

かなた望遠鏡と Fermi 衛星による
活動銀河核狭輝線セイファート 1 型銀河の観測

広島大学 理学部 物理科学科
高エネルギー宇宙・可視赤外線天文学研究室

B092478 河口 賢至

主査 深澤 泰司 副査 檜垣 浩之

2013 年 02 月 08 日

概要

活動銀河核とは、中心部分の狭い領域から銀河全体を凌駕するほどの放射を行っている、非常に活発な天体である。その中心には巨大質量ブラックホールが存在し、周辺の物質が落ち込む際に解放される重力エネルギーによって様々な物理現象が観測されている。相対論的速度まで加速された電子が噴出するジェットと呼ばれる現象もその1つであるが、そのメカニズムについては詳しくわかってない。活動銀河核の一種である狭輝線セイファート1型銀河は、活動銀河核の中でも珍しいふるまいをするとして近年注目されている。しかし、比較的新しい種族であるために観測例に乏しく、未だ謎が多い天体である。相対論的ジェットの存在も示唆されており、ジェットの生成機構の解明においてその観測意義は大きい。本研究では、ジェット由来のシンクロトロン放射、逆コンプトン散乱の両成分を捉えるため、かなた望遠鏡とFermi衛星を用いてガンマ線と可視光の多波長観測を行い、解析を行った。加えて可視光偏光観測を行いこれらの関連について考察を行った。

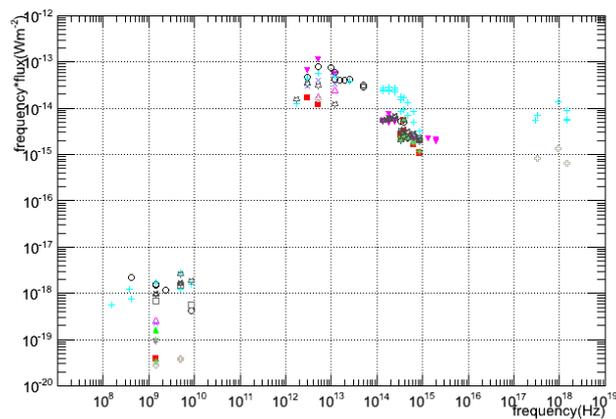


図 1: 観測天体 10 天体の多波長スペクトル

目次

第 1 章 狭輝線セイファート 1 型銀河の多波長解析	4
1.1 対象天体	4
1.2 解析方法	6
1.2.1 可視光解析	6
1.2.2 ガンマ線解析	10
1.3 解析結果	13
1.3.1 可視光解析結果	13
1.3.2 ガンマ線解析結果	14
1.4 考察	20

目次

1	観測天体 10 天体の多波長スペクトル	1
1.1	観測天体の多波長スペクトル 1	5
1.2	観測天体の多波長スペクトル 2	5
1.3	観測天体の多波長スペクトル 3	6
1.4	観測天体の多波長スペクトル 4	6
1.5	観測天体の多波長スペクトル 5	6
1.6	1 次処理の概念図 [18]	7
1.7	広視野撮像モードによる取得イメージ	8
1.8	狭視野偏光モードによる取得イメージ	9
1.9	ダブルウォラストンプリズムによる分割光の概念図 [18]	9
1.10	かなた望遠鏡 HOWPol 広視野撮像モードによるイメージ	13
1.11	かなた望遠鏡 HOWPol 狭視野偏光モードによるイメージ	13
1.12	IRAS 23410+022 の 4 年間データによるカウントマップ	15
1.13	RX 1633.3+4718 の 4 年間データによるカウントマップ	15
1.14	RX J23149+2243 の 4 年間データによるカウントマップ	16
1.15	B2 1111+32 の 4 年間の TS の推移	17
1.16	RX J1633.3+4718 の 4 年間の TS の推移	17
1.17	IRAS 23410+022 の 4 年間の TS の推移	17
1.18	FBQS 0804+3853 の 4 年間の TS の推移	17
1.19	FBQS J1713+ の 4 年間の TS の推移	17
1.20	RX J0806.6+7248 の 4 年間の TS の推移	17
1.21	IRAS 23410+022 の 1 ヶ月データによるカウントマップ	18
1.22	B2 1111+32 の 1 ヶ月データによるカウントマップ	18
1.23	FBQS 0804+3853 の 1 ヶ月データによるカウントマップ	18
1.24	FBQS J1713+3523 の 1 ヶ月データによるカウントマップ	18
1.25	RX 0806.6+7248 の 1 ヶ月データによるカウントマップ	19
1.26	RX 1633.3+4718 の 1 ヶ月データによるカウントマップ	19
1.27	B2 1111+32 の 1 ヶ月間の TS の推移	19
1.28	B2 1111+32 1 ヶ月間のガンマ線イベント	19
1.29	B2 1111+32 の 1 年間のデータによるカウントマップ	20
1.30	RX J1633.3+4718 の 1 ヶ月間の TS の推移	21
1.31	RX J1633.3+4718 の 1 ヶ月間のガンマ線イベント	21

1.32 IRAS 23410+022 の 1 ヶ月間の TS の推移	21
1.33 FBQS 0804+3853 の 1 ヶ月間の TS の推移	21
1.34 IRAS 23410+022 の 1 ヶ月間のガンマ線イベント	22
1.35 FBQS 0804+3853 の 1 ヶ月間のガンマ線イベント	22
1.36 TS 値と radio-loudness の関係	23
1.37 偏光度と radio-loudness の関係	23

ここで各チャプタを include

第1章 序論

1.1 背景

宇宙には、我々の銀河のような、穏やかな銀河が存在する一方で、中心部分が非常に明るく輝いている、活動銀河と呼ばれる銀河も存在する。このような銀河は、中心の狭い領域から非常に強い放射が見られ、その強度は銀河全体に匹敵する、またはそれ以上である。放射の動力源となっているのは、中心ブラックホールへの周辺物質の質量降着によって解放される重力エネルギーである。これによって活動銀河核では、様々な物理現象が観測されているが、その中には生成機構がよくわかっていないものも数多く存在する。

狭輝線セイファート1型銀河は、1985年に Osterbrock と Pogge[1] によって定義された、活動銀河核の一種である。近年の観測から、従来の活動銀河核の種族の中でも極端な部類に位置し、珍しいふるまいをする天体であることがわかってきた。

一般的なセイファート銀河は通常、電波帯域における放射が弱い傾向にあるが、観測によれば、狭輝線セイファート1型銀河の種族の中には、極少数ではあるが電波帯域において強い放射を示すものが存在する。これは、従来の活動銀河核における考えからは導き難い結果であり、その理解について現在も議論がなされている。

一方で、2008年に打ち上げられた Fermi 衛星（旧名:GLAST 衛星）は、その高い感度と広い視野によってガンマ線天文学の未来を大きく切り開いてきた。狭輝線セイファート1型銀河も近年、Fermi 衛星によってガンマ線帯域での放射を捉えられた天体であり、電波銀河、ブレーザー天体に続く活動銀河核第3のガンマ線源として、新しい種族を形成するのではないかとされている。

狭輝線セイファート1型銀河は、ガンマ線による高エネルギー成分だけでなく、ブレーザー天体のような激しい時間変動、可視光域における強い偏光度を持つものも発見され、相対論的ジェットの存在が示唆される天体でもある。非常に未知の部分が多い天体であるため、電波銀河やブレーザー天体と異なる側面から、活動銀河核におけるジェット生成のメカニズムの解明に迫る新たな天体として期待されている。

1.2 研究の目的

狭輝線セイファート1型銀河は、その種族が確立してから30年程度しか経っておらず、非常に新しい種族であると共に、近年その珍しい特徴が注目されている。

そのため、ジェット生成のメカニズムを理解する上で重要な役割を担うと期待されている一方、可視光域における偏光観測例に乏しい。

本研究では、可視光域における偏光観測とガンマ線帯域における観測を行い、シンクロトロン放射による、偏光した低エネルギー成分と、逆コンプトン散乱による高エネルギー成分をとらえる。これら両者の相関をみることで、活動銀河核におけるジェット生成のメカニズムの解明に迫ることを目的としている。

第2章 狭輝線セイファート1型銀河について

本研究で対象としている狭輝線セイファート1型銀河は、第1章でも述べたように、種族が確立してから30年程度しか経っておらず、非常に新しい天体であると同時に、未だその性質について未解明な部分が多い。そのため、その分類方法や性質について、様々な説が存在する。

この章では、狭輝線セイファート1型銀河についておよそ大部分の説にあてはまる、一般的な性質の説明を行なう。まず、活動銀河核、セイファート銀河について説明した後、本研究で対象としている狭輝線セイファート1型銀河の性質について、過去の観測例を交えて説明する。

2.1 活動銀河核について

宇宙には様々な種類の銀河が存在し、我々の銀河のように安定した銀河が存在する一方、中心領域が非常に明るく、激しく活動している銀河が存在する。この銀河を活動銀河と呼ぶ。この中心領域の明るさは、銀河全体の明るさと同等、又はそれ以上である。その活動源となっている中心核部分を、活動銀河核 (Active Galactic Nuclei:AGN) と呼ぶ。

AGNは、その特徴によって様々な種類に分類される。ここでは、AGNの概要とその分類、そして統一モデルについて述べる。

2.1.1 活動銀河核の概要

活動銀河核AGNは、電波からガンマ線までの広帯域にわたる放射、激しい時間変動などの特徴を持つ天体である。AGNの中心部には、太陽質量の $10^6 - 10^8$ 倍もの巨大ブラックホールが存在し、その周辺には降着円盤が形成されている。降着円盤からブラックホールへ物質が落ち込む際に解放される重力エネルギーによって、様々な物理現象が観測される。その一つがジェットと呼ばれる、細く絞られた方向へ相対論的速度で荷電粒子が噴出する現象である。その速度は光速近くにまで及ぶが、ジェットの生成のメカニズムについて、詳しくはわかっていない。

2.1.2 分類

AGNは、その観測的特徴によって分類される。以下に、いくつかのAGNの分類の例と、その特徴を述べる。

セイファート銀河

1943年、*C.Seyfert* によって発見された天体であり、可視光から紫外線帯域に及ぶ強い連続成分と、可視光域で顕著に見られる多くの輝線の特徴とする。可視光、赤外線帯域で強い放射を示すが、サブミリ波帯域周辺で急激に光度を落とし、電波帯域での放射は弱い。AGNの中でも最も数の多い種類であり、比較的近傍に位置する。

セイファート銀河は、可視光・紫外域のスペクトル中に見られる許容線・半禁制線によってさらに1型・2型に分類され、輝線の幅が広く観測されるものを1型、狭く観測されるものを2型と呼ぶ。重元素イオンの禁制線は1型・2型共に狭い輝線として観測されるため、1型・2型の分類は、幅の広い許容線の有無によって行うのが一般的である。しかし中には両者の成分が同時に見られるものも存在し、こういったものを特に1.5型と呼ぶ場合もある。

電波銀河

電波帯域において非常に強い放射を持つ天体。母銀河の形状はほとんどが楕円銀河である。中心部分にコアを持ち、そこから双方向に電波ジェットが噴出し、その先で銀河間物質と衝突して広がり、電波ローブを形成している。構造全体としては母銀河をはるかに超えるほどのスケールとなっており、いずれの構造からも電波域だけでなく、幅広い波長の及ぶ放射が見られる。

ブレイザー

数時間から数日程度の短時間変動がみられる。ジェットの視線方向への相対論的運動による強いビーミング効果から、ジェット成分が卓越して見える。典型的なブレイザー天体の多波長スペクトルは、電波からX線領域でのLE成分(Low Energy component)と、X線からガンマ線領域でのHE成分(High Energy component)からなり、LE成分はシンクロトロン放射、HE成分は逆コンプトン散乱によるものであると考えられている。

クウェーサー

AGNの中でも最も明るい部類に属する、比較的遠方に位置する天体。遠方に位置するために、母銀河の観測が難しく恒星のように見えたことから、準恒星状電波源(Quasi-Stellar Radio Source)を略してクウェーサー(quasar)と呼ばれる。後に電波で明るくない準恒星状天体(Quasi-Stellar Object:QSO)も発見されたが、現在ではまとめてクウェーサーと呼ぶことが多い。クウェーサーのうち、QSOが全体の90%ほどを占める。

2.1.3 統一モデル

AGNに関する過去の観測的事実から、以下のような統一モデルが提唱されている。統一モデルによればAGNは、共通した構造を持ち、それを観測する角度が異なることによって、上で述べたような分類がされると考えられている。

AGNの統一モデルの概要図を、図??に示す[?]。図のように、AGNの中心部には巨大ブラックホールが存在し、そこへ落ち込んでいく物質によって降着円盤が形成される。さらにその周辺に、分子トラス、広輝

線領域 (BLR), 狭輝線領域 (NLR) などが存在し, 降着円盤の軸方向にはジェットが噴出している。上記の例を統一モデルで理解すると, ブレーザー天体はジェットを正面から捉えており, 電波銀河はジェットを側面から観測しているとすれば, 観測的事実ともよく一致する。また, セイファート銀河においても, 輝線の幅の狭い成分は狭輝線領域 (NLR) から, 広い成分は広輝線領域 (BLR) からの放射であると考えられていることから, 統一モデルより, セイファート 1 型銀河は AGN を NLR/BLR が共に見える比較的ジェットを正面から捉える角度から, セイファート 2 型銀河は NLR のみが見える比較的ジェットを側面から捉える角度から見ていと解釈することができる。このように, AGN の大部分を統一モデルによって理解することができる一方, 電波の強い AGN と弱い AGN の違いなど, 未だ未解決な問題も残されている。

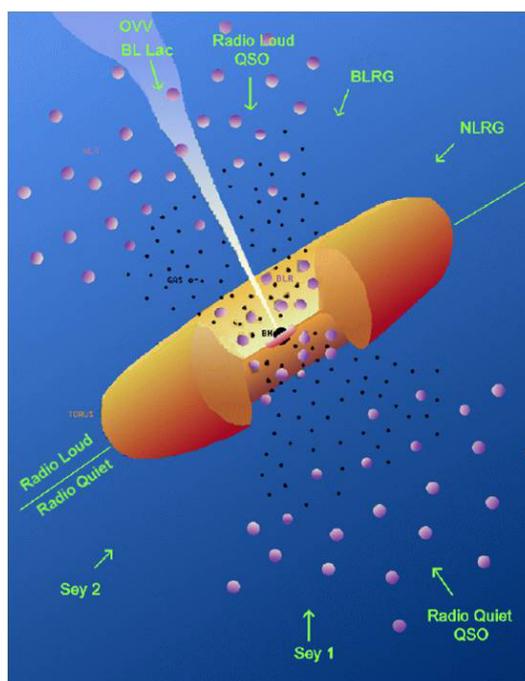


図 2.1: AGN の統一モデル [16]

2.2 AGN の放射機構

上に述べたように, AGN の観測では電波から X 線の広帯域にわたる放射が観測される。ここでは, AGN の放射機構のうち, 降着円盤からの放射, およびジェットからの放射としてのシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱について述べる。高エネルギー荷電粒子が存在する場合には, この後者による放射が支配的となり, 同じ電子分布から両者のスペクトルを同時に観測することも多い。

2.2.1 降着円盤からの放射

ブラックホールは非常に強い重力を持つため, それに引かれて周辺物質が落ちていく。これを質量降着と呼ぶ。降着する物質は角運動量を持つため, ブラックホール周囲に降着円盤を形成する。降着円盤の内側の半径 R_{in} は常に一定に保たれ, ブラックホールの質量に比例する。

ビリアル定理により、質量降着によって解放された重力エネルギーの半分はケプラー運動の回転エネルギーに、もう半分が降着円盤からの黒体放射となる。ここで、降着円盤の温度はその半径に依存しているため、ここからの放射は異なる温度での黒体放射の重ね合わせとなる。この放射モデルを、Multi Color Disk(MCD)モデルと呼ぶ。

図 2.2 は、MCD モデルによる放射のスペクトルを表したものである。図の破線は個々の黒体放射によるスペクトルを表し、実線はその総和を表す。MCD モデルではこのように、低エネルギー側のスペクトルの傾きが、単一温度の黒体放射よりもゆるやかとなる特徴がある。

ここで、半径 r 地点での厚さ dr の微小領域からの放射について考える。温度 T における単位時間、単位面積あたりの黒体放射によるエネルギーは σT^4 (σ : ステファンボルツマン定数) と表される。質量降着率を \dot{M} (半径によらず一定) とし、ビリアル定理から解放された重力エネルギーの半分が黒体放射となることを考慮すると

$$2 \times 2\pi r dr \times \sigma T(r)^4 = \frac{1}{2} d\left(-\frac{GM\dot{M}_x}{r}\right)$$

となる。よって温度 T は

$$T(r) = \left(\frac{3GM\dot{M}_x}{8\pi\sigma r^3}\right)^{\frac{1}{4}}$$

となり、半径 r のみの関数であることがわかる。[15]

活動銀河核の場合、 $M = 10^8 M_\odot$, $\dot{M} = 1 M_\odot \text{yr}^{-1}$, $R = 10^{12} m$ と仮定すると、最高温度は $T_{max} = 2 \times 10^5 (K)$ となり、これは紫外線帯域にピークを持ち、可視光から X 線帯域にかけて分布する。

降着円盤からの黒体放射により発生した低エネルギーの種光子が、数 100keV 程度の高温、低密度なコロナに入射すると、逆コンプトン散乱によってさらに 0.1-100keV の X 線が生成される。(逆コンプトン散乱については 2.2.3 参照) こうした機構で発生した成分は、X 線帯域全体にわたる冪型の連続成分となる。そのモデルは $A(E) = KE^{-\gamma}$ で表される。ここで、 γ は冪指数と呼ばれる無次元量を表す。

また、こうして放射された X 線が周辺のダストやトーラスに吸収、再放射されたものが赤外線域に、電離ガスからの輝線放射が可視光域に見られる。

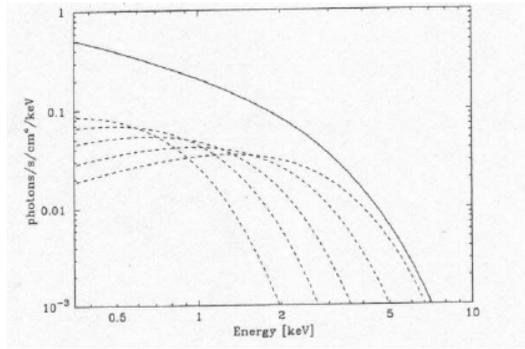


図 2.2: MCD モデルによる放射のスペクトル [15]

2.2.2 シンクロトロン放射

相対論的速度まで加速された荷電粒子が、磁場などによってその軌道を曲げられる際、軌道の接線方向に光子が放射される。この放射をシンクロトロン放射と呼ぶ。

まず、磁場 $B[G]$ 中で相対論的速度で運動する 1 個の電子から放射される単位時間単位周波数あたりの放射エネルギー $P(\omega, \gamma)$ は、以下のように表される。

$$P(\omega, \gamma) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin\alpha}{2\pi m_e c^2} F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) [\text{ergs}^{-1} \text{Hz}^{-1}]$$

ここで、 e, m_e はそれぞれ電子の電荷と質量、 α は磁場と電子の速度ベクトルのなす角を表す。 $F(x)$ は

$$F(x) = x \int_x^\infty K_{\frac{5}{3}}(\eta) d\eta$$

という、 $\frac{5}{3}$ 次の修正ベッセル関数で表される関数である。 ω_c は臨界周波数と呼ばれるものであり、

$$\omega_c = \frac{\gamma^2 e B \sin\alpha}{2m_e c}$$

で表される。

図 2.3 は $F(x)$ のふるまいを示した図である。これより $F(x)$ は $x \simeq 0.29$ 付近でピークを持つことが見てとれることから、シンクロトロン放射のピーク振動数 ν_p は

$$\nu_p \simeq 1.2 \times 10^6 B \gamma^2 \sin\alpha$$

で表される。

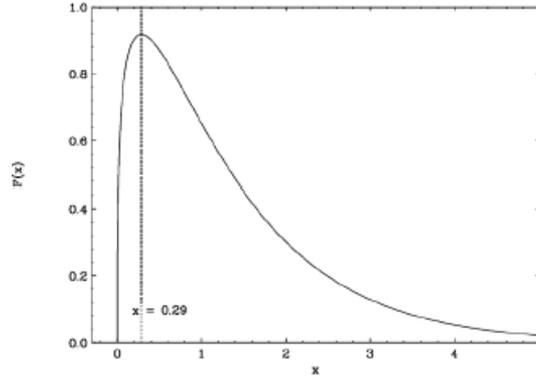


図 2.3: 単一電子におけるシンクロトロン放射のスペクトル [14]

単一電子の放射からさらに一般化し、電子の単位エネルギーあたりの数密度が $N_e(\gamma)$ 、電子のエネルギー範囲が γ_{min} から γ_{max} である場合を考える。シンクロトロン放射の全波長における強度 $P_{tot}(\nu)$ は、 $\omega = 2\pi\nu$ とすると、以下のように表される。

$$P_{tot}(\nu) = \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} P(\nu, \gamma) N_e(\gamma) d\gamma$$

等方放射を仮定した場合、放射係数 j_ν^{sync} は

$$j_\nu^{sync} = \frac{1}{4\pi} P_{tot}(\nu) = c_1 B \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} d\gamma N_e(\gamma) F\left(\frac{\nu}{c_2 B \gamma^2}\right)$$

となる。ここで

$$c_1 = \frac{\sqrt{3}e^3}{4\pi m_e c^2}, c_2 = \frac{3e}{4\pi m_e c}$$

である。

電子の数密度 $N_e(\gamma) = N_0 \gamma^{-2}$ ($1 < \gamma < 10^8$) という冪分布を仮定した場合の、磁場 $B = 0.01 \sim 1.0[G]$ における放射係数 j_ν のふるまいを図 2.4 に示す。ここからわかるように、ほとんどの周波数帯で冪乗分布に従う。低周波数、高周波数帯において折り曲がりが見られるが、これは電子のエネルギー分布の上限下限に起因するものである。

シンクロトロン放射では、電子との相互作用により光子の吸収も同時に起こる。その吸収係数 $\alpha_\nu^{sync}(\nu)$ は

$$\alpha_\nu^{sync}(\nu) = -\frac{c_3 B}{\nu^2} \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} d\gamma \gamma^2 \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[\frac{N_e(\gamma)}{\gamma^2} \right] F\left(\frac{\nu}{c_1 B \gamma^2}\right)$$

で与えられる。ここで

$$c_3 = \frac{\sqrt{3}e^2}{8\pi m_e^2 c^2}$$

である。これを示したものが図 2.5 であり、低エネルギー側ほど吸収による影響が大きいことがわかる。この吸収によりシンクロトロン放射のピーク波長より低エネルギー側ではカットオフがかかる。式を全周波数で積分すると、電子 1 個が単位時間あたりに失うエネルギー損失量 dE/dt_{sync} は

$$\frac{dE}{dt_{sync}} = \frac{4}{3} \sigma_T \gamma^2 U_B = 6.6 \times 10^4 B^2 \gamma^2 [eVs^{-1}]$$

となる。ここで、 $\sigma_T = \frac{8}{3} \pi r_e^2$ ($r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} \alpha$:: 電子の古典半径) はトムソン散乱断面積、 $U_B = \frac{B^2}{8\pi}$ は磁場のエネルギー密度である。[17]

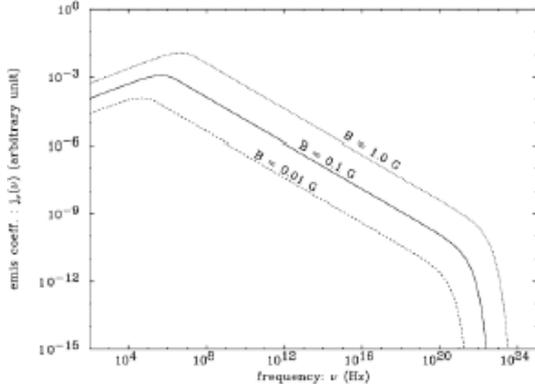


図 2.4: 放射係数 j_ν^{sync} のふるまい [14]

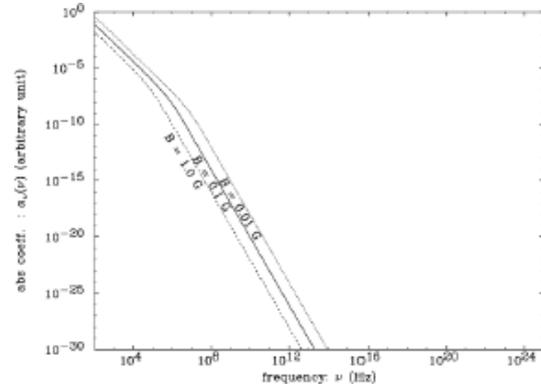


図 2.5: 吸収係数 α_ν^{sync} のふるまい [14]

2.2.3 逆コンプトン散乱

高エネルギーの荷電粒子が、電波、赤外線、可視光などの低エネルギー光子を弾性散乱し、高エネルギー光子を生じる現象のことを、逆コンプトン散乱と呼ぶ。

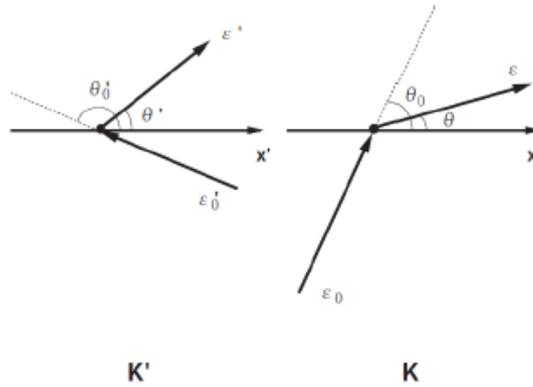


図 2.6: 逆コンプトン散乱の模式図

図 2.6 に示すように、観測系から見た散乱される前の光子のエネルギーを ϵ_0 、散乱された後の光子のエネルギーを ϵ 、散乱する電子のエネルギーを γ とするとコンプトン散乱の式は

$$\epsilon'_0 = \epsilon \gamma (1 - \beta \cos \theta_0) = \epsilon \gamma (1 + \beta \cos \theta')$$

と表される。 θ_0, θ は、それぞれ衝突前後の光子の進行方向と電子の進行方向の間の角である。また、プライム付きの文字は電子静止系を表わす。

電子のエネルギーが光子のエネルギーに比べて十分大きいとき ($\gamma\varepsilon \ll m_e c^2$ とき)

$$\varepsilon_0 : \varepsilon' : \varepsilon \simeq 1 : \gamma : \gamma^2$$

となり、光子のエネルギーは約 γ^2 倍されることがわかる。

また、単位エネルギー-単位秒あたりに逆コンプトン散乱で生成されるエネルギー ε の光子数密度 $q(\varepsilon)$ は

$$q(\varepsilon) = \int s\varepsilon n(\varepsilon_0) \int d\gamma N(\gamma) C(\varepsilon, \gamma, \varepsilon_0)$$

となる。今電子のエネルギーは光子のエネルギーに対して十分に大きいので、Klein-Nishina の公式より、反応断面積は

$$C(\varepsilon, \gamma, \varepsilon_0) = \frac{2\pi r_e^2 c}{\gamma^2 \varepsilon_0} [2\kappa \ln \kappa + (1 + 2\kappa)(1 - \kappa) + \frac{(4\varepsilon_0 \gamma \kappa)^2}{2(1 + 4\varepsilon_0 \gamma \kappa)}(1 - \kappa)]$$

$$\kappa = \frac{\varepsilon}{4\varepsilon_0 \gamma (\gamma - \varepsilon)}$$

となる。ここで r_e は古典的電子半径を表わす。これらの式から、逆コンプトン散乱による放射の放射係数 j_ν^{IC} は

$$j_\nu^{IC} = \frac{h\nu}{4\pi}(\varepsilon)$$

と表される。また、そのエネルギー範囲は

$$\varepsilon_0 \leq \varepsilon \leq \gamma \frac{4\varepsilon_0 \gamma}{1 + 4\varepsilon \gamma}$$

となる。1個の電子が単位時間あたりに失うエネルギー dE/Dt_{IC} は

$$\frac{dE}{dt_{IC}} \simeq \frac{4\sigma_\tau \gamma^2 U_{ph}}{3m_e c}$$

で与えられる。ここで、 U_{ph} は種光子のエネルギー密度である。[17]

2.3 狭輝線セイファート1型銀河

本研究で対象としている狭輝線セイファート1型銀河は、AGNの種族のうち、セイファート銀河の一種として分類される。

ここでは、本研究で対象とする狭輝線セイファート1型銀河の概要を説明する。さらに、狭輝線セイファート1型銀河の中に極少数存在する、*radio-loud* な狭輝線セイファート1型銀河について、その概要と性質を過去の観測例あげて説明する。

2.3.1 狭輝線セイファート1型銀河

セイファート1型銀河のうち、典型的なものよりも可視光域での輝線の幅が狭い特徴を持つものを、狭輝線セイファート1型銀河と呼ぶ。狭輝線セイファート1型銀河の定義としては、以下のようなものが一般的である。

- $FWHM(H\beta) < 1500 \text{ km s}^{-1}$
- $[OIII]\lambda 5000/H\beta < 3$
- $Fe(III)$ 輝線が存在する

図 2.7 は、セイファート2型、セイファート1型、そして狭輝線セイファート1型銀河に分類される天体のそれぞれのスペクトルである。 $H\beta$ 輝線がセイファート1型のものよりも狭く、セイファート2型のものに近いほどであり、かつ、セイファート1型の特徴である $Fe(II)$ 輝線が若干ではあるが存在することがわかる

狭輝線セイファート1型銀河の特徴として、巨大ブラックホールの質量が比較的低質量あること、高い質量降着率を持つことが挙げられる (Komossa et al.[2], Yuan et al.[3])。また、ジェットを有する多くの天体の母銀河の形状が楕円銀河であるのに対し、狭輝線セイファート1型銀河の母銀河の形状は、ジェットをもつものでもほとんどが渦巻銀河である。

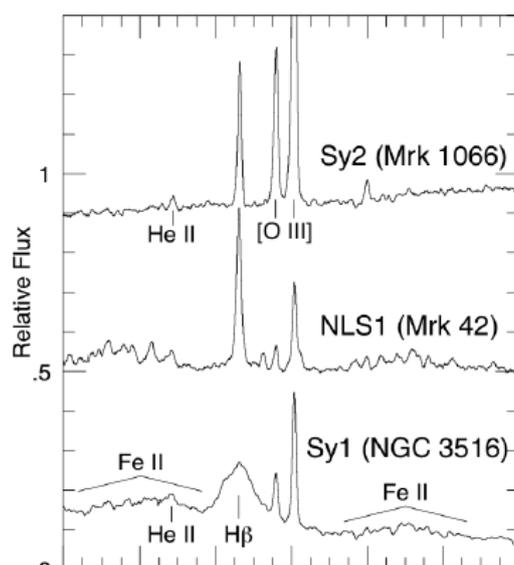


図 2.7: セイファート銀河のスペクトルによる分類 [19]

2.3.2 radio-loud 狭輝線セイファート1型銀河

まず、電波領域での放射の強度を示す指標である、 $radio - loudness R$ と呼ばれる物理量を以下のように定義する。

$$R = \frac{R_{1.4GHz}}{R_{4400}}$$

ここで、 $R_{1.4GHz}$ は周波数 1.4GHz の電波におけるフラックス、 R_{4400} は波長 4400nm の可視光におけるフラックスを表す。一般的に、 $R > 10$ のものを *radio-loud*、 $R < 1$ であるものを *radio-quiet* と呼ぶ。狭輝線セイファート 1 型銀河は比較的低質量なブラックホール、高い降着率という特徴から、大部分が *radio-quiet* であるが、7% 程度、*radio-loud* な狭輝線セイファート 1 型銀河が存在することが知られている。これはシンクロトロン放射による LE 成分であると考えられ、相対論的ジェットが存在を示す 1 つの要因となっている。そのため、AGN におけるジェット生成の機構の解明において、*radio-loud* 狭輝線セイファート 1 型銀河が注目されている。

2.3.3 過去の観測例

radio-loud な狭輝線セイファート 1 型銀河のカタログとして、Zhou & Wang et al.2002[4],Komossa et al.2006[2],Whalen et al.2006[5],Yuan et al.2008[3],Doi et al.2011[6] などがあり、50 天体程度が発見されている。

ガンマ線帯域では、2008 年において PMN0948+0022 が Fermi 衛星により、狭輝線セイファート 1 型銀河として初めてガンマ線で検出された。この天体を始めとして現在では既に 5 天体程度が検出され、ガンマ線源としての新たな種族を確立しつつある。図 2.8 は PMN0948+0022 の多波長スペクトルを示したもので、逆コンプトン散乱による高エネルギー成分が捉えられている。その他、紫外域での降着円盤成分や電波域における急激な減光などの特徴が見てとれる。また、図 2.9 は同天体の VLBI によるイメージであるが、非常にコンパクトな構造であり、ジェットを比較的正面から捉えていることがわかる。

可視光域での偏光観測では、Ikejiri et al.(2010)[7] によって、同天体が観測され、18% もの高い偏光度が観測されている。しかし、後の J.R.Eggen et al.[8] では 1.8% 程度の偏光度しか観測されなかった。

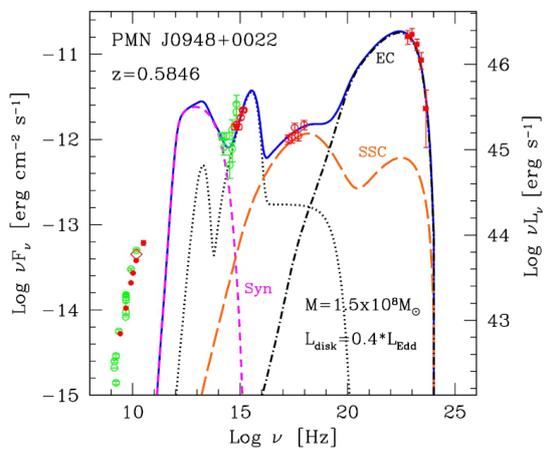


図 2.8: PMN0948+0022 SED[13]

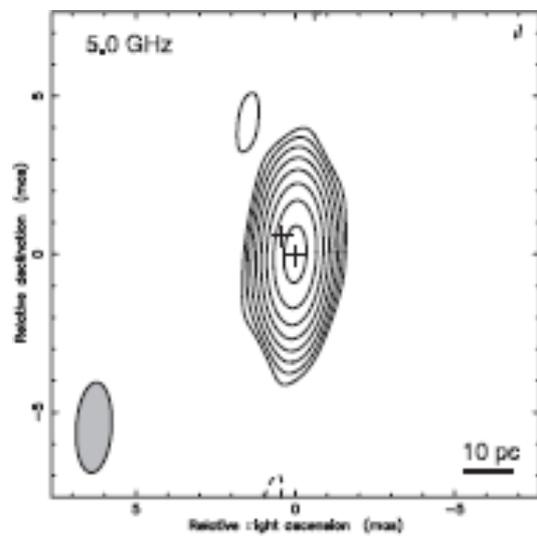


図 2.9: PMN0948+0022 VLBI イメージ [6]

第3章 観測機器

この章では、観測に用いた、かなた望遠鏡とフェルミ衛星について説明を行う。

3.1 かなた望遠鏡

3.1.1 かなた望遠鏡の概要

かなた望遠鏡は、広島大学宇宙科学センター附属東広島天文台に基盤をなす、光学赤外線望遠鏡である。1994年に赤外シュミレータとして国立天文台三鷹キャンパスに設置され、すばる望遠鏡に取り付ける観測装置、鏡の試験をするために使用されていたものが、2004年にその役目を終えた後、2004年に東広島天文台に移転された。

国内では最大級の有効口径 1.5m の主鏡を持つ。また、望遠鏡の駆動速度は 5 度/秒にも達し、急激な減光を見せるガンマ線バーストなどの突発天体の観測に適している。

現在、検出器として、ナスミス焦点に 1 露出型偏光撮像装置 HOWPol と高速分光器、カセグレン焦点に可視光赤外同時カメラ HONIR の合計 3 つの検出器が搭載されている。このうち、今回の観測に用いた 1 露出型偏光撮像装置 HOWPol について、詳しく説明する。

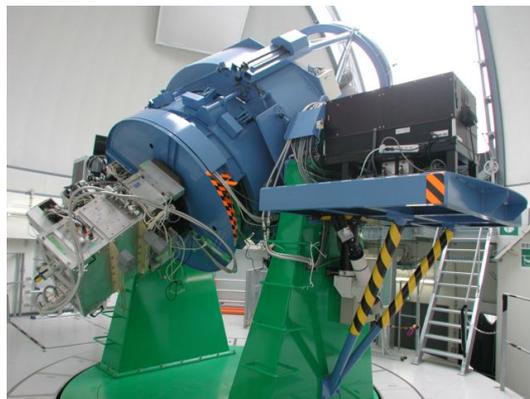


図 3.1: かなた望遠鏡の全体像 [9]

3.1.2 1 露出型偏光撮像装置 HOWPol

1 露出型広視野偏光撮像器 HOWPol(Hiroshima One-shot Wide-fieldPolarimeter) とは、かなた望遠鏡第一ナスミス焦点に設置されている、可視光・近赤外線域での観測を目的とした検出器である。観測モードとして、広視野撮像モードのほかに、偏光撮像モード(広視野・狭視野)、分光モードを搭載している。全長約 1m、重さ約 200kg 程度であり、通常の偏光観測装置は通常、カセグレン焦点に設置されるが、かなた望遠鏡では、突発天体の観測のために常設されている必要性があるため、ナスミス焦点に設置されている。

HOWPolの検出器は、完全空乏型 CCD が用いられ、長波長域における感度が優れており、1000-1100nm 域では従来の CCD の 2 倍以上の感度を持つ。

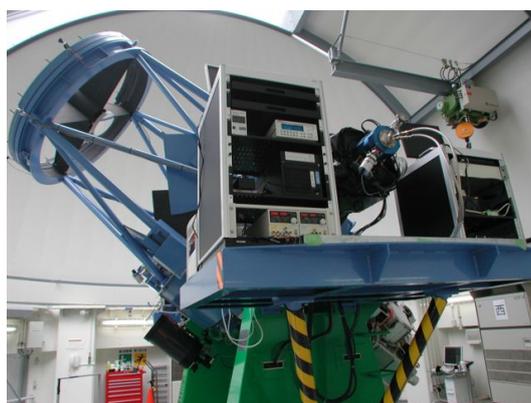


図 3.2: 1 露出型偏光撮像器 HOWPol[9]

3.2 Fermi 衛星

3.2.1 Fermi 衛星の概要

Fermi 衛星 (旧名:GLAST) とは、フランス、イタリア、日本、スウェーデン、アメリカ、ドイツの国際協力により開発されたガンマ線観測衛星である。2008 年 6 月 11 日 12 時 5 分 (EDT) より打ち上げられ、同年 8 月より運用が開始された。Large Area Telescope(LAT) を主検出器として搭載しており、20keV-300GeV もの広帯域において感度を持つ。高い感度と位置決定精度、広い視野と有効面積をもち、全天を断続的にサーベイ観測している。軌道周期 95 分で全天の約 85% をカバーすることができるため、長期変動だけでなく、数時間程度の短期変動も観測することができる。

Fermi 衛星は、1991-2000 年に活躍した CGRO 衛星の後継機として開発され、同衛星に搭載されていた EGRET 検出器よりも飛躍的に向上した性能を持つ。これにより、打ち上げから多くの成果を挙げ、最新の 2 年カタログでは、1987 天体が検出されている。

3.2.2 Large Area Telescope(LAT)

Large Area Telescope(LAT) とは, Fermi 衛星に搭載された, 電子・陽電子対生成型ガンマ線検出器である. 20MeV-300GeV の広帯域に感度を持ち, 視野は 2.4str (全天の $1/5$) にも及ぶ.

大きく分けて, 到来光子の方向を特定するトラッカー, エネルギーの測定を行うカロリメータ, バックグラウンドの除去を行う ACD の 3 つの部分からなる.



図 3.3: Fermi 衛星の全体像 [10]

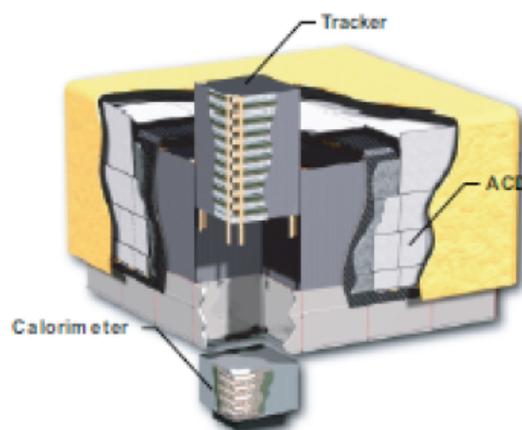


図 3.4: LAT 検出器 [11]

トラッカー

対生成部であるタングステンシートと, 検出部であるシリコンシート 2 枚の層を, 19 層重ねた構造をしている. 入射したガンマ線はタングステンシートで対生成を起こして電子・陽電子対を生じ, シリコンシートで電子・陽電子の飛跡を検出することで, ガンマ線の到来方向を高い精度で決定する.

カロリメータ

トラッカーの下部に位置し, 主な検出部は CsI(Tl) シンチレータで構成されている. トラッカー部で生成された電子・陽電子がカロリメータ内に入射すると電磁カスケードを生じ, 複数の荷電粒子を生成する. これを CsI シンチレータで捉え, 生じた蛍光をフォトダイオードで検出することで, 入射したガンマ線のエネルギーを測定する.

また, シンチレータはセグメント化されており, 電磁カスケードの 3 次元構造を再構築することができる. これによって, さらなる位置決定精度を得ると共に, 検出部では吸収しきれない高エネルギー (100GeV 以上) のガンマ線においても, エネルギーの推定が可能となっている.

ACD

トラッカー全体を覆う 89 枚のセグメント化されたプラスチックシンチレータで構成されており, バックグ

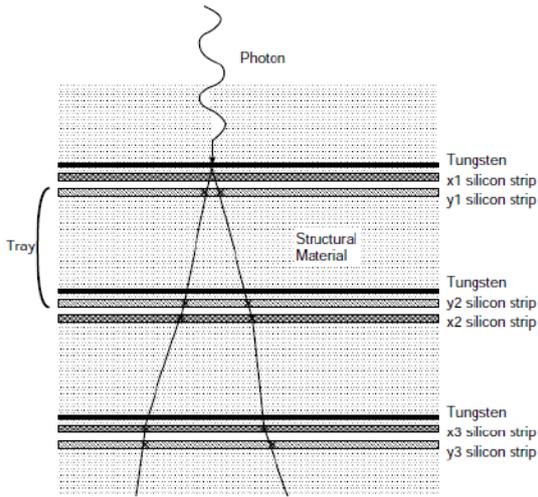


図 3.5: トラッカー部 [12]

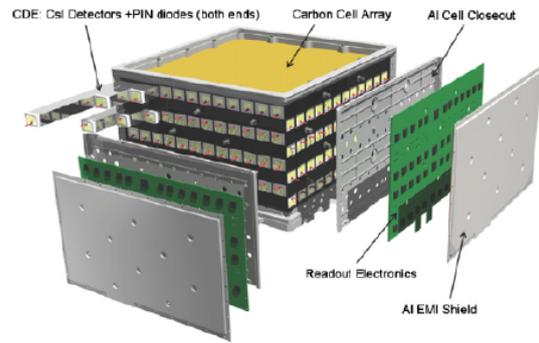


図 3.6: カロリメータ部 [10]

ラウンドとなる荷電粒子の除去を行っている。荷電粒子がプラスチックシンチレータに入射した際に出る蛍光を、光ファイバーによって光電子増倍管から読み出し、その信号と反同時係数を取ることで、およそ 99.97% 以上の荷電粒子によるバックグラウンド成分を除去することができる。

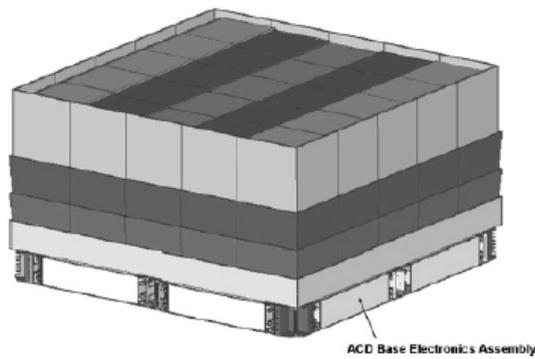


図 3.7: ACD 部 [10]

第4章 狭輝線セイファート1型銀河の多波長解析

この章では、本研究で行った狭輝線セイファート1型銀河の多波長解析について、その解析方法と結果、考察について述べる。

4.1 対象天体

対象とする天体は、Zhou & Wang al.2002 [4],Komossa et al.2006 [2],Whalen et al.2006 [5],Yuan et al.2008 [3],Doi et al.2011 [6] の5つの狭輝線セイファート1型銀河に関する論文でリストされている天体より選択した。また、本研究において、狭輝線セイファート1型銀河の定義として

- $FWHM(H\beta) < 2000 \text{ km s}^{-1}$
- $[OIII]/H\beta < 3$
- $Fe(II)$ 輝線が存在する

をあげている。これは、1995年にOsterbrock&Pogge[1]によって最初に狭輝線セイファート1型銀河という種族が提唱された際の定義である。

また、*radio-loud* の定義として

$$\text{radio-loudness } R = \frac{R_{1.5GHz}}{R_{4400A}} > 10 \quad (4.1)$$

としている。

以上の条件を満たす天体のうち、可視光域においてかなた望遠鏡の偏光観測限界等級 (Rバンド:16.5-17.0等程度) 以上であるものを、NASA/IPAC Extragalactic Database(NED) のデータを基に選択した。

以上の条件で天体の選択を行った結果、全てを満たすものが10天体あげられた。

以下の表 1.1 に表したのは、観測天体に関する情報である。R は radio loudness を表す。

天体名	RA	DEC	redshift	FWHM($H\beta$)[km^{-1}]	logR
B2 1111+32	168.66	32.69	0.189	1980	2.36-2.81
FBQS J1038+4227	159.74	42.46	0.220	1979	1.30
IRAS 23410+0228	355.91	2.751	0.091	-	1.14
RX J044.9+1921	11.24	19.36	0.181	-	1.08
RX J1633.3+4718	248.34	47.31	0.116	909	2.02
B3 1702+457	255.87	45.67	0.061	1040	1.03
FBQS J0804+3853	121.03	38.89	0.151	1356	1.18
FBQS J1713+3523	258.26	35.39	0.083	1002	1.05
RX J0806.6+7248	121.66	72.80	0.099	1060	1.93
RX J23149+2243	348.73	22.72	0.169	1670	0.62-0.97

表 4.1: 観測天体に関する情報

図 1.1 - 1.5 は、NED より引用した 10 天体の多波長スペクトルである。縦軸には周波数 × フラックス、横軸には周波数を取りプロットしている。

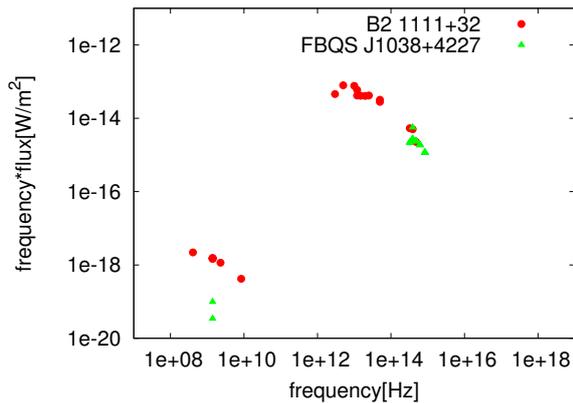


図 4.1: 観測天体の多波長スペクトル 1

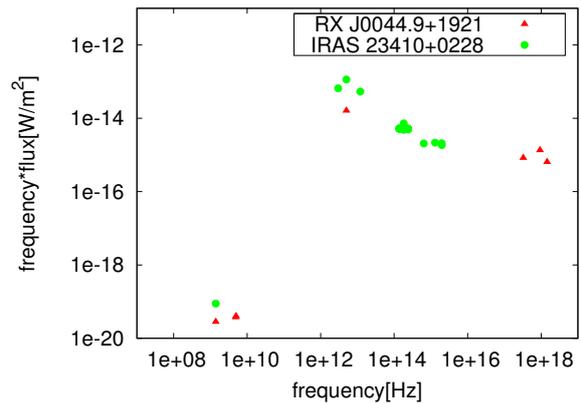


図 4.2: 観測天体の多波長スペクトル 2

可視光-紫外線域 (周波数 $10^{14-15} Hz$ 程度) において、降着円盤による放射が顕著になっている。また、電波域においてフラットなスペクトルを持つ天体がいくつか見られる。

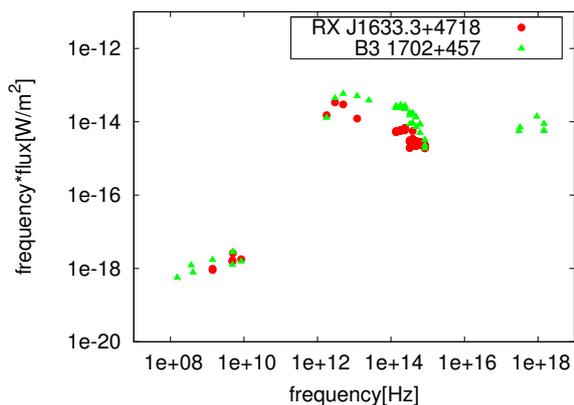


図 4.3: 観測天体の多波長スペクトル 3

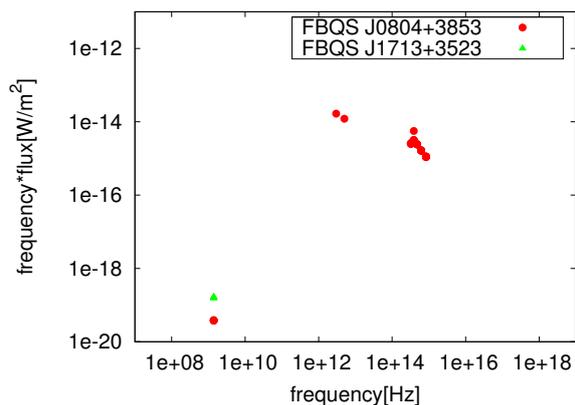


図 4.4: 観測天体の多波長スペクトル 4

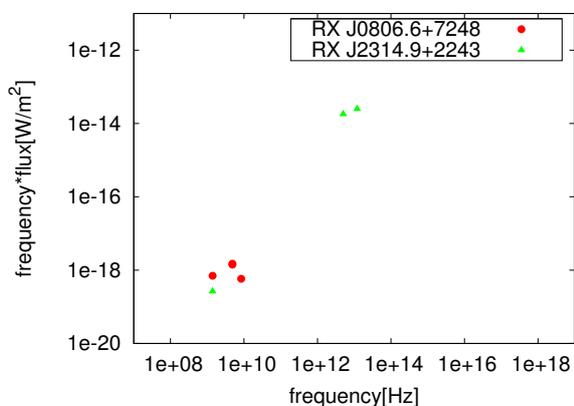


図 4.5: 観測天体の多波長スペクトル 5

4.2 解析方法

観測天体として選択された 10 天体について、かなた望遠鏡による可視光域における広視野測光モード、狭視野偏光モードによる観測を行い、天体の等級と偏光度を求めた。また同時に、Fermi 衛星によるガンマ線帯域におけるデータの解析を行い、最尤法によるフィットを行った。以下に、それぞれについての観測・解析方法を詳しく述べる。

4.2.1 可視光解析

可視光域における観測は、かなた望遠鏡の 1 露出型偏光撮像装置 HOWPol を用いて、広視野測光観測、及び狭視野偏光観測を行った。

それぞれについて解析には、IRAF と呼ばれる、可視光解析において一般的に用いられる解析ソフトを使用

した.

観測によって得られたデータには、暗電流などによるノイズや検出器の感度のむらといった様々な寄与が含まれているため、これを取り除くために1次処理と呼ばれる操作を行う。具体的な操作について以下のものがある。図 4.6 はこれら 1 次処理の概念図として示したものである。

バイアス・ダーク

検出器回路内からの寄与として、電荷を読み出す際に出るバイアス成分、熱電子(暗電流)によるノイズであるダーク成分がある。これらを除去するため、検出器に光が入らない状態でバイアス・ダーク成分のみのデータを取得し、観測データから差し引く操作を行う。

フラット

検出部の各ピクセルは全て均一な感度を持つものではなく、必ずその感度にむらがある。これを補正するために、フラットと呼ばれるデータを用いて、全てのピクセルの感度を規格化する操作を行う。フラットデータは、望遠鏡ドーム内にあるフラットイメージ取得用のボードに均様な光を当てて撮像して取得している。

以上が 1 次処理で行う操作である。こうして得られたイメージから、天体の明るさを測光する。本研究では、開口測光 (aperture photometry) と呼ばれる手法を用いて測光を行った。

開口測光 (aperture photometry)

観測によって得られたイメージ上において、天体の中心からある距離までの円形領域内のカウント値を天体からの寄与であるとして積分し、天体の明るさを測定する手法。その際、スカイと呼ばれる、大気などから放射される成分を差し引く。スカイの値は、天体付近の領域において、天体からの寄与が十分小さくなるほど離れた部分のカウント値を用いている。理想的には、イメージ上において天体は点源として観測されるのが望ましいが、実際は有限の広がりをもって観測される。これらの広がりには主にシーイング環境に依存して変化するため、各データごとの天体の広がりに適した開口領域、スカイ領域の選択が必要となる。

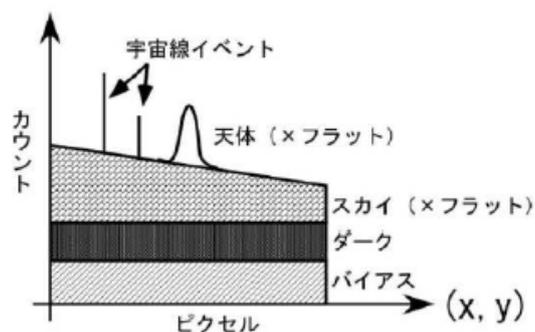


図 4.6: 1 次処理の概念図 [18]

以上が、本研究における基本的な天体の明るさの測定方法である。次に、広視野測光観測、狭視野偏光観

測によって得られるイメージと、各物理量の導出方法について述べる。

広視野測光解析

広視野撮像モードによっては図 1.7 に示すように $15^\circ \times 15^\circ$ 視野のイメージが得られる。かなた望遠鏡では、この視野を 2 つに分けた chip1 と chip0 の 2 種類のイメージが存在する。視野中心部分が含まれているのは chip1 イメージであるため、解析には主に chip1 のみを使用する。

開口測光によって得られた天体のカウント数から実視等級を導出するが、このカウント数自体は、大気の吸収や天気などに影響を受けて観測ごとに変化する。そのため、各観測ごとのこのような影響をキャンセルするために、視野内に等級が既にわかっている天体を比較星として入れ、そのカウント数の比を用いて測光を行う、相対測光と呼ばれる手法を用いる。天体の相対等級を m 、天体と比較星それぞれのカウント数を F_{obs} 、 F_{com} とすると

$$m = -2.5 \log \frac{F_{obs}}{F_{com}} \quad (4.2)$$

と表される。求まった相対等級と比較星の等級との和が、天体の実視等級となる。

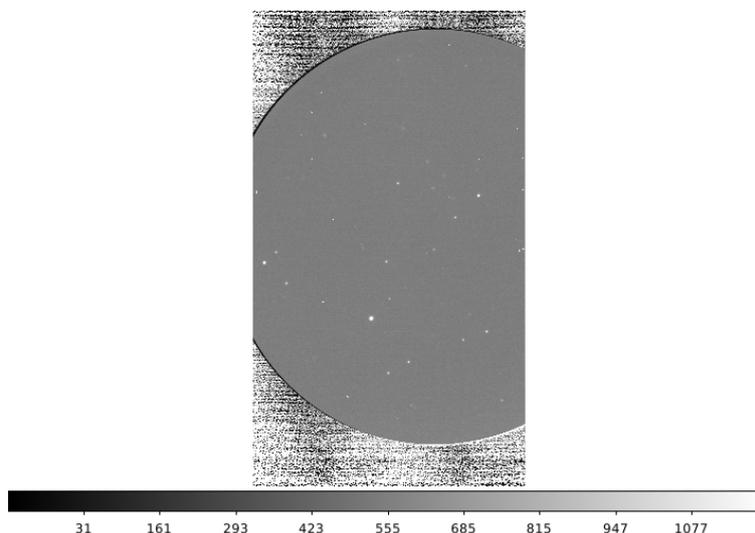


図 4.7: 広視野撮像モードによる取得イメージ

狭視野偏光解析

狭視野偏光モードによっては図 1.8 に示すように $15^\circ \times 1^\circ$ の長方形の狭視野のイメージが得られる。本研究では、半波長板回転型観測法によって偏光を測定している。

半波長板回転型観測法

集光された天体からの光は、半波長板を通過した後、図 1.9 に示されるようにダブルウォラストンプリズムによって、常光、異常光各 2 つずつの計 4 つの光に分裂される。分裂した光は全て広視野測光観測と同様

に *chip1*、*chip0* として検出されるため、観測データのイメージでは、長方形の視野が 4 つ含まれている。この半波長板の角度を 0, 22.5, 45, 67.5 ° の 4 つに変えながら測定することで、それぞれの角度ごとのカウント数 $I(0^\circ)$ 、 $I(22.5^\circ)$ 、 $I(45^\circ)$ 、 $I(67.5^\circ)$ ごとの常光 I_o 、異常光 I_e が観測される。4 つの異なる角度におけるカウント数を用いることで、以下の式のように偏光に関する値であるストークスパラメータ Q 、 U を求めることができる。

$$\frac{Q}{I} = \frac{1 - a_1}{1 + a_1} \quad (4.3)$$

$$\frac{U}{I} = \frac{1 - a_2}{1 + a_2} \quad (4.4)$$

ここで

$$I = \sum_{\theta} (I_o(\theta) + I_e(\theta))$$

$$a_1 = \frac{1 - Q/I}{1 + Q/I}$$

$$a_2 = \frac{1 - U/I}{1 + U/I}$$

である。 θ は半波長板の角度を表す。

半波長板回転観測法における利点は、4 つの異なる角度での観測値を用いることで、大気の影響をキャンセルすることができるという点である。しかし、1 度の観測で偏光を観測することができる 1 露出型観測法に比べておよそ 4 倍もの時間がかかるため、撮像時間が長くなるという欠点もある。

また通常の偏光観測装置はカセグレン焦点に搭載するが、かなた望遠鏡の HOWPol はナスミス焦点に搭載されているため、検出器へ光を入射させる際に、第 3 鏡によって光路を直角に曲げる必要がある。その際に器械偏光と呼ばれる、観測装置そのものに由来する偏光成分が生じるため、補正をする必要がある。器械偏光の補正の方法については、先行研究 (高木卒論)[18] によって得られた結果を用いた。

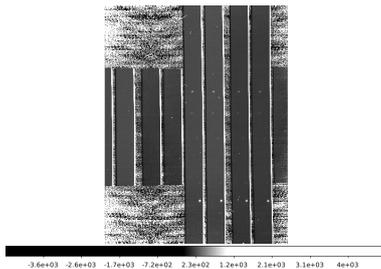


図 4.8: 狭視野偏光モードによる取得イメージ

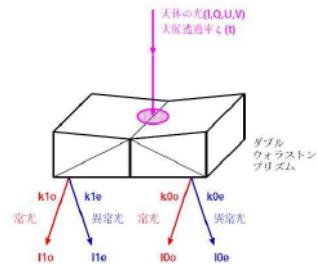


図 4.9: ダブルウォラストンプリズムによる分割光の概念図 [18]

可視光域における観測条件は、以下の表 1.2 のように行った。表は、天体の名前と各観測モードにおける exposure time を示す。

天体名	広視野測光観測 (sec)	狭視野偏光観測 (sec)	観測日
B2 1111+32	120	120	2013/01/08,10
FBQS J1038+4227	120	150	2013/01/08,10
IRAS 23410+0228	100	300	2013/01/08,26
RX J044.9+1921	60	120	2013/01/08
RX J1633.3+4718	100	120	2013/01/10
B3 1702+457	30	100	2013/01/10
FBQS J0804+3853	30	120	2013/01/08
FBQS J1713+3523	80	100	2013/01/10
RX J0806.6+7248	50	120	2013/01/08,10
RX J23149+2243	30	100	2013/01/08

表 4.2: かなた望遠鏡 HOWPol 観測による exposure time

4.2.2 ガンマ線解析

ガンマ線帯域における解析は、Fermi 衛星の LAT によるデータを用いて行った。Fermi 衛星は全天を断続的にサーベイ観測しているため、必要な座標、観測期間、エネルギー範囲等を指定して (Fermi Science Support Center)FSSC のデータサーバより取得する形となっている。

衛星より地上に送られたばかりのデータは raw data と呼ばれ、これは衛星に関するあらゆる情報を含んでいるため膨大な量になっており、解析に使用しづらい。そのため、これらのデータから荷電粒子等の情報を除去して解析に必要な情報のみを取り出し、天文分野における共通の形式である FITS(Flexible Image Transport System) 形式へと変換する。

この FITS ファイルにはフォトンの情報を含んだ FT1 ファイルと、衛星の向きなどの情報を含んだ FT2 ファイルの 2 種類が存在する。Fermi 衛星では、特定の天体に対する観測時間がはっきりと定められていないため、この FT1 ファイルから FT2 ファイルを考慮し、ガンマ線イベントである (good である) とされたイベントのみを選択する必要がある。

こういったデータの選択から最尤法によるフィットまでを含めた解析については、SLAC(Stanford Linear Accelerator Center) で開発された Fermi 衛星専用解析ソフト ScienceTools を使用した。

以下に今回の解析に用いた主な ScienceTools 内のツールとその内容を示す。

gtselect

FT1 ファイルから、解析に使用する領域、エネルギー範囲、観測時間、入射方向 (ZenithAngle) を指定して、新たな FT1 ファイルを作成する。

gtmktime

FT2 ファイル内の衛星情報 (衛星の向き、軌道、地磁気量等) をもとに、FT1 ファイル内のイベントセレクションを行い、新たに Good Time Interval(GTI) を作成する。GTI とは、データが有効である (good である) とされる時間のことで、exposure の計算等に用いられる。

gtbin

FT1 ファイルを他のツール (ds9, fv 等) で使用可能な形へ変換する。変換可能な形式は、2 次元カウントマップ

プヤライトカーブ等がある.

gtltcube

FT1 ファイル内の GTI と FT2 ファイル内の livetime から、全体の livetime を計算する.FT1 ファイルと FT2 ファイルの入力から、exposure cube を作成する.これは、LAT への入射角の関数として観測時間の積分値を計算したものである.

gtexpmap

unbinned likelihood 解析専用のツールであり、gtltcube で得られた exposure cube と FT1 ファイル, FT2 ファイルから exposure map の作成を行う.

gtdiffrsp

拡散放射によるレスポンスを likelihood 解析に先駆けて計算し、FT1 ファイルに extension を追加する形で書き込まれる. 拡散放射とは、銀河面や系外放射からの点源以外の放射のことである.

gtlike

以上で作成したファイルから、最尤法によりフィットを行う.

最尤法

ガンマ線は到来数が少なく、その分布はポアソン分布に従う. この場合、ガウス分布に対する χ^2 検定を使用することができないため、最尤法を用いることとなる.

ここで、尤度関数 L とは、ある測定値を x_1, x_2, \dots, x_n 、モデルの変数を θ 、モデルの分布関数を $f(x_n|\theta)$ とすると

$$L(x_1, x_2, \dots, x_n|\theta) = f(x_1|\theta)f(x_2|\theta)\dots f(x_n|\theta) = \prod_{i=1}^n f(x_i|\theta)$$

で定義される関数である. これはつまり、測定値が x_1, x_2, \dots, x_n である確率を表しており、これが最大となるような θ を決定する手法を最尤法と呼ぶ.

L が極値を取る場合、その点において L は最大となるので

$$\frac{dL}{d\theta} = 0$$

となる θ を求めることで得られる. 一般に尤度の値は非常に小さくなるため、計算には対数をとったものを用いて

$$\log L(x_1, x_2, \dots, x_n) = \sum_{i=1}^n \log f(x_i|\theta)$$

となる.

また、最尤法では χ^2 検定による統計的有意度の評価が行えないため、代わりに TS(Test Statistic) と呼ばれる値を用いる. これは

$$TS = 2(\log L - \log L_0)$$

で定義される. ここで L は目標天体のモデルを入力した場合の尤度で、 L_0 は目標天体のモデルを除いた場合の尤度である. ガウス分布の σ に TS 値の平方根をかけた $\sqrt{TS}\sigma$ が統計的有意度を表し、一般に天体の

検出は $5\sigma(TS = 25)$ 以上とされている.[17]

また, 最尤法によるフィットは, 点源及び背景放射のスペクトルモデルを入力した XML ファイルを入力し, これを実際の観測データと照し合わせる形でフィットを行う.

XML ファイルへ入力するモデルの一例として, 冪乗則に従って分布する PowerLaw 分布

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^\gamma$$

(ただし N_0 :Prefactor, γ :冪指数, E_0 :Scale)

を挙げると

```
<source name="2FGLJ1112.4+3450" type="PointSource" >
<spectrum type="PowerLaw" >
<!-- Source is 2.20567826775 degrees away from ROI center -->
<parameter free="1" max="1e4" min="1e-4" name="Prefactor" scale="1e-12" value="6.869347538"
>
<parameter free="1" max="5.0" min="0.0" name="Index" scale="-1.0" value="2.36664" >
<parameter free="0" max="5e5" min="30" name="Scale" scale="1.0" value="630.005188" >
</spectrum >
<spatialModel type="SkyDirFunction" >
<parameter free="0" max="360.0" min="-360.0" name="RA" scale="1.0" value="168.108" >
<parameter free="0" max="90" min="-90" name="DEC" scale="1.0" value="34.8496" >
<spatialModel >
</source >
```

というように, 各パラメータの初期値や最大値, 最小値等を入力する.

以下の表 1.3 に, 本研究において使用したイベントに関する情報を示す.

観測期間	2008/08/04-2012/08/04(MET:239557417-365787817)
エネルギー範囲	100MeV-100GeV
event class	Source Class
ZenithAngle	ZenithAngle < 100[deg]
レスポンス	P7SOURCE_V6
ScienceTools バージョン	v9r25p1
フィッティング方法	unbinned likelihood
観測領域 (ROI)	半径 10 °の円形領域

表 4.3: イベント条件

解析に用いたデータは、表に示した期間内のデータを1ヵ月分ごとに区切り、それぞれにおいて解析を行った。そのうち高いTS値を示した期間について、さらに5日ごとの期間に区切り、より詳細な解析を行った。

また、フィットするXMLモデルについて、対象天体のスペクトル型はPowerLaw型を仮定している。その他の放射源に関しては、点源に関してはLATの2年カタログで検出されている天体のうち、 $TS > 50$ であるものを、背景放射に関してはFermiチームにより公開されている2つの放射のモデル (Galactic diffuse model, extragalactic diffuse model; gal_2yearp7v6_trim_v0.fits, iso_p7v6source.txt) を入力した。これらは、それぞれ系内、系外由来の放射に関するモデルである。

4.3 解析結果

4.3.1 可視光解析結果

かなた望遠鏡 HOWPol による可視光観測によって、それぞれの天体について広視野撮像モード、狭視野偏光モードでのイメージを得た。図 1.10、図 1.11 に、例として B2 1111+32 の観測によって得られた実際のイメージを示す。図中の緑の円で囲まれているものが B2 1111+32 である。図 1.11 は半波長板回転型観測法で得られたイメージで、画像左から順に chip1 常光、chip1 異常光、chip0 常光、chip0 異常光の計4つの光へ分けられている。このイメージを4つの半波長板回転角それぞれについて取得することで偏光パラメータを測定する。これらのイメージの解析を行った結果は、以下の表 1.4 のようになった。等級の誤差は、観測値の統計誤差より算出し、偏光度の誤差はその2倍程度を見積った。

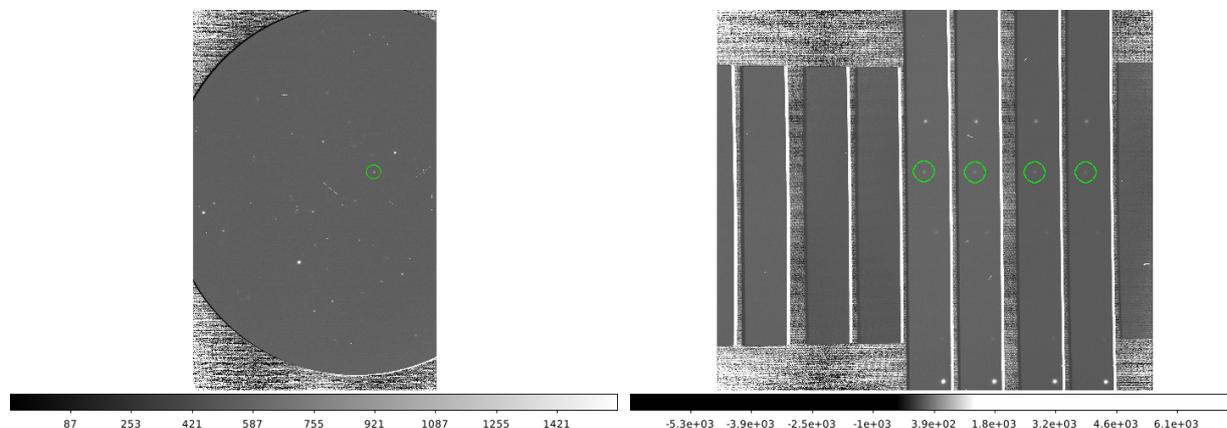


図 4.10: かなた望遠鏡 HOWPol 広視野撮像モードによるイメージ

図 4.11: かなた望遠鏡 HOWPol 狭視野偏光モードによるイメージ

天体名	偏光度	等級
B2 1111+32	14.975 +/- 1.6	17.044 +/- 0.008
FBQS J0804+3853	3.198 +/- 3.6	16.673 +/- 0.018
FBQS J1713+3523	2.430 +/- 0.8	17.399 +/- 0.004
RX J0044.9+1921	5.593 +/- 6.2	16.820 +/- 0.031
B3 1702+457	2.744 +/- 5.6	15.548 +/- 0.028
FBQS J1038+4227	5.212 +/- 1.2	17.596 +/- 0.006
RX J0806.6+7248	7.606 +/- 2.4	16.425 +/- 0.012
RX J23149+2243	6.483 +/- 9.4	15.899 +/- 0.047
IRAS 23410+022	13.364 +/- 1.8	15.972 +/- 0.009
RX J1633.3+4718	-	-

表 4.4: かなた望遠鏡 HOWPol による観測結果

IRAS 23410+022 のみ、露光時間が長くなることにより器械偏光の誤差が大きくなることを防ぐため [18]、1 露出型偏光観測法を用いている。RX16333 については、対象天体の像が他の天体と重なっているため、解析を行うことができなかった。

表 1.4 より、2 天体が 10%以上の比較的高い偏光度を示した。通常、セイファート銀河での偏光度は 5%以下程度、レーザー天体では 5%以上程度であるため、本観測の結果からは、10 天体中半分程度の天体がレーザー天体に似た偏光度を持つことがわかる。

観測値のエラーについては、現状では厳密な見積もりができていないが、等級から見積ると偏光度で数%程度の高めのエラーを持つと考えられる。

4.3.2 ガンマ線解析結果

Fermi 衛星によるガンマ線解析の結果を以下に示す。

まず、表 1.5 に示したのは 4 年分のデータ全体によるフィットの結果である。表中の index は冪指数を、Npred はモデルから予想される天体からのガンマ線の数を表わす。また、TS_i9 以上の 3 天体に関してカウントマップを、図 1.12-1.14 に示す。

天体名	TS 値	index($-\gamma$)	Npred
B2 1111+32	8.013	1.2 +/- 0.4	8.82
FBQS J1038+4227	1.043	1.9 +/- 0.4	27.04
IRAS 23410+022	11.532	3.07 +/- 2.36	404.19
RX J044.9+1921	0.731	2.9 +/- 0.8	95.01
RX J1633.3+4718	21.358	4.54 +/- 1.40	652.86
B3 1702+457	1.165	4.1 +/- 3.1	156.54
FBQS J0804+3853	3.503	1.4 +/- 4.1	14.33
FBQS J1713+3523	0.795	1.7 +/- 0.7	9.88
RX J0806.6+7248	3.374	4.1e-06 +/- 0.003	1.53
RX J23149+2243	17.026	3.34 +/- 0.41	607.405

表 4.5: 4 年データによるガンマ線解析フィット結果

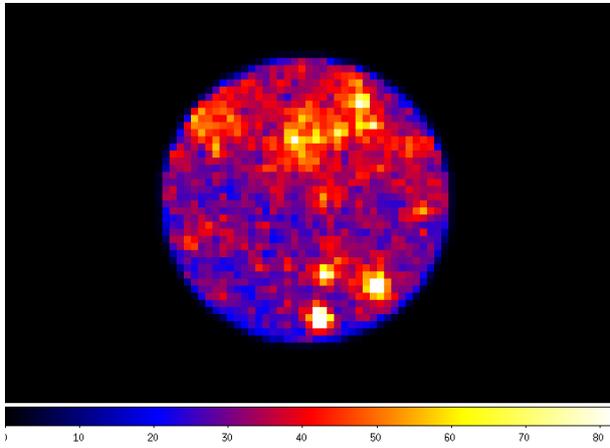


図 4.12: IRAS 23410+022 の 4 年間データによるカウントマップ

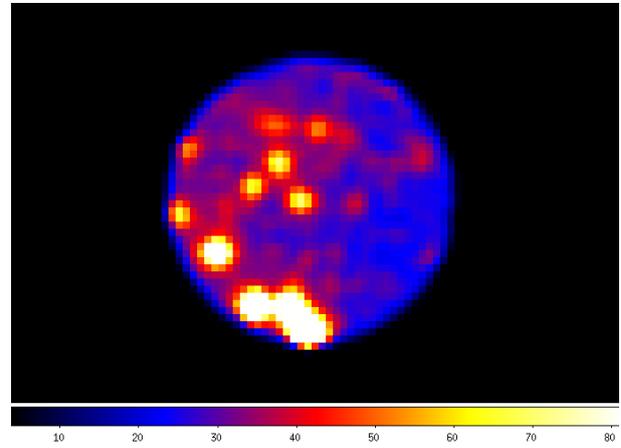


図 4.13: RX 1633.3+4718 の 4 年間データによるカウントマップ

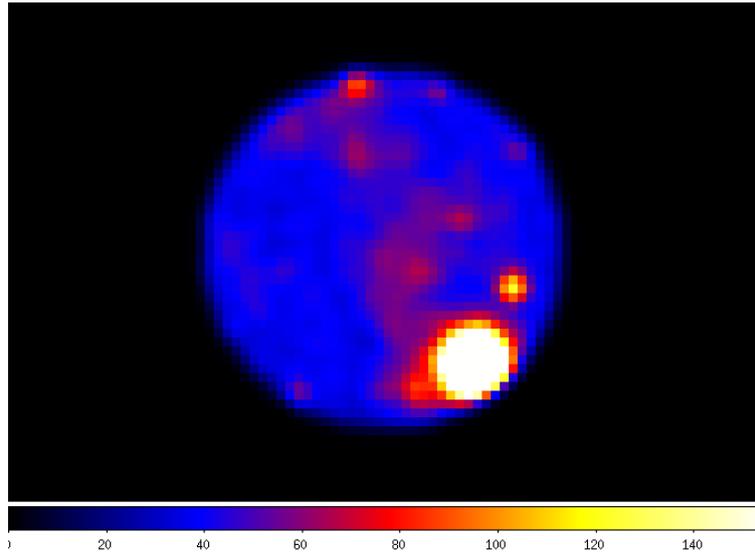


図 4.14: RX J23149+2243 の 4 年間データによるカウントマップ

次に、4 年分のデータを 1 ヶ月ごとに区切り、各期間ごとの結果を以下に示す。

表 1.6 は、最も高い TS 値を示した期間での TS 値、index、Npred と検出した期間を示したものである。4 年間全体の解析では 3 天体が、1 ヶ月ごとに区切った解析では 6 天体が $TS > 9$ の比較的高い TS 値を示していることがわかる。これらの天体については、フィットによって求めた 0.1-100GeV 帯域でのフラックス値 $F_{0.1-100GeV}$ を示している (単位: $10^{-8} phcm^{-2} s^{-1}$)。

このうち、1 ヶ月ごとに区切った解析において $TS > 9$ 以上を示した 6 天体について、1 ヶ月ごとの TS 値をプロットしたものが図 1.15-図 1.20 である。これらの図からも読み取れる通り、TS 値の変動は 1 ヶ月以内程度のタイムスケールで見られることがわかる。

この中で、 $TS > 9$ を示した 1 ヶ月間でのカウントマップを示したのが、図 1.21-1.26 である。

天体名	最大 TS 値	index	Npred	検出期間	$F_{0.1-100GeV}$
B2 1111+32	18.11	1.13 +/- 0.46	4.33	2010/05/04-06/04	0.188 +/- 0.183
FBQS J1038+4227	5.15	4.01 +/- 1.01	42.61	2010/04/04-05/04	-
IRAS 23410+022	12.04	4.71 +/- 1.16	57.58	2011/12/04-12/01/04	9.40 +/- 3.22
RX J044.9+1921	7.84	2.72 +/- 0.39	53.77	2009/01/04-02/04	-
RX J1633.3+4718	13.59	4.28 +/- 0.46	70.05	2008/09/04-10/04	8.82 +/- 1.89
B3 1702+457	5.817	4.62 +/- 1.53	49.76	2011/11/04-12/04	-
FBQS J0804+3853	12.21	2.45 +/- 0.29	57.18	2011/05/04-06/04	4.61 +/- 2.11
FBQS J1713+3523	9.71	4.24 +/- 1.18	60.24	2010/03/04-04/04	-
RX J0806.6+7248	9.94	6.14e-06 +/- 0.004	1.02	2010/07/04-08/04	-
RXJ2349+2243	8.04	4.17 +/- 1.57	67.51	2008/08/04-09/04	-

表 4.6: 1 ヶ月ピンによるガンマ線解析フィット結果

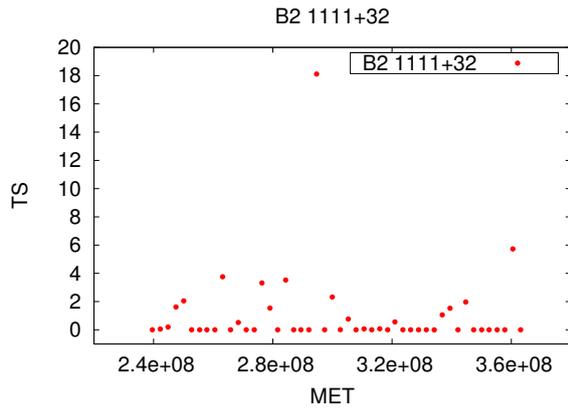


図 4.15: B2 1111+32 の 4 年間の TS の推移

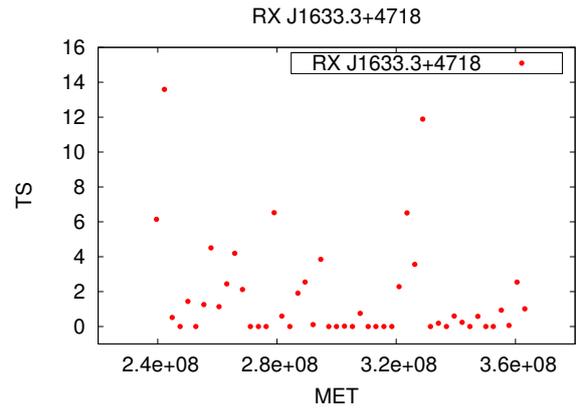


図 4.16: RX J1633.3+4718 の 4 年間の TS の推移

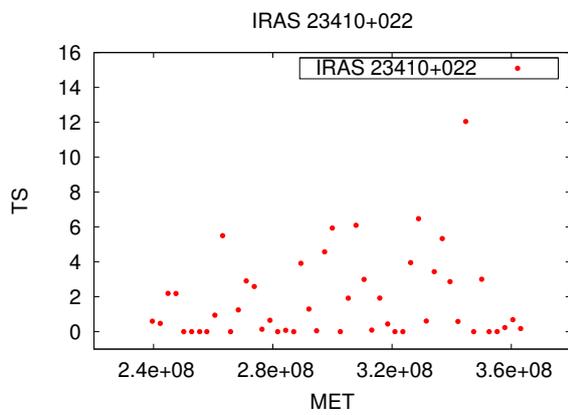


図 4.17: IRAS 23410+022 の 4 年間の TS の推移

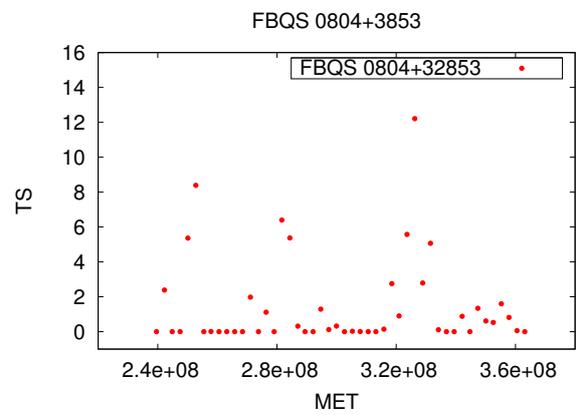


図 4.18: FBQS 0804+3853 の 4 年間の TS の推移

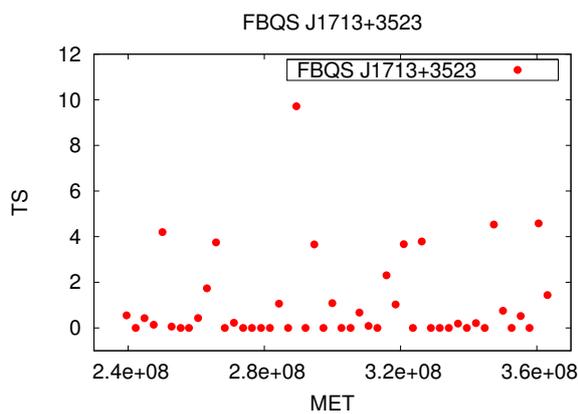


図 4.19: FBQS J1713+ の 4 年間の TS の推移

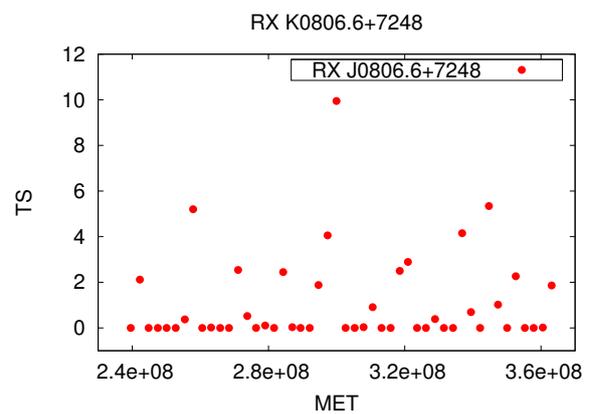


図 4.20: RX J0806.6+7248 の 4 年間の TS の推移

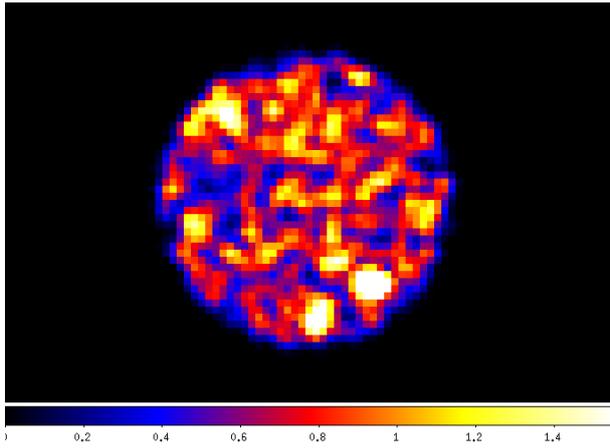


図 4.21: IRAS 23410+022 の1ヵ月データによるカウントマップ

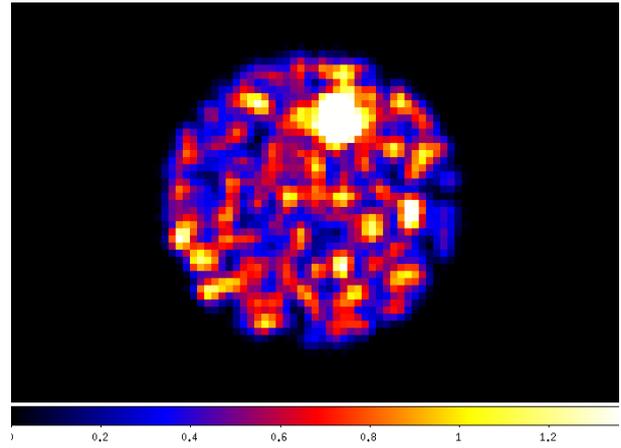


図 4.22: B2 1111+32 の1ヵ月データによるカウントマップ

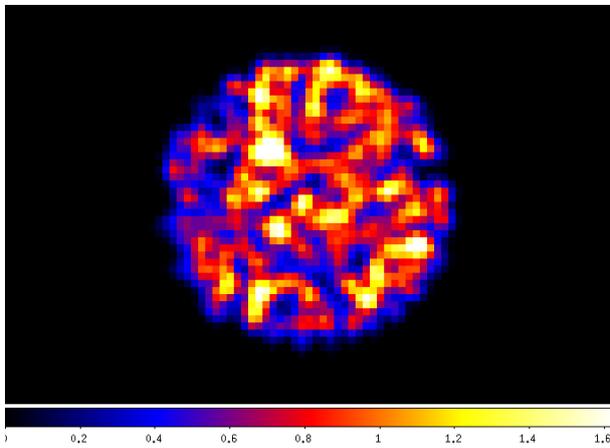


図 4.23: FBQS 0804+3853 の1ヵ月データによるカウントマップ

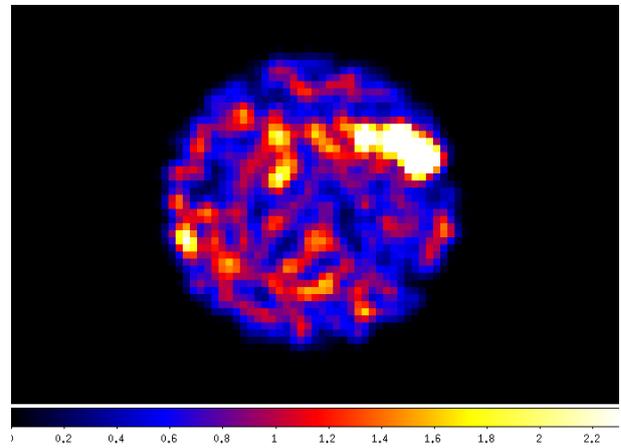


図 4.24: FBQS J1713+3523 の1ヵ月データによるカウントマップ

次に、1ヵ月ごとに区切った解析において高いTS値を示した4天体それぞれについて、最も高いTS値をとった期間をさらに詳細に解析した結果が以下である。

B2 1111+32 での TS 値の変動が見られた期間 (MET:292088617-298136617) を、さらに5日ごとの区切って解析したものが図 1.27 である。TS 値の変動は-20 日程度のタイムスケールで見られていることがわかる。さらに、この期間中に B2 1111+32 から半径 0.5° 以内から到来したガンマ線イベントを示したものが図 1.28 であり、横軸に時間 (MET)、縦軸にガンマ線イベントのエネルギーを表しており、イベントごとにプロットを行っているため、プロット数はイベント数を表す。先の図と合わせると図 1.27 で見られた TS の変動は、それぞれ1つのガンマ線イベント (時系列順に 28GeV、7GeV、2GeV 付近のイベント) によるものであることがわかる。該当期間のフィット結果から他のパラメータより $N_{\text{pred}}=1.039, \text{index}=0.354 \pm 0.952$ となっていることから、極少数の高エネルギーガンマ線によるものであることがわかる。実際に最も高い

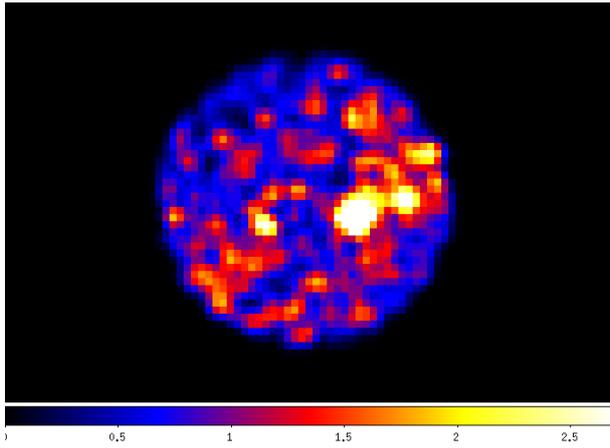


図 4.25: RX 0806.6+7248 の1ヵ月データによるカウントマップ

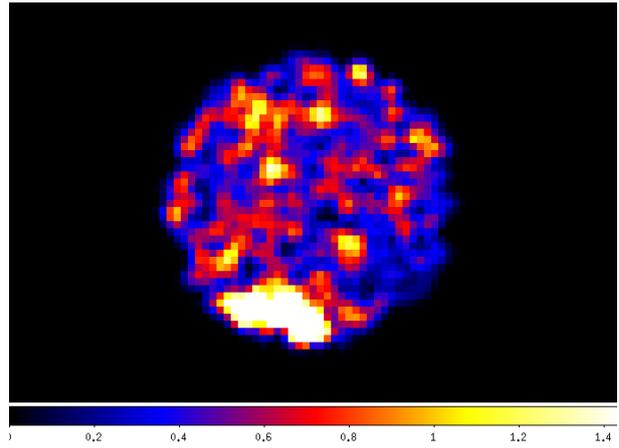


図 4.26: RX 1633.3+4718 の1ヵ月データによるカウントマップ

エネルギーのイベントを除いて再びフィットを行った結果、TS 値はほぼ 0 であった。

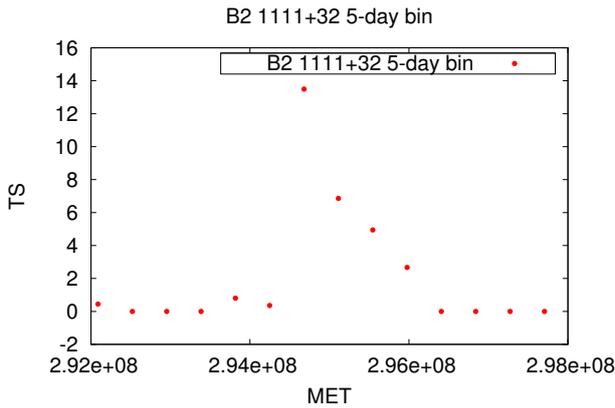


図 4.27: B2 1111+32 の1ヵ月間の TS の推移

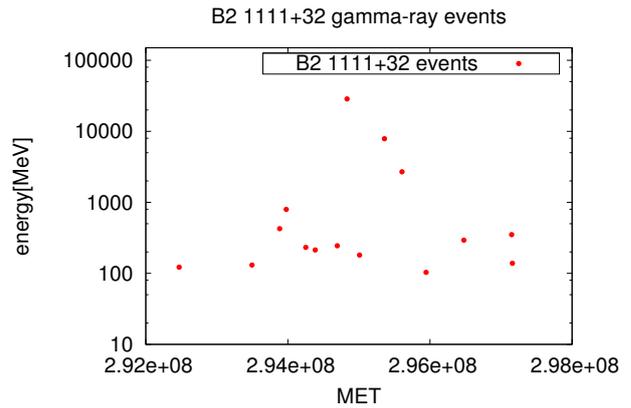


図 4.28: B2 1111+32 1ヵ月間のガンマ線イベント

さらに、B2 1111+32 について解析期間を1年ごとに区切った結果が表 1.7 である。2009/08/04-2010/08/04(MET:271093417-302629417) の1年間の期間で高い TS, Npred を示しており、index も 1.2 と hard なスペクトルを示している。図 1.29 はこの1年間のデータによるカウントマップ (1GeV-100GeV) である。

期間 (MET)	TS	Npred	index
2008/08/04-2009/08/04(239557417-271093417)	-0.000401	0.00878	2.30
2009/08/04-2010/08/04(271093417-302629417)	15.3	10.5022	1.24
2010/08/04-2011/08/04(302629417-334165417)	-0.000800	0.00811	2.44
2011/08/04-2012/08/04(334165417-365787817)	1.15	1.22	0.891

表 4.7: B2 1111+32 の 1 年ごとのガンマ線解析フィット結果

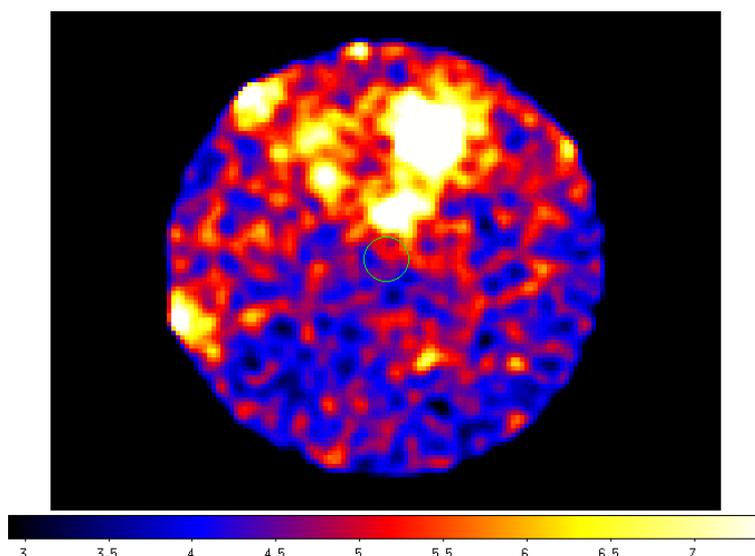


図 4.29: B2 1111+32 の 1 年間のデータによるカウントマップ

次に、RX J1633.3+4718 での TS 値の変動が見られた期間 (MET:239557417-363109417) を、さらに 5 日ごとの区切って解析したものが図 1.30、その期間内に天体周囲半径 0.5° 以内の範囲から入射したガンマ線イベントを示したのが図 1.31 である。図中の円は TS 値を、 \times 印は N_{pred} の値を示す。この図 1.30 から、RX 1633.3+4718 においては、TS と N_{pred} の値の変動の様子がよく一致しており、高い TS 値はイベント数の増加によるものであることが見てとれる。また、図 1.31 より RX J1633.3+4718 の周囲から入射したガンマ線イベントを見ると、全 12 イベント中 1GeV 以上のものが 2 イベント、5GeV 以上のものが 0 イベントと、比較的低エネルギーによった分布となっている。

図中で最も高い TS 値を示した時期では、 $\text{index}=3.9668 \pm 0.338281$ と非常に soft なスペクトルを示していることから、低エネルギーガンマ線の増減に寄与する部分が多いことがわかる。

次に、IRAS 23410+022、FBQS0804+3853 の 2 天体について、TS 値の変動が見られた期間 (IRAS 23410+022:342114217-348162217, FBQS 0804+3853:323624617-329240617(MET)) を、さらに 5 日ごとの区切って解析したものが図 1.32、図 1.33 である。この 2 天体についても数日スケールでの変動が見られるものの、他パラメータとは目立った相関がとれず、その理由を考察するには至らなかった。

さらに、図 1.34、図 1.35 に、期間内に天体周辺から到来したガンマ線イベントの分布を示す。

4.4 考察

以上の解析結果から、かなた望遠鏡 HOWPol による可視光域の観測では、10 天体中 5 天体がブレイザー天体のように 5%以上の偏光度を示した。うち 2 天体は 10%以上もの偏光度を示している。一方 Fermi 衛星

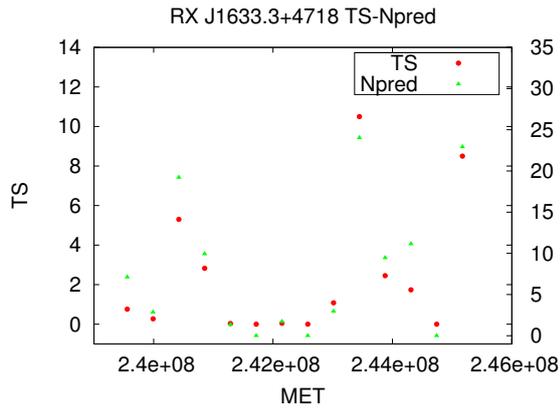


図 4.30: RX J1633.3+4718 の1ヵ月間の TS の推移

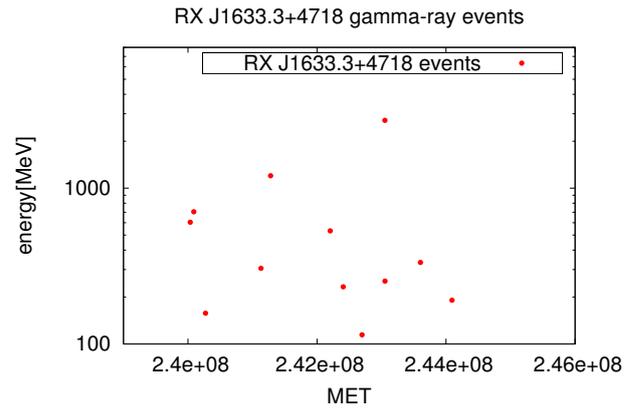


図 4.31: RX J1633.3+4718 の1ヵ月間のガンマ線イベント

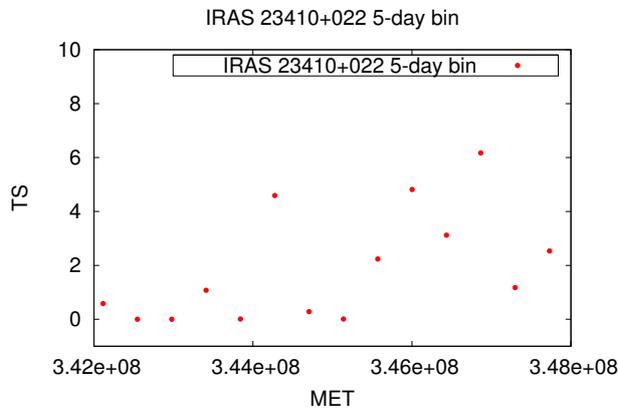


図 4.32: IRAS 23410+022 の1ヵ月間の TS の推移

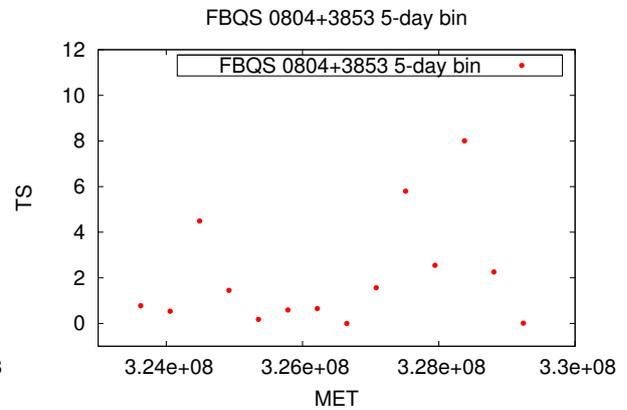


図 4.33: FBQS 0804+3853 の1ヵ月間の TS の推移

LAT によるガンマ線域の解析では、 $TS > 10$ を示したものが、4年間全体の解析で3天体、これをさらに1ヵ月ごとに区切った解析で4天体あった。この異なる期間で検出された天体は全て一致しているわけではなく、TS値の時間変動が見られる。

また、可視光域・ガンマ線域両者の結果を見ると、複数の天体において、偏光度とTS値に相関が見られる。

これらの天体の特徴を考察するにあたり、表 1.8 に現在 Fermi 衛星/LAT によって検出されている radio-loud 狭輝線セイファート1型銀河についての情報を示す。表中の R は radio-loudness を、index はスペクトル光子指数を、 $F_{0.1-100\text{GeV}}$ は 0.1-100GeV のエネルギー帯域におけるフラックスを表す (単位: $10^{-8}\text{phcm}^{-2}\text{s}^{-1}$)。

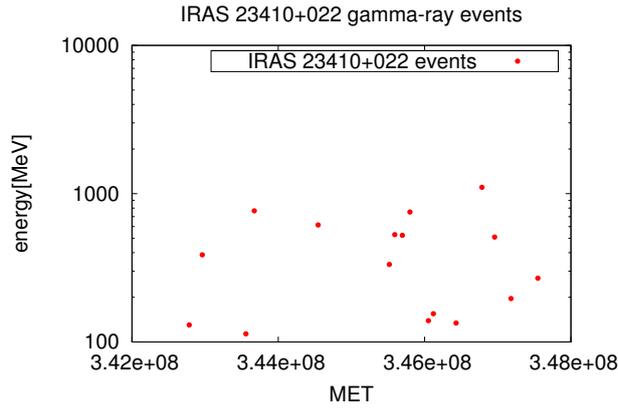


図 4.34: IRAS 23410+022 の 1 ヶ月間のガンマ線イベント

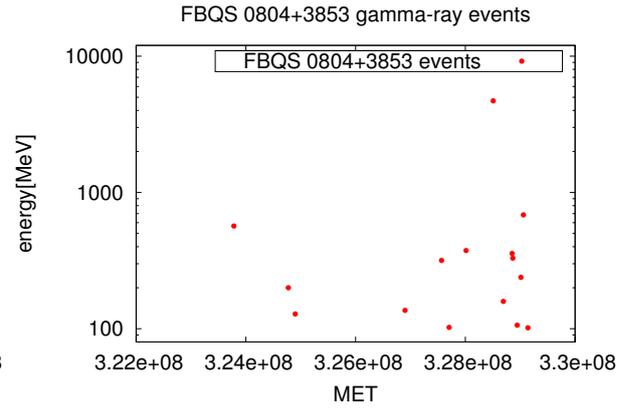


図 4.35: FBQS 0804+3853 の 1 ヶ月間のガンマ線イベント

天体名	redshift	logR	index	$F_{0.1-100\text{GeV}}$	TS
PMN J0948+0022	0.584	2.55	2.37 ± 0.54	11.32 ± 0.4	2287
1H 0323+342	0.0610	2.17	2.62 ± 0.13	3.52 ± 0.42	199
PKS 1502+036	0.408	3.19	2.60 ± 0.67	4.14 ± 0.3	309
PKS 2004-447	0.240	3.80	2.56 ± 0.41	1.37 ± 0.3	49
SBS 0846+513	0.583	-	2.18 ± 0.05	2.63 ± 0.2	658

表 4.8: Fermi 衛星/LAT で検出されている狭輝線セIFAート 1 型銀河 [21]

表 1.8 からわかるように、Fermi 衛星/LAT によって検出されている狭輝線セIFAート 1 型銀河は、全て $\log R > 2$ の *very radio-loud* な天体である。radio-loudness が重要なパラメータであることは示唆されており [3]、本研究においても大きな意味を持つと考えられる。

radio-loudness と偏光度、TS 値との関係を示したのが図 1.36、図 1.4 である。TS 値は 4 年間のデータを 1 ヶ月ごとに区切って解析した結果から、最も高い値を使用している。この表から、*radio-loud* な天体ほど高い偏光度、TS 値をとる傾向が見られる。

以上の考察から、電波領域で明るい *very radio-loud* な天体ほどジェットによる放射成分が卓越しており、可視光域での偏光したシンクロトロン放射による低エネルギー成分と、ガンマ線帯域での逆コンプトン散乱による高エネルギー成分の発達も見られるのだと考えられる。実際、本研究で偏光度、TS 値共に比較的高い値を示した B21111+32 は $\log R = 2.3$ と *very radio-loud* である。

しかし、ほとんど偏光度を示さなかった RX J0806.6+7248 が $\log R = 1.93$ と高い値を示す一方、 $\log R = 1.14$ の IRAS 23410+022 が 13% もの高い偏光度を示すなど、radio-loudness による相関が全ての天体において見られるわけではないことがわかった。この理由として、狭輝線セIFAート 1 型銀河では可視光域において降着円盤からの放射が顕著に見られることが考えられる。特に今回観測天体として選択された天体は、狭輝線セIFAート 1 型銀河の中でも可視光域で明るいものを選んでいるため、このジェット以外に由来する放射成分の影響が大きかったと考えられる。今後、このようなジェット由来でない放射成分との関係について

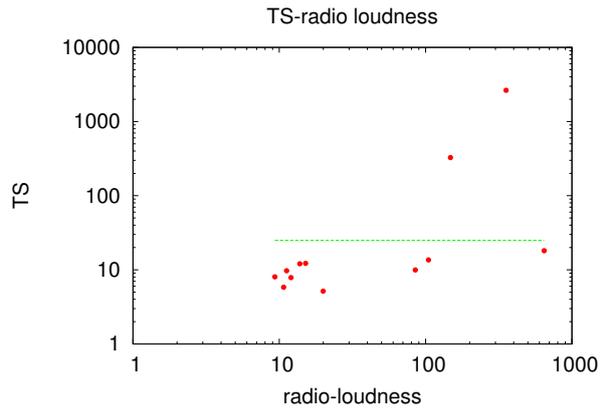


図 4.36: TS 値と radio-loudness の関係

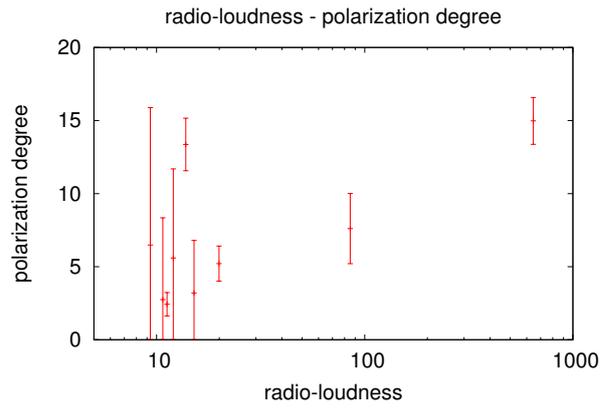


図 4.37: 偏光度と radio-loudness の関係

てもより詳細な考察が必要である。

第5章 まとめと今後

本研究では、活動銀河核狭輝線セイファート1型銀河に対し、ジェットに由来するシンクロトロン放射、逆コンプトン散乱成分をとらえるため、かなた望遠鏡 HOWPol による可視光域での撮像及び偏光観測、Fermi 衛星 LAT 検出器によるガンマ線帯域での解析を行った。解析の結果、可視光域ではおよそ半分の天体から5%以上もの偏光度が、ガンマ線帯域では4天体から10以上の比較的高いTS値が検出された。観測を行った10天体のうち2天体が両波長域において特徴を示し、ジェットからの放射成分が検出されたと考えられる。また、偏光度、TS値といったパラメータは、電波域の明るさの指標である radio-loudness とよく相関を持つことが見てとることができた。しかし、一部の天体には上記のような相関と反する傾向を示すものもあり、降着円盤からの熱的放射など、他の要因からの寄与について詳細な考察が必要であると考えられる。今後の展望としては、今回の研究にて特徴が見られた天体とそれ以外の天体との違いについて、様々な視点からの解析が必要であると考えられる。その1つとしては、可視光域、X線帯域に見られる輝線の観測が挙げられる。狭輝線セイファート1型銀河は活動銀河核の中でも極端な質量降着率、ブラックホール質量であることが知られているが、これらの情報は輝線成分の観測によって得ることができる。また、狭輝線セイファート1型銀河の中にはX線帯域において激しい変動を見せる天体もあり、こういった他の波長域での特徴と関連付けていくことが重要であると考えられる。

参考文献

- [1] Osterbrock,D.E.,&Pogge,R.W.1985,ApJ,297,166
- [2] Komossa,S.,Voges, W.,Xu,D.,et al.2006,AJ,132,531
- [3] Yuan, W.,Zhou,H.Y.,Komossa,S.,et al.2008.ApJ,685,801
- [4] Zhou,H.,Wang,T.2002,Chin.J.Astron.Astrophys.,2,501
- [5] Whalen,D.J.,Laurent-Muehleisen,S.A.,Moran,E.C.,&Becker,R.H.2006,AJ,131,1948
- [6] Doi,A.,Asada,K.,Nagai,H.,et al.2011 ApJ,738,126
- [7] Ikejiri et al.,ApJ,2010,in preparation,arXiv:1105.0255
- [8] Eggen,J.R.,Miller,H.R.,Maune,D.J.2011nlsg.confE..49E
- [9] 東広島天文台 web site
- [10] NASA web site
- [11] FGST web site
- [12] Atwood et al. 2009 Apj 697 1071A
- [13] A.A.Abdo et al. 2009ApJ...707L.142A
- [14] 片岡淳「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 2000
- [15] 阿部由紀子「X線観測によるブラックホール連星周囲の降着円盤の物理状態の分類」広島大学修士論文 2005
- [16] Urri.C.Megan,Padovani,1995 1995 PASP,107,803U
- [17] 浦野剛志「多波長観測によるガンマ線未同定天体のスペクトル時間変動解析」広島大学卒業論文 2011
- [18] 高木勝俊「かなた望遠鏡用1露出型偏光撮像器 HOWPol の器械偏光に関する研究」広島大学卒業論文 2011
- [19] Peterson,B.M.1997, 'An introduction to active galactic nuclei '(Cambridge University-Press:Cambridge)

- [20] Luigi Foschini 「Evidence of powerful relativistic jets in narrow-line Seyfert 1 galaxies」,PROCEEDINGS OF SCIENCE,2011
- [21] F.D'Ammando et al.2013,arXiv:1303.3030v1