

修士学位論文

フェルミ衛星による超新星残骸HB 3のガンマ線観測
2014年度
(平成26年度)

茨城大学大学院理工学研究科
理学専攻

13NM169S
吉田 和人

概要

本研究では、超新星残骸 HB3 をフェルミ衛星によって観測された GeV ガンマ線データの解析を行い、超新星残骸と近傍分子雲における、宇宙線の加速や拡散のメカニズムを調べることを目的とする。宇宙線とは 1912 年に V.F.Hess により発見された宇宙空間を飛び交う高エネルギー粒子を指し、地球近傍で測定される 99% は陽子である。宇宙線の起源や加速機構については超新星残骸による説が有力である。起源説に関しては、超新星爆発時の爆発エネルギーが銀河系内での宇宙線エネルギーの収支を説明できる事と、加速機構に関して、爆発による衝撃波により粒子が光速近くまで加速させることが理論上可能である事が理由に挙げられる。しかし、宇宙線は荷電粒子であり、銀河磁場などの影響により進行方向が曲げられてしまうため、観測された時には本来の到来方向の情報がわからなくなってしまっている。到来方向を特定するには、加速領域において粒子と周辺物質などと相互作用を発生するガンマ線を観測すればよい。ガンマ線は電氣的に中性であるため磁場の影響を受けないためである。特に GeV 領域のガンマ線は高エネルギー粒子の存在を示し、ガンマ線のスペクトル形状を見ることで起源の議論を行うことができる。

フェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡（以下「フェルミ衛星」）は、2008 年 6 月に日米欧の国際協力により開発されたガンマ線天文衛星である。フェルミ衛星の 2 年間の観測データに基づき作成された GeV ガンマ線フェルミ天体カタログにある天体と同定された超新星残骸は 60 例確認されており、宇宙線の加速起源と超新星残骸の研究がされている。ただし、ガンマ線の空間分解能は 1GeV で 0.8 degree であり、他の波長と比べて良くないため、詳細な分布の議論を行いにくい。そこでフェルミ天体カタログと超新星残骸についてまとめた Green Catalog の中から、Fermi チーム内で未発表天体であり、視直径が空間分布について議論ができる大きさの 1.3 度である HB 3 に着目して解析を行った。HB3 は距離 2.2kpc、年齢 3.0×10^4 年とされる超新星残骸である。これまで電波等により観測されており、近傍に存在する電波での熱的放射が確認されていて HII 領域である W3 と相互作用していることが判明している (Routledge et al. (1991))。

本研究では HB 3 の解析にあたりフェルミ衛星の 65ヶ月 (2008.8.4-2014.1.30) のガンマ線観測データを使用し、解析に際し“Science Tools”というフェルミ衛星データを解析するツールを用いた。まず、HB3 と W3 の放射マップより広がった放射を確認することができたので、広がりを持つガンマ線形状モデルを作成し、最尤法によるフィッティングを行った。その結果、フェルミ観測データのソースカタログで 5 つの点源モデルで表されるところに、空間的に広がった成分を 2 つ発見することが出来た。HB3 近傍のガンマ線放射と CO の放射が空間的に一致していることから、HB3 で生成された宇宙線が分子雲と反応して放射が出ていると推測される。その後、2 つの形状モデルに対してエネルギーで区分した微分フラックスのスペクトル (bin-by-bin スペクトル) と、スペクトル形状を仮定したスペクトル (All-Band スペクトル) の 2 種類のスペクトルを求めた。結果、bin-by-bin スペクトルからは、それぞれの折れ曲がりのあるスペクトルが見て取れた。さらに、折れ曲がりを形状から判断するために、べき形状で表される PowerLaw、放射物形状で表される LogParabola、折れ曲がりのあるべき形状で表される SmoothedBorkenPowerLaw の 3 つの形状を仮定して All-Band スペクトルを求めた。結果、HB3 では SmoothedBorkenPowerLaw、W3 では LogParabola が最も良い形状であることがわかり、それぞれのスペクトルで折れ曲がりがあることをスペクトル形状から確認できた。次に bin-by-bin スペクトルを元に、HB3 に対して、陽子が起源で放射が起こる π^0 中間子崩壊、電子が起源で放射が起こる制動放射、逆コンプトン散乱のガンマ線放射機構がそれぞれ卓越している場合を仮定してスペクトルモデルのフィッティングを行った。結果、 π^0 中間子崩壊が卓越したモデルで良くフィットできた。同様に、W3 のスペクトルに対してもフィッティングを行い、 π^0 中間子崩壊モデルで良くフィットできた。HB3 と W3 で同じ放射機構・似た形状でフィットできたことと、空間的に重なっている事より、HB3 から加速された宇宙線が拡散し、W3 で相互反応を起こして放射が観測されていると考えることができる。さらに、スペクトルモデルフィッティングから得た W3 の粒子エネルギーは HB3 の粒子エネルギーに比べて大きくない。エネルギーの観点からも上記の仮説を矛盾なく説明することができる。結果、HB3 加速された宇宙線が拡散し W3 にて相互作用を起こし、 π^0 中間子崩壊が卓越した陽子起源のガンマ線での放射がみえると推測ができる。

目次

| | |
|---|-----------|
| 第1章 導入 | 5 |
| 1.1 宇宙線 | 5 |
| 1.1.1 宇宙線のエネルギースペクトル | 5 |
| 1.1.2 宇宙線の起源 | 5 |
| 1.2 ガンマ線放射機構 | 9 |
| 1.2.1 π^0 中間子の崩壊 | 9 |
| 1.2.2 制動放射 | 9 |
| 1.2.3 逆コンプトン散乱 | 10 |
| 1.3 ガンマ線観測の意義 | 11 |
| 1.4 超新星残骸と非熱的放射の観測 | 11 |
| 1.5 対象天体選出超新星残骸 HB 3 | 13 |
| 第2章 フェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡 | 18 |
| 2.1 フェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡の概要 | 18 |
| 2.2 主検出器 Large Area Telescope (LAT) の概要 | 19 |
| 2.2.1 トラッカー部 (TKR) | 20 |
| 2.2.2 カロリメータ部 (CAL) | 20 |
| 2.2.3 反同時計数シールド (ACD) | 21 |
| 2.3 Large Area Telescope (LAT) の性能 | 21 |
| 第3章 Fermi-LAT データ解析 | 24 |
| 3.1 LAT のガンマ線データ構造 | 25 |
| 3.2 データセレクション | 25 |
| 3.3 Likelihood 解析 | 27 |
| 第4章 データ解析結果 | 31 |
| 4.1 ガンマ線カウントマップの作成 | 31 |
| 4.2 ガンマ線放射空間分布モデルの作成 | 32 |
| 4.2.1 W3 のガンマ線放射モデル | 32 |
| 4.2.2 HB 3 ガンマ線放射モデル | 37 |
| 4.2.3 ガンマ線カウントマップと作成したモデルの比較 | 40 |
| 4.3 ガンマ線スペクトル解析 | 40 |
| 4.3.1 エネルギー毎の微分フラックスの導出 | 40 |
| 4.3.2 全エネルギー帯ガンマ線スペクトル | 47 |
| 第5章 議論 | 49 |
| 5.1 ガンマ線放射機構の議論 | 49 |
| 5.1.1 ガンマ線放射のモデリング | 49 |
| 5.1.2 他波長でのエネルギースペクトル分布 | 50 |
| 5.1.3 HB 3 のスペクトルモデルフィッティング | 51 |
| 5.1.4 W3 のスペクトルモデルフィッティング | 55 |

| | |
|----------------------------|----|
| 5.2 議論のまとめ | 57 |
| 第 6 章 まとめ | 58 |
| 付 録 A 3FGL ソースと HB 3 の位置関係 | 59 |
| 付 録 B Science Tools のコマンド | 60 |

目次

| | | |
|------|--|----|
| 1.1 | 宇宙線のエネルギースペクトル | 6 |
| 1.2 | Hilas プロット | 7 |
| 1.3 | 衝撃波加速の概念図 1 | 7 |
| 1.4 | 衝撃波加速の概念図 2 | 8 |
| 1.5 | π^0 中間子崩壊の模式図 | 10 |
| 1.6 | 制動放射の模式図 | 10 |
| 1.7 | 逆コンプトン散乱の模式図 | 11 |
| 1.8 | スペクトルの放射機構によるスペクトルの違いについての模式図 | 11 |
| 1.9 | W44 のガンマ線マップ | 12 |
| 1.10 | W44 のガンマ線スペクトル | 13 |
| 1.11 | フェルミ衛星により観測されたスペクトル | 13 |
| 1.12 | 7 天体 (その 1) | 14 |
| 1.13 | 7 天体 (その 2) | 15 |
| 1.14 | HB3 の電波観測図 | 16 |
| 1.15 | HB3 のガンマ線観測図 | 17 |
| 2.1 | フェルミ衛星外観 | 18 |
| 2.2 | LAT による全天マップと EGRET による全天マップ | 19 |
| 2.3 | Large Area Telescope (LAT) | 20 |
| 2.4 | トラック部部の写真とガンマ線の検出原理 | 21 |
| 2.5 | カロリメータ部 (CAL) | 21 |
| 2.6 | 反同時計数シールド (ACD) | 22 |
| 2.7 | LAT の視野 (Field of View) | 22 |
| 2.8 | LAT の Point Spread Function (PSF) の分布 | 23 |
| 2.9 | LAT のエネルギー分解能 | 23 |
| 3.1 | Fermi-LAT データ解析の流れ | 24 |
| 3.2 | Zenith Angle | 26 |
| 3.3 | Rocking Angle | 26 |
| 4.1 | HB 3 領域のガンマ線画像 | 32 |
| 4.2 | HB 3 領域のガンマ線残差マップ | 33 |
| 4.3 | ガンマ線残差マップに CO、電波、赤外線観測のコントアを重ねた図 | 34 |
| 4.4 | 速度帯で積分した CO マップ | 34 |
| 4.5 | 下限値以下のピクセルをすべて 0 にした CO マップ | 35 |
| 4.6 | HB 3 のガンマ線放射のみの残差マップ | 37 |
| 4.7 | DISK Scan を行った際の結果 | 38 |
| 4.8 | Likelihood 解析による HB 3 の DISK モデルフィッティングの結果 | 38 |
| 4.9 | HB3 の DISK モデルの位置 | 39 |
| 4.10 | 作成した 2 つのモデルのモデルマップと HB 3 と W3 の放射のみを残した残差マップの比較 | 40 |
| 4.11 | HB 3 の DISK モデルのガンマ線スペクトル | 41 |

| | | |
|------|--|----|
| 4.12 | W3 の CO モデルのガンマ線スペクトル | 41 |
| 4.13 | HB 3 ガンマ線放射モデルの不定性を考慮した HB 3 のガンマ線スペクトル | 42 |
| 4.14 | IRF の不定性 | 42 |
| 4.15 | IRF の不定性を考慮した HB 3 のガンマ線スペクトル | 43 |
| 4.16 | 背景放射モデルの CO、HI 分布についてモデルを分割した図 | 43 |
| 4.17 | 背景放射モデルの不定性を考慮した HB 3 のガンマ線スペクトル | 44 |
| 4.18 | 天体モデルのスペクトル指数の不定性を考慮した HB 3 のガンマ線スペクトル | 44 |
| 4.19 | 系統誤差を追加した HB 3 のガンマ線スペクトル | 45 |
| 4.20 | 系統誤差を追加した W3 のガンマ線スペクトル | 45 |
| 4.21 | HB 3 の全バンドスペクトル | 48 |
| 4.22 | W3 の全バンドスペクトル | 48 |
| | | |
| 5.1 | HB 3 における ISRF | 50 |
| 5.2 | π^0 中間子崩壊が卓越した場合のモデル | 52 |
| 5.3 | 制動放射が卓越した場合のモデル | 52 |
| 5.4 | 逆コンプトン散乱が卓越した場合のモデル | 53 |
| 5.5 | ISFR モデルが 100 倍の時のフィッティング結果 | 54 |
| 5.6 | π^0 中間子崩壊卓越モデルのフィッティング結果 | 55 |
| 5.7 | 制動放射卓越モデルのフィッティング結果 | 56 |
| | | |
| A.1 | 3FGL カタログで示されるソースの場所と 2FGL カタログで示されるソースの場所 | 59 |

第1章 導入

本章では、最初に宇宙線について、その特性やエネルギースペクトルについての説明を行い、銀河系内宇宙線の起源や加速機構について超新星残骸が有力である理由を述べる。次に星間物質などと相互作用を起こして発生するガンマ線について、その放射機構と観測意義についての説明を行う。そして、これまでの超新星残骸の X 線観測、TeV ガンマ線観測の研究例を紹介し、本研究で解析を行った GeV 領域でのガンマ線観測の先行研究を紹介する。最後に、研究対象天体である超新星残骸 HB 3 について、距離、年齢などの天体情報と共に、過去に行われた観測結果について紹介する。

1.1 宇宙線

宇宙線とは、宇宙空間を飛びまわる高エネルギーの荷電粒子である。1912年に V.F.Hess の気球実験により発見された [1]。宇宙線はその約 90% を陽子、約 9% はヘリウム原子核、そして残りの 1% はヘリウムよりも重い原子核や電子で構成されている。発見から 100 年以上が経過し、宇宙線の起源についても徐々に明らかになりつつあり、銀河系内宇宙線では超新星残骸 (1.1.2 で記述)、銀河系外宇宙線では活動銀河核やガンマ線バーストなど、候補があげられ研究が行われている。

1.1.1 宇宙線のエネルギースペクトル

図 1.1 は地球近傍で観測された宇宙線のエネルギースペクトルである。宇宙線のエネルギーは 10^8eV から 10^{20}eV の広範囲にわたり地上や人工衛星で観測されており、べき型のスペクトル ($F(E) = KE^{-\gamma}$) をもつ。ただし単一のべき型スペクトルではなく、 $10^{15.5} \text{eV}$ 、 $10^{18.5} \text{eV}$ 付近でスペクトルが折れ曲がっており、それぞれの領域は "Knee"、"Ankle" と呼ばれている。このうち Knee 領域では銀河系内宇宙線の加速限界と考えられている。それぞれの領域での宇宙線粒子の到来頻度は Knee 領域で 1 年間に 1m^2 あたり 1 粒子、Ankle 領域で 1 年間に 1km^2 あたり 1 粒子と、特に高エネルギー側で到来頻度が非常に小さい。

1.1.2 宇宙線の起源

宇宙線は荷電粒子であるため、銀河磁場など星間磁場により進路が曲げられる。磁場 B の中で電荷 Ze 、エネルギー E をもつ宇宙線のラーモア半径 r_L は次の式で表される。

$$r_L = \frac{E}{ZeB} \quad (1.1)$$

銀河磁場の強さは数 μG であり、ラーモア半径は銀河円盤の厚さよりも小さくなることから、銀河磁場による閉じ込め効果により銀河系内に長時間存在することになる。よって 10^{18}eV までの宇宙線は銀河系内天体が起源と考えられる。一方 10^{18}eV より高エネルギー側の宇宙線は、銀河系外天体が起源であると考えられる。ここで、宇宙線がある領域で加速される場合を考える。加速領域の大きさ R はラーモア半径 r_L より小さくなる必要があるため、

$$\frac{E}{ZeB} < R \quad (1.2)$$

の関係が成り立つ。よって領域内での加速可能なエネルギー E は、

$$E < ZeBR \quad (1.3)$$

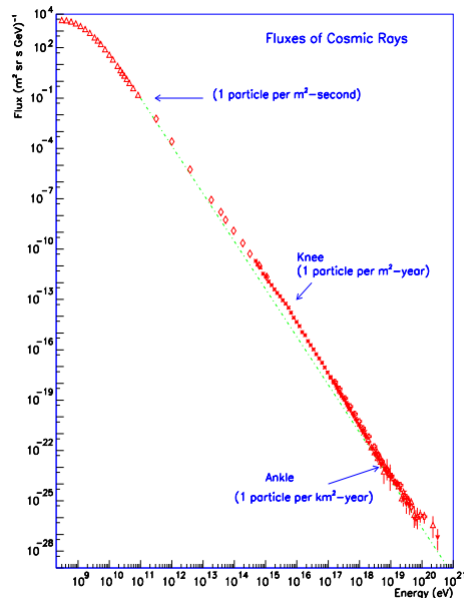


図 1.1: 宇宙線のエネルギースペクトル [2]

となる。図 1.2 は”Hillas プロット”と呼ばれ、この条件を用いて横軸を天体の大きさ、縦軸を天体の磁場強度とし、最大加速エネルギーと宇宙線の加速源候補天体の関係を示したものである。宇宙線の加速限界の最大エネルギーが 10^{20} eV 未満であり、また銀河系内の宇宙線のエネルギー収支から銀河系内の宇宙線源の候補天体としては、超新星残骸が有力である。また銀河系外宇宙線の候補天体としては、活動銀河核やガンマ線バースト等があげられる。

超新星残骸を宇宙線源候補天体として説明するために、エネルギー収支の観点から考察する [3]。銀河内の星間空間における宇宙線のエネルギー密度は、観測により太陽系の近くでは ~ 1 eV/cc と見積もられている [5]。銀河円盤の体積を 10^{61}m^3 (円盤半径: 15kpc, 円盤の厚さ 1.5kpc) とすると、銀河円盤に蓄えられているエネルギーは 10^{55}erg となる。これを宇宙線の銀河円盤内の寿命 10^7 年 ($= 3 \times 10^{14}$ 秒) で割った値である、 $3 \times 10^{40} \text{erg/s}$ で宇宙線が銀河内で生成されなければならない。一方、超新星爆発のエネルギーは $\sim 10^{51} \text{erg}$ と考えられ、その 3% が宇宙線加速に使われるとして、30 年に一度の頻度で爆発すると仮定すると、 $3 \times 10^{49} \text{J} / 10^9 \text{秒} = 3 \times 10^{40} \text{erg}$ となり、宇宙線へのエネルギー供給が説明できる。

超新星残骸

超新星（超新星爆発）とは、恒星進化の最終段階における爆発現象をさす。超新星は観測において水素の吸収線を示さない I 型と、水素の吸収線を示す II 型に大きく分類できる。さらに I 型では元素の吸収線によって Ia 型、Ib 型などに分類できる。Ia 型は、連星中の白色矮星に物質が降着し、炭素の爆発的な核反応により爆発を起こす”炭素爆燃型超新星爆発”であると考えられる。Ia 型以外は、質量が $8M_{\odot}$ 以上の大質量星が重力崩壊により爆発を起こす”重力崩壊型超新星爆発”であると考えられていて、このタイプの超新星爆発ではのちに中心部に中性子星かブラックホールが形成される。

また超新星爆発では一般的に 10^{51}erg のエネルギーを、放出する物質の運動エネルギーとして周辺空間に解放する。この時放出された物質は、衝撃波をとめない星間空間へと伝播し、プラズマを過熱させ、地上では電波、可視光、X 線で観測される。これが超新星残骸である。この超新星残骸は、次に述べるフェルミ統計加速理論により、銀河宇宙線の加速源と考えられている。

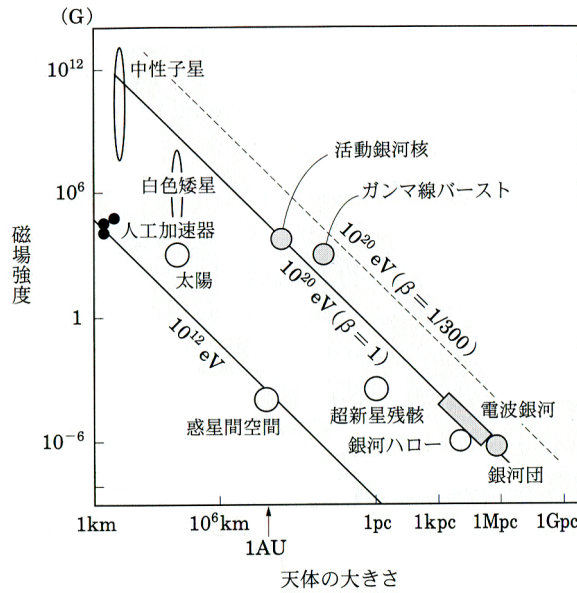


図 1.2: Hillas プロット [3][4]。宇宙線の加速源候補天体と加速限界エネルギーの関係を示す。

フェルミ統計加速

いま銀河系内起源と考えられる Knee 領域以下の低エネルギー宇宙線について考える。この発生メカニズムとして有力である説が超新星残骸における 1 次フェルミ加速理論である。

プラズマが音速を超える速度で物質と衝突すると衝撃波が形成される。衝撃波前後のプラズマの速度変化を図 1.3 に示す。今、衝撃波付近の静止系を考える。左から速度 V_1 で超音速流が流入し、衝撃波付近において減速・圧縮を受けて、右へ速度 V_2 の亜音速流となって流出する。以降、図 1.3 の左側を衝撃波の上流、右側をし衝撃波の下流と呼ぶ。上流と下流のプラズマ密度は (r :圧縮率)、速度比の逆数 (V_1/V_2 に等しい。また理想気体においてはマッハ数 M が大きい極限で、ランキン=ユゴニオの方程式を解くことにより、 r は 4 に漸近することがわかる [3]。

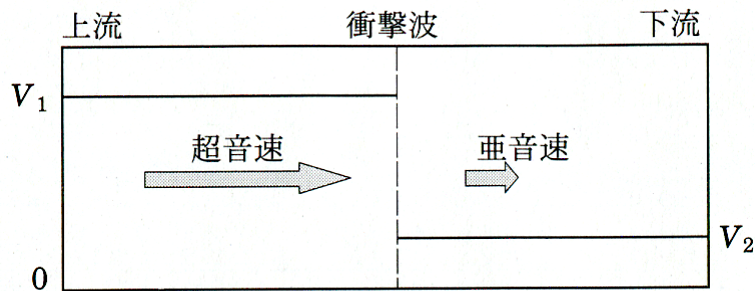


図 1.3: 衝撃波加速の模式図 [3]。衝撃波付近の静止系において、上流 (左) から超音速流が入り、下流 (右) に亜音速流となり出ていく。

衝撃波の周辺のプラズマは電磁流体乱流を伴い、その中を運動する宇宙線粒子はアルヴェーン波 (電磁流体において、磁力線に沿って伝播する電磁波 (横波)) との衝突を繰り返す。今、宇宙線粒子が上流側で衝突したのち、下流側に流れ込み、そこで衝突し再度上流側に戻るとする (図 1.4)。これらの衝突はプラズマの静止系において弾性衝突と見ることができる。一方で衝撃波付近の静止系から見ると、上流側では正面衝突、下流側では追突となり、それぞれエネルギーの増加、減少が生じる。このとき、上流、下流

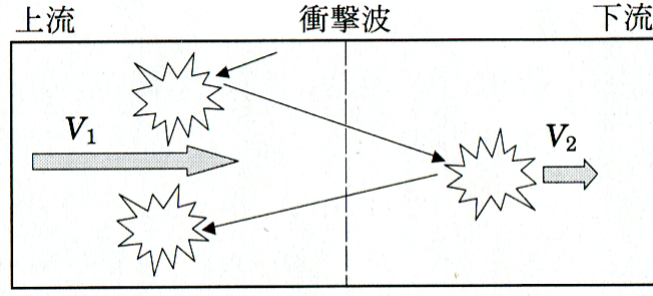


図 1.4: 衝撃波加速の模式図 [3]。宇宙線粒子がアルヴェーン波との衝突をくりかえし、上流と下流を行き来する。この過程において宇宙線粒子はエネルギーを獲得する。

での運動量変化と宇宙線粒子の衝突前の運動量 p の比は、

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{\text{上流}} = +\frac{4V_1}{3c}, \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{\text{下流}} = -\frac{4V_2}{3c} \quad (1.4)$$

と書ける (c は光速)。ここで宇宙線粒子のエネルギーは相対論的であり (すなわち、速度は光速で近似できる)、衝撃波の速度は非相対論的である (すなわち $v_1 \ll c$) と仮定した。上流側、下流側での衝突の 1 サイクルについて、正味の運動量変化は

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{4(V_1 - V_2)}{3c} \quad (1.5)$$

となる。宇宙線粒子が初期値 p_0 の運動量からスタートして n 回衝突を繰り返した後の運動量 p_n は、

$$p_n = p_0 \left[1 + \frac{4V_1 - V_2}{3c}\right]^n \sim p_0 \exp\left[\frac{4V_1 - V_2}{3c}n\right] \quad (1.6)$$

と書ける。宇宙線粒子が衝撃波付近にとどまっている間はこの式に従い運動量が増加する。しかし粒子は次第に衝撃波付近から逃げ出し、運動量の増加が止まる。上流側・下流側衝突のペア 1 回後に逃げ出す確率は $\frac{4v_2}{c}$ である。そこで、 n 回後まで衝撃波付近にとどまっている確率は $(1 - \frac{4v_2}{c})^n \sim \exp(-\frac{4v_2}{c}n)$ であり、宇宙線粒子が p_n 以上に加速される確率 $\text{Prob}(p \geq p_n)$ に等しい。式 1.6 を n について解くと、

$$n = \frac{3}{4} \frac{c}{V_1 - V_2} \log\left(\frac{p_n}{p_0}\right) \quad (1.7)$$

となり、

$$\text{Prob} = \exp\left(-\frac{3V_2}{V_1 - V_2} \log\left(\frac{p_n}{p_0}\right)\right) = \left(\frac{p_n}{p_0}\right)^{\frac{3}{r-1}} \quad (1.8)$$

となる ($r = \frac{v_1}{v_2}$, 圧縮比)。運動量が p から $p + dp$ の間にある宇宙線粒子の数 (微分スペクトル) を $N(p)$ とすると、

$$\int_{p_0}^{p_n} N(p) dp \propto \text{Prob} = \left(\frac{p_n}{p_0}\right)^{-\frac{3}{r-1}} \quad (1.9)$$

となり、両辺を p で微分して、

$$N(p) \propto p^{-\frac{3}{r-1}-1} = p^{-\frac{r+2}{r-1}} \quad (1.10)$$

の式を得る。

式 1.10 は加速された宇宙線粒子の微分スペクトルが運動量のべき関数で表すことができ、かつそのべき $(r+2)/(r-1)$ が衝撃波の圧縮比 r だけで決まることを示している。前述の通り超新星爆発での衝撃波の圧縮比は $r \rightarrow 4$ であるため、べきは 2 に漸近する。

宇宙線粒子は第1章で述べた通りべき型のスペクトルをもち、"Knee"領域では $p^{-2.7}$ のべき関数で近似できる。この関数は宇宙線源そのもののスペクトルではなく、途中の伝播において効果がかかった結果と考えられている。エネルギーの高い粒子ほど速く銀河系外に逃げ出す効果として $p^{-0.6} - p^{-0.7}$ の因子が考えられ、これらを加味すると加速源では $p^{-2.0} - p^{-2.1}$ のスペクトルを得る。

以上のように観測から得られたスペクトルに対し、1次フェルミ加速理論は宇宙線粒子の加速を説明することができる。

1.2 ガンマ線放射機構

荷電粒子は星間空間においてさまざまな相互作用をすることにより、電磁放射を行う。特に星間物質などと相互作用により発せられるガンマ線は、宇宙線など高エネルギー粒子の存在を直接示すものであり重要となる。高エネルギー粒子がガンマ線を放出する機構として、以下の3つが挙げられる。

1.2.1 π^0 中間子の崩壊

宇宙線陽子が分子雲などの星間物質と衝突することにより π 中間子が生成され、そのうち π^0 中間子の崩壊により、ガンマ線が放射される過程である。後述する2つと違い、陽子を起源とする放射機構である。模式図を図1.5に示す。 π 中間子には π^0 と π^+ , π^- が存在するが、そのうち以下のように π^0 中間子は平均寿命 8.4×10^{-17} 秒で2つのガンマ線光子に崩壊する。

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (1.11)$$

宇宙空間では、高エネルギー陽子が星間物質と衝突して π^0 中間子が生成、崩壊する。例えば、

$$p_{\text{宇宙線}} + p_{\text{星間物質}} \rightarrow p + p + \pi^0 \quad (1.12)$$

という過程で π^0 中間子が生成される。ここで陽子と π^0 中間子の質量を m_p , m_π としたとき、宇宙線陽子の運動エネルギー E_p は

$$E_p - m_p c^2 \geq 2m_\pi c^2 \left(1 + \frac{m_\pi}{4m_p}\right) = 280[\text{MeV}] \quad (1.13)$$

という条件を満たす必要がある [3]。 π^0 中間子の静止エネルギーは $m_\pi c^2 = 135 \text{MeV}$ であり、平均寿命は 8.4×10^{-17} 秒である。これらの光子は π^0 中間子の静止系で $m_\pi c^2/2 = 67.5 \text{MeV}$ のエネルギーを持ち、互いに反対方向へ飛行する。

1.2.2 制動放射

宇宙線電子が星間物質の中の原子核に近づくと、その電場により進行方向が曲げられ加速される。このときガンマ線を放射する。この現象を制動放射 (Bremsstrahlung Radiation) と呼ぶ。模式図を図1.6で示す。電子のエネルギーを E 、放射される電磁波の周波数を ν とする。その放射スペクトルは $0 \leq \nu \leq E/h$ (h はプランク定数) の範囲において連続的に分布する。ここで周辺物質が完全電離状態であると仮定した場合、原子核の原子番号を Z 、数密度を Nm^{-3} とし、相対論的な電子のエネルギー変化率は

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{Brems}} = \frac{3}{2\pi} \sigma_T \alpha Z(Z+1) N [\log \gamma + 0.36] E \quad (1.14)$$

と表される [3]。ここで、 σ_T はトムソン散乱断面積 ($0.665 \times 10^{-28} m^2$)、 α は微細構造定数 ($1/137.036$) である。式1.14は電磁波の放射率を表し、その放射率は数密度 N に比例することがわかる。周辺領域に比べ物質密度が高い銀河系中心部では広がったガンマ線源領域が観測されており、エネルギー領域はおおよそ数十 MeV ~ 数 GeV の範囲で観測されている。このうち低エネルギー側のガンマ線 (数百 MeV 以下) は宇宙線電子の制動放射を主たる起源とし、それより高エネルギー側のガンマ線は、 π^0 中間子崩壊によるものと考えられている。

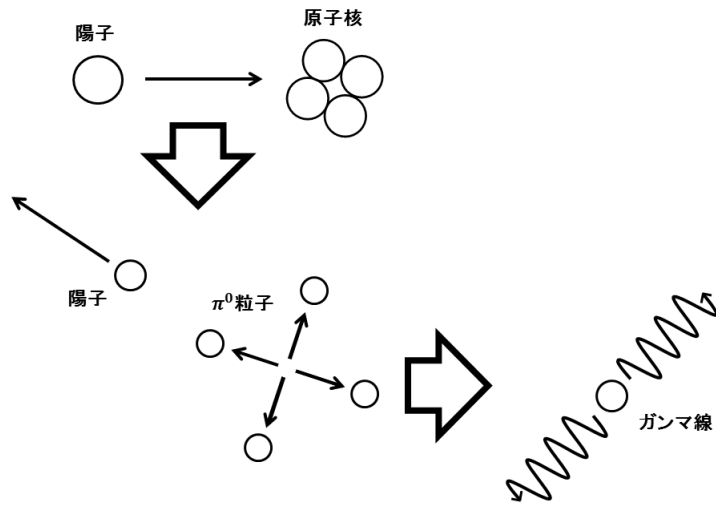


図 1.5: π⁰ 中間子崩壊の模式図

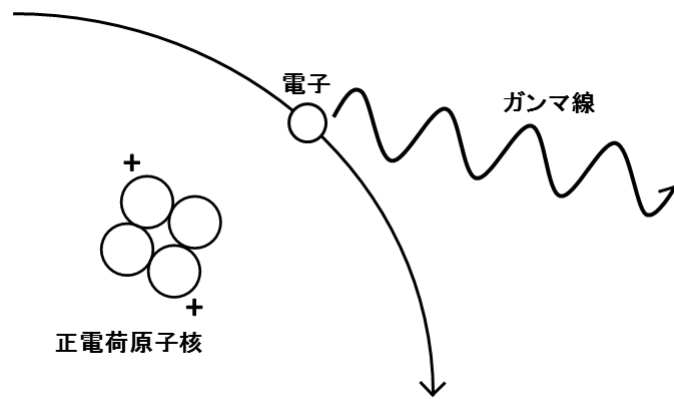


図 1.6: 制動放射の模式図

1.2.3 逆コンプトン散乱

相対論的電子が周囲の低エネルギー光子を散乱し、高エネルギーに叩き上げる現象を逆コンプトン散乱という。制動放射と同様電子を起源とするガンマ線放射機構である。模式図を図 1.7 で表す。この過程はコンプトン散乱（高エネルギー光子が静止した電子を散乱し低エネルギー光子に代わる過程）の逆過程と見なされるので逆コンプトン散乱と呼ばれている。逆コンプトン散乱による電子のエネルギー変化率は

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{IC} = \frac{4}{3}\sigma_T c \gamma^2 \beta^2 U_{ph} \quad (1.15)$$

で表される [3]。ここでの、 $\sigma_T, \gamma, \beta = v/c, U_{ph}$ はそれぞれトムソン散乱断面積、電子のローレンツ因子、電子の速度、輻射場のエネルギー密度である。

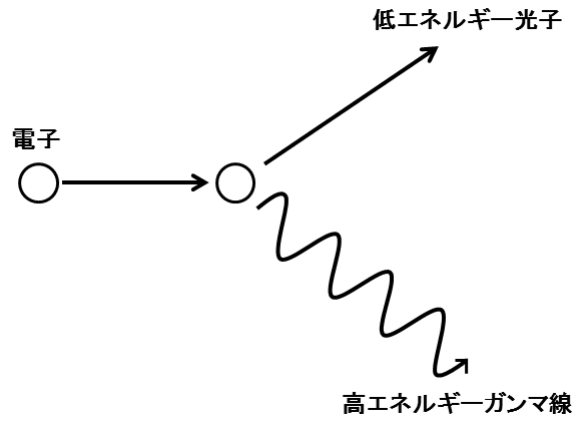


図 1.7: 逆コンプトン散乱の模式図

1.3 ガンマ線観測の意義

宇宙線は星間磁場により進行方向を曲げられてしまうために、地球に降り注いだ宇宙線の到来方向を調べても生成場所を特定することが出来ない。そこで前述した、星間物質などとの相互作用によって発生するガンマ線に着目する。宇宙線の生成される場所では、宇宙線と星間物質が相互作用をすることでガンマ線が生成される。ガンマ線は電荷を持たないので、その到来方向から宇宙線の生成・加速場所を直接示すことができる。

さらに GeV 領域 (図 1.3 の緑色領域) のガンマ線は、前述したガンマ線の放射機構によってスペクトルの折れ曲がりを見ることができる。折れ曲がりの違いについての模式図を図 1.3 で表す。よって、スペクトルがどの放射機構かを識別することにより、ガンマ線の起源が陽子であるのか電子であるのかを判断することができる。

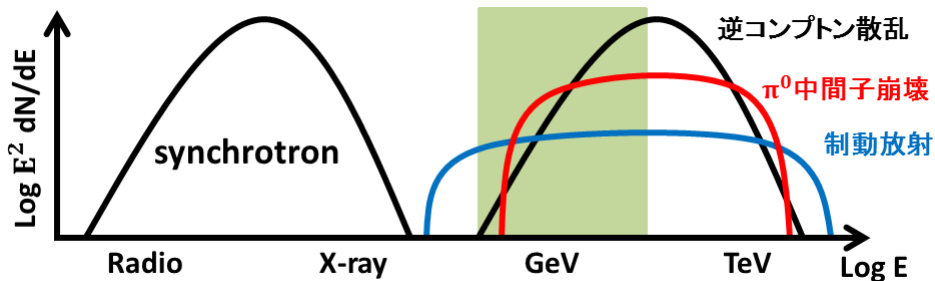


図 1.8: スペクトルの放射機構によるスペクトルの違いについての模式図

緑色の領域がフェルミ衛星で観測できるエネルギー範囲。

1.4 超新星残骸と非熱的放射の観測

これまで述べてきたように、銀河系内を加速源とする宇宙線は超新星残骸による衝撃波加速の説が有力であると考えられる。仮に超新星残骸で宇宙線が加速されているとするならば、加速された粒子から X 線放射やガンマ線放射などの非熱的放射を観測できる可能性がある。

これまでの超新星残骸の観測で、粒子加速の観測的証拠となったものは超新星残骸 SN 1006 があげられる。SN 1006 はシェル型の超新星残骸であり、電波観測により他のシェル型超新星残骸 (CasA など) と

同様にエネルギー指数 0.6 のスペクトルが観測されている [6]。超新星残骸では爆発した星の噴出物や圧縮された星間物質が熱せられて $10^7 K$ から $10^8 K$ の超高温のガスとなる。このようなガスからは、熱的制動放射 X 線及び特性 X 線が放射される。X 線衛星「あすか」により SN 1006 が観測され、電波で明るい領域から熱的制動放射 X 線や特性 X 線とは異なる、非熱的 X 線放射が発見された [7]。これは X 線スペクトル解析により、超新星残骸中心部からの X 線には熱的 X 線放射の特徴である特性 X 線を含むスペクトルを示しているのに対し、シェル部分の X 線スペクトルからは有意な特性 X 線が見つからなかったためである。この非熱的 X 線放射の過程として、観測されたスペクトルがべき型であり、その放射領域が電波でも明るいシェル領域と一致することから、磁場を $10\mu G$ と仮定することにより、 $100 TeV$ と見積もられる高エネルギー電子によるシンクロトロン放射であると考えられた [7]。

他にも超新星残骸の TeV ガンマ線観測では、超新星残骸 RX J0852.0-4622 があげられる [8]。RX J0852.0-4622 は年齢が $1700\sim 4300$ 年程度、距離は $750 pc$ とされる超新星残骸である [9]。RX J0852.0-4622 はこれまでに X 線 (ROSAT[10])、H.E.S.S.[11][12]) などによる観測がされている。CANGAROO 望遠鏡 [13][14] による TeV ガンマ線観測が行われ、RX J0852.0-4622 からの TeV ガンマ線放射が陽子起源であるのか電子起源であるのか検証が行われた。結果、 TeV ガンマ線観測だけではどちらの起源なのか決着はつけられなかった。

そこで GeV ガンマ線での観測が必要となってくる。 GeV ガンマ線での観測は 2008 年にフェルミ衛星が打ち上げられてから、多数の観測結果があがっている。RX J0852.0-4622 のフェルミ衛星による GeV ガンマ線の結果と TeV ガンマ線での結果を合わせ、ガンマ線放射が陽子起源か電子起源のいずれであるかという検証を行った。結果、陽子起源のモデルと良くあてはまる結果を得た。

また超新星残骸の GeV ガンマ線観測で、ガンマ線の放射機構とその起源を検証した例として超新星残骸 W44 があげられる。W44[15] は、年齢が 1.0×10^4 年程度と中年の超新星残骸であり [16]、周辺の分子雲と一部衝突していることがわかっている [17]。こちらもフェルミ衛星による解析を行ったところ、周辺でガンマ線が強い部分があり (図 1.9 の SRC-1, SRC-2)、これらのスペクトル解析の結果と宇宙線拡散のモデルを比較したところ、W44 から解放された宇宙線が近傍の分子雲に衝突したものであること (図 1.10)、そしてスペクトルが π^0 中間子崩壊によるモデルと良く当てはまったことから、陽子起源によるものと示唆される結果が得られている (図 1.11)。

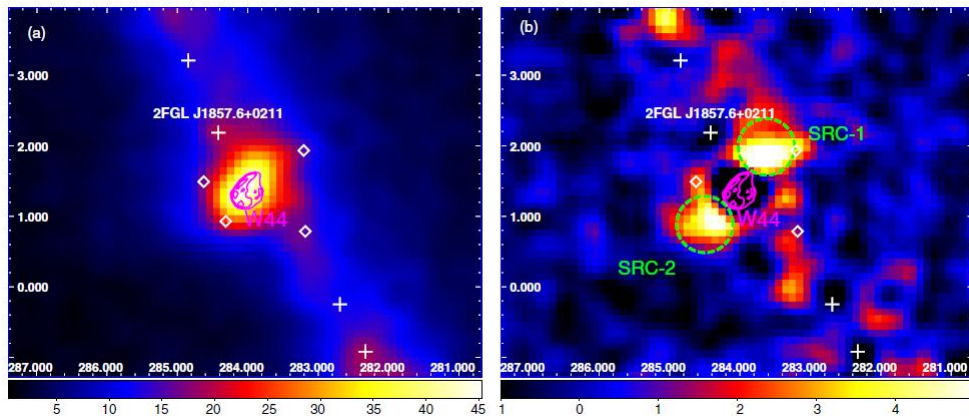


図 1.9: W44 のガンマ線マップ

(a) : 2-100 GeV における、W44 周辺のガンマ線カウントマップ。座標は赤道座標。中心にあるマゼンタの線は電波による W44 のコントアである。十字点および◇点はフェルミ衛星のカタログに記載された天体を示し、うち「2FGL J1857.6+0211」はパルサー「PSR B1855+02」と同定されている。

(b):(a) のカウントマップから、銀河拡散放射、背景放射、2FGL 天体、W44 のフィッティングさせたモデル成分を引いたもの。W44 周辺でガンマ線が強い 2 つの部分は、この論文では SRC-1, SRC-2 と称している。

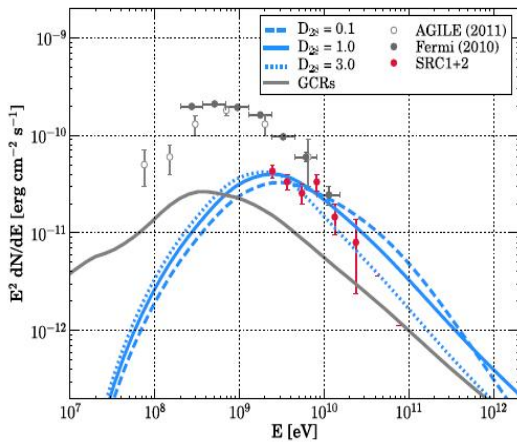


図 1.10: W44 のガンマ線スペクトル

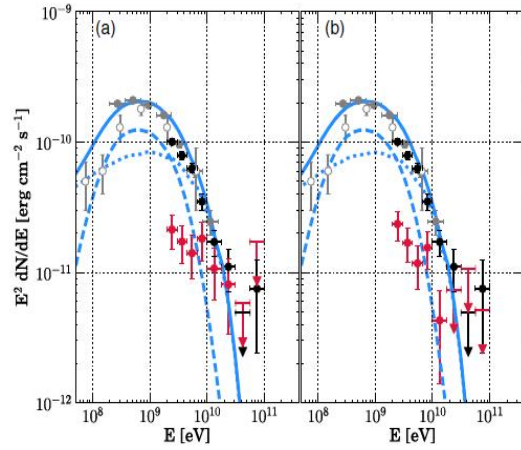


図 1.11: フェルミ衛星により観測されたスペクトル

W44 を囲む分子雲からのガンマ線放射スペクトルの赤点は (a)SRC-1(b)SRC-2 を、黒点は W44 のスペクトルモデル。SRC-1 と SRC-2 は統一して赤点で示す。白丸は AGILE (Astro- rivelatore のスペクトルは、W44 から逃げた宇宙線により分子 Gamma a Immagini LEggero) により観測されたス雲で π^0 中間子崩壊によるガンマ線放射を示唆している。点線のカーブは π^0 中間子崩壊による。青線は拡散の 3 つのモデルケースを、灰色の曲線は GCRs によるガンマ線放射の、破線は制動放射からのガンマ線は、周辺の巨大分子雲により生成されたガンマ線放射のモデル曲線を示す。点線と良くフィットしているのが分かる。

1.5 対象天体選出超新星残骸 HB 3

本研究において解析する超新星残骸を選出するにあたり、昨年度卒業の杉山氏の天体選出法 [18] を使用した。選出方法は、フェルミ衛星のガンマ線ソースカタログと、超新星残骸についてまとめられた”Green Catalog” [19] を用いて、フェルミチーム内でこれまでに観測・解析されておらず、かつガンマ線分布の議論ができるよう視直径が 0.4° 以上である超新星残骸を探した。結果、7 天体が候補となった。その 7 天体の一覧を表 1.1 に、杉山氏が作成したガンマ線カウントマップを図 1.12、図 1.13 に示す。

表 1.1: 選出した 7 つの超新星残骸一覧

| 天体名 (Green Catalog) | 視直径 ($^\circ$) |
|---------------------|------------------|
| G24.7+0.6 | 0.50 |
| G54.4-0.3 | 0.67 |
| G132.7+1.3 | 1.33 |
| G179.0+2.6 | 1.17 |
| G205.5+0.5 | 3.67 |
| G321.9-0.3 | 0.52 |
| G326.3-1.8 | 0.63 |

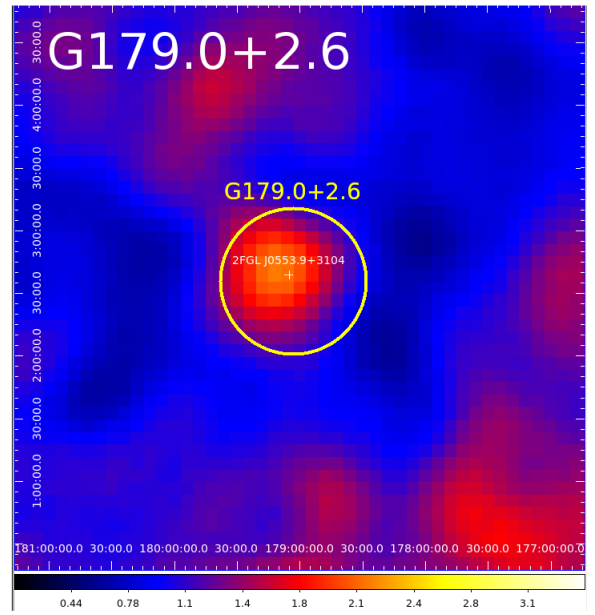
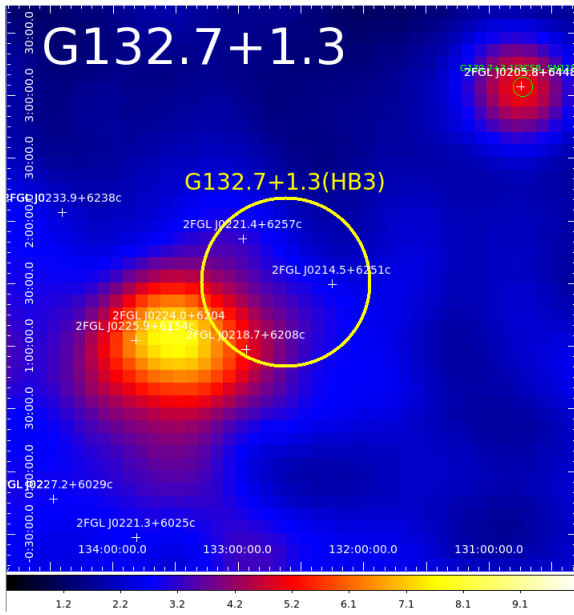
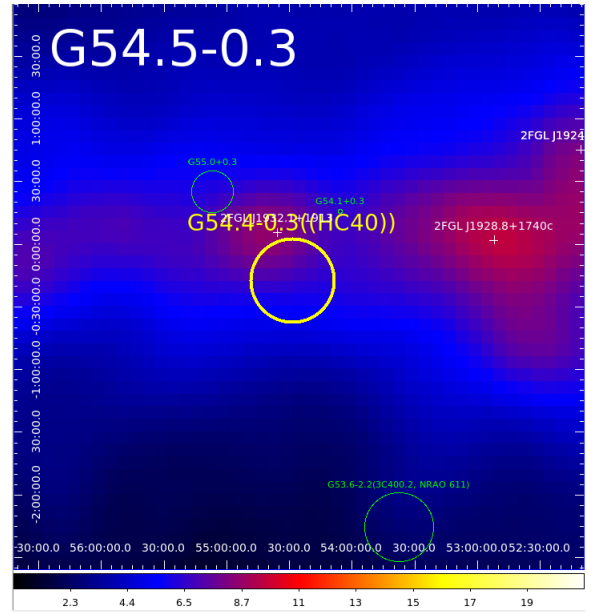
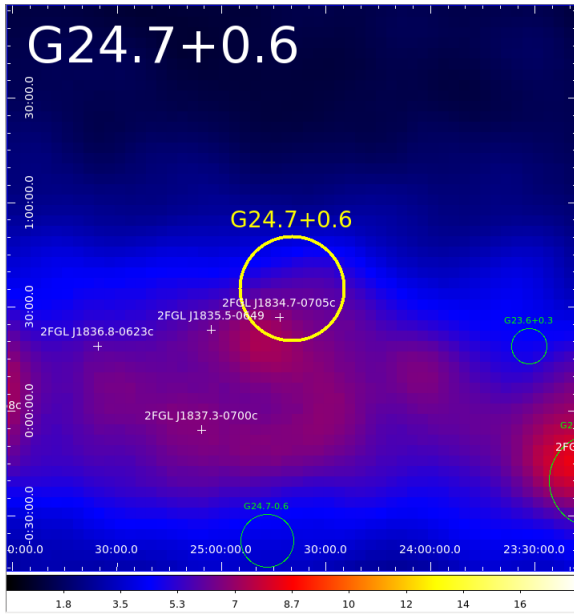


図 1.12: 7つの超新星残骸のガンマ線カウントマップ (その1) [18]

選出した7つの超新星残骸のガンマ線カウントマップ。黄色い円が、超新星残骸の領域を、白い十字が、フェルミ衛星のガンマ線カタログの天体を示す。

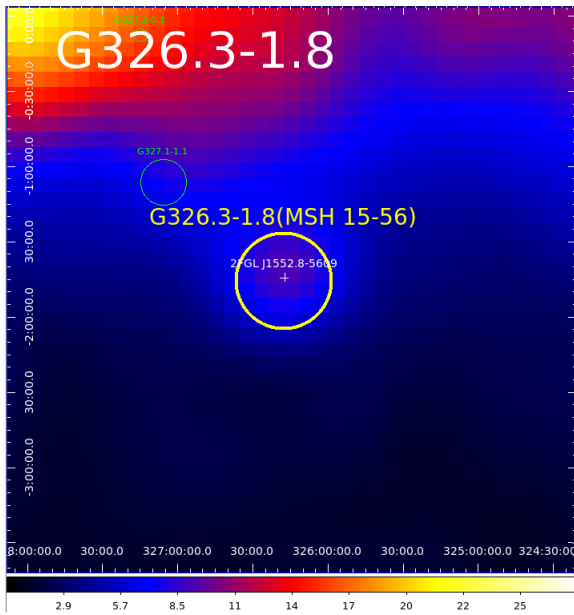
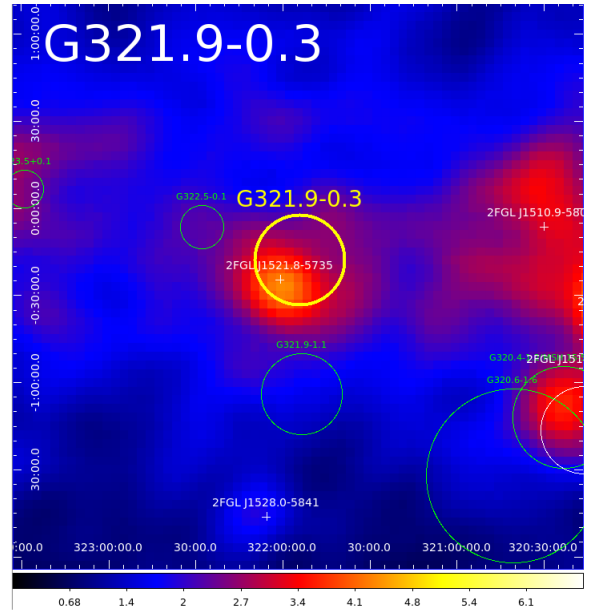
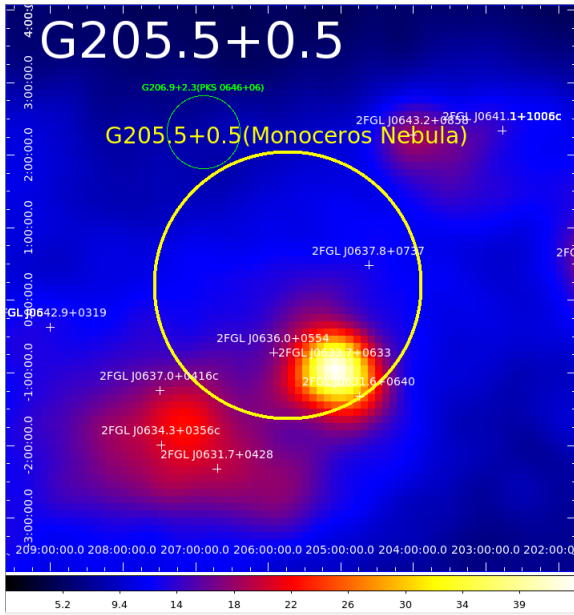


図 1.13: 7つの超新星残骸のガンマ線カウントマップ (その2) [18]

選出した7つの超新星残骸のガンマ線カウントマップ。黄色い円が、超新星残骸の領域を、白い十字が、フェルミ衛星のガンマ線カタログの天体を示す。

その中でも、ガンマ線検出器の角度分解能が他の波長に比べてあまり良くないことから（フェルミ衛星では 1GeV において 0.8degree。詳細は 2.3 にて述べる）、超新星残骸自身や近傍分子雲などといった周辺空間のガンマ線分布について議論できるよう、視直径が大きい天体を選出した。杉山氏は視直径が 7 天体で最大である”Monoceros Loop(G205.5+0.5)”を対象としたので、本研究では次点で視直径の大きい”HB 3(G132.7+1.3)”に着目して解析を行うこととした。

HB 3 は CO 観測から分子雲の視線速度を算出し、距離 2.2kpc[20] と求め、さらに X 線観測 (Einstein 衛星) により年齢を 3.0×10^4 年 [23] と求められる、中年のシェル型超新星残骸である。物質密度は、HI 観測により HB 3 領域の東側で $2.46[/math>cm³、西側で $1.23[/math>cm³ と求められている [27]。密度の分布が一様ではないため、本研究での HB 3 領域の物質密度は $2.0[/math>cm³ としている。視直径は 1.3° であり、これまでに電波 [24][25] や、X 線 [23] など多波長での観測がされている。HB 3 周辺のエフェルスベルグ望遠鏡 [21] における 1408MHz 帯 (21cm) での電波観測のマップを図 1.14 に示す。$$$

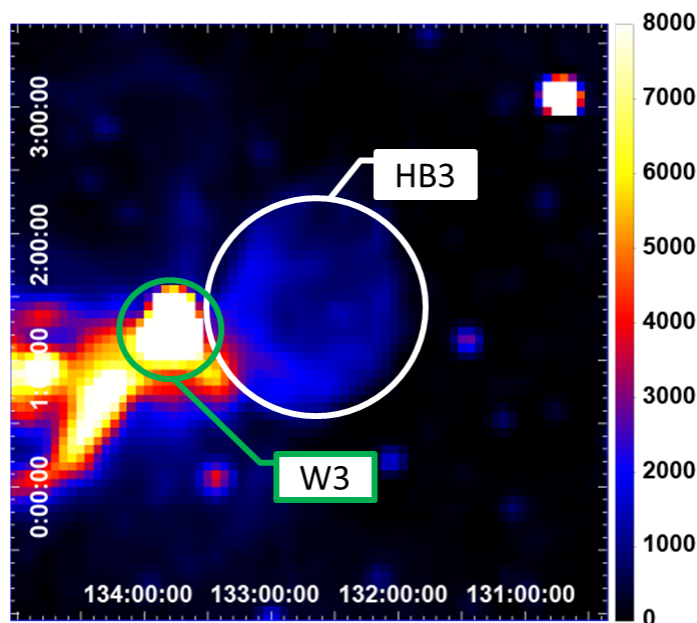


図 1.14: HB 3 の電波観測

エフェルスベルグ望遠鏡 [21] による電波 (1408MHz) の HB 3 領域の観測図。HB 3 を中心に $4^\circ \times 4^\circ$ の領域である。

図中の白い円で囲まれた部分がグリーンカタログで示される HB 3 の領域を示しており、広がった電波放射がみとれる。さらに、HB 3 には、近傍に HII 領域であり熱的放射が確認されている、分子雲の伴う W3 が存在している [22]。図中の緑色の円で囲まれた部分で示されており、かなり強い電波放射がみられる。

次に HB 3 周辺のフェルミ衛星における 1GeV - 300GeV 領域でのガンマ線観測のマップを図 1.15 に示す。

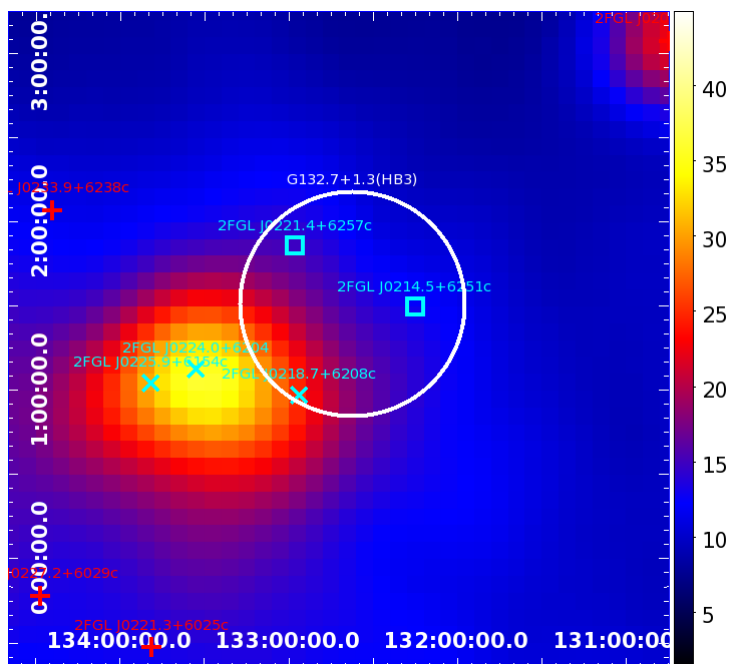


図 1.15: HB 3 のガンマ線観測

フェルミ衛星による HB 3 領域のガンマ線観測図。HB 3 を中心に $4^\circ \times 4^\circ$ の領域である。0.5 度のガウシアンでスムージングを行っている。

図中の白い円はグリーンカタログで示される HB 3 の領域を示し、青い×字と四角、赤い十字はフェルミ衛星の 2 年間観測のカタログ (2FGL カタログ) のソースの位置を示している。電波 (図 1.5) で強く放射していた W3 の領域に、ガンマ線でも強い放射があることがわかる。2015 年 1 月にフェルミ衛星の 4 年間観測のカタログ (3FGL カタログ) が公開された。本解析では 2 年間観測のカタログを用いて解析を行った。2FGL カタログと 3FGL カタログの HB 3 領域におけるソースについて、付録 A にまとめた。

HB 3 は 1.4 の W44 と、超新星残骸の年齢が中年程度で、近傍に分子雲が存在していることが共通している。

第2章 フェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡

2.1 フェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡の概要

MeV~GeV 領域ガンマ線の人工衛星による観測は、1967年に打ち上げられたOSO-3 (NASA) から始まり、以降SAS-2 (アメリカ、1972年)、COS-B (欧州、1975年) を経て、1991年にコンプトンガンマ線観測衛星 (CGRO 衛星、アメリカ) の活躍により大きく発展した。CGRO 衛星に搭載されたEGRET 検出器はパルサーや活動銀河核など約270個のガンマ線源を検出したが [30]、角度分解能が良くないため位置決定精度が悪く (表2.1 参照)、同定できない天体が多かった。

このCGRO 衛星の後継として開発されたのがフェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡 (以下”フェルミ衛星”、図2.1) である。フェルミ衛星は国際協力 (アメリカ、日本、イタリア、フランス、ドイツ、スウェーデン等) により開発され、2008年6月12日にアメリカ・ケープカナベラル基地から打ち上げられ、ガンマ線検出器として主検出器である Large Area Telescope (LAT) とガンマ線バースト等突発現象を扱う Gamma-ray Burst Monitor (GBM) の2つを搭載している。打ち上げから2年間の観測により作成された天体カタログでは、1800を超えるガンマ線天体が掲載されている [31]。

LAT と EGRET の性能比較を表2.1に示す。EGRET に比べてLAT は高い検出感度、広いエネルギー領域、広い視野範囲、優れた角度分解能を持っている。

またLAT と EGRET によるガンマ線全天マップを図2.2に示す。左がLAT の打ち上げから2年間の観測により得られた1GeV以上のエネルギーによるガンマ線マップ、右がEGRET の1991年から1996年の観測により得られた100MeV以上のエネルギーによるガンマ線マップである。どちらも銀河面の強い放射が観測されているが、角度分解能の違いからLAT に比べEGRETの方が不明瞭であり、またEGRET よりLAT のほうが、ガンマ線分布がより詳細に把握できる。



図 2.1: フェルミ衛星外観 [28]

フェルミ衛星が地球上空を周回する様子 (想像図)

表 2.1: LAT と EGRET の性能の比較 [29][30]

| | Fermi-LAT | EGRET |
|------------------------|--|--|
| 観測エネルギー領域 | 20 MeV - 300 GeV | 20 MeV - 30 GeV |
| 有効面積 ¹ | > 8000 cm ² | 1500 cm ² |
| 視野範囲 | > 2 sr | 0.5 sr |
| 角度分解能 ² | < 0.15 [deg] (>100 MeV) < 3.5 [deg] (100 MeV) | 5.8 [deg] (100MeV) |
| エネルギー分解能 ³ | < 10% | 10% |
| 1 イベントのデットタイム | < 100 us | 100ms |
| 点源の位置決定精度 ⁴ | < 0.5' | 15' |
| 点源感度 ⁵ | < 6 × 10 ⁻⁹ [cm ⁻² s ⁻¹] | ~ 10 ⁻⁷ [cm ⁻² s ⁻¹] |
| 検出天体 | 1873 (2年間) | 271 (10年間) |

[1] バックグラウンドを除去した後の値

[2] 光子が入射した際に 68%の割合で位置決定できる角度範囲

[3] 1- σ radius, on-axis

[4] 1- σ radius, flux 10⁻⁷[cm⁻²s⁻¹] (> 100 MeV) , high |b|

[5] 100 MeV より高いエネルギー範囲、高い銀緯、1年間の全天走査、光子のべき指数は -2 としている。

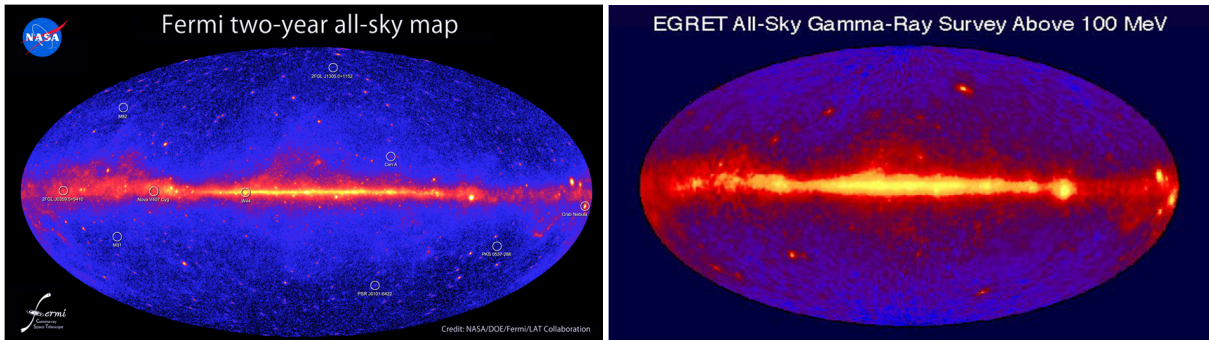


図 2.2: LAT の 2 年間の観測による全天マップ (左)[28] と EGRET による全天マップ (右)[32]

フェルミ衛星に搭載されているもう一つの検出器である GBM は、12 つの NaI シンチレータと 2 つの BGO シンチレータから構成されている。観測エネルギー領域は 10MeV-25MeV で、視野は 8str と LAT に比べ広い視野となっている。この視野範囲を活かしてガンマ線バーストといった突発現象を即座に感知、アラートを出す。

2.2 主検出器 Large Area Telescope (LAT) の概要

フェルミ衛星の主検出器である LAT は電子陽電子対生成型のガンマ線検出器である。ガンマ線が入射したときに対生成反応によって生成される電子・陽電子を捉えることによって、その粒子の軌跡及びエネルギーからガンマ線の到来方向とエネルギーを決定する。

LAT の模式図を図 2.3 に示す。LAT には、対生成を発生させてガンマ線の飛跡を検出するトラッカー部 (TKR)、ガンマ線のエネルギーを測定するカロリメータ部 (CAL) の 2 つで 1 つのモジュールを構成している。このモジュールが LAT には 16 個搭載されている。そして、バックグラウンドとなる荷電粒子を識別するための反同時計数シールド (ACD) が、モジュールの周囲を覆っている。

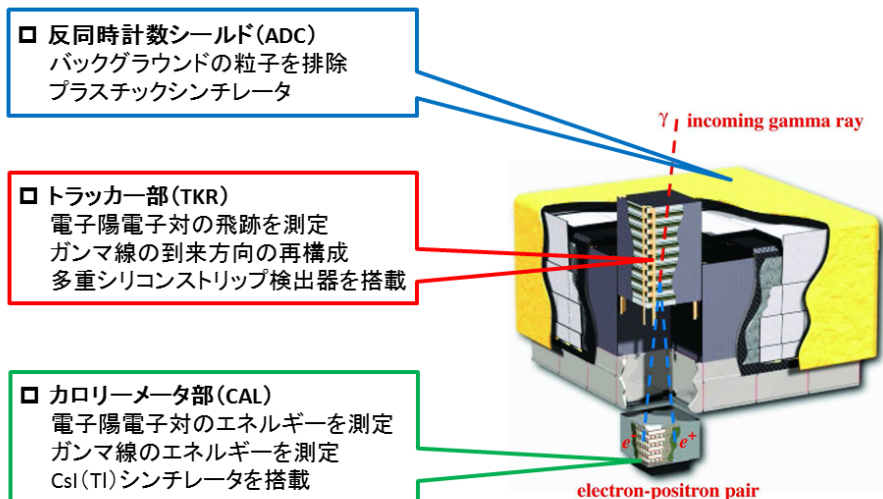


図 2.3: Large Area Telescope (LAT)[33]

2.2.1 トラッカー部 (TKR)

モジュールのトラッカー部 (TKR) は、入射ガンマ線の到来方向を特定する検出器である。トラッカー部の模式図を図 2.4 に示す。ガンマ線入射の際に起こる対生成反応によって生成される電子・陽電子の軌跡を捉えるための、シリコンマイクロストリップ検出器を取り付けたシリコンレイヤーが 2 枚と、対生成反応を引き起こすタングステンシートを 1 トレイとし、1 モジュール内に 19 層のトレイで構成されている。

シリコンレイヤーは 1 枚で一方のみの情報しか取得できないため、2 枚のシリコンレイヤーを 90 度反転させて 1 トレイに配置することで x 方向と y 方向の情報を取得することができるようになる。また、19 層のトレイの最上部と最下部のシリコンレイヤーはそれぞれ下部と上部にのみ使用されているため、1 つのモジュールにつき 36 枚のシリコンレイヤーが使用されている。シリコンレイヤーは薄く、シリコンの原子番号が小さいために反応確率が小さくなる。よって、反応確率を向上させるために、比較的ガンマ線と反応しやすいタングステンのシートを手前に配置している。

タングステンのシートは厚いほど反応確率が上がるが、シートを厚くしすぎると対生成反応によって生成された電子・陽電子がクーロン多重散乱を起こしてしまい角度分解能が悪くなる。特に低エネルギー領域の光子の到来方向を精度よく決定するためには、多重散乱の効果を無視することができない。そのためモジュール上層の 12 層のトレイ (front) については薄い (0.095mm) タングステンシートを配置する。一方、高エネルギー領域の光子の場合は、光子の統計数が少ないので低エネルギー領域の光子ほど多重散乱を気にする必要がない。そのため反応確率を良くするために下層 4 層のトレイ (back) には厚いタングステンシート (0.72mm) が配置されている。

2.2.2 カロリメータ部 (CAL)

入射ガンマ線のエネルギーはカロリメータ部 (CAL) にて測定される。トラッカー部で入射ガンマ線から生成された電子・陽電子はカロリメータ部に入射した後、電磁カスケード¹を起こし、それにより生じた蛍光をフォトダイオードで検出することでエネルギーを測定する。カロリメータ部の模式図を図 2.5 に示す。図で示すように棒状の CsI(Tl) シンチレータを 12 本ずつ並べられたものを 1 層とし、交互に向きを変え 8 層重ねた構造となっている。このようにシンチレータを配置することによって、電磁カスケードシャワーの 3 次元構造を捉えることができ、位置決定が可能となった。また、トラッカー部と組み

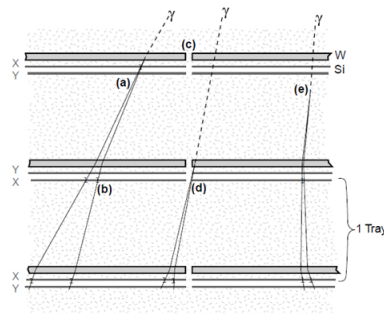


図 2.4: トラッカー部 (TKR) の写真 (左) とトラッカー部でのガンマ線の検出原理 (右) [33]

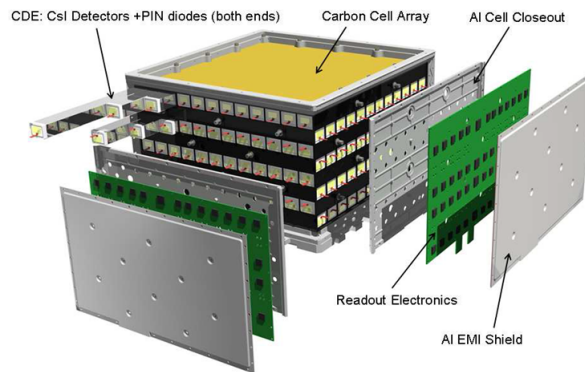


図 2.5: カロリーメータ部 (CAL) の構造 [33]

合わせることによってトラッカー部単体より飛跡の決定精度が向上した。

2.2.3 反同時計数シールド (ACD)

反同時計数シールドは、宇宙線などの荷電粒子バックグラウンドを識別するために必要な検出器である。反同時計数シールドの模式図を図 2.6 に示す。図で示すように最上層の 5×5 のアレイとサイドの 16 枚が 4 層にわたって、計 89 枚のプラスチックシンチレータが使用されている。プラスチックシンチレータがバックグラウンドとなる荷電粒子と反応する際に出す蛍光を、光ファイバーを介して光電子増倍管で読みだす。プラスチックシンチレータではガンマ線の反応確率は低く、主に荷電粒子と反応するため、この信号を反同時係数法を用いることによって、99.97%以上の荷電粒子バックグラウンドの除去ができる。

2.3 Large Area Telescope (LAT) の性能

フェルミ衛星は打ち上げから約 6 年半が経過するが、主検出器である LAT の応答関数 (Instrumental Response Functions: IRFs) は観測が進むにつれて解析手法が改良されるため、定期的に更新されている。現在は P7Rep.V15 と呼ばれる IRFs が標準となっている。LAT のエネルギーごとの視野 (Field Of View: FOV)、Point Spread Function (PSF)、エネルギー分解能を図 2.7[35]、図 2.8、図 2.9 に示す [36]。

¹電磁カスケード… π^0 中間子崩壊等によって生じたガンマ線から、対生成によって 1 組の電子・陽電子が生成される。この電子対がまた原子核によって制動放射を起こし、複数のガンマ線を生成させる。このような過程を経て電子、陽子、ガンマ線の数が増えていく。この現象のことを電磁カスケードという。

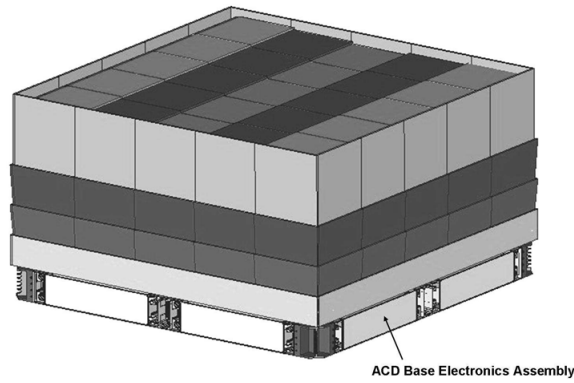


図 2.6: 反同時計数シールド (ACD) [33]

LAT の FOV は 1GeV から 10GeV で最も広くなり、2.5sr 以上となる。これは全天の約 20%であり、LAT は軌道周期 95 分で全天の約 80%をカバーすることができる。PSF とは、点源に対する検出器の応答を示すものであり、点源がどの程度広がって見えるかを示す指標である。低エネルギー側は多重散乱の影響で 100MeV 以下では約 10 度まで広がるが、高エネルギーになるほど広がりが小さくなり、1GeV 付近は約 1 度の広がりとなる。このようにエネルギーによる依存性が大きい。角度分解能と直結してくることなので、P7Rep-V15 の PSF はシミュレーションにより導出されている。また、LAT のエネルギー分解能は 1GeV 付近で約 10%となっている。低エネルギー側は、カロリメータで生成される光子数が減少するため、エネルギー分解能が悪くなっている。

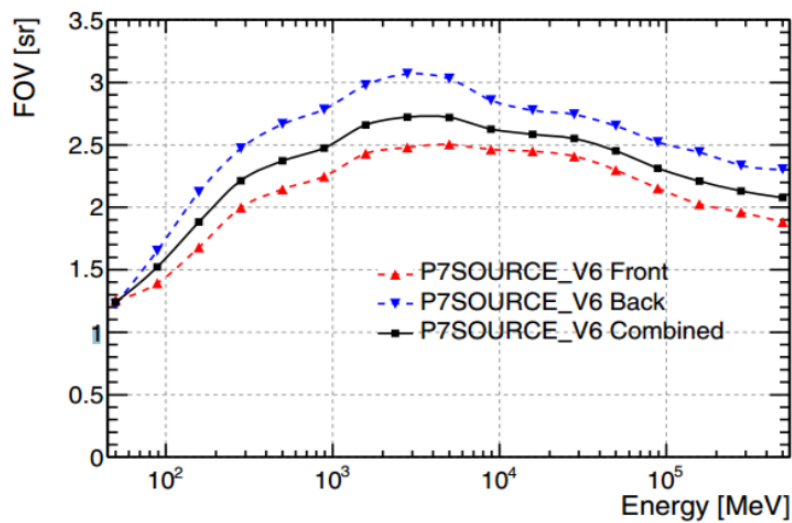


図 2.7: LAT の視野 (Field of View) [35]

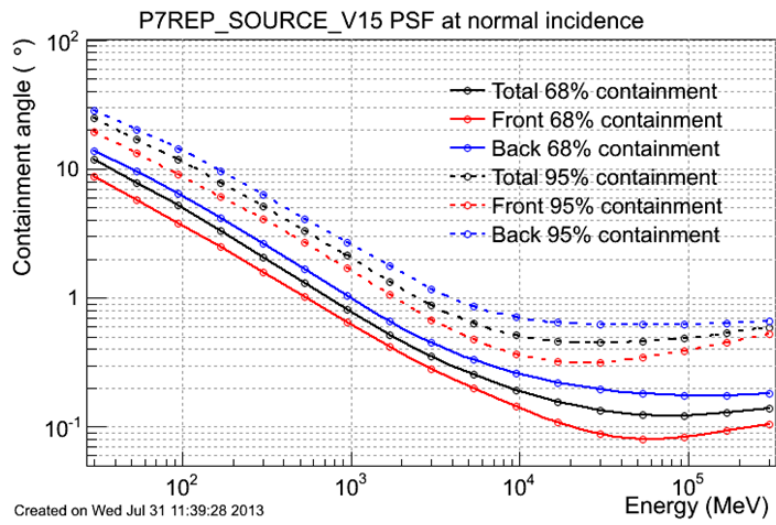


図 2.8: LAT の Point Spread Function (PSF) の分布 [36]

実線は 68%の、破線は 95%の光子が入る確率を示している。

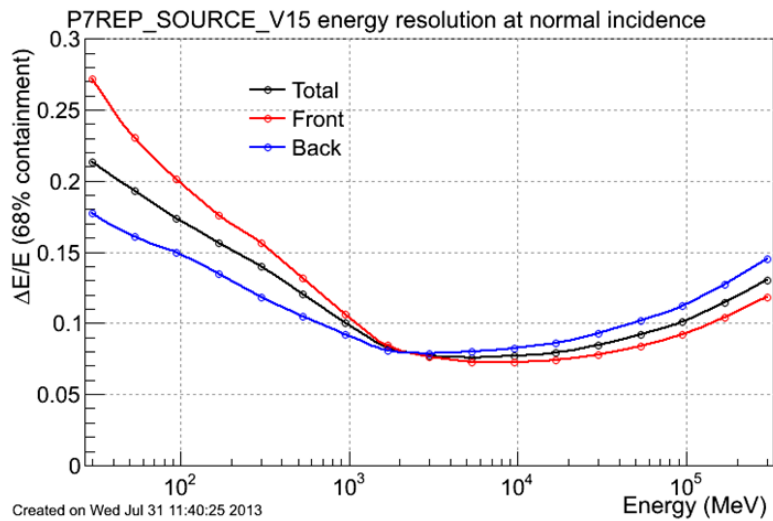


図 2.9: LAT のエネルギー分解能 [36]

第3章 Fermi-LAT データ解析

フェルミ衛星のLAT検出器で取得した、ガンマ線観測データの解析方法について説明する。フェルミ衛星のデータ解析は、「Science Tools」と呼ばれるフェルミ衛星用解析ツールが用意されており、今回の解析では「Science Tools」のバージョン”09-32-05”を使用した[37]。「Science Tools」では、観測データに様々な条件を設定し解析に使用するデータを選出するイベントセレクション、解析領域のエネルギーごとに解析時間を積分値を計算した exposure の算出、観測データと天体モデルの計算までの一連の解析を行うことができるコマンドが用意されている。一般的な解析データの流れを図 3.1 に示す。本章ではこの図 3.1 に従い説明する。まず図 3.1 の”Photon Database”, ”Event Data/Spacecraft Data”のデータ構造に関して、3.1 で説明する。次に、”Data Selection”のガンマ線データのセレクション方法に関して 3.2 で、”Likelihood Analysis”のモデルフィットの手法に関して 3.3 で説明する。なお図 3.1 に記載してある各コマンドについて、今回利用したものに関して付録 B にまとめた。

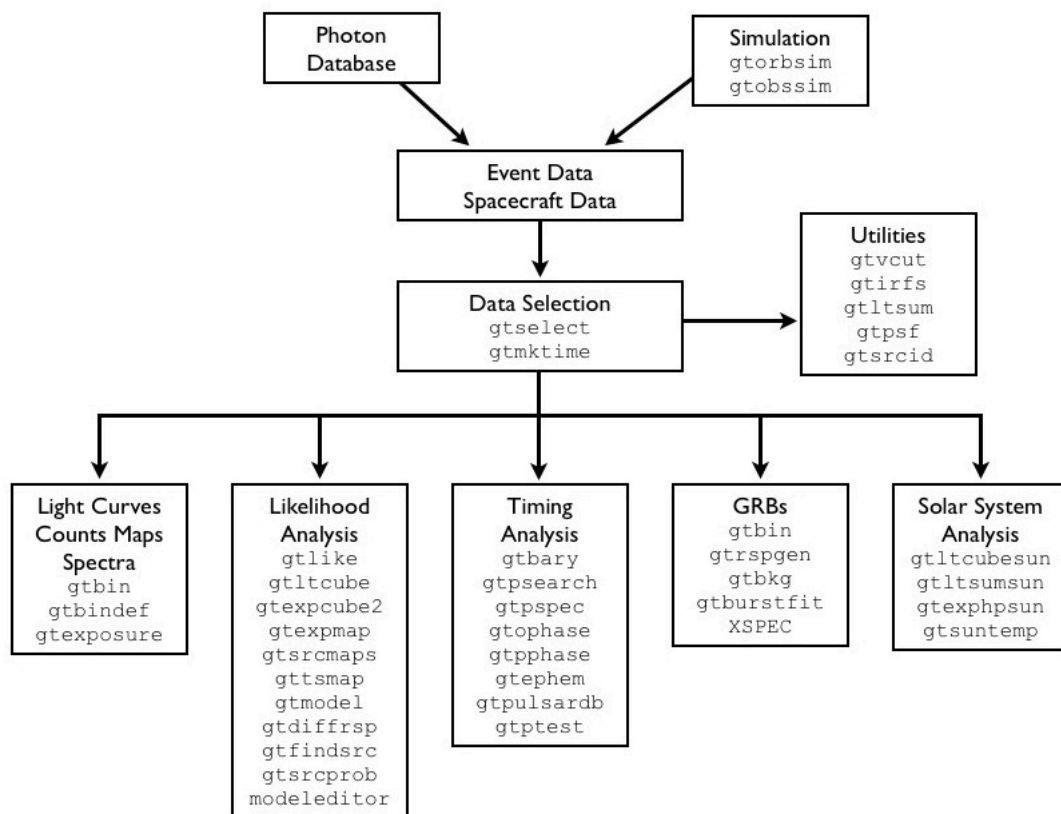


図 3.1: Fermi-LAT データ解析の流れ。[34]

3.1 LATのガンマ線データ構造

フェルミ衛星で観測されたデータは、最初に衛星上で必要最低限の処理を行った後に地上へ送信されている。衛星から地上に送信されたばかりの観測データは raw data と呼ばれる。raw data は非常に多くの情報を持っており、次の2つの過程を経て提供されている。

- level 0 process
raw data を、検出した粒子のエネルギー、到来方向、到来時間等の情報を含んだ検出器情報と、衛星の位置や姿勢などの情報を含んだ衛星情報に分離する。これによってできたデータをそれぞれ、FT1 データ (level 0 process)、FT2 データとして、level 0 data と呼ぶ。
- level 1 process
level 0 process 時の FT1 データの粒子飛跡を再構成し、粒子を特定する。これによってできたデータを FT1 データ (level 1 process) として、level 1 data と呼ぶ。

上記過程で作られたデータは、非常に多くの情報を持っており、データ容量も膨大となるためそのまま解析するには不便である。そこで、ガンマ線イベントであると考えられるイベントを選出し、解析に必要な情報を FITS (Flexibl Image Transport System)¹ という形式に変換して用いる。フェルミ衛星での解析に用いられている FITS データには以下の2種類がある。

- FT1 ファイル (Photon Event Data)
1光子ごとのエネルギー、到来方向、到来時間等が時系列で並べられている。
- FT2 ファイル (Spacecraft Data)
衛星の位置や向き、lifetime、地磁気等についての情報が時系列で並べられている。

FT1 ファイルには level 1 process においてガンマ線イベントと識別された FT1 データが入っている。ただしこの時点においては汎用性を持たせるため比較的緩いセレクションしかかけられておらず、宇宙線データも含まれている。よって実際に解析する際には、個々の解析の内容に合わせて 3.2 に述べるようなデータセレクションを行う必要がある。

3.2 データセレクション

フェルミ衛星によるガンマ線観測データは、初期運用期間終了後の 2008 年 8 月 4 日からのデータを利用することが可能である。このデータの中から、Science Tools を用いて解析に必要なデータを選出することができる。この節では基本的なデータセレクションの方法について説明する。

- Event class
FT1 ファイルには、Event class (CTB_CLASS_LEVEL) という、イベントがガンマ線である確かさを示す情報がある。PASS 7 REP データでは、Transient class、Source class、Clean class の3段階がある [36][39]。天体に応じて推奨される Event class があり、Transient class はガンマ線である確率が最も低い有効面積が広がるため、ガンマ線バースト等の突発天体のような、バックグラウンドをあまり考慮しなくてもよいような解析に推奨されている。Source class は、点源の解析に推奨されている。Clean class は、ガンマ線である確率が最も高く、広がった天体の解析に推奨されている。レスポンスはこの Event class によってことなり、それぞれ P7REP_TRANSIENT、P7REP_SOURCE、P7REP_CLEAN 等と表記される。
- ROI (Region Of Interest)
データ解析を行う領域を、ROI (Region Of Interest) と呼ぶ。この領域の大きさは、解析のエネルギー

¹FITS とは天文学業界で用いられる標準的なファイル形式。これによって世界中の研究者が自由にデータ解析できるようになる

ギー領域と検出器の PSF により決まる。多くの解析は 100MeV 以上のエネルギーを用いており、このエネルギーでの PSF は約 5.5 度である [36]。このとき、ROI の適当な大きさは半径約 10 度である。つまり、解析に用いる最低エネルギーの PSF の 2 倍程度の大きさが適当な ROI の大きさであるが、これは PSF よりも大きな領域を切り出すことが必要となるためである。最適な ROI の大きさは解析によって異なるため、必ずしも上記の方法が最適な ROI の大きさとは限らない。解析に応じて適切な値を選ぶ必要がある。

- Zenith Angle

Zenith Angle とは、天頂と入射ガンマ線とがなす角度のことである。地球大気からは宇宙線との相互作用によりガンマ線が放出され、バックグラウンド成分となる。フェルミ衛星は全天を一様に観測しているため、衛星の視野を天頂方向から傾けて観測している。したがって、大気ガンマ線が最も強くなる地球のへり方向が視野に入り込んでしまう。この大気ガンマ線の混入を防ぐため、Zenith Angle が 100 度以上のイベントは除去することがフェルミチームより推奨されている [39]。

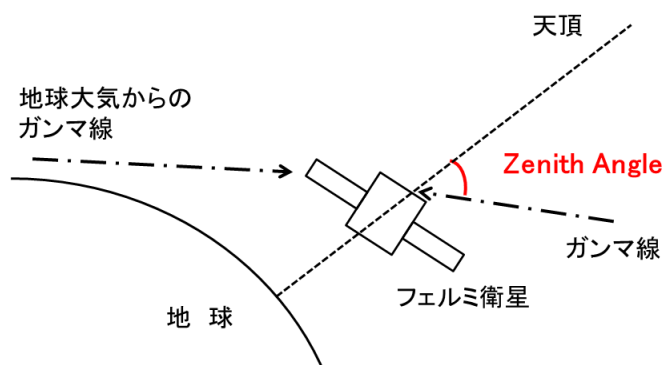


図 3.2: Zenith Angle

- Rocking Angle

前述したように、フェルミ衛星は視野を天頂から傾けて観測している。この時、天頂と検出器の向いている方向とがなす角度を Rocking angle と呼ぶ。この角度は、通常 50 度程度に抑えられているが、ガンマ線バーストが起きたときには衛星がその方向を向くため大きな値をとってしまい、大気ガンマ線の混入が大きくなることがある。また、1 つの天体を継続して観測している時期、地球を見ている時期などがある。このような時期を除去するため、Rocking Angle が 52 度以上のイベントは除去することがフェルミチームより推奨されている [39]。

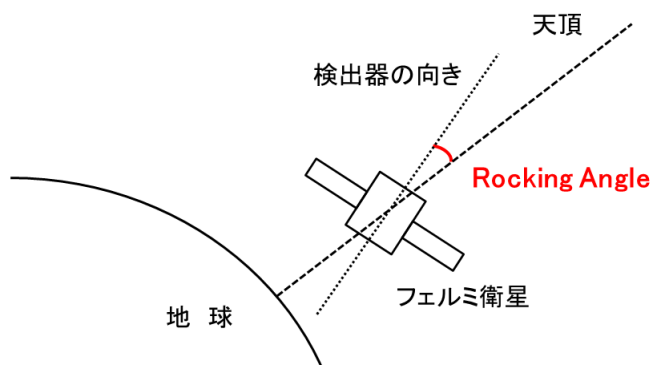


図 3.3: Rocking Angle

なお今回は、表 3.1 に示した条件を利用して解析を行った。エネルギー領域に関しては、空間分布の解析時には 1.3 度の直径を持つ HB 3 に対して角度分解能の良いエネルギー領域で解析を行いたいのので 1GeV – 300GeV の領域で、スペクトルの解析時にはスペクトルの折れ曲がり等広い範囲で結果を確認したいため 200MeV – 300GeV での領域で、それぞれ解析を行っている。200MeV での PSF は 1.2 度であり、PSF が HB 3 の直径を上まらない限界まで下げたエネルギーである。

表 3.1: データセレクション

| | |
|-----------------|--|
| ScienceTools | ScienceTools-09-32-05 |
| 観測期間 | 2008.8.4 – 2014.01.30 |
| エネルギー領域 (空間分布) | 1GeV – 300GeV |
| エネルギー領域 (スペクトル) | 200MeV – 300GeV |
| IRFs | P7REP_SOURCE_V15 |
| ROI | 10 deg |
| Diffuse Model | <i>gll_iem_v05_rev1.fit</i> , <i>iso_source_v05_rev1.txt</i> |
| Zenith Angle | < 100 deg |
| Rocking Angle | < 52 deg |

3.3 Likelihood 解析

一般的に、観測値からモデルの変数を推定する際は、光子の到来頻度分布は正規分布となることを仮定しているため、最小二乗法を用いることができる。しかし、一般的にガンマ線イベントは光子の到来数が少ないため、正規分布ではなくポアソン分布を仮定することになるため、最小二乗法を用いたモデルの推定ができない²。したがって、最尤法 (Maximum Likelihood Method) を用いてモデルの推定を行う [40]。

最尤法 (Maximum Likelihood Method)

ある理論分布を $f(x|\theta)$ としたとき、この分布から n 個独立に観測される値を $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ 、モデルの変数を $\theta(\theta_1, \theta_2, \dots)$ とすると、尤度関数 L は、

$$L(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n|\theta) = f_1(x_1|\theta)f_2(x_2|\theta)f_3(x_3|\theta) \cdots f_n(x_n|\theta) = \prod_n^{i=1} f(x_i|\theta) \quad (3.1)$$

と定義される。これは、観測の結果が $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ となる確率を表してており、尤度 L が最大となるような θ を求めるのが最尤法である。

一般に、 L が最大をとるときに極値となるので、

$$\frac{dL}{d\theta} = 0 \quad (3.2)$$

となる点を求めればよい。ここで、桁数が大きくなることから尤度関数 L の対数を取り、対数尤度関数、

$$\log L(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n|\theta) = \sum_n^{i=1} \log f(x_i|\theta) \quad (3.3)$$

で考えることで、計算を簡単に行うことができる。

ここで、期待値 μ 、 n 個独立に観測される値を $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ としたポアソン分布の場合、理論分布は以下のようなになる。

²光子の到来数が十分多く、正規分布を仮定できるような場合は最小二乗法を用いたモデルの推定を行うことができる。

$$f(x|\theta) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} \quad (3.4)$$

ここで μ は θ に対応し、尤度関数は式 (3.1) より、

$$L(\mu|x) = \prod_n \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} = e^{-\mu} \prod_n \frac{\mu^{x_i}}{x_i!} \quad (3.5)$$

となる。フェルミ衛星の解析では、

$$\mu = M(E', p', t) dE' dp' dt \quad (3.6)$$

$$M(E', p', t) = \int_{SR} dE d\hat{p} R(E', \hat{p}', t, E; \hat{p}) S(E, \hat{p}, t) \quad (3.7)$$

である。 E', p', \hat{p}' は観測される粒子のエネルギー、到来方向、運動エネルギーである。 M は、ある E', p', t におけるモデルから期待される光子の密度関数であり、PSF や感度、光子の入射方向を考慮したレスポンス関数 R とモデルから導かれる光子のエネルギー、空間分布 S の積を放射領域 (SR:Source Region) で積分したものである。以上より、

$$\log L = \sum_{ROI} (n \log M + n(\log dE' dp' dt) - \log n! - M dE' dp' dt) \quad (3.8)$$

となる。ここで、 $n = 0$ or 1 となる $dE' dp' dt \rightarrow 0$ とすると計算が容易となり、 $\log L$ は、

$$\log L = \sum_j \log M(E'_j, p'_j, t_j) - N_{\text{pred}} \quad (3.9)$$

というイベント数毎の計算に置き換えることができる。ここで、

$$N_{\text{pred}} = \int dE' dp' dt M(E', p', t) \quad (3.10)$$

であり、ROI 内で予想されるイベント数を表す。このように、ROI 内の全イベント毎に計算を行う解析は、“unbinned likelihood” と呼ばれる。

一方、ROI をいくつかの領域に分割し、その領域内の光子すべてを 1 つの観測量として、領域毎に計算を行う解析は、“binned likelihood” と呼ばれる。ある領域 i 内で観測される光子数の期待値を m_i とし、観測された光子数を n_i とし、この領域内の光子の分布はポアソン分布であるとする、

$$f(x|\theta) = \frac{m_i^{n_i}}{n_i!} e^{-m_i} \quad (3.11)$$

となる。尤度関数は式 3.1 より、以下のようになる。

$$L(m|n) = \frac{m_i^{n_i}}{n_i!} e^{-m_i} \quad (3.12)$$

ここで、 $\exp(-m_i)$ の積は m_i の積の指数関数であり、 m_i の積は ROI 内で予想される全イベント数 N_{pred} (式 5.2) である。したがって、

$$L = e^{-N_{\text{pred}}} \prod_i \frac{m_i^{n_i}}{n_i!} \quad (3.13)$$

となる。ROI を分割する領域のサイズを限りなく小さくし、各領域内の光子数が $0 \sim 1$ であるとき、unbinned likelihood を行った場合と同様になる。

なお最尤法では最小二乗法と異なり、 χ^2 検定による有意度の評価ができない。そのかわりに、TS (Test Statistic) という値が用いられる。この値は、

$$TS = 2(\log L - \log L_0) \quad (3.14)$$

で定義されている。ここで、 L は対象天体を含んだモデルでの尤度で、 L_0 は対象天体を除いたモデルでの尤度である。統計が多い場合は、 χ^2 の値に相当し、 $\sqrt{TS} \sim \sigma$ が有意度に対応する³。ここで、 σ はガウス分布での σ である。

なお、“unbinned likelihood” は全ての光子を解析するため、広がった天体を解析するのは不向きである。そこで今回の対象天体である HB 3 は、“binned likelihood” で解析を行っている。

モデルファイル

Science Tools を用いた最尤法でのフィッティングでは、xml (Extensible Markup Language) ファイルに天体と Diffuse 成分 (系外放射と銀河面放射) のモデルを用意し、天体の位置とエネルギー情報をもとにフィッティングする。

これらのモデルは、フェルミチームから様々なモデルが用意されている。天体のモデルとして、今回の解析ではべき型のエネルギースペクトルと放射物型のエネルギースペクトルを用いた。それぞれ“Power Law2” という積分スペクトル、“Log Parabola” という微分スペクトルで以下のような式で表される。

”Power Law2”

$$\frac{dN}{dE} = \frac{N(\gamma + 1)E^\gamma}{E_{max}^{\gamma+1} + E_{min}^{\gamma+1}} \quad (3.15)$$

”Log Parabola”

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_b} \right)^{-\left(\alpha + \beta \log\left(\frac{E}{E_b}\right)\right)} \quad (3.16)$$

これらの式は、xml ファイルでは次のように記述されている。

”Power Law2”

```
<source name="PowerLaw2_source" type="PointSource">
<!-- point source units are cm^-2 s^-1 MeV^-1 -->
<spectrum type="PowerLaw2">
<parameter free="1" max="1000.0" min="1e-05" name="Integral" scale="1e-06" value="1.0"/>
<parameter free="1" max="-1.0" min="-5.0" name="Index" scale="1.0" value="-2.0"/>
<parameter free="0" max="200000.0" min="20.0" name="LowerLimit" scale="1.0" value="20.0"/>
<parameter free="0" max="200000.0" min="20.0" name="UpperLimit" scale="1.0" value="2e5"/>
</spectrum>
<spatialModel type="SkyDirFunction">
<parameter free="0" max="360." min="-360." name="RA" scale="1.0" value="83.45"/>
<parameter free="0" max="90." min="-90." name="DEC" scale="1.0" value="21.72"/>
</spatialModel>
</source>
```

”Log Parabola”

```
<source name="LogParabola_source" type="PointSource">
<!-- point source units are cm^-2 s^-1 MeV^-1 -->
<spectrum type="LogParabola">
<parameter free="1" max="1000.0" min="0.001" name="norm" scale="1e-9" value="1"/>
<parameter free="1" max="10" min="0" name="alpha" scale="1.0" value="1"/>
<parameter free="1" max="1e4" min="20" name="Eb" scale="1" value="300."/>
<parameter free="1" max="10" min="0" name="beta" scale="1.0" value="2"/>
</spectrum>
<spatialModel type="SkyDirFunction">
<parameter free="0" max="360." min="-360." name="RA" scale="1.0" value="83.45"/>
<parameter free="0" max="90." min="-90." name="DEC" scale="1.0" value="21.72"/>
</spatialModel>
</source>
```

³有意度は自由度の数に依存する。自由度 2 の場合、 1σ での TS は 6.18008 であり、自由度 5 の場合、 1σ での TS は 5.88759 である。この計算は解析プログラム内で行うことができる。

Power Law 2 モデルの場合は、 N が積分フラックスに、 γ がスペクトルべき指数、 E_{max} がエネルギーの上限値、 E_{min} がエネルギーの下限値に対応する。Log Parabola モデルの場合は、 N_0 が微分フラックスに、 α がスペクトルべき指数 1、 β がスペクトルべき指数 2、 E_b がスペクトルの折れ曲がり位置に対応する。その他、"SkyDirFunction" で天体の座標を指定する。

Diffuse 成分のモデルには、銀河系外放射と銀河面放射のモデルの 2 種類がフェルミチームにより用意されている。銀河系外放射のモデル (*iso_source_v05_rev1.txt*) は、銀河系外 (銀緯 30 度以上) の背景放射と解析で取り除ききれない宇宙線成分をモデル化したものである。一方、銀河面放射のモデル (*gll_iem_v05_rev1.fit*) は、他波長観測から得られた HI や CO 等のガスの分布を元にガンマ線放射の強度を観測データとフィッティングすることで得られたモデルである。これらのモデルはフェルミ衛星での観測が進むにつれて更新されており、適宜フェルミチームより提供される。

本研究では、フィッティングを行う際に特に断らない場合は、解析を行う天体 (HB 3 及び W3) は Integral 又は norm、Index をフリーパラメータとし、それ以外の ROI 内のソースに関しては Integral 又は norm のみをフリーパラメータとした。本来であれば、ROI 内のソースも Index をフリーパラメータとしてフィッティングを行った方が良いが、フリーパラメータが多すぎる場合、フィットが失敗してしまう確率が高くなる上、フリーパラメータの数に対し、指数関数的にフィッティングに必要な時間が長くなってしまふ。そのため、本研究では解析を行う天体のみ、Index をフリーパラメータとした。

フィッティングのクオリティ [41][42]

Science Tools では `gtlike` というコマンドを使用して likelihood 解析を行うことができる (付録 B)。本研究では、likelihood 解析を最適化するためのアルゴリズムとして DRMNFb を用いておおよそのパラメータの推定を行った後、MINUIT を利用してパラメータの詳細な推定を行った。MINUIT を用いたフィッティングでは、そのフィッティングの質 (quality) が確認できる。

MINUIT では、以下のように 0 から 3 までの数値で表されている。

- 0 – Error matrix not calculated at all
- 1 – Diagonal approximation only, not accurate
- 2 – Full matrix, but forced positive-definite (i.e. not accurate)
- 3 – Full accurate covariance matrix

本研究の結果では、特別に断らない限りはフィッティングは収束している。

なお、それぞれのモデルでのフリーパラメータは、最大値・最小値をあらかじめ設定し、その範囲内で値を変動させて Likelihood 解析を行う。しかし、likelihood 解析の結果次第では、その最大値・最小値を超えるときが尤もらしいということもあり、その場合はエラーとなってしまう。そこでそのエラーが出ているフリーパラメータの最大値・最小値を広げることで改善することができる。それでもエラーが出る場合には、最大値・最小値を広げすぎると収束しないこともあるので、もしそのパラメータの天体が、対象天体と直接関係しない (距離が十分離れている、等) ときには、固定値にして likelihood 解析をおこなう。もし直接関係のある天体である場合は、DRMNFb を用いたおおよそのパラメータで解析を進める。

第4章 データ解析結果

本章では超新星残骸 HB 3 についてガンマ線データ解析を行った結果を示す。

まず、HB 3 と周囲の放射分布について解析を行えるように、HB 3 を中心に半径 10 度の円状範囲を設定した。その円状範囲の内側に接するような正方形の 14×14 度の領域を、本研究では解析領域として設定している。次にその領域のガンマ線放射を見るためにガンマ線カウントマップを作成し、そのマップから HB 3 と W3 以外をバックグラウンドとして差し引いた残差マップを作成することで、2 天体の放射を確認した。各天体の広がりをお確かめるために、はじめに強い放射を示す W3 についてのガンマ線放射モデルを CO 分子雲の観測データを用いて形状モデルを作成した。次に、作成した W3 のガンマ線放射形状モデルを更に差し引いた残差マップを作成し、HB 3 の広がった放射も確認した。そして HB 3 についても広がった DISK 形状モデルを仮定し、ガンマ線放射形状モデルを作成した。

その後、作成した HB 3 と W3 のガンマ線放射形状モデルに対して、エネルギーで区分した微分フラックスでのガンマ線スペクトルの導出を行い、それぞれのスペクトルに 4 種類の不定性を求め、系統誤差として導入した。次に、エネルギーで区分せずスペクトル形状を 3 つ仮定してそれぞれのスペクトルを求めた。結果、HB 3、W3 それぞれのスペクトルに有意に折れ曲がりがあることがわかった。

4.1 ガンマ線カウントマップの作成

まず、HB 3 を中心とした 14×14 度の領域のガンマ線カウントマップを図 4.1 に示す。エネルギー領域は $1\text{GeV} - 300\text{GeV}$ であり、解析領域内の青い四角、青い×字は HB 3 及び W3 の領域にある、赤い十字はそれ以外の、フェルミ衛星の 2 年間の観測によって作られたカタログ (2FGL カタログ) でのソースの位置を表している。白い円は Green Catalog[19] に示される電波観測での HB 3 の位置を表している。また、HB 3 及び W3 領域にある青い×字、青い四角のソースについて表 4.1 にまとめた。

表 4.1: HB 3 と W3 に対応するソース [43]

| 天体名 | Name 2FGL | R.A. | Decl. | l | b | σ | Class | ID or Associated. |
|------|--------------------|--------|--------|---------|-------|----------|-------|-------------------|
| HB 3 | 2FGL J0214.5+6251c | 33.637 | 62.853 | 132.251 | 1.495 | 4.1 | † | - |
| | 2FGL J0221.4+6257c | 35.373 | 62.961 | 132.962 | 1.856 | 9.5 | † | - |
| W3 | 2FGL J0218.7+6208c | 34.680 | 62.140 | 132.937 | 0.975 | 10.5 | † | - |
| | 2FGL J0224.0+6204 | 36.023 | 62.077 | 133.549 | 1.130 | 14.4 | - | - |
| | 2FGL J0225.9+6154c | 36.495 | 61.904 | 133.818 | 1.046 | 4.9 | - | - |

† は Supernova Remnant か Pulsar Wind Nebula であることを示す。

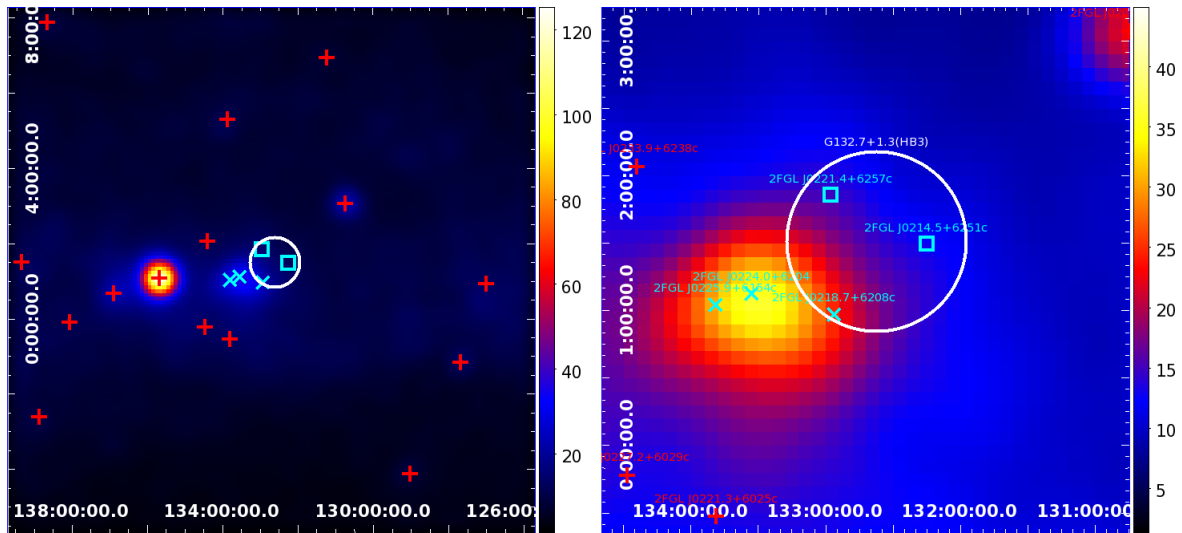


図 4.1: HB 3 領域のガンマ線画像

HB 3 を中心とした領域のガンマ線画像。左は 14×14 度の領域、右はその拡大図である。白い円は Green Catalog に示される電波観測での HB 3 の位置を、青い×字、青い四角字、赤い十字のソースは 2FGL カタログでのソースの位置を示している。各図右側にあるカラーバーは各ピクセルごとのカウント数を表している。マップ内の 1 ピクセルの大きさは 0.1° であり、座標系は銀河座標である。カラーバー、ピクセルの大きさ、座標系に関しては、これ以降の図も同様である。0.5 度のガウシアンでスムージングを行っている。

4.2 ガンマ線放射空間分布モデルの作成

HB 3 と W3 の放射を確認するために、ガンマ線カウントマップから HB 3 と W3 領域内にある 2FGL ソース以外を差し引いた残差マップを作成する。残差マップはガンマ線カウントマップから、xml ファイルに記載されている 2FGL カタログの天体モデルにより作成されるモデルマップを差し引き、作成されるマップである。xml ファイルから特定の天体モデルを消去してモデルマップを作成することにより特定の天体を残した残差マップを作成することもできる。図では、HB 3 と W3 領域の天体モデルを xml ファイルより消去し、HB 3 と W3 領域内にある青い×字、青い四角のソースのみの残差マップを図 4.2 に示す。HB 3 領域に関しては、W3 領域の強いガンマ線放射の存在で放射を確認することが出来ない。よって、はじめに W3 領域のガンマ線放射モデルを作成する。

ガンマ線形状モデルを作成するために視線速度で $-319.8[km/s]$ から $+319.8[km/s]$ の速度帯での CO (J=1-0) 観測、波長 1408MHz 帯 (21cm) での連続波電波観測、波長 $100\mu m$ での赤外線観測の 3 種類の他波長観測に注目した。CO 観測は Cerro Tololo 天文台 [44]、電波観測は Effelsberg 望遠鏡 [21]、赤外線は IRAS 天文衛星 [45] にて観測された結果を用いている。CO、電波、赤外線の観測から得られた等高線 (コントア) を重ねた図を、図 4.3 に示す。

3 つの図の中で最も W3 部分の放射と空間的な相関の見て取れる CO のマップについてその放射を形状モデルとして導入することとした。

4.2.1 W3 のガンマ線放射モデル

前述したように、解析領域内で最も強いガンマ放射がみられる W3 領域について、相関が見られた CO の分布を用いてガンマ線放射モデルを作成する。この放射モデルを作成するために Dame による CO 全天観測マップを用いた [46][47]。CO の視線速度は $-43km/s$ [48] であるため、その視線速度付近で W3 領域の 3 つのフェルミソースに相関が取れるような速度帯を設け、その中で最もフィットする速度帯を検証す

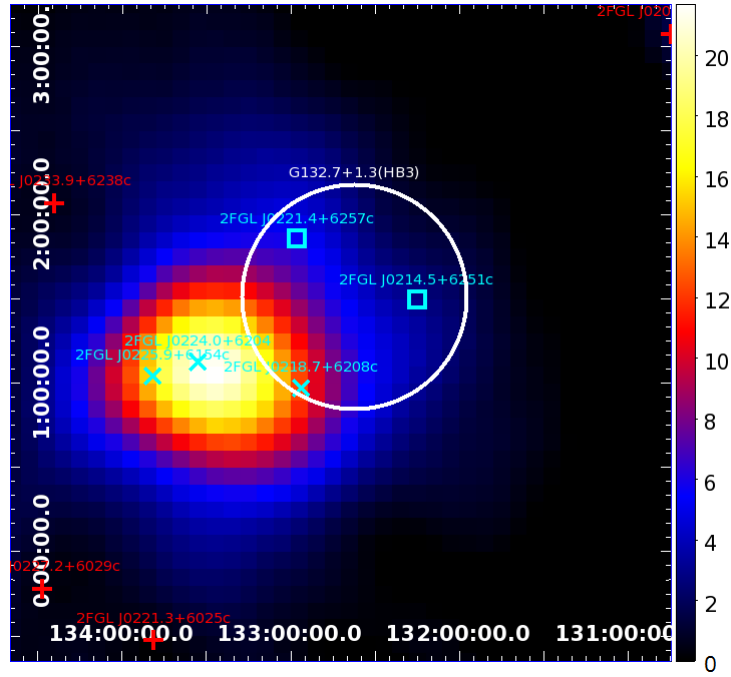


図 4.2: HB 3 領域のガンマ線残差マップ

HB 3 及び W3 領域にある青い×字、青い四角のソースについては 2FGL カタログで示される天体の位置である。0.5 度のガウシアンでスムージングを行っている。

るため 5 パターン (表 4.2 参照) 用意した。例として $-42.9 < v < -32.5 [km/s]$ の速度帯を積分した図を図 4.4 に示す。

表 4.2: 距離に対応する速度を含めた速度帯と各速度帯に定めたピクセル下限値

| 速度帯域 [km/s] | ピクセル下限値 [$count/pixel$] |
|----------------------------|---------------------------|
| $-42.9 < v < -32.5 [km/s]$ | 0,1,2,3,4 |
| $-44.2 < v < -33.8 [km/s]$ | 0,1,2,3,4,5 |
| $-45.5 < v < -33.1 [km/s]$ | 0,1,2,3,4 |
| $-46.8 < v < -36.4 [km/s]$ | 5,6,7,8,9 |
| $-48.1 < v < -37.7 [km/s]$ | 2,3,4,5,6 |

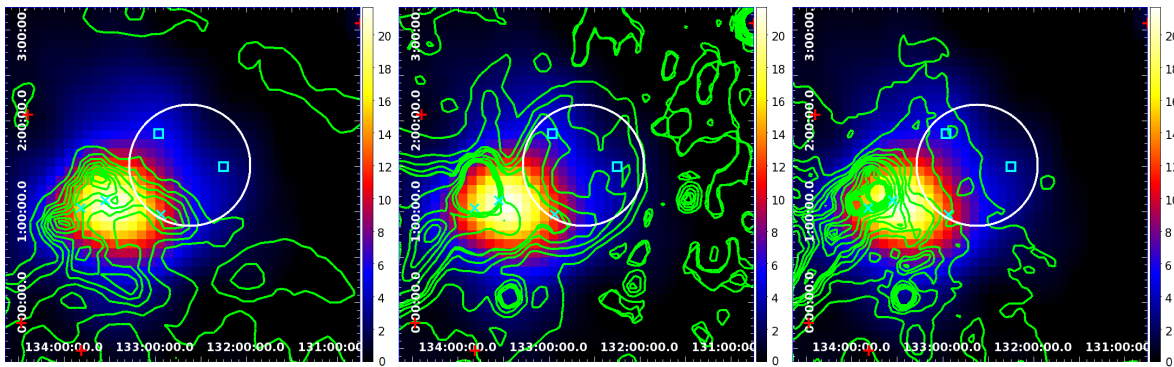


図 4.3: ガンマ線残差マップに CO、電波、赤外線観測のコントアを重ねた図
 左図: CO 観測のコントア、中央図: 電波観測のコントア、右図: 赤外線観測のコントアをそれぞれ図 4.2
 に重ねている。

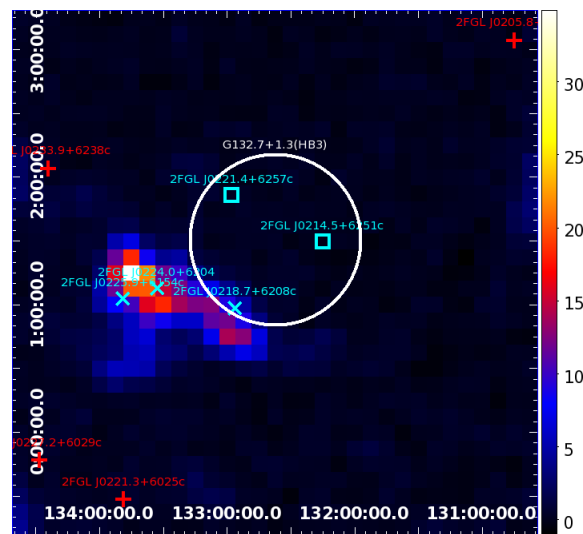


図 4.4: 速度帯で積分した CO マップ

例として視線速度が $-44.2 < v < -33.8 [km/s]$ で積分した CO マップ

さらに、これらの CO マップにおいて W3 付近の放射のみをモデル化するためにピクセル値に下限値を定め (表 4.2)、下限値以下のピクセル値を 0 とした。W3 領域のみピクセル値を残した $3 [count/pixel]$ の図を図 4.5 に示す。

以上の過程を経て、5 パターンの速度帯に対してそれぞれ下限値を定めた W3 の放射形状モデルを作成した。

作成した放射モデルを組み込み、エネルギー範囲を 1GeV から 300GeV に設定し、Likelihood 解析を行った。放射モデルのスペクトル形状は通常 Power Law とするが、W3 領域に存在する元々の 2FGL ソースのスペクトル形状が Log Parabola を含むため、Power Law と Log Parabola の 2 種類の形状を仮定して解析を行った。その結果を表 4.3 に示す。

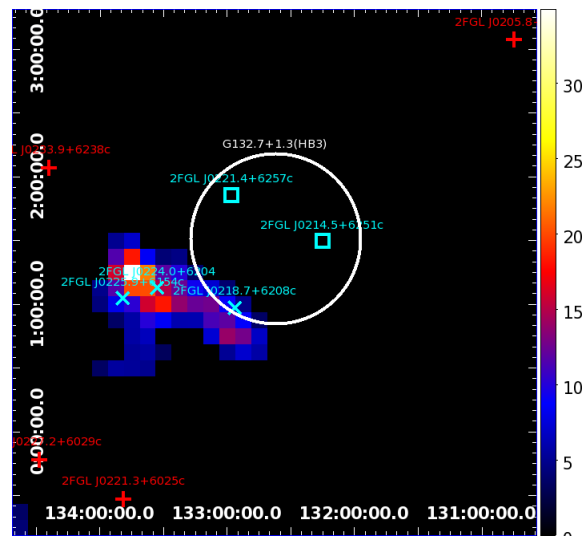


図 4.5: 下限値以下のピクセルをすべて 0 にした CO マップ

図 4.4 の下限値以下のピクセルをすべて 0 にした CO マップ。この図では下限値を 3 に設定している。

表 4.3: Likelihood 解析による W3 の CO モデルフィッティングの結果

| 速度帯 | CO モデルの ピクセル下限値 [<i>count/pixel</i>] | TS (Power Law) | TS (Log Parabola) | |
|-------------------------------------|---|-------------------|----------------------|----------|
| $-42.9 < v < -32.5$ [<i>km/s</i>] | 0 | 65.2714 | 75.8912 | |
| | 1 | 74.4466 | 85.0198 | |
| | 2 | 72.3082 | 83.1756 | |
| | 3 | 69.005 | 79.7202 | |
| | 4 | 64.6372 | 75.4412 | |
| $-44.2 < v < -33.8$ [<i>km/s</i>] | 0 | 61.1836 | 71.6254 | |
| | 1 | 76.8446 | 87.4368 | |
| | 2 | 74.0086 | 84.324 | |
| | 3 | 79.671 | 90.3932 | |
| | 4 | 75.3006 | 86.2188 | |
| $-45.5 < v < -33.1$ [<i>km/s</i>] | 0 | 66.668 | 78.5564 | |
| | 1 | 63.8532 | 75.321 | |
| | 2 | 54.0514 | 63.8728 | |
| | 3 | 58.9584 | 68.9496 | |
| | 4 | 66.4226 | 77.29 | |
| $-46.8 < v < -36.4$ [<i>km/s</i>] | 5 | 13.1306 | 23.8538 | |
| | 6 | 21.317 | 32.0322 | |
| | 7 | 40.2782 | 50.9832 | |
| | 8 | 45.8926 | 58.2734 | |
| | 9 | 47.3368 | 60.2834 | |
| | $-48.1 < v < -37.7$ [<i>km/s</i>] | 2 | -89.2022 | -79.1066 |
| | | 3 | -77.4994 | -67.444 |
| 4 | | -59.817 | -49.6216 | |
| 5 | | -74.659 | -64.1894 | |
| | 6 | -63.9926 | -53.6656 | |
| | | -Log(Likelihood) | | |
| Point source | | 164700.1594 | | |

ここでの TS は、 $-2[\text{Log}(\text{Likelihood}) - \text{LogLikelihood}(\text{Point source})]$ と定義する (式 (3.14) 参照)。*Point source* とは、比較のため HB 3 と W3 の領域の天体モデルを 2FGL カタログの点源ソースとした時を示す。CO の放射形状モデルを導入した際の HB 3 領域にある 2 つの天体については、点源の天体モデルのまま解析を行っている。TS の値が最大になるモデルが、W3 における最も尤もらしいモデルとなる。

この解析から、スペクトルが Log Parabola、速度帯は $-44.2 < v < -33.8[\text{km/s}]$ 、ピクセル下限値が $3[\text{count/pixel}]$ の放射形状モデルが TS が最も高く、最も尤もらしいという結果を得た。よって、W3 領域のガンマ線モデルは今後この CO 放射形状モデルを使用していく事とする。

この CO の放射形状モデルを組み込んだものと組み込む前のすべて点源を仮定したものの比較を表 4.4 に示す。

表 4.4: Likelihood 解析による W3 のモデルフィッティングの結果

| 使用したモデル | $-\text{Log}(\text{Likelihood})$ | TS | 自由度 |
|---|----------------------------------|-----------|-----|
| HB 3 2 point source + W3 CO model | 164654.9628 | 2115.8448 | 9 |
| HB 3 2 point source + W3 3 point source | 164700.1594 | 2025.4516 | 13 |
| <i>No Source*</i> | 165712.8552 | - | - |

ここでの TS は、 $-2[\text{Log}(\text{Likelihood}) - \text{Log}(\text{Likelihood}(\text{Nosource}))]$ と定義する。*No source** とは、比較のため HB 3 と W3 の領域にモデルを仮定しない場合である。自由度とは仮定したモデルの中の free にしたパラメータの数や、追加した放射形状モデルの位置や大きさなどの値を変動させたものを表している。Power Law 天体では free にしたパラメータは 2 つ、Log Parabola 天体では 3 つである。HB 3 2 point source では Power Law 天体 1 つと Log Parabola 天体 1 つの 2 天体なので自由度は 5、W3 3 point source では Power Law 天体 1 つと Log Parabola 天体 2 つの 3 天体なので自由度は 8 である。W3 CO model では Log Parabola 天体としているので自由度は 3 であるが、ピクセルの下限値を定めて大きさを変えていたので大きさも自由度に加わり 4 となる。HB 3 2 point source と W3 3 point source とは、2FGL カタログに載っている HB 3 と W3 の領域にある 5 天体である。図中ではそれぞれ青い四角と×字で示されている。天体名等は表 4.1 を参照。

4.2.2 HB 3 ガンマ線放射モデル

次に HB 3 のガンマ線放射モデルを作成する。前述した W3 のガンマ線放射モデル (図 4.5) を用いて HB 3 のみのガンマ線放射を残した残差マップを図 4.6 に示す。

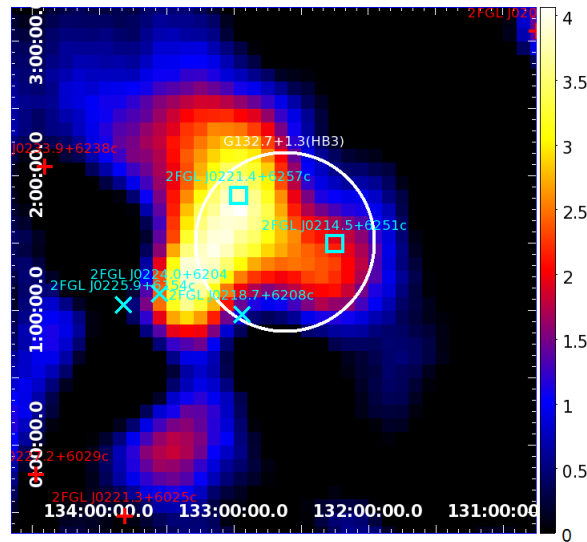


図 4.6: HB 3 のガンマ線放射のみの残差マップ

HB 3 及び W3 領域にある青い×字、青い四角のソースについては 2FGL カタログで示される天体の位置である。0.5 度のガウシアンでスムージングを行っている。

HB 3 のガンマ線放射は Green Catalog の白い円内に 2 つの青い四角の 2FGL ソースと対応するように

広がったガンマ線があることがわかる。このガンマ線放射と対応するように、形状内のカウント数が一様な円形状のガンマ線放射モデルを仮定し、DISK モデルとして作成した。

DISK モデルを作成するにあたり、最も良い DISK の位置と半径を求めるため DISK の半径を固定し、放射が強く確認できる”2FGL J0221.4+6257c” の位置を初期中心位置として設定し、 7×7 pixel の領域を解析する。1pixel を銀河座標で 0.05 度の大きさとして、位置を 0.05 度ずつ移動させて最も良い位置を探す解析 (DISK Scan) を行った。例として 0.65 度を半径とした場合の DISK Scan 結果を図 4.7 に示す。DISK の半径は、0.45 度から 0.05 度刻みに 1.15 度までの 15 通り分のモデルを作成した。各 DISK 半径での最も良い位置を図 4.8 にまとめた。

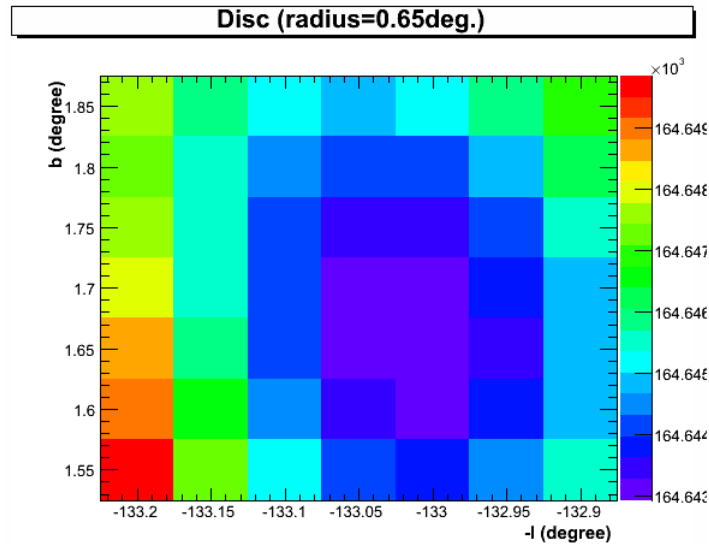


図 4.7: DISK Scan を行った際の結果

各ピクセルの $-\text{Log}(\text{Likelihood})$ の値をカラーマップで示している。

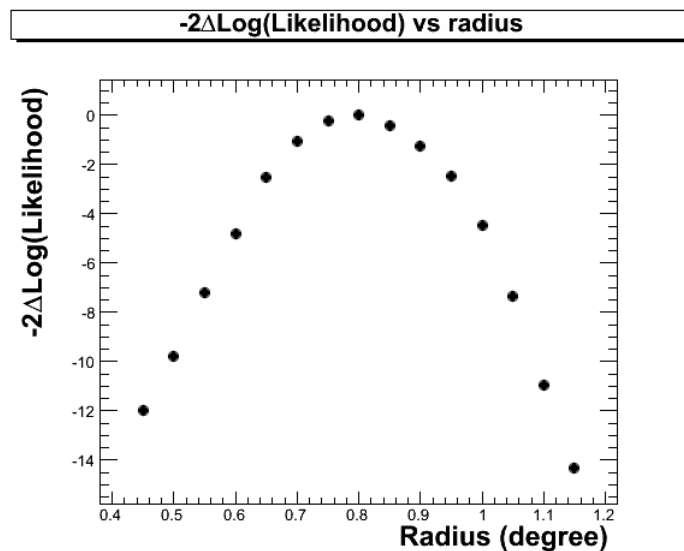


図 4.8: Likelihood 解析による HB 3 の DISK モデルフィッティングの結果

横軸に解析を行った DISK 半径、縦軸に TS 値をとっている。

HB 3 と作成した中で最も良い半径での DISK モデルの位置関係を図 4.9 に示す。

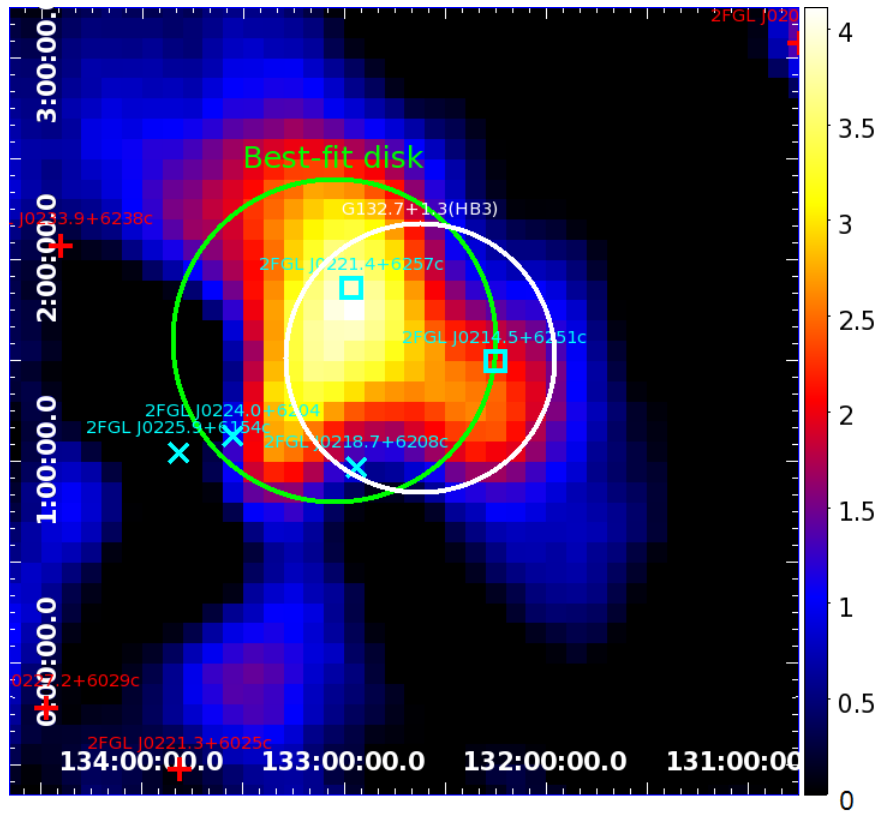


図 4.9: HB3 の DISK モデルの位置

緑の円は作成した HB 3 の DISK モデルの位置を示している。HB 3 及び W3 領域にある青い×字、青い四角のソースについては 2FGL カタログで示される天体の位置である。0.5 度のガウシアンでスムージングを行っている。

結果、15 つのモデルの中で DISK の位置は中心が銀河座標系で $(133.05^\circ, 1.64^\circ)$ 、DISK 半径が 0.8 度であるモデルが最も良いモデルであることがわかった。DISK サイズには、銀経、銀緯、DISK サイズの 3 つ自由度が存在する。自由度 3 の 1σ 分の TS 値は 3.53 であるので 0.8° から -0.17° 、 $+0.18^\circ$ が 1σ 分のエラーである。そして位置についても 1σ のエラーとして 0.06° のエラーがある。W3 に CO モデルを導入し、HB 3 に DISK モデルを仮定する前の状態よりも $-\text{Log}(\text{Likelihood})$ の値は良くなっていることがわかった (4.2.3 で記述)。

4.2.3 ガンマ線カウントマップと作成したモデルの比較

HB 3 領域のガンマ線カウントマップと、作成した HB 3 と W3 の 2 つのモデルを組み合わせたモデルマップの比較を図 4.10 に示す。これまでの図と違い図中のカラースケールをカウントの低い部分の放射も同時に見ることの出来るように、線形表示から平方根表示に変更した。また、モデルを組み込んだ場合と 2FGL カタログの天体によるフィッティング結果を表 4.5 で示す。 $-\text{Log}(\text{likelihood})$ の値から、W3 を CO マップで、HB 3 を DISK モデルで作成したモデルでのフィッティングが最も尤もらしいことがわかった。これらの 2 種類のモデルを、今後解析で使用していくこととする。

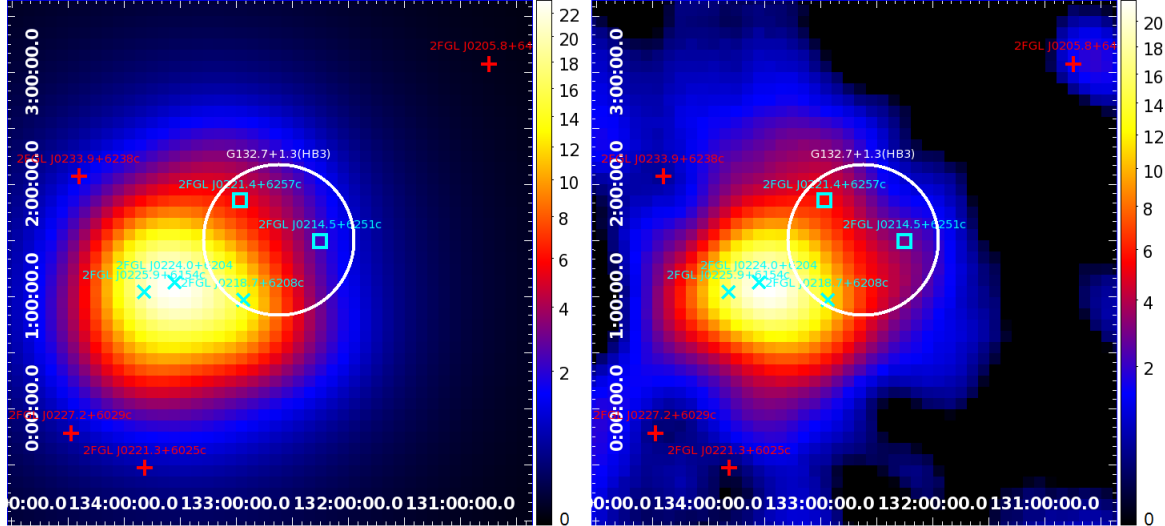


図 4.10: 作成した 2 つのモデルのモデルマップと HB 3 と W3 の放射のみを残した残差マップの比較。左は HB 3 と W3 のモデルを組み合わせたモデルマップ、右は HB 3 と W3 のガンマ線放射を残したマップである (図 4.2 と同じ)。0.5 度のガウシアンでスムージングを行っている。

表 4.5: Likelihood 解析による HB 3 と W3 のモデルフィッティングの結果

| 使用したモデル | $-\text{Log}(\text{Likelihood})$ | TS | 自由度 |
|---|----------------------------------|-----------|-----|
| HB 3 DISK model + W3 CO model | 164641.7778 | 2142.2148 | 9 |
| HB 3 2 point source + W3 CO model | 164654.9628 | 2115.8448 | 9 |
| HB 3 2 point source + W3 3 point source | 164700.1594 | 2025.4516 | 13 |
| <i>No Source*</i> | 165712.8552 | - | - |

ここでの TS は、 $-2[\text{Log}(\text{Likelihood}) - \text{Log}(\text{Likelihood}(\text{No source}))]$ を定義する。*No source** とは、比較のため HB 3 と W3 の領域にモデルを仮定しない場合である。自由度とは仮定したモデルの中の free にしたパラメータの数や、追加した放射形状モデルの位置や大きさなどの値を変動させたものを表している。HB 3 DISK model では Power Law 天体としているので自由度は 2 であるが、DISK の大きさと位置 (銀経、銀緯) を変更していたので自由度に加わり 5 となる。HB 3 2 point source と W3 3 point source とは、2FGL カタログに載っている HB 3 と W3 の領域にある 5 天体である。図中ではそれぞれ青い四角と × 字で示されている。天体名等は表 4.1 を参照。

4.3 ガンマ線スペクトル解析

4.3.1 エネルギー毎の微分フラックスの導出

HB 3 と W3 の放射形状モデルに対して、それぞれガンマ線スペクトルを導出した。ここでは、エネルギー領域を 0.2GeV から 300GeV を 14 つに対数で分割して Likelihood 解析を行って求めるスペクト

ル (bin-by-bin スペクトル) を導出した。ここでは、bin-by-bin スペクトルを導出する天体を一意に Power Law 形状とし、そのべき指数を -2 で固定して解析を行った。さらに、本研究では TS の値が 4 (有意度としては 2σ に相当) より小さくなった場合に 2σ の上限値で表すこととした。HB 3 の DISK モデルを図 4.11、W3 の CO モデルを図 4.12 にガンマ線 bin-by-bin スペクトルを示す。

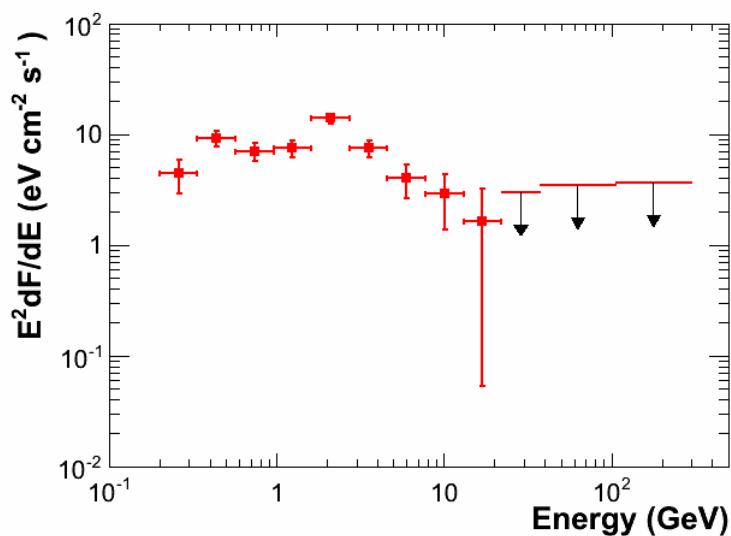


図 4.11: HB 3 の DISK モデルのガンマ線スペクトル

0.2GeV から 300GeV の範囲を 14 つに対数で分割したスペクトル。11,12 つ目、13,14 つ目のスペクトルは統合して 1 つのスペクトルとして計算されている。赤の縦線は、 1σ の統計誤差を示す。また、矢印は上限値を示し、TS が 4 以下となった場合 2σ の上限値とした。

W3 のスペクトル (図 4.12) についても同様である。

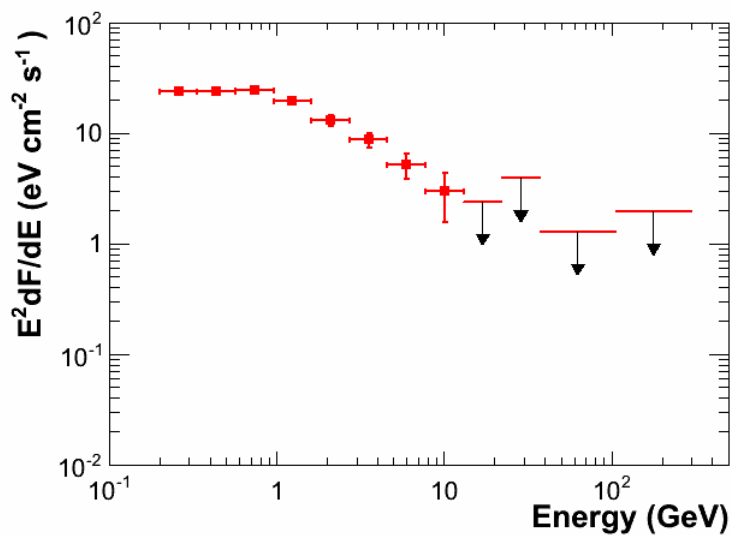


図 4.12: W3 の CO モデルのガンマ線スペクトル

系統誤差

HB 3 ガンマ線放射モデルの不定性

本章 4.2.2 で求めた HB 3 の DISK モデルについての不定性を求める。作成した DISK モデルの半径を $\pm 1\sigma$ 分変動させたモデルを作成し、そのモデルを導入したスペクトルを導出する。 1σ エラーについては 4.2.2 で記述。よって、DISK 半径が 0.98 度、0.63 度の 2 つのモデルを 4.2.2 で記載した方法で作成した。

例として HB 3 での DISK 半径を 0.63 度に変更した HB 3 のガンマ線スペクトルを図 4.13 に示す。

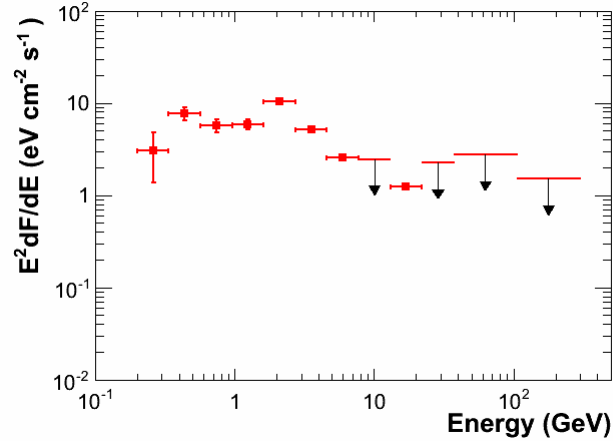


図 4.13: HB 3 ガンマ線放射モデルの不定性を考慮した HB 3 のガンマ線スペクトル

Instrument Response Functions (IRF) の不定性

検出器の応答関数 (IRF) の有効面積による不定性を求める。検出器の有効面積のエネルギーによる変動率を図 4.14 に示す。

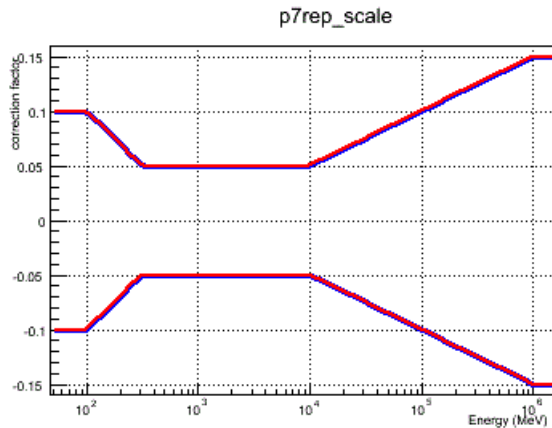


図 4.14: エネルギーによる応答関数の変動率

図 4.14 に示したように、エネルギーによって元々の応答関数を $\pm 5\%$ から 15% まで変動させる。本研究では図中赤線のすべて + に変動させたものと、- に変動させたものの 2 つの条件で HB 3 と W3 のスペクトルを導出した。例として + に変動させた IRF の不定性を表した HB 3 のガンマ線スペクトルを図 4.15 に示す。

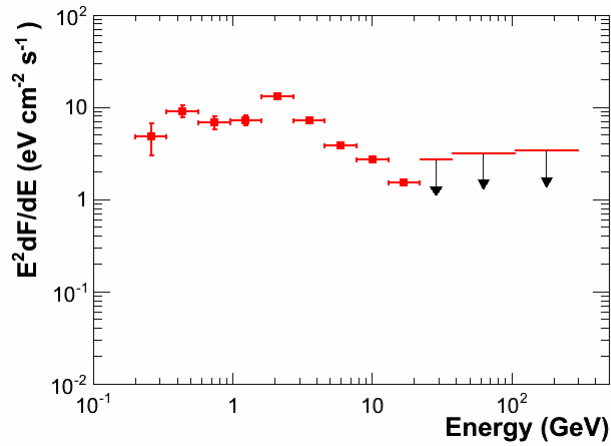


図 4.15: IRF の不定性を考慮した HB 3 のガンマ線スペクトル

Alternative diffuse model 背景放射モデルの不定性

通常の解析の際には、背景放射モデルとして *gll_iem_v05_rev1.fit*、*iso_source_v05_rev1.txt* を使用していた。Alternative diffuse model を用いた解析では、まとめて 1 つのモデルとなっていた CO ガスと HI ガスの分布を細かく設定した [53]。CO ガスと HI ガスの分布について図 4.16 に示す。

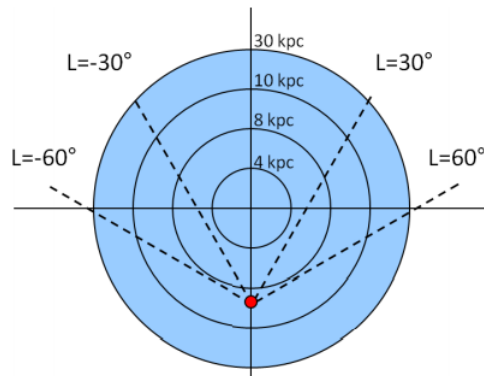


図 4.16: 背景放射モデルの CO、HI 分布についてモデルを分割した図

青い円が銀河系を、直線が交差している中心部分が銀河中心を、その中の赤い丸が太陽系の位置する場所を示している。銀河を輪形状に分割、その領域にある CO ガスと HI ガスの分布をモデル化した。xml ファイル上では、背景放射モデルとして用いていた 2 つのモデルの代わりに、CO ガスと HI ガスの分布を分割したモデルを使用した。

さらに、分割した背景放射モデルに、銀河ハローの大きさ、宇宙線のソース源、スピン温度を各 2 種類ずつモデル化した場合の計 8 パターンの背景放射モデルを使用して不定性を求める。宇宙線のソース源での SNR、Lorimer はそれぞれ超新星残骸、パルサーを仮定している。8 パターンのモデルの種類を表 4.6 に示す。

例として Alternative diffuse model を用いて、宇宙線の起源の仮定 = Lorimer、ハローの高さ = 4kpc、スピン温度 = 100000K、の条件 [53] を仮定した場合の背景放射モデルの不定性を表した HB 3 のガンマ線スペクトルを図 4.17 に示す。

表 4.6: Alternative diffuse model の不定性

| | |
|-----------|--------------|
| ハローの高さ | 4,10kpc |
| 宇宙線の起源の仮定 | SNR,Lorimer |
| スピン温度 | 150K,100000K |

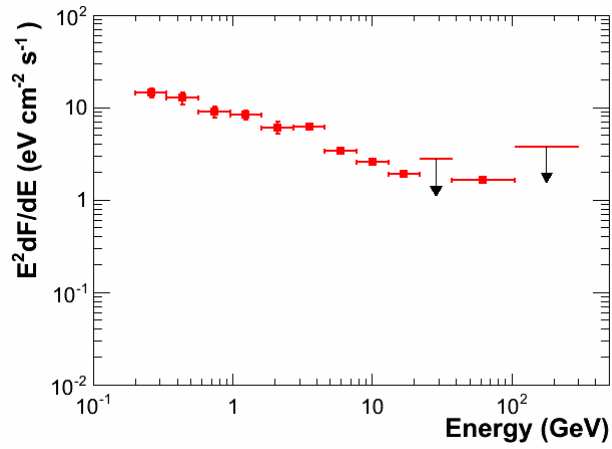


図 4.17: 背景放射モデルの不定性を考慮した HB 3 のガンマ線スペクトル

Lorimer、 $z=4$ 、 $T=100000\text{K}$ を仮定した場合のスペクトル

スペクトル指数の不定性

天体モデルのスペクトル指数の不定性を求める。スペクトルを求める際に -2 で固定していたスペクトル指数を ± 2 分変動させ、指数が 0 と -4 の場合のスペクトルを導出する。

例として HB 3 でのスペクトル指数を -4 に変更した HB 3 のガンマ線スペクトルを図 4.18 に示す。

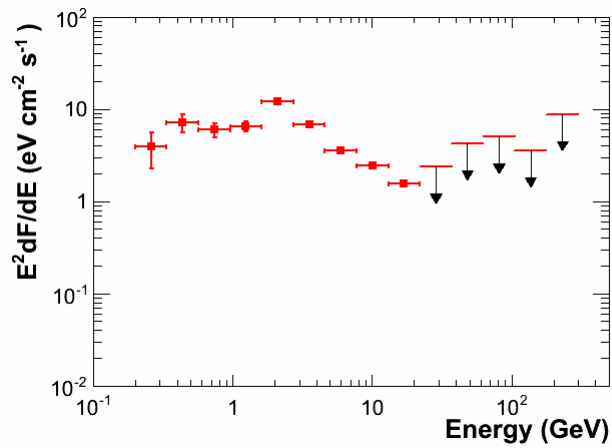


図 4.18: 天体モデルのスペクトル指数の不定性を考慮した HB 3 のガンマ線スペクトル

系統誤差まとめ

4種の不定性をすべて考慮し4.3.1で導出したHB3とW3のスペクトルに対して系統誤差を求めた。系統誤差を書き込んだHB3のスペクトルの図を図4.19に、W3のスペクトルの図を図4.20にそれぞれ示す。さらに、14に区分した部分の点が打たれている(上限値でない)部分にどれだけのエラーがあるのかを求め、HB3とW3それぞれを表4.7と表4.8にまとめた。各スペクトルに折れ曲がりのようなものがみえる。

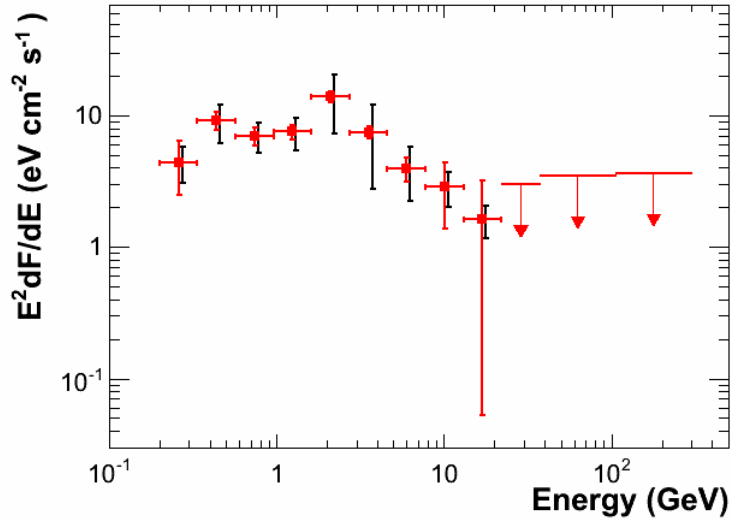


図 4.19: 系統誤差を追加した HB 3 のガンマ線スペクトル

赤の縦線は、 1σ の統計誤差を示す。黒の縦線は、4.3.1 で求めた 4 種の系統誤差を示している。また、矢印は上限値を示し、TS が 4 以下となった場合 2σ の上限値とした。図 4.20 も同様である。

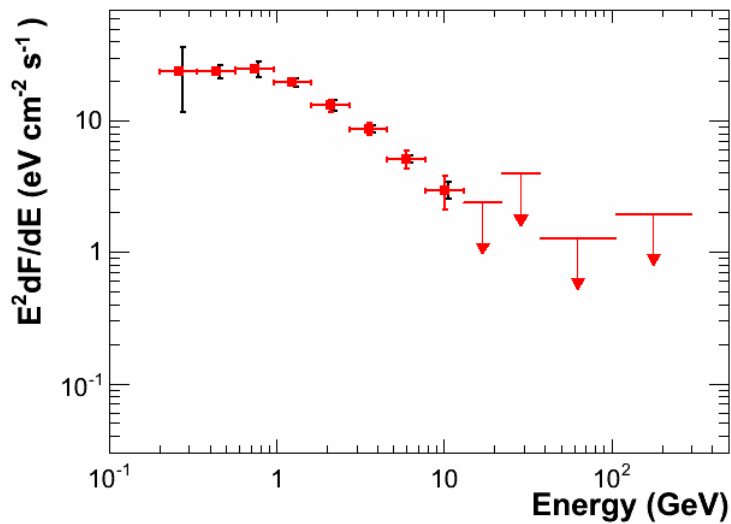


図 4.20: 系統誤差を追加した W3 のガンマ線スペクトル

表 4.7: HB 3 の系統誤差のまとめ

| エネルギー区分 (bin 数) | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 |
|---------------------------|-------|-------|------|------|------|------|------|-------|-------|----|----|----|
| IRF | 20.0% | 8.5% | 6.1% | 5.2% | 5.0% | 4.9% | 4.9% | 5.2% | 6.0% | - | - | - |
| HB 3 の空間形状モデル | 1.6% | 4.2% | 3.2% | 4.8% | 4.8% | 1.9% | 1.8% | 9.6% | 15.1% | - | - | - |
| Alternative diffuse model | 45.1% | 5.1% | 3.2% | 2.0% | 1.5% | 1.8% | 1.6% | 2.6% | 3.2% | - | - | - |
| スペクトルのべき指数 | 13.8% | 0.3% | 2.7% | 0.6% | 3.6% | 0.1% | 1.0% | 12.6% | 34.0% | - | - | - |
| Total (誤差下限値) | 51.3% | 10.7% | 8.0% | 7.3% | 8.0% | 5.5% | 5.5% | 16.9% | 37.8% | - | - | - |
| Total (誤差上限値) | 51.3% | 10.7% | 8.0% | 7.3% | 8.0% | 5.5% | 5.5% | 16.9% | 37.8% | - | - | - |

上限値で表されているところは除いた。

表 4.8: W3 の系統誤差のまとめ

| エネルギー区分 (bin 数) | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 |
|---------------------------|-------|-------|------|------|------|------|------|-------|---|----|----|----|
| IRF | 20.0% | 8.5% | 6.1% | 5.2% | 5.0% | 4.9% | 4.9% | 5.2% | - | - | - | - |
| HB 3 の空間形状モデル | 1.6% | 4.2% | 3.2% | 4.8% | 4.8% | 1.9% | 1.8% | 9.6% | - | - | - | - |
| Alternative diffuse model | 45.1% | 5.1% | 3.2% | 2.0% | 1.5% | 1.8% | 1.6% | 2.6% | - | - | - | - |
| スペクトルのべき指数 | 13.8% | 0.3% | 2.7% | 0.6% | 3.6% | 0.1% | 1.0% | 12.6% | - | - | - | - |
| Total (誤差下限値) | 51.3% | 10.7% | 8.0% | 7.3% | 8.0% | 5.5% | 5.5% | 16.9% | - | - | - | - |
| Total (誤差上限値) | 51.3% | 10.7% | 8.0% | 7.3% | 8.0% | 5.5% | 5.5% | 16.9% | - | - | - | - |

上限値で表されているところは除いた。

4.3.2 全エネルギー帯ガンマ線スペクトル

HB 3 と W3 に対して、4.3.1 で求めたような bin-by-bin スペクトルではなく、エネルギー毎に区切らず、0.2GeV から 300GeV までのエネルギー領域をスペクトル形状を仮定してガンマ線スペクトル (ALL-Band スペクトル) を求めることで bin-by-bin スペクトルでみえた折れ曲がりを定量的に確認する。各ガンマ線 ALL-Band スペクトルを導出するにあたって、HB 3 の DISK モデルと W3 の CO モデルに対してそれぞれ Power Law、Log Parabola、Smoothed Broken Power Law のスペクトル形状を用いて Likelihood 解析を行った。各スペクトル形状を用いて解析した結果を表 4.9 に示す。

表 4.9: 3 つのスペクトル形状を用いたスペクトルモデルフィッティングの結果

| スペクトル形状 | TS | 追加した自由度 | スペクトルパラメータ |
|---------------------------|-----|---------|--|
| HB 3 | | | |
| Power Law | 0 | 2 | E^{-p} ; $p = 2.39 \pm 0.05$ |
| Log Parabola | 18 | 3 | $\left(\frac{E}{1 \text{ GeV}}\right)^{-p_1 - p_2 \log\left(\frac{E}{1 \text{ GeV}}\right)}$ $p_1 = 2.29 \pm 0.09$ $p_2 = 0.30 \pm 0.11$ |
| Smoothed Broken Power Law | 30 | 4 | $\left(\frac{E}{1 \text{ GeV}}\right)^{-p_1} \left(1 + \left(\frac{E}{E_b}\right)^{\frac{p_2 - p_1}{0.2}}\right)^{-0.2}$ $p_1 = -1.97 \pm 0.56$ $p_2 = 2.54 \pm 0.07$ $E_b = 0.34 \pm 0.02 \text{ GeV}$ |
| W3 | | | |
| Power Law | 0 | 2 | E^{-p} ; $p = 2.42 \pm 0.02$ |
| Log Parabola | 267 | 3 | $\left(\frac{E}{1 \text{ GeV}}\right)^{-p_1 - p_2 \log\left(\frac{E}{1 \text{ GeV}}\right)}$ $p_1 = 2.40 \pm 0.03$ $p_2 = 0.33 \pm 0.03$ |
| Smoothed Broken Power Law | 257 | 4 | $\left(\frac{E}{1 \text{ GeV}}\right)^{-p_1} \left(1 + \left(\frac{E}{E_b}\right)^{\frac{p_2 - p_1}{0.2}}\right)^{-0.2}$ $p_1 = 1.70 \pm 0.42$ $p_2 = 2.90 \pm 0.21$ $E_b = 0.81 \pm 0.44 \text{ GeV}$ |

ここでの TS は、 $-2[\text{Log}(\text{Likelihood}) - \text{LogLikelihood}(\text{Power Law})]$ と定義する。さらに自由度は、各スペクトル形状を仮定した際いくつ free にする項目が増えるかで個数を決めている。

結果、HB 3 の DISK モデルでは Smoothed Broken Power Law、W3 の CO モデルでは Log Parabola の形状が定量的に最も良いことがわかった。これにより、bin-by-bin スペクトルで見えた折れ曲がりか、スペクトル形状からも有意に確認できた。

HB 3 の DISK モデルを図 4.21、W3 の CO モデルを図 4.22 にそれぞれのガンマ線スペクトルを示す。

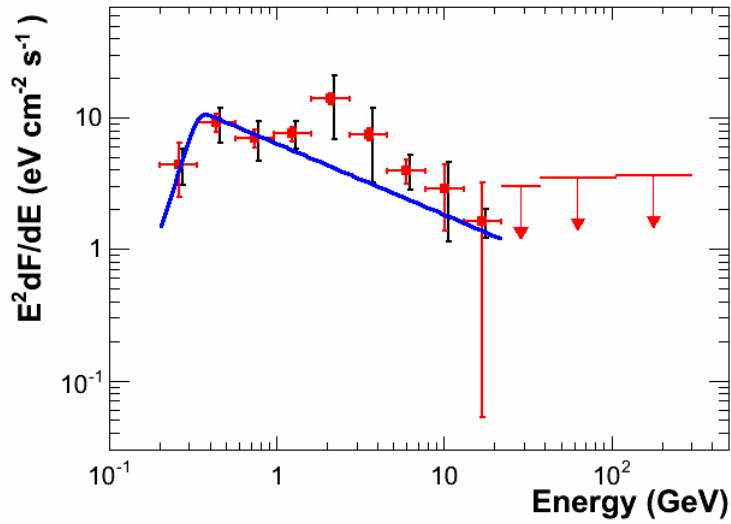


図 4.21: HB 3 の全バンドスペクトル

青の曲線が、0.2GeV から 300GeV までのエネルギー領域の中でフラックス点を打っている領域（上限値でない点）までをとったガンマ線スペクトルを示す。赤の縦線は、 1σ の統計誤差を示す。黒の縦線は、4.3.1 で求めた 4 種の系統誤差を示している。また、矢印は上限値を示し、TS が 4 以下となった場合 2σ の上限値とした。図 4.22 も同様である。

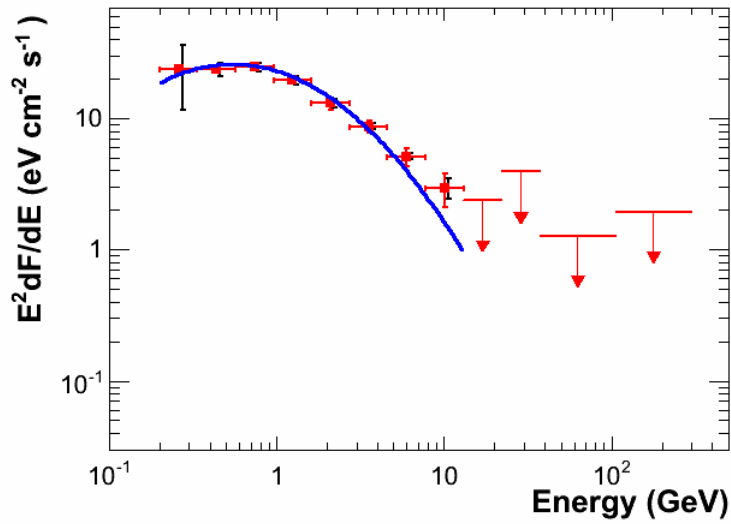


図 4.22: W3 の全バンドスペクトル

第5章 議論

荷電粒子が星間空間において相互作用することにより生じるガンマ線は、宇宙線などの高エネルギー粒子の存在を直接示すものである。宇宙線陽子が起源となるガンマ線放射機構として π^0 中間子崩壊、宇宙線電子が起源となるガンマ線放射機構として制動放射と逆コンプトン散乱がある。

本章では、前章で導出した HB 3 の DISK モデルと W3 の CO モデルの bin-by-bin スペクトルと、電波観測の結果を用いて多波長でのエネルギースペクトルを導出する。その後、 π^0 中間子崩壊、制動放射、逆コンプトン散乱が卓越したモデルを作成し、それらを導出したエネルギースペクトルにフィッティングすることで、HB 3 と W3 におけるガンマ線機構を議論する。

5.1 ガンマ線放射機構の議論

前章、表 4.5 の結果より、HB 3 と W3 をフェルミソースカタログの 5 天体でフィッティングするよりも HB 3 は DISK 形状モデル、W3 は CO 形状モデルを用いたほうがよりフィッティングが良くなることがわかった。このことより、HB 3 と W3 のガンマ線放射形状が、広がった放射であることが定量的に確認できたと言える。さらに HB 3 の電波観測より、広がった電波領域と作成した HB 3 の DISK モデルがほぼ同じ大きさであるので HB 3 からのガンマ線放射であると推測できる。

表 5.2、表 5.3 の電波スペクトルと、前章で導出したガンマ線スペクトルを用いて、HB 3 のガンマ線放射機構の議論を行う。

5.1.1 ガンマ線放射のモデリング

HB 3 からのガンマ線放射をモデリングをするために、「一定の物質密度と磁場により、宇宙線電子と陽子からガンマ線が放射する」と仮定した。また電子と陽子の運動量分布は同じであると仮定する。

宇宙線粒子（電子、陽子）の運動量分布のモデルは以下を使う。

$$Q_{e,p}(p) = a_{e,p} \left(\frac{p}{1\text{GeV}c^{-1}} \right)^{-s_L} \left\{ 1 + \left(\frac{p}{p_{br}} \right)^2 \right\}^{-(s_H - s_L)/2} \quad (5.1)$$

ここで、 p_{br} は電子、陽子の運動量スペクトルの折れ曲がり時エネルギーであり、 s_L 、 s_H はそれぞれスペクトルの折れ曲がり前後のスペクトルのべき指数である。なお s_L は $\alpha = (s_L - 1)/2$ の関係式があるため、電波のエネルギースペクトルのべき指数 (5.1.2 参照) の $\alpha = 0.34 \pm 0.15$ より、 $s_L = 1.68$ となる。この値を固定として計算したが、電波観測データとこの値ではフィットしなかったため、今回は s_L は 1.5 で値を固定して計算した。

なお電子はクーロン散乱や制動放射、シンクロトロン放射、逆コンプトン散乱によりエネルギーの損失を受けてしまうため、次の式で電子の運動量スペクトルの変化を算出した。

$$\frac{\partial N_{e,p}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial p} (b_{e,p} N_{e,p}) + Q_{e,p} \quad (5.2)$$

ここで、 $b_{e,p} = -\frac{\partial p}{\partial t}$ であり、運動量の単位時間あたりの損失率を表す。また $Q_{e,p}$ は電子、陽子の注入率を表す。

これらを踏まえて、 $N_{e,p} = N_{e,p}(p, T_0)$ を導出する。 $N_{e,p}$ はここで求める放射のスペクトルを表す。なお T_0 は超新星残骸の年齢であり、HB 3 の年齢を用いて、ここでは $T_0 = 3.0 \times 10^4$ [yr] に値を固定する。

3つの放射機構及びシンクロトロン放射の導出については、 π^0 崩壊は Dermer et al (1986)[49] を、制動放射と逆コンプトン散乱は Blumenthal & Gould et al (1970)[50] を、低エネルギー側のシンクロトロン放射は Crusius & Schlickeiser et al (1986)[51] を参照した。

シンクロトロン放射は宇宙背景放射などの種光子を叩き上げることによりおこる放射である。そのため種光子の分布（光子密度）をモデルとして組み込む。このモデルは ISRF (Interstella Radiation Field) モデルとして提供され [52]、天体の座標と距離 (HB 3 の場合は座標が $(l, b)=(132.7^\circ, 1.3^\circ)$ 、距離が 2.2[kpc]) により与えられる。HB 3 の場合は図 5.1 及び表 5.1 となる。

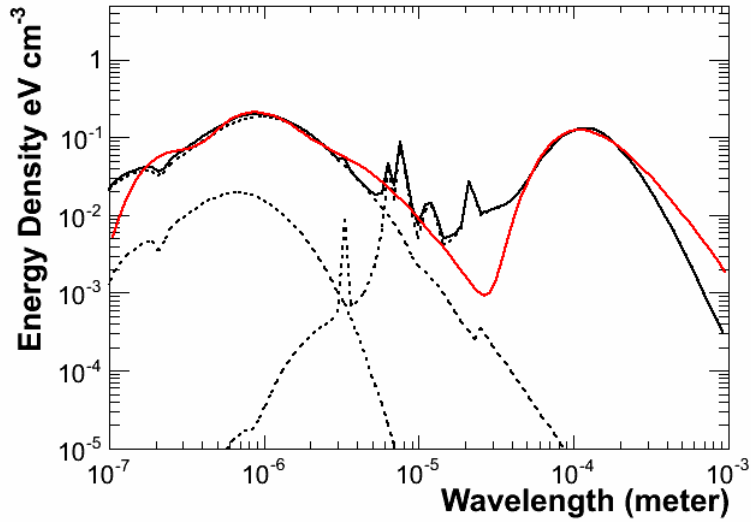


図 5.1: HB 3 における ISRF

表 5.1: ISRF

| Radiation Field | Temperature[K] | Energy Density [eV/cm^3] |
|-----------------------------|----------------|--|
| Optical (Spectral type G-K) | 4016.165 | 27.1 |
| Optical (Spectral type B) | 13396.835 | 8.8 |
| Infrared | 33.264 | 16.8 |
| Transiend heating component | 1000 | 3.6 |

5.1.2 他波長でのエネルギースペクトル分布

HB 3 の電波観測によるスペクトルとして、Effersberg 望遠鏡により観測された結果 [24] から、HB 3 領域における広がった電波放射部分のフラックス密度を表 5.2 と表 5.3 に示す。

表 5.2: 各周波数（波長）に対するフラックス密度

| 波長 [cm] | 周波数 [MHz] | フラックス密度 [Jy] |
|---------|-----------|--------------|
| 6 | 408 | 68.6±11.5 |
| 21 | 1420 | 44.8±12.0 |

表 5.3: 電波観測の結果によるべき指数

| べき指数 | フラックス密度 [Jy] |
|----------|-----------------|
| α | 0.34 ± 0.15 |

5.1.3 HB 3 のスペクトルモデルフィッティング

次に、 π^0 中間子崩壊、制動放射、逆コンプトン散乱が卓越した場合におけるスペクトルモデルのフィッティングを示す。フィッティングの方法としては、まずガンマ線のスペクトルに着目し、 p_{br} 、 s_L 、 s_H でガンマ線スペクトルの折れ曲がりをフィッティングしていき、全体を free parameter で調節する。その後、磁場 B により電波側のスペクトルを合わせていく。それぞれのモデリングで用いたパラメータを表 5.4 に示す。

表 5.4: モデリングで用いた各放射機構のパラメータ

| Model | K_{ep} | s_L | p_{br} | s_H | $B[\mu G]$ | $n_H[/math>]/cm^3$ | free parameter |
|---------------|----------|-------|----------|-------|------------|--------------------|-------------------|
| π^0 中間子崩壊 | 0.01 | 1.5 | 10 | 3.1 | 27 | 2.0 | 3.5×10^8 |
| 制動放射 | 1 | 1.5 | 7.0 | 3.6 | 4.5 | 2.0 | 5.8×10^7 |
| 逆コンプトン散乱 | 1 | 1.5 | 23 | 5.6 | 0.69 | 0.002 | 6.6×10^8 |

表 5.4 のパラメータで、 K_{ep} は $1\text{GeV}/c$ での電子と陽子の存在比を、 n_H は物質密度をそれぞれ表している。陽子起源である π^0 中間子崩壊卓越モデルは $K_{ep} = 0.01$ 、つまり陽子が電子の 100 倍存在するとし、HB 3 の物質密度は文献 [27] より、広がった領域の東側と西側でそれぞれ $2.46[/math>]/ $cm^3$$ と $1.23[/math>]/ $cm^3$$ と求められていた。そのため本研究では HB 3 領域の平均として値を、 $n_H = 2.0[/math>]/ $cm^3$$ で固定している。電子起源である制動放射卓越モデルは $K_{ep} = 1$ 、つまり陽子と電子が同数であるとし、物質密度は π^0 中間子崩壊と同様に $n_H = 2.0[/math>]/ $cm^3$$ で値を固定している。同じく電子起源である逆コンプトン散乱卓越モデルは $K_{ep} = 1$ で制動放射と変わらないが、物質密度に関しては $n_H = 2.0[/math>]/ $cm^3$$ にしてしまうと π^0 中間子崩壊と制動放射が逆コンプトン散乱モデルを卓越してしまうため、 n_H の値を低くしてモデリングを行っている。

これらのパラメータを用いてそれぞれのガンマ線放射機構によるスペクトルモデルのフィッティングを行う。 π^0 中間子崩壊が卓越する場合を図 5.2 に、制動放射が卓越する場合を図 5.3 に、逆コンプトン散乱が卓越する場合を図 5.4 に、それぞれ示す。

また、これらの放射機構での陽子、電子とその合計のエネルギーを求め、表 5.5 に示す。

表 5.5: それぞれのガンマ線放射機構モデルのエネルギー

| Model | Proton[10^{49}erg] | Electron[10^{49}erg] | Total[10^{49}erg] |
|---------------|--------------------------------|----------------------------------|-------------------------------|
| π^0 中間子崩壊 | 5.7 | 0.076 | 5.8 |
| 制動放射 | 0.57 | 0.89 | 1.5 |
| 逆コンプトン散乱 | 11 | 15 | 25 |

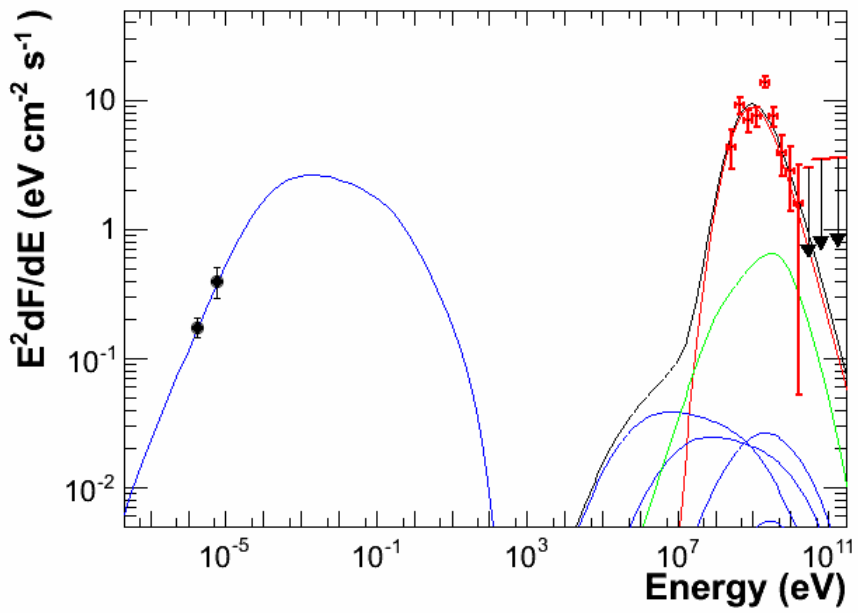


図 5.2: π^0 中間子崩壊が卓越した場合のモデル

図中左側の黒丸が電波観測のデータ点、青線はシンクロトロン放射モデルを示す。図中右側の赤十字点はガンマ線観測のデータ点、赤線が π^0 中間子崩壊、緑線が制動放射、青線が逆コンプトン散乱を示す。黒線が3つの放射機構モデルの和。図 5.3 と図 5.4 も同様である。

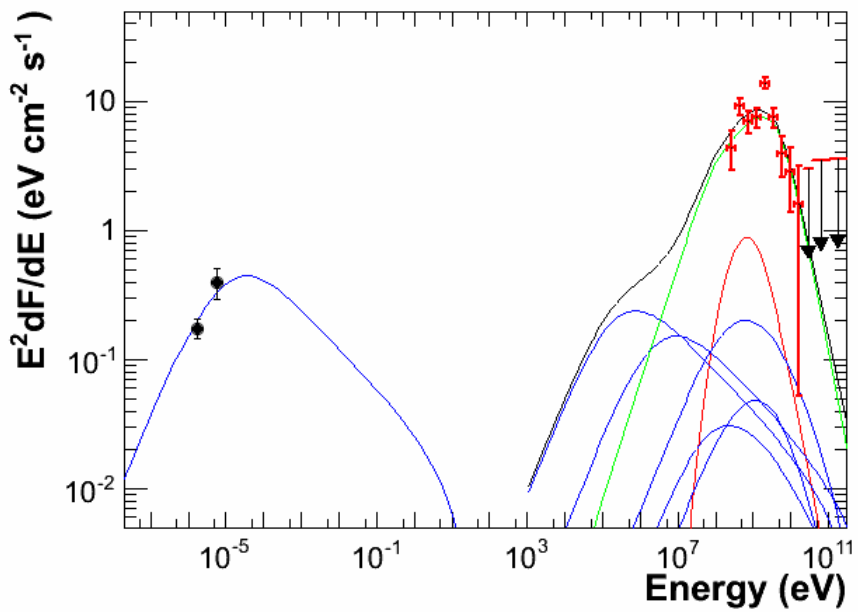


図 5.3: 制動放射が卓越した場合のモデル

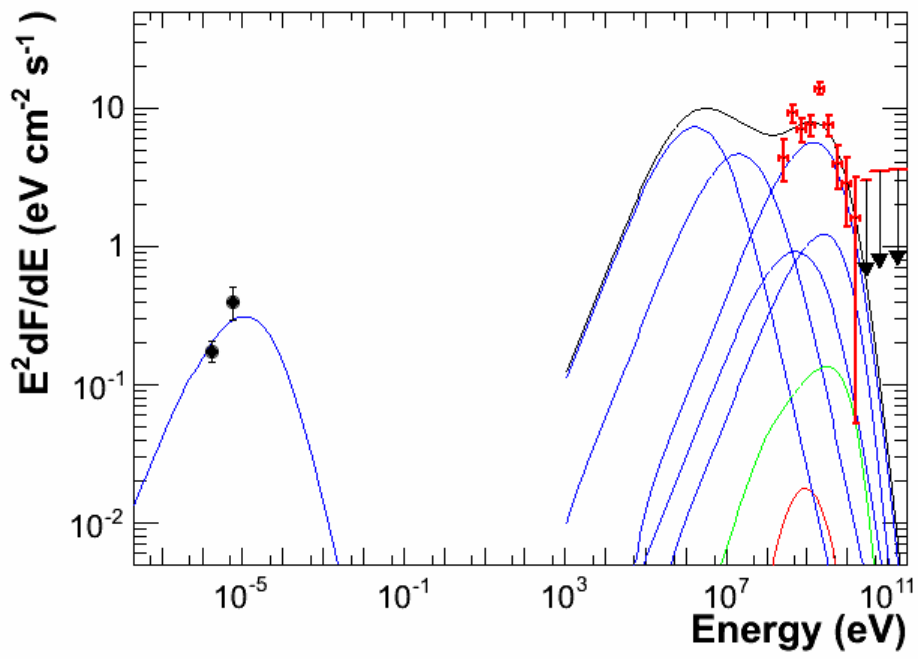


図 5.4: 逆コンプトン散乱が卓越した場合のモデル

逆コンプトン散乱卓越モデルについては、他の2つのモデルとの物質密度が3桁異なる。そこで物質密度の差を埋めるために光子密度を変更してフィッティングを行った。使用した ISRF の Energy Density の値を 100 倍にして、モデルに対して光子密度が大きい環境を仮定した場合の解析を行った。光子密度を 100 倍にした場合の解析のパラメータを表 5.6 に示す。光子密度を増やしたことによって低くした物質密度を π^0 中間子崩壊モデルと制動放射モデルに合わせる事が出来た。このパラメータを用いてフィッティングを行った結果を図 5.5 に示す。そしてこの時の陽子、電子とその合計のエネルギーを求め、表 5.7 に示す。

表 5.6: ISRF の数値を変更した時のモデリングで用いたパラメータ

| Model | K_{ep} | s_L | p_{br} | s_H | $B[\mu G]$ | $n_H[/math>/cm^3]$ | free parameter |
|------------|----------|-------|----------|-------|------------|--------------------|-------------------|
| ISRF 100 倍 | 1 | 1.5 | 23 | 5.6 | 15 | 2.0 | 6.6×10^6 |

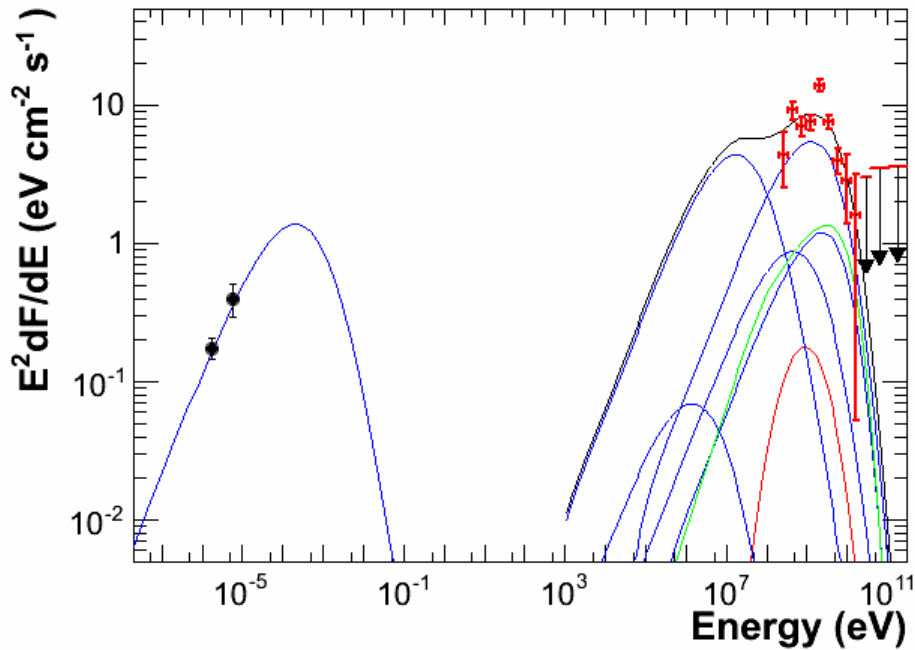


図 5.5: ISRF モデルが 100 倍の時のフィッティング結果

表 5.7: ISRF の数値を変更した時の逆コンプトン散乱卓越モデルのエネルギー

| Model | Proton[$10^{49}erg]$ | Electron[$10^{49}erg]$ | Total[$10^{49}erg]$ |
|----------|-----------------------|-------------------------|----------------------|
| 逆コンプトン散乱 | 0.11 | 0.15 | 0.25 |

3種のガンマ線放射機構モデルのフィッティングは電波領域、ガンマ線領域共に良くフィットできている。しかし、表 5.4 で示すように、逆コンプトン散乱卓越モデルは物質密度を他の2つのモデルより3桁低くしなければフィットさせることが出来なかった。しかし、光子密度を100倍にしたモデルにおいては物質密度の問題を解消することは出来た。

制動放射卓越モデルでは、地球近傍での K_{ep} の値は観測により陽子が電子の100倍存在することがわかっているが、解析では $K_{ep} = 1$ の値でフィットを行っている。もし、HB 3 近傍で $K_{ep} = 1$ の条件を満たすのであれば、制動放射卓越モデルの可能性も棄却することができない。

π^0 中間子崩壊卓越モデルは3種の放射機構モデルの中で尤もらしいパラメータでフィットを行うことが

出来た。エネルギーも超新星残骸の典型的な爆発エネルギーである 10^{51}erg のおよそ 6% であった。宇宙線が単位時間あたりに銀河系から抜け出すエネルギーは、宇宙線の全エネルギー 10^{55}erg と銀河系から抜け出すタイムスケール $\sim 10^7$ 年から、 10^{41}erg/s と求められる。一方、超新星残骸が宇宙線に供給するエネルギーは、爆発の典型的エネルギー 10^{51}erg と、およそ 30 年に 1 度の発生頻度から 10^{42}erg/s と求められ、そのうち 10% が宇宙線に供給されたとすると、 10^{41}erg/s となる。

以上の関係より、 π^0 中間子崩壊卓越モデルでのエネルギーがおよそ 6% であることから、超新星爆発と宇宙線のエネルギー供給関係を自然に説明できる。

W3 についても同様にフィッティングを行う。

5.1.4 W3 のスペクトルモデルフィッティング

5.1.3 で示した方法と同じで、 π^0 中間子崩壊が卓越した場合と、可能性を棄却できない制動放射が卓越した場合におけるスペクトルモデルのフィッティングを行う。逆コンプトン散乱については、密度を低くしなければフィットできないことがわかっている。分子雲である W3 では、物質密度を高い値 ($100 [\text{cm}^{-3}]$) で固定しており、低い値でのフィットが物質密度に合わないため逆コンプトン散乱によるフィッティングは行っていない。 π^0 中間子崩壊、制動放射、それぞれのモデリングで用いたパラメータを表 5.8 に示す。

表 5.8: モデリングで用いたパラメータ

| Model | K_{ep} | s_L | p_{br} | s_H | $B[\mu G]$ | $n_H [\text{cm}^{-3}]$ | free parameter |
|---------------|----------|-------|----------|-------|------------|------------------------|-------------------|
| π^0 中間子崩壊 | 0.01 | 1.5 | 9.0 | 3.8 | 200 | 100 | 3.0×10^7 |
| 制動放射 | 1 | 1.5 | 2.5 | 3.5 | 27 | 100 | 6.5×10^7 |

これらのパラメータを用いて π^0 中間子崩壊が卓越するモデルと、制動放射が卓越するモデルによるスペクトルモデルのフィッティングを行う。

フィッティング結果を図 5.6 と図 5.7 に示す。

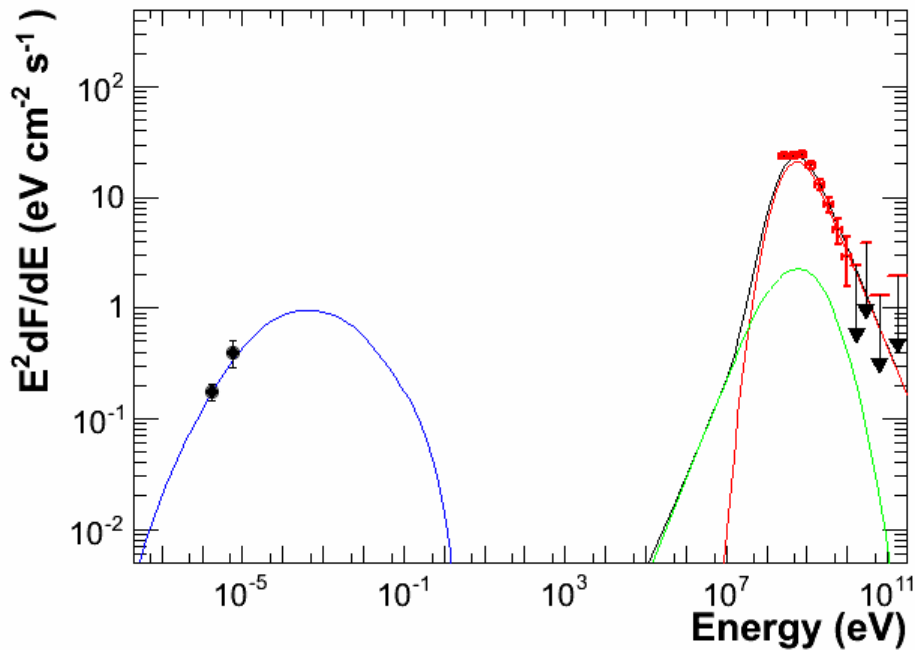


図 5.6: π^0 中間子崩壊卓越モデルのフィッティング結果

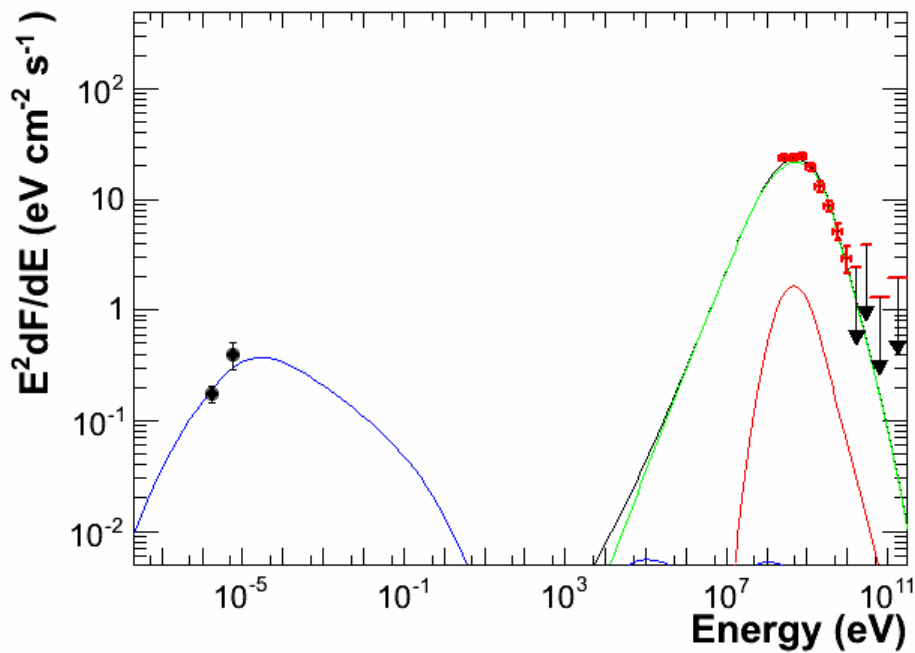


図 5.7: 制動放射卓越モデルのフィッティング結果

このモデルでの陽子、電子とその合計のエネルギーを求め、表 5.9 に示す。

表 5.9: π^0 中間子崩壊と制動放射が卓越したモデルのエネルギー

| Model | Proton[10^{49}erg] | Electron[10^{49}erg] | Total[10^{49}erg] |
|---------------|--------------------------------|----------------------------------|-------------------------------|
| π^0 中間子崩壊 | 0.28 | 0.0034 | 0.28 |
| 制動放射 | 0.026 | 0.051 | 0.078 |

π^0 中間子崩壊卓越モデルのフィッティングは電波領域、ガンマ線領域共によくフィットできている。制動放射卓越モデルにおいてもフィットはよく出来ている。どちらのモデルも対応する HB 3 のモデルと似た形でフィットを行うことができた。

HB 3 の放射機構モデルの中で最も自然な説明ができる π^0 中間子崩壊モデルに着目する。HB 3、W3 共に似たパラメータを用いてフィットすることが出来ており、さらに空間的に HB 3 と W3 が重なっていることから、「HB 3 で加速された宇宙線が拡散し、W3 にて分子雲と相互作用を起こしてガンマ線が放射されている」と考えられる。ここで、両天体の陽子エネルギーを比較する。表 5.5 と表 5.9 より、W3 のエネルギーは HB 3 のエネルギーに比べ 1/10 未満で、十分に小さいことがわかる。このことから、W3 が自身で輝く天体ではなく、「HB 3 で加速された宇宙線が拡散し、W3 にて分子雲と相互作用を起こしてガンマ線が放射されている」という考えを矛盾なく説明することができる。

5.2 議論のまとめ

前章の解析結果より、HB 3 は DISK 形状モデルで、W3 は CO 形状モデルを用いたほうが、よりフィッティングが良くなることがわかった。このことより、HB 3 と W3 のガンマ線放射形状が、広がった放射を発見できた。

次に HB 3 のガンマ線放射について、 π^0 中間子崩壊、制動放射、逆コンプトン散乱のガンマ線放射機構がそれぞれ卓越する場合のガンマ線スペクトルモデルのフィッティングを行った。

3つのモデルフィッティングは電波領域、ガンマ線領域ともに良くフィットできた。しかし、パラメータで比較すると、電子起源である逆コンプトン散乱卓越モデルでは、物質密度を観測による HB 3 の周辺密度より低く見積もらないとフィットさせることが出来ない。同じく電子起源の制動放射卓越モデルでは、陽子、電子の存在比である K_{ep} を地球近傍の観測結果である 0.01 とは異なる 1 という値でフィットを行っている。しかし、逆コンプトン散乱卓越モデルにおいては、ISRF の光子密度が 100 倍の状態を仮定し、フィッティングを行うことにより物質密度の問題を解消することができる。制動放射モデルにおいては、HB 3 領域において陽子、電子の存在比 K_{ep} の値が 1 である状況であれば、可能性を棄却することは出来ない。そして、陽子起源である π^0 中間子崩壊卓越モデルでは、パラメータは尤もらしい値でフィットできている。エネルギーも超新星爆発の典型的なエネルギーである 10^{51} erg のおよそ 6% であり、宇宙線と超新星爆発のエネルギー収支を自然に説明できる。宇宙線の起源説から、この粒子エネルギーは爆発エネルギーの数%であるため超新星残骸からエネルギーを供給された宇宙線と考えることができる。

次に W3 においても HB 3 で尤もらしいフィットを行うことの出来た π^0 中間子崩壊卓越モデルと制動放射卓越モデルでガンマ線スペクトルモデルのフィッティングを行った。こちらのモデルフィッティングにおいても電波領域、ガンマ線領域ともに良くフィットできた。HB 3 の各モデルと似た形状、パラメータでフィッティングを行うことができていることと、空間的に重なっている部分より、HB3 から加速された宇宙線が拡散し、W3 で分子雲と相互反応を起こしてガンマ線が放射されていると考えられる。HB 3 の放射機構モデルの中で最も自然な説明ができる π^0 中間子崩壊モデルに着目する。それぞれの陽子エネルギーを比較すると W3 は HB 3 のエネルギーの 1/10 程度であった。このエネルギーの観点からも、HB 3 で加速された宇宙線が拡散され、W3 で分子雲と相互作用を起こしガンマ線が放射されていると考えて矛盾なく説明できる。そして、HB 3 と W3 のガンマ線放射は、陽子起源のガンマ線放射によって最も自然な説明ができることがわかった。

第6章 まとめ

本研究では、超新星残骸 HB 3 をフェルミ衛星による 65ヶ月 (2008.8.4-2014.1.30) の GeV ガンマ線観測データの解析を行うことで、超新星残骸とその近傍分子雲における粒子の加速と拡散のメカニズムについて調査した。

研究対象天体の選出においては、昨年度 (2013 年度) 卒業の杉山氏の選出方法を参考にした。選出方法として、フェルミ衛星 GeV ガンマ線ソースカタログと、超新星残骸についてまとめられた Green Catalog を用いて、これまでフェルミチーム内で解析がされていない超新星残骸を 7 つ選出した。その中でガンマ線の空間分布について議論ができるように、視直径が大きい (1.3 度) HB 3 に着目した。

この天体について、ガンマ線のカウントマップの作成を行い、HB 3 と、その近傍分子雲である W3 のガンマ線放射形状モデルを作成した。その結果、両者に広がった放射を発見できた。

次に、bin-by-bin スペクトルの導出を行った。導出したガンマ線スペクトルに、HB 3 の形状モデル、検出器の応答関数、背景放射モデル、スペクトルのべき指数の不定性をそれぞれ求め、系統誤差として導入した。結果、どちらの天体にもスペクトルの折れ曲がりが見えた。そして、ALL-Band スペクトルを導出した。Power Law、Log Parabola、Smoothed Broken Power Law の 3 種のスペクトル形状を仮定して解析を行い、HB 3 モデルでは Smoothed Broken Power Law、W3 モデルでは Log Parabola で最もよくフィットする結果を得た。こちらの結果から、どちらの天体にも 1 GeV 付近でのスペクトルの折れ曲がりがあることを形状の観点から確認できた。結果、スペクトル解析よりどちらの天体にも有意に折れ曲がりがあることがわかった。

次に、これまでに観測されていた電波のスペクトルと求めたガンマ線スペクトルを用いて、HB 3 からのガンマ線の放射機構モデルのスペクトルフィッティングを行った。 π^0 中間子崩壊、制動放射、逆コンプトン散乱がそれぞれ卓越している場合を仮定してフィッティングを行った。その結果、陽子起源である π^0 中間子崩壊によるガンマ線放射機構で、最も自然な説明ができることがわかった。同様に W3 についても、 π^0 中間子崩壊、制動放射がそれぞれ卓越している場合を仮定してフィッティングを行った。結果、HB 3 と同様に陽子起源である π^0 中間子崩壊によるガンマ線放射機構で最も自然な説明ができ、フィッティング形状も HB 3 と似た形状をとることがわかった。さらに、HB 3 と W3 が空間的に重なること、似た形状でフィッティングできることより、HB 3 領域で加速された宇宙線が拡散され、W3 で分子雲と相互作用を起こしガンマ線放射が観測されている、と考えることができる。 π^0 中間子崩壊での HB 3 と W3 のエネルギーを比較すると W3 は HB 3 のエネルギーの 1/10 程度であった。このエネルギーの議論からも、HB 3 領域で加速された宇宙線が拡散され、W3 で相互作用を起こしガンマ線が放射されている、という考えを矛盾なく説明できる。そして、HB 3 と W3 のガンマ線放射は、陽子起源のガンマ線放射によって最も自然な説明ができることがわかった。

付録A 3FGL ソースと HB 3 の位置関係

フェルミ衛星の4年間の観測による第3 (3FGL) カタログ [54] が2015年1月に公開された。本解析では、本文に記載したように2年間の観測による第2 (2FGL) カタログを使用している。

2つのカタログのソースにどのような相関があるのかを、図4.2に2FGLソースと3FGLソースの位置を重ねたものとして図Aに示す。さらにHB 3、W3領域の3FGLソースを表A.1に示す。

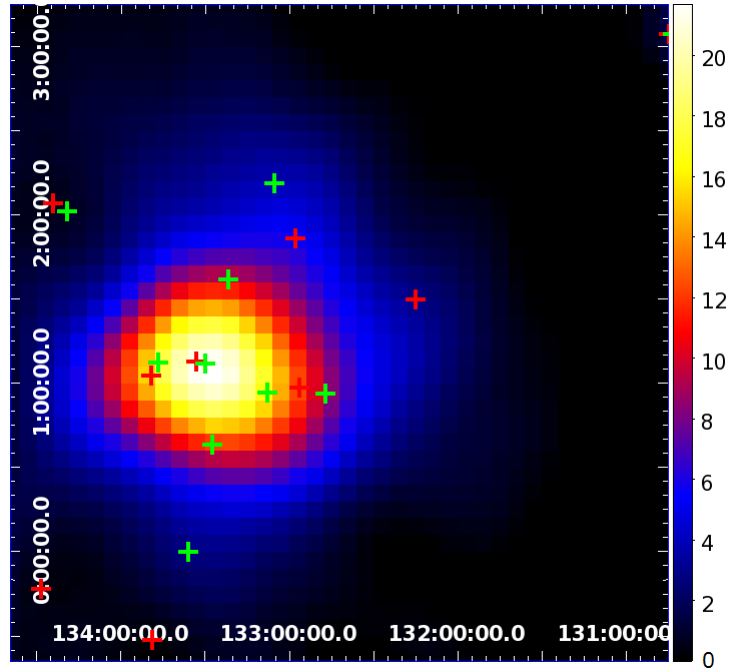


図 A.1: 3FGL カタログで示されるソースの場所と 2FGL カタログで示されるソースの場所

2FGL カタログのソースは赤十字で、3FGL カタログのソースは緑十字点で示している。

表 A.1: HB 3 と W3 の領域に対応する 3FGL ソース

| Name 3FGL | R.A. | Decl. | l | b | σ | Class | ID or Associated. | γ - ray Associated |
|--------------------|--------|--------|---------|--------|----------|-------|-------------------|---------------------------|
| 3FGL J0217.3+6209 | 34.347 | 62.154 | 132.785 | 0.938 | 11.5 | bcu | TXS 0213+619 | - |
| 3FGL J0220.1+6202c | 35.048 | 62.044 | 133.131 | 0.942 | 4.6 | spp | - | 1FGL J0218.8+6158c |
| 3FGL J0221.1+6059 | 35.299 | 60.997 | 133.598 | -0.002 | 5.5 | - | - | - |
| 3FGL J0221.8+6138c | 35.473 | 61.641 | 133.456 | 0.632 | 4.7 | - | - | - |
| 3FGL J0223.5+6313 | 35.883 | 63.226 | 133.088 | 2.184 | 7.9 | bcu | TXS 0219+628 | - |
| 3FGL J0223.6+6204 | 35.906 | 62.081 | 133.496 | 1.115 | 12.9 | - | - | 2FGL J0224.0+6204 |
| 3FGL J0224.0+6235 | 36.016 | 62.598 | 133.364 | 1.618 | 4.6 | spp | - | EGRc J0225+6240 |
| 3FGL J0225.8+6159 | 36.472 | 61.987 | 133.778 | 1.121 | 8.3 | - | - | 2FGL J022539+6154c |

spp は Supernova Remnant か Pulsar Wind Nebula であることを示す。

bcu は AGN の分類で未知のタイプであることを示す。

付録B Science Toolsのコマンド

今回の解析で使用したコマンドについて簡単に示す。

gtselect

FT1 ファイルから、データ解析に使用したい領域のデータを切り出すツール。切り出したデータは別名の FT1 ファイル (FITS) 形式で出力される。セレクション条件として、エネルギー領域、座標、領域の半径、時間、入射方向 (Zenith Angle) 等がある。ここで、時間は MET (Mission Elapsed Time) と呼ばれる時間が用いられる。これは、UTC 2001 年 1 月 1 日 00 時 00 分 00 秒からの経過時間で、単位は秒である。

gtmktime

FT2 ファイルにある衛星の位置、地磁気等の情報を用い、FT1 ファイルのタイムカットを行うツール。また、選出し情報をもとに、FT1 ファイルの GTI (Good Time Interval) を新たに作成する。

gtbin

FT1 ファイルを、他のツール (DS9 や XSPEC 等) で利用できるファイル形式へと変換するファイル。イメージやスペクトル、ライトカーブを作成することができる。

gtlike

最尤法によるスペクトルフィット (likelihood 解析) を行うツール。このフィッティングでは、xml ファイルに天体とバックグラウンドのモデルを用意し、天体の位置とエネルギーの分布の情報をもとに、フィッティングを行う。光子 1 イベント毎にフィッティングを行う "Unbinned Likelihood" と、ある領域内の光子イベントに対してフィッティングを行う "Binned Likelihood" がある。

gtltcube

FT2 ファイル中の livetime と FT1 ファイルの GTI を使って、全天の livetime を計算するツール。live time は、LAT での観測時間を示す。FT1 ファイル、FT2 ファイルから、検出器への入射角の関数としてエネルギーごとに観測時間の積分値を計算した、exposure cube を作成する。

gtexpmap, gtexpcube2

FT1 ファイル、FT2 ファイル、gtltcube により作成された exposure cube を用い、unbinned likelihood 解析で使用される exposure map、binned likelihood 解析で使用される exposure cube を作成するツール。gtselect で切り出した FT1 ファイルの領域よりも外側から放射が入り込むことを考慮し、この領域よりも大きい領域で作成する。

gtsrcmap

解析したい領域に含まれる天体のモデル (位置やスペクトルの情報) を記載したモデルファイルを元に、観測に沿ったレスポンスを天体ごとに割り振るツール。この結果を書き込んだファイルをソースマップとよぶ。

gtmodel

gtsrcmap で作成したソースマップと、モデルファイルを元にカウントマップを作成するツール。

gtdiffsrps

銀河面からの放射や、広がった天体等の Diffuse 成分のレスポンス関数を計算するツール。レスポ

ス関数とは、あるイベントの実際に測定された量からエネルギー、入射角などへ変換する関数である。検出器やエネルギーに依存し、FT1 ファイルに情報が追加される。有効面積を A 、エネルギーの分散を D 、PSF を P 、検出器の方向や、向きの時間変化を表す関数として $\vec{L}(t)$ を用いると、以下の式であらわされる。

$$R(E', p'; E, p, t) = A(A, p, \vec{L}(t))D(E'; E, p, \vec{L}(t))P(p'; E, \vec{L}(t)) \quad (\text{B.1})$$

unbinned likelihood 解析の前にあらかじめ計算しておくことで、likelihood 解析での計算速度が速くなる。

gtfindsrc

点源である天体の位置を unbinned likelihood 解析を用いて調査するツール。点源の位置、 1σ のエラーサークルの大きさが結果として与えられる。

謝辞

本研究を進めるにあたり、数多くの方の御指導、ご協力に深く感謝いたします。指導教官である片桐秀明准教授には、研究テーマやその方針、フェルミ衛星のデータ解析方法、研究に関わる理論など多岐にわたり丁寧にご指導していただき、感謝いたします。同じく高エネルギー宇宙物理グループの吉田龍生教授には、宇宙物理に関することをご教授いただいたほか、本研究においても多くのご助言をいただきました。柳田昭平名誉教授には、ゼミ等で基礎的な物理などをご教授いただきましたことを感謝いたします。

同学年の中山浩平君には、唯一の同期として授業や研究はもとより、普段の生活等様々な面で支えていただきました。M1の小野祥弥君、長紀仁君、村田丈承君には、頼りない先輩ではありましたが、一緒に研究ができたことをうれしく思います。

最後に、様々な面で支えてくれた家族に心より感謝いたします。

関連図書

- [1] 小田稔 著 裳華房 「物理学選書 5 宇宙線 [改訂版]
- [2] Anchordoqui, L., Paul, T., Reucroft, S., & Swain, J. 2003, International Journal of Modern Physics A, 18, 2229
- [3] 小山勝二・嶺重慎 著 日本評論社 「シリーズ 現代の天文学 8 ブラックホールと高エネルギー現象」
- [4] Hillas, A. M. 1984, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 22, 425
- [5] Thomas K.Gaisser 著 小早川恵三 訳 丸善 「素粒子と宇宙物理」
- [6] Reynolds, S. P. & Ellison, D. C., et al. 1992 ApJ, 399, L75
- [7] Koyama, K. et al. 1995 Nature, 378, 255
- [8] Tanaka T., et al., 2011,ApJ 740,L51
- [9] Katsuda S., et al., 2008, ApJ, 678, L35
- [10] Aschenbach B., 1998, Nature, 396, 141
- [11] Aharonian F., et al., 2005, A&A,437, L7
- [12] Aharonian F., et al., 2007b, ApJ,661,236
- [13] Katagiri H., et al., 2005, ApJ, 619, L163
- [14] Enomoto R., et al., 2006, ApJ, 652, 1268
- [15] Uchiyama Y., et al., 2012,ApJ 749,L35
- [16] Wolszczan A., et al., 1991, ApJ, 372, L99
- [17] Seta M., et al., 2004, AJ 127, 1098
- [18] 修士論文 杉山重実 (2013) 「超新星残骸 Monoceros Loop のフェルミ衛星によるガンマ線観測」
茨城大学
- [19] Green D. A., et al. 2009 BASI, 37, 45G
- [20] Routledge et al ., 1991, A&A,247, 529
- [21] <http://www.mpifr-bonn.mpg.de/en/effelsberg>
- [22] Lazendic & Slane ., 2006, ApJ, 647, 350
- [23] Leahy, D. A., Venkatesan, D., Long, K. S., & Naranan, S. 1985, apj, 294, 183
- [24] Tian, W. W., & Leahy, D. 2005, aap, 436, 187

- [25] Shi, W. B., Han, J. L., Gao, X. Y., et al. 2008, *aap*, 487, 601
- [26] Jaffe, T. R., et al. 1997 *ApJ*, 484, 129
- [27] Gosachinskii, I. V. 2005, *Astronomy Letters*, 31, 179
- [28] NASA Fermi HomePage <http://fermi.gsfc.nasa.gov/>
- [29] LAT Specifications & Performance
<http://fermi.gsfc.nasa.gov/science/instruments/table1-1.html>
- [30] Hartman, R. C., Bertsch, D. L., Bloom, S. D., et al. 1999, *ApJS*, 123, 79
- [31] Nolan, P. L., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2012, *ApJS*, 199, 31
- [32] NASA CGRO HomePage
<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/egret/>
- [33] Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2009, *ApJ*, 697, 1071
- [34] Fermi-LAT Data Analysis
<http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/overview.html>
- [35] Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A., et al. 2012, *ApJS*, 203, 4
- [36] Bregeon, J., Charles, E., & M. Wood for the Fermi-LAT collaboration 2013, arXiv:1304.5456
- [37] Fermi Science Tools <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Cicerone/>
- [38] Fermi LAT Performance
http://www.slac.stanford.edu/exp/glast/groups/canda/lat_Performance.htm
- [39] LAT Data Selection Recommendations
http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Cicerone/Cicerone_Data_Exploration/Data_preparation.html
- [40] Mattox J. R. et al 1996, *ApJ*, 461, 396
- [41] Likelihood Model Fitting
http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Cicerone/Cicerone_Likelihood/Fitting_Models.html
- [42] MINUIT
<http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html>
- [43] Nolan, P. L., et al. 2012 *ApJS*, 199, 31N
- [44] Cerro Tololo Inter-American Observatory HomePage <http://www.ctio.noao.edu/noao/>
- [45] Infrared Astronomical Satellite HomePage <http://irsa.ipac.caltech.edu/IRASdocs/iras.html>
- [46] Dame et al., 2001, *ApJ*, 547, 792
- [47] <http://www.cfa.harvard.edu/mmw/MilkyWayinMolClouds.html>
- [48] Routledge, D., Dewdney, P. E., Landecker, T. L., & Vaneldik, J. F. 1991, *aap*, 247, 529
- [49] Dermer, C.D. et al. 1986 *A&A*, 157, 223

- [50] Blumenthal, G.R., & Gould, R. J. 1970, *Rev,Mod,Phys.*, 42,237
- [51] Crusius,A., & Schlickeiser, R. 1986 *A&A*, 164,L16
- [52] Porter, T., Moskalenko, Igor V., Strong, Andrew W., et al. 2008, *ApJ*, 682, 400
- [53] de Palma, F., Brandt, T. J., Johannesson, G., Tibaldo, L., & for the Fermi LAT collaboration 2013, arXiv:1304.1395
- [54] The Fermi-LAT Collaboration 2015, arXiv:1501.02003
- [55] LAT 4-year Point Source Catalog (3FGL) http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/4yr_catalog