

2019 年度 卒業論文

電波銀河からの GeV / TeV ガンマ線の時間変動の  
研究

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

B163877

今澤 遼

主査 深澤 泰司

副査 檜垣 浩之

2020 年 4 月 19 日

## 概要

宇宙には、我々が住む銀河系のような通常銀河の他、通常銀河の 10 倍-100 万倍ほどの明るさを持つ活動銀河が存在する。活動銀河核 (Active galactic nuclei: 以下、AGN) は、そのような活動銀河の中心核である。AGN の中心には巨大質量ブラックホールが存在しており、周囲の物質の質量降着により激しい放射を放っている。これら AGN の中には、相対論的速度でプラズマが吹き出す構造、ジェットを持つものがあり、これが観測者の方向を向いているものをブレイザーと呼ぶ。ブレイザーのジェット由来の放射は相対論的な補正を受け、非常に高いエネルギーとなることが知られている。

近年、100GeV~100TeV の超高エネルギー帯に感度を持つ望遠鏡の建設により、ブレイザーの中に TeV ガンマ線放射を示す天体が 70 天体程度見つかった。一方でブレイザーとは異なり、ジェットが視線方向からずれて噴出されている AGN、電波銀河においても TeV ガンマ線での放射が観測された。この現象はブレイザーのように相対論的な補正のみでは説明がつかない。これは AGN 研究において、新たなガンマ線放射の理論展開のきっかけとなる出来事であった。本研究では TeV ガンマ線放射を示した電波銀河に対し、他の波長帯での解析を行い、光度や光子エネルギーの時間変動を調べることで、これらの天体の性質を推測した。

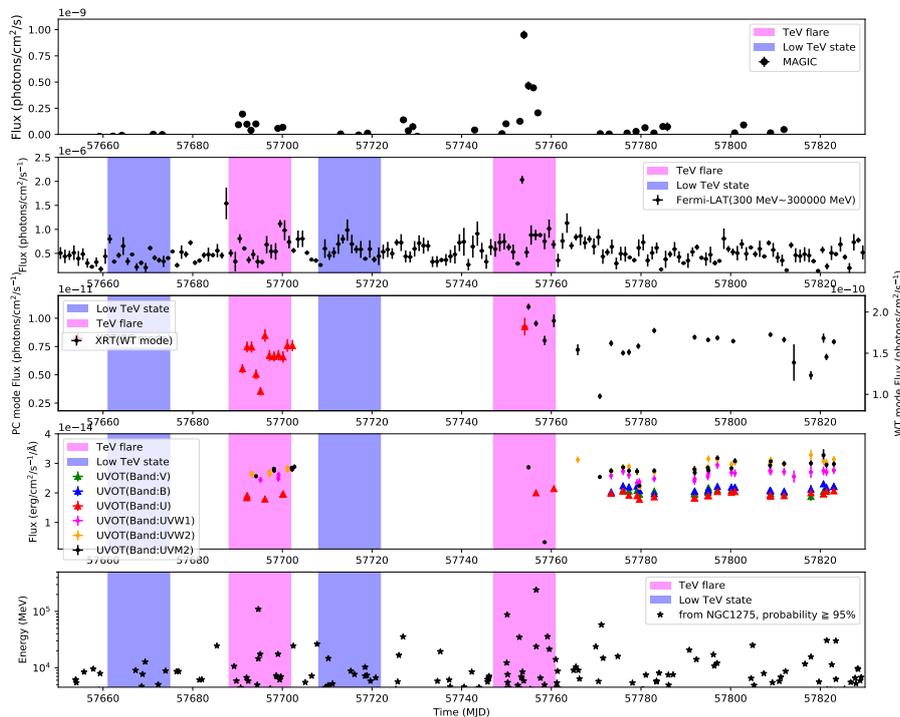


図1 NGC1275 の多波長ライトカーブ (第5章 5.3 節 図 5.10 より抜粋)。上から TeV ガンマ線、GeV ガンマ線、X 線、可視光の時間変動と GeV ガンマ線光子のエネルギー。赤色、青色の帯はそれぞれ TeV フレア期と、TeV ガンマ線で暗い期間を示している。

# 目次

第 1 章	序論・研究目的	1
第 2 章	TeV ガンマ線観測の概要及び天文学における重要性	3
2.1	TeV ガンマ線観測の歴史	3
2.2	ガンマ線の検出原理	3
2.2.1	大気チェレンコフ望遠鏡	5
2.2.2	空気シャワー観測装置	10
2.2.3	宇宙で生じる TeV ガンマ線	11
第 3 章	活動銀河核 (Active Galactic Nucleus)	13
3.1	AGN の分類	13
3.1.1	電波銀河	13
3.1.2	ブレイザー	15
3.1.3	セイファート銀河	16
3.2	AGN ジェット内での粒子加速	17
3.2.1	Synchrotron Self Compton: SSC model	18
3.2.2	External Compton: EC	18
3.2.3	Hadronic model	18
3.3	TeV ガンマ線を放射する電波銀河	20
3.3.1	IC310	20
3.3.2	NGC1275	21
3.4	激しい時間変動の TeV ガンマ線放射の理論	22
第 4 章	観測装置及び解析手法	25
4.1	Fermi 衛星	25
4.1.1	LAT 検出器	25
4.1.2	解析手法	28

4.2	Swift 衛星 . . . . .	35
4.2.1	Swift 衛星 UVOT . . . . .	35
4.2.2	Swift 衛星 XRT . . . . .	37
第 5 章	解析結果 . . . . .	39
5.1	TeV フレアの時期 . . . . .	39
5.2	IC310 . . . . .	40
5.2.1	検出光子のエネルギー . . . . .	40
5.2.2	Source model の設定 . . . . .	41
5.2.3	作成したマップ . . . . .	42
5.2.4	ライトカーブ . . . . .	44
5.2.5	スペクトルの変化 . . . . .	48
5.2.6	考察 . . . . .	48
5.3	NGC1275 . . . . .	49
5.3.1	検出光子のエネルギー . . . . .	49
5.3.2	ライトカーブ . . . . .	51
5.3.3	期間ごとのスペクトル . . . . .	53
5.3.4	考察 . . . . .	54
第 6 章	結論と今後 . . . . .	58
付録	. . . . .	60
A	Fermi-LAT の解析 . . . . .	60
B	UVOT の解析 . . . . .	66
C	XRT の解析 . . . . .	68
謝辞	. . . . .	69

# 目次

1	NGC1275 の多波長ライトカーブ . . . . .	i
1.1	MAGIC で検出された IC310 のライトカーブ . . . . .	1
2.1	観測された宇宙線のエネルギーと強度 . . . . .	4
2.2	光子エネルギーと各反応の反応断面積との関係 . . . . .	4
2.3	チェレンコフ光放射の説明図 . . . . .	6
2.4	空気シャワー及びチェレンコフ光の入射の様子 . . . . .	7
2.5	大気チェレンコフ望遠鏡に映る像と天体位置の特定方法 . . . . .	7
2.6	従来のチェレンコフ望遠鏡 . . . . .	8
2.7	CTA の完成イメージ図 . . . . .	9
2.8	CTA と H.E.S.S. の角度分解能の比較 . . . . .	9
2.9	CTA および従来の大気チェレンコフ望遠鏡の感度 . . . . .	9
2.10	空気シャワー観測装置 HAWC の画像 . . . . .	10
2.11	各ガンマ線検出器の検出感度 . . . . .	11
2.12	全天の TeV ガンマ線源マップ . . . . .	12
3.1	AGN の種類ごとの SED . . . . .	14
3.2	二種類の電波銀河の電波強度マップ . . . . .	15
3.3	ブレイザーの概念図 . . . . .	15
3.4	AGN 統一モデルのイメージと分類表 . . . . .	17
3.5	AGN ジェット由来の放射の説明図 . . . . .	19
3.6	IC310 の可視光及び電波でのイメージ . . . . .	21
3.7	NGC1275 の可視光で得られた画像 . . . . .	21
3.8	Magnetospheric model の概念図 . . . . .	22
3.9	jets-in-jet model の概念図 . . . . .	23
3.10	jet-in-cloud model の概念図 . . . . .	24

4.1	Fermi 衛星のイメージ . . . . .	25
4.2	Fermi LAT 検出器のトラッカーの光子検出の様子 . . . . .	26
4.3	Fermi LAT 検出器の Point Spread Function . . . . .	27
4.4	PSF の説明図 . . . . .	27
4.5	銀河背景放射のイメージ . . . . .	29
4.6	フィッティングの説明図 . . . . .	34
4.7	Swift 衛星のイメージ . . . . .	35
4.8	UVOT で見た IC310 および NGC1275 のイメージ . . . . .	36
4.9	XRT で見た NGC1275 のイメージ . . . . .	37
5.1	Fermi-LAT の GTI と IC310 の TeV フレア期間 . . . . .	40
5.2	時間 vs エネルギーの解析に用いた領域 . . . . .	41
5.3	IC310 周辺の検出光子と到来時間 vs エネルギー . . . . .	42
5.4	Fermi-LAT で得た 10 年間データ (100MeV~500MeV) の各種マップ . . . . .	43
5.5	各エネルギーバンドの相対残差マップのヒストグラム . . . . .	45
5.6	IC310 のライトカーブ (期間 1) . . . . .	46
5.7	IC310 のライトカーブ (期間 2) . . . . .	47
5.8	IC310 の SED . . . . .	48
5.9	NGC1275 周辺の検出光子と到来時間 vs エネルギー . . . . .	50
5.10	NGC1275 の多波長ライトカーブ . . . . .	52
5.11	DCF による NGC1275 の TeV/GeV ガンマ線の相関図 . . . . .	53
5.12	NGC1275 の各期間での SED . . . . .	54
5.13	TeV/GeV ガンマ線の時間差から考察される放射 . . . . .	56
5.14	one-zone SSC モデルの SED の計算結果 . . . . .	56
5.15	スペクトル変化の説明図 . . . . .	56
5.16	各放射の起源の説明図 . . . . .	57

# 表目次

2.1	ガンマ線検出器の性能 . . . . .	8
2.2	ガンマ線検出器の性能 . . . . .	11
2.3	GeV / TeV ガンマ線検出器の利点/課題点 . . . . .	11
3.1	TeV ガンマ線で検出されている電波銀河の一覧 . . . . .	20
3.2	IC310 のデータ一覧 . . . . .	20
3.3	NGC1275 のデータ一覧 . . . . .	21
4.1	LAT 検出器の性能 . . . . .	26
4.2	Swift の解析で用いたデータ . . . . .	35
4.3	UVOT の性能一覧 . . . . .	36
4.4	UVOT で指定した領域 . . . . .	36
4.5	XRT 性能一覧 . . . . .	37
4.6	XRT で指定した領域 . . . . .	38
5.1	エネルギーバンドごとの相対残差と統計誤差との関係 . . . . .	44
5.2	ライトカーブより定めた NGC1275 の Flare, Low 期間 . . . . .	53

# 第 1 章

## 序論・研究目的

活動銀河核 (Active Galactic Nucleus: AGN) は、非常に明るく輝いている銀河の中心部分である。その領域は太陽系程度 ( $\sim 10^{10}\text{km}$ ) とコンパクトでありながら、銀河全体の明るさにも匹敵する光度を示す。この AGN の中でも電波で明るい銀河、電波銀河において、100GeV 以上にも達する超高エネルギーガンマ線放射が観測されるという事例が確認された。2012 年 11 月 13 日、スペインカナリア諸島にある TeV ガンマ線望遠鏡 MAGIC は、電波銀河 IC310 からのフレアを検出した。このフレアは 300GeV $\sim$ 100TeV のエネルギーで検出された (図 1)。さらにこのフレアの増光のタイムスケールは 4.2 分と極めて短いものであった。この観測結果からは、「電波銀河から TeV ガンマ線が放射された」ことと、「数分スケールで TeV ガンマ線フレアが生じた」という 2 つの事実が確認された。この 2 つの

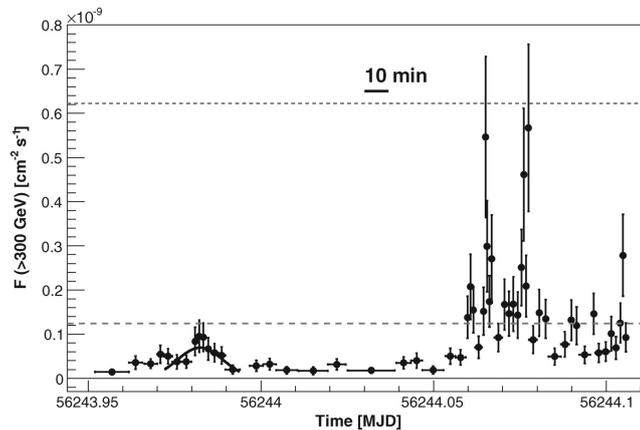


図 1.1 MAGIC で検出された IC310 のライトカーブ (MAGIC-Collaboration (2014))。横軸は MJD(修正ユリウス日) で、MJD=56244 は 2012 年 11 月 13 日に該当する。点線はそれぞれかに星雲からの TeV ガンマ線強度と、その 5 倍の強度のラインを表している。このように高エネルギー天文学においては、かに星雲の明るさを基準として比較する場合がある。MJD=56244.07 のあたりの大きなフレアから、およそ 4.2 分の変動が見て取れる。

現象を同時に説明可能な理論について様々な説明が試みられているものの、未だ解明には至っていない。現在までに 6 つの電波銀河が TeV ガンマ線源として検出されており、そのうち 3 天体で 1 日以下の時間変動が確認されている。本研究では、このような TeV ガンマ線で短い時間変動の放射が観測されている電波銀河に対して、Fermi 衛星 (GeV ガンマ線)、Swift 衛星-XRT(X 線) / UVOT(可視光) のデータを解析し、同時期の明るさやスペクトルの変動を調べた。考察では、この結果を先行研究と比較し、TeV ガンマ線の時間変動と他波長の関連について述べる。

## 第 2 章

# TeV ガンマ線観測の概要及び天文学における重要性

### 2.1 TeV ガンマ線観測の歴史

宇宙から降り注ぐ高エネルギー粒子を総称して、宇宙線という。これは 1912 年、オーストリアの物理学者ヘスによる気球実験で初めて観測された。それ以来装置開発の進展とともに宇宙線観測は発展を遂げ、観測可能なエネルギー領域は拡大を続けてきた。図 2.1 は、現在までに検出された宇宙線のエネルギーとそのフラックスを示した図である。

高エネルギー宇宙線は宇宙空間での限られた場所で生成されると考えられており、高エネルギー天体现象を研究する手段として、現在まで観測が続けられている。しかしながら荷電粒子の場合、天体等から生じる磁場により進行方向が曲げられてしまい、位置決定が不可能となる。一方で電荷を持たない光子の場合、磁場で曲げられることはなく、天体から放射された光はまっすぐに観測者まで届けられる。そのために天体の高エネルギー事象を研究する際には、高エネルギーな光 (ガンマ線) を観測することが有効である。

以下の節では、従来用いられてきたガンマ線の検出原理について述べる。

### 2.2 ガンマ線の検出原理

宇宙ガンマ線の観測は、1968 年の NASA OSO-3 衛星による太陽ガンマ線 (>50MeV) の観測ミッション以来、観測衛星による調査が進められてきた。その後も半導体技術の発展に伴い、観測エネルギー領域の拡大、精度の向上が進み、現在では Fermi 衛星 4.1 節参照により GeV ガンマ線が観測されている。ガンマ線の検出を行うためには、ガンマ線と装置内との物質が相互作用を起こす必要がある。keV~GeV 帯の観測においては、コンプトン散乱、光電効果、電子陽電子対生成といった反応を用いて、これらを検出している。図 2.2 は、こ

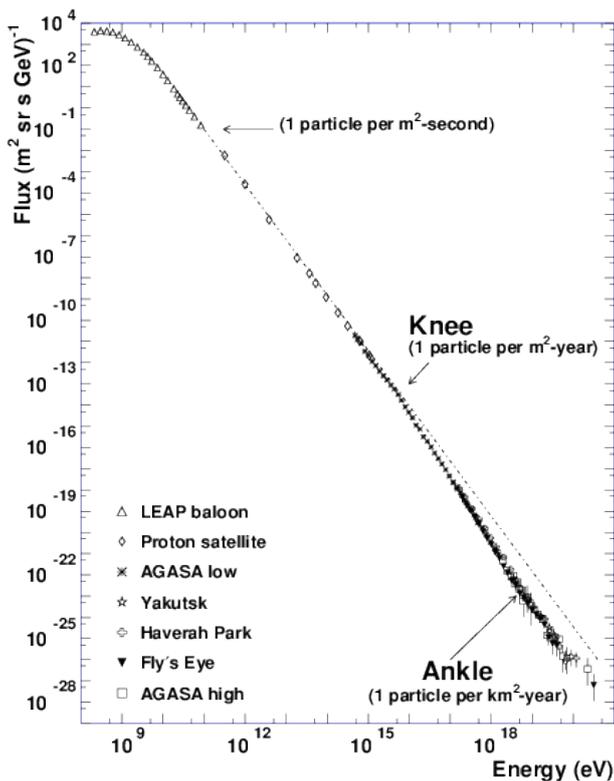


図 2.1 観測された宇宙線のエネルギーと強度。 スペクトルは冪乗則に従い、対数プロットで直線を描くが、途中で折れ曲がっている。これらは knee 領域と ankle 領域と呼ばれ、銀河系外からの放射による構造と考えられている。(Cronin et al. (1997))

これら光子が起こす物理過程の反応断面積と光子エネルギーとの関係を表した図である。

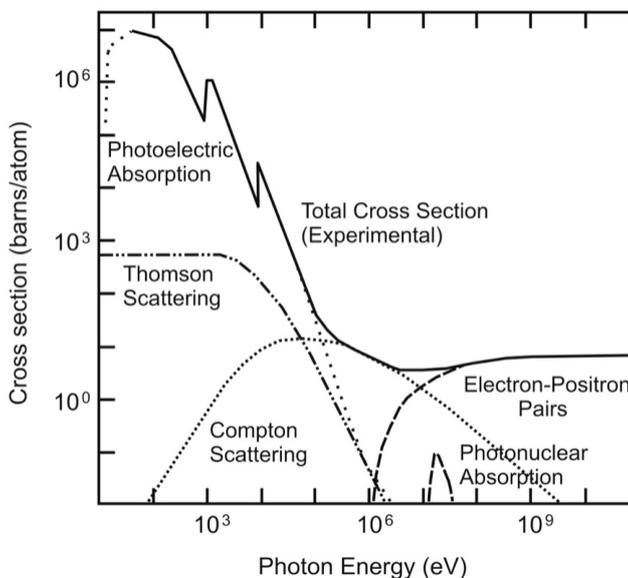


図 2.2 光子エネルギーと各反応の反応断面積との関係。(Christian (2013))

図 2.2 からわかるとおり、光電吸収 (Photoelectric Absorption) 及びコンプトン散乱 (Compton Scattering) は光子エネルギーが増加するに従い反応断面積が小さくなるため、GeV / TeV ガンマ線観測に用いる反応として適していない。一方で電子陽電子対生成は光子エネルギーが電子陽電子対の静止エネルギー以上、すなわち  $\sim 511\text{keV} \times 2 = 1\text{MeV}$  以上で初めて生じ、それ以降は一定の反応断面積となる。

しかしながら、TeV ガンマ線検出において電子陽電子対生成を用いることは簡単でない。エネルギー  $E_\gamma$  を持った光子が電子陽電子対を生成する際、これらの静止質量 ( $e^-, e^+$ ) を差し引いた分が電子陽電子対の運動エネルギー ( $E_+, E_-$ ) として与えられる。すなわち、

$$E_\gamma = e^- + e^+ + E_+ + E_- \quad (2.1)$$

$$E_+ + E_- = E_\gamma - e^- + e^+ \sim E_\gamma - 1\text{MeV} \quad (2.2)$$

ここで  $E_\gamma \sim 1\text{TeV}$  を仮定すると、

$$E_+ + E_- \sim 1\text{TeV} \quad (2.3)$$

TeV ガンマ線の場合、生成された電子と陽電子はそれぞれに 500GeV 以上の運動エネルギーを持つが、これほどの高エネルギー粒子のエネルギー測定には巨大な装置が必要となる。人工衛星には重量制限があるため、この手法で TeV ガンマ線を検出することは現実的ではない。

それゆえ現在の TeV ガンマ線観測は、すべて地上にて行われている。しかしながら他の X 線・GeV 以下のガンマ線と同様に、TeV ガンマ線もまた地上に届く前に地球大気によって遮られてしまう。そのため、地上から TeV ガンマ線を直接検出することはできない。そこで現在の TeV ガンマ線観測では、以下のような手法がとられている。

### 2.2.1 大気チェレンコフ望遠鏡

TeV ガンマ線が天体から初めて検出されたのは、1989 年の Whipple 天文台でのかに星雲の観測である (Weekes et al.(1989))。その後 TeV ガンマ線観測用の装置が世界各国に建設され、今日に至るまで観測が行われてきた。現在 TeV ガンマ線観測方法のひとつとして、大気チェレンコフ望遠鏡と呼ばれる観測装置を用いている。これは TeV ガンマ線が地球大気に入射する際に生じる、チェレンコフ光を利用した装置である。大気チェレンコフ望遠鏡による TeV ガンマ線検出の説明のため、まずチェレンコフ光の発生原理について以下に述べる。

真空中において、物質が光速度を超えることはない。これは特殊相対性理論より説明されることである。しかしながら地球大気などの媒質中では、光速はその屈折率に応じて減

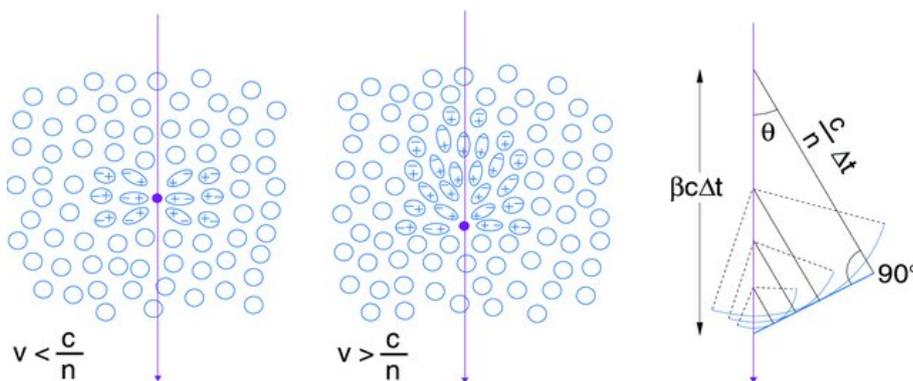


図 2.3 チェレンコフ光放射の説明図 (Wagner (2006))。左が光速より遅い荷電粒子の場合で、中央が超光速荷電粒子が媒質中を通過する場合。右は荷電粒子の入射方向とチェレンコフ光の放射方向を表す。

速する。それ故に大気圏内の十分に屈折率が高い領域では、荷電粒子が光速を超えることが可能となる。このような状況下において、媒質を超光速の荷電粒子が通過すると以下の現象が生じる。媒質中の分子・原子は、荷電粒子の通過に伴い電荷の偏りがもたらされる。このようにして励起した分子・原子は、いずれエネルギーを光として放出しつつ、基底状態に遷移する。荷電粒子が十分に遅い場合には、この励起及び遷移がまばらに起こるために放射が弱く、殆どが媒質中で再び吸収される。しかしながら超光速の荷電粒子が通過すると、周囲の原子・分子は一斉に励起し、再び基底状態に遷移する。この時、媒質中の粒子それぞれからの放射光の位相が揃い、強め合いが生じることで、光は観測可能なまでに強まり、外部に放射される。このようにして放射される光をチェレンコフ光と呼ぶ。チェレンコフ望遠鏡は、この光を主鏡で集めて像を結び、TeV ガンマ線源の位置を特定している。大気に入射した TeV ガンマ線は大気との相互作用で電子陽電子対生成を生じ、それらの粒子が制動放射を起こすことでガンマ線を生成する。このような反応の繰り返しにより、宇宙線粒子は急激に数を増加しながら、地上に降り注ぐ。この現象を空気シャワーと呼ぶ。空気シャワー中に含まれる荷電粒子はチェレンコフ光を円錐状に放射する。チェレンコフ光の放射角  $\theta$  と媒質の屈折率  $n$ 、荷電粒子の速度  $c = \beta$  との間には以下の関係式が成り立つ。

$$\cos\theta = \frac{1}{n\beta} \quad (2.4)$$

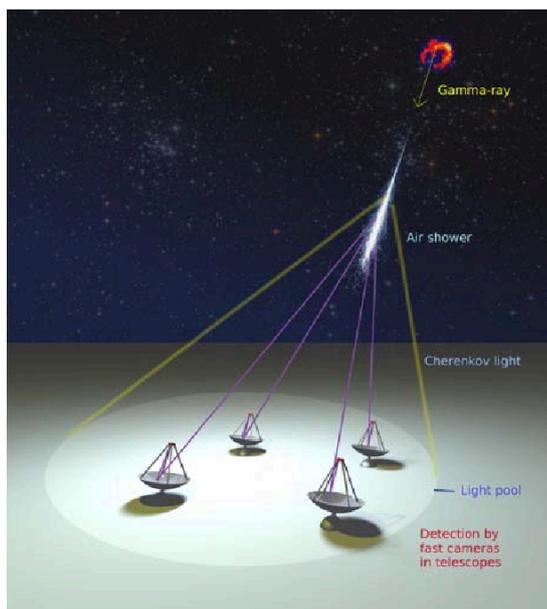


図 2.4 空気シャワー及びチェレンコフ光の入射の様子 (Heinrich et al. (2009))

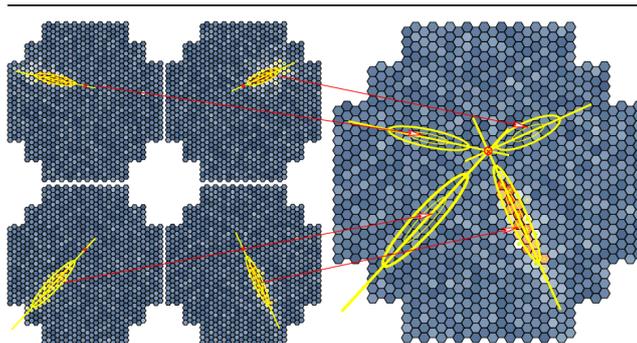


図 2.5 大気チェレンコフ望遠鏡に映る像と天体位置の特定方法 (Heinrich et al. (2009))

図 2.5 のように、天体の正確な位置の検出のためには、複数の望遠鏡が必要となる。また、地上望遠鏡であるがゆえに、性能は天候や大気の状態に大きく依存する。そのため理想的な環境としては快晴の日が多く、標高が高い場所が挙げられる。現行の大気チェレンコフ望遠鏡としては、H.E.S.S.、MAGIC、VERITAS が挙げられる (図 2.6)。2012 年まで CANGAROO による観測が行われていたが、現在では運用が終了している。表 2.1 は、これらの性能をまとめたものである。

将来計画として、複数種の大気チェレンコフ望遠鏡を新設し、更に高い精度での TeV ガンマ線観測を行う計画、Cherenkov Telescope Array: CTA 計画が推し進められている。CTA は大きく分けて 3 種類の望遠鏡 LST、MST、SST(それぞれ Large、Medium、Small Size Telescope の略称) からなり、それぞれの望遠鏡で観測エネルギー帯を補い合っている (2.9)。CTA 全体では 20GeV ~ 300TeV の幅広いエネルギー帯の観測が可能となる設計

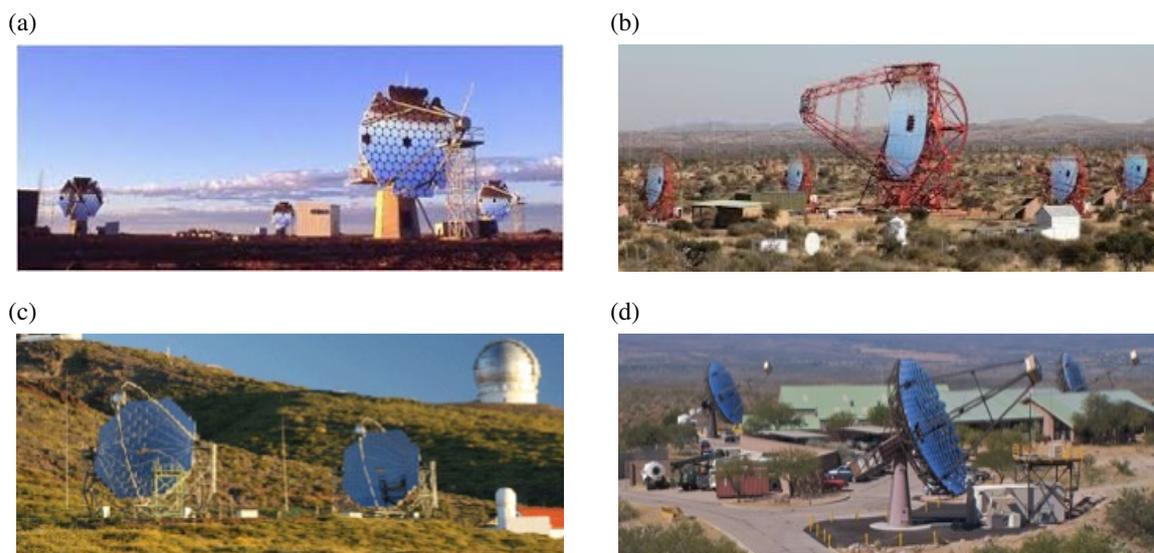


図 2.6 従来の大気チェレンコフ望遠鏡。(a)CANGAROO(オーストラリア ウーメラ)、(b)H.E.S.S.(アフリカ ナミビア)、(c)MAGIC(スペイン ラパルマ島)、(d)VERITAS(アメリカ ホプキンス山)

表 2.1 ガンマ線検出器の性能

観測装置	主鏡 (m)	観測エネルギー帯	視野	角度分解能
CANGAROO(運用終了)	10m×4	100GeV ~ 100TeV	0.005sr	0.24° @400GeV
H.E.S.S.	12m×4, 28m×1	200GeV ~ 100TeV	0.007sr	0.04degree @
MAGIC	17m×2	300GeV ~ 100TeV	0.002sr	0.05degree @
VERITAS	12m×4	100GeV ~ 300TeV	0.002sr	0.7degree @1TeV

である。既に一台目となる LST1 号機がスペイン カナリア島に設置されており、2019 年 11 月にかに星雲からの TeV ガンマ線を検出している。今後望遠鏡は順次増設されていき、2022 年の部分運用開始、2025 年にフルアレイによる観測開始を目指している。なお CTA は、大気チェレンコフ望遠鏡では初めてデータが一般に開かれた天文台となる。図 2.8 は、H.E.S.S. が実際に銀河面のサーベイを行い取得したイメージと、CTA の性能を反映したシミュレーションの結果取得されたイメージである。CTA は複数の望遠鏡同士のデータを組み合わせることで、角度分解能を従来の大気チェレンコフ望遠鏡と比較して格段に向上させている。また図 2.9 は、CTA と従来の大気チェレンコフ望遠鏡のエネルギーに対する感度を示したものである。完全運用が始まれば、1000 天体を超える TeV ガンマ線源の検出が期待されている。これは現在の ~ 150 天体を大きく更新するものであり、今まで天体検出数が少ないがゆえに議論が困難であった、超高エネルギー天文学の躍進が期待される。

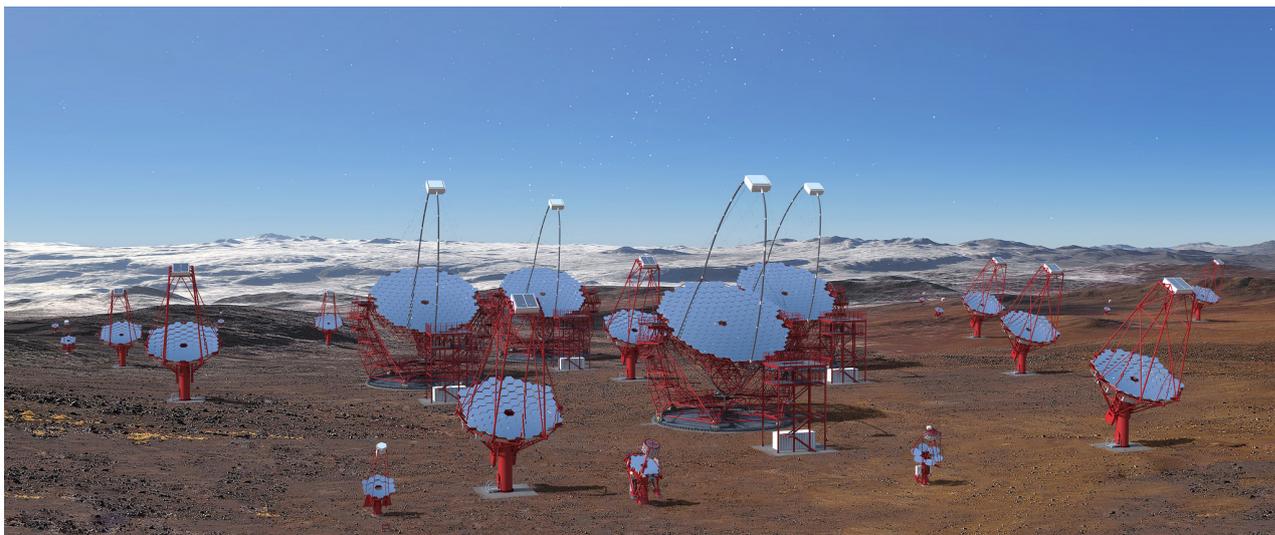


図 2.7 CTA の完成イメージ図 (南サイト)。南サイトには LST が 4 台、MST が 25 台、SST が 70 台設置される予定である。(北サイトには LST が 4 台、MST が 15 台)\*<sup>2</sup>

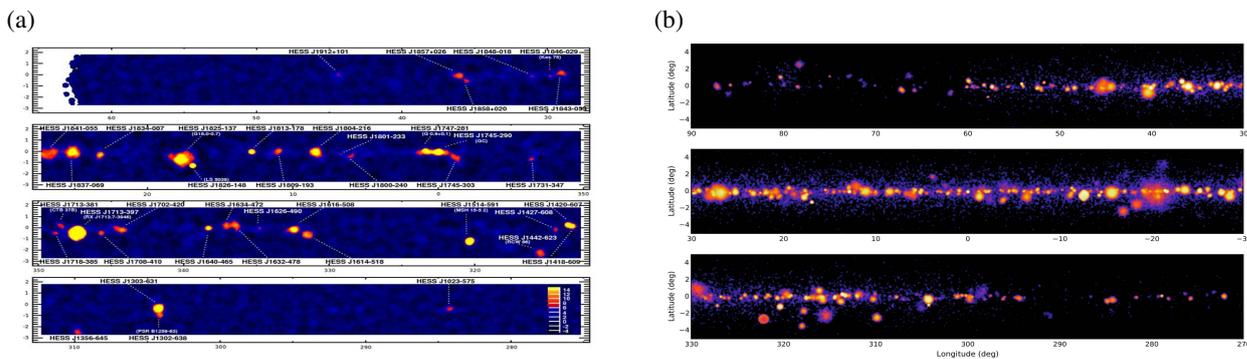


図 2.8 CTA と H.E.S.S. の角度分解能の比較。(a)H.E.S.S. によるサーベイ結果\*<sup>4</sup>。(b)CTA の性能データをもとにシミュレーションを行い得られた画像 (Knödlseher et al. (2016))。

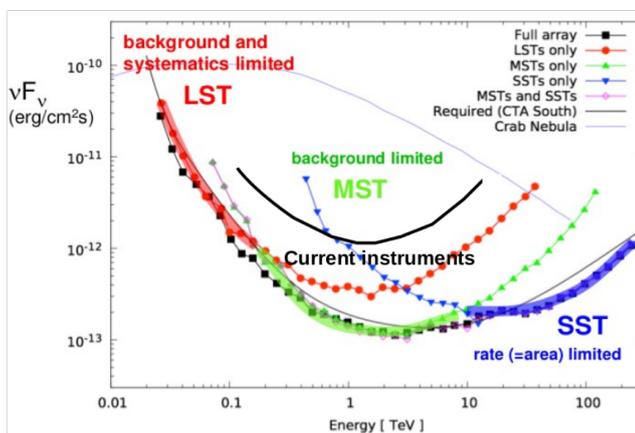


図 2.9 CTA および従来の大気チェレンコフ望遠鏡の感度。中央の黒線が従来装置の精度で、CTA は完全運用が開始される際の性能を想定しており、LST、MST、SST それぞれの検出器で色分けされている。(Mangano et al. (2017))

## 2.2.2 空気シャワー観測装置

高エネルギーガンマ線観測のもう一つの手法として、空気シャワーを大量の水と相互作用させ、チェレンコフ光を生じさせる方法がある。図 2.10 は、メキシコ シエラネグラに設置されている High Altitude Water Cherenkov Experiment: HAWC 天文台である。



図 2.10 空気シャワー観測装置 HAWC の画像\*<sup>6</sup>。

この手法でも、チェレンコフ望遠鏡同様に媒質中を超光速荷電粒子が通過する際に生じるチェレンコフ光を検出している。空気の屈折率  $n_{air} = 1.0003$  に対して水の屈折率は  $n_{water} = 1.33$  と大きい。そのため、(2.4) で示した式から水中ではチェレンコフ光は大きく広がり、検出されやすくなる。HAWC のような水中でのチェレンコフ光検出器では、このようにして 100TeV 以上の TeV ガンマ線を検出している。しかしながらチェレンコフ光の広がりが大きい分、大気チェレンコフ望遠鏡と比較して天体の正確な位置決定は難しい。大気チェレンコフ光を利用した装置では TeV ガンマ線の観測が可能である反面、視野は狭く、天候に左右される。一方で Fermi 衛星では TeV ガンマ線は観測できないものの、広い視野を確保でき地上の天候の影響を受けないという利点がある。このように、Fermi 衛星と大気チェレンコフ望遠鏡は相補的な関係にある。ここまでの内容を以下の表 2.2 及び図 2.11 に示し、Fermi をはじめとした GeV ガンマ線観測衛星と大気チェレンコフ望遠鏡それぞれの利点・課題点を表 2.3 にまとめる。

\*<sup>4</sup> <https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/pages/home/som/2007/12/>

\*<sup>6</sup> <https://www.hawc-observatory.org/>

表 2.2 ガンマ線検出器の性能

観測装置	検出方法	観測エネルギー帯	視野	角度分解能
Fermi	電子陽電子対生成	20MeV ~ 300GeV	4sr	0.04degree @10GeV
MAGIC	大気チェレンコフ光検出	50GeV ~ 100TeV	0.002sr	0.07degree @300GeV
HAWC	大気チェレンコフ光検出 (水中)	1TeV ~ 300TeV	4sr	0.7degree @1TeV

表 2.3 GeV / TeV ガンマ線検出器の利点/課題点

観測装置	利点	課題点
GeV ガンマ線観測衛星	視野が広い 天候に左右されない	観測が人工衛星の軌道による TeV 以上のガンマ線観測は困難
大気チェレンコフ望遠鏡	TeV ガンマ線の観測が可能	天候や月光に左右される 視野が狭い

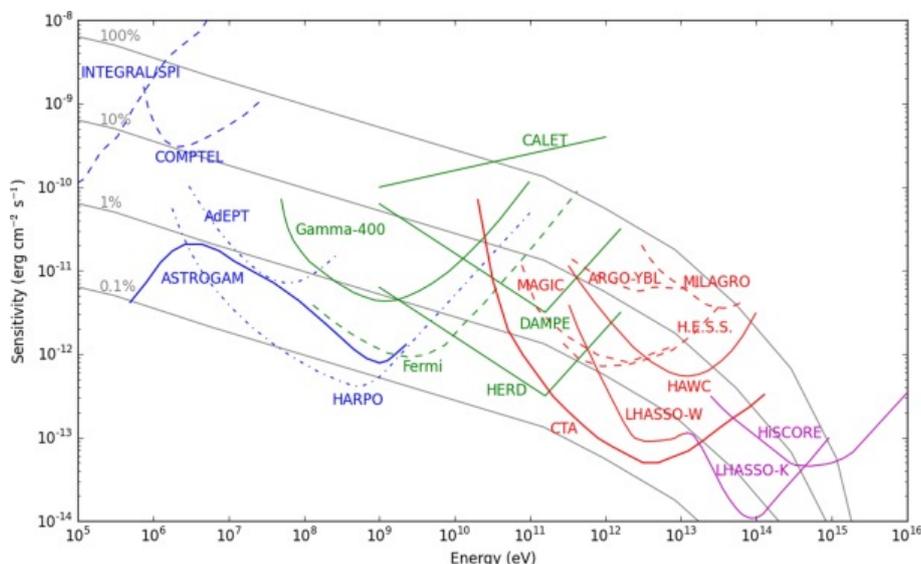


図 2.11 各ガンマ線検出器の検出感度 (Knödseder et al. (2016))。曲線の色はエネルギー帯ごとに分けられている。破線は現行もしくは過去に観測が行われた装置である (2016 年時点)。図中の 100% ~ 0.1% の曲線は、それぞれかに星雲の明るさと比較した割合を表す。

### 2.2.3 宇宙で生じる TeV ガンマ線

現在の人類が作り出せる一粒子の最大エネルギーは LHC(Large Hadron Collider) \*7により加速されたハドロン粒子が到達する数 TeV であり、100TeV 以上のガンマ線は現時点で人工的には生成不可能である。これほどの高エネルギーガンマ線は、宇宙の一部の環境においてのみ生成される。図 2.12 は、現在確認されている TeV ガンマ線源を、シカゴ大学の Scott Wakely 氏, Deirdre Horan 氏らに取りまとめたものである。これは現在ネット上で公

開されており、一般にアクセスが可能である。

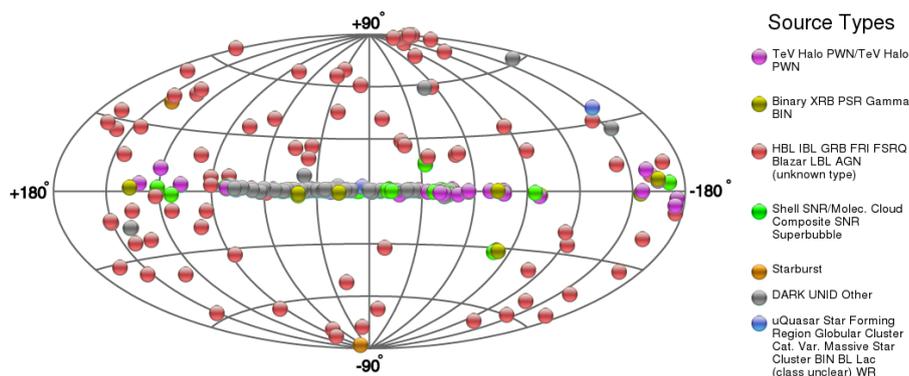


図 2.12 全天の TeV ガンマ線源マップ。現在 225 天体が登録されている。\*<sup>9</sup>

現在 TeV ガンマ線源として検出されているのは、ブラックホール連星系、AGN、ガンマ線バーストおよび超新星残骸などである。これらの天体では、激しい粒子加速 (第3章 3.2 節 参照) により、高エネルギー粒子が生成される。この高エネルギー粒子によって TeV ガンマ線が生成されると考えられている。一方で天体由来ではなく、暗黒物質の対消滅により TeV ガンマ線が生成されるという理論もある。2012 年の Fermi 衛星の観測により、銀河中心から約 130GeV のガンマ線が検出され、これが暗黒物質由来である可能性が提唱された (Ackermann et al. (2012))。しかしながらその検出の有意度は高くはなく ( $\sim 2.6\sigma$ )、確信には至らない。CTA では、高感度と観測エネルギー帯の広さを生かして、暗黒物質由来のガンマ線を検出することも目的の一つとしている。

このように TeV ガンマ線観測は、高エネルギー天体現象から暗黒物質探索にいたるまで広い分野に渡り、宇宙物理学への有益な情報をもたらすことが期待されている。

\*<sup>7</sup> <https://home.cern/science/engineering/accelerating-radiofrequency-cavities>

\*<sup>9</sup> <http://tevcat.uchicago.edu/>

## 第 3 章

# 活動銀河核 (Active Galactic Nucleus)

### 3.1 AGN の分類

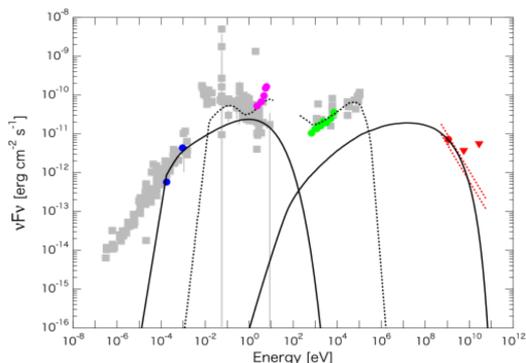
活動銀河核 (Active Galactic Nucleus: AGN) は、非常に明るく輝いている銀河の中心核である。その光度は我々が住んでいる天の川銀河のような通常銀河の中心核と比較し、 $10^5$ – $10^{10}$  倍明るいことが観測により明らかとなっている。このような強い放射は銀河中心に存在する巨大質量ブラックホールによる周囲の物質の質量降着の結果、引き起こされるものと考えられている。また、AGN の特徴として放射エネルギーの幅の広さが挙げられる。図 3.1 は、AGN の種類ごとのスペクトルエネルギー分布 (Spectrum Energy Distribution: SED) である。スペクトルは電波 ( $\sim 10^9$ Hz、 $\sim 10^{-5}$ eV) からガンマ線 ( $\sim 10^{24}$ Hz、 $\sim 10^9$ eV) まで広い分布を示しているが、これは降着円盤、輝線幅領域、ジェットにおいて生成される放射が重なって観測されているためだと考えられている。本研究で用いる用語解説を兼ねて、以下にそれらの分類を示す。

#### 3.1.1 電波銀河

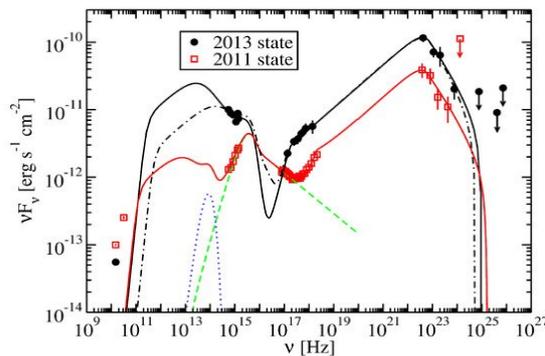
電波銀河は、電波で強い放射を示す AGN である。定量的な値として、電波フラックス  $F_{1.4GHz}$  および可視光フラックス  $F_{440nm}$  の比 (Radioloudness :  $R = \frac{F_{1.4GHz}}{F_{440nm}}$ ) を用いて、一般的に  $R > 10$  の場合に電波が強いと呼ぶ。この  $R$  の値を持って電波が強い/弱い の定義を行う。母銀河 (AGN を含む銀河) は楕円銀河であり、中心からは高速で吹き出す構造 (ジェット) が電波で観測される。さらに、中心から対方向に電波で輝くローブが観測される。電波ローブの様子から、電波銀河は二種類に分けられる。

図 3.2 は、二種類の電波銀河の電波イメージである。電波で比較的暗く ( $L_{1.4GHz} \leq$

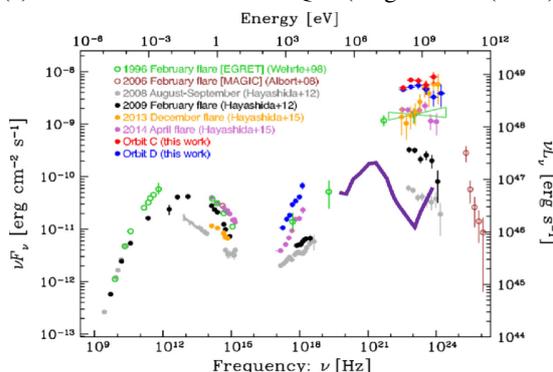
(a) 3C120: 電波銀河 (Tanaka et al. (2015))



(b) PMN J0948+0022: Seyfert 銀河 (Ammando and other (2015))



(c) 3C279: ブレーザー:FSRQ 型 (Angelis et al. (2016))



(d) Mrk421: ブレーザー:BL Lac 型 (Abdo et al. (2011))

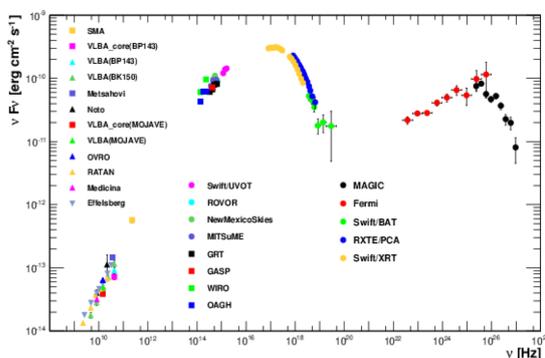


図 3.1 AGN の種類ごとの SED。横軸はエネルギー (周波数)、縦軸は振動数とフラックスの積である。低エネルギー側 (左) から、電波、赤外線、可視光、紫外線、X 線、ガンマ線による観測結果をプロットしている。上側 2 つの図に記入されている曲線は、理論式によるフィッティング結果である。

$10^{32}$ erg/s/Hz)、ローブの端に行くほど光度が減少していくものを Fanaroff Riley I: FR I 型と呼ぶ。一方で電波で明るく ( $L_{1.4GHz} \geq 10^{32}$ erg/s/Hz)、ローブの端に行くほど光度が増加していくものを FR II 型と分類する。このローブの違いは中心から放射される速度が異なるためと考えられている。FR II 型の電波ローブは超音速で進行するため、ローブ前方の境界面で衝撃波加速 (3.2) が生じる。この時、ローブ中の高速粒子はシンクロトロン放射を起こし、強い電波を放射する。一方で FR I 型の場合はジェットは亜音速で進行するため、衝撃波加速は起こらずローブは端に行くほどエネルギーを失うので、暗くなっていく。

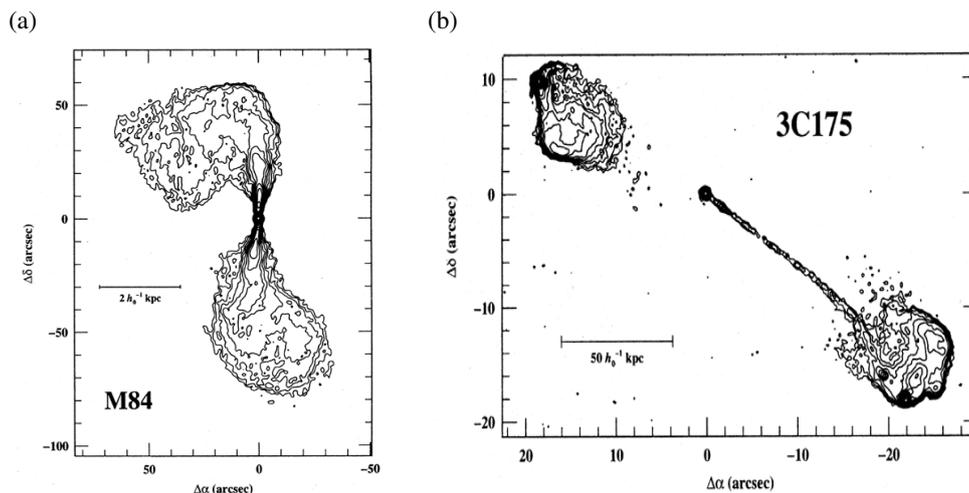


図 3.2 二種類の電波銀河の電波強度マップ。(a)FR I 型電波銀河 M87 (Laing et al. (1987)), (b)FR II 型電波銀河 3C175 (Bridle et al. (1994))

### 3.1.2 ブレーザー

電波銀河の内、ジェットが視線方向となす角が小さい ( $<10^\circ$ ) ものをブレーザー (blazar) と呼ぶ。ブレーザージェットからの放射には、相対論的な補正が顕著に働く。

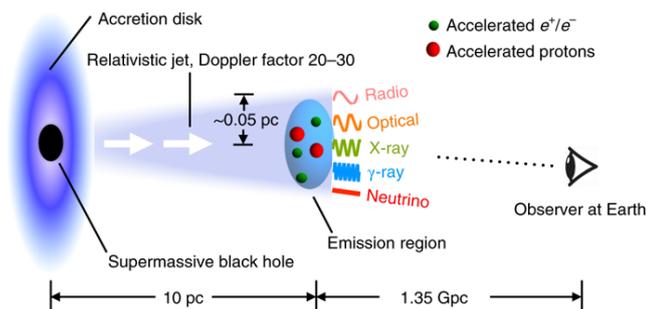


図 3.3 ブレーザーの概念図 (Shan et al. (2019))。

相対論的な速度で観測者に近づく物体は、見かけの放射領域は小さく光度は高く観測される。これはビーミング効果と呼ばれ、式は以下の通り表される。

$$F = \delta_D^{3+\alpha} F' \tag{3.1}$$

$$\Delta t = \frac{\Delta t'}{\delta_D} \tag{3.2}$$

$F$  と  $\delta t$  は観測者から見たフラックス及び時間変動のタイムスケール、 $\alpha$  はエネルギースペクトルの photon index、 $'$  付きの文字は放射領域とともに運動する座標系での各物理量であ

る。 $v$  を放射領域の運動速度、 $\theta$  はジェットと観測者方向との見込み角として、ドップラー因子  $\delta_D$  は

$$\delta_D = \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}{1 - \frac{v}{c} \cos\theta} \quad (3.3)$$

と表される。例として、 $v = 0.99c$ ,  $\theta = 5^\circ$ ,  $\alpha = 2$  のブレーザージェットを考える。

すると、ドップラー因子  $\delta_D = \sqrt{1 - 0.5^2} / 1 - 0.5 \cos 10^\circ \sim 10$ 、

見かけのフラックス  $F = 10^{3+2} F' \simeq 10^5 F'$  となる。すなわちこの場合は見かけのフラックスは、本来のフラックスの  $10^5$  倍に増加して検出される。よって、見込み角の小さな AGN であるブレーザーにおいて、ドップラー因子  $\delta_D$  は大きくなるため、ジェット由来の放射は明るく、時間変動は小さく見える。

また、ブレーザーはスペクトルの形状により BL Lac 型と FSRQ 型に分けられる。

#### BL Lac 型 (BL Lacetae: とかげ座 BL 天体)

比較的光度が低く、スペクトルには2つの山が確認される(図 3.1(d))。これは Synchrotron-Self Compton 放射 (3.2 節参照) により、シンクロトロン放射と逆コンプトン放射の2つの要素が重なるためだと考えられている。

#### Flat-Spectrum Radio Quasar: FSRQ 型

電波スペクトルが平坦な形であり、降着円盤からの明るい放射が見られるブレーザーである。可視光で短い時間変動を示すことが知られている。放射は Synchrotron Self Compton 放射および External Compton 放射により生じていると考えられている。スペクトルには3つの山がみられ、それぞれが Synchrotron-Self Compton および External Compton 放射に対応していると考えられている(図 3.1(c))。

BL Lac 型及び FSRQ 型は、それぞれ電波銀河の FRI および FRII のジェットを正面から見ている姿だと考えられている。

### 3.1.3 セイファート銀河

1943 年 Carl Seyfert は、光度の高い銀河中心核の分光観測により、広い輝線幅をもつ銀河を複数発見した。発見者にちなんで、これらの明るく、広い輝線をもつ銀河はセイファート銀河と呼ばれるようになった。現在ではセイファート銀河は「強い高階電離輝線をもつ AGN」と定義されている。セイファート銀河は 1 型および 2 型に分類される。1 型はスペクトル中に輝線幅  $\sim 10^3 \text{ km/s}$  の通常銀河よりやや広い程度の輝線、狭輝線 (narrow line) と、 $\sim 10^4 \text{ km/s}$  にも渡る広い輝線、広輝線 (broad line) が入り混じって見られるものである。一方で 2 型の場合は狭輝線のみが観測されるものをいう。セイファート銀河は、電波

銀河と比較して電波の放射が弱い AGN である。そのため、降着円盤由来の可視領域にピークを持つ黒体放射が卓越して観測される。

以上の観測的事実とその解釈より、AGN の種類はジェットの卓越度合いと観測する角度によって別れるものだとする「AGN 統一モデル」が確立されている。このモデルを模式的に表したものと、分類表を図 3.4 に示す。

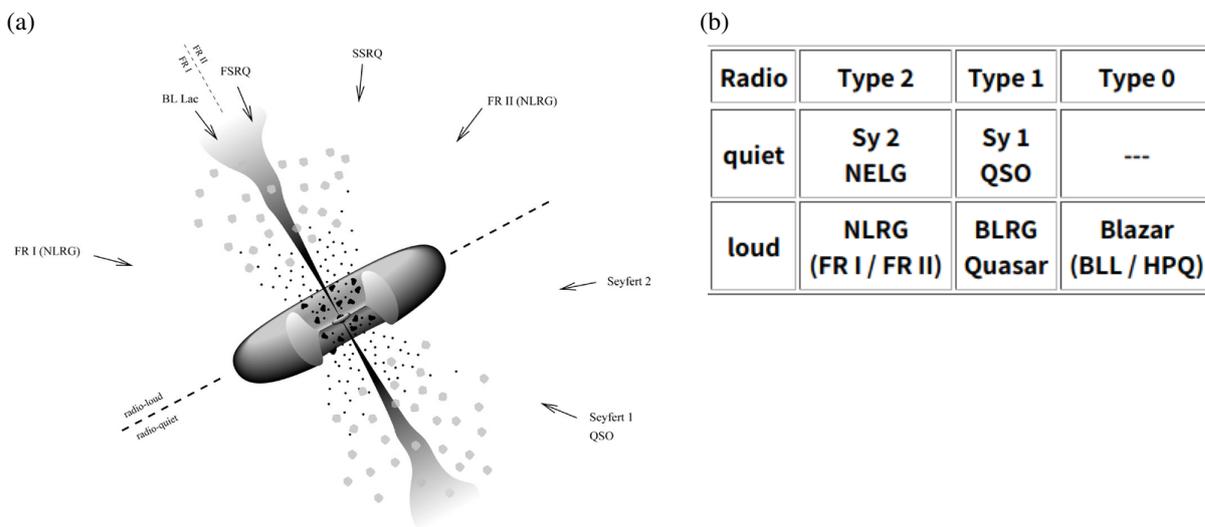


図 3.4 AGN 統一モデルのイメージ<sup>\*3(a)</sup> と分類表<sup>\*4(b)</sup>

### 3.2 AGN ジェット内での粒子加速

3.1 節では AGN のスペクトルと分類について紹介をしたが、本節ではその放射の起源について具体的に述べる。ジェット内部では、相対論的速度の粒子の集合 (blob) が衝突することで加速される現象、衝撃波加速が生じると考えられている。衝撃波加速の理論に基づき、2つの blob 間の運動量保存の式を立てると、運動量  $p$  を持つ粒子数は、以下の式で表される。

$$N(p) = p^{-\left(\frac{3}{r-1}\right)-1} = p^{-\frac{r+2}{r-1}} \tag{3.4}$$

ここで  $r = \frac{V_{p1}}{V_{p2}}$  で、 $V_{pi}$  は運動量  $pi$  を持つ粒子の速度である。ジェット内のプラズマが生成するガンマ線放射の例として、シンクロトロン放射がある。シンクロトロン放射は、荷電粒子が磁場中を相対論的速度で動く際に、エネルギーの一部を光子として放出する現象で

<sup>\*3</sup> <https://fermi.gsfc.nasa.gov/science/eteu/agn/>

<sup>\*4</sup> <http://www.kusastro.kyoto-u.ac.jp/~iwamuro/LECTURE/AGN/agn.html>

ある。この放射のエネルギー  $E = h\nu$  および光子の生成率  $P$  は、以下の式で与えられる。

$$h\nu = 3 \left( \frac{B}{10^{-10} \text{T}} \right) \left( \frac{E_{cp}}{100 \text{TeV}} \right)^2 \propto B^2 E_{cp} [\text{keV}] \quad (3.5)$$

$$P = \frac{2e^2}{3c^3} \left( \frac{e\gamma\beta B}{m} \right)^2 \propto B^2 E_{cp}^2 \quad (3.6)$$

ここで、 $E_{cp}$  は荷電粒子のエネルギー、 $B$  は磁場の大きさである。このようにしてジェット内の荷電粒子とともに、そこから放射される光子もまたエネルギー分布は荷電粒子のエネルギーの冪乗となる。このような法則を Power Law(冪乗則) と呼ぶ。

### 3.2.1 Synchrotron Self Compton: SSC model

まずはジェット中のレプトン (電子および陽電子) により生成される放射を考える。ジェットの中では前節の通り磁場中を駆け巡る高速荷電粒子とともに、それらから生成された光子が存在していると考えられる。さらにその光子に電子が衝突 (逆コンプトン散乱) し、エネルギーを与えると考える。するとこの反応により、光子のエネルギー  $h\nu$  は

$$h\nu' = \frac{4}{3}\gamma^2 h\nu \quad (3.7)$$

へと増幅される。ここで  $\gamma$  は電子のローレンツ因子である。このような仮定のもと計算を行うと、ジェットからシンクロトロン放射による電波～紫外線の放射および逆コンプトン散乱による硬 X 線～ガンマ線の放射が生成されることが示される。このような、シンクロトロン放射により光子を生成する高速の電子・陽電子が、光子に逆コンプトン散乱でエネルギーを与える反応が、SSC モデルである。レプトンをもとに引き起こされる反応であることから、Leptonic model ともいう。一方でハドロンをもとにガンマ線が生成されるモデルもある。それについては (3.2.3) 節にて説明する。

### 3.2.2 External Compton: EC

EC は、降着円盤周辺の降着円盤および広輝線領域 (BLR) からジェットに光子が入射し、逆コンプトン散乱を受けるというモデルである。この場合のピークエネルギーは、SSC モデルによる逆コンプトン成分よりも高エネルギーに現れる。特に FSRQ の場合、EC による放射が卓越して現れる。そのために、FSRQ では SED に 3 つの山の重なりが見られる。

### 3.2.3 Hadronic model

Hadronic model では、ジェット中に陽子が存在し、これらが加速されることを仮定している。高速陽子がジェット中で光子と相互作用を起こしたと仮定する。すると、以下の反応

が誘発される。まず陽子エネルギー  $E_p > 10^{18}$  eV の場合は、電子陽電子対生成が生じる。

$$p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^- \tag{3.8}$$

更に高エネルギーになり、 $E_p > 6 \times 10^{19}$  eV になると、 $\pi$  中間子生成が生じる。

$$p + \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow X(\text{バリオン}) + \pi \tag{3.9}$$

(3.8) 式で生じた  $e^\pm$  は、制動放射によりガンマ線を生成し、再び (3.8) 式の反応が生じる。一方で (3.9) 式で生じた  $\pi$  は、次のいずれかの反応を生じる。

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \tag{3.10}$$

$$\pi^\pm \rightarrow \mu + \nu_\mu \rightarrow e + \nu_e + \nu_\mu + \nu_\mu \tag{3.11}$$

Hadronic model では AGN ジェット中に陽子が存在することを仮定しているが、現在までその整合性が議論されてきた。2017 年の南極における高エネルギーニュートリノ検出器 IceCube によるブレーザー由来の高エネルギーニュートリノの検出は、AGN ジェット中に陽子の存在を示唆する結果となった。この結果は以下の理論で説明される。高エネルギーニュートリノの生成原理として、陽子-光子の相互作用によるものが考えられている。以下にその反応式を示す。

$$p + \gamma \rightarrow n + \pi^+ \tag{3.12}$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \tag{3.13}$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \tag{3.14}$$

このようにして、Hadronic model もまた AGN ジェット放射を説明する理論として有力なものとなった。しかしながら、この Hadronic model と Leptonic model (SSC、EC) の放射は観測上区別が難しく、今後の精査が必要となる。ここまでの理論を模式的に示したものを図 3.5 にまとめる。

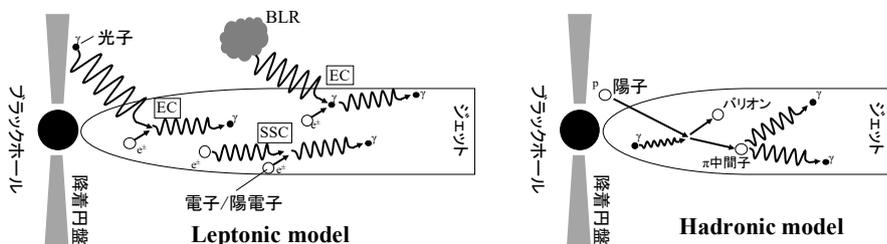


図 3.5 AGN ジェット由来の放射の説明図

### 3.3 TeV ガンマ線を放射する電波銀河

ブレイザーは見込み角  $\theta$  が小さく、ドップラー因子  $\delta_D$  が大きいので光度が明るい。一方で、 $\theta$  が大きい電波銀河は、光度が小さく TeV ガンマ線で検出されにくい。しかしながら現在 TeV ガンマ線で検出されている電波銀河は 6 天体確認されている。その TeV ガンマ線の起源については様々な理論が展開されているが、未解決である。表 3.2 は、それらの天体をまとめたものである。以下の節では、本研究で解析した 2 つの電波銀河について述べる。

表 3.1 TeV ガンマ線で検出されている電波銀河の一覧 (Frank M. Rieger et al.(2018))。

天体名	分類	距離	中心ブラックホール質量 [ $10^8 M_\odot$ ]	光度の時間変動* <sup>1</sup>
Cen A	FR I	3.7 Mpc	0.5 - 1	Not found
M 87	FR I	16 Mpc	20 - 60	~ 1 日
NGC 1275	FR I	70 Mpc	3 - 4	~ 10h
IC 310	FR I/BL Lac	80 Mpc	0.3 ~ 3	4.2 分
3C 264	FR I	95 Mpc	4 - 5	Not found
PKS 0625-35	FR I/BL Lac	120 Mpc	10	Not found

#### 3.3.1 IC310

IC310 は、ペルセウス銀河団に位置する電波銀河 (FR I) である。そのデータをまとめたものを以下の表 3.2 に示す。2012 年 11 月に MAGIC による観測が行われ、その結果 TeV ガンマ線で激しいフレアが検出された。それ以前にも 2009 年 10 月から 2010 年 2 月まで MAGIC による観測が行われており、2.5%Crab のフラックスが検出されている。

表 3.2 IC310 のデータ一覧\*<sup>7</sup>。それぞれの単位は、電波・X 線・ガンマ線:ワット (J/s)、可視光:絶対等級

位置 (RA, DEC)	赤方偏移	光度 (電波)	光度 (可視光)	光度 (X 線)	光度 ( $\gamma$ 線)
(49.1791, 41.3249)	0.0189	$7.18 \times 10^{32}$	$-22.3 \pm 0.2$	$1.27 \times 10^{35}$	$(1.8 \pm 1.0) \times 10^{36}$

\*<sup>1</sup> 光度が定常期の二倍に増加する時間を記している。

\*<sup>5</sup> <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-basic?Ident=IC310&submit=SIMBAD+search>

\*<sup>5</sup> <https://www3.mpi-fr-bonn.mpg.de/div/vlbi/newsletter/37/>

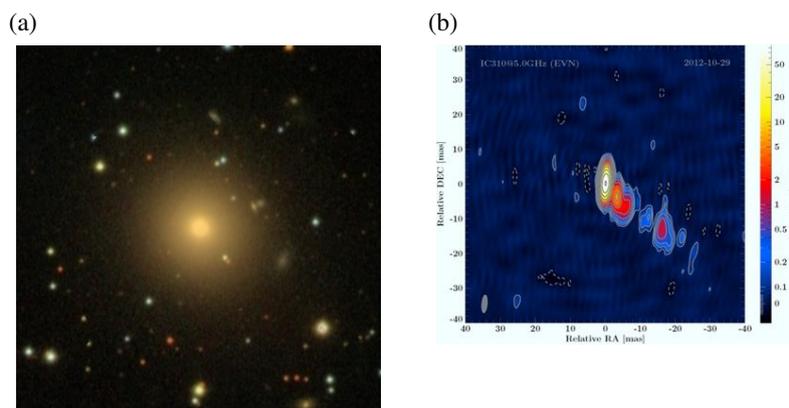


図 3.6 IC310 の (a)HDSS:可視光\*4及び (b)EVN:電波\*5でのイメージ。

表 3.3 NGC1275 のデータ一覧\*9。それぞれの単位は、電波・X 線・ガンマ線:ワット (J/s)、可視光:絶対等級

位置 (RA, DEC)	赤方偏移	光度 (電波)	光度 (可視光)	光度 (X 線)	光度 (γ 線)
(49.9507, 41.5117)	0.0176	$(1.4 \pm 0.2) \times 10^{33}$	$-23.8 \pm 0.2$	$(2.3 \pm 0.2) \times 10^{37}$	$(9.9 \pm 0.9) \times 10^{36}$

### 3.3.2 NGC1275

NGC1275 は、IC310 の近傍 (0.6degree) にある電波銀河である。可視光でも明るく放射していることが観測されており、ガスからなるフィラメント構造が特徴である。可視光以外でも放射及び時間変動が確認されており、過去複数回 TeV ガンマ線でのフレアも報告されている。表 3.3 は、NGC1275 のデータをまとめたものである。

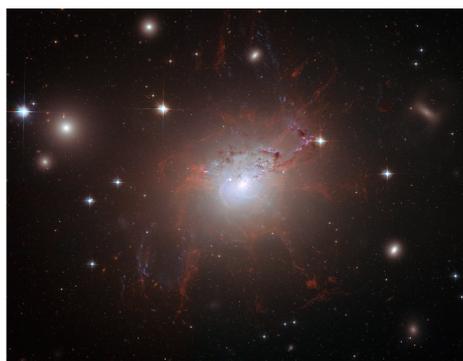


図 3.7 NGC1275 の可視光で得られた画像\*11。母銀河の周辺には、赤いフィラメント状のガスが確認される。

\*9 NED:<https://ned.ipac.caltech.edu/>

### 3.4 激しい時間変動の TeV ガンマ線放射の理論

3.2 節でガンマ線放射の理論を提示したが、それに加えて近年の研究で提唱されている TeV ガンマ線放射モデルを示す。ブレイザーから検出されている TeV ガンマ線の速い時間変動 (数分スケールのもの) は、ジェットの大きな beaming 効果で説明できる。また 10TeV のガンマ線がジェット中のシンクロトロン光子と相互作用せずに出てこられるためには、ガンマ線フラックスがある程度小さくなくてはならない。そのために、実際のフラックスが小さい中で、見かけの明るさを増加させるためには beaming 効果が大きくないといけない (3.1.2 節)。しかしながら、IC310 はブレイザーと違いジェットが正面から見えていない ( $\sim 15^\circ$ ) ため、beaming 効果は小さい。よって、IC310 の TeV ガンマ線の速い時間変動は、通常のジェット中での衝撃波加速では説明できない。MAGIC-Collaboration (2014) の論文では、以下の3つの仮設が検討されている。

- Magnetosphere

Magnetosphere モデルはもともとパルサーで提唱されている時期再結合に伴う放射がブラックホール周辺で起きていると考えたものである。先に述べたように、ジェットの根本では Blandford-Znajek 効果 (BZ 効果) によってジェットが駆動されていると考えられている。BZ 効果はブラックホールの回転と周囲の磁場との相互作用なので、その磁場のフィールドラインがつながり変わることでエネルギーを短い時間で放出して粒子加速を起こす、というモデルである。

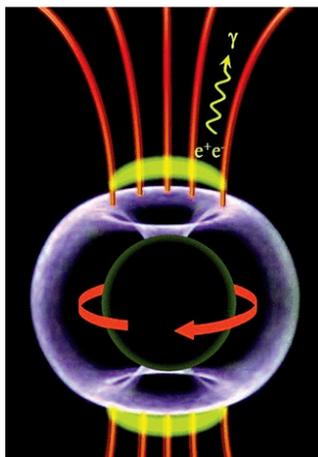


図 3.8 Magnetospheric model の概念図 (MAGIC-Collaboration (2014))。中心の黒い球はブラックホールで、それを取り囲んでいる紫の領域はエルゴ球を表す。赤い曲線は磁場を示しており、黄色い領域はポーラーキャップ (荷電粒子が集中した領域) を表す。

- jet-in-jet

ジェット中の粒子の塊 (blob) が複数に別れ、に小さな blob を形成することを仮定したモデル。小さな blob は様々な方向に加速され、放射を生む。そのうち観測者方向に加速されている blob からガンマ線が生じると、ブレイザーのように強いビーミングが働く。様々な方向に進行するため、ジェット自体は観測者からずれて放射されているにもかかわらず、中には観測者方向に向かって放射する小さなジェットが生まれる可能性がある。そのような小さなジェットはビーミング効果により領域の縮小を受け、小さな領域からガンマ線を放射する。

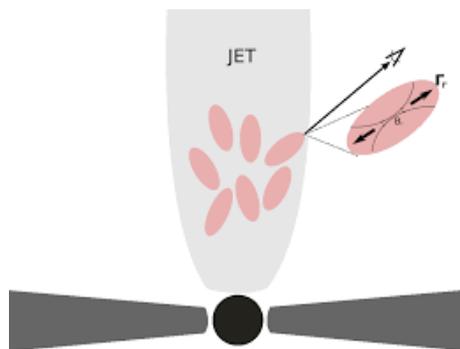


図 3.9 jets-in-jet model の概念図 (Frank et al. (2018))。ブラックホール (黒丸) から吹き出すジェットに多数の小さなジェット (ピンク色の楕円) が描かれている。

この理論で TeV ガンマ線の短い時間変動を説明することはできるが、実現には非常に高い光度が必要となる。これは観測されている値からもずれるため、この理論での説明は困難とされている。

- jet-cloud interaction

赤色超巨星もしくは星間分子雲がジェットに突入し、相互作用を起こすモデル。それぞれの過程でジェット中に陽子が放出され、Hadronic model 同様に連鎖的な反応でガンマ線を生み出すことを想定している。

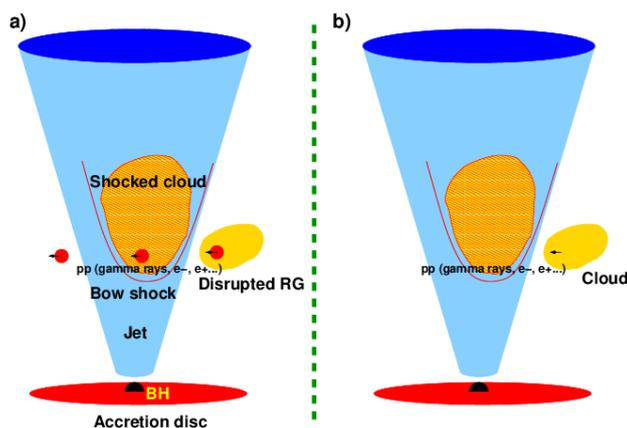


図 3.10 jet-in-cloud model の概念図 (BARKOV et al. (2012))。青い放射状の領域 (ジェット) に、(a) 赤色超巨星 (赤丸) もしくは (b) 分子雲が突入する様子が描かれている。

この理論でも節 3.9 同様に、強いジェットが要請されるため、観測結果を説明することが難しい。

これら 3 つの理論が候補として挙げられているが、現状では激しい時間変動の TeV ガンマ線放射に対応する天体が少なく、統計的な議論はできない。本研究の考察において、これらの理論を参考にしつつ議論を行う。

## 第4章

# 観測装置及び解析手法

### 4.1 Fermi 衛星

Fermi 衛星は 2008 年 7 月に打ち上げられた、GeV ガンマ線観測衛星である。Fermi 衛星には、広視野で GeV ガンマ線を観測する Large Area Telescope(LAT) 及びガンマ線バーストの観測を目的とした Gamma-ray Burst Monitor (GBM) の 2 つの装置が搭載されている。



図 4.1 Fermi 衛星のイメージ\*2。積載されている直方体の装置が、本研究でデータを扱う LAT 検出器である。

本研究においては、より広い時間帯でのガンマ線データが必要になるため、LAT 検出器のデータを用いる。以下に Fermi 衛星 LAT 検出器の性能及びその解析手法について述べる。

#### 4.1.1 LAT 検出器

LAT 検出器は、天球上の広い範囲を GeV ガンマ線で観測するために積載されたものである。表 4.1 は、LAT 検出器の性能をまとめたものである。LAT の検出原理について、以下に述べる。LAT はシリコンストリップセンサー及びタングステンシートの層からなる。この層はトラッカーと呼ばれる装置で、上面 (FRONT) および下部 (BACK) のタングステン層

\*2 <https://fermi.gsfc.nasa.gov/>

\*4 <https://fermi.gsfc.nasa.gov/science/instruments/table1-1.html>

表 4.1 LAT 検出器の性能\*4

検出エネルギー帯	20MeV-300GeV
視野	2str
角度分解能	$< 3.5^\circ \sim < 0.15^\circ$ (100 MeV $\sim$ >10 GeV)
エネルギー分解能	<10%
検出ごとの硬直時間	<100 $\mu$ s
位置決定精度	0.5'
点源に対する感度	$6 \times 10^{-6} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$

は異なる厚さで設計されている。この構造により、幅広いエネルギー帯の検出が可能となる。図 4.2 は、LAT の検出原理についてより詳細に説明するための模式図である。図のよ

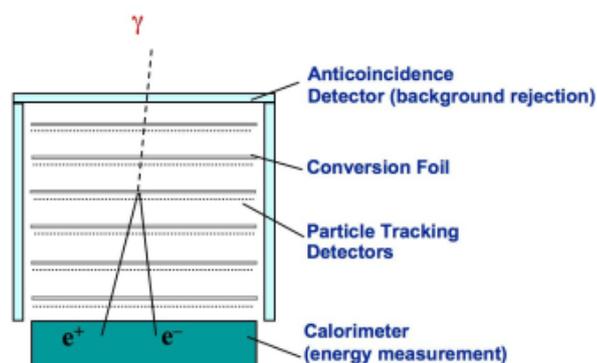


図 4.2 Fermi LAT 検出器のトラッカーの光子検出の様子。\*6

うに、検出器に入射した光子は天体から到来した光子はタングステンシートとの相互作用で電子陽電子対生成反応を生じる。これら荷電粒子はシリコンストリップセンサーにより検出され、電子陽電子対の進行方向が追跡される。この進行方向から、光子の到来方向を特定する。なお検出光子のエネルギーは、底面に設置されたカロリメーターで検出される荷電粒子のエネルギーから逆算して取得されている。ガンマ線源の正確な位置特定のためにも、電子陽電子対の精密な追跡が重要となる。しかしながら実際には、生成された荷電粒子はシート中で進行方向を曲げられてしまう。そのために、荷電粒子の進路からの光子到来方向の予想が困難となる。それゆえ点源を観測した場合であっても、LAT 上ではある程度の広がりを持った分布として観測される。この効果は低エネルギーな光子ほど顕著に現れる。これはもともとなる光子のエネルギーが小さければ、それだけ生成される電子陽電子対の運動エネルギーが減少してしまうからである。この到来光子のエネルギーと LAT 上で検出される分布との関係は Point Spread Function という関数で表される。これをプロットし

\*6 <https://www-glast.stanford.edu/instrument.html>

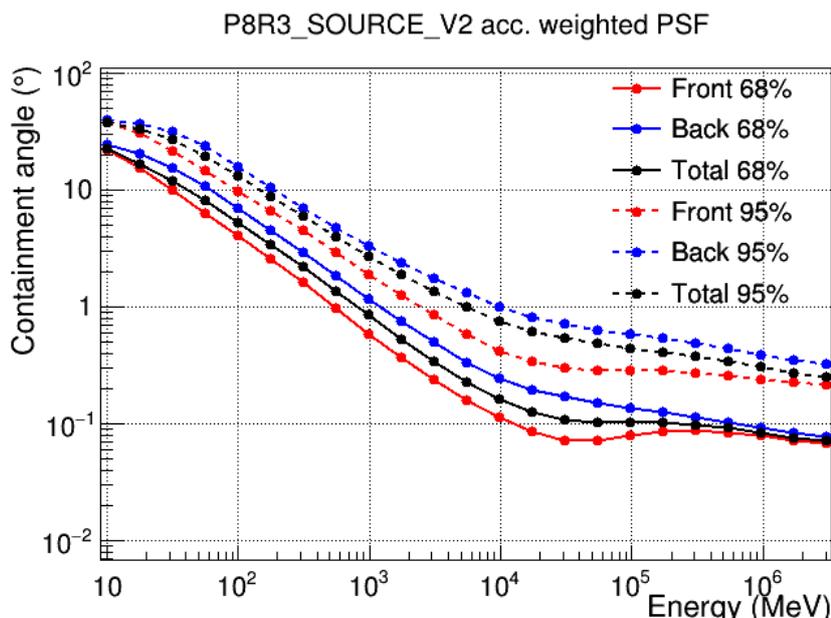


図 4.3 Fermi LAT 検出器の Point Spread Function\*<sup>8</sup>。プロット点は光子の到来方向と検出割合で分けられている。

たものが、以下の図 4.3 である。図中の凡例には、「Front」、「Back」、「Total」とパーセンテージが書かれているが、これについて図 4.4 を用いて説明する。 検出される点源のイメージ

まず、「Front」、「Back」、「Total」については上記のとおり、トラックの Front 領域 Back 領域および全検出領域を表している。続いて「68%」、「95%」という数字は、検出される光子の割合を示す。理想的な点源でも、検出器中では広がりを持って検出される。図中の黄色い領域は、点源からガンマ線を検出した際の像を表している。下のガウス分布は、中心からの距離と放射強度を表している。点線の円は点源から 95% の光子を検出できる区間、実線の円は点源から 68% の光子を検出できる区間を表している。例えば、図 4.3 中の横軸 1GeV の位置に着目する。すると、その点に対応する「Total 68%」「Total 95%」の Containment angle は、それぞれおよそ 0.9°、3° であることがわかる。すなわち 1GeV のガンマ線放射を観測する場合には、図 4.4 におけ

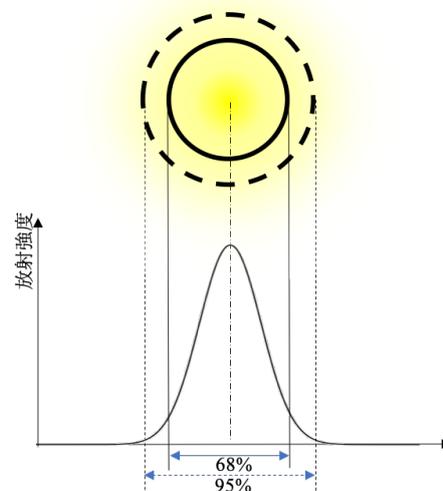


図 4.4 PSF の説明図。黄色領域は点源からの放射の広がりを表す。下のガウスは検出面上での放射強度のピークから水平方向の強度の推移を表す。

\*<sup>8</sup> [https://www.slac.stanford.edu/exp/glast/groups/canda/lat\\_Performance.html](https://www.slac.stanford.edu/exp/glast/groups/canda/lat_Performance.html)

る点線の円が視野直径  $3^\circ$  の領域、実線の円は視野直径  $0.9^\circ$  の領域に対応している。これが PSF の考え方である。

実際に解析を行う上で、PSF は非常に重要な要素である。例えば LAT 検出器の低エネルギー領域で天体からの放射を検出する場合には、ある程度広い領域で解析を行わなければ、放射の多くを見逃してしまうことになる。またバックグラウンドとなる放射として目標天体付近に別の天体がある場合には、その天体からの放射の広がりを考慮し、結果を推察すべきである。

以上が Fermi 衛星 LAT 検出器の機能的な解説である。次の節では、この装置の解析手法について述べる。

## 4.1.2 解析手法

### 解析の流れ

本研究における Fermi 衛星のデータ解析には、NASA より提供されているツール、**Science Tools** を用いる。その中でも 2015 年 6 月にリリースされた、バージョン v10r0p5 を用いた。2018 年 11 月より、最新版のデータ、Pass8 Release3 Version2: P8R3\_SOURCE\_V2 が利用可能となった。データのアップデートにより、検出天体として登録されている天体は前カタログ (3rd Fermi Gamma-ray LAT: 3FGL) の 3033 天体から、新バージョンのカタログ 4FGL では 5065 天体に増加した。これにより後述のモデルフィッティングにおいても、より高い精度での解析が可能となった。Fermi LAT 検出器のデータ解析について、おおまかな流れを以下にまとめる。

NASA Fermi 衛星のサイト (<https://fermi.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/ssc/LAT/LATDataQuery.cgi>) から、データを取得する。解析には、目標天体のデータのみでなく、Fermi-LAT で検出されているすべての天体が入力されたカタログデータ及び、銀河背景放射が記録されたファイルを取得する。本研究では、カタログデータ、銀河背景放射のデータいずれも現段階で最新版のものを使用した。(gll\_psc\_v20.fit、gll\_iem\_v07.fits)

図 4.5 は、ここで入手した銀河背景放射のイメージである。図の中心から横に広がる白や赤色の領域が、銀河面から放射されるガンマ線を示している。このように、銀河系内からも強力なガンマ線が放射されていることがわかる。

具体的な解析手順として、まず binned 解析と unbinned 解析を選択する。binned 解析は時間もしくはエネルギー、あるいは両方のビンを作成し、検出された全光子を各ビンに振り分けてからそれぞれのビンに最尤法を実行するという方法である。一方の unbinned 解析は、ビンで区切ることなく、光子一つ一つに最尤法を適用する手法である。そのため、unbinned 解析では高い精度での解析ができる反面、長い計算時間を要する。本研究で扱う

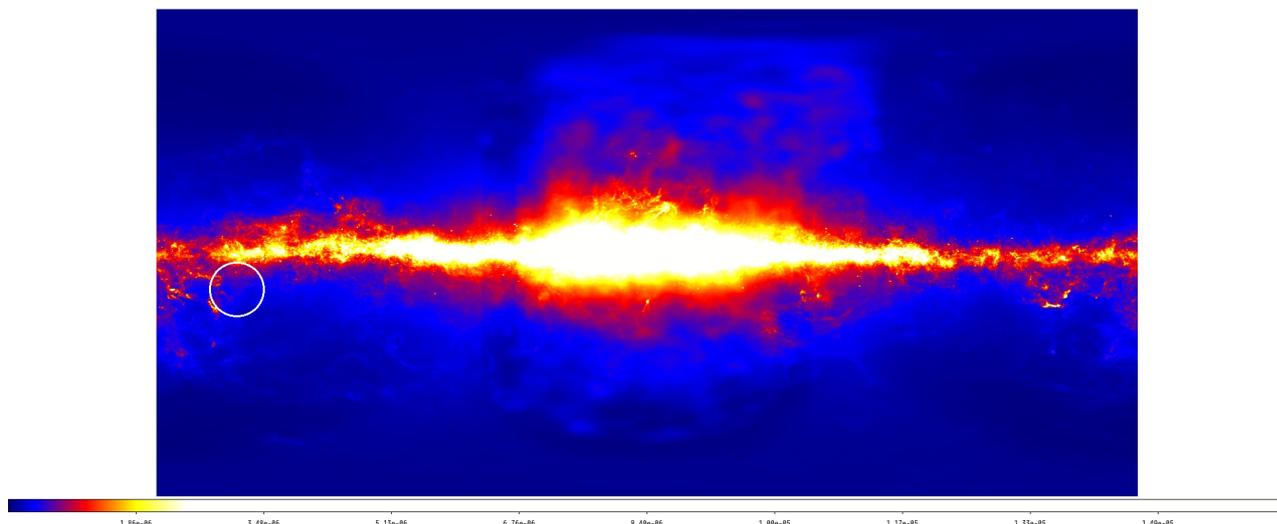


図 4.5 銀河背景放射のイメージ。画像中心が銀河系中心部で、強度を色分けして示してある。図中左端の白い円は本研究で解析を行った領域であり、銀河背景放射の影響を受けることがわかる。解析を行うにあたり、このことも念頭に置いておく必要がある。

ような 10 年間のデータを **unbinned** 解析する場合は、環境と解析天体によるものの計算に数日間を要する。そのため、簡易な解析 (カウントマップおよびモデルマップの作成等) を行う場合には **binned** 解析を用いる。

以下には、**Science Tools** に登録されているコマンドについて、本研究での解析で用いたものを記す。これらはシェルスクリプトで実行するだけでなく、**python** のスクリプトからも呼び出すことができる。本研究では **python** のスクリプトを作成し、実行した。各コマンドについてのより詳細な説明については **NASA Fermi Science Support Center** \*<sup>9</sup>に掲載されている。

#### ・ **gtselect**

ダウンロードしたデータから任意の領域 (ROI)・時間およびエネルギー帯を切り取り、新たな **fits** ファイルを出力するコマンドである。

#### ・ **gtmktime**

**Fermi** 衛星はおよそ 1.5 時間で地球を 1 周している。そのため、領域ごとに観測している時間とそうでない時間が存在している。**Space Craft** データ (\*\*SC\*\*.fits という名前のファイル) には衛星の軌道が記録されており、このコマンドにより **Space Craft** データから観測領域に適した時間幅 (Goot Time Interval: GTI) を抽出することができる。以下、ここで作成

\*<sup>9</sup> Binned: [https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/binned\\_likelihood\\_tutorial.html](https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/binned_likelihood_tutorial.html)

\*<sup>9</sup> Unbinned: [https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/likelihood\\_tutorial.html](https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/likelihood_tutorial.html)

\*<sup>9</sup> Python を使う方法: [https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/python\\_tutorial.html](https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/python_tutorial.html)

されたファイルを「イベントファイル」と表現する。

### source model の作成

フィッティングに用いる source のモデルを作成する。NASA Fermi 衛星運用チームの公式サイトではユーザーが作成したスクリプトを公開しており、その中に T. Johnson 氏により提供されているスクリプト、make4FGLxml.py がある。これはカタログデータから任意の領域を切り取り、source model データを作成するスクリプトである。<sup>\*10</sup>

ここで、解析する天体まわりの任意の領域が切り抜かれた、解析用の source model ファイルが完成する。下に source model ファイルの例を載せる。ファイル内の"Point Sources"が点源として登録されている天体で、"Diffuse Sources"が広がった GeV ガンマ線源を表している。

#### - source model の例 -

```
<?xml version="1.0" ?>
<source_library title="source library">

<!-- Point Sources -->
<source ROI_Center_Distance="0.034" name="4FGL J0316.8+4120" type="PointSource">
  <spectrum type="PowerLaw2">
    <!-- Source is 0.0343009887708 degrees away from ROI center -->
    <parameter free="1" max="1e4" min="1e-4" name="Integral" scale="1e-15" value="2.3537535768"/>
    <parameter free="0" max="10.0" min="0.0" name="Index" scale="-1.0" value="2"/>
    <parameter free="0" max="5e5" min="30" name="LowerLimit" scale="1.0" value="100"/>
    <parameter free="0" max="5e5" min="30" name="UpperLimit" scale="1.0" value="500000"/>
  </spectrum>
  <spatialModel type="SkyDirFunction">
    <parameter free="0" max="360.0" min="-360.0" name="RA" scale="1.0" value="49.2147"/>
    <parameter free="0" max="90" min="-90" name="DEC" scale="1.0" value="41.3464"/>
  </spatialModel>
</source>

<source ROI_Center_Distance="0.613" name="4FGL J0319.8+4130" type="PointSource">
  <spectrum type="LogParabola">
    <!-- Source is 0.613000826468 degrees away from ROI center -->
    <parameter free="1" max="1e4" min="1e-4" name="norm" scale="1e-11" value="4.5122197645"/>
    <parameter free="1" max="5.0" min="0.0" name="alpha" scale="1.0" value="2.05931"/>
    <parameter free="1" max="10.0" min="0.0" name="beta" scale="1.0" value="0.066522"/>
    <parameter free="0" max="5e5" min="30" name="Eb" scale="1.0" value="883.632"/>
  </spectrum>
  <spatialModel type="SkyDirFunction">
    <parameter free="0" max="360.0" min="-360.0" name="RA" scale="1.0" value="49.9575"/>
    <parameter free="0" max="90" min="-90" name="DEC" scale="1.0" value="41.5121"/>
  </spatialModel>
</source>

<!-- Diffuse Sources -->
<source name="gll_iem_v07" type="DiffuseSource">
  <spectrum type="PowerLaw">
    <parameter free="1" max="10" min="0" name="Prefactor" scale="1" value="1"/>
    <parameter free="0" max="1" min="-1" name="Index" scale="1.0" value="0"/>
    <parameter free="0" max="2e2" min="5e1" name="Scale" scale="1.0" value="1e2"/>
  </spectrum>
  <spatialModel file="gll_iem_v07.fits" type="MapCubeFunction">
    <parameter free="0" max="1e3" min="1e-3" name="Normalization" scale="1.0" value="1.0"/>
  </spatialModel>
</source>
<source name="iso_P8R3_SOURCE_V2_v1" type="DiffuseSource">
  <spectrum apply_edisp="false" file="iso_P8R3_SOURCE_V2_v1.txt" type="FileFunction">
    <parameter free="1" max="10" min="1e-2" name="Normalization" scale="1" value="1"/>
  </spectrum>
  <spatialModel file="iso_P8R3_SOURCE_V2_v1.fits" type="MapCubeFunction">
    <parameter free="0" max="1e3" min="1e-3" name="Normalization" scale="1.0" value="1.0"/>
  </spatialModel>
</source>
```

<sup>\*10</sup> <https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/user/>

```

</spectrum>
<spatialModel type="ConstantValue">
<parameter free="0" max="10.0" min="0.0" name="Value" scale="1.0" value="1.0"/>
</spatialModel>
</source>
</source_library>

```

"4FGL J0316.8+4120"及び"4FGL J0319.8+4130"がそれぞれ IC310 及び NGC1275 のカタログ上の天体名である。spectrum type は天体のフラックスを各パラメータで表現する関数の型である。実際に解析に用いた source model は、必要に応じて各パラメータを fix(free="0"で固定)している。例として本研究で目標天体とする IC310(4FGL J0316.8+4120)と NGC1275(4FGL J0319.8+4130)それぞれのモデルパラメータ PowerLaw2 および LogParabola について説明する。以下の式において、 $N$  は単位時間当たり単位面積あたりのカウント数、 $E$  は検出光子のエネルギーである。

### PowerLaw2

$$\frac{dN}{dE} = \frac{N(\gamma + 1)E^\gamma}{E_{max}^{\gamma+1} - E_{min}^{\gamma+1}} \quad (4.1)$$

( $\gamma$ : Photon index,  $E_{max}(E_{min})$ : Upper(Lower) limit energy)

### LogParabola

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left( \frac{E}{E_b} \right)^{-(\alpha + \beta \log(E/E_b))} \quad (4.2)$$

( $N_0$ : Prefactor,  $E_b$ : Scale parameter,  $\alpha, \beta$ : Photon indices)

PowerLaw2 は、PowerLaw をもとにして作成されたモデル関数である。Lower limit energy、Upper limit energy より、定積分からフラックスが算出できる。

### PowerLaw

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^\gamma \quad (4.3)$$

( $N_0$ : Prefactor,  $\gamma$ : Photon index,  $E_0$ : Scale parameter)

### ・ gtdiffrsp

source model をもとに、イベントファイルに背景放射に対応する応答関数 (Instrument Response Function: IRF) を記録するコマンドである。'irfs' で応答関数を選択することがで

きるが、点源の解析では P8R3\_SOURCE\_V2 の使用が推奨されている。本研究ではこれを用いた。

#### ・ **gtexpmap**

イベントファイルから、LAT 検出器の exposure map を作成するコマンドである。exposure map は、検出器の検出効率の位置依存性を補正するために作成されるマップである。このときに指定する 'srcrad(Source Region)' は、gtselect で切り取った領域よりも大きく取る必要がある。これは PSF によるバックグラウンドの広がりを考慮するためである。

#### ・ **gtexpcube**

たとえ同じ時間・天体由来の放射を LAT 検出器で検出した際でも、天体と検出器との角度により検出効率が異なる。この補正は Livetime という関数でなされ、その計算をここで行う。計算には先ほど作成したイベントファイル及び衛星軌道データを用いる。ここで作成されたファイルは Livetime cube と呼ばれる。

#### ・ **gtlike**

イベントファイルと、Livetime cube、exposure map からデータのフィッティングを行う。フィッティングの詳細については後述する。(第 4.1.2) フィッティング後、like.flux('天体名'), like.fluxError('天体名') などのコマンドで各物理量を出力することができる。また、like.logLike.writeXml('ファイル名') でフィッティングした天体のスペクトルパラメータを保存可能である。

#### ・ **gtsrcprob**

イベントファイルを入力することにより、光子がどの天体から生じた場合に尤もらしいかを計算するコマンドである。これは最尤法により計算される。完成したファイルを開くと、source model に記載されている天体名が並んでいるのがわかる。それぞれの列に記載されている数値が、各光子がその天体から検出される確率である。

以上のコマンドを用いて、天体のフラックスやスペクトル、および放射された光子のエネルギーを取得した。gtlike によりフラックスを取得する場合、そのフィッティングの精度により誤差に埋もれてしまい、議論が困難となる場合がある。そのような場合に、この単純な検出光子のエネルギーを取得する解析が有効となる。

次に、binned 解析を用いてカウントマップおよびモデルマップの作成を行う方法についても述べる。

### ・ **gtbin**

イベントをエネルギーや時間のビンごとに区切った後、各ビンに最尤法を実行するコマンドである。カウントマップを作成することができるほか、簡易なライトカーブやスペクトルを作成することができる。

### ・ **gtexpcube2**

Livetime cube から、エネルギービンごとにまとめられた **exposure map** を作成するコマンドである。後の Binned 解析で用いられる **exposure map** は、ここで作成される。

### ・ **gtsrcmap**

source map の天体ごとに、**exposure map** を加味したソースカウントマップを作成するコマンドである。エネルギーバンドごとに分けて作成される。

### ・ **gtmodel**

上の **exposure map** とソースカウントマップをもとに、**source model** に基づいたモデルカウントマップを作成し、**fits** ファイルに出力するコマンドである。

ここで作成したモデルマップと、**gtbin** で作成したカウントマップとの差を取ることで、スペクトルフィットの精度を確かめることができる。

## 最尤法

LAT 検出器のデータ解析には最尤法 (Maximum likelihood) と呼ばれる手法を用いる。最尤法とは、「予め用意された関数に対し、観測結果の尤もらしさが最大となるように変数を推定する」方法である。その考え方を以下に示す。

まず、データの組  $X$  およびモデルパラメータ  $\Theta$  を考える。

$$X = \{x_i\} = \{x_1, x_2, \dots, x_N\} \quad (4.4)$$

$$\Theta = \theta_i = \theta_1, \theta_2, \dots, \theta_N \quad (4.5)$$

本研究に関連して言えば、 $X$  が天体から検出されたカウントの群 (カウントマップ) とすると、 $\Theta$  はエネルギースペクトルの **photon index** や **Prefactor** などといった天体の持つ物理量を表す。ここで、パラメータ  $\Theta$  を定めた時にデータ  $x_i$  が検出される確率を  $P(x_i|\Theta)$  とする。すると、全てのデータ  $x_i$  が得られる確率  $L(\Theta)$  は、以下のとおりになる。

$$L(\Theta) = P(x_1|\Theta)P(x_2|\Theta)\dots P(x_N|\Theta) = \prod_{i=1}^N P(x_i|\Theta) \quad (4.6)$$

このフィッティングについて説明するため、図4.6にその内容を示す。簡単のため、中心付近で帯状の領域(緑線で囲われた領域)を指定しているが、実際のフィッティングは解析する全領域について行う。フィッティングでは、図の中段に示したようなカウントマップおよびモデルのカウント分布が、なるべく小さなズレとなるようにモデルパラメータを調整している。フェルミ衛星LAT検出器の解析では、TestStatistics:  $TS$  という量を用いて、これが最大値を取るようにパラメータを定めている。 $TS$  は以下の式で定義される。

$$TS = -2\ln\left(\frac{L_{max,0}}{L_{max,1}}\right) \quad (4.7)$$

$L_{max,0}$  は一般に null hypothesis と呼ばれる尤度であり、ここでは「観測対象の天体が存在しないと仮定して、最尤法を行ったときに取得される尤度」を表す。一方で  $L_{max,1}$  は「観測天体が存在する場合に最尤法を用いて、取得された尤度」である。すなわち、観測天体の有意な検出を示すためには  $L_{max,1}$  が十分大きく、かつ  $L_{max,0}$  は小さいことを示せば良い。このような場合には、 $TS$  の値は十分に大きな値を示す。近似的には、検出の有意度は  $\sqrt{TS}\sigma$  に対応する。LAT 検出器の解析では、 $TS > 25$  ( $5\sigma$  以上) を有意な検出の基準としている。図4.6の例では、IC310の  $TS = 42.74$  を取得している。なお他の衛星・検出器において、十分数の光子が検出される場合には最小二乗法を用いることが一般的であるが、LAT 検出器の解析ではこの方法を用いることはできない。GeV ガンマ線の検出のようにカウント数が少ないイベントにおいては、各イベントの誤差が正規分布に従わず、最小二乗法を用いることができないためである。

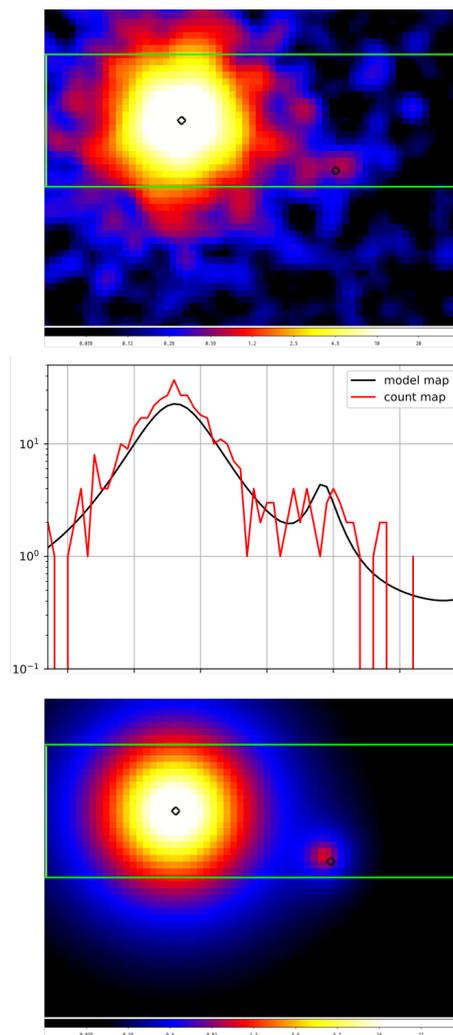


図4.6 フィッティングの説明図。上:カウントマップ。下:フィッティングで取得されたモデルマップ。中:緑線で囲われた領域内で、ピクセルごとに縦一列のカウントを合算し、横軸をピクセルの番号、縦軸を総カウント数とした図。赤線はカウントマップ、黒線はモデルマップの分布を示す。

## 4.2 Swift 衛星

Swift 衛星は、2004 年に NASA により打ち上げられた天文衛星である。Swift 衛星には、可視光から紫外線領域を観測する UV Optical Telescope(UVOT)、X 線を観測する X Ray Telescope(XRT)、およびガンマ線バースト検出用の Burst Alert Telescope(BAT) が搭載されている (図 4.7)。これにより幅広いエネルギー帯の観測が一度に観測可能となっており、UVOT(可視光) で観測した期間の多くが XRT(X 線) でも観測されている。本研究では UVOT と XRT のデータを用いている。使用したデータを表 4.2 にまとめた。

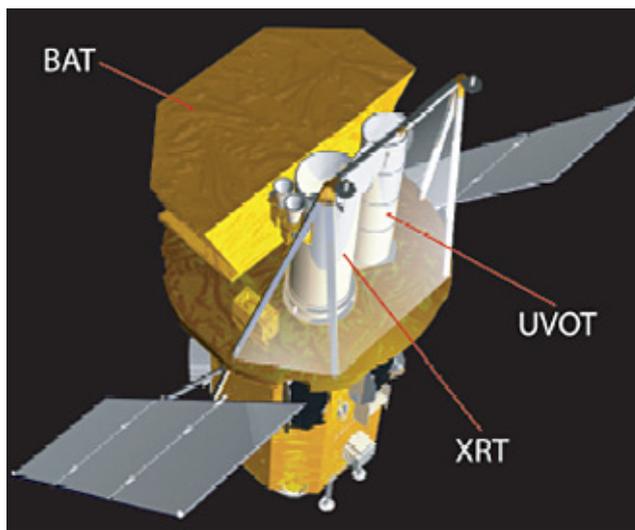


図 4.7 Swift 衛星のイメージ<sup>\*12</sup>

表 4.2 Swift の解析で用いたデータ

天体	解析した期間 (MJD)	observation ID
IC310	55952~56281	00032264001~00032264018
NGC1275	55400~57783	00031770001~00031770039

### 4.2.1 Swift 衛星 UVOT

Swift 衛星 UVOT 検出器は、UV(紫外線) から Optical(可視光) に感度を持つ望遠鏡である。ガンマ線バーストの観測を目的の一つとしており、幅広い観測波長域によりアフターグロウの検出が可能となっている。その性能を表 4.3 にまとめる。

<sup>\*12</sup> [https://www.nasa.gov/mission\\_pages/swift/spacecraft/index.html](https://www.nasa.gov/mission_pages/swift/spacecraft/index.html)

表 4.3 UVOT の性能一覧\*14

波長帯 (nm)	PSF	エネルギー分解能	視野	感度
170 - 650	2.5arcsec @350nm	87.5nm @350nm	17 x 17 arcmin	22.3 等級 (1000 秒露光)

## 解析手法

解析には、NASA より提供されているツール、UVOTSOURCE を用いた。このツールでは、image データから目標天体及びバックグラウンドの領域を指定し、天体の明るさを取得することができる。図 4.9(a) および図 4.9(b) は、それぞれ UVOT の U バンドで検出された IC310 および NGC1275 のイメージである。図中に解析で用いた Source region および Background region を示した。Source region および Background region を表 4.4 にまとめた。

表 4.4 UVOT で指定した領域

天体	RA DEC	半径
IC310(source)	3:16:42.979, +41:19:29.63	20.08"
IC310(background)	3:16:36.904, +41:20:17.23	29.2525"
NGC1275(source)	3:19:48.160, +41:30:42.11	5"
NGC1275(background)	3:19:52.420, +41:29:05.25	60"

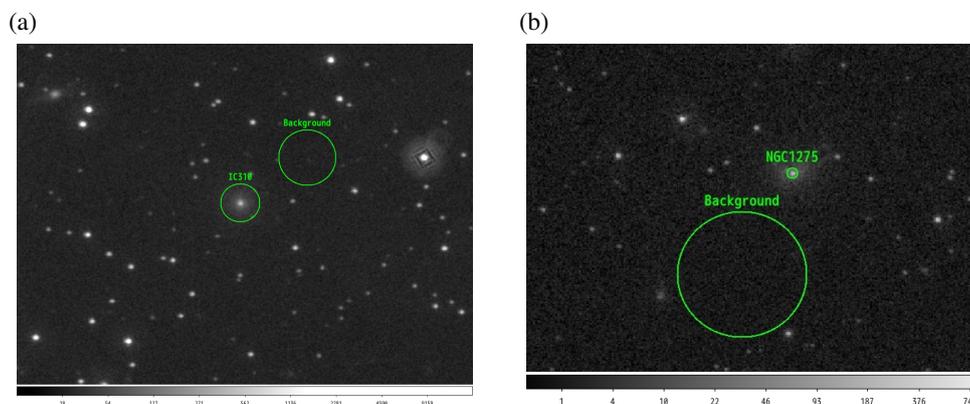


図 4.8 UVOT の U バンドで見た IC310 および NGC1275 のイメージ。それぞれ (a)IC310 (b)NGC1275 のデータ。

UVOT の解析をするにあたり、星間減光を考慮する必要がある。星間減光とは、天体からの放射が宇宙空間のガスに吸収され、実際の明るさよりも暗く観測されてしまう現象で

\*14 [https://swift.gsfc.nasa.gov/about\\_swift/uvot\\_desc.html](https://swift.gsfc.nasa.gov/about_swift/uvot_desc.html)

ある。特に吸収は波長の短い光で強く影響する。そのため、天体は実際よりも暗く、赤く観測されてしまう。(Jason et al. (1989)) では、波長ごとの星間減光による減光度合いの定式化について述べられている。その結果を用いて、各バンドに対して減光補正を行った。

## 4.2.2 Swift 衛星 XRT

Swift 衛星 XRT 検出器は、X 線に感度を持つ望遠鏡である。検出器には CCD を用いており、反射鏡で反射された光を検出している。この装置の性能を表 4.5 にまとめる。

表 4.5 XRT の性能一覧\*16

エネルギー帯 (keV)	PSF	エネルギー分解能	視野	感度
0.2 - 10	18arcsec @1.5keV	0.135keV @5.9keV	23.6 arcmin	$4 \times 10^{-14}$ erg/cm/s

### 解析手法

XRT のイベントデータには 2 種類存在し、それぞれ Windowed Timing: WT データ、Photon Counting: PC データと呼ばれるものである。比較のため、それぞれのイメージを図 4.9 に示す。

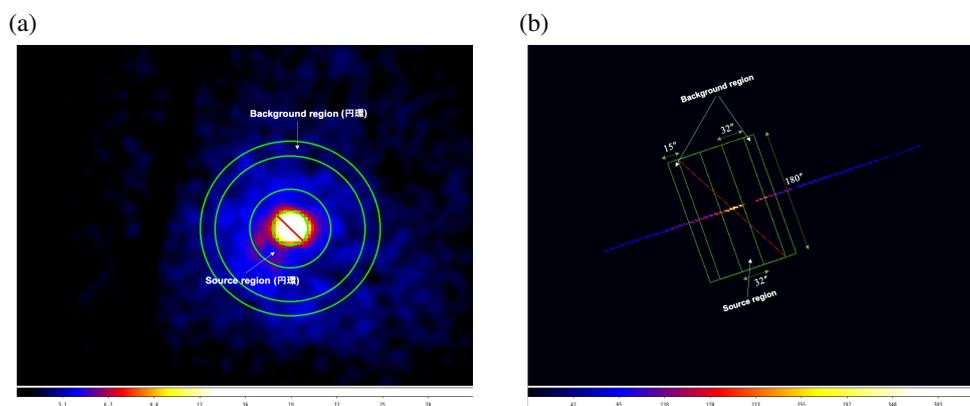


図 4.9 XRT で見た NGC1275 のイメージ。それぞれ (a)PC データ (b)WT データで、イメージ中には本解析で用いた Source region および Background region を表示してある。)

図からもわかるとおり、PC データでは二次元のカウントマップが見られるのに対して、WT データは一次元の像として確認される。これは PC データが視野  $23.6 \times 23.6$  arcmin のカウントを保存しているのに対して、WT データは中央のおよそ  $8 \times 8$  arcmin の領域のみで、かつ CCD の読み出しは並行方向にのみ行われるからである。つまり WT データ

\*16 [https://swift.gsfc.nasa.gov/about\\_swift/xrt\\_desc.html](https://swift.gsfc.nasa.gov/about_swift/xrt_desc.html)

は視野中心付近を一次元に圧縮したようなデータとなっている。WT データでは二次元マップが作成できないが、時間分解能は PC モードより優れている (PC モード:2.5s, WT モード:1.8s)。本研究においては目的の期間を踏まえ、両データを解析した。解析に用いた source region、background region を表 4.6 に示す。NGC1275 の解析で source region を円環状に取っているのは、pile-up の影響を排除するためである。pile-up とは次のような現象を言う。XRT に搭載されている CCD チップに荷電粒子が入射した際、光子が検出された場合よりも広がったピクセルで検出される。このようなイベントはバックグラウンドとして除去されるのだが、一度に多数の光子が CCD の一部に集中した場合にも同様に、バックグラウンドとして処理されてしまう。この場合は本来の明るさをはかることができない。このような現象を pile-up とよぶ。pile-up は極端に明るい領域を解析する際に生じてしまうため、本解析では NGC1275 の明るい中心付近を排除している。図 4.9 に示したとおり、WT データは一次元データに平行な短冊形領域で解析している。WT データは衛星の軌道により、一観測ごとにイメージの角度が変化する。それぞれの角度は wt データファイル中に 'PA\_PNT' という名で示されている。各観測データについてこの角度に対応した領域を作成し、解析を行った。

表 4.6 XRT で指定した領域。PC データは円もしくは円環状で解析している。半径 (短辺 × 長辺) 列で差を取っている箇所は、中抜き領域を示している。WT データは一次元データに平行な短冊形領域で解析している。各値との対応は 4.9(b) を参照。

天体	PC or WT	RA, DEC	半径 (短辺 × 長辺)
IC310 (source)	PC	49.179083, 41.324894	10"
IC310 (background)	PC	49.179083, 41.324894	180" - 80"
IC310 (source)	WT	49.179083, 41.324894	32"×180"
IC310 (background)	WT	49.179083, 41.324894	15"×180"×2 箇所
NGC1275 (source)	PC	49.9507, 41.5117	27" - 12"
NGC1275 (background)	PC	49.9507, 41.5117	60" - 50"
NGC1275 (source)	WT	49.9507, 41.5117	32"×180"
NGC1275 (background)	WT	49.9507, 41.5117	15"×180"×2 箇所

## 第 5 章

# 解析結果

### 5.1 TeV フレアの時期

IC310 について、ATel #4583<sup>\*1</sup> では 2012 年の 11 月 12 日から 13 日にかけて MAGIC による観測が行われ、11 月 12 日 (MJD 56243.9 - 56244.1) に TeV ガンマ線フレアが検出されたと報告されている。この期間において、Fermi-LAT の視野の中に IC310 が入っていたかを調べた。それを調べるためには、解析期間に対応する Space Craft ファイルに記録されている GTI を見れば良い。これを抽出し、プロットしたものが以下の図 5.1 である。図 5.1 からわかるとおり、TeV フレア期間中、IC310 が Fermi-LAT の視野に入っていたのは一部の時間のみである。激しい TeV フレアが生じた MJD56244.07 付近は LAT の視野に入っておらず、このフレア期間全てを使用しても有意な検出には短すぎるということがわかった。そのため、本研究においては解析をフレアの期間に限らず、長い時間ビンで解析を行うことにした。さらに今回の解析では、2009 年 10 月から 2011 年 2 月の期間に MAGIC で取得された観測データも用いた。こちらの観測では数カ月単位での TeV ガンマ線で明るい期間が見られたため、これを後の解析で TeV フレア期間として扱うこととした。一方で NGC1275 の TeV フレアは ATel#9929<sup>\*2</sup> で一晩以上の増光が報告されている。実際のライトカーブ (図 5.10) から数日間の増光が確認でき、TeV フレア期間のみでも Fermi-LAT で解析に十分な時間が取れると判断した。そのため、NGC1275 については TeV フレア期とそれ以外を比較し、考察を行うことにした。なお本解析で用いた TeV ガンマ線データは、MAGIC-Collaboration の公開済みデータ<sup>\*3</sup> から引用している。

---

<sup>\*1</sup> <http://www.astronomerstelegam.org/?read=4583>

<sup>\*2</sup> <http://www.astronomerstelegam.org/?read=9929>

<sup>\*3</sup> <http://vobs.magic.pic.es/fits/#documentation>

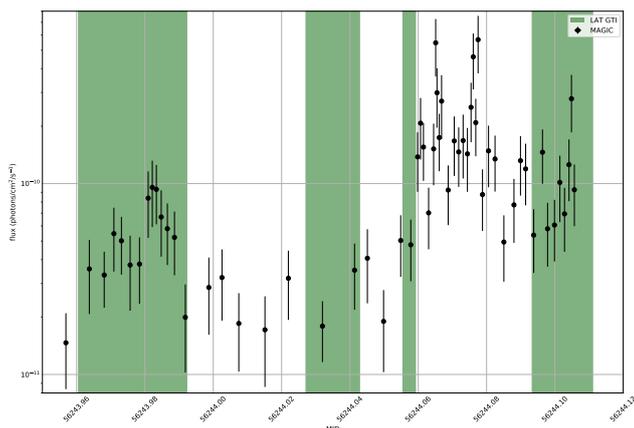


図 5.1 Fermi-LAT の GTI と IC310 の TeV フレア期間。図の左端から右端までが 2012 年 11 月 12 日 22:48 から 2012 年 11 月 13 日 02:52(UTC) までに対応する。黒色のプロットは MAGIC による TeV ガンマ線データである。図中の緑色領域が IC310 の周辺 0.5degree が Fermi-LAT の視野角内に入っていた期間を示す。

## 5.2 IC310

### 5.2.1 検出光子のエネルギー

イベントファイルより、IC310 まわりの 0.2degree 以内から検出された光子について、その時間とエネルギーを調べた。本解析における"天体から<0.2degree"および"Background"とは、図 5.2 のマップに示されたような領域を指している。Background は座標 (46.0, 40.0) を中心とした半径 0.2degree の領域に設定した。これらの領域から 10 年間に検出された光子について調べたところ、図 5.3 のような結果となった。図 5.3 中の + 点がバックグラウンド光子を表している。図より、特に 3GeV 以下のエネルギーでバックグラウンド光子が支配的であることがわかる。(b) は 3GeV 以上を切り抜いた図である。ここでも 10GeV 以下では黒点で示した天体周囲からのガンマ線光子の他に + で示したバックグラウンド光子が散見され、単純に領域を指定するだけでは信頼性に劣ることがわかった。そこで、**Science Tools** 内のコマンド、**gtsrcprob**(4.1.2 節) により光子の検出イベント一つ一つについて IC310 由来である確率 (以下、**probability** と呼ぶ) を計算した。その結果取得された、確率 68% 以上および 95% 以上のイベントについても図 5.3 にプロットした。図からは MJD55000 付近に **probability** の高い光子が多く検出されており、95% を超える光子も 2 度検出されていることがわかる。一方で MJD56500~57700 の約 700 日間については、IC310 周辺 (<0.5degree) から確率 68% を超える GeV ガンマ線光子が一切検出されていないことが示された。また IC310 が数分スケールの TeV ガンマ線フレアを起こした MJD56244 付近について、特に GeV ガンマ線光子の集中は見られなかった。

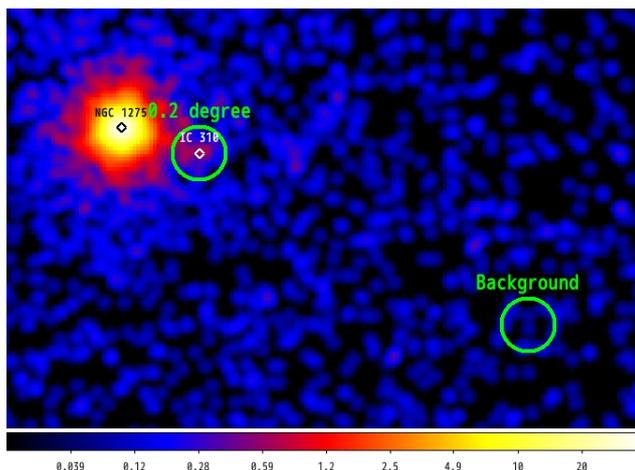


図 5.2 時間 vs エネルギーの解析 (図 5.3) に用いた領域

## 5.2.2 Source model の設定

今回の解析で用いた Source model は make4FGLxml.py を用いて出力された結果に、ROI(今回は 5degree) 以内の天体の Prefactor および NGC1275 の index 以外の値を fix して用いた。また、出力された Source model をそのまま用いるとフィットがうまく行われなかったため、Source model 中の IC310 および NGC1275 の Integral および Index に修正を加えた。これは解析手法 (第 4 章 4.1.2 節) で示したように、帯状領域の簡易なフィッティングを目視で行った後に、十分フィットしていると思われる値を Source model に適用した。その結果取得した Source model の IC310 および NGC1275 に関するパラメータを以下に示す。実際に物理量を算出するためのフィッティングでは、この Source model を用いて最尤法による厳密なフィッティングを行った。

```
<source ROI_Center_Distance="0.034" name="4FGL J0316.8+4120" type="PointSource">
  <spectrum type="PowerLaw2">
    <!-- Source is 0.0343009887708 degrees away from ROI center -->
    <parameter free="1" max="1e4" min="1e-4" name="Integral" scale="1e-10" value="10"/>
    <parameter free="0" max="10.0" min="0.0" name="Index" scale="-1.0" value="1.58374"/>
    <parameter free="0" max="2000" min="20" name="LowerLimit" scale="1" value="100" />
    <parameter free="0" max="3000000" min="20" name="UpperLimit" scale="1" value="3000000" />
  </spectrum>
  <spatialModel type="SkyDirFunction">
    <parameter free="0" max="360.0" min="-360.0" name="RA" scale="1.0" value="49.1791"/>
    <parameter free="0" max="90" min="-90" name="DEC" scale="1.0" value="41.3249"/>
  </spatialModel>
</source>

<source ROI_Center_Distance="0.613" name="4FGL J0319.8+4130" type="PointSource">
  <spectrum type="PowerLaw2">
    <parameter free="1" max="1000000" min="1e-05" name="Integral" scale="1e-6" value="0.25456284" />
    <parameter free="0" max="0" min="-5" name="Index" scale="1" value="-2" />
    <parameter free="0" max="2000" min="20" name="LowerLimit" scale="1" value="100" />
    <parameter free="0" max="3000000" min="20" name="UpperLimit" scale="1" value="3000000" />
  </spectrum>
  <spatialModel type="SkyDirFunction">
    <parameter free="0" max="360" min="-360" name="RA" scale="1" value="49.9507" />
    <parameter free="0" max="90" min="-90" name="DEC" scale="1" value="41.5117" />
  </spatialModel>
</source>
```

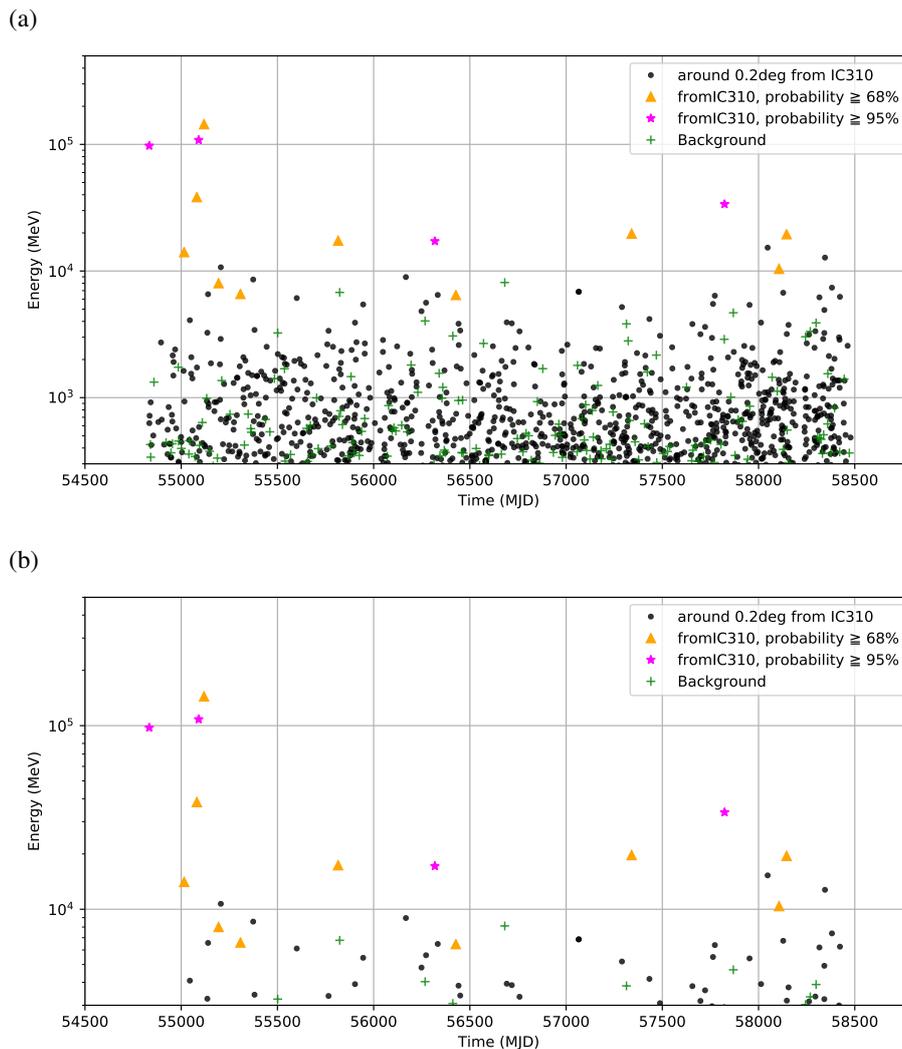


図 5.3 IC310 周辺の検出光子と到来時間 vs エネルギー。(a)300MeV 以上のプロット (b)3GeV 以上のプロット。緑色の + 印がバックグラウンド領域から検出された光子で、他はそれぞれ probability ごとに取得されたデータ。

### 5.2.3 作成したマップ

Fermi-LAT の解析では、フィッティング結果が天体の物理量の推定に直接影響する。そのため、精度の良いフィットを行うことは重要であり、以下にそのフィッティング精度について評価した結果を記す。まず図 5.4 は、Fermi-LAT の 10 年間データ (2009 年 01 月 01 日 ~2019 年 01 月 01 日) の解析の結果得られた各種マップである。それぞれのマップについて説明をする。まず (a) カウントマップは解析期間・領域及びそれに対応した GeV ガンマ線光子のカウント数を示した図である。(b) モデルマップは (a) に対するフィッティング (4.6 節参照) により作成されたもので、(c) 残差マップはそれらの差を取った図である。す

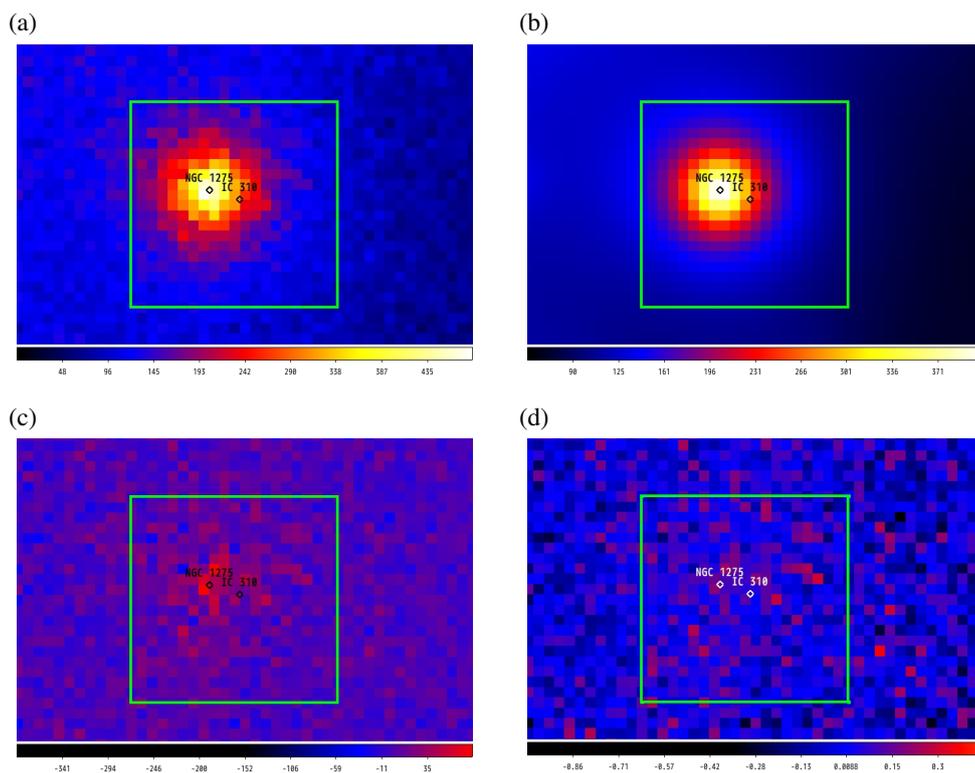


図 5.4 Fermi-LAT で得た 10 年間データ (100MeV~500MeV) の各種マップ。(a) カウントマップ (b) モデルマップ (c) 残差マップ (カウントマップ-モデルマップ) (d) 相対残差マップ。各図中の緑色の枠線は、ヒストグラム (図 5.5) の作成に用いた領域である。

なわち残差マップにおいて各ピクセルの値が 0 に近ければ、精度の良いフィッティングが行われたということになる。しかしながら検出数が多い場合、残差は統計誤差の影響を受けて大きな値を取ってしまう\*4。そこで、(d) 相対残差マップのように、単純なカウントマップ-モデルマップの残差をモデルマップのカウント数で割ったものを作成した。図 5.4 に掲載したものは 100MeV から 500MeV の低エネルギーバンドで作成したものであるが、他のエネルギーバンドについても同様のマップを作成した。ここで行った fits ファイル同士の四則演算は **farith** コマンドで実行することができる。出力されたファイルより、中心付近の一辺 4degree の正方形領域から取得された相対残差を横軸、その値を持つピクセルの数を縦軸としたヒストグラムを作成した。ここでは半径 10degree の領域から縦横 100×100 ピクセルのマップを作成しているため、0.2×0.2degree が 1 ピクセルに対応している。すなわち一辺 4degree の正方形領域からは、400 ピクセルが取得される。図 5.5 は、エネルギーバンドごとに作成した相対残差マップのヒストグラムである。高エネルギーバンドでは低

\*4 カウント数  $N$  のポアソン分布に従うイベントにおいて、統計誤差は近似的に  $\pm\sqrt{N}$  で与えられ、そのカウントに対する割合は  $1/\sqrt{N}$  となる。

エネルギーバンドと比較してヒストグラムの広がり、すなわち分散が大きいことがわかる。それぞれの分散および統計誤差について具体的な値を示したものが表 5.1 である。表から、分散及び統計誤差の値と検出される GeV ガンマ線エネルギーとの間には比例関係が見て取れる。これらの関係は、光子の検出数の違いから生じるものと推測される。5.2.1 節の議論より、低エネルギーバンドではバックグラウンドを含めて多数の光子が検出される。一方で高エネルギーガンマ線は宇宙においても生成される環境が限られており、検出される数は少ない。そのためピクセル一つ一つにカウント数のばらつきが生まれ、ヒストグラムの分散および統計誤差が比較的大きなものとなったと推測する。また 10GeV~500GeV においては相対残差が-1 に集中しているが、これはカウントマップにカウント 0 のピクセルが多く含まれていたためである。すなわち、(カウント-モデル)/モデル = -1 となるからであって、残差の大きさを直に表す結果ではない。一方で低エネルギーバンドのヒストグラムの広がり、すなわちフィッティングのずれについては、系統誤差によるものと推測される。系統誤差は検出器の性能により定められるもので、いかなる測定においても系統誤差=0 となることはない。そのため低エネルギーバンドでも、若干のずれが生じることは系統誤差から説明が可能である。このことから作成されたモデルマップは妥当なものであり、フィッティングは正しく行われていることが確認された。

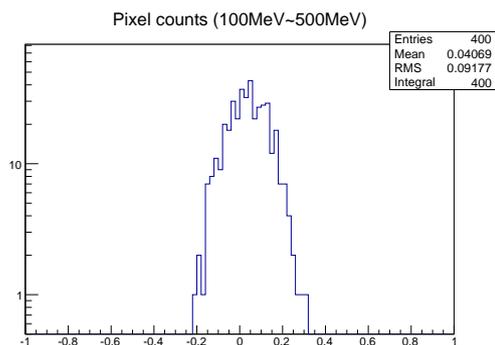
表 5.1 エネルギーバンドごとの相対残差との関係。

エネルギーバンド (MeV)	相対残差の平均	分散	元のカウントマップの統計誤差
100 - 500	0.04069	0.09177	0.09245
500 - 1000	0.008133	0.1919	0.1867
1000 - 10000	-0.04049	0.2331	0.2097
10000 - 500000	-0.1066	1.365	0.7398

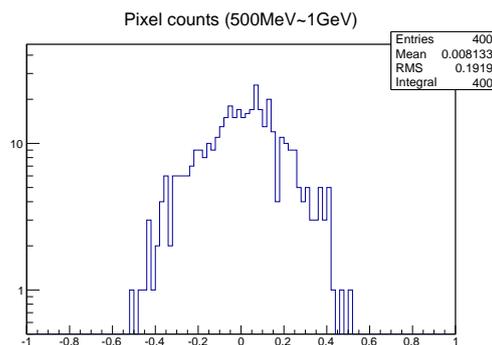
#### 5.2.4 ライトカーブ

IC310 の各波長帯でのフラックスを取得し、ライトカーブを作成した。時間ビンは 3.7 日、GeV ガンマ線のエネルギーバンドは 3GeV~500GeV で解析している。LAT の ROI は IC310 の周囲 5degree で、Source Region は 15degree に設定している。さらに Fermi-LAT の他、Swift-XRT および UVOT からフラックスを取得し、その結果を図 5.6 および図 5.7 にプロットした。図には GeV ガンマ線のフラックスとともに、 $TS$  の情報も記載した。図 5.6 および図 5.7 はそれぞれ 2009 年 8 月 7 日から 2010 年 10 月 31 日および 2012 年 9 月 30 日から 2013 年 1 月 8 日のライトカーブである。図 5.6 は数時間 ~ 数日スケールでのフレアが繰り返し生じた期間、図 5.7 は数分スケールのフレアが検出された期間を含んでいる。それぞれの違いとして、図 5.6 では TeV フレアの前後数日間の間に  $TS$  が 9 以上の

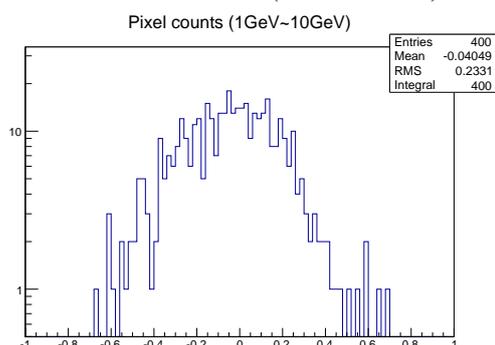
(a) 相対残差のヒストグラム (100MeV~500MeV)



(b) 相対残差のヒストグラム (500MeV~1GeV)



(c) 相対残差のヒストグラム (1GeV~10GeV)



(d) 相対残差のヒストグラム (10GeV~500GeV)

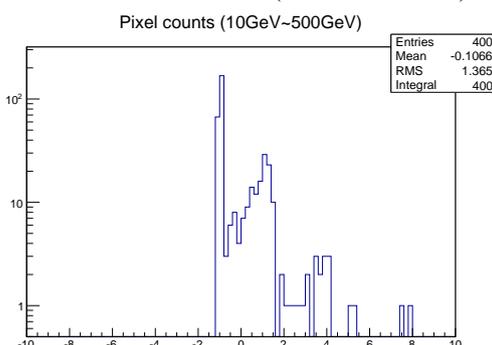


図 5.5 各エネルギーバンドの相対残差マップのヒストグラム。横軸は相対残差、縦軸は該当するピクセル数である。すなわち、横軸 0 に鋭いピークをもつヒストグラムであれば、精度の良いフィッティングであると言える。

GeV ガンマ線データが複数回取得されているのに対し、図 5.7 では  $TS \simeq 8$ 、かつ他のビンと比較して明るい GeV ガンマ線が短時間の TeV フレア (MJD=56244) の後に 1 ビン取得されている。フラックスに着目すると、図 5.6 の MJD=55120 付近にある  $TS \simeq 16$  の GeV ガンマ線は他のビンと比較して明らかに明るく、これは TeV ガンマ線で増光を示した直後である。また図 5.6 の期間では Swift のデータが存在しなかったため示していないが、図 5.7 の第 4 段目 (X 線) の結果から、TeV フレアの後で X 線はわずかな増光を示していることがわかる。一方で第 5 段 (可視光・紫外線) は他の波長帯と比較して変動は小さい。さらにそれぞれの図の最下段には、5.2.1 節で説明をした検出光子の時間 vs エネルギーの図を載せた。図 5.6 の期間の結果から、GeV ガンマ線の  $TS$  が高い時期には probability が高く、かつエネルギーが 100GeV を超える光子が検出されていることがわかる。一方で図 5.7 の短い TeV フレアの期間では、フレアの前後数十日の期間で probability 65% 以上の光子は検出されていない。

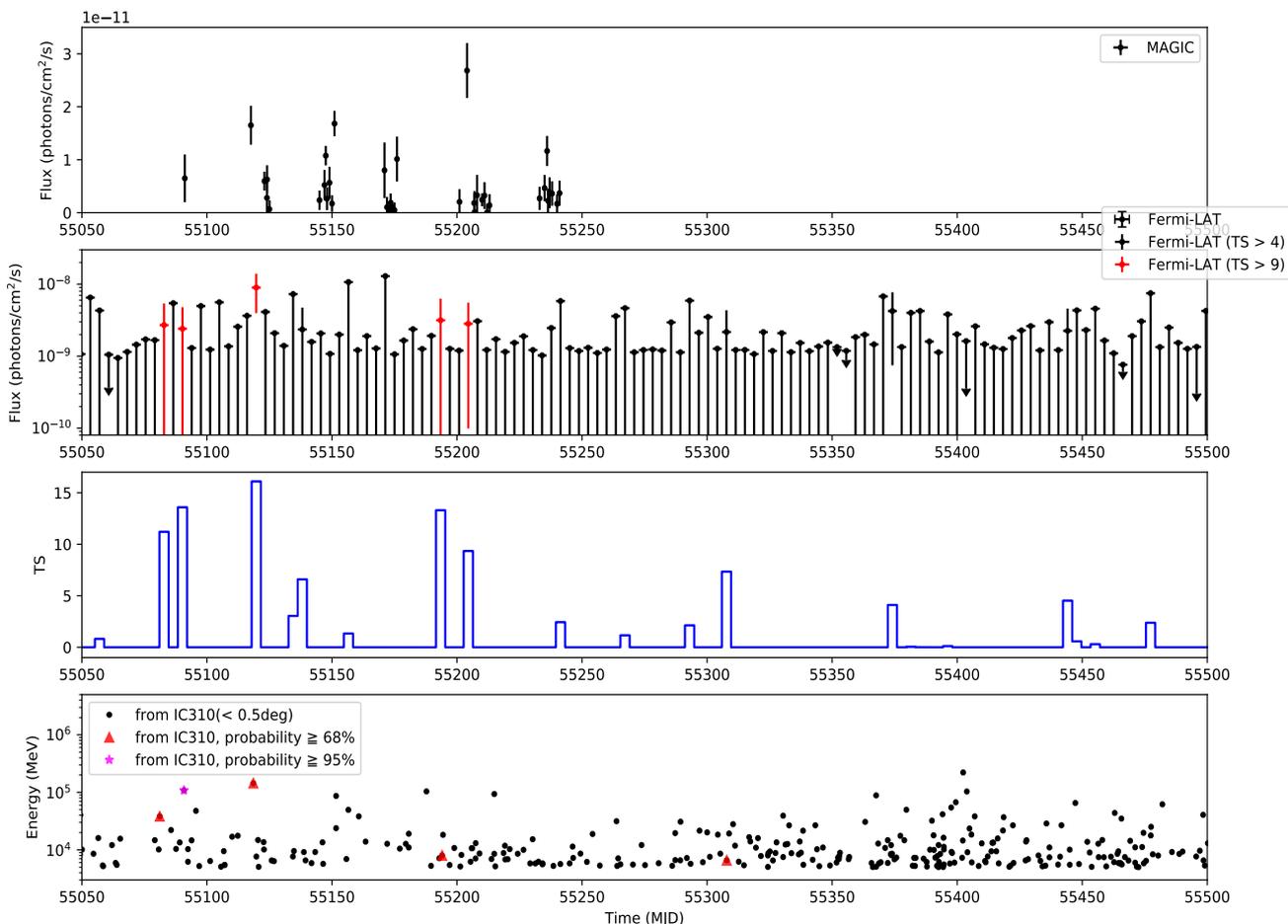


図 5.6 MAGIC による一度目の観測期間を含むライトカーブ (MJD=55050~55500, 2009 年 8 月 7 日から 2010 年 10 月 31 日)。上段から MAGIC、Fermi-LAT のライトカーブ、LAT の TS の時間変動および光子の検出時間 vs エネルギーの図。Fermi-LAT のライトカーブでは、upper limit とする有意度の閾値を  $2\sigma(TS = 4)$  に設定している。その中でも有意度が  $3\sigma(TS = 9)$  を超えている検出点については、赤色でプロットしている。また、upper limit には  $1\sigma$  の上限値を示している。

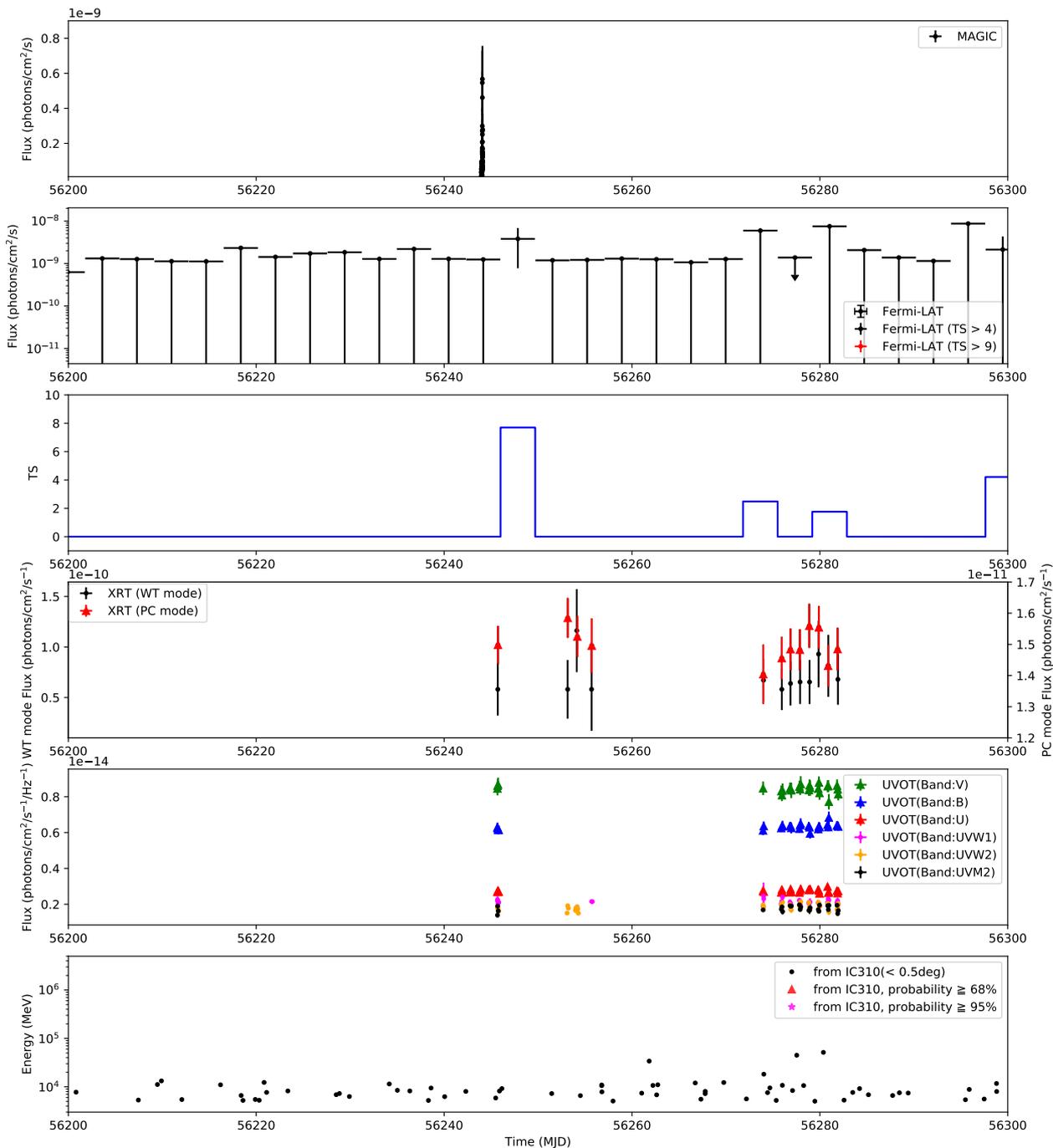


図 5.7 MAGIC による二度目の観測期間を含むライトカーブ (MJD=56200~56300, 2012 年 9 月 30 日から 2013 年 1 月 8 日)。上段から MAGIC・Fermi-LAT( $TS$  の時間変動)・Swift-XRT・UVOT による観測結果と光子の検出時間 vs エネルギーの図。MAGIC については、公開されている解析済みデータ、Fermi-LAT・Swift-XRT/UVOT については自身で解析した結果をプロットした。

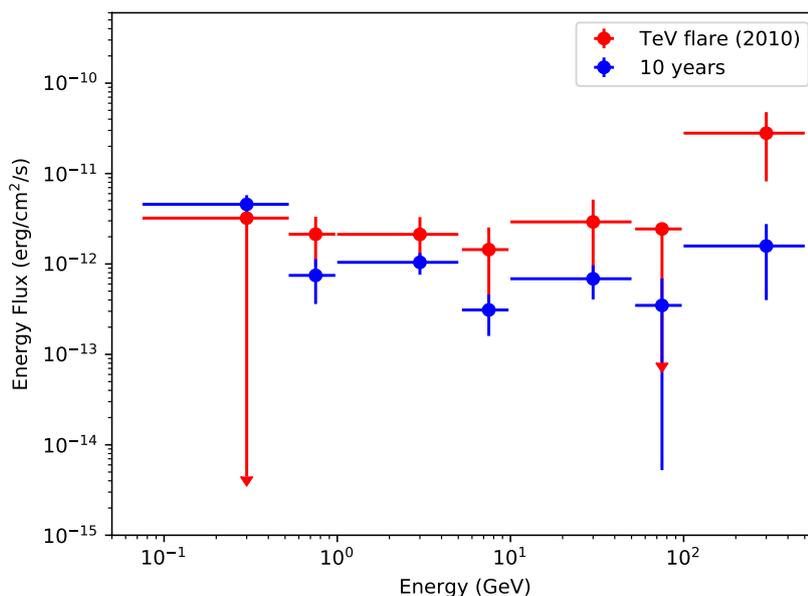


図 5.8 IC310 の Spectral Energy Distribution (SED)。TeV flare 期間として、MJD 55019~55250 (2009 年 8 月 7 日から 2010 年 2 月 23 日) のデータを使用した。青いプロット点は 10 年間の平均データである。upper limit は  $2\sigma$  ( $TS = 4$ ) に設定している。

### 5.2.5 スペクトルの変化

ライトカーブより MJD55050 から MJD55250 (2009 年 8 月 7 日から 2010 年 2 月 23 日) を TeV ガンマ線フレア期として、スペクトルを作成した (図 5.8)。比較のため、10 年間のデータからも同様の領域とビン数でスペクトルを作成し、同グラフ上にプロットした。upper limit は  $TS < 4$  ( $2\sigma$ ) 以下のデータについて示している。このスペクトルから、TeV ガンマ線フレア期 (赤色) は 10 年間の平均データ (青色) と比較して、GeV ガンマ線で高エネルギー側が卓越したスペクトル (このような状態を "スペクトルが Hard である" という。逆に低エネルギー側のエネルギーフラックスの値が大きい場合には、"スペクトルが Soft" であるという。) となることがわかる。この変動についての議論は、後の考察において行う。

### 5.2.6 考察

IC310 は GeV ガンマ線で暗く、有意なデータを全期間で取得することはできなかった。しかしながら一部期間において有意度が  $3\sigma$  を超え、それは TeV ガンマ線のフレア期間に集中していることが確認された (図 5.6)。このことから、TeV ガンマ線フレア期間中に GeV ガンマ線でも増光を示していることが示唆されている。この期間において高エネルギー光子の検出数も増大しており、TeV ガンマ線との相関が示唆される結果となった。一方で数

分スケールの TeV フレア (図 5.7) の場合には検出光子数に変化は見られなかった。これは Fermi 衛星が地球上を周回軌道していることにより、数分間の TeV フレア中に天体が視野に入っていなかったためと推測する。なお、TeV ガンマ線データは公開されているデータのみプロットしている。これらは望遠鏡 (MAGIC) が天体に向けられており、なおかつシーイング条件が良い期間のデータである。そのために、データの中で TeV ガンマ線の静穏期 (暗い期間) とフレア期を明確に分け、他の波長帯で比較および議論を行うことは困難である。すなわち本解析結果から言える結果としては、TeV ガンマ線の静穏期については不明であるが、TeV ガンマ線の増光が確認された期間においては GeV ガンマ線でも尤度の高いデータが取得されたということである。このような解析から TeV ガンマ線の静穏期およびフレア期の比較を行うためには、静穏期の TeV ガンマ線検出が必要であり、このためには第 2 章で紹介した CTA 計画のような、高感度・高時間分解能な TeV ガンマ線観測装置の開発が期待される。スペクトルの変動については、TeV フレア期における GeV ガンマ線スペクトルは 10 年間の平均データと比較して増光を示すとともに Hard となることがわかった。100MeV~500MeV のバンドで減光を示すような結果となったのは、10 年間データと比較した際の観測時間の短さとバックグラウンド (NGC1275 の放射を含む) の影響によるものと推測される。この結果と、現在提唱されている AGN ジェット放射の理論 (3.2 節) から、この変動はジェット中の粒子加速で説明されるものと推測する。詳細な議論については、NGC1275 の結果と合わせて 5.3.4 節で行っている。

## 5.3 NGC1275

### 5.3.1 検出光子のエネルギー

NGC1275 について、天体中心から周囲 0.2degree 以内から検出された光子について、その時間とエネルギーを調べた。その結果を図 5.9 に示す。Background については IC310 の場合と同様の領域で Background を取得し、プロットしている。ここでも IC310 の解析 (5.2.1 節) と同様に検出された各光子に対して NGC1275 由来である確率を算出し、それぞれの図にプロットしている。各図を見比べてみると、3000MeV=3GeV のあたりを境として probability の高いデータと probability の低いデータおよびバックグラウンドが分けられることがわかる。この結果から 3GeV 以上の解析で有意な議論が可能となることが推測される。全期間を通してみると、TeV ガンマ線フレアが検出されている MJD57650 から MJD57830 にかけて、probability の高い GeV ガンマ線光子が多数集中していることがわかる。また図 5.9(b) から、MJD=57337 と MJD=57779 でそれぞれで 100GeV を超えており、かつ probability の高い光子が検出されていることがわかった。

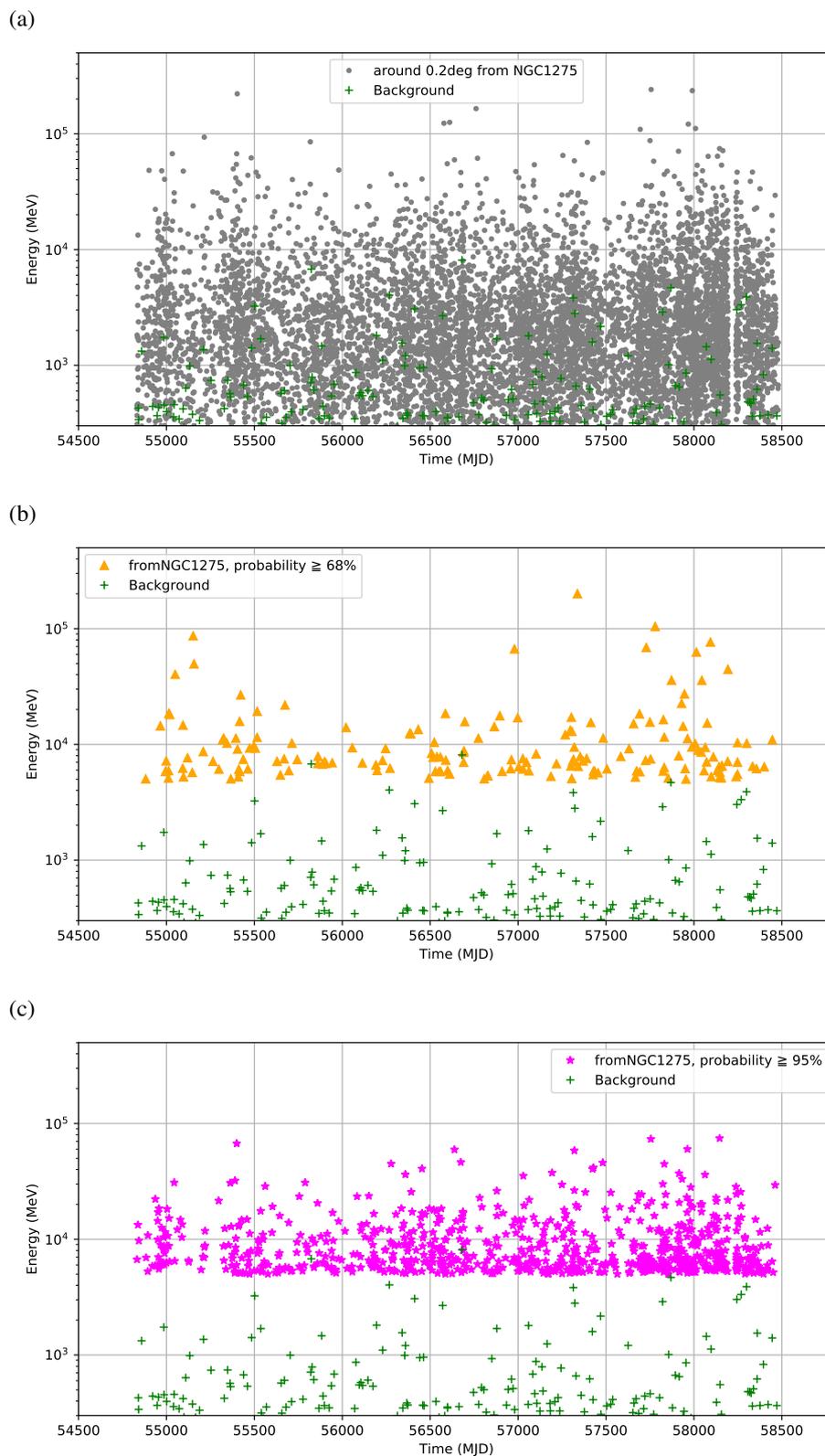


図 5.9 NGC1275 周辺の検出光子と到来時間 vs エネルギー。(a)NGC1275 の周囲 0.2degree から取得されたイベントで、かつ probability が 68% 未満のもの。(b)probability 68% ~95% のもの。(c)95% 以上のもの。

### 5.3.2 ライトカーブ

NGC1275 について、アーカイブデータと自身で解析して取得したデータからライトカーブを作成した (図 5.10)。期間は MAGIC のデータが公開されていた 2016 年 9 月 19 日～2017 年 03 月 18 日で作成している。図の第 1 段 (TeV) と第 3 段 (GeV-1 週間) より、TeV ガンマ線でフレアを起こしている期間中、GeV ガンマ線でも増光が確認される (MJD~57700, 57753)。また図から、MJD~57753 において高いエネルギーの光子 (~70GeV) が検出されていることがわかる。X 線および可視光 (紫外線) については自身で解析を行い、取得したものをプロットした。ライトカーブで MJD~57750 の TeV フレア期間と MJD~57770 以降の静穏期に着目すると、X 線は TeV フレア期間に静穏期と比較して明るいことがわかる。ただし、データは X 線ピークからの減光期間のみ存在しており、増光途中の変動については取得することができなかった。一方で可視光 (紫外線) については、TeV フレア期間中の際立った変動は見られなかった。また NGC1275 においても光子の検出時間 vs エネルギーを図の最下段に記載した。NGC1275 からは probability 95% 以上の光子が十分な数検出されていたため、このデータのみをプロットしている。結果から、最も大きな TeV ガンマ線フレアを起こした期間 (MJD~57755) に GeV ガンマ線が集中しており、中には数百 GeV の高エネルギーガンマ線も検出されていることがわかる。それ以前の小さな TeV フレアの期間 (MJD~57690) においても、数百 GeV のガンマ線が検出されており、静穏期 (青い帯で示した期間) とは明らかに異なる様子が見て取れる。TeV/GeV ガンマ線のライトカーブ及び検出光子のエネルギーから、TeV ガンマ線と GeV ガンマ線の間に関連が示唆される結果となった。図 5.11 は、TeV ガンマ線と GeV ガンマ線の変動の相関を調べた結果である。ここでは相互相関関数 (Discrete Correlation Function: DCF) を用いている。DCF は値  $x$ ・値  $y$  及びそのエラーからなるデータ 2 種類に対してタイムラグを仮定し、それぞれに対応した相関係数を算出する関数である。ここでは Damien Robertson 氏により作成されたスクリプトを用いている\*5。図を見ると、DCF の値は Lag=0 の近辺で 0.3~1.0 となっている。すなわち、TeV ガンマ線が数日のタイムラグを持って GeV ガンマ線と相関を示していることが示唆される結果となった。しかしながらタイムラグの正負については明確に読み取ることはできない。これは DCF でタイムラグを推定する際に、データ点が少ないことで不定性が大きくなるためである。実際のライトカーブからも、1 日ビンの GeV ガンマ線で MJD=57688、MJD=57753 の鋭いピークは TeV ガンマ線のピークの前に来ていることが確認される一方で、1 週間の長いビンで GeV ガンマ線を見ると、ピークが TeV ガンマ線の後に来ていることがわかる。

\*5 <https://github.com/astromerdamo/pydcf/blob/master/dcf.py>

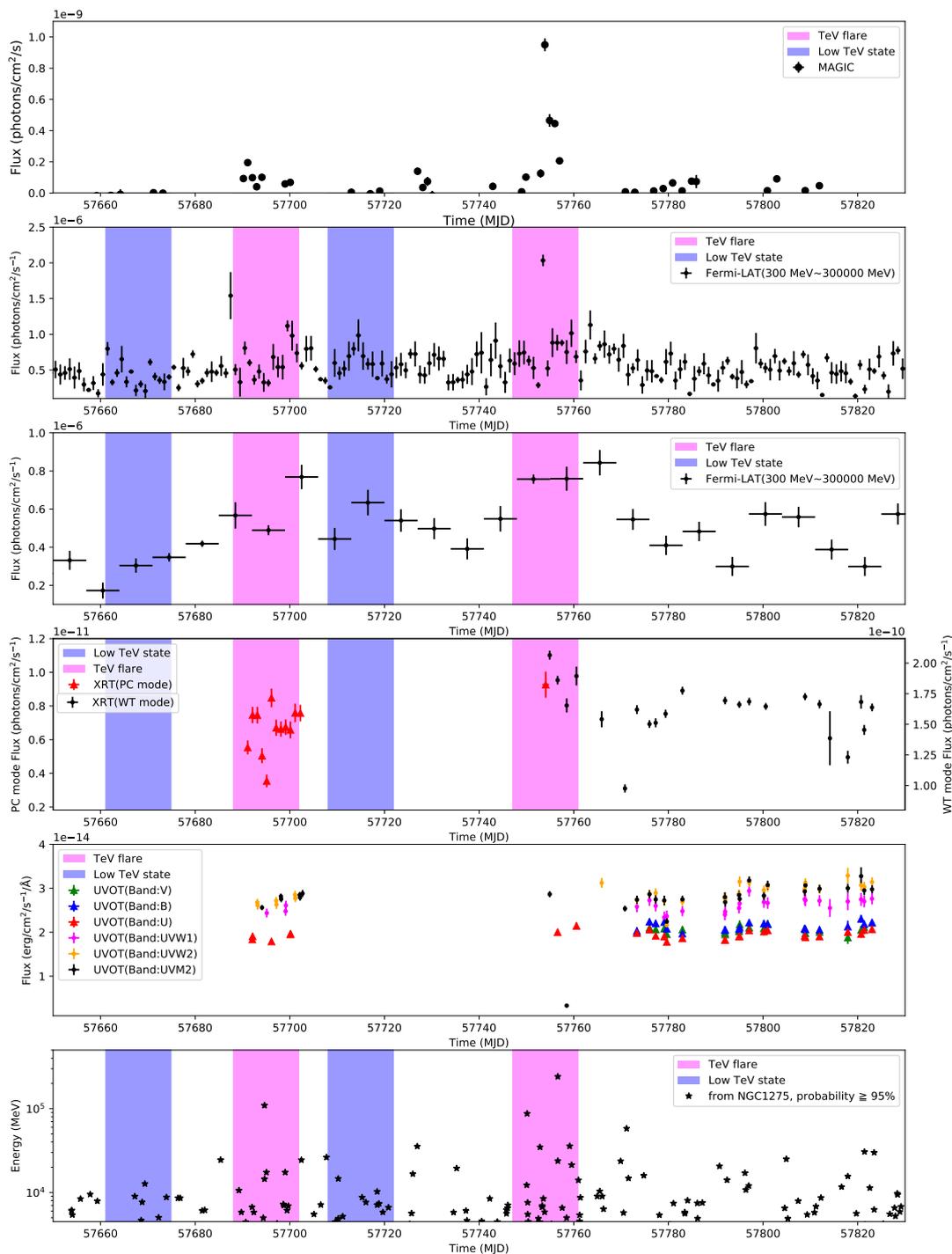


図 5.10 NGC1275 の MJD57650(2016 年 9 月 19 日) から MJD57830(2017 年 3 月 18 日) までの多波長ライトカーブ。上段から MAGIC・Fermi-LAT(一日ビン・一週間ビン)・Swift-XRT・UVOT による観測結果および GeV ガンマ線の時間 vs エネルギーのグラフである。MAGIC・Fermi-LAT については、公開されている解析済みデータをもとにプロットした。Swift-XRT/UVOT については自身で解析し、プロットした。赤い帯と青い帯はそれぞれ MAGIC で観測された期間中、TeV フレアが検出された期間と暗い TeV ガンマ線が観測された期間を示す。(表 5.2 参照。)

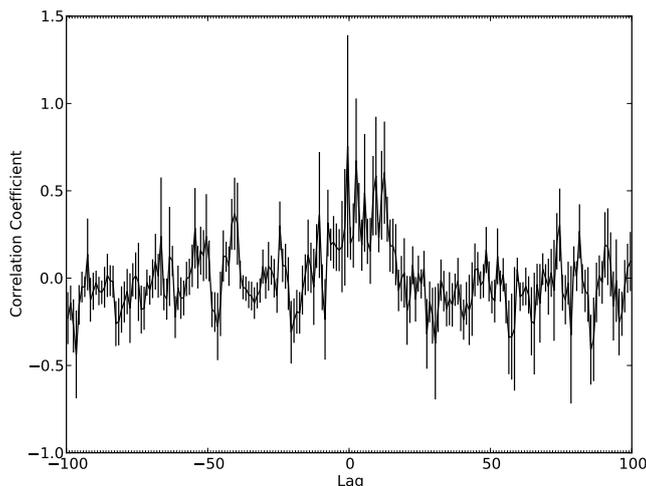


図 5.11 DCF による NGC1275 の TeV/GeV ガンマ線 (day スケール) の相関図。横軸はタイムラグ (日) で、縦軸は相関係数。縦軸の値が 1 に近いほど、相関が強いことを示す。相関係数の符号は、相関・反相関を表している。また正方向の Lag は、TeV ガンマ線の遅れを表している。

表 5.2 ライトカーブより定めた NGC1275 の Flare, Low 期間。それぞれ MJD 表記である。

期間の名称	START	STOP
Low1	57661	57675
Flare1	57688	57702
Low2	57708	57722
Flare2	57761	57747

### 5.3.3 期間ごとのスペクトル

NGC1275 のライトカーブから、TeV フレア期と非フレア期を選出し、それぞれ Flare1,2 及び Low1,2 とした (表 5.2)。これらの期間について SED を作成した結果について、以下の図 5.12 にまとめた。TeV フレア期のデータを見ると、(a) では静穏機と比較して、高エネルギー側で増光を示している。ただし、upper limit であるために、Hard 状態への遷移を断言はできない。(b) では高エネルギーバンドの TS が向上し、全 GeV スペクトルで有意なデータとなっている。upper limit による不確かさはあるものの、TeV フレア期間中において GeV ガンマ線は Hard 状態への遷移が示唆される結果となった。

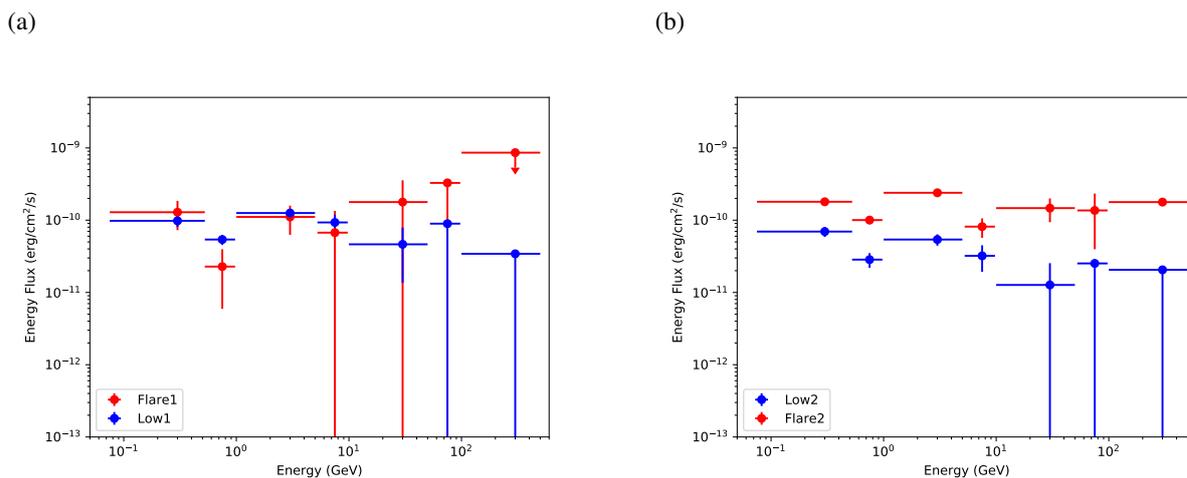


図 5.12 NGC1275 の各期間での SED。(a)Low1 および Flare1 期間の SED、(b)Low2 および Flare2 期間の SED。upper limit は有意度  $2\sigma$  以下のデータを示す。

### 5.3.4 考察

NGC1275 では、TeV フレア期と Low TeV 期間とで他波長の光度とともにスペクトルにも違いが見られた。ライトカーブからは、TeV フレア期における GeV ガンマ線および X 線の増光は見られるものの、可視光での変動はあまり見られない。GeV ガンマ線のスペクトルが高エネルギー側で卓越していることより、これはジェット中の荷電粒子が加速されたことで放射されたものと推測する。このことは、ジェット中の放射 (第 3 章 3.2 節) から説明される。図 5.14 は、one-zone SSC モデルについて、先行研究により計算された結果を示したものである。図中には、様々なローレンツ因子を持った電子についての振動数 vs エネルギーフラックスの値が示されており、ローレンツ因子の増加に従って高エネルギー側 (高振動数側) にピークを持つ成分が現れることがわかる。図中のローレンツ因子  $\gamma_{peak}$  と電子の速度  $v_e$  との間には、 $v_e = \sqrt{1 - (\frac{1}{\gamma_{peak}})^2}$  の関係があり、 $\gamma_{peak} = 3 \times 10^3$  の場合  $v_e \simeq 0.99999994c$  となる。なおこの図中で GeV ガンマ線は  $\text{Log}\nu = 21 \sim 23$  の領域に対応する。実際には様々なエネルギーを持った荷電粒子の放射が重なって見えるため、一部の電子が加速された状況下でスペクトルは図 5.15 のような形となる。図 5.15 の解釈をすれば、GeV ガンマ線のスペクトルが高エネルギー側で増大することが説明できる。では、なぜジェット中で荷電粒子の加速が生じたのかについて議論する。これを説明するためにジェット中の荷電粒子が密集した領域 (blob) を考える。blob は、ジェット中に複数存在すると考えられており、それぞれに異なる速度を持つことが電波干渉計による観測で明らかとなっている。ここで、遅い blob に速い blob が追突することにより衝撃波が発生し、衝撃波加速により一部の粒子が加速される。その結果これらの粒子を放射源とするスペクトル

は、より高エネルギー側に伸びるという説明ができる。また図 5.11 で示した TeV ガンマ線と GeV ガンマ線の相関の議論から、TeV ガンマ線が GeV ガンマ線と比較して (i) 遅れている場合 (正の Lag) と (ii) 先行している場合 (負の Lag) の 2 つを仮定することができる。

(i) まず TeV ガンマ線が遅れているとみなし、衝撃波加速を考える。まずジェットの上流 (ブラックホールに近い側) で荷電粒子が衝撃波加速により加速されると考えると、それらのシンクロトロン放射及び逆コンプトン散乱により X 線・GeV ガンマ線が放射されることが推測される。続いてこれらの加速された荷電粒子が下流側で二次衝撃波加速を受け、更に高いエネルギーを持ったと考える。すると、それらの荷電粒子は TeV ガンマ線の放射が可能なまでに高いエネルギー (電子ならば、 $\sim 10\text{TeV}$ ) を持つことになる。この二次衝撃波加速までの経過時間が正のタイムラグとして現れたと推測する。なお、このタイムラグ ( $t_{lag}$ ) から考えられる一次/二次衝撃波加速が生じる領域間の距離  $d$  は、

$$d = \frac{ct_{lag}\delta_D\Gamma}{1+z} \quad (5.1)$$

で表される。( $\delta_D$ :ドップラー因子、 $\Gamma$ :バルクローレンツ因子、 $z$ :赤方偏移) ここで、 $z = 0.0176$ 、 $\delta_D = 4$ 、 $\Gamma = 3$ (Kataoka et al. (2010)) を用いて、ライトカーブから TeV/GeV のタイムラグの上限が  $\sim 10$  日のスケールと考えると、 $d \simeq 3 \times 10^{15}$  (m) が算出される。先行研究 (Fujita et al. (2016)) による電波観測の結果から、NGC1275 の中心部からジェット中に存在する特に電波で明るい領域 (hot spot) までの距離はおよそ  $10^{17}$  (m) と見積もられており、上記の説明はジェット内で生じる現象として矛盾しないことが推測される。以上に述べた二次衝撃波加速による説明を図 5.13(a) に示す。

(ii) 一方で TeV ガンマ線が先行している場合、これは二次衝撃波加速とは別の現象を考える必要がある。すなわち TeV ガンマ線がジェットの上流側で生じたことが示唆される。これを説明する理論としては、第 3 章 3.4 節で示したような、磁場によるブラックホール近傍でのエネルギー供給が考えられる。このような場合には TeV ガンマ線の放射領域は非常に小さくなり、時間変動も短くなることが推測される。これは IC310 の MJD=56244 の結果について言えることである。この説明について図 5.13(b) に示す。

上記の粒子加速による説明が正しいとすれば、可視光および紫外線でもシンクロトロン放射由来の増光が見られるはずだが、実際はそのような結果とならなかった。この結果は IC310 についても同様に言えることである。これについて、もともと可視光や紫外線は降着円盤の黒体放射が支配的であったため、ジェット成分が大きく寄与しなかったものと考えれば、説明が可能である。このような推測から、本研究で解析した天体の TeV ガンマ線フレアは、ジェット中の粒子加速由来であることが示唆された。

以上が本研究で取得した結果から考察されるそれぞれの天体の物理描像である。ここまでの考察を簡単な図としてまとめ、図 5.16 に示す。

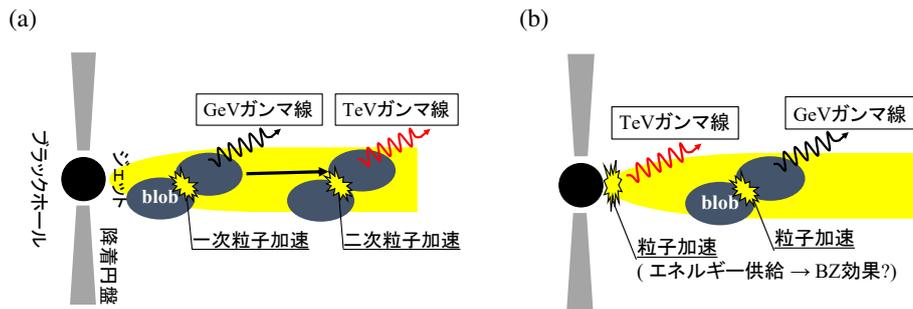


図 5.13 TeV/GeV ガンマ線の時間差から考察される放射の説明図。それぞれ GeV ガンマ線を基準とした際に (a)TeV ガンマ線が遅れている場合 (b)TeV ガンマ線が先行している場合。

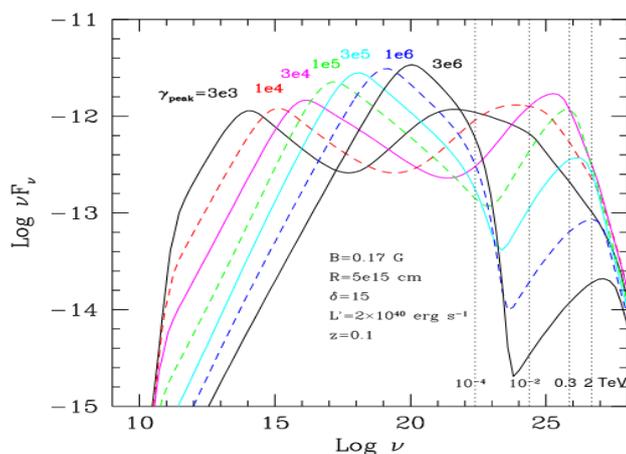


図 5.14 one-zone SSC モデルの SED の計算結果 (Costamante et al. (2001))。図中の  $\gamma_{peak}$  はエネルギー分布中、最大エネルギーの電子がもつローレンツ因子。

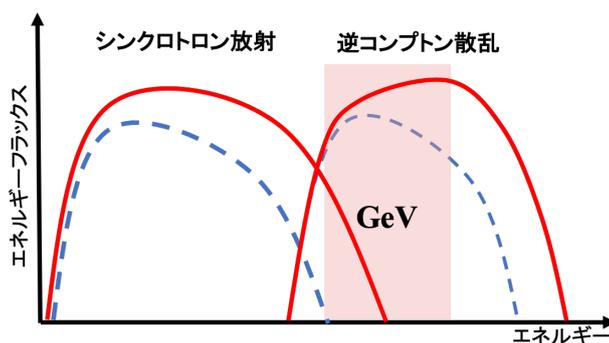


図 5.15 スペクトル変化の説明図。図は簡略に描かれており、フラックスのスケールなどは合わせていない。図中の青い破線はジェット中の荷電粒子が低エネルギーに分布している場合で、赤い実線は一部の荷電粒子が高エネルギーに加速された場合を示している。

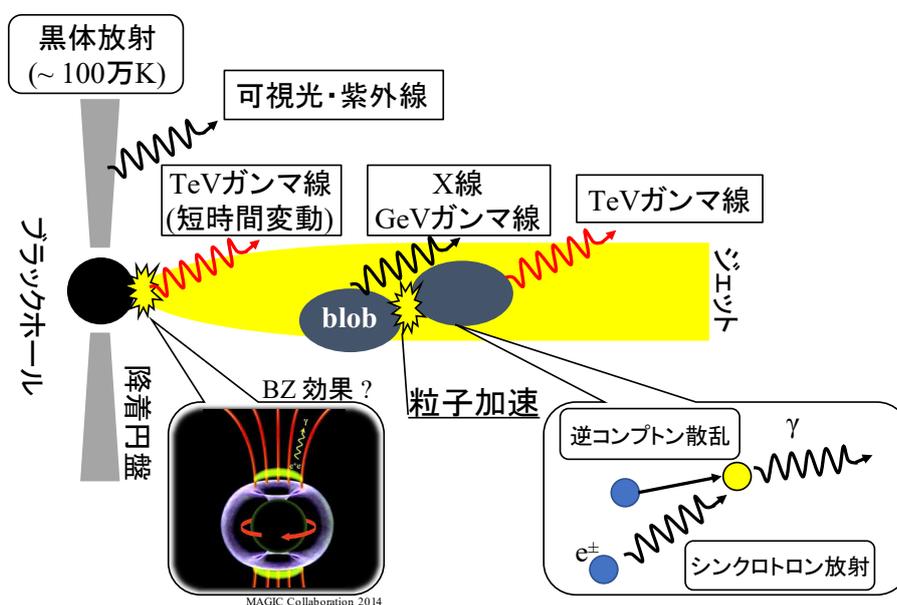


図 5.16 各放射の起源の説明図。実際にはトーラスや広輝線領域からの放射も考えられているが、ここでは本研究結果に直接関係している要素のみ示している。

## 第 6 章

# 結論と今後

本研究では、TeV フレアが観測された電波銀河の IC310 及び NGC1275 について解析を行った。その結果、いずれの電波銀河においても TeV フレア期間中は GeV ガンマ線のスペクトルも高エネルギー側が卓越していた。

### IC310

IC310 についてはこの天体自身が暗く隣の NGC1275 が明るいので、フィッティングが困難となり、有意な検出点を多くは得られなかった。しかしながら、一部高い有意度で検出された時期が有り、それは 2010 年の TeV ガンマ線イベント期間と一致した。さらにその期間の解析を行った所、TeV フレア期間中に GeV ガンマ線のスペクトルは 10 年間の平均データと比較して Hard なものとなっていた。これはジェット中における粒子加速により、高エネルギー荷電粒子が生成されるモデルで説明される結果である。このことから IC310 の TeV ガンマ線フレアは、ジェット内での粒子加速が寄与していることが示唆された。

### NGC1275

NGC1275 については、TeV フレア期間中に GeV ガンマ線でも増光を示すことがわかった。検出光子の時間対エネルギーの解析により、TeV フレア期間中に数十 GeV の高エネルギーガンマ線が検出されていることがわかった。この結果は NGC1275 の TeV フレア期間中に、NGC1275 内部において GeV から TeV にかけて分布する高エネルギーガンマ線が生成されたことを示唆している。さらにスペクトルの解析を行った所、こちらもデータの有意度は低いものの TeV フレア期間中に静穏機と比較して Hard になることが確認された。こちらも IC310 と同様、TeV ガンマ線フレアにジェット内での粒子加速が寄与していることを示唆する結果となった。

### 今後の課題

本研究では各波長帯におけるフラックスの時間変動およびスペクトルの変化を調べた。しかしながら TeV ガンマ線データは存在しない、もしくは公開されていない期間が多く、各波長間の相関についての定量的な議論は困難であった。今後は自身で TeV ガンマ線の解析を行い、より多くのデータを取得したい。そこから TeV ガンマ線の解析結果と Fermi 衛星により取得された GeV ガンマ線データを比較することで、相関の有無およびそのタイムラグが明確になることが期待される。本研究ではエネルギースペクトルについて、GeV ガンマ線で Hard となることをスペクトルの形のみから推定した。その結果、TeV ガンマ線を放射するためのエネルギー供給について定性的に述べるまでにとどまった。定量的な議論を行うには各理論式によるフィッティングを行う必要がある。これによりジェット由来の放射で説明可能かどうか明確となり、放射源となった粒子間の相互作用についても制限がつけられることが期待される。また TeV ガンマ線フレアで見られるような素早い時間変動の議論については、今後の課題である。結果で示したとおり、暗い天体について有意な結果を得るためには十分に長い期間での解析が必要となる。さらに IC310 においては、近傍に NGC1275 が存在することも解析が困難となる要因であった。今後の観測によって、新たに電波銀河由来の TeV ガンマ線フレアが検出され、その期間で GeV ガンマ線でも有意に検出されれば、短時間スケールでの議論が可能だと期待される。これに該当する条件として、銀河面からの放射を受けにくい位置に存在しており、ジェットが卓越している電波銀河ということが挙げられる。そのためにも、CTA をはじめとした高感度な TeV ガンマ線観測装置の開発が期待される。

短い時間変動を説明する上で、blob の衝突による衝撃波加速を考える場合、単純な one-zone SSC モデルのみでは説明が困難である。これを説明するためには、ジェットの幾何構造を取り入れた議論 (3.4 節 参照) が必要となるだろう。また BZ 効果によるジェット駆動を考える場合、ブラックホール近傍に非常に強い磁場が存在することが前提条件となる。このような状況が物理的に確からしいか、具体的な計算を交えて検討する必要がある。

# 付録

ここでは解析に使用したスクリプトについて説明する。万が一解析のミスなどあった場合に気づいていただくためと、備忘録として保存するためという目的である。

## A Fermi-LAT の解析

-light curve から SED の作成まで-

light curve や SED の作成を行うにあたり、領域の切り出しからフィッティング、各パラメータの保存までを時間ビン、あるいはエネルギーバンドごとに実行する必要がある。そこで、`gt_apps` モジュールを使った `python` のスクリプトを作成して、使用した。(Fermi チームのウェブサイトを参照。<sup>\*1</sup>) また、解析の要点として、`UpperLimits` モジュールにより各ビンでの上限値を定めた。本文でも書いたとおり、Fermi の解析では  $TS$  という値によってその物理量の有意度を得る。用意したモデルに対するベストフィットな値が必ずしも正しいとは限らないのである。そのため Upper Limit(以下 UL) の境となるような  $TS$  を定め、それ以上なら `flux(energy flux)`、それ未満なら UL の値を用いて表すことが必要である。暗い天体、あるいは周囲に明るい天体がある場合はほとんどの検出点が UL ということもある。(例:本文中 図 5.6、図 5.7) スクリプトの全文と使い方(ほとんど Fermi チームのサイトに載っている)について、以下に示す(私の環境だと `python2` でしか動かなかった)。また、解析を行う上で躓いたエラーと解決法についても記しておく。

### ・ usage

<ライトカーブの作成>

エネルギーを固定して時間ビンを変化させ、繰り返し解析を行う。`maximum = maximums[0]`、`minimum = minimums[6]` にするなど(この場合は 100MeV~500GeV のフラックスになる)して、`for` 文で解析を回す。`multiprocessing` を使えば複数のビンを一気に実行してくれる。最後の `Pool(x)` の数字でいくつを並列して行うか指定ができるが、あまり大き

---

<sup>\*1</sup> [https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/python\\_tutorial.html](https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/python_tutorial.html)

くするとメモリを圧迫するので注意が必要。～example.txt というファイルが出力され、そこに各ビンでの **start, stop, center-energy, flux, flux-error, energy-flux, energy-flux-error, ul (of flux, prefactor), TS** が羅列されている。後はそれをもとに matplotlib などでも描画すれば良い。本研究では、TS が小さいデータに対しては ul1 の flux を upper limit とした。～\_output.xml というファイルは、元の Source model をフィットした結果が出力されたものである。このパラメータの一部を固定し、再度フィッティングすることで精度が向上することがある。(おそらく、やっていることは 5.2.2 節に示したことに近い。)

#### <SED の作成>

時間を固定してエネルギーを変化させる。今度は n を変化させつつ、for 文で回す。(i = 0 に固定) 低エネルギーバンドは光子数が多いので、時間がかかる。出力されるファイルにはエネルギーバンドごとの値が入っている。途中まで Fermi チームのサイトに載っている likeSED.py というスクリプトを使っていたが、単にプロット点を打つだけならこの方法で十分だと気づいた。

#### ※ エラーと解決法

\*gtmtime で出てくる「No GTIs...」

-> 時間ビンが短すぎて元の SC ファイルに該当する GTI が無い、というエラー。素直に時間ビンを大きくするか、RuntimeError を回避するように組めば、とりあえず GTI が存在する期間のみで解析が回る。(下の例で except:RuntimeError としている部分。)

\*gtlike で出てくる「Cannot create Function named PLSuperExpCutoff2.」

-> 使っている ScienceTools のバージョンが PLSuperExpCutoff2 に対応していない。3FGL Catalog で検索し、LAT 4-year Source Catalog の「XML Model File」から該当の天体 (4FGL と名前が違うこともあるが、座標で察する) を探して、その部分を抜き出せば良い。

\*UL の計算で出てくる「out of range...」

-> 例えば ul2 の計算では Source のベストフィットな Prefactor から値を徐々に変化させ、尤度差が 1.35 となるような Prefactor を探している。(delta=1.35 という値の意味については、Particle Data Group が上げている資料<sup>\*2</sup>を参照のこと。) バックグラウンド放射が支配的な場合には、Prefactor を上昇させてもなかなか delta=1.35 とならず、xml ファイルで指定した範囲を超えてしまうようなことがある。そのような場合に上記のエラーが出る。すなわち、xml ファイル中の Prefactor の range を広げてやれば解決する。

---

<sup>\*2</sup> <http://pdg.lbl.gov/2014/reviews/rpp2014-rev-statistics.pdf>, p.27~29

## &lt;スクリプト全文&gt;

```

import gt_apps as my_apps
import pyLikelihood
from UnbinnedAnalysis import *
from GtApp import GtApp
import re
import UpperLimits
from multiprocessing import Pool
import contextlib

minimums = [100000, 50000, 10000, 5000, 1000, 500, 100]
maximums = [500000, 100000, 50000, 10000, 5000, 1000, 500]

# setting parameters #
start = #start time(MET)
end = #end time(MET)

roi = 15
rad= 30 # You should set srcrad range larger than ROI +10.
num = 1
i=0 #time bin num
n=0 #energy bin num
model = 'mymodel.xml(model name)'
obj = '4FGL name' #IC310:4FGL J0316.8+4120, NGC1275:4FGL J0319.8+4130#
SC = 'L191025101545E6D68C7A53_SC00.fits'
input = '@data.txt' #data name list

name = obj.split(' ')[1]

def fermi(i):
#for n in range(0,len(minimums)):
#for i in range(0,num):
    maximum = maximums[n]
    minimum = minimums[n]
    bin = (end-start)/num
    min = start+i*bin
    #start+i*bin
    max = start+(i+1)*bin
    #start+(i+1)*bin
    option = str(min)+'to'+str(max)+'ROI'+str(roi)+'deg_'+str(minimum)+
'MeV'+str(maximum)+'MeV'+example' #adding option to file name

    print(str(min)+','+str(max))
    #gtselect
    print('gtselect')
    my_apps.filter['evclass'] = 128
    my_apps.filter['evtype'] = 3
    my_apps.filter['ra'] = RA
    my_apps.filter['dec'] = DEC
    my_apps.filter['rad'] = roi
    my_apps.filter['emin'] = minimum
    my_apps.filter['emax'] = maximum
    my_apps.filter['zmax'] = 90
    my_apps.filter['infile'] = input
    my_apps.filter['tmin'] = min
    my_apps.filter['tmax'] = max
    my_apps.filter['outfile'] = name+'_select_'+option+'.fits'
    my_apps.filter.run()

    #gtmake
    print('gtmktime')
    my_apps.maketime['scfile'] = SC
    my_apps.maketime['filter'] = '(DATA_QUAL>0)&&(LAT_CONFIG==1)'
    my_apps.maketime['roicut'] = 'no'
    my_apps.maketime['evfile'] = name+'_select_'+option+'.fits'
    my_apps.maketime['outfile'] = name+'_maketime_'+option+'.fits'
    my_apps.maketime.run()

    #gtdiffesp
    print('gtdiffresp')
    my_apps.diffResps['evfile'] = name+'_maketime_'+option+'.fits'
    my_apps.diffResps['scfile'] = SC
    my_apps.diffResps['srcmdl'] = model
    my_apps.diffResps['irfs'] = 'P8R3_SOURCE_V2'
    try:
        my_apps.diffResps.run()
    except RuntimeError:

```

```

print('RuntimeError occured. Skip this process...')
pass
else:
    #lrcube
    print('gltcube')
    my_apps.expCube['evfile'] = name+'_maketime_'+option+'.fits'
    my_apps.expCube['scfile'] = SC
    my_apps.expCube['outfile'] = name+'_lrcube_'+option+'.fits'
    my_apps.expCube['zmax'] = 90
    my_apps.expCube['dcostheta'] = 0.025
    my_apps.expCube['binsz'] = 1
    my_apps.expCube.run()

    expCubeSun = GtApp('gltcubesun', 'Likelihood')
    expCubeSun.command()

    #exposure map
    print('gtexpmap')
    my_apps.expMap['evfile'] = name+'_maketime_'+option+'.fits'
    my_apps.expMap['scfile'] = SC
    my_apps.expMap['expcube'] = name+'_lrcube_'+option+'.fits'
    my_apps.expMap['outfile'] = name+'_expmap_'+option+'.fits'
    my_apps.expMap['irfs'] = 'P8R3_SOURCE_V2'
    my_apps.expMap['srcrad'] = rad
    my_apps.expMap['nlong'] = 120
    my_apps.expMap['nlat'] = 120
    my_apps.expMap['nenergies'] = 37
    my_apps.expMap.run()

    obs = UnbinnedObs(name+'_maketime_'+option+'.fits', SC, expMap=name+
'_expmap_'+option+'.fits', expCube= name+'_lrcube_'+option+'.fits', irfs='P8R3_SOURCE_V2')

    #gtlike
    print('gtlike')
    like = UnbinnedAnalysis(obs, model, optimizer='Minuit')
    like.tol
    like.tolType
    like.tol = 0.0001
    likeobj = pyLike.Minuit(like.logLike)
    like.fit(verbosity=0, covar=True, optObject=likeobj)

    results = like.model[obj]
    TS = like.Ts(obj)
    flux = like.flux(obj, emin=minimum, emax=maximum)
    flux_error = like.fluxError(obj, emin=minimum, emax=maximum)
    ef = like.energyFlux(obj, emin=minimum, emax=maximum)
    efe = like.energyFluxError(obj, emin=minimum, emax=maximum)
    ul = UpperLimits.UpperLimits(like)
    ul1 = str(ul[obj].compute(emin=minimum, emax=maximum, delta=0.5 ))
    ul2 = str(ul[obj].compute(emin=minimum, emax=maximum, delta=1.35 ))
    ul3 = str(ul[obj].compute(emin=minimum, emax=maximum, delta=1.92 ))
    ul1_num = ul1.replace(")", "").replace("(", "")
    ul2_num = ul2.replace(")", "").replace("(", "")
    ul3_num = ul3.replace(")", "").replace("(", "")

    with open(name+option+'.txt', 'a') as f:
        f.write(str(min)+' '+str(max)+' '+str((minimum+maximum)/2)+/
', '+str(flux)+' '+str(flux_error)+' '+str(ef)+' '+str(efe)+' '+str(ul1_num)+' '+str(TS)+'\n')

    like.logLike.writeXml(name+'_fit_'+option+'_output.xml')
    print('TS is ... '+str(TS)+' !'+'\n')
    print('error rate is ...'+str(flux_error/flux))
    print('finish!'+'\n')

if __name__ == '__main__': #multiprocessing
    p = Pool(1)
    p.map(fermi, range(0, nums))
    p.close()
    p.join()

```

## - 光子検出時間 vs エネルギーの取得 -

光子の検出時間やエネルギーはイベントファイルに記録されている。フィッティングは必要なく、単にイベントファイルから ENERGY, TIME という項目を抜き出せば良い。それぞれのイベントファイルに対して gtsrcprob を実行 (A) して probability を算出した後、出力ファイルから時間・エネルギー・probability を取得する (B)。

(A)

```
set i = 201
while($i <= 207)
@ bin = 606908703 - 606865503;
@ s = 589023903;
@ t = $s + $bin * $i ;
@ t2 = $s + $bin * ($i + 1) ;
gtsrcprob << EOF
J OO_maketime_${t}to${t2}_roi10deg_100MeVto5000000MeV_example.fits
OO_SC00.fits
J OO_pro_${t}to${t2}_roi10deg_100MeVto5000000MeV_example.fits
example.xml
P8R3_SOURCE_V2
EOF
echo 'ok'
@ i ++
end
```

(B)

```
import pandas as pd
import numpy as np
from astropy.io import fits
import glob

files = glob.glob('J*_pro*example.fits')

for file in files:
    op = file.split('_')[2]
    st = op.split('and')[0]
    end = (op.split('and')[1]).split('radius')[0]
    a = fits.open(file)
    e = a[1].data['ENERGY']
    t = a[1].data['TIME']
    P = a[1].data['4FGL J OO']
    df = pd.DataFrame({'t':t,'e':e, 'OO':P})
    df.to_csv('Energies_'+str(st)+'to'+str(end)+'example.fits',index=None,header=None,sep=' ')
print('ok')
```

- マップのヒストグラム作成 -

Fermi の各マップ (カウントマップ、モデルマップ、残差マップ) からヒストグラムを作成したが、それに用いたスクリプトを載せる。データの抽出には python(A)、ヒストグラムの描画には ROOT(B) を用いている。

(A)

```
import numpy as np
import astropy
import math
from astropy.io import fits

name = 'example'

data = fits.open(option+'.fits')
im = data[0].data
imcut = im[y1:y2,x1,x2] #マップの x1 から x2 まで、y1 から y2 まで (物理座標) を抽出する。
np.savetxt('imcut_'+option+'.txt',imcut)
np.savetxt('im_'+option+'.txt',im)
```

(B)

```
{
  gROOT ->Reset();
  gStyle ->SetOptStat(1001110);
  double x;
  TCanvas*c1=new TCanvas("c1");
  //TH1S*hist=new TH1S("h1","Residue vs Pixel count ( < 0.2deg from center, 500MeV < E < 1GeV )",100,-10,700);
  TH1S*hist=new TH1S("h1","Pixel counts (10GeV~500GeV)",100,-10,10);
  ifstream ifs("imcut_XXX_exmample.txt");
  while(ifs>>x)
    hist->Fill(x);
  gPad->SetLogy(1);
  hist->Draw();
}
```

## B UVOT の解析

UVOT の解析については、Swift-UVOT 公式のページと研究室の先人方の知恵を頼りに解析を行った。ここでは既にバンドごとのフラックスは得られているものとして、その後の解析の話をする。可視・紫外線は、星間吸収による減光・赤化を強く受けるため、その補正を行う必要がある(4.2.1 節)。Jason et al. (1989) の論文と NASA Infrared Science Archive のページ<sup>\*3</sup>を元に、各バンドでの減光度およびそのエラーを取得した。(A) を実行すると、例のように有効波長と減光補正量  $A$  およびそのエラー  $A_{err}$  が出力される。後は減光補正量と論文に従い、各バンドごとに補正を行う。この計算は (B) のスクリプトにより実行した。

(A)

```
import numpy as np
import csv

object = 'IC310'
Av = 0.4336
Av_error = 3.1*0.0037
ramda = []; A_ramda = []; A_error = [];
ramda = [0.541,0.4321,0.3442,0.2486,0.2221,0.1991];
with open('Extinction_'+object+'.txt', 'a') as f:
    f.write('ramda[um] A_ramda A_ramda_err\n')

for i in range(0,6):
    x = 1/ramda[i]
    y = x-1.82
    if (5.9 < x < 8):
        a = 1.752 - 0.316*x - 0.104/((x-4.67)**2 + 0.341)-0.04473(x-5.9)**2-0.009779(x-5.9)**3
        b = -3.090 + 1.825*x + 1.206/((x-4.62)**2 + 0.263)+0.2130(x-5.9)**2+0.1207(x-5.9)**3

    elif (3.3 < x < 5.9):
        a = 1.752 - 0.316*x - 0.104/((x-4.67)**2 + 0.341)
        b = -3.090 + 1.825*x + 1.206/((x-4.62)**2 + 0.263)

    elif (1.1 < x < 3.3):
        a = 1 + 0.17699*y - 0.50447*y**2 - 0.02427*y**3 + 0.72085*y**4 + 0.01979*y**5 - 0.77530*y**6 + 0.32999*y**7
        b = 1.41338*y + 2.28305*y**2 + 1.07233*y**3 - 5.38434*y**4 - 0.62251*y**5 + 5.30260*y**6 - 2.09002*y**7

    A_ramda.append ( Av*(a+b/3.1))
    A_error.append ( Av_error*(a+b/3.1))

with open('Extinction_'+object+'.txt', 'a') as f:

    writer = csv.writer(f)
    f.write(str(ramda[i])+ ' '+str(A_ramda[i])+ ' '+str(A_error[i]))

    f.write('\n')

import pandas as pd

df = pd.DataFrame({'ramda[um]':ramda, 'A_ramda':A_ramda, 'A_ramda_err':A_error})
df.to_csv('Extinction_'+object+'_.txt', sep=' ', index=None)
```

- 例 IC310 の減光補正量 -

```
ramda[um] A_ramda A_ramda_err
0.541 0.4414860457569266 0.011678609190110585
0.4321 0.5868907933300201 0.015524994002526132
0.3442 0.6967782138503835 0.01843184066619903
0.2486 1.0158824027952575 0.026873088468776764
0.2221 1.3470669793386074 0.035633898184994996
0.1991 1.2212863666425327 0.03230662967110205
```

<sup>\*3</sup> <https://irsa.ipac.caltech.edu/applications/DUST/>

(B)

```

import numpy as np
import pandas as pd
import csv
import pprint
import math
Bands = ['B', 'V', 'U', 'UVW1', 'UVW2', 'UVM2']
for Band in Bands:
    if (Band == 'V'):
        wavelength = 0.541
        A = 0.4414860457569266
        Aerr = 0.011678609190110585

    elif (Band == 'B'):
        wavelength = 0.4321
        A = 0.5868907933300201
        Aerr = 0.015524994002526132

    elif (Band == 'U'):
        wavelength = 0.3442
        A = 0.6967782138503835
        Aerr = 0.01843184066619903

    elif (Band == 'UVW1'):
        wavelength = 0.2486
        A = 1.0158824027952575
        Aerr = 0.026873088468776764

    elif (Band == 'UVM2'):
        wavelength = 0.2221
        A = 1.3470669793386074
        Aerr = 0.035633898184994996

    elif (Band == 'UVW2'):
        wavelength = 0.1991
        A = 1.2212863666425327
        Aerr = 0.03230662967110205

    csv = pd.read_csv('IC310_'+ Band + '_2020.res', delim_whitespace=True)
    f = csv['FLUX']
    t = csv['MJD']
    ferr = csv['FLUX_ERROR']
    #err1 = ferr**2 ; Aerr**2
    err1 = ferr**2*10**(2*A/2.5)+Aerr**2*(f*A/2.5)**2*10**(2*(A-1)/2.5)
    err = err1**(1/2)

    #calculated in M2 = M - Aramda
    f2 = f*10**(A/2.5)
    print(f2)
    F = [f2]
    T = [t]
    F_ERR = [err]

    with open('IC310_'+ Band + '_cor2020.res', 'a') as f:
        import csv
        writer = csv.writer(f)
        #for i in range(0, len(F_ERR)):
        for i in range(0, sum([1 for _ in open('IC310_'+ Band + '_2020.res')])-1):
            f.write(str(t[i])+','+str(f2[i])+','+str(err[i]))
            print(err[i]**(1/2))
            f.write('\n')

```

## C XRT の解析

- WT mode 解析に用いる短冊形 region の作成 -

WT mode では視野が一次元の線状かつファイルごとに角度が異なるため、数多くあるファイル一つ一つに対応した region を作成しなければならない(4.2.2 節 参照)。そこで、以下のスクリプトを作成して用いた。ID や RADEC 等は本解析に対応したものである。後は Swift-XRT の公式サイトを参考にすれば解析はできる。

```
import glob
from tqdm import tqdm
import subprocess
from astropy.io import fits
files = glob.glob('reproc/000347650*/xrt/event/sw000347650*wt*st_cl.evt.gz')
files.sort()

for file in files:
    print(file.split('/')[-4])
    hdu = fits.open(file)
    theta = hdu[1].header['PA_PNT']

    #make back region#
    with open(str(file.split('/')[-4])+'BACKst.reg', 'a') as f:
        import csv
        writer = csv.writer(f)
        f.write('global color=green dashlist=8 3 width=1 font="helvetica 10 normal roman" \
select=1 highlite=1 dash=0 fixed=0 edit=1 move=1 delete=1 include=1 source=1'+'\n')
        f.write('fk5'+'\n')
        f.write('box(3:19:48.168,+41:30:42.12,126",180",'+str(theta+90)+')'+'\n')
        f.write('-box(3:19:48.168,+41:30:42.12,96",180",'+str(theta+90)+')'+'\n')

    #make source region#
    with open(str(file.split('/')[-4])+'SRCst.reg', 'a') as f:
        import csv
        writer = csv.writer(f)
        f.write('global color=green dashlist=8 3 width=1 font="helvetica 10 normal roman" \
select=1 highlite=1 dash=0 fixed=0 edit=1 move=1 delete=1 include=1 source=1'+'\n')
        f.write('fk5'+'\n')
        f.write('box(3:19:48.168,+41:30:42.12,32",180",'+str(theta+90)+')')
```

# 謝辞

まずは本研究を行うにあたり、ご指導してくださった深澤先生に御礼申し上げます。この論文の執筆時も添削のたびに丁寧なご指導をいただきまして、大変感謝しております。研究テーマについても、私の興味を汲み取って面白いものを与えていただきました。解析の難しい天体で辛い思いもしましたが、なんとか結果を出そうとする過程で多くのことを学ぶことができたと考えております。ひろたか先生には、*Fermi* の解析について大変わかりやすく教えていただきました。秋の学会で熊本についていった際には、慣れない食事会で緊張している私に気を配っていただきまして、とても嬉しかったです。笹田先生には、AGN の性質や興味深いトピックについて熱心に教えていただき、感謝しております。コロキウムや卒論発表会を通して議論をしていただき、またその度的確なアドバイスをいただきました。今里さんには、学生実験でお会いして以降、研究室選びに関することからその他天文関連の情報をいただき、大変お世話になりました。配属後も天体について、あるいは `linux` の操作についてと親切に教えていただきました。内田さんには実験などの知識面に加え、酒まつり等イベントごとでもよくお世話になりました。同室の先輩である高木さん、平出さんには研究の進め方から進路に関することまで教えていただきました。特に *Fermi* の解析を行うにあたり、平出さんには何度も質問しましたが、その度丁寧に教えていただきました。またお二方にはしろくろ同好会の先輩としても、たくさんご指導いただきました。今後の同好会の発展にご期待下さい。同級生のみんなにも、感謝を伝えたいと思います。研究室に入って初めて話すメンバーもいましたが、みんな気さくで楽しい日々を過ごせました。同室の濱田くんとはよく某ラーメン屋に通いました。週3で訪れた時は店長にも引かれてましたが、それも今では楽しい思い出です。そして地元を離れて天文学を学ぶことを許し、日々支援を頂いている両親に感謝申し上げます。進路に関して多々心配をかけているかと思いますが、どうかこれからにご期待下さい。高エネ宇宙ソフトボールチームの皆さま、本年度は春秋2連覇という大変素晴らしい結果をおさめることができました。これも選手の皆様および研究室の垣根を越えて手を貸してくれた助っ人の皆様のおかげです。これからもよろしく願いいたします。

ここでは記しきれなかった御恩も有りますが、以上を謝辞といたします。皆様ありがとうございました。

## 引用文献

- [1] Abdo et al. 2011 “Fermi Large Area Telescope Observations of Markarian 421: The Missing Piece of its Spectral Energy Distribution,” *ApJ* **736**, No. 2, 131.
- [2] Ackermann et al. 2012 “Fermi LAT search for dark matter in gamma-ray lines and the inclusive photon spectrum,” *Phys.Rev.D* **86**.
- [3] Ammando and other 2015 “The most powerful flaring activity from the NLSy1 PMN J0948+0022,” **446**, No. 3, 2456-2467.
- [4] Angelis et al. 2016 “The e-ASTROGAM mission (exploring the extreme Universe in the MeV-GeV range).”
- [5] BARKOV et al. 2012 “INTERPRETATION OF THE FLARES OF M87 AT TEV ENERGIES IN THE CLOUD-JET INTERACTION SCENARIO,” *APJ* **755**, 170–178.
- [6] Bridle et al. 1994 “Deep VLA Imaging of Twelve Extended 3CR Quasars,” *AJ* **108**, 766.
- [7] Christian, F. 2013 “Electronic interactions, magnetic coupling, and chemical switches,” Ph.D. dissertation, Freie Universität Berlin.
- [8] Costamante et al. 2001 “TeV candidate BL Lac objects,” *Astronomy and Astrophysics* **384**, 56–71.
- [9] Cronin et al. 1997 “Cosmic Rays at the Energy Frontier,” *Sci. American* **276**, 32–37.
- [10] Frank et al. 2018 “Radio Galaxies at VHE energies,” *arXiv:1810.05409v2*.
- [11] Fujita et al. 2016 “The young radio lobe of 3C 84: inferred gas properties in the central 10 pc,” *RAS* **455**, 2289–2294.
- [12] Heinrich et al. 2009 “Imaging very high energy gamma-ray telescopes,” *Experimental-Astronomy* **25**, 173–191.
- [13] Jason et al. 1989 “THE RELATIONSHIP BETWEEN INFRARED, OPTICAL, AND ULTRAVIOLET EXTINCTION,” *APJ* **345**, 245–256.
- [14] Kataoka et al. 2010 “Gamma ray Spectral Evolution of NGC 1275 Observed with Fermi Large Area Telescope,” *APJ* **715**, 554–560.
- [15] Knödlseder et al. 2016 “Observer Access to the Cherenkov Telescope Array Gamma-Ray Observatory,” *Science* **236**.

- [16] Laing et al. 1987 “Rotation measure variation across M 84.,” *MNRAS* **228**, 557-571.
- [17] MAGIC-Collaboration 2014 “Black hole lightning due to particle acceleration at sub-horizon scales,” *Science* **346**, 85–94.
- [18] Mangano et al. 2017 “CHERENKOV TELESCOPE ARRAY STATUS REPORT,” *eprint arXiv:1705.07805*, 111–122.
- [19] Shan et al. 2019 “Modelling the coincident observation of a high-energy neutrino and a bright blazar flare,” *nature astronomy* **3**, 88–92.
- [20] Tanaka et al. 2015 “SIX YEARS OF FERMI-LAT AND MULTI-WAVELENGTH MONITORING OF THE BROAD-LINE RADIO GALAXY 3C 120: JET DISSIPATION AT SUB-PARSEC SCALES FROM THE CENTRAL ENGINE,” *The Astrophysical Journal* **799**, No. 2, L18.
- [21] Wagner, R. M. 2006 “temporal and spectral characteristics of the VHE gamma- ray emission of four blazars as observed with the MAGIC telescope and a comparative study of the properties of VHE gamma-ray emitting blazars,” Ph.D. dissertation, Technical University, Munich.