宇宙X線観測衛星「Chandra」による銀河団中心における高温プラズマ中の鉄分布の詳細測定

河嶋 健吾

M032827

広島大学理学研究科物理科学専攻

高エネルギー宇宙・素粒子実験研究室

2005年 2月 10日

概 要

銀河団は、銀河 (星)、高温プラズマ、ダークマターの主要 3 成分から成る、宇宙最大の自己重力系天体である。人工衛星の登場による X 線天文学の幕開けに伴い、銀河団から鉄の K 殻輝線放射が観測され、銀河団は多量の重元素を含む温度 10^{7-8}K のプラズマで満たされていることが判明した。ビッグバンモデルによると、重元素は星の内部で起こる原子核合成により生成され、星風や超新星爆発によって銀河間空間に放出されると考えられている。そのため、高温プラズマ中の重元素分布の詳細な観測が、重元素の起源、さらには宇宙の化学的進化についての有益な情報源となる。近年、空間撮像機能を初めて搭載した ASCA 衛星による観測から、高温プラズマ中の鉄の組成比 (n_{Fe}/n_H) が銀河団中心領域で超過する傾向にあることがわかった。この傾向は中心に巨大な楕円銀河 (cD 銀河) の存在する cD 型銀河団でよく見られ、逆に cD 銀河の存在しない non-cD 型銀河団で見られたという報告はなされていない。cD 銀河は銀河団の重力ポテンシャルの底に位置しており、重元素放出時の位置情報を現在もとどめていると考えられている。そのため、鉄組成比の超過領域と cD 銀河との空間スケールの一致が「超過した重元素は cD 銀河により供給された」ことを示唆する。もしそうであれば、まさに銀河から銀河間空間へと重元素が供給されている現場を見ていることになる。ASCA 衛星の活躍以後、cD 銀河との相関も考慮した銀河団中心領域における重元素組成比の勾配について多くの議論がなされてきたが、統一的な考察は未だになされていない。

本研究では、$0.5''$ と過去最高の空間分解能を備えた Chandra 衛星の観測データを用いることで、銀河団中心領域における鉄組成比の分布をかつてない精度で測定した。一般に銀河団中心領域ではプラズマ温度が一定でないため、スペクトル解析に不定性があったが、本研究ではその影響を可能な限り小さくする手法を試み、より信頼性の高い組成比を求めた。約 20 個の cD 型銀河団をサンプルとして系統的解析を行った結果、どの銀河団の中心領域においても鉄組成比の超過が確認され、その超過領域は可視光観測によって見積もられる cD 銀河の空間スケールとほぼ一致することが明らかになった。また、超過領域における鉄の質量は $\sim 10^9 M_\odot$ 程度と見積もられ、cD 銀河 1 つで十分にまかなえる量であることがわかった。どちらの結果も高温プラズマにおける重元素の起源が cD 銀河であるという説を支持するものであり、銀河団における重元素供給プロセスに cD 銀河が大きく寄与していることを示唆する。

目 次

第 1 章　序論 **3**

第 2 章　X 線で見る銀河団 **4**
2.1 銀河団 4
2.1.1 概要 4
2.1.2 cD 銀河 5
2.2 銀河団の X 線観測 6
2.3 銀河団高温プラズマ (ICM) 6
2.3.1 ICM からの X 線放射 7
2.3.2 ICM の物理的描像　~ β モデル ~ 7
2.4 X 線観測で探る銀河団の化学的進化 9
2.4.1 重元素の起源の候補 10
2.4.2 銀河団における重元素の研究 11
2.4.3 ICM 中の重元素の空間分布 13
2.4.4 楕円銀河の重元素の観測 15
2.5 本研究の目的 15

第 3 章　「Chandra」X 線観測衛星 **16**
3.1 概要 16
3.2 High Resolution Mirror Assembly (HRMA) 17
3.2.1 概要 17
3.2.2 有効面積 19
3.2.3 Point Spread Function 19
3.3 Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS) 21
3.3.1 概要 21
3.3.2 検出原理 21
3.3.3 Event Grades 24
3.3.4 有効面積 26
3.3.5 空間分解能 26
3.3.6 エネルギー分解能 27
3.3.7 バックグラウンド 29

第 4 章　観測・解析方法 **31**
4.1 サンプル銀河団 31
4.2 データリダクション 31
4.3 スペクトル解析 35
4.3.1 スペクトル解析法 35
4.3.2 スペクトルモデル 36

4.3.3 バックグラウンド . . . 37
4.4 イメージ解析 . . . 37
4.5 Deprojection 解析 . . . 38

第 5 章 解析結果 **40**
5.1 アバンダンスの半径分布 . . . 40
5.1.1 スペクトル半径分布 . . . 40
5.1.2 1 温度と 2 温度の MEKAL モデルフィット . . . 41
5.1.3 鉄アバンダンスの半径分布 ~ Projection ~ . . . 45
5.1.4 Deprojection によるスペクトル解析 . . . 48
5.1.5 鉄アバンダンスの半径分布 ~ Deprojection ~ . . . 48
5.2 輝度分布による ICM 質量密度導出 . . . 55
5.2.1 銀河団輝度分布 . . . 55
5.2.2 β モデルフィット . . . 55
5.3 アバンダンス超過領域における鉄質量 . . . 60
5.3.1 ICM 中の鉄質量 . . . 60
5.3.2 cD 銀河中の鉄質量 . . . 66
5.3.3 ICM と cD 銀河における鉄質量分布 . . . 66
5.4 non-cD 銀河団における鉄分布 . . . 69
5.4.1 ACIS-S による non-cD 銀河団 . . . 69
5.4.2 ACIS-I による non-cD 銀河団 . . . 72
5.5 鉄の空間分布の異方性 . . . 74
5.5.1 イメージ解析による異方性の調査 . . . 74
5.5.2 アバンダンス空間分布 . . . 76
5.5.3 AGN ジェットとの相関の可能性 . . . 78

第 6 章 考察 **79**
6.1 銀河団中心におけるアバンダンス測定 . . . 80
6.2 アバンダンス分布の解釈 . . . 82
6.2.1 外側からの集積 . . . 82
6.2.2 中心銀河からの拡散 . . . 83
6.3 2 種類の重元素起源 . . . 84

第1章　序論

可視域から始まった銀河団の観測的研究は、銀河団が強い X 線源であると認識されたことによって、大きな発展を遂げた。銀河団は、構成銀河・高温プラズマ (ICM)・ダークマターの主要 3 成分からなり、進化のスケールが宇宙年齢と同程度であるため、宇宙の初期条件を今だにとどめている非常に観測価値の高い天体である。X 線天文学の幕が開き、観測装置を地上から宇宙空間へ、つまり人工衛星に搭載させることで、より詳細な銀河団の描像を得ることが可能となった。1971 年、Perseus cluster から Fe-K ライン放射が検出され、銀河団からの X 線は 10^{7-8}K の温度を持つ ICM からの熱的放射であることが判明した。その後、Einstein(1979-1981)、Ginga(1987-1991) といった人工衛星によって、ICM は銀河間空間を満たすように存在し、その中には多量の鉄が含まれていることが明らかになった。ビッグバンモデルによると、水素とヘリウムのみで満たされていた宇宙に星が誕生し、星の内部で原子核融合反応が起こったことで、重元素 (C、N、O、Ne、Mg、Si、S、Fe) が生成され始めたと考えられている。星の内部で生成された重元素は、超新星爆発等によって星がその一生を終える際に、星間、銀河間空間 (ICM) に放出される。そのため、宇宙の初期条件をとどめている銀河団における重元素が、宇宙の化学的進化を探る上での非常に重要な情報源となる。日本で 4 番目の X 線天文衛星 ASCA(1993-2001) の登場により、その優れたエネルギー分解能から、鉄以外の重元素の観測を可能にした。また、初となる空間撮像機能を備え、重元素の分布についての制限を与えることに大きく貢献した。その結果、ICM 中には、鉄と同様に多くの α -元素 (O、Ne、Mg、Si) が含まれていることが明らかになった (Mushotzky et al. 1996)。さらに、ICM 中の重元素アバンダンスが、銀河団中心領域である cD 銀河付近で超過する傾向が見られることがわかった (Fukazawa et al. 2000)。cD 銀河を中心に持つ多くの銀河団はこの傾向に従ったが、cD 銀河の存在しない銀河団、あるいは中心に 2 つ、3 つの巨大な銀河を持つ銀河団はこのような傾向が見られないこともわかった。cD 銀河は銀河団の重力ポテンシャルの底に位置するため、cD 銀河から放出される重元素の拡散が妨げられる。そのように、星から銀河団ガスへと重元素が供給される様子をとどめている唯一の天体といえる cD 銀河に着目することで、重元素の放出プロセスの詳細が得られるであろうと考えられる。重元素アバンダンスの超過領域と cD 銀河のスケールの一致は、ICM 中の重元素を cD 銀河が供給していることを示唆する。また、それらの重元素は、楕円銀河でもよく見られる I 型超新星爆発による生成物が大きく寄与しているであろうと考えられている。また、ASCA によって、鉄アバンダンスの非一様な分布を示す銀河団の存在が報告された。ASCA の次機を担うより優れた角分解能を持った Chandra 衛星でも同様の報告がなされているが、この非一様性の要因は解明されていない。今後の Newton、Chandra 衛星からの詳細な観測をもとに、銀河団における重元素の放出プロセスの情報を得ることができるであろうと期待されている。

第2章　X線で見る銀河団

2.1　銀河団

2.1.1　概要

宇宙空間には、数多の恒星、星間ガス、未だ検出報告のないダークマターが存在すると考えられている。それら 10^6 ~ 10^{13} 個の恒星と星間物質が、ある一つの重力系のもとに集まり、銀河と呼ばれる系を成している。銀河は、宇宙空間において一様に分布しておらず、銀河団と呼ばれるさらに巨大な系に群がるように存在している。銀河団は数 Mpc にもわたる宇宙最大の自己重力系天体で、50 ~ 1000 個の銀河を従えている。その中でも、1000 個程度の銀河を持った巨大な銀河団は Rich 銀河団と呼ばれ、逆に数 10 個程度の銀河から構成される小規模な銀河団は Poor 銀河団と呼ばれている。

以上の銀河団の定義は、1958 年に G.O.Abell が発表した Abell clusters の定義に準拠しており、銀河団の研究においてある種の標準を与えている。一般に可視光観測から銀河団の同定がなされている。北天の Rich 銀河団を対象とした Abell カタログ (G.O.Abell,1958) が最も有名なカタログであり、2712 個の銀河団が属している。その他にも、南天の 4073 個の銀河団が登録されている ACO カタログ (G.O.Abell,H.G.Corwin,& R.P.Olowin,1989)、Poor 銀河団を扱った Zwicky カタログ (Zwicky et al)、10 個程度の銀河で構成された銀河群を扱った HCG カタログ (Hickson et al,1989) 等が有名である。最近では、X 線観測によって見つけられた銀河団カタログもまとめられつつある。

銀河団はまた、そのメンバー銀河の空間分布によっても分類される。Bautz-Morgan(BM:1970) と Rood-Sastry(RS:1971) によってなされた分類の詳細を v 図 2.1 に示す。Rich 銀河団は主に BM 分類の I/II、及び RS 分類の C/cD に分類される。一方、Poor 銀河団は様々なタイプにわたって分布する傾向にある。

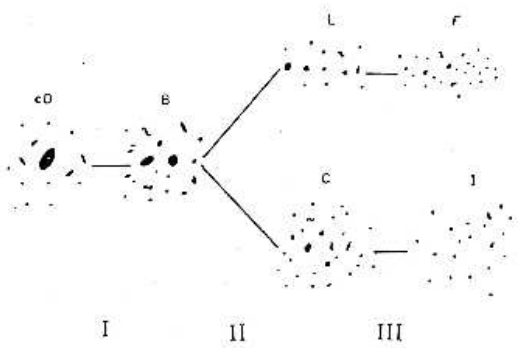

図 2.1: 可視光観測に基づく銀河団の分類。Bautz-Morgan 分類 (I、II、III) と Rood-Sastry 分類 (cD、B、C、I、L、F) から成る。

銀河団は、銀河、高温プラズマ (ICM)、ダークマターの主要 3 成分で構成される比較的単純な系である。そのため、可視光による銀河、X 線・電波による ICM、重力レンズによるダークマター、といった、多波長観測が可能となる。また、質量と体積から見積もられる系全体の重力的進化の時間スケールは、その巨大さゆえ宇宙年齢と同程度となり、宇宙初期の情報を現在もとどめていると考えられる。さらに銀河団中心部分は非常に明るく、遠くの宇宙、つまり過去の宇宙まで観測することのできるプローブとして利用できる。以上から、銀河団は非常に観測価値の高い天体であるといえる。

2.1.2 cD 銀河

多くの銀河団の中心には、我々の銀河の 10 倍にものぼる、光度 $L_B \sim 10^{11}\ L_\odot$ 程度の非常に明るい楕円銀河が存在する。この楕円銀河を一般に cD 銀河と呼び (Mathews et al. 1964)、中心に一つの巨大な cD 銀河を持つ銀河団は、図 2.1 でいう Rood-Sastry 分類の cD 型に分類される。一方で、中心に cD 銀河を持たない銀河団、あるいは中心に数個の cD 銀河を持つような銀河団は、non-cD 型に分類される。non-cD 型の銀河団は、図 2.1Rood -Sastry 分類の B、C、I、L、F 型のいずれかとなる。cD 型、および non-cD 型銀河団の可視光イメージを図 2.2 に示す。cD 型銀河団における cD 銀河は、その視線方向に対する速度が銀河団全体の速度と一致するため、銀河団の重力ポテンシャルの底に位置すると考えられている (Leir and van den Vergh 1977)。実際に、cD 銀河周辺で X 線輝度が特に高く、ピーク位置が cD 銀河の位置とほぼ一致するという報告がなされている (Jones and Forman 1984)。また、cD 銀河周辺において、非常に多くの球状星団が観測されている (Harris et al. 1995)。

cD 銀河の起源について、元々巨大な銀河であった、あるいは銀河の吸収合併によって巨大になった、という主に 2 つの説がある。いずれにせよ、この非常に巨大で特殊な天体は、銀河団の進化において重要な役割を担っていると考えて間違いない。Rich 銀河団の約 20 % が cD 銀河を持つといわれている (Sarazin 1988)。

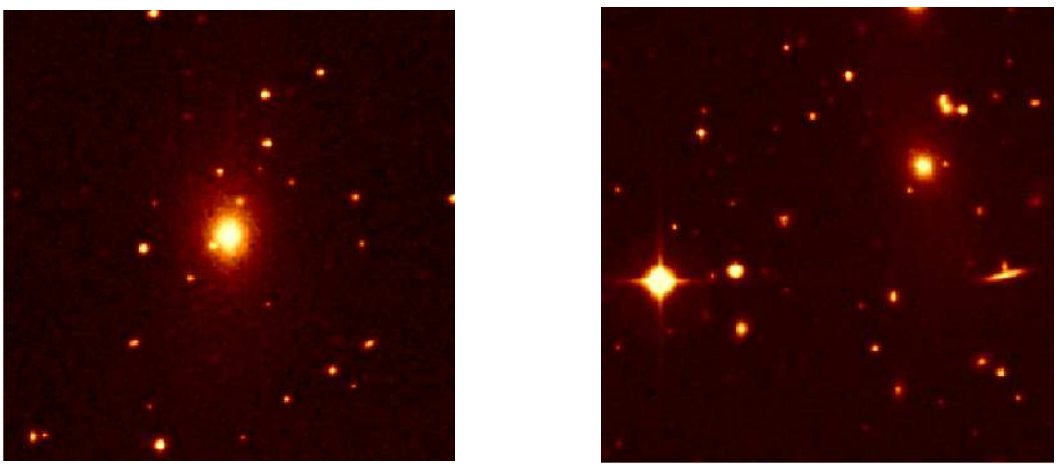

図 2.2: 可視光イメージ。左：A496(cD 型)cD 銀河団。右：A2147(F 型)non-cD 銀河団。

2.2 銀河団の X 線観測

X 線天文学の歴史上最も驚くべき発見の一つに、銀河団が強力な X 線源であると認知されたことがあげられる。銀河団観測は、その定義と分類が可視光観測に基づいていることからもわかるように、可視域から始まった。ところが、1960 年代に Virgo、Coma、Perseus 銀河団から X 線放射が確認されると、世界初の X 線天文衛星 Uhuru が、銀河団は光度 10^{44} ~ 10^{45}erg sec^{-1} の X 線を放射する強い X 線源であることを確証した。さらに、1976 年には Perseus 銀河団から Fe-K 殻輝線放射が検出され、銀河団からの拡がった放射は、10^{7-8}K の温度を持つ ICM からの熱的放射であることが判明した。図 2.3 が示すように、銀河団からの X 線放射は、メンバー銀河だけでなく銀河団全体にわたってひろがっており、銀河間空間を満たすように存在する ICM からの放射であることがわかる。

X 線天文学によって銀河団の観測的研究が飛躍的に進歩した背景に、以下の理由があげられる。ここで、銀河団を質量 $M_{cluster}$ ~ $10^{14}M_{\odot}$、半径 $R_{cluster}$ ~ 2 Mpc の球状天体であると仮定する。このような重力系が平衡状態に落ち着くと、ビリアル定理によって、2 倍した運動エネルギーと重力ポテンシャルはほぼ等しくなる。この条件から、運動エネルギーに対応する温度を計算すると式 2.1 となる。これはまさに、典型的な X 線に対応する温度である。銀河団は本来 X 線で同定すべきであると言っても過言ではないことがわかる。

$$k_B T_{cluster} \sim m_p V_{cluster}^2 \sim \frac{G m_p M_{cluster}}{R_{cluster}} \sim 2keV(\frac{2Mpc}{R_{cluster}})(\frac{M_{cluster}}{10^{14}M_{\odot}}) \tag{2.1}$$

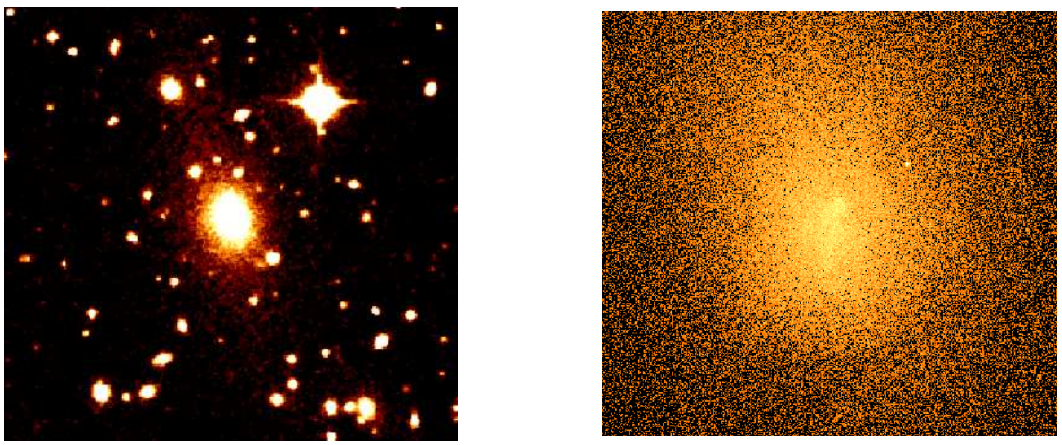

図 2.3: A1795(cD 型) 銀河団。左：可視光イメージ (DSS)、右：X 線イメージ (Chandra)

2.3 銀河団高温プラズマ (ICM)

Intracluster Medium (ICM) は銀河間空間を満たすように広がって分布し、その質量は銀河団内に存在するメンバー銀河全質量の 2 ~ 5 倍にもなる。そのため、ICM は銀河団において非常に重要な構成要素の一つとなる。

2.3.1 ICM からの X 線放射

ICM は密度 10^{-2} ~ $10^{-4} cm^{-3}$ と光学的に薄く、温度 10^{7} ~ 10^{8}K と非常に高温なプラズマ状態にあるため、主な放射メカニズムは熱制動放射 (free-free 放射)、及び様々な原子からの特性 X 線となる。

連続成分を形成する熱制動放射の放射率は式 2.2 で与えられる。

$$\epsilon_{\nu}^{ff} = 6.8 \times 10^{-38} \sum_{i} Z_i^2 n_e n_i T^{-1/2} e^{-h\nu/kT} g(T,\nu) \ \ (erg\ s^{-1} cm^{-3} Hz^{-1}) \tag{2.2}$$

ここで、Z_i、n_i はそれぞれ原子番号 i のイオンの電荷、及び数密度、n_e は電子の数密度である。g はガウント因子と呼ばれ、温度と周波数の関数である。一般に電子とイオンの数密度はほぼ等しく、$n_i \approx n_e$ とみなしてやることができる。式 2.2 を全波長にわたり積分することで、全放射率 (式 2.3) を求めることができる。

$$1.4 \times 10^{-27} T^{1/2} n_e^2 \sum_{i} Z_i^2 \overline{g_B} \ \ (erg\ s^{-1} cm^{-3}) \tag{2.3}$$

ここで、$\overline{g_B}$ は平均ガウント因子であり、1.1 ~ 1.5 の値をとる。

連続成分と共に、ICM 中の原子が放射する輝線放射も重要である。ICM の温度は、O、Ne、Mg、Si、S、Fe といった、重元素 (特に宇宙物理学でこう呼ばれる) の K 核のイオン化ポテンシャルエネルギーとほぼ同じオーダーであるため、ICM 中の重元素は、He/H 状に電離、あるいは完全電離した状態で存在している。これらのイオンが衝突励起され、K 殻共鳴 X 線を放射する。低温度の銀河団では、Fe イオンが He/H 状のものだけでなく電離度の低いものも存在するため、 ~ 1 keV 付近の Fe-L 殻共鳴 X 線は連続成分と同様に重要となる。図 2.4 に、ICM からの X 線放射を再現した MEKAL モデル (詳細 §4.3.2) による X 線スペクトルの様子を示す。kT $<$ 4 keV の銀河団ではそれぞれの重元素からの K 殻輝線及び Fe-L 殻輝線がはっきりと確認できるが、温度が高くなるにつれて輝線が弱まる傾向がみられる。それでも Fe-K 殻輝線のみは高温銀河団でもはっきりと確認でき、観測が可能であることを示している。

以上の連続成分と輝線成分を考慮した、ICM からの全 X 線光度は以下の式 2.4 で与えられる。

$$L_x = \int dV \int (\epsilon_{\nu}^{ff} + \epsilon_{\nu}^{lines}) d\nu = \int n_e^2(R) \Lambda(T(R), A(R)) dV \ \ (erg\ s^{-1}) \tag{2.4}$$

ここで $\Lambda(T, A)$ は cooling function と呼ばれ、温度とアバンダンス (重元素比 : 詳細 §2.4.2) の関数として表される。また、$\int n_e^2 dV$ は emissionmeasure である。cooling function は多くの人によって高温ガスの様々な状態を仮定した計算がなされている。

2.3.2 ICM の物理的描像 ~ β モデル ~

銀河団の X 線観測による解析を行うにあたり、ICM における物理モデルの理解は非常に重要である。ICM の密度分布を記述するモデルとして一般的に知られているのが、等温、静水圧平衡状態を仮定した β モデル (Cavaliere and Fusco-Femiano 1976) である。

典型的な ICM の物理量は、ガス密度 $n_{gas} = 10^{-4}$ ~ $10^{-2}\ cm^{-3}$、温度 T = 10^{7-8} K、半径 R = 0.5-3 Mpc といわれている。これらの物理量を踏まえてイオンと電子の平均自由行程を計算すると、銀河団の大きさに比べて非常に小さな値となるため、ICM を無衝突流体として扱うことができる (式 2.5)。

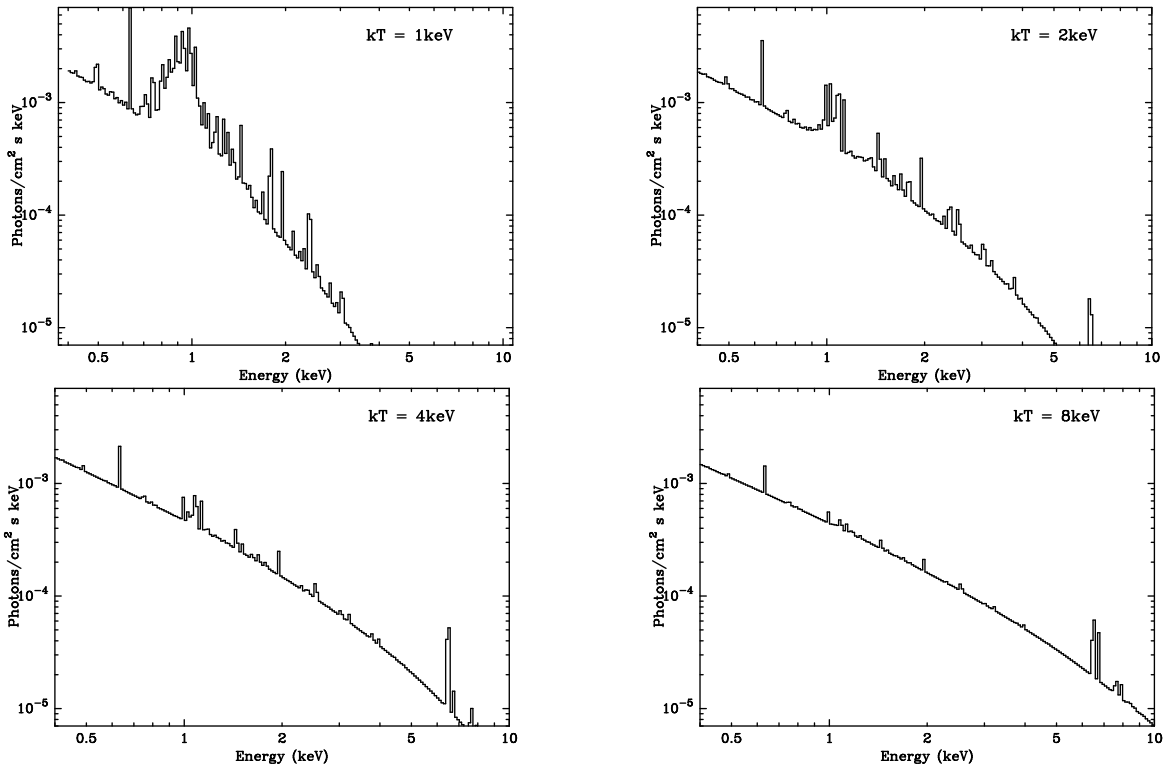

図 2.4: ICM からの放射を再現した MEKAL モデル。アバンダンス 0.5 solar。

$$23(\frac{T}{10^8K})^2(\frac{n_{gas}}{10^{-3}cm^{-3}})^{-1}\ kpc \quad << \quad R \tag{2.5}$$

また、ICM 中を音波が横切る時間が銀河団年齢よりも十分短いため、ICM を静水圧平衡状態とみなすことができる (式 2.6)。

$$6.6\times10^8(\frac{T_g}{10^8K})(\frac{D}{Mpc})\ yr \quad << \quad 10^{10}\ yr \tag{2.6}$$

このような静水圧平衡状態を仮定した場合、ICM の重力と圧力勾配のつりあいから以下の式が成り立つ。

$$\nabla P_{gas} = -\mu m_p n_{gas}\nabla\phi \tag{2.7}$$

ここで、 P_{gas} は ICM の圧力、$\mu(\sim 0.6)$ は陽子の質量 m_p に対する平均分子質量の割合、n_{gas} は ICM 中の電子とイオンの数密度、ϕ は重力ポテンシャルである。ICM の空間分布が球対称であると仮定すると、式 2.7 は重力定数 G を用いて以下のように書き換えることができる。

$$\frac{dP_{gas}}{dR} = -\mu m_p n_{gas}\frac{GM_{tot}(R)}{R^2} \tag{2.8}$$

ここで、$M_{tot}(\mathrm{R})$ は半径 R までの全質量である。

この静水圧平衡状態の方程式 2.8 を以下のように書き換える。

$$\frac{kT(R)}{\mu m_p}\frac{d\ log\ n_{gas}(R)}{dR} = -\frac{d\phi(R)}{dR} \tag{2.9}$$

同様にして、質量密度 $\rho(\mathrm{R})$、速度分散 $\sigma(\mathrm{R})$ で与えられる重力物質についての静水圧平衡状態の方程式は、式 2.10 のように表される。

$$\sigma^2(R)\frac{d\ log\ \rho(R)}{dR} = -\frac{d\phi(R)}{dR} \tag{2.10}$$

上 2 式の右辺を消去することで、$n_{gas}\propto\rho^{\beta}$ の関係を得ることができる。ここで、β は以下のように定義される。

$$\beta \equiv \frac{\mu m_p \sigma^2}{kT} = 0.726(\frac{\sigma}{10^3 km/s})^2(\frac{T}{10^8 K})^{-1} \tag{2.11}$$

銀河団が等温・自己重力系であると仮定すると、重力物質の分布は King モデル (King 1962) によって近似することができ、以下のように表される。

$$\rho(R) = \rho_0 \left[1 + \left(\frac{R}{r_c}\right)^2\right]^{-\frac{3}{2}} \tag{2.12}$$

ここで、ρ_0 は中心における質量密度、r_c はコア半径である。以上から、ICM の数密度は式 2.13 で与えられる。

$$n_{gas}(R) = n_0 \left[1 + \left(\frac{R}{r_c}\right)^2\right]^{-\frac{3}{2}\beta} \tag{2.13}$$

これが ICM の密度分布に関して一般的に知られている β モデルである。β は式 2.11 で示されるように、重力物質と ICM の単位質量当たりのエネルギー比率を表し、密度分布の勾配を表すパラメータとなる。β モデルは、多くの銀河団で観測される X 線表面輝度分布を良く再現できることが証明されており、一般に $\beta = 0.5 \sim 1$ が得られる。式 2.13 を空間積分することで、ICM の全質量を求めることができる。

$$M_{gas}(R) = \int_0^R 4\pi R'^2 \mu m_p n_{gas}(R')dR' \tag{2.14}$$

ICM 単位体積当たりの X 線放射率は、式 2.4 で示されるように $n_{gas}^2\Lambda(T, A)$ である。実際に観測される X 線輝度分布は、これを視線方向に積分することで求めることができる。

$$S_B(r) = \int_{-\infty}^{\infty} n_{gas}^2 \Lambda(T, A)dl = S_0[1 + (\frac{r}{Rc})^2]^{-3\beta+\frac{1}{2}} \tag{2.15}$$

ここで、r は 2 次元に投影したときの半径、S_0 は n_0 に比例する定数である。

2.4 X 線観測で探る銀河団の化学的進化

ビッグバンモデルによると、初期の宇宙はほぼ水素とヘリウムのみで満たされていた。しかし、今、我々のまわりには重元素 (C、N、O、Ne、Mg、Si、S、Fe) で満ちあふれている。これらの生成メカニズムとして、星の内部で原子核合成が起こっていると考えられている。ここで生成された重元素は、星風や超新星爆発等によって星がその一生を終える際に、星間、銀河間空間に放出される。そのため、重元素は、銀河中の星の誕生から終焉を迎えるまでの歴史情報を我々に提供する、非常に重要な情報源となる。

銀河では星間ガスから星が誕生し、星が終焉を迎える際の超新星爆発によって、内部で生成した重元素を星間ガス中に放出する一連のプロセスが存在する。このプロセスの繰り返しにより、始原ガスで構成されていた初期宇宙から、現在の重元素の豊富な宇宙へと変遷してきたと考えられている。銀河団の X 線観測の幕開けとともに、星間空間ばかりでなく ICM 中にも多量の重元素が含まれていることが明らかになった。これは、銀河団

内に存在するメンバー銀河から放出された重元素が、ICM 中に集積していった結果であると考えられる。そのため、ICM の重元素を調べることは、銀河団における化学的進化、及び銀河の歴史を研究するために重要である。

銀河団に存在する重元素の同定は、次の理由から、可視光観測に比べ X 線観測がはるかに適切であることがわかる。

- ICM からの X 線スペクトルに含まれる原子殻輝線は、可視光領域における放射・吸収輝線 (星間ガスによる) に比べ、比較的簡単でモデル化が容易なな物理過程によって放射される。
- ICM は光学的に希薄なプラズマであるため、複雑な放射転移の影響を受けない。
- 銀河における重元素は、星と星間ガスとの間を非常に複雑に循環しているのに対して、ICM 中の重元素は、前述した一連のプロセス、「銀河から ICM へと放出され蓄積」という簡単な物理過程に近似することができる。つまり、ICM へと放出された重元素が再び銀河へとフィードバックされるケースはごくわずかであると考えられている。

銀河団の化学的進化の研究に対するアプローチとして、近傍の明るい銀河団の重元素アバンダンスの精密な測定、遠方銀河団の観測による化学的進化の調査、などがあげられる。

2.4.1 重元素の起源の候補

重元素起源の候補として、2 種類の超新星爆発があげられる。

◇ Ia 型超新星爆発

白色矮星と低質量星の伴星系で起こる超新星爆発は Ia 型に分類される。質量の低い星は、星内部で C、O が生成された時点で核融合が止まってしまい、白色矮星となる。その後、伴星からの物質降着によって質量が上昇し、臨界質量を越えた時に重力収縮する。この時、星の内部では Fe まで核融合反応が進む。そして、外層部は大爆発によって吹きとぶ。Ia 型は II 型に比べ多量の Fe を放出する。一般的に質量の低い星ほど寿命が長いことが知られており、Ia 型は現在の宇宙の重元素生成プロセスに大きく寄与していると考えられている。実際に、古い星の集まった楕円銀河において、多くの Ia 型の観測報告がなされている。

◇ II 型超新星爆発

重い星 ($> 10_{\odot}$) が最期に起こす超新星爆発は II 型に分類される。星内部で一気に Fe まで生成されると核融合は停止し、Fe 光分解反応が起こり、その後重力崩壊によって爆発する。爆発エネルギーは Ia 型に比べて弱く、爆発後、中心にブラックホール、もしくは中性子星が形成される。II 型の特徴として、大量の α -元素 (O、Ne、Mg、Si) を放出する。一方、星の中心領域で生成された Fe は、爆発後中性子星やブラックホールに吸収されるため、Fe の放出は比較的少ない。大質量星の寿命は短いため、初期の銀河形成の過程に大きく寄与していると考えられている。II 型超新星は、星の生成活動が盛んで大質量星が多く存在する渦巻銀河のディスク部で見られる傾向にある。

図 2.5 は、ASCA 衛星で観測された大マゼラン星雲における 2 種類の超新星残骸からの

X 線スペクトルである。E0102-72 からのスペクトルでは、O-K 殻輝線 (0.65 keV)、Ne-K 殻輝線 (0.9 keV)、Mg-K 殻輝線 (1.4 keV)、Si-K 殻輝線 (1.8 keV) が支配的であるのがわかる。一方、N103B からのスペクトルでは、Fe-L 殻輝線 (0.7 ~ 1 keV) が強く見られる。以上から、E0102-72 は II 型超新星、N103B は I 型超新星によるものであると考えることができる。

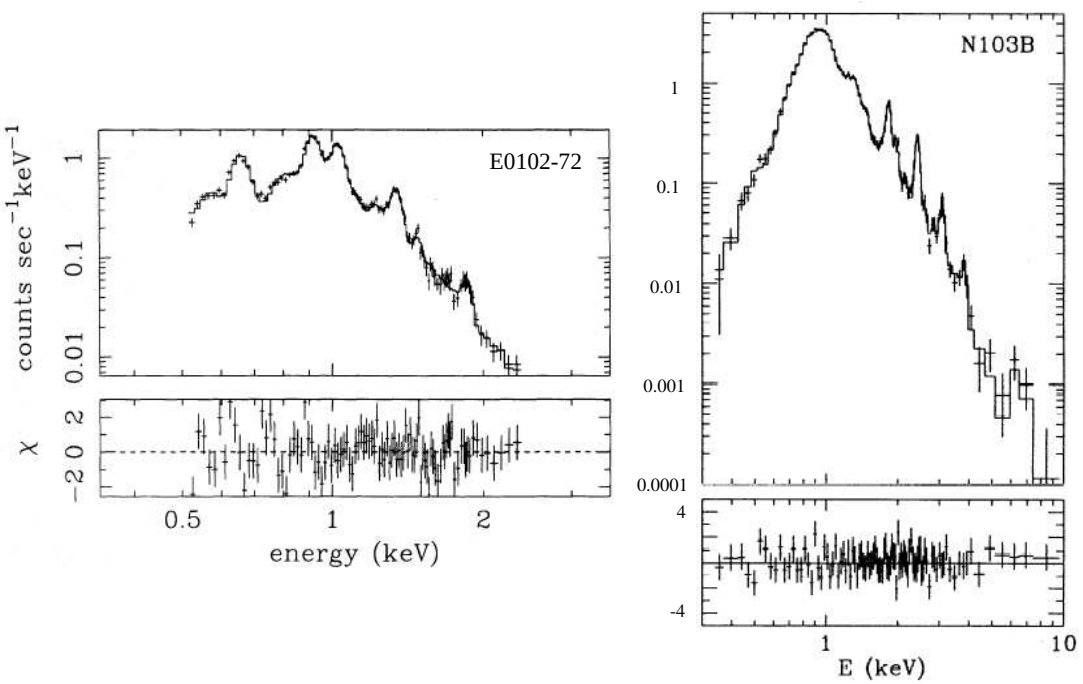

図 2.5: ASCA 衛星で観測された、大マゼラン星雲における Ia 型 (右)、II 型 (左) 超新星残骸からの X 線スペクトル (Hayashi et al.1994 : Hughes et al.1995)。

2.4.2 銀河団における重元素の研究

X 線観測衛星によってもたらされる X 線スペクトルの重元素輝線強度と連続成分の分布の様子から、重元素アバンダンスを測定することができる。重元素アバンダンスとは、水素の数密度に対する各重元素の数密度の比率 (n_{metal}/n_H) のことを言い、一般的に太陽近傍における重元素アバンダンス (図 2.6) との相対値で表し、*solar* という単位を用いる。

1976 年、Perseus 銀河団から Fe-K 殻輝線放射が検出され、ICM は始原ガスのみでなく、重元素も含んだガスで構成されていることが明らかになった。その後登場した X 線観測衛星、HEAO-1(Rothenflug and Arnaud. 1985)、EXOSAT(Edge and Stewart. 1991)、Ginga による観測から、ICM 中の重元素アバンダンスは 0.3 solar ~ 0.5 solar であることがわかった。図 2.7 は、Ginga 衛星で観測された銀河団 40 個あまりの Fe アバンダンスを、銀河団それぞれの温度の関数としてプロットしたものである。(Hatsukade.1989、Yamashita.1992、Tsuru.1992、Yamanaka.1994)。ただし、銀河団全領域で積分されたスペクトルを用いてアバンダンス値を導出しているため、低温銀河団ほど Fe アバンダンスが高く見積もられる傾向が見られる。ここで、銀河団内における重元素アバンダンス値の勾配の可能性を完全に無視していることに注意しなければならない。Ginga の観測によって、Virgo 銀河団

の Fe アバンダンスが中心領域で増加している、という報告もなされたが (Koyama.1991)、当時の X 線観測衛星はまだ撮像機能を装備しておらず、空間情報を得ることができなかったため、重元素アバンダンス値の勾配を調べることは困難であった。

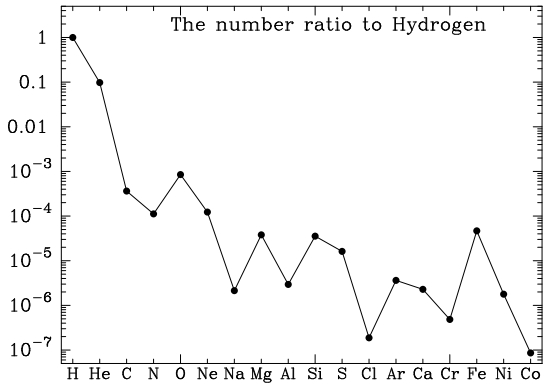

図 2.6: 太陽近傍における重元素アバンダンス (Anders and Grevesse. 1989)。値の詳細は表 4.4 参照。

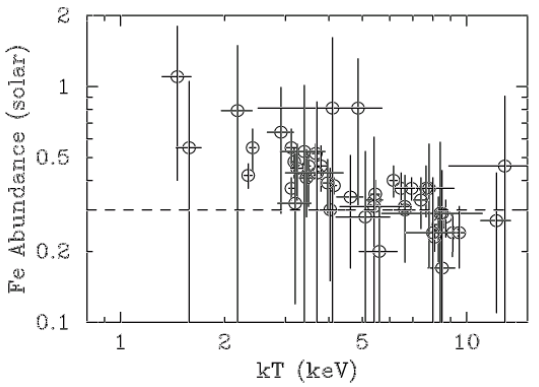

図 2.7: ICM 温度の関数としてプロットした ICM 中の Fe アバンダンス。40 個あまりの銀河団を Ginga 衛星により観測。

ASCA 衛星 (1993-2001) の登場により、銀河団における重元素の研究は飛躍的な発展を遂げた。その優れた分光能力から、Fe 以外の重元素輝線も観測できるようになり、また、X 線観測衛星として初めてとなる空間撮像機能を備えることで、空間情報を得ることが可能となった。その結果、Rich 銀河団の ICM 中には α -元素が Fe の 2 倍程度含まれているという報告がなされた (Mushotzky et al. 1996)。さらに、Fe、Si アバンダンスについての詳細な解析が、近傍の 40 個の銀河団についてなされ (Fukazawa et al. 1998)、銀河団温度によって、重元素の供給源である二種類の超新星爆発の依存度が異なることがわかった (図 2.8 参照)。図 2.8 からわかるように、Fe アバンダンスは銀河団温度に依らず 0.2 solar ~ 0.4 solar の範囲で分布しており、前述した Ginga 衛星による観測結果とほぼ同じであることがわかる。一方、Si アバンダンスは、Rich 銀河団 (kT > 4 keV) に注目すると、0.6 solar ~ 0.7 solar の範囲で分布しており、明らかに銀河団温度と相関していることがうかがえる。つまり、Rich 銀河団では α -元素を大量に放出する II 型超新星が支配的となり、Poor 銀河団では Ia 型超新星が支配的であることを示唆している。また、重力ポテンシャルの浅い Poor 銀河団では、II 型超新星爆発により引き起こされる銀河風によって、生成された α -元素を銀河団外へ吹きとばしているという可能性も考えられる。

Chandra(1999-)、Newton(1999-)、Astro-E2(2005 年打ち上げ予定) といった最新の X 線観測衛星の登場によって、その優れた観測機能から、銀河団における重元素の起源について新たな制限をかせることができるであろうと期待が寄せられている。未だに進歩していない銀河団外部領域での詳細な重元素観測、また遠方の銀河団における重元素の系統的解析など、未知の領域は数多く残されている。

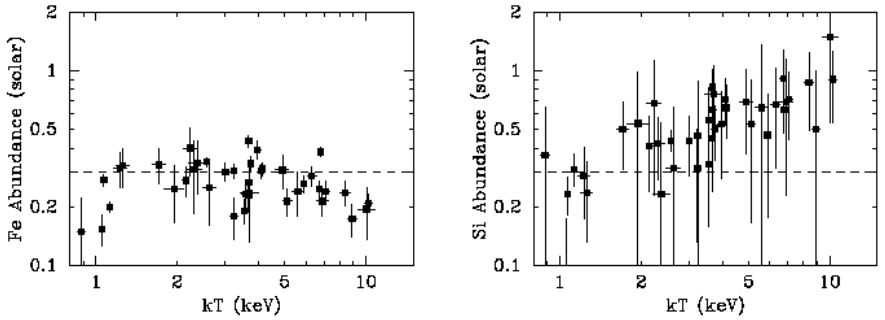

図 2.8: ICM 温度に関する Fe と Si のアバンダンス

2.4.3 ICM 中の重元素の空間分布

ASCA 衛星の登場以後、空間撮像機能の搭載が X 線観測衛星の一般となり、銀河団における重元素の空間分布についての研究が盛んに行われるようになった。Ginga による観測によって Virgo 銀河団の Fe アバンダンスが中心で増加しているという報告がなされたことはすでに述べたが、ASCA によってさらにいくつかの銀河団でも同じような傾向が見られることが明らかになった。近傍の 30 数個の銀河団それぞれの中心領域での Fe アバンダンスを測定した結果、ICM 中の重元素分布が、cD 銀河付近で著しく増加する傾向にあることがわかった (Fukazawa et al. 2000)。図 2.9 は、銀河団中心領域 (< 2 arcmin) と外側領域での Fe アバンダンスを比較した図である。多くの銀河団において、中心領域での Fe アバンダンスは、銀河団全領域で平均化された一般的な Fe アバンダンス値 ~ 0.3 solar よりも高い値を示すことがわかる。一方で、Abell1060 銀河団に代表されるように、中心領域において必ずしも Fe アバンダンスの超過が見られない銀河団が存在するという報告もある (Tamura et al. 1996)。これらの傾向は non-cD 型銀河団によく見られることがわかっているため、重元素アバンダンス超過の要因は cD 銀河にあることを示唆している。ここで、Fe アバンダンス超過領域の空間スケールと cD 銀河のスケールが同程度だと仮定すると、銀河団中心領域における ICM 中の鉄は cD 銀河から供給されたと考えることができる。cD 銀河は銀河団の重力ポテンシャルの底に位置するため、cD 銀河から放出される重元素の拡散を妨げ、cD 銀河周辺の重元素は現在もその供給源に踏みとどまっていると解釈することができる。それゆえ、cD 銀河周辺の ICM 中に含まれる鉄分布の詳細な解析が、銀河団の化学的進化についての研究に対して重要な情報を与える。図 2.10 からわかるように、外側に比べて温度の低い銀河団中心領域ほど、Si/Fe 比が低い、つまり Fe が α -元素と比較し多く存在していると考えられる。これは、cD 銀河から放出される重元素が、Ia 型超新星爆発によるものが支配的であることを示唆している。また、Si/Fe 比が中心から外側に向かい放射状に増加している傾向も報告されている (Finoguenov and Ponman. 1999)。

Newton 衛星 (1999-) の登場によって、さらに詳細な重元素分布の観測が可能となり、前述の ASCA による観測結果を向上させた。Fe だけでなく α -元素の空間分布も測定できるようになり、Virgo 銀河団の cD 銀河である M87 に対し、中心から半径に沿ってアバンダンスパターンが変化するという報告がなされた (Finoguenov et al. 2002、Matsushita et al. 2002)。さらに、プラズマ放射輝線の正確なモデリングと温度勾配による不確定性を十分に考慮して、信頼性の高い α -元素アバンダンスを測定した結果、M87 中心領域における ICM の重元素アバンダンスと、M87 に存在する星の大気のアバンダンスが似通っていることが判明した (Matsushita et al. 2002)。これにより、M87 の ICM 中心領域におけ

る超過した重元素は、星の質量損失によって説明することができる。その他の銀河団の重元素分布についても詳細な解析が行われている。Abell496 銀河団の ICM 中の重元素アバンダンスについて測定した結果、Si、S、Fe アバンダンスの超過割合が、O、Ne、Mg よりも大きいことが明らかになった (Tamura et al. 2001)。Fe アバンダンスの半径分布の図 2.11 から、中心領域における Fe アバンダンスが超過している様子がわかる。また、この傾向が他の 10 個の銀河団でも見られることがわかった。この結果は ASCA による観測でも確認することができ、cD 銀河周辺での Ia 型超新星爆発による生成物に強い制限を与えることのできる有益な情報となる。

重元素の空間分布が詳細に研究されていく中で、Fe アバンダンスの分布が一様でないという結果も見つかった。近傍のいくつかの銀河団の外側領域において、重元素が非一様に分布していることが ASCA による観測から明らかになった (Furuzawa、Tanaka、Murat)。しかし、Fe アバンダンスの高く見積もられた領域に対応銀河は見られず、非一様な Fe 分布の起源は未だに解明されていない。銀河団中心領域における Fe 分布の非一様性もまた、Newton、Chandra によって観測された (Furusho、Yamasaki、Tamura)。また、これらの現象の解明が、銀河から ICM へと重元素が放出されるプロセスの情報を与えてくれると期待されている。

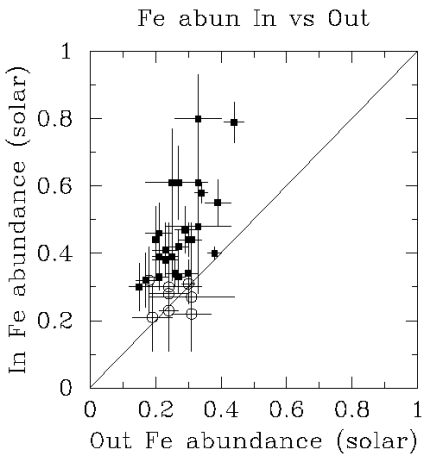

図 2.9: 中心領域と外部領域における Fe アバンダンスの比較。ASCA による 34 個の銀河団の観測結果。

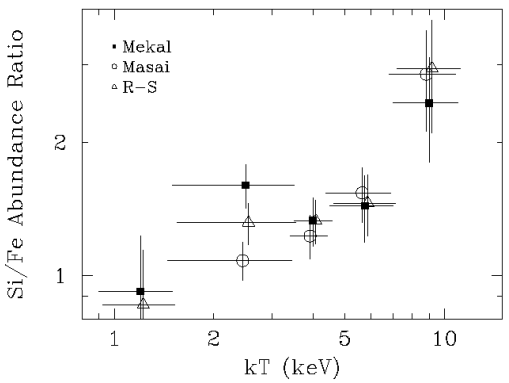

図 2.10: ICM 温度に関する Si と Fe のアバンダンス比

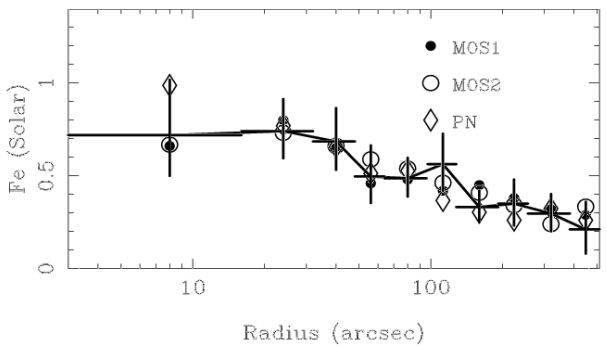

図 2.11: Newton の観測による Abell496 の Fe アバンダンス半径分布

2.4.4 楕円銀河の重元素の観測

楕円銀河は重元素供給源と考えられているため、楕円銀河の重元素分布を調べることは、ICM 中の化学組成を考える上で非常に重要となる。Einstein の観測によって、楕円銀河も銀河団同様に高温ガスを付随していることがわかった (Forman et al. 1985)。楕円銀河の重力ポテンシャルによって束縛されている高温ガスの温度は 0.5 ~ 1keV、質量は楕円銀河を構成する全星質量の 0.1 ~ 5 %と見積もられいる。また、楕円銀河中の星の重元素アバンダンスは、可視光観測によって ~ 1 solar であるという報告がなされている (Arimoto et al. 1997)。楕円銀河の中心領域に限ると、星の Fe アバンダンスは 2 solar ~ 3 solar になるという報告もある (O'Connell.1986)。星の重元素アバンダンスは、楕円銀河の可視光レベルでの明るさに依存すると考えられている (Faber.1973)。ASCA の X 線観測によって、明るい楕円銀河に付随する高温ガス中の重元素アバンダンスが見積もられた結果、~ 1 solar となり、星のアバンダンスとほぼ一致することがわかった (Matsushita.1997)。

2.5 本研究の目的

ASCA 衛星の活躍以後、銀河団における重元素の空間分布の研究は今日まで数多くなされてきた。そして、銀河団中心領域における重元素アバンダンス超過の観測事実から、cD 銀河との相関の可能性など、超過要因について多くの議論が行われてきた。しかし、銀河団中心領域における重元素アバンダンス勾配についての統一的な考察は未だになされておらず、超過の要因が cD 銀河であるという十分な確証も得られていない。そこで本研究では、銀河から ICM への重元素供給メカニズムに関してより有益な情報を得るため、cD 銀河に着目し、銀河団中心における重元素の空間分布について詳細に調べた。cD 銀河は、銀河団重力ポテンシャルの底に位置しており擾乱の影響を受けないため、重元素放出時の位置情報を保持することのできる非常に観測価値の高い天体である。統計が良く近傍に位置する 27 個の cD 型、non-cD 型銀河団について系統的に調べ、超過の要因が cD 銀河である可能性について考察を行った。解析には、空間分解能の非常に優れた Chandra 衛星 (表 2.1 参照) による観測データを用いた。他の衛星を圧倒する空間分解能を生かすことで、銀河団中心における詳細な重元素分布を得ることができる。本研究では特に、輝線強度が高く同定の容易な鉄に注目し、鉄アバンダンス分布、質量分布をこれまでにない精度で求めた。それらの結果を用いることで、銀河から ICM へと重元素が放出される過程において、より強い制限をかけられる可能性が出てくる。

表 2.1: X 線観測衛星の性能比較

	Launched year	有効面積 cm^2	△E/E (%) @ 6.7keV	$\triangle\theta$ (arcsec)	E_{range} (keV)	視野 (arcmin)
Ginga	1987	4000	20	-	2.0 - 20.0	120
ASCA	1993	600	3	180	0.4 - 10.0	50
Chandra	1999	500	2	0.5	0.3 - 10.0	10
Newton	1999	3000	2	10	0.3 - 12.0	30

第3章　「Chandra」X線観測衛星

NASA は、可視光領域の「Hubble SpaceTelescope」、赤外線領域の「Space Infra-Red Telescope Facility」、ガンマ線領域の「Compton Gamma-Ray Observatory」とともに、4 大観測衛星の一つとして、X 線領域の観測を目的とした人工衛星の開発を行ってきた (主に Smithsonian Astrophysical Observatory、及び Massachusetts Institute of Technology によって)。そして、1999 年 7 月 23 日、X 線観測衛星が NASA のスペースシャトル「コロンビア」によって打ち上げられ、「Chandra」と命名された。図 3.1 に Chandra 衛星の外観図を示す。

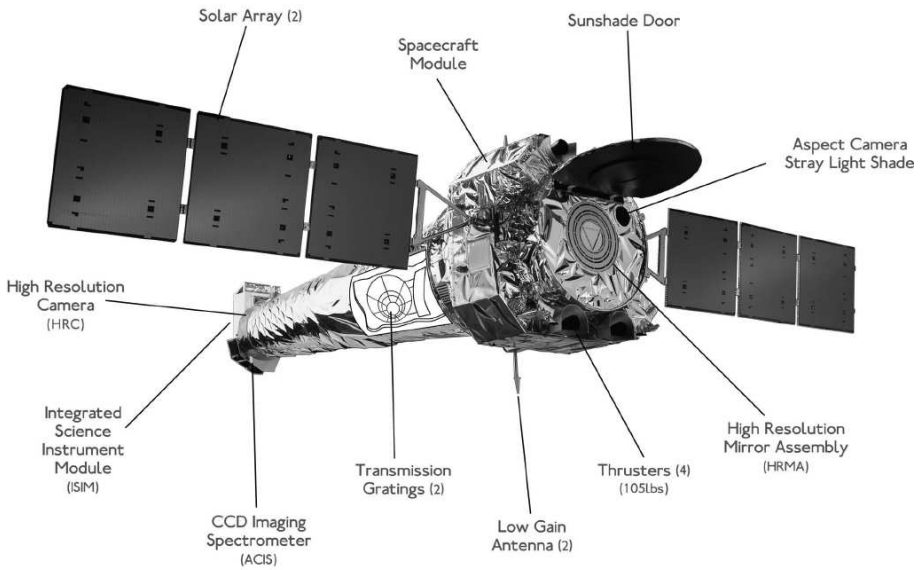

図 3.1: Chandra 衛星の外観図

3.1　概要

Chandra 衛星は、0.5 秒角という過去最高の角分解能 (point spread function の半値幅) を持った X 線望遠鏡 HRMA(High Resolution Mirror Assembly) を搭載しており、その非常に優れた性能から、現在まで数々の観測成果をあげている。HRMA 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おり、詳細な空間分布の観測を可能にする。また、ACIS には HETG(High Energy Transmission Grating)、HRC には LETG(Low Energy Transmission Grating) と、それぞれ高分解能分光器が接続されており、イメージングと同時に詳細なエネルギースペクトルを得ることができる。図 3.2 に Chandra 衛星の展開図を示す。

Chandra 衛星は打ち上げ後まもなく、遠地点 ~ 138,800 km、近地点 ~ 10,100 km の楕円軌道にのせられた。地球大気との相互作用による 2 次的なバックグラウンドの低減、地球による食の影響を避けることが目的である。軌道周期は 64 時間で、170,000 秒以上の連続した観測を可能とする。Chandra 衛星は、X 線観測衛星として過去に例を見ないような優れた性能を実現した。

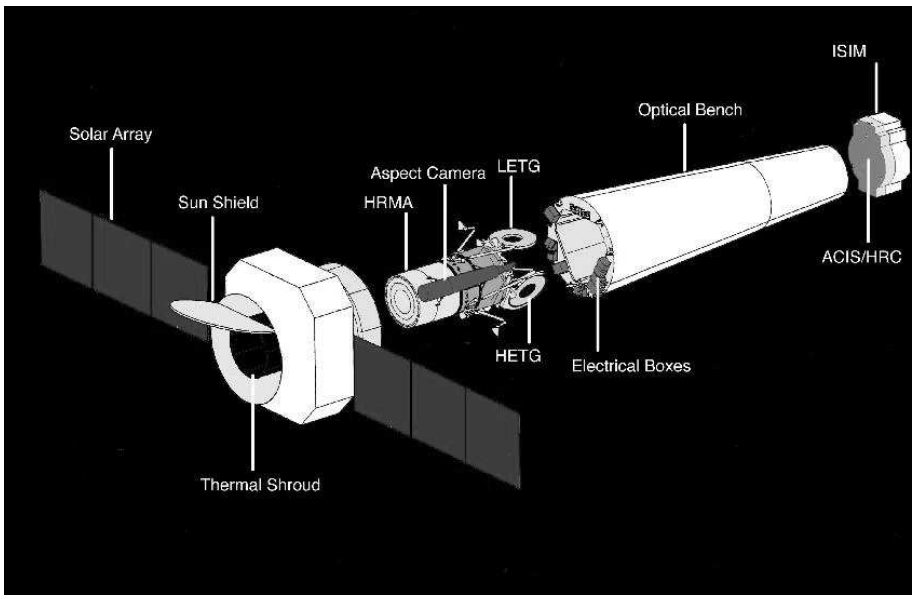

図 3.2: Chandra 衛星の展開図

3.2 High Resolution Mirror Assembly (HRMA)

3.2.1 概要

Chandra 衛星には、4 層の同心円薄膜で構成された Wolter Type-I mirror が望遠鏡として搭載されている。図 3.3 に示すように、4 層の反射鏡それぞれの前方反射鏡は放物面 (paraboloid)、後方反射鏡は双曲面 (hyperboloid) となっており、入射 X 線を 2 回反射させてから焦点に集光する仕組みとなっている。これは、1 よりわずかに小さい金属における X 線の屈折率を考慮した構造となっており、入射角を ~ 1 ° におさえることで入射 X 線を全反射させ焦点に集めることができるようになっている。図 3.4 に HRMA の構造図を示す。4 層の反射鏡は外側から順に [1,3,4,6] と ID 番号がつけられている。8 枚のミラーは表面の研磨された Zerodur grass で形作られ、表面にイリジウムを蒸着させている。表 3.1 に HRMA の主な特性を示す。X 線望遠鏡として過去に例を見ない程の優れた性能を持ち、その性能を ~ 10keV までの領域で発揮することができる。

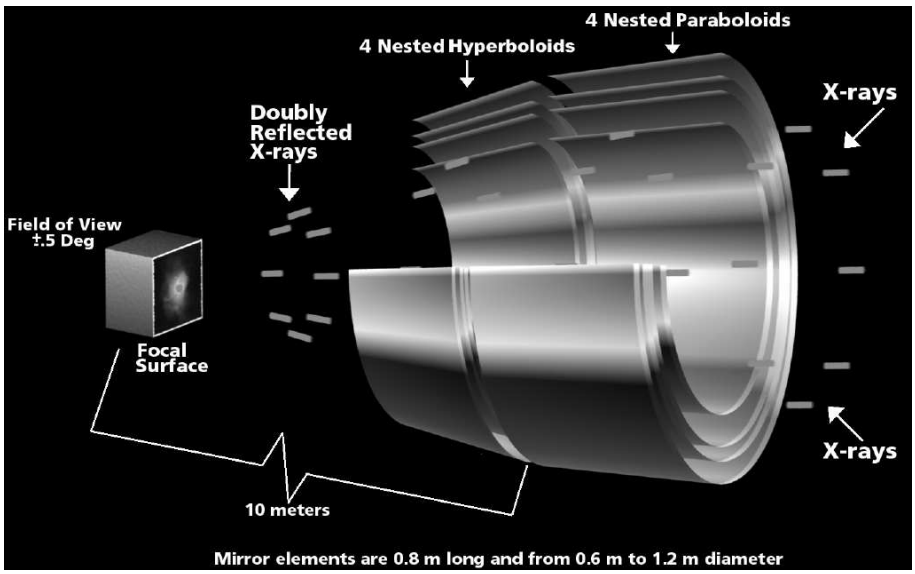

図 3.3: HRMA の模式図

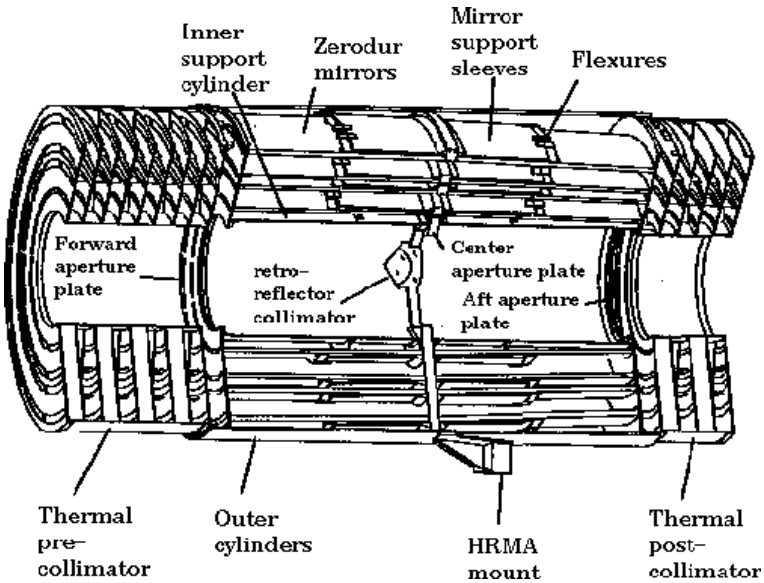

図 3.4: HRMA の構造図

表 3.1: Chandra HRMA の特性

Optics	Wolter Type-I
Mirror coatings	Iridium
Nominal coating thickness	330Å
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 $\pm$ 0.002 m
Plate scale	48.8 μm $arcsec^{-1}$
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

3.2.2 有効面積

表 3.1 によると、HRMA の有効面積は 1145 cm^2 である。しかし、X 線の反射率はその入射角度だけでなく入射 X 線のエネルギーにも依存する。図 3.5 は、On-axis での HRMA の有効面積を入射エネルギーの関数で表したものであるが、実際の有効面積は入射エネルギーに強く依存していることがわかる。4 層ある反射鏡の反射率がそれぞれ入射エネルギーによって異なり、互いに相補している。2keV 付近で見られる有効面積の急激な変化は、イリジウムの M-edge によるものである。図 3.6 は、off-axis での有効面積を入射角度の関数として表したものである。有効面積は反射鏡 4 層全てを平均化しており、各エネルギーの on-axis での値を規格化して表示している。入射エネルギーが大きくなるほど、vignetting 効果による有効面積の減少が強く見られることがわかる。

3.2.3 Point Spread Function

HRMA の Point Spread Function (PSF) は、有効面積と同様に入射エネルギーと入射角度に依存する。これは、入射 X 線のエネルギーが高くなるほど乱反射が大きくなる、また 4 層の反射鏡の光行差と焦点面がそれぞれ異なる、という理由による。HRMA の PSF は ray-trace simulation によって見積もられ、それを表す指標として encircled energy fraction が用いられる。これは、イメージ中心から PSF を半径の関数として 2 次元積分した値で、ある半径の円内における、入射 X 線の反射割合を表している。図 3.7 に、点源 on-axis 入射時における encircled energy fraction をイメージ中心から半径の関数としてエネルギー毎に

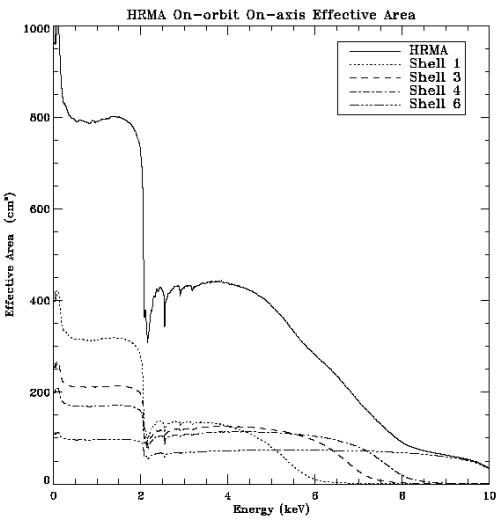

図 3.5: On-axis における、HRMA の有効面積と入射エネルギーの関係。

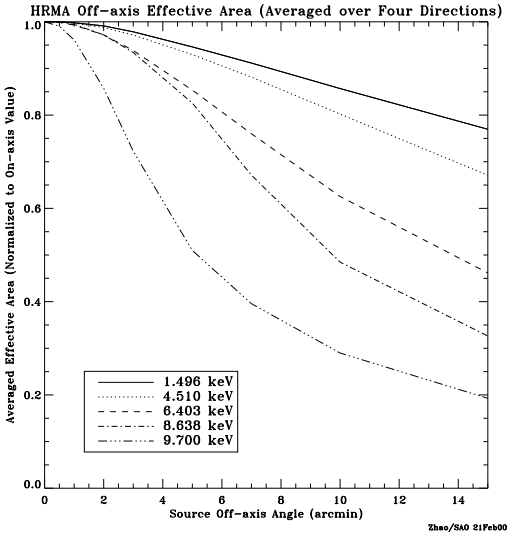

図 3.6: Off-axis における、HRMA の有効面積と入射角度の関係。

プロットしたものを示す。入射 X 線のエネルギーに依存した encircled energy fraction の減少が見られる。また、図 3.8 に、off-axis の角度と encircled energy radius との関係を示す。入射 X 線のエネルギーが高く、入射角度が大きくなるほど encircled energy radius が広がる傾向にある。

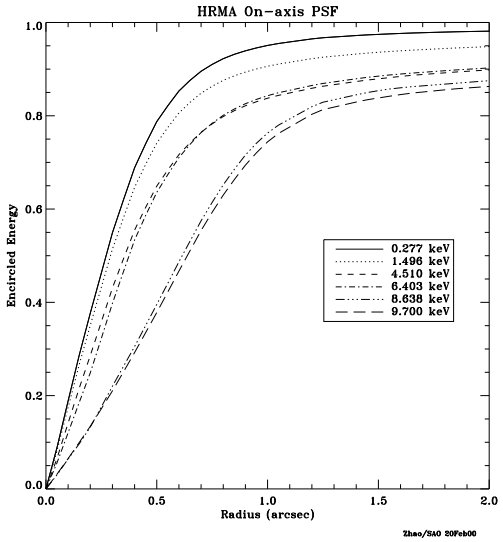

図 3.7: On-axis における、中心からの半径と encircled energy fraction との関係。

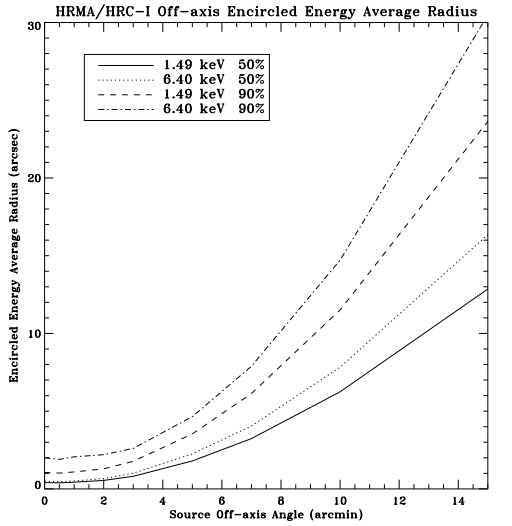

図 3.8: Off-axis における、入射角度と encircled energy radius との関係。

3.3 Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS)

3.3.1 概要

Chandra 衛星に搭載されている検出器の一つである ACIS(Advanced CCD Imaging Spectrometer) は、10 枚の CCD によって構成されている。CCD(Charged Coupled Device) は 1970 年代に開発された撮像素子で、ASCA 衛星に X 線分光撮像素子として初めて搭載されてからは、X 線観測衛星で広く用いられるようになっている。比較的大面積で、優れた位置分解能とエネルギー分解能を併せ持つバランスのとれた検出器である。図 3.9 に ACIS の構造図を、図 3.10 に ACIS・CCD の模式図を示す。ACIS は、2×2 の正方配列した ACIS-I と、1×6 の直列配列した ACIS-S から成る。ACIS-I は広範囲のイメージングに用いられ、ACIS-S はイメージングと共に HETG と組み合わせることで回折像の読み出しにも用いられる。10 枚の CCD のうち、ACIS-S1、ACIS-S3 の 2 枚は背面照射 (BI) 型で、残りの 8 枚は前面照射 (FI) 型となっている。BI 型はその構造の特徴により、FI 型よりも低エネルギー側での検出効率が高い。また、一般的にエネルギー分解能も FI 型に比べて優れている。 on-axis position (aimpoint) は 2 通りの選択ができるように設計されており、ACIS-S3 と ACIS-I3 を基準とする。 telemetry による制限から、最大で 6 枚までの CCD の同時観測が可能となる。表 3.2 に ACIS の特性を示す。

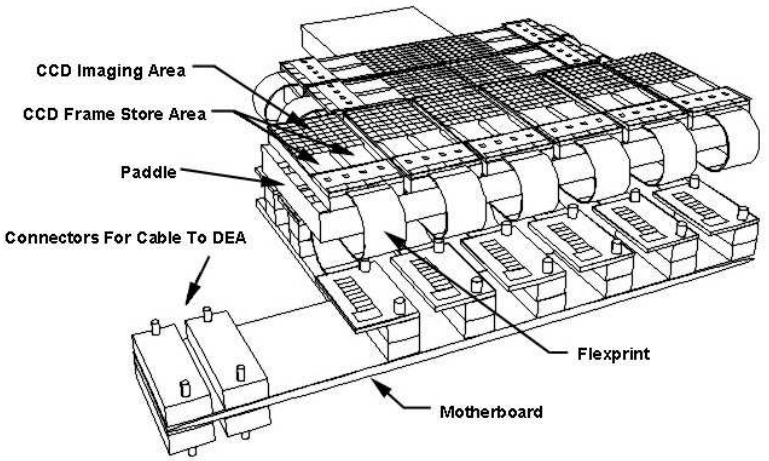

図 3.9: ACIS の構造図

3.3.2 検出原理

CCD は、金属 (Metal) による電極、酸化物 (Oxide) による絶縁層、半導体 (Semiconductor) によって構成され、半導体にはシリコン (Si) が用いられている。表面の電極はゲート構造をしており、これがピクセルの大きさ、つまり空間分解能を決定している。電極に電圧をかけることによって電極下に空乏層が生じ、シリコンのギャップエネルギーよりも高いエネルギーを持った 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 1 つの電子正孔対を生じさせるのに必要とされる平均エネルギーは 3.65 eV である。電極にかけられた電圧によって空乏層内に電場が発生し、光電吸収によって生じた光電子をゲー

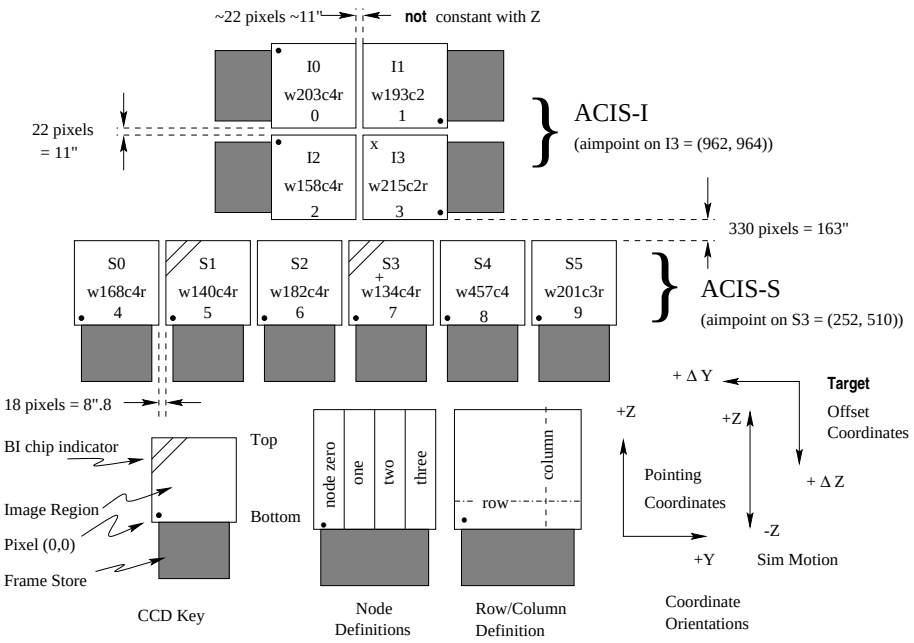

図 3.10: ACIS・CCD の模式図。aimpoint が、ACIS-S3:+、ACIS-I3:x で示してある。

ト表面に移動させる。この間にも光電子は別のシリコン原子と衝突を繰り返し、最終的に入射エネルギーに比例した数の電子が作られ、電子雲として入射位置近傍の電極へ集められる。FI 型 CCD では、空乏層下の空乏化していない中性領域において光電吸収がおこる場合もあり、中性領域で発生した電子雲は拡散によって空乏層に到達したものだけが電極へと集められる。集められた電荷は、各列ごとに隣り合う電極に順次移動させることで連続的に読み出され、CCD1 枚につき 4 つの node に送られて後続の回路によって処理される。

図 3.10 に示されるように、CCD は撮像を行う Imaging 部と情報を蓄積する Framestore 部から成る。Imaging 部は入射 X 線にさらされているのに対し、Framestore 部は遮蔽されている。以下に、ACIS・CCD の一連動作を記す。

1・一定時間 Imaging 部を露光 (全 Frame : ~ 3.2 s)

2・生じた電荷を Imaging 部から Framestore 部へ転送 (~ 40 ms)

3・Framestore 部のデータを処理して後続の回路へ転送すると同時に、
Imaging 部が次の露光を開始

表 3.2: ACIS の特性

Focal plane arrays:	
I-array	4 CCDs placed to lie tangent to the focal surface
S-array	6 CCDs in a linear array tangent to the grating R-circle
CCD format	1024 × 1024 pixels
Pixel size	24 microns (0.492±0.0001 arcsec)
Array size	16.9 by 16.9 arcmin ACIS-I
	8.3 by 50.6 arcmin ACIS-S
On-axis effective Area	110 cm^2 @ 0.5 keV(FI)
	600 cm^2 @ 1.5 keV(FI)
	40 cm^2 @ 8.0 keV(FI)
Quantum efficiency	$>$ 80% (3.0 - 5.0 keV)
(frontside illumination)	$>$ 30% (0.8 - 8.0 keV)
Quantum efficiency	$>$ 80% (0.8 - 6.5 keV)
(backside illumination)	$>$ 30% (0.3 - 8.0 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 10^4s
	(0.4 - 6.0 keV)
Detector operating temperature	-90 to -120 °C

3.3.3 Event Grades

ACIS では荷電粒子等のバックグラウンドと正規の X 線イベントを識別するためにイベントグレードという手法を用いる。これは、正規の X 線イベントは位置依存性はあるもののほぼ 1 つのピクセルでのみ反応するのに対し、バックグラウンドは複数のピクセルで同時に反応するという性質を利用したものである。ACIS にイベントが入射すると、最大波高値を示したピクセルとその周囲の 3×3 のピクセルにおける検出パターンによって、イベントの識別がなされる。検出パターンはイベントグレードと呼ばれる数値で識別される。図 3.11 に示すように最大波高値を示したピクセルを 0 とし、その周囲に 2 の巾乗で定義された数を配置する。3×3 のピクセルのうち Event threshold(表 3.2) を越えたピクセルの数を足しあわせることによって、0 ~ 255 のイベントグレードに分けることができる。ASCA の SIS においても同様にイベントグレードがなされており、検出パターンによって 0 ~ 7 のグレードに分けられている。ACIS でも、キャリブレーションなど多くの場合に用いられる検出パターン (standard grade) は ASCA-SIS のグレードパターンを採用している。表 3.3 に ACIS と ASCA のイベントグレードの対応を示す。グレード 2、3、4 は中心ピクセルから隣接ピクセルに電荷が漏れ込んだイベントとみなし、グレード 6 は電荷が 3 ピクセル、もしくは 4 ピクセルに分配されたイベントとみなす。グレード 2、3、4、6 はスプリットイベントと呼ばれる。一方で、グレード 1 とグレード 5 の電荷分布はイベント中心のピクセルから電荷が漏れ出したとは考えにくく、隣接イベントからの電荷の漏れ込みとみなし、バックグラウンドとして除去する。同様に、グレード 7 は 4 ピクセル以上に広がったイベントであるため、正しい入射エネルギー情報を保持していない中性領域で光電吸収されたイベントとみなし、除去する。よって、X 線イベント判定条件として、一般的に ASCA グレード 0、2、3、4、6 が用いられている。以上のように、適切なグレード選択によって signal-background 比を向上させることができる。ACIS の特性 (有効面積、感度、point spread function、エネルギー分解能、etc..) は、入射 X 線のエネルギーと共にイベントグレードにも強く依存する。

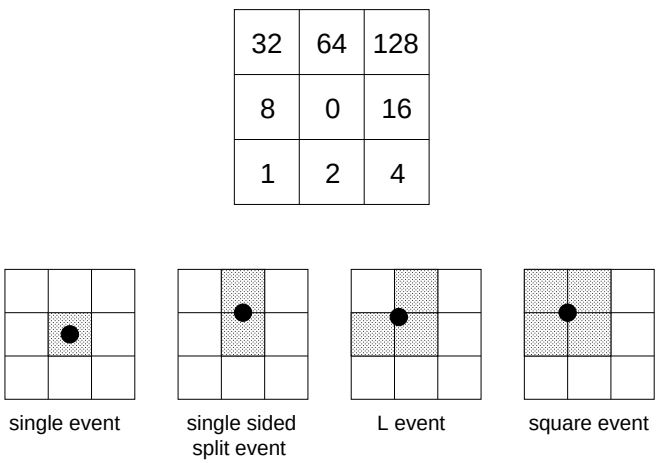

図 3.11: イベントグレード値配置図 (ACIS) と X 線イベントパターン (ASCA)。

表 3.3: ACIS グレードと ASCA グレードの関係

ACIS Grades	ASCA Grade	Description
0	0	Single pixel events
64 65 68 69	2	Vertical Split Up
2 34 130 162	2	Vertical Split Down
16 17 48 49	4/3	Horizontal Split Right
8 12 136 140	3/4	Horizontal Split Left
72 76 104 108	6	"L" & Quad, upper left
10 11 138 139	6	"L" & Quad, down left
18 22 50 54	6	"L" & Quad, down right
80 81 208 209		"L" & Quad, up right
1 4 5 32 128	1	Diagonal Split
33 36 37 129		
132 133 160 161		
164 165		
3 6 9 20 40	5	"L"-shaped split with corners
96 144 192 13 21		
35 38 44 52 53		
97 100 101 131		
134 137 141 145		
163 166 168 172		
176 177 193 196		
197		
24	7	3-pixel horizontal split
66		3-pixel vertical split
255		All pixels

3.3.4 有効面積

CCD の有効面積を決める検出効率は、入射 X 線が空乏層内で光電吸収される割合によって決定される。そのため、高エネルギー X 線の検出効率は空乏層の厚さに依存する。Chandra-ACIS では、ASCA-SIS で用いられた CCD に比べ 2 倍の厚さの空乏層を持った CCD が用いられているため、高エネルギー側での検出効率が向上している。一方で、低エネルギー X 線は高い吸収断面積を持ち、わずかな遮蔽物も無視できなくなるため、低エネルギー側の検出効率は空乏層に入射するまでに通過する物質に依存する。§3.3.2 で述べたように、ACIS・CCD の前面の電極は電荷を順次転送する必要性から複雑な構造をとっているのに対し、背面の電極は厚さ 5μm と非常に薄く単純な構造をとっている。そのため、前面で入射 X 線を受ける FI 型 CCD と比較し、背面を望遠鏡側に向けている 2 枚の BI 型 CCD(ACIS-S1、ACIS-S3) は電極層での吸収の影響を軽減できるため、低エネルギー側での感度が良くなっている。図 3.12 に FI 型 CCD と BI 型 CCD の有効面積を示す。FI 型 CCD は BI 型 CCD よりも空乏層が厚いため、高エネルギー側で比較的高い感度を示している。一方、BI 型 CCD では上述の理由から低エネルギー側で高い感度を示している。

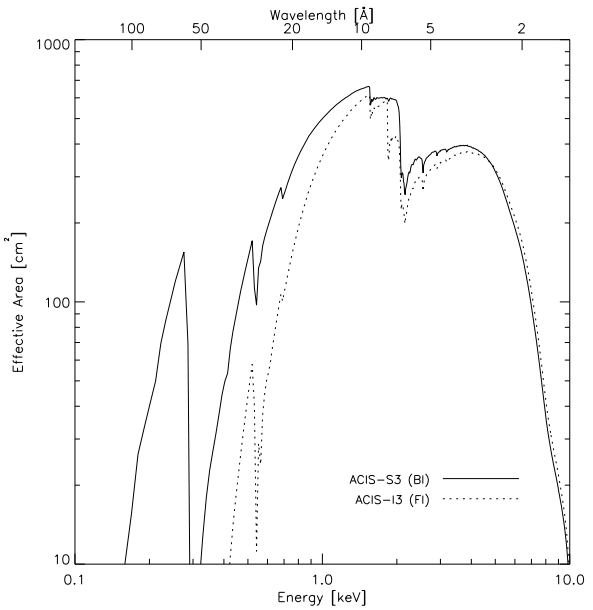

図 3.12: ACIS の FI 型 CCD(点線) と BI 型 CCD との有効面積の比較。

3.3.5 空間分解能

ACIS の on-axis での空間分解能は、HRMA の性能とは関係なく CCD のピクセルの物理的サイズ (24.0μm : ~ 0.492 arcsec) のみに依存する。ACIS-I3 または ACIS-S3 の aimpoint に X 線が入射した場合、1.49 keV では 4 ピクセル (2.0 arcsec) 以内に、6.4 keV では 5 ピクセル (2.5 arcsec) 以内に、encircle energy の 90 %が入る。図 3.13 に、軌道上で点源 PG1634-706 を ACIS で観測した際の encircled energy fraction の半径分布を示す。

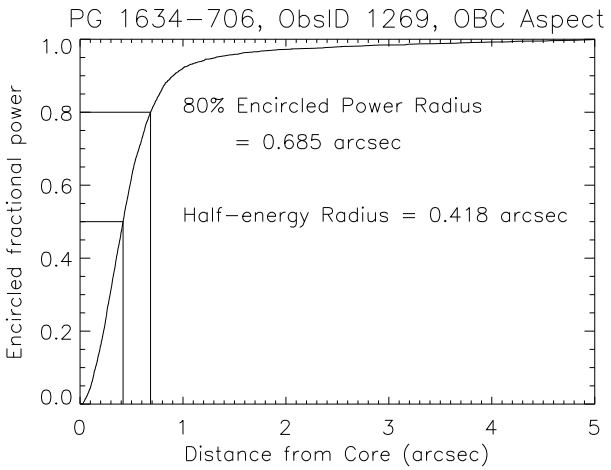

図 3.13: 軌道上で点源 PG1634-706 を ACIS で観測した際の、イメージ中心からの半径に依存した encircled energy fraction(effective energy ~ 1 keV)。

3.3.6 エネルギー分解能

CCD におけるエネルギー分解能

X 線観測に用いられる CCD のエネルギー分解能は、以下の 3 つの要因によって決定される。

(a) 光電効果によって生じた電子数の統計ゆらぎ
(b) 熱的ノイズ
(c) 読み出し、増幅などの信号処理過程で加わる回路系ノイズ

ここで、ACIS の動作温度は -120 ℃に設定されているため、「(b) 熱的ノイズ」に関しては無視できる。「(a) 生じた電子数の統計ゆらぎ」を σ_N、「(b) 回路系ノイズ」を σ_τ とすると、エネルギー分解能は以下のように表される。

$$\frac{\Delta E}{E}(FWHM) = 2.35 \times \frac{\sqrt{\sigma_N^2 + \sigma_\tau^2}}{E} \tag{3.1}$$

ここで、回路系ノイズ σ_τ は電子数の統計ゆらぎ σ_N に比べて非常に小さいため ($\sigma_\tau << \sigma_N$)、σ_N のみを扱う。

入射 X 線のエネルギーを E、光電効果によって生じた電子数を N_e とすると、以下のような関係式が得られる。

$$N_e = \frac{E}{W} \qquad (W \sim 3.71\ eV/e^-) \tag{3.2}$$

ここで、W は -120 ℃の CCD におけるシリコンの平均イオン化エネルギーである。(Canali et al.1972)。式 3.2 より、σ_N は以下のように表すことができる。

$$\sigma_N^2 = F \times N_E = F \times \frac{E}{W} \qquad (F = 0.135) \tag{3.3}$$

ここで、F は Fano 因子で ACIS に用いられている Si 結晶では F=0.135 となる。式 3.3 から、エネルギー分解能 (式 3.1) は以下のように書き換えることができる。

$$\frac{\Delta E}{E}(FWHM) \sim 2.35 \times \sqrt{\frac{0.499 \times 10^{-3} keV}{E}} \tag{3.4}$$

図 3.14 に打ち上げ前の FI 型 CCD と BI 型 CCD におけるエネルギー分解能を示す。FI 型 CCD においては、ほぼ理論的な限界値に達しており、Fe-K 殻輝線 (6.7 keV) において ~ 2 % (~ 130 eV) のエネルギー分解能を達成している。

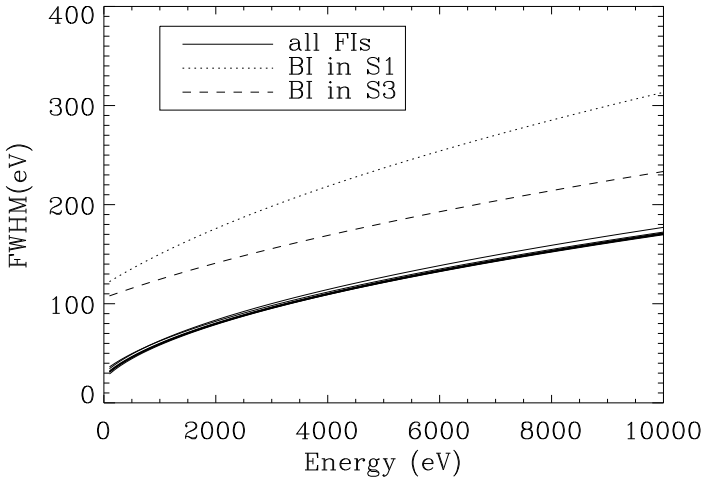

図 3.14: 打ち上げ前の ACIS のエネルギー分解能。FI 型 CCD(実線)、BI 型 CCD(点線)。

ACIS の放射線損傷

上述のとおり ACIS は非常に優れたエネルギー分解能を備えていたが、Chandra 衛星の打ち上げから 1ヶ月の間、放射線帯を通過する間も HRMA の焦点にあり集光にさらされていたため、CCD は大きなダメージを受けてしまった。放射線帯において非常にカウント数の高くなる低エネルギー陽子が主な要因であると考えられている。図 3.10 で示したように、ACIS-CCD は入射粒子にさらされた Imaging 部とシールドで保護されている Framestore 部に分かれている。シールドは低エネルギー粒子を止めるのに十分な厚さを持っているため、Framestore 部近傍では放射線損傷の影響をほとんど受けなかったが、Framestore 部から遠い領域では遮蔽物が全くない状態で激しい損傷を受けた。図 3.15 は損傷後の FI 型、BI 型 CCD のエネルギー分解能をピクセル位置の関数としてプロットしたものである。FI 型 CCD は Row 番号が大きくなるに従い損傷が激しくなっていく傾向にあるが、BI 型 CCD は Row 番号に依存せず図 3.14 にある打ち上げ前のエネルギー分解能をほぼ保持しているのがわかる。BI 型 CCD は背面を HRMA 側に向ける形で設置されており、HRMA と電極との距離が FI 型 CCD に比べ遠かったため、ダメージをほとんど受けなかった。

打ち上げから 1ヶ月あまりが経過した後は、放射線帯を通過する間 ACIS を HRMA の焦点から外すようにオペレーションが変更されたため、目立った損傷は受けていない。

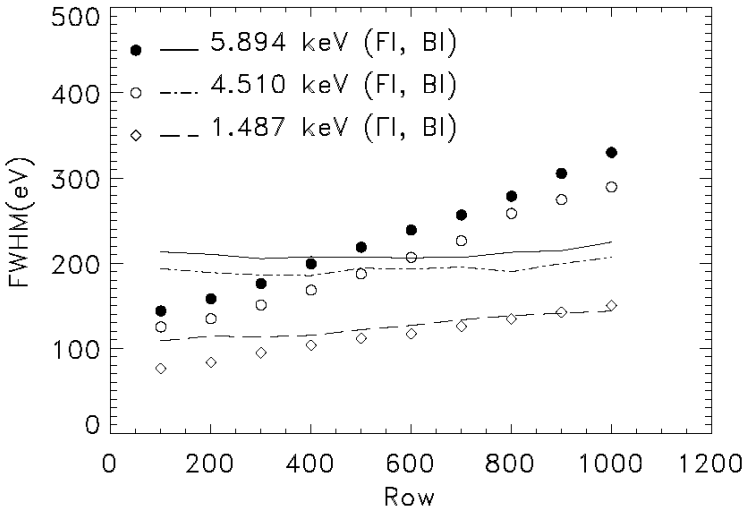

図 3.15: ACIS-I3(FI 型 : 点) と ACIS-S3(BI 型 : 線) におけるピクセル位置に依存したエネルギー分解能 (放射線損傷後)。

3.3.7 バックグラウンド

軌道上における ACIS のバックグラウンドは以下の 3 つの要素から成る。

(a) 全天から一様に放射されている広がった X 線 (CXB:Cosimc X-ray background)

(b) 宇宙線などの荷電粒子や、ACIS の放射化による内在バックグラウンド

(c) 非常に明るい天体撮像時のトレーリングによって生じるバックグラウンド

これらのバックグラウンドは X 線バックグラウンド (a) と非 X 線バックグラウンド (b、c) に分類される。

非 X 線バックグラウンド

軌道上において、HRMA の前後の窓を閉じ、宇宙空間からの入射粒子を全て遮断することで非 X 線バックグラウンドを測定することができる。ACIS における非 X 線バックグラウンドの測定は、まだ CCD が放射線損傷を受けていない、打ち上げ後まもない段階で行われた。図 3.16 に FI 型 CCD(ACIS-S2) と BI 型 CCD(ACIS-S3) それぞれの非 X 線バックグラウンドスペクトルを示す。FI 型 CCD のバックグラウンドレートは 2 ~ 9 keV でほぼ一定であるのに対して、BI 型 CCD では 6 keV 付近からバックグラウンドレートが上昇する傾向に見られる。また、BI 型 CCD の 0.5 keV よりも低エネルギー側で、レートの急激な上昇が見られる。

全バックグラウンド

HRMA を開口することで、非 X 線バックグラウンドに加え宇宙空間を飛び交う X 線バックグラウンドも検出される。広がった X 線放射 CXB は、長時間 (~ 100 ksec) 観測を行うことによってある程度点源として分解することができるが、全体的なカウントレートを上げる要因となる。また、望遠鏡で反射された荷電粒子のうち運動量の大きなものは、荷電

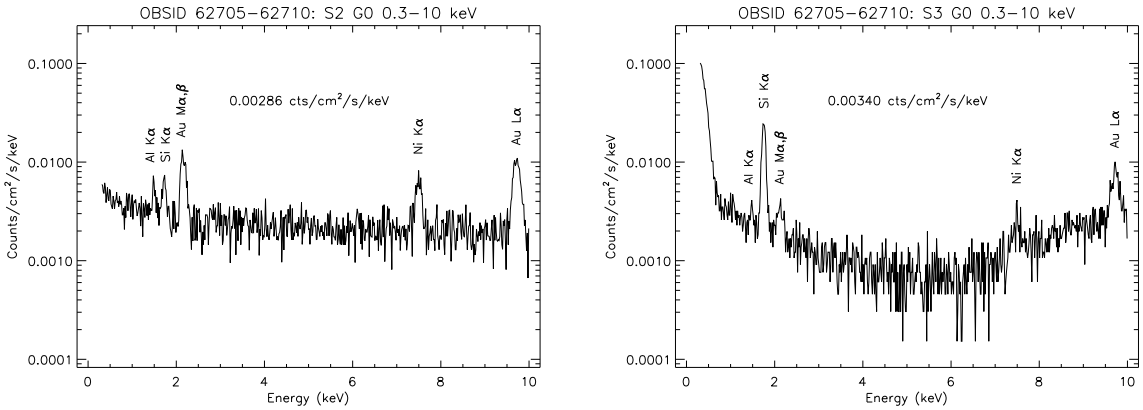

図 3.16: standard grade のイベントに対する、ACIS-S2:FI 型チップ (左) と ACIS-S3:BI 型チップ (右) のバックグラウンドスペクトル。HRMA の前後の窓を閉じた状態で測定。

表 3.4: 2 種類のチップにおける、典型的な全バックグラウンドレートの比較

Chip	0.0 < E < 10.0 keV Rate (cts/s)	all E Rate (cts/s)
ACIS-S2 (FI)	8.1	9.4
ACIS-S3 (BI)	3.6	10.5

粒子除去の目的で衛星に搭載されている磁石でも曲げることができずに検出されてしまい、バックグラウンドとなる。図 3.17 は、FI 型 CCD と BI 型 CCD で明るい X 線源が含まれていない領域を観測して得られた全バックグラウンドスペクトルである。スペクトルは standard grade(グレード 0、2、3、4、6) でフィルターしたものである。また、FI 型、BI 型 CCD における全バックグラウンドのカウントレートの比較を表 3.4 に示す。

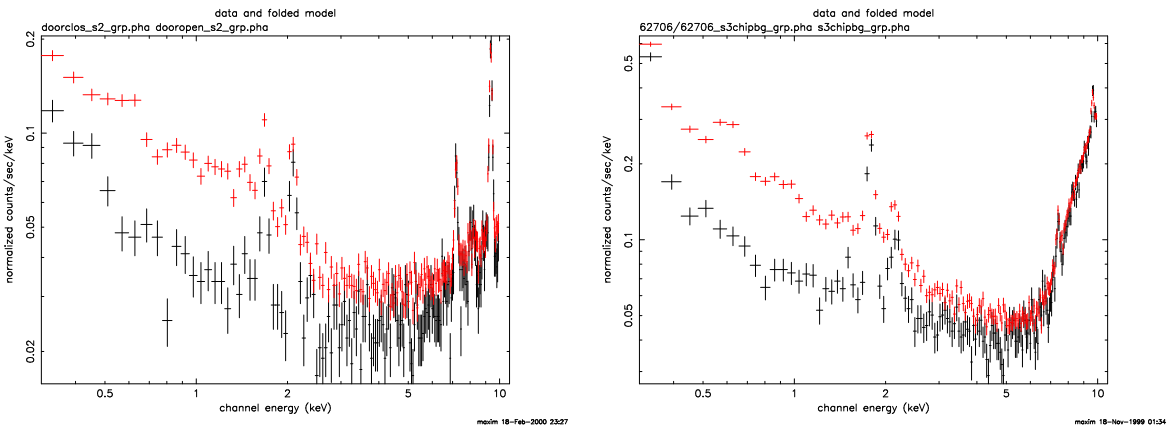

図 3.17: 視野内に明るい X 線源のない領域での、ACIS-S2:FI 型チップ (左) と ACIS-S3:BI 型チップ (右) の X 線スペクトル。比較のため望遠鏡開口前のスペクトル (図 3.16 参照) も重ねて表示。

第4章　観測・解析方法

4.1　サンプル銀河団

銀河団中心領域における鉄アバンダンスの分布について系統的に解析していくためには、条件に見合ったより多くのサンプル銀河団が望まれる。本研究では、サンプル条件を重元素アバンダンスの精密な同定が可能な光子統計の優れた銀河団とし、比較的近傍 (z ~ 0.01-0.09) に位置する光度 ~ 10^{43-45}erg/s の X 線で明るいもの、を基準にした。さらに、銀河団 ICM 中の鉄アバンダンスを ICM 温度の関数として考察できるように、様々な ICM 温度 (1-10 keV) をもった銀河団を各温度ほぼ均等な数となるように選んだ。以上の条件を満たし、Chandra 衛星で観測されている 27 個の銀河団 (群) を本研究のサンプルとして用いた。銀河団 ICM 中の重元素の起源として最も興味深い cD 銀河に着目した解析を行うため、cD 型銀河団が主要な解析対称となるが、比較のために non-cD 型銀河団も数個扱うことにした。また、1 keV 程度の高温ガスを擁した数個の銀河の集合体である銀河群も、銀河団との比較のためにサンプルとして 3 つ用意した。小規模な銀河団である銀河群は、銀河団と性質は似ていながらそのスケールの違いにより、重元素供給過程の考察において興味深い比較天体となる。

表 4.1 に Chadra 衛星の観測ログを示す。Chandra-ACIS の放射線損傷を受けていない BI 型 CCD(ACIS-S3) で撮像されたデータを基本的に用いたが、いくつかの non-cD 銀河団は ACIS-S3 でとらえられていなかったため、それらの銀河団は ACIS-I による観測データを用いた。表 4.2 にサンプル銀河団の可視光観測による基本的性質・各種パラメータを示す。また、表 4.3 に X 線観測による基本的性質・各種パラメータを示す。表 4.3 中の銀河団 ICM 温度、及び鉄アバンダンスは、radius で示された領域 (銀河団中心領域は除く) での値である (Fukazawa et al. 1998)。

4.2　データリダクション

データリダクション、データ解析には、Chandra X-ray Center(CXC) から提供されている CIAO-2.3 software package を使用した。また、データとして CXC から公開されている Level 2 のイベントデータを用いた。ここで、2001-09-13 以前に ACIS-S3 で観測されたデータはゲインマップの変更に伴い、ゲイン補正の再プロセスをかけたデータを使用した。

各サンプル銀河団のデータを解析するにあたり、ライトカーブを作成してフレアによる突発的なカウントの上昇がないことを確認した上で使用した。もし急激なカウントの上昇が見られた場合には、その時間帯を切り取ったデータを用いた。

表 4.1: Chandra 観測ログ

Target	observation ID	position (α, δ J2000)	observating date	exposure time (sec)	ACIS chip
Ophiuchus	3200	17:12:27.80, -23:22:11.50	2002-10-21	50533	S
Tri.Aust.	1227	16:38:20.00, -64:21:22.00	1999-08-25	12085	I
A2029	891	15:10:56.10, +05:44:38.00	2000-04-12	19813	S
Coma	556	12:59:48.00, +27:58:00.00	1999-11-04	9649	S
A2256	2419	17:04:10.75, +78:37:51.60	2001-02-06	11870	S
A478	1669	04:13:25.39, +10:27:57.05	2001-01-27	42397	S
A426	3209	03:19:47.60, +41:30:37.00	2002-08-08	95774	S
A1795	494	13:48:52.70, +26:35:27.00	1999-12-20	19522	S
A119	4180	00:56:16.13, -01:15:18.40	2003-09-04	11932	I
A3112	2516	03:17:57.70, -44:14:17.50	2001-09-15	16919	S
A3558	1646	13:27:56.91, -31:29:43.90	2001-04-14	14419	S
A2147	3211	16:02:07.20, +15:57:36.00	2002-04-05	17880	I
A496	931	04:33:37.80, -13:15:42.98	2000-07-28	18919	S
A2199	498	16:28:38.50, +39:33:03.00	1999-12-11	18922	S
A4059	897	23:57:00.00, -34:45:30.00	2000-09-24	22303	S
Centaurus	504	12:48:48.70, -41:18:44.00	2000-05-22	31715	S
Hydra A	576	09:18:05.70, -12:05:45.00	1999-11-02	19526	S
A1367	514	11:44:37.10, +19:44:58.00	2000-02-06	40527	S
A1060	2220	10:36:42.00, -27:31:39.00	2001-06-04	31898	I
A2052	890	15:16:44.40, +07:01:20.00	2000-09-03	36754	S
2A0335+096	919	03:38:40.50, +09:58:11.60	2000-09-06	19728	S
Sersic159-03	1668	23:13:58.30, -42:43:35.00	2001-08-13	9949	S
A400	4181	02:57:41.58, +06:01:28.81	2003-09-19	21493	I
A262	2215	01:52:46.50, +36:09:07.90	2001-08-03	28744	S
NCG533	2880	01:25:31.40, +01:45:32.80	2002-07-28	37604	S
NCG507	317	01:23:39.00, +33:15:24.00	2000-10-11	18422	S
HCG62	921	12:53:05.70, -09:12:20.00	2000-01-25	48530	S

表 4.2: 可視光観測パラメータ

Target	Type BM[1]	R[2]S	$M^{(3)}_{galaxy}$ ($h_{50}^{-2}M_\odot$)	cD galaxy[4]	m_B,(cD)[4]	R_{eff},(cD)[4] (kpc)
Ophiuchus	-	cD	-	-	-	-
Tri.Aust. *	-	-	-	-	-	-
A2029	-	cD	-	UGC9752	14.73	75.689
Coma *	II	B	$(9.3\pm2.0)\times10^{13}$	NGC4874	12.63	27.19
A2256 *	II-III	B	$(9.8\pm1.0)\times10^{13}$	-	-	-
A478	I	cD	-	-	14.8	-
A426	-	-	-	NGC1275	12.64	8.78
A1795	I	cD	$(4.8\pm0.7)\times10^{13}$	+05-33-005	15.2	57.66
A119 *	II-III	C	-	-	-	-
A3112	-	-	-	ESO248-G006	14.9	58.33
A3558	I	cD	3.0×10^{13}	-05-32-026	13.85	-
A2147 *	III	F	-	-	-	-
A496	I	cD	-	-02-12-039	13.32	-
A2199	I	cD	$(5.0\pm0.8)\times10^{13}$	NGC6166	12.78	41.91
A4059	I	-	-	ESO349-G010	13.86	-
Centaurus	I-II	I	-	NGC4696	11.39	70.43
Hydra A	-	cD	1.5×10^{13}	-02-24-007	13.9	69.44
A1367 *	II-III	F	$(3.2\pm0.8)\times10^{13}$	-	-	-
A1060 *	III	C	-	-	-	-
A2052	-	-	-	UGC09799	13.96	46.23
2A0335+096	-	cD	-	-	16.0	-
Sersic159-03	-	-	-	-	16.4	-
A400 *	II-III	I	$(2.7\pm0.7)\times10^{13}$	-	-	-
A262	III	C	1.5×10^{13}	NGC708	13.70	36.56
NCG533	-	group	-	NGC533	12.41	24.45
NCG507	-	group	$(3.0\pm1.0)\times10^{12}$	NGC507	12.2	29.49
HCG62	-	group	7.2×10^{11}	NGC4759	13.47	-

* Non-cD type clusters[5].

reference

(1) Bautz and Morgan 1970, Abell et al. 1989

(2) Rood and Sastry 1971, Struble and Rood 1987, Bahcall 1980

(3) Tifft et al. 1975, Arnaud et al. 1992, Dell'Antonio 1995, David et al. 1995 Bardelli et al. 1996, Mulchaey et al. 1996

(4) NASA/IPAC Extragalactic Database, (5) Fukazawa et al. 1998

表 4.3: X 線観測パラメータ

Target	z[1]	radius[2] (arcmin)	kT[2] (keV)	Abundance[2] (solar)	L_X (2-10 keV)[3] (h_{50}^{-2}erg s^{-1})
Ophiuchus	0.0280	3-10	9.87±0.29	0.21±0.02	1.52×10^{45}
Tri.Aust. *	0.0510	3-9	9.44±0.45	0.19±0.06	1.26×10^{45}
A2029	0.0773	-	9.10±1.00[4]	-	1.97×10^{45}
Coma *	0.0231	6-15	8.12±0.25	0.24±0.03	7.50×10^{44}
A2256 *	0.0580	2-8	6.91±0.19	0.24±0.03	8.32×10^{44}
A478	0.0881	3-8	6.71±0.26	0.21±0.03	2.41×10^{45}
A426	0.0179	6-15	6.64±0.10	0.34±0.02	1.10×10^{45}
A1795	0.0631	3-8	5.79±0.13	0.26±0.03	8.91×10^{44}
A119 *	0.0442	3-9	5.56±0.22	0.24±0.06	2.58×10^{44}
A3112	0.0750	-	$5.30^{+0.70(4)}_{-1.00}$	$0.81^{+0.96(7)}_{-0.71}$	4.84×10^{44}
A3558	0.0478	3-8	5.05±0.16	0.21±0.03	4.23×10^{44}
A2147 *	0.0350	3-9	4.87±0.20	0.30±0.05	1.82×10^{44}
A496	0.0329	3-8	4.09±0.07	0.31±0.02	2.54×10^{44}
A2199	0.0302	3-8	4.09±0.07	0.29±0.02	2.97×10^{44}
A4059	0.0475	2.5-8	4.00±0.10	0.37±0.04	1.89×10^{44}
Centaurus	0.0114	6-15	3.70±0.06	0.41±0.03	5.75×10^{43}
Hydra A	0.0538	3-8	3.54±0.08	0.22±0.03	3.49×10^{44}
A1367 *	0.0220	3-11	3.48±0.07	0.19±0.03	6.93×10^{43}
A1060 *	0.0126	3-10	3.24±0.05	0.30±0.02	2.45×10^{43}
A2052	0.0350	-	3.03±0.04[5]	0.39±0.03[5]	1.41×10^{44}
2A0335+096	0.0349	3-8	3.01±0.06	0.29±0.03	3.3×10^{44}
Sersic159-03	0.0580	2-6	2.41±0.13[6]	-	-
A400 *	0.0244	3-8	2.20±0.09	0.33±0.10	1.7×10^{43}
A262	0.0163	4-8	2.15±0.06	0.26±0.04	2.74×10^{43}
NCG533	0.0185	3-9	1.33±0.10[8]	0.45±0.20	6.3×10^{42}
NCG507	0.0190	3-9	1.24±0.06	0.31±0.07	1.4×10^{43}
HCG62	0.0137	3-10	1.06±0.03	0.15±0.03	7.8×10^{42}

* Non-cD type clusters[2].

reference

(1) NASA/IPAC Extragalactic Database

(2) Fukazawa et al. 1998 (ASCA), (3) Edge et al. 1992 (Cooling Flow Rate)

(4) Markevitch et al. 1998 (ASCA), (5) White 2000 (ASCA)

(6) Kaastra et al. 2004 (Newton), (7) Edge and Stewart 1991 (EXOSAT)

(8) Fukazawa et al. 2004 (ASCA)

4.3 スペクトル解析

本研究では、スペクトル解析によって銀河団 ICM 温度・重元素アバンダンス情報を導きだしている。

4.3.1 スペクトル解析法

現在に至るまで、数多くの銀河団 ICM における物理的描像の議論がなされ、理論的なモデルが考案されている。それらはモデル毎にいくつかのパラメータを持つため、実際に銀河団から放射された X 線を観測し、その X 線スペクトルとモデルスペクトルとを比較することで、パラメータの最適値、つまり銀河団における種々のパラメータを見積もることができる。ただし、X 線観測衛星によって実際に得られるデータには検出器の個性が含まれているため、観測天体からの純粋な情報のみを得るためには、検出器の応答を正確に理解した上で作られるレスポンス関数を用いて検出器の個性による寄与を除かなければならない。以上からスペクトル解析では、検出器のレスポンス関数を考慮したモデルスペクトルと観測スペクトルとで χ^2 検定を行い、各種銀河団パラメータを導出する。

レスポンス関数

レスポンス関数には、RMF(Redistribution Matrix File) と ARF(Ancillary Resoponse File) の 2 種類がある。RMF は二次元行列 R(P,E) で定義されたチャンネル-エネルギー変換の行列関数である。また、ARF は一次元行列 A(E) で定義されたベクトル関数で、検出器の位置と入射エネルギーに依存した有効面積を表しており、ACIS の量子効率と HRMA の有効面積から決定される。観測データである PI(pulse-invariant) ファイルを $\mathrm{D}_{(PI)}(\mathrm{P})$、バックグラウンドファイルを B(P) とすると、対象天体からのイベントによって実際に検出されるパルス波高分布 D(P) は以下のように表される。

$$D(P) = D_{PI}(P) - B(P) \tag{4.1}$$

また検出器のレスポンス関数を考慮したモデルスペクトルのパルス波高分布 M(P) は、モデルスペクトル関数 S(E) と上述の 2 つのレスポンス関数を用いて以下のように表される。

$$M(P) = \int R(P,E)A(E)S(E)dE \tag{4.2}$$

χ^2 検定

式 4.1 と式 4.2 で表された 2 つのスペクトルのフィッティングを行い、以下の式で示される χ^2 検定によってパラメータの最適値を導出する。

$$\chi^2 = \Sigma\frac{(D(P) - M(P))^2}{(\Delta D(P))^2} \tag{4.3}$$

ここで、$\Delta D(P)$ は測定精度 (エラー) である。

本研究では、X 線天文学の研究で一般的に使用されている XSPEC package version11.2.0 を用いてスペクトルフィッティングを行った。

4.3.2 スペクトルモデル

本研究では、ICM からの放射モデルとして一般的に用いられている MEKAL モデル (Liedahl et al. 1995) に、我々の銀河による吸収 (wabs モデル) を考慮したモデルを使用した。

MEKAL モデル

MEKAL モデルは、Mewe、Kaastra、Liedahl によって提唱された、光学的に薄い高温プラズマからの放射モデルである。熱制動放射による連続成分に重元素の特性 X 線による輝線を足し合わせた形をしており、ICM からの X 線放射 (§2.3.1) を再現している。MEKAL モデルの自由パラメータとして、ICM 温度 (kT)、重元素アバンダンス (A_{Fe})、normalization が与えられている。重元素のアバンダンス比は、表 4.4 で示される太陽近傍での重元素アバンダンスの比率に固定されている (Anders and Grevesse 1989)。MEKAL モデルによるモデルスペクトルは、§2.3.1 図 2.4 で示される形となる。

表 4.4: 太陽近傍における重元素アバンダンス値

The number ratio to Hydrogen			
H	1.00	Si	3.55×10^{-5}
He	9.77×10^{-2}	S	1.62×10^{-5}
C	3.63×10^{-4}	Cl	1.88×10^{-7}
N	1.12×10^{-4}	Ar	3.63×10^{-6}
O	8.51×10^{-4}	Ca	2.29×10^{-6}
Ne	1.23×10^{-4}	Cr	4.84×10^{-7}
Na	2.14×10^{-6}	Fe	4.68×10^{-5}
Mg	3.80×10^{-5}	Ni	1.78×10^{-6}
Al	2.95×10^{-6}	Co	8.60×10^{-8}

wabs モデル

ICM から放射された X 線、その中でも特に低エネルギー X 線 (~ 1 keV 以下) は、我々の銀河を通過する際に、星間ガス中の元素と光電吸収を起こし吸収されてしまう。水素数密度を n、元素 i の割合を f_i、光電吸収断面積を σ_i(E)、吸収体の厚さ d とすると、光電吸収の式は以下のように表される。

$$A(E) = exp\left(-\sum_i nf_i\sigma_i(E)d\right) \tag{4.4}$$

ここで、$\sum_i f_i\sigma_i$ は我々の銀河内でほぼ一定である。星間ガスは水素が主成分であることから、吸収量は一般に $N_H = nd$ というパラメータを用いて表される。これを水素柱密度とよび、典型的に $N_H \sim 10^{20}$ cm^{-2} の値をとる。

4.3.3　バックグラウンド

ACIS におけるバックグラウンドファイルは、CXC によりチップ毎に CALDB として多数用意されている。その CALDB(blank sky データ) の中から、観測イベントに見合った最適のバックグラウンドファイルを検索するスクリプトとして、acis bkgrnd lookup が、CIAO-2.3 software package から提供されている。そこで今回、acis bkgrnd lookup を用いて銀河団毎に適したバックグラウンドファイルを選択し、観測イベントファイルの座標に合うよう補正を行って使用した。図 4.1 は、銀河団 2A0335+096 による X 線スペクトルとバックグラウンドスペクトルとを比較したものである。今回解析に用いた全サンプルでイベントファイルとバックグラウンドファイルを比較し、座標の一致とカウントレートの確認 (図 4.1) を行った。

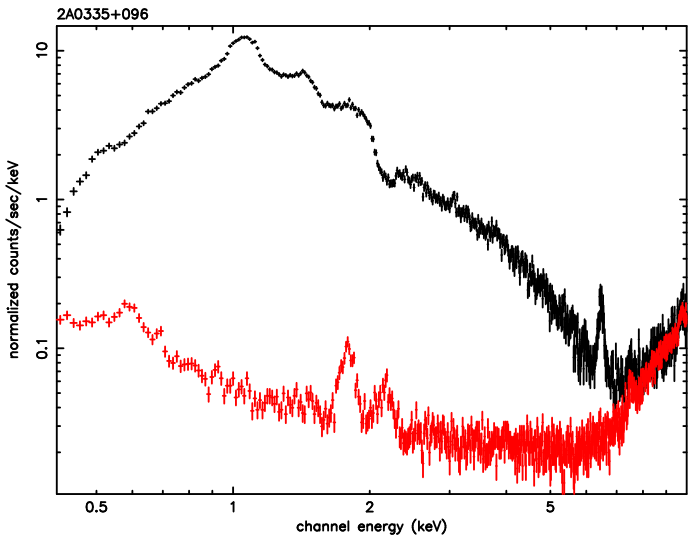

図 4.1: 2A0335+096 による X 線スペクトルとバックグラウンドスペクトルとの比較

4.4　イメージ解析

ACIS の誇る高性能撮像機能を用いて、対象天体のイメージ (2 次元輝度分布) 情報を得ることができる。図 4.2 は、ACIS-S3 チップでとらえた銀河団 2A0335+096 の X 線イメージ図である。§2.3.2 で前述したとおり、ICM からの放射は熱制動放射が支配的であるため、X 線輝度分布は ICM 密度の 2 乗を視線方向に積分した式 2.15 で表すことができる。そのため、β モデル (式 2.13) を用いた式 2.15 を観測で得られた輝度分布と比較することで、ICM 中の電子・イオンの数密度を導出することができる。このようにして得られた密度分布を利用して、ICM 質量分布や ICM 中の鉄質量分布を見積もることができる。

イメージ解析を行うにあたり、ASIC の入射位置に依存してレスポンス関数が変化するために、Exposure Map を用いてイメージの補正を行う必要がある。Exposure Map は検出器の有効面積に量子効率をかけたものであり、入射光子のエネルギーと検出器の場所に依存する。図 4.3 は、ACIS-S3 チップの 3 keV 単色エネルギーに対する Exposure Map である。実際の解析では、入射エネルギーに対応させた Exposure Map を作成して用いる。

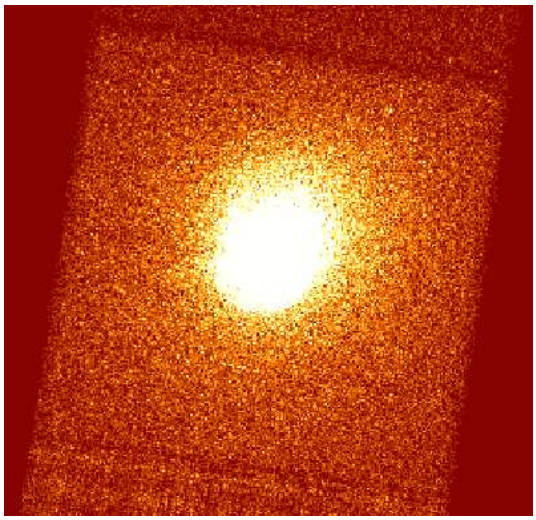

図 4.2: ACIS-S3 による 2A0335+096 の X 線イメージ図。チップの 1 辺 ~ 8 arcmin。

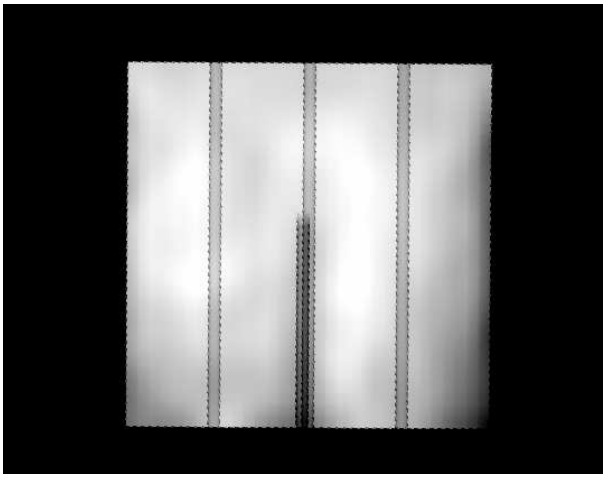

図 4.3: ACIS-S3 チップに 3 keV の X 線が入射したときの Exposure Map。

4.5 Deprojection 解析

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 2.15)。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る。

Deprojection 解析の概要図を図 4.4 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 4.4 左)、e_i と S_j は以下の関係式で表すことができる。

$$S_j = \sum_{i=j}^{N} V_{ij} e_i \tag{4.5}$$

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 4.4 右)。V_{ij} は幾何学に次のように書き表すことができる。

$$\begin{aligned} V_{ij} &= \tfrac{4}{3}\pi[(r_{i+1}^2 - R_j^2)^{3/2} - (r_{i+1}^2 - R_{j+1}^2)^{3/2} - (r_i^2 - R_j^2)^{3/2} + (r_i^2 - R_{j+1}^2)^{3/2}] \; (i \geq j) \\ &= 0 \; (i < j) \end{aligned} \tag{4.6}$$

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 4.6 を導き出しているが、本研究では、β モデルフィットによって求めた各サンプルの β の値を用いることで、外側領域にまで広がった放射による寄与も考慮した方法を用いている。

式 4.5 は以下のような行列式で書き表すことができる。

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

$$\mathbf{S} = \mathbf{V} \cdot \mathbf{e} \tag{4.7}$$

式 4.7 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 4.6 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。

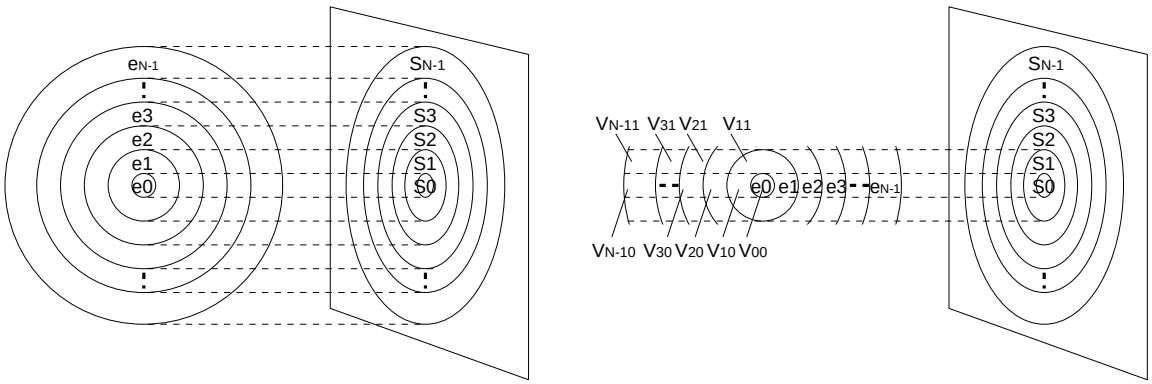

図 4.4: Deprojection の概要図

第5章　解析結果

5.1　アバンダンスの半径分布

銀河団中心領域、cD 銀河付近における重元素アバンダンスの超過スケール (§2.4.3 参照) を中心からの距離の関数として詳細に調べるために、重元素アバンダンスの半径分布をスペクトル解析により求めた。ここでは、重元素分布に対する cD 銀河の寄与に注目するため、15 個の cD 型銀河団 (Ophiuchus、A2029、A478、A426、A1795、A3558、A3112、A2199、A4059、Centaurus、HydraA、A2052、2A0335+096、Sersic159-03、A262) と 3 個の銀河群 (NGC533、NGC507、HCG62) を扱った。

5.1.1　スペクトル半径分布

同心リングで各銀河団の領域を区切り、各リングからのスペクトルを解析することで、銀河団 ICM 温度、アバンダンス半径分布を得ることができる。ただし、それらの情報は全て 2 次元空間に投影されたもの (Projection 効果) であることに注意を要する。Projection 効果による影響を除去した Deprojection 解析 (§4.5) による 3 次元空間半径分布については §5.1.4 以降で詳しく述べることとし、ここではまず生の観測データの様子を見るため、Deprojection しない解析 (Projection 解析) を行い、銀河団の様子をさぐることにする。

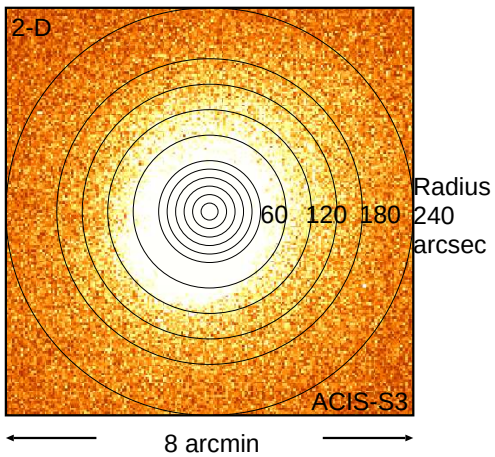

図 5.1: 2 次元半径分布導出の際のスペクトルを切り取るリングの概要図。ACIS の 1 チップサイズ = $8' \times 8'$

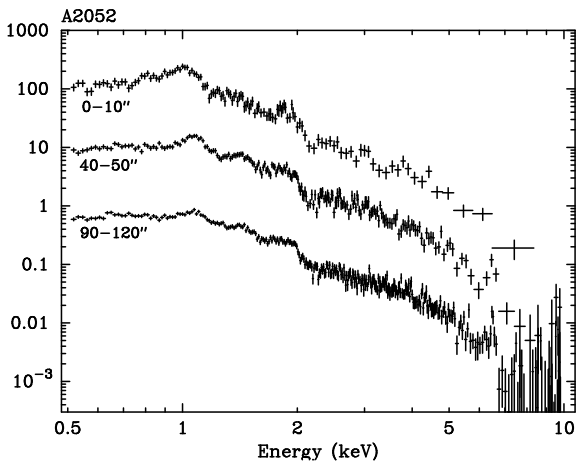

図 5.2: A2052 のリング半径 0-10″、40-50″、90-120″ からのスペクトル。各スペクトルには任意のオフセットがのせてある。

解析に用いたリングの概要を図 5.1 に示す。詳細な解析が望まれる中心領域では短い間隔で多くのリングを設けており、一方統計の悪い外側領域では間隔を広くとってある。ただし、中心領域においても十分な統計が得られないサンプルについては、中心付近のリング間隔を適宜調整している。ACIS1 チップは 1 辺 $8'$ の正方形であるため、観測可能なリ

ング最大半径は 240″ となるが、必ずしもターゲット中心とチップ中心が一致するとは限らないため、サンプルにより観測範囲は異なる。本解析では X 線カウント数の最も多い点 (cD 銀河中心) を銀河団中心と定義した。

図 5.2 は A2052 の 0-10″、40-50″、90-120″ 各領域におけるスペクトルを示している。各スペクトルの輝線成分に注目すると、1 keV 付近には鉄の L 殻輝線 (Fe-L) が、2 keV 付近にはシリコンの K 殻輝線 (Si-K) が、また、その間にはわずかながらマグネシウムの K 殻輝線 (Mg-K) が確認できる。さらに 6-7 keV 付近には鉄の K 殻輝線 (Fe-K) が見られる。この輝線は中心領域 (0-10″) では確認できず、中心領域の ICM 温度は鉄の K 殻イオン化ポテンシャルエネルギーに満たない程度 (~ 1 keV) であることを示唆している。また Fe-L 輝線は外側領域に向かうにつれて高エネルギー側にシフトしており、それを鉄の電離度の違いによるものだと判断すると外側ほど温度が高くなっていると考えることができる。

以上のように、図 5.1 によって区分された各領域におけるスペクトル (図 5.2) を用いて銀河団パラメータの 2 次元半径分布を作成する。

5.1.2 1 温度と 2 温度の MEKAL モデルフィット

1 温度 MEKAL モデルの限界

MEKAL モデルに銀河吸収 (wabs モデル) を掛け合わせたモデル (§4.3.2 参照) を用いて、各リングにおけるスペクトルフィッティングを行った。標準 (1 温度)MEKAL モデルの自由パラメータは ICM 温度 (kT)、重元素アバンダンス (A_{Fe})、normalization である。1 温度 MEKAL モデルで求めた各銀河団 ICM 温度の半径分布を図 5.3 に示す。全ての銀河団において、中心に向かうほど温度が低くなっていることがわかる。また、逆に外側領域では勾配がゆるやかになり、ほぼ一定値をとる傾向が見られる。

図 5.4 に、A2052 の中心 (0-10″) におけるスペクトルフィッティングの結果を示す。高エネルギー側に向かうにつれて、観測データとモデルとの間にひらきが生じているのがわかる。χ^2 も 2.12 と、モデルが観測スペクトルを再現しきれていないことが見てとれる。また、図 5.6 に示される A2052 のアバンダンス半径分布でも、中心に向かい一端増加しながらも中心で急激な減少が見られ、cD 型銀河団におけるアバンダンス中心超過説に反する結果となった。この要因として、銀河団に存在する温度勾配 (図 5.3) による影響があげられる。Projection 効果の影響が顕著な中心領域では、中心に存在する低温成分に加え、外側領域の高温成分からの放射も足し合わされたスペクトルとなるため、1 温度 MEKAL モデルではその放射機構を再現しきれないと考えられる。

2 温度 MEKAL モデル

銀河団の多温度構造を考慮し、2 つの温度パラメータを持つ 2 温度 MEKAL モデルを用いて再びスペクトルフィッティングを行った。実際に、2 温度モデルを使用することで、銀河団中心におけるスペクトルフィッティングが向上するという報告が ASCA の観測からなされている (Fukazawa et al. 1994)。1 温度 MEKAL モデルに比べ自由パラメータとして温度パラメータが 1 つ増えるが、今回は高温成分 T_{hot} を各銀河団の外側温度の値に固定し、温度パラメータとしては低温成分 T_{cool} のみを自由パラメータとして扱った。ここで、Chandra は視野が狭く (radius < 4′) 銀河団外側領域まで観測できないため、ASCA によって見積もられた、領域 (2′-6′ ~ 6′-15′) における ICM 温度 (Fukazawa et al. 1998) を T_{hot} として用いた (表 4.3)。

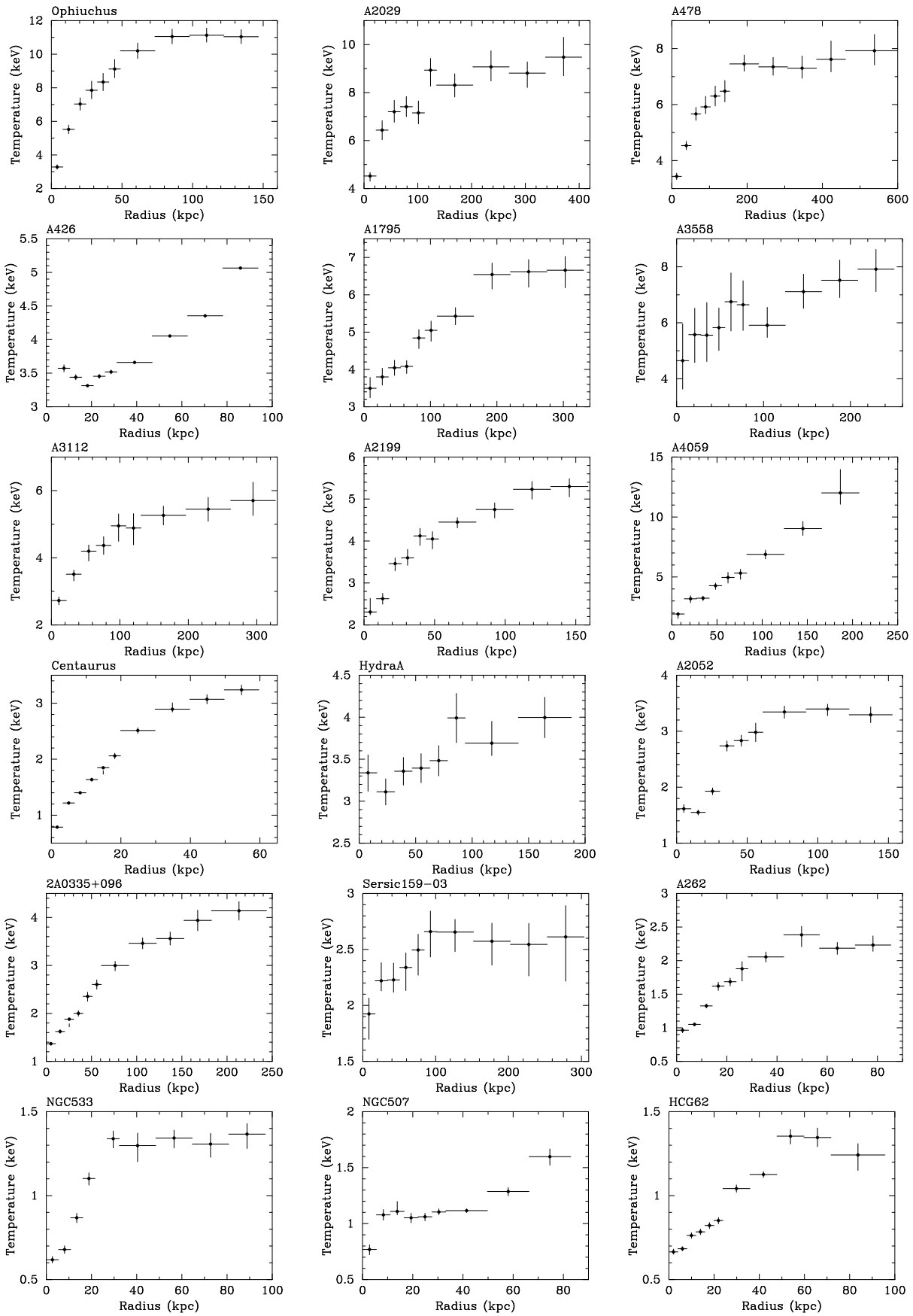

図 5.3: 各銀河団の ICM 温度の 2 次元半径分布

図 5.5 に、A2052 の中心 (0-10″) における 2 温度 MEKAL モデルフィッティングの結果を示す。1 温度フィット (図 5.4) と比較し、フィッティングが改善されているのがわかる ($\chi^2 = 1.11$)。また、図 5.7 に 2 温度フィットによる A2052 アバンダンス半径分布を示す。1 温度フィット (図 5.6) に比べ、中心でのアバンダンスの減少が抑えられており (A_{Fe} ~ 0.6_{solar})、外側領域 (A_{Fe} ~ 0.36_{solar}) よりも有意に高くなっていることがうかがえる。

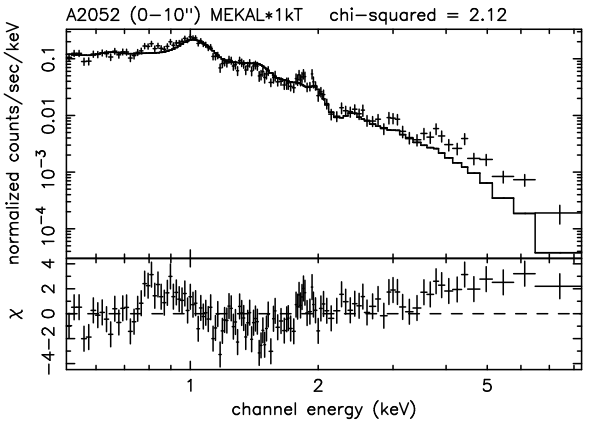

図 5.4: A2052 スペクトル (0-10″) の 1 温度 MEKAL モデルスペクトルフィット。

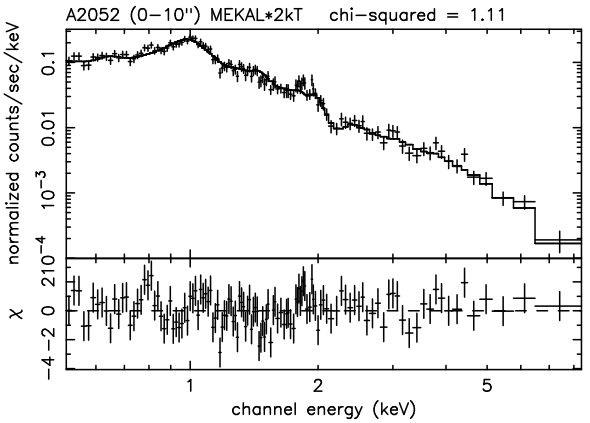

図 5.5: A2052 スペクトル (0-10″) の 2 温度 MEKAL モデルスペクトルフィット。

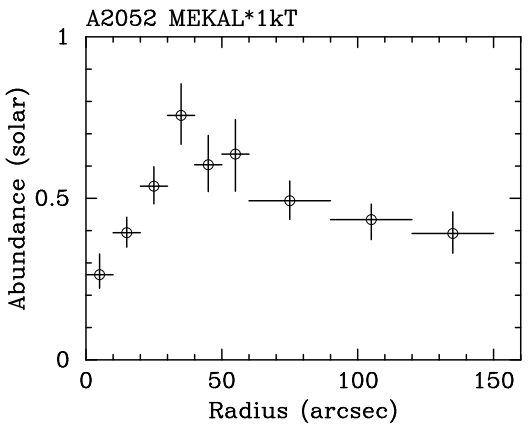

図 5.6: 1 温度 MEKAL モデルフィットによる A2052 のアバンダンス半径分布。

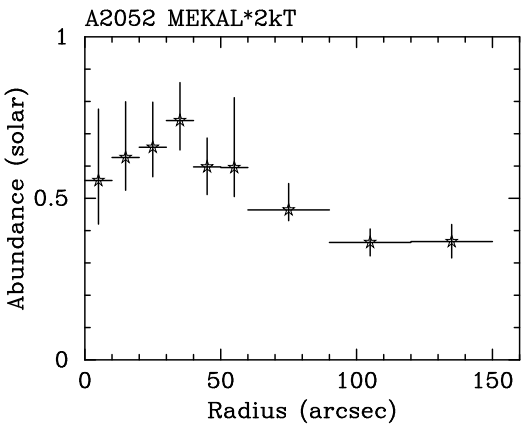

図 5.7: 2 温度 MEKAL モデルフィットによる A2052 のアバンダンス半径分布。

図 5.8 に、1 温度、2 温度 MEKAL モデルによるフィッティング結果を同時にプロットした各銀河団の重元素アバンダンス半径分布を示す。1 温度、 2 温度フィットの結果がほぼ同じ銀河団も見られるが、中心領域におけるアバンダンスが A2052 と同様 2 温度フィットによって増加している銀河団もいくつか見られる。この効果は、A2052、Sersic159-03、A262 の他 3 つの銀河群と、Poor 銀河団で多くみられる傾向にある。その理由として図 5.3 の結果から、Poor 銀河団は中心領域と外側領域との温度差が ~ 2 keV である一方、Rich 銀河団は 2 ~ 10 keV と温度差が大きいため、2 温度モデルである程度温度構造を再現できる Poor 銀河団に対し、Rich 銀河団はその温度差ゆえに、2 温度のみでは多温度構造が再現しきれないのではないかという考えがあげられる。

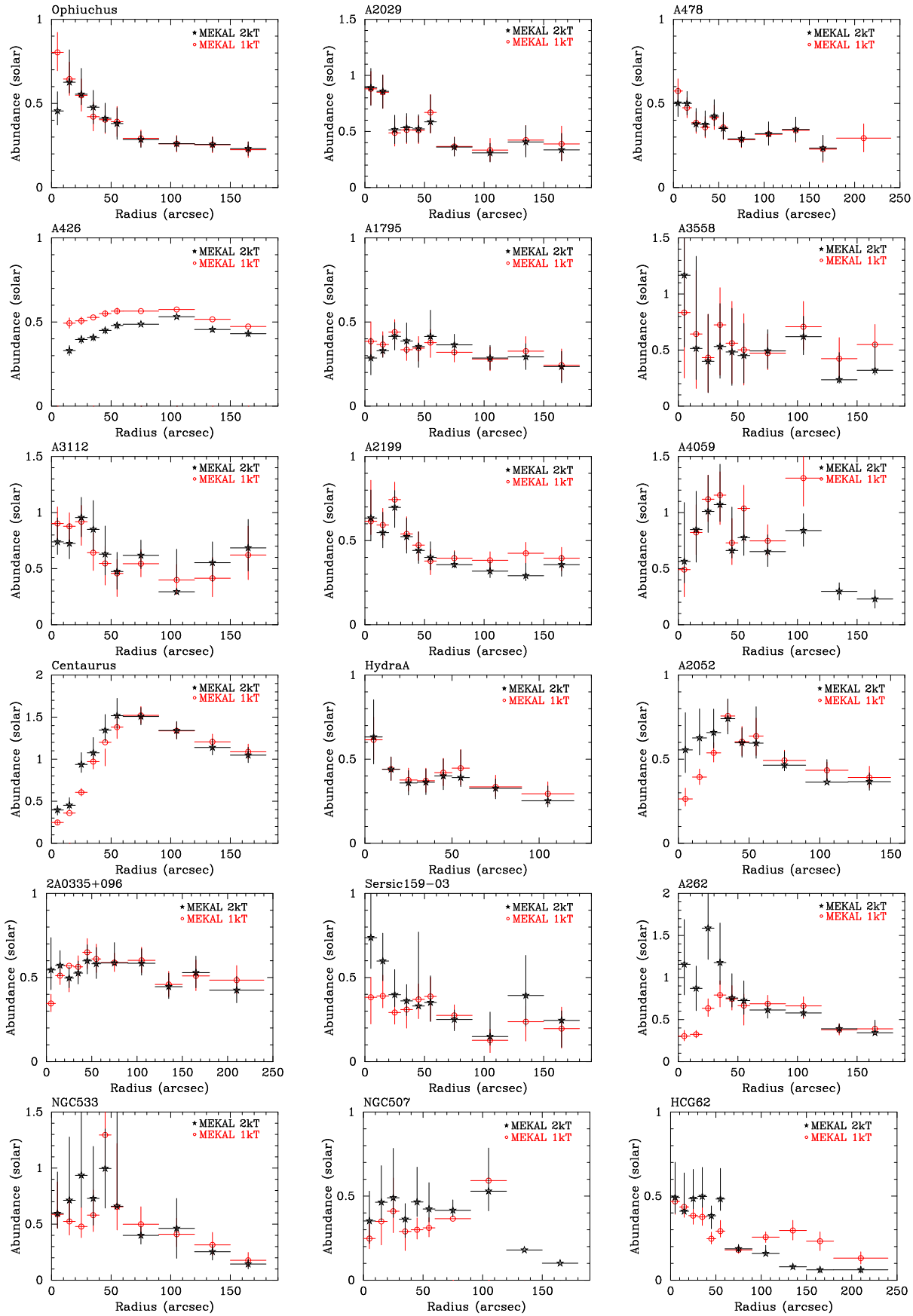

図 5.8: 各銀河団の重元素アバンダンス半径分布。MEKAL1 温度モデル、2 温度モデルでの結果を同時にプロット。

表 5.1 に、各銀河団中心 (0-10″) での 1 温度、2 温度 MEKAL モデルによるスペクトルフィッティングの χ^2 値を示す。ほとんどの銀河団において、2 温度 MEKAL モデルによってフィッティングの質が向上していることがわかる。

表 5.1: 領域 0-10″ における 1 温度、2 温度 MEKAL モデルによる χ^2 (Projection 解析)。

Target	1kT model	2kT model	Target	1kT model	2kT model
Ophiuchus	3.08	2.06	Centaurus	3.47	2.54
A2029	1.27	1.25	HydraA	1.14	1.12
A478	1.39	1.18	A2052	2.12	1.11
A426	4.87	4.26	2A0335+096	1.73	1.40
A1795	1.03	0.907	Sersic159-03	1.27	1.09
A3558	1.11	0.786	A262	1.52	0.922
A3112	1.32	1.10	NGC533	2.18	2.21
A2199	1.50	1.46	NGC507	1.26	1.24
A4059	1.97	1.40	HCG62	1.71	1.73

5.1.3 鉄アバンダンスの半径分布 ~ Projection ~

アバンダンスは、鉄の K 殻、L 殻からの輝線強度に大きく依存するが、Fe-L 輝線は温度の影響を受けやすいため、Fe-K 輝線によるアバンダンス測定の方が信頼性は高まる。そこで、中心領域においても Fe-K 輝線の統計の良い高温銀河団 (Ophiuchus、A2029、A478、A426) については、スペクトルフィッティングをする際のエネルギー範囲を 3.0 - 9.0 keV とし、Fe-K 輝線のみによるアバンダンス測定を試みた。一方、温度の低い銀河群 (NGC533、NGC507、HCG62) については、3 keV 以上で観測データとバックグラウンドデータのカウントレートがほぼ同じとなるため、スペクトルフィッティング範囲を 0.5 - 3.0 keV とした。その他の銀河団については 0.5 - 9.0 keV のスペクトルを用いて解析した。フィッティング範囲を限定する高温銀河団及び銀河群については 1 温度 MEKAL モデルを用い、広範囲でフィッティングを行うその他の銀河団についてはその有意性が明らかになった 2 温度 MEKAL モデルを用いて、鉄アバンダンスの 2 次元半径分布を再度導出した。

図 5.9 に、各銀河団中心 (0-10″) におけるスペクトルフィッティングの結果を、また図 5.10 に鉄アバンダンスの半径分布の結果を示す。アバンダンス半径分布を見ると、どの銀河団についても中心に向かい増加する傾向にあることがわかる。 このアバンダンス超過のスケールは、銀河団毎に多少のばらつきはあるものの、高温銀河団で中心から 100 - 200 kpc、低温銀河団で ~ 100 kpc であることがわかる。ここで、中心領域に向かい一端増加しながらも、中心で再びアバンダンスが減少している銀河団がいくつか見られる。この傾向は Centaurus で特に強く、また A426、A1795、A4059、A2052、2A0335+096 銀河団でも見られる。これは銀河団中心における共鳴散乱 (Shigeyama et al. 1998) や、多温度構造 (Matsushita et al. 2000) などの影響によるものではないかと考えられる。いずれにせよ、アバンダンス勾配について考察していく上で、この中心におけるアバンダンス減少の傾向には注意を要する。

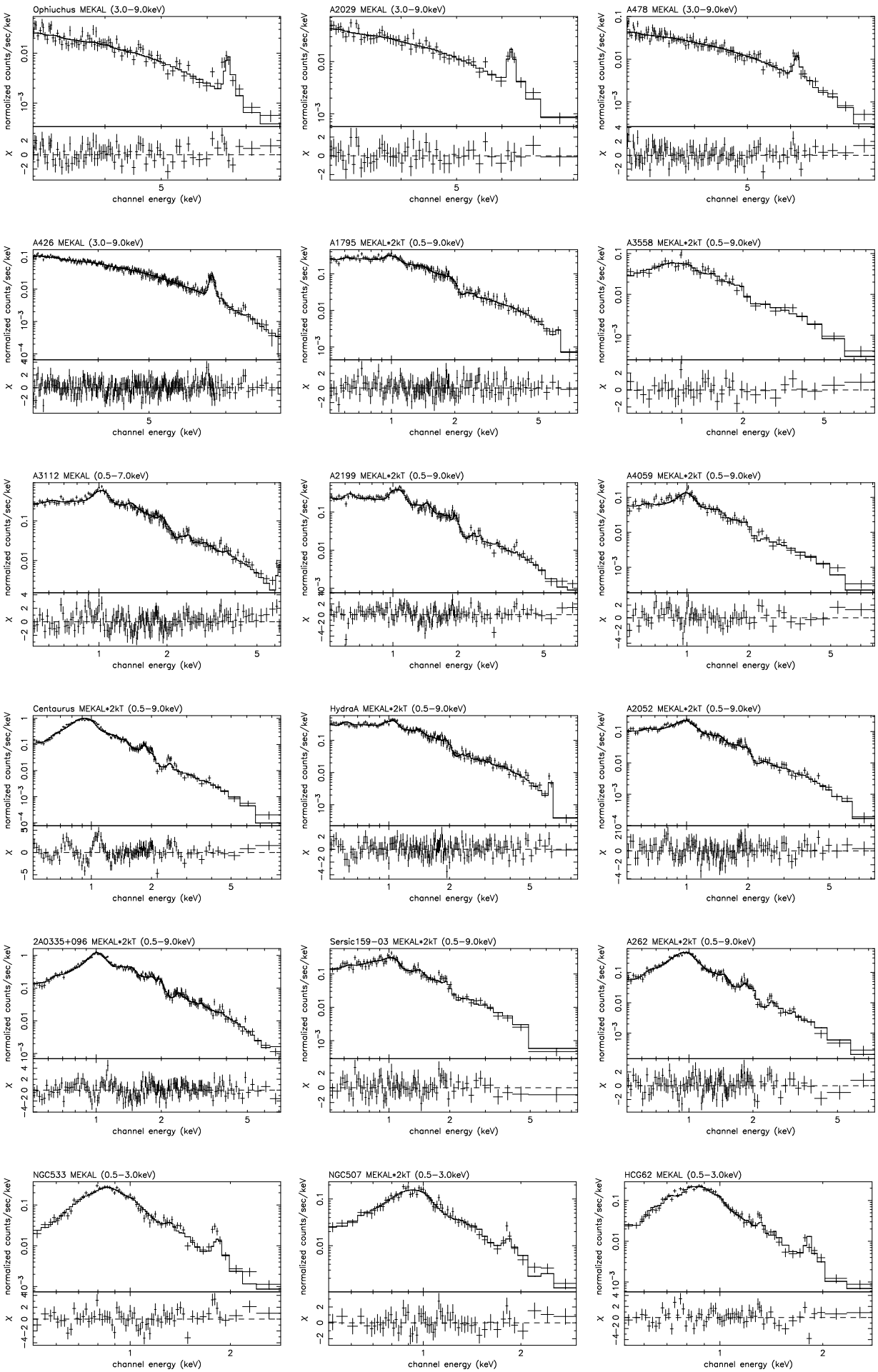

図 5.9: 各銀河団の中心 10″ のスペクトル

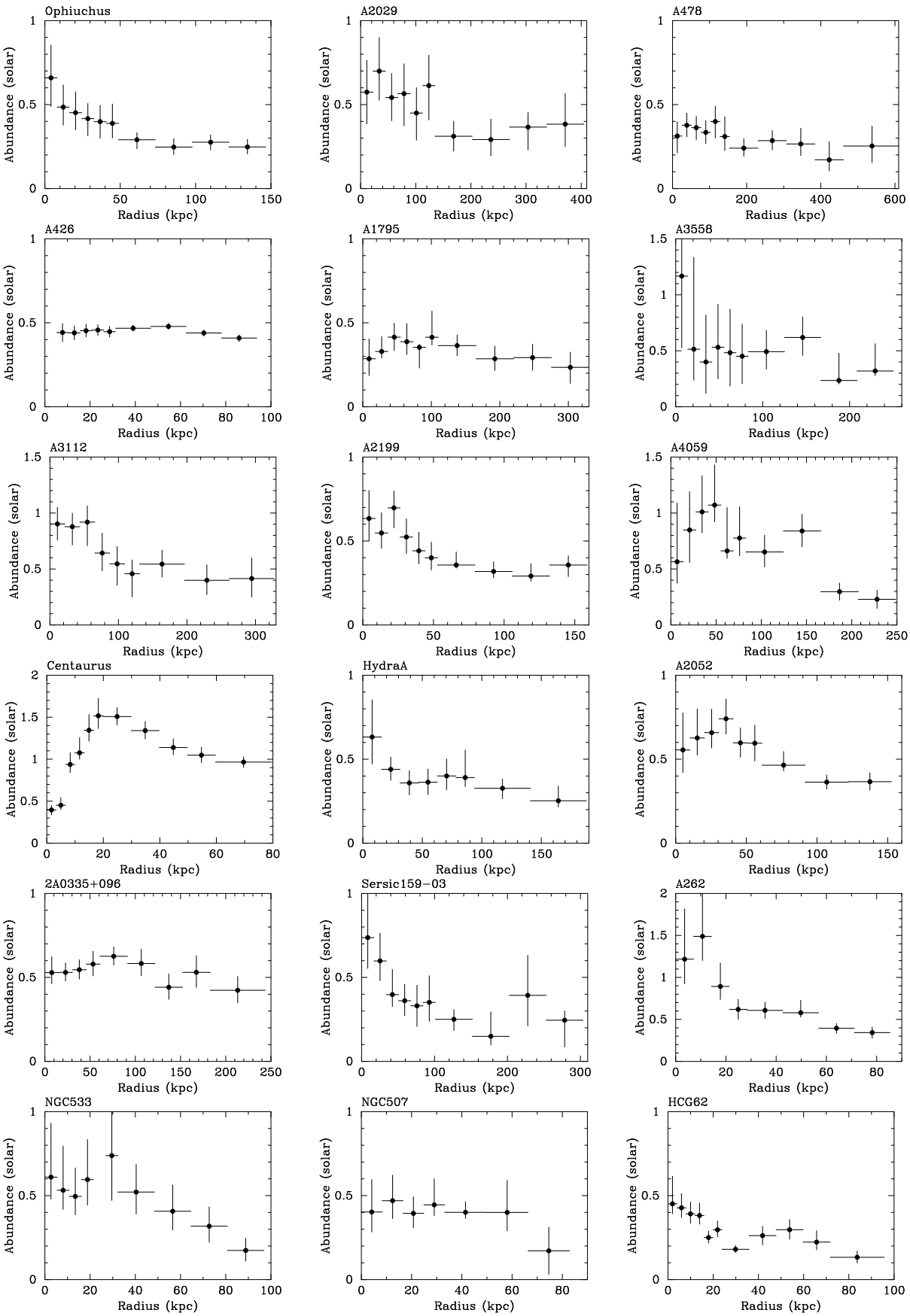

図 5.10: 各銀河団の重元素アバンダンス半径分布。

5.1.4　Deprojection によるスペクトル解析

実際の銀河団における鉄の空間分布を再現するにあたり、より信頼性の持てる情報を得るため、 Deprojection 解析 (§4.5) による 3 次元空間半径分布の導出を試みた。Projection 効果の影響を除去することで、ICM における視線方向成分の多温度構造を考慮する必要がなくなる。Deprojction 後は同一領域ではほぼ等温とみなすことができるため、スペクトル解析時の温度によるアバンダンスの不定性が軽減できると期待される。ただし、統計は Projection 解析と比較し悪くなる。

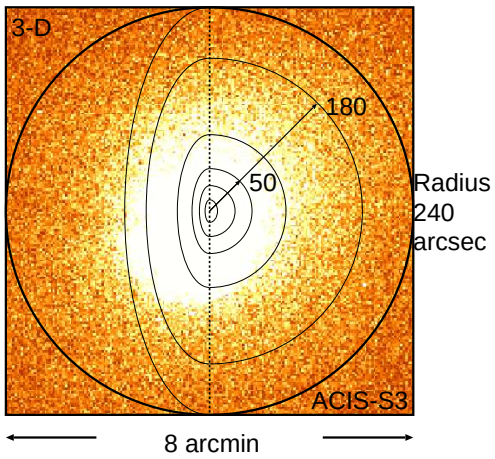

図 5.11: Deprojection 解析を用いた 3 次元半径分布導出の際の 3 次元球殻の概要図。

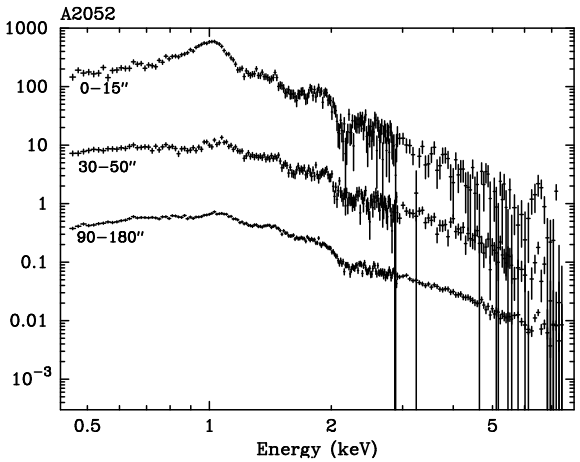

図 5.12: A2052 の球殻半径 0-15″、30-50″、90-180″ からのスペクトル。各スペクトルには任意のオフセットがのせてある。

Deprojection スペクトル解析に用いた球殻の概要を図 5.11 に示す。§4.5 からわかるように、Deprojection 解析による各球殻の放射成分の導出にはある程度の統計が求められるため、2 次元半径分布導出の際のリングよりも広い領域を用意する必要があった。そのため、2 次元半径分布に比べスペクトル数が減り、位置情報が若干劣る結果となる。図 5.12 に、A2052 の 0-15″、30-50″、90-180″ における Deprojection を施した後のスペクトルの様子を示す。中心におけるスペクトル (0-15″) に着目すると、2 次元スペクトル (図 5.2 : 0-10″) に比べ、Fe-L 殻輝線、Mg-K 殻輝線などの重元素輝線がはっきりと確認でき、より実際の中心スペクトルをとらえているとこが伺える。

2 次元半径分布導出の際と同様に、図 5.11 によって区分された各球殻におけるスペクトルを用いて、温度、重元素アバンダンスの 3 次元半径分布を導出した。

5.1.5　鉄アバンダンスの半径分布　~ Deprojection ~

MEKAL + wabs モデルを用いてスペクトルフィッティングを行い、ICM 温度、アバンダンスの半径分布を導出した。1 温度 MEKAL モデルで求めた各銀河団 ICM 温度の半径分布を図 5.17 に示す。容易な比較を可能にする目的で同時プロットしてある 2 次元半径分布 (Projection) と見比べると、どの銀河団においてもほぼ同じ温度分布をとっていることがわかる。Deprojection 半径分布は 3 次元半径、Projection 半径分布は 2 次元半径の関数であることに注意しなければならないが、Projection 効果を含めたスペクトル解析においても、ある程度正確な温度分布を導いていると解釈することができる。

Deprojection スペクトル解析においても、2 次元半径分布導出時と同様 1 温度 MEKAL

モデルと 2 温度 MEKAL モデルによるフィッティング結果の比較を行った。図 5.13、図 5.14 が A2052 の中心 (0-15″) における 1 温度、2 温度 MEKAL モデルそれぞれのフィッティングの様子である。Projection スペクトル同様、1 温度フィット ($\chi^2 = 1.73$) よりも 2 温度フィット ($\chi^2 = 1.27$) の方がフィッティング精度が上がっているのがわかる。

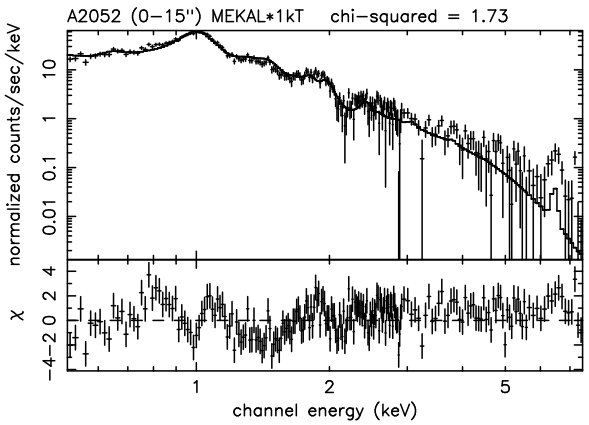

図 5.13: A2052 スペクトル (0-15″) の 1 温度 MEKAL モデルスペクトルフィット。

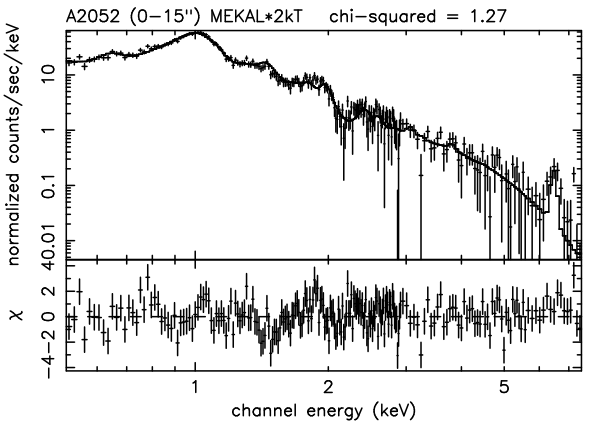

図 5.14: A2052 スペクトル (0-15″) の 2 温度 MEKAL モデルスペクトルフィット。

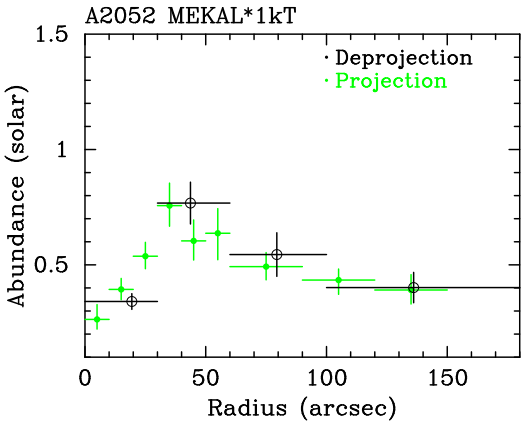

図 5.15: 1 温度 MEKAL モデルフィットによる A2052 のアバンダンス半径分布。

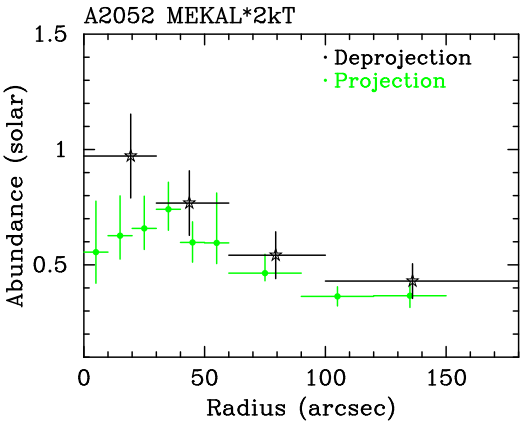

図 5.16: 2 温度 MEKAL モデルフィットによる A2052 のアバンダンス半径分布。

前述のとおり、Deprojection 解析では視線方向成分を取り除き、3 次元球殻のみからの放射を理論的に作り上げているため、Projection 効果による中心領域での多温度構造を考慮しなくてもよい。ただし、同一球殻内の温度が一定でない場合には、その影響がスペクトルに反映されてしまう。Deprojection 解析時に用いた球殻の領域 (図 5.11) と各銀河団温度の半径分布 (図 5.17) とを踏まえると、1 球殻全領域が等温であるとは考えにくい。そのため、同一球殻内における多温度の存在が、Deprojection スペクトルにおいても 2 温度モデルでより正確に再現している要因であると考えられる。また、図 5.15、図 5.16 に 1 温度、2 温度 MEKAL モデルによる A2052 のアバンダンス半径分布を示す。中心でのアバンダンスが 1 温度モデル $A_{Fe} \sim 0.34_{solar}$ に対し 2 温度モデル $A_{Fe} \sim 0.97_{solar}$ と、Projection スペクトル同様 2 温度モデルによって中心におけるアバンダンス減少が抑えられる結果となった。さらに、2 温度モデルにおいても中心で多少の減少が見られた Projection 解析に比べ、Deprojection 解析では中心で完全に超過していることが見て取れる。この理由と

表 5.2: 中心領域における 1 温度、2 温度 MEKAL モデルによる χ^2 (Deprojection 解析)。

Target	region	1kT	2kT model	Target	region	1kT	2kT model
Ophiuchus	0-15″	3.42	1.67	Centaurus	0-15″	2.91	1.25
A2029	5-20″	0.99	0.98	HydraA	0-15″	1.15	1.16
A478	0-15″	1.24	1.11	A2052	0-15″	1.73	1.27
A426	5-20″	4.05	3.89	2A0335+096	0-15″	1.27	1.11
A1795	0-15″	1.05	1.05	Sersic159-03	0-15″	1.08	1.07
A3558	0-15″	1.18	1.18	A262	5-20″	1.15	-
A3112	0-15″	1.16	1.11	NGC533	0-15″	2.10	2.17
A2199	0-15″	1.14	1.14	NGC507	0-15″	1.20	1.14
A4059	5-20″	1.09	1.08	HCG62	0-15″	1.87	1.91

して、Projection 効果により中心領域において完全に成立しなかった MEKAL モデルが、Projection の影響を取り除くことで中心からのスペクトルをうまく再現できるようになったと考えることができる。図 5.31 に 1 温度、2 温度 MEKAL モデルによるフィッティング結果を同時にプロットした各銀河団のアバンダンス 3 次元半径分布を示す。A2052 と同じく、Ophiuchus、Centaurus、2A0335+096 の中心領域において、1 温度、2 温度フィットによるアバンダンスの変化が特に目立って見うけられる。表 5.2 に、Deprojection 解析による各銀河団中心領域での 1 温度、2 温度 MEKAL モデルスペクトルフィッティングの χ^2 値を示す。Projection 解析と同様、ほとんどの銀河団において 2 温度 MEKAL モデルによりフィッティングが向上していることがわかる。さらに、Projection スペクトルでの χ^2 値 (表 5.1) と比較しても全体的に向上しており、Deprojection 解析で求めたパラメータの方がより信頼性の高いことを示唆している。

以上の結果を踏まえ、Deprojection スペクトルから鉄アバンダンスの 3 次元半径分布を再度導出した。図に、各銀河団の中心領域におけるスペクトル解析のエネルギー範囲、使用したモデル、フィッティングの様子を示す。Deprojection スペクトルは Projection スペクトルに比べ統計が悪くなるため (§5.1.4)、銀河団は全て Fe-L 殻輝線も含めたフィッティングを行った。また、基本的に 2 温度モデルを使用したが、2 温度モデルでエラーの大きくなってしまう銀河団 (A262、NGC533) については 1 温度モデルを採用した。図 5.20 に鉄アバンダンスの 3 次元半径分布を示す。同時にプロットした 2 次元半径分布とよく似た分布をとっているが、Deprojection 解析によるアバンダンスがどの銀河団においても高い値を示す傾向にあることがわかる。

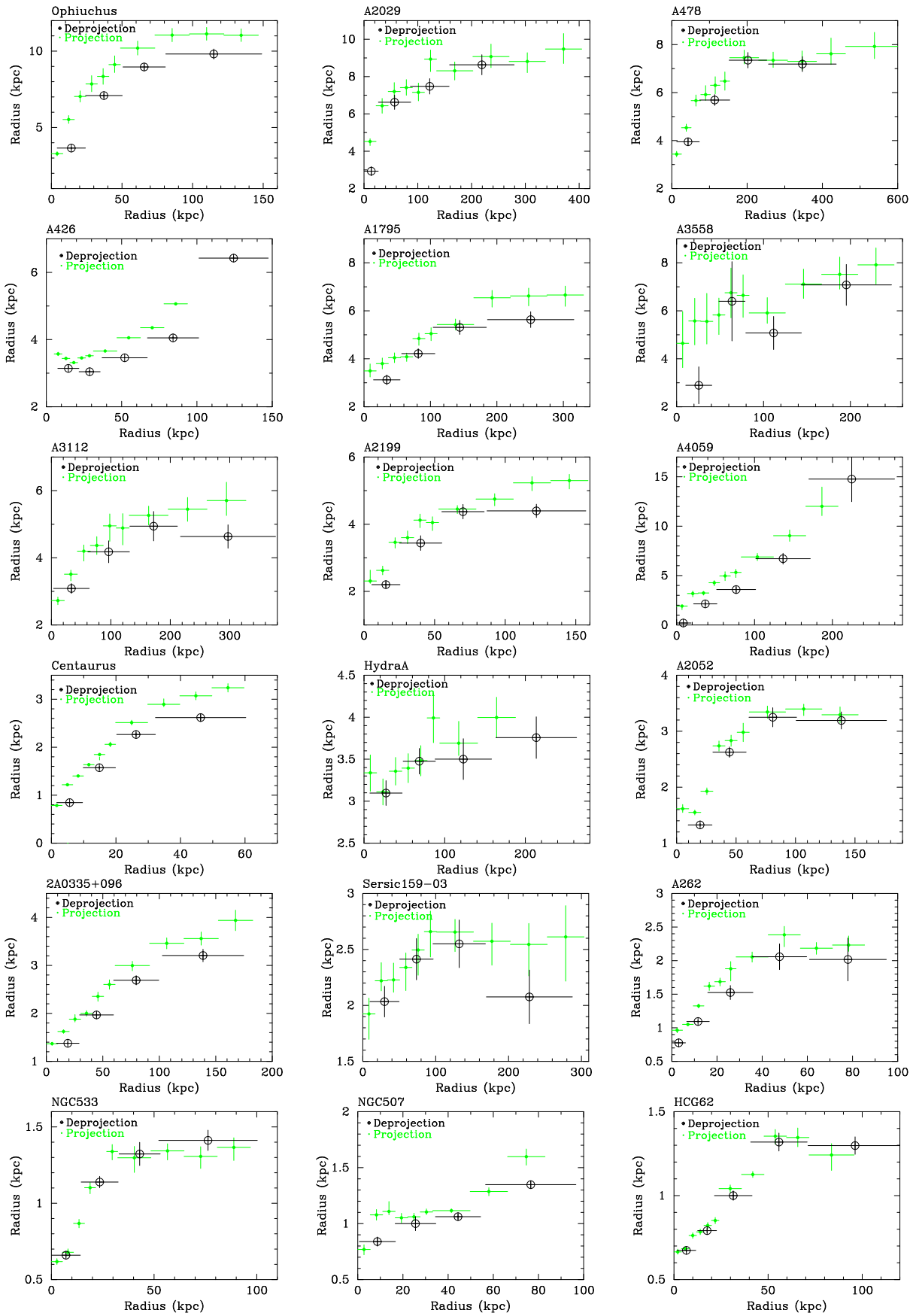

図 5.17: 各銀河団の ICM 温度の 3 次元半径分布

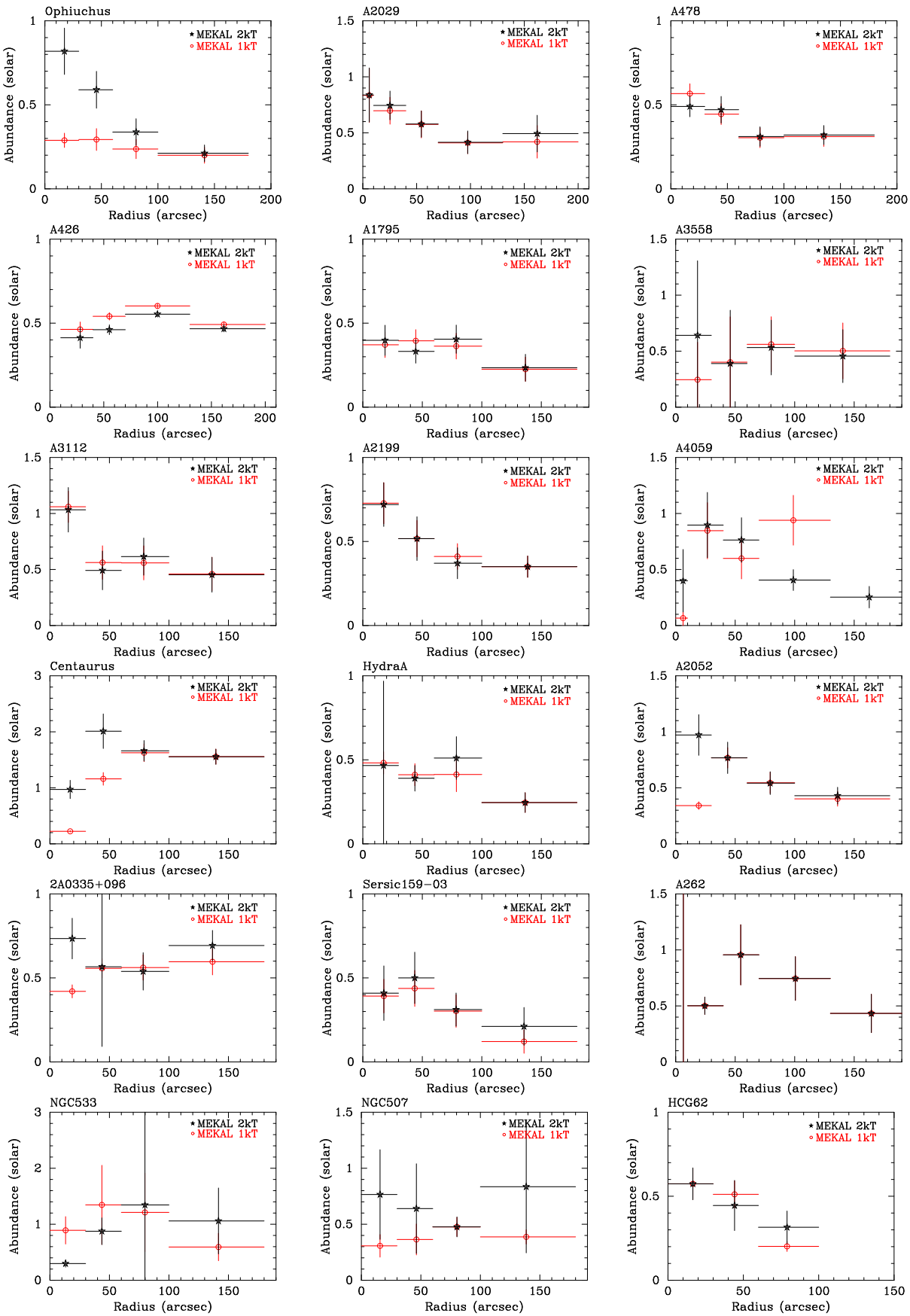

図 5.18: 各銀河団の重元素アバンダンス 3 次元半径分布。MEKAL1 温度モデル、2 温度モデルでの結果を同時にプロット。

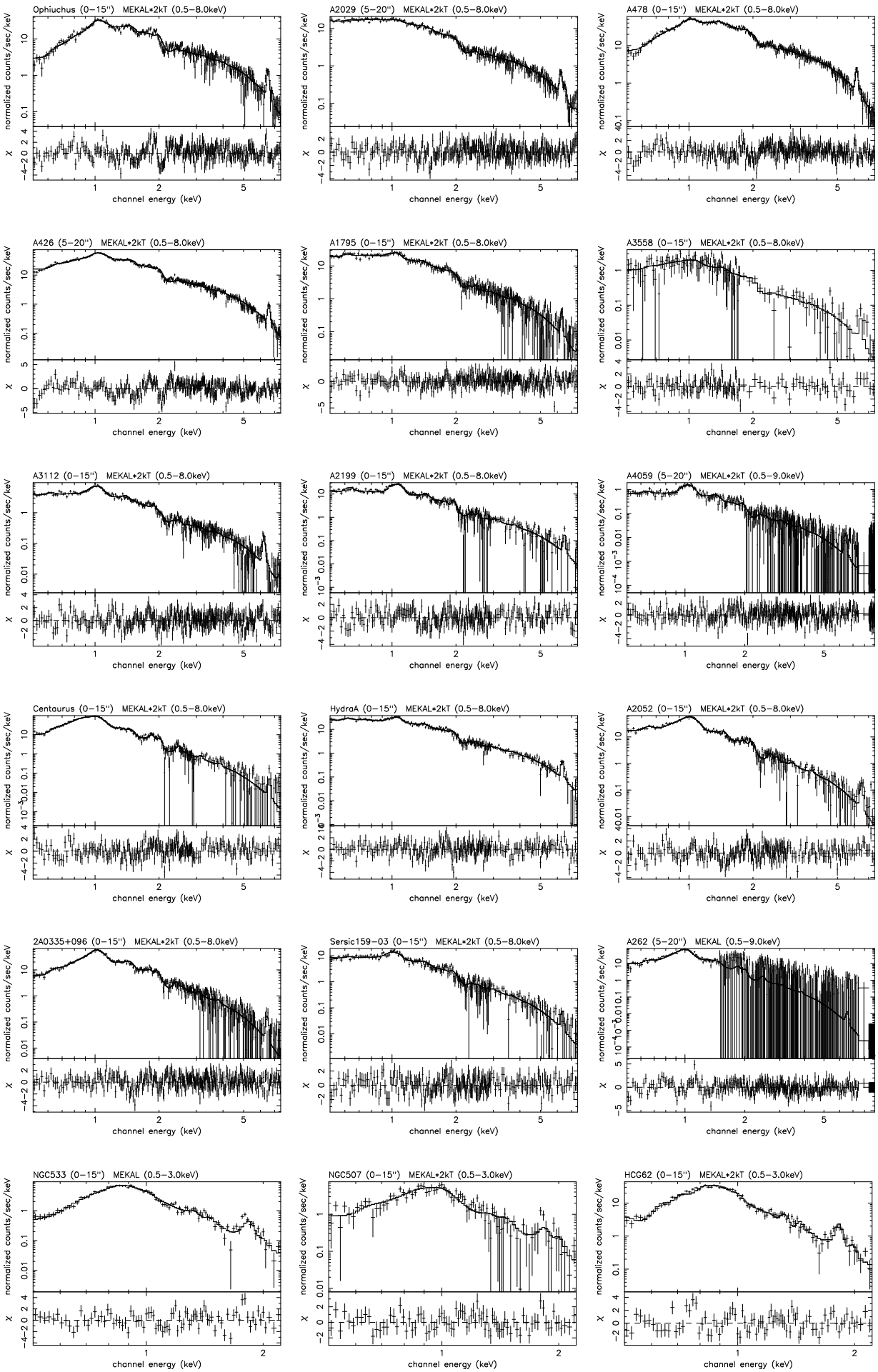

図 5.19: 各銀河団の中心領域における Deprojection スペクトル

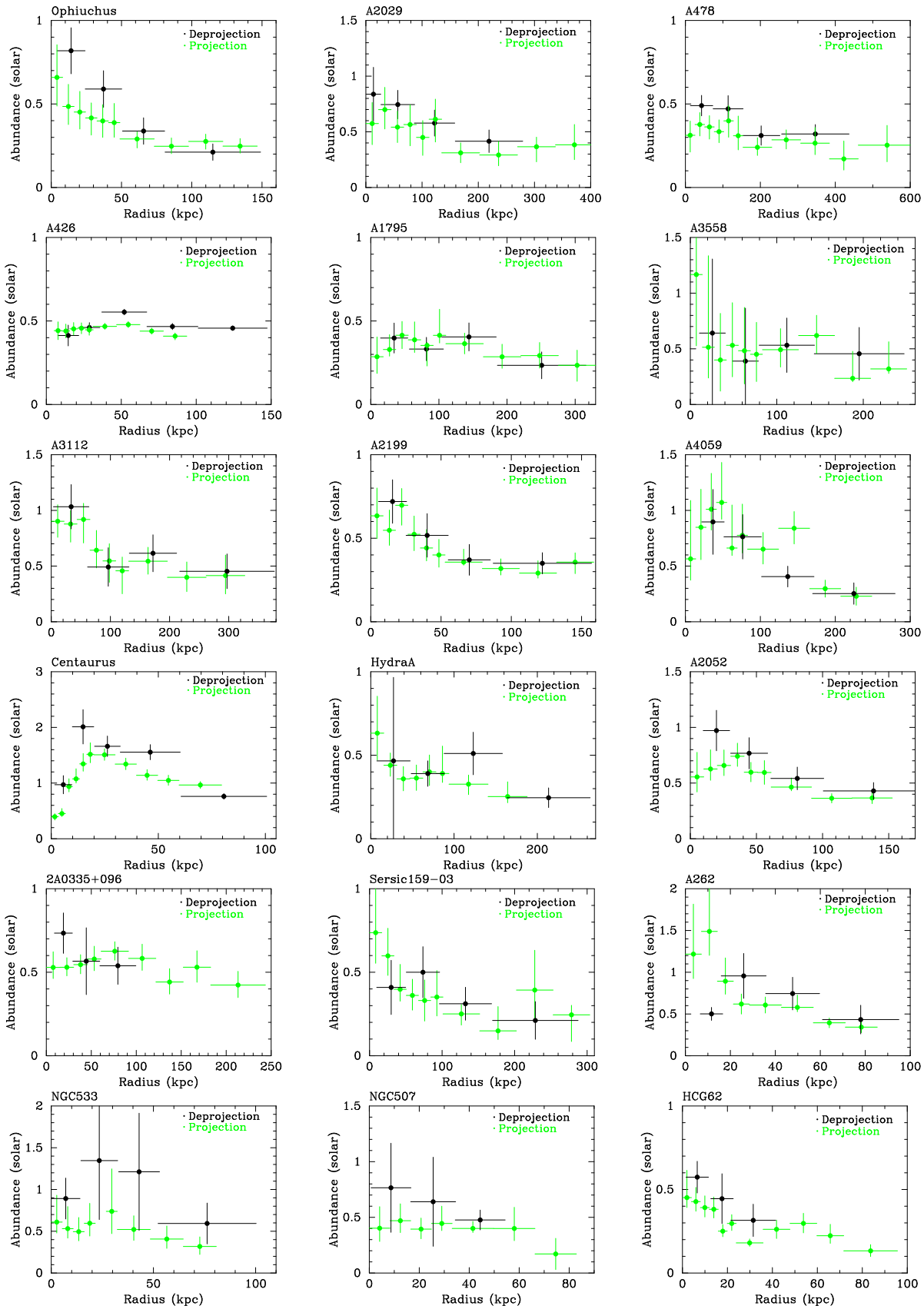

図 5.20: 各銀河団の重元素アバンダンス 3 次元半径分布。

5.2 輝度分布によるICM質量密度導出

ICMの空間分布を調べるために、半径分布を導出した18個のcD型銀河団(群)のイメージ(2次元輝度分布)情報をACISを用いて取得した。X線輝度分布はICM密度の2乗を視線方向に積分した式2.15で表すことができるので、ICMの密度分布を仮定したβモデル(式2.13)を利用することで、輝度分布からICM質量密度を導くことができる(§4.4参照)。

5.2.1 銀河団輝度分布

図5.21にACIS-S3でとらえられたA3558のイメージ図を示す。スペクトル解析時と同様X線カウントの最も高い点を銀河団中心とし、解析範囲は全てのサンプルにおいて中心から半径240″、エネルギー範囲は0.5 keV ~ 9.0 keVとした。図5.22に図5.21で得られた輝度の半径分布を示す。両図からわかるように、銀河団の特徴として中心に向かうほどX線輝度が増加し、中心領域において超過する傾向が見られる。A3558ではこの超過成分が特に強く見られ、半径10″付近で大きくくぼんでいるのがわかる。このような階段状の分布は他のいくつかの銀河団(群)、楕円銀河などでも見られ、銀河(cD銀河)スケールと銀河団(群)スケール2成分の高温ガスの存在に伴う、階層構造が見えているのではないかと考えられている。

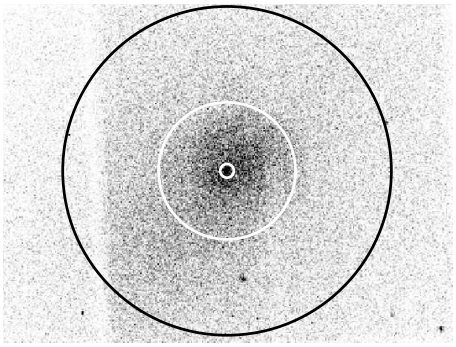

図 5.21: ACIS-S3 による A3558 の X 線イメージ図。白円：内円 (r = 10″)、外円 (r = 100″)。黒円：解析範囲 (r = 240″)。

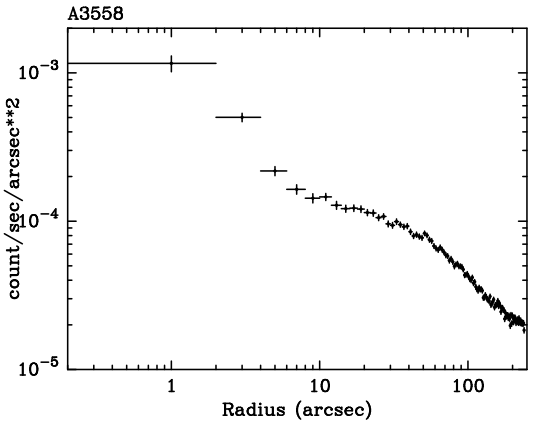

図 5.22: A3558 の X 線輝度半径分布。半径 10″ 付近にくぼみをもつ階段状の分布をしている。

5.2.2 β モデルフィット

輝度分布からICM密度を導くため、ACIS-S3によって得られた各銀河団の輝度分布にβモデルを用いたフィッティングを行った。式2.13で表されるβモデルは、コア半径r_c、β、normalizationの3つの自由パラメータを持つ。コア半径r_cは輝度が急激に落ち込み始める半径、βはその勾配を表しており、一般的に銀河団ではβ = 0.5 - 1の値をとる。normalizationは中心の輝度を表し、その値から中心におけるICMの数密度を導くことができる(§2.3.2参照)。

A3558 の X 線輝度半径分布 (図 5.22) に最適な β モデルをフィットしたグラフを図 5.23 に示す。半径 $10''$ 付近から中心にかけての急激な輝度の増加に、モデルが対応しきれていないのがわかる。他の 17 個の銀河団 (群) についても β モデルフィットを行ったところ、ほとんどの銀河団で A3558 と同様に輝度半径分布が階層構造をとり、中心での超過成分をモデルがうまく再現できていないことがわかった。図 5.25 に各銀河団の X 線輝度分布と β モデルフィットの様子を示す。Ophiuchus、2A0335+096、Sersic159-03 など、階層構造が見られずうまく β モデルで再現できている銀河団もある。しかし、多くの銀河団の中心領域においては、β モデルでは説明しきれない輝度の超過が見られる。中心の超過成分をモデルでうまく説明できない銀河団では、中心領域における ICM 密度が実際よりも低く見積もられてしまう。そこで、各銀河団に見られる階層構造を考慮し、β モデルを 2 つ組み合わせた $\beta\beta$ モデルを用いて再度フィッティングを行った。

図 5.24 に、A3558 の X 線輝度半径分布に $\beta\beta$ モデルをフィッティングした様子を示す。2 つの β モデルを組み合わせることでモデルにくぼみを生じさせ、見事に階層構造を再現しているのがわかる。これは、内側成分 (r_{c1}=3.6$''$) と外側成分 (r_{c2}=32.3$''$) の 2 つの β モデルが共存することから、それぞれのスケールで別々のポテンシャルに閉じ込められた異なる密度のガスが存在すること示唆する。$\beta\beta$ モデルで見積もられた A3558 の ICM 密度は、内側成分で $n_1 = 1.3\times10^{-1}cm^{-3}$、外側成分で $n_2 = 9.1\times10^{-3}cm^{-3}$ となった。一方、β モデルで同様にして見積もられた ICM 密度は $n = 1.0\times10^{-2}cm^{-3}$ と $\beta\beta$ モデルの外側成分とほぼ同じ値をとり、図 5.23 からも見てとれるように外側成分のみに着目したフィッティングとなっていることがわかる。χ^2 も $\beta\beta$ モデルを採用することで 3.49 から 1.87 へと大きく改善している。図 5.26 に各銀河団の X 線輝度分布と $\beta\beta$ モデルフィットの様子を示す。各銀河団ともに 2 つの β モデルが階層構造を再現し、中心における輝度の超過をうまく説明している。表 5.3 に β モデル、$\beta\beta$ モデルフィット時の各パラメータを示す。各銀河団中心における輝度の超過を再現した $\beta\beta$ モデルでは、β モデルに比べ密度が高く見積もられている。χ^2 に注目すると、β モデルでもうまく再現できていた Ophiuchus、2A0335+096、Sersic159-03 も含め、全ての銀河団で $\beta\beta$ モデルにより改善されているのがわかる。以上から、今後の解析には $\beta\beta$ モデルによって導かれる ICM 密度を用いる。

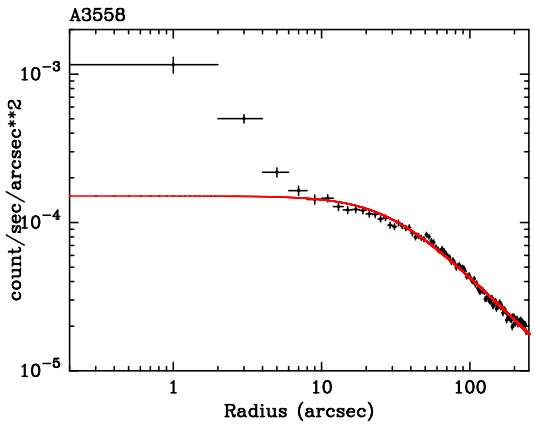

図 5.23: A3558 の X 線輝度半径分布と β モデルフィットの様子。

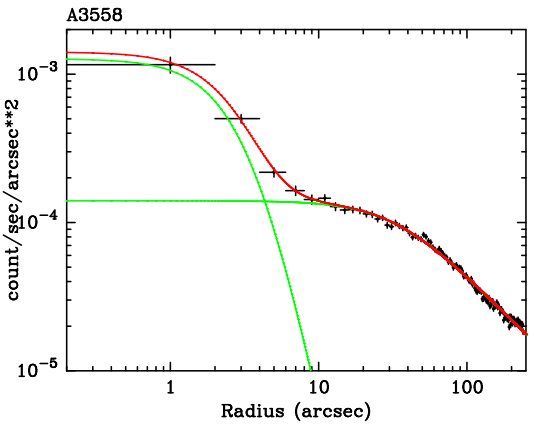

図 5.24: A3558 の X 線輝度半径分布と $\beta\beta$ モデルフィットの様子。

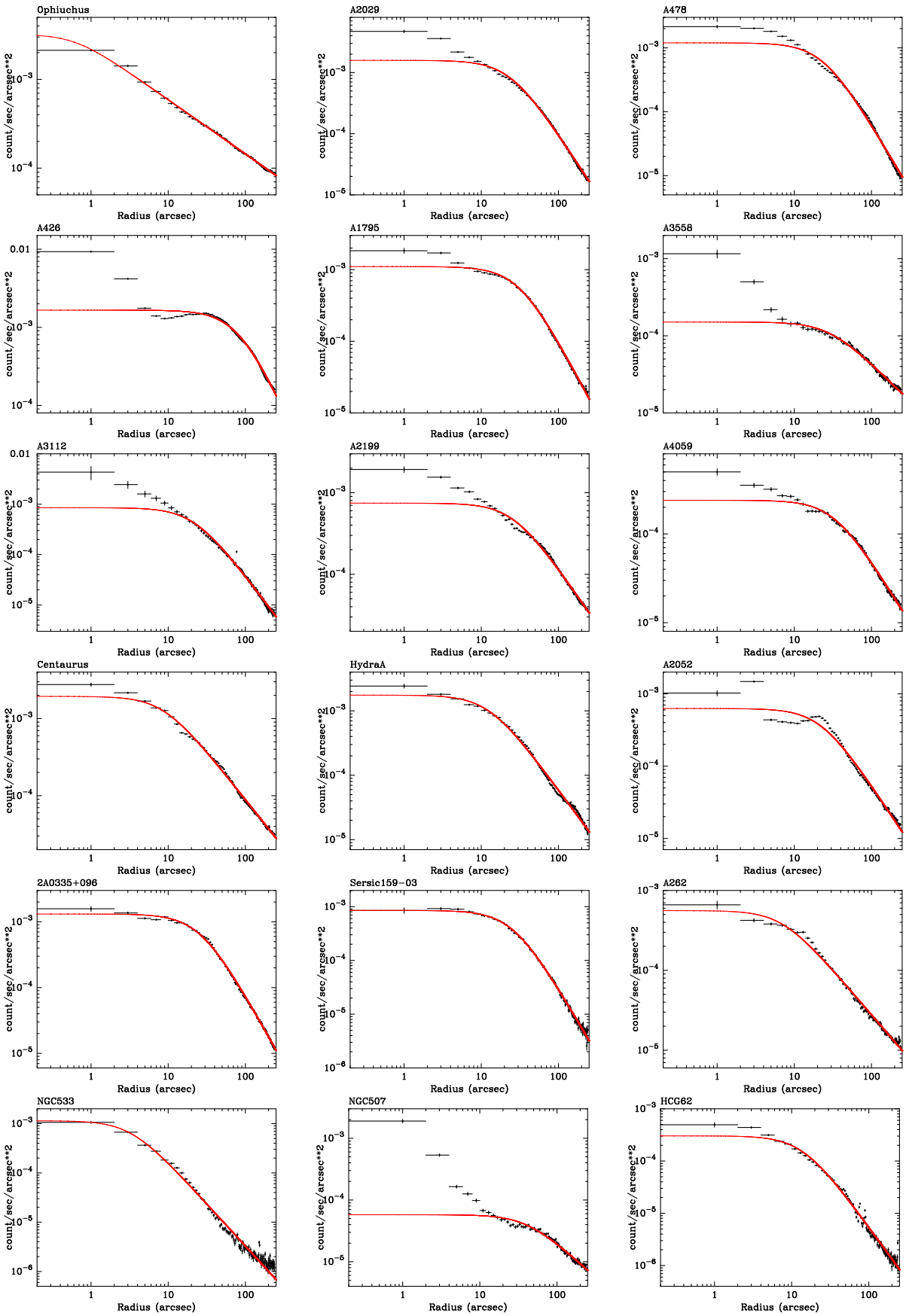

図 5.25: 各銀河団の輝度分布と β モデルフィット

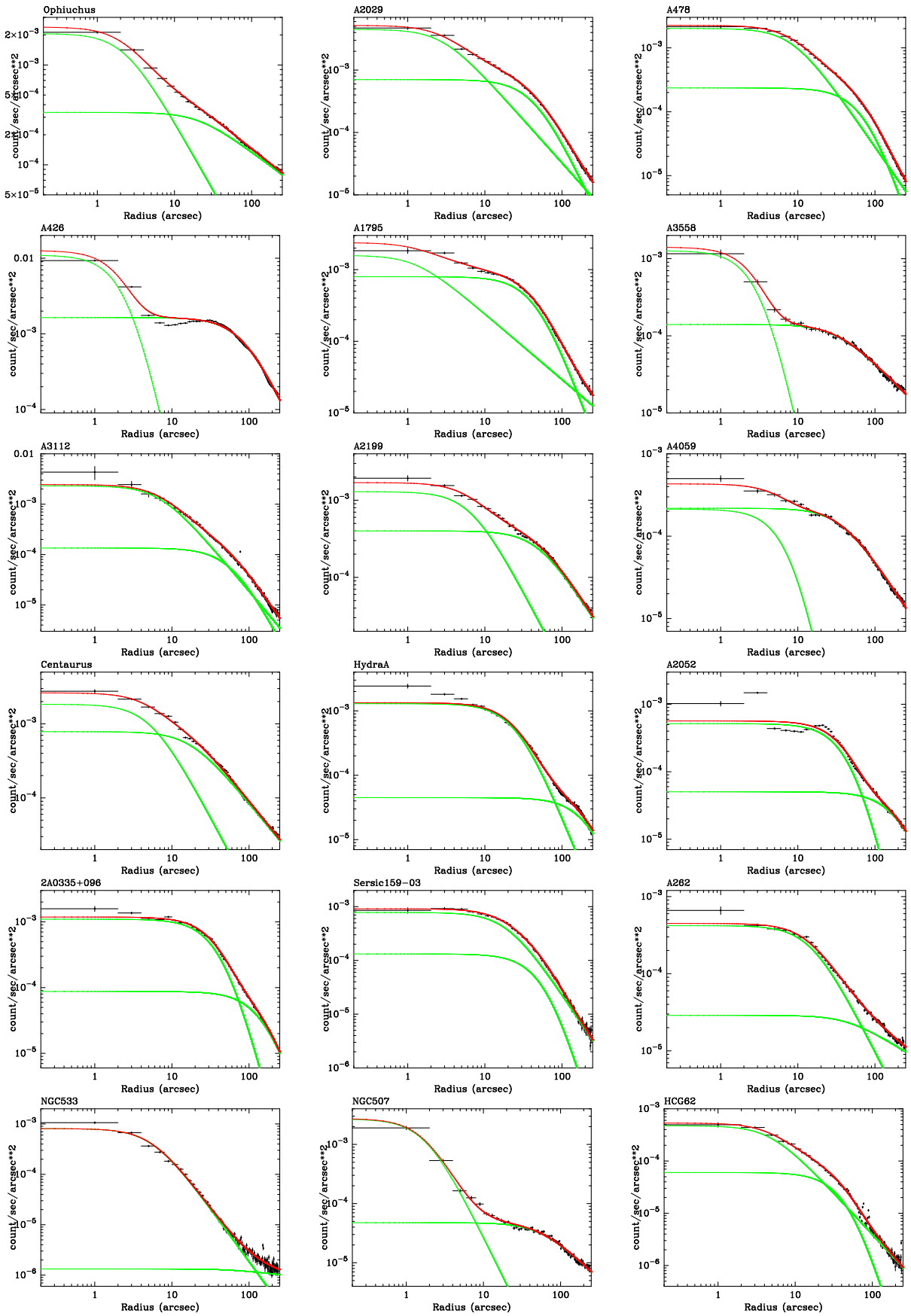

図 5.26: 各銀河団の輝度分布と $\beta\beta$ モデルフィット

表 5.3: β モデル、$\beta\beta$ モデルフィットパラメータ

Target	n_1 ($10^{-3}cm^{-3}$)	r_{c1} (kpc)	β_1	n_2 ($\beta\beta$) ($10^{-3}cm^{-3}$)	r_{c2} ($\beta\beta$) (kpc)	β_2 ($\beta\beta$)	χ^2
Ophiuchus	420.59	0.50±0.08	0.27±0.0002	-	-	-	4.82
($\beta\beta$)	233.9	1.83±0.14	0.40±0.02	22.93	16.76±1.29	0.26±0.00	4.01
A2029	34.48	53.36±0.55	0.49±0.001	-	-	-	17.37
	151.59	6.34±0.41	0.40±0.00	18.60	98.44±4.40	0.61±0.02	2.01
A478	38.98	60.66±0.54	0.51±0.001	-	-	-	41.73
	79.79	22.05±0.47	0.46±0.01	11.41	198.5±13.9	0.79±0.05	1.79
A426	42.74	43.01±0.11	0.53±0.001	-	-	-	217.98
	748.45	1.50±0.012	1.00±0.00	42.31	43.73±0.11	0.53±0.00	150.83
A1795	29.01	56.75±0.50	0.51±0.001	-	-	-	5.01
	132.01	2.34±0.52	0.32±0.00	22.55	85.07±2.08	0.66±0.01	2.00
A3558	9.99	39.57±1.75	0.33±0.002	-	-	-	3.49
	133.40	5.05±0.33	1.00±0.63	9.13	44.88±0.84	0.34±0.00	1.87
A3112	26.86	47.27±2.13	0.51±0.003	-	-	-	3.46
	74.88	15.46±2.40	0.47±0.01	7.15	130.9(fixed)	0.65±0.03	2.16
A2199	30.76	22.93±0.44	0.40±0.001	-	-	-	15.95
	89.33	5.83±0.55	0.49±0.02	17.11	43.64±0.73	0.43±0.00	5.08
A4059	13.99	45.19±0.98	0.40±0.002	-	-	-	3.57
	37.06	12.19±1.28	1.00±0.05	12.69	51.12±1.24	0.41±0.00	2.43
Centaurus	179.54	2.86±0.05	0.38±0.001	-	-	-	12.25
	257.45	1.76±0.13	0.50±0.02	80.59	5.79±0.26	0.38±0.00	9.87
HydraA	55.95	22.35±0.25	0.44±0.001	-	-	-	13.36
	40.03	40.36±1.24	0.66±0.02	2.58	344.3±2.24	0.68±0.02	6.89
A2052	32.15	21.95±0.21	0.44±0.001	-	-	-	38.97
	26.38	53.07±0.35	1.00±0.00	3.63	192.0±19.04	0.61±0.05	21.81
2A0335+096	61.77	26.34±0.21	0.52±0.001	-	-	-	5.05
	52.98	46.78±3.18	0.93±0.09	7.47	160.1±30.02	0.74±0.08	2.30
Sersic159-03	32.28	43.34±0.68	0.58±0.003	-	-	-	1.44
	34.07	32.82±2.35	0.52±0.01	9.91	106.7±4.53	1.00±0.22	1.30
A262	73.10	3.28±0.10	0.35±0.001	-	-	-	5.77
	51.69	7.06±0.55	0.50±0.04	5.31	21,06±9.33	0.27±0.02	2.25
NGC533	139.41	1.75±0.06	0.45±0.002	-	-	-	6.55
	95.08	3.02±0.11	0.52±0.00	0.464	32.30(fixed)	0.20±0.00	3.07
NGC507	10.00	22.54±1.14	0.36±0.004	-	-	-	9.75
	424.76	1.00±0.11	0.61±0.03	7.97	31.46±1.55	0.38±0.01	2.73
HCG62	40.66	5.52±0.12	0.51±0.002	-	-	-	9.07
	79.52	1.92±0.14	0.43±0.00	12.33	20.05±0.36	1.00±0.02	6.43

5.3 アバンダンス超過領域における鉄質量

§5.1 で求めた鉄アバンダンス半径分布と §5.2 で求めた ICM 質量密度を用いることで、ICM 中の鉄質量を導出することができる。また、可視光観測から得られる cD 銀河の絶対等級、有効半径 (R_{eff}) から、各銀河団の cD 銀河領域における星の内部の鉄質量を見積もることができる。この 2 つの鉄質量が、重元素放出プロセスにおける重要な情報源となる。

5.3.1 ICM 中の鉄質量

ここでは、鉄アバンダンスの半径分布 (図 5.10) で見られる鉄の超過領域における、ICM 中の鉄質量を以下のように見積もる。ICM 中に存在する鉄の総質量は、式 5.1 のように鉄の質量密度を空間積分することによって求めることができる。

$$M_{Fe}(r) = \int n_{Fe}(r) m_{Fe} 4\pi r^2 dr = \int n_H(r) A_{Fe}(r) m_{Fe} 4\pi r^2 dr \tag{5.1}$$

ここで、n_H(r) は ICM 密度分布とみなしてよく、A_{Fe}(r) は鉄アバンダンス分布である。ICM 密度は β モデルによる輝度分布フィットから、鉄アバンダンスはスペクトル解析から、前述したとおりすでに導出済みである。

(1) 鉄アバンダンス勾配のモデルフィット

A_{Fe}(r) を求めるにあたり、§5.1.3 で求めた鉄アバンダンスを半径の関数としてモデル化する必要がある。そこで本研究では、アバンダンス勾配を再現する簡易モデルとして式 5.2 を用意した。これ以降は式 5.2 をアバンダンス分布モデルと呼ぶことにする。

$$A_{Fe}(r) = \frac{a}{1 + (\frac{r}{b})^2} + c \tag{5.2}$$

ただし、§5.1.3 で求めた鉄アバンダンスの半径分布は Projection 効果を含んでいるため、実際の 3 次元空間における半径 r の関数でなく、2 次元平面に投影された半径 x の関数となっている (図 5.27)。そのため、Projection スペクトル解析による結果を扱う際には、3 次元アバンダンス分布 $A_{Fe}(r)$ を含み、視線方向に積分された放射成分を考慮した 2 次元アバンダンス分布 $A_{Fe}(x)$(式 5.3) をフィッティングモデルとして使用した。

$$A_{Fe}(x) = \frac{\int n_H(l,r) A_{Fe}(l,r) n_e(l,x) \Lambda(T,A) dl}{\int n_H(l,x) \Lambda(T,A) dl} \tag{5.3}$$

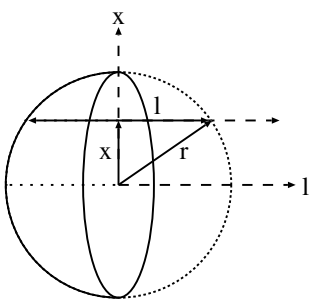

図 5.27: 式 5.3 で定義した銀河団における座標系。

ここで、l は視線方向成分、r は実際の 3 次元空間における半径、x は観測データにおける Projection 半径である。また、$n_H(l,x) = n_e(l,x)$ として使用した。式 5.3 のフィッティングパラメータはアバンダンスモデル (式 5.2) にある 3 つのパラメータ a、b、c、のみであり、Projection 解析によるアバンダンス分布を式 5.3 でフィッティングすることににによって、3 次元のアバンダンス分布を導くことができる。3 次元アバンダンス分布を直接スペクトル解析から導く Deprojection 解析に関しては、式 5.3 でなく直接アバンダンスモデルを用いてフィッティングを行った。

本研究では、各銀河団中心における鉄超過の空間スケールについて定量的に議論を行うため、ICM 中の鉄の超過領域を中心からの半径 R で表し、分布のモデルパラメータ c を用いて、以下のように定義した。

$$A_{Fe}(R) = c + 0.1\ solar \tag{5.4}$$

□ **Projection 解析**

Projection スペクトル解析による A2199 のアバンダンス 2 次元半径分布に式 5.3 をフィッティングした様子を図 5.28 に示す。中心領域における超過成分をうまく説明しているのがわかる。また、式 5.4 の定義に基づいて見積もった A2199 の超過領域スケール R も同時に示す。超過の見られる中心領域と、アバンダンスがほぼ一定値をとる外側領域との境界に位置していることが視覚的にも確認できる。図 5.30 に、各銀河団におけるアバンダンス 2 次元半径分布のフィッティングの様子と超過スケール R を示す。A2199 と同様に、アバンダンス分布モデルがそれぞれの銀河団固有の勾配を再現している。ただし、A426、Centaurus、A2052、2A0335+096 で特に強く見られる、中心におけるアバンダンスの減少は、MEKAL モデルの限界、もしくは共鳴散乱の影響による過小評価であると判断し、アバンダンスモデルフィットからは外した。各銀河団の R に関しても、A2199 同様アバンダンス超過スケールをうまく表していると判断できる。

□ **Deprojection 解析**

Deprojection スペクトル解析による A2199 のアバンダンス 3 次元半径分布に式 5.2 で直接フィッティングした様子を図 5.29 に示す。さらに、Projection 解析で得られたパラメータを用いて 3 次元分布に変換したものも同時に示す。その結果、Deprojection 解析による 3 次元半径分布とほぼ同じアバンダンス勾配を描くことがわかる。また、Deprojection 解析におけるアバンダンスモデルから見積もった超過領域 ($R_{depro} = 60.5$ kpc) は、Projection 解析によって得られた超過領域 ($R_{pro} = 78.3$ kpc) とほぼ同じスケールとなり、Projection 解析においても信頼性の高いアバンダンス勾配が導出できていると考えることができる。図 5.31 に、各銀河団におけるアバンダンス 3 次元半径分布のフィッティングの様子を、3 次元空間に変換した Projection 解析による結果と重ねて示す。どの銀河団においても、Projection 解析と Deprojection 解析によるアバンダンスモデルがほぼ同じ形を表していることがわかる。

各銀河団における Projection 解析、Deprojection 解析によるアバンダンスモデルのフィットパラメータ、及びそこから見積もられた超過スケール R の値を、表 5.4 にまとめる。Projection 解析によるアバンダンスモデルフィットでは、式 5.3 をフィッティングソフトに

表 5.4: アバンダンス分布モデルフィットパラメータ

Target	a_{pro} (solar)	b_{pro} (kpc)	c_{pro} (solar)	R_{pro} (kpc)	a_{depro} (solar)	b_{depro} (kpc)	c_{depro} (solar)	R_{depro} (kpc)
Ophiuchus	0.5	50	0.22	100.0	0.79±0.17	44.1±18.9	0.11±0.10	$116.1^{+67.9}_{-56.2}$
A2029	0.9	60	0.28	169.7	0.58±0.36	137.9±165.3	0.25±0.43	$303.0^{+564.7}_{-303.0}$
A478	0.4	80	0.22	138.6	0.25±0.10	138.0±108.3	0.27±0.10	$170.7^{+213.3}_{-149.0}$
A426	0.4	50	0.35	86.6	0.47±0.20	50.0±18.7	0.39±0.03	$96.5^{+63.6}_{-54.6}$
A1795	0.3	80	0.25	113.1	0.29±0.45	205.1±426.0	0.12±0.50	$280.4^{+1236.0}_{-280.4}$
A3112	1.6	45	0.38	174.3	1.54±22.7	25.7±314.1	0.44±0.28	$97.44^{+4774.8}_{-97.4}$
A3558	0.6	80	0.25	178.9	0.30±0.98	114.5±853.9	0.38±1.00	$162.5^{+2929.0}_{-162.5}$
A2199	0.6	35	0.28	78.3	0.52±0.26	29.7±28.0	0.32±0.09	$60.5^{+84.4}_{-57.7}$
A4059	2.0	60	0.20	261.5	1.76±4.48	55.9±114.3	0.15±0.22	$227.7^{+1017.8}_{-227.6}$
Centaurus	2.0	25	0.85	109.0	2.08±0.67	22.3±5.8	0.70(fixed)	$99.3^{+42.1}_{-37.9}$
HydraA	1.2	40	0.22	132.7	1.26±13.8	45.1±330.8	0.19±0.23	$153.4^{+4054.0}_{-153.4}$
A2052	1.6	40	0.30	154.9	0.74±0.24	53.5±26.6	0.33±0.07	$135.5^{+100.8}_{-79.3}$
2A0335+096	1.0	60	0.37	180.0	0.49±0.42	52.5±669.5	0.39±2.67	$103.8^{+1899.3}_{-103.7}$
Sersic159-03	1.0	40	0.15	120.0	0.71±1.49	73.8±184.5	0.14±0.26	$181.9^{+978.1}_{-181.9}$
A262	2.3	20	0.30	93.8	1.00±0.67	40.9±28.3	0.27(fixed)	122.5
NGC533	2.3	30	0.25	140.7	0.62±40.5	39.3±12960	0.46±58.9	$89.3^{+258516}_{-89.3}$
NGC507	0.6	50	0.10	111.8	0.70±4.21	49.8±305.6	0.088±4.44	$121.6^{+2304.9}_{-121.6}$
HCG62	0.5	15	0.13	30.0	0.44±0.45	21.1±45.1	0.18±0.57	$38.8^{+145.7}_{-38.8}$

組み込むことができなかったため、視覚的に最適なパラメータを導出した。そのため、誤差を表示していない。一方、Deprojection 解析によるアバンダンスモデルフィットでは、アバンダンス 3 次元半径分布 (図 5.20) 全ポイントに対しフィッティングを行った。ただし、フィッティングパラメータが負の値をとる場合には、アバンダンスモデルから逸脱していると考えられるポイント (アバンダンス誤差大) を抜き、再度フィッティングを行った。一部の銀河団において誤差が大きく見積もられている原因として、少ないポイントでのフィッティング、または大きなアバンダンス誤差、があげられる。

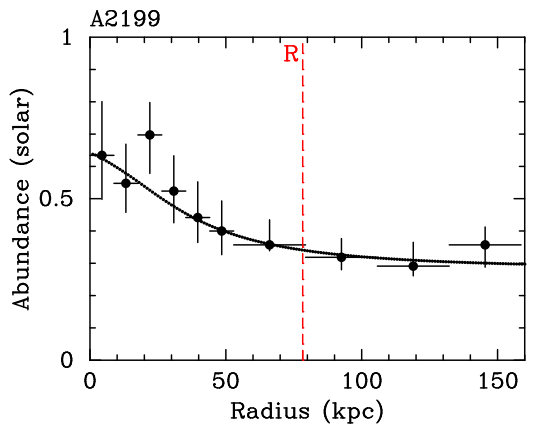

図 5.28: A2199 アバンダンス 2 次元半径分布のアバンダンス分布モデルフィット。

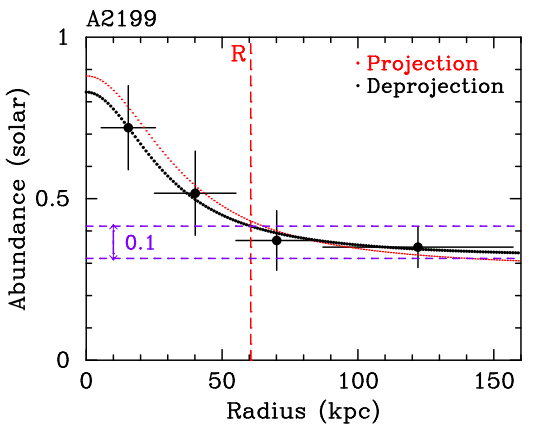

図 5.29: A2199 アバンダンス 3 次元半径分布のアバンダンス分布モデルフィット。

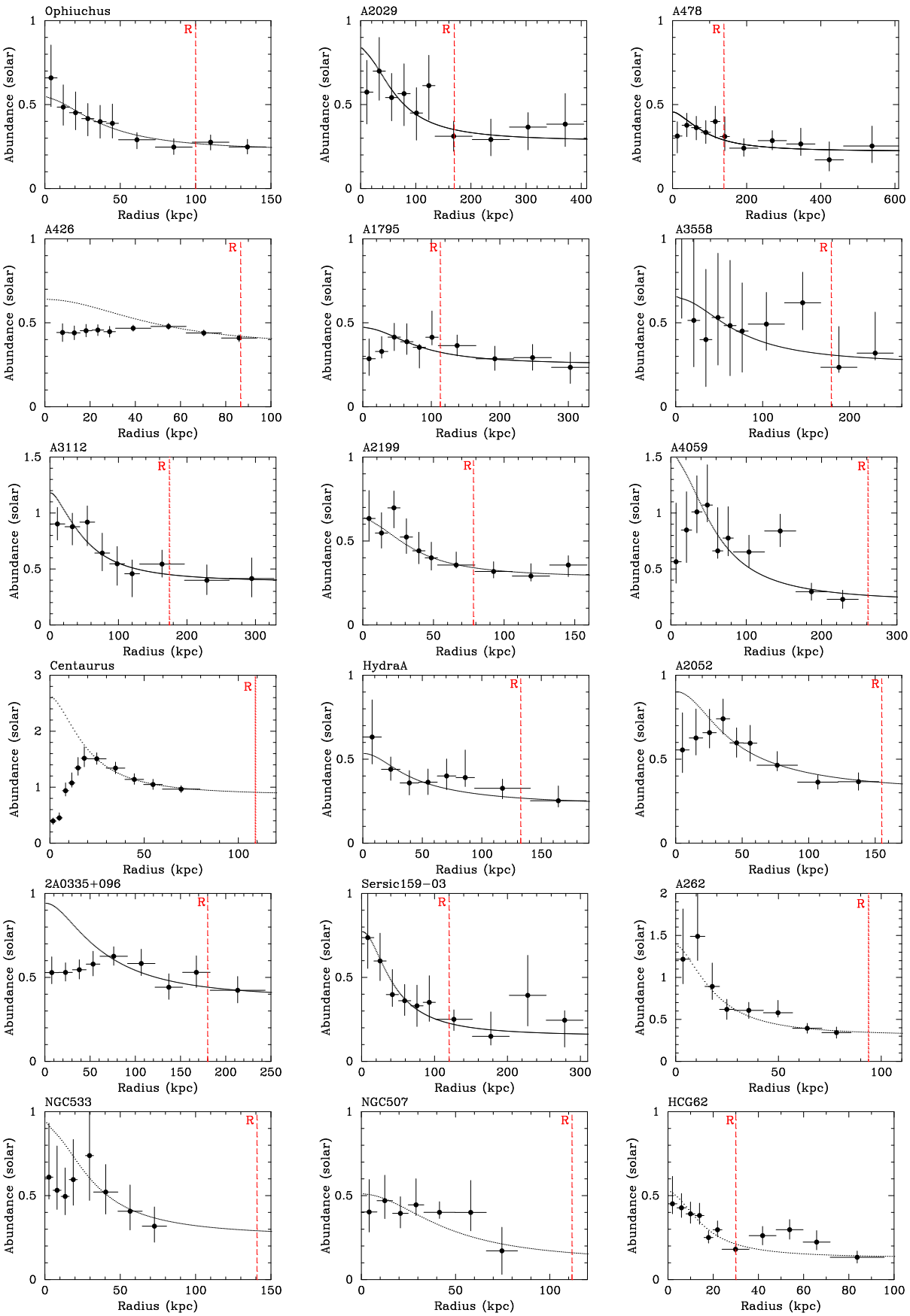

図 5.30: 各銀河団の重元素アバンダンス 2 次元半径分布のアバンダンス分布モデルフィット。

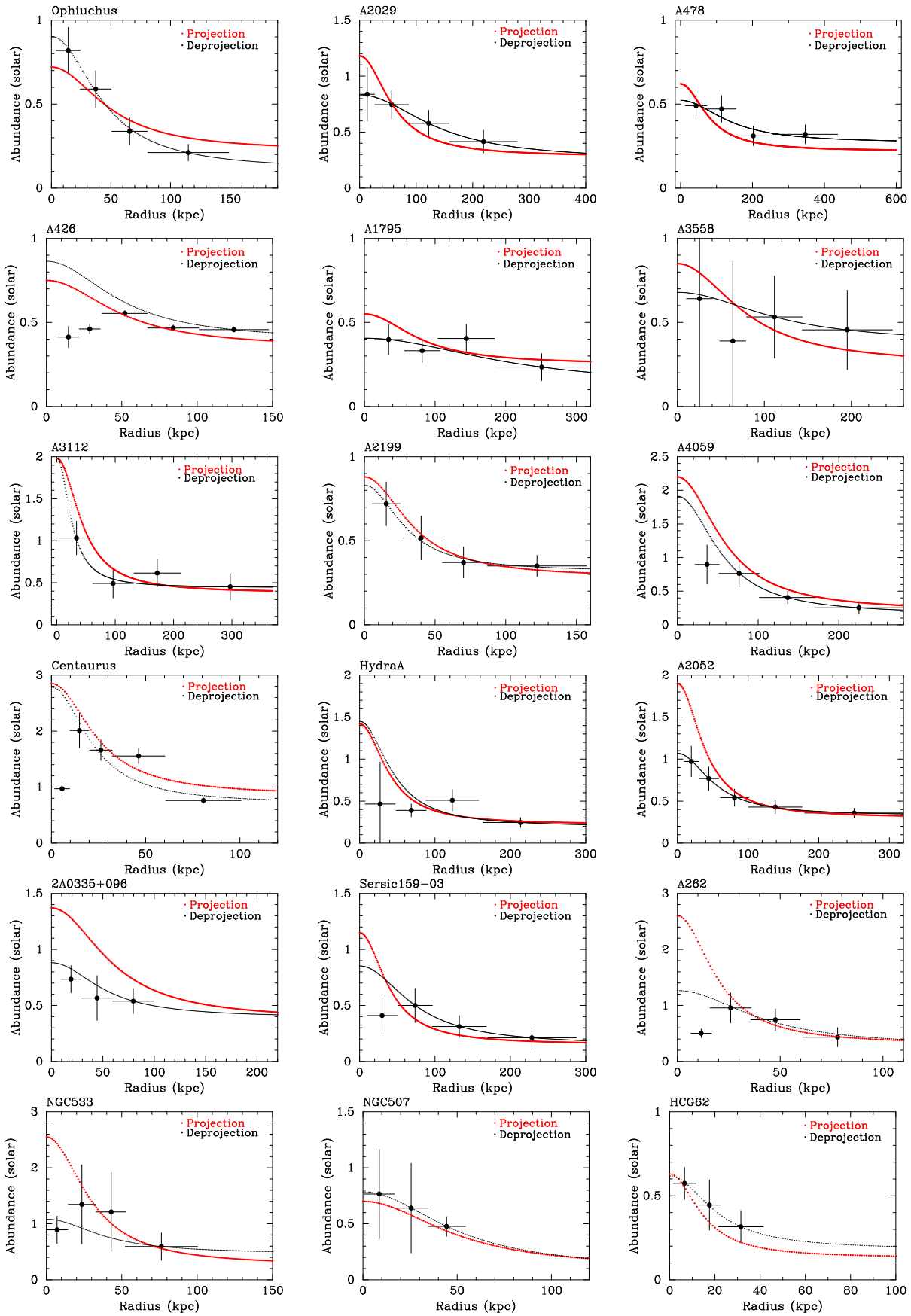

図 5.31: 各銀河団の重元素アバンダンス 3 次元半径分布のアバンダンスモデルフィット。Projection 解析でのアバンダンスモデルも同時にプロット。

(2) アバンダンス超過領域における鉄質量導出

アバンダンスモデルフィットの結果を用いて、中心から R までの領域における ICM 中の鉄質量を導出する。式 5.1 にアバンダンスモデル (式 5.2) を組み込んだ式 5.5 から、各銀河団 ICM 中における鉄質量の半径分布を求めた。

$$M_{Fe}(r) = \int_0^R n_H(r) \left(\frac{a}{1+(\frac{r}{b})^2} + c \right) m_{Fe} \left(\frac{N_{Fe}}{N_H} \right) \cdot 4\pi r^2 dr \tag{5.5}$$

ここで、m_{Fe} は鉄原子の質量数 ($56\ m_p$)、m_P は陽子質量、N_{Fe}/N_H は 1 solar の鉄アバンダンス (4.68×10^{-5}) である。各銀河団の中心から、Projection 解析によるアバンダンス超過の空間スケール R_{pro}、Deprojection 解析による超過の空間スケール R_{depro} までの鉄質量、及び 100 kpc までの鉄質量を、§5.3.3 表 5.5 に示す。

各銀河団で見積もった R_{pro}、及び R_{depro} を図 5.32 に、アバンダンス分布モデルのフィットパラメータ a、b の誤差を考慮した R_{depro} を図 5.33 に、それぞれ ICM 温度の関数として示す。また、中心から R_{pro}、R_{depro} までの超過領域における鉄質量と、ICM 温度との関係を図 5.34 に、100 kpc までの鉄質量と ICM 温度との関係を図 5.35 にそれぞれ示す。

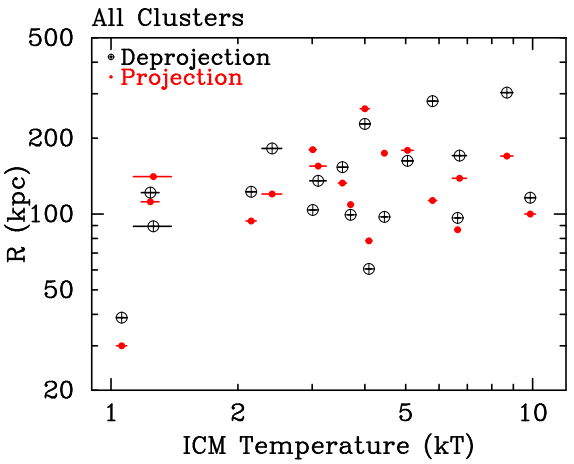

図 5.32: 各銀河団における R_{pro}、R_{depro} と ICM 温度との関係。

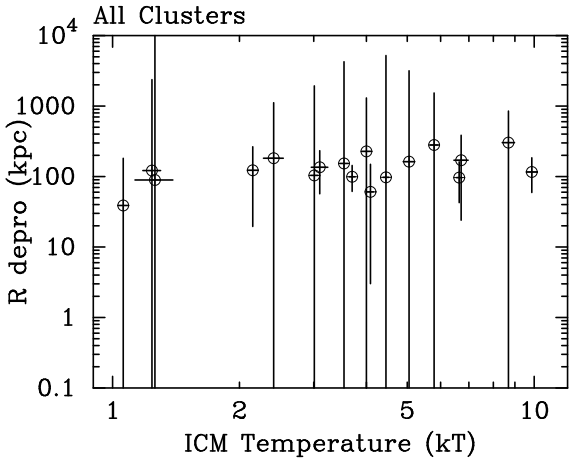

図 5.33: アバンダンス分布モデルフィット誤差を含めた R_{depro} と ICM 温度との関係。

図 5.32 から、Projection 解析と Deprojection 解析による重元素の超過領域 R_{pro}、R_{depro} は、ほぼ同じスケール ~ 100-200 kpc であることがわかる。図 5.33 で示したアバンダンス分布モデルフィット誤差を含めた R_{depro} を見ると、多くの銀河団において不定性が大きく、超過スケールをアバンダンス分布モデルから導く方法が困難であることがわかる。§5.3.1 で述べたアバンダンス分布モデルのフィッティング誤差にその原因がある (表 5.4)。ただし、Ophiuchus、A478、A426、A2199、Centaurus、A2052、A262 といった比較的統計の良い銀河団では、不定性が小さく R_{depro} ~ 100 kpc の値を示している。以上から、典型的な銀河団中心における ICM 中の重元素の超過スケールは、100 kpc 程度であると考えることができる。アバンダンス超過領域における鉄質量に注目すると、積分半径が銀河団それぞれ一定でないため、鉄質量も幅広く分布している。一方で、中心から 100 kpc までの領域では、高温、低温銀河団ともに鉄質量がほぼ同じ値 (~ $10^9 M_\odot$) を示しているこ

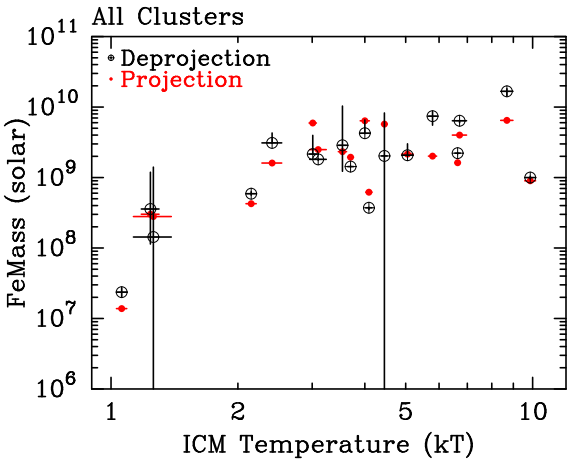

図 5.34: 各銀河団の R_{pro}、R_{depro} における鉄質量と ICM 温度との関係。

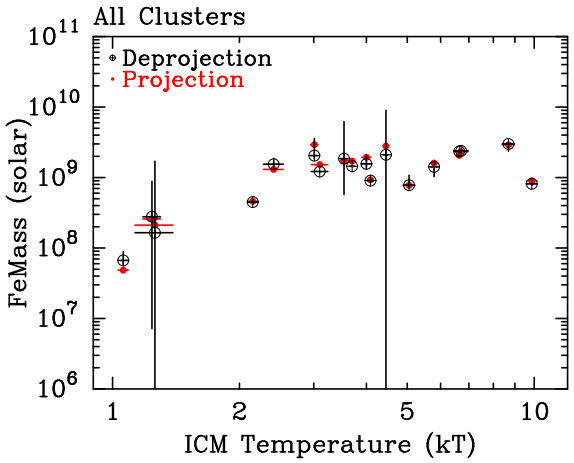

図 5.35: 各銀河団の中心から 100 kpc の領域における鉄質量と ICM 温度との関係。

とがわかる。ただし、銀河群に限っては、銀河団に比べ 1 桁程度小さい値をとっている。この各銀河団における ICM 中の鉄質量の値を、§5.3.3 で cD 銀河における鉄質量と比較、考察する。

5.3.2 cD 銀河中の鉄質量

各銀河団の中心に位置する cD 銀河の絶対等級の値 (表 4.2 参照) から、cD 銀河中に含まれる鉄質量の値を見積もった。一般に明るい楕円銀河では、式 5.6 がほぼ成り立つと言われている (Burstein 1997)。

$$M_{star} = 8L_B \tag{5.6}$$

本研究では、絶対等級 m_B と絶対光度 L_B との変換式として一般的に使用されている式 5.7 を用い、各銀河団の L_B を導出した。

$$m_b = -2.5\log_{10}\left(\frac{L_B}{L_\odot}\right) + 4.72 + 5\log_{10}\left(\frac{D\ kpc}{1.0\times10^{-2}}\right) \tag{5.7}$$

ここで、D は天体までの距離 (kpc) である。

式 5.6 を利用し、アバンダンス 1 solar を仮定して導出した cD 銀河における星内部の鉄質量を表 5.5 示す。cD 銀河中の鉄質量についての詳細は、ICM 中の鉄質量と共に §5.3.3 で述べる。

5.3.3 ICM と cD 銀河における鉄質量分布

各銀河団における ICM 中、cD 銀河中の鉄質量を表 5.5 に示す。また、Deprojection 解析により導出した ICM 中のアバンダンス超過スケールと cD 銀河スケール $(2R_{eff})$ とを比較したものを図 5.36 に、同じく Deprojection 解析による ICM 中の鉄質量と cD 銀河中の星質量とを比較したものを図 5.37、図 5.38 にそれぞれ示す。

表 5.5: 各銀河団の鉄質量

Target	M_{Fe},pro ($M_\odot$) (0 - R_{pro})	M_{Fe},depro ($M_\odot$) (0 - R_{depro})	M_{Fe},pro ($M_\odot$) (0 - 100 kpc)	M_{Fe},depro ($M_\odot$) (0 - 100 kpc)	M_{Fe},galaxy ($M_\odot$) (~ $2\times R_{eff}$)
Ophiuchus	$(8.99^{+0.07}_{-0.03})\times10^8$	$(9.99^{+0.44}_{-0.43})\times10^8$	$(8.99^{+0.06}_{-0.03})\times10^8$	$(8.14^{+0.28}_{-0.42})\times10^8$	-
A2029	$(6.47^{+0.03}_{-0.02})\times10^9$	$(1.67^{+0.15}_{-0.24})\times10^{10}$	$(2.91^{+0.01}_{-0.01})\times10^9$	$(3.00^{+0.13}_{-0.62})\times10^9$	4.47×10^9
A478	$(4.00^{+0.01}_{-0.01})\times10^9$	$(6.39^{+0.06}_{-0.41})\times10^9$	$(2.32^{+0.00}_{-0.01})\times10^9$	$(2.39^{+0.02}_{-0.18})\times10^9$	5.44×10^9
A426	$(1.62^{+0.00}_{-0.01})\times10^9$	$(2.22^{+0.03}_{-0.05})\times10^9$	$(2.06^{+0.00}_{-0.00})\times10^9$	$(2.35^{+0.03}_{-0.05})\times10^9$	1.64×10^9
A1795	$(2.01^{+0.01}_{-0.00})\times10^9$	$(7.43^{+1.19}_{-1.91})\times10^9$	$(1.60^{+0.01}_{-0.00})\times10^9$	$(1.42^{+0.14}_{-0.39})\times10^9$	1.93×10^9
A3558	$(5.72^{+0.08}_{-0.05})\times10^9$	$(2.03^{+6.23}_{-2.80})\times10^9$	$(7.77^{+0.73}_{-0.33})\times10^8$	$(7.78^{+2.99}_{-0.55})\times10^8$	3.84×10^9
A3112	$(2.15^{+0.12}_{-0.05})\times10^9$	$(2.07^{+0.94}_{-0.01})\times10^9$	$(2.79^{+0.04}_{-0.03})\times10^9$	$(2.10^{+6.90}_{-2.92})\times10^9$	3.60×10^9
A2199	$(6.20^{+0.03}_{-0.01})\times10^8$	$(3.72^{+0.07}_{-0.22})\times10^8$	$(9.29^{+0.03}_{-0.01})\times10^8$	$(9.03^{+0.34}_{-0.22})\times10^8$	4.14×10^9
A4059	$(6.37^{+0.02}_{-0.01})\times10^9$	$(4.25^{+2.32}_{-0.05})\times10^9$	$(1.94^{+0.00}_{-0.00})\times10^9$	$(1.56^{+0.51}_{-0.27})\times10^9$	3.76×10^9
Centaurus	$(1.94^{+0.01}_{-0.01})\times10^9$	$(1.43^{+0.02}_{-0.02})\times10^9$	$(1.71^{+0.01}_{-0.01})\times10^9$	$(1.44^{+0.03}_{-0.02})\times10^9$	2.11×10^9
Hydra A	$(2.33^{+0.01}_{-0.01})\times10^9$	$(2.87^{+7.47}_{-1.64})\times10^9$	$(1.72^{+0.01}_{-0.01})\times10^9$	$(1.85^{+4.36}_{-1.28})\times10^9$	4.65×10^9
A2052	$(2.49^{+0.01}_{-0.01})\times10^9$	$(1.81^{+0.03}_{-0.06})\times10^9$	$(1.52^{+0.00}_{-0.00})\times10^9$	$(1.22^{+0.01}_{-0.05})\times10^9$	1.86×10^9
2A0335+096	$(5.94^{+0.10p}_{-0.06})\times10^9$	$(2.15^{+1.82}_{-0.01})\times10^9$	$(2.92^{+0.04}_{-0.03})\times10^9$	$(2.05^{+1.55}_{-0.19})\times10^9$	7.11×10^8
Sersic159-03	$(1.61^{+0.01}_{-0.01})\times10^9$	$(3.10^{+1.19}_{-0.03})\times10^9$	$(1.30^{+0.01}_{-0.01})\times10^9$	$(1.55^{+0.33}_{-0.23})\times10^9$	5.40×10^8
A262	$(4.26^{+0.09}_{-0.06})\times10^8$	$(5.90^{+0.39}_{-0.28})\times10^8$	$(4.59^{+0.10}_{-0.05})\times10^8$	$(4.50^{+0.17}_{-0.26})\times10^8$	5.13×10^8
NCG533	$(2.79^{+0.01}_{-0.01})\times10^8$	$(1.43^{+12.62}_{-10.08})\times10^8$	$(2.11^{+0.01}_{-0.01})\times10^8$	$(1.65^{+15.43}_{-15.03})\times10^8$	2.17×10^9
NCG507	$(3.01^{+0.01}_{-0.01})\times10^8$	$(3.58^{+8.33}_{-2.44})\times10^8$	$(2.59^{+0.01}_{-0.01})\times10^8$	$(2.78^{+6.08}_{-2.70})\times10^8$	2.78×10^9
HCG62	$(1.38^{+0.01}_{-0.01})\times10^7$	$(2.36^{+0.37}_{-0.34})\times10^7$	$(4.84^{+0.04}_{-0.03})\times10^7$	$(6.66^{+2.22}_{-0.90})\times10^7$	4.48×10^8

アバンダンス超過領域と cD 銀河スケール

アバンダンス超過の要因が cD 銀河によるものだとすれば、その超過スケールは cD 銀河スケールと同程度であることが考えられる。そこで、式 5.4 で定義したアバンダンス分布モデルによる超過領域 R と、可視光観測により見積もられる cD 銀河スケールとの比較を行った。本研究では、可視光における有効半径 (R_{eff}：表 4.2) を用い、$2R_{eff}$ を cD 銀河スケールとみなした。その結果、図 5.36 から明らかなように、Deprojection 解析により導出した R_{depro} の中でも特に不定性の小さい銀河団で見比べてやると、R_{depro} と $2R_{eff}$ がほぼ同じスケール (~ 100 kpc) となった。これはアバンダンス超過領域と cD 銀河とのスケールの一致を意味し、ICM における重元素の供給源が cD 銀河であることを示唆する、非常に重要な情報となる。

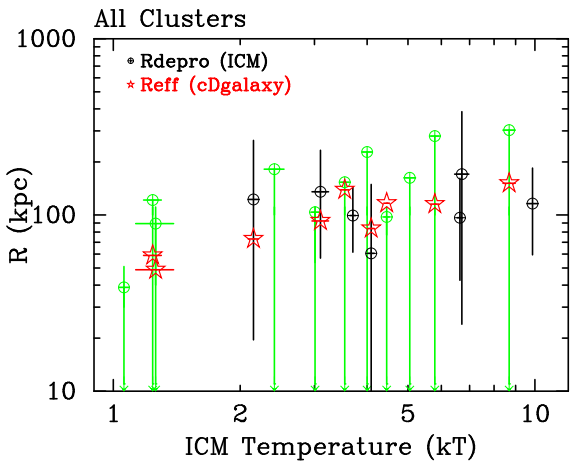

図 5.36: 各銀河団 ICM 中のアバンダンス超過スケール R_{depro}(○)、及び cD 銀河スケール $2R_{eff}$(☆) と ICM 温度との関係。

ICM と cD 銀河における鉄質量比較

ICM におけるアバンダンス超過領域と cD 銀河のスケール比較と同様に、それぞれの領域における鉄の総質量比較も非常に重要な情報となる。本研究では、X 線観測により ICM 中の鉄質量を導出し (§5.3.1)、可視光観測により cD 銀河に存在する星の内部に含まれる鉄質量を導出し (§5.3.2)、それらの比較を行った。図 5.37 は、銀河団の典型的な重元素超過スケールと考えられる 100 kpc までの領域における ICM 中鉄質量と cD 銀河中鉄質量を比較したものである。図から明らかなように、ほとんどの銀河団において ICM 中の鉄質量に比べ cD 銀河中の鉄質量の方が多いことがわかる。図 5.38 は、Deprojection 解析により見積もった各銀河団におけるアバンダンス超過スケール R_{depro}(表 5.4) までの領域における ICM 中鉄質量を、R_{depro} の誤差も含めて導出し、cD 銀河中鉄質量と比較したものである。R_{depro} の誤差の影響により各銀河団の鉄質量に大きな不定性が見られる。しかし、A478、A426、Centaurus、A2052、A262 など、不定性の小さな銀河団に関して ICM 中鉄質量と cD 銀河中鉄質量とを比較したところ、ほぼ同じ値、あるいは cD 銀河中の鉄質量がまさっている傾向に見られることがわかる。以上の結果から、ICM 中のアバンダンス超過領域における鉄質量に比べ、cD 銀河中の星の内部に含まれる鉄質量の方が多量に存在することが明らかになった。これは、cD 銀河 1 つで、ICM 中の鉄を供給することが十分に可能であることを示唆している。ここで 3 つの銀河群に注目すると、他の銀河団とは異なり、ICM 中の鉄質量が cD 銀河中の鉄質量よりも 1 桁程小さいことがわかる。銀河団に比べて温度が低く Poor な系である銀河群は、その小さな重力ポテンシャルがゆえに、cD 銀河付近で供給された鉄を現在までとどめておくことができず、外側の領域へと拡散してしまった可能性が考えられる。

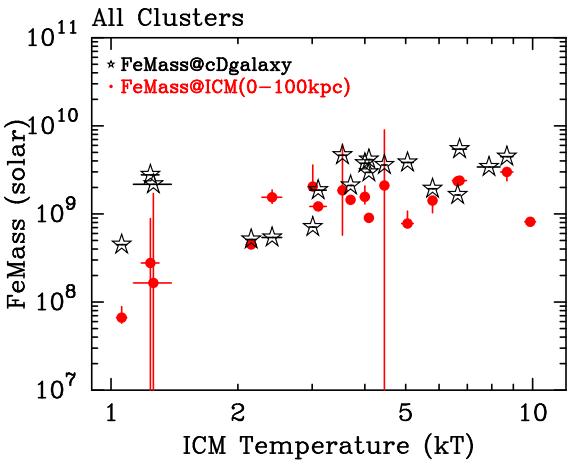

図 5.37: Deprojection 解析による各銀河団の領域 (0 - 100kpc) における鉄質量 (●)、及び cD 銀河中の星質量 (☆) と ICM 温度との関係。

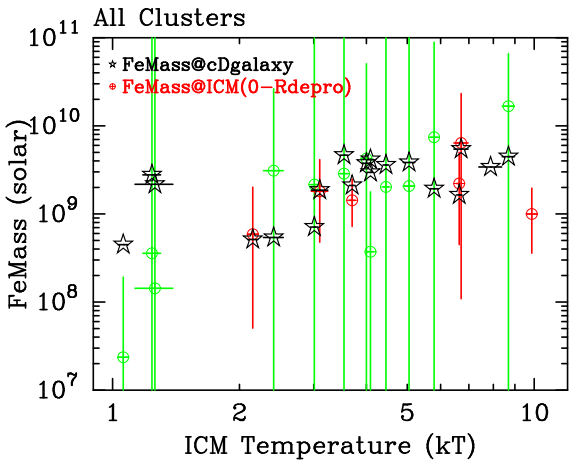

図 5.38: 各銀河団の領域 (0 - R_{depro}) における R_{depro} 誤差も考慮した鉄質量 (○)、及び cD 銀河中の星質量 (☆) と ICM 温度との関係。

5.4 non-cD 銀河団における鉄分布

中心に cD 銀河を持つ cD 型銀河団については、中心領域でアバンダンス超過の傾向が見られることが確認された (§5.1)。そこで、ここでは中心に cD 銀河を持たない non-cD 型銀河団に着目し、鉄アバンダンスの空間分布を探った。non-cD 型銀河団においてアバンダンスの超過が確認されなければ、超過の要因が cD 銀河にあるという解釈がよりいっそう信憑性を増すことになる。

non-cD 銀河団を解析するにあたり、cD 銀河の不在から中心の定義が困難であったため、チップ中心を解析時の中心とおくことにした。そのため、明確な中心を必要とする半径分布の導出は行わず、一定の半径を持つ円を等間隔に並べて領域を作り、その領域毎にスペクトルを取得してアバンダンスを求めた。また、non-cD 銀河団は cD 銀河団に比べて統計に乏く、Deprojection 解析を行うのが困難であったため、Projection 解析のみを行った。non-cD 銀河団は ACIS-S3 チップのみでなく ACIS-I チップによってとらえられたサンプルもあるため、以下でチップ毎に結果を分けて述べる。

5.4.1 ACIS-S による non-cD 銀河団

ACIS-S3 チップで観測された 3 つの non-cD 銀河団、A1367、A2256、Coma におけるアバンダンスの空間分布を求めた。図 5.39、図 5.40 に、ここで用いた各スペクトル領域の概要図を示す。ACIS-S チップでは、7 つの円 (circle[1-7]) と 19 つの円 (circle[1-19]) に分けてそれぞれ解析を行った。

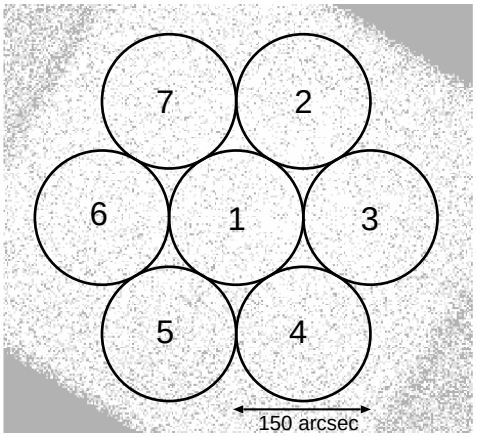

図 5.39: ACIS-S3 チップにおけるスペクトル領域の概要図 (7 region)。

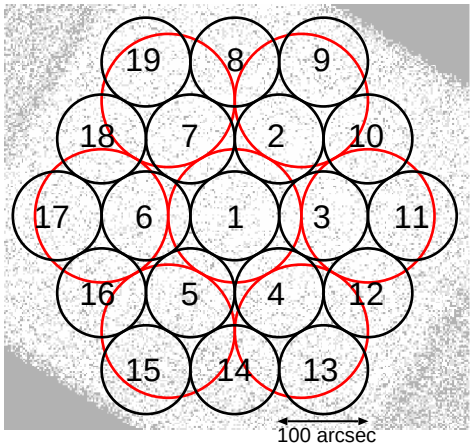

図 5.40: ACIS-S3 チップにおけるスペクトル領域の概要図 (19 region)。

図 5.41 に、それぞれの銀河団における Fe-L 殻輝線成分 (0.9 - 1.2 keV) の 2 次元マップ、及び各領域におけるアバンダンス分布を示す。スペクトル領域も同時に示した 2 次元マップにおいて、アバンダンスの特に高い領域は◎ 印、また可視光観測により銀河の存在が確認されている位置には× 印を記す。7 region に比べ領域範囲の狭い 19 region では、統計が悪くなる分アバンダンスの不定性が増している。アバンダンスは cD 銀河団の解析と同様 MEKAL モデルによるスペクトル解析から求め、1 温度、2 温度 MEKAL モデルによる結果を同時にプロットした。また、ACIS-S3 チップ全領域におけるスペクトルから銀河団のアバンダンス平均値を導出し、参考値として図 5.41 に横点線で示した。図を見ると、

銀河の位置で 0.9 - 1.2 keV の輝度が局所的に高くなっていることがわかる。これは、銀河に附随する低温の星間ガスが見えているものである

A1367 に注目すると、7 region において circle1 でアバンダンスが高くなっているがわかる。同様の傾向が 19 region においても見られるが、circle9、circle12、circle17、18(7 region: circle6) でも同程度の値を示している。アバンダンスの高い領域が分散して存在していることや、誤差の範囲内ではどの領域もほぼ同じ値をとり得ることなどから、A1367 においてアバンダンスの超過領域が存在するとは言い難い。A2256 でもアバンダンスの高い領域が見られるが (7 region：circle6)、誤差の範囲内でアバンダンス平均値 0.57_{solar} に全領域がおさまり、ほぼ一様に分布していると判断できる。一方、Coma では誤差を考慮した上でもアバンダンス分布の非一様性が見られる。Coma は、non-cD 銀河団に分類されながらも数個の cD 銀河を持っているため、その影響がアバンダンス分布にも表れているのではないかと考えることができる。

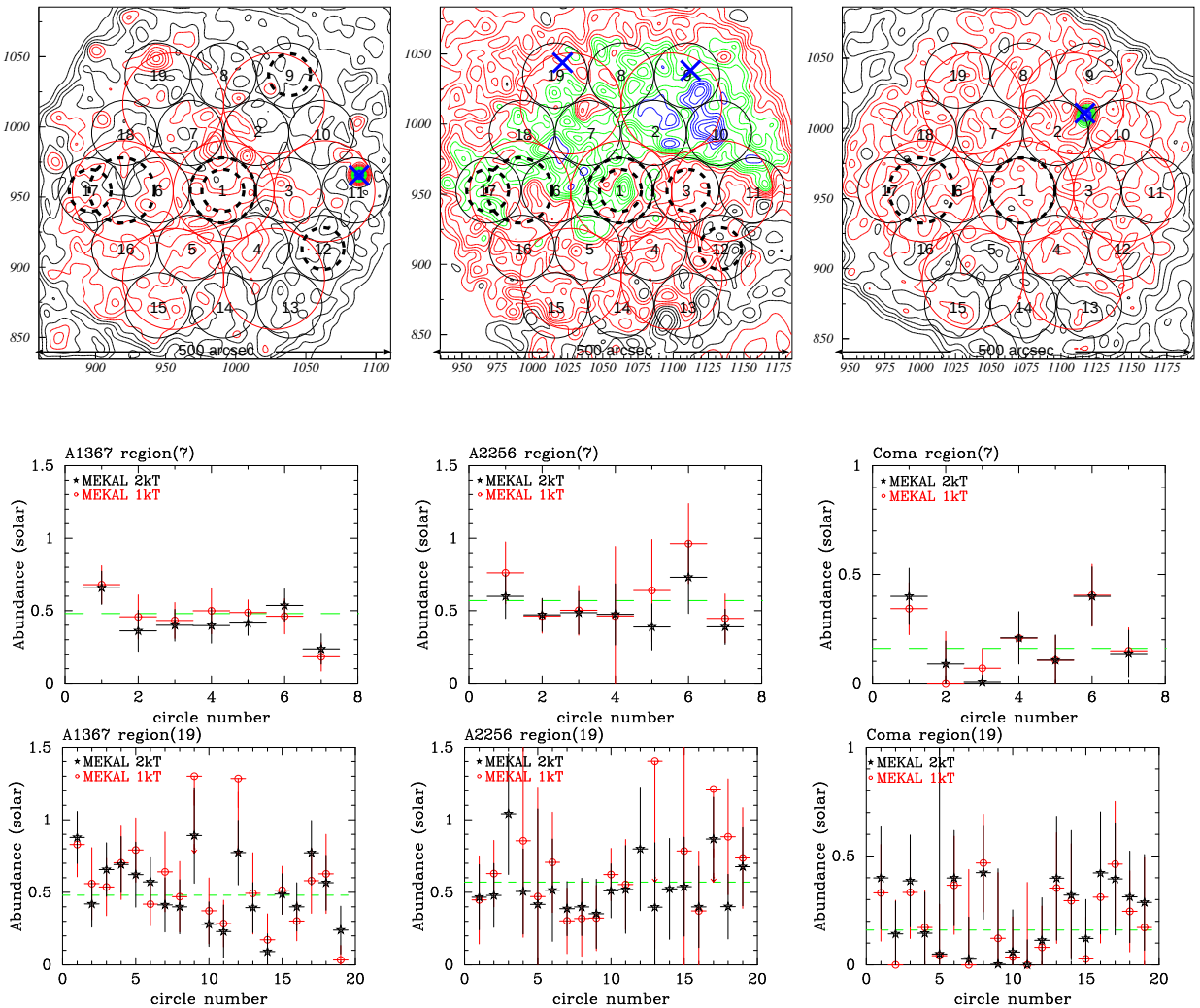

図 5.41: ACIS-S3 チップでとらえた non-cD 銀河団 A1367、A2256、Coma におけるアバンダンス空間分布。上：Fe-L 殻輝線成分 (0.9-1.2 keV) による 2 次元輝度分布とスペクトル領域概要図。アバンダンスの高い領域 (⊙)、銀河の位置 (×) を示す。中：7 region、下：19 region によるスペクトル解析結果。1 温度、2 温度 MEKAL モデルによりアバンダンスを導出。

cD 銀河団におけるアバンダンス空間分布の例

non-cD 銀河団と cD 銀河団と銀河の比較のため、2 つの cD 銀河団 A2199、A2052 でも同様の解析を行った。図 5.42、図 5.44 に、A2199、A2052 におけるスペクトル領域の概要図をそれぞれ示す。今回は non-cD 銀河団との比較を目的とするため、cD 銀河ではなくチップ中心を解析の中心として用いた。図 5.43、図 5.45 に各領域におけるアバンダンス分布を示す。A2199 に注目すると、図 5.42 とも照らし合わせ、輝度の超過した cD 銀河の存在する領域、circle6、7 付近において、有意にアバンダンスが高くなっていることがわかる。誤差を考慮してもこの 2 領域は明らかに他を圧倒しており、cD 銀河の存在によるアバンダンスの超過を示唆している。また、A2052 においても、cD 銀河の存在する circle4、5、14 において、他を圧倒するアバンダンスを示しているのがわかる。この 2 つの cD 銀河団では、ACIS-S でとらえた 3 つの non-cD 銀河団とは確かに異なる傾向が見られた。このことからも、non-cD 銀河団では、cD 銀河に見られるような目立ったアバンダンス超過の存在する可能性が低いと考えることができる。

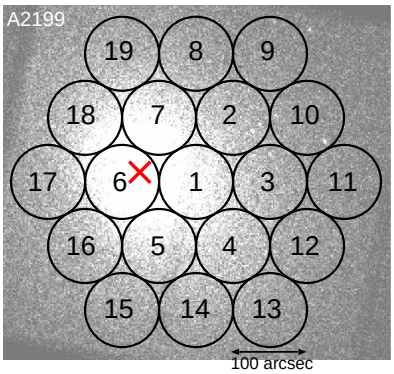

図 5.42: A2199 におけるスペクトル領域の概要図 (19 region)。cD 銀河の位置を× 印で記す。

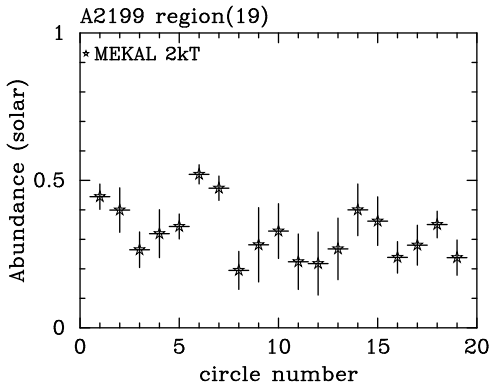

図 5.43: A2199 におけるアバンダンス空間分布。MEKAL2 温度モデルによる結果。

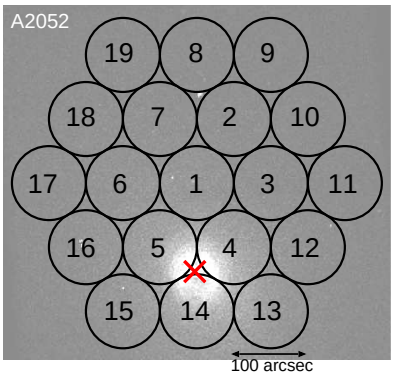

図 5.44: A2052 におけるスペクトル領域の概要図 (19 region)。cD 銀河の位置を× 印で記す。

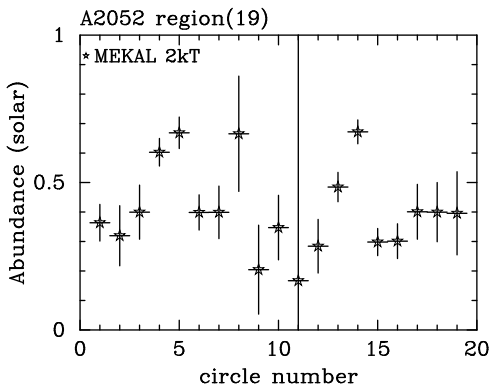

図 5.45: A2052 におけるアバンダンス空間分布。MEKAL2 温度モデルによる結果。

5.4.2 ACIS-I による non-cD 銀河団

3 つの non-cD 銀河団、A2147、A1060、A400 に関しては、ACIS-S による観測データが無かったため、ACIS-I による観測データを用いてアバンダンス空間分布を求めた。図 5.46、図 5.47 に、ACIS-I チップにおける各スペクトル領域の概要図を示す。先の 3 つの銀河団に比べてさらに統計に乏しいため、広範囲の円 (circle[1-4]、circle[1-7]) を用意してそれぞれ解析を行った。

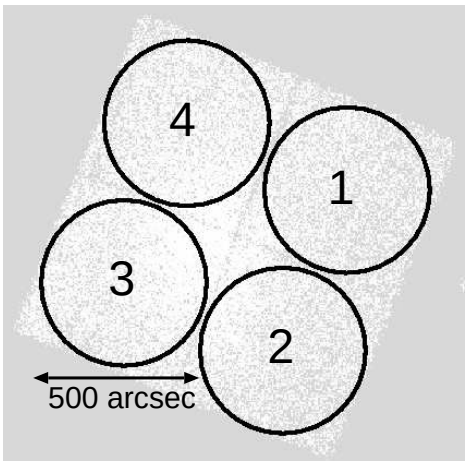

図 5.46: ACIS-I チップにおけるスペクトル領域の概要図 (4 region)。

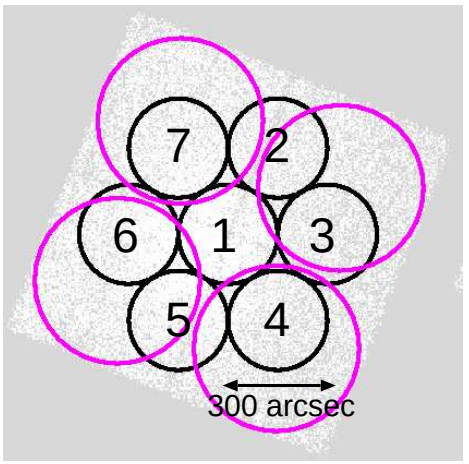

図 5.47: ACIS-I チップにおけるスペクトル領域の概要図 (7 region)。

図 5.48 に、それぞれの銀河団における Fe-L 殻輝線成分 (0.9 - 1.2 keV) の 2 次元マップ、及び各領域におけるアバンダンス分布を示す。ACIS-S3 チップと同様、2 次元マップにおいてはスペクトル領域も同時に示し、アバンダンスの特に高い領域と銀河の存在が確認されている位置に印をつけてある。また、アバンダンス分布においては、ACIS-I チップ全領域におけるスペクトルから銀河団のアバンダンス平均値を導出し、横点線で示している。まず、A2147 に注目すると、4 region : circle1 で circle[2-4] と比べ ~ 0.1 solar 低い値となっているが、誤差の範囲ではほぼ一様な分布であるといえる。各領域内に明るい銀河は確認できなかった。一方、A1060 は図で示すとおり 7 region : circle6、7 付近に巨大な銀河、NGC3309、NGC3311 が存在する。しかし、circle6、7 付近でのアバンダンス超過は確認されなかった。逆に circle3、4 周辺でアバンダンス増加の傾向に見られる。この一見矛盾したアバンダンスの分布には議論を要するが、Fe-L 成分の等高線から見て分かるとおり非常に統計の乏しい領域であるため、アバンダンスの不定性も考慮する必要がある。A400 にも A1060 同様に circle1 付近に巨大な銀河、NGC1128 が存在する。そのため、この銀河を取り囲むように circle1、2、3、4 において高いアバンダンスを示しているように見える。

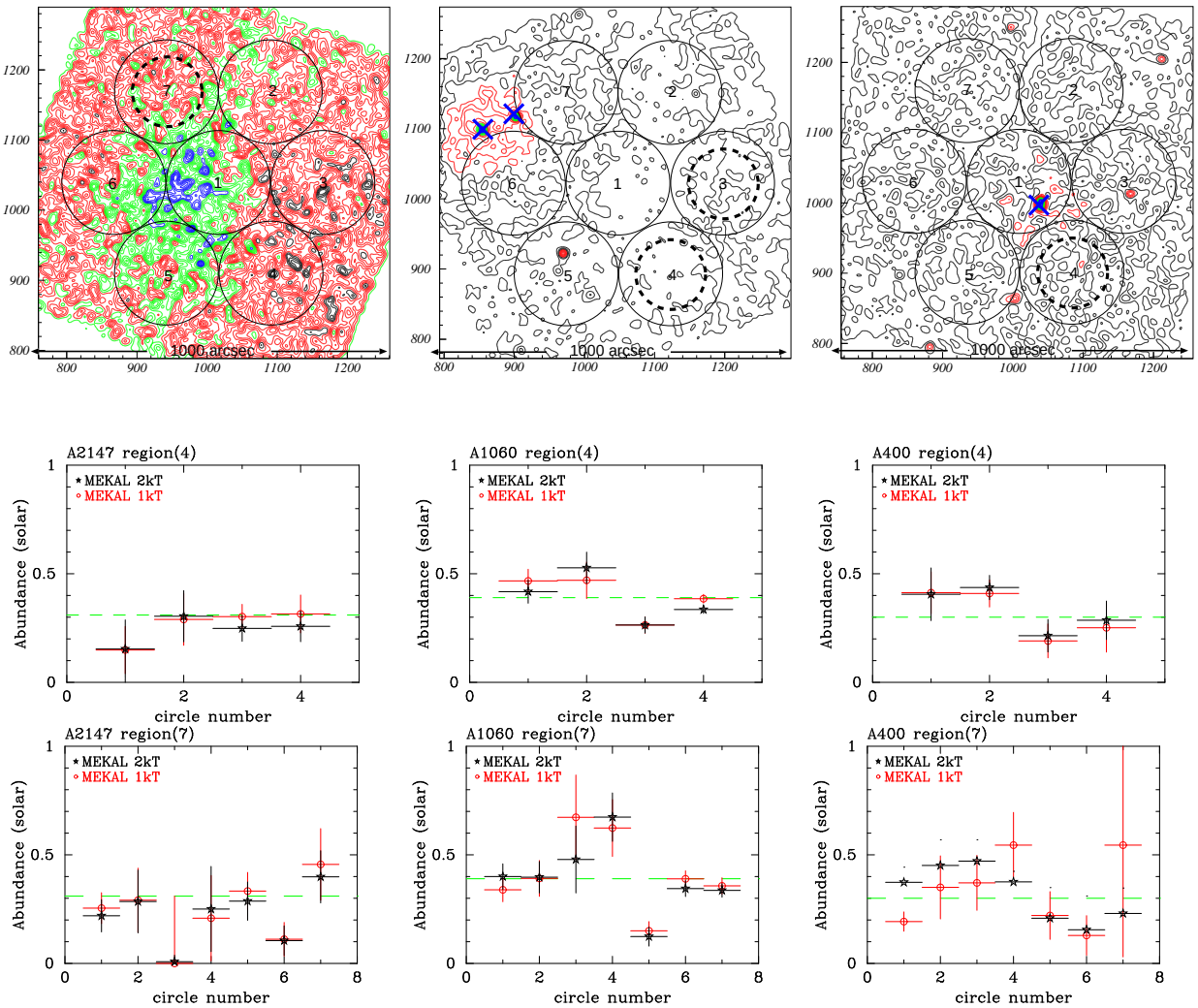

図 5.48: ACIS-I チップでとらえた non-cD 銀河団 A2147、A1060、A400 におけるアバンダンス空間分布。上：Fe-L 殻輝線成分 (0.9-1.2 keV) による 2 次元輝度分布とスペクトル領域概要図。アバンダンスの高い領域 (◎)、銀河の位置 (×) を示す。中：4 region、下：7 region によるスペクトル解析結果。1 温度、2 温度 MEKAL モデルによりアバンダンスを導出。

ACIS-S、ACIS-I による観測から、non-cD 銀河団におけるアバンダンスの空間分布を調べた結果、アバンダンス分布の非一様な銀河団も中には見られたが、A2199、A2052 に代表される cD 銀河団のような、有意なアバンダンス超過は見られなかった。non-cD 銀河団は比較的統計の悪いものが多く詳細な解析が困難であるため、より有効面積の大きな検出器を用いての解析が望まれる。

5.5　鉄の空間分布の異方性

cD 型銀河団の中心領域、アバンダンス超過の見られるスケールにおいて、鉄の空間分布の異方性を探った。解析には、温度の影響を受けにくくアバンダンス導出の際に信頼性のおける鉄の K 殻輝線を利用するため、中心においても Fe-K 輝線の強く見られる cD 銀河団、Ophiuchus、A478、A426、A1795、A496、HydraA を扱った。まず、イメージ解析を用いて Fe-K 輝線による輝度 2 次元マップを作成し、異方性の確認された銀河団についてはスペクトル解析によるアバンダンスの空間分布を導出した。

5.5.1　イメージ解析による異方性の調査

Chandra 衛星は、有効面積こそ他の同世代の衛星に劣るが、空間分解能に関しては他を圧倒しているため、統計の良い cD 銀河団中心におけるイメージ解析には非常に適した衛星だと言える (表 2.1)。そこで、各銀河団の中心から ~ 50″ の中心領域における Fe-K 殻輝線分布について詳細に調べた。Fe-K 殻輝線による輝度分布は、全輝度から Fe-K 殻輝線成分 (6.0 - 7.0 keV) のみを抜き出して作成した。また、ICM におけるガスと鉄との空間分布を比較するため、重元素輝線が見られず、高温ガスによる熱制動放射が支配的となる連続成分 (3.0 - 6.0 keV) の 2 次元輝度分布も同様に作成した。

図 5.49 に、A1795 における連続成分、Fe-K 殻輝線による 2 次元輝度分布、及び連続成分で規格化した Fe-K 殻輝線成分の角度分布を示す。一様に広がっている連続成分に対し、Fe-K 線成分が非一様に広がっているのがわかる。規格化された Fe-K 線輝度の角度分布に注目すると、円で示すとおり 2 つの超過した成分 (50° ~ 60°、150° ~ 170°) が見られ、その角度も 2 次元マップの位置とうまく対応している。つまり、ICM 中のガスの分布とは相関なく、鉄分布に異方性が見られることがわかった。図 5.50 に、Ophiuchus、A496、HydraA、A478 における A1795 同様の図を示す。Ophiuchus、A496、HydraA では Fe-K 線輝度の中心が連続成分による中心からずれており、分布にも非一様性が見られる。一方で、A426、A478 に関しては、Fe-K 線分布の異方性が見られず、連続成分同様ほぼ一様に広がっている。そこで、異方性の見られる銀河団について、より詳細な解析を試みた。

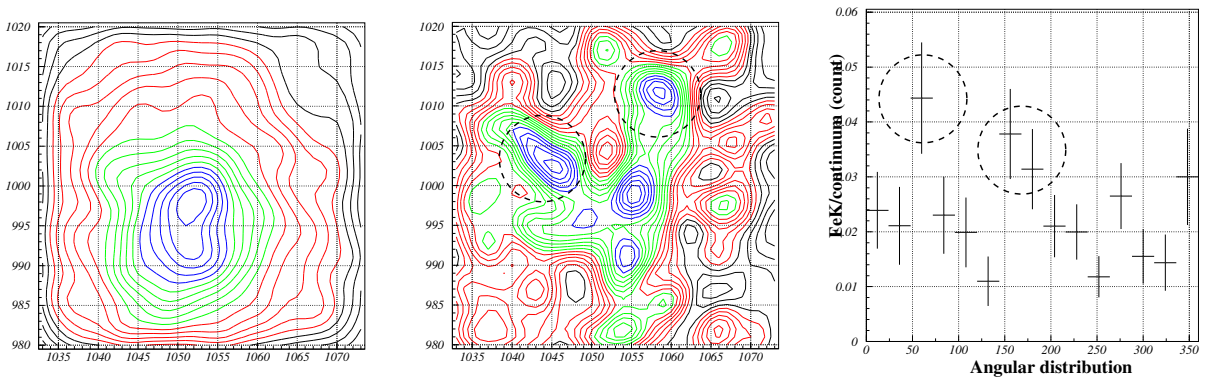

図 5.49: A1795(一辺 146kpc) における連続成分 (左)、Fe-K 線成分 (中) による 2 次元輝度分布。 (Fe-K 線成分/連続成分) の角度分布 (右)。3 時方向から反時計回りに積分したカウント数。

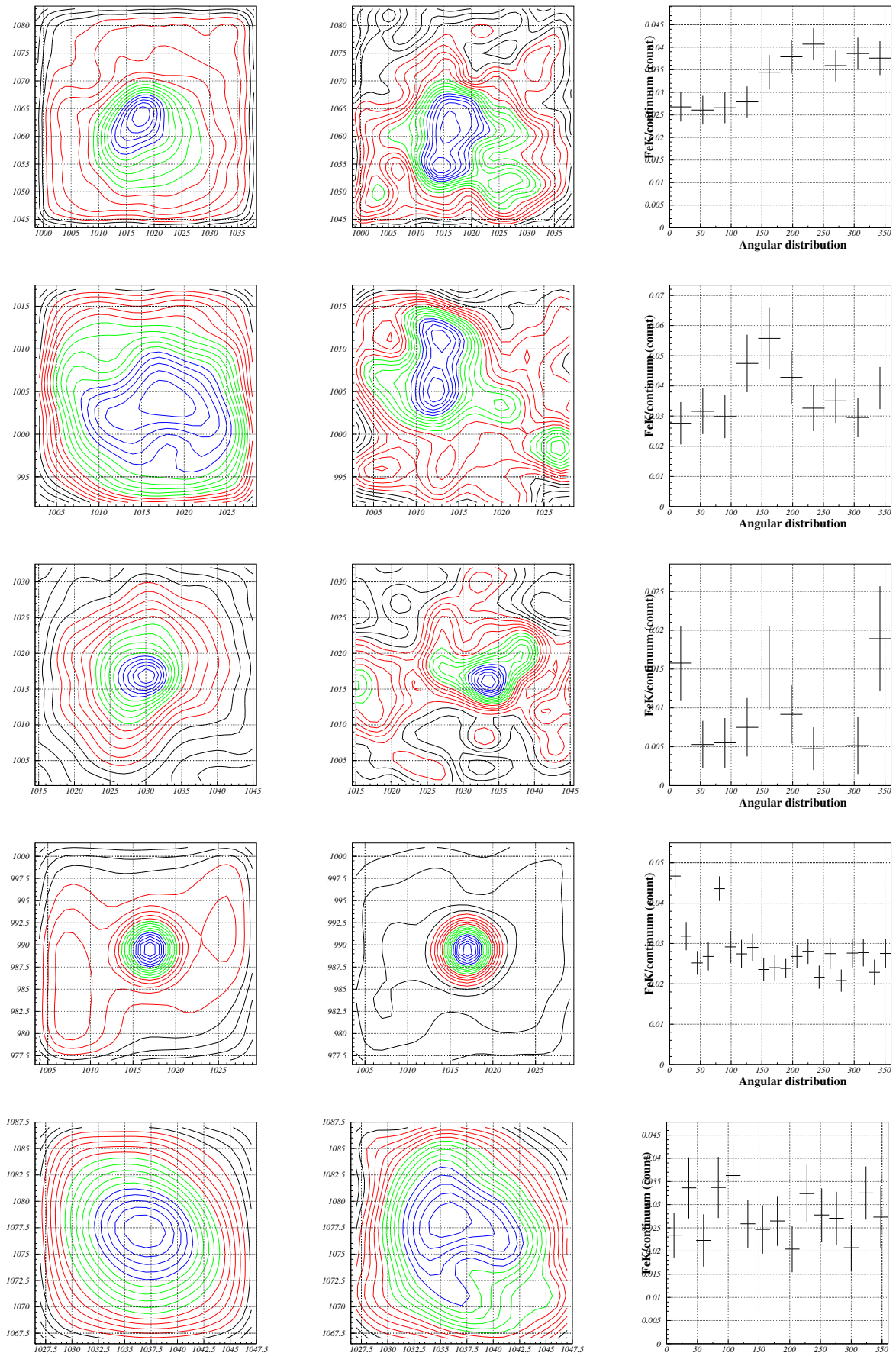

図 5.50: 上から順に、Ophiuchus(一辺 66kpc)、A496(一辺 48kpc)、HydraA(一辺 94kpc)、A426(一辺 26kpc)A478(一辺 102kpc) における連続成分 (左)、Fe-K 線成分 (中) による 2 次元輝度分布。(Fe-K 線成分/連続成分) の角度分布 (右)。

5.5.2　アバンダンス空間分布

イメージ解析によって異方性の見られた 4 つの cD 型銀河団、A1795、Ophiuchus、A496、HydraA について、より詳細な鉄の空間分布を引き出すため、中心におけるアバンダンスの空間分布を導出した。§5.4 と同様に、中心において同スケールの円を等間隔に配置し、各領域からの放射をスペクトル解析することでアバンダンスを求めた。詳細な空間情報を得るためには各円の統計が悪くなることは避けられず、Deprojection 解析は不可能なため Projection 解析を用いた。

図 5.51 に、A1795 中心領域におけるスペクトル領域の概要図を示す。信頼性のおけるスペクトル解析が可能な程度統計の集まる最小の単位として、半径 10″ の円を用意し、19 個配置した。それぞれの領域におけるスペクトル解析の結果、導出されたアバンダンスを図 5.52 に示す。イメージ解析による輝度分布と同様に、中心からわずかに離れた circle2 において、アバンダンスが超過しているのがわかる。また、アバンダンスの高い領域として他にも circle11、circle16、circle4、13 があげられるが、それらの領域がそれぞれ距離をおいて存在し、鉄分布の非一様性を示唆している。この解析範囲 (r=92kpc) は cD 銀河のスケール ($2R_{eff}$=115kpc) におさまっており、鉄分布の異方性がメンバー銀河の分布に起因するものであるという考えは排除される。そのことから、一端 ICM に放出された鉄が、何らかの要因によってかき乱され、擾乱が見られるようになったと考えられる。

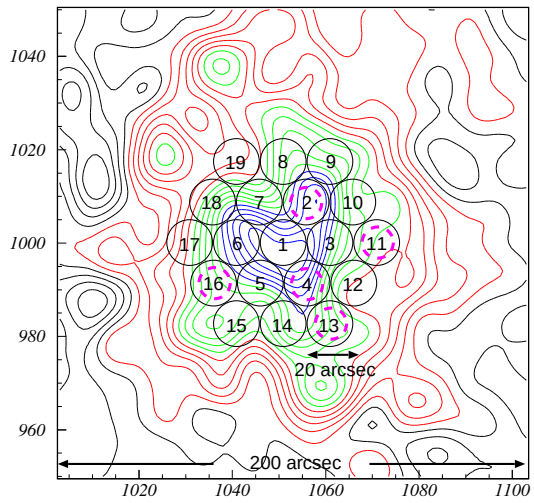

図 5.51: A1795 における Fe-K 線成分の 2 次元輝度分布とスペクトル領域の概要図

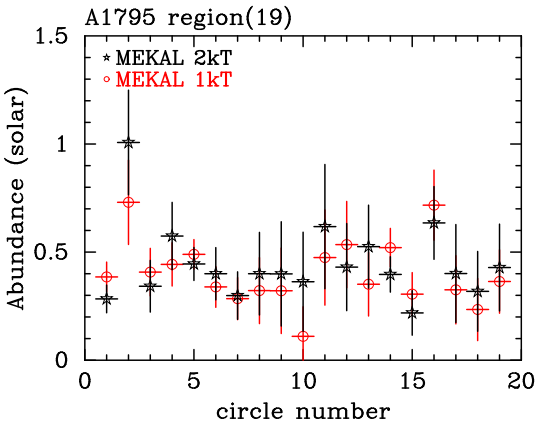

図 5.52: A1795 中心 (r=92kpc) におけるアバンダンス空間分布。1 温度、2 温度 MEKAL モデルによる結果を同時プロット。

図 5.53 に Ophiuchus、図 5.54 に A496、図 5.55 に HydraA におけるスペクトル解析の結果をそれぞれ示す。Ophiuchus では、circle5、6、15 と、南西方向にかけてアバンダンスが高い傾向にあることがわかる。その一方で、反対方向の circle10 でも高い値を示している。A496 では、中心付近の circle6、7 で高く、南東方向に外れた circle11 付近でもアバンダンスの高い領域がひろがっていることがわかる。Fe-K 線成分の輝度分布においても、中心から南東に向けて鉄分布が強く広がっている様子が見られ、非一様な鉄の分布を示している。HydraA では、中心で比較的高く、外側に注目すると circle10、circle13、circle18、19 と、それぞれ独立した 3 領域でアバンダンスの高い結果となり、中心から鉄が非一様に広がっているのがわかる。

以上から、アバンダンスの空間分布による詳細な解析においても、非一様性が確認されることが明らかとなった。

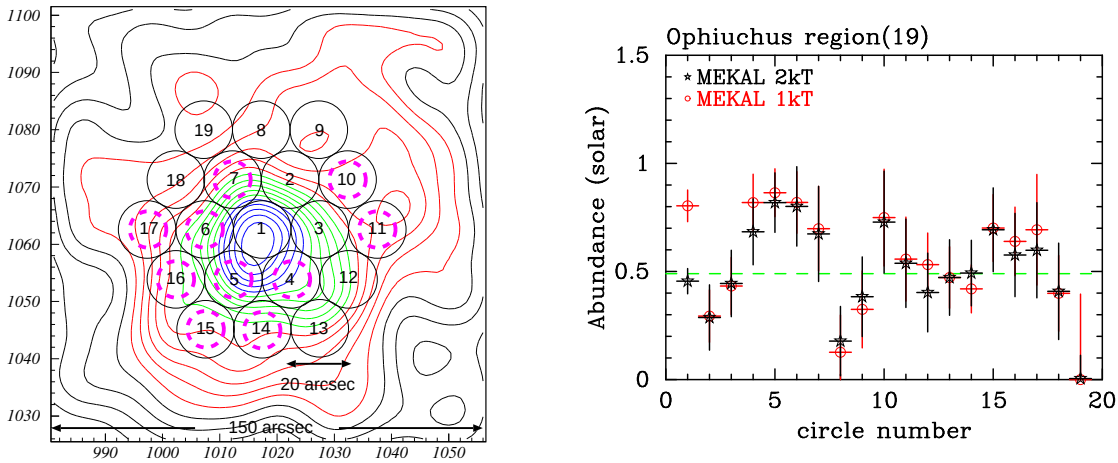

図 5.53: Ophiuchus の Fe-K 線成分 2 次元輝度分布と中心 (r=40kpc) におけるアバンダンス空間分布。1 温度、2 温度 MEKAL モデルによる結果を同時プロット。平均アバンダンス (領域 0-50″) よりも高い領域は◎ で記す。

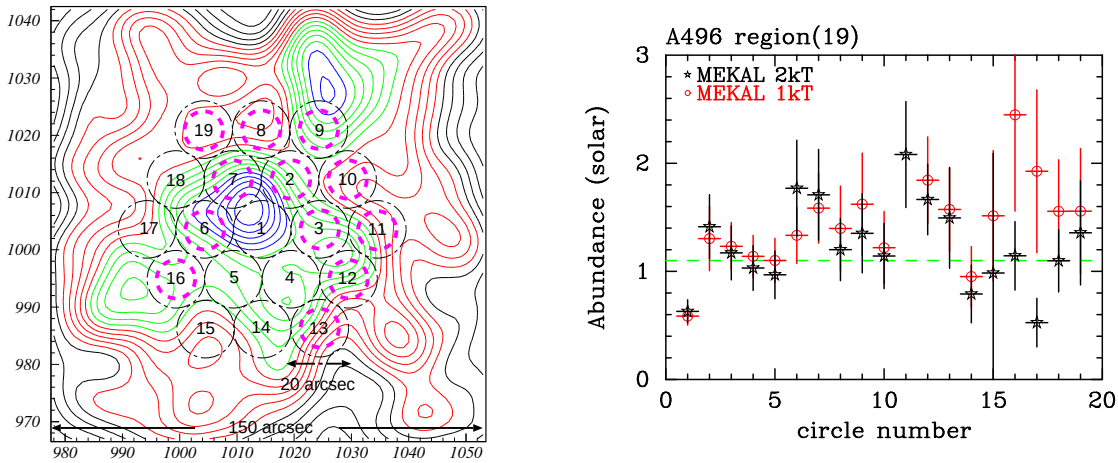

図 5.54: A496 の Fe-K 線成分 2 次元輝度分布と中心 (r=48kpc) におけるアバンダンス空間分布。

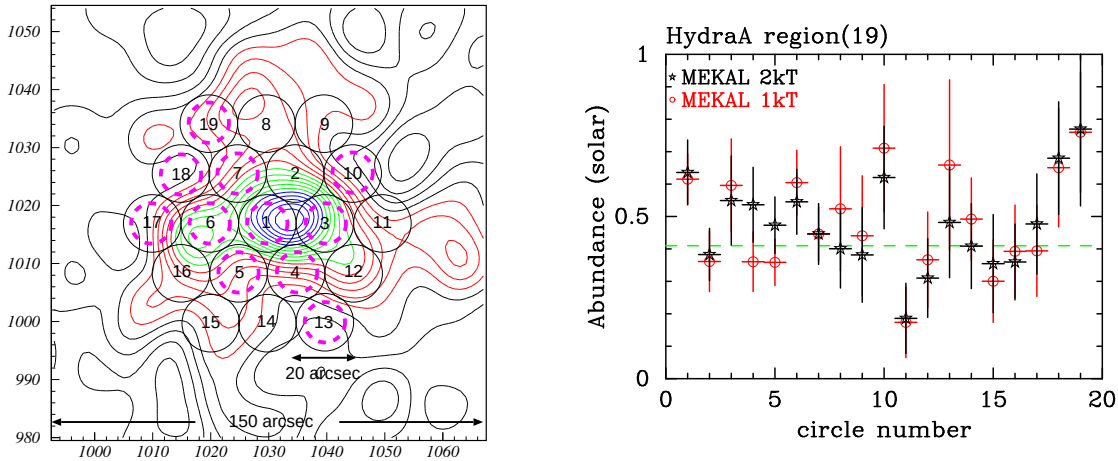

図 5.55: HydraA の Fe-K 線成分 2 次元輝度分布と中心 (r=78kpc) におけるアバンダンス空間分布。

5.5.3　AGN ジェットとの相関の可能性

鉄の空間分布に擾乱を生み出す要因として、電波ジェットの存在が一つの説として考えられている。そこで、ここでは電波銀河を cD 銀河として持つ A1795 をとりあげ、鉄分布と電波との相関について考える。図 5.56、図 5.57 はそれぞれ同じスケールでの A1795 可視光イメージ、及び Fe-K 殻輝線成分による 2 次元輝度分布である。また、図 5.58 は A1795 中心領域における電波イメージである。鉄が cD 銀河中心の AGN から放出される電波ジェットをさけるようにして分布しているのがわかる。鉄分布の非一様性はジェットと相関していることが示唆されるが、詳細は未だ明らかになっていない。

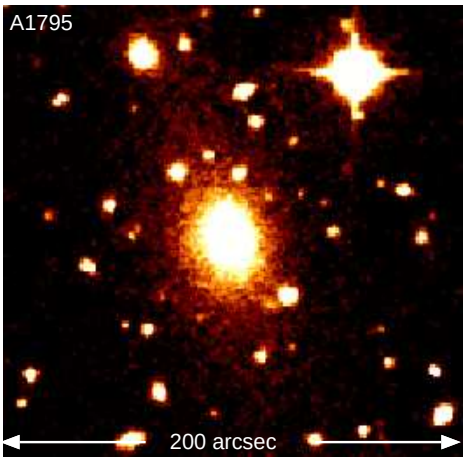

図 5.56: 可視光イメージ

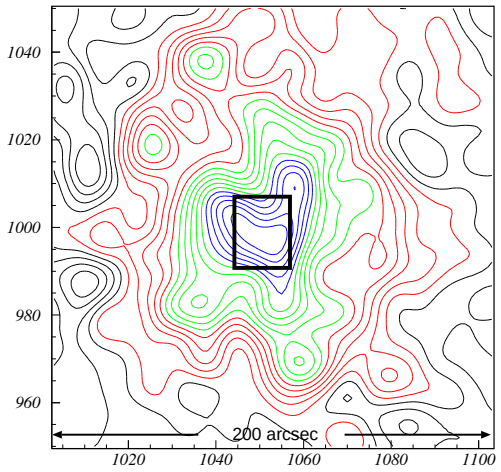

図 5.57: Fe-K 線成分コントア

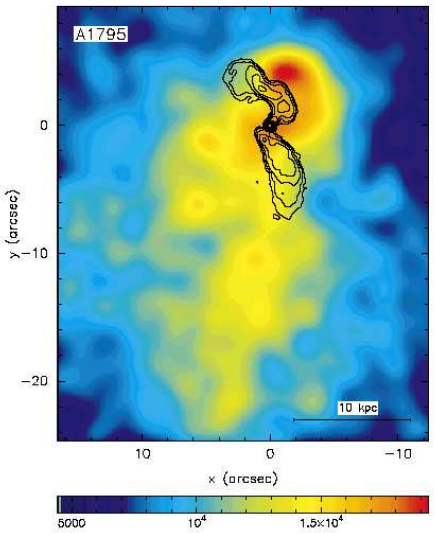

図 5.58: 電波イメージ

第6章　考察

本研究では、銀河団高温プラズマにおける重元素の起源、銀河から ICM へと重元素が放出されるプロセスを探るため、重元素起源の候補として有力視されている cD 銀河に注目し、銀河団中心における重元素アバンダンスの空間分布を詳細に調べた。優れた空間分解能を備えた Chandra 衛星を用いて、19 個の cD 銀河団と 6 個の non-cD 銀河団を解析した結果、cD 銀河団では中心領域においてアバンダンスの超過する傾向が見られた (図 6.1)。一方、non-cD 銀河団では cD 銀河団に見られるような有意に超過した領域は見つからなかった。各 cD 銀河団のアバンダンス半径分布において超過し始めるスケールを見積もったところ、可視光観測によって得られる cD 銀河のスケール ($2R_{eff}$) とほぼ一致することがわかり、アバンダンス超過の要因が cD 銀河であることを裏付ける結果を得ることができた (図 6.2)。さらに、超過スケールにおける ICM 中の鉄質量は、cD 銀河中に存在する星の内部に含まれる鉄質量とほぼ同程度であることがわった (図 6.3)。これは、cD 銀河 1 つで ICM 中の鉄を供給することが十分に可能であることを示唆している。

ここでは、得られたパラメータを用いながら、より詳細な考察を行う。

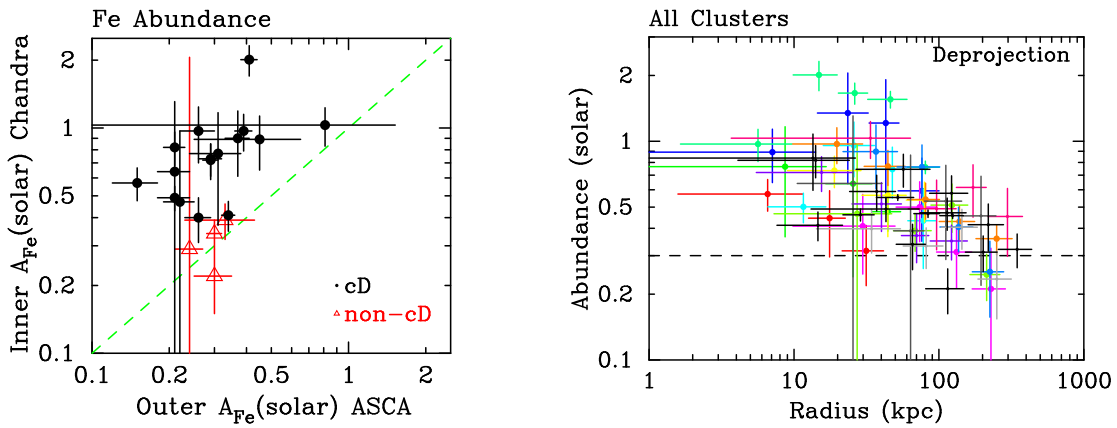

図 6.1: Chandra 衛星による中心領域 (0-15″) における A_{Fe} と ASCA 衛星による外側領域 (3-10′) における A_{Fe} との比較 (左)。各 cD 銀河団のアバンダンス半径分布 (右)。

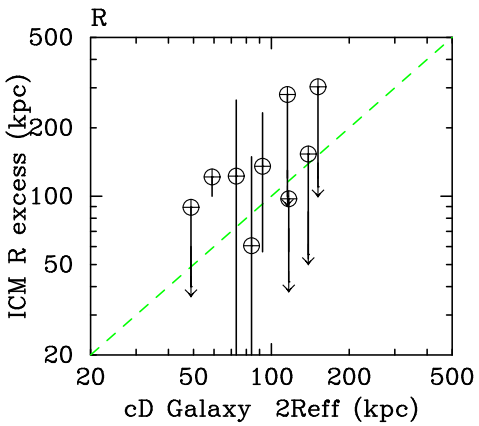

図 6.2: ICM におけるアバンダンス超過スケールと cD 銀河スケールとの比較。

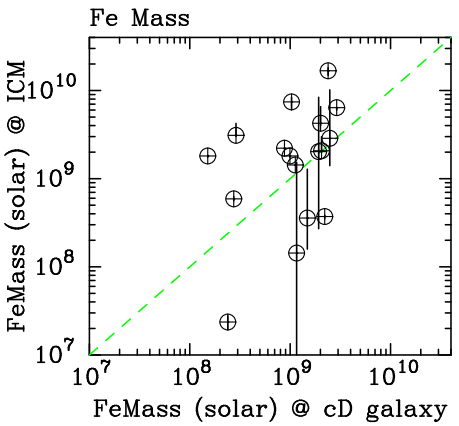

図 6.3: 超過領域における ICM 中鉄質量と cD 銀河における鉄質量との比較。

6.1 銀河団中心におけるアバンダンス測定

銀河団中心では、多温度構造や共鳴散乱の Projection 効果による影響を受けやすく、一般に信頼性の高いアバンダンスの導出が困難とされている。本研究では Deprojection 解析を用いることで、温度によるアバンダンスの不定性を抑え、Fe-K 殻輝線による同定に重点をおき、より信頼性の持てるアバンダンスの導出を試みた。

(1) 多温度構造

図 6.4 に、Projection、Deprojection 解析による 1 温度、2 温度 MEKAL モデルで導出したアバンダンスの比較を示す。2、3 の例外を除き、ほぼ全ての値に関して同じかあるいは Deprojection 解析による結果が高い値を示しているのがわかる。これは、Projection 効果により複雑になった放射にモデルが対応しきれず、アバンダンス過小評価に繋がっていたものが、Deprojection 解析によって改善されたと考えることができる。そのため、本研究では Deprojection 解析による結果を中心に扱った。

(2) 共鳴散乱

銀河団中心での詳細なアバンダンス測定に困難を持ちかける物理過程として、共鳴散乱があげられる。銀河団中心は密度が高く、重元素輝線の中でも特に振動子強度の大きな共鳴輝線は共鳴散乱を受けてしまう。その結果、共鳴散乱を受けた輝線が中心部で減少し、外側で増加して観測されてしまうことになる。ここで、以下の式を用いて光学的深さ τ を求め、各銀河団における Fe-K 殻輝線の共鳴散乱確率を簡単に見積もった。

$$\tau = 2.3 \cdot A_{Fe}(solar) \frac{\Gamma\left(\frac{3}{2}\beta - \frac{1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{2}\beta\right)} \left(\frac{n_{e,0}}{10^{-3} cm^{-3}}\right) \left(\frac{r_c}{250 kpc}\right) \left(\frac{\sigma}{10^{-16} cm^2}\right) \tag{6.1}$$

$$\sigma \sim 9.5 \times 10^{-18} \left(\frac{kT}{10keV}\right)^{-1/2} cm^2$$

図 6.5 に、各銀河団における光学的深さ τ と、アバンダンス分布モデルから求めた中心領域でのアバンダンス増加率 a との関係を示す。わずかに相関が見られるが、今回の観測において共鳴散乱の影響はほとんど受けていないと判断することができる。ただし、銀河団によっては共鳴散乱の影響を受けている可能性もあるため、中心でのアバンダンス過小評価を考慮した解析を行った (§5.3.1)。特に中心でのアバンダンスの減少の激しい Centaurus では、共鳴散乱確率の指標となる光学的深さ τ が ~ 2.9 と、銀河団の典型的な値 (< 1) に比べて非常に大きいという観測報告もなされており、最も顕著に共鳴散乱の影響が表れていると考えられる (図 5.20)。

(3)ASCA 衛星による観測結果との比較

これまで多くの銀河団に対して解析が行われてきた ASCA 衛星との結果を比較しながら、Chandra 衛星で得られた結果の有意性と新しい知見を述べる。図 6.6 に、ASCA で得られた銀河団中心のアバンダンスと Chandra を用いて今回導出した Deprojection 解析によるアバンダンスとの比較を示す。ほとんどの銀河団において Chandra による中心ア

バンダンスが高い値を示しているのがわかる。ただし、ここで Chandra の空間分解能 ~ 0.5″ に対して ASCA の空間分解能 ~ 180″ であることに注意を要する。中心領域をそれぞれ 0-15″(Chandra)、0-180″(ASCA) と定義しているため、ASCA ではアバンダンスの高い領域にガスが支配的な領域も含まれてしまい、その結果アバンダンスが平均化され低く見積もられていると考えることができる。一方 Chandra ではアバンダンスの高い領域のみに分解が可能であるため、ASCA と比較し高いアバンダンスを得ることができると考えられる。図 6.7 は、各銀河団 100kpc における ICM 質量に依存した中心でのアバンダンスを示したものである。温度の高い銀河団はガスをより多く含んでおり、ASCA ではガス質量の大きいものほど中心アバンンダンスが小さい傾向にあった。図 6.7 は上記の理由を説明している。一方、Chandra では、ガス質量とアバンダンスに目立った相関は見られず、銀河団中心では銀河の温度に依らずに鉄のアバンダンスが cD 銀河の星のアバンダンスと同等の値 (~ 1solar) を示すことがわかった。

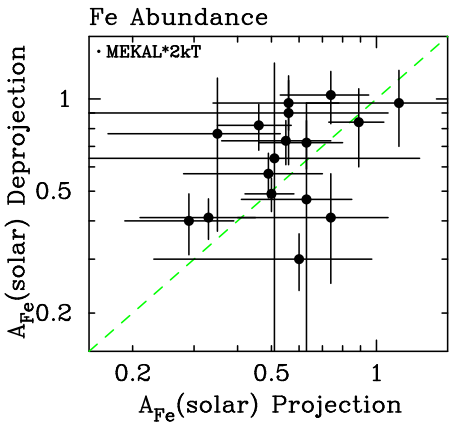

図 6.4: 各銀河団それぞれの中心領域における、Deprojection 解析による A_{Fe} と Projection 解析による A_{Fe} との比較。

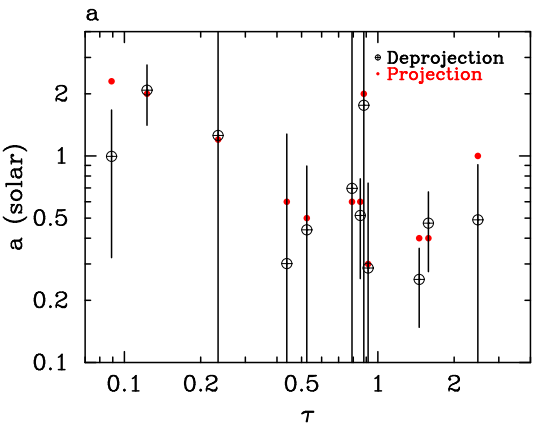

図 6.5: 各銀河団 ICM における光学的深さ τ と、中心でのアバンダンス増加率 a との関係。

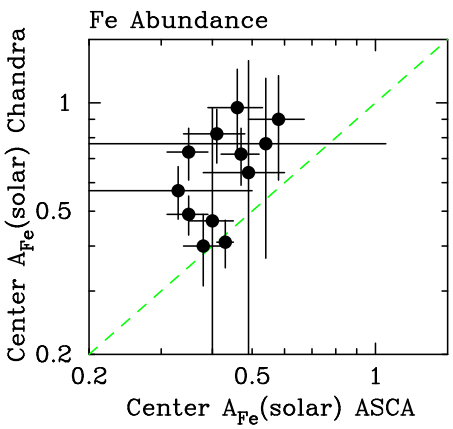

図 6.6: ASCA 衛星 (0-180″) と Chandra 衛星 (0-15″) による銀河団中心におけるアバンダンス比較図。

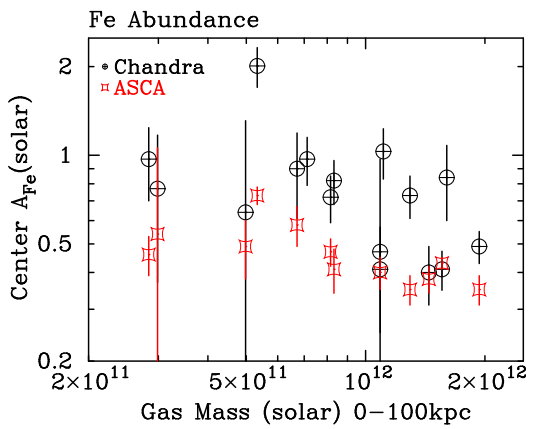

図 6.7: 100kpc における ICM 質量の関数として比較をした ASCA 衛星、Chandra 衛星によるのアバンダンス。

6.2 アバンダンス分布の解釈

銀河団中心における鉄アバンダンス超過の要因として、これまでにも数々の議論が行われている。ここでは、あらかじめ銀河団全体に一様に分布していた鉄が中心に集まってきて超過を作りだしたという仮説 (§6.2.1)、及び中心に位置する cD 銀河が供給源であるという仮説 (§6.2.2) について、それぞれ本研究の結果も織り交ぜながら議論する。

6.2.1 外側からの集積

(1) 重力による沈積

ICM 中では、水素、ヘリウムガスに比べ、重元素の方が重力を強く受ける。そのため、重元素は次第に銀河団中心へ落ち込んでいくと考えることができる。ここで、実際に重元素が中心へと集まるためにどの程度の時間スケールが必要かを論じる。重力による重元素の移動速度は、重力と ICM による摩擦とのつりあいの式 6.2 から求めることができる。

$$Am_p g = v_D f \tag{6.2}$$

ここで、A は重元素の原子番号、m_p は陽子質量、g は重力加速度、f は摩擦係数である。式 6.2 に銀河団の典型的なパラメータを導入することで、鉄の落下速度落 v_{Fe} を以下のように表すことができる (Sarazin 1988)。

$$v_{Fe} = 2.9 \left(\frac{|g|}{3\times10^{-8} cm\ s^{-2}}\right) \left(\frac{T_g}{10^8 K}\right)^{3/2} \left(\frac{n_p}{10^{-3} cm^{-3}}\right)^{-1} \left(\frac{ln\Lambda}{40}\right)^{-1} km\ s^{-1} \tag{6.3}$$

ここで n_P は陽子の数密度である。式 6.3 による鉄原子の v_{Fe} を、各サンプル銀河団の 100kpc における温度、密度を用いて見積もったところ、10^{10} 年で ~ 数 kpc 程度にしかならないことがわかった (表 6.1)。これは、銀河団の外側から中心へと鉄原子が落下をする時間スケールが、宇宙年齢を大きく超えることを意味する。このことから、銀河団中心におけるアバンダンス超過を重力による中心集積のみで説明することは困難であることがわかる。

(2) メンバー銀河の運動に伴う集積

ICM 中に存在する銀河が数 100 km/s 以上の速さで運動している場合、銀河には力学的圧力が加わる (Ram Pressure)。そして、その圧力が銀河内星間ガスを閉じ込めている重力を上回ったとき、銀河から銀河内物質の一部が剥離されて ICM 空間へと放出される (Gunn and R. 1972, Takeda et al. 1984)。Ram Pressure(P_{ram}) はおおまかに以下の関係が成り立つ。

$$P_{ram} \propto \rho_{ICM}\ v^2_{galaxy} \tag{6.4}$$

ただし、Ram Pressure による重元素放出を考えた場合、銀河団中心のアバンダンス超過を説明することが非常に難しくなる。なぜなら、アバンダンス超過の要因と考えられている cD 銀河は銀河団重力ポテンシャルの底に位置するため、Ram Pressure が働かないからである。一方、銀河団に附随する他のメンバー銀河は、ハッブル時間内に銀河団半径程度の距離を動くとされており、一度は中心領域を横切ると考えることができる。

図 6.8 は、10kpc における鉄質量を ICM 中心密度と速度分散との積 (式 6.4 右辺) の関数としてプロットしたものである。ICM 中の鉄が Ram Pressure によって銀河から放出されたものだとすると、式 6.4 から図 6.8 には比例関係が見られるはずである。しかし、図 6.8 を見るとわかるように、相関は見られなかった。以上から、銀河団中心におけるアバンダンス超過をメンバー銀河の Ram Pressure による重元素放出過程のみで説明するのは困難であることがわかる。ただし、巨大な銀河が強い相互作用をし合う non-cD 銀河団では、重元素供給源として Ram Pressure によるメンバー銀河が支配的であり、一端 ICM に放出された重元素は一様に広がり均一化されると考えられている (Tamura et al. 1996)。本研究における non-cD 銀河団の解析でも (§5.4)、A400 のように重元素分布が銀河の影響を受けているように見られるものもある (図 5.48)。

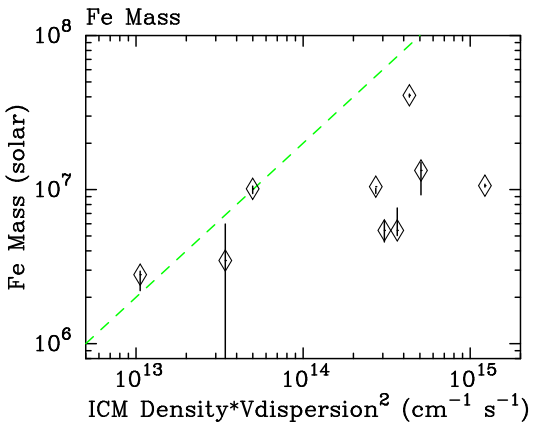

図 6.8: (ICM 密度)×(速度分散)^2 と鉄質量との関係。10kpc における ICM 密度、鉄質量から導出。

6.2.2 中心銀河からの拡散

以上の議論で、銀河団の外側から鉄が集積してくる可能性は低いと考えることができるため、ここでは中心銀河からの鉄の供給について考える。ここで、銀河から ICM へと重元素が注入される際の初速度は 0 であると仮定し、ICM 中の荷電粒子間に働くクーロン散乱による重元素の拡散を考える。密度 n_e、温度 KT のプラズマにおける鉄イオンの平均自由時間は以下で表される。

$$t_D = 8 \times 10^{12} sec \times \left(\frac{n_e}{10^{-4} cm^{-3}}\right)^{-1} \left(\frac{kT}{4keV}\right)^2 \tag{6.5}$$

式 6.5 から、ICM における鉄の拡散係数 D は次式により導かれる。

$$D = \frac{1}{3} t_D \omega^2 = \frac{kT t_D}{2m_{Fe}} = 5 \times 10^{26} cm^2 s^{-1} \times \left(\frac{n_e}{10^{-4} cm^{-3}}\right)^{-1} \left(\frac{kT}{4keV}\right)^3 \tag{6.6}$$

式 6.6 を用いて、各サンプルの 10^{10} 年における鉄の拡散範囲 $\sqrt{Dt}$ を見積もった (表 6.1)。その結果、銀河群で ~ 0.03 kpc、高温銀河団においても 4 kpc 程度にしかならない。ただし、ここでは重元素の初速度を 0 と過程したことに注意を要する。実際の銀河から ICM へと重元素が放出される過程には、超新星爆発による巨大なエネルギーが伴うと考えられ

ている。そのため、cD 銀河内に存在する超新星爆発によって放出された重元素が、ICM に 100 kpc 程度まで広がる可能性は十分にありうる。

6.3 2種類の重元素起源

§6.2 で扱った仮説は ICM におけるアバンダンス超過をうまく説明できないことがわかった。ただし、§6.2.2 に関しては、cD 銀河から ICM へと供給される位置、あるいは超新星爆発の寄与次第で観測されたアバンダンス分布を実現する可能性が十分にある。これまでの観測から、中心領域における組成比が Ia 型超新星による生成物 (主に Fe) で支配されていることがわかっている (Fukazawa et al. 2000, Matsushita et al. 2003)。楕円銀河において II 型超新星は非常にまれであるため、Ia 型組成比は中心のアバンダンス超過が cD 銀河からによるものであるという強い支持を与える。また、中心領域においては、Ia 型超新星爆発と共に Stellar mass loss(星風) も重要な重元素供給源と考えられている。cD 銀河 M87 の観測から、中心領域においては星風が重元素供給の 40 %を占めているという報告がなされた (Cappelaro et al. 1997, 1999)。そこで、銀河団中心における重元素供給源として重要な役割を担う 2 つの現象：Ia 型超新星爆発・星風による寄与を考えていく。

式 6.7 は、鉄が Ia 型超新星爆発と星風によって ICM へ放出されると仮定した時の、ある時間内にある領域まで供給可能な鉄の総質量を経験則から導く式である (Bohringer et al. 2005)。

$$M_{th} = \int dt \;\; L_B \left(SR 10^{-12} L_{B\odot}^{-1} \eta_{Fe} + 2.5 \times 10^{-11} L_{B\odot}^{-1} \gamma_{Fe} \right) M_\odot \tag{6.7}$$

ここで、L_B は星の可視光度、η_{Fe} は 1 つの Ia 型超新星爆発あたりに放出される鉄質量 $(0.7 M_\odot)$、γ_{Fe} は星の中の水素に対する鉄の重量比 (~ 1 solar) である。また、SR は Ia 型超新星爆発の確率であるが、Ia 型超新星爆発は過去に頻発していたという観測報告がなされており、以下のような時間の関数として表した式が用意されている (Renzini et al. 1993)。

$$SR(t) = 0.15 \left(\frac{t}{t_o} \right)^{-2} \tag{6.8}$$

ここで、t_0 は現在を表している。以上から、式 6.7、式 6.8 を用いて、宇宙年齢で中心から 100kpc において供給可能な鉄の総質量をそれぞれの銀河団に対して見積もった。表 6.1 に求めた M_{th} の値を示す。また図 6.9 に、Deprojection 解析による ICM(0-100kpc) 中鉄質量 (表 5.5 参照) と M_{th} とを比較したものを示す。図 6.9 から、ICM 中鉄質量 (M_{ICM}) と M_{th} がほぼ同じであることがわかる。これは、楕円銀河において支配的と考えられている鉄の供給源、Ia 型超新星爆発と星風のみによって、ICM 中の鉄質量を宇宙年齢の間に供給可能であることを説明している。つまり、cD 銀河のみで銀河団中心における ICM 中の鉄を供給することができると考えることができる。また、銀河群に関しては M_{th} が M_{ICM} に比べ大きな値をとったが、cD 銀河から供給された鉄が宇宙年齢の間に重力ポテンシャルの外へと拡散してしまったと解釈することができる。2A0335+096、Sersic159-03 に関しては、逆に M_{ICM} が M_{th} に比べ大きな値をとる結果となった。ここでは、M_{th} の導出に II 型超新星爆発の寄与を考慮しなかったためであり、ICM への重元素供給に II 型超新星爆発の寄与が無視できない可能性を示す。

今後、より詳細な重元素分布の観測、重元素放出過程の正確なモデル化などにより、ICM における重元素の起源が cD 銀河であるという説が、さらに立証されていくであろう。

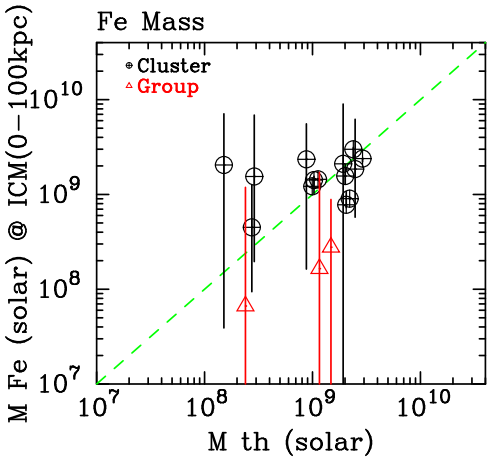

図 6.9: ICM(0-100kpc) 中鉄質量と M_{th} との関係。

表 6.1: 鉄分布関数の各種パラメータ

Target	D_{sedim}† (kpc)	$\sqrt{Dt}$‡ (kpc)	M_{th}♯ (solar)
Ophiuchus	4.88	2.04	-
A2029	1.70	0.982	2.39×10^{9}
A478	0.978	0.606	2.91×10^{9}
A426	0.784	0.421	8.77×10^{8}
A1795	0.795	0.436	1.03×10^{9}
A3558	2.89	0.957	2.05×10^{9}
A3112	1.15	0.522	1.92×10^{9}
A2199	1.60	0.639	2.21×10^{9}
A4059	1.32	0.499	2.01×10^{9}
Centaurus	2.66	0.818	1.13×10^{9}
HydraA	1.00	0.427	2.48×10^{9}
A2052	1.34	0.460	9.95×10^{8}
2A0335+096	0.763	0.348	1.51×10^{8}
Sersic159-03	0.527	0.233	2.89×10^{8}
A262	1.51	0.345	2.74×10^{8}
NGC533	3.36	0.395	1.16×10^{9}
NGC507	0.726	0.177	1.48×10^{9}
HCG62	2.85	0.342	2.39×10^{8}

†,$v_D\times10^{10}$yr (Sedimentary distance).
‡,Dt (Diffusion constant$\times10^{10}$yr).
♯,M_{th} @10^{10}yr,100kpc.

謝辞

本論文を執筆するにあたり、御指導頂いた大杉先生、深沢先生に心よりお礼申し上げます。深沢先生には、本研究ばかりでなく様々な研究に携わらせて頂き、深く感謝致します。非常に有意義な、また自分を成長させた 3 年間となりました。吉田先生、川端先生にも大変お世話になりました。お礼申し上げます。また、銀河団研究における先輩として、解析の初心者であった自分に一から丁寧に解析法を教えて頂き、幾度となく質問をさせて頂いた川埜さんに、心より感謝致します。本研究を進める上で欠かすことのできない存在でした。本研究を進める上でもう一人、欠かせない存在であった夫才修君にも心より感謝しています。銀河団・銀河群という似通った天体を解析していたこともあり、常に議論をし合える非常に心強い存在でした。私生活においても、朝鮮文化に触れさせて頂くなど大変お世話になりました。

本論文とは直接関係のない研究においても多くの方々に大変お世話になりました。この場を借りてお礼申し上げます。HXD の実験において基本的なことから丁寧に御指導頂いた国分先生、川原田さんに心よりお礼申し上げます。出張中に温かく迎えてくださった牧島先生をはじめとする牧島研の方々にも深く感謝致します。また、SLAC 滞在中に研究はもちろんのこと、私生活においてもお世話をして頂いた釜江先生、水野先生に心よりお礼申し上げます。

研究室生活においても多くの方々にお世話になりました。日々の研究で常に良きアドバイスを与えて頂いた大野さんに心から感謝致します。今はすでに研究室を卒業され、各方面で活躍をしておられる先輩方にも、大変お世話になりました。この場を借りてお礼申し上げます。特に川添さん、宇野さんには、研究に対する情熱を身をもって教えて頂き、その後の研究態度に大きく影響を受けました。jelly さんには、英会話の上達に大きく助力して頂き感謝致します。私生活においても、異文化に触れさせて頂くなど楽しい 3 年間を共に過ごさせて頂きありがとうございました。また、同期の阿部さん、夫君、木原君、右田君は、共に支え合い、切磋琢磨をし合えるとても心強い存在でした。学年は 1 つ下となってしまった河本くんにも、共に SLAC で学ぶなどお世話になりました。この 3 年間、共に研究できたことをうれしく思うとともに、心より感謝致します。高エネルギー宇宙学研究室の M1、4 年のみなさまにも大変お世話になりました。深く感謝致します。また、事務処理でお世話になった上原さん、石井さんにも感謝致します。

ここで触れることができなかった方々にも深く感謝致します。ありがとうございました。

References

Abell,G.O., 1958, ApLS, 3, 211
Bohringer,H., K,Matsushita., Ehurazov,E., Finoguenov,A., & Ikebe,Y., 2005, A&A
Edge,A.C.,& Stewart,G.C., 1991a, MNRAS, 252, 414
Edge,A.C.,& Stewart,G.C., 1991b, MNRAS, 252, 428
Edge,A.C., Stewart,G.C., & Fabian,A.C., 1992, MNRAS, 258, 177
Ezawa, H., 1997, Ph.D. Thesis, THe University of Tokyo
Fabian,A.C., Sanders,J.S., Ettori,S., Taylor,G.B., Allen,S.W., Cavaliere,A., & Fusco-Femiano,R., 1976, A&A, 49, 137
Crawford,C.S., Iwasawa.K., & Johnstone,R.M., 2001, MNRAS, 321, L33
Finoguenov,A., Matsushita,K., Bohringer,H., Ikebe,Y., & Arnaud,M., 2001, A&A
Fukazawa, Y., 1997, Ph.D. Thesis, THe University of Tokyo
Fukazawa,Y., Makishima,K., Tamura,T., Nakazawa,K., Ezawa,H., Ikebe,Y., Kikuchi,K., & Ohashi,T., 2000, MNRAS, 313, 21
Fukazawa,Y., Kawano,N., & Kawashima,K., 2004, ApJ, 606, L109
Grandi,S.D., & Molendi,S., 2001, ApJ, 551, 153
Hatsukade,I., 1989, Ph.D. Thesis, Osaka University
Irwin,J.A., & Bregman,J.N., 2001, ApJ, 546, 156
Jones,C., & Forman,W., 1984, ApJ, 276, 38
Katayama, H., 2003, Ph.D. Thesis, THe University of Osaka
Kawano, N., 2003, Ph.M. Thesis, THe University of Hiroshima
King,I.R., 1962, ApJ, 67, 471
Leir,A.A., & van den Bergh,S., 1977, ApJS, 34, 381
Markevitch,M., Forman,W.R., Sarazin,C.L., & Vikhlinn,A., 1998, ApJ, 503, 77
Mathews,T.A., Morgan,W.W., & Schmidt,M. 1964, ApJ, 472, 17
Mazzotta,P., Edge,A.C., & Markevitch,M., 2003, ApJ, 596, 190
McNamara,B.R., Wise,M., Nulsen,P.E.J., David,L.P., Sarazin,C.L., Bautz,M., Markevitch,M., Vikhlinin,A., Forman,W.R. Jones,C., & Harris,D.E., 2000, ApJ, 534, L135
Ohto, A., 2003, Ph.M. Thesis, THe University of Hiroshima
Renzini,A., Ciotti,L., D'ercole,A., & Pellegrini,S., 1993, ApJ, 419, 52
Rood,H.J., & Sastry,G.N., 1971, Pub. Astron. Soc. Pac., 83, 313
Tamura,T., Day,C,S., Fukazawa,Y., Hatsukade,I., Ikebe,Y., Makishima,K., Mushotzky,R,F., Ohashi,T., Takenaka,K., & Yamashita,K., 1996, PASJ, 48, 671
Tsuru,T., 1992, Ph.D. Thesis, The University of Tokyo
White,D.A., 2000, MNRAS, 312, 663
Yamasaki,N,Y., Ohashi,T., & Furusho,T., 2002, ApJ, 578, 833
Zwicky,F., et al. 1961–1968, $Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies$, Vol.1–6 Pasadena:Caktech