

銀河団X線プラズマの密度ゆらぎの スペクトル解析

広島大学 理学部 物理科学科
高エネルギー宇宙・素粒子実験研究室
後藤 陽平

2005年02月10日

概要

銀河団は構成銀河間に温度 10^{7-8}K の高温プラズマ (ICM; Intracluster Medium) が満ちていてこれが X 線で輝いて見える。以前の観測から ICM は中心で密度が高く、温度が低いことが分かっていた。この現象の解釈として中心部では放射冷却が効率的におこって温度が下がり、それに伴って圧力バランスをとるために周囲のガスが中心に流れ込んでくるという Cooling Flow モデルが提唱支持されてきた。しかし最近、ASCA 衛星や Chandra 衛星、Newton 衛星の精度の良い観測から、中心温度は予想ほど下がっておらず、ガスの流入もさほど起こっていないことが明らかとなり、放射冷却を抑制する何らかの加熱機構の存在が示唆されるようになった。加熱機構の候補として AGN ジェットや熱伝導による外からの加熱、ICM 乱流磁場による磁気リコネクションなどが挙げられている。もしこれらの機構が存在するならば ICM に何らかのゆらぎが生じるはずである。

本研究では過去最高の空間分解能を誇る Chandra 衛星の X 線輝度分布のイメージをフーリエ変換してスペクトルを解析し、ICM の密度ゆらぎの特性を調べた。特に本研究ではまず解析手法の確立を行ない、その後、温度の異なる銀河団での系統的解析を目指して行なった。

目次

第1章	Introduction	3
第2章	銀河団の観測	4
2.1	銀河団の X 線観測	4
2.2	Intracluster Medium (ICM)	5
2.2.1	X 線放射機構	5
2.2.2	モデル	6
2.2.3	様々な時間スケール	7
2.3	銀河団プラズマの擾乱	9
2.3.1	背景	9
2.3.2	乱流	10
2.4	本研究の目的	11
第3章	X 線観測衛星「Chandra」	12
3.1	Chandra 衛星の概要	12
3.2	High Resolution Mirror Assembly (HRMA)	13
3.2.1	有効面積	14
3.2.2	Point Spread Function	14
3.3	Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS)	16
3.3.1	検出原理	16
3.3.2	位置分解能	19
3.3.3	エネルギー分解能	19
3.3.4	バックグラウンド	20
第4章	解析結果	23
4.1	解析対象の銀河団について	23
4.2	イメージ解析	24
4.2.1	Fast Fourier Transformation (FFT)	24
4.2.2	X 線輝度分布の波数スペクトル	25
4.3	Simulation	27

4.3.1	Exposure Map によるイメージの補正、Background の考慮 . . .	27
4.3.2	モデルによる銀河団の平均的な放射分布のシミュレーション	28
4.3.3	deprojection による輝度分布を用いたシミュレーション	30
4.3.4	ゆらぎのみを取り出したスペクトル解析	33
4.3.5	実データとの比較	37
4.4	圧力ゆらぎ	43
第 5 章	Discussion	47

第1章 Introduction

銀河団を X 線で観測すると、銀河団を構成するメンバー銀河の間を満たす高温プラズマが明るく輝いて見える。Einstein(1978-1981) や ROSAT(1990-1999) による初期の X 線観測により、多くの銀河団において高温プラズマは中心で鋭いピークを示し、中心に向かって温度が低下していくことが明らかになった。これは高密度な環境下にある中心部のガスが放射冷却によりエネルギーを失い、周囲のガスとの圧力バランスを保つために、周辺のガスが冷えながら中心へ落ちていくという、Cooling Flow が起こっているためであると考えられ、Cooling Flow モデル (CF モデル) として長く信じられてきた。ところが、以前より優れたエネルギー分解能で広いエネルギーバンドのスペクトルを取得できる ASCA 衛星 (1993-2001) の観測の結果、輝度から見積もられていたガスの流入量は 1 桁近く下回っている事や、低温ガスも CF モデルの予想より少ない事が分かった。さらに、Chandra 衛星 (1999-) や XMM-Newton 衛星 (1999-) の X 線観測から中心の低温ガスを含め銀河団の高温プラズマのより詳細の情報が得られるようになっている。それによって、中心温度が CF モデルの予想より有意に高い事や、中心数 10kpc で温度低下の下げ止まりがみられる銀河団が存在する事など CF モデルの矛盾点が明らかになった。しかし、銀河団中心の温度と密度からガスが放射冷却によって冷やされている事は間違いないようである。そのため、Cooling を抑制する何らかの加熱源が必要となる。候補としては中心銀河に付随する AGN からのジェットや、熱伝導による外からの加熱、磁気リコネクションによる加熱などがある。もしこのような加熱機構が銀河団中心に存在するならば、それらによって銀河団内に満ちている高温プラズマには擾乱が生じているはずである。また、乱流のようなものが生じているならば、宇宙に存在する高エネルギー粒子の加速機構を解明する点でも非常に興味深い。本研究では Chandra 衛星の非常に優れた空間分解能によるイメージを用いて銀河団中心付近の擾乱の存在の有無を調べ、その特徴を解析を行なう。

第2章 銀河団の観測

2.1 銀河団の X 線観測

銀河は宇宙に一様に分布しているのではなく、複数の銀河があつまって銀河団を構成している。銀河団に含まれる銀河の数は 50-1000 個であり、銀河団は宇宙で最大の重力で閉じた系である。その系の広がりには数 Mpc に達する。銀河団の観測的研究は 20 世紀初期に可視光領域において端を発する。1960 年までには既にいくつもの銀河団のカタログが作られ研究が進められていた。ところが 1970 年代に Uhuru 衛星によって銀河団が強い X 線源であることが確かめられたことにより、銀河団観測において X 線領域という新たな視界が開かれた。銀河団からの X 線放射の分布は可視光での分布領域と同程度の広がりをもっている。また、その明るさはほとんど時間変化せず、X 線光度は 10^{43-45} erg/s に達する。このような性質を示す X 線放射のメカニズムとして希薄な高温プラズマ (温度 10^7-8 K (1-10 keV)、密度 $\sim 10^{-3}$ atoms/cm³) による熱制動放射が考えられた。1976 年に Fe の輝線放射が観測され、銀河団からの X 線放射は、高温の Intracluster Medium (ICM) によるものであることが確実となった。Einstein 衛星の観測により X 線表面輝度は、その分布が球対称であることと等温で静水圧平衡に達していると仮定したモデルでよく再現できることが明らかになった。モデルは ICM の密度分布のモデルであり、表面輝度分布の傾きを示すと、それ以内では分布が一定になるコア半径 R_c の 2 つのパラメータによって定義される。これまでの観測から典型的な銀河団におけるこれらの値はそれぞれ 0.4-0.8、 $50-500h_{50}^{-1}$ kpc となっている。また、モデルによる密度分布から見積もられる ICM の全質量は構成銀河の質量の 2-5 倍もあり、ICM は銀河団の構成要素として重要である。さらに、ICM の質量分布と温度分布から重力物質の分布を求めることができる。その結果、重力物質は ICM と星の質量合わせたものの 5-10 倍の質量を持つことが分かった。これは銀河団においてダークマターが主構成要素であることを示している。

2.2 Intracluster Medium (ICM)

銀河団を X 線観測すると銀河だけでなく銀河間も輝いて見える。これは、銀河間を満たしている ICM からの放射が見えているためである。ここでは、X 線放射のメカニズムを含む ICM の標準的な物理的描像について説明する。前提として銀河団は重力的に閉じた自己重力系であり、質量の大部分を担うダークマターが作る重力ポテンシャルに ICM が束縛されている状態を考えている。

2.2.1 X 線放射機構

ICM からの X 線放射は光学的に薄い高温プラズマからの放射であり、連続成分である熱制動放射とライン成分の輝線放射にわけることができる。高温プラズマは完全電離した電子とイオンが熱運動している状態にあるが、電子がクーロン力によってイオンに引き付けられて進行方向を曲げられる時に光子を放出する。この放射機構を熱制動放射という。熱制動放射の emissivity は、以下のように表される。

$$\epsilon_{\nu}^{ff} = 6.8 \times 10^{-38} \sum_i Z_i^2 n_e n_i T^{-1/2} e^{-h\nu/kT} \overline{g_{ff}} \quad (\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1}) \quad (2.1)$$

式中の Z_i 、 n_i はイオン i の電荷と数密度、 n_e は電子の数密度である。 $\overline{g_{ff}}$ は free-free 放射に対する量子的補正でガウント因子と呼ばれる。宇宙の完全電離ガスでは、 $\text{H}^+ : \text{He}^{2+} = 0.9 : 0.1$ より、 $n_{\text{H}^+} : n_{\text{He}^{2+}} : n_e = 0.9 : 0.1 : 1.1$ となるので、

$$\sum_i Z_i^2 n_e n_i \sim \left(1^2 \frac{0.9}{1.1} + 2^2 \frac{0.1}{1.1}\right) n_e^2 \sim 1.18 n_e^2$$

となる。一般的に $n_{\text{gas}} = n_i + n_e$ として扱う。また、式 (2.1) を全周波数で積分することで全放射率を得られる。

$$1.4 \times 10^{-27} T^{1/2} n_e n_i \sum_i Z_i^2 \overline{g_B} \quad (\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3})$$

$\overline{g_B}$ は平均のガウント因子であり、1.1–1.5 の値をとる。

ICM の温度は重元素 (O, Ne, Mg, Si, S, Fe など) の K 殻のイオン化ポテンシャルと同程度であるため、He/H-like なイオンの状態にあるか完全に電離された状態にあり、共鳴ラインを放射する。この機構を輝線放射という。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、輝線放射の emissivity を $\epsilon_{\nu}^{\text{line}}$ とすると以下のように表すことができる。

$$L_X = \int dV \int n_e^2 (\epsilon_\nu^{ff} + \epsilon_\nu^{line}) = \int n_e^2(R) \Lambda(T(R), A(R)) dV \quad (2.2)$$

ここで $\Lambda(T, A)$ は温度 T と重元素アバダンス A の関数である cooling function、 $\int n_e^2 dV$ は emission measure である。cooling function は多くの人によって高温プラズマの様々な状態を仮定した計算がなされている。このような高温ガスからのスペクトルとして Raymond-Smith モデルや MEKAL モデルといった幾つかのモデルが計算されている。

2.2.2 モデル

ICM の密度分布を記述するモデルとして、一般的に用いられるのが モデルである。このモデルは、自己重力系にある ICM が等温で静水圧平衡を保った状態を仮定している。この仮定については (2.2.3) で述べる。ICM が静水圧平衡にあると仮定すると、ガスの圧力勾配と重力のつりあいから、

$$\nabla P_{gas} = -\mu m_p n_{gas} \nabla \phi \quad (2.3)$$

がなりたつ。ここで、 P_{gas} は ICM の圧力、 ϕ は重力ポテンシャル、 $\mu \sim 0.6$ はプロトンの質量 m_p に対する molecular weight である。また、 n_{gas} は ICM のイオンと電子の両方を含む数密度である。気体の状態方程式より、ICM の圧力は

$$P = n_{gas} kT \quad (2.4)$$

で表され (k は Boltzmann 定数)、ICM の分布が球対称であると仮定すると、式 (2.3) は以下のように書きかえられる。

$$\frac{kT(R)}{\mu m_p} \frac{d \log n_{gas}(R)}{dR} = -\frac{d\phi(R)}{dR} \quad (2.5)$$

この式は一般に、重力ポテンシャルを作り出している全物質の分布にも成り立つ。その速度分散 $\sigma(R)$ と質量密度 $\rho(R)$ を用いると、以下の式が得られる。

$$\sigma^2(R) \frac{d \log \rho(R)}{dR} = -\frac{d\phi(R)}{dR} \quad (2.6)$$

式 (2.5) と (2.6) から、ICM の数密度と重力物質の質量密度は $n_{gas} \propto \rho^\beta$ と関係づけられる。ここで、 β は以下のように定義され、ICM と重力物質の単位質量当たりのエネルギー比を表している。

$$\beta \equiv \frac{\mu m_p \sigma^2}{kT} = 0.726 \left(\frac{\sigma}{10^3 \text{km/s}} \right)^2 \left(\frac{T}{10^8 \text{K}} \right)^{-1} \quad (2.7)$$

銀河団が自己重力系であると仮定し ϕ を ρ の作り出す自己重力ポテンシャルとすると、 ϕ と ρ の間には以下のポアソンの式が成り立つ。

$$\Delta\phi(R) = 4\pi G\rho(R) \quad (2.8)$$

式 (2.6) と式 (2.8) を満たす解の近似解は King (1962) によって与えられ、

$$\rho(R) = \rho_0 \left[1 + \left(\frac{R}{R_c}\right)^2\right]^{-\frac{3}{2}} \quad (2.9)$$

となる (King Model)。ここで、 ρ_0 は中心の質量密度であり、 R_c はコア半径である。これより ICM の数密度分布は以下ようになる。

$$n_{gas}(R) = n_0 \left[1 + \left(\frac{R}{R_c}\right)^2\right]^{-\frac{3}{2}\beta} \quad (2.10)$$

これが β モデルと呼ばれるもので、 β は密度分布の傾きを表すパラメータである。式 2.2 であらわされるように、ICM の単位体積あたりの X 線放射光度は $n_{gas}^2 \Lambda(T, A)$ である。実際に我々が観測する X 線はこの放射を視線方向に沿って足し合わせたものであるので、式 2.10 を使うと、

$$S_b(r) = 2 \int_0^\infty n_{gas}^2 \Lambda(T, A) dl = S_0 \left[1 + \left(\frac{r}{R_c}\right)^2\right]^{-\frac{3}{2}\beta + \frac{1}{2}} \quad (2.11)$$

が実際に観測する X 線輝度分布になる。ここで、 r は 2 次元に投影したときの半径である。ここで S_0 は、

$$S_0 = \Lambda(T, A) \sqrt{\pi} \left(\frac{n_e}{n_p}\right) n_0^2 R_c \frac{\Gamma(3\beta - \frac{1}{2})}{\Gamma(3\beta)} \quad (2.12)$$

となり、 n_0^2 に比例した定数であることがわかる。この関係を用いると、X 線輝度分布から、ICM の密度分布を求めることができる。ICM の密度分布がわかると、ICM ガスの全質量は以下の積分を実行することによって求めることができる。

$$M_{gas}(R) = \int_0^R 4\pi R'^2 \mu m_p n_{gas}(R') dR' \quad (2.13)$$

2.2.3 様々な時間スケール

ICM は高温プラズマ状態にあるため、イオンと電子は自由に運動することができる。イオンと電子がクーロン衝突を起こす場合、イオンまたは電子の平均自由行程 λ は、

$$\lambda \sim 23 \left(\frac{T_g}{10^8 K} \right)^2 \left(\frac{n_e}{10^3 \text{cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{kpc} \quad (2.14)$$

である。これは銀河団の大きさ ($R=0.5\text{-}3.0\text{Mpc}$) に比べ非常に小さいため ICM は流体として扱うことができる。このことから、銀河団内の擾乱による密度むらが消えるために必要な時間スケール (sound crossing time) は、音波が銀河団を横切る時間と考えてよい。sound crossing time は、

$$t_s \sim 6.6 \times 10^8 \left(\frac{T_g}{10^8 K} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{R}{\text{Mpc}} \right) \text{yr} \quad (2.15)$$

であり、銀河団の年齢の $\sim 10^{10}$ より十分短いことから、銀河団形成時の擾乱による密度むらは消され全体として静水圧平衡に達していると考えられる。しかし、過去 $t_{s,\text{yr}}$ 以内に新たな擾乱が生じた場合はそれに伴う密度むらが残っていると考えられる。放射によってエネルギーを失う時間スケールを cooling time という。放射は熱制動放射のみを考えると、ICM の cooling time t_{cool} は、 $t_{cool} = \frac{n_{gas} k T}{n_{gas}^2 \Lambda(T,A)}$ から計算でき、具体的には以下のように表される。

$$t_{cool} = 8.5 \times 10^{10} \text{yr} \left(\frac{n_{gas}}{10^{-3} \text{cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{T}{10^8 K} \right)^{0.5} \quad (2.16)$$

ICM の密度は中心で最も高く外側へ向かって低くなるので、上式は t_{cool} は中心で最も小さくなることが分かる。

熱伝導は銀河団のコアにおいて最も効果が大きくなる。また、熱伝導の時間スケール t_{cond} も半径によって大きく違い、中心ほど短くなる。銀河団中心における t_{cond} は、

$$t_{cond} = 3.3 \times 10^8 \left(\frac{T_e}{10^8 K} \right)^{-5/2} \left(\frac{n_0}{10^3 \text{cm}^{-3}} \right) \left(\frac{R_c}{0.25 \text{Mpc}} \right)^2 \left(\frac{\ln \lambda}{40} \right) \text{yr} \quad (2.17)$$

となる。ここで n_0 は中心での陽子の密度である。位置 r が $r > 2R_c$ の場合、 r での伝導時間は銀河団中心に比べて 100 倍近く長くなり、銀河団の外側部分では伝導の効果はほんのわずかになってしまう。よって銀河団内では中心ほど温度揺らぎは早く消え外側ほどゆっくりになる。また、銀河団内に磁場が存在すると t_{cond} は一層長くなる。

クーロン衝突の組合せは、電子同士の衝突、イオン同士の衝突、電子とイオンの衝突が考えられるが、この中で電子とイオンの衝突は起こり続ける時間スケールが最も長い。つまりこの時間が電離平衡に達するまでの時間となる。これを t_{eq} とすると、

$$t_{eq} = 6 \times 10^8 \left(\frac{T_g}{10^8 K} \right)^{3/2} \left(\frac{n_e}{10^3 \text{cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{yr} \quad (2.18)$$

となる。これは銀河団の年齢や cooling time t_c と比べて短いので、加熱もしくは冷却現象が生じていない限り ICM は電離平衡状態にあると考えられる。

2.3 銀河団プラズマの擾乱

2.3.1 背景

ICM は X 線放射によって熱エネルギーを失い冷えるはずである。その時間スケールは cooling time とよばれ先のセクションで述べた通りである。この cooling time, t_{cool} は、銀河団の年齢 ($t_{cluster} \sim 10^{10} yr$) と比べると、銀河団の中心部では $t_{cool} < t_{cluster}$ となり、ICM ガスは冷え切っていることが予想される。また、 $t_{cool} = t_{cluster}$ ($10^{10} yr$) となる半径を cooling radius R_{cool} と呼ぶが、 R_{cool} はこの半径より内側では cooling が起こっていることを示す重要なパラメータである。 R_{cool} 以内では、放射によって ICM の温度が低下し周囲の ICM との間に圧力差が生じる。すると R_{cool} での圧力を連続に保つために周囲から中心へ ICM が流れ込む。銀河団中心ではこのような内向きの冷却流 (cooling flow) が生じていると考えられ、これを cooling flow モデル (CF モデル) という。この CF モデルは多くの cD 銀河団において、ごく中心部で温度が急激に低下し輝度が巾乗で高くなることをよく説明するものとして、広く受け入れられてきた。しかし、ASCA 衛星、Chandra 衛星、Newton 衛星の観測によって確立された銀河団の描像は CF モデルと矛盾するものであった。矛盾点としてはまず第 1 にガスの流入量 (CF Rate) は CF モデルの予想より ~ 1 桁小さく大量の低温ガスの存在を示す証拠は得られなかった。第 2 に低温ガスによる超過吸収や輝線放射はないことが分かった。そして第 3 に、中心の温度は CF モデルが予想する 1keV 以下より有意に高く、銀河団によっては中心の数 10kpc で温度が一定となり下げ止まりが見られた、といった点である。しかし、銀河団中心の温度と密度を考えると、放射冷却が起こっていることはもっともらしく、そのために銀河団中心には未知の加熱源の存在が示唆される。加熱の候補として cD 銀河に付随する AGN ジェットによる加熱や熱伝導や音波による加熱など幾つか提唱されているが、どれもまだ決定的な解決には至っておらず、CF 問題として関心を集めている。これら加熱源の候補の中に興味深いものとして、磁化した ICM の乱流に伴うエネルギー供給がある。これは中心の cD 銀河は静止しているのに対し、他のメンバー銀河は激しく動きまわり ICM の磁場をかき乱すため、磁力線のつなぎかえが起こり、その時に ICM に熱エネルギーを与えるというものである。磁場を横切る熱伝導は無視できるので、磁場の存在は高温成分と低温成分の共存という観測事実を説明することができ、実際に電波観測によりその証拠が得られている。また別の観点として、ICM の乱流が電子を Fermi 加速的に加速させることも報告されていて、ICM の乱流が新しい粒子加速

のモデルとしても注目されている。こうしたことから、実際に銀河団の中心付近において何らかの擾乱起きてその中に乱流が生じているかどうかを調べることは興味深い研究と言える。

2.3.2 乱流

ICM は高温プラズマ状態であるので、その状態を流体として記述できる。その際 ICM の粘性を考慮しなければならない。粘性応力 F_{vis} の式は次のように表される。

$$\mathbf{F}_{vis} = \eta(\nabla^2 \mathbf{v} + \frac{1}{3} \nabla \nabla \cdot \mathbf{v}) \quad (2.19)$$

ここで η は動粘性度である。この η が ICM の粘性を表す。ICM に磁場のない状態で 1 種類のイオンからなるプラズマを仮定すると、動粘性度は次のように近似できる。

$$\begin{aligned} \eta &\approx \frac{1}{3} m_i n_i \langle v_i \rangle_{rms} \lambda_i \\ &\approx 5000 \text{g cm}^{-1} \text{s}^{-1} \left(\frac{T_e}{10^8 \text{K}} \right)^{5/2} \left(\frac{\ln \Lambda}{40} \right)^{-1} \end{aligned} \quad (2.20)$$

ここで m_i 、 n_i 、 $\langle v_i \rangle_{rms}$ 、 λ_i はそれぞれ、イオンの質量、数密度、平均ランダム速度、平均自由行程である。動粘性度は温度に強く依存し密度とは独立である。しかし、粘性度は主に電子ではなくイオンを扱っており、粒子の質量に左右される。

粘性度が分かればレイノルズ数 Re を記述できる。レイノルズ数とは、流体力学において流れを特徴づける最も重要な無次元のパラメータであり、この値が大きい時乱流になりやすい。流れの速度を v 、対象のスケールを l とすると $Re \equiv \rho_g v l / \eta$ と定義できる。また、次のように書く事もできる。

$$Re \approx 3M \left(\frac{l}{\lambda_i} \right) \quad (2.21)$$

式中の M はマッハであり $M \equiv v/c_s$ と定義される。 c_s は音速である。 Re を ICM で考えると銀河団の大きさが l となるので $l = 0.5 - 3.0 \text{Mpc}$ となり、 λ_i は式 (2.14) の通りである。よって、 Re は数 100 程度となる。中心部では温度が低い分 Re はより大きな値となる。このように ICM はレイノルズ数が非常に大きいため乱流になりやすい状態であると考えられる。

擾乱が発生した時、それが乱流であるかを知るために乱流の統計的な性質を知る必要がある。生じた乱流が等方一様性乱流であると仮定する時、古典的な考え方である kolmogorov の -5/3 乗則を当てはめる事ができる。これは乱流のエネルギースペクトルにおける関係式であり、以下の通りである。

$$E(k) = C_k \epsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (2.22)$$

この中で C_k とは無次元の定数である Kolmogorov 定数という。 k は波数である。乱流は低波数でエネルギーを注入され、そのエネルギーはより高い波数へ輸送される。そして十分高い波数では、乱流のエネルギーは粘性によって散逸される。Kolmogorov は、エネルギー注入の波数と粘性散逸の波数の間に、慣性領域とよばれる領域があり、その領域では単位質量あたりのエネルギー変換率 ϵ

$$\epsilon \sim \frac{d v^2}{dt} \sim v^2 \left(\frac{v}{L} \right) \sim \frac{v^3}{L}$$

と波数 k だけが系を特徴付けるとした。この慣性領域内では粘性を無視できエネルギー変換率 ϵ は一定であると仮定する。慣性領域内において、式 (2.22) は成立する。 $-5/3$ 乗則は仮定には幾つか矛盾点を含んではいるものの実験的には支持を得ている法則となっている。これは、流体の速度による運動エネルギーのエネルギースペクトルに基づいている。これをガスの圧力揺らぎに対してスケールリングを行なった式が以下ようになる

$$E_p(k) = C_p \epsilon^{4/3} k^{-7/3} \quad (2.23)$$

圧力は速度の 2 乗に近似できるために圧力のスペクトルは ICM に乱流が生じている事の判定にも用いることができる。

2.4 本研究の目的

本研究は、X 線輝度のイメージから密度ゆらぎのスペクトル解析を行なうことによって銀河団中心部の ICM の擾乱の兆候を調べ、ICM の加熱機構や粒子加速機構における情報を得る事を目的とする。特にそのための解析手法の確立を目指した。そのために視野は狭いものの他と比較にならないほど優れた空間分解能 0.5 秒角の性能をもつ Chandra 衛星の X 線輝度のイメージを用いて解析を行なった。また、2005 年に当研究室が開発に携わった硬 X 線検出器 HXD を搭載した X 線観測衛星 ASTRO-E2 が打ち上げられ、精密な観測が行なわれる事によって、銀河団の磁場と乱流による ICM の加熱を含む、銀河団の加熱機構全体の解明が期待されている。本研究はその前情報となるであろうと考えられる。

第3章 X線観測衛星「Chandra」

3.1 Chandra 衛星の概要

X線観測衛星 Chandra(Chandra X-ray Observatory: CXO) は、1999年7月9日に NASA のスペースシャトル「コロンビア」により打ち上げられた。周回軌道はバックグラウンドの低減や地球による食を避けるため、近地点 10000km、遠地点 140000km の楕円軌道を成し、周期 64 時間をもって運行している。現在は SAO(Smithsonian Astrophysical Observatory) によって管理運営されており、今なお多くの観測データを送り続けている。

Chandra の特筆すべき点は非常に優れた位置分解能とエネルギー分解能である。それらは以前の衛星と比較しておよそ 10 倍の性能をもっている。

観測装置である AXAF(Advanced X-ray Astrophysics Facility) には高性能 X 線望遠鏡である High Resolution Mirror Assembly(HRMA) が搭載されている。この HRMA は point spread function の半値幅が 0.5 秒角以下であり、高いイメージング能力を実現させている。その焦点面には X 線 CCD カメラ ACIS(Advanced CCD Imaging Spectrometer) とマイクロチャンネルプレート HRC(High Resolution Camera) の 2 つの検出器が配置されている。また、2 つの高分解能分光器である HETG、LETG も搭載している。AXAF はこれらで構成されている。



図 3.1: Chandra 衛星の外観図

3.2 High Resolution Mirror Assembly (HRMA)

金属の屈折率は X 線領域の光子になると 1 よりわずかに小さくなってしまふ。そのために入射角を $\sim 1^\circ$ 以下にすることで X 線を全反射させて集光する。よって、MRMA の構造は 4 層の同心薄膜状の鏡を前後に配置したものとなっており、入射 X 線を 2 回反射させて集光するものとなっている (図 3.2)。この構造は Wolter Type-I とよばれ、前方ミラー (paraboloid; Pn) は放物面、後方ミラー (hyperboloid; Hn) は双曲面となっている。図 3.3 は HRMA の構造図である。4 層の鏡は外側から 1,3,4,6 と ID が付けられている。表 3.1 に HRMA の基本性能を示す。角分解能が非常に優れている事が分かる。角分解能とは点源から X 線が入射した時の角度広がりである。HRMA では、鏡の表面研磨の精度の向上によって、0.5 秒角という X 線望遠鏡において過去最高の角分解能を達成した。

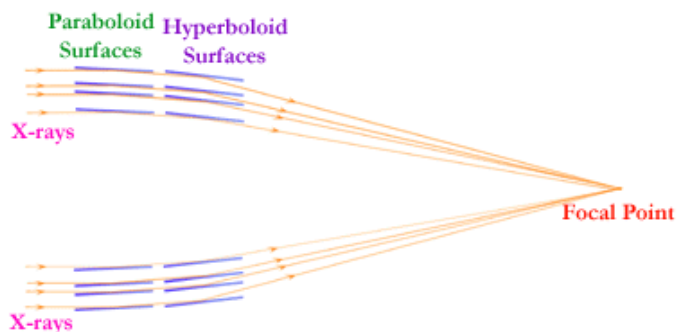


図 3.2: Wolter Type-I 望遠鏡の模式図

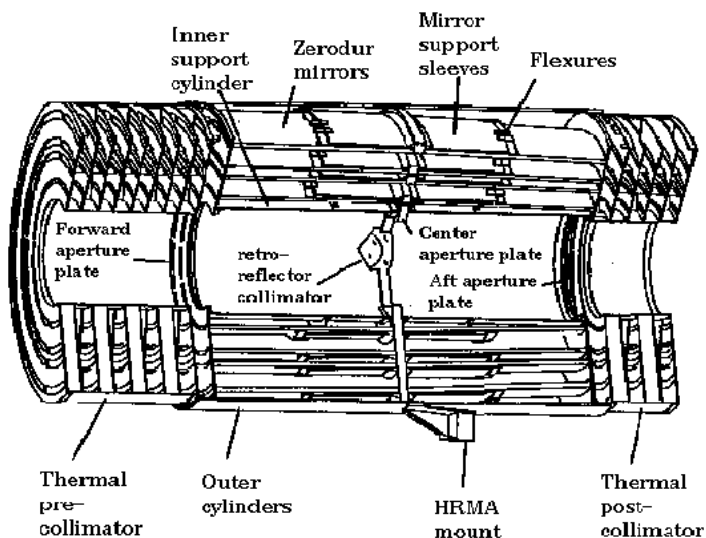


図 3.3: HRMA の構造図

Optics	Wolter Type-I
Mirror coatings	Iridium
Mirror outer diameters (1,3,4,6)	1.23,0.99,0.87,0.65 m
Mirror lengths (P_n or H_n)	84 cm
Total length(pre-collimator to post-collimator)	276 cm
Unobscured clear aperture	1145 cm ²
HRMA mass	1484 kg
Focal length	10.066 ± 0.002 m
PSF FWHM (with detector)	0.5 arcsec
Effective area:	
@ 0.25 keV	800 cm ²
@ 5.0 keV	400 cm ²
@ 8.0 keV	100 cm ²
Ghost-free field of view	30 arcmin dia

表 3.1: HRMA の基本性能

3.2.1 有効面積

入射 X 線の反射率は、入射角度のみならず、入射エネルギーにも強く依存する。そのため HRMA の有効面積は 1145cm² となっているものの、実際の反射鏡の有効面積は入射エネルギーによって変化する。図 3.4 に on-axis での入射エネルギーと有効面積との関係を示す。この図から分かるように、外側のミラーの方が有効面積は大きい、より高エネルギーの X 線に対しては内側のミラーの方が有効である。HRMA は多層構造をなすことにより、~10 keV までの X 線の集光を可能にしている。2keV 付近にみられる、有効面積の急激な変動は蒸着しているイリジウム (Ir) の M-edge によるものである。off-axis については、5つの入射エネルギーに対して角度と vignetting の効果による有効面積の変化を図 3.5 に示した。

3.2.2 Point Spread Function

望遠鏡の位置決め精度や表面研磨の精度によって、点源を望遠鏡に入射させてもイメージはある程度の広がりをもってしまう。この広がりを表す関数として point spread function (PSF) がある。HRMA の PSF は ray-trace 計算によりシミュレートされている。PSF を表す指標の一つに encircled energy fraction がある。これはイメージの中心からある半径内において PSF を 2 次元積分したものであり、半径内に入射 X 線の何割が反射するかを表す。on-axis の点源を入射させた時の encircled

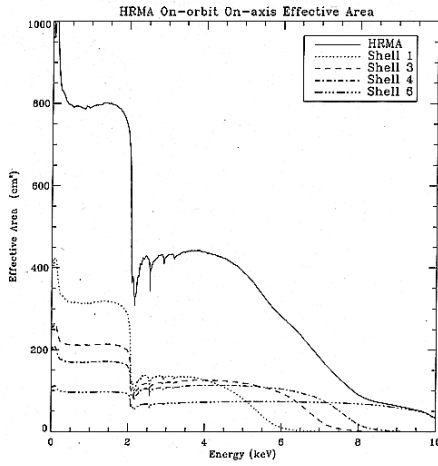


図 3.4: On-axis での HRMA の有効面積のエネルギー依存性。高エネルギー側ではイリジウムの反射率が低下するために、有効面積が小さくなる。

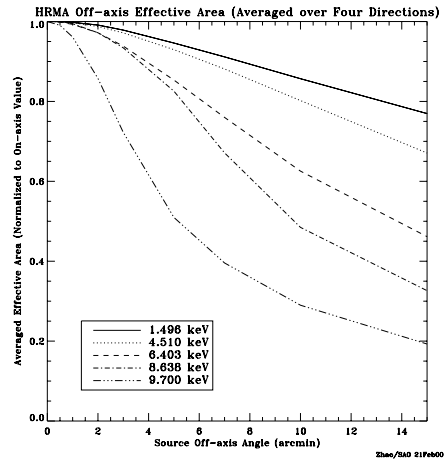


図 3.5: Off-axis の角度に対する有効面積の変化。縦軸の有効面積は各エネルギーの on-axis での値で規格化。

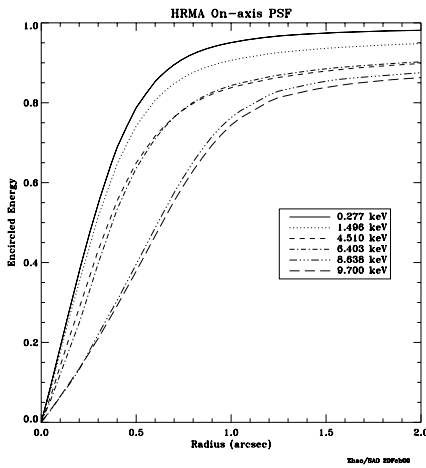


図 3.6: On-axis の点源に対する encircled energy の半径分布。半値幅の平均は 0.5 秒以下である。

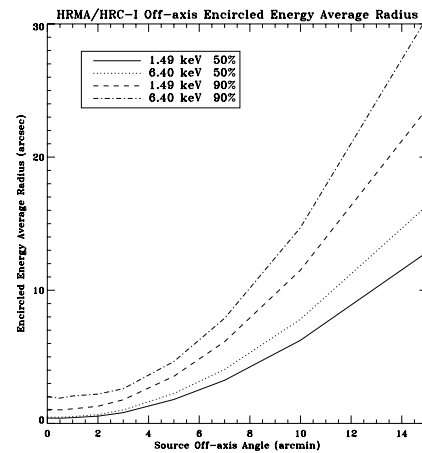


図 3.7: Off-axis の角度に対する encircled energy の 50%、90%が入る半径の変化。

energy をエネルギー別にプロットしたものを図 3.6 に示した。また off-axis の場合では、角度が大きくなると PSF は広がり、各半径での encircled energy は減少する(図 3.7)。これは望遠鏡の 4 層のミラー間の光行差や焦点面の違いによるものである。

3.3 Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS)

CCD(charge coupled device) は、 -100°C 程度まで冷却し熱雑音を抑えることによって、フィルムより高感度の画像素子となる。また、高エネルギー分解能の X 線検出器でもある。Chandra に搭載されている CCD 検出器の ACIS も動作温度を $-90\sim-120^{\circ}\text{C}$ に設定することにより高精度の位置分解能とエネルギー分解能を同時に実現している。

図 3.8、図 3.9 は ACIS の全体像と CCD の模式図である。図 3.9 のように ACIS は 4 枚のチップを 2×2 に正方配置した ACIS-I と、6 枚のチップを 1×6 に直列配置した ACIS-S の全 10 枚の CCD で構成されている。ACIS-I は主にイメージングに用いられ、ACIS-S はイメージングのほか、HETG と合わせて使うことにより回折像を読み出すことができる。ACIS には前面照射 (front-illuminated;FI) 型と背面照射 (back-illuminated;BI) 型の 2 種類の CCD が用いられている。BI 型は FI 型と比べ構造が単純なため、低エネルギー側での検出効率が向上している。ACIS-S1,S3 の 2 枚が BI 型であり、他の 8 枚の CCD は FI 型である。ACIS の基本性能は表 3.2 の通りである。

3.3.1 検出原理

CCD はシリコン (ケイ素;Si) でできた固体のデバイスである。CCD の表面は電極によるゲート構造をしており、これがピクセルの大きさを決めている。表面の電極に電圧が印加されると電極下に空乏層ができ、ケイ素のギャップエネルギーである 1.1eV より高エネルギーの X 線が入射すると、そこで光電吸収を起こす。光電吸収によって空乏層に生成された光電子は、電極にかけられた電圧により作られた電場によってゲート表面に移動する。この間に光電子は別の Si 原子と衝突を起こし、最終的には入射エネルギーに比例した数の電子による電子雲を形成する。また、電子雲は入射場所の最近傍の電極に集められる。電極に与えられた電圧が信号として読み出される。

CCD 自体は、イメージを作る Imaging Section と情報を蓄積する Framestore Section から構成されている (図 3.9)。Imaging Section は入射 X 線にさらされるのに対し、Framestore は遮蔽されている。ACIS では以下のような手順で読み出しを行っている。(1)Imaging Section を一定時間、露光する。(2)露光がおわると電荷は $\sim 40\text{ms}$ で Framestore Section に高速転送される。(3)Framestore Section の電荷が読み出される間に、Imaging Section では次の露光を行なう。

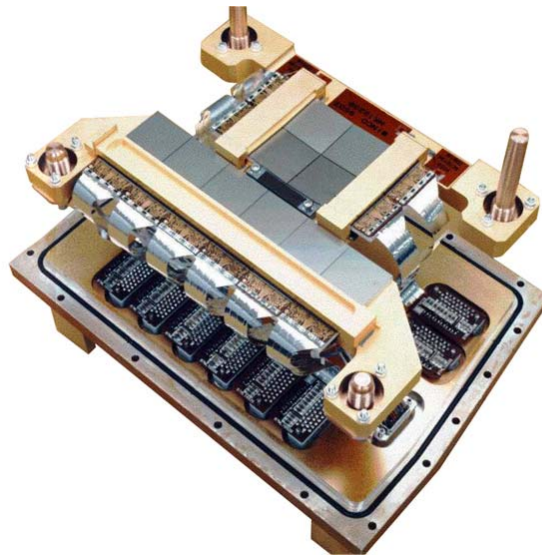


図 3.8: ACIS の全体写真

ACIS FLIGHT FOCAL PLANE

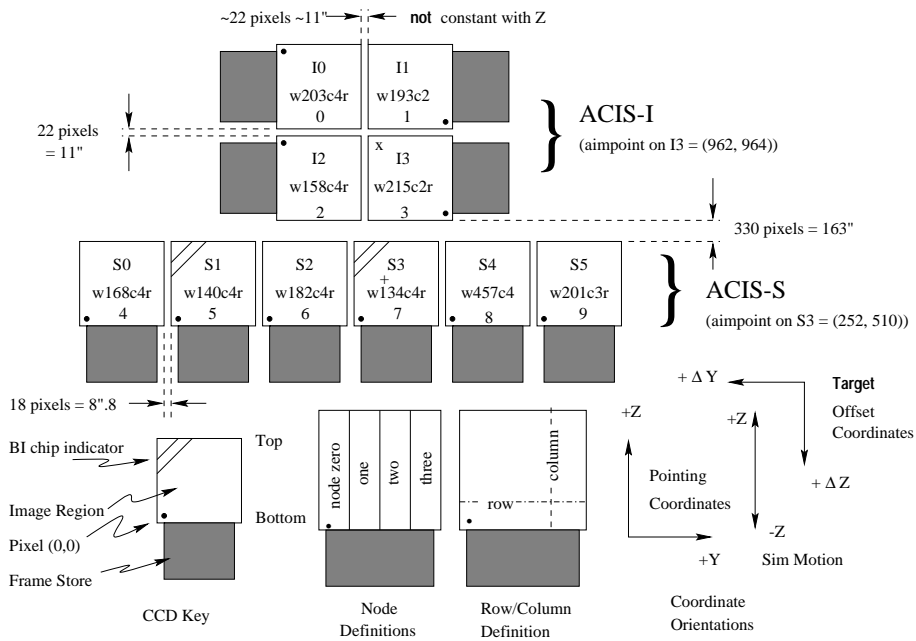


図 3.9: ACIS の CCD の模式図 (aimpoint は ACIS-S3 の “+” と ACIS-I3 “x” の位置)

CCD format	1024 × 1024 pixels
Pixel size	24 microns (0.492±0.0001 arcsec)
Array size	16.9×16.9 arcmin; ACIS-I 8.3×50.6 arcmin; ACIS-S
On-axis effective Area (frontside illumination)	110 cm ² 0.5keV 600 cm ² 1.5keV 40 cm ² 8.0keV
Quantum efficiency (frontside illumination)	> 80% (3.0–5.0 keV) > 30% (0.8–8.0 keV)
Quantum efficiency (backside illumination)	> 80% (0.8–6.5 keV) > 30% (0.3–3.0 keV)
Charge transfer inefficiency	FI: ~ 2 × 10 ⁻⁴ ; BI: ~ 1 × 10 ⁻⁵
System noise	< ~2 electrons (rms) per pixel
Max readout-rate per channel	~ 100 kpix/sec
Number of parallel signal channels	4 nodes per CCD
Pulse-height encoding	12 bits/pixel
Event threshold	FI:38 ADU (~ 140 eV) BI:20 ADU (~ 70 eV)
Split threshold	13 ADU
Max internal data-rate	6.4 Mbs (100kbs × 4 × 16)
Output data-rate	24 kbps
Minimum row readout time	2.8 ms
Nominal frame time	3.2 sec
Allowable frame time	0.3 to 10.0 s
Frame transfer time	41 μsec (per row)
Point-source sensitivity	4×10 ⁻¹⁵ ergs cm ⁻² s ⁻¹ (in 10 ⁴ sec,0.4-6.0 keV)
Detector operating temperature	-90 to -120 °C

表 3.2: ACIS の性能

3.3.2 位置分解能

ACIS の on-axis イメージにおける位置分解能は、HRMA の性能に依存せず、CCD のピクセルサイズによってのみ決まる。表 3.2 のとおり ACIS の位置分解能は ~ 0.492 arcsec ($24.0 \mu\text{m}$) である。ACIS-I3 または S3 の aimpoint に X 線が入射した時、 1.49keV では 4 ピクセル ($\sim 2.0\text{arcsec}$) 以内に、 6.4keV では 5 ピクセル ($\sim 2.5\text{arcsec}$) 以内に X 線の 90% が入る。

3.3.3 エネルギー分解能

CCD の中で X 線の光電吸収によって生じる電子-正孔対の数は入射 X 線のエネルギーに比例する。そのために電子-正孔対の数を測定できれば、入射 X 線のエネルギーがわかる。よってエネルギー分解能は電子-正孔対の数収集に伴う統計的ゆらぎと、読み出し回路や増幅器などの電子回路ノイズのゆらぎによって決定される。X 線のエネルギーを E 、光電吸収で生じた電子-正孔対の数を N_e とする。このとき、 E と N_e には以下の関係がある。

$$N_e = \frac{E}{\omega} \quad (\omega \sim 3.65 \text{ eV/e}^-)$$

式中の ω は 1 組の電子-正孔対を生成するのに必要なエネルギーである。上式より、電子-正孔対の生成数の統計ゆらぎは、

$$\sigma_N^2 = F \times N_e = F \times \frac{E}{\omega} \quad (F = 0.135; \text{Fano 因子})$$

となる。。Fano 因子は結晶構造により異なり、ACIS で用いられている Si の結晶では $F = 0.135$ となる。回路ノイズのゆらぎを σ_τ とすると、エネルギー分解能は、

$$\frac{\Delta E}{E} (FWHM) = 2.35 \times \sqrt{\sigma_\tau^2 + \sigma_N^2} \sim 2.35 \sqrt{\sigma_\tau^2 + \frac{FE}{\omega}}$$

となる。回路ノイズのゆらぎは σ_τ は、電子-正孔対の数の統計ゆらぎ σ_N に比べて非常に小さいので ($\sigma_\tau \ll \sigma_N$)、実際のエネルギー分解能は以下のように表される。

$$\frac{\Delta E}{E} \sim 2.35 \sqrt{\frac{0.499 \times 10^{-3} \text{keV}}{E}}$$

図 3.10 に FI 型と BI 型のエネルギー分解能を示す。BI 型のほうが FI 型に比べ幾分悪くなっている。Calibration の結果、ACIS では Fe 輝線 6.7keV において $\sim 2\%$ のエネルギー分解能を達成している。

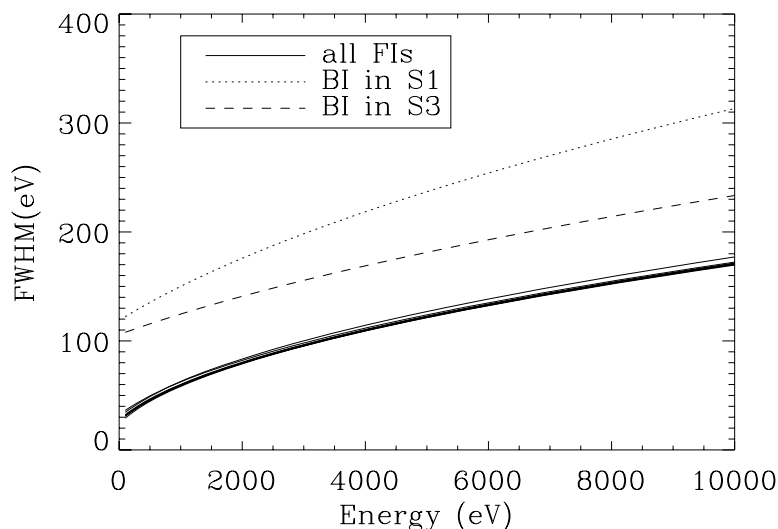


図 3.10: FI 型 CCD (実線) と BI 型 CCD (点線) のエネルギー分解能。

ところが、FI 型の CCD は打ち上げ後に分解能が著しく劣化した。その原因はほぼ 1 か月の間、ACIS を HRMA の焦点に置いたまま放射線帯を通過していたために、低エネルギー陽子 ($\sim 100\text{-}200\text{keV}$) が集められて入射したことによる CCD の損傷であった。その後は対策がとられ、放射線帯通過時は ACIS は HRMA の焦点から外されることになり、以後 ACIS に大きな損傷は生じていない。一方、BI 型 CCD においてはほとんど放射線損傷は見られなかった。本論文では BI 型の CCD (ACIS-S3) により取得したデータを用いている。

3.3.4 バックグラウンド

ACIS での観測においてバックグラウンドには X-ray background と non X-ray background がある。X-ray background は全天から一様に放射されている宇宙 X 線背景放射 (cosmic X-ray background; CXB) である。一方、non X-ray background は光子などの中性粒子間の相互作用によって生成されたものを含めた荷電粒子に由来するものや ACIS やその他の機器に内在している放射性同位体による放射によるものである。

The non X-ray background

ACIS において non X-ray background は、HRMA の前後両方にあるカバーを閉じることにより外部からの X 線を遮蔽して測定する。それによって、ACIS やその

周りの機器からの X 線バックグラウンドがわかる。実際行なわれた測定は、ACIS を -90°C で動作させ、FI 型のチップが放射線損傷によりエネルギー分解能が劣化する以前に行なわれた。その結果を図 3.11 に示す。この図は standard grade のイベントに対する FI 型と BI 型の CCD におけるバックグラウンドのスペクトルである。FI 型 CCD でのバックグラウンドは $\sim 2\text{--}9\text{ keV}$ でほぼ一定である。それに対して BI 型では、 $\sim 6\text{ keV}$ より高エネルギー側でカウントの上昇がある。また、 $\sim 0.5\text{ keV}$ 以下のカウントの上昇も BI 型チップのほうが顕著である。

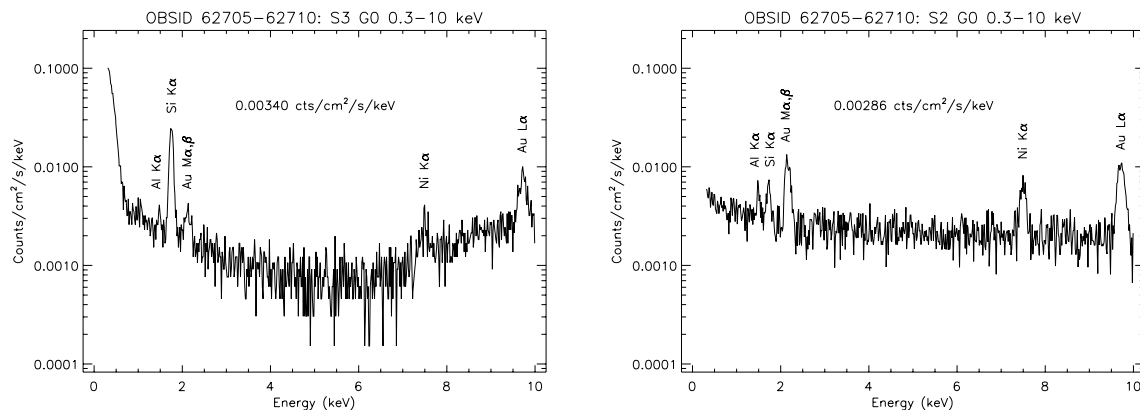


図 3.11: HRMA のカバーを閉じた状態での、BI 型の S3 チップ (左) と FI 型の S2 チップ (右) のバックグラウンド。

The total background

HRMA を開口し宇宙から X 線が入射するようにすると、non X-ray background に加えて、CXB と荷電粒子によるバックグラウンドも検出されるようになる。CXB は銀河系外の点源からの X 線放射の重ね合わせであると考えられており、長時間の観測 ($\sim 100\text{ ksec}$) を行なうことによりある程度点源に分解できる。しかし、広がった天体の観測時にはバックグラウンドとなる。一方、十分な運動量をもった荷電粒子は、荷電粒子を除去するための磁石でも曲げることができないため、焦点面に集められてしまいバックグラウンドになる。これらのバックグラウンドのスペクトルは視野内に明るい X 線源が存在しない領域の観測で取得できる。図 3.12 は得られた FI 型、BI 型 CCD による全バックグラウンドのスペクトルである。比較のために non X-ray background もプロットしてある。

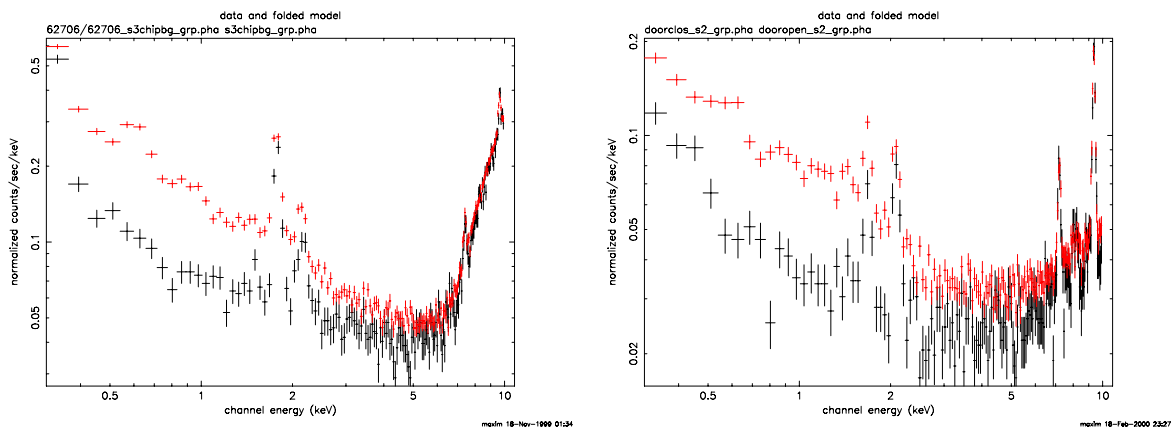


図 3.12: ACIS の BI 型の S3 チップ (左) と FI 型の S2 チップ (右) の全バックグラウンドと non X-ray background のスペクトル。

第4章 解析結果

4.1 解析対象の銀河団について

銀河団中心部のICMの空間分布の詳細をイメージより解析するには、十分な光子数を得る必要がある。そのため、近くてX線で比較的明るい銀河団を選んだ。また、ICMの状態に関する情報として銀河団温度があるが、この温度と密度ゆらぎの関係を調べるために温度3.7-10keVの広い範囲で選び、5つの銀河団の解析を行なった。また過去の観測によって知られている各銀河団の基本的性質を表4.1に、またこれらの銀河団の観測ログを表4.2に示す。

cluster name	z	kT (keV)	L_x (erg/s)	reference
A2199	0.0309	4.22 ± 0.06	2.5×10^{44}	1,2
Hydra A	0.0522	3.71 ± 0.14	3.3×10^{44}	1,2
A2029	0.0766	8.3 ± 0.2	1.97×10^{44}	1,3
A478	0.0882	6.40 ± 0.25	1.6×10^{45}	1,2
Ophiuchus	0.0280	10.0 ± 1.5	2.0×10^{45}	1,2

1:A.C.Edge et al. 1992; 2:H.Matsumoto et al. 1999;
3:S.Molendi et al. 1999;

表 4.1: 解析に用いた銀河団の基本的性質

cluster name	observation ID	R.A. (J2000)	Dec. (J2000)	observing date	exposure time (sec)
A2199	498	16:28:45	+39:33:10	1999-12-11	19165
Hydra A	576	09:18:06	-12:05:27	1999-10-30	24099
A2029	891	15:10:54	+05:45:50	2000-04-12	20067
A478	1669	04:13:26	+10:26:11	2001-01-27	42941
Ophiuchus	3200	17:12:26	-23:23:25	2002-10-21	51181

表 4.2: 解析に用いた銀河団の Chandra 観測ログ

4.2 イメージ解析

銀河団を輝度イメージを見ると、中心で明るく輝いていて、外側に向かって暗くなっていくように見える。Chandra 以前の衛星ではその分布は球対称と見られていたが、Chandra 衛星の観測によって多くの銀河団には輝度にむらがあり非対称な分布をしていることが明らかになった。

Chandra 衛星によって高空間分解能のイメージを取得できるようになったことから銀河団の中心付近の分布について精密な解析を行なえるようになった。本論文ではこの優れたイメージをもとに解析を行なった。解析手法は一般的な銀河団である A2199 を用いて確立を試みた。解析手順を簡単に述べる。まず X 線の輝度分布を調べた。次に soft(0.7-1.5keV), mid(1.5-3.0keV), hard(3.0-6.0keV) の 3 つのエネルギーバンドのイメージを作成した。そして 2 次元の高速フーリエ変換を行ない、X 線輝度の波数スペクトルを作成して調べた。ここではその手法と結果について述べる。

4.2.1 Fast Fourier Transformation (FFT)

フーリエ変換

フーリエ変換を行なうことにより、ゆらぎの波数スペクトルを知ることができる。フーリエ変換, 逆変換の式は、

$$F(k) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{-i2\pi kx} dx \quad (4.1)$$

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(k)e^{i2\pi kx} dk \quad (4.2)$$

である。実際のデータは離散量であるので実際には有限級数形式のフーリエ変換である離散フーリエ変換を行なう。

$$F_k = \sum_{n=0}^{N-1} f_n e^{-i\frac{2\pi kn}{N}} \quad (k = 0, 1, \dots, N-1) \quad (4.3)$$

$$f_n = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} F_k e^{i\frac{2\pi kn}{N}} \quad (n = 0, 1, \dots, N-1) \quad (4.4)$$

式 (2.10) より輝度は密度の 2 乗に比例するので輝度でのゆらぎが分かれば、密度ゆらぎの情報を得ることができる。

FFT

フーリエ変換をそのまま行なうと膨大な計算を行なうことになり、非常に時間がかかってしまう。そこでフーリエ変換を高速に行なうために考案されたアルゴリズムが高速フーリエ変換 (Fast Fourier Transformation; FFT) である。N 個の数値からなるデータをフーリエ変換するには N^2 回の計算が必要であったが、FFT ならば $N \log(N)$ 回の計算で済ませることができる。これは 512×512 ピクセルのイメージを FFT するとき本来の約 0.5% の時間で計算できることを意味する。

4.2.2 X 線輝度分布の波数スペクトル

今回解析を行なうにあたって 2 次元の FITS 形式のイメージを読み込んで FFT をおこない 2 次元の波数空間のイメージを出力するプログラムを作成した。この波数空間のイメージの半径分布をとることによりゆらぎのスペクトルを作った。このとき、入力する輝度のイメージにおいて 2 以下のカウントのピクセルがあまりに多い場合、ポアソンゆらぎが大きくなって本来知りたいゆらぎが見えなくなるのでビンニングを行ない各ピクセルがある程度の値をもつようにした。今回は 512×512 ピクセル ($\sim 256 \times 256 \text{ arcsec}^2$) のイメージに対して 8 ビンまとめをおこない 64×64 ピクセルのイメージに変換して行なった。図 4.1 は A2199 の X 線輝度イメージを 3 エネルギーバンドに分けて、8 ビンまとめしたイメージである。そのピクセルの値の分布が図 4.2 である。soft, mid, hard それぞれのバンドで大体 8, 5, 3 カウントのピクセルが多く、ポアソンゆらぎは soft で $\frac{1}{\sqrt{8}}$, mid で $\frac{1}{\sqrt{5}}$, hard 成分で $\frac{1}{\sqrt{3}}$ に抑える事ができている。これを FFT した作ったイメージが図 4.3 であり、これを半径方向 $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ の分布をとって波数スペクトルにしたものが図 4.4 である。

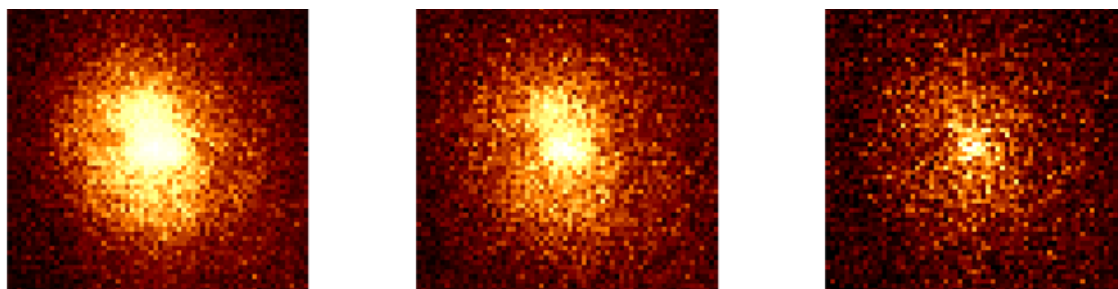


図 4.1: 8 ビンまとめ後の A2199 の X 線イメージ。左から 0.7-1.5keV、1.5-3.0keV、3.0-6.0keV。1 辺は 256 秒であり、 64×64 ピクセルである。

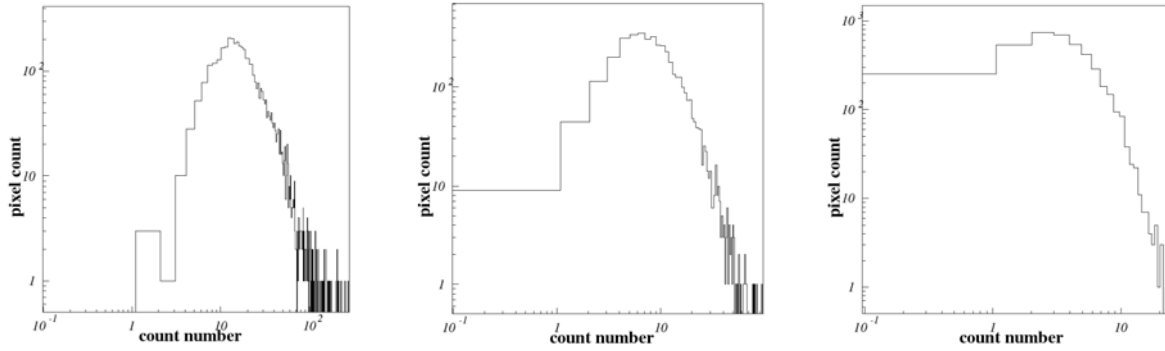


図 4.2: A2199 の 8 ビンまとめ後の 1 ピクセルのカウン트의分布。左から 0.7-1.5keV, 1.5-3.0keV, 3.0-6.0keV。横軸がピクセル値。縦軸がピクセルの数

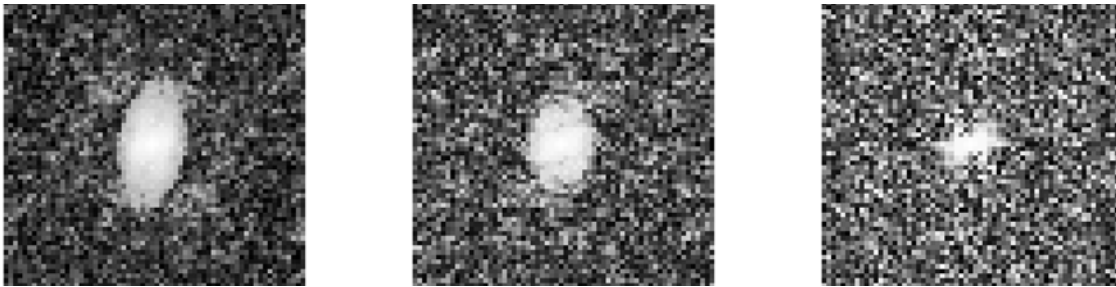


図 4.3: A2199 の FFT 後のイメージ。波数空間の 2 次元イメージになっている。フーリエ変換の特性で分布は対称性がある。左から 0.7-1.5keV, 1.5-3.0keV, 3.0-6.0keV。

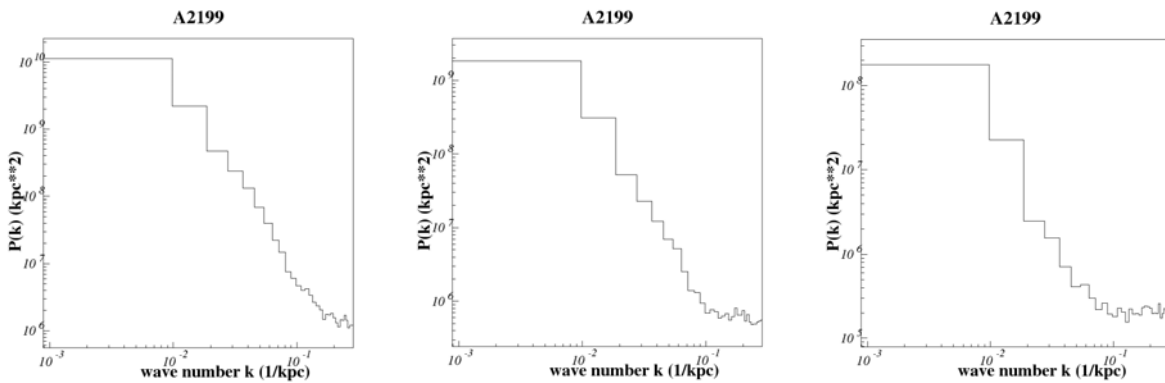


図 4.4: A2199 の X 線輝度分布の波数スペクトル。左から 0.7-1.5keV, 1.5-3.0keV, 3.0-6.0keV。

4.3 Simulation

実際のデータの中からゆらぎの情報を得るには、既に特性が分かったゆらぎモデルと比較する方法がある。ゆらぎモデルを仮定して、それを用いて計算でゆらぎのスペクトルは予想することができるがポアソンゆらぎやバックグラウンド、exposure map の効果を取り入れるのは困難である。そこで、本論文では、シミュレーションによって特性の決まったゆらぎを含む銀河団を再現し観測と同様の条件を取り入れ、実データと同じように解析して結果を比較することにした。

4.3.1 Exposure Map によるイメージの補正、Background の考慮

Chandra 衛星の ACIS の同じ CCD チップ内であっても入射場所や入射エネルギーによって検出効率が異なってくる。そのため有効面積に量子効率をかけた exposure map を使って各ピクセルのカウント数を補正しなければならない。exposure map は CIAO2.3 パッケージのソフトウェアを用いて作成する。exposure map は実際のエネルギー分布に合わせたものを作り使用した。図 4.5 はシミュレーションで用いた ACIS-S3 に soft バンド 0.7-1.5keV の X 線が入射した時の exposure map の全体イメージである。この exposure map の解析部分を抜き出し 8 ビンまとめしたものを FFT した時のスペクトルは図 4.6 のようになった。このように exposure map で補正しないと図 4.6 ようなスペクトルをゆらぎと間違えてしまう。

また、バックグラウンドを考慮する必要がある。具体的な方法は、バックグラウンドのデータを、解析しているイメージと同じ大きさ、同じ領域で抜き出し、同じピン数でピンまとめをしてバックグラウンドのイメージを作成し、これを輝度分布のイメージに加えることを行なった。図 4.7 は A2199soft バンドのバックグラウンドのイメージである。これも exposure map と同様に解析領域を取り出し 8 ビンまとめして FFT したところ、図 4.8 のようになった。バックグラウンドはフラットな分布なので、FFT すると δ 関数のようになっている。この成分もゆらぎと間違えるのでバックグラウンドを考慮しなければいけない。

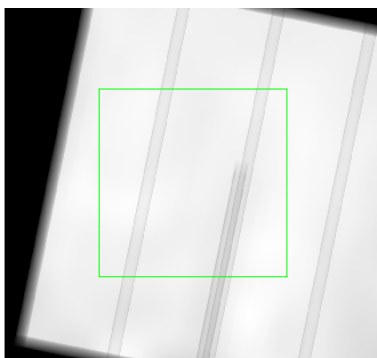


図 4.5: A2199 の soft バンド 0.7-1.5keV での exposure map。囲みが解析範囲。

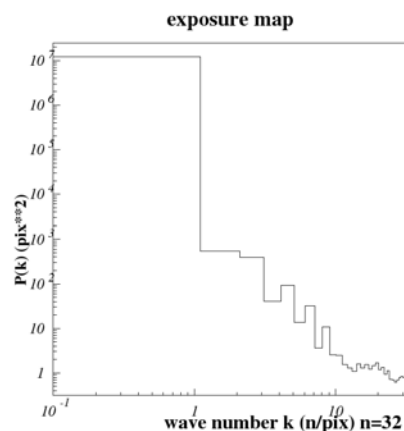


図 4.6: 左図の exposure map の解析領域を FFT した時のスペクトル。

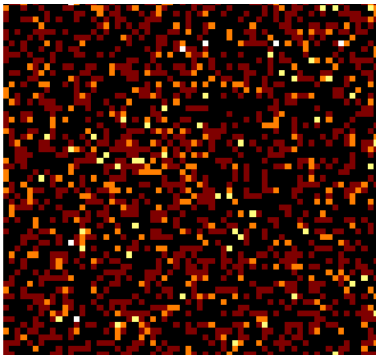


図 4.7: A2199 の soft バンド 0.7-1.5keV で
の解析領域のバックグラウンド

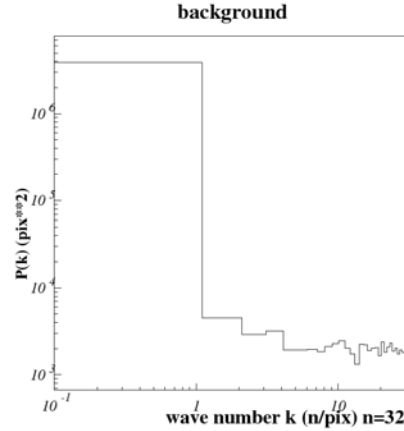


図 4.8: 左図のバックグラウンドを FFT
した時のスペクトル。

4.3.2 モデルによる銀河団の平均的な放射分布のシミュレーション

モデルによって銀河団の輝度分布のシミュレーションを試みた。そのために必要なパラメータは実際のイメージの輝度分布をモデルでフィッティングし導出した。

まず、観測データからバックグラウンドを差し引いたものを exposure map で ACIS の CCD チップ上の位置による検出感度の違いを補正して輝度分布を作成した。cD 銀河の位置を中心にとり、0.5-9.0keV のエネルギーバンドのデータを用いた。このようにして作成した銀河団のデータから得た輝度分布に対してモデルフィットを行なった。モデルは式 (2.10) にあるように、コア半径 r_c と、そして normalization が free パラメーターであり、normalization から中心の数密度を求めることができる。A2199 での輝度分布のフィッティングの結果を図 4.9 に示す。各銀河団の各パラメータの値は表 4.3 のようになった。この r_c とより式 2.10, 式 2.2 から 3 次元の半径輝度分布関数が得られる。これに r^2 をかけたものを確率分布関数とし、この確率分布に従う乱数を振る事で半径位置を定め、別の乱数を振って θ, ϕ の各角度を決めた。そしてそれを 2 次元方向に投影して実際の観測データのようにする。これらは C 言語のプログラムを作成し行なっている。乱数を振るための関数に rand 関数があり、これを用いた。rand 関数は指定した最大値までの間で疑似乱数整数を返す関数であり、乱数の種を入力する事で異なった乱数を振る事ができる。シミュレーションでは乱数の種に現在時を入力する事により毎回異なった乱数を振るようにしている。

こうしてシミュレーションのイメージを作成し、実際のデータの輝度分布と比較して正しく再現できているかを確認した。総カウント数は 3% 以内の誤差で再現した。ところが、図 4.10 のように、モデルでは完全に輝度分布を再現する事ができなかった。中心で大きくずれているが、これはモデルのフィッティングで中心の超過を再現できなかったためである。また外側の分布も実際のものより低くなってしまった。これらのズレがゆらぎと区別できなくなることは避けたいので、別の手法をとることにした。

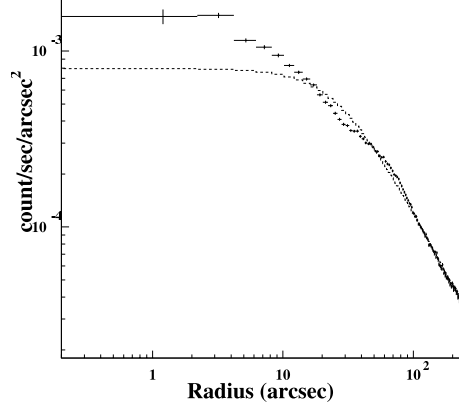


図 4.9: A2199 の表面輝度分布。‘+’ が観測データ、破線がモデルである。

	<i>normalization</i> (count/s/arcsec ²)	r_c (arcsec)	β
A2199	0.739E-03±0.985E-05	26.25±0.503	0.40±0.001
A478	0.121E-02±0.104E-04	23.37±0.212	0.51±0.001
A2029	0.159E-02±0.150E-04	23.69±0.244	0.49±0.001
Hydra A	0.177E-02±0.228E-04	12.35±0.162	0.44±0.001
Ophiuchus	0.943E-02±0.103E-02	0.1213±0.213E-01	0.27±0.2E-03

表 4.3: β モデルのフィットパラメータ

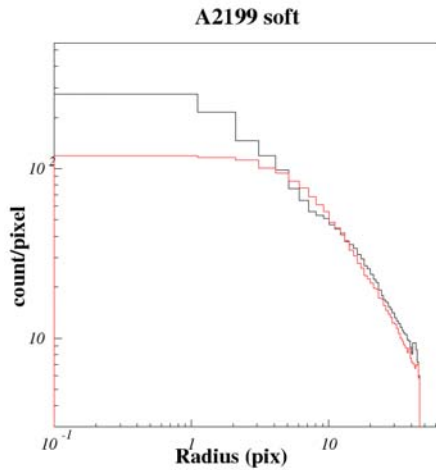


図 4.10: A2199soft バンドでのモデルによるシミュレーションと実際のデータの輝度分布の比較。赤がシミュレーション。黒が実際のデータ

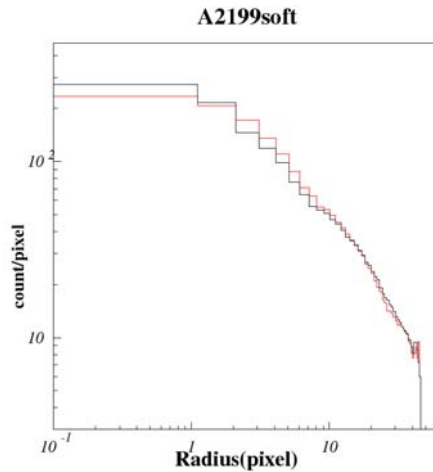


図 4.11: A2199soft バンドでの de-projection によるシミュレーションと実際のデータの輝度分布の比較。色は左図と同様。

4.3.3 deprojection による輝度分布を用いたシミュレーション

モデルによる輝度分布ではうまくいかなかったので、ここでは実際のデータの輝度の半径分布から deprojection という手法で銀河団の3次元半径輝度分布を求めた。銀河団は3次元の広がりをもっているが実際の観測データは2次元の情報であり、視線方向に積分されて投影 (projection) されたデータを見ていた。ここで球対称を仮定すれば3次元でどの半径の部分が投影された時にどの2次元の半径になるのか予測できる。詳しくは、appendix で述べるが、この方法ではモデルなどによらずにX線の3次元輝度分布を求めることができ、先節で述べたようなデータとモデルの違いといった問題はなくなると思われる。

シミュレーションでは、まず deprojection の結果から得た銀河団の平均3次元放射分布関数を作り、それを確率分布とする乱数を振って3次元の各ピクセルにカウントを加えてゆき、それを2次元に投影することで銀河団を作った。前と同じように完全に輝度分布が再現できているかを確認した。図4.11は前と同様A2199のsoftバンドでの実際のデータとシミュレーションの比較である。多少のずれはあるもののモデルによるものより大きく改善された。よって再現できているとして、この deprojection による輝度分布を用いたシミュレーションを使って解析を進めていくことにした。

図4.12はA2199のシミュレーションのイメージである。このイメージにはポアソンゆらぎ以外のゆらぎは含まれていないので、A2199のシミュレーションにおいて総カウントを1桁ごとに変えたイメージをFFTすることにより波数スペクトルに対するポアソンゆらぎの効果の大きさを調べた。その結果、スペクトルに生じた変化は図4.13の通りである。波数の大きいところで横ばいになっているが、カウント数が少ない時はそれが支配的になっている。つまりこれがポアソンゆらぎによるスペクトルであることが分かる。ポアソンゆらぎはカウントがまばらなところでたくさん発生して細かいゆらぎを作り出していることが考えられる。この図からはイメージ解析においてポアソンゆらぎの効果が無視できないほど大きいことがいえる。

実際のデータはバックグラウンドやACISのexposure mapの効果を含んでいる。それでその分をシミュレーションに加えなければならない。hard,mid,softの各エネルギーバンドでのexposure mapを作成し、各バンドのexposure mapの最高値 t_{max} でその各ピクセルの値を割ることでイメージ上の検出効率を求め、それをシミュレーション銀河団のイメージに掛けあわせた。その後、バックグラウンドのイメージを足しあわせた。つまり、各ピクセルで銀河団のシミュレーションの値を c_i 、バックグラウンドの値を b_i 、exposure mapの値を t_i とすると、補正後の各ピクセルの値は、 $c_i \frac{t_i}{t_{max}} + b_i$ となる。これによってゆらぎを含まない銀河団のシミュレーションは完成した。

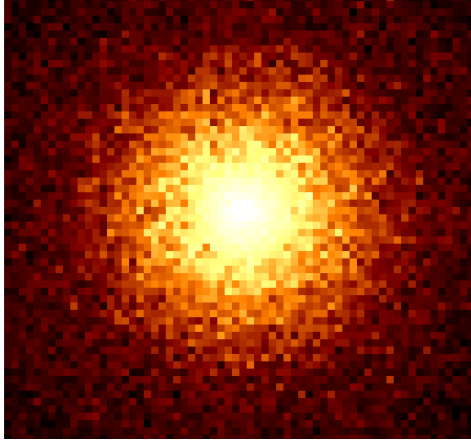


図 4.12: A2199 のsoft バンドの輝度分布のシミュレーションのイメージ。

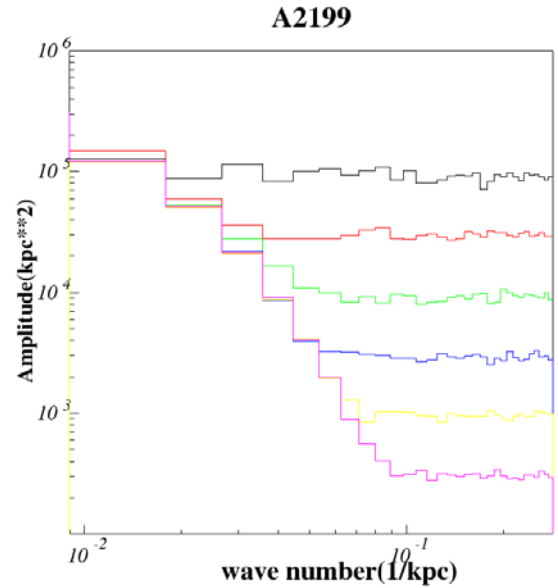


図 4.13: シミュレーションによる総カウント数に対するポアソンゆらぎの効果の比較。カウント数は上から黒:10², 赤:10³, 緑:10⁴, 青:10⁵, 黄:10⁶, 紫:10⁷。

ゆらぎの発生

ここまでは、ゆらぎを含まないほぼ理想的な銀河団の輝度分布をシミュレートしてきた。そこで次に、実際の銀河団にゆらぎが存在することを確認し、そのゆらぎがどのようなものであるかを知るために、ゆらぎを含む銀河団のシミュレーションを行なった。ここでは3次元のゆらぎは波数 $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}$ に対してよく用いられる $f(k) \propto k^{-\alpha}$ の形を仮定した。このゆらぎは実空間では各ピクセル (x, y, z) に対して以下の式で表される。

$$\delta(x, y, z) = \sum_i^N \sum_j^N \sum_k^N k_{ijk}^{-\alpha} \sin \left(\left(\frac{2\pi}{N} k_i x + \delta_i \right) + \left(\frac{2\pi}{N} k_j y + \delta_j \right) + \left(\frac{2\pi}{N} k_k z + \delta_k \right) \right) \quad (4.5)$$

ここで、 $k_i = i - \frac{2}{N}$ ($i = 0, 1, \dots, N$)、 $k_{ijk} = \sqrt{k_i^2 + k_j^2 + k_k^2}$ である。また、 $\delta_i, \delta_j, \delta_k$ は各波数成分 k_i, k_j, k_k に対する位相である。この3つの位相は各 i, j, k ごとに乱数を用いて $0 \sim 2\pi$ でランダムに選んだ。こうして発生させた3次元のゆらぎ $\delta(x, y, z)$ を先に作った3次元の放射分布 $B(x, y, z)$ に加えて、3次元の銀河団輝度分布関数 $C(x, y, z)$

を作る。具体的には $\delta(x,y,z)$ の最大値を δ_{max} とすると、

$$C(x, y, z) = \left(A \frac{\delta(x, y, z)}{\delta_{max}} + 1 \right) \times B(x, y, z) \quad (4.6)$$

として、A を用いて銀河団の分布の何パーセントの大きさのゆらぎを持つかを設定できるようにした。次に、上で作った3次元輝度分布を確率分布とし、それによって乱数をふって3次元位置を選びカウントをとってゆらぎの3次元分布とした。これを2次元に投影してゆらぎを含んだ銀河団をシミュレートした。さらに exposure map を考慮し、バックグラウンドを加えて実際のデータと条件をそろえた。

ゆらぎの効果を知るために、ゆらぎを含むシミュレーションをゆらぎの大きさ A を変えて幾つか作成し、そのイメージを FFT して X 線放射分布の波数スペクトルを作って比較した。その結果が図 4.14 である。ゆらぎの大きさが変わっているはずであるが、その効果が見えていない。これは、大半を占めるモデルのスペクトル成分によってゆらぎの成分が埋もれてしまっているためであると考えられる。

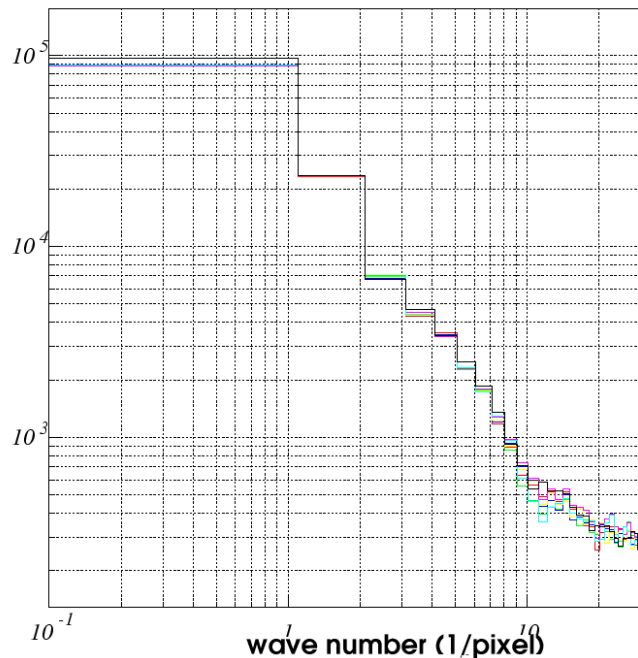


図 4.14: 輝度分布のイメージをそのまま FFT する方法でゆらぎの大きさを変えた時のスペクトルの違い。ゆらぎの大きさの比は赤:3, 緑:5, 青:7, 黄:8.2, 紫:8.5, 水色:9 である。大きな差は見えていない。

4.3.4 ゆらぎのみを取り出したスペクトル解析

輝度のイメージをそのままFFTしたのでは、スペクトルをシミュレーションのものと比較した時にゆらぎの効果がよく見えないことが分かった。それで手法を少し変え、ゆらぎだけを取り出してFFTすることにした。

ゆらぎだけを取り出したいのだが、§4.3.2でも述べたようにポアソンゆらぎの効果が大きく無視できない。とはいえビンまとめをすると細かいスケールのゆらぎ自体が消えかねない。それでなるべくビンまとめをせず、かつポアソンゆらぎをできるだけ小さくするため、十分なカウントが得られる銀河団中心部の大きさ約1分角×1分角という狭い領域を解析した。

Chandra衛星のACISのイメージは1ピクセルが0.5秒角なので128×128ピクセルのイメージを使った。つまり64×64arcsec²の領域である。まず3つのエネルギーバンド、soft(0.7-1.5keV),mid(1.5-3.0keV),hard(3.0-6.0keV)でのイメージを2ビンまとめをして作る。2ビンまとめであればsoft,midバンドでは比較的十分なカウントが得られ、ゆらぎも消える心配もない。しかし、hardバンドは2ビンまとめでもカウントが小さく0カウントのピクセルが優位になってしまった。それでhardは4ビンまとめで解析を行なうことにした。これらのイメージで銀河団中心からの半径 r_i での平均カウント $n_{(r_i)}$ を求め、各ピクセルでのカウント n_{ij} について

$$\frac{n_{ij} - n_{(r_i)}}{n_{(r_i)}}$$

を計算してゆらぎとした。図4.15は取り出されたゆらぎのイメージである。このゆらぎを先と同様にFFTしてゆらぎのスペクトルを作成した。各銀河団のスペクトルは図4.16の通りである。まず、ゆらぎのイメージについてはsoftバンドでは各銀河団で大きなゆらぎがはっきりと見られる。しかし、hardバンドではイメージからゆらぎがある事を確認する事は難しい。これは総カウント数自体が少なく分布がまばらであるために見えていないと思われる。ゆらぎのスペクトルについてはsoftでは低波数側において傾きをもった分布が見られ、高波数側にいくほど平坦な分布になっている。また、softバンドよりhardのほうが平坦な分布をしている事が分かる。それでこの平坦な成分がポアソンゆらぎの成分であり、低波数側に解析したいゆらぎの成分が見えていると思われる。それを確かめるために、また見えてきたゆらぎの特性を知るためにもシミュレーションを行ない比較、考察を行なった。

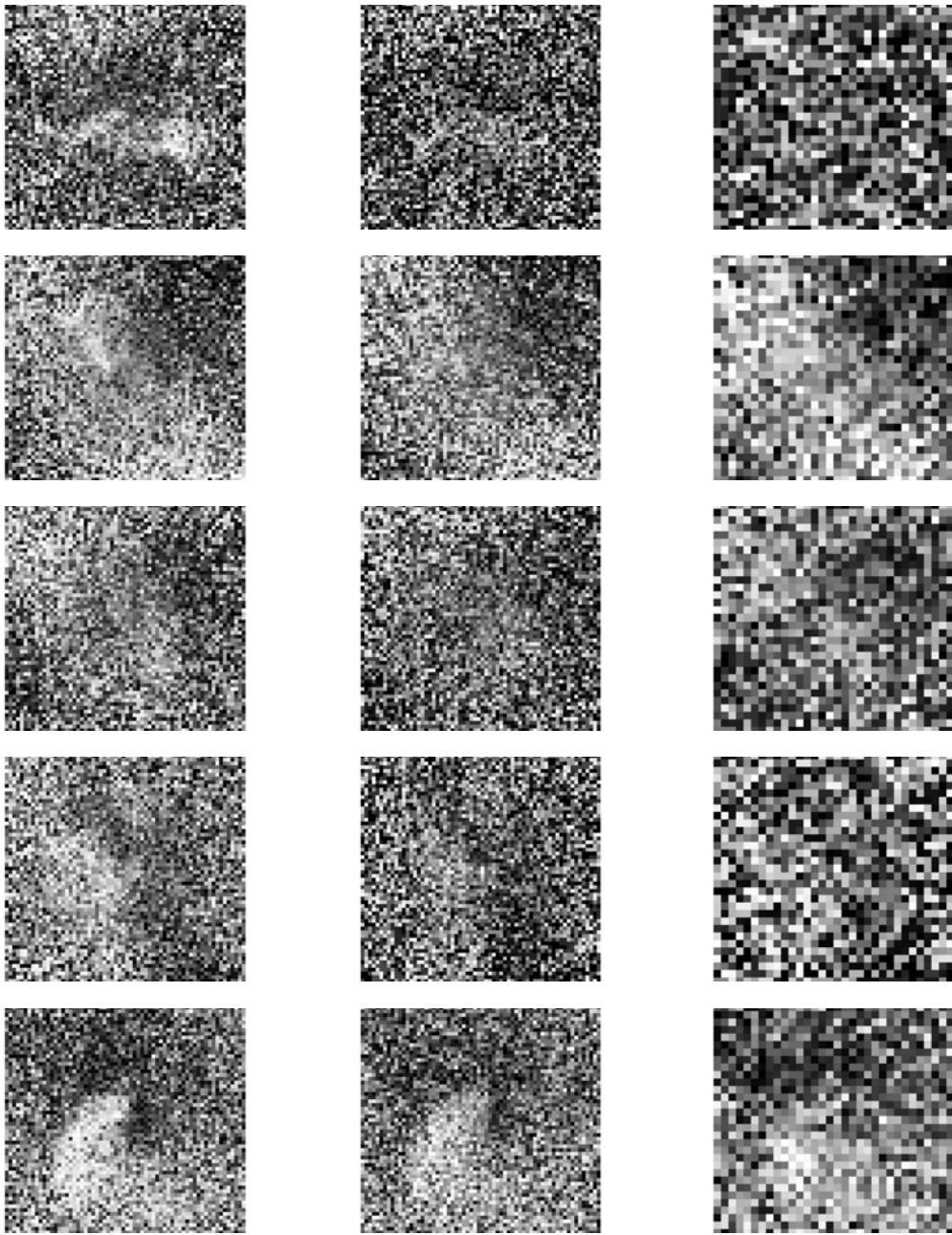
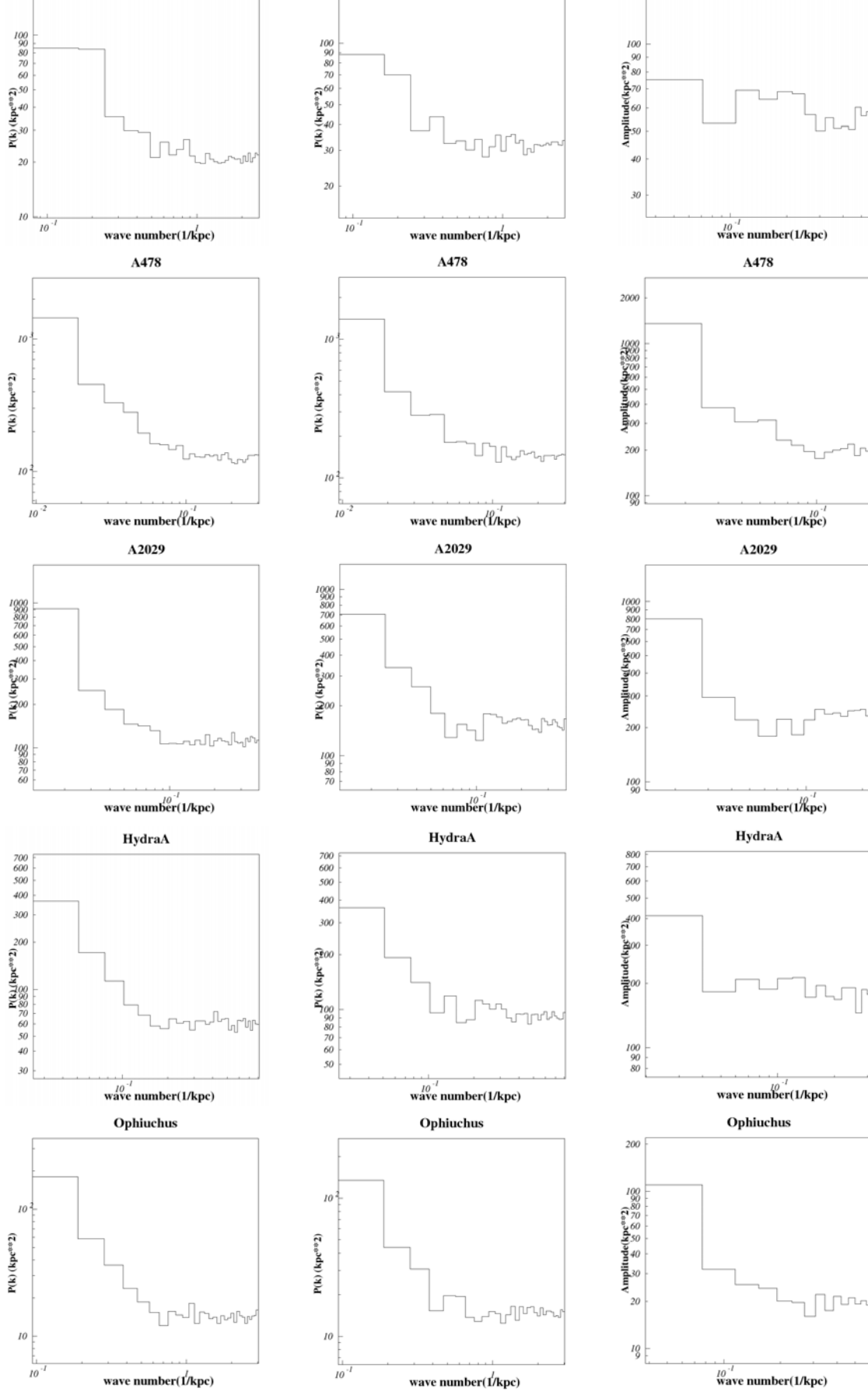


図 4.15: 各銀河団から取り出したゆらぎのイメージ。左から 0.7-1.5keV,1.5-3.0keV,3.0-6.0keV である。上から A2199,A478,A2029,Hydra A,Ophiuchus である。3.0-6.0keV では4ビンまとめて32×32ピクセルになっている。1辺が64arcsecである。



35
 図 4.16: 各銀河団のゆらぎのスペクトル。

実際のデータが銀河団中心部の $64 \times 64 \text{arcsec}^2$ の領域の 2 ビンもしくは 4 ビンまともに変わったのでそのイメージの輝度分布を deprojection して作成し、4.3.3 と同様にゆらぎも含めた銀河団 2 次元放射分布を作り、そこからデータで行なったのと同じようにゆらぎをとりだした。その結果、A2199 の soft でスペクトルは図 4.17 のようになった。ゆらぎの 2 つのパラメータはゆらぎを特徴付ける式 4.5 の α と、ゆらぎの大きさを示す式 4.6 の A の値であるが、図 4.17 ではそれぞれ $\alpha=1.9, A=1.6$ である。ここでは同じ A, α に対して異なる乱数でシミュレーションを行ない、同じパラメータの時の乱数の振り方による誤差を調べた。スペクトルに誤差が生じるのは、乱数が変わるとゆらぎの形が変わり、銀河団の形も微妙に変わってくるためである。見た通り誤差はかなり大きいといえる。また、ゆらぎを含まない時 ($A=0$) は図 4.18 の通りである。これも同じパラメータで 3 つのスペクトルをプロットした。ゆらぎがある図 4.17 と比較するとは波数の小さい成分の値が小さくなっている。左図では、ここにゆらぎの成分が現れていることが分かる。

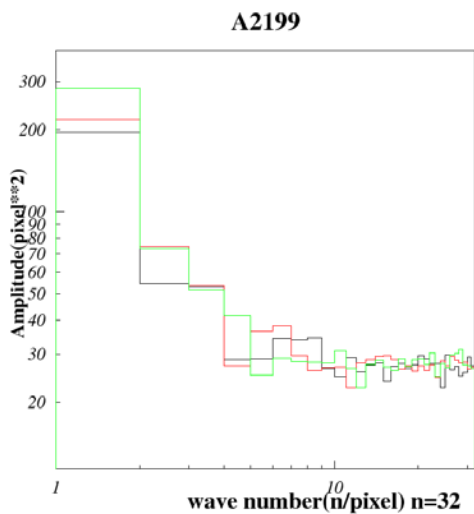


図 4.17: A2199 の soft バンドでのゆらぎのシミュレーションで $\alpha=1.9; A=1.6$ のときのスペクトル。同じパラメータでの 3 回のシミュレーションの結果。誤差が大きいことが分かる。

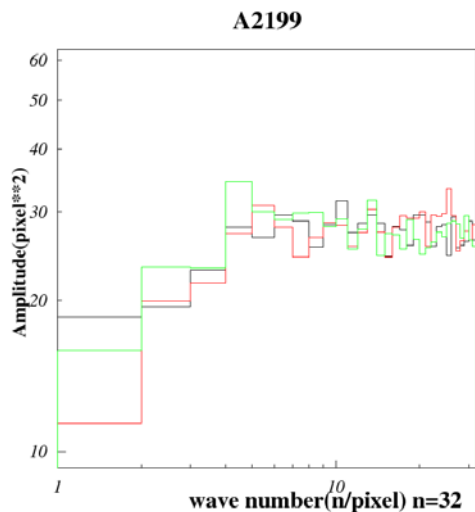


図 4.18: A2199 の soft バンドでのシミュレーションでゆらぎを含まないときのスペクトル。

4.3.5 実データとの比較

シミュレーションの結果と実際のデータとの比較を行なった。データと最も合う α, A の求め方を述べる。64×64 ピクセルのシミュレーションは結果が出るまでに2時間以上かかってしまうため、まず数分間で結果が出せる 32×32 ピクセルのイメージのシミュレーションを行った。 α の値を大まかに 1, 2, 3 と変えて実際のスペクトルに近い波形を目で見探し、その後 A の値を変えてスペクトルの波高をあわせ、それからまた α の値を小刻みに調整し、それに併せて A の値も調節した。 A の値が大きくなってくると輝度分布に大きく影響してくるのでそのズレが大きくなるような値を同時に探した。実データに近い結果が出たなら、乱数を振り方による誤差を考慮して最低3回は同じパラメータでシミュレートし、どれも実データに近い結果が出た場合に、その時のパラメータをベストフィットパラメータと仮定して、2ピンまとめの 64×64 ピクセルのシミュレーションを行なった。これも3回行ない実データと近い結果かを確認し、もし大きくずれていたならパラメータを調節して再びシミュレーションを行ない、比較した。このようにして最も合う α, A を決めていった。結果を表 4.4 に示す。

図 4.21、4.22 は輝度分布のイメージである。向きを考えなければ実際のイメージとかなり近い分布を再現できているといえる。そして半径輝度分布は図 4.23 のようになった。中心では大きくずれているものがある。その原因が幾つか考えらる。まず温度を一定と仮定して3つのエネルギーバンドで同じ deprojection のデータを用いている。しかし、ここで温度分布があるとエネルギーバンドごとに輝度分布が異なる。解析を行なった銀河団は Cooling flow 銀河団であり、中心ほど温度が低い。その影響が出ている。エネルギーバンドごとに deprojection を行なう必要があったといえる。さらに、ゆらぎの大きさが $A \sim 2$ となっているが、これはもとの輝度の最大2倍もゆらぐことを意味しており、中心ではピクセル数が少ないためにこのゆらぎが見えやすくなっていることも輝度分布が中心であっていない原因のひとつである。

次にゆらぎのスペクトルについて比較する。実際のデータとのスペクトルの比較は図 4.24 である。これから分かる通り、完全な一致を得ることはできなかった。hard バンドではカウント数が少ないためやはりポアソンゆらぎが優勢となってしまうので、ゆらぎがあるということしか議論できないと思われる。Ophiuchus の soft バンドで最も良い一致を得た。逆に最もズレが大きく、シミュレーションで適当な値が見つからなかったのは A2199 であった。各銀河団のシミュレーションでのゆらぎのパラメータは似たような値となった。soft バンドで $\alpha=1.6-2.55; A=1.85-1.9$ 、mid バンドでは $\alpha=1.5-2.48; A=0.96-1.7$ 、hard バンドでは $\alpha=1.7-2.7; A=0.26-0.5$ であった。

α と A のエラーについて考える。シミュレーションの回数を重ねることができなかったため目視によって大体のものを定めた。 A を固定して α を幾つかの値に変えてシミュレーションをし、スペクトルを重ねて大体どの値までなら許容範囲である

かを見た。それに用いたスペクトルが図 4.19 である。また、 α を固定して A の値も同様にしてエラーを調べた。それに用いたスペクトルが図 4.20 である。hard バンドについてはポアソンゆらぎが大きいのでエラーは議論しなかった。A2029 は誤差の範囲ではあるものの全体的に α が他より大きく A の値が小さくなっている。hard バンドではカウント数が少ないために α の効果よりも A のほうがスペクトルに影響しているようである。

cluster	0.7-1.5keV		1.5-3.0keV		3.0-6.0keV	
name	α	A	α	A	α	A
A2199	1.6 ± 1.0	1.92 ± 1.0	1.5 ± 1.0	0.96 ± 1.0	2.6	0.26
A478	1.7 ± 0.5	1.9 ± 0.5	1.7 ± 0.5	1.7 ± 0.5	1.7	1.5
A2029	2.55 ± 0.5	1.0 ± 0.5	2.48 ± 0.5	0.9 ± 0.5	2.48	0.5
Hydra A	1.79 ± 0.5	1.9 ± 1.0	1.5 ± 0.5	1.765 ± 0.5	2.47	0.488
Ophiuchus	1.8 ± 0.5	1.85 ± 0.5	1.77 ± 0.5	1.72 ± 0.5	2.4	0.35

表 4.4: 実際のデータと最もよく合うシミュレーションのゆらぎのパラメータ

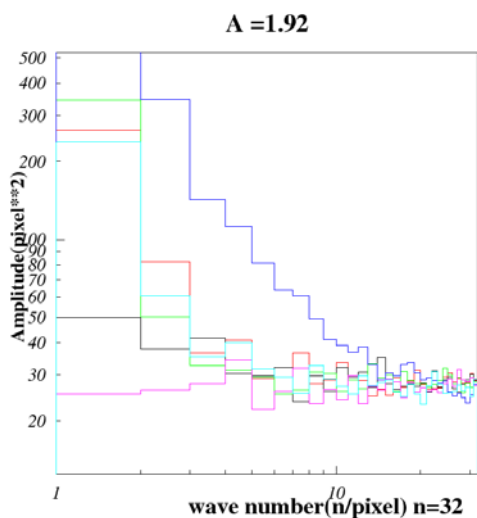


図 4.19: エラーのための比較のスペクトル。A は 1.92 で固定。 α の値は上から青:5, 緑:3, 赤:2, 水:1.5, 黒:1, 紫:0.1 である。

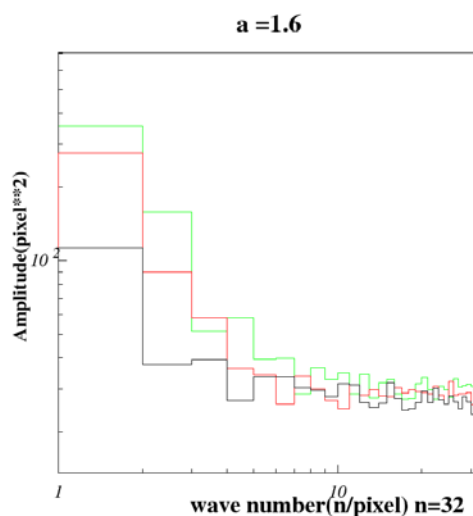


図 4.20: エラーのための比較のスペクトル。 $\alpha=1.6$ で固定。 α の値は上から緑:3, 赤:2, 黒:1 である。

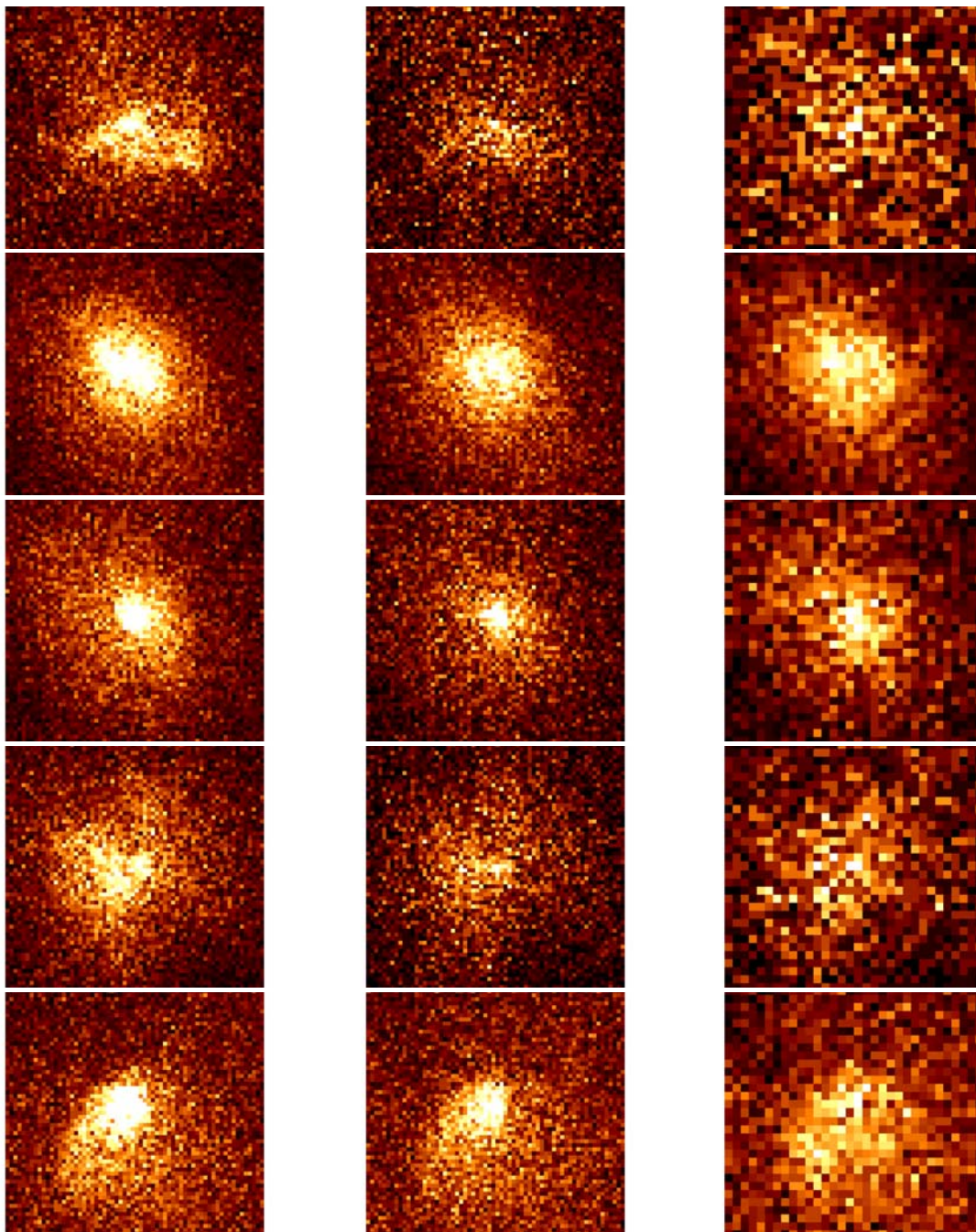


図 4.21: 実際のデータの輝度分布のイメージ。左から 0.7-1.5keV,1.5-3.0keV,3.0-6.0keV である。上から A2199,A478,A2029,HydraA,Ophiuchus である。

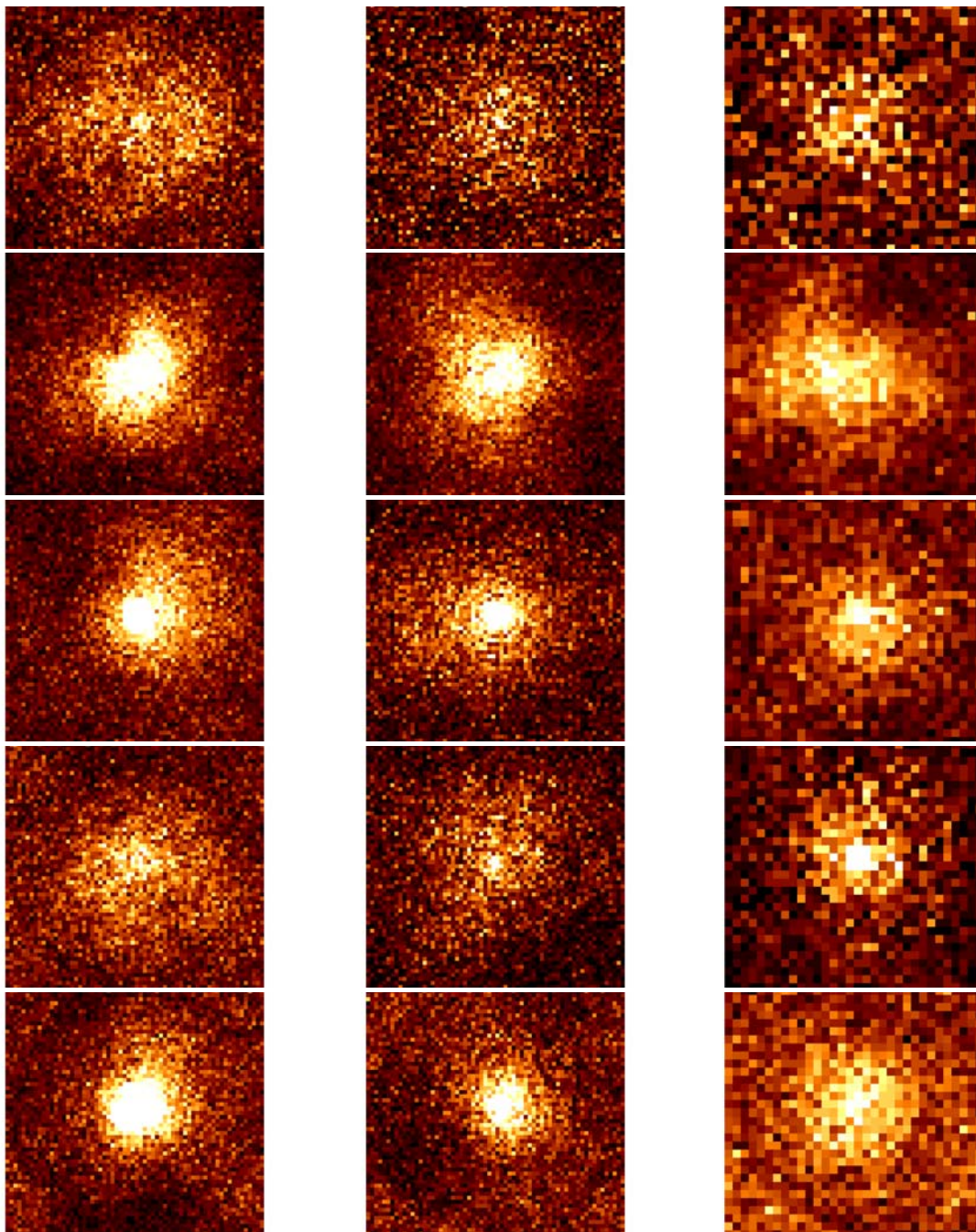


図 4.22: シミュレーションの輝度分布のイメージ。左から 0.7-1.5keV,1.5-3.0keV,3.0-6.0keV である。上から A2199,A478,A2029,HydraA,Ophiuchus である。

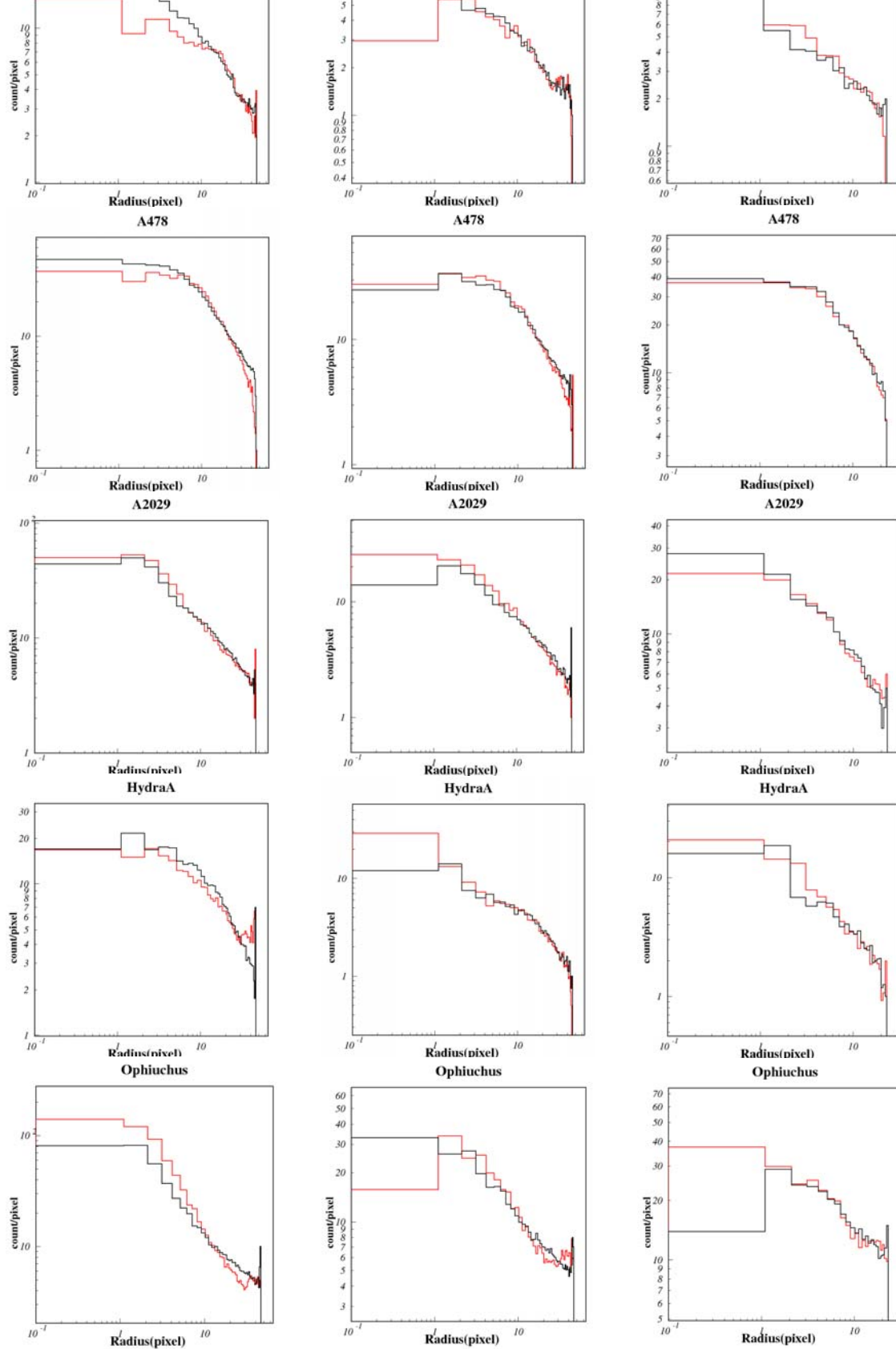


図 4.23: シミュレーション (赤) と実際のデータ (黒) の輝度分布。左から 0.7-1.5keV, 1.5-3.0keV, 3.0-6.0keV である。

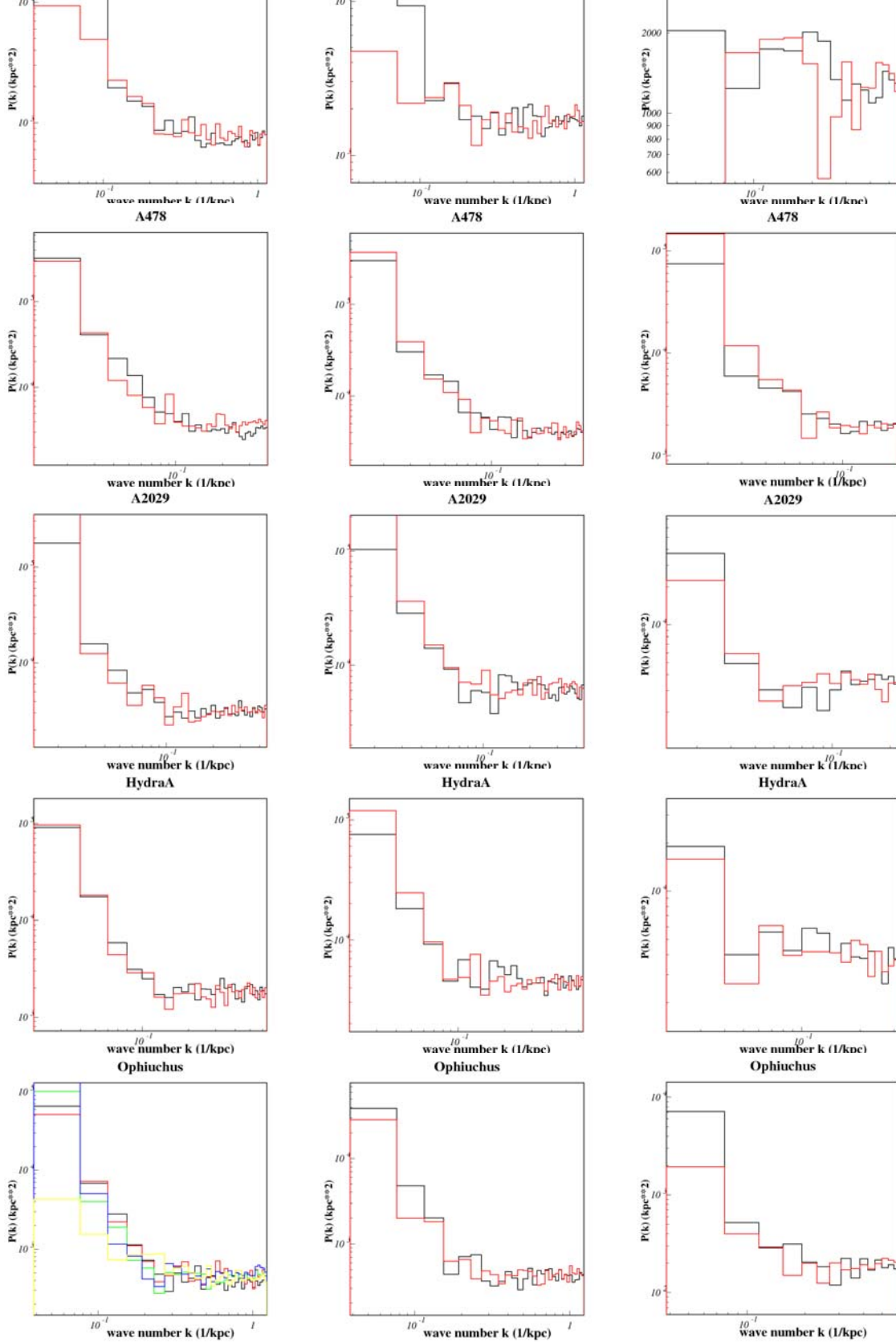


図 4.24: シミュレーション (赤) と実際のデータ (黒) のゆらぎのスペクトル。左から 0.7-1.5keV, 1.5-3.0keV, 3.0-6.0keV である。Ophiuchus の soft は誤差を示すため α の値を変えたものもプロットしてある。黄:1、緑:2、青:3 である。

4.4 圧力ゆらぎ

銀河団 A2199 ではイメージにスムージングを施し、大まかな圧力ゆらぎについても調べた。圧力分布を作るには式 (2.4) から分かるように温度分布と密度分布が必要である。それで温度分布、密度分布、圧力分布と順々に作成していった。その中でスムージングは「csmooth」という CIAO3.1 の tool を用いて行なった。この節においてイメージとはスムージングを行なったものを指すものとする。

温度分布はまず、エネルギーバンドを soft 成分 (0.5-2.0keV) と hard 成分 (2.0-6.0keV) でイメージを作りそれぞれ対応するピクセル同士でカウントの比をとった。それが図 4.26 である。銀河団中心付近では soft 成分が多いことがよくわかる。次に温度 (0.5-10.0keV) の熱制動放射のスペクトル分布を Chandra で観測した時に得られる soft 側 (0.5-2.0keV) と hard 側 (2.0-6.0keV) のカウントの比を Chandra のレスポンスから計算して温度に対してプロットしたものが図 4.25 である。これを多項式で近似することで関数化し、それを用いて hard 成分のイメージと soft 成分のイメージの比を温度分布に変換した。その結果が図 4.27 である。T \geq 10keV の部分 (外側の黒い部分) はここでは有意ではないため切り取ってある。中心の青い部分では T < 4keV であり、最低で T \sim 1.5keV である。

輝度分布は密度分布の 2 乗と近似できるので、全エネルギー範囲で輝度分布のイメージを作成し、それぞれのピクセルのカウントの 2 乗根をとって密度分布のイメージとした。図 4.28 のような分布になった。そして温度分布と密度分布の積から圧力分布のイメージを作成した (図 4.29)。圧力は非対称に分布していて、むらがあることがわかるが重力に対する圧力勾配のためにゆらぎが見えにくいので圧力勾配を消すためさらに、圧力分布を各半径 1 ピクセル幅で平均した値で各ピクセルの値を割った。図 4.30 がそのイメージであるが、やはり大きなむらが見られた。

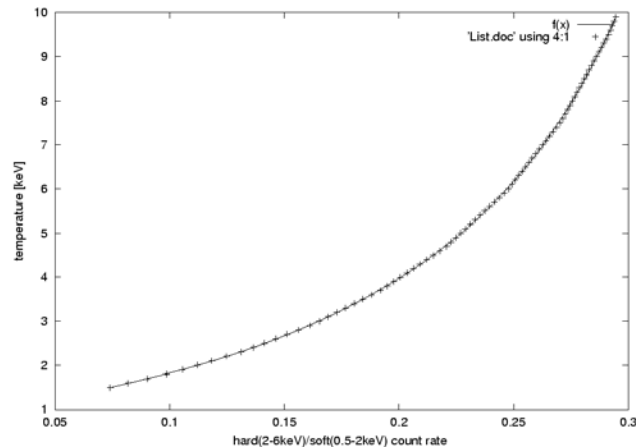


図 4.25: hard/soft のカウントレート比と温度の関係

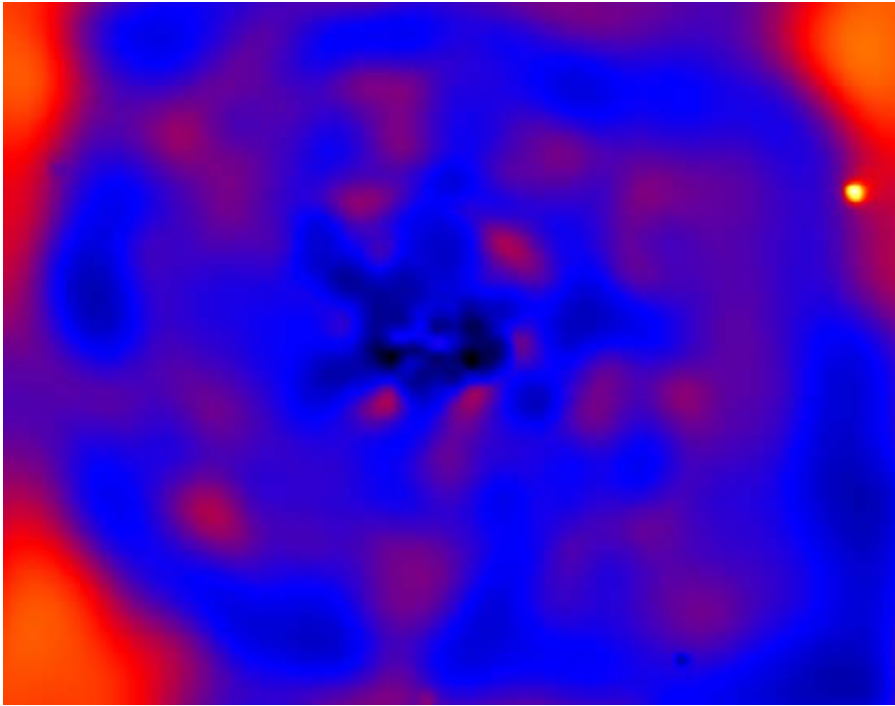


図 4.26: A2199 の hard/soft 比のイメージ

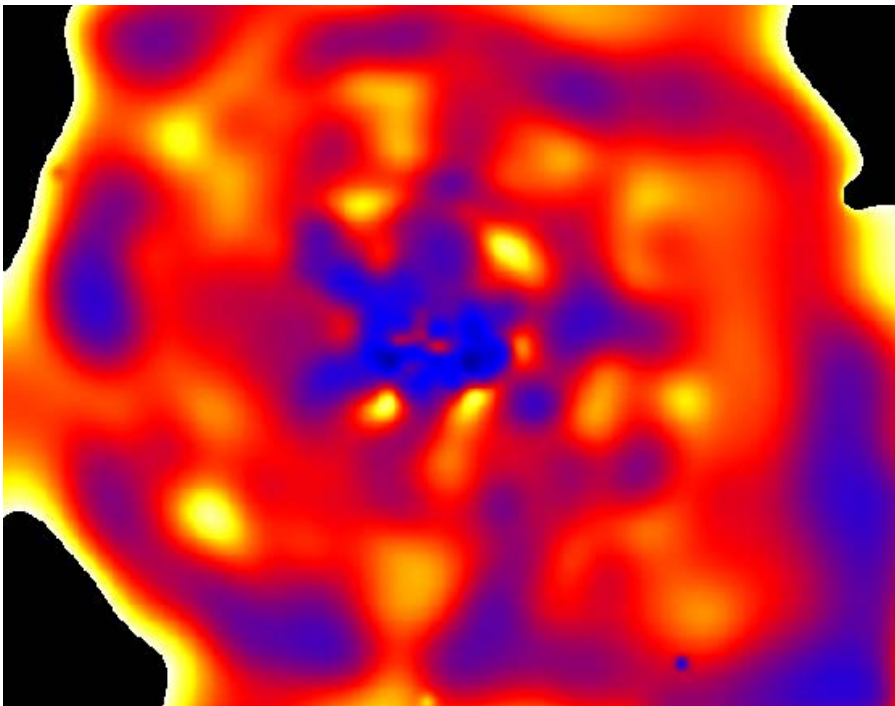


図 4.27: A2199 の温度分布のイメージ

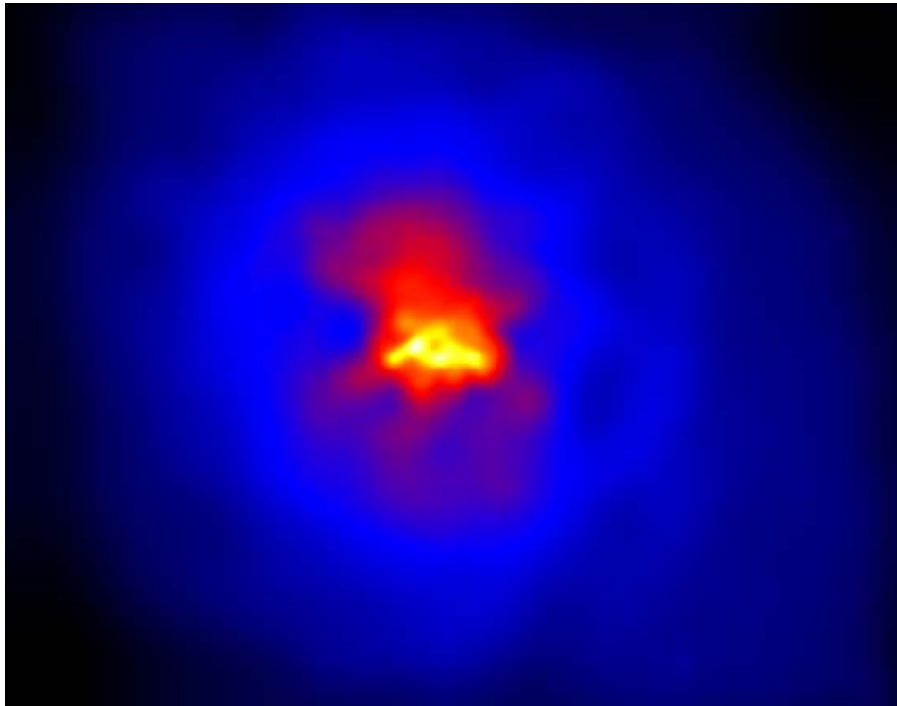


図 4.28: A2199 の密度分布のイメージ

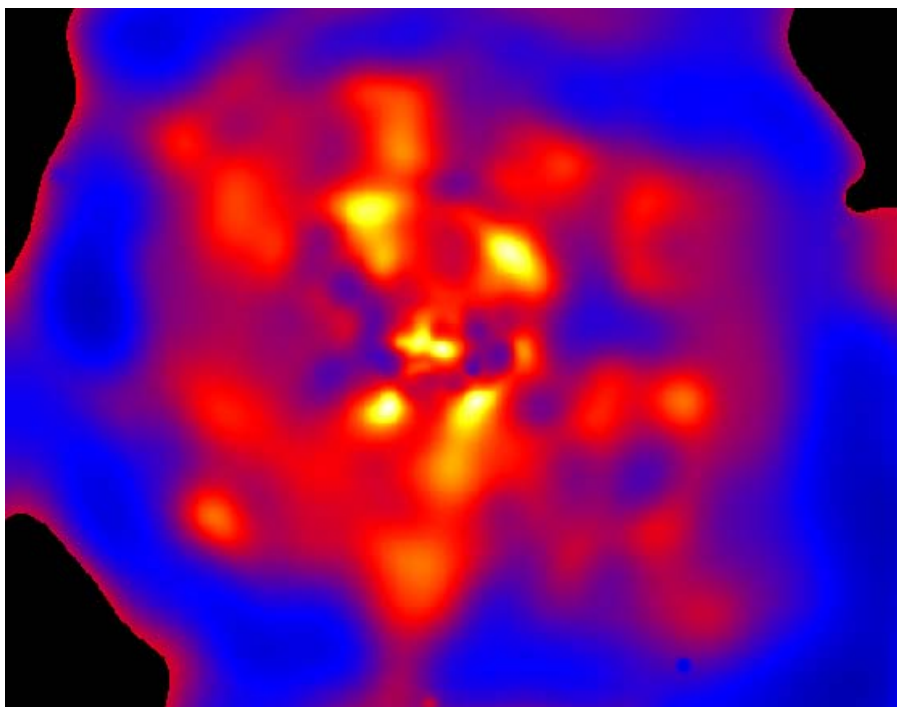


図 4.29: A2199 の圧力分布のイメージ

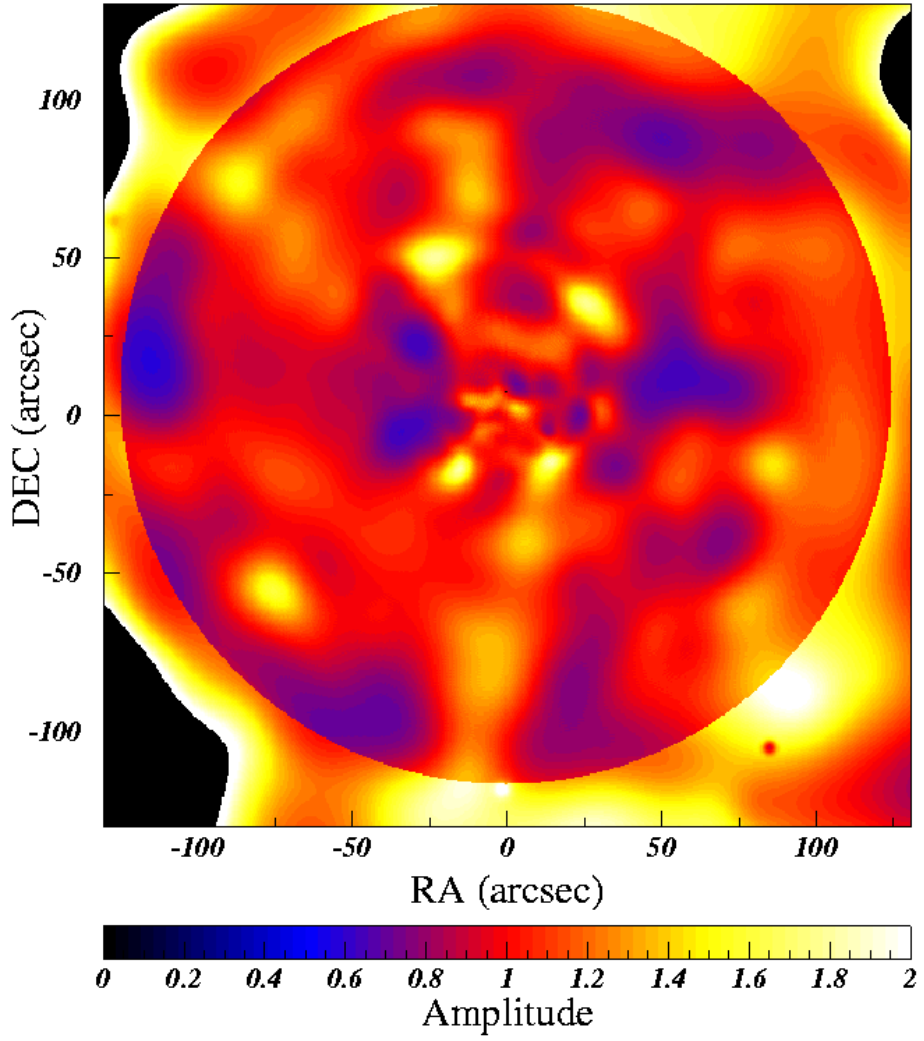


図 4.30: A2199 の圧力むらの分布

第5章 Discussion

ゆらぎの検出

今回の解析で銀河団内で ICM に密度ゆらぎがあることが確認された。0.7-1.5keV の soft バンドで、最も細かいスケールで 5kpc の細かいゆらぎが 10%程度あるように見える。図 4.24 のスペクトルでゆらぎとしての有意な情報は波数が 6 辺りまでで見えている。これは、A2199,Ophiuchus などの近い銀河団では、ゆらぎのスケールとして $\sim 5\text{kpc}$ に相当する。A=1.5 を仮定するとゆらぎの大きさは式 4.5,4.6 より、 $A \times 6^{-1.5} \sim 0.1$ となりおよそ 10%となる。P.Schuecker らによる Newton 衛星のデータ解析では $z=0.0231$ と非常に近い銀河団である COMA CLUSTER で 5kpc ほどのスケールのゆらぎが報告されている。本研究の解析でそれと同程度のゆらぎが見えていることになるが、本研究で解析した銀河団の方が数倍遠いことを考えると、この Chandra 衛星による高空間分解能での解析によってより小さいスケールのゆらぎの観測が可能であると言える。

また、今回はスペクトルの波形まで詳細に調べられるほど、データの光子統計がなかったものの、波数に対するスペクトルのべき乗指数 α はだいたい、 1.7 ± 0.5 程度となることが分かった。シミュレーションを繰り返してポアソンゆらぎによる誤差が確定してくるなら精度がもう少し向上すると思われる。

ゆらぎの起源

ゆらぎが見られることから、ゆらぎの起源が必要となる。考えられる候補として乱流によるものと、構成銀河やジェットと ICM の相互作用の 2 つが挙げられる。乱流を挙げる根拠は、指数値が等方一様乱流を特徴付ける kolmogrov スペクトルの値である $-5/3$ と大体一致することである。しかし、密度ゆらぎとしてのスケーリングやパワースペクトルとしてエネルギーのことは一切考慮しておらず、現段階では直接的な関連性を議論することはできない。しかし、何らかの関係があるなら興味深い結果である。一方、構成銀河やジェットと高温プラズマの相互作用については、それらのスケールがゆらぎのスケールに近いことが挙げられる。銀河のスケールは 10kpc ほどである。銀河が運動したり、ジェットの放出があるなら ICM に擾乱が生

じ、同程度のゆらぎが見られることは十分考えられる。

今後の課題

今回の解析方法でエラーの評価は目視で行なったために、精度に大きな問題がある。今後ゆらぎの性質までを解析するにはより正確な誤差評価が不可欠である。そのためには、シミュレーションの試行回数を増やし、 χ^2 統計評価などの統計数値的なエラー評価を行なう必要がある。またゆらぎが存在する事をより確かな結果とするために、実際の銀河団に見られる球対称からのずれの影響を考慮し、可能な限りゆらぎと間違える要因をなくす必要がある。また、銀河団プラズマのゆらぎの起源を知るためにも、ICMの運動の情報として最終的には圧力ゆらぎのスペクトル解析を行ないたい。そのためには温度ゆらぎについても解析する必要がある。これら3つが主な今後の取り組むべき課題である。

Conclusions

本卒業研究では、ゆらぎの解析方法がある程度確立でき、5つの銀河団から soft バンドで $\alpha \sim 1.7 \pm 0.5$ のゆらぎをおよそ 5 kpc のスケールで検出できた。ゆらぎの大きさは $A \sim 1.9 \pm 0.5$ より 10-17% 程度であることがわかった。今後、より正確な誤差の考慮やシミュレーションの再現性をさらに高めること、また圧力ゆらぎの解析を目指すことにより、銀河団 X 線プラズマに見られる擾乱を解明し、ついでには Cooling Flow 問題の加熱源の解明にもつながる成果が期待できるであろう。

Appendix

光学的に薄くひろがった物体を観測する際には、視線方向に積分された放射を測定していることになる(式 2.11)。その結果、実際の観測データは 2 次元情報しか持たないため、3 次元空間に変換したデータを扱う必要がある。球対称な場合の 3 次元放射プロファイルを、特別なモデルに依存せずに用いることができる技術を、Deprojection 解析とよぶ。この解析法は、銀河団からの X 線放射に対して用いられるようになった (Fabian et al.1980、Fabian,Hu,Cowie, & Grindlay 1981)。本研究では、片山 (katayama 2003)、池辺 (Ikebe et al.2004) による解析法を用いている。

Deprojection 解析の概要図を図 5.1 に示す。銀河団を球対称な天体であると仮定し、 N 個の同心円球殻それぞれの領域から放射されるスペクトルを考える。ここで、3 次元空間における各パラメータの添字を i 、2 次元空間における各パラメータの添字を j とする。3 次元空間での N 個の同心円球殻のうち、 i 番目の球殻における放射率を e_i 、視線方向に沿って放射率を積分して得られる 2 次元空間に投影された j 番目のリングからの輝度を S_j とすると (図 5.1 左)、 e_i と S_j は以下の関係式で表すことができる。

$$S_j = \sum_{i=j}^N V_{ij} e_i \quad (5.1)$$

ここで、 V_{ij} は j 番目のリングの半径と j 番目の球殻の半径とで囲まれた領域の体積である (図 5.1 右)。 V_{ij} は幾何学に次のように書き表すことができる。

$$\begin{aligned} V_{ij} &= \frac{4}{3}\pi[(r_{i+1}^2 - R_j^2)^{3/2} - (r_{i+1}^2 - R_{j+1}^2)^{3/2} - (r_i^2 - R_j^2)^{3/2} + (r_i^2 - R_{j+1}^2)^{3/2}] \quad (i \geq j) \\ &= 0 \quad (i < j) \end{aligned} \quad (5.2)$$

ここで、 r_i 、 r_{i+1} は i 番目の 3 次元球殻における内側、外側半径、また、 R_j 、 R_{j+1} は j 番目の 2 次元リングにおける内側、外側半径である。片山、池辺による解析法では、最外殻球殻よりも外側の領域での X 線放射は無視できるという仮定のもとに式 5.2 を導き出している。

式 5.1 は以下のような行列式で書き表すことができる。

$$\begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ \vdots \\ S_j \\ \vdots \\ S_{N-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{00} & V_{01} & \dots & V_{0j} & \dots & V_{0N-1} \\ 0 & V_{11} & \dots & V_{1j} & \dots & V_{1N-1} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & V_{ij} & \dots & V_{iN-1} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & 0 & \dots & V_{N-1N-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_0 \\ e_1 \\ \vdots \\ e_i \\ \vdots \\ e_{N-1} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{S} = \mathbf{V} \cdot \mathbf{e} \quad (5.3)$$

式 5.3 より、 \mathbf{V}^{-1} を求めることで \mathbf{e} を導出することができる。つまり、観測データによる \mathbf{S} と式 5.2 で計算される \mathbf{V} を用いることで、銀河団各領域における放射率の 3 次元情報 \mathbf{e} を求めることができる。

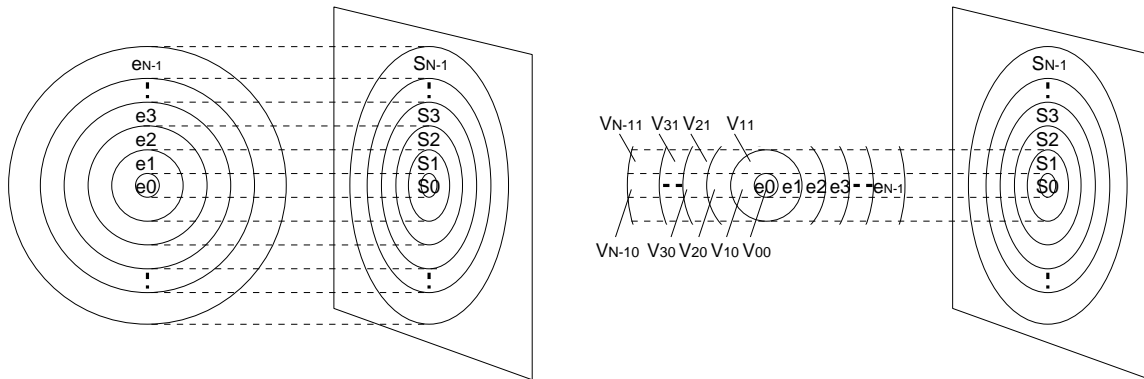


図 5.1: Deprojection の概要図

Reference

- Schuecker, P. et al., 2004, A&A
- Edge, A. C. & Stewart, G. C. 1992, MNRAS, 258, 179
- Matsumoto, H. et al., 2000 PASJ, 52, 155,156
- Molendi, S. et al., 1999, A&A
- Fukazawa, Y. et al., 2000, MNRAS, 313, 22-24
- Kawano, N. 2003, Ph.M. Thesis, The University of Hiroshima
- Ohto, A. 2003, Ph.M. Thesis, The University of Hiroshima
- Kawashima, K, 2005, Ph.M. Thesis, The University of Hiroshima
- 垣田 高夫, 「フーリエ変換と超関数」, 日本評論社
- 吉澤 徹, 「数値流体力学シリーズ 3 乱流解析」, 東京大学出版社
- Kawano, N. .et al. 2004, Astro-E2 AO-1, Proposal
- Sarazin, C. L. 1988, X-ray Emission from Clusters of Galaxies, Cambridge Univ. press, Cambridge
- Fukazawa, Y. 1997, Ph.D. Thesis, The University of Tokyo
- Katayama, H. 2003, Ph.D. Thesis, The University of Osaka

Acknowledgment

本論文を作成するにあたり、丁寧で細部に至る御指導をくださった大杉先生、深澤先生に厚く感謝申し上げます。特に深澤先生には、解析方法を模索するにあたって多大な知識をいただいたこと、また基礎的な質問にまで真剣に、理解できるまで教えてくださったことに深く感謝致します。

また、銀河団の解析で分かりやすいアドバイスを幾度もくださった川埜さん、河嶋さん、夫さんありがとうございました。さらに、ソフトの使い方、プログラムの問題点のアドバイスをくださった大野さんにも感謝致します。川埜さん、大野さんの研究室全体に対する気配りにも感謝します。加えて、1年間同室で、いつも声を掛けて励ましてくださった河嶋さん、澤本さん、高橋さん、浅野君ありがとうございました。おかげで楽しく研究室生活を過ごすことができました。その他、支えてくださった高エネルギー研究室の皆様もありがとうございました。そして事務処理でお世話になった石井さん、上原さんに感謝致します。

お世話になったすべての方々にこの場を借りて感謝を申し上げます。