「すざく」衛星を用いた弱磁場中性子星における質量降着流の研究

広島大学大学院 理学研究科 物理科学専攻
高エネルギー宇宙・素粒子実験研究室
M052617
平澤 歩

2007年02月09日

概 要

高密度のコンパクト天体である中性子星と恒星の連星系 (中性子星連星) では、恒星から放射された物質が降着円盤を形成しながら、中性子星へ落ち込んで行く。その過程で物質は静止質量の ~ 10%もの重力エネルギーを解放するため、中性子星連星は主に X 線の領域で太陽の ~ 10^5 倍という大光度で輝いている。中性子星の中には、恒星からの降着物質が中性子星に落ち込む際に、重力に比べて磁場の影響を無視できる弱磁場中性子星があり、その中でも常に光度が最高限界光度に近い天体群を 'Z 天体' と呼ぶ。Z 天体の X 線エネルギースペクトルは特徴が無く、のっぺりとした形をしているため、中性子星表面と降着円盤からの放射がどのようにスペクトルに寄与しているか、いまだによくわかっていない。また、数時間のスケールで起こるスペクトルの状態遷移に伴って、どのように Z 天体の物理状態が変化しているのかも詳しいことは解明されていない。

最近になり Z 天体の観測結果から、質量降着率が高く光度の高い状態では、落ち込む物質の一部が放射圧によりアウトフローするという物理的な描像が提唱された (Takahashi 2004)。これにより、Z 天体のスペクトルは (1) 中性子星表面からの黒体放射モデル (2) 降着円盤からの様々な温度の黒体放射が重なり合った多温度黒体放射モデル (3) アウトフロー物質からの黒体放射モデルの 3 成分で再現できるのではないかと考えられている。

そこで本研究では、2005 年 7 月に打ち上げられた日本の X 線衛星「すざく」で観測した Z 天体 GX 349+2 のデータを解析した。その結果、従来よりも広いエネルギー帯域と優れたエネルギー分解能をもつ「すざく」のスペクトルも、上記の物理的なモデルによって再現できることを検証できた。

目 次

第 1 章　序論 **3**

第 2 章　弱磁場中性子星連星 (LMXB) **5**
2.1 中性子星連星の物理的な描像 5
2.1.1 東モデル 6
2.1.2 西モデル 7
2.1.3 多温度黒体放射モデル (MCD モデル) 7
2.2 状態偏移 9
2.2.1 Takahashi(2004) で提案された質量降着流の物理的な描像 . . . 11
2.3 本研究の目的 14
2.4 解析天体 GX 349+2 14
2.4.1 概要 14
2.4.2 これまでの観測例 14

第 3 章　「すざく」衛星 **16**
3.1 概要 16
3.2 X 線 CCD X-ray Imager Spectrometers (XIS) 17
3.3 硬 X 線検出器 Hard X-ray Detector (HXD) 18

第 4 章　データ解析 **20**
4.1 観測目的 20
4.2 解析データとデータの選別 20
4.3 パイルアップ 22
4.3.1 概要 22
4.3.2 window mode 22
4.3.3 burst mode 22
4.3.4 パイルアップの有無の解析 23
4.3.5 解析結果 25
4.4 初期解析 26
4.4.1 ライトカーブと CCDs 26

4.4.2 NB、FB のスペクトル 28
4.4.3 CCDs 上でのスペクトルの比較 29

第 5 章 短時間変動の解析結果 33
5.1 フラクタル次元解析 33
5.1.1 解析方法 33
5.1.2 各観測ごとの解析結果 34
5.1.3 ブランチごとの解析結果 34
5.2 RMS 解析 37
5.2.1 解析方法 37
5.2.2 各観測ごとの解析結果 37
5.2.3 ブランチごとの解析結果 37
5.3 鉄ライン 39
5.4 スペクトル解析：再現モデルの検証 40
5.4.1 代表的な点についての解析 42
5.4.2 全時間帯のスペクトル 43
5.4.3 FB から NB へ状態遷移する点の解析 46

第 6 章 まとめと結論 50

第1章　序論

中性子星とは質量の大きな恒星が超新星爆発を起こした後に生成される天体である。その質量は約 $1.4M_{\odot}$ (チャンドラセカール限界) 以上、約 $3M_{\odot}$ までの範囲であり、半径は約 10 km であると言われている。これより重い場合には重力が中性子の縮退圧よりも大きくなり、極限まで収縮し、ブラックホールになる。中性子星を構成する物質は密度が非常に高く、重力崩壊によってとても狭い範囲に圧縮されるので、角運動量保存の法則によって元の恒星よりも遥かに高速に回転している。典型的な自転周期は数十秒から数 m 秒である。

コンパクト星と恒星の連星では恒星からの物質が降着円盤を形成しながらコンパクト星に降着する。コンパクト星が中性子星であるとき、中性子星と恒星の連星系を中性子連星系と呼ぶ。中性子星には、二極の磁場が強いためにその磁場に伴星からの降着物質が降着円盤を形成しながら極付近に集中的に落ちこみ、パルサーが見られる強磁場中性子連星系と、磁場が弱いためにパルサーは観測されない弱磁場中性子星連星系がある。本研究ではいまだに良く解明されていない、弱磁場中性子連星系において質量降着率が高く、その光度がエディントン限界付近にまで達する状態における質量降着流の物理の解析を、2005 年 7 月に打ち上げられた「すざく」衛星で得られたデータを基に行う。

「すざく」衛星は、様々な X 線天体についてこれまで出来なかった 0.3 ~ 600 keV という広いエネルギー領域にわたって、より高いエネルギー分解能かつ高感度で多くの観測を行っている。「すざく」衛星では現在 4 つの軟 X 線観測装置と 1 つの硬 X 線検出器が搭載されている。軟 X 線望遠鏡は、4 つの X 線反射鏡 (XRT) と 4 つの焦点面検出器 (4 つの XIS 検出器) から成っている。XIS は X 線 CCD カメラで、0.3 ~ 12 keV のエネルギー帯域をカバーし、エネルギー分解能は 120 eV である。硬 X 線検出器 (HXD) は 10 ~ 700 keV の領域の高エネルギー側を広帯域観測するために開発された硬 X 線検出器である。HXD は広島大学も開発に参加していて、井戸型フォスイッチという特殊な構造をとっている。これにより超低バックグラウンドを実現し、超高感度観測を可能としている。

弱磁場低質量中性子連星については今までも観測、解析がなされてきた。しかし詳細な物理状態についてはまだ解明されていない部分が多く、今回用いた「すざく」衛星の特徴である、高エネルギー分解能、広いエネルギー領域、大有効面積を活か

して今までの解析よりも短い時間スケールでの解析を行い、その状態遷移を解き明かすことを目標とする。

今回の解析では「すざく」衛星で、常に光度がエディントン限界付近である非常に明るい弱磁場低質量中性子連星系 GX 349+2 のデータを、搭載されている XIS と HXD を用いて、主に短時間変動に着目した解析を行った。またその他にもこれまでに他の衛星で観測された例がある、中性子連星系では観測されにくい鉄ラインについても解析を行った。

第2章　弱磁場中性子星連星 (LMXB)

2.1　中性子星連星の物理的な描像

中性子星連星とは、X 線の波長で最も明るく輝いている天体で、非常に密度の高いコンパクト天体である中性子星と、恒星との連星系である。銀河系内に ~ 200 個見付かっており、恒星からの物質が中性子星へ降着する際に重力エネルギーを解放して放射エネルギーになり、X 線で明るく輝く。中性子星へ落ち込む物質は角運動量を持っており、大量の物質が同じ角運動量を持っているために中性子星の周りには降着円盤が形成される。降着円盤内では内側の物質の角運動量は外側へと輸送されていき、角運動量を失った内側のガスは中性子星へと落ち込んで行く。中性子星には、降着物質が中性子星に落ち込む際に重力に比べて磁場の影響が無視できない強磁場中性子星と、磁場の影響を無視出来る弱磁場中性子星がある。本研究で対象とする弱磁場中性子星連星系の様子を図 2.1 に示す。また、この種の天体は相手の恒星の質量が太陽に近いか、太陽よりも軽いものがほとんどであり、低質量 X 線連星系 (LMXB) とも呼ばれる。

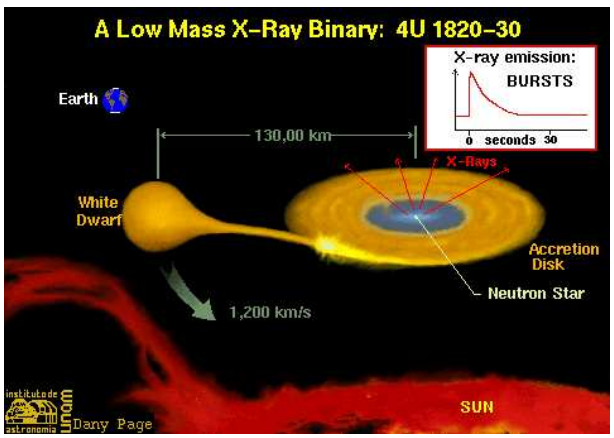

図 2.1: LMXB の描像 (4U 1820-30)

中性子星連星系のエネルギースペクトルは図 2.2 のように表され、2 つの成分から成り、中性子星表面からの黒体放射成分と、降着円盤からの放射成分である。降

着円盤からの放射を説明するものとして、東モデルと西モデルという 2 つのモデルが提唱されている。図 2.2 は同一の LMXB のスペクトルをそれぞれ東モデルと西モデルで再現したものだが、どちらでもよく再現できてしまっている。これは LMXB のスペクトルは特徴の無いのっぺりした形をしているためである。図 2.2 の左図は東モデルでスペクトルを再現した図である。低エネルギー側では降着円盤からの放射が優勢だが、高エネルギー側にいくに従って中性子星表面からの放射が優勢となる。それに対し、右図は西モデルで再現した図である。全領域で降着円盤の周りに存在すると思われているプラズマによるコンプトン散乱の放射が優勢であるが、中エネルギー帯域には中性子星表面からの放射も寄与している。

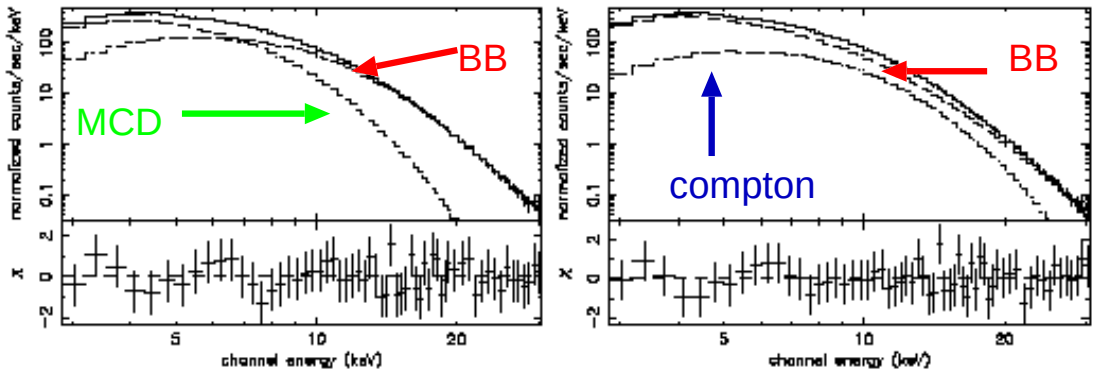

図 2.2: 東モデル (左) と西モデル (右) による再現

2.1.1 東モデル

光度が高い LMXB を観測し、得られたスペクトルから導き出されたモデルが東モデルである。光度の高い LMXB のスペクトルでは、時間と共に高エネルギー側だけが大きく変動することがある。このときに変動している成分は、温度が 2 keV の黒体放射 (BB モデル)、もしくは黒体放射がコンプトン散乱により少し高エネルギー側にシフトした放射でよく再現される。図 2.2 の左図で 7 keV 以上で優勢な、高エネルギー側の成分である。更にこの温度 2 keV が中性子星表面に降着した物質による核融合反応 (Type I バースト) の温度と一致することから、このハード成分は中性子星表面から放射されていると考えられる。

スペクトルから上記のハード成分を差し引くと残るソフト成分 (図 2.2 の左図の 7 keV 以下で卓越している成分) は、様々な温度の黒体放射が重なり合った多温度黒体放射 (Multi Color Disk – MCD) モデルで再現される。次節で述べるように、MCD

は光学的に厚く、幾何学的に薄い降着円盤からの放射と考えられており、このソフト成分は降着円盤からの放射と考えられている (Mitsuda et al.(1984))。1990 年代になり、ブラックホール連星における降着円盤からの放射は MCD モデルでよく再現されることが観測的に確立されている。

2.1.2 西モデル

西モデルは、光度が低い LMXB の観測のスペクトルから考え出されたモデルである。東モデルと同様に、西モデルも中性子星表面からの放射は BB モデルで再現される (図 2.2 の右図で中間のエネルギー領域にピークを持つ成分)。しかし、光度が低い LMXB では、高エネルギー側が BB モデルよりも顕著にハードになる [より高エネルギー側まで放射が延びている (図 2.2 の右図で全領域で卓越した成分)]。そこで西モデルでは、このハード成分は降着円盤からの放射が高エネルギー側までコンプトン散乱されているのではないか、と考えている。コンプトン散乱を起こす高温プラズマが存在する理由としては、(1) 光度が低いので質量降着率が低く、もともと降着円盤が光学的に薄く、幾何学的に厚い状態なのではないかという説と、(2) 光度が高くなってくると、中性子星表面からの放射によって降着円盤の表面が蒸発し、光学的に薄く幾何学的に厚い状態になるのではないか、という 2 つの説が考えられている。

2.1.3 多温度黒体放射モデル (MCD モデル)

MCD モデルは幾何学的に薄く、光学的に厚い降着円盤が黒体放射するときのスペクトルを表したものである。ビリアル定理によって、解放された重力エネルギーの半分が回転エネルギーになり、もう半分がディスクからの黒体放射になる。中心からの半径が r で厚さ dr の微小部分からの放射について考えると、温度 T で単位時間、単位面積当たりの黒体放射のエネルギーは、ステファンボルツマン定数を $\sigma = 5.67 \times 10^{-5}$ $(\mathrm{erg/cm^2/K^4/s})$ とすると $\sigma\ T^4$ となる。ビリアル定理より微小半径部分 dr の重力エネルギー ($= d(\text{-}G\dot{M}M_x/r)$) の半分がディスクからの黒体放射で使われるとする。ここで G は重力定数、$\dot{M}$ は質量降着率である。放射は disk の両面から起こるので

$$2 \cdot 2\pi r dr \cdot \sigma T(r)^4 = \frac{1}{2} d(-\frac{G\dot{M}M_{\mathrm{x}}}{r}) \tag{2.1}$$

となり、温度 T は

$$T(r) = (\frac{3G\dot{M}M_{\rm x}}{8\pi\sigma r^3})^{\frac{1}{4}} \tag{2.2}$$

と表される。

こうして降着円盤は半径の内側ほど温度が高くなり、降着円盤からの放射は色々な温度の黒体放射を足し合わせたものになっている (図 2.3 参照)。

降着円盤からの全光度は $T(r)$ を用いて

$$L_{\rm disk} = 2\int_{r_{\rm in}}^{r_{\rm out}} 2\pi r \cdot \sigma T(r)^4 dr = 4\pi r_{\rm in}^2 \cdot \sigma T_{\rm in}^4 \tag{2.3}$$

となる。また観測されるフラックスは視線方向と降着円盤のなす傾斜角を i、天体までの距離を D とすると

$$f_{\rm disk} = \frac{L_{\rm disk}}{4\pi D^2} cosi = 2\frac{cosi}{D^2} \cdot 2\pi r_{\rm in}^2 \cdot \sigma T_{\rm in}^4 \tag{2.4}$$

と表される。

$T_{\rm in}$ と $L_{\rm disk}$ は観測から求めることができるので、式 2.3 から $r_{\rm in}$ を求められる。よって MCD モデルは降着円盤の最も内側の温度 $T_{\rm in}$ と Luminosity という 2 つのパラメータで表される。一般相対性理論的には安定した軌道は Schwarzschild 半径 $r_{\rm s}$ の 3 倍まで存在すると考えられており、$r_{\rm in}$ ~ $3r_{\rm s}$ ~ $(6GM)/c^2$とすると、コンパクト天体の質量を求めることが出来る。

MCD モデルでは一般相対性理論を考慮していないので、その効果を取り込んだ補正が必要である。補正後の $T(r)$ は

$$T(r) = (\frac{3G\dot{M}M_x}{8\pi\sigma r^3} \cdot (1 - \sqrt{\frac{R_{\rm in}}{r}}))^{\frac{1}{4}} \tag{2.5}$$

$T(r)$ は $r = (7/6)^2\ R_{\rm in}$ で最大となるので、

$$T_{\rm max} = (\frac{3G\dot{M}M_{\rm x}}{8\pi\sigma R_{\rm in}^3})^{1/4} \cdot 6^{3/2} \cdot 7^{-7/4} \tag{2.6}$$

となる。また全光度は

$$L_{\rm disk} = 4\pi R_{\rm in}^2 \cdot (7/3) \cdot (7/6)^6 \sigma T_{\rm max}^4 \tag{2.7}$$

となる。X 線スペクトルから $T_{\rm max}$ を求めることができ、$T_{\rm in} = T_{\rm max}$ とすると式 2.3 と式 2.4 から $r_{\rm in} = \sqrt{7/3}\cdot (7/6)^3 \cdot R_{\rm in} = 2.83 R_{\rm in}$ となる。(Kubota et al. 1998)

MCD モデルはブラックホール連星系でも正しく当てはまることが確認されている。

MCD モデルの例を図 2.3 に示す。

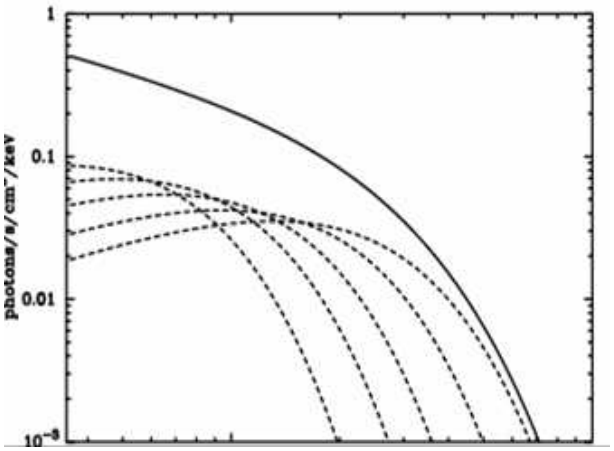

図 2.3: MCD モデルの例

2.2 状態偏移

LMXB は現象論的に 'Z 天体' と 'Atoll 天体' という 2 つのグループに分類される (Hasinger & van der Klis 1989)。この 2 つのグループは天体の X 線スペクトルの高エネルギーの 2 つの帯域で検出されたカウントレートの比と低エネルギーバンドで検出されたカウントレートの比で決まる Color-Color Diagrams (CCDs) の形によって分類される。図 2.4 は Z 天体と Atoll 天体の CCDs である。Z 天体は 'Z' の形、Atoll 天体は環礁の形に沿って変動するので、'Z'、'Atoll' と呼ばれる。

一般的に Z 天体は常に明るく、放射圧と重力がつり合うエディントン限界に近い。エディントン限界は、式 2.8

$$L_E = 1.5 \times 10^{38} (M/M_\odot) {\rm erg/s} \tag{2.8}$$

によって表され、中性子星の場合 M ~ 1.4 $M_\odot$ であるので、$L_E = 2.1 \times 10^{38}$ erg s^{-1} 付近となる。一方、Atoll 天体の光度は L_E の 1 %以下から L_E 付近までの広い範囲で変化する。

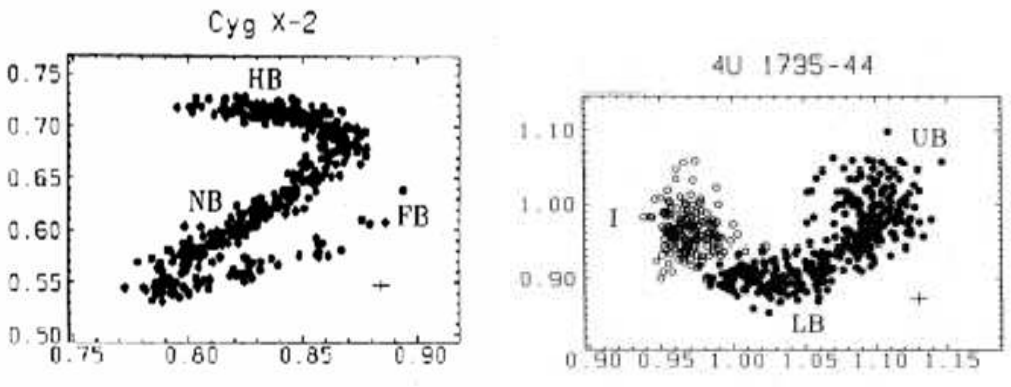

図 2.4: Z 天体の CCDs(左) と Atoll 天体の CCDs(右)

本研究では Z 天体のみ解析を行ったので、Z 天体についてのみ詳細に説明を行う。

Z 天体は我々の銀河で 6 個発見されており、Sco X-1、Cyg X-2、GX 17+2、GX 340+0、GX 349+2、GX 5-1 が Z 天体に分類される (Hasinger & van der Klis 1989)。Z 天体の CCDs の例として、今回解析に用いた GX 349+2 の CCDs を図 2.5 に示す。Cyg X-2 の CCDs(図 2.4) を見ると、正に 'Z' の形に沿って遷移していることがわかる。この 'Z' は 3 つの直線に分けることが出来るが、それぞれの直線を 'branch' と呼ぶ。3 つのブランチのうち、一番上の X 軸と平行なブランチを horazontal branch (HB)、右上から左下にかけてのブランチを normal branch (NB)、normal branch から続いて右上まで延びているブランチを flaring branch (FB) と呼ぶ。Z 天体は普通、これらのブランチを数時間 ~ 数日のタイムスケールで遷移する。この 'Z' 上の遷移は質量降着率 $\dot{M}$ によるものであると考えられており、Hasinger et al.(1990) では HB、NB、FB の順で質量降着率が大きくなっていく、と予測している。しかし実際にそれぞれのブランチではどのような物理状態であるのか、またなぜこのような変化が起こるのかはあまり良くわかっていない。

Takahashi(2004) では RXTE を用いて Z 天体の解析を行った。得られたスペクトルは単純な東モデルでは再現できなかったことから、NB と FB のスペクトルを比較してみたところ、disk からの放射と BB 放射の中間のエネルギー帯域での変化が激しいことがわかった。そこで差分スペクトルを見てみると BB モデルで再現することが出来た。そこで東モデルに中性子星表面からの放射のモデルである BB2 モデルよりも低い温度の BB2 モデルを加えた MCD+BB1+BB2 というモデルを用いると、全てのスペクトルを非常に精度よく再現することが出来た。このことから降着円盤から中性子星に物質が落ち込む際に、中性子星表面からの放射圧で落ち込む物質の一部がアウトフローを起こし、アウトフローした物質も中性子星表面と同様

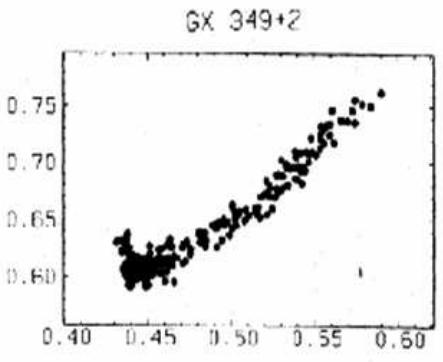

図 2.5: Cyg X-2 の CCD(左) と、GX 349+2 の CCD(右)

に黒体放射をしているのではないか、と予想された。その結果、 RXTE のデータの解析から 質量降着率が高い状態において、東モデル+ アウトフロー というモデルが新しく考え出された (Takahashi(2004))。このことから質量降着率が大きい状態 (FB) では降着円盤の内側、中性子星表面付近で流れ込む物質のアウトフローが起こっている可能性が示唆された。他の天体でもこのモデルによってスペクトルが精度良く再現されることが確かめられ、Hasinger et al.(1990) と同様に質量降着率の変化が 3 つのブランチの変化に関係しているのではないか、と結論付けた。しかし RXTE はエネルギー分解能があまり良くなかったため、最終的に上の結論を断定できる段階までは達することが出来ていない。

2.2.1 Takahashi(2004) で提案された質量降着流の物理的な描像

LMXB では恒星から中性子星に落ち込む物質が降着円盤を形成している。その降着円盤の状態には主に 4 つの状態がある。

1. 図 2.6 の一番上の図のように、降着円盤から中性子星表面に物質がそのまま落ち込んでいる状態。中性子星表面のうち、放射している領域は一部である。このとき、降着円盤は幾何学的に薄く、光学的に厚い状態であり、質量降着率 $\dot{M}$ は低い。(Atoll)

2. 図 2.6 の上から 2 番目の図のように、降着円盤から中性子星表面に落ち込む物質の一部が、中性子星表面からの放射圧によってアウトフローしている状態。中性子星表面の大部分が放射している。このとき、外側の降着円盤は幾何学的に薄く、光学的に厚い状態だが、中性子星付近の降着円盤は内側がアウトフローしているために光学的に薄い状態である。放射は中性子星と降着円盤の両方から起こっている。$\dot{M}$ はやや低い。(HB)

3. 図 2.6 の 3 番目の図のように、降着円盤から中性子星表面に落ち込む物質のうち、中性子星からの放射圧が高いためにアウトフローする物質の方が圧倒的に多い状態。中性子星には物質はほとんど落ち込まず、降着円盤からの放射が主となる。そのため、降着円盤の内側は膨らんだ状態となり、幾何学的に厚く光学的に薄い状態になっている。$\dot{M}$ は高い。(NB)

4. 図 2.6 の一番下の図のように、質量降着率が非常に高いために降着円盤からの物質が中性子星表面に落ち込むものと、中性子星表面からの強い放射圧によって強くアウトフローしているものに分けられる状態。3 の状態では中性子星に落ち込む物質はほとんど無かったが、質量降着率の増加によって降着円盤がエネルギーを放射せずに内部へ持ち込む移流優勢な slim disk の状態になり、中性子星への物質降着が起こる。降着物質が多いために放射領域は中性子星の表面全体へと拡がる。このとき降着円盤の内側は膨らみ、幾何学的に厚く光学的に薄い状態になっている。(FB)

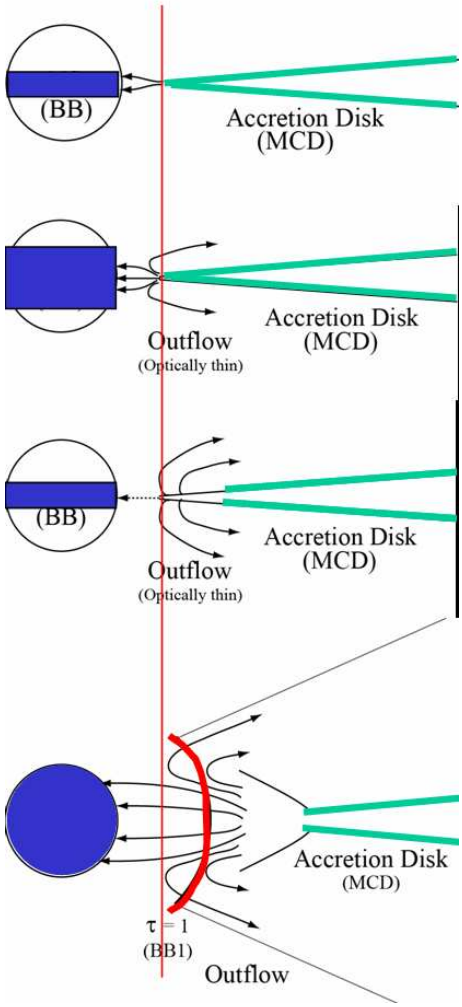
(BB)
Accretion Disk
(MCD)
Outflow
(Optically thin)
Accretion Disk
(MCD)
(BB)
Outflow
(Optically thin)
Accretion Disk
(MCD)
τ = 1
(BB1)
Outflow
Accretion Disk
(MCD)

図 2.6: 降着円盤の状態

2.3 本研究の目的

これまでの LMXB についての研究で、CCDs 上での状態遷移には質量降着率が関係しているのではないか、ということが考え出され、様々な天体で実証されてきた。そこで本研究では、エネルギー領域が 3 - 30 keV であった RXTE よりも、広いエネルギー領域 (0.7 - 200 keV) と、優れたエネルギー分解能 (~ 200 eV @ 6 keV) を持つ「すざく」衛星で得られた非常に明るい LMXB である GX 349+2 のデータ解析を行い、CCDs 上での変動と質量降着率との相関を調べたい。更に各ブランチ上での詳細な物理状態を探り、Takahashi(2004) で提唱された 東モデル + アウトフローモデルが正しいのか、また、状態遷移によってパラメータがどのように変化しているのかを解明することを本研究の目的とする。

2.4 解析天体 GX 349+2

2.4.1 概要

本研究の解析天体である GX 349+2 は弱磁場中性子星と低質量星からなる低質量 X 線連星系で、常に光度がエディントン限界に近い状態 ($\sim 10^{38}$ erg s^{-1}) にあり、X 線領域で明るい天体である。その明るさは X 線領域で非常に明るい Crab の半分ほどであり、統計の良いエネルギースペクトルを取得できる。また、この天体までの距離は知られていない。この天体は HB の状態にはならないことが観測的に明らかにされており、NB と FB の状態にいる。これはこの天体が非常に明るい天体であることから、質量降着率が常に高いためではないか、と考えられており、Z 天体の中でも特異な性質である。この性質を活かし、FB での物理状態 ($\dot{M}$ が高いと考えられている状態) や、NB から FB に移行する際にどのような状態遷移をするのかを詳細に解析する。

2.4.2 これまでの観測例

GX 349+2 はこれまで Beppo SAX 衛星や RXTE 衛星で観測されてきた。

- Beppo SAX 衛星による観測 (Salvo et al. 2001):

  Beppo SAX 衛星では Narrow Field Instrument (NFI) を使った観測が行われた。NFI は 0.1-10 keV を観測する比例計数管 Low Energy Concentrator Spectrometer(LECS) と、1.3-10 keV を観測する比例計数管 Medium Energy Concentrator Spectrometer(MECS) と、7-60 keV を観測可能なガスシンチレーショ

ンカウンタ High Pressure Gas Scintillation Proportional Counter(HPGSPC) と、15-300 keV という高エネルギー側に感度を持つ NaI(TI)/CsI(Na) フォスイッチシンチレーション検出器 Phoswich Detector System (PDS) で構成されており、0.1 ~ 200 keV をカバーし、スペクトル分解能に優れた検出器であった。

Beppo SAX では NB と FB、両方の状態を観測し、flaring 状態である FB と non-flaring 状態である NB に分けて解析を行った。その結果、NB、FB 共に観測されたスペクトルは温度が 0.5 keV の soft な黒体放射モデル + 温度が 2.7keV のコンプトン散乱モデル (西モデル) で精度良くデータを再現できることがわかった。

また、non-flaring 状態 (NB) のとき、30 keV 以上でハードテールが観測された。テールは Photon Index = 1.9 の powerlaw で表され、全体の光度に対して 2 %の寄与があった。他の中性子連星でもハードテールが観測された例はあるが、今だにその起源について詳しい解明がされていない。

また、6.7 keV で強度が 39 ± 13 (eV) の鉄ラインを検出したが、どこの領域から放射されているかは不明である。

- RXTE 衛星による観測 (Takahashi 2004) :

  RXTE 衛星では Proportional Counter Array (PCA) を用いた観測が行われた。PCA は 2-60 keV の領域に感度を持ち、エネルギー分解能が 6 keV で 18 %、有効面積は 6250 cm^2 と、有効面積が非常に大きい検出器である。

  RXTE 衛星でも SAX 衛星と同じく NB と FB、両方の状態を観測し、数時間スケールでの状態の遷移の解析が行われた。その結果、2.2 章で述べられたように、中性子星表面からの放射圧によって降着物質の一部がアウトフローを起こし、黒体放射をする、という 東モデル + アウトフローモデル (MCD + BB + BB) モデルが考え出された。 そしてその新モデルによって全てのスペクトルは精度良く再現することが出来た。

第3章　「すざく」衛星

3.1　概要

「すざく」衛星は 2005 年 7 月 10 日に打ち上げが成功した日本で 5 番目の X 線観測用の衛星である (図 3.1)。この衛星は現在、高度およそ 550km、軌道傾斜角 31 度の略円軌道上を飛行している。

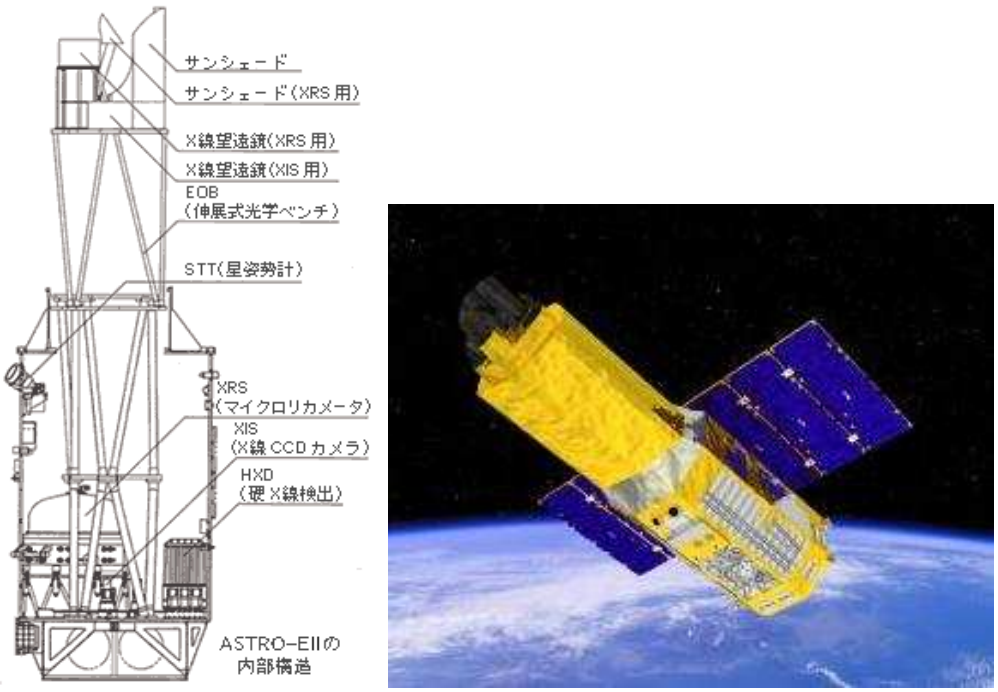

図 3.1: 「すざく」衛星

この衛星の最大の特徴は観測領域が広いことで、エネルギー領域は 0.2 ~ 600 keV と非常に広い。これにより、X 線・ガンマ線による高温プラズマの研究、銀河団の進化や遠方にある暗い原始天体の探索、ブラックホール候補天体と活動銀河核の広帯域のスペクトル研究などにとても有利であると言われており、実際に着々と成果をあげている。

更に、バックグラウンドが非常に低いという特徴もある。「すざく」衛星は高度 550km の低周回軌道を保っているため、宇宙からの荷電粒子を地磁気によって遮ることが出来る。バックグラウンドが低く抑えられるため、拡がった微弱な天体に対する感度が高く、このことも「すざく」衛星の武器になると思われている。

3.2 X線CCD X-ray Imager Spectrometers (XIS)

X 線 CCD 部はシリコン (Si) で出来ており、Si に電極を配置することで空乏層が出来る。その空乏層に X 線が入射すると Si と反応して光電吸収が起こり、入射した X 線のエネルギーに応じたエネルギーを持つ電子が生成され、他の Si 原子の最外殻電子を励起することで電子雲が生じ、電子雲が電極へと集められて読み出される。この過程で電子の総数から入射 X 線のエネルギーを CCD 素子の位置から X 線の入射位置を検出する。

「すざく」衛星には 4 台の XIS が搭載されている。X 線 CCD は電極のある表面から X 線を入射する表面照射型 CCD(FI) が一般的であるが、電極の無い裏面から X 線を入射させる、低エネルギー側に高い感度を持つ背面照射型 CCD(BI) も「すざく」衛星には搭載されている。今まで BI は FI に比べてエネルギー分解能が悪いという欠点があったが、今回搭載されている BI は FI と遜色ないエネルギー分解能を達成している。XIS の図は図 3.2 参照。

図 3.2: XIS

XIS は 1 画素の大きさが 24×24 μ m、画素数は 1024×1026 であるが、転送領

域に近い 2 列は読み出さないので実質有効な画素数は 1024×1024 である。読み出し端子は CCD 素子辺り 4 つあり、1 つの端子が 256×1024 の領域を読み出している。「すざく」衛星には 4 つの XIS が搭載されているが、そのうち 3 台が FI、1 台が BI である。

3.3 硬X線検出器 Hard X-ray Detector (HXD)

HXD は結晶シンチレータと半導体検出器から成る硬 X 線検出器である (図 3.3)。Well 検出器と呼ばれる主検出器と、その周りを取り囲むように配置された WAM 検出器で構成されており、集光系を持たない非イメージング検出器である。主検出部である Well 検出器は主検出部に Si-PIN ダイオードと GSO シンチレータを、シールド部に BGO シンチレータを用いている。GSO と BGO は光学的に接着され、1 つの PMT から読み出されるフォスイッチ構造をとっている。さらに HXD では BGO を井戸型に配し、底に GSO を取り付けている。このような構造をとることで GSO の視野を絞るとともに視野外からのバックグラウンドを低減させている。PIN 検出器と GSO は信号の入射するわずかな開口角を除き、BGO により厚くシールドされる。低エネルギーの X 線は PIN 検出器により検出され、高エネルギーの X 線は半導体を通過して GSO によって検出される。Well 検出器は 16 ユニットから成り、各ユニットは $4.6^\circ \times 4.6^\circ$ (FWHM) の絞られた視野を持ち、尚且つ低エネルギー側では井戸部に挿入されたファインコリメータにより視野はさらに $0.56^\circ \times 0.56^\circ$ (FWHM) に絞りこまれ、フォスイッチ型の低バックグラウンド硬 X 線検出器として動作する。更にこの Well 検出器を 4×4 のマトリックス状に配置することで、視野を絞ったまま有効面積を大きくすることが可能になり、隣り合ったユニット間で反同時係数をとることで荷電粒子やコンプトン散乱した放射線を除去することが可能となった。また、デッドタイムを有効に減らすことに成功した。

図??に他の衛星に搭載されている検出器とのバックグラウンドの比較を示す。

表 3.1 に HXD の基本性能を示す。

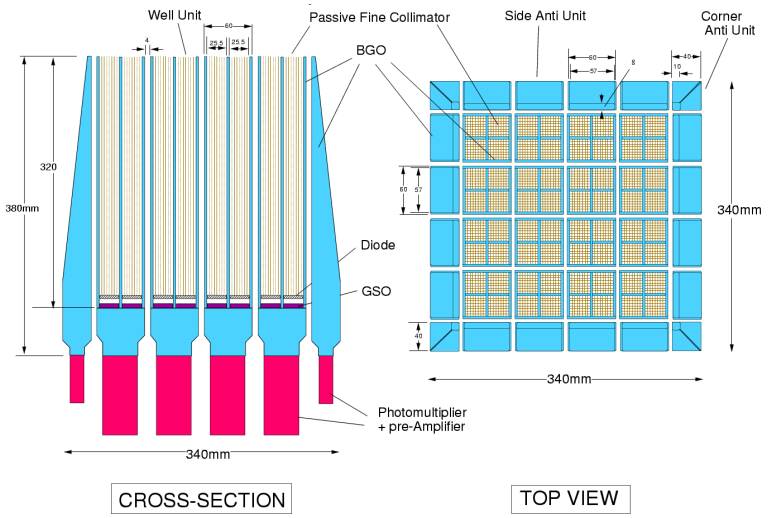

図 3.3: HXD 検出器

energy range	10 - 600 keV
energy resolution	~ 10 % (FWHM) @ 662 keV ~ 3.0 keV (FWHM) @ 10 - 60 keV
effective area	160 cm^2 (@ 15 keV) 300 cm^2 (@ 120 keV)
field of view	0.56 deg × 0.56 deg ($\leq$ 100 keV) 4.6 deg × 4.6 deg ($\geq$ 200 keV)
background rate	~ (1-5) × 10^{-5} c/sec/cm/keV
time resolution	normaly 61 μ sec (30.5 μ sec on condition)

表 3.1: HXD 検出器の基本性能

第4章　データ解析

4.1　観測目的

本研究の目的は、Takahashi モデルの検証と、エネルギースペクトルの状態遷移に伴って LMXB の物理状態がどのように変化しているかを解明することである。そのために X 線領域で常にエディントン限界付近まで明るい Z 天体である GX 349+2 を「すざく」で観測したデータを解析した。GX 349+2 は HB の状態になることは無く、常に NB、もしくは FB の状態にあることが観測的に確かめられている。このことから常に質量降着率が高い状態にあると考えられている。Takahashi モデルでは FB でアウトフローが顕著になると提唱されており、GX 349+2 はその存在を確かめる絶好のターゲットである。「すざく」により、従来よりも幅広いエネルギー帯域を優れたエネルギー分解能で観測し、解析を行うことで特に FB の状態のときの物理状態を解明できると期待される。

4.2　解析データとデータの選別

本研究で解析した GX 349+2 は、「すざく」衛星によって 2006 年 3 月 14 日と 3 月 19 日の 2 回観測が行われた。天体の解析に使える時間は標準的な解析手法を用いて、衛星が地球を見ている時間や、南太平洋地磁気異常帯を通過している時間帯などを除き、合計で約 50 ks となった。詳細なデータセレクション条件は以下の通りである。

1. XIS

- X 線イベントによる電荷は、CCD 上で 2 ピクセルまでにしか拡がらないことから、GRADE = 0 or 2 or 3 or 4 or 6 (図 4.1) のイベントのみを選択。イベントが 3 ピクセルに及ぶものは荷電粒子イベントとして判定される。
- DATA RATE = LOW の時間帯は除く。
- SAA 中と SAA 通過後の 436 秒間のデータは除く。

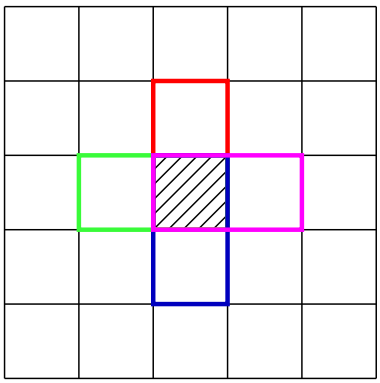

図 4.1: GRADE

- elevation(天体と地球の地平線がなす角) は通常は 5 度以上。昼地球を見ているときは 20 度以上。

2. HXD

- DET TYPE によって PIN のみがイベントを検出しているデータを取り出す。
- elevation は 5 度以上。
- SAA 中と、SAA 通過後の 500 秒間のデータは除く。
- Cut Off Rigidity(COR) は 8 GeV 以上のデータのみ選択する。

観測リストは表 4.1 参照。

Target name	Observation ID	UT	MJD	HXD (ks)	XIS (ks)
GX 349+2 (First)	400003010	2006-03-14-12-50	53809	18.8	25.4
GX 349+2 (Second)	400003020	2006-03-19-22-00	53814	24.7	28.2

表 4.1: 観測リスト

GX 349+2 は非常に明るい天体であるため、XIS では burst mode と window mode を用いて観測が行われた。

4.3 パイルアップ

4.3.1 概要

GX 349+2 は X 線で明るい天体なので、CCD カメラである XIS はパイルアップを起こしている可能性がある。パイルアップとは、天体の中心付近が明るいと XIS の 1 つのピクセルで 1 回の露光中に多数のイベントを検出してしまい、パルスハイトが足された 1 つのイベントとして数えられてしまう。その結果、高エネルギー側のカウント数は増加するが、全体のカウント数は減少してしまう、という現象である。burst mode と window mode を用いてパイルアップが起こらないようにしているが、完全にパイルアップを防げていない可能性がある。そこで本格的な解析を行う前に XIS でどの程度パイルアップしているのかを調べた。

4.3.2 window mode

window mode とは CCD の縦 1024 ピクセルのうち、垂直方向に 1/4、1/8、1/16 で指定された範囲のみを何度も短い時間で読み出すというものであり、パイルアップを防ぐためのオプションである。今回の観測では 1/8 window mode を用い、撮像領域は全 CCD の 1/8 に限られるものの、読み出し時間は 1 秒に短縮した。

4.3.3 burst mode

burst mode とは、通常のモードと読み出しの周期は変わらないが、指定した秒数のみ撮像した後すぐに撮像領域の電荷を転送し、その後に撮像領域に溜った電荷はクリアにすることによって実質的な露光時間を通常よりも短くするモードである。今回の GX 349+2 の観測では window mode で 1 秒間に短縮された読み出し時間のうち、更に 0.3 秒だけを burst mode で読み出すという 0.3 sec burst mode が使用された。

normal mode、burst mode、window mode について、図 4.2 に示す。

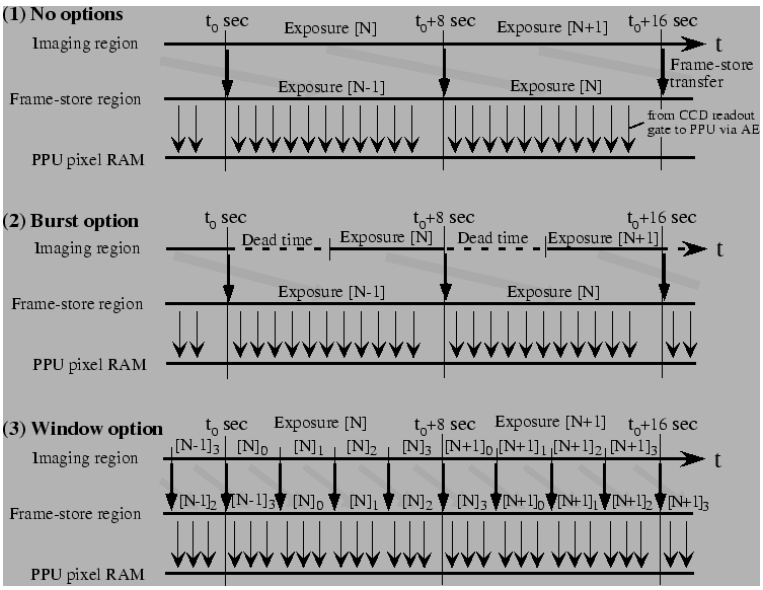

図 4.2: normal mode(上)、burst mode(中)、window mode(下)

4.3.4 パイルアップの有無の解析

パイルアップの有無の判断には点源の領域毎のスペクトル解析 (手法 1) とイメージ解析 (手法 2) を行った。GX 349+2 だけの解析ではパイルアップしているかどうかの判断が難しいので、比較対象として X 線領域では暗い (パイルアップしていないと思われる) MCG 5-23-16(以下 MCG 5) という活動銀河核も解析した。

手法 1.

点源イメージの中心付近でパイルアップが起こっていると、高エネルギー側のカウント数が増加してしまう。そこでパイルアップが起こっていないであろう外側の領域 (2' - 3') のスペクトルとの比をとると右上がりのスペクトルになるはずである。MCG 5 ではパイルアップは起こっていないと思われるので、GX 349+2 のスペクトル比の図と MCG 5 の比の図を比較してパイルアップが起こっている領域を検討する。

手法 2.

点源イメージの中心から外側までのカウントレートの分布 (Point Spread Function – PSF) を求め、点源のイメージ中心と外側でカウントレートの比をとると、中心でパイルアップが起きている場合には、相対的に中心から読み出されたカウントレー

トが下がることになる。そこで GX 349+2 と MCG 5 の PSF を比較すれば、どの半径からパイルアップの影響があるかを調べることが出来る。

具体的な手順

1. ~ 1 時間タイムスケールで衛星の姿勢がゆらぐため、200 秒ごとにイメージを作成。

2. 200 秒ごとのイメージの中で最もカウントが高いところを中心として、半径が 0' - 0.5'、0.5' - 1'、1' - 2'、2' - 3' の領域に区切って各時間ごとのスペクトルを作成。このとき、姿勢のゆらぎによって中心の位置が変化すると、それに伴ってイメージ上で区切る領域は変化する。区切る領域が変化すると、切り取る領域の面積に違いが生じてしまうので、それを防ぐために図 4.3 の 2 つの長方形の領域は除いた。

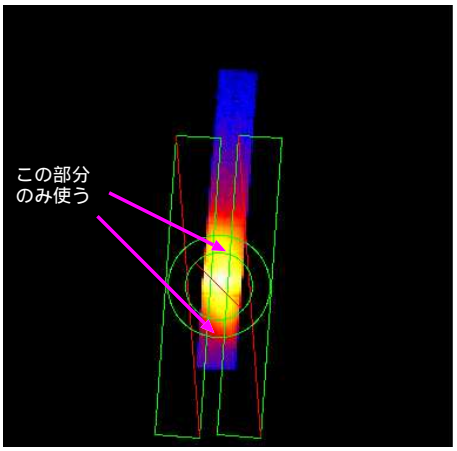

図 4.3: 切り出す領域 (2' - 3') のイメージ)

3. 出来た 200 秒毎のスペクトルを領域ごとに全て足し合わせる。

4. 3 通りのスペクトルの比、(0' - 0.5')/(2' - 3')、(0.5' - 1')/(2' - 3')、(1' - 2')/(2' - 3') をとり、GX 349+2 と MCG 5 を比較し、どれくらいの半径からパイルアップの兆候が見られるかを大まかに調べる。

5. 1 で作ったイベントファイルから 200 秒毎に PSF を作成し、最後に足し合わせて全観測時間における GX 349+2 と MCG 5 の PSF を作成する。PSF の図からパイルアップしている半径を調べる。

4.3.5　解析結果

4.3.4 章の方法で GX 349+2 と MCG 5 についてそれぞれ解析を行った。

まず、4.3.4 章の手法 1 の結果が図 4.4 と図 4.5 である。MCG 5 では半径が 0' - 0.5' の領域で 10 keV 以上が多少右上がりになっているが、その他の領域では比はほぼ平坦である。それに比べて GX 349+2 では 0' - 0.5' の範囲では明らかに 8 keV 以上で、また 0.5 ' - 1' の範囲では MCG 5 の同領域の形を考慮してもわずかだが高エネルギー側で右上がりになっている。しかし半径が 1' - 2' の領域では比は平坦になっており、このことから GX 349+2 がパイルアップしている範囲は半径が ~ 0.5' - 1' より内側と考えられる。

手法 2 の PSF を書くことでより詳細な半径依存性を求めたのが図 4.6 である。MCG 5 に比べて GX 349+2 の PSF は半径が大きいところでは重なっているのに対し、中心でカウント数が減少していることがわかる。そこで、更に (GX 349+2 の PSF)/(MCG 5 の PSF) の比を取ったのが図 4.6 ある。

図 4.6 より、PSF の比が横軸 50(80 秒角相当) 以内で明らかに減少していることがわかった。これは中心付近のカウント数が GX 349+2 では少なく観測されている、すなわちパイルアップを起こしているということである。以上の結果をうけて、これ以降の解析では CCD の中心から半径 80 秒角までの領域は除き、それより外側のデータだけを用いて解析する。

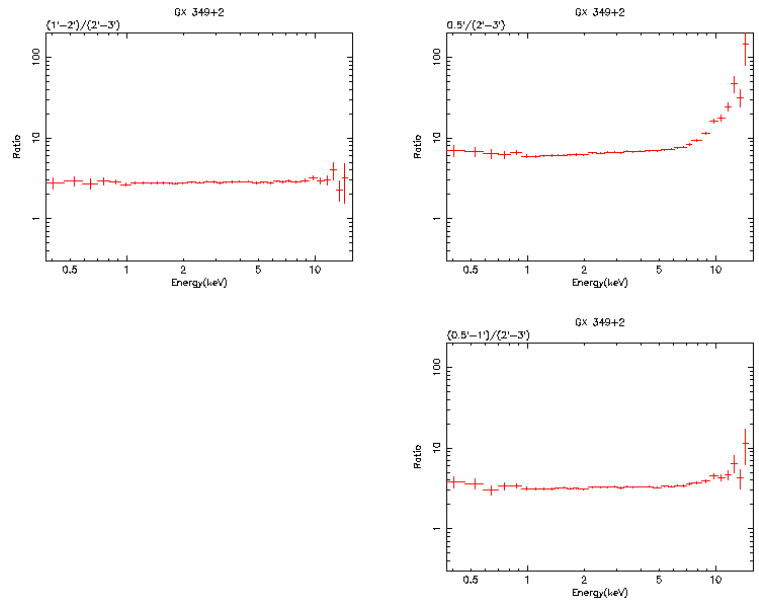

図 4.4: 半径ごとにスペクトルの比をとった図 (GX 349+2)

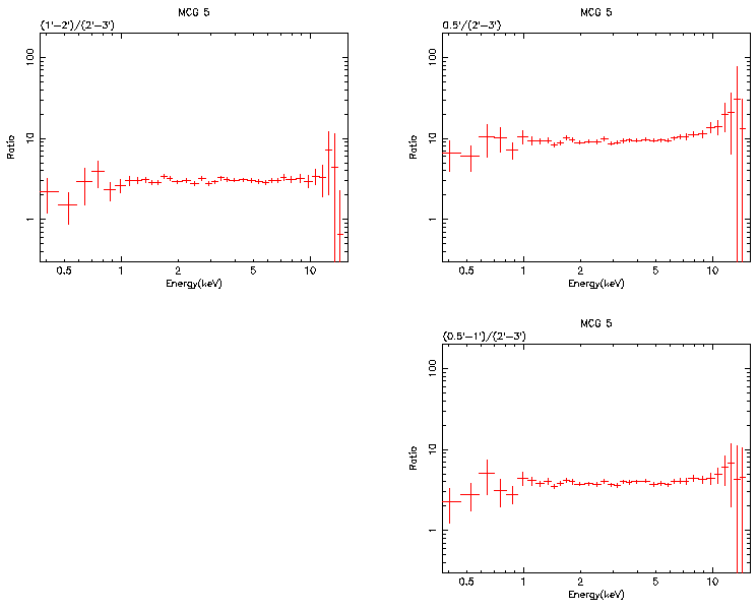

図 4.5: 半径ごとにスペクトルの比をとった図 (MCG 5)

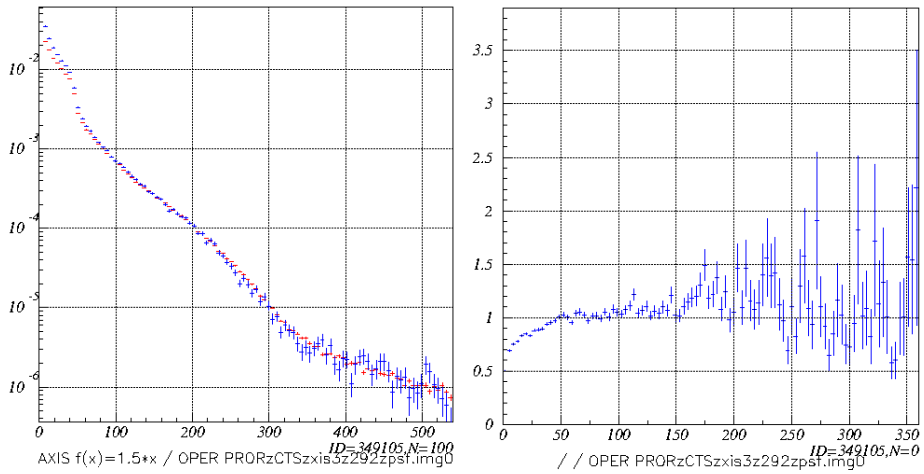

図 4.6: 左図 ：GX 349+2(赤) と MCG 5(青) の PSF (縦はカウント、横は中心からの秒角数)、右図 ：(GX 349+2 の PSF)/(MCG 5 の PSF) (縦は割合、横は (中心からの秒角数)/ 1.5)

4.4 初期解析

4.4.1 ライトカーブと CCDs

まず、GX 349+2 についてライトカーブと Color-Color Diagrams(CCDs – 詳しくは 2.2 参照) による初期解析を行った。

図 4.7 が 1st 観測 (2006/3/14) と 2nd 観測 (2006/3/19) で取得した GX 349+2 の XIS と PIN のライトカーブである。周期的にデータが欠損している時間帯は衛星が地球の影に入ってしまっていたり、南太平洋地磁気異常帯を通過していたりして天体を観測できていなかった時間帯である。1st 観測、2nd 観測ともに数 100 秒 ~ 数時間のオーダーで、カウントレートが高くなっている時間帯と低いままの時間帯がある。XIS のライトカーブで言うと、カウントレートが 100 以上と以下で大まかに分類することができる。両時間帯を比較するとカウントレートが 1.5 倍も変動しており、カウントレートが高い時間帯中の方がカウントレートが低い時間帯中よりも変動が激しい。ここから 2 つの状態を遷移をしている可能性がある。

このライトカーブを 3 つのエネルギー帯域、ソフトバンド 0.7 - 2.2 (keV)、ミドルバンド 2.2 - 11 (keV)、ハードバンド 11 - 30 (keV) に区切って作成した CCDs が図 4.8 である。左下の点が固まっている部分が NB、NB から右上にのびている部分が FB である。CCDs とライトカーブの対応を調べると、ライトカーブでカウントレートが高い時間帯は予想通り 1st 観測、2nd 観測ともに FB の時間帯であり、低い時間帯が NB であった。

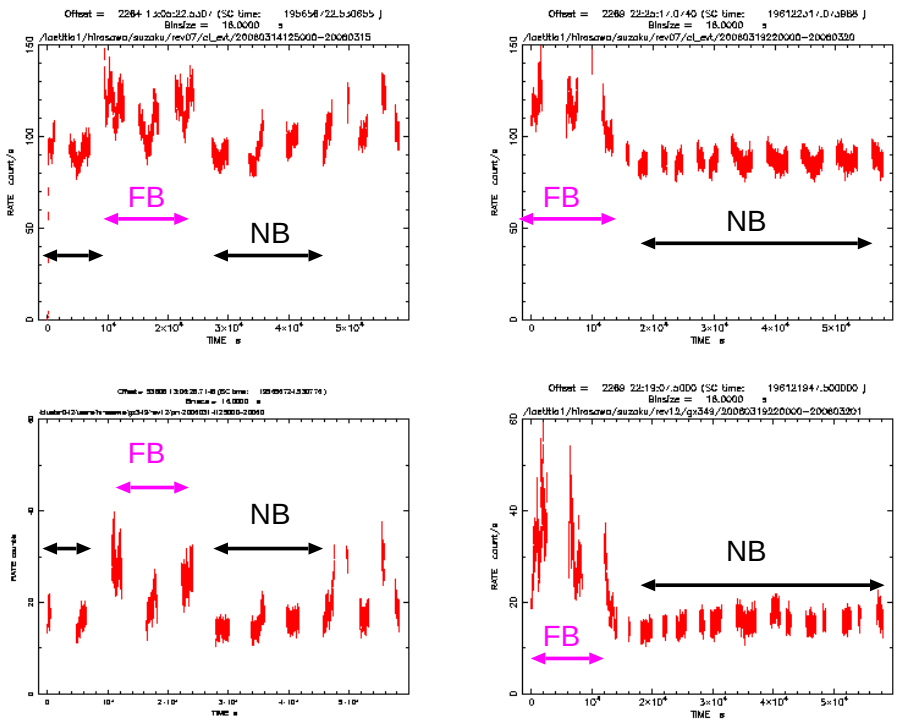

図 4.7: GX 349+2 のライトカーブ (左上 : XIS - 1st 観測、右上 : XIS - 2nd 観測、左下 : PIN - 1st 観測、右下 : PIN - 2nd 観測)

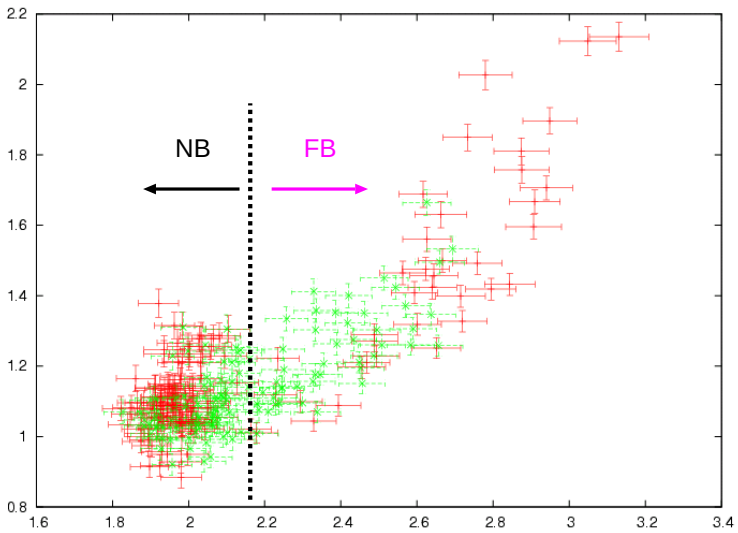

図 4.8: 1st 観測 (緑) と 2nd 観測 (赤) の CCD (縦は (11 - 30 keV のカウント)/(2.2 - 11 keV のカウント)、横は (0.7 - 2.2 keV のカウント)/(2.2 - 11 keV のカウント))

4.4.2 NB、FB のスペクトル

1st 観測の NB、1st 観測の FB、2nd 観測の NB、2nd 観測の FB、それぞれの時間帯の平均エネルギースペクトルを重ねたものが図 4.9 である。XIS(0.7 - 10 keV) と PIN(10 - 40 keV) により、合わせて 0.7 - 40 keV の幅広いエネルギー帯域で GX 349+2 からの X 線を検出できている。もともと天体からの信号はのっぺりした連続放射なのに対し、2 keV や 10 keV 付近で両検出器のカウントレートにへこみが生じているのは検出器の有効面積のせいである。NB と FB のスペクトルを比較すると、高エネルギー側でのずれが ~ 3 倍大きい。また 1st 観測と 2nd 観測での NB のスペクトルはほぼ重なっているのに対して、FB のスペクトルを見ると高エネルギー側でずれが大きい。このことから、NB から FB への遷移や、FB 内での変動 (カウントレートの変化) には高エネルギー側の変化が大きく寄与していると考えられる。

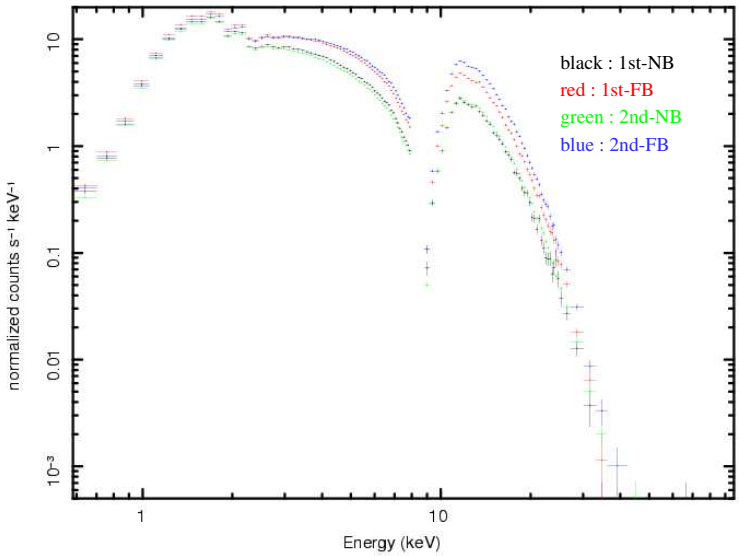

図 4.9: 1st-NB(黒)、1st-FB(赤)、2nd-NB(緑)、2nd-FB(青) のスペクトル

4.4.3 CCDs 上でのスペクトルの比較

より系統的にスペクトルの比較を行うため、CCDs に沿って 4 点をとり、それぞれのスペクトルの形を比較した。この 4 点は全て 2nd 観測のデータである。とった 4 点は図 4.10 の通りである (図 4.10 は図 4.8 と同様の図に番号を振った図である)。エネルギー領域は、ソフトバンド (0.7 - 2.2 keV)、ミドルバンド (2.2 - 11 keV)、ハードバンド (11 - 30 keV) に分割した。また、ソフトバンドとハードバンドのカウントレートを比較した結果が図 4.11 である。図 4.10 上の『1』は NB 中で最もハードカラーの値が大きい点 (NB の上) で、『2』は NB 中で最もハードカラーの値が小さい点 (NB の下)、『3』は FB 中でハードカラー の値が小さい点 (FB の下)、『4』は FB 中でハードカラーの値が大きい点 (FB の上) である。

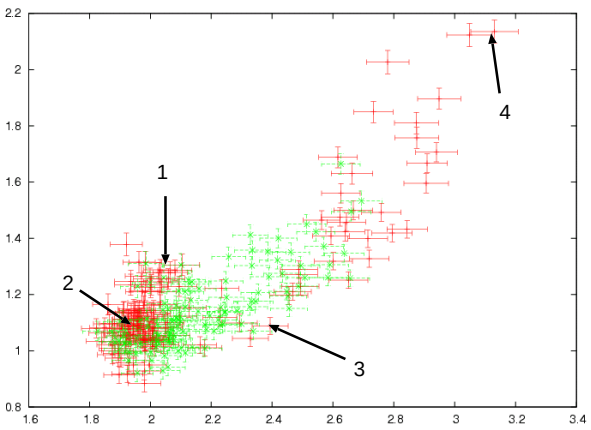

図 4.10: 横軸はソフトカラー、縦軸はハードカラー

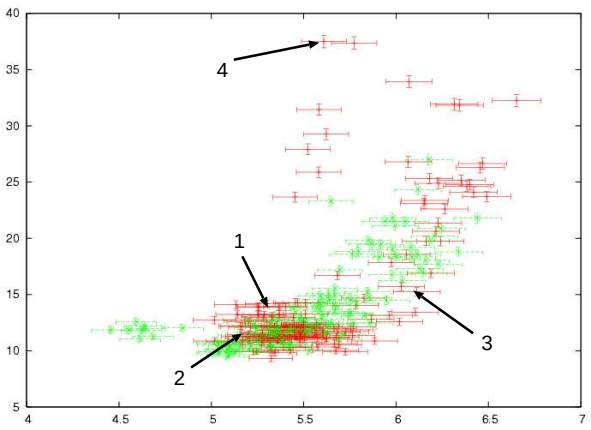

図 4.11: 横軸はソフトバンド (0.7 - 2.2 keV) のカウントレート、縦軸はハードバンド (11 - 30 keV) のカウントレート

- 1 と 2 の比較：図 4.12

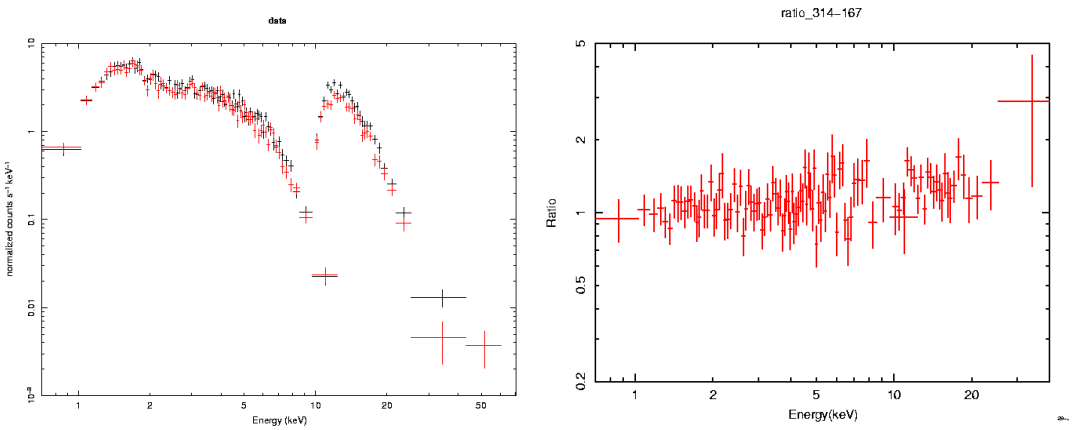

図 4.12: 左図：スペクトル比較 (黒：1、赤 ： 2)、右図 ： スペクトルの比 (1 のスペクトル)/(2 のスペクトル)

1(NB の上) と 2(NB の下) のスペクトルを比較すると、10 keV 以上の高エネルギー側で 2 のスペクトルの方がカウントレートが高くなっている。これは図 4.11 からも明らかであり、NB 中での遷移にハードバンドが寄与していることを示唆している。

- 3 と 4 の比較：図 4.13

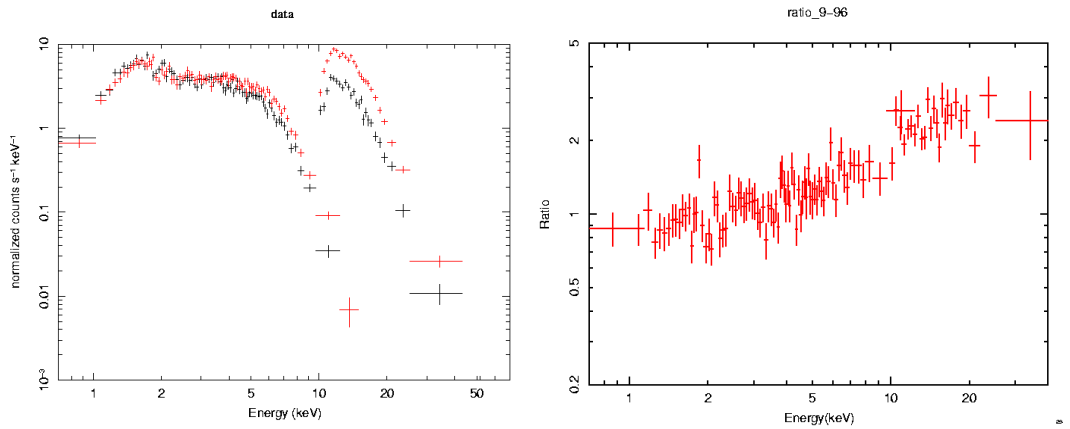

図 4.13: 左図：スペクトル比較 (黒：3、赤 ： 4)、右図 ： スペクトルの比 (4 のスペクトル)/(3 のスペクトル)

3(FB の下) と 4(FB の上) では 2 keV 以下のソフトバンドでは 3 の方がカウ

ントレートが高く、2 keV 以上のミドル、ハードバンドでは 4 の方がカウントレートが高い。よって 2keV 以下のソフトバンドと、2 keV 以上のバンドで別々に変動する成分が存在する可能性がある。また、変動の割合に着目すると、FB 中での変動にも高エネルギー側の寄与が大きいと思われる。

- 1 と 3 : 図 4.14

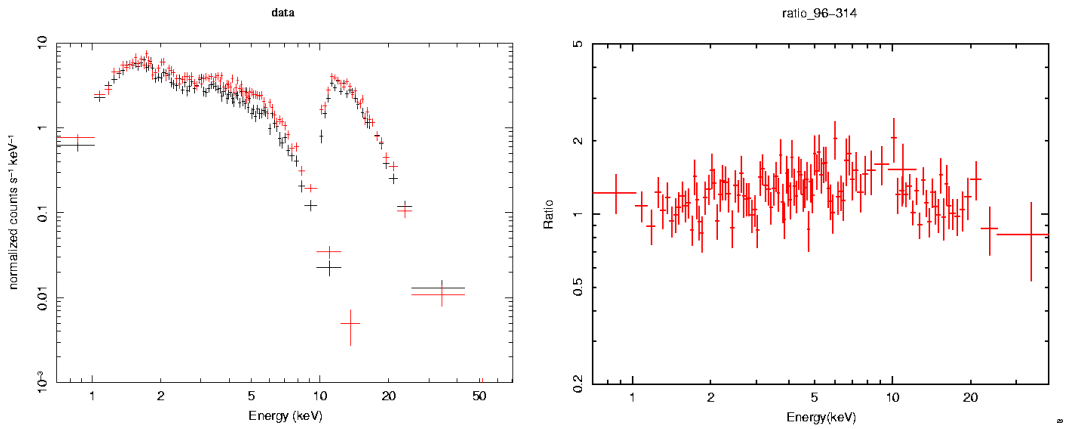

図 4.14: 左図 : スペクトル比較 (黒 : 1、赤 : 3)、右図 : スペクトルの比 (3 のスペクトル)/(1 のスペクトル)

1(NB の上) と 3(FB の下) のスペクトルを比較すると、ソフトバンドとハードバンドではスペクトルがほぼ重なっているのに対し、3 - 10 keV のミドルバンドでは 3 の方がカウントレートが高い。従って NB から FB への遷移ではミドルバンドに独立した成分が存在し、変動に寄与していると考えられる。

以上のことから、スペクトルには少なくとも『ソフトバンド (3 と 4)、ミドルバンド (2 と 3)、ハードバンド (1 と 2、3 と 4)』で独立に変動する 3 成分の存在が示唆される。

また、『4』のようにソフトバンドのカウントレートとハードバンドのカウントレートの変化が、他の点とは明らかに異なった挙動を示す点がある。西モデルは全エネルギー領域で黒体放射が優勢であり、ソフトバンドとハードバンドの変化に相関が無いと不自然であるので、このような点の存在からスペクトルを再現するモデルとして考えにくい。よってこの後の解析では西モデルによるスペクトルの再現は行わないこととする。

第5章　短時間変動の解析結果

5.1　フラクタル次元解析

フラクタル次元解析とは観測量の中にいくつ独立成分が含まれているかを統計的に求める方法である。Z 天体では、時間変動する成分がいくつ存在するのか正確にはわかっていないため、フラクタル次元解析を行うことで変数の数をおおまかに特定する。

5.1.1　解析方法

フラクタル次元解析では観測量をある次元のベクトルに対応させる。その次元は解析する者が適切な次元を選ぶ必要がある。

$$\overrightarrow{V_{\mathrm{i}}} = (\frac{P_{\mathrm{i,1}}}{A_1}, \frac{P_{\mathrm{i,2}}}{A_2}, , , \frac{P_{\mathrm{i,j}}}{A_j}, , ,) \tag{5.1}$$

本解析では、ベクトル $\overrightarrow{\mathrm{V_i}}$の成分 $V_{i,j} = \frac{P_{ij}}{A_j}$ を用いる。$\mathrm{P}_{i,j}$ は適当にとった一定の時間間隔を T 秒とすると、適当なエネルギーバンド (j でラベル付けする) に時刻 T*i から T*(i+1) の間に入って来たカウントレート $\mathrm{P}_{i,j}$ を全観測におけるそのエネルギーバンド (j) の平均 $A_j(= \sum_{i=1}^{N} P_{i,j}/\mathrm{N}\ )$ で規格化した数とする ($\mathrm{N} = \mathrm{observed\ time/T}$: 測定回数と似た数)。つまり P_{ij} は i 秒間に j というエネルギーバンドに入射した光子のカウントレートであり、A_j はエネルギーバンド j の平均カウントレートである。この $\overrightarrow{\mathrm{V_i}}$を規格化することでスペクトル全体が形を変えずに変化する影響を除くことが出来る。また、ベクトルの次元はエネルギーバンドの分割数 D と同じになる。

次に距離 r_i を以下のように定義する。

$$r_{\mathrm{i}} = \sum_{j=0}^{D} (\frac{V_{i,j} - < V_j >}{< V_j >})^2 \tag{5.2}$$

$\langle V_j \rangle$ は、あるエネルギーバンド j のカウントレートの平均を表す。

次に、横軸に r、縦軸に r より小さいベクトル $\overrightarrow{V_i}$の数 C としてデータ点を両対数プロットする。独立な変量の次元を d とすると $C \propto r^d$ となるので、このプロットの傾きが独立変数の次元を表す。

今回の解析では、エネルギーバンドはどのバンドも同程度のカウントレートになるように適切に区切った。また細かく分割しすぎるとポアソンエラーが効いてくる一方、粗くし過ぎると何を見ているかわからなくなってしまうので、以下の 26 バンドに分割した。区切ったエネルギーバンドは 0.1-1.0(keV)、1.0-1.3(keV)、1.3-1.5(keV)、1.5-1.7(keV)、1.7-1.9(keV)、1.9-2.1(keV)、2.1-2.4(keV)、2.4-2.6(keV)、2.6-2.7(keV)、2.7-3.0(keV)、3.0-3.3(keV)、3.3-3.6(keV)、3.6-3.9(keV)、3.9-4.3(keV)、4.3-3.8(keV)、4.8-5.3(keV)、5.3-6.0(keV)、6.0-7.0(keV)、7.0-10.0(keV)、10.0-11.0(keV)、11.0-12.0(keV)、12.0-13.0(keV)、13.0-15.0(keV)、15.0-17.0(keV)、17.0-22.0(keV)、22.0-30.0(keV) である。時間幅 T は 128 秒とした。

5.1.2 各観測ごとの解析結果

フラクタル解析を行った結果が図 5.1 である。左図が 1st 観測、右図が 2nd 観測の結果であり、統計的なゆらぎが小さくなる C = 数 10 ~ 100 の傾きが変数の次元を表している。1st 観測と 2nd 観測の結果を比較すると 2nd 観測の方が傾きが急になっている。これは 2nd 観測中の方が変動成分が多く存在しているということを示唆している。具体的な数字としては、ベクトルの規格化に使った強度の変数に加えて、1st 観測中には 1 ~ 2 個、そして 2nd 観測中には 2 ~ 3 個の変数が存在すると思われる。ライトカーブ (図 4.7) を見ると、2nd 観測中の方が高エネルギー側の PIN のエネルギー帯域で変動が激しいので、それが影響していると考えられる。

5.1.3 ブランチごとの解析結果

各観測中の各ブランチ (NB or FB) ごとにフラクタル解析を行ったが、両観測ともに FB はデータ数 C が少なく、統計が足りなかったため、NB のみを比較する。

- 1st 観測 - NB vs 2nd 観測 - NB：

  1st 観測の NB と 2nd 観測の NB を比較すると、2nd 観測の NB の方が傾きが大きかった。これは CCDs 上で 2nd 観測の方が変動の幅が大きいことと対応していると考えられる。

上から、NB では 1st 観測より CCDs 上で変動の大きな 2nd 観測の方が変動成分が多いことがわかった。

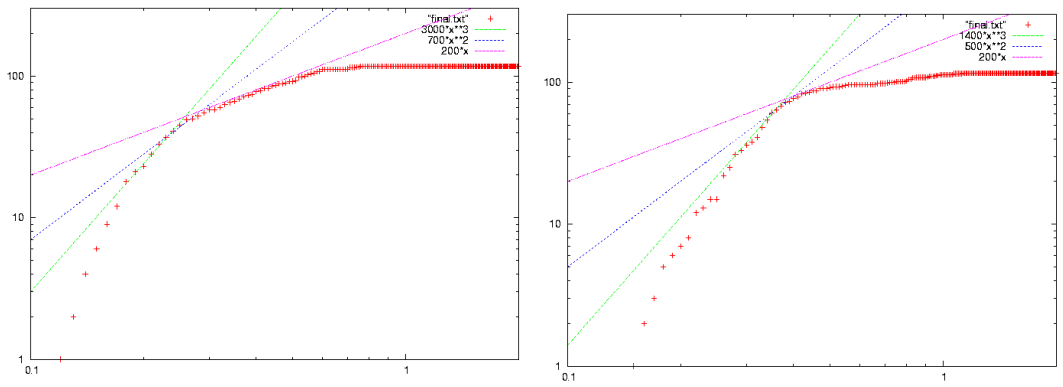

図 5.1: 左図：1st 観測、右図；2nd 観測 (横軸は距離 r、縦軸は距離が r より小さいデータ数)

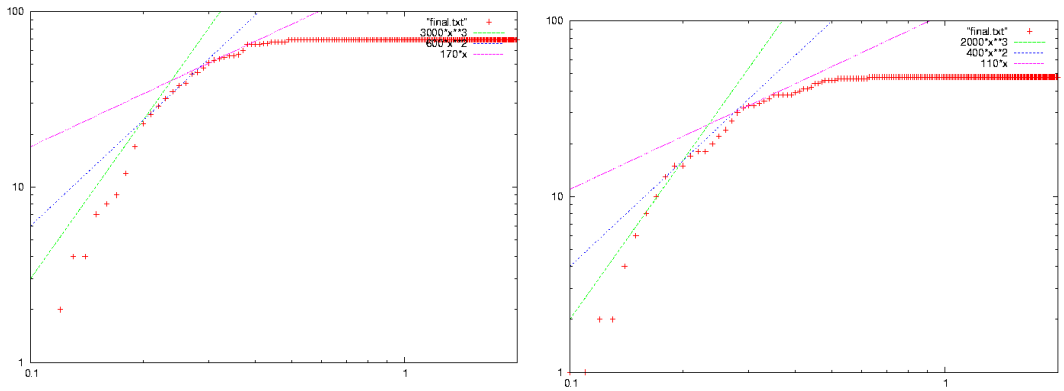

図 5.2: 左図：1st 観測中 - NB、右図；1st 観測中 - FB

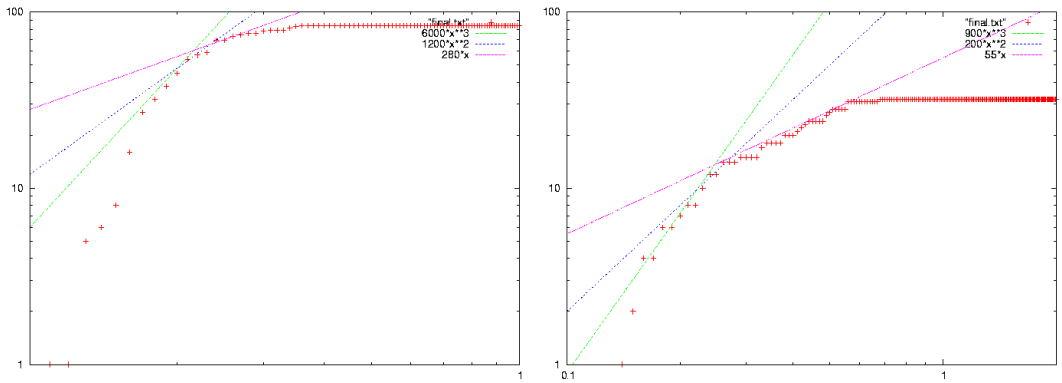

図 5.3: 左図：2nd 観測中 - NB、右図；2nd 観測中 - FB

5.2 RMS 解析

RMS 解析とは、エネルギースペクトルをいくつかの領域に分割し、それぞれのエネルギー領域の平均のスペクトルに対して 128 秒刻みで作成したスペクトルがどの程度ずれているのかを調べる解析である。平均のスペクトルに対するずれが大きい領域ほど、変動が大きいということを示す。ここではフラクタル解析に用いたデータと同じデータを使って解析を行う。

5.2.1 解析方法

1. 観測ごとに平均のエネルギースペクトルと 128 秒刻みのエネルギースペクトルを作成する。
2. 両方のスペクトルから各エネルギー領域のカウントレートを抜き出す。
3. 各エネルギー領域で、平均のエネルギースペクトルに対する RMS を計算する。

5.2.2 各観測ごとの解析結果

RMS 解析の結果が図 5.4 である。この図から、1st 観測中よりも 2nd 観測中の方が 4 keV 以上で変動が大きいことがわかる。また、2nd 観測では 1 keV 以下でも RMS が大きくなる兆候が見られる。2nd 観測の方が CCDs 上で変動が大きいのは、特に高エネルギー側の変動が大きいことが影響している。

また、RMS の値は両観測中で 10 keV 以上では一定の値を示しており、これはスペクトルの形に変化がないことを示唆する。これは Mitsuda et al.(1984) の結果と一致する。

5.2.3 ブランチごとの解析結果

各観測ごとの各ブランチ (NB、FB) について RMS 解析を行った。

- 1st 観測 - NB vs 1st 観測 - FB :

  1st 観測の NB と FB についての結果を比較すると、FB の時間帯の方が高エネルギー側で変動が少し大きいことがわかる。このことから、1st 観測中では主に高エネルギー側が変動していることがわかる。

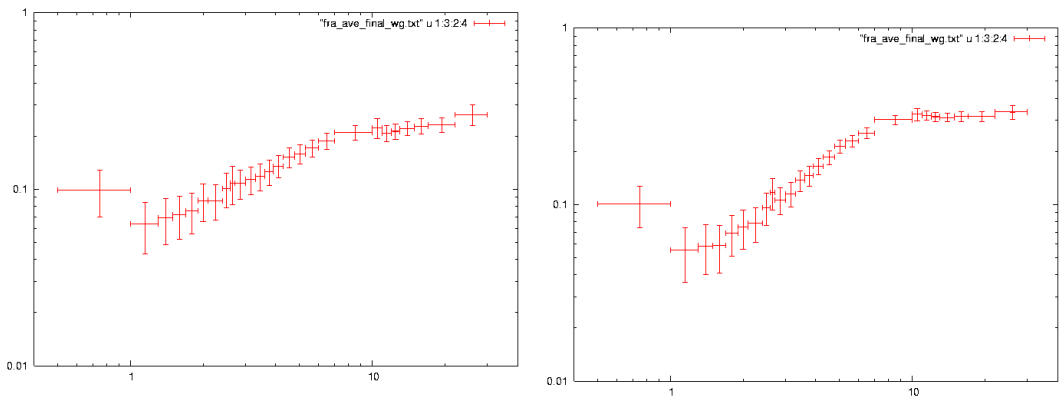

図 5.4: 左図：1st 観測、右図；2nd 観測

- 2nd 観測 - NB vs 2nd 観測 - FB :

  2nd 観測の NB と FB の比較では明らかに FB の状態のときに変動が激しい。全体的に FB の方が変動は大きいが、特に 3keV 以上では変動の幅が明らかに大きくなっている。よって NB より FB の方が激しい変動が起こっており、前章までの結果と一致する。また FB の図では 1keV 以下の変動の幅が 1keV 以上よりも有意に大きく、1keV 以下に独立した変動成分がいる可能性が示唆された。

- 1st 観測 - NB vs 2nd 観測 - NB :

  2 つの観測の NB 同士を比較すると 1st 観測の方が全体的な変動の幅が大きく、CCDs 上で NB の下の方が変化が起こっていると考えられる。

- 1st 観測 - FB vs 2nd 観測 - FB :

  両観測の FB を比較すると、10 keV 以上の高エネルギー側で 2nd 観測の方が変動していることがわかる。これより、FB 中 (CCDs で FB の右上) では特に高エネルギー側の変動が大きく寄与していることを示す。

以上のことから 1st 観測より 2nd 観測のほうが変動している幅は大きく、また NB より FB の方が明らかにスペクトルが大きく変動していることがわかった。特に 3keV 以上での変動が激しく、スペクトルの変動には高エネルギー側の寄与が高いことがわかった。また 1keV 以下で有意な変動も確認されており、これは独立したソフト成分の存在を支持する結果である。3keV 以下について詳細な観測が不可能であった RXTE 衛星に対し、「すざく」衛星が初めて確認した事実である。

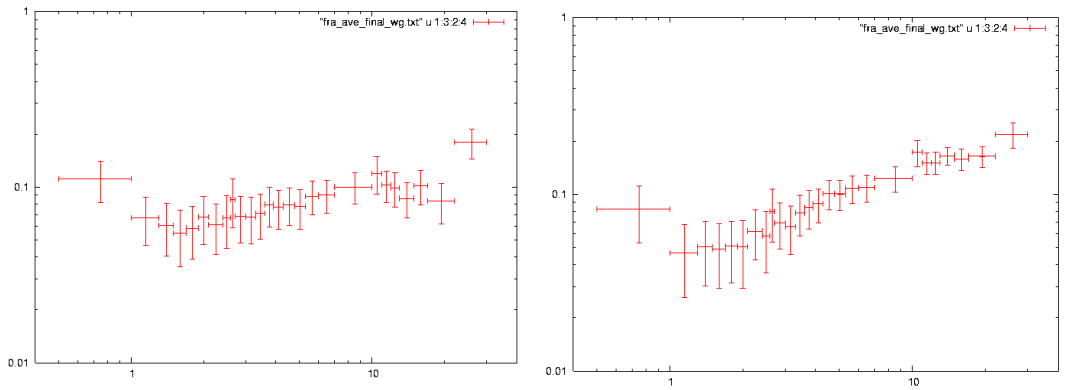

図 5.5: 左図：1st 観測 - NB、右図；1st 観測 - FB

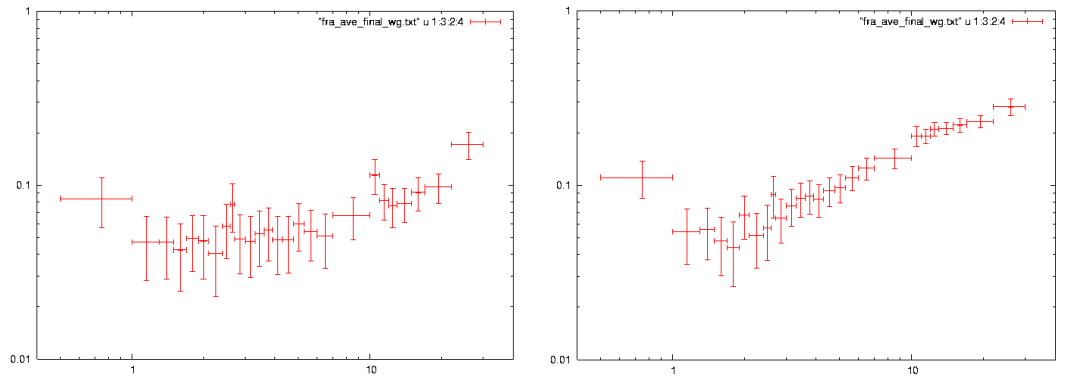

図 5.6: 左図：2nd 観測 - NB、右図；2nd 観測 - FB

5.3 鉄ライン

今回 6.7 keV 付近に存在する鉄ラインについても解析を行った。鉄ラインを含まないモデルでスペクトルを再現すると鉄ラインの付近に残差が残ってしまう (図 5.7)。そこで、まずスペクトルの形が単一の Power Low で再現される Crab のスペクトルを用いて、Crab のスペクトルでは鉄ラインは見えていないか調べた (図 5.8)。その結果、 Crab のスペクトルでは鉄ラインは確認されなかったので、GX 349+2 のスペクトルを Crab のスペクトルで割ることで検出器のレスポンスの不定性を無視できるようにし、スペクトルの Crab 比をとった (図 5.9)。その結果、6.7 keV 付近に鉄ラインが存在することが示唆されたため、この後の解析には鉄ラインを含めたモデルを用いた。

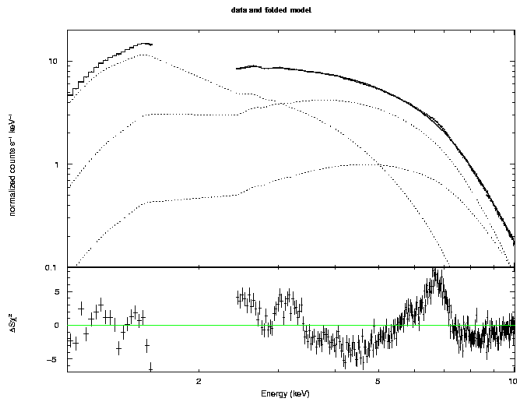

図 5.7: 鉄ラインを入れないモデルで再現したスペクトル

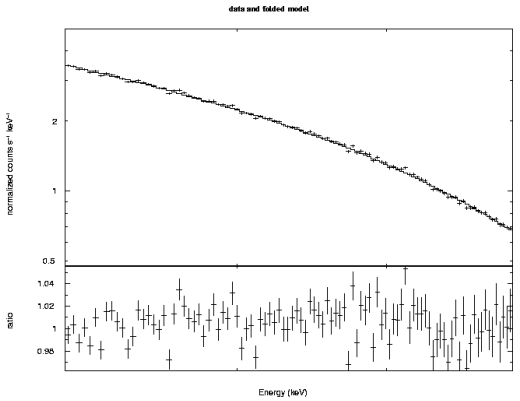

図 5.8: Crab の 6.7 keV 付近のスペクトル

5.4 スペクトル解析 : 再現モデルの検証

GX 349+2 のスペクトルを、2 章で述べた 東モデル (MCD + BB)、東モデル+アウトフロー (MCD + BB1 + BB2) で再現した。用いたデータは 128 秒ごとに区切って衛星の姿勢の揺れを考慮したデータで、XIS0、XIS2、XIS3 の 3 台の FI を足したデータと、XIS1(BI) のデータ、PIN のデータの 3 つである。それぞれについて exposure を用いて使用するデータに制限をかけた (FI の exposure $>$ 180 sec、PIN の exposure $>$ 60)。その結果、それぞれのモデルについて以下のパラメータを得ることが出来た。

1. 東モデル (MCD + BB) :

   降着円盤の最内縁温度 (T_{in})

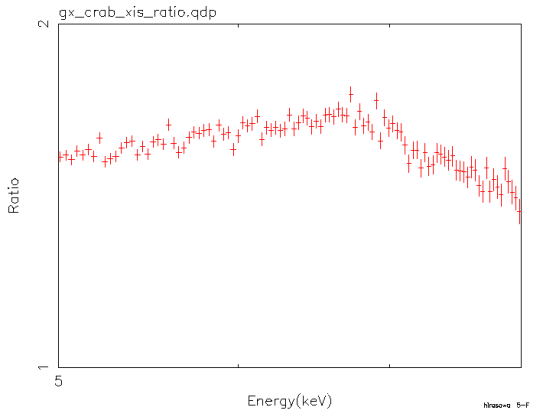

図 5.9: (GX 349+2 のスペクトル)/(Crab のスペクトル)

降着円盤の光度 ($\mathrm{L_{disk}}$)

中性子星の温度 ($\mathrm{T_{BB}}$)

中性子星の光度 ($\mathrm{L_{BB}}$)

2. 束モデル + アウトフロー (MCD + BB1 + BB2) :

降着円盤の最内縁温度 ($\mathrm{T_{in}}$)

降着円盤の光度 ($\mathrm{L_{disk}}$)

中性子星の温度 ($\mathrm{T_{BB2}}$)

中性子星の光度 ($\mathrm{L_{BB2}}$)

アウトフローの温度 ($\mathrm{T_{BB1}}$)

アウトフローの光度 ($\mathrm{L_{BB2}}$)

また、それぞれのモデルで得られたパラメータから、降着円盤の最内縁半径 r_{in}、中性子星の半径 r_{BB}、アウトフローした物質の半径 r_{BB1} 、質量降着率 $\dot{M}$ が求まる。求める式は次式の通りである。

- r_{BB}、r_{BB1} :

$$L_{\mathrm{BB}} = 4\pi \times r_{\mathrm{BB}}^2 \times \sigma T_{\mathrm{BB}}^4 \tag{5.3}$$

- r_{BB}、r_{BB1} :

$$L_{\mathrm{disk}} = 4\pi \times r_{\mathrm{disk}}^2 \times \sigma T_{\mathrm{disk}}^4 \tag{5.4}$$

- $\dot{M}$: $\dot{M} \propto \mathrm{r}_{in}^{3} \cdot \mathrm{T}_{in}^{4}$

5.4.1 代表的な点についての解析

まず、4.4.3 で比較した 1 ~ 4 のスペクトル (1 : NB の上、2 : NB の下、3 : FB の下、4 : FB の上) を 3 つのモデルで再現し、それぞれのパラメータを比較した。

1. 東モデル (MCD + BB) :

   東モデルでスペクトルを再現した結果が図 5.10 と表 5.1 である。この図を見ると NB(2) から FB(3) に遷移する際、降着円盤の半径が小さくなっていくことがわかる。その際、中性子星の半径と降着円盤の半径が同程度の値になってしまうことがある。それは物理的に起こり得ない事象であり、質量降着率

   が低い状態のときの一般相対論による最終安定軌道からは考えにくい。また、NB から FB への偏移に伴って鉄ラインを再現している gaussian の幅が大きくなっていくことがわかる。鉄ラインの起源が降着円盤だと考えると、降着円盤の状態はほぼ変化していないにも関わらず、鉄ラインの σ が変化するというのは考え辛い。また、幅が ~ 1 keV にもなるのは Takahashi(2004) で述べられているように、鉄ラインだけでは再現できないような成分が中エネルギー帯域に存在していることを示唆している。

2. 東モデル + アウトフロー (MCD + BB1 + BB2) :

   このモデルでのスペクトル再現の結果が図 5.11 と表 5.2 である。このモデルでは鉄ラインの幅も sub keV と適切な値となっており、降着円盤の半径とアウトフローしている半径が NB から FB に遷移するに従って増加することも Takahashi(2004) で言われていたように、放射圧が効くことで降着円盤の最内縁が拡がっている、ということに沿っている。$\mathrm{T_{BB}}$ ~ 2.5 keV はエディントン温度とほぼ等しい。よって $\mathrm{T_{BB}}$ は一定のまま $dotM$ が変化すると $\mathrm{r_{BB}}$ が変化することに繋がっている。中性子星の半径の値の変化も、中性子星からの放射が中性子星全体からではなく一部のみで起こっており、質量降着率が増加すると放射領域が拡がる、という Takahashi(2004) の描像を支持する結果が得られている。

   よって、以下の解析では 東モデル + アウトフロー のみを用いる。

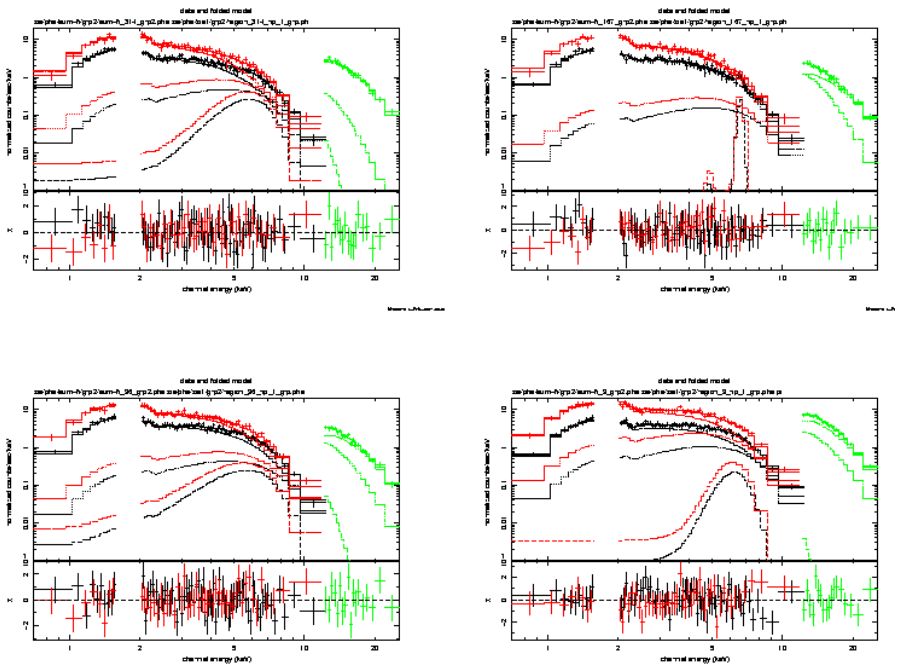

図 5.10: 東モデルによるスペクトルの再現結果 (左上：1(NB の上)、右上：2(NB の下)、左下：3(FB の下)、左上：4(FB の上)、黒：FI、赤：BI、緑：PIN))

	MCD	BB	Fe-line
status	kT_{in}, r_{in}	kT_{BB}, r_{BB}	peak-energy, sigma
1(NB の上)	$1.42^{+1.6}_{-0.40}, 16.1$	$2.43^{+0.33}_{-0.18}, 4.89$	$6.04^{+8.1e^{-3}}_{-3.0e^{-2}}, 1.28^{+8.2e^{-2}}_{-7.8e^{-2}}$
2(NB の下)	$1.81^{+0.20}_{-9.4e^{-2}}, 10.5$	$2.78^{+0.39}_{-0.19}, 2.50$	$6.62^{3.3e^{-2}}_{-1.3e^{-2}}, 9.75e-2^{+0.11}_{-5.6e^{-2}}$
3(FB の下)	$1.92^{+1.1}_{-0.40}, 8.8$	$2.61^{+0.61}_{-0.37}, 3.70$	$6.00^{2.5e^{-2}}_{-2.4e^{-2}}, 1.68^{6.4e^{-2}}_{-7.1e^{-2}}$
4(FB の上)	$2.40^{+0.97}_{-0.40}, 6.0$	$2.59^{+0.19}_{-1.5}, 5.86$	$6.37^{+8.0^{-3}}_{-1.2e^{-2}}, 0.80^{5.7e^{-2}}_{-4.8e^{-2}}$

表 5.1: 東モデルで再現されたスペクトルのパラメータ (rin のエラーは 0.5、rBB1 のエラーは 0.6、rBB2 のエラーは 0.6)

5.4.2 全時間帯のスペクトル

128 秒ごとに作成したスペクトルについて 5.3.1 章と同様に、それぞれのモデルでスペクトルを再現した際の各パラメータの値を求めた。

東モデル + アウトフロー (MCD + BB1 + BB2) :

下図は東モデル + アウトフロー でスペクトルを再現したときの中性子星の温度 (左図：青)、アウトフローしている物質の温度 (左図：緑)、降着円盤の温度 (左図：

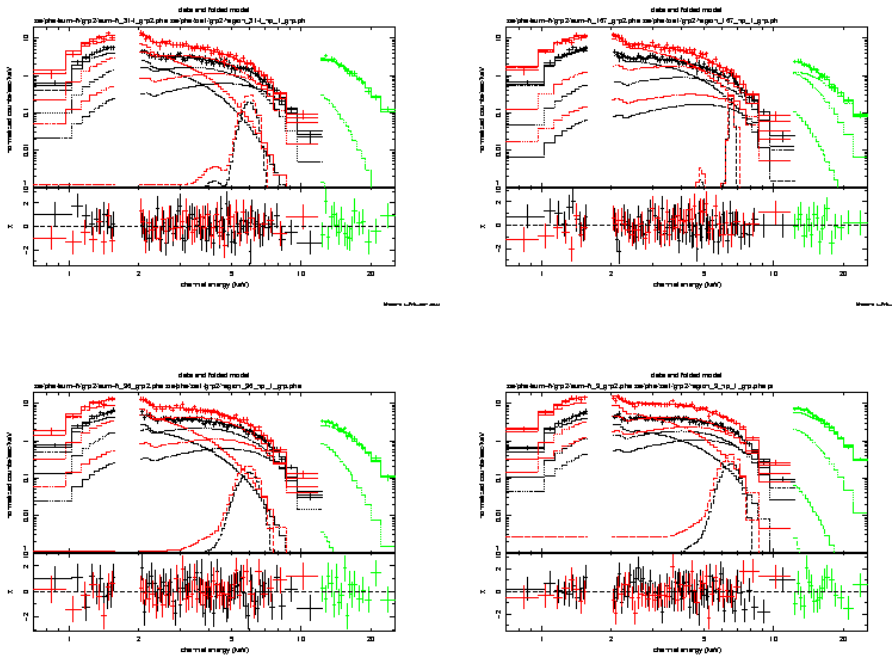

図 5.11: 東モデル + アウトフロー によるスペクトルの再現結果 (左上 : 1(NB の上)、右上 : 2(NB の下)、左下 : 3(FB の下)、左上 : 4(FB の上)、黒 : FI、赤 : BI、緑 : PIN)

	MCD	BB1	BB2	Fe-line
status	$\mathrm{kT_{in}}, r_{\mathrm{in}}$	$\mathrm{kT_{BB1}}, r_{\mathrm{BB1}}$	$\mathrm{kT_{BB2}}, r_{\mathrm{BB2}}$	peak-energy, sigma
1(NB の上)	$1.11^{+0.71}_{-0.32}, 19.1$	$1.31^{+0.95}_{-0.22}, 11.6$	$2.44^{+1.4}_{-0.26}, 4.92$	$6.00^{+0.40}_{-2.3e^{-3}}, 0.39^{+0.15}_{-0.34}$
2(NB の下)	$1.11^{+8.9e^{-2}}_{-0.80}, 17.9$	$1.33^{+0.45}_{-1.1}, 12.4$	$2.50^{+5.8e^{-2}}_{-1.9}, 3.93$	$6.62^{+0.16}_{-0.13}, 8.83e^{-2}_{-3.6e^{-2}}{}^{+0.23}$
3(FB の下)	$0.90^{+0.67}_{-0.14}, 24.0$	$1.47^{+0.75}_{-0.24}, 16.1$	$2.60^{+1.3}_{-0.21}, 3.88$	$6.80^{+0.20}_{-2.0e^{-3}}, 7.87e^{-2}_{-2.1e^{-2}}{}^{+0.15}$
4(FB の上)	$0.69^{+0.87}_{-0.53}, 39.2$	$1.32^{+0.90}_{-0.21}, 22.4$	$2.49^{+0.25}_{-8.3e^{-2}}, 7.51$	$6.70^{+0.50}_{-0.50}, 0.50^{+2.3}_{-1.5e^{-2}}$

表 5.2: 東モデル + アウトフロー で再現されたスペクトルのパラメータ (rin のエラーは 0.5、rBB1 のエラーは 0.6、rBB2 のエラーは 0.6)

赤) と、中性子星の半径 (右図 : 青)、アウトフローしている物質の半径 (右図 : 緑)、降着円盤の最内縁半径 (右図 : 赤) を示した図である。このモデルによるスペクトルの再現では、質量降着率が高くなるに従って降着円盤とアウトフロー物質の半径が増加している。これは NB から質量降着率が高くなると、降着円盤の内側が中性子星からの放射圧によってアウトフローを起こし、中性子星にはほとんど物質が落ち込まなくなるため中性子星からの放射は減少し、降着円盤とアウトフロー物質の半

径が増加することになる。その後、更に質量降着率が増加して FB の状態となると、降着円盤がエネルギーを放射せずに内部に持ち込む移流優勢な状態 (slim disk) になることで中性子星へ大量の物質が落ち込むことになり、中性子星からの放射が増加し、一方で降着円盤の半径も増加するという描像に沿っている。よって正しいモデルであることが示唆される。

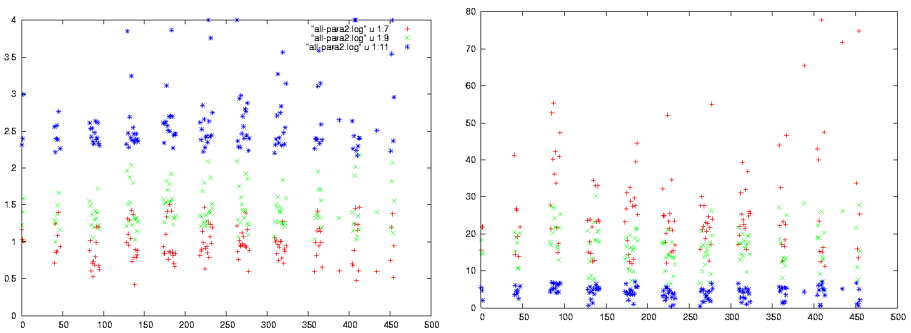

図 5.12: 1st 観測で得られた結果 ； 左図 : 温度変化 (横軸 : 時間、縦軸 : 温度 (keV))、赤 : T_{disk}、緑 : T_{BB1}、青 : T_{BB2} 右図 : 半径の変化 (横軸 : 質量降着率 $\dot{M}$、縦軸 : 半径 (km*(D/10 kpc)、赤 : r_{disk}、緑 : T_{BB1}、青 : T_{BB2})

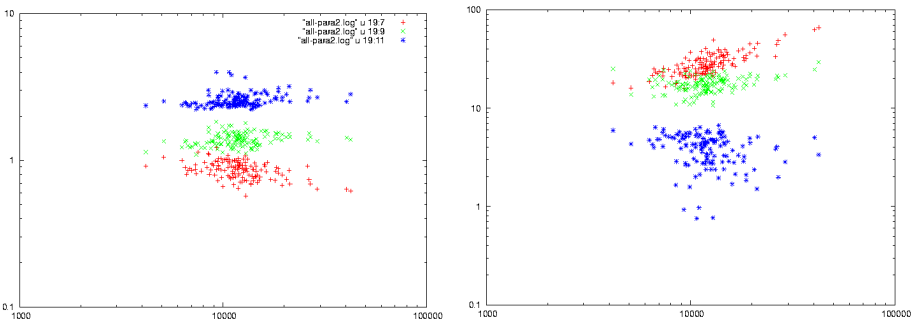

図 5.13: 1st 観測で得られた結果 ； 左図 : 温度変化 (横軸 : 質量降着率 $\dot{M}$、縦軸 : 温度 (keV))、赤 : T_{disk}、緑 : T_{BB1}、青 : T_{BB2} 右図 : 半径の変化 (横軸 : 質量降着率 $\dot{M}$、縦軸 : 半径 (km*(D/10 kpc)、赤 : r_{disk}、緑 : T_{BB1}、青 : T_{BB2})

よって以上の解析より、東モデルは 1. 質量降着率の増加に伴って降着円盤の半径が小さくなってしまい、中性子星の半径と同程度の値になってしまう。 2. 鉄ラインのモデルの幅が大きくなり過ぎ、中エネルギー帯域に独立した変動成分の存在が示唆される。 という 2 点から正しいモデルではないことが示唆される。また、西モデ

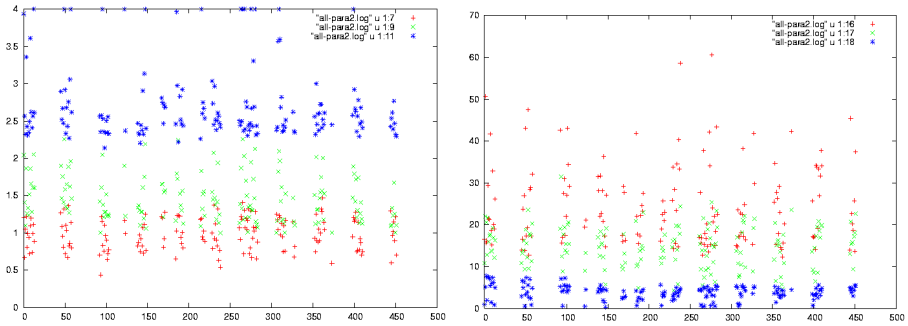

図 5.14: 2nd 観測で得られた結果 ； 左図 : 温度変化 (横軸 : 時間、縦軸 : 温度 (keV))、赤 : T_{disk}、緑 : T_{BB1}、青 : T_{BB2} 、右図 : 半径の変化 (横軸 : 質量降着率 $\dot{M}$、縦軸 : 半径 (km*(D/10 kpc)、赤 : r_{disk}、緑 : T_{BB1}、青 : T_{BB2})

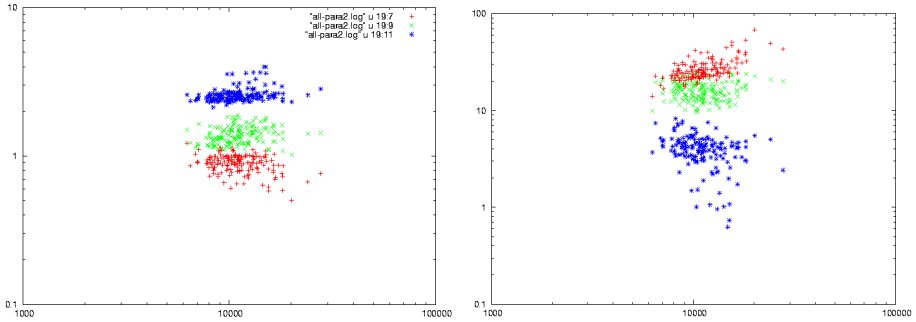

図 5.15: 2nd 観測で得られた結果 ； 左図 : 温度変化 (横軸 : 質量降着率 $\dot{M}$、縦軸 : 温度 (keV))、赤 : T_{disk}、緑 : T_{BB1}、青 : T_{BB2} 右図 : 半径の変化 (横軸 : 質量降着率 $\dot{M}$、縦軸 : 半径 (km*(D/10 kpc)、赤 : r_{disk}、緑 : T_{BB1}、青 : T_{BB2})

ルも東モデルと同様に 1. 鉄ラインの幅が質量降着率の増加に伴って大きくなってしまう。 2. ソフトバンドとハードバンドが別々に変動している時間帯が存在する。 という 2 点からモデルの正確性が疑われる。しかし東モデル + アウトフロー では物理状態に沿ったパラメータの値を示し、他の 2 つのモデルでは再現しきれなかったスペクトルも再現することが出来た。その上、Takahashi(2004) の結果とコンシステントな結果を得ることができ、このモデルの正当性を示すことができた。

5.4.3 FB から NB へ状態遷移する点の解析

2nd 観測中で、FB の状態から NB の状態へ遷移する瞬間が観測された。その瞬間のスペクトルはどうなっているのか、遷移前 (a)、遷移中 (b)、遷移後 (c) のスペク

トルについて解析を行った (それぞれの時間帯は図 5.16 参照)。3 つの時間帯のスペクトルを比較したものが図 5.17、a と b、b と c のスペクトルの比較を行った図がそれぞれ図 5.18、図 5.19 である。また、それぞれのスペクトルを 東モデル + アウトフローで再現したときの図が図 5.20、パラメータが表 5.3 である。この解析により、5.4.1 で CCDs 上で確かめられたことが連続した時間中でも起こることがわかった。

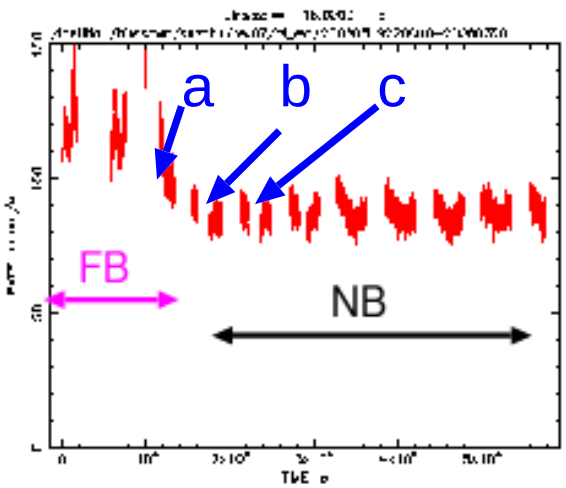

図 5.16: a：遷移前、b：遷移中、c：遷移後

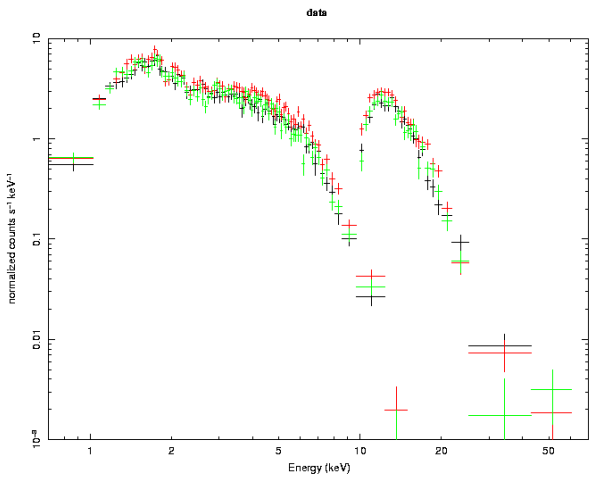

図 5.17: 黒：遷移中 (b)、赤：遷移前 (a)、緑：遷移後 (c)

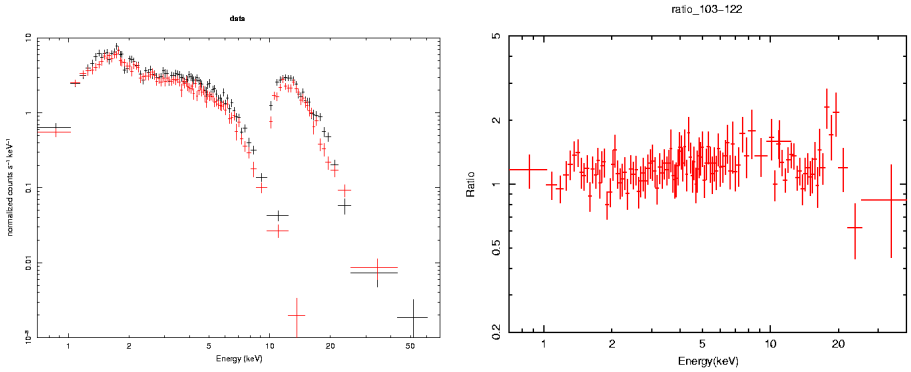

図 5.18: (左図) 黒 ： a のスペクトル、赤 ： b のスペクトル (右図) (a のスペクトル)/(b のスペクトル)

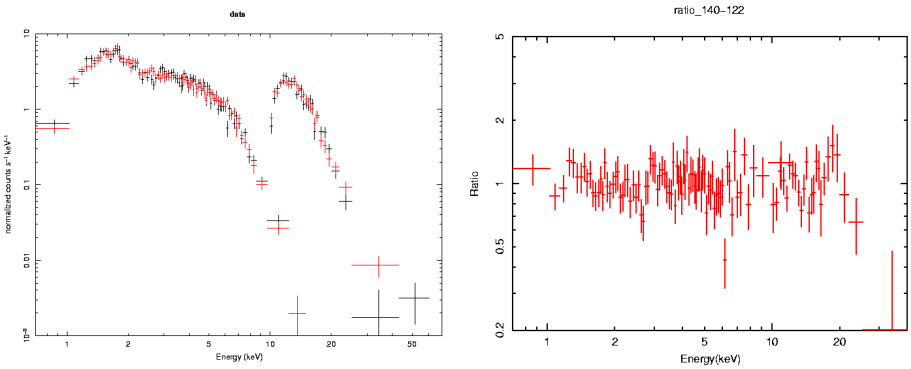

図 5.19: (左図) 黒 ： b のスペクトル、赤 ： c のスペクトル (右図) (c のスペクトル)/(b のスペクトル)

	MCD	BB1	BB2	Fe-line
status	kT_{in}, r_{in}	$kT_{BB1,r_{BB1}}$	kT_{BB2}, r_{BB2}	peak-energy, sigma
a(遷移前)	0.78, 29.2	1.23, 15.4	2.33, 5.30	6.35, 0.30
b(遷移中)	1.00, 24.9	1.50, 14.0	2.50, 3.27	6.10, 0.50
c(遷移後)	0.97, 22.0	1.30, 12.6	2.32, 4.76	6.89, $3.03e^{-7}$

表 5.3: 東モデル + アウトフロー で再現されたスペクトルのパラメータ

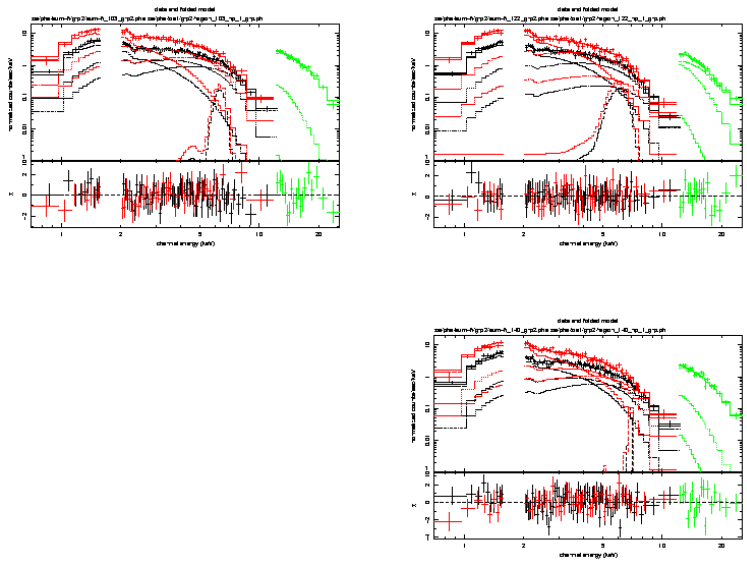

図 5.20: 左上：a のスペクトル、右上：b のスペクトル、右下：c のスペクトル (黒：FI、赤：BI、緑：PIN)

第6章　まとめと結論

本研究を通して以下のことがわかった。

1. CCDs 上でのスペクトル比較：

   CCDs 上で NB の上下、FB の上下の時間帯のスペクトルを比較することで、低、中、高エネルギーの変動成分がそれぞれ存在することが示唆された。

2. フラクタル解析：

   フラクタル解析を行った結果、1st 観測中よりも 2nd 観測中の方が変動成分の数が多かった。これは CCDs 上で 1st 観測よりも 2nd 観測の方が変動が大きいことと対応していると思われる。また、NB 内では逆に 2nd 観測よりも 1st 観測の方が変動成分が多かった。これはライトカーブを見ると 2nd 観測では NB 中の変動が小さいのに対し、1st 観測では NB 中でもライトカーブの変動が激しいことと対応していると思われる。

3. RMS 解析：

   RMS 解析の結果、1st 観測中よりも 2nd 観測中の方が全エネルギー帯域で変動の幅が大きかった。また、NB よりも FB の方がスペクトルの変動が激しく、特に 3 keV 以上の領域でその傾向が顕著であることから、スペクトルの変動には高エネルギー側の寄与が高いことがわかった。10 keV 以上の高エネルギー側では RMS の値は一定の値を示しており、この領域ではスペクトルの形に変化がない、という Mitsuda et al.(1984) と同様の結果も得られた。

4. スペクトル解析：

   東モデル：

   降着円盤の半径がみかけ上減少してしまう。これは質量降着率が小さいときに最終安定軌道よりも外側に降着円盤を保っていることになり、有り得ない。降着円盤の半径の減少により、中性子星の半径と同程度の値となってしまうことも不自然である。また鉄ラインの幅 (σ) の値は変化しないはずだが、質量降着率が高くなるに従って大きくなってしまい、おかしい。

東モデル + アウトフロー：

東モデルのようなことは起こらず、上の 1 ~ 3 で導き出された 3 成分の存在を示唆する結果とも対応している。今回の結果から得られるモデルの描像としては Takahashi(2004) と同様に、NB では質量降着率が高くなると降着円盤からのアウトフローが大きくなり、中性子星へは物質はほとんど落ち込まない。それに対して FB では質量降着率が高くなると降着円盤が移流優勢な slim disk の状態となり、降着円盤からのアウトフローも増加するが中性子星への物質の降着も進む、という描像が得られる。

5. 状態遷移している点の解析：

連続した時間中でも 東モデル + アウトフロー でスペクトルが再現され、そのパラメータの値が求まることがわかった。

以上より、中性子星連星のスペクトルを再現するモデルとして、Takahashi(2004) で提唱された 東モデル + アウトフロー (MCD + BB1 + BB2) が的確な再現性を持ったモデルである。

Acknowledgment

この研究室での 3 年間、研究面で大変お世話になった大杉先生、深沢先生、宇宙科学センターの先生方、そして短い間でしたが片桐さん、どうもありがとうございました。恒史さんにはたくさん生意気を言ってしまいましたが、その世界観が好きです。ずっとそのままでいて下さい。ひろたかさんには 1 年間という短い間でしたが、研究面でもプライベートでも本当にお世話になりました。迷惑かけっぱなしでしたが、いつも笑顔で受け止めてくださり、ありがとうございました。一緒に遊んだり、お酒を飲んだり、色々な話をすることが出来てとても楽しかったです。来年からはいい生徒に恵まれることを心からお祈りしています。川埜さんには 3 年生のときの学生実験からお世話になり、私生活でもたくさん一緒に遊べて本当に楽しかったです。素敵なお姉さんです、大好きです。大野さんにも本当にお世話になりました。埼玉大学に出張の際はぜひ呼び出してください。おさむさんや都さんとは深い話をたくさんしたり、研究の面でもお世話になったり、手間のかかる後輩だったと思います。でも最後まで付き合って頂き、ありがとうございました。高橋さんには HXD やパソコンやらでお世話になりっぱなしでした。ありがとうございました。同期の山本くん、てつくん、江川さん、千代延くん、安田くんにもお世話になりました。特に修論の時期は息抜きにたくさん話せて面白かったです。追い込みの時期の卓球に付き合ってくれたにっしー、新井さん、吉田くん、上原くん、白井くん、田中くんも本当にありがとうございました。絶好の気分転換だったし、いい運動になりました。けんた、保田くん、山崎くんとは日頃から他愛もないことをたくさん話せて楽しかったです。梅木くん、笹田くん、宮本くんも短い間だったけどどうもありがとうございました。先生や先輩方には迷惑をかけっぱなしで、後輩に対しては全然先輩らしくなく、何もしてあげられなかったけど、この研究室で学生生活を終えることが出来て良かったです。どうもありがとうございました。

Reference

1. 高橋 弘充 : 2004 年度 東京大学 博士論文 『X 線を用いた弱磁場中性子星への質量降着の研究』
2. T.Di Salvo et al.『Detection of a Hard Tail in the X-ray Spectrum of the Z Source GX 349+2』
3. R.Iaria et al.『Disappearance of Hard X-ray Emission in the Last BeppoSAX Observation of the Z Source GX 349+2』
4. M.Gilfanov et al.『Boundary layer, accretion disk and X-ray variability in the luminous LMXBs』
5. M.G.Revnivtsev et al.『Boundary layer emission and Z-track in the color-color diagram of luminous LMXBs』
6. 宇宙科学研究所 SES データセンター 『科学衛星 Astro-E2 中間報告書』
7. 阿部 由紀子 : 2004 年度 修士論文 『X 線観測によるブラックホール連星周囲の降着円盤の物理状態の分類』