

「すざく」衛星による  
X線連星パルサー Hercules X-1 のパルス位相別スペクトル  
解析と  
X線放射領域の研究

令和2年度  
総合研究大学院大学 物理科学研究科  
宇宙科学専攻  
近藤 恵介

## 概要

X線連星パルサーは、強磁場中性子星と通常の恒星からなる近接連星系で、恒星から中性子星に向けて流れ込む物質の重力エネルギーを開放してX線を放出しているため、降着駆動型パルサーとも呼ばれている。降着物質が開放するエネルギーによって形成される高温領域である「降着柱」およびその周辺から放射されるX線が、中性子星の回転に伴い見え隠れするため、パルスとして観測される。X線連星パルサーとその周辺では、地上にはない高温・高密度や強磁場環境が実現している。したがって、X線連星パルサーは、物質や光の相互作用を研究する上での実験室として価値が高く、重要視されている。

Hercules X-1 (Her X-1; ヘラクレス座 X-1) は、X線天文学の初期から知られている代表的なX線連星パルサーの一つである。Her X-1 は、1972年のX線パルスの発見以来、様々な研究がされてきたが、X線放射機構そのものについては深い議論がされておらず、その後に発見された多くのX線連星パルサーと同様に、観測されたエネルギースペクトルの現象論的理解にとどまっていた。~0.1 keV から数十 keV の広範囲にわたる連続放射がパルス位相と共に複雑に変化するという観測スペクトルの特徴が、理解を難しくしている要因といえる。また、ベキ関数の高エネルギー側にカットオフがかかるという単純な現象論的なモデルで、多くのX線パルサーの広帯域のスペクトルが比較的良く再現できたため、その放射機構について考察を深めようという必要性が、観測精度が向上する近年まで、高くならなかったことも一因と考えられる。

本研究では、X線天文衛星「すざく」で観測したHer X-1のX線スペクトルを、パルス位相に分解して詳細に解析した。Her X-1 は、これまでの観測からパルス周期や連星系のパラメータなどが明確になっているため、スペクトル解析からX線連星パルサーの放射機構を議論するのに最適な天体といえる。また、高銀緯に位置しているため星間吸収が極めて小さく、1 keV 以下の軟X線スペクトルまで十分観測できるという点でも適している。ただし、Her X-1 はパルス周期が1.23秒と短く、「すざく」搭載XIS (X線 CCD カメラ) の通常の露光時間 (8秒) では、パルス周期を位相分解した観測はできない。そこで、露光時間を0.1秒に縮め、残りの7.9秒分の露光データを捨てるという特殊な観測モード (burst option) のデータを用いて、解析を行うことにした。実質的に使えるデータ量が1/80になるものの、これによりパルス位相ごとの解析をするのに十分な時間分解能を実現する事ができる。

解析は、一つの単純な仮定を出発点として行った。すなわち、中性子星の回転に伴う連続成分の変動は観測者から見た放射領域の射影面積の変化によるものであって、各放射領域からのスペクトル形自体は視線方向と放射領域のなす角度には依存しないというものである。この指針に沿って、パルス位相で区切ったX線スペクトル同士を組み合わせ、強度比スペクトル (エネルギービン毎のX線強度比をエネルギーの関数として表したスペクトル) を求める解析した。次に、位相変化に伴ってスペクトル形が変化せずに強度のみが変わる成分の存在を探るため、強度比スペクトルが定数となるエネルギー範囲を探した。そのエネルギー範囲では、一つの放射成分が卓越していると考えられる。さらに、適切なペアのスペクトルを適切な重みづけで引き算することで、その範囲で支配的な放射成分の抽出を試みた。そして、~1 keV 以下の低エネルギー帯で卓越する黒体放射様成分、~2-6 keV の中間エネルギー帯で卓越するベキ関数状成分、~18 keV 以上の高エネルギー帯で卓越する黒体放射様成分、の3つの本質的成分の候補を見出した。このうち、中間エネルギー帯のベキ関数状成分については、最新の理論モデルとの比較から、降着柱からの多温度黒体放射の現象論的なモデルになっていることが推測された。そこで、低温の黒体放射モデル、多温度黒体放射モデル、高温の黒体放射モ

デルの組み合わせで、位相別エネルギースペクトルの同時フィットを試みたところ、十分良く再現できることを確認した。この結果をもとに、過去に提案され、多くの X 線連星パルサーの観測スペクトルを良く再現できる現象論的モデル (NPEX: Negative and Positive power-law with an EXponential cutoff model) と本論文で得られた 3 成分との関係を議論するとともに、最新の放射モデルで示唆されている放射成分との対応について考察し、3 成分の理論的な裏付けについて検討を加えた。

このように、モデルに依存しないスペクトル解析から 3 成分の存在を導き出し、その関数形に制限を加えたのは、本論文の独自の成果である。これら 3 成分については、最新の理論モデルから予想される放射成分とも整合する結果になっていることから、今後 X 線パルサーからの X 線放射スペクトルを記述するモデルとして、多くの X 線パルサーへの適用が期待される。

## Abstract

X-ray binary pulsars (XBPs) are close binary systems consisting of a strongly magnetized neutron star and a normal star. XBPs are also referred to as accretion powered pulsars, because their X-ray emissions are powered by the gravitational energy released in the course of the accretion on to the neutron star. X-ray pulsation of XBPs results from the changes of the viewing angle of the X-ray emitting “accretion column” and its adjacent area due to the spin of the neutron star, which are filled with hot plasma heated by the potential energy released in the course of mass accretion on to the neutron star. Very high temperature, high density and high magnetic field, which are difficult to achieved on ground, are realized in the XBPs. In this sense, XBPs are often regarded as laboratories of extreme environment suited for the investigation of the interactions between matter and light.

Hercules X-1 (Her X-1) is one of the best known and best studied XBPs since the beginning of X-ray astronomy. Although Her X-1 has been intensively studied since the discovery of its X-ray pulsation in 1972, X-ray emission mechanisms have not been deeply investigated so far and they were understood only phenomenologically. Situations were similar for other XBPs. One of the reasons may be complex changes of the continuum spectra from  $\sim 0.1$  keV through a few tens keV with the pulse phases. Another reason may be such that a simple continuum model of a power-law with a high-energy cutoff can reproduce the wide-band energy spectra quite well and hampered the motivation to deepen the consideration of the emission mechanisms.

In this thesis, pulse phase resolved X-ray spectra of Her X-1 observed with the “Suzaku” satellite are analyzed in detail. Because Her X-1 has been well investigated so far and its pulse period and the binary parameters are accurately known, it is best suited to study the emission mechanism through the spectral analysis. Furthermore, it is located at high galactic latitude and have little interstellar absorption, which enables us to observe the very soft band of the X-ray spectra. This is also the merit of Her X-1. However, because of the short pulse period of Her X-1, about 1.23 sec, we cannot resolve its pulse phase with the normal operating mode of X-ray Imaging Spectrometer (XIS) on board Suzaku, whose standard exposure time is 8 sec. Therefore, we used the data obtained with the special observation mode, namely 0.1 sec burst option, which has an exposure of only 0.1 sec and the rest of 7.9 sec of data were discarded. With this burst option, enough time resolution to resolve the pulse period of Her X-1 was achieved, although the observation efficiency was reduced only to 1/80.

Analysis of the data was performed under the simple hypotheses that the variations of the spectral shape are due to the changes of viewing angle, thus the changes of the projected area, of the emission region with the spin of the neutron star, and the spectral shape of each emission component does not change with the viewing angle. Following this guideline, ratio spectra (spectra of intensity ratios calculated for each energy bin) are first calculated for various combinations of the X-ray spectra obtained for each pulse phase. Then, flat portions are searched in the ratio spectra. The portion is considered to be dominated by a single emission component, which may be extracted by taking difference of appropriate pairs of pulse-phase resolved spectra with appropriate weighting. As a result, 3 candidates of intrinsic emission components were found: a blackbody component dominant below  $\sim 1$  keV, a power-law component dominant between  $\sim 2$  keV and  $\sim 6$  keV, and a blackbody component

dominant above  $\sim 18$  keV. Among these, the power-law component dominant in the middle energy range is considered to correspond to the phenomenological model of the multi-color blackbody emission from the accretion column through the comparison with the latest theoretical models. Thus, the pulse-phase resolved spectra are tried to fit simultaneously with the three-component model of low-temperature blackbody, multi-color blackbody, and high-temperature blackbody. As a result, the spectra could be reproduced very well. Based on these fitting results, the relation between the 3-component model we obtained and the phenomenological models (such as NPEX: Negative and Positive power-law with an Exponential cutoff model) used to reproduce the observed energy spectra from many XBPs so far is discussed.

It is a unique result of this thesis that the three intrinsic components are extracted with the model-independent spectral analysis and their spectral shapes were constrained. Presence of these 3 components is consistent with the prediction by the latest theoretical models. Thus, the 3-component model is expected to be used widely to reproduce energy spectra of various XBPs in future.

# 目次

<b>第1章</b>	<b>Introduction</b>	<b>3</b>
1.1	X線連星パルサー研究の歴史	3
1.2	X線連星パルサーの放射機構の概要	4
1.2.1	質量降着の過程	4
1.2.2	磁極付近のX線放射領域	6
1.2.3	エネルギースペクトル	8
1.2.4	パルスプロファイル	11
1.3	Hercules X-1 (Her X-1, HZ Her)	11
1.3.1	パルスプロファイル	11
1.3.2	エネルギースペクトル	12
1.3.3	選定理由	12
1.4	X線天文衛星 すざく	12
1.4.1	XRT	13
1.4.2	XIS	13
1.4.3	HXD	13
1.5	研究の目的と手法	14
1.6	本論文の構成	14
<b>第2章</b>	<b>Observation and Data Reduction</b>	<b>20</b>
2.1	すざく衛星によるHer X-1の観測	20
2.2	データ処理	21
<b>第3章</b>	<b>Analysis and Results</b>	<b>23</b>
3.1	経験的モデルに基づく解析	23
3.1.1	時系列解析	23
3.1.2	パルス位相間の強度比スペクトルの解析	23
3.1.3	放射成分のスペクトル形の推定	27
3.1.4	全エネルギーでの同時解析	30
3.1.5	既存モデルとの比較	33
3.2	独自モデルによる解析	35
3.2.1	放射領域とX線スペクトル構成	35
3.2.2	Medium componentとしての多温度黒体放射	38
<b>第4章</b>	<b>Discussion</b>	<b>42</b>
4.1	強度のみ変動する放射成分への分解	42
4.2	多温度黒体放射	42

4.3	Hard Black Body 成分 . . . . .	43
4.4	サイクロトロン共鳴散乱構造 . . . . .	44
4.5	Soft Black Body 成分 . . . . .	45
4.6	放射領域の見え方とパルスプロファイルの対応 . . . . .	45
<b>第 5 章</b>	<b>Conclusion</b>	<b>47</b>

# 第1章 Introduction

パルサーとは、放射強度が規則正しく周期的に変化する、パルス状の放射を行う天体のことである。パルサーにはいくつかの種類があり、放射する光の波長やエネルギー源等の特徴によって分類がされている(表 1.1)。世界で最初のパルサーの発見は、1967年に観測された電波パルサーであった。電波パルサーの正体は、強い表面磁場( $\sim 10^{12}$  G or  $10^8$  T)をもち高速自転(周期数秒以下)する中性子星で、その回転エネルギーが元になって電磁波を放射している。本論文が研究対象とするのは、X線を放射するパルサーであり、強磁場中性子星と通常の恒星との近接連星系をなす、X線連星パルサーと呼ばれる天体である。X線連星パルサーは、通常の恒星(伴星)からの質量降着が磁極に集中し、磁極からのX線放射が見え隠れすることで、周期的なX線強度変化を示す。したがって、回転エネルギーを放射に変換しているパルサーを回転駆動型パルサーと呼ぶのに対し、X線連星パルサーは降着駆動型パルサーと呼ばれることもある。回転駆動型パルサーの中には電波だけでなくX線を放射するものもあり、また連星系をなす(質量降着が起きていない)ものもあるので、駆動方式等によるパルサーの分類と観測内容の実態とは必ずしも直感的な一致をしていないので注意が必要である。近年、超強磁場の中性子星( $\sim 10^{15}$  G or  $\sim 10^{11}$  T)パルサーが見つかっており、マグネターと呼ばれている。マグネターのX線放射のエネルギー源は、その磁気エネルギーであると考えられているが、現時点では詳細はわかっていない。本論文では、マグネターには触れないものとする。

表 1.1: パルサーの種類と特徴

	X線パルサー	電波パルサー	マグネター
別名	降着駆動型パルサー	回転駆動型パルサー	磁石星
エネルギー源	重力エネルギー	回転エネルギー	磁気エネルギー
単独/連星	連星	単独	単独
パルス周期	10 mses – $10^3$ sec	1 msec – 10 sec	1–10 sec
放射バンド	X線	電波(一部 X- $\gamma$ 線)	X線、 $\gamma$ 線

## 1.1 X線連星パルサー研究の歴史

X線天文学は、1962年のロケット実験により、最初の太陽系外のX線天体が発見されたことで始まった(Giacconi et al., 1962)。その後、1960年代には、観測ロケットや気球観測によって、主に銀河系内のX線天体が次々に発見され、Crab NebulaやCassiopea A、Tychoといった超新星残骸、Scorpius X-1やCygnus X-2といった連星系、Virgo AやCentaurus Aといった系外天体の光学同定がなされ、X線天体に関する知見が徐々に深められていった。1970年には、世界最初のX線天文衛星Uhuru(Giacconi et al., 1971b)がX線の全天観測を行い、339天体を発見した(Forman et al., 1978)。これにより、X線天文学が大きく発展することとなった。Uhuruが打ちあがって間もなく、X線源Centaurus X-3(Giacconi et al., 1971a)およびHercules X-1(Tananbaum et al., 1972)から、それぞれ



4.8 sec、1.24 sec 周期の X 線パルスが観測された。これらの天体のパルス周期は周期的にドップラー偏移しており、さらに eclipse が観測されたことから、これらの X 線天体が連星系をなしていることが推測された (Schreier et al., 1972)。早いパルス周期から、X 線天体は白色矮星ではなく、中性子星と考えられた。Cen X-3 を始めとする近接連星系の X 線パルサーは、それまで観測されてきた電波パルサーと比べて何桁も大きい光度で放射をしていた。それは孤立中性子星が回転エネルギーを源として放射をしているという電波パルサーの放射メカニズムでは説明できなかったため、恒星から中性子星に流れ込む物質の重力エネルギーが源であると考えられるようになった。強い磁場を持ち高速回転する中性子星という点では共通であるが、電波パルサーは、磁気双極子放射によって徐々に回転エネルギーを解放することで放射することから、回転駆動型パルサーと呼ばれ、X 線パルサーの方は、質量降着により解放される重力エネルギーが放射の源になっていることから、降着駆動型パルサーと呼ばれる。やがて、Davidson (1973), Inoue (1975), Basko & Sunyaev (1975) を始めに、中性子星が持つ強力な双極子磁場と相互作用する物質の降着および中性子星近傍での輻射輸送の物理過程が議論され、観測・理論の両面から理解が進んだ。パルス周期の変化や光度変化の観測は、宇宙にある X 線源の放射過程および、連星系の進化の過程を探る上で重要とされてきた。さらに、検出器の性能向上とともに、エネルギースペクトルについても詳細な議論が進むようになった。中でも重要なのが、質量降着型のパルサーでエネルギースペクトル中に観測されることがあるサイクロトロン共鳴散乱構造 (Cyclotron Resonant Scattering Feature: CRSF) である。CRSF は、最初 Her X-1 で発見され (Truemper et al., 1978)、今では 35 天体から検出されている (Staubert et al., 2019)。CRSF の解析は、中性子星の磁場強度を直接的に知ることのできる強力な手段となっている。今日では、銀河系内外含めて膨大な数の X 線天体が見つかり、X 線パルスが検出されていてカタログ化されている X 線パルサーは、銀河系内で 100 天体あまりとなっている (Liu et al., 2006)。これは X 線天体全体の数からみればまだ少なく、今後の観測によってさらに増えると予想される。現時点では、X 線連星パルサーにはまだ多くの未解明点が残されており、量的にも質的にもさらなる高精度の観測が期待されている。

## 1.2 X 線連星パルサーの放射機構の概要

パルサーには複数の種類があることを説明したが、その中の X 線連星パルサーも、降着の仕方や伴星の種類に応じて分類がされており、それぞれ X 線放射に関して異なった振る舞いかたをする (表 1.2)。ここでは、X 線連星パルサーが降着物質の重力エネルギーを X 線に変換する過程の概要を説明する。

### 1.2.1 質量降着の過程

X 線連星パルサーは、 $\sim 10^{12}$  G ( $10^8$  T) 程の表面磁場をもつ強磁場中性子星と恒星からなる近接連星系である。恒星から中性子星に向けて流れ込む物質の重力エネルギーを開放して X 線を放出しているため、降着駆動型 X 線パルサーとも呼ばれている。中性子星への物質の流れ込み方は、Roche Lobe Overflow 型、星風捕獲型、の二種類に大別される。Roche Lobe Over Flow は、伴星が低質量 (晩期型) の主系列星である場合などに見られる。Roche Lobe とは、連星系を構成する星が、それぞれの重力で物質をとどめておける領域の事で、膨張した晩期型星が自身の Roche Lobe を満たした場合、物質は連星系の重力が釣合う点である Inner Lagrange Point を超えて中性子星側に流れ込む。星風捕獲は、中性子星の伴星が大質量 (早期型) の主系列星である場合に多い。大質量で半径の大き

い高温な恒星の場合、ガスや輻射の圧力が表面重力より強くなり、強い恒星風を放出していることが多い。このとき、中性子星の公転軌道が星風の中に含まれているような環境が発生し、星風が中性子星に流れ込むのが星風捕獲である。星風捕獲型の中には、恒常的に明るいものと、連星の公転周期に応じて光度が大きく変化するトランジェント天体がある。中性子星の伴星が Be 型星である場合、公転軌道と Be 星のガス円盤が重なるときに主に星風捕獲を行うため、トランジェント天体となる (Reig, 2011)。一般的に降着物質は角運動量を持っているため、中性子星に直接は落下せず、中性子星の周囲を回転しつつ降着円盤を形成することが多く、角運動量を円盤外側の物質に輸送しながら時間をかけて落下する (Shakura & Sunyaev, 1973)。中性子星の磁気圏に流れ込む星風がもつ角運動量の大きさと中性子星磁場の強度によっては、降着円盤が形成されずに、降着物質が直接中性子星磁気圏に捕獲される場合もある。

表 1.2: X 線連星パルサーの種類と特徴

伴星	伴星スペクトル型	変動	降着	パルス周期変化
high-mass	O, B	定常/transient*	主に星風捕獲	不規則
	Be	主に transient	星風捕獲	不規則
low-mass	A 以降	主に定常	主に Roche-lobe overflow	主に spin up

\* transient 天体は、主に supergiant fast X-ray transient として観測される (Bozzo et al., 2015)

物質の降着がどのような形式であっても、電離したプラズマである降着物質は中性子星の強力な磁場から力を受け、中性子星から一定の距離  $r_A$  のところで動径方向には落下できなくなる。この距離を Alfvén 半径と呼ぶ。Alfvén 半径は、降着物質のラム圧と磁気圧の動径方向の釣り合いを考えることで、

$$r_A = 2.9 \times 10^8 M^{1/7} R_6^{-2/7} L_{37}^{-2/7} \mu_{30}^{4/7} [\text{cm}] \quad (1.1)$$

で与えられる。ここで、 $M$ 、 $R_6$ 、は中性子星の質量と半径をそれぞれ  $1 M_\odot$ 、 $10^6 \text{ cm}$  の単位で、 $L_{37}$  は放射光度を  $10^{37} \text{ erg/sec}$  の単位で、 $\mu_{30}$  は中性子星の磁気双極子モーメントを  $10^{30} \text{ Gcm}^3$  の単位で与えたもので、ここでは球対称な質量降着を考えた。 $r = r_A$  に達した降着物質は、磁力線に沿った向きに運動の方向を変え、やがて磁極へと流れ込み、重力エネルギーを開放しながら中性子星表面に到達する。中性子星の自転速度  $\omega$  と降着物質のケプラー運動の角速度が同じになる半径、すなわち co-rotation radius  $r_c$  は、 $r_c = \left(\frac{GM}{\omega^2}\right)^{1/3}$  で定義され、Alfvén 半径と co-rotation 半径の大小関係で、質量降着の様子が大きく異なることになる。 $r_c < r_A$  となる場合、物質は中性子星に落ちていくことが出来ず、遠心力で外側に飛ばされることになる。これをプロペラ効果と呼ぶ。プロペラ効果が発生するとき、中性子星は磁場を介して角運動量を失い、自転速度は遅くなる。また、ガスが降着できないため、X 線光度は大きく減少することになる。逆に、 $r_c > r_A$  の場合は、物質は中性子星に落ちてゆくことが出来、中性子星は降着物質から角運動量を得るため自転速度は速くなる。磁極へ流れ込んだ物質の重力エネルギーが X 線放射の源となるので、パルサーの光度  $L$  は、 $L = GMM\dot{M}/R$  であらわされる。 $M$  は中性子星の質量、 $R$  は中性子星の半径、 $\dot{M}$  は質量降着率である。

一般に、質量降着をエネルギー源として放射している系では、光度  $L$  には上限  $L_{\text{edd}}$  が存在し、球対称の仮定の下では、

$$L_{\text{edd}} = \frac{4\pi GMm_p}{\sigma_T} \quad (1.2)$$

であらわされる。 $M$  は中心天体の質量、 $m_p$  は陽子の質量、 $\sigma_T$  はトムソン散乱断面積である。 $L_{\text{edd}}$  はエディントン限界光度（もしくは単にエディントン光度）と呼ばれ、降着物質（水素を仮定）に

かかる重力と輻射圧の釣り合いから導出でき、典型的な中性子星の場合、 $L_{\text{edd}} = 2 \times 10^{38}$  erg/sec 程と計算できる。エディントン光度は降着と放射が球対称の系を仮定して導出された一方で、X線連星パルサーを構成する強磁場中性子星の場合は、磁極へ向けて集中した質量降着と、方向依存性を持った非対称な放射が起きていると考えられているため、必ずしもこの上限は当てはまらない。実際、中性子星の  $L_{\text{edd}}$  を大きく超えた光度 ( $L = 4.9 \times 10^{39}$  erg/sec) の X線パルサーが発見されている (Bachetti et al., 2014)。恒星質量のブラックホールの  $L_{\text{edd}}$  を超える光度を持つ X線天体は、一般に Ultra Luminous X-ray sources (ULXs) と呼ばれている。この X線パルサーも、当初 ULXs のひとつと考えられていた。X線パルサーの光度が  $L_{\text{edd}}$  を超えられることはある意味当然であるが、この ULX パルサーの発見は、当時は驚きをもって迎えられた。

## 1.2.2 磁極付近の X線放射領域

X線パルサーの放射領域および放射機構については、多くの研究がなされているものの、まだ研究者の間で統一的な描像は得られていない。逆に言えば、観測的に放射領域の性質を探る研究が今も重要性を持っていると言える。本小節では、これまでになされた X線放射領域の理論的研究について、歴史的経緯も踏まえて説明する。

中性子星の磁極付近では、降着流は漏斗状の磁力線構造 (magnetic funnel または polar funnel 等と呼ばれる。以後本論文中では単に funnel と表す。) に沿って磁極へ向けて集中する。磁力線の収束に伴って降着物質の密度は高くなり、粒子同士の衝突や光子との相互作用が無視できなくなる。降着流は (典型的には光速の数分の一の速さで) ほぼ自由落下するため超音速流であり、ある高さで衝撃波面を形成して急減速し、落下の運動エネルギーを熱エネルギーへと変換しながら中性子星表面に軟着陸する。この時に形成される高温領域が、X線連星パルサーの主な X線放射領域である。

降着流が形成する衝撃波面から中性子星表面までの領域では、光学的厚さが薄い領域から厚い領域まで大きく変化すること、磁場による異方性が大きいこと、散乱が卓越し黒体放射からずれること、シクロトロン放射などの多様な放射過程が働くこと、放射エネルギーの advection が重要なこと、などの多くの要因が関連し、放射過程の記述が容易ではなくなっている。したがって、これまでに様々な仮定のもとでいくつかの放射領域の描像が提案され、最終的に領域の外に放射される X線スペクトルについても様々な議論がされてきた。Davidson (1973) は、輻射圧による減速過程を取り入れることで、funnel 底部に高温高密度なガスの山「Thermal mound」が形成されると考えた (図 1.1)。Thermal mound では、輻射圧によって急減速した降着流は失ったエネルギーをただちに、直接 X線に変換する。X線は主に高速の電子によって散乱を受けながら mound 表面に到達し、外部へ抜けてゆく。この X線が、観測されるスペクトルになるという考えである。Inoue (1975) は、衝撃波以後も落下中に解放され続ける重力エネルギーを考慮して放射領域の形成を議論した。光子が拡散して funnel 側面から出てゆく時間と物質の落下速度を考慮すると、光子の多くが funnel 表面から放射される前に物質と共に落下して行くような状況が起き得ることを示した。結果、funnel 内には、物質と共にエネルギーが蓄積し、光学的に厚く局所的な熱平衡が実現した円錐状の領域「Polar cone」が形成される事を示唆した (図 1.2)。Thermal mound や polar cone からの放射は、光学的に厚い領域による黒体放射様のスペクトルになる。

Basko & Sunyaev (1975) は、Thermal mound 内の電子による光子散乱について、散乱断面積のエネルギー依存性や磁場強度依存性を考慮し、散乱の異方性について議論した。中性子星の回転と光子散乱の異方性による、X線パルスのプロファイル形成にも言及した。Becker & Wolff (2005)、Becker & Wolff (2007) では、衝撃波面から Thermal mound までの柱状領域「accretion column」(図 1.3)

で起きる光子の生成・拡散過程に、降着流の落下運動 (bulk motion) および熱的な運動 (Thermal motion) によるコンプトン散乱を取り入れた。Accretion column において、ガスの落下中の制動放射とサイクロトロン放射、thermal mound 表面から流入する黒体放射を種光子としたときの X 線スペクトルを、輻射輸送の解析解から算出した。Basko & Sunyaev (1975) や Becker & Wolff (2007) に共通する点は、主な X 線放射領域を比較的光学的に薄いと考えている点である。Inoue (1975) の議論に従えば、光子の拡散は降着率が高い場合には時間がかかり、降着柱は光学的に厚くなるため、Becker & Wolff (2007) のモデルをそのまま適用することはできないと考えられる。

近年、X 線光度がエディントン光度を超えているように見える ULX パルサーの発見と共に、強磁場中性子星への降着過程と X 線放射領域に関する議論は再度活発になりつつある。Kawashima et al. (2016) は、輻射流体力学の数値シミュレーションにより、観測される X 線光度を説明することを試みた。ULX パルサーは、これまで観測されてきた X 線パルサーとは異なる物理が働いている可能性もあるが、降着率の高い、明るい X 線パルサーについては類似点も多いと考えられるため、従来の X 線パルサーの観測にも適用できる汎用的なモデルの開発も期待できる。

Inoue (2020) は、Davidson (1973)、Basko & Sunyaev (1975)、Inoue (1975) といった先行研究をさらに深め、磁極付近に形成される二つの放射領域の存在を提案し (図 1.4)、どちらが主な放射領域となるかを質量降着率の関数として議論した。一つは衝撃波直後に形成される「Primary region」である。Primary region は、落下物質の運動エネルギーが熱エネルギーに変換され、その領域または底部で生成された光子が磁化されたプラズマと様々な相互作用をしたのちに横方向へ拡散し、抜けていく領域である。もう一つは、中性子星表面付近、つまり funnel 底部に形成される「Secondary region」である。ここでは、降着物質が輻射圧により減速しながら徐々に落下し、解放された重力エネルギーが領域表面もしくは中性子星表面から黒体放射として拡散し抜けていく。Inoue (1975) で言及されている polar cone の thermal equilibrium region と Becker & Wolff (2007) で言及されている accretion column は、それぞれ、降着率が高い場合と低い場合の Primary region であるといえる。一方で、Davidson (1973) で初めて提唱された Thermal mound は、Secondary region に相当するといえる。

降着物質の圧力と磁気圧の釣合を考える必要がある Secondary region については、Inoue (1975) 以来詳細な議論はされてこなかった。Inoue (2020) では、secondary region の底部に蓄積したプラズマについて、さらに考察を進め、「Polar mound」の形成を導いている (図 1.5)。降着率が高い場合、降着物質が polar cone 底部に蓄積するにつれて、funnel 外部に放射されずに降着流と共に持ち込まれるエネルギーは膨大なものとなる。その際の熱的な圧力 (輻射が卓越しているため、ほぼ輻射圧) は磁気圧を超えてしまうことになり、降着物質は磁力線を引きずったまま押し広げるように中性子星表面に沿って広がり始め、山のような構造を形成する。これが polar mound である。Polar mound では、降着物質からの熱放射による冷却 (圧力低下) と、磁力線を引き延ばすことによる磁気圧の増加の釣り合いで、その広がりが決まることになる。

以上のように、X 線パルサーの X 線放射領域の形成と放射過程については、様々な仮定の下で多様な描像が存在する。本研究では、観測データから放射成分の構成を推測し、どの描像が良く観測を再現できるかを検討するという立場で議論を進める。以後、本論文中では、過去に magnetic funnel、polar cone、accretion column と呼ばれてきた、衝撃波面以降の柱状または円錐状領域を、「降着柱」の表現で統一する。

### 1.2.3 エネルギースペクトル

X線パルサーからの観測スペクトルを再現するのに良く使われているモデルを説明する。これらのモデルは、多くが経験的モデルである。X線パルサーからの放射スペクトルは、ベキ関数型の連続放射成分をベースとして、それに複数のスペクトル成分が重なっているとして観測上モデル化されている。本小節では、各々のスペクトル成分と一般的に使われているモデルについて説明する。

観測されるX線連星パルサーのエネルギースペクトルの多くは、高エネルギー側でカットオフを持つベキ関数型の連続成分が主体となっている(図1.6)。図1.7は、代表的なX線連星パルサー Her X-1のスペクトルを、広帯域で観測した例である。主なベキ関数成分に加えて、6.4 keV付近では鉄元素に由来すると考えられている輝線構造があり、30 keV付近にはサイクロトロン共鳴散乱による吸収構造がある。また、1 keV以下の低エネルギー帯では、ベキ関数成分を超過した構造「Soft excess」成分が存在している。以下、X線連星パルサーのスペクトルの特徴を、成分毎に説明する。

#### ベキ関数型連続成分

X線連星パルサーの観測スペクトルは、典型的にはベキ関数型の連続成分が支配的であり、高エネルギー側で指数関数的カットオフを掛けた形で良く再現できる。最も良く使用されるモデルは、“power law with an Exponential CUToff (ECUT)”モデル(White et al., 1983)である。エネルギー  $E$  における光子 flux を  $F(E)$  とすると、ECUTモデルは、以下のように表される。

$$F(E) = AE^{-\alpha} \exp\{-N_H\sigma(E)\} \times \begin{cases} 1, & E < E_c \\ \exp\{-(E - E_c)/E_f\}, & E > E_c \end{cases} \quad (1.3)$$

$\alpha$  は Photon Index、 $N_H$  は水素柱密度、 $\sigma(E)$  は光電吸収の断面積、 $E_c$  は cut off が開始するエネルギー、 $E_f$  は cut off の度合を決める folding energy である。ECUTモデルは、多くのX線連星パルサーの観測データを良く再現できるものの、 $E = E_c$  付近で傾きが不連続に変わる部分で残差が大きくなるという特徴がある。

Tanaka (1986) は、ECUTモデルにおける  $E = E_c$  での傾きの不連続性や、高エネルギー側の再現度を改良し、“Fermi Dirac cutoff (FDCO)”モデルを提唱した。FDCOモデルは、以下のように表される。

$$F(E) = AE^{-\alpha} \exp\{-N_H\sigma(E)\} \frac{1}{1 + \exp\{(E - E_c)/E_f\}} \quad (1.4)$$

FDCOモデルの名前は、フェルミ粒子のエネルギー準位の占有数を表す Fermi Dirac 分布関数に由来するが、実際は完全に経験的なモデルであって、フェルミ粒子の物理と直接的関係はなく、物理的な意味を持つものではない。

ベキ関数型の連続成分にカットオフがかかったモデルは、物理的には飽和していない逆コンプトン散乱で実現できることから、それに着目した Unsaturated Comptonization モデルも提唱されている(Titarchuk (1994); Galloway et al. (2000); Naik et al. (2005); Yoshida et al. (2017))。この場合、カットオフのエネルギーは、逆コンプトン散乱を引き起こす高温プラズマの温度に対応しており、ベキ関数成分のベキは、逆コンプトン散乱の y-parameter (光子のエネルギーの平均変化割合) で決まることになる。具体的なモデルとしては、Titarchuk (1994) によるモデル (“compTT” in XSPEC) が使われることが多い。逆コンプトン散乱の光学的厚さとして a few 程度の値が得られることが多いため、放射領域の光学的厚さが比較的小さい時、言い換えると、光度が低い時に実現しやすい放射過程と考えられる。

最初の2つのモデルに見られるように物理的意味に乏しい経験モデルにすぎないという課題を解決し、より良い再現性を持たせるために、Mihara (1995) は、“Negative and Positive power laws with EXponential cutoff (NPEX)” モデルを開発した。NPEX モデルは、正負の二種類の Index を持つべき関数に、共通の指数関数的 cutoff がかかるモデルであり、以下のように表される。

$$F(E) = (A_1 E^{-\alpha_1} + A_2 E^{+\alpha_2}) \exp(-E/kT), \quad \alpha_2 = 2 \quad (1.5)$$

ここで、 $k$  は Boltzmann 定数、 $T$  はプラズマの温度である。これまでの現象論的モデルと異なり、NPEX モデルは物理的な解釈が伴っている。NPEX モデルの第一項は飽和していない熱的コンプトン散乱を受けた光子を、第二項はコンプトン散乱が飽和した光子を表しており、cutoff は、主に第二項の Wien spectra の一部を表している。

近年では、Becker & Wolff (2007) が、明るい降着 X 線パルサーについて、べき関数様の連続放射成分を再現するモデルを提案した。観測されるスペクトルは、熱的な制動放射と黒体放射とサイクロトロン放射を種光子とし、Bulk Comptonization と Thermal Comptonization を受けた形の合計となる。Wolff et al. (2016) は、この理論的な研究を基に XSPEC 用の実用モデルを開発し、NuSTAR による Her X-1 の観測スペクトルの、4-78 keV の位相平均スペクトルにおいて良い fit 結果を得た。

物理モデルが開発されつつある一方で、現時点でべき関数型の連続成分の再現には、ECUT モデル、FDCO モデル、NPEX モデルの三つが良く使われている。解析するエネルギー範囲や各モデルの特徴に応じて、最も良く観測データを再現するものを選択して解析を進めるのが一般的であるため、選択の根拠やモデル自体に物理的な考察が入ることは少なく、どのモデルで fit した結果でも現象論の域を出ていないといえる。

## サイクロトロン共鳴散乱構造

べき関数様の連続成分を主とする X 線連星パルサーのスペクトル中には、いくつかの特徴的な構造が現れる場合がある。その一つが、サイクロトロン共鳴散乱構造 (Cycrotoron Resonance Scattering Feature, CRSF) である。CRSF は、中性子星磁極付近の強磁場の中で、荷電粒子 (主に電子) の回転運動のエネルギーが量子化し、特定の周波数とその整数倍の周波数のエネルギー準位のみを取るようになった結果、そのエネルギー差に対応する光子が吸収・再放射の相互作用を受けて散乱される事が原因で生じる構造である。CRSF は、連続成分に対して主に吸収構造として現れる。

強磁場中の電子は、回転運動の円周が de Broglie 波長と同程度になるような磁場強度の場合 ( $B \gtrsim 10^{12}$  G) に、磁場に垂直な方向の運動エネルギーが量子化される。このエネルギーをランダウ準位と呼び、基底状態のランダウ準位は  $\hbar e B / m_e c$  で表される。 $e$  は素電荷、 $B$  は散乱領域の磁場強度、 $m_e$  は電子の質量、 $c$  は光速である。したがって、CRSF の中心エネルギーは、この整数倍となり、以下のように表される。

$$E_{\text{cyc}} = \frac{n}{1+z} \frac{\hbar e B}{m_e c} \sim \frac{n}{1+z} 11.6 \text{ [keV]} \times B_{12} \quad (1.6)$$

$B_{12}$  は、 $10^{12}$  Gauss の単位で表した磁場強度である。 $z$  は中性子星の重力による赤方偏移で、 $n$  はランダウ準位数である。 $n = 1$  なら最初に励起される基底のランダウ準位による散乱で、現れる構造は基本構造、 $n = 2$  (以上) の場合は、共鳴構造と呼ぶ場合がある。

CRSF は、連続成分中に主に吸収構造として現れる。これを表すため、 $e^{-\tau(E)}$  のような形式の関数モデルを連続成分に乗算する手法が良く用いられる。これは、一般的には、輻射輸送の方程式を解く際に原子などによる吸収を表すのに用いられ、 $\tau(E)$  はエネルギー  $E$  における光学的厚さを意味す

る。  $\tau(E)$  のプロファイルとして良く用いられるのが、ガウス関数である。このとき、  $\tau(E)$  は、

$$\tau(E) = \tau_0 \exp \left[ -\frac{(E - E_{\text{cyc}})^2}{2\sigma_{\text{cyc}}^2} \right] \quad (1.7)$$

のように表される。  $\tau_0$ 、  $E_{\text{cyc}}$ 、  $\sigma_{\text{cyc}}$  は、それぞれ、中心エネルギーでの光学的厚さ、中心エネルギー、吸収構造の幅を表す。原子等による吸収を表す場合、ガウス関数プロファイルは熱的な効果によって生じるものであり、マクスウェル分布を反映している。一方で CRSF のプロファイルが幅を持つ理由は共鳴散乱が起きている領域の磁束密度の分布などの結果であるはずなので、ガウス関数プロファイルはそのまま CRSF に用いることはできず、単純に現象論的なモデルであるといえる。ガウス関数プロファイルのほかに良く用いられるのが、ローレンツ関数型のプロファイル (Mihara et al. (1990); Makishima et al. (1990)) であり、  $\tau(E)$  は以下のように記述される。

$$\tau(E) = \tau_0 \frac{(W_0 E / E_{\text{cyc}})^2}{(E - E_{\text{cyc}})^2 + W_0^2} + \tau_1 \frac{(W_1 E / 2E_{\text{cyc}})^2}{(E - 2E_{\text{cyc}})^2 + W_1^2} \quad (1.8)$$

二つの項はそれぞれ、基本エネルギーと、一つ目の共鳴構造を表している。  $\tau_0$  と  $\tau_1$  は二つのエネルギーにおける光学的厚さで、  $W_1$  と  $W_2$  はそれぞれの吸収構造の幅を表す。ローレンツ関数型は、CRSF の観測結果を良く再現する事に主眼をおいたプロファイルであり、これも物理的な意味を持たない現象論的なモデルである。本研究では、ローレンツ関数型のプロファイルを採用した。

#### 6.4 keV 輝線構造

多くの X 線連星パルサーで、6.4 keV 付近を中心とする鉄輝線構造が観測されている。輝線構造は、数十 eV から数百 eV の等価幅を持つものが多く、単独の輝線ではなく、異なる電離状態の輝線成分の混合であると考えられている。輝線成分の由来は、降着物質中の鉄原子であると考えられている。質量降着が起きている系である X 線連星パルサーは、伴星からの濃い星風のなかにパルサーが位置しているので、星風からの蛍光 X 線が輝線として観測される。X 線連星パルサーの場合、伴星が O・B 型星で連星系が大きいことと星風の密度が高いことにより、星風の電離が進まず、鉄は中性か低電離に止まるため、6.4 keV の輝線が観測されるが、系が小さい場合や X 線光度が大きい場合には、高電離鉄からの輝線 (6.7 keV、6.9 keV) が観測されることがある。Endo et al. (2000) では、6.4 keV の中性鉄と、6.7 keV の He-like な鉄の K 輝線成分を分解した観測が報告されている。

#### Soft Excess 成分

いくつかの X 線パルサーでは、約 1 keV 以下の低エネルギー側に、高エネルギー側からのベキ関数成分の外挿に対して超過成分が観測されることがあり、soft excess と呼ばれている。スペクトル形は、低温度 (<0.5 keV) の黒体放射で近似することができ、黒体放射半径から見積もられる放射領域の典型的なサイズが  $10^3$  km かそれ以上になることから、X 線照射を受けた降着円盤内縁からの再放射と考えられている (Hickox et al., 2004)。降着円盤をもつ全てのパルサーで再放射は起こり得るため、X 線連星パルサーには共通の一般的な成分であると考えられている。しかし、多くの X 線連星パルサーは銀河面に沿って分布しており、強い星間吸収を受けるため、Soft excess 成分をきちんと観測できる例は少ない。高い銀緯に位置するなど、低エネルギー側の吸収の少ない条件の X 線連星パルサーのほとんどで Soft excess が見られることから、Soft excess 成分の一般性が伺える。

## 1.2.4 パルスプロファイル

X線連星パルサーのパルスプロファイルは、天体ごとに異なっており、多種多様である。図1.8は、複数のX線連星パルサーのプロファイルである。1周期の中に、ピークがひとつの場合もあれば2つもしくはそれ以上の場合もあり、正弦波的なプロファイルを示す場合もあればそれから大きくずれる場合もあり、エネルギー依存性も大きいなど、一般に複雑な形状を示す。電波パルサーのような鋭いパルスが見られないことから、X線放射のbeamingはあまり強くないと考えられる。X線パルサーからのX線放射のビーム形状を表すのに、pencil beam、fan beamという表現が良く使われる。Pencil beamは、サーチライトのように1次元方向に細く絞られたビームを表し、fan beamは文字通り扇型のような、平面内に集中したビームを表す。一般に、質量降着率が小さい場合はpencil beamになり、質量降着率が大きくなって降着柱が高くなるとfan beamを取りやすくなると言われているが、詳細は良くわかっていない。観測されるパルスプロファイルは複雑で、単純なpencil beam、fan beamという考え方で再現できないプロファイルも多い。ビーム形状に加えて、降着流による吸収もしくは遮蔽が影響している可能性も考えられる。

## 1.3 Hercules X-1 ( Her X-1, HZ Her )

Hercules X-1 (Her X-1) は、1972年にUhuru衛星によって初めてX線パルスを観測された (Tananbaum et al., 1972)、X線天文学の初期から知られている代表的なX線連星パルサーの一つである。Cen X-3と共に、最も初期に観測されたX線連星パルサーで、距離約6.1 kpc (Leahy & Abdallah, 2014)、X線光度は $L_X \sim 10^{37}$  erg/secと極めて明るい天体である。さらに、銀河系の中高緯度 (RA, DEC = 254.4575, 35.3424 [deg]) に位置していて銀画面にある星間物質による吸収を受けにくいいため、軟X線までカバーする観測データが揃っており、過去に多くの詳細な解析と研究がされてきた。Her X-1は、強磁場中性子星と晩期型星HZ Hercules (HZ Her, 質量 $\sim 2 M_\odot$ 、A/F型)の近接連星系であり、Roche Lobe Overflow型のX線連星パルサーである。パルス周期は約1.23 sec、連星周期は1.4 dayとなっており、このほかに35 dayの放射強度の変動周期を持つ (Tananbaum et al., 1972)。Her X-1の連星軌道はほぼ円形で、公転面に垂直な方向から視線方向の傾きであるInclination角は $i > 80^\circ$ と考えられており (Leahy & Abdallah, 2014)、連星運動のほぼ真横から観測していることになる。公転面に垂直方向から中性子星の自転軸までの傾きであるPrecession角は、 $20 - 40^\circ$ と考えられており、降着円盤の歳差運動によって中性子星が隠される効果が良く見える配置になっている。これが、35 day周期の原因と考えられている。35 day周期の中には、main-on ( $\sim 10$  day)、mid-on ( $\sim 5$  day)、off ( $\sim 10$  day)の三つの状態があり、main-on phaseとshort-on phaseの間にそれぞれoff phaseが入る構成となっている。

### 1.3.1 パルスプロファイル

約1.24 sec周期のパルスプロファイルは、35日周期に伴う変動とエネルギー依存性があることが知られている (Zane et al., 2004)。main-on stateのプロファイルは、1 keV付近を境に波形が大きく変わっており、パルス位相も180度ずれている。高エネルギー側のパルスは主なピークに肩のような小さなピークが付随した構造となっていて、これは降着柱からの放射であると考えられている。一方で1 keV以下のパルスはsin曲線様のプロファイルで、主なパルスとの位相がずれていることから、降着柱からは離れた場所からの放射であると考えられている。



### 1.3.2 エネルギースペクトル

Her X-1 の X 線スペクトルは、1 keV 以下から 100 keV 付近にまで広帯域に渡っている。スペクトル形状も複雑で、典型的には以下のような成分構成で再現される。(1) 20 keV 付近に cut-off を持つべき関数モデルで表現される成分。(2) 1 keV 以下で支配的な、 $kT_{BB} \sim 0.1$  keV の黒体放射成分 (McCray et al., 1982)。(3) 1 keV 付近の広がった放射構造で、“broad 1 keV emission” と呼ばれる成分 (Endo et al., 2000)。これは、鉄元素の L-shell 輝線が密集して存在する結果の可能性が考えられている (McCray et al., 1982)。(4) 6.4 keV 付近の、幅の広い Fe 輝線構造。ASCA 衛星の観測により、6.4 keV の中性鉄と、6.7 keV の He-like な鉄の K 輝線成分に分解されている (Endo et al., 2000)。(5) 30 keV 付近のサイクロトロン共鳴散乱構造 (CRSF) (Truemper et al. (1978); Fürst et al. (2013))。

パルスプロファイルおよびスペクトルの形状から、Her X-1 の放射領域の位置関係を示したものを図 1.10 に示す。0.1 keV の黒体放射と幅の広い 1 keV 放射、および 6.4 keV の中性鉄輝線は、降着円盤内縁の再放射であると考えられている。

### 1.3.3 選定理由

本論文では、Her X-1 を解析の対象として選定した。研究の最終的な目的は X 線連星パルサーの連続放射の構成成分を明らかにすることであるため、解析対象の天体にはいくつかの条件が課せられる。まず、X 線連星パルサーの連続成分は幅広いエネルギー帯に渡っているため、なるべく広いエネルギーをカバーした観測が必要である。広いエネルギー帯に渡って十分な解析をするには、次のような条件が必要である。高エネルギー側を観測するためには、統計が良いこと、つまり明るいことが必要である。低エネルギー側は soft excess も含めて同時に観測できること、つまり、星間吸収が少ない天体であることが必要である。一般に、X 線パルサーは連星系の進化の過程では若い系であり、銀河面に沿って分布していて星間吸収が大きい。したがって、例外的に高銀緯に存在するか、LMC/SMC 中の X 線パルサーを選ぶ必要がある。ただし、LMC/SMC は距離が大きいため、統計を稼ぐのが難しい。さらに、パルス位相によるスペクトルの形の変化を調べる必要があるため、パルス振幅が大きいことも必要となる。以上を鑑みて、本論文では Her X-1 を解析対象に選んだ。Her X-1 は、明るく、高銀緯に位置していて星間吸収がほとんどなく、35 日周期の main-on phase を観測すれば、パルス振幅も大きい。現在観測されている X 線連星パルサーのうち、Her X-1 はこれらの条件をみたすほとんど唯一の天体である。

## 1.4 X 線天文衛星 すざく

本論文では、「すざく」衛星のアーカイブデータを利用した。一般に、X 線連星パルサーの放射スペクトルは、1 keV 以下から 100 keV 付近まで幅広いエネルギー範囲にわたっている。Her X-1 の解析では、1 keV 以下から 10 keV 以上、できれば 0.5 keV から 30 keV くらいまでを観測でき、かつ 1.23 秒というパルス周期を位相分解して解析できる時間分解能が必要である。これが可能なのは、「すざく」のみであることから、「すざく」のアーカイブデータを利用するのが最適であると判断した。ここでは、「すざく」衛星について簡単に説明する。

「すざく」は、2005 年 7 月 10 日に打ち上げられた、日本で 5 番目の X 線天文衛星である。地上約 570 km の高度を周回しており、96 分で地球を一周する。「すざく」は、4 つの X 線望遠鏡 (X-ray Telescope, XRT) と、焦点面検出器として軟 X 線撮像分光装置 (X-ray Imaging Spectrometer, XIS)

さらに、硬 X 線検出装置 (Hard X-ray Detector, HXD) を搭載している<sup>1</sup>。XRT と XIS を組み合わせることで、広い視野 (17' × 17') を確保し、XIS (0.2–12 keV) と HXD (10–600 keV) を組み合わせることで、幅広いエネルギー帯 (0.2–600 keV) での観測を実現している。

以下、本研究で使用した装置について説明する。

### 1.4.1 XRT

X 線が金属面に平行に近い角度で入射すると全反射する性質を用いた、斜入射 X 線集光鏡である。X 線望遠鏡で標準的に使われる Wolter I 型光学系 (双極面鏡と放物面鏡を組み合わせた斜入射光学系) を、円錐鏡で近似した光学系を採用している。アルミ製の薄板に金をコーティングした鏡を、175 枚同心円状に重ねることで、より多くの光子を集める設計となっている。このような円錐近似の光学系では、点源からの光であっても、焦点面検出器ではある程度の広がりを持った形で観測される。この望遠鏡による応答を示したものが、Point Spread Function (PSF) である。

### 1.4.2 XIS

X 線用の Charge Coupled Devices (CCD) を用いた撮像分光検出器である。CCD は通常、電極が配置されている面から光を入射させる設計になっており、これを表面照射型 (Frontside Illuminated, FI) と呼ぶ。一方、電極が配置されていない面から光を入射させるものを背面照射型 (Backside Illuminated, BI) と呼ぶ。FI 型の CCD は電極に X 線が吸収されてしまうため、低エネルギーの光子の検出効率が落ちるといった欠点がある。一方の BI 型は、電極での吸収が起きないため、低エネルギー側の効率は高いが、光子の吸収位置が電極から遠くなるため、エネルギー分解能が低下するという欠点がある。「すざく」では、全部で 4 台の CCD 検出器 (XIS0, XIS1, XIS2, XIS3) を搭載しており、XIS0, XIS2, XIS3 は FI 型、XIS1 が BI 型の CCD となっている<sup>2</sup>。

XIS は、通常は 8 sec/frame の周期で、全てのピクセルをひとつずつ読み出す frame transfer 方式で駆動するが、露光時間を限定して駆動する burst option を指定することが出来る。Burst option は、たとえば 0.1 sec burst option の場合、通常露光時間の 8 sec のうち最初の 7.9 sec を dead time として扱い、最後の 0.1 sec の露光だけをデータとして読み出す駆動方式である。元々 pile up 等が気になるレベルの明るい天体向けの option ではあるが、それにより、実効的な時間分解能 0.1 sec を実現することができる。

### 1.4.3 HXD

HXD は、PIN 型半導体検出器 (PIN) と Gd<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub>Ce シンチレーション検出器 (GSO) の二つの検出器を組み合わせた装置である。井戸型複眼フォスウィッチ構成をとっており、視野以外の周りをアンチカウンターで覆うことにより、極低バックグラウンドを実現している。PIN は井戸型シンチレータの底に配置することでバックグラウンドを減らし、さらにリン青銅製のファインコリメータで視野を制限することで混入限界を下げている。PIN は 10–50 keV の範囲を、GSO は 40–700 keV の範囲の X 線を検出可能である。

<sup>1</sup>他に、X 線マイクロカロリメータ (X-ray Spectrometer, XRS) を搭載していたが、打ち上げ後ひと月で検出器冷却用の液体ヘリウムを喪失して機能停止したため、ここでは触れない。

<sup>2</sup>装置の故障により、2006 年 11 月以降は XIS2 は使用不可となっている。

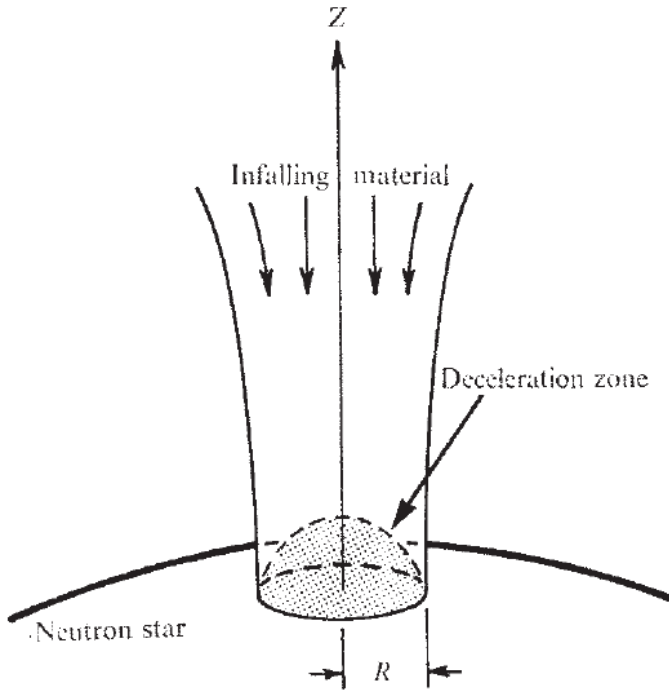
## 1.5 研究の目的と手法

本研究の目的は、X線パルサーからの放射が幾つの放射成分からなるか、また各放射成分がどのようなスペクトル形をもっているか、できるだけモデルに依存しない形で明らかにすることである。

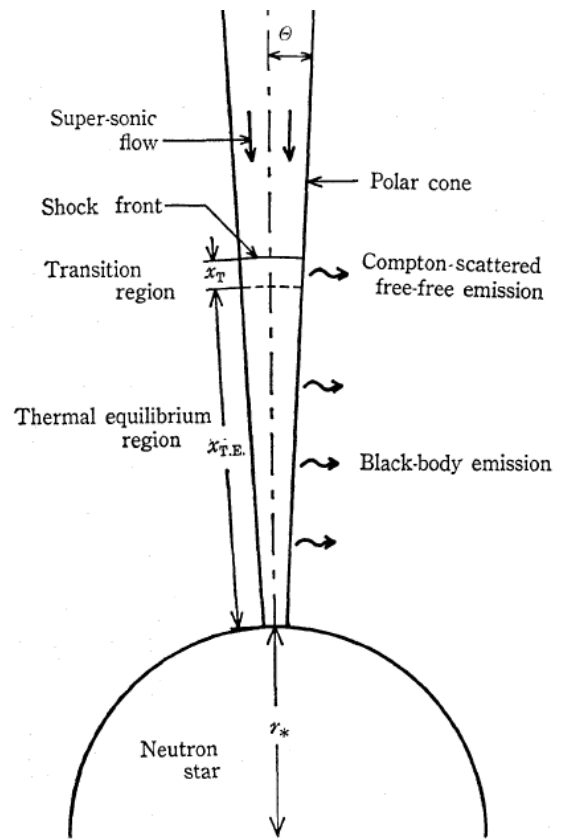
本研究では一つの仮定を指導原理として解析を進めた。すなわち、パルス位相によるスペクトル変化は、放射成分がスペクトル形を維持したままその normalization が変化することで生じるという仮定である。これは単純な作業仮説ではあるが、次のような根拠がある。Her X-1のような明るいX線パルサーは、質量降着率も大きく、放射領域は光学的に厚くなっていると考えられる。この場合、放射成分の normalization はそのまま放射領域の射影面積に比例するはずであり、パルス位相に伴う強度変化は中性子星の回転に伴う放射領域の見込み角の変化に対応すると言える。これに従い、まずパルス位相ごとのスペクトルの強度比を計算し、比が平らになるエネルギー帯を探した。スペクトル形が不変であれば、強度比が一定になるエネルギー帯ではひとつの放射成分が卓越すると考えられるからである。こうして、Her X-1のX線スペクトルを構成する成分の数と、それぞれが支配的なエネルギー範囲を特定した。次に、適切な位相のスペクトル同士について適切な重み付けで差を取ることで、隣り合うエネルギー帯からの寄与を打ち消して、特定のエネルギー帯で支配的な放射成分のみを抽出することを試みた。得られた成分を既知の関数形で再現し、過去の経験的モデルとの比較および物理的な考察を与えるような理論モデルとの比較を行った。データから抽出した放射成分を、理論モデルに沿って再現することが可能かどうかを調べるため、解析ソフトで fitting に使用できるモデルを自作し、適用した。得られた best fit parameter から、X線放射領域の大きさや形状、物理的な解釈について考察し、理論モデルとの整合性やパルス波形等の観測結果をどこまで再現できるかを議論・検証した。

## 1.6 本論文の構成

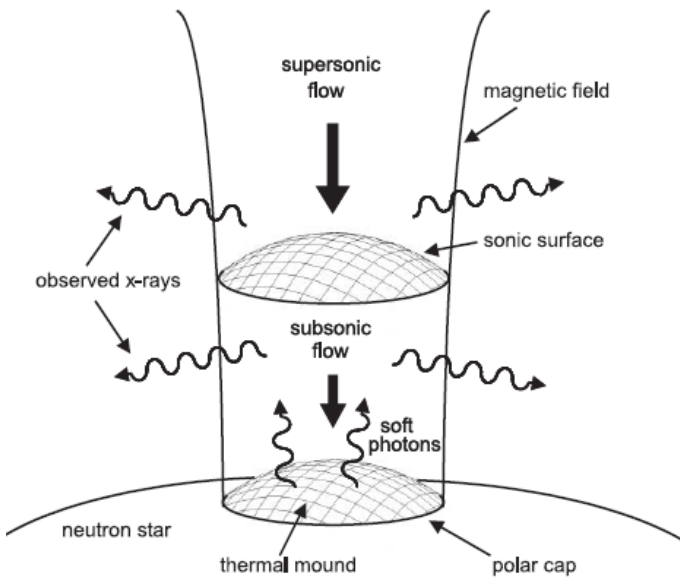
本論文では、§1で、前提知識と研究の目的および手法の概要を説明し、§2で使用した観測データの詳細と解析にあたり行ったデータ処理について説明する。具体的な解析内容と結果を§3.1、および§3.2に示し、§4で結果を議論し、§5で全体を総括する。



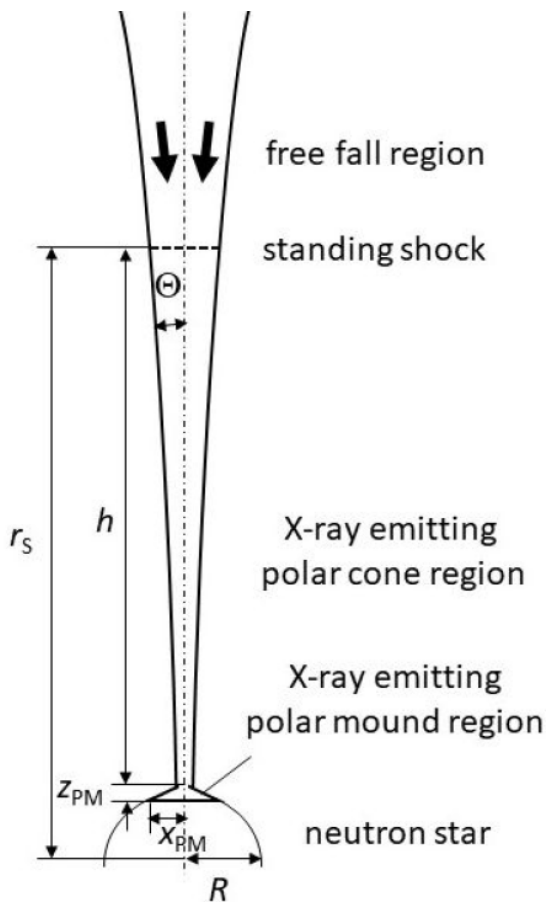
☒ 1.1: Thermal mound (Davidson, 1973)



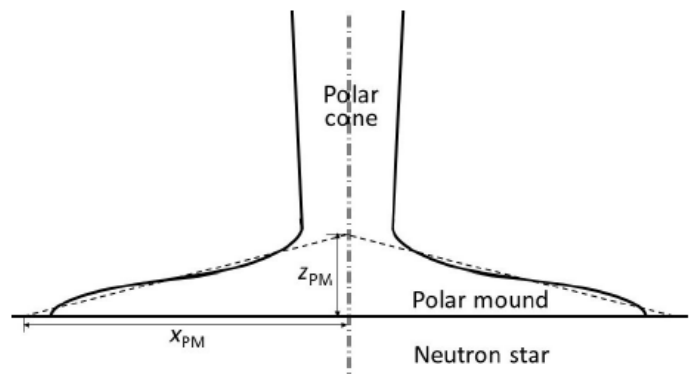
☒ 1.2: Polar cone (Inoue, 1975)



☒ 1.3: Accretion column (Becker & Wolff, 2005)



☒ 1.4: Polar cone (Inoue, 2020)



☒ 1.5: Polar mound (Inoue, 2020)

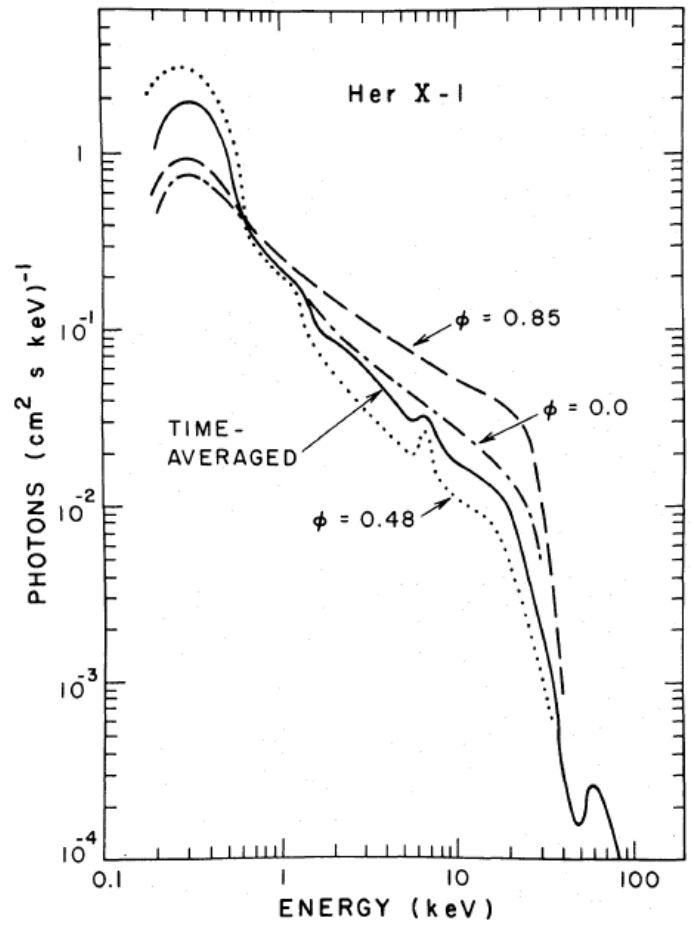
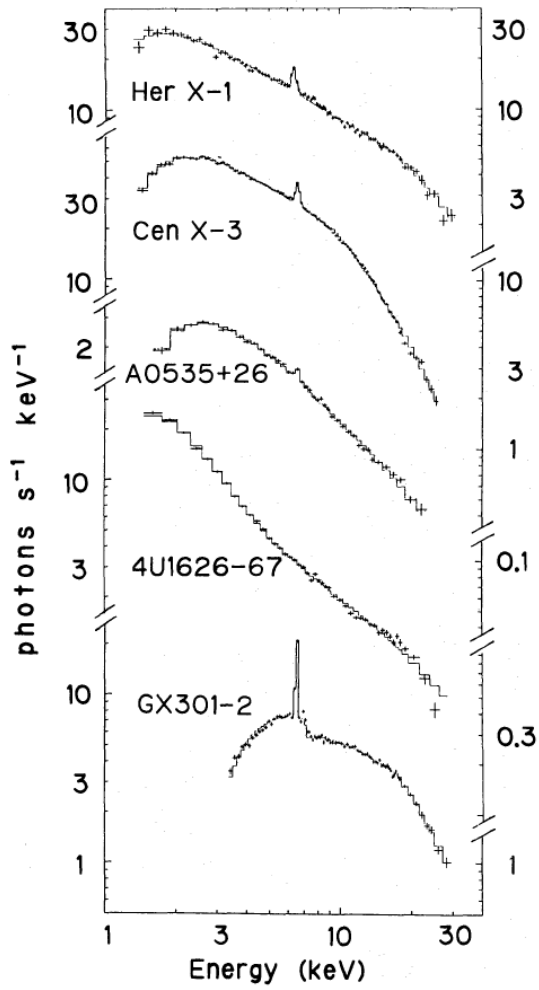


図 1.7: Her X-1 の X 線スペクトル。(McCray et al.,

図 1.6: X 線パルサーのエネルギースペクトル。(Na- 1982)  
gase, 1989)

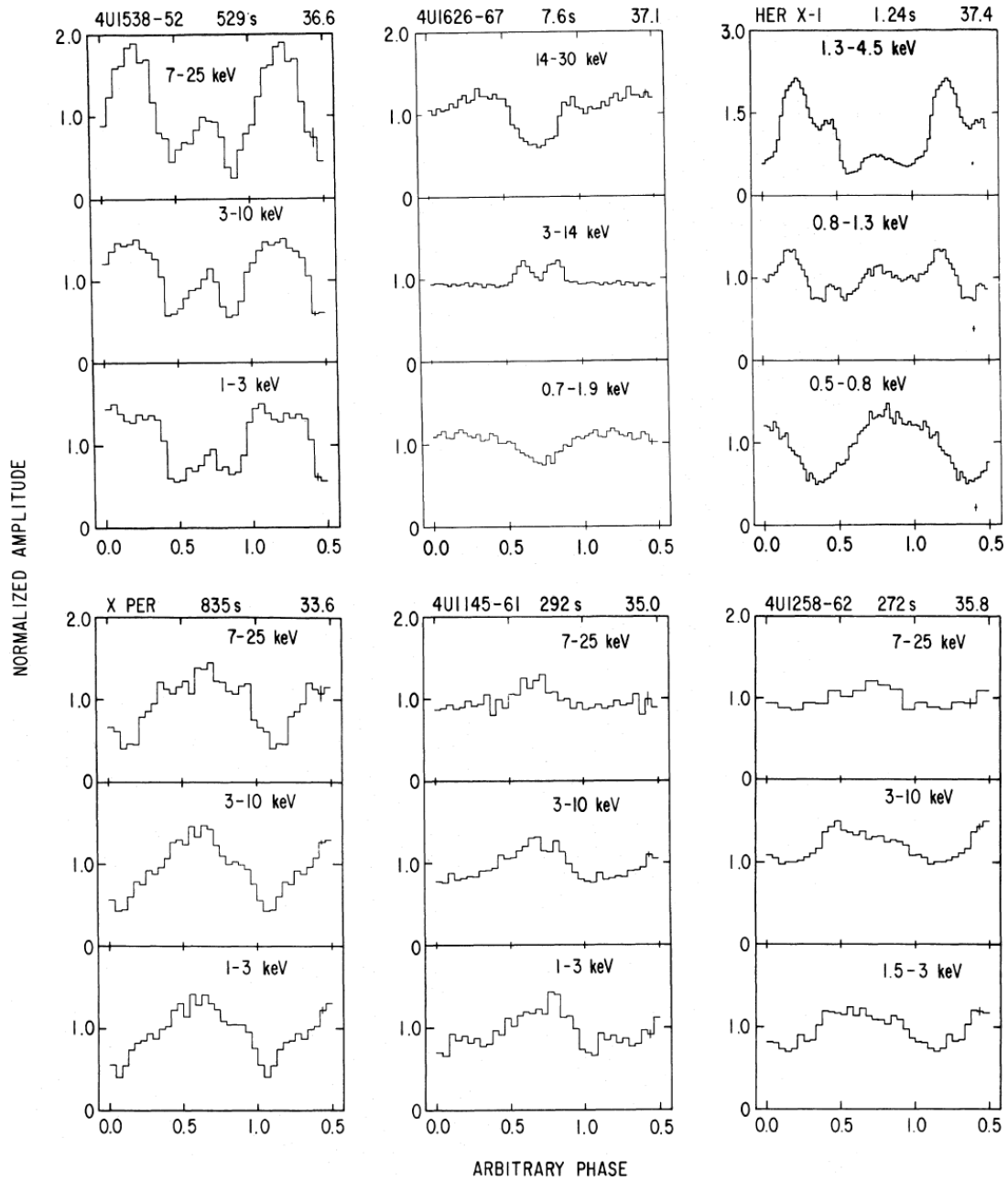


図 1.8: X線パルサーのパルスプロファイル (White et al., 1983)。天体ごとに多種多様であり、エネルギー依存性を示すものもある。

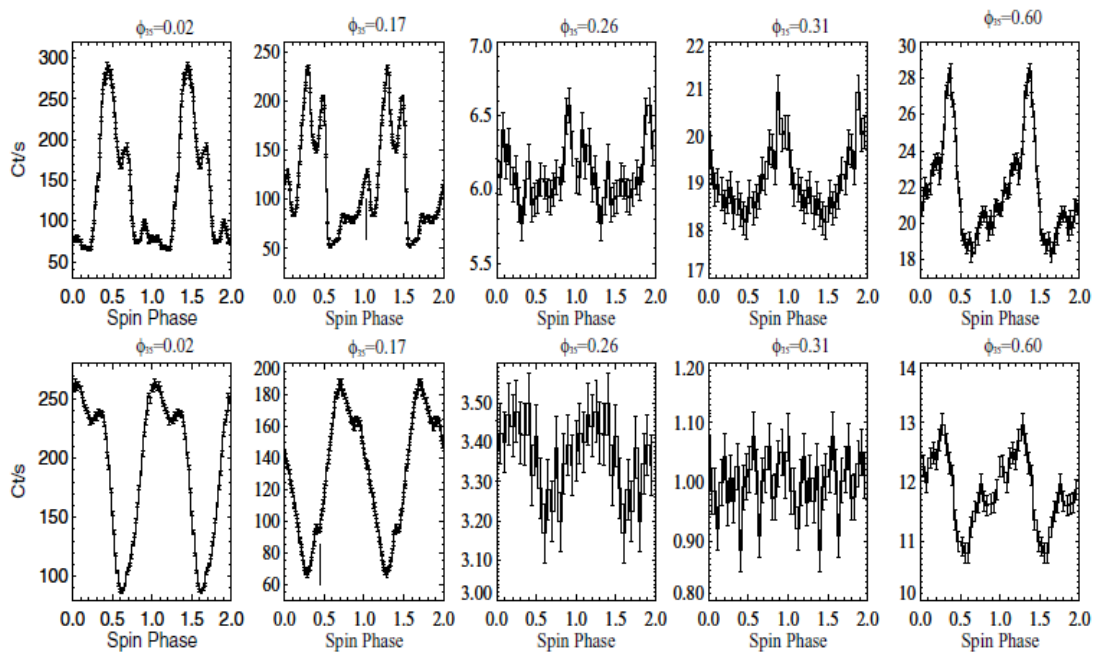


図 1.9: Her X-1 のパルスプロファイル (Zane et al., 2004)。35 日周期の位相に伴ってプロファイルも変化する。

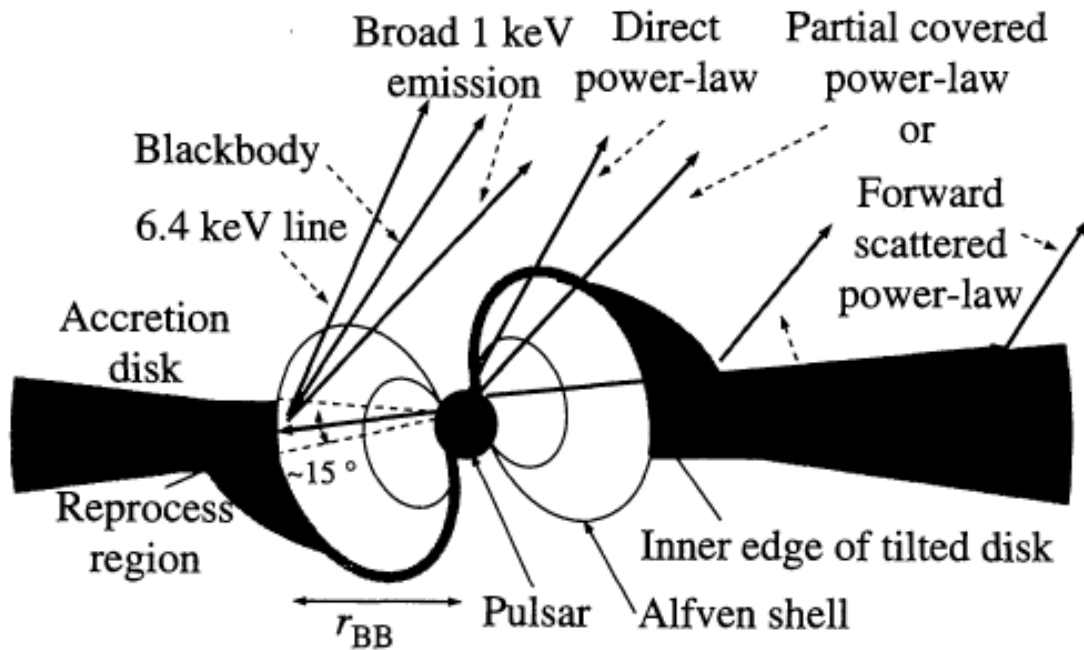


図 1.10: Her X-1 における、各パルス成分の放射領域 (Endo et al., 2000)。



# 第2章 Observation and Data Reduction

## 2.1 すざく衛星による Her X-1 の観測

本研究では、X線天文衛星「すざく」による、Her X-1の観測データを用いた。用いたデータは、2008年2月21日、Her X-1の35日周期中のmain-on stateを観測したものである(表2.1)。図2.1は、RXTE ASMによるHer X-1のライトカーブ(Levine et al., 1996)である。赤線で示したデータの観測期間をみると、main-on stateの最中であることがわかる。

解析に用いたデータでは、XISを0.1 sec burst option付きの特殊な駆動方法で運用している。XISの駆動には、CCD素子の放射線損傷によって減衰した電荷転送効率を回復するため、Spaced-row Charge Injection(SCI)(Uchiyama et al. (2007); Nakajima et al. (2008))が使用されている。

表 2.1: Her X-1 の観測データ

ObsID :	102024010
Date :	2008.02.21 15:54:46 – 2008.02.22 11:39:58
Exposure :	38.9 ksec
Effective Exposure:	486 sec
Orbital Phase <sup>1)</sup> :	0.227 – 0.712
35d Period Phase <sup>2)</sup> :	0.05 – 0.07
XIS Operation :	full window、0.1 s burst option

1) 外合を Phase 0 と定義

2) Staubert et al. (2013) の周期を参考にし、main-on の立ち上がりを Phase 0 と定義

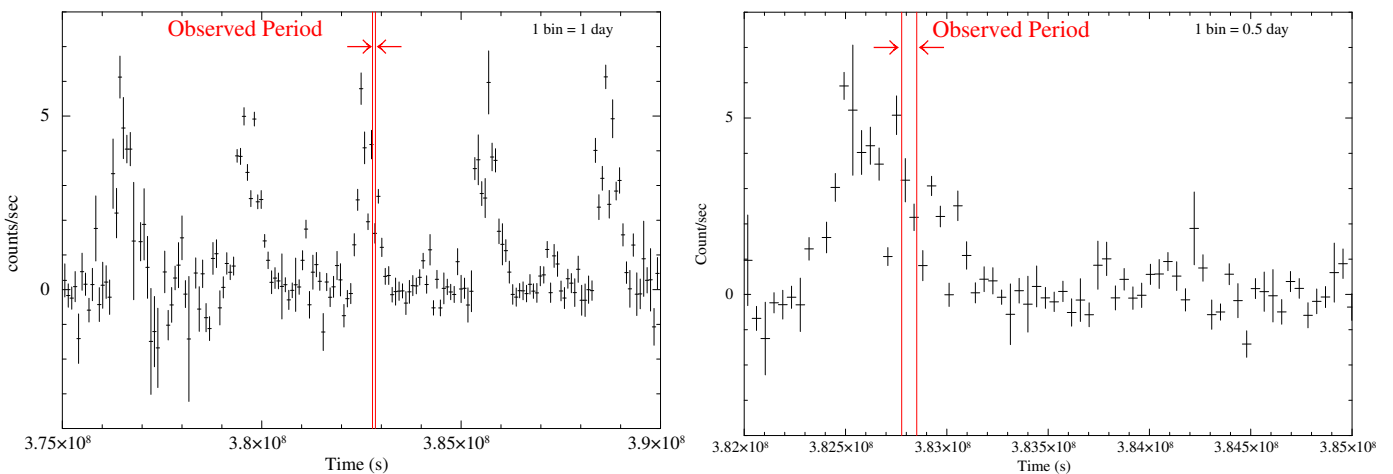


図 2.1: RXTE ASM による Her X-1 のライトカーブ。左は広範囲、右は観測期間を含む領域を拡大したもの。

## 2.2 データ処理

XIS の Burst option 付き観測は、当初の XIS イベントデータ処理のパイプライン内で適切な時刻づけがされていなかったため、まずはイベントデータの時刻づけを修正した (Matsuta et al., 2010)。0.1 sec burst option は、通常 8 sec/frame の露光時間を 0.1 sec に限定し、残りの 7.9 sec の露光時間を Dead Time として無視する駆動方法だが、当時のパイプライン処理ソフトでは、全フレームが 8 sec の中心に時刻づけがされていたため、本来の frame 時刻からはずれが生じていた。これを、DeadTime を正しく反映した GTI を作成して 0.1 sec の露光時間の中心に frame 時刻を修正し、さらに全イベントの時刻に対して 0.1 sec 内で一様乱数を付与した。

次に、XIS と HXD のデータに、barycentric 補正を加え、イベント時刻を太陽系重心に合わせた。補正には、すざく用 FTOOL である aebarycen を用いた。続いて、1.7 日周期の連星運動による光子到着時間のずれを補正した。Her X-1 の連星軌道は離心率が小さいため (Staubert et al., 2009)、連星軌道を円運動であると仮定した。連星運動の補正には、Enoto et al. (2008) と同じ数式とパラメータ (位相の起点を除く) を使用した。位相の起点 (Enoto et al. (2008) の表 2 の  $\phi_0$ ) は、今回は 1748.064 を採用した。

XIS のスペクトル解析に用いる範囲は図 2.2、図 2.3、図 2.4 のように画像から判断した。各図の内側の円は frame 中心から半径 3 arcmin、外側の円は frame 中心から半径 6 arcmin である。内側の円内を、解析に使う範囲、外側の縁から内側の円を引いた領域を、バックグラウンドとして差し引く範囲とした。

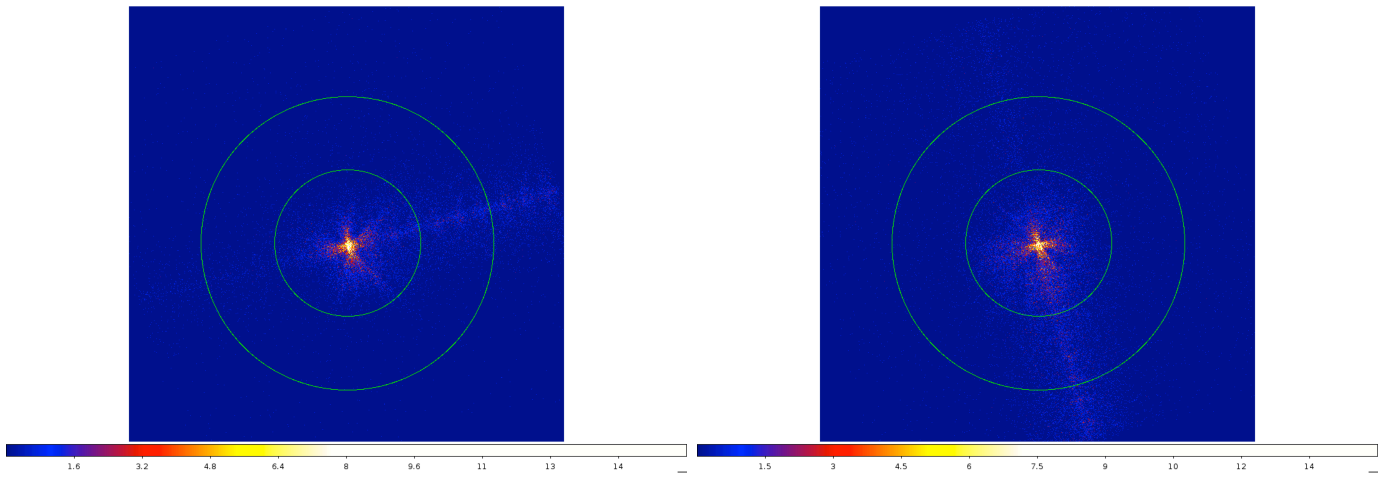


図 2.2: XIS0 のイメージ

図 2.3: XIS1 のイメージ

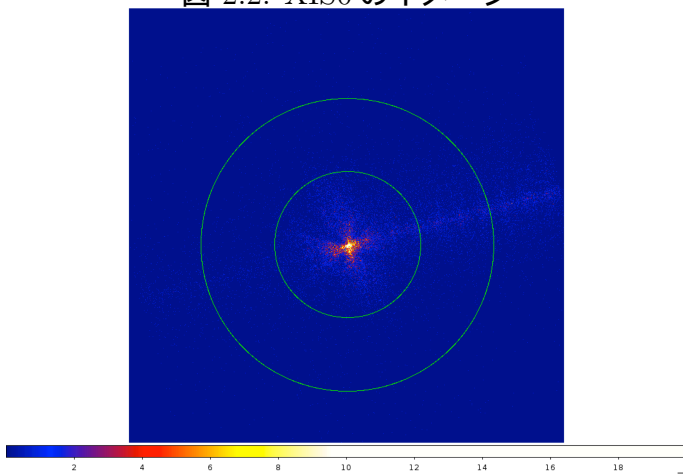


図 2.4: XIS3 のイメージ

# 第3章 Analysis and Results

## 3.1 経験的モデルに基づく解析

X線連星パルサーにおいて、X線の放射領域は中性子星の磁極周辺に形成されていると考えられている。一般的に、中性子星の磁軸と回転軸はずれており、磁軸が中性子星の回転に伴って傾いて回ることで、視線方向と放射領域が見える角度が周期的に変化していると考えられている。X線放射領域が光学的に厚い場合には、見込む角度の時間的な変化が、直接観測される flux の変化に繋がることになる。一方、放射領域が光学的に薄い場合には、見込む角度により観測される flux が変化するような状況は考えにくい。ただ、本論文で解析対象としている明るいX線パルサーの場合、放射領域は光学的に厚くなっていると期待されることから、見込む角度の違いが直接観測 flux の変化を生み出していると期待できる。そうであれば、各放射領域からのX線スペクトルの形自体は観測角度の違いに対して基本的には不変であり、normalization factor のみが変化するはずである。本解析の目的は、Her X-1 の観測スペクトルを、形を保ったまま normalization のみ変化する複数の放射成分の重ね合わせとして説明できるかどうか、できるだけモデルに依存しない形で観測データに基づき確認することである。

### 3.1.1 時系列解析

はじめに、今回の観測中における Her X-1 のパルス周期の探査を行った。解析には HEASOFT 6.12 の `efsearch 1.1 (xronos5.22)` を使用し、各検出器の全エネルギー、全撮像領域のイベントを解析した。周期の初期値は 1.237750 sec、周期探査の刻み幅  $\Delta P$  は、観測継続時間で決まる周期の分解能より十分細かいという観点から、 $1 \mu\text{sec}$  に設定した。各検出器での周期探査の結果を図 3.1 に示す。結果は、XIS0 が 1.237750 sec, XIS1 が 1.237749 sec, XIS3 が 1.237750 sec, HXD PIN が 1.237750 sec となった。この方法で得られる周期の誤差 (数  $\mu\text{sec}$ ) を考慮すると、これらの値は誤差の範囲内で十分一致している。この結果から、以後の解析で用いる自転周期を 1.237750 sec と決定した。

次に、得られた自転周期を用いて、観測データを自転周期で畳み込んだライトカーブを作成し、パルス位相毎の強度変化および、エネルギー依存性を調べた。図 3.2 は、大きく三つのエネルギー帯に分けたライトカーブと、各エネルギー帯同士で計算した hardness ratio である。図 3.3 は、より細かいエネルギー範囲に分けた畳み込みライトカーブである。パルスプロファイルは、 $\sim 1 \text{ keV}$  以上で main、sub の二つのピークを持つ構造、 $\sim 1 \text{ keV}$  以下では sin 曲線様のプロファイルであった。これは、典型的な Her X-1 のライトカーブであるといえる。

### 3.1.2 パルス位相間の強度比スペクトルの解析

パルス位相毎にスペクトル解析を行うため、図 3.2 および図 3.3 中にあるように、パルス位相を特徴的な構造を含む A から E の 5 つの領域に均等に分割した。データの統計を考慮すると、あまり細

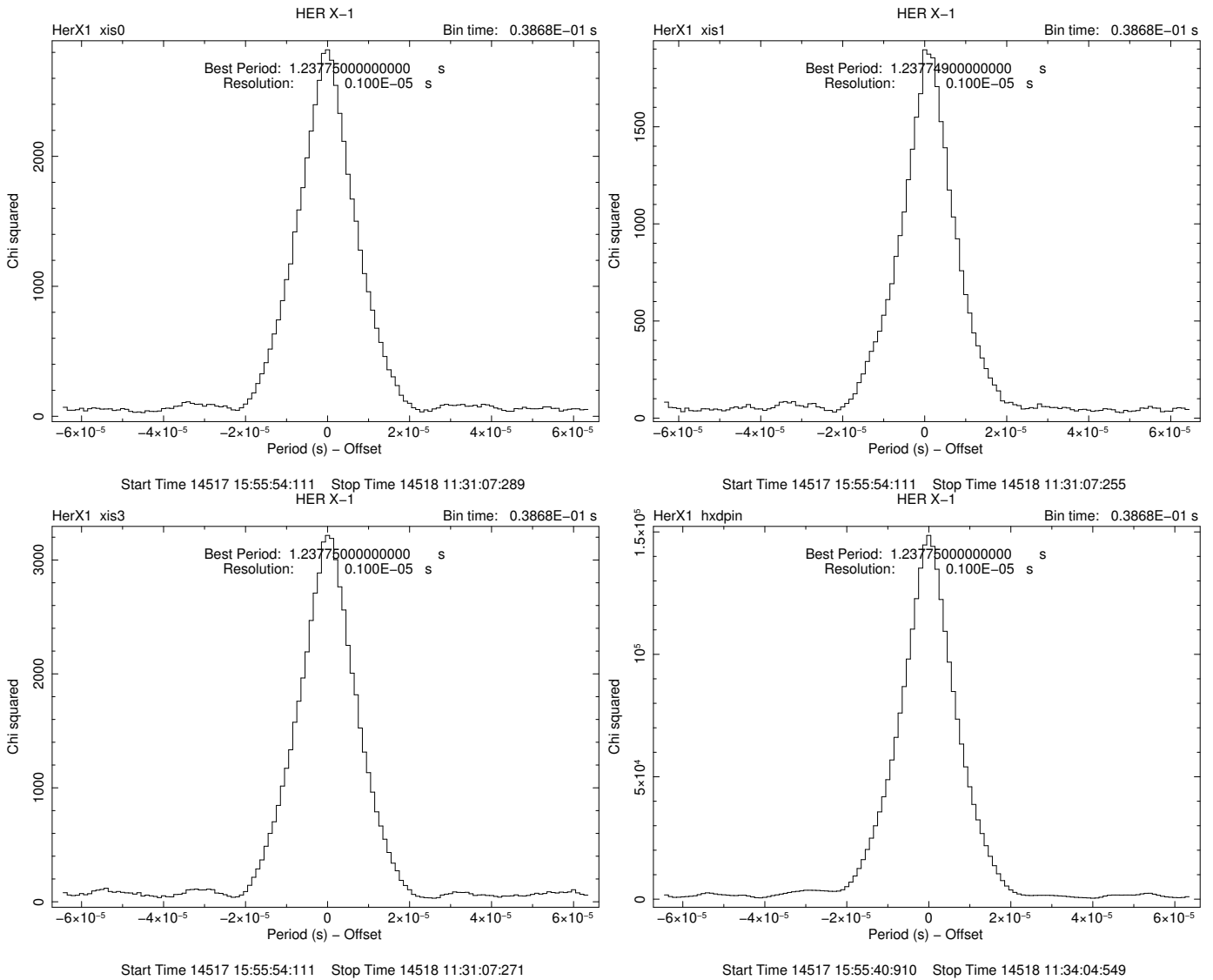


図 3.1: 周期探査の結果を示す  $\chi^2$  分布。横軸が trial period (best-fit の周期からの差分)、縦軸が trial period で畳み込んだパルス波形の一定値からのずれを表す。

かい位相分割をして解析をすることはできない。そこで、本論文では、下記のような理由から、パルスの特徴を分解しつつ、できる限り高精度の解析を行うには、図 3.2 および図 3.3 のような 5 分割が適切であると判断した。まず、最もフラックスの高いエネルギー帯 (図 3.2 の medium および hard 帯) で特徴的な二つ山のプロファイルを、それぞれ別の位相領域として含めるようにした (位相 B と C)。1 keV 以下の低エネルギー帯では、sin 曲線様のプロファイルで、位相が他のエネルギー帯とずれている。低エネルギー帯のピーク付近 (位相 E) とボトム付近 (位相 B および C) を、それぞれ別の位相として分けるようにした。その分け方を可能にしつつ、統計を最大限確保できる分割数は 5 分割であると考えた。プロファイルを 5 等分し、上記で定めた E、B、C 以外の位相領域を、A、D、E とした。図 3.2 の hardness ratio に着目すると、位相 D と E はほぼ一定になっているが、位相 ABC では変化していることが分かる。hardness ratio が変化している部分を一つの位相領域としてまとめて解析することは、通常であればスペクトル形の変化を無くすような方向に平均化してしまうため好ましくない。しかし、本研究では、放射成分はスペクトル形は変えず、normalization のみが変わるということを指導原理にしており、それに従えば、放射成分の強度比が大きく出るような組み合わせ

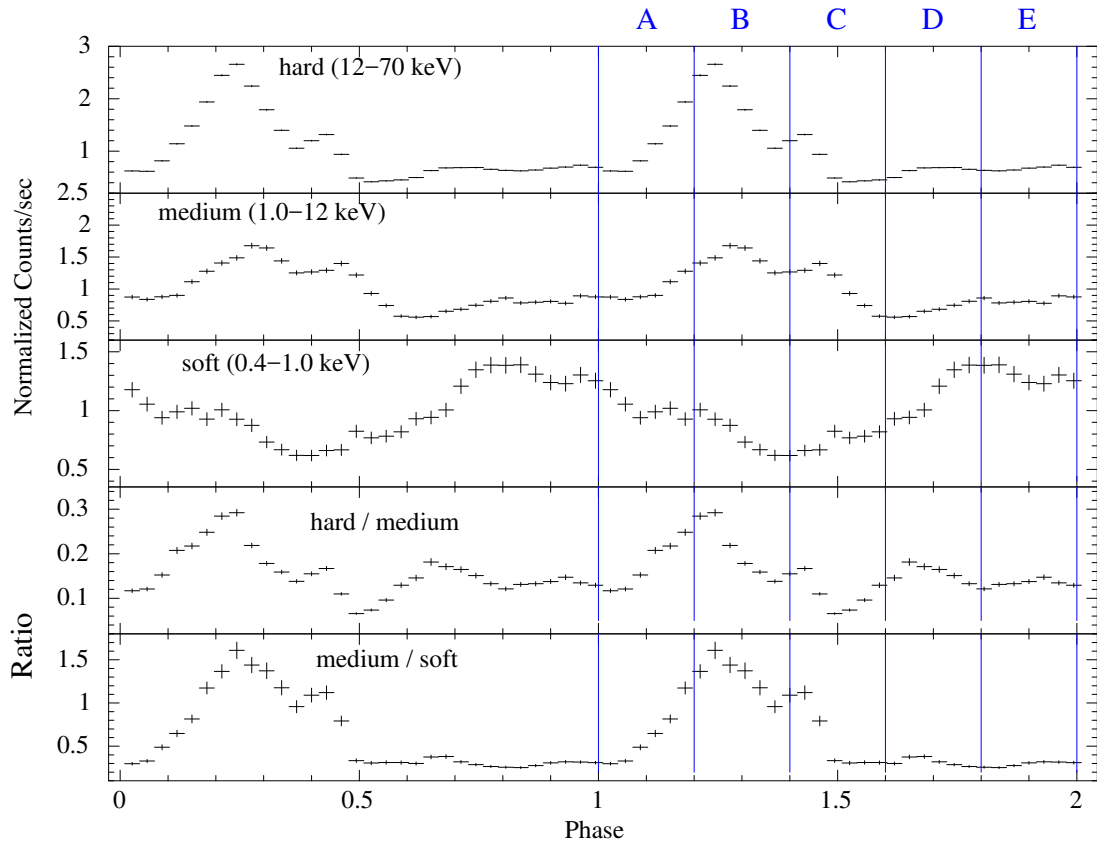


図 3.2: パルス周期で畳み込んだ Her X-1 のライトカーブと Harness Ratio。

わせで位相分けを行う方が良いことになるので、プロファイル形を重視して分割をするやり方で問題はない。

5つのパルス位相毎のデータから作成した、5つのパルス位相分解スペクトルを図3.4に示す。パルス位相に沿って変化するスペクトル形を解析するため、各エネルギー bin 毎に、二つの位相領域間で flux の比をとり、それをエネルギー順に並べたスペクトル、すなわち強度比スペクトルを作成した。続いて、強度比スペクトルが定数になる箇所を探した。あるエネルギー範囲においてスペクトル比が定数となるエネルギー帯があった場合、二つの位相間でスペクトルの形自体が変化せずに強度のみが変化している一つの成分があることを意味し、中性子星の X 線放射領域のどこか一つからの放射が卓越している事を示唆している。A から D 領域と E 領域の比を図 3.5 に示す。A から C 領域と D 領域の比を図 3.6 に示す。B 領域と A 領域、C 領域の比を図 3.7 に示す。A 領域と C 領域の比を図 3.8 に示す。

図 3.5-3.7 の強度比スペクトルでは、1 keV 以下、2-6 keV、は、それぞれ誤差の範囲内で強度比が定数であるように見える。これを確かめるため、3つの図のそれぞれで、一定のエネルギー範囲で強度比スペクトルが定数であるという仮説を立て、 $\chi^2$  検定を実施した。データ点の一定値からのずれが大きくなると  $\chi^2$  の値も大きくなるため、そのように大きな  $\chi^2$  の値が偶然得られる確率がある閾値を下回った場合、もはやその  $\chi^2$  の値が得られたのは偶然と考えることができない。その場合、強度比スペクトルが一定という仮説は棄却され、データ点は有意に一定値からずれている、という結論になる。結果を表 3.1、表 3.2 に示す。

5つの位相から計算した強度比スペクトルの組み合わせのうち、統計的に独立なのは、分母が共通している4つのみである。そこで、ここでは A/E、B/E、C/E、D/E の4つを考える。この4つ全てを考慮した場合に、4つの各々で比が一定という仮説が成り立つかどうかを考えるには、4つの

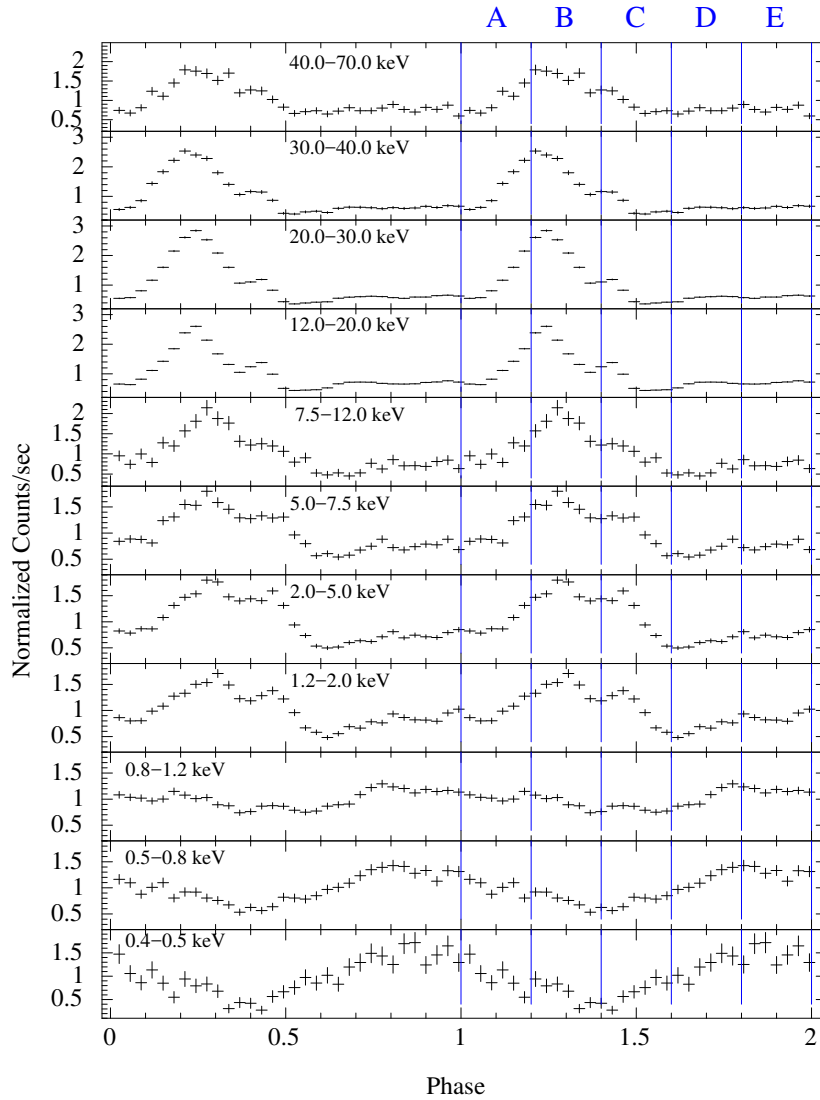


図 3.3: パルス周期で畳み込んだ Her X-1 のライトカーブを、11 のエネルギー領域で分割したもの。0.4–12.0 keV は XIS1、12.0 keV 以上は HXD PIN のもの。

同時 fitting での  $\chi^2$  を考えれば良い。そのため、個々の fitting の  $\chi^2$  (と自由度) を足し合わせて検証する。0.3–1.0 keV では、 $\chi^2=54.6/56$  ( probability = 0.53 ) であり、強度比は一定と考えて良い。2.0–6.0 keV では、 $\chi^2=84.4/68$  ( probability = 0.086 ) となる。これは、やや確率が小さいが、flat であるという仮説が棄却されるとまでは言えない。18 keV 以上については、flat と考えられるのは、C/E、D/E、B/A の3つである ( C/D は、C/E、D/E とは独立ではない)。この同時 fitting を考えると、 $\chi^2=41.2/35$  ( probability = 0.22 ) となり、十分 flat と考えて良い。個別の強度比を見ても、得られた  $\chi^2$  値に対応する確率は、どれも 5% より十分大きく、二つのエネルギー領域で強度比スペクトルが一定になっているという仮説と矛盾はないといえる。以上から、1 keV 以下の低エネルギー領域と、2–6 keV の中エネルギー領域では、それぞれ独立した二つの基本成分が存在すると推測できる (表 3.1)。18 keV 以上の領域では、C/E、D/E、C/D が、誤差の範囲内で定数と言えるが、一方で A/E と B/E、A/D と B/D、を見ると、18 keV 以上は定数とはいえない (図 3.5、図 3.6、表 3.2)。従って、高エネルギー領域には、A–B と C–D–E で異なる成分が存在する可能性がある。また、いずれの位相の組み合わせでも、30 keV 以上は強度比が定数となる組み合わせはなさそうである。これは、後述するように、CRSF がこのエネルギー帯に存在するためと考えられる。

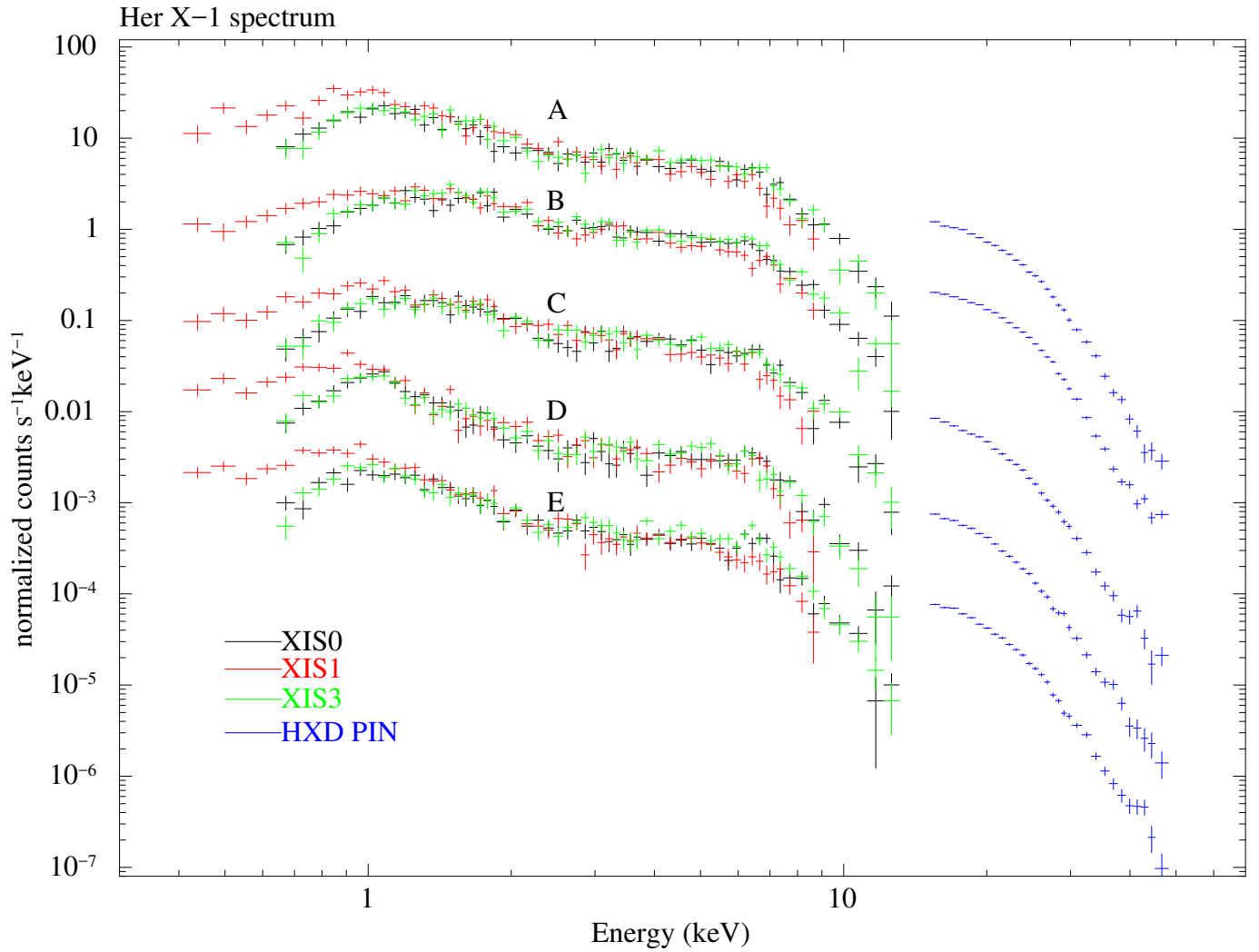


図 3.4: 5 分割したパルス位相毎のエネルギースペクトル。位相帯毎に  $10^{-1}$  を乗算した。0.4–14 keV は XIS、15–50 keV 以上は HXD のもの

### 3.1.3 放射成分のスペクトル形の推定

続いて、これまでの解析で示された各構成成分のスペクトル形を探ることを試みた。

#### Soft component のスペクトル形

まず、 $\sim 1$  keV 以下で支配的な成分を考える。5 つの位相で分割したスペクトルのうち一組を使って、表 3.1、表 3.2 を元にした倍率を片方に乗算した後、互いの差分を計算した。この操作で、2-6 keV で支配的な成分自体とそれによる 1 keV 以下への寄与を差し引くことができ、 $\sim 1$  keV 以下で支配的な成分だけを残すことができると考えた。はじめに、B と E の位相を選択した。表 3.1 にあるように、2-6 keV での B/E の平均値は 1.99 である。すなわち、 $(1.99E - B)$  の操作をすることで 2-6 keV で支配的な成分はキャンセルし、 $\sim 1$  keV 以下で支配的な成分のスペクトル形を得ることができる。同様に、C と E の組み合わせなら、C/E の 2-6 keV の平均は表 3.1 より 1.29 なので、 $(1.29E - C)$  を計算すれば良い。 $(1.99E - B)$  および  $(1.29E - C)$  の操作で得られたスペクトルを図 3.9 に示す。これらのスペクトル再現するモデルを探したところ、単温度の黒体放射でよく合う (Reduced  $\chi^2$  は 0.95 (35 d.o.f.)) ことが分かった。このとき、黒体放射温度は、 $0.17 \pm 0.01$  keV であった。



表 3.1: 強度比が定数になるエネルギー範囲の、強度比と定数関数 fit の結果。低・中間エネルギー帯のもの。

Ratio spectra	0.3–1.0 keV			2.0–6.0 keV		
	Ratio	$\chi^2/\text{dof}$	Probability*	Ratio	$\chi^2/\text{dof}$	Probability*
A/E	0.73	19.2 / 14	0.16	1.25	17.3 / 17	0.44
B/E	0.58	13.9 / 14	0.46	1.99	25.4 / 17	0.086
C/E	0.52	13.6 / 14	0.48	1.29	21.9 / 17	0.19
D/E	0.90	8.9 / 14	0.84	0.79	19.8 / 17	0.29
A/D	0.82	12.0 / 14	0.61	1.56	9.9 / 17	0.91
B/D	0.64	10.4 / 14	0.73	2.47	25.2 / 17	0.090
C/D	0.58	5.3 / 14	0.98	1.61	16.4 / 17	0.50
B/C	1.07	8.3 / 14	0.87	1.51	20.8 / 17	0.24
A/C	1.39	6.2 / 14	0.96	0.95	14.5 / 17	0.63
B/A	0.75	13.4 / 14	0.50	1.57	25.9 / 17	0.076

\*Integral probability above the listed  $\chi^2$  value:  $\int_{x_0}^{\infty} F(x, \nu) dx$ , where  $F$  is the  $\chi^2$  distribution function,  $\nu$  dof,  $x$  a  $\chi^2$  variable, and  $x_0$  the obtained  $\chi^2$  value.

表 3.2: 強度比が定数になるエネルギー範囲の、強度比と定数関数 fit の結果。高エネルギー帯のもの。

Ratio spectra	Energy	Ratio	$\chi^2/\text{dof}$	Probability*
C/D	18–50 keV	1.15	14.22 / 13	0.36
C/E	18–50 keV	1.07	16.65 / 13	0.22
D/E	18–50 keV	0.93	20.69 / 13	0.079
B/A	18–30 keV	1.81	3.90 / 9	0.91

\*See the footnote in table 3.1.

### Hard component のスペクトル形

同様に、2-6 keV で強度比の平均値を使うと、C と D の差分から 18 keV 以上の高エネルギー側で支配的な放射成分を得ることが出来る。結果を図 3.10 に示す。スペクトル形は、 $kT=4.2 \pm 0.2$  keV の単温度黒体放射で概形は良く再現でき、reduced  $\chi^2$  は 1.14 (22 d.o.f.) であった。統計的にはこのモデルで十分良く合っているものの、波打つような残差が残っており、このエネルギー帯に存在するサイクロトロン共鳴構造 (CRSF) が影響している可能性がある。ただし、サイクロトロン共鳴構造がパルス位相で変化している可能性を考えると、差分スペクトルの解析からサイクロトロン共鳴構造のパラメータを正しく求めることは難しい。そこで、強度比スペクトル A/E と B/E もしくは A/D と B/D が  $\sim 10$  keV 以上で急激に増加していることに着目する。これは、10keV 以上の高エネルギー帯では、2-6 keV 成分の寄与は小さく、高エネルギー成分が卓越している事を意味している。その場合、PIN 検出器で得られたエネルギースペクトルは、ほぼ純粋に高エネルギー成分を表していると考えられる。実際に、PIN 検出器の生のスペクトルを、A-B と C-D-E の二つのグループに分けて fit した結果を図 3.11 に示す。図 3.10 の残差を解消するため、モデルは単温度黒体放射にサイクロトロン共鳴散乱構造 (CRSF) を導入したものを使用した。CRSF を表すには、XSPEC の cyclabs モデル (Mihara et al., 1990) を使用した。cyclabs モデルは、中心エネルギー  $E_0$ 、吸収深さ  $D_0$ 、吸収

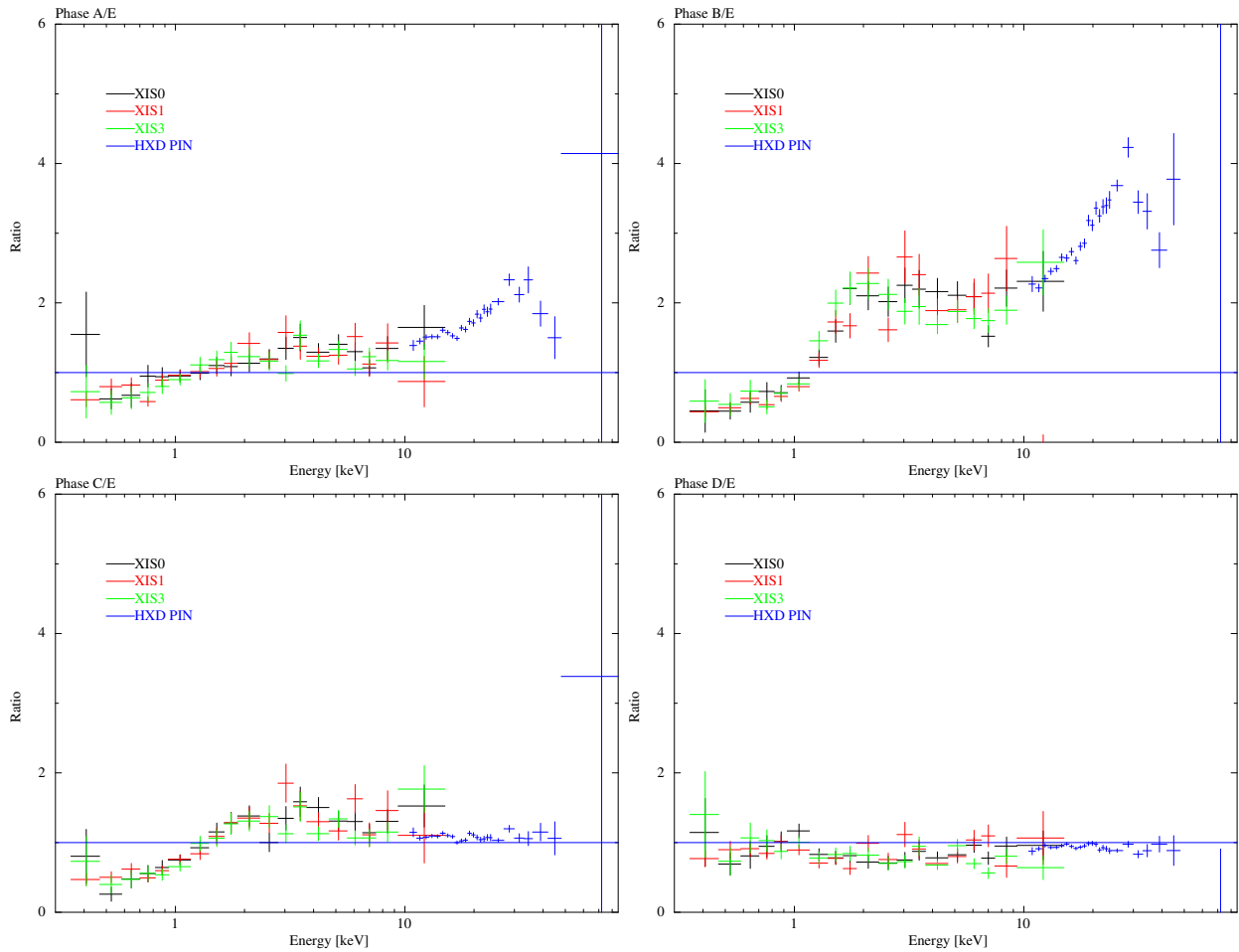


図 3.5: 位相同士でとったカウントレートの比。各位相領域のスペクトルを図 3.3 中の E 領域で割ったもの。

幅  $W_0$  の 3 つのパラメータで表される基本波のみを考え、高調波による構造は考えないものとした。Best fit spectra 及びパラメータをそれぞれ図 3.11 と表 3.3 に示す。ここで、Reduced  $\chi^2$  は、A-B では 1.43 (59 d.o.f.) C-D-E では 1.24 (95 d.o.f.) であった。C-D-E グループでは、normalization 以外のパラメータは 3 つの位相で全て共通と考えて矛盾はなかった。A-B グループでは、黒体放射温度は共通にできたものの、CRSF パラメータは 2 つの位相間で共通にはできなかったため、独立とした。表 3 にパラメータを示したように、2 つのグループで CRSF の中心エネルギーと黒体放射温度は互いに異なっている。

### Medium component のスペクトル形

2-6 keV のスペクトル形を推定するためには、高エネルギー側と低エネルギー側の両方の成分からの寄与を考慮する必要がある。しかし、高エネルギー側と低エネルギー側の両方の成分からの寄与を同時にキャンセルすることはできないため、2-6 keV で卓越する成分の低エネルギー側と高エネルギー側のスペクトル形を別々に調べないといけない。中間エネルギー成分の低エネルギー側のスペクトル形は、位相で 5 分割したスペクトルの適切な組同士で 1 keV 以下の成分を丁度キャンセルすることで得ることが出来る。C-D、B-E、C-E の組み合わせで解析した結果を、図 3.12 に示す。結果は、8 keV までは単純なベキ関数でよく再現できた (Reduced  $\chi^2$  は 1.31 (174 d.o.f.))。ベキ関数の photon index の best fit 値は  $0.82 \pm 0.03$  であった。一方、中間エネルギー成分の高エネルギー側は、

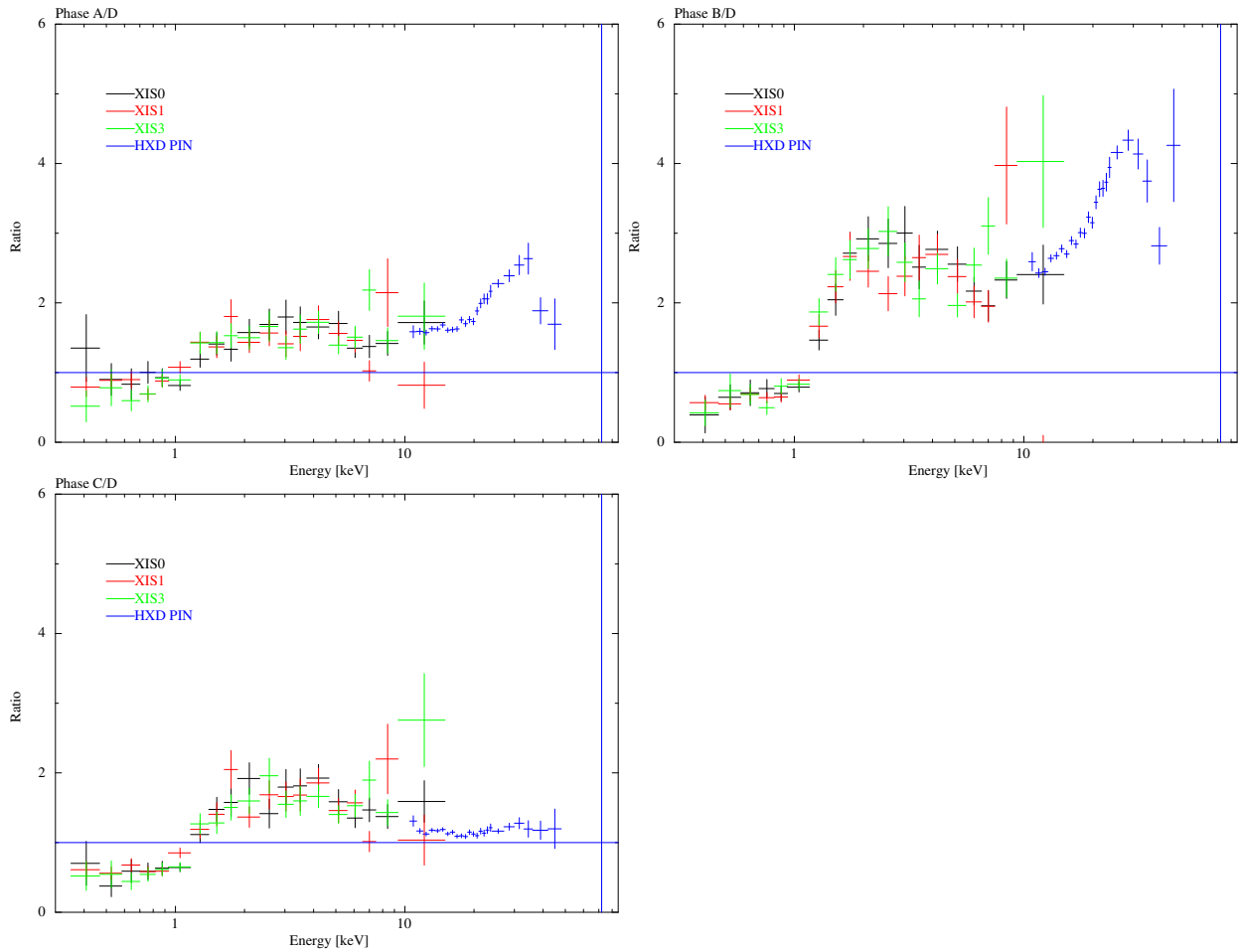


図 3.6: 位相同士でとったカウントレートの比。各位相領域のスペクトルを図 3.3 中の D 領域で割ったもの。

C と D の位相領域で高エネルギー帯域の強度比をそろえて差をとることで得ることが出来る。結果 (図 3.13) は、cut-off power law モデルでよく合った (reduced  $\chi^2$  は 1.29 (31 d.o.f))、photon index と e-folding energy は、必ずしも強い制限を与えることはできなかったが、それぞれ、 $0.7^{+0.4}_{-1.0}$ 、 $21 \pm 18$  keV であった。両方を合わせると、このエネルギー帯では、power-law に何らかの cut-off がかったようなスペクトル形を持っていると結論できる。

### 3.1.4 全エネルギーでの同時解析

これまでの解析から、位相で分割して作成した各スペクトルには、下記に示すように、形を変えない 3 つの成分があることをつきとめた。

- Soft component. 黒体放射で近似でき、1 keV 以下の低エネルギー側で卓越している成分。他のモデル (熱制動放射など) を必ずしも排除できないが、他の X 線パルサーの解析でも黒体放射が一般的に使われていることから (Hickox et al., 2004)、ここでも黒体放射を採用する。
- Medium component. 中間エネルギー帯で支配的なべき関数状の成分。高エネルギー側で急激に強度が減少する roll-off をもつ。Roll-off の関数形の詳細については、データからは制限がつけられていない。

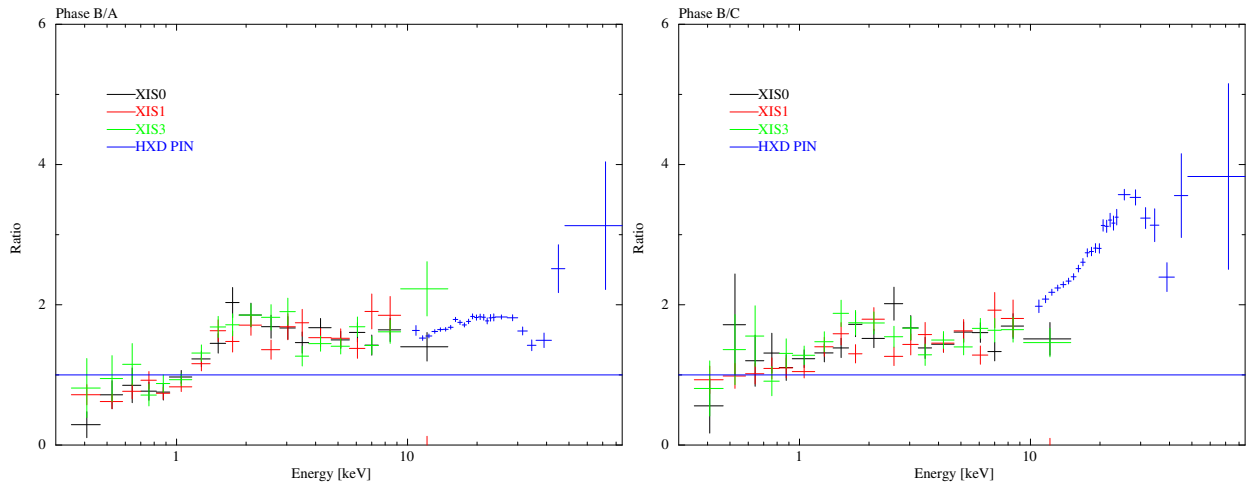


図 3.7: 位相同士でとったカウントレートの比。図 3.3 中の B 領域を A 領域、C 領域で割ったもの。

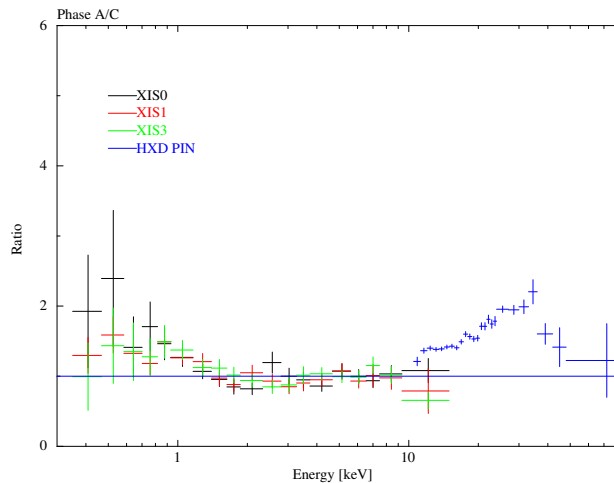


図 3.8: 位相同士でとったカウントレートの比。図 3.3 中の A 領域を C 領域で割ったもの。

- Hard component。15 keV 以上の高エネルギー側で卓越する成分。中間エネルギー帯に寄与していないことから、低エネルギー側で減少する形状を持つ必要があり、数 keV 程度の高温の黒体放射で良く表される。

続いて、位相分割したスペクトルに 3 つの形を変えない連続成分があることをより確実に示すために、5 つの位相領域のスペクトルを、同時 fitting により、3 つの連続成分で再現することを試みた。ここで、3 つの連続成分に加えて、2 つの局所的な構造を導入した。

- サイクロトロン共鳴散乱構造 (CRSF)。~30-40 keV に存在する、サイクロトロン共鳴散乱による吸収構造。
- 鉄輝線。~6-7 keV に存在する鉄輝線成分。電離状態の異なる輝線が複数混在していると考えられており、幅が広い。

これまでの解析では、統計が乏しいため鉄輝線成分を含めなくてもスペクトル再現がある程度可能であったが、実際のデータ上では鉄輝線構造があるのは明らかなので、以降の解析での導入は必須であると考えた。

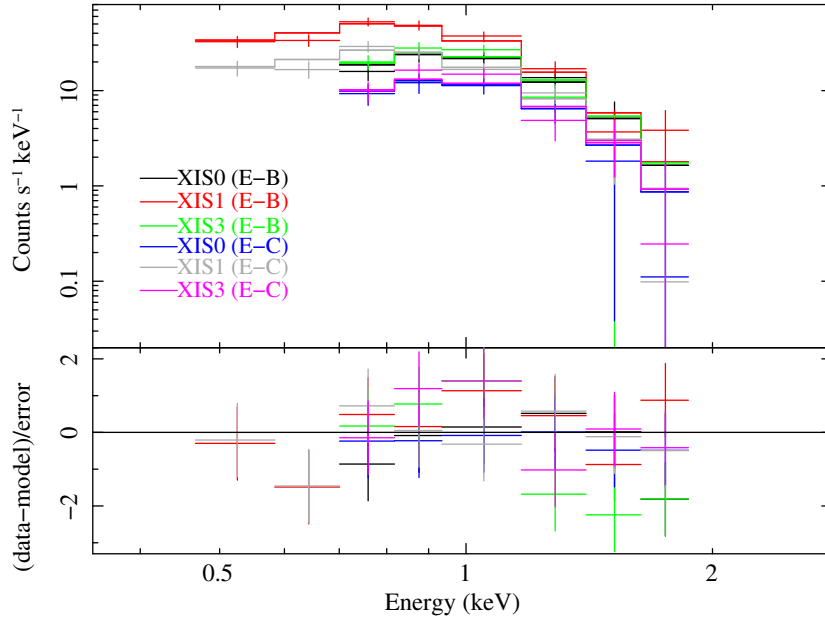


図 3.9: 2-6 keV の強度を合わせて位相間で差をとり、低エネルギー側を抜き出したスペクトル。誤差は 90%error。

3つの連続成分のモデルとして、Soft component には黒体放射を、Medium component には指数関数的 cut off 付きのベキ関数を、Hard component には黒体放射を採用した。これらは、位相分割スペクトルの形状変化は本質的な成分の normalization 変化にのみ由来するという仮説を確かめるために暫定的に使用した現象論的モデルである。スペクトル fit の結果を放射機構とつなげるためには、より物理的なモデルが必要である。

この5つの成分で、5分割した各位相で全エネルギーでのスペクトル再現を試みた。連続成分のスペクトル形を決めるパラメータは、Soft Black Body の黒体放射温度  $kT_S$ 、Cut-off Poewr Law の photon index  $\alpha$ 、e-folding energy  $E_{\text{fold}}$ 、Hard Black Body の黒体放射温度  $kT_H$ 、である。 $kT_S$  と  $\alpha$ 、 $E_{\text{fold}}$  は、全パルス位相で共通に設定した。Hard Black Body の温度  $kT_H$  は、C-D-E と A-B でそれぞれ共通にした。前節 (§3.1.3) で説明したように、2つの位相グループでは、 $kT_H$  は異なる可能性が示唆されたためである。サイクロトロン共鳴散乱構造の3つのパラメータ  $E_0$ 、 $D_0$ 、 $W_0$  は、C-D-E では共通にできたものの、A, B では異なる値にする必要があった。鉄輝線成分の導入は必須であるものの、データの統計が位相変化に伴うパラメータ変化を細かく反映するには不十分であったため、鉄輝線のパラメータ、すなわち中心エネルギー  $E_{\text{Fe}}$ 、輝線幅  $\sigma_{\text{Fe}}$ 、normalization Factor  $N_{\text{Fe}}$  は、5つの位相すべてで共通にした。3つの連続成分の Normalization factor は、全位相でそれぞれ独立とした。結果を図 3.14 と表 3.4 に示す。このモデルは、全位相の phase resolved spectra を良く再現しているといえる。黒体放射成分の Normalization は、 $S_{\text{sqkm}}/D_{10}^2$  kpc で表す。 $S_{\text{sqkm}}$  は観測者からみた黒体放射領域の射影面積で、単位は  $\text{km}^2$ 、 $D_{10}$  は、天体までの距離で、単位は 10 kpc。Cut off power law の Normalization の単位は、1 keV における photons  $\text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  である。

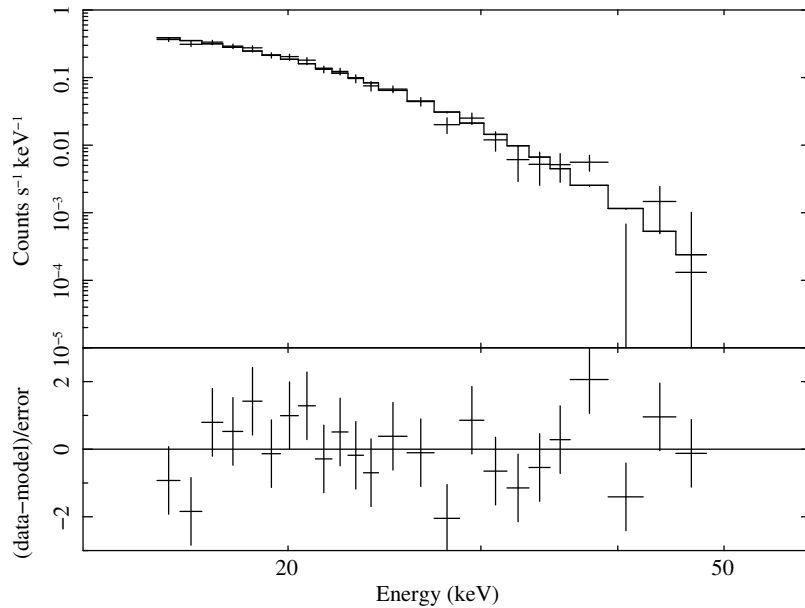


図 3.10: 位

相区間 C と D のスペクトルをもとに、2-6 keV 以上の強度を合わせて位相間で差をとり、高エネルギー側だけ抜き出したスペクトル。誤差は 90%error。

### 3.1.5 既存モデルとの比較

Her X-1 の X 線スペクトルは、主に 3 つの連続成分で構成されており、スペクトル形を決める物理パラメータを変えずに位相毎の強度変化をするという仮定で、位相変化も含めて実データを良く再現できることが示された。ここで、3 つの成分と実際の放射領域との対応を検討するために、既存のモデルとの比較を行う。

~1 keV 以下の低エネルギー側で支配的である Soft Black Body 成分は、いくつかの X 線連星パルサーで見られる「Soft excess」成分に対応するものといえる。Soft excess 成分は、多くの場合単一温度の黒体放射で表され、時に broad な輝線状の放射が重なっていることがある。実際、Her X-1 でも過去に 1 keV 付近に broad な輝線構造が XMM-Newton の RGS で観測された (Jimenez-Garate et al., 2002)。今回の解析では、1 keV 付近の輝線成分は導入しなかったが、位相によっては 1 keV 付近の残差が大きく、モデル変更の余地がある。Soft excess は、中性子星磁極に向けて運動方向を変えるべく変形した降着円盤の内縁部分が、中性子星からの X 線放射を受けて温度が上がり、低温の熱的放射を行うようになったものと考えられており、黒体放射様のスペクトルと、低電離の降着円盤内縁の表面付近の光電離プラズマからの輝線成分が合成されたものと考えられている。

~2 keV 以上の中・高エネルギー領域は Cutoff Power Law と Hard Black Body の 2 つの成分で構成されていた。この 2 成分の構成は、降着駆動型パルサーで広く適用可能な「NPEX」モデルと類似している (§1.2.3 を参照)。NPEX モデルの第一項は、降着柱の中のプラズマによる非飽和の逆コンプトン散乱のスペクトルで、伝統的に X 線パルサーのスペクトルモデルとして使われて来たベキ関数成分、第二項は飽和した逆コンプトン散乱の Wien hump に対応する成分で黒体放射の近似的な表現と考えることができる。したがって、本解析の Hard Black Body 成分は、NPEX モデルの第二項と同等であるといえる。相違点を挙げると、cutoff energy とそれに相当する黒体放射温度は、本解

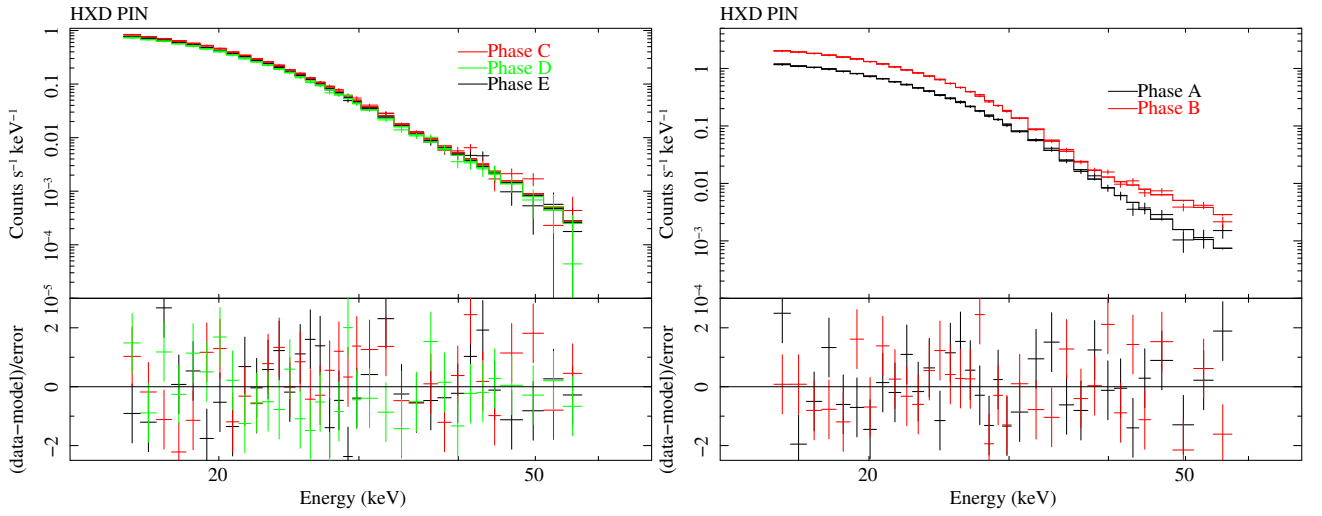


図 3.11: HXD PIN で得られた 18-60 keV のエネルギースペクトルに直接 fit した結果

表 3.3: HXD PIN の 18 keV 以上のデータを fit した結果

Components	Parameters	Best-fit values				
		A	B	C	D	E
Hard bbody	$kT_H$ [keV]	$7.7^{+0.8}_{-0.5}$ (AB)			$5.4^{+0.9}_{-0.4}$ (CDE)	
	$S'/D_{10}^2$ <sup>1)</sup>	$0.9^{+0.2}_{-0.4}$	$1.4^{+0.5}_{-0.6}$	$1.4^{+0.6}_{-1.0}$	$1.5^{+0.6}_{-1.1}$	$1.3^{+0.6}_{-0.9}$
Cyclabs	Depth, $D_0$	$1.8^{+0.3}_{-0.2}$	$2.0 \pm 0.2$	$0.7^{+0.5}_{-0.2}$ (CDE)		
	$E_0$ [keV]	$37.5^{+1.0}_{-0.9}$	$36.7 \pm 0.3$	$31.7^{+0.7}_{-1.0}$ (CDE)		
	Width, $W_0$ [keV]	$18 \pm 3$	$11 \pm 2$	$11^{+7}_{-4}$ (CDE)		
	Reduced $\chi^2$ /D.O.F.	1.43/59 (AB)		1.24/95 (CDE)		

<sup>1)</sup>  $S'$  is a projected area in  $\text{km}^2$  and  $D_{10}$  is the distance to the source in unit of 10 kpc.

析の 2 成分モデルでは別々になっているが、NPEX では 2 つのベキ関数成分に掛かる 1 つの共通パラメータになっている点がある。相違点が生じた理由は、NPEX が完全に現象論的モデルであり、スペクトル形を統計の範囲内で再現するだけであれば 2 つのパラメータに分ける必要がなかったためであるといえる。実際、Mihara (1995) では NPEX モデルを使って Her X-1 のパルス位相別のスペクトルを再現できていたが、(1.5) 式で定義される  $\alpha_1$ 、 $kT$  は位相毎に異なっていた。これらパラメータの位相毎の違いは、本論文の主旨、つまり、中性子星の回転に伴って観測される連続スペクトルの変化は、観測者から見える放射領域の見え方の違いに起因し、各放射領域からのスペクトル形は、視線角度の変化では変わらないという考えとは整合しない。

Vasco et al. (2013) と Fürst et al. (2013) は、それぞれ RXTE と NuStar による Her X-1 の観測の  $\sim 2$  keV 以上で、exponential cut-off (highcut) モデルを使ってパルス位相別にスペクトル fit を行った。どちらのモデルも、fit を満足するために 10 keV 付近に「10 keV feature」と呼ばれる構造を導入していた。両者とも、本解析と同様に  $\sim 2$  keV 以上で 2 つの連続成分を用いているが、スペクトル形を決定する複数のパラメータが位相によって大きく変動していた。また、Wolff et al. (2016) は、同じ NuStar の観測データを、輻射優位の衝撃波および降着柱での逆コンプトン散乱というモデルで良く再現できることを示した。しかしながら、fit は位相平均スペクトルに限られており、モデル中の X 線放射は一つの Comptonized bremsstrahlung 成分が全エネルギーを通して支配的であった。この



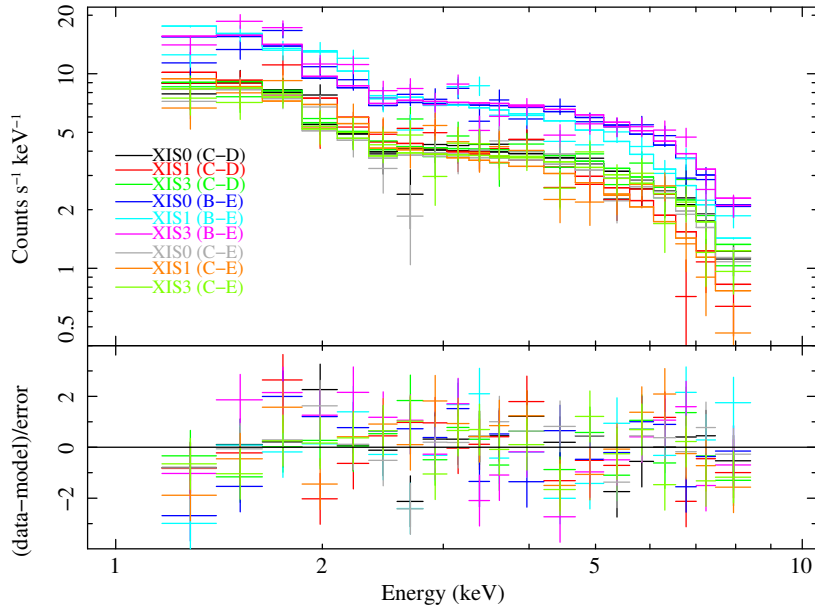


図 3.12: 1 keV 以下の強度を合わせて位相間で差をとり、中間エネルギー帯で支配的な放射成分のうち、低エネルギー側のスペクトル形を正しく抜き出したスペクトル。誤差は 90%error。

モデルでは、位相毎のスペクトル形の変化を十分説明できるかどうかを示されておらず、本研究の解析結果である、中高エネルギー領域で 2 成分構成という結果とは相容れないものになっている。

以上より、既存のモデルでは、本研究のこれまでの解析指針の要請を満足するものは現時点で存在しない。高エネルギー側の成分は物理的な説明の伴うモデルも存在するが、中間エネルギー帯のベキ関数様の成分については、位相毎の変化を Normalization 以外の物理パラメータを変化させることでしか再現できず、どのモデルも不十分である。

## 3.2 独自モデルによる解析

これまでの解析で、Her X-1 の観測スペクトルを、中性子星の回転により強度のみを変動させる本質的な放射成分に分解することができた。しかし、得られた 3 成分の構成は、実際の放射領域との対応を考えると、特に中間エネルギー帯で卓越する medium component を物理的に説明できるモデルにはなっておらず、まだ現象論的モデルの域を出ていなかった。本解析では、medium component を表すモデルを、物理的根拠に基づいて新たに作成し、スペクトル fit を行った。

### 3.2.1 放射領域と X 線スペクトル構成

Inoue (2020) は、X 線パルサー中の強磁場中性子星における X 線放射領域である磁極領域の構造を、質量降着率の関数として研究し、二つの放射領域の存在について議論した。§1.2.2 で言及したように、降着柱の primary region と secondary region である。衝撃波面直後の比較的光学的に薄い部分が Primary region で、降着柱の下部に近づくにつれて高温高密度になり、光学的に厚くなった部分が Secondary region である。降着率が低い場合は、光学的に薄い Primary region の放射が主になるが、



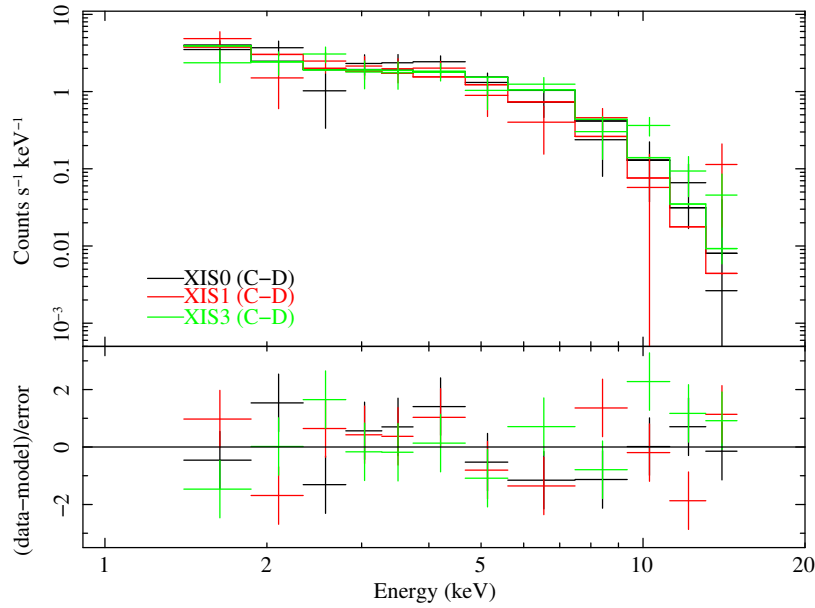


図 3.13: 10 keV 以上の強度を合わせて位相間で差をとり、中間エネルギー帯で支配的な放射成分のうち、高エネルギー側のスペクトル形を正しく抜き出したスペクトル。誤差は 90%error。

降着率が高くなると光学的に厚い Secondary region の放射が主になる。Primary region の、光学的に薄い部分からの X 線放射は、Becker & Wolff (2007) で提唱されている過程によるもので、Secondary region の、光学的に厚い部分からの放射は Inoue (1975) で提唱されたように、多温度黒体放射のスペクトルになると考えられる。さらに、Inoue (2020) では、光度が  $10^{37}$  erg/sec 以下の X 線パルサーにおいては、Primary region からの放射が支配的であることと、一方で光度が  $10^{37}$  erg/sec を超える場合においては Secondary region からの放射が支配的になるということを明らかにした。

Secondary region の放射領域形成について、中性子星表面付近ではもう少し踏み込んで考える必要がある。降着柱の Secondary region を落下するガスは、かなりの熱エネルギーを保持したまま中性子星表面まで落下することになる。したがって、降着柱の底では、落下するガスの蓄積により、熱的な圧力がある時点で磁気圧を超えることになる。そうすると、ガスは磁力線を引きずったまま、中性子星表面に沿って広がっていくと考えられる。この外側に広がった部分を Polar mound region と呼ぶことにする。Polar mound region では、外側に広がったガスが放射で冷えていく効果と、磁力線を引きずったまま外に広がることで磁気圧が増加する効果の釣り合いでガスの広がりが決まることになる。この Polar mound region は、中性子星表面に沿って薄く広がった形状になるので、放射スペクトルは温度勾配の少ない単一温度の黒体放射に近いものになると考えられる。

Her X-1 の X 線光度は、観測からは  $10^{37}$  erg/sec の数倍程度と見積もられるが、降着円盤の precession によって放射領域の一部が隠されている効果を考慮すると、本質的には  $10^{38}$  erg/sec を超える高光度になっているはずである (Inoue, 2020)。したがって、Her X-1 における放射領域と X 線スペクトルについては、Secondary region からの多温度黒体放射と、Polar mound region からの単温度黒体放射様のスペクトルの組み合わせで構成を考えれば良いことになる。

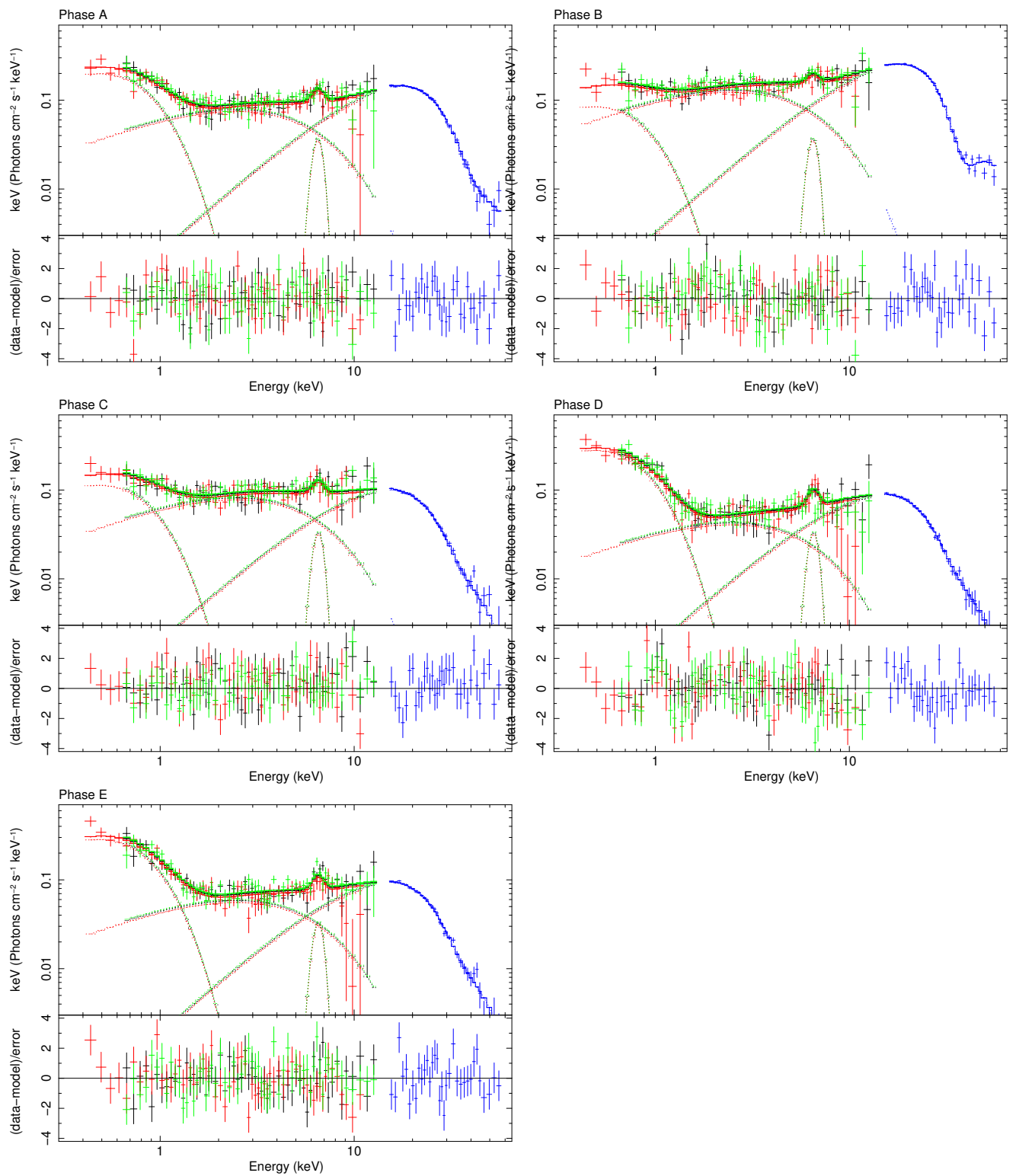


図 3.14: 3つの連続成分モデルで各位相のスペクトル fit をした結果。

表 3.4: 三つの連続成分を用いて全位相同時 fit をした結果。

Component	Parameters	Best-fit values				
		A	B	C	D	E
Hard bbody	$kT_H$ [keV]	8.4 ± 0.8 (AB)			6.0 <sup>+0.3</sup> <sub>-0.5</sub> (CDE)	
	$S'/D_{10}^2$ <sup>1)</sup>	0.7 ± 0.3	1.1 ± 0.4	1.1 <sup>+0.4</sup> <sub>-0.3</sub>	1.0 <sup>+0.3</sup> <sub>-0.2</sub>	1.0 ± 0.3
Cutoffpl	$\alpha$	0.18 ± 0.13 (ABCDE)				
	$E_{\text{fold}}$ [keV]	3.0 ± 0.5 (ABCDE)				
	$N_{\text{Cpl}}^{(2)}$ [ $\times 10^{-2}$ ]	8.6 ± 0.5	14.3 ± 0.7	9.2 ± 0.6	4.7 ± 0.4	6.4 ± 0.4
Soft bbody	$kT_S$ [keV]	0.17 ± 0.01 (ABCDE)				
	$S'/D_{10}^2$ <sup>1)</sup> [ $\times 10^4$ ]	9.0 ± 1.1	3.6 <sup>+0.8</sup> <sub>-0.5</sub>	5.0 ± 0.8	12.9 ± 1.4	13.1 ± 1.4
Cyclabs	Depth, $D0$	2.1 ± 0.3	2.2 ± 0.1	1.0 ± 0.2 (CDE)		
	$E0$ [keV]	37.5 ± 0.8	36.9 ± 0.3	32.0 ± 0.6 (CDE)		
	Width, $W0$ [keV]	19 ± 3	12 ± 1	14 <sup>+2</sup> <sub>-4</sub> (CDE)		
Gauss	$E_{\text{Fe}}$ [keV]	6.52 ± 0.10 (ABCDE)				
	$\sigma_{\text{Fe}}$ [keV]	0.4 ± 0.1 (ABCDE)				
	$N_{\text{Fe}}$ [ $\times 10^{-3}$ ]	5.2 ± 0.8 (ABCDE)				
	Reduced $\chi^2$ /D.O.F.	1.22/1060 (ABCDE)				

<sup>1)</sup>  $S'$  is a projected area in  $\text{km}^2$  and  $D_{10}$  is the distance to the source in unit of 10 kpc.

<sup>2)</sup> In unit of photons  $\text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  at 1 keV.

### 3.2.2 Medium component としての多温度黒体放射

Inoue (2020) で理論的に考案されたスペクトル構成をこれまでのパルス位相別のスペクトル解析で使用した現象論的モデル構成と比較してみると、cut-off power law 成分は Secondary region からの放射、Hard black body 成分は Polar mound region からの放射に対応していると考えるのが自然である。Polar mound region からの放射は、そのまま Hard black body 成分を適用できると考えられるが、cut-off power law は、物理モデルである多温度黒体放射に置き換える必要がある。

多温度黒体放射は、連続的な温度分布を持つ、光学的に厚い表面からの放射で、基本的に多数の単一温度黒体放射を足し合わせたスペクトルである。同じ物理で、一般的に用いられているのが、標準降着円盤からの放射を表すのに使われるモデルである。これを降着柱に適用し、Secondary region からの放射として導入するため、p-free disk model (Mineshige et al. (1994); Kubota & Makishima (2004)) を基本にして新モデルを作成し、使用した。p-free disk model は、標準降着円盤の温度分布  $T(r) \propto r^{-3/4}$  ( $r$  は半径) のべきを free parameter として、 $T \propto r^{-p}$  という関係を導入したモデルで、温度分布が標準降着円盤から外れるような降着円盤にも適用できるよう、自由度を高めたモデルである。標準降着円盤の場合、 $p$  は  $3/4$  になることが簡単な考察からわかる。つまり、単位長さあたりの降着により解放される重力エネルギーは、 $1/r^2$  に比例し、これが放射される円周長さは  $1/r$  に比例するので、単位面積あたりに解放される重力エネルギーは  $1/r^3$  に比例する。これが黒体放射の放射率  $\sigma T^4$  と釣り合うので、温度は  $T \propto r^{-3/4}$  の依存性を持つ。降着柱の場合、円錐の開き角が中性子星からの距離によらず一定と考えれば、円錐の円周の長さは、 $1/r$  の依存性を持つことになり、降着円盤の場合と同じになる。ただし、実際は双極子磁場と同じ形状を持つと考えられるので、その場合は、 $1/r$  より急な依存性になる。標準降着円盤と大きく異なるのは、解放された重力エネルギーがその場で放射されるのではなく、物質に trap されて流れて行き、より中性子星に近いところで放

射されることである。さらに、放射域では電子散乱の影響が強く、dilutionにより黒体放射の時よりも emissivity が下がってしまう（有効温度が色温度より下がってしまう）。このような、降着柱の形状、光子が流れて行く効果、放射の dilution 効果を、近似的に  $r$  のべき乗の依存性を持つと仮定して取り込むと、(色)温度の半径依存性は、 $T$  のべき乗の形で近似することができる。つまり、p-free disk モデルを流用できることになる。さらに、p-free disk model で、足し合わせる黒体放射の温度範囲について、上限（降着柱下端に対応）だけでなく、下限（降着柱上端）もモデルパラメータとして設定することにした。通常、p-free disk model では、温度の足し合わせの下限に関しては、 $r \rightarrow \infty$  で  $T \rightarrow 0$  という極限を用いている。これは、降着円盤外側は、十分温度が低く、X線放射が無視できる温度になっているからである。一方、降着柱の場合は、特にここで考えているような大きな質量降着率の場合は、standing shock 直下の温度が最も低くなる。ただし、それでも数分の 1 keV の温度があり、軟X線の放射が十分可能である。したがって、 $\sim 1-2$  keV 以下の軟X線帯のスペクトルを正しく再現するには、p-free disk model に温度下限を正しく取り込む必要がある。新たに作成した、降着柱用の多温度黒体放射モデルの関数形とプロット例を appendix に示しておく。

降着柱用の新たな多温度黒体放射モデルを導入して位相別のスペクトルをそれぞれ fit した。結果、表 3.5 のように、このモデルでも、各位相のスペクトルをよく再現できている。多温度黒体放射の normalization は、 $2d_{*,\text{km}}R_{\text{km}}\cos\theta$  で表される。 $d_{*,\text{km}}$  と  $R_{\text{km}}$  は、それぞれ降着柱底部の半径と中性子星の半径で、単位は km。 $\theta$  は、降着柱表面の法線方向と視線方向のなす角である。結果を見ると、medium component に cutoff power law を用いた時と soft/hard component の best-fit parameter にほとんど違いは見られない。これは、経験的なモデルである cutoff power law と多温度黒体放射のスペクトル形が似ているためと考えられる。

得られた best fit パラメータから、各放射成分のエネルギー量に換算した flux と黒体放射面積の半径を算出した。これを、CRSF の 3 つのパラメータと共に図 3.15 に示す。黒体放射の flux は、単純に  $(S'/D^2)\sigma T^4/\pi$  で表される一方で、多温度黒体放射では  $(2d_*R\cos\theta/D^2)(\sigma T_{\text{in}}^4/\pi)/(4p-2)$  で表される。Hard black body の黒体放射半径は、 $(S'_{\text{sqkm}}/\pi)^{1/2}$  で表される。また、降着柱底部の見かけの半径は、 $d_{*,\text{km}}\cos\theta$  で表される。ここで、 $R_{\text{km}} = 10$ 、天体までの距離を 6.1 kpc (Leahy & Abdallah, 2014) と仮定した。

表 3.5: 三成分のうち medium component を多温度黒体放射モデルで fit した結果。

Component	Parameters	Best-fit values				
		A	B	C	D	E
Hard bbody	$kT_{\text{H}}$ [keV]	8.4 $^{+0.6}_{-0.8}$ (AB)		6.1 $^{+0.7}_{-0.5}$ (CDE)		
	$S'/D_{10}^2$ <sup>1)</sup>	0.7 $^{+0.3}_{-0.2}$	1.1 $^{+0.4}_{-0.3}$	1.0 $^{+0.4}_{-0.5}$	0.9 ± 0.4	1.0 ± 0.4
Multi-color BB	$T_{\text{out}}$ [keV]	0.34 ± 0.02 (ABCDE)				
	$T_{\text{in}}$ [keV]	2.4 $^{+0.1}_{-0.2}$ (ABCDE)				
	$p$	0.73 ± 0.04 (ABCDE)				
	$S'_C/D_{10}^2$ <sup>2)</sup>	3.8 ± 0.7	6.4 $^{+1.4}_{-1.2}$	4.1 $^{+1.1}_{-0.7}$	2.1 $^{+0.7}_{-0.5}$	2.9 $^{+0.6}_{-0.5}$
Soft bbody	$kT_{\text{S}}$ [keV]	0.17 ± 0.01 (ABCDE)				
	$S'/D_{10}^2$ <sup>1)</sup> [ $\times 10^4$ ]	9.7 ± 1.3	5.0 ± 0.9	5.8 ± 0.9	13.1 ± 1.6	13.5 ± 1.6
Cyclabs	Depth, $D0$	2.1 ± 0.2	2.2 ± 0.2	1.1 $^{+0.3}_{-0.2}$ (CDE)		
	$E0$ [keV]	37.5 $^{+1.0}_{-0.8}$	36.9 ± 0.3	32.0 ± 0.9 (CDE)		
	Width, $W0$ [keV]	19 ± 3	12 ± 2	15 ± 4 (CDE)		
Gauss	$E_{\text{Fe}}$ [keV]	6.50 ± 0.07 (ABCDE)				
	$\sigma_{\text{Fe}}$ [keV]	0.4 ± 0.1 (ABCDE)				
	$N_{\text{Fe}}$ [ $\times 10^{-3}$ ]	5.5 $^{+1.5}_{-1.1}$ (ABCDE)				
	Reduced $\chi^2/\text{D.O.F.}$	1.22/1059 (ABCDE)				

<sup>1)</sup>  $S'$  is a projected area in  $\text{km}^2$  and  $D_{10}$  is the distance to the source in unit of 10 kpc.

<sup>2)</sup>  $S'_C$  is defined as  $2d_{*,\text{km}}R_{\text{km}} \cos \theta$ . See text for the definition of symbols.

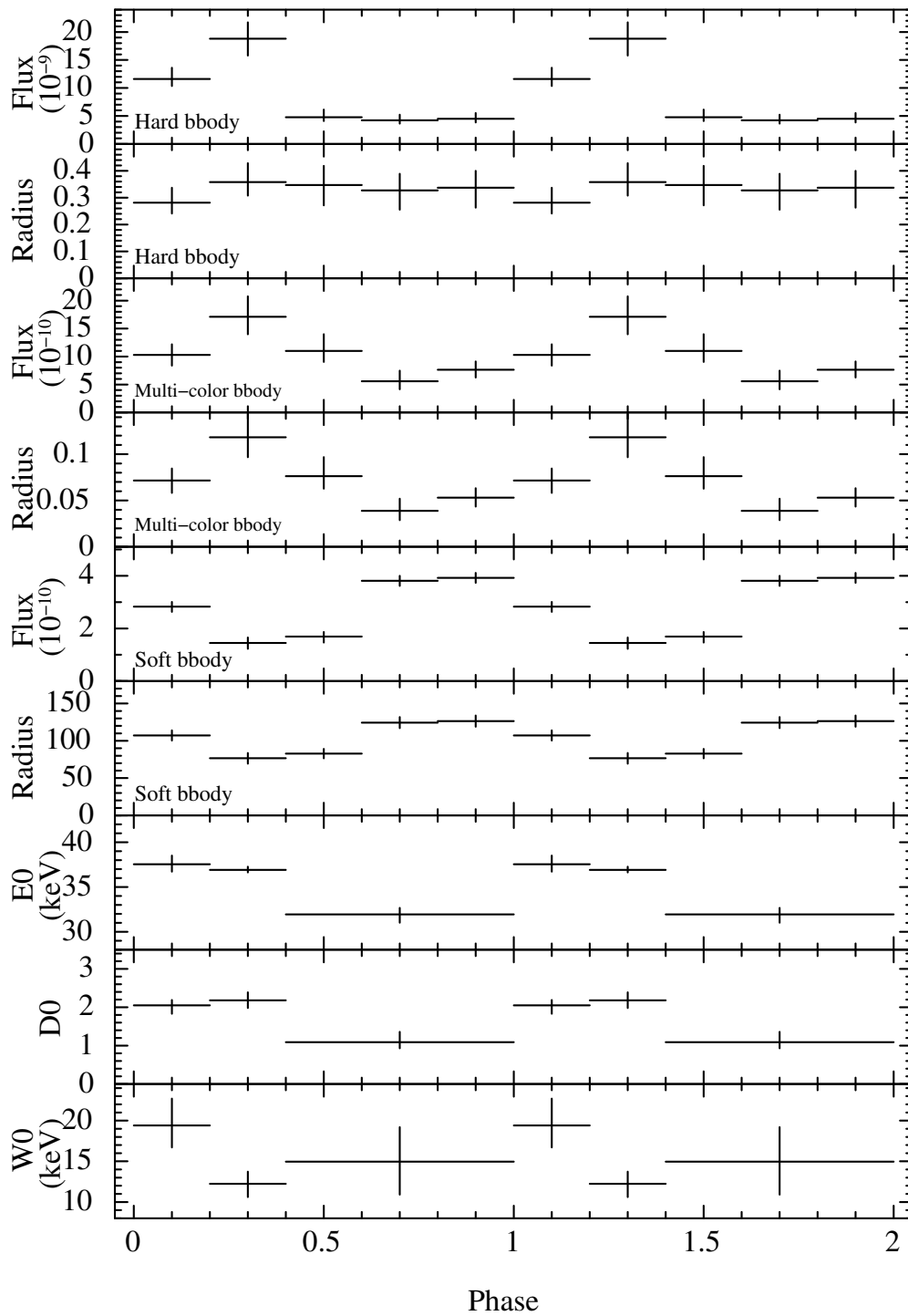


図 3.15: fit 結果の位相推移

## 第4章 Discussion

これまでの解析では、X線パルスにおける連続成分の変動は、観測者から見た放射領域の射影面積が変わることによって起き、各放射領域からのスペクトル成分は見込み角によって形を変えないという指導原理のもと、Her X-1の観測データから各放射領域と対応付けが可能な3つの基本的な放射成分を抽出することができた。得られた3つの成分はそれぞれ、温度 $\sim 0.2$  keVの黒体放射、photon index $\sim 0.2$ 、folding energy $\sim 3$  keVのcut-off powerlaw、温度 $\sim 8$  keVの黒体放射（A-Bの位相領域）、温度 $\sim 6$  keVの黒体放射（C-D-Eの位相領域）、という現象論的なモデルで再現することができ、さらに、cut-off power lawの代わりに多温度黒体放射モデルを用いることで、放射領域に関する物理量（温度やサイズ等）を推定することができた。本章では、放射領域に関する最新の理論モデルであるInoue (2020)との比較を中心に、各成分のfit結果の妥当性を検討し、実際のX線放射領域の描像との対応を議論、検討する。

### 4.1 強度のみ変動する放射成分への分解

本論文の解析では、X線パルサーからの放射成分は、パルス位相によって強度（normalization）は変動するものの、スペクトルの形は変わらないという前提のもと、Her X-1のスペクトルを3つの成分に分解した。この前提は、放射領域がoptically thickであれば成り立つと考えられる。実際3つの放射成分は、いずれも黒体放射（およびその重ね合わせ）で再現できた。その意味で、self-consistentな結果になっている。しかし、一般的な状況を考えると、見込む角度によって、スペクトル形は変化せずnormalizationのみが変化するという仮定は、必ずしも成り立たない。例えば、Optically thinの極限では、放射領域のgeometryによらず、放射は見込む角度には依存しない。そういう意味では、見込む角度によってスペクトル形が変わるような一般的なモデルを必ずしも否定するものではない。optically thickな場合に、見込む角度によりスペクトル形が変わる可能性としては、中性子星自身による遮蔽がある。放射領域に温度分布がある場合、スピンドル放射領域が中性子星の背後にくると、放射領域の一部が隠されるため、見かけ上放射の温度が変わる可能性が考えられる。しかし、中性子星の強い重力によるlight bendingの効果により、中性子星の裏側からの放射もその多くが観測者に届く(Leahy, 2003)。したがって、（正確には、中性子星の質量半径に依存するものの）ほとんどのケースで中性子星自身による遮蔽効果はあまり効かないと考えられる。Her X-1のように光度が大きいX線パルサーの場合は、放射領域が必然的にoptically thickになると考えられる。したがって、normalizationのみが変化し形状は変化しない放射成分というのは、ごく自然な仮定であり、本論文で得られた3成分への分解は、もっともらしい説明と考えられる。

### 4.2 多温度黒体放射

Cut-off power law成分は、Inoue (2020)の理論モデルと比較すると、磁極のpolar coneからの多温度黒体放射であると解釈できる。そして、位相で分割した各領域のスペクトルに対して、cut-off

power law を多温度黒体放射で置き換えた 3 成分を用いた同時 fit を再度行ったところ、同じように良い結果が得られた。多温度黒体放射以外の成分のパラメータは、置き換え前と同じような値が得られ、多温度黒体放射は、パラメータ  $p$  が  $\sim 0.7$ 、内縁温度と外縁温度がそれぞれ  $\sim 2$  keV、 $\sim 0.3$  keV という値となった。このうち、温度の半径依存性を表すパラメータ  $p$  は、降着円盤での値 ( $3/4$ ) に近い値になっている。Polar cone の開き角が一定と仮定すると、降着円盤の一部を切り出したものと polar cone は形状が同じになる。ただし、形状が同じことが  $p$  が同じであることに直接つながるわけではない。標準降着円盤の場合は、local に解放された重力エネルギーがその場で黒体放射として放射されるのに対し、polar cone の場合は、photon が降着流と共に流れていく効果が大きく、また、electron scattering による dilution によって、emisivity が黒体放射から大きくずれてしまうからである。Inoue (2020) では、これらの効果を取り込んだ評価を行い、実際に polar cone からの多温度黒体放射でも  $p$  が  $0.7$  になると予想しており、それは今回解析から求められた値と一致している。同様に、polar cone の内縁と外縁の温度も理論的な予想値と概ね一致している。

Polar cone 底部の断面の半径は、最大でも  $0.12$  km と示された (図 3.15)。しかし、この半径の値は見かけの値であり、これを polar cone の物理的なサイズと比較するには、放射の異方性と electron scattering による dilution の効果を考慮する必要がある。まず、放射の異方性について考える。Polar cone の中を進む photon は、electron による散乱を受けるが、electron は強磁場中のため、磁場に沿った方向にしか動けない。したがって、進行方向が磁場に垂直な photon は、偏光方向 (電場ベクトルの方向) が磁場に垂直な場合 (ordinary photon) には、electron による散乱をあまり受けずに進むことができる。進行方向が磁場に垂直かつ偏光方向が磁場に沿っている場合 (extraordinary photon) は、electron による散乱を受けやすく、容易に進行方向が変化することになる。一方、進行方向が磁場に沿っている photon については、ordinary photon、extraordinary photon の区別なく、散乱をあまり受けることなく進むことができる。したがって、extraordinary photon については、electron との散乱により、進行方向が磁場に沿った方向に変化することになる。言い換えると、放射が磁場方向に beaming することになる。Inoue (2020) では、Basko & Sunyaev (1975) で元々議論されていたような、polar cone からの放射の beaming 効果について議論している。Polar cone を上から観測するような状況では、黒体放射の intensity が、beaming を受けて大きく観測されるため、等方的な放射を仮定して求めた見かけの黒体放射半径も真の半径よりも大きくなっている。一方で、この場合では、dilution 効果もまた考慮に入れる必要がある。ここで扱っているような、Free-Free 吸収よりも電子散乱の効果がより支配的になるような場合には、得られた黒体放射温度は有効温度ではなく色温度とみなすべきである。色温度で与えられる黒体放射の intensity は、散乱により希釈され小さく見える、これに伴い見かけの半径も実際の半径よりも  $\sim 3$ - $4$  倍小さく見える (Shimura & Takahara, 1995)。これが希釈効果である。見かけの半径は、視線方向との傾きによる射影角によって、真の値よりさらに小さく見える。総合的に考えると、beaming 効果と dilution 効果は互いに打ち消し合うように逆方向に作用する。したがって、打ち消し合いの結果、見かけの半径が真の値に近いと考えるならば、今回得られた半径は Inoue (2020) の細長い polar cone という予想と矛盾はない。

### 4.3 Hard Black Body 成分

Inoue (2020) のモデルでは、Hard black body 成分は polar mound 由来であると考えられている。Hard black body に関するパラメータの、A-B と C-D-E の違いは、中性子星の N 極 S 極の二つの polar mound の違いが見えておりと解釈できる。A-B の黒体放射温度が C-D-E より高いことについては、いくつかの理由が考えられる。ひとつは片方の磁極への質量降着率がもう一方への降着率より大き



い場合である。質量降着率が高ければ、polar mound からの光度は高くならざるを得ず、放射面積に著しい違いが生じない限り、黒体放射温度も高くなる。なぜ片方の磁極への質量降着率が高いかについては、磁場構造が dipole からずれていることが考えられ、これは次に述べる 2 つの磁極での磁場強度の違いという可能性にもつながる。Polar cone の最下部では、降着物質の熱的な圧力が磁気圧を越えるため、降着物質が磁力線をひきずったまま中性子星表面に沿って広がり、polar mound を形成する。したがって、polar cone の最下部の温度は、ほぼ磁場強度で一意的に決まってしまう。仮に、片方の磁極の磁場強度が異なれば、その磁場をひきずって形成される polar mound の温度も異なり、そこから放射される黒体放射の温度も違ってくると考えられる。

Hard black body 成分の放射半径は、 $\sim 0.3$  km と見積もられる。Inoue (2020) によれば、この成分は polar mound から来ており、その物理的なサイズを考えるためには、やはり放射の異方性と electron scattering による dilution 効果を考慮する必要がある。Polar mound 領域での磁力線は、中性子星表面に沿って広がっていく降着物質に引きずられるので、中性子星表面に平行な成分を持ちつつも polar mound の端では中性子星表面に垂直成分が主になる。Extraordinary photon は、磁力線に沿った方向に放射されるものの、中性子星表面に沿った方向の磁場が卓越する領域では、放射される photon は観測者に届くことがなく、polar mound の端で磁力線に沿って（中性子星表面に垂直方向に）放射される photon が観測者に届くことになる。一方、ordinary photon は、磁力線方向に関係なく等方的に放射される。両方合わせると、polar mound 領域では beaming 効果は顕著には働かず、ほぼ geometry にしたがった強度分布になると考えられる。

したがって、ここでは dilution 効果だけを考える。見かけの半径の Dilution factor ( $\sim 3$ -4 倍) (Shimura & Takahara, 1995) と視線との傾き角による射影効果を考慮すると、Hard black body 放射領域の真の放射半径は、1 km あるいは数 km 程度に大きくなり得る。これも Inoue のモデルの予測と概ね一致する。

## 4.4 サイクロトロン共鳴散乱構造

サイクロトロン共鳴散乱構造 (CRSF) のパラメータは、A-B と C-D-E の二つの位相グループ間で異なっていた。Her X-1 に関してはこれまでの研究でも、CRSF の中心エネルギーがパルスピーク付近では高く、パルスの底付近では低くなっていることが知られている (Vasco et al. (2013); Staubert et al. (2014))。今回得られた結果は、過去の観測で知られていたパルス位相依存性と整合する結果になっている。

A-B と C-D-E の二つの位相グループでの違いは、Hard black body 成分と CRSF で同時に見られ、一方で polar cone 由来の多温度黒体放射からは見られなかった。また、Hard black body 成分は、CRSF が見られる高エネルギー帯において多温度黒体放射よりも卓越している。これらのことから、CRSF は Hard black body と同じ放射領域、つまり polar mound 由来であり、二つの位相グループの違いは、これもまた異なる二つの polar mound 間の違いである事が示唆される。高降着率の場合には、磁力線はより大きく引きずられ、polar mound 外側の磁束密度がより高くなるため、サイクロトロンエネルギーもより大きく見える。このことは、サイクロトロンエネルギーといくつかの X 線パルサーの観測 (Staubert et al., 2019) における X 線光度との間に正の相関があることと合致している。吸収構造の幅のパラメータ  $W_0$  は、位相領域 A と B で大きく異なっていた。これは、磁力線と視線方向のわずかな違いが、CRSF の幅の違いを生んでいる可能性が考えられる。

## 4.5 Soft Black Body 成分

これまでの解析で、Soft black body 成分が、中性子星周辺領域からの放射成分の一つとして確かに存在する事が示された。スペクトル形は、温度  $\sim 0.2$  keV の黒体放射で近似される。flux は、図 1 の下部に示したように sin 関数的に変化しており、パルス位相は中・高エネルギー帯と比べて半位相分だけずれている。これらは、Her X-1 の soft excess に関する過去の結果と矛盾はない (Endo et al., 2000)。この成分はおそらく、Hickox et al. (2004) で議論されたように、中性子星からの硬 X 線が、降着円盤内縁領域で吸収もしくは相互作用を受けて再放射されたものであると考えられている。

## 4.6 放射領域の見え方とパルスプロファイルの対応

ここまでで得られた知見から、実際の Her X-1 の見え方とパルスプロファイルの対応を考える。Her X-1 のスペクトルを構成する 3 つの連続成分のうち、soft BB 成分については、降着円盤内縁からの再放射という説が有力なので、ここでは磁極領域の多温度黒体放射と Hard BB 成分に絞って考える。降着柱も Polar mound も光学的に厚い構造であるため、中性子星の回転に合わせて見え方を変えるだけでは、基本的なプロファイルは sin 関数様になるはずである。図 3.15 を見ると、降着柱からの放射を表す多温度黒体放射成分は sin 関数様の強度変化をしているように見えるが、Hard BB 成分は必ずしもそうではない。これについて、視線方向と放射領域の形状、配置を考え、位相毎の各成分の強度変化を考察する。

Her X-1 の磁軸と観測者の関係を図 4.1 のように考える。Her X-1 の場合、視線方向と公転面のなす角が  $10^\circ$  以下ということがわかっているので (Leahy & Abdallah, 2014)、ここでは  $5^\circ$  と仮定した。また、プリセッション軸の公転面に対する inclination は、 $20 - 40^\circ$  という制限がついているので (Leahy (2002); Inoue (2019))、ここでは  $30^\circ$  とおいた。観測は main-on で行われたので、降着円盤は視線方向から最も離れていることになる。スピン軸と磁軸のなす角については任意性があるが、スピン位相によって異なる磁極が見える必要があることから、 $50^\circ$  とおいた。このような前提のもと、降着柱および polar mound の見え方を考える。Polar mound と降着柱の境界付近では、磁場が大きくゆがめられているため、Hard BB の一部が強く Beaming されるような角度が存在すると考えられる (図 4.2)。ここで、中性子星の回転に合わせた各領域の見え方を図 4.3 のように考えると、降着柱を真上からのぞき込むような位相である AB のみ、Hard BB 成分が強く観測されたものと考えられる。

今回、各位相での降着柱と polar mound の配置の例を図 4.3 で示したものの、必ずしもこの見え方と放射強度が直接一致するわけではないので、注意が必要である。つまり、放射の異方性が図では表現できておらず、また一般相対論的な light bending の効果も取り込めていない。2 つの polar mound の温度が異なることから、磁場が dipole からずれていることが考えられるが、その影響も表現できていない。従って、今回の解析の妥当性や Inoue (2020) モデルとの整合性を図 4.3 をもとに議論するのは難しい。放射の異方性や light bending の効果を取り込んで各位相ごとの放射領域の配置を議論するには数値計算が必要であり、将来の課題としたい。

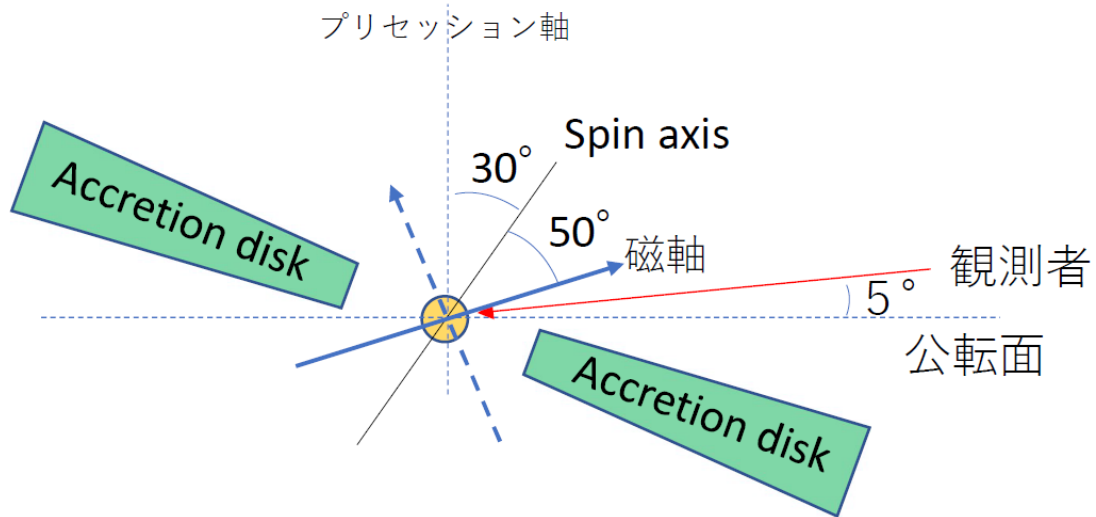


図 4.1: Her X-1 の見え方。

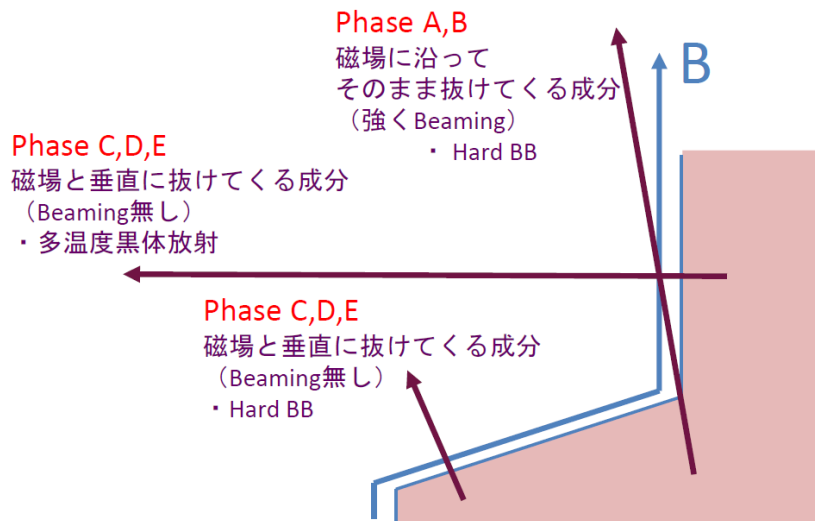


図 4.2: 降着柱周辺の光の進み方。磁場に沿った方向にと磁場に垂直な方向で Beaming の強さが変わるため、パルスプロファイルも変化する。

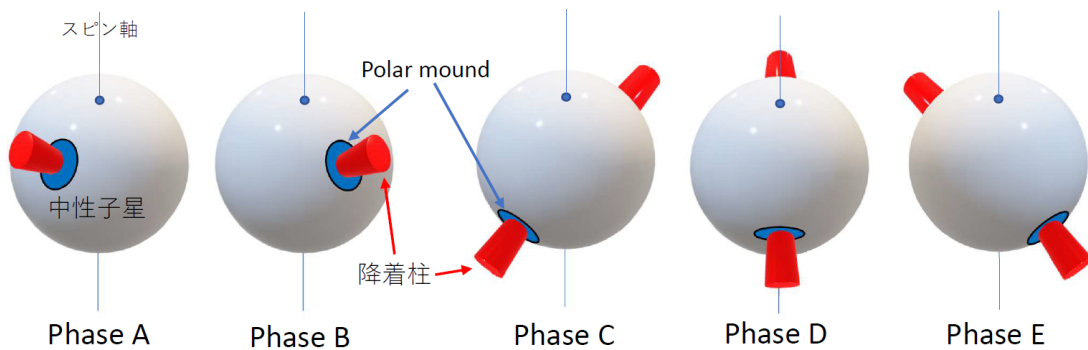


図 4.3: 位相毎の Her X-1 の見え方。降着柱と Polar cone を真上から、磁場に沿ってのぞき込む位相 (Phase A,B) と、磁場に垂直な方向から見る位相 (Phase C,D,E) で放射成分の強度変化をある程度説明できる。

## 第5章 Conclusion

本論文は、X線連星パルサーのX線スペクトルをパルス位相で分解し、位相毎のスペクトルを組み合わせて得られた強度比スペクトルが定数になる部分を探すことで、本質的な放射成分を抽出した。X線連星パルサーのX線スペクトルについては、長年にわたり、物理的な背景を伴わない関数形を組み合わせた経験的なモデルが使われていた。最近、物理的なモデルに基づく詳細な数値シミュレーションとの比較も行われ始めたが、放射領域の一般的な構造や放射過程について、必ずしも見通しが良くなかった。そこで、本論文では、できるだけモデルに依存しない手法で、X線連星パルサーからのX線放射を複数の本質的な放射成分に分離することを試みた。明るいX線連星パルサーでは、放射領域はいずれも光学的に厚いと考えられることから、X線放射は見込む角度によって強度が変化するもののスペクトル形は変わらないと考えられる。すなわち、パルス位相により変化するX線スペクトルは、形は変化せず normalization のみ変化する複数の放射成分の組み合わせで再現できるはずである。この考えに基づき、「すざく」による、Her X-1 の main-on 状態の観測データの解析をおこなった。パルス位相毎のスペクトルの組み合わせから強度比スペクトルを計算し、定数になるエネルギー帯を探した。形は変化せず normalization のみ変化する放射成分が存在し、かつそのエネルギー帯で一つの放射成分が卓越すると想定するなら、位相間の強度比は一定になるはずである。それにより、Her X-1 のスペクトルから3つのスペクトル成分を抽出し、そのスペクトル形を大まかに決定した。さらに、最近の理論モデルとの比較から、3つの成分を、低温の黒体放射、多温度黒体放射、高温の黒体放射で表し、実際にパルス位相毎のスペクトルを統一的に再現できることを示した。この手法は、モデルに依存せず放射成分を同定できる新たな手法であり、今後様々な明るいX線パルサーへの適用が期待できる。

# Acknowledgments

本研究を進めるにあたり、多くの方々に多大な助力をいただいた。この場を借りて、皆様への感謝を述べる。

はじめに、指導教員の堂谷 忠靖 先生には、初めて「すざく」の観測データをいじりはじめたときから今に至るまで、終始徹底して支えていただいた。検出器の事について教えていただいたり、解析の手法や研究の進め方の面倒を見ていただき、ときに適切な参考文献を示し、解析結果の議論にお付き合いいただいた。また、井上 一 先生には、X線天文を学び始めた頃に丁度学生向けのセミナーを定期開催していただき、本研究のテーマを決めるきっかけにもなる話題を提供していただいた。初歩的な質問にも答えていただき、多くの学びを与えていただいた。また、本論文作成の段階では、堂谷先生と共に多くの時間を割いて議論をしていただいた。お二人には、研究がうまく進まず停滞していた時期にも、辛抱強く温かく見守りつつ応援していただき大変感謝している。堂谷先生と井上先生あっての本研究であったと痛感している。改めて、お二人に深く感謝の言葉を述べたい。

宇宙研 X線グループのスタッフの皆様、とりわけ、「すざく」チームの皆様にも大変お世話になった。特に、尾崎 正伸先生には、検出器についての知識やプログラミング関連のアドバイスを多くいただき、解析を進める上で大きく助力いただいた。国分 紀秀 先生には、X線グループのネットワーク関係や共用計算機について等、技術的なことに関して色々質問に答えていただいたりした。研究を円滑に進める環境を整備・維持していただき、感謝している。他にも、ASTRO-H プロジェクトを通して関わった多くの方々にも、要所で細かな助言をいただく機会が多く、他の天体の解析の話などを聞かせていただいたりして、視野を広げるのに大きく寄与していただいた。

また、総研大学生担当の皆様にも、事務手続き等で良く面倒を見ていただき、大変お世話になった。無事に進級を重ねられたのも、皆様に支えていただいたからこそである。

最後に、大学院在学中に関りを持った全ての先生方・先輩・後輩・友人たちにも、充実した学生生活を送ることができたことに対する感謝を述べて、謝辞とする。

# Appendix

## 降着柱からの多温度黒体放射を表すXSPEC用モデル

降着柱の多温度黒体放射を表す実験的なXSPECモデル「columnbb」を、降着円盤からの放射を表す既存のモデル「diskpbb」(Kubota et al., 2005) に手を加えて作成した。降着円盤モデルのdiskpbbでは  $r \rightarrow \infty$  で  $T \rightarrow 0$  という極限をとって積分計算しているが、columnbbモデルでは温度の積分範囲を有限の値  $T_{out}$  までで区切るように変更した。また、円盤のジオメトリを、断面が半径  $R(r) \propto r^q$  の真円となる円柱状のものに変更した。

降着柱からの多温度黒体放射スペクトル  $f(E)$  は、以下のように表せる。

$$\begin{aligned} f(E) &= \frac{\cos i}{D^2} \int_{r_{in}}^{r_{out}} 2\pi R_{col}(r) B(E, T) dr \\ &= \frac{2\pi r_{in} R_{in} \cos i}{pD^2} \int_{T_{out}}^{T_{in}} \left( \frac{T}{T_{in}} \right)^{-\frac{1+q}{p} - \frac{1}{2}} B(E, T) \frac{dT}{T_{in}} \end{aligned}$$

ここで、 $B(E, T)$  はプランク関数、 $r_{in}$  と  $r_{out}$  はそれぞれ降着柱の内縁と外縁を表し、 $T(r_{in}) = T_{in}$ 、 $T(r_{out}) = T_{out}$  と対応する。

パラメータの詳細を以下に示す。

*norm* normalization。  $\frac{2\pi r_{in} R_{in} \cos i}{pD^2}$

$T_{out}$  降着中の最低温度

$T_{in}$  降着柱の最高温度

$p$  降着柱の温度勾配を決めるパラメータ。  $T(r) \propto r^{-p}$

$q$  降着柱の形状を決めるパラメータ。  $R(r) \propto r^q$ 。すなわち、 $q = 1$  なら円錐型、 $q = 0$  なら鉛直な円柱形の降着柱となる。初期値は1.0で固定。

columnbb と diskpbb の光子フラックスの比較を、図 5.1 に示す。

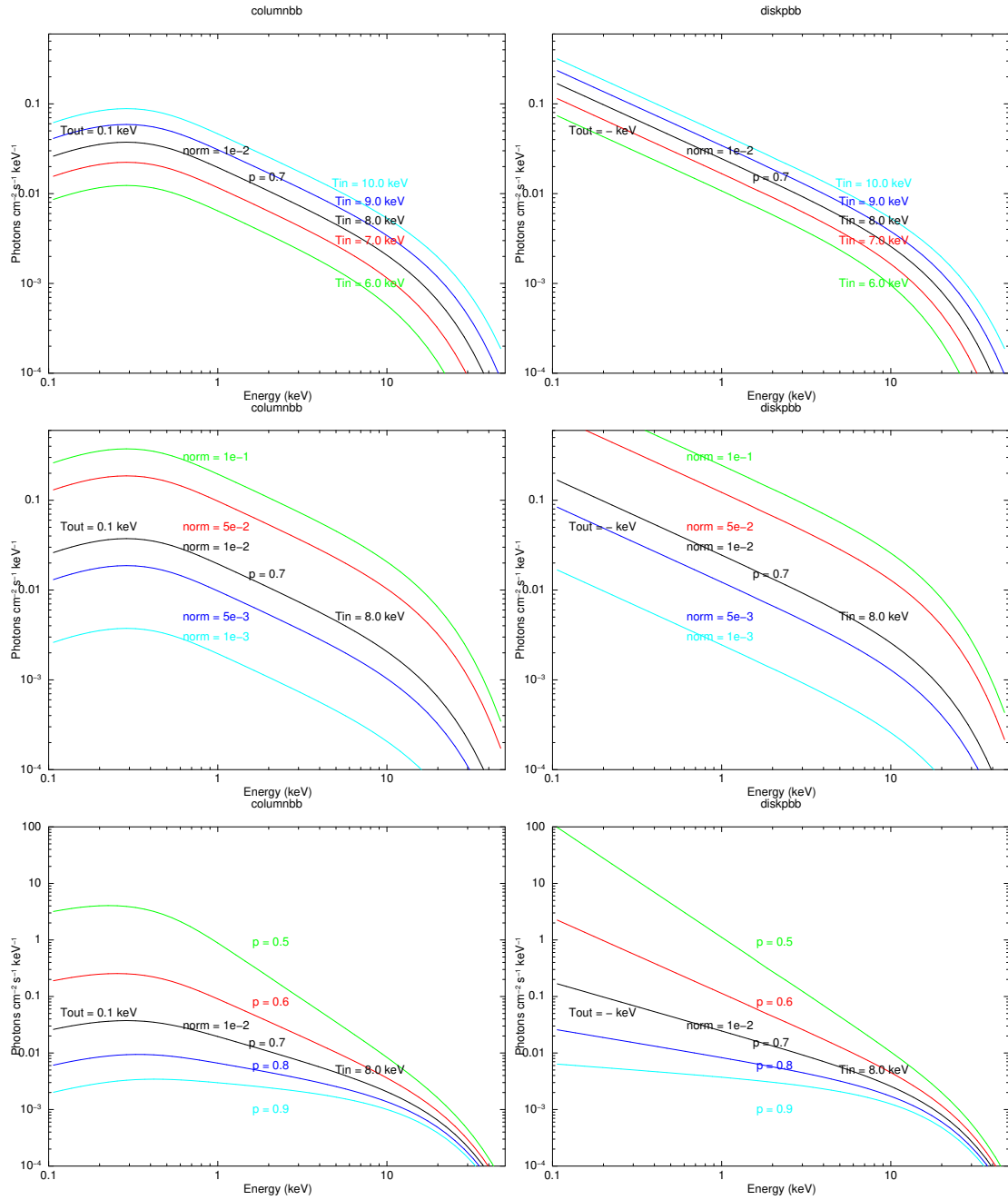


図 5.1: columnbb(左) と diskpbb(右) の比較

## 参考文献

- Basko, M. M., & Sunyaev, R. A. 1975, *A&A*, 42, 311
- Becker, P. A., & Wolff, M. T. 2005, *ApJ*, 630, 465
- . 2007, *ApJ*, 654, 435
- Bozzo, E., Romano, P., Ducci, L., Bernardini, F., & Falanga, M. 2015, *Advances in Space Research*, 55, 1255
- Davidson, K. 1973, *Nature Physical Science*, 246, 1
- Endo, T., Nagase, F., & Mihara, T. 2000, *PASJ*, 52, 223
- Enoto, T., Makishima, K., Terada, Y., et al. 2008, *PASJ*, 60, S57
- Forman, W., Jones, C., Cominsky, L., et al. 1978, *ApJS*, 38, 357
- Fürst, F., Grefenstette, B. W., Staubert, R., et al. 2013, *ApJ*, 779, 69
- Galloway, D. K., Giles, A. B., Greenhill, J. G., & Storey, M. C. 2000, *MNRAS*, 311, 755
- Giacconi, R., Gursky, H., Kellogg, E., Schreier, E., & Tananbaum, H. 1971a, *ApJ*, 167, L67
- Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R., & Rossi, B. B. 1962, *Phys. Rev. Lett.*, 9, 439
- Giacconi, R., Kellogg, E., Gorenstein, P., Gursky, H., & Tananbaum, H. 1971b, *ApJ*, 165, L27
- Hickox, R. C., Narayan, R., & Kallman, T. R. 2004, *ApJ*, 614, 881
- Inoue, H. 1975, *PASJ*, 27, 311
- . 2019, *PASJ*, 71, 36
- . 2020, *PASJ*, 72, 12
- Jimenez-Garate, M. A., Hailey, C. J., den Herder, J. W., Zane, S., & Ramsay, G. 2002, *ApJ*, 578, 391
- Kawashima, T., Mineshige, S., Ohsuga, K., & Ogawa, T. 2016, *PASJ*, 68, 83
- Kubota, A., Ebisawa, K., Makishima, K., & Nakazawa, K. 2005, *ApJ*, 631, 1062
- Kubota, A., & Makishima, K. 2004, *ApJ*, 601, 428



- Leahy, D. A. 2002, MNRAS, 334, 847
- . 2003, ApJ, 596, 1131
- Leahy, D. A., & Abdallah, M. H. 2014, ApJ, 793, 79
- Levine, A. M., Bradt, H., Cui, W., et al. 1996, ApJ, 469, L33
- Liu, Q. Z., van Paradijs, J., & van den Heuvel, E. P. J. 2006, A&A, 455, 1165
- Makishima, K., Ohashi, T., Kawai, N., et al. 1990, PASJ, 42, 295
- Matsuta, K., Dotani, T., Ozaki, M., et al. 2010, in *The Energetic Cosmos: from Suzaku to ASTRO-H*, 412–413
- McCray, R. A., Shull, J. M., Boynton, P. E., et al. 1982, ApJ, 262, 301
- Mihara, T. 1995, Ph.D. thesis, Dept. of Physics, Univ. of Tokyo
- Mihara, T., Makishima, K., Ohashi, T., Sakao, T., & Tashiro, M. 1990, Nature, 346, 250
- Mineshige, S., Hirano, A., Kitamoto, S., Yamada, T. T., & Fukue, J. 1994, ApJ, 426, 308
- Nagase, F. 1989, PASJ, 41, 1
- Naik, S., Paul, B., & Callanan, P. J. 2005, ApJ, 618, 866
- Nakajima, H., Yamaguchi, H., Matsumoto, H., et al. 2008, PASJ, 60, S1
- Reig, P. 2011, Ap&SS, 332, 1
- Schreier, E., Giacconi, R., Gursky, H., Kellogg, E., & Tananbaum, H. 1972, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 4, 329
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, in *X- and Gamma-Ray Astronomy*, ed. H. Bradt & R. Giacconi, Vol. 55, 155
- Shimura, T., & Takahara, F. 1995, ApJ, 445, 780
- Staubert, R., Klochkov, D., Vasco, D., et al. 2013, A&A, 550, A110
- Staubert, R., Klochkov, D., & Wilms, J. 2009, A&A, 500, 883
- Staubert, R., Klochkov, D., Wilms, J., et al. 2014, A&A, 572, A119
- Staubert, R., Trümper, J., Kendziorra, E., et al. 2019, A&A, 622, A61
- Tanaka, Y. 1986, *Observations of Compact X-Ray Sources*, ed. D. Mihalas & K.-H. A. Winkler, Vol. 255, 198
- Tananbaum, H., Gursky, H., Kellogg, E. M., et al. 1972, ApJ, 174, L143

- Titarchuk, L. 1994, *ApJ*, 434, 570
- Truemper, J., Pietsch, W., Reppin, C., et al. 1978, *ApJ*, 219, L105
- Uchiyama, H., Hyodo, Y., Yamaguchi, H., et al. 2007, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 6686, *UV, X-Ray, and Gamma-Ray Space Instrumentation for Astronomy XV*, ed. O. H. Siegmund, 66860P
- Vasco, D., Staubert, R., Klochkov, D., et al. 2013, *A&A*, 550, A111
- White, N. E., Swank, J. H., & Holt, S. S. 1983, *ApJ*, 270, 711
- Wolff, M. T., Becker, P. A., Gottlieb, A. M., et al. 2016, *ApJ*, 831, 194
- Yoshida, Y., Kitamoto, S., Suzuki, H., et al. 2017, *ApJ*, 838, 30
- Zane, S., Ramsay, G., Jimenez-Garate, M. A., Willem den Herder, J., & Hailey, C. J. 2004, *MNRAS*, 350, 506