

IXPE 衛星によるブラックホール連星偏光観測の感度評価

広島大学理学部物理科学科

高エネルギー宇宙・可視赤外線天文学研究室

B170079

竹内勝哉

主査 水野恒史

副査 小畠康史

2021 年 2 月

概要

X線やガンマ線での偏光観測は、高エネルギー天体の極限状況(粒子加速や強重力場)を調べる有力な手段と期待されてきたが、検出器作成の難しさや観測の難しさといった理由から、まだ未開拓の分野である。1975年打ち上げのOSO-8衛星はパルサー風星雲である「かに星雲」から2.6 keV、5.2 keVの軟X線で強い(~20%)偏光を検出し、X線がシンクロトロン放射由来であることを実証した。その後、30年以上に渡る空白があったが、2002年にガンマ線観測人工衛星(INTEGRAL)、2011年には、硬X線気球実験(PoGO+)により「かに星雲」や「はくちょう座X-1」からの、X線・ガンマ線偏光が検出された。2021年には、軟X線での偏光観測を目的とするIXPE衛星が打ち上げられる予定であり、その高い感度(OSO-8衛星の100倍)により、数十天体に対する系統的な偏光観測が可能となる。本研究では、ブラックホール(BH)連星からの円盤放射をIXPE衛星によって観測する際の感度評価を行う。BH連星からの円盤放射は、降着円盤による散乱(コンプトン散乱)により偏光している。また、BHの重力場により時空が変化(一般相対論効果)し、光の進路が曲がることで偏光の仕方が変わる。BH近傍では、熱的放射が強くエネルギーの高いX線がでるため、内側ほど偏光の変化が大きく、エネルギー依存性がみえる。加えて、BHが回転していると降着円盤の最終安定軌道が変化し、円盤放射のエネルギー依存性が大きくなる。したがって、BH連星の放射を測定することで、一般相対論効果の検証やBHの回転の制限が可能である。はじめに、スペクトル解析ツールであるxspecを用いて円盤放射の計算を行い、理解を深めた。この際、BH連星からのスペクトルと偏光のエネルギー分布の計算を行うためのツールであるKYNpackageをxspecに取り入れた。図1は、1太陽質量($1 M_{\odot}$)のBHの回転による偏光度の変化をグラフにしたものである。 a はスピンパラメータであり、 $a=0$ で無回転、 $a=1$ で最高速度回転となる。図1から円盤放射の偏光度には、エネルギー依存性があり、回転するとエネルギー依存性は強くなることを確かめた。最後はxspec+kynpackageにて得た結果を、IXPE衛星による疑似観測・解析を行うための専用のシミュレーションソフトウェアである「IXPEOBSSIM」に入力し、実際の天体のパラメータを考慮し感度の評価を行った。

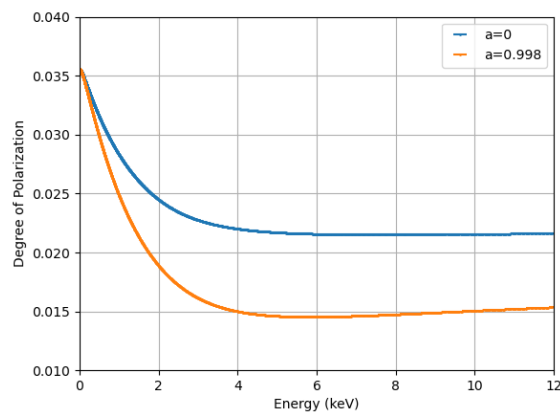


図 1: $1 M_{\odot}$ ブラックホールの回転の有無による偏光度の変化

目次

第 1 章	序論	4
1.1	背景	4
1.2	研究の目的	4
第 2 章	X 線偏光観測	5
2.1	偏光	5
2.1.1	ストークスパラメータ	5
2.2	ブラックホール連星からの円盤放射	7
2.2.1	降着円盤と黒体放射	8
2.3	ブラックホール連星からの偏光 X 線	10
2.3.1	コンプトン散乱	11
2.3.2	重力による一般相対論的效果	12
2.3.3	ブラックホールの回転による放射の変化	12
2.4	X 線偏光観測の歴史	14
第 3 章	IXPE 衛星	16
3.1	IXPE 衛星の概要	16
3.1.1	IXPE 衛星	16
3.1.2	焦点面ガス検出器	17
3.1.3	IXPE 衛星のターゲット	19
3.2	IXPEOBSSIM	20
第 4 章	ブラックホール連星からの X 線偏光シミュレーション	21
4.1	偏光モデル計算	21
4.1.1	モデル紹介	21
4.1.2	エネルギー分布	25
4.1.3	偏光分布のエネルギー依存性	30
4.2	偏光観測シミュレーション	32
4.3	感度評価	35
4.3.1	解析方法	35
4.3.2	感度評価の結果	40
第 5 章	まとめ	45

図目次

1	1 $M_{\odot}$ ブラックホールの回転の有無による偏光度の変化	1
2.1	楕円偏光の模式図 [1]	5
2.2	円盤放射と黒体放射のグラフ	9
2.3	コンプトン散乱の模式図 [2]	11
2.4	最終安定軌道と回転の関係	13
2.5	M.Dovciak の GRS1915+105 の回転の有無による偏光度、偏光方位角 [3]	13
2.6	OSO-8 衛星 [5]	15
3.1	IXPE 衛星のイメージ図 [6]	16
3.2	焦点面ガス検出器の模式図 [8]	17
3.3	光電子の放出角度分布 [9]	18
3.4	文献 [6] により転載した、100 %偏光した光子を入射させた時の μ_{100} [6]	19
3.5	IXPEOBSSIM の内部構造 [10]	20
4.1	model diskbb のパラメータ	22
4.2	model kyphebb のパラメータ	23
4.3	model kynbb のパラメータ	25
4.4	diskbb,kyphebb モデルの円盤放射	25
4.5	角度を変化させた diskbb 円盤放射	27
4.6	角度を変化させた kyphebb 円盤放射	27
4.7	図 4.5,4.6 の同時出力	27
4.8	回転速度を変化させた diskbb,kyphebb モデルの円盤放射	28
4.9	diskbb,kynbb モデルの円盤放射	29
4.10	回転の有無による偏光度の変化	30
4.11	回転の有無による偏光方位角の変化	30
4.12	図 4.10、a=0 を出力した時のパラメータ設定	31
4.13	Power law の configfile	33
4.14	Power law の fits ファイル	33
4.15	べき指数 1,2 のイベント数分布	34
4.16	べき指数 1 と 2 の比と E^{-1}	34
4.17	エネルギーとフラックスのデータ	35
4.18	エネルギーと偏光度、偏光方位角のデータ	35
4.19	スピンパラメータ 0.0 の光子数	37

4.20	スピンパラメータ 0.998 の光子数	37
4.21	スピンパラメータ 0.0 の Q	37
4.22	スピンパラメータ 0.998 の Q	37
4.23	スピンパラメータ 0.0 の U	37
4.24	スピンパラメータ 0.998 の U	37
4.25	xspec+kynpackage での入力と IXPEOBSSIM のシミュレーションによる観測時間毎のスピン パラメータ 0.998 の偏光度	39
4.26	xspec+kynpackage での入力と IXPEOBSSIM のシミュレーションによる観測時間毎のスピン パラメータ 0.998 の偏光方位角	40
4.27	GRS1915+105 を想定した kynbb モデルでのパラメータ	41
4.28	文献 (M.Dovciak(2008)) を参考にパラメータ設定を行った GRS1915+105 のフラックス	42
4.29	文献 (M.Dovciak(2008)) を参考にパラメータ設定を行った GRS1915+105 の偏光度	42
4.30	文献 (M.Dovciak(2008)) を参考にパラメータ設定を行った GRS1915+105 の偏光方位角	43
4.31	xspec+kynpackage の入力と IXPEOBSSIM による偏光度のシミュレーション結果の比較	43
4.32	xspec+kynpackage の入力と IXPEOBSSIM による偏光方位角のシミュレーション結果の比較	44

第1章 序論

1.1 背景

多くの高エネルギー天体の謎を解明できると期待されている観測手法に X 線・ガンマ線偏光観測があり、例えば、天体の磁場情報やミクロな幾何学構造を知ることができる。高エネルギーの荷電粒子がローレンツ力により磁場に捉えられるとシンクロトロン放射を起こし、X 線を放射する。このときの X 線は磁場と垂直方向に偏光していることから、シンクロトロン放射の観測によって天体の磁場情報を得ることが可能である。また、ブラックホール近傍の降着円盤の構造は、一般には直接撮像できない。しかし、コンプトン散乱による偏光 X 線を観測することで反射体の構造がわかり、また一般相対論的效果の検証にもつながると考えられている。このように、X 線偏光観測は高エネルギー天体の解明のために有用な観測手法であると考えられているが、検出器の技術的な困難さから未開拓の分野である。高エネルギー偏光観測の歴史は、1975 年打ち上げの OSO-8 衛星からはじまった。OSO-8 はパルサー風星雲である「かに星雲」から 2.6 keV、5.2 keV の軟 X 線で強い ($\sim 20\%$) 偏光を検出し、X 線がシンクロトロン放射由来であることを実証した。その後、30 年以上に渡る空白の後に、2002 年、ガンマ線観測人工衛星 (INTEGRAL)、2017 年には、硬 X 線気球実験 (PoGO+) により「かに星雲」や「はくちょう座 X-1」からの、X 線・ガンマ線偏光が検出された。そして現在、高感度の X 線偏光観測を可能にするために IXPE 衛星の打ち上げが予定されている。この衛星は、NASA の MSFC(マーシャル宇宙飛行センター) のグループによる光電効果を用いたガスイメージング偏光計の原理確立の後、ASI(イタリア宇宙機関) が最新のマイクロピクセル検出器の技術を組み合わせ、完成した偏光計を搭載している。IXPE 衛星は 2021 年の 11 月に打ち上げを予定しており、ブラックホール連星や活動銀河核ジェット、超新星残骸といった多くの高エネルギー天体の物理の理解、解明につながると期待されている。

1.2 研究の目的

本研究の目的は、ブラックホール連星からの熱的放射を IXPE 衛星によって観測する際、どの程度の観測時間が必要かをシミュレーションにより評価するものである。想定しているブラックホールは、恒星とブラックホールからなる連星系であり、恒星のガスがブラックホールの重力によって落ちていくことで降着円盤を形成し円盤放射しており、偏光観測で一般相対論的效果を検証し、またブラックホールの回転に制限をつけられると期待される。しかし、ブラックホール連星からの熱的放射は偏光が弱く、解析が難しい。したがって、あらかじめシミュレーションで必要な観測時間の見積もりや解析手法の研究を行うことが重要である。本研究では、スペクトル計算ツールである xspec と、円盤放射のスペクトルと偏光のエネルギー分布の計算を行うためのツールである KYNpackage を用いて、相対論的效果の有無でどのように円盤放射が変化するの理解、確認した。その上で IXPEOBSSIM という IXPE 衛星による観測の擬似データを作成するシミュレーターに xspec+kynpackage にて行った計算結果を適応することで、観測時間の感度評価を行った。

第2章 X線偏光観測

2.1 偏光

電磁波は、電場と磁場からなる横波であり、進行方向と電場ベクトル、磁場ベクトルは互いに直交している。電場ベクトルと磁場ベクトルは振動しているが、この時、電場の振動が特定の方向に偏っている電磁波を偏光という。身近に見られる偏光した光には、レーザー光が挙げられる。一方、私たちが普段から目にする太陽光や白熱電球などの光は、電場の振動方向や位相がランダムに混ざった光であり、これを無偏光という。したがって電磁波には、偏光と無偏光、偏光した光と無偏光の光が混ざった部分偏光と呼ばれる状態が存在し、「ストークスパラメータ」によって偏光情報は記述される。

2.1.1 ストークスパラメータ

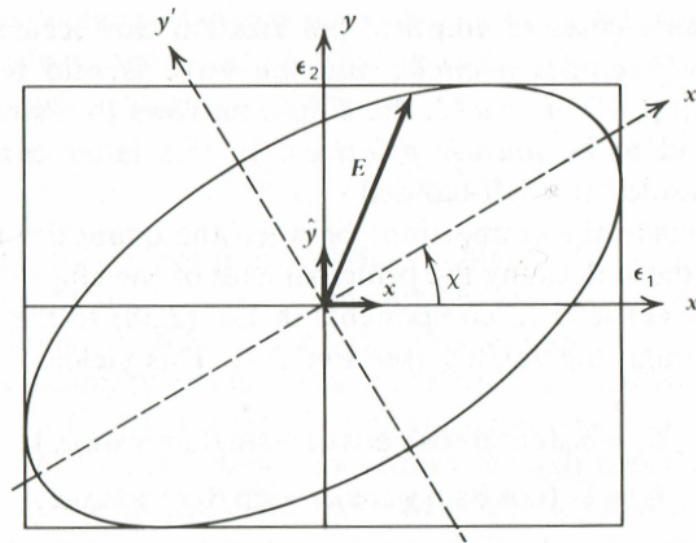


図 2.1: 楕円偏光の模式図 [1]

電磁波の伝搬方向を z 軸正にとり、図 2.1 のように楕円偏光における電場ベクトル E を考える。 ω は角振動数、 t は時間、 ϕ を初期位相とする。このとき、電場ベクトル E は x 軸、 y 軸での単位ベクトル $\hat{x}$ 、 $\hat{y}$ 、電場ベクトルの x 軸、 y 軸成分 E_1 、 E_2 を用いて

$$E = (\hat{x}E_1 + \hat{y}E_2)e^{-i\omega t} \equiv E_0 e^{-i\omega t} \quad (2.1)$$

となる。今、 E_0 の振幅成分である E_1 、 E_2 は ε_1 、 ε_2 、 ϕ_1 、 ϕ_2 を用いると式 2.2 で表せる。

$$E_1 = \varepsilon_1 e^{i\phi_1}, E_2 = \varepsilon_2 e^{i\phi_2} \quad (2.2)$$

式 2.1, 式 2.2 から電場ベクトル E の x 成分、 y 成分は

$$E_x = \varepsilon_1 \cos(\omega t - \phi_1), E_y = \varepsilon_2 \cos(\omega t - \phi_2) \quad (2.3)$$

となる。式 2.3 は $E_x = E_y$ では円軌道を表すので、電場ベクトルは一般的に楕円軌道を描くことが分かる。楕円長軸の x 軸に対する傾きが偏光方位角であり、これを χ とおくと、 x' 、 y' 軸での成分は E'_x 、 E'_y を用いて

$$E'_x = \varepsilon_0 \cos \beta \cos \omega t, E'_y = \varepsilon_0 \sin \beta \sin \omega t \quad (2.4)$$

このとき β は長軸と短軸の比を表す角度であり $\tan \beta = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$ とする。 x, y の座標系では、

$$E_x = \varepsilon_0 (\cos \beta \cos \chi \cos \omega t + \sin \beta \sin \chi \sin \omega t) \quad (2.5)$$

$$E_y = \varepsilon_0 (\cos \beta \sin \chi \cos \omega t - \sin \beta \cos \chi \sin \omega t) \quad (2.6)$$

式 2.3 を用いると、式 2.7 から式 2.10 となる

$$\varepsilon_1 \cos \phi_1 = \varepsilon_0 \cos \beta \cos \chi \quad (2.7)$$

$$\varepsilon_1 \sin \phi_1 = \varepsilon_0 \sin \beta \sin \chi \quad (2.8)$$

$$\varepsilon_2 \cos \phi_2 = \varepsilon_0 \cos \beta \sin \chi \quad (2.9)$$

$$\varepsilon_2 \sin \phi_2 = -\varepsilon_0 \sin \beta \cos \chi \quad (2.10)$$

これらの式は、 ε_1 、 ε_2 、 ϕ_1 、 ϕ_2 が与えられると、パラメータが 1 つ減った ε_0 、 β 、 χ について解くことが可能である。また、上記 7 つのパラメータと等価な偏光を記述する量としてストークスパラメータを用いると、

$$I \equiv \varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2 = \varepsilon_0^2 \quad (2.11)$$

$$Q \equiv \varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2 = \varepsilon_0^2 \cos 2\beta \cos 2\chi \quad (2.12)$$

$$U \equiv 2\varepsilon_1 \varepsilon_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) = \varepsilon_0^2 \cos 2\beta \sin 2\chi \quad (2.13)$$

$$V \equiv 2\varepsilon_1 \varepsilon_2 \sin(\phi_1 - \phi_2) = \varepsilon_0^2 \sin 2\beta \quad (2.14)$$

式 2.11 から式 2.14 を変形すると、

$$\varepsilon_0 = \sqrt{I} \quad (2.15)$$

$$\sin 2\beta = \frac{V}{I} \quad (2.16)$$

$$\tan 2\chi = \frac{U}{Q} \quad (2.17)$$

したがって、楕円偏光はの ϵ_0 、 β 、 χ の 3 つのパラメータによって独立に決まる。また、ストークスパラメータには式 2.18 の関係があることが分かる。

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2 \quad (2.18)$$

I 、 Q 、 U 、 V 各ストークスパラメータはそれぞれ意味を持っており、 I は電磁波の強度に比例し正の値を取る。 V は真円度を表す。正の値なら電磁波の進行方向から見て右回り、負の値では逆の左回りの楕円偏光を表す。 $V = 0$ では、直線偏光となる。 Q 、 U は x 軸に対する楕円の方角角であり、 $Q = U = 0$ で円偏光を表す。以上から、完全に偏光された電磁波はストークスパラメータを用いて表すことが可能だが、完全偏光は特殊な場合に限られ、観測によって得られる偏光は無偏光な成分を持つ、すなわち部分偏光である。そこで、偏光度 Π を用いる。偏光部分の強度と全強度の比で偏光度 Π は式 2.19 で定義される。

$$\Pi = \frac{I_{pol}}{I} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} \quad (2.19)$$

$V = 0$ の直線偏光の時、偏光フィルターを用いて最大強度と最小強度を考える。強度の最大値 I_{max} はフィルターが偏光面に平行な時、最小値 I_{min} は偏光面に垂直な時に生じる。無偏光な電磁波では偏光の向きに偏りがないために全強度は 2 つの垂直方向に分けられる。よって、最大強度 I_{max} と最小強度 I_{min} は式 2.20、式 2.21 となる。

$$I_{max} = \frac{1}{2} I_{unpol} + I_{pol} \quad (2.20)$$

$$I_{min} = \frac{1}{2} I_{unpol} \quad (2.21)$$

ここで、無偏光強度 $I_{unpol} = I - \sqrt{Q^2 + U^2}$ であり、直線偏光 ($V = 0$) であるために、 $I_{pol} = \sqrt{Q^2 + U^2}$ となる。よって、偏光度は以下のように表すことが可能である。

$$\Pi = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (2.22)$$

2.2 ブラックホール連星からの円盤放射

我々が普段生活している時に適用される物理、つまりニュートン力学では、時間と空間はそれぞれ独立に存在し、空間上の 2 地点間の距離はどんな座標系から見ても不変である。しかし、速度が光速に近いといった非日常的なケースでは、空間上の 2 地点間の距離は観測する系によっては異なる値を取り得る。そのため、どの系でも共通の値をとる距離を拡張した概念がアインシュタインにより導入され、これを間隔 (ds) と言う。特殊相対性理論での間隔の表式は、以下で与えられる。

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)$$

特殊相対性理論は、重力による影響を無視できるときに取り扱われる理論であるが、ブラックホールのような強い重力場を考える際は、一般相対性理論を扱う必要がある。光がブラックホールの重力場から脱出できる限界距離は、間隔 (ds) を用いたアインシュタイン方程式の厳密解の 1 つであるシュワルツシルト解によって説明できる。

$$ds^2 = (1 - \frac{2GM}{rc^2})c^2 dt^2 - (1 - \frac{2GM}{rc^2})^{-1} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \quad (2.23)$$

上式がシュワルツシルト解であり、回転しない質量 M の天体のまわりの間隔の表式を表す。天体の重力により、特殊相対論の場合 ($M = 0$ の場合) に比べ $(1 - \frac{2GM}{rc^2})$ なる係数がかかっている。シュワルツシルト解には、

$$r = 0$$

$$r = \frac{2GM}{c^2} \equiv r_s$$

の、2 点の特異点が存在し、この r_s をシュワルツシルト半径と呼ぶ。

$$d\tau = (1 - \frac{r_s}{r})^{1/2} dt \quad (2.24)$$

に従って、中心質点からの位置 r にある光源での時間の経過 (または位置 r にいる観測者の経過時間) $d\tau$ は、座標時間 dt と関係づけられる。 $r \gg r_s$ のとき $d\tau = dt$ となり、無限遠の観測者の時間の経過は dt に等しいことがわかる。一方 r が r_s に近づくにつれ $d\tau$ は dt より大きくなるので、無限遠方の観測者からは時間経過が遅くなるように見え、 $r = r_s$ で $d\tau \rightarrow \infty$ となり光が観測者に届かない。つまり $r \leq r_s$ は、光が中心質点の重力場から脱出することのできない領域であり、事象の地平線と呼ばれる。無回転ブラックホールでは事象の地平線は r_s に等しい。 $1 M_\odot$ 天体のシュワルツシルト半径 r_s は、万有引力定数 $G = 6.67 \times 10^{-11} (m^3/s^2/kg)$ 、太陽質量 $M_\odot = 1.99 \times 10^{30} (kg)$ 、光速度 $c = 3.00 \times 10^8 (m/s)$ を用いて、

$$r_s \simeq \frac{2 \times 6.67 \cdot 10^{-11} \times 1.99 \cdot 10^{30}}{(3.00 \cdot 10^8)^2}$$

$$r_s \simeq 2.95 \times 10^3 m$$

となる。

ブラックホールからの放射を考える際は連星系が適当である。一口にブラックホール連星と言ってもその種類は 2 種類存在する。1 つは、ブラックホールと恒星からなるものであり、もう一方は、ブラックホールとブラックホールで連星系をなすものである。本研究では、前者に焦点を当てブラックホールと恒星がなす、降着円盤からの放射について考える。

2.2.1 降着円盤と黒体放射

ブラックホール連星からの放射は、降着円盤によって生じる。ブラックホール連星系では、ブラックホールの強い重力によって恒星のガスがブラックホールの中心に向かって落ちこんでいく。このとき、ガスは真っ直ぐ落ちるのではなく、角運動量を持つため、ブラックホールの周囲を周回する降着円盤を形成する。重力場に捉えられたガスは、降着円盤の粘性による摩擦で角運動量を失い、ブラックホールの中心へとらせん状に落ち込んでいく。このときに生じる摩擦熱によりガスが加熱され、局所的黒体放射となる。ブラックホールに落ち込むほどガスの回転速度は大きくなるため、摩擦による熱エネルギーもより大きなものになり放射も強くなる。つまり、ブラックホール連星の円盤放射は内側ほど強く、その温度は 1 keV 以上にもな

る高エネルギーの X 線を放射する。したがって、X 線でブラックホール近傍を調べることができる。降着円盤を光学的に厚く、幾何学的に薄いと仮定した Shakura & Sunyaev 1973 の標準降着円盤モデルでは、ブラックホールから半径 r の距離での温度は

$$T(r) = \left(\frac{3GM\dot{m}}{8\pi\sigma r^3} \right)^{1/4} \left(1 - \sqrt{\frac{r_{in}}{r}} \right)^{1/4} \quad (2.25)$$

で与えられる。ここで、 G を万有引力定数、ブラックホールの質量を M 、 r_{in} は円盤の一番内側の半径、 $\dot{m}$ は質量降着率、 σ はステファンボルツマン定数である。また、円盤放射は、実際の観測では空間分解できず、局所的な黒体放射の積分によって表される。 D を降着円盤と観測者の距離、 r_{out} を円盤の一番外側の半径として、単位周波数あたりのエネルギーフラックス S_ν ($J/s/cm^2/Hz$) は、

$$S_\nu = \frac{1}{D^2} \int_{r_{in}}^{r_{out}} B_\nu 2\pi r dr \quad (2.26)$$

ここで B_ν は黒体放射 (熱平衡状態にある放射のエネルギー分布) であり、プランク定数 h 、振動数 ν 、ボルツマン定数 k 、光速 c を用いて

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (2.27)$$

と表せる。これを、スペクトル解析ツールである xspec を用いて確認したのが図 2.2 である。

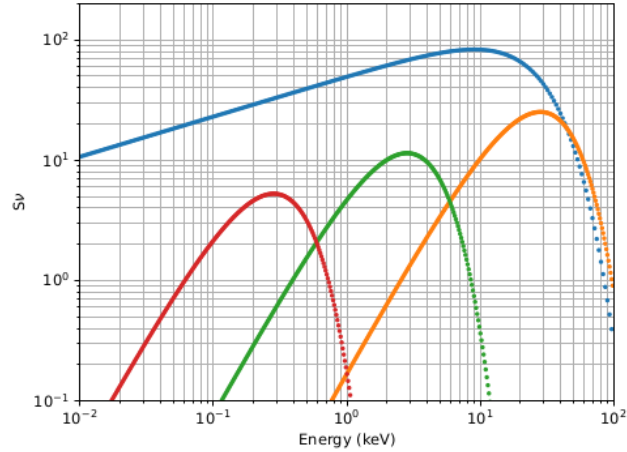


図 2.2: 円盤放射と黒体放射のグラフ

一番上に位置するグラフは r_{in} で 10keV の円盤放射を xspec 上で再現したものであり、モデルは「diskbb」を使用した。下の 3 つのグラフは黒体放射 (bbody モデル) のグラフであり、円盤中の狭い半径からの放射を模擬するため、0.1 keV、1 keV、10 keV の温度とした。bbody のノルムは、式 2.25 から、 $r \gg r_{in}$ の場合に、温度と距離 (r) の関係が得られる。

$$r \propto T^{-4/3}$$

したがって、各温度に対応した降着円盤からの距離を見積もることができる。bbody モデルのノルムは、光源との光度と距離の比で定義されており、光度は面積に比例するので、各 bbody ノルムの面積による影響を考慮して、降着円盤から距離 r の微小面積 ($2\pi r dr$) でノルムを割り、プロットを行った。例えば、図 2.2 のオレンジ線 (10 keV) で考える。このときの r を r_{10} として、温度と距離の関係式より、

$$r_{10} = 10^{-4/3} = 0.046$$

となり、ノルムのパラメータは、

$$norm = \frac{1}{r_{10}(=0.046)}$$

とした。

円盤放射のグラフをみると低エネルギー領域で直線になっていることが分かる。この傾きについて考える。式 2.26 と式 2.27 より、式 2.28 が得られる。

$$S_\nu = \frac{1}{D^2} \frac{4\pi h \nu^3}{c^2} \int_{r_{in}}^{r_{out}} \frac{r}{e^{h\nu/kT} - 1} dr \quad (2.28)$$

また式 2.25 で分かるように、 $r \gg r_{in}$ において、円盤表面の温度 T は $T \propto r^{-3/4}$ となる。 $r = r_{in}$ での温度を T_{in} とすると、 T は T_{in} を用いて、

$$T = T_{in} \left(\frac{r}{r_{in}} \right)^{-3/4} \quad (2.29)$$

と表せる。これを、式 2.28 に代入すると

$$S_\nu \approx \frac{1}{D^2} \frac{4\pi h \nu^3}{c^2} \int_{r_{in}}^{r_{out}} \frac{r}{e^{(h\nu/kT_{in})(r/r_{in})^{3/4}} - 1} dr \quad (2.30)$$

となる。ここで、 r から x に変数変換

$$x = \frac{h\nu}{kT_{in}} \left(\frac{r}{r_{in}} \right)^{3/4} \quad (2.31)$$

を行い式 2.31 に適用すると、

$$S_\nu = \frac{1}{D^2} \frac{4\pi h \nu^3}{c^2} \left(\frac{kT_{in}}{h\nu} \right)^{8/3} \frac{4r_{in}^2}{3} \int \frac{x^{8/3} - 1}{e^x - 1} dx \quad (2.32)$$

よって、 ν についてみると、 $S_\nu \propto \nu^{1/3}$ の関係が得られる。図 2.2 の diskbb のスペクトルは低エネルギーで確かに $\nu^{1/3}$ の傾きを持っている。また、3 つの黒体放射のグラフのピーク点を結んだ直接の傾きが、円盤放射の傾きと一致している。以上から、ブラックホール連星の円盤放射は局所的な黒体放射の積分で表されることが理解できる。

2.3 ブラックホール連星からの偏光 X 線

ブラックホール連星からの円盤放射は多かれ少なかれ偏光している。偏光が起こる原因は、一般にはいくつかあるが、ブラックホール連星からの円盤放射で主になるのがコンプトン散乱による偏光である。また、コンプトン散乱によって偏光された X 線は、ブラックホールの回転や、強い重力場による相対論的効果で偏光情報がエネルギーに依存する。以下では、これを説明する。

2.3.1 コンプトン散乱

ブラックホール連星からの円盤放射が偏光している主要因として挙げられる現象がコンプトン散乱である。コンプトン散乱とは、X線が物質と衝突した時、衝突後の(散乱された)X線の波長が衝突する前のものと比べて長くなる現象である。

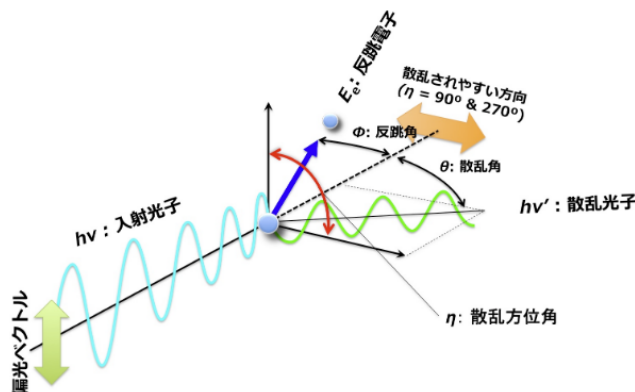


図 2.3: コンプトン散乱の模式図 [2]

図 2.3 はコンプトン散乱の模式図である。エネルギー $h\nu$ を持った入射光子が、電子と衝突し、散乱角 θ で散乱されたとする。散乱後の光子のエネルギーを $h\nu'$ 、電場ベクトルに対する散乱方位角 η とすると、Kline-Nishina の式より、

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 \left(\frac{h\nu'}{h\nu} \right)^2 \left(\frac{h\nu}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \eta \right) \quad (2.33)$$

となる。この式は、コンプトン散乱の微分散乱断面積を表しており、 σ_c が全コンプトン断面積、 Ω を立体角、 r_e^2 を古典的電子半径とした。散乱後の光子の散乱方位角 η は入射光子の偏光に依存し、電場ベクトルに対して垂直方向に散乱されやすい傾向がわかる。無偏光な光源からの散乱光を観測した場合は、光源-散乱体-観測者のなす面に垂直な偏光が観測されることになる。この性質から偏光を測定することができる。ブラックホール連星でのコンプトン散乱は、降着円盤やコロナにより発生するために、ジオメトリによっては偏光が生じる。降着円盤からの放射を観測する時、偏光の有無によって大きく2つに分類できる。無偏光な放射は、円盤表面から放射されたX線が周囲のコロナやその他の物質と衝突することなく観測者に届く場合である。偏光のある放射は、コンプトン散乱が起きる場所で2つに区別できる。1つは、円盤内からの放射が円盤自身のガスと衝突(コンプトン散乱)して観測者の方向に向かう場合であり、もう1つは、円盤から出た光が周囲に存在するコロナと衝突し、コンプトン散乱して観測者へ向かう場合である。このように、降着円盤やコロナで発生するコンプトン散乱によって、円盤放射は偏光する。光学的に厚い円盤では、散乱前は降着円盤の法線方向の放射が多いので、遠方の観測者から見ると、降着円盤では円盤の法線に対し垂直方向に偏光された放射が多くなる。

2.3.2 重力による一般相対論的效果

ブラックホール連星からの円盤放射は、サブセクション 2.2 で説明したように、局所的な黒体放射の積分で表される。また、円盤放射はブラックホールの強い重力場により、一般相対論効果による間隔の変化の影響を受ける。

$$ds^2 = (1 - \frac{2GM}{rc^2})c^2 dt^2 - (1 - \frac{2GM}{rc^2})^{-1} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (2.34)$$

式からわかるように、ブラックホールからの距離 r が近いほど、また質量 M が大きいほど重力の影響を無視できる場合と比べ、間隔の変化は大きなものになる。光 (放射) は、間隔が最小の経路を通るために、ブラックホール近傍からの放射は遠方のものと比べて進行方向は曲がり、偏光の仕方 (偏光度・偏光方位角) が変化する。

2.3.3 ブラックホールの回転による放射の変化

2.3.2 では、ブラックホールの重力場によって間隔が変化するために円盤放射に相対論的效果が加わることを説明した。ここでは、ブラックホールの回転の有無によって円盤放射の偏光情報がエネルギー依存性を持つことを説明する。ブラックホールは回転すると最終安定軌道が変化する。最終安定軌道とは、ガスがブラックホールの周りを回転運動できる最小のブラックホールとの距離のことである。つまり、最終安定軌道より内側では降着円盤として存在できない。無回転ブラックホールの場合、最終安定軌道 r_{ms} はシュワルツシルト半径 r_s を用いて以下で表せる。

$$r_{ms} = 3r_s = 3 \times \frac{2GM}{c^2} \quad (2.35)$$

ブラックホールが回転している場合、最終安定軌道は変化する。この関係式は以下になる。

$$r_{ms} = \frac{r_s}{2} [3 + Z_2 - \sqrt{(3 - Z_1)(3 + Z_1 + 2Z_2)}] \quad (2.36)$$

$$Z_1 \equiv 1 + (1 - \alpha^2)^{1/3} [(1 + \alpha)^{1/3} + (1 - \alpha)^{1/3}] \quad (2.37)$$

$$Z_2 \equiv \sqrt{3\alpha^2 + Z_1^2} \quad (2.38)$$

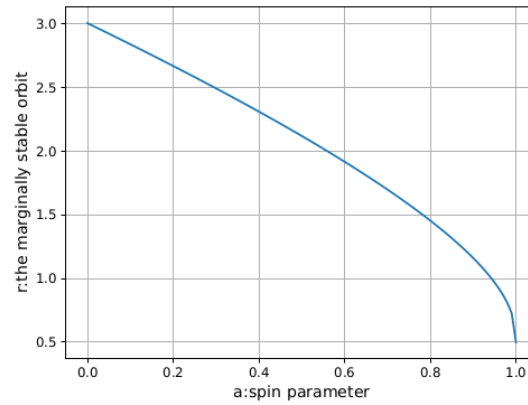


図 2.4: 最終安定軌道と回転の関係

ここで、 a はブラックホールのスピンパラメータであり、 $a=0$ で無回転ブラックホール、 $a=1$ のとき、最高速度回転ブラックホールを表す。最終安定軌道 (r_{ms}) をスピンパラメータの関数としてプロットしたのが図 2.4 である。ここで r_{ms} は r_s 単位で表示した。図からわかるように、回転速度が速くなると最終安定軌道も小さくなる。つまり、最終安定軌道できまる降着円盤の最内縁半径は、無回転ブラックホールのものと比べ、回転しているブラックホールの方がより近くなるので、高エネルギー放射が多くなり、かつ相対論的効果を強く受けることになる。サブセクション 2.3.2 で述べたように、ブラックホールの近くほど、光の進路が曲げられ偏光の仕方も変化する。したがって、ブラックホールの回転が大きいと、偏光情報もより大きなエネルギー依存性を持つのである。

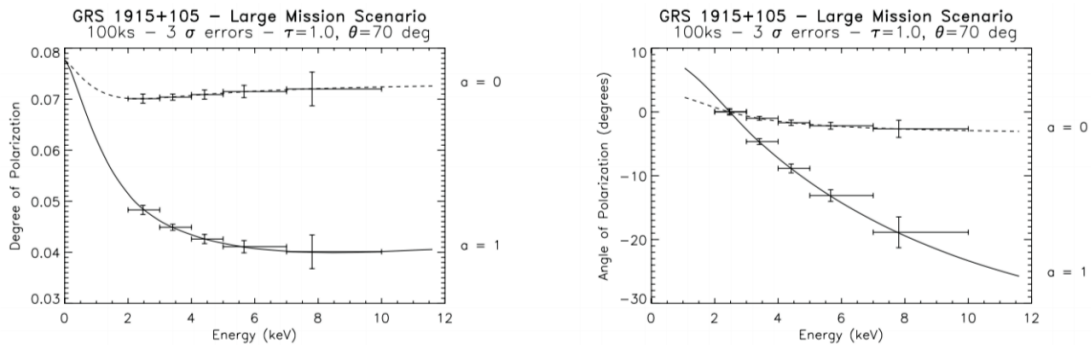


図 2.5: M.Dovciak の GRS1915+105 の回転の有無による偏光度、偏光方位角 [3]

定量的な計算は降着円盤の温度プロファイルやジオメトリを仮定した上で様々な研究グループにより行われている。その 1 つの例が図 2.5 で、GRS1915+105 のブラックホールの回転の有無による偏光度 (左図)、偏光方位角 (右図) とエネルギーの関係を表したものである。これは、M.Dovciak らによってモデル計算されたもので、 $a=0$ が無回転の場合、 $a=1$ が光速回転の場合である。偏光度、偏光方位角のどちらの場合も無回転のブラックホールと比べ、回転しているものの方がエネルギー依存性が高いことが読み取れる。

したがって、X 線で観測された偏光情報のエネルギー依存性から一般相対論効果を検証し、またブラックホールの回転を求めることが可能である。

2.4 X 線偏光観測の歴史

宇宙からやってくる情報(電磁波)を、地上で全てキャッチすることは不可能である。理由は、大気と呼ばれる空気の層が地球を取り巻いているためである。宇宙から飛来する電磁波の大部分は、地球の大気を通り抜ける際に吸収もしくは散乱され、地上に届く電磁波は一部のみになる。このため、X 線も大気中の原子に吸収されてしまうので、観測するためには大気圏外に出なければならない。X 線天文学のはじまりは、1962 年まで遡る。Ricardo Giacconi 博士らが観測ロケットを打ち上げ、僅か 10 分程の短い時間ではあったが、X 線で輝く太陽以外の天体(さそり座 X-1)や銀河中心付近の X 線源などを発見した。1967 年には、世界で初めての X 線観測衛星「Uhuru」が打ち上げられた。Uhuru 衛星を自転させることで、全天を観測し、X 線パルサーをはじめとする約 400 個もの X 線天体を発見した。軟 X 線偏光観測に成功したのは、1975 年にアメリカによって打ち上げられた The 8th Orbiting Solar Observatory、通称 OSO-8 と呼ばれる人工衛星である。名前の通り、OSO-8 のミッションは太陽の研究であったが、X 線源の強度、スペクトル変動の観測とその偏光度の測定も行っていた。OSO-8 はブラッグ散乱を利用した検出器を搭載していた為に、2.6 keV、5.2 keV の限られたエネルギーにしか感度を持たなかった。X 線は波長が $1\text{ pm} \sim 1\text{ nm}$ 程度と短いため、波動性よりも粒子性が強いことから偏光計の製作は当時では技術的に困難であった。そのため、OSO-8 での観測結果も精度の良いものは大きな偏光度を示した「かに星雲」のみであり、M.C.Weisskopf ら(1978)から、2.6 keV で $19.2\% \pm 1.0\%$ 、5.2 keV で $19.5\% \pm 2.8\%$ の偏光度を測定し、X 線がシンクロトロン放射由来であることを実証した [4]。その後、長らく X 線偏光観測の続報はなかったが、2002 年に、ガンマ線観測人工衛星である INTEGRAL(INTERNational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory)や、2011 年に硬 X 線での偏光を観測する PoGO+(Polarized Gamma-ray Observer)の打ち上げにより、「かに星雲」や「はくちょう座 X-1」からの、X 線・ガンマ線偏光が検出された。このように、高エネルギーでの偏光観測は、近年急速に発展している。そして現在、新たに軟 X 線偏光観測衛星として打ち上げが予定されているのが IXPE 衛星である。IXPE 衛星は OSO-8 衛星の 100 倍もの高い感度を有し、数十天体に対する系統的な偏光観測が可能となると期待されている。これについては、次章で詳しく説明する。

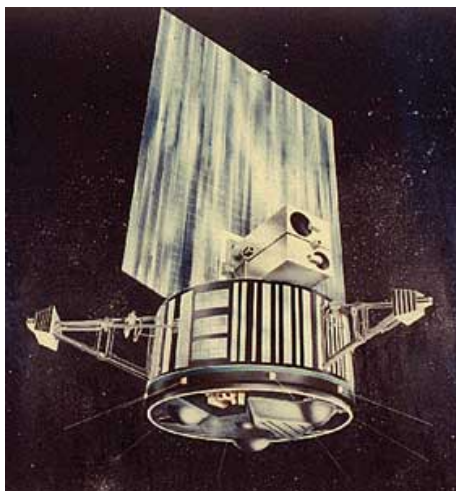


图 2.6: OSO-8 卫星 [5]

第3章 IXPE 衛星

3.1 IXPE 衛星の概要

3.1.1 IXPE 衛星

Imaging X-ray Polarimetry Explorer (IXPE 衛星) は、2021 年度末にアメリカでの打ち上げが予定されている高感度軟 X 線偏光観測衛星である。NASA の Small Explorer (SMEX) によって開発されており、イタリア宇宙機関 (Agenzia Spaziale Italiana) や日本も参加している国際協力ミッションとなっている。1993 年に NASA の Marshall Space Flight Center (MSFC) によりガスイメージング偏光計の原理が確立された。2001 年には、ASI がマイクロピクセル検出器の技術を導入し X 線偏光計が完成。IXPE 衛星には、この偏光計 3 台と NASA の MSFC が開発した X 線望遠鏡 3 台を搭載している。日本は、宇宙空間で熱入力による X 線望遠鏡の変形を防ぐためのサーマルシールドと呼ばれる薄い断熱フィルムと、焦点面ガス検出器内のガス電子増幅フォイル (GEM) を提供しており、アメリカ、イタリアに次ぐ 3 番目の規模で携わっている。観測可能なエネルギー帯は、2~8 keV であり、望遠鏡の視野角は 12.9 分角 × 12.9 分角である。X 線のエネルギー、タイミング、時間変動に加えて偏光情報を得られることが最大の特徴である。IXPE 衛星の打ち上げ後は、これまで観測不可であった高エネルギー天体の X 線偏光情報を入手できると期待されており、ブラックホール連星の円盤放射や AGN ジェット、超新星残骸などの多くの天体の物理の理解、解明につながると期待されている。

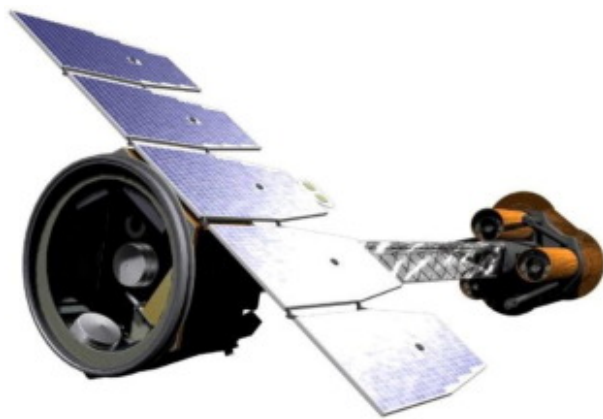


図 3.1: IXPE 衛星のイメージ図 [6]

3.1.2 焦点面ガス検出器

IXPE 衛星に搭載される検出器は、焦点面ガス検出器 (Gas Pixel Detectors) であり、以下 GDP とする。この検出器は光電効果を利用しており、光電子が GDP 内のガスを電離し、電子雲を作ることによってイメージングし、偏光情報の取得が可能になる。以下に検出器のパラメータ情報を示す。

表 3.1: 焦点面ガス検出器の各パラメータ [7]

parameter	value
Sensitive area	15 mm × 15 mm
Fill gas and composition	He(20 %) /DME(80 %) @ 1 atm
Detector window	50 μ m thick beryllium
Absorption and drift region depth	10 mm
GEM(gas electron multiplier)	copper plated 50 μ m liquid crystal polymer
GEM hole pitch	50 μ m
Number ASIC readout pixels	300 × 352
ASIC Pixelated anode	Hexagonal @ 50 μ m pitch
Spatial resolution(FWHM)	$\leq 123 \mu\text{m}(6.4 \text{ arcsec}) @ 2 \text{ keV}$
Energy resolution(FWHM)	$0.54 \text{ keV} @ 2 \text{ keV} (\propto \sqrt{E})$

図 3.2 は GDP の模式図である。次に X 線の検出過程について説明する。

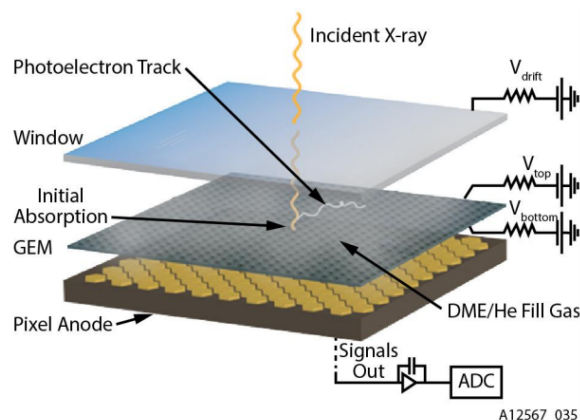


図 3.2: 焦点面ガス検出器の模式図 [8]

GDP に入射した X 線は、封入されたガスと光電効果を起こし電子雲を作る。光電効果とは、原子核に束縛されている電子に入射した光子が衝突した時、電子の束縛エネルギーより入射光子のエネルギーが大きい場合、束縛された電子 (光電子) は放出され、入射光子は消滅する相互作用である。ここで、光電子の散乱角度の断面積について考える。

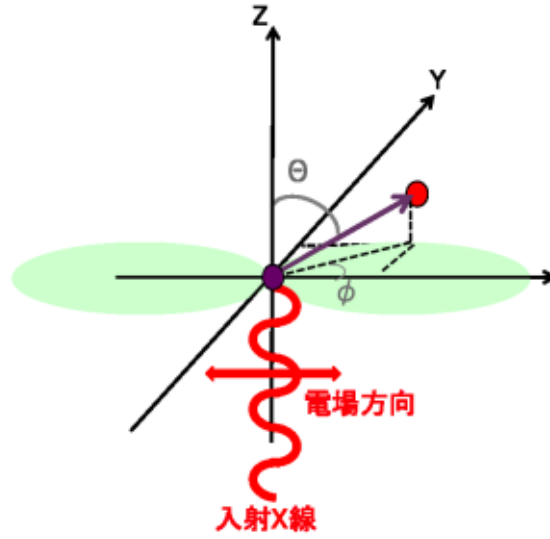


図 3.3: 光電子の放出角度分布 [9]

図 3.3 のように、入射光子の進行方向と射出された光電子の進行方向とのなす角を θ 、入射光子の電場ベクトルと光電子の射出方向とのなす角を ϕ とすると、光電子の散乱角度の断面は、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \phi}{(1 - \beta \cos \theta)^4} \quad (3.1)$$

で与えられる ($\beta = \frac{v}{c}$)。ここで、 $\cos^2 \phi$ が光電子の射出方向の方位角依存性を表す。従って、光電子は入射光子の電場ベクトル方向に放出されやすいことがわかる。つまり、光電子の射出方向を測定することによって、天体からの X 線偏光方向を測定することが可能である。光電効果によって生じた光電子は、ガス電子増幅フォイル (GEM: Gas Electron Multiplier) で増幅され、電子雲を形成する。GEM は日本から提供されたものであり、穴径 $30 \mu m$ 、間隔 $50 \mu m$ であけられた穴に強い電場を生じさせることで光電子を加速させる。加速された光電子は、ガスと衝突電離し、電子なだれという電子が指数関数的に増幅する現象を起こす。GEM によって形成された電子雲は、 300×352 個もの電荷読み出しパッドで電気信号の読み出しが行われる。イメージングされた電子雲の形状から、光電子の射出方向を推定することが可能である。このように、GDP に入射した X 線は、光電効果により光電子を発生させ、GEM によって増幅し、読み出すことによって偏光情報を測定することができる。しかし、どんな検出器にもエネルギー分解能は存在し、GDP も 27 % (文献 [7]) のエネルギー分解能がある。例えば、GDP に仮想的な単色 X 線を入射した場合でもエネルギーに依存した広がりを持つので、エネルギー分解能を念頭に置き、解析することが重要である。また、検出器の偏光を検出する能力を表す指標にモジュレーションファクターがある。モジュレーションファクター (μ) は

$$\mu = \frac{N_{max} - N_{min}}{N_{max} + N_{min}} \quad (3.2)$$

で定義され、 N は偏光した光子が検出器に入射した際に、検出され、ある角度に光電子を射出した光子の数を表し、このカウントレートの最大値を N_{max} 、最小値を N_{min} と定義している。特に、入射光子の偏光

度が 100 %(完全偏光) している場合のモジュレーションファクターを μ_{100} として、これは検出器の性能を表す。以下に、GDP でのモジュレーションファクター (μ_{100}) を示す。

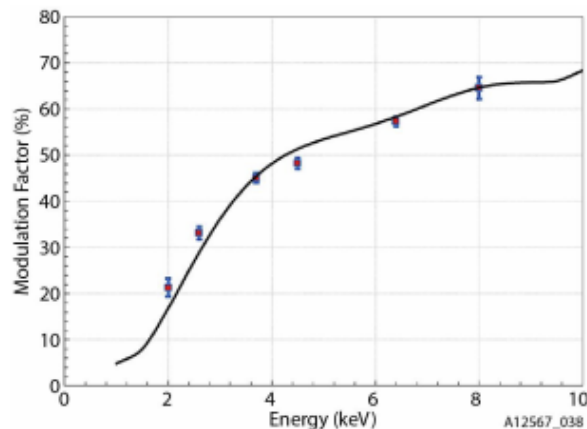


図 3.4: 文献 [6] により転載した、100 %偏光した光子を入射させた時の μ_{100} [6]

また、観測によって得られたモジュレーションファクター μ から、観測天体の偏光度 $PD.(%)$ は、

$$PD = \frac{\mu}{\mu_{100}} \times 100 \quad (3.3)$$

で求めることができる。

3.1.3 IXPE 衛星のターゲット

IXPE 衛星は OSO-8 の 100 倍の感度 (1/100 の観測時間で同等の精度で偏光測定が可能) である。そのため、多くの (数 10 天体) 高エネルギー天体に対して系統的な X 線偏光観測が可能になると期待されている。その主なターゲットを以下に示す。

1. ブラックホール連星

降着円盤の熱的放射によって輝いているブラックホール連星だが、その放射の偏光度・偏光方位角を測定することによりブラックホールの回転の測定や、偏光情報のエネルギー依存性による相対論的效果の実証に繋がると考えられている。また、従来の望遠鏡では撮像できなかった降着円盤の幾何学構造なども円盤放射の偏光情報から解明できると期待されている。

2. 活動銀河核ジェット

活動銀河核 (Active Galactic Nucleus) ジェットとは、銀河の中心に存在する超巨大ブラックホールから強力な電磁波を放出している、ジェットを伴っている銀河中心領域を指す。放射される電磁波は、電波から X 線までの幅広い波長域である。AGN ジェットは、粒子の加速機構や磁場構造、速度が光速に近い相対論的ジェットの生成機構などが完全には分かっておらず、その解明が期待されている。

3. 超新星残骸

超新星残骸とは、超新星爆発後に残る極高温プラズマ雲のことを指す。爆発の爆風は 10000 km/s にもなり、この時の衝撃波によって周りのガスは加熱され、可視光から電波、X 線といった波長領域で放射する。また、シェル型超新星残骸と呼ばれる殻状の球形をした超新星残骸は粒子加速の現場でもあり、シンクロトロン放射により磁場の向きを測定できるため、宇宙線の粒子加速の過程や宇宙線の起源の解明が期待されている。

4. マグネター

マグネターとは、通常のパルサーよりも大きな磁場を持つものを指す。定常的に X 線を放出する特異 X 線パルサー (AXP)、繰り返し軟ガンマ線の爆発的な放出を起こす軟ガンマ線リピーター (SGR) を合わせてマグネターと呼ぶ。マグネターの強磁場中で発生するシンクロトロン放射の偏光から、マグネターの形成条件や磁場の起源の解明が期待されている。

3.2 IXPEOBSSIM

IXPE 衛星による観測を模擬し、また得られたデータを解析するための専用のシミュレーションソフトウェアが IXPEOBSSIM である。図 3.3 は IXPEOBSSIM の内部構造を図示したものである。左上の「Source model」で観測する天体の位置情報や偏光情報などのデータ設定を行うことができ、その下の「Response functions」では実際に観測した場合の、予想される検出器応答が設定されている。「xpobssim」では、「Source model」と「Response functions」を加味したシミュレーションが行われる。シミュレーションの結果は「Photon list」に反映され、FITS というファイル形式で保存される。この論文では、ブラックホール連星からの X 線放射のモデル計算を行い、得た結果を ixpeobssim に入力することでシミュレーションを行った。

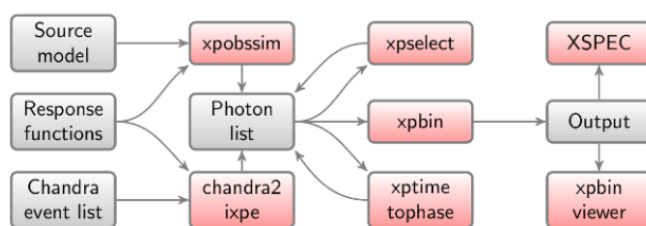


図 3.5: IXPEOBSSIM の内部構造 [10]

第4章 ブラックホール連星からのX線偏光シミュレーション

4.1 偏光モデル計算

ブラックホール連星からの円盤放射は、ブラックホールの質量や降着率、回転の有無など様々な要因により変化する。そこで本研究では、はじめに、円盤放射の理解を深めるために3つのステップ(相対論的効果を考慮しない、相対論的効果を考慮、偏光情報の追加)で円盤放射の偏光モデル計算を行った。

4.1.1 モデル紹介

はじめに、スペクトル解析ツールである `xspec`[11] を用いて円盤放射のモデル計算を行った。ここでは、`xspec` で扱ったモデルを紹介する。また、`xspec` 上で相対論的効果を含んだ円盤放射強度のエネルギー分布や偏光のエネルギー分布の計算を行うために、`kynpackage`[12] を導入した。`xspec` で `kyn` モデルを使用する際は、以下のコマンドを入力し、`kyn` パッケージのロードをする必要がある。

```
lmod kyn /path to kyn
```

```
xset KYDIR /path to kyn
```

以下、扱ったモデルである。

1. `bbody`

黒体放射を計算するモデルである。計算は以下の式で実行され、 $kT(\text{keV})$ と K の2つのパラメータからなり、それぞれ温度と `normalization` を表す。

$$A(E) = \frac{K \times 8.0525E^2 dE}{(kT)^4 [\exp(E/kT) - 1]} \quad (4.1)$$

ここで K は

$$K = \frac{L_{39}}{D_{10}^2} \quad (4.2)$$

で定義され、 L_{39} は 10^{39} erg/s を単位とする光源の光度、 D_{10} は 10 kpc 単位の光源との距離を表す。

2. `diskbb`

複数の黒体放射からなる降着円盤のスペクトルを計算するモデルである。

=====						
Model	diskbb<1>	Source	No.: 1	Active/Off		
Model	Model	Component	Parameter	Unit	Value	
par	comp					
1	1	diskbb	T _{in}	keV	1.00000	+/- 0.0
2	1	diskbb	norm		1.00000	+/- 0.0
=====						

図 4.1: model diskbb のパラメータ

図 4.1 は xspec で diskbb モデルを計算する際に、入力するパラメータである。2 つのパラメータが存在し、par1 は T_{in} であり降着円盤の最内縁半径での温度 (keV) である。par2 は norm であり、これは以下で定義される。

$$norm = \left(\frac{R_{in}}{D_{10}}\right)^2 \cos \theta \quad (4.3)$$

式 4.3 の R_{in} は降着円盤半径 (km) であり、 D_{10} は 10 kpc 単位の光源との距離である。 θ は円盤を観測する角度であり、 $\theta = 0$ (deg) で、円盤の極方向からの観測を表し、 $\theta = 90$ (deg) では、円盤を真横から見た観測となる。例として、図 2.2 にてスペクトル計算を行った時のパラメータ設定は、

$$T_{in} = 10$$

$$norm = \left(\frac{9.0}{1}\right)^2 \cos 0$$

であり、 $1 M_{\odot}$ ブラックホールの円盤放射を計算している。

3. kynphebb

kynphebb モデルは kynpackage に含まれている、相対論効果を含んだ降着円盤からの熱的放射を計算することができ、温度が半径のべき関数になると近似したモデルである。このときの温度の表式は、降着円盤を光学的に厚く、幾何学的に薄いと仮定した Shakura & Sunyaev 1973 の標準降着円盤モデルを $r \gg r_{in}$ で近似した式になる。

$$T(r) \simeq \left(\frac{3GM\dot{m}}{8\pi\sigma r^3}\right)^{1/4} = T_{in} \left(\frac{r}{r_{in}}\right)^{-3/4} \quad (4.4)$$

式 4.4 のべき (3/4) は kynphebb の 23 個のパラメータ (図 4.2 参照) の 1 つである「par9=BBindex」で指定することができ、今回は diskbb モデルとの比較を行うために 3/4 としている。また、ブラックホールの質量 M を $M = 1M_{\odot}$ で固定しており、 $1M_{\odot}$ でないブラックホールを計算するためには、後述の kynbb モデルを用いる必要がある。

Model	Model	Component	Parameter	Unit	Value	Active/Off
par	comp					
1	1	kynphebb	a/M	GM/c	0.0	+/- 0.0
2	1	kynphebb	theta_o	deg	0.0	+/- 0.0
3	1	kynphebb	rin	GM/c^2	6.00000	frozen
4	1	kynphebb	ms		0	frozen
5	1	kynphebb	rout	GM/c^2	1000.00	frozen
6	1	kynphebb	phi	deg	0.0	frozen
7	1	kynphebb	dphi	deg	360.000	frozen
8	1	kynphebb	Tin	keV	1.00000	frozen
9	1	kynphebb	BBindex		0.750000	frozen
10	1	kynphebb	alpha	GM/c^2	0.0	+/- 0.0
11	1	kynphebb	beta	GM/c^2	0.0	+/- 0.0
12	1	kynphebb	rcloud	GM/c^2	0.0	+/- 0.0
13	1	kynphebb	zshift		0.0	frozen
14	1	kynphebb	ntable		80.0000	frozen
15	1	kynphebb	nrad		100.000	frozen
16	1	kynphebb	division		0.0	frozen
17	1	kynphebb	nphi		12.0000	frozen
18	1	kynphebb	smooth		0.0	frozen
19	1	kynphebb	Stokes		0.0	frozen
20	1	kynphebb	chi0		0.0	frozen
21	1	kynphebb	tau		10.0000	frozen
22	1	kynphebb	nthreads		8.00000	frozen
23	1	kynphebb	norm		1.00000	+/- 0.0

図 4.2: model kynphebb のパラメータ

その他、本論文で重要になる一部のパラメータを紹介する。

$$par1 = \frac{a}{M} \left(\frac{GM_{\odot}}{c} \right)^{-1}$$

par1 は、ブラックホールのスピンパラメータであり、a(角運動量) に比例する。 $-1 \leq par1 \leq 1$ で定義されており、 $par1 = 0$ で無回転ブラックホール、 $par1 = \pm 1$ で最高速度回転ブラックホールを表す。正負は、ブラックホールの回転と降着円盤の回転の向きを表しており、どちらも同じ向きに回転している場合は正の値、片方が違う向きに回転している場合に負の値となる。

$$par2 = \theta$$

par2 は、降着円盤を観測する際の方角を表す。 $\theta = 0$ で降着円盤を極方向から観測したものになり、 $\theta = 90$ で降着円盤を横方向から観測した場合のスペクトルになる。

$$par3 = rin \left(\frac{GM_{\odot}}{c} \right)^{-1}$$

par3 は、降着円盤の最内縁半径 (r_{in}) に比例する。 $\frac{GM_{\odot}}{c^2}$ 単位となっており、 $1 M_{\odot}$ の無回転ブラックホールを計算したい場合は、最内縁半径は $3r_s$ となるので、

$$par3 = 3 \cdot 2 \frac{GM_{\odot}}{c^2} = 6$$

となる。

$$par8 = Tin$$

par8 は、ブラックホールの最内縁半径での温度 (keV) を与えるパラメータである。

$$par19 = Stokes$$

par19 は、偏光情報 (ストークスパラメータ) を計算するパラメータである。

- ・ par19=0 : 偏光情報を含まないスペクトルを計算
- ・ par19=1 : 偏光情報を含んだスペクトルを計算
- ・ par19=5 : 偏光情報を含んだスペクトルから偏光度とエネルギーを出力
- ・ par19=6 : 偏光情報を含んだスペクトルから偏光方位角とエネルギーを出力

par21 は、降着円盤の光学的厚さを与えるパラメータである。

$$par21 = \tau$$

本論文では、 $\tau = 1, 10$ の 2 つの値を用いており、 $\tau = 1$ の場合、平均して一回の散乱・吸収がおきる。 τ の値が大きいほど光学的に厚く、不透明である。

par23 は、光源との距離を与えるパラメータである。

$$par23 = norm (= \frac{1}{D^2})$$

diskbb モデルと同様に 10 kpc 単位となっており、以降の本研究では、 $par23 = 1$ として、光源との距離を 10 kpc で計算している。以上が、本研究で扱った代表的なパラメータになる。その他のパラメータの詳細は kynpackage のインストールページ [13] に記載されており、今回は省略する。

4. kynbb

kynbb モデルも kynpackage に含まれている。相対論効果を含んだ降着円盤からの熱的放射を計算することができ、温度プロファイル $T(r)$ は Page & Throne 1974 による計算を用いている。これは、相対論的効果も考慮した降着円盤の温度プロファイルである。したがって、円盤の温度プロファイルと偏光を含む光子伝播の両方で相対論的効果が含まれて計算される。近似的には、Shakura & Sunyaev 1973 の温度プロファイルになると期待されるので、今回は、Shakura & Sunyaev 1973 モデル (式 4.4) を参考にパラメータの設定を行った。kynbb モデルは、24 個のパラメータからなり (図 4.3)、ブラックホール質量 (par8) や偏光情報を記述するストークスパラメータ (par20) の指定が可能である。多くのパラメータは kynphebb モデルと同じだが、一部異なるパラメータを記載する。

$$par8 = BHmass$$

par8 は、観測するブラックホールの質量を指定するパラメータである。単位は $M_{\odot}$ であり、kynphebb モデルと違って、再現したい質量を持ったブラックホールの計算が可能である。

$$par9 = arate$$

par9 は、質量降着率 ($\dot{m}$) を表し、単位は $M_{\odot}/\text{year}$ である。

Model	Model	Component	Parameter	Unit	Value	
Model kynbb<1>	Source	No.: 1	Active/Off			
par	comp					
1	1	kynbb	a/M	GM/c	0.0	+/- 0.0
2	1	kynbb	theta_o	deg	0.0	+/- 0.0
3	1	kynbb	rin	GM/c^2	6.00000	frozen
4	1	kynbb	ms		0	frozen
5	1	kynbb	rout	GM/c^2	1000.00	frozen
6	1	kynbb	phi	deg	0.0	frozen
7	1	kynbb	dphi	deg	360.000	frozen
8	1	kynbb	BHmass	Msun	1.00000	frozen
9	1	kynbb	arate	Msun/y	1.00000E+09	frozen
10	1	kynbb	f_col		1.00000	frozen
11	1	kynbb	alpha	GM/c^2	0.0	+/- 0.0
12	1	kynbb	beta	GM/c^2	0.0	+/- 0.0
13	1	kynbb	rcloud	GM/c^2	0.0	+/- 0.0
14	1	kynbb	zshift		0.0	frozen
15	1	kynbb	ntable		80.0000	frozen
16	1	kynbb	nrad		150.000	frozen
17	1	kynbb	division		0.0	frozen
18	1	kynbb	nphi		180.000	frozen
19	1	kynbb	smooth		0.0	frozen
20	1	kynbb	Stokes		0.0	frozen
21	1	kynbb	chi0		0.0	frozen
22	1	kynbb	tau		10.0000	frozen
23	1	kynbb	nthreads		8.00000	frozen
24	1	kynbb	norm		1.00000	+/- 0.0

図 4.3: model kynbb のパラメータ

4.1.2 エネルギー分布

ここでは、4.1.1 で紹介したモデルを扱い、スペクトル計算ツールである `xspec` を用いて放射強度のエネルギー分布の計算を行った。円盤放射の理解を深めるためのステップとして、偏光情報は扱わずに計算を行った。はじめに、`diskbb` モデルと `kynphebb` モデルの円盤放射の比較を行った。

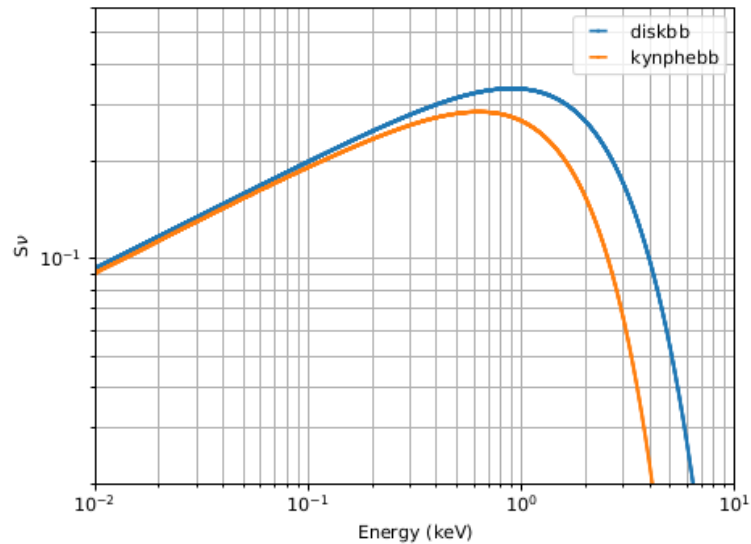


図 4.4: diskbb,kynphebb モデルの円盤放射

図 4.4 の上部に位置する青線でプロットしたものが diskbb モデル、オレンジ線の下部が kyphebb モデルとなり、縦軸は S_ν ($J/cm^2/s/keV$)、横軸はエネルギー (keV) となっている。以下、縦軸 S_ν はすべて同じものとする。モデルパラメータは diskbb(図 4.1 参照) から、

$$T_{in} = 1 \text{ (keV)}, \text{norm} = \left(\frac{R_{in}}{D_{10}}\right)^2 \cos \theta = 9$$

であり、kyphebb モデル (図 4.2 参照) は、

$$\text{par1} = \frac{a}{M} = 0, \text{par2} = \theta = 0, \text{par3} = r_{in} = 6, \text{par8} = T_{in} = 1 \text{ (keV)}, \text{par21} = \tau = 10$$

で与えた。どちらのモデルも $1 M_\odot$ の無回転ブラックホールまわりの円盤を極方向から観測した放射を想定している。diskbb は光学的に厚い円盤放射のモデルであり、条件を揃えるため kyphebb でも十分厚い ($\tau = 10$) 円盤とした。図 4.4 から、低エネルギー領域 (レーリー・ジーンズ領域) では予想通り、スペクトルに目立った違いは見られない。一方、ピーク付近で kyphebb モデルの放射強度が低いことが読み取れる。これは、kyphebb モデルは光子伝播に相対論的効果を考慮したモデルであることが原因だと考えられる。ピーク付近でのスペクトルは、ブラックホールに近い、円盤の内側からの放射であるので、重力場による影響を円盤外側より強く受ける。重力場により、ブラックホール近くからの放射は、遠方で観測するとその波長が放出された地点での波長よりも長くなる「重力赤方偏移」が現れる。今、降着円盤から振動数 ν_{loc} で波が放出されたとすると、観測される振動数 ν_{obs} との関係は以下になる。

$$\nu_{obs} = \sqrt{1 - \frac{2GM}{rc^2}} \nu_{loc} \leq \nu_{loc}$$

したがって、重力による影響のため振動数は小さく、電磁波のエネルギーが低くなる。今回の場合、 $r = r_{in}$ で、計算すると、

$$\nu_{obs} = \sqrt{1 - \frac{2GM}{c^2} \frac{1}{r_{in}}} \nu_{loc} \simeq 0.7 \nu_{loc}$$

となり、観測される振動数が小さくなっていることがわかる。。

次に、円盤を見込む角度 θ を変化させることで、角度をつけた円盤放射の計算を行った。

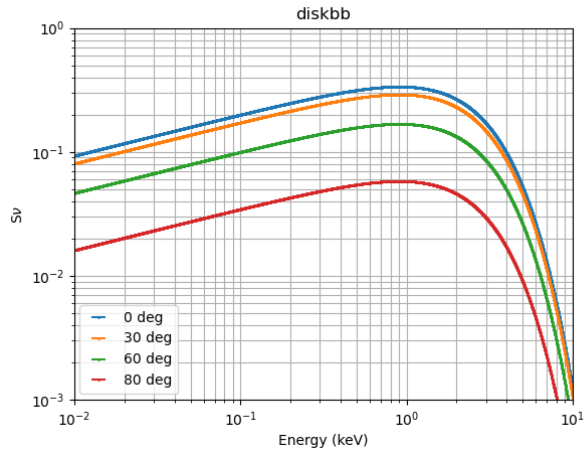


図 4.5: 角度を変化させた diskbb 円盤放射

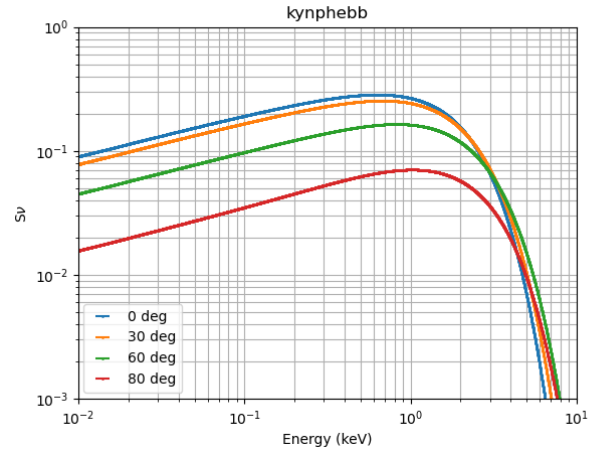


図 4.6: 角度を変化させた kynphebb 円盤放射

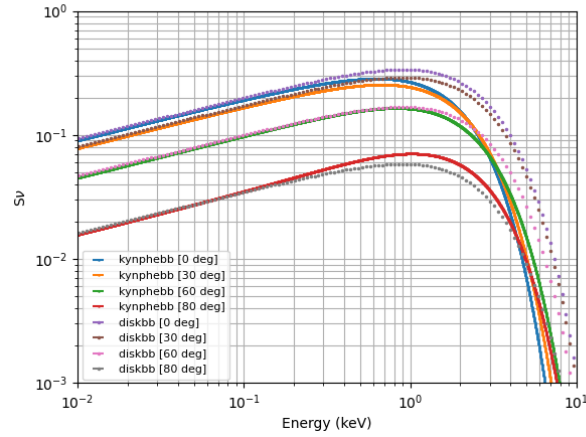


図 4.7: 図 4.5,4.6 の同時出力

図 4.5 は diskbb モデルで計算をした円盤放射、図 4.6 は kynphebb モデルで計算をした円盤放射である。どちらのグラフも上から $\theta = 0, 30, 60, 80 \text{ deg}$ で計算を行い (式 4.3)、 θ が大きくなるほど円盤を横から観測していることに対応する。図 4.7 は上図 2 つを同時に出力したもので、diskbb の結果を点線で表記した。diskbb モデルの $\theta = 80$ でのパラメータ設定は、

$$par1 = T_{in} = 1 \text{ (keV)}, \quad par2 = \left(\frac{R_{in}}{D_{10}}\right)^2 \cos 80$$

であり、kynphebb モデルは $par2$ に角度を与え、残りのパラメータは同じである。図 4.7 から、diskbb、kynphebb のどちらの場合においてもレーリー・ジーンズ領域では、目立った違いは見られないことがわかる。これは、低エネルギー側は円盤の外側をみているため相対論的効果が現れず、円盤を見込む角度による放射の減少のみが生じるためである。一方で、ピーク付近では、 θ が大きくなるほど (円盤を横方向から観測するほど)、kynphebb の放射が高エネルギーまでピークがのび、 $\theta = 80 \text{ deg}$ では、kynphebb モデルの方

が diskbb より放射のピークが高いエネルギーになることが読み取れる。この原因は、(相対論的な) ドップラー効果と考えられる。

$$\nu' = \frac{\nu\sqrt{1-\beta^2}}{1-\beta\cos\theta} \quad (4.5)$$

式 4.5 は、相対論的なドップラー効果を表す式であり、観測される振動数が ν' 、 β は $\beta = \frac{v}{c}$ で定義されている。通常のドップラー効果と等しく、観測者と光源 (今回は円盤放射) が近づく向きに運動すると、 ν' が大きくなり (青方偏移)、観測者と発生源が遠ざかると ν' が小さくなる (赤方偏移)。 r_{in} 付近では降着円盤の回転速度は高速に近くなり、青方偏移で ν' が ν より目に見えて大きくなるために、この効果がスペクトルに現れている。

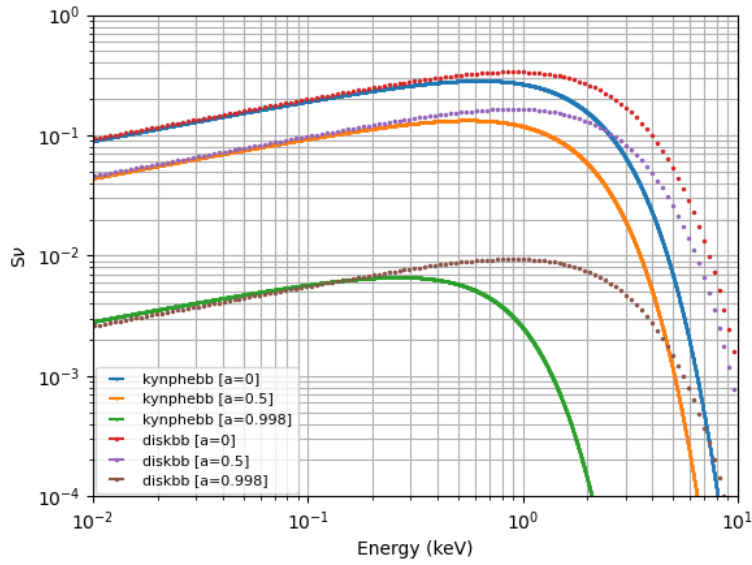


図 4.8: 回転速度を変化させた diskbb,kyphebb モデルの円盤放射

また、円盤を見込む角度は 0 (極方向) で統一し、diskbb、kyphebb とともに回転速度パラメータを変化させた円盤放射の計算を行ったものが、図 4.8 である。点線表記のものが diskbb、実線表記のものが kyphebb モデルであり、どちらも上から、 $a=0$ 、 $a=0.5$ 、 $a=0.998$ となっている。このときの a はスピンパラメータであり、 $a=0$ で無回転ブラックホール、 $a=1$ で最高速度回転のブラックホールを表す。入力した diskbb モデルのパラメータ設定は、 $a=0$ から、

$$par1(T_{in}) = 1 \text{ (keV)}, \text{ norm} = \left(\frac{9}{1}\right)^2 \cos 0 = 81$$

で出力を行った。 $a=0.5$ では、 norm の R_{in} の値が変わるので、

$$par1 = 1, \text{ norm} = 39.7$$

$a=0.998$ では、

$$par1 = 1, \text{ norm} = 2.25$$

とした。 $norm$ は、まず式 4.3 より各回転速度に対応した R_{in} を求めて、計算を行った。kynphebb モデルのパラメータ設定は、 $a = 0$ から、

$$par1\left(\frac{a}{M}\right) = 0, par2(\theta) = 0, par3(r_{in}) = 6, par8(T_{in}) = 1, par21 = \tau = 10$$

$a = 0.5$ では、

$$par1 = 0.5, par2 = 0, par3 = 4.2, par8 = 1, par21 = 10$$

$a = 0.998$ では、

$$par1 = 0.998, par2 = 0, par3 = 1, par8 = 1, par21 = 10$$

と設定した。どのスピンパラメータでも、diskbb モデルのほうがピーク位置がより高エネルギー側であることが特徴的であり、スピンパラメータの大きな $a = 0.998$ では、その違いが顕著になっている。この原因も、重力赤方偏移によるものだと考えられる。ブラックホールが回転することによって、降着円盤の最内縁半径が無回転のものとは比べ、より近づくことになる。したがって、ブラックホールの重力場の影響が、 a (回転)が増す毎に強くなり、図のようなスペクトルになったと考えられる。

次に、diskbb モデルと kynbb モデルの比較を行った。kynbb モデルの特徴は、ブラックホールの質量を $1 M_{\odot}$ 以外のものに設定できる点であるので、今回は結果を図 4.9 に示す。 $10 M_{\odot}$ と $1 M_{\odot}$ を想定した、無回転、極方向 ($\theta = 0$) からの円盤放射の計算を行った。

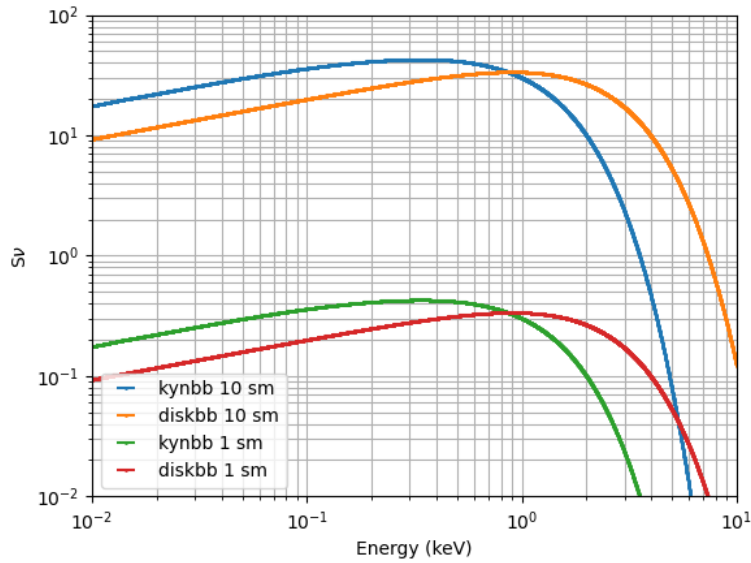


図 4.9: diskbb,kynbb モデルの円盤放射

上 2 つのグラフが $10 M_{\odot}$ 、下 2 つが $1 M_{\odot}$ 想定 of 円盤放射である。各モデルのパラメータは、diskbb モデルで $10 M_{\odot}$ 想定 of 円盤放射では、

$$par1(T_{in}) = 1, norm = \left(\frac{90}{1}\right)^2 \cos 0 = 8100$$

1 $M_{\odot}$ 想定円盤放射では、

$$par1 = 1, norm = 81$$

を設定した。kynbb モデルで、10 $M_{\odot}$ 想定円盤放射のパラメータは、

$$par1\left(\frac{a}{M}\right) = 0, par2(\theta) = 0, par3(r_{in}) = 6, par8(BHmass) = 10, par9(arate) = 1.0 \times 10^{-7}, par21 = \tau = 10$$

1 $M_{\odot}$ 想定円盤放射のパラメータは、

$$par1 = 0, par2 = 0, par3 = 6, par8 = 1, par9 = 1.0 \times 10^{-9}, par21 = \tau = 10$$

で出力を行った。このとき、 $par9$ の質量降着率は、式 4.4 からブラックホール質量で変化する。従って、質量の異なる円盤放射のスペクトルを正しく再現するためには、考えるブラックホールの質量に対応した降着率を入力する必要がある。従って、今回は式 4.4 から 1 $M_{\odot}$ 、10 $M_{\odot}$ の降着率を計算し、入力した。kynphebb との比較ではなかった特徴として、レーリー・ジーンズ領域でも違いが見て取れることである。また、図 4.4 での kynphebb モデルと比較してもスペクトルに違いがみられる。この原因は、kynphebb モデルではパラメータとして存在しなかった質量降着率にありと考えられる。質量降着率が変化すると、温度プロファイルが変化し、これによってスペクトルに変化が生じるためである。また、 $par10 = f_{col}$ も kynphebb モデルには存在しなかったパラメータであり、スペクトルの硬化係数を表す。これらの、kynbb モデルのパラメータにより、スペクトルに変化が現れたと考えられる。

4.1.3 偏光分布のエネルギー依存性

これまでに、3 つのモデルの比較を通して、ブラックホール連星からの偏光情報を含まない円盤放射をみてきた。ここでは、円盤放射の理解を深めるための次のステップとして、偏光情報 (偏光度、偏光方位角) を考慮したモデル計算を kynbb モデルを用いて行った。偏光情報は kynbb モデルの 20 番目の「Stokes」(図 4.3) によって与えることが可能であり、偏光度、偏光方位角に加えて、ストークスパラメータ (Q, U, V) の計算が可能である。今回は、偏光度と偏光方位角での計算を行った。

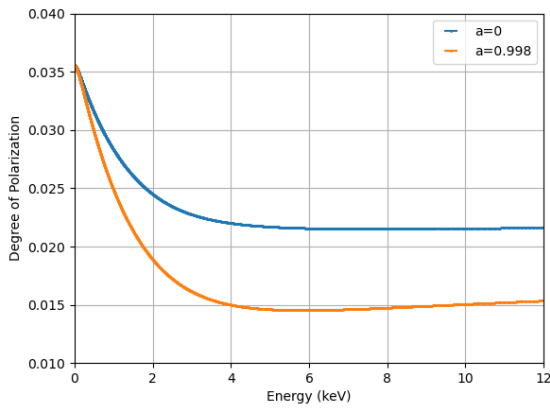


図 4.10: 回転の有無による偏光度の変化

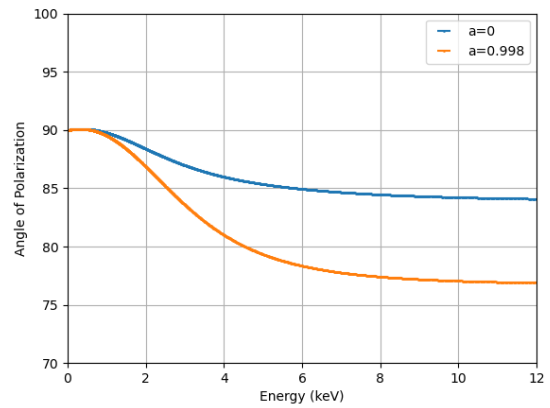


図 4.11: 回転の有無による偏光方位角の変化

図 4.10、4.11 は、回転の有無による $1 M_{\odot}$ ブラックホールの偏光度 (左図)、偏光方位角 (右図) を表したものである。スピンパラメータが 0 の場合の kynbb のパラメータ設定は、

$$par1(\frac{a}{M})=0, par2(\theta)=70, par3(r_{in})=6, par8(BHmass)=1, par9(arate)=1.0 \times 10^{-9}, par20=5,6 par21=\tau=10$$

である。スピンパラメータが 0.998 の場合の kynbb のパラメータ設定は、

$$par1=0.998, par2=70, par3=1, par8=1, par9=1.0 \times 10^{-9}, par20=5,6 par21=10$$

で行った。また、 $par20$ は $par20=5$ で偏光度、 $par20=6$ で偏光方位角を出力した。実際にスピンパラメータ 0.0 の偏光度を計算した時の詳細なパラメータ設定は以下に示す。偏光方位角の定義は、円盤の法線方向が 0 度である。また円盤の見込み角が 0~90 度で円盤の左側が近づいている場合に (つまり降着円盤の回転ベクトルが観測者側を向いているとき)、観測者からみて反時計まわりに回る方位角が正になるようにされている。2.3.1 で述べたように、光学的に厚い円盤では円盤の法線に垂直な偏光が期待され、実際図より方位角は約 90 度になっている。また、ブラックホールの回転が増すと、偏光度、偏光方位角のエネルギー依存性が大きくなることがわかる。偏光度は、無回転のものと比べ、ブラックホールが高速回転していると偏光度の変化は大きくなり、より小さな値まで落ちる。偏光方位角では、無回転のものはエネルギーによる変化が少なく、85deg 付近といったある一定の方向を示していることがわかる。一方で、ブラックホールが回転していると、方位角のエネルギーによる変化は大きくなり、向きが変化していることが読み取れる。また、この結果は第二章のサブセクション 2.3.3 で紹介した、M.Dovciak らによって計算された GRS1915+105 の回転の有無による偏光度、偏光方位角の計算結果とおなじ傾向であり、円盤放射の偏光情報を正しく再現できていることが確認できる。

```

=====
Model kynbb<1> Source No.: 1 Active/Off
Model Model Component Parameter Unit Value
par comp
1 1 kynbb a/M GM/c 0.0 +/- 0.0
2 1 kynbb theta_o deg 70.0000 +/- 0.0
3 1 kynbb rin GM/c^2 6.00000 frozen
4 1 kynbb ms 0 frozen
5 1 kynbb rout GM/c^2 1000.00 frozen
6 1 kynbb phi deg 0.0 frozen
7 1 kynbb dphi deg 360.000 frozen
8 1 kynbb BHmass Msun 1.00000 frozen
9 1 kynbb arate Msun/y 1.00000E-09 frozen
10 1 kynbb f_col 1.00000 frozen
11 1 kynbb alpha GM/c^2 0.0 +/- 0.0
12 1 kynbb beta GM/c^2 0.0 +/- 0.0
13 1 kynbb rcloud GM/c^2 0.0 +/- 0.0
14 1 kynbb zshift 0.0 frozen
15 1 kynbb ntable 80.0000 frozen
16 1 kynbb nrad 150.000 frozen
17 1 kynbb division 0.0 frozen
18 1 kynbb nphi 180.000 frozen
19 1 kynbb smooth 0.0 frozen
20 1 kynbb Stokes 5.00000 frozen
21 1 kynbb chi0 0.0 frozen
22 1 kynbb tau 10.0000 frozen
23 1 kynbb nthreads 8.00000 frozen
24 1 kynbb norm 1.00000 +/- 0.0
=====

```

図 4.12: 図 4.10、 $a=0$ を出力した時のパラメータ設定

4.2 偏光観測シミュレーション

これまで、`xspec+kynpackage` を用いて、ブラックホール連星からの円盤放射の計算を行ってきた。最終的には、`xspec+kynpackage` にて得た結果を、`IXPEOBSSIM` に入力し、実際の天体のパラメータを考慮した感度の評価を行う。本節ではその準備として、入力ファイルを用いず `IXPEOBSSIM` 単体でシミュレーションを行い、動作の理解を深める。具体的には、指数関数 (Power law) スペクトルを持つ X 線源天体を想定し、シミュレーションを行った。図 4.13 は `toy-point-source` というコンフィグレーションファイルであり、天体の位置 (ra,dec) や、Power law の `norm` や `index` (べき指数)、偏光度 (`pd`)、偏光方位角 (`pa`) などの設定が可能である。今回は `pl_index` を変化させ `IXPEOBSSIM` の動作を確かめた。

シミュレーションの開始には、

```
xpobssim -configfile [ファイル名.py] -duration [観測時間 (s)]
```

とコマンドを実行する。観測時間の単位は「秒」で、今回の X 線源天体のシミュレーションでは 1000 s で行った。シミュレーションによって得られた結果は `fits` 形式のファイルで出力される。この `fits` ファイルは、以下のコマンドでデータを確認することができる。

```
fv [ファイル名.fits]
```

図 4.14 が `fits` ファイルのデータの様子である。17 ものカラムからなり、観測した光子の順番 (`TRG_ID`) や、天体の位置情報 (`RA,DEC`)、偏光情報 (`PHE_U,PHE_Q`) などが出力されている。また、`fits` ファイル内のデータはテキストファイルとして保存することが可能であり、このテキストファイルから必要なデータを取り出し、解析を行うことが可能である。

```

from __future__ import print_function, division

import numpy

from ixpeobssim.config import file_path_to_model_name
from ixpeobssim.utils.matplotlib import plt, setup_gca
from ixpeobssim.srcmodel.roi import xPointSource, xROIModel
from ixpeobssim.srcmodel.spectrum import power_law
from ixpeobssim.srcmodel.polarization import constant
from ixpeobssim.utils.fmtaxis import fmtaxis

__model__ = file_path_to_model_name(__file__)
ra, dec = 45., 45.
pl_norm = 10.
pl_index = 2.
spec = power_law(pl_norm, pl_index)
pd = 0.5
pa = 30.
pol_deg = constant(pd)
pol_ang = constant(numpy.radians(pa))

src = xPointSource('Point source', ra, dec, spec, pol_deg, pol_ang)

ROI_MODEL = xROIModel(ra, dec, src)

def display(emin=1., emax=12.):
    """Display the source model.
    """
    energy = numpy.linspace(emin, emax, 100)

    # Energy spectrum
    plt.figure('%s spectrum' % __model__)
    plt.plot(energy, spec(energy))
    setup_gca(xmin=emin, xmax=emax, ymin=spec(emax), logx=True, logy=True,
              grids=True, **fmtaxis.spec)

if __name__ == '__main__':
    from ixpeobssim.config import bootstrap_display
    bootstrap_display()

```

図 4.13: Power law の configfile

File Edit Tools Help																			
Select	TRG_ID	SEC	MICROSEC	TIME	PHA	PI	ENERGY	DETX	DETY	RA	DEC	X	Y	DETPHI	PHI	PHE_U	PHE_Q		
All	J	J	us	s	J	E	keV	arc	arc	deg	deg	pixel	pixel	rad	rad	E	E		
Invert	Modify	Modify	Modify	Modify	Modify	Modify	Modify	Modify	Modify	Modify	Modify	Modify	Modify	Modify	Modify	Modify	Modify		
1	1	167270400	5029	1.672704000050E+08	24	2.400000E+01	1.973499E+00	-1.012728E+00	-8.868384E-01	4.500232E+01	4.500304E+01	448	456	-1.062050E+00	8.403989E-01	1.987930E+00	-2.193988E-01		
2	2	167270400	29994	1.6727040000300E+08	28	2.800000E+01	2.122949E+00	-1.519259E+00	-9.883293E-01	4.499701E+01	4.499665E+01	454	444	1.539363E+00	-2.841413E+00	1.129878E+00	1.650266E+00		
3	3	167270400	33005	1.6727040000330E+08	8	8.000000E+00	1.345779E+00	-8.161564E-01	-9.362961E-01	4.500264E+01	4.500594E+01	447	461	-1.374154E+00	5.282546E-01	1.741287E+00	9.838285E-01		
4	4	167270400	36812	1.6727040000368E+08	106	1.060000E+02	5.271589E+00	-1.156950E+00	-1.091203E+00	4.499743E+01	4.500204E+01	454	454	-1.120959E-01	1.790313E+00	-8.501294E-01	-1.810326E+00		
5	5	167270400	43054	1.6727040000431E+08	35	3.500000E+01	2.401853E+00	-1.124886E+00	-8.141943E-01	4.500294E+01	4.500118E+01	447	453	-2.876221E+00	-9.728123E-01	-1.861141E+00	-7.32254E-01		
6	6	167270400	59934	1.6727040000599E+08	38	3.800000E+01	2.533468E+00	-1.374946E+00	-1.028201E+00	4.499723E+01	4.499878E+01	454	448	-1.360742E+00	5.416669E-01	1.767048E+00	9.367710E-01		
7	7	167270400	61032	1.6727040000610E+08	40	4.000000E+01	2.607688E+00	-1.128027E+00	-6.885708E-01	4.500531E+01	4.500059E+01	444	451	1.513348E-01	2.053744E+00	-1.645116E+00	-1.137362E+00		
8	8	167270400	63651	1.6727040000637E+08	101	1.010000E+02	5.056956E+00	-1.156148E+00	-7.467420E-01	4.500400E+01	4.500045E+01	445	451	1.277471E+00	-3.103306E+00	1.529984E-01	1.994139E+00		
9	9	167270400	87891	1.6727040000879E+08	46	4.600000E+01	2.851021E+00	-1.114771E+00	-1.154969E+00	4.499643E+01	4.500291E+01	455	456	1.123958E+00	3.025974E+00	-4.583656E-01	1.946767E+00		
10	10	167270400	97479	1.6727040000975E+08	35	3.500000E+01	2.404970E+00	-1.656263E+00	-5.576864E-01	4.500404E+01	4.499225E+01	445	437	2.031199E+00	-2.349577E+00	1.999625E+00	-2.546831E-02		
11	11	167270400	121363	1.6727040001214E+08	60	6.000000E+01	3.427138E+00	-1.934217E+00	-1.224852E+00	4.499866E+01	4.499254E+01	463	437	4.775144E-01	2.379792E+00	-1.997748E+00	9.489797E-02		
12	12	167270400	144776	1.6727040001448E+08	55	5.500000E+01	3.237348E+00	-1.586288E+00	-6.620239E-01	4.499888E+01	4.499515E+01	452	442	-7.510325E-01	1.151378E+00	1.487736E+00	-1.336653E+00		
13	13	167270400	149525	1.6727040001495E+08	36	3.600000E+01	2.467039E+00	-1.241972E+00	-2.455665E+00	4.497062E+01	4.500729E+01	488	464	-1.062240E+00	8.401686E-01	1.988013E+00	-2.186439E-01		
14	14	167270400	157112	1.6727040001571E+08	39	3.900000E+01	2.569140E+00	-1.284972E+00	-9.174753E-01	4.499990E+01	4.499890E+01	451	449	6.514645E-01	2.953874E+00	-1.845717E+00	7.702780E-01		
15	15	167270400	178914	1.6727040001789E+08	16	1.600000E+01	1.663902E+00	-1.542329E+00	-9.420770E-01	4.499760E+01	4.499612E+01	454	444	1.022222E+00	2.924638E+00	-8.408421E-01	1.814658E+00		
16	16	167270400	181152	1.6727040001811E+08	34	3.400000E+01	2.399450E+00	-3.197996E+00	-4.165892E-01	4.499679E+01	4.497124E+01	455	399	-6.693392E-01	1.236470E+00	1.239860E+00	-1.569315E+00		
17	17	167270400	185418	1.6727040001854E+08	47	4.700000E+01	2.909634E+00	-1.366881E+00	-1.594538E+00	4.498626E+01	4.500154E+01	468	453	1.925127E+00	-2.455649E+00	1.960565E+00	3.951999E-01		
18	18	167270400	200362	1.6727040002004E+08	52	5.200000E+01	3.092355E+00	-1.309934E+00	-9.175307E-01	4.499965E+01	4.499928E+01	451	449	1.786647E+00	-2.594129E+00	1.777790E+00	9.162226E-01		
19	19	167270400	202369	1.6727040002024E+08	47	4.700000E+01	2.913069E+00	-1.042742E+00	-1.280790E+00	4.499439E+01	4.500446E+01	458	459	2.722839E+00	-1.657937E+00	3.468018E-01	-1.969703E+00		
20	20	167270400	213918	1.6727040002139E+08	31	3.100000E+01	2.260400E+00	-1.239947E+00	-1.024926E+00	4.499797E+01	4.500060E+01	453	452	1.736599E+00	-2.644177E+00	1.677333E+00	-1.089290E+00		
21	21	167270400	225797	1.6727040002258E+08	31	3.100000E+01	2.241969E+00	-1.063001E+00	-7.100404E-01	4.500512E+01	4.500145E+01	444	453	2.768183E+00	-1.612593E+00	1.669393E-01	-1.993016E+00		
22	22	167270400	238275	1.6727040002383E+08	102	1.020000E+02	5.082378E+00	-1.140280E+00	-1.020402E+00	4.499868E+01	4.500190E+01	452	454	8.992720E-01	2.801681E+00	-1.257311E+00	1.995367E+00		

図 4.14: Power law の fits ファイル

今回は、パラメータである pl_index の値を pl_index=1,pl_index=2 の 2 パターンのシミュレーションを行

い、IXPEOBSSIM の応答確認を行った。得られたデータの ENERGY と TRG_ID を取り出し、両対数のヒストグラムを作成したものが図 4.15 である。上部に位置するグラフが pl_index=1 であり、下部が pl_index=2 である。図から、べき指数が大きくなると予想通り光子のカウント数が少なくなることがわかる。一方、検出器は高エネルギーの光子ほど検出できる光子数が減るため、イベント数分布はエネルギーのべき関数にならない。そこで、定量的に見るために 2 つのグラフのカウント数の比をとり、両対数グラフでプロットしたものが図 4.16 である。

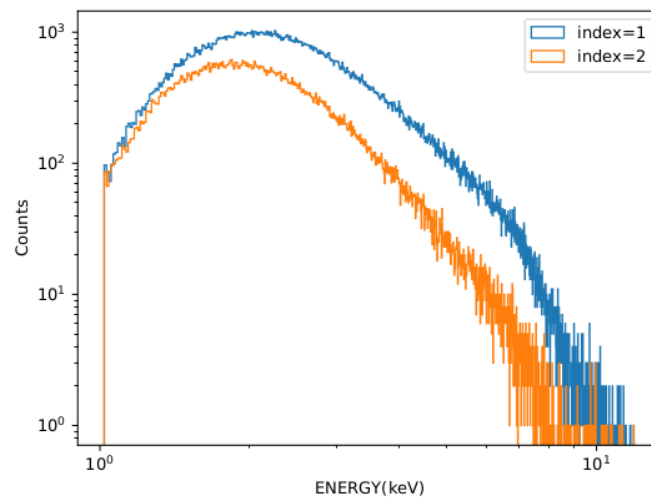


図 4.15: べき指数 1,2 のイベント数分布

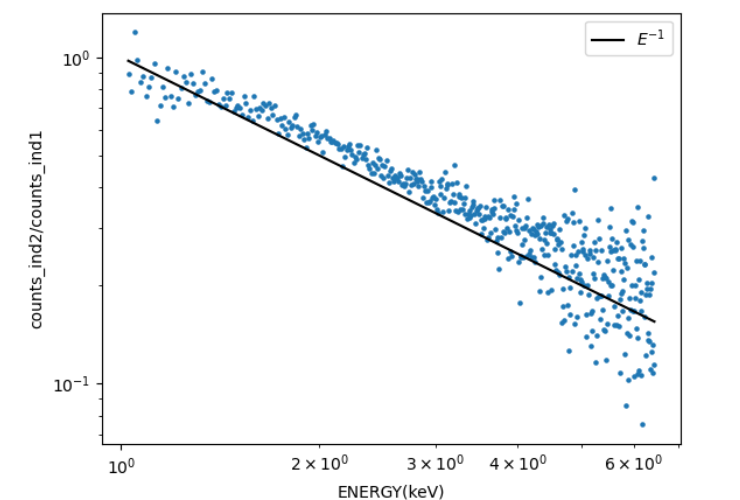


図 4.16: べき指数 1 と 2 の比と E^{-1}

図 4.16 が pl_index=1 と pl_index=2 の比をとったものである。図から、2 つのデータの比はおおむね直線

になっており、有効面積のエネルギー依存性を打ち消せることがわかる。また、 $y = E^{-1}$ の直線を同じ図に重ねてプロットした。2つのデータの比が、おおむねこの直線と平行になっていることが確認できる。従って、べき指数の差が1のカウント数の比をとることで、有効面積のエネルギー依存性を打ち消すことができ、想定通りのシミュレーションができていたことが確認できた。

4.3 感度評価

最後に、ブラックホール連星の偏光観測シミュレーションを行い、シミュレーション結果から感度を評価する。IXPEOBSSIMには、ブラックホール連星である「GRS1915+105」を擬似観測するためのサンプルファイルが存在する。今回は、このファイルを元に、xspe+kynpackageで行った計算結果を天体のデータとして与えることで、IXPEOBSSIMでのシミュレーションを行った。シミュレーション結果から偏光度、偏光方位角とその誤差を求め、必要な観測時間の評価を行った。

4.3.1 解析方法

まず、4.1.3で計算した仮想的な天体のモデルを用いて偏光度、偏光方位角の計算手順を確認した。以下に、xspe+kynpackageにて得た出力の一部を示す。

2.98400927	0.03872883	
2.98951125	0.038628053	
2.99502325	0.038527384	
3.00054526	0.038426824	
3.00607753	0.038326375	
3.01162004	0.038226031	
3.01717281	0.038125798	
3.02273583	0.038025674	
3.02830887	0.037925661	
3.03389239	0.037825756	
3.03948617	0.037725955	
3.04509044	0.03762627	
3.05070472	0.03752669	
3.05632949	0.037427221	
3.06196475	0.03732786	
3.06761026	0.037228607	
3.07326627	0.037129466	
3.07893252	0.037030432	
3.08460951	0.036931511	
3.09029675	0.036832694	
2.99502325	1.52719393	81.7568588
3.00054526	1.52656408	81.7404938
3.00607753	1.5259373	81.724144
3.01162004	1.52531359	81.7078171
3.01717281	1.52469287	81.6914978
3.02273583	1.52407521	81.6751938
3.02830887	1.52346054	81.6589127
3.03389239	1.52284894	81.6426392
3.03948617	1.52224032	81.6263885
3.04509044	1.52163468	81.6101532
3.05070472	1.52103212	81.5939407
3.05632949	1.52043262	81.5777359
3.06196475	1.51983611	81.561554
3.06761026	1.51924258	81.5453873
3.07326627	1.51865203	81.5292435
3.07893252	1.51806455	81.5131149
3.08460951	1.51748005	81.4970016
3.09029675	1.51689854	81.4809113

図 4.18: エネルギーと偏光度、偏光方位角のデータ

図 4.17: エネルギーとフラックスのデータ

図 4.17、図 4.18 の左の列はどちらもエネルギー (keV) で、図 4.17 の右はフラックス (ph/s/keV/cm²)、図 4.18 は中央から、偏光度 (%), 偏光方位角 (deg) となっている。このデータは、図 4.10、4.11 で出力したスピンパラメータ 0.998 を計算した際の偏光度、偏光方位角のデータと同じものであり、kynbb で入力したパラメータは以下である。

$$par1\left(\frac{a}{M}\right)=0998, par2(\theta)=70, par3(r_{in})=1, par8(BHmass)=1, par9(arate)=1.0\times 10^{-9}, par20=5,6 par22=10$$

スピンパラメータ 0.0 の場合は、 $par1 = 0$, $par3 = 6$ となる。kynbb で得られた計算結果を IXPEOBSSIM に観測対象のデータとして与えることで、シミュレーションを行った。以下にシミュレーション結果である、光子数、ストークスパラメータ Q 、 U をスピンパラメータ 0 と 0.998 の 2 つの場合について図 4.20~4.25 にまとめる。また、ここで仮定した観測時間は 1×10^5 s である。ストークスパラメータの Q 、 U については、各イベント毎の値が光電子の射出方向 (偏光ベクトルに平行) を θ_k として、 $q_k = 2 \cos 2\theta_k$ 、 $u_k = 2 \sin 2\theta_k$ と与えられ、それを解析する際のエネルギー幅で足し上げて計算した。また、 Q 、 U の誤差は、文献 (Vink and Zhou(2018b))[13] に従って求めた。具体的にはポアソン統計から、 Q 、 U の分散はそれぞれ、

$$Var(Q) = 4 \sum_{k=1}^n \cos^2 2\theta_k$$

$$Var(U) = 4 \sum_{k=1}^n \sin^2 2\theta_k$$

となり、ストークスパラメータ Q 、 U の誤差 (標準偏差) は、

$$\Delta Q \equiv \sqrt{Var(Q)}$$

$$\Delta U \equiv \sqrt{Var(U)}$$

となる。

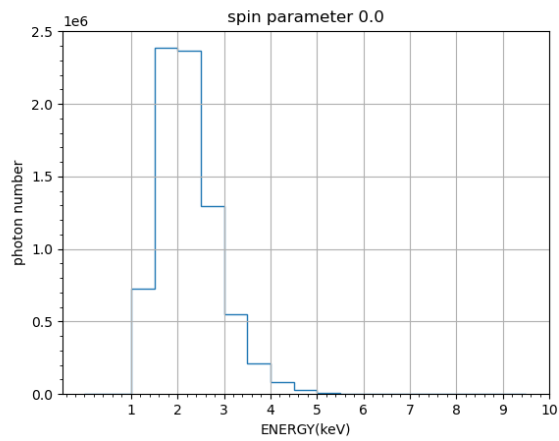


図 4.19: スピンパラメータ 0.0 の光子数

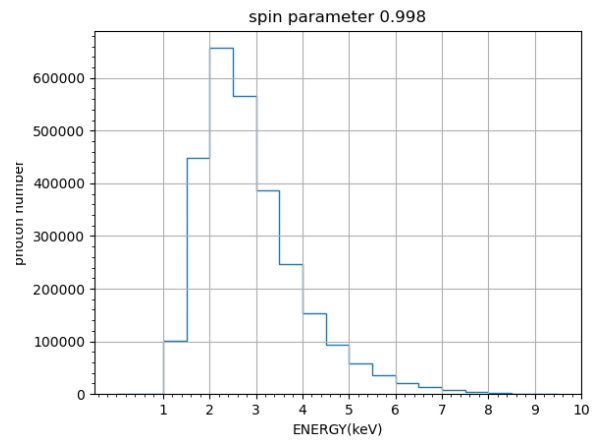


図 4.20: スピンパラメータ 0.998 の光子数

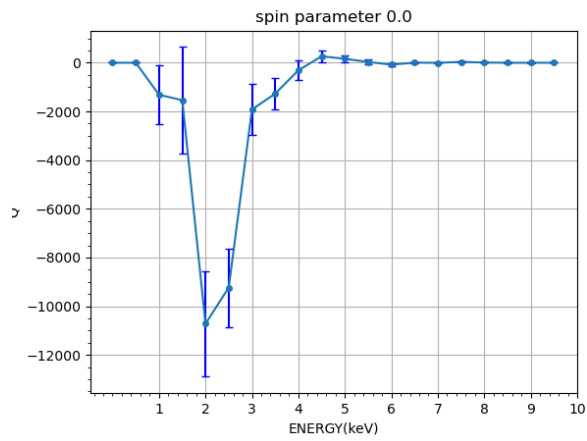


図 4.21: スピンパラメータ 0.0 の Q

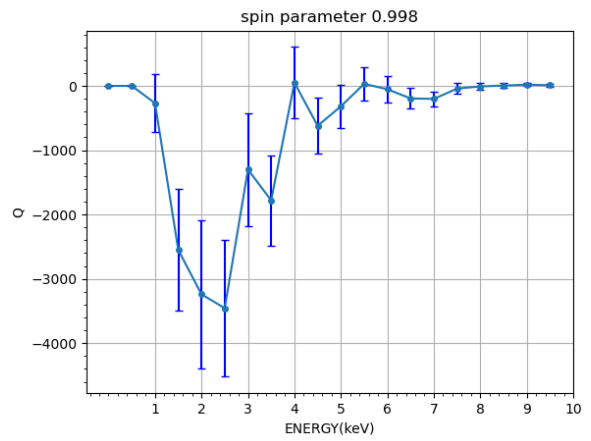


図 4.22: スピンパラメータ 0.998 の Q

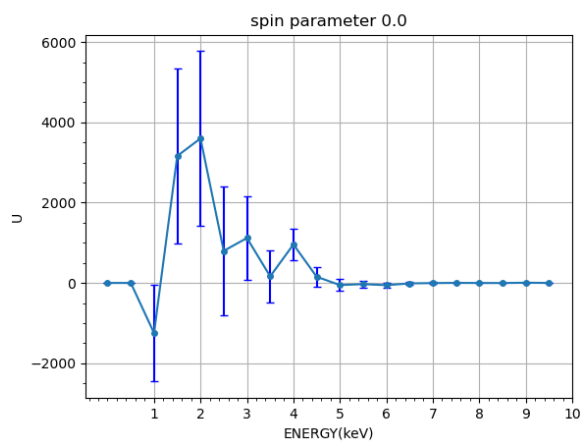


図 4.23: スピンパラメータ 0.0 の U

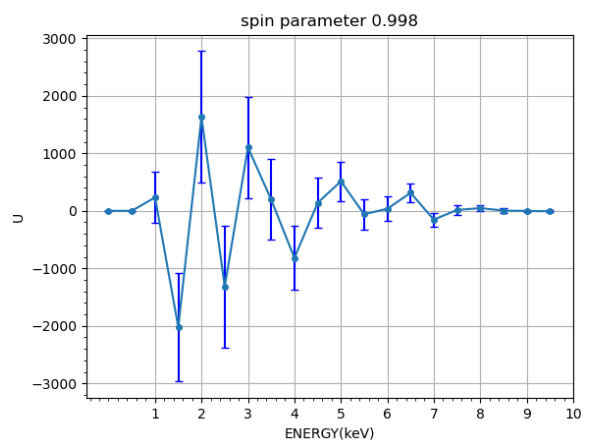


図 4.24: スピンパラメータ 0.998 の U

図 4.19~4.24 から、各エネルギー帯の光子数、 Q 、 U が得られ、そこから偏光度、偏光方位角の計算を行った。この時、偏光度はモジュレーションファクター (μ_{100}) と光子数 (N) を用いて

$$\text{偏光度 } (p) = \frac{\sqrt{(Q^2 + U^2)}}{N} \times \frac{1}{\mu_{100}}$$

偏光方位角は、

$$\text{偏光方位角 } (\theta) = \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{U}{Q}$$

で求めた。

また、偏光度の誤差は、

$$P^2 = \left(\frac{Q}{I}\right)^2 + \left(\frac{U}{I}\right)^2 = \frac{(Q^2 + U^2)}{N^2}$$

と定義すると誤差伝播より、

$$\Delta P = \sqrt{\frac{Q^2(\Delta Q)^2 + U^2(\Delta U)^2}{Q^2 + U^2}} \times \frac{1}{N}$$

と表される。偏光度はこの P を μ_{100} で割った値なのでその誤差は、

$$\Delta p = \sqrt{\frac{Q^2(\Delta Q)^2 + U^2(\Delta U)^2}{Q^2 + U^2}} \times \frac{1}{N} \times \frac{1}{\mu} \quad (4.6)$$

となる。偏光方位角の誤差 ($\Delta\theta$) は、QU 平面で確率密度分布が円形になるとすると、 $(\mu p)\Delta(2\theta) = \Delta(\mu p)$ となることから、

$$\Delta\theta = \frac{1}{2} \times \frac{\Delta p}{p} \times \frac{180}{\pi} \quad (4.7)$$

で求めた。 μ は各エネルギー帯でのモジュレーションファクターである。以下に 100 ks で行ったスピンパラメータ 0.998 の計算結果を示す。

表 4.1 のようにしてシミュレーション結果から、偏光度、偏光方位角を求めた。次に、スピンパラメータが 0.998 の場合に観測時間を 1×10^3 s、 1×10^4 s、 1×10^5 s の 3 つのパターンでシミュレーションを行い、偏光度と偏光方位角を xspec+kynpackage での入力と合わせてプロットしたものが図 4.25、4.26 になる。

表 4.1: スピンパラメータ 0.998 のデータ

Energy	Q	U	N	μ_{100}	偏光度 (p)	方位角 (θ)	ΔQ	ΔU	Δp	$\Delta \theta$
1.75	-2550	-2022	448539	0.12	0.06	109.2	947.15	947.79	0.018	8.35
2.25	-3240	1630	657072	0.2	0.028	76.64	1146.55	1146.18	0.009	9.05
2.75	-3456	-1317	566000	0.31	0.021	100.43	1064.67	1063.23	0.006	8.25
3.25	-1301	1101	387429	0.4	0.011	69.88	880.57	879.95	0.006	14.8
3.75	-1779	195	246001	0.45	0.016	86.87	701.27	701.58	0.006	11.23
4.25	51	-819	153411	0.48	0.011	136.78	553.78	554.06	0.008	19.34
4.75	-620	138	94626	0.52	0.013	83.72	434.72	435.33	0.009	19.61
5.25	-318	515	58078	0.55	0.019	60.84	341.09	340.54	0.011	16.14
5.75	31	-59	35514	0.57	0.003	148.86	265.82	267.2	0.013	114.26
6.25	-52	36	21770	0.58	0.005	72.65	208.29	209.03	0.016	94.35
6.75	-195	313	12923	0.6	0.048	60.96	161.05	160.48	0.021	12.51

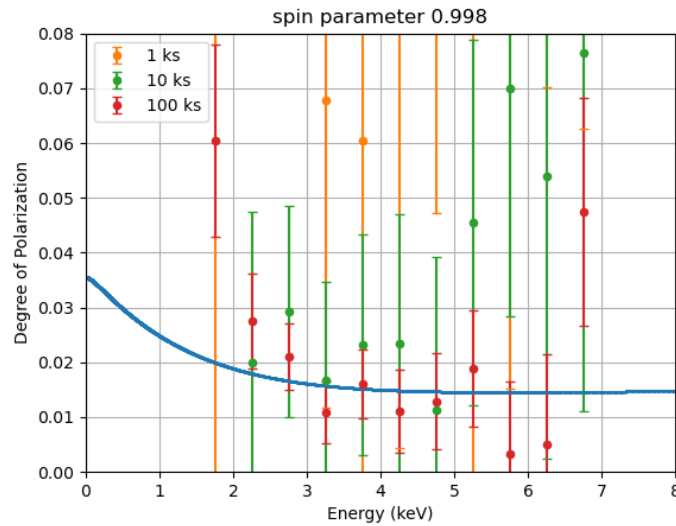


図 4.25: xspec+kynpackage での入力と IXPEOBSSIM のシミュレーションによる観測時間毎のスピンパラメータ 0.998 の偏光度

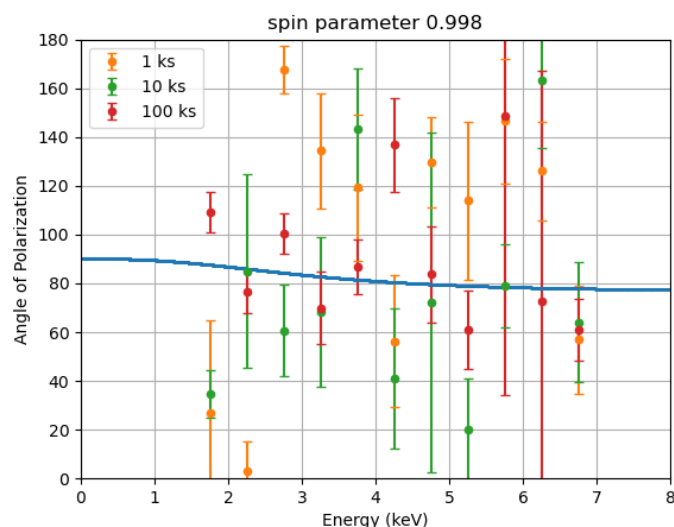


図 4.26: xspec+kynpackage での入力と IXPEOBSSIM のシミュレーションによる観測時間毎のスピンパラメータ 0.998 の偏光方位角

図 4.25, 4.26 の青線で表記されているものが xspec+kynpackage での偏光度、偏光方位角の入力であり、黄色のデータ点が 1×10^3 s、緑色が 1×10^4 s、赤色が 1×10^5 s での観測時間の偏光度と偏光方位角となっている。グラフから、観測時間を多く取ることで、偏光度の各エネルギーでのばらつきが小さくなっている傾向が読み取れる。また、観測時間が増えるとともに、誤差範囲が小さくなっていること、点のばらつきが誤差の大きさと大体同じこともわかる。このことから、誤差計算を正しく実行できていることを確認した。

4.3.2 感度評価の結果

前節までで、偏光シミュレーションを行い、その出力から偏光度、偏光方位角を誤差も含めて計算できることを確認した。その上でこの節では、実際の天体観測を想定したシミュレーション・データ解析を行い、感度評価 (必要な観測時間の評価) を行う。天体としては、有名なブラックホール連星である GRS1915+105 を想定する。xspec+kynpackage で GRS1915+105 を再現するようにパラメータ設定を行い、この計算結果を IXPEOBSSIM に与えることで、シミュレーションを行った。設定したパラメータは文献 (M.Dovciak(2008))[3] より決定した。以下に入力したパラメータを示す。

Model	Model	Component	Parameter	Unit	Value	
par	comp					
1	1	kynbb	a/M	GM/c	0.998000	+/- 0.0
2	1	kynbb	theta_o	deg	70.0000	+/- 0.0
3	1	kynbb	rin	GM/c^2	1.00000	frozen
4	1	kynbb	ms		0	frozen
5	1	kynbb	rout	GM/c^2	1000.00	frozen
6	1	kynbb	phi	deg	0.0	frozen
7	1	kynbb	dphi	deg	360.000	frozen
8	1	kynbb	BHmass	Msun	14.0000	frozen
9	1	kynbb	arate	Msun/y	2.20000E-08	frozen
10	1	kynbb	f_col		1.70000	frozen
11	1	kynbb	alpha	GM/c^2	0.0	+/- 0.0
12	1	kynbb	beta	GM/c^2	0.0	+/- 0.0
13	1	kynbb	rcloud	GM/c^2	0.0	+/- 0.0
14	1	kynbb	zshift		0.0	frozen
15	1	kynbb	ntable		80.0000	frozen
16	1	kynbb	nrad		150.000	frozen
17	1	kynbb	division		0.0	frozen
18	1	kynbb	nphi		180.000	frozen
19	1	kynbb	smooth		0.0	frozen
20	1	kynbb	Stokes		1.00000	frozen
21	1	kynbb	chi0		0.0	frozen
22	1	kynbb	tau		1.00000	frozen
23	1	kynbb	nthreads		8.00000	frozen
24	1	kynbb	norm		1.00000	+/- 0.0

図 4.27: GRS1915+105 を想定した kynbb モデルでのパラメータ

図 4.27 はスピンパラメータ 0.998 での GRS1915+105 のパラメータ設定である。以下は、主なパラメータの設定である。

$$par1\left(\frac{a}{M}\right)=0.998, par2(\theta)=70, par3(r_{in})=1, par8(BHmass)=14, par9(arate)=2.2 \times 10^{-8}, par20(Stokes)=1,5,6$$

スピンパラメータの設定は図 4.27 の par=1 で行い、スピンパラメータが 0.0 のときの rin(par=3) を 6 にした。また、par20(Stokes) では、par20 = 1 で、エネルギーとフラックス、par20 = 5,6 で、それぞれ偏光度と偏光方位角を出力している。また、光学的厚さは $\tau = 1$ を仮定した。GRS1915+105 は 8.6 kpc に位置しているが、今回は kynbb モデルの性質上、10 kpc で想定しているために、実際のフラックスよりも $(\frac{8.6}{10})^2$ だけ暗い、従って、例えば 100 ks のシミュレーションを行えば、実質的に 74 ks での観測となる。その他のパラメータは上図と同じである。以下に、xspec+kynpackage にて計算した S_ν (J/s/cm²/Hz)、偏光度、偏光方位角を示す。光学的に薄い ($\tau = 1$) 円盤を仮定しているため、方位角は円盤の法線の向きに近くなっている。

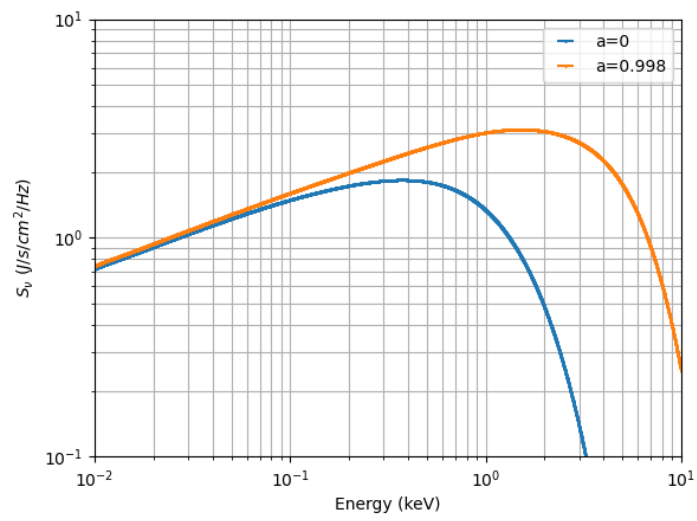


図 4.28: 文献 (M.Dovciak(2008)) を参考にパラメータ設定を行った GRS1915+105 のフラックス

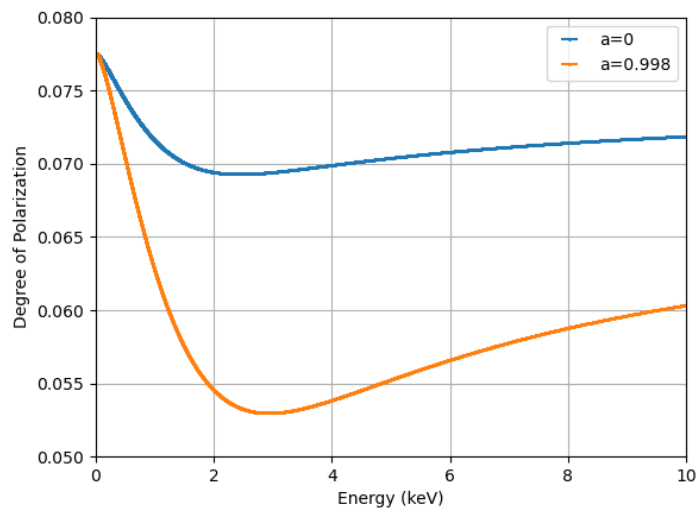


図 4.29: 文献 (M.Dovciak(2008)) を参考にパラメータ設定を行った GRS1915+105 の偏光度

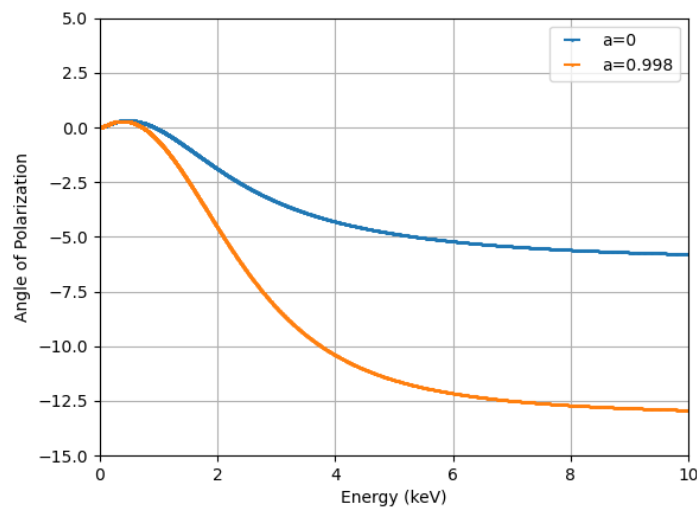


図 4.30: 文献 (M.Dovciak(2008)) を参考にパラメータ設定を行った GRS1915+105 の偏光方位角

xspec+kynpackage にて得られたエネルギーと $Flux$ ($ph/s/keV/cm^2$)、偏光度、偏光方位角の関係についての計算結果を IXPEOBSSIM に与え、(実質的に)74 ks の観測時間でシミュレーションを行った。得られた出力からサブセクション 4.3.1 のように、偏光度、偏光方位角、誤差の計算を行い、それぞれ xspec+kynpackage のデータとの比較を行ったものが、以下の図 4.31,4.32 である。

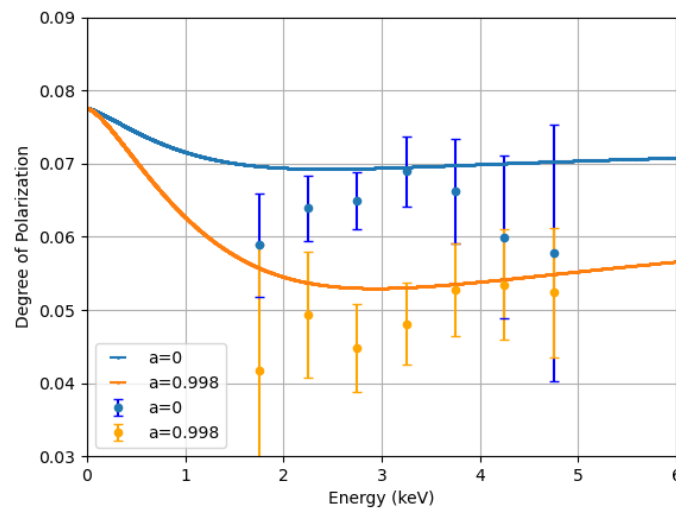


図 4.31: xspec+kynpackage の入力と IXPEOBSSIM による偏光度のシミュレーション結果の比較

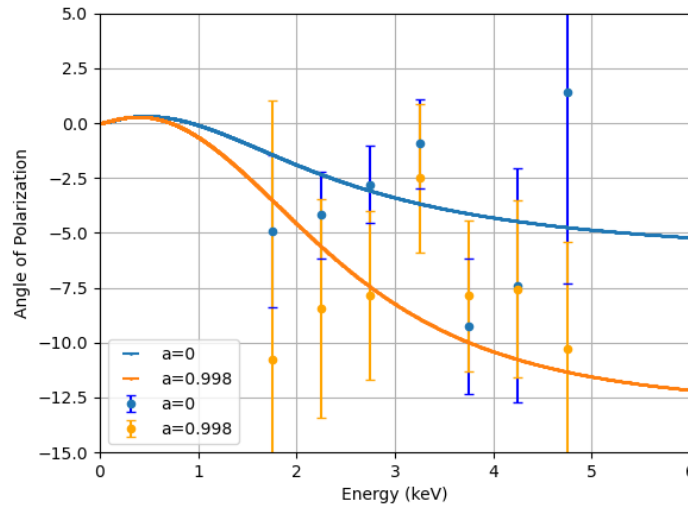


図 4.32: xspec+kynpackage の入力と IXPEOBSSIM による偏光方位角のシミュレーション結果の比較

青い点で表記されているデータはシミュレーションにより得られた、スピンパラメータ 0.0 の偏光度、偏光方位角であり、オレンジのデータ点は、スピンパラメータ 0.998 の偏光度、偏光方位角である。誤差の小さい 4 keV 以下に着目すると偏光度は、入力モデルをおおむね再現できていることが分かる。また、 $a = 0$ と $a = 0.998$ を比べると、シミュレーションにより得られた出力の誤差棒が互いに重なっていないことがわかる。これは、観測時間 74 ks で、ブラックホールの回転速度が無回転か最高速度回転という極端な場合に、偏光観測から回転速度を区別できることを意味している。また、方位角は、 $a = 0$ と $a = 0.998$ のモデル間の差に比べ誤差が比較的大きいが、より多くの観測時間をとることで偏光度と同様に、回転速度の区別が可能になると期待される。

実際には $a = 0$ (無回転) か $a = 0.998$ (最高回転) かの区別ではなく、中間の回転も想定した区別や、回転パラメータを制限することが目的であり、それには 74 ks の観測時間では不十分である。よって、時間をより多く取る必要があり、その定量的な評価が今後の課題となる。また、偏光度、偏光方位角はブラックホールの回転だけでなく、円盤の光学的厚みにも依存すると予想され、2つの物理量がどうカップリングするか、観測から制限できるかの検討も今後行う必要がある。

第5章 まとめ

本研究では、スペクトル解析ツールである `xspec+kynpackage` を用いてブラックホール連星 GRS1915+105 からの円盤放射の計算を行い、得られた結果を IXPE 衛星のシミュレーターに入力して観測シミュレーションを行い、ブラックホールの回転を制限するために必要な観測時間の評価を行った。その結果、ブラックホールの回転速度が無回転か最高速度回転という極端な場合に、74 ks の観測で区別できることがわかった。研究の次のステップとしては、より多くの観測時間でシミュレーションを行うことで、ブラックホールの回転速度を精度良く制限することや、円盤の光学的厚みなど、回転以外に偏光に影響を与えるパラメータの考慮である。IXPE 衛星の打ち上げによって、ブラックホールの降着円盤の幾何学的構造の解明や一般相対論効果の実証など、物理学の大きな前進となることを期待する。

謝辞

本論文の作成にあたって、指導教員である水野先生には、大変お世話になり、感謝しております。本テーマでもある、ブラックホールによる物理現象の面白さや、1つ1つを理解した上で物事をすすめる姿勢の大切さを教えていただきました。また、ixpeobssim のインストールから設定、参考文献の紹介などを教えて頂いた山本さん、python のスクリプト作成のアドバイスを頂いた今里さん、パソコンのトラブルを解決して頂いた濱田さん、並びに小部屋の先輩方、本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] G.Rybicki & A.Lightman, Radiative Processes in Astrophysics, Wiley-Interscience, (1979)
- [2] 東京工業大学河合研究室, 超小型硬 X 線偏光観測衛星 TSUBAME の開発, http://www.hp.phys.titech.ac.jp/yatsu/tsubame_science/hxcp.html, (2014)
- [3] M.Dovciak, et al., Thermal disc emission from a rotating black hole:X-ray polarization signatures, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume:391, 32(2008)
- [4] M.Weisskopf, et al., A precision measurement of the X-ray polarization of the Crab Nebula without pulsar contamination, Astrophysical Journal, Volume:220, 2117(1978)
- [5] https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/oso8/oso8_about.html
- [6] M.Weisskopf, et al., Proc.SPIE, Volume:9905, 990517(2016)
- [7] 玉川徹, X 線偏光観測衛星 Imaging X-ray Polarimeter Explorer, http://www-cr.scphys.kyoto-u.ac.jp/conference/mpgd_15th/slides/MPGD2018_01_tamagawa.pdf, (2018)
- [8] <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S221137971630448X>
- [9] 山本龍哉, シミュレーションを用いた IXPE 衛星による広がった天体の X 線偏光解析手法の研究, 広島大学, 卒業論文, (2018)
- [10] <https://agenda.infn.it/event/15643/contributions/30820/attachments/21780/24810/ixpeobssim.pdf>
- [11] <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/>
- [12] M.Dovciak, <https://projects.asu.cas.cz/stronggravity/kyn/tree/master#installation>
- [13] J.Vink & P.Zhou, Practical aspects of X-ray imaging polarimetry of supernova remnants and other extended sources, Galaxies, Volume:6, 46(2018)