)$$

と定義すると

$$\nu_{\text{obs}} = \nu_s \delta \quad (1.6)$$

となり δ 倍高振動で観測される。また時間間隔は振動数の逆数のように振る舞うので、放射源の固有系で測定した時間間隔 Δt_s と観測される時間間隔 Δt_{obs} の間には

$$\Delta t_{\text{obs}} = \frac{\Delta t_s}{\delta} \quad (1.7)$$

の関係があり、観測者側では時間が $1/\delta$ 短縮される。これによってブレーザーでは短時間変動現象が観測される。見かけの明るさを求めるためには電磁波の進む向きローレンツ変換を考慮する必要がある。ローレンツ変換より放射源の固有系で見た光子の進行方向 θ_s と観測者のみる方向 θ_{obs} は

$$\cos \theta_s = \frac{\cos \theta_{\text{obs}} - \beta}{1 - \beta \cos \theta_{\text{obs}}} \quad (1.8)$$

であるため、

$$\Delta \cos \theta_{\text{obs}} = \delta^{-2} \Delta \cos \theta_s \quad (1.9)$$

となる。放射源の固有系で一定の立体角に放射された電磁波は、実験室系で見ると放射源の運動方向近くでは δ^2 だけ小さい立体角に放射されることになり、電磁波は運動方向に集中する。放射源の固有系で放射が等方に起こるとして観測される場合、光子数の保存を考えると、実際の光度 L_{ν_s} 、観測される光度 $L_{\nu_{\text{obs}}}$ 、プランク定数 h を用いると、

$$\frac{L_{\nu_s}}{h\nu_s} \Delta\nu_s \Delta t_s 2\pi \Delta \cos \theta_s = 4\pi d^2 \frac{L_{\nu_{\text{obs}}}}{h\nu_{\text{obs}}} \Delta\nu_{\text{obs}} \Delta t_{\text{obs}} 2\pi \Delta \cos \theta_{\text{obs}} \quad (1.10)$$

が成り立つ。よって、式 (1.6)、(1.7)、(1.9) を代入すると、

$$\nu_{\text{obs}} L_{\nu_{\text{obs}}} = \delta^4 \frac{\nu_s L_{\nu_s}}{4\pi d^2} \quad (1.11)$$

となる。したがって本来のエネルギーの δ^4 倍明るく観測されるということが分かる。典型的なジェットでは $\delta \sim 10$ 程度であるので、 10^4 倍明るく見える。以上のことから、相対論的な運動をしている光源を運動方向の近くから観測すると、光子エネルギーは高く、光度は明るく、そして時間は短縮されて観測される。

1.2.2 ブレーザー天体のエネルギースペクトル分布

図 1.5 は代表的なブレーザーのエネルギースペクトル分布 (Spectral Energy Distribution; SED) である。SED とは各周波数に対する放射エネルギーの分布であり、ジェットの放射領域の磁場やドップラー因子、電子のエネルギー分布などのパラメータの物理量を調べることが可能となる。ブレーザーの SED は 2 つの連続成分からなり、電波から紫外線/X線の領域を低エネルギー成分 (Low Energy component; LE)、X線からガンマ線までの領域を高エネルギー成分 (High Energy component; HE) と呼ぶ。LE 成分は光速に近い速度で運動する電子が磁場中で曲げられることによるシンクロトロン放射、HE 成分は低エネルギーの光子が高エネルギー電子によって叩き上げられる逆コンプトン散乱からの放射によるものと考えられている。

またブレーザーには 2 種類あり、スペクトル中で輝線の見られる Flat-Spectrum Radio Quasar (FSRQ) 天体と、それに対して強い輝線や吸収線がない BL Lac 天体が存在する。FSRQ は BL Lac 天体よりも遠方に存在する為、宇宙の初期に存在したと考えられている。以下で SED における 2 つの天体の違いを述べる。

- FSRQ

赤外線域よりも低い周波数領域にシンクロトロン放射の極大があり、電波領域では平らなスペクトルになる。また SED で HE 成分が LE 成分よりも高くなる傾向があり、外部放射コンプトン (External Radiation Compton; ERC) モデル (1.2.3 節参照) を考えることが一般的である (図 1.5 の PKS 0528+134)。

- BL Lac 天体

SED の極大は FSRQ のような低エネルギー帯にある天体もあれば、X 線帯域にある天体もあり様々である。HE 成分はシンクロトロン自己コンプトン過程 (Synchrotron Self-Compton; SSC) モデル (1.2.3 節参照) になることが多い (図 1.5 の Mrk 421)。

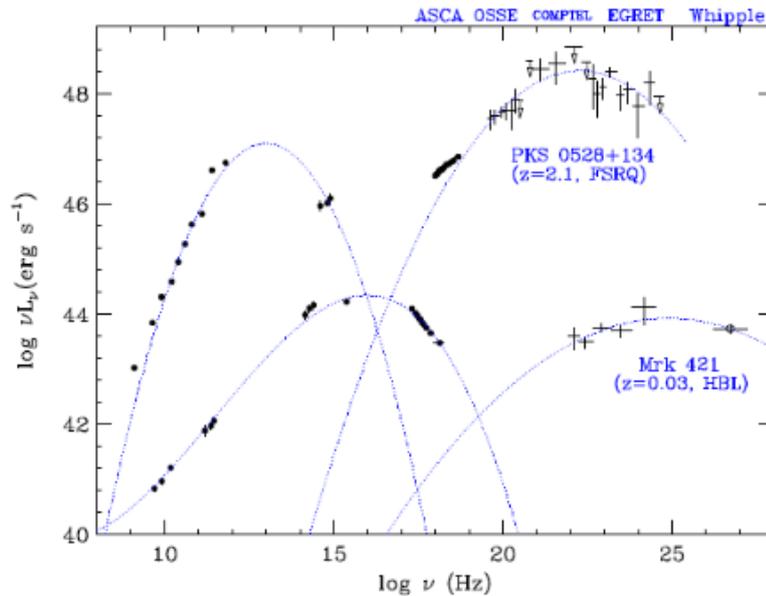


図 1.5: プレーザー天体の SED [6]。横軸は周波数、縦軸はエネルギーフラックスを表す。Mrk 421 は BL Lac 天体で、PKS 0528+134 は FSRQ 天体である。

1.2.3 放射モデル

プレーザーの SED の LE 成分は、超新星残骸や銀河の広がった電波源などのシンクロトロン放射が示すスペクトルと似た特徴を示すため、シンクロトロン放射が主要因だと考えられる。1970 年代の終わりに、シンクロトロン自己コンプトン過程 (Synchrotron Self-Compton; SSC) によって広いエネルギー領域にわたる SED が説明できるようになった。SSC とは、シンクロトロン放射によって光子を放出している高エネルギー電子が逆コンプトン散乱を起こし、シンクロトロン光子をガンマ線まで叩き上げる現象で、シンクロトロン放射の光子密度が十分高いときに効く。さらに現在の観測では TeV 帯域での放射が観測されている天体が存在し、逆コンプトン散乱の種光子をシンクロトロン放射を起源とする SSC 放射だけでは説明がつかない状態がある。そのため SSC モデルの代わりに提案されたのが ERC モデルである。逆コンプトン散乱の種光子としては、ジェット内部のシンクロトロン放射光子以外にも、ジェット周辺からの輝線光子や降

着円盤からの連続光光子などがある。このようなジェット外部からジェットに入射する光子を考え、それらの光子の逆コンプトン散乱を考慮したものを ERC モデルと呼ぶ。もうひとつのモデルとしてミラーコンプトン (Mirror Compton; MR) モデルがある。ジェットから放射された光がジェット周辺の物質により散乱され、そのうち再びジェット方向へ放射された光子が種光子として逆コンプトン散乱を起こすモデルである。上で示した SSC モデルと ERC モデルと異なり、シンクロトロン増光に対して、時間差を持って高エネルギー側で増光される。図 1.2 でそれぞれのモデルの概念図を示す。本研究で扱うモデルは SSC モデルであるため、次の節で詳しく説明する。

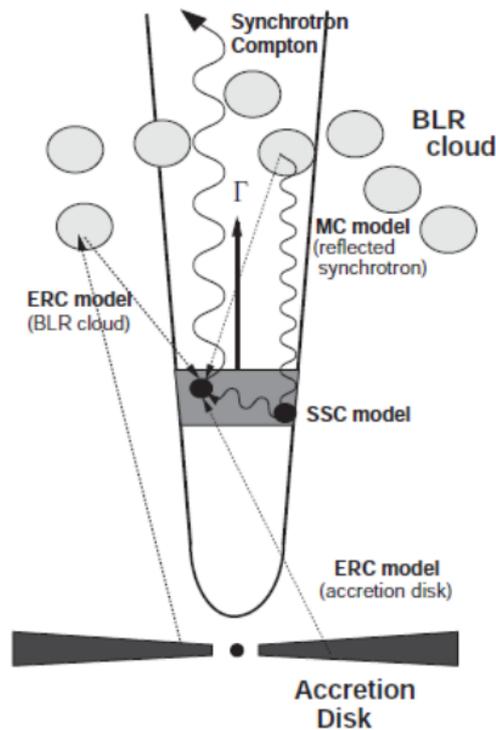


図 1.6: SSC モデルと ERC モデルの概念図 [3]

1.3 Synchrotron Self-Compton(SSC) モデル

本研究では SED の観測データに対して SSC モデルを当てはめることで、ジェットの放射領域の物理量を推定する。以下、Finke et al. (2008) に基づいて、SSC モデルの定式化について説明する [7]。このモデルは観測者から見てピーミング因子 δ_D で移動しておりシンクロトロン放射をしている球を考えている。SSC モデルとは前節でも言及した通り、シンクロトロン放射によって光子を放出している高エネルギー電子が逆コンプトン散乱を起こし、シンクロトロン光子を高エネルギーまで叩き上げるとする放射モデルである。よって、電子のシンクロトロン放射率と逆コンプトン散乱による SSC 放射率を考える。以下では静止系で

の値は「'」を用いて表記し、放射領域の磁場 B 、光子のエネルギー ϵ 、電子の電荷 e 、電子の質量 m_e 、光速 c 、プランク定数 h 、電子ローレンツ因子 γ を用いて、

$$x = \frac{4\pi\epsilon' m_e^2 c^3}{3eBh\gamma'^2} \quad (1.12)$$

とし、この x の関数として

$$R(x) = \frac{x}{2} \int_0^\pi d\theta \sin\theta \int_{x/\sin\theta}^\infty dt K_{5/3}(t) \quad (1.13)$$

を定義する。 $K_{5/3}(t)$ は 5/3 次の第 2 種ベッセル関数である。このときシンクロトロン放射率は

$$f_\epsilon^{\text{syn}} = \frac{\sqrt{3}\delta_D^4 \epsilon' e^3 B}{4\pi h d_L^2} \int_0^\infty d\gamma' N_e'(\gamma') R(x) \quad (1.14)$$

と書ける。ここで δ_D はジェットのスプレッド (ビーミング) 因子、 d_L は光度距離を示す。電子のエネルギー分布は冪乗 (power-law) 分布を考えることが多く、本研究では 1 つ折れ曲がりのある冪関数 (broken power-law) を使用する。 $N_e(\gamma)$ はローレンツ因子 γ における電子数密度を表しており、 K_e を電子標準因子、 p_0 、 p_1 を電子スペクトル因子として、

$$N_e(\gamma) = K_e \times \begin{cases} \left(\frac{\gamma}{\gamma_b}\right)^{-p_0} & (\gamma < \gamma_b) \\ \left(\frac{\gamma}{\gamma_b}\right)^{-p_1} & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (1.15)$$

と示され、図 1.7 のような分布となる。

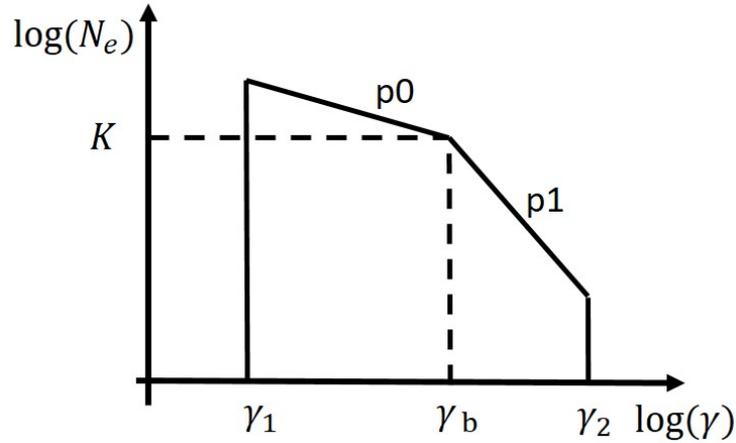


図 1.7: 折れ曲がりのある冪乗分布

シンクロトロン放射の光度は、 δ_D 、 B 、 K_e への依存性が高い。また、前節で述べたビーミング効果の影響により、本来のエネルギーの δ_D^4 倍明るく見えることが式 (1.14) から明らかである。

次に、シンクロトロン光子数密度、放射エネルギー密度を考慮し、式 (1.14) のシンクロトロン放射率を踏まえると、等方的かつ均一な光子・電子分布に対する SSC 放射率は、

$$f_{\epsilon_s}^{\text{SSC}} = \frac{9}{16} \frac{(1+z)^2 \sigma_T \epsilon_s'^2}{\pi \delta_D^2 c^2 T^2} \int_0^\infty d\epsilon' \frac{f^{\text{syn}}}{\epsilon'^3} \times \int_{\gamma'_{\min}}^{\gamma'_{\max}} d\gamma' \frac{N_e'(\gamma')}{\gamma'^2} F_C(q, \Gamma) \quad (1.16)$$

と表される。光子と電子の分布 $F_C(q, \Gamma)$ [8] [9]、散乱光子のエネルギー ϵ_s 、トムソン断面積 σ_T 、赤方偏移 z 、タイムスケール T を用いた。観測される時間変動のタイムスケールを T としたとき、静止系でのタイムスケールが $\delta_D T / (1 + z)$ であり、そこから放射領域のサイズを $c\delta_D T / (1 + z)$ と見積もっている。そして、この放射領域のサイズと K_e から電子の密度を見積もることで、SSC の放射率が電子密度に比例する。SSC 光度は観測値である z 、 T と、未知数である δ_D 、 K_e 、 B に強く依存する。またシンクロトロン、SSC 共に上で示した冪乗分布の場合では、SED の形状は電子の γ 分布を決めるパラメータ γ_{\min} 、 γ_{\max} 、 p_0 、 p_1 に依存する。表 1.1 にこの SSC モデルで用いた主なパラメータをまとめる。

パラメータ	意味
B	磁場
δ_D	ドップラー (ビーミング) 因子
T	タイムスケール
K_e	電子標準因子
p_0	電子スペクトル因子 (低エネルギー側)
p_1	電子スペクトル因子 (高エネルギー側)
γ_b	折れ曲がり部分のローレンツ因子
γ_{\min}	ローレンツ因子 (最小値)
γ_{\max}	ローレンツ因子 (最大値)

表 1.1: 電子のエネルギー分布に折れ曲がりのある冪関数を使用した場合のパラメータ

1.4 ブレーザー SED 解析による放射領域の変動の先行研究

ジェットのエネルギー源として、降着物質の重力エネルギーとブラックホールの回転エネルギーが提案されてきたが、近年の一般相対論的磁気流体シミュレーションの発展により、回転エネルギー説が最も盛んに議論されている。現在主流となっている形成理論は、回転するブラックホールから磁気エネルギーを取り出す、磁気駆動ジェットモデルであり、実際に磁気流体シミュレーションによってジェットの形成に成功し、盛んに研究が行われている。また、最近の電波観測は活動銀河核の中心に迫り、ジェットの根元で強い磁場がある兆候を示しており、これは磁場によるブラックホールの回転エネルギーの引き抜きを支持しているように見える。その一方で、可視光から X 線、ガンマ線にいたるブレーザーの SED 解析の制限から、放射領域では磁場エネルギーよりも電子のエネルギーの方が卓越していることが従来から報告されており、この事実はジェットの根元の観測と円滑には結びつかない。そこで、これらを両立させるには、磁気エネルギーで駆動されたジェットは 100 重力半径程度の距離までに十分成長し加速 ($\Gamma > 50 \sim$ 光速の 99.98% 以上) され、磁場エネルギーの大部分を物質の運動エネルギーへと変換していなければならないが、その変換過程は理論的にも観測的にも全くわかっていない。図 1.8 が多波長観測から解釈される物質エネルギー優勢のモデルと磁気駆動ジェットモデルとの関係性を示したものである [10]。

ブレーザーは様々な時間スケールで変動していることが知られており、これはジェット中における変動源の場所が複数あることを示唆している [11] [12] [13]。したがって、観測される時間変動を手掛かりに、ジェットの upstream や downstream などの場所ごとに物理状態を調べることが出来れば、このジェット中での磁場エネルギーが

ら物質エネルギーへのエネルギー転換の過程が分かる。そのためには、時系列の SED データをモデル化し、放射源の物理量の時間変化を調べる必要がある [14]。

SSC モデルは前節で示した通り、 B 、 δ_D 、電子のエネルギー分布のパラメータを含む約 10 個の物理量パラメータで表される [7]。しかし、SSC モデルのパラメータのいくつかは強く相関しており、モデルが縮退していることから、最適解とその不定性を推定することは困難である。そのため従来は観測によってある程度予測可能であるパラメータを固定して、他のパラメータを推定するという手法がとられることが多かった。例えば、変動の時間スケール T (もしくは、放射領域の大きさ R) や δ_D 、 B を固定することで SED パラメータを推定していた [15] [16] [17]。また、Ding et al.(2017) では、全てのパラメータを固定せずに推定している [18]。さらにモデルパラメータの不定性が重要でない場合は、モデルがデータに合うように目で見ても (fit-by-eye) 適当にパラメータを調整する方法が一般的である [19]。このように、データに対するモデルの最適化の方法は確立されていない。これまでの先行研究から、レーザーの放射領域の磁場は $B \sim 0.01 - 1\text{G}$ 程度、ドップラーファクターは $\delta_D \sim 10 - 50$ などと物理パラメータのおおよその妥当な範囲は求まるが、パラメータの時間変化を調べる場合は、固定したパラメータの妥当性や、その不定性による推定パラメータの系統誤差、解の一意性などに注意を払う必要がある。よって、ジェットのパラメータの縮退構造を調べることで推定方法を確立し、不定性を含めたパラメータの時間変動の議論をすることが重要である。

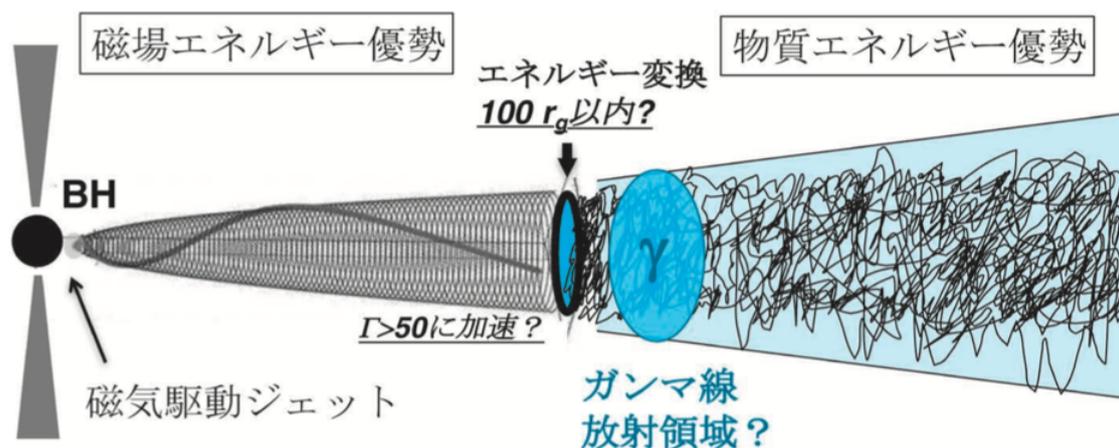


図 1.8: 多波長観測結果から解釈される相対論的ジェットの描像と磁気駆動モデルとの関係を示した模式図 [10]

1.5 本研究の目的

本研究の目的は、ブレイザー天体のジェットからの放射領域の物理量をマルコフ連鎖モンテカルロ法 (Markov chain Monte Carlo methods; MCMC) によって推定し、ジェットの正しい物理描像を得ることである。先行研究で述べたように SED のモデルパラメータは約 10 個あり、モデルの性質的にいくつかのパラメータが独立には決まりにくい。しかし未知パラメータが複数ある場合も、推定値の不定性まで含めた推定法と、その結果からのジェットの物理に対する議論が必要であるのは明確である。そのためには、パラメータの縮退構造を調べ、どのパラメータに制約を与える必要があるのか明らかにした上で、最適解を推定する必要がある。そこで本研究では、第 3 章で詳しく述べる MCMC という多変量の確率分布からサンプルを得るための一群の手法を用いることにより、より客観的にパラメータの確率分布を推定することを目標としている。MCMC は正規分布などの性質の分かっている分布だけではなく、離散変数や連続変数問わず適用でき、尤度関数が多峰型になっていても局所解にとらわれないという利点がある。MCMC を用いる手法が可能となれば、今まではおよそその値でしか分かっていなかったブレイザー天体の放射領域の物理量をより正確に推定可能となることが期待できる。そして、推定した各パラメータの時間変動を議論することで、ジェットのより詳細な構造と物理状態を理解することができる。本研究では卒業論文時より、研究対象としてブレイザー天体の Mrk 421 を選択した。Mrk 421 は多波長で明るく観測されるブレイザーとして有名な天体で、その SED は SSC モデルでよく説明されることが以前から知られている [20]。そのため、本研究の対象として最適な天体の 1 つであると考えられる。

卒業論文では、基本的な MCMC の計算プログラムを開発し、予めパラメータ値の分かっている人工データを使った解析によって、正しく解を推定できることを確認した。そこから、電子のエネルギー分布に single power-law モデルを使用した場合、実際の天体のデータを再現できない場合があること、 δ_D と T の両方に制約をかけなければ解が収束しないということが分かった。そこで、本論文では、電子のエネルギー分布に broken power-law モデルを使用し、 B 、 δ_D 、 T 、 K_e を対数で扱うことで、広いパラメータスペースを探索できるようにした。そこから、3 章で示すようにパラメータの縮退を確認し、解析条件を確立することで多くの SED 解析を行うことを可能にした。

2 章では SED 解析に使用するデータを示す。3 章でパラメータの縮退構造を調べ、最適解を決めるためには、1 つのパラメータを制限する必要があることを示す。本論文では変動時間スケールかドップラーファクターに制限をかけることにした。4 章では時間スケールを推定するために時系列解析を行う。5 章では、SED 解析の結果を示し、6 章で SED の SSC モデリングの一般特性とジェットの物理状態を議論する。

第2章 観測衛星と解析

2.1 X線データ

Swift 衛星は宇宙で最大の爆発現象であるガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst; GRB) の謎を探るために、アメリカ・イギリス・イタリア・日本により国際共同開発された X 線観測衛星である。NASA の MIDEX ミッションとして 1999 年に選ばれ、2004 年 11 月 20 日に打ち上げられた [21]。Swift 衛星には図 2.1 で示すように、高視野の硬 X 線望遠鏡 (Burst Alert Telescope; BAT [21]) と、狭視野高感度 X 線望遠鏡 (X-Ray Telescope; XRT [22])、紫外線可視光望遠鏡 (UV-Optical Telescope; UVOT [23]) の 3 つの観測装置が搭載されている。また、Swift 衛星は GRB を観測していない時間帯は他の天体を観測しており、ブレーザーも多く観測されている。本研究では XRT によって観測されたブレーザー Mrk 421 のデータを解析した。以降では XRT の特徴とデータ解析方法について述べる。

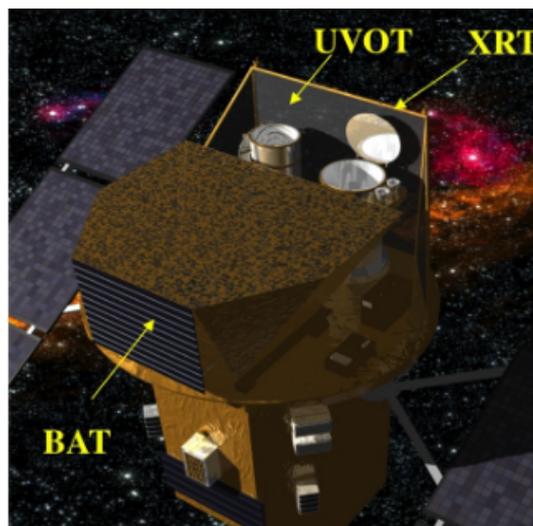


図 2.1: Swift 衛星の全体図 [24]

2.1.1 Swift-XRT

XRT は GRB と残光のフラックス、スペクトル、光度曲線をフラックスの大きさの 7 桁以上の広い範囲を測定するように設計されている。従来の X 線衛星では、イタリアとオランダが開発した BeppoSAX 衛星が GRB 残光観測で活躍していた。GRB の可視残光の 50 % に比べて 84 % 以上が X 線残光を有するため、BeppoSAX 衛星は GRB の位置を効率的に特定できる優れた望遠鏡であった。しかし図 2.2 が示すように、

衛星が典型的な X 線残光を観測するまでにその強度はすでに 4-5 桁落ちていた。それに比べて Swift 衛星 XRT は GRB 現象が終わる前に観測を開始し、相対論的なローレンツ因子が数百から数十に変化する広い時間範囲を満す。XRT はターゲット検出から 5 秒以内に正確な位置を伝え、地上にある光学望遠鏡に直ちに残光の分光観測を開始させる。

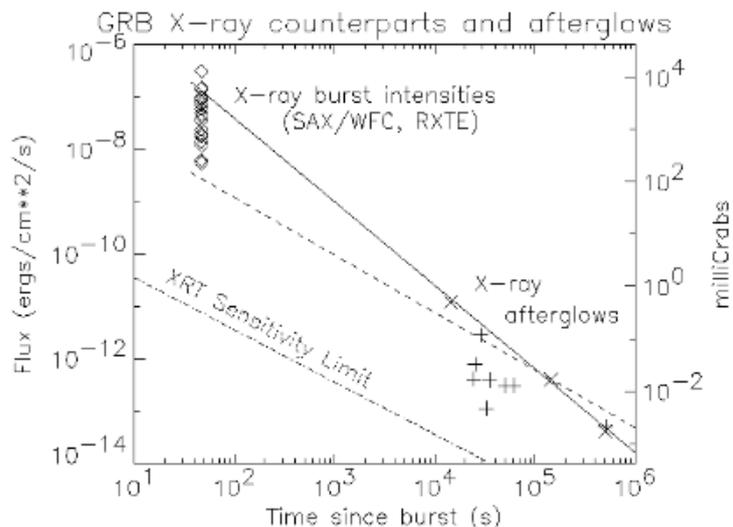


図 2.2: X 線バーストと残光の光度曲線 [25]。BeppoSAX と RXTE によって 1997—1999 年に観測された多数の X 線バーストフラックスのピークを表す。爆発後の 10^4 — 10^6 秒間のデータ点は、BeppoSAX と RXTE、ASCA による爆発の一部分の残光フラックス測定値である。残光フラックスが約 4 桁低下する間に約 10^4 秒のデータギャップがある。Swift-XRT はこのデータギャップを埋める。

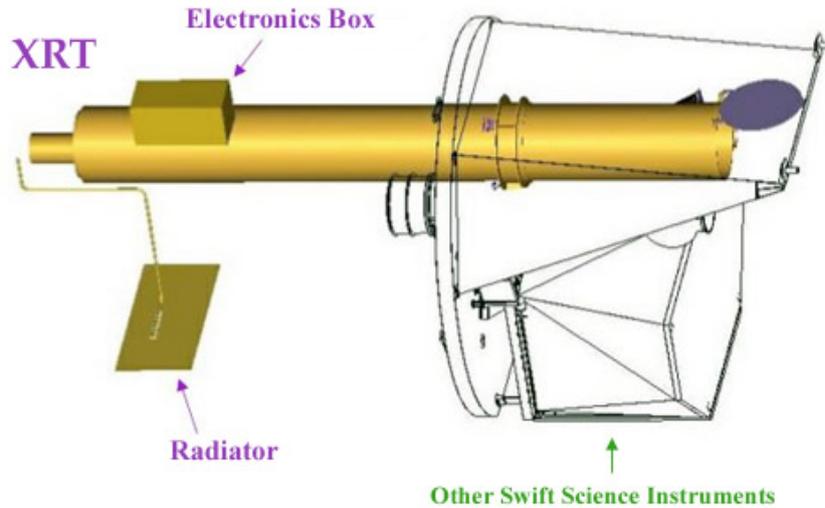


図 2.3: XRT の全体図 [26]

Property	Description
望遠鏡	JET-X Wolter I
焦点距離	3.5 m
有効面積	110 cm ² (1.5 keV)
望遠鏡の点拡がり関数	18 arcsec HPD (1.5 keV)
検出器	EEV CCD-22, 600 × 600 pixels
検出器動作モード	Imaging, Timing, and Photon-counting
検出器のサイズ	40 × 40 micron pixels
1 ピクセルの角スケール	1 ピクセルあたり 2.36 arcsec
エネルギー帯域	0.2—10 keV
感度	4 × 10 ⁻¹⁴ erg cm ⁻² s ⁻¹ in 10 ⁴ seconds for known sources 1 × 10 ⁻¹³ erg cm ⁻² s ⁻¹ in 10 ⁴ seconds for blind searches

表 2.1: XRT の特徴 [26]

XRT の全体図と特徴をそれぞれ図 2.3 と表 2.1 に示す。XRT には手動と自動の 2 つの動作状態がある。自動状態が通常の動作モードであり、手動状態は較正に使用される。自動状態では光源のカウントレートに従い、XRT は読み出しモードを自動的に選択する。XRT は光源の明るさに応じて以下に示す 4 つの読み出しモードを、手動または自動により操作できる。表 2.2 にそれぞれの特徴を示す。

- ・ フォトダイオード (Photodiode;PD) モード
- ・ ウィンドウタイミング (Windowed Timing;WT) モード

- ・ フォトカウンティング (Photon Counting;PC) モード
- ・ イメージング (Image Long and Short;IM) モード

読み出しモード	撮像機能	分光機能	時間分解能	視野内の校正光源	機上のイベント再構成	モード変更フラックス
PD	no	yes	0.14 ms	yes	no,done on-ground	0.6-60 Crab
WT	1D	yes	1.7 ms	no	no,done on-ground	1-600 mCrab
PC	2D	yes	2.5 s	See window size	yes	<1 mCrab
IM	2D	no	0.1 s(short)	yes	not applicable	>140 mCrab
		no	2.5 s(long)			<5.6 mCrab

表 2.2: XRT の読み出しモードの特徴 [27]

Swift 衛星は、新しいターゲットに迅速に反応するために自律的に動作することができなければならない。衛星が新しいターゲットへ向くと XRT は IM モードで動作を開始し、GRB の位置を 5 秒以内に決定する。他のモードである PD モード、WT モードおよび PC モードでは、バーストや残光フラックスが減少する間に、光度曲線とスペクトルを測定する。XRT は完全自律動作により、瞬時にカウントレートに応じて異なる読み出しモードを切り替えるように設計されている。自動化された操作のフローチャートを図 2.4 に示す [28]。

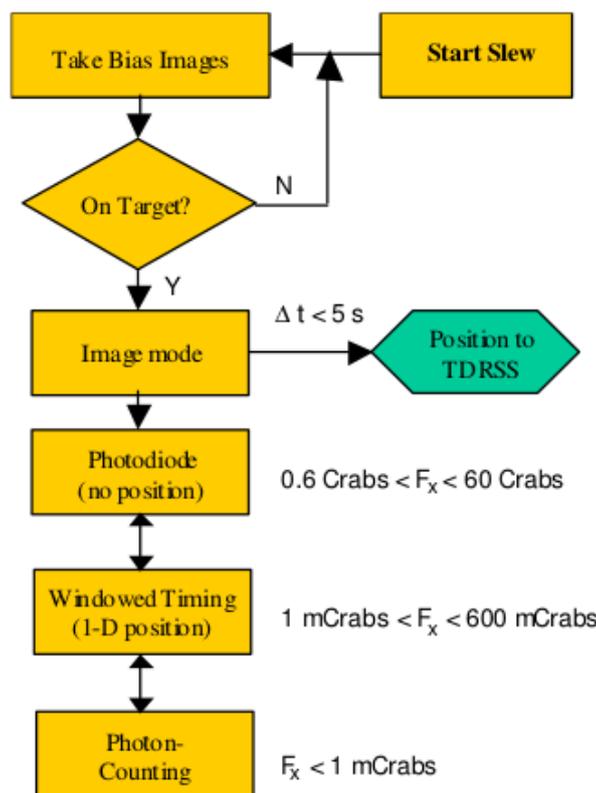


図 2.4: XRT 読み出しの自動化の流れ [25]

2.1.2 XRT データと解析方法

まず XRT データの構造について述べる。Swift-XRT データは、XRT データ処理を実行する Swift Data Center(SDC) において FITS ファイル (Flexible Image Transport System) に変換される。FITS とはコラム毎にデータの説明を加えたヘッダーがついた天文業界の標準形式ファイルである。衛星の観測データは全てこの FITS 形式に変換されたのちに保存される。XRT データ処理は様々なレベルのサイエンスデータを出し、処理段階に応じて記録する。その後良いデータを参照し、選別することができるパラメータの時間履歴を含むフィルタファイル (mkf ファイル) を生成する。処理段階には、標準較正、選別、リスト作成、フィルタリングがある。まずサイエンスデータを較正し、選別する。次に適切なツールでサイエンスデータファイルおよび付随するファイルを参照し、選択されたデータが有効だとされる時間範囲 (Good Time Intervals; GTI) のリストを作成する。これらの GTI は、選別されたイベントのリストを抽出するために使用される。最終段階は、イベントリストのフィルタリング (空間的、時間的、スペクトルの) であり、抽出するために適切に bin まとめられ、標準の FITS 形式のより高レベルのデータへ変換される。変換後のデータであるスペクトル、光度曲線、画像は、それぞれ XSPEC、XRONOS、XIMAGE などの解析プログラム、またはこれらを処理できる他のプログラムに読み込むことができる [27]。

次に解析について説明する。本研究に用いたブレーザーである Mrk 421 は高い光度のために表 2.2 に示す WT モードで取り込まれている。その画像の例を図 2.5 に示す。

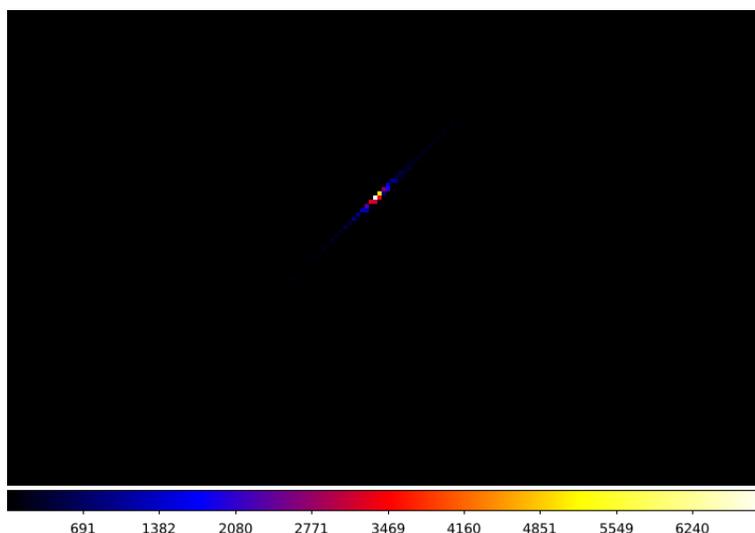


図 2.5: Mrk 421 の MJD 55315 の WT モードの画像。中心の明るい点が Mrk 421 である。

XRT データの解析は NASA の High Energy Astrophysical Science ARchives Center(HEASARC) が配布している、HEASoft v6.19 標準ツールの FTOOLS を用いて実行した。使用した具体的なコマンドは表 2.3 に示す。解析には 0.3—10 keV のエネルギー範囲でのイベントを使用している。光源のスペクトルは最小二乗法によるフィッティングを容易にするため 20 カウント毎に bin まとめを行った。観測機器の応答関数は `xrtmkarf` で生成され、応答関数によって PSF 損失と CCD 欠陥が補正される。スペクトル解析には XSPEC ソフトウェアパッケージ version12 を用いた。表 2.4 に解析条件をまとめる。

コマンド	役割
xselect	FITS ファイルから目的のイベントを抽出
grppha	bin まとめを行う
xrtmkarf	応答関数 ARF ファイルを作成
xspec	モデルに対してフィッティングを行う

表 2.3: FTOOLS コマンドの役割

HEASoft バージョン	v6.19
XSPEC	version12
エネルギー範囲	0.3 keV—10 keV
解析期間 (MJD)	MJD 55150—MJD 56749
解析期間 (日付)	2009-11-15—2014-04-02

表 2.4: 解析条件

解析では天体のバックグラウンドを差し引く必要がある。WT モードは図 2.5 に示すような空間 1 次元のデータが得られ、各時刻においてデータの得られる方向が変わるため、領域をその都度変える必要がある。ここで FTOOLS のひとつで、キーワードを抜き出すことが可能となる `fkeyprint` コマンドを用いることで、FITS ファイルから解析中に天体の角度を自動的に抜き出すことに成功した。領域の取り方は図 2.6 に示す。以上で示したように FTOOLS を用いて行った解析から得られた、Mrk 421 の光度曲線を図 2.7 に示す。

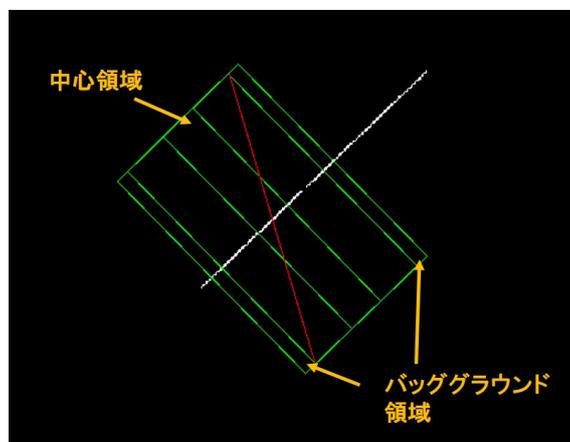


図 2.6: バックグラウンドの取り方。図 2.5 を z スケールとした場合での MJD55315 の Mrk 421 の画像。白線と赤線が交わっているところが天体中心である。中心から 32 秒角の距離 (中心の緑色の四角形) が中心天体領域で、中心から 1.6—2.1 分角の範囲 (両サイドの緑色の四角形) がバックグラウンドの領域となるように設定している。

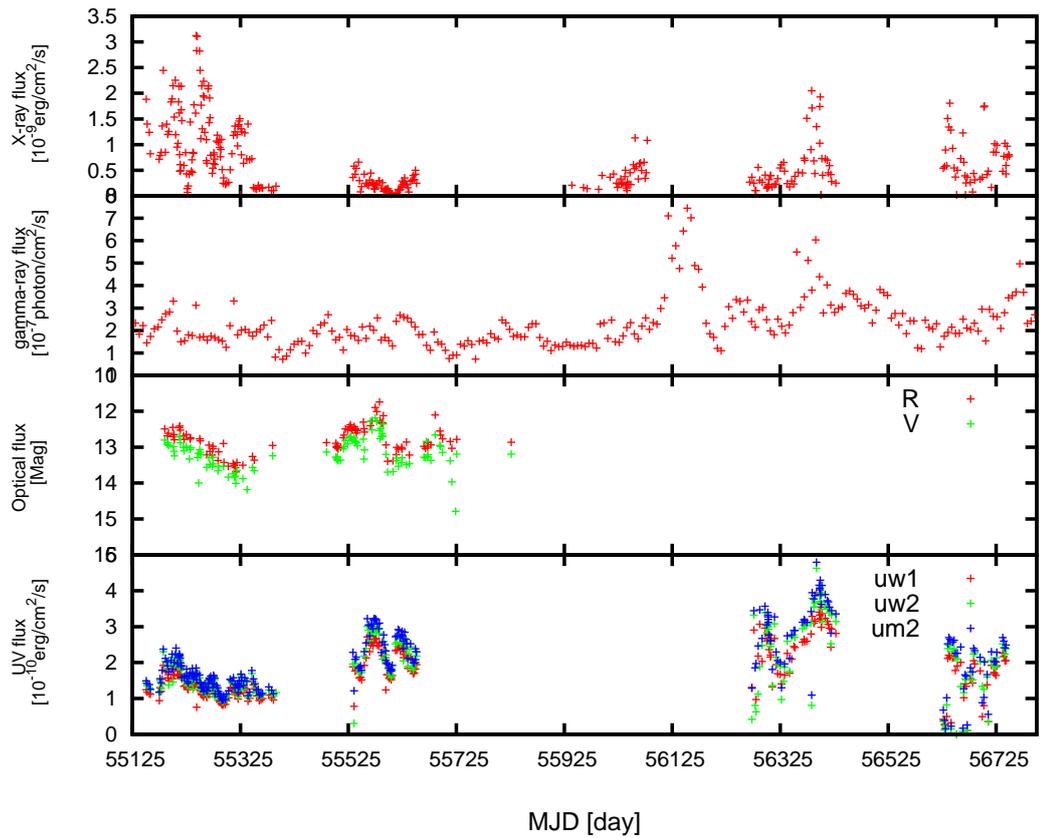


図 2.7: Mrk 421 の多波長観測データによる光度曲線。横軸が時間 (修正ユリウス日)、縦軸がフラックスである。2010 年のフレア期を含む MJD 55125 から MJD 56800 の期間を示す。上から 1 番目が Swift-XRT による X 線フラックス (0.3 – 8 keV)、2 番目が Fermi による GeV ガンマ線フラックス、3 番目がかなた望遠鏡による可視光フラックス (R、V バンド)、4 番目が Swift-UVOT による紫外線フラックス (UVW1、UVM2、UVW2) である。

Swift-XRT は 2009–2014 年まで 1 日 1 回観測している。図 2.7 の光度曲線により、MJD 55125–MJD 55350 の期間 (2010 年) は X 線で活動的な年であることが分かる。それ以外の時期は暗い時期 (X 線フラックス $< 0.5 \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) が多い。本研究では暗い時期と明るい時期で物理パラメータがどう変わるかを調べたいため、2010 年の明るい時期 (X 線フラックス $> 0.5 \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) からランダムに 28 日、2009–2014 年の暗い時期 (X 線フラックス $< 0.5 \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) から 13 日を選び、それらの SED を作成し解析した。

可視光の観測によって Mrk 421 にはホスト銀河の証拠がなかったため、我々は水素柱密度を $N_H = 1.61 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ とした [29]。スペクトル解析において、星間ガスに起因する低エネルギー吸収の推定値を考える必要があるため、それらを取り除いたフラックスを図 2.7、以降の SED で使用している。スペクト

ルのモデルで最も一般的なものは以下の power-law モデルである。

$$F(E) = KE^{-a} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1} \quad (2.1)$$

a は photon index、 K は正規化定数 (フラックス) である。しかし、Itoh et al. (2015) や Tramacere et al. (2009) では、Mrk 421 の X 線スペクトルは power-law モデルよりも、log-parabolic モデルの方がよくデータを再現すると述べている [15] [17]。よって本研究でもスペクトルのモデルには式 (2.2) に示す log-parabolic モデルも使用した。

$$F(E) = KE^{-a+b\log(E)} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1} \quad (2.2)$$

a は 1 keV での photon index、 b はスペクトルの曲率。表 2.5、図 2.8 は MJD 55186 の XRT データに対して、power-law モデルと log-parabolic モデルを使用した際のそれぞれの χ^2 の値と、スペクトルデータ、そのモデル及び両者の比を示している。この結果から、power-law モデルよりも、log-parabolic モデルの方がデータを良く再現していることが分かる。MJD 55186 以外の日についても全ての XRT スペクトルを解析し、log-parabolic モデルの方がデータに適していることを確認した。よって、本研究では log-parabolic モデルを使用した結果を示す。付録の表 7.1 に使用したデータ ID とフラックスを掲載している。

モデル	reduced χ^2	d.o.f
log-parabolic	1.10	229
power-law	1.34	230

表 2.5: 各モデルでの reduced χ^2 の結果

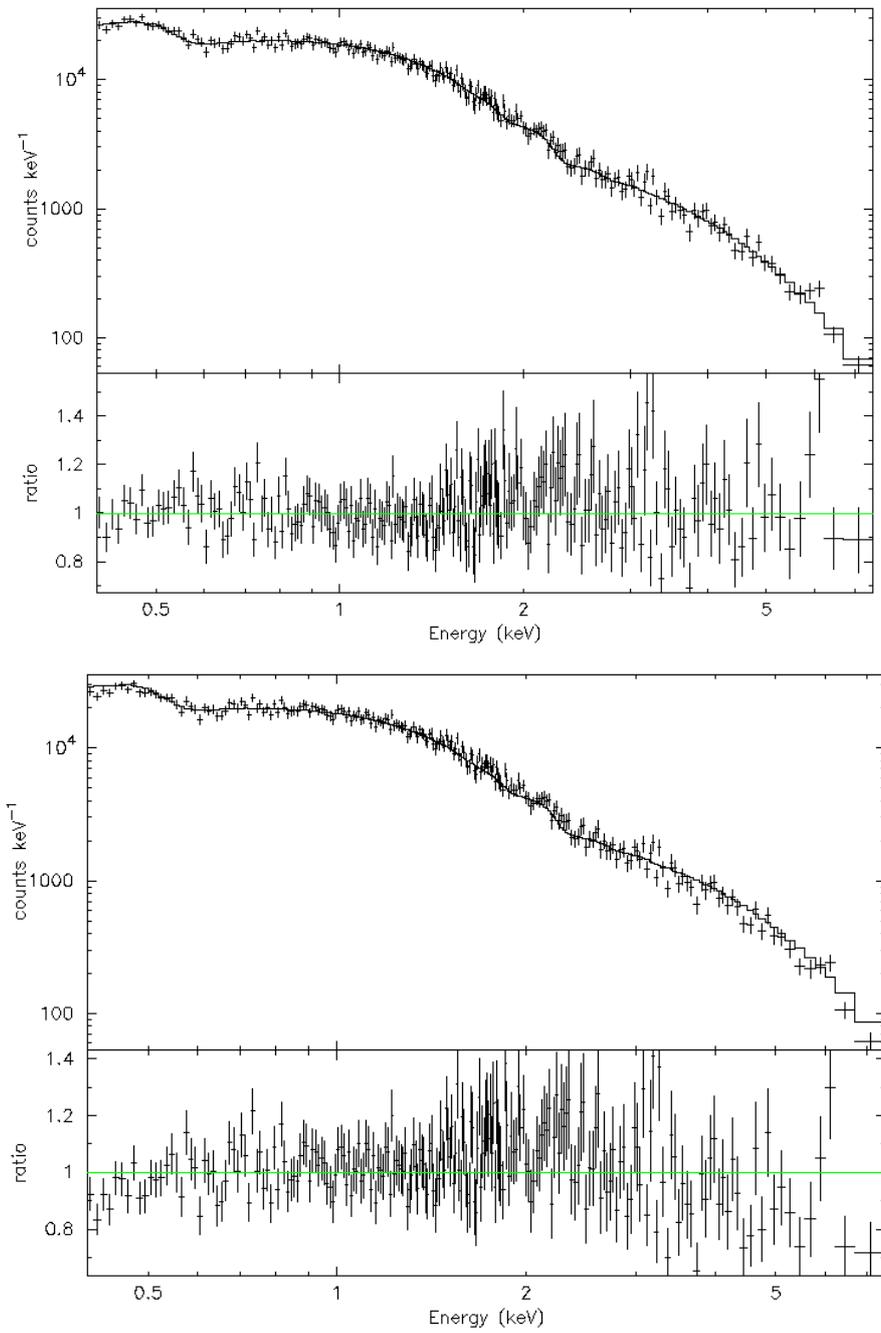


図 2.8: Mrk 421 のスペクトルデータとモデルの残差 (MJD 55186)。上図が log-parabolic モデルを使用した結果で、下図が power-law モデルを使用した結果である。横軸がエネルギー、縦軸が検出されたカウント数である。

2.2 ガンマ線データ

図 2.9 に示すフェルミガンマ線観測衛星は米国、日本、イタリア、フランス、スウェーデン、ドイツの研究組織により共同開発され、2008 年 6 月 11 日にケープ・カナベラル空軍基地から打ち上げられた。2008 年 8 月から運用が開始されて以来、全天サーベイ観測を行なっている。CGRO 衛星の EGRET ガンマ線望遠鏡 (スパークチャンバーを用いた検出器) が開拓した新しいエネルギー領域をさらに広げる目的で開発された。図 2.10 に示すようにガンマ線検出器として、大面積望遠鏡 (Large Area Telescope; LAT) とガンマ線バーストモニター (Gamma-ray Burst Monitor; GBM) の 2 つを搭載している。本論文では LAT による Mrk 421 の観測データを解析したため、以降で LAT の特徴とデータ解析について述べる。



図 2.9: フェルミ衛星 [31]

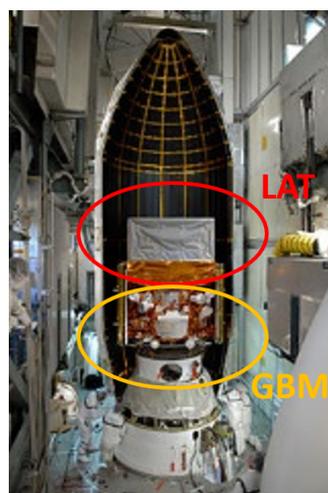


図 2.10: LAT、GBM 検出器 [31]

2.2.1 フェルミ-LAT 検出器

LAT は 20 MeV—300 GeV 以上の観測帯域を持ち、視野は全天の約 20 % で 3 時間ごとに走査を行う [30]。活動銀河、超新星残骸、パルサーのような高エネルギーガンマ線天体に加え、暗黒物質、宇宙線、星間物質など幅広い天体を研究対象としている。以下で詳しく説明する、トラッカー (Tracker; TKR)、カロリメーター (Calorimeter; CAL)、反同時計数検出器 (Anti-Coincidence Detector; ACD) の 3 種類の検出器から構成されている。入射した高エネルギーガンマ線を電子・陽電子対生成反応で電子・陽電子に変換し、その飛跡をシリコンストリップ検出器で追うことで、広帯域でのガンマ線の到来方向やエネルギーを測定できる。LAT の性能を表 2.6 に、全体図を図 2.11 に示す。

パラメータ	値
エネルギー帯域	~20MeV — >300GeV
エネルギー分解能	<15 % (>100MeV)
有効面積	>8000cm ²
1光子角度分解能	<0.15 °(>10GeV) <3.5 °(=100MeV)
視野	2.4sr
光源位置決定精度	<0.5 °
点光源感度	<6 × 10 ⁻⁹ ph cm ⁻² s ⁻¹ (>100MeV)
時刻精度	< 10 ⁻⁶ 秒
背景信号除去	<10 % (100MeV — 300GeV)
不感時間	1 イベントあたり <10 ⁻⁴ 秒

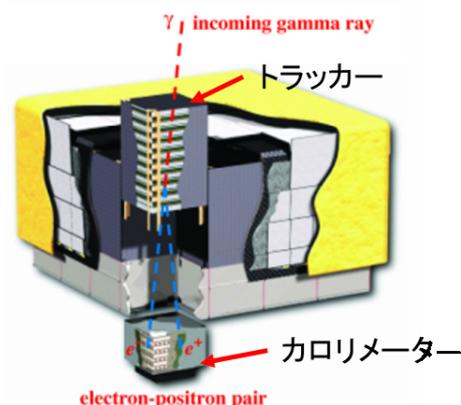


図 2.11: LAT の全体図 [33]

表 2.6: LAT の性能 [32]

- TKR
 トラッカーは4 × 4の16個のタワーモジュールにより構成されている。各タワーモジュールは薄いタングステン変換ホイルを差し込まれたシリコンストリップの層からなる。シリコンストリップ検出器は電子・陽電子対生成反応によりガンマ線から生成された電子と陽電子の経路を測定する。この反応は宇宙線のバックグラウンドを排除するためにも役立つ。
- CAL
 粒子が完全に吸収されたときの粒子のエネルギーを測定する検出器である。LATのカロリメーターは主にヨウ化セシウムでできており、入射光のエネルギーに比例した光を生成する。また、宇宙線とガンマ線のデポジット分布は異なるため、このカロリメーターは宇宙線を排除することにも有用である。
- ACD
 反同時計測検出器は宇宙線を最初に防ぐ役割がある。荷電粒子宇宙線が当たるとシンチレーターが光って、同時計測信号を出す。

可視光とは異なり高エネルギーガンマ線は、レンズによって屈折されることも鏡によって集束されることもできない。代わりに、高エネルギー粒子加速器で使用される検出器と同じ技術で検出される。以下でLATのガンマ線検出の一連の流れを図2.12を用いて説明する。

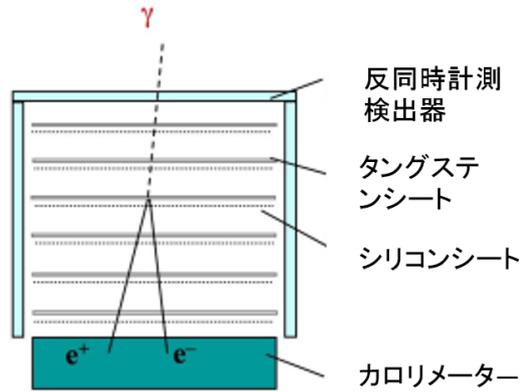


図 2.12: LAT モジュールの模式図 [33]

1. ガンマ線が LAT に入り、信号を出さずに反同時計測検出器を通過。
2. ガンマ線は 16 枚の薄いタングステンシートの 1 つで相互作用をする。この作用は対生成であり、ガンマ線を陽電子と電子に変化させる。
3. トラッカーはシリコンストリップを使用して、電子と陽電子の経路を測定し、ガンマ線の到来方向を決定する。
4. 電子と陽電子は、粒子のエネルギーと元のガンマ線のエネルギーの測定を行うカロリメーターへ入る。
5. 反同時計測検出器は不要な宇宙線粒子の信号を受け取る。この信号はデータ収集システムに信号を排除するように指示する。反同時計測検出器は LAT に入るバックグラウンド荷電粒子の 99.97 % を排除する。
6. LAT データ収集システムのソフトウェアにより地球の大気に由来する不要なガンマ線が排除される。

2.2.2 LAT データと解析方法

Fermi ガンマ線衛星から地球へ送られてくる LAT の生データにはイベント 1 つ 1 つの情報が全て含まれているため、膨大な量になる。この生データを解析に適したものにするために、level0、level1 と呼ばれる 2 つの処理を施す。

1. level 0 プロセス

生データに含まれる情報を衛星情報と検出器情報とに分離し、level 0 data とする。衛星情報には衛星自身の姿勢や位置等の情報が、検出器情報には検出器が捉えた天体由来の電子の到来時間やエネルギー等の情報が含まれる。

2. level 1 プロセス

Level 0 プロセスで作成した level0 data 中の粒子の飛跡を再構成する。これによりガンマ線のエネルギーや到来方向、バックグラウンドの識別が得られる。

これらのプロセスの後に、さらに解析に必要な情報のみを取り出して、Swift 衛星の XRT 解析でも用いた FITS 形式に変換を行う。LAT の FITS ファイルには FT1 と FT2 の 2 種類ある。検出器が捉えた光子の情報が含まれるものが FT1 ファイル、衛星の姿勢や位置などの情報が含まれるものが FT2 ファイルである。

フェルミ衛星の解析の流れを説明する。FT1 ファイルから、エネルギー領域、天体の座標、解析領域 (Region Of Interest; ROI)、解析期間などを指定し、使用する領域のデータを選択して切り出す。次に FT2 の衛星条件をもとに、FT1 ファイルのイベントセレクションを行いガンマ線イベントのみに絞り込む。この作業が必要な理由は、フェルミ衛星は全天サーベイ観測を行っているため、特定天体の観測時間は正確には定められていないからである。最後に最尤法によりスペクトルフィットを行う。観測値より放射モデルを推定する場合、最小二乗法を用いるのが一般的である。しかしガンマ線は到来数が少ないため光子の分布が正規分布ではなく、ポアソン分布となるので最尤法を用いている。最尤法によりモデルにデータをフィッティングすることで、フラックス、誤差、スペクトル指標などの情報が得られる。LAT で得られたスペクトルデータのモデル化の方法は大別して以下の 2 つがある。

- unbinned 解析

検出された光子 1 つずつに対して尤度を計算する。到来光子数が他のエネルギー帯域に比べて少ないガンマ線の解析においては、この方法が用いられる。光子数が多いデータに使用すると解析に時間を要するため一般的には用いられない。

- binned 解析

検出された光子を一定のエネルギー領域 (bin) ごとにまとめて尤度を計算する。データ量が多い長時間データの解析や、銀河面近傍の背景放射が大きい領域の解析を行う際に用いられる解析手法である。データ量が多い場合も時間がかからない。

本研究の解析には、フェルミチームが配布しているフェルミ衛星用解析ツールである Science Tools を使用している。Science Tools は SLAC(Stanford Linear Accelerator Center) で開発されたソフトで、データセレクションからモデルフィットまでの一連の解析を行うことができる。今回使用したものはバージョンが v10r0p5、レスポンスが P8_R2_SOURCE_V6 である。本研究では光度曲線を作成するために unbinned 解析を、SED を作成するために binned 解析を行った。それぞれの解析と結果について以下で説明する。

unbinned 解析

unbinned 解析で Mrk 421 の約 8 年間のデータを 1 週間ごとに分割して解析し、光度曲線を作成した。解析条件は表 2.7 に、解析に使用した Science Tools のコマンドは表 2.8 に示す。

データセット	Pass 8
イベントセレクション	SOURCE
エネルギー範囲	100MeV—300GeV
解析期間 (MJD)	54682—57667
解析期間 (日付)	2008-08-04–2016-10-06
解析領域 (ROI)	15 deg
Zenith Angle	<90 °
Time Cuts Filter	DATA_QUAL>0 && LAT_CONFIG==1
Galactic Diffuse	gll_v90 _iem_v06.fits
Extragalactic Diffuse	iso_P8R2_SOURCE_V6_v06.txt

表 2.7: 解析条件

コマンド	役割
gtselect	FT1 から使用するデータ領域の切り出し
gtmktime	衛星情報 (FT2) を元に FT1 のイベントセレクションを行い FT1 の GTI を作成
gtbin	FT1 を他のツール (DS9、XSPE 等) で使用できる FITS ファイルへ変換
gtlucube	FT2 中の livetime と FT1 中の GTI を用いて livetime の合計を計算
gtexpmap	レスポンス計算に使用する exposure map の作成
gtdiffersp	拡散放射 (Diffuse 成分) のレスポンスの計算
gtlike	最尤法によるモデルフィット

表 2.8: unbinned 解析で使用した Science Tools コマンドの役割

以上で示した Science Tools コマンドを使用し、作成した Mrk 421 の光度曲線が図 2.7 の上から 2 段目のグラフである。Mrk 421 は X 線だけでなく、ガンマ線でも時間変動していることが分かる。

binned 解析

binned 解析の解析条件を表 2.9 に示す。解析期間は Swift-XRT のライトカーブから、X 線で明るい時期 (28 期間) と暗い時期 (13 期間) のそれぞれ前後 5 日間に限定し、SED を作成した。binned 解析では光子を 1 つずつ扱うのではなく、一定のエネルギー領域 (bin) ごとにまとめて扱う。本研究では $0.1 \text{ deg} \times 0.1 \text{ deg}$ の正方形中に光子が何個到来したかを数え、解析領域はこの正方形が 200 個 \times 200 個の $20 \text{ deg} \times 20 \text{ deg}$ とした。本解析で用いたコマンドを表 2.10 に示す。unbinned 解析で用いたコマンドと後半部分が異なる。SED 解析はまずエネルギー範囲を区切る。一般的に SED は両対数で表示されるため、対数空間で等間隔となるようにエネルギー範囲は $100 \text{ MeV} - 300 \text{ GeV}$ を 6 分割した。スペクトルのモデルは式 (2.3) に示す power-law 分布を使用した。

$$\frac{dN}{dE} = K \left(\frac{E}{E_0} \right)^\alpha \quad (2.3)$$

K は正規化定数、 α は冪乗則の係数、 E_0 は基準エネルギーを表す。それぞれのエネルギー帯で gtlike により求めた正規化定数、冪乗則の係数、基準エネルギーの値を式 (2.3) に代入することで $\frac{dN}{dE}$ を算出できる。解析結果の一例を図 2.13 に示す。

データセット	Pass 8
イベントセレクション	SOURCE
エネルギー範囲	100 MeV—300 GeV
解析期間 (MJD)	55175—56708
解析期間 (日付)	2009-12-10—2014-02-20
解析領域 (ROI)	20 deg \times 20 deg
Zenith Angle	<90 °
Time Cuts Filter	DATA_QUAL>0 && LAT_CONFIG==1
Galactic Diffuse	gll_v90 _iem_v06.fits
Extragalactic Diffuse	iso_P8R2_SOURCE_V6_v06.txt

表 2.9: 解析条件

コマンド	役割
gtselect	FT1 から使用するデータ領域の切り出し
gtmktime	衛星情報 (FT2) を元に FT1 のイベントセレクションを行い FT1 の GTI を作成
gtbin	FT1 を他のツール (DS9、XSPE 等) で使用できる FITS ファイルへ変換
gtlucube	FT2 中の livetime と FT1 中の GTI を用いて livetime の合計を計算
gtexpcube2	gtlucube で計算した livetime を使用領域に適用して露出マップを作成
gtsrmap	最尤法で使用するためのモデルカウントマップを作成
gtlike	最尤法によるモデルフィット
gtmodel	モデルを読み込み適切なスケールをソースマップに適用し、最適なモデルマップを作成

表 2.10: binned 解析で使した Science Tools コマンドの役割

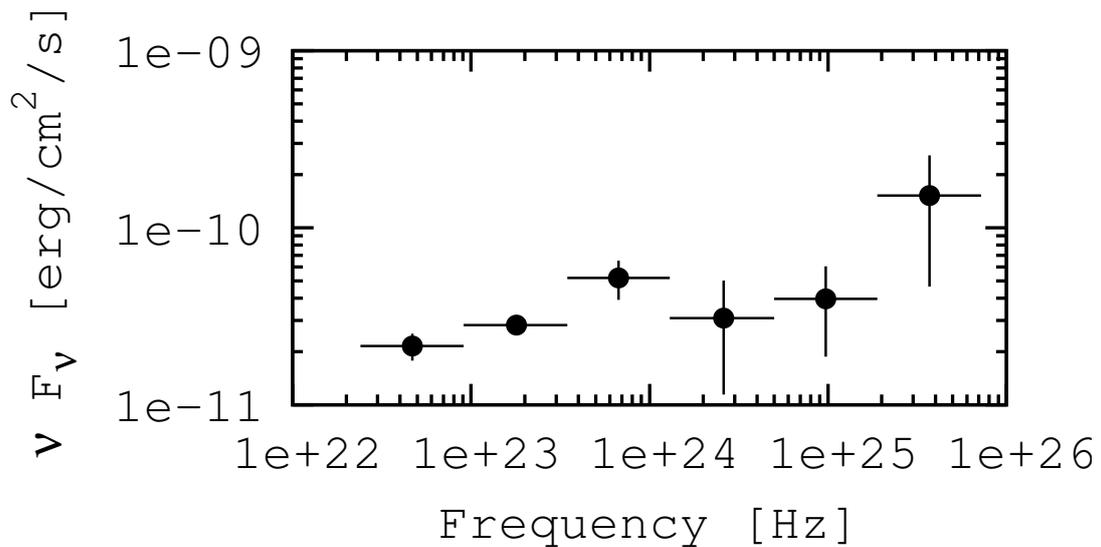


図 2.13: Mrk 421 の 1 MeV から 300 GeV のエネルギースペクトル分布 (MJD 55230)。横軸が周波数、縦軸がエネルギーフラックスである。

2.3 可視光・紫外線データ

Mrk 421 の可視光データは Itoh et al.(2015) で報告されている、2009 年から 2014 年までのデータを使用した [15]。それらは東広島天文台に設置されている、1.5m 光学赤外線望遠鏡であるかなた望遠鏡の HOWPol で観測された、中心波長 659nm (R_c バンド) および 551nm (V バンド) の測光データ (図 2.7 上から 3 段目) である [34]。

2.1 章で示した、Swift 衛星の UVOT の紫外線データ (図 2.7 の最下部) も取得した。UVOT での観測では、260.0nm (UVW1)、224.6nm (UVM2)、192.8nm (UVW2) の有効中心波長を有する 3 つの紫外線フィルターをイメージングモードで使用している。UVOT データは、CCD 測光法の標準的な手順に従って解析を行った。天体のカウントは、全てのフィルターについて半径 5 秒角のアパーチャから抽出し、標準のゼロ点を使用してフラックスに変換した [35]。これらのリダクションには、VOTSOURCE HEADAS 6.19 および 2015 年 7 月 17 日にリリースされた較正データベース CALDB を使用している。また Schlafly, Finkbeiner (2011) で報告された色超過 $E(B - V) = 0.0132$ を使用して各バンドの減光量を計算し [36]、銀河の吸収補正を行っている [37]。

以上 2 章で述べた Mrk 421 のデータを用いて、次説で説明する MCMC でモデル最適化を行う。

第3章 マルコフ連鎖モンテカルロ法

3.1 ベイズ推論

各種パラメータや未知の要素を全てひとまとめにしてベクトル x と書く。ベイズ統計では x の値が確率的に生成されたと考えて、その確率分布 $P(x)$ を事前分布と呼ぶ。次にこの値を与えたもとの、データが作り出される条件付き確率 $P(y|x)$ を仮定する。これを尤度関数という。するとベイズ推論は、「 $P(x)$ と $P(y|x)$ が与えられたとき、データ y が与えられたときの x の確率分布を求める」ことに相当する。この条件付き確率 $P(x|y)$ を事後分布という。ベイズの公式は以下で示される。

$$P(x|y) = \frac{P(y|x)P(x)}{Z} \quad (3.1)$$

$$Z = \sum_x P(y|x)P(x) \quad (3.2)$$

Z は確率の総和を 1 とするための規格化定数である。ベイズ理論は事前分布 $P(x)$ を考えるため、パラメータの最適値だけではなく事後確率分布が推定でき、そのため検定の必要が無いといった利点がある。統計科学の領域において、マルコフ連鎖モンテカルロ法 (Markov Chain Monte Carlo methods; MCMC) が最も利用されているのは、このベイズ推論に関連した部分である。ベイズ推論では MCMC を事後確率 $P(x|y)$ からの x のサンプルを得る為に利用される。

3.2 MCMC とそのアルゴリズム

3.2.1 MCMC とは

MCMC は、多変量の確率分布からサンプルを得るための一群の手法である。1953 年に統計物理の分野において液体のシミュレーション方法として、Metropolis らによって提唱された [38]。その方法の一般性と有用性から、現在に至るまで物理学、統計学など様々な分野で応用されている。マルコフ連鎖とは「1 つ前のみの状態によって次の状態が決まる連鎖」、モンテカルロ法とは「乱数を用いた数値計算技法」を意味する。この特徴を以下に示す。

- ・正規分布などの性質が良く分かっている分布だけではなく、離散変数や連続変数問わずさまざまな分布に適用できる。

- ・多変量の場合にも適用できる。

- ・事後分布が多峰型になっていても、局所解にとらわれず大局解を知ることができる。

本研究では MCMC の中で最も基本的なアルゴリズムであるメトロポリス法を用いた。計算手順は、現在の状態を中心に対称な提案分布からサンプル候補を生成し、目的分布の密度関数の比を用いてそのサンプル候補をサンプルとして採択するか否かを確率的に判定することを繰り返す。提案分布とは任意の確率密度関数のことで、過去のサンプルから候補のサンプルを生成する関数を意味する。以下で MCMC の特徴である詳細釣り合い条件を示した後、具体的なアルゴリズムについて説明する。

3.2.2 詳細釣り合い条件

MCMC によって得られる変数 x の確率分布 $P(x)$ は定常分布になる必要がある。この定常性を満たすための条件として詳細釣り合い条件がよく使われる。これは任意の x, x' について、

$$P(x)\pi(x \rightarrow x') = P(x')\pi(x' \rightarrow x) \quad (3.3)$$

が成り立つと表現される。これが「遷移確率 π のもとで $P(x)$ が定常分布になること」の十分条件であることは容易に分かる。この式 (3.3) は「すべての対 (x, x') について個々に釣り合う」という、強い条件を課している。詳細釣り合い条件を満たすものに限定してしまえば「遷移確率 π のもとで $P(x)$ が定常分布になる」ように遷移確率 π を設計することは簡単である。ある状態に行く割合が増えたり、新しい遷移が加わったりしても、反対方向の遷移をそれと釣り合うように変えれば定常分布は変わらないことになる。また「遷移確率 π を定めるには比 $P(x)/P(x')$ のみで十分」という点が重要である [39]。

3.2.3 MCMC メトロポリス法アルゴリズム

ここではメトロポリス法のアルゴリズムを説明する。任意の i 番目の状態 x_i を考える。

1. dx を提案分布から発生させる。

提案分布とは任意の確率密度関数のことで、過去のサンプルから候補のサンプルを生成する関数を意味する。

2. 任意の i 番目の状態 x_i から $i + 1$ 番目の状態の候補は以下のように決める。

$$x_{i+1} = x_i + dx \quad (3.4)$$

3. 候補の状態と現在の状態との事後確率の比を式 (3.5) のように計算する。

$$r = \frac{P(x_{i+1})}{P(x_i)} \quad (3.5)$$

4. 次の状態を決める

1) $r \geq 1$ のとき

無条件で採択 (候補の状態を $i + 1$ 番目の状態にする)

2) $r < 1$ のとき

確率 r で採択

一様乱数 $R(0 \leq R < 1)$ を発生させ、以下で決める。

$r > R$...採択 (候補の状態を $i + 1$ 番目の状態にする)

$r < R$...非採択 (i 番目の状態を $i + 1$ 番目の状態にする)

事後確率の比と採択確率には、図 3.1 に示す関係がある。

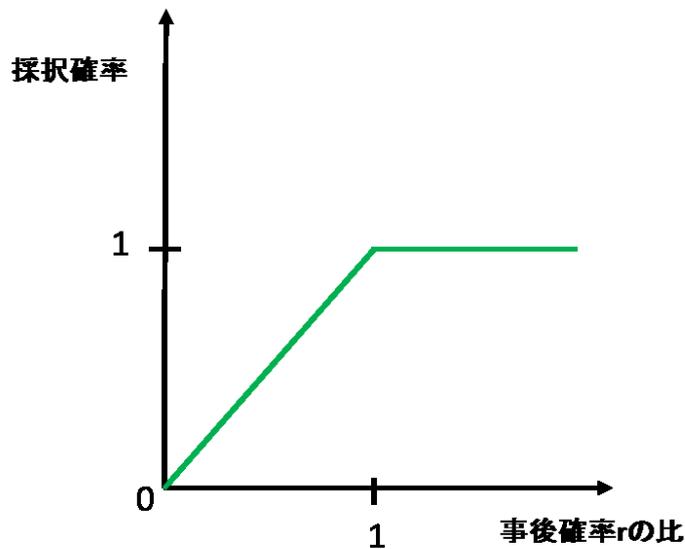


図 3.1: 事後確率の比と採択確率の関係

以上のことを分かりやすく図示したものが図 3.2 である。図 3.2 では具体的なパラメータとして 2 次元パラメータ a 、 b を考えている。等高線は事後確率を表し、中心ほど高い。 i 番目を a_i 、 b_i とする。図中の右上に行くとも事後確率が上がるので、無条件に採択される。右下に行くとも事後確率が下がるので採択確率 $1/3$ で採択される。最尤法では事後確率の高い方にしか状態遷移しないが、MCMC では事後確率の低い方にも状態遷移するため、局所解に捕らわれず大局解を推定できる。

5. 事後分布の可視化と最適パラメータの決定

以上のプロセスを十分長い時間繰り返し、初期値の影響を受けていると思われる部分を排除する「Burn-in」という操作を行う。その後、定常分布に収束した部分で事後分布を作成する。図 3.3 の左図は MCMC ステップに対するパラメータの推移を示しており、このグラフをトレース図と呼ぶ。右図はこの事後分布を示している。

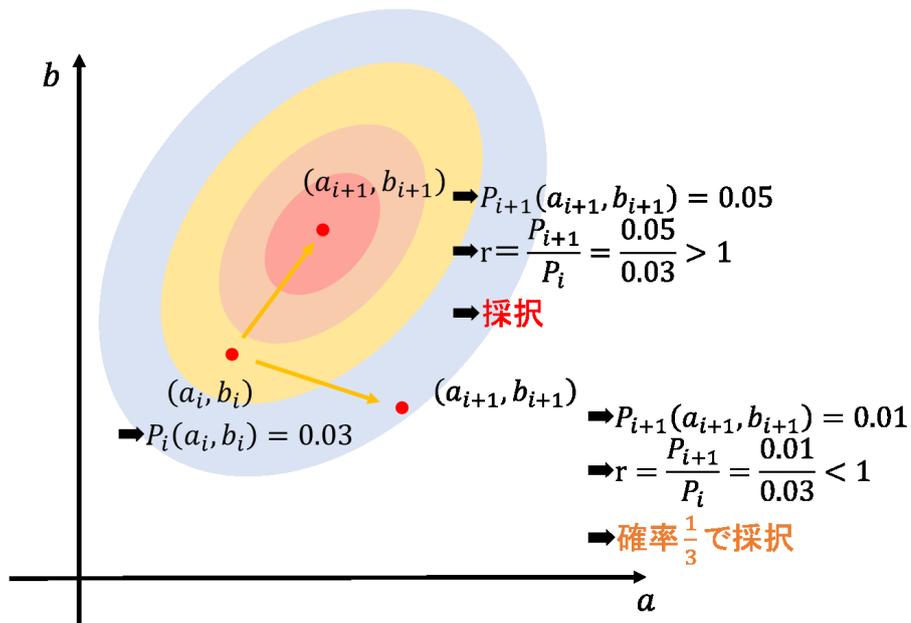


図 3.2: 採択・非採択の例。等高線は事後確率を表す。

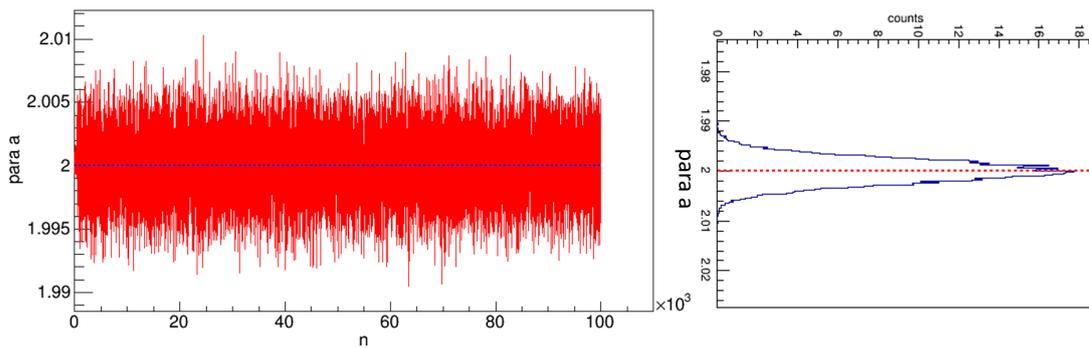


図 3.3: 収束結果と事後分布の可視化。左図:トレース図。横軸はステップ数、縦軸はパラメータ値であり、収束性が確認できる。右図:横軸は事後確率、縦軸はパラメータ値あり事後分布を示す。

メトロポリス法のアルゴリズムは至ってシンプルである。しかし、パラメータ毎に最適な提案分布に調整する必要があり、パラメータの数が増えるとその調整に時間を要するという欠点がある。ここでその欠点を克服するために考えられたのが次に示す適応的メトロポリス法である。

3.3 適応的メトロポリス法

前述の、メトロポリス法に、提案分布のパラメータ更新則を加える [40]。より効率的かつ迅速に収束させるため、各パラメータの提案分布をより適したものと変更させるということである。本研究はいずれの提案分布に対しても、式 (3.6) に示す各パラメータ間の相関を考えた多次元正規分布を用いた。

$$f(\boldsymbol{x}) = \frac{1}{(\sqrt{2\pi})^p \sqrt{|\Sigma|}} \exp\left(-\frac{1}{2}(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{\mu})^T \Sigma^{-1}(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{\mu})\right) \quad (3.6)$$

Σ はパラメータの分散共分散行列、 $\boldsymbol{\mu}$ は各パラメータの平均値であり、 T は転置、 p は \boldsymbol{x} の次元を表す。提案分布のパラメータ θ は、スケールパラメータ σ^2 を加えた目的分布の分散共分散行列 $\sigma^2 \Sigma$ のみである。 σ^2 は指定した平均採択率 α に達するような値にするのが望ましい。大局解に収束するように Robbins-Monro アルゴリズム [41] から、メトロポリス法で次のサンプル \boldsymbol{x}_n が与えられたとすると、

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\mu}_n &\leftarrow \boldsymbol{\mu}_{n-1} + h_n(\boldsymbol{x}_n - \boldsymbol{\mu}_{n-1}) \\ \Sigma_n &\leftarrow \Sigma_{n-1} + u_n \left((\boldsymbol{x}_n - \boldsymbol{\mu}_{n-1})(\boldsymbol{x}_n - \boldsymbol{\mu}_{n-1})^T - \Sigma_{n-1} \right) \\ \sigma_n^2 &\leftarrow \sigma_{n-1}^2 + s_n(FA_n - \alpha) \end{aligned} \quad (3.7)$$

と更新していく。ここで h_n, u_n, s_n はそれぞれ $n \rightarrow \infty$ で 0 に収束する学習係数であり、和は発散し二乗和は収束する。 $\boldsymbol{\mu}$ はパラメータの平均値であるとともに、 Σ の更新に必要な補助パラメータである。これは目的分布の期待値を学習する。 FA は n ステップ目でサンプル \boldsymbol{x}' が採択されたら 1 とし、棄却されたら 0 となる変数である。以下でアルゴリズムを示す。

1. サンプルの初期値、パラメータの初期値の $\theta_0 = (\sigma_0^2, \Sigma_0)$ 、 $\boldsymbol{\mu}_0$ を与える。
2. a、パラメータ θ_{n-1} を持つ提案分布を用いて、候補の生成、採択判定 (メトロポリス法のアルゴリズム 1~4) を行い次のサンプルを得る。
b、上記の式でアルゴリズムを繰り返す毎に、パラメータ θ を更新する。

3.4 モデルの縮退構造

前節で紹介した適応的メトロポリス法を用いて、2章で述べたデータに対し 1.3 節で示した SSC モデルのパラメータ推定を行う。まず、モデルの縮退構造を調べるために、全パラメータに無情報事前分布を仮定、つまり一様分布を与え、パラメータ推定を行う。 B 、 δ_D 、 T 、 K_e 、 γ_b は幅広いパラメータ範囲を探索することを可能にするため、対数スケールで扱う。そうすることで本節で後述するように、問題の線形性が改善する。

計算がオーバーフローするのを防ぐために、最小値、最大値を一様分布に設定した。各パラメータの最小値、最大値はそれぞれ、 $\log B = -40-5$ 、 $\log \delta_D = -5-45$ 、 $\log T = -90-20$ 、 $\log K_e = -50-50$ とした。また、 γ_{\min} 、 γ_{\max} は我々のデータでは制限できないことが確認されたので、 γ_{\min} 、 γ_{\max} はそれぞれ 10^2 、 10^8 に固定した。ここでは Mrk 421 の MJD 55598 の SED データ (図 3.4) を例として示す。図 3.5 は各パラメータのトレース図、図 3.6 は事後分布を示す。2 万ステップまで burn-in して、10 万ステップまで計算

することで、十分な精度で事後確率が得られた。トレース図から、MCMC サンプルが定常分布に収束していることが確認できる。また、図 3.6 の事後分布から、 $\log B$ 、 $\log \delta_D$ 、 $\log T$ 、 $\log K_e$ は広範囲で均一な確率分布を持つことが分かる。これは、モデルが縮退し、解が一意に決まっていないことを意味する。

表 3.1 はパラメータ間の相関係数を示しており、 $\log B$ 、 $\log \delta_D$ 、 $\log T$ 、 $\log K_e$ が強く相関していることが確認できる。図 3.7 は 4 つのパラメータの事後確率の関係を示す。今、事前分布は一様分布であるため、事後確率密度は尤度に相当し、図はその値をカラーマップで表示している。この図から、 $\log B$ 、 $\log \delta_D$ 、 $\log T$ 、 $\log K_e$ が互いに線形に強く相関していることが分かる。したがって、パラメータの最適解を得るためには、 $\log B$ 、 $\log \delta_D$ 、 $\log T$ 、 $\log K_e$ のいずれか 1 つのパラメータに制約を与える必要がある。図 3.4 の赤と青の点線は、図 3.7 の点 A と点 B の黒丸で示した部分のパラメータを持つ、モデル SED を示している。縮退を無くすためには、TeV ガンマ線領域周辺の逆コンプトン放射成分のデータが必要であることをこの図は示唆している。本研究ではパラメータの時間変化に着目しており、異なる周波数データの同時性が重要である。しかし、我々のデータでは同時の TeV ガンマ線データは使用できない。よって、この問題を解決するためには、上記 4 つのパラメータの内一つを制限する必要がある。

表 3.1 から、 $\log \gamma_b$ 、 p_0 、 p_1 は $\log B$ 、 $\log \delta_D$ 、 $\log T$ 、 $\log K_e$ と相関が小さいことが分かる。図 3.6 から分かるように、 $\log \gamma_b$ 、 p_0 、 p_1 は $\log B$ 、 $\log \delta_D$ 、 $\log T$ 、 $\log K_e$ と異なり、データによって制限されている。したがって SED の形状を決定するパラメータ γ_b 、 p_0 、 p_1 の最適解は、モデルの縮退に関係なく取得することができる。

図 3.8 の上図は図 3.7 と同じだが、 $\log B$ と $\log \delta_D$ の妥当な範囲を拡大している。ブレーザーに関する過去の研究によると、 B と δ_D の妥当な範囲は、図 3.8 に点線で示している $B = 10^{-3}-1$ と $\delta_D = 1-10^2$ である [16] [17] [42]。図 3.8 の上図は $\log B$ と $\log \delta_D$ の妥当な範囲に最適解の領域がある。一方、図 3.8 の下図は MJD 55623 のデータで得られたものを示している。この図では最適解が、 $\log B < -4$ という非常に小さな値になってしまう。このような異常なパラメータ値を要求するデータは、単一の放射領域からの SSC モデル (one-zone SSC モデル) がデータに合っていないことを示唆している。よって本研究では第 5 章の SED のモデルパラメータ推定にそのようなデータ (MJD 55215、55220、55275、55312、55570、55623、55633、56300、56414、56428) は含めず、それら 10 個を除いた SED について議論する。

	$\log B$	$\log \delta_D$	$\log T$	$\log K_e$	$\log \gamma_b$	p_0	p_1
$\log B$	1.000	-0.996	0.993	0.995	-0.0744	-0.0920	-0.103
$\log \delta_D$	-0.996	1.000	-0.999	-0.999	-0.00909	0.0394	0.0622
$\log T$	0.993	-0.999	1.000	0.999	0.0468	-0.0155	-0.0437
$\log K_e$	-0.995	-0.999	0.999	1.000	0.0223	-0.0359	-0.0597
$\log \gamma_b$	-0.0744	-0.00909	0.0468	0.0223	1.000	0.690	0.536
p_0	-0.0920	0.0394	-0.0155	-0.0359	0.690	1.000	0.577
p_1	-0.103	0.0622	-0.0437	-0.0597	0.536	0.577	1.000

表 3.1: パラメータの相関係数

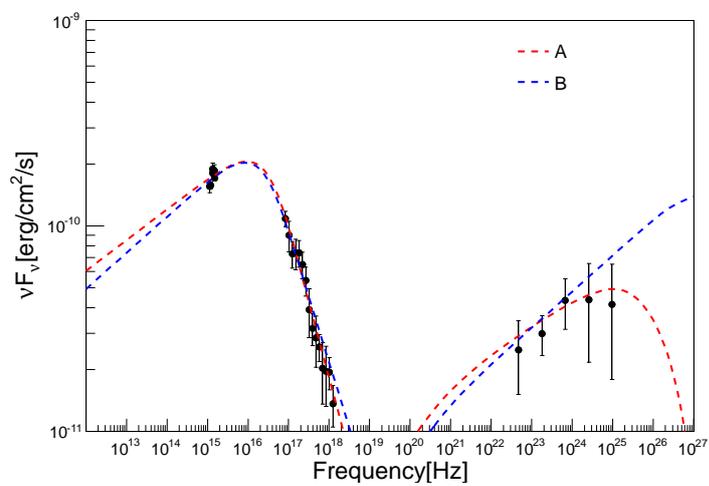


図 3.4: MJD 55598 の Mrk 421 の SED と MCMC で推定したモデル。モデルは点線で表している。赤色の点線は図 3.7 の A 点でのモデル、青色は B 点でのモデルをそれぞれ表している。

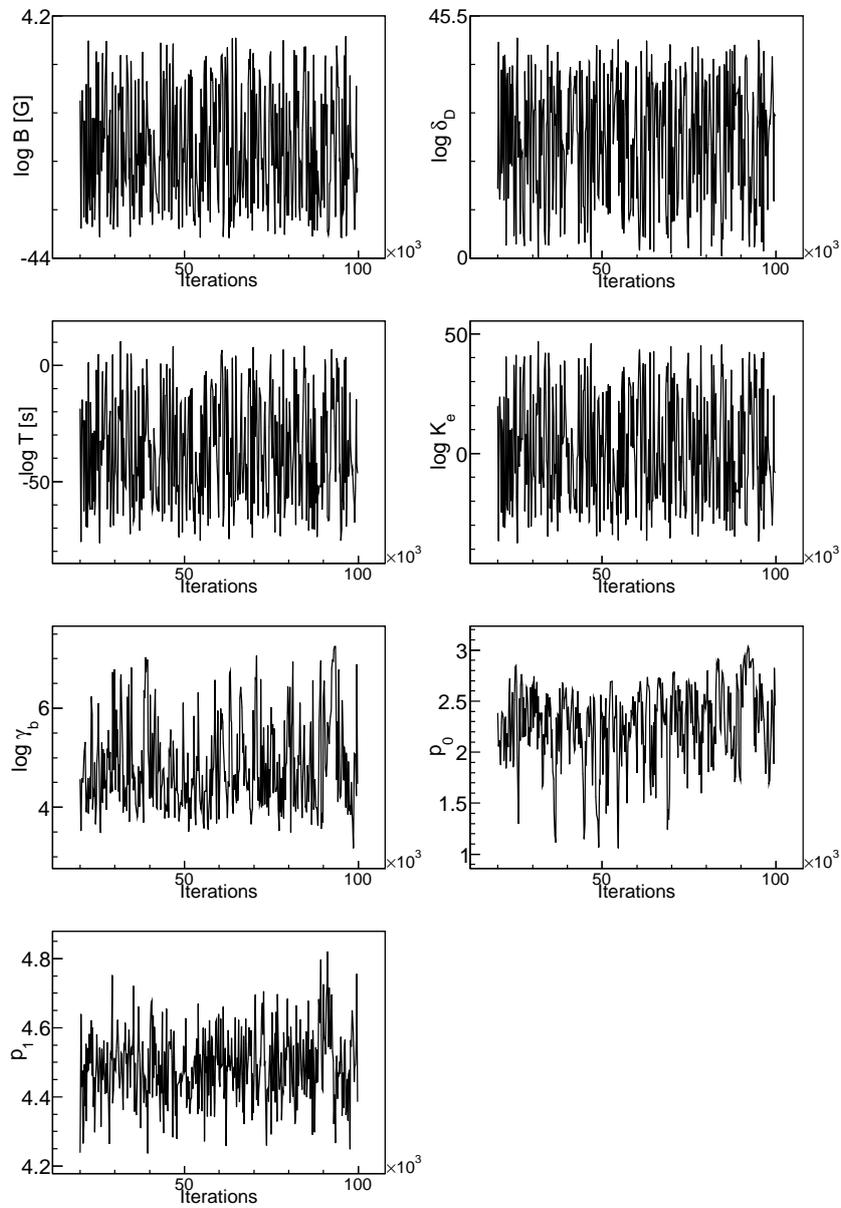


図 3.5: 7つのパラメータ ($\log B$, $\log \delta_D$, $\log T$, $\log K_e$, $\log \gamma_b$, p_0 , p_1) の無情報事前分布を仮定した際のトレース図。データは MJD 55598 を使用している。横軸はステップ数、縦軸は各パラメータの値であり、ステップ毎のパラメータの推移を表す。10 万回サンプリングし、2 万回を burn-in している。

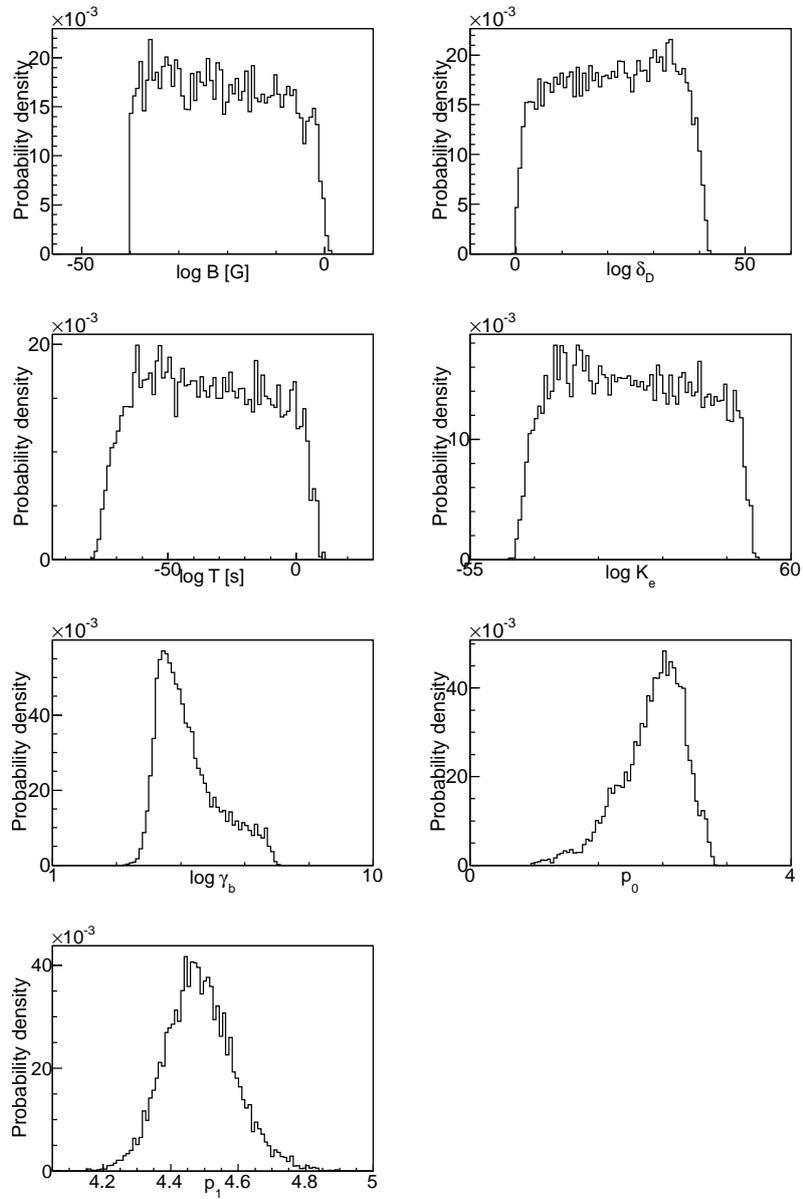


図 3.6: 7つのパラメータ ($\log B$, $\log \delta_D$, $\log T$, $\log K_e$, $\log \gamma_b$, p_0 , p_1) の無情報事前分布を仮定した際の事後分布。横軸はパラメータ値、縦軸は事後確率である。

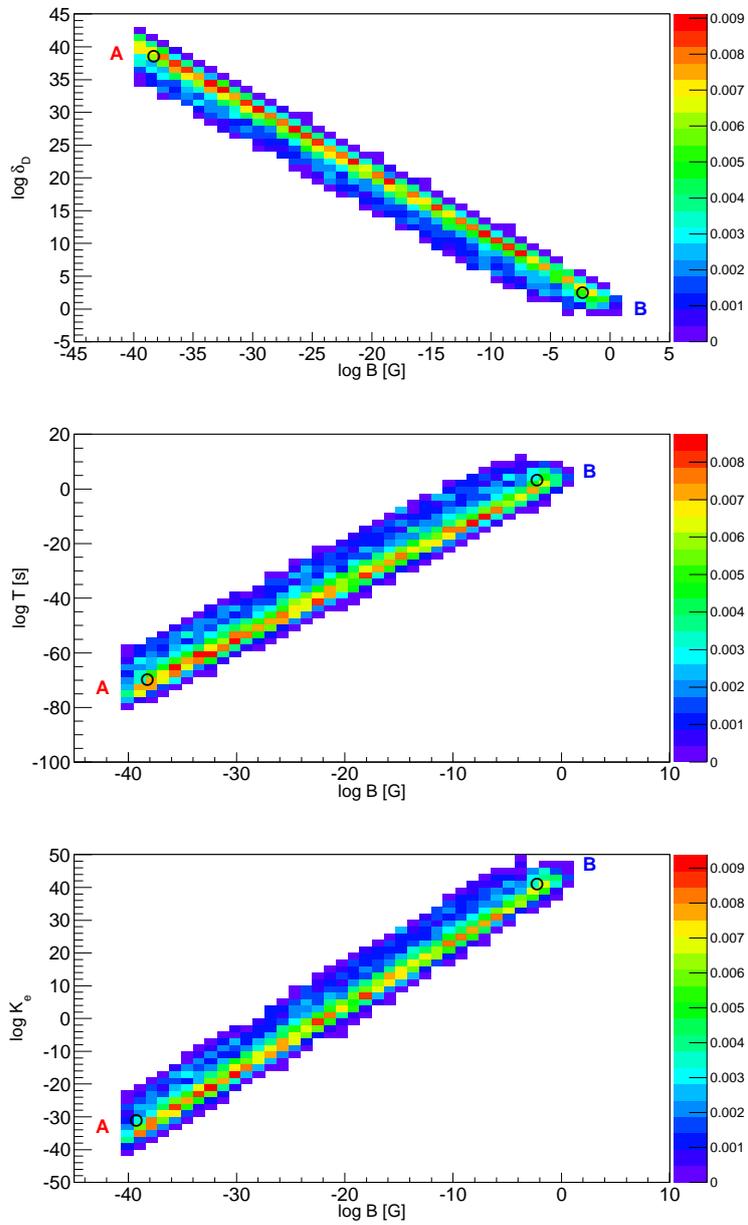


図 3.7: MCMC サンプルから見積もられた、4 つのパラメータの事後分布 ($\log B$ - $\log \gamma_b$ 、 $\log B$ - $\log T$ 、 $\log B$ - $\log K_e$)。黒丸 A と B は図 3.4 で示すモデル SED を計算するために使われたパラメータである。

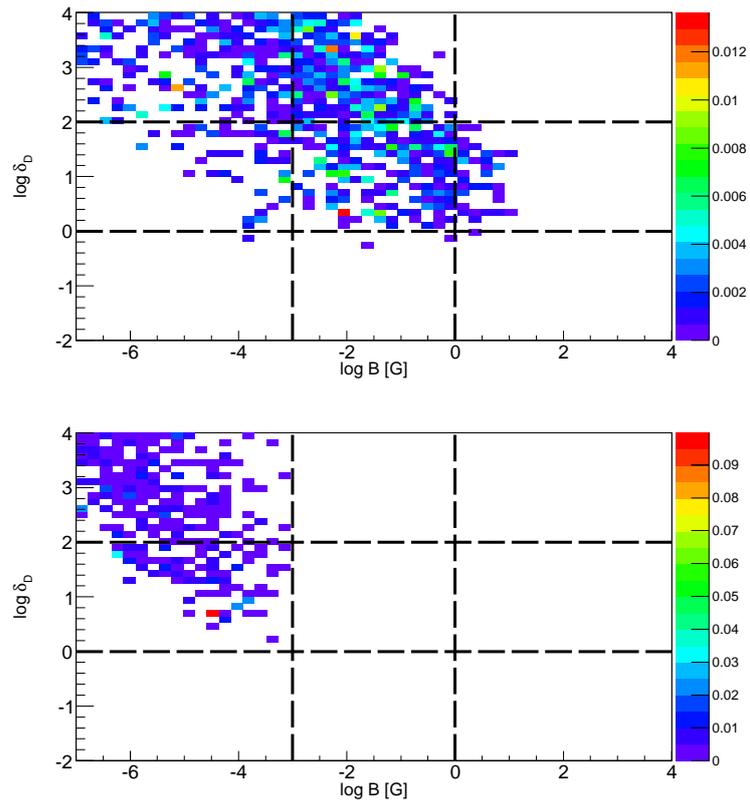


図 3.8: MCMC サンプルの事後分布 ($\log B - \log \gamma_b$)。上図は MJD 55598、下図は MJD 55623 のデータである。点線はブレーザーの典型値の範囲を示す。

第4章 時系列解析

3.4節で述べたように、SSCモデルパラメータのうち、 $\log B$ 、 $\log \delta_D$ 、 $\log T$ 、 $\log K_e$ の4つのパラメータは線形に強く相関していることが分かった。最適解を一意的に決定するためには、これらのパラメータの内の1つに事前分布を仮定することが必要である。そこで光度曲線から見積もることのできる、変動時間スケール T に事前分布を仮定することにする。本章では、Ornstein-Uhlenbeck (OU) 過程で Mrk 421 の X 線光度曲線をモデル化することで、 T を推定する。近年、AGN には2つの時間スケールがあることが提案されている [11] [12] [13]。その中でも Sobolewska, et al. (2014) ではブレーザーの変動性は、 $\lesssim 1$ day の短期間変動と、 $\gtrsim 100$ day の長期間変動の2つの時間スケールがあると報告されている [43]。そこで本研究では、これら2つの時間スケールをそれぞれ推定するため、X線衛星のあすかと Swift-XRT で観測された2種類の Mrk 421 の X 線光度曲線を使用することにする。

4.1 データ

あすかの光度曲線は、MJD 50923–50943 に観測された Mrk 421 の標準的なクリーンデータを使って作成した [44]。この衛星は、Solid State Imaging Spectrometer (SIS) [45] [46] と Gas Imaging Spectrometer (GIS) [47] [48] の2つの検出器を搭載している。ここでは1-CCDモードで動作する SIS0 検出器のみを使用した [49]。光度曲線は480秒の間隔でピンまとめしてある。このあすか衛星が観測したデータを用いて、1日以下の短時間変動を調べる。

また、Swift-XRT の光度曲線は、第2章で示した図2.7を使用している。この光度曲線は観測の間隔が1日で、2009年11月から2014年4月までのデータがあるため、これを用いて1日以上 の長期間変動を調べる。

4.2 OU 過程

OU 過程を用いて光度曲線の変動時間スケールを推定する。OU 過程は変動時間スケール τ 、変動振幅 A_{exp} 、測定ノイズである正規分布の分散 σ^2 の3つのパラメータを有する。OU 過程では N 個の時系列データがある場合、それらを N 次元正規分布 $\mathcal{N}(0, S)$ からのサンプルとみなす。ここで S は $N \times N$ の共分散行列である。OU 過程は以下のような S で定義される。

$$S_{ij} = A_{\text{exp}} \exp\left(-\frac{|t_i - t_j|}{\tau}\right) \quad (4.1)$$

ここで $t_i - t_j = \Delta t$ は i 番目と j 番目の時間間隔である [50]。観測された時系列データ $m(t)$ と OU 過程からのサンプル $f(t)$ を考える。データは $m(t) = f(t) + \varepsilon$ として得られ、 ε は正規分布 $\mathcal{N}(0, \sigma^2)$ に従う誤差項である。OU 過程は、指数カーネルによる「ガウス過程」(Gaussian Process; GP) の特別なケースとして

考えられる。本研究では、Python のフレームワークである GPy を使用して、3 つのパラメータ (τ , A_{exp} , σ^2) の事後分布を推定し、GPy のハイブリッドモンテカルロ法を用いて最適解と不定性を求めた。

4.3 変動時間スケールの推定

OU 過程の 3 つのパラメータを短期変動を含むあすかのデータと、長期変動を含む Swift-XRT のデータ、それぞれに対して推定した。光度曲線とそのモデルを図 4.1 に示す。データは OU 過程によって十分に再現されていることが分かる。図 4.2 と 4.3 は τ のトレース図と事後分布を示しており、MCMC サンプルが定常分布に収束することを確認することができる。OU 過程の最適なパラメータ値は、表 4.1 に示す。また、第 5 章で使用する、SED のモデルパラメータ推定のための T の事前分布を、対数正規分布によって近似した。対数正規分布は図 4.3 の赤線で示している。それらの平均と標準偏差は、あすかでは $\log \tau = 4.5 \pm 0.2$ 、Swift-XRT では $\log \tau = 6.1 \pm 0.1$ である。

	ASCA	Swift/XRT
$\log \tau$ [s]	$4.4^{+0.3}_{-0.2}$	$6.1^{+0.1}_{-0.1}$
A_{exp}	$2.9^{+0.4}_{-0.3} \times 10^{-3}$	$1.4^{+2}_{-2} \times 10^{-1}$
σ^2	$4^{+3}_{-2} \times 10^{-5}$	$8^{+3}_{-3} \times 10^{-3}$

表 4.1: OU 過程により得られたパラメータの最適解

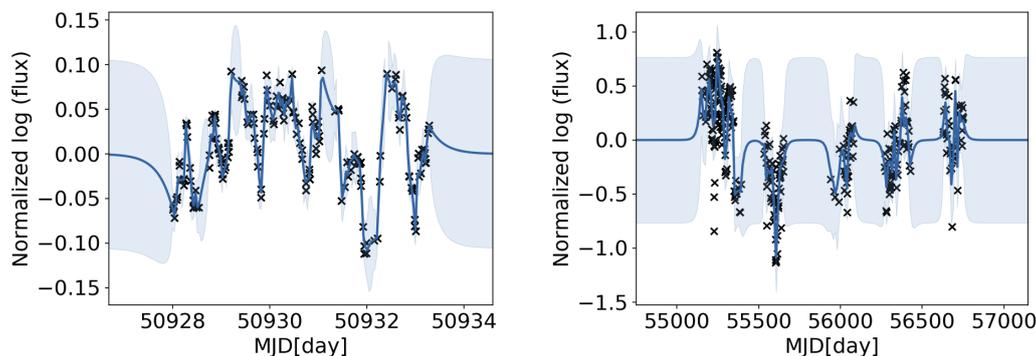


図 4.1: OU 過程のデータ (クロス) とモデル (青線)。左図はあすかによる Mrk 421 の光度曲線で、右図が Swift-XRT による光度曲線である。青色の領域は、各時期における 95% 信頼区間を示す。

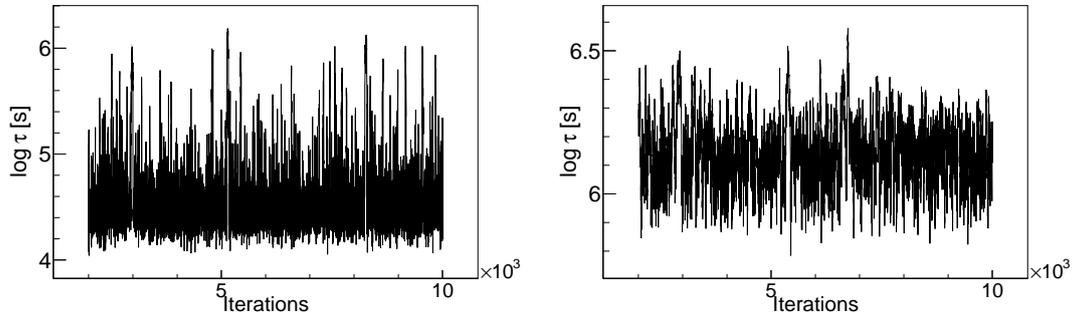


図 4.2: MCMC で得られた時間スケール τ のトレース図。左図はあすかのデータ、右図は Swift-XRT のデータによるものである。

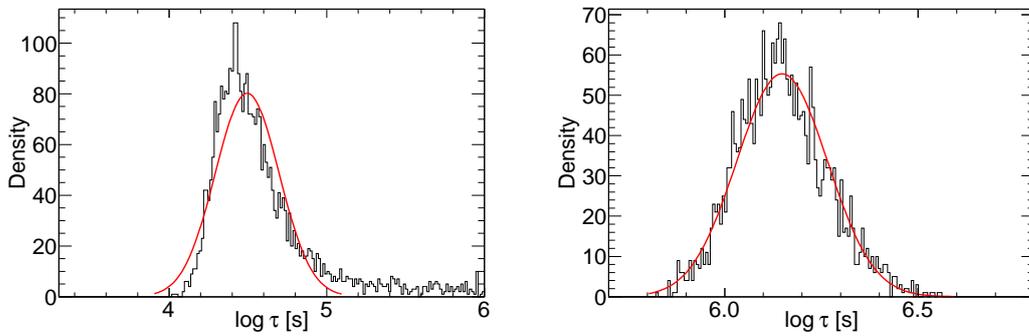


図 4.3: 図 4.2 に示す MCMC サンプルから得られた時間スケール τ の事後分布。赤線は事後確率を近似した対数正規分布を示す。

第5章 SEDのモデルパラメータ推定結果

5.1 T の事前分布を仮定した場合の結果

第4章で推定された T の事前分布を用いて、2009年から2014年までのSEDのモデルパラメータを推定した。まず、あすかデータより推定された短い時間スケール($\log T = 4.5 \pm 0.2$)の対数正規分布を事前分布として仮定した場合の結果を示す。図5.1と図5.2に、一例としてMJD 55272のデータを用いて得られたトレース図とその事後分布を示している。我々は、MCMCサンプルが定常分布に収束し、最適解とその不定性を一意に得られることを確認した。このあと示す長い T を事前分布としたモデルと、5.2節で示す δ_D を固定するモデルについても満足のいく収束が得られた。以降、トレース図と事後分布は省略する。図5.3は、短い T を事前分布として与えた際に得られたパラメータ値とX線フラックスとの相関を示す。MCMCサンプルの68.3%信頼区間をパラメータの不定性として示している。いくつかのSEDでは p_1 の値が大きくなり一意に決定できないことが分かった。よって、このような場合は $p_1 = 20$ に固定し、 p_1 のグラフから除いている。 γ_{\min} 、 γ_{\max} は3.4節と同様に、 10^2 、 10^8 にそれぞれ固定した(以下同様)。

この図から分かるように、X線で明るい状態では $\delta_D > 100$ ($\log \delta_D > 2$)となり、先行研究(1.4節)で示されている δ_D の値が $10 - 50$ とされていることから、ブレーザーの値としては極端に大きい。X線で暗い状態では、 δ_D の平均は 24.0 ($\log \delta_D = 1.38$)であり、この値はブレーザーの δ_D の典型的な値である。

次に、長い時間スケール($\log T = 6.1 \pm 0.1$)の対数正規分布を事前分布として仮定した場合の結果を示す。図5.4は、図5.3と同じ情報を示している。明るい状態の大部分がブレーザーの典型値とされる $\delta_D (< 100)$ となっている。しかし、暗い状態は典型値よりも小さい $\delta_D (< 10)$ の傾向がある。

これらの結果から、放射領域の時間スケール(放射領域のサイズ)が変化していることが示唆される。つまり、 T に事前分布を仮定するモデルは、観測されたSEDには不相当である可能性がある。しかし、3章で述べたように、パラメータの解を一意に決定するためには、 B 、 δ_D 、 T 、 K_e のいずれかを制限する必要がある。そこで次の節では、 δ_D に制限を与えてパラメータ推定を行う。

5.2 δ_D に事前分布を仮定した場合の結果

本節では5.1節で述べたように、 T の事前分布の代わりに固定の δ_D を仮定するモデルを用いてSED解析を行った。Bartoli et al. (2016)では、広周波数のデータを有するSEDに基づいた解析により、Mrk 421の δ_D を $10-41$ と推定している[16]。この δ_D の範囲は、過去の研究で示されている範囲と一致する[51][52]。よって本研究では、 δ_D を 20 に固定した。我々はMCMCが定常分布に収束して、全パラメータの事後分布が単一ピークを有することを確認し、最適解と不定性を求めた。図5.5は、X線フラックスとパラメータの値の相関を示す。X線で明るい状態は、暗い状態と比較して B 、 K_e が小さく、 T 、 γ_b が大きい。また、 p_0 はX線フラックスと負の相関を示す。つまり、天体が明るいときには電子のエネルギー分布の裾がハードになるということである。それに対して、暗い状態では p_0 は比較的小さいままである。 p_1 とX線フラック

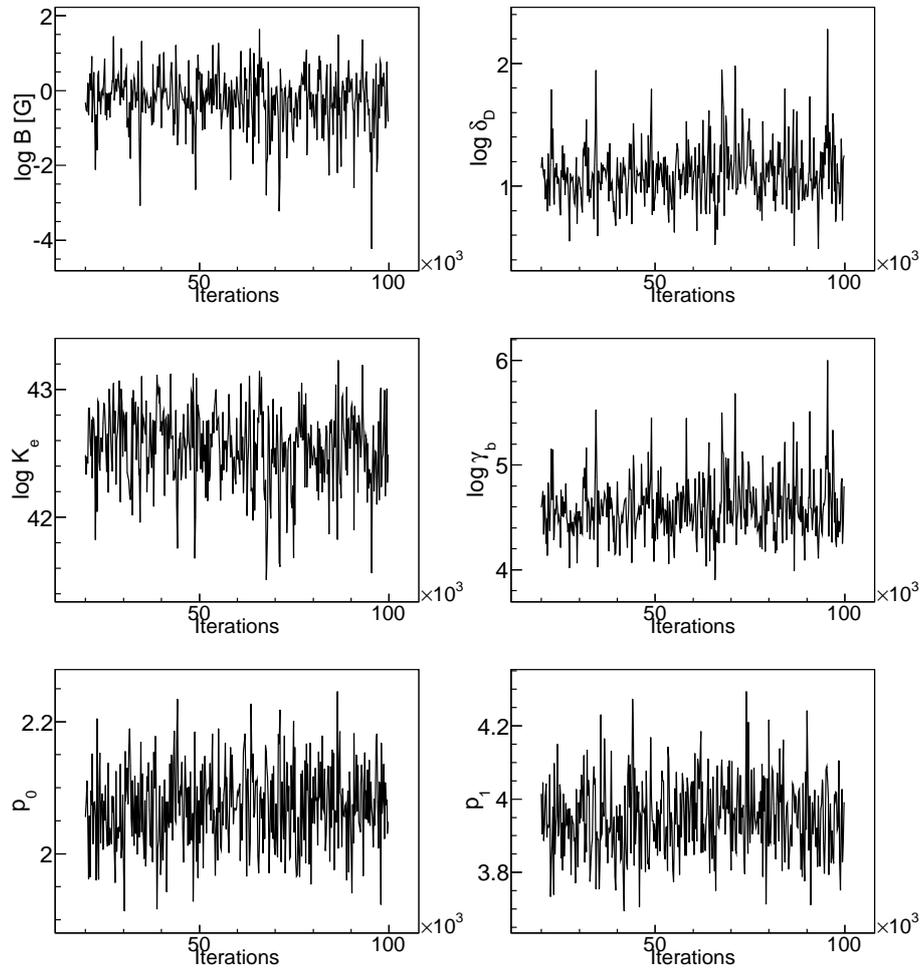


図 5.1: 事前分布 $\log T = 4.5 \pm 0.2$ を仮定して得られた 6 つのパラメータ ($\log B$, $\log \delta_D$, $\log T$, $\log K_e$, $\log \gamma_b$, p_0 , p_1) のトレース図。MJD 55272 のデータを使用した。

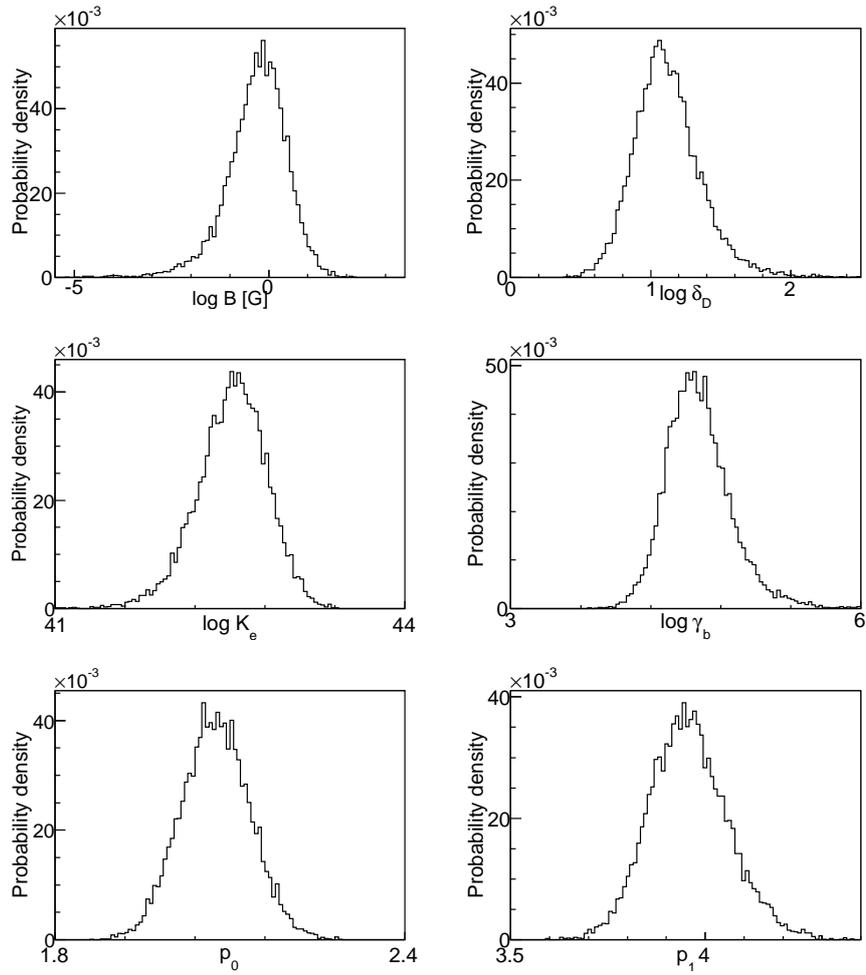


図 5.2: 図 5.1 に示す MCMC サンプルから得られた 6 つのパラメータ ($\log B$, $\log \delta_D$, $\log T$, $\log K_e$, $\log \gamma_b$, p_0 , p_1) の事後分布。

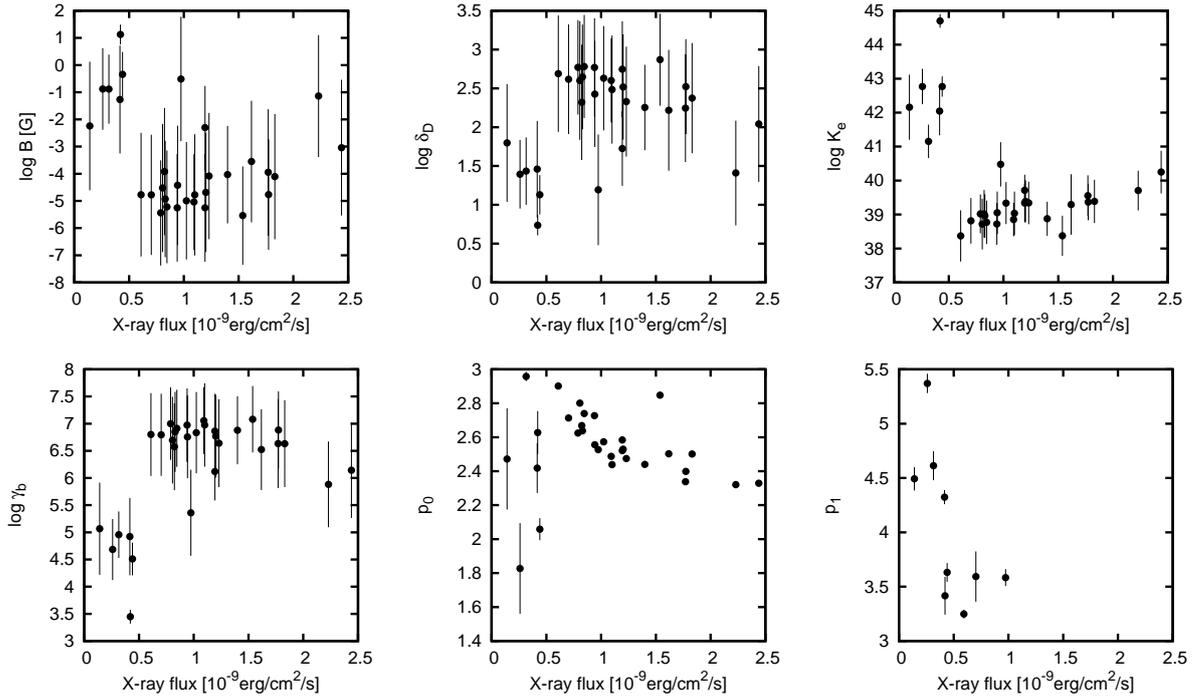


図 5.3: 事前分布 $\log T = 4.5 \pm 0.2$ を仮定して得られたモデルパラメータ ($\log B$, $\log \delta_D$, $\log K_e$, $\log \gamma_b$, p_0 , p_1) と、X 線フラックスとの関係。 p_1 のグラフでは、 $p_1 = 20$ に固定したデータは除いている。

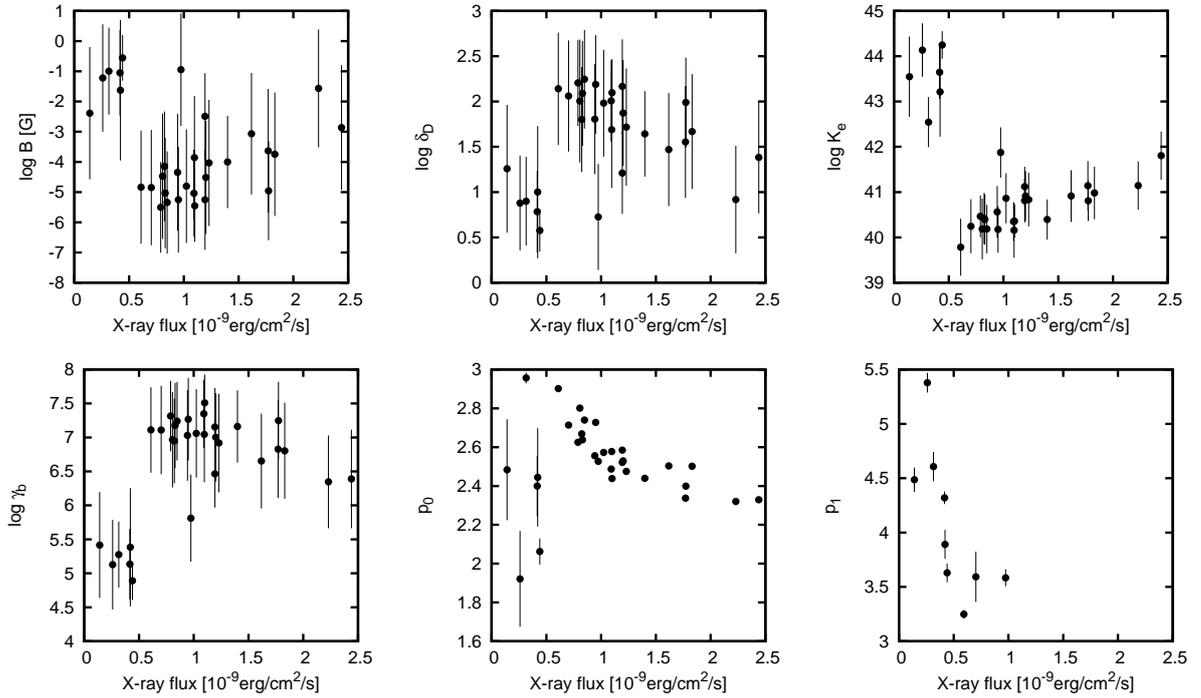


図 5.4: 事前分布 $\log T = 6.1 \pm 0.1$ を仮定して得られたモデルパラメータ ($\log B$, $\log \delta_D$, $\log K_e$, $\log \gamma_b$, p_0 , p_1) と、X 線フラックスとの関係。 p_1 のグラフでは、 $p_1 = 20$ に固定したデータ除いている。

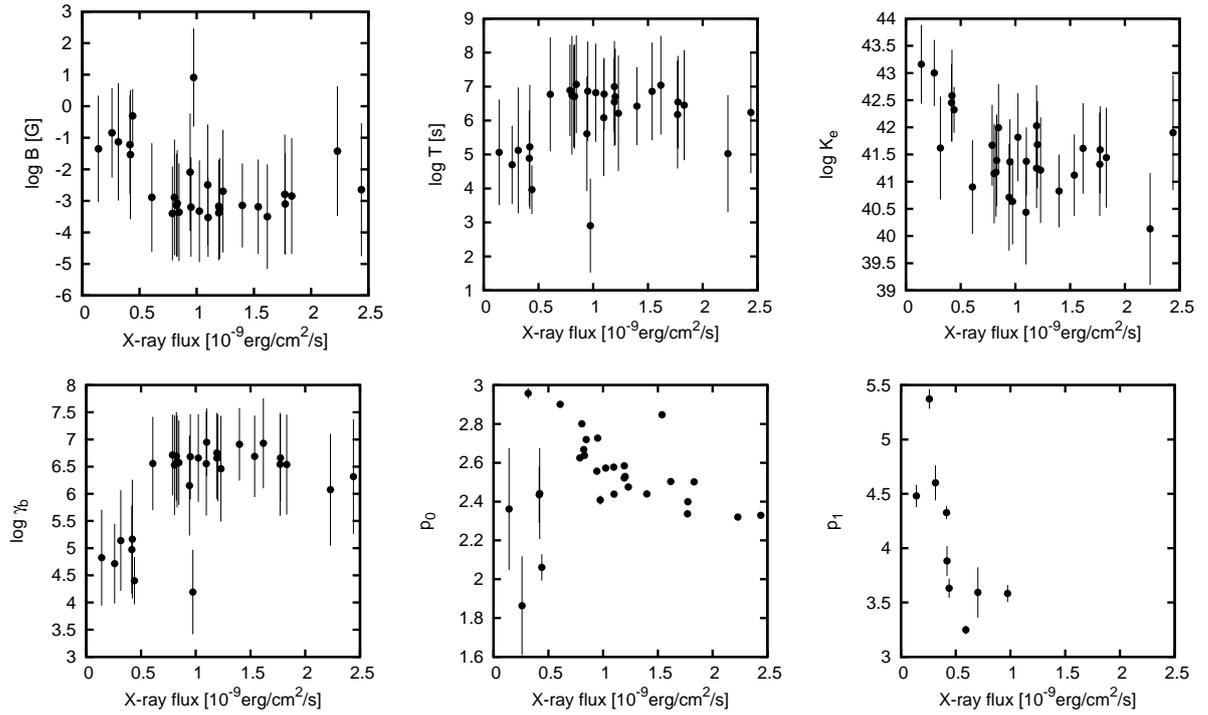


図 5.5: $\delta_D = 20$ に固定した場合に得られたモデルパラメータ ($\log B$, $\log \delta_D$, $\log K_e$, $\log \gamma_b, p_0, p_1$) と、X 線フラックスとの関係。 p_1 のグラフでは、 $p_1 = 20$ に固定したデータは除いている。

スには明確な相関は見られない。明るい状態では p_1 の値は大きく、決定できないため、5.1 節で述べたように $p_1 = 20$ としている。よって p_1 のグラフから除いている。これらのパラメータと X 線フラックスの傾向は、図 5.3 と図 5.4 においても確認できる。したがって、それらはモデルとは無関係である。

解析に使用した SED およびモデルの例を図 5.6 に示す。上図は暗い時期、下図は明るい時期の例である。one-zone SSC モデルは、観測された SED をよく再現することが確認できる。

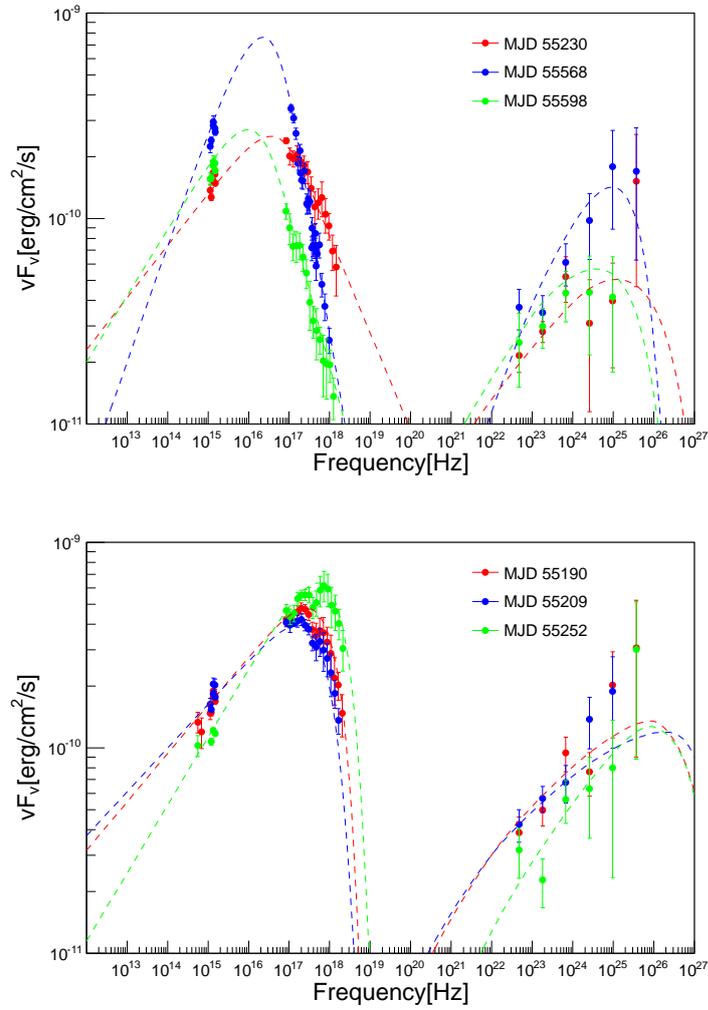


図 5.6: Mrk 421 の観測データとモデル SED の例。モデルは点線で示している。上図は X 線で暗い時期、下図は明るい時期のデータである。

第6章 考察

6.1 ブレーザー SED の SSC モデリングの一般特性

第3章で述べたように、無情報事前分布では $\log B$ 、 $\log \delta_D$ 、 $\log T$ 、 $\log K_e$ に強い相関が見られた。その結果、モデルが縮退し最適解を決定することができない。図3.4から分かるように、逆コンプトン散乱部分である TeV ガンマ線領域の高精度のデータは、パラメータの縮退を解くために必要である。そのようなデータがない場合に最適解を一意に決定するには、事前情報を与える必要がある。MCMC を用いた過去の研究では、TeV ガンマ線データが無く、無情報事前分布のみで、最適なパラメータが推定されているものもある [18] [53]。しかし、パラメータ空間を MCMC で十分に調べられない場合、間違っただけの結果が得られる可能性がある。本研究では、広範囲のパラメータを効率的にサンプリングするために、 B 、 δ_D 、 T 、 K_e 、 γ_b の事後分布を対数スケールで推定している。その結果、図3.7に示すように、 $\log B$ 、 $\log \delta_D$ 、 $\log T$ 、 $\log K_e$ が線形の相関を有することを確認した。これはメトロポリスアルゴリズムで容易にサンプリングすることができる。

図3.7に示すように、4つのパラメータのうちの1つに事前分布を与えると、他の3つのパラメータに制約がかかる。したがって、2つ以上のパラメータに事前分布を仮定する際には注意を払う必要がある。SSC モデルの最適化は、 δ_D と T の両方を固定して行われることがある [15] [17]。そのような複数の事前分布は、最適なモデルパラメータを見落とすことにつながる可能性がある。例えば図3.8の下図では、制約条件(図中の点線で囲まれた領域)の中で得られる解は、制約のない条件で得られる最適解と異なる。このような場合、制約やモデルそのものが合っているのかを再考する必要がある。したがって、事前分布を仮定していない状態でモデルパラメータの確率分布を慎重に調べ、適切な事前分布を設定することが重要である。

もし、 B 、 δ_D 、 T 、 K_e のうちの1つが固定されている場合、他のパラメータは制限される。つまり、他のパラメータの値は固定パラメータに依存する。よって、不定性は固定パラメータの不定性に依存するため、この値に基づく議論は慎重に行わなければならない。しかし、これらのパラメータの相対的な時間変動に関しては、固定するパラメータの値に関わらず、共通の傾向を示すことが確認された。例えば、図5.3、図5.4で示す結果は、 T の事前分布の中心値が異なるため、 B 、 δ_D 、 K_e の値は異なる。しかしパラメータの変動の特徴は共通である。したがって、パラメータの時間変化の特性は適切に議論することができる。

ブレーザー SED の SSC モデリングの研究では、観測によって得られた天体のフラックスや VLBI 画像の時間的な変動などから情報が得られる、 T と δ_D への制約が採用されている。5.1節で述べたように、 T (放射領域の大きさに相当)はおそらく時間と共に変化する。よって5.2節では δ_D へ事前分布を仮定した。ここでは全ての時期で一定の δ_D を仮定したが、 δ_D も時間と共に変化する可能性がある。よって6.2節では、5.1節と5.2節の両方の結果に共通するパラメータの変動の特徴についてのみ議論する。

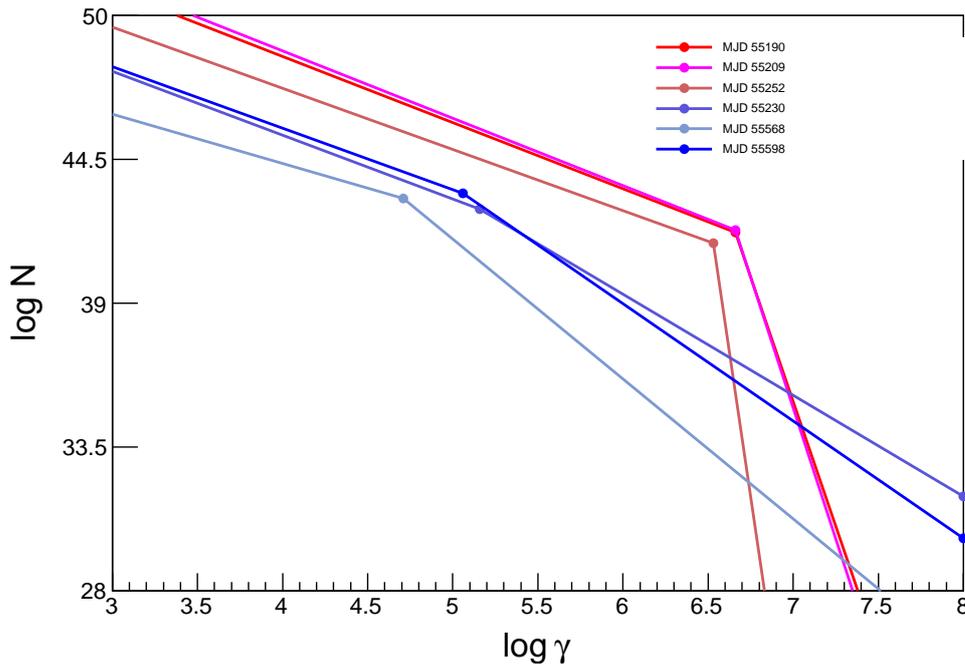


図 6.1: X 線で明るい時期 (MJD 55190、MJD 55209、MJD 55252) と暗い時期 (MJD 55230、MJD 55568、MJD 55598) の電子のエネルギー分布

6.2 SED 解析結果から示唆されるジェット物理状態

5.2 節で述べたように、X 線で明るい時期は γ_b が大きくなる傾向がある。実際に得られたパラメータで電子のエネルギー分布を作成したものが、図 6.1 である。この図を見ると分かるように、X 線で明るい時期は、折れ曲がりの部分が示す γ_b が大きくなっている。図 5.5 から分かるように、X 線フラックスが、 $> 0.5 \times 10^9 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ の明るい状態では、 p_0 の変化が X 線の明るさの変動を引き起こしていると考えられる。

γ_b は加速過程で達成できる最大エネルギーを表す。したがってこの結果は、X 線で明るい状態で電子の最大エネルギーが増加していることを示している。相対論的シェル (shock-in-jet モデル) の内部衝撃波による高エネルギー放射を考えることが、そのような変動性を説明する 1 つの方法である [54]。また、shock-in-jet モデルのシナリオと同様に、 δ_D の変動も X 線フラックスの変化の起源の可能性とされており、図 5.3 と図 5.4 では、X 線の明るい状態で実際に δ_D が増加している。しかし、 γ_b の増加も図 5.3 と図 5.4 で見られる。したがって、 γ_b の特徴はモデルとは無関係であることが分かる。

Itoh et al. (2015) [15] 及び、Bartoli et al. (2016) [16] も Mrk 421 の明るい X 線フレアの間 γ_b が増加したと報告しており、これは我々の結果と一致している。一方、Itoh et al. (2015) は、X 線で暗い時期での小さなフレアは K_e の増加によるものであると述べている [15]。しかし、図 5.3、5.4、5.5 から分かるように、X 線で暗い状態では、 K_e と X 線フラックスとの間に正の相関はない。

図 5.5 に見られるように、 K_e は X 線で明るくなるほど減少する。式 (1.15) に示すように、 K_e は、 γ_b に

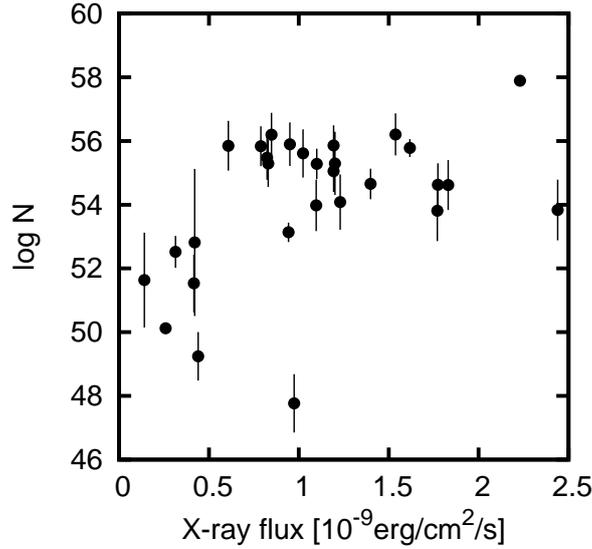


図 6.2: X 線フラックスと電子の総数の関係

おける電子の数密度として定義される。我々は、総電子数の変動を見るために、 γ_{\min} と γ_{\max} 間で式 (1.15) の $N_e(\gamma)$ を積分した。図 6.2 は、X 線フラックスと全電子数の関係を示す。X 線で暗い時期と比較して、明るい時期は多数の電子を有することが分かる。

$\delta_D = 20$ (5.2 節) で固定した場合でのパラメータ推定の結果、X 線で暗い状態で T の平均は $\log T = 4.7$ となった。それに対して、明るい状態は平均 $\log T = 6.3$ という長い時間スケールを有する。これらの値は、OU 過程 (第 4 章) を用いた時系列解析から得られた τ に近い。すなわち、表 4.1 に示した、時間分解能が高いデータからの $\log \tau = 4.4^{+0.3}_{-0.2}$ 、および時間分解能が低いデータからの $\log \tau = 6.1^{+0.1}_{-0.1}$ である。この一致は、異なる時間スケールで変化する 2 つの放出領域が存在し、長い時間スケールを有する放出領域が明るい状態での X 線フラックスに寄与していることを示唆する。

放射領域 $R(\sim c\delta_D T/(1+z))$ のサイズは、 T に比例する。本研究では $\delta_D = 20$ に固定したが、 δ_D は時間と共に変化する可能性があり、 T が変化しても R が一定になる可能性がある。しかし、図 5.5 からわかるように、 T の約 4 桁の変化 ($\log T \sim 3-7$) を打ち消すためには、 δ_D が約 2 桁変化しなければならないため、それは現実的ではない。放射領域のサイズは X 線で暗い状態では、 $R = 2.9 \times 10^{16} \text{ cm}$ ($\log T = 4.7$)、明るい状態では $R = 1.1 \times 10^{18} \text{ cm}$ ($\log T = 6.3$) と計算される。過去の研究では、ブレイザーの放射領域の典型的なサイズは $R = 10^{15-16} \text{ cm}$ とされている [17] [51]。したがって、暗い状態の R はブレイザーの値として妥当であるが、明るい状態の R は非常に大きい。

Spada et al. (2001) は、AGN ジェットにおけるプラズマシェル間の内部衝撃波モデルを提案している [54]。このモデルによれば、図 6.3 に示すように、シェルの最初の衝突は、中心のブラックホールから $\sim 10^{16} \text{ cm}$ のジェット上流領域で起き、その後シェルは $\sim 10^{17-20} \text{ cm}$ の下流領域で 2 回目以降の衝突をするとされている。よって、そのような下流領域からの放射が、明るい状態での X 線フラックスに寄与していると考えられる。2010 年のフレアにおける追加の放射領域の出現は、Itoh et al. (2015) の可視偏光の挙動によっても示されている [15]。また、図 6.2 明るい状態の電子の総数は、暗い状態の電子の総数よりも多い。これは、

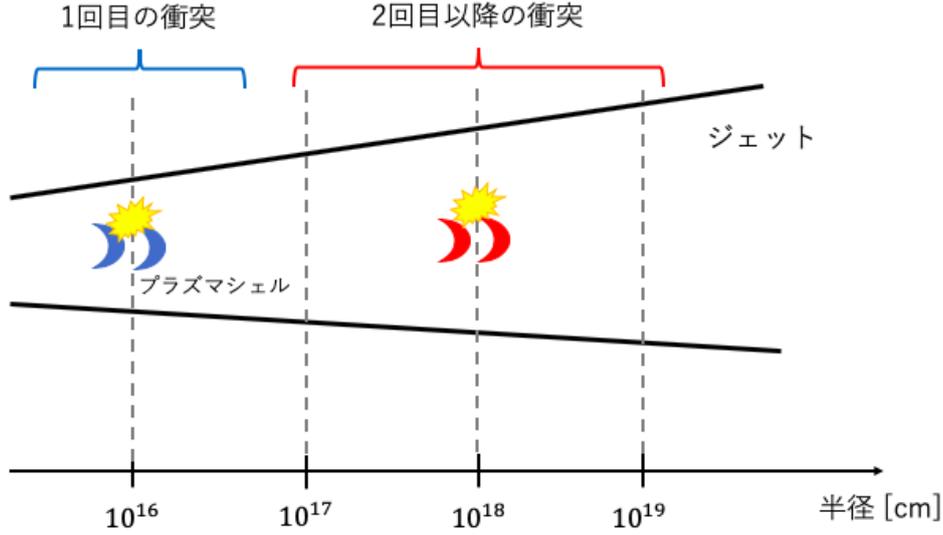


図 6.3: プラズマシエルの衝突が起こるジェットの半径 [54]

明るい状態は放射領域が大きく、多数の電子を含んでいるためだと考えられる。

一方、我々の解析で得られた p_0 は、X 線で明るい状態での 1 次フェルミ加速 ($p_0 = 2.0 - 2.2$) で予想されているものよりも大きい。これは、観測された放射が one-zone の SSC 源ではなく、複数の SSC 源の組み合わせであることを示唆しており、2 つの異なる時間スケールがあることがこれを裏付けている可能性がある。もう一つの可能性は、加速メカニズムが、磁気リコネクションによって生成された乱流プラズマにおける二次フェルミ加速の場合であり [56] [57]、このとき大きい磁場エネルギーが必要である。磁場のエネルギー密度 u_B 、電子のエネルギー密度 u_e は以下の式で表される。 V は放射領域の体積 ($4\pi R^3/3$) である。

$$u_e = m_e c^2 \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} \gamma N(\gamma) d\gamma / V = m_e c^2 \left\{ \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_b} \gamma N(\gamma) d\gamma + \int_{\gamma_b}^{\gamma_{\max}} \gamma N(\gamma) d\gamma \right\} / V \quad (6.1)$$

$$u_B = \frac{B^2}{8\pi} \quad (6.2)$$

推定されたパラメータより計算すると、図 6.4 に示すように、X 線で明るい時期に我々の結果では磁場のエネルギーは小さく、MJD 55319 ($u_e/u_B = 0.13$) のデータを除き $u_e/u_B > 10$ となった。したがって、磁気リコネクションによる乱流加速シナリオには否定的である。

我々は、SSC モデルの推定パラメータ間に顕著な相関があることを見出した。図 6.5 は、 B 、 γ_b 、 T の相関を示す。このような明確な相関関係を示すパラメータの組み合わせは他にないことを確認した。 B と T の間の負の相関関係は、シンクロトロン冷却時間スケールと磁場との関係が考えられる。均一磁場中の電子のシンクロトロン冷却時間スケール t_c は、以下のように表すことができる。

$$t_c = (\delta_D)^{-1} 5 \times 10^{11} (1+z)^{1/2} B^{-3/2} [\text{G}] (\nu_{\text{obs}} [\text{Hz}] / \delta_D)^{-1/2} [\text{s}] \quad (6.3)$$

ここで、 ν_{obs} は観測周波数である [55]。式から分かるように、 t_c と B は負の相関がある。磁場が強くなると、冷却時間スケールが短くなるため、X 線を出す電子が失われ、 γ_b が小さくなり、図 6.5 の下図の傾向

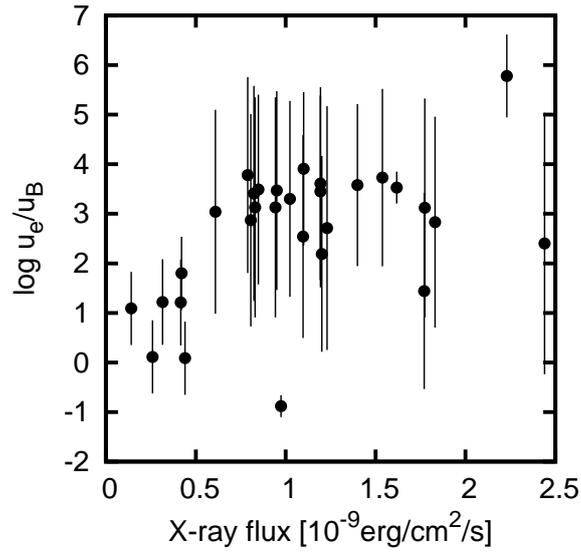


図 6.4: X 線フラックスと u_e/u_B の関係

が説明できる。ただし、式 (6.3) は $\log T - \log B$ 関係の傾きが $-3/2$ であると予測しているが、図 6.5 の上図では ~ -1.0 であり、異なっている。もし T が t_c に対応するのであれば、電子の加速時間スケールは t_c に比べてはるかに短くなる必要がある。

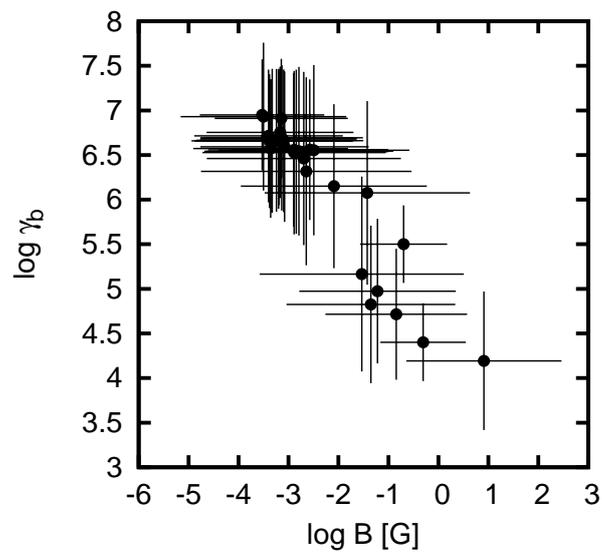
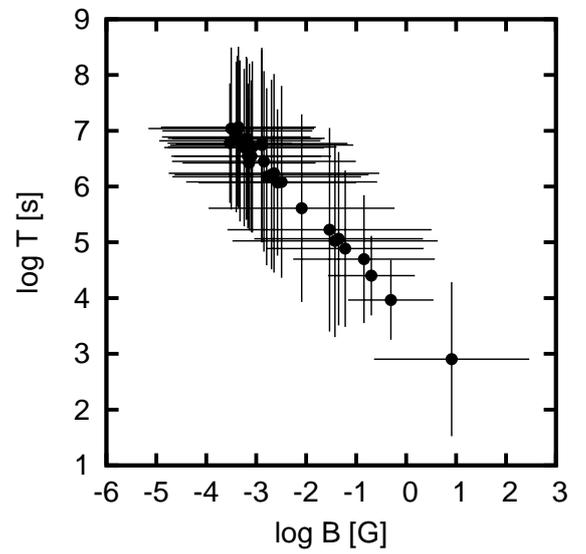


図 6.5: 3つのパラメータ間の関係。上図は B と T 、下図は B と γ_b の関係を示している。

第7章 まとめ

本論文では、マルコフ連鎖モンテカルロ法を用いて、ブレーザー Mrk 421 の SED の SSC モデルパラメータを推定した。2009 年から 2014 年の間に得られた可視光 (かなた望遠鏡)、紫外線 (UVOT/Swift)、X 線 (XRT/Swift)、ガンマ線 (Fermi) のデータを使用した。我々は、 $\log B$ 、 $\log \delta_D$ 、 $\log T$ 、 $\log K_e$ が強く相関していることを見出した。よって、モデルが縮退してしまうことから、4 つのパラメータの内 1 つが制限されている場合にのみ、最適解を一意に決定できることが分かった。したがって我々は T または δ_D に事前分布を仮定する 2 つのモデルを使用した。パラメータ推定の結果、平均の時間スケールは、X 線で明るい状態では $\log T = 6.3$ 、暗い状態では $\log T = 4.7$ となり、X 線のライトカーブから得られた特徴的な時間スケールと一致することが分かった。また、X 線で明るい状態において T が大きくなることを示唆している。短い T は、 2.9×10^{16} cm、長い T は 1.1×10^{18} cm の放射領域のサイズに対応する。X 線フレアは、おそらく内部衝撃波による高エネルギー注入によって引き起こされ、 γ_b が増加することと電子エネルギー分布の裾がハードになることによるものであると考えられる。

謝辞

本研究を進めるにあたって、植村先生には MCMC や OU 過程の基本から教えて頂いただけではなく、SED のモデルパラメータ推定に関する的確な意見をたくさん頂きました。思い通りにいかないことも多々あった中、無事に研究をまとめられたのは、植村先生のおかげです。心より感謝しております。深沢先生には、Swift 衛星や Fermi 衛星のデータ解析を教えて頂いたり、結果に対するアドバイスを頂いたり大変お世話になりました。さらに研究室の皆様には、相談にのってもらったり、研究に集中できる環境を作ってもらったりと、いろいろな場面で研究生活を支えて頂きました。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] 小山勝二, 嶺重慎, 2007, ブラックホールと高エネルギー現象, 日本評論社
- [2] Urry, et al. 1995 PASP, 107, 803
- [3] 片岡淳, 2000, X-ray Study of Rapid Variability in TeV Blazars and the Implications on Particle Acceleration in jets, 東京大学博士論文
- [4] 柴田一成, 福江純, 松元亮治, 嶺重慎, 1999, 活動する宇宙, 裳華房
- [5] 高原文郎, 2002, 地球と宇宙の物理 4, 岩波書店
- [6] Kubo, H. 1997, PhD thesis University of Tokyo
- [7] Finke, J. D., Dermer, C. D., & Böttcher, M. 2008, ApJ, 686, 181
- [8] Gould, R. J., & Schreder, G. P. 1967, Phys. Rev., 155, 1404
- [9] Joshi, M., & Bottcher, M. 2007, ApJ, 662, 884
- [10] 林田将明, 2017, 天文月報 9 月, 日本天文学会
- [11] Arévalo, P., Papadakis, I. E., Uttley, P., McHardy, I. M., & Brinkmann, W. 2006, MNRAS, 372, 401
- [12] McHardy, I. M., Arévalo, P., Uttley, P., Papadakis, I. E., Summons, D. P., Brinkmann, W., & Page, M. J. 2007, MNRAS, 382, 985
- [13] Kelly, B. C., Sobolewska, M., & Siemiginowska, A. 2011, ApJ, 730, 52
- [14] Böttcher, M. 2007, APSS, 309, 95
- [15] Itoh, R., Fukazawa, Y., Tanaka, Y. T., Kawabata, K. S., Takaki, K., Hayashi, K., Uemura, M., Ui, T., et al. 2015, PASJ, 67, 4
- [16] Bartoli, B., Bernardini, P., Bi, X. J., Cao, Z., Catalanotti, S., Chen, S. Z., Chen, T. L., Cui, S. W., et al. 2016, ApJS, 222, 6
- [17] Tramacere, A., Giommi, P., Perri, M., Verrecchia, F., & Tosti, G. 2009, AAP, 501, 879
- [18] Ding, N., Zhang, X., Xiong, D. R., & Zhang, H. J. 2017, MNRAS, 464, 599
- [19] Böttcher, M., Reimer, A., Sweeney, K., & Prakash, A. 2013, ApJ, 768, 54
- [20] Abdo, A. A., et al. 2010a, Nature, 463, 919

- [21] Gehrels, N., Chincarini, G., Giommi, P., Mason, K. O., Nousek, J. A., Wells, A. A., White, N. E., Barthelmy, S. D., et al. 2004, *ApJ*, 611, 1005
- [22] Burrows, D. N., Hill, J. E., Nousek, J. A., Kennea, J. A., Wells, A., Osborne, J. P., Abbey, A. F., Beardmore, A., et al. 2005, *SSR*, 120, 165
- [23] Roming, P. W. A., Kennedy, T. E., Mason, K. O., Nousek, J. A., Ahr, L., Bingham, R. E., Broos, P. S., Carter, M. J., et al. 2005, *SSR*, 120, 95
- [24] 青山学院大学 吉田研究室 Swift, <http://www.yoshida-agu.net/research/swift>
- [25] Burrow et al.2005, *Space Sci Rev*, 120, 165
- [26] Swift Catching Gamma-Ray Bursts on the Fly, https://swift.gsfc.nasa.gov/about_swift/xrt_desc.html
- [27] M.Capalbi et al.2005, The SWIFT XRT Dara Reduction Gide
- [28] Mission Operation Centert for Swift, <https://www.swift.psu.edu/xrt/software.html>
- [29] Lockman, F. J. & Savage, B. D. 1995, *ApJS*, 97, 1
- [30] Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., Althouse, W., Anderson, B., Axelsson, M., Baldini, L., Ballet, J., et al. 2009, *ApJ*, 697, 1071
- [31] Fermi Science Support Center, <https://fermi.gsfc.nasa.gov/>
- [32] Fermi Science Support Center,Overview of the LAT, https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Cicerone/Cicerone_Introduction/LAT_overview.html
- [33] The Fermi LAT instrument, <https://www-glast.stanford.edu/instrument.html>
- [34] Kawabata, K. S., Nagae, O., Chiyonobu, S., Tanaka, H., Nakaya, H., Suzuki, M., Kamata, Y., Miyazaki, S., et al. 2008, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II Vol. 7014 of procs pie 70144L*
- [35] Poole, T. S., Breeveld, A. A., Page, M. J., Landsman, W., Holland, S. T., Roming, P., Kuin, N. P. M., Brown, P. J., et al. 2008, *MNRAS*, 383, 627
- [36] Schlafly, E. F. & Finkbeiner, D. P. 2011, *ApJ*, 737, 103
- [37] Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
- [38] Metropolis, Nicholas and Rosenbluth, Arianna W and Rosenbluth, Marshall N and Teller, Augusta H and Teller, Edwar,1953,*The journal of chemical physics*,21,6,1087–1092,AIP Publishing
- [39] 伊藤幸人, 種村正美, 大森裕浩, 和合肇, 佐藤整尚, 高橋明彦, 2005, 計算統計マルコフ連鎖モンテカルロ法とその周辺, 岩波書店
- [40] 荒木貴光, 適応的マルコフ連鎖モンテカルロ法入門 科学研究費補助金新学術領域研究「スパースモデリングの深化と高次元データ駆動科学の創成」2016年度チュートリアル 講演会資料

- [41] Robbins, H., Monro, S., 1951. A stochastic approximation method. *The Annals of Mathematical Statistics* 22, 400-407
- [42] Donnarumma, I., Vittorini, V., Vercellone, S., del Monte, E., Feroci, M., D'Ammando, F., Pacciani, L., Chen, A. W., et al. 2009, *ApJL*, 691, L13
- [43] Sobolewska, M. A., Siemiginowska, A., Kelly, B. C., & Nalewajko, K. 2014, *ApJ*, 786, 143
- [44] Tanaka, Y., Inoue, H., & Holt, S. S. 1994, *PASJ*, 46, L37
- [45] Burke, B., Mountain, R., Daniels, P., Cooper, M., & Dolat, V. 1994, *IEEE transactions on nuclear science*, 41, 375
- [46] Yamashita, A., Dotani, T., Bautz, M., Crew, G., Ezuka, H., Gendreau, K., Kotani, T., Mitsuda, K., et al. 1997, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 44, 847
- [47] Ohashi, T., Ebisawa, K., Fukazawa, Y., Hiyoshi, K., Horii, M., Ikebe, Y., Ikeda, H., Inoue, H., et al. 1996, *PASJ*, 48, 157
- [48] Makishima, K., Tashiro, M., Ebisawa, K., Ezawa, H., Fukazawa, Y., Gunji, S., Hirayama, M., Idesawa, E., et al. 1996, *PASJ*, 48, 171 *MNRAS*, 383, 627
- [49] Takahashi, T., Kataoka, J., Madejski, G., Mattox, J., Urry, C. M., Wagner, S., Aharonian, F., Catanese, M., et al. 2000, *ApJL*, 542, L105
- [50] Uhlenbeck, G. E. & Ornstein, L. S. 1930, *Physical review*, 36, 823
- [51] Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Bastieri, D., Bechtol, K., et al. 2011, *ApJ*, 736, 131
- [52] Shukla, A., Chitnis, V. R., Vishwanath, P. R., Acharya, B. S., Anupama, G. C., Bhattacharjee, P., Britto, R. J., Prabhu, T. P., Saha, L., & Singh, B. B. 2012, *AAP*, 541, A140
- [53] Yan, D., Zhang, L., Yuan, Q., Fan, Z., & Zeng, H. 2013, *ApJ*, 765, 122
- [54] Spada, M., Ghisellini, G., Lazzati, D., & Celotti, A. 2001, *MNRAS*, 325, 1559
- [55] Tucker, W. 1975, *Radiation processes in astrophysics* (Cambridge, Mass., MIT Press)
- [56] Asano, K., Takahara, F., Kusunose, M., Toma, K., & Kakuwa, J. 2013, *ApJ*, 780, 64
- [57] Sironi, L., Petropoulou, M., & Giannios, D. 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 450, 183
- [58] Nolan, P. L., et al. 2012, *ApJS*, 199, 31
- [59] Savolainen, et al. 2010, *A&A*, 512, A24
- [60] Iba, Yukito, 2001, *International Journal of Modern Physics C*, 12, 05, 623–656, World Scientific

- [61] Acero, F., Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A., Atwood, W., Axelsson, M., Baldini, L., Ballet, J., et al. 2015, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 218, 23
- [62] Aielli, G., Bacci, C., Bartoli, B., Bernardini, P., Bi, X. J., Bleve, C., Branchini, P., Budano, A., et al. 2010, *ApJL*, 714, L208
- [63] Atwood, W. B., Baldini, L., Bregeon, J., Bruel, P., Chekhtman, A., Cohen-Tanugi, J., Drlica-Wagner, A., Granot, J., et al. 2013, *ApJ*, 774, 76
- [64] Bartoli, B., Bernardini, P., Bi, X., Bleve, C., Bolognino, I., Branchini, P., Budano, A., Melcarne, A. C., et al. 2011, *ApJ*, 734, 110
- [65] Fossati, G., Buckley, J., Bond, I., Bradbury, S., Carter-Lewis, D., Chow, Y., Cui, W., Falcone, A., et al. 2008, *ApJ*, 677, 906
- [66] Fossati, G., Maraschi, L., Celotti, A., Comastri, A., & Ghisellini, G. 1998, *MNRAS*, 299, 433 PASJ, 67, 45
- [67] Kelly, B. C., Bechtold, J., & Siemiginowska, A. 2009, *ApJ*, 698, 895
- [68] Punch, M., Akerlof, C. W., Cawley, M. F., Chantell, M., Fegan, D. J., Fennell, S., Gaidos, J. A., Hagan, J., et al. 1992, *NAT*, 358, 477
- [69] Robbins, H. & Monro, S. 1951, *Statistics*, 22, 400
- [70] Tavecchio, F., Maraschi, L., & Ghisellini, G. 1998, *ApJ*, 509, 608
- [71] Urry, C. M. & Padovani, P. 1995, *PASP*, 107, 803

付録 A XRT データ

obs ID	Date (MJD)	Flux (10^{-9} erg/cm ² /s)
00030352158	55156	1.2367 ^{+0.0110} _{-0.0109}
00030352161	55176	0.7883 ^{+0.0133} _{-0.0130}
00030352164	55182	2.4442 ^{+0.0239} _{-0.0237}
00030352165	55186	0.8481 ^{+0.0132} _{-0.0130}
00030352167	55190	1.2015 ^{+0.0148} _{-0.0146}
00030352173	55202	1.5379 ^{+0.0178} _{-0.0177}
00030352175	55205	1.1948 ^{+0.0105} _{-0.0104}
00030352176	55207	0.9499 ^{+0.0010} _{-0.0099}
00030352177	55209	1.0231 ^{+0.0132} _{-0.0131}
00030352178	55210	1.8317 ^{+0.0168} _{-0.0166}
00030352179	55211	2.1356 ^{+0.0208} _{-0.0208}
00030352182	55212	0.4834 ^{+0.0106} _{-0.0109}
00030352183	55213	0.6088 ^{+0.0074} _{-0.0074}
00030352185	55215	1.6785 ^{+0.0203} _{-0.0202}
00030352188	55220	0.5938 ^{+0.0124} _{-0.0123}
00030352195	55230	0.4209 ^{+0.0095} _{-0.0924}
00030352198	55235	0.7029 ^{+0.0119} _{-0.0118}
00030352201	55238	0.8301 ^{+0.0123} _{-0.0122}
00030352203	55239	1.7743 ^{+0.0176} _{-0.0176}
00030352213	55252	1.7707 ^{+0.0199} _{-0.0198}
00030352217	55257	2.2342 ^{+0.0213} _{-0.0212}
00030352221	55261	1.0977 ^{+0.0134} _{-0.0134}
00030352230	55272	0.4402 ^{+0.0329} _{-0.0300}
00030352233	55275	0.7999 ^{+0.0108} _{-0.0107}
00030352242	55287	0.7622 ^{+0.0134} _{-0.0133}
00031202007	55290	1.1001 ^{+0.0187} _{-0.0186}
00031202015	55309	0.8228 ^{+0.0149} _{-0.0140}
00031202016	55312	1.1803 ^{+0.0165} _{-0.0164}
00031202019	55318	1.1946 ^{+0.0137} _{-0.0137}
00031202020	55319	0.9743 ^{+0.0127} _{-0.0126}
00031202032	55339	1.3999 ^{+0.0155} _{-0.0154}
00031202060	55568	0.2592 ^{+0.0120} _{-0.0110}
00031202061	55570	0.2403 ^{+0.0078} _{-0.0074}
00031202076	55598	0.1414 ^{+0.0080} _{-0.0071}
00031202087	55623	0.1741 ^{+0.0063} _{-0.0060}
00031202094	55633	0.2189 ^{+0.0083} _{-0.0078}
00035014025	56300	0.1525 ^{+0.0086} _{-0.0076}
00035014032	56304	0.3149 ^{+0.0099} _{-0.0094}
00035014072	56414	0.4501 ^{+0.0055} _{-0.0054}
00035014076	56428	0.2499 ^{+0.0082} _{-0.0078}
00035014108	56708	0.4167 ^{+0.0159} _{-0.0102}

表 7.1: 41 期間の XRT データ