

すざく衛星による狭輝線セイファート1型銀河の 広帯域観測

大村 峻一

京都大学大学院 理学研究科 物理学第二分野 宇宙線研究室

2017年1月26日

概要

狭輝線セイファート1型銀河 (Narrow-Line Seyfert 1: NLS1) は、一般的なセイファート1型と比較して、可視光の輝線ドップラー速度幅が狭いという特異な特徴をもつ。それはNLS1の中心核の超巨大ブラックホール (SMBH) の質量が小さく、質量降着率が高いことに起因すると考えられている。また、AGNからのX線は、全光度の約10%にも及ぶ上に、数日という短い時間変動を持つことから、SMBH近傍の情報を引き出すには欠かせない。したがって、X線帯域での両者の比較研究はSMBHへの質量降着の物理を理解する上で大きな手がかりとなる。さらに、SMBHの成長の初期段階と考えられており、SMBHと銀河の進化の解明の上で、避けては通れない天体である。

AGNのX線広帯域のスペクトルには、カットオフをもつ、べき関数成分が存在するが、起源に関しては必ずしも統一的解釈に至っていない。そこで、我々はこの放射メカニズムを解明することを目的に「すぎく」衛星を用いて4つのNLS1天体 (Mrk 110、SWIFT J2127.4+5654、IGR J16185–5928、WKK 4438) について0.3–40 keVの広帯域観測を行った。我々は多くの論文で用いられている現象論的なべき関数モデルでスペクトルフィットを行った。その結果、Mrk 110、SWIFT J2127.4+5654、WKK 4438ではエネルギーカットオフが30–40 keVにあることがわかった。広輝線セイファート1型銀河 (Broad-Line Seyfert 1: BLS1) の過去の観測 (カットオフエネルギーが約100 keV) に比べ、カットオフエネルギーが低いという結果が得られた。

べき関数成分はSMBHの周辺に存在する熱的な電子コロナが降着円盤からの光子を逆コンプトン散乱することで放射されるという物理的なモデルがある。このモデルを用いて、物理的なパラメータであるコロナの電子温度 kT_e を求めた。その結果、Mrk 110、SWIFT J2127.4+5654では kT_e が10 keVであることがわかった。

我々はコロナの電子温度が、逆コンプトン散乱による冷却と陽子とのクーロン衝突による加熱の釣り合いによって決まっているという簡単な仮定の下、コロナの電子温度と光度のエディントン比に $kT_e \propto (L/L_{\text{Edd}})^{-2/5}$ という関係があることを導いた。この関係を、観測データと比較すると、 $L/L_{\text{Edd}} \sim 10^{-3}$ –1の範囲では $kT_e \sim 10$ –200 keVと大まかに合うことがわかった。一方、大きな不定性があるため、観測データからモデルを積極的にサポートするほどの明確な相関は得られなかった。全光度の観測やBLS1に対しても熱的コロナのモデルを用いることで、この相関を示していくことが今後の課題である。もし、この相関を示すことができれば、熱的なコロナによるX線放射のモデルを支持するとともに、X線観測が降着率の系統的な観測の指針となる。

目次

第 1 章	活動銀河核	1
1.1	活動銀河核の分類	1
1.1.1	セイファート銀河	1
1.1.2	キューサー	3
1.1.3	電波銀河	3
1.1.4	LINER	4
1.1.5	ブレーザー	4
1.2	活動銀河核の統一モデル	5
1.3	中心核 SMBH の質量の反響マッピングによる推定	6
第 2 章	狭輝線セイファート 1 型銀河	9
2.1	狭輝線セイファート 1 型銀河の分類	9
2.2	セイファート銀河の X 線スペクトル	9
2.2.1	エネルギーカットオフを持つ Power Law	13
2.2.2	軟 X 線超過	13
2.2.3	Warm Absorber	13
2.2.4	Fe K α 輝線	13
2.2.5	反射成分	14
2.3	セイファート銀河の過去の X 線観測	16
第 3 章	X 線天文衛星「すざく」	19
3.1	概要	19
3.2	搭載機器	21
3.2.1	X 線反射望遠鏡 XRT	21
3.2.2	X 線 CCD カメラ XIS	24
3.2.3	硬 X 線検出器 HXD	31
第 4 章	すざくによる狭輝線セイファート 1 型銀河の観測	33
4.1	観測天体	33
4.2	データリダクション	33
4.2.1	XIS のデータ選別	34
4.2.2	HXD のデータ選別	34
4.2.3	レスポンスファイル	35
4.3	データ解析	35
4.3.1	XIS スペクトル ($2.5 \leq E \leq 12$ keV) の解析	35
4.3.2	XIS と HXD-PIN による $2.5 \leq E \leq 40$ keV のスペクトル解析	38
4.3.3	$0.3 \leq E \leq 40$ keV のスペクトル解析	40
4.3.4	熱的なコンプトン散乱モデルによるフィット	42

第 5 章 議論	47
5.1 過去の観測結果との比較	47
5.2 NLS1 の低いコロナ温度	48
5.3 軟 X 線超過の温度	50
第 6 章 まとめ	51

第1章 活動銀河核

銀河中心の 100 pc 以下の中心核領域から、その銀河に含まれる星全体に匹敵する $10^{11-13} L_{\odot} \text{erg s}^{-1}$ (L_{\odot} : 太陽光度) 以上ものエネルギーを放射する星に由来しない活動的な現象が発生している天体を「活動銀河核」(Active Galactic Nuclei: AGN) と呼ぶ。その正体は $10^6-9 M_{\odot}$ (M_{\odot} : 太陽質量) の超巨大ブラックホール (Super Massive Black Hole: SMBH) である。この膨大な放射エネルギーの源は、周囲のガスの SMBH への質量降着によると考えられている。

AGN は形態、エネルギースペクトル、歴史的背景、光度や距離などから様々な分類基準が存在するが、必ずしも明確なものではないため、一つの活動銀河核が複数の種族に分類されるケースもある。分類基準の一つとして、電波の強度がある。電波の強い AGN (radio-loud AGN) の多くはジェット構造をもつが、その数十倍多い電波の弱い AGN (radio-quiet AGN) と様々な点で性質が異なる。本論文で対象とする AGN は radio-quiet AGN の一種であるセイファート銀河である。

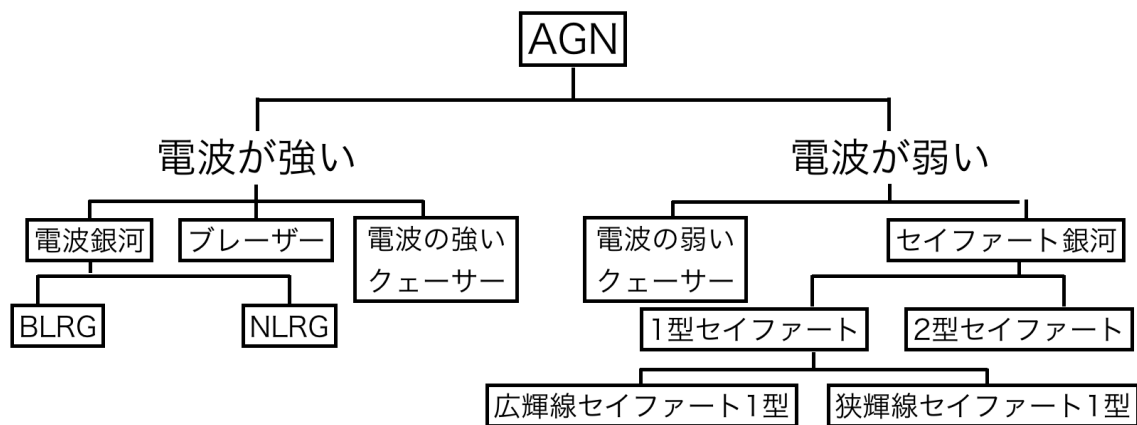


図 1.1: 活動銀河核の主な分類。

1.1 活動銀河核の分類

1.1.1 セイファート銀河

1908年にリック天文台の Fath が NGC 1068 の可視光スペクトルに強い輝線を発見した。同時期に、ローテル天文台で天体の分光観測を行っていた Slipher は、NGC 1068 の高分解能スペクトルを得たが、驚くべきことにその輝線幅は数百 km s^{-1} にも及んでいた。

その後、Carl Seyfert によって中心領域の表面輝度の明るい銀河サンプルを選び、系統的な分光観測が行われ、(1) 銀河の可視光スペクトルの輝線幅が広い (輝線強度のゼロに

なるところの全輝線幅: FWZIが 8500 km s^{-1} に及ぶものもある)こと、(2)高電離イオンからの輝線が見られること、を発見した。これらの特徴をもつ銀河が「セイファート銀河」と呼ばれた。

現在の分類基準は絶対等級 $M_B > -23$ を満たす比較的低光度な AGN である (Schmidt & Green, 1983)。クェーサーよりも近傍 ($z < 0.1$) に存在し、母銀河は明瞭に見えていて、形態的にはほとんどのセイファート銀河は渦巻銀河である (Heckman et al., 1978)。

セイファート銀河は可視光のスペクトルに各種元素の輝線が観測される。輝線は大きく二つのグループに分けられる。一つは輝線幅が数百 km s^{-1} の狭輝線 (narrow line) である。これは比較的低密度 (電子の個数密度 $n_e \approx 10^{3-6} \text{ cm}^{-3}$) で中心核から数十–数百 pc にある狭輝線領域 (Narrow-Line Region: NLR) の電離ガスから放射される。低密度領域から出るため、ガスの原子同士の衝突励起が非常にまれになるため、禁制線が生じる。もう一つは輝線の幅が数 $1000\text{--}10000 \text{ km s}^{-1}$ ほどにもなる広輝線 (broad line) である。これは高密度な ($n_e \approx 10^9 \text{ cm}^{-3}$ あるいはそれ以上) の広輝線領域 (Broad-Line Region: BLR) から放射される許容線である。広輝線幅は BLR のガス雲のドップラー速度を対応し、中心核から 1 pc 以下の SMBH 近傍に存在すると考えられている。広輝線と狭輝線の両方がスペクトル中に観測されるセイファート銀河をセイファート 1 型、狭輝線のみが観測されるものをセイファート 2 型と呼ぶ (Khachikian & Weedman, 1974)。

セイファート銀河のサブクラスを更に細分化する分類もあり、1.5、1.8、および 1.9 型を導入するものである (Osterbrock, 1981)。可視光のスペクトルの性質で分類され、広輝線が観測されにくくなるにつれて、サブクラスの数字が大きくなる。1.9 型では広輝線が $\text{H}\alpha$ でしか検出されず、それより高次のバルマー輝線では見られない。1.8 型では広輝線は弱い、 $\text{H}\beta$ でも観測され、1.5 型では $\text{H}\beta$ における広輝線と狭輝線の強度がほぼ等しい。この細分化されたサブクラスには注意が必要で、広輝線は時間変動を示し、突然消失するケースも報告されている (Penston & Pérez, 1984)。

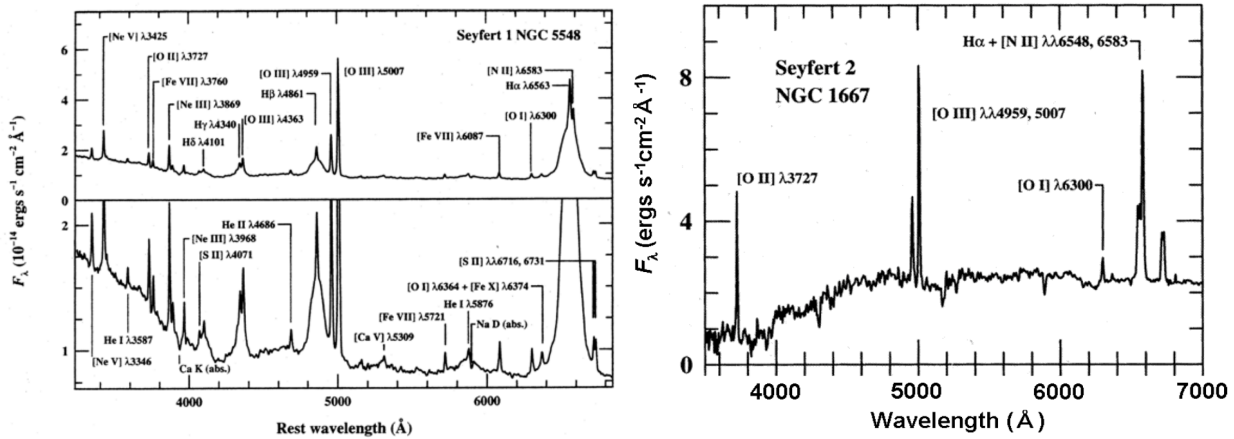


図 1.2: セイファート銀河の典型的な可視スペクトル (Peterson, 1997)。(左)セイファート 1 型銀河 NGC 5548 の可視スペクトル。下図は上図の縦軸スケールを拡大させたもの。広輝線と狭輝線の半値幅 (full width at half maximum: FWHM) はそれぞれ約 5900 km s^{-1} と約 400 km s^{-1} である。(右)セイファート 2 型銀河 NGC 1667 の可視スペクトル。広輝線成分は見られない。

1.1.2 クェーサー

クェーサー (quasi-stellar object: quasar) は、1950 年代後半に実施された電波サーベイで発見された。多くは銀河として同定されたが、いくつかは星のように点光源に見える天体であった。

現在の分類基準は中心核の絶対等級が $M_B < -23$ の AGN である。また、パロマースカイサーベイの画像では空間的に分解できずに点源に見え、これは見かけのサイズが $\sim 7''$ より小さいことを意味し、母銀河が見えないという点でセイファート銀河とは異なる。しかし、クェーサーとセイファート銀河のスペクトルは極めて類似している。その後の可視、紫外、X線の観測でも多数のクェーサーが発見された。クェーサーの 90 パーセント以上は radio quiet であることがわかっている。

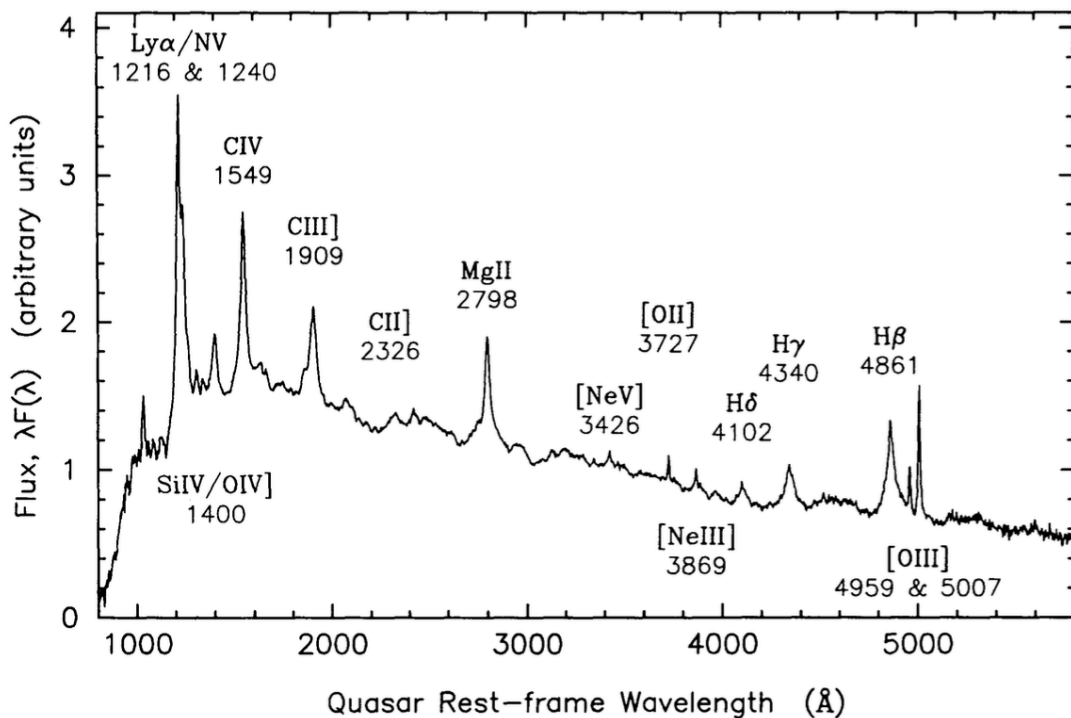


図 1.3: クェーサーの典型的な可視スペクトル (Francis et al., 1991)。スペクトルは 688 個のクェーサーのスペクトルを合成して得られたもの。横軸は赤方偏移を補正し、クェーサー静止系での波長で表示している。

1.1.3 電波銀河

クェーサーより光度が低く ($L \sim 10^{43-45} \text{ erg s}^{-1}$)、中心核から噴き出すジェットが周囲のガスに衝突して電波ローブを作っている AGN を電波銀河と呼ぶ。銀河中心にほぼ点状の電波源があり、そこから直線状の構造をした電波ジェットが数 10 pc から数 Mpc まで伸びている (図 1.4)。電波ローブはジェットにより運搬されたエネルギーの吹き溜まりで、対称性をもつ、銀河のスケールをはるかに超える大規模構造である。

電波銀河も、可視光のスペクトルの性質で二つに分類される。広輝線電波銀河 (Broad-Line Radio Galaxy: BLRG) と狭輝線電波銀河 (Narrow-Line Radio Galaxy: NLRG) である。これは1型と2型セイファート銀河の電波版といえ、実際に電波以外の波長ではスペクトルがほぼ同じである。セイファート銀河との電波の強弱以外の大きな違いは、母銀河が渦巻銀河ではなく楕円銀河であることである。

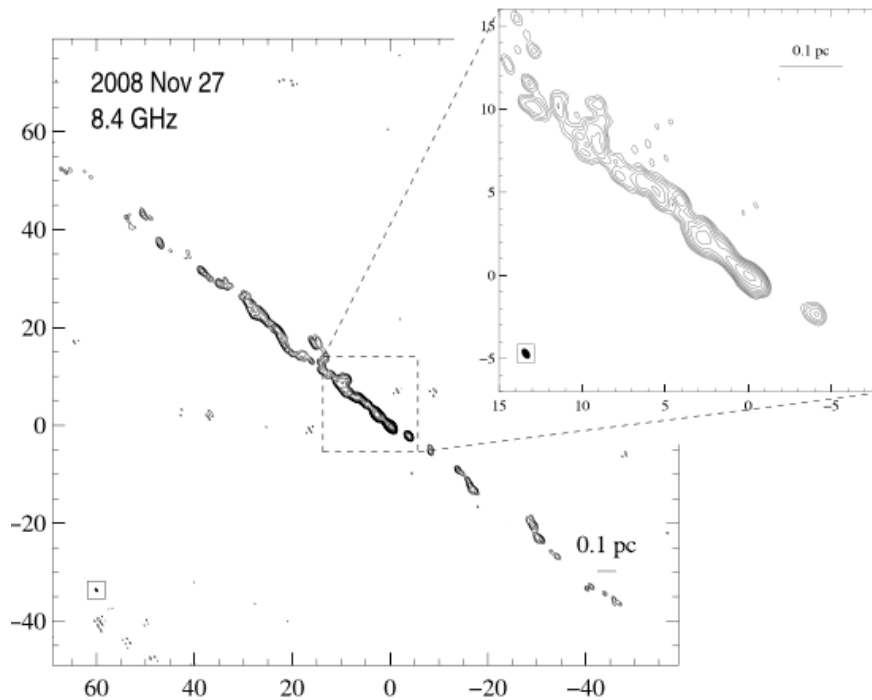


図 1.4: 電波銀河であるケンタウロス座 A の電波ローブのイメージ (Müller et al., 2011)

1.1.4 LINER

光度が低く、低電離ガスからの輝線で特徴づけられる AGN を LINER (Low-Ionization Nuclear Emission-line Region) と呼ぶ (Heckman, 1980)。渦巻銀河の半数が LINER であるという報告もあり (Ho, Filippenko & Sargent, 1994)、LINER は非常に一般的な AGN 現象といえる。スペクトルの特徴は、低電離のガスから放射される輝線であることを除けば、2型セイファート銀河とよく似ている。

1.1.5 ブレーザー

一般的に AGN はすべての波長帯で連続光に時間変動を示す。その中でも、一日程度の時間スケールで可視光帯で非常に大きな時間変動 (見かけ等級で $\Delta m \sim 0.1$) と強い偏光を示すものをブレーザー (blazar) と呼ぶ。ブレーザーの可視光スペクトルには輝線構造がほとんど見られず、非熱的なスペクトルを示す。相対論的なジェットをほぼ正面から見ている AGN と考えられる。これまでに知られているブレーザーはすべて電波源である。

1.2 活動銀河核の統一モデル

これまでに、上記のように様々に分類される AGN を統一的に説明するモデルが提案されてきた。可視光帯では、まず、セイファート 1 型と 2 型の違いを説明しようとするところから始まった。これらの観測的な違いは、(1) セイファート 1 型で見られる広輝線が 2 型では見られないこと、(2) AGN からの連続光が星の連続光に比べセイファート 2 型では弱いことである。Osterbrock (1978) は中心核を取り囲むトーラスの中のダストによって、セイファート 2 型の BLR が観測者の視線方向から隠されているという考えを提案した。しかし、トーラスが非常に不透明であったなら、なぜ 2 型であっても AGN 中心領域からの連続光が観測されているのかが疑問として残る。Antonucci & Miller (1985) は、セイファート 2 型で直接偏光スペクトルに弱い広輝線を検出した。これにより「散乱体」がトーラスの穴の上にあつて、中心核からの光をトーラス横方向の観測者へと散乱するというモデルが考えられている。同様にブレーザーのような電波の強く大きな時間変動を示すものは、一般的な AGN を電波軸方向から観測していて、ビーミングした成分が支配的である可能性が示唆された Blandford & Rees (1978)。

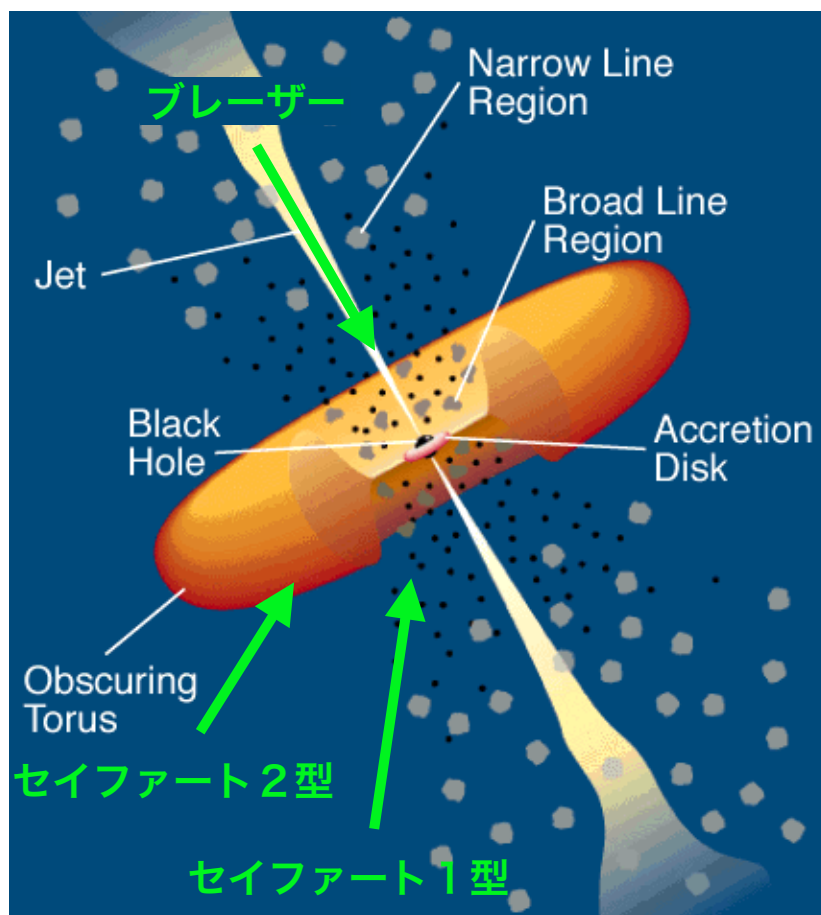


図 1.5: AGN 統一モデルの模式図。中心核の周りにトーラス状の吸収体を取り巻いており、広輝線領域が遮られず直接観測できるものがセイファート 1 型、散乱体などにより間接的にしか観測できないものがセイファート 2 型であると考えられている。

1.3 中心核SMBHの質量の反響マッピングによる推定

AGNの中心にあるSMBHの質量を測定するために、反響マッピングという手法が開発されている。反響マッピングは、SMBHからBLRが離れた位置に存在するために、BLRの輝線の強度変化がSMBHから直接放射される連続光の強度変化に対して遅れて伝わることを利用した観測である。変化の遅れを Δt とすると、SMBHからBLRの距離は

$$R_{\text{BLR}} = c\Delta t \quad (1.1)$$

となる。また、BLRはSMBHのケプラー運動をしていると仮定すると、BLRの輝線スペクトルの広がりから速度分散 v を得ることができれば

$$M \simeq \frac{R_{\text{BLR}}v^2}{G} \quad (1.2)$$

とSMBHの質量を求めることができる。

図1.6に示すように、約100日ほどの時間差があることがわかる。Wu et al. (2004)は34個のAGNの反響マッピングの測定により、

$$\log R_{\text{BLR}}(\text{light} - \text{days}) = (1.38 \pm 0.08) + (0.78 \pm 0.10) \log(L_{\text{H}\beta}/10^{42} \text{ erg s}^{-1}) \quad (1.3)$$

という関係を導いた。ここで $L_{\text{H}\beta}$ は $\text{H}\beta$ の輝線強度である。すべてのAGNに対して100日以上を観測を行うことは難しいので、この関係式から質量が推定することが行われている。

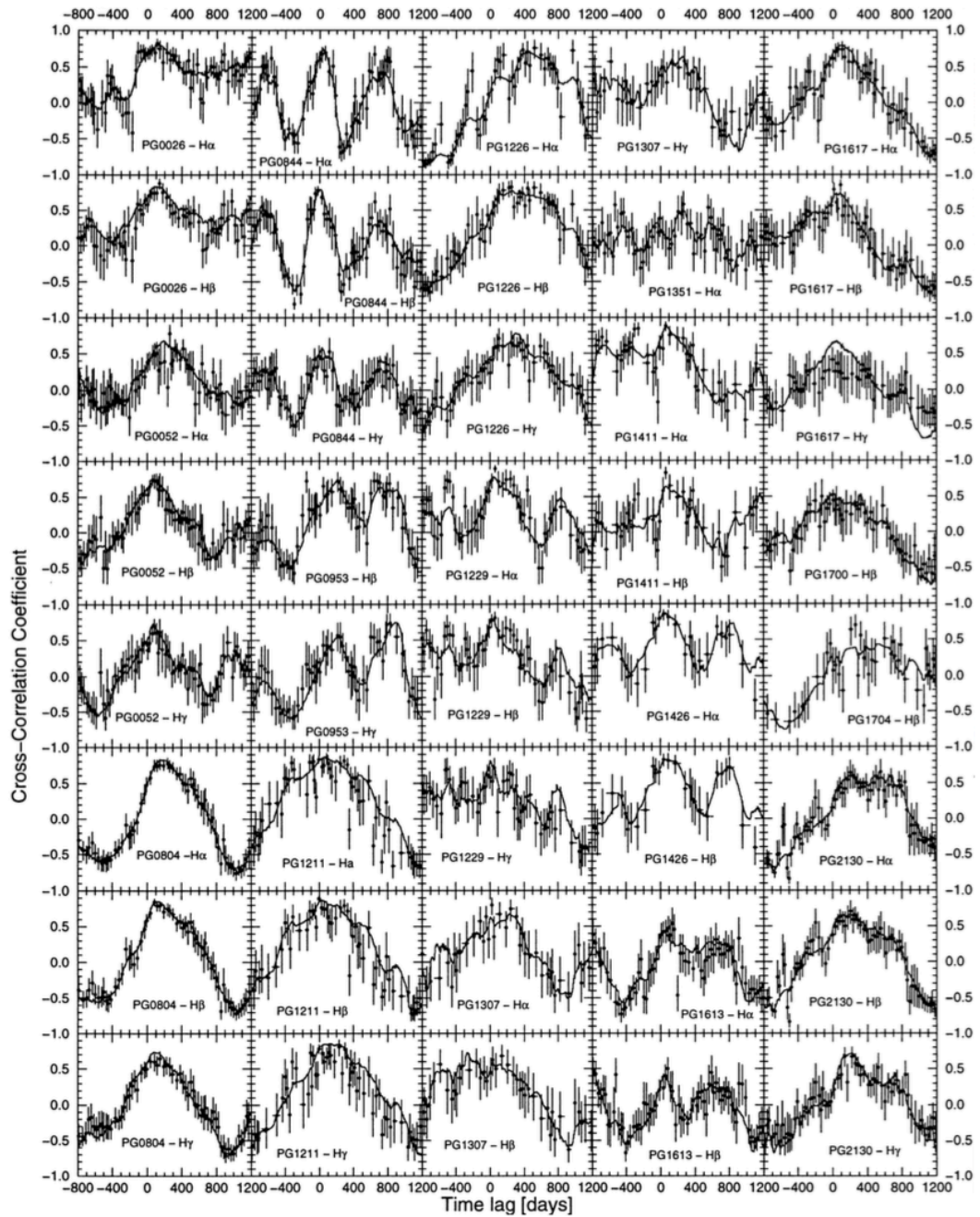


図 1.6: 連続光と輝線の強度の時間変動の相関図 (Kaspi et al., 2000)。連続光と輝線の強度の変化量を時間を変えて相関させている。ピークの大きいところが変動時間差として観測される。

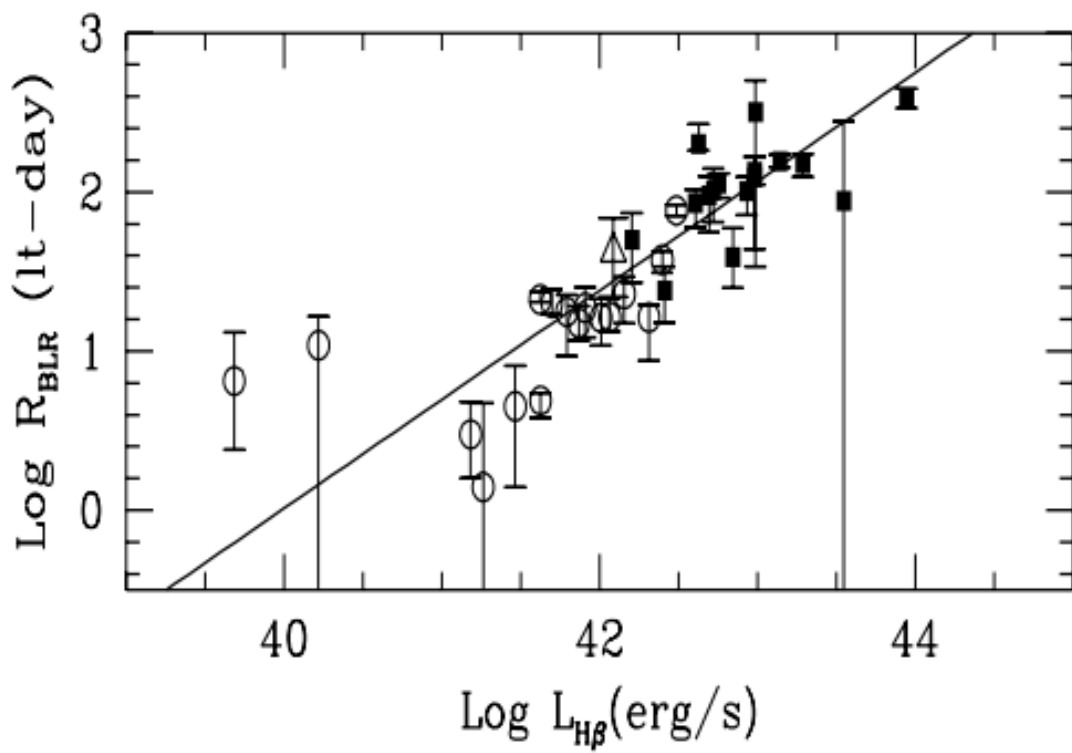


図 1.7: $L_{\text{H}\beta}$ と BLR の距離の関係 (Wu et al., 2004)。白、黒点はそれぞれセイファート銀河とクェーサーを示す。

第2章 狭輝線セイファート1型銀河

典型的なセイファート1型銀河の広輝線幅は数 $1000\text{--}10000\text{ km s}^{-1}$ だが、Davidson & Kinman (1978) は Mrk 359 の可視光分光観測で輝線幅が 1000 km s^{-1} 以下であることを発見した。その後、Osterbrock & Pogge (1985) により体系的な記述がなされ、狭輝線セイファート1型銀河 (Narrow-Line Seyfert 1 Galaxy: NLS1) という呼び方がされた。本章では、NLS1 のより詳しいレビューを行う。

2.1 狭輝線セイファート1型銀河の分類

NLS1 の分類基準は、一般的に、

- 禁制線より僅かに広がった狭い許容線が存在する。
- $[\text{O III}]/\text{H}\beta < 3$ と禁制線の強度比が小さい、または $[\text{Fe VII}]$ などのセイファート2型には見られない高階電離輝線が存在する。
- $\text{FWHM}(\text{H}\beta) < 2000\text{ km s}^{-1}$ で、セイファート1型に比べると狭く、セイファート2型より広い。

である。

図 2.1 に NLS1 とセイファート1型および2型の可視光のスペクトルを示す (Pogge, 2000)。NLS1 はセイファート1型に比べ $\text{H}\beta$ が狭いという点でセイファート2型に似ている。しかし、禁制線 ($[\text{O III}]$) の許容線 ($\text{H}\beta$) に対する強度比が NLS1 では小さく、セイファート2型とは明らかに異なる。

ROSAT やあすか衛星の観測で、NLS1 の X 線バンドでの性質も、広輝線セイファート1型 (Broad-Line Seyfert1: BLS1) のものと異なることがわかってきた。セイファート銀河は高エネルギーまで伸びたカットオフを持つべき関数成分を持つが、NLS1 では BLS1 のカットオフに比べ温度が低いという特徴があることがわかってきている (Malizia et al., 2008)。NLS1 の性質の起源については活発な議論が続いているが、中心核のブラックホールが比較的小さい、あるいは、質量降着率が高い状態のセイファート1型であるという考えが主流であり、これは進化途中の AGN であることを示唆する。NLS1 の性質を調べることは SMBH の進化過程を探る手がかりとなる。

2.2 セイファート銀河の X 線スペクトル

X 線観測は、AGN の現象を理解する上で重要である。なぜなら、X 線は AGN の全光度の $\sim 10\%$ を占めるうえに、変動のタイムスケールが数百秒と長波長に比べると遥かに短い。変動の時間を Δt とすると、放射領域は少なくとも $c\Delta t$ と考えられるので、AGN の中心核付近を探る手がかりとなる。

セイファート銀河がX線に明るい天体であることは1970年代から知られており、初期の観測ではX線スペクトルは典型的にべき(光子指数)が1.5-2のべき関数で近似されていた。観測装置の性能が向上するにつれ、様々な成分が存在することが明らかになってきた。成分とその解釈に関しては、多くの提案、議論がなされているが、代表的なものをあげると、

1. エネルギーカットオフを持つ Power Law(べき関数)
2. 軟X線超過
3. Warm Absorber
4. Fe $K\alpha$ 輝線
5. 反射成分

がある(図 2.2、2.3)。

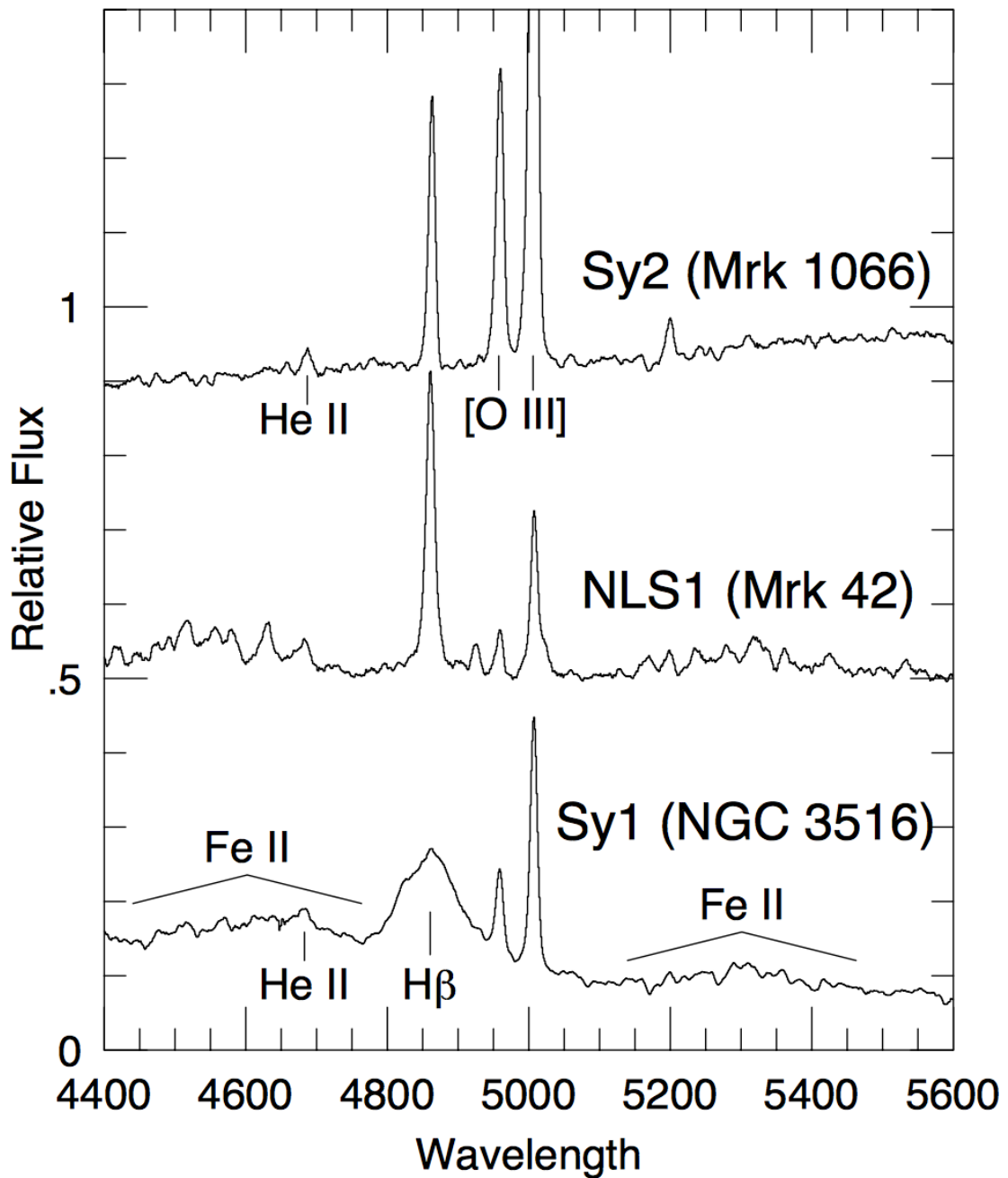


図 2.1: 狭輝線セイファート 1 型とセイファート 1 型および 2 型の $H\beta$ 波長帯での可視光のスペクトル (Pogge, 2000)。(中央図) NLS1 の Mrk 42、(下図) セイファート 1 型 NGC 3516、(上図) セイファート 2 型 Mrk 1066 のスペクトル。

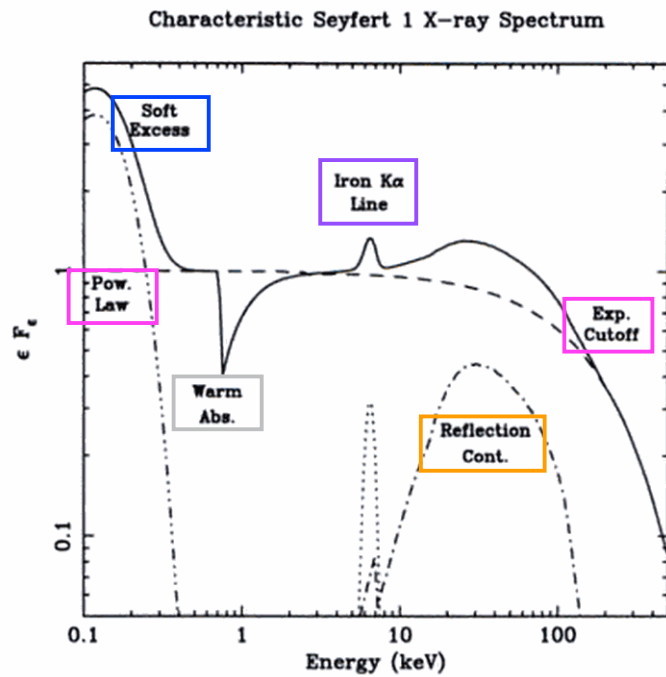


図 2.2: セイファート銀河の X 線スペクトルのモデル (Fabian, 1998)。

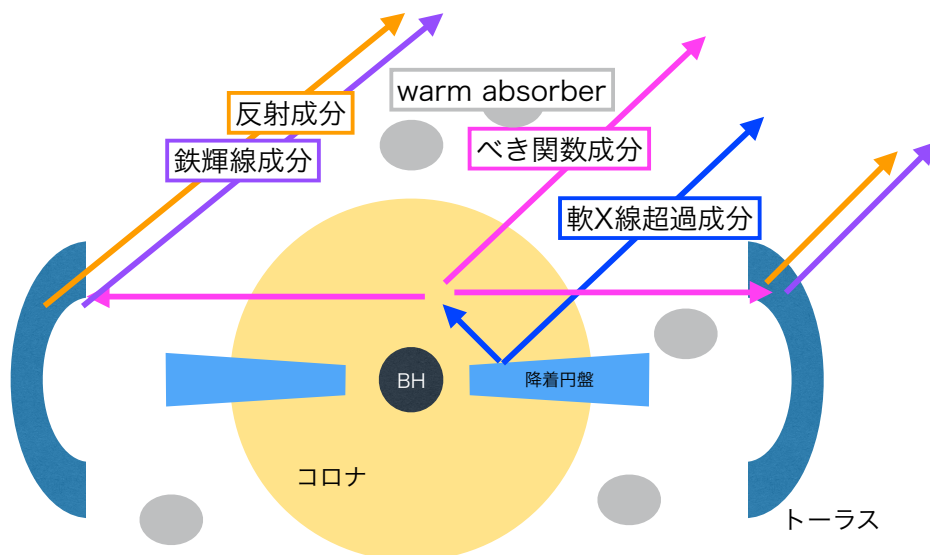


図 2.3: セイファート銀河の X 線スペクトルの放射機構の模式図。

2.2.1 エネルギーカットオフを持つ Power Law

エネルギーカットオフを持つべき関数 (Power Law) 成分は、

$$P_E(E) = K E^{-\Gamma} \exp(-E/E_C) \quad (2.1)$$

と表される。 K は単位時間、単位エネルギー単位面積あたりの放射光子数で、 Γ は光子指数 (Photon index) と呼ばれる無次元量、 E_C はカットオフエネルギーである。

べき関数成分は、ブラックホール近傍で生成されると考えられているが、その起源に関しては統一的解釈には至っていない。現時点で最もよく議論されているのは、熱的に分布している ~ 100 keV のプラズマ電子による低エネルギー (~ 0.1 keV) 光子の逆コンプトン散乱モデルである。低エネルギー光子としては、降着円盤から放射される可視光-軟 X 線領域の光子が考えられている。カットオフエネルギーはコロナの温度によって決まる。

2.2.2 軟 X 線超過

セイファート銀河のスペクトルを軟 X 線領域からガンマ線領域までべき関数でフィットすると、 ~ 2 keV 以下に超過成分が見られることがある。この軟 X 線超過成分は、 ~ 0.1 keV 程度の黒体放射モデルや、多温度黒体放射モデルで再現されることが多い。しかし、標準降着円盤モデル (Shakura & Sunyaev, 1973) から予想される温度

$$kT \propto 1 \text{ keV} \left(\frac{M}{10M_\odot} \right) \quad (2.2)$$

と比較すると、フィット結果から得られる温度では高すぎてしまうという問題があり、論争が続いている。

2.2.3 Warm Absorber

Warm Absorber は低エネルギー側で見られる視線にある電離した吸収体による複雑な吸収構造である。*Einstein* 衛星による QSO 2251-178 の観測で初めて報告された (Halpern, 1984)。その後、Reynolds (1997) はあすか衛星で 24 個の AGN を観測し、そのうち半分に電離吸収を発見した。近年の *XMM-Newton* 衛星、*Chandra* 衛星の高いエネルギー分解能での分光観測により (図 2.4)、Warm Absorber は $200\text{--}300 \text{ km s}^{-1}$ の青方偏移した様々な電離状態の細い吸収線の集まりであることが明らかになった (Kaastra et al., 2000; Kaspi et al., 2000)。

2.2.4 Fe $K\alpha$ 輝線

セイファート銀河の X 線スペクトルには、ほぼ例外なく鉄の $K\alpha$ 輝線が 6.4 keV 付近に観測される。これは高エネルギーの X 線 (べき関数成分) が鉄を含む物質を照射したときの蛍光 X 線と解釈されている。静止系における輝線のエネルギーは鉄の電離状態に依存し、中性鉄の平均エネルギーに近い値が観測されていることから、電離度の低い物質に反射していることが示唆される。輝線幅は数千 km s^{-1} 程度であることが多く、反射物質は比較的ブラックホールから離れた領域に存在していると考えられている (George & Fabian, 1991)。

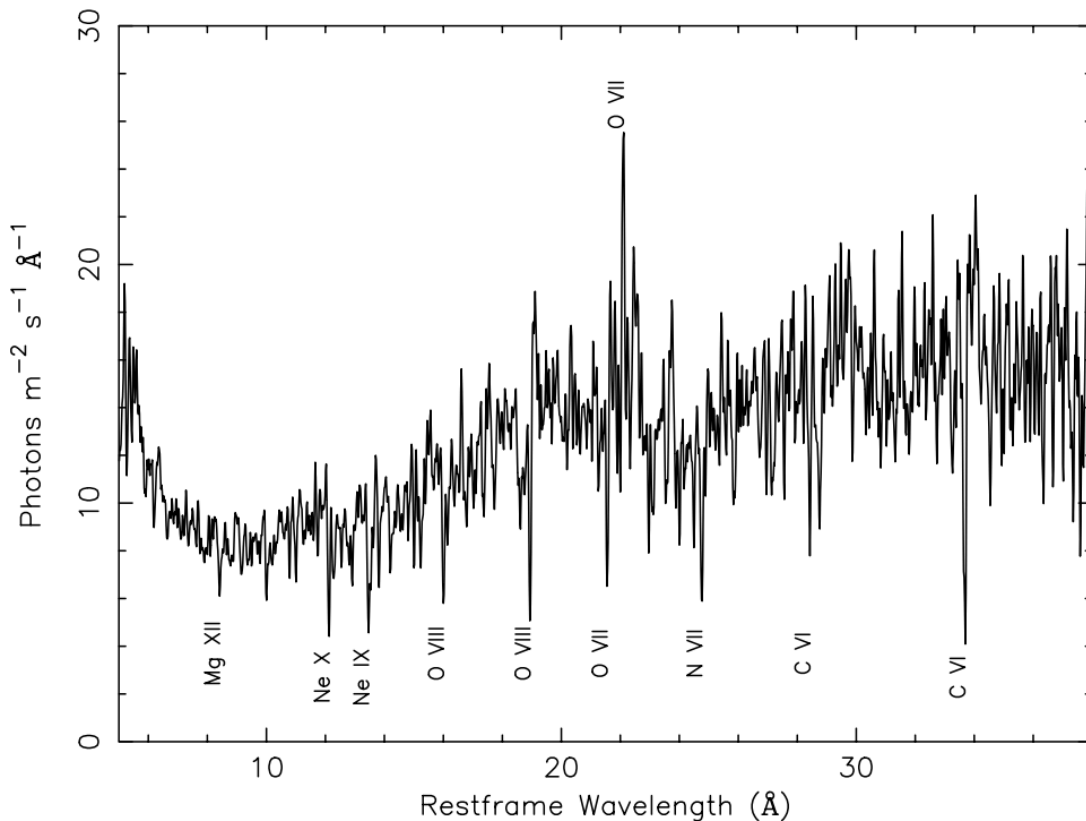


図 2.4: *Chandra* 衛星の観測によって見つかった吸収線 (Kaastra et al., 2000)。

一方、輝線幅が数万 km s^{-1} に達するものも発見されている (Mushotzky et al., 1995)。極端な例では、MCG-6-30-15 の鉄輝線で速度幅は 10^5 km s^{-1} を持ち、3–10 倍のシュバルツシルト半径内の重力赤方偏移、特殊相対論効果から期待される輝線プロファイルと一致している (Tanaka et al., 1995)。幅の広い鉄輝線はこれ以外にも報告されていて、また中心エネルギーが大きく変化する例も報告されている (Barr et al., 1985)。これらは超巨大ブラックホールの存在を証明する最も重要な証拠の一つと考えられているが、輝線の幅が広すぎるために連続成分と輝線成分の分離が難しく、現在も幅の広い輝線の存在やその放射領域の議論が続いている。

2.2.5 反射成分

鉄の蛍光 X 線が発生する物質が光学的に厚ければ、コンプトン散乱された連続成分が同時に放射されるはずである。これを反射成分 (Reflection Component) と呼ぶ。低エネルギー側では光電吸収の効果、高エネルギー側では散乱断面積が減る (Klein-Nishina) 効果により、反射成分は 20–30 keV に Compton hump と呼ばれるこぶ状のピークを持つことが予想される。反射成分が幅の狭い中性鉄と同じ領域から出ているのであれば、ブラックホールから離れた領域にトーラス状の吸収反射体を形成していると考えられる (Krolik et al., 1994)。このモデルは、トーラスを見る角度によって AGN のみかけの違いが生じる「統一モデル」と矛盾がない。

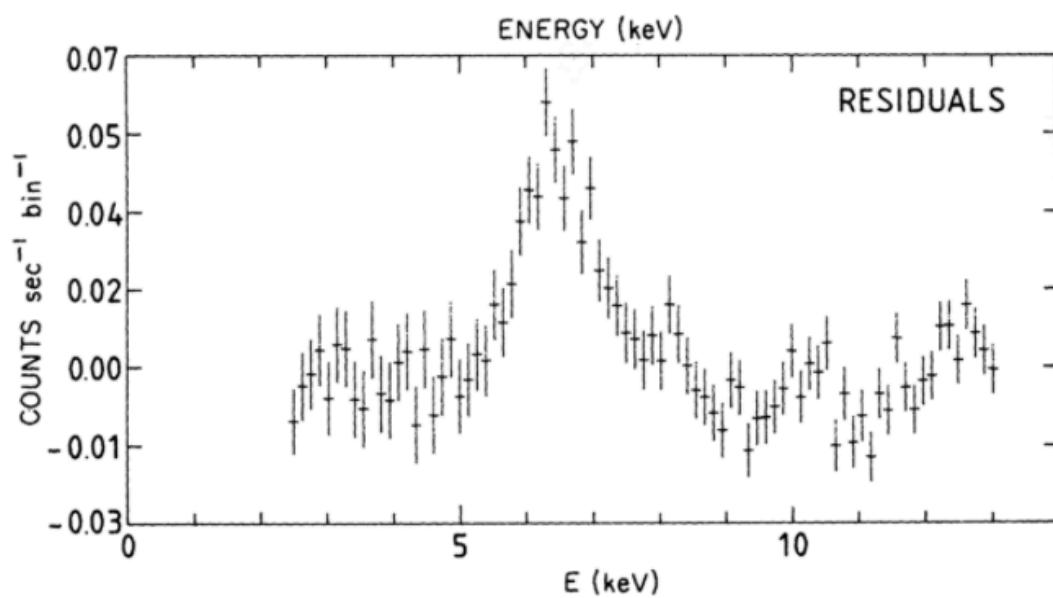


図 2.5: *EXOSAT* 衛星の観測によって見つかった広がった鉄輝線 (Barr et al., 1985)。中心エネルギーが 6.2 keV と中性鉄のもの (6.4 keV) からずれている。

2.3 セイファート銀河の過去のX線観測

本論文では、べき関数成分のカットオフエネルギーの測定が主となる。そこで、本節では、過去のカットオフエネルギーの測定に関する観測についてまとめる。

X線天文学初期、HEAO-1 (High Energy Astronomy Observatory 1) を用いて、Mushotzky et al. (1980) は7つのセイファート1型銀河を観測した。2–20 keVのエネルギー範囲において $\Gamma \approx 1.7 \pm 0.2$ の光子指数をもつ、べき関数でフィットできた。

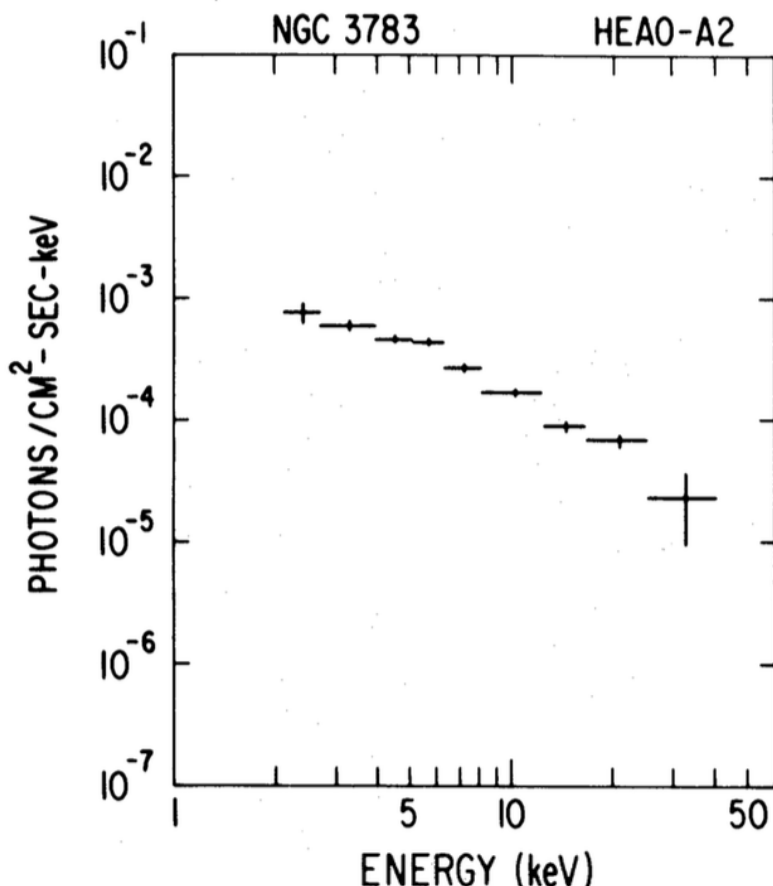


図 2.6: HEAO-1 A-2によるセイファート1型銀河NGC3783のX線スペクトル(Mushotzky et al., 1980)。

コンプトン衛星に搭載された OSSE (Oriented Scintillation Spectroscopy Experiment) の登場により 50 keV 以上の高エネルギー側でより高精度の観測ができるようになった。べき関数成分は、数百 keV のあたりでカットオフをもつことが明らかになった。Zdziarski et al. (2000) は OSSE を用いてセイファート1型と2型の 50–500 keV の高エネルギー観測を行った。平均スペクトルの光度指数 Γ がセイファート1型銀河で 0.88–2.26、セイファート2型で 0.81–1.89 と、2型の方が低い値であった。一方、カットオフエネルギーに違いは見られなかった。

その後、Dadina (2007, 2008) は *BeppoSAX* 衛星を用いて 43 個のセイファート1型銀河と 62 個のセイファート2型銀河の観測を 2–100 keV 帯域で行った。カットオフのべき関数成分に反射成分を追加したモデルでフィットしたところ、セイファート1型は (<

Γ $\langle E_C \rangle = (1.89 \pm 0.03, 230 \pm 22 \text{ keV})$ 、セイファート 2 型は $(\langle \Gamma \rangle, \langle E_C \rangle) = (1.80 \pm 0.05, 376 \pm 42 \text{ keV})$ であった。Molina et al. (2009) は *INTEGRAL/IBIS* を用いた 36 個のセイファート 1 型観測でそれぞれの天体でフィットを行い、カットオフエネルギーが $\sim 100 \text{ keV}$ となることを示した (図 2.7)。その後もすぐく衛星による高精度観測が行われ、セイファート 1 型銀河である 4C 50.55 とセイファート 2 型である NGC 5506 のカットオフエネルギーがそれぞれ $80\text{--}160 \text{ keV}$ (Tazaki et al., 2010) と $40\text{--}100 \text{ keV}$ (Soldi et al., 2011) であった。

狭輝線セイファート 1 型の観測も行われている。Malizia et al. (2008) は 5 つの NLS1 の観測を *INTEGRAL/IBIS* で行い、平均スペクトルをフィットした。その結果、カットオフエネルギーが典型的な BLS1 より低い $E_C = 30_{-10}^{+17} \text{ keV}$ という結果を得た。しかし、光子統計が低く個々のスペクトルフィットを行えていない。

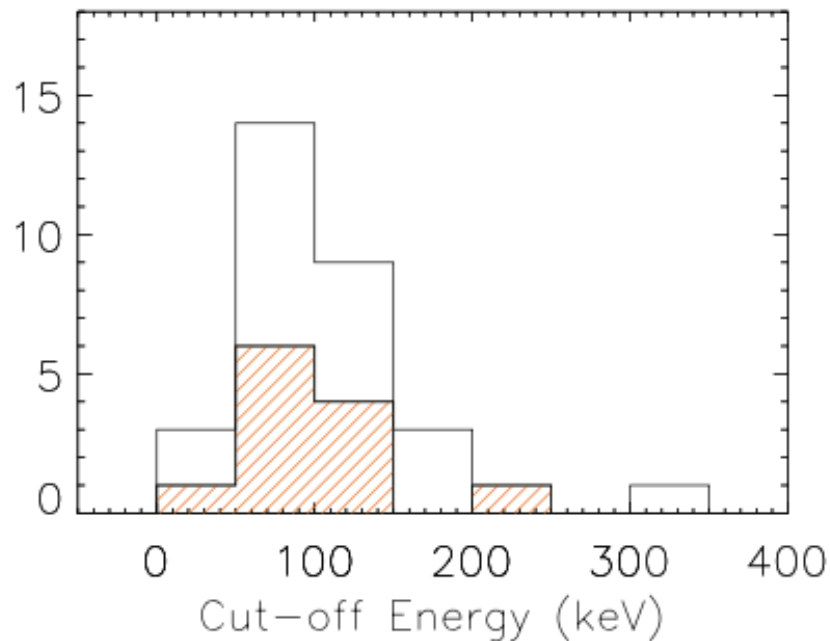


図 2.7: *INTEGRAL/IBIS* 用いた観測での BLS1 のカットオフエネルギーのヒストグラム (Molina et al., 2009)。斜線は下限値のみが決まった天体のもの。

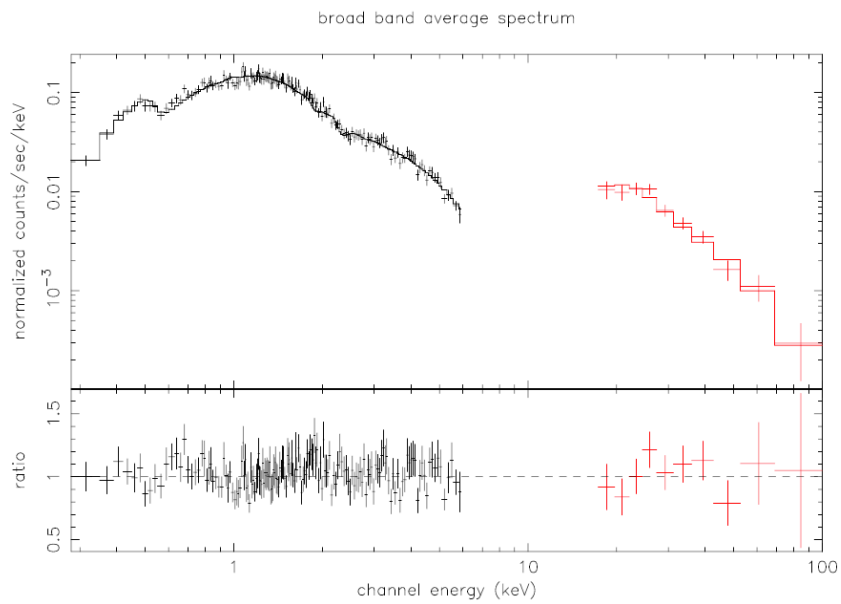


図 2.8: *INTEGRAL*/IBIS 用いた観測での NLS1 の平均スペクトル (Malizia et al., 2008)。

第3章 X線天文衛星「すざく」

すざく衛星は2005年7月10日12時30分(日本標準時)にJAXAの内之浦宇宙空間観測所(鹿児島県)からM-Vロケット6号機によって打ち上げられた、日本で5番目のX線天文衛星である。この章では、すざく衛星の概要と、その搭載機器について述べる。

3.1 概要

すざく衛星は、2000年2月に打ち上げロケットの不具合により軌道投入できなかったASTRO-E衛星の2号機で、「はくちょう(1979年)」、「てんま(1983年)」、「ぎんが(1987年)」、「あすか(1993年)」に続く日本で5番目のX線天文衛星である(図3.1、Mitsuda et al. (2007))。直径2.1 mの八角柱の筐体を基本とし、軌道上で鏡筒伸展後の全長は6.5 mになり、太陽電池パネルを広げると5.4 mの幅になる。衛星の総重量は約1700 kgにもなり、日本の科学衛星としてはこれまでにない大型衛星である。太陽電池パネルが太陽から常に30°以内の方向に向くように姿勢は三軸制御されている。観測機器は太陽電池パネルの軸に垂直に向けられているため、観測可能範囲は太陽から60°–120°の範囲に限定される。

すざく衛星は高度570 kmで軌道傾斜角31°の略円軌道上にあり、軌道周期が96分である。衛星は地球を1日15周したが、内之浦宇宙空間観測所の上空を通過したのは5回のみで、その間に観測データの転送、コマンドの送信等が行われた。すざく衛星のような低高度略円軌道では、観測時間の約1/3の間地球に遮られてしまうため、欧米のX線天文衛星の*Chandra*や*XMM-Newton*の高高度楕円軌道に比べると観測効率が良くない。一方、低高度略円軌道は高エネルギー宇宙線が少ないためバックグラウンドが低いという利点がある。

すざく衛星は2015年6月1日の運用以降、電力不足により通信が間欠的にしか確立できない状態が続いた。その後、2015年8月16日に通信、バッテリー及び姿勢制御の状況から、科学観測を再開できないと判断し、衛星の運用を終了した。

すざく衛星には、「あすか」の性能をさらに向上させたX線反射望遠鏡(X-ray telescope:XRT)が5台搭載されており、それらのうち4台の焦点面にはX線CCD(Charge Coupled Device)カメラ(X-ray Imaging Spectrometer: XIS)が、1台の焦点面にはX線マイクロカロリメータ(X-Ray Spectrometer: XRS)が置かれていた。このXRSは、6 eVというかつてないエネルギー分解能を持っており、軌道上でその性能を確認できたが、2005年8月8日に、冷却用の液体ヘリウムが消失するという事故が発生したため、使用できなくなってしまった。

表 3.1: すざく衛星の基本性能 (Mitsuda et al., 2007)

衛星	軌道遠地点光度	568 km
	軌道周期	96 min
	軌道傾斜角	31°
	観測効率	~ 43 %
XRT	焦点距離	4.75 m
	視野 (FWHM)	~ 17' at 1.5 keV ~ 13' at 8.0 keV
	有効面積	440 cm ² at 1.5 keV 250 cm ² at 8.0 keV
	空間分解能	2' (HPD)
XIS	視野	17.8' × 17.8'
	エネルギー帯	0.2–12 keV
	エネルギー分解能	~ 130 eV at 6 keV
	有効面積 (FI)	330 cm ² at 1.5 keV 370 cm ² at 8.0 keV
	有効面積 (BI)	160 cm ² at 1.5 keV 110 cm ² at 8.0 keV
	時間分解能	8 s (Normal モード)
	ピクセル数	1024 × 1024 pixels
HXD	視野	34' × 34' (< 100 keV) 4° .5 × 4° .5 (> 100 keV)
	エネルギー帯	10–70 keV (PIN) 40–600 keV (GSO)
	エネルギー分解能	~ 3.0 keV (PIN, FWHM) 7.6/√ <i>E</i> _{MeV} % (GSO, FWHM)
	有効面積	~160 cm ² at 20 keV ~260 cm ² at 100 keV
	時間分解能	61 μs

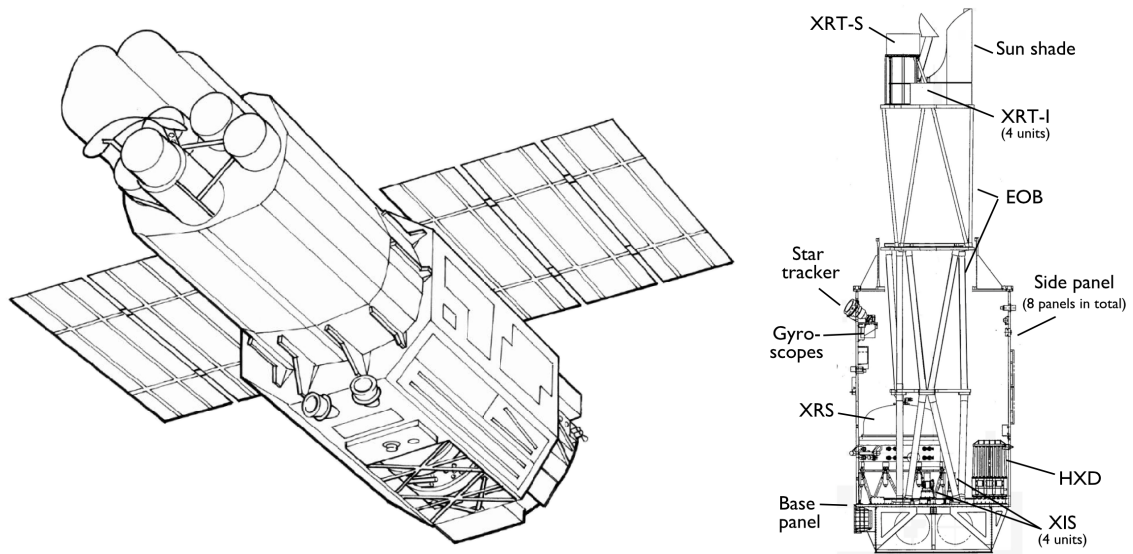


図 3.1: (左) 軌道上でのすざく衛星の外観、(右) 衛星の内部構造と搭載機器の配置図 (Mitsuda et al., 2007)

3.2 搭載機器

3.2.1 X線反射望遠鏡 XRT

可視光の集光には屈折率が1より大きい屈折レンズを用いることが可能である。しかし、屈折率は光の波長に依存し、X線帯域では屈折率が1よりわずかに小さいため、X線に対して屈折レンズを作ることができない。そのため、X線の集光には全反射や回折が用いられる。

すざくに搭載されたX線反射望遠鏡XRT (X-ray telescope、図 3.2) は、口径40 cmの多重薄膜望遠鏡である。焦点にXISを置いたXRT-Iが4台、XRTを置いたXRT-Sが1台の計5台ある。焦点距離はXRT-Iで4.75 m、XRT-Sで4.5 mである。厚さ178 μm の薄膜型反射望遠鏡をXRT-Sでは168重、XRT-Iでは175重に同心円上に並べ、回転放物面と回転双曲面からなるWolter I型光学系(図 3.3)を円錐2段で近似している。多重薄膜X線望遠鏡は、*Chandra*衛星搭載のX線望遠鏡(High Resolution Mirror Assembly)のような直接基板を研磨する方式に比べると結像性能では劣るが、小型軽量で開口率が高い。反射鏡はレプリカミラー(replica mirror)と呼ばれ、アルミニウム薄板上にレプリカ(replica)法で表面粗さを抑えた鏡面が実現されるため、あすか衛星で問題になった散乱を大幅に抑え、約2倍優れた角度分解能(HPD \sim 2 arcmin)を達成した。HPD(Half Power Diameter)は点源を観測した際に集光される光量の50%がその中に含む円の直径である。X線望遠鏡の有効面積を図 3.4に示す。あすか衛星のXRTに比べ焦点距離が長くなったため、平均の斜入角が小さく、高エネルギー側で反射率が2倍(@ 6 keV)程度向上している。



図 3.2: X線反射望遠鏡 XRT の外観

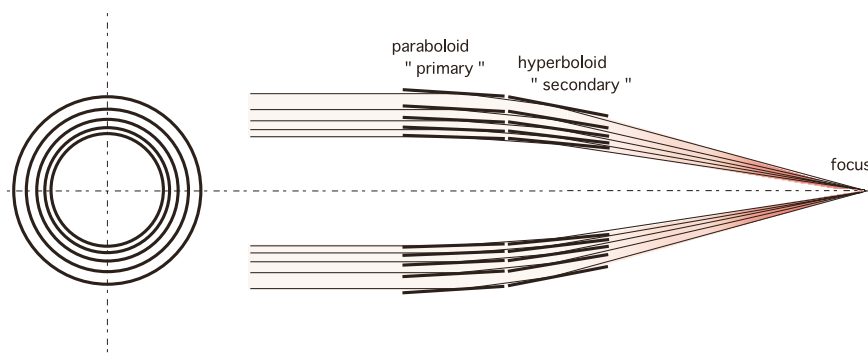


図 3.3: X線反射望遠鏡 XRT の概略図 (Mori et al., 2005)。 (左) 上から見た図。 (右) 断面図。入射した X 線は前端の放物面ミラーで反射された後、後段の双曲面ミラーで反射され集光される。

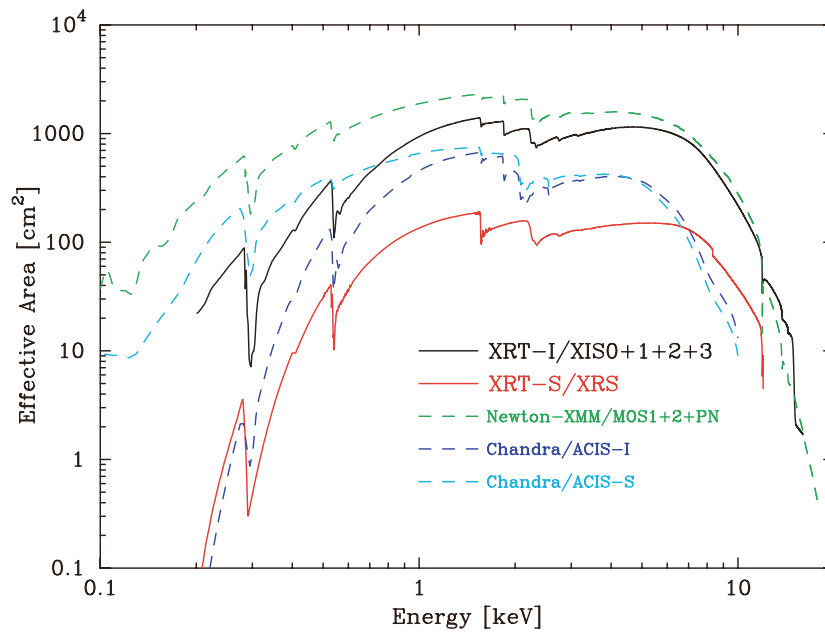


図 3.4: X線望遠鏡の入射 X線のエネルギーに対する有効面積 (Serlemitsos et al., 2007)。検出器の検出効率も含む。

3.2.2 X線 CCD カメラ XIS

すざくは4台のXISを搭載している。これらは、日本(京都大学、大阪大学、ISAS/JAXAなど)と米国(マサチューセッツ工科大学)が共同で開発したものである。CCDカメラの重量は48.7 kgであり、消費電力は67 Wである。CCDの素子は -90°C に冷却されることで、暗電流と電荷転送効率の低下が抑制される。可視光や紫外線はCCD表面に取り付けられているOptical Blocking Filterによって遮断される(図3.5)。CCD上部には ^{55}Fe (半減期2.73年)校正線源が取り付けられていて、これにより、 $\text{Mn-K}\alpha$ (5.8988 keV)と $\text{Mn-K}\beta$ (6.4905 keV)の特性X線によるエネルギーの校正を軌道上で行うことができる。

X線CCDは小型化した半導体検出器の電極を格子状に多数分割したピクセルの2次元配列からなる。X線がピクセルに入射すると、空乏層内で光電吸収され、入射X線のエネルギーに比例した数の電子・正孔対を生成する。露光の後、電荷は1度frame-store領域へ転送され、順に読み出し口へ転送される。この電荷を計測することで、入射X線のエネルギーを決定する。各XISはそれぞれ 1024×1024 画素からなり、XRTと合わせると17.8分 \times 17.8分の視野となる。

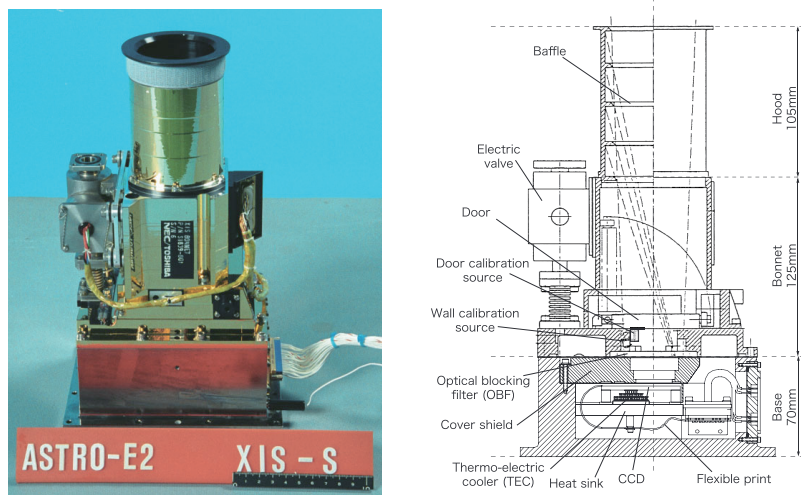


図 3.5: (左)XIS の外観、(右)XIS の概略図 (Koyama et al., 2007)

各XISは4つのセグメントに分かれていて、frame-store領域のセグメントにはそれぞれ読み出し口がある(図3.6)。1ピクセルあたりの電荷転送時間は $24.4 \mu\text{s}$ であり、1つのセグメントの電荷を全て読み出し口から読み出すために6.9秒必要である。NormalモードではXISの時間分解能がこの電荷転送時間のために制限されている。したがって、露光時間もこの時間を考慮して8.0秒に設定されている。

4台のCCDカメラのうちXIS0、2、3の3台は表面照射型(Front-Illuminated: FI)であり、XIS1は裏面照射型(Back-Illuminated: BI)である。FI-CCDは空乏層が $\sim 65 \mu\text{m}$ と厚く、高エネルギー側のX線に対して高い検出効率を示すが、入射X線は電極や絶縁層を通過するため1 keV以下の低エネルギーの検出効率が下がる。一方、BI-CCDでは電極のない側からX線を入射させるため、低エネルギーに対して高い検出効率を持つ。しかしながら、基板に電極構造を設けるための加工プロセスが容易ではなく、完全空乏を担保するための空乏層厚がFI-CCDに比べて $\sim 42 \mu\text{m}$ と薄い。この理由から、FI-CCDと

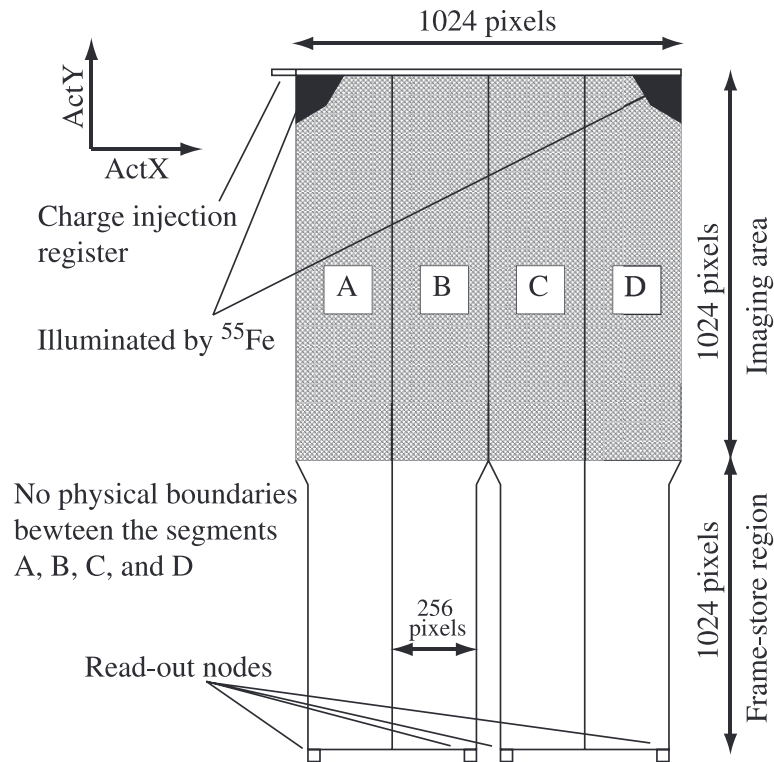


図 3.6: XIS CCD の概略図 (Koyama et al., 2007)。

BI-CCD は相補的に用いられる。図 3.8 に FI-CCD と BI-CCD の量子効率を示す。

電荷転送損失

CCD はゲートの電圧を変化させることで、バケツリレーのように信号電荷を隣のピクセルに受け渡していく。転送経路に電荷トラップがあると、信号電荷の一部が失われる。このような電荷損失の確率を CTI (Charge Transfer Inefficiency) と呼ぶ。これによりゲインの減少や、エネルギー分解能の劣化などが引き起こされる。宇宙環境では、CCD に高エネルギー宇宙線が衝突することで格子欠陥が作られ、電荷トラップが増えていく。較正線源による確認の結果、打ち上げから 1 年間で大きな劣化が確認された。そのため、2006 年 8 月に SCI (Spaced-row Charge Injection) という機能を衛星上で開始した。SCI とは、人工的に電荷を注入することで電荷トラップの影響を和らげる機能である。この人工電荷の注入口は読み出し口の反対側に取り付けられており、露光を行う前に 54 行ごとに電荷が注入される。これらの電荷が転送されることによってあらかじめトラップを埋めることで、入射 X 線によって生じた電荷の電荷転送効率を回復させることができる (図 3.9)。SCI の結果、ゲインとエネルギー分解能を打ち上げ直後とほぼ同じ性能に回復させることができた (図 3.10)。SCI が on の状態でも徐々に分解能が悪くなってはいるが、off のときと比べてその傾きはかなり抑えられていることがわかる。SCI on の状態で FI (XIS0、3) と BI (XIS1) の間でエネルギー分解能の劣化の傾きが異なるのは、注入した電荷量の違いによるものである。FI では 6 keV の信号に対応する電荷の注入に対して、BI では 2 keV

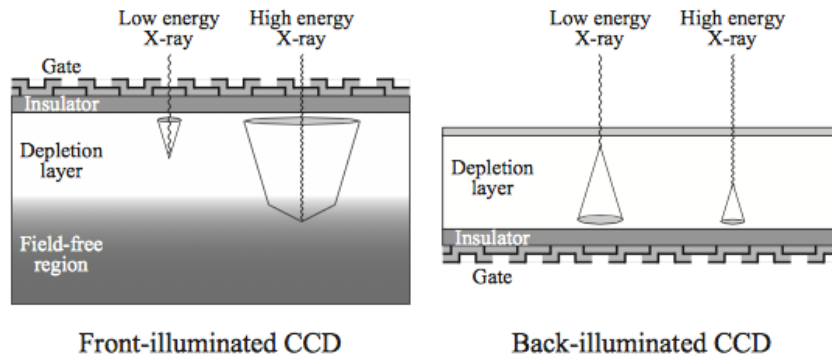


図 3.7: 表面照射と裏面照射

である。2011 年以降、BI に対しても FI と同じ量の電荷注入が行われていて、FI と変わらない性能が得られている。

非 X 線バックグラウンド NXB

軌道上では、観測対象からの X 線以外に、宇宙線由来の高エネルギー粒子 (陽子、電子、ガンマ線など) が入射する。宇宙線荷電粒子やガンマ線と衛星構成物とのコンプトン散乱により入射してくる電子が CCD で電離損失することで、目的の X 線以外のイベントになってしまう。このようなイベントは複数のピクセルにまたがって電荷を落とし、長く尾を引いたイメージが得られるため、グレート判定法と呼ばれるイメージ解析によってある程度は取り除くことができる。しかし、すべてを除去することはできず、残ったイベントを非 X 線バックグラウンド (Non X-ray Background: NXB) と呼ぶ。

NXB のスペクトルは太陽光に照らされていない地球 (夜地球) を観測することによって得られる (図 3.11)。輝線として、Al、Si、Ni、Au の蛍光 X 線が見られる。これらは、衛星を構成する物質が、宇宙線によって電離されて生じたものである。Mn 輝線は ^{55}Fe 校正線源によるものである。一方、連続成分は宇宙線由来の 10 keV 以下の電子が直接 CCD に入る、あるいはガンマ線が CCD 空乏層でコンプトン散乱することで、10 keV 以下のコンプトン電子を残すことで生じる。BI-XIS では 7 keV 以上で NXB のフラックスが高く、こぶ状の構造が見られる。BI-XIS は FI-XISs に比べて空乏層が薄く、荷電粒子が長く尾を引かないため、落とすエネルギーが小さく、観測 X 線バンドに入るためである。

グレート判定

X 線の入射により生成された電子のかたまり (電荷雲) は、電極付近に集められる間に拡散などにより広がる (図 3.7)。そのため、数 μm 程度の広がりを持つ。ピクセルの境界付近に X 線が入射すると、電荷雲は境界でわけられるため、信号が 2 つ以上のピクセルにまたがることになる。この場合はまたがった電荷を足し合わせなければ入射 X 線のエネルギーが得られない。3×3 ピクセルすべてを足し合わせるといった単純な方法も考えられるが、その分各ピクセルのノイズを足し合わせてしまうため、エネルギー分解能が悪くなるという問題がある。それを避けるため、2 ピクセル以上にまたがったイベントの場合、

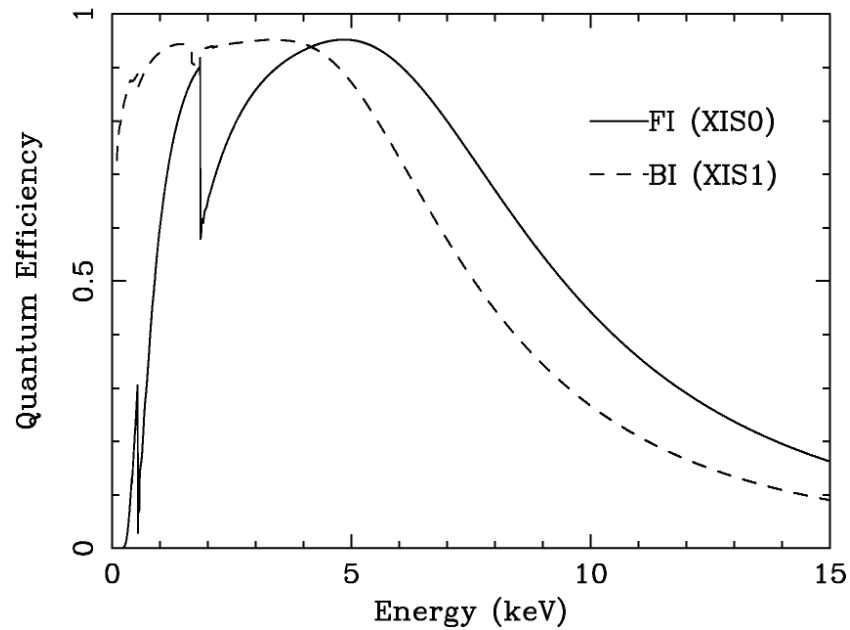


図 3.8: FI-CCD(実線) と BI-CCD(破線) の量子効率 (Koyama et al., 2007)。

原則としてある閾値を超えたピクセルのみを足し合わせる。この閾値をスプリット閾値と呼ぶ。

イベント中心のピクセルの周囲ピクセルのうち、スプリット閾値を超えたピクセルの位置によっていくつかのパターンに分類する。これをグレード判定と呼ぶ。グレード判定は、足し合わせるピクセルを決めるだけでなく、X線イベントをNXB等に判別するためにも用いられる。グレード判定はあすか衛星搭載のX線CCDカメラ (Solid-state Imaging Spectrometer: SIS) のデータ処理において初めて導入されたものであるが、*XMM-Newton* や *Chandra* でも用いられており、XISでも同じ手法が用いられる。図 3.12 に示すようなグレードの分類だが、観測のデータ解析に用いられるのはグレード0、2、3、4、6である。

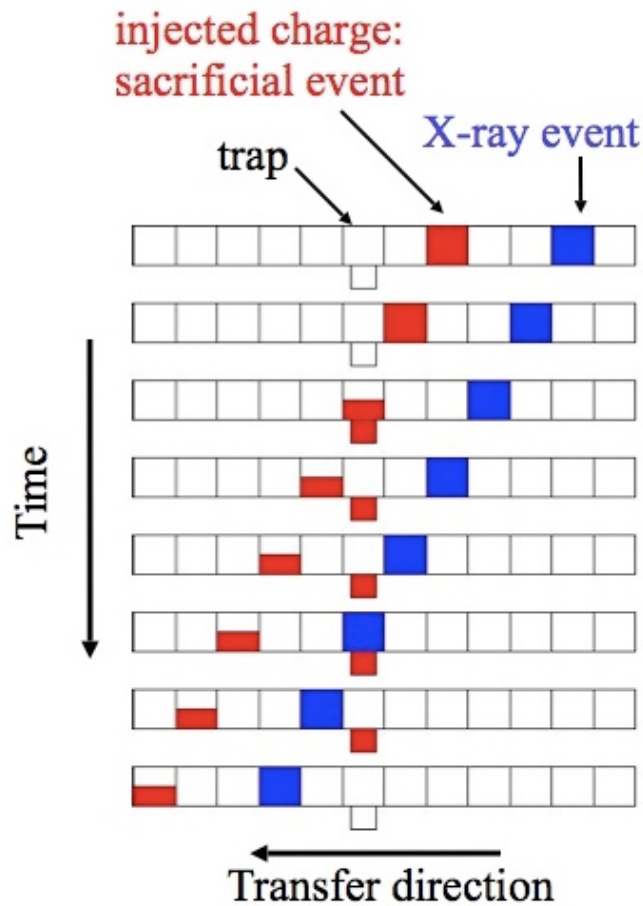


図 3.9: SCI 機能の概略図。宇宙線ダメージによって生じた格子欠陥 (trap) にあらかじめ電荷を注入しておくことで (赤)、天体からの X 線イベントの情報 (青) を失わずに転送することができる。

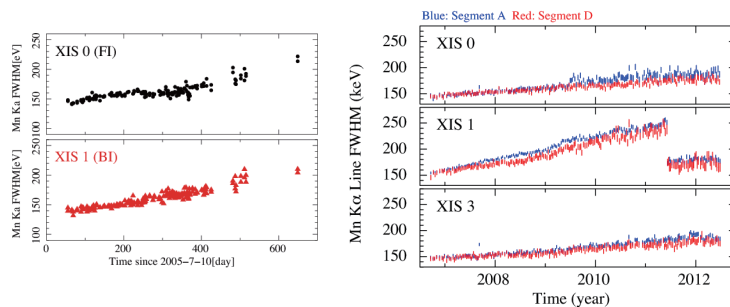


図 3.10: SCI off(左) と on(右) での ^{55}Fe 校正線源を用いたエネルギー分解能 (The Suzaku Technical Description)。2011 年の XIS1 での不連続点は電荷注入量の変更による。

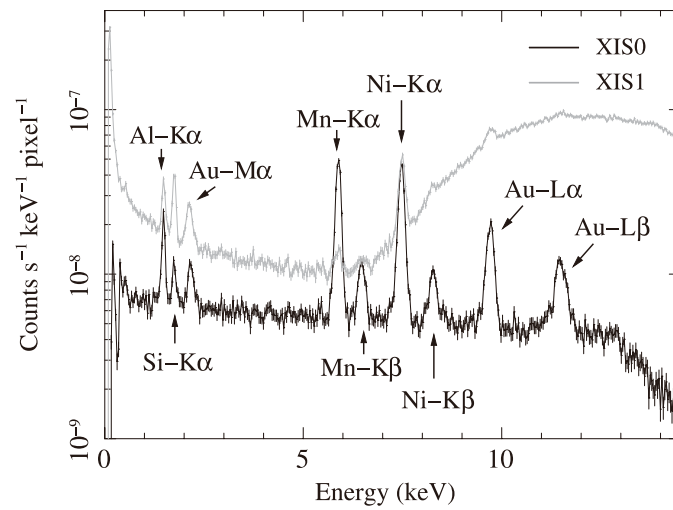


図 3.11: 夜地球の観測から得た NXB の FI-XIS (XIS0) と BI-XIS (XIS1) のスペクトル (Tawa et al., 2008)。Al、Si、Ni、Au の輝線は衛星構成物が宇宙線によって電離されて生じたもの。Mn は校正線源によるもの。

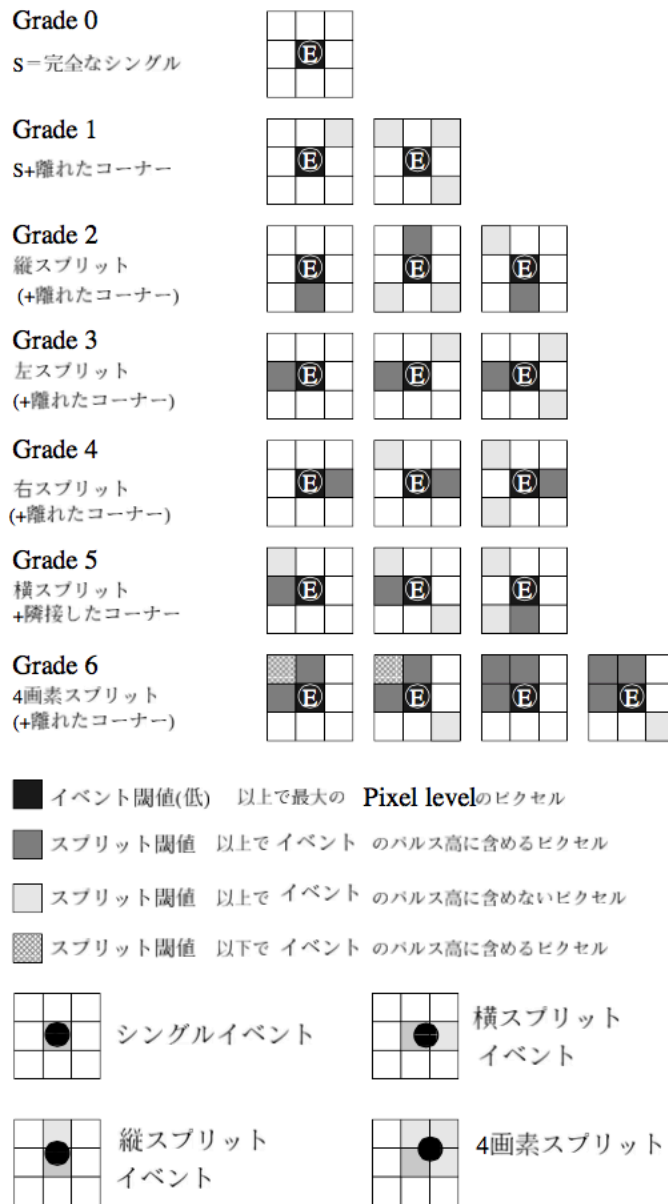


図 3.12: あすか方式のグレードの定義。Eはイベント中心のピクセルを示す。

3.2.3 硬 X 線検出器 HXD

すでに搭載している HXD (Hard X-ray Detector) は、10–700 keV のエネルギー範囲の X 線をこれまでにない高感度で検出することを目的としている。X 線反射望遠鏡を用いない非撮像型装置である。基本となる井戸型カウンター (Well unit) は 16 本あり、その周囲を BGO 結晶のアンチカウンター (Anti unit) 20 本が取り囲んでいる。Well unit の主検出部は 4 分割されていて、それぞれについて、PIN 型半導体検出器と GSO シンチレータが上下に重ねられている (図 3.13)。これらのシンチレータに X 線が入射すると、紫外線程度のエネルギーの光が生じる。その光を、各々の Well 検出器に設置された光電子増倍管で観測する。

この検出器の捉えようとしている帯域では、天体からの光子のフラックスが弱く、非撮像型であるためにバックグラウンドとの区別が難しい。そのため、HXD では反同時計数法でバックグラウンドを除去する。反同時計数法は、視野外の方からやってきた X 線を BGO で観測し、PIN や GSO でそのタイミングで入射した X 線をバックグラウンドとして取り除くという方法である。BGO は PIN と GSO の視野外の方を取り囲んでいるため、BGO が観測するような X 線は視野外バックグラウンドであると断定できる。

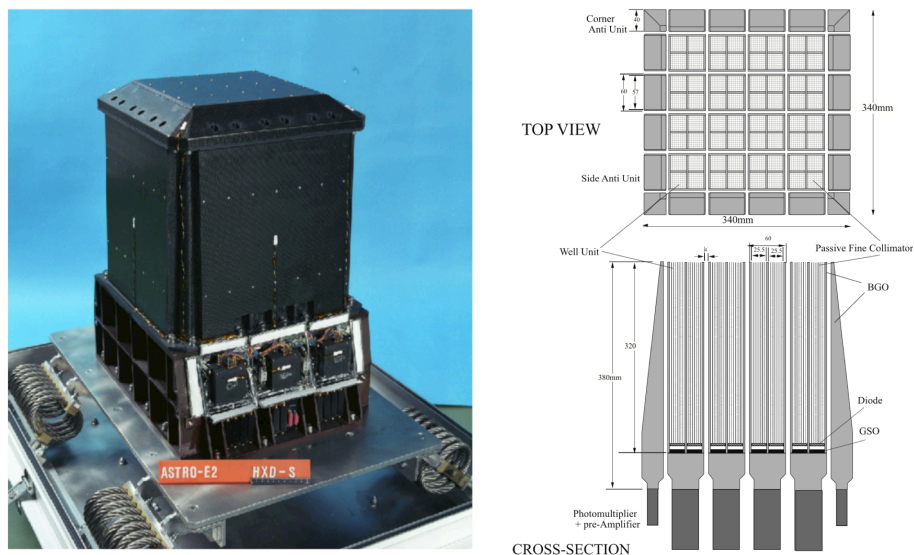


図 3.13: (左) HXD の外観、(右) HXD の概略図 (Takahashi et al., 2007)。

過去の硬 X 線観測装置はいずれも大きな視野をもっていたため、低エネルギー側では、宇宙 X 線背景放射や標的以外の天体の混入により、十分な感度を達成できなかった。HXD では、BGO の井戸型部分が視野 $4^\circ.5 \times 4^\circ.5$ のアクティブコリメータを構成しているが、それでも視野が大きすぎて、低エネルギー側では同様の問題が生じてしまう。そのため、リン青銅製のファインコリメータを挿入することで視野をその 1/8 まで絞り込む。これにより、感度が飛躍的に良くなる。一方、約 100 keV 以上の硬 X 線に対してはファインコリメータは透明になるため、視野が広がる。

本論文では 10–100keV のエネルギーをカバーする PIN 検出器を用いた解析を行った。PIN 検出器の視野は 34 分 \times 34 分 (FWHM) で、60 keV 以下ではほとんどエネルギーに依存しない。PIN 検出器の NXB は、衛星の軌道上での位置などに依存して変化する。これを正しく評価して差し引くために、NXB のモデルが提供されている。PIN NXB モデル

の再現性は15–40 keVの帯域で約1% (3σ)と評価されていて、この精度が検出感度を決める (Fukazawa et al., 2009)。

第4章 すざくによる狭輝線セイファート 1型銀河の観測

4.1 観測天体

我々は、*Swift*/Burst Alert Telescope (BAT) の 58 months catalog (Baumgartner et al., 2010) の中から 14–195 keV のフラックスが $2 \times 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ 以上に分類された 4 つ (Mrk 110, SWIFT J212745.6+565636, IGR J16185–5928, WKK 4438) についてすざくを用いて観測を行った (表 4.1)。前述したように、すざくは 4 つの XIS を搭載しているが、XIS2 は 2006 年 11 月以降動いていない¹。また、SWIFT J212745.6+565636 の観測では XIS0 が動いていなかった。そのため解析では、Mrk 110, IGR J16185–5928, WKK 4438 については XIS0、1、3、HXD-PIN を、SWIFT J212745.6+565636 については XIS1、3、HXD-PIN のデータを用いた。BI-CCD では高エネルギー帯での NXB のフラックスが大きいため、XIS1 の 7 keV 以上のデータは使用していない。以降の解析では、すざくチームから提供されている標準的な解析ツール HEAsoft (version 6.18) を用いた。解析に用いる値として、赤方偏移や SMBH 質量の値は過去の観測の値を使用し、視線方向の銀河系内の吸収 $N_{\text{H,Gal}}$ は HEAsoft 内の FTOOLS にある nh コマンドを使用した (Kalberla et al., 2005)。なお、以下の解析では $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_M = 0.27$, and $\Omega_\Lambda = 0.73$ を使用した。

4.2 データリダクション

機上から送られてきた観測データは、最新の較正データベースを用いて較正しなおす必要がある。今回、XIS と HXD-PIN の較正データベースにはそれぞれ 2016 年 4 月と 2011 年 9 月に提供されたものを用いて、HEAsoft に含まれる xispi コマンドにより再較正を行ったのち、リダクション作業を行った。

表 4.1: Suzaku NLS1 samples

観測天体	Mrk 110 ¹	SWIFT J212745.6+565636 ²	IGR J16185–5928 ³	WKK 4438 ³
中心座標 (J2000)	(09 ^h 25 ^m 12 ^s .9,+52°17′11″)	(21 ^h 27 ^m 44 ^s .9,+56°56′40″)	(16 ^h 18 ^m 36 ^s .4,-59°27′17″)	(14 ^h 55 ^m 16 ^s .7,-51°34′16″)
赤方偏移 z	0.0353	0.0147	0.0356	0.0160
$N_{\text{H,Gal}} (10^{22} \text{ cm}^{-2})$	0.0133	0.770	0.216	0.291
$M_{\text{BH}} (\times 10^7 M_\odot)$	2.0	1.5	2.8	0.2
FWHM(H β)	~2000	~2000	~4000	~1700
[O III]/H β < 3	0.8	0.7	0.7	0.7
Observation Date	2007/11/02	2007/12/03	2008/02/09	2012/01/22
Exposure (ks)	80	82	68	70

Ref: [1] Kollatschny (2004); [2] Halpern (2006); [3] Masetti et al. (2006).

¹<http://www.astro.isas.ac.jp/suzaku/doc/suzakumemo/suzakumemo-2007-08.pdf>

4.2.1 XIS のデータ選別

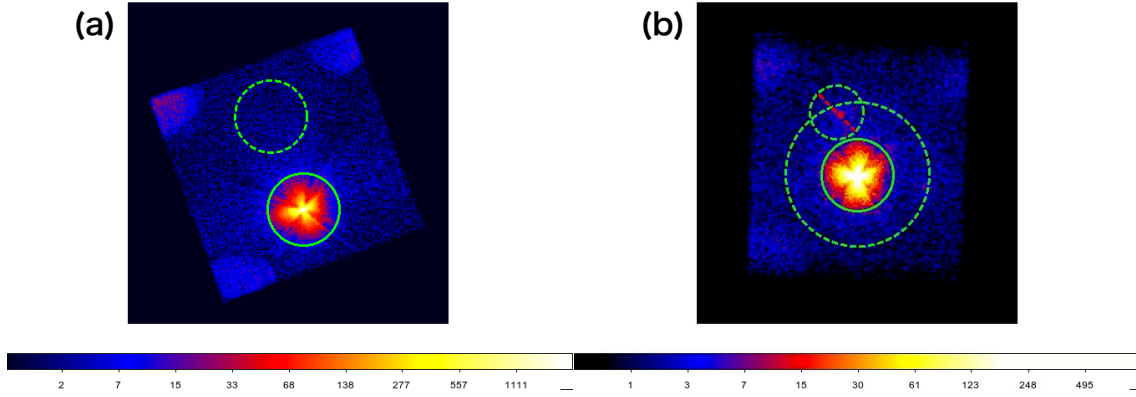


図 4.1: XIS0、1、3 を足し合わせた 2.5–8 keV の (a) Mrk 110、(b) WKK 4438 のイメージ。実線はソース領域で破線はバックグラウンド領域。

図 4.1 の (a) は Mrk 110、(b) は WKK 4438 のイメージである。Mrk 110、SWIFT J2127+5656、IGR J16185–5928 は HXD の光軸に合わせて観測されたため、天体が XIS 中心からずれた位置にある。この 3 天体に関しては、解析に用いるソース領域を半径 3 分角の円 (実線内側) から選び、バックグラウンド領域をソース領域光軸対称の位置から選んだ。WKK 4438 は XIS の光軸に合わせて観測された。そのため、ソース領域は 3 分角の円から選び、バックグラウンド領域は半径 6 分角の円からソース領域をくりぬいた円環領域を選んだ。また、バックグラウンド内に存在する点源を取り除いた。

XIS0 と 3 に関しては同じ FI-CCD なので統計数を増やすために FTOOLS の `mathpha` を用いて足し合わせた。また、スペクトルの 1 ビンあたりに XIS は最小で 300 カウント、HXD-PIN は 2000 カウントとなるようにビンまとめを行った。

4.2.2 HXD のデータ選別

HXD-PIN は撮像ができず、バックグラウンドを領域から選んで引くということができない。そのため、バックグラウンドをモデル化しデータから引くことでソースのイベントを抽出するという方法が用いられている。バックグラウンドの寄与には NXB と CXB がある。

NXB に関しては、HXD チームが提供している LCFITDT モデル (Fukazawa et al., 2009) でモデル化されたイベントファイルを使用した。ソースの成分は NXB 成分の 4% しかなく、NXB の誤差がソースに影響を及ぼす可能性がある。以下の解析では Fukazawa et al. (2009) で与えられる誤差 $\sim 1\%$ で変動させても本論文の解析結果に誤差の範囲内で影響を及ぼさないことを確認した。CXB に関しては、スペクトルの形が Boldt (1987) で示されていて、

$$\text{CXB}(E) = 9.412 \times \left(\frac{E}{1 \text{ keV}} \right)^{-1.29} \times \exp \left(-\frac{E}{40 \text{ keV}} \right) \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1} (2^\circ \times 2^\circ)^{-1} \quad (4.1)$$

というモデルで再現できる。

4.2.3 レスポンスファイル

スペクトル解析では、放射モデルスペクトルに検出器の応答を掛け合わせたものをフィットする必要がある。そのための補正には、RMF (Redistribution Matrix File) と ARF (Auxiliary Response File) を用いて行う。RMF は主に検出器側の応答を表すファイルで、ARF は主に望遠鏡側の応答を表すファイルである。

今回の解析では、XIS の RMF と ARF はそれぞれ FTOOLS にある `xisrmfgen` と `xissimarfgen` というコマンド (Ishisaki et al., 2007) を用いて作成した。XIS0 と 3 はスペクトルを重ね合わせたため、`marfrmf` コマンドによって RMF と ARF を一つにしたのち、`addrmf` によって RMF と ARF を重ね合わせた。また、HXD-PIN のレスポンスファイルは HXD チームから提供されているものを使用した。HXD の光軸に合わせて観測された 3 天体では `ae_hxd_pinhxnome4_20080129.rsp` を、XIS の光軸に合わせて観測されたものでは `ae_hxd_pinxinome11_20110601.rsp` を用いた。

4.3 データ解析

ここでは、NLS1 の 4 天体 (Mrk 110、SWIFT J212745.6+565636、IGR J16185–5928、WKK 4438) の解析を行う。解析ソフトには HEAsoft に含まれる XSPEC (version 12.9.0) を用いた (Arnaud, 1996)。FI-CCD は低エネルギー側の検出効率が低く、BI-CCD は高エネルギー側の検出効率が低い。そのため、解析では XIS0+3 は 0.4–12 keV を、XIS1 は 0.3–7 keV を用いた。また、HXD-PIN は 15–40 keV を使用した。図 4.2 に 0.3–40 keV のスペクトルを示す。絶対フラックスの較正が、各検出器間で食い違っている。そのため、XIS0+3 の強度を基準にし、XIS の光軸観測では HXD-PIN は 1.18 倍、HXD の光軸観測では 1.16 倍をモデルにかけ合わせた²。XIS1 はフリーパラメータとしてフィットを行った。本文中で示す誤差は特にことわらない限り 90% の信頼区間の範囲で示す。

4.3.1 XIS スペクトル ($2.5 \leq E \leq 12$ keV) の解析

まず、XIS スペクトルのうち 2.5–12 keV の解析を行った。最も単純なモデルとして銀河系内の吸収のかかったべき関数のモデル (`phabs*powerlaw`) を用いた。鉄輝線の影響を避けるために 4.5–7.5 keV の範囲は解析から除外した。

表 4.2 はベストフィットの結果のパラメータである。過去の観測での光子指数 Γ の値とおおよそ一致している。図 4.3 はこのベストフィット結果のモデルを 0.3–40 keV まで外挿したときのデータとモデルの比である。(a) Mrk 110 と (c) IGR J16185–5928 で 2 keV 以下に、(a) Mrk 110、(b) SWIFT J2127+5656 と (c) IGR J16185–5928 で 10 keV 以上に超過成分が見られた。(a) から (d) 全てに 6.4 keV 付近の鉄輝線構造が見られるので、次に赤方偏移のかかった輝線構造 (`gaussian` モデル) を含めたモデル (`phabs*(powerlaw+zgauss)`) でフィットを行った。

表 4.3 は 2.5–12.0 keV の `phabs*(powerlaw+zgauss)` モデルのベストフィットのパラメータである。全ての天体において、輝線中心が赤方偏移した 6.4 keV に位置することから、中性鉄からの輝線であることがわかる。SWIFT J2127+5656 と WKK 4438 に関しては有意に幅を持っている輝線が観測された。

²<ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/suzaku/doc/xrt/suzakumemo-2008-06.pdf>

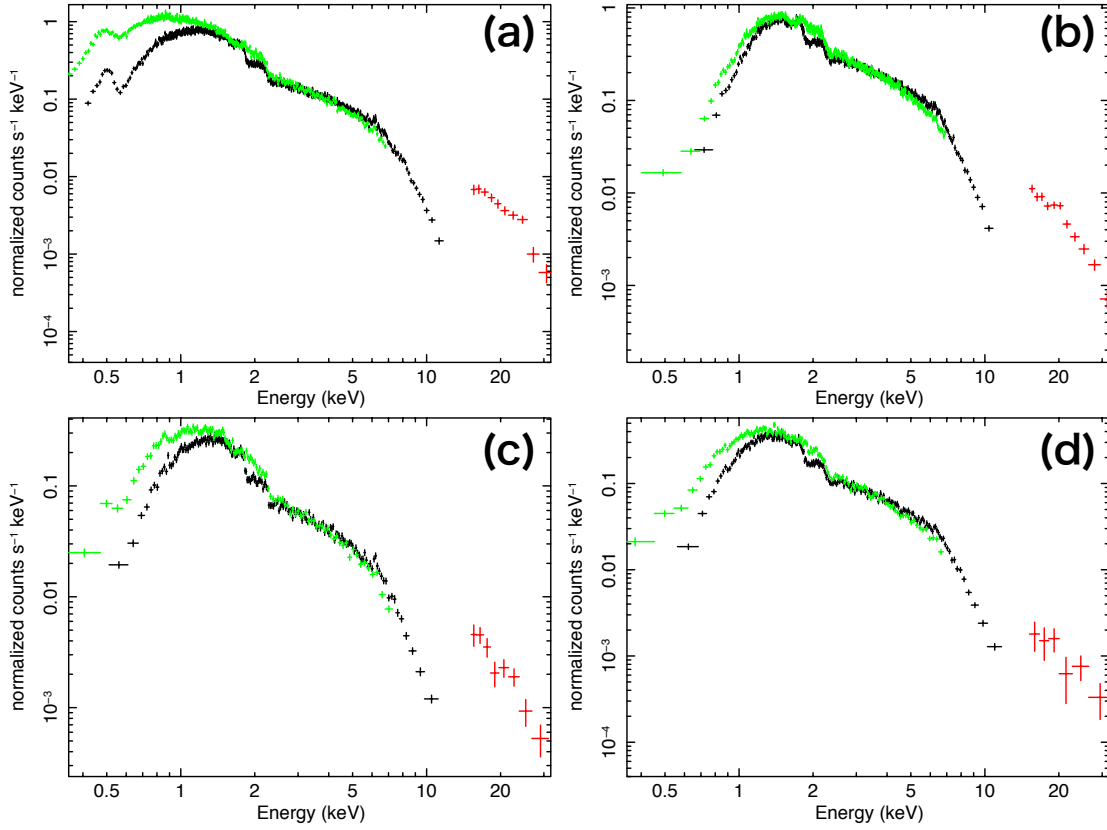


図 4.2: (a) Mrk 110、(b) SWIFT J2127+5656、(c) IGR J16185–5928、(d) WKK 4438 のスペクトル。黒、緑、赤はそれぞれ XIS0+3、XIS1、HXD-PIN のデータ点。各ビンにおけるカウント数を示している。

表 4.2: 2.5–12.0 keV の `phabs*powerlaw` モデルのフィット結果

Parameter	Mrk 110	SWIFT J2127456.6+565636	IGR J16185–5928	WKK 4438
Γ	1.73 ± 0.02	1.93 ± 0.02	1.81 ± 0.03	1.91 ± 0.03
$\text{norm}_{\text{powerlaw}}^1$ (photons $\text{keV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$(5.5 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	$(1.2 \pm 0.1) \times 10^{-2}$	$(2.4 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	$(3.9 \pm 0.1) \times 10^{-3}$
χ^2/dof	408.67/303	407.74/340	174.09/110	215.54/142

[1] normalization at 1 keV.

表 4.3: 2.5–12.0 keV の `phabs*(powerlaw+zgauss)` モデルのフィット結果

Parameter	Mrk 110	SWIFT J2127456.6+565636	IGR J16185–5928	WKK 4438
Γ	1.73 ± 0.02	2.02 ± 0.02	1.84 ± 0.03	1.99 ± 0.04
$\text{norm}_{\text{powerlaw}}^1$ (photons $\text{keV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$(5.5 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	$(1.3 \pm 0.1) \times 10^{-2}$	$(2.5 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	$(4.3 \pm 0.2) \times 10^{-3}$
LineE (keV)	6.38 ± 0.02	$6.35^{+0.09}_{-0.09}$	$6.44^{+0.05}_{-0.04}$	6.41 ± 0.14
σ (keV)	< 0.08	$0.50^{+0.12}_{-0.10}$	< 0.13	$0.52^{+0.20}_{-0.17}$
EW (eV)	48^{+13}_{-12}	230^{+51}_{-50}	93 ± 29	234^{+86}_{-83}
$\text{norm}_{\text{zgauss}}$ (photons $\text{keV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$(1.2 \pm 0.3) \times 10^{-5}$	$(8.0^{+1.9}_{-1.6}) \times 10^{-5}$	$(8.4^{+2.8}_{-2.5}) \times 10^{-6}$	$(2.6^{+1.0}_{-0.8}) \times 10^{-5}$
χ^2/dof	347.87/300	270.74/337	128.25/107	164.36/139

[1] normalization at 1 keV.

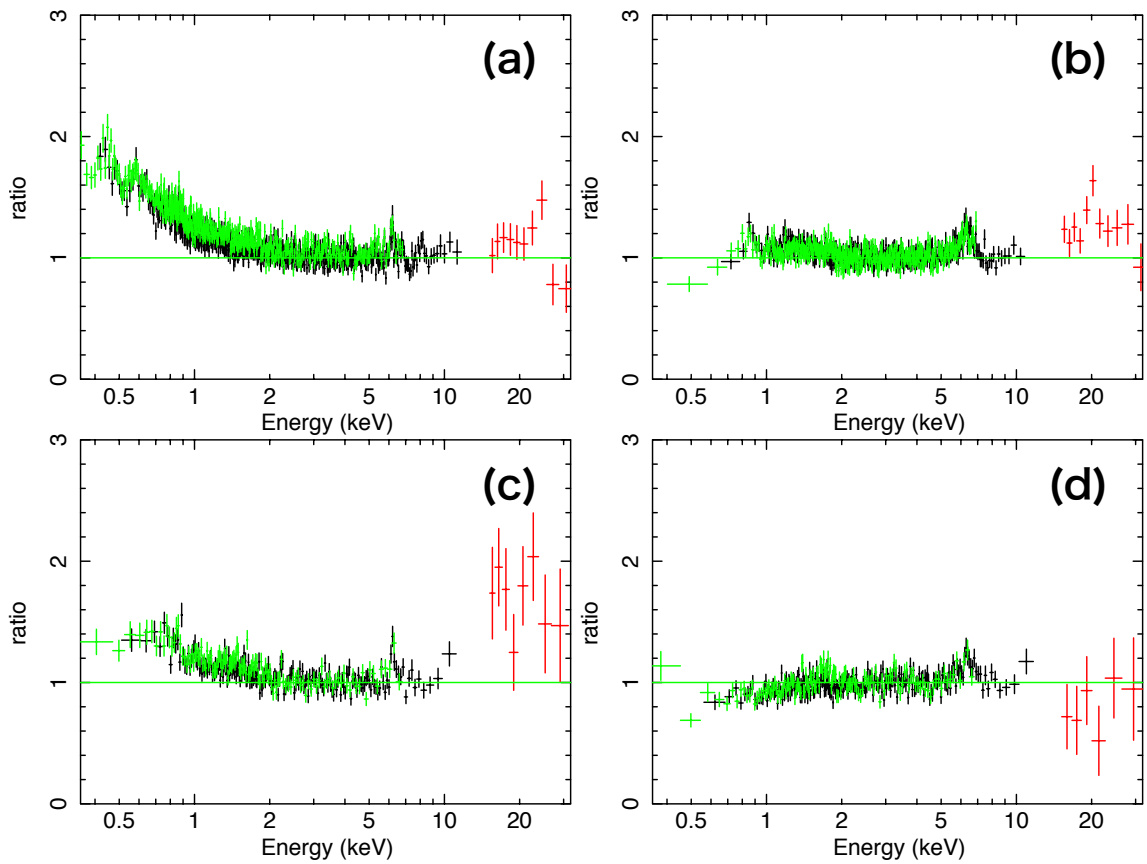


図 4.3: べき関数のモデルとデータの比。(a) Mrk 110、(b) SWIFT J2127+5656、(c) IGR J16185-5928、(d) WKK 4438 のスペクトル。黒、緑、赤はそれぞれ XIS0+3、XIS1、HXD-PIN のデータ点。

表 4.4: 2.5–40 keV の phabs*(pexrav+zgauss) モデルのフィット結果

Parameter	Mrk 110	SWIFT J2127456.6+565636	IGR J16185–5928	WKK 4438
Γ	1.72 ± 0.04	$2.12^{+0.08}_{-0.07}$	$2.04^{+0.11}_{-0.06}$	$1.97^{+0.07}_{-0.11}$
E_C (keV)	52^{+120}_{-18}	37^{+18}_{-7}	> 163	> 30
R	$0.8^{+0.7}_{-0.6}$	$3.5^{+1.4}_{-1.5}$	$2.5^{+1.4}_{-1.0}$	< 1.13
norm _{pexrav} ¹ (photons keV ⁻¹ cm ⁻² s ⁻¹)	$(5.6 \pm 0.2) \times 10^{-3}$	$(1.5 \pm 0.1) \times 10^{-2}$	$(3.0^{+0.3}_{-0.2}) \times 10^{-3}$	$(4.2 \pm 0.3) \times 10^{-3}$
LineE (keV)	6.38 ± 0.02	6.35 ± 0.08	6.43 ± 0.03	6.41 ± 0.14
σ (keV)	< 0.08	$0.2^{+0.2}_{-0.1}$	< 0.08	$0.5^{+0.2}_{-0.1}$
norm _{zgauss} (photons keV ⁻¹ cm ⁻² s ⁻¹)	$(1.1 \pm 0.3) \times 10^{-5}$	$(2.2^{+2.3}_{-1.1}) \times 10^{-5}$	$(6.1^{+2.1}_{-1.8}) \times 10^{-6}$	$(2.8^{+1.1}_{-0.5}) \times 10^{-5}$
EW (eV)	43^{+15}_{-13}	58^{+31}_{-28}	64^{+25}_{-24}	246^{+123}_{-56}
χ^2/dof	460.67/309	277.90/347	130.91/114	168.56/143

[1] normalization at 1 keV.

4.3.2 XIS と HXD-PIN による $2.5 \leq E \leq 40$ keV のスペクトル解析

2.2 節で述べたように、6.4 keV の中性鉄輝線が見られたのは、冷たい反射体が存在し、べき関数成分の光子により照らされているためである。もしその反射体が光学的に厚ければ、コンプトン散乱により連続成分も放射されるはずであり、特に SWIFT J2127+5656 と IGR J16185–5928 では顕著に超過成分が見られた。そこで、中性な物質からの反射連続成分のモデルである pexrav (Magdziarz & Zdziarski, 1995) を用いて解析を行った。WKK 4438 には反射成分があるように見られなかったが、他の3つと比較するために、同様にフィットした。

図 4.4 に pexrav モデルで仮定するジオメトリーを示す。pexrav にはいくつかのパラメータが存在する。一次放射成分であるカットオフ E_C を持ったべき関数成分 (光子指数 Γ) がある。反射成分の強度 R がある。べき関数の発生源 (点源) から見た時の反射体の立体角を Ω とすると、 $R = \Omega/2\pi$ となる。AGN は時間変動する天体であるため、べき関数成分の放射が減少したあとに観測すると、反射成分がべき関数成分より多く見積もられ、 R が 1 より大きい値をとることもありうる (Molina et al., 2009)。反射成分の鉄のアバundance は太陽組成と同じ値 ($A_{\text{Fe}} = 1$) を使用した。また、AGN の傾き i は強度にのみ影響するため (Zdziarski et al., 1996)、60 度に固定した。

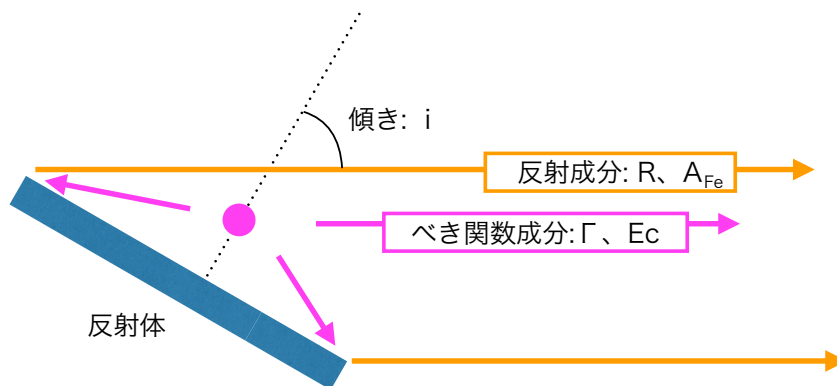


図 4.4: pexrav モデルで仮定するジオメトリー。

表 4.4 は 2.5–40 keV の phabs*(pexrav+zgauss) モデルのベストフィット結果、図 4.5 は 0.3 keV まで外挿した時のモデルとスペクトルを示したものである。(a)、(b) 及び (c) の

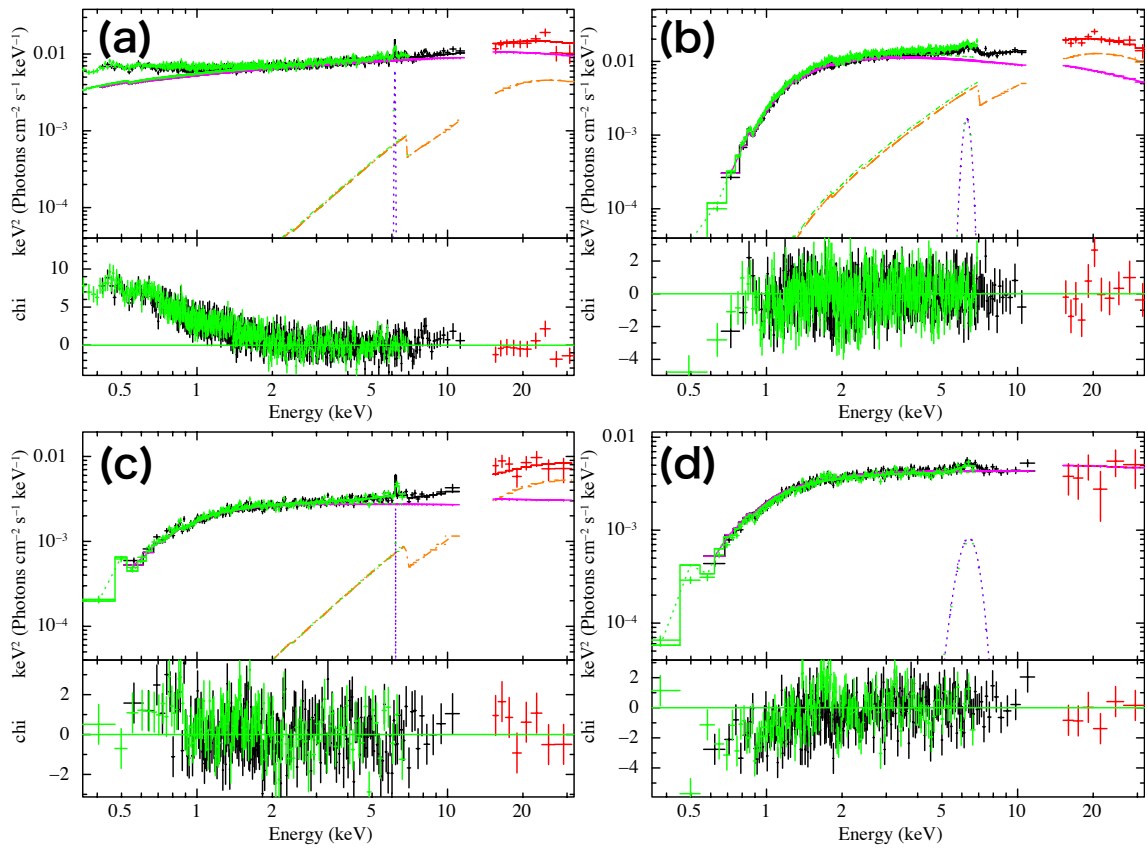


図 4.5: $\text{phabs}*(\text{pexrav}+\text{zgauss})$ モデルと 0.3–40 keV のスペクトル。図 4.2 とは異なり応答関数を戻したもの。(a) Mrk 110、(b) SWIFT J2127+5656、(c) IGR J16185–5928、(d) WKK 4438 のスペクトル。マゼンタはカットオフべき関数成分、オレンジは反射連続成分、紫は鉄輝線を示す。下図にモデルデータの残差を示す。

15 keV 以上に見られた超過成分が反射成分により再現できている。予想通り、WKK 4438 は反射成分を要求しない結果となった。

4.3.3 $0.3 \leq E \leq 40$ keV のスペクトル解析

反射成分を考慮しても 2 keV 以下に依然として超過成分が残ったままである。そこで、2.2 節で述べたようにこの超過成分をべき関数成分とは別の起源を持つ軟 X 線成分であると考えた。現在、この成分の起源に関しては議論の余地が残るが、本論文では赤方偏移した黒体放射

$$A(E) = \frac{8.0525K[E(1+z)]^2 dE}{(1+z)kT^4(\exp[E(1+z)kT] - 1)} \quad (4.2)$$

のモデル (zbody) を用いることにする。図 4.6 に今回用いるモデルのスペクトルを示す。

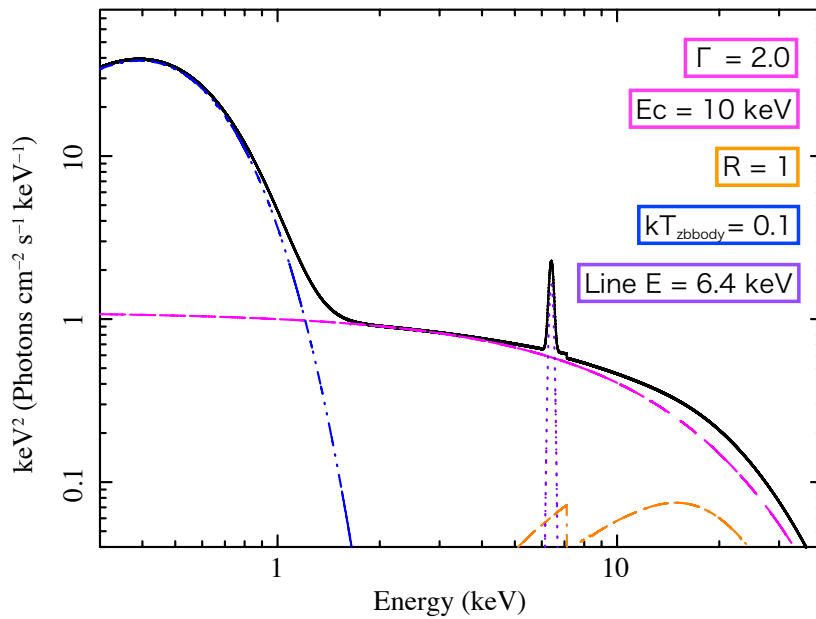


図 4.6: pexrav+zgauss+zbody モデルのスペクトル。マゼンタとオレンジはそれぞれ pexrav モデルに含まれるカットオフべき関数と反射成分。紫は鉄輝線、青は zbody で示される軟 X 線超過成分である。

図 4.7 と表 4.5 にベストフィットの結果を示す。2 keV 以下に見られた超過成分をうまく再現できている。今回の結果は、黒体放射温度が 0.1–0.3 keV である。妥当性については 5 章で議論する。カットオフエネルギーはより精度が良く決まり、Mrk 110、SWIFT J212745.6+565636、WKK 4438 の 3 天体では 30–40 keV となった。

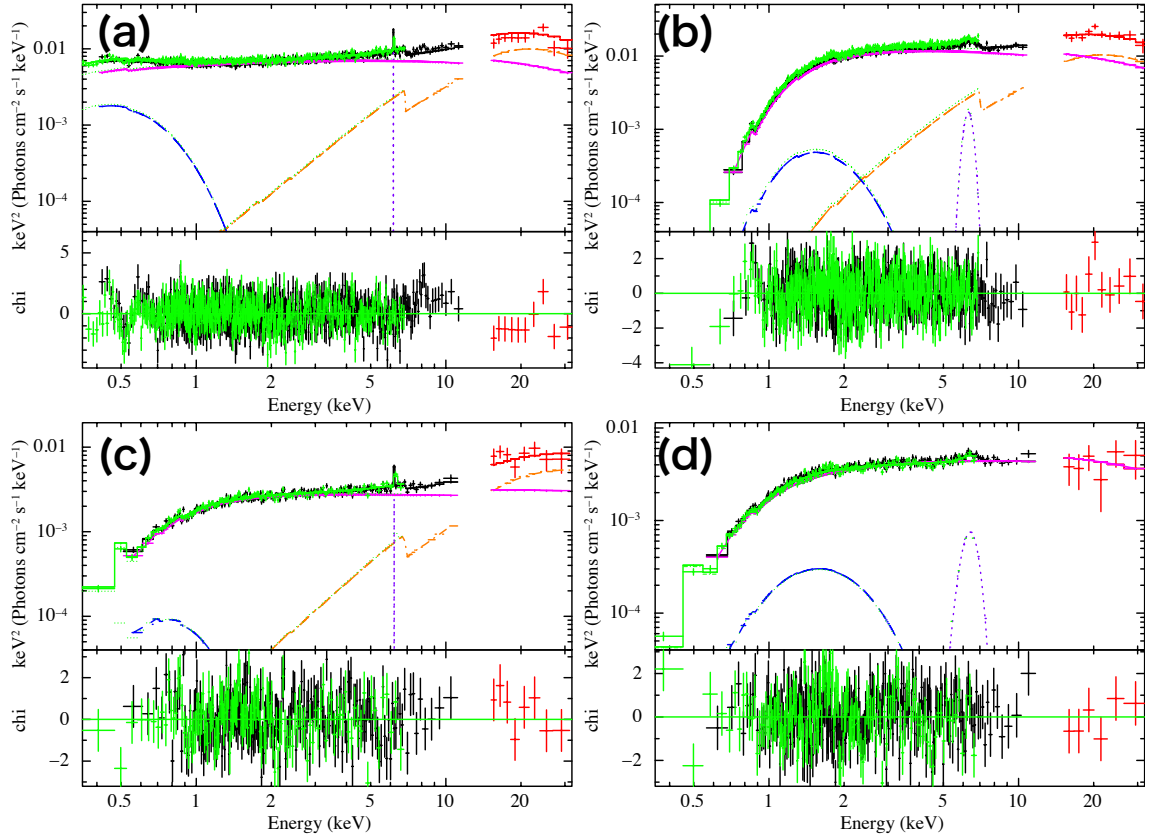


図 4.7: $\text{phabs}*(\text{pexrav}+\text{zgauss}+\text{zbody})$ モデルと 0.3–40 keV のスペクトル。図 4.2 とは異なり応答関数を戻したもの。(a) Mrk 110、(b) SWIFT J2127+5656、(c) IGR J16185–5928、(d) WKK 4438 のスペクトル。マゼンタはカットオフべき関数成分、オレンジは反射連続成分、紫は鉄輝線、青は軟 X 線超過成分を示す。下図にモデルとデータの残差を示す。

表 4.5: 0.3–40 keV の $\text{phabs}*(\text{pexrav}+\text{zgauss}+\text{zbody})$ モデルのフィット結果

Parameter	Mrk 110	SWIFT J2127456.6+565636	IGR J16185–5928	WKK 4438
Γ	1.84 ± 0.02	2.01 ± 0.05	2.04 ± 0.03	$1.79^{+0.05}_{-0.06}$
E_C (keV)	35^{+10}_{-6}	38^{+23}_{-9}	> 155	35^{+30}_{-16}
R	2.7 ± 0.6	2.2 ± 0.9	$2.6^{+0.7}_{-0.6}$	< 3.3
$\text{norm}_{\text{pexrav}}^1$ (photons $\text{keV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$(6.3 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	$(1.3 \pm 0.1) \times 10^{-2}$	$(3.0 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	$(3.5 \pm 0.1) \times 10^{-3}$
LineE (keV)	6.38 ± 0.03	6.37 ± 0.09	$6.43^{+0.04}_{-0.03}$	6.43 ± 0.14
σ (keV)	< 0.08	$0.26^{+0.19}_{-0.13}$	< 0.08	< 0.66
$\text{norm}_{\text{zgauss}}$ (photons $\text{keV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$(0.9 \pm 0.3) \times 10^{-5}$	$(2.8^{+2.0}_{-1.3}) \times 10^{-5}$	$(6.0^{+2.1}_{-1.8}) \times 10^{-6}$	$(2.2 \pm 0.9) \times 10^{-5}$
EW (eV)	35 ± 10	77^{+39}_{-35}	64^{+24}_{-25}	192 ± 45
kT_{zbody} (keV)	0.11 ± 0.01	$0.27^{+0.03}_{-0.02}$	$0.13^{+0.03}_{-0.02}$	$0.35^{+0.05}_{-0.04}$
$\text{norm}_{\text{zbody}}$ (photons $\text{keV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$(5.7 \pm 0.5) \times 10^{-5}$	$(3.4 \pm 1.5) \times 10^{-5}$	$(1.1 \pm 0.6) \times 10^{-5}$	$(1.1^{+0.4}_{-0.3}) \times 10^{-5}$
$L_{2-10 \text{ keV}}$ ($\times 10^{43} \text{ erg/s}$)	5.2	1.4	2.1	0.6
χ^2/dof	1134.85/972	735.19/717	379.43/329	446.74/375

[1] normalization at 1 keV.

4.3.4 熱的なコンプトン散乱モデルによるフィット

pexrav モデルは、多くの論文で用いられているモデルであるが、電子温度を直接フィッティングパラメータから求めることができないという欠点がある。そこで、スペクトルフィットから電子温度を直接求めるために、降着円盤周辺にある熱的分布を持つ高エネルギー電子のコロナによる逆コンプトン散乱モデル (nthcomp) を採用した (Zdziarski et al., 1996)。図 4.8 にこのモデルのジオメトリを概略図を示す。図 4.9 に今回用いる reflect*nthcomp+zgauss+zbody モデルのスペクトルを示す。

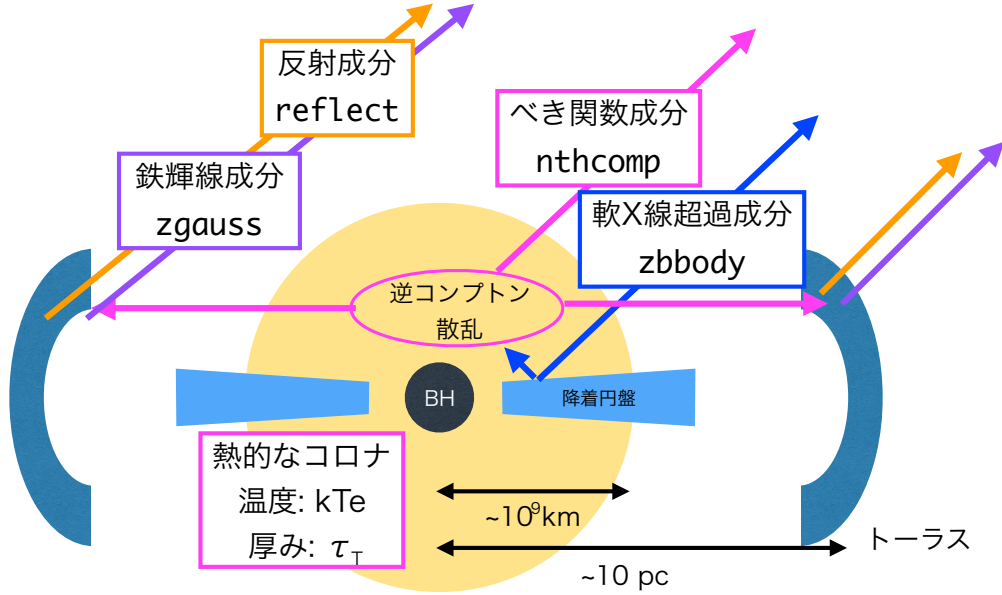


図 4.8: reflect*nthcomp+zgauss+zbody モデルの考えている AGN の構造図。

nthcomp のパラメータは入射光子の温度 (kT_{zbody})、コロナの電子温度 (kT_e) と漸近的な光子指数 (Γ) である。平衡状態のコロナにおいて、あるエネルギー $x = hv/m_e c^2$ の光子のコロナ内での流出入は保存するため、降着円盤から放射される光子 (x_s) より高いが、対生成が起こらないようなエネルギーに着目すると ($x_s < x \ll 1$)、単位時間あたりの光子の流出入は、

$$0 = \dot{n}_C^T(x) - \dot{n}_{esc}(x) \quad (4.3)$$

となる。ここで、 $\dot{n}_C^T(x)$ は熱的な電子の逆コンプトン散乱によりエネルギー x に叩き上げられた光子密度であり、 $\dot{n}_{esc}(x)$ はコロナの外へ逃げていく光子密度である。外へ逃げていく光子は、一様な球状のコロナであるという仮定のもと (Sunyaev & Titarchuk, 1980)、

$$\dot{n}_{esc}(x) = \frac{c}{R} n(x) \left[1 + \frac{1}{3} \tau_{KN}(x) \right]^{-1} \quad (4.4)$$

$$\tau_{KN}(x) = \tau_T \sigma_{KN}(x) / \sigma_T \quad (4.5)$$

と表される。ここで、低エネルギー光子を考えているので、Klein-Nishina の散乱断面積は

$$\sigma_{KN}(x) \simeq \sigma_T \quad (4.6)$$

である。

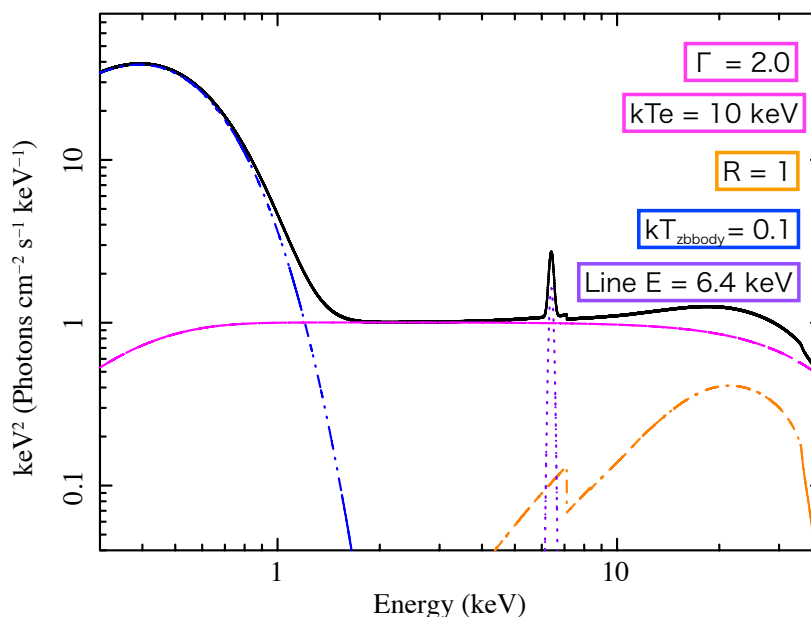


図 4.9: reflect**nthcomp*+zgauss+zbody モデルのスペクトル。マゼンタは *nthcomp* モデルの連続成分で、オレンジは reflect モデルによる反射成分。カットオフは電子の温度により決まるが、*pexrav* モデルの E_C と比較して高エネルギー側まで連続成分が伸びる (Petrucci et al., 2001)。そのため反射成分も *pexrav* に比べ多い。紫は鉄輝線、青は *zbody* で示される軟 X 線超過成分である。

一方、電子温度 kT_e の熱的な逆コンプトン散乱では、カンパニエーツ方程式から (Lightman & Zdziarski, 1987)

$$\dot{n}_C^T(x) = \frac{c}{R} \tau_T \frac{d}{dx} \left[\omega(x) x^4 \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \frac{du}{dx} + u \right) \right] \quad (4.7)$$

と表せる。ここで、

$$u \equiv n(x)/x^2 \quad (4.8)$$

$$\omega(x) = (1 + 4.6x + 1.1x^2)^{-1} \quad (4.9)$$

である。べき関数成分をもつことから

$$n(x) \propto x^{-\Gamma}, \Gamma > 0 \quad (4.10)$$

とおくと、低エネルギー条件下 ($x \ll 1$) では

$$0 = \dot{n}_C^T(x) - \dot{n}_{\text{esc}}(x) \quad (4.11)$$

$$\simeq \frac{c}{R} \tau_T \frac{d}{dx} \left[x^4 \frac{kT_e}{m_e c^2} \frac{d}{dx} (x^{-(\Gamma+2)}) \right] - \frac{c}{R} x^{-\Gamma} \left[1 + \frac{1}{3} \tau_T \right]^{-1} \quad (4.12)$$

となるのでこれを解くと、

$$(\Gamma + 2)(\Gamma - 1) = \frac{1}{\frac{kT_e}{m_e c^2} \tau_T \left(1 + \frac{1}{3} \tau_T \right)} \quad (4.13)$$

となり、コロナの光学的厚さという物理量がフィット結果から決まる。入射光子温度は `zbody` の温度と一致させ、それ以外はフリーパラメータとした。反射成分は、`pexrav` モデルの反射成分のみのモデル (`reflect`) を用いた (Magdziarz & Zdziarski, 1995)。`reflect` は `pexrav` の反射成分と同じパラメータを持ち、 R をフリーパラメータとした。

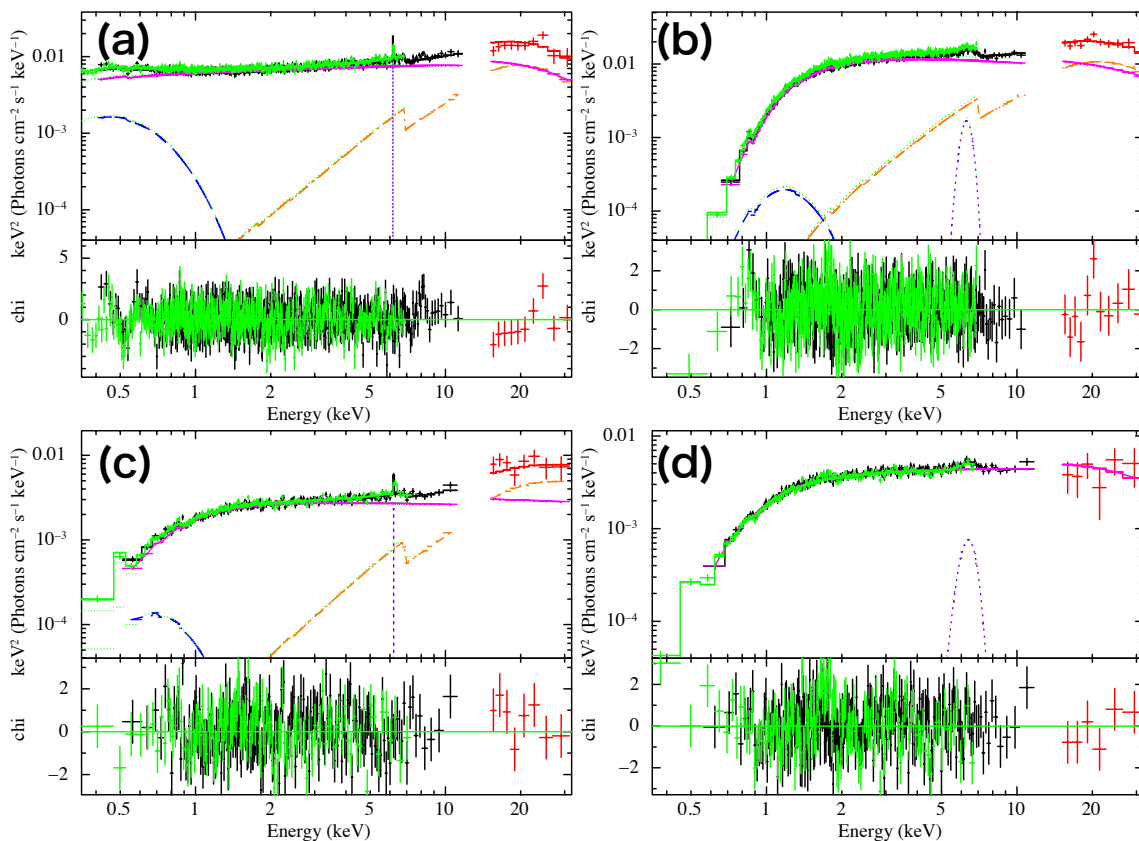


図 4.10: `phabs*(reflect*nthcomp+zgauss+zbody)` モデルと 0.3–40 keV のスペクトル。図 4.2 とは異なり応答関数を戻したもの。(a) Mrk 110、(b) SWIFT J2127+5656、(c) IGR J16185–5928、(d) WKK 4438 のスペクトル。マゼンタはコンプトン散乱による連続成分、オレンジは反射連続成分、紫は鉄輝線、青は軟 X 線超過成分を示す。下図にモデルデータの残差を示す。

図 4.10 と表 4.6 にベストフィットの結果を示す。`pexrav` モデルを用いたときに比べ、Mrk 110 と IGR J16185–5928 では残差が改善した。WKK 4438 ではコロナの電子温度 kT_e の上限が決まらなかった。

コロナの電子温度 kT_e の光子指数 Γ と反射分量 R との相関を見るために、confidence contour を図 4.11 と 4.12 に示す。また、confidence contour の kT_e と Γ の相関と式 4.13 を用いて、コロナの光学的厚み τ_T を求めた (表 4.7)。

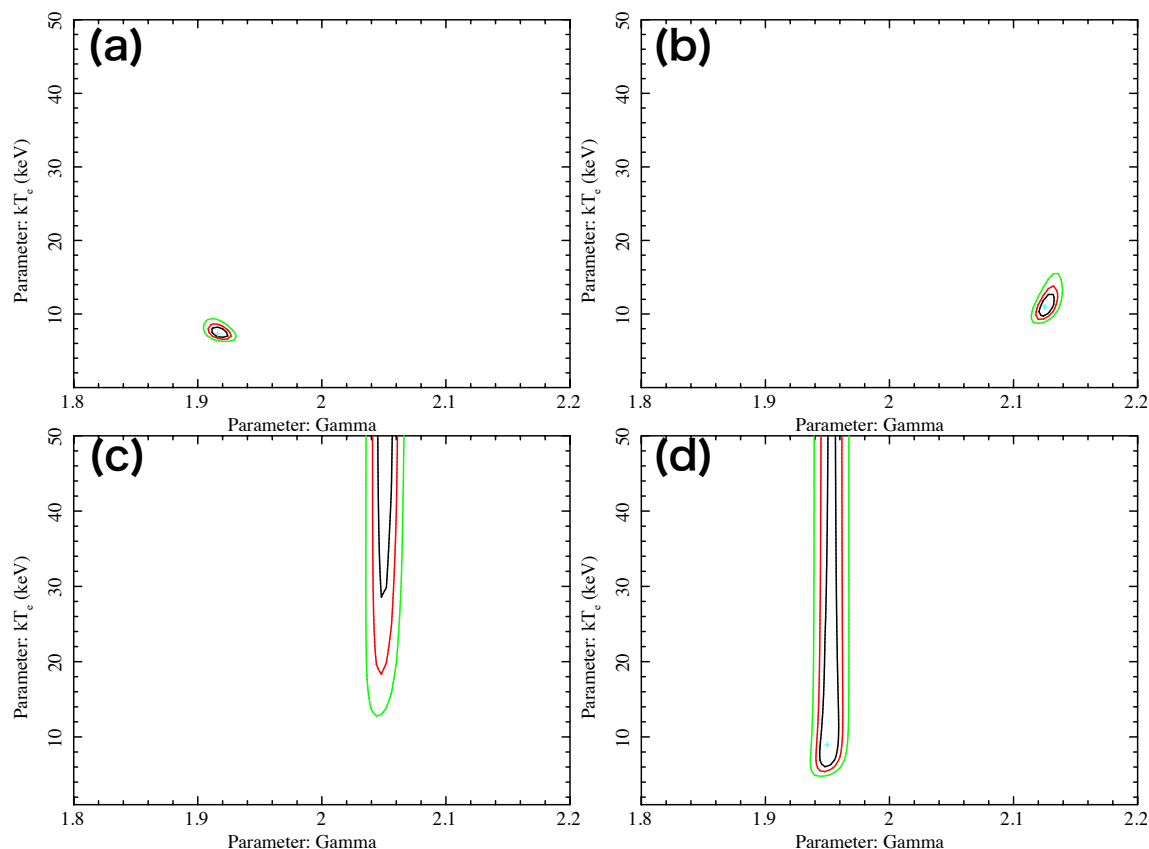
表 4.6: 0.3–40 keV の $\text{phabs}*(\text{reflect}*\text{nthcomp}+\text{zgauss}+\text{zbbbody})$ モデルのフィット結果

Parameter	Mrk 110	SWIFT J2127456.6+565636	IGR J16185–5928	WKK 4438
Γ	1.92 ± 0.02	2.13 ± 0.04	$2.05^{+0.03}_{-0.04}$	$1.95^{+0.02}_{-0.01}$
kT_e (keV)	$7.4^{+0.8}_{-0.7}$	11^{+5}_{-2}	> 18	> 5
R	2.1 ± 0.4	$2.3^{+1.0}_{-0.8}$	$2.7^{+0.7}_{-0.8}$	< 0.4
$\text{norm}_{\text{nthcomp}}^1$ (photons $\text{keV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$(6.4 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	$(1.4 \pm 0.1) \times 10^{-2}$	$(3.0 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	$(3.9 \pm 0.1) \times 10^{-3}$
LineE (keV)	6.38 ± 0.03	$6.36^{+0.09}_{-0.11}$	6.42 ± 0.04	6.43 ± 0.14
σ (keV)	< 0.08	0.3 ± 0.2	< 0.09	0.5 ± 0.2
$\text{norm}_{\text{zgauss}}$ (photons $\text{keV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$(0.9 \pm 0.3) \times 10^{-5}$	$(3.5^{+2.2}_{-1.7}) \times 10^{-5}$	$< 6.5 \times 10^{-6}$	$(2.2^{+0.8}_{-0.7}) \times 10^{-5}$
EW (eV)	36 ± 10	94^{+40}_{-38}	< 61	199^{+204}_{-81}
kT_{zbbbody} (keV)	0.099 ± 0.003	$0.16^{+0.02}_{-0.04}$	0.11 ± 0.01	0.14 ± 0.01
$\text{norm}_{\text{zbbbody}}$ (photons $\text{keV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$(8.2 \pm 0.53) \times 10^{-5}$	$< 7.6 \times 10^{-5}$	$(2.3 \pm 0.7) \times 10^{-5}$	$< 0.1 \times 10^{-5}$
$L_{2-10 \text{ keV}}$ ($\times 10^{43}$ erg/s)	5.4	1.4	2.1	0.6
χ^2/dof	1129.27/972	735.74/717	358.94/329	458.36/375

[1] normalization at 1 keV.

表 4.7: 式 4.13 を用いて電子温度 kT_e と光子指数 Γ の confidence contour から求めた光学的厚み τ_T .

Parameter	Mrk 110	SWIFT J2127456.6+565636	IGR J16185–5928	WKK 4438
τ_T	$6.3^{+0.4}_{-0.5}$	$4.2^{+0.4}_{-0.6}$	< 3.2	< 7.3

図 4.11: $\text{phabs}*(\text{reflect}*\text{nthcomp}+\text{zgauss}+\text{zbbbody})$ モデルでの $(kT_e \text{ vs } \Gamma)$ の confidence contour。(a) Mrk 110、(b) SWIFT J2127+5656、(c) IGR J16185–5928、(d) WKK 4438 のもの。黒、赤、緑線はそれぞれ 68%、90%、99%信頼度。

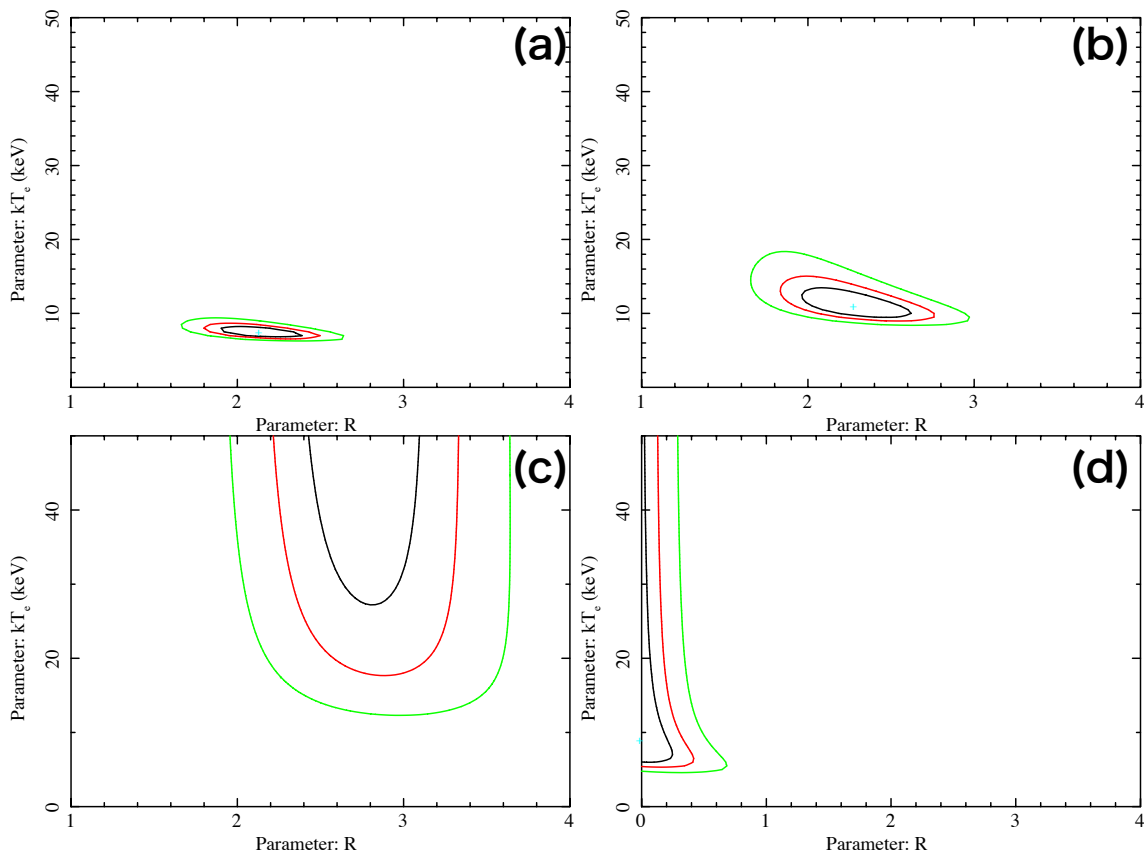


図 4.12: `phabs*(reflect*nthcomp+zgauss+zbody)` モデルでの (kT_e vs R) の confidence contour。(a) Mrk 110、(b) SWIFT J2127+5656、(c) IGR J16185-5928、(d) WKK 4438 のもの。黒、赤、緑線はそれぞれ 68%、90%、99%信頼度。

第5章 議論

ここまで、4つのNLS1 (Mrk 110、SWIFT J2127456.6+565636、IGR J16185–5928、WKK 4438) についてすぐくを用いた観測を行った。0.25–40 keV の X 線広帯域のスペクトルを、熱的なコロナの逆コンプトン散乱による連続成分、反射成分、軟 X 線超過によってそれぞれのNLS1 について再現できた。

5.1 過去の観測結果との比較

4つのNLS1 の解析の結果、Mrk 110、SWIFT J2127+5656 および WKK 4438 に関してはカットオフエネルギーを 30–40 keV 程度となった。Molina et al. (2009) は本論文で用いた pexrav モデルで BLS1 について同様の解析を行っているので、比較対象とする。図 5.1 に BLS1 と NLS1 の比較を示す。同じモデルでフィットした時に、べき Γ に関しては大きな違いが見られなかったが、カットオフエネルギー BLS1 にくらべ NLS1 が低いという結果が得られた。この結果は、X 線帯域の観測において、BLS1 と NLS1 の違いを示す結果である。

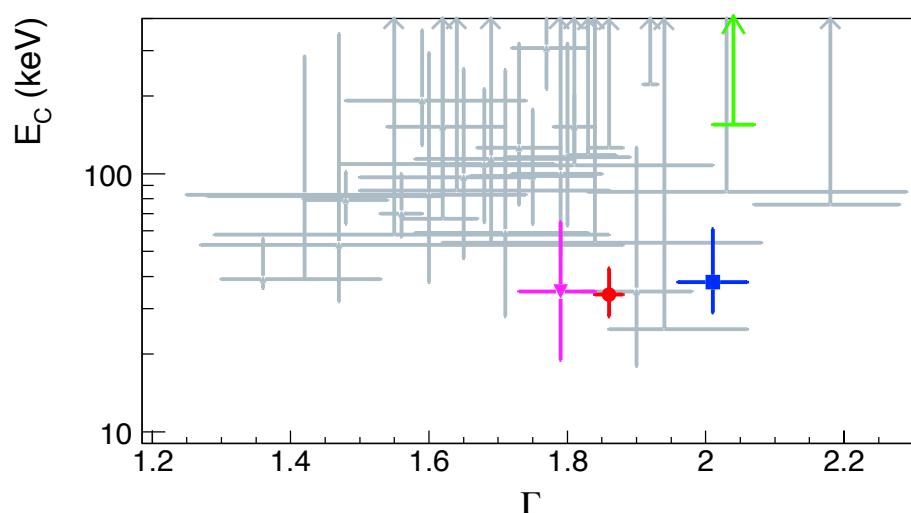


図 5.1: セイファート 1 型銀河における pexrav モデルでの Γ と E_C のプロット。赤、青、マゼンタはそれぞれ Mrk 110、SWIFT J2127456.6+565636、WKK 4438 を、緑の矢印は IGR J16185–5928 を示す。灰色は Molina et al. (2009) で解析された BLS1 を示す。

IGR J16185–5928 は、現在は NLS1 に分類されているが (Sulentic et al., 2008)、NLS1 の分類の一つである $\text{FWHM}(\text{H}\beta) < 2000 \text{ km/s}$ を満たしていないという観測結果がある Masetti et al. (2006)。そのため、BLS1 と似たような性質を示し、エネルギーカットオフが高くなるという結果が出ている可能性がある。

5.2 NLS1の低いコロナ温度

これまでは、NLS1の温度が低くなることが定性的にしか説明されてこなかった。ここでは、Miyakawa et al. (2008) で用いられたモデルを発展させ、なぜNLS1の温度が低くなるのかを導く。

まず、電子は逆コンプトン散乱で光子にエネルギーを渡す。そのエネルギーは

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{comp}} \sim \left[\frac{4kT_e}{m_e c^2}\right] U_{\text{rad}} n \sigma_T \quad (5.1)$$

と表せる。ここで、 U_{rad} 、 n 、 σ_T はそれぞれ、光子のフラックス密度、コロナの電子密度、トムソン散乱断面積である。光子のフラックス密度は

$$U_{\text{rad}} \simeq \frac{L\tau}{4\pi R^2} \quad (5.2)$$

と書け、 L は全光度、 $\tau = nR\sigma_T$ は半径が R のコロナの光学的厚みである。

一方で、電子は陽子とのクーロン衝突によりエネルギーを受け取る。そのエネルギーは、

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{Coulomb}} \sim \frac{3nkT_p}{2t_{pe}} \quad (5.3)$$

と表せる。クーロン衝突において、陽子と電子が同じ温度のマクスウェル分布になるのに必要な緩和時間は、

$$t_{pe} = \frac{3m_p m_e}{8(2\pi)^{1/2} e^4 \ln \Lambda} \left(\frac{kT_p}{m_p} + \frac{kT_e}{m_e}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (5.4)$$

$$\simeq 9.9 \times 10^{12} \left(\frac{kT_e}{1 \text{ keV}}\right) \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}}\right) \frac{1}{\ln \Lambda} \quad (5.5)$$

となる (Spitzer, 1962)。 kT_p は陽子の温度、 m_p は陽子質量であり、 kT_p と kT_e が同じ温度でつりあっているので $kT_p/m_p \ll kT_e/m_e$ と近似できる。 Λ はプラズマパラメータと呼ばれるもので、衝突係数の最大値と最小値の比である。

平衡状態にあるコロナでは、このエネルギーの受け渡しがつりあっていると考えられるので、

$$\frac{3nkT_p}{2t_{pe}} = \left[\frac{4kT_e}{m_e c^2}\right] U_{\text{rad}} n \sigma_T \quad (5.6)$$

という関係にある。

ここで、陽子のクーロン衝突によるエネルギーの受け渡しよりも降着によるエネルギーの受け取りのほうが大きく、陽子温度が $\sim GMm_p/R$ で一定という仮定をする。

エディントン光度 L_{Edd} は輻射圧と重力の釣り合いより決まるので

$$\frac{\sigma_T}{c} \frac{L_{\text{Edd}}}{4\pi r^2} = \frac{GMm_p}{r^2} \quad (5.7)$$

とかける。これらの仮定のもと、式5.6を計算すると、電子温度とエディントン比(L/L_{Edd})の関係式

$$kT_e \propto \left(\frac{L}{L_{\text{Edd}}}\right)^{-\frac{2}{5}} \quad (5.8)$$

が導かれる。

図 5.2 は BLS1 と NLS1 のコロナの電子温度 kT_e とエディントン比 L/L_{Edd} のプロットに、式 5.8 を重ね合わせたものである。セイファート銀河におけるコロナの電子温度とエディントン比の関係が、BLS1 と NLS1 にかかわらず $kT_e \propto (L/L_{Edd})^{-2/5}$ で表されることが式 5.8 から言える。BLS1 に対しては $L/L_{Edd} \sim 10^{-3}-10^{-1}$ の範囲で $kT_e \sim 20-200$ keV の値を、NLS1 に対しては $L/L_{Edd} \sim 1$ で $kT_e \sim 10$ keV の値を予言し、データ点と大まかに合うことがわかった。一方で、観測データからモデルを積極的にサポートするほどの明確な相関はない。観測データには下記の 2 つの大きな不定性がある。

- 2–10 keV の光度を全光度に変換するためのファクターを、BLS1 では 18、NLS1 では 91 であることを用い (Jin et al., 2012)、BLS1 の質量は Panessa et al. (2015) を用いているため、正確な全光度を観測していない。
- BLS1 (Molina et al., 2009) では nthcomp モデルによるフィットが行われていないため、pexrav のフィット結果の E_C と kT_e を結びつけるファクターとして、 $kT_e \simeq E_C/2$ ($\tau \sim 1$) を用いた (Petrucci et al., 2001)。

これらの不定性を考慮すると、現時点で観測データが積極的にモデルを否定しているとも言えない。全光度の観測や BLS1 に対する nthcomp を用いたフィットを行い、再びモデルと比較することが今後の課題である。もし、この関係が正しいとすれば、BLS1 か NLS1 にかかわらず、X 線観測によって決まるコロナの電子温度 kT_e と光度 L から質量 $M \propto L_{Edd}$ を決めるという観測の指針にもなる。

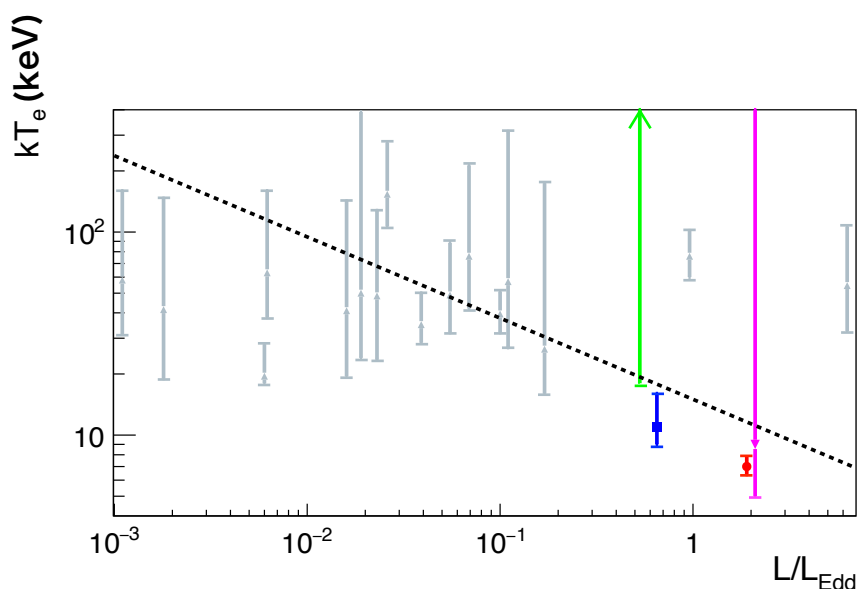


図 5.2: NLS1 と BLS1 (Molina et al., 2009) の kT_e と L/L_{Edd} のプロット。BLS1 に関しては重み付け平均を行った。黒点線は $kT_e = 15(L/L_{Edd})^{-2/5}$ である。

5.3 軟X線超過の温度

シュヴァルツシルトブラックホールからエディントン光度で放射しているときの降着円盤温度を見積もる。エディントン光度は、

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi GMm_p}{\sigma_T} \quad (5.9)$$

と表せる。シュワルツシルトブラックホールでは、シュワルツシルト半径を $R_S = 2GM/c^2$ とすると、 $3R_S$ より内側では安定な円軌道が存在しないため、降着円盤の最内縁半径は $3R_S$ である。今回はモデルでも使用したように、降着円盤は黒体放射し、最内縁円盤面積を $2\pi(3R_S)^2$ と仮定すると、シュテファン-ボルツマンの法則より、

$$L_{\text{Edd}} \approx 2\pi(3R_S)^2 \sigma T_e^4 \quad (5.10)$$

と表される。ここで σ はシュテファン-ボルツマン係数である。上2つの式から、

$$\frac{4\pi cGMm_p}{\sigma_T} = 2\pi(3R_S)^2 \sigma T_e^4 \quad (5.11)$$

質量と温度の関係が導ける。したがって、この関係から質量を求めると

$$\left(\frac{M}{10M_\odot} \right) \simeq \left(\frac{kT_e}{1 \text{ keV}} \right)^{-4} \quad (5.12)$$

となる。今回の観測結果 ($kT_e \sim 0.1\text{--}0.5 \text{ keV}$) より質量を求めると $M \sim 10^2\text{--}10^5 M_\odot$ と可視光観測により測定された質量 $\sim 10^7 M_\odot$ に比べ明らかに小さい。これは温度が高すぎることを示している。過去のセイファート銀河の観測でも同様の結果が得られており、軟X線超過成分に関しては議論の余地が残る。

第6章 まとめ

本論文では、NLS1である4つの天体 Mrk 110、SWIFT J2127456.6+565636、IGR J16185–5928、WKK 4438 のすざくを用いた観測をし、スペクトルフィットを行った。スペクトルには、セイファート1型の解析で一般的に用いられている、(1) カットオフをもつ、べき関数成分、(2) トーラスによる反射成分、(3) 軟X線超過成分の3つのモデルを用いた。その結果を過去のBLS1の観測との比較をし、べき関数成分のカットオフエネルギーがBLS1に比べてNLS1では低いことを明らかにした。また、べき関数成分が熱的な電子コロナによって放射されているという物理モデルを用いると、コロナの電子温度とエディントン比に $kT_e \propto (L/L_{Edd})^{-2/5}$ という関係があることを計算によって示した。また、観測データと比較し、大まかな相関が見られることがわかった。しかしながら、今回の解析には、

- 全光度を求めるために使ったファクター (Jin et al., 2012) の影響が大きく、特にBLS1とNLS1の間のような天体では見積もりを誤るおそれがある
- Molina et al. (2009) では熱的な電子コロナを仮定したモデルでフィットを行っていないため、直接NLS1とBLS1を比較できず、 $kT_e \simeq E_C/2$ という仮定をしている
- 軟X線超過成分の放射が黒体放射であるとする、可視光の観測により計測されたSMBHの質量と比較して放射温度が高すぎる

という問題点がある。今後は、全光度のより網羅的な観測、BLS1の熱的な電子コロナのモデルを用いた解析をすることによって、AGNの高エネルギー連続成分の放射起源を解明できると考えている。

謝辞

本論文は多くの方々のご指導、ご協力のもと、完成させることができました。この場をお借りして皆様に心より御礼申し上げます。

鶴先生には、検出器開発から親身に相談に乗ってくださり、また NLS1 解析では一緒になって考察をしていただきました。田中さんには統計学の基本から解析について基礎的な質問にも快く答えていただきました。内田さんは解析ソフトの使い方を教えていただいたり、趣味の話で花を咲かせました。良い息抜きになりました。武田さんは、M1 の頃の検出器開発に関しては本当にお世話になりました。頭が上がりません。松村さんとは同じ部屋で趣味の話や解析の話などをして楽しく過ごすことができました。

宇宙物理学教室の上田さんと愛媛大学の寺島さんには NLS1 の基礎的な知識を週に一度教えていただきました。本当にお世話になりました。大阪大学の林田さんにはメールでの質問を丁寧に関わりやすく答えていただきました。

同期の伊藤くんとは検出器開発でお互い協力し、初めての海外での学会を乗り越えることができました。お互い切磋琢磨できたと思います。

最後に、これまで支えてくれた家族、友人に深く感謝いたします。

参考文献

- Antonucci, R. R. J. & Miller, J. S. 1985, ApJ, 297, 621
- Arnaud, K. A. 1996, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, 101, 17
- Barr, P. et al. 1985, MNRAS, 216, 65
- Baumgartner, W. H., Tueller, J., Markwardt, C., Skinner, G. 2010, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 42, 675
- Blandford, R. D. & Rees, M. J. 1978, in *Pittsburgh Conference on BL Lac Objects*, ed. A. M. Wolfe (University of Pittsburgh:Pittsburgh), p. 328
- Boldt, E. A. 1987, NASA Conference Publication, 2464, 339
- Dadina, M. 2007, A&A, 461, 1209
- Dadina, M. 2008, A&A, 485, 417
- Davidson, M. K. & Kinman, T. D. 1978, ApJ, 225, 776
- Fabian, A. C. 1998, in *Theory of Black Hole Accretion Disks*, p.123
- Francis, P. J. et al. 1991, ApJ, 373, 465
- Fukazawam Y. et al. 2009
- George, I. M. & Fabian, A. C. 1991, MNRAS, 249, 352
- Halpern, J. P. 1984, ApJ, 281, 90
- Halpern, J. P. 2006, ATel, 847
- Heckman, T. M. et al. 1978, ApJ, 224, 745
- Heckman, T. M. 1980, A&A, 87, 152
- Ho, L., Filippenko, A. V. & Sargent, W. L. W. 1994 in *Multi-Wavelength Continuum Emission of AGN*, p.275
- Ishisaki, Y. et al. 2007, PASJ 59, S113
- Jin, C., Ward, M., & Done, C. 2012, MNRAS, 425, 907
- Kaastra, J. S. et al. 2000, A&A, 354, L83

- Kalberla, P. M. W. 2005, *A&A*, 440, 775
- Kaspi, S. et al. 2000, *ApJ*, 535, L17
- Khachikian, E. Ye. & Weedman, D.W. 1974, *ApJ*, 449, L99
- Kollatschny, W. 2004, *IAUS*, 222, 105
- Koyama, K. et al. 2007, *PASJ*, 59, S23
- Krolik, J. H. et al. 1994, *ApJ*, 420, L57
- Lightman, A. P. & Zdziarski, A. A. 1987, *MNRAS*, 273, 837
- Magdziarz, P., & Zdziarski, A. A. 1995 *MNRAS*, 273, 837
- Malizia, A. et al. 2008, *MNRAS*, 389, 1360
- Masetti, N., et al. 2006 *A&A*, 459, 21
- Mitsuda, K. et al. 2007, *PASJ*, 59, S1
- Miyakawa, T., et al. 2008, *PASJ*, 60, 637
- Molina, M., et al. 2009, *MNRAS*, 399, 1293
- Mori, H., et al. 2005, *PASJ*, 57, 245
- Müller, C. et al. 2011, *A&A*, 530, L11
- Mushotzky, R. F. et al. 1980, *ApJ*, 235, 377
- Mushotzky, R. F. et al. 1995, *MNRAS*, 272, L9
- Osterbrock, D. E. 1978, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 75, 540
- Osterbrock, D. E. 1981, *ApJ*, 249, 462
- Osterbrock, D. E. & Pogge, R. W. 1985, *ApJ*, 297, 166
- Panessa, F. et al. 2015, *MNRAS*, 447, 1289
- Peterson, M. B. 1997, *An introduction to active galactic nuclei* (Cambridge University Press)
- Penston, M. B. & Pérez. E. 1984, *MNRAS*, 211, 33p
- Petrucci, P. O. et al. 2001, *ApJ*, 556, 716
- Pogge, R. W. *New Astronomy Reviews*, 44, 381
- Reynolds, C. S. 1997, *MNRAS*, 286, 513
- Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1979, (New York, Wiley-Interscience), ch. 7

- Schmidt, M. & Green. D. F. 1983, ApJ, 269,352
- Serlemitsos, P.J., et al. 2007, PASJ, 59, S9
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 24, 337
- Soldi, S. et al. 2011, Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and their Place in the Universe
- Spitzer, L. 1962, Physics of Fully Ionized Gases (New York: Wiley)
- Sunyaev. R. A. & Titarchuk, L. G. 1980, A&A, 86, 121
- Sulentic, J. W. et al. 2008 RMxAC, 32, 51
- Takahashi, T. et al. 2007, PASJ, 59, 35
- Tanaka, Y. et al. 1995, Nature, 375, 659
- Tawa, N. et al. 2008, PASJ, 60, S11
- Tazaki, F. et al. 2010, ApJ, 721, 1340
- Wu, X. -B. et al. 2004, A&A, 424, 793
- Zdziarski, A. et al. 1995, ApJ, 363 L1
- Zdziarski, A. A., Johnson, W. N., & Magdziarz, P. 1996, MNRAS, 283, 193
- Zdziarski, A. et al. 2000, ApJ, 542 703