活動銀河核トーラスのX線スペクトルシミュレータの開発 及び物質状態の推定

広島大学大学院 理学研究科 物理科学専攻

高エネルギー宇宙・可視赤外天文研究室

M135455

古井 俊也

主查 深澤泰司 副查 石川健一

2015年2月

概 要

活動銀河核 (AGN) とは星に由来しない活動的な現象が起こっている銀河の中心領域の事であり、太陽系程 度の大きさの領域から銀河全体を上回る光度 (~ $10^{44} \text{ erg s}^{-1}$) で輝いている。このように非常に明るく輝 くことが出来るのは、中心に存在する超巨大ブラックホールへ物質が落ちる時に重力エネルギーを解放し ているためと考えられている。この超巨大ブラックホールやその周りに存在する降着円盤を取り囲むよう に密度の濃いガス雲群が分布していると考えられており、トーラスと呼ばれている。このトーラスは次のよ うな点で重要な天体である。(1) 中心へのガス供給を通じて巨大ブラックホールの成長・進化をコントロー ルする。(2)AGN 中心からの X 線を吸収・反射することでスペクトル上に吸収や輝線といった構造を作り、 ブラックホール周辺状態を調べることが出来る。このような重要性から数多くの先行研究が行われている。 X 線領域における先行研究では、トーラスの物質状態を取り込んだモデルを作成してスペクトルをシミュ レートし、その結果と観測データを比較することでトーラス状態の推定を行っている。しかしこのような研 究で使われているモデルは、物質分布が一様であったり無限平板を想定するなど、あまり現実的ではないも のが多い。また、近年赤外線領域の研究からトーラス内物質は一様ではなくクランプ状に分布し、トーラス 形状はすり鉢型である事が明らかになってきたが、それを反映したトーラスモデルもまだ存在しない。以上 のような現状の中、次期国際 X 線天文衛星 ASTRO-H が 2015 年度に打ち上げ予定である。ASTRO-H に よって鉄の K ライン形状や吸収端の精密分光が史上初めて可能になり、周辺状態を詳しく探ることが出来 ると期待されている。

そこで我々は AGN トーラスの X 線反射スペクトルシミュレータを開発した。この特徴はジオメトリを 容易に変更でき、トーラスの状態を表す様々なパラメータを入力できる点である。加えて、散乱素過程をよ り正確に記述し、従来モデルより正確な X 線スペクトルを描けるようになっている。我々はまずガス・ダ ストが一様に分布したドーナツ状のトーラスジオメトリを作り、シミュレーションを行った。これは既存の モデル (Murphy & Yaqoob et al. 2009) と同様のジオメトリである。両者のスペクトルを比較した所ほぼ 一致したため、シミュレーションは問題ないと考えた。その後、赤道面で測ったトーラスの水素柱密度や速 度分散といったパラメータを変化させてシミュレーションを行い、スペクトルのパラメータ依存性を調査す ることでトーラスの物質状態の推定可能性を調べた。さらにトーラス中のガス・ダストの分布を一様からク ランプ状に変えたモデルの構築も行った。このモデルに対してもシミュレーションを行い、同様の解析を行 うことで物質状態の推定可能性を探った。

目 次

第1章	活動銀河核 (AGN)	7
1.1	活動銀河核概論	7
	1.1.1 歴史的背景と AGN の分類	7
	1.1.2 AGN エンジン	8
	1.1.3 AGN 統一モデル	9
1.2	AGN からの放射	11
	1.2.1 AGN の X 線スペクトル:直接・透過成分	13
	1.2.2 AGN の X 線スペクトル:反射・吸収成分	13
1.3	AGN トーラスの X 線反射モデル	16
1.4	研究目的	18
第2章	モンテカルロシミュレータ	19
2.1	モンテカルロコード	19
	2.1.1 輻射輸送問題とモンテカルロシミュレーション	19
	2.1.2 フレームワーク MONACO	21
2.2	物理プロセス	21
	2.2.1 光電吸収	21
	2.2.2 束縛電子による散乱	21
2.3	トーラスモデル	25
	2.3.1 本研究で構築した 2 つのモデル	25
	2.3.2 クランプ配置のアルゴリズムとその検証	25
	2.3.3 先行研究モデルとの比較	28
2.4	シミュレータの検証	28
	2.4.1 検証用スペクトルの作成	29
	2.4.2 反射・吸収成分のスペクトルの比較	31
	2.4.3 直接・透過成分の比較	34
第3章	スムーストーラスのシミュレーション結果と考察	35
3.1	解析手法	35
	3.1.1 鉄輝線のフラックス、EW の算出	35
	3.1.2 反応位置の図の作成	36
3.2	見込み角 $(heta_{ia})$ 依存性	38
3.3	水素柱密度 (N _H) 依存性	41
3.4	速度分散 (V _{turb}) 依存性	52
3.5	元素存在比 (MA) 依存性	54

第4章	クランピートーラスのシミュレーション結果と考察	57
4.1	クランピートーラスの性質...................................	57
	4.1.1 クランピートーラスのパラメータ計算	57
	4.1.2 シミュレーションにおけるクランピートーラスの柱密度	59
4.2	体積充填率 (f) 依存性	61
4.3	クランプスケール (a) 依存性	63
4.4	見込み角 $(heta_{ia})$ 依存性	64
4.5	水素柱密度 (N _H) 依存性	67
4.6	速度分散 (V _{turb}) 依存性	69
4.7	元素存在比 (<i>MA</i>) 依存性	69
18	冬パラメータの特徴のまとめ	70
4.0	\mathbf{T}	70
4.0 第5章	物質状態の推定可能性の議論	70 74
4.0 第5章 5.1	物質状態の推定可能性の議論 次期国際 X 線天文衛星 ASTRO-H	70 74 74
4.8 第5章 5.1	物質状態の推定可能性の議論 次期国際 X 線天文衛星 ASTRO-H	70 74 74 74
4.8 第5章 5.1	物質状態の推定可能性の議論 次期国際 X 線天文衛星 ASTRO-H 5.1.1 ASTRO-H 衛星 5.1.2 マイクロカロリメータ SXS	70 74 74 74 75
4.0 第5章 5.1	物質状態の推定可能性の議論 次期国際 X 線天文衛星 ASTRO-H	70 74 74 74 75 76
4.8 第 5 章 5.1 5.2	物質状態の推定可能性の議論 次期国際 X 線天文衛星 ASTRO-H 5.1.1 ASTRO-H 衛星 5.1.2 マイクロカロリメータ SXS 物質状態推定のための解析 5.2 1 解析手順	70 74 74 74 75 76 76
第5章 5.1 5.2	物質状態の推定可能性の議論 次期国際 X 線天文衛星 ASTRO-H 5.1.1 ASTRO-H 衛星 5.1.2 マイクロカロリメータ SXS 防質状態推定のための解析 5.2.1 解析手順 5.2.2 反射成分シミュレーションスペクトルのテーブルモデル化	 70 74 74 74 75 76 76 76 76 76
第5章 5.1 5.2	物質状態の推定可能性の議論 次期国際 X 線天文衛星 ASTRO-H 5.1.1 ASTRO-H 衛星 5.1.2 マイクロカロリメータ SXS 物質状態推定のための解析 5.2.1 解析手順 5.2.2 反射成分シミュレーションスペクトルのテーブルモデル化 5.2.3 天体シミュレーションデータの作成	 70 74 74 74 75 76 76 76 76 76 79
第5章 5.1 5.2	物質状態の推定可能性の議論 次期国際 X 線天文衛星 ASTRO-H 5.1.1 ASTRO-H 衛星 5.1.2 マイクロカロリメータ SXS 51.2 マイクロカロリメータ SXS 物質状態推定のための解析 5.2.1 解析手順 5.2.2 反射成分シミュレーションスペクトルのテーブルモデル化 5.2.3 天体シミュレーションデータの作成 5.2.4 天体シミュレーションデータの7ィットと考察	 70 74 74 74 75 76 76 76 76 79 80

第6章 まとめと今後

図目次

1.1	Seyfert 1 型と 2 型のスペクトルの比較	8
1.2	時間変動する放射領域とそのライトカーブ	9
1.3	AGN 統一モデルの模式図	10
1.4	NGC1068 の可視分光スペクトルと可視偏光分光スペクトル	11
1.5	AGN の X 線スペクトルとその構成要素	13
1.6	AGN からの X 線スペクトルの直接・透過成分と反射・吸収成分	14
1.7	Si に対する相互作用断面積	15
1.8	Fe-K _α のコンプトンショルダー	16
1.9	先行研究で作られた様々なトーラスモデルの例............................	17
1.10	Kawaguchi & Mori (2010) によって考えられたトーラスモデル	17
2.1	モンテカルロシミュレーションのコンセプト	20
2.2	束縛電子による微分散乱断面積の散乱角依存性.................	23
2.3	原子と分子の微分断面積の差	24
2.4	6.4 keV の単色エネルギーを入射した時の散乱成分のエネルギースペクトル	24
2.5	今回構築した2つのトーラスモデル...............................	25
2.6	クランプ配置のアルゴリズム...................................	26
2.7	3 次元、2 次元、1 次元のクランプ分布図	27
2.8	1 次元のクランプ分布図を作るために設定した変数の説明	27
2.9	シミュレーションを実行している際の様子	30
2.10	反射・吸収成分スペクトルの先行研究モデルとの比較	30
2.11	直接・透過成分スペクトルの先行研究モデルとの比較	31
2.12	XSPEC を用いて photon flux を出す流れ	32
2.13	温度によるコンプトンショルダーの形状変化.............................	33
2.14	等価幅の説明	33
2.15	Fe-K 輝線付近のスペクトルの拡大図	34
3.1	鉄輝線周辺の連続成分のフィットの様子.................................	36
3.2	観測者から見たトーラス内の光子反応位置の描き方	37
3.3	トーラス内光子反応位置作成の際に便宜上用いた4つの象限	37
3.4	見込み角を変化させた時の反射・吸収成分の X 線スペクトル	39
3.5	スペクトル中の色について...................................	39
3.6	鉄の K _α 輝線の EW、フラックス、鉄の K 輝線に対するコンプトンショルダーのフラックス	
	比それぞれの θ _{ia} 依存性	48
3.7	水素柱密度を変化させた時の反射・吸収成分の X 線スペクトル	48
3.8	スペクトルで用いた色について (再掲)	48
3.9	1–10 keV での水素の反応断面積	49

3.10	鉄の K _α 輝線の EW、フラックス、鉄の K 輝線に対するコンプトンショルダーのフラックス	
	比それぞれの N _H 依存性	49
3.11	先行研究モデルの Fe-K _α の EW の N _H 依存性	50
3.12	速度分散を変化させた時の反射・吸収成分の X 線スペクトル	52
3.13	鉄の K _α 輝線フラックス、K _β 輝線フラックス、それらの比の V _{turb} 依存性	53
3.14	鉄輝線周辺の連続成分をべき関数でフィットした時の例	53
3.15	元素存在比を変化させた時の反射・吸収成分の X 線スペクトル	55
3.16	$N_H = 10^{23}$ の時の鉄の K $_{lpha}$ 輝線の EW、フラックス、鉄の K 輝線に対するコンプトンショ	
	ルダーのフラックス比それぞれの MA 依存性	55
3.17	$N_H = 10^{24}$ の時の鉄の K _{$lpha 輝線の EW、フラックス、鉄の K 輝線に対するコンプトンショ$}	
	ルダーのフラックス比それぞれの MA 依存性	56
3.18	$N_H = 10^{25}$ の時の鉄の K $_{lpha}$ 輝線の EW、フラックス、鉄の K 輝線に対するコンプトンショ	
	ルダーのフラックス比それぞれの MA 依存性	56
4.1	クランピートーラスのパラメータ計算に使用される半径	57
4.2	視線上にクランプが含まれた場合に求める体積	59
4.3	クランプ数の赤道面における視線方向 (φ 方向) 依存性	60
4.4	$N_{\rm H}$ の視線方向 (θ 方向) 依存性	61
4.5	見込み角が小さい時にクランピートーラスで見られる N _H 減少の原因	61
4.6	体積充填率を変化させた時の反射・吸収成分の X 線スペクトル	62
4.7	鉄の K _α 輝線の EW、フラックス、鉄の K 輝線に対するコンプトンショルダーのフラックス	
	比それぞれの体積充填率依存性	64
4.8	クランプスケールを変化させた時の反射・吸収成分の X 線スペクトル	65
4.9	鉄の K _α 輝線の EW、フラックス、鉄の K 輝線に対するコンプトンショルダーのフラックス	
	比それぞれのクランプスケール依存性.................................	65
4.10	見込み角を変化させた時の反射・吸収成分の X 線スペクトル	66
4.11	鉄の K _α 輝線の EW、フラックス、鉄の K 輝線に対するコンプトンショルダーのフラックス	
	比それぞれの見込み角依存性....................................	67
4.12	水素柱密度を変化させた時の反射・吸収成分の X 線スペクトル	68
4.13	鉄の K _α 輝線の EW、フラックス、鉄の K 輝線に対するコンプトンショルダーのフラックス	
	比それぞれの水素柱密度依存性	68
4.14	速度分散を変化させた時の反射・吸収成分の X 線スペクトル	69
4.15	鉄の K _α 輝線の EW、フラックス、鉄の K 輝線に対するコンプトンショルダーのフラックス	
	比それぞれの速度分散依存性.................................	70
4.16	元素存在比を変化させた時の反射・吸収成分の X 線スペクトル	71
4.17	$N_{H} = 10^{23}$ の時の鉄の K _{α} 輝線の EW、フラックス、鉄の K 輝線に対するコンプトンショ	
	ルダーのフラックス比それぞれの元素存在比依存性	71
4.18	$N_H = 10^{24}$ の時の鉄の K _{α} 輝線の EW、フラックス、鉄の K 輝線に対するコンプトンショ	
	ルダーのフラックス比それぞれの元素存在比依存性	72
4.19	$N_{H}=10^{25}$ の時の鉄の ${ m K}_{lpha}$ 輝線の EW、フラックス、鉄の K 輝線に対するコンプトンショ	
	ルダーのフラックス比それぞれの元素存在比依存性	72
E 1	ACTDO II 海目のイメージ	
0.1 5 0	A51 NU-П 単生り1 / ーン	(5 70
5.2	メイフロカロリメニクの侯氏凶	76

5.3	ROOT の Tree 構造の例	77
5.4	2–10 keV の天体シミュレーションデータ	80
5.5	同じ天体を見たときの SXS と Suzaku 搭載 XIS のスペクトルの違い	82
5.6	「赤道面で測定した水素柱密度―見込み角」における 6.0–7.5 keV の天体シミュレーション	
	データのフィット結果....................................	82
5.7	N _H 、θ _{ia} の信頼度のコントア	83
5.8	「赤道面で測定した水素柱密度―元素存在比」における 6.0–7.5 keV の天体シミュレーショ	
	ンデータのフィット結果	83
5.9	N _H 、MA の信頼度のコントア	83
6.1	局エネルギー宇宙・リ視赤外大文研究室 (2014 年度) の集合写真	86

表目次

2.1	構築した2つのトーラスモデルが持つパラメータとその意味	25
2.2	我々の構築したトーラスモデルと先行研究モデルの比較表	29
2.3	鉄の K 輝線の EW の比較	34
3.1	$\cos heta_{\mathrm{ia}}$ と $ heta_{\mathrm{ia}}$ の対応表	38
3.2	$ heta_{ia}$ とスペクトルの色の対応関係	39
3.3	見込み角を変えた時の、6.39–6.41 keV の光子に対する反応位置	41
3.5	水素柱密度を変えた時の、20–30 keV の光子に対する反応位置	43
3.6	水素柱密度を変えた時の、2–2.3 keV の光子に対する反応位置	45
3.7	水素柱密度を変えた時の、6–6.39 keV の光子に対する反応位置	47
3.4	N _H とスペクトルの色の対応関係	48
3.8	水素柱密度を変えた時の、6.39–6.41 keV の光子に対する反応位置	51
4.1	体積充填率を変えた時の、2–2.3 keV の光子に対する反応位置	63
4.2	各パラメータの依存性にみる、それぞれの特徴...............	73
5.1	ブランチの例とそのブランチが持つ意味	77
5.2	天体シミュレーションデータ作成に用いたパラメータ	80

第1章 活動銀河核(AGN)

この章ではまず、活動銀河核とはどのようなものなのかについて先行研究から分かった事を紹介するとともに、先行研究では考慮されていない点について指摘し、本研究で行う事とその意義について言及する。

1.1 活動銀河核概論

活動銀河核とは星に由来しない活動的な現象が起こっている銀河の中心領域の事であり、英語で"Active Galactic Nucleus"と書くため、しばしば AGN と略される (この論文でも以後 AGN と略す)。AGN の特徴 はその狭い領域からの強い放射である。典型的に、AGN は可視光帯でその銀河に含まれる星全体からの光 度と同程度 (~ 10^{44} erg s⁻¹)、もしくはその 100 倍程度の光度を放射している。そしてもう一つの特徴は、 電波からガンマ線に渡る非常に幅広い波長帯で観測されることである。

1.1.1 歴史的背景とAGN の分類

AGN の研究は 20 世紀に入ってから始まっていた。1908 年、E.A.Fath は初めて活動銀河 (多数の恒星が 放射しているだけとは考えられない特徴を持つ銀河)の可視光スペクトルを取得し、NGC1068 の強い輝線に 言及した。同じ頃、V.M.Slipher は NGC1068 の高分解能スペクトルを取得した。輝線はしっかり分解され ていたが、その輝線幅は数 100 km s⁻¹ にも及んだ。この輝線の広がりは電離ガスの運動によるドップラー 効果の影響だが、銀河の回転では説明できない大きな値だった。そして 1943 年に Carl Seyfert は中心領域 の表面輝度が明るい銀河を選んで分光観測を行い、NGC1068 と同様なスペクトルを示す銀河が他にもある ことを発見した。発見された当時は輝線幅が広がる原因が分からず注目されなかったが、1950 年代に行っ た電波サーベイにより quasar が発見され、quasar と同様の天体であると確認されてから注目されるように なった。Seyfert が観測を行ったこれらの銀河は発見者の名前から Seyfert 銀河と呼ばれるようになった。

Seyfert 銀河は z < 0.1 の近傍宇宙で見つかり¹、 $M_B > -21.5 + 5 \log h_0$ を満たす比較的低光度の AGN である²。また、強い高階電離輝線を持ち、ほとんど全てが渦巻銀河である。このような Seyfert 銀河は幅 の広い輝線を持つか否かで 2 つのクラス—すなわち 1 型か 2 型か—に分けられる。1 型 Seyfert には幅が数 100 km s⁻¹ 程度の狭輝線と幅が 10⁴ km s⁻¹ 程度の広輝線の両方が存在するが、2 型 Seyfert には狭輝線し か存在しない (図 1.1)。最近ではこのクラスがさらに細かく分けられており、1.5、1.8 や 1.9 といった型も 導入されている。

代表的な AGN として、Seyfert の他に quasar と呼ばれるものもある。先に述べたように、1950 年代に 電波サーベイが行われた。当時の観測技術は強い電波源をそれぞれの天体として光学的に同定できる十分 な角分解能を有していたが、それでも恒星のような点光源に見える天体がいくつか存在した。これらは分 解できない恒星のような電波源として発見されたため、準恒星電波源 (Quasi-Stellar Radio Source) と呼ば

¹z は赤方偏移と呼ばれ、 $z \equiv (\lambda_0 - \lambda)/\lambda$ と定義される。これは天体から出た光がどれくらい変化したのかを表す指標である。この z が求まると、ドップラー効果の式 $z + 1 = \sqrt{1 + \frac{v}{c}}/\sqrt{1 - \frac{v}{c}}$ から後退速度 v が求まる。後は v(後退速度)= H_0 (ハッブル定数)×r(天体までの距離)の関係式を用い、距離が求まる。z = 0.1の時、天体までの距離は ~12.7 億光年である。

 $^{^{2}}M_{B}$ は天体が放射する電磁波の全波長のエネルギーを積分した光度から求められる等級 (bolometric magnitude) であり、 h_{0} は ハッブル定数を 100 km s⁻¹Mpc⁻¹ の単位で表したものである。



図 1.1: Seyfert 1 型 (上) と 2 型 (下) のスペクトル。縦軸は Intensity、横軸は波長 (Å) を示している [1]。

れ、これを略して quasar(クェーサー) と呼ぶようになった。quasar は AGN の中で最も明るく、その中心 の等級は $M_B < -21.5 + 5 \log h_0$ である。また、輝線は非常に大きな赤方偏移を示し、遠方宇宙にあること を示唆している。

AGN はこの他にも種類がある。電波ジェットにより電波ローブを構成し、ジェットとローブのシンクロ トロン放射により電波領域での放射が強くなっている Radio Galaxy。電波ジェットを正面から見ており、激 しい時間変動と強い偏光を示す Blazar。光度が低く、スペクトル中に低電離度のイオンや中性原子の強い 輝線が見られる LINER などである [2]。

1.1.2 AGN エンジン

AGN は非常に明るく輝いているが、それは同時に放射圧 (外向きの運動量フラックス) も大きいという 事を意味している。天体がこの放射圧で吹き飛ばされずに存在し光度を保つためには、この力と釣り合うだ けの重力が必要になる。この釣り合いの関係から質量の下限値を求めることができる。AGN のエネルギー 源を考えるため、最初にこれを求める。まず中心天体からの放射が「等方的」で「定常」であると仮定し、 議論を簡単にするために天体を構成するのは完全電離した水素ガスだとする。質量 *M* の 中心天体が光度 *L* で輝いている時、そこから距離 *r* の位置での外向きのエネルギーフラックスは

$$F_{\rm flux} = \frac{L}{4\pi r^2} \tag{1.1}$$

である。放射圧 *P* は外向きの運動量フラックスなので、エネルギーフラックスを光速 *c* で割れば良く、以下のように求まる。

$$P = \frac{L}{4\pi r^2 c} \tag{1.2}$$

1つの電子が外向きに受ける力は、これにトムソン散乱断面積 or をかけて式 (1.3) のようになる。

$$F_{\rm force} = \frac{L}{4\pi r^2 c} \times \sigma_{\rm T} \tag{1.3}$$

電子のみについて考えている理由について、もちろん光子は陽子にも衝突するが、電子に比べて質量が大 きいため光子の衝突程度ではほとんど動かないからである(しかし、電子が動けばクーロン相互作用で引き ずられて陽子も動く)。この外向きの力と重力が釣り合っているとすると、最終的に以下の結果を得る。

· · .

. [.] .

$$\frac{L}{4\pi r^2 c} \times \sigma_{\rm T} = \frac{GM(m_{\rm p} + m_{\rm e})}{r^2} \sim \frac{GMm_{\rm p}}{r^2}$$
$$L \sim \frac{4\pi cGMm_{\rm p}}{\sigma_{\rm T}} \sim 1.2 \times 10^{38} (\frac{M}{M_{\odot}}) \quad \text{erg s}^{-1} \tag{1.4}$$

$$M \sim \frac{\sigma_{\rm T} L}{4\pi c G m_{\rm p}} \sim 10^8 L_{46} M_{\odot} \tag{1.5}$$

 L_{46} は 10⁴⁶ erg s⁻¹ を単位とした光度であり、 $m_{\rm p}$ 、 $m_{\rm e}$ はそれぞれ陽子、電子の質量である。(1.4) は最大 光度の限界値 (エディントン光度) を表し、(1.5) は質量の下限値 (エディントン質量) を表す。これはつま り、中心天体の明るさが典型的な AGN の明るさ (10⁴⁶ erg s⁻¹) である時、その質量はおよそ 10⁸ M_{\odot} も必 要であることを意味する。

AGN の放射領域の大きさは明るさ (X 線強度) の時間変動のタイムスケールから制限を与えることがで きる。放射領域の大きさを R、光速を c、変動時間を Δt とすると $R \le c\Delta t$ である。これは以下のように考 えることで導出される。図 1.2 の左図は明るさ (強度) が時間変動している放射領域と観測者を表しており、 両者の距離を L としている。放射領域が明るい時、最後に観測者側の面から光が出た時間を t = 0 とする と、その光を観測した時間は t1 = L/c である。そして放射領域全体が暗くなった瞬間、最後に放射領域の 奥の面から出た光が観測される時間は t2 = (R + L)/c である。この時のライトカーブを図 1.2 の右図に示 した。明るさの変動時間を Δt とすると、 $t2 - t1 = \Delta t$ という関係式が成り立ち、これを R について解くと $R \le c\Delta t$ が導かれる。AGN の変動時間は ~10⁴ sec なので、放射領域の大きさは ~10⁻⁴ 光年となる。典型 的な銀河の大きさが ~10⁵ 光年であることを考えると非常に小さい。このように非常に狭い領域に 10⁸ M_{\odot} もの質量を入れるとなると、中心天体の候補はブラックホールしかない。



図 1.2: (左) 明るさが時間変動する放射領域と観測者の位置関係。(右) 放射領域が時間変動した時のライト カーブ。

AGN から放出される莫大なエネルギーは、ブラックホール周辺にある物質がブラックホールに落ちる時 に物質が持つ重力エネルギーを解放することに起因すると考えられている。このように考えられる理由は、 核融合反応といった他のプロセスと比較してエネルギー変換効率³が高いためである。以上のような重力エ ネルギーから放射への変換を担う機構の事を AGN エンジンと呼ぶ [2][3][4]。

1.1.3 AGN 統一モデル

ここまで AGN にはいくつか種族があり、それらは共通して巨大ブラックホールに関連した現象だと言 う事を説明してきた。AGN 統一モデルとは、「これらの AGN はそもそも違う種族ではなく、本質的には 3xネルギ-変換効率は生成されるエネルギー E と変換される質量 m を用いて n = E/mc² と定義される。 同じ天体で、見かけの違いや物理的なパラメータの組み合わせによって異なる種族に見えているだけ」と するアイデアである。統一モデルでは AGN は図 1.3 のように構成される。すなわち、中心天体として巨大 質量ブラックホールが存在し、その周りに降着円盤、高温プラズマからなるコロナ、光学的に厚い⁴トーラ ス、Broad-Line Region(BLR)、Narrow-Line Region(NLR) が存在するのである。



図 1.3: AGN 統一モデルの模式図 [5]。

さて、ここで出てきた BLR、NLR とはどのようなものだろうか。一般的に、高密度のガスの中では原 子同士の衝突による遷移の方が禁制線の遷移より速く、禁制線は発生しない。従って禁制線が発生するため には、ガスの密度が小さく、原子衝突の頻度が少ない環境が必要となる。このような場所はブラックホール から離れた位置にあると考えられており、さらに降着流の速度が小さいことから、この領域から出る輝線の 幅は狭くなる。このように禁制線、許容線の両方で見られる幅の狭い輝線を出す領域の事を NLR という。 一方許容線が発生するためには、ガス密度が高く、衝突頻度の多い環境 (ブラックホールの近傍) が必要と なる。ブラックホール近傍だと降着流の速度が大きくなるため、この領域から出る輝線の幅が広くなる。こ のように許容線でのみ見られる幅の広い輝線を出す領域を BLR という。

統一モデルでは、BLR が直接見える角度から見た AGN を Seyfert 1 型、トーラスに遮られ BLR が直接 見えない角度から見た AGN を Seyfert 2 型、jet を正面から見ている AGN をブレーザーとしている。この ような描像の観測的証拠はいくつかあるが、一つ例を挙げると Antonucci & Miller (1985) による NGC1068 の観測である。この天体は Seyfert 2 型であり、直接観測した可視光のスペクトルでは広輝線は見られな かった。しかし可視光で偏光観測を行うと、そのスペクトル中に広輝線がいくつか見られた (図 1.4)。これ は AGN が統一モデルのような構造を持っており、直接観測した時はトーラスに阻まれて広輝線が見られな かったが、散乱された事で観測出来るようになったと考えれば理解できる。従ってこの観測結果は統一モデ ルを支持している。ここで挙げた例のように統一モデルは観測的事実をある程度説明することは出来るが、 電波の強弱はなぜ出来るのか、トーラスがない、または非常に薄い Seyfert 2 型が見つかるなど、現段階で は説明できない問題も存在する。完全なモデルを構築するために、より詳細な観測・解析を行い、ブラック ホール周辺の状態について研究を進めなければならない [4][5][6]。

⁴物質の表面から距離 x 進んだ位置での透過率は、吸収係数を α とすると $e^{-\alpha x}$ と表せる。物質全体を通して計測した光学的深さ (αx) の事をを光学的厚さと呼び、よく τ と表記される。



図 1.4: NGC1068(Seyfert 2型)の可視分光スペクトル(上)と可視偏光分光スペクトル(下)[6]。

1.2 AGN からの放射

AGN からの放射は以下に述べる降着円盤からの黒体放射と高温コロナの熱的電子による逆コンプトン散 乱、さらには jet などからの放射がある。ここでは前者 2 つについて述べる。

降着円盤からの黒体放射

放射物体が熱平衡状態 (粒子の速度分布が Maxwell 分布に従う) にある時、その平衡温度に対応した 熱運動を行う。この熱運動に伴って荷電粒子から出る放射の事を熱的放射という。そして全ての熱的 放射は、光学的に厚い極限では黒体放射になる。また、 $T = h\nu/k$ という関係式から、温度が高い物 質から出る放射はエネルギーが大きく、X 線領域の放射は ~ 10⁷⁻⁹ K の超高音物質から出ることが分 かる。さて、AGN で見られる熱的放射の例として降着円盤からの放射がある。降着円盤が光学的に 厚く、円盤内の距離 R にある物質のエネルギーがその場で散逸して熱になるとすると、その放射は黒 体放射であると近似できる。AGN のエネルギー源は重力エネルギーの解放だと考えられるため、単 位時間当たりに $GM\dot{M}/R$ の割合で変換される。この半分は放射になるが、もう半分はガス加熱に使 われるため (ビリアル定理)、放射強度は以下のようになる。

$$L = \frac{GM\dot{M}}{2R} \tag{1.6}$$

また黒体放射で近似できる事を考慮し、式 (1.6) は単位面積当たりの黒体放射強度 σT^4 を用いて次のようにも表せる。

$$L = 2\pi R^2 \sigma T^4 \tag{1.7}$$

 $2\pi R^2$ は円盤の上下の表面積である。式 (1.6)(1.7) の 2 つの式を T について解くと、

$$T = \left(\frac{GM\dot{M}}{4\pi\sigma R^3}\right)^{1/4} \tag{1.8}$$

さらに粘性による仕事を考慮すると最終的に以下のように求まる。

$$T = \left[\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma R^3} \left\{1 - \sqrt{\frac{R_{\rm in}}{R}}\right\}\right]^{1/4}$$
(1.9)

ここで R_{in} は円盤の内縁半径を意味する。この R_{in} にシュバルツシルト半径 R_S 、M に $10^8 M_{\odot}$ を代入すると、AGN の降着円盤は赤外線 ~ 紫外線の熱的放射をすることが分かる。また、特に紫外域で 卓越すると考えられる [2][7][8]。

図 1.5 は AGN の X 線スペクトルの例である。2 keV 以下の低エネルギー側では warm absorber⁵に より吸収を受ける成分があるが、逆に急激に増加するスペクトル成分 (図 1.5 の水色) が見られ、軟 X 線超過 (soft X-ray excess) と呼ばれる。軟 X 線超過成分は降着円盤からの黒体放射やその重ね合わ せとして現象論的に説明されることがある。エディントン光度を得るために必要な降着率を \dot{M}_E とす ると

$$\dot{M}_{\rm E} \equiv \frac{L_E}{\eta c^2} \sim 2.2 \left(\frac{M}{10^8 M_{\odot}}\right) \tag{1.10}$$

と書ける。式 (1.9)、(1.10) から半径 R における降着円盤の温度は近似して次のように書ける。

$$T(R) \sim 6.3 \times 10^5 \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_{\rm E}}\right)^{1/4} \left(\frac{M}{10^8 M_{\odot}}\right)^{-1/4} \left(\frac{R}{R_{\rm S}}\right)^{-3/4}$$
 (1.11)

式 (1.11) に AGN の典型的なパラメータである $\dot{M} = 0.1 \dot{M}_{\rm E}$ 、 $M = 10^8 M_{\odot}$ 、 $R = R_{\rm S}$ を代入すると、 降着円盤の内縁半径温度は $T \sim 10^5$ K~0.01 keV となる。これはスペクトルから要求される ~1 keV と比較すると非常に温度が低い。つまり軟 X 線超過成分は黒体放射の重ね合わせで説明されることが あるが、計算上では降着円盤からの黒体放射そのものと考えることは難しく、この起源はまだ分かっ ていない [2][4][5][9]。

• 熱的電子による逆コンプトン散乱

低エネルギー光子が高エネルギー電子に衝突した時、電子が光子にエネルギーを与える。この現象は 逆コンプトン散乱と呼ばれる。jet などの様に電子が熱運動をしていない場合は、特に「非熱的電子 による逆コンプトン散乱」と呼ばれる。では降着円盤周辺の場合はどうだろうか。図 1.3 で示したよ うに、中心のブラックホールや降着円盤の周りには数 100 keV の高温コロナが存在すると考えられて いる。また黒体放射のところで説明したように、降着円盤からは紫外領域などの光子が放射されてい る。AGN の場合、降着円盤から放射された数 10 eV の光子が数 100 keV の高温コロナの電子に衝突 して光子のエネルギーがたたき上げられ、X 線 ~ ガンマ線という領域で放射していると考えられてい る。つまり逆コンプトン散乱である。ただし、先ほどと違って電子は熱運動をしている。そこで「非 熱的電子による逆コンプトン散乱」に対し、このような放射は「熱的電子による逆コンプトン散乱」 と呼ばれる。逆コンプトン散乱過程において、光子は電子の持つエネルギー以上になることができな いため、AGN のスペクトルは数 100 keV でカットオフを示す (図 1.5 の 200 keV 付近にカットオフ が見られる)。この放射の特徴はエネルギー分布がカットオフを持つ冪関数として現れることである。 すなわちエネルギー分布は

$$N(\epsilon)d\epsilon = A\epsilon^{-\Gamma} \exp\left(-\frac{\epsilon}{kT}\right)d\epsilon$$
(1.12)

となる。この時の Γ は光子指数 (photon index) と呼ばれ、高エネルギーの粒子がどれくらい存在す るのかを表す目安になる [2][4][8]。

⁵中心からの強烈な X 線によって光電離した物質による吸収体



図 1.5: AGN の X 線スペクトルとその構成要素 [9]。

ここまで天体からの放射について、AGN を例に挙げながら説明してきた。降着円盤はブラックホールに 近いほど温度が高くなり紫外線領域のエネルギーまで黒体放射し得ること、そしてこの放射が高温コロナ により数 100 keV 程度のエネルギーまでたたきあげられて放射する (逆コンプトン散乱する) ことが分かっ た。さらに、これらの光子はトーラスを通過・散乱してくるため、その情報も含んでいると考えられる。こ れはつまり、X 線を用いるとブラックホール近傍 (降着円盤、高温コロナ、トーラス)の状態を探ることが 出来る事を意味している。そしてブラックホール近傍の物質はブラックホールのエネルギー源となるため、 これを探る事は AGN やブラックホールの進化を考える上でも重要である。X 線で AGN を観測する意義は ここにある。さて、AGN の X 線スペクトル (図 1.5) は「直接・透過成分」と「反射・吸収成分」に分けら れる (図 1.6)。次の節からこのスペクトル成分について詳しく見ていく。

1.2.1 AGN の X 線スペクトル:直接・透過成分

AGNのX線直接・透過成分とは、降着円盤や高温コロナから放射された光がそのまま観測される、ある いはトーラスなどの物質を通ったが相互作用せずに観測される成分のことである。前の節で述べたように、 X線放射の起源は熱的電子による逆コンプトン散乱であると考えられている。直接・透過成分ではそれが 直接観測されるので、1–100 keV あたりのスペクトルは冪型の関数⁶となる (図 1.5 の青色)[4][5][9]。

1.2.2 AGN の X 線スペクトル:反射・吸収成分

統一モデルの節で紹介したように、AGN は光学的に厚いトーラスと呼ばれるガス雲でドーナツ状に囲ま れている。AGN の中心から放射された X 線がこのトーラスの中に入ると、その光子は確率的に散乱・吸収 を受けると思われる。このように AGN から放射された X 線が周りの物質 (主にトーラス) によって散乱・

⁶これまでの観測から AGN の photon index~ 2 となる事が分かっている。



図 1.6: AGN からの X 線スペクトルの「直接・透過成分」と「反射・吸収成分」。

吸収され、その結果観測される成分を反射・吸収成分と呼ぶ (吸収された光子はもちろん観測できないが、 連続成分の減少、蛍光 X 線による輝線といった形で吸収成分が見られる)。

• 吸収成分

X線が吸収を受ける時の素過程は光電吸収であり、この効果は次のように表される。

$$\exp(-N_{\rm H} \times \sigma(E)) \tag{1.13}$$

ここで $N_{\rm H}$ は水素柱密度である。これは視線方向に存在する物質量を表しており、(密度)×(視線長) で求められ、単位は cm⁻² である。 σ は光電吸収断面積であり、これはさらに $\sigma(E) = \sum_i f_i \sigma_i(E)$ と 書き改めることが出来る。 f_i は物質 i の重元素組成比、 $\sigma_i(E)$ は物質 i の吸収断面積であり、およそ $\sigma_i(E) \propto E^{-3}$ なので低エネルギー側ほど吸収が大きくなる事が分かる。

光子が原子に吸収される時に放出される電子の事を光電子という。物質に入射する光子のエネル ギーを E_{γ} 、光電子のエネルギーを E_e 、各電子殻の束縛エネルギーを E_b とすると以下の関係式が得 られる。

$$E_e = E_\gamma - E_b \tag{1.14}$$

ここで、K 殻の束縛エネルギーが一番大きなエネルギーを持ち、それより大きなエネルギーの光子が 原子に入射した場合、80%以上の確率で K 殻電子が放出される。入射光子のエネルギーが K 殻電子 の束縛エネルギーより小さい時、ターゲット原子は L 殻よりも外側にある電子しか放出させることが できない。そのため、光子の光電吸収断面積は図 1.7 の様に急激に下がることになる。この構造は K 殻吸収端と呼ばれる。もちろんこれは K 殻に限ったことではなく L 殻、M 殻... でも起きうる現象で、 それぞれ L 殻吸収端、M 殻吸収端... と呼ぶ。

光電子を放出することによって電子殻にできた空孔は、他の電子殻の電子による再配列や自由電子 捕獲によって直ちに満たされる。その時のエネルギー差は蛍光 X 線やオージェ電子によって解放され る。蛍光 X 線のエネルギーはそれぞれの元素で固有な値を持つため、スペクトル上で輝線として見ら れる。AGN においては特に鉄の輝線が強く見られる (図 1.5 の赤色)。これは原子番号が大きいため鉄 が大きな蛍光分岐比を持つこと、恒星の進化過程で作られる元素として鉄が多いことが原因である。 蛍光分岐比というのは、K 殻電子が電離した後にオージェ電子ではなく蛍光 X 線が出る確率のこと である。電子が電離されて生じた空孔にどの電子軌道の電子が遷移してくるかで、放射される蛍光 X



図 1.7: Si に対する相互作用断面積。0.002 MeV 付近の光電吸収断面積に K 殻吸収端が見られる [8]。

線のエネルギーは異なる。またその確率もそれぞれ異なるため、鉄の蛍光 X 線といっても様々な強度 の輝線が数多く存在する。その中で特に目立って観測されるのが Fe-K_{$\alpha1$}(6.404 keV)、Fe-K_{$\alpha2$}(6.391 keV)、Fe-K_{β}(7.058 keV)の3つである。これらは~7.1 keVの K 殻吸収端に対応する蛍光輝線であ る。Fe-K_{α}は 2p 軌道から、FeK_{β}は 3p 軌道から電子が遷移する。スピン軌道相互作用により 2p 軌 道は2つに分裂しており、そのうち全角運動量 j=3/2 の時は Fe-K_{$\alpha1}、j=1/2$ の時は Fe-K_{$\alpha2} となる。</sub></sub>$

直接成分 (図 1.5 の桃色) において、2 keV 以下の低エネルギー側では吸収を受けてスペクトルが落 ち込んでいることが分かる。この吸収強度は時間変動することから、warm absorber によるものだと 考えられている。軽い元素は完全電離してしまい⁷吸収体として振る舞わないため、より低エネルギー 側では吸収がなくなり冪型の関数に戻る。そして結果的に 1 keV 付近で谷のような構造が見えるよう になる [2][4][5][9]。

• 反射成分

X線が反射されるときの素過程は主にコンプトン散乱である。高エネルギー側では吸収されにくい ので、相対的に低エネルギー側の光子のものより散乱が支配的になる。またコンプトン散乱は非弾性 散乱であるため、次の式で表されるように散乱後の光子のエネルギー E' は散乱前のエネルギー E に 比べて下がる。

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_c c^2} (1 - \cos \theta)} \le E$$
(1.15)

一方、低エネルギー側光子は先に述べたように吸収断面積が大きく吸収を受けやすい。その結果、X 線の反射・吸収成分は図 1.5 の緑色のような振る舞いを示すようになる。この成分のスペクトルには、 例えば 7 keV 付近に吸収断面積の影響による光電吸収端が見えていることが分かる。

2 keV 以下の低エネルギー側では warm absorber により吸収を受ける成分があるが、逆に急激に増加するスペクトル成分 (図 1.5 の水色) が見られる。これが 1.2 節で紹介した軟 X 線超過成分である。

光子が重元素に吸収された際、蛍光 X 線が放射されることは前に述べた。この蛍光 X 線もまた例 外ではなく、物質を通過するときにコンプトン散乱されることがある。蛍光 X 線が非弾性散乱され た際、輝線の左側 (低エネルギー側) に肩のような構造ができ、コンプトンショルダーと呼ばれる (図 1.8)。この構造は例えば散乱電子が自由電子か束縛電子かによって形状を変える。他のパラメータが

⁷物質がどれくらい電離しているのかを表す指標として電離パラメータと呼ばれるものがある。これは $\xi \equiv L/nr^2$ のように定義される。ここで Lは光源の明るさ、nは照射物質密度、rは物質の光源からの距離である。

変化した時も形状が変わるため、ブラックホール周辺状態を探る上で非常に有効な手段となる。ただ し、観測によって詳細な形を得たい場合、エネルギー分解能の高い観測機器を用いる必要があるが、 現状では難しい [2][4][5][9][10]。



図 1.8: Fe-K_αのコンプトンショルダー。束縛電子による散乱 (a) と自由電子による散乱 (b) で形状が異なる [10]。

1.3 AGN トーラスの X 線反射モデル

本研究では AGN トーラスによる X 線反射成分に着目する。その理由は以下の通りである。

- 1. 中心へのガス供給を通じ、巨大ブラックホールの成長・進化をコントロールする重要な構造であるため
- 2. トーラスは吸収や輝線といった構造を作る素になるため (吸収量や蛍光 X 線といった情報はブラック ホール周辺状態を調べる事に役立つ)

X 線領域におけるトーラスの研究は、トーラスの物質状態を取り込んだモデルを作成して X 線スペクトル をシミュレートし、観測データとシミュレーションとを比較することでトーラスの状態を推定するというも のである。先行研究で作られたモデルの例をいくつか挙げる。最もよく使われるモデルは XSPEC⁸の中に 入っている pexrav モデルである。pexrav モデルでは無限平面を仮定している。そして物理プロセスは散乱 だけを考慮していて吸収についての情報は無く、蛍光 X 線が得られない。蛍光 X 線については、自分の手 でガウシアンのラインを入れていく必要がある。このモデルに対し、蛍光 X 線を入れて改良した pexmon と呼ばれるモデルもある。しかし形状は依然平面であり、現実的なトーラスを表していない。そのような 中、Murphy & Yaqoob (2009)、Ikeda et al. (2009)、Yuan Liu & Xiaobo Li (2014) などは、ブラックホー ルを囲むドーナツ形状のトーラスモデルを構築した (図 1.9)。これらのモデルの詳細については第2章で紹 介する。

⁸NASA が提供している X 線解析用ソフト



図 1.9: 様々なトーラスモデルの断面図。(左)Murphy & Yaqoob(2009)[11]、(中)Ikeda et al.(2009)[12]、 (右)Yuan Li & Xiaobo Li(2014)[13]。

この様に、近年はより現実的なトーラスの形状が考えられるようになってきた。しかし、ジオメトリに ついてより現実的という意味では、さらに考慮したほうが良い点が2点ある。(i) トーラス内の物質分布に ついて、一様に分布させるのでは無くクランプ構造にし、速度分散を持たせること。(ii) トーラスの内縁 構造をすり鉢型にするということである。まず (i) について、これは Krolik & Begelman (1988) の研究が 発端である。赤外線や紫外線における様々な観測結果から、トーラスの厚みが大きい事が推測されている [14][15][16][17]。このトーラスの厚みを維持するには、垂直方向の速度分散が平均的に~100 km s⁻¹ である 必要がある。しかし、ダスト粒子には上限温度が存在し⁹[18][19]、上限温度を超えずにこの速度分散を出す のは不可能である。トーラス内のガスやダストの分布が一様ではなく clump 構造を持ち、clump 間での速 度分散によって要求される速度分散を満たすと考えれば、上限温度を超えずにトーラスの幾何学的な厚さが 説明できる [20]。このようにして、トーラスが clump 構造を持つのではないかと考えられるようになって いる。次に (ii) について、これは Kawaguchi & Mori (2010) の研究から予想されている結果である。トー ラスの最内縁半径は理論値と観測値にズレがあり、ブラックホールからの距離やトーラス最内縁構造につい ては良く分かっていなかった。川口らはトーラスが中心光源からの等方放射で暖められているというこれま での仮定を改め、降着円盤からの放射が非等方である事を考慮してこのズレを解決した。さらに降着円盤 からの放射フラックスの天頂角依存性を取り入れてトーラス最内縁部の構造を求め、トーラスは図 1.10の 様なすり鉢型をしているのではないかと予想した [21]。



図 1.10: Kawaguchi & Mori (2010) によって考えられたトーラスモデルの断面図。

⁹ダストはおよそ 1500K で昇華してしまう

1.4 研究目的

現在はトーラス内のガス・ダスト分布を clump 構造にしたトーラスの X 線モデルは少なく、Kawaguchi & Mori (2010) で提案された形状のモデル (図 1.10) は検証もされていない状態である。また、既存のモデ ルはジオメトリや物理プロセスが単純であるものが多い。さらに、次期国際 X 線天文衛星 ASTRO-H で鉄 の K 輝線形状や吸収端の精密分光が史上初めて可能になり、周辺状態を詳しく探ることが出来ると期待さ れている。このような背景を受け、本研究では AGN の X 線直接・透過成分、反射・吸収成分について正 確にモデル化すること、そしてその結果からトーラス内部の物理状態を推定することを目的とする。この 目的達成の為の手段として、フレームワーク MONACO[22] を用い、X 線スペクトルのモンテカルロシミュ レータを開発した。その詳細については次の章に譲ることにする。

第2章 モンテカルロシミュレータ

先述の通り、我々はフレームワーク MONACO を元に X 線スペクトルのモンテカルロシミュレータを開発した。この章ではモンテカルロコード、考慮した物理プロセス、構築したジオメトリを紹介し、コードやジオメトリの検証結果について述べる。

2.1 モンテカルロコード

2.1.1 輻射輸送問題とモンテカルロシミュレーション

電磁波(光)という形でのエネルギー輸送は「輻射輸送」と呼ばれている。そして、この光が物質とどの ように相互作用して伝搬していくのかという問題を「輻射輸送問題」という。本研究で我々が行うことは、 トーラス内で相互作用した光子からトーラスの物理状態を推定することであり、これはまさに輻射輸送問題 を解いてその結果を考察することに他ならない。この問題へのアプローチの一つとして、輻射輸送方程式 を計算するという方法がある。輻射輸送方程式とは「光が物質中を ds 進んだときに輻射強度がどれくらい 変化しているか」を表したもので、以下のように書ける。

$$\frac{\mathrm{d}I_{\nu}}{\mathrm{d}s} = -\alpha_{\nu}I_{\nu} + j_{\nu} \tag{2.1}$$

ここで、 I_{ν} は振動数 ν を持ち物質中で経路sに沿って進む光の輻射強度、 α_{ν} は物質中の吸収係数、 j_{ν} は物質から単位立体角、単位時間あたりに放射されるエネルギーである。輻射輸送方程式を解くのは問題解決 への標準的なアプローチであるが、それぞれの光子毎に物理プロセスを考え、競合過程を考慮し、特に X 線領域では複数回の相互作用を取り扱う必要がある。その上、この輻射輸送というのは相互作用する天体 のジオメトリに依存してしまう。このように輸送過程は複雑なため、解析的に解くのは非常に難しい。そこ で登場するのがもう一つのアプローチ、モンテカルロシミュレーションである。これは一言で言うと乱数を 用いた確率シミュレーションであり、粒子の位置や相互作用の種類を確率的に計算して粒子追跡を行う事で ある。これは輸送過程で吸収・散乱回数がそれほど多くない時に有効である。図 2.1 はモンテカルロシミュ レーションの概念図である。図中の星は光源を、緑色の丸はトーラスを、赤い矢印は光子の軌跡を表してい る。ではここからモンテカルロシミュレーションはどのように行われているのか、詳しく見ていく。

(i) シミュレーションを始めるとまず光源の位置に光子が一つ生成され、この光子が持つ状態—すなわち エネルギー E_0 、位置 $\vec{x_0}$ 、方向 $\vec{\omega_0}$ 、時間 t_0 —が記録される。これらの値は、シミュレーションを走らせる際 に条件を指定し、それを満たすようにランダムに選ばれる。条件というのは、例えば「生成光子は photon index=1.9 の power law に従うエネルギー分布を持つ」といった事である。

(ii) 次の相互作用を起こす位置までの距離 lを求める。光子が距離 x 進む間に相互作用しない確率を P(x)、 光子が単位距離あたりに相互作用する確率を w とする。x-dx 間で相互作用しない確率は

$$P(x + dx) = P(x)(1 - wdx)$$
 (2.2)



図 2.1: モンテカルロシミュレーションのコンセプト。

となるので、これを次のように解くと P(x) が求まる。

$$P(x + dx) = P(x)(1 - wdx)$$

$$P(x) + \frac{dP}{dx}dx = P - Pwdx$$

$$\int \frac{dP}{P} = -w \int dx$$

$$P = C \exp(-wx)$$
(2.3)

$$F(x)dx = \exp(-wx)wdx \tag{2.4}$$

ここで

$$\int_0^\infty F(x) \mathrm{d}x = 1 \tag{2.5}$$

である。また平均自由行程λは

$$\lambda = \frac{\int x P(x) dx}{\int P(x) dx} = \frac{1}{w}$$
(2.6)

であるので、距離 x で相互作用する確率 η は以下のようになる。

$$\eta = \int_0^x F(x')dx' = 1 - \exp\left(\frac{-x}{\lambda}\right)$$
(2.7)

これを x について解くと、

$$x = -\lambda \ln(1 - \eta) \tag{2.8}$$

ただし $(1 - \eta)$ は 0-1 までの値をランダムにとり、 η と等価なので普通は次のように書かれる。

$$x = -\lambda \ln \eta \tag{2.9}$$

このようにして次の相互作用を起こす位置までの距離 x が求まる [12][23]。

- (iii) 相互作用を起こし、光子を再プロセスする。
- (iv) (ii)-(iii) を繰り返す。
- (v) 光子が系外に出たら、光子の終状態 $(E_1, \vec{x_1}, \vec{\omega_1}, t_1)$ を記録する。
- 以上、(i)-(v) までが1光子に対するモンテカルロシミュレーションの流れである [22][24]。

2.1.2 フレームワーク MONACO

光学的に厚くない状況で詳細な輻射輸送を考えるために、本研究ではモンテカルロシミュレーションコー ドとして MONACO (standing for MONte Carlo simulation for Astrophysics and Cosmology, Odaka et al. 2011)を用いた。MONACO は様々な天体に対してモンテカルロシミュレーション、観測イメージ・ス ペクトル解析を行うことができる多目的フレームワークである。このフレームワークでは光子の追跡や相 互作用の計算、複雑なジオメトリの構築のために Geant4 を利用しており⁹、物理プロセスも一部 Geant4 の ものを用いている。MONACO の特徴は、天体向けに Geant4 のジオメトリ構築コードを拡張してあり、シ ミュレーションを行うときに容易にジオメトリを変更できる点である。さらに、後述する束縛電子の効果や ガス運動による効果など、既存のものでは不十分な物理プロセスコードをオリジナルに作成し、加えてい ることも特徴の一つだろう [22][25]。

2.2 物理プロセス

AGN トーラスは中心光源からの距離によって温度が異なり、また各クランプ内でも変化するため、温度 分布は複雑である。我々はひとまず ~500 K の温度であると仮定し、この温度での原子/分子比 (水素はほ ぼ全て分子)を採用することにした。500 K というのは Honig et al. (2006) の Fig.4、Table 1 から判断し ている。ただし、Honig et al. の照射 SED は ~0.2 keV までしか含んでおらず、それより硬い X 線がクラ ンプ内部まで浸透し、温度や分子/原子比を変化させている可能性はある [26]。また、Pier & Voit (1995) の Fig.2 のように各クランプの大部分の体積は分子になっていると考えられている [27]。このような中性物 質と X 線の相互作用の物理プロセスは、光電吸収と水素・ヘリウムに束縛された電子による散乱が考えら れる。以下、これらの物理プロセスについて紹介する。

2.2.1 光電吸収

光子が原子や分子、イオンと相互作用を起こすと、電離もしくは電子励起が起こる。これらの相互作用 は光電離、光励起と呼ばれ、中性原子や中性分子が光電離を経験することによって X 線光子が吸収される 現象を光電吸収と呼ぶ。この効果は式 (1.11) で表され、シミュレーションにおけるそれぞれの物質の光電 吸収反応断面積には Evaluated Photon Data Library 97 (EPDL97) を用いている。これは、low-energy electromagnetic processes version 6.9 として Geant4 が用意している。一般的に外殻電子よりも内殻電子 の方が光電離を起こす断面積が大きいため、光電吸収に続いて蛍光 X 線やオージェ電子が出る。その際の K 殻蛍光 X 線のエネルギー、K 殻蛍光収率¹⁰、K β -K α 比といったそれぞれの原子の情報は Thompson et al. (2001)、Krause et al (1997)、Ertugral et al. (2007) で紹介されたものを用いている [28][29][30]。また、 K α_2 :K α_1 の強度比は 1:2 に固定している [24]。

2.2.2 束縛電子による散乱

束縛電子による散乱は、相互作用を起こす物質の電子の終状態によって3つに分類することができる(式 (2.10))。ターゲット電子の終状態が基底状態の時、レイリー散乱と呼ばれる。この散乱では光子の振動数は 変わらず、その運動方向のみが変化する。また、反跳効果は自由電子による散乱の方が m_p/m_e 程大きい。

 $^{^{9}}$ Geant4 とは、光子、電子、中性子、 π 粒子などの粒子が物質の中で起こす複雑な相互作用をシミュレートするソフトウェアであり、CERN や日本のグループが協力して開発した。FORTRAN で書かれていた Geant3 とは違い、C++で記述されている。本論文では Ver.4.10.00 p02 を使用した。

¹⁰励起されていた電子が基底状態に戻るときに放射する光の放射確率のこと

m_pとm_eはそれぞれ陽子、電子の質量である。電子の終状態が励起状態の時はラマン散乱と呼ばれ、光子のエネルギーは励起エネルギーの分だけ減少する。電子が自由状態になった時の散乱はコンプトン散乱と呼ばれ、光子のエネルギーは原子のイオン化ポテンシャルと散乱後の電子の運動エネルギーの分だけ減少する。

原子に束縛された電子による散乱が起こると、散乱電子の量子状態は始状態 $|i\rangle$ から終状態 $|f\rangle$ へと遷移 する。水素原子の微分断面積は Sunyaev & Churazov (1996) で以下のように与えられている。

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}h\nu_2} = \left(\frac{e^2}{m_\mathrm{e}c^2}\right)^2 \left(\frac{\nu_2}{\nu_1}\right) (\overrightarrow{\mathbf{e}_1} \cdot \overrightarrow{\mathbf{e}_2})^2 \sum_f \left|\left\langle f \left| e^{i\overrightarrow{\chi} \cdot \overrightarrow{\mathbf{r}}} \right| i \right\rangle\right|^2 \delta(\Delta E_{fi} - \Delta h\nu)$$
(2.11)

$$h\nu_{1} + E_{i} = h\nu_{2} + E_{f}$$

$$\Delta E_{fi} = E_{f} - E_{i}$$

$$\Delta h\nu = h\nu_{1} - h\nu_{2}$$

$$\overrightarrow{q} = \overrightarrow{k_{1}} - \overrightarrow{k_{2}}$$

$$\overrightarrow{\chi} = \frac{\overrightarrow{q}}{\hbar}$$

$$(2.12)$$

ここで、 $\vec{e_1}$ 、 $\vec{e_2}$ はそれぞれ始状態、終状態の光子のもつ偏光方向の単位ベクトルである。 $\vec{k_1}$ 、 $\vec{k_2}$ はそれぞ れ始状態、終状態の光子の運動量ベクトルである。 $h\nu_1$ 、 $h\nu_2$ はそれぞれ始状態、終状態の光子のエネルギー である。 E_i 、 E_f はそれぞれ始状態、終状態の電子のエネルギーである。式 (2.11) は、すべての起こりうる 散乱過程の電子の終状態が考慮されており、水素原子に関しては式 (2.10) で示した 3 つの散乱過程の断面 積を解析的に求めることができる。ここでは計算により求まったその結果を紹介する。

レイリー散乱

レイリー散乱に関して微分断面積は以下のように書ける。

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} = \left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\mathrm{Th}} \left[1 + \left(\frac{1}{2}qa\right)^2\right]^{-4} \tag{2.13}$$

ここでaは r_B/\hbar 、 r_B はボーア半径、 $(\frac{d\sigma}{d\Omega})$ Th は以下である。

$$\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\mathrm{Th}} = \frac{1}{2}r_{\mathrm{e}}^{2}(1+\cos^{2}\theta)\left(\frac{\nu_{2}}{\nu_{1}}\right)^{2}$$
(2.14)

• ラマン散乱

主量子数がnの最終電子状態のラマン散乱に関して、微分断面積は以下のようになる。

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} = \left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\mathrm{Th}} \frac{2^8}{3} \frac{(qa)^2}{n^3} \left[3(qa)^2 + \frac{(n^2 - 1)}{n^2}\right] \frac{[(n-1)^2/n^2 + (qa)^2]^{n-3}}{[(n+1)^2/n^2 + (qa)^2]^{n+3}}$$
(2.15)

この式に n = 1 を入れると式 (2.13) が出てくる。

コンプトン散乱

束縛電子によるコンプトン散乱は自由電子を生成し、散乱された光子のエネルギーは散乱角から一意 に求めることができない。微分断面積は次のように与えられる。

$$\frac{\mathrm{d}^2 \sigma}{\mathrm{d}\Omega \mathrm{d}h\nu_2} = \left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\mathrm{Th}} \left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right) \langle |M_{fi}| \rangle^2 \,\delta(\Delta E_{fi}) \tag{2.16}$$

$$\langle |M_{fi}| \rangle^{2} = \frac{\pi^{2} 8^{3} a^{2}}{p} (1 - e^{-2\pi/pa})^{-1} \exp\left[\frac{-2}{pa} \tan^{-1}\left(\frac{2pa}{1 + q^{2}a^{2} - p^{2}a^{2}}\right)\right] \\ \times \left[q^{4}a^{4} + \frac{1}{3}q^{2}a^{2}(1 + p^{2}a^{2})\right] \left[(q^{2}a^{2} + 1 - p^{2}a^{2})^{2} + 4p^{2}a^{2}\right]^{-3}$$
(2.17)

$$p^2/2m = -|E_b| + \Delta h\nu \tag{2.18}$$

 $p \ge E_b$ はそれぞれ放出電子の運動量とその電子の束縛エネルギーである。コンプトン散乱が起こった時、散乱後の光子のエネルギーは散乱前と比べて束縛エネルギー $E_b = 13.6$ eV 分は低くなるはずである。

図 2.2 はこれら 3 つの散乱過程の 6.4 keV に対する微分断面積である。図中の赤がレイリー散乱、緑が ラマン散乱、青がコンプトン散乱、黒がそれらの和を表している。全体の傾向として散乱角が小さいときは レイリー散乱、大きいときはコンプトン散乱の断面積が支配的になっていることが分かる。ラマン散乱も散 乱角が小さいときに 10%程度の断面積を占めており、無視できないことが分かる。また、束縛電子による コンプトン散乱の断面積は、クライン-仁科の式から得られる静止した自由電子によるコンプトン散乱の断 面積と一致する。



図 2.2: 束縛電子による微分散乱断面積の散乱角依存性 [22]。

ここまで原子に対する議論を行ってきた。しかし、2.2節の最初で述べたように、我々はトーラスの研究 において原子ではなく分子を扱う必要がある。水素原子の中の電子状態は水素分子の中の電子状態と異なる ため、分子による散乱の効果を考慮しなければならない。この問題は Sunyaev et al. (1999) で既に議論さ れている。電子の干渉のしやすさ (coherence) が影響し、レイリー散乱では断面積に明らかな違いが出てく る (図 2.3)。しかし、ラマン散乱とコンプトン散乱にはほとんど影響は無い (図 2.3)。また、分子になる事 で回転と振動という自由度が加わり、X 線領域ではこの影響が無視できなくなる。そこで、我々は Sunyaev et al. (1999) で提案されたアイデアを用いる。すなわち、影響の小さかったラマン散乱とコンプトン散乱 に関しては水素原子で求めた散乱断面積を用い、影響の大きかったレイリー散乱に関しては妥当な近似を 得るために散乱断面積に1電子あたりファクター2をかける、というものである。

図 2.4 は、6.4 keV の単色エネルギー光子を3つのチャンネルを通して散乱させた時の散乱成分のエネル ギースペクトルである。赤がレイリー散乱、緑がラマン散乱、青がコンプトン散乱のスペクトルを表す。レ



図 2.3: 原子と分子の微分散乱断面積の差。破線がレイリー散乱、実線がラマン散乱+コンプトン散乱を表 す [10]。

イリー散乱は反応前後でエネルギーが変わらない散乱であるため、6.4 keV の所にピークが立つ。水素の第 一励起エネルギーは ~0.0102 keV であるため、ラマン散乱のピークは ~6.39 keV に立つ。水素の束縛エネ ルギーは 0.0136 keV であるため、コンプトン散乱のスペクトルは 6.3864 keV よりも小さいところから見 られ始める。~6.375 keV に見られるエッジは、ヘリウムの束縛エネルギーによるものである。自由電子の 後方散乱のエネルギー下限値は 6.24 keV であるが、スペクトルを見るとそれよりも低いエネルギーでテー ルを引いている。これは束縛電子の持つ運動量が 0 ではない事に起因するドップラー効果の表れである。運 動量が 0 の自由電子による散乱では図 1.8 の"b"のように鋭いエッジが見られる [10][22][24][31]。



図 2.4: 6.4 keV の単色エネルギーを入射した時の散乱成分のエネルギースペクトル [22]。

2.3 トーラスモデル

2.3.1 本研究で構築した2つのモデル

我々は今回2つのトーラスモデルを構築した(図2.5)。スムーストーラスモデルとクランピートーラスモ デルである。スムーストーラスとは、トーラス内の物質がスムース(一様)に分布しており、開口角を 60° にすると MYTorus モデル (Murphy & Yaqoob 2009、後述)と同じジオメトリになるモデルである。クラ ンピートーラスとは、物質がスムースに分布するのではなく、クランプ状になってランダムな位置に存在し ているモデルである。我々の最終目的はすり鉢型のトーラス(図1.10)を扱うことであるが、いきなり複雑 なトーラスモデルを作っても(i)シミュレータが正しく出来ているか分からず、(ii)その結果を理解するの が難しい。そこで今回は単純かつ先行研究と比較できるこのような2つのモデルを構築した。これらのモ デルは表 2.1 のようなパラメータを持ち、シミュレーションを行うときに自由に変えることが出来る。



図 2.5: 今回構築した 2 つのトーラスモデルの断面図。(左) スムーストーラス、(右) クランピートーラス。

トーラスモデル	パラメータ	略称	意味
	開口角	$ heta_{\mathrm{oa}}$	トーラスがΖ軸からどれくらい開いているか
	見込み角	θ_{ia}	Z 軸からのトーラスを見込む (視線) 角度
共通	トーラス半径	$R_{\rm torus}$	AGN 中心からトーラス断面の中心までの距離
	水素柱密度	N_{H}	トーラスの赤道面上の水素柱密度
	元素存在比	MA	トーラス内の元素存在比 (Solar Abundance を 1 とする)
	速度分散	$V_{ m turb}$	トーラス内物質の速度分散
クランピー	体積充填率	f	クランプのトーラス内体積充填率
	クランプスケール	a	クランプ半径 = $R_{ m torus} imes a$

表 2.1: 2 つのトーラスモデルが持つパラメータとその意味。

2.3.2 クランプ配置のアルゴリズムとその検証

クランプを規則正しく配置すると、光子が全くクランプに当たらない、逆に光子がクランプを通過し続 けるといった偏りが出てしまう。また、現実的でもない。そのため、我々はクランプをランダムに配置する ことにした。そのアルゴリズムとして、当初はクランプを一つずつランダムな位置に配置し、そのたびにク ランプが想定するトーラスの領域内に入っているか、クランプ同士が重なっていないかを確認するようにし ていた(もし駄目ならそのクランプの位置を決定するところからやり直す)。パラメータによるが、この方 法だと配置完了までに1日以上かかってしまい、シミュレーションを行う度にこの過程を経るのは非常に 非効率的であった。そこで我々は新しいクランプ配置アルゴリズムを考案した。このアルゴリズムでは格子 を用意してクランプを格子点に置き、その位置からランダムな変位を加える。この方法だとパラメータの 値にもよるが、数秒から数十分で配置を完了させることができる。以下、その詳細について説明する。

(1) まず、トーラスを作成する空間にクランプを配置する場所としての立方体格子を想定する。格子点間 距離 (クランプ間距離) は以下である。

(2) 一番下 (-Z 方向) の面の隅にある格子点から一つずつクランプ配置のための処理を開始する。まずはク ランプを置く位置の決定である。クランプは格子点上ではなく、格子点 (x, y, z) の各成分に以下の式 で表される変位 (dx, dy, dz) を加え、そこに配置する。

加える変位の範囲 =
$$\left[-\frac{\rho = \nu \tau}{2}$$
問距離, $\frac{\rho = \nu \tau}{2}$] (2.20)

位置が決定したら実際にクランプを配置するのだが、その前に決定した位置が図 2.6(2) のように作成 したいトーラスの領域外に出ていないか確認する。その条件は以下である。

$$\left(\sqrt{(x+dx)^2 + (y+dy)^2} - R_{\text{torus}}\right)^2 + (z+dz)^2 \le (R_{\text{torus}} \times \cos\theta_{\text{oa}})^2 \tag{2.21}$$

決定した位置がこの条件を満たした場合その位置にクランプを配置し、条件を満たさない場合クラン プは配置しない。

(3) ランダム変位を加えることで、クランプ同士が重なってしまうことがある (図 2.6(2))。現実ではクランプ同士が重なっていることもあるかもしれないが、シミュレーションを行う上ではエラーが出てしまうため、これは回避しなければならない。下にあるクランプから一つずつ順番に見ていき、自分より下及び横のクランプと重なっているかをチェックする。もし重なっていたら、自分の周囲と重ならないように格子点座標にランダム変位を与えるところからやり直す。このようにして、想定するトーラス内に互いに重ならないクランプをランダムに配置した (図 2.6(3))。



図 2.6: クランプ配置のアルゴリズム。この図ではトーラスを+Z 方向から見ている。

このアルゴリズムを用いることで期待されるトーラスが作成出来ているのか検証した。まずはクランプの3次元分布を描いた。図2.7(左)を見ると、期待しているトーラスの形状にクランプが配置されたことが大まかに確認できる。この3次元分布をr-z平面 (r²=x²+y²)に落とし込んで描いたのが図2.7(中)である。トーラス断面は綺麗な円形になっており、トーラスの領域外にはクランプが存在しないことが確認できる。

またこの図から、中心から離れた側に多くのクランプが存在していることに気づく。もう少し見やすくする ため、2次元分布を1次元に射影してクランプ数の距離依存性を求めたところ、図 2.7(右の青色)のような 分布をしている事が分かった。この分布が正しいのかどうか、以下のようにして確かめた。図 2.8 はトーラ スを薄くスライスした時の断面図である。このスライスされたトーラス内の中心から距離rに存在するクラ ンプの数は黄色で表した長さに比例し、

$$2\sqrt{a^2 - (b - r)^2} \tag{2.22}$$

ここで、式中の文字は図 2.8 に対応する。式 (2.22) はスライスされたトーラスのクランプ数なので、実際 はトーラス全体分の重みをこれに付け加える必要がある。つまり、

$$2\pi r \times 2\sqrt{a^2 - (b - r)^2}$$
(2.23)

配置したクランプ数を考慮してスケーリングを行い、この関数を描くと図 2.7(右)の赤色のようになった。 これはシミュレーションデータとよく一致している。また、シミュレーションを走らせた時にエラーが出 ないことから、クランプが重なっていないことも確認できた。さらに、 $\theta_{oa} = 60^{\circ}$ 、 $R_{torus} = 2 \times 10^{6}$ cm、 f = 0.01、a = 0.005とした時、計算から求まるクランプ数が 471239 であるのに対し、実際に配置された クランプ数は 471253 であった。このズレは ~0.003% であり、無視できるほど小さい。ここまでの検証でア ルゴリズムに問題は無く、正しくクランプが配置できていると結論付けた。



図 2.7: 3 次元、2 次元、1 次元のクランプ分布図。



図 2.8: トーラスの断面図。横軸や縦軸の意味、原点やトーラスの位置関係は図 2.7 と同じである。

2.3.3 先行研究モデルとの比較

1.3 節で述べたように、近年 X 線領域におけるトーラスモデルはより現実的なドーナツ型のものが考え られるようになってきた (図 1.9)。このような先行研究と我々のモデルの違いを明らかにしておくことは、 我々のモデルの特徴を示すという意味でも重要である。そこでモデルの違いを大きく 3 つのカテゴリ—構 造、パラメータ、物理プロセス—に分けて調べていく。比較に用いるトーラスモデルは 3 つで、Murphy & Yaqoob (2009)、Ikeda et al. (2009)、Yuan Li & Xiaobo Li (2014) である。以後簡単のため、我々の構 築したモデルを"Our Model"、先行研究のモデルをそれぞれ"MYTorus Model"、"Ikeda Model"、"Yuan Model"と呼ぶ。表 2.2 はそれぞれのモデルを 3 つのカテゴリ毎に分け、主要なものについて比較した表で ある。これをもとにそれぞれのモデルの相違を説明する [11][12][13][22]。

構造

Our Model, Yuan Model はトーラス内の物質分布を Smooth か Clumpy に切り替えることができる が、MYTorus Model, Ikeda Model は Smooth なものしか扱えない。またジオメトリについては図の 通りである。留意すべきは Our Model (Smooth) の θ_{oa} を 60° にした場合、ジオメトリは MYTorus Model と全く同じになる。これはつまり、パラメータをうまく調整すれば 2 つのモデルの結果は比較 が可能であることを意味する。また、Our Model, Yuan Model は現在はこのようなジオメトリであ るが、どちらも比較的容易に変更することができる。

• パラメータ

すべてのモデルで $\theta_{ia} \ge N_H$ は変更可能であるが、MYTorus Model の θ_{oa} は 60° で固定である。MA, V_{turb} といったパラメータは Our Model のみで変更することができ、特徴の一つと言えるだろう。f $\ge a$ はクランピートーラス特有のパラメータであるため、Our Model, Yuan Model の 2 つでしか変更 することができない。Yuan Model で a にチェックマークを入れているが、このモデルには直接クラ ンプのサイズを決めるパラメータはない。代わりに視線上に存在するクランプ数がパラメータになっ ており、これと f からクランプサイズを求めている。直接的ではないがクランプサイズを求めるパラ メータであるため、ここではチェックマークを入れている。

物理プロセス

光電吸収や蛍光 X 線はすべてのモデルで考慮されている。しかし蛍光 X 線について、MYTorus Model では Fe と Ni、Ikeda Model では Fe しか考慮されていない。Yuan Model は論文中では Fe しか考慮 していなかったが、他の元素について拡張することが出来るようだ。Our Model では Ca, S, Si, Mg など、様々な元素の蛍光 X 線を考慮している。散乱について、Our Model では自由電子による散乱と 束縛電子による散乱の両方を考慮することができる。一方 MYTorus Model, Ikeda Model では自由電 子による散乱を考えており、Yuan Model では束縛電子による散乱を考えている。また、Our Model は Yuan Model に取り込まれていないラマン散乱を取り込んでいる。

以上の比較から Our Model の特徴をまとめると、クランピー構造を考慮しつつジオメトリを容易に変更で き、他のモデルより多くのパラメータ、詳細な物理プロセスを扱っていることだと言える。

2.4 シミュレータの検証

ここまでシミュレータの概要について説明してきた。シミュレーションのロングランを行って X 線スペ クトルの詳細解析へと進む前に、まずこのシミュレータに問題ないか検証する必要がある。そこで我々は多 くの論文で引用され実績のある MYTorus Model を用い、Our Model のスペクトルと比較することで検証 を行った。

		Our Model	MYTorus Model	Ikeda Model	Yuan Model
	物質分布	Smooth, Clumpy	Smooth	Smooth	Smooth, Clumpy
構造	ジオメトリ	Opening Angle		Visite room and the second sec	server and the server of the s
	$ heta_{\mathrm{oa}}$	\checkmark		\checkmark	\checkmark
	$ heta_{\mathrm{ia}}$	\checkmark	\checkmark	\checkmark	\checkmark
	$N_{ m H}$	\checkmark	\checkmark	\checkmark	\checkmark
パラメータ	MA	\checkmark			
	$V_{ m turb}$	\checkmark			
	f	\checkmark			\checkmark
	a	\checkmark			\checkmark
	光電吸収	\checkmark	\checkmark	\checkmark	\checkmark
物理プロセス	蛍光 X 線	√	\checkmark	\checkmark	\checkmark
	散乱電子	束縛,自由電子	自由電子	自由電子	束縛電子

表 2.2: Our Model と先行研究モデルの構造、主要なパラメータと物理プロセスの比較表 [11][12][13][22]。

2.4.1 検証用スペクトルの作成

まずは Our Model のシミュレーションを行い、X 線スペクトルを作る。そのシミュレーションの設定 として、トーラスの開口角 $\theta_{oa} = 60^{\circ}$ 、見込み角 $0.1 \le \cos \theta_{ia} \le 0.2$ 、 $R_{torus} = 2 \times 10^{6}$ cm、 $N_{\rm H} = 10^{24}$ cm⁻²、MA = 1、 $V_{turb} = 0$ km s⁻¹ とし、 $\Gamma = 1.9$ の power law に従う 2–300 keV までの光子が中心から 4π 方向にランダムに生成されるようにした。ここで注意点が 2 点ある。1 点目は、トーラスの見込み角を $-1 \le \cos \theta_{ia} \le +1$ の範囲で 20 分割していることである。こうすることで covering factor¹¹が同じになり、 異なる見込み角でもスケーリングせずに相対比較することができる。2 点目は、トーラス半径は実際の大き さから 12 桁ほど小さくしていることである。形状をトーラスにして実際のサイズを反映させたシミュレー ションを行うと、物質を配置していないにもかかわらずトーラスの外で反応が起きるという問題が起こっ た。トーラスサイズを小さくした所そのような問題は起こらなかったため、Geant4 の精度限界より大きな サイズを使っていたと考えられた。従って、我々は実際のトーラスサイズよりも小さいサイズで N_H が一 定になるように密度を大きくしてシミュレーションを進めることにした。図 2.9 はこのような条件でシミュ レーションを行っている様子である。中心から出た光子が 4π 方向に放射され、いくつかの光子がトーラス 内を通過している様子が分かる。

図 2.10 は反射・吸収成分の、図 2.11 は直接・透過成分のシミュレーション結果を示している。図中の赤 は MYTorus Model のスペクトルを表している。MYTorus Model は XSPEC のテーブルモデルとして公開 されており、<http://mytorus.com/model-files-mytorus-downloads.html>からダウンロード可能で ある。図のスペクトルはこのテーブルモデルを用い、上で述べたパラメータを入力して描いた。一つ注意す べきことは、このダウンロードしたモデルには Ni の輝線が含まれていない点である。緑は MYTorus と同 じ物理プロセス、つまり自由電子によるコンプトン散乱のみを考慮した時の Our Model のスペクトルであ り、青は束縛電子によるレイリー散乱、ラマン散乱、コンプトン散乱全てを考慮したものである。

Our Model のスペクトルを生成した際、縦軸の単位は"photons"だった。図中ではスケーリングを行う

¹¹中心から見たときに、ガス雲 (ここではトーラス) によって覆われた空の割合を表す因子



図 2.9: Our Model(Smooth) でシミュレーションを行っている様子。



図 2.10: 反射・吸収成分のスペクトルの比較。



図 2.11: 直接・透過成分のスペクトルの比較。

ことで MYTorus Model と比較可能にした。そのスケーリングの仕方について述べる。まず Our Model の シミュレーションで振った光子数は 6.4 億である。見込み角を 20 分割したうち、視線上にトーラスを含ま ない 1 区画に直接 (反応せずに) 来る光子の数は

$$\frac{6.4 \times 10^8}{20} = 3.2 \times 10^7 \text{photons}$$
(2.24)

一方、 $\Gamma = 1.9 \text{ op ower law ophoton flux } i 0.58888 \text{ photons } \sigma \delta \delta_{\circ}$ これは XSPEC を用い、図 2.12 の ようにして求めた。photon flux が 1 になる時の光子数 x を比の関係から以下のように求めることが出来る。

$$0.5888:1 = 3.2 \times 10^7: x$$

$$x = 5.434 \times 10^7$$
(2.25)

MYTorusのノーマライズは1に設定しているのでスケーリングファクターはこの逆数をとれば良く、今回のスペクトルでは0.001 keV=1 bin としていることを考慮して、

となる。このスケーリングファクターを Our Model のシミュレーション結果に適用すると、図 2.10、2.11 が得られる。

2.4.2 反射・吸収成分のスペクトルの比較

ここからは反射・吸収成分のスペクトルを詳しく見ていく。図 2.10 の左のパネルは 2-300 keV 全体のス ペクトルを示している。高エネルギー側では赤、緑、青すべてのスペクトルが一致しているが、~20 keV から下のエネルギーでは青のスペクトルが徐々にズレ始める。図 2.3 から低エネルギー側での反応はほとん どがレイリー散乱であること、そしてレイリー散乱を考慮していない緑のスペクトルは赤と一致している ことから、このズレはレイリー散乱に起因するものだと思われる。

	Bui	XSPEC ld Date/Tim	version: 1 me: Fri Apr	2.8.0 12 07:48	3:32 2013				
XSPEC	12>mod	el powerlav	,						
Input	param	eter value,	delta, mi	in, bot, t	op, and max	values	for .		
		1	0.01(0.01)	-3	-2		9	10
1:powe	erlaw	PhoIndex>1.	9	0.01)	•			1	1
2		1	0.01(0.01)	0	e		1e+24	1e+24
2 powe	ertawa								
Model	power	law<1> Sour	ce No.: 1	Active/	'Off				
Model	Model	Component	Parameter	• Unit	Value				
par	comp	_							
1	1	powerlaw	PhoIndex		1.90000	+/-	0.0		
2	1	powerlaw	norm		1.00000	+/-	0.0		
							_		
VEDEC	De dum		0000						
XSPEC.	12>000	my 2 300 2:	0000						
ASPEC.			200	recet by	matrix bound	to		200	
opper	rany		200	reset by		10		300	

図 2.12: XSPEC を用いて photon flux を出す時の流れ。

図 2.10 の右のパネルは Fe の K ライン付近を拡大したスペクトルである。そして 6.4 keV より低エネル ギー側で見えている肩のような構造がコンプトンショルダーである。これもまた赤と緑のスペクトルは一 致しているが、青とその他の間でズレが見られる。これは以下のように説明される。静止状態の自由電子に よる散乱では、散乱後の光子の振動数は式 (2.27) のように表される。

$$\nu_{\rm a} = \nu_{\rm b} \left[1 - \frac{h\nu_0}{m_{\rm e}c^2} (1 - \cos\theta) \right]$$
(2.27)

ここで $\nu_{\rm b}$, $\nu_{\rm a}$ は散乱前後の光子の振動数、 $m_{\rm e}$ は電子の質量、 θ は散乱角を表している。束縛電子による散乱の場合、束縛電子の持つ運動量は0 で無いため式 (2.27) をそのまま適用することは出来ない。このように散乱電子が運動量を持つとき、光子のエネルギーはエネルギー・運動量保存則に従って次のように変化する。

$$\Delta E = \Delta h\nu = \frac{q^2}{2m} + \frac{\overrightarrow{\mathbf{q}} \cdot \overrightarrow{\mathbf{p}_0}}{m}$$
(2.28)

ここで po は電子の初期運動量である。この式は電子の初期運動量が大きいほど、式 (2.27) と比較して光子 のエネルギーの変化量が大きくなる事 (ドップラー効果) を意味している [10]。以上が図 2.10(右) のコンプ トンショルダーに現れた違いの原因である。なお、自由電子の場合でも温度が束縛電子の初期運動量と同じ 役割として働くため、電子はある程度の運動量を持つ。しかし我々が仮定しているトーラスの温度 (~500 K) では、静止している自由電子による散乱の結果とそれほど違いは無い (図 2.13)。

最後に等価幅 (Equivalent Width) の比較を行った。等価幅とは連続成分に対する輝線の相対強度を表す 量であり、輝線と同じ面積を持つ連続スペクトルの幅として表される (図 2.14(左))。連続光強度は観測デー タ処理と同じく、反射成分と透過成分の両者を足した値を用いている。あるエネルギー ($E, E + \Delta E$) での 輝線のフラックスを $F_1(E)$ 、連続スペクトルのフラックスを $F_c(E)$ とすると (図 2.14(右))、等価幅 EW は 次のような式で表せる。

$$EW = \sum \left(\frac{F_{l}(E) - F_{c}(E)}{F_{c}(E)} \times \Delta E \right)$$
(2.29)

また、 $\Delta E \rightarrow 0$ の極限をとると上式は容易に次のように書き直せる。

$$EW = \int \frac{F_{l}(E) - F_{c}(E)}{F_{c}(E)} dE$$
(2.30)

さて、図 2.15 は Fe-K ライン付近の拡大図である。 $f(x) = a \times x^b$ (a と b はパラメータ) というべき関数で フィットして輝線部分の連続成分を求め、赤、緑、青それぞれの鉄の K 輝線について等価幅を求めたとこ



図 2.13: 温度によるコンプトンショルダーの形状変化 (右)[10]。





ろ、表 2.3 のようになった。赤と緑は誤差の範囲内で一致していることが分かる。青の Fe-K_{α1} についても 誤差の範囲内で赤と一致しているが、Fe-K_{α2} に関しては図を見ても明らかなように差がある。これは青が 束縛電子による散乱を考慮したことで、コンプトン散乱後の光子のエネルギーが束縛エネルギー分低くな るためである。



モデル	$\text{Fe-K}\alpha_1$	$\text{Fe-K}\alpha_2$		
MYTorus (赤)	$0.707~{\rm keV}$	$0.138~{\rm keV}$		
Our (緑)	$0.702{\pm}0.124~\mathrm{keV}$	$0.110{\pm}0.028~{\rm keV}$		
Our (青)	$0.629{\pm}0.110~\mathrm{keV}$	$0.241{\pm}0.059~{\rm keV}$		

表 2.3: 鉄の K 輝線の EW の比較表。

図 2.15: Fe-K 輝線付近のスペクトルの拡大図。

2.4.3 直接・透過成分の比較

次に直接・透過成分について見ていく。図 2.11 の右パネルは 2–300 keV 全体のスペクトルである。低エ ネルギー側、高エネルギー側ともに全てのスペクトルが一致していることが分かる。ではこのスペクトル の特徴である Fe の K 殻吸収端付近はどうだろうか。同図右パネルがその付近を拡大した図である。ほぼ一 致しているが、赤とその他の間でわずかに吸収エネルギーに違いが出ていることが分かる。これは用いる cross section data の違いによるものである。

以上2節に渡り、反射・吸収成分、直接・透過成分のそれぞれについて MYTorus Model と Our Model 2種の X 線スペクトルとを比較して検証を進めてきた。MYTorus(赤)と物理プロセスを同じにした Our Model(緑)の X 線スペクトルはほぼ一致し、特に問題も見つからなかったため、我々はシミュレータに問 題は無いと結論付けた。また、物理プロセスをより正確にしたモデルの X 線スペクトル (青) では、輝線や コンプトンショルダーなど、物質状態推定のために重要な箇所で大きく差が出ていることも確認した。
第3章 スムーストーラスのシミュレーション結果 と考察

第2章では我々が構築したシミュレータの概要を説明した。さらにそのシミュレーション結果 (X 線スペクトル) と、先行研究である MYTorus Model のスペクトルを比較することでシミュレータの検証を行い、問題ないと結論付けた。次に我々は物質分布が一様なスムーストーラスに対してパラメータを変えながらロングランを行った。その時の条件はシミュレータの検証を行った時と同じく「 $\Gamma = 1.9$ の power law に従う2–300 keV までの等方的な運動方向を持った光子」を生成するようにし、Solar Abundance として Anders & Grevesse (1989)を採用した。この章ではスムーストーラスのシミュレーション結果を述べるとともに、トーラスの物質状態の推定が出来るかどうかその可能性について議論する。

3.1 解析手法

シミュレーション結果の解析ではスペクトルを描くだけでなく、鉄輝線の EW とフラックス、コンプト ンショルダーと鉄輝線のフラックス比などのパラメータ依存性のグラフの作成を行う。また、トーラス内で の光子の反応位置を描き、スペクトルやグラフと合わせて考察を進める。最初にこれらの解析手法につい て述べる。

3.1.1 鉄輝線のフラックス、EW の算出

コンプトンショルダーを例にフラックス算出について説明する。今回のデータ解析はすべて ROOT¹²を 使用している。まず横軸:エネルギー、縦軸:光子数のエネルギースペクトルを描く。図 3.1 は 0.01 keV=1 bin にした鉄輝線付近のエネルギースペクトルの例である。我々は今回の解析でコンプトンショルダーの定 義域を (6.0 keV, 6.39 keV) にしたため、連続成分+コンプトンショルダーのフラックスはこの範囲内を積分 した光子数として求まる。コンプトンショルダーのフラックスを求めるには連続成分のフラックスを差し引 く必要があるので、次にこれを求める。連続成分はショルダーの前後のスペクトルから推測しなければなら ない。本研究では (5.5 keV, 5.8 keV)、(6.5 keV, 6.8 keV) の範囲のスペクトルを「べき関数: $y(x) = a \times x^b$ 」 でフィットし、コンプトンショルダー領域の連続成分の具体的な値を予想した (図 3.1 の赤線)。そして先ほ どと同様に (6.0 keV, 6.39 keV) の赤線より下の領域を積分することで光子数 (連続成分フラックス)を求め た。最後に、連続成分+コンプトンショルダーのフラックスから連続成分フラックスを引いて、コンプトン ショルダーのフラックスを求めた。

連続成分、ショルダーのフラックスを求めることができたので、bin 幅が 0.01 keV であることに注意して (2.29) を用いると EW をすぐに算出することができる。

¹²CERN によって開発されているデータ解析ソフトウェア、ライブラリ群のことである。本研究では Ver.5.34.09 を用いた。



図 3.1: 輝線の中に含まれる連続成分レベルを推測するために、輝線周辺の連続成分をべき関数でフィットした時の例。これは $N_{\rm H} = 10^{24.75}$ cm⁻²、 $0.1 \le \theta_{\rm ia} \le 0.2$ の場合である。

3.1.2 反応位置の図の作成

トーラスで散乱された光子は色々な方向へ出ていくため、観測者に向かっている光子の割合は非常に小 さい。そのため、統計を上げるためには非常に多くのシミュレーション光子が必要となる。しかし、それで はほとんどの光子を捨てることになり非効率的なので、トーラスが Z 軸対象及び XY 平面対称であること を利用する。

観測者が $(\theta, \phi) = (\theta_0, 0)$ にいるとする。Z 軸対象であることを考えると、 $\phi = \phi_1$ の場所で ϕ_2 方向に散乱された光子は、 $\phi = \phi_1 - \phi_2$ の場所で $\phi = 0$ 方向へ散乱された光子と、中心から出た後にトーラスの外へ出るまでに通過する物質の量が同じである。従って反応位置の図を作る際、 $\phi = 0$ 方向以外に出た光子については観測者座標は固定したまま、反応位置に次のような回転を加え、 $\phi = 0$ 方向に出た光子と考えて足し合わせた。

$$\begin{pmatrix} \mathbf{x}' \\ \mathbf{y}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \phi_2 & \sin \phi_2 \\ -\sin \phi_2 & \cos \phi_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{x} \\ \mathbf{y} \end{pmatrix}$$
(3.1)

同様に XY 平面対称であることを考えると、 $\theta = \theta_1$ の場所で θ_0 方向に散乱した光子は、 $\theta = 180^\circ - \theta_1$ の場所で $180^\circ - \theta_0$ 方向に散乱された光子と、中心から出た後にトーラスの外へ出るまでに通過する物質の量が同じである。従って反応位置の図を作る際、 $180^\circ - \theta_0$ 方向に散乱された光子に対してはその Z 座標をX-Y 平面に対して反転させ、 θ_0 方向に散乱した光子と考えて足し合わせた。ここまでの作業を全ての光子について行うことで、光子の反応位置を描くことができる。

我々は2種類の反応位置の図を作成した。一つは図 3.2(左)のように、+Z方向から X-Y 平面上にある トーラスを見下ろした図である。この図からは手前側のトーラスから光子が来ているのか、向こう側のトー ラスから来ているのかが一目で分かる。もう一つは 3.2(右)のように、トーラスの断面を見るような図であ る。この図からは光子がトーラスの内部で反応しているのか、外側で反応しているのかを判断することが できる。後者の反応位置の図について、トーラスの全領域を一つの図にまとめて描くと座標変換した意味 がなくなってしまう。そこで図 3.3 のようにトーラスを 4 つの象限に分け、それぞれの象限ごとに反応位置 の図を作るようにした。ただし、第2象限と第4象限は本質的に同じなので平均を取った反応位置の図を 作成した。



図 3.2: ある観測者から見たトーラス内の光子反応位置の描き方の説明。(左)トーラスを+Z方向から見た 図、(右) 横軸が中心からの距離、縦軸がZを表したトーラス断面図。



図 3.3: トーラスの反応位置を作る際に定義した 4 つの象限の説明。

3.2 見込み角 (θ_{ia}) 依存性

まず最初に見込み角 (θ_{ia}) 依存性について調査した。シミュレーションのパラメータは、 $\theta_{oa} = 60^{\circ}$ 、 $N_{\rm H} = 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ 、 $R_{\rm torus} = 2 \times 10^{6} \text{ cm}$ 、MA = 1、 $V_{\rm turb} = 0 \text{ km s}^{-1}$ のように設定した。見込み角は前に 述べたように $-1 \le \cos \theta_{ia} \le +1$ の範囲を 20 分割し、それぞれの見込み角についてスペクトルを描いた。 cos の値と角度の対応は以下の通りである。

Bin	$\cos(heta_{ m ia,\ max})$	$\cos(heta_{ m ia,\ min})$	$\theta_{\rm ia,\ min}(^{\circ})$	$\theta_{\rm ia,\ max}(^{\circ})$
1	0.9	1.0	0.00	25.84
2	0.8	0.9	25.84	36.87
3	0.7	0.8	36.87	45.57
4	0.6	0.7	45.57	53.13
5	0.5	0.6	53.13	60.00
6	0.4	0.5	60.00	66.42
7	0.3	0.4	66.42	72.54
8	0.2	0.3	72.54	78.46
9	0.1	0.2	78.46	84.26
10	0.0	0.1	84.26	90.00

表 3.1: cos の値と角度の対応表 [11]。

図 3.4 の左パネルは 1 bin=0.01 keV にした 2-100 keV のスペクトルである (スペクトルの色は図 3.5、表 3.2 を参照)。シミュレーションを振った後の生のスペクトルは縦軸が Photons であるが、ここではビン幅 0.01 keV で割り、Photons/keV としている。この章で出てくる他のスペクトルも同様である。これを見る とまず高エネルギー側 (>20 keV) のスペクトルはどの見込み角でも一致している。どれだけトーラスの中 を通過しようとも、このエネルギー帯の光子は吸収の影響を受けないということを意味している。一方低エ ネルギー側に関しては、視線上にトーラスを含まない 0.5-1.0 までの見込み角のスペクトルはほぼ一致して いるが、見込み角が大きくなるにつれて下がっている。低エネルギーの光子はトーラスによる吸収を大きく 受けていることが分かる。輝線やコンプトンショルダーがどれくらい影響を受けているか確認するために、 鉄輝線のエネルギー帯域のスペクトルを描いた (図3.4 右パネル)。これを見ると形状にはほとんど違いは 無い。ただ注意深く見ると、見込み角が大きくなるにつれて輝線やショルダーの大きさも大きくなってい るように見える。これを確かめるため、鉄輝線の EW やフラックス、コンプトンショルダーと鉄輝線のフ ラックス比のパラメータ依存性のグラフを作成した (図 3.6)。それぞれのグラフの誤差は、フィット誤差と シミュレーションの統計誤差を伝搬させて求めた 1σ 誤差である。鉄輝線の EW やフラックスは視線上に トーラスが入るまではほぼ一定の値をとり、直感的にも正しい振る舞いを示す。見込み角がそれ以上になる とフラックスは下がり始め N_H が大きいほど減少率が大きくなるが、EW のグラフでは逆に急激に上昇し ていることから、連続成分が大きく吸収されていることを表している。また、見込み角が大きくなるとフ ラックスは減少を続けるが、EW は一定である。鉄輝線の光子の反応位置を見ると (表 3.3)、見込み角が小 さい時はトーラス内壁からで発生し、そこからの寄与が大きいことが分かる。しかし見込み角が大きくな ると向こう側のトーラスの寄与が大きくなるが、さらに見込み角が大きくなってトーラスを真横から見る 角度になると、手前側のトーラスの寄与が大きくなっている。

 $N_{\rm H}$ が $10^{23} \rightarrow 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ に上がる時は EW、フラックス共に増加するが、 $N_{\rm H}$ が $10^{24} \rightarrow 10^{25} \text{ cm}^{-2}$ に上がる時は逆に減少する。 $N_{\rm H}$ が 10^{24} cm^{-2} に上がる時は散乱確率が上がってトーラスが主に反射体として振る舞うが、 10^{25} cm^{-2} に上がった時は吸収体としての働きがよく見られるようになるためだと思われる。

最後にコンプトンショルダーと鉄輝線のフラックス比について見る。コンプトンショルダーは鉄輝線の一部 がコンプトン散乱されて出来るものであり、縦軸は (Compton Shoulder / Fe-K_a) であることから、このグ ラフは「鉄輝線を構成するの光子のうち、どれだけの光子が散乱されてコンプトンショルダーを形成してい るか」という事を表している。見込み角依存性のグラフの場合、どの N_H でも見込み角が大きくなるにつ れて大きくなる傾向が見られる。これは見込み角が大きいほど光子がトーラス内を通過する距離が長くな り、散乱確率が上がっていることを意味していると思われる。



図 3.4: 見込み角を変化させた時の反射・吸収成分の X 線スペクトル。(左)2–100 keV のスペクトル。(右)5.8–7.2 keV のスペクトル。スペクトルの色については表 3.2 参照。

Picture Source	
40 41 42 43 44	45 46 47 48 49
30 31 32 33 34	35 36 37 38 39
20 21 22 23 24	25 26 27 28 29
10 11 12 13 14	15 16 17 18 19
0 1 2 3 4	5 6 7 8 9

図 3.5: スペクトルで用いた色について [32]。

$\cos \theta_{ia} \Rightarrow color$				
$0.9 – 1.0 \Rightarrow 1$	$0.40.5 \Rightarrow \ 7$			
$0.8 – 0.9 {\Rightarrow} 2$	$0.30.4 \Rightarrow 8$			
$0.7 – 0.8 \Rightarrow 3$	$0.20.3 \Rightarrow 9$			
$0.6 – 0.7 \Rightarrow 4$	$0.10.2{\Rightarrow}11$			
$0.5 – 0.6 \Rightarrow 6$	$0.0 – 0.1 {\Rightarrow} 12$			

表 3.2: θ_{ia} とスペクトルの色の対応関係。







位置。

3.3 水素柱密度 $(N_{\rm H})$ 依存性

次に水素柱密度 ($N_{\rm H}$) の値を { 10^{21} , 10^{22} , 10^{23} , $10^{23.25}$, $10^{23.75}$, 10^{24} , $10^{24.25}$, $10^{24.5}$, $10^{24.75}$, 10^{25} , 10^{26} } cm⁻² に変えた時それぞれについてシミュレーションを行った。 $N_{\rm H} = 10^{23}$ – 10^{25} cm⁻² で $10^{0.25}$ ずつ 増えているのは、横軸を $N_{\rm H}$ にした水素柱密度依存性のグラフを作る際、Compton-thick と Compton-thin が切り替わる $N_{\rm H} = 10^{24}$ cm⁻² あたりの $N_{\rm H}$ で結果が大きく変化すると予想されるためである。また、シ ミュレーションを行うにあたり他のパラメータは次のように設定した。 $\theta_{\rm oa} = 60^{\circ}$ 、 $R_{\rm torus} = 2 \times 10^{6}$ cm、MA = 1、 $V_{\rm turb} = 0$ km s⁻¹。

見込み角が $0.1 \le \cos \theta_{ia} \le 0.2$ の時のシミュレーション結果を図 3.7 に示した (スペクトルの色について は表 3.4 参照)。どちらも反射・吸収成分の X 線スペクトルであり、左は 2–100 keV の領域、右は 5.8–7.2 keV の領域 (鉄の K 輝線付近) のものである。図 3.7 の左パネルを見ると、まず $N_{\rm H} = 10^{21}, 10^{22}$ cm⁻² が 他と異なる形をしていることに気づく。すなわち、数 keV 程度の低エネルギー側では吸収が起こりやすい が (図 3.9) その影響や鉄の K 殻吸収端はほとんど見られず、スペクトル形状が入射のままである。これは 散乱前後での吸収がほとんど起こっていないこと、そして水素の散乱断面積が X 線領域でエネルギー依存 に対してほぼ一定であるためである。

図 3.7 左パネルの高エネルギー側のスペクトルに注目する。 $N_{\rm H}$ が上昇するにつれて透過せずに散乱する 光子が増えるためスペクトルは上昇していくが、 $N_{\rm H} = 10^{24}$ - $10^{24.5}$ cm⁻² あたりでピークを迎え、減少に 転じている。この原因をトーラス内の光子反応位置を描いて考える。表 3.5 は 20–30 keV の光子に対する 反応位置である。スペクトルが減少に転じる $N_{\rm H} = 10^{24.5}$ cm⁻² 付近に注目すると、 $N_{\rm H} = 10^{24.75}$ cm⁻² 以 上から観測者側のトーラス内での反応数が急激に減り、ほとんどの反応が向こう側のトーラスの内壁で起こ るようになる事が分かる。つまり、 $N_{\rm H}$ が増えることでトーラス内での散乱が増加するが、 $N_{\rm H}$ が増加しす ぎると逆に吸収の効果が大きくなってトーラス内を通過できず、向こう側のトーラス内壁で反射した後トー ラスの外に出た光子ばかりが観測されるようになる。これが $N_{\rm H}$ 依存性のスペクトルの高エネルギー側で 見られた上昇・下降の原因と考えられる。







位置。

ここまで図 3.7(左) の高エネルギー側に注目してきたが、今度は低エネルギー側に注目する。 $N_{\rm H}$ が大き くなると吸収の影響を強く受けるようになり、低エネルギー側のスペクトルは徐々に下がるようになる。し かし、 $N_{\rm H} \sim 10^{23.5}$ cm⁻² よりおおきくなると 2 keV 付近のスペクトルは一致するようになる。これについ ても先ほどと同様に反応位置を描いて考える。表 3.6 は 2–2.3 keV の光子に対する反応位置を表している。 $N_{\rm H} = 10^{21}, 10^{22}$ cm⁻² の時、光子は観測者側のトーラス内部など、様々な場所で反応が起こっている。し かし 20–30 keV の光子でもそうだったように、次第にトーラスは反射体と吸収体という相反する 2 つの性 質を顕著に表すようになり、 $N_{\rm H} \sim 10^{23.25}$ cm⁻² では向こう側のトーラスの内壁で散乱した光子のみが観測 されるようになる。 $N_{\rm H}$ がそれ以上大きくなっても反射される光子、吸収される光子数はあまり変わらない ため、低エネルギー側のスペクトルは一致するようになるのだと思われる。







表 3.6: 水素柱密度を変えた時の、2–2.3 keV の光子に対する反応位置。反応位置が白いのは、観測された光子数が0ということ。

次に鉄の K 輝線付近のスペクトルに注目する。 $N_{\rm H} \sim 10^{24.75}$ cm⁻² より大きい $N_{\rm H}$ では、コンプトン ショルダーの形状がわずかに変化している。というのも、 $N_{\rm H}$ が小さい時のショルダーの形状はエネルギー が下がるにつれてなだらかに傾斜しているのだが、 $N_{\rm H}$ が大きくなると ~6.3 keV でピークを持つ山のよう な構造を作る。これもここまでと同様に反応位置の図を作ったところ (表 3.7)、ショルダーが山のような構 造を持つ $N_{\rm H}$ では、光子は向こう側のトーラスの内壁でしか散乱しなくなっていることが分かった。これは つまり散乱角が大きいもののみを観測していることと同義である。図 2.2 から 6.4 keV の光子の散乱過程は ほとんどがコンプトン散乱である。また散乱角が大きい程、式 (1.15) のように散乱後の光子のエネルギー は小さくなる。つまり、 $N_{\rm H}$ が大きくなることで大きい散乱角を持った光子のみが観測されるようになり、 そのような光子はエネルギーを大きく落とすため、スペクトル上では 6.4 keV のすぐ近くのエネルギー帯の 光子は減って、~6.3 keV の光子が相対的に増えるのである。現在は 1 bin=0.01 keV に設定してスペクト ルを作成している。ASTRO-H 搭載の SXS はエネルギー分解能が 7 eV 程度になる予定なので、このコン プトンショルダーの形状の違いは観測可能だと思われる。従って、これを観測することで $N_{\rm H}$ に制限が付け られることが期待される。







表 3.7: 水素柱密度を変えた時の、6–6.39 keV の光子に対する反応 位置。

ここまでは X 線反射・吸収成分スペクトルの形状や反応位置から定性的な議論を進めてきた。ここから は鉄の K 輝線、コンプトンショルダーの強度など、定量的な評価を行う。また、観測されるスペクトルは反 射・吸収成分だけではなく直接・透過成分を含むことを考慮して、ここからの議論は全成分について行う。 我々は鉄の K_α 輝線のフラックス、等価幅 (EW)、鉄の K_α 輝線に対するコンプトンショルダーのフラック ス比を求めた。それらの N_H 依存性を図 3.10 に示す。まず鉄の K_α 輝線の EW から見ていく。先行研究で も同様の解析を行っていたので、比較のため掲載した (図 3.11)。物理プロセスやジオメトリなど違う部分 はあるが、同じような振る舞いを示していることが分かる。EW は N_H に比例して増加しているが、N_H が 10²⁴ cm⁻² 付近で頭打ちとなり EW は若干下がるか、ほぼ一定となる。この原因について、輝線のエネル ギー帯域の反応位置 (表 3.8) を使って考える。 $N_{\rm H} = 10^{24} {
m ~cm^{-2}}$ 付近までは $N_{\rm H}$ 増加に伴い散乱確率が上が り、向こう側のトーラスで散乱した光子と手前のトーラスで散乱した光子が共に増えるため、輝線の EW は増加する。しかしそこからは吸収の効果も大きくなり、手前のトーラスに入った光子はなかなかトーラス から抜け出せず、手前のトーラスからの寄与は小さくなるため、このようなグラフの振る舞いになるのだ と考えた。鉄の K_o 輝線フラックスについても同様の傾向が見られるが、こちらは頭打ちとなった後 EW より大きく下がっている。これは連続成分も $N_{
m H} = 10^{24}
m cm^{-2}$ 付近から大きく減少することを示唆してい る。また、輝線フラックスは $N_{\rm H} = 10^{24.75} {
m cm}^{-2}$ 付近から傾きが穏やかになっている。これは、手前側の トーラスからの寄与がほぼ無くなって観測される光子のほとんどが向こう側のトーラスの内壁からになり、 輝線エネルギー程度の光子が $N_{\rm H} = 10^{24.75} {
m cm}^{-2}$ 以上の光学的に厚いトーラス表面で輝線を出す割合がほ とんど変わらなくなることを意味している。最後にコンプトンショルダーとのフラックス比について見る。 $N_{\rm H} = 10^{21}$ 、 10^{22} cm⁻² ではコンプトンショルダーが見えなかったためプロットしていない。さて、このグ ラフもまた他と同様の振る舞いを示している。つまり、 $N_{\rm H} = 10^{24} {
m ~cm^{-2}}$ までは鉄輝線よりもコンプトン ショルダーの方が増加するが、そこからは逆になり、 $N_{\rm H} = 10^{24.75} \, {\rm cm}^{-2}$ 付近からは増加率に違いは無い。 この振る舞いの原因について以下のように考えた。手前側のトーラスから 0.1 ≤ cos θ_{ia} ≤ 0.2 の範囲に来る 光子は、トーラスの形状からどうしても向こう側のトーラスから来るものよりもトーラス内部を長く通る ことになる。そしてその分散乱される確率が高くなる。コンプトンショルダーを形成するのは多重散乱した 光子なので、手前側トーラスの内部からの寄与が大きい $N_{\rm H} \sim 10^{24} \ {\rm cm}^{-2}$ までは、鉄輝線よりもコンプト ンショルダーの方が増加率が大きくなるのだと思われる。しかし $N_{\rm H} > 10^{24} {
m ~cm^{-2}}$ になると、何度も述べ ているように吸収の影響が大きくなって手前側トーラスからの寄与が少なくなる。そのためコンプトンショ ルダーよりも鉄輝線の方が大きくなり、結局図 3.10 のような振る舞いになる。



図 3.6: 鉄の K_α 輝線の EW(左) とフラックス (中)、鉄の K 輝線に対するコンプトンショルダーのフラック ス比 (右) それぞれの θ_{ia} 依存性。図中の色の違いは水素柱密度の違いである。



図 3.7: 水素柱密度を変化させた時の見込み角が $0.1 \le \cos \theta_{ia} \le 0.2$ の反射・吸収成分の X 線スペクトル。 (左)2–100 keV のスペクトル。(右)5.8–7.2 keV のスペクトル。

Picture Source									
40	41	42	43	44	45	46	47	48	49
30	31	32	33	34	35	36	37	38	39
20	21	22	23	24	25	26	27	28	29
10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
0	1	2	3	4	5	6	7	8	9

図 3.8: スペクトルで用いた色について。[32]

$N_{\rm H} \Rightarrow {\rm color}$				
10^{21}	$\Rightarrow 1$	10^{24}	$\Rightarrow 8$	
10^{22}	$\Rightarrow 2$	$10^{24.2}$	$^{25}\Rightarrow 9$	
10^{23}	$\Rightarrow 3$	$10^{24.5}$	$5 \Rightarrow 11$	
$10^{23.2}$	$^{25}\Rightarrow4$	$10^{24.7}$	$75 \Rightarrow 12$	
$10^{23.5}$	$5 \Rightarrow 6$	10^{25}	$\Rightarrow 13$	
$10^{23.7}$	$75 \Rightarrow 7$	10^{26}	$\Rightarrow 14$	

表 3.4: N_H とスペクトルの色の対応関係。



図 3.9: 1–10 keV での水素の反応断面積。低エネルギー側では光電吸収が、高エネルギー側ではコヒーレン ト散乱 (コンプトン散乱+ラマン散乱) が支配的になる [33]。



図 3.10: 鉄の K_α 輝線の EW(左) とフラックス (中)、鉄の K 輝線に対するコンプトンショルダーのフラッ クス比 (右) それぞれの $N_{\rm H}$ 依存性。図中の色の違いは見込み角の違いである。



図 3.11: MYTorus Model(左) と Ikeda Model(右) それぞれの、Fe-K_{α}の EW の N_H 依存性 [11][12]。





応位置。

3.4 速度分散 (V_{turb}) 依存性

この説では、クランプ間に速度分散を与えた時の結果を示す。トーラスの(差動)回転や中心ブラックホー ルからの距離によって速度分散の値が変化する効果は今後の課題とし、この論文ではすべてのクランプが 同じ値の速度分散を持つと仮定している。図 3.12 はトーラスの速度分散を変化させた時の 1 bin=0.01 keV のスペクトルである。他のパラメータは $\theta_{oa} = 60^{\circ}$ 、 $N_{\rm H} = 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ 、 $R_{\rm torus} = 2 \times 10^{6} \text{ cm}$ 、MA = 1 に 設定している。左のパネルは $0.1 \le \cos \theta_{ia} \le 0.2$ の 2–100 keV のスペクトルを示している。このパネルか らは、速度分散を変化させた時の違いはほとんど見られない。もう少し詳しく見るために、鉄の輝線付近を 拡大したスペクトルを右のパネルに示した。速度が上がるにつれ、ドップラー効果により輝線が広がりを 持つ様子が見て取れる。K_a、K_b 共に広がっているが、K_b は速度分散が大きいと広がったエネルギーの一 部が鉄の K 殻吸収端にかかり、へこみのような構造が見える。このような構造が観測される時、速度分散 を制限することが出来る。それを説明するために鉄の K_a 輝線、K_a 輝線のフラックスと、それらの比 (K_a /K_a)の速度分散依存性のグラフを描いた (図 3.13)。その前に 2 点補足をしておく。まず 1 点目は輝線の エネルギー定義域についてである。先ほどまでと異なり、速度分散の値によって輝線が広がってコンプト ンショルダーや K 殻吸収端にかかってしまうため、注意が必要である。今回 K_a 輝線は 6.0–6.55 keV、K_B 輝線は 6.95-7.08 keV として解析を進めた。もう1点は連続成分の値の取り方である。 K_{α} と K_{β} で連続成 分レベルが変化するため、それぞれ別のべき関数でフィットして連続成分を推測する必要がある。図 3.14 がその例である。図中の黒線は K_{α} の、赤線は K_{β} の連続成分のためのフィットラインを表している。傾き が大きく異なり、一つのフィットラインで $K_{\alpha} \ge K_{\beta}$ の連続成分レベルが推測できない事を如実に表してい る。では図 3.13 について見ていく。まず K_{α} について、速度分散が大きくなっても輝線の幅が広がるだけ で総フラックスは変化しないことが分かる。しかし K_B は広がった輝線の一部が吸収端にかかる影響で、速 度分散が大きくなるとフラックスが下がる傾向にある。 K_{α} と K_{β} のフラックスの比も同様に速度分散が大 きくなると減少する様子が見られる。ASTRO-H で精密分光ができるようになると、このフラックス比が 精度よく測定できると期待され、速度分散に制限がつけられると期待される。



図 3.12: 速度分散を変化させた時の見込み角が $0.1 \le \cos \theta_{ia} \le 0.2$ の反射・吸収成分の X 線スペクトル。 (左)2–100 keV のスペクトル。(右)5.8–7.2 keV のスペクトル。



図 3.13: 鉄の K_α 輝線フラックス (左)、K_β 輝線フラックス (中)、それらの比 (右) の V_{turb} 依存性。図中の 色の違いは見込み角の違いである。



図 3.14: 輝線の中に含まれる連続成分レベルを推測するために、輝線周辺の連続成分をべき関数でフィットした時の例。K_α と K_β で連続成分の取り方を変えている。これは 0.1 $\leq \theta_{ia} \leq 0.2$ 、V_{turb} = 3000 km s⁻¹ の場合である。

3.5 元素存在比 (MA) 依存性

我々はここまでトーラスの元素存在比 (*MA*) は Solar Abundance であると仮定して解析を進めてきた。しかしこの仮定が正しいという根拠は無いので、*MA*を変えた時にどのような振る舞いになるかを確認しておかなければならない。そこで我々は *MA*を 0.1, 0.32, 1, 3.2 10 と変化させ、その時の振る舞いについて調査した。シミュレーションを行う時の他のパラメータは、 $\theta_{oa} = 60^{\circ}$ 、 $N_{\rm H} = 10^{24} \, {\rm cm}^{-2}$ 、 $R_{\rm torus} = 2 \times 10^{6} \, {\rm cm}$ 、 $V_{\rm turb} = 0 \, {\rm km \, s^{-1}}$ に設定した。

図 3.15 の左パネルは 1 bin=0.01 keV にした 0.1 $\leq \cos \theta_{ia} \leq 0.2$ の 2–100 keV のスペクトルである。高 エネルギー側のスペクトル (> 40 keV) は一致しており、このエネルギー帯域の光子は MA の変化に影響さ れないことが分かる。しかし、それよりエネルギーの低い 10–30 keV の帯域ではスペクトルに山のような 構造が見られ、MA の上昇と共に高エネルギー側へシフトしている。そもそもこの山のような構造は高エ ネルギー側の光子がコンプトン散乱で低下する一方、低エネルギー側の光子が光電吸収されることで見ら れるものである。この構造が MA 上昇と共に右側にシフトしているということは、光電吸収の影響が徐々 に大きくなってきている事を意味している。

鉄の輝線付近のスペクトル (右パネル) を見てみると、MA が大きくなるにつれて鉄の輝線強度、光電吸 収端の深さがそれぞれ大きくなる傾向にあり、光電吸収の影響が強くなっていることが確認できる。これ は、主に連続成分が減少したことにより相対的に大きくなって見えるからだと考えられる。他にも、蛍光X 線が出る確率や散乱確率が上昇したためという原因も考えられる。それでは、パラメータに依存して鉄輝 線やコンプトンショルダーの強度がどの程度変化していくのかについて調べる。そのために図 3.16、3.17、 3.18を作成した。これらはそれぞれ $N_{\rm H} = 10^{23}, 10^{24}, 10^{25} \, {\rm cm}^{-2}$ について描かれている。 $N_{\rm H} = 10^{23} \, {\rm cm}^{-2}$ では輝線の EW、フラックス共に MAに比例して大きくなっている。ただし MA~10の場合、見込み角 によってそれらに若干の相違が見られる。 $N_{\rm H} = 10^{24} \, {\rm cm}^{-2}$ になると Solar Abundance でも見込み角ごと に差が顕著に見られるようになっており、視線上にトーラスがあるほど (見込み角が大きいほど)EW は大 きくなる。フラックスでは逆の相関が見られるので、見込み角が大きいほど連続成分が大きく吸収されて いると思われる。また鉄の輝線のフラックスは Solar Abundance でピークを迎えて、それより大きな MA で小さくなる。 $N_{\rm H} = 10^{25} {
m cm}^{-2}$ になると、EW は見込み角が大きい時は MAに比例して増加するが、見 込み角が小さいと比例しない。 $N_{\rm H} = 10^{23} \ {\rm cm}^{-2}$ の時に比べて全体的に EW のレベルは上がり、視線上に トーラスを含まない時の EW は一定となっている。一方、フラックスはすべての見込み角においてほぼ一定 となっている。しかし、連続成分のみが吸収の影響を受けて EW が変化しているものと思われる。最後に Compton shoulder / Fe-K_{α}のフラックス比の MA依存性について見る。 $N_{\rm H} = 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ の時はこれはほ ぼ一定である。しかし N_H が大きくなるにつれ、MA が小さい時のこの比は非常に大きくなる (shoulder の フラックスの方が輝線よりも大きくなる)。これはすべての見込み角でほぼ同じように変化し、これほど比 が大きく変化するパラメータは他にない。従って N_H が分かっていて、かつその値が大きい時、Compton shoulder / Fe-K_{α} のフラックス比から *MA* に制限が付けられる可能性がある。



図 3.15: 元素存在比を変化させた時の見込み角が 0.1 $\leq \cos \theta_{ia} \leq 0.2$ の反射・吸収成分の X 線スペクトル。 (左)2–100 keV のスペクトル。(右)5.8–7.2 keV のスペクトル。



図 3.16: $N_H = 10^{23}$ の時の鉄の K_α 輝線の EW(左) とフラックス (中)、鉄の K 輝線に対するコンプトン ショルダーのフラックス比 (右) それぞれの MA 依存性。図中の色の違いは見込み角の違いである。



図 3.17: $N_H = 10^{24}$ の時の鉄の K_α 輝線の EW(左) とフラックス (中)、鉄の K 輝線に対するコンプトン ショルダーのフラックス比 (右) それぞれの MA 依存性。図中の色の違いは見込み角の違いである。



図 3.18: $N_H = 10^{25}$ の時の鉄の K_α 輝線の EW(左) とフラックス (中)、鉄の K 輝線に対するコンプトン ショルダーのフラックス比 (右) それぞれの MA 依存性。図中の色の違いは見込み角の違いである。

第4章 クランピートーラスのシミュレーション結 果と考察

第3章ではスムーストーラスについて解析を行い、スペクトル、光子の反応位置、輝線のフラックスや EW のパラメータ依存性を調べた。そしてそれらの振る舞いから、トーラスの物質状態推定の可能性につ いて議論を進めてきた。この章では、トーラス内の物質分布を一様からクランプ構造に(より現実的な構造 へと)変えた時の結果を述べ、スムーストーラスと比べてどのように変化するのか、そして物質状態の推定 が可能かどうかについて議論する。

4.1 クランピートーラスの性質

4.1.1 クランピートーラスのパラメータ計算

クランピートーラスではクランプ状の物質がランダムな位置に存在することになるので、トーラス全体の水素柱密度やクランプ1個あたりの柱密度、視線上に存在するクランプの数の計算は、クランピートーラス特有のパラメータである体積充填率"f"、クランプスケール"a"を駆使して計算される。実際のシミュレーションでも、この計算結果に基づいてトーラスが構築される。従ってこの節では、それらがどのように計算されているのか紹介する。なお、以下で使用される半径については図4.1に示した。



図 4.1: クランピートーラスのパラメータ計算に使用される半径。

• クランプ半径

$$R_{\rm clump} = R_{\rm torus} \times a \tag{4.1}$$

•1つのクランプの体積

$$V_{\rm clump} = \frac{4}{3}\pi R_{\rm clump}^3 \tag{4.2}$$

• トーラス体積

$$V_{\rm torus} = 2\pi^2 \times R_{\rm out}^2 \times R_{\rm torus} \tag{4.3}$$

• トーラス内に存在するクランプの全体積

$$V_{\text{all_clump}} = V_{\text{torus}} \times f \tag{4.4}$$

• トーラス内に存在するクランプの全数

$$n_{\rm all_clump} = V_{\rm all_clump} \times \frac{1}{V_{\rm clump}}$$
(4.5)

• トーラス全体の水素の数

$$n_{\rm H_torus} = \frac{N_{\rm H}}{2 \times R_{\rm out}} \times V_{\rm torus}$$
$$= \pi^2 \times N_{\rm H} \times R_{\rm out} \times R_{\rm torus}$$
(4.6)

クランプ1個当たりのHの数

$$n_{\text{H-clump}} = n_{\text{H-torus}} \times \frac{1}{n_{\text{all-clump}}}$$
$$= \frac{2}{3} \pi \frac{N_{\text{H}} \times R_{\text{clump}}^3}{f \times R_{\text{out}}}$$
(4.7)

• クランプ1個当たりの直径上で測った水素柱密度

$$N_{\text{H_clump}} = n_{\text{H_clump}} \times \frac{1}{V_{\text{clump}}} \times 2R_{\text{clump}}$$
$$= \frac{N_{\text{H}} \times R_{\text{clump}}}{f \times R_{\text{out}}}$$
(4.8)

• 赤道面を通る視線上の典型的なクランプ数

Kawaguchi & Mori (2011) の式 (A.12) によると、AGN 中心 (ブラックホール) からトーラス最内縁 までの距離を R_{in} とした時、トーラスの赤道面を通る視線上の典型的なクランプ数は以下のように書 ける。

$$n_{\rm clump} = \int_{R_{\rm in}} = \frac{f}{\frac{4}{3}\pi R_{\rm clump}^3} \pi R_{\rm clump}^2 \mathrm{d}r \tag{4.9}$$

ここで、 $f/\frac{4}{3}\pi R_{clump}^3$ はトーラス中のクランプの数密度を表す。パラメータを開口角 60°、体積充填率 0.05、クランプスケール 0.005 にした Our Model に当てはめると以下のようになる。

$$n_{\rm clump} \sim \frac{f}{\frac{4}{3}\pi R_{\rm clump}^3} \times \pi R_{\rm clump}^2 \times (R_{\rm torus} + R_{\rm out} - R_{\rm in})$$

$$= \frac{3}{4} f \frac{R_{\rm torus} + R_{\rm out} - R_{\rm in}}{R_{\rm clump}}$$

$$= \frac{3}{4} f \frac{R_{\rm torus} + R_{\rm out} - R_{\rm in}}{R_{\rm torus} \times a}$$

$$= 7.5 \qquad (4.10)$$

また、水素柱密度やクランプ半径を固定したまま体積充填率を変化させた時、 $n_{\text{clump}} \propto f$ になる。

4.1.2 シミュレーションにおけるクランピートーラスの柱密度

赤道面を通る視線上の典型的なクランプ数は、計算上では~7.5となった。これは実際のシミュレーショ ンでもこの程度の値を取るのだろうか。それを次のようにして求めた。まず式 (1.10) を計算した時と同じ パラメータ (N_H は 10²⁴ cm⁻²) のトーラスを作成した。トーラスを作成した時に各クランプの中心の 3 次 元座標を保存してある。この座標を用いて視線上(式 (4.9) より半径 R_{clump} の円柱) にクランプが含まれる かを確認し、含まれたクランプ全てについて視線上に含まれる部分の体積を計算してそれらを積分する。そ して、その結果を 1 つのクランプ体積で割り、視線上に含まれるクランプの個数を求める。図 4.2 は視線と クランプを表した図であり、左右の図は同じものを違う方向から見た様子を表している。本来ならば円柱 (視線)と球 (クランプ)が重なっている部分 (図中の格子で示した部分)を計算する必要があるが、その計算 は難しいため、今回の解析では図中の斜線で表している部分の体積を用いることとした。これは近似であ り、本来求めるべき体積と比較して大きくなってしまうが、およその値を得るためには十分だと判断した。



図 4.2: 視線上にクランプが含まれた場合に求める体積。

クランプはランダムに配置されているため、視線方向の選び方によって視線上に含まれるクランプ数は 変化する。従ってクランプ数を調べる場合、視線方向をランダムに動かしてその視線上に存在するクランプ 数を多数回計算し、その分布図を作る必要がある。視線方向の動かし方について、トーラスを固定して視線 方向を動かすことと視線方向を固定してトーラスを動かすことは等価であるため、今回は扱いやすい後者 の手法を取った。観測者が X 軸上、すなわち (θ, ϕ) = (90°,0) にいると仮定し、すべてのトーラス (クラン プ) を Z 軸周りに次のように回転させた。

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \phi' & \sin \phi' \\ -\sin \phi' & \cos \phi' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$$
(4.11)

ここで、 $\cos \phi'$ は (-1, 1) の範囲の値をランダムに取る。ランダム値は ROOT の TRandom3 関数を用いる ことで得ている。図 4.3 がこのようにして求めた、クランプ数の赤道面における視線方向 (ϕ 方向) 依存性 である。クランプ数はおよそ 7.5 ~ 9.5 の範囲に多く分布していることが分かる。予想していた値に比べ、 若干大きくなってしまったが、これは荒い近似を用いてしまっているためだろう。また、このように異な る視線方向をランダムに選んでクランプ数の頻度分布を描くとポアソン分布に近くなることが Nenkova et al. (2008) で示されており、今回のヒストグラムもそれに近い振る舞いを示していることが分かる [34]。

次に、視線方向 (θ 方向) を変えた時に $N_{\rm H}$ がどのように変化していくのか調べた (図 4.4)。先ほどは θ を 固定していたが、今度は ϕ 方向の回転に加え、こちらもランダムに動かす必要がある。今回も観測者が X



図 4.3: クランプ数の赤道面における視線方向 (φ 方向) 依存性。

軸上にいるという仮定はそのまま、トーラスを次のように回転させる。

$$\begin{pmatrix} \mathbf{x}'\\ \mathbf{y}'\\ \mathbf{z}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta' & 0 & -\sin\theta'\\ 0 & 1 & 0\\ \sin\theta' & 0 & \cos\theta' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\phi' & \sin\phi' & 0\\ -\sin\phi' & \cos\phi' & 0\\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{x}\\ \mathbf{y}\\ \mathbf{z} \end{pmatrix}$$
(4.12)

ここで、 $\cos \theta' \log \phi'$ は独立に (-1, 1)の範囲の値をランダムに取る。トーラス (クランプ)を回転させた 後、視線上に含まれるクランプ数を先ほどと同様にして求めた。そして、その視線上のクランプ数に対し てクランプ1 個あたりの水素柱密度 (式 (4.8))をかけることで、その視線上での水素柱密度を求め、視線 方向依存性を調べた。図 4.4 の 2 次元ヒストグラムがその結果である。 θ 方向が同じ時に見られるばらつき は、図 4.3 で求めた ϕ 方向のクランプ数のゆらぎを表している。図中の青い線は、見込み角 0.05° ごとに図 4.3 のような分布図を作ってポアソン分布でフィットし、そのピーク値をプロットしてつないだ線である。 フィットの誤差はライン幅に含まれている。トーラスを真横から見た時の柱密度は、主に 10²⁴ cm⁻² より 少し大きいところに分布していることが分かる。また、図中の水色で示した曲線は、スムーストーラスに おける $N_{\rm H}$ の視線方向依存性を示している。今回作成したジオメトリではトーラス中を通る視線の長さは $\propto \cos \theta_{\rm ia} \sqrt{1-3 \tan^2 \theta_{\rm ia}}$ であり、これをスムーストーラスを真横から見た時の柱密度 10²⁴ cm⁻² で規格化 して描いている。

トーラスを見る角度が小さくなると、視線上を通過するトーラスの長さが減少するため、どちらのトー ラスでも N_H は同じように減少する。しかし、クランピートーラスの方が視線角度が小さくなった時の N_H の減少率が大きく、体積計算の近似で N_H が多少大きく出てしまっていることも考慮すると、視線上にトー ラスをわずかに含むような小さい見込み角ではクランピートーラスの N_H はスムーストーラスの N_H を大 きく下回ることが分かる。この原因として、クランピートーラスでは図 4.5 のような状況が生まれるから、 ということが挙げられる。2.3.1 節で触れたように、クランプを配置するときは各クランプの中心が想定し ているトーラスの中に入っているかを確認し、入っていればクランプを配置、入っていなければ配置しない ようにしている。しかし、図 4.5 で示したように、クランプ中心がトーラスの外に出ていても、その一部が トーラス領域内に入っているクランプが多数あると考えられる。このクランプを考慮しないと、視線上に存 在するクランプの体積が減ってしまう。この現象はトーラスの境界付近で見られ、見込み角が小さくなると 視線上にその領域を多く含むようになり、図 4.4 のような振る舞いになると考えらえる。また、クランプが ある所と無い所の境界が存在する限り、どのようなジオメトリでもクランピートーラスに見られる現象だと 推測される。この現象を考慮すると、視線角度が小さいという条件の下では、スムーストーラスとクラン ピートーラスの解析結果の間に何か違いが出てくるのではないかと予想される。



図 4.4: クランピートーラスにおける N_H の視線方向 (θ 方向) 依存性。



図 4.5: 見込み角が小さい時にクランピートーラスで見られる N_H 減少の原因。

4.2 体積充填率(f)依存性

まずはクランピートーラス特有のパラメータについて解析を行い、それが結果にどのような影響を及ぼすかについて調べる。パラメータを $\theta_{oa} = 60^{\circ}$ 、 $N_{\rm H} = 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ 、 $R_{\rm torus} = 2 \times 10^{6} \text{ cm}$ 、MA = 1、 $V_{\rm turb} = 0 \text{ km s}^{-1}$ 、a = 0.005に設定し、体積充填率 (f)の依存性について調査した。

図 4.6 は cos $\theta_{ia} = 0.1-0.2$ (ほぼ edge-on) の時の 1 bin=0.01 keV にした X 線反射・吸収成分スペクトル である。左図は 2-100keV のスペクトルであり、高エネルギー側 (≥ 20 keV) にはそれほど違いが見られな い。つまり、体積充填率の相違や物質分布の相違というのは、このエネルギー帯域の光子の吸収・散乱に影

響を与えないということである。低エネルギー帯域については、体積充填率によってスペクトル形状に違い が見られる。2-6 keV、10-20 keV 付近を見ると、体積充填率が大きい方が吸収の影響が強くなっているこ とが分かる。鉄輝線や光電吸収端付近 (図 4.6(右)) では f = 0.01 のみ少し振る舞いが異なるが、体積充填 率、物質分布が変わってもほぼ同様の振る舞いをする。



図 4.6: 体積充填率を変化させた時の反射・吸収成分の X 線スペクトル。(左)2–100 keV のスペクトル。 (右)5.8–7.2 keV のスペクトル。

このように体積充填率によってスペクトル形状に違いが出るのはなぜだろうか。まず体積充填率が上がるとクランプの数が増える。一方で各クランプの水素柱密度は式 (4.8) から $N_{\text{H_clump}} \propto 1/f$ と表され、体積充填率減少に伴い柱密度は増加する。従って、クランプの数と水素柱密度の変化がスペクトルの形状変化の要因として挙げられる。ではどちらの影響が大きいかという話になるのだが、それをこの結果が示しており、クランプ数が多く、クランプの水素柱密度の小さい方がより吸収を受けている。2–2.3 keV の光子の反応位置の図を描いて見てみると、体積充填率の上昇に伴い、手前側のトーラスで反応した光子が観測されなくなっている。これは体積充填率が上がると吸収の影響が大きくなっていることを意味している。また、体積充填率が大きくなるにつれてそれらの光子が観測できなくなることが分かる。下の方で反応した光子が観測されるためには手前側のトーラスを通過する必要があり、体積充填率が小さい時にそれが観測できている。ということは、これも体積充填率が上がると吸収の影響が大きくなることを意味していると思われる。





表 4.1: 体積充填率を変えた時の、2-2.3 keV の光子に対する反応 位置。

次に、我々は観測される全成分について鉄の K_α 輝線のフラックス、等価幅 (EW)、鉄の K_α 輝線に対す るコンプトンショルダーのフラックス比を求めた。図 4.7 がその結果である。体積充填率が上がるとクラン プ数が増え、各クランプの柱密度が下がる。そしてこれまでの考察によると、体積充填率が上がった方が吸 収の影響が大きくなっていた。鉄輝線のフラックスは体積充填率上昇に伴い増加している。これは吸収の影 響が大きくなったことで、蛍光 X 線が出やすくなっていることを示唆している。EW について見ると見込 み角の大きい方が EW が強くなっており、フラックスの時と逆の振る舞いを示している。これは連続成分 に対する輝線強度の上昇を意味しており、見込み角が大きくなるとクランプ数が多くなって反応確率が上が り、吸収量が増え、連続成分が減っていることを示していると思われる。このような理由から、見込み角 の大きい方が EW の変化率が一番大きく、体積充填率が5倍大きくなると連続成分に対して輝線が4倍も 強くなっている。ただし、体積充填率と EW は比例関係にないので、常にこの関係が成り立つわけではな い。体積充填率が小さくなるほどフラックス、EW ともに減少率が大きくなっており、これはクランプ数 が減ってクランプと反応できない光子が徐々に増えていることを表していると思われる。最後にコンプト ンショルダーと輝線のフラックス比を見る。視線上にトーラスを含まない時はこの比はほぼ一定であるが、 見込み角が大きくなると体積充填率増加に伴い増加している。これは吸収されて蛍光 X 線が出る確率より も散乱確率が上昇していることを意味している。

4.3 クランプスケール (a) 依存性

次に、もう一つのクランピートーラス特有のパラメータであるクランプスケール (a) について調査した。パラメータは $\theta_{oa} = 60^{\circ}$ 、 $N_{\rm H} = 10^{24}$ cm⁻²、 $R_{\rm torus} = 2 \times 10^{6}$ cm、MA = 1、 $V_{\rm turb} = 0$ km s⁻¹、 f = 0.05 に設定した。クランプスケールは 0.002, 0.003, 0.005 と変えて依存性を調査した。トーラスに存在 するクランプ数は式 (4.5) より、 $n_{\rm all_clump} = 3\pi/8a^3$ となる。このように $1/a^3$ に比例するため、クランプ スケールを少し変えただけで配置されるクランプ数に大きな変化がでる。今回のシミュレーションの場合、 $a = 0.005 \Rightarrow \sim 1 \times 10^7$ 個、 $a = 0.003 \Rightarrow \sim 5 \times 10^7$ 個、 $a = 0.002 \Rightarrow \sim 1 \times 10^8$ 個、 $a = 0.001 \Rightarrow \sim 1 \times 10^9$



図 4.7: 鉄の K_α 輝線の EW(左) とフラックス (中)、鉄の K 輝線に対するコンプトンショルダーのフラック ス比 (右) それぞれの体積充填率依存性。図中の色の違いは見込み角の違いである。

個となる。クランプ数が桁違いに多い a = 0.001 ではシミュレーションに極めて時間がかかるため、今回は シミュレーションの実行を見送った。

図 4.8 は見込み角 0.1-0.2 の時の 1 bin=0.01 keV にした X 線反射・吸収成分スペクトルである。この図 を見ると、クランプのサイズが大きい a = 0.005、a = 0.003 のスペクトルはほぼ一致していることが分か る。さらに、スムーストーラスはこれらのスペクトルとほぼ同様の振る舞いを示す。a = 0.002 になると、2-100 keV 全ての帯域に渡ってスペクトルがシステマティックに下にずれており、このパラメータの特徴で ある。このズレ方は反射、吸収が全体的に起こらなくなっていることを意味しており、クランプが小さく なったことで光子があまり当たらなくなったためだと考えらえれる。

見た目ではスペクトルは同じになっているが、鉄輝線のフラックスや EW はどのように変化しているか 定量的に調べた (図 4.9)。クランプスケールの変化に関わらず、鉄の輝線フラックスと EW はほぼ一定だと 言える。また、コンプトンショルダーとのフラックス比についてもほぼ変動はない。輝線やコンプトンショ ルダーの評価からクランプスケールを制限することは難しいことが分かる。

4.4 見込み角 (θ_{ia}) 依存性

ここからはスムーストーラスと共通のパラメータについて、その依存性を見ていく。まずは見込み角から 始める。パラメータは $\theta_{oa} = 60^{\circ}$ 、 $N_{\rm H} = 10^{24} \, {\rm cm}^{-2}$ 、 $R_{\rm torus} = 2 \times 10^{6} \, {\rm cm}$ 、MA = 1、 $V_{\rm turb} = 0 \, {\rm km} \, {\rm s}^{-1}$ 、 a = 0.005、f = 0.05に設定した。図 4.10 は見込み角を変化させた時の 1 bin=0.01 keV にした反射・吸収 成分の X 線スペクトルである。左図は 2–100keV の領域について見たものである。スムーストーラス (図 3.4)と比較すると、連続成分のスペクトルの形状はほぼ同じであることが分かる。しかし 6 keV 以下程度 の低エネルギー帯域では、見込み角が小さいと (特に視線上にトーラスを含まないと) クランピートーラス の方が連続成分が下がっている、すなわち吸収を受けていることが分かる。この原因として、クランピートーラス の方が連続成分が下がっている、すなわち吸収を受けていることが分かる。この原因として、クランピーで は光子がクランプの間を通り抜けてトーラス表面ではあまり反応せず、トーラス内部で反応した光子はトー ラスを出るまでに長い距離を走らなければならないので吸収確率が上がり、このような振る舞いになってい るのではないかと考えた。しかし、トーラスのどのような位置で吸収されてしまったのかを確かめる術はな く、この考えを実証することはできない。

では次に輝線のフラックスや EW、コンプトンショルダーとのフラックス比について見ていく。図 4.11



図 4.8: クランプスケールを変化させた時の反射・吸収成分の X 線スペクトル。(左)2–100 keV のスペクトル。(右)5.8–7.2 keV のスペクトル。



図 4.9: 鉄の K_α 輝線の EW(左) とフラックス (中)、鉄の K 輝線に対するコンプトンショルダーのフラック ス比 (右) それぞれのクランプスケール依存性。図中の色の違いは見込み角の違いである。

の実線で描かれているのがクランピートーラスの結果、破線で描かれているのがスムーストーラスの結果 である。

 $N_{\rm H} = 10^{23} \ {\rm cm}^{-2}$ では鉄輝線のフラックス、EW 共にスムースと全く同じ変化を示している。 $N_{\rm H} = 10^{24} \ {\rm cm}^{-2}$ では輝線フラックスはどの見込み角でもスムースと同じように変化する。しかし、視線上にトーラスを含むようになると、クランピーの EW が2倍ほど弱くなる。輝線フラックスが変わらないにも関わらず、EW がスムースより小さくなっているということは、クランピーはスムースに比べて連続成分レベルが高いことを示しており、つまり吸収の効果が小さいことを示している。 $N_{\rm H} = 10^{25} \ {\rm cm}^{-2}$ になると輝線のフラックスにも明らかな違いが見られる。見込み角が小さい時、クランピーのフラックスレベルはスムースに比べて2倍ほど小さく、おそらくその影響で EW も小さくなっている。連続成分には影響がないように見えるので、吸収量はスムースとそれほど大差はないだろう。見込み角が大きくなるとフラックスは減少していくが、その減少率はスムースの方が大きい。これはスムースの方が視線上の柱密度変化による吸収の影響を受けやすいことを示している。

次に注目すべきは、 $N_{\rm H} = 10^{25}$ cm⁻² の EW のグラフの $0.4 \le \cos \theta_{\rm ia} \le 0.5$ での振る舞いである。これ は視線上にトーラスを含み始める角度である。この見込み角ではクランピーの方が EW が ~1 桁も小さく なっており、スムースに比べて吸収量が非常に少ないことを示している。1.1.2 節の図 4.4 で $0.4 \le \theta \le 0.5$ の時、クランピーの $N_{\rm H}$ はスムースに比べて小さくなるので、何か影響が出てくるのではないかと予想して いた。他にも原因があるかもしれないが、この EW の振る舞いはその影響を大きく受けていると思われる。

最後にコンプトンショルダーと鉄輝線のフラックス比について見る。視線上にトーラスを含まない時、こ の比はほぼ一定である。つまり、散乱する確率と光電吸収に起因する蛍光 X 線が出る確率はほぼ一定であ る。しかし視線上にトーラスが入り始めるとフラックス比は上昇傾向を示し、相対的に散乱確率が上がって いることを意味している。これらの振る舞いはスムースとクランピーでほぼ同じである。



図 4.10: 見込み角を変化させた時の反射・吸収成分の X 線スペクトル。(左)2–100 keV のスペクトル。 (右)5.8–7.2 keV のスペクトル。スペクトルの色については図 3.5 と表 3.2 参照。



図 4.11: 鉄の K_α 輝線の EW(左) とフラックス (中)、鉄の K 輝線に対するコンプトンショルダーのフラッ クス比 (右) それぞれの見込み角依存性。実線がクランピートーラスの結果、破線がスムーストーラスの結 果を表す。

4.5 水素柱密度 $(N_{\rm H})$ 依存性

次に水素柱密度依存性 ($N_{\rm H}$) について見ていく。この時のパラメータは次のように設定し、スムーストーラスの時と同様に $N_{\rm H} = 10^{21} - 10^{26}$ cm⁻² に変えながらシミュレーションを行った。 $\theta_{\rm oa} = 60^{\circ}$ 、 $R_{\rm torus} = 2 \times 10^{6}$ cm、MA = 1、 $V_{\rm turb} = 0$ km s⁻¹、a = 0.005、f = 0.05。

見込み角が $0.1 \le \theta_{ia} \le 0.2$ の時のシミュレーション結果を図 4.12 に示した。スペクトルの色はスムース トーラスの時と同様の設定である。 $N_{\rm H}$ が変わった時のスペクトル振る舞いは、スムースの時とおよそ同じ であるが、2–6 keV、10–30 keV 付近に見られるスペクトルに違いが見られる。クランピーの方はスペクト ルが下がる時に傾きがほぼ一定で下がるが、スムースの方は途中で傾きが変わっている。同様の違いは例え ば図??の 2 keV 付近でも見られる。

次に鉄輝線のフラックス、EW、コンプトンショルダーとのフラックス比について見ていく。コンプトンショルダーと鉄輝線のフラックス比を見ると、 $N_{\rm H} = 10^{24} \, {\rm cm}^{-2}$ まではスムーストーラスと全く同じように上昇していることが分かる。しかし $N_{\rm H}$ がそれ以上大きくなると振る舞いは大きく変わり、どの見込み角でもスムースでは急激に減少に向かうのに対し、クランピーでは上昇を続ける。鉄輝線のフラックスを見ると、 $N_{\rm H} = 10^{24} \, {\rm cm}^{-2}$ を超えたあたりではスムースとクランピーに違いはあまり出ていないため、クランピーでは散乱が増えているのだと思われる。コンプトンショルダーと輝線のフラックス比のグラフではその後、 $N_{\rm H} = 10^{24.75} \, {\rm cm}^{-2}$ 付近から減少を始めており、クランピーではそのあたりから吸収の効果が強くなり始めているのだと思われる。 $N_{\rm H} = 10^{26} \, {\rm cm}^{-2}$ になると、輝線のフラックスはスムースよりも低い値を示しているが、比の方はスムースと一致している。つまり、 $N_{\rm H}$ が $10^{24} \, {\rm cm}^{-2}$ 程度ではクランピーはスムースに比べて散乱されやすいが、 $N_{\rm H}$ が大きくなるとクランピーでは吸収の効果が大きくなる一方、散乱は減少する。

ところで、このように $N_{\rm H} \sim 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ で変化が見られ始めるのは、トーラスが Compton-thick に転換 するためだと思われる。Compton-thick とは、コンプトン散乱に対する光学的厚さが1より大きくなり、系 (ここではトーラス) から光子が出てくるまでの散乱回数がおよそ τ^2 である状態のことを指す。



図 4.12: 水素柱密度を変化させた時の反射・吸収成分の X 線スペクトル。(左)2–100 keV のスペクトル。 (右)5.8–7.2 keV のスペクトル。スペクトルの色については表 3.4 参照。



図 4.13: 鉄の K_α 輝線の EW(左) とフラックス (中)、鉄の K 輝線に対するコンプトンショルダーのフラッ クス比 (右) それぞれの水素柱密度依存性。図中の色の違いは見込み角の違いである。

4.6 速度分散 (V_{turb}) 依存性

次に速度分散を変更しながらシミュレーションを行った。ここでいう速度分散とは、クランプ内物質の速度分散である。クランプ間速度として一つ一つのクランプに bulk velocity を与えることは可能だが、現段 階では行っていない。その時の他のパラメータ値は、 $\theta_{oa} = 60^{\circ}$ 、 $N_{\rm H} = 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ 、 $R_{\rm torus} = 2 \times 10^{6} \text{ cm}$ 、MA = 1、a = 0.005、f = 0.05に設定した。

図 4.14 が見込み角 0.1 $\leq \cos \theta_{ia} \leq 0.2$ のシミュレーション結果である。スムーストーラスでのシミュレーション結果と同様、輝線はドップラー効果の影響で広がり、それ以外の連続成分は速度分散を変化させても 全く同じである。次に輝線フラックス、EWの速度分散依存性を描いた (図 4.15)。スムーストーラスの場 合は速度分散が大きくなった時、広がった Fe-K β 輝線の一部が光電吸収端にかかり、フラックスが減少し ていた。クランピートーラスでも全く同じことが起こる。見込み角が大きい時 (0.1 $\leq \cos \theta_{ia} \leq 0.2$)、鉄の K α 、K β 輝線のフラックスは共にスムーストーラスとほぼ一致している。しかし見込み角が小さくなるに つれ、クランピーのフラックスはスムースに比べ、小さくなる。見込み角依存性の節で述べたように、ス ムースの鉄輝線フラックスの見込み角による変化は、クランピーのそれよりも変化率が大きい。おそらくそ の効果が見えているものだと思われる。また、速度分散を大きくした時のフラックスの減少率はスムースと クランピーで差はないことが確認できる。



図 4.14: 速度分散を変化させた時の反射・吸収成分の X 線スペクトル。(左)2–100 keV のスペクトル。 (右)5.8–7.2 keV のスペクトル。

4.7 元素存在比 (MA) 依存性

最後に元素存在比 (MA) を変えてシミュレーションを行った。他のパラメータは $\theta_{oa} = 60^{\circ}$ 、 $N_{\rm H} = 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ 、 $R_{\rm torus} = 2 \times 10^{6} \text{ cm}$ 、a = 0.005、f = 0.05としてある。

図 4.16 が見込み角 0.1 $\leq \cos \theta_{ia} \leq 0.2$ のシミュレーション結果である。これもまた、スムーストーラス とほとんど変わらないスペクトル形状になっている。輝線付近のエネルギー帯域のスペクトルについても描 いてみたが、見た目だけではクランピーにした影響がわからない。そこで鉄輝線のフラックス、EW、コン プトンショルダーとのフラックス比をとって違いを検討する。図 4.17、4.18、4.19 がその結果の図である。



図 4.15: 鉄の K_α 輝線の EW(左) とフラックス (中)、鉄の K 輝線に対するコンプトンショルダーのフラッ クス比 (右) それぞれの速度分散依存性。図中の色の違いは見込み角の違いである。

水素柱密度依存性のところで確認したように、どのような見込み角でも $N_{\rm H} < 10^{24}$ cm⁻² の条件が成り立つ なら鉄輝線のフラックスや EW にスムーストーラスとの差は無い。図 4.17 を見ると、確かにスムーストー ラスの結果と違いが無い事が確認できる。では条件の境目となる $N_{\rm H} = 10^{24}$ cm⁻² ではどうだろうか。図 4.18 を見ると、機先の EW は元素存在比が Solar Abundance 程度まではスムースと振る舞いはほぼ同じで ある。しかし Solar Abundance を越えると、視線上にトーラスを含むような見込み角の時、EW はスムー スよりも小さくなっている。しかし、輝線フラックスは元素存在比の変化に対してスムースとほぼ同じ振る 舞いを続けており、クランピーでは連続成分が増加しているのだと思われる。コンプトンショルダーと鉄輝 線フラックスの比について見ると、元素存在比が小さいほど比が大きくなるが、クランピーの方がスムース よりも小さい値を示している。これはスムースの方が散乱する割合が大きいことを示している。 $N_{\rm H}$ がさら に大きくなると、クランピーでは元素存在比の上昇に伴いフラックスは減少している。これはほぼ一定の値 を取り続けるスムースとは異なる振る舞いである。EW は 0.4 \leq cos $\theta_{\rm ia} \leq$ 0.5 の時、ほぼ一定の値をとり、 スムースとはまるで違う振る舞いを示している。コンプトンショルダーと鉄輝線のフラックス比については $N_{\rm H} = 10^{24}$ cm⁻² と同様、元素存在比が小さくなるほど比が大きくなり、その値はスムースよりも小さい。

4.8 各パラメータの特徴のまとめ

各パラメータを変えた際のスペクトルの振る舞いは、実に多様であることが確認してきた。最後にその 振る舞いのポイントについて表にまとめて整理する (表 4.2)。


図 4.16: 元素存在比を変化させた時の反射・吸収成分の X 線スペクトル。(左)2–100 keV のスペクトル。 (右)5.8–7.2 keV のスペクトル。



図 4.17: $N_H = 10^{23}$ の時の鉄の K_α 輝線の EW(左) とフラックス (中)、鉄の K 輝線に対するコンプトン ショルダーのフラックス比 (右) それぞれの元素存在比依存性。図中の色の違いは見込み角の違いである。



図 4.18: $N_H = 10^{24}$ の時の鉄の K_α 輝線の EW(左) とフラックス (中)、鉄の K 輝線に対するコンプトン ショルダーのフラックス比 (右) それぞれの見込み角依存性。図中の色の違いは見込み角の違いである。



図 4.19: $N_H = 10^{25}$ の時の鉄の K_α 輝線の EW(左) とフラックス (中)、鉄の K 輝線に対するコンプトン ショルダーのフラックス比 (右) それぞれの見込み角依存性。図中の色の違いは見込み角の違いである。

パラメータ	特徴			
体積充填率 (f)	体積充填率の増加とともに吸収量が増える。			
クランプスケール (a)	鉄の輝線フラックスや EW、コンプトンショルダーのフラックスはクランプス			
	ケール依存性が無く、これらからの推定は難しい。クランプスケールを下げて			
	a = 0.002 以下になると、反射、吸収成分のスペクトルがシステマティックに (急			
	激に)下がる。			
見込み角 $(heta_{ m ia})$	見込み角が大きくなるにつれて視線上を通過するトーラスの距離が長くなり、N _H			
	が大きくなるので、吸収量がや散乱数が増加する。また、トーラスとの境界を多			
	く含むような見込み角の時、クランピートーラスの N _H はスムーストーラスに比			
	ベ減少する。			
	$N_{ m H}$ が大きくなると散乱数が上昇するが、吸収量も同時に増えていく。従って、 $N_{ m H}$			
水素柱密度 $(N_{\rm H})$	依存性のスペクトルの連続成分は N _H の値によって大きく変化する。Compton-			
	thick への転換点である $N_{\rm H} = 10^{24} { m cm^{-2}}$ 付近までは輝線フラックス、Compton			
	shoudler/FeKα のフラックス比は増加を続けるが、そこから減少に転じる。ま			
	た、見込み角、N _H がともに大きい時は散乱角度の大きな反射光子しか見えず、			
	そのためにコンプトンショルダーの形状が変化する。			
速度分散 (V_{turb})	トーラス典型的なの速度は $\sim 1500 \; km \; s^{-1}$ であり、この速度では Fe-K eta が光電			
	吸収端にかかる。その時の Fe-Kβ の輝線フラックスの測定により状態推定可能			
	であると期待される。			
元素存在比 (MA)	元素存在比が大きいと、連続成分の吸収量が大きくなる。 $N_{ m H}=10^{24}~{ m cm}^{-2}$ で			
	は、solar abundance の時に鉄輝線フラックスが最大になる。 $N_{\rm H} = 10^{25} { m ~cm^{-2}}$			
	以上で元素存在比が 0.1–0.32 程度と小さい時、コンプトンショルダーフラック			
	スと鉄輝線フラックスの比が大きい。これは他のどのパラメータよりも大きく、			
	状態の推定につながると思われる。			

表 4.2: 各パラメータの依存性にみる、それぞれの特徴。

第5章 物質状態の推定可能性の議論

実際の天体の場合、今回のシミュレーションで用いたようなパラメータが複雑に縮退しているため、観 測データから各パラメータを制限することは簡単ではない。この章では、これまでの結果を用いることで 縮退を解き、各パラメータに制限をかけて物質状態を推定できないか、その可能性について議論する。

5.1 次期国際 X 線天文衛星 ASTRO-H

現在の観測データでは分光能力が足りないため、鉄輝線やコンプトンショルダーの形状を分解してみる ことが難しい。2015 年度打ち上げ予定の ASTRO-H 衛星に搭載される SXS は史上最高の分解能力を持ち、 これらの形状を分解して観測することができ、物質状態の推定につながると期待されている。まずこの節 では ASTRO-H 衛星と、本研究で主役となる検出器"SXS"についての概要を述べる。

5.1.1 ASTRO-H 衛星

ASTRO-H 衛星は 2015 年打ち上げ予定の日本で 6 番目の国際 X 線天文衛星である (図 5.1)。ASTRO-H に期待されるサイエンスとして、例えば以下のようなものがある [35][36]。

- 高分解能のASTRO-Hの検出器を用いて天体を観測することで、輝線を細かく観測できるようになる。例えば銀河団について、この輝線の形からドップラー効果の影響や共鳴散乱がどの程度起こっているのかを調べることができるようになり、銀河団進化を探ることができると期待されている。
- 超新星残骸などでは宇宙線加速が起こっていると考えられている。これをASTRO-Hで分光、撮像観測することでガスの温度や運動速度、粒子が加速された位置を特定することができる。そしてこれらを組み合わせることで、宇宙線加速のメカニズムに迫ることができると期待されている。
- 宇宙をX線で観測した時、検出器の視野一面に広がる放射(X線背景放射)が観測される。この背景 放射は遠方のAGNの重ね合わせであると考えられているが、軟X線領域の観測では光学的に厚い物 質(トーラス)に隠されて発見できないAGNがある。ASTRO-Hの高感度硬X線撮像観測を行うこ とで、X線背景放射の起源となっているAGNを半分程度発見することができると期待されている。
- ブラックホールのような質量の大きい天体では、一般相対論的効果が際立って現れる。そしてブラックホール周りの降着円盤を観測したところ、鉄輝線に歪みが見られたという報告がある。ASTRO-Hで降着円盤の運動を直接測定することで、これが一般相対論的な効果によるものかを検証できると期待されている。

ASTRO-H 衛星には4つの検出器が搭載され、それぞれが高感度、高分解能を有するため、上記のよう なサイエンスができると期待されている。搭載される1つ目の検出器は軟X線分光検出器 SXS(Soft X-ray Spectrometer)である。これは本研究で主役となる検出器であり、後で詳しく説明する。2つ目はX線 CCD カメラ SXI(Soft X-ray Imeger)である。これは観測帯域が0.4–12 keV 程度で、CCD カメラとしては最大 級の視野 (38×38 arcmin²)を持つ分光、撮像カメラである。3つ目は硬X線撮像検出器 HXI(Hard X-ray



図 5.1: ASTRO-H 衛星のイメージ [35]。

Imager) である。これは CdTe-DSSD(Double Side Strip Detector) の上に 4 層の Si-DSSD を積層した検出 器であり、観測帯域は 10–80 keV である。現在稼働している' すざく衛星' より 2 桁ほど感度が向上する見 込みである。最後は軟ガンマ線検出器 SGD(Soft Gamma-ray Detector) である。これは 32 層の Si-Pad 検 出器の下に 8 層の CdTe-Pad 検出器を積層し、その周りを 2 層 ×4 の CdTe-Pad 検出器で囲んだ検出器で ある。観測帯域は 10–600 keV である [35]。

5.1.2 マイクロカロリメータ SXS

SXS は観測帯域が 0.3–12 keV の、X 線マイクロカロリメータを用いた検出器である。この特徴は ~ 7 eV(@6.4 keV) というエネルギー分解能を持つことである (目標は 4eV)。現在稼働中の Chandra 衛星に 搭載されている HETGS では ~ 33 eV(@6.4 keV) であることから、SXS のエネルギー分解能がいかに優れ たものであるかが分かる。SXS の検出部分の構造は図 5.2 のようになっており、吸収体、素子、熱伝導体、熱浴、温度計から構成される。検出原理は以下の通りである。まず X 線光子が吸収体に入射し、そこで光 電吸収される。吸収された光子が持っていたエネルギーは熱へと変換され、吸収体温度が上昇する。吸収体 が熱平衡状態になると吸収体と接触している素子に熱が伝わり始め、素子に取り付けられている温度計に よって温度変化が測定される。ここで、温度変化は電流値の変化として測定される。この温度計で測定する 温度変化は数 mK というごくわずかな温度変化であるため、装置自体を絶対零度近くまで冷やさなければ ならない。図 5.2 で示しているように、素子は熱浴と熱伝導体でつながっている。熱は吸収体から素子、さ らにはこの熱伝導体を通じて熱浴へと伝わり、次第に素子は元の状態へ戻る。ここまでのプロセスのタイ ムスケールは、熱の変化量を ΔT 、吸収体と素子の熱容量を C、熱伝導体の熱伝導度を G とすると式 (5.1) のように表される。

$$C\frac{\mathrm{d}\Delta T}{\mathrm{d}t} = -G\Delta T \tag{5.1}$$

この式から時定数 τ を直ちに求めることができ、以下のようになる。

$$\tau = \frac{C}{G} \tag{5.2}$$

マイクロカロリメータの出力波形は、時定数が τ で指数関数的に減少していく波形となる。この波形のピー クは入射光子のエネルギーに比例した値を持ち、エネルギーを測定することができる [4][36]。



図 5.2: マイクロカロリメータの模式図 [36]。

5.2 物質状態推定のための解析

5.2.1 解析手順

物質状態推定のためにまず思いつく手法としては、ここまでのシミュレーション結果をモデル化して天 体データに当てはめることである。しかし、やみくもにスペクトルモデルを観測データに当てはめても、パ ラメータが複雑に縮退している様子がすぐに理解できるわけではない。また、当然ながら観測データは既 に稼働中の衛星が取得したものであり、その衛星の性能によっては物質状態推定に重要な情報が一部消えて しまっている可能性もある。ここでは ASTRO-H でどの程度のサイエンスができるかを確認することを目 的として話を進める。そのために、(1)まずここまでの反射・吸収成分のシミュレーション結果をテーブル モデル化し、(2)それを用いて ASTRO-H のレスポンスを噛ませ、現実的な観測時間を考慮した観測シミュ レーションスペクトルを作成し、(3)それをフリーパラメータを2つ用いてフィットし、各パラメータに制 限をつけるという手法で解析を行う。

5.2.2 反射成分シミュレーションスペクトルのテーブルモデル化

前節で述べた (1) に相当する、「我々が行ってきたシミュレーション結果の XSPEC テーブルモデルへの 変換」を行う。それに先立ち、まずシミュレーションの結果から"見込み角が $0.1 \le \theta_{ia} \le 0.2$ "といったよ うに、様々な条件のスペクトルを作成しておく。2 章で述べたように、シミュレーションでは始状態や終状 態が持つ光子の情報を保存している。この情報は ROOT 形式で Tree 構造として保存されているため (図 5.3)、必要なイベントを容易に抜き出してくることができる。3 章、4 章のエネルギースペクトルも、基本 的にはこのツリー構造からイベントを抜き出すことで描いている。

スペクトルが用意できたら、ここからは XSPEC を用いてテーブルモデルを作成する (ROOT は作成し たスペクトルを読み出すためのライブラリとしてのみ利用する)。そもそもテーブルモデルとは、自分が独 自に作成したモデル (スペクトル) を XSPEC に取り入れて使えるようにするものである。テーブルモデル



ブランチ名	意味
event_id	各光子に付けられる通し番号
energy	観測光子が持っているエネルギー
dirx	観測光子が持っている方向
$num_interaction$	観測光子の全反応回数

表 5.1: ブランチの例とそのブランチが持つ意味。

図 5.3: ROOT の Tree 構造の例。

はN次元の格子のようになっており、各格子点上にはモデルの中のN個のパラメータ値が計算されて格納 される。フィットの過程で適当なスペクトルを得るため、XSPECは必要になったパラメータ値を補完 (内 挿) することによって取得する。このような XSPEC のテーブルモデルには'atable'、'mtable'、'etable' の3 種類がある。それぞれ加算的 (additive) モデル、積算的 (multiplicative) モデル、指数積算的 (exponential multiplicative) モデルを意味する。本研究では反射成分を加算的に入れたいので、atable を作ることになる。

テーブルモデル作成のためには Primary Header、PARAMETERS extension、ENERGIES extension、 SPECTRA extension を持つ BINTABLE extension を作れば良い。BINTABLE とは行と列からなる表の 形をとるファイルである。多次元配列をテーブルのセルの中に格納することができ、バイナリ形式で表現さ れるため、このように呼ばれる。また extension とは、Header 部と Data 部から構成されるもののことで ある。このあたりの詳しい意味については、「FITS リファレンスガイド <http://www.fukuoka-edu.ac. jp/~kanamitu/fits/fits_t53/node74.html>」で知ることができる。以下、Header 部や Data 部にどの ようなものがあって、何を追加すれば良いのかを列挙する。このような必要なもの、決まった手順をプログ ラムに書き起こすことでテーブルモデルを作成した [38]。

まず Primary Header には7つの情報を入れる必要があり、最後の3つは括弧に示したキーワードを入れれば良い。

- MODLNAME (モデルの名前、12文字以内)
- MODLUNIT (モデルの単位、例えば photons/cm⁻²/s、12 文字以内)
- REDSHIFT (赤方偏移があるかどうか、TRUE か FALSE)
- ADDMODEL (atable かどうか、TRUE か FALSE)
- HDUCLASS ('OGIP')
- HDUCLAS1 ('XSPEC TABLE MODEL')
- HDUVERS ('1.0.0')

パラメータの定義や表になった値が含まれる、PARAMETERS と呼ばれる BINTABLE がある。Header 部は2つで構成される。

- NINTPARM (内挿されたパラメータの数)
- NADDPARM (追加されたパラメータの数)

また、Data 部は以下で構成される。

- NAME (パラメータ名、フォーマットは'12A')
- METHOD (内挿メソッド、 $0 \rightarrow \text{linear}, 1 \rightarrow \log, 7\pi \neg \forall J'$)
- INITIAL (パラメータをフィットするときの初期値、フォーマットは'E')
- DELTA (フィットのときのパラメータの刻み幅、フォーマットは'E')
- MINIMUM (パラメータの最小値 (hard)、フォーマットは'E')
- BOTTOM (パラメータの最小値 (soft)、フォーマットは'E')
- TOP (パラメータの上限値 (soft)、フォーマットは'E')
- MAXIMUM (パラメータの上限値 (hard)、フォーマットは'E')
- NUMBVALS (表になっているパラメータの数、フォーマットは'J')
- VALUE (表になっているパラメータの値、フォーマットは'nE'(n=NUMBVALS))

この extension も Primary Header と同様に以下の情報を持っている。

- HDUCLASS ('OGIP')
- HDUCLAS1 ('XSPEC TABLE MODEL')
- HDUCLAS2 ('PARAMETERS')
- HDUVERS ('1.0.0')

ENERGIES と呼ばれる、エネルギーのビンを含む BINTABLE extension もある。Data 部は以下で構成 される。

- ENERG_LO
- ENERG_HI

これらはヒストグラムにおける各エネルギービンの最小値と最大値を表している。i 番目のビンの最大値 は、(i+1) 番目のビンの最小値と同じでなければならい事 (energ_hi(i)=energ_lo(i+1)) に注意が必要である。 ENERGIES も Primary Header と同様に以下の情報を持っている。

- HDUCLASS ('OGIP')
- HDUCLAS1 ('XSPEC TABLE MODEL')
- HDUCLAS2 ('ENERGIES')
- HDUVERS ('1.0.0')

BINTABLE の最後の extension に入るスペクトル配列は SPECTRA と呼ばれる。スペクトルは最後の パラメータが一番動くような順番で並べられる。つまり、パラメータが 2 つあり、それらが (1,2,3) という 値をとるとき、スペクトルは (1,1), (1,2), (1,3), (2,1), (2,2), (2,3), (3,1), (3,2), (3,3) という順番で並べられ る。SPECTRA も Primary Header と同様に以下の情報を持っている。

- HDUCLASS ('OGIP')
- HDUCLAS1 ('XSPEC TABLE MODEL')
- HDUCLAS2 ('MODEL SPECTRA')
- HDUVERS ('1.0.0')

今回は水素柱密度と見込み角の2つのパラメータについて、それぞれ 10^{23} cm⁻² -10^{25} cm⁻²、0.05–0.95 の間で8step, 9step でテーブルモデルを作成した。また、ビン幅については1 bin=0.01 keV である。

5.2.3 天体シミュレーションデータの作成

XSPEC で以下のようなモデルを入力し、fakeit コマンドを使って天体シミュレーションデータの作成を 行った。

$$model = phabs(powerlaw + phabs * powerlaw + Reflection)$$
 (5.3)

phabs とは吸収を表すモデルで、その効果は exp $(-n_H\sigma(E))$ と表される。 $\sigma(E)$ は光電吸収断面積で、トム ソン散乱を含んでいない。powerlaw は直接・透過成分を表すモデルであり、 $K(E/1\text{keV})^{-\Gamma}$ のように表され る。K は規格化定数で、1 keV でのフラックス (photons keV⁻¹ s⁻¹ cm⁻²) を表している。そして Reflection は前節で作成したテーブルモデルを表している。つまり式 (5.3) の右辺第1項は銀河吸収だけを受けた直 接・透過成分、第2項は銀河吸収とトーラスによる吸収を受けた直接・透過成分、第3項は銀河吸収を受 けた反射・吸収成分を表している。

fake の際には RMF(Redistribution Matrix File)、ARF(Ancillary Response File)、BGD(Back Ground) が必要となる¹³。今回の解析では、それぞれ ah_sxs_7eV_20130806.rmf、sxt-s_140505_ts02um_intallpxl.arf、 sxs_csb+nxb_7eV_20110211_1Gs.pha を用いた。ただし、これらは ASTRO-H のサイエンスチームにのみ 公開されているものである。

天体シミュレーションデータを作る際、適当なスペクトルを作って議論してもあまり意味はない。シミュレーションではある意味望み通りの結果を得ることができてしまうためである。従って、完全に一致していなくとも、何かの天体に近いスペクトルを作って議論を進める必要がある。そのターゲット天体として、我々は Mkn3(Markarian 3)を選んだ。Mkn3 は $z \sim 0.0135$ の距離にあるセイファート 2 型の AGN である。Luminosity は 1.6 × 10⁴³ erg s⁻¹(2–10 keV) 程で明るく輝いており、他のセイファート銀河に比べて反射が卓越している。Awaki et al. (2008)のパラメータ値を参考にし、Mkn3 の 2–10 keV でのフラックス ~ 6 × 10⁻¹² erg cm⁻² s⁻¹ にオーダーで一致する値をとるように調整した (表 5.2)。オーダーで一致するようにというのは、テーブルモデルのパラメータによってモデルフラックスの値が変わる事と、Mkn3 自体の明るさが (若干)時間変動する事を考慮している。2–10 keV の天体シミュレーションデータを図 5.4 に示す。左がスムーストーラス、右がクランピートーラスのものである。テーブルモデルとして入れた反射成分のスペクトルを比較すると、スムースとクランピーの間に違いがあることが確認できる。exposure time は現実的な観測時間である 1Msec に設定し (Mkn3 ほどの明るい天体ならば 1Msec が観測時間の限界とな

¹³RMF、ARF、BGD はそれぞれ、観測機器のゲイン補正用のファイル、有効面積が記されたファイル、NXB や CXB といった バックグラウンド情報が記されたファイルである。

$model = phabs < 1 > (powerlaw < 2 > +phabs < 3 > *powerlaw < 4 > +atable{OurModel} < 5 >)$							
number	$\operatorname{component}$	parameter	unit	value			
1	phabs	nH	10^{22}	8.7×10^{-2}			
2	powerlaw	Index		1.8			
2	powerlaw	norm		$1.27 imes 10^{-4}$			
3	phabs	nH	10^{22}	110			
4	powerlaw	Index		1.8			
4	powerlaw	norm		5×10^{-3}			
5	atable	NH		10^{24}			
5	atable	Inclination		0.5			
5	atable	norm		10^{-10}			

るだろう)、ビンまとめは grappha を用いて" group min 40"とした。また、表以外のパラメータについては 次のように固定している。 $\theta_{oa} = 60^{\circ}$ 、 $R_{torus} = 2 \times 10^{6}$ cm、MA = 1、 $V_{turb} = 0$ km s⁻¹、a = 0.005。

表 5.2: 天体シミュレーションデータ作成に用いたパラメータ。



図 5.4: 2–10 keV の天体シミュレーションデータ。(左) スムーストーラス、(右) クランピートーラス。

5.2.4 天体シミュレーションデータのフィットと考察

何度も述べているように、パラメータの縮退を解いて物質状態を推定することは難しい。例えば水素柱 密度に関して言えば、赤道面で測定した水素柱密度と見込み角は縮退している。これは水素柱密度が大き くて見込み角が小さい場合と、水素柱密度が小さくて見込み角が大きい場合では、見かけ上(視線上)の水 素柱密度が同じになり、各パラメータの値が分からないという意味である。そこで、まずはこの2つのパラ メータについて考え、実際の観測で各パラメータ値が推定可能かどうか確認する。本研究では「赤道面で測 定した水素柱密度—見込み角」「赤道面で測定した水素柱密度-元素存在比」について考察を行う。

AGN の低エネルギー側は軟 X 線超過や複雑な吸収構造のため、連続成分を用いた反射成分の制限には 限界がある。一方、鉄輝線周りのスペクトルはその影響が小さい。しかし、現在稼働中の Suzaku 衛星に 搭載された検出器 XIS では、図 5.5 のように鉄輝線やコンプトンショルダーがなまってしまい、その構造 が全く見えない。SXS では輝線やコンプトンショルダーが分解できるため、鉄輝線領域のスペクトルから 反射成分のパラメータ値について推定できるのではと期待される。図 5.6 は「赤道面で測定した水素柱密 度―見込み角」における 6.0-7.5 keV の天体シミュレーションデータのフィット結果である。フィットに用 いた関数は天体シミュレーションデータを作成する時と同じモデルでフィットしている。ここで気にしな ければならないのは、スペクトルフィットが精度良くできているか否かでなく、その誤差である。なぜな ら、観測シミュレーションのスペクトルを作った時のパラメータはわかっているので、ベストフィット値が 得られるのは当然である。今回のスペクトルフィットの真の目的は、フィット結果の誤差からパラメータが どの程度制限できるかについて議論することである。フィットした後、XSPECの"steppar"コマンドを用 い、 $0 < \cos \theta_{ia} < 1$ の範囲を 100 分割、 $10^{23} < N_{\rm H} < 10^{25}$ の範囲を 100 分割して信頼度のコントアを描 いた。その結果を図 5.7 に示した。これもスペクトルと同様、左図がスムーストーラスについて、右図が クランピートーラスについて描かれている。コントアは信頼度が 68%、90%のものを示しており、図中の 黒、赤の線が対応する。スムーストーラスについて見ると、90%の信頼度で 7.8 × $10^{23} \le N_{\rm H} \le 4.1 \times 10^{24}$ 、 $0.0 \leq \cos \theta_{ia} \leq 0.4$ と求まった。コントアを見ると、2つの解があるように見える。これはおそらく、図 4.13 で示しているように N_H = 10²⁴ cm⁻² 付近では鉄輝線のフラックスがピーク値をとり、不安定でパラメー タの値が一意に決まりにくいためだと思われる。また、クランピートーラスについては、90%の信頼度で $8.2 \times 10^{23} < N_{\rm H} < 1.5 \times 10^{24}$ 、 $0.0 < \cos \theta_{ia} < 0.2$ と求まった。3章、4章で示したスペクトルのパラメー タ依存性から、N_Hは輝線、コンプトンショルダー、吸収端から決まっており、*θ_{ia}*は連続成分で決まって いるのだと思われる。ベストフィットの値は $N_{\rm H} \sim 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ 、 $\cos \theta_{\rm ia} \sim 0.5$ にプロットされており、仮定 した値に近い値であることが確認できる。

図 5.8 は「赤道面で測定した水素柱密度—元素存在比」における 6.0–7.5 keV の天体シミュレーションデー タのフィット結果である。先ほどと同様に、フィットした後"steppar"コマンドを用いて 0.1 $\leq MA \leq 10.0$ の範囲を 100 分割、10²³ $\leq N_{\rm H} \leq 10^{25}$ の範囲を 100 分割して信頼度のコントアを描いた。その結果が図 5.9 である。スムーストーラスについて、90%の信頼度で 5.4 × 10²³ $\leq N_{\rm H} \leq 6.5 \times 10^{24}$ 、0.55 $\leq MA \leq 1.31$ と求まった。クランピートーラスについて、90%の信頼度で 5.8 × 10²³ $\leq N_{\rm H} \leq 7.5 \times 10^{24}$ 、0.58 $\leq MA \leq 1.17$ と求まった。コントアを見ると解が 2 つあるように見えるが、これも先ほどと同様の理由だと思われる。また、このコントアから $N_{\rm H}$ の不定性は大きいが、MA には制限がかけられそうであることが分かる。

「赤道面で測定した水素柱密度―見込み角」と「赤道面で測定した水素柱密度―元素存在比」のどちら の場合についても、スムーストーラスかクランピートーラスかを仮定すれば、SXSの観測で(特にクラン ピートーラスで)パラメータ値が精度良く決まることが分かる。スムーストーラスかクランピートーラスか については個々の天体を見るだけではわからないので、他の観測結果と合わせて系統的に決めていく必要 がある。

81



図 5.5: 同じ天体を見たときの SXS(赤) と Suzaku 搭載 XIS(黒) のスペクトルの違い。どちらのスペクトル もシミュレーションを行って描いている。



図 5.6: 「赤道面で測定した水素柱密度—見込み角」における 6.0-7.5 keV の天体シミュレーションデータ のフィット結果。(左) スムーストーラス、(右) クランピートーラス。



図 5.7: 6.0–7.5 keV の天体シミュレーションデータのフィット結果から求まる $N_{\rm H}$ 、 $\theta_{\rm ia}$ の信頼度のコントア。(左) スムーストーラス、(右) クランピートーラス。



図 5.8: 「赤道面で測定した水素柱密度—元素存在比」における 6.0-7.5 keV の天体シミュレーションデー タのフィット結果。(左) スムーストーラス、(右) クランピートーラス。



図 5.9: 6.0-7.5 keV の天体シミュレーションデータのフィット結果から求まる N_H、MA の信頼度のコント ア。(左) スムーストーラス、(右) クランピートーラス。

第6章 まとめと今後

我々は 2015 年度打ち上げ予定の ASTRO-H を用い、AGN のブラックホール周辺状態をどの程度推定で きるのかということを目的に研究を進めた。この研究で行ったことは以下の通りである。

(a)AGN トーラスの X 線スペクトルのモンテカルロシミュレータを開発した。物理プロセスは先行研究 よりも詳細なものを用い、速度分散などのパラメータが増えている。また、ジオメトリが容易に変更できる ようになっており、我々の構築したシミュレータの特徴である。今回構築したモデルを先行研究の MYTorus Model と同様のジオメトリにし、シミュレータの検証のためにスペクトルを比較した。物理プロセスを同 じにした時のスペクトルはほぼ一致し、我々はシミュレータに問題はないと考えた。

(b) 赤外線領域などでわかってきたジオメトリを構築する前に、まずは単純なジオメトリを考え、パラ メータ変化によってスペクトルの振る舞いがどのように変化していくかについて調べた。単純なジオメトリ として、MYTorus と同じくドーナツ型で物質が一様に分布しているスムーストーラス、外形は同じだが、 物質が一様ではなく塊 (クランプ) として分布しているクランピートーラスの2種類を考えた。クランピー トーラスはトーラスの境界面付近で NH がスムーストーラスと異なり、スペクトルや鉄輝線のフラックス、 EW に影響が出てきていることを確認した。また、トーラス内の光子反応位置の図も描き、トーラスの反 射体と吸収体の相反する働きが見えていることなどが見えることが分かった。

(c) 我々が構築した X 線反射・吸収モデルを XSPEC に新しいモデルとして組み込んだ。そのモデルを 用いて ASTRO-H で見たときの天体のシミュレーションデータを作成し、トーラスの持つパラメータの内 2つをフリーにしてフィットし、各パラメータの信頼度のコントアを描いた。その結果から、各パラメータ の値に制限がかけられそうであることが分かった。

本研究ではスムーストーラス、クランピートーラスのシミュレーションを行ってきたが、テーブルモデ ルをより詳細で正確なものにするため、より多くのシミュレーションを振る必要がある。今回は2つのパ ラメータをフリーにしてスペクトルをフィットし、コントアを描くことでパラメータの制限を試みた。しか し限られたパラメータについてのみの解析だったため、今回行わなかった他のパラメータの組み合わせにつ いても解析を行う必要がある。また、本論文中で強調してきたように、輝線やコンプトンショルダーのフ ラックスや EW を計算してそこから制限をかけれないか考察を行う必要がある。ここまでの考察が終わっ た後、本論文中で紹介したすり鉢型のジオメトリにしてシミュレーションを行っていく必要がある。

謝辞

本論文を作成するにあたり、宇宙科学研究所の小高さんには大変お世話になりました。プログラミングや物 理的な考察など、あらゆる場面で非常に有意義なコメントや補助をしていただきました。さらに、この研究 以外に、ASTRO-Hの試験や宇宙研での生活でもお世話になり、私の研究生活は小高さんに支えられていた と感じています。また、国立天文台の川口さんはAGNの知識がほとんどなかった私に対し、いつも非常に 丁寧かつ分かり易いコメントしてくださりました。考察をしていく上で分からなかった現象が川口さんのコ メントで理解できる時が多々あり、本当に助かりました。お二人にはこの場を借りてお礼を申し上げます。

指導教員の深澤先生には私が4年生の頃から大変お世話になりました。学生に対して教育的な立場で接し てくださったため、自分で考えて議論していく力を身につけ、その楽しさを感じることができました。ハー ドなスケジュールの時も (結構) あり大変でしたが、非常に充実した日々を送ることができ、今では良い思 い出です。水野先生はASTRO-Hのファインコリメータの試験でご一緒し、スケジュール管理や試験への 取り組み方などが非常に勉強になりました。今後の社会人生活で学んだことを生かしていきたいです。ひろ たかさんには解析、実験、ハードウェア・ソフトウェア管理など、あらゆることについて非常に丁寧にご 指導、補助していただきました。おかげ様で詰まっている部分が解消し、ソフトウェアに興味を持つこと もできました。(しかし勢いで徹夜する日もあり、大変なこともまた多かったような気が。。) 大野さんには ASTRO-HのSGDデータ解析で、シールド部や読み出し部分についてアドバイスを多く頂き、非常に助か りました。休日のテニスにも誘っていただき、一緒に運動したことも良い思い出となっています。ただ休 日は私が午前中爆睡しており、遅刻や欠席を繰り返してしまいました。その節はどうもすみませんでした。 田中さんや勝田さんは HXI/SGD のソフトウェア関係で一緒に作業させて頂き、分からない部分を聞いた りと非常にお世話になりました。伊藤さんとは研究のことよりも、ご飯を一緒に食べに行ったり雑談をして 楽しく過ごさせていただきました。スタッフであることを忘れて接してましたが、4 つほど年上だったんで すね。。接し方が雑ですみませんでした。可視光のスタッフの方とはコロキウムぐらいでしか関わりを持つ 機会がありませんでしたが、的確でわかりやすいコメントをいただき、研究を進めていく上で非常に参考 になりました。スタッフの皆様にはお世話になりました。本当にありがとうございました。

D1の河野さんや M1の枝廣さんとは SGD 関係で共に解析を行い、宇宙研出張やフランス出張など、多 くの時間を一緒に過ごしました。やることが多くて大変な時もありましたが、その時になんとか乗り越え ることができたのもお二人の力だと思っています。また、すでに卒業されてしまいましたが、一つ上の中村 さんも SGD の解析や出張で本当にお世話になりました。D3 の平木さん、D2 の宇井さんは、修論書きの時 に解析のアドバイスや差し入れしていただき、とても励みになりました。D1 の高木さんは可視光側だった ので研究の話はあまりしませんでしたが、研究生活で色々とサポートしていただき、本当に助かりました。 同期の林君、河口君、大橋君、胡田さんとは4年生の頃からセミナー、研究、イベント企画などを一緒に 行い、楽しい時間を過ごすことができました。この学年はみんな就職でバラバラになってしまうけれど、み んなそれぞれの道で頑張ろう!M1 の神田さん、川端さん、枝廣さん、中岡さん、白川君、高田君は学年が 一つ下だったので、なんとかサポートしてあげようと努力しましたが、うまく出来ていたかわかりません。 でも (自分から見て) 優秀な学年で、みんな全ての事でキチンと出来ていて安心しました。就職、D 進学の どちらだったとしても、悔いの残ら無いように頑張ってください!B4 のみんなとは1年弱という短い間で したが、お世話になりました。また、物理事務の方にも研究生活を支えていただきました。皆さん本当にあ りがとうございました。 このように書いていると、私の3年間の研究生活は本当に色々な人の支えがあって成り立っていたのだ と感じました。そしてその支えがあったからこそ、私は本当に充実した楽しい研究生活を送ることができま した。一人一人の思い出はまだまだたくさんあり書き足りないのですが、修論本文よりも長くなってはいけ ないのでこの辺りで止めておきます。3年間という短い間でしたが、皆様本当に、本当にありがとうござい ました。



図 6.1: 高エネルギー宇宙・可視赤外天文研究室 (2014 年度) の集合写真。私は就活中でいなかったが、編 集によりうまく溶け込んでいる。

参考文献

- [1] http://www.uni.edu/morgans/astro/course/Notes/section3/new13.html
- [2] ピーターソン「活動銀河核」(丸善株式会社)
- [3] 嶺重慎「ブラックホール天文学入門」(裳華房)
- [4] 林数馬、広島大学、修士論文、2013
- [5] 上原悠一、東京大学、修士論文、2009
- [6] Antonucci & Miller 1993, ARA&A, 31, 473-521
- [7] 北村唯子、広島大学、修士論文、2013
- [8] 松田桂子、総合研究大学院大学、修士論文、2010
- [9] A PANCHROMATIC VIEW OF AGN (http://arxiv.org/pdf/astro-ph/0403618.pdf)
- [10] Sunyaev & Churazov, 1996, Astronomy Letters, 22, 5, 648
- [11] Murphy & Yaqoob, 2009, MNRAS 397, 1549
- [12] Ikeda et al. 2009, APJ, 692, 608-617
- [13] Yuan Liu & Xiaobo Li 2014, APJ, 787, 52
- [14] Antonucci, 1993, ARA&A, 31, 473
- [15] Wilson & Tsvetanov, 1994, Astronomical Journal, 107, 1227
- [16] Pogge, 1989, APJ, 345, 730
- [17] Schmitt & Kinney, 1996, APJ, 463, 498
- [18] Barvainis, 1987, APJ, 320, 537
- [19] Laor & Draine, 1993, APJ, 402, 441
- [20] Krolik & Begelman, 1988, APJ, 329, 702
- [21] Kawaguchi & Mori, 2010, APJ, 724, L183
- [22] Odaka et al. 2011, Apj, 740, 103
- [23] W.R.Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments (Second Revised Edition), Springer-Veriag

- [24] Hirokazu Odaka, Institute of Space and Astronautical Science Doctral Thesis, "Detailed Modeling and Observational Verification of X-ray Reprocessing in Astrophysical Objects" (2012)
- [25] Hagino et al. 2015, MNRAS, 446, 663
- [26] Honig et al. 2006, A&A, 452, 459
- [27] Pier & Voit, 1995, APJ, 450, 628
- [28] Thompson et al. 2001, X-ray Data Booklet
- [29] Krause, 1979, J.Phys. Chem. Ref. Data, 8, 307
- [30] Ertugral et al. 2007, Radiation Physics and Chemistry, 76, 15
- [31] Sunyaev et al. 1999, Astronomy Letters, 25, 199
- [32] https://root.cern.ch/root/html/TColor.html
- [33] http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html
- [34] Nenkova et al. 2008, APJ, 685, 147
- [35] 古井俊也、広島大学、卒業論文、2013
- [36] 下田優弥、埼玉大学、修士論文、2011
- [37] Awaki et al. 2008, PASJ, 60, 293
- [38] http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/ofwg/docs/general/ogip_92_009/