天の川に沿った広がった硬X線放射の分布の研究

1279032E

高橋拓也

広島大学理学部

高エネルギー宇宙・素粒子実験グループ

平成 16 年 2 月 10 日

概 要

宇宙では逆コンプトン散乱やシンクロトロン放射といった機構により粒子加速が行なわれ、電波や X 線、γ 線などが放射されている。このような粒子加速現象を観測することにより、可視光では見ることができなかった天体を観測することができるようになった。粒子加速による電磁波放射を研究することは高エネルギー天文学において重要な一分野となっている。

「Tenma」や「Ginga」といった観測により銀河面に沿って硬 X 線放射があることが発見された。「ASCA」の登場により、この放射は点源の集まりでないことが確実となり、低エネルギーの X 線は銀河面に沿って非常に薄く広がった、数千万度の温度をもつ高温のガスからの放射であることがわかったが、高エネルギー側の X 線の起源はまだはっきりとはわかっていない。

本論文では、天の川に沿って広がった X 線放射について、低エネルギー X 線と高エネルギー X 線の放射の違いを調べるために、天の川に沿った X 線分布や低エネルギー X 線・高エネルギー X 線に対する thermal、non-thermal 成分の寄与の割合などを調べた。結果として X 線分布にエネルギー毎の明確な違いを見つけることはできなかったが、分布には narrow 成分と broad 成分の 2 成分があること、低エネルギー側まで non-thermal 成分が効いていること、などがわかった。

目 次

第 1 章　序論 **5**

第 2 章　天の川に沿った電磁波の放射機構 **7**

2.1　多波長観測 7

2.2　星・星間物質と宇宙線 10

2.3　高エネルギー粒子 (宇宙線) に関した放射機構 11

2.3.1　シンクロトロン放射 11

2.3.2　π^0 崩壊 12

2.3.3　制動放射 12

2.3.4　逆コンプトン散乱 14

2.4　これまでの銀河面の X 線観測 14

2.5　本論文の目的 15

第 3 章　観測衛星「RXTE」 **16**

3.1　概要 16

3.2　Proportional Counter Array (PCA) 17

第 4 章　解析 **19**

4.1　解析データ 19

4.2　解析手法 20

4.2.1　ライトカーブとスペクトルの作成 20

4.2.2　X 線分布の作成 20

4.2.3　エネルギーバンドの検討 23

4.3　解析結果 25

4.4　過去の結果との比較 33

4.5 考察 35

図 目 次

1.1 ASCA 衛星による全天の観測位置 6

2.1 天の川の多波長イメージ 7
2.2 EXOSAT による X 線分布 15
2.3 Ginga による鉄の 6.7keV ラインの強度 15

3.1 RXTE 衛星 16
3.2 Proportional Counter Unit 17
3.3 Proportional Counter Array 17
3.4 PCA の有効面積 17
3.5 コリメータの透過関数 18

4.1 ID:10265 19
4.2 ID:20266 19
4.3 X 線スペクトル 24
4.4 Model predicted rate 24
4.5 銀河面に沿った X 線分布 (銀経方向) 25
4.6 銀河面に沿った X 線分布 (銀緯方向) 26
4.7 Hard 成分と Soft 成分の比率 (銀経方向) 27
4.8 Hard 成分と Soft 成分の比率 (銀緯方向) 28
4.9 τ と χ^2 値の関係 (narrow) 29
4.10 τ と χ^2 値の関係 (broad) 30
4.11 X 線分布のフィッティング 31
4.12 normalization 32
4.13 X 線分布とモデルフィッティング 34

4.14 Latitude Distribution 35
4.15 電子のエネルギースペクトルのモデル 36

第1章　序論

天の川銀河は我々に最も近い銀河であり、銀河のことを詳しく調べるには最も適した天体である。しかし太陽の位置から天の川の方向 (銀河面に沿った方向) を見るとたくさんのガスや塵に邪魔をされて、銀河系中心近くの遠方からくる可視光や波長の長い軟 X 線などを観測することは出来なかった。しかし「Tenma」「Ginga」「EXOSAT」といった衛星の登場により波長の短い硬 X 線を観測する事が可能となった。硬 X 線は銀河面にある厚いガスや塵を透過することが出来るので、銀河面からくる X 線を詳しく調べる事が出来るようになった。

1980 年代、「Tenma」「Ginga」「EXOSAT」のイメージングできない衛星により 2 ∼ 20 keV で銀河面に沿った硬 X 線放射があることがわかり、さらに「ASCA」の硬 X 線イメージング (0.5 ∼ 10 keV) で点源の集まりでないことがより確実となり、それは数千万度の温度を持つ高温の電離ガスからの放射である事が分かった。この銀河面に沿って非常に薄く広がった成分は銀河リッジ成分、GRXE(Galactic Ridge X-ray Emission) として研究が行われている。

「ASCA」は多くの観測を行ったが、観測できるエネルギー範囲が 0.5 ∼ 10keV と、やや低いエネルギーしか観測することができず、視野も狭くて大きく広がった X 線の大局構造を調べるには少し不向きであった。しかしその後、より高エネルギー側まで観測可能な「RXTE (Rossi X-ray Timing Explorer)」衛星が打ち上げられた。「RXTE」衛星は視野が広いため、銀河リッジ成分のような広がった成分を観測するのには適している。

本研究では「RXTE」衛星による GalacticRidge の Scan データを用いて、天の川の場所ごとで、軟 X 線と硬 X 線の放射に違いがあらわれるかを調べてみた。

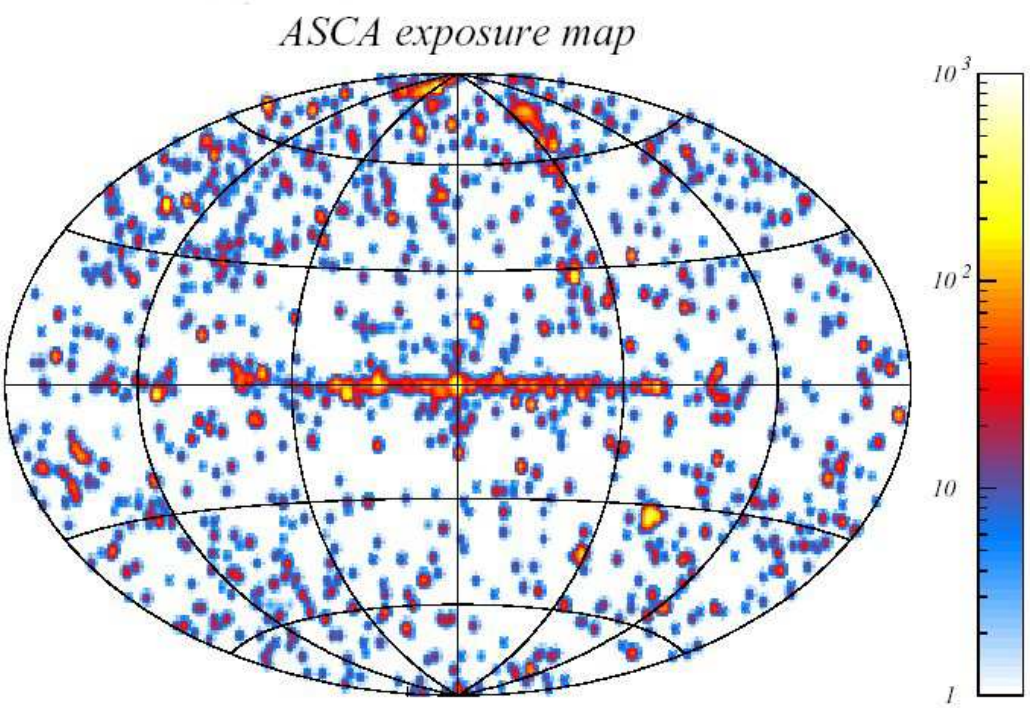


図 1.1: ASCA 衛星による全天の観測位置 (銀河系座標)。右は観測時間の相対比。銀河面に沿って系統的な観測があることがわかる。

第2章　天の川に沿った電磁波の放射機構

天の川は、可視光では星の集まりのように見えるが、実は天の川は可視光以外の波長でも明るく輝いており、光っているものも異なる。よって多波長による天の川の観測は我々に多くの情報を与えてくれる。例えば、電波による観測では高エネルギー電子のシンクロトロン放射が観測され、一方、可視光による観測では星の分布を観測することができる。また X 線による観測では、高温プラズマの情報を得ることができる。

2.1　多波長観測

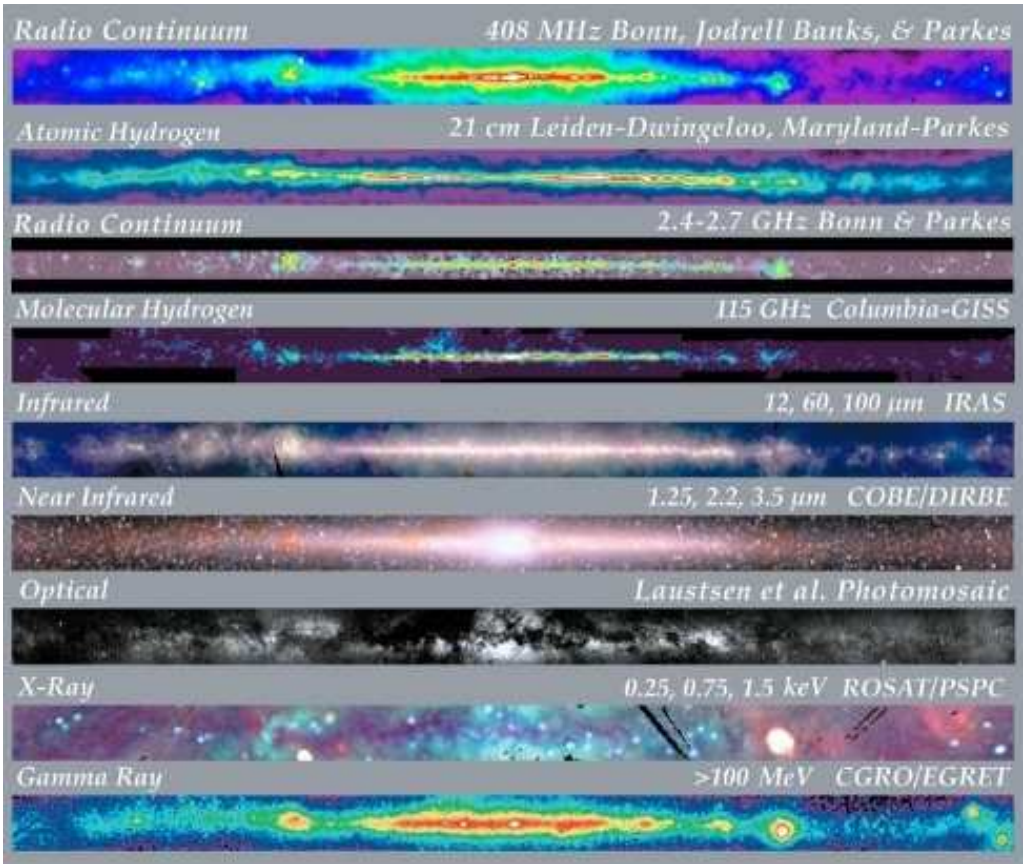


図 2.1: 天の川の多波長イメージ (8 energy band)　Credit:NASA,ADC

星や星間物質が放射する電磁波には、熱的なものと、非熱的なものがある。熱的放射には黒体放射や熱制動放射があり、非熱的放射にはシンクロトロン放射や逆コンプトン散乱、制動放射などがある。たとえば黒体放射は密度が高い物質から放射され、温度 3000 K $\sim$ 50000 K の恒星は可視光を放射する。ブラックホールに付随する降着円盤 (T$\sim 10^7$K) は X 線を放射する。

ここでは各電磁波の特徴を述べる。

電波

波長が 0.1 mm 以上の電磁波を電波という。1 mm $\sim$ 10 m の波長にわたる電波領域は地球の大気層を通過するので地上で観測することができる。

電波は可視光に比べ、はるかに低エネルギーの電磁波であり、そのため宇宙において関連する現象や天体も、可視光とは大きく異なっている。可視光では主に恒星を見ることができるのに対し、電波では低温の広がったガス、あるいは高エネルギー電子のシンクロトロン放射が観測される。

赤外線

可視光よりも波長が長く、マイクロ波よりも波長の短い約 800 nm $\sim$ 1 mm の範囲の電磁波を総称して赤外線という。

赤外線による天体の観測は、波長 20 μm 以下では地球大気の吸収の少ない数種類の波長領域を通して行なうことができるが、30 $\sim$ 1000 μm までの領域では大気吸収を避けて、飛行機、気球、ロケット、人工衛星などを使って行なわれる。赤外線で観測される天体には、星間塵や見かけの温度 1000K 以下の星 (赤外線星) や、低温の星間ガスが重力収縮して新しい星 (原始星) を生成する過程などがある。また赤外線は星間塵による散乱、吸収をうけにくいので、可視光では観測できなかった銀河系の中心領域も観測することができる。

可視光

可視光は波長約 400 $\sim$ 800 nm の電磁波で、眼で明るさを感じる光線である。地球の大気を通り抜けることができるので、地上でも望遠鏡等を用いて観測することが可能である。しかし地上では大気のゆらぎにより、星像が揺れたり、明るさが変わることがある。そのため、より鮮明な星像を得るために、大気の影響を受けない宇宙空間での観測も行なわれている。

可視光では、恒星がおもに観測される。

紫外線

波長 400 nm ぐらいから軟 X 線までの領域の電磁波を紫外線という。地球に到達する紫外線のほとんどは、オゾン層によって遮られる。そのため地上で紫外線を観測するのは非常に困難であり、気球やロケット、人工衛星等を用いた観測を行なう。

ほとんどの星は、紫外線を放射することはできないが、非常に若い重い星やいくつかの非常に古い星、明るい星雲、白色矮星、活発な銀河およびクエーサーなどは、紫外線でも明るく光る。だが、紫外線はどうしても天の川に沿った星間物質によって吸収されやすいので、特に明るい天体しか見えない。

X 線・γ 線

真空紫外線よりも短い波長をもつ電磁波を一般に X 線とよぶ。厳密な分類ではないが 500∼5Å 程度を軟 X 線領域、それ以下を硬 X 線領域という。X 線は地球大気を透過できないので、宇宙 X 線の観測は、気球、ロケット、人工衛星などにより大気圏の外や上層部に出て行なう必要がある。

銀河系でもっとも普通に見られる X 線天体は、白色矮星・中性子星・ブラックホールなどの高密度星が、普通の恒星と近接連星系をなしたもの、あるいは、超新星残骸である。銀河系外での強い宇宙 X 線源として、活動銀河核がある。

また、宇宙ではさまざまな規模の高温 $(10^6 \sim 10^8\mathrm{K})$ で希薄なプラズマが見られ、それらは熱制動放射による連続 X 線や元素の特性 X 線を放射する。X 線観測はこうしたプラズマを調べるよい手段である。

波長領域として明確な基準はないが、通常 $10^{-10}\,\mathrm{m}$ の短波長領域の電磁波を総称して γ 線とよぶ。

宇宙空間での γ 線の放射機構は、宇宙線が銀河系内を伝搬する際に星間ガスと衝突して核作用を起こしたときできる中性の π^0 中間子がだす γ 線、宇宙線中の電子が星間ガスと衝突して起こす制動放射、および光子と衝突して起こす逆コンプトン散乱の過程がある。

2.2　星・星間物質と宇宙線

星間空間に存在する物質を総称して星間物質と呼ぶ。星間物質には水素を主成分とする星間ガスと、ダストと呼ばれる大きさが約 $1\,\mu$m の固体微粒子がある。星間ガスには水素が中性の状態 (原子、分子) で存在する領域 (H I,H_2 領域) と、電離した状態で存在する領域 (H II 領域) がある。H I、H_2 領域は可視光では見る事が出来ないが、波長 21cm などの電波を放出・吸収するので、それにより観測できる。一方 H II 領域は散光星雲などとして可視光で明るく見える。ダストは、その熱放射が赤外線によって観測される。

また、天の川に沿って高エネルギー粒子が存在することが知られており、宇宙線と呼ばれ、地球にも入射してくる。太陽系外から地球に入射する宇宙線を一次宇宙線、それが大気圏内の原子核と相互作用して生み出した宇宙線を二次宇宙線という。一次宇宙線の大部分は陽子で、そのほかに 5% 程度の He 原子核、さらに少量の高エネルギー原子核が存在する。一次宇宙線中の元素存在比と一般の銀河内の元素存在比とを比較することにより、宇宙線の起源や銀河内伝搬についての定量的な研究が可能となった。宇宙線の中にはこのほか陽子の約 1%程度の数の電子が存在し、その電子は銀河を伝搬中に銀河磁場に曲げられ、シンクロトロン放射を行なう。宇宙線粒子のエネルギーは、低い方は 0.1GeV 程度、高い方は 10^{20}eV 程度まで観測されている。

2.3 高エネルギー粒子 (宇宙線) に関した放射機構

ここでは高エネルギー粒子 (宇宙線) による電磁波の放射、特に電波・X 線・γ 線について見てみることにする。高エネルギー粒子による上記の電磁波の生成過程には以下の 4 つがある。

1. 宇宙線 (電子) と磁場によるシンクロトロン放射
2. 宇宙線 (proton、Helium 等) と星間物質による相互作用で生成された π^0 粒子の崩壊
3. 宇宙線 (電子) と星間物質による制動放射
4. 宇宙線と光子による逆コンプトン散乱

このうちシンクロトロン放射は主に電波を放射し、π^0 崩壊は γ 線を放出する。制動放射と逆コンプトン散乱に関しては、X 線から γ 線にかけて放射する。それぞれの放射に関して次に説明する。

2.3.1 シンクロトロン放射

高エネルギーの電子が磁場の中を運動するとき、曲率中心に向かう力を受けて発生する電磁波をシンクロトロン放射という。電子が相対論的速度で運動するときには、いわゆる光行差のために光の進む方向が傾き、光は電子の進行方向のまわりの狭い角度の範囲に分布して放射される。この角度の広がりは、およそ $\Delta\psi \sim 1/\gamma$ (γ は電子のエネルギーと静止エネルギーの比) である。電子軌道の曲率半径が R のときには、観測者は電子がおよそ $\Delta s \sim R\Delta\psi$ だけ進む間に放射された光を見ることになる。したがって、1 個の電子からのシンクロトロン放射はパルス状の光として観測される。電子が Δs だけ進む時間は $\Delta t' \simeq (R/c)/\gamma$ であるが、電子が観測者に向かって進んでくることから生じるドップラー効果が加わるので、観測者の見る光のパルスはさらに短くなる。その大きさは $\Delta t \simeq (R/c)/\gamma^3$ である。このようなパルス状の光に含まれるスペクトルは、周波数の上限の目安がパルス幅の逆数 $\omega_c \sim 1/\Delta t = \gamma^3/(R/c)$ で与えられる連続スペクトルになる。詳しい計算によると、エネルギー E の 1 個の電子から単位時間に単位波長当り放射されるシンクロトロン放射の強度は

$$I(\lambda, t)\,[\mathrm{W/nm}] = \frac{7.51\times10^{-7}(E\,[\mathrm{GeV}])^7}{(R\,[\mathrm{m}])^3}G(y), \qquad y = \frac{\lambda_c}{\lambda} \tag{2.1}$$

で与えられる。ここで、λ_c は臨界波長とよばれ、$\lambda_c\,[\mathrm{nm}] = 0.559R\,[\mathrm{m}]/(E\,[\mathrm{GeV}])^3$ で与えられる。また λ_c に対応するエネルギーを臨界エネルギーという。$G(y)$ は第二種のベッセル関数を含む関数で、スペクトルの形を与えるものである。単位時間に放射される全放射エネルギーは

$$I(t)\,[\mathrm{W}] = \frac{6.77\times10^{-7}(E\,[\mathrm{GeV}])^4}{(R\,[\mathrm{m}])^2} \tag{2.2}$$

で与えられ、電子が完全な円軌道を描くときには、電子が一周当りに失うエネルギーの量は

$$\Delta E\,[\mathrm{keV}\cdot\mathrm{turn}^{-1}] = 88.5\frac{(E\,[\mathrm{GeV}])^4}{R\,[\mathrm{m}]} \tag{2.3}$$

となる。実際の宇宙では、いろいろなエネルギー E の電子が存在するため観測されるスペクトルは、それらの足し合わせになる。

天体におけるシンクロトロン放射は、1950 年、太陽電波、電波星や銀河系の電波の説明に初めて用いられた。以後、超新星残骸、電波銀河・クエーサーなどの強い電波や、場合によっては光や X 線の説明に用いられた。シンクロトロン放射が熱的放射と観測的に異なるのは、

(1) 周波数 ν (またはエネルギー) スペクトルが、べき型 $\nu^{-\alpha}$(α は $-0.5 \sim 2.0$ 位の定数) またはこれの組合せであること

(2) 広い波長にわたって放射されること

(3) 大きな偏波 (偏光) を示すこと

である。シンクロトロン放射の理論によれば、(1) は電波源にある高速の電子のエネルギー ε の分布が、べき型で $\varepsilon^{-\gamma}$、$\gamma = 2\alpha + 1$ に比例することを意味する。(2) は磁場の方向が偏波面に垂直で、電波源に大規模で一様な磁場が存在することを意味する。もし磁場のエネルギー密度と高速電子のエネルギー密度がほぼ等しいとすれば電波の明るさから、磁場 (B) の強さや、電子のエネルギー密度 (u) が求められる。

2.3.2 π^0 崩壊

宇宙線核子と星間物質との相互作用で生成された π^0 粒子が崩壊するとき、γ 線を放出する。

$$\mathrm{P} + \mathrm{P} \longrightarrow \pi^0 \longrightarrow 2\gamma \tag{2.4}$$

この崩壊で生成された γ 線は π^0 粒子の質量に相当する $\sim 100\,\mathrm{MeV}$ のエネルギーを持つ。生成宇宙線が大きなエネルギーをもつので、γ 線のエネルギーも正確に $m_{\pi^0}c^2$ とならない。

2.3.3 制動放射

荷電粒子が電場によって加速度を受けたときに放出する電磁波、またはその放射過程のことを制動放射という。一般には、物質中を進行している荷電粒子が、物質の原子核のクーロン力を受けたときに起こる。放射の確率は荷電粒子の加速度の大きさの二乗に比例するので (放射損失)、同じ大きさのクーロン力を受け

るときには、放射の確率は粒子の質量の二乗に反比例することになる。したがって、制動放射が問題になるのは電子や μ 粒子のような軽い荷電粒子である。特に高エネルギー電子が物質中を通過する際に、エネルギーを失う過程として重要である。

全エネルギー (運動エネルギーと質量エネルギー mc^2 の和) E_0 の電子が制動放射によって放出する電磁波 (光子) の最高エネルギー $h\nu_0$ (h はプランク定数) は

$$h\nu_0 = E_0 - mc^2 \tag{2.5}$$

で与えられ、この場合には電子の運動エネルギーは 0 となる。すなわち電子は止まってしまう。実際の制動放射では、放出される電磁波のエネルギーは 0 と $h\nu_0$ の間に分布している。電磁波のエネルギー分布や角度分布は、量子力学の計算によって求めることができるが、その際、入射電子と原子核のもっとも近づいたときの距離が問題になる。この最短距離が、原子核のまわりの軌道電子の半径より小さければ入射電子は核のクーロン力をそのままうけるが、逆に軌道電子の半径より大きければ、核のクーロン力は軌道電子によって弱められるからである (遮蔽)。H.A.Bethe と W.Heitler によれば、全エネルギー E_0 の電子が、振動数 ν と $\nu + d\nu$ の間の電磁波を放出する断面積 $\Phi(E_0,\nu)d\nu$ は

$$\Phi(E_0,\nu)d\nu = \frac{Z^2}{137}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{d\nu}{\nu} 4\phi(E_0,\nu) \tag{2.6}$$

で与えられる。ここで Z は原子番号、e は電子の電荷を $\sqrt{4\pi\varepsilon_0}$ で割った量、ε_0 は真空の誘電率、m は電子の静止質量である。ϕ は上記の遮蔽の効果によって定まる関数で、普通 $1 \sim 5$ 程度の値である。この Φ を用いて、電子が物質中を進行するときに単位長さ当り失うエネルギー (放射損失) は

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\rm rad} = N\int_0^{\nu_0} h\nu\Phi(E_0,\nu)d\nu = NE_0\Phi_{\rm rad} \tag{2.7}$$

と書くことができる。ここで N は単位体積当りの原子数で、積分の値を $E_0\Phi_{\rm rad}$ と置いた。$\Phi_{\rm rad}$ の値は次のように与えられる。

(1) $mc^2 \ll E_0 \ll 137mc^2 Z^{-1/3}$ (遮蔽が無視できる場合)

$$\Phi_{\rm rad} = \Phi_1\left(4\log\frac{2E_0}{mc^2} - \frac{4}{3}\right) \tag{2.8}$$

$$\Phi_1 = \frac{Z(Z+1)}{137}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 = Z(Z+1)\times 5.79\times 10^{-28}{\rm cm}^2 \tag{2.9}$$

(2) $E_0 \gg 137mc^2 Z^{-1/3}$ (完全に遮蔽されている場合)

$$\Phi_{\rm rad} = \Phi_2\left(4\log(183Z^{-1/3}) + \frac{2}{9}\right) \tag{2.10}$$

$$\Phi_2 = Z(Z+\xi)\times 5.80\times 10^{-28}{\rm cm}^2 \tag{2.11}$$

ここで ξ は遮蔽効果による定数で、$Z=1$ のとき $\xi=1.4$、$Z=10$ のとき $\xi=1.29$、$Z=92$ のとき $\xi=1.14$ である。この式で明らかなようにエネルギーの高いとき、$\Phi_{\rm rad}$ は一定となり、したがって、$-d(\log E_0)/dx$ が一定となる。このことから、(2) の場合の式を変形して

$$-\frac{d(\log E_0)}{dx} = -\frac{1}{E_0}\left(\frac{dE_0}{dx}\right)_{\rm rad} = \frac{1}{X_0}(1+b) \tag{2.12}$$

と書くことができる。ここで $X_0^{-1} = 4N\Phi_2 \log(183Z^{-1/3})$ であるが、これは放射長とよばれ、制動放射によって電子のエネルギーが $1/e$ に減少する平均距離である。また $b = \frac{1}{18\log(183Z^{-1/3})}$ であり、b は 1 に比べて極めて小さく、0.01 程度である。

2.3.4 逆コンプトン散乱

コンプトン散乱は光子と電子の散乱であるが、通常は静止している電子に X 線や γ 線のように高エネルギーの光子が衝突して、電子をはねとばす場合を考える。これとは逆に、高エネルギーの電子が可視光のように低エネルギーの光子をはねとばす場合を、特に逆コンプトン散乱という。宇宙空間では高エネルギーに加速された電子 (宇宙線) との逆コンプトン散乱により、2.7K の宇宙背景放射や星の光がエネルギーを得て、X 線や γ 線に変わる現象がある。

1 個の電子によって、逆コンプトン散乱で散乱されたあとの光子のエネルギー放射率は次のように書ける。

$$P_{\rm IC} \sim \frac{4}{3}\sigma_{\rm T} c\beta^2\gamma^2 U_{\rm ph} \tag{2.13}$$

ここで $U_{\rm ph}$ は低エネルギー光子のエネルギー密度である。$\sigma_{\rm T}$ はトムソン散乱断面積で、c は光速、$\beta = \frac{v}{c}$、$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-(\frac{v}{c})^2}}$ である。

2.4 これまでの銀河面の X 線観測

銀河面からの X 線放射の存在は X 線天文学の初期から報告されていた。しかし初期の観測では空間分解能の不足と、明るい X 線点源の存在によりはっきりとはわからなかった。

銀河面からの X 線放射のはっきりとした証拠は「EXOSAT」衛星によって最初に示された。「EXOSAT」は $2-6\,$keV のエネルギーバンドで銀河面を Scan し、明るい X 線点源で説明された以外の Flux の超過を示した (図 2.2)。

つぎに「Tenma」衛星によって 6.7keV の鉄の K ラインのスペクトルが得られた。これは $5-10\,$keV の温度のプラズマからの熱制動放射のモデルとよく一致し、これは GRXE がプラズマが起源であることを示唆

した。「Ginga」衛星による Scan 観測で、銀河面に沿った X 線にはバルジ成分と大きく広がったリッジ成分の 2 つがあることがわかった。図 2.3 がその図で、実線が $l = 3°, 7°$ のモデルフィット。上段が bulge region での flux、下段が ridge model に対する flux の超過を表した図である。さらに「ASCA」で得られたマグネシウムやシリコン、それに鉄の K ラインのスペクトルにより少なくとも放射の一部は熱的起源であることが分かった。

また「Ginga」「Welcome I」のデータの解析から 10 keV 以上で power-law テールがあることが発見され、それにより GRXE は部分的に non-thermal の過程を伴うのではないかと思われた。「XTE」「OSSE」でも同じ power-law テールが確認された。

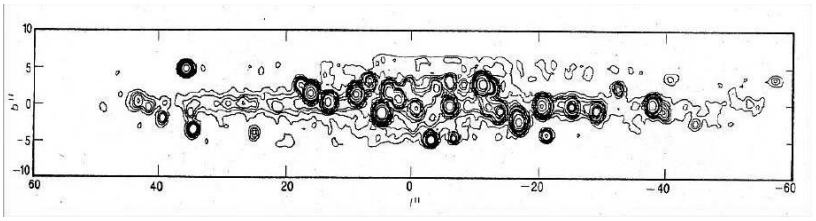


図 2.2: EXOSAT による X 線分布。横軸：銀経　縦軸：銀緯

Warwick et al. 1985

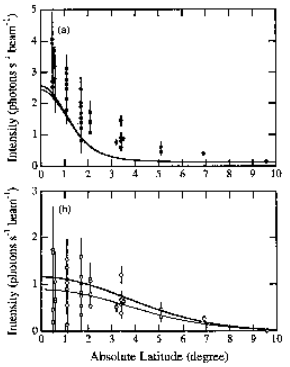


図 2.3: Ginga による鉄の 6.7keV ラインの強度。横軸：銀緯　縦軸：Intensity (photons s^{-1} beam^{-1})

Yamauchi et al. [4]

2.5　本論文の目的

本論文では高エネルギー粒子による X 線の放射、特に天の川に沿って分布する X 線についての解析を行う。低エネルギー側の軟 X 線については、いろいろな解析が行われているが、高エネルギー側の硬 X 線についてはあまり解析が行われておらず、またさらに高エネルギー側の γ 線との関係もあまりよく分かっていない。そこで RXTE 観測衛星によって得られたデータを解析し、天の川での位置 (銀経や銀緯) ごとに、軟 X 線と硬 X 線でその放射量に違いがあるのかを調べた。

第3章　観測衛星「RXTE」

3.1　概要

Rossi X-ray Timing Explorer(RXTE) 衛星は、天文学者 Bruno Rossi にちなんで名付けられた X 線観測衛星である。1995 年 12 月 30 日に Delta II ロケットにより打ち上げられた。

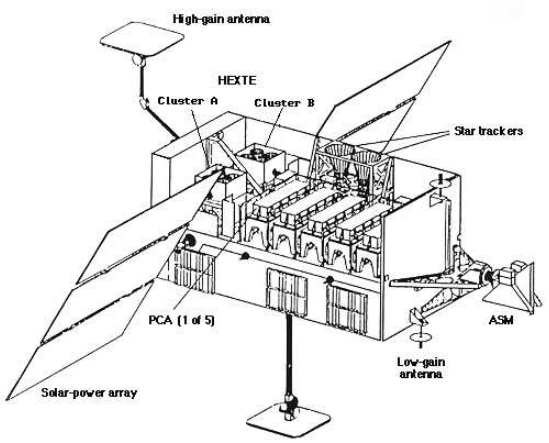


図 3.1: RXTE 衛星

RXTE の軌道は約 580km で、その傾斜角は 23 ° 、軌道周期は約 90 分である。RXTE は X 線バーストなどが観測された Source を調べるように設計されている。X 線のエネルギー範囲は 2 ∼ 200 keV である。RXTE には 3 つの観測装置が搭載されており、それぞれ Proportional Counter Array (PCA)、High Energy X-ray Timing Experiment (HEXTE)、All Sky Monitor (ASM) と名付けられている。PCA のエネルギー範囲は 2 ∼ 60 keV、HEXTE は 20 ∼ 100 keV である。ASM は 2 ∼ 10keV のエネルギー範囲で 90 分かけて、全天の約 80% を Scan している。RXTE は、明るい天体の時間変動を調べるのが主な観測だが、その視野の広さから、銀河面 X 線放射の観測にも適している。

3.2 Proportional Counter Array (PCA)

PCA はすでに知られている X 線源の精密な観測を主な目的として、NASA の Goddard Space Flight Center (GSFC) によって開発された。5 つの Proportional Counter Unit (PCU) から成り、それを組み合わせた PCA の Collecting area は 6500cm^2 で、RXTE の大部分を占めている。

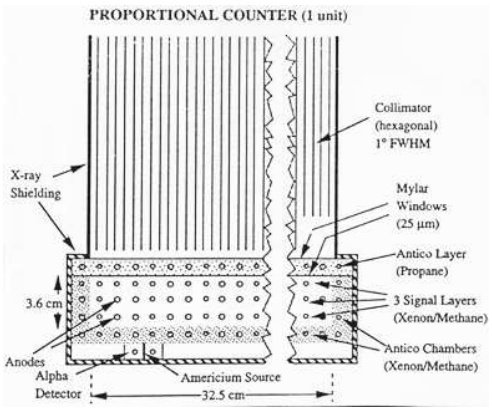


図 3.2: Proportional Counter Unit

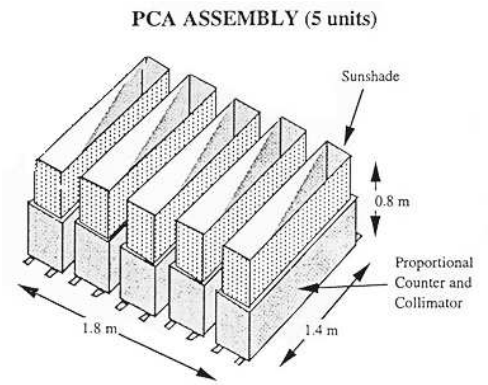


図 3.3: Proportional Counter Array

それぞれの PCU にはキセノンを用いたガス比例計数管がある。ガス比例計数管はプロパン層とキセノン層 (シグナル層) に分かれていて、そのまわりには veto 層がある。シグナル層と veto 層の反同時計数をとることでバックグラウンドを減らすことができる。プロパン層はバックグラウンドである荷電粒子を除去するが、3keV 以上の光子は通す。プロパン層の下にあるキセノン層は 3 つに分かれていて、一番上の層で 10keV 以下の光子の 90 %が検出される。図 3.4 は PCA の有効面積を示した図である。

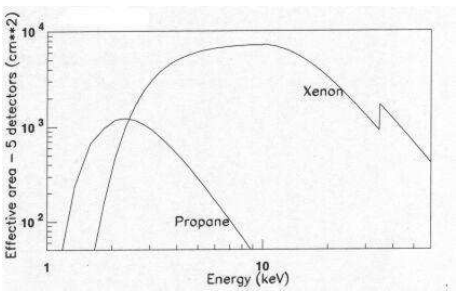


図 3.4: PCA の有効面積

エネルギー範囲	2∼60 keV
エネルギー分解能	$<$ 18 % at 6keV
時間分解能	1 μs
検出器	5 proportional counters
Collecting area	6500 cm^2
Layers	1 プロパン (veto) + 3 キセノン + 1 キセノン (veto)
Sensitivity	0.1 mCrab
バックグラウンド	2 mCrab

表 3.1: PCA の性能

PCA で検出された Event は、まず Experiment Data System (EDS) に送られる。EDS には 8 つの Event Analyzers (EA) があり、そのうちの 6 つが PCA のデータを、あと 2 つが ASM のデータを扱う。PCA を扱うものの中の 2 つは standard mode でスペクトルデータを作る。PCA の standard mode は 2 つあり、Standard-1 は時間分解能 0.125 sec で 256 channel すべてが 1 channel に結合されるのでエネルギー分解能をもたない。Standard-2 は 16 sec(もし Source が bright なら 2 sec) の時間分解能と 129 の energy channel をもつ。

PCA には視野を制限するコリメータが取り付けられている。このコリメータにより PCA の視野は 1° (FWHM) に制限されている。コリメータを通して天体を観測しているため、丁度 PCA の真上に天体が来たときには 100%の光がコリメータを通過するが、ずれる毎に透過率は減っていく。またある天体を観測しているときでも、別の天体からの光が斜めの方向から多少は入ってきてしまう。それを表したものがコリメータの透過関数 (図 3.5) である。データ解析のときには、厳密にはこのコリメータの透過関数も考慮する必要がある。しかし今回の解析で用いている Scan のデータは XTE の視野に対して十分広い。そのためコリメータの透過関数を無視することとした。

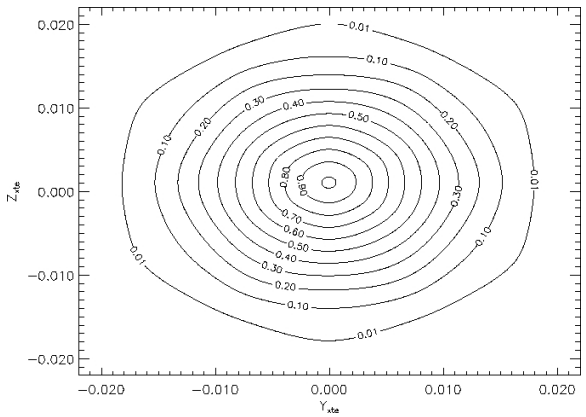


図 3.5: コリメータの透過関数。Y、Z は衛星座標。軸の単位は角度 (rad)

第4章　解析

4.1　解析データ

解析に用いたデータについて述べる。銀河面に沿った X 線放射について調べたいので、銀河面を銀経方向に Scan した RXTE のデータ (ID:10265) を用いた。また銀緯方向に関しても違いを調べてみたいので、銀緯方向への Scan のあるデータ (ID:20266) も併せて解析した。ID:10265 に関しては Scan の範囲を表 4.1 に示す。さらに銀河系座標において衛星の観測方向をプロットしたものを下に示す。

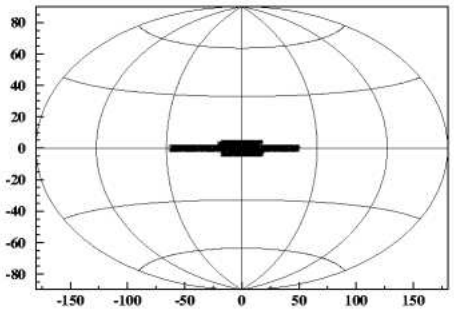


図 4.1: ID:10265

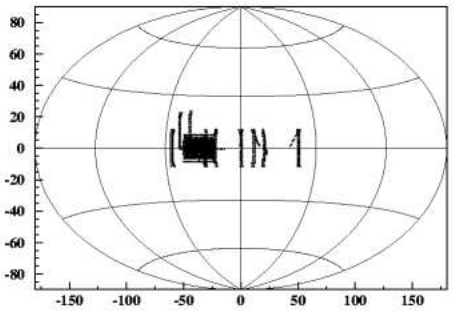


図 4.2: ID:20266

	銀経 (l) 範囲	銀緯 (b) 範囲	Scan 速度
LongScan	$-44\,^\circ < l < 56\,^\circ$	$-1.5\,^\circ < b < 1.5\,^\circ$	1.7 ° /minute
ShortScan	$-15\,^\circ < l < 15\,^\circ$	$-4\,^\circ < b < -1.5\,^\circ$, $1.5\,^\circ < b < 4\,^\circ$	0.6 ° /minute

表 4.1: 10265 の Scan の範囲

ID:10265 の観測は銀河面に沿った l 方向への Scan 観測で、LongScan の方は b を 0.25 ° おきに、ShortScan の方は b を $0.3^\circ \sim 0.4^\circ$ おきに、それぞれ 14 回観測を行なっている。一方 ID:20266 の観測は ridge の厚さや Galactic Ridge Emission への個別の Source の寄与を推定するために行なわれた観測で、いくつかの経度で銀河面に対して垂直な Scan が行なわれている。

ID	観測全時間	観測日時
10265	134464 sec	1996-Sep-16 ∼ 1996-Oct-15
20266	259680 sec	1997-Oct-27 ∼ 1999-Mar-01

表 4.2: Scan 日時

4.2 解析手法

4.2.1 ライトカーブとスペクトルの作成

まず ID:10265、20266、それぞれの各データごとに PCU の ON、OFF を調べ、それを元にして Good Time Interval (GTI) ファイルを作成する。次に PCA のゲインは、HV を変えるなどしているため、観測時期によって異なる。そのため Background (BGD) のモデルも異なってくるので、正しい BGD モデルを使用する事が必要である。ここでは暗い天体用の BGD モデルである Faint モデルを使用した。それらのファイルを用いて、軟 X 線領域、硬 X 線領域、それぞれについて BGD を除く前のライトカーブ、スペクトル、BGD のライトカーブ、スペクトルを作成した。ライトカーブは 32 秒ごとのデータで、あとで述べるエネルギー範囲で作成した。これらのファイルを用いて解析を行った。

4.2.2 X 線分布の作成

ここで扱うデータは Scan データであり、時々刻々と観測方向が変化していくので、ライトカーブは Scan 方向に沿った X 線分布を表す。そこで、まず時刻を銀河系座標に変換する。各データにおいて、その観測を行ったときの時刻、視野の向いている方向 (銀経、銀緯) を抜き出して、リスト化した (表 4.3)。なお、ここで得られる時刻は準ユリウス暦 (Modified Julian Day; MJD) で、その原点は 1858 年 11 月 17 日 0 時 (UT) である。このリストは後で解析を行うときに、時間データを衛星の姿勢に変換するために用いた。

つぎに §4.2.1 で作成したライトカーブのデータを使い、BGD のデータを引いて、BGD を考慮したライトカーブのデータを作成した。ライトカーブのデータは Time、Rate、Error となっており、この Time を先ほどのリストと比較して座標に変えた。解析を行なうライトカーブのデータの一部を表 4.4 にのせる。このときそのままでは統計が足りずにどうしてもエラーが大きくなってしまうので、l 方向あるいは b 方向のある範囲内においての平均を求めた。Scan 方向に沿って明るい X 線点源がいると、その部分の Rate が周囲に比べて大きくなるが、X 線点源と見なせるほど Rate の大きい観測時刻は平均に含めずそのままプロットし

た。なお平均を取る際には次の式を用いた。

$$\frac{\sum_i d_i - \sum_i b_i}{\sum_i t_i} \pm \frac{\sqrt{\sum_i (d_i + b_i)}}{\sum_i t_i} \tag{4.1}$$

$$\frac{\sum_i x_i}{\sum_i 1} \tag{4.2}$$

式 4.1 は Count Rate と Error を求める式で、d が観測データのカウントで b が BGD のカウント、t は時間間隔である。式 4.2 は座標の平均を求める式で、x が座標の値になっている。i はある範囲にあるデータの数を表す。

時刻 [MJD] (sec)	銀経	銀緯
85501061	47.735668	-0.690458
85501077	48.804596	-0.871334
85501093	49.876720	-1.029407
85501109	50.952465	-1.165678
85501125	52.030582	-1.278878
85501141	53.110928	-1.369775
85501157	54.194366	-1.437345
85501173	55.177872	-1.483568
85501189	55.629337	-1.495966
85501205	55.830975	-1.498357
85501221	55.922371	-1.500019
85501237	55.968121	-1.500801
85501253	55.998276	-1.501863

時刻 [MJD] (sec)	銀経	銀緯
85501269	55.998260	-1.501242
85501285	55.998184	-1.501551
85501301	55.997902	-1.500852
85501317	55.997906	-1.501510
85501333	55.998230	-1.502253
85501349	55.997990	-1.501760
85501365	55.997768	-1.501027
85501381	55.998043	-1.501665
85501397	55.998238	-1.502412
85501413	55.997932	-1.501858
85501429	55.997692	-1.501102
85501445	55.997150	-1.502071
85501461	55.998150	-1.502397

表 4.3: 時刻・視野方向のリスト (一部)

時刻 [MJD] (sec)	銀経 (degree)	銀緯 (degree)	Low Rate (count/s)	Low BGD (count/s)	High Rate (count/s)	High BGD (count/s)
85501171.378432	55.078196	-1.478883	16.500000	13.465865	39.750000	40.785212
85501203.378432	55.810539	-1.498115	14.718750	13.396504	40.093750	40.502263
85501235.378432	55.963484	-1.500722	13.812500	13.358993	38.656250	40.409307
85501267.378432	55.998262	-1.501305	16.031250	13.162051	39.187500	39.755479
85501299.378432	55.997931	-1.500923	14.593750	13.551467	40.625000	41.021413
85501331.378432	55.998197	-1.502178	14.156250	13.324227	39.187500	40.278374
85501363.378432	55.997790	-1.501101	14.812500	13.387826	39.437500	40.492385
85501395.378432	55.998218	-1.502336	14.750000	13.271364	39.593750	40.123580
85501427.378432	55.997716	-1.501179	14.562500	13.211869	39.250000	39.912204
85501459.378432	55.998049	-1.502364	14.781250	13.149202	38.687500	39.724613
85501491.378432	55.997673	-1.501274	14.375000	13.418628	40.000000	40.604454
85501523.378432	55.997904	-1.502489	13.906250	13.126194	39.906250	39.650270
85501555.378432	55.997498	-1.501298	15.843750	13.370549	39.687500	40.426108
85501587.378432	55.997963	-1.502477	14.062500	13.193943	40.000000	39.880797
85501619.378432	55.997443	-1.501295	14.718750	13.294987	39.656250	40.226353
85501651.378432	55.997766	-1.502480	14.156250	13.282647	41.531250	40.183973
85501683.378432	55.997368	-1.501235	14.687500	12.951831	40.281250	39.075685
85501715.378432	55.997714	-1.502467	14.750000	13.302500	42.000000	40.258111
85501747.378432	55.997132	-1.501273	15.625000	13.448972	40.937500	40.736057
85501779.378432	55.997583	-1.502467	14.812500	13.633785	40.406250	41.326290
85501811.378432	55.997029	-1.501246	13.875000	13.144250	39.687500	39.724897
85501843.378432	55.996854	-1.501078	14.875000	13.023333	40.218750	39.337439
85501875.378432	55.583579	-1.498471	14.812500	13.144425	41.750000	39.735052

表 4.4: ライトカーブのデータ (一部)。Low：5 ∼ 8 keV、High：12 ∼ 30 keV

4.2.3 エネルギーバンドの検討

本研究では X 線のエネルギーごとに銀河面 X 線分布がどのようであるか調べるのが主な目的であるが、ここでは、調べる X 線のエネルギーバンドを検討した。

まず、過去の論文 (Valinia et al. [3]) の結果を用いて銀河面 X 線スペクトルをシミュレーションしてエネルギーバンドごとのカウントを調べた。Simulation では、星間物質による X 線の光電吸収をモデル化した wabs モデル、高温プラズマのモデルである Raymond-Smith モデル、そして $\exp(-E_0/E)$ の低エネルギー吸収を受けた power-law モデルを組み合わせたものを XSPEC という X 線スペクトルフィットで標準的に使われているソフトを用いてスペクトルをシミュレートした。

低エネルギー側の thermal 成分を表す Raymond-Smith モデルと、高エネルギー側の non-thermal 成分を表す power-law モデルがスペクトルに対してどれくらいのカウントとして寄与し、それがエネルギー範囲を変えたときにどのように変化していくのかを調べた。ここで用いた各モデルのパラメータは表 4.5 に、そしてこのパラメータでのスペクトルを図 4.3 にのせる。ここでは thermal 成分をトレースするために、まず $4 \sim 8\,\mathrm{keV}$ を選んだ。すると、このエネルギーに関しては Model predicted rate(以下 MPR) が thermal 成分で $0.1436 \times 10^{-2}\,\mathrm{counts/s/cm^2}$、non-thermal 成分で $0.2285 \times 10^{-2}\,\mathrm{counts/s/cm^2}$ となった。つぎにエネルギー範囲を $3 \sim 5\,\mathrm{keV}$ とした場合、MPR が thermal 成分で $0.1185 \times 10^{-2}\,\mathrm{counts/s/cm^2}$、non-thermal 成分で $0.1027 \times 10^{-2}\,\mathrm{counts/s/cm^2}$ となった。この結果から、かなり低エネルギー側まで non-thermal 成分が効いていることがわかる。一方 non-thermal 成分についてはエネルギー範囲を変えながらそのときの MPR を図式化した (図 4.4)。このときのエネルギー範囲は $E_1 \sim 30\,\mathrm{keV}$ で E_1 を変えていった。

Model Component	Parameter	Value
Absorption	$N_\mathrm{H}\,(10^{22}\,\mathrm{cm^{-2}})$	$2.0^{+1.6}_{-0.6}$
Raymond-Smith	kT (keV)	2.3 ± 0.4
	Abundance (solar)	1.0
	Normalization (counts/s/keV)	1.4×10^{-5}
Power law	Photon index	$2.7^{+1.2}_{-0.7}$
	Normalization (counts/s/keV)	6.8×10^{-5}
Exponentially Absorbing ...	E_0 (keV)	$8.5^{+7.9}_{-6.5}$

表 4.5: X 線スペクトルのパラメータ

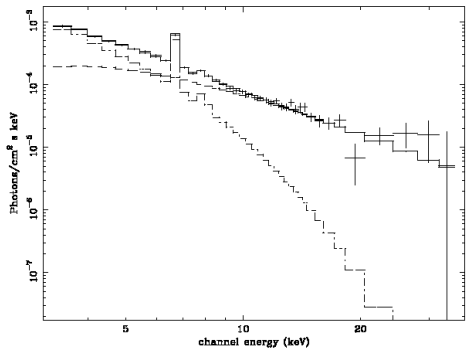


図 4.3: X 線スペクトルとモデル

Valinia et al.[3]

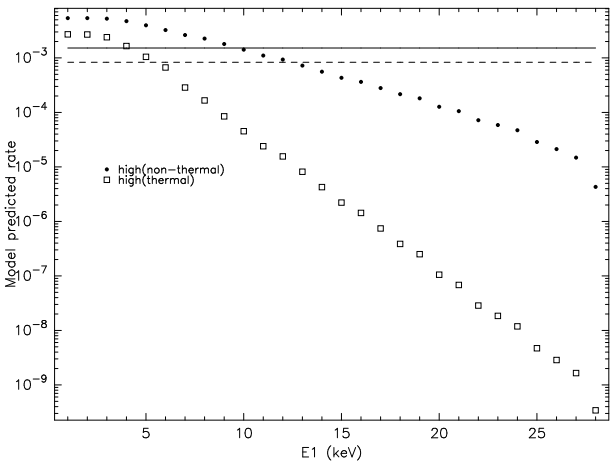


図 4.4: エネルギーと MPR の関係。横軸：エネルギー E_1、縦軸：Model predicted rate。実線は 5-8keV の non-thermal、破線は 5-8keV の thermal。● ：High (non-thermal)、□ ：High (thermal)

E_1 が $8 \sim 9\,\mathrm{keV}$ になると thermal と nonthermal がほぼ一桁違うようになっている。それ以降もどんどんと thermal 成分の方が早く値が下がっている。これから $> 8\,\mathrm{keV}$ ではほとんど non-thermal 成分が支配的になっていると思われる。

これらの結果から $\sim 8\,\mathrm{keV}$ あたりが LowEnergy と HighEnergy の区切りといえる。よってつぎに述べるいくつかのエネルギーバンドを解析に用いた。

● 低エネルギー側

・$5 \sim 8\,\mathrm{keV}$、$3 \sim 7\,\mathrm{keV}$

● 高エネルギー側

・$12 \sim 30\,\mathrm{keV}$、$7 \sim 15\,\mathrm{keV}$、$15 \sim 30\,\mathrm{keV}$

4.3 解析結果

X 線分布

§4.2.2 の方法にしたがって、解析を行なった結果を示す。ここでは Soft 成分は 5 ∼ 8 keV、Hard 成分は 12 ∼ 30 keV とした。Count Rate が 20 count/s 以上のものは X 線点源とみなしている。図 4.5 は銀緯方向に 0.6 ° の範囲で銀経 2 ° ごとに平均をとりプロットした図である。X 線点源は平均に含めずそのままプロットした。また図 4.6 は銀経方向に 10 ° の範囲で銀緯 2 ° ごとに平均をとりプロットした図である。図 4.5 において局所的にカウントが増大している部分が X 線点源の部分である。図 4.6 では X 線点源とみなした部分は除いてプロットしてある。

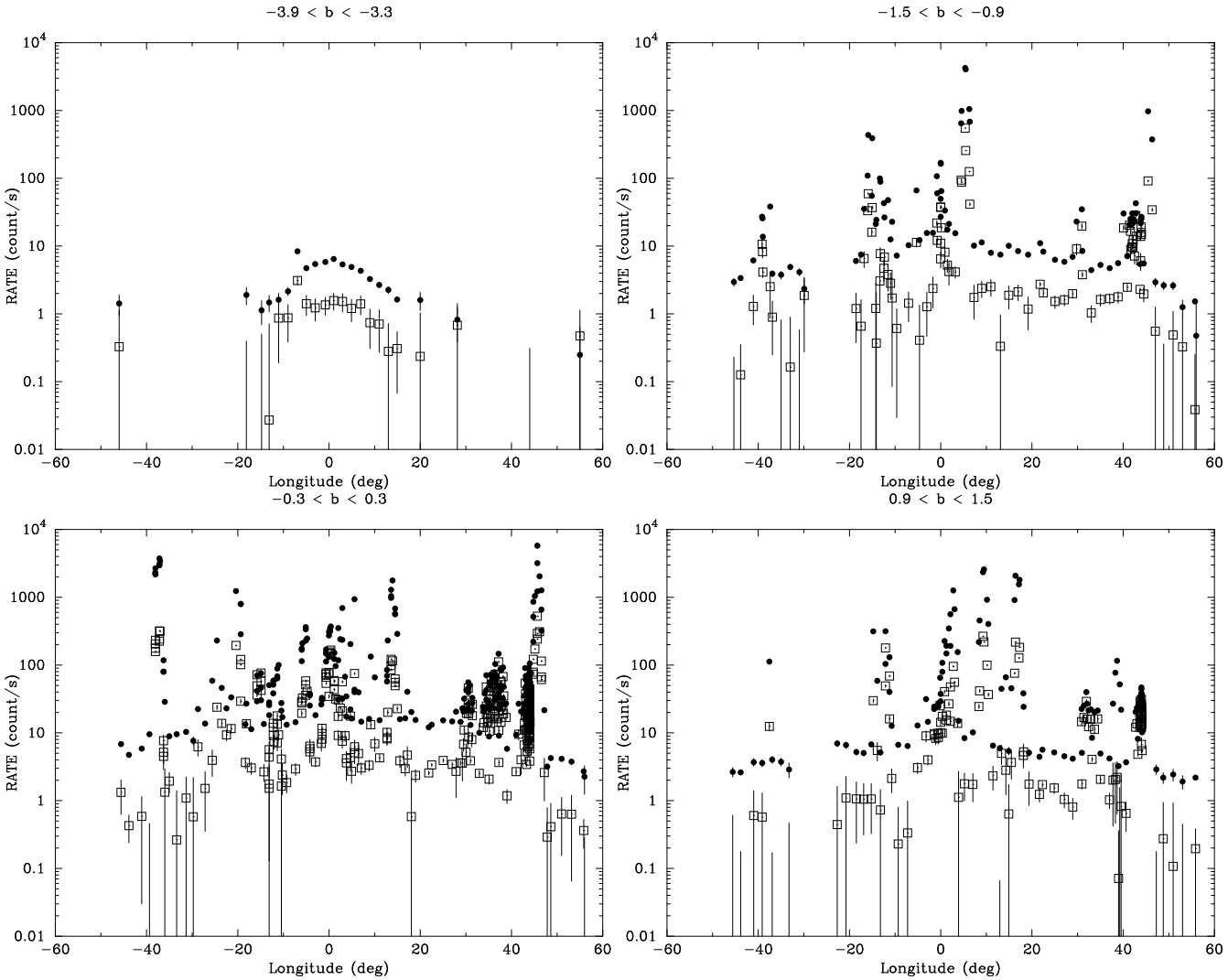


図 4.5: 銀河面に沿った X 線分布。横軸は銀経、縦軸は Count Rate。● は 5 – 8 keV、□ は 12 – 30 keV。

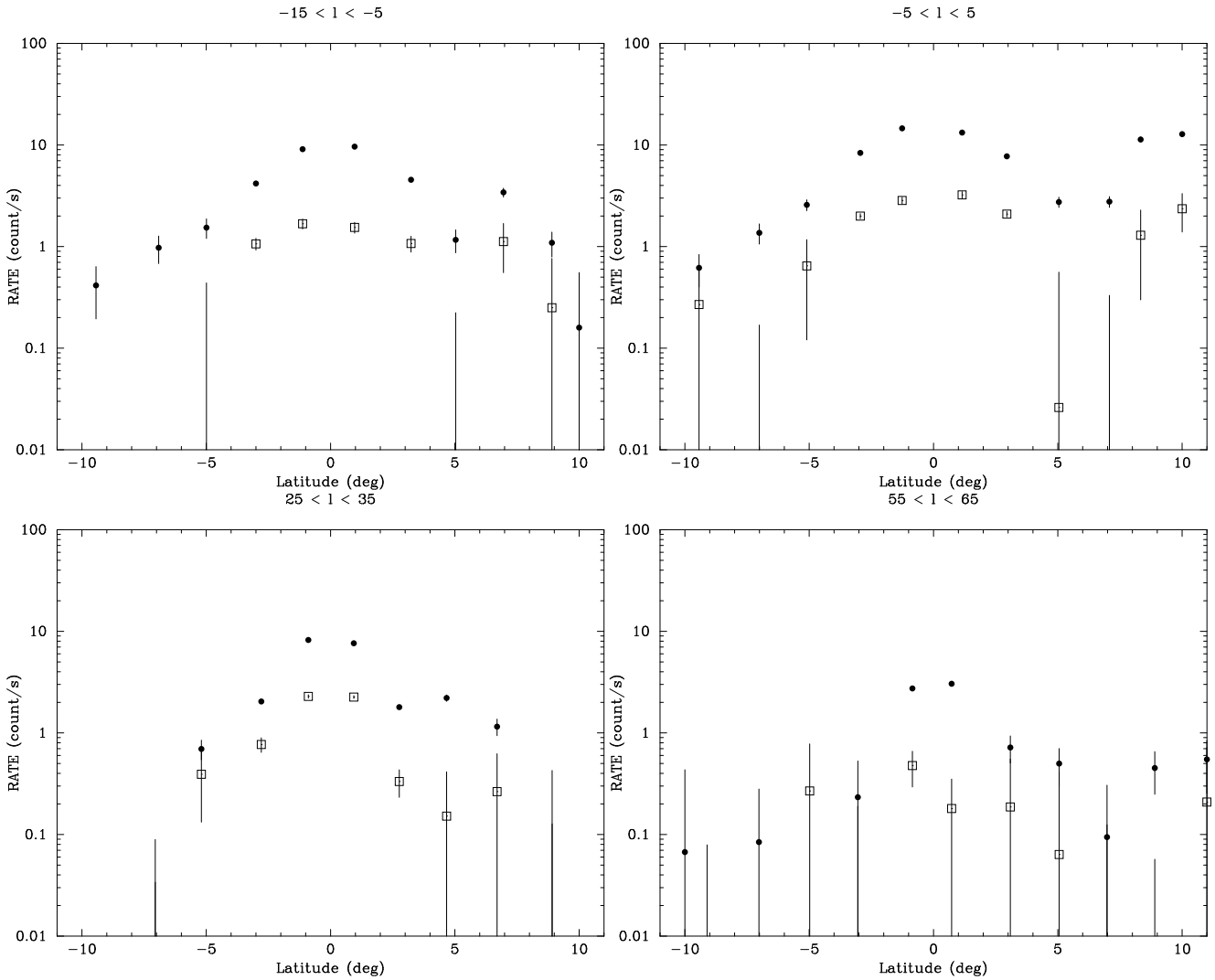


図 4.6: 銀河面に沿った X 線分布。横軸は銀緯、縦軸は Count Rate。● は 5 – 8 keV、□ は 12 – 30 keV。

図 4.5 を点源を除いて見てみると、銀経方向の X 線放射には左上の図のように narrow な成分や、その他の 3 つのように broad な成分があることがわかる。左上の図は銀緯が $-3.9 \sim -3.3$ での値であるから、ridge というよりはむしろバルジの部分が見えていると思われる。一方、図 4.6 を見る限りでは銀緯方向に関してはどれも同じような形をしていることがわかる。これは銀緯方向のデータであるから、放射が強い領域が disk の厚さを表している。

つぎに、それぞれの Hard 成分と Soft 成分の比率を示したものが図 4.7、および図 4.8 である。なお比率は Hard / Soft で計算している。これらの図をみると、X 線点源を無視した場合、場所によって比率は 0.2 ± 0.05 で、誤差範囲内で変化していないように見える。

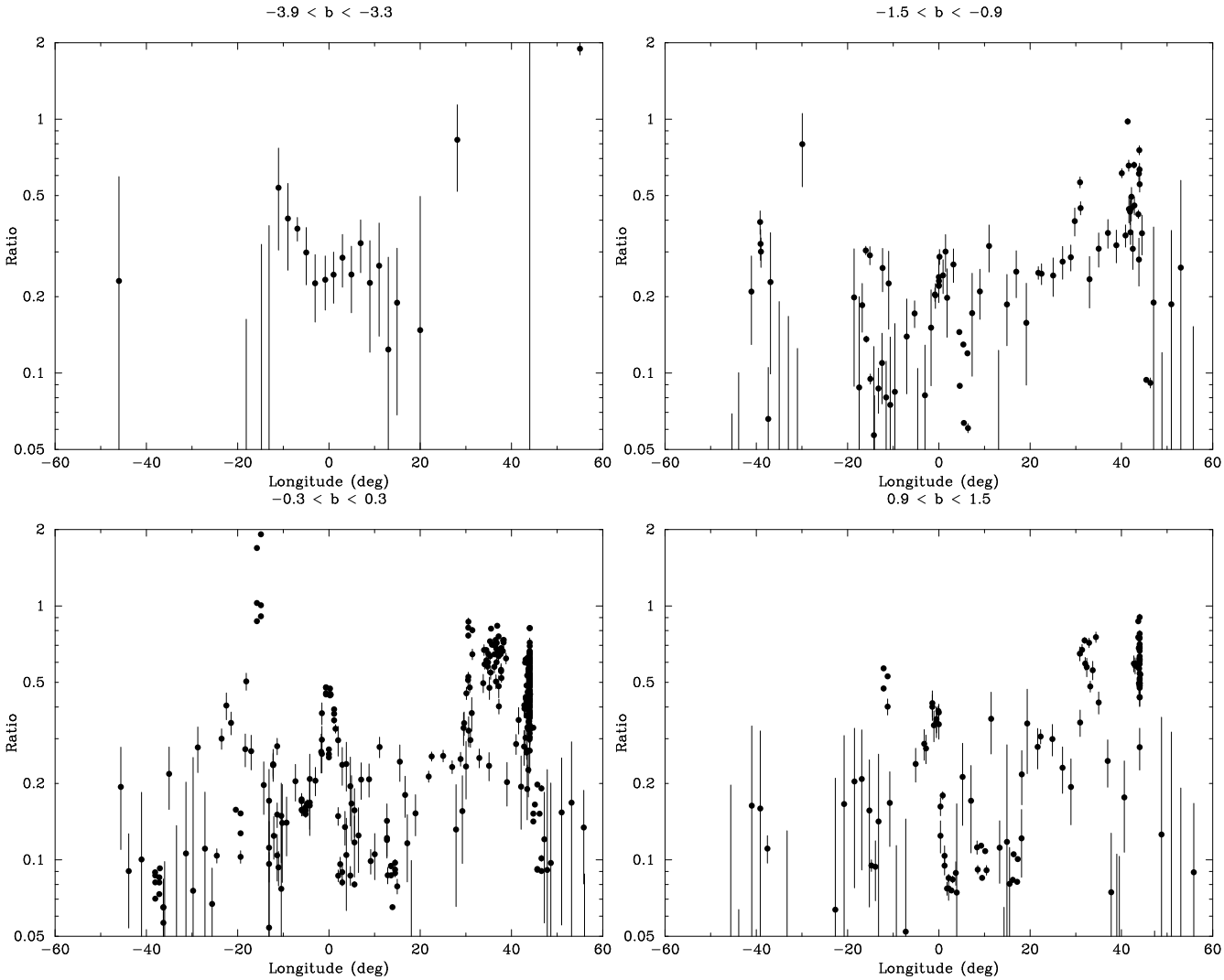


図 4.7: 図 4.5 の Hard 成分と Soft 成分の比率。横軸は銀経、縦軸は比率。比率は Hard / Soft。

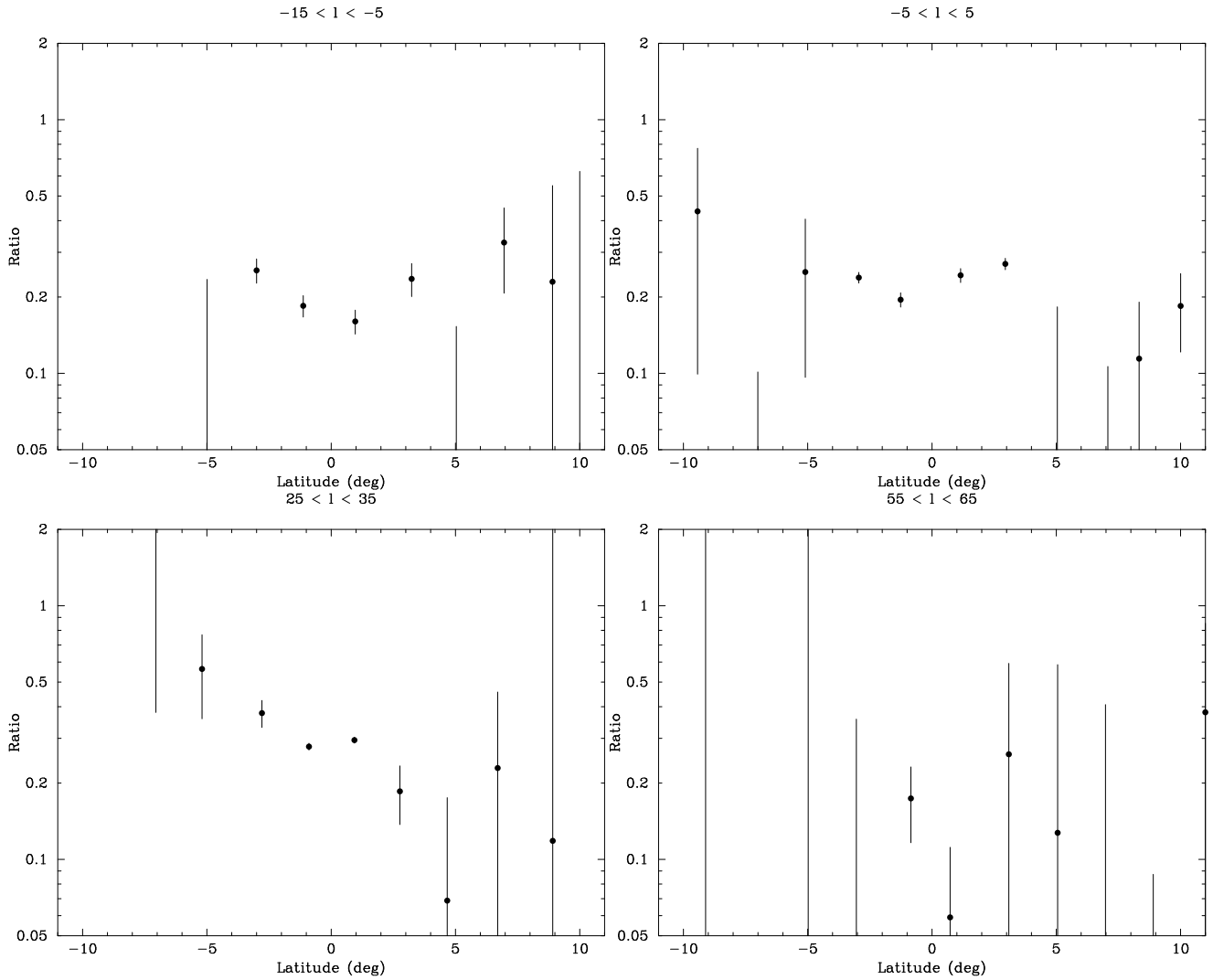


図 4.8: 図 4.6 の Hard 成分と Soft 成分の比率。横軸は銀経、縦軸は比率。比率は Hard / Soft。

フィッティング

ここでは得られた X 線分布 (l 分布) をフィッティングしてみる。用いているデータは $3-7\,\mathrm{keV}$、$7-15\,\mathrm{keV}$、そして $15-30\,\mathrm{keV}$ の 3band のデータである。narrow 成分は narrow だけで、broad 成分は broad だけでフィットする。

narrow 成分については $-1.5° < b < 1.5°$ の範囲では l を $-3° \sim 3°$ の範囲だけにしてフィットし、そのほかの範囲では l を $-20° \sim 20°$ の範囲でフィットした。$-3° \sim 3°$ の範囲でのフィット時は Source との区別ができなかったので Source もそのまま残している。$-20° \sim 20°$ でのフィット時は Source を除いている。broad 成分については $-1.5° < b < 1.5°$ の範囲のもので Source を除いたものをフィットした。

まずは χ^2 の値を計算することにした。χ^2 の値が最小になった部分がベストフィットになる。ここで用い

る計算式は以下の通りである。

$$F(x_i) = Be^{-\frac{|x_i|}{\tau}} \tag{4.3}$$

$$B = \frac{\sum_i y_i f(x_i)}{\sum_i (f(x_i))^2} \quad , \quad f(x) = e^{-\frac{|x_i|}{\tau}} \tag{4.4}$$

$$\chi^2(\tau) = \sum_i \left(\frac{(Be^{-\frac{|x_i|}{\tau}} - y_i)^2}{(\Delta y_i)^2} \right) \tag{4.5}$$

ここで x_i は銀経、y_i はそのときの CountRate、Δy_i はその誤差、τ は分布のパラメータである。B は normalization。τ を変化させることで χ^2 がどのように変化するかを表したのが図 4.9、4.10 である。

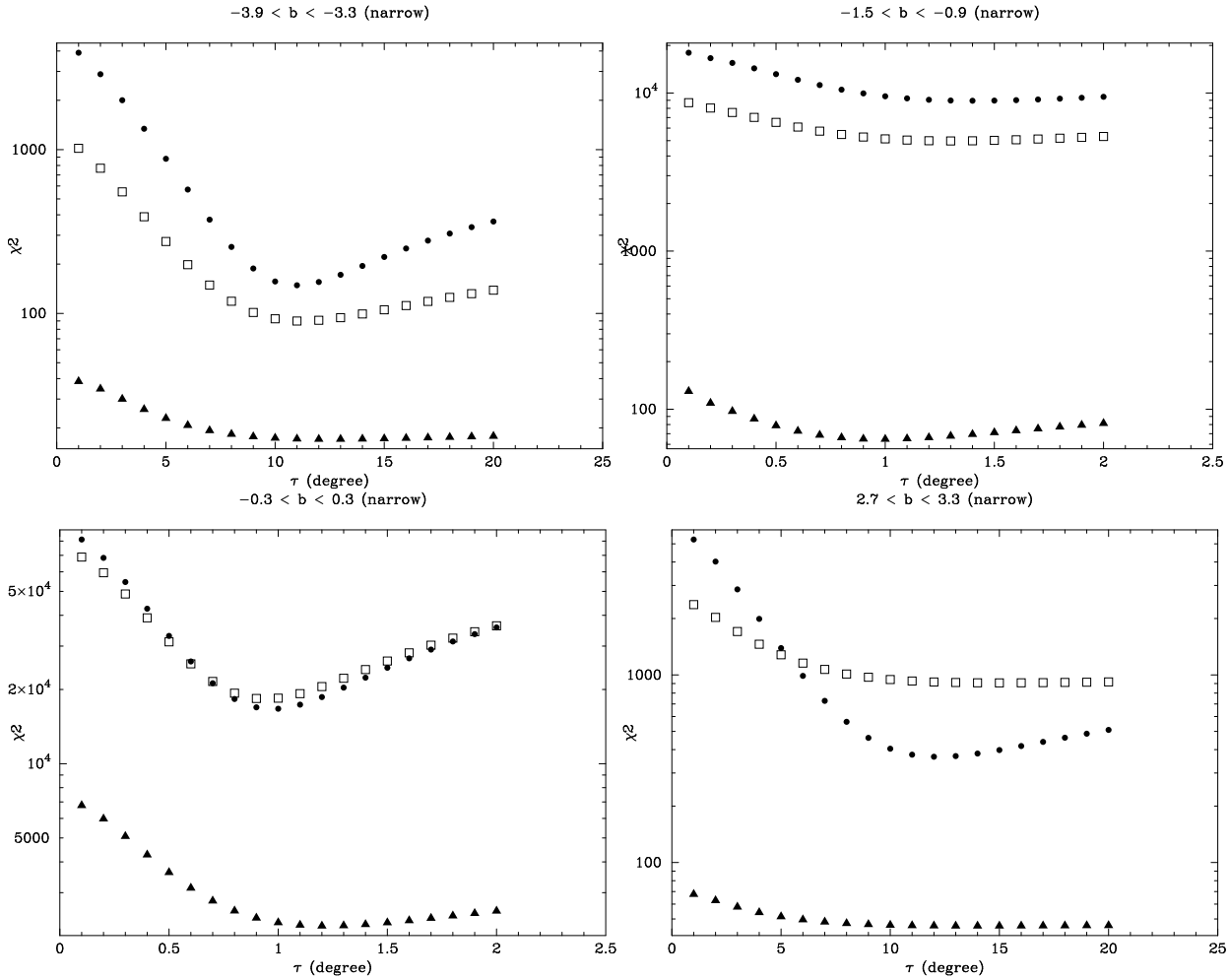


図 4.9: τ と χ^2 値の関係 (narrow 成分)。横軸：τ、縦軸：χ^2。● ：3-7keV、□ ：7-15keV、▲ ：15-30keV。

図 4.9 は narrow 成分について χ^2 値を求めた図である。この図から、狭い narrow 成分は $\tau \sim 1°$、やや広い narrow 成分では $\tau \sim 12°$ のときに χ^2 が最小値となっていることがわかる。

一方、図 4.10 は broad 成分について χ^2 値を求めた図であり、この図から、broad 成分はどれも $\tau \sim 38°$ のときに χ^2 が最小値となっていることがわかる。

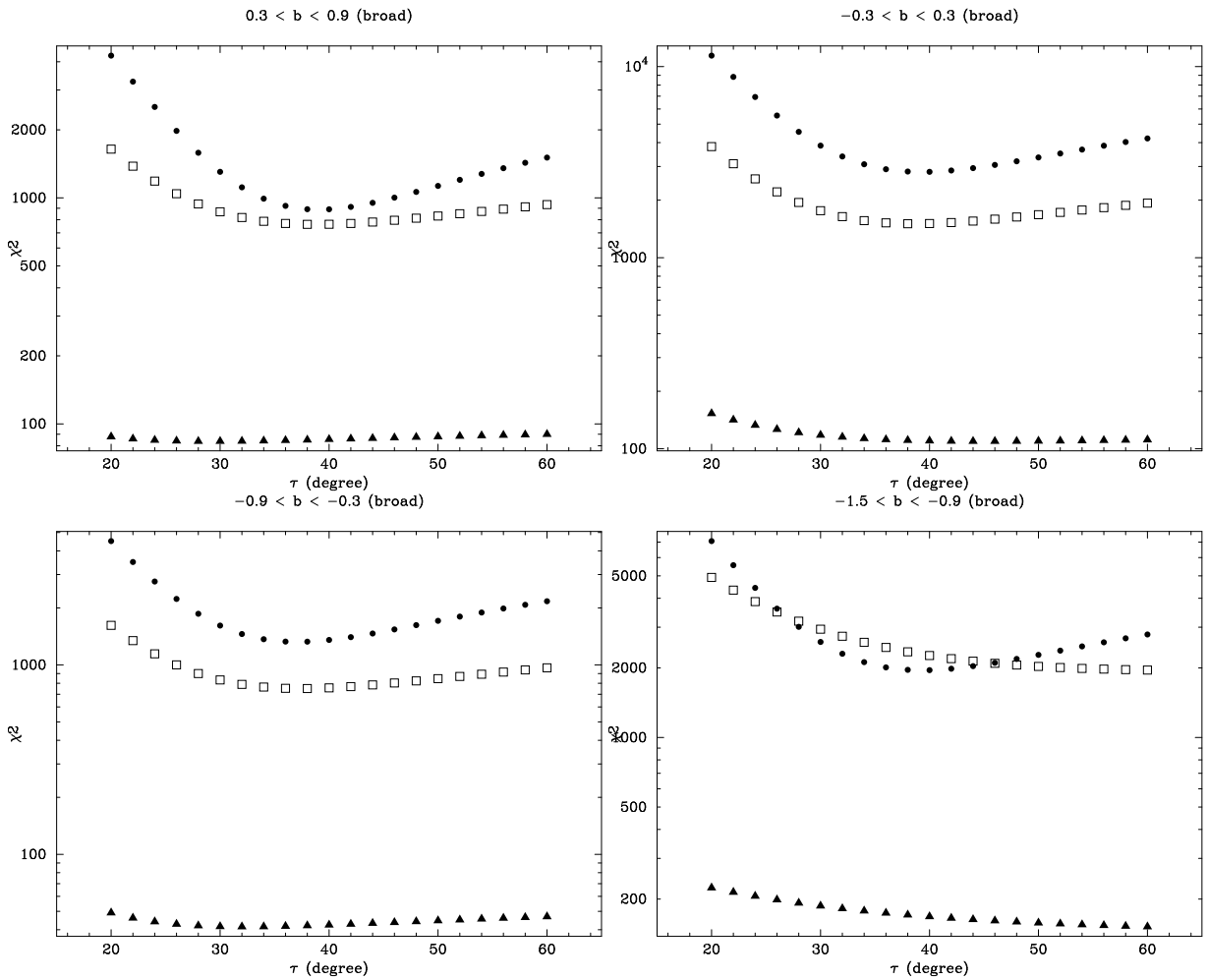


図 4.10: τ と χ^2 値の関係 (broad 成分)。横軸：τ、縦軸：χ^2。● ：3-7keV、□ ：7-15keV、▲ ：15-30keV。

つぎに、χ^2 が最小になるときの τ を用いて、式 4.4 から normalization を求めてみる。もっともグラフの形がはっきりしている $3-7\,\mathrm{keV}$ のときの τ を固定して、3 バンドすべての normalization を求める。

銀河中心の狭い narrow 成分では $\tau = 1°$、バルジの narrow 成分では $\tau = 12°$、broad 成分については $\tau = 38°$ で計算を行なった。図 4.12 にその結果を示す。なお図の X 軸は銀緯であり、l 分布で用いた銀緯の範囲の中心点を X 座標としてプロットしてある。

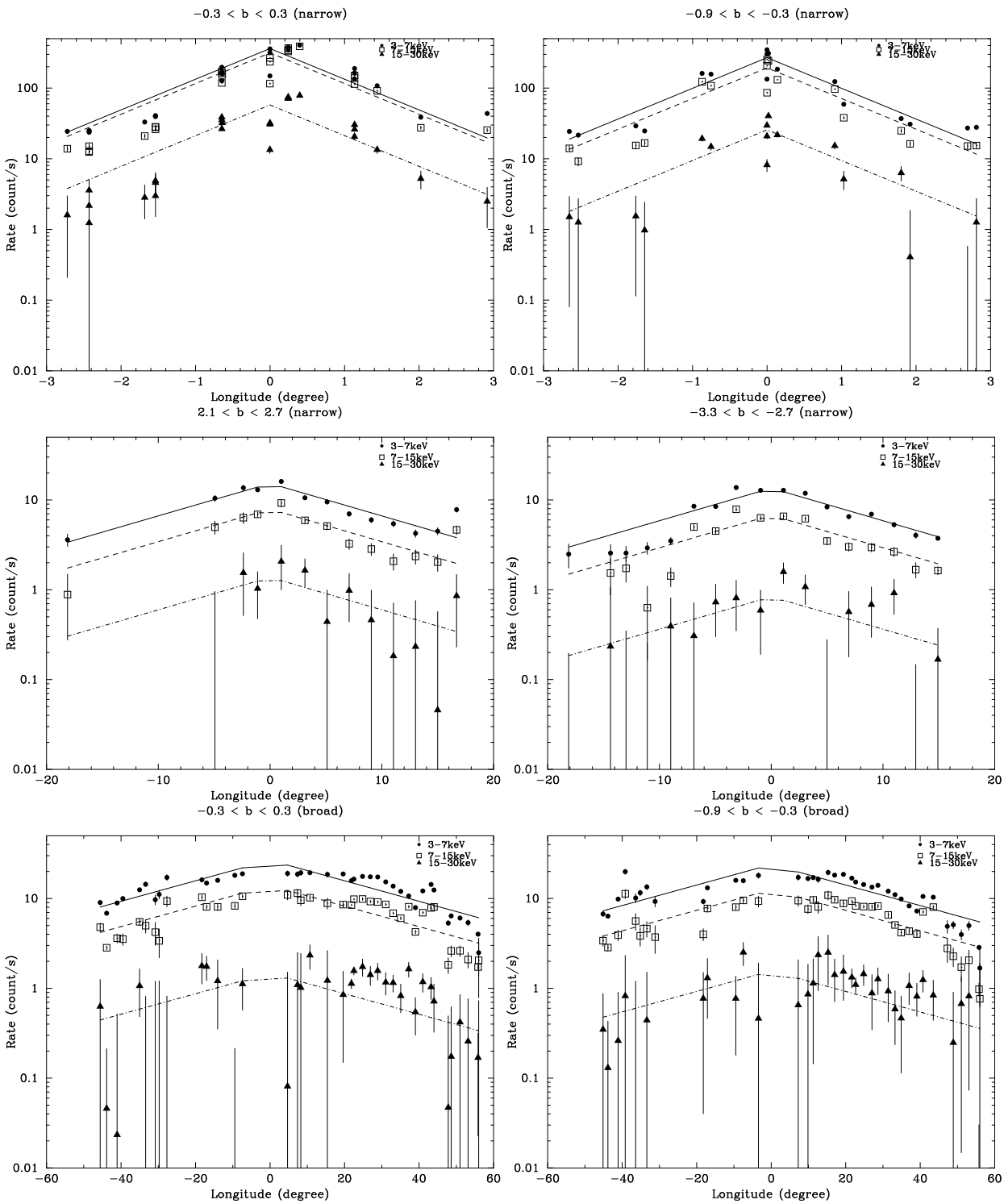


図 4.11: X 線分布のフィッティング。横軸：銀経 (degree)、縦軸：Rate (count/s)。● ：3-7keV、□ ：7-15keV、▲ ：15-30keV。上段：narrow ($\tau = 1°$) 中段：narrow ($\tau = 12°$) 下段：broad ($\tau = 38°$)

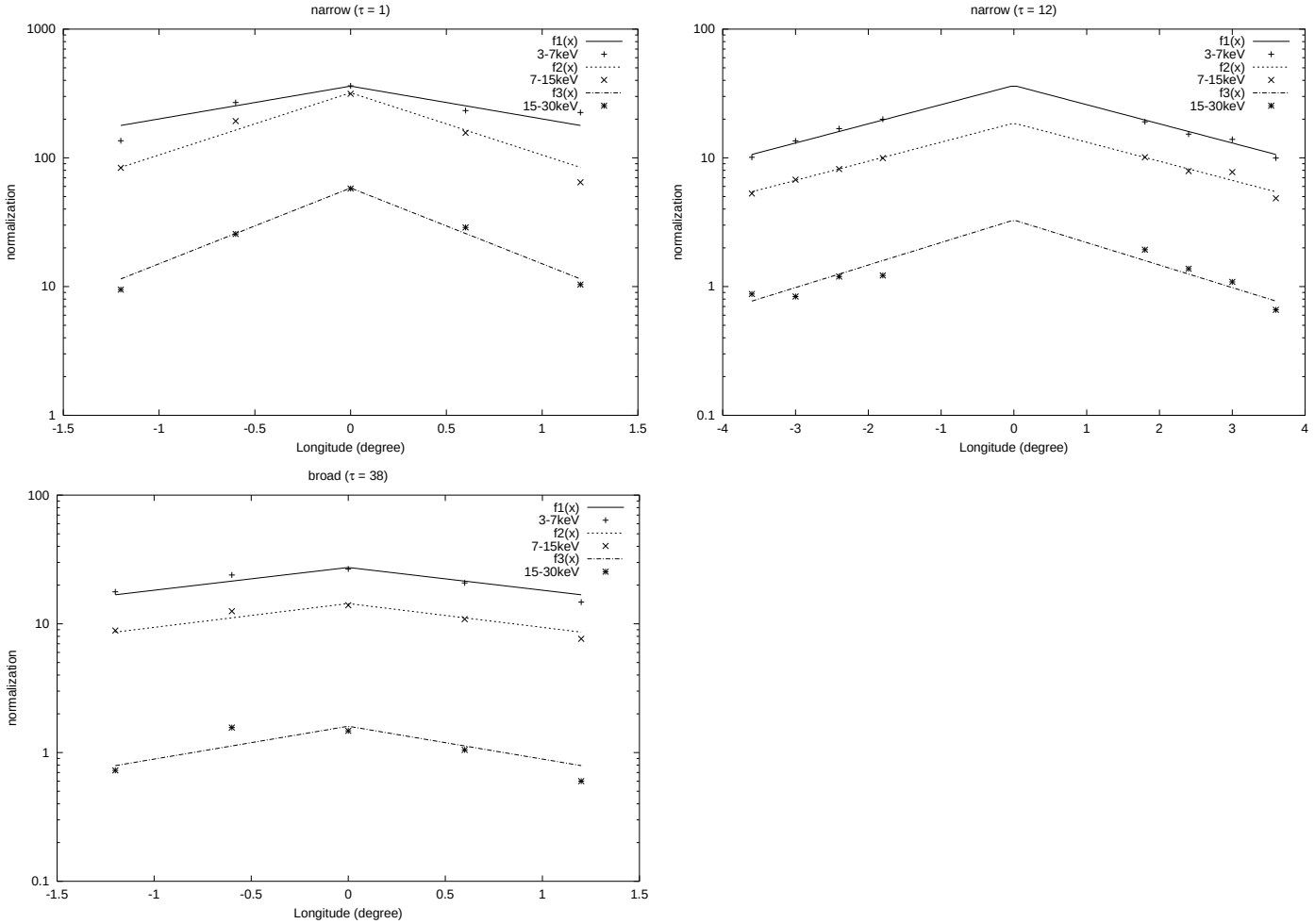


図 4.12: normalization。横軸：銀緯、縦軸：normalization。 + ：3-7keV、× ：7-15keV、※ ：15-30keV。

	narrow ($\tau = 1°$)	narrow ($\tau = 12°$)	broad ($\tau = 38°$)
$3 \sim 7$ keV	1.71 ± 0.45	2.92 ± 0.24	2.46 ± 0.56
$7 \sim 15$ keV	0.90 ± 0.11	2.93 ± 0.32	2.35 ± 0.51
$15 \sim 30$ keV	0.74 ± 0.05	2.48 ± 0.70	1.70 ± 0.75

表 4.6: 緯度分布のパラメータ k

求まった normalization をみてみると、どの成分もほとんど直線になっている。横軸は Linear、縦軸は log であるから、normalization は exponential となっていることがわかる。よって $\mathrm{F}(b) = A\exp(-|b|/k)$ として k を求めてみた (A はある定数)。図中の線がそれである。求まった k の値は表 4.6 に示す。この表からもわかるように $\tau = 1°$ 以外では誤差範囲内で k はほぼ同じ値をとる。

得られた normalization とそのときの τ を式 4.3 に代入し、フィッティングのグラフを作成して、元データと重ねてみた (図 4.11)。高エネルギー側はフィッティングとの差が大きいとはいえ、元データの誤差範囲内にフィットデータの値はほぼ収まっている。

4.4 過去の結果との比較

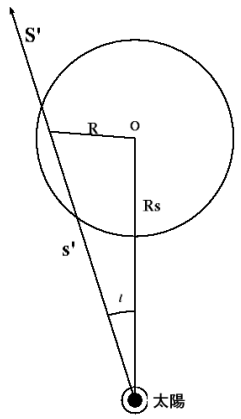
今回得られた結果と過去に報告されている結果とを比較してみる。山内氏ら [4] による「Ginga」衛星による銀河の 6.7 keV ラインの分布の観測によると、このラインの体積放射分布は Exponential disk model で表されることが報告されている。ここでは渦巻成分を除いた次の式を用いる。

$$\eta(R,\mathrm{z}) = A\exp\left(-\frac{R}{R_d}\right)\exp\left(-\frac{|\mathrm{z}|}{\mathrm{z}_s}\right) \qquad (\text{photons s}^{-1}\text{ cm}^{-3}) \tag{4.6}$$

ここで η がラインの体積放射率、R が銀河系中心からの半径、z が銀河面からの距離、A は任意の定数である。観測される表面輝度はこの体積放射率を視線方向に積分した値になる。それを表したものが次式である。

$$S(l,b) = \int_0^\infty \frac{\eta(R,\mathrm{z})}{4\pi} ds \qquad (\text{photons s}^{-1}\text{ cm}^{-2}\text{ sr}^{-1}) \tag{4.7}$$

今回得られた X 線分布も視線方向に積分された値である。よって式 4.6、式 4.7 を用いて model と実際のデータの比較を行なう。



式 4.6 を式 4.7 に代入し、次の式を得る。

$$S(l,b) = \int_0^\infty \frac{Ae^{-\frac{R}{R_d}-\frac{|z|}{z_a}}}{4\pi} ds \tag{4.8}$$

実際に得られるのは l,b であるので R を l,b そして s で表す。ここでは簡単のために z= 0 として計算を行なう。このとき左図のように $s' = s$ となる。左図から $R^2 = R_s^2 + s'^2 - 2R_s s'\cos l$ となるので、R を s,l で表すことができる。R_s は銀河中心から太陽までの距離 (8.5 kpc)。R_d は論文より 3.6 kpc。そのようにして計算を行ない、得られた値を元データと重ね合わせてプロットしてみた (図 4.13)。

ここでは z= 0 と置いたので、解析データの方も $b = 0$ 近傍のデータ、そのなかでも broad 成分のデータを用いた。A は 3 – 7 keV では 45、7 – 15 keV では 24、15 – 30 keV では 2.5 という値になっている。図を見ると分かるように、§4 で求めたフィッティングデータとモデルによる値はほとんど同じになっている。$|l| = 20° \sim 30°$ ではデータの方がモデルよりも超過気味であるが、これは山内氏らによって報告されている渦巻成分と思われる。

また Valinia ら [3] による RXTE の解析では、銀緯方向の分布には薄く広がった成分と、ガウス分布の成分があることが分かっている。それが次の図 4.14 である。この図ではエネルギーバンドとして 5 – 8 keV と 8 – 35 keV が選ばれている。今回解析した結果 (図 4.6) をまず形のみ見てみると、エネルギーバンドこそ違

うものの、ほぼガウス分布であるように見える。詳しく見てみると、Valinia らの結果によれば、銀緯方向の分布では thin 成分に対して $0.1°^{+0.3}_{-0.09}$、broad 成分に対して $4.8°^{+2.4}_{-1.0}$ の FWHM となっている。今回の結果では FWHM は $\sim 5°$ となっている。つまり broad なガウス成分が見えているものと思われる。中心の thin 成分については、解析時に b を $2°$ ごとにまとめたために、平均されて消えてしまったのではないかと思われる。

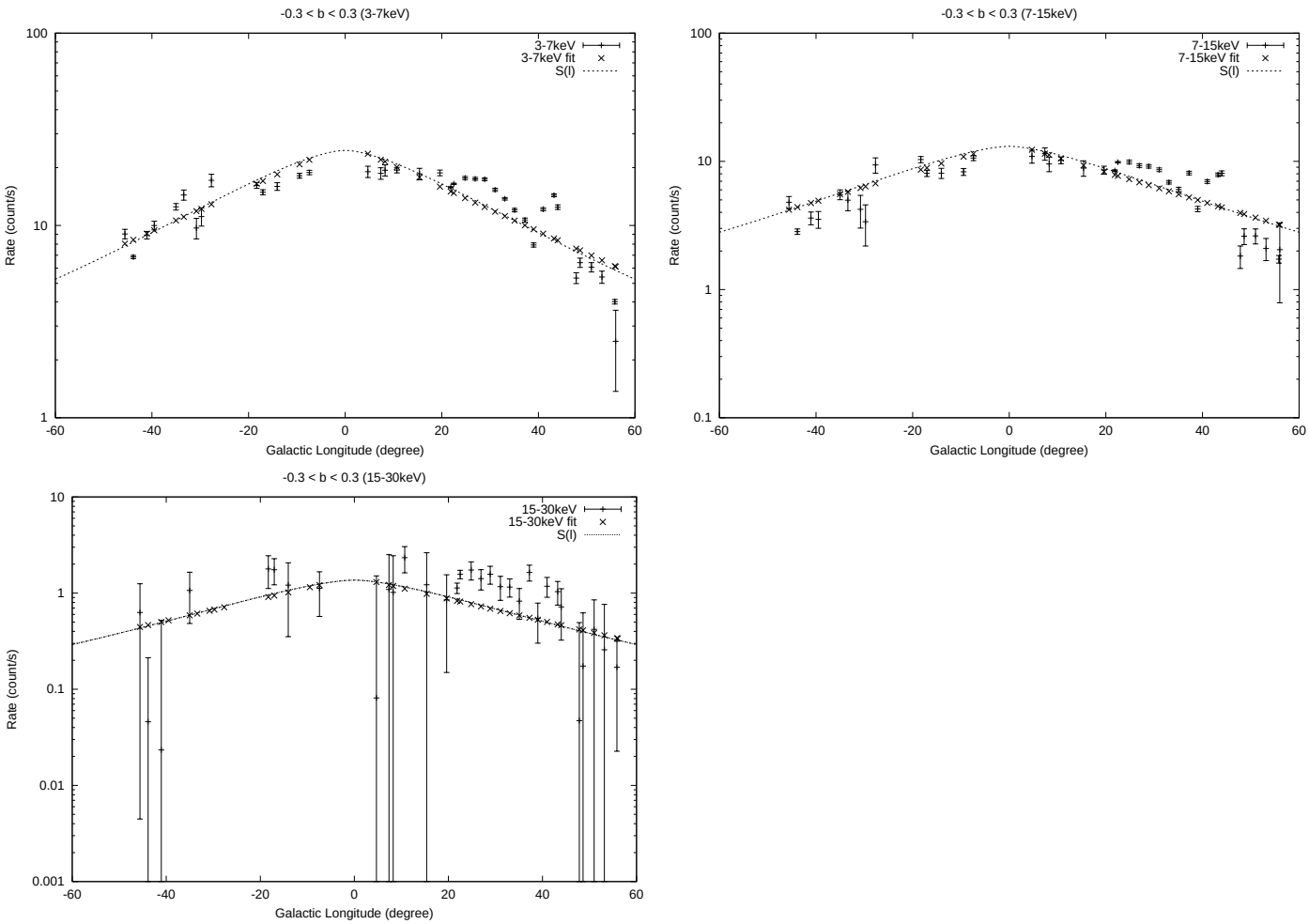


図 4.13: X 線分布とモデルフィッティング ($-0.3° < b < 0.3°$)。横軸：銀経、縦軸：Count Rate (count/s)。+：解析データ、× ：§4 で求めたフィッティングデータ。線が S(l) を表す。

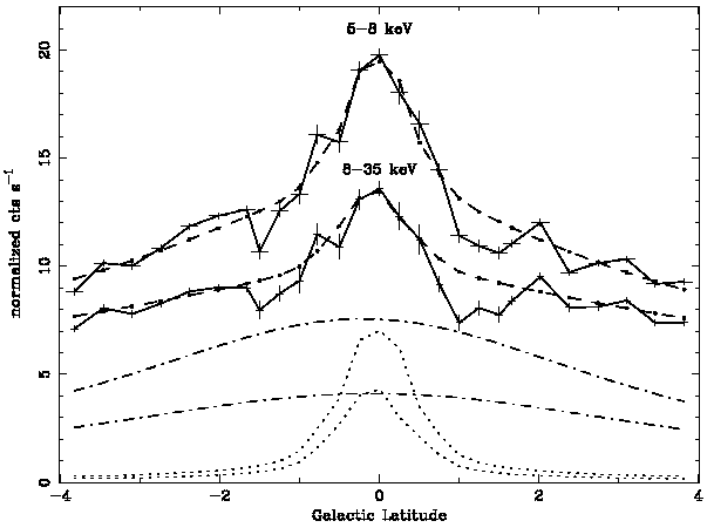


図 4.14: Valinia et al. [3] によって得られた銀河面放射の銀緯分布。$-15° < l < 15°$ の範囲の平均値。

横軸：銀緯　縦軸：cts s^{-1}　エネルギーバンドは 5 – 8 keV と 8 – 35 keV

4.5 考察

今回得られた結果は、thermal 成分と power-law 成分がほぼ同じ分布になっていることを示唆する。両者は物理的には別の放射であり、分布が異なっていてもおかしくはない。このことは power-law 成分を放射する高エネルギー粒子と熱的電子が同じ空間分布をしていることを示唆する。同じような結果はバルジ成分について RXTE のデータにより国分氏によって報告されている。以上のことから、銀河面に沿った高エネルギー粒子は熱的高温プラズマと深く関係していることが示唆される。

低エネルギー X 線を放射する熱的プラズマとハード成分の起源が無関係ではないとして、星間空間での粒子加速過程によって GRXE を説明しようとする考え方がある。この考え方の中ではエネルギースペクトルは大きく 3 つの領域に分類される (図 4.15)。

(I) collision が十分効いていて Maxwell 分布とみなせる粒子群。

(III) collisionless で加速プロセスに取り込まれている power-law 分布の粒子群。

(II) それらの中間に位置する、collision がいくらか効いていて加速プロセスに留まれない粒子群。

便宜上、(I) を thermal、(II) を suprathermal、(III) を nonthermal として区別する。(II) の成分は近似すれば熱的プラズマに対応するが、けっして熱的ではない。よって単純に (I) と (II) の熱的放射に (III) の寄与を加えればよいということにはならず、(I) と (II) の相互作用も考慮する必要がある。thermal (Maxwell 分布) +

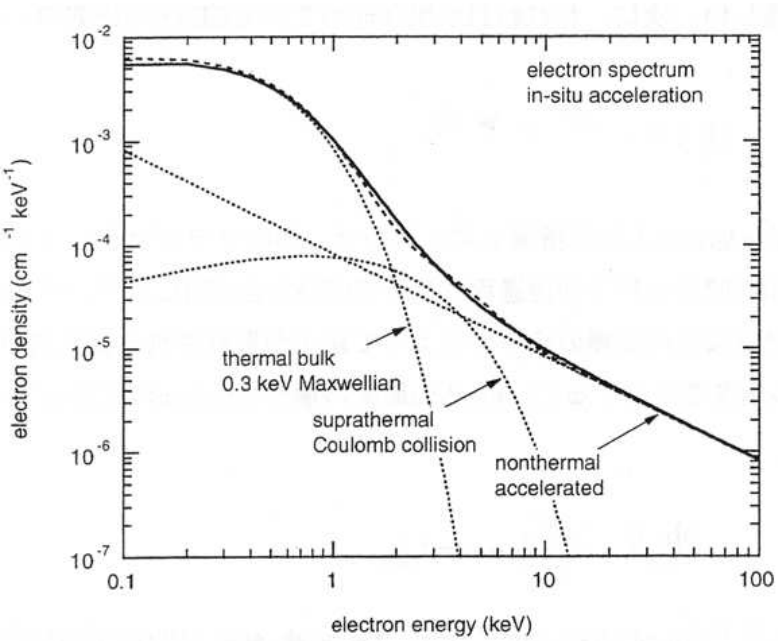


図 4.15: 熱的電子が加速されたときの電子のエネルギースペクトルのモデル。

政井氏によって計算された [6]。

nonthermal (power-law 成分) という描象は正しくなく、中間領域 (suprathermal) の分布を正確に求めることが放射のモデリングに重要となっている。

上のモデルでは、熱的成分は 0.3 keV という低い温度が予想されており、XTE の観測バンドでは観測出来なくて、XTE で観測されている熱的成分と思われているものは、II の Suprathermal 成分ということになる。そして、X 線 power-law を放射している電子が、数 10∼数 100 keV のエネルギーを持つ III の非熱的成分の電子からの放射で、もっと高いエネルギーの電子が出すガンマ線と関係するものということになる。

今後打ち上げられる Astro-E2 衛星や GLAST 衛星により、高エネルギー X 線と γ 線の関係がよりはっきりと解析されることが期待される。

謝辞

本論文を作成するにあたり、基礎から直接御指導いただきました深沢泰司先生に心から深く感謝致します。データの解析手法を教えて下さった阿部由紀子さんにお礼申し上げます。また、さまざまな励まし、助言をいただいた高エネルギー宇宙・素粒子実験研究室の皆様、ありがとうございました。

参考文献

[1] 山中 京一　2001 年度 修士論文 (広島大学)

[2] 阿部 由紀子　2002 年度 卒業論文 (広島大学)

[3] Azita Valinia , Francis E. Marshall　1998,Apj,505,134

[4] Shigeo Yamauchi , Katsuji Koyama　1993,Apj,404,620

[5] 国分 紀秀　2001 年 博士論文 (東京大学)

[6] 政井 邦昭　研究会　2001.9
「高エネルギー宇宙物理学の理論的研究」

[7] Azita Valinia , Robert L. Kinzer and Francis E. Marshall　2000,Apj,534,277

[8] 杉崎 睦　1999 年 博士論文 (東京大学)

[9] 山崎 典子　1997 年 博士論文 (東京大学)