

X線分光観測とシミュレーションを用いた鉄輝線共鳴散乱による銀河団乱流速度の制限

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

B134992

挽谷 政弥

指導教官 深澤泰司 主査 大野雅功 副査 石川健一

2017年2月

概要

銀河団とは宇宙で最大の自己重力系であり、主に銀河・銀河団内高温プラズマ (ICM)、ダークマター (DM) で構成されている。銀河団は周囲の銀河・銀河群・銀河団との衝突・合体を繰り返し、その際のエネルギーが銀河団を加熱し、乱流を生じると考えられている。この乱流情報を調べることで銀河団の形成の歴史を探ることができる。そこで、乱流情報を得るための方法として共鳴散乱を用いた。共鳴散乱の断面積は振動子強度と乱流の大きさに決まっており、共鳴散乱が起こりやすいラインと起こりにくいラインの比を求めることで乱流速度の制限を行うことができる。そのために、共鳴散乱を起こすイオンの静止系における共鳴散乱の物理素過程を独自に組み込んだモンテカルロシミュレーターを開発した。本研究では最新の高精度 X 線分光観測データとシミュレーションを比較し、共鳴散乱の評価を行うとともに乱流の制限を試みた。図は高温プラズマからの放射モデルを用いて、銀河団からの鉄輝線放射のスペクトルをシミュレーションしたものである。

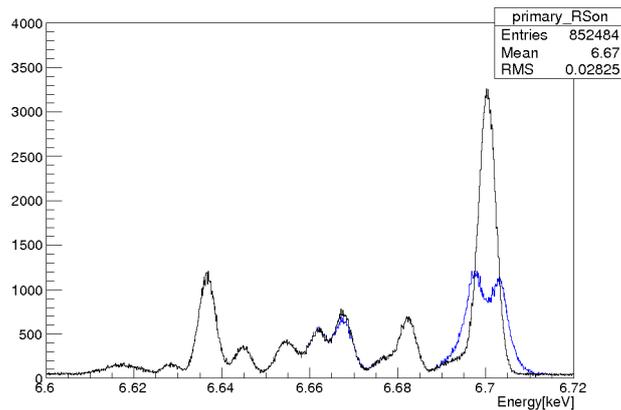


図 1: シミュレーションによる乱流がない場合での銀河団からの X 線放射スペクトル。青線が共鳴散乱あり、黒線が共鳴散乱なし

目次

第 1 章 Introduction	6
1.1 背景	6
1.2 銀河団	6
1.3 銀河団ガスの運動	8
第 2 章 銀河団の X 線観測	11
2.1 銀河団内高温プラズマ (ICM)	11
2.2 ICM の X 線放射	11
2.2.1 熱制動放射	11
2.2.2 重元素イオンによる輝線放射	12
2.2.3 共鳴散乱	12
2.3 ペルセウス銀河団	14
2.4 観測とシミュレーションによる乱流速度の制限方法	14
2.5 研究目的	15
第 3 章 Geant4 による共鳴散乱シミュレーション	17
3.1 銀河団におけるモンテカルロシミュレーションの意義	17
3.2 Geant4 とは	17
3.3 シミュレーションの流れ	18
3.4 シミュレーションプログラムの構築	18
3.4.1 反応の記述	18
3.4.2 ICM の構成	20
3.4.3 光子発生の記述	21
3.4.4 ローレンツ変換の取り込み	22
3.4.5 検出方法	25
3.5 シミュレーターの物理過程検証	25
3.5.1 共鳴散乱過程の検証	26
3.5.2 反応過程の確認	29
3.5.3 ローレンツ変換を取り入れたシミュレーションの検証	30
3.5.4 銀河団からの X 線放射シミュレーションの検証	35
3.6 共鳴散乱シミュレーションによる結論	36

第 4 章	シミュレーションと観測の比較による銀河団乱流速度の制限	37
4.1	X 線国際天文衛星 ASTRO-H(ひとみ衛星)/SXS	37
4.1.1	ひとみ衛星によるペルセウス銀河団観測の概要	38
4.2	ASTRO-H と観測のシミュレーションの比較	40
4.2.1	ASTRO-H による観測シミュレーション	40
4.2.2	モデルフィッティング	42
4.2.3	観測データと観測シミュレーションの比較	46
4.3	考察	48
4.3.1	ライン比の半径分布	48
4.3.2	乱流速度の制限	48
4.4	シミュレーションと観測の比較における結論	48
第 5 章	結論と今後の課題	49
第 6 章	付録	51
6.1	球殻の数	51

目 次

1	シミュレーションによる乱流がない場合での銀河団からの X 線放射スペクトル。青線が共鳴散乱あり、黒線が共鳴散乱なし	1
1.1	可視光で見たへびつかい座銀河団	7
1.2	X 線で見たへびつかい座銀河団	7
1.3	銀河団 A478 の X 線放射強度の半径分布。横軸は銀河団中心からの距離 (arcsec)、縦軸は X 線放射強度 (counts/pixel) になっている。	8
1.4	銀河団 A478 の X 線表面輝度分布を 3 次元で表したもの (White et al.1994)。水平方向は天球面方向、垂直方向は表面輝度の大きさ (単位は count/pixel)、中心のピークは銀河団中心。範囲は 24×24 arcmin ² でピクセルの単位は 24 arcsec/pixel である。	8
1.5	ペルセウス銀河団の中心 (0.5-1.5 arcmin) のひとみ衛星の観測シミュレーションによる X 線スペクトル。黄線:乱流の平均マッハ数 $M=0$ ・共鳴散乱なし、赤線: $M=0$ ・共鳴散乱あり、黒線: $M=0.5$ ・共鳴散乱なし、紫線: $M=0.5$ ・共鳴散乱あり	9
2.1	X 線で観測したペルセウス銀河団	14
2.2	XMM-Newton で観測されたペルセウス銀河団中心部 30 秒角から 2 分角の X 線スペクトル。2 種類の電離プラズマ放射モデルによるフィッティング結果が示されている。	15
2.3	スペクトルフィットにより得られた重元素量について、共鳴散乱の影響を考慮した場合としない場合の比をシミュレーション結果と比較したもの。シミュレーションではさまざまな乱流速度 (マッハ数) の場合と比較している。	15
3.1	Geant4 で構築した放射線計測実験における計測機器のジオメトリ	17
3.2	Fe^{24+} (青) と Fe^{25+} (赤) の温度に対するイオンの存在比 [18]	19
3.3	本研究で構築した ICM	21
3.4	APEC:ATOMDB v3.0.7 を用いた、 $kT=3.0$ keV のときのスペクトル	22
3.5	共鳴散乱が起きない場合のローレンツ変換によるラインの広がり確認	23
3.6	共鳴散乱が起きる場合のローレンツ変換によるラインの広がり確認	23
3.7	共鳴散乱しない場合での乱流速度が 0 におけるラインについてガウスフィットを行ったもの	24
3.8	共鳴散乱する場合での乱流速度が 0 におけるラインについてガウスフィットを行ったもの	24
3.9	左図:中心で光子を発生させ、共鳴散乱が起きなかった場合の略図。右図:中心で光子を発生させ共鳴散乱が起こった場合の略図。	25
3.10	共鳴散乱のシミュレーション結果	26
3.11	マッハ数 $M = 0$ のシミュレーション結果	27
3.12	散乱過程のシミュレーションについて 6.7 keV 付近を拡大したもの (マッハ数 $M=0$)	27

3.13	マッハ数 $M=0.1$ のシミュレーション結果 (bin まとめを行なっている)	28
3.14	散乱過程のシミュレーションについて 6.7 keV 付近を拡大したもの (マッハ数 $M=0.1$)	28
3.15	マッハ数 $M=0.3$ のシミュレーション結果 (bin まとめを行なっている)	28
3.16	散乱過程のシミュレーションについて 6.7 keV 付近を拡大したもの (マッハ数 $M=0.3$)	28
3.17	$\text{Fe}^{24+}\text{K}\alpha$ の 6.668 keV のラインの共鳴散乱あり (青) と共鳴散乱なし (黒) の結果	29
3.18	$\text{Fe}^{24+}\text{K}\alpha$ の 6.701 keV のラインの共鳴散乱あり (緑) と共鳴散乱なし (黒) の結果	29
3.19	$M=0$ のときの $\text{Fe}^{24+}\text{K}\alpha$ の 6.701 keV のラインの共鳴散乱あり (青) と共鳴散乱なし (黒) の結果	30
3.20	$M=0.3$ のときの $\text{Fe}^{24+}\text{K}\alpha$ の 6.701 keV のラインの共鳴散乱あり (緑) と共鳴散乱なし (黒) の結果	30
3.21	マッハ数 $M=0$ のときのローレンツ変換を取り込んだ共鳴散乱あり/なしのラインの広がり の確認	32
3.22	マッハ数 $M=0.1$ のときのローレンツ変換を取り込んだ共鳴散乱あり/なしのラインの広がり の確認	32
3.23	マッハ数 $M=0.3$ のときのローレンツ変換を取り込んだ共鳴散乱あり/なしのラインの広がり の確認	33
3.24	図 3.21 について 6.7 keV 付近を拡大したもの	33
3.25	図 3.22 について 6.7 keV 付近を拡大したもの	34
3.26	図 3.23 について 6.7 keV 付近を拡大したもの	34
3.27	銀河団の Fe^{24+} についての $M=0$ での共鳴散乱シミュレーション	35
3.28	銀河団の Fe^{24+} についての $M=0.1$ での共鳴散乱シミュレーション	35
3.29	銀河団の Fe^{24+} についての $M=0.2$ での共鳴散乱シミュレーション	36
3.30	銀河団の Fe^{24+} についての $M=0.3$ での共鳴散乱シミュレーション	36
4.1	ひとみ衛星のイメージ画像と検出器の名称・配置	38
4.2	Chandra で観測されたペルセウス銀河団における、ひとみ衛星の観測領域	38
4.3	ひとみ衛星によって観測されたペルセウス銀河団中心領域からの観測結果と、2つの電離 プラズマ放射モデルによるフィッティング	39
4.4	Chandra によるイメージに重領域ごとの ICM の視線方向の速度を重ねたもの。領域毎の中 心の数字はその領域の乱流速度、小さな数字は誤差を表している。	40
4.5	$3' < r$ でマッハ数 $M=0$ のときの銀河団共鳴散乱シミュレーション	41
4.6	$3' < r$ マッハ数 $M=0.08$ のときの銀河団共鳴散乱シミュレーション	42
4.7	ペルセウス銀河団中心でのシミュレーションによるスペクトル例	43
4.8	共鳴散乱ありの銀河団中心側 (図 4.2 における緑) の擬似観測データをフィッティングしたもの	44
4.9	共鳴散乱ありの銀河団中心側 (図 4.2 における白) の擬似オフセット観測データをフィッ ティングしたもの	44
4.10	共鳴散乱なしの銀河団中心側 (図 4.2 における緑) の擬似観測データをフィッティングしたもの	44
4.11	共鳴散乱なしの銀河団中心側 (図 4.2 における白) の擬似オフセット観測データをフィッ ティングしたもの	44
4.12	共鳴散乱ありの銀河団外側 (図 4.2 における紫) の擬似観測データをフィッティングしたもの	45

4.13 共鳴散乱ありの銀河団外側 (図 4.2 における黄) の擬似オフセット観測データをフィッティングしたもの	45
4.14 共鳴散乱なしの銀河団外側 (図 4.2 における紫) の擬似観測データをフィッティングしたもの	45
4.15 共鳴散乱なしの銀河団外側 (図 4.2 における紫) の擬似オフセット観測データをフィッティングしたもの	45
4.16 ひとみ衛星の観測結果による半径分布 (青) と銀河団中心 3 分角より外側のマッハ数が 0 のときの半径分布 (黒: 共鳴散乱あり、赤: 共鳴散乱なし)	47
4.17 ひとみ衛星の観測結果による半径分布 (青) と銀河団中心 3 分角より外側のマッハ数が 0.08 のときの半径分布 (黒: 共鳴散乱あり、赤: 共鳴散乱なし)	47
6.1 球殻の枚数を 35 枚 (赤)、75 枚 (黒) とした時の銀河団からの X 線スペクトルのシミュレーション結果	51

第1章 Introduction

1.1 背景

銀河団は宇宙で最大の自己重力系である。銀河団の構成要素は銀河・銀河団内高温プラズマ (Intra Cluster Medium:ICM)、ダークマター (Dark Matter:DM) である。その質量比は 1:2-5:10-30 であり、ICM は星よりも数倍質量が大きい。その質量構成は宇宙の進化と関係があり、ICM を調べることは宇宙の進化を解き明かすのに重要である。

ICM は高温であり、X 線で明るく輝いて見え、これまでに様々な X 線天文衛星によって観測的研究が進められてきた。その結果、銀河団中心では cooling が起こっていることや cooling のみではなく加熱も起こっていることがわかった。その加熱を起こしている候補として、中心銀河の活動銀河核 (AGN) のジェットや磁気リコネクション、銀河団と銀河・銀河群・銀河団の衝突・合体によるエネルギーの放出などが挙げられる。加熱された ICM は、完全電離したイオンと電子が熱運動している高温プラズマ状態になっており、流体としてみなすことができる。また放出されたエネルギーの一部が ICM に乱流を引き起こしていると考えられている。

これまでの X 線による観測では、観測装置のエネルギー分解能が悪く、銀河団のガス運動をドップラー効果で調べることができなかった。しかし 2016 年 2 月に打ち上げられた X 線国際衛星 ASTRO-H(ひとみ衛星) は X 線マイクロカロリメーターを搭載しており、従来の X 線衛星と比べ優れたエネルギー分解能を実現している。この観測結果を用いることで乱流の大きさを直接的に探ることができれば、ICM の質量を正確に求めることができる。また求められた乱流の大きさによっては宇宙線の加速機構を解き明かす手がかりになると考えられる。[1][2]

1.2 銀河団

銀河団は数十から数千もの銀河で構成されており、その大きさは Mpc($\sim 3.0 \times 10^{23}$ cm)、質量は $10^{13} - 10^{15}$ 太陽質量にもなる。可視光による観測では、銀河団は多数の銀河の群れとして観測されるが、構成銀河の間の空間には何も見えない。X 線の観測では、銀河団全体が非常に希薄で $10^7 - 10^8$ K ほどの ICM で満たされていることがわかっている。銀河団を可視光、X 線で観測した場合の例をそれぞれ図 1.1、図 1.2 に示す。

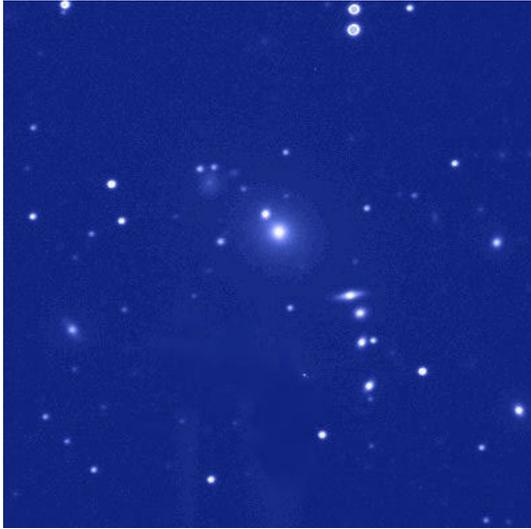


図 1.1: 可視光で見たへびつかい座銀河団

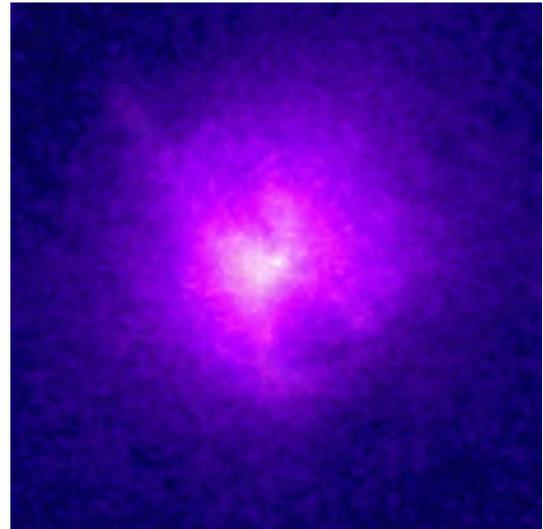


図 1.2: X線で見たとへびつかい座銀河団

図 1.1 からは明るい天体が散在していることしかわからないが、図 1.2 からは銀河間を満たすように X 線放射が見られる。この ICM は希薄だが体積が大きいので質量も大きく、銀河の質量の数倍の質量を有する。しかし銀河団内の銀河を重力で拘束するためには、より大きな重力が必要でありダークマターの存在が示唆される。銀河団は主に銀河・ICM・ダークマターで構成されており、その質量比は 1:2-5:10-30 だと考えられている。ICM は高温でプラズマ化しているため、熱制動放射や重元素イオンの輝線放射によって X 線を放射している。

ICM が制動放射によってエネルギーを失う冷却時間は次式のように表される。

$$t_{\text{cool}} = 8.5 \times 10^{10} \text{ yr} \left(\frac{n}{10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{T}{10^8 \text{ K}} \right)^{1/2} \quad (1.1)$$

ここで n はガス個数密度、 T はガスの温度である。先程も述べたが ICM は非常に希薄で、 $n \sim 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ 程度であり、冷却時間が宇宙年齢 ($10^9 - 10^{10} \text{ yr}$) よりも長くなる。このことから ICM は実質的には冷却しないと考えられる。しかし銀河団中心については異なる。ICM の密度は中心に向かうほど大きく、中心では $n \sim 10^{-1} \text{ cm}^{-3}$ になり、冷却時間はおよそ $t_{\text{cool}} \sim 10^8 - 10^9 \text{ yr}$ となり宇宙年齢よりも短くなる。銀河団の X 線表面輝度を図 1.3、1.4 に示す。[3]

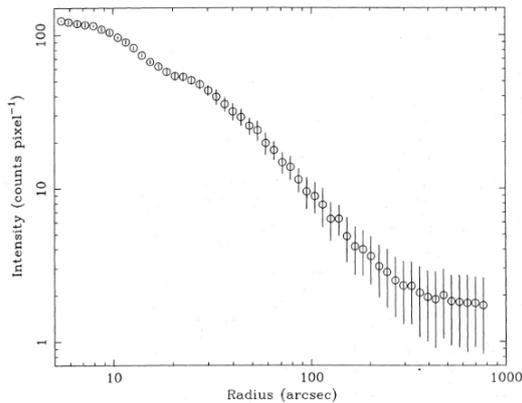


図 1.3: 銀河団 A478 の X 線放射強度の半径分布。横軸は銀河団中心からの距離 (arcsec)、縦軸は X 線放射強度 (counts/pixel) になっている。

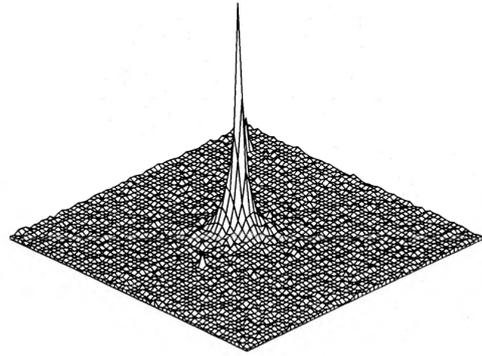


図 1.4: 銀河団 A478 の X 線表面輝度分布を 3 次元で表したもの (White et al.1994)。水平方向は天球面方向、垂直方向は表面輝度の大きさ (単位は count/pixel)、中心のピークは銀河団中心。範囲は $24 \times 24 \text{ arcmin}^2$ でピクセルの単位は 24 arcsec/pixel である。

図 1.4 は図 1.3 を三次元で表したものである。図 1.4 における中心のピークは図 1.3 の半径 0、つまり銀河団中心を表している。これらの図からもわかるように、実際に銀河団中心からは強い X 線が放射されている。よって銀河団中心は徐々に冷却され、温度・密度が小さくなり周囲の ICM からの圧力を支えられなくなる。結果、銀河団の周りのガスが中心に向かって流れこむことで、熱エネルギーの補填を行なっていると考えられている。これを Cooling Flow モデルという。

この Cooling Flow モデルにはいくつかの問題点が存在したが、X 線観測衛星あすか・Chandra・XMM-Newton などによって、単純な cooling のみが起こっているわけではなく、銀河団中心で電波銀河が活発に活動し、周囲の銀河団ガスに影響を与えるという観測結果を得ることができた。そのため、銀河団ガスの運動を調べることは重要であると言える。[4]

1.3 銀河団ガスの運動

銀河団は周囲の銀河や銀河群、銀河団との衝突・合体によって、銀河団ガスでは複雑な運動状態が発生していると考えられ、その複雑な運動には乱流運動やバルク運動などがある。

乱流とは流体の流れの場の状態の一種であり、流体の速度や圧力が不規則に変動する流れのことであり、輝線の広がりを生じていると考えられている。ICM は高温プラズマ状態であり、流体とみなすことができる。このとき ICM の粘性を考える必要があり、粘性応力 F_{vis} は次式のように表される。

$$F_{vis} = \eta \left(\nabla^2 v + \frac{1}{3} \nabla \nabla \cdot v \right) \quad (1.2)$$

ここで、 η は動粘性度であり ICM の粘性を表す。粘性度がわかればレイノルズ数 Re を記述でき、レイノルズ数とは

$$Re \equiv \frac{\rho v l}{\eta} \quad (1.3)$$

で定義される。ここで ρ は密度、 v は流れの速さ、 l は対象物のスケールである。レイノルズ数は無次元パラメーターで、この値が大きいほど乱流が生じやすい。レイノルズ数は次式のようにも表せる。

$$R_e \approx 3M \left(\frac{l}{\lambda_i} \right) \quad (1.4)$$

ここで M はマッハ数であり、 $M \equiv v/v_s$ (c_s は音速) で定義される。ICM のレイノルズ数を考えると銀河団同士の衝突で $M \approx 1$ 、銀河団の大きさ $l = 0.5 - 3.0$ Mpc、電子またはイオンの平均自由行程 λ_i は

$$\lambda_i \approx 23 \text{kpc} \left(\frac{T}{10^8 \text{ K}} \right)^2 \left(\frac{n_e}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \quad (1.5)$$

となり、レイノルズ数は $R_e \approx 100$ である。一般的にレイノルズ数 $R_e \geq 2300$ で乱流になると言われており、銀河団で乱流が生じるためには高温・高密度などの条件が必要になる。[2]

バルク運動とはガスのかたまり (bulk) が重力ポテンシャルに流れ込む現象のことである。これにより輝線のずれが生じていると考えられている。バルク運動は X 線観測衛星 Chandra を用いた観測によって、ガスが音速に近い速度で運動していることが示唆されているが、視線方向に垂直な方向には感度が良いが実際の運動の方向には不定性が残っていた。ガスのバルク運動を調べるのに最も直接的な方法は、輝線のラインの赤方偏位を用いる方法であるが、2016 年に打ち上げられたひとみ衛星は従来の X 線観測衛星と比較して優れた分解能を持っており、X 線分光によって直接的なガス運動の測定ができると考えられている。[5]

銀河団で衝突・合体が起こっていることは、X 線の表面輝度や温度分布を調べることで示すことができる。例えば、X 線表面輝度がある方向に偏っているような分布を示したりピークが 2 つ存在する場合や、衝突・合体によって ICM の加熱が起こり ICM の温度分布が複雑な構造を持っている場合である。このように銀河団の衝突・合体が起こっていることを示唆するものは多くあるが、衝突・合体の速度や段階などは明らかでない場合がある。銀河団内での様々な場所において、銀河団ガスの運動を調べることによって銀河団の衝突・合体の様子を明らかにすることができると考えられている。

乱流を調べる方法の一つとして、ドップラー幅を用いる方法がある。これは乱流運動によって重元素イオンが動くことで、観測する輝線のライン幅が広がることを利用する方法である。

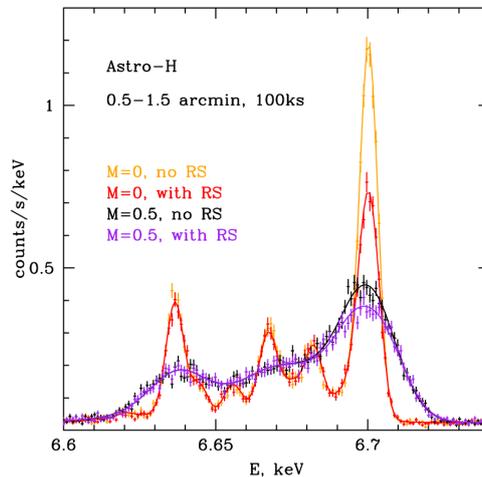


図 1.5: ペルセウス銀河団の中心 (0.5-1.5 arcmin) のひとみ衛星の観測シミュレーションによる X 線スペクトル。黄線:乱流の平均マッハ数 $M=0$ ・共鳴散乱なし、赤線: $M=0$ ・共鳴散乱あり、黒線: $M=0.5$ ・共鳴散乱なし、紫線: $M=0.5$ ・共鳴散乱あり

図 1.5 にペルセウス銀河団の中心 (0.5-1.5 arcmin) をひとみ衛星で 100 ks 観測した場合のシミュレーションを示す。[6] 黄線と黒線のスペクトルを比較すると、乱流効果のない黄線に対して乱流効果を考えた黒線はライン幅が広がっていることがわかる。これが乱流によるドップラー効果の影響である。このドップラー幅を調べることにより、ICM の運動の大きさを調べることができる。

ドップラー幅を用いる方法は、ICM 全体の運動の大きさを調べることはできる。しかし ICM でどのような運動が行われているかまでは探ることができない。ICM では銀河団全体がバルク運動をしている場合や銀河団同士の衝突による運動、ガス粒子の微細運動などが存在する。乱流の大きさを正確に調べるためには、銀河団内の運動を区別する必要があるので、ドップラー幅とは独立な情報を用いることが重要である。本研究では独立な情報として共鳴散乱を用いる。図 1.5 の赤線と紫線は共鳴散乱を考慮した (with RS) 場合のスペクトルである。黄線と赤線、または黒線と紫線を比較すると、共鳴散乱を考慮したスペクトルのほうがピークが下がっていることがわかる。乱流を調べる上で共鳴散乱を考えることは有効であり、第 2.2.2 章で詳しく述べる。

第2章 銀河団の X 線観測

2.1 銀河団内高温プラズマ (ICM)

銀河団の X 線光度はおおよそ $10^{43} \text{erg s}^{-1} - 10^{45} \text{erg s}^{-1}$ であり、銀河の X 線光度は $10^{39} \text{erg s}^{-1} - 10^{41} \text{erg s}^{-1}$ 程度であり、銀河団の X 線光度は銀河からの放射を足し合わせたものよりも明るい。観測により電離したプラズマからの鉄輝線放射が見つかったことにより、銀河団には銀河と銀河の間を満たすように高温で薄いプラズマが存在することがわかった。これが銀河団高温プラズマ (ICM) である。ICM は銀河団と銀河・銀河群・銀河団との衝突・合体の際のエネルギーによって加熱されており、エネルギーの一部が ICM の乱流を生じていると考えられている。ICM の温度は $10^7 - 10^8 \text{K}$ であり、ICM の放射は熱制動放射と電離した重元素イオンの輝線放射からなる。[7]

2.2 ICM の X 線放射

2.2.1 熱制動放射

熱制動放射とは、電子がイオンとのクーロン力によってお互いに引き合うが、イオンの質量のほうが電子に比べて大きいいため電子の軌道が曲げられ、電子から光子が放射される現象のことである。電子やイオンが熱運動しており、プラズマガスの温度が T_e のとき、放射されるエネルギーの割合、放射率がわかる。単位面積あたりに毎秒放射される各振動数毎の放射エネルギー $\epsilon_{ff}(\nu)$ および単位面積単位立体角あたりに毎秒放射される各振動数毎の放射エネルギー $j_{ff}(\nu)$ は次式のように表される。

$$\begin{aligned}\epsilon_{ff}(\nu) &= 4\pi j_{ff}(\nu) \\ &= 6.8 \times 10^{-38} g_{ff} \times \sum_Z Z^2 n_e n_i T_e^{-1/2} e^{-h\nu/kT_e} \quad [\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1}]\end{aligned}\quad (2.1)$$

ここで、 Z はプラズマガスを構成している原子の原子番号、 n_i はイオンの数密度、 n_e は電子の数密度、 g_{ff} はガウント因子と呼ばれる 1 程度の値を持つ量子力学的補正量である。プラズマガスが宇宙の平均的な組成からできているとして、式 (2.1) を振動数全域にわたって積分したときの放射率は、電荷 Z のイオンと電子の散乱による全放射率となり、

$$4\pi j_{ff} = \epsilon_{ff} = 1.6 \times 10^{-27} g_B n_e^2 T_e^{1/2} \quad [\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}]\quad (2.2)$$

である。ここで g_B は振動数で平均したガウント因子で、1.1 から 1.5 程度の値を持つ補正量である。[8]

2.2.2 重元素イオンによる輝線放射

輝線放射とは、原子中における励起状態にある電子が一定の確率でより低いエネルギー準位に落ち込んでいくときに、その差分のエネルギーの光子が放射される現象のことである。原子の種類によって電子が取ることのできるエネルギー準位が決まっているため、輝線放射によるエネルギーの大きさを求めることによって、どのような元素が存在するか調べることができる。ICMの温度は重元素イオン (O, Ne, Mg, Si, S, Fe, Ni など) の K 殻のイオン化ポテンシャルと同程度なので、元素の多くは H/He-like なイオンか、完全電離された状態にある。

ICMの輝線放射のエネルギー放射率は

$$P_{line} = f_{line}(T_e) Z n_e^2 = \Lambda_{line}(T_e, Z) n_e^2 \quad (2.3)$$

と表せる。ここで、 $f_{line}(T_e)$ は熱平衡・衝突電離平衡のもとで温度の関数として遷移ごとに決まる。また ($\Lambda_{line}(T_e, Z)$) はこの遷移に対する冷却関数である。

先ほどの熱制動放射と輝線放射の両方の成分を考えると、全 X 線光度は次式のように表すことができる。

$$L_X = \int n_e^2 \Lambda(T(R), A(R)) dV \quad (2.4)$$

ここで、 $\Lambda(T(R), A(R))$ は温度 T と重元素アバundance A の関数である冷却関数、 $\int n_e^2 dV$ は emission measure である。[2] [9]

2.2.3 共鳴散乱

共鳴散乱とは、光子が見かけ上散乱されて見える現象のことである。その過程は、基底状態にある電子の遷移エネルギーと等しい大きさのエネルギーを持つ光子が入射してきたとき、電子は光子によって励起される。この励起状態は不安定なので元のエネルギー状態に戻るが、そのとき入射光子と等しいエネルギーを放射する。これは一様等方な放射なので散乱されたように見える。

あるラインでの共鳴散乱断面積は以下のように表される。[10]

$$\sigma_{RS} = \sigma_0 \exp \left[- \left(\frac{E - E_0}{\Delta E_D} \right)^2 \right] \quad (2.5)$$

ここで、E は入射光子のエネルギーで、 E_0 は共鳴ラインのエネルギーである。また、 ΔE_D はラインのドップラー幅を表している。銀河団の典型的な温度 ($10^7 - 10^8$ K) でのラインの幅は、熱的なラインの広がりと同方的な乱流運動によるラインの広がりによって決まっている。熱的なラインの広がりには次式のように表され、

$$\Delta T^2 = \frac{2kT}{m} \quad (2.6)$$

T は温度、m は原子の質量である。また乱流による広がりには

$$\Delta V^2 = \frac{v_{turb}^2}{c^2} \quad (2.7)$$

であり、 v_{turb} は乱流速度である。両方のラインの広がり を考慮すると、ラインの幅 ΔE_D は以下の式のように表される。

$$\Delta E_D = E_0 \left[\left(\frac{\Delta T}{c} \right)^2 + \left(\frac{v_{turb}}{c} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.8)$$

$$= E_0 \left(\frac{2kT}{Am_p c^2} + \frac{v_{turb}^2}{c^2} \right)^{1/2} \quad (2.9)$$

ここで、 A は重元素アバダンス、 m_p は陽子の質量である。この式を整理するためにマッハ数 M を用いる。マッハ数 M とは $M=v_{turb}/v_s$ で表され、 v_s は音速である。音速 v_s とは以下の式で表される。

$$v_s = \left(\frac{\gamma RT}{M_{mol}} \right)^{1/2} \quad (2.10)$$

ここで、 γ は比熱比、 R は気体定数、 M_{mol} は分子質量である。今回の 2 原子の場合には $\gamma=1.4$ であり、 $R=k \cdot N_A(N_A$:アボガドロ定数)、 $M_{mol}=m_p N_A(m_p$:陽子の質量) である。よって、式 (2.9) は、[11]

$$\Delta E_D = E_0 \left[\frac{2kT}{Am_p c^2} \left(1 + \frac{Am_p v_s^2 M^2}{2kT} \right) \right]^{1/2} \quad (2.11)$$

$$= E_0 \left[\frac{2kT}{Am_p c^2} (1 + 1.4AM^2) \right]^{1/2} \quad (2.12)$$

となる。また σ_0 は以下のように表され、

$$\sigma_0 = \frac{\sqrt{\pi} h r_e c f_{lu}}{\Delta E_D} \quad (2.13)$$

h はプランク定数、 r_e は古典電子半径、 f_{lu} は共鳴散乱振動子強度である。よって共鳴散乱断面積は、

$$\sigma_{RS} = \frac{\sqrt{\pi} h r_e c f_{lu}}{\Delta E_D} \exp \left[- \left(\frac{E - E_0}{\Delta E_D} \right)^2 \right] [\text{cm}^2] \quad (2.14)$$

となる。共鳴散乱断面積は、入射光子のエネルギーが共鳴散乱ラインのエネルギーに近いほど散乱断面積が大きくなっていることがわかる。また、振動子強度は共鳴エネルギーによって決まっているが、これが大きいほど散乱断面積も大きくなる。表 2.1 に共鳴エネルギーと振動子強度の関係の一例を示す。

表 2.1: 共鳴エネルギーと振動子強度の関係 [9]

Ion	upper level		$E_{RS}[\text{keV}]$	f_{lu}
Fe^{24+}	$1s^1 2p^{13} S_1$	$K\alpha$	6.637	1.6×10^{-5}
Fe^{24+}	$1s^1 2p^{13} P_1$	$K\alpha$	6.668	0.0562
Fe^{24+}	$1s^1 2p^{13} P_2$	$K\alpha$	6.682	2.81×10^{-7}
Fe^{24+}	$1s^1 2p^{11} P_1$	$K\alpha$	6.7011266	0.703
Fe^{25+}	$2p^{12} P_{1/2,3/2}$	$K\alpha$	6.9519639,6.9731781	0.44
Ni^{26+}	$1s^1 2p^{13} P_1$	$K\alpha$	7.7668938	0.0883
Ni^{26+}	$1s^1 2p^{11} P_1$	$K\alpha$	7.8062340	0.683
Fe^{24+}	$1s^1 3p^{11} P_1$	$K\beta$	7.8820244	0.138
Ni^{27+}	$2p^{12} P_{1/2,3/2}$	$K\beta$	8.0731039,8.1017420	0.44
Fe^{25+}	$3p^{12} P_{1/2,3/2}$	$K\beta$	8.2636944,8.2526875	0.046

共鳴散乱断面積が 1) 振動子強度が共鳴エネルギーによって決まっていること、2) 乱流の大きさによって散乱断面積が変化することから、共鳴線 (共鳴散乱の起こりやすいライン) と禁制線 (共鳴散乱の起こりにくいライン) のライン比を求めることで乱流情報の制限を行うことができる。

2.3 ペルセウス銀河団

本研究での対象銀河はペルセウス銀河団である。この銀河団の大きさは直径 18 Mpc ほどで、地球からの距離はおおよそ 72 Mpc である。中心部分は高温のガスで包まれており、ほとんどのイオンが電離しており、X 線での放射が最も強い銀河団である。よって、重元素イオンの輝線放射を良く観測することができるので、本研究に適していると言える。またペルセウス銀河団は観測が多くされており、先行研究も多くあり、今回 ASTRO-H により観測が行われた天体である。よってこの銀河団を解析対象の銀河団とした。

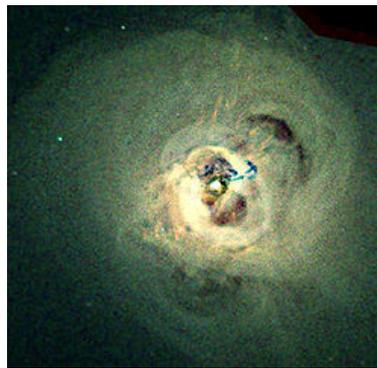


図 2.1: X 線で観測したペルセウス銀河団

2.4 観測とシミュレーションによる乱流速度の制限方法

乱流情報は、シミュレーション結果と実際の観測データの比較を行うことで得ることができる。

第 2.2.3 章で述べたが、共鳴散乱は振動子強度と乱流の大きさによって散乱断面積が変化する。輝線には、振動子強度が小さく共鳴散乱がほとんど起こらないライン (禁制線) と、振動子強度が大きく共鳴散乱が起こりやすいライン (共鳴線) がある。図 1.5 において、最も左側にあるライン (6.6366keV) が禁制線、最も右側にあるライン (6.7004keV) が共鳴線に相当する。図 1.5 を見てもわかるように、乱流によって禁制線と共鳴線のどちらも共鳴散乱あるなしにかかわらず、ライン幅が広がりピークが下がっている。加えて銀河団は半径によって温度や密度などが異なることを加味し、半径によって禁制線と共鳴線のライン比がどのように変化するかを調べることで乱流情報の制限を行う。ここでのライン比とは、共鳴散乱なしの場合のカウン ト数に対する共鳴散乱ありのカウン ト数 (共鳴散乱ありのカウン ト数/共鳴散乱なしのカウン ト数) である。

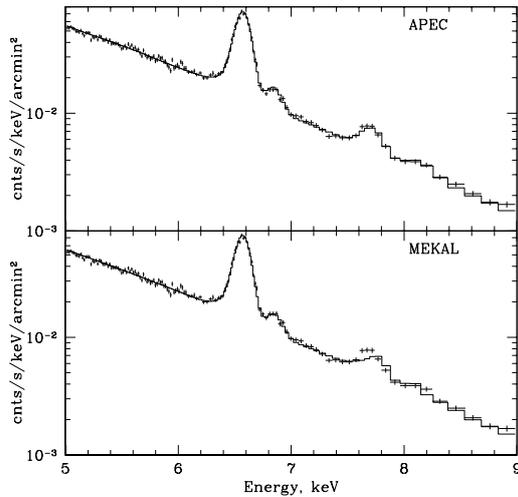


図 2.2: XMM-Newton で観測されたペルセウス銀河団中心部 30 秒角から 2 分角の X 線スペクトル。2 種類の電離プラズマ放射モデルによるフィッティング結果が示されている。

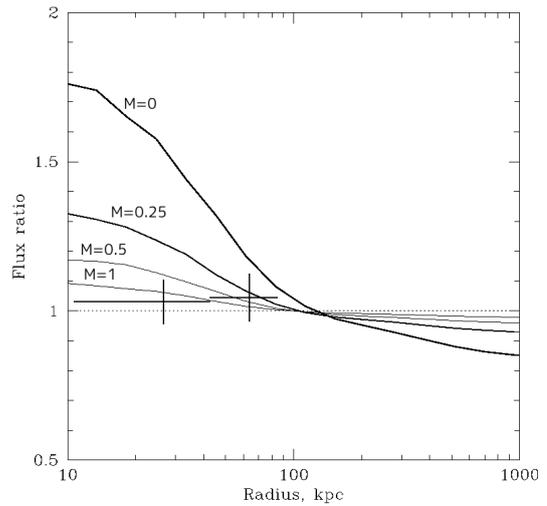


図 2.3: スペクトルフィットにより得られた重元素量について、共鳴散乱の影響を考慮した場合としない場合の比をシミュレーション結果と比較したもの。シミュレーションではさまざまな乱流速度 (マッハ数) の場合と比較している。

これまでもペルセウス銀河団の観測やシミュレーションは行われている。図 2.2 及び 2.3 に XMM-Newton によって行われた観測と、観測によって得られた重元素量をシミュレーションと比較した結果を示す。[11]

図 2.2 で 6.6keV のあたりに一つの大きな輝線を見ることができるが、表 2.1 からわかる通り、そのあたりには 4 つの輝線 (Fe^{24+}) が存在するはずである。これは XMM-Newton のエネルギー分解能では 4 つの輝線を個別に観測することができないからである。また、図 2.3 から重元素量は共鳴散乱の影響により、銀河団中心で大きくなることが予想されたが、観測ではほぼ一定であり、乱流速度が大きく、共鳴散乱が弱められていることが示唆される。ただし、図 2.2 にも見られるように、検出器のエネルギー分解能が限られており、共鳴散乱の影響を受けたラインを十分に分離して議論できていない可能性がある。

乱流速度を制限するためにはより良いエネルギー分解能を持つ観測とシミュレーションを比較する必要がある。エネルギー分解能のよい観測データと比較するシミュレーションでは、乱流などによる ICM の運動が銀河団の場所によって異なることも考慮して、銀河団静止系での相互作用を観測者系で計測する情報に変換するなど輝線構造をより正確に再現する必要がある。

2.5 研究目的

これまで述べたように、乱流の大きさを探ることによって宇宙の進化や宇宙線の加速機構を解き明かす手がかりになると考えられる。また、ASTRO-H や将来の X 線観測で期待される精密分光観測と比較するシミュレーションでは、乱流運動の静止系における反応を考慮するなど、より精錬された枠組みが必要とな

る。そこで、本研究では、そのような枠組みを取り入れたモンテカルロシミュレーターを開発し、銀河団における乱流速度の制限を試みる。シミュレーターの開発においては、共鳴散乱や銀河団の運動を考慮した相互作用過程など、独自に導入した過程が物理的に正しく機能しているかを特に注意して検証する。構築したシミュレーターを用いて、実際に観測された精密 X 線分光データと比較を行い、乱流速度の制限を試みる。

第3章 Geant4による共鳴散乱シミュレーション

3.1 銀河団におけるモンテカルロシミュレーションの意義

散乱の度合いは、単純な条件下では積分によって計算することができる。しかし、本研究で取り扱う銀河団における散乱の場合、ICMが複雑な幾何や温度、密度構造を持っていることや共鳴散乱が起こる際の非等方なドップラーシフトなど複雑な条件を考慮する必要がある。その点、モンテカルロシミュレーションを用いることで、複雑な条件下での反応も再現することが可能であり、シミュレーションによって反応を再現することは有効であると言える。モンテカルロシミュレーションとは、モンテカルロ法という、乱数を用いたシミュレーションである。本研究ではGeant4を用いてのモンテカルロシミュレーションを試みた。

3.2 Geant4とは

Geant4とは、陽子・電子・光子などの粒子と物質との間で起こる様々な相互作用を、モンテカルロ法を用いて正確にシミュレーションすることのできる大規模ソフトウェア・パッケージのことである。元々は高エネルギー粒子検出器を設計する際に、事前に実験の様子をシミュレーションするために開発されたものである。高エネルギー物理学や宇宙線、原子核の実験、宇宙物理学にとどまらず医療の分野でも用いられている。また、Geant4は本研究で必要な複雑な条件の設定を比較的容易にすることができる。図3.1は、Geant4を用いて、実験室における放射線計測を再現したシミュレーションの一例である。この図において、最も内側にある白色の四角がガンマ線検出器であるフォトダイオード、その他に検出器周辺の物質を再現している。このようにGeant4では、今回構成するICMや様々なジオメトリを構築することができる。

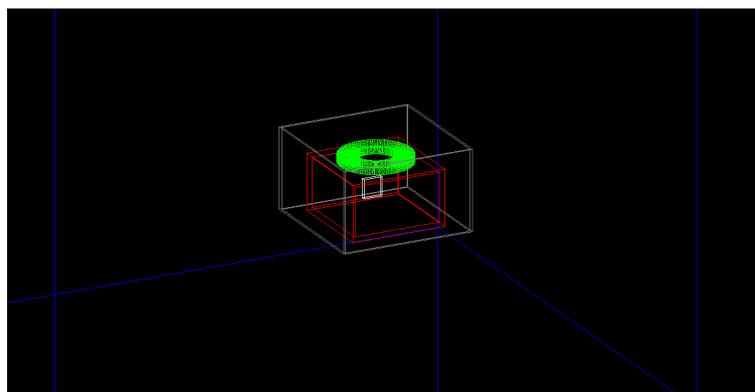


図 3.1: Geant4 で構築した放射線計測実験における計測機器のジオメトリ

3.3 シミュレーションの流れ

Geant4 は C++ 言語で記述されており、ある機能を持ったクラスを単位として構成されている。各クラスの機能に合った記述をすることによって、本研究の複雑な条件下でのシミュレーションを行うことができる。本研究では Geant4 の version10.02.patch02 を用いた。

3.4 シミュレーションプログラムの構築

本研究で用いた Geant4 の主なクラスについて以下に記す。

- DetectorConstruction
構造物を構成するクラス。本研究では構造物として ICM と検出用の真空の球殻を構成。
- PrimaryGeneratorAction
入射光子の設定を行うクラス。粒子の種類、発生場所、エネルギーなどを決めることができる。今回は粒子の種類は光子、発生場所は ICM 内などである。
- G4EmLivermorePhysics
起こりうる物理過程の記述を行うクラス。
- ResonanceScatteringProcess
共鳴散乱の過程を記述するクラス。Geant4 のもともとのパッケージには、共鳴散乱は物理素過程に含まれないため、本研究により独自に開発した。共鳴散乱の平均自由行程や散乱過程を設定する。
- EventAction
入射光子が物質と相互作用した際の全ての物理現象ごとの結果の取得や出力の設定を行うクラス。

本研究でのシミュレーションでは、光子の反応の記述 (ResonanceScatteringProcess)、ICM のジオメトリの構築 (DetectorConstruction)、光子の発生方法 (PrimaryGeneratorAction)、光子の検出方法 (EventAction)、輝線の広がりに対するローレンツ変換の取り込みの記述が必要である。以下でそれぞれについての説明を行う。

3.4.1 反応の記述

ここでは、シミュレーションの際に起こる反応 (散乱) についての記述を行う。本研究では主に、散乱断面積や散乱方向の記述である。散乱断面積を記述することが出来れば平均自由行程を求めることができ、シミュレーションを行うことができる。銀河団内での主な X 線の散乱の要因はトムソン散乱と共鳴散乱である。トムソン散乱とはコンプトン散乱の低エネルギー極限なので G4EmLivermorePhysics を用いて両方の散乱の記述を行った。コンプトン散乱とは、X 線が物体に入射した時に、散乱された X 線の波長が入射した X 線の波長よりも長くなる現象のことである。コンプトン散乱がクライン・仁科の式より、

$$\sigma_c = 2\pi r^2 \frac{1}{x} \left[\left(1 - \frac{4}{x} - \frac{8}{x^2}\right) \log(1+x) + \frac{1}{2} + \frac{8}{x} - \frac{1}{2(1+x^2)} \right] \quad (3.1)$$

となる。ここで、 x は $x = 2k_0/(m_e c^2)$ であり、 k_0 は入射光子のエネルギー、 m_e は自由電子の質量である。トムソン散乱とは、入射光子が自由電子と相互作用した際に自由電子が入射光子に伴って振動させられ、電子から入射光子と同じ波長の電磁波が放射される現象のことである。トムソン散乱断面積はコンプトン散乱断面積の低エネルギー極限を取ればよいので、 $x \ll 1$ の低エネルギー極限をとると、

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_0^2 (1 - x) = \sigma_T (1 - x) \quad (3.2)$$

となり、トムソン散乱断面積が求まる。

また、共鳴散乱とは第 2.2.3 章で述べたような散乱であり、共鳴散乱断面積は

$$\sigma_{RS} = \frac{\sqrt{\pi} h r_e c f_{lu}}{\Delta E_D} \exp \left[- \left(\frac{E - E_0}{\Delta E_D} \right)^2 \right] [\text{cm}^2] \quad (3.3)$$

となり、このときの ΔE_D は

$$\Delta E_D = E_0 \left[\frac{2kT}{Am_p c^2} (1 + 1.4AM^2) \right]^{1/2} \quad (3.4)$$

である。散乱断面積が求まると、平均自由行程を求めることができ、平均自由行程 l は次式のように表せる。

$$l = (n_e A F_i \sigma)^{-1} \quad (3.5)$$

ここで、 n_e は電子の数密度、 A は共鳴する重元素イオンのアバundance、 F_i は重元素の原子全体に対する共鳴する i 値イオンの存在比、 σ は全散乱断面積で $\sigma = \sigma_c + \sigma_T + \sigma_{RS}$ である。[9] [10] イオンの存在比 F_i はイオンの温度に依存している。例として、今回着目している鉄イオン (Fe^{24+} 、 Fe^{25+}) の存在比のグラフを図 3.2 に示す。温度によって電離度が異なり、高温になればなるほど電子が剥ぎ取られイオンの価数が増加する。高温では Fe^{24+} より Fe^{25+} のほうが存在比が大きいことが図 3.2 からわかる。

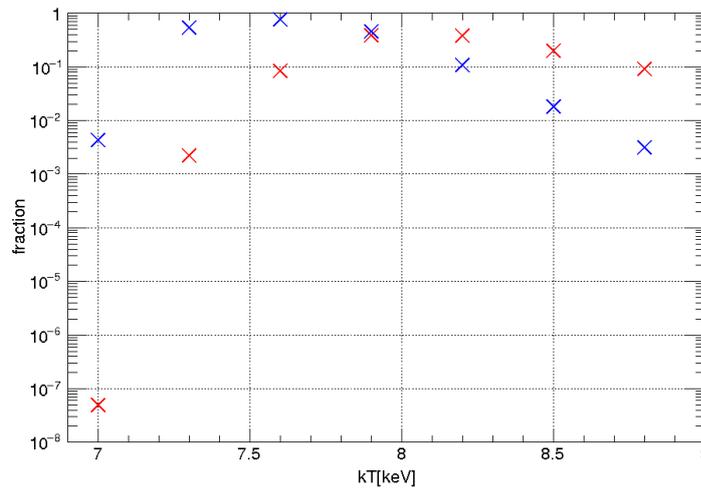


図 3.2: Fe^{24+} (青) と Fe^{25+} (赤) の温度に対するイオンの存在比 [18]

3.4.2 ICM の構成

DetectorConstruction のクラスには ICM の物理状態や組成を記述する。ICM の密度や温度はその半径によって異なるため、本研究では次式のような XMM-Newton の観測に基づいたペルセウス銀河団の近似モデルの式を用いた。[6]

$$n_e = \left[\frac{4.6 \times 10^{-2}}{\left(1 + \left(\frac{r}{55}\right)^2\right)^{1.8}} + \frac{4.8 \times 10^{-3}}{\left(1 + \left(\frac{r}{200}\right)^2\right)^{0.87}} \right] \times \left[1 - 0.06 \exp\left(-\left(\frac{r-30}{9}\right)^2\right) \right] \times \left[1 + 0.04 \exp\left(-\left(\frac{r-15}{8}\right)^2\right) \right] \quad (3.6)$$

$$T_e = 7.5 \frac{1 + \left(\frac{r}{58}\right)^{3.5}}{2.45 + \left(\frac{r}{58}\right)^{3.6}} \times \frac{1.55 + \left(\frac{r}{20}\right)^{2.04}}{1 + \left(\frac{r}{20}\right)^2} \quad (3.7)$$

アバundanceについても、以下の近似モデルの式を用いた。

$$Z = 0.33 \frac{2 + 1.1 \left(\frac{r}{90}\right)^{2.7}}{1.1 + \left(\frac{r}{90}\right)^{2.7}} \times \frac{0.73 + \left(\frac{r}{30}\right)^3}{1 + \left(\frac{r}{30}\right)^3} \quad (3.8)$$

Geant4 では連続的な分布の記述をすることができない。よってペルセウス銀河団の半径である約 400kpc を 50 分割して 50 枚の球殻を用意し、それぞれの球殻について密度、温度、アバundanceを半径ごとに決め、重ね合わせることで球状にして銀河団を再現した。ICM は希薄なので Geant4 で扱うことのできる数密度の下限を下回ってしまう。そこで、散乱確率 $P = n\sigma L$ (L は光子の走る距離) が保たれるように

$$L : 1\text{kpc}(= 3.0857 \times 10^{21}[\text{cm}]) \rightarrow 100[\text{cm}] \quad (3.9)$$

$$n : 1[\text{cm}^{-3}] \rightarrow 3.0857 \times 10^{19}[\text{cm}^{-3}] \quad (3.10)$$

とした。ペルセウス銀河団と明るい部分の半径は約 400kpc であり、地球からの距離は約 72Mpc である。よって銀河団の半径を $4 \times 10^4[\text{cm}]$ 、検出器の球殻を半径 $7.2 \times 10^6[\text{cm}]$ として用意した。これについては第 3.4.5 章で詳しく述べるが、本研究での検出器は真空の球殻で、検出器を通過した光子を記録するようにしている。これで実際のペルセウス銀河団と検出器の位置関係を再現することができる。次に示す図 3.3 が本研究で構築したペルセウス銀河団の ICM である。50 枚の球殻のうち 10、20、30、40、50 枚目の球殻のみを白線で表し、緑線は発生させた光子の軌跡を表している。

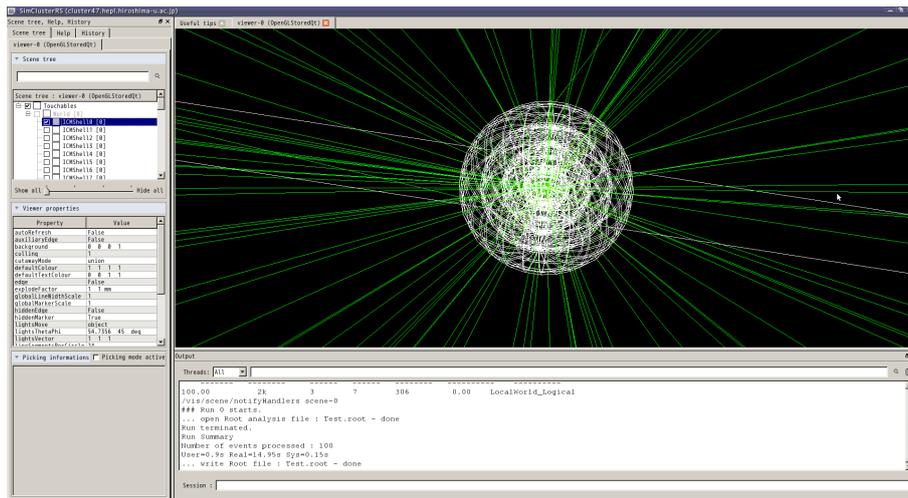


図 3.3: 本研究で構築した ICM

3.4.3 光子発生の記述

PrimaryGeneratorAction のクラスでは主に光子の発生条件を記述する。光子の発生条件で重要なのは、発生位置、発生方向、光子のエネルギー分布であり、このうち発生方向は等方的になるように乱数を用いて発生させる。発生位置とエネルギー分布については、銀河団特有の分布を設定する必要があり、以下で詳しく述べる。

- 光子の発生位置

ICM の単位面積あたりの X 線放射光度は n_e^2 に比例するので、これにシェルの堆積ファクターである R^2 をかけることで ICM の同型方向の放射分布が得られる。 $n_e^2 R^2$ に従うような分布を逆関数を用いて決定する。逆関数法とは、(0,1) の範囲に発生させた乱数を素に、分布関数 $f(x)$ に従う乱数 x を発生させる方法である。分布関数 $f(x)$ に従う乱数を発生させたいとする。 $f(x)$ の積分を取ると、

$$F(a) = \int_{a_{min}}^{a_{max}} f(x) dx \quad (3.11)$$

ここで $(F(a_{min}), F(a_{max}))$ の一様乱数を発生させることはできる。もし F の逆関数 F^{-1} が存在すれば、変換

$$x = F^{-1}(r) \quad (3.12)$$

によって分布関数 $f(x)$ に従う分布を得ることができる。[9] しかし、今回は以下で述べるような複雑な高温プラズマからの放射モデルに従う乱数を発生させるため、逆関数が解析的に求まるとは限らない。よって関数と逆関数の値、積分系の値を数値計算で近似的に求めている。

- 光子のエネルギー分布

本研究で用いる高温プラズマからの放射モデルは、APEC モデルと呼ばれるもので、遷移エネルギーや共鳴散乱振動子強度などの原子核のデータベースである ATOMDB を参照して、第 2.2 章で述べたような衝突電離プラズマからの熱制動放射や輝線放射を計算している。本研究では、参照データベー

スである ATOMDB は、現時点で最新版である v3.0.7 を用いている。[13] 図 3.4 に APEC モデルで再現した銀河団からの X 線放射モデルの例を示す。

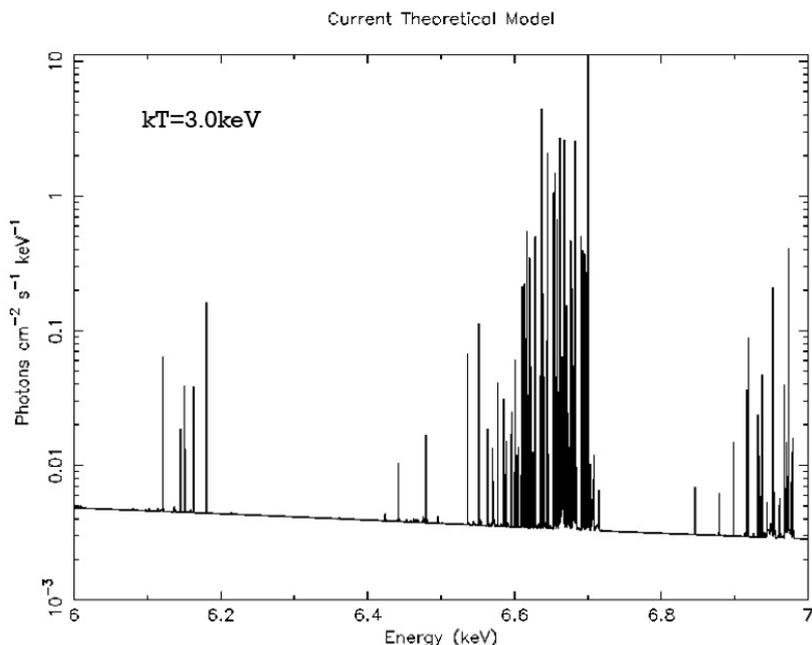


図 3.4: APEC:ATOMDB v3.0.7 を用いた、 $kT=3.0\text{keV}$ のときのスペクトル

図 3.4 から、横軸に沿っている連続成分と縦軸に平行なライン成分が見える。これは第 2.2 章で述べたように、連続成分は熱制動放射による放射でライン成分はイオンによる輝線放射である。このモデルをペルセウス銀河団に適用することによって、観測のシミュレーションを行うことができるようになる。

3.4.4 ローレンツ変換の取り込み

銀河団中の ICM は乱流などによりランダムに運動しており、あらゆる相互作用過程は ICM が運動している影響を受けている。例えば、共鳴散乱は静止系で見ると、エネルギーが変化せず等方的に散乱される現象である。しかし、ICM が運動していることで、ドップラー効果によって観測者系では異なって見えてくる可能性がある。正確なシミュレーションを行うためには、これらの効果を考慮し、シミュレーション中での相互作用はイオン静止系で行い、また、初期光子生成時にも ICM の運動を考慮する必要がある。これによって、輝線放射のライン幅から銀河団内での運動や温度なども見えてくると考えられる。本研究では、観測者系から静止系に変換する際に、2つの慣性系の座標を結びつける座標変換、ローレンツ変換を用いている。回転を含まない速度だけのローレンツ変換のことをローレンツブーストと呼ぶ。例えば、2つの慣性系に直行座標 x, y, z 及び x', y', z' がそれぞれの軸が互いに平行になるように取るとする。 x, x' の軸の方向が相対運動の方向だった時、相対運動の速さを v 、両座標系の時間をそれぞれ t, t' とすると、 x 方向

への変換は

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}, y' = y, z' = z, t' = \frac{t - (v/c^2)x}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (3.13)$$

のようになる。[14] ローレンツ変換は以下のように取り込んでいる。

- 初期光子生成時
 - 1) イオン静止系において、等方的に光子を生成する
 - 2) 生成した 4 元運動量を計算する
 - 3) 生成した位置の温度・乱流速度により速度分散を計算し、速度成分をランダムに計算する
 - 4) 計算した速度でローレンツ変換し、観測者系の 4 元運動量に戻す
- 共鳴散乱が起こった際
 - 1) 共鳴散乱が起こる場所では、温度・乱流速度が異なることを考慮し、新たな温度・乱流速度により速度分散を計算しなおす
 - 2) 新しい速度分散をつかって、再びランダムな速度分散を計算する
 - 3) 新しい速度成分でローレンツ変換し、イオン静止系に変換する
 - 4) 静止系において、共鳴散乱過程を取り込み、エネルギーは変化せず方向をランダムに振り直す
 - 5) 逆ローレンツ変換を用いて観測者系に戻す

上記のアルゴリズムで取り入れたイオン静止系への座標変換が正しく行われているか確認を行った。ここでは、6.4 keV の単色光子に対して、共鳴散乱過程を起こす場合と起こさない場合の条件を設定し、散乱後の光子のエネルギー分布を調べた。本来 6.4 keV では共鳴散乱は起こらないが、ここでは全ての光子に対して共鳴散乱が起こるようにしている。

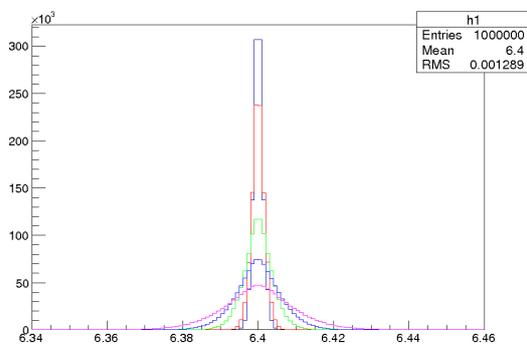


図 3.5: 共鳴散乱が起きない場合のローレンツ変換によるラインの広がり確認

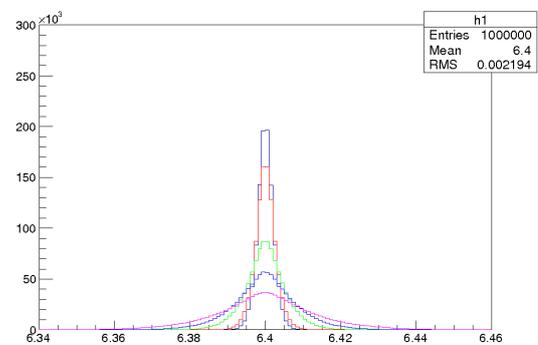


図 3.6: 共鳴散乱が起こる場合のローレンツ変換によるラインの広がり確認

ピークが大きなラインから、乱流速度が 0(黒)、100(赤)、300(緑)、500(青)、800(紫)[km/s] でシミュレーションしている。共鳴散乱が起きない場合の図 3.5 において、黒線の乱流速度が 0 の場合には、ラインの広がりには熱的な広がりだけが効いてくる。このときの熱的な広がり、式 (2.12) の乱流の効果を考えない場合の式になる。図 3.6 についても乱流速度が 0 の黒線のラインの広がりには熱的な広がりだけが効いてくる

が、共鳴散乱が起こる場合には初期光子生成時と共鳴散乱した光子に対して、ローレンツ変換を用いてラインの広がりが行われている。よって、共鳴散乱が起きない場合よりもラインの広がりが大きくなっているはずである。2つの図を見てみると、共鳴散乱が起こる場合のほうがライン幅が大きく広がっていることがわかる。また乱流速度が大きくなるにつれて、ラインの広がりが大きくなっている。これはラインの広がりが、温度と乱流の大きさに依存していることが原因である。以上のことからシミュレーションが正常に動作していると思われる。ラインの広がりについて定量的に評価するために、乱流速度が0の場合（黒線）に対してガウス関数でフィットを行う。図 3.5、3.6 の黒線に対してフィットを行った結果を以下の図に示す。

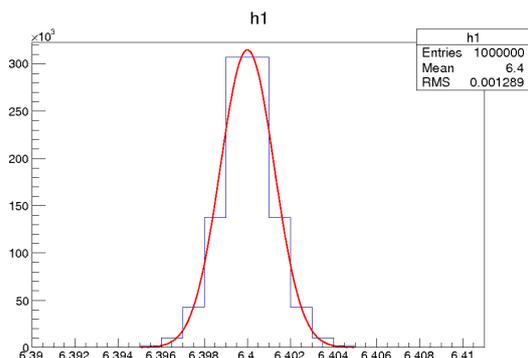


図 3.7: 共鳴散乱しない場合での乱流速度が0におけるラインについてガウスフィットを行ったもの

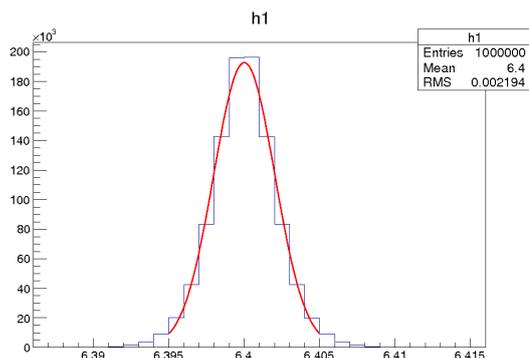


図 3.8: 共鳴散乱する場合での乱流速度が0におけるラインについてガウスフィットを行ったもの

共鳴散乱が起きない場合について黒線の半値幅の理論値とフィットにより求めた値を以下の表に示す。ここで、理論値を求める際に用いた物理量は $E_0=6.4$ keV、 $kT=1$ keV、 $A=55.8$ 、 $m_p c^2 = 938 \times 10^3$ keV である。

表 3.1: 共鳴散乱なし/ありについての半値幅の理論値とフィットにより求めた値

	理論値 [keV]	フィットによる値 [keV]
半値幅 (共鳴散乱なし)	1.25×10^{-3}	1.25×10^{-3}
半値幅 (共鳴散乱あり)	$\approx 2.5 \times 10^{-3}$	2.02×10^{-3}

この表 3.1 から、共鳴散乱が起こらない場合の理論値とフィットによる値は等しく正常にシミュレーションが動作していることが確認できた。共鳴散乱が起こる場合については、初期光子生成時と共鳴散乱が起こったときの2回ローレンツ変換を行うので、共鳴散乱なしの場合よりも2倍弱ほど大きくなっている可能性がある。フィットによる結果では、半値幅は 2.02×10^{-3} keV となり2倍は広がらないが、その傾向が見える値になっている。

3.4.5 検出方法

シミュレーションを行う際に、検出されない無駄な光子があると時間がかかってしまうので、効率良く光子を検出する必要がある。そこで構築した銀河団を球殻状の検出器で覆い隠すようにし、全ての光子を検出することができるようにした。また、今回の検出用の球殻は真空球殻である。これによって、検出器を通過したことを記録するようにしている。散乱された光子と散乱されていない光子の区別をするために、検出の際に工夫をする必要がある。そこで検出器に入射した光子の向きを用いる。

光子を銀河団の中心から発生させた場合を考える。光子が散乱されていない場合には検出器に入射した向きと、入射点での法線の向きは等しくなる。また散乱されている場合には検出器に入射した向きと、入射点での法線の向きは異なってくる。このとき散乱された光子の向きと入射点での法線の向きには角度が生じる。この角度を用いて散乱されているか、されていないかの区別をつける。図 3.9 に検出方法の略図を示す。

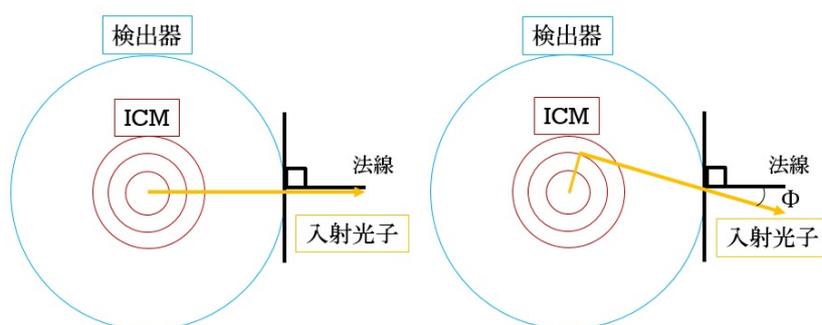


図 3.9: 左図:中心で光子を発生させ、共鳴散乱が起きなかった場合の略図。右図:中心で光子を発生させ共鳴散乱が起こった場合の略図。

また、角度 ϕ がわかると、光子がどの位置から検出器に入射したのかもわかる。角度が小さいほど中心付近からの光子であり、角度が大きくなるほど外側からの光子である。[9]

具体的には、シミュレーションをした際にその光子一つ一つに対してエネルギーや角度、場所などの情報がある。光子が発生した場所と光子を検出した方向の角度を用いることによって、先述のように角度 ϕ を求めることができる。実際に観測を行う際にも、銀河団中心から何分角以内というように角度を用いて銀河団内の位置を決め観測を行なっている。本研究では観測データとシミュレーション結果の比較を行う。シミュレーション結果と観測データの比較を行うためにも、観測データの領域と同じ領域でのシミュレーションを行う必要がある。その際に、角度 ϕ を用いてシミュレーションデータの領域の制御を行う。

3.5 シミュレーターの物理過程検証

これまでで、共鳴散乱シミュレーションを行うために、共鳴散乱の物理素過程やローレンツ変換などを組み込んでシミュレーターを開発した。目的で述べたように、シミュレーターの開発においては、共鳴散乱や銀河団運動を考慮した相互作用過程など、独自に導入した過程が物理的に正しく動作しているかを検証

することが重要である。本節では、シミュレーターの散乱過程やローレンツ変換を取り入れたシミュレーション、銀河団からの X 線放射シミュレーションなどの検証を行う。

3.5.1 共鳴散乱過程の検証

まず、独自に導入した共鳴散乱の物理素過程が正しく行われているか検証を行う。ここでは共鳴散乱過程に着目するため、ローレンツ変換による座標変換は行わないこととする。したがって、常に共鳴散乱は等方的にエネルギーが保存されるように振る舞う。ここでのラインの広がり、第 3.4.1 章で述べた式 (2.12) を分散とするガウス分布のエネルギーで光子を発生させることによって有限の幅を与えられてる。

- 共鳴散乱の検証

共鳴散乱が正常に行われるかの確認をした。入射光子を銀河団中心から乱数を用いて 6-9keV で 10,000,000 個発生させた。実際に検出する光子は、散乱された光子を除いて、つまり銀河団中心からそのまま検出器に向かったもの ($\phi > 0$) のみを検出した。図 3.10 にシミュレーション結果を示す。

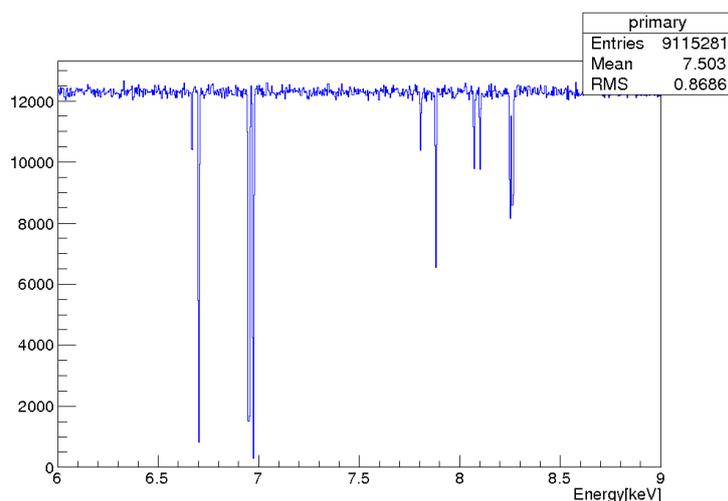


図 3.10: 共鳴散乱のシミュレーション結果

ここで表 2.1 と同じ表を再度示す。

表 3.2: 共鳴エネルギーと振動子強度の関係 [9]

Ion	upper level		$E_{RS}[\text{keV}]$	f_{lu}
Fe^{24+}	$1s^1 2p^1 \ ^3S_1$	$K\alpha$	6.637	1.6×10^{-5}
Fe^{24+}	$1s^1 2p^1 \ ^3P_1$	$K\alpha$	6.668	0.0562
Fe^{24+}	$1s^1 2p^1 \ ^3P_2$	$K\alpha$	6.682	2.81×10^{-7}
Fe^{24+}	$1s^1 2p^1 \ ^1P_1$	$K\alpha$	6.7011266	0.703
Fe^{25+}	$2p^{12} P_{1/2,3/2}$	$K\alpha$	6.9519639,6.9731781	0.44
Ni^{26+}	$1s^1 2p^1 \ ^3P_1$	$K\alpha$	7.7668938	0.0883
Ni^{26+}	$1s^1 2p^1 \ ^1P_1$	$K\alpha$	7.8062340	0.683
Fe^{24+}	$1s^1 3p^1 \ ^1P_1$	$K\beta$	7.8820244	0.138
Ni^{27+}	$2p^{12} P_{1/2,3/2}$	$K\beta$	8.0731039,8.1017420	0.44
Fe^{25+}	$3p^{12} P_{1/2,3/2}$	$K\beta$	8.2636944,8.2526875	0.046

この表と、図 3.10 より、振動子強度が大きな共鳴エネルギー付近でカウント数が減少していることがわかる。これは振動子強度が大きなラインでは共鳴散乱断面積が大きくなっており、振動子強度が小さなラインと比較すると、多くの光子が散乱されているためである。このことから共鳴散乱が起きており、共鳴散乱断面積も正確に反映されていることから、シミュレーションの散乱過程は正常に動作していることが確認できた。

● 乱流によるラインの広がりの確認

乱流の効果が正常に反映されているかの確認を行った。光子の発生・検出する光子などは第 3.5.1 章と同様の条件における、マッハ数 $M=0, 0.1, 0.3$ でのシミュレーションを行った。また、マッハ数 0 は図 3.10 と同様のシミュレーションである。

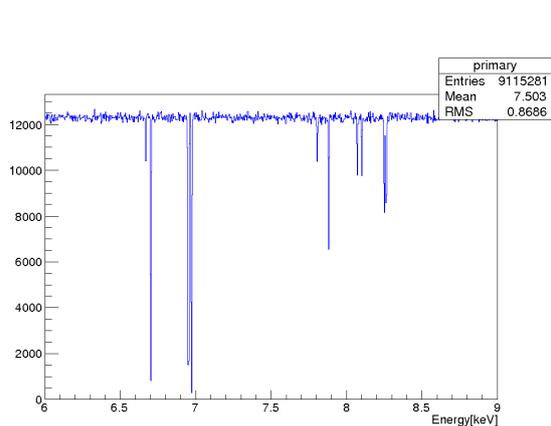


図 3.11: マッハ数 $M = 0$ のシミュレーション結果

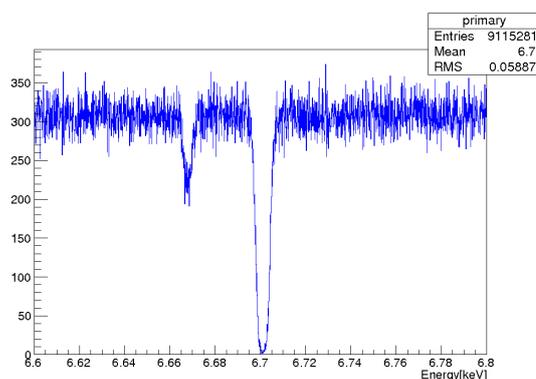


図 3.12: 散乱過程のシミュレーションについて 6.7 keV 付近を拡大したもの (マッハ数 $M=0$)

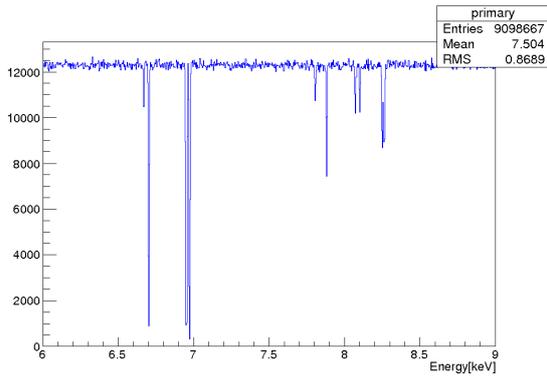


図 3.13: マッハ数 $M=0.1$ のシミュレーション結果 (bin まとめを行なっている)

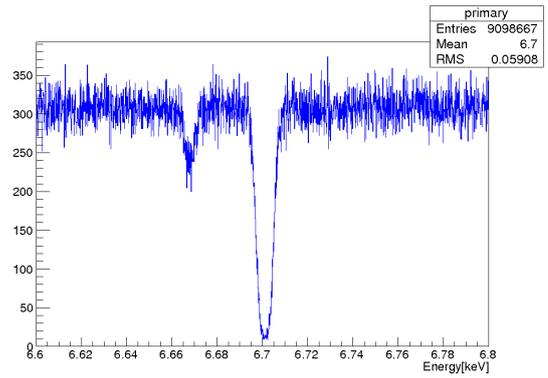


図 3.14: 散乱過程のシミュレーションについて 6.7 keV 付近を拡大したもの (マッハ数 $M=0.1$)

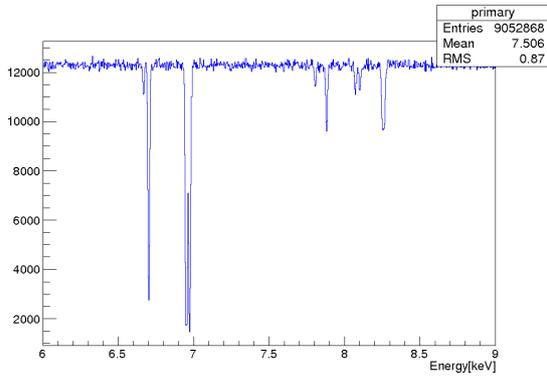


図 3.15: マッハ数 $M=0.3$ のシミュレーション結果 (bin まとめを行なっている)

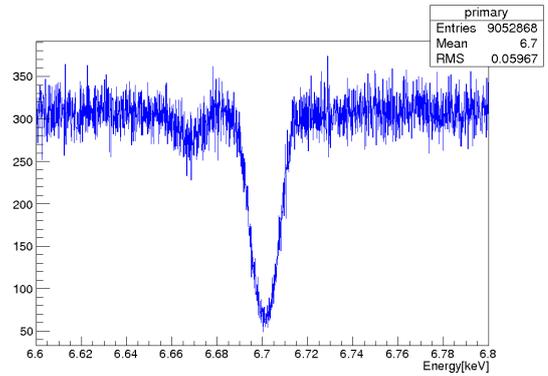


図 3.16: 散乱過程のシミュレーションについて 6.7 keV 付近を拡大したもの (マッハ数 $M=0.3$)

このシミュレーション結果 (図 3.12、3.14、3.16) より、マッハ数の大きさが大きくなるほどライン幅が広がっていることがわかる。また、光子の減少の割合はラインの面積により決まり、共鳴散乱断面積の式 (2.14) と式 (2.12) から、マッハ数が大きくなると共鳴散乱断面積が小さくなり、散乱される光子の数が減少するはずである。図 3.12、3.14、3.16 を見ると、マッハ数が大きくなるにつれて、散乱される光子の数が減少し、ラインの面積も小さくなっていることがわかる。また、図 3.11、3.13、3.15 より、マッハ数が大きくなるにつれて隣接するラインが合わさっていることから、乱流が大きいと個々のラインを区別しづらくなることがわかる。よって、乱流によるラインの広がりが正常に反映されていることが確認できた。

3.5.2 反応過程の確認

反応過程においては、散乱断面積や平均自由行程の記述を行った。そこで、今回のシミュレーションで主に用いる Fe^{24+} のラインのエネルギーでの反応において、振動子強度が正常に反映されているかの確認を行った。2本分のラインについて調べていく。ICM全体から光子をそれぞれのラインについて100,000個生成し、検出した光子の ϕ が、1分角以内の中心方向からきた光子について共鳴散乱がある場合とない場合についてのシミュレーションを行った。

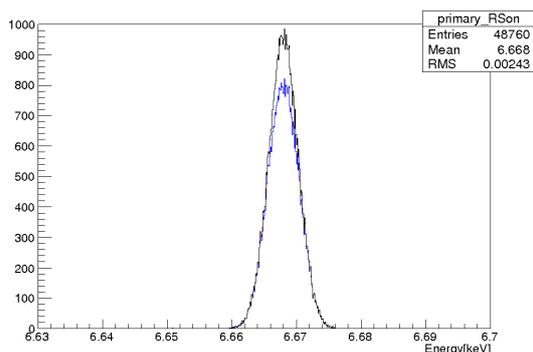


図 3.17: $\text{Fe}^{24+}\text{K}\alpha$ の 6.668 keV のラインの共鳴散乱あり (青) と共鳴散乱なし (黒) の結果

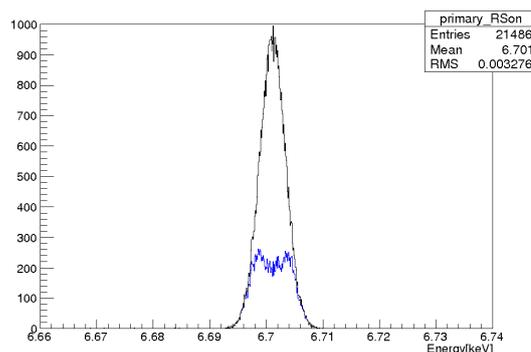


図 3.18: $\text{Fe}^{24+}\text{K}\alpha$ の 6.701 keV のラインの共鳴散乱あり (緑) と共鳴散乱なし (黒) の結果

表 3.2 を見ると、6.668 keV のラインと 6.701 keV のラインでは 6.701 keV のラインのほうが振動子強度が大きい。それをふまえて本研究のシミュレーション結果 (図 3.17、3.18) を見ると、振動子強度の大きい 6.701 keV のラインのほうが共鳴散乱によりスペクトルのピークが明らかに小さくなっている。これは振動子強度が大きいほど共鳴散乱断面積が大きくなることを反映しているからである。この傾向は先行研究の結果と矛盾せず、正常にシミュレーションが動作していると考えられる。本研究のシミュレーションでは、6.701 keV のラインが共鳴エネルギー付近でもととの正規分布の形が歪んでいる。これは、共鳴エネルギー付近では共鳴散乱断面積が大きくなり、より強く散乱の影響を受け、検出される光子が減少するためだと考えられる。以下、正規分布の形が歪む現象のことを、「ラインがへこんでいる」と表現する。

前節で述べたように、マッハ数が大きくなると、共鳴散乱断面積が小さくなり、散乱される光子の数が減少する。これにより、ラインのへこみはマッハ数が大きくなるにつれて緩和すると考えられる。よって、マッハ数 $M=0.3$ のときの 6.701 keV のラインについてシミュレーションを行い、図 3.18 と比較することにより、ラインのへこみについての検証を行う。光子の発生や検出する光子、光子の発生数の条件は図 3.18 におけるシミュレーションと同様である。図 3.19、3.20 にそれぞれ $M=0$ 、 0.3 のときの 6.701 keV のラインにおけるシミュレーション結果を示す。

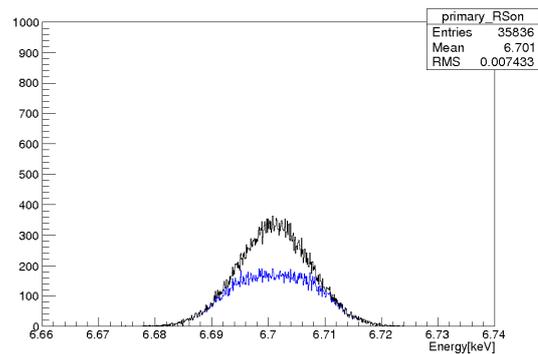
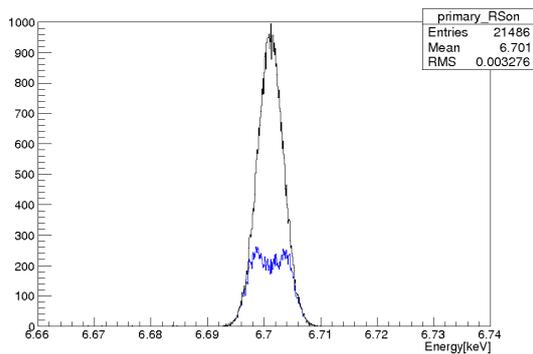


図 3.19: M=0 のときの $\text{Fe}^{24+}\text{K}\alpha$ の 6.701 keV のラインの共鳴散乱あり (青) と共鳴散乱なし (黒) の結果

図 3.20: M=0.3 のときの $\text{Fe}^{24+}\text{K}\alpha$ の 6.701 keV のラインの共鳴散乱あり (緑) と共鳴散乱なし (黒) の結果

図 3.20 において、マッハ数 M を 0 から 0.3 へと大きくしていることで、散乱断面積が小さくなり、ラインのへこみも緩和されているので、先述したことがシミュレーションに正常に反映されていることが確認できた。しかし、このシミュレーションにおける共鳴散乱によって輝線強度が減少する度合いについては更に議論する必要がある。

3.5.3 ローレンツ変換を取り入れたシミュレーションの検証

本研究では、ローレンツ変換によるラインの広がりを取り入れている。第 3.4.4 章で動作確認を行ったが、実際に本研究での Geant4 に導入して、正常に動作するかの確認を行った。第 3.4.4 章で述べたようにローレンツ変換を用いたラインの広がり、初期光子発生時と共鳴散乱が生じたときの観測者系への変換時に与えられている。そこで、共鳴散乱が起こらないライン (6.5 keV) と振動子強度が大きく共鳴散乱が起こりやすいライン (6.7 keV) のラインのシミュレーションを行う。また、これまでの検証は先行研究でのシミュレーションとの比較などをする必要があったため、先行研究で用いられていた表 2.1 における共鳴エネルギーや振動子強度を用いていた。以降のシミュレーションでは最新の ATOMDB での共鳴散乱や振動子強度を参照する。本研究で主に用いるものを以下の表に示す。また、本研究では Fe^{24+} のイオン、特に 6.6 keV から 6.7 keV 付近にのみ注目している。

表 3.3: シミュレーターに組み込む共鳴エネルギーと振動子強度の関係

Ion	upper level		$E_{RS}[\text{keV}]$	f_{lu}
Fe^{24+}	$1s^1 2s^1 \ ^3S_1$	$K\alpha$	6.63658	3.02957×10^{-7}
	$1s^1 2p^1 \ ^3P_2$	$K\alpha$	6.66755	0.0578525
	$1s^1 2p^1 \ ^3P_2$	$K\alpha$	6.6823	1.69736×10^{-5}
	$1s^1 2p^1 \ ^1P_1$	$K\alpha$	6.7004	0.719162
	$1s^1 3p^1 \ ^3P_2$	$K\beta$	7.87281	0.0118262
	$1s^1 3p^1 \ ^1P_1$	$K\beta$	7.88152	0.136898
	$1s^1 4p^1 \ ^1P_1$	$K\gamma$	8.29548	0.0478229
	$1s^1 4p^1 \ ^3P_2$	$K\gamma$	8.2915	0.0041834
	$1s^1 5p^1 \ ^1P_1$		8.48742	0.019771
	$1s^1 6p^1 \ ^1P_1$		8.58847	0.0144976
	$1s^1 5p^1 \ ^3P_2$		8.48509	0.00168049
	$1s^1 6p^1 \ ^3P_2$		8.58732	0.00131411
	$1s^1 7p^1 \ ^1P_1$		8.65129	0.00895546
	$1s^1 8p^1 \ ^1P_1$		8.69206	0.00597568
	$1s^1 9p^1 \ ^1P_1$		8.72	0.00420886
	$1s^1 7p^1 \ ^3P_2$		8.65057	0.000843438
	$1s^1 8p^1 \ ^3P_2$		8.69158	0.000562044
	$1s^1 10p^1 \ ^1P_1$		8.73999	0.00312752
	$1s^1 9p^1 \ ^3P_2$		8.71967	0.000397936
	$1s^1 10p^1 \ ^3P_2$		8.73974	0.00030083

表 3.3 において、本研究では 7 keV 以上は使用していないが、将来的に使用する可能性があり、シミュレーションに取り入れている。ここでは、ICM 全体から光子を 1,000,000 個生成し、検出した光子の ϕ が 1 分角以内の中心方向から検出された光子について、 $M=0, 0.1, 0.3$ としたときの 6.5 keV と 6.7 keV のラインのシミュレーションを行った。6.5 keV ラインでは表 3.3 にあるように共鳴散乱は起こらないはずである。つまり、6.5 keV では初期光子生成時のラインの広がり、6.7 keV では初期光子生成時と共鳴散乱が起こった時のローレンツ変換によるラインの広がりを見ることができる。図 3.21、3.22、3.23 にシミュレーション結果を示す。また青色のスペクトルが共鳴散乱あり、黒色のスペクトルが共鳴散乱なしである。

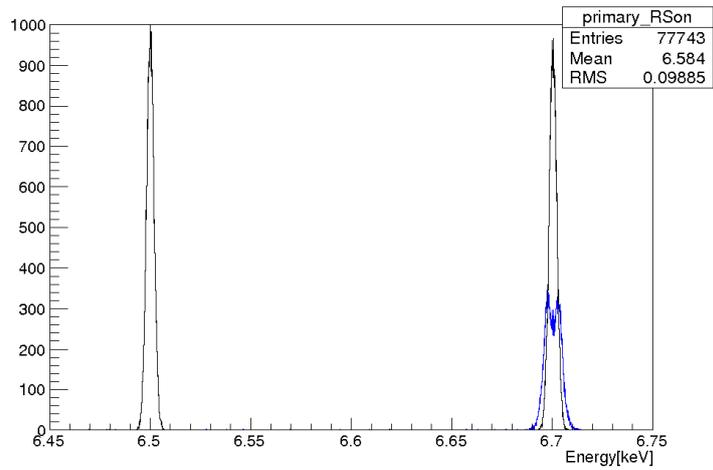


図 3.21: マッハ数 $M=0$ のときのローレンツ変換を取り込んだ共鳴散乱あり/なしのラインの広がり確認

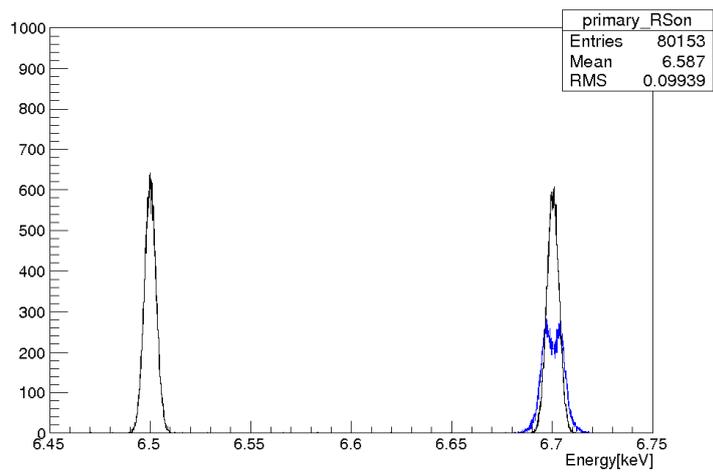


図 3.22: マッハ数 $M=0.1$ のときのローレンツ変換を取り込んだ共鳴散乱あり/なしのラインの広がり確認

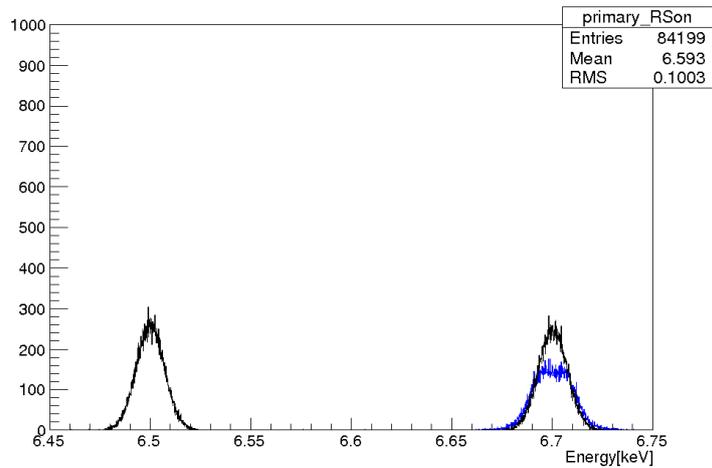


図 3.23: マッハ数 $M=0.3$ のときのローレンツ変換を取り込んだ共鳴散乱あり/なしのラインの広がり確認

図 3.21、3.22、3.23 において、6.5 keV では共鳴散乱が起こらないようにしているため、共鳴散乱ありと共鳴散乱なしのラインが重なっており、共鳴散乱ありのラインが視認できなくなっている。これは共鳴散乱が起こらない場合は、初期光子生成時におけるラインの広がりのみが起こっているからだと考えられる。よって、初期光子生成時のラインの広がり正常に反映されている。6.7 keV について拡大したものを図 3.24、3.25、3.26 に示す。

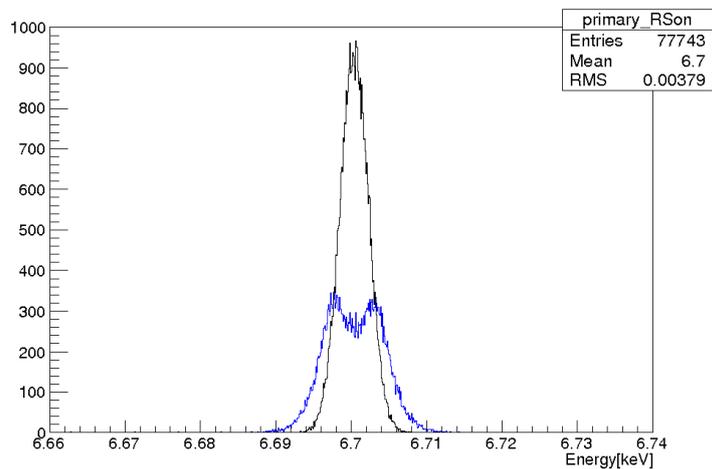


図 3.24: 図 3.21 について 6.7 keV 付近を拡大したもの

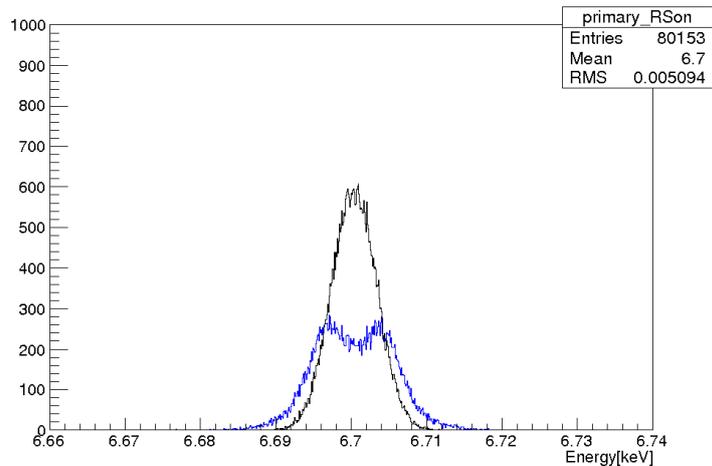


図 3.25: 図 3.22 について 6.7 keV 付近を拡大したもの

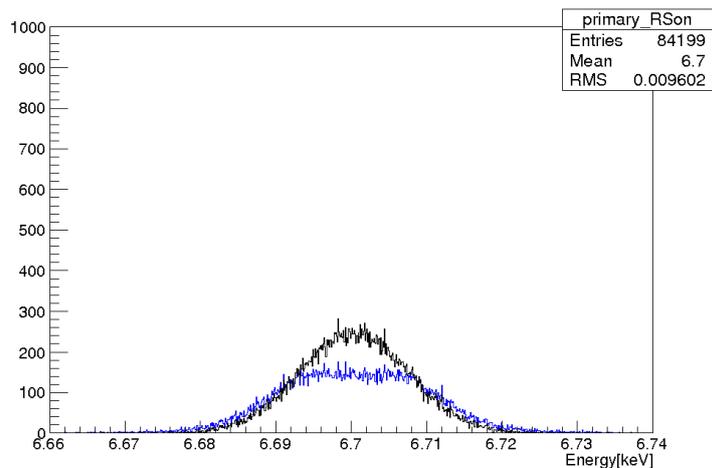


図 3.26: 図 3.23 について 6.7 keV 付近を拡大したもの

第 3.4.4 章のシミュレーション結果と同様にマッハ数が大きくなるにつれてライン幅も大きくなっている。共鳴散乱が起きている場合では、 $M=0$ の場合でも、初期光子生成時と共鳴散乱が起こったときにラインを広げているため、共鳴散乱が起きている場合と比較するとラインの広がりが大きくなっているはずである。図 3.24 において、実際に共鳴散乱が起きている場合のラインは共鳴散乱が起きているラインよりも広がっている。よって、共鳴散乱が起こる際のラインの広がりには正常に反映されている。以上で、シミュレーションにおいてローレンツ変換によるラインの広がり (初期光子生成時、共鳴散乱時) が正

常に動作していることが確認できた。これ以降のシミュレーションについてはローレンツ変換を取り込んだでのシミュレーションを行う。

3.5.4 銀河団からの X 線放射シミュレーションの検証

ここまででシミュレーションの動作確認を行った。ここでは、共鳴散乱を考慮するラインとして表 3.3 の Fe^{24} のラインを組み込んで、ペルセウス銀河団からの X 線放射スペクトルのシミュレーションを行う。また、光子発生の際には第 3.4.3 章で述べた APEC:ATOMDB v3.0.7 を用いる。ここでは次のような条件でシミュレーションを行った。

1. マッハ数 $M = 0$ 、共鳴散乱あり
2. マッハ数 $M = 0$ 、共鳴散乱なし
3. マッハ数 $M = 0.1$ 、共鳴散乱あり
4. マッハ数 $M = 0.1$ 、共鳴散乱なし
5. マッハ数 $M = 0.2$ 、共鳴散乱あり
6. マッハ数 $M = 0.2$ 、共鳴散乱なし
7. マッハ数 $M = 0.3$ 、共鳴散乱あり
8. マッハ数 $M = 0.3$ 、共鳴散乱なし

それぞれ 10,000,000 個の光子を ICM 全体から発生させた。銀河団中心 1 分角以内の Fe^{24+} ラインのシミュレーション結果を図 3.27 から図 3.30 に示す。ここで示す図は $M=0, 0.1, 0.2, 0.3$ のときの共鳴散乱あり (青)、共鳴散乱なし (黒) のシミュレーション結果である。

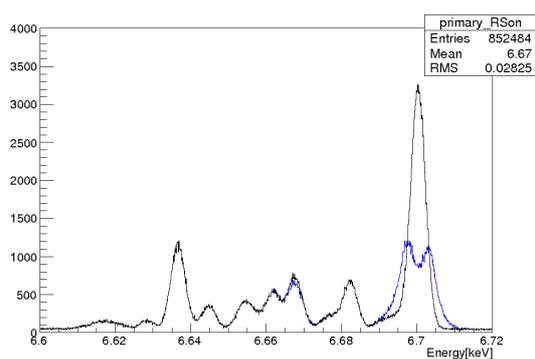


図 3.27: 銀河団の Fe^{24+} についての $M=0$ での共鳴散乱シミュレーション

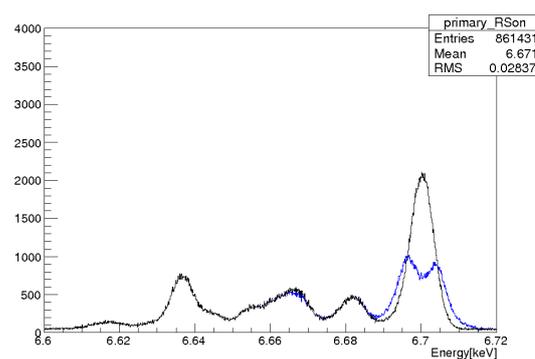


図 3.28: 銀河団の Fe^{24+} についての $M=0.1$ での共鳴散乱シミュレーション

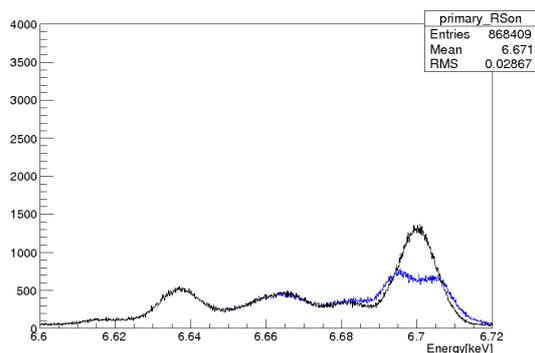


図 3.29: 銀河団の Fe^{24+} についての $M=0.2$ での共鳴散乱シミュレーション

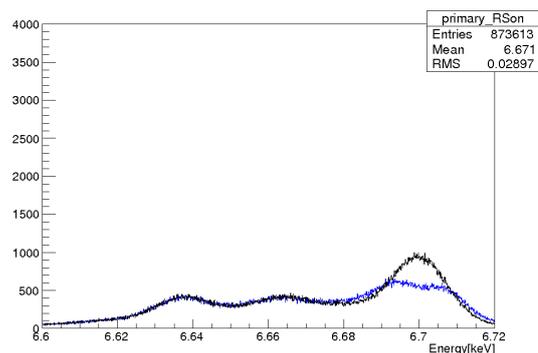


図 3.30: 銀河団の Fe^{24+} についての $M=0.3$ での共鳴散乱シミュレーション

図 3.27 から図 3.30 において、表 3.3 から 6.6676 keV では振動子強度があり共鳴散乱が起こるが、6.7004 keV よりも振動子強度が小さいのであまり散乱されていない。振動子強度が大きな 6.7004 keV では共鳴散乱が起こっており、新たに組み込んだラインがシミュレーションに正常に反映されていることがわかる。このシミュレーションによるスペクトルは、観測装置のエネルギー分解能や角度分解能が 0 のときの理想的な検出器でのスペクトルになっている。しかし実際は、観測装置には有限のエネルギー分解能や角度分解能がある。よって実際に観測データとシミュレーション結果を比較するためには、ひとみ衛星のエネルギー分解能や角度分解能などを考慮する必要がある。次章でこれらを考慮したシミュレーションを行う。

3.6 共鳴散乱シミュレーションによる結論

シミュレーターを構築し、共鳴散乱過程や反応過程、ローレンツ変換を取り入れた際のラインの広がり、銀河団からの X 線放射のシミュレーションなどの検証することで、正常にシミュレーションが行われていることが確認できた。これによって、実際に対象銀河団のシミュレーションを行うことができる。銀河団の共鳴散乱シミュレーションを行った結果、図 3.27、3.28 からわかる通り、振動子強度が大きな 6.7004 keV のラインでは共鳴散乱・乱流速度の影響を大きく受けている。また、振動子強度が小さな 6.6366 keV のラインでは共鳴散乱によってラインの変化はほとんど見られない。このことから、第 2.4 章で述べたように禁制線と共鳴線を用いた乱流速度の制限を行うことができると考えられる。よって次章から、実際のひとみ衛星による観測データとシミュレーション結果を用いての乱流速度の制限を行っていく。

第4章 シミュレーションと観測の比較による銀河 団乱流速度の制限

4.1 X線国際天文衛星 ASTRO-H(ひとみ衛星)/SXS

ひとみ衛星は2016年2月に打ち上げられたX線国際天文衛星である。その重量は2.5 t、全長14mほどであり、これまでに日本で打ち上げられてきた天文衛星の中でも最大規模を誇る。ひとみ衛星は

- はじめてのマイクロカロリメーターによる超高分解能分光観測
- 硬X線による撮像分光観測
- 0.3 keV-600 keV と、3桁以上にもおよぶ、過去最高の高感度広帯域観測

を通じて、ブラックホールの周辺や超新星爆発など高エネルギーの現象に満ちた極限宇宙の探査・高温プラズマに満たされた銀河団の観測を行い、宇宙の構造やその進化を探ることを目的としている。また、主要ミッション機器として硬X線望遠鏡(HXT)や軟X線望遠鏡(SXT-S、SXT-I)、硬X線撮像検出器(HXI)、軟X線分光検出器(SXS)、軟X線撮像検出器(SXI)、軟ガンマ線検出器(SGD)が搭載されている。ひとみ衛星に搭載されているマイクロカロリメーターは、物質がX線を吸収すると持っていたエネルギーが熱に変わることを利用して、この温度変化を計測することでエネルギーの強度を測定する装置のことである。これを用いることでエネルギー分解能が非常に良くなり、観測対象のX線天体の温度や組成などを非常に精密に計測できる。また、運動する物体の波長がずれて見えるドップラー効果を用いて、対象天体の動きを知ることができるという、これまでX線の波長では得ることができなかったデータを得ることができる。[15] 残念ながら、2016年3月26日に通信異常が発生し、運用は停止したが、異常発生までにペルセウス銀河団を観測しており、SXSによる高精度分光データを取得することができた。図4.1にひとみ衛星のイメージを載せる。

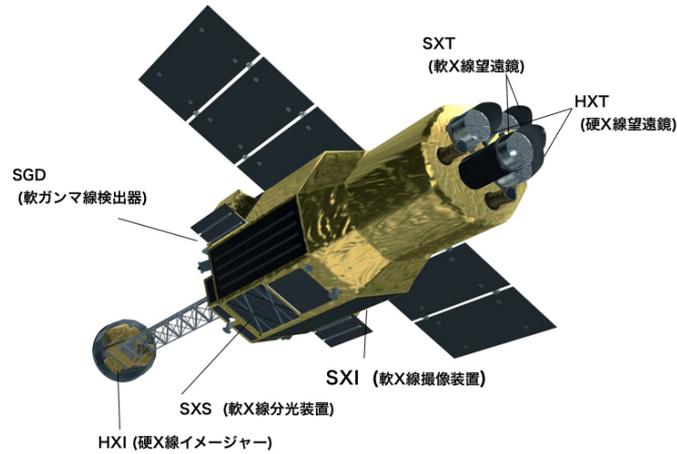


図 4.1: ひとみ衛星のイメージ画像と検出器の名称・配置

4.1.1 ひとみ衛星によるペルセウス銀河団観測の概要

ひとみ衛星によるペルセウス銀河団の観測は 2016 年の 2 月末～3 月末頃に行われた。ひとみ衛星によるペルセウス銀河団の観測領域について図 4.2 に示す。

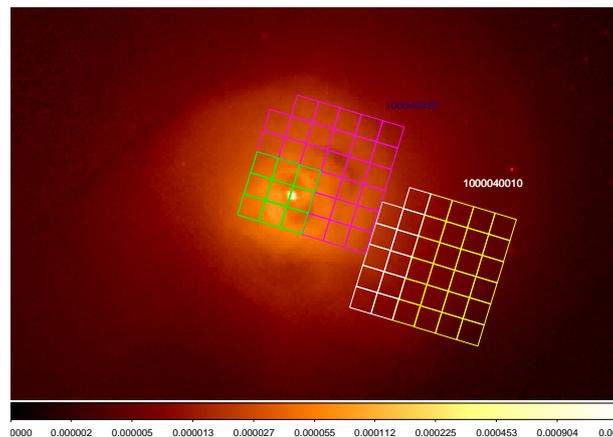


図 4.2: Chandra で観測されたペルセウス銀河団における、ひとみ衛星の観測領域

この図 4.2 では、銀河団中心のうち、より中心側 (緑) と外側 (紫) の観測領域で分けられており、それぞれの観測領域に対してオフセット観測 (中心側 (白)、外側 (黄)) が行われており、1 ピクセルは 1×1 arcmin である。よって図 4.2 に示される観測領域では、ペルセウス銀河団中心にある NGC1275 から約 5 arcmin までの観測を行うことができる。ひとみ衛星によって得られた観測結果を以下に示す。[16]

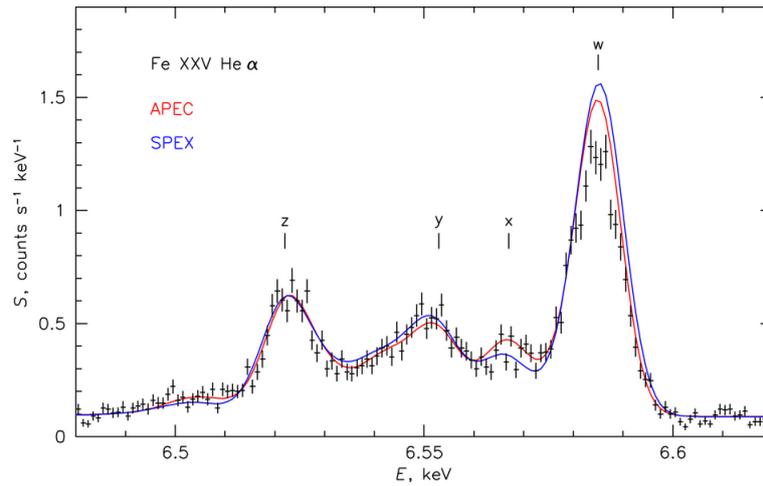


図 4.3: ひとみ衛星によって観測されたペルセウス銀河団中心領域からの観測結果と、2つの電離プラズマ放射モデルによるフィッティング

この図は中心領域での観測結果であるが、観測データ点(十字)に着目すると、6.58 keV 付近の w と表されているラインあたりのピークにおけるデータ点がモデルに対して減少しているように見える。これは第 3.5.2 章で述べたように、共鳴エネルギー付近では散乱断面積が大きくなり、散乱される光子が増加していることが考えられる。本研究で比較するラインは図 4.4 において、w、z と表されているラインである。以下、共鳴線 (6.7004 keV) のことを w、禁制線 (6.6366 keV) のことを z と呼ぶこととする。ひとみ衛星の観測によって得られた領域毎の乱流速度を図 4.4 に示す。

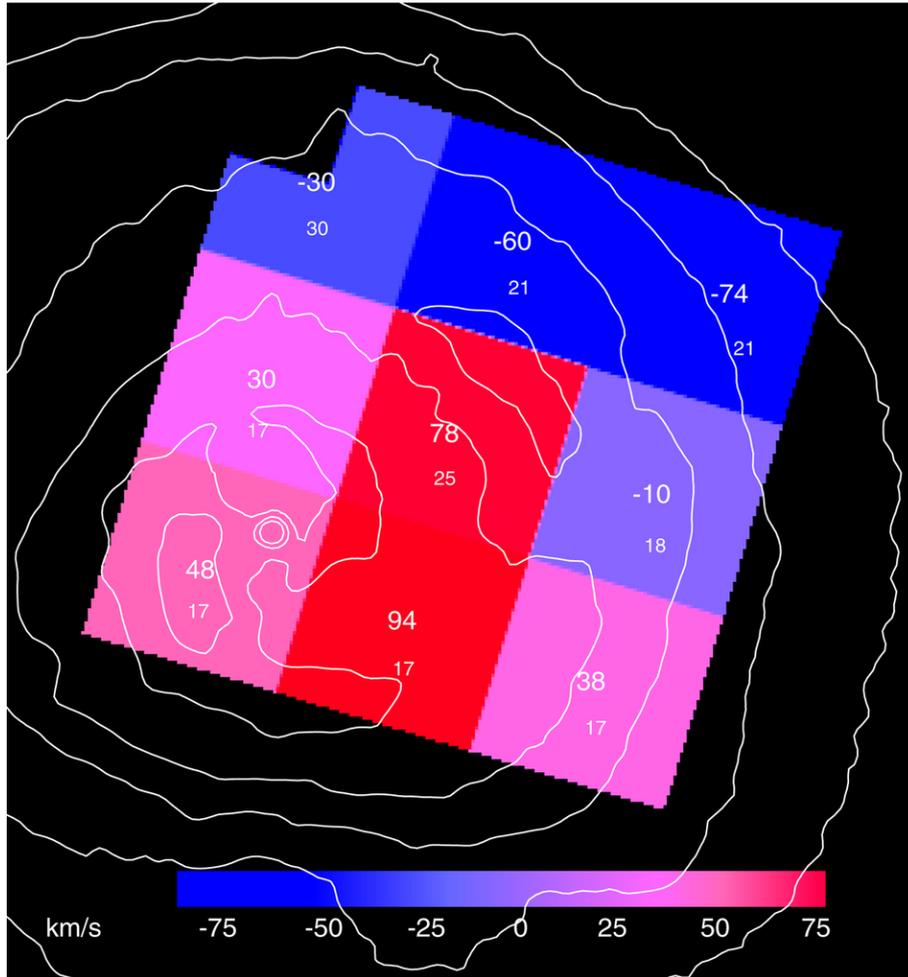


図 4.4: Chandra によるイメージに重領域ごとの ICM の視線方向の速度を重ねたもの。領域毎の中心の数字はその領域の乱流速度、小さな数字は誤差を表している。

この図 4.4 から乱流速度は ICM の中心に向かうほど速度が大きくなるというように、領域によって速度が異なることがわかる。よって、シミュレーションを行う際には、場所によって乱流速度を変えてシミュレーションを行う必要がある。次節では乱流速度に半径分布を持たせることで、実際の銀河団での乱流を考慮したシミュレーションを行う。

4.2 ASTRO-H と観測のシミュレーションの比較

4.2.1 ASTRO-H による観測シミュレーション

実際の観測データとシミュレーション結果を比較するためには、観測装置のエネルギー分解能や角度分解能、検出効率などを考慮する必要がある。エネルギー分解能とは、検出した光子のスペクトルのエネルギーをどれだけ分離して観測することができるかの指標である。理想的なエネルギー分解能は 0 だが、工

エネルギー分解能があると輝線の幅が広がって観測されるためエネルギー分解能よりも小さなエネルギーは分離して観測することができない。角度分解能とは検出した光子の方向の違いをどれほど分けて観測できるかの指標である。検出器は少なからず角度分解能を持つため、それよりも小さな角度変化は分離して検出することができない。検出効率とは、検出器で検出された光子と実際に検出器に入射した光子の数の比である。検出器は全ての光子を検出できるのではなく、少なからず検出できない光子が存在する。

第 3.5.4 章では、一様な乱流 ($M=0, 0.1$) を発生させてシミュレーションを行なった。今回のシミュレーションでは銀河団の乱流運動は中心に近いほど大きくなることを考慮して行う。具体的には以下のような条件でシミュレーションを行った。これは、Nature 論文によって報告された、ひとみ衛星の観測によって求められたペルセウス銀河団中心部の乱流速度を参照したものである。

- $r < 1'$ ($r < 20\text{kpc}$): マッハ数 $M=0.1$
- $1' < r < 3'$ ($20 < r < 60\text{kpc}$): マッハ数 $M=0.09$
- $3' < r$ ($60\text{kpc} < r$): マッハ数 $M=0$ or 0.08

第 3.5.4 章と同様に 10,000,000 個の光子を ICM 全体から発生させ、銀河団中心の一分角以内での光子を検出するようにシミュレーションを行った。シミュレーション結果を図に示す。

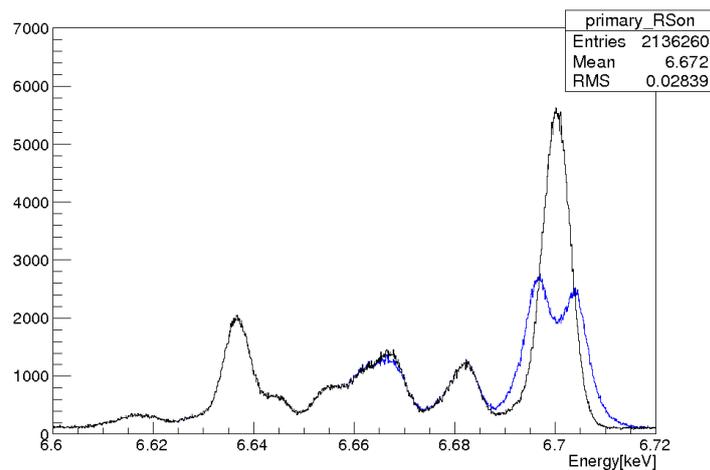


図 4.5: $3' < r$ でマッハ数 $M=0$ のときの銀河団共鳴散乱シミュレーション

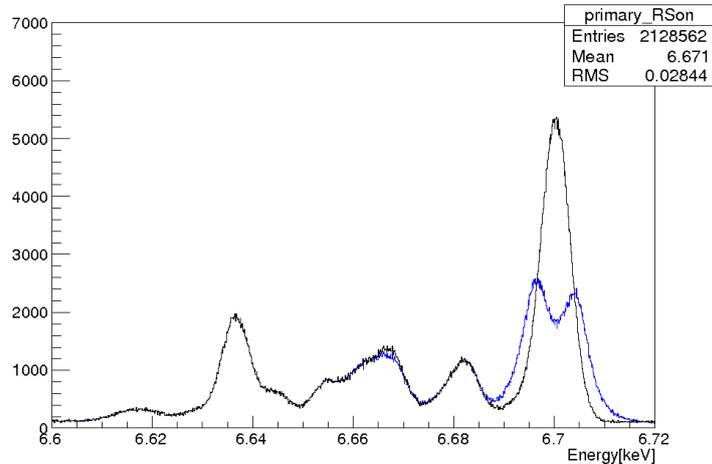


図 4.6: $3' < r$ マッハ数 $M=0.08$ のときの銀河団共鳴散乱シミュレーション

前節で述べたように乱流速度の半径分布を取り込んでシミュレーションを行うことで、実際の銀河団の乱流を考慮したシミュレーションを行うことができる。このシミュレーションデータを用いてライン比を求めていく。シミュレーション結果を用いて、ひとみ衛星の擬似観測データを生成する際には、X線解析ソフトウェアパッケージ HEADAS に含まれる heasim という観測シミュレーターを用いている。heasim では銀河団の任意の領域のスペクトルモデルを与え、検出器のエネルギー分解能や角度分解能、検出効率といった応答関数を考慮して、モンテカルロシミュレーションにより、擬似観測データを生成する。任意の領域内部における光度分布はシミュレーションデータを切り出してモデルをつくっている。また領域内の輝度分布は β モデルを仮定しており、 β モデルとは球対称のモデルで、自己重力系に束縛された ICM が等温で静水圧平衡が成り立つと仮定したモデルである。[17] これを用いて正確なシミュレーションを行うためには、シミュレーションデータを切り出す際の領域をより細かくする必要がある。先ほど述べたが heasim は領域内の輝度分布を β モデルで仮定しており、本研究では ICM の温度には半径分布を持たせている。よって領域を細分化することで、その領域で仮定された分布の寄与は無視できるようになる。しかし領域の細分化を行うためには、シミュレーションの統計が少なくても、正確な擬似観測データを作成することはできなくなる。よって 10,000,000 個の光子を発生させるシミュレーションを 10 回行い、解析する際に合わせることで 100,000,000 個の光子を発生させたことと同様のシミュレーションデータを用いることで、擬似観測データを作成した。

4.2.2 モデルフィッティング

SXS で観測された輝線の強度を精度良く求めるために、モデルスペクトルを用いて解析スペクトルにフィッティングを行う。先行研究ではモデルスペクトルとして、連続成分は熱的な放射を表す bremsstrahlung モデル、輝線成分はそれぞれのラインについて zgauss モデルを用いて、それぞれのモデルを重ねあわせてフィッティングを行っていた。

bremss モデル

bremss モデルとは、ICM からの熱制動放射による X 線スペクトルのモデルである。このモデルには輝線放射は考慮されていない。自由パラメーターは ICM の温度 kT [keV]、normalization である。

zgauss モデル

zgauss モデルとは、gaussian に赤方偏移を考慮したもので、赤方偏位とは観測されるスペクトル線の波長が長波長側にずれる現象である。これは光源が観測者から遠ざかるときにドップラー効果で生じる。zgauss モデルは次のような式で表せる。

$$A_Z(E) = \frac{K}{\sqrt{2\pi}\sigma^2(1+z)} \exp\left[-\frac{(E(1+z) - E_L)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (4.1)$$

ここで、 E_L は輝線のエネルギー、 σ はライン幅、 z は赤方偏位、 K は normalization であり、自由パラメーターは σ 、 z 、 K である。

これらは強度が大きなラインについて全てガウシアンでフィッティングを行なっている。[2] しかし、今回ライン比を比較するために用いる w 、 z には他のラインも微弱ではあるが重なっている可能性があることが、最新の APEC モデルによって示唆されている。APEC モデルを使えば、強度の弱いライン放射も考慮することができる。ただし、比較したい2つのラインもカップルしてスペクトルフィットされるため、正確な強度比がわからない。そこで、本研究では比較したい w 、 z の放射のみを取り除いた、修正 APEC モデルを用い w 、 z についてはガウシアンでモデル化することで正確なライン比の導出を試みた。このモデルを用いたスペクトルのフィッティング例を図に示す。

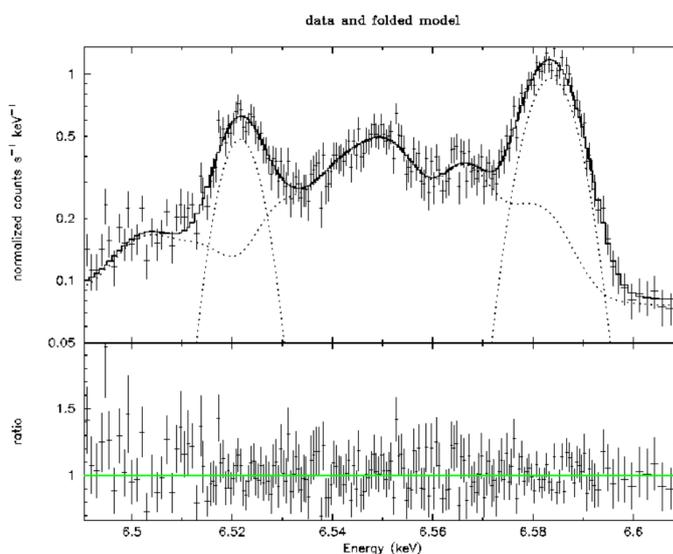


図 4.7: ペルセウス銀河団中心でのシミュレーションによるスペクトル例

図 4.7 において上半分は擬似観測データに対するフィッティング結果、下半分はフィッティング結果からのデータ点のズレを表しており、このズレが小さいほど精度よくフィットできていると言える。6.522keV と 6.584keV のあたりに 2 つのガウシアンと連続成分が全体にわたって見える。この連続成分が今回修正した APEC モデルであり、比較に用いるエネルギーが抜き取られている。これにより、混入している可能性の

あるラインについての評価し、より正確に w 、 z のガウシアンによるフィッティングを行うことができる。本研究での擬似観測データをフィッティングした観測領域、共鳴散乱あり/なし毎のスペクトル例を以下の図に示す。また、ここで示している図は、3分角より外側でマッハ数 M が0のときの擬似観測データにより得られたフィッティング結果である。

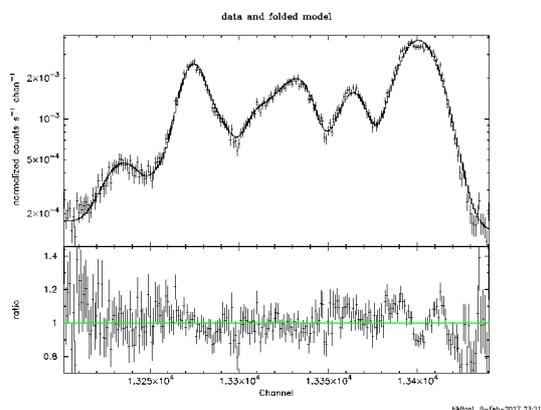


図 4.8: 共鳴散乱ありの銀河団中心側 (図 4.2 における白) の擬似オフセット観測データをフィッティングしたものの

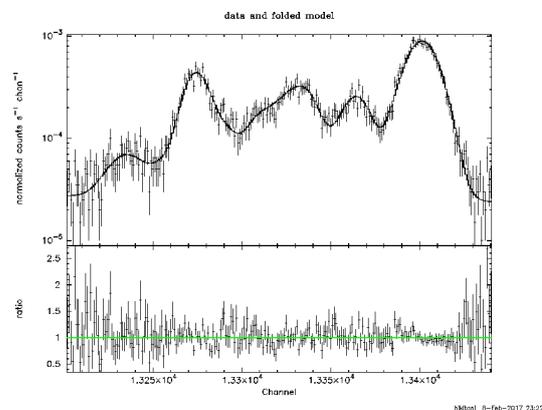


図 4.9: 共鳴散乱ありの銀河団中心側 (図 4.2 における白) の擬似オフセット観測データをフィッティングしたものの

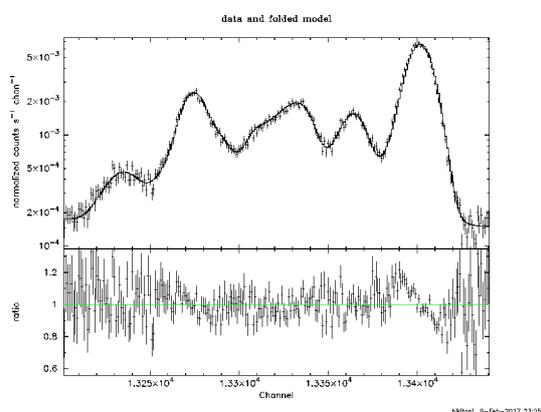


図 4.10: 共鳴散乱なしの銀河団中心側 (図 4.2 における白) の擬似オフセット観測データをフィッティングしたものの

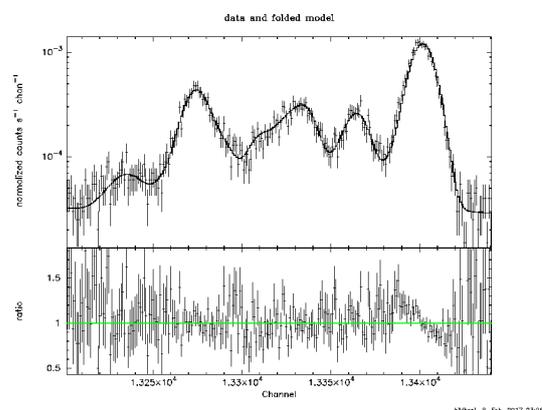


図 4.11: 共鳴散乱なしの銀河団中心側 (図 4.2 における白) の擬似オフセット観測データをフィッティングしたものの

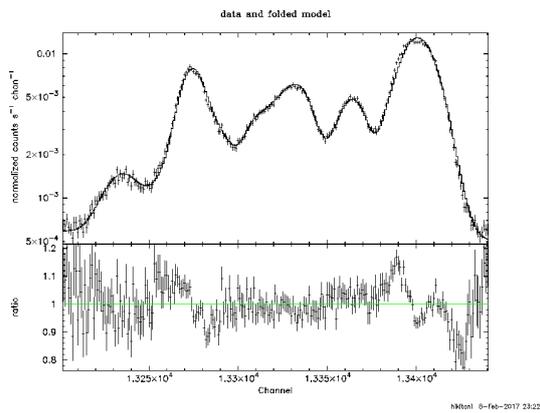


図 4.12: 共鳴散乱ありの銀河団外側 (図 4.2 における紫) の擬似観測データをフィッティングしたもの

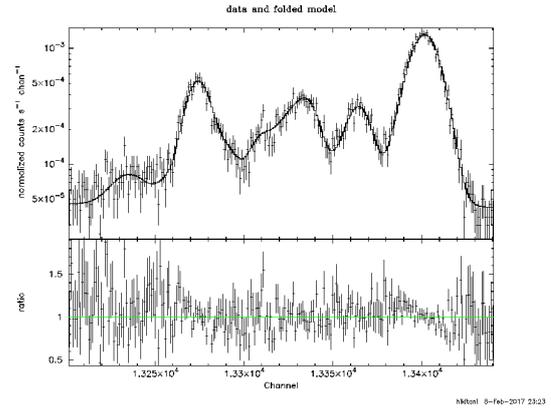


図 4.13: 共鳴散乱ありの銀河団外側 (図 4.2 における黄) の擬似オフセット観測データをフィッティングしたもの

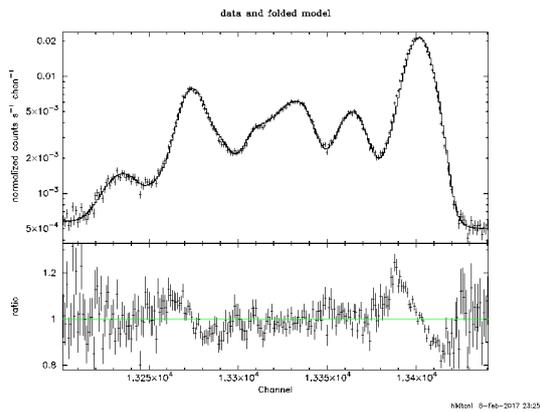


図 4.14: 共鳴散乱なしの銀河団外側 (図 4.2 における紫) の擬似観測データをフィッティングしたもの

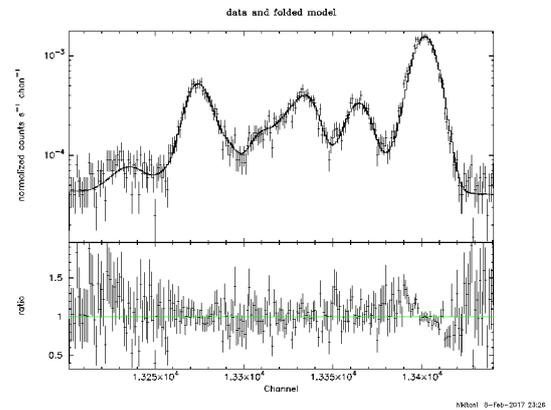


図 4.15: 共鳴散乱なしの銀河団外側 (図 4.2 における紫) の擬似オフセット観測データをフィッティングしたもの

全体としては今回の修正 APEC モデルでよくスペクトルを再現しているが、一部のライン構造で残渣が大きくなっている場合があり、今後、より精度よくデータを再現させる必要がある。フィッティングによって求められた w と z の normalization について、領域毎に以下の表に示す。また、3 分角より外側 ($3' < r$) でマッハ数 M が 0.08 のときの normalization も示す。

表 4.1: $3' < r$ で $M=0$ のときの観測領域中心側での観測とオフセット観測による各ラインの normalization

	normalization(w)	normalization(z)
観測 (共鳴散乱あり)	$(4.73 \pm 0.04) \times 10^{-3}$	$(2.18 \pm 0.03) \times 10^{-3}$
オフセット観測 (共鳴散乱あり)	$(2.10 \pm 0.04) \times 10^{-3}$	$(0.79 \pm 0.03) \times 10^{-3}$
観測 (共鳴散乱なし)	$(5.77 \pm 0.04) \times 10^{-3}$	$(2.06 \pm 0.03) \times 10^{-3}$
オフセット観測 (共鳴散乱なし)	$(2.20 \pm 0.04) \times 10^{-3}$	$(0.82 \pm 0.03) \times 10^{-3}$

表 4.2: $3' < r$ で $M=0$ のときの観測領域外側での観測とオフセット観測による各ラインの normalization

	normalization(w)	normalization(z)
観測 (共鳴散乱あり)	$(9.13 \pm 0.05) \times 10^{-3}$	$(3.90 \pm 0.03) \times 10^{-3}$
オフセット観測 (共鳴散乱あり)	$(3.09 \pm 0.05) \times 10^{-3}$	$(0.96 \pm 0.03) \times 10^{-3}$
観測 (共鳴散乱なし)	$(10.6 \pm 0.05) \times 10^{-3}$	$(3.76 \pm 0.03) \times 10^{-3}$
オフセット観測 (共鳴散乱なし)	$(3.00 \pm 0.05) \times 10^{-3}$	$(0.97 \pm 0.03) \times 10^{-3}$

表 4.3: $3' < r$ で $M=0.08$ のときの観測領域中心側での観測とオフセット観測による各ラインの normalization

	normalization(w)	normalization(z)
観測 (共鳴散乱あり)	$(4.77 \pm 0.04) \times 10^{-3}$	$(2.14 \pm 0.03) \times 10^{-3}$
オフセット観測 (共鳴散乱あり)	$(2.14 \pm 0.04) \times 10^{-3}$	$(0.79 \pm 0.03) \times 10^{-3}$
観測 (共鳴散乱なし)	$(5.84 \pm 0.04) \times 10^{-3}$	$(2.06 \pm 0.03) \times 10^{-3}$
オフセット観測 (共鳴散乱なし)	$(2.23 \pm 0.04) \times 10^{-3}$	$(0.83 \pm 0.03) \times 10^{-3}$

表 4.4: $3' < r$ で $M=0.08$ のときの観測領域外側での観測とオフセット観測による各ラインの normalization

	normalization(w)	normalization(z)
観測 (共鳴散乱あり)	$(9.15 \pm 0.05) \times 10^{-3}$	$(3.93 \pm 0.03) \times 10^{-3}$
オフセット観測 (共鳴散乱あり)	$(3.13 \pm 0.05) \times 10^{-3}$	$(0.96 \pm 0.03) \times 10^{-3}$
観測 (共鳴散乱なし)	$(10.6 \pm 0.05) \times 10^{-3}$	$(3.76 \pm 0.03) \times 10^{-3}$
オフセット観測 (共鳴散乱なし)	$(3.07 \pm 0.05) \times 10^{-3}$	$(0.96 \pm 0.03) \times 10^{-3}$

4.2.3 観測データと観測シミュレーションの比較

ここではシミュレーション結果を用いて生成した擬似観測データと実際のひとみ衛星による観測データの比較を行う。これまでに行なってきた擬似観測データの解析によって求められた w/z のライン比を用いて、ライン比の半径分布を作成した。本研究では 10,000,000 個の光子を発生させるシミュレーションを 10 回を行い、解析する際に合わせることで 100,000,000 個の光子を発生させることと同等のシミュレーションを行っている。銀河団中心 3 分角より外側のマッハ数が 0 のときと 0.08 のときについてそれぞれ作成したラ

イン比の半径分布と、実際にひとみ衛星によって得られた観測結果から求められたライン比の半径分布を重ねたものを以下の図に示す。

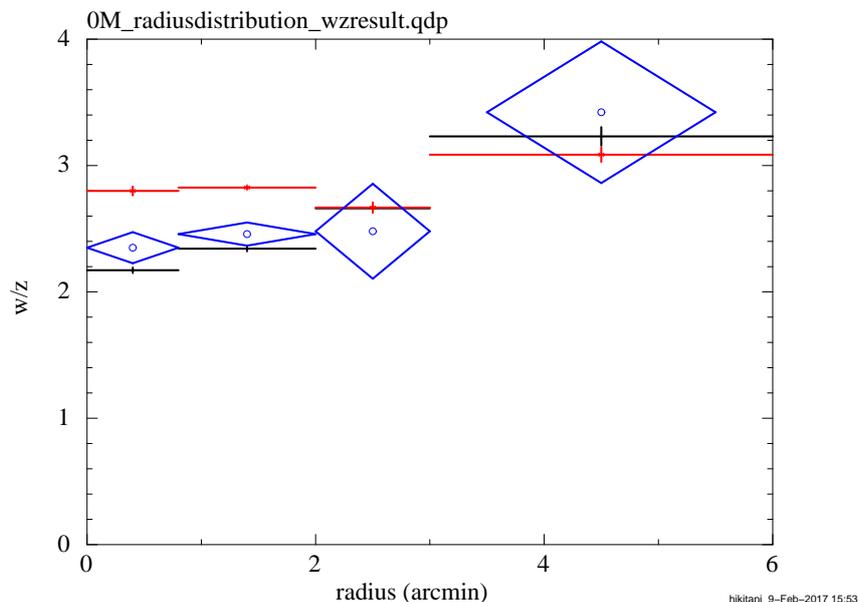


図 4.16: ひとみ衛星の観測結果による半径分布 (青) と銀河団中心 3 分角より外側のマッハ数が 0 のときの半径分布 (黒 : 共鳴散乱あり、赤 : 共鳴散乱なし)

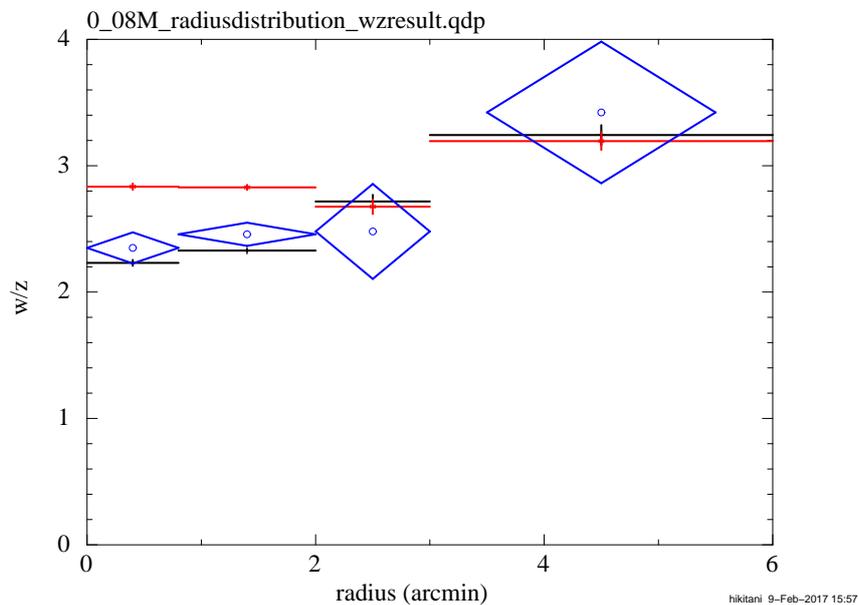


図 4.17: ひとみ衛星の観測結果による半径分布 (青) と銀河団中心 3 分角より外側のマッハ数が 0.08 のときの半径分布 (黒 : 共鳴散乱あり、赤 : 共鳴散乱なし)

図 4.16 はひとみの観測結果によって得られた半径分布 (青) と、3 分角より外側で $M=0$ のときの半径分

布 (黒:共鳴散乱あり、赤:共鳴散乱なし) を重ねたもので、図 4.17 がひとみの観測結果 (青) と 3 分角より外側で $M=0.08$ のときの半径分布 (黒:共鳴散乱あり、赤:共鳴散乱なし) を重ねたものである。図の詳しい説明については次節で行う。

4.3 考察

4.3.1 ライン比の半径分布

図 4.16、4.17 から、ひとみ衛星による観測を用いて作成された半径分布を見ると、銀河団中心に近いほど w/z の値が小さく、銀河団中心から離れ、外側に向かっていくほど w/z の値は大きくなっている。この半径分布では 3 分角より内側では w/z の値はそれほど変わらず、2 分角より外側では不定性が大きい。シミュレーションによって作成されたライン比の半径分布を見ると、共鳴散乱ありの場合のライン比の半径分布は、ひとみ衛星によるライン比の半径分布の結果と似たような分布をとっている。しかし、銀河団中心 2 分角付近では、実際の観測結果よりもシミュレーションによる w/z の値が小さくなっている。

4.3.2 乱流速度の制限

実際の観測結果とシミュレーションによる半径分布は似たような分布をとっている。しかし、銀河団中心 2 分角付近では、実際の観測結果よりもシミュレーションによる w/z の値が小さくなっている。図 4.16、4.17 を比較してみると、3 分角よりも外側で $M=0.08$ とした図 4.17 のほうが、銀河団中心側において、共鳴散乱あり (黒) の w/z の値がわずかに増えていることがわかる。よって、少なくとも 3 分角より外側でのマッハ数は 0 ではないと考えられる。また、本研究で考慮した銀河団での乱流速度が、実際の銀河団での乱流速度よりも、小さく見積もられていることや温度分布モデルの不定性、今回等方的な乱流を考えているが、非等方的な乱流も銀河団には存在している可能性がある。これらを考慮することで、シミュレーションによる結果が、実際の観測結果により近づくことが期待される。

4.4 シミュレーションと観測の比較における結論

本研究において、シミュレーションによって作成した擬似観測データは、フィッティングを行う際に、修正した APEC モデルを用いたが、まだ注目しているライン付近では単純なガウシアンでフィットできていないので、より正確にフィッティングを行うためにモデルを見なおす必要がある。また擬似観測データによって作成した w/z の半径分布は、実際のひとみ衛星による観測データと比較を行うと、半径が大きくなるにつれて w/z の値が大きくなるという似た傾向を見ることができた。しかし、シミュレーションによる w/z の値は、実際の観測データの値よりも、銀河団中心側 (2 分角以内) で小さく見積もられており、考慮した乱流速度が、実際の銀河団の乱流速度よりも小さい可能性がある。また、温度分布やアバダンス分布などに用いているモデルの不定性、非等方的な乱流なども考慮することで、より実際の観測結果に近づくことが期待される。

第5章 結論と今後の課題

本研究では Geant4 を用いて、銀河団高温プラズマでの共鳴散乱のシミュレーターを構築した。シミュレーターにローレンツ変換を組み込むことによって、銀河団静止系における相互作用を考えることができる。本研究では、観測データと Geant4 を用いた銀河団高温プラズマにおける銀河団静止系での共鳴散乱のシミュレーション結果を比較することで乱流速度の制限を行った。比較を行うにあたって、第3章で今回構築したシミュレーターの検証を行い、正常に動作していることが確認できた。今回、非常にエネルギー分解能の良い ASTRO-H/SXS による観測データと構築したシミュレーション結果による比較を行った。これにより、銀河団の乱流は銀河団中心が最も大きく、外側に向かっていくにつれて乱流の大きさは小さくなっていることがわかった。また、今回のシミュレーションによって求められたライン比の半径分布は実際の観測データによる半径分布よりも、銀河団中心で小さく見積もられている。

今後の課題としては、本研究で仮定した乱流速度が、実際の銀河団の乱流速度よりも小さく見積もられている可能性があり、仮定する乱流速度の分布を見直すことや今回等方的な乱流を考えているが非等方的な乱流を考慮すること、フィッティングの際のモデルを改良するなどが挙げられる。また、今回共鳴散乱が起こった際に輝線に”へこみ”が生じていた。よってローレンツ変換により、座標変換したことを考慮して散乱断面積を評価するなど、より正確な物理過程の導入が今後の課題である。これらの課題を行うことによって、実際の銀河団をより正確に再現させての乱流速度の制限を行いたい。

謝辞

本論文を作成するにあたり、研究の基本的な知識からアプローチの方法など、1 からご指導下さった大野先生、深沢先生に厚くお礼を述べたいと思います。寺前さんや田中さんには Geant4 の動作、解析方法など様々な面で、大変お世話になりました。また、度々の質問に答えてくださった、研究室のスタッフの皆様、先輩方、同級生の皆様を加え、事務手続きでお世話になった物理事務室の皆様にも感謝を申し上げます。

第6章 付録

6.1 球殻の数

本研究では、Geant4を用いて銀河団を50枚の球殻を用いて再現している。しかし、球殻の枚数を変えた時にシミュレーション結果が変わる場合、銀河団のジオメトリを正確に再現できていないことになる。よってここでは、球殻の枚数を35枚、50枚、75枚にして各々で銀河団からのX線放射スペクトルのシミュレーションを行う。図6.1は球殻の数が35枚(赤)、75枚(黒)の時のシミュレーション結果を重ねたものである。この図6.1から、球殻の数を変えた時のシミュレーション結果は、35枚以上の球殻ではほとんど変わらず、50枚の球殻を用いた銀河団ジオメトリの再現を有効であると考えられる。

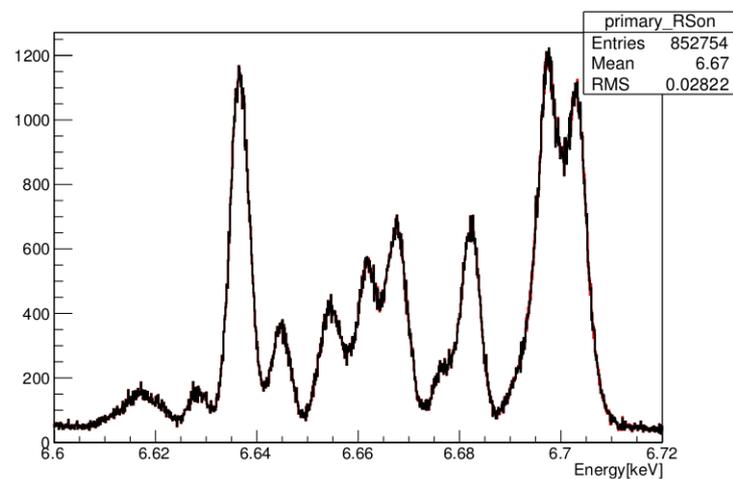


図 6.1: 球殻の枚数を 35 枚 (赤)、75 枚 (黒) とした時の銀河団からの X 線スペクトルのシミュレーション結果

関連図書

- [1] Nagai D.et al.,2013,ApJ,777,137
- [2] 梅木勇大, 卒業論文, 「鉄輝線共鳴散乱による銀河団高温プラズマの内部運動の研究」,2007, 広島大学
- [3] White A,et al,1994,MNRS,269,589
- [4] 藤田祐, 「銀河団の Cooling Flow 問題」, 大阪大学
- [5] KAKEM-エックス線分光による銀河団ガスの運動測定-
- [6] Zhuravleva I,et al,2013,MNRS,435,3111
- [7] <http://spaceinfo.jaxa.jp/ja/galaxies.html>
- [8] <http://quasar.cc.osaka-kyoiku.ac.jp/fukue/lecture/astronomy/radiation1.pdf>
- [9] 枝廣育美, 卒業論文, 「Geant4 を用いた銀河団内高温プラズマでの乱流による共鳴散乱への影響の定量化」,2014, 広島大学
- [10] Sazonov E,et al.,2002,MNRS,333,191
- [11] Churazov E,et al.,2004,MNRS,347,29
- [12] Shigeyama T,et al.,1998,ApJ,497,587
- [13] <http://atomdb.org/>
- [14] <http://osksn2.hep.sci.osaka-u.ac.jp/naga/kogi/handai-honor07/lorentz-honorsemi.pdf>
- [15] <http://astro-h.isas.jaxa.jp/>
- [16] <http://www.nature.com/nature/journal/v535/n7610/fp/nature18627-ja.html?lang=ja>
- [17] <ftp://ftp.sron.nl/pub/liyig/astrohsim20150716.pdf>
- [18] Byans,et al.,2006,ApJ,167,343