

修士論文 2024年度（令和6年度）

鉄輝線のパルス遅延による
X線連星4U 1538-522での
自転公転整列の観測的検証

京都大学大学院 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二教室 宇宙線研究室

斉藤 裕次郎

2025年1月

Abstract

電波パルサーの観測から、中性子星が大きい固有速度を持っていること、および固有速度とスピンの向きが相関している傾向が知られている。この固有速度は中性子星が超新星爆発で数 100 km/s の反跳を受けた結果と考えられているが、反跳のメカニズムには未だ複数の候補があり統一的な理解は得られていない。中性子星を含む大質量 X 線連星の 20% ほどでは反跳により自転と公転の向きに 90 度以上のずれ (逆行) が生じる可能性が指摘されており (Brandt & Podsiadlowski, 1995), このずれは軌道進化やコンパクト天体合体の際の重力波形に対して影響を及ぼすため、検証が重要である。しかし、順行と逆行を観測的に判別することは難しく、急速なスピン周期の変動から中性子星の逆行を示唆する研究もあるものの (Mönkkönen et al., 2020), この変動を中性子星の順行により説明する研究もあり (Liu, 2020), まだ議論の段階にある。

本研究では、自転や公転の周期だけでは回転方向の情報を得ることはできないが、中性子星からの強力な X 線ビームが、連星の相手の光学主星の表面を照射した際のパルスした Fe K α 蛍光輝線は、中性子星の自転の向きによって異なる位相遅れを生じることに着目した。そこで、NuSTAR 衛星, Suzaku 衛星, NICER 望遠鏡による食を持つ大質量 X 線連星 4U 1538-522 の観測データの軌道位相・パルス位相分解したスペクトル解析を行った。軌道位相分割した解析では、中性子星が手前の軌道位相で Fe K α 輝線の等価幅が大きい結果を得た。この変動は光学主星の表面や星風を Fe K α 輝線の放射起源として輻射輸送のモンテカルロ・シミュレーションにより再現することができた。また、Fe K α 輝線の強度はパルス位相によっても変動しているが、連続成分のパルスに対し光路差のみでは説明のつかない大きな位相遅れがあり、かつ軌道位相によって遅れの値が大きく異なっていることを発見した。光学主星表面を Fe K α 輝線の放射起源として中性子星の自転と光路長の 2 つの遅れの効果を考慮することにより、遅れの軌道位相変動が中性子星が順行している時にのみ説明可能であることを明らかにし、順行を逆行から区別することができた。この系の軌道周期は大質量 X 線連星の中では短い 3.7 日であり、軌道周期の短い系では超新星爆発の際の反跳で中性子星が逆行している確率は低いため、反跳の観点では自然である。昨年度打ち上がった XRISM 衛星では、高いエネルギー分解能により鉄輝線のプロファイルを詳細に調べることが可能なため、本研究の手法を発展させて多くの系で系統的に中性子星の自転と公転のずれを調べることにより、中性子星の反跳や重力波源への理解に繋がると期待される。

目次

第1章 序論	1
第2章 X線連星	3
2.1 連星系の分類と質量輸送	3
2.1.1 ロッシュローブ・オーバーフロー	4
2.1.2 星風降着	5
2.2 X線連星の分類	5
2.2.1 小質量X線連星 (LMXB)	5
2.2.2 大質量X線連星 (HMXB)	6
2.3 近接連星系から sg-HMXB への進化	6
2.3.1 HMXB の形成過程	6
2.3.2 中性子星の反跳	7
2.3.3 X線連星のスペクトル	8
2.3.4 X線連星の密度構造	13
2.4 自転と公転の不整列	14
2.4.1 恒星と惑星, 恒星同士の連星	15
2.4.2 恒星-コンパクト連星	16
2.4.3 コンパクト-コンパクト連星	16
第3章 HMXB 4U 1538–522 の概観と観測動機	17
3.1 HMXB 4U 1538–522	17
3.2 解析の動機	20
第4章 解析に用いた観測装置	21
4.1 NICER	21
4.1.1 XRC	22
4.1.2 FPM モジュール	22
4.2 NuSTAR	22
4.2.1 光学系	23
4.2.2 FPMA/FPMB	23

4.3	Suzaku	25
4.3.1	XRT	26
4.3.2	XIS	26
第5章	X線データ解析	29
5.1	解析に用いた観測とデータ処理	29
5.1.1	NICER/XTI データ処理	30
5.1.2	NuSTAR/FPMA と FPMB のデータ処理	30
5.1.3	Suzaku/XIS のデータ処理	30
5.1.4	位相分割処理	31
5.2	解析結果	31
5.2.1	スペクトルフィットのモデル	31
5.2.2	軌道位相に分割したスペクトル解析	34
5.2.3	パルス位相に分割したスペクトル解析	38
第6章	議論	45
6.1	星風による吸収の変動	45
6.2	鉄輝線のパルス位相による変動	46
6.3	輻射輸送モンテカルロ・シミュレーションツール SKIRT	51
6.3.1	SKIRT の概要	52
6.3.2	シミュレーションセットアップ	52
6.3.3	シミュレーション結果	53
6.4	順行の妥当性	60
第7章	まとめと今後の展望	63
	謝辞	64
	参考文献	66
	付録 A 付録	73
A.1	鉄輝線のパルス遅れの計算	73
A.2	NICER, Suzaku 観測での鉄輝線のパルス遅れ	74

目次

2.1	ロッシュポテンシャル	4
2.2	大質量近接連星系から X 線連星系への進化過程	7
2.3	中性子星の磁極の上に形成される降着円筒からの X 線放射の模式図.	9
2.4	HMXB のパルス波形の例	10
2.5	Fe $K\alpha$, Fe $K\beta$ の電離度に対する依存性	11
2.6	電離パラメータと電離度の関係	12
2.7	HMXB Cen X-3 のスペクトル	12
2.8	降着流の密度分布	14
2.9	本論文での連星系の角度パラメータの呼称	15
3.1	中性子星の軌道の概観	18
3.2	XMM-Newton による食中の 4U 1538–522 のスペクトル	19
4.1	NICER 衛星の概観	22
4.2	NICER の有効面積	23
4.3	NuSTAR 衛星の軌道上での想像図と内部構造	24
4.4	NuSTAR 衛星の CsI アクティブシールド	24
4.5	Suzaku 衛星の内部構造	25
5.1	Suzaku 解析でのスペクトル抽出領域	31
5.2	部分吸収の概念図	32
5.3	NICER による 4U 1538-522 のスペクトル	33
5.4	NuSTAR による 4U 1538-522 のスペクトル	34
5.5	4U 1538–522 の軌道位相に対するカウントレートとソフトネス比	36
5.6	各観測での軌道位相に対する吸収の変動	37
5.7	各観測での軌道位相による鉄輝線の等価幅の変動	37
5.8	パルスプロファイル	39
5.9	パルス位相による CRSF の変動	39
5.10	NuSTAR の観測におけるパルス位相による鉄輝線強度の変動	40
5.11	鉄輝線と連続成分のパルスの相互相関関数の例	42

5.12	モンテカルロシミュレーションによるパルス位相遅れの分布	42
5.13	各観測の軌道位相と鉄輝線のパルス遅れの比較	43
6.1	星風のうちクランプに閉じ込められている質量の割合	46
6.2	鉄輝線の遅れの概念図	48
6.3	鉄輝線の遅れの幅の概念図と、自転と光路差によるパルス位相遅れ	49
6.4	円軌道解での鉄輝線のパルス位相遅れ	50
6.5	楕円軌道解での鉄輝線のパルス位相遅れ	51
6.6	SKIRT のシミュレーションにおける密度分布	53
6.7	SKIRT のスペクトル	54
6.8	円軌道解を仮定したシミュレーションによる等価幅の軌道位相変動	55
6.9	楕円軌道解を仮定したシミュレーションによる等価幅の軌道位相変動	56
6.10	シミュレーションによる鉄輝線の表面輝度	56
6.11	クランプによる密度上昇を考慮した電離パラメータの分布	57
6.12	パルス位相変動のシミュレーションで仮定するビームの模式図	58
6.13	中性子星の自転軸と磁軸の角度が 90 度の場合のシミュレーションによる鉄輝線強度と連続成分のパルス	59
6.14	中性子星の自転軸と磁軸の角度が 25 度の場合のシミュレーションによる鉄輝線強度と連続成分のパルス	60
6.15	軌道周期と逆行の確率	61
A.1	NICER の観測におけるパルス位相による鉄輝線強度の変動	74
A.2	NICER の観測における相互相関関数	75
A.3	NICER の観測におけるモンテカルロシミュレーションによる位相遅れの分布	76
A.4	Suzaku の観測におけるパルス位相による鉄輝線強度の変動	77
A.5	Suzaku の観測におけるパルス位相における相互相関関数	77
A.6	Suzaku の観測におけるモンテカルロシミュレーションによる位相遅れの分布	78
A.7	今回解析した観測における連続成分と鉄輝線のパルス	79
A.7	前ページの続き	80

表目次

2.1	X線連星の分類とその特徴	6
3.1	4U 1538–522 の系のパラメータ	18
4.1	各観測装置の性能の諸元	27
5.1	解析に用いた観測の概要	29
5.2	NICER ObsID 4594010100 軌道位相 0.6–0.7 でのベストフィットパラメータ	33
5.3	NuSTAR ObsID 30602024002 軌道位相 0.3–0.4 でのベストフィットパラ メータ	35
5.4	各観測での鉄輝線のパルス遅れ	43

第 1 章

序論

多くの星は連星系を成している (Duchêne & Kraus, 2013). 連星系においては潮汐効果などによって自転と公転の角運動量の向きは揃っていく傾向にあると考えられる (Fleming et al., 2019) が, 必ずしも整列しているわけではない. 例えば, 太陽系においては金星は軌道運動と逆向きの自転をしており, 天王星は 98 度傾いた自転をしている. 太陽系外惑星においては, 惑星が主星の前を通るトランジットの際に, 自転している恒星の一部が惑星で隠されることにより見かけの視線速度が変化することを利用したスペクトル解析 (Rossiter-McLaughlin 効果) や遠心力による極と赤道付近の表面輝度の違いを利用したライトカーブ形状の解析 (重力減光) によって (Herman et al., 2018), 主星の自転と惑星の公転の測定が可能であり, ホットジュピターと呼ばれるタイプの惑星では多くが不整列であることが知られている (Albrecht et al., 2012). さらに, Hale (1994) では連星間距離が 30–40 au 以上離れた恒星同士の連星では, 自転と公転の整列 (alignment) は顕著ではないことが示された.

今回我々は, 大質量星から中性子星への質量降着により X 線放射を起こす中性子星と大質量星との連星系 (大質量 X 線連星, High-mass X-ray binary; HMXB) を研究の対象とした. HMXB においては超新星爆発の際の中性子星の反跳によって整列が崩される可能性があり, その後, もう一方の大質量星も超新星爆発を起こすことにより, コンパクト天体同士の連星系となり, いずれ合体する際に重力波イベントを引き起こすというシナリオが考えられている. 重力波イベントにおいては自転と公転の傾斜によって波形に変化が生じるため (Apostolatos et al., 1994), 重力波イベント以外の方法でこの傾斜を調べることは重要である. 例えば, 自転と軌道の向きは降着の角運動量輸送に影響を及ぼすため, 観測的検証方法としてはスピン周期から自転と公転の向きを検証できる可能性がある. 実際 HMXB GX 301–2 で観測された急速なスピナップから, Mönkkönen et al. (2020) は逆行を示唆し, Liu (2020) は順行を示唆しており確実な制限は難しい. そこで我々は, X 線スペクトル中に確認される鉄輝線の時間変動を調べることにより, 中性子星の自転と公転の向きを制限する新たな方法を着想し, 大質量 X 線連星 4U 1538–522 において自転と

公転の向きが整列していることを発見した。

第二章では X 線連星が誕生するまでの過程とその性質を概説する。第三章では今回の研究で扱う天体 4U 1538–522 についての先行研究と解析の動機を述べる。第四章では、今回用いた検出装置の構成や性能について述べる。第五章では今回のスペクトル解析の手法と結果を説明する。第六章ではスペクトル解析の結果について議論を行い、シミュレーションとの比較を行う。第七章ではまとめを行う。

第 2 章

X線連星

太陽質量 M_{\odot} の約 8 倍を超える質量 M をもつ大質量星 ($M \gtrsim 8 M_{\odot}$) は最期に重力崩壊型の超新星爆発を起こし、中性子星やブラックホールといったコンパクト天体を中心に残す。中性子星の典型的な質量は $1.4 M_{\odot}$ 、半径は 10 km 程度と高密度で、 10^8 - 10^{15} G の強い磁場を持つ。連星系において超新星爆発が起きた場合や、孤立したコンパクト天体が恒星に捕獲された場合には、恒星とコンパクト天体との連星系が生じる。このような天体において、恒星からコンパクト天体へと質量が降着を起こすと、降着過程で重力エネルギーが解放され X 線で輝くことから X 線連星と呼ばれる。本章では、近接連星での質量輸送と X 線連星の分類やスペクトルについて説明する。

2.1 連星系の分類と質量輸送

X 線連星では質量降着により X 線放射が起きるため、その放射を理解する上では質量輸送が重要となる。連星系の議論においては、星の全質量が中心に集中していると考えた時の連星の重心から公転と揃って回転する系からみたポテンシャル (ロッシュポテンシャル) が用いられる。ロッシュポテンシャルの概略を図 2.1 に示す。図中の 1, 2 の点は天体の位置を示し、1 は 2 よりも重く、質量比は 0.4 である。ここで、 L_1 - L_5 をラグランジュ点と呼び、 L_1 - L_3 は鞍点、 L_4 - L_5 は極大点である。 L_1 を通る等ポテンシャル面は内部臨界ロッシュローブ (または単にロッシュローブ)、 L_2 を通る等ポテンシャル面は外部臨界ロッシュローブと呼ばれる。2 つの星が内部臨界ロッシュローブに収まる場合は分離型、片方の星が内部臨界ロッシュローブに接している場合は半分離型、両方とも内部臨界ロッシュローブを超えている場合には接触型連星に分類される。コンパクト天体はロッシュローブを満たさないため、X 線連星は分離型、もしくは半分離型の連星である。質量 M_1, M_2 、連星間距離 A の連星において、 M_1 の星のロッシュローブと体積の等しい球の半径 R_L は

以下の式により1%以下の精度で近似できる (Eggleton, 1983).

$$R_L = A \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})} \quad (2.1)$$

ここで $q = M_1/M_2$ である. 恒星半径 R_* と R_L との比 $\beta = R_*/R_L$ はロッシュローブ充填率と呼ばれる. 一般に恒星の半径は進化するにつれ拡大していくため, 連星系は分離型連星から半分離型連星, 半分離型連星から接触連星と進化していくと考えられている. 連星

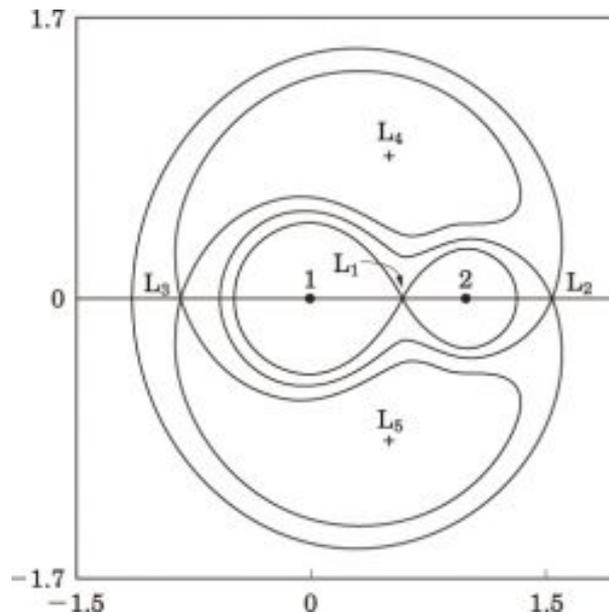


図 2.1: 質量比が0.4の場合の公転軌道面上のロッシュポテンシャル. $L_1 \sim L_5$ はラグランジュ点である. 曲線は等ポテンシャル面を表し, L_1, L_2 を通る等ポテンシャル面をそれぞれ内部臨界ロッシュローブ, 外部臨界ロッシュローブと呼ぶ (現代の天文学第7巻, 2009).

系には一方の星からもう一方の星へと質量輸送が生じているものがあり, 半分離型ではロッシュローブ・オーバーフロー, 分離型では星風降着が主要な輸送過程である.

2.1.1 ロッシュローブ・オーバーフロー

ラグランジュ点 L_1 は重力と遠心力では鞍点となっているため, 半分離型連星系ではロッシュローブを満した天体から, L_1 を通ってもう一方の天体に定常的に質量輸送を起こす. この過程をロッシュローブ・オーバーフロー (Roche lobe overflow, RLOF) と呼ぶ. ほとんどが半分離型であるコンパクト天体と低質量の恒星からなる連星 (Low-mass X-ray Binary, LMXB) では支配的な降着過程である.

2.1.2 星風降着

青色超巨星のように強い星風を吹いている天体においては、星風のうちコンパクト天体の重力に捉えられた一部が降着を起こす。この過程を星風降着と呼ぶ。RLOFと異なり星風降着は分離型連星系であっても降着を起こすことができるものの、質量損失のうち 10^{-4} – 10^{-3} のみが降着を起こす効率の低い過程である。分離型の多いsg-HMXB (2.2.2節)では、OB型星が高い質量損失率 (10^{-6} – $10^{-5} M_{\odot}/\text{yr}$) であることによって明るいX線源として観測される (Sá et al., 2023).

2.2 X線連星の分類

これまでに400個以上もの多様なX線連星が発見されている。これらのX線連星は、質量を供給している天体の質量をもとに、大きく大質量X線連星 (High Mass X-ray Binary; HMXB) と小質量X線連星 (Low Mass X-ray Binary; LMXB) の2つに分類される。この節ではそれらの典型的な特徴について述べる。

2.2.1 小質量X線連星 (LMXB)

小質量X線連星は、 $2M_{\odot}$ 以下の小質量星を光学主星とするX線連星である。小質量星はコンパクト天体が形成される際の超新星爆発を生き残ることが難しい。爆発により系の質量を失うと系の束縛を維持することができず、対称的な超新星爆発においては、連星系の総質量の1/2の損失が束縛が維持されるかの境界である。そのため、恒星同士の連星系の一方が超新星爆発を起こしてLMXBを形成することは難しく、孤立したコンパクト天体の捕獲によりLMXBが形成される可能性が考えられている (Riccio, G. et al., 2022)。典型的な軌道は数時間程度の短い周期の円軌道であり、そのほとんどは半分離型連星であると考えられており、小質量星は強い星風を持たないため、RLOFによる質量降着が起こっている。中性子星の磁場は 10^8 G程度と弱く、サイクロトロン共鳴散乱構造 (2.3.3節の2) は確認されない。中性子星の磁場が弱いため、中性子星表面の広い範囲に降着が起こり、パルスが検出されないものが多い。一方で、多くのLMXBではI型X線バーストという短時間の増光が確認される。これは、中性子星表面に降着した物質が一定以上の量になった際に、熱核融合反応によって爆発的に燃焼することにより生じる現象であり、HMXBでは見られない。

2.2.2 大質量X線連星 (HMXB)

大質量X線連星 (High Mass X-ray Binary; HMXB) は $10M_{\odot}$ 以上の大質量星を光学主星とするX線連星である。中性子星は $\sim 10^{12}$ G の強磁場であり、磁極に降着が集中するためパルスが確認される。HMXB は、光学主星が超巨星であるもの (super-giant HMXB; sg-HMXB) と Be 型星であるもの (Be-HMXB) の2種類に分かれる。sg-HMXB の多くは分離型連星であると考えられているが、超巨星は激しい星風を吹くため、星風降着による定常的なX線放射が観測される。Be-HMXB は水素の輝線を示す大質量星である Be 型星を伴星とする HMXB である。Be 型星は自転が速く赤道面方向に星の半径の10倍程度の星周円盤を持つことが知られている。そのため、コンパクト天体の軌道と星周円盤が交差する時に星周円盤のガスがコンパクト天体に多く降着を起こすことになり、おおよそ軌道周期ごとにアウトバーストと呼ばれるX線の増光を示す。sg-HMXB の軌道周期は典型的に数日程度で離心率は小さいのに対し、Be-HMXB は数10から数100日の長い軌道周期で離心率は大きい。

表 2.1: X線連星の分類とその特徴

	中性子星の磁場強度 (G)	軌道周期	離心率	降着過程
LMXB	$\sim 10^8$	数時間	0	RLOF
sg-HMXB	$\sim 10^{12}$	数日	低い	星風
Be-HMXB	$\sim 10^{12}$	数10–数100日	高い	星周円盤

2.3 近接連星系から sg-HMXB への進化

2.3.1 HMXB の形成過程

sg-HMXB の形成は大質量近接連星系の進化によって理解することができる。図 2.2a に示すような分離型連星の例を考える。ここでは初期質量が大きい星を主星、小さい星を伴星と呼ぶ。質量が大きい星ほど寿命が短いため、主星が先に中心核の水素燃焼を終え、半径が増加することにより分離型連星から半分分離型連星となる (図 2.2b)。その後、主星はその質量の多くを伴星に渡しヘリウム中心核のみを残す (図 2.2c)。主星が超新星爆発を起こした際に中性子星を残し、系の束縛が保たれたままである場合には、大質量星と中性子星との連星系になる (図 2.2d)。伴星が主系列である間は星風が弱く降着も少ないが、伴星が超巨星となり強い恒星風を持つ段階で sg-HMXB になる (図 2.2e)。

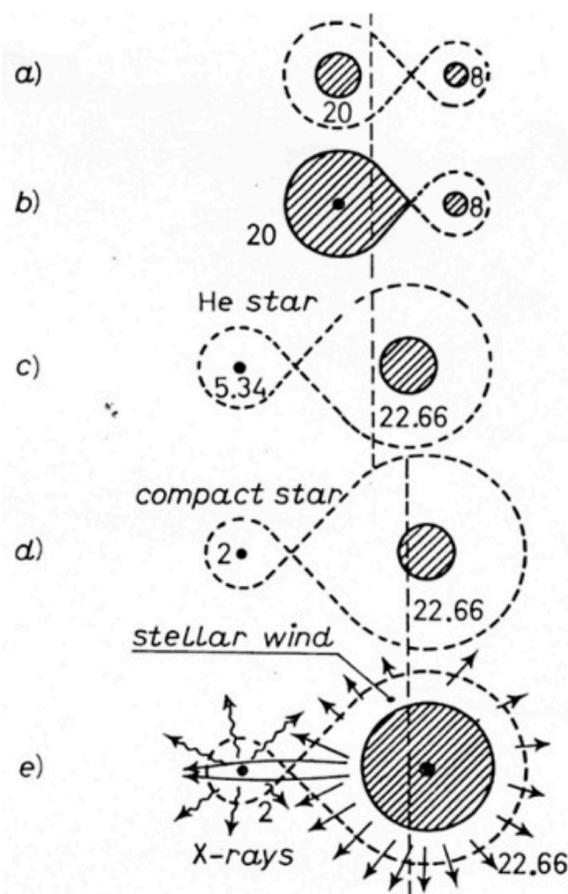


図 2.2: 大質量近接連星系から X 線連星系への進化過程. 図中の数値はそれぞれの段階での質量 (M_{\odot}) を表す. (a) 連星系の初期条件. (b) 主星の半径が拡大し, ロッシュローブを満たした段階. (c) RLOF による質量輸送が終わった段階 (d) 超新星爆発を起こした段階. (e) 光学主星が青色超巨星になり星風降着による HMXB となった段階. (van den Heuvel, 2009)

2.3.2 中性子星の反跳

電波パルサーの観測から, パルサーは親星の大質量星と比べて遥かに速い速度分布を持っていることが知られている (Lyne & Lorimer, 1994). 連星系の一方が超新星爆発を起こした際には質量損失により束縛されなくなるため, それにより中性子星が元の軌道速度と同程度の固有速度を持ち脱出しているというシナリオもあるが, この効果のみでは 1000 km/s にも及ぶパルサーの最大速度を説明することができない (Phinney & Kulkarni, 1994). そのため, パルサーの速い速度は超新星爆発の際の中性子星の強い反跳に由来すると考えられている.

孤立パルサーの観測例としては, Lyne & Lorimer (1994) では, 平均 450 ± 90 km/s, Hobbs et al. (2005) では 233 個のパルサーのカタログから平均 400 ± 40 km/s, 標準偏差 265 km/s の Maxwell 分布, Arzoumanian et al. (2002) では, 観測選択効果を考慮して,

分布は1成分ではなく90 km/sと500 km/sのほぼ均等に分割される二峰分布を支持している。速度分布が単一成分であるがどうかには相違があるものの、数100 km/sの高い速度を持っていることは多くの研究で共通している。Fortin et al. (2022)では、35個のHMXBに対して、ガイア衛星による固有運動の測定から天の川銀河の回転に対する固有速度を計算し、観測された質量と周期を含めて超新星爆発前の軌道のマルコフ連鎖モンテカルロシミュレーションを行い、平均 116^{+18}_{-15} km/sのガンマ分布というキック速度分布を得ている。また、キック方向と自転軸の向きが揃っている傾向 (spin-kick alignment) にあることが、いくつかの研究で観測的に示唆されている (Noutsos et al., 2012; Biryukov & Beskin, 2024)。反跳の観測的証拠は多いものの、そのメカニズムは特定されておらずいくつかの説がある。Burrows et al. (1995)では、1次元、2次元での超新星爆発のシミュレーションを行い、中心核の流体力学的な摂動による非対称性爆発によって反跳が生じる可能性があり、この場合、前駆星のコア回転により乱されるものの、キック方向とスピン軸は直角に近いと予想している。原始中性子星が非常に強い磁場を持っている場合には、ニュートリノ放射が非対称になることによりキックが誘発される可能性があるが、この効果により数100 km/sのキックを生成するためには少なくとも 10^{15} – 10^{16} Gの強磁場が必要となる (Arras & Lai, 1999)。原始中性子星の中心からずれた磁気双極子による非対称な低周波電磁放射により数年に及ぶタイムスケールでのキックを起こすという提案 (電磁ロケット効果) もあり、この場合スピンキック整列を起こす可能性があるが原子中性子星に周期数～数 msの高速のスピンが必要となる (Tademaru & Harrison, 1975; Agalianou & Gourgouliatos, 2023)。

2.3.3 X線連星のスペクトル

1) 連続成分

X線連星のX線の連続成分の放射の起源は、降着円筒が支配的である。強い磁場を持つ中性子星に降着する物質は、アルフベン半径を過ぎると磁力線に沿って落下し、最終的に磁極の上に高さ1 kmほどの降着円筒を形成する。その際の自由落下速度は光速の数10%に達する。降着率が低い場合には、プラズマは中性子星の表面付近まで到達し、中性子星大気中の電子とのクーロン相互作用や陽子との非弾性散乱によって減速する。このとき、降着プラズマの光学的厚みは小さいため、光子が垂直方向に逃げていくペンシルビームが生じる (図2.3右)。一方で、降着率が高い場合には、輻射圧によって降着円筒に衝撃波面が生じる。衝撃波面で加熱されたプラズマから放射される光子は、光学的に厚い垂直方向には脱出することができず、水平方向に放射するファンビームが生じる (図2.3左)。ペンシルビームとファンビームの境界は中性子星の磁場に依存する臨界光度 L_{crit} である (Basko & Sunyaev, 1976)。また、この中間の降着率においては、ペンシルビームとファンビームの混ざった角度依存性を持った放射が生じると考えられている。中性子星から

の放射強度には以上のような角度依存性があり、一般に中性子星の自転軸と磁軸には「ずれ」があるため、観測者から見たときにパルスが生じる。降着率や磁極の幾何的關係によってパルス波形は多様である。1つの天体においてもエネルギー帯域によって波形には違いがあり、光度の変動に伴い波形に変化が生じることもある。いくつかの HMXB における波形の例を図 2.4 に示す。

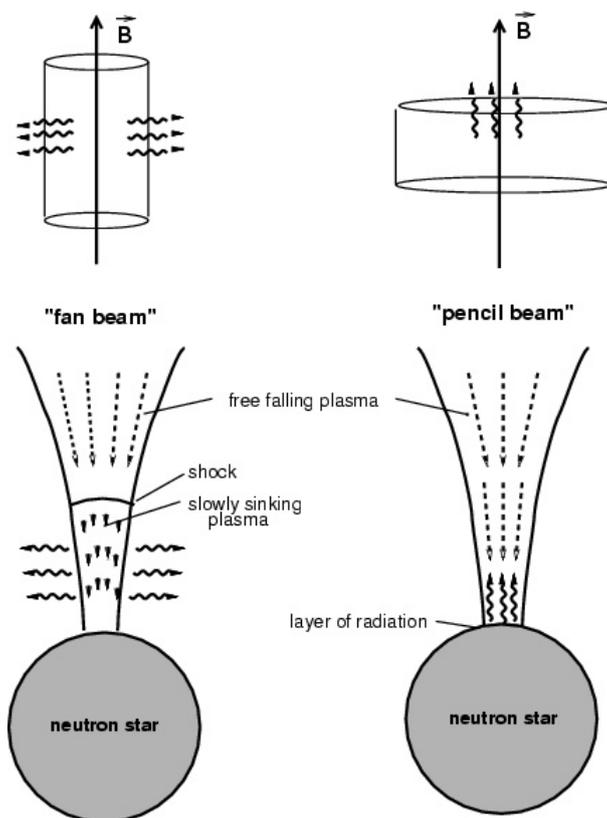


図 2.3: 中性子星の磁極の上に形成される降着円筒からの X 線放射の模式図。(左) 磁場と平行方向に放射されるファンビーム。(右) 磁場と垂直方向に放射されるペンシルビーム。(Schönherr, G. et al., 2007)

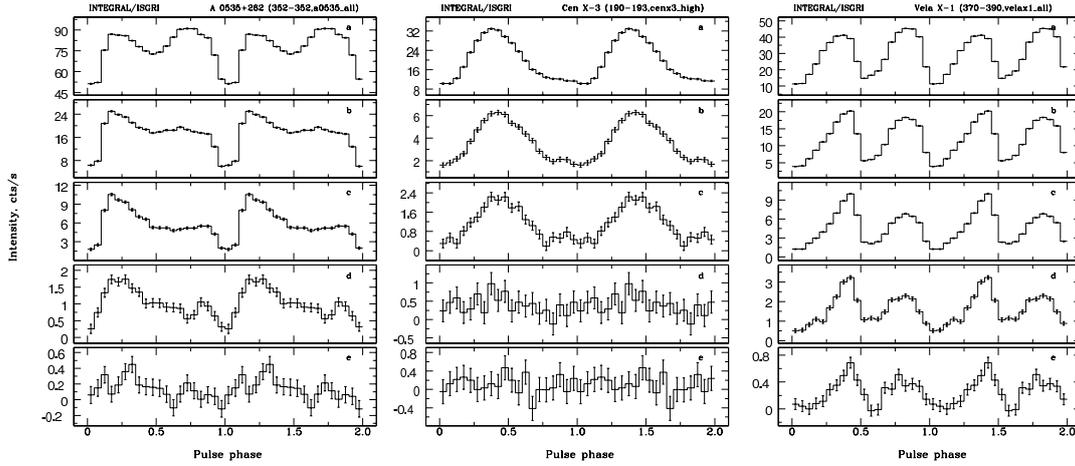


図 2.4: HMXB におけるパルス波形の例. 検出器は INTEGRAL 衛星の ISGRI であり, 天体は左から A 0535+262, Cen X-3, Vela X-1 であり, 各パネルは (a) 20–30 keV (b) 30–40 keV (c) 40–50 keV (d) 50–70 keV (e) 70–100 keV の帯域を表す. (Lutovinov & Tsygankov, 2009)

2) サイクロトロン共鳴散乱構造 (CRSF)

サイクロトロン共鳴散乱構造 (Cyclotron Resonant Scattering Features, CRSF) は, 降着駆動型パルサーのスペクトル中に見られる吸収線である. 中性子星の磁場は 10^{12} G ほどで非常に強いため, 電子のサイクロトロン運動の半径 (ラーマー半径) は量子化され, ランダウ準位と呼ばれる離散的なエネルギーをとる. ランダウ準位間の遷移エネルギー E_{cyc} は以下のように表される (Staubert, R. et al., 2019).

$$E_{\text{cyc}} = \frac{n}{1+z} \frac{\hbar e B}{m_e c} = 11.6 \frac{n}{1+z} (B/10^{12} \text{ G}) \text{ keV} \quad (2.2)$$

ここで, z は中性子星の重力による赤方偏移, B (G) は磁場である. また, n はランダウ準位の励起状態に対応する量子数であり, $n = 1$ は基本線, $n \geq 2$ は高調波と呼ばれる. HMXB 中の中性子星の典型的な磁場は $B \sim 10^{12}$ G であるため, E_{cyc} は数 10 keV 程度となり, この帯域に CRSF が生じる. 一例として, HMXB Cen X-3 のスペクトルには ~ 30 keV に CRSF が検出される (図 2.7). 陽子のような他の荷電粒子も同様の準位を持つが, 陽子の E_{cyc} は電子の $1/1000$ 以下であるため通常の磁場の大きさの中性子星では観測されない.

3) 鉄 $K\alpha$ 輝線

多くの HMXB では蛍光輝線や光電離による輝線や吸収線が見られる。特に鉄は元素存在比が大きく、蛍光収率も高いことから輝線強度が強くなり、多くの系で 6–7 keV に鉄 $K\alpha$ 輝線が検出される (図 2.7)。鉄 $K\alpha$ 輝線の中心エネルギーは図 2.5 に示すように電離度に対する依存性を持っている。光電離プラズマにおいて、各電離度の鉄の存在比の指標として以下で定義される電離パラメータ ξ が用いられる (Tarter et al., 1969)。

$$\xi = \frac{L}{nr^2} \text{ erg cm s}^{-1} \quad (2.3)$$

ここで、 L (erg s^{-1}) は光度、 n (cm^{-3}) は電子の個数密度、 r (cm) は光源からの距離である。 L/r^2 は各位置でのフラックスに対応することから、これが大きいほど光電吸収を起こすタイムスケールが短く、密度 n が高いほどイオンと電子が再結合するタイムスケールが短いことに対応している。光電吸収と再結合のバランスによって電離状態が決定するため、 ξ が大きいほど電離が進んでいる。光子指数 1 のべき関数型スペクトルを仮定した時の電離パラメータと鉄の電離状態の関係を図 2.6 に示す。輝線プロファイルは電離度だけでなく、光電離を起こすガスの運動によるドップラーシフトも輝線幅や中心エネルギーへと寄与する。そのため、鉄輝線は系の構造を診断するのに有用なツールである。Chandra 衛星での 10 個の HMXB と 31 個の LMXB の鉄輝線の中心エネルギーの体系的な解析によると、X 線連星における鉄輝線の電離度は Fe_I – Fe_X である (Torrejón et al., 2010)。

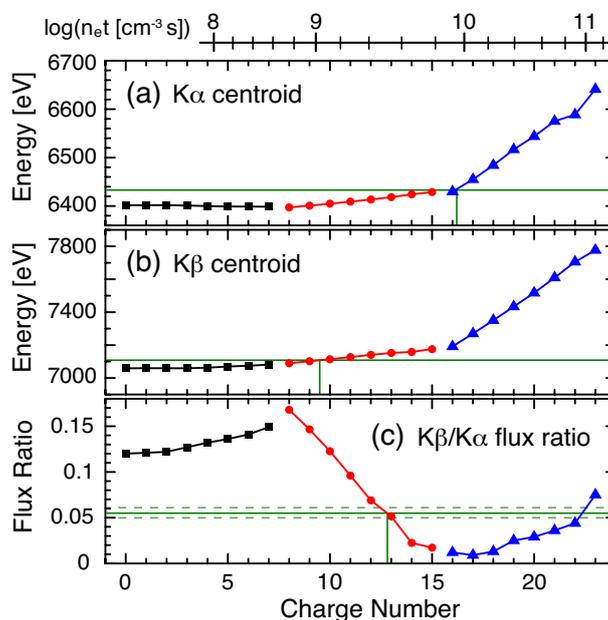


図 2.5: Fe $K\alpha$, Fe $K\beta$ の電離度に対する依存性
Yamaguchi et al. (2013)

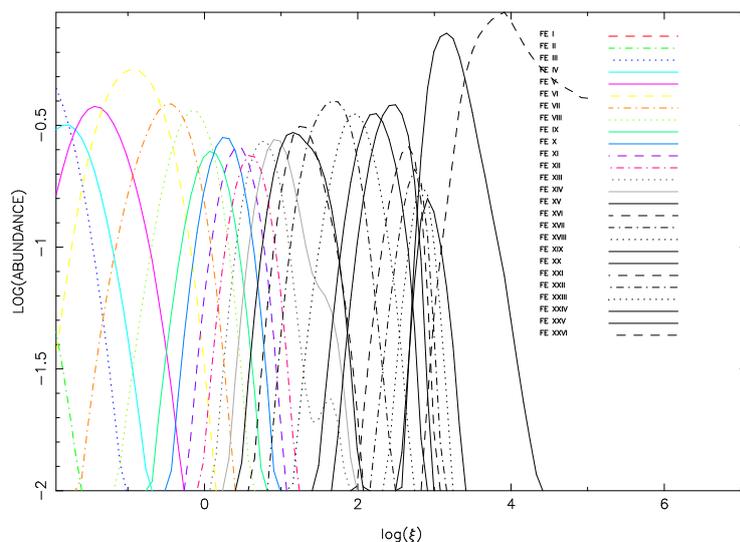


図 2.6: $F(E) \propto E^{-1}$ を入力 of X線スペクトルとした時の電離パラメータと電離度の関係 (Kallman et al., 2004)

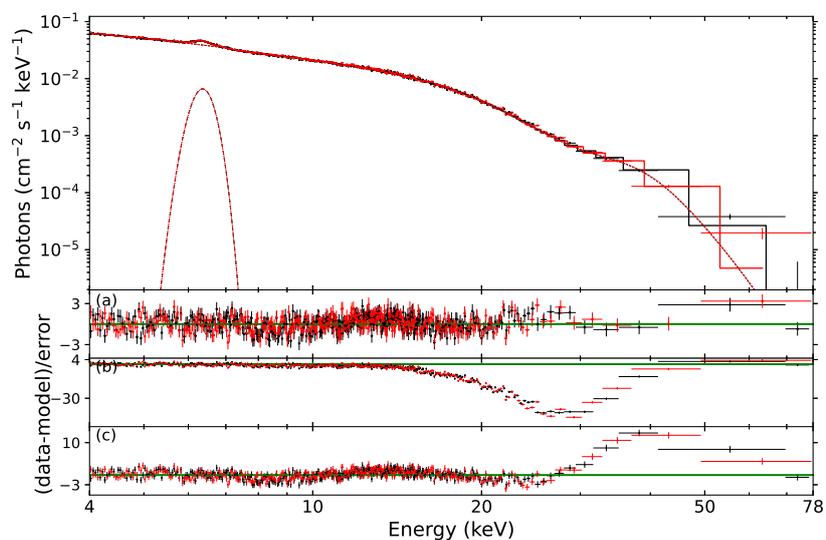


図 2.7: NuSTAR 観測による HMXB Cen X-3 のスペクトル. ~ 6.4 keV の輝線は鉄輝線, ~ 30 keV の吸収線は CRSF である. (a) ベストフィットモデルの残差. (b) CRSF の強度を 0 とした時の残差. (c) CRSF を除いたベストフィットモデルの残差. (Liu et al., 2024)

2.3.4 X線連星の密度構造

2.3.3 節の 3) で述べたように、連星の密度構造と輝線は密接に関係している。特に式 (2.3) のように低電離の輝線は密度が高い場所から出る傾向にある。この節では、HMXB における主要な密度構造と低電離輝線について述べる。

1) 降着円盤

降着円盤は、コンパクト天体への降着物質がケプラー回転しながら落ちていく際に形成される円盤である。HMXB 中の中性子星は強磁場を持っているため、降着円盤は中性子星表面まで到達することはできず、降着のラム圧と磁気圧が釣り合う距離 (アルフベン半径) が降着円盤の内縁となり、そこから磁場の向きに沿って磁極に向かって降着していくことになる。アルフベン半径 R_A は等方的な降着と双極子磁場を仮定したとき、中性子星の表面磁場 B 、光度 L 、半径 R 、質量 M により以下で与えられる (Lamb et al., 1973)。

$$R_A \sim 2.6 \times 10^3 \left[\left(\frac{B}{10^{12} \text{ G}} \right)^4 \left(\frac{L}{10^{37} \text{ erg/s}} \right)^{-2} \left(\frac{R}{10^6 \text{ cm}} \right)^{10} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \right]^{\frac{1}{7}} \text{ km} \quad (2.4)$$

降着円盤の内縁の回転速度は、HMXB 中の中性子星における典型的なパラメータ $B \sim 10^{12} \text{ G}$, $L \sim 10^{37} \text{ erg/s}$, $R \sim 10 \text{ km}$, $M \sim 1 M_\odot$ で、アルフベン半径におけるケプラー回転を考えることにより $\sqrt{GM/R_A} \sim 10^5 \text{ km/s}$ となる。よって、中性子星表面からこの降着円盤の内縁が照らされて鉄輝線が生じる場合には、100 eV 程度のドップラー広がりを持つことになる。

2) 星風

sg-HMXB の光学主星である青色超巨星は強い恒星風を持つ。終端速度は 1000 km/s 程度と非常に速く、質量損失率は $10^{-7} M_\odot/\text{yr}$ 以上の高密度な星風である。この星風は、完全には電離していない金属イオンが紫外線光子を共鳴吸収し、光子の運動量を獲得することによって駆動する (Castor et al., 1975)。このような加速によって星風の速度 V_{wind} は恒星中心からの距離 r に対して依存性を持ち、終端速度 V_{inf} 、恒星の半径 R_* により、以下の β 則がプロファイルを表すのによく用いられる。

$$V_{\text{wind}}(r) = V_{\text{inf}} \left(1 - \frac{R_*}{r} \right)^\beta \quad (2.5)$$

典型的には $\beta = 0.7 - 1$ (Puls et al., 1996) である。このメカニズムは不安定性を引き起こしやすいため、星風はその質量の多くが高密度の塊に分裂したクランピーな状態であることが知られている (Lucy & White, 1980)。クランピーな星風では、滑らかな星風と比べてクランプ内の密度が高く電離パラメータは小さく、電離度は小さくなる。

3) 降着航跡

HMXBでは、強い重力場を持った中性子星が濃い星風中を高速で運動することにより、中性子星から尾を引くような構造が生じており(図 2.8)、これを降着航跡 (accretion wake) という。シミュレーションによると中性子星の質量や星風のパラメータによって形状は大きく変動する (Manousakis, A. et al., 2012)。観測的な降着航跡の証拠として、中性子星から視線方向に航跡が存在する場合の吸収の増加が挙げられ、一例として Diez et al. (2023) では Vela X-1 において軌道位相分割したスペクトル解析を行い、吸収の軌道位相に対する非対称性から、星風に降着航跡のような大規模な構造が存在することを発見している。

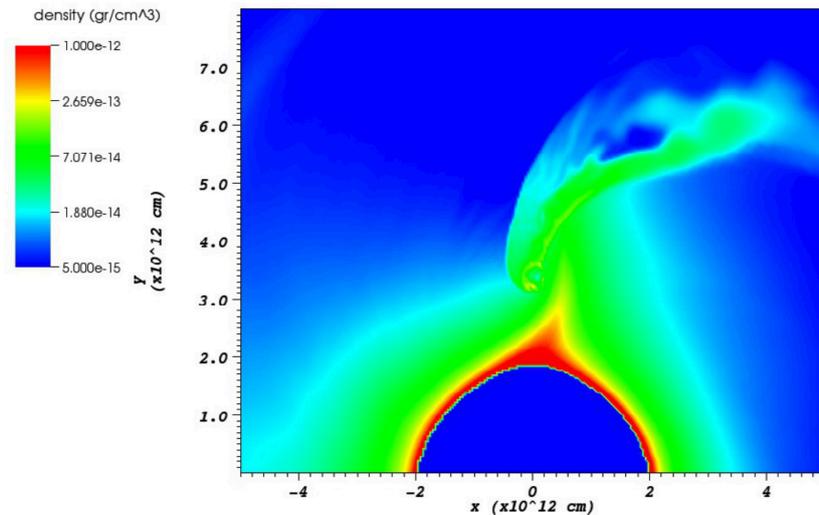


図 2.8: $v_{\infty} = 500$ km/s, 質量損失率 $10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$, 中性子星質量 $1.5 M_{\odot}$ における流体力学シミュレーションによる HMXB の星風と降着流の密度分布 (Manousakis, A. et al., 2012)

2.4 自転と公転の不整列

角運動量の輸送を考えた時には、連星系の自転と公転は整列していることが期待されるが、これまでにさまざまなタイプの系で不整列に関する研究が行われている。この節ではそれらの観測的な証拠と生じる原因について概説する。本論文における角度の呼称を図 2.9 に示す。HMXB では質量の大きい光学主星を主星、コンパクト天体を伴星にあたる。図 2.9 のように自転の方向と自転傾斜角を定義した場合に、自転傾斜角が 90 度よりも小さいことを順行、自転傾斜角が 90 度よりも大きいことを逆行と呼ぶ。順行であり、さらに自転傾斜角が小さいことを整列と呼ぶ。

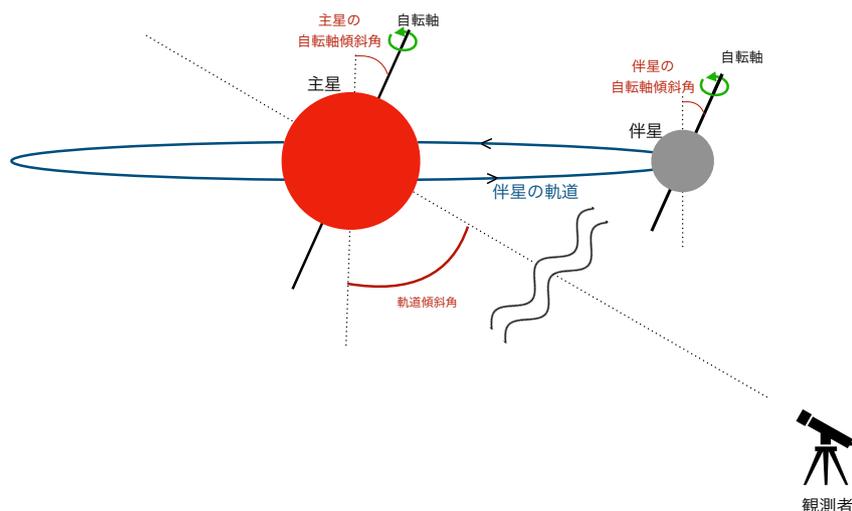


図 2.9: 本論文での連星系の角度パラメータの呼称

2.4.1 恒星と惑星，恒星同士の連星

惑星の軌道面に対する恒星の自転軸の傾きの測定には、惑星が恒星の前を通るトランジット中のスペクトル線の変動が利用される。スペクトル線は恒星の自転のドップラー効果により幅を持ち、トランジットの際には惑星が恒星の一部を遮蔽することにより、スペクトル線の中心エネルギーに変動が起きる (Rossiter-McLaughlin 効果, [Rossiter, 1924](#); [McLaughlin, 1924](#))。恒星の自転に対して惑星が順行軌道の場合にはトランジットの前半で赤方偏移、後半で青方偏移のようにスペクトル線が変動し、逆行軌道の場合には青方偏移から赤方偏移に変化する。この手法による解析の結果、木星ほどの質量のガス惑星で軌道長半径が約 0.1 au 以下のホットジュピターと呼ばれる惑星は、自転軸傾斜角が大きいものが多いことが明らかになっている ([Albrecht et al., 2012](#))。しかし、原始惑星系円盤段階から整列していなかったのか、惑星形成後の潮汐移動 ([Dawson & Johnson, 2018](#)) によって整列が崩されているのかは分かっていない。

恒星同士の連星の形成過程は十分に理解されていないが、乱流による分裂や力学的相互作用により形成される場合には整列が崩される可能性がある ([Bate et al., 2010](#); [Bate, 2018](#))。Hale (1994) では、太陽型の恒星を含み位置観測により公転が確認できている実視連星に対して、軌道長半径が 30–40 au 未満の連星では整列しているのに対して、軌道長半径が大きい系ではランダムであるということを見出した。

2.4.2 恒星-コンパクト連星

中性子星と恒星の連星系においては、中性子星の反跳が不整列の原因になりうる。Brandt & Podsiadlowski (1995) では、もともと整列していた $5 M_{\odot}$ と $15 M_{\odot}$ の連星系において、超新星爆発時の中性子星の瞬間的な反跳に応じた軌道の変化によって整列が崩れると仮定したときの自転傾斜角をモンテカルロシミュレーションにより調べた。逆行の割合はキックの速度分布、爆発後の軌道周期、キックが等方的に生じるか選択的な向きであるかによって影響を受け、HMXB では逆行の割合は 20 % 程度であるという結果を得ている。このような不整列は、潮汐効果により軌道周期の長期的な減衰が促進されるメカニズムとなりうる (Brandt & Podsiadlowski, 1995)。また、Be-HMXB では Be 星の自転面の円盤風によって降着が生じているため、不整列は中性子星への降着率に影響を及ぼす。

ブラックホール X 線連星では、偏光とジェット的位置角を観測することにより不整列に制限をつけることが可能であり、Poutanen et al. (2022) では、MAXI J1820+070 に対して不整列角に 40 度の下限を得た。このようなずれが生じるメカニズムの 1 つとして、超新星爆発の非対称性によるブラックホールの誕生時の反跳が考えられ、Atri et al. (2019) では 16 個のブラックホール X 線連星の軌道から形成時の反跳を推定し、75 % の系で 70 km/s を超えるキックを超えるという結果を得た。

2.4.3 コンパクト-コンパクト連星

コンパクト天体同士が合体する際には、連星間距離が近づくにつれて高速で自転を起こすことによって重力波が生じるが、一般相対論的なスピン軌道結合とスピンスピン結合による歳差運動のために、不整列が存在する場合には波形に変調が生じる (Apostolatos et al., 1994)。重力波はさまざまな観測のノイズと比べて小さいため、検出のためには波形テンプレートを予めデータベース化している必要があり、歳差運動を考慮しないテンプレートでは検出効率が低下する可能性がある (Apostolatos, 1995)。検出効率の低下は角運動量や質量比に対して依存している。特に角運動量の大きいブラックホールと中性子星の連星の場合には、スピン傾斜角が 30 度を超えると検出効率が大きく低下するが、中性子星の反跳によってそのような系は 30–80 % 存在するため、歳差運動を考慮しないテンプレートでは検出効率が最大 1/4 に減少する可能性がある (Kalogera, 2000)。

第 3 章

HMXB 4U 1538–522 の概観と観測動機

3.1 HMXB 4U 1538–522

本論文で解析対象とする 4U 1538–522 は Uhuru 衛星 (Giacconi et al., 1974) によって発見された中性子星と B0.2Ia 型超巨星 (QV Nor) との sg-HMXB であり, 3.7 日の軌道周期と 526 秒のパルス周期, 軌道の 3% の長さの食を持つことから, エッジオンに近い系だと考えられている. Gaia 衛星の観測で決定された太陽系からの距離は $6.6^{+1.4}_{-2.1}$ kpc (Arnason et al., 2021) である. この系の軌道が円軌道であるか楕円軌道であるかには議論の余地が残っており, Clark (2000) では離心率 $e = 0.174 \pm 0.015$, Mukherjee et al. (2007) では $e = 0.18 \pm 0.01$ と互いに一致する値を求めており, sg-HMXB としては高い離心率から, 誕生後, 数千年程度しか経っていない若い系であると議論している. 両者の近星点引数には不一致があり, Clark (2000) では $\omega = 64 \pm 9$ (deg) であるのに対して Mukherjee et al. (2007) では $\omega = 40 \pm 12$ (deg) であり, そのずれを $\dot{\omega} = -3.8 \pm 2.2$ (deg/year) の近星点移動により説明している. 近星点移動は Falanga et al. (2015) により $\dot{\omega} = -1.3 \pm 0.6$ (deg/year) に更新されている. 一方で, Rubin et al. (1997) では $e < 0.058$, Makishima et al. (1987) では $e = 0.08 \pm 0.05$ といった低い離心率を示す研究もあり, より最近の Rawls et al. (2011) では, 円軌道解と楕円軌道解の双方を検証した上で, 中性子星の質量が $0.874 \pm 0.073 M_{\odot}$ (楕円軌道解) もしくは $0.996 \pm 0.101 M_{\odot}$ (円軌道解) と, 知られている中性子星の質量の中でも非常に小さいことを指摘した. 表 3.1 に, 円軌道と楕円軌道による各パラメータを示す. また, 図 3.1 にそれぞれの軌道の概観を示す.

表 3.1: 4U 1538–522 の系のパラメータ (Rawls et al., 2011)

軌道	i (deg) ¹	$M_{\text{ns}} (M_{\odot})$ ²	$M_* (M_{\odot})$ ³	$R_* (R_{\odot})$ ⁴	β ⁵
楕円軌道	68.0 ± 1.4	0.874 ± 0.073	20.72 ± 2.27	15.72 ± 0.52	0.95
円軌道	76.8 ± 6.7	0.996 ± 0.101	14.13 ± 2.78	12.53 ± 2.11	0.88

¹ 光学主星 QV Nor の自転軸傾斜角, ² 中性子星の質量, ³ QV Nor の質量, ⁴ QV Nor の半径, ⁵ QV Nor のロッシュローブ充填率

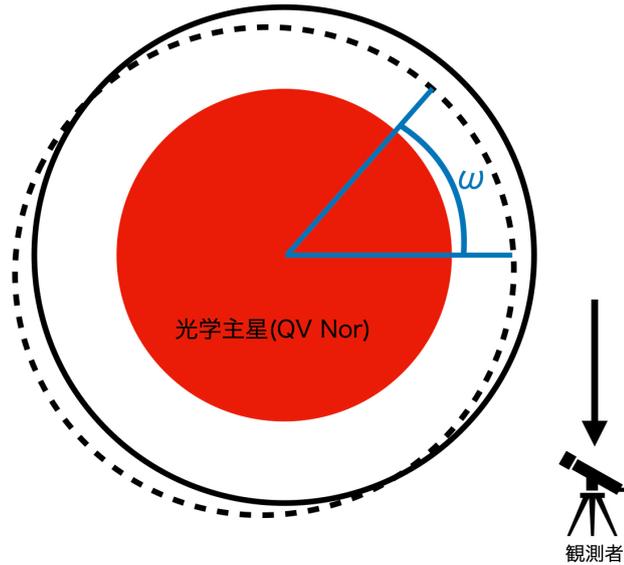


図 3.1: 中性子星の軌道の概観. 実線は円軌道解, 点線は楕円軌道解である. 近日点引数 ω は中性子星が天球面を通過する点を基準として定義する.

この天体の X 線スペクトルには, ~ 22 keV と ~ 49 keV に電子サイクロトロン共鳴があり (Clark et al., 1990; Robba et al., 2001), そこから求められる磁場は $B \sim 2 \times 10^{12}$ G である. ~ 6.4 keV には強い低電離の鉄 K 輝線 (Hemphill et al., 2014; Hu et al., 2024) が知られており, 食中の高分散観測では図 3.2 のように S, Si, Mg, Fe の高階電離輝線も検出される (Torrejón et al., 2015; Rodes-Roca et al., 2011).

Torrejón et al. (2015) では Chandra 衛星の HETG 観測による高いエネルギー分解能での食の前と食中のスペクトル解析を行い, 輝線中心エネルギーから鉄輝線の電離度と放射領域のドップラー速度を調べている. 電離度が $\text{Fe}_{\text{II}}\text{--}\text{Fe}_{\text{X}}$ と小さいことから放射領域の電離パラメータは小さく $-1 \leq \log \xi \leq 2$, より優位なのは $\log \xi \leq 0$ であるとし, 鉄輝線の放射体のドップラー速度は 800 km/s 以下とした. Hemphill et al. (2014) では, Suzaku による観測データをパルス位相・軌道位相に分割してスペクトル解析を行ない, 低電離の鉄輝線の強度が連続成分のパルスとタイミングにずれのある変動をしていることを発見し, 時間のずれが光路長に対応するのであれば ~ 1 au 離れた反射体に対応することを示した.

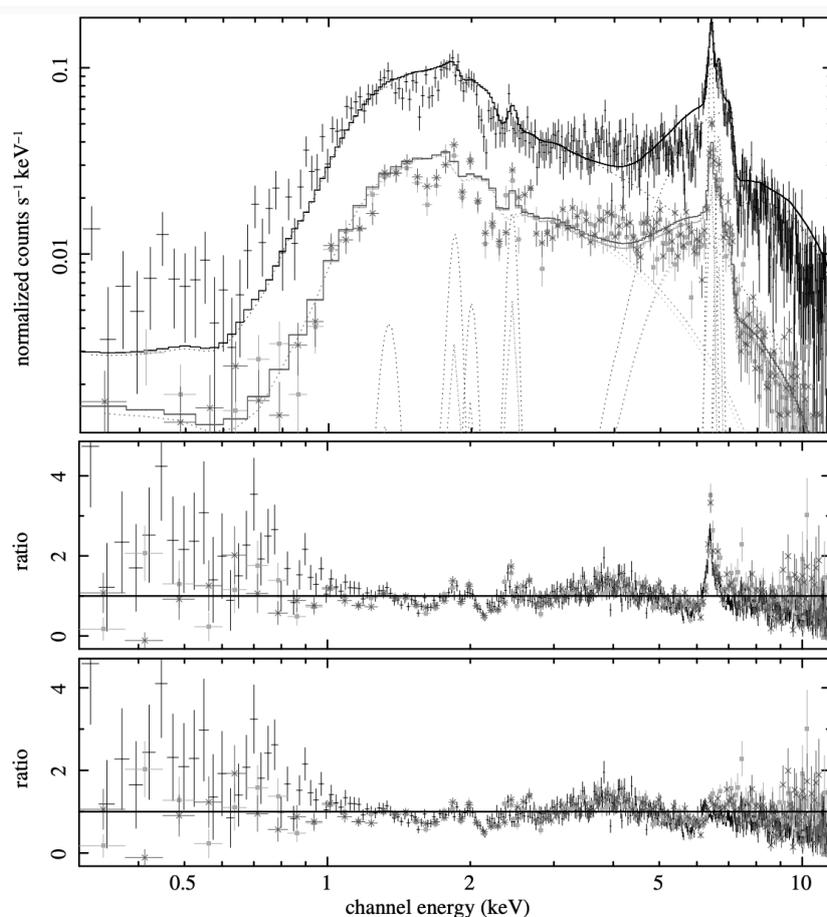


図 3.2: XMM-Newton による食中の 4U 1538–522 のスペクトル. 黒は PN, 灰色は MOS による観測結果. (上段) スペクトルと連続成分と 6 本の輝線 (Fe $K\alpha$ I–XVII, Fe XXV, S XV He α , Si XIV Ly α , Si XIII He α , Mg $K\alpha$ または Mg XI He α) でのベストフィットモデル. (中段) ベストフィットモデルから輝線を除いた残差. (下段) ベストフィットモデルの残差. (Rodes-Roca et al., 2011)

Hemphill et al. (2019) では NuSTAR の食の入りから食の出までの観測により, 食のタイミングの測定による軌道歴の更新と, 食前後での吸収の増加, Hemphill et al. (2014) と一致する電子サイクロトロン共鳴の結果を得た.

この系での中性子星からの X 線ビームの角度依存性は議論の段階にある. Bulik et al. (1992) では, 10–38 keV のパルスプロファイルをエネルギーごとにペンシルビームの理論モデルでのフィッティングを行い, 自転軸の視線に対する傾斜角は 90 度に近く, 自転軸と磁気軸のなす角は 30 度以下であると求めている. 一方で, Cominsky & Moraes (1991) では, 自転軸と視線の傾斜角は 30 度程度で, ペンシルビームとファンビームの複合によるパルスプロファイルであると説明した.

3.2 解析の動機

これまでに述べた通り、X線連星においては中性子星近傍から放射された連続X線によって周囲の濃いガスが蛍光X線を出したり、周辺プラズマで光電離を起こすことにより輝線を放射し、その中でも特に強度の大きいものは鉄輝線である。この際の輝線のプロファイルはガスの密度分布、中性子星との位置関係、速度に依存する。特に観測者から見て軌道がエッジオンである場合には光学主星や降着航跡と中性子星と観測者との位置関係が軌道位相によって大きく変化するため、4U 1538–522は鉄輝線による密度分布の解明に有利である。さらに、光学主星の中心と中性子星との距離は ~ 0.1 auであるのに対して、[Hemphill et al. \(2014\)](#)では ~ 1 auに対応する大きな鉄輝線のパルス位相の遅れが見つかっている点は着目すべきであると考え、中性子星の回転によるビームの向きの変化を考慮することにより、第六章で述べるように、この遅れに説明を与えるとともに中性子星の自転の向きを制限できる描像を得た。HMXB内の中性子星の自転の向きは中性子星の反跳や連星系の進化の理解のために重要な情報であり、鉄輝線のパルスはそれを調べる新手法として有用であると考え、本研究を行うに至った。

第 4 章

解析に用いた観測装置

X線は屈折率が1より小さいことにより、可視光のように屈折レンズを用いて集光することは困難である。そこで、入射角が非常に小さい時にX線が全反射することを利用した望遠鏡により集光を行う。一般的には回転放物面と回転双曲線を組み合わせた Wolter I型望遠鏡が採用されることが多い。また、X線は大気に対して不透明であり地上からの観測はできないため観測は人工衛星上で行われる。本研究では、NICER 望遠鏡, NuSTAR 衛星, Suzaku 衛星による観測データの解析を行った。以下では各検出器について概要を述べる。各検出器の性能は表 4.1 にまとめる。

4.1 NICER

NICER (Neutron Star Interior Composition ExploreR) は、2017年6月3日に打ち上げられた、国際宇宙ステーション (International Space Station; ISS) 上に搭載されている NASA による非撮像軟 X線望遠鏡であり、現在も運用が続けられている。NICER は中性子星の自転によるパルス波形を精密に調べ、中性子星の質量と半径の比などを調べることによる中性子星内部の高密度物質における状態方程式の解明を主な目的の一つとして開発された。その観測装置 XTI (The X-ray Timing Instrument) は 56 組の集光装置 (The X-ray Concentrators; XRC) と焦点面モジュール (The Focal Plane Modules; FPM) からなり、そのうちの 4 つ (DET_ID 11,20,22,60) は機能していない。特徴として、 ~ 100 ns という非常に高い時間分解能、1.5 keV で ~ 1900 cm², 6 keV で 600 cm² という大有効面積を持つことが挙げられる。NICER は非撮像系であるため、視野内の点源の無い領域を利用してバックグラウンドスペクトルを取ることができない。そのため、荷電粒子バックグラウンドなどの経験的なモデルを構築してバックグラウンドスペクトルを作成する

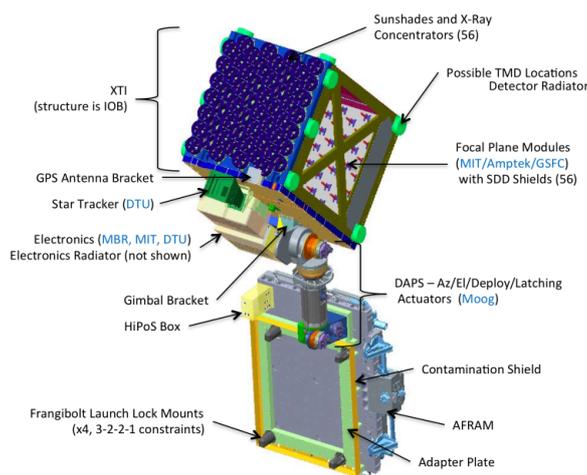


図 4.1: NICER 衛星の概観 Okajima et al. (2016)

4.1.1 XRC

XRCは56台のX線集光装置であり、FPMモジュールの2mm開口部にX線を集中させることができる。各XRCは24枚の入れ子になった金コーティングの放物面薄膜ミラーからなる。動作している52個のモジュールの合計の有効面積は図4.2であり、2.2-3.5 keVと11-14 keVには金のMシェルとLシェルによる吸収端が見られる。

4.1.2 FPMモジュール

FPMモジュールは各XRCの焦点面に置かれたシングルピクセルのシリコンドリフト検出器である。8個ずつでグループになっており、各グループが1つの電源ユニット(Measurement and Power Unit; MPU)によって制御されている。

4.2 NuSTAR

NuSTAR (Nuclear Spectroscopic Telescope Array) 衛星は、2012年6月13日にNASAによって打ち上げられた。3-79 keVという硬X線帯域での撮像と分光に特化していることが大きな特徴であり、現在も観測が続けられている。

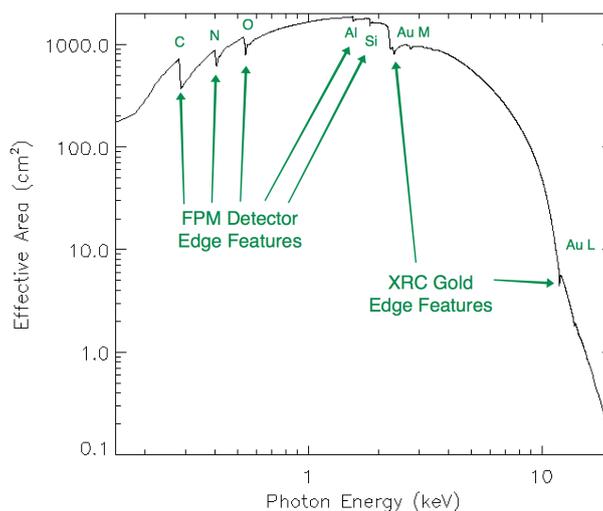


図 4.2: NICER の有効面積 (https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/nicer/analysis_threads/arf-rmf/)

4.2.1 光学系

NuSTAR 衛星の望遠鏡には Wolter-I 型に近い設計の 133 個の同心ミラーシェルが用いられている。Pt/Si および W/Si での多層コーティングによって、3–79 keV の硬 X 線帯域での集光が可能となっている。硬 X 線領域では全反射の臨界角は小さくなるため焦点距離を長くとる必要がある。NuSTAR 衛星では打ち上げ後にマストを伸長することにより、打ち上げのコストを抑えながら 10.15 m の長い焦点距離を達成している。

4.2.2 FPMA/FPMB

2つの焦点面には、FPMA,FPMB (Forcal Plane Detector Module A/B) という高エネルギー光子の量子効率に優れた CdZnTe 半導体検出器が備えられている。それぞれが 32×32 pixel の 4つの CZT 検出機で構成されており、エネルギー分解能は 400 eV である。焦点面は CsI 結晶のアクティブシールドによって遮蔽されており、NuSTAR の主なバックグラウンド事象となる、光軸以外から焦点面を横切る高エネルギー光子と宇宙線を検出している。アクティブシールドと CZT 検出器の同時イベントを取り除くことにより、バックグラウンド事象を低減することが可能である (図 4.4)。

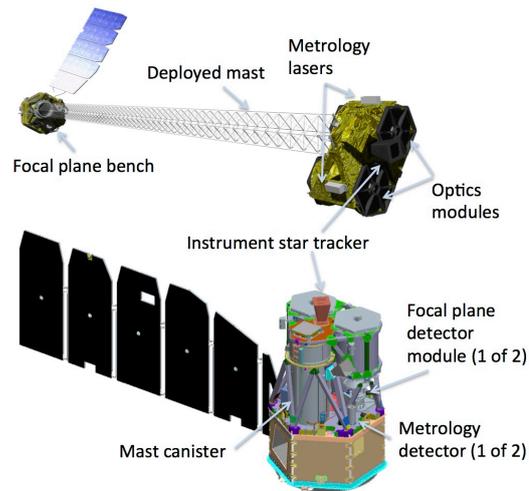


図 4.3: (上) 軌道上でのマスト展開後の NuSTAR 衛星の想像図. (下) NuSTAR 衛星の内部構造 (Harrison et al., 2013)



図 4.4: (左) NuSTAR 衛星の CsI アクティブシールド. (右) アクティブシールドを収める曲面型のベリリウム入射窓を備えた筐体 (<https://www.nustar.caltech.edu/page/detectors>)

4.3 Suzaku

Suzaku 衛星は2005年7月10日に打ち上げられ、2015年に運用終了となったJAXA/ISASによるX線望遠鏡である。この衛星はX線とガンマ線で高温プラズマの観測を行い、銀河団の形成や進化、ブラックホール周辺の物質の運動の解明を目的とし、広帯域での撮像が可能となるように開発された。搭載された5つのXRT (X-ray telescope) のうち4つの焦点面検出器はCCD検出器XIS (X-ray Imaging Spectrometer), 1つはマイクロカロリメータXRS (X-ray Spectrometer) である。XRSは非常に高いエネルギー分解能で0.2-12 keVの観測を行う予定であったが、冷却剤の液体ヘリウムが打ち上げ直後に蒸発してしまったことにより観測が不可能になった。また、硬X線検出器HXD (Hard X-ray Detector) も搭載されており、これらを合わせると0.2-600 keVという非常に広帯域での観測が可能である。以下では、本研究での解析に用いたXIS検出器を中心に説明する。

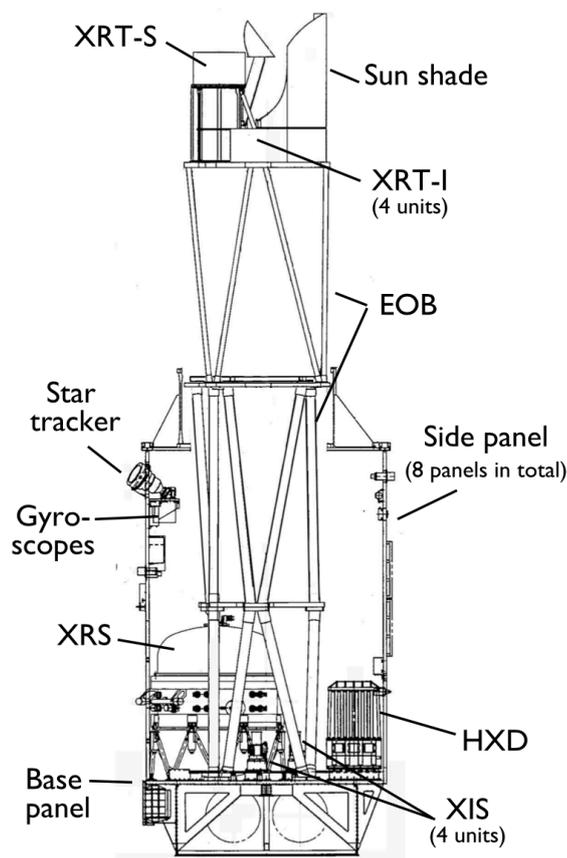


図 4.5: Suzaku 衛星の内部構造 Mitsuda et al. (2007)

4.3.1 XRT

XRT は Suzaku 衛星に搭載された Wolter-I 型を円錐面で近似した多重薄膜型の望遠鏡である。焦点距離は、焦点面検出器を XIS とする XRT-I では 4.75 m, XRS とする XRT-S では 4.5 m である。多重薄膜型 X 線望遠鏡では、視野外の X 線源から検出器に到達する迷光が問題となるが、Suzaku/XRT では望遠鏡の前面にアルミニウムで作製されたプリコーリメータを搭載することにより、JAXA の先代の X 線天文衛星 ASCA と比べて約 1 桁迷光を抑えることに成功している。

4.3.2 XIS

XIS は 5 台の XRT のうち、4 台の焦点面に備えられた CCD 検出器である。0.2-12 keV の帯域をカバーし、エネルギー分解能は 130 eV 程度である。4 台の XIS のセンサーはそれぞれ XIS0-3 と呼び、XIS0, XIS2, XIS3 は表面照射型 (Frontside Illuminated; FI), XIS1 は裏面照射型 (Backside Illuminated; BI) の CCD である。XIS2 は 2006 年 11 月に微小隕石の衝突と推定される事故により使用不能となった。

XIS の観測モードは Clock モードと Edit モードの組み合わせから定義される。Clock モードには Normal と Parallel-sum (P-sum) の 2 通りがある。Normal モードでは、すべてのピクセルを通常 8 秒周期で読み出す。Normal モードには Burst オプションと Window オプションがある。Burst オプションは実質的な露光時間を 8 秒より短くするオプションで、パイルアップを防ぐために利用される。Window オプションは、CCD の一部の範囲を 8 秒の間に複数回読み出すオプションで、パイルアップを下げつつ時間分解能を上げて効率の良い観測を行うために利用される。Normal モードでは X 線イベントの起こったピクセルを中心として、それを取り巻く周囲のピクセルの波高値を地上に送信する。転送できる容量には限られるため、この際の情報量を Edit モード (2x2, 3x3, 5x5) により選択することが可能である。P-sum モードでは、縦方向に加算をして読み出しを行い、1 次元的な位置情報しか得られない代わりに ~8 ms の時間分解能を得ることができる。

表 4.1: 各観測装置の性能の諸元

検出器	NICER	NuSTAR	Suzaku/XIS
エネルギー分解能 (eV@6keV)	137 ^a	400 ^c	130 ^d
エネルギー範囲 (keV)	0.2–12 ^b	3–79 ^c	0.2–12 ^d
時間分解能	< 300 ns ^b	0.1 ms ^c	8 s (normal mode) ^d
有効面積 (cm ²)	600 (@6 keV) ^a	900 (@10 keV)	160 (FI), 110 (BI) (@8 keV) ^d

^ahttps://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/nicer/nicer_about.html, ^bhttps://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/nicer/mission_guide/, ^c<https://www.nustar.caltech.edu/page/researchers>, ^dMitsuda et al. (2007)

第 5 章

X線データ解析

5.1 解析に用いた観測とデータ処理

本研究では, NuSTAR, NICER, Suzaku による 4U 1538–522 の観測データを用いて解析を行った. 観測の一覧を表 5.1 に示す. ここで, 軌道位相 ϕ は食の中心で $\phi = 0$ とする.

表 5.1: 解析に用いた観測の概要

観測機器	ObsID	観測日時	観測時間 (ks)	軌道位相 ϕ^1	ω (deg) ²
NICER	4594010101	2021-08-05	12.6	0.805–1.044	16 ± 16
	4594010102	2021-08-06	13.3	1.048–1.309	16 ± 16
	4594010103	2021-08-07	14.7	1.319–1.580	16 ± 16
	4594010104	2021-08-08	14.9	1.596–1.824	16 ± 16
NuSTAR	30201028002	2016-08-11	43.8	0.842–1.105	23 ± 14
	30401025002	2019-05-02	36.9	0.483–0.723	19 ± 15
	30602024002	2021-02-16	21.8	0.268–0.405	17 ± 16
	30602024004	2021-02-22	21.6	0.800–0.945	17 ± 16
Suzaku	407068010	2012-08-10	46.0	0.501–0.691	28 ± 13

¹ 軌道運動の暦は [Hu et al. \(2024\)](#) に従った.

² 近星点引数 ω は [Falanga et al. \(2015\)](#) に従った.

データ処理には, HEASoft ver6.32 を使用した. キャリブレーションデータベース CALDB のバージョンは NICER:20240206, NuSTAR:20240311, Suzaku:20181010 である. 以下にそれぞれの検出器で行なった解析手順の概要を示す.

5.1.1 NICER/XTI データ処理

NICER の観測データは連続した4日間に渡り行われた観測が日付ごとに ObsID として分割されたものなので、まず niobsmerge¹により観測結果を統合し、ObsID 4594010100 の1観測として扱った。nicerl2²を用いてキャリブレーションとスクリーニングを行ない、J2000.0に基づく赤道座標系で ra=235.597347, dec=-52.385994 での太陽系重心補正をおこなった。その後、nibackgen3C50(Remillard et al., 2022)³により天体信号と推定されるバックグラウンドのスペクトルファイルを作成した。3C50は3つのパラメータにより特徴づけられた経験的バックグラウンドモデルである。その際に、ノイズの大きい DET_ID 14, 34 は除外した。レスポンスファイルは nicerrmf と nicerarf によって作成した。

5.1.2 NuSTAR/FPMA と FPMB のデータ処理

NuSTAR では、nupipeline⁴によってキャリブレーションとスクリーニングを行なった。その後 nuproducts⁵により太陽系重心補正とスペクトルファイル、レスポンスファイルの作成を行なった。スペクトル作成に利用するソース領域は天体の座標を中心に半径 40 ピクセル~100 秒角の円、バックグラウンド領域は内側の半径 50, 外側の半径 80 ピクセルの円環とした。

5.1.3 Suzaku/XIS のデータ処理

Suzaku/XIS の観測は 1/4 ウィンドウモードで行われた。観測の時点で動作していない XIS2 を除いた、XIS0,1,3 に対して処理を行った。イベントファイルに対して barycorr⁶を用いて太陽系重心補正を行った。この観測では X 線イメージの天体の中心付近で 7% 程度のパイルアップが生じていたため、pileest⁷によって 3% 以上のパイルアップ領域を除外した上で、ソース領域を半径 110 ピクセル~110 秒角の円、バックグラウンド領域を画像の両端の領域として指定した。領域を図 5.1 に示す。それらの領域に基づき xselect を用いてスペクトルファイルを作成した。レスポンスファイルは xisrmfgen⁸ と xissimarfgen⁹ によって作成した。

¹<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/lheasoft/help/niobsmerge.html>

²<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/lheasoft/help/nicerl2.html>

³<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/lheasoft/help/nibackgen3C50.html>

⁴<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/lheasoft/help/nupipeline.html>

⁵<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/lheasoft/help/nuproducts.html>

⁶<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/lheasoft/help/barycorr.html>

⁷<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/lheasoft/help/pileest.html>

⁸<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/lheasoft/help/xisrmfgen.txt>

⁹<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/lheasoft/help/xissimarfgen.txt>

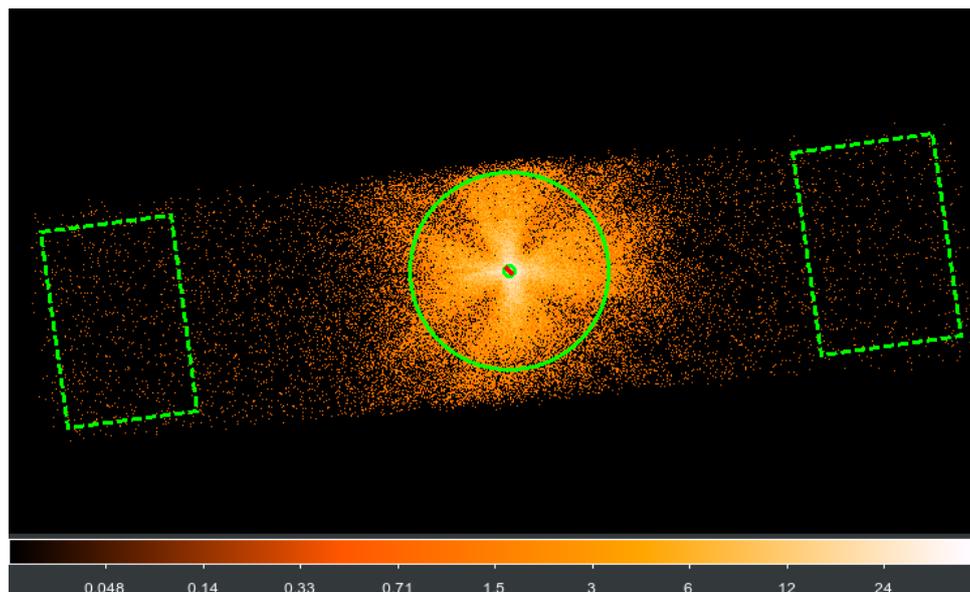


図 5.1: Suzaku XIS1 5x5 モードの解析でスペクトル抽出に用いた領域. 中央の実線の円はソース領域, 赤の斜線の領域はパイルアップ領域, 破線はバックグラウンド領域である.

5.1.4 位相分割処理

軌道位相の分割の際には, [Hu et al. \(2024\)](#) の軌道運動の暦に従って軌道位相を決定し, イベント時刻によるフィルタリングと, Good Time Interval (GTI) の更新をしたイベントファイルを作成し, 上述した各検出器での処理を行なった.

パルス周期には長期的な変動があるため, パルス位相分割の際には `efsearch` により各観測でのパルス周期 P_{pulse} を決定した上で, 軌道位相分割と同様のイベント時刻によるフィルタリングと GTI の更新の後に, 各検出器での処理を行なった. パルス位相の原点は, カウントレートが最小となるパルスの谷にとった.

5.2 解析結果

5.2.1 スペクトルフィットのモデル

本研究では, XSPEC version 12.13.1 を用いてスペクトル解析を行なう. ここでは, NICER ObsID 4594010100 での軌道位相 0.6–0.7 と NuSTAR ObsID 30602024002 での軌道位相 0.3–0.4 でのフィッティング手順を例に示す.

NICER では, 1–10 keV の範囲でのフィッティングを行なった. この天体の連続成分にはカットオフが存在するが, NICER のエネルギー範囲より高エネルギーなので, 連続成

分として powerlaw を用いた. powerlaw は規格化定数 K (photons/cm²/keV @1 keV) と光子指数 α をパラメータとした単純な冪乗則のモデルである.

$$A(E) = KE^{-\alpha} \quad (5.1)$$

スペクトルには星間吸収と系に固有の吸収が見られる. 星間吸収は時間的な変動はないため, HI4PI Collaboration et al. (2016) の全天 H_I サーベイに基づく nh コマンド¹⁰により, 柱密度を 7.3×10^{21} cm⁻² としてモデルに用いた (tbabs₁). 系に固有の吸収としては滑らかな吸収と部分吸収を用いた (tbabs₂*tbpcf). 部分吸収はスペクトルの一部が吸収を受けるときのモデルであり, 小さい光源では, 短時間で変動する吸収を表現することができる. そのパラメータには柱密度とレッドシフトに加え, スペクトルのうち吸収を受けている割合 (被覆率) f_{pcf} があり, 以下のように表される.

$$\text{tbpcf} = f_{\text{pcf}} \times \text{tbabs} + (1 - f_{\text{pcf}}) \quad (5.2)$$

吸収の概念図を図 5.2 に示す.

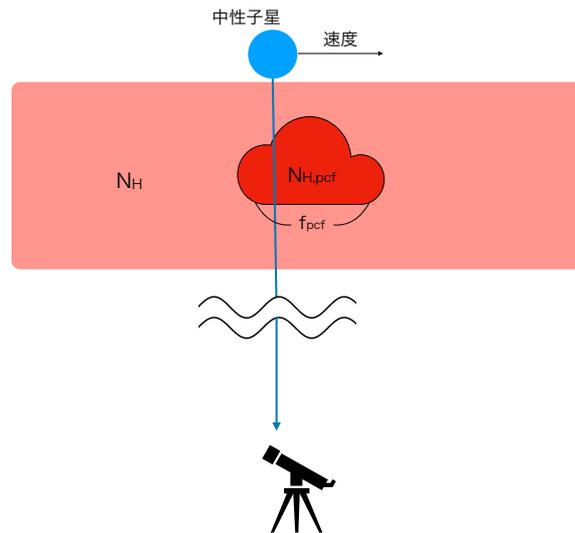


図 5.2: 部分吸収の概念図. クランピーな吸収体や中性子星の運動によって吸収が時間的に変動し, 時間平均したスペクトルでは, 一部が強い吸収を受けているように見える.

これらの吸収の組成には Wilms et al. (2000) による宇宙組成を用いた. この連続スペクトルのモデルでは, 図 5.3 下段のように 6.4 keV に残差が存在する. これは Torrejón et al. (2015) で Fe_{II}-Fe_X と報告された低電離の Fe K α 輝線 (以下では単に鉄輝線と呼ぶ) と考えられる. そこで, gaussian をモデルに追加した. この輝線幅は < 20 eV であり (Torrejón et al., 2015), 本論文で扱う検出器のエネルギー分解能に比べて十分細いため, gaussian の幅は 0 に固定した. これによりフィッティングモデルは以下ようになる.

¹⁰<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/lheasoft/help/nh.txt>

component	parameter	value
tbabs ₁	$N_{\text{H}}(10^{22} \text{ cm}^{-2})$	0.73 (fixed)
tbabs ₂	$N_{\text{H}}(10^{22} \text{ cm}^{-2})$	$1.70^{+0.05}_{-0.06}$
tbpcf	$N_{\text{H}}(10^{22} \text{ cm}^{-2})$	6.9 ± 1.2
	f_{pcf}	$0.290^{+0.023}_{-0.024}$
	redshift	0 (fixed)
powerlaw	Photon Index	1.10 ± 0.03
	norm (photons $\text{keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	0.032 ± 0.002
gaussian	Center energy (keV)	$6.426^{+0.013}_{-0.018}$
	sigma (keV)	0 (fixed)
	norm (10^{-4} photons $\text{cm}^{-2} \text{ cm}^{-1}$)	2.24 ± 0.024

表 5.2: NICER ObsID 4594010100 軌道位相 0.6–0.7 でのベストフィットパラメータ

NICER: $\text{tbabs}_1 \times (\text{tbabs}_2 \times \text{tbpcf} \times \text{powerlaw} + \text{gaussian})$

ベストフィットパラメータを表 5.2 に示す.

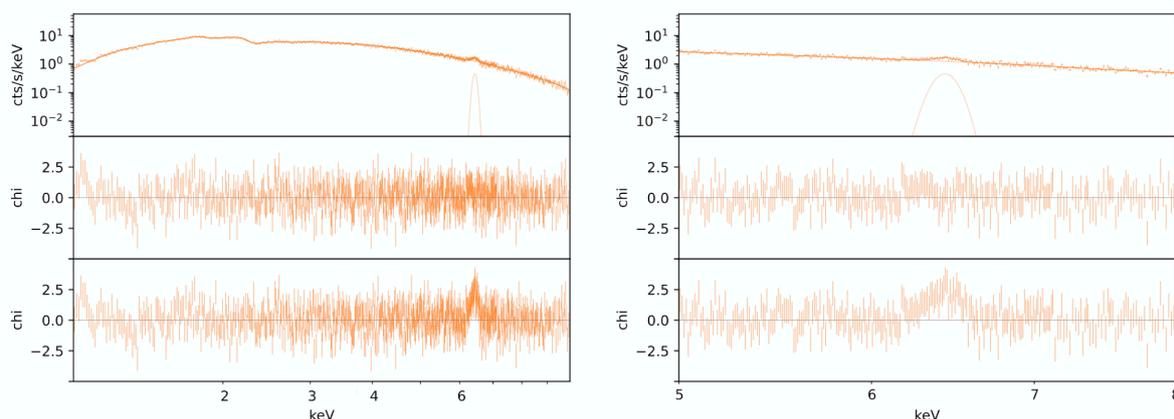


図 5.3: (左) NICER ObsID 4594010100 での軌道位相 0.6–0.7 でのスペクトルとベストフィットモデル. (右) 鉄輝線周辺の拡大. それぞれの図で (上段) スペクトルとフィットモデル. (中段) ベストフィットモデルの残差. (下段) 鉄輝線の gaussian の強度を 0 とした時の残差.

NuSTAR の観測可能なエネルギー範囲は 3–78 keV であるが, 高エネルギーではバックグラウンドの割合が増加することから, 3–30 keV の範囲でのフィッティングを行なった. 連続成分には $\text{highcut} \times \text{powerlaw}$ を用いた. highcut は高エネルギーでのカットオフであり, カットオフのかかるエネルギー E_c (keV) と $1/e$ 倍になるエネルギー幅 E_f (keV) を用いて以下のように表される.

$$M(E) = \begin{cases} \exp[(E_c - E)/E_f] & E \geq E_c \\ 1.0 & E \leq E_c \end{cases} \quad (5.3)$$

吸収はNICERと同様の星間吸収と系に固有の吸収を入れるが、吸収は軟X線で顕著であることからエネルギー範囲の高いNuSTARでは部分吸収の制限は難しく、単一の吸収のみをモデルに用いた。連続成分スペクトルのモデルにはNICERの例と同様の6.4 keVの鉄輝線に加えて、22 keVに大きな残差が存在する(図5.4下段)。これは過去に報告されているCRSFであり(Clark et al., 1990)、スペクトルにガウス吸収線gabsをかけることで再現した。また、NuSTARはFPMA/FPMBという2つの検出器を持っているため、相互の正規化のために、FPMBのモデルにはFPMAのモデルに対して正規化定数constantをかけて同時フィットを行った。これによりフィッティングモデルは以下のようになる。
 NuSTAR: $\text{constant} \times \text{tbabs} \times (\text{tbabs} \times (\text{highcut} \times \text{powerlaw}) + \text{gaussian}) \times \text{gabs}$
 ベストフィットパラメータを表5.3に示す。

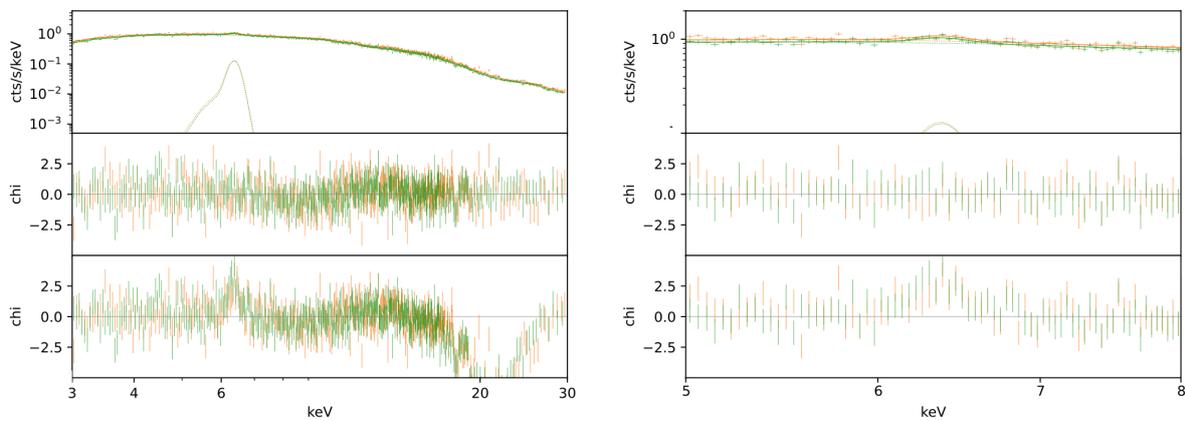


図 5.4: (左) NuSTAR ObsID 30602024002 での軌道位相 0.3–0.4 でのスペクトルとベストフィットモデル。橙はFPMA、緑はFPMB のデータである。(右) 左図の鉄輝線周辺の拡大。それぞれの図で、(上段) スペクトルとフィットモデル。(中段) ベストフィットモデルの残差。(下段) 鉄輝線の gaussian と CRSF の gabs の強度を 0 とした時の残差。

Suzaku/XIS でも、NICER と同様にこの天体の CRSF やカットオフのような硬 X 線領域の構造は見えないため、NICER と同じモデルを用いた。ただし、NuSTAR と同様に検出器間で constant をかけて同時フィットをした。

Suzaku: $\text{constant} \times \text{tbabs}_1 \times (\text{tbabs}_2 \times \text{tbpcf} \times \text{powerlaw} + \text{gaussian})$

Suzaku でのエネルギー範囲は 1–10 keV から、検出器間でのレスポンスが不確かな 1.6–2.3 keV を除いたものとした。

5.2.2 軌道位相に分割したスペクトル解析

本節では、軌道位相 ϕ に対するスペクトルの変動について述べる。図 5.5 に軌道周期に対する軟 X 線帯域と硬 X 線帯域でのライトカーブとその比を示す。軌道位相と食の継

component	parameter	value
constant	FPMB/FPMA	1.020 ± 0.005
tbabs ₁	$N_{\text{H}}(10^{22} \text{ cm}^{-2})$	0.73(fixed)
tbabs ₂	$N_{\text{H}}(10^{22} \text{ cm}^{-2})$	< 0.28
highecut	E_c (keV)	15.33 ± 0.28
	E_f (keV)	$10.89^{+0.38}_{-0.37}$
powerlaw	Photon Index	1.20 ± 0.01
	norm (photons keV ⁻¹ cm ⁻² s ⁻¹)	0.033 ± 0.001
gaussian	Center energy (keV)	6.4 (fixed)
	sigma (keV)	0 (fixed)
gabs	norm (10^{-4} photons cm ⁻² cm ⁻¹)	2.16 ± 0.23
	Center energy (keV)	21.40 ± 0.16
	Sigma (keV)	$2.62^{+0.15}_{-0.16}$
	Strength (keV)	$3.39^{+0.34}_{-0.33}$

表 5.3: NuSTAR ObsID 30602024002 軌道位相 0.3–0.4 でのベストフィットパラメータ

続時間は Hu et al. (2024) による暦を利用し、食の中心時刻を $\phi = 0$ とした。NICER, NuSTAR による観測では、食の間 ($0 < \phi < 0.071$) は暗く、食からの出で増光し、明るい状態が続いたのち、減光して食に入る ($0.928 < \phi < 1$) という光度変動の様子が読み取れる。食の前後では軟 X 線が硬 X 線に対して相対的に小さくなっている。これは、中性子星からの視線方向に光学主星近傍の濃い星風によって軟 X 線が吸収を受けていることによると考えられる。

軌道位相によるスペクトルの変動を調べるために、軌道周期の 1/10 ごとに各観測を分割しスペクトルフィットを行なった。滑らかな吸収と部分吸収パラメータの変動を図 5.6 に示す。部分吸収の被覆率は、中性子星が前面にある $\phi \sim 0.5$ において小さい。また、NICER, Suzaku 観測の滑らかな部分吸収の密度や NuSTAR 観測の吸収も同様に $\phi \sim 0.5$ で小さい傾向が確認される。

食中を除き、NuSTAR 観測の 3–30 keV での吸収を除いた光度 L は、距離を 6.6 kpc を仮定して $L = 2\text{--}5 \times 10^{36}$ erg/s であり、この天体の臨界光度 $L_{\text{crit}} = 2\text{--}4 \times 10^{36}$ erg/s (Hemphill et al., 2016) と同程度である。

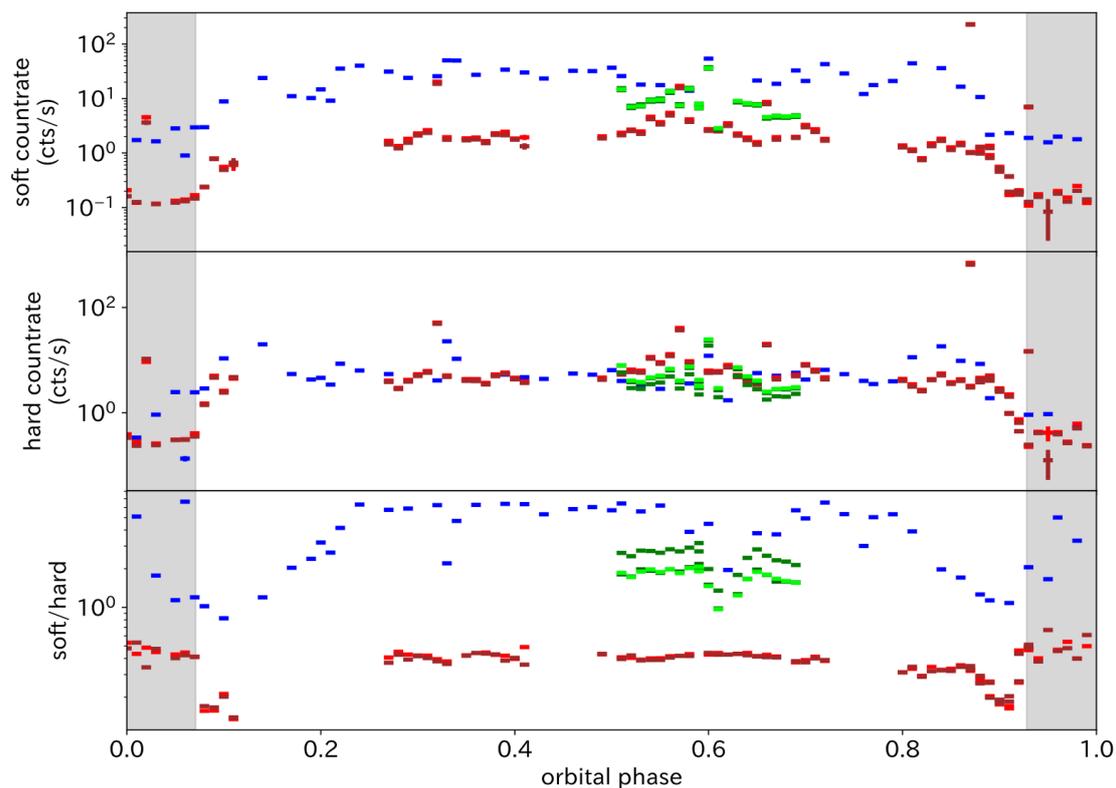


図 5.5: 4U 1538–522 の軌道位相に対するカウントレートとソフトネス比. 青は NICER, 赤と褐色は NuSTAR FPMA/FPMB, 緑は濃い方から順に Suzaku XIS0,1,3 のデータ点を表す. 灰色の領域は食の継続時間を示す. (上段) NICER と Suzaku では 1–5 keV, NuSTAR では 3–5 keV の軟でのカウントレート. (中段) 5–10 keV の硬 X 線帯域でのカウントレート. (下段) 軟 X 線帯域と硬 X 線帯域のカウントレートの比

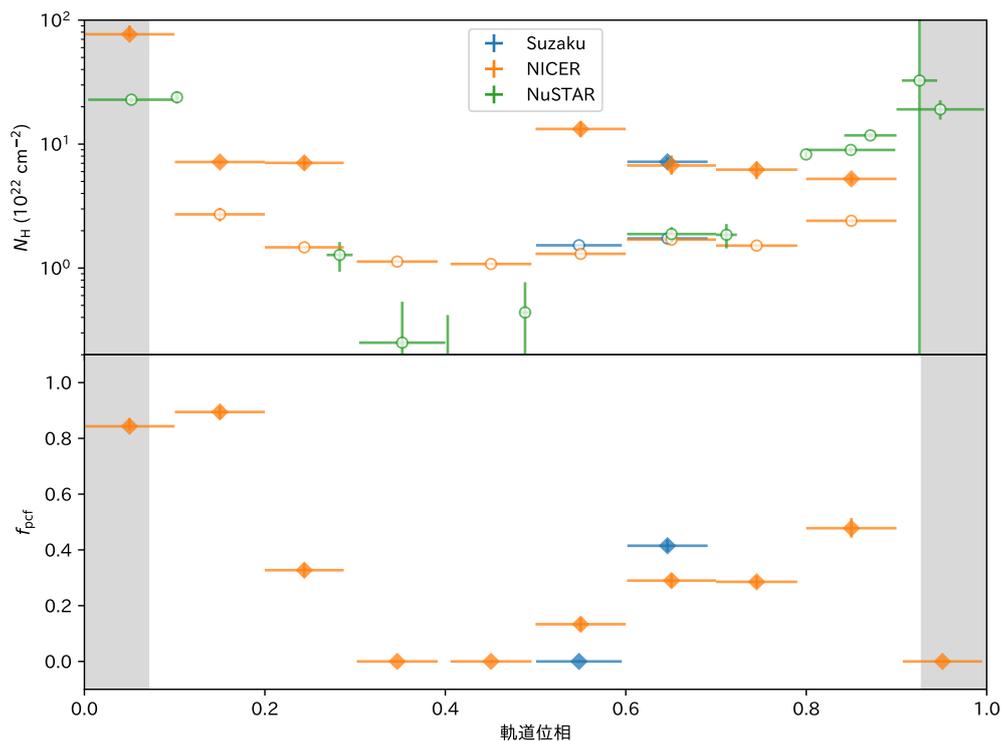


図 5.6: 各観測での軌道位相に対する吸収の変動. 丸は滑らかな吸収, 菱形は部分吸収を示す. 色は観測装置の違いである. (上段) 吸収柱密度. (下段) 部分吸収の被覆率

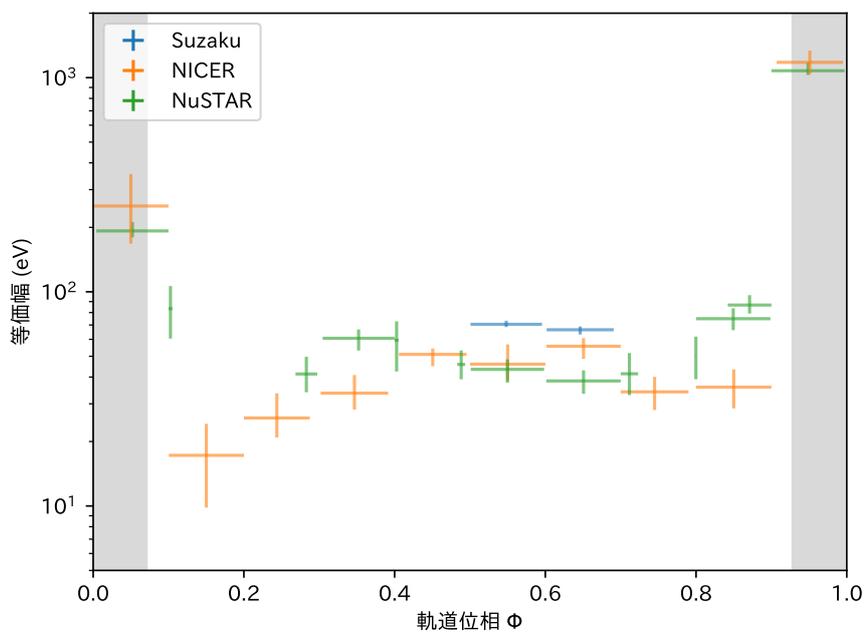


図 5.7: 各観測での軌道位相による鉄輝線の等価幅の変動

5.2.3 パルス位相に分割したスペクトル解析

次にパルス位相に分割したスペクトル解析を行う。折りたたんだパルス波形は図 5.8 に示すように、本研究で扱うエネルギー範囲においては 1 周期の中で 2 つのピークを持っている。今回扱う観測では時期によらずパルスプロファイルは同様の傾向を示し、放射の角度依存性は長期的に安定していることが分かる。パルス位相によるパラメータの変動を調べるために、パルス位相により 6 分割し、スペクトル解析を行なった。その際に、NuSTAR, Suzaku では軌道位相による分割を行わなかったが、NICER の観測は軌道位相 1 周期程度の長期間であるため、軌道位相によって 4 分割した上で更にパルス位相による分割を行い解析を行なった。

CRSF に関するパラメータの変動を図 5.9 に示す。CRSF の中心エネルギー E_{crsf} はメインピークとサブピークの双方において、パルスの光度と相関して、10 % 程度の変動をしていることが確認できる。この結果はこれまでの研究と一致しており、 E_{crsf} のパルス変動は、Hemphill et al. (2014) では Suzaku/HXD 解析から 10 % 程度、Varun et al. (2019) では AstroSat/LAXPC により 13 % であると報告されている。中性子星表面から離れるほど磁場強度は弱くなり、双極子磁場を仮定した場合には、中性子星表面での磁場強度を B_0 (G)、中性子星半径を R_{NS} (km) とした時、表面からの高度 h (km) に対して磁場強度 $B(h)$ (G) は以下のように変動する。

$$B(h) = B_0 \left(\frac{R_{\text{NS}}}{R_{\text{NS}} + h} \right)^3 \quad (5.4)$$

E_{crsf} の変動の起源が高度によると仮定すると、この変化は中性子星半径の ~ 3 % に対応し、典型的な中性子星半径 10 km に対しては高さ 300 m に対応する。

図 5.10 に、NuSTAR の 4 観測での鉄輝線強度のパルス位相に対する変動を示す。鉄輝線の強度は連続成分のパルス波形に対して遅れて変動しており、かつ観測ごとにこの遅れは異なる値であることが分かる。以下で、これらの遅れの定量的な評価を行う。

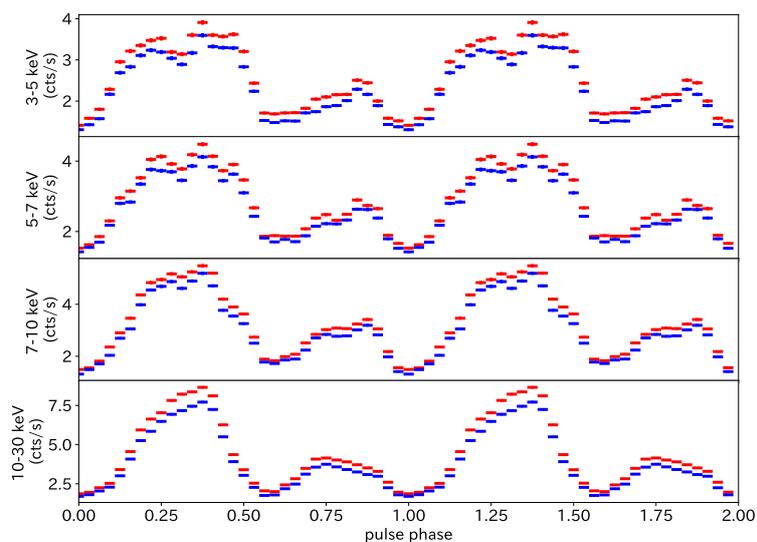


図 5.8: NuSTAR の ObsID:30401025002 でのエネルギー帯域ごとの折りたたんだパルスプロファイル. 赤, 青はそれぞれ FPMA, FPMB によるデータ点を表す

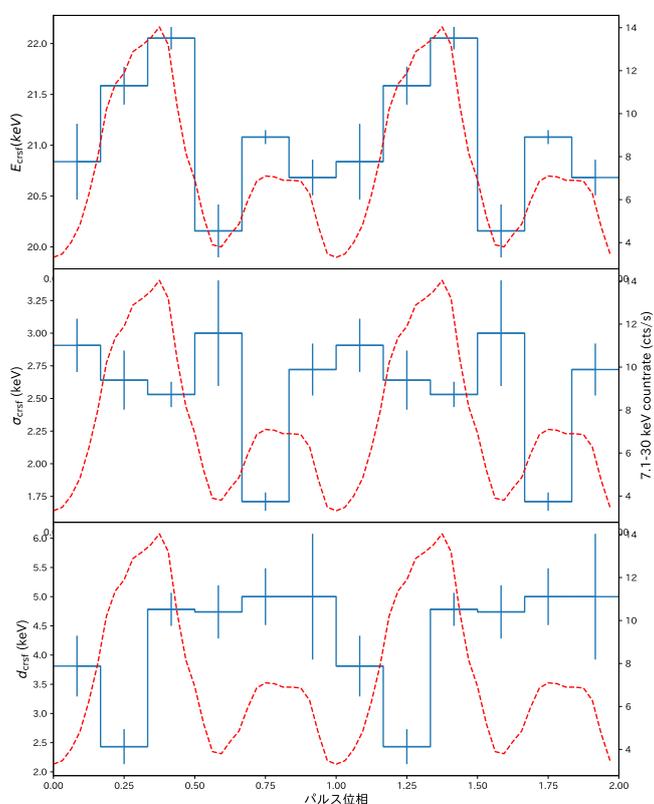


図 5.9: NuSTAR の ObsID 30401025002 での CRSF の中心エネルギー, 幅, 深さのパルス位相による変動. 赤は 7.1-30 keV の連続成分のパルスプロファイルであり, 青が CRSF のそれぞれのパラメータである.

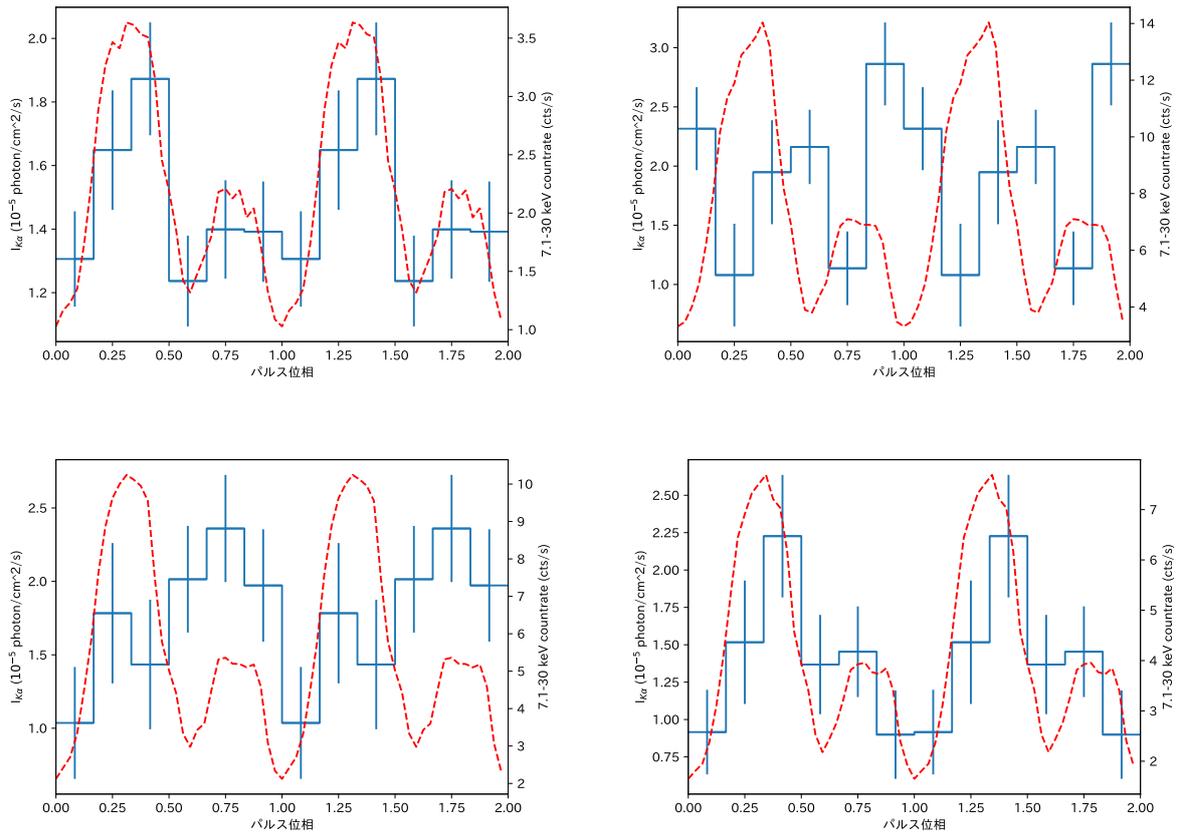


図 5.10: NuSTAR の 4 観測におけるパルス位相による鉄輝線強度の変動. 赤は 7.1–30 keV の連続成分のパルスプロファイルであり, 青はフィッティングにより求めた鉄輝線の強度 (輝線の光子フラックス). 連続成分のパルスとは異なるタイミングで鉄輝線のピークとなっていることが分かる. (左上) ObsID:30201028002, Φ :0.842–1.105,(右上) 30401025002, Φ :0.483–0.723,(左下) Obsid:30602024002, Φ :0.268–0.405,(右下) ObsID:30602024004, Φ :0.800–0.945

1) 相互相関関数による鉄輝線のパルス位相遅れの評価

鉄輝線は鉄の K 殻吸収端 7.1 keV 以上の光子によって生じるため, 7.1 keV 以上のパルス波形に対する鉄輝線の遅れを調べるのが有効である. NuSTAR の解析では 7.1–30 keV のパルス波形, NICER, Suzaku の解析では 7.1–10 keV のパルス波形を利用する. 以下では NuSTAR ObsID 30401025002(図 5.10 右上) を例とする. 遅れの定量的な評価には相互相関関数を用いる. パルス位相に対する連続成分の規格化したカウントレートを $F(\varphi)$, フィット結果を元に, 規格化した鉄輝線の強度を $I(\varphi)$ とする. ここで φ はパルス位相であり, $\varphi=0-1$ が 1 パルス周期にあたる. ただし, $F(\varphi)$ は 32 ビンのライトカーブであり, $I(\varphi)$ は 6 ビンのフィット結果に対して, 図 5.10 青線のように階段関数で補間した. パルスは周期的であるため, $F(\varphi+1) = F(\varphi)$, $I(\varphi+1) = I(\varphi)$ である. このとき, パルス位

相遅れ $\Delta\varphi$ に対する相互相関関数 $C(\Delta\varphi)$ は以下で定義される.

$$C(\Delta\varphi) = \int_0^1 F(\varphi - \Delta\varphi)I(\varphi)d\varphi \quad (5.5)$$

これは鉄輝線の強さ $I(\varphi)$ を連続成分 $F(\varphi)$ に対して, $\Delta\varphi$ 遅らせた時の F と I の相関を表す. 相互相関関数を図 5.11 に示す. この例で, 求められた遅れの最良推定値は, 相互相関関数が最大値をとる $\Delta\varphi = 0.66$ 位相であり, 時間にすると 350 秒に対応する. 相互相関関数には極大となる遅れが2つある構造になっており, これは連続成分のメインピークと鉄輝線のサブピークが対応するときにも相関がある程度大きくなることによる. 各フィッティングの鉄輝線強度の誤差に伴って $I(\varphi)$ には誤差があるため, それを考慮していない相互相関関数の値や広がりから直接遅れ $\Delta\varphi$ の誤差を調べることはできない. そこでモンテカルロシミュレーションにより誤差を評価する. 1回の試行では, まずパルスで6分割したスペクトルのフィットの誤差に従ったガウス分布により, 鉄輝線の強度をランダムにサンプリングし, 鉄輝線のパルス $I_{MC}(\varphi)$ を定義する. 次に $F(\varphi)$ と $I(\varphi)$ の場合と同様に, $F(\varphi)$ と $I_{MC}(\varphi)$ の相互相関関数から遅れを求める. この試行を 1000 回にわたって繰り返すことにより遅れの分布を得ることで, その誤差を評価する. モンテカルロシミュレーションで得られた遅れの分布を図 5.12 に示す. ほとんどの試行では $0.6 < \Delta\varphi < 0.8$ である. しかし, 図 5.10 右上のように鉄輝線のメインピークとサブピークは誤差により入れ替わる可能性があるため, $\Delta\varphi \sim 0.2$ となる試行も一部存在する. この結果から誤差を求め際には, パルスの周期性により通常の標準偏差を用いることができない点に注意が必要である. このようなデータでは, 以下の円標準偏差 σ が代わりに用いられる (MARDIA, 1972).

$$\sigma = \sqrt{-2 \log \left| \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n e^{2\pi i x_k} \right|} \quad (5.6)$$

円標準偏差は分布が狭い極限では標準偏差と等しい.

以上の鉄輝線のパルス遅れの評価方法を各観測に対して適用した. NICER, Suzaku についても同様の解析を行なった (付録 A.2). 各観測での軌道位相に対する遅れ $\Delta\varphi$ の結果を図 5.13, 表 5.4 に示す. Suzaku の観測での遅れは, 同じ ObsID での解析を行なっている Hemphill et al. (2014) で得られている $\Delta\varphi = 0.66$ とよく一致している. 遅れ $\Delta\varphi$ は軌道位相に対して依存性を持っており, 食の周辺の軌道位相では $\Delta\varphi \sim 0, 1$ であり鉄輝線と連続成分のパルスのタイミングは近く, 中性子星が前面にある時に大きくずれていることが分かる. この結果の解釈は次章で議論する.

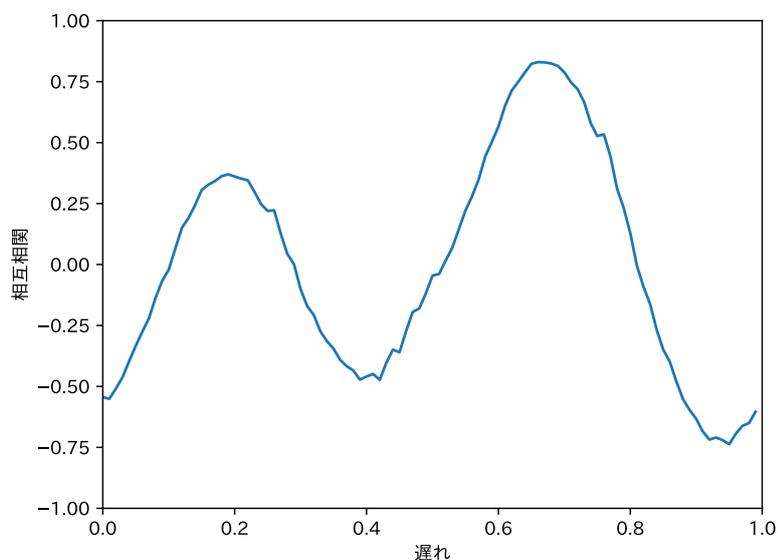


図 5.11: NuSTAR の ObsID 30401025002 での鉄輝線と連続成分のパルスの相互相関関数. 横軸は鉄輝線の連続成分に対する遅れ, 縦軸は相互相関関数の値. 最大値をとる $\Delta\varphi = 0.66$ が遅れの最良推定値となる.

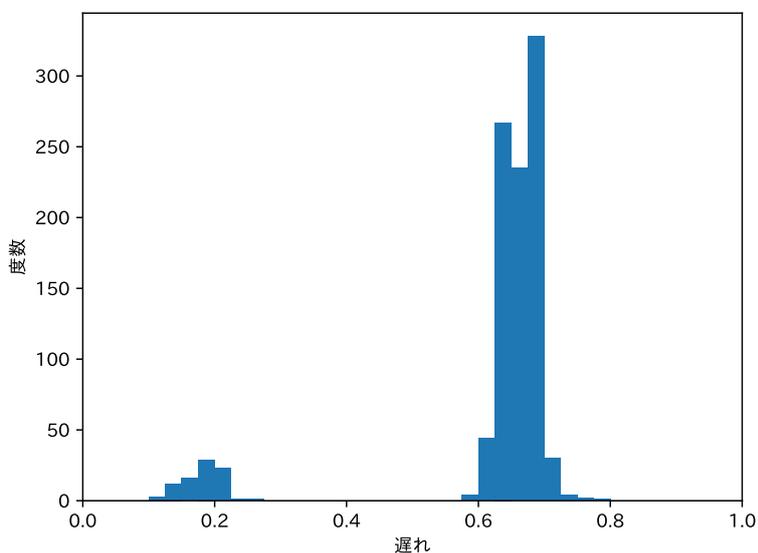


図 5.12: NuSTAR の ObsID30401025002 でのサンプル数 1000 回のモンテカルロシミュレーションによるパルス位相遅れの分布. 横軸は鉄輝線の連続成分に対するパルス位相遅れ. 縦軸は相互相関関数とその遅れとなるモンテカルロシミュレーションの結果の度数を表す. この例では円標準偏差 $\sigma = 0.11$.

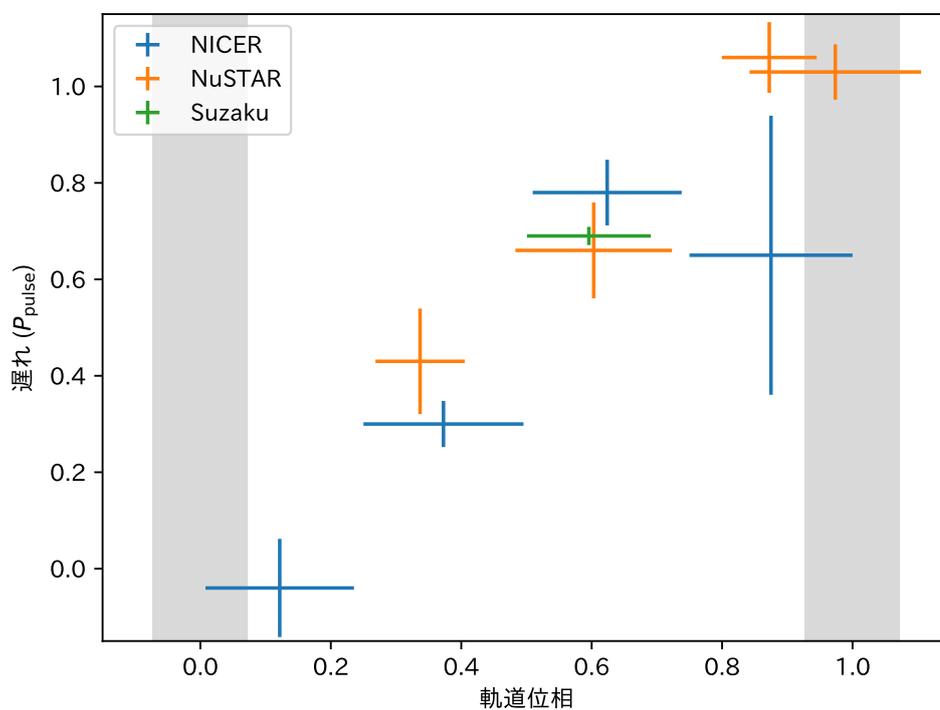


図 5.13: 各観測の軌道位相と連続成分に対する鉄輝線のパルス遅れの比較。各色は観測装置の違いを表す。

観測機器	ObsID	軌道位相 ϕ	遅れ $\Delta\phi$
NICER	4594010100	0.0–0.25	0.96 ± 0.10
		0.25–0.50	0.30 ± 0.04
		0.50–0.75	0.78 ± 0.06
		0.75–1.00	0.65 ± 0.28
NuSTAR	30201028002	0.842–1.105	0.03 ± 0.05
	30401025002	0.483–0.723	0.66 ± 0.09
	30602024002	0.268–0.405	0.43 ± 0.10
	30602024004	0.800–0.945	0.06 ± 0.07
Suzaku	407068010	0.501–0.691	0.69 ± 0.01

表 5.4: 各観測での鉄輝線のパルス遅れ

第 6 章

議論

6.1 星風による吸収の変動

5.2.2 項のように、吸収は軌道位相に伴って変動をしており、中性子星が光学主星の前面にいる $\phi \sim 0.5$ において吸収が小さい。ただし、食の間には中性子星からの直接成分がなく散乱成分のみが観測されるため、 $0 < \phi < 0.1, 0.9 < \phi < 1$ においてこのモデルでの吸収の解釈には注意を要する。軌道位相による吸収の変動は星間空間ではなく連星系に由来するものであり、吸収体としては星風や降着航跡が考えられるが、降着航跡のような大規模構造による吸収が支配的な場合に期待される軌道位相に対する吸収の非対称性はこの天体では小さい。一方で食に近いほど吸収が大きいことは、中性子星から視線方向に放射された X 線が恒星表面に近い濃い星風中を通過していると解釈できる。HMXB においては星風はクランピーであるため、クランプが中性子星から視線方向を通過することによって吸収の短時間変動が起きることが予想され、実際 Härer et al. (2023) では Chandra による HMXB Cyg X-1 の観測データに対して 50–2000 s での時間スケールでの光度変動を調べることにより、クランプのサイズを光学主星の半径の 0.005–0.08 倍と求めている。時間的に一定な柱密度のクランプにより部分吸収が起きていると考えた場合、視線方向の星風全体の質量のうち、クランプに閉じ込められている物質の割合 r_{cl} は以下のように計算できる。

$$r_{\text{cl}} = \frac{f_{\text{pcf}} \times N_{\text{H,pcf}}}{N_{\text{H}} + f_{\text{pcf}} \times N_{\text{H,pcf}}} \quad (6.1)$$

$$(6.2)$$

r_{cl} の誤差は $f_{\text{pcf}}, N_{\text{H,pcf}}, N_{\text{H}}$ の誤差がそれぞれ独立であるとした誤差伝播により決定した。 r_{cl} の軌道位相による変動を図 6.1 に示す。なめらかな吸収のみでモデルが適合した $0.3 < \phi < 0.6$ の 3 点と食中の 2 点を除いて、 $0.5 < r_{\text{cl}} < 0.8$ である。クランプの指標としてはクランピング係数 $f_{\text{cl}} = \langle \rho^2 \rangle / \langle \rho \rangle^2$ がよく用いられ (Runacres & Owocki, 2002)、典型的には $f_{\text{cl}} \sim 10$ である。

滑らかな星風の密度を ρ_{wind} , クランプの密度を ρ_{cl} とすると, クランプの星風全体に占める体積比は $v_{\text{cl}} = r_{\text{cl}} / ((1 - r_{\text{cl}})(\rho_{\text{cl}} / \rho_{\text{wind}}))$ である. また, f_{cl} はその定義から, $\rho_{\text{wind}}, \rho_{\text{cl}}, v_{\text{cl}}$ により表現することが可能であり,

$$r_{\text{cl}} = \frac{v_{\text{cl}} \rho_{\text{cl}}}{\rho_{\text{wind}} + v_{\text{cl}} \rho_{\text{cl}}} \quad (6.3)$$

$$f_{\text{cl}} = \frac{(1 - v_{\text{cl}}) \rho_{\text{wind}}^2 + v_{\text{cl}} (\rho_{\text{wind}} + \rho_{\text{cl}})^2}{((1 - v_{\text{cl}}) \rho_{\text{wind}} + v_{\text{cl}} (\rho_{\text{wind}} + \rho_{\text{cl}}))^2} \quad (6.4)$$

r_{cl} と f_{cl} を仮定すると, これを解くことによりクランプと星風の密度比を求めることができ,

$$\frac{\rho_{\text{cl}}}{\rho_{\text{wind}}} = \frac{f_{\text{cl}} + r_{\text{cl}}^2 - 1}{r_{\text{cl}}(1 - r_{\text{cl}})} \quad (6.5)$$

$f_{\text{cl}} \sim 10, 0.5 < r_{\text{cl}} < 0.8$ では, $\rho_{\text{cl}} / \rho_{\text{wind}} = 30\text{--}60$ となり, [Hemphill et al. \(2014\)](#) でフレアの光度から求めた密度の滑らかな星風と比較したクランプの密度の比 (50–100 倍) と矛盾しない.

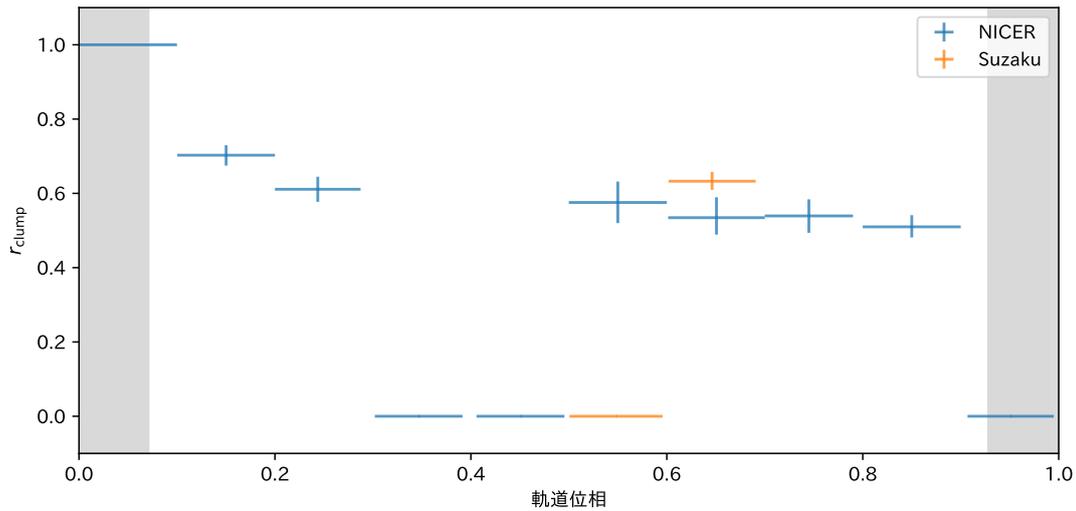


図 6.1: 星風のうちクランプに閉じ込められている質量の割合 r_{cl} . 青色は NICER, 黄色は Suzaku での結果.

6.2 鉄輝線のパルス位相による変動

5.2.3 項で述べたように, 鉄輝線の強度は連続成分のパルスに対して遅れて変動をし, かつその遅れの値は軌道位相の異なる観測ごとに大きく異なっている. 鉄輝線の起源として第一に考えられるのは, 光学主星表面や光学主星表面近傍の星風であるが, 連星の軌道長半径は 54 光秒 (円軌道) または 57 光秒 (楕円軌道) でありパルス周期の 10–11% にすぎな

いため、軌道位相による光路差のみでは、大きな遅れが生じていること、およびその大きさが軌道位相によって変動していることは説明できない。そこで、鉄輝線の遅れに、中性子星の自転の影響も考えることによりこれを説明しよう。この節での計算は概略であり、詳細は付録 A.1 に示す。

図 6.2 に示すように、中性子星の公転方向に対して自転の方向が順行 (自転傾斜角が 0 度) の場合と逆行 (自転傾斜角が 180 度) の場合を考え、簡単のため、観測者から見た軌道傾斜角が 90 度のエッジオンでの観測を仮定する。中性子星-光学主星の中心-観測者のなす角を θ とする。光学主星の中心から中性子星までの距離を r とする。この天体では、光学主星の半径 R_* に対し、 $r \sim 1.7R_*$ である。降着円筒からのパルス放射の角度依存性は明らかでないが、光度が臨界光度と同程度であることと、CRSF の中心エネルギーの変動に対応する高度が 300 m と低いことを考慮し、円筒から垂直に放射されるペンシルビームを仮定する。

連続成分のパルスのピークが観測されるのは、ビームが観測者の方を向いたときである (図 6.2 左)。しかし、このときにはビームは反射体である光学主星に向いていないため、鉄輝線の放射は小さい。鉄輝線のピークとなるのは、図 6.2 右に示すようにビームが反射体に向いた時である。観測者の方向から光学主星の中心方向にビームが向くまでの遅れ $\Delta\varphi_{\text{rot}}$ (パルス位相) は、自転の向きに応じて、 $\Delta\varphi_{\text{rot}} = \theta/2\pi$ (順行) または $\Delta\varphi_{\text{rot}} = 1 - \theta/2\pi$ (逆行) である。また、連続成分と鉄輝線の経路には光路差 $(r - R_*)(1 - \cos\theta)$ があるため、光路差によるパルス位相遅れ $\Delta\varphi_{\text{pass}}$ は、 $\Delta\varphi_{\text{pass}} = ((r - R_*)(1 - \cos\theta)/c)(1 - \cos\theta)/P_{\text{pulse}}$ である。観測されるパルス位相遅れ $\Delta\varphi$ はこれらの和 $\Delta\varphi = \Delta\varphi_{\text{rot}} + \Delta\varphi_{\text{pass}}$ である。この天体のように $(r - R_*)/c \ll P_{\text{pulse}}$ の場合には、相対的に光路差の効果は小さくなり、 $\Delta\varphi \sim \Delta\varphi_{\text{rot}}$ である。

図 6.3(左) に示すように、中性子星から見た光学主星の立体角により、主に自転の影響によって遅れはある幅を持つが、この幅は最大で $2 \arcsin(R_*/r)/(2\pi) \sim 0.2$ であり、鉄輝線のパルスを完全に均すことはない。図 6.3(右) には円軌道解での自転と光路差の遅れへの影響を示す。図 6.3(右) の下段は、自転のみを考慮した時、光路差のみを考慮した時、および双方を考慮した時の遅れの幅であり、双方を考慮した遅れの幅が、自転のみを考慮した遅れの幅より小さい軌道位相が存在する。これは、図 6.3(左) で、当たり始めの点では $\Delta\varphi_{\text{rot}}$ は小さく $\Delta\varphi_{\text{pass}}$ は大きい一方で、当たり終わりの点では $\Delta\varphi_{\text{rot}}$ は大きく $\Delta\varphi_{\text{pass}}$ は小さいというように、互いの持つ幅を打ち消し合う効果による。以上の中性子星の自転と光路差による遅れを考慮して、軌道位相と遅れを計算し、観測された遅れと比較した結果を、円軌道の場合を図 6.4 および、楕円軌道の場合を図 6.5 に示す。このモデルでは星風による散乱がないため、食中においては遅れは定義されない。観測された遅れは軌道位相に依存した変動をしており、その値は順行している場合と一致していることが確認できる。一方で逆行している場合には観測を説明できないことも分かる。楕円軌道の場合に予想される遅れと円軌道の場合に予想される遅れには小さな差異があるものの、本解析の

遅れから軌道を決めるには十分でない。以上では光学主星表面のみを放射体として考慮したが、広がった星風はパルス波形に変化を生じさせる。その影響は6.3.3節の3で議論する。

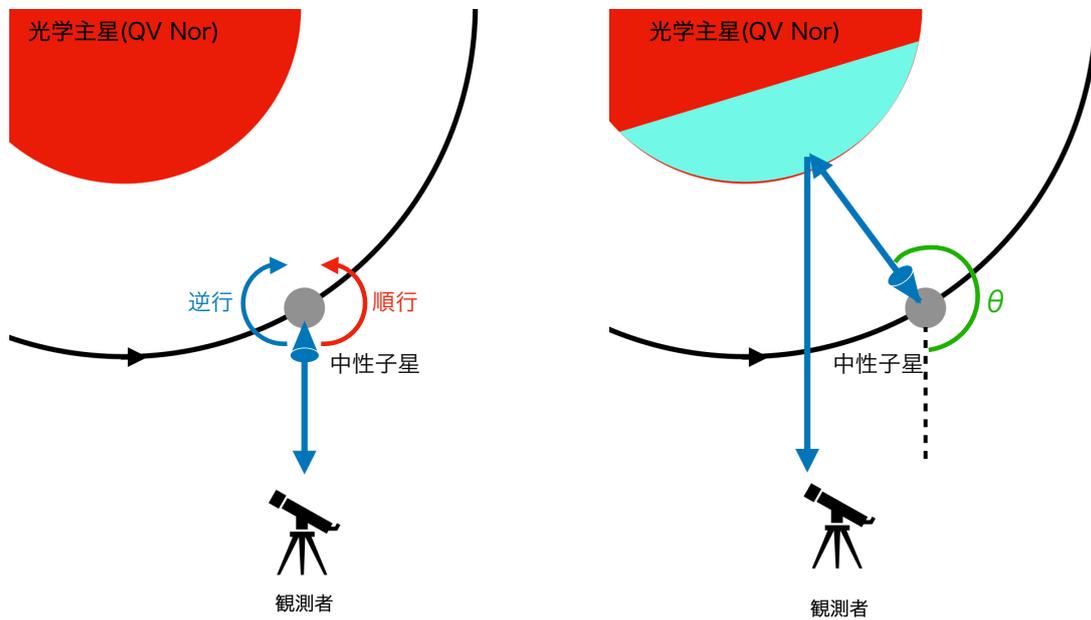


図 6.2: 鉄輝線の遅れの概念図。(左) ビームが観測者を向き連続成分のパルスが観測されるタイミング。(右) ビームが光学主星表面を向き、鉄輝線のパルスが観測されるタイミングであり、光学主星表面の水色の領域は鉄輝線の放射場所を示す。

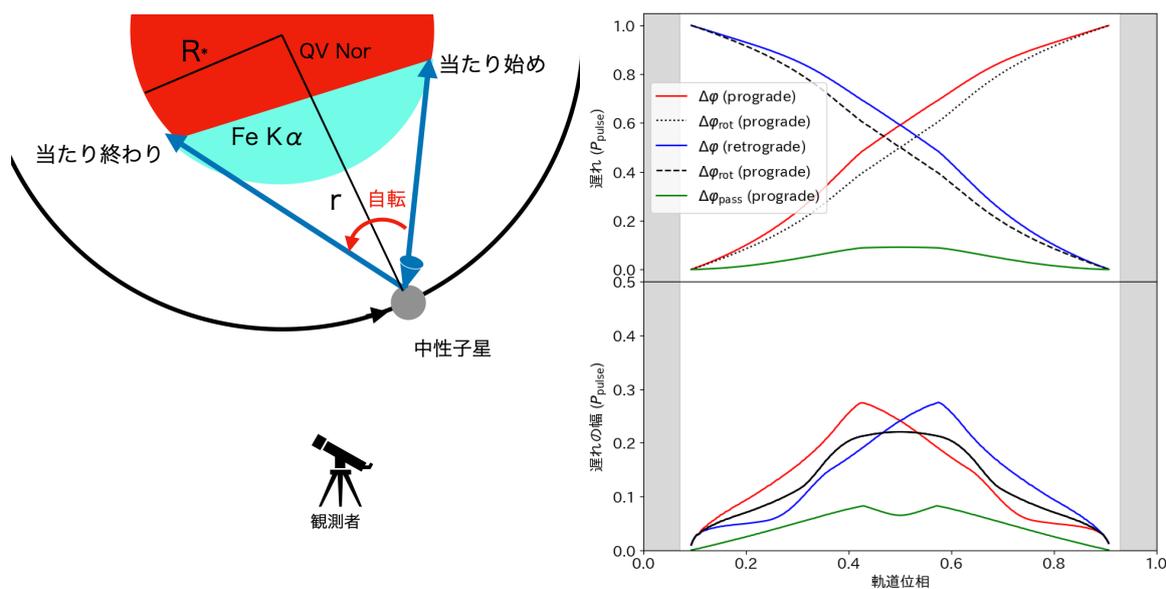


図 6.3: (左) 鉄輝線の遅れの幅の概念図. 光学主星にペンシルビームが当たる時間幅は, 赤矢印の角度から $2 \arcsin(R_*/r)/2\pi$ と求められる. (右) 上段は, 順行 (赤) と逆行 (青) での, 円軌道解における自転と光路差のパルス位相遅れへの寄与と合計のパルス位相遅れ. 下段は, それぞれの遅れの幅と合計の遅れの幅である. 各成分の色は上段と同様に定めており, $\Delta\varphi_{\text{rot}}$ の遅れの幅は順行と逆行で同一である. 灰色の領域は食である.

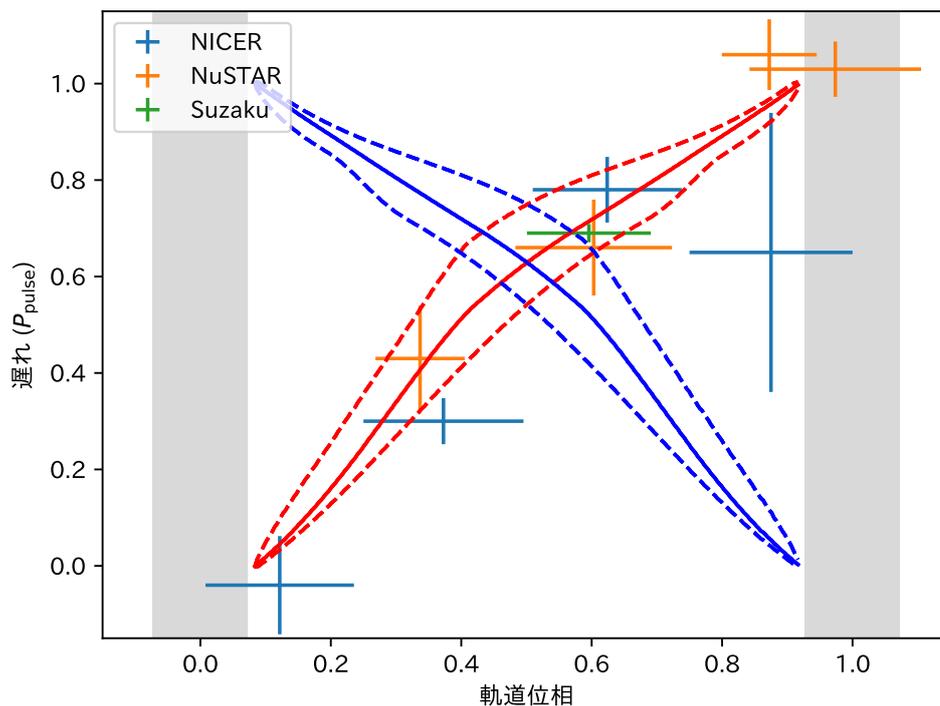


図 6.4: 各軌道位相において相互相関関数から求めた連続成分に対する鉄輝線パルスの遅れ。実線は中性子星のスピンの軌道運動の方向に対して順行の場合(赤)と逆行の場合(青)に予想される遅れの中心値のプロット。破線は鉄輝線の反射領域のうち観測者から見える領域にビームが当たり得る時間幅を表す。灰色の領域は食である。ここでは円軌道解を仮定した。

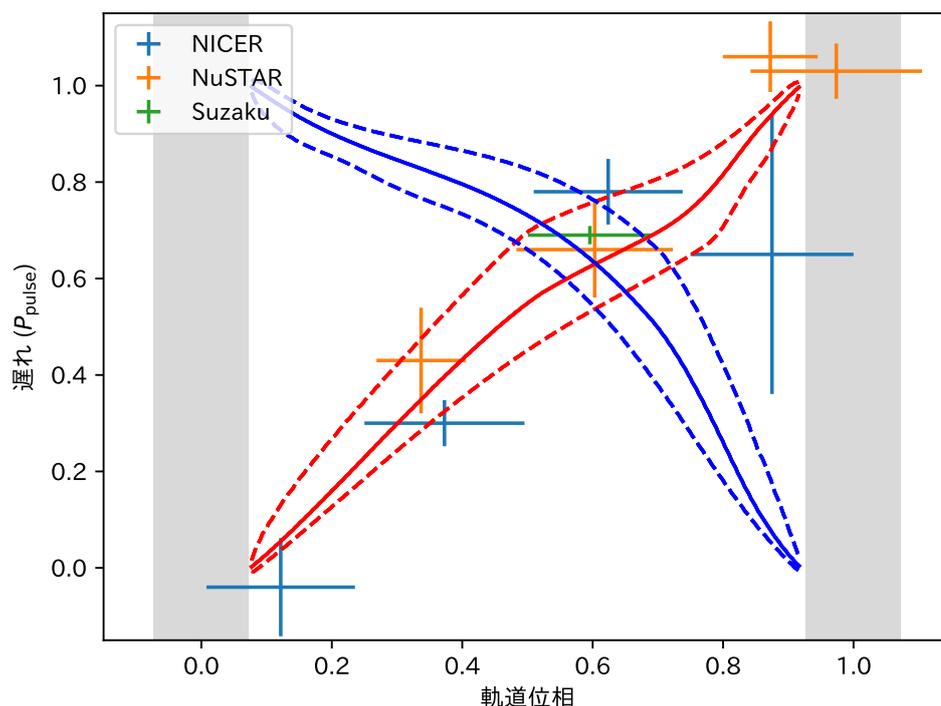


図 6.5: 図 6.4 と同様だが、楕円軌道解を仮定した。

6.3 輻射輸送モンテカルロ・シミュレーションツール SKIRT

軌道位相、パルス位相での鉄輝線の強度の変動が見られたが、その強度と等価幅は中性子星と観測者のそれぞれから反射領域を見込む立体角といった 3 次元的なジオメトリに依存しており解析的に求めることが難しいため定量的に評価を行うには輻射輸送をシミュレートする必要がある。本論文では、輻射輸送のモンテカルロ・シミュレーションのツール SKIRT (Baes et al., 2011) を用いる。

輻射輸送の計算には、輻射輸送方程式を解く方法やモンテカルロシミュレーションがある。X 線帯域で輻射輸送方程式を解くツールには XSTAR (Kallman & Bautista, 2001) や CLOUDY (vanHoof et al., 2020) があるが、これらは輻射輸送を単純な一次元的ジオメトリにおいて解くものであり、輻射輸送方程式を複雑な 3 次元のジオメトリで解くことは困難である。そこで、そのような場合には多数のランダムな光子を生成したのちに各光子の経路を追跡することにより輻射をシミュレートする手法である、モンテカルロ・シミュレーションが用いられる。

6.3.1 SKIRTの概要

SKIRTは塵の多い銀河をシミュレートするために開発されたオープンソースの3次元モンテカルロ輻射輸送コードである。SKIRTでは、非常に柔軟な密度・速度分布の3Dジオメトリを扱え、ミリ波からX線に至るまでの多波長での吸収、散乱、再放射過程をシミュレートすることが可能である。シミュレートの結果としてはスペクトル、画像、偏光マップを得ることが可能であり、これまでに銀河 (Hsu et al., 2022) や活動銀河核 (Stalevski et al., 2016) や星形成領域 (Jázquez-Domínguez et al., 2023) など多くの対象に応用されている。X線帯域では、Vander Meulenらによって原子番号1–30での中性原子ガスの物理プロセスが実装されており、K殻、L殻での光電吸収、 $K\alpha_2$ から $L\beta_6$ までの蛍光輝線、束縛電子による散乱過程をシミュレーションが可能である (Vander Meulen, Bert et al., 2023)。SKIRTでは光源から吸収を受けて検出器に届く一次の直接成分と、光源から放射され、周辺の媒質により一度以上の散乱を受けて検出器に届く一次の散乱成分、媒質により放射される二次放射成分などの各成分のスペクトルが取得可能である。蛍光輝線は光電吸収の結果として生じるため一次散乱成分として実装されており、X線帯域では一次の直接成分と散乱成分のみを取得することが可能である。

6.3.2 シミュレーションセットアップ

本研究では、軌道位相やパルス位相ごとの鉄輝線強度と等価幅の変動を調べるために、SKIRTによるシミュレーションを行った。この章ではシミュレーションのセットアップを説明する。

中性子星の位置や光学主星の半径は表3.1に示した円軌道、楕円軌道の2通りの解に従った。光学主星にはそれぞれの解の質量 M_* の球対称なガスを仮定し、星風は, Falanga et al. (2015) に従って理論的な推定値である、終端速度 1000 km/s, 質量損失率 $8.3 \times 10^{-7} M_\odot$ を仮定した。ただし、質量損失率の推定は星風がクランピーであることにより不定性が大きいいため、質量損失率が0.5倍、2倍、3倍の場合もシミュレートした。速度の半径依存性は β 則に従うと仮定し(2.3.4節の2)、典型的な値として $\beta = 1.0$ を用いた。元素組成比は、光球、星風共に Wilms et al. (2000) による宇宙組成を仮定した。この天体における低電離の鉄輝線の放射の起源となっているのは、Torrejón et al. (2015) の解析によると輝線中心エネルギーから求められる電離度が小さいことから、 $\xi < 2$ の領域である。星風は光学主星の近傍ほど密度が高く中性子星の近くではX線フラックスが大きいいため、光学主星に近い星風が放射場所として考えられるが、その領域の広さはクランプ内の密度に依存している。今回用いたSKIRTの媒質では電離パラメータが考慮されないため、鉄輝線の放射場所を再現するためにシミュレーション上での星風外縁の半径 (R_{wind}) を $1.1\text{--}2.5 R_*$ の範囲に設定した。グリッドに区切った後のシミュレーションでの密度分布を図6.6に示す。

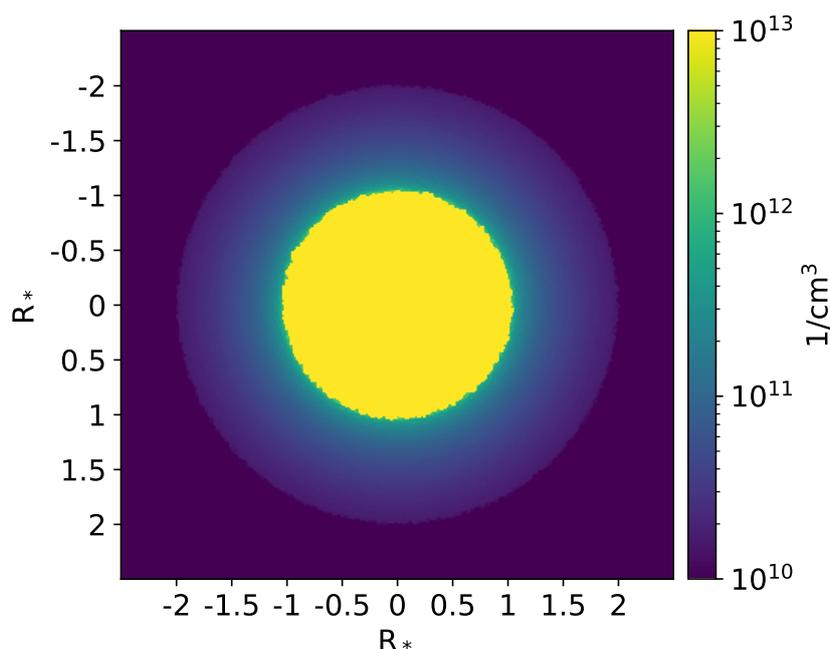


図 6.6: SKIRT のシミュレーションにおけるグリッドにより区切られた密度分布. 入力した真の密度分布はなめらかであるが, 離散化を行っていることにより恒星表面に細かな凹凸が生じている. 円軌道で $R_{\text{wind}} = 2R_*$ の場合.

中性子星からの一次スペクトルは 6–30 keV で, 観測に合わせた冪 $\Gamma = 1.2$ のべき関数とし, 軌道位相による変動を調べる際には等方的な放射を仮定し, パルス位相による変動を調べる際には, 6.3.3 節の 3 で説明するように角度依存性をもった放射を仮定した. SKIRT のシミュレーション上で検出器を系の軌道傾斜角に系を囲うように多数配置することにより, 中性子星の軌道運動による 3 次元的ジオメトリの変化を再現した. また, 楕円軌道解の場合には中性子星と光学主星の距離に変動があるため, それに応じて中性子星の位置を動かした.

6.3.3 シミュレーション結果

1) フィッティング

シミュレートしたスペクトルの一例を図 6.7 に示す. 鉄輝線は Fe $K\alpha_1$ (6.404 keV) と Fe $K\alpha_2$ (6.391 keV) の 2 本からなるため, フィッティングには, 2 本のローレンツ関数とべき関数を用いて Fe $K\alpha_1$ と Fe $K\alpha_2$ の強度の和と連続成分のフラックスを求め, それらに基づいて鉄輝線の等価幅を求めた. 吸収や他の輝線の影響を除くためフィットの範囲は 6–7 keV の狭帯域とした.

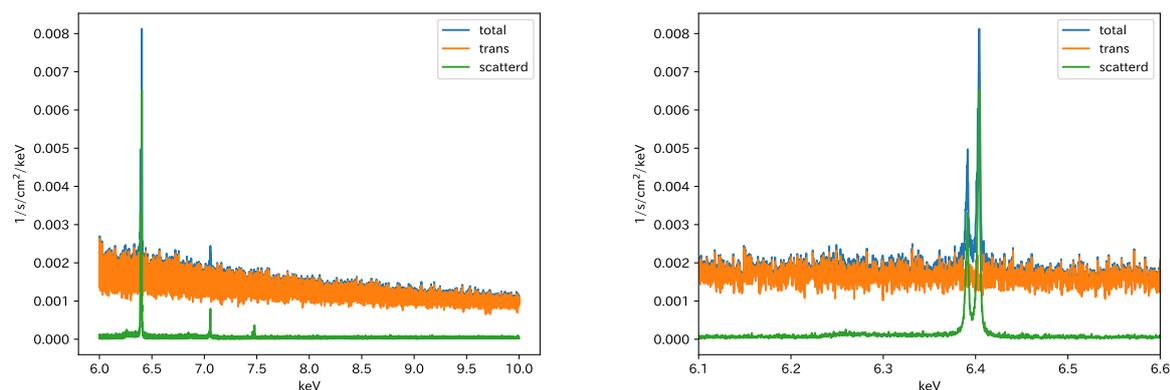


図 6.7: SKIRT によって円軌道で $R_{\text{wind}} = 1.5 R_*$, $\phi = 0.5$ の場合に得られるスペクトルの例. 青は合計, 橙は直接成分, 緑は散乱成分. (左)6–10 keV のスペクトル. 散乱成分において, ~ 6.4 keV に鉄輝線, ~ 7.1 keV に Fe $K\beta$ 輝線, ~ 7.5 keV に Ni $K\alpha$ 輝線の輝線が生じている (右) 鉄輝線周辺のスペクトル. 鉄輝線は Fe $K\alpha_{1,2}$ の 2 本に分離しており, 強度比はおよそ 1:2 である.

2) 軌道位相による変動

シミュレーションによる等価幅の変動を, 図 6.8(円軌道解), 図 6.9(楕円軌道解) に示す. 中性子星が観測者から見て光学主星の手前側にある $\phi = 0.5$ 付近では鉄輝線の放射領域が観測者から見て大きい立体角で見えることにより, 等価幅は大きくなる. 食中においては直接成分はなく, 散乱連続成分のみが観測されるため, 等価幅は ~ 1 keV と非常に大きい. この様子は図 6.10 に示した 6.35–6.45 keV の散乱成分の表面輝度イメージからも理解することができる. 散乱の連続成分は弱いのでこのイメージは鉄輝線が支配的である. R_{wind} を大きくするにつれて反射領域が広がり, 質量損失率を大きくするにつれて反射体が増えることにより等価幅は大きくなっている. 楕円軌道解の場合には, 軌道位相の前半に比べて, 後半で等価幅が大きい傾向がある. これは, 連星間距離が最小となる近星点付近では, 中性子星が光学主星を見込む立体角が大きくなることに由来している. 円軌道の場合には, このような効果が働かないため, 等価幅は $\phi = 0.5$ を軸に左右対称である. このモデルでは食中や $0.3 < \phi < 0.7$ での等価幅の変動は観測を再現するが, $0.1 < \phi < 0.3$, $0.7 < \phi < 0.9$ において食に向かい等価幅が増加する傾向は質量損失率の小さい場合には再現できず, 質量損失率が大きい場合には観測と比べて変動の幅は小さいものの増加の傾向が見られる. この位相においてはソフト, ハードバンドのカウントレートの比 (図 5.5 下段) から分かるように吸収が大きく増加しており, シミュレーションにおいても連続成分が吸収を受けることによって等価幅が大きくなっている. ここで仮定した速度プロファイルは単純な β 則であるが, 星風の速度プロファイルは単一の β 則より複雑であるため (Krtićka & Kubát, 2011), 光学主星の近傍でより密度が高い場合には観測された変

動を再現できる可能性がある。楕円軌道解で R_{wind} が 2–2.5 R_* でのモデルが等価幅をよく再現する。6.1 節で示したように、クランプの密度は滑らかな星風と比べて 30–60 倍ほど大きいと見積もられるため、これは図 6.11 に示すように、クランプの内部では密度が高いことにより電離パラメータ ξ が小さく、中性子星の近傍でも $\xi < 2$ を満たしているためであると解釈することができる。

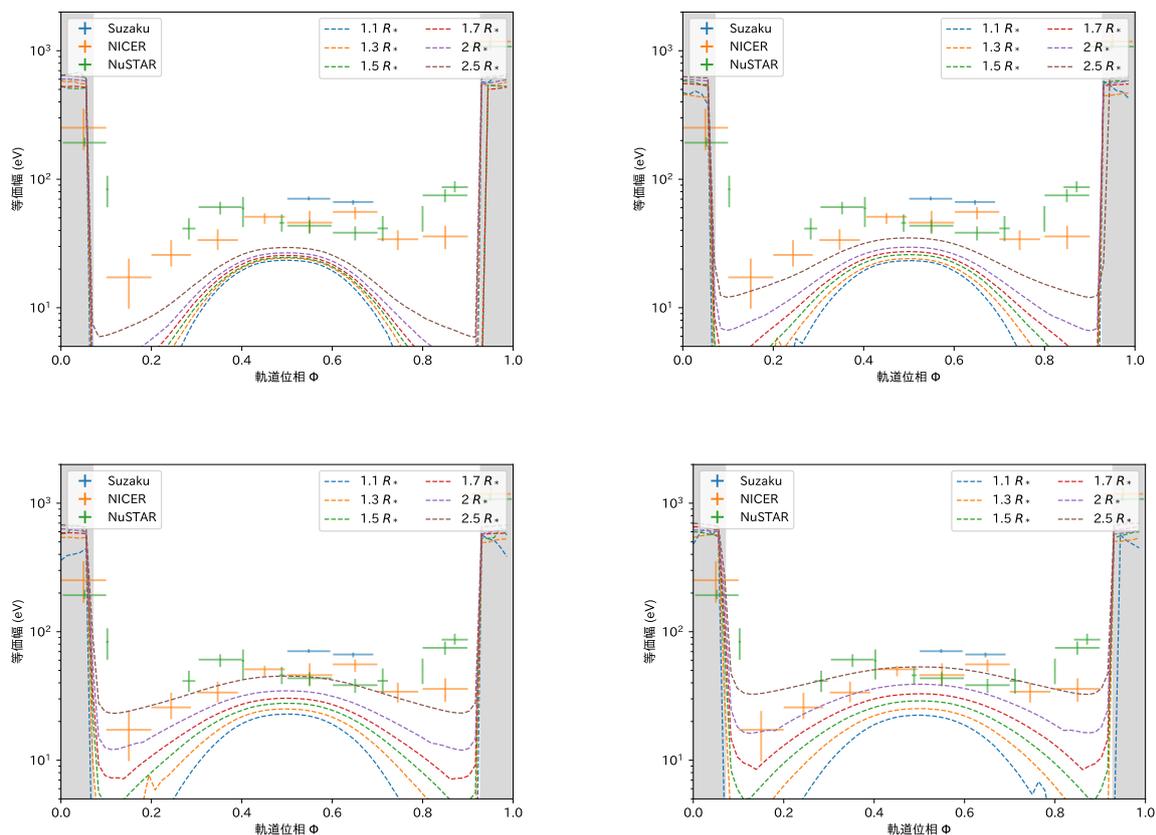


図 6.8: 円軌道解を仮定したシミュレーションにおける FeK α の等価幅の軌道位相変動。実線は R_{wind} の異なるデータを表し、(青) 1.1 R_* (黄) 1.3 R_* (緑) 1.5 R_* (赤) 1.7 R_* (紫) 2.0 R_* (茶) 2.5 R_* 。エラーバーのついたデータは図 5.7 に示した観測による等価幅の変動。各図は質量損失率の異なる時のプロットを表し、Falanga et al. (2015) に対して、(左上) 0.5 倍 (右上) 1.0 倍 (左下) 2.0 倍 (右下) 3.0 倍

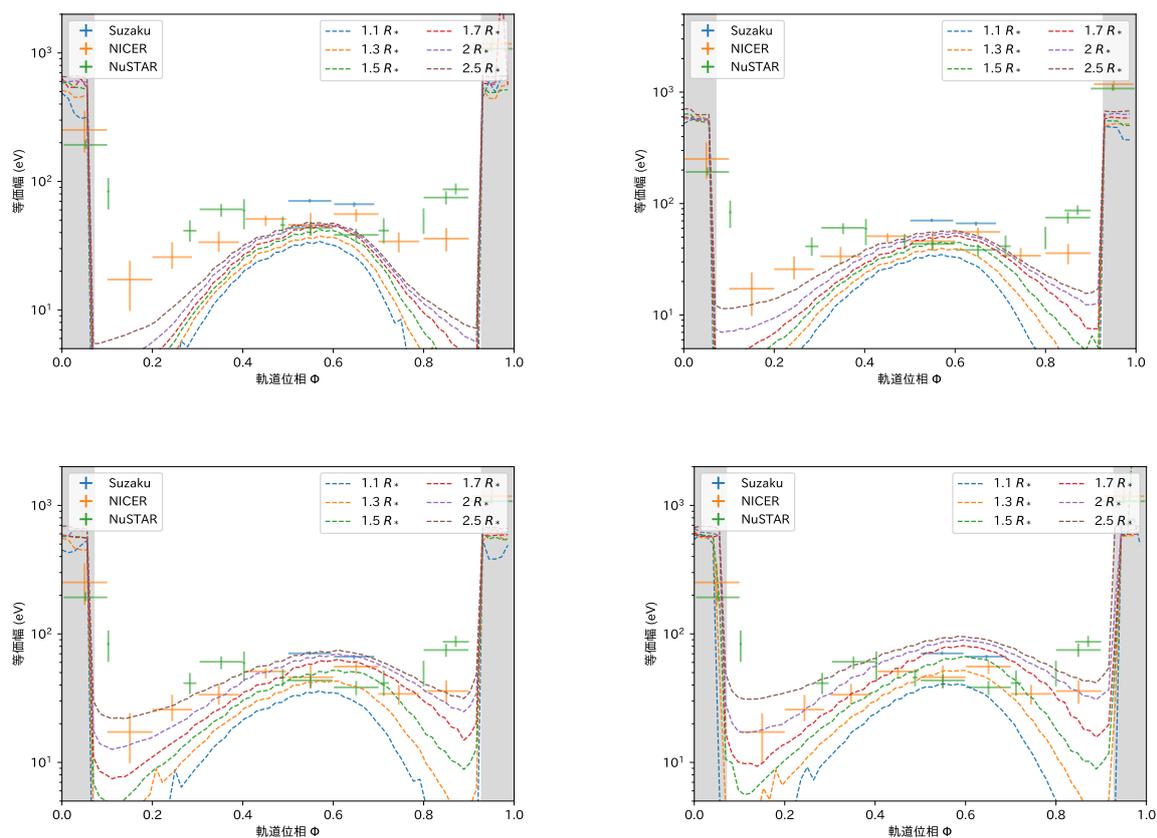


図 6.9: 図 6.8 と同じだが、楕円軌道解を仮定した。

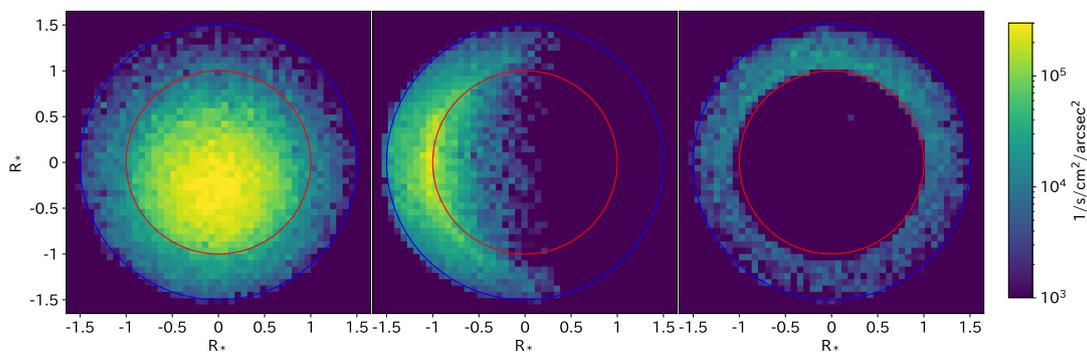


図 6.10: 6.35–6.45 keV の散乱成分の表面輝度の X 線イメージ。赤の円は光学主星の半径、青の円は星風の領域である。円軌道で $R_{\text{wind}} = 1.5 R_*$ とした場合。(左) 中性子星の軌道位相 $\phi = 0.5$, (中央) $\phi = 0.75$, (右) $\phi = 1.0$ 。

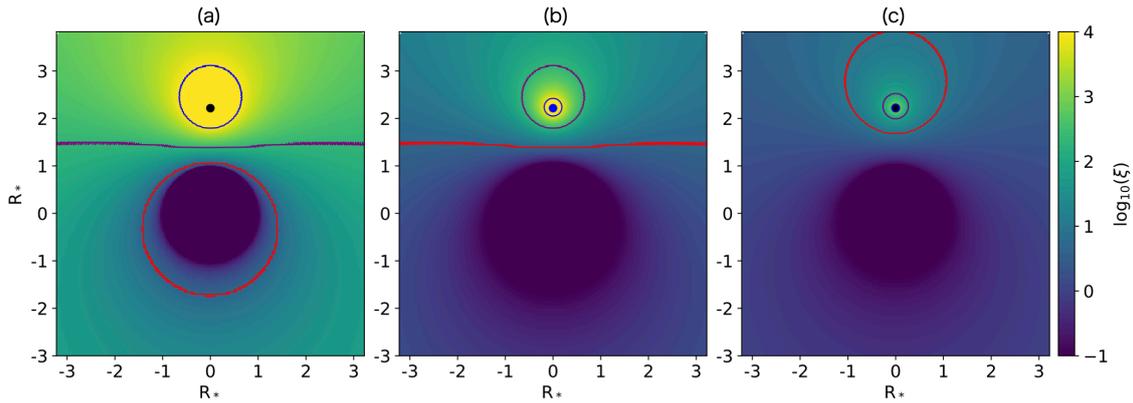


図 6.11: クランプによる密度上昇を考慮した電離パラメータの分布. 中性子星の光度は $3 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ を仮定した. 黒点は中性子星, 実線は電離パラメータの等高線で (赤) $\log \xi = 1$, (紫) $\log \xi = 2$, (青) $\log \xi = 3$. 図はそれぞれ密度の異なる場合を表し, Falanga et al. (2015) の星風パラメータ (終端速度 1000 km/s , 質量損失率 $8.3 \times 10^{-7} M_{\odot}$) に対して (a) 1 倍, (b) 10 倍, (c) 50 倍

3) パルス位相による変動

6.2 節のように光学主星の表面を放射起源と仮定した場合には, 光学主星が光学的に十分に厚く, 観測者の方を向いた光学主星の半球部分のみが観測者から見た鉄輝線の起源となりうる領域と仮定でき, 解析的に鉄輝線のパルス位相遅れを求めることが容易である. 星風を放射の起源とした場合には, 観測者から見て光学主星の後方ほど吸収を受けながらより広い領域が鉄輝線の起源となることにより鉄輝線のパルス波形が均されると考えられるが, これを調べるためには 3 次元的なシミュレーションの必要があり, 軌道位相の場合と同様に SKIRT を用いた. ビームパターンには磁軸と自転軸の角度, 自転傾斜角, 観測者から見た自転軸の傾斜角, 強度の角度依存性が影響するが, この項での主な目的は星風によるパルス波形の変動であるためそれらのパラメータを多く調べることはしない. 角度依存性としては一方の磁極から放射される鉛直方向に強度の強いペンシルビームを仮定し, その広がり標準偏差 45 度のガウス関数とする. 中性子星の自転軸傾斜角は 0 度とし, 自転軸と磁軸との角度 λ は 90 度または 25 度を仮定する (図 6.12). 軌道には円軌道解を用いる.

$\phi = 0, 0.125, 0.25, 0.5$ における鉄輝線の強度のパルス位相による変動のシミュレーションを図 6.13 と図 6.14 に示す. ここで, SKIRT では光子の到来タイミングは記録されないため, パルス波形には光路差の影響が含まれていないことには注意が必要である. 連続成分の波形の R_{wind} に対する依存性は小さく, これは連続成分のパルスは食中を除くと中性子星からの直接成分が支配的であるためである. 一方で鉄輝線強度のパルス波形は, 中性子星が前面にない軌道位相 $\phi = 0.125, 0.25$ で R_{wind} に対して依存性を持っており, R_{wind}

が大きいほどピークがなだらかになる傾向にある。これは、この軌道位相では鉄輝線の放射領域となる光学主星表面や表面近傍の濃い星風の大部分が観測者側から隠れていることにより、 R_{wind} が大きい場合には広がった星風が鉄輝線に寄与する割合が増えることによるからであると考えられる。鉄輝線のパルス波形は磁軸の角度にも依存性があり、 $\lambda = 25$ 度の場合には $\lambda = 90$ 度の場合と比べてピークがなだらかになっている。これは $\lambda = 90$ 度ではビームが光学主星の直径を通ることにより光学主星表面を向いているパルス位相が長く、 $\lambda = 25$ 度ではより短いことを反映している。

シミュレーションのいずれの場合においても鉄輝線のパルス位相遅れの値は R_{wind} によって大きな影響を受けていない。そのため自転による遅れ Δt_{rot} に星風が与える影響は小さいと考えられる。光路差による遅れ Δt_{pass} はシミュレーションに含まれないものの、連星の軌道長半径がパルス周期の 10–11% であることから、広がった星風が Δt_{pass} に与える影響は小さい。そのため、星風を反射体に含んだ場合でも、6.2 節の議論は有効であると考えられる。

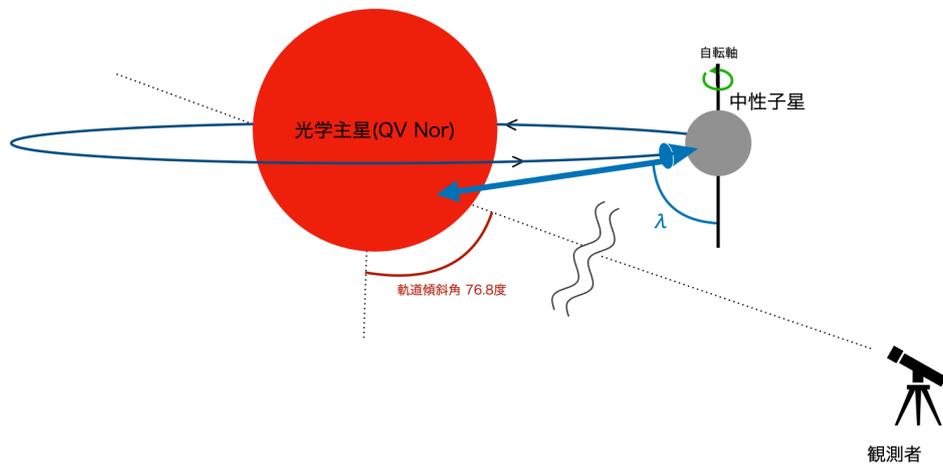


図 6.12: パルス位相変動のシミュレーションで仮定するビームの模式図。 λ は自転軸と磁軸のなす角。

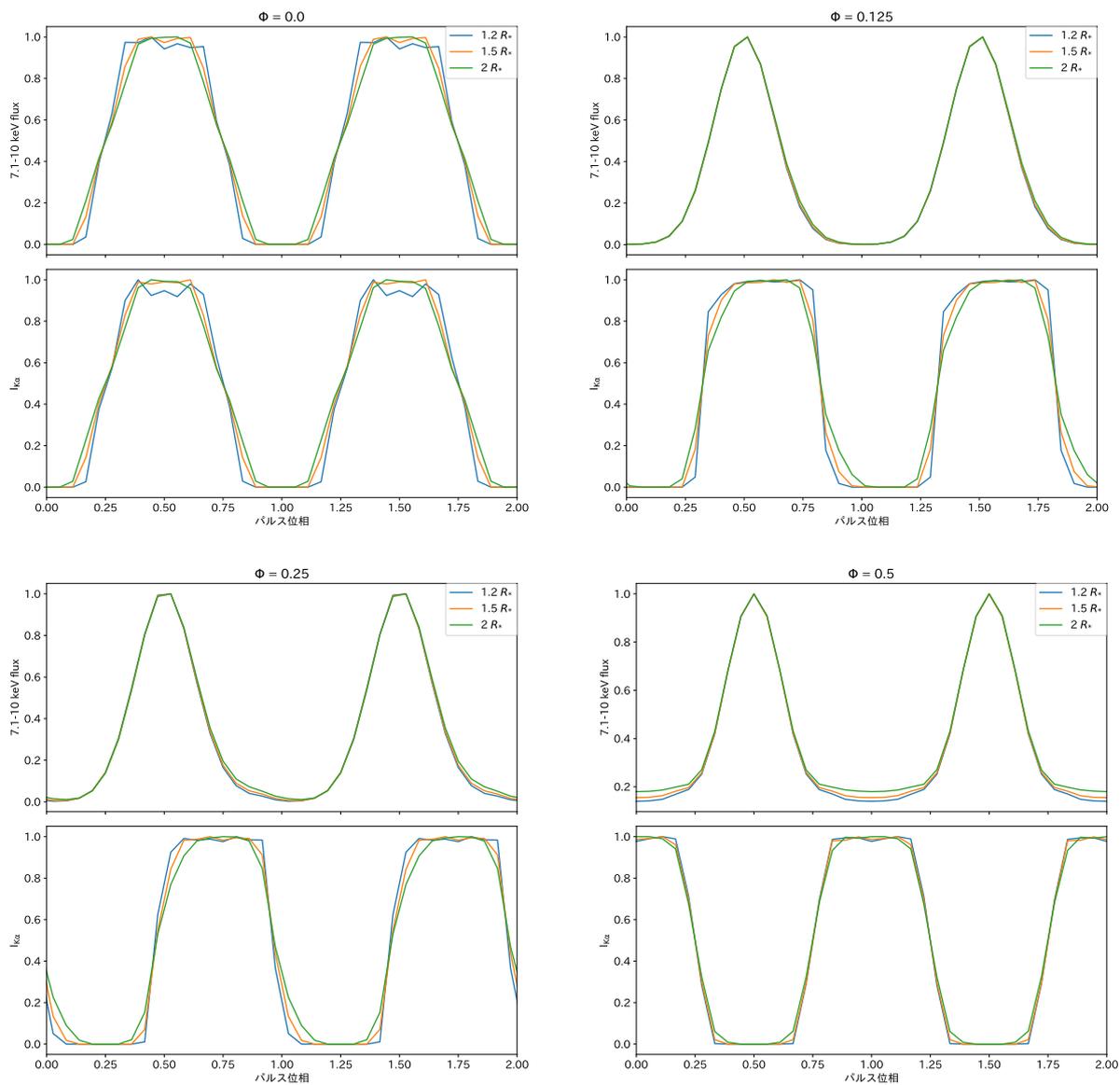


図 6.13: 中性子星の自転軸と磁軸の角度が 90 度の場合のシミュレーションによる規格化したパルス波形. 色は R_{wind} の違いを表す. (上段) 鉄輝線強度のパルス. (下段) 連続成分のパルス. 実線は $R_{\text{wind}} = 1.2, 1.5, 2 R_*$ の結果を表す. それぞれの図は異なる軌道位相の場合で (左上) $\Phi = 0.0$, (右上) $\Phi = 0.125$, (左下) $\Phi = 0.25$, (右下) $\Phi = 0.5$

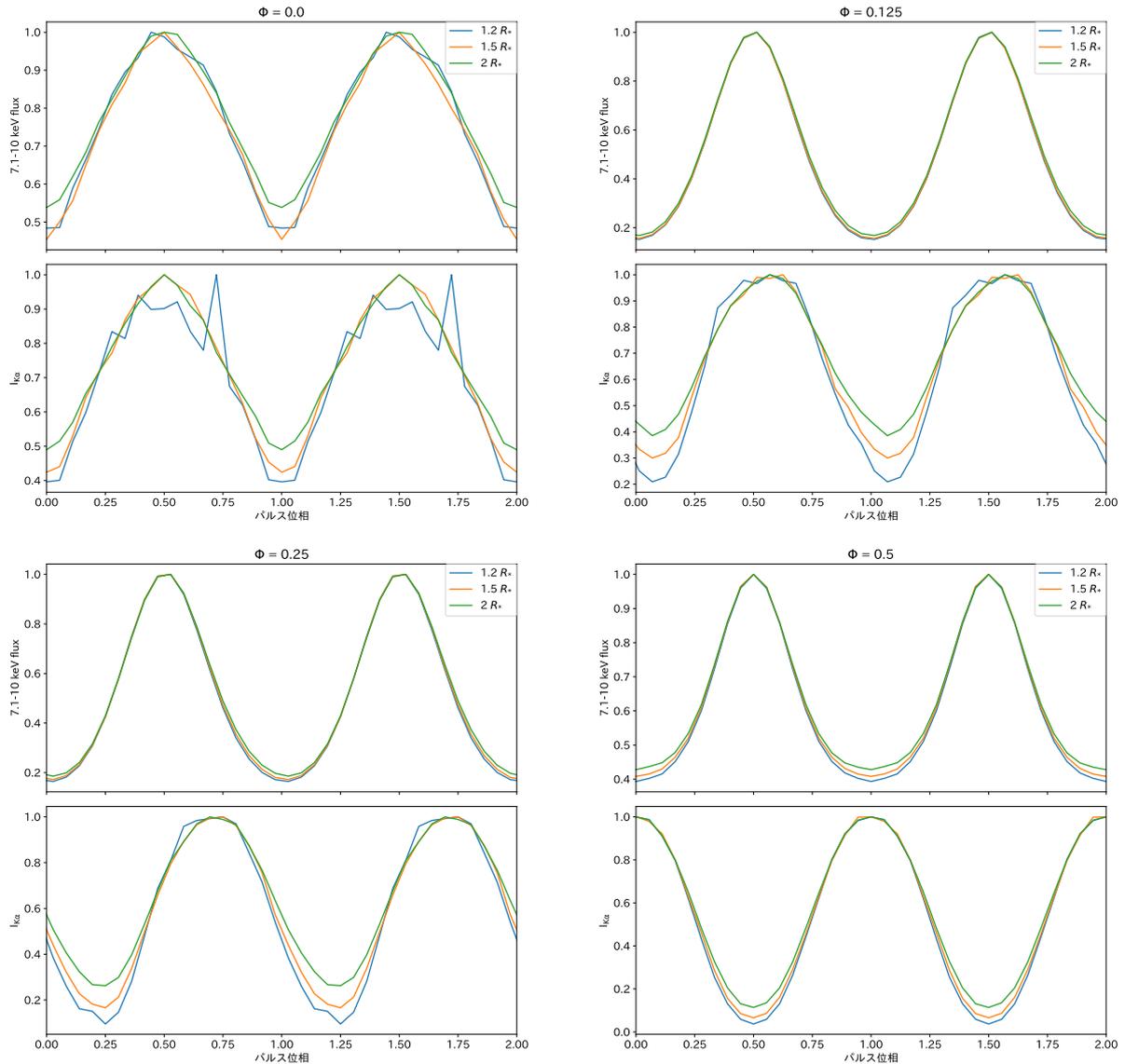


図 6.14: 図 6.13 と同様だが、中性子星の自転軸と磁軸の角度を 25 度と仮定した。

6.4 順行の妥当性

鉄輝線の変動から、この天体において中性子星の自転が公転に対し順行していることが示唆される。Brandt & Podsiadlowski (1995) では、モンテカルロシミュレーションにより爆発前の連星での 2 天体の質量が $5 M_{\odot}$ と $15 M_{\odot}$ であり、 $5 M_{\odot}$ の星が超新星爆発を起こすことによって形成される HMXB について考察し、中性子星の瞬間的なキックによって軌道が変化することによって不整列 (misalignment) が生じ、それぞれの星のスピンは爆発の影響を受けないという仮定のもとで爆発直後の軌道とスピンのずれを調べている。この仮定のもとでは、爆発前には 2.3.1 節の質量輸送を経験していることから両方

の星の軌道とスピンは整列している。キックの機構には複数の説があるが、電磁ロケット効果 (Tademaru & Harrison, 1975; Agalianou & Gourgouliatos, 2023) によるキックの場合には時間スケールが軌道周期に対して長いため、瞬間的なキックを仮定することはできずこのモデルは当てはまらない可能性がある。Lyne & Lorimer (1994) の速度分布に従うランダムな方向のキックを仮定したモンテカルロ・シミュレーションでは、HMXB の最大 20% が逆行している。しかし、爆発後の軌道周期と逆行 (retrograde) の割合には強い正の相関があり長周期の天体ほど逆行の可能性が高い。図 6.15 のように 4U 1538–522 の 3.7 日の軌道周期では逆行割合は < 5% である。逆行の割合はキックの速度分布や角度分布にも依存し、高いキック速度であるほど逆行の割合も高い。本研究により検証された整列はキックによる軌道の変化のみを考えた場合には自然な結果である。一方で、中性子星のスピンが超新星爆発前の前駆天体のスピンと相関がない場合には整列しているものとしていないものが同程度ある可能性がある。

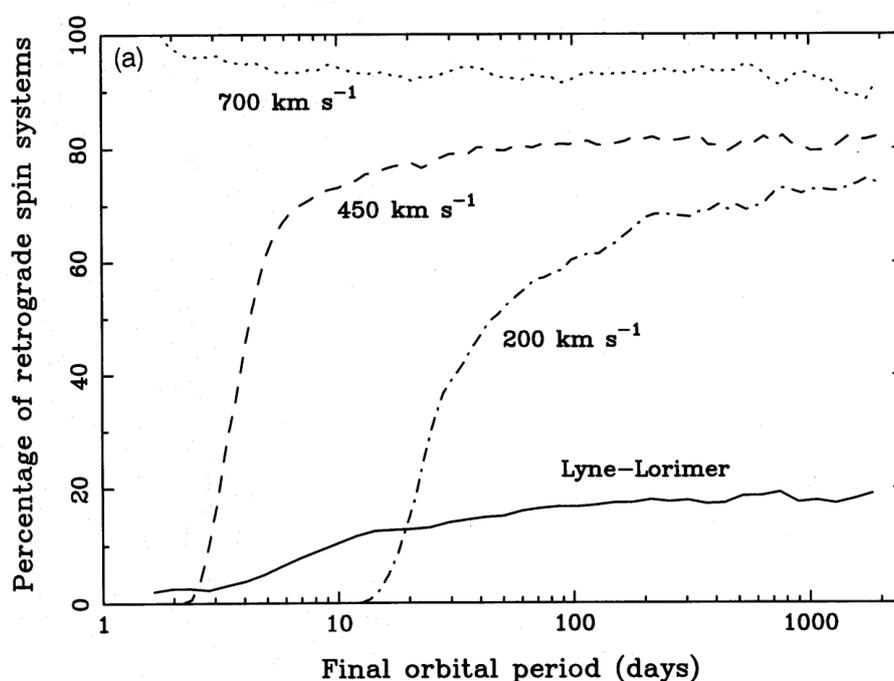


図 6.15: 超新星爆発後の軌道周期に対する、中性子星の反跳により逆行が生じる確率。反跳の速度が 200, 400, 700 km/s で一定の場合と Lyne & Lorimer (1994) による速度分布の場合。反跳の向きは等方的と仮定。(Brandt & Podsiadlowski, 1995)

将来的には本研究と同様の解析を複数の天体で統計的に行うことで、キックの速度分布や超新星爆発時の中性子星と前駆天体のスピンの向きとの関係に制限をつけることが可能である。また、光学主星のスピンと軌道とのずれはキックのみによるため、順行や逆行がキックに依存するか、超新星爆発時の中性子星のスピンの向きの変化に依存するかは光学主星のスピンを調べることにより分離できる。鉄輝線は軌道位相により放射場所の視線速

度を反映してドップラーシフトを起こしていると考えられる。Reynolds et al. (1992) 光学主星の自転速度を可視光域の吸収線 $\text{HeI } 6678 \text{ \AA}$ の線幅から調べ、 $v \sin i = 160 \text{ km/s}$ であり非ケプラー運動を補正すると 217 km/s と推定している。これに対応する鉄輝線のドップラーシフトは $\sim 4.5 \text{ eV}$ であるため、これまでの検出器のエネルギー分解能では検出が難しいが、2023年に打ち上げられた X 線観測衛星 XRISM (X-Ray Imaging and Spectroscopy Mission) に搭載されている X 線マイクロカロリメータ分光撮像器 (Resolve) は、 6 keV において 5 eV のエネルギー分解能と 2 eV 以下のエネルギー決定精度をもっているため、QV Nor の自転によるドップラーシフトを検出できることが期待される。これは太陽系外惑星における Rossiter-McLaughlin 効果に対応した、X 線連星での観測である。

第 7 章

まとめと今後の展望

本修士論文では、大質量 X 線連星において中性子星の自転と公転の整列を検証することを目的として、NICER 望遠鏡, NuSTAR 衛星, Suzaku 衛星による大質量 X 線連星 4U 1538–522 の観測データを用い、軌道位相・パルス位相に分解した X 線解析を行なった。X 線スペクトルの受ける吸収のうち、部分吸収はクランピーな星風を反映していると考えられ、クランプに閉じ込められている質量の割合を 0.5–0.7 であり、典型的な凝集係数 $f_{cl} = 10$ を仮定すると、クランプした密度は星風の密度の 30–60 倍と見積もった。鉄輝線の等価幅は軌道位相に従って変動し、中性子星が光学主星の前面にいる軌道位相 $\phi \sim 0.5$ で等価幅が大きい (40–70 eV) という結果を得た。この変動から、鉄輝線の放射起源は光学主星の表面や星風であると解釈でき、輻射輸送のモンテカルロ・シミュレーションツール SKIRT を用いて輝線の等価幅を再現することができた。さらに、鉄輝線の強度はパルス位相によっても変動し、連続成分のパルスに対し、最大でパルス周期 (526 秒) と同程度の大きなパルス位相遅れがあり、かつ軌道位相によって遅れの値が大きく異なっていることを発見した。これは光路差のみでは解釈が難しいが、中性子星の自転と光路差の両方を考慮することで、中性子星が順行している時にのみ説明可能で、順行と逆行を区別することができることを発見した。HMXB の形成後に軌道周期が長い天体ほど逆行軌道になりやすいため (Brandt & Podsiadlowski, 1995), この整列は 4U 1538-522 の短い軌道周期 (~ 3.7 日) では妥当である。

昨年度打ち上がった XRISM 衛星は、非常に高いエネルギー分解能を有しているため、今回の手法を発展させ、惑星探査における Rossiter-McLaughlin 効果のように、光学主星の自転によるドップラー効果を検出し、光学主星の自転と軌道との順行と逆行を調べられる可能性がある。また、輝線強度も精密に得ることができると、多くの天体に適用することにより、中性子星の反跳や重力波源への理解につながる統計的な研究に発展することが期待される。

謝辞

本論文の執筆と、課題研究を含めた3年間の研究生活では、多くの方々にお世話になりました。

榎戸准教授には、これまでの2年間、非常にお世話になりました。学会発表や本論文の執筆、普段の解析などで、さまざまなことを丁寧に教えていただきました。また、月の水資源探査や雷雲ガンマ線など、榎戸准教授の携わる多様な分野のサイエンスのお話をさせていただいて、科学・研究全般に対する姿勢を学ばせていただきました。鶴教授には、定例のミーティングなどで、熱意を持って洞察に富んだアドバイスをいただきました。普段の論文紹介でも多角的な視点を示してくださり、多くの学びを得ることができました。内田助教には、学部の課題研究から長くお世話になり、解析にあたって必要なツールの使い方研究や、データを読み解くための視点など、解析のための素養を0から教えていただきました。松永さんは、多くの的確なアドバイスをいただきました。後輩のことを普段からとても気にしてくださり、特に課題研究では、学部生の私に手厚いご指導をしてくださいました。永井さんには、X線連星についての基礎的な理論から、解析のアドバイスまで、多くのことを教えていただきました。こちらの質問や雑談に対して、いつも丁寧に答えてくださるのがとてもありがたかったです。JAXA/ISASの辻本匡弘准教授と富永愛侑さんには、輻射輸送について何も知らなかった私に基礎的な部分から快く教えていただき、大変お世話になりました。研究室の同期のみんなとは、普段から仲良く色々な話をするのができて、恵まれた毎日でした。同期全員で白浜にも行くことができたのはとても良い思い出です。

最後に、これまでに支えていただいた多くの方に、心より感謝申し上げます。

参考文献

- Agalianou, V. & Gourgouliatos, K. N. (2023) “The rocket effect mechanism in neutron stars in supernova remnants,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 522, 4, 5879–5891. doi: [10.1093/mnras/stad1344](https://doi.org/10.1093/mnras/stad1344).
- Albrecht, S., Winn, J. N., Johnson, J. A. et al. (2012) “Obliquities of Hot Jupiter Host Stars: Evidence for Tidal Interactions and Primordial Misalignments,” *ApJ*, 757, 1, 18. doi: [10.1088/0004-637X/757/1/18](https://doi.org/10.1088/0004-637X/757/1/18).
- Apostolatos, T. A. (1995) “Search templates for gravitational waves from precessing, inspiraling binaries,” *Phys. Rev. D*, 52, 605–620. doi: [10.1103/PhysRevD.52.605](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.52.605).
- Apostolatos, T. A., Cutler, C., Sussman, G. J., & Thorne, K. S. (1994) “Spin-induced orbital precession and its modulation of the gravitational waveforms from merging binaries,” *Phys. Rev. D*, 49, 6274–6297. doi: [10.1103/PhysRevD.49.6274](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.49.6274).
- Arnason, R. M., Papei, H., Barmby, P. et al. (2021) “Distances to Galactic X-ray binaries with Gaia DR2,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 502, 4, 5455–5470. doi: [10.1093/mnras/stab345](https://doi.org/10.1093/mnras/stab345).
- Arras, P. & Lai, D. (1999) “Neutrino-nucleon interactions in magnetized neutron-star matter: The effects of parity violation,” *Physical Review D*, 60, 4. doi: [10.1103/physrevd.60.043001](https://doi.org/10.1103/physrevd.60.043001).
- Arzoumanian, Z., Chernoff, D. F., & Cordes, J. M. (2002) “The Velocity Distribution of Isolated Radio Pulsars,” *ApJ*, 568, 1, 289–301. doi: [10.1086/338805](https://doi.org/10.1086/338805).
- Atri, P., Miller-Jones, J. C. A., Bahramian, A. et al. (2019) “Potential kick velocity distribution of black hole X-ray binaries and implications for natal kicks,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 489, 3, 3116–3134. doi: [10.1093/mnras/stz2335](https://doi.org/10.1093/mnras/stz2335).
- Baes, M., Verstappen, J., De Looze, I. et al. (2011) “Efficient Three-dimensional NLTE Dust Radiative Transfer with SKIRT,” *ApJS*, 196, 2, 22. doi: [10.1088/0067-0049/196/2/22](https://doi.org/10.1088/0067-0049/196/2/22).
- Basko, M. M. & Sunyaev, R. A. (1976) “The Limiting Luminosity of Accreting Neutron Stars With Magnetic Fields,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 175, 2, 395–417. doi: [10.1093/mnras/175.2.395](https://doi.org/10.1093/mnras/175.2.395).
- Bate, M. R., Lodato, G., & Pringle, J. E. (2010) “Chaotic star formation and the alignment of stellar rotation with disc and planetary orbital axes,” *MNRAS*, 401, 3, 1505–1513. doi: [10.1111/j.1365-2966.2009.15773.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15773.x).
- Bate, M. R. (2018) “On the diversity and statistical properties of protostellar discs,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 475, 4, 5618–5658. doi: [10.1093/mnras/sty169](https://doi.org/10.1093/mnras/sty169).

- Biryukov, A. & Beskin, G. (2024) “Evidence for the spin-kick alignment of pulsars from the statistics of their magnetic inclinations,” <https://arxiv.org/abs/2412.12017>.
- Brandt, N. & Podsiadlowski, P. (1995) “The effects of high-velocity supernova kicks on the orbital properties and sky distributions of neutron-star binaries,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 274, 2, 461–484. doi: [10.1093/mnras/274.2.461](https://doi.org/10.1093/mnras/274.2.461).
- Bulik, T., Meszaros, P., Woo, J. W. et al. (1992) “The Polar CAP Structure of the X-Ray Pulsar 4U 1538-52,” *ApJ*, 395, 564. doi: [10.1086/171676](https://doi.org/10.1086/171676).
- Burrows, A., Hayes, J., & Fryxell, B. A. (1995) “On the Nature of Core-Collapse Supernova Explosions,” *ApJ*, 450, 830. doi: [10.1086/176188](https://doi.org/10.1086/176188).
- Castor, J. I., Abbott, D. C., & Klein, R. I. (1975) “Radiation-driven winds in Of stars,” *ApJ*, 195, 157–174. doi: [10.1086/153315](https://doi.org/10.1086/153315).
- Clark, G. W. (2000) “The Orbit of the Binary X-Ray Pulsar 4U 1538-52 from Rossi X-Ray Timing Explorer Observations,” *ApJL*, 542, 2, L131–L133. doi: [10.1086/312926](https://doi.org/10.1086/312926).
- Clark, G. W., Woo, J. W., Nagase, F. et al. (1990) “Discovery of a Cyclotron Absorption Line in the Spectrum of the Binary X-Ray Pulsar 4U 1538-52 Observed by GINGA,” *ApJ*, 353, 274. doi: [10.1086/168614](https://doi.org/10.1086/168614).
- Cominsky, L. R. & Moraes, F. (1991) “Multimission Observations of 4U 1538-52,” *ApJ*, 370, 670. doi: [10.1086/169851](https://doi.org/10.1086/169851).
- Dawson, R. I. & Johnson, J. A. (2018) “Origins of Hot Jupiters,” *ARA&A*, 56, 175–221. doi: [10.1146/annurev-astro-081817-051853](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081817-051853).
- Diez, C. M., Grinberg, V., Fürst, F. et al. (2023) “Observing the onset of the accretion wake in Vela X-1,” *Astronomy and Astrophysics*, 674, A147. doi: [10.1051/0004-6361/202245708](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202245708).
- Duchêne, G. & Kraus, A. (2013) “Stellar Multiplicity,” *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 51, 1, 269–310. doi: [10.1146/annurev-astro-081710-102602](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081710-102602).
- Eggleton, P. P. (1983) “Approximations to the radii of Roche lobes,” *ApJ*, 268, 368–369. doi: [10.1086/160960](https://doi.org/10.1086/160960).
- Falanga, M., Bozzo, E., Lutovinov, A. et al. (2015) “Ephemeris, orbital decay, and masses of ten eclipsing high-mass X-ray binaries,” *Astronomy and Astrophysics*, 577, A130. doi: [10.1051/0004-6361/201425191](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425191).
- Fleming, D. P., Barnes, R., Davenport, J. R. A., & Luger, R. (2019) “Rotation Period Evolution in Low-mass Binary Stars: The Impact of Tidal Torques and Magnetic Braking,” *The Astrophysical Journal*, 881, 2, 88. doi: [10.3847/1538-4357/ab2ed2](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab2ed2).
- Fortin, F., García, F., Chaty, S. et al. (2022) “Constraints to neutron-star kicks in high-mass X-ray binaries with Gaia EDR3,” *A&A*, 665, A31. doi: [10.1051/0004-6361/202140853](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202140853).
- Giacconi, R., Murray, S., Gursky, H. et al. (1974) “The Third UHURU Catalog of X-Ray Sources,” *ApJS*, 27, 37. doi: [10.1086/190288](https://doi.org/10.1086/190288).
- Hale, A. (1994) “Orbital CoPlanetary in Solar-Type Binary Systems: Implications for Planetary System Formation and Detection,” *AJ*, 107, 306. doi: [10.1086/116855](https://doi.org/10.1086/116855).

- Harrison, F. A., Craig, W. W., Christensen, F. E. et al. (2013) “The Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR) High-energy X-Ray Mission,” *ApJ*, 770, 2, 103. doi: [10.1088/0004-637X/770/2/103](https://doi.org/10.1088/0004-637X/770/2/103).
- Härer, L. K., Parker, M. L., El Mellah, I. et al. (2023) “Stellar-wind variability in Cygnus X-1 from high-resolution excess variance spectroscopy with Chandra,” *Astronomy and Astrophysics*, 680, A72. doi: [10.1051/0004-6361/202346669](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202346669).
- Hemphill, P. B., Rothschild, R. E., Markowitz, A. et al. (2014) “A Clumpy Stellar Wind and Luminosity-dependent Cyclotron Line Revealed by the First Suzaku Observation of the High-mass X-Ray Binary 4U 1538-522,” *ApJ*, 792, 1, 14. doi: [10.1088/0004-637X/792/1/14](https://doi.org/10.1088/0004-637X/792/1/14).
- Hemphill, P. B., Rothschild, R. E., Fürst, F. et al. (2016) “Evidence for an evolving cyclotron line energy in 4U 1538 – 522,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 458, 3, 2745–2761. doi: [10.1093/mnras/stw470](https://doi.org/10.1093/mnras/stw470).
- Hemphill, P. B., Rothschild, R. E., Cheatham, D. M. et al. (2019) “The First NuSTAR Observation of 4U 1538–522: Updated Orbital Ephemeris and a Strengthened Case for an Evolving Cyclotron Line Energy,” *The Astrophysical Journal*, 873, 1, 62. doi: [10.3847/1538-4357/ab03d3](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab03d3).
- Herman, M. K., de Mooij, E. J. W., Huang, C. X., & Jayawardhana, R. (2018) “Spin-Orbit Misalignment and Precession in the Kepler-13Ab Planetary System,” *AJ*, 155, 1, 13. doi: [10.3847/1538-3881/aa991f](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aa991f).
- HI4PI Collaboration, Ben Bekhti, N., Flöer, L. et al. (2016) “HI4PI: A full-sky H I survey based on EBHIS and GASS,” *A&A*, 594, A116. doi: [10.1051/0004-6361/201629178](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629178).
- Hobbs, G., Lorimer, D. R., Lyne, A. G., & Kramer, M. (2005) “A statistical study of 233 pulsar proper motions,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 360, 3, 974–992. doi: [10.1111/j.1365-2966.2005.09087.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09087.x).
- Hsu, Y.-M., Hirashita, H., Lin, Y.-H. et al. (2022) “Effects of dust sources on dust attenuation properties in IllustrisTNG galaxies at $z \sim 7$,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 519, 2, 2475–2485. doi: [10.1093/mnras/stac3666](https://doi.org/10.1093/mnras/stac3666).
- Hu, Y. F., Ji, L., & Yu, C. (2024) “A comprehensive comparison of spin-up and spin-down episodes of 4U 1538-522 observed with NuSTAR,” <https://arxiv.org/abs/2406.12155>.
- Jáquez-Domínguez, J. M., Galván-Madrid, R., Fritz, J. et al. (2023) “Simulated Observations of Star Formation Regions: Infrared Evolution of Globally Collapsing Clouds,” *The Astrophysical Journal*, 950, 2, 88. doi: [10.3847/1538-4357/accae7](https://doi.org/10.3847/1538-4357/accae7).
- Kallman, T. & Bautista, M. (2001) “Photoionization and High-Density Gas,” *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 133, 1, 221. doi: [10.1086/319184](https://doi.org/10.1086/319184).
- Kallman, T. R., Palmeri, P., Bautista, M. A. et al. (2004) “Photoionization Modeling and the K Lines of Iron,” *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 155, 2, 675. doi: [10.1086/424039](https://doi.org/10.1086/424039).
- Kalogera, V. (2000) “Spin orbit misalignment in close binaries with two compact objects,” *Astrophys. J.* 541, 319–328. doi: [10.1086/309400](https://doi.org/10.1086/309400).
- Krtićka, J. & Kubát, J. (2011) “Improved velocity law parameterization for hot star winds,” *Astronomy and Astrophysics*, 534, A97. doi: [10.1051/0004-6361/201116679](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201116679).
- Lamb, F. K., Pethick, C. J., & Pines, D. (1973) “A Model for Compact X-Ray Sources: Accretion by Rotating Magnetic Stars,” *ApJ*, 184, 271–290. doi: [10.1086/152325](https://doi.org/10.1086/152325).

- Liu, J. (2020) “On the spin-up events and spin direction of the X-ray pulsar GX 301-2,” *MNRAS*, 496, 3, 3991–3995. doi: [10.1093/mnras/staa1774](https://doi.org/10.1093/mnras/staa1774).
- Liu, Q., Wang, W., Santangelo, A. et al. (2024) “Temporal and spectral variations of the X-ray pulsar Cen X-3 observed by NuSTAR,” *Astronomy and Astrophysics*, 687, A210. doi: [10.1051/0004-6361/202349098](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202349098).
- Lucy, L. B. & White, R. L. (1980) “X-ray emission from the winds of hot stars,” *ApJ*, 241, 300–305. doi: [10.1086/158342](https://doi.org/10.1086/158342).
- Lutovinov, A. A. & Tsygankov, S. S. (2009) “Timing characteristics of the hard X-ray emission from bright X-ray pulsars based on INTEGRAL data,” *Astronomy Letters*, 35, 7, 433–456. doi: [10.1134/s1063773709070019](https://doi.org/10.1134/s1063773709070019).
- Lyne, A. G. & Lorimer, D. R. (1994) “High birth velocities of radio pulsars,” *Nature*, 369, 6476, 127–129. doi: [10.1038/369127a0](https://doi.org/10.1038/369127a0).
- Makishima, K., Koyama, K., Hayakawa, S., & Nagase, F. (1987) “Spectra and Pulse Period of the Binary X-Ray Pulsar 4U 1538-52,” *ApJ*, 314, 619. doi: [10.1086/165091](https://doi.org/10.1086/165091).
- Manousakis, A., Walter, R., & Blondin, J. M. (2012) “Neutron star masses from hydrodynamical effects in obscured supergiant high mass X-ray binaries,” *AA*, 547, A20. doi: [10.1051/0004-6361/201219717](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201219717).
- MARDIA, K. (1972) “2 - DESCRIPTIVE MEASURES,” in MARDIA, K. ed. *Statistics of Directional Data*, 18–38: Academic Press. doi: <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-471150-1.50008-X>.
- Mönkkönen, J., Doroshenko, V., Tsygankov, S. S. et al. (2020) “Discovery of a retrogradely rotating neutron star in the X-ray pulsar GX 301-2,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 494, 2, 2178–2182. doi: [10.1093/mnras/staa906](https://doi.org/10.1093/mnras/staa906).
- McLaughlin, D. B. (1924) “Some results of a spectrographic study of the Algol system,” *ApJ*, 60, 22–31. doi: [10.1086/142826](https://doi.org/10.1086/142826).
- Mitsuda, Kazuhisa • Bautz, Mark • Inoue, Hajime et al. (2007) 「The X-Ray Observatory Suzaku」, 『Publications of the Astronomical Society of Japan』, 59, sp1, S1–S7. doi: [10.1093/pasj/59.sp1.S1](https://doi.org/10.1093/pasj/59.sp1.S1).
- Mukherjee, U., Raichur, H., Paul, B. et al. (2007) “Orbital Evolution and orbital phase resolved spectroscopy of the HMXB pulsar 4U 1538-52 with RXTE-PCA and BeppoSAX,” *arXiv e-prints*, astro-ph/0702142. doi: [10.48550/arXiv.astro-ph/0702142](https://doi.org/10.48550/arXiv.astro-ph/0702142).
- Noutsos, A., Kramer, M., Carr, P., & Johnston, S. (2012) “Pulsar spin-velocity alignment: further results and discussion: Pulsar spin-velocity alignment,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 423, 3, 2736–2752. doi: [10.1111/j.1365-2966.2012.21083.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21083.x).
- Okajima, T., Soong, Y., Balsamo, E. R. et al. (2016) “Performance of NICER flight x-ray concentrator,” in den Herder, J.-W. A., Takahashi, T., & Bautz, M. eds. *Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray*, 9905, 99054X, International Society for Optics and Photonics: SPIE. doi: [10.1117/12.2234436](https://doi.org/10.1117/12.2234436).
- Phinney, E. S. & Kulkarni, S. R. (1994) “Binary and Millisecond Pulsars,” *ARA&A*, 32, 591–639. doi: [10.1146/annurev.aa.32.090194.003111](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.32.090194.003111).
- Poutanen, J., Veledina, A., Berdyugin, A. V. et al. (2022) “Black hole spin-orbit misalignment in the x-ray binary MAXI J1820+070,” *Science*, 375, 6583, 874–876. doi: [10.1126/science.ab14679](https://doi.org/10.1126/science.ab14679).

- Puls, J., Kudritzki, R. P., Herrero, A. et al. (1996) “O-star mass-loss and wind momentum rates in the Galaxy and the Magellanic Clouds Observations and theoretical predictions.,” *A&A*, 305, 171.
- Rawls, M. L., Orosz, J. A., McClintock, J. E. et al. (2011) “Refined Neutron Star Mass Determinations for Six Eclipsing X-Ray Pulsar Binaries,” *ApJ*, 730, 1, 25. doi: [10.1088/0004-637X/730/1/25](https://doi.org/10.1088/0004-637X/730/1/25).
- Remillard, R. A., Loewenstein, M., Steiner, J. F. et al. (2022) “An Empirical Background Model for the NICER X-Ray Timing Instrument,” *The Astronomical Journal*, 163, 3, 130. doi: [10.3847/1538-3881/ac4ae6](https://doi.org/10.3847/1538-3881/ac4ae6).
- Reynolds, A. P., Bell, S. A., & Hilditch, R. W. (1992) “Optical spectroscopy of the massive X-ray binary QV Nor (4U 1538-52).,” *MNRAS*, 256, 631–640. doi: [10.1093/mnras/256.3.631](https://doi.org/10.1093/mnras/256.3.631).
- Riccio, G. • Paolillo, M. • Cantiello, M. et al. (2022) 「Properties of intra-cluster low-mass X-ray binaries in Fornax globular clusters」, 『AA』, 664, A41. doi: [10.1051/0004-6361/202142894](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202142894).
- Robba, N. R., Burderi, L., Di Salvo, T. et al. (2001) “The BeppoSAX 0.1-100 keV Spectrum of the X-Ray Pulsar 4U 1538-52,” *ApJ*, 562, 2, 950–956. doi: [10.1086/323841](https://doi.org/10.1086/323841).
- Rodes-Roca, J. J., Page, K. L., Torrejón, J. M. et al. (2011) “Detecting emission lines with XMM-Newton in 4U 1538-52,” *A&A*, 526, A64. doi: [10.1051/0004-6361/201014324](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014324).
- Rossiter, R. A. (1924) “On the detection of an effect of rotation during eclipse in the velocity of the brighter component of beta Lyrae, and on the constancy of velocity of this system.,” *ApJ*, 60, 15–21. doi: [10.1086/142825](https://doi.org/10.1086/142825).
- Rubin, B. C., Finger, M. H., Scott, D. M., & Wilson, R. B. (1997) “Observation of a Long-Term Spin-up Trend in 4U 1538-52,” *ApJ*, 488, 1, 413–418. doi: [10.1086/304679](https://doi.org/10.1086/304679).
- Runacres, M. C. & Owocki, S. P. (2002) “The outer evolution of instability-generated structure in radiatively driven stellar winds,” *A&A*, 381, 1015–1025. doi: [10.1051/0004-6361:20011526](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20011526).
- de Sá, L. M., Bernardo, A., Bachega, R. R. A. et al. (2023) “An Overview of Compact Star Populations and Some of Its Open Problems,” *Galaxies*, 11, 1, 19. doi: [10.3390/galaxies11010019](https://doi.org/10.3390/galaxies11010019).
- Schönherr, G., Wilms, J., Kretschmar, P. et al. (2007) “A model for cyclotron resonance scattering features,” *AA*, 472, 2, 353–365. doi: [10.1051/0004-6361:20077218](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077218).
- Stalevski, M., Ricci, C., Ueda, Y. et al. (2016) “The dust covering factor in active galactic nuclei,” *MNRAS*, 458, 3, 2288–2302. doi: [10.1093/mnras/stw444](https://doi.org/10.1093/mnras/stw444).
- Staubert, R., Trümper, J., Kendziorra, E. et al. (2019) “Cyclotron lines in highly magnetized neutron stars,” *AA*, 622, A61. doi: [10.1051/0004-6361/201834479](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201834479).
- Tademaru, E. & Harrison, E. R. (1975) “Acceleration of pulsars to high velocities by asymmetric radiation,” *Nature*, 254, 5502, 676–677. doi: [10.1038/254676a0](https://doi.org/10.1038/254676a0).
- Tarter, C. B., Tucker, W. H., & Salpeter, E. E. (1969) “The Interaction of X-Ray Sources with Optically Thin Environments,” *ApJ*, 156, 943. doi: [10.1086/150026](https://doi.org/10.1086/150026).
- Torrejón, J. M., Schulz, N. S., Nowak, M. A., & Kallman, T. R. (2010) “ACHANDRASURVEY OF FLUORESCENCE Fe LINES IN X-RAY BINARIES AT HIGH RESOLUTION,” *The Astrophysical Journal*, 715, 2, 947–958. doi: [10.1088/0004-637x/715/2/947](https://doi.org/10.1088/0004-637x/715/2/947).

- Torrejón, J. M., Schulz, N. S., Nowak, M. A. et al. (2015) “On the Radial Onset of Clumping in the Wind of the BOI Massive Star QV Nor,” *ApJ*, 810, 2, 102. doi: [10.1088/0004-637X/810/2/102](https://doi.org/10.1088/0004-637X/810/2/102).
- van den Heuvel, E. P. J. (2009) “The Formation and Evolution of Relativistic Binaries,” in Colpi, M., Casella, P., Gorini, V. et al. eds. *Physics of Relativistic Objects in Compact Binaries: From Birth to Coalescence*, 359 of *Astrophysics and Space Science Library*, 125. doi: [10.1007/978-1-4020-9264-0_4](https://doi.org/10.1007/978-1-4020-9264-0_4).
- Vander Meulen, Bert, Camps, Peter, Stalevski, Marko, & Baes, Maarten (2023) “X-ray radiative transfer in full 3D with SKIRT,” *AA*, 674, A123. doi: [10.1051/0004-6361/202245783](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202245783).
- vanHoof, P., VandeSteene, G., Guzmán, F. et al. (2020) “Current and future development of the photoionization code Cloudy,” *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*, 50, 1. doi: [10.31577/caosp.2020.50.1.32](https://doi.org/10.31577/caosp.2020.50.1.32).
- Varun, Maitra, C., Pragati, P. et al. (2019) “Probing the Cyclotron line characteristics of 4U 1538-522 using AstroSat-LAXPC,” *MNRAS*, 484, 1, L1–L6. doi: [10.1093/mnrasl/sly234](https://doi.org/10.1093/mnrasl/sly234).
- Wilms, J., Allen, A., & McCray, R. (2000) “On the Absorption of X-Rays in the Interstellar Medium,” *ApJ*, 542, 2, 914–924. doi: [10.1086/317016](https://doi.org/10.1086/317016).
- Yamaguchi, H., Eriksen, K. A., Badenes, C. et al. (2013) “NEW EVIDENCE FOR EFFICIENT COLLISIONLESS HEATING OF ELECTRONS AT THE REVERSE SHOCK OF A YOUNG SUPERNOVA REMNANT,” *The Astrophysical Journal*, 780, 2, 136. doi: [10.1088/0004-637x/780/2/136](https://doi.org/10.1088/0004-637x/780/2/136).
- 現代の天文学第7巻 (2009) 『シリーズ現代の天文学第7巻『恒星』』, 日本評論社.

付録 A 章

付録

A.1 鉄輝線のパルス遅れの計算

ここでは、6.2 節で概要を述べた、鉄輝線のパルス遅れの計算過程を示す。

原点を光学主星の中心、 $z = 0$ の x, y 平面を軌道面にとり、観測者の方向への単位ベクトルは軌道傾斜角 i を用いて $\mathbf{p}_{\text{obs}} = (\cos i, 0, \sin i)$ 、中性子星の座標を $\mathbf{p}_{\text{ns}} = (-r \cos \theta, r \sin \theta, 0)$ とする。 r, θ は軌道位相 Φ の関数であり、円軌道解では $\Phi = \theta/2\pi$ である。光学主星の表面の点は $\mathbf{p}_*(u, v) = (R_* \cos u \cos v, R_* \cos u \sin v, R_* \sin u)$ と表される。

光学主星の表面の点 $\mathbf{p}_*(u, v)$ が観測者から見て反射体となる条件は、中性子星と観測者の両方から点 \mathbf{p}_* が裏側に隠れないことである。つまり (u, v) が

$$\mathbf{p}_*(u, v) \cdot \mathbf{p}_{\text{obs}} \geq 0 \quad (\text{A.1})$$

$$\mathbf{p}_*(u, v) \cdot (\mathbf{p}_{\text{ns}} - \mathbf{p}_*(u, v)) \geq 0 \quad (\text{A.2})$$

$$(\text{A.3})$$

を満たすことが必要十分である。この条件を満たす点 $\mathbf{p}_*(u, v)$ に対してパルス位相遅れ $\Delta\varphi(u, v; r, \theta)$ を考える。ここでは自転軸傾斜角は 0 度または 180 度を仮定しているため、自転による遅れ $\Delta\varphi_{\text{rot}}$ を求める際には、軌道面を垂直に見た x, y 座標によって、観測者–中性子星–光学主星の表面の点の角度を評価すれば良い。中性子星を基準とした点 $\mathbf{p}_*(u, v)$ の位置を $\mathbf{A}(u, v) = (R_* \cos u \cos v + r \cos \theta, R_* \cos u \sin v - r \sin \theta)$ 、観測者の方向を \mathbf{B} とする。このときに順行の場合の回転角 γ は以下のように表される。

$$\gamma = \begin{cases} \arctan\left(\frac{\mathbf{A} \times \mathbf{B}}{\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}}\right), & \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} > 0 \\ \arctan\left(\frac{\mathbf{A} \times \mathbf{B}}{\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}}\right) + \pi, & \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} < 0 \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

順行では $\Delta\varphi(u, v; r, \theta) = \gamma/(2\pi)$ 、逆行では $\Delta\varphi(u, v; r, \theta) = 1 - \gamma/(2\pi)$ である。光路差に

よる位相遅れ $\Delta\varphi_{\text{pass}}$ は,

$$\Delta\varphi_{\text{pass}} = \frac{|\mathbf{p}_{\text{ns}} - \mathbf{p}_*| + (\mathbf{p}_{\text{ns}} - \mathbf{p}_*) \cdot \mathbf{p}_{\text{obs}}}{cP_{\text{pulse}}} \quad (\text{A.5})$$

により得られる. 以上から, $\Delta\varphi(u, v; r, \theta)$ と, 反射体となる u, v の条件が得られるため, 数値的に条件を満たす u, v の組を調べることにより, 観測される遅れの平均 $\langle\Delta\varphi(u, v; r, \theta)\rangle$ と遅れの幅 $\min(\varphi(u, v; r, \theta)) - \max(\varphi(u, v; r, \theta))$ を求めることが可能である.

A.2 NICER, Suzaku 観測での鉄輝線のパルス遅れ

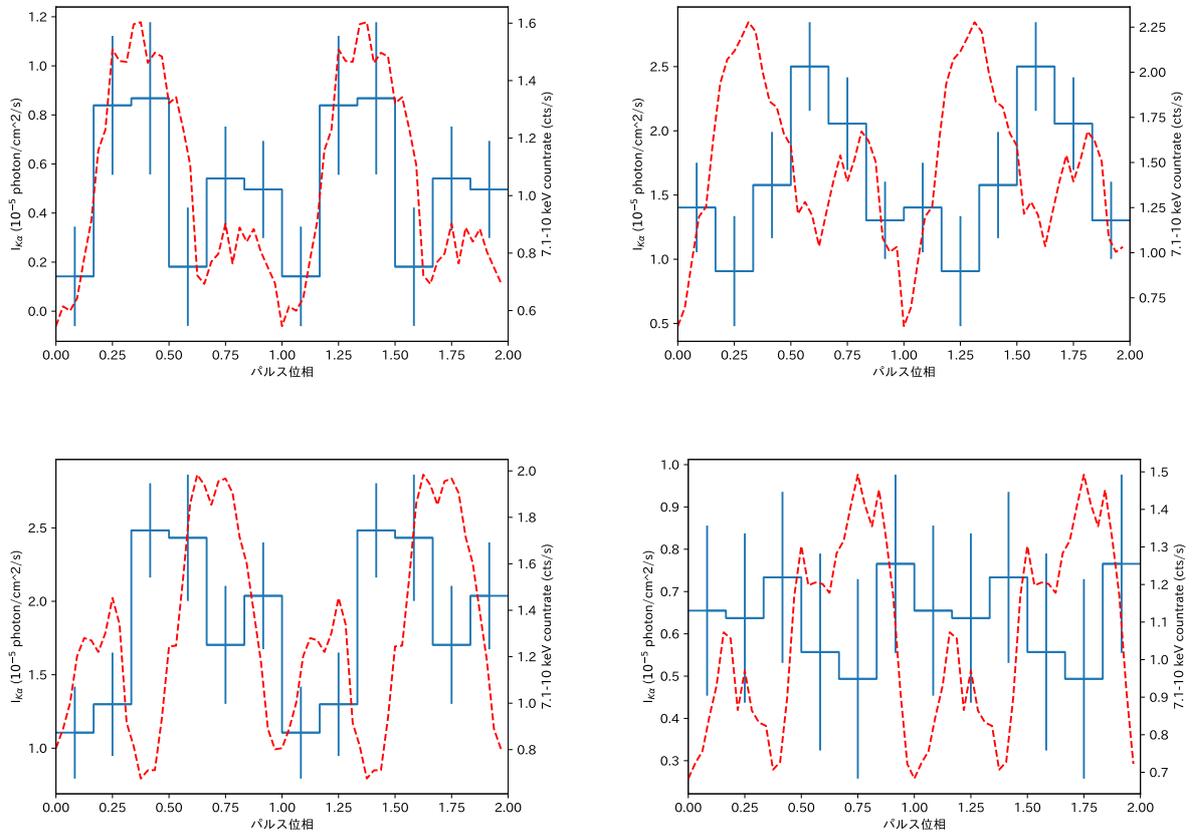


図 A.1: NICER ObsID 4594010100 の観測におけるパルス位相による鉄輝線強度の変動. 赤は 7.1–10 keV の連続成分のパルスプロファイルであり, 青はフィッティングにより求めた鉄輝線の強度 (輝線の光子フラックス). それぞれ軌道位相の違いを表し, (左上) $\Phi = 0.00\text{--}0.25$, (右上) $\Phi = 0.25\text{--}0.50$, (左下) $\Phi = 0.50\text{--}0.75$, (右下) $\Phi = 0.75\text{--}1.00$

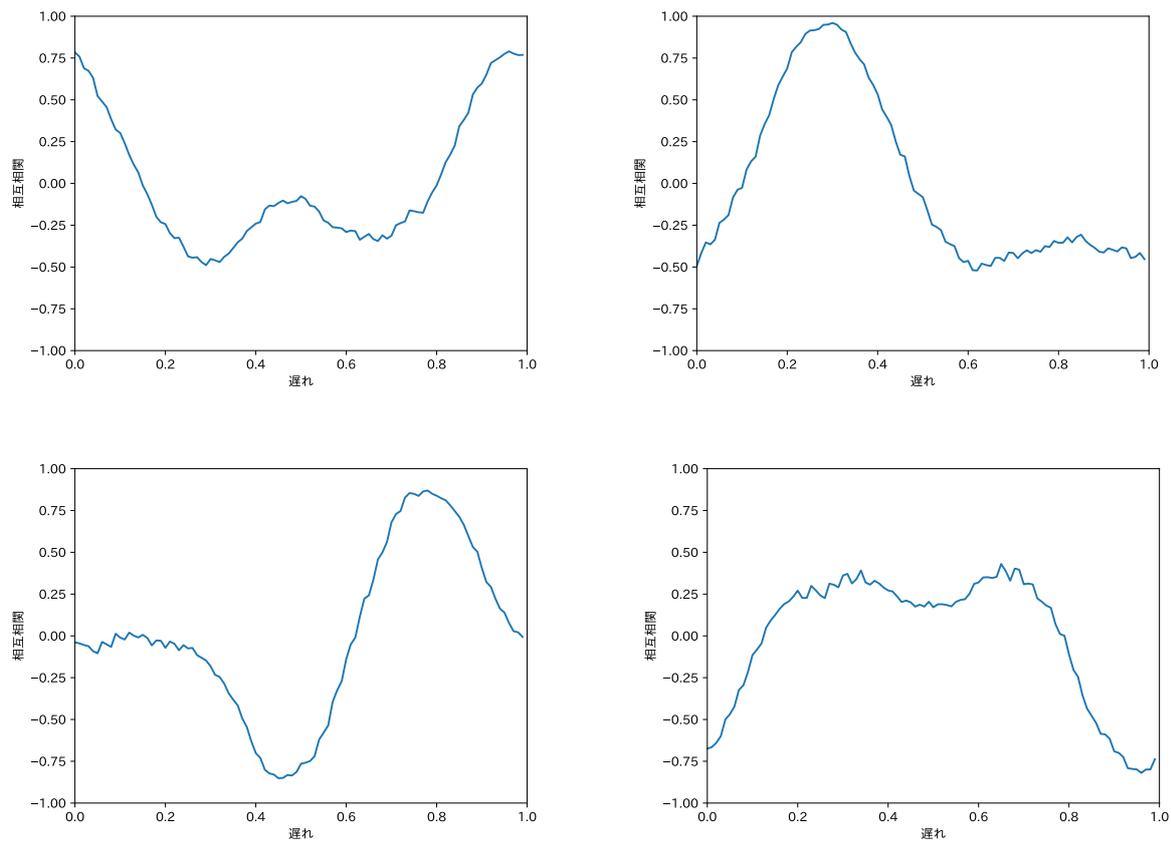


図 A.2: NICER ObsID 4594010100 の観測における鉄輝線と 7.1–10 keV 連続成分のパルスの相互相関関数. (左上) $\phi = 0.00-0.25$, (右上) $\phi = 0.25-0.50$, (左下) $\phi = 0.50-0.75$, (右下) $\phi = 0.75-1.00$

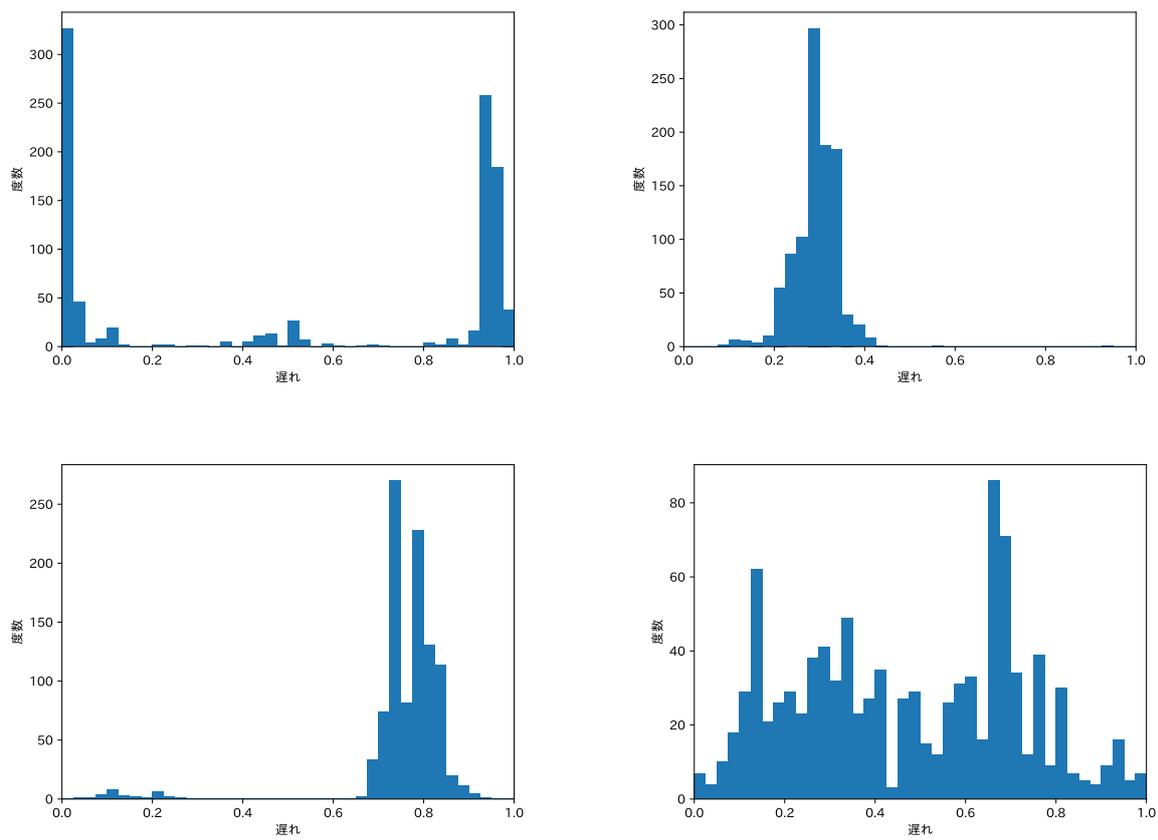


図 A.3: NICER ObsID 4594010100 の観測でのモンテカルロシミュレーションによる位相遅れの分布. (左上) $\Phi = 0.00-0.25$, (右上) $\Phi = 0.25-0.50$, (左下) $\Phi = 0.50-0.75$, (右下) $\Phi = 0.75-1.00$

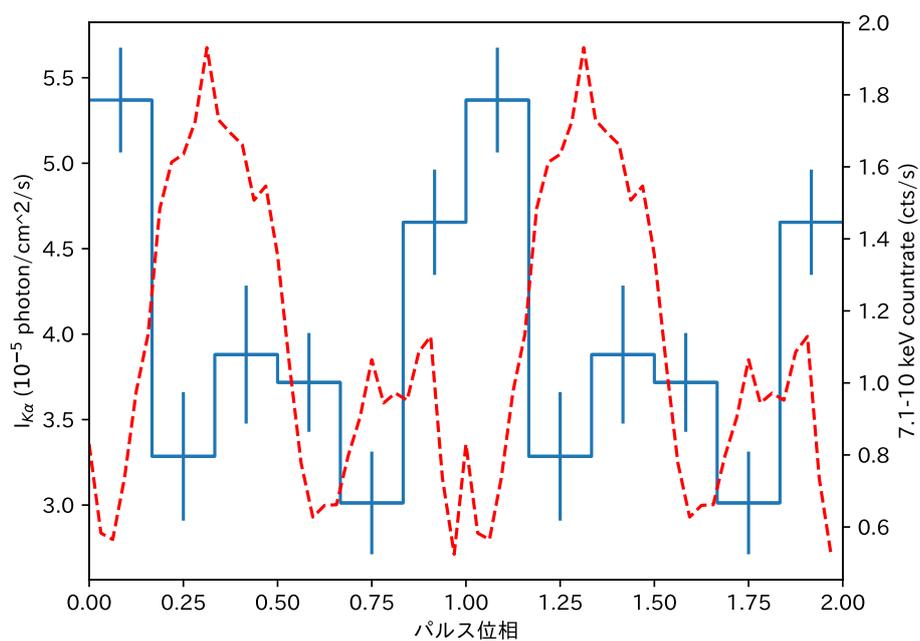


図 A.4: Suzaku ObsID 407068010 の観測での図 A.1 と同様の図. 観測の軌道位相は $\phi = 0.501$ – 0.691 .

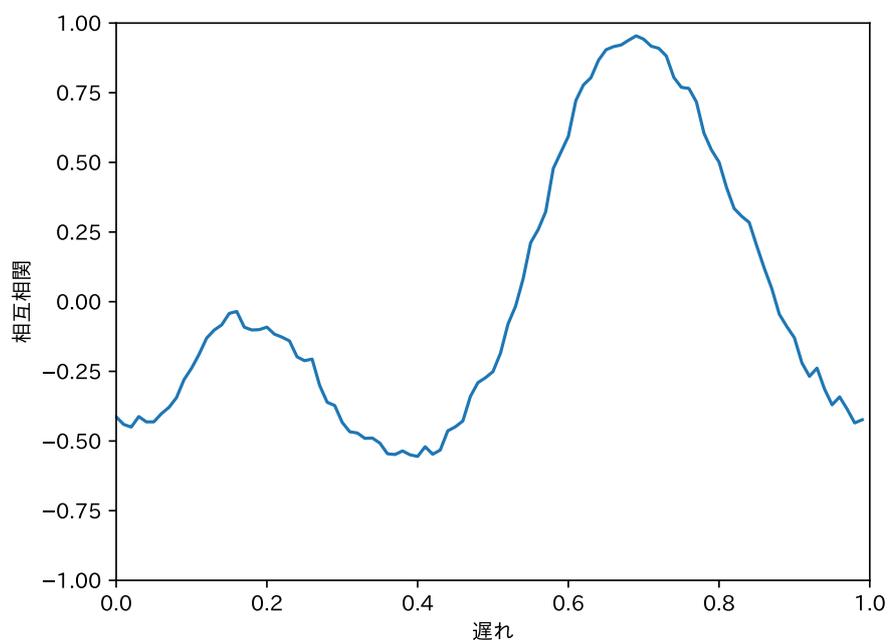


図 A.5: Suzaku ObsID 407068010 の観測における図 A.2 と同様の図. 観測の軌道位相は $\phi = 0.501$ – 0.691 .

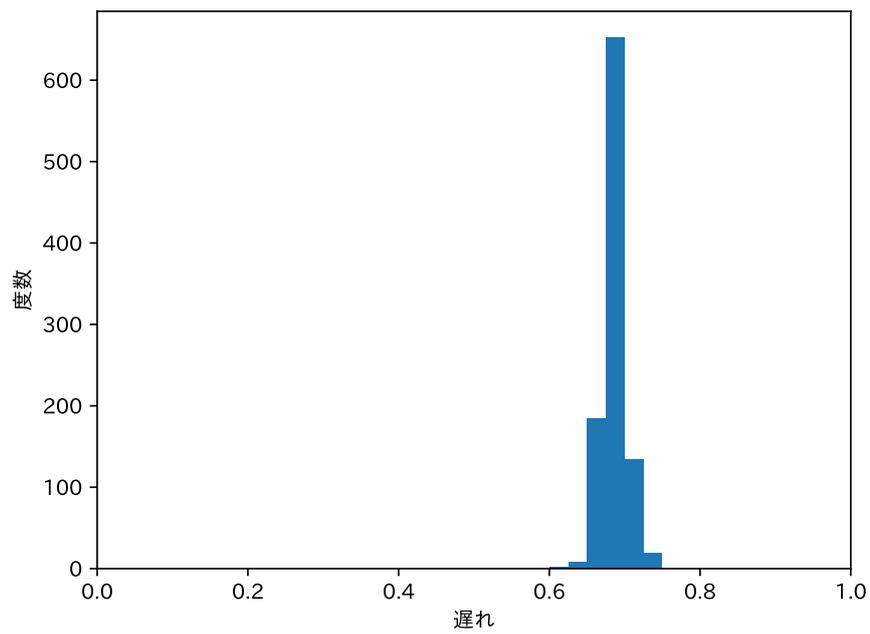


図 A.6: Suzaku ObsID 407068010 の観測における図 A.3 と同様の図。観測の軌道位相は $\phi=0.501-0.691$.

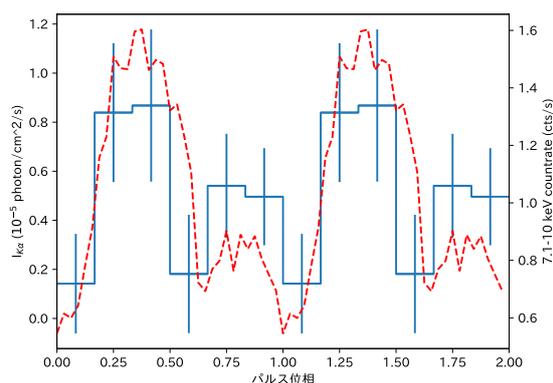
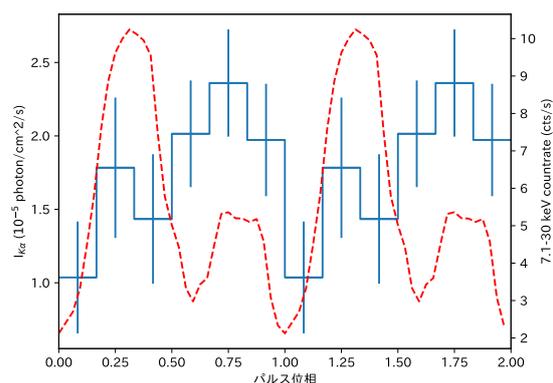
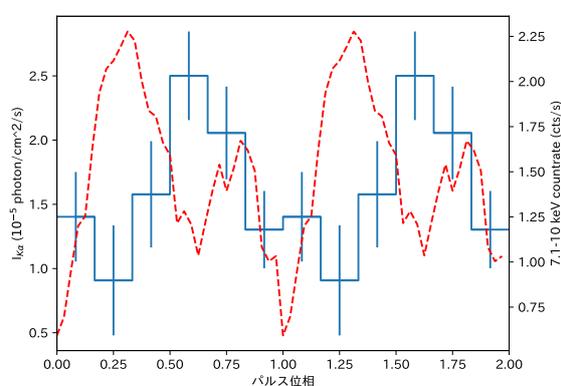
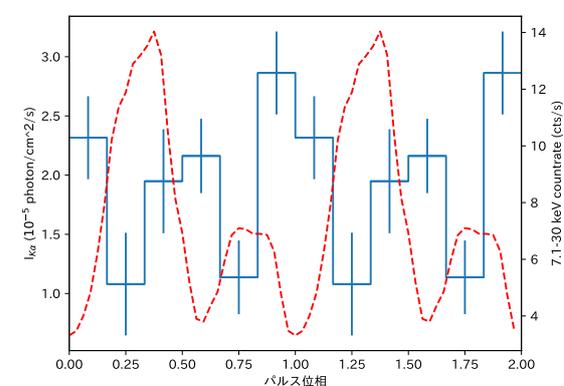
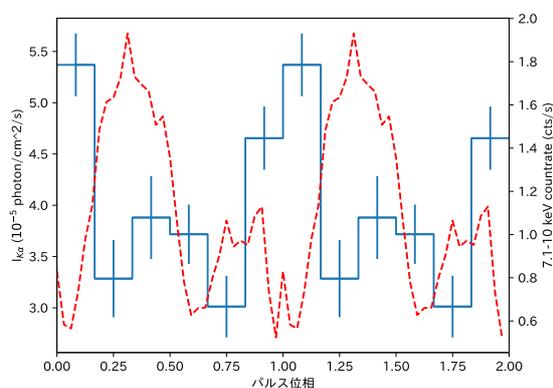
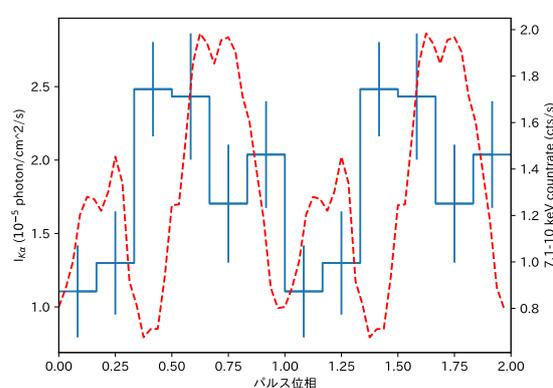
(a) NICER 4594010100 $\Phi=0.0-0.25$ (b) NuSTAR 30602024002 $\Phi=0.268-0.405$ (c) NICER 4594010100 $\Phi=0.25-0.5$ (d) NuSTAR 30401025002 $\Phi=0.483-0.723$ (e) Suzaku 407068010 $\Phi=0.501-0.691$ (f) NICER 4594010100 $\Phi=0.5-0.75$

図 A.7: 観測の軌道位相の順に並べた、今回解析した観測における連続成分と鉄輝線のパルス位相変動。青はフィッティング結果に基づく鉄輝線の強度（輝線の光子フラックス）であり、赤はNICER, Suzaku では 7.1–10 keV, NuSTAR では 7.1–30 keV のカウントレート。

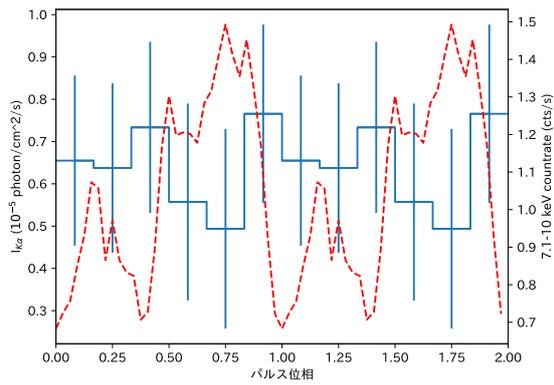
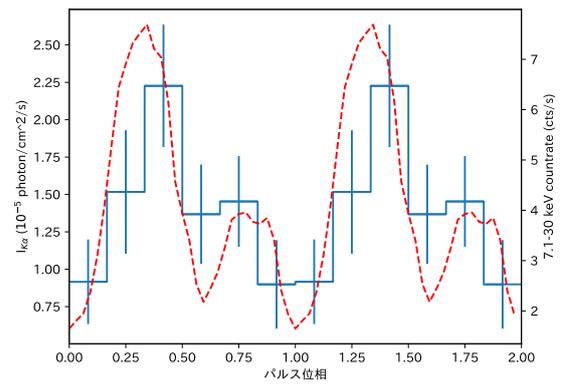
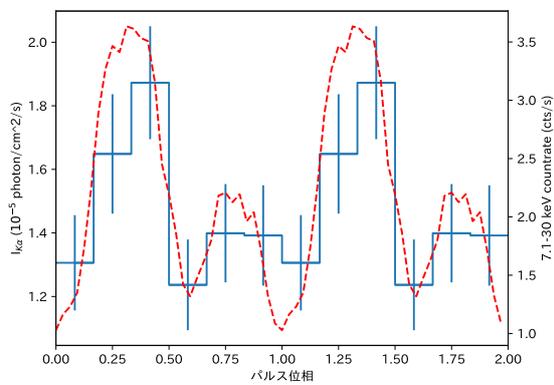
(g) NICER 4594010100 $\Phi=0.75-1.0$ (h) NuSTAR 30602024004 $\Phi=0.800-0.945$ (i) NuSTAR 30201028002 $\Phi=0.841-1.105$

図 A.7: 前ページの続き