概 要

銀河群は数個から数十個の銀河の集まりで構成される自己重力系で、宇宙を階層構造と見た場合、銀河と銀河団の中間に位置する。近傍宇宙の銀河のおよそ 70% が銀河群に属していることから、銀河群を研究することは宇宙の銀河レベルでの進化を探るうえで重要である。

銀河群は銀河間に $\sim 10^7$K の高温ガス (IGM:IntragroupMedium) が満ちており、これがＸ線で輝いている。IGM からのＸ線を観測することで、スペクトルから温度やアバンダンス (水素に対する重元素の量) が、輝度分布から密度分布が、さらに静水圧平衡を仮定することで全重力質量の分布が得られる。しかし、銀河群の全重力質量は星質量と IGM 質量を足し合わせた値よりも 10 倍ほど大きい。この"missing mass"の大きさから銀河団の進化においてダークマターの存在を無視することはできない。

銀河群より明るい銀河団では中心から外側まで広範囲のＸ線観測がよくなされている。しかし銀河群は中心付近の比較的明るい箇所は解析が進んでいるのに対し、外側までの解析結果の報告は少ない。

そこで今回、IGM の温度で感度がよく視野も十分に広い XMM-Newton のＸ線観測データを用いて銀河群の解析をおこなった。今回は解析を簡単にするため、中心に cD 銀河と呼ばれる巨大楕円銀河を含む比較的対称的なものを選んだ。これまでの銀河団の解析では銀河団の大きさでスケーリングすることで中心からの半径に対する特徴が報告されているが、今回の銀河群解析でもその傾向と同じ特徴が確認された。特に温度分布ではピークから下がり始める半径が小さいことがわかった。また最も有力なダークマター候補である CDM(ColdDarkMatter) のモデルである NFW から予想される全重力質量と比較したところ、低めの結果となった。本論ではこれについて測定誤差も含めて考察している。

目 次

第 1 章　Introduction **3**

第 2 章　銀河群のＸ線観測 **4**

2.1 IGM からの放射 4

2.1.1 Ｘ線放射の形態 4

2.1.2 Ｘ線スペクトル 4

2.2 銀河群の質量分布 5

2.2.1 等温静水圧平衡 5

2.2.2 ベータモデル 6

2.2.3 Deprojection 解析 7

2.2.4 NFW プロファイル 8

2.3 銀河群のＸ線特性 9

2.3.1 L_x,kT 9

2.3.2 β_{spec} 10

2.3.3 重元素比 10

2.3.4 メンバー銀河と光学的光度 11

2.3.5 温度の半径分布 11

2.3.6 Cooling Flow Model 12

2.3.7 全重力質量の半径分布 12

2.3.8 金属アバンダンスの半径分布 13

2.3.9 星質量分布 14

2.3.10 星質量、ガス質量、全重力質量の比較 14

2.4 本研究の目的 14

第 3 章　XMM-Newton **17**

3.1 概要 17

3.2 X 線望遠鏡 18

3.2.1 望遠鏡の構造 18

3.2.2 有効面積 19

3.2.3 点源の広がり 19

3.3 Ｘ線検出器 19

3.4 検出原理 20

3.4.1 MOS 検出器 20

3.5 バックグラウンド 20

第 4 章　観測データ **21**

4.1 サンプル銀河群 21

4.2 データリダクション 21

4.3 スペクトル解析 21
4.3.1 レスポンス関数 23
4.3.2 バックグラウンド 24
4.3.3 モデルスペクトル 24
4.4 イメージ解析 25

第 5 章 解析結果 **26**
5.1 スペクトル解析による半径分布 26
5.2 X 線輝度分布 33
5.2.1 ダブルベータモデルによるフィッティング 33
5.2.2 質量分布 33

第 6 章 Disscusion **42**
6.1 結果のまとめ 42
6.2 cool core な銀河群 43
6.3 non-cool core な銀河群 43
6.4 質量分布 45
6.5 結論 45

第1章　Introduction

銀河群とは、数個から数十個の銀河で構成された自己重力系である。銀河群内には高温プラズマ (IGM:IntragroupMedium) が満ちており、この放射をＸ線で観測することができる。銀河群は銀河が球状に分布しているタイプと、不規則に分布しているタイプに分かれる。球状に分布しているタイプの銀河群の中心には cD 銀河と呼ばれる巨大な楕円銀河が存在する。この cD 銀河は銀河群の重力ポテンシャルの底にあり、Ｘ線で最も明るく輝く。

Ｘ線観測が行なわれるより前の銀河群観測で、星の質量では説明できない”missing mass 問題”が指摘された。Kahn & Woltjer(1959) はこの問題に対して高温プラズマが存在していることを予測し、後のＸ線観測でそれが実証された。しかし、それでもまだ missing mass を説明するには足りておらず、現在では大量のダークマターが存在するとされている。

ダークマターの候補としては天体物理的候補と素粒子物理学的候補がある。前者は暗い天体のことで、後者は非バリオンな物質である。さらに、素粒子物理学的ダークマターは hot dark matter(HDM) と cold dark matter(CDM) に分類される。HDM は質量のあるニュートリノであり、CDM は未発見の素粒子 (アクシオンや超対称性粒子) である。これらの中で宇宙の階層構造におけるボトムアップシナリオをうまく説明できているのが CDM である。

CDM の作る自己重力系の質量分布を表すモデルで最も有力なものとして NFW モデル (Navarro, Freak, & White 1996) がある。このモデルは銀河団に対してはうまく合っているが、矮小銀河の中心部では合わないという報告がある。銀河群は Chandra の観測では銀河群の中心付近でうまく合っていると言われる。しかし、内側から外側までの広範囲での解析は明るい銀河団に対しては多く行なわれているのに対し、暗い銀河群の解析はあまりされていない。

今回私は、Newton で観測された中心に巨大楕円銀河 (cD 銀河) を含む銀河群の高温プラズマの温度、密度、アバンダンス分布を調べ、重力ポテンシャル構造の測定を行なった。Chandra より視野の広さに優れた Newton を用いて広範囲の情報を得ることが本研究の目的である。

第2章　銀河群のX線観測

2.1　IGMからの放射

2.1.1　X線放射の形態

銀河群はX線で暗いため、X線観測が始まったばかりの頃にはあまり観測されなかった。しかし、1990年代にROSATやASCAといったX線観測衛星による観測が始まると、飛躍的に発展した。銀河群からのX線放射は熱制動放射と重イオン化元素からの輝線放射を足し合わせたもので、これは密度の低い高温プラズマ(IGM:IntragroupMedium)の存在を示している。銀河団の高温プラズマ(ICM:IntraclusterMedium)ではほとんど全ての重元素が十分にイオン化していてX線放射は熱制動放射の連続スペクトルが支配的になる。それに対し、ICMより低温なIGMでは完全にイオン化しておらず、輝線が支配的になる。

銀河群のX線形態は、その明るさのレベルによって違ってくる。X線光度が比較的高い($L > 10^{42}\mathrm{erg/s}$)銀河群はその形態が規則的で、X線を放射している領域はメンバー銀河の光学的領域を越えて広がっている。X線で最も明るく輝くのは銀河群中心部の楕円銀河の位置に一致し、そこは銀河群の重力ポテンシャルの底とも一致する。したがって中心で明るく輝く楕円銀河は力学的に銀河群の中心に位置している。この特性はcD銀河を持つ銀河団のそれと類似する。

一方で、X線光度の低い($L < 10^{42}\mathrm{erg/s}$)銀河群は不規則であると知られている。この場合では特定の中心的な銀河がなく、X線放射は各々のメンバー銀河の周りに分布する。また、X線光度の低い銀河群は温度も低い傾向にある。

X線形態の違いは、"mixed-emission"モデルによって説明される。このモデルはX線放射が銀河群のIGMと、個々の銀河の星間ガスの両方に由来するというもので、速度分散の低い系では後者が支配的になるというものである。X線光度の低い銀河群の広がったX線源に関しては、銀河群内で銀河どうしが衝突することでガスが加熱されたとも考えられている。

2.1.2　X線スペクトル

IGMは密度が低く($\sim 10^{-3}\mathrm{cm}^{-3}$)、高温($\sim 10^{7}\mathrm{K}$)プラズマ状態である。そのためIGMの放射は熱制動放射の連続成分と輝線放射のライン成分が重なったものになる。熱制動放射の各エネルギーでの放射エネルギーは以下のようにして与えられる。

$$\varepsilon_{\nu}^{ff} = 6.8 \times 10^{38} \Sigma_i Z_i^2 n_e n_i T^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{h\nu}{kT}} g_{ff}^{-} \quad (erg\ s^{-1} cm^{-3} H_Z^{-1}) \tag{2.1}$$

ここで、Z_iとn_iは原子番号iのイオンの電荷と数密度、n_eは電子の数密度、g_{ff}^{-}は温度と周波数に依存するガウント因子である。電子とイオンの数密度はほぼ等しく、$n_e = n_i$と置き換えることができる。式(2.1)を全周波数で積分すると全放射エネルギーを求められる。

$$\varepsilon^{ff} = \int_0^\infty \varepsilon_\nu^{ff} d\nu \sim 1.4 \times 10^{-27} n_e^2 T^{-\frac{1}{2}} \Sigma_i g_B^- \quad (erg\ s^{-1} cm^{-3}) \tag{2.2}$$

g_B^- は平均ガウント因子で、$1.1 - 1.5$ の値である。IGM の放射はこの熱制動放射と同時に輝線放射も考慮しなければならない。輝線放射の ε_ν^{line} を用いると IGM の全 X 線光度は

$$L_X = \int dV \int n_e^2 (\varepsilon_{nu}^{ff} + \varepsilon_\nu^{line}) d\nu = \int n_e^2(R) \Lambda(T(R), A(R)) dV \tag{2.3}$$

で与えられる。Λ (T,A) は cooling function(図 2.2)、$\int n_e^2 dV$ は emission measure である。

高温プラズマからの放射スペクトルに対するモデルは多くの研究者によって提唱されている。もっとも一般的なものは、Raymond-Smith モデル (Raymond & Smith 1997)、MEKAL モデル (Liedahl, Osterheld & Goldstein 1995) などがある。

IGM から放射される X 線は地球で観測されるまでに銀河系内の低温ガスによって光電吸収をうける。従って、観測対象までの間に多くの低温ガスが存在すると X 線スペクトルの低エネルギー側が大きく減少する。このように IGM からの X 線を観測するときには制動放射とライン放射だけでなく、光電吸収も考慮に入れる必要がある。

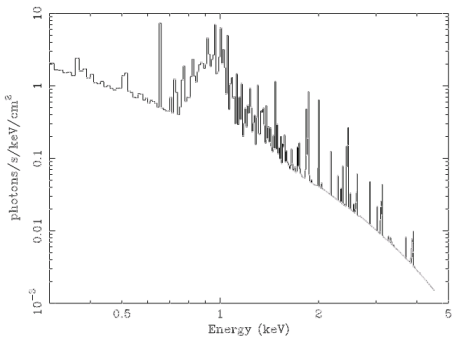


図 2.1: 温度 1keV、アバンダンス 1solar の高温プラズマからの放射スペクトル

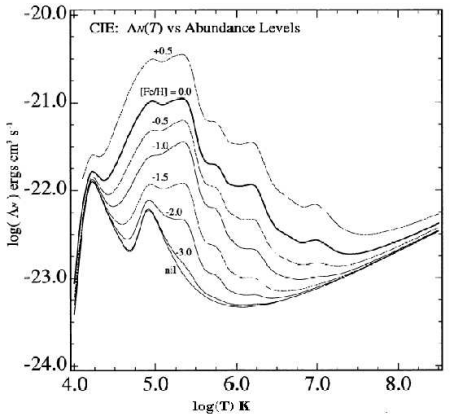


図 2.2: 高温プラズマの cooling function。太い実線がアバンダンスが 1solar での値。その他の線はアバンダンスを変化させたときの値。(Sutherland & Dopita.1993)

2.2 銀河群の質量分布

2.2.1 等温静水圧平衡

銀河群を満たす高温ガス (IGM) はプラズマ状態であり、イオンと電子は自由に運動している。クーロン散乱するイオンと電子の平均自由行程 λ は下の式のようになる。

$$\lambda \sim 23 (\frac{T}{10^8 K})^2 (\frac{n_e}{10^{-3} cm^{-3}})^{-1} \quad kpc \tag{2.4}$$

この値は銀河群の大きさと比べるととても小さい。そのため IGM は collisional な流体として扱える。この場合での密度のむらがなくなるのに必要な時間は音波が銀河群を横切る時間 (sound crossing time) と考える。sound crossing time は

$$t_s \sim 6.6 \times 10^8 (\frac{T}{10^8 K})^{-\frac{1}{2}} (\frac{R}{1 Mpc}) \quad yr \tag{2.5}$$

である。銀河群の年齢はこれよりずっと古いことから、IGM は静水圧平衡状態であると考えられる。IGM が等温で静水圧平衡だと仮定すると、圧力勾配と重力のつりあいが次のように表される。

$$\bigtriangledown P_{gas} = -\rho_{gas} \bigtriangledown \phi \tag{2.6}$$

P_{gas} は圧力、ϕ は重力ポテンシャル、ρ_{gas} は質量密度で

$$\rho_{gas} = \mu n_{gas} m_p \tag{2.7}$$

と書ける。n_{gas} は電子と陽子を含む IGM の数密度、m_p は陽子の質量、μ は平均分子量でおよそ 0.6 である。また、理想気体の状態方程式よりガスの圧力は

$$P_{gas} = n_{gas} kT \tag{2.8}$$

さらに銀河群が球対称だと仮定すると式 (2.6) は

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

と書ける。R は銀河群中心からの半径であり、R 内に含まれる全重力質量は式 (2.9) とニュートン方程式

$$\frac{d\phi}{dR} = \frac{GM_{tot}}{R^2} \tag{2.10}$$

を用いて

$$M_{tot}(R) = -\frac{kT(R)R}{\mu m_p G}\left(\frac{d\log n_{gas}}{d\log R} + \frac{d\log T}{d\log R}\right) \tag{2.11}$$

と表される。G は重力定数。

このように IGM の温度分布と密度分布がわかれば銀河群の全重力質量を見積もることができる。また、IGM の密度を空間積分することでガスの質量を知ることもできる。

次に密度分布 n_{gas} の求め方を紹介する。

2.2.2 ベータモデル

IGM を X 線で観測することで密度分布を得ることができる。等温静水圧平衡状態にある自己重力系を仮定すると、質量を担う粒子についての式 (2.9) は次のように書き換えられる。

$$\sigma(R)^2 \frac{d\log\rho}{dR} = -\frac{d\phi}{dR} \tag{2.12}$$

σ は速度分散、ϕ は ρ の作る自己重力ポテンシャルであり、ポアソン方程式

$$\bigtriangledown^2 \phi = 4\pi G\rho \tag{2.13}$$

で表される。これらの近似式は King モデル (King 1962) によって

$$\rho(R) = \rho_0 [1 + (\frac{R}{r_c})^2]^{-\frac{3}{2}} \tag{2.14}$$

となる。ここで ρ_0 は中心の質量密度、r_c はコア半径。コアというのは、このモデルで現れる中心付近の密度がフラットになる範囲を言う。次に、パラメータ β を次のように定義する。

$$\beta \equiv \frac{\mu m_p \sigma^2}{kT} \tag{2.15}$$

β は重力物質のエネルギーと IGM のエネルギーの比率である。重力ポテンシャルに束縛されている IGM についての式 (2.9) は次のように表される。

$$\sigma^2 \frac{d \log n_{gas}^{\frac{1}{\beta}}(R)}{dR} = -\frac{d\phi(R)}{dR} \tag{2.16}$$

式 (2.12) と式 (2.16) から、$n_{gas}(R)$ は IGM の密度分布に比例するため、

$$n_e = n_0[1 + (\frac{R}{r_c})^2]^{-\frac{3}{2}\beta} \tag{2.17}$$

これをベータモデルと言う。

式 (2.3) からもわかる通り、単位体積あたりの X 線放射光度は n_e^2 Σ(T,A) である。従って実際に観測される X 線輝度分布は視線方向に積分されたものになる。

$$S_b(r) = \int_{-\infty}^{\infty} n_e^2 \Lambda(T, A) dl = S_0[1 + (\frac{r}{r_c})]^{-3\beta+\frac{1}{2}} \tag{2.18}$$

r は 2 次元射影面での中心からの半径、S_o は n_0^2 に比例する定数で、

$$S_0 = \Lambda(T, A)\sqrt{\pi}(\frac{n_e}{n_p}) n_0^2 r_c \frac{\Gamma(3\beta - \frac{1}{2})}{\Gamma(3\beta)} \tag{2.19}$$

となる。このように、ベータモデルをもちいると銀河群の表面輝度分布を観測することで質量数密度を求めることが可能である。しかし、ASCA や ROSAT による観測では、多くの銀河群の輝度は中心部でベータモデルを超過していることがわかっている。これは中心部がベータモデルよりも深い重力ポテンシャルを持っていることを示唆する。

このような中心超過を説明するモデルとして、ダブルベータモデルがある。ダブルベータモデルは狭くて明るいベータモデルと広くて暗いベータモデルを重ねたものである。ダブルベータモデルで放射を表せる理由として、放射が中心の cD 銀河の成分と銀河群スケールでの成分からなっているということが考えられる。(Ikebe et al 1996 , Mulchaery & Zabooudoff 1998) ダブルベータモデルでの IGM の密度は

$$n(R) = (n_1(R)^2 + n_2(R)^2)^{\frac{1}{2}} \tag{2.20}$$

となる。

2.2.3 Deprojection 解析

観測される X 線放射は視線方向に積分されて検出器に 2 次元投射されたものである。この観測された 2 次元情報を 3 次元情報へと変換する方法を deprojection 解析という。この解析法は銀河団に対して初めて用いられた (Fabian et al.1980, Fabian,Hu,Cowie& Grindlay.1981)。ここでは、Katayama et al.2003,Ikebe et al.2004 の方法を紹介する。

観測された 2 次元分布を図 (2.3) のようにある半径で区切り、それぞれの範囲で観測する。このとき球対称を仮定した銀河群を 3 次元半径で区切ると、i 番目の球殻の放射を e_i とすると j 番目のリングで観測される放射は

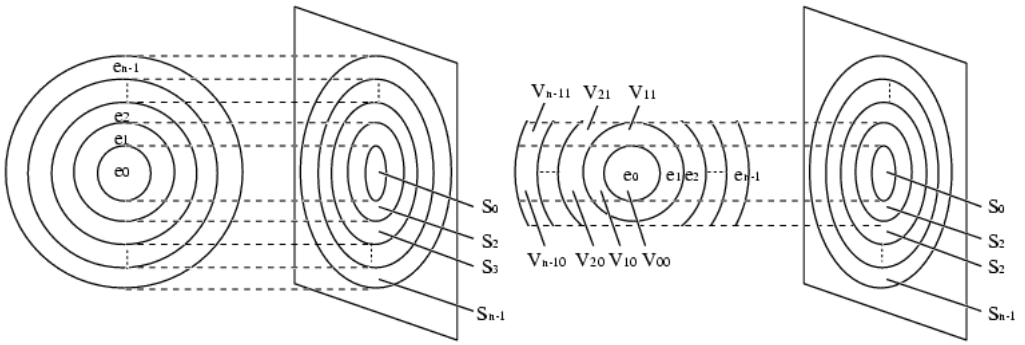


図 2.3: deprojection 解析の概略図

$$S_j = \sum_{i=j}^{N} V_{ij} e_i \tag{2.21}$$

ここで V_{ij} は j 番目のリングから伸ばした円筒と銀河群の重なる部分の体積である。この体積は次のように計算される。

$$V_{ij} = \frac{4}{3}[(R_{i+1}^2 - r_j^2)^{3/2} - (R_{i+1}^2 - r_{j+2}^2)^{3/2} - (R_i^2 - r_j^2)^{3/2} + (R_i^2 - r_{j+1}^2)^{3/2}] \tag{2.22}$$

ここで R_i と R_{i+1} は 3 次元球殻 R_i の内側と外側の半径で、r_j と r_{j+1} は 2 次元リング r_j の内側と外側の半径。普通は $R_i = r_i$ として解析する。すると式 (2.21) は次のように書き変わる。

$$\begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ \vdots \\ S_j \\ \vdots \\ S_{N-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{00} & V_{10} & \cdots & V_{i0} & \cdots & V_{N-10} \\ 0 & V_{11} & \cdots & V_{i1} & \cdots & V_{N-11} \\ \vdots & & & \ddots & & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & V_{ij} & \cdots & V_{N-1j} \\ \vdots & & & \ddots & & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & 0 & \cdots & V_{N-1N-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_0 \\ e_1 \\ \vdots \\ e_j \\ \vdots \\ e_{N-1} \end{pmatrix} \tag{2.23}$$

このように 3 次元半径に対する放射を求めることができれば、その情報から 3 次元半径における密度分布を得ることができる。この方法で得た密度分布を用いると、モデルによらない質量分布も計算できる。

2.2.4 NFW プロファイル

先述の通り、銀河群における最も重要な重力源はダークマターである。現在のダークマターモデルは、散乱断面積が非常に小さく、速度も遅い相互作用を行なわないものが有力である。これを Cold Dark Matter(CDM) と呼ぶ。Navarro, Frenk, & White(1996) らによる N 体数値シミュレーションの結果から、重力収縮した天体のダークマターの質量密度は

$$\rho_{NFW}(R) = \frac{\delta_c \rho_{crit}}{(R/r_s)(1 + R/r_s)^2} \tag{2.24}$$

と表される。これをNFWモデルという。ρ_{crit}は$3Ho^2/8\pi G$で、宇宙の臨界密度(宇宙の平均密度それ以上かどうかで、宇宙が将来膨張を続けるか収縮を始めるかの境目)。r_sはスケール半径、δ_cは密度パラメータで、以下のように表される。

$$\delta_c = \frac{200}{3}\frac{c^3}{\ln(1+c) - c/(1+c)} \tag{2.25}$$

$c = r_{200}$で、$r200$はその内側の平均密度が$200\rho_{crit}$になる半径である。NFWモデルによる質量分布は

$$M_{NFW}(< R) = 4\pi\delta_c\rho_{crit}r_s^3[\ln(1+x) - \frac{x}{1+x}] \tag{2.26}$$

となる(Suto, Sasaki, & Makino 1998)。ただし、$x \equiv R/r_s$とする。NFWモデルでは中心部の質量分布が窪むが、重力レンズの解析などでえられた銀河団中心の質量分布は平坦になっている。現在、この議論決着はまだついていない。

次の図は、Kingモデル、ベータモデル、ダブルベータモデル、およびNFWモデルでの重力ポテンシャルを示している(Makisima et al. 2001)。

Kingモデルのコア半径を1.0、ダブルベータでのコア半径をそれぞれ1.0、0.12、βを$2/3$としている。Kingモデルに対して、ダブルベータモデルとNFWモデルは中心で重力ポテンシャルが深い。

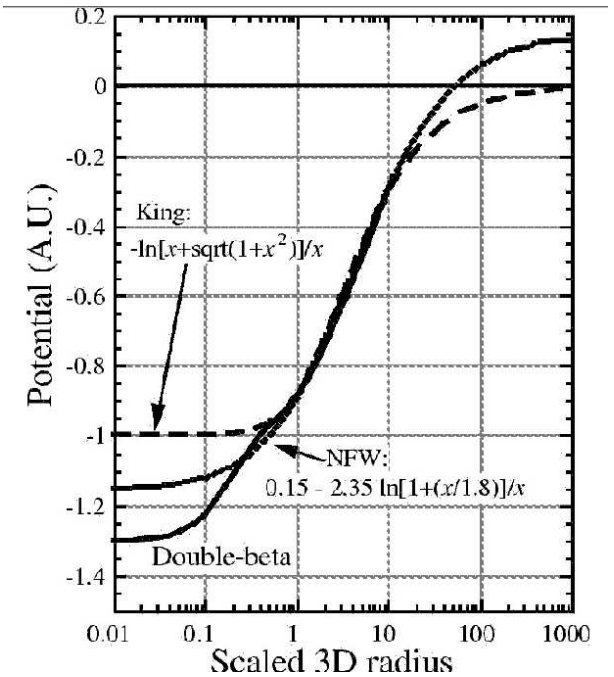


図 2.4: Kingモデル、ダブルベータモデル、NFWモデルでの重力ポテンシャル構造

2.3 銀河群のX線特性

2.3.1 L_x,kT

銀河団や銀河群は温度が高いほど重力ポテンシャルが深い、つまり規模が大きいということが知られている。銀河群はおよそ1keV付近で、銀河団では小さくて2keV、大きなものは10keVほどになる。また、規模(温度)とX線光度にも相関があり、図(2.5)のようになる。今回解析を行なった銀河群はこの図では影の部分に相当する。

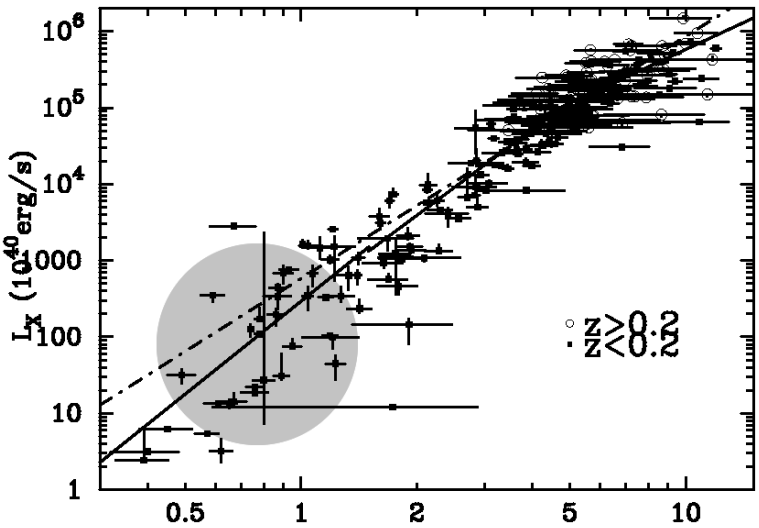


図 2.5: 銀河群、銀河団の温度 (keV) とX線光度の相関。影付の範囲が銀河群。

2.3.2 β_{spec}

銀河群とダークマターが単位体積あたり同じ運動量を持っているとすると、β は銀河とガスにおける粒子あたりの運動エネルギー比で与えられ、この β は先述の通り表面輝度分布から求められる。また、ベータは銀河群内での銀河の速度分散σ とガス温度 Tgas を測定することで直接見積もることもできる。

表面輝度から得た方を β_{fit}、速度分散から見積もった方を β_{spec} とすると、ROSAT や ASCA の観測による銀河群の β_{fit} の値は $0.6-0.8$ となっている (Mohr et al. 1999, Fukazawa et al.2004)。一方、β_{spec} は Mulchaey & Zabludoff(1998) によってサンプルの銀河群の多くで ~ 1 を示すことがわかった。

この食い違いには銀河団に対して広く議論がなされ (Srazin 1986, Edge & Stewart 1991, Bahcall & Lubin 1994)、銀河とダークマターの単位質量あたりの運動エネルギーが同じではなく、銀河の分布も β =1 になっていなくて、$\beta \sim 0.8$ くらいであるためと理解された。

しかし、Sanderson et al.(2003) や Fukazawa et al.(2004) によると銀河群の β_{fit} は $0.4-0.6$ と小さく、ダブルベータ構造をシングルベータモデルで fit すると β_{fit} が小さくなると言われている。

2.3.3 重元素比

重元素は星内部での核融合反応で作られ、星の進化の終焉である超新星爆発で銀河内に放出される。それがやがて銀河風などによって銀河の外、IGM に供給される。

超新星爆発で放出される重元素は、爆発のタイプ (I 型超新星爆発、II 型超新星爆発) によってその組成比が異なっており、各元素の割合を調べることで重元素の起源を知る手がかりになる。特に酸素、ネオン、マグネシウム、シリコン、硫黄などの軽元素とカルシウム、鉄、ニッケルなどの重元素の比は I 型と II 型で大きく違っている。

大きな銀河団ではポテンシャルが深いため高温ガスの温度が高く、軽元素が完全電離し

ており輝線を検出しにくい。一方、銀河群の温度は 1keV 付近であるため K-α 輝線を観測できる。また重元素の L 輝線も同時に観測できるため、重元素と軽元素の比を比べることができる。銀河群の放射で支配的なのは鉄の輝線なので鉄のアバンダンスを測定することが主な方法となる。アバンダンスは水素の量を 1 としたときの元素の割合で、単位には太陽のそれが用いられる。ただ、現状では輝線を一本一本分解できるほど分解能が十分でないため銀河群の重元素比は詳しくわかっていない。

2.3.4 メンバー銀河と光学的光度

銀河群における X 線光度とメンバー銀河の数にはほとんど相関が無いことが知られている。また、X 線光度と光学的光度にも相関が無いに等しい (Ebeling et al. 1994, Doe et al. 1995, Mulchaey et al. 1996, Ponman et al.1996)。

2.3.5 温度の半径分布

長い間、銀河群や銀河団の高温ガスは温度がほぼ一定だと思われていたが、ASCA や ROSAT などの観測によって中心領域が周囲より冷えているものが多いことがわかった。この傾向は cD 銀河を持つ銀河群や銀河団の多くに見られるため、放射冷却や cD 銀河の成分が見えていると思われる。中心からの半径が遠くなると、温度は上昇してピークに達してそのままの温度でほぼ一様に、あるいは緩やかに冷えていく。ピーク温度はより大きな銀河団ほど高い傾向にあり、また、IGM の加熱が超新星や銀河衝突などの例を除くと重力ポテンシャルによるものと考えられることから、ピーク温度の違いは一般に銀河群の規模 (全重力質量) に対応しているといわれる。

図 (2.6) は BeppoSAX で観測された銀河団の平均的な温度分布で、<T> と r_{180} でスケーリングされている。r_{180} については後の「全重力質量の半径分布」の節で説明する。<T> は銀河団のピーク温度の平均的な値。

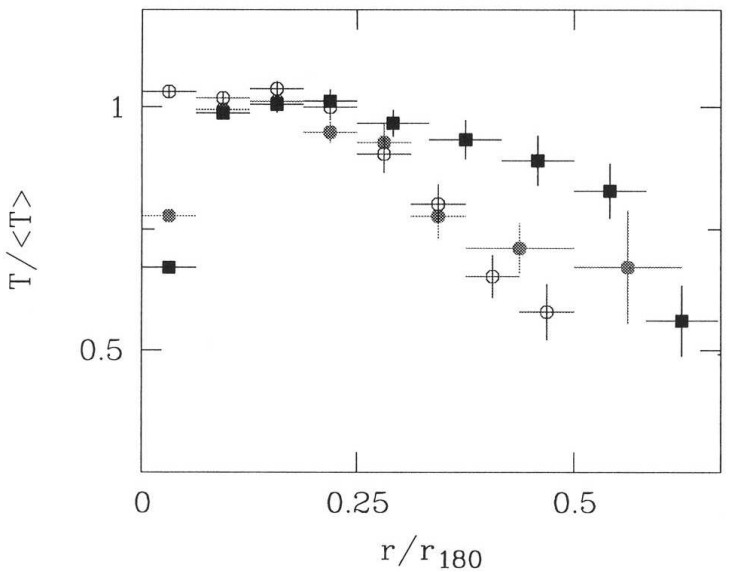


図 2.6: BeppoSAX と Newton で観測された銀河団の平均的な温度分布。四角が Newton、丸が BeppoSAX で、黒丸は cool core、白丸が non-cool core な銀河団。

2.3.6 Cooling Flow Model

放射によってエネルギーを失う時間スケールを cooling time という。放射は熱制動放射のみを考えると cooling time t_{cool} は $t_{cool} = \frac{n_{gas}kT}{n_{gas}^2\Lambda(T,A)}$ から計算でき、具体的には以下のように表される。

$$t_{cool} = 8.5 \times 10^{10}\ yr\ (\frac{n_{gas}}{10^{-3}cm^3})^{-1}(\frac{T}{10^8K})^{0.5} \tag{2.27}$$

IGM の密度は中心で最も高く、外側へ向かって低くなるので t_{cool} は中心で最も小さくなる。銀河群中心の典型的な密度と温度は $\sim 10^{-2}\mathrm{cm}^{-3}$、$10^7K(\sim 1\mathrm{keV})$ である。これらの値を用いると銀河群中心での t_{cool} は $\sim 10^{8-9}yr$ となる。一方、銀河群は宇宙の初期に形成されていると考えられており、その年齢を t_{group} $\sim 10^{10}yr$ と仮定すると $t_{cool} < t_{group}$ となり、銀河群中心の IGM は放射によって冷えていることが示唆される。また、$t_{cool} = t_{group}(10^{10}yr)$ となる半径を cooling radiusR_{cool} と呼び、この半径より内側では cooling が起こっていることを示すパラメータである。R_{cool} 以内では放射によって IGM の温度が低下し、周囲との圧力差が生じて中心に IGM が流れ込む。銀河団や銀河群の中心ではこのような内向きの冷却流 (cooling flow) が生じていると考えられ、これを cooling flow モデル (CF モデル) という。

2.3.7 全重力質量の半径分布

2.2.2 で述べたように、イメージ解析を行なうことで銀河群の全重力質量の半径分布を得ることができる。しかし、銀河群は各々そのスケールが違っているため、これらを比較するためにビリアル半径 r_{200} を銀河群の大きさと定義し、r_{200} と M_{200} でスケーリングする。r_{200} はその内側の平均密度が ρ_{crit}(臨界密度: 宇宙の密度がそれより高いか低いかで膨張を続けるか収縮するかの境、$3H_0^2/8\pi G$) の 200 倍になる半径、M_{200} は r_{200} 内の質量で

$$r_{200} = 3.69 \times (T/10keV)^{0.5} \times (1+z)^{-3/2} \tag{2.28}$$

$$M_{200} = \frac{4}{3}\pi(200\rho_{crit})r_{200}^3 \tag{2.29}$$

である。図 (2.6) で用いた r_{180} は r_{200} と同じく銀河群の大きさの定義の一つで、その内側の平均密度が臨界密度の 180 倍になる半径で、

$$r_{180} = 3.9 \times (T/10keV)^{0.5} \times (1+z)^{-3/2} \tag{2.30}$$

である。r_{200}、M_{200} を使うと、銀河団の NFW の質量分布は以下のようにスケーリングされる。

$$M/M_{200}(r) = \frac{\ln(1+cr) - \frac{cr}{1+cr}}{\ln(1+c) - \frac{c}{1+c}} \quad , r = \frac{R}{r_{200}} \tag{2.31}$$

これによると質量分布はただ一つの変数 c によって決まり、大きな銀河団では $c = 4$ となる (銀河群では $c = 7$ という報告もある)。また、Fukazawa et al(2005) では、銀河群の中心では cD 銀河の星質量が支配的になり NFW 分布より高く、それより外側では NFW に合っている。

ただ、銀河群に関しては中心 (cD 銀河) 付近の観測はそれなりに行なわれているが外側までの広い範囲での解析結果はまだ少ない。

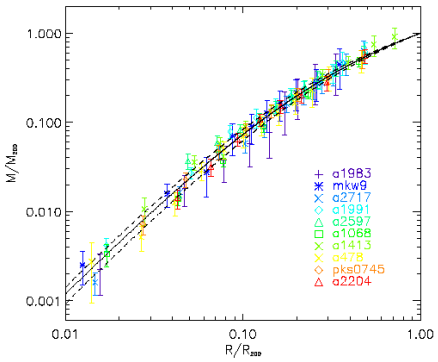


図 2.7: 大きな銀河団での NFW モデルの CDM 分布の平均 (Pointecouteau et al,2005)

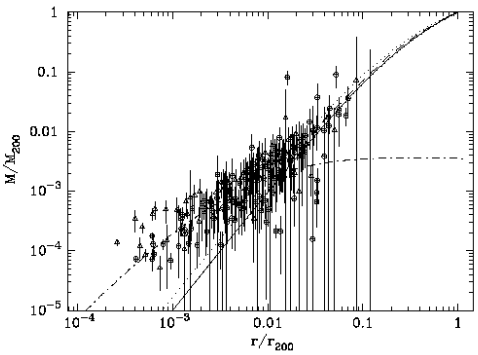


図 2.8: Chandra 衛星による銀河群の全質量分布と NFW での分布の比較 (Fukazawa et al,2005)

2.3.8 金属アバンダンスの半径分布

2.3.2 で述べたように、銀河群で重元素のアバンダンス (水素に対する量) を見る場合には鉄を調べることになる。

銀河群や銀河団のの鉄アバンダンス (A_{Fe}) の半径分布は一般に中心付近が高く、外側で 0.2(solar) 前後に減少する。重元素の起源は恒星であるため、星の集団である銀河周辺に集中して存在していると考えられる。つまり、中央付近でアバンダンスが高いのは cD 銀河から放出されたものが見えていると思われる。

ASCA 衛星や BeppoSAX 衛星の観測結果では、cool core(中心で温度が下がっているもの) な銀河団では中心付近でアバンダンスが高く、non cool core なものは低い傾向にあると報告されている。下の図 2.9 がその分布である。(Fukazawa et al,2000. DeGrandi et al,2000)

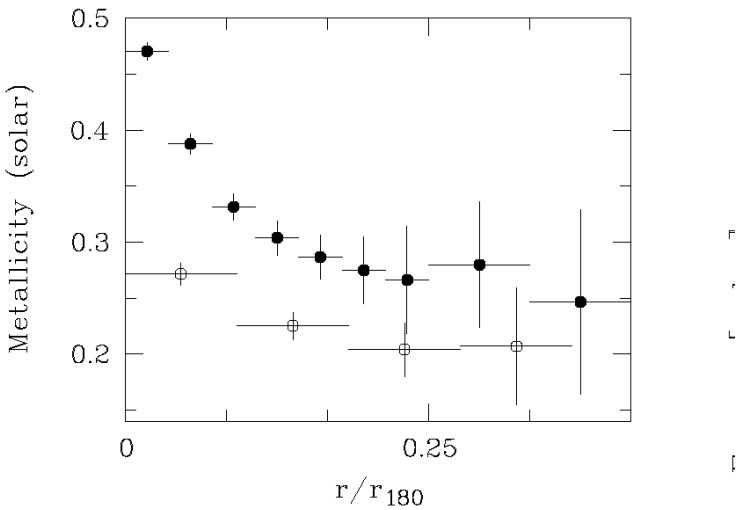


図 2.9: 銀河団のアバンダンス分布の平均。黒丸が cool core な銀河団で白丸が non-cool core な銀河団

一部の銀河群では中心が低くなっているが、実際には高い値であるのに多温度構造や共鳴散乱などの影響で小さく観測されている可能性がある。

前に重元素は銀河風によって銀河から IGM に供給される、と書いたが具体的にどのよ

うに放出されるのかについては様々なモデルが議論されているがその決着は未だついていない。銀河群は銀河と銀河団の中間構造であり、これらのアバンダンス分布を調べていくことで重元素の銀河外への放出メカニズムが明らかになると期待されている。

2.3.9 星質量分布

天体の明るさの指標としてよく用いられるものに質量光度比 M/L_B がある。単位としては太陽の $(M/L_B)_{\odot}$=0.5g s/erg を用いる。cD 銀河のような大きな楕円銀河における平均的な質量光度比はおよそ 8 であり、可視光観測による光度を 8 倍することで質量を求めることができる。この質量から星の質量密度分布を以下のように計算できる。

$$\rho(R) = \rho_0(\frac{R}{a})^{-0.855}exp[-(\frac{R}{a})^{1/4}] \tag{2.32}$$

ここで $a = r_e/(7.67)^4$ であり、r_e は可視光度の半分が含まれる半径 (effective radius)、ρ_0 は

$$\rho_0 = \frac{M_0}{16\pi a^3} = \frac{M_{total}}{1.65 \times 10^{14}}\frac{1}{16\pi a^3} \tag{2.33}$$

である。M_{total} は全可視光光度を用いると $8L_B$ で得られる。従って星質量分布は

$$M_{star}(R) = \int_0^R 4\pi R'^2 \rho_{R'} dR' \tag{2.34}$$

で求められる。

2.3.10 星質量、ガス質量、全重力質量の比較

図 (2.10) は銀河団 A262 の星質量、ガス質量、全重力質量の半径分布を同時に示したものである。中心付近では全重力質量のうち星質量が支配的だが、外側では全重力質量が星質量を大きく突き放す。ガス質量は中心で全重力質量に対し小さく、外側では星質量に追い付き、越えていく。

全重力質量が星質量を引き離し始める半径は、輝度分布でダブルベータモデルの 2 つのベータモデルが重なる半径に重なり、cD 銀河の大きさが見えていると考えられる。cD 銀河内では質量のほとんどは星質量で、銀河群スケールになると星質量とガス質量では説明できなくなる。銀河群スケールでは全重力質量のほとんどをダークマターが担っていることになる。

図 (2.11) と図 (2.12) は銀河群の cD 銀河内での M_{gas}-M_{total} と M_{star}-M_{total} の関係図である。これらによると、cD 銀河内ではガス質量は全重力質量の 1% ほどしか分布せず、星質量は 40% 以上を占めている。

2.4 本研究の目的

近年、Chandra の活躍により銀河群、銀河団の中心付近の詳細な解析が進んでいる。また、Newton でも明るい銀河団の外側まで含めた広範囲での解析も数多く行なわれている。しかし、銀河団に比べて暗い銀河群の外側まで含めた広範囲な観測の解析はあまり進んでいない。

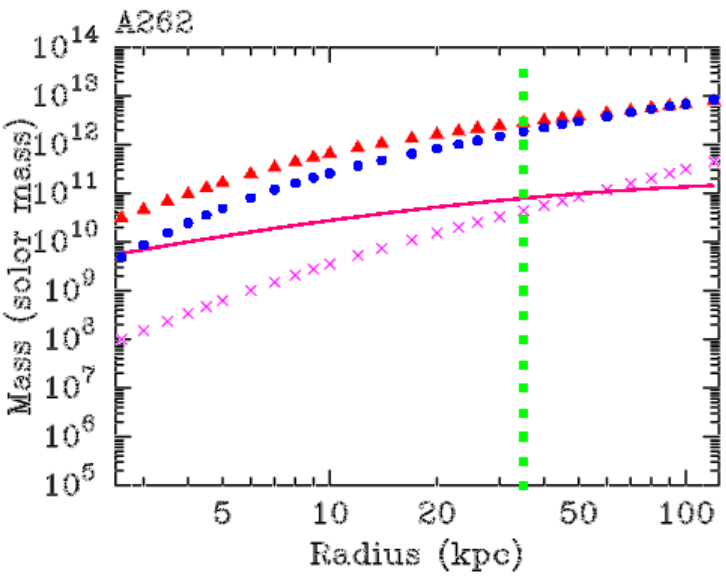


図 2.10: 銀河団の星質量、IGM 質量、全重力質量の半径分布の典型的な例 (A262)
三角と丸はそれぞれ温度一定の場合と温度変化を考慮した場合の全重力質量。
実線は星質量。× が IGM 質量。

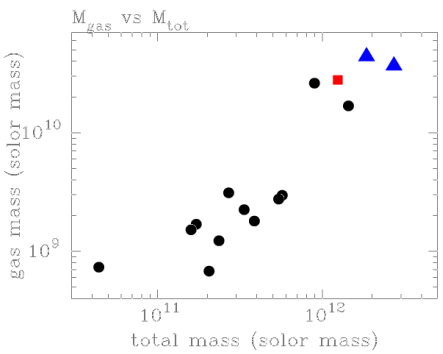


図 2.11: 銀河群のガス質量-全重力質量

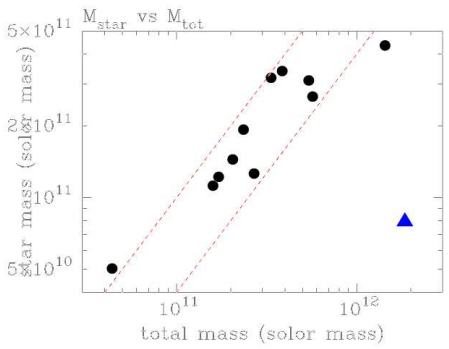


図 2.12: 銀河群の星質量-全重力質量

銀河団では質量分布がNFWモデルによく合っていることが知られており、Chandraで観測された銀河群中心部のcD銀河周辺部での質量分布がNFWモデルと合っている、という結果がある。

今回私は、Newtonで観測された中心に巨大楕円銀河 (cD銀河) を含む銀河群を調べ、温度、アバンダンス、重力ポテンシャル構造の測定を行なった。Chandraより視野の広さに優れたNewtonを用いて銀河群の外側まで含めた広範囲の情報を得ることが本研究の目的である。

第3章　XMM-Newton

3.1　概要

X線天文衛星 XMM-Newton は、ヨーロッパ宇宙期間 (ESA) によって 1999 年 12 月 10 日に打ち上げられた。Newton はヨーロッパだけでなく、アメリカや 46 もの企業などの国際協力のもとで作られた。XMM(X-ray Multi-Mirror) が正式名称で、Newton は Issac Newton から名前をもらった愛称である。

Newton は近地点 7000km、遠地点 114000km の楕円軌道で地球を周っている。これは、地食 (天体と衛星の間に地球があって観測できない状態) の影響を軽減し、観測効率を高めるためである。周期は 48 時間である。

Newton には 3 台の X 線望遠鏡が搭載されており、その焦点に CCD カメラの EPIC(European Photon Imaging Camera) が使われている。そのうちの 2 台は MOS(Metal Oxide Semi-conductor)、残りの 1 台は PN と呼ばれる CCD カメラで、MOS は前面照射型、PN は背面照射型であり、PN は低エネルギー側で MOS よりも高い検出効率をもつ。

Newton にはこの他に X 線分光器 RGS(Reflecton Grating Spectrometer) や可視光、紫外線モニターシステム OM(OpticalMonitor) を搭載している。そしてこれら全ての望遠鏡はそれぞれ独立に観測をすることができる。

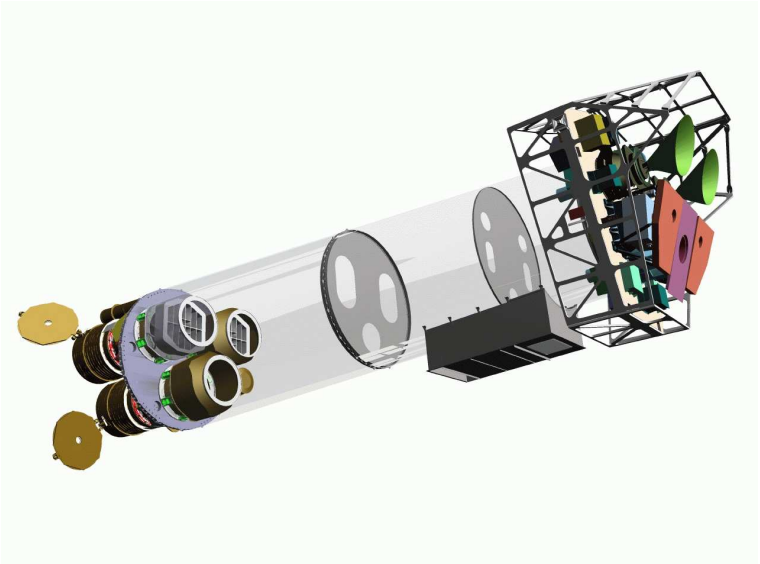


図 3.1: XMM-Newton の概観

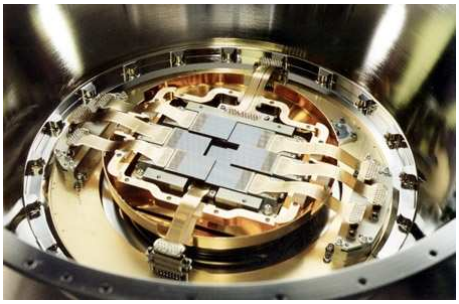


図 3.2: MOS 検出器

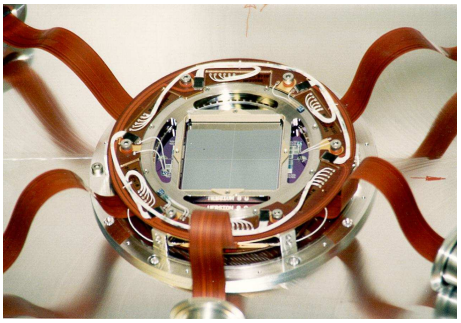


図 3.3: PN 検出器

3.2 X 線望遠鏡

3.2.1 望遠鏡の構造

X 線観測では望遠鏡の構造が可視光望遠鏡と大きく異なっている。金属の X 線領域での屈折率は 1 より小さく入射角が大きいと反射よりも吸収が大きくなってしまうためで、全反射させて焦点に集光するには入射角を 1 ° 以下にする必要がある。

Newton 衛星の望遠鏡は同心円薄膜の Wolter type-I mirror で構成されている。ミラーの前方は放物面、後方は双曲面の構造をしており、入射した X 線は 2 回反射して焦点に集まる。Newton ではこのミラーが 58 層重なった構造になっており、多波長にわたって広い有効面積を実現している。

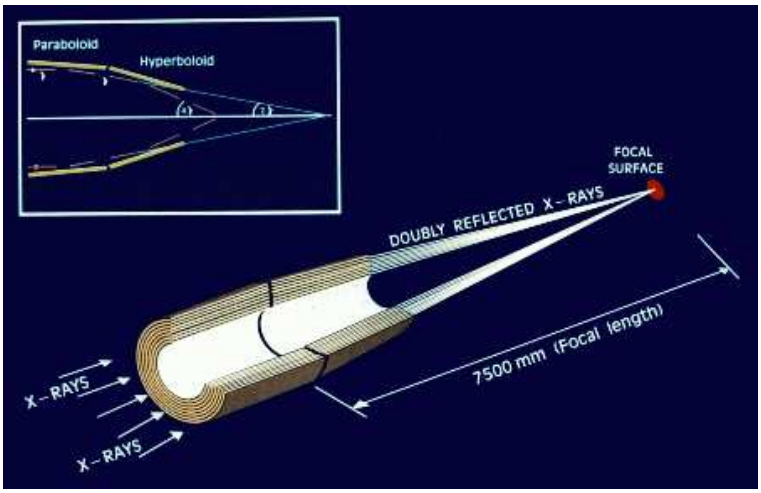


図 3.4: XMM-Newton のミラーの構造

CCD と望遠鏡の間には透過型の分散器である RGS(Reflection Grating Spectrometr) がおかれており、これで反射された X 線を他の CCD で検出することで分光観測を行なうことができる。望遠鏡に入った X 線のうち、CCD に集光されるものと回折格子で散乱されるのはおよそ半々である。

回折格子を用いることで優れたエネルギー分解能を得られるが、位置分解能がない、検出効率が悪い、低エネルギーでしか観測できないといった欠点もある。これらの特徴に加えて広がった天体は分散の影響を考慮する必要もあることから、点源の観測に適しているといえる。

3.2.2　有効面積

図は、Newton 衛星の望遠鏡の正面照射に対するエネルギーと有効面積の関係である。この図から Newton 衛星は 0.1∼10keV で観測が可能であり、1.5keV 付近で最高の感度となっている。2keV 付近で大きく減少しているのは、表面に蒸着させた金の光電効果によるものである。

X 線が望遠鏡正面に対して角度をもって入射した場合の有効面積の減少を図に示す。

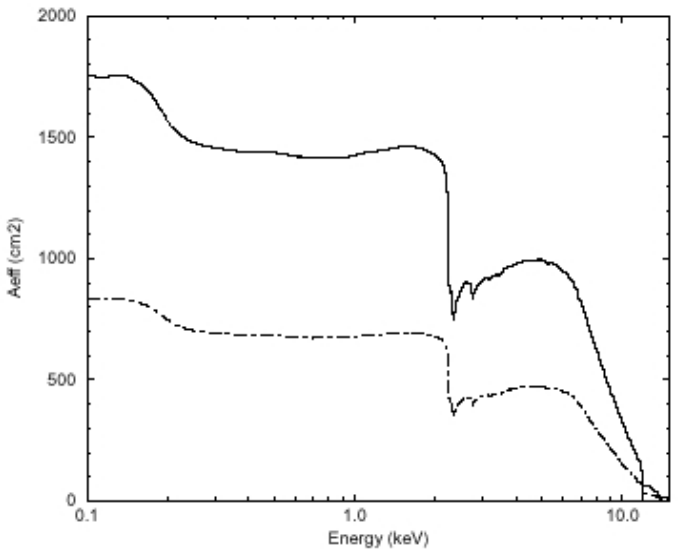


図 3.5: 正面照射に対するエネルギーと有効面積の関係

3.2.3　点源の広がり

望遠鏡の性能によってできてしまう点源の像の広がりを示す関数を、PSF(Point Spread Function) という。Newton の PSF は、正面照射では 4keV 以下では小さく、それより高エネルギーではエネルギーに依存して広がる。図は同じ点源を mos1、mos2、pn で観測したときの PSF である。

PSF を評価するパラメータの一つに encircled energy fraction がある。これは PSF を中心から積分したもので、半径内に占めるエネルギーの割合を示している。正面照射での encircled energy fraction は入射エネルギーが高いほど PSF が狭くなるが、入射角度が大きくなると逆になる。

3.3　X 線検出器

X 線 CCD は半導体検出器を格子状に区切って並べることで優れた位置分解能を実現している。半導体検出器は X 線を空乏層で吸収し、発生した電子-正孔対を検出しており、このときの半導体の平均電離エネルギーが小さいために高いエネルギー分解能が得られる。こうして X 線 CCD は位置分解能とエネルギー分解能の両方の性能を高く維持している。

X 線は可視光に比べて透過性が高く検出されるイベントが少ない。これを克服するためにに空乏層の厚さとノイズレベルの低さが要求される。CCD は冷却して温度を下げるこ

とで熱による雑音を抑えて感度を高めている。

3.4 検出原理

3.4.1 MOS 検出器

MOS というのはＸ線 CCD の各画素の構造のことで、Metal Oxide Semiconductor の略でありその名の通り金属、酸化膜、半導体の順で接続されている。この半導体はシリコンにホウ素が添加されており、キャリアがホールの P 型半導体である。表面の電極がゲート構造をしており、これがピクセルサイズを決めている。電極に電圧をかけることでその下に空乏層ができる。Ｘ線はチップを構成する様々な物質と相互作用するが、ほとんどはこの空乏層で相互作用してイベントとして観測される。空乏層での相互作用は 0.2∼12keV のエネルギー範囲でほぼ 100% が光電吸収であり、シリコンの K 殻のギャップエネルギー 1.1eV より高いエネルギーの電磁波には電子をたたき出す。飛び出た電子は半導体の中で弾性散乱を繰り返して電子、正孔対を作る。電子、正孔対一つを作るのに必要なエネルギーは約 3.65eV なので入射したＸ線のエネルギーを E_0keV とすると生成される電子、正孔対は $10^3 \times E_0/3.65$ 個になる。発生した電子雲は入射位置近くの電極に集まる。

撮像で画素ごとに集められた電荷は、順次電圧を変えていくことで画素間を移動し電荷読みだし口を通って蓄積領域に集まる。蓄積領域のデータを読み込む一方で次の撮像が行なわれる。このような撮像領域と蓄積領域が別に構成されている転送方式を Frame Tranfer 方式といい、Ｘ線などの高いエネルギーでも有効面積を保ちながら蓄積領域を遮光することができる。

3.5 バックグラウンド

EPIC のバックグラウンドは主に二種類に分類できる。一つは宇宙Ｘ線バックグラウンド (CXB: cosmic X-ray background) でもう一つが検出器バックグラウンドである。検出器バックグラウンドはさらに検出器のノイズと粒子に分かれる。そして粒子バックグラウンドはフレアによるものと検出器の放射化によるものに分けられる。図はバックグラウンドのスペクトルで、輝線は検出器や周辺金属が発する蛍光 X 線である。

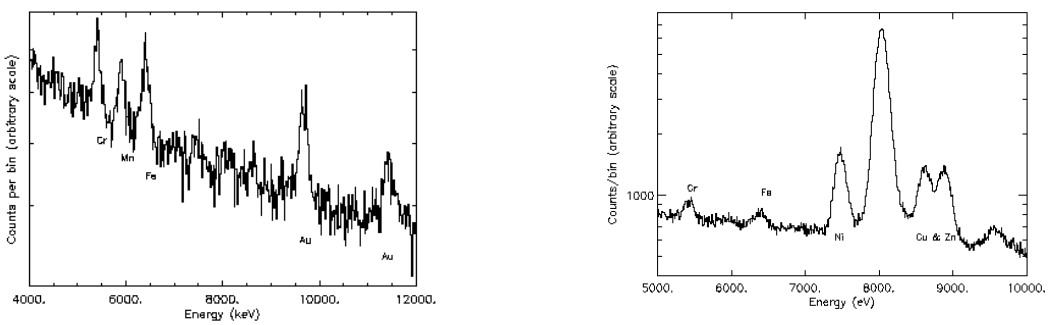


図 3.6: MOS 検出器 (左) と PN 検出器 (右) のバックグラウンドのスペクトル

Newton は楕円軌道をとっているため宇宙線によるバックグラウンドの影響が強く、時間変動が大きい。図はバックグラウンドの強度の時間変動で、カウント数が短時間で大きく変動しているのがわかる。観測ではこの時間帯のデータを除去する必要がある。

第4章　観測データ

4.1　サンプル銀河群

銀河群の広範囲での全重力質量分布を調べるために、Newton のアーカイブデータから X 線イメージで明るく見えている 11 個のサンプル銀河群を選んだ。これらのサンプルはどれも中心に巨大楕円銀河 (cD 銀河) を含んでいる。下の表はサンプル銀河群の Newton での観測データ。

Group name	observation ID	z	R.A.	DEC	observating date	exposure time
HCG51	0112270301	0.0258	11 22 25.61	+24 17 38.1	2000-12-09 14:19:07	15115
HCG62	0112270701	0.0137	12 53 10.57	-09 11 56.4	2003-01-15 05:05:59	12866
NGC2300	0022340201	0.00646	07 31 21.25	+85 42 30.0	2001-03-16 05:04:05	54931
NGC410	0203610201	0.0177	01 10 55.99	+33 08 10.9	2004-02-01 17:12:15	29438
NGC4325	0108860101	0.0252	12 23 11.26	+10 37 10.7	2000-12-24 14:54:03	22271
NGC5044	0037950101	0.0082	13 15 28.48	-16 23 04.5	2001-01-12 20:58:46	24109
NGC5129	0108860701	0.0230	13 24 05.11	+13 58 28.9	2002-07-07 16:53:46	26193
NGC5353	0041180401	0.00775	13 53 17.81	+40 16 14.5	2002-06-02 07:54:12	22871
Pavo	0022340101	0.0137	20 18 28.44	-70 50 31.7	2002-03-31 22:26:32	32858
RGH80	0105860101	0.036	13 20 19.64	+33 08 44.8	2003-01-05 03:51:23	33630
Sersic159-03	014780010	0.058	23 13 59.16	-42 43 43.8	2002-11-20 00:20:57	126314

4.2　データリダクション

解析を行なう前にライトカーブを確認し、突発的なフレアや観測対象以外によると思われる急激な上昇がある場合には、その時間帯のデータを取り除いてから解析を行なった。図 4.2 は Sersic159-03 のライトカーブで、この場合は RATE が 28c/s より大きいときの時間のデータを取り除いた。

4.3　スペクトル解析

スペクトル解析は、観測で得られたスペクトルに対していくつかのフリーパラメータをもつモデルスペクトルと比較してパラメータを得る、という手法で行なう。観測データとモデルの比較には χ^2 検定を行ない、ベストフィットのときのパラメータの値を得る。また、観測によって得たスペクトルは検出器のレスポンスを含んでいるため、モデルとの比較をする際には検出器のレスポンス関数を考慮しておく。

スペクトルフィッティングには xspec (version 11.0.1) を使用した。

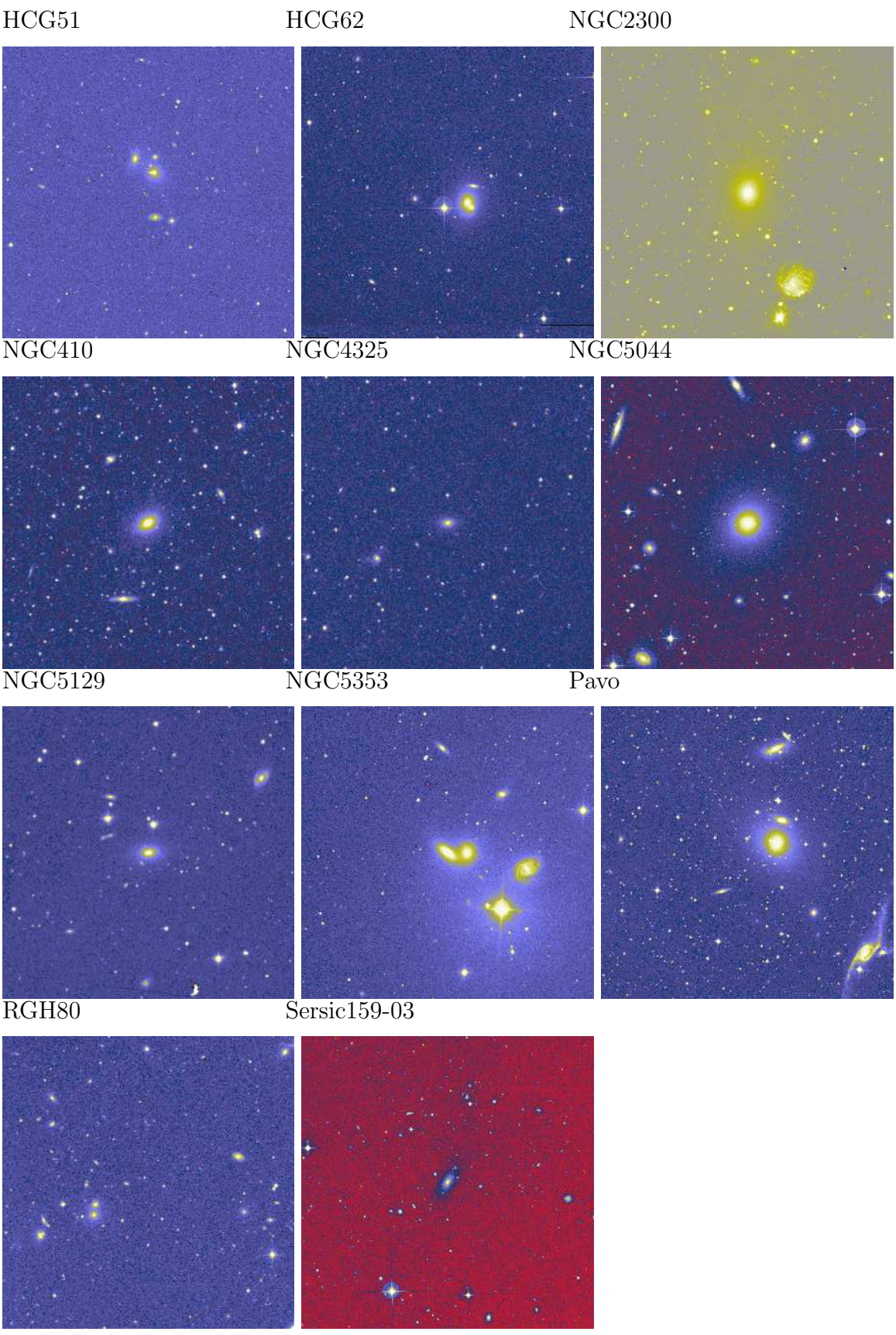


図 4.1: サンプル銀河群の可視光イメージ

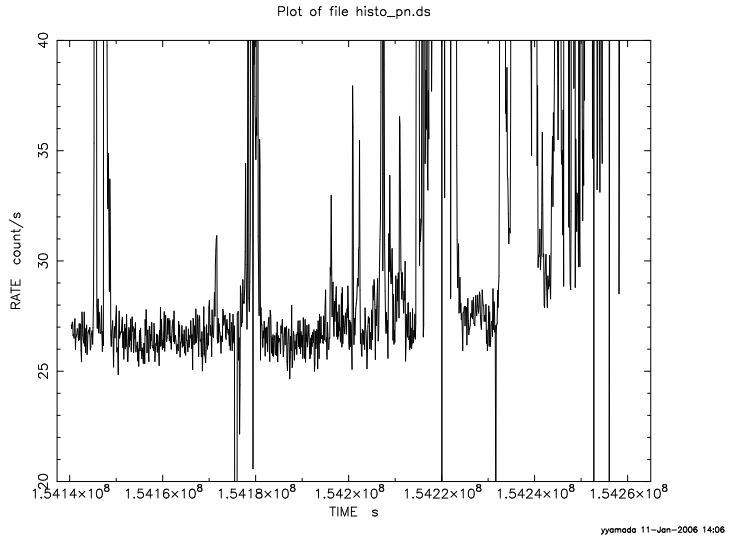


図 4.2: ライトカーブの例

4.3.1 レスポンス関数

スペクトル解析には、観測データである PI(pulse-invariant) ファイル、バックグラウンドファイル、レスポンスファイルが必要である。レスポンスファイルはエネルギー再分配ファイル (RMF: Redistribution file) と検出器の有効面積レスポンスファイル (ARF: Ancillary response file) の二種類ある。

RMF は Channel P をエネルギー E に変換する関数で、R(P,E) の二次元行列で表される。ARF はエネルギーの関数として検出器の量子効率と有効面積を表す関数 A(E) である。レスポンスは観測位置や検出位置で異なるため、一つ一つの PI ファイルに対して用意する必要がある。

実際に観測されるパルス波高分布 D(P) は PI データ $D_{PI}(P)$ からバックグラウンド B(P) を引いたものであるので、

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

となる。一方、レスポンスを考慮したモデルパルス波高分布 M(P) はモデルスペクトル関数を S(E) とすると、

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

となる。スペクトル解析では観測された波高分布 D(P) とモデルパルス波高分布 M(P) を比較してフィッティングを行なう。この比較での χ^2 は以下のように表される。

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

ここで Δ D(P) は測定精度 (エラー) であり、

$$\Delta D(P) = \sqrt{(\sqrt{D(P)})^2 + \Delta B(P)} \tag{4.4}$$

のように統計エラーとバックグラウンドのエラーを含む。本研究ではいろいろな角度で入射する銀河群の放射を扱うので、それらの角度でのレスポンスを

4.3.2　バックグラウンド

バックグラウンドデータには blank-sky データ (X 線源の無い空を観測したデータ) を用いる。今回は、D Lumb (2002) の作成したものを用いた。バックグラウンドイベントファイルは各検出器、観測点、観測時間に対して作る。

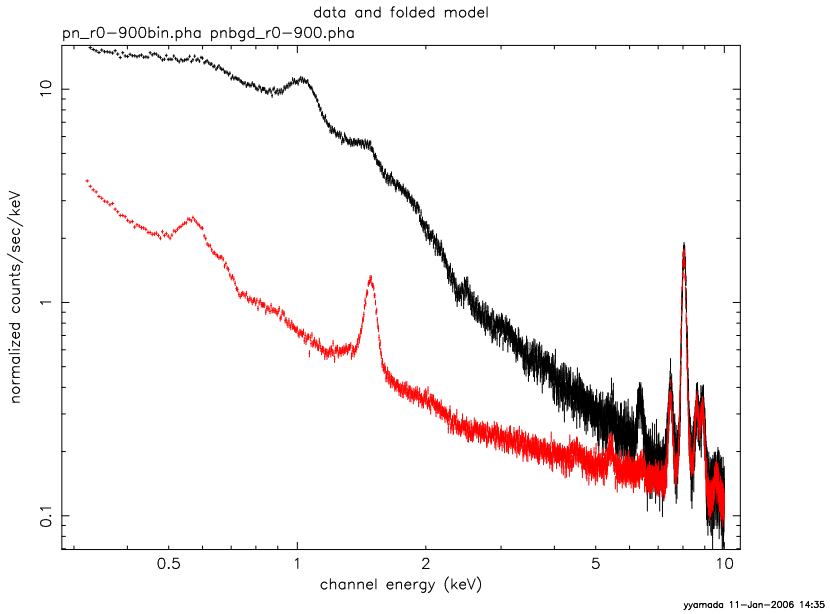


図 4.3: Sersic159-03 の入射スペクトルとバックグラウンドスペクトル

4.3.3　モデルスペクトル

本解析で用いたスペクトルモデルは MEKAL モデルと WABS モデルを掛け合わせたものである。各モデルの内容は以下の通りである。

WABS モデル

WABS モデルは光電吸収に対するモデルである。IGM から放射される X 線は地球に届くまでに低温ガスによってある確率で吸収される。特に低エネルギー側 (1keV 以下) での吸収は強く、光電吸収の式は以下のようになる。

$$A(E) = exp(-\Sigma_i n f_i \sigma_i(E) d) \tag{4.5}$$

ここで n は水素数密度、f_i は元素 i の割合、Σ_i は光電吸収断面積、d は吸収体の厚さである。なお、Σ_i f_i σ_i は銀河系 (太陽系を含む天の川銀河) 内ではほぼ一定で、星間ガスは水素が主成分であるため吸収量は一般に $N_H = nd$ というパラメータを用いて表される。これは水素柱密度と呼ばれ、典型的に $N_H \sim 10^{20} cm^{-2}$ の値をとる。

MEKAL モデル

MEKAL モデルは光学的に薄い高温プラズマからの放射に対するモデルであり、熱制動放射の連続成分と重元素の輝線放射成分を足し合わせたものである。フリーパラメータ

は、IGM の温度、アバンダンス (重元素量)、normalization の三つである。アバンダンスとは水素に対する元素比を示し、太陽近傍での重元素のアバンダンス比を単位としている。MEKAL モデルでフィッティングするときはこの比率で固定している (Anders & Grevesse 1998)。

各元素の水素に対する量

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}

4.4 イメージ解析

イメージ解析を行なう場合に、同じ検出器で観測しても入射位置やエネルギーによってレスポンス関数が異なることを考慮する必要がある。そこで有効面積に観測時間と量子効率をかけた Exporsure Map を使ってイメージの補正を行なう。

第5章　解析結果

5.1　スペクトル解析による半径分布

銀河群中心 (最も明るいところ) を中心に同心円で区切った範囲ごとにスペクトルを解析し、温度やアバンダンスの半径分布を調べた。範囲はそれぞれ0-20,20-40,40-60,60-100,100-180,180-260,260-360,360-460,460-560,560-660,660-760,760-860,860-960(arcsec) で分けた。バックグラウンドやレスポンスもそれぞれの領域で作成し、MEKAL モデルでフィットした。銀河群では5keV あたりからバックグラウンドが支配的になるため、フィッティングは5keV 以下で行なった。

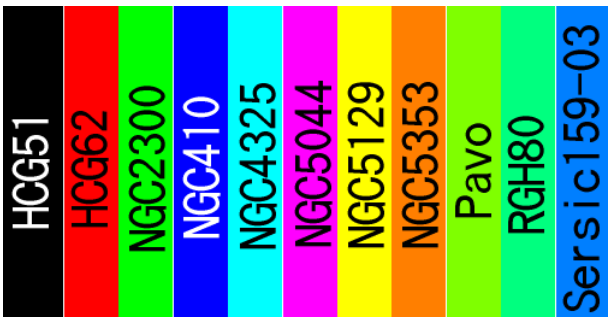
図 (5.4) はスペクトルフィッティングで得られた温度の半径分布である。中心は周囲より温度が低く、その外側でピーク温度に達した後に緩やかに下がっていく。この傾向は他の銀河群にも見られる。中心で 0.7keV 前後、ピーク温度は 1∼1.3keV のものが多い。Sersic159-03 が一つだけ飛び抜けて温度が高い、これは銀河群の規模が大きいためと思われる。IGM 中の重元素の起源が星であることからアバンダンスは構成銀河付近に分布していると考えられる。つまり中心付近で高いのは cD 銀河の影響が強いためと思われる。中心から遠い外側ではほぼ全てが 0.1-0.2 前後なるのに対し、中心では 0.3-0.8 まで様々である。

図 (5.1) は解析した全ての銀河団の温度分布を r_{200} とピーク温度でスケーリングし、まとめて表示したものである。ピーク温度は次の通りである。

HCG51	HCG62	NGC2300	NGC410	NGC4325	NGC5044
1.5	1.3	0.9	1.1	1.0	1.2
NGC5129	NGC5353	Pavo	RGH80	Sersic159-03	
0.9	0.7	1.0	1.2	2.4	

表 5.1 銀河群のピーク温度 (keV)。

複数の銀河群を同時にプロットしているときの色分けは以下の通り。



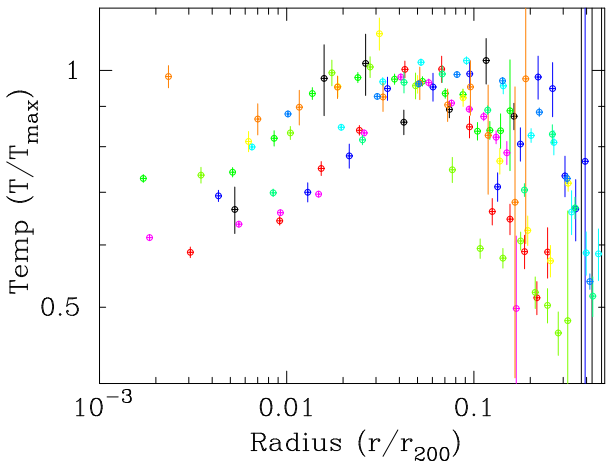


図 5.1: 銀河群の温度分布を r_{200} とピーク温度でスケーリングし同時にプロットした図。

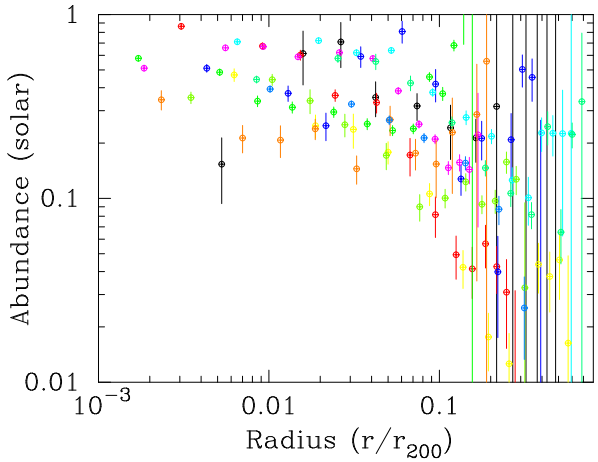
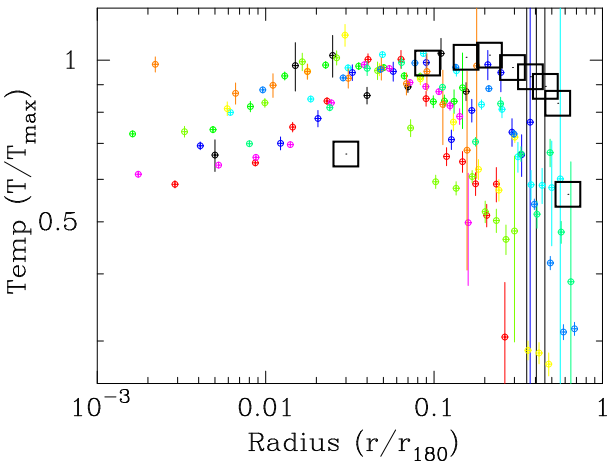


図 5.2: 銀河群のアバンダンス分布を r_{200} でスケーリングし同時にプロットした図。

図 (5.3) は温度とアバンダンスの銀河団の平均的な分布と比較したもので、半径を r_{180} でスケーリングしている。温度分布は銀河団に比べると、ピーク温度になる半径とその外側の温度が下がり始める半径がずっと内側に寄っている。アバンダンス分布は半径が大きくなると銀河団より小さな値になる。



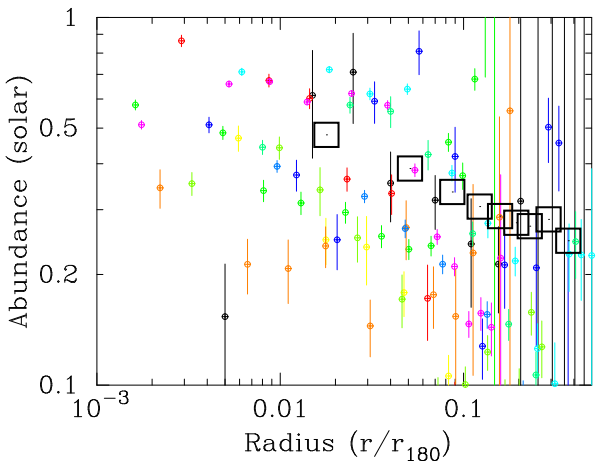


図 5.3: 温度分布 (左) とアバンダンス分布 (右) を r_{180} でスケーリングし、銀河団の平均と比較した図。

Newton 衛星は楕円軌道と広い有効面積のため非常にバックグラウンドが大きく、銀河群のような比較的暗い広がった天体ではその差し引きが甘くなってしまう。そこで差し引くバックグラウンドを 10% 増減させて分布がどれだけ変化するかを確かめた。

図 5.7 を見ても、全体的な特徴にはあまり変化は見られない。バックグラウンドの差し引きによるエラーは問題ないレベルであることがわかる。

半径が $0.1r_{200}$ より外側では減少しているように見える。最近の Newton 衛星や Chandra 衛星による銀河群の観測ではこのような特徴が報告されている。しかし、NGC2300 や NGC4325 などのように外側がフラットな分布も報告されている。(注: 今回行なった解析では NGC4325 は温度が下がっている) そこで分布が比較的フラットなものとそれ以外の変化の大きなものに分けてプロットした (図 5.8)。

こうして比べることでタイプの違いがわかる。このタイプの違いは、異なる形成の歴史を辿ってきたためでははないかと思われる。

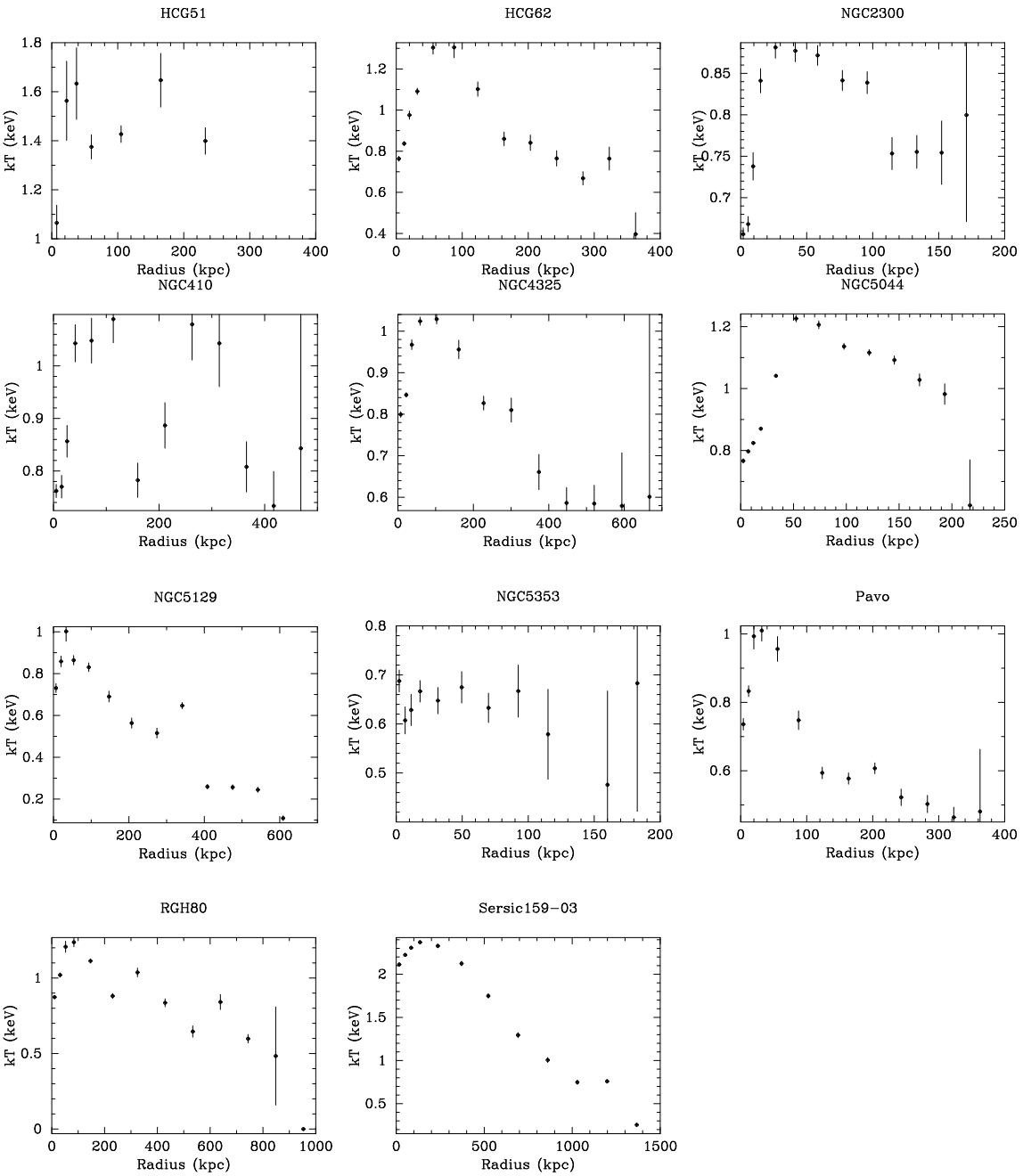


図 5.4: IGM の温度の半径分布

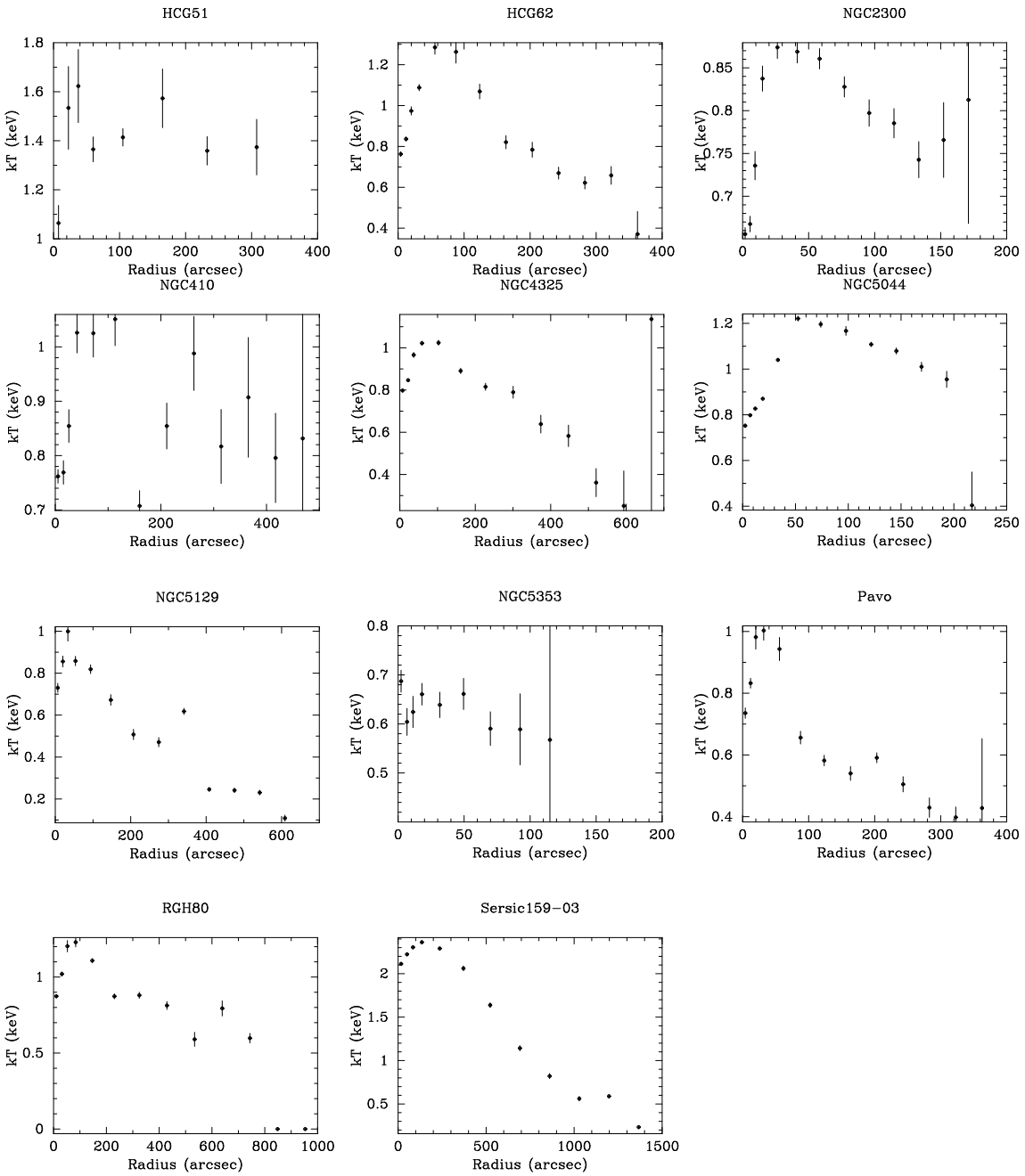


図 5.5: バックグラウンドを 10% 増やした場合の IGM の温度の半径分布

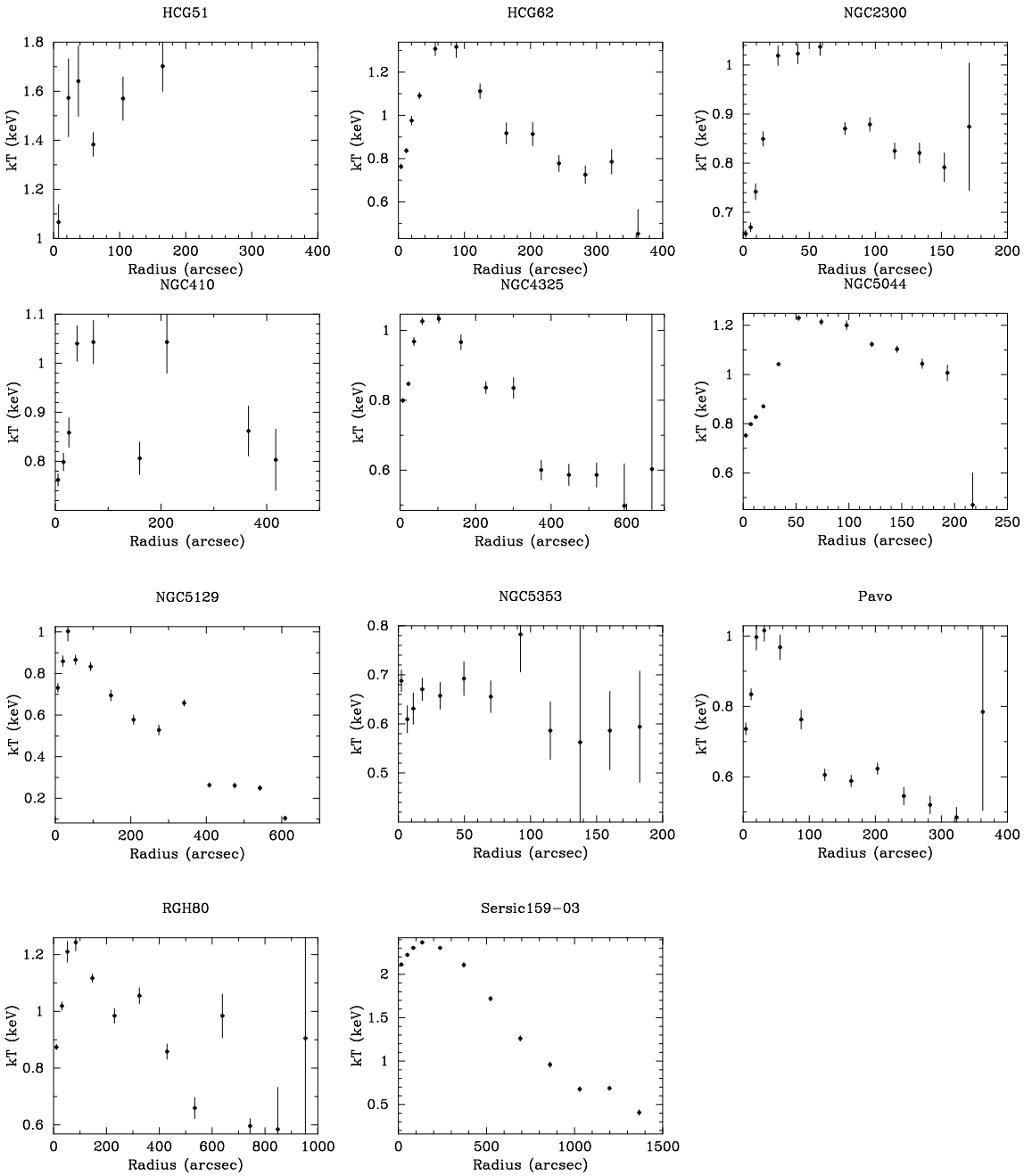


図 5.6: バックグラウンドを 10% 減らした場合の IGM の温度の半径分布

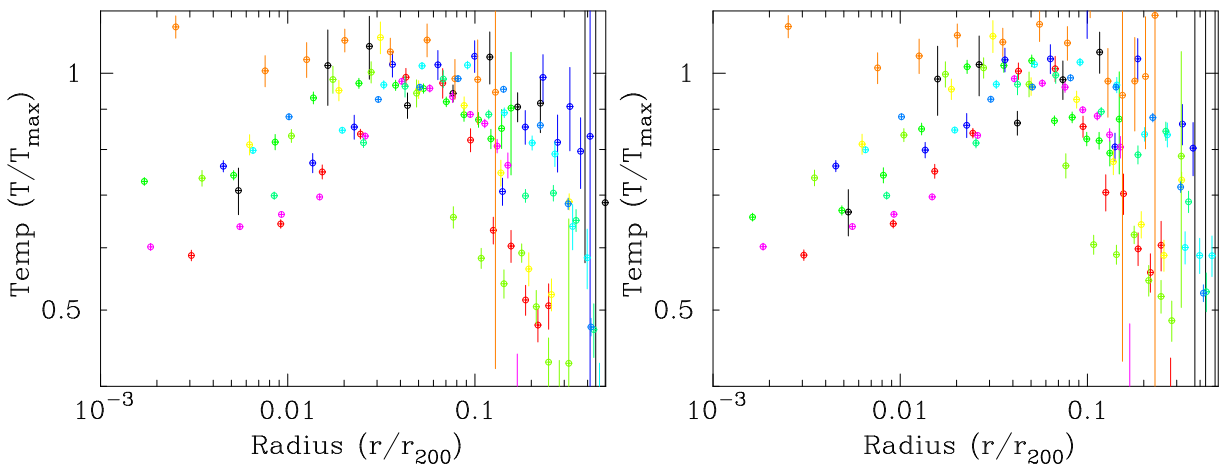


図 5.7: 図 5.5(左) と図 5.5(右) を r_{200} とピーク温度でスケーリングしたもの。

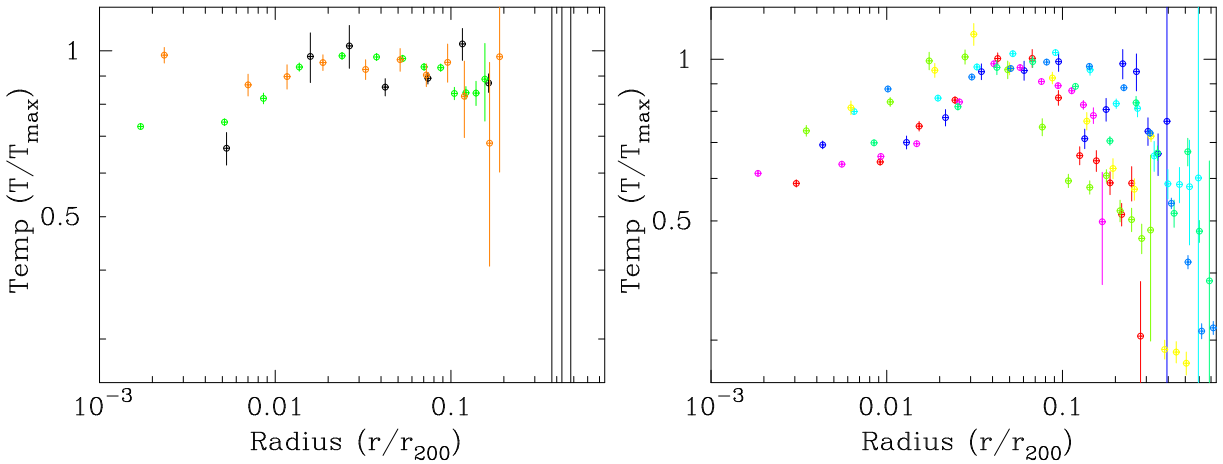


図 5.8: 温度分布がフラットな銀河群 (HCG51 NGC2300 NGC5353)(左) と大きく変化している銀河群 (HCG62 NGC410 NGC4325 NGC5044 NGC5129 Pavo RGH80 Sersic159-03)(右)。

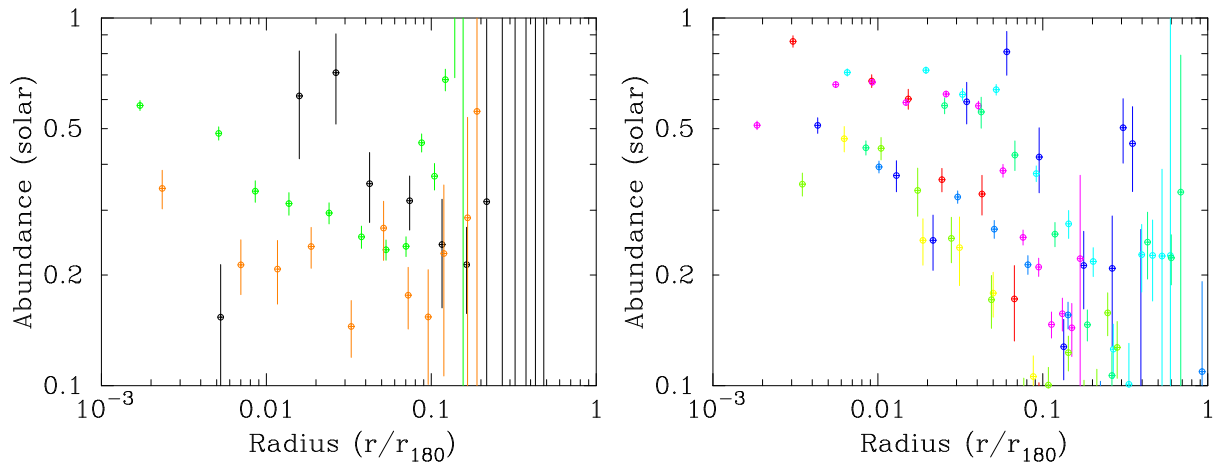


図 5.9: 温度分布がフラットな銀河群 (HCG51 NGC2300 NGC5353)(左) と大きく変化している銀河群 (HCG62 NGC410 NGC4325 NGC5044 NGC5129 Pavo RGH80 Sersic159-03)(右) のアバンダンス分布。

アバンダンス分布も温度分布のタイプで分けてプロットした (図 5.9)。この場合でも分布の特徴が分かれており、中心付近で温度が大きく下がっているタイプの方がアバンダンスが高い。この傾向は銀河団の傾向 (図 2.9) と合致しており、銀河群の場合でも銀河団と同じ結果になることがわかった。

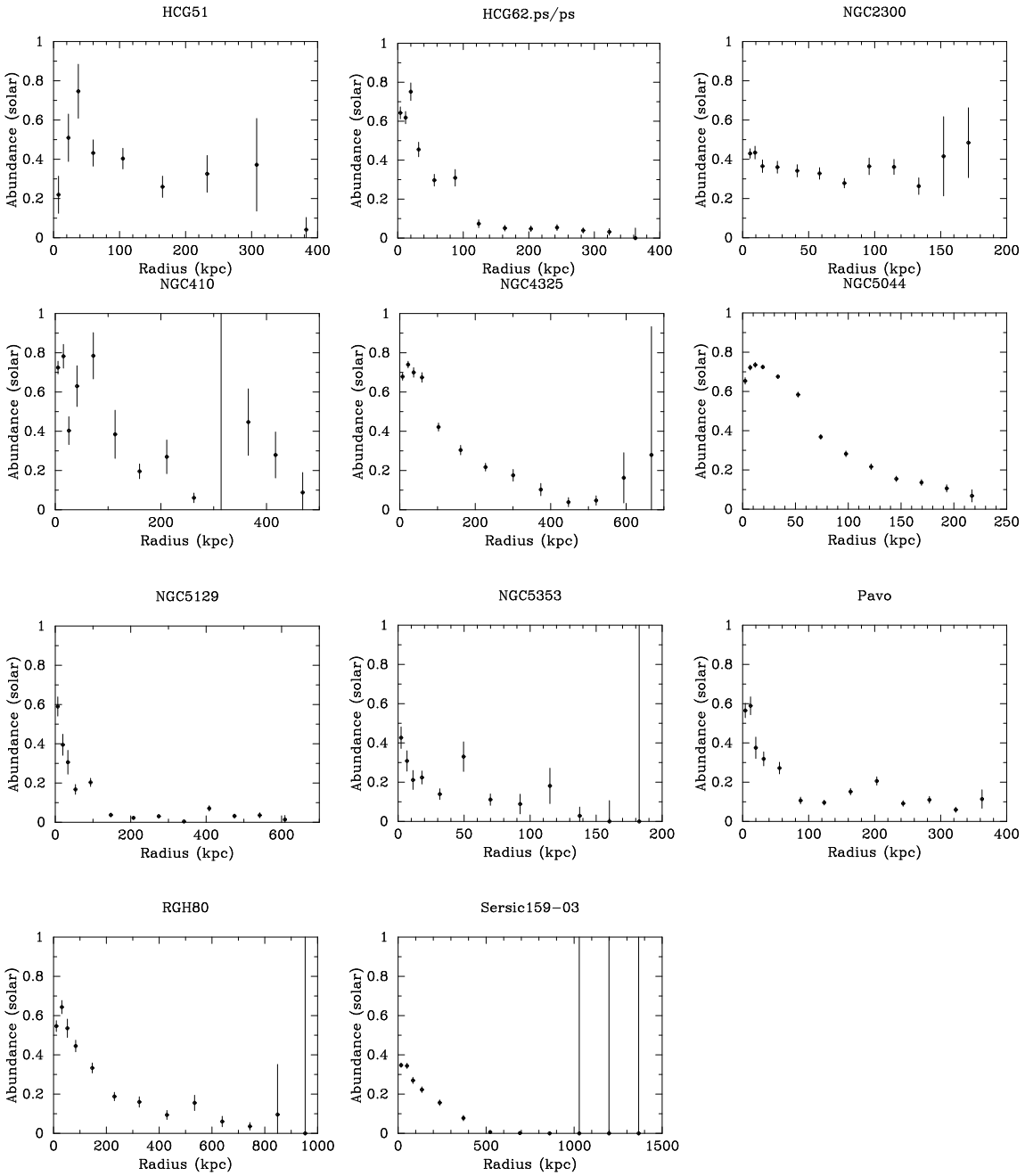


図 5.10: IGM のアバンダンスの半径分布

5.2 X線輝度分布

X線イメージから輝度の半径分布を作成した。作成には観測データからバックグラウンドを引き、ExposureMap で割ることでレスポンスを補正した。また、半径分布にする際の中心はスペクトル解析のときと同じく最も明るい箇所を cD 銀河の中心とみなして用いた。エネルギーバンドに関しては全ての銀河群に対し、0.5-1.3keV の間のデータを用いた。ここではX線輝度分布から IGM の密度分布を求めている。

5.2.1 ダブルベータモデルによるフィッティング

観測データから得た輝度分布に対し、ダブルベータモデル (2.2.2) でフィッティングを行なった。フリーパラメータはそれぞれのベータモデルに対して β、コア半径 r_c、及び normalization である。式 (2.19) を用いると normalization から高温ガスの中心数密度が得られる。

輝度分布は多くの銀河群で二重構造をもち、それらはダブルベータで良くフィットされる。二つのベータモデルが重なる部分が cD 銀河スケールと銀河群スケールの境目と考えられる。

Group	$n_1(cm^{-3})$	beta1	rc1(kpc)	$n_2(cm^{-3})$	beta2	rc2(kpc)
HCG51	1.42	0.18±0.50E-02	(1.35±3.23)e-06	1.36E-03	0.52±0.0497	65.6±12.2
HCG62	1.89E-02	0.71±0.028	13.4±1.14	3.65E-04	0.28±0.0117	87.7±71.9
NGC2300	1.44E-02	1.00±0.85E-02	8.99±0.191	8.17E-04	0.40±0.512E-02	41.3±0.557
NGC410	8.41E-03	0.73±0.0623	15.7±2.65	1.70E-04	0.29±0.0281	110±81.7
NGC4325	0.170	0.45±0.98E-02	1.70±0.113	1.20E-02	0.85±0.0611	31.3±3.28
NGC5044	2.75E-02	0.43±0.36E-02	5.52±0.834	1.22E-02	1.00±0.0126	24.2±0.636
NGC5129	2.67E-03	0.76±0.12	44.1±9.57	1.86E-03	0.27±0.616E-02	15.2±3.42
NGC5353	4.18E-03	0.24±0.13	0.16±0.411	9.55E-04	0.70±0.187	40.1±11.5
Pavo	5.90E-03	0.92±0.094	19.2±2.63	3.12E-03	0.23±0.342E-02	2.26±0.762
RGH80	8.28E-02	0.48±0.66E-02	2.4±0.404	3.26E-03	0.48±0.360E-02	33.0±1.24
Sersic159-03	1.50E-04	0.11±0.020	13.0±32.3	7.60E-03	0.67±0.492E-02	76.8±1.16

表 5.2 ダブルベータモデルフィットで得られたパラメータ

5.2.2 質量分布

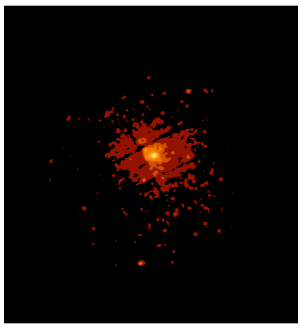
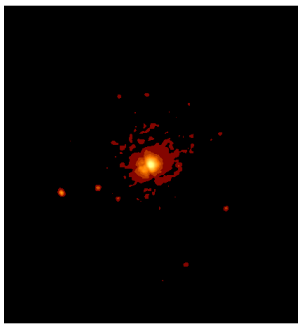
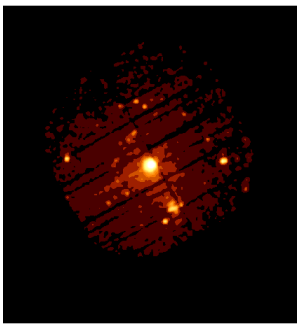
前の節で求めたガス数密度分布を用いて IGM の質量及び全重力質量の半径分布を計算する。式 (2.19) の cooling function$\Lambda(T, A)$ は中心部での値を用いた。本来は各半径で求めるべきだが、これによる違いは密度分布の変化よりはるかに小さく無視できる。

IGM の半径に対する積分質量は IGM の平均分子量を μ、陽子質量を m_p、半径 r での数密度を $n(r)$ とすると以下の式で表される。

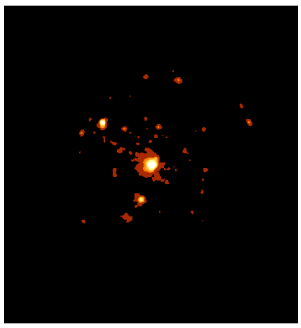
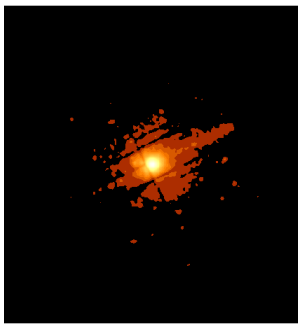
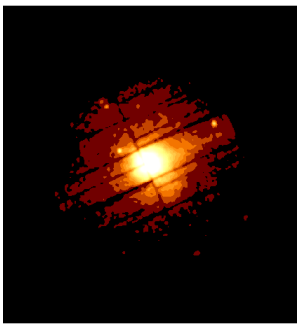
$$M_{gas}(r) = \int_0^r 4\pi r^2 m_p \mu n(r) dr \tag{5.1}$$

半径 r 内の全重力質量は式 (2.11) を使って求められる。ここではまず温度が一定であると仮定し、T にはピーク温度 (表 5.1) を用いた。(図 5.15) はそれぞれの銀河群についての IGM 質量と全重力質量の分布を示している。全重力質量分布が途中で下がっている非物理的なものがあるが、これはフラットなコアをもつベータモデルで外側成分を表していることが原因である。モデルに依存しない deprojection 解析を行なえばこのような窪みをある程度抑えた分布を求めることができるが (夫 修論)、それ以外のところ、特に中心から離れた外側での値はほとんど差がないため今回は行なわなかった (図 5.14)。

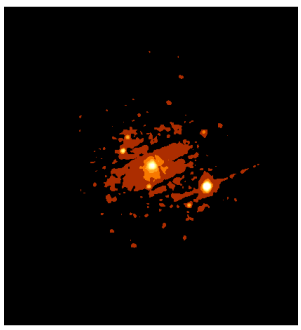
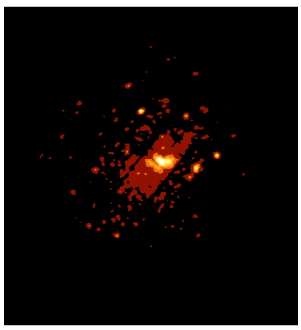
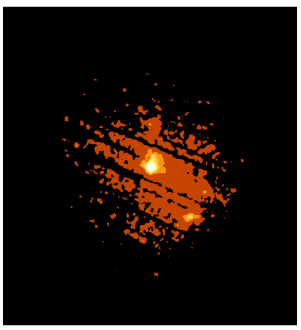
HCG51 HCG62 NGC2300

NGC410 NGC4325 NGC5044

NGC5129 NGC5353 Pavo

RGH80 Sersic159-03

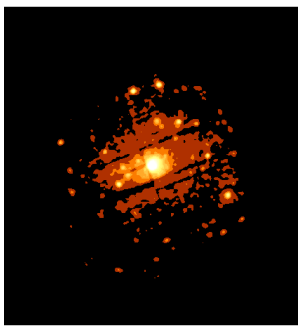
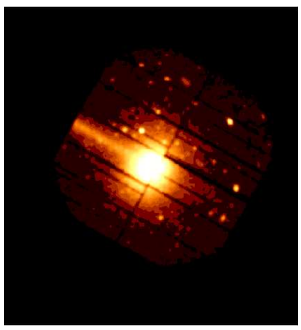



図 5.11: IGM の 0.5-1.3keV での X 線イメージ

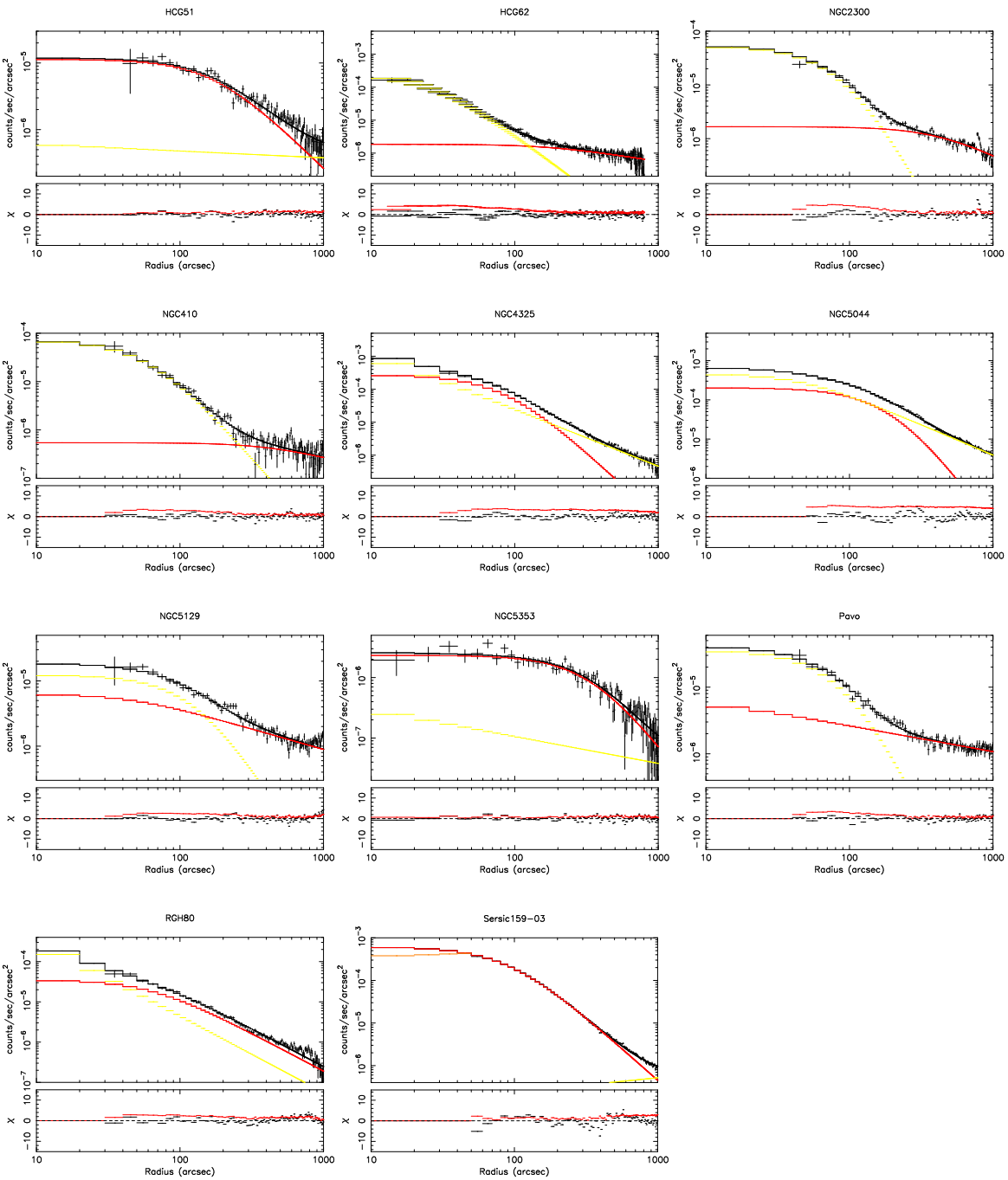


図 5.12: 銀河群の輝度の半径分布

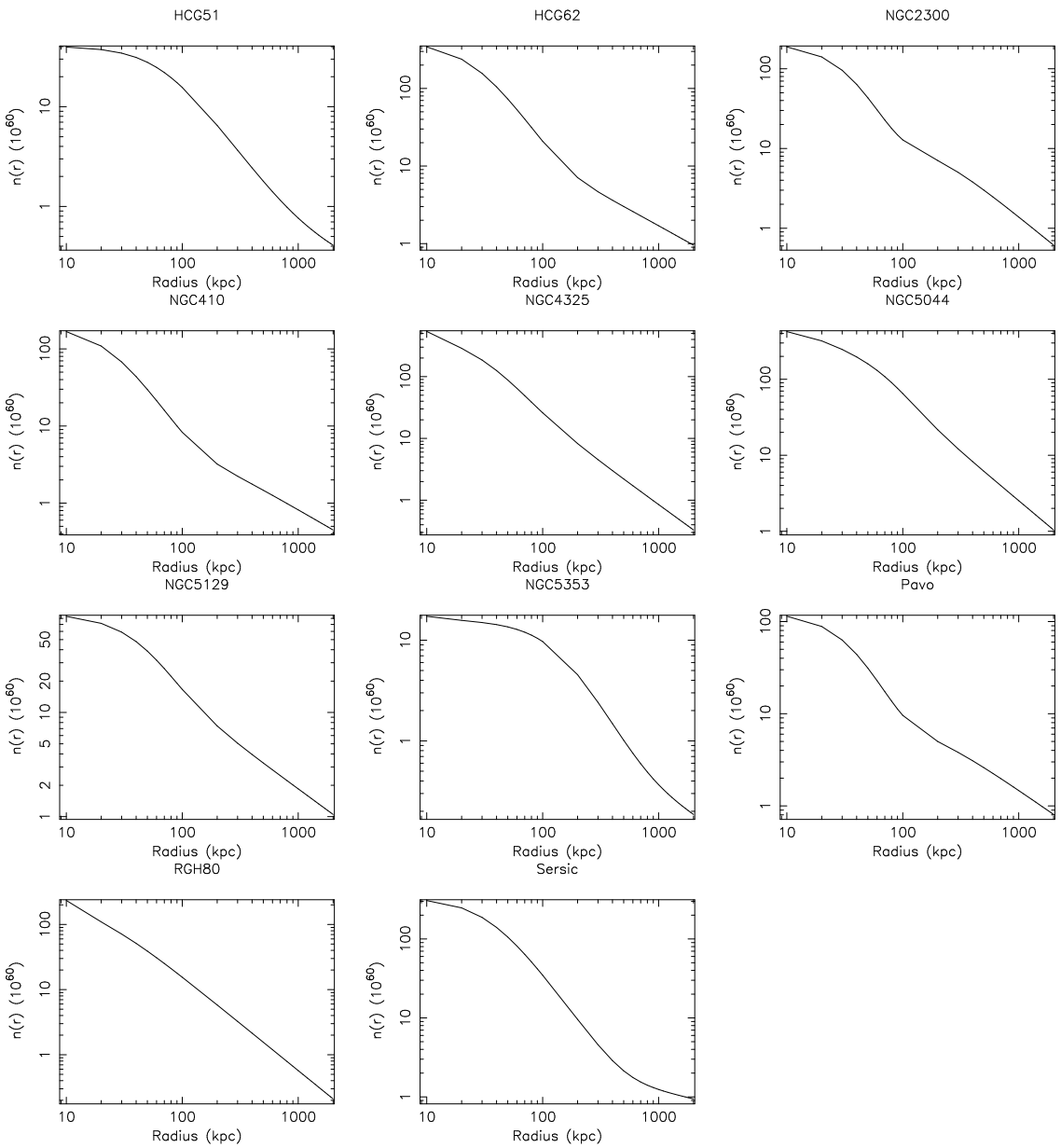


図 5.13: IGM **の数密度分布** (kpc^{-3})

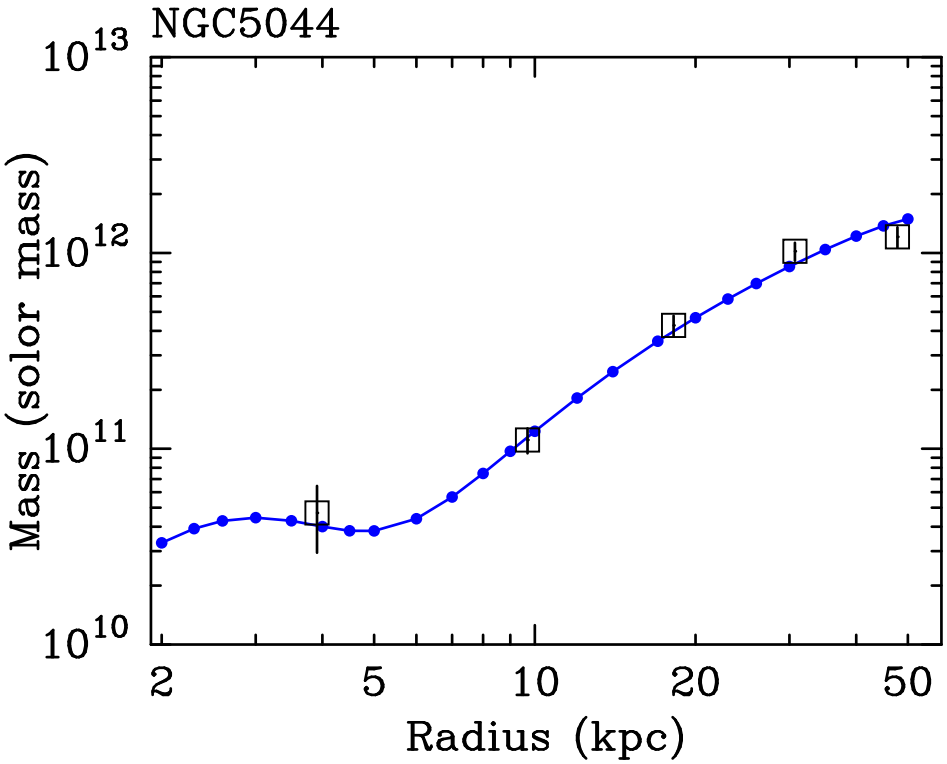


図 5.14: NGC5044 の全重力質量分布の deprojection 解析による結果との比較。• がダブルベータモデル、□ が deprojection 解析。

多くの銀河群は内側では M_{gas} は M_{total} に比べて小さく、r_{200} で 1/10∼1/5 ほどになる。中心付近で差が大きいのは全重力質量に対して cD 銀河の星質量が支配的であるためだと考えられる。銀河群全体での差はそのままダークマターの質量になる。

次に、銀河群の大きさ r_{200} と M_{200} を定義し、これらでスケーリングした。図 (5.16) と図 (5.17) はそれぞれ IGM 質量と全重力質量の半径分布を解析した全ての銀河群で同時にプロットしたもの。図 (5.17) の太線は NFW モデルで予想される銀河団での平均的な質量分布。

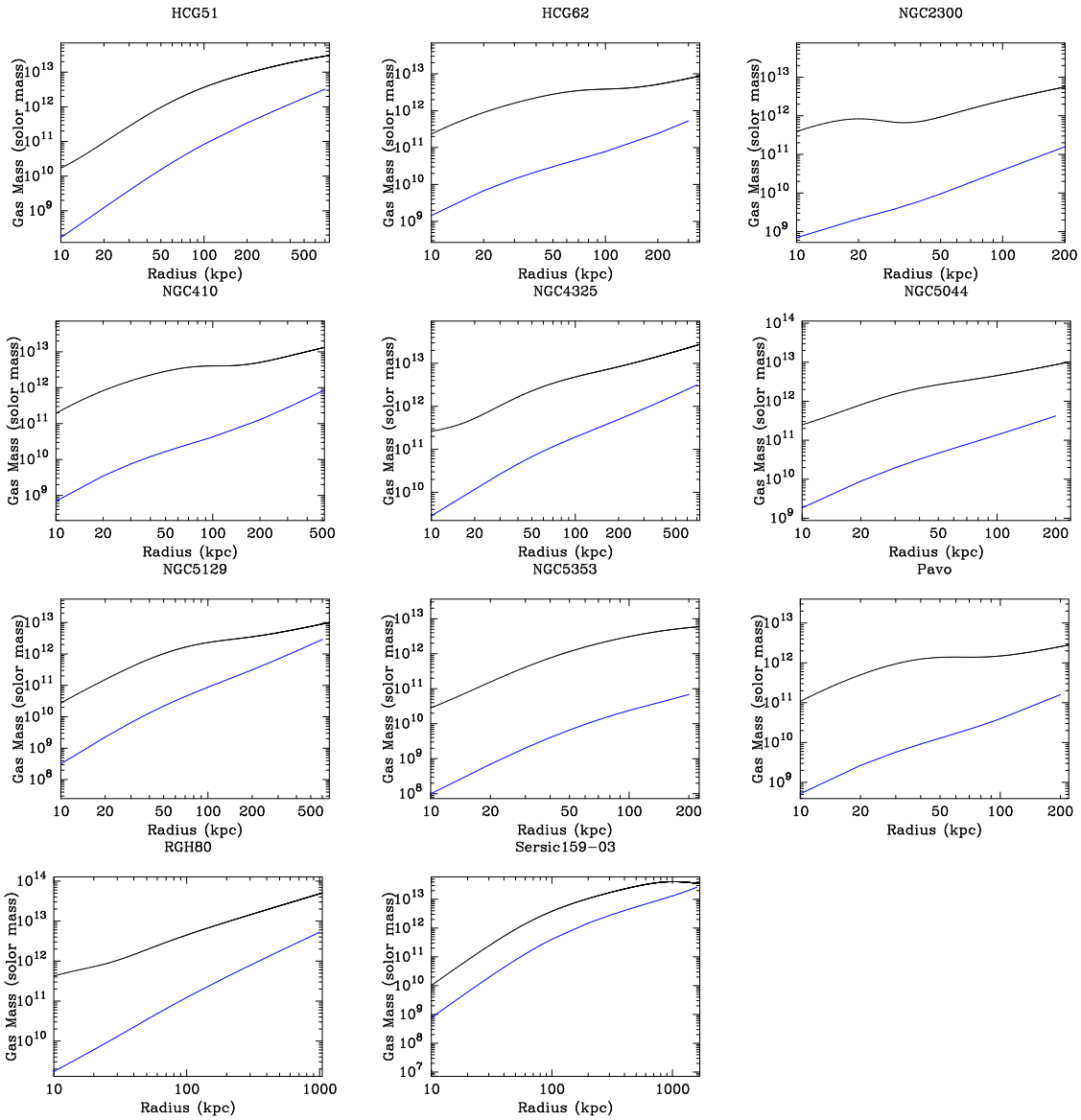


図 5.15: IGM(青) と全重力質量物質 (黒) の質量分布

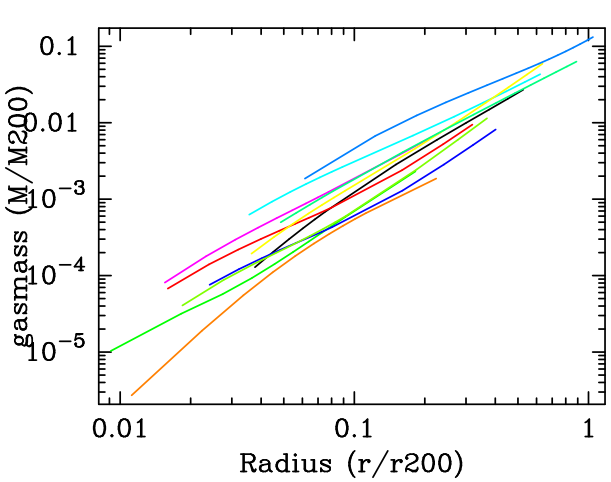


図 5.16: 解析した全ての銀河群の IGM 質量分布を r_{200} と M_{200} でスケーリングしたもの

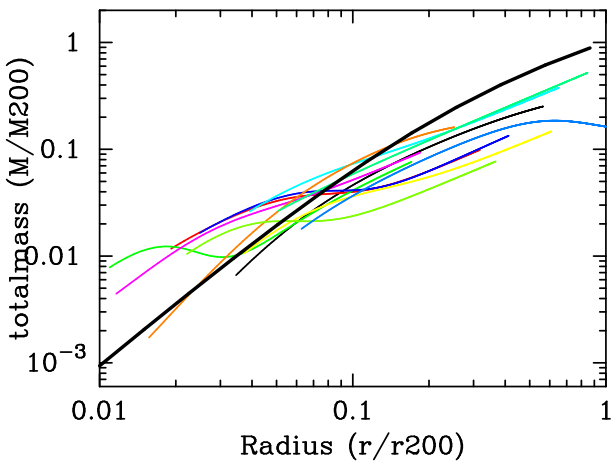


図 5.17: 解析した全ての銀河群の全重力質量分布を r_{200} と M_{200} でスケーリングし、NFW の銀河団での平均分布 (黒い太線: c=4) と比較したもの

次に、温度変化を考慮した全重力質量分布を作成した。温度分布の形は図 (5.18) を見て平均的な値を出し、それを全ての銀河群に対して行なった。温度 T(r) は以下のような式を用いた。

$$T = \begin{cases} (\frac{r}{r_{200}} < 0.04) & T_{max}(\frac{r}{r_{200}})^{0.187902} e^{0.604833} \\ (0.04 < \frac{r}{r_{200}} < 0.1) & T_{max} \\ (\frac{r}{r_{200}} > 0.1) & T_{max}(\frac{r}{r_{200}})^{-0.430676} e^{-0.991668} \end{cases} \tag{5.2}$$

group name	T_{max} (keV)	r_{200} (kpc)	M_{200} (solar)	group name	T_{max} (keV)	r_{200} (kpc)	M_{200} (solar)
HCG51	1.5	1421	1.471e+14	NGC5129	0.9	1070	6.284e+13
HCG62	1.3	1304	1.137e+14	NGC5353	0.7	965	4.612e+13
NGC2300	0.9	1096	6.762e+13	Pavo	1.0	1143	7.669e+13
NGC410	1.1	1192	8.692e+13	RGH80	1.2	1237	9.718e+13
NGC4325	1.0	1124	7.289e+13	Sersic159-03	2.4	1661	2.352e+14
NGC5044	1.2	1289	1.098e+14				

表 5.3 スケーリングに用いた銀河群の T_{max}、r_{200}、M_{200}。

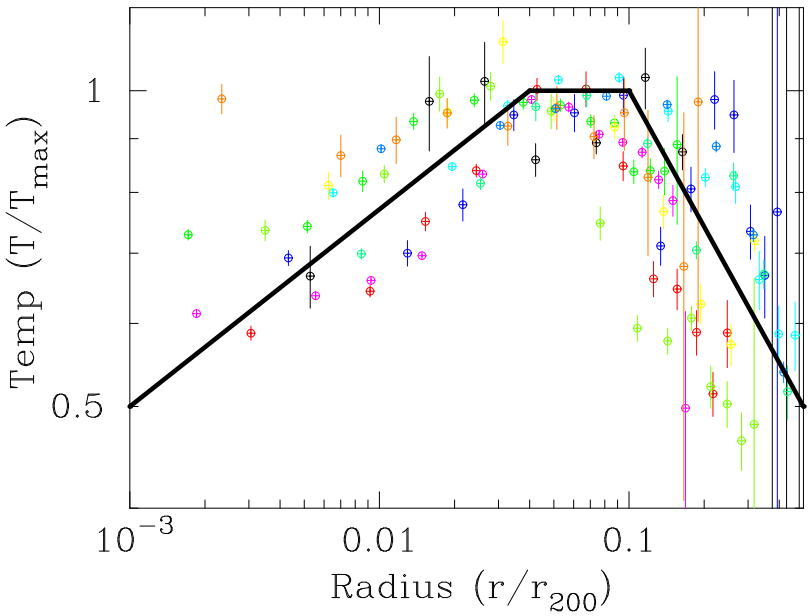


図 5.18: 式 (5.2) に用いた温度の半径分布の平均値。

図 (5.19) は温度を考慮した全重力質量分布である。値が飛んでいるところは温度分布の不連続に折り曲げているところに相当するので、その部分は無視して欲しい。この図を見ると、中心から離れた外側で銀河団の平均的な NFW 分布より下回っている。内側では逆に大きく上回っているものがある。そこでこの質量分布のエラーを調べ、この低さが有意かを確認する。

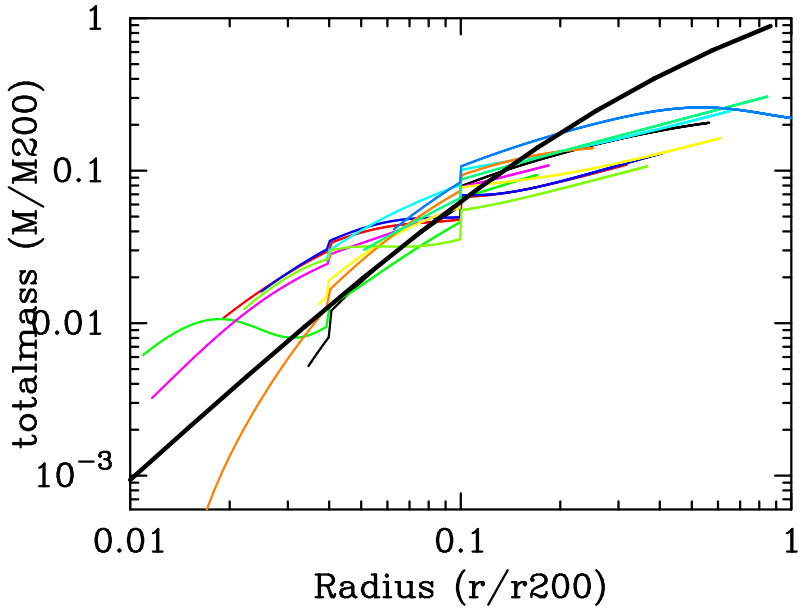


図 5.19: 温度を考慮した全重力質量分布

ダブルベータモデルで得られた 3 つのパラメータ、β、コア半径、normalization の値をエラー範囲内でランダムに選びとって 100 回質量計算を行なった (図 5.20)。NGC5353 を除くとどれも 2 倍程度に収まっている。

次に、温度による違いを比べる。これまでの計算では全ての銀河群に対し、平均的な温度分布を用いてきた。しかし実際の温度分布は $0.1(\mathrm{r}/\mathrm{r}_{200})$ より外側では内側に比べて銀河群ごとの差が大きい。そこで外側の温度を変えて計算を行なった。図 (5.21) は Pavo group で温度を 20% 変えてエラーも考慮して計算を行なった。

この図から温度の平均分布の範囲では結果にあまり変化がないことがわかった。

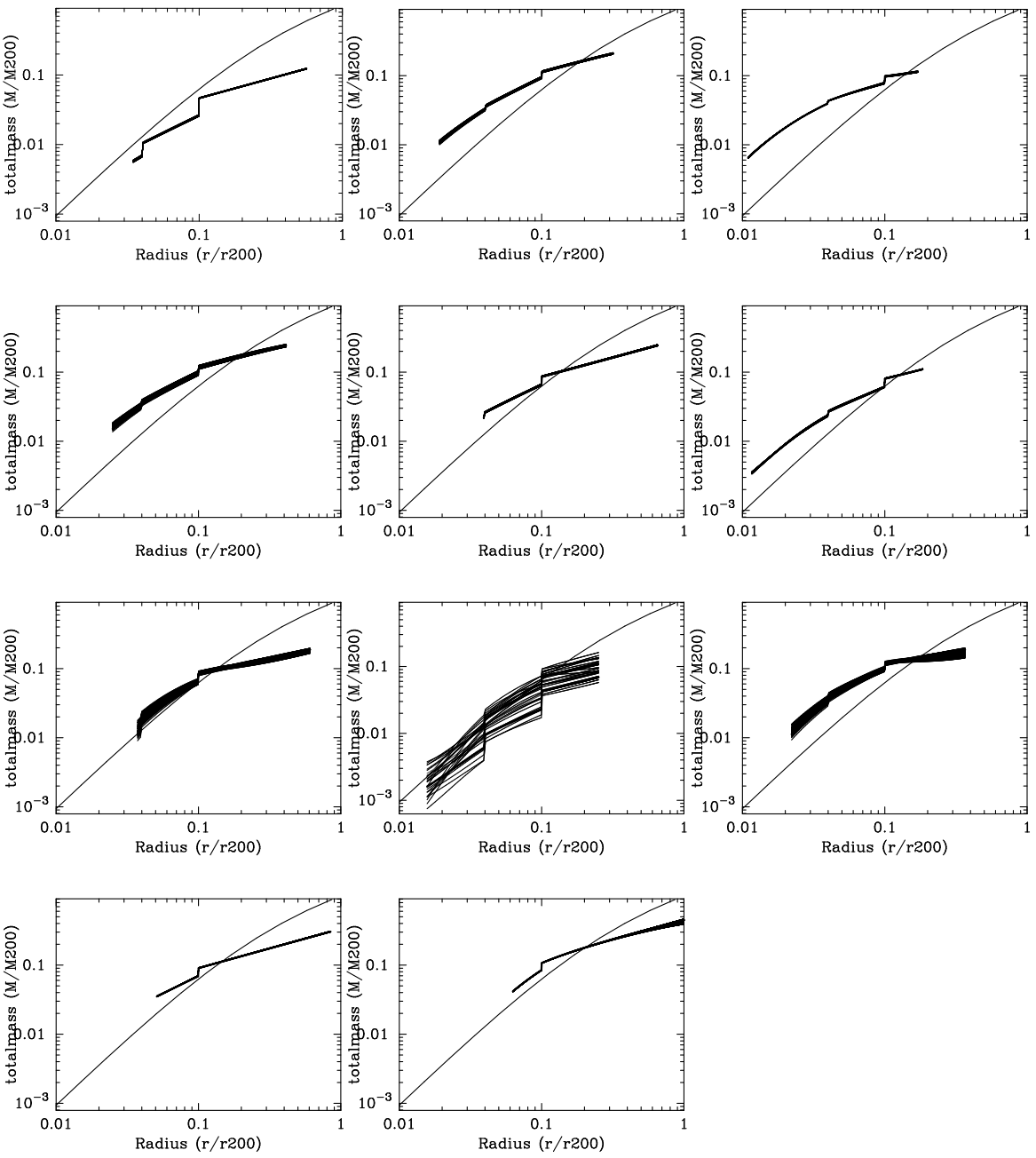


図 5.20: 各銀河群の温度変化を考慮した全重力質量分布のエラー

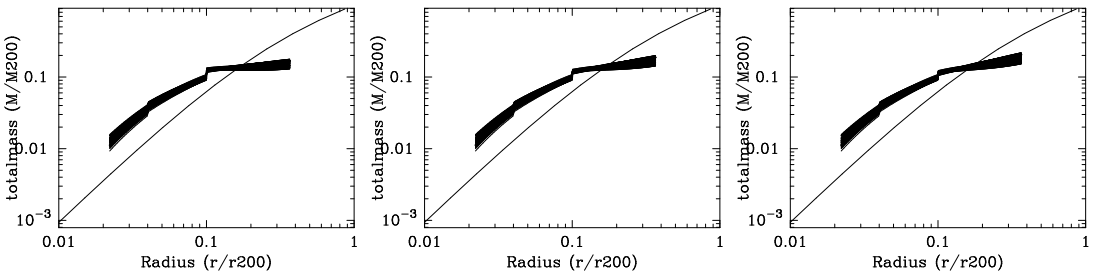


図 5.21: Pavo group で $0.1(r/r_{200})$ より外の温度を 20% ずつ変えて計算したもの。左から順に (20% 低い)(標準)(20% 高い)

第6章　Disscusion

6.1　結果のまとめ

X線で明るい銀河団では中心から外側までの広範囲な観測や解析が進んでいるのに対し、銀河団より暗い銀河群の研究の報告は少ない。そこで今回は中心にcD銀河をもつ銀河群11個についてXMM-Newtonのデータを用いて解析を行なった。解析の結果は以下のようにまとめられる。

6.2　銀河団との共通点

non-cool coreな銀河群は中心付近のアバンダンスがcool coreな銀河群より低い。また、密度の半径分布も中心付近でフラットになっている。これらの特徴は銀河団の場合と全く同じであり、non-cool coreな銀河群も銀河団と同じプロセスで形成されたことがわかる。

6.2.1　cool coreな銀河群

cool coreな銀河群の温度分布、アバンダンス分布は銀河団の場合と非常に似ており、中心部の低温成分は銀河団と同じくcooling flowで説明できる。図6.1はcooling timeの半径分布で、これを元に求めたcooling半径が表6.1である。cooling半径と温度が下がり始める半径は近い値となり、放射による冷却だとわかる。

HCG62	NGC410	NGC4325	NGC5044
45.5	27.5	53.5	83.0
NGC5129	Pavo	RGH80	Sersic159-03
18.0	24.0	27.0	46.5

表6.1 銀河群のcooling半径 R_{cool}(kpc)。

6.2.2　non-cool coreな銀河群

non-cool coreな銀河群の特徴は銀河団のそれと似ており、スケールの違いはあっても同じような進化の過程を経てきたことが伺える(図2.9)。

銀河団においてnon-cool coreな構造になる原因の一つとして、cD銀河の別の銀河との衝突が考えられている。2つ(あるいはそれ以上)の銀河が交差するとそれらの重力でIGMがかき混ぜられて温度やアバンダンス分布が周囲と均一化するためである。この場合、中心部でのIGMの密度がcool coreな銀河群より小さくなり、周囲の密度分布の傾きもフラットになることが予想さる。

図5.13を見ると、non-cool coreな銀河群HCG51とNGC5353の中心密度はその他の銀河群より1桁ほど低く周囲の分布も確かにフラットになっており、銀河団の場合での典型

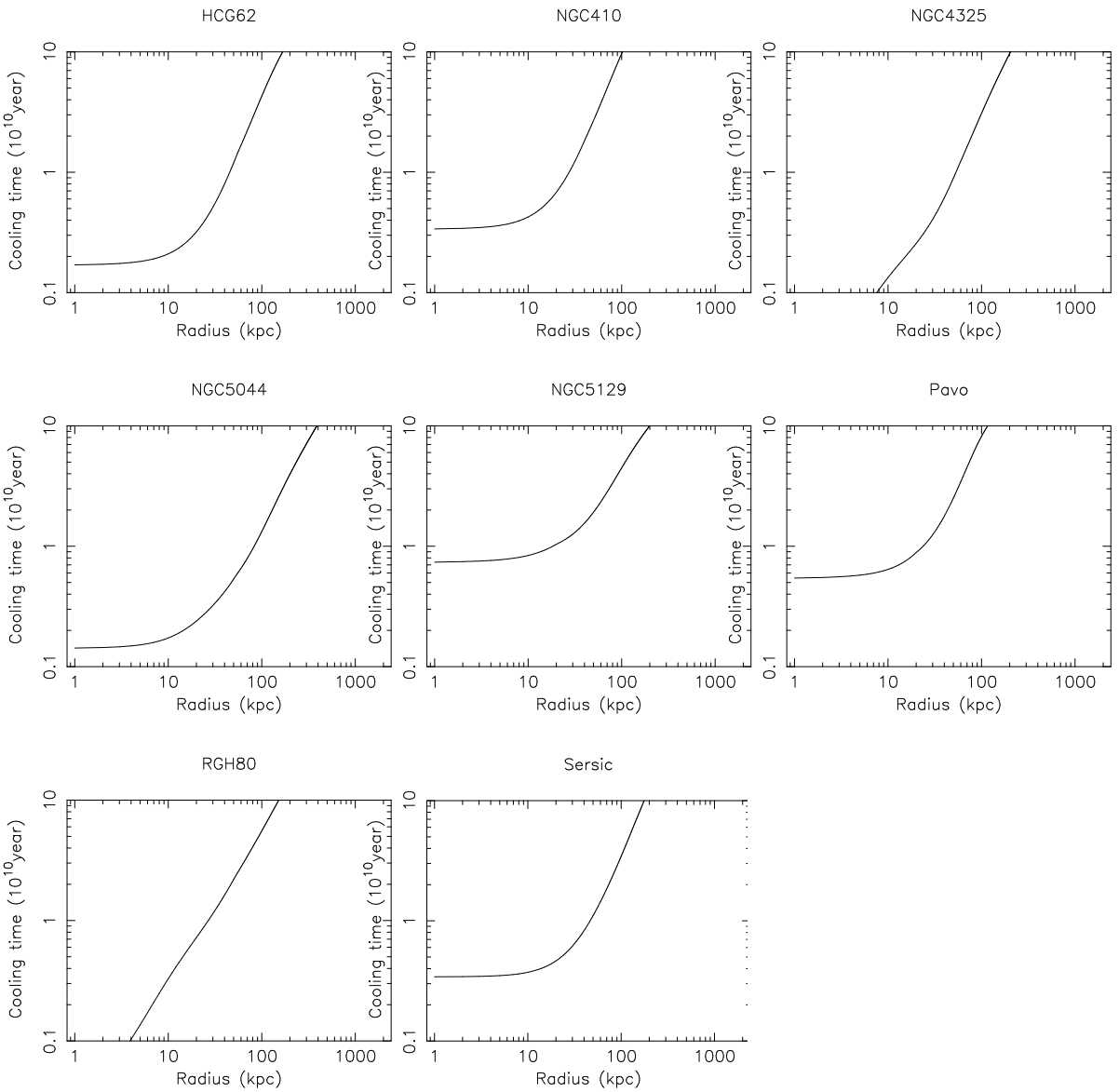


図 6.1: IGM の cooling time の半径分布

的な non-cool core タイプである。これらの銀河群のメンバー銀河の分布を確認すると非常に狭い領域に複数の銀河が存在しており、矛盾しない。

これらの事実は、銀河群スケールにおいても銀河団スケールと同じく系の進化が現在も進行していることを示している。

6.3 銀河団との相違点

6.3.1 温度の半径分布

銀河群の温度の半径分布は一見銀河団と同じ形をしているように見えるが、スケール半径でプロットすると銀河団よりずっと中心に偏った分布をしている。この解釈の一つとして、ビリアル半径が式 2.28 や式 2.30 の値より小さいのではないかと思われる。銀河団に比べ冷たい銀河群では実際にその傾向にあるらしく、Sun et al.(2006) によると銀河群 NGC1550 では式の 60% ほどになったと報告している。しかし銀河群と銀河団でピーク温度になる半径やその外側の温度が下がり始める半径が銀河団の約 1/5 と小さく、この差はスケール半径の不正確さでは説明しきれない。

この違いの原因として、ほとんどの銀河群でピーク温度が中心から 50-100kpc 付近にあることから、cD 銀河の影響の可能性を考える。David,Forman & Jones(1991) のシミュレーションによると、cD 銀河から IGM への銀河風は周囲の IGM を温めるのに十分なエネルギーをもっている。銀河群の半径に対する急激な温度変化は cD 銀河による銀河風などによる加熱が原因かもしれない。

その場合銀河風などの cD 銀河が IGM を加熱するプロセスの原因として超新星爆発があり、超新星爆発頻度は星の量に比例するので爆発頻度の高い銀河は低い銀河に比べて可視光光度 L_B が明るいことが予想される。そこで cool core と non-cool core で L_B を比較したが、相関は見られなかった。

次に考えられることとして、銀河群は銀河団よりダークマターに対する高温ガスの量が少ないという可能性がある。スケールに対してガスが少ないために中心付近にしか存在せず、そのためにピーク温度が内側にずれてしまっていると考えられる。銀河群は銀河団より全質量に占めるガス質量が少ない傾向にあることもこの考えを支持する。

6.3.2 質量分布

銀河群の全重力質量分布は NFW モデルより内側で大きく外側で小さい。内側で大きいのはこれまでの研究から cD 銀河の質量が見えていると思われる。

外側で小さい理由はいくつか考えられる。一つ目は、純粋にダークマターが少ない可能性である。しかし、静水圧平衡に達しているなら NFW に合うはずであり、ダークマターは大きく動かないと考えられるため (むしろダークマターに他の物質が引き寄せられる) 矛盾する。

二つ目は、IGM が静水圧平衡に達していない可能性である。NFW モデルは静水圧平衡を仮定した銀河団に対するものであるため、もし銀河群が静水圧平衡に達していない場合には適用できなくなる。静水圧平衡に至る過程として周囲のガスが銀河群のポテンシャルに落ち込んでいることが考えられる。この場合周囲のガスは圧力平衡に達するまでに温まるが、静水圧平衡の場合に比べると中心に近い距離まで冷たいガスが存在していることも考えられる。これはスペクトル解析で得られた温度分布に矛盾しない。銀河群は銀河団と

違い、形成過程のものの比率が高いのかもしれない。

また、6.2 でも述べたようにビリアル半径 (r_{200}) が小さかった場合、M_{200} の値も小さくなる。そこで r_{200} を式 2.28 で得られる値の 0.8 倍、0.6 倍、0.4 倍の場合をそれぞれ仮定してスケーリングした (図 6.2)。

今回解析を行なった銀河群では 0.8 倍の場合が NFW によく合っており、銀河群のビリアル半径は近似式より小さいという仮定に矛盾しない。もしこの方法が正しいならば銀河団との相似性は保たれるが、ビリアル半径の近似式が銀河団とは異なることになる。これに関してはもっと多くの銀河群を調べていく必要がある。

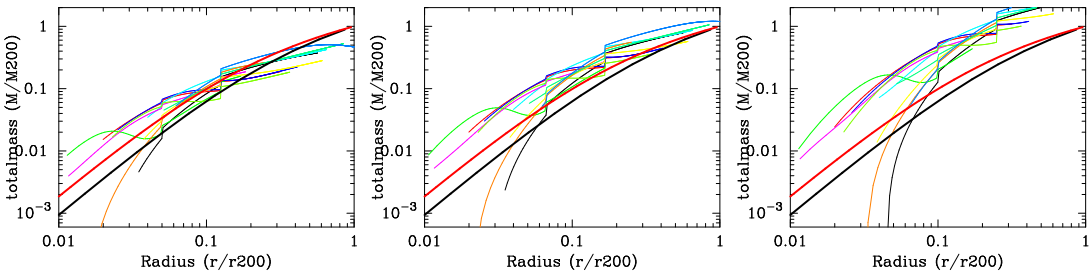


図 6.2: 左から順に、r_{200} を 0.8 倍、0.6 倍、0.4 倍にしてスケーリングし直した全重力質量分布の図。黒い太線と赤い太線はそれぞれ式 2.31 の c が 4 と 7 のときの NFW

6.4 結論

銀河団で見つかった温度分布やアバンダンス分布の cool core、non-cool core の分類が銀河群にも適用できることがわかった。また、銀河群は銀河団に比べて cD 銀河の影響が強く、構造が半径に対して急であることもわかった。以上の性質は銀河群が銀河と銀河団の中間的なものであることを示している。

銀河群の研究はそれ自体の構造がわかるだけでなく、銀河団を含めた宇宙の階層構造の起源を探ることに繋がる。また、昨年打ち上がったすざく衛星は Newton 衛星よりバックグラウンドが低く、視野と有効面積で Chandra より優れていることから暗い銀河群を観測するのに適しており、観測が本格的に進めば銀河群の研究がさらに進むことが期待される。

References

Anders,E., & Grevesse,N., 1989, Geochimica et Cosmochimica Acta,vol.53, 197-214
Bahcall,N.A., & Lubin,L.M., 1994, ApJ, 426, 513
DeGrandi,S.,& Molendi,S., 2001, ApJ, 551, 153
Doe,S.M., Ledlow,M.J., Burns,J.O., & White,R.A., 1995, Astron.J., 110, 46
Ebeling,H. et al., 1994, ApJ, 436, 44
Evrard,A., Metzler,C.A.,& Navarro,J.F., 1996, ApJ, 469, 494
Fabian,A.C. et al., 1980, MNRAS, 193, 175
Fabian,A.C., Hu,E.M., Cowie,L.L., & Grindlay,J., 1981, APJ, 248, 47
Fukazawa,Y., Botoya-Nonesa,J.G., Pu,J., Ohto,A., & Kawano,N., 2006, ApJ, 636, 698
Ikebe,Y. et al., 1996, Nature, 379, 427
Kahn,F.D., & Woltjer,L., 1959, ApJ, 130, 705
Katayama,H., et al, 2003, ApJ, 585, 687
Liedahl,D., Osterheld, A., & Goldstein,W., 1995, ApJ, 438, L115
Mulchaey,J.S. et al., 1996, ApJ, 456, 80
Mulchaey,J.S., & Zabludoff,A.I., 1998, ApJ, 469, 73
Navarro,J.F., Frenk,C.S., & White,S.D.M., 1996, ApJ, 462, 563
Navarro,J.F., Frenk,C.S., & White,S.D.M., 1997, ApJ, 490, 493
Pointecouteau,E., Arnaud,M., & Pratt,G.W., 2005, A& A, 441, 893
Ponman,T.J. et al., 1996, MNRAS, 283, 690
Raymond,J.C., & Smith,B.W., 1977, ApJS, 35, 419
Silvano,Molendi., 2004, AIPC, 703, 345
Sun,M., Forman,W.,& Vikhlinin,A., 2003, [arXiv:astro-ph/0308037]
Sutherland,R.S., & Dopita,M.A., 1993, ApJS, 88, 253
Xue,Y.J.,Bohringer,H.,& Matsushita,K.2004,A& A,833,845

謝辞

本論文を作成するにあたり、多くの方にお世話になりました。
指導教官である深澤先生には高エネルギー宇宙物理に関する基礎知識から解析方法、研究の進め方まで多くのアドバイスを頂きとても勉強になりました。大杉先生には研究報告での場で研究者としてのありかたを学ぶことができました。山下先生、川端先生、水野先生にも様々な視点から指摘をいただきました。
厚く感謝申し上げます。
また川埜さんと戸塚さんには、銀河群・銀河団のＸ線解析の方法や研究結果の議論を通じてアドバイスを頂きありがとうございます。
その他、コンピュータやプログラム関連でサポートしてくださった大野さん、高橋君、千代延君、普段の生活で支えてくださった同じ部屋のみなさん、同期の仲間として励ましてくれた M2 のみなさん、ありがとうございます。
最後に、これまで心身共に支えてくれた家族に謝意を表します。ありがとうございます。