修士論文

X線天文衛星「すざく」を用いた 白色矮星パルサー候補 IGR J00234+6141 と V2487 Oph の観測

埼玉大学大学院 理工学研究科
物理機能系専攻物理学コース 修士前期課程 2 年

田代・寺田研究室
10MP101
朝比奈 正人

平成 25 年 2 月 5 日

概要

地球には宇宙から高エネルギー宇宙線が飛来しており、中には人類が作り得ないエネルギーの宇宙線も存在する。そのうち、knee エネルギー（$10^{15.5}$ eV）以下のものは、中性子星や超新星残骸が起源だとされているが、宇宙線を定量的に説明できるほどの天体数が存在しない問題がある。そこで我々は、新たな粒子加速源として「白色矮星」に注目して観測を進めてきた。白色矮星の中には、磁場が 10^5G を越え、電子のエネルギーが中性子星パルサーと遜色ない 10^{14-16} V に達する天体が多く存在し、高エネルギー電子が存在していてもおかしくない。AE Aquarii というもっとも自転周期の速い強磁場白色矮星の連星系 (強磁場激変星;MCV) から、中性子星パルサーによくみられるような鋭いパルスを 4 keV 以上の硬 X 線領域に発見されている (寺田 et al.,2008)。そこで我々は、AE Aquarii にみられる現象が特別ではなく、普通の強磁場白色矮星でもみられる現象かを調査した。白色矮星で一般的に粒子が加速されるならば、微弱ながら数で稼ぐ粒子加速源として宇宙線スペクトルに対する寄与が大きくなり、定量的に説明することが可能となる。そこで、本研究では、INTEGRAL と Swift 衛星で観測された中で、ハードなスペクトルを持ち、非熱的成分を含む可能性が高い 2 天体、IGR J00234+6141 と V2487 Oph を選別し、これらを X 線衛星「すざく」で観測した。IGR J00234+6141 の X 線領域のエネルギースペクトルの形状は熱的成分のみで説明がつくことがわかっているが、V2487 Oph はすでに熱的成分では説明がつかないスペクトル特性が見つかっている (寺田,2011 春季天文学会)。そこで私は可視光で自転周期が見つかっている IGR J00234+6141 で、自転周期の位相ごとにスペクトル解析を行い、非熱的な成分を探査した。しかし、非熱的成分は見つからず、熱的放射で説明ができる結果となった。一方、V2487 Oph では自転周期、軌道周期を見つけることが出来なかったが、熱的成分では説明できないエネルギースペクトルが見られたので、この非熱的成分の起源について議論をする。

目 次

1 はじめに **8**

2 白色矮星連星 **10**
2.1 白色矮星 10
2.2 白色矮星の歴史 10
2.3 電子の縮退圧と限界質量 11
2.4 連星系 12
2.4.1 連星系とは 12
2.4.2 連星系の種類 14
2.4.3 Polar 15
2.4.4 Intermediate Polar 16
2.4.5 矮新星 (Dwarf Nova) 16
2.4.6 古典的新星 (Classical Nova) 16
2.4.7 回帰新星 (Recurrent Nova) 16
2.4.8 超軟 X 線天体 (Super Soft Source) 17
2.4.9 Z Cam 型激変星 17
2.5 Intermediate Polar 17
2.5.1 強磁場激変星における質量降着 17
2.5.2 降着プラズマからの熱的放射 18
2.5.3 温度を用いた質量推定 22
2.6 白色矮星における粒子加速 23
2.7 ターゲット選別 23

3 X 線天文衛星「すざく」 **26**
3.1 概要 26
3.2 X 線望遠鏡 (X-Ray Telescope; XRT) 27
3.3 X 線 CCD カメラ (XIS) 29
3.4 硬 X 線検出器 (Hard X-ray Detector; HXD) 32
3.5 データ処理 32
3.6 バックグラウンド 34

4 IGR J00234+6141 **36**
4.1 概要 36
4.2 観測 36
4.3 光度曲線解析 36
4.4 平均エネルギースペクトル解析 39
4.5 位相分けエネルギースペクトル解析 43

4.6 議論 45

5 V2487 Oph **47**
5.1 概要 47
5.2 観測 47
5.3 光度曲線解析 47
5.4 エネルギースペクトル解析 48
5.5 議論 51

6 まとめ **52**

A IGR J00234+6141 **57**

B V2487 Oph **60**

図 目 次

1.1 宇宙線のエネルギースペクトル [53] 8
2.1 シリウスの想像図 [61]。右側の小さい星が後に発見されたシリウス B。 11
2.2 白色矮星の質量と半径の関係 12
2.3 質量比が M1:M2=4:1 とした場合の、等ポテンシャル面とロッシュローブ [16] 13
2.4 Polar の模式図 [60]。磁場がとても強く、伴星からの質量は降着円盤を作ることなく白色矮星の磁極に落ちる。 15
2.5 IP の模式図 [59]。降着円盤を形成し、最終的に磁極に落下する。 18
2.6 降着流の模式図 [34]。磁束線にそって自由落下する物質は、あるところ音速を越え衝撃波を起こし、10^8 K まで温めら硬 X 線が放出される。また、その硬 X 線が WD 表面も温め、軟 X 線や可視光を放出する。 19
2.7 制動放射の模式図。イオンに進行方向を変えられた電子が電磁波を放出する。 19
2.8 それぞれの天体における粒子加速の限界 [53] 24
2.9 INTEGRAL/Swift で検出した CV の X 線フラックスに対する photon index。上にいくほど hard である。[22] 25
3.1 X 線天文衛星「すざく」[54] 26
3.2 観測機器の配置図 [58] 27
3.3 XRT の外観 [54] 28
3.4 XRT の X 線反射システム [52] 28
3.5 XIS の外観 [55] 30
3.6 XIS FI/BI のエネルギーに対する量子効率の比較図 (Koyama et al. 2007)。横軸はエネルギーで、縦軸は量子効率。FI は高エネルギー側で量子効率が高いが、低エネルギー側で低い。逆に BI は高エネルギー側で量子効率が低いが、低エネルギー側で高い。 31
3.7 FI-CCD(左) と BI-CCD(右) の模式図 [48]。 31
3.8 HXD の外観 [56] 33
3.9 HXD の断面図 (左) と上から見たときの図 (右) [57] 33
3.10 IGR J00234+6141(左) と V2487 Oph(右) の XIS0 の画像。それぞれの画像の中央にある二つの緑色の円は、天体の領域とバックグラウンドの領域を示している。画像の隅にある二つの線で囲われた領域はキャリブレーション領域である。 35
4.1 1bin が 1024 秒の XIS0 の天体 (上) とバックグラウンド (下) のライトカーブ 37
4.2 XIS0 の 0.5-2.0 keV データを用いたピリオドグラム 38

4.3 上からエネルギー帯域が 0.5-2.0 keV、2.0-4.0 keV、4.0-6.0 keV、6.0-10.0 keV の 562.6 秒での畳み込みライトカーブ。11 bin での畳み込みを行った。 38
4.4 ソフトピーク位相 (0.6-0.9) を赤、ハードピーク (0.1-0.4) の位相を青、other 位相 (0.0-0.1,0.4-0.6) を緑とそれぞれ位相を定義する。 39
4.5 星間吸収、部分吸収のある MEKAL 40
4.6 星間吸収、部分吸収のある CEMEKL 40
4.7 星間吸収、部分吸収のある CEMEKL(α=0.43) 41
4.8 星間吸収、部分吸収のある CEMEKL(α=0.43), 2-30 keV 41
4.9 星間吸収、部分吸収のある MEKAL, ソフトピーク 43
4.10 星間吸収、部分吸収のある MEKAL, ハードピーク 43
4.11 星間吸収、部分吸収のある MEKAL,other 位相 43
4.12 部分吸収のある CEMEKL,2-30keV, ソフトピーク 44
4.13 星間吸収、部分吸収のある CEMEKL,2-30keV, ハードピーク . . 44
4.14 星間吸収、部分吸収のある CEMEKL,2-30keV,other 位相 44
4.15 点線が Ritter & Kolb(2003) による激変星の質量で、斜線のある実線が Yuasa(2010) による IP の質量である。縦軸に個数をとり、質量のヒストグラムを表している [35][47]。 46
5.1 1bin が 1024 秒の XIS0 の天体 (上) とバックグラウンド (下) のライトカーブ 48
5.2 星間吸収、部分吸収のある MEKAL+PL モデル 49
5.3 星間吸収、部分吸収のある CEMEKL+PL モデル 49
5.4 星間吸収、部分吸収のある CEMEKL モデル,2-30 keV 49
5.5 星間吸収、部分吸収のある CEMEKL+PL モデル,2-30 keV . . . 49
A.1 M 57
A.2 星 M 57
A.3 部 M 57
A.4 部 C(α:free) 57
A.5 部 C(α=0.43) 58
A.6 部 M,C(α=0.43) 58
A.7 部 M,M 58
A.8 部 C(α=0.43),2-30 keV 58
A.9 部 M,2-30 keV 58
A.10 ソフトピーク, 部 M 59
A.11 ハードピーク, 部 M 59
A.12 other, 部 M 59
A.13 ソフトピーク, 部 C(α=0.43),2-30 keV 59
A.14 ハードピーク, 部 C(α=0.43),2-30 keV 59

A.15 other, 部 C(α=0.43),2-30 keV 59
B.1 M 60
B.2 星 M 60
B.3 部 M 60
B.4 部 C 60
B.5 部 C(α=0.43) 61
B.6 部 M 反 61
B.7 部 C 反 61
B.8 部 C(α=0.43) 反 61
B.9 部 M,PL 61
B.10 部 C,PL 61
B.11 部 C,PL(α=0.43) 62
B.12 部 M,M,PL 62
B.13 部 C,M,PL 62
B.14 部 C,2-30 keV 62
B.15 部 C,PL,2-30 keV 62
B.16 部 C(α=0.43),PL,2-30 keV 62

表 目 次

2.1 恒星の質量と進化の最終状態 [49] 10
3.1 「すざく」に搭載されている観測機器の概要 29
4.1 IGR J00234+6141 の観測ログ 36
4.2 IGR J00234+6141 フィッティングパラメター 42
4.3 位相ごとの二つのフィットの Re-χ^2 45
5.1 V2487 Oph の観測ログ 47
5.2 V2487 Oph フィッティングパラメター 50

1　はじめに

地球には宇宙から宇宙線粒子が降り注ぎ、その中には人類が作ることの出来ないエネルギーを持った宇宙線も存在する (図 1.1)。この高エネルギー宇宙

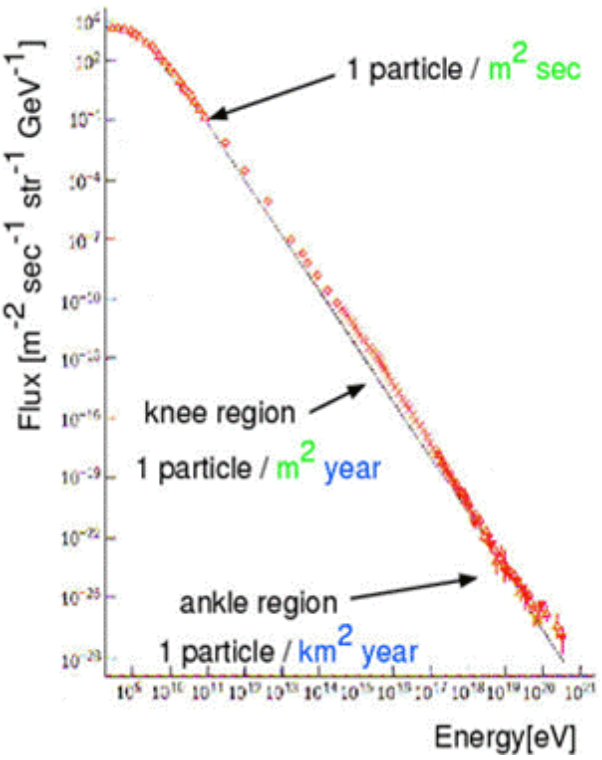

図 1.1: 宇宙線のエネルギースペクトル [53]

線のうち、 knee エネルギー ($10^{15.5}$ eV) 以下のものは、銀河系内が起源であると考えられている。その候補として、中性子星や超新星残骸が注目されているが、宇宙線を定量的に説明できるほどの天体数が存在しない問題があり、解明すべき課題として未だ残ったままである。そこで今、新たな粒子加速源として注目されているのが、静かな印象が強いものの数が圧倒的に多い「白色矮星 (WD)」である。白色矮星の中には、磁場が 10^5 G を越え、加速される電子のエネルギー E_{max} が中性子星パルサーと遜色ない 10^{14-16} V に達する天体が多く存在し、高エネルギー電子が存在していてもおかしくない。実際に、AE Aquarii というもっとも自転周期の速い MCV から、中性子星パルサーに良くみられるような鋭いパルスを 4 keV 以上の硬 X 線領域が発見された [43]。それは、世界初の「白色矮星パルサー」の発見として一躍注目されることとなった。

そこで今論文では、次なる白色矮星パルサーの証拠を探るため、「IGR J00234+6141」と「V2487 Oph」について解析を行った。この 2 天体はいずれも INTEGRAL、

Swift 衛星の観測により選別された、白色矮星パルサーとしての可能性が高い天体である (詳細は 2.7 章)。 私はこの 2 天体のタイミング解析そしてエネルギースペクトル解析により、白色矮星パルサーとしての可能性を探る。

本論文では、2 章で白色矮星連星についての説明、3 章では観測に用いた X 線天文衛星「すざく」の説明、4 章と 5 章では私が解析を行った 2 天体についての解析結果を示し、最後の 6 章でまとめを述べたいと思う。

2　白色矮星連星

2.1　白色矮星

白色矮星とはどのような星か。それは恒星がある条件で超新星爆発を起こした後に残る天体である。白色矮星は恒星の質量が 0.08-4 $M_{\odot}$(太陽質量) の時に生まれる。恒星と質量の進化の最終状態を表 2.1 に示す。

表 2.1: 恒星の質量と進化の最終状態 [49]

恒星の質量 ($M_{\odot}$)	進化の最終状態
0.08 ～ 0.46	水素の核融合により生じた He 主体の白色矮星になる
0.46 ～ 4	He の核融合により生じた C と O 主体の白色矮星になる
4 ～ 8	炭素爆発型超新星爆発が起こる
8 ～ 10	電子捕獲型超新星爆発が起こり、中性子星になる
10 ～ 20	鉄の光分解型超新星爆発が起こり、中性子星になる
20 ～	鉄の光分解型超新星爆発が起こり、ブラックホールになる

白色矮星は太陽程度の質量を持ちつつ、半径は地球と同じ程度の高密度天体である。形成されたあとは非常に長いタイムスケールで徐々に冷えていき、最終的には電磁波では観測されない黒色矮星になると予想される。以下で白色矮星の性質などについて述べる。

2.2　白色矮星の歴史

Friedrich Bessel はシリウス (α CanisMajoris) の固有運動が前後にふらついている事を 1844 年に発見した [3]。この結果は、何かしらの伴星が存在して、重力による影響を及ぼしているという可能性を示唆している。Alvan Clark が 1862 年にシリウスの伴星を発見した事で、シリウスは 2 つの星からなる連星系である事が証明された [5]。現在では、最初に発見された方をシリウス A、伴星として発見された方をシリウス B と呼ぶ (図 2.1)。

シリウスは公転周期が約 50 年 [2][7]、視差約 0.38" より距離が約 2.6 pc(8.6 光年) となり [18]、軌道長半径は約 7.56" となる [45]。これより、ケプラーの第三法則と万有引力の法則を利用した以下の式 2.1 (軌道長半径 a、公転周期 P、シリウス A の質量 m_A、シリウス B の質量 m_B、重力定数 G) を用いて連星系質量の和 $m_A + m_B$ が求まる。

$$m_A + m_B = \frac{4\pi^2 a^3}{GP^2} \tag{2.1}$$

図 2.1: シリウスの想像図 [61]。右側の小さい星が後に発見されたシリウス B。

それぞれの質量は、シリウス A と B の動きで求めた質量比などから決定することが可能で、観測により m_B は約 1 $M_\odot$ と求められている [18][44]。

1915 年にはシリウスの分光観測が行われ、シリウス A と B は同じようなエネルギースペクトル型を持つことが分かった [1]。この結果は、二つの星の単位面積あたりの絶対光度、有効温度が類似していることを意味する [10]。しかし、観測されたシリウス B の光度は約 1 万分の 1 しかなかった。黒体放射の式 2.2 より、シリウス B の半径はシリウス A の半径の約 100 分の 1 と導かれる。

$$r = \sqrt{\frac{L_X}{4\pi\sigma T^4}} \tag{2.2}$$

ここで、L_X は光度、r は星の半径、T は表面温度である。

こうして、一般的な恒星と同じ質量であるにも関わらず、星の半径はとても小さいと思われる天体が発見された。その後、この様な天体が数多く発見され、これらは白色矮星と呼ばれている。ちなみに、白色矮星という言葉は Eddington(1924) が恒星質量と光度の関係を発表した論文で初めて用いられた [14]。

2.3 電子の縮退圧と限界質量

白色矮星も恒星と同じように自己重力で収縮しようとしているが、核融合反応の材料である水素は既に使い果たしているので、核燃焼で重力を支えることはできない。しかし、ある半径まで収縮すると電子の縮退圧が働き、自身の重力を支えられるようになる。

白色矮星内部のプラズマ中には電子が存在するが、これら電子はフェルミ粒子のため、パウリの排他原理によって複数の粒子が同じ状態を占めることができ

ない。これにより、高速度になると低いエネルギー状態が埋め尽くされ、ほとんどの電子が高いエネルギーの状態のまま残る。この様な状態を縮退と呼び、電子の縮退圧とはこれらの運動エネルギーにより発生する内部圧力を指す。白色矮星は質量が大きくなると密度が上昇して強い縮退圧を生むので、恒星の性質と異なり質量と半径が反比例する (図 2.2)。 白色矮星の質量がさらに重くなると、

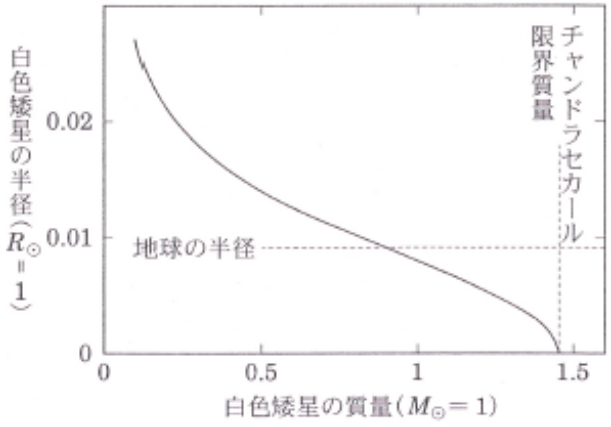

図 2.2: 白色矮星の質量と半径の関係

電子の縮退圧は相対論的効果により白色矮星は自己の重力を支えられなくなる。Chandrasekhar は白色矮星として維持できる限界の質量を導き、約 1.44 $M_\odot$ 以上の白色矮星は存在しないと結論した [11]。この限界の質量を Chandrasekhar 半径と呼ぶ。また、実際の白色矮星は有限の温度を持つので、約 1.38$M_\odot$ になると支えきれなくなることが計算で導かれている [32]。

2.4 連星系

2.4.1 連星系とは

単独で存在する白色矮星や中性子星、ブラックホールなどの高密度天体は、核燃焼させる材料を持たないので、いったん形成されたあとはそのまま冷却して宇宙の物質循環から退場する。しかし、別の主系列星や赤色巨星などと連星系をなす場合は、死後も活発な活動を示す。なぜなら、連星系の相手の星 (伴星) から物質が降着し水素が供給されるからである。存在する星の半分以上は連星系をなすという解釈や、恒星のほとんどは連星系として誕生するという研究結果も報告されている [7]。連星系の研究は天文学において極めて重要であると言える。

星同士の距離が半径の数倍程度にまで接近している連星系では、互いの距離が近いので、両斥力による影響以外に質量やガス、エネルギーのやりとりを行

うこともある。このようなシステムを近接連星系と呼ぶ。近接連星系において、互いの星の重力ポテンシャルと遠心力ポテンシャルを考えると、

$$\Phi(r) = -\frac{GM_1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r_1}|} - \frac{GM_1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r_2}|} - \frac{1}{2}(\omega \times \mathbf{r})^2 \tag{2.3}$$

となる。ここで $\mathbf{r_1}, \mathbf{r_2}$ は二つの星の位置のベクトル、M_1, M_2 はそれらの質量、$\mathbf{w}$ は軌道回転の角周波数ベクトルである。互いの星の重力ポテンシャルと遠心力ポテンシャルの和が一定の面 (等ポテンシャル面) を考えると、それは質量比のみによって決定される。これらは図 2.3 の様に示され、星の表面は等ポテンシャル面のひとつとなる。

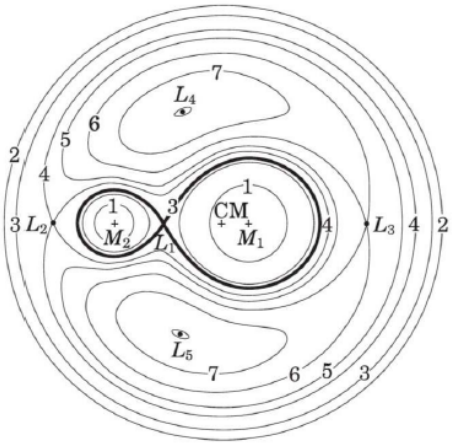

図 2.3: 質量比が M1:M2=4:1 とした場合の、等ポテンシャル面とロッシュローブ [16]

２つの星の等ポテンシャル面で接している面に囲まれた立体部分をロッシュローブと呼び、これは連星系の形状や進化と深く関わりを持つ重要な概念である。ロッシュローブを用いて連星系は「分離型」、「半分離型」、そして「接触型」という３つの形態に分類することができる。半分離型は片方の星がロッシュローブをガスで満たしている状態を示す。また、接触型は両方の星がそれぞれのロッシュローブをガスで満たし、共通の外層を持つ。

接触型や半分離型の連星系では互いの星の相互作用が強いので、様々な現象が起きる。高密度天体が主系列星や巨星を伴星として連星系をなす場合は、半分離型もしくは分離型となりうる。半分離型の場合、伴星のガスは互いのロッシュローブの交点 (L_1 ポイント) で高密度天体側に押し出され降着する。この現象を、「ロッシュローブオーバーフロー」とよぶ。ラグランジュ点から流入した降着ガスは角運動量をもつため、高密度天体のまわりを回りながら降り積もる。こうして高密度天体の回りに形成されるガスの円盤を「降着円盤」と呼ぶ。

落下するガスは中心天体の重力や粘性による摩擦で次第に角運動量を失い、このときに重力エネルギーが解放されて明るく輝く。一般的に高密度天体そのものを観測するのは大変難しく、特にブラックホールなどは事象の地平面より内側の情報を得ることは出来ない。降着円盤から放射される電磁波は 2 次的に中心天体の情報を得るための重要な手がかりといえる。

半分離型と接触型連星系のうち、中心の高密度天体が白色矮星の場合は「激変星」と呼ばれ、次節で説明する「古典的新星」、「矮新星」や「超軟 X 線天体」などが挙げられる。また、中心天体が中性子星やブラックホールで、伴星が低質量の場合は、一般的に強い X 線を放射するので「低質量 X 線連星」と呼ばれる。

一方、分離型の場合も伴星からの質量が「星風ガス」という形で高密度天体に移送され、降着円盤が出来ることがある。中性子星、ブラックホールと比較的重い (若い) 伴星の連星系は X 線を放射するので、「大質量 X 線連星」と呼ばれている。

2.4.2 連星系の種類

激変星はその名前のとおり、明るさが数秒から数年のタイムスケールで激しく変動する天体である。これらは白色矮星の性質や質量降着率などの違いにより、増光期間や放射する波長などで多様な性質を持つ。白色矮星連星系で起きる増光現象は一般的に、1. 伴星から降着した質量の重力エネルギーの解放により増光するタイプ、2. 伴星から降着した質量を核融合反応させて増光するタイプにわけられる。最近では、両方の増光現象が起きた痕跡を残すきりん座 Z 星 (Z Cam) も発見された [39]。上記の内容を元に、以下のように分類する。

1. 伴星から降着した質量の重力エネルギーの解放により増光するタイプ
    - Polar
    - Intermediate Polar
    - 矮新星 (Dwarf Nova)
2. 伴星から降着した質量を核融合反応させて増光するタイプ
    - 古典的新星 (Classical Nova)
    - 回帰新星 (Recurrent Nova)
    - 超軟 X 線天体 (Super Soft Source)
3. 両方の増光現象が確認されているタイプ
    - ZCam 型激変星

次にそれぞれの特徴を示す。

2.4.3 Polar

白色矮星の磁場が 10^5 G よりも強い激変星を強磁場激変星 (magnetic cataclysmic variable, mCV) といい、磁場が弱い場合 (non-mCV) と異なる様相を示す。強磁場激変星のうち、磁場が 10^7 G よりも強い場合を Polar と呼ぶ。Polar と言う名前は、その強い磁場によるシンクロトロン放射によって偏光 (polarized light) が観測されたことに由来する。Polar の場合は伴星から降着する降着物質は降着円盤を形成しないまま白色矮星に降着する。磁極には数 1000 km s^{-1} にもなる超音速の降着流が発生し、白色矮星表面付近で衝撃波が形成されて重力ポテンシャルが解放され熱いプラズマとなって輝く。その温度は数十 keV にも達し、熱制動放射による強い硬 X 線が放射される。さらに、放射されたうちの半分程度が白色矮星表面を照らすことで温められ、弱い軟 X 線が放射される (図 2.4)。この様なタイプの白色矮星連星系を、AM Her 型激変星とも呼ぶ。降着円

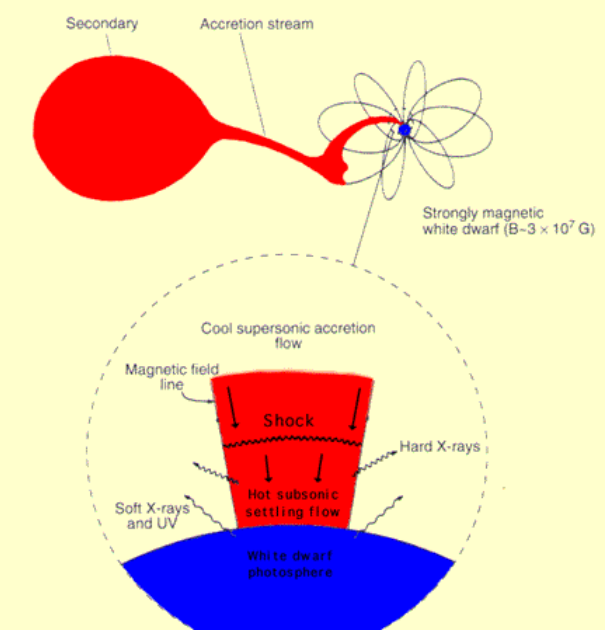

図 2.4: Polar の模式図 [60]。磁場がとても強く、伴星からの質量は降着円盤を作ることなく白色矮星の磁極に落ちる。

盤という形で重力エネルギーを開放する矮新星に対して、Polar は降着流という形で重力エネルギーを開放している。Polar の磁場は極端に強く、伴星と磁力線で繋がっているために、白色矮星の自転周期と伴星の自転周期、連星系の公転周期が全て同期するという特徴を持つ。

2.4.4 Intermediate Polar

強磁場白色矮星の中でも、$10^5 - 10^7$ G の中程度の磁場を持つ系を Intermediate Polar(IP) という。IP は DQ Her 型天体とも呼ばれる。IP は Polar とは異なり、磁場が弱いため偏光は基本的に観測されないが、磁場が特に強い IP では、いくつかの天体が弱い偏光を示すことが知られている [9]。IP については §2.5 章で詳しく説明する。

2.4.5 矮新星 (Dwarf Nova)

矮新星も代表的な激変星の一種で、爆発による増光がある。これもまた赤色星と白色矮星の近接連星系である。増光の幅は可視光等級で 2〜5 等級程度と、古典的新星に比べてかなり小さい。また、一般的な爆発の頻度は数ヶ月に 1 回程度となり、こちらは回帰新星と比較してもかなり短い。主に観測される電磁波は白色矮星から放射されたものではなく、降着円盤から放射されている事が判明した。1974 年には、降着円盤の物質が連続的に降着していない事で爆発現象を説明する円盤不安定性モデルが提唱され、現在まで広く受け入れられている [25][29][33]。

2.4.6 古典的新星 (Classical Nova)

激変星の中で最も古くから知られているのが古典的新星 (爆発) である。これらは赤色矮星、赤色巨星と白色矮星の近接連星系である。低質量の伴星から低い質量降着率で水素ガスが白色矮星表面に降り積もり、やがて温度と密度が高まる事で水素の核融合に火がついて爆発すると考えられている。増光の幅は可視光等級で 10 等級程度から、大きい場合は 20 等級程度となる爆発もあり、増光開始から数日で最大の光度に達する。爆発の周期は伴星からの質量降着率と白色矮星の質量に関係するが、多くの古典的新星は 105 年程度のタイムスケールで周期を持つため、二度と観測されない。複数回の爆発が観測されている数少ない新星が、次に紹介する回帰新星である。

2.4.7 回帰新星 (Recurrent Nova)

回帰新星は基本的に古典的新星と爆発機構は同じで、複数回の爆発が観測されている天体を指す。これまでに 10 個程度が発見され、爆発周期は約 10-80 年である。回帰新星は質量の大きい赤色巨星を伴星として、一般的な古典的新星と比べると極めて長い軌道周期を持つ。この様な状態は限定された期間内であるが高い質量降着率を生み出す。さらに、中心の白色矮星は極めて重い場合がほとんどで、降着した質量が比較的少量でも熱核反応に火が付く環境が整って

いるといえる。多くの新星爆発が一度だけしか観測出来ないなかで、複数回の観測が可能な回帰新星は、白色矮星連星系の進化を解き明かすための貴重な研究対象である。

2.4.8 超軟 X 線天体 (Super Soft Source)

超軟 X 線天体は、その名の通りエネルギーの低い X 線 (軟 X 線) 帯域での放射が観測される天体である。白色矮星表面で起こる水素の核燃焼によりこれらの放射機構は説明されている [46]。伴星からの質量降着率が低い場合、定常的な水素の核燃焼が起こらず、間欠的な爆発を起こす新星型の超軟 X 線天体となる。一方、伴星からの質量降着率が高い場合は、白色矮星から吹く「質量降着新星風」[20] により軟 X 線が吸収されるので、軟 X 線は観測されない。結果として超軟 X 線が定常的に観測されるのは、適度な質量降着率 ($\sim 10^{-7}$ $M_\odot$ yr^{-1}) となる場合に限る。

2.4.9 Z Cam 型激変星

きりん座 Z 星 (Z Cam) は当初矮新星として観測された。これは増光の周期に若干変わった特徴を持つ天体である。しかし、紫外線天文衛星 GALEX の観測により、きりん座 Z 星の周囲に古典的新星爆発の痕跡があることが発見された [39]。数千年前に起こした古典的新星爆発時には、全天で最も明るい星の一つになったと考えられている。これは白色矮星連星系というシステムの中で予想されていた、古典的新星と矮新星の繋がりが初めて観測された結果である。矮新星は小さい爆発を繰り返しながら質量を徐々に増していき、古典的新星を起こすのに十分な質量を得る。

2.5 Intermediate Polar

Intermediate Polar(IP) は、$10^5 - 10^7$ G の中程度の磁場を持つ系のことをいう。その磁場強度のため、物質が直接白色矮星に降り積もることができず、降着円盤を生成する (図 2.5)。

2.5.1 強磁場激変星における質量降着

降着円盤を形成した降着物質は、降着円盤の内側と外側で回転速度の違いにより摩擦が生まれ、速度が少しづつ落ち白色矮星内側へ落ちていく。磁場による磁気圧と、降着円盤のガス圧が釣り合うところで降着円盤が途切れ、物質はそこから磁束線に沿って白色矮星の磁極へと落下する。落下は自由落下であるため、白色矮星付近ではその重力ポテンシャルのため、降着流の速度は音速を

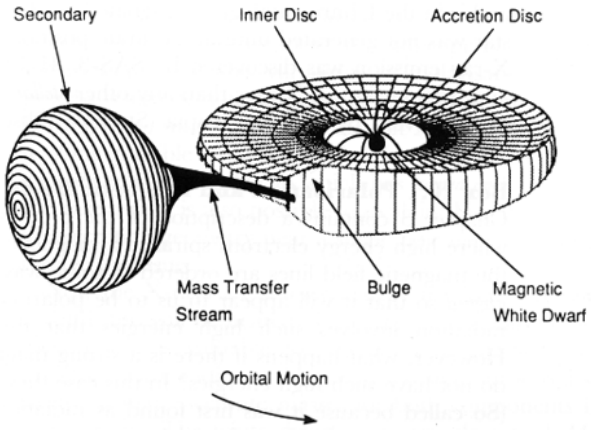

図 2.5: IP の模式図 [59]。降着円盤を形成し、最終的に磁極に落下する。

超える。すると衝撃波が発生し、衝撃波面の温度が 10^8 K(∼10 keV) 以上となるため、制動放射による硬 X 線が放射される。さらに、硬 X 線の一部は白色矮星表面を照らし 10^5 K 程度に暖めることと、降着柱が白色矮星からの高度によって温度が連続的に変化することにより降着柱や WD 表面は多温度になり、軟 X 線や可視光も放射する。

降着流は磁場によって磁極に絞られるため、パルサーと同様に白色矮星の自転周期に伴う光度変動が観測される。IP の自転周期は速く、典型的に ∼1000 s 程度である。

2.5.2 降着プラズマからの熱的放射

光学的に薄いプラズマからの放射はいくつかの種類が考えられる。いくつかの放射は連続成分であり、一方で輝線成分も含まれる。降着円盤では典型的な温度である数十 keV では制動放射が主な冷却過程になる。

高温プラズマからの連続成分は 3 種類ある。一つは自由電子がイオンのつくる電場で散乱されて異なる自由電子エネルギー状態に遷移するのに伴う制動放射（自由 -自由遷移放射)、自由電子がイオンの束縛エネルギー状態に捕獲されるのに伴う再結合放射（自由-束縛遷移放射)、そして 2 光子放射である。以下でそれぞれ説明する。

- 制動放射 (自由-自由放射)
  制動放射とはプラズマ中のイオンのクーロン場によって電子が減速されたり、進路を曲げられた時に電磁波が放射される現象である (図 2.7)。制動放射は原子が高くイオン化し、他の放射が寄与しない $T > 10^8$K で支配

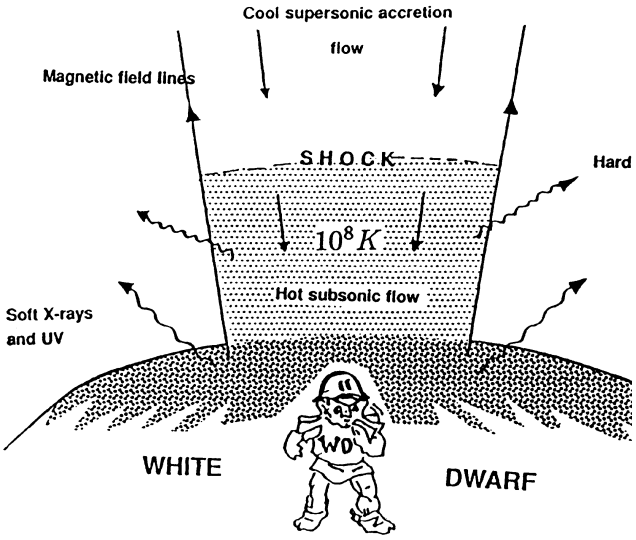

図 2.6: 降着流の模式図 [34]。磁束線にそって自由落下する物質は、あるところ音速を越え衝撃波を起こし、10^8 K まで温めら硬 X 線が放出される。また、その硬 X 線が WD 表面も温め、軟 X 線や可視光を放出する。

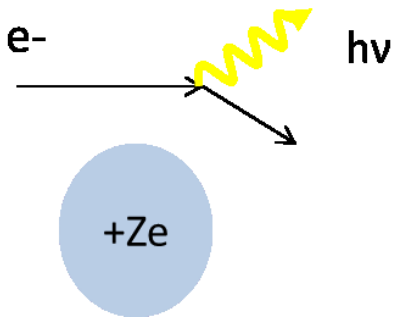

図 2.7: 制動放射の模式図。イオンに進行方向を変えられた電子が電磁波を放出する。

的になる。電子がマクスウェル分布をしている時の放射強度は、

$$\frac{dW}{dVdtd\nu} = \frac{2^5\pi e^6}{3m_ec^3}(\frac{2\pi}{3km_e})^{1/2}T_e^{-1/2}Z^2n_en_ie^{(-h\nu/kT_e)}\overline{g_{ff}} \quad (2.4)$$

$$= 6.8\times10^{-38}Z^2n_en_iT_e^{-1/2}e^{(-h\nu/kT_e)}\overline{g_{ff}}\ [ergs/s/cm^3/Hz] \quad (2.5)$$

となる [36]。ここで、e は電荷、c は光速、Z は原子番号、n_e は電子密度、n_i はイオン密度、h はプランク定数、$\overline{g_{ff}}$ は velocity averaged Gaunt factor を表す。$\overline{g_{ff}}$ は電子温度と周波数の関数であり、X 線領域の典型的な熱的プラズマの場合、

$$\overline{g_{ff}} = (\frac{3}{\pi}\frac{kT_e}{h\nu})^{1/2} \quad (2.6)$$

で近似される。式 2.5 から、$h\nu \ll kT_e$ の領域では制動放射のエネルギースペクトルは平で、$h\nu > kT_e$ の領域では指数関数的に落ちていくことがわかる。従って、$h\nu \simeq kT_e$ の領域でエネルギースペクトルの形からプラズマの電子温度を測定することができる。

- 再結合放射 (自由-束縛放射)
  再結合放射はイオンによる電子の捕獲の際の放射である。放出された光子のエネルギーは自由電子の運動エネルギーと電子の束縛エネルギーを足したものであり、自由電子の運動エネルギーは連続的に分布しているため放出される光子のエネルギーも連続的である。また、エネルギースペクトルは電子の束縛エネルギーに対応するエネルギーにエッジができる。

- 2 光子放射
  自由電子により 1s 軌道に束縛されていた電子が 2s 軌道に衝突励起された際、2s 起動から 1s 軌道に直接放射遷移することは選択則により制限されている。通常、さらなる衝突励起により 2s 軌道から上位の起動に遷移した後、基底状態 (1s) へ放射遷移することになる。しかしながら、密度の低い極限では 2 度目の衝突が起こる確率が小さいので、2s 軌道から 1s 軌道へ 2 つの光子を放出することにより遷移する。この際それぞれの光子のエネルギーの和は 2s 軌道と 1s 軌道のエネルギー差と等しいが、それぞれの光子のエネルギーは一意に定まらないため連続放射となる。

連続成分と同時に見られるのが輝線スペクトルである。これはいわば、重元素に束縛された電子からの放射なので、束縛-束縛放射とも呼べる。IP の X 線エネルギースペクトルは、電離度の異なる 3 本の鉄 $K\alpha$ 輝線が特徴的である。衝撃波面では 10 keV(1 億度) 以上の高温プラズマであるため、高温の電子の衝突により鉄原子はその多くの電子を剥ぎ取られる (衝突電離平衡)。そこから He-like

鉄原子 (電子が 2 つを残して剥ぎ取られた状態) と H-like 鉄原子 (電子が 1 つを残して剥ぎ取られた状態) により、それぞれ 6.7 keV と 7.0 keV の二本の鉄輝線が観測される。共に L 殻から K 殻に電子が落ちた際に出る放射である。各輝線の強度は、電子の温度と元素量 (アバンダンス) とによって決まる。各元素における、電子温度から輝線強度への変換は、複数の理論モデルが存在しているが (masai, mekal, raymond-smith, APEC, etc)、本論文では後述するとおり、銀河団プラズマなどでよく検証された mekal model を採用する。さらに、衝撃波面によって暖められた WD 表面は、約 1 万度にまで達する。約 1 万度のプラズマ中にある鉄原子は、中性あるいはあまり電離していない。その鉄原子にへ X 線が入ると、一番内側 (K 殻) の電子が弾き飛ばされ、上の準位から空いた準位に電子が落ちてくる。その時に放出されるのが 6.4 keV の蛍光 X 線である。

エネルギースペクトルをフィッティングするときは、これらの天体の放射機構を考えフィットする。そしてエネルギースペクトルとモデルがどの程度合っているかをカイ二乗検定で判断する。ここでは今研究で用いたモデルを紹介する。

- MEKAL

  MEKAL モデルとは、Mewe、Kaastra そして Liedahl の頭文字から取られた名前で、光学的に薄いプラズマからの熱制動放射モデルである。このモデルは鉄を含むいくつかの元素からの輝線を含むモデルであり、連続成分である。MEKAL モデルでは、Emission Measure(EM) と呼ばれる量が用いられ、

  $$EM = \int n_e n_H dV \tag{2.7}$$

  と定義される。n_e、n_H はそれぞれ電子と水素の密度で、V はプラズマの体積である。EM は X 線ルミノシティやエネルギースペクトルのノーマリゼーションを直接決定するものである。設定するパラメターには、プラズマ温度、元素組成比などがある。プラズマ温度は平均のプラズマの温度であり、元素組成比は太陽に比べた割合を示す。

- CEMEKL

  CEMEKL モデルとは、MEKAL モデルの重ねあわせで作られた多温度プラズマからの放射モデルである。多温度プラズマとは、衝撃波面から制動放射で冷える際の温度変化を含めたモデルである。プラズマは衝撃面から制動放射により冷えるため、EM の変動を以下のよう温度のべきの関数で表せる。

  $$d(EM) = (T/T_{max})^{\alpha-1} dT/T_{max} \tag{2.8}$$

  ここで、T_{max} は降着柱の最高温度、α は温度が WD 表面に対して冷え方を示す温度勾配パラメターである。設定するパラメターは、最高温度、元素組成比、温度勾配などがある。なお、Suleimanov(2005) は、降着柱の衝撃面から WD 表面までの過程を、制動放射のみによる冷却と、降着柱

に沿った重力の影響あり、というモデルを考え理論的に WD の α は 0.43 と計算している [40]。

- Powerlaw
  単純なべき乗のモデルである。ある物理素過程を仮定したモデルではなく現象論的なモデルである。

- 星間吸収 (phabs)
  星間吸収とは、目的の天体と地球との間にある銀河系内の星間物質による光電吸収の作用を含めたモデルである。パラメターは目的の天体までの柱密度がある。

- 部分吸収 (pcfabs)
  部分吸収とは、目的の天体の降着柱により光電吸収が起こり、部分的に吸収がかかってしまうときに有効なモデルである。パラメターは、目的の天体までの柱密度と cover fraction である。cover fraction とは、降着柱が放射源を覆っている割合である。

- 反射 (reflect)
  放射された X 線は、方向によっては天体表面や降着円盤にぶつかることがある。その際に高エネルギー X 線は冷えた中性物質によってコンプトン散乱を起こす場合がある。その反射の影響を含めたモデルである [28]。パラメターは、反射スケール因子、連星系の傾斜角などがある。反射スケール因子とは、反射体に対して放射源が見える立体角であり、本解析では立体角 Ω=2π としている。連星系の傾斜角とは、我々から見た連星の傾き i に対する $\cos i$ の値である。

- ガウシアン
  エネルギースペクトルに輝線があると予想される場合、ガウシアンモデルを足し合わせることによりフィットできる。

2.5.3 温度を用いた質量推定

降着流では自由落下してきた降着物質の運動エネルギーが熱エネルギーに転換されている。運動エネルギーは WD の重力ポテンシャルを反映しているため、硬 X 線放射の温度を測定できれば WD の質量の目安を得ることができる。衝撃波の理論に従い、観測された温度を T_{OBS} とすると、

$$T_{OBS} = \frac{3}{8}\frac{GM_{WD}}{R_{WD}}\mu m_H \tag{2.9}$$

$$= 22(\frac{M_{WD}}{0.6M_{\odot}})^{4/3}[keV] \tag{2.10}$$

となる。G は重力定数、M_{WD}, R_{WD} はそれぞれ WD の質量と半径、μ は平均分子量、m_H は水素原子の質量、そして $M_\odot$ は太陽質量である。この式に衝撃波の最高温度を入れる必要がある。このようにして WD の質量を推定できる。

また、質量がわかると半径を計算することが可能である。WD は縮退圧で自身の重力を支えている。チャンドラセカールはフェルミディラックガスの状態方程式から WD の質量半径関係を計算した。また、Nauenberg (1972) は解析的質量半径関係を得た。

$$R_{WD} = 0.78 \times 10^9 \left\{ (\frac{1.44 M_\odot}{M_{WD}})^{2/3} - (\frac{M_{WD}}{1.44 M_\odot})^{2/3} \right\}^{1/2} [cm] \tag{2.11}$$

これは Hamada & Salpter(1961) の計算と一致している。

2.6 白色矮星における粒子加速

ここでは、粒子加速天体として有名な中性子星をモデルに白色矮星 (WD) がどのように粒子加速を起こしているかを考える。中性子星の中でも周期的にパルスを出す天体をパルサーと呼ぶ。このパルサーも WD も共に強い磁場を持つ場合がある。磁場を持つ天体が自転しているために、ローレンツ力により天体には大きな起電力が生じる。この起電力により荷電粒子は加速され、そのスピードは光速にまでなる。加速された粒子は磁場や電子と作用し、硬 X 線を放射することが中性子パルサーの観測で明らかになっている。その硬 X 線のスペクトルはべき関数でフィットされている。加速されるエネルギーの上限は、荷電粒子のラーモア半径 ρ(ローレンツ力で運動する際の半径) が天体の大きさ L よりも小さい必要があるので、

$$\rho \sim \frac{E}{qcB} \leq L \tag{2.12}$$

となる。ここで、E は荷電粒子のエネルギー、q は荷電粒子の電荷、B は磁場、c は光速である。よって最大のエネルギー E_{max} は $E_{max} = qcBL$ となる。この式から、様々な天体についての粒子加速の限界を図 2.8 に示す。白色矮星の中には、磁場が 10^5 G を越え、E_{max} が中性子星パルサーと遜色ない 10^{14-16} V に達する天体が多く存在し、高エネルギー電子が存在していてもおかしくない。本修論の目的は、X 線観測を通じた白色矮星パルサーの活動を解析し、硬 X 線に粒子加速が起源だと思われるべき関数成分の探査である。

2.7 ターゲット選別

Intermediate Polar では熱的放射 (制動放射と重元素輝線) により 10keV 以下で卓越したスペクトルとなる。もし Intermediate Polar で粒子加速が起きていれば、熱的放射の上に、加速粒子による非熱的放射が折り重なるはずである。

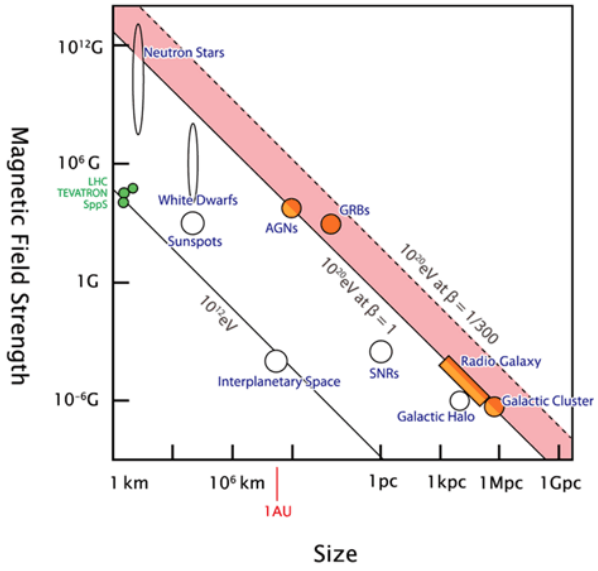

図 2.8: それぞれの天体における粒子加速の限界 [53]

この非熱的放射は AE Aqr のように硬 X 線で優勢となる [43]。つまり、WD パルサーのエネルギースペクトルは、非熱的放射を示さない通常の WD に比べ、ハードになるはずである。効率的にハードな WD を選別すべく、硬 X 線に感度を持つ INTEGRAL・Swift 衛星が検出した 39 個の CV を母集団としてセレクションを行う。20-100keV でエネルギースペクトルを Power Law で表したときの Photon index が図 2.9 に示されている。この中からもっともハードな 2 天体である、IGR J00234+6141 と V2487 Oph の解析を行い非熱的成分の検証を行う。

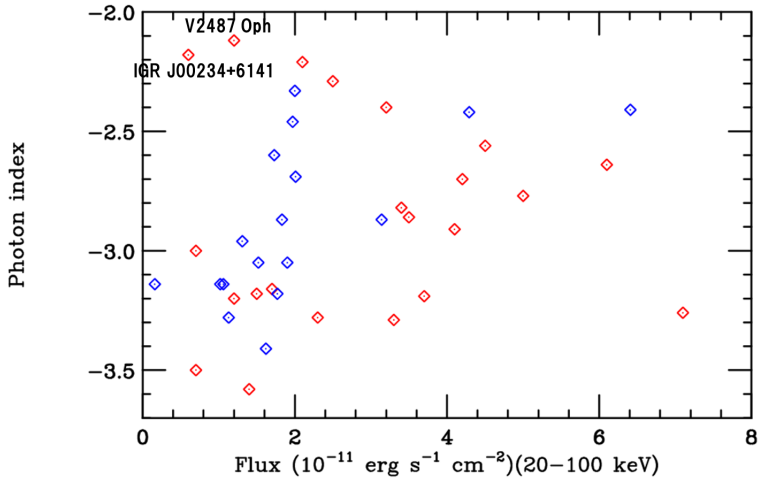

図 2.9: INTEGRAL/Swift で検出した CV の X 線フラックスに対する photon index。上にいくほど hard である。[22]

3　X 線天文衛星「すざく」

3.1　概要

2005 年 7 月 10 日に内之浦宇宙空間観測所より M-V ロケット 6 号機により打ち上げられた、「すざく」(図 3.1) は日本で 5 番目の X 線天文衛星である [30]。軌道上で全長 6.5 m、幅 5.4 m、重量 1680 kg にもなる大型衛星で、高度約 570 km の楕円軌道を 96 分で周回する。現在活躍中の米国チャンドラ X 線天文衛星や、欧州ニュートン X 線天文衛星に比べて低い高度を周回している為、バックグラウンドを低く抑えられる利点がある。

「すざく」衛星は 5 台の X 線望遠鏡 (X-Ray Telescope; XRT) を搭載し、その焦点面には検出器として 4 台の X 線 CCD カメラ (X-ray Imaging Spectrometer; XIS) と 1 台の X 線マイクロカロリメーター (X-Ray Spectrometer; XRS) が置かれている。残念ながら XRS は検出器の冷却に必要な液体ヘリウムが軌道投入約 3 週間後にすべて気化するという不具合が生じて観測不可能となった。さらに 1 台の XIS も、おそらく隕石の衝突による事故が原因で 2006 年 11 月 9 日より観測不可能となっている [13]。これらに加えて、「すざく」衛星は 1 台の硬X線検出器 (Hard X-ray Detector; HXD) を搭載する。

約 0.2-12.0 keV の軟 X 線帯域に感度を持つ XIS と、約 12-600 keV の硬 X 線帯域に感度を持つ HXD により、3 桁半にもわたる幅広いエネルギー帯域を同時に観測できるのは、今のところ「すざく」衛星だけである。表 3.1 には、「すざく」衛星に搭載する各検出器の基本性能を示す。

図 3.1: X 線天文衛星「すざく」[54]

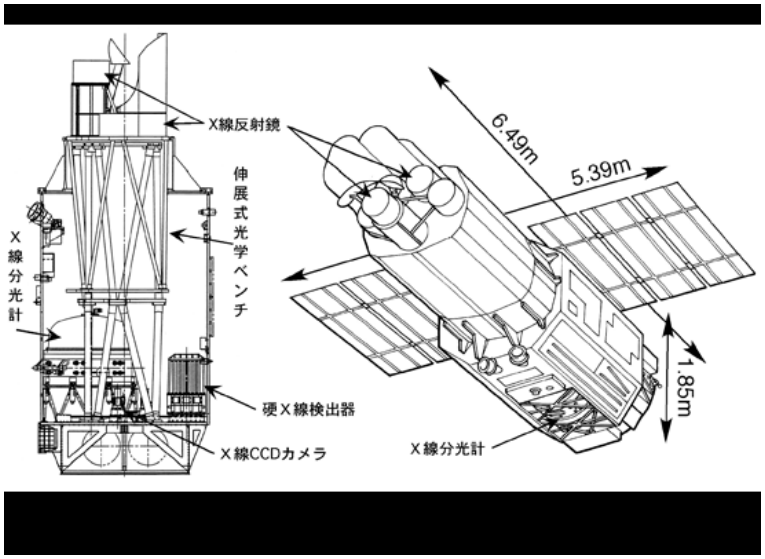

図 3.2: 観測機器の配置図 [58]

3.2 X 線望遠鏡 (X-Ray Telescope; XRT)

XRT(図 3.3) は観測対象から放射される X 線を検出器に集光する事が出来る X 線望遠鏡である [38]。物質の屈折率は X 線に対して 1 より小さく、X 線は物質中で強く吸収される特性を持つため、効率良く反射させるのは非常に難しい。現在最もよく利用されている方法が、入射角度の小さい X 線を反射させる「全反射」と、周期的な層構造により起きる干渉作用を用いた「ブラッグ反射」である。XRT は回転双曲面と回転放物面からなる Wolter I 型という光学系を円錐 2 段で近似して用いており、金の全反射鏡による 2 回の全反射を利用して X 線を焦点面に集光させている (図 3.4)。

全 5 台の XRT は焦点面に置く検出器によって仕様を変えてあり、XIS 用の XRT-I と XRS 用の XRT-S にわけられる。どちらも口径は 40 cm だが、XRT-I は焦点距離が 4.75 m、ミラー枚数が 175 枚であるのに対して XRT-S は焦点距離が 4.5 m、ミラー枚数は 168 枚となる。XRT の反射鏡はアルミ薄板にレプリカ法で鏡面を形成したレプリカミラーを同心円状に並べて、高い効率の X 線望遠鏡を構成している。

レプリカ法の導入により鏡面形状精度が向上し、XRT は全光量の半分が直径約 20 の円に含まれる程度の空間分解能を有する。XRT と XIS により点源を観測すると、XRT の特性により蝶々型に広がったイメージが得られる。また、エネルギーによる結像性能はほとんど変わらない特徴を持つ。

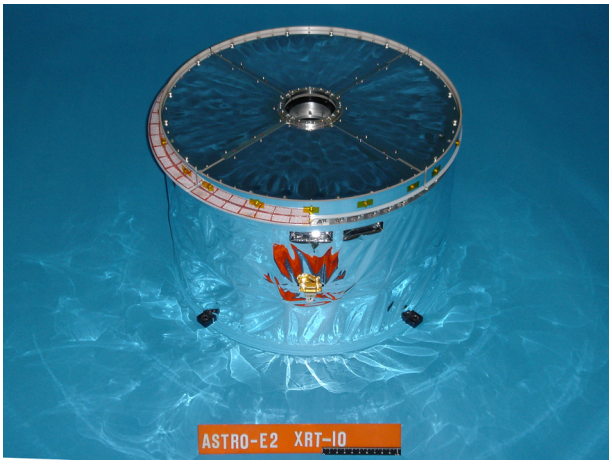

図 3.3: XRT の外観 [54]

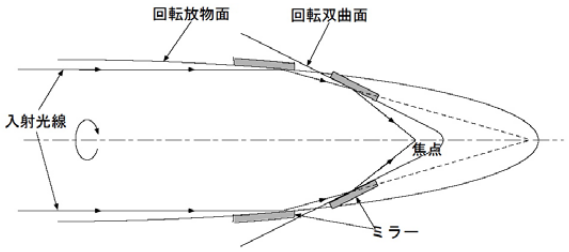

図 3.4: XRT の X 線反射システム [52]

表 3.1: 「すざく」に搭載されている観測機器の概要

XRT	焦点距離	4.75 m
	視野 (FWHM)	17' at 1.5 keV,13'at 8 keV
	Plate scale	0.724 arcmin/mm
	有効面積	440 cm^2(FI),250cm^2(BI) at 8 keV
	角分解能	2'(HPD)
XIS	視野	17'.8 ×17'.8
	エネルギー帯域	0.2-12 keV
	有効画素数	1024×1024
	1 画素のサイズ	24 μ m × 24 μm
	エネルギー分解能	∼130 eV at 6 keV
	有効面積 (XRT-1 込み)	340 cm^2(FI),390cm^2(BI) at 1.5 keV
		350cm^2(FI),100cm^2(BI) at 8 keV
	時間分解能	8 s(Normal mode), 7.8 ms(P-Sum mode)
HXD	視野	34' ×34'(≤100 keV),4°.5 × 4°.5 (≥100 keV)
	エネルギー帯域	PIN 10-71 keV,GSO 40-600 keV
	エネルギー分解能	PIN ∼4 keV(FWHM),
		GSO $7.6/\sqrt{E_{MeV}}$ %(FWHM)
	有効面積	∼ 160 cm^2 at 20 keV, ∼260cm^2 at 100 keV
	時間分解能	61 μ s

3.3 X 線 CCD カメラ (XIS)

CCD カメラは、半導体検出器を二次元アレイ状に並べたものである。あるエネルギー E の X 線光子が半導体の空乏層に入射すると、光電効果により光電子が生成される。生じた光電子はエネルギーを失うまで半導体物質と衝突し (電離損失)、電子・正孔対がつくられる。生成される電子・正孔対の数は、おおよそ E/W 個となる。ここで W は半導体物質の平均電離エネルギーであり、ケイ素 (Si) の場合、∼3.65 eV である。X 線 CCD カメラは通常の可視光 CCD カメラとは異なり、生成された電子の数を数えることによって、入射した X 線光子のエネルギーを測定できる。また、可視光 CCD カメラは、受光用素子と電荷転送用素子が相互に並ぶインターライン方式が用いられているが、X 線 CCD カメラは、電荷転送用素子に一度に電荷を転送するフレームトランスファー方式が用いられている。そのため、非常に明るい天体を観測した場合、CCD の露光・電荷転送時間の間に 1 つのピクセルに 2 つ以上の X 線光子が入射すると、これらを区別することができず、2 つの光子エネルギーの和を持つ 1 つの光子だと

判別されてしまう (パイルアップ)。

XIS(図 3.5) は約 0.2-12 keV の軟 X 線帯域に感度を持ち、天体の撮像、エネルギースペクトルの取得、光度曲線の取得が可能な X 線 CCD カメラである (Koyama et al.,2007)。4 台の XIS は独立に XRT の焦点面に設置され、それぞれ XIS0、XIS1、XIS2、XIS3 という名前が付けられている。 XIS0、XIS2、XIS3 は表面照射型 (front-illuminated;FI)CCD カメラ、XIS1 は裏面照射型 (back- illuminated;BI)CCD カメラを搭載している。FI-CCD は X 線を電極側から入射するため、低エネルギーの X 線は電極や絶縁層で吸収されてしまうのに対し、BI-CCD は X 線を電極の逆側から入射するため低エネルギーの X 線に対し高い検出効率を示す (図 3.7)。一方、FI-CCD は空乏層厚が約 70 μm と BI- CCD の約 40 μm に比べ大きく、高エネルギー側の X 線に対し高い検出効率を示す。図 3.6 に、FI-CCD と BI-CCD の量子効率を示す。

XIS は 1.5 keV の X 線に対して 4 台併せて約 1360 cm^2 の有効面積を持

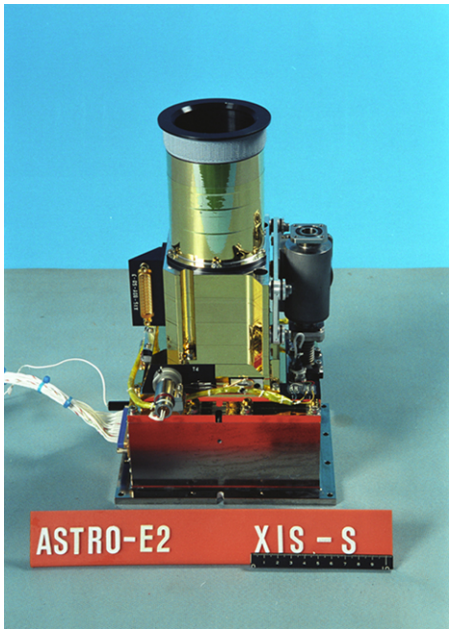

図 3.5: XIS の外観 [55]

つ。各 CCD の受光領域には 1 ピクセルにつき約 1" の角度に対応する画素が 1024×1024 個並び、1 台につき約 18'×18' の視野をカバーする。また、軌道上でエネルギーの絶対精度を校正する為、校正線源 ^{55}Fe が各カメラの 2 つの角に取り付けられている。この線源は Mn I Kα(5.9 keV)、Mn I Kβ (6.5 keV) の特性 X 線を放射する。XIS の低エネルギー側のエネルギー絶対値は、主に超新星残骸 1E0102.27219 天体のエネルギースペクトルにある輝線を使用して決定されている。

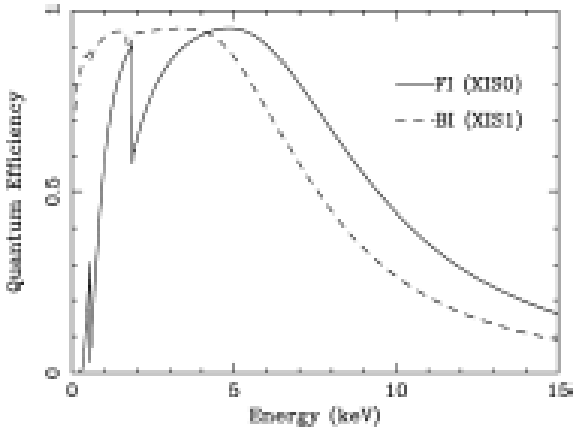

図 3.6: XIS FI/BI のエネルギーに対する量子効率の比較図 (Koyama et al. 2007)。横軸はエネルギーで、縦軸は量子効率。FI は高エネルギー側で量子効率が高いが、低エネルギー側で低い。逆に BI は高エネルギー側で量子効率が低いが、低エネルギー側で高い。

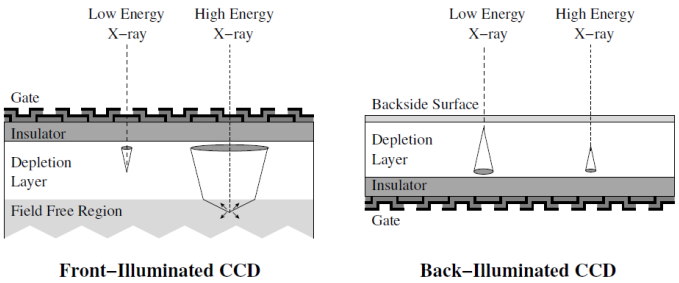

図 3.7: FI-CCD(左) と BI-CCD(右) の模式図 [48]。

XIS2 は、2006 年 11 月 9 日に生じた不具合 (微小塵の衝突によるものと考えられている) により観測不能となった。そのため、残る 3 台の XIS による打ち上げ時の全有効面積は、1.5 keV のエネルギーを持つ X 線に対して $1030cm^2$ であり、また、エネルギー分解能は 6 keV の X 線に対して ∼130 eV である。ただし、打ち上げからの経過時間とともに、人工衛星からのアウトガスなどの汚染物質による Contamination の付着や、CTI(Charge Transfer Inefficiency) の増加によって、有効面積とエネルギー分解能は変化する。さらに、2006 年 10 月から、エネルギー分解能の劣化を押さえるために、人工的に電荷を注入し CCD の格子欠陥を埋める技術 (Spaced-row Charge Injection, SCI) が使用されている。

3.4 硬 X 線検出器 (Hard X-ray Detector; HXD)

HXD(図 3.8) は 10-600 keV の硬 X 線帯域での観測を目的とした観測装置である [26][41]。観測対象となる天体からの X 線は、4×4 のマトリックス状に配置された 16 本の井戸型フォスイッチカウンター (Well 検出器ユニット) により検出される (図 3.9)。井戸型検出器のまわりにはコリメーターと放射線シールドの役割を果たす 20 本の BGO 結晶シンチレーターが配置され、視野を約 4.5° に絞りつつバックグラウンドの X 線を遮断する。主検出部は厚さ 2mm のシリコン PIN フォトダイオード (HXD/PIN) と厚さ 5 mm の GSO 結晶シンチレーター (HXD/GSO) を上下に重ねてあり、PIN を透過した高エネルギー X 線を GSO で検出する。こうして約 10-70 keV の X 線が PIN で検出され、PIN を透過した約 40-600 keV の X 線が GSO で検出される。さらに、PIN では Passive Fine Collimater が働くため視野が狭く、さらなるバックグラウンドの軽減が図られている。

一方、Well 検出器を取り囲む BGO 結晶シンチレーター自身も約 50-5000 keV の帯域で感度を持つ Anti 検出器ユニットとして使用される。 Anti 検出器は 1 面あたり約 1200 cm^2 もの有効面積を持ち、あらゆる方向から入射する X 線に感度を持つので、ガンマ線バーストやトランジェント天体の全天モニターとして利用出来る。

3.5 データ処理

今回 2 天体を解析する際のソフトウェアには、HEAsoft version 6.11 を用いた。ライトカーブ解析とエネルギースペクトル解析には、xronos version 5.22 と、XSPEC version 12.7.0 をそれぞれ用いた。較正情報 (caldb) は 2011 年 9 月 15 日リリースのデータを用いた。

また解析に用いるデータは予め天体を見ていない時間などの不要なデータが取り除かれた cleaned event を用いる。cleaned event では主に以下の条件でデータ選別している。

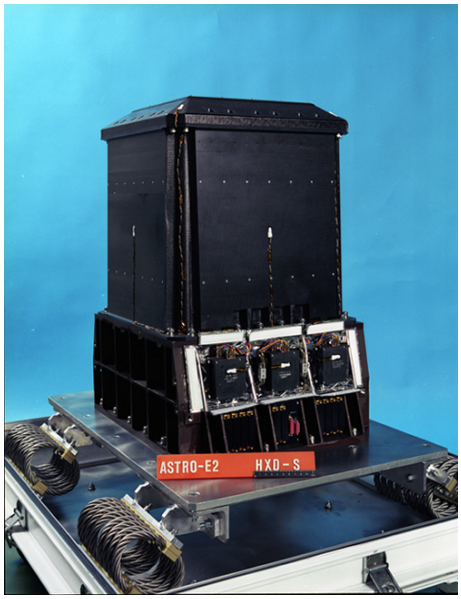

図 3.8: HXD の外観 [56]

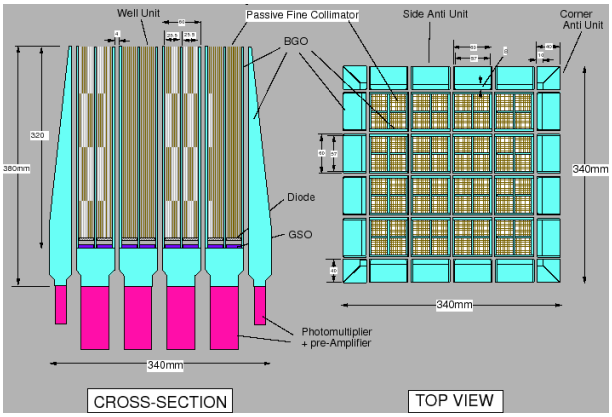

図 3.9: HXD の断面図 (左) と上から見たときの図 (右) [57]

- イベント抽出
  イベント抽出と入射 X 線エネルギーの決定は通常 Grade 法という、電荷雲の広がりパターンの判別によって行う。XIS では ASCA Grade 方式が用いられ、その方法により X 線イベント判断されたグレードを用いる。

- 衛星の姿勢
  衛星が姿勢変更をしている時、あるいは目的の天体と衛星の向きのずれが 1'.5 よりも大きい場合のデータは除かれる。

- 受信衛星の仰角
  仰角とは、水平からその角度分だけ上に向いた角度である。まず、地球が衛星の視野に含まれるのを避けるため、仰角 5° 未満のデータは除外する。そして、昼間の明るい地球が視野に入るのを避けるため、仰角 20° 未満のデータも除外する。

- South Atlantic Anomary(SAA)
  SAA とは、南緯約 31° のブラジルから大西洋上空にある、磁場にトラップされた荷電粒子 (主に陽子と電子) が異常に多いエリア (南大西洋磁気異常帯) である。HXD では SAA に入る前 180 秒から、SAA 通過中、そして SAA 通過後 500 秒までのデータを、XIS では、SAA 通過中から通過後 436 秒までのデータを取り除く。

- Cut Off Rigidity(COR)
  地球に飛来する宇宙線粒子は、地磁気によって軌道を変えられ、シールドされたりトラップされたりする。この地磁気による宇宙線粒子をシールドする能力を表した指標が Cut Off Rigidity(COR) である。COR が高い領域では、一定以下のエネルギーの宇宙線は軌道を曲げられてしまい、検出器のバックグラウンドが低くなる。 逆に、COR が低い領域では、検出器のバックグラウンドが高くなる。そこで、COR が 6 GeV 以上のバックグラウンドが低いデータを利用する。

以上のような条件で選ばれている HXD,XIS の cleaned event を用いて解析を行った。

3.6 バックグラウンド

X 線観測において、バックグラウンドは宇宙 X 線背景放射 (Cosmic X-ray Background;CXB)、および非 X 線バックグラウンド (Non X-ray Background;NXB) に大きく大別される。CXB は何も天体がない場所を見ても検出される X 線のことで、活動銀河核による放射が起源だと言われている。NXB とは荷電粒子と検出器とが直接反応し検出されるものと、荷電粒子と衛星を構成する物質とが

反応することで生じた X 線を検出器が検出したものに分けられる。HXD、XIS それぞれのバックグラウンドの取り方を以下で説明する。

HXD の CXB は、HEAO-1 衛星によって得られた CXB のエネルギースペクトル

$$CXB(E) = 9.412\times10^{-3}\times(\frac{E}{1keV})^{-1.29}\times\exp(\frac{-E}{40keV})\ photons\ cm^{-2}s^{-1}keV^{-1} \tag{3.1}$$

を用いて、CXB のエネルギースペクトルとした [8]。バックグラウンドの大部分を占める NXB のエネルギースペクトルは、夜の地球を観測することにより観測ごとにモデル化され公開されているので、そのモデルを NXB エネルギースペクトルとして用いた。また、NXB は不確定性による強度の系統誤差 3%がある [42]。

XIS では、画像内で目的の天体が中心にある天体領域と、目的の天体が含まれない領域を選択し、それぞれ 4.”3 その領域に入った光子をバックグラウンドとした (図 3.10)。

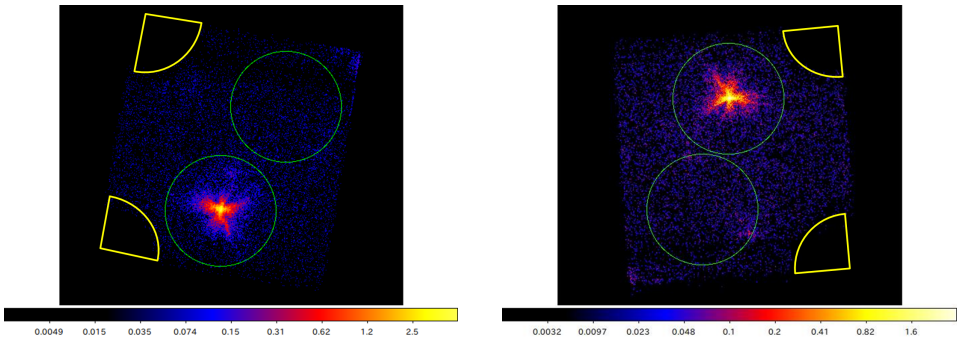

図 3.10: IGR J00234+6141(左) と V2487 Oph(右) の XIS0 の画像。それぞれの画像の中央にある二つの緑色の円は、天体の領域とバックグラウンドの領域を示している。画像の隅にある二つの線で囲われた領域はキャリブレーション領域である。

4 IGR J00234+6141

4.1 概要

IGR J00234+6141 はINTEGRAL 衛星によってカシオペア座の領域で発見された [12]。可視光のエネルギースペクトルより、典型的な降着のある白色矮星の特徴を持っていた [4]。位置は正確に全波長で検出され、5.4′ の精度で 90%の確率で α=$00^h22^m54.3^s$, δ=+61°43'05" (J2000) である。この天体の自転周期と軌道周期は可視光観測によって、それぞれ 563.53±0.62 秒と 4.033±0.005 時間と決定された [6]。また、X 線での自転周期も観測されていて、2 keV 以下のエネルギー帯域で 561.64±0.56 秒と示されている [17]。

4.2 観測

IGR J00234+6141 は 2010 年 6 月 25 日に 82 ks に渡って観測され、観測機器はすざく衛星の HXD と XIS が用いられた。40 keV 以上に感度を持つ HXD-GSO は、このエネルギー帯ではバックグラウンドが高くなり、高エネルギー放射の検出が難しいことから使用しない。観測は全てフレーム時間 8 秒のノーマルクロックモードで行われた。

表 4.1: IGR J00234+6141 の観測ログ

観測 ID	観測装置	観測開始時刻 (UT)	観測終了時間 (UT)	観測時間
405022010	HXD,XIS	2010-06-25 00:06:18	2010-06-26 05:45:15	82 ks

4.3 光度曲線解析

図 4.1 に XIS0 の天体領域とバックグラウンド領域の観測期間中のライトカーブを示している。今回はまず、すざくのデータを用いて、可視光や X 線で見つかっているような自転周期の探査を行う [6][17]。その周期は共に 562~563 秒付近である。周期探査に用いたデータはバックグランド領域のデータを天体領域から引いたライトカーブを用いる。HXD-PIN は XIS に比べて光子数が少ないことや、低エネルギー X 線でのみ周期が見つかった論文があることから [17]、XIS0 のデータを用いて周期解析を行う。図 4.1 に XIS0 の天体領域とバックグラウンド領域のライトカーブを示す。

周期的な変動を探査する場合、まずはライトカーブの各周期毎のパワーを描

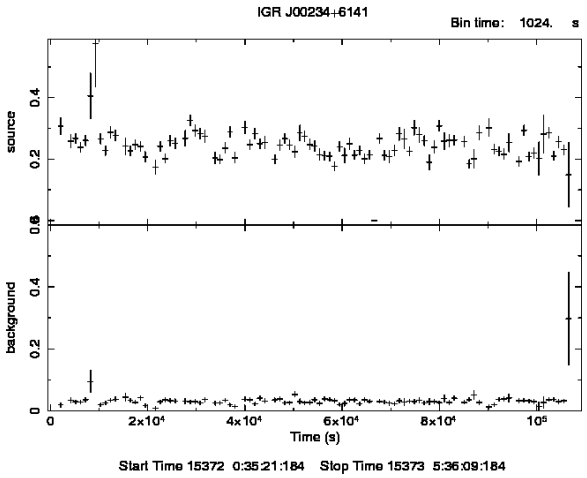

図 4.1: 1bin が 1024 秒の XIS0 の天体 (上) とバックグラウンド (下) のライトカーブ

いたパワースペクトルを描いて高いパワーを探す。しかし、SAA や COR、地球による蝕の影響によりデータが離散的であるため、天体固有の周期を見極める必要がある。そしてパワースペクトルによりおよその周期がわかった後に、より精度よく周期を求めるためにピリオドグラムを行う。ピリオドグラムとは、畳み込みのライトカーブをいろいろな周期で描き、それが一定なのかどうかを統計的に χ^2 検定し、その χ^2 が最大になるような周期を算出する方法である。

最初に、XIS0 の全エネルギー帯域での周期探査を行ったが、周期を見つけることができなかった。しかし、Anzolin(1990) によると 2 keV 以下での周期が見つかっているため、次は 0.5-2 keV のみのデータを用いて周期探査を行った。その結果、562.6 秒でピリオドグラムが最大となる結果となった (図 4.2)。この値は過去の観測地と consistent である。

周期の候補が見つかったため、次にその周期で天体がどのような波形をしているかを調べる。そのため、エネルギーごとに分けたライトカーブを 562.6 秒で畳み込んだ畳み込みライトカーブを図 4.3 に示す。上から順に 0.5-2.0 keV、2.0-4.0 keV、4.0-6.0 keV、6.0-10.0 keV のエネルギー帯域の畳み込みライトカーブとなっている。図 4.3 を見ると 0.5-2 keV のエネルギー帯域で、自転周期由来のような山が見える。また、4 keV 以上のエネルギー帯域でも、2 keV 以下の位相とは逆の位相の周期があるように見える。そこでこの周期を自転周期と断定し、位相に分けたスペクトル解析を行う。それは、ピークの位相では放射が強く、平均スペクトルでは見えなかったようなエネルギースペクトルが見え、粒子加速が行われている証拠が見つかる可能性があるためである。ここで、0.5-2 keV のピークの位相 0.6-0.9 を” ソフトピーク”、4-10 keV でのピークの位相 0.1-0.4 を”

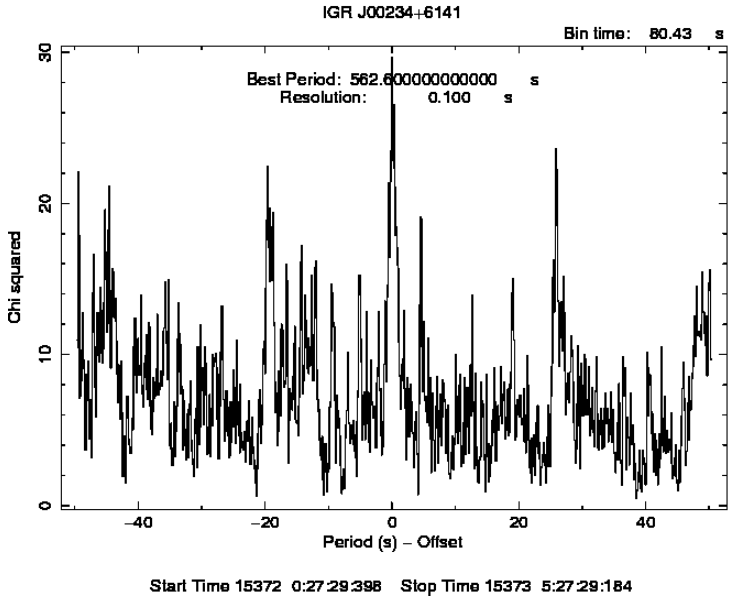

図 4.2: XIS0 の 0.5-2.0 keV データを用いたピリオドグラム

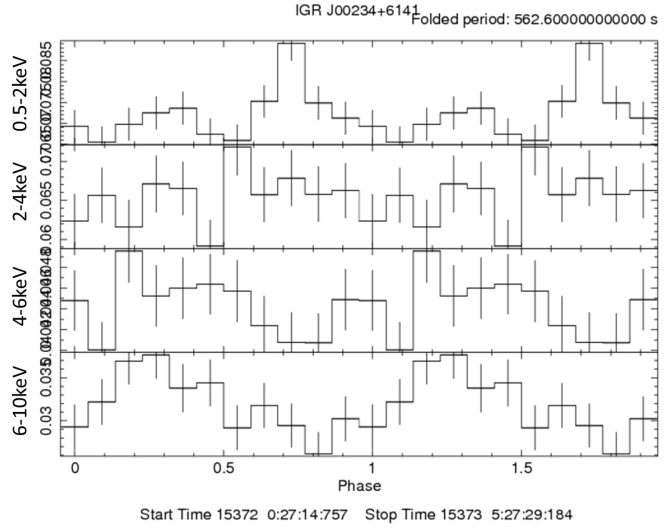

図 4.3: 上からエネルギー帯域が 0.5-2.0 keV、2.0-4.0 keV、4.0-6.0 keV、6.0-10.0 keV の 562.6 秒での畳み込みライトカーブ。11 bin での畳み込みを行った。

ハードピーク”、その他の位相 0.0-0.1,0.4-0.6 を”other” とそれぞれ定義する。図 4.4 に示した赤い矢印の位相がソフトピーク、青い矢印の位相がハードピーク、緑の矢印の位相が other ピークである。位相によるエネルギースペクトルは 4.5 章で示す。

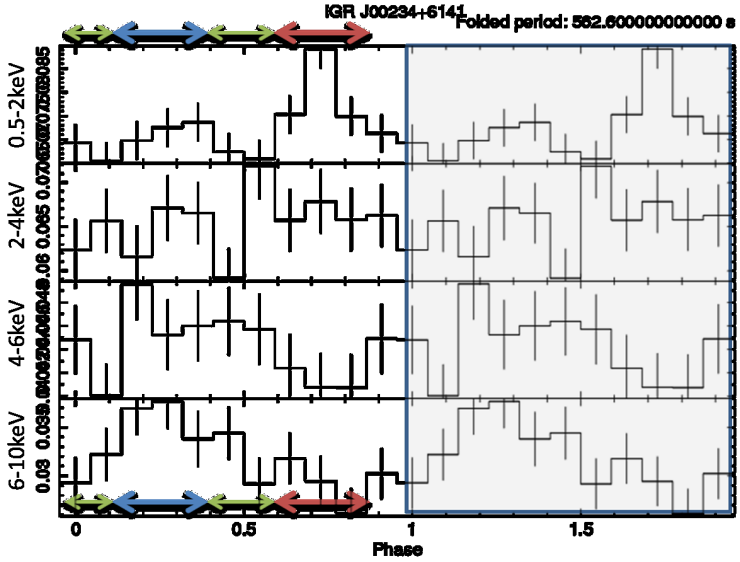

図 4.4: ソフトピーク位相 (0.6-0.9) を赤、ハードピーク (0.1-0.4) の位相を青、other 位相 (0.0-0.1,0.4-0.6) を緑とそれぞれ位相を定義する。

4.4 平均エネルギースペクトル解析

まず平均エネルギースペクトルのフィットを行う。なお、今回のフィッティングで得られたエネルギースペクトル図とパラメターは、全て Appendix と表 5.2 にそれぞれ示した。誤差は全て 90%の信頼度であり、系統誤差は誤算に比べて十分小さいため、書いていない。最初は単純に、降着円筒が単一温度のプラズマである、と仮定し、MEKAL モデルのみでのフィットを試したが、Re-χ^2 が 8.20 と大きく、プラズマ温度も高すぎて物理的ではない。次に、星間物質による吸収と、降着円筒の上空にある降着流が光電吸収を起こすとかんがえ、星間吸収のあるモデルと、星間吸収と部分吸収が共にあるモデルを考える。星間吸収のある MEKAL モデルでのフィットでは、MEKAL モデルのみでのフィット同様プラズマ温度が大きく、Re-χ^2 も 1.68 と大きかった。しかし、部分吸収を含めたフィットでは、Re-χ^2 は 1.24 と改善した。また、CEMEKL モデルでのフィッティングでも Re-χ^2 が 1.23 となった。部分吸収のある MEKAL、CEMEKL モデルのエネルギースペクトルフィットを図 4.5、4.6 にそれぞれ示す。結果、「部

分吸収のある MEKAL」モデルがデータをよく再現することがわかった。一方、CEMEKL モデルの温度勾配 α は $2.0^{+4.4}_{-0.8}$ と、理論モデルの値と異なっていたため、α を 0.43 で固定し再フィットを行った [40]。その結果のエネルギースペクトルフィットが図 4.7 である。α を 0.43 に固定してフィットをすると、プラズマ最高温度が >85.9 keV となり、Re-χ^2 も 1.38 と増加し、よいフィットとはならなかった。CEMEKL モデルのフィッティングの残差を見てみると、低エネルギー側のモデルとのずれが α に影響していると思われる。

そこで次に降着円筒のプラズマに加え、低エネルギー側に見えている成分として、冷たいプラズマが存在している、と仮定して、MEKAL を CEMEKL に加えたモデルと、MEKAL が二つあるモデルをフィットした。その結果、MEKAL+CEMEKL モデルでは、CEMEKL モデルの最高温度が 0.22±0.03keV となり、MEKAL の温度よりも小さくってしまったことにより、" 冷えた領域が多温度からの放射モデルで合う"、という物理的解釈が難しいモデルとなってしまった。MEKAL+MEKAL モデルでは星間吸収の水素密度が異常に高い値をとり、また Re-χ^2 も 1.46 と大きいため、この二成分のモデルはよいフィットとならなかった。本研究では、低エネルギー側のプラズマ構造は主題ではないため、これ以上、低エネルギー成分のモデル化は行わないことにして、0.5-2 keV のエネルギー帯域を使わずに、2-30 keV のエネルギー帯域を用いてフィッティングを行った。その結果が、図 4.8 である。CEMEKL モデルがデータをよく再現し、Re-χ^2 も 1.08 と小さくなった。

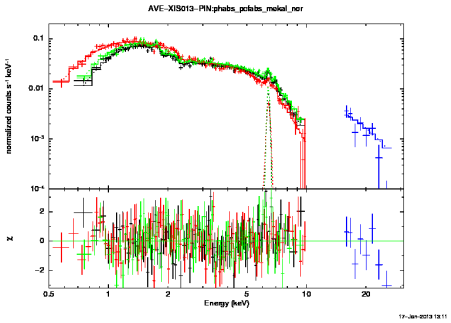

図 4.5: 星間吸収、部分吸収のある MEKAL

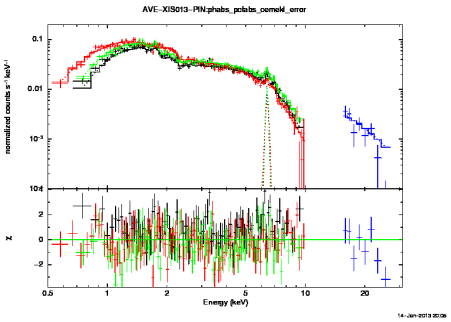

図 4.6: 星間吸収、部分吸収のある CEMEKL

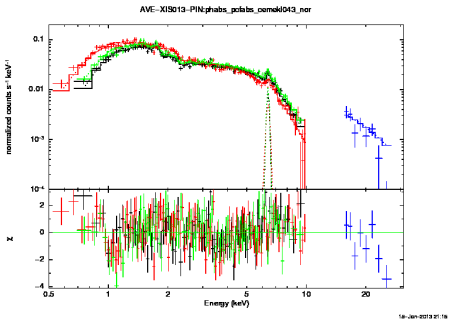

図 4.7: 星間吸収、部分吸収のある CEMEKL(α=0.43)

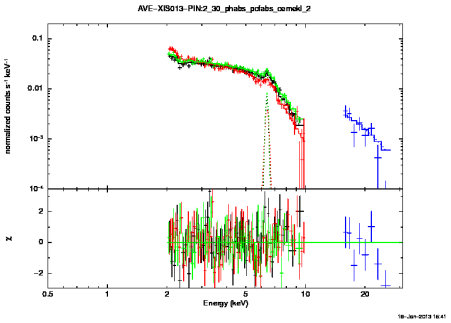

図 4.8: 星間吸収、部分吸収のある CEMEKL(α=0.43), 2-30 keV

表 4.2: IGR J00234+6141 フィッティングパラメター

モデル†	星間吸収 n_H (10^{22}cm^{-2})	部分吸収 n_H (10^{22}cm^{-2})	cover fraction	kTorkT$_{max}$ (keV)	kT$_2$ (keV)	原子存在度	α	Re-χ^2(d.o.f)
M								8.20(283)♮
星 M	0.24±0.02			>76.5		1.6±0.5		1.68(282)
部 M	0.18±0.03	$4.4^{+2.0}_{-1.3}$	$0.32^{+0.06}_{-0.04}$	$26.7^{+6.7}_{-7.8}$		$0.54^{+0.18}_{-0.16}$		1.24(280)
部 C	0.18±0.03	$4.2^{+1.8}_{-1.4}$	$0.33^{+0.04}_{-0.05}$	$39.4^{+25.9}_{-14.4}$		$0.61^{+0.21}_{-0.17}$	$1.98^{+4.33}_{-0.73}$	1.23(279)
部 C‡	0.30±0.04	$5.2^{+1.7}_{-1.0}$	0.40±0.03	>85.9		$0.31^{+0.09}_{-0.10}$	0.43‡	1.38(280)
部 M,C‡	$0.71^{+0.08}_{-0.07}$	53^{+12}_{-10}	$0.55^{+0.07}_{-0.08}$	0.22±0.03	$12.8^{+2.5}_{-1.8}$	$0.04^{+0.07}_{-0.03}$	0.43‡	1.16(280)
部 M,M	$0.56^{+0.07}_{-0.08}$	9.9×10^5 ⋆	0.41⋆	0.23±0.03	$54.7^{+16.4}_{-10.5}$	0.02±0.02		1.46(280)
部 C♭	1.23±0.25	$41.6^{+12.9}_{-14.5}$	0.45±0.12	$34.8^{+20.1}_{-11.3}$		$0.20^{+0.14}_{-0.11}$	0.43‡	1.08(177)
部 M♭	$0.98^{+0.19}_{-0.21}$	$54.1^{+17.1}_{-15.6}$	$0.48^{+0.11}_{-0.12}$	$12.9^{+3.0}_{-2.2}$		$0.17^{+0.11}_{-0.09}$		1.05(177)

† M:MEKAL、C:CEMEKL、星:星間吸収、部:星間吸収と部分吸収、を表している。
⋆ error 計算不可
‡ α=0.43 で固定
♮ Re-χ^2 >2 で誤差を計算出来ないため、Re-χ^2 のみ表示
♭ エネルギー帯域 2-30 keV でのフィッティング

4.5　位相分けエネルギースペクトル解析

次に §4.3 で示したように、位相ごとにデータを分け、エネルギースペクトルに非熱的な成分が現れていないかを検証する。平均エネルギースペクトルでよくフィットが出来ていた部分吸収のある MEKAL モデルと、2-30keV のエネルギー帯域を用いた部分吸収のある CEMEKL モデルを用いる。この二つのモデルで用いられる、星間吸収の水素柱密度 n_H、平均プラズマ温度 kT(26.7 keV) あるいは最高プラズマ温度 kT_{max}(34.8 keV) そして元素組成比は位相により変化しないため、これらのパラメターは固定してフィットを行った。部分吸収のある MEKAL モデルを、図 4.9、図 4.10、図 4.11 に示し、2-30keV の部分吸収のある CEMEKL モデルのを図 4.12、図 4.13、図 4.14 に示す。どの位相でも Re-χ^2 は小さい結果となった (表 4.3)。

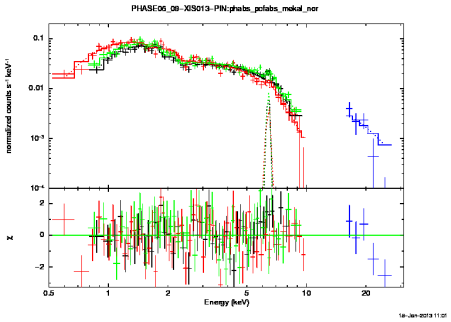

図　4.9:　星間吸収、部分吸収のある MEKAL, ソフトピーク

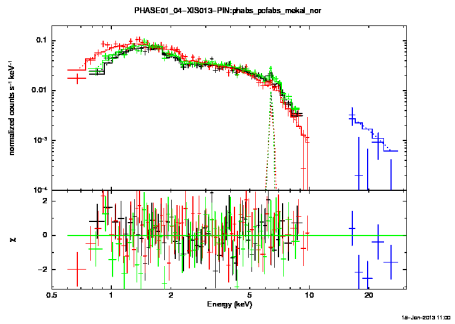

図　4.10:　星間吸収、部分吸収のある MEKAL, ハードピーク

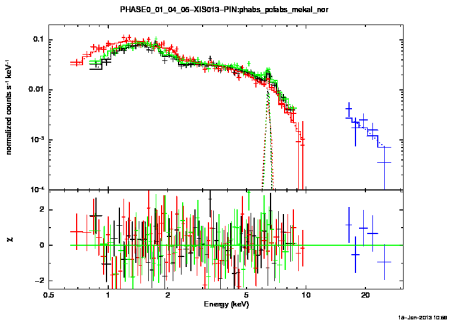

図 4.11: 星間吸収、部分吸収のある MEKAL,other 位相

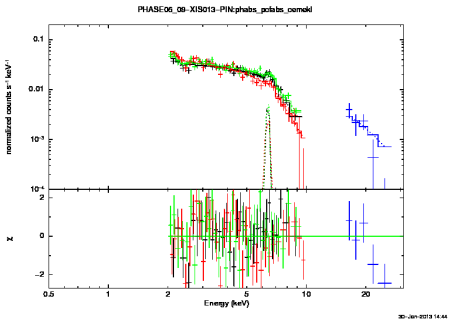

図 4.12: 部分吸収のある CEMEKL,2-30keV, ソフトピーク

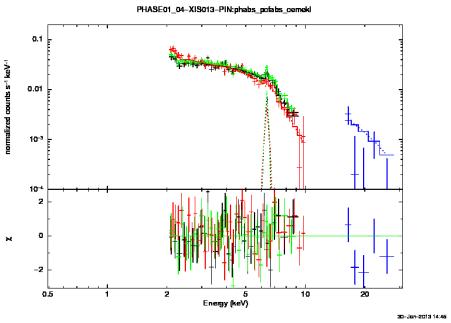

図 4.13: 星間吸収、部分吸収のある CEMEKL,2-30keV, ハードピーク

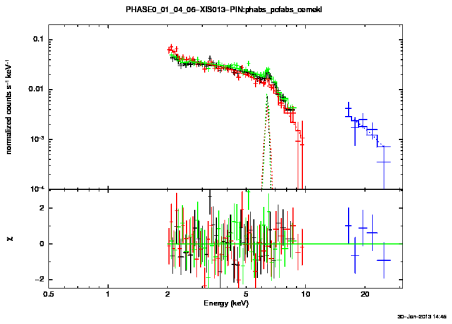

図 4.14: 星間吸収、部分吸収のある CEMEKL,2-30keV,other 位相

表 4.3: 位相ごとの二つのフィットの Re-χ^2

位相	部分吸収 MEKAL Re-χ^2(d.o.f)	部分吸収 CEMEKL,2-30keV Re-χ^2(d.o.f)
ソフトピーク	1.20(166)	1.19(105)
ハードピーク	1.07(172)	1.00(109)
other	0.97(170)	0.85(106)

4.6 議論

星間吸収と部分吸収を両方含めた MEKAL、CEMEKL モデルを考えると、Re-χ^2 はそれぞれ 1.24、1.23 とよい値となる。しかしこの時の CEMEKL モデルでは、α=$2.0^{+4.4}_{-0.8}$ になり、理論モデルと大きくことなる結果となった。さらに α を理論モデルの値にしたフィットでは、プラズマ温度が >85.9 keV と出たため、温度が高すぎる結果となった。この原因と思われるのが、1 keV 付近に見られる残差である。そこでプラズマを二成分にしたモデルのパラメターを見てみると、前節で述べたようにうまく合わなかった。

ここで 2-30 keV のエネルギー帯域でフィットした結果をみると、α=0.43 で Re-χ^2=1.08 と改善し、最高プラズマ温度も $34.7^{+20.1}_{-11.3}$ keV と IP としてよくある温度となった。この降着柱の最高プラズマ温度 $34.7^{+20.1}_{-11.3}$ keV を式 (2.10) に代入し IGR J00234+6141 の質量を計算すると、質量 M_{WD} は $0.9^{+0.5}_{-0.4}M_{\odot}$ となり、Yuasa(2010) や Ritter & Kolb(2003) による IP や激変星の質量ヒストグラム図 4.15 と見比べると、典型的な WD の質量となった [35][47]。

次に、位相ごとのエネルギースペクトルから、粒子加速の可能性を考える。表 4.3 で示されているように、部分吸収のある MEKAL モデルと CEMEKL モデル (2-30keV) でフィッティングした結果、共にどの位相に対しても Re-χ^2 が十分低く、粒子加速による新たなモデルを考える必要がなく、熱的な放射モデルだけで説明がつく形となった。

これらの結果により、平均エネルギースペクトルからも、位相ごとに分けたエネルギースペクトルのどの位相からも、光学的に薄いプラズマからの熱的放射のモデルでデータを良く再現でき、粒子加速が起源と思われる成分を必要としなかった。

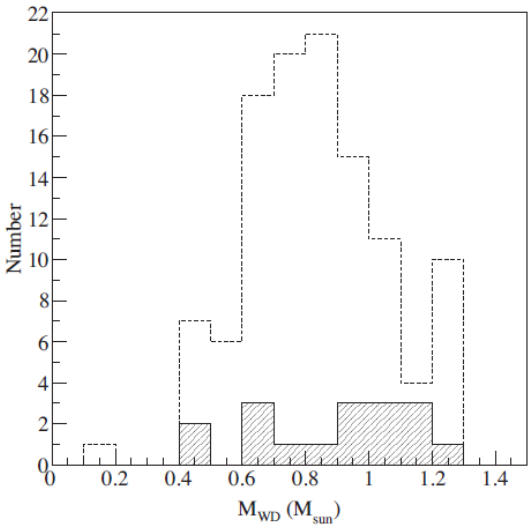

図 4.15: 点線が Ritter & Kolb(2003) による激変星の質量で、斜線のある実線が Yuasa(2010) による IP の質量である。縦軸に個数をとり、質量のヒストグラムを表している [35][47]。

5 V2487 Oph

5.1 概要

V2487 Oph は 1998 年 6 月に可視光で 9.5 等の明るさで発見された [31]。距離は可視光の観測より、d=12^{+3}_{-2} kpc と導かれている [37]。また、可視光の観測により質量も計算されており、M_{WD}=1.35±0.01$M_{\odot}$ と WD としては大きな質量を持っているという結果が出ている [21]。Hernanz & Sala(2002) は発見後 2.7 年後に、エネルギースペクトルをフィッティングしている。モデルは二温度プラズマで温度は T_{low}=0.2 keV、T_{high} >48 keV となっている [24]。この結果は、その高温から衝撃波が存在していることを表している。V2487 Oph は 1900 年 6 月 20 日にも爆発していることが確認できたため、複数回の爆発を起こしている新星 (回帰新星) である。

5.2 観測

V2487 Oph は 2010 年 10 月 9 日に 56ks に渡って観測され、観測機器はすざく衛星の HXD と XIS が用いられた。40 keV 以上に感度を持つ HXD-GSO は、このエネルギー帯ではバックグラウンドが高くなり、高エネルギー放射の検出が難しいことから使用しない。観測は全てフレーム時間 8 秒のノーマルクロックモードで行われた。

表 5.1: V2487 Oph の観測ログ

観測 ID	観測装置	観測開始時刻 (UT)	観測終了時間 (UT)	観測時間
405021010	HXD,XIS	2010-10-09 06:54:47	2010-10-10 13:59:13	56 ks

5.3 光度曲線解析

V2487 Oph の自転周期は報告されている値もあるが、確かな証拠には至っていない。そこで周期探査を行った。図 5.1 に XIS0 の天体領域とバックグラウンド領域のライトカーブを示す。V2487 Oph でも IGR J00234+6141 同様、パワースペクトルとピリオドグラムを用いて探査をした。しかし、HXD-PIN と XIS のデータからは共に周期発見にはいたらなった。そこでエネルギースペクトル解析は位相分けせず、平均エネルギースペクトルの解析を行う。

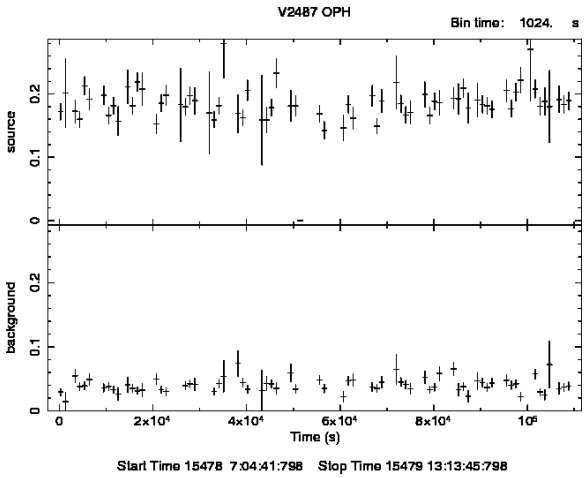

図 5.1: 1bin が 1024 秒の XIS0 の天体 (上) とバックグラウンド (下) のライトカーブ

5.4 エネルギースペクトル解析

V2487 Oph でも同様に、モデルフィットしたエネルギースペクトルの図とパラメターは全て Appenxix と表 5.2 に示す。前の章と同様に誤差は全て 90%の信頼度であり、系統誤差は誤算に比べて十分小さいため、書いていない。まずは、IGR J00234+6141 の解析フローに従い、吸収のない MEKAL モデル、星間吸収のある MEKAL モデル、星間吸収と部分吸収のある MEKAL モデルを用いてフィッティングを行ったが、Re-χ^2 がそれぞれ、3.29、3.30、3.33 となりデータがこれらのモデルでは再現できなかった。星間吸収と部分吸収のある CEMEKL モデルでのフィッティングでは Re-χ^2 が 1.49 と改善はしたものの、プラズマ最高エネルギーが >85.2 keV となり、高すぎて物理的ではない値となった。これは理論的なモデルである $\alpha = 0.43$ としてもフィットを行っても同様に高温過ぎる値となった。そこで次に、WD 表面での反射を考慮するモデルを入れて再びフィッティングをしたが [23]、同様に χ^2 が大きいあるいはプラズマ温度が高すぎる結果となりよいフィットとはならなかった。さらに、粒子加速が起こっていると仮定し、PL 成分を MEKAL と CEMEKL に加えてフィッティングをした (図 5.2, 図 5.3)。PL 成分を入れると、Re-χ^2 は約 1.4 に改善するが、同様に α の値あるいは最高プラズマ温度が高すぎる結果となった。

そこで、IGR J00234+6141 と同様に、低エネルギー側に見えている成分として、冷たいプラズマが存在している、と仮定して、MEKAL を CEMEKL に加えたモデルと、MEKAL が二つあるモデルをフィットした。その結果、MEKAL+CEMEKL モデルでは、CEMEKL モデルの最高温度が $0.39^{+0.21}_{-0.09}$ keV となり、MEKAL の温度よりも小さくってしまったことにより、” 冷えた領域が多温度からの放射モデル

で合う”、という物理的解釈が難しいモデルとなってしまった。MEKAL+MEKAL モデルでは、元素組成比が $1.1^{+59.0}_{-0.6}$ となり、WD では 0.2-0.6 にピークを持つために [15]、大きな値になっている。そのため、この二成分のモデルはいずれもよいフィットとならなかった。本研究では、低エネルギー側のプラズマ構造は主題ではないため、これ以上、低エネルギー成分のモデル化は行わないことにして、0.5-2 keV のエネルギー帯域を使わずに、2-30 keV のエネルギー帯域を用いてフィッティングを行った。その結果のフィッティングが、図 5.4, 図 5.5 である。Re-χ^2 はさらに改善したので、この結果を用いて議論する。

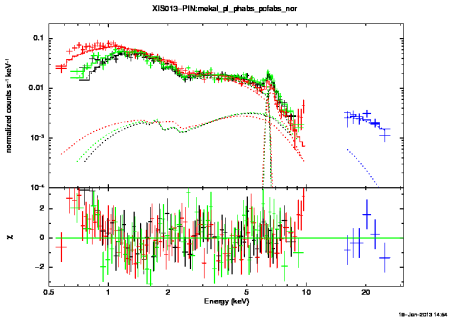

図 5.2: 星間吸収、部分吸収のある CE-MEKAL+PL モデル

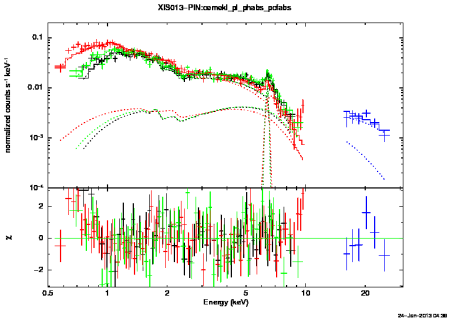

図 5.3: 星間吸収、部分吸収のある CE-MEKL+PL モデル

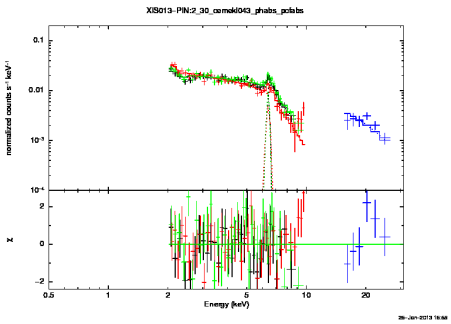

図 5.4: 星間吸収、部分吸収のある CE-MEKL モデル,2-30 keV

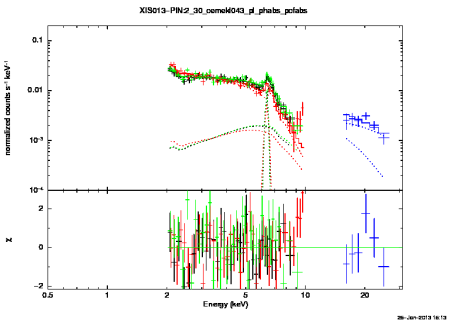

図 5.5: 星間吸収、部分吸収のある CE-MEKL+PL モデル,2-30 keV

表 5.2: V2487 Oph フィッティングパラメター

モデル†	星間吸収 n_H (10^{22} cm^{-2})	部分吸収 n_H (10^{22}cm^{-2})	cover fraction	kT or kT$_{max}$ (keV)	原子存在度	α	Photon indes	Re-$\chi^2(d.o.f)$
M								3.29(192)♮
星 M								3.30(191)♮
部 M								3.33(189)♮
部 C	<0.007	$8.3^{+2.4}_{-1.6}$	$0.54^{+0.04}_{-0.03}$	> 85.2	1.1±0.4	$0.79^{+0.08}_{-0.09}$		1.49(188)
部 C‡	<0.04	$9.1^{+2.2}_{-1.7}$	0.62±0.02	>92.2	$0.34^{+0.15}_{-0.12}$	0.43‡		1.61(189)
部 M 反								3.34(188)♮
部 C 反	<0.008	$5.5^{+1.6}_{-1.2}$	0.49±0.04	> 78.1	$0.83^{+0.22}_{-0.28}$	$0.66^{+0.09}_{-0.11}$		1.31(190)
部 C‡反								5.45(191)♮
部 M,PL	<0.003	$9.4^{+1.9}_{-1.6}$	0.59±0.06	7.5±1.6	$0.48^{+0.15}_{-0.12}$		$0.20^{+0.36}_{-0.46}$	1.43(187)
部 C,PL	<0.006	$6.4^{+1.8}_{-1.5}$	$0.56^{+0.06}_{-0.08}$	$17.8^{+16.9}_{-6.1}$	$0.69^{+0.32}_{-0.20}$	$1.10^{+0.26}_{-0.37}$	$0.40^{+0.38}_{-0.53}$	1.36(186)
部 C‡,PL	<0.02	$5.8^{+2.4}_{-1.5}$	$0.50^{+0.06}_{-0.13}$	100⋆	>0.29	0.43‡	$0.52^{+0.45}_{-0.17}$	1.43(187)
部 M,M,PL	<0.20	$8.4^{+4.5}_{-3.1}$	$0.41^{+0.12}_{-0.15}$	$6.7^{+1.9}_{-1.7}$	$1.1^{+59.0}_{-0.6}$		$0.95^{+0.35}_{-0.37}$	1.06(188)
部 C,M,PL	<0.24	$8.7^{+5.0}_{-3.7}$	$0.41^{+0.13}_{-0.15}$	$6.6^{+2.0}_{-1.8}$	$1.1^{+24.7}_{-0.6}$	0.43‡	$0.95^{+0.35}_{-0.52}$	1.07(188)
部 C♯♭	$1.35^{+0.45}_{-0.23}$	$57.5^{+24.3}_{-18.7}$	$0.58^{+0.15}_{-0.05}$	>41.0	$0.50^{+0.23}_{-0.31}$	0.43‡		1.24(109)
部 C‡,PL♭	$1.55^{+0.52}_{-0.71}$	$31.0^{+16.0}_{-14.2}$	$0.57^{+0.11}_{-0.15}$	$15.1^{+17.6}_{-7.3}$	$0.33^{+0.27}_{-0.15}$	0.43‡	$0.18^{+0.92}_{-2.02}$	1.11(107)
部 C,PL♭	$1.23^{+0.45}_{-0.56}$	$34.0^{+17.8}_{-14.5}$	$0.55^{+0.19}_{-0.14}$	$7.2^{+11.0}_{-1.9}$	$0.29^{+0.33}_{-0.13}$	>0.19	$0.30^{+0.83}_{-1.44}$	1.10(106)

† M:MEKAL、C:CEMEKL、星:星間吸収、部:星間吸収と部分吸収、反:反射、PL:Powerlaw を表している。
⋆ error 計算不可
‡ α=0.43 で固定
♮ Re-χ^2 >2 で誤差を計算出来ないため、Re-χ^2 のみ表示
♭ エネルギー帯域 2-30 keV でのフィッティング

5.5 議論

CEMEKL モデルの α を理論値である 0.43 と固定した場合、プラズマ温度が物理的に考えられる値となるのは、2-30 keV のエネルギー帯域を用いたフィッティングで得られた。CEMEKL+PL モデルでは Re-χ^2 が 1.11 となり良くデータを再現している。CEMEKL+PL モデルでの最高プラズマ温度 kT_{max} は $15.1^{+17.6}_{-7.3}$ keV であり、IP としてよく見られる温度となった。この最高プラズマ温度を式 (2.10) に代入し V2487 Oph の質量を計算すると、質量 M_{WD} は $0.4^{+0.4}_{-0.2}M_{\odot}$ となった。この値を再び図 4.15 と比べると、比較的質量が小さいが一般的な WD ということがわかった。

ここで、PL 成分が有効かどうかを判断するため、F 検定を用いる。F 検定とはある二つの分散が存在する時に、その二つの分散が等分散であるか、不等分散であるかを判断する検定である。PL 成分を含めたフィットと含めないフィットの χ^2 を用いて、等分散と判断されれば PL 成分は必要ないという判断で、不等分散であれば PL 成分は必要である、という結論になる。ここでは、部分吸収のある CEMEKL モデルと、そのモデルに PL 成分を加えた時のモデルの χ^2 の値を用いて F 検定を行う。F 検定は等分散である確率が 5%未満であれば、一般的には不等分散であると言われている。CEMEKL モデルでは、χ^2 が 135.17、自由度は 109 であり、CEMEKL+PL モデルでは χ^2 が 118.27、自由度は 107 である。この値から F 検定の確率を算出すると、確率 P=7.88×10^{-4}% となった。この確率 0.0788%は基準の 5%に比べ十分に低く、PL 成分の有意性を十分に説明できることになる。

また、このモデルでの Photon index は $0.18^{+0.92}_{-2.02}$ だった。初の WD パルサーである AE Aquarii の Photon index は $1.12^{+0.63}_{-0.62}$ であったため [43]、誤差の範囲で一致していると言える。また、これは中性子星パルサーの Photon index(0.6-2.1[19]) と比べても、誤差の範囲で一致している。

0.5-30keV のエネルギー帯域で MEKAL+PL でフィッティングした時のフラックス F は $5.83^{+0.78}_{-0.73}\times10^{-12}$ erg/cm^2/s となった。そのため、V2487 までの距離を d=12 kpc とすると [37]、ルミノシティ L は $1.00^{+0.14}_{-0.13}\times10^{35}$ erg/s と求まった。AE Aquarii のルミノシティは L$\sim10^{31}$erg/s のため、数桁高い値となった。

6　まとめ

IGR J00234+6141 の平均エネルギースペクトルは、星間吸収と部分吸収のある多温度プラズマモデルの CEMEKL でベストフィットとなった。平均スペクトルからは粒子加速が起源と思われる成分は見つけることができなかった。そのため、XIS0 のライトカーブ解析により発見した 562.6 秒の自転周期を位相ごとに分けて解析を行った。低エネルギー側と高エネルギー側でそれぞれピークの位相が見つかり、位相ごとのエネルギースペクトル解析を行ったが、粒子加速が起源と思われる成分は見つけられなかった。また、CEMEKL モデルの最高プラズマ温度 kT_{max}=$34.7^{+20.1}_{-11.3}$ keV から質量 M_{WD} が $0.9^{+0.5}_{-0.4}$ $M_{\odot}$ と求まり、典型的な質量を持つ WD であることがわかった。

V2487 Oph は IGR J00234+6141 とは異なり、熱的成分だけでは説明のつかないエネルギースペクトルが見られた。星間吸収と部分吸収のある CEMEKL モデルに PL 成分を加えると、データをよく再現でき、F 検定でもその PL 成分の有意性が証明された。Photon index は AE Aquarii や中性子星パルサーの Photon index と誤差の範囲で一致した。この結果、V2487 Oph で AE Aquarii や中性子星パルサー同様の粒子加速が起きている可能性があることがわかった。

参考文献

[1] Adams, W. S. 1915, Publication of Astronomical Society of Pacific, 27, 236

[2] Aitken, R. G. 1918, Publication of Astronomical Society of Pacific, 30, 194

[3] Bessel, F. W. 1844, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 6, 136

[4] Bikmaev, I. F., Revnivtsev, M. G., Burenin, R. A., et al. 2006, Astron. Lett. 32,588

[5] Bond, G. 1862, Astronomische Nachrichten, 57, 131

[6] Bonnet-Bidaud, J. M., de Martino, D., Falanga, M., Mouchet, M., & Masetti, N. 2007, A&A, 473, 185

[7] Boss, A. P. 2000, Nature, 405, 405

[8] Boldt, E. 1987, Phys. Rep., 146, 215

[9] Butters, O. W., 2009A&A, 496, 891B

[10] Campbell, W. W. 1920, Publication of Astronomical Society of Pacific, 32, 199

[11] Chandrasekhar, S. 1931, Astrophysical Journal, 74, 81

[12] den Hartog, P. R., Hermsen, W., Kuiper, L., et al. 2006, A&A, 451, 587

[13] Dotani, T. 2007, Suzaku Memo, 2007-08

[14] Eddington, A. S. 1924, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 84, 308

[15] Ezuka, H., Ishida, M., 1999, ApJS, 120, 277E

[16] Frank, J., et al. 2002, Accretion Power in Astrophysics 3rd edition

[17] G. Anzolin, D. de Martino, M. Falanga, K. Mukai, J.-M. Bonnet-Bidaud, M. Mouchet, Y. Terada, and M. Ishida, 2009, A&A, 501, 1047A

[18] Gatewood, G. D., & Gatewood, C. V. 1978, Astrophysical Journal, 225, 191

[19] Gotthelf, E. V. 2003, ApJ, 591, 361

[20] Hachisu, I., Kato, M., & Nomoto, K. 1996, Astrophysical Journal Letters, 470, L97

[21] Hachisu, I., Kato, M., Kato, T., & Matsumoto, K. 2002, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 261, The Physics of Cataclysmic Variables and Related Objects, ed. B. T. G*ä*nsicke, K. Beuermann, & K. Reinsch, 629

[22] Harayama, A., Hung-Miao Lin, 2010, Private Communication

[23] Hayashi et al. Ph.D 2012, 首都大学東京

[24] Hernanz, M. & Sala, G. 2002, Science, 298, 393

[25] Hoshi, R. 1979, Progress of Theoretical Physics, 61, 1307

[26] Kokubun, M., et al. 2007, Publication of Astronomical Society of Japan, 59, S53

[27] Lynch, D. K., Rudy, R. J., Mazuk, S., & Puetter, R. C. 2000, ApJ, 541, 791

[28] Magdziarz, P., & Zdziarski, A. A. 1995, MNRAS, 273, 837

[29] Meyer, F., & Meyer-Hofmeister, E. 1981, Astronomy & Astrophysics, 104, L10

[30] Mitsuda, K., et al. 2007, Publication of Astronomical Society of Japan, 59, S1

[31] Nakano, S.,Takamizawa, K., Kushida, R., & Kato, R. 1998, IAU Circular, 6941

[32] Nomoto, K., Thielemann, F.-K., & Yokoi, K. 1984, Astrophysical Journal, 286, 644

[33] Osaki, Y. 1974, Publication of Astronomical Society of Japan, 26, 429

[34] Patterson, J. 1994, PASP, 106, 209

[35] Ritter, H. & Kolb, U. 2003, A&A, 404, 301

[36] Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1979, Radiative Processes in Astrophysics, Jhon Wiley & Sons

[37] Schaefer, B. E. 2010, ApJS, 187, 275

[38] Serlemitsos, P., et al. 2007, Publication of Astronomical Society of Japan, 59, S9

[39] Shara, M. M., et al. 2007, Nature, 446, 159

[40] Suleimanov, V., Revnivtsev, M., & Ritter, H. 2005, A&AS, 443, 291

[41] Takahashi, T., et al. 2007, Publication of Astronomical Society of Japan, 59, S35

[42] Tawa, N., et al. 2008, PASJ, 60, 11

[43] Terada et al. 2008,PAS J 60, 387

[44] Thejll, P., & Shipman, H. L. 1986, Publication of Astronomical Society of Pacific, 98,922

[45] van den Bos, W. H. 1960, Journal des Observateurs, 43, 145

[46] van den Heuvel, E. P. J., Bhattacharya, D., Nomoto, K.,& Rappaport, S. A. 1992, Astronomy & Astrophysics, 262, 97

[47] Yuasa,T., 2010, A&A, 520A, 25Y

[48] 穴田 貴康, 2005, 修士論文, 東京大学

[49] 小山勝二, 嶺重慎, 2007, シリーズ現代の天文学 8 ブラックホールと高エネルギー現象, 第 1 章

[50] 東海林雅之, 2004, 修士論文, 大阪大学

[51] 「すざく」ファーストステップガイド

[52] 山下朗子, 1995, 修士論文, 東京大学

[53] http://jemeuso.riken.jp/jp/about2.html

[54] http://www.astro.isas.ac.jp/suzaku/overview/

[55] http://www.astro.isas.ac.jp/suzaku/overview/image/AE2_XIS_01.jpg

[56] http://www.astro.isas.ac.jp/suzaku/overview/image/AE2_HXD_01.jpg

[57] The Suzaku Technical Description(http://heasarc.nasa.gov/docs/suzaku/prop_tools/suzaku_td/)

[58] http://www.isas.jaxa.jp/j/enterp/missions/suzaku/index.shtml

[59] http://heasarc.nasa.gov/images/objects/cvs/intermediate_cv.gif

[60] http://heasarc.nasa.gov/images/objects/cvs/magnetic_cv.gif

[61] http://www.spacetelescope.org/images/heic0516b/

付録 全エネルギースペクトル図

この付録では、試みた様々なモデルでのフィッティング結果を全て表示する。図のキャプションの略字は、M:MEKAL、C:CEMEKL、星:星間吸収、部:星間吸収と部分吸収、反:反射、PL:Powerlaw を表している。

A　IGR J00234+6141

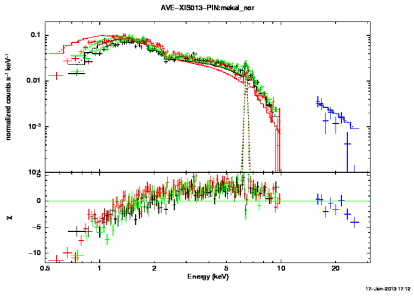

図 A.1: M

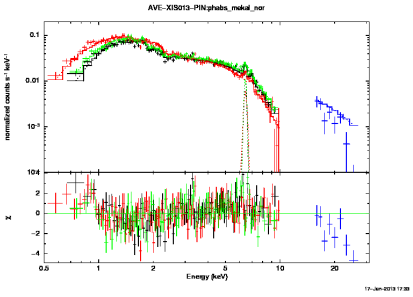

図 A.2: 星 M

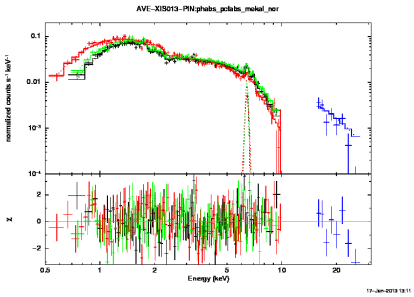

図 A.3: 部 M

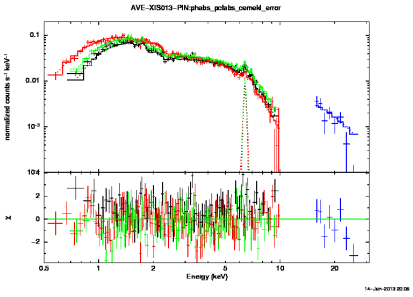

図 A.4: 部 C(α:free)

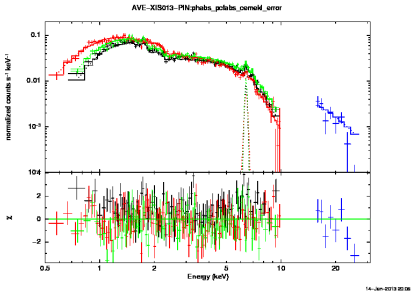

図 A.5: 部 C(α=0.43)

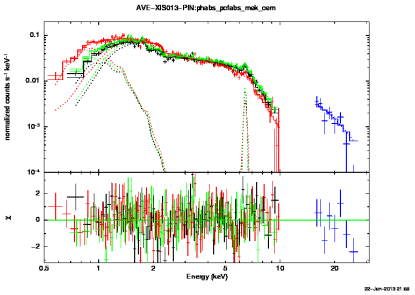

図 A.6: 部 M,C(α=0.43)

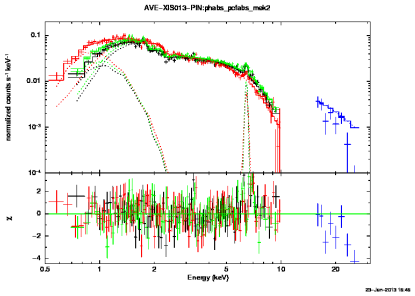

図 A.7: 部 M,M

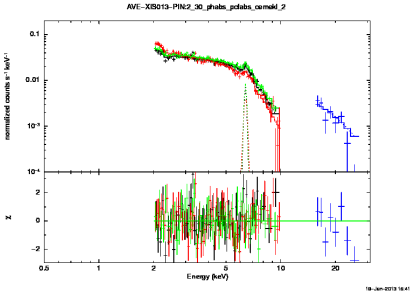

図 A.8: 部 C(α=0.43),2-30 keV

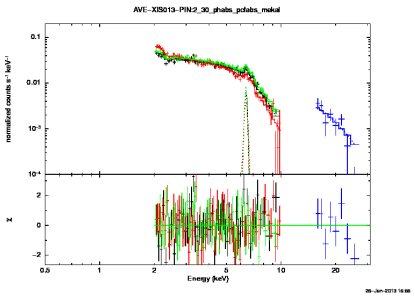

図 A.9: 部 M,2-30 keV

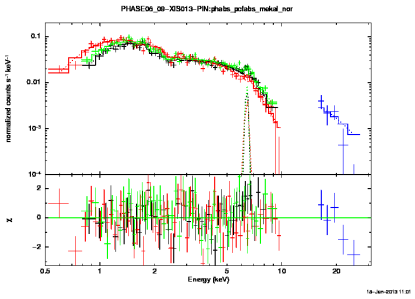

図 A.10: ソフトピーク, 部 M

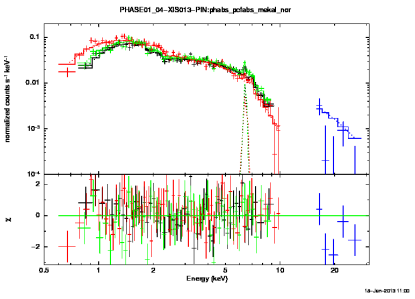

図 A.11: ハードピーク, 部 M

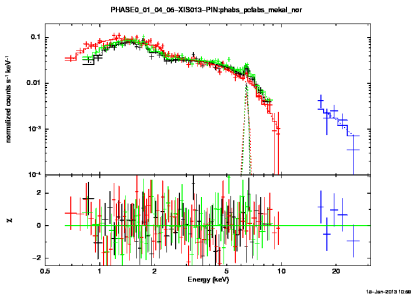

図 A.12: other, 部 M

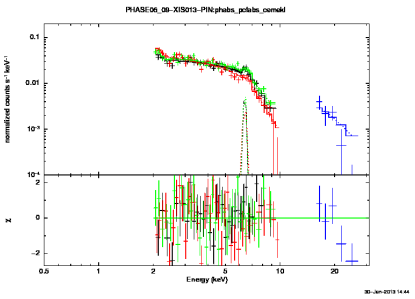

図 A.13: ソフトピーク, 部 C(α=0.43),2-30 keV

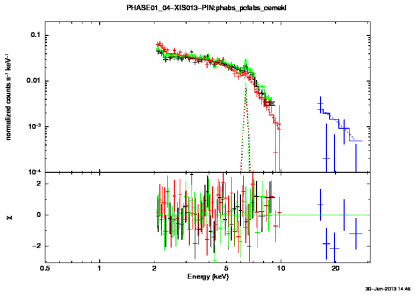

図 A.14: ハードピーク, 部 C(α=0.43),2-30 keV

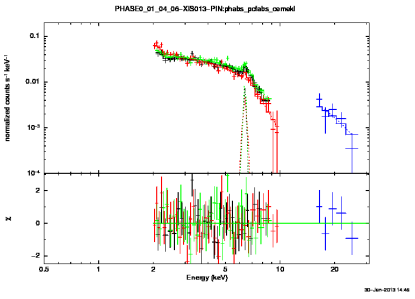

図 A.15: other, 部 C(α=0.43),2-30 keV

B V2487 Oph

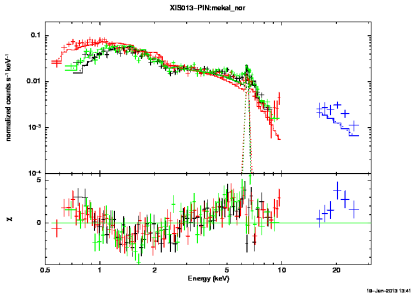

図 B.1: M

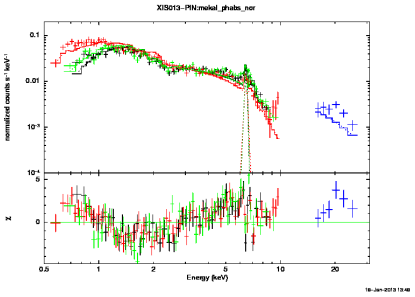

図 B.2: 星 M

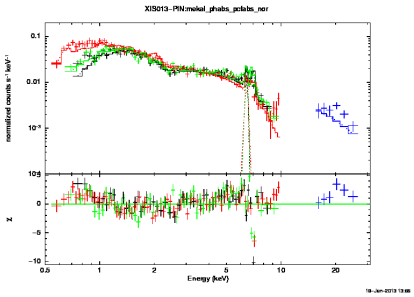

図 B.3: 部 M

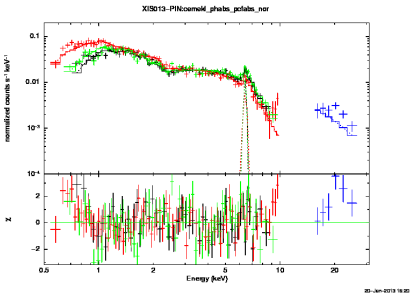

図 B.4: 部 C

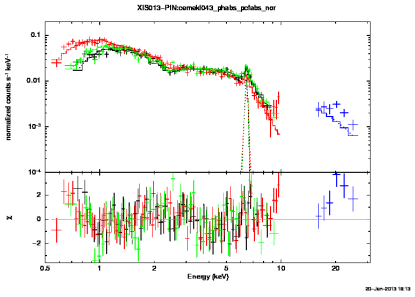

図 B.5: 部 C(α=0.43)

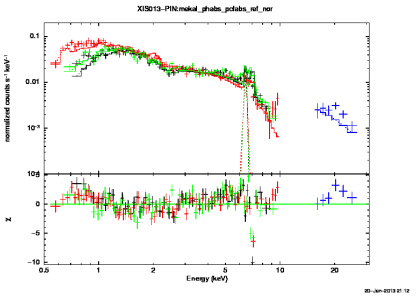

図 B.6: 部 M 反

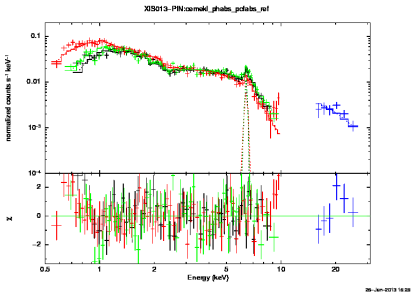

図 B.7: 部 C 反

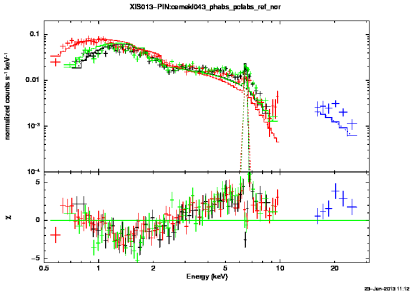

図 B.8: 部 C(α=0.43) 反

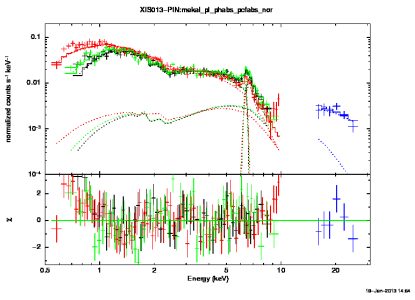

図 B.9: 部 M,PL

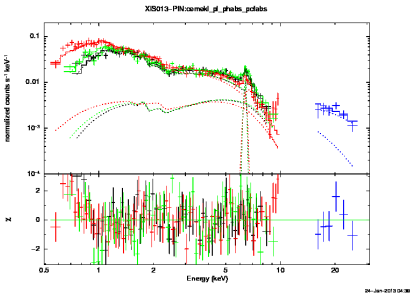

図 B.10: 部 C,PL

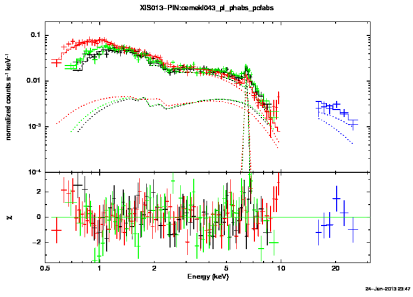

図 B.11: 部 C,PL(α=0.43)

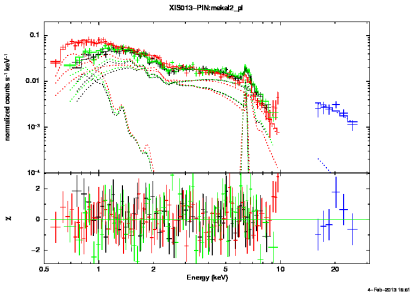

図 B.12: 部 M,M,PL

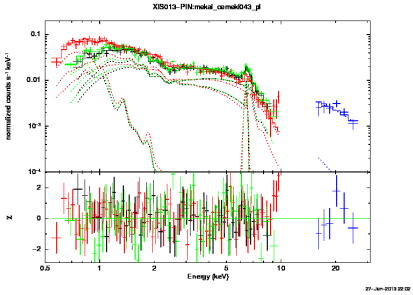

図 B.13: 部 C,M,PL

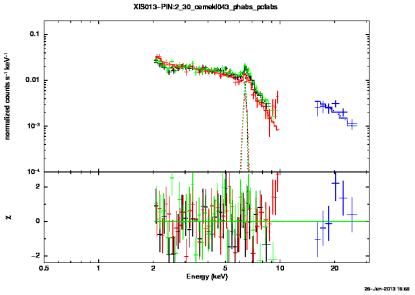

図 B.14: 部 C,2-30 keV

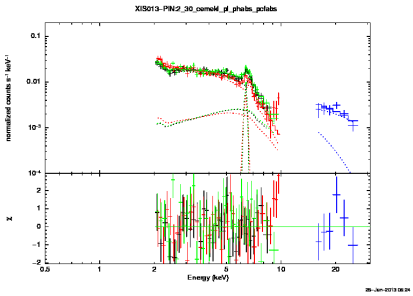

図 B.15: 部 C,PL,2-30 keV

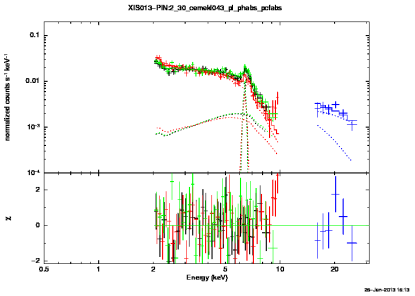

図 B.16: 部 C(α=0.43),PL,2-30 keV

謝辞

本修士論文を書くにあたり、田代教授、寺田准教授にはたいへんお世話になりました。4 年生の頃には全く知識がなかった高エネルギー宇宙物理学の世界ですが、やっと少しだけ足を踏み込めた気がします。田代先生、今後も近所でお見かけする可能性大ですので、その時は挨拶させて下さい。寺田准教授には、数え切れないくらいの質問をし、例え病気中であってもアドバイスを下さいました。本当にありがとうございました。白色矮星のおもしろさを感じることができました。昔からの夢であった、”宇宙の研究 ”が田代・寺田研究室ですることができ、とても嬉しく、貴重な経験をすることが出来ました。

また、研究室の岩切さん、原山さん、神頭さん、下田さん、小山くん、安田くんにもたくさん支えられこの修士論文を書くことができました。岩切さんとは物理のことだけでなく、いやむしろ物理以上?に英語や世界についても多く話し、学習することができました。大変楽しかったです。来年度から、またラジオ英語のパートナーが必要ですね。

研究室で共に過ごした M1 と 4 年の皆さんも短い間でしたが、楽しく過ごせました。特に WIDGET チームの I 田君と S 本君は後輩の I 上君にしっかりとついて行ってくださいね。上野さん、お茶係ありがとう。山口くん、JIRO をあんまり占領しないでね。

最後に、運命的に同期になった高原くん、坂本さん、小林さん、武田さんにも感謝したいと思います。研究以外にも飲み会の幹事や合宿の企画など、楽しく過ごせました。元々の学年は違いますがフレンドリーに接してくれてありがとう。そして、高原くん。僕が休学で一年間遅くなってしまいましたが、それについてきてくれてありがとう。貴重な同期となりました。