

銀河面ガンマ線放射の解析による
宇宙線陽子・電子スペクトルの研究

理学部物理科学科
高エネルギー宇宙・可視赤外線天文学グループ
B091702 林 孝典
主査：水野 恒史 副査：志垣 賢太

平成 25 年 2 月 8 日

概要

ガンマ線天文学は宇宙からくるガンマ線を観測し、天体现象を研究する観測天文学の一分野である。銀河系内の星間空間には、相対論的エネルギーまで加速された粒子(宇宙線)が飛び交っている。宇宙線の成分である陽子や電子は、星間物質との相互作用により発生する中性中間子の崩壊や、原子核付近の電場との相互作用による制動放射、逆コンプトン散乱などにより、高エネルギーのガンマ線を生成する。ガンマ線は宇宙線と異なり星間磁場で曲げられることなく直進するので、ガンマ線観測は宇宙線の分布を調べる強力な手段となる。本研究では、銀河面の広がったガンマ線放射を、 π^0 崩壊や逆コンプトン散乱などに分類し、ガンマ線スペクトルを解析することにより、宇宙線陽子や宇宙線電子のスペクトルの強度やベキを求め、地球上で観測された宇宙線のそれと比較した。その結果、宇宙線陽子由来のガンマ線スペクトルのベキが、概ね地球上で測定された宇宙線スペクトルのベキと一致することが確認できた。一方で銀河中心から離れるにつれベキがソフトになる兆候がみられた。また宇宙線電子由来のガンマ線スペクトルは単一のベキ関数ではなく、地球上で測られた電子スペクトルに比べ、低エネルギー側ではハード、高エネルギー側ではソフトな傾向がみられた。これらの結果については今後さらなる検証が必要となる。

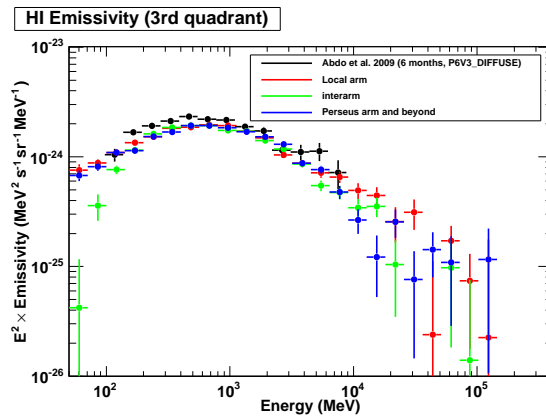


図 1: 中性水素ガスとの相互作用によるガンマ線スペクトル

目次

第1章	序論	4
1.1	ガンマ線天文学	4
1.2	熱的放射と非熱的放射	4
第2章	宇宙線とガンマ線	6
2.1	宇宙線	6
2.1.1	宇宙線スペクトル	6
2.1.2	宇宙線の起源と加速	7
2.2	星間空間	9
2.3	ガンマ線の放射機構	10
2.3.1	π^0 崩壊	10
2.3.2	制動放射	11
2.3.3	逆コンプトン散乱	12
第3章	Fermi 衛星の解析の一般論	15
3.1	LAT の概要	15
3.2	解析に用いるデータ構造	18
3.2.1	イベントセレクション	18
3.3	最尤法 (Maximum likelihood)	20
第4章	銀河面放射 (The Third Galactic Quadrant) の解析	22
4.1	解析する領域	22
4.2	解析方法	23
4.2.1	準備したモデルマップ	24
4.3	解析結果	27
4.3.1	ガンマ線点源の有為度の下限の決定	27
4.4	考察	29
4.4.1	宇宙線陽子由来のガンマ線	29
4.4.2	宇宙線電子由来のガンマ線	32
第5章	まとめと今後	35

目次

1	中性水素ガスとの相互作用によるガンマ線スペクトル	1
2.1	粒子種毎の宇宙線のエネルギースペクトルの比較 [1]	7
2.2	地球近傍での宇宙線粒子のエネルギー分布 [2]	8
2.3	π^0 崩壊のイメージ	10
2.4	制動放射のイメージ	11
2.5	逆コンプトン散乱のイメージ	12
2.6	宇宙線と星間物質との相互作用により放射される広がったガンマ線のデータおよびモデルスペクトル。それぞれ赤線は π^0 崩壊、紫線は制動放射、緑線は逆コンプトン散乱。これらに青のガンマ線点源からの放射とバックグラウンド成分を加えて作られたモデルを黒の斜線で示している。赤の点は Fermi のデータである。[5] . . .	14
3.1	LAT 検出器の概要 [6]	15
3.2	トラックの検出原理 [6]	16
3.3	Front と Back のエネルギーごとの有効面積 [7]	17
3.4	Front と Back のエネルギーごとの角度分解能 [7]	18
4.1	Fermi 衛星の観測による全天ガンマ線マップ [11]	22
4.2	銀河を上から見た図	23
4.3	Fermi 衛星で観測した本研究領域のガンマ線カウントマップ	24
4.4	Local arm での H_I マップ (cm^{-2})	25
4.5	Local arm での W_{WCO} マップ (K km s^{-1})	25
4.6	$E(B - V)_{\text{res}}$ マップ (mag)	26
4.7	TS=1000 以上の 3 点源 (左) に TS=400 以上の 5 点源を加えた (右) 際のモデルマップの変化	27
4.8	ガンマ線点源の有為度の下限の違いによる $q_{\text{HI},1}$ (左上)、 $q_{\text{HI},2}$ (右上)、 $q_{\text{HI},3-4}$ (左中)、 q_{DG} (右中)、 q_{IC} (左下) の変化	28
4.9	本研究領域のデータカウントマップ (左) とモデルカウントマップ (右)	29
4.10	本研究領域の残差マップ (左) と残差マップの頻度分布 (右)	29
4.11	$q_{\text{HI},1} \sim q_{\text{HI},3-4}$ のガンマ線スペクトル	30
4.12	本研究領域の $1.6 \text{ GeV} \leq E \leq 18.1 \text{ GeV}$ での $q_{\text{HI},1}$ (左上)、 $q_{\text{HI},2}$ (右上)、 $q_{\text{HI},3-4}$ (左下) のスペクトルをベキ関数でフィットした結果	31
4.13	銀河中心からの距離とスペクトルのベキの関係	32

4.14 逆コンプトン散乱によるガンマ線を含むガンマ線のスペクトル (逆コンプトン散乱によるものは緑色)	33
4.15 本研究領域の 50 MeV - 2 GeV での逆コンプトン散乱によるガンマ線スペクトルをベキ関数でフィットした結果	33
4.16 本研究領域の 2 - 20 GeV での逆コンプトン散乱によるガンマ線スペクトルをベキ関数でフィットした結果	34

第1章 序論

1.1 ガンマ線天文学

ガンマ線天文学は、宇宙からくるガンマ線を観測し、天体現象を研究する観測天文学の一分野である。ガンマ線観測の方法は大きく分けると、地上望遠鏡を用いる方法と人工衛星を用いる方法に分けられる。

それらの方法は、入射するガンマ線のエネルギーによって分けられ、100 GeV 以上の超高エネルギーのガンマ線を観測する場合は地上望遠鏡を用いる。ガンマ線は大気に突入すると、大気中の原子核と相互作用し電磁シャワーを起こす。特に入射ガンマ線が 100 GeV 以上の超高エネルギーガンマ線の場合は、シャワーに伴って発生するチェレンコフ光が地表まで達するので、地上望遠鏡による観測が可能となる。主な地上望遠鏡には、ナミビアに設置された 100 GeV- 100 TeV のエネルギーバンドを持つ H.E.S.S.(High Energy Stereoscopic System) や、ラ・パルマ島にあるロケ・デ・ロス・ムチョーチャス天文台に設置されている 50 GeV- 30 TeV のエネルギーバンドを持つ MAGIC(Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescope) などがある。

100 GeV 以下のガンマ線の場合は、大気に吸収されてしまい地表まで届かないので、人工衛星による観測が必要となる。人工衛星によるガンマ線観測は 1960 年代の OSO-3 衛星から、1970 年代の SAS-2 衛星・COS-B 衛星、1990 年代の CGRO 衛星の EGRET 検出器、そして 2008 年に打ち上げられた Fermi 衛星搭載の LAT 検出器へと引き継がれてきた。

Fermi 衛星搭載の LAT 検出器は EGRET 検出器を、角度分解能や視野などで大きく上回る性能を持つ。そのため Fermi 衛星により、今まではわからなかった宇宙の姿が解明されることが期待されている。

1.2 熱的放射と非熱的放射

ある放射源内の粒子が熱平衡状態にあるとき、速度 v を持つ粒子の数は以下のマクスウェル-ボルツマン分布となる。

$$N(v) \propto e^{-\frac{mv^2}{2kT}}$$

ここで m は粒子の質量、 k はボルツマン定数、 T は系の温度である。このような放射源があるとき、その粒子の熱運動によって放射が発生し、熱的放射と呼ばれる。熱的放射には系が光学的に薄いときに出る熱的制動放射や、光学的に厚く、物質と放射が平衡にあるときに出る黒体放射があり、ともに系の温度に応じたスペクトルを持つ。

一方、宇宙には熱平衡から外れ高いエネルギーを持つ粒子がしばしば存在する。2章で述べる宇宙線はその一例で、その粒子数分布はエネルギーのべき関数となる。このような非熱的状態にある粒子からの放射は、非熱的放射と呼ばれる。非熱的放射にはシンクロトロン放射や非熱的制動放射、逆コンプトン散乱、 π^0 崩壊などがある。ガンマ線は非熱的放射によって作られるので、非熱的な天体高エネルギー現象を研究するのに適している。

第2章 宇宙線とガンマ線

宇宙線とは、相対論的エネルギーまで加速され星間空間を飛び交う、荷電粒子のことである。宇宙線は星間ガス・光子・磁場と反応し、電波およびガンマ線で特に強い放射をする。従ってガンマ線を観測することにより、銀河系内での宇宙線を調べることができる。

2.1 宇宙線

宇宙線の主な成分は陽子であるが、リチウムから鉄以上の重さにいたるあらゆる種類の原子核からなり、また1%程度の電子も含む。宇宙線は地球にも飛来しており1912年から1919年にかけてオーストラリアのV.F.ヘスは気球を用いた放射線実験を繰り返し行い、高度と放射線の強さの関係を測定した。彼は上空にいくほど放射線強度が増加することを見出し、放射線が宇宙起源であることを示した。これが宇宙線の発見である。

2.1.1 宇宙線スペクトル

地球近傍で観測されている宇宙線のエネルギー分布は図2.1のようになっている。これを見ると宇宙線のスペクトルはベキ関数の形をしており、宇宙線陽子のスペクトルのベキは2.7程度、宇宙線電子のスペクトルのベキはそれよりも急な3程度である。

また宇宙線陽子・核子のスペクトルを拡大したものを図2.2に示す。この図から宇宙線陽子のスペクトルにはいくつかの特徴が見られる。 $10^{15.5}$ eV付近でベキは急になりおよそ3になり、その折れ曲がりにはkneeと呼ばれる。さらに $10^{18.5}$ eV付近でベキは再びおだやかになり、その折れ曲がりにはankleと呼ばれる。

これらは、宇宙線の生成と、地球に達するまでの伝播過程で受ける影響によるものと考えられる。宇宙線のエネルギーが 10^{15} eV程度以下では、宇宙線は銀河磁場により銀河系内に閉じ込められていると考えられている。kneeの存在から 10^{15} eV以上では磁場の閉じ込めが効きにくくなり宇宙線が銀河系から逃げ出し始めていることが予想される。また銀河系内の天体の最高加速エネルギーがknee程度であるとも考えられている。またエネルギーが 10^{19} eV以上になると、ジャイロ半径が銀河面の厚さと同程度かそれ以上となって、銀河系内に閉じ込めることができなくなる。つまり 10^{19} eV以上の宇宙線は銀河系外に起源を持つと考えられ、それがankleの原因と考えられる。

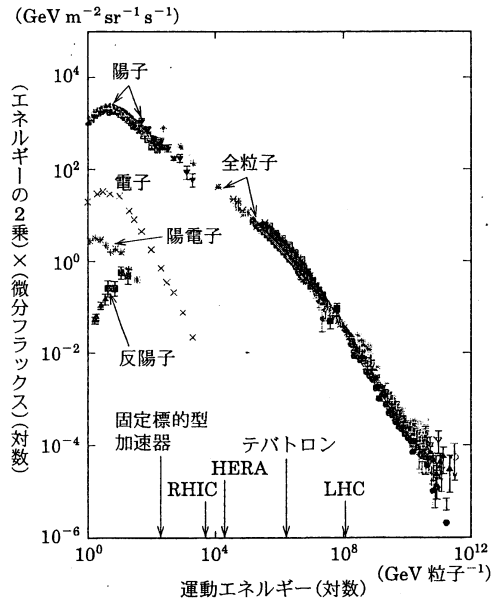


図 2.1: 粒子種毎の宇宙線のエネルギースペクトルの比較 [1]

また宇宙線陽子に比べて電子の方が急なベキをもつ理由としては、高エネルギー電子から光子が生成される機構である、シンクロトロン放射や星間光子との逆コンプトン散乱 (2.3 参照) では、高いエネルギーの電子ほど寿命が短いためである。

宇宙線陽子や電子は、こういったさまざまな影響を受けて地球に到来するため、直接観測から銀河系内の宇宙線分布を知ることは難しいが、これらの粒子が銀河系内に広がる星間空間中のガスや磁場、および光子との相互作用から生成される電磁波から銀河系内の宇宙線の情報を得ることができる。本研究では、そのように生成されるガンマ線から元々の宇宙線の分布を調べることを目的としている。

2.1.2 宇宙線の起源と加速

高エネルギーの宇宙線が宇宙のどこでどのようにして高いエネルギーにまで加速されているのかは、まだよくわかっていない。いまのところ、銀河系内の宇宙線の起源として有力なのは「超新星残骸」である。超新星残骸が強い電波源であることはわかっており、この電波は高エネルギー電子が星間磁場による制動を受けて出すシンクロトロン放射である。電子が加速されていることから、宇宙線の主成分である高エネルギー陽子も同様に加速されていることが期待できる。

銀河系内に閉じ込められた宇宙線と逃げ出した宇宙線についての、エネルギーの収支を考える。地球近傍で計測された宇宙線のスペクトルが銀河系内で典型的であるとすると、そのエネルギー密度 ρ_{cr} は 1 eV cm^{-3} 程度である。このことから、銀河円盤内に閉じ込められている宇宙線の全工

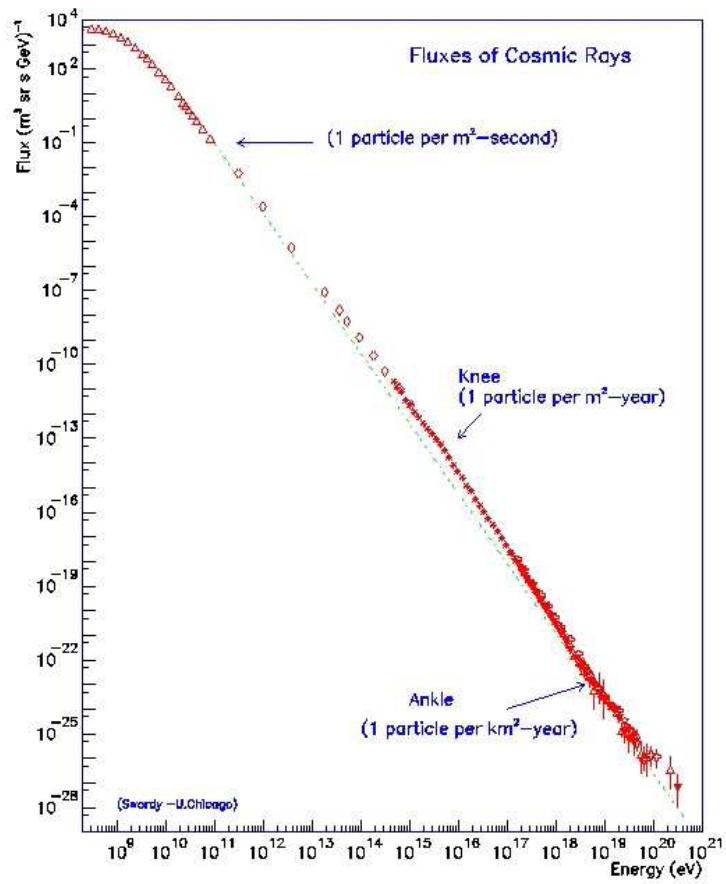


図 2.2: 地球近傍での宇宙線粒子のエネルギー分布 [2]

エネルギー E_{cr} は、銀河円盤の体積が $V \approx 10^{67-68} \text{ cm}^3$ であることを用いて

$$E_{cr} = \rho_{cr} V \approx 10^{55-56} \text{ erg} \quad (2.1)$$

となる。宇宙線が閉じ込められている時間を $\tau \sim 10^7$ 年 ($=3.16 \times 10^{14} \text{ s}$) とすると、逃げ出す宇宙線のエネルギーは単位時間あたり

$$\frac{E_{cr}}{\tau} \approx 10^{41} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \quad (2.2)$$

となる。一方、一度の超新星爆発では 10^{51} erg のエネルギーが放出される。超新星爆発が 30 年に一度起きるとすると、超新星爆発によるエネルギーの発生率は $\sim 10^{42} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ である。そのうち 10 % 程度が粒子加速に使われていると考え、超新星爆発による宇宙線へのエネルギー供給は $\sim 10^{41} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ となり、式 (2.2) と一致している。このように、銀河円盤内の宇宙線エネルギーを供給しうることから、超新星残骸が、宇宙線起源の有力な候補として挙げられる。[3]

2.2 星間空間

我々の天の川銀河に於いて、星と星の間の空間を星間空間と呼ぶ。この星間空間は何もない空虚な所ではなく、前章で述べた宇宙線に加え、星間磁場、星間光子、星間ガス、星間ダストなどが存在する。以下ではそれらについて簡単に説明する。

星間ガスは星間空間を漂う、星の材料となるガスのことで、温度や密度などに異なる特徴を持つものが複数ある。ここでは主なものとして中性原子ガス・分子ガス・ダークガスについて述べる。

・中性原子ガス

星間ガスの主成分は原子状態の中性水素ガス H_I である。銀河面上に分布し、体積は星間物質の数%程度であるが、密度が高いため質量は大きい。中性水素原子は 1 個の陽子と 1 個の電子となり、陽子と電子はともにスピン $1/2$ のフェルミ粒子である。スピンの平行な状態と反平行な状態では平行な状態のほうがわずかにエネルギーが高く、平行な状態から反平行な状態に移るときに、差分のエネルギーを電磁波として放射する。その電磁波を波長 21 cm の電波で観測することができる。

・分子ガス

星間物質の中では温度が低く密度が高いために、物質が分子状態で存在している領域がある。多くの場合は H_I ガス中に粒状に分布している。水素分子に次いで存在量の多い、CO 分子の回転準位間の遷移による輝線 (2.6 mm 線) を用いて観測することができる。

・ダークガス

上の 2 つのガスとは異なり、電波で観測することが難しいガスのことであり、ダストの分布からトレースされる。主に分子雲の周りに存在し、分子雲が形成される際、電波で観測できない状態になったと考えられる。

つぎに星間光子について述べる、星間光子には CMB (Cosmic Microwave Background radiation)

や可視、赤外などの様々な波長を持つものがある。宇宙誕生から 37 万年ころに起こった物質の中性化により、それまで自由に飛び交っていた自由電子がなくなったために光子が直進できるようになった。このとき約 3000 K の黒体放射であった光子は宇宙膨張で波長が引き伸ばされ、現在マイクロ波として観測される。これが CMB である。星間可視光は我々が目で見ている星の光などのことである。星間赤外光は若い星が放つ紫外線によって高温に熱せられた星間ダストが出す赤外線などからなる。

2.3 ガンマ線の放射機構

宇宙線が星間物質と相互作用することにより、ガンマ線などの電磁波を放射する。その放射機構は陽子・電子により異なり、陽子は星間ガスと衝突した際の、原子核反応によりガンマ線を放出する。電子は星間ガス中の原子核に曲げられて起こる制動放射によりガンマ線を放出したり、逆コンプトン散乱と呼ばれる、電子が星間光子に衝突してエネルギーを与えガンマ線を生成するプロセスがある。

2.3.1 π^0 崩壊

まず宇宙線陽子が起源となるガンマ線の生成プロセスについて述べる。宇宙線が星間物質と衝突するときに陽子のエネルギーがある値を超えると、 π 中間子が発生する。中性の π 中間子である π^0 の平均寿命は 8.4×10^{-17} s と短く直ちに光子 2 つに崩壊する。(図 2.3)

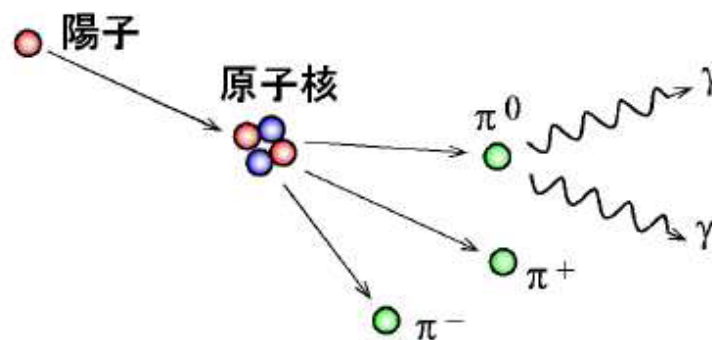


図 2.3: π^0 崩壊のイメージ

π^0 中間子の質量は 140 MeV なので静止系では 70 MeV のガンマ線を放射する。これを実験室

系にローレンツ変換すると、

$$\begin{pmatrix} E_\gamma \\ p_\gamma c \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_\pi^2}} \begin{pmatrix} 1 & -\beta_\pi \\ -\beta_\pi & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{m_\pi c^2}{2} \\ \frac{m_\pi c^2}{2} \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

となり、 π^0 中間子の進行方向に高エネルギーのガンマ線、その反対方向に低エネルギーのガンマ線をそれぞれ放射する。ここで E_γ 、 p_γ はそれぞれ実験室系でのエネルギーと運動量のことであり、 $E_\gamma = p_\gamma c$ なる関係を持つ。従って放射されたガンマ線のエネルギーの範囲は、

$$\frac{m_\pi c^2}{2} \sqrt{\frac{1-\beta_\pi}{1+\beta_\pi}} \leq E_\gamma \leq \frac{m_\pi c^2}{2} \sqrt{\frac{1+\beta_\pi}{1-\beta_\pi}} \quad (2.4)$$

である。ここで m_π は π 中間子の質量、 β_π は π 中間子の速度を光の速度で割ったものである。上の式からわかるように、エネルギー分布は 70 MeV を中心に対数で対称となる。これに加えて、宇宙線のエネルギー分布と反応断面積についても考慮して得られるガンマ線スペクトルの高エネルギー側のベキは、宇宙線陽子のスペクトルのベキとほぼ一致する。

地球上で測定された宇宙線に基づくガンマ線モデルスペクトルを図 2.6 に示す。 π^0 崩壊によるものは赤の実線で示す。光子数スペクトルにエネルギーの 2 乗をかけているため、1 GeV 付近にふくらみを持つ。

2.3.2 制動放射

つぎに宇宙線電子由来のガンマ線の生成プロセスについて述べる。高速の電子・陽電子が原子核の近くを通ると、その電場により進路が急激に曲げられる。このとき進行方向の変化によって加速され、電磁波を放射する。この現象が宇宙線電子と星間物質との間で起こると、ガンマ線が放射される (図 2.4)。制動放射による宇宙線電子のエネルギー損失を式で表すと以下ようになる。[4]

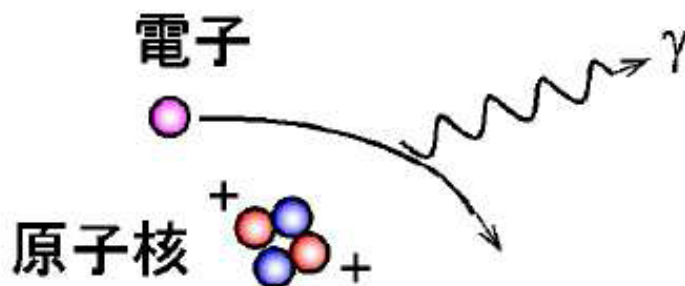


図 2.4: 制動放射のイメージ

$$-\frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dt} \right)_{bremss} = 4NZ^2 r_e^2 \alpha c \bar{g} \quad (2.5)$$

ここで N は的となるガスの密度、 Z はそのガスの原子番号のことである。古典電子半径 r_e と微細構造定数 α は定数で、それぞれ $r_e \sim 2.82 \times 10^{-15}$ m、 $\alpha \sim 1/137$ である。 \bar{g} は電子のエネルギーや電離状態に弱く依存する係数で $\bar{g} \sim 1$ である。この式からわかるように、制動放射によるエネルギー損失率は入射する電子のエネルギーに比例する。

エネルギー E の電子による制動放射の場合、そのエネルギーまではほぼフラットなエネルギースペクトルを持つ。従って単位時間・単位エネルギーあたりに放出されるガンマ線の数 $N(\epsilon)$ とすると以下ようになる。

$$N(\epsilon)d\epsilon = AN \frac{d\epsilon}{\epsilon} (\epsilon \leq E_e) \quad (2.6)$$

ここで ϵ はガンマ線のエネルギーのことである。 A は比例定数で、その値は星間ガスの組成から $A \sim 10^{-21} \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ となる。よって入射電子の粒子数スペクトルが $N_e(E) = \kappa E^{-p}$ であるとき、制動放射によるガンマ線の光子数スペクトルは、

$$I_{\text{bremss}}(\epsilon) = \int_{\epsilon}^{\infty} \frac{AN}{\epsilon} \kappa E^{-p} dE = \frac{AN\kappa}{p-1} \epsilon^{-p} \quad (2.7)$$

となる。制動放射によって放射されるガンマ線スペクトルのベキは電子のスペクトルのベキと同じになることが、この式からわかる。制動放射によるスペクトルのモデルを図 2.6 の紫の実線で示す。 π^0 崩壊によるガンマ線 (赤線) に比べやや急なスペクトルを持つことがわかる。

2.3.3 逆コンプトン散乱

高いエネルギーの光子が電子にぶつかり、電子にエネルギーを与える現象をコンプトン散乱と言うが、それとは逆に、高いエネルギーの電子が光子にぶつかって光子にエネルギーを与える現象が逆コンプトン散乱である (図 2.5)。この反応が宇宙線電子と星間光子との間で起こると、ガンマ線が生成される。光子のエネルギー密度が U_{rad} の場合、逆コンプトン散乱によるエネルギー損失は以下のように表される。[4]

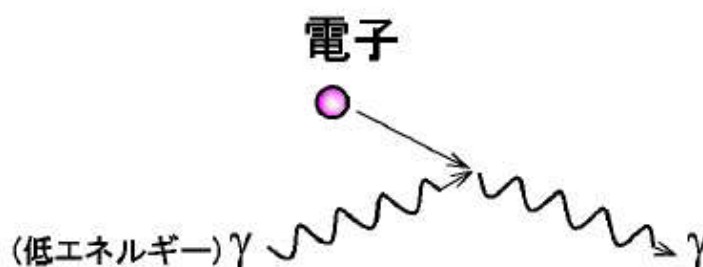


図 2.5: 逆コンプトン散乱のイメージ

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{IC} = \frac{4}{3} \sigma_{TC} \gamma^2 U_{\text{rad}} \quad (2.8)$$

ここでそれぞれ σ_T はトムソン散乱の断面積、 c は光速、 γ は電子のローレンツ因子のことである。電子のエネルギーとローレンツ因子の関係は $E_e = m_e c^2 \gamma$ (m_e は電子の質量) であるから、逆コンプトン散乱による電子のエネルギー損失は電子のエネルギーの 2 乗に比例することになる。従ってエネルギーが高いほど寿命が短くなる。

エネルギー E_e の電子による逆コンプトン散乱から生成される光子のエネルギー平均値は

$$K = \frac{4}{3} h\nu_0 \gamma^2$$

である。ここで ν_0 は入射光子の振動数である。この式に値を代入して変形すると

$$K \sim 0.5 \left(\frac{h\nu_0}{1 \text{ eV}} \right) \left(\frac{E_e}{10 \text{ GeV}} \right)^2 \text{ GeV} \quad (2.9)$$

となる。従って、10 GeV の宇宙線電子が 1 eV の星間光子を逆コンプトン散乱すると、およそ 500 MeV のガンマ線が放射されるということになる。

逆コンプトン散乱によるスペクトルを考える。まず、あるエネルギー域 $E_e \sim E_e + dE_e$ の中に、 $dN_e \propto E_e^{-p} dE_e$ 個の電子があるとする。1 回の散乱で、光子は電子のエネルギーの 2 乗に比例するエネルギーを持つので、光子全体には、

$$E_e^2 \cdot E_e^{-p} dE_e \quad (2.10)$$

に比例するエネルギーが与えられる。放射される光子のエネルギー K と入射する電子のエネルギー E_e との間には $K \propto E_e^2$ の関係があるので、

$$E_e \propto K^{1/2}, dE_e \propto K^{-1/2} dK \quad (2.11)$$

となり、これを (2.10) 式に代入すると、放射される光子のエネルギースペクトルは、

$$\propto K^{-\frac{p-1}{2}} dK \quad (2.12)$$

となる。よって、放射光子の光子数スペクトルは、

$$I_{IC}(K) \propto K^{-\frac{p+1}{2}} dK \quad (2.13)$$

と表される。つまり入射する電子のスペクトルのベキが p なら、放射される光子のスペクトルのベキは $\frac{p+1}{2}$ になる。10 GeV 程度の高いエネルギーをもつ電子のスペクトルのベキは 3 程度なので、放射されるガンマ線のベキは 2 となり制動放射や π^0 崩壊で放射されたものよりフラットになる。逆コンプトン散乱によるスペクトルのモデルを図 2.6 に緑色の実線で示す。このように逆コンプトン散乱は制動放射と比べてより高いエネルギーに寄与してくる。[3]

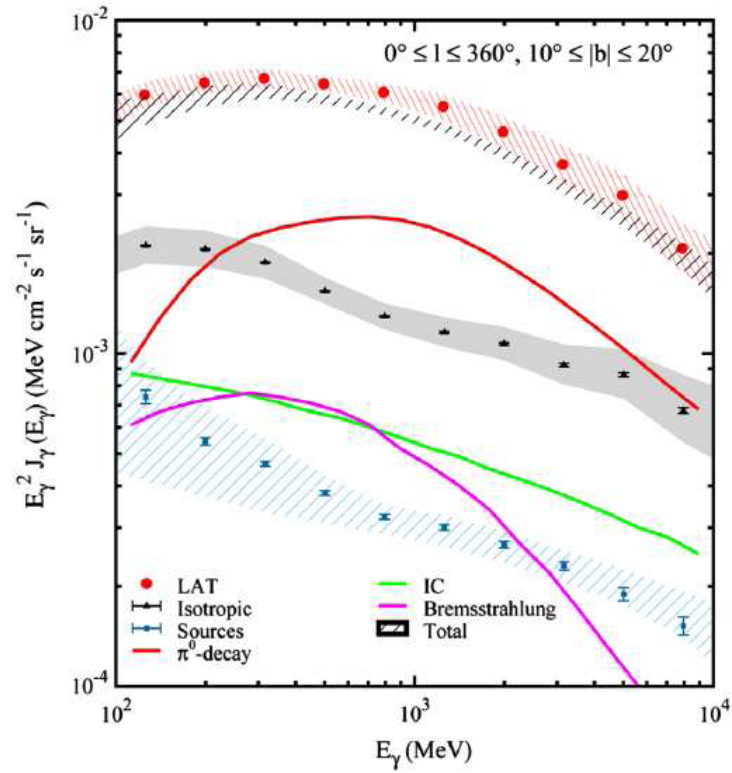


図 2.6: 宇宙線と星間物質との相互作用により放射される広がったガンマ線のデータおよびモデルスペクトル。それぞれ赤線は π^0 崩壊、紫線は制動放射、緑線は逆コンプトン散乱。これらに青のガンマ線点源からの放射とバックグラウンド成分を加えて作られたモデルを黒の斜線で示している。赤の点は Fermi のデータである。[5]

第3章 Fermi衛星の解析の一般論

Fermi衛星は日米、欧州による国際協力のもと開発された宇宙ガンマ線衛星である。Fermi衛星はLAT(Large Area Telescope)とGBM(Gamma-ray Burst Monitor)の2つの検出器から構成されている。主検出器であるLATは1990年代に活躍したEGRET検出器の性能を視野やエネルギー分解能などで大きく上回っており、EGRETでは観測できなかった天体も観測されている。

3.1 LATの概要

Fermi衛星の主検出器であるLATは、ガンマ線が入射する際に対生成によって発生する電子・陽電子を捉えることで、ガンマ線を検出する電子陽電子対生成型のガンマ線検出器である。LAT検出器はガンマ線の到来方向を測定するトラッカー (TKR)、エネルギーを測定するカロリメータ (CAL)、荷電粒子バックグラウンドを除去するACD(Anti-coincidence Detector)から構成されている。図(3.1)にLAT検出器の模式図を示す。

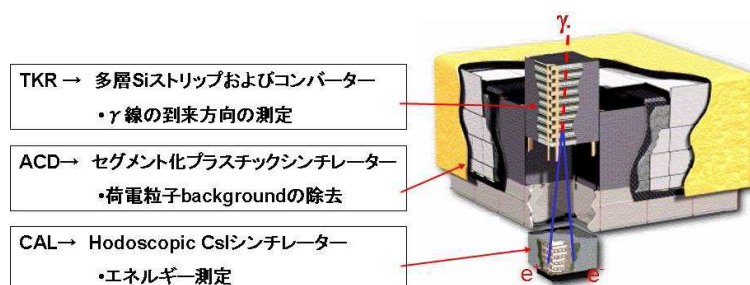


図 3.1: LAT 検出器の概要 [6]

・トラッカー

トラッカーは入射ガンマ線の到来方向を割り出すための飛跡検出器である。シリコンストッブ検出器を4×4の16枚取り付け付けたシリコンレイヤーが2枚と、入射ガンマ線と相互作用を起こすためのタングステンシートの重ね合わせをひとつのユニットとし、それを18層重ねた構造になっている。

タングステンシートが厚い方が対生成の起こる確率が増すため、有効面積は大きくなるが、厚すぎると生成された電子・陽電子が多重散乱し角度分解能が悪くなる。そこで低いエネルギーの

光子の到来方向を精度良く割り出すために、最初の12層 (Front) には薄いシート (0.095 mm) を使用している。逆に高いエネルギーの光子の場合は多重散乱をそれほど考慮する必要がないので、有効面積を確保するためにその下の4層 (Back) には厚いシート (0.72 mm) を使用している。多重散乱により飛跡が歪むことを防ぐために、それ以下の層にはタングステンシートは入れていない。トラックがガンマ線を検出する原理を図 (3.2) で表す。トラックにガンマ線が入射すると、まずタングステンシートで対生成が起き電子・陽電子が生成される。その飛跡をシリコンストリップ検出器で検出することで、ガンマ線の到来方向を割り出している。

シリコンストリップ検出器は強い放射線耐性を持ち、高いトリガーレートにも耐えることができる。加えて低電力での高速読み出しの技術が確立しているため、衛星というリソースが限られた過酷な環境下でも使用することができる。このシリコンストリップ検出器は、広島大学が中心となり開発したものである。

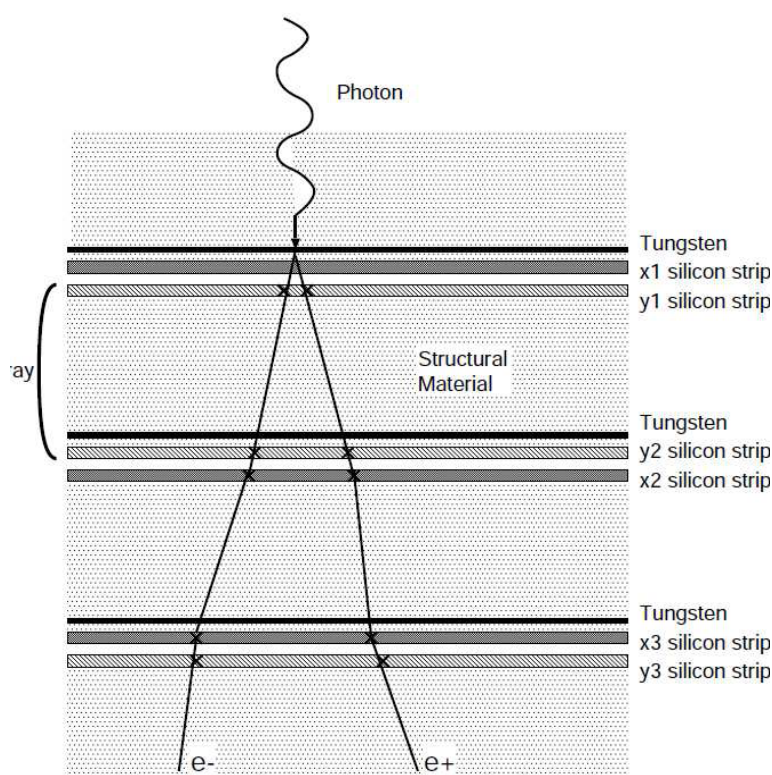


図 3.2: トラックの検出原理 [6]

・カロリメータ

カロリメータは CsI シンチレータで構成され、入射した荷電粒子のエネルギーを測定するものである。カロリメータは図 (3.1) のようにトラックの下にあり、入射ガンマ線から生成された電子・陽電子がカロリメータに入射すると、シンチレータ中で電磁カスケードが発生する。それに

より生じる蛍光をフォトダイオードで検出することにより、元の入射ガンマ線のエネルギーを測定する。

・ ACD

ACDはトラックを覆うプラスチックシンチレータである。原子番号が小さいためガンマ線とはほとんど反応しないが、荷電粒子が通るとシンチレーション光を出す。それを光ファイバーを介した光電子増倍管によって、読み出している。反同時計数により、荷電粒子バックグラウンドを99.97%以上除去できる。

LATはこれら3つのサブシステムの組み合わせでガンマ線を検出し、エネルギーと到来方向を測定する。LAT検出器は図(3.3)のような有効面積を持つ。これを見てもわかるようにLATは数十MeVから300 GeVの広いエネルギーバンドを持ち、1 GeV以上の領域ではEGRETの最大有効面積1500 cm²と比較しても4倍以上の広い有効面積を誇る。また1 GeV以上ではおおむねフラットになっている。同様にLAT検出器の角度分解能を図(3.4)に示す。図から見てもわかるようにLATは1 GeV以上では1 deg以下という高い空間分解能を持っている。また空間分解能の良い高エネルギーで有効面積が比較的大きいので、Fermi衛星で得られるイメージは非常に質が高い。しかしながら1 GeV以下の領域では分解能は悪化していき、数十MeVになると分解能は10 degを上回ってしまう。暗い点源を解析するときや、広がった放射を低エネルギー側で解析する場合には有効面積は小さくなるが、より空間分解能の良いFront(薄いタングステンシートを用いた層)で対生成したデータのみで解析を行うなどの手法をとる。

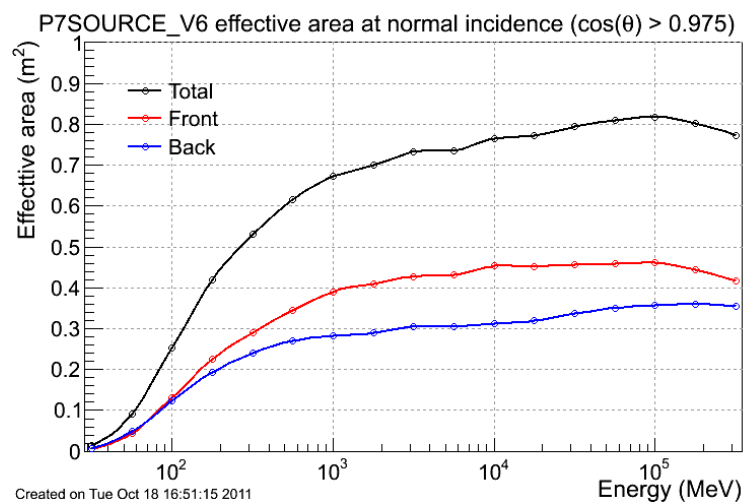


図 3.3: Front と Back のエネルギーごとの有効面積 [7]

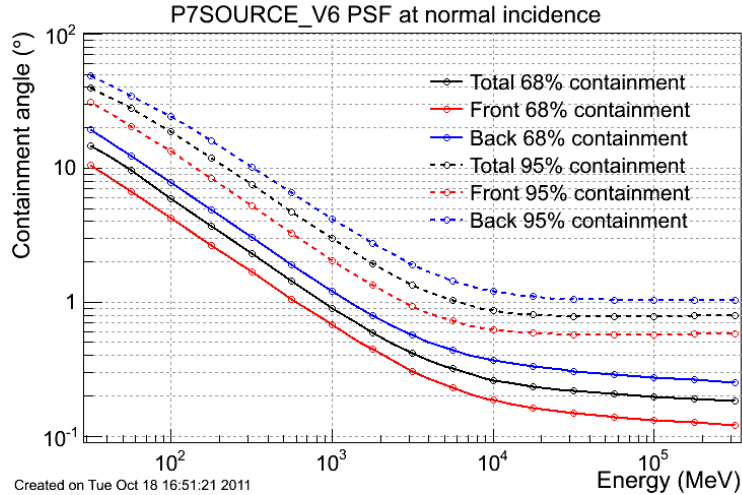


図 3.4: Front と Back のエネルギーごとの角度分解能 [7]

3.2 解析に用いるデータ構造

Fermi 衛星は $\sim 10^6$ にもなる膨大なチャンネルをもつ検出器から構成されているのでこれらの検出器のノイズも膨大なものになる。また天体から出るガンマ線信号は、地球に到達する宇宙線に対して 10^{-5} 程度と非常に少ない。そこでまず、周回軌道上でオンボードフィルタという必要最小限の処理をし、ガンマ線事象の候補を絞る。このようにして Fermi 衛星から地上に送られてきたデータのことを raw data と呼ぶ。その後地上でさらに詳細なフィルタをかける。また解析しやすいように、必要な情報を FITS(Flexible Image Transport System) という天文学業界標準のファイル形式に変換する。これにより世界中の研究者が自由にデータを解析できるようになる。Fermi データの FITS ファイルには、光子の情報が書き込まれている FT1 と、衛星の位置報や観測モードなどの情報が書き込まれている FT2 の 2 種類がある。表 3.1 に FT1 にのデータフォーマットを示す。

3.2.1 イベントセレクション

FT1 ファイルから、本研究に必要なものだけを選ぶためにイベントセレクションを行った。その条件をまとめたものが表 3.2 である。

Fermi 衛星は 2008 年 8 月より運用が開始された。ここから 2011 年 8 月までの 48 ヶ月分のデータを解析に用いた。

FT1 ファイルは汎用性を高くするために、セレクションを比較的ゆるいものにしてある。そこで「ガンマ線らしさ」の指標としてイベントクラスを設定している。これはイベントがガンマ線イベントであるかの確からしさを 1~4 の 4 段階の指標で表したものである。数字が大きいほどガンマ線イベントである可能性が高い。それぞれのクラスには名前がついていて、1 は Transient class、

データ名	単位・形式	意味
ENERGY	MeV	エネルギー
RA	degrees	到来方向の赤経
DEC	degrees	到来方向の赤緯
L	degrees	到来方向の銀経
B	degrees	到来方向の銀緯
THETA	degrees	光子と LAT 検出器の成す傾斜角
PHI	degrees	光子と LAT 検出器の成す方位角
ZENITH ANGLE	degrees	光子と地球の天頂の成す傾斜角
EARTH AZIMUTH ANGLE	degrees	天頂の成す方位角
TIME	seconds	光子が到来した時間
EVENT ID	-	イベントナンバー
RUN ID	-	LAT で検出したそれぞれのデータの ID ナンバー
RECON VERSION	-	再構成に用いたソフトウェアのバージョン
CALIB VERSION	-	各検出器のキャリブレーションのバージョン
EVENT CLASS	1-4	ガンマ線らしさの評価
CONVERSION TYPE	0 or 1	対生成が起きた場所 Front=0,Back=1
LIVETIME	seconds	LAT の livetime の積分時間
DIFRSP0	-	P7SOURCE 用の銀河系外放射モデル
DIFRSP1	-	P7SOURCE 用の銀河系内放射モデル
DIFRSP2	-	P7CLEAN 用の銀河系外放射モデル
DIFRSP3	-	P7CLEAN 用の銀河系内放射モデル

表 3.1: FT1 ファイルのデータフォーマット [8]

2 は Source class、3 は Clean class、4 は Ultraclean class とそれぞれ呼ばれている。本研究のような広がったガンマ線放射の解析には Clean class が推奨されている。

- Zenith Angle

Zenith Angle とは入射ガンマ線と天頂がなす角度のことである。Fermi 衛星は全天を出来る限り一様に見るために、衛星の視野を天頂方向から傾けている。そのため大気ガンマ線が強くなる地球のへり方向が視野に入ってしまう。この大気ガンマ線が入ってこないようにするために、Zenith Angle が 100 ° 以上のイベントは除去する。大気ガンマ線については [9] に詳しい。

- Rocking Angle

上で述べたように Fermi 衛星は視野を天頂方向から傾けている。天頂と検出器の向いている向きのなす角度を Rocking Angle と呼ぶ。通常この角度は 50 ° 以下に抑えられているが、ガンマ線バーストが起きたときなどは、視野がその方向に向けられるため、Rocking Angle も大きくなり、多量の大気ガンマ線が混入してしまう。このようなイベントを除くために、Rocking Angle が 52 ° を超えるときのイベントは除去する。

観測期間	2008/8/4-2012/8/4 (MET : 239557417-365800000)
エネルギー範囲	50 MeV - 100 GeV
Source Class	Clean Class 3
Zenith Angle	< 100 [deg]
Rocking Angle	< 52 [deg]
レスポンス	P7CLEAN_V6
Science Tools	ST-09-26-02

表 3.2: イベントセレクション

3.3 最尤法 (Maximum likelihood)

観測データから放射モデルの変数をフィッティングにより決めるときは、光子数の分布が正規分布になると仮定することにより、一般的には最小二乗法を使うことができる。しかし、ガンマ線イベントのように到来光子数が少ないと分布がポアソン分布になるので、最小二乗法は使えない。こういった場合には放射モデルの変数の決定には最尤法が使われる。最尤法とは尤度関数を用いて最尤推定量を求める方法である。尤度関数 L は x_1, x_2, \dots, x_n をある測定データ群 (n はイベント数)、モデルの変数を θ 、モデルの分布関数を $f(x|\theta)$ とすると

$$L(\theta|x_1, x_2, \dots, x_n) = f(x_1|\theta)f(x_2|\theta)f(x_3|\theta)\cdots f(x_n|\theta) = \prod_{i=1}^n f(x_i|\theta)$$

と定義される [10]。尤度 L が最大となるときが最も確からしいモデルパラメタである。それは L が極値をとるときであるから

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

となる。この式から L が最大となる θ を求めるのが最尤法である。尤度は一般的に非常に小さな値になるので、計算を簡単にするために対数を取り、

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

が最大となる θ を求めることが多い。

最尤法では TS(Test Statistic) という指標を用いてモデル (例えば天体が存在するか否か) の有為度を評価する。TS は

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

で定義される。この式で、 L は目的のモデルパラメータを含めているときの尤度のことで、 L_0 は目的のモデルパラメータを除きフィッティングを行ったときの尤度のことである。モデルを加えた時の追加の自由度が n のとき TS は自由度 n の χ 二乗分布を χ_n^2 として $\frac{1}{2}\chi_n^2$ に従う。仮にモデルの自由度が 1 であればそのモデルの有為度は $\sqrt{TS}\sigma$ となる。

第4章 銀河面放射 (The Third Galactic Quadrant) の解析

Fermi 衛星のデータ解析を行う際に、Fermi 衛星用解析ツール Science Tools を用いた。これは Fermi チームによって開発された、イベントセレクションから最尤法を用いたモデルフィッティングまでの一連の解析を行うことができる解析ソフトである。本研究の解析に用いた Science Tools のバージョンは ST-09-26-02、レスポンスは P7CLEAN_V6 である。効率的に解析を行うために python や C-shell などのスクリプト言語を駆使して Science Tools を動かした。

4.1 解析する領域

図 4.1 に Fermi 衛星で観測した全天マップを示す。黄色の枠で囲んだ領域が今回解析した領域である。具体的には銀経 $210^\circ \leq l \leq 250^\circ$ 、銀緯 $-15^\circ \leq b \leq 20^\circ$ である。

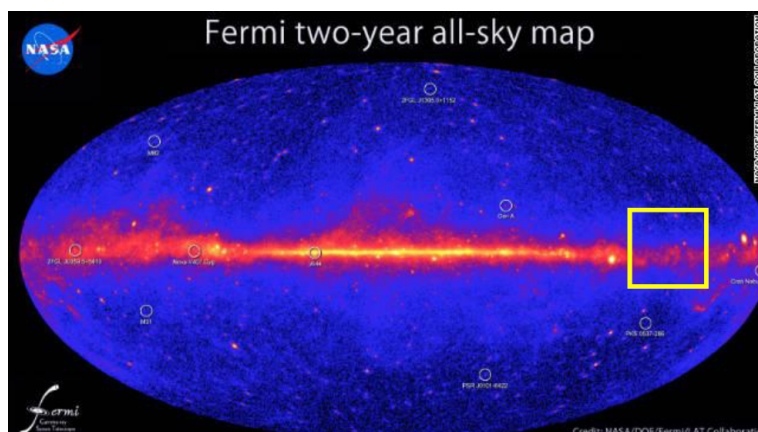


図 4.1: Fermi 衛星の観測による全天ガンマ線マップ [11]

この領域は The third Galactic quadrant と呼ばれる領域の一部である。これは天の川銀河を 90° ずつの 4 つの象限 に区切ったものの 3 象限目 ($180^\circ \leq l \leq 270^\circ$) に位置することを意味する。この領域には Local arm という太陽系が属する渦状腕と Perseus arm というペルセウス座の近くに位置する渦状腕があり、また本研究ではその間にある星間ガスの少ない領域のことを inter

arm と呼ぶ (図 4.2 参照)。図 4.2 の緑の扇形のうち、右下側が今回解析した領域である。このように太陽系からみて、銀河の外側方向の渦状腕を観測する場合には、銀河回転を利用して 21 cm 線を出す H_I ガスを、不定性なく個々の腕構造に対応付けることができるので、精度のよい議論ができる。

この領域の 2010 年 2 月までの 18 ヶ月分のデータに関しての解析は以前に行われており、フェルミチームとして論文化されている [12]。今回は前回の解析から 2 年半が経過し観測期間がおおよそ 2.7 倍に増えイベント数が増えたことにより統計誤差が小さくなり、また Fermi 衛星の応答関数の向上に伴い低エネルギー側 (100 MeV 以下) の有効面積が大きく向上したので再び解析を行った。また前回の解析では行えなかった逆コンプトン散乱の解析も実際に行えるようになったことにより、宇宙線電子のスペクトルの議論が進むことが期待される。

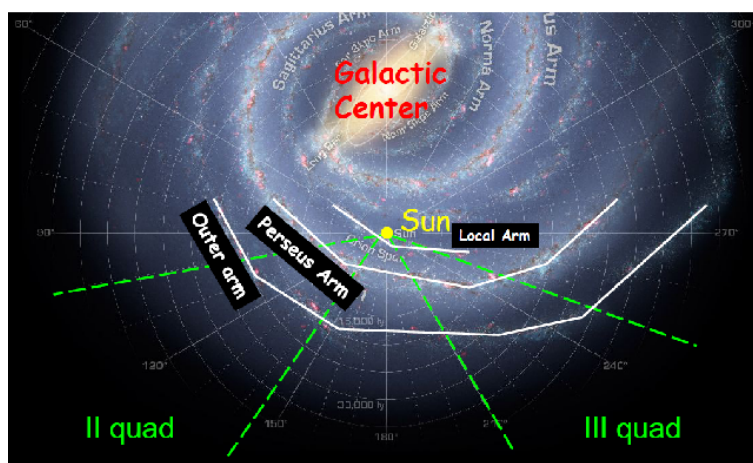


図 4.2: 銀河を上から見た図

4.2 解析方法

実際の解析方法を以下に述べる。図 4.3 は Fermi 衛星で観測した本研究対象領域のガンマ線カウントマップである。これはちょうど図 4.1 の黄枠の部分である。右下の ($210^\circ \leq l \leq 222^\circ$, $-6^\circ \leq b \leq -15^\circ$) の領域近傍には Orion-Monoceros 分子雲があり、星形成が活発であるので本研究の解析範囲から除外する。得られたガンマ線信号は、銀河面 (銀緯 0 度の線) に沿った銀河面放射と、明るいガンマ線点源の和となっている。このうち銀河面放射は、宇宙線と星間ガスや光子との反応により生成されたものである (2 章参照)。そこでガンマ線マップを星間ガスなどのマップとガンマ線源の重ね合わせでモデル化した。

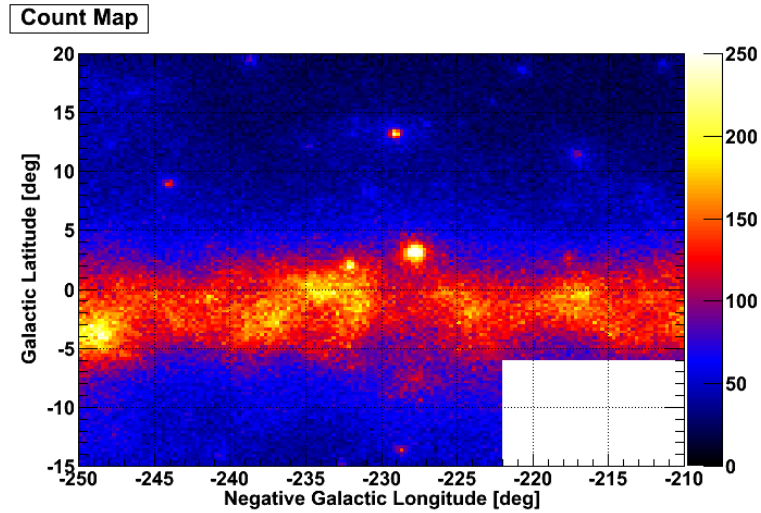


図 4.3: Fermi 衛星で観測した本研究領域のガンマ線カウントマップ

4.2.1 準備したモデルマップ

・ H_I マップ

原子ガスの分布は水素原子から出る 21 cm 線で直接測定することができる [13]。21 cm 線の強度を水素原子の柱密度に戻すには、光学的厚みを考慮しなければならない。これはスピン温度 T_s という単一のパラメータで表される。本解析では $T_s = 250$ K と仮定した。

・ CO マップ

分子ガスは分子ガスから出る 2.6 mm 線でトレースすることができる。輝度温度をドップラーシフトで積分した量 $W_{CO}(\text{K km s}^{-1})$ で、分子ガスの柱密度を表すことができる。

・ $E(B - V)_{\text{res}}$ マップ

CO のラインは分子ガスの主成分である水素ガスを直接観測しているわけではない。一方ダストは原子ガスおよび分子ガスと共存するので、ダストの存在量によって領域内の星間ガスの存在量を推測することができる。ダストからの熱放射をもとに作成された $E(B - V)$ マップ (赤化マップ) を水素原子の柱密度 $N(H_I)$ および W_{CO} マップでフィットし、その残差マップである $E(B - V)_{\text{res}}$ マップを準備した。これは $N(H_I)$ および W_{CO} マップでトレースすることのできない星間ガスを表すと期待される。

図 4.4-6 に今回解析を行った領域のそれぞれのマップを示す。

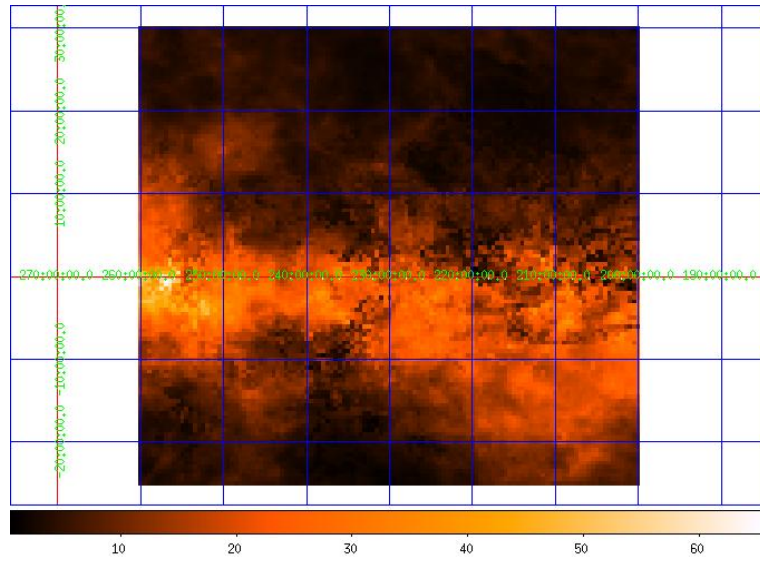


図 4.4: Local arm での H_I マップ (cm^{-2})

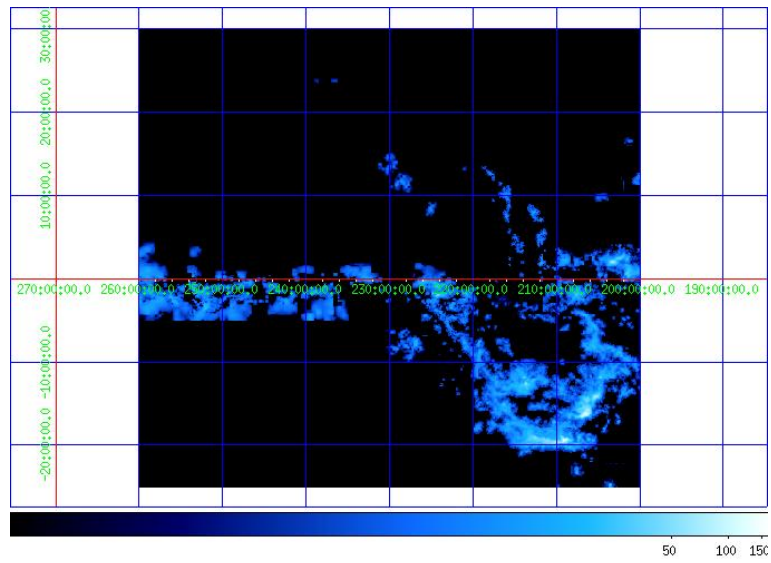


図 4.5: Local arm での W_{WCO} マップ (K km s^{-1})

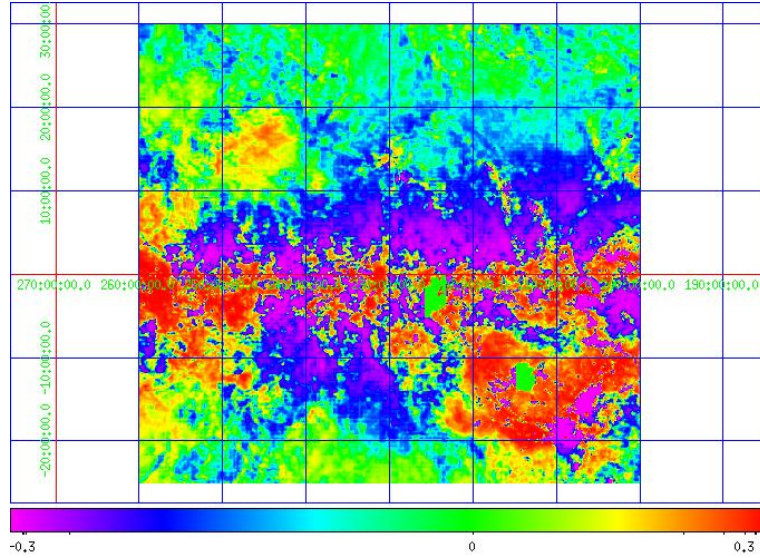


図 4.6: $E(B - V)_{\text{res}}$ マップ (mag)

これらの他にガンマ線源の寄与、逆コンプトン散乱によるガンマ線放射、銀河系外からの広がったガンマ線を含めたバックグラウンドを考慮する必要がある。

逆コンプトン散乱は、Galprop というフレームワークを用いて計算されたモデルマップを用いた。ただし宇宙線電子のスペクトルによって変わりうるので、係数をフリーパラメータとしてデータをフィットすることとした。

ガンマ線源については Fermi の 2 年カタログを参照した。また有為度の低いものはガンマ線源ではない可能性があるので、取り込む点源の有為度の下限を決める必要がある。これは 4.3 節で評価する。

加えて、銀河系外からの一様なガンマ線放射と装置のバックグラウンドを考慮する。これらの一様なバックグラウンド成分は、NASA のホームページに公開されている標準モデルを用いた [14]。このデータには、バックグラウンドの強度がエネルギーごとに書きこまれている。

このようにさまざまなマップや点源を用いて、ガンマ線放射 $I_\gamma(l, b)(\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{MeV}^{-1})$ を以下のようにモデル化することができる。

$$\begin{aligned}
 I_\gamma &= q_{\text{HI},1} \cdot N(\text{HI},1) + q_{\text{HI},2} \cdot N(\text{HI},2) + q_{\text{HI},3-4} \cdot N(\text{HI},3-4) \\
 &+ q_{\text{CO},1} \cdot W_{\text{CO},1} + q_{\text{CO},2} \cdot W_{\text{CO},2} + q_{\text{CO},3} \cdot W_{\text{CO},3} \\
 &+ q_{\text{EBV}} \cdot E(B - V)_{\text{res}} + q_{\text{IC}} \cdot I_{\text{IC}} + I_{\text{SO}} + \sum_j PS_j
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

ここで、 $q_{\text{HI},i}(\text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{MeV}^{-1})$ 、 $q_{\text{CO},j}(\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{MeV}^{-1} (\text{K km s}^{-1})^{-1})$ 、 $q_{\text{EBV}}(\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{MeV}^{-1} \text{mag}^{-1})$ はそれぞれ、水素原子 1 個あたり、単位 W_{CO} あたり、単位 $E(B - V)_{\text{res}}$ あたりのガンマ線放射率である。 I_{SO} は一様なバックグラウンドの強度 ($\text{s}^{-1} \text{cm}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{MeV}^{-1}$)

を、PS はガンマ線源の寄与を表す。また $N(H_{I,1}) \sim N(H_{I,3-4})$ や $W_{CO,1} \sim W_{CO,3}$ はそれぞれ各領域での H_I マップ、CO マップのことであり、領域は下付き数字が 1 なら Local arm、2 なら inter arm、3 または 3-4 なら Perseus arm のことである。

4.3 解析結果

4.3.1 ガンマ線点源の有為度の下限の決定

4.2 節で述べたようにガンマ線点源については有為度の低いものはガンマ線源ではない可能性がある。そこで、有為度の高いものから順に加えていき、どの程度の有為度をもつ点源までが、広がったガンマ線放射に対するバックグラウンドとして寄与してくるのかを調べ、フィッティングに用いるガンマ線点源の有為度の下限を決定した。

まず TS=1000 以上の 3 点源から始め、次に TS=400 以上の点源を 5 つ加えて (図 4.7 参照) 解析しスペクトルを比較したところ、1 GeV 以上の高エネルギー側でもでも数%の変化が見られたので、さらに TS=200 以上の点源 (4 点源)、TS=100 以上の点源 (7 点源) と点源を加えスペクトルを比較していった。

ガンマ線点源の有為度の下限を TS=200 から TS=100 に下げたときに q_{HI} 、 q_{EBV} および q_{IC} に及ぼす影響を図 4.8 にまとめる。

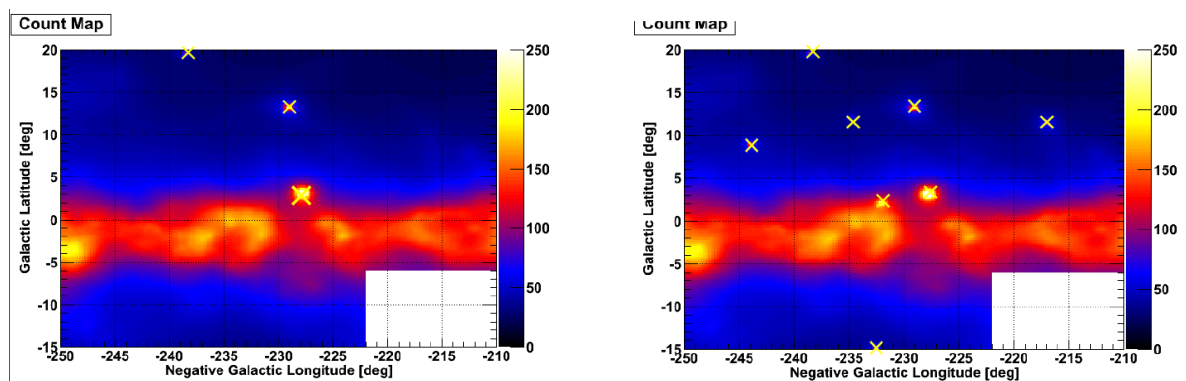


図 4.7: TS=1000 以上の 3 点源 (左) に TS=400 以上の 5 点源を加えた (右) 際のモデルマップの変化

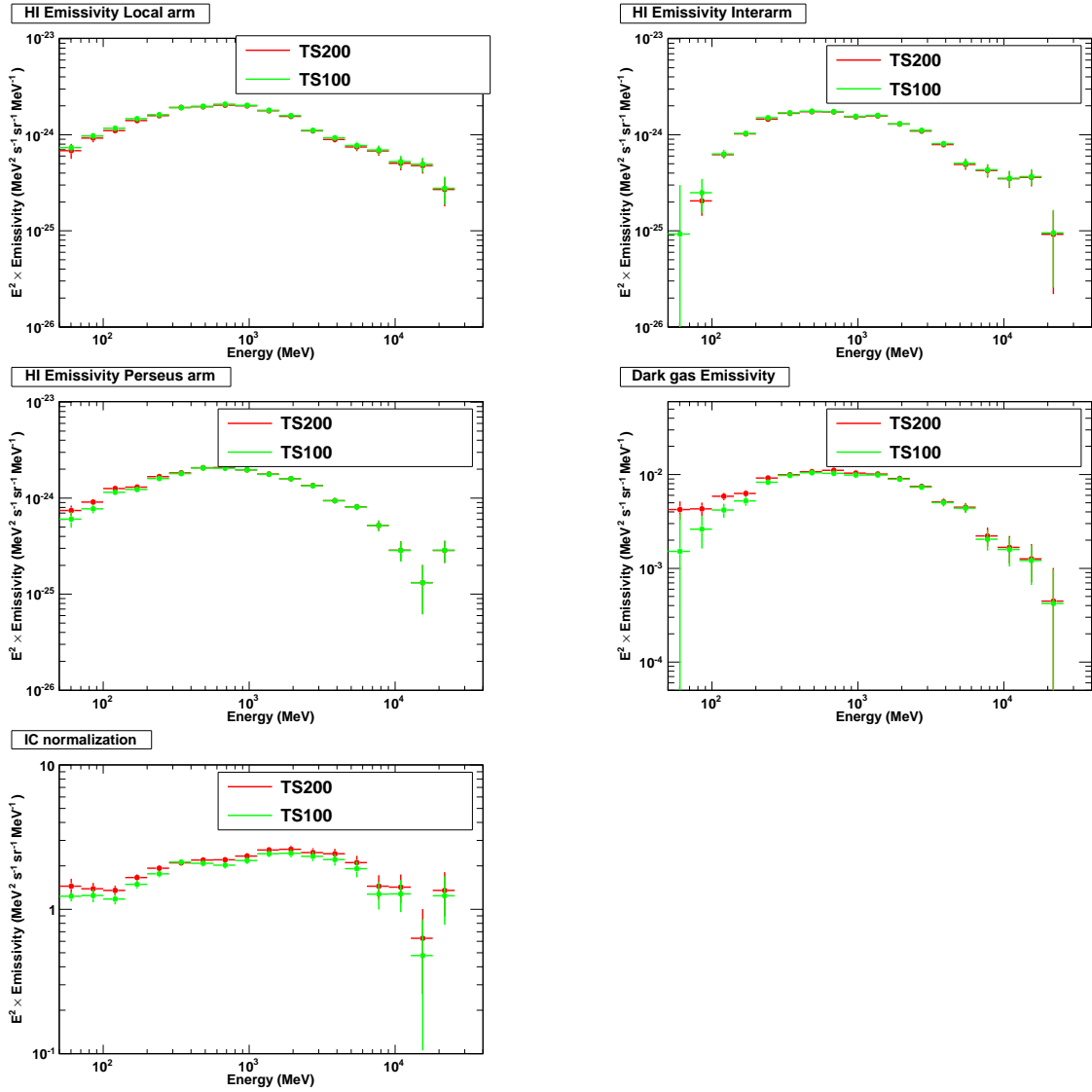


図 4.8: ガンマ線点源の有為度の下限の違いによる $q_{\text{HI},1}$ (左上)、 $q_{\text{HI},2}$ (右上)、 $q_{\text{HI},3-4}$ (左中)、 q_{DG} (右中)、 q_{IC} (左下) の変化

$q_{\text{HI},1}$ 、 $q_{\text{HI},2}$ 、 $q_{\text{HI},3}$ についてはいずれも変化は統計誤差より小さく、これ以上暗い点源を加えても星間ガスからのガンマ線放射に与える影響は無視できると考えられる。 q_{DG} や q_{IC} については低エネルギー側で若干の変化が見られ、低エネルギー側の議論をするにはさらに TS の小さい点源を加える必要がある。別の可能性として、低エネルギー側では角度分解能が良くないため、点源を広げた放射と誤認していることが考えられ、これを検証するには Front で対生成したデータのみで解析することが有効である。いずれにせよ 300 MeV 以上の高エネルギー側での変化は、統計誤差の範囲内に収まっており、高いエネルギーの宇宙線スペクトルの議論には問題がないと考えられる。よってこれからの議論では、TS=100 以上の計 19 個のガンマ線源を含めることとし、これより暗い点源の影響は無視できるものとする。

こうして得られたデータカウントマップ、モデルカウントマップ、2つのマップの残差マップを図 4.9-10 に示す。残差マップはデータカウント数からモデルカウント数を引いたものを標準偏差(モデルカウント数の平方根をとったもの)で割ったものである。残差マップを見ると残差 0 を表す赤色が目立ち、作成したモデルカウントマップがデータをよく再現できている。より定量的に再現性を評価するために、残差の分布をガウス関数でフィッティングしたものを図 4.10 に示す。これを見るとデータは、おおむね 0 を中心とした $\sigma = 1$ のガウス分布になっていることがわかる。以下では TS=100 までの天源を加えてフィッティングした結果を用いて宇宙線スペクトルについて議論する。

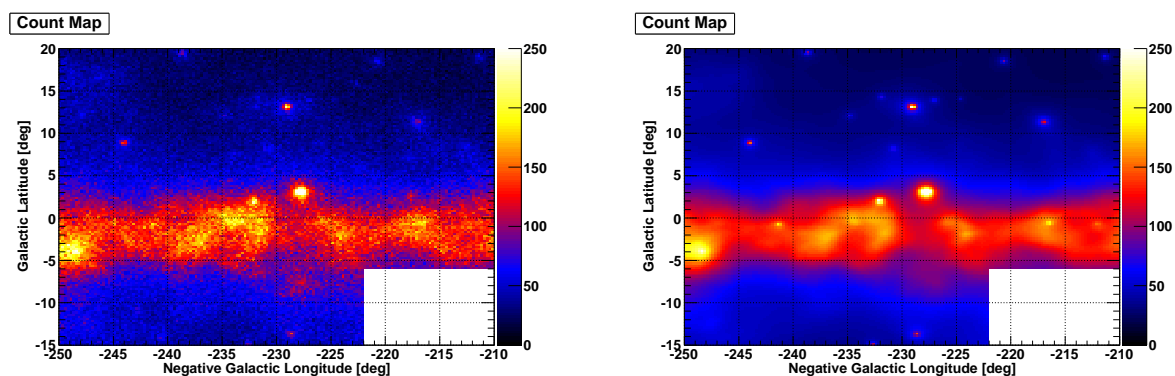


図 4.9: 本研究領域のデータカウントマップ (左) とモデルカウントマップ (右)

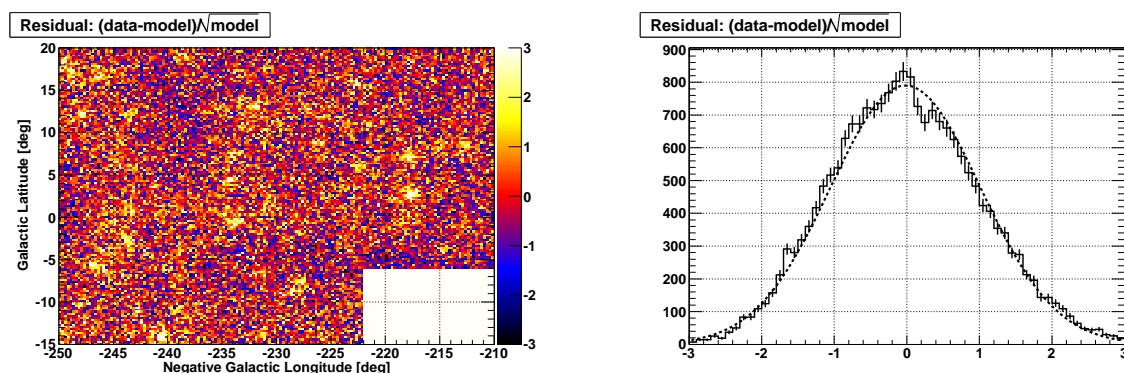


図 4.10: 本研究領域の残差マップ (左) と残差マップの頻度分布 (右)

4.4 考察

4.4.1 宇宙線陽子由来のガンマ線

2章で述べたように、星間ガスからのガンマ線放射の主成分は π^0 中間子の崩壊によるものであり、そのベキはもとの宇宙線陽子スペクトルのベキとほぼ同じになる。そこで、本研究で観測された領域のガンマ線のスペクトルと、地球近傍で観測された宇宙線スペクトルとを比較するた

め、ガンマ線スペクトルをベキ関数でフィットした。このときエネルギー範囲はガンマ線スペクトルがベキ関数とみなせる範囲、具体的には 1 GeV からスペクトルが十分な統計のある 20 GeV 程度までとした。

図 4.11 に $q_{\text{HI},1} \sim q_{\text{HI},3-4}$ を比較したものを、また図 4.12 に各々のスペクトルを $1.6 \text{ GeV} \leq E \leq 18.1 \text{ GeV}$ というエネルギー範囲でベキ関数でフィットした結果を示す。

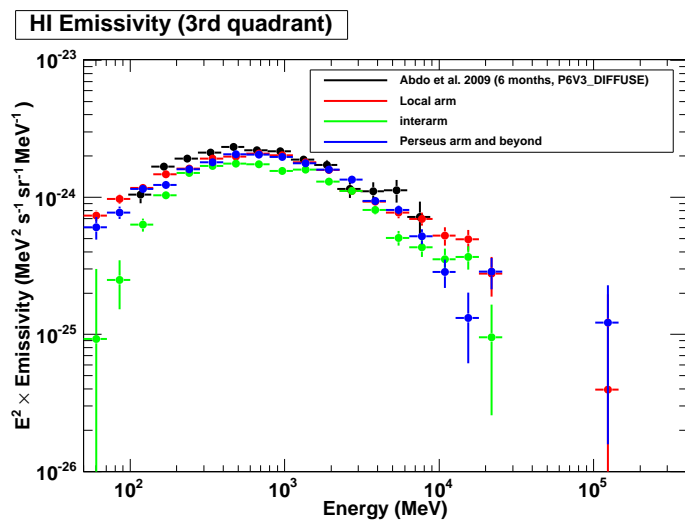


図 4.11: $q_{\text{HI},1} \sim q_{\text{HI},3-4}$ のガンマ線スペクトル

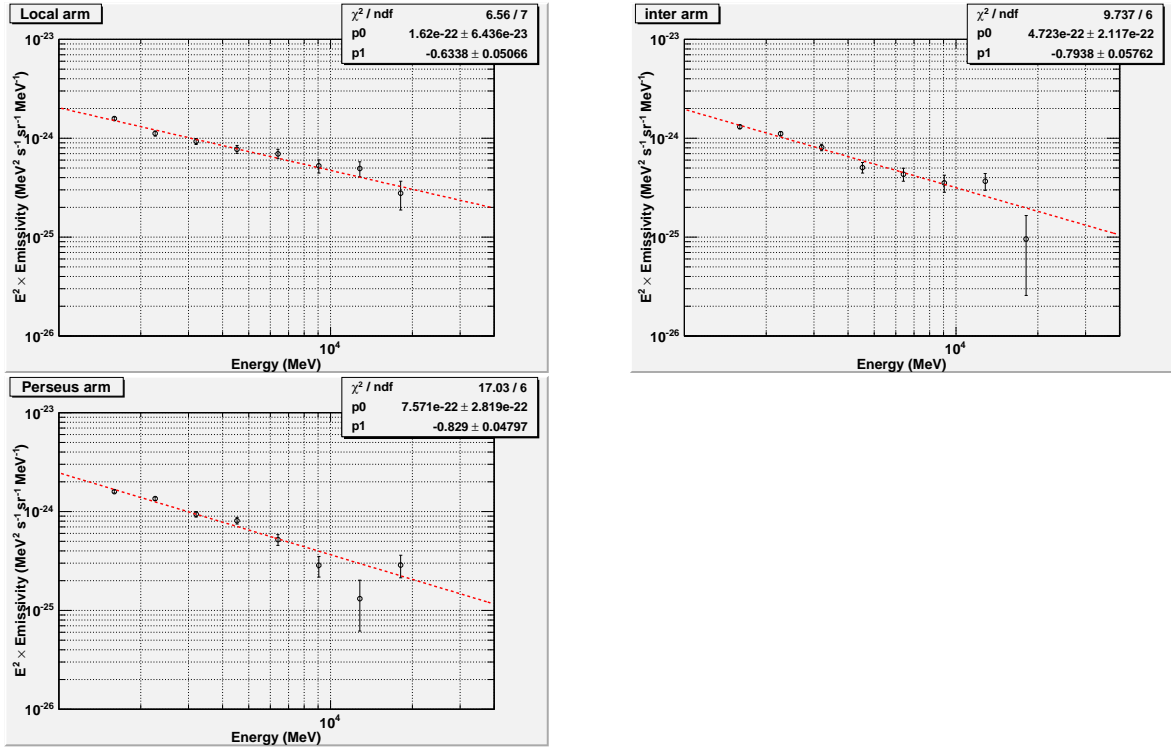


図 4.12: 本研究領域の $1.6 \text{ GeV} \leq E \leq 18.1 \text{ GeV}$ での $q_{\text{HI},1}$ (左上)、 $q_{\text{HI},2}$ (右上)、 $q_{\text{HI},3-4}$ (左下) のスペクトルをベキ関数でフィットした結果

図の縦軸はガンマ線の放射率に E^2 をかけたものであり、ここからガンマ線の光子数スペクトルのベキに直したものを表 4.1 にまとめる。Local arm、inter arm、Perseus arm の 3 領域のベキは、地球上で測定された宇宙線陽子のベキである 2.7 に 5% 以内の精度で一致した。しかし各々の領域のベキは誤差を考慮しても一定とは言えず、銀河中心から遠ざかるにつれてスペクトルがソフトになっていく傾向が見られた (図 4.13)。実際に宇宙線スペクトルが徐々にソフトになっているとすれば、宇宙線の起源や伝播の効果と考えられ興味深い。ただしこれが解析上のみの見かけの効果でないことを注意深く検証する必要があり、例えば本研究では 250 K と仮定したスピン温度 T_S の値を変えて、各領域でのスペクトルのベキが変化するかを調べたり、本研究領域以外でも同じ傾向が見られるかなどを調べる必要がある。

	$q_{\text{HI},1}$	$q_{\text{HI},2}$	$q_{\text{HI},3-4}$
ベキ	2.63 ± 0.05	2.79 ± 0.06	2.83 ± 0.05

表 4.1: 各領域でのガンマ線スペクトルのベキ

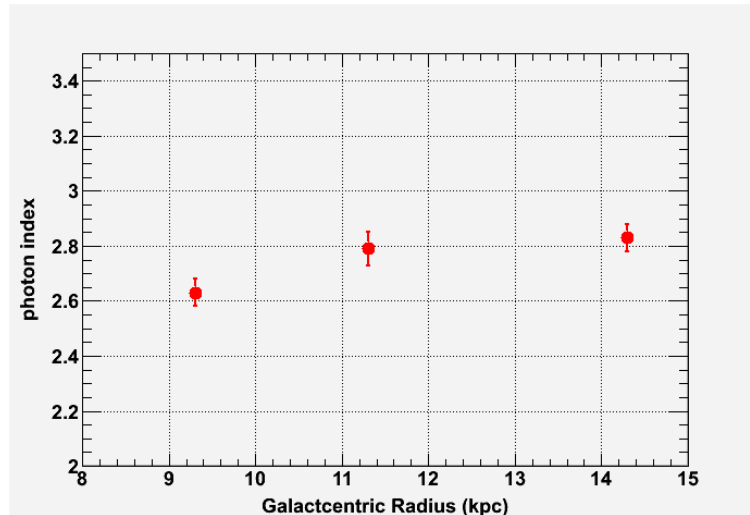


図 4.13: 銀河中心からの距離とスペクトルのベキの関係

4.4.2 宇宙線電子由来のガンマ線

宇宙線電子についても同様に、逆コンプトン散乱によるガンマ線のスペクトルを解析し地球上で測定された宇宙線電子のそれとを比較する。2.3.3 で述べたように、逆コンプトン散乱によるガンマ線スペクトルのベキは、入射する電子のスペクトルのベキが p であるとき、 $\frac{p+1}{2}$ となる。逆コンプトン散乱によるガンマ線のスペクトルを他の放射機構によるガンマ線のスペクトルと共に図 4.14 に示す。

この逆コンプトン散乱によるガンマ線スペクトルをベキ関数でフィットした。このときエネルギー範囲はスペクトルがベキ関数とみなせるように 50 MeV - 2 GeV と 2 - 20 GeV にわけてフィットした。(図 4.15,16)

逆コンプトン散乱によるガンマ線スペクトルのベキは 1.86 ± 0.02 (50 MeV - 2 GeV)、 2.70 ± 0.11 (2 - 20 GeV) という結果を得た。これをもとに入射した電子のスペクトルのベキを求めると、

$$\begin{aligned} \frac{p+1}{2} &= 1.86 \pm 0.02 \\ p &= 2.72 \pm 0.04 \end{aligned} \quad (4.2)$$

および

$$\begin{aligned} \frac{p+1}{2} &= 2.70 \pm 0.11 \\ p &= 4.40 \pm 0.22 \end{aligned} \quad (4.3)$$

となる。結果を表 4.2 にまとめる。

従って逆コンプトン散乱に寄与する電子のスペクトルのベキは 2.7 程度となり地球上で測定されたものに比べて若干ハードで、また高エネルギーでソフトになるという傾向が見られる。ただし 2.3.3 の議論は種光子のエネルギーが低く、電子の静止系でトムソン散乱を適用できる場合に成

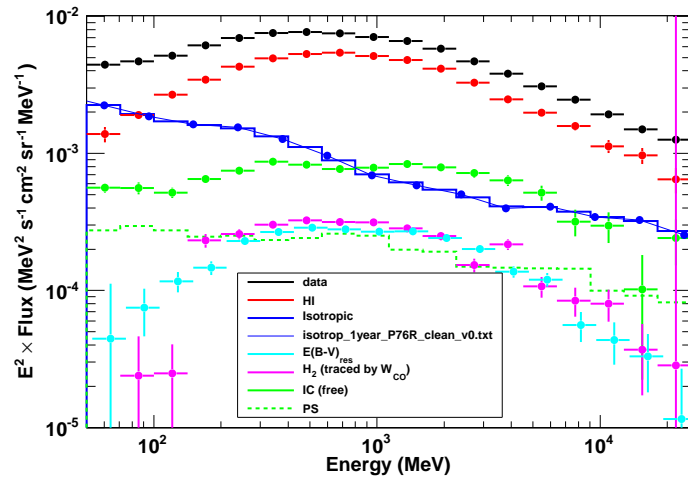


図 4.14: 逆コンプトン散乱によるガンマ線を含むガンマ線のスペクトル (逆コンプトン散乱によるものは緑色)

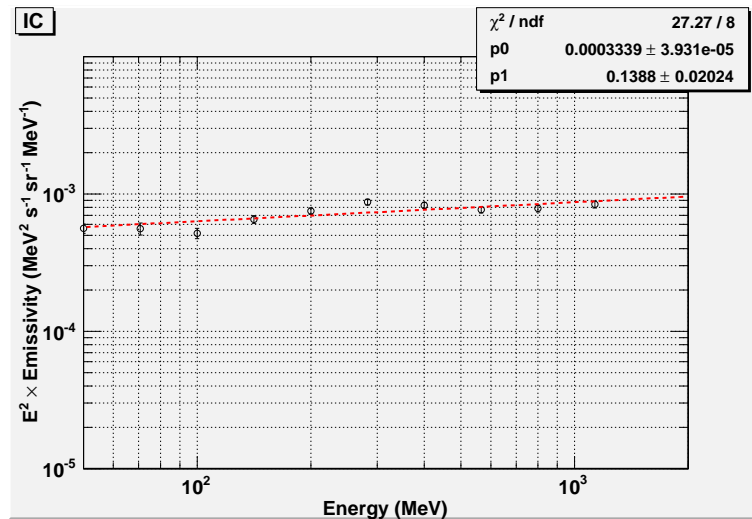


図 4.15: 本研究領域の 50 MeV - 2 GeV での逆コンプトン散乱によるガンマ線スペクトルをベキ関数でフィットした結果

エネルギー範囲	ガンマ線スペクトルのベキ	電子スペクトルのベキ
50 MeV-2 GeV	1.86 ± 0.02	2.72 ± 0.04
2 -20 GeV	2.70 ± 0.11	4.40 ± 0.22

表 4.2: 逆コンプトン散乱によるガンマ線スペクトルのベキと電子スペクトルのベキ

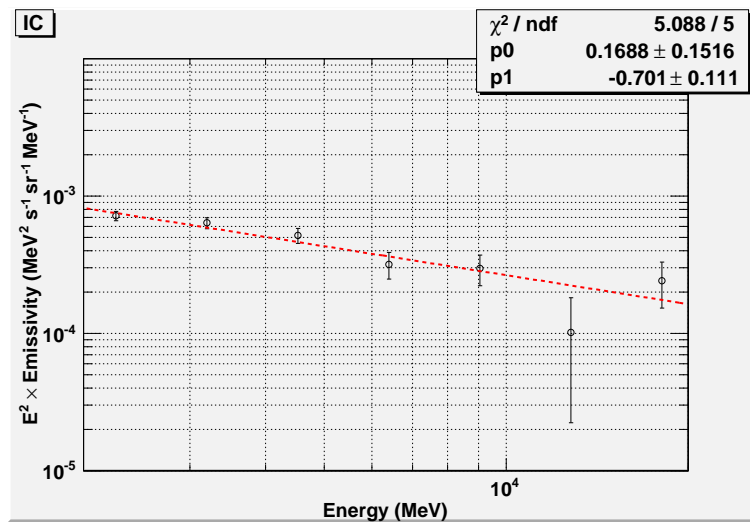


図 4.16: 本研究領域の 2 - 20 GeV での逆コンプトン散乱によるガンマ線スペクトルをベキ関数でフィットした結果

立する。よって正確な議論を行うためには、今後種光子のエネルギー分布も考慮したモデルを立てながら検討する必要がある。

第5章 まとめと今後

本研究では、Fermi 衛星の優れた能力によって、遠く離れた領域からの広がったガンマ線放射を検出し、それを宇宙線陽子と星間物質との反応である π^0 崩壊や、宇宙線電子が星間光子にエネルギーを与える逆コンプトン散乱などの反応にわけて解析を行った。

その結果、宇宙線陽子由来のガンマ線スペクトルのベキが、おおむね地球近傍で観測された宇宙線陽子スペクトルのベキになっていることが確認できた。一方、得られた値を精査すると銀河中心からの距離が大きくなるにつれてスペクトルのベキが大きくなる傾向が見られた。今後は本当に宇宙線スペクトルが変化しているのか、それとも解析上の見かけの変化なのかを見るため検討する必要がある。

また本研究では、1 GeV 以上のガンマ線のスペクトルのベキについての議論であったため不要であったが、1 GeV 以下、特に 200 MeV 以下での広がったガンマ線放射について解析する際は、低エネルギー側でもスペクトルの変化が見られなくなる程度まで、有為度の低いガンマ線点源を加えなければならない。点源を広がった放射と誤認している可能性もあるので、低エネルギー側での空間分解能が良い Front で対生成したデータのみで解析も有効であると考えられる。

宇宙線電子については、逆コンプトン散乱によるガンマ線スペクトルから電子スペクトルを割り出し地球上で測定された宇宙線電子スペクトルと比較した。その結果、低エネルギー側ではスペクトルがハードな兆候、高エネルギー側ではソフトな兆候が見られた。これは十分低いエネルギーの種光子にベキ関数で分布した電子が衝突したという単純な仮定のもとでの結果であり、今後は種光子のエネルギー分布も考慮した検討を行っていく必要がある。

参考文献

- [1] 井上一・小山勝二・高橋忠幸・水本好彦 「宇宙の観測 III -高エネルギー天文学」 日本評論社 2008
- [2] S.P.Swordy. 2001, The Energy Spectra and Anisotropies of Cosmic Rays, *SpaceScienceRev.* 99,85
- [3] 木船正 「宇宙高エネルギー粒子の物理学」 培風館 2004
- [4] M.S.Longair. 1990, *HighEnergyAstropysics* ,
- [5] A.A.Abdo et al. 2009, Fermi Large Area Telescope Measurements of the Diffuse Gamma-Ray Emission at Intermediate Galactic Latitudes, *PhRvL* 103, 1101
- [6] W.B.Atwood et al. 2009, The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-ray Space Telescope Mission, *ApJ* 697, 1071
- [7] Fermi LAT Performance http://www.slac.stanford.edu/exp/glast/groups/canda/lat_Performance.htm
- [8] LAT Data Files http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Cicerone/Cicerone_Data/LAT_Data_Columns.html#PhotonFile
- [9] 佐田 貴幸 2008 「宇宙 γ 線観測衛星フェルミの大気 γ 線由来のバックグラウンドの評価」 広島大学 卒業論文
- [10] W.R.Leo., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiment*
- [11] Fermi two-year all-sky map http://www.nasa.gov/mission_pages/GLAST/news/gamma-ray-ce\nsus.html
- [12] M.Ackermann et al. 2011, CONSTRAINTS ON THE COSMIC-RAY DENSITY GRADIENT BEYOND THE SOLAR CIRCLE FROM *FERMI* γ -RAY OBSERVATIONS OF THE THIRD GALACTIC QUADRANT, *ApJ* 726 81

- [13] P.M.W.Kalberla. 2005, The Leiden/Argentine/Bonn(LAB) Survey of Galactic HI maketitleFinal data release of thecombined LDS and IAR surveys with improved stray-radiation corrections, *A&A* 440,775
- [14] バックグラウンドモデル <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/BackgroundModels.html>