

銀河群における重力質量分布の X線詳細測定

夫 才 修

M032361

広島大学理学研究科物理学専攻
高エネルギー宇宙・素粒子実験研究室

2005年 2月 10日

概要

銀河群は数個から十個程度の銀河によって構成され、銀河団と銀河の間間的な階層を成している天体である。赤方偏位サーベイによれば、近傍宇宙における銀河のおよそ70%が銀河群に属している事が示された。この事実は銀河群を研究する事は、銀河の形成・進化を探るうえでも重要になってくる事を意味する。銀河群内に満ちている高温ガス(IGM; Intragroup Medium)の温度は $\sim 10^7$ Kで、X線の放射領域となる。IGMは重力的に閉じ込められているため、IGMのX線輝度と温度の分布から銀河群の全重力質量を見積もることができる。しかし、この値は銀河の質量を足し合わせたものよりもはるかに高く、大量の”missing mass”がある事を意味する。X線観測から得られる高温ガスの質量を合わせても、この”missing mass”問題は説明できず、ダークマターの存在を示唆する結果となる。このように銀河群は、ダークマター、高温ガスと銀河がその構成要素となっており、それらは銀河群の重力ポテンシャルによって閉じ込められている。特にダークマターは銀河群の全質量の大部分を担っており、これらの情報は、銀河や宇宙の進化をさぐるうえでとても重要となってくる。

今回我々はChandra衛星の観測データを用いて銀河群の重力質量の測定を行なった。Chandra衛星は位置分解能が0.5秒角と、過去のX線天文衛星よりも優れており、銀河群中心部の詳細測定に適している。今回の解析結果、全てのサンプル銀河群のX線輝度分布は二成分から構成されており、高温ガスの分布が、中心の楕円銀河成分と外側に広がった銀河群成分との階層的な空間スケールを持ち合わせていることがわかった。X線輝度分布から求めたIGMの密度分布と、スペクトル解析から得られた温度分布を使い、静水圧平衡を仮定して銀河群の全重力質量分布を求めた。全重力質量分布と星質量分布、ガス質量分布を比較したところ、中心部では全重力質量のほとんどを星質量で賄えるのに対し、外側ではダークマターが主成分になっている。この結果は中心部の楕円銀河は星が支配的で、外側の銀河群スケールではダークマターが支配的になっていることを示す。このように、銀河群において重力質量分布も階層的な二つの空間スケールがあると示唆された。

目次

第1章	Introduction	3
第2章	銀河群の X 線観測	5
2.1	IGM からの放射	5
2.1.1	X 線放射の形態	5
2.1.2	X 線スペクトル	5
2.2	銀河群の質量分布	7
2.2.1	星質量分布	7
2.2.2	等温静水圧平衡	7
2.2.3	ベータモデル	8
2.2.4	二温度共存モデル	10
2.2.5	Deprojection 解析	11
2.2.6	NFW プロファイル	12
2.3	銀河群の X 線特性	14
2.3.1	β_{spec}	14
2.3.2	重元素比	14
2.3.3	$T - \sigma$ の相関	15
2.3.4	$L_X - \sigma$ 、 $L_X - T$ の相関	15
2.3.5	メンバー銀河と光学的光度	17
2.4	重力ポテンシャルの二重構造 ~ 本研究の目的 ~	17
第3章	X 線天文衛星 <i>Chandra</i>	19
3.1	概要	19
3.2	High Resolution Mirror Assembly (HRMA)	20
3.2.1	HRMA の概要	20
3.2.2	HRMA の有効面積	21
3.2.3	Point Spread Function (PSF)	21
3.3	Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS)	22
3.3.1	ACIS の概要	22
3.3.2	検出原理	23
3.3.3	Event Grades	25
3.3.4	位置分解能	27
3.3.5	エネルギー分解能	27
3.3.6	Background	28

第4章	観測データ	30
4.1	サンプル銀河群	30
4.2	データリダクション	31
4.2.1	リプロセス、グレード選択	31
4.3	スペクトル解析	31
4.3.1	レスポンス関数	32
4.3.2	バックグラウンド	32
4.3.3	モデルスペクトル	33
4.4	イメージ解析	34
第5章	解析結果	35
5.1	スペクトル解析による半径分布	35
5.2	X線表面輝度分布	40
5.2.1	ベータモデルによるフィッティング	40
5.2.2	ダブルベータモデルによるフィッティング	43
5.3	質量分布	47
5.3.1	ガス質量、星質量	47
5.3.2	全重力質量	47
5.3.3	ガス質量、星質量、全重力質量の比較	50
5.4	二温度共存モデルプロファイル	54
5.4.1	二温度フィッティング	54
5.4.2	二温度モデルによる全重力質量	55
5.5	deprojection によるモデルに依存しない 質量分布の導出	60
5.5.1	deprojection によるスペクトル解析	60
5.5.2	deprojection による質量分布	64
5.5.3	NFW プロファイルによるダークマター分布	67
第6章	Discussion	71
6.1	結果のまとめ	71
6.2	銀河団との比較	71
6.3	渦巻銀河との比較	73
6.4	Conclusion	75

第1章 Introduction

銀河群とは、5 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である IGM(Intragroup Medium) が満ちており、それらの X 線での観測領域となる。銀河群には球形に近いものと不規則なものと大きく二つに分けられる。不規則な形の銀河雲には渦巻銀河が多く分布されている。一方、球形の銀河群では中心に cD 銀河が位置し、その正体は巨大な楕円銀河である。この cD 銀河は銀河群の重力ポテンシャルの底に居座り、可視光、X 線で最も明るく見える。

X 線観測がなされる前の銀河群観測に対して、Kahn & Woltjer(1959) は星質量では説明できない”missing mass”があると指摘し高温プラズマの存在を示唆した。しかし、X 線観測により高温プラズマの存在は確認できたものの、依然として”missing mass”問題は解決せず、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学的候補と素粒子物理学的候補がある。前者は暗い天体を候補とし、後者に関しては非バリオンのダークマターとなっている。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、HDM は有質量のニュートリノであるのに対し CDM はまだ未発見の素粒子、アクシオンと超対称性粒子が候補となっている。これらの内、宇宙の階層構造におけるボトムアップシナリオにうまく対応しているのが CDM である。現在、この CDM が作る自己重力系に対する分布を表すモデルで、最も有力なのが NFW モデル (Navarro, Frenk, & White 1996) である (§2.2.6)。観測の結果、この NFW モデルは銀河団に対してはうまく合うが、矮小銀河の中心部では合わないという報告がなされている。また、それらの中間的階層である銀河や銀河群に合うかは、まだはっきりとわかっていない。

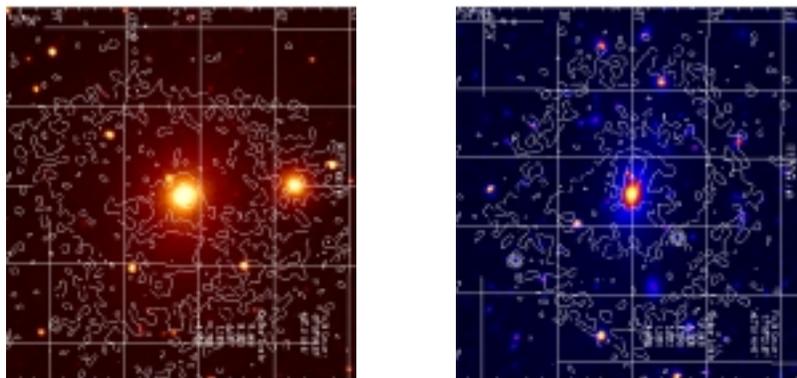


図 1.1: 可視光イメージと X 線光度の等高線。NGC507(左) と IC1262(右)。

Einstein(1978 – –1981) の観測によって銀河群の中心領域ではガス温度が低下していることが明らかになり、この観測結果より Cooling Flow モデル (Fabian 1994) が提唱され、中心での X 線輝度分布の集中の原因とされた。Cooling Flow モデルはガス密度が高い銀河群中心部が、X 線放射によって冷却され圧力が下がり生じるガスの流れ込み現象を言う。しかし、このモデルは観測的結果と幾分の矛盾点を持っている。一方、*ASCA* の観測によると銀河群は重力ポテンシャルの二重構造を持つことがわかり (Ikebe 1995)、このことによって中心の X 線輝度分布のピークをうまく説明することができる。また、この観測結果は銀河群中心部での温度低下とも合う。この二つの空間的スケールの特徴は、重力質量において支配的であるダークマター分布にも持つと思われるが、このことは NFW モデルの分布と一致しない。従って、銀河群の重力質量を詳しく調べダークマター分布を探ることは、ダークマターそのものの性質を解明することに対しても重要となってくる。

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、最初はなかなか観測されなかったが、1990 年代の *ROSAT*、*ASCA* による観測により飛躍的な発展を遂げた。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の組合せであり、それらは密度が低い高温プラズマ (IGM; Intragroup Medium) の存在を示す。銀河団の高温プラズマ (ICM; Intracluster Medium) の典型的な温度では、ほとんど全ての重元素が十分にイオン化され、X 線放射は熱制動放射による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 ではいくらかの電子を保持し、輝線が支配的になる。

銀河群の X 線形態は、観測されるその X 線光度の領域によって違ってくる。高い X 線光度 ($L > 10^{42}$ erg/s) を持つ銀河群は幾らかの規則的な形態が見られ、その X 線放射はたいていメンバー銀河によって決まる光学的領域を越えて広がっている。X 線放射のピークは、一般的に中心の楕円銀河の位置と一致し、それは光学的にもメンバー銀河の中で最も輝いて見られる。また、その楕円銀河は銀河群の空間的重心で決められるポテンシャルの中心とも一致する。従って、中心で最も輝いている楕円銀河は力学的に銀河群の中心に位置する。これらの形態的特性は cD 銀河を含む銀河団のそれと類似する。

一方、低い X 線光度 ($L < 10^{42}$ erg/s) の銀河群の X 線形態は、不規則であると知られている。X 線光度の低い銀河群では特定の中心的な銀河がなく、X 線放射は様々な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。低 X 線光度での X 線形態の変化は、X 線放射の性質の変化を示すと思われる。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 線放射が銀河群全体のポテンシャルと、個々の銀河のポテンシャル内の星間ガスとの両方から由来するというものであり、低い速度分散系では後者の成分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における広がった X 線放射源として、銀河群内で銀河どうしが衝突することによって生じるガスの加熱も考えられる。

2.1.2 X 線スペクトル

IGM の密度は低く ($\sim 10^{-3}$ cm $^{-3}$)、高温 ($\sim 10^7$ K) プラズマ状態である。そのため、IGM の放射は熱制動放射 (free-free 放射) の連続成分と輝線放射からのライン成分の重ね合わせになる。熱制動放射の emissivity は、以下のように与えられる。

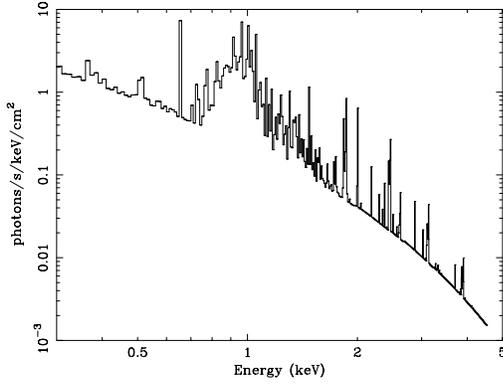


図 2.1: 温度 1keV, アバダンス 1solar の高温プラズマからの放射スペクトル.

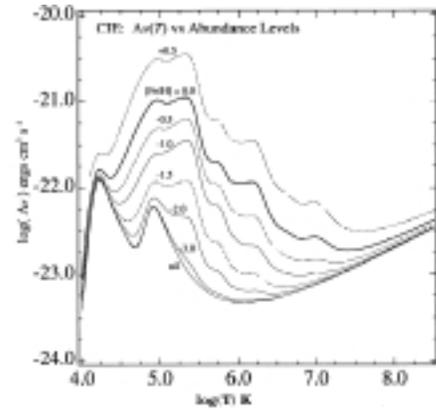


図 2.2: 高温プラズマの cooling function. 太い実線がアバダンスが 1solar での値。アバダンスを変化させたときの値を他の線で示してある。(Sutherland & Dopita 1993) .

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

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} はガウント因子で温度と周波数に依存する。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ることができる。

$$\begin{aligned} \epsilon^{ff} &= \int_0^{\infty} \epsilon_{\nu}^{ff} d\nu \\ &\sim 1.4 \times 10^{-27} n_e^2 T^{-1/2} \sum_i g_B \quad (\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3}) \end{aligned} \quad (2.2)$$

g_B は平均ガウント因子であり、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くてはならない。輝線放射の emissivity ϵ_{ν}^{line} を用いると、IGM からの全 X 線光度は

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

と与えられる。 $\Lambda(T, A)$ 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。最も一般的なのは、Raymond-Smith モデル (Raymond & Smith 1977)、MEKAL モデル (Liedahl, Osterheld & Goldstein 1995) などがある。

IGM から放射される X 線は、我々が観測するまでに低温ガスによって光電吸収を受ける。この吸収体となる低温ガスは、銀河群そのものや天の川銀河に付随するものである。従って、観測されるまで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著しく減少する。このように IGM からの X 線放射を観るときは、制動放射とライン放射の放射メカニズムだけではなく光電吸収を考慮しなくてはならない。

2.2 銀河群の質量分布

銀河群は、星、IGM、及びダークマターで構成されている。この内、IGMの質量と星の質量を足し合わせたとしても、銀河群の全重力質量の1割程にしかみえない。従って、自己重力系である銀河群の9割の質量はダークマターが担っていることになる。直接観測不可能なダークマターは、全重力質量、星、IGMの質量を見積もることでその分布を知ることができる。可視光観測での銀河群に対する全重力質量は、ビリアル定理を適用することによって得ることができるが、明るい4-5個の銀河速度からなるこの測定方法は信頼性に欠ける。一方、IGMから放射されるX線のデータを用いると、より良い精度で解析することができる。

2.2.1 星質量分布

cD銀河を含む銀河群の中心には巨大楕円銀河が居座っている。従って、銀河群の中心の星質量はこの巨大楕円銀河によるものである。一般的にある天体の明るさを示す指標としてよく用いられるのが、質量-光度比 M/L_B である。太陽に対しては $(M/L_B)_\odot = 0.5 \text{ g s/erg}$ となっており、 $(M/L_B)_\odot$ を単位として用いる。楕円銀河の M/L_B はおよそ8であり、楕円銀河の質量は可視光観測の光度を8倍することによって求めることができる。こうして求められた質量に対して、三次元半径における星の質量密度分布は以下のように書ける (Mellier & Mathez 1987)。

$$\rho(R) = \rho_0 \left(\frac{R}{a} \right)^{-0.855} \exp \left[- \left(\frac{R}{a} \right)^{1/4} \right] \quad (2.4)$$

ここで、 $a = r_e / (7.67)^4$ であり、 r_e は effective radius である。effect radius は、可視光の全光度の半分が含まれる半径を表している。また、 ρ_0 は、

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

である。ここで、 M_{tot} 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、

$$M_{star}(< R) = \int_0^R 4\pi R'^2 \rho(R') dR' \quad (2.5)$$

で求めることができる。

2.2.2 等温静水圧平衡

銀河群を満たす高温ガスはプラズマ状態にあり、イオンと電子が自由に運動することができる。イオンと電子がクーロン衝突を起こす場合、イオン、電子の平均自由行程 λ は、

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

この値は銀河群の大きさ $\sim 1 \text{ Mpc}$ に比べてとても小さいので、IGMは collisional な流体として扱うことができる。これらの密度むら無くするのに必要な時間は、音波が銀河群を横

切る時間と考えてよい。この sound crossing time は、

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

である。銀河群の年齢 $\sim 10^{10}$ 年よりも十分に短いことから IGM は静水圧平衡状態であると考えることができる。IGM が等温で静水圧平衡であると仮定すると、圧力勾配と重力のつりあいから、IGM は以下のように表される。

$$\nabla P_{gas} = -\rho_{gas} \nabla \phi \quad (2.6)$$

ここで、 P_{gas} は IGM の圧力、 ϕ は重力ポテンシャル、 ρ_{gas} は IGM の質量密度で $\rho_{gas} = \mu n_{gas} m_p$ と書ける。ここで、 n_{gas} は電子とプロトンを含む IGM の数密度、 m_p はプロトンの質量、 μ は平均分子質量でおよそ 0.6 である。理想気体の状態方程式によりガスの圧力は以下のように表される。

$$P_{gas} = n_{gas} kT \quad (2.7)$$

ここで、 k はボルツマン定数である。さらに銀河群が球対称だと仮定することにより式 (2.6) は

$$\frac{kT(R)}{\mu m_p} \frac{d \log n_{gas}(R)}{dR} = -\frac{d\phi}{dR} \quad (2.8)$$

と書ける。 R は銀河群中心からの三次元半径である。半径 R 内に含まれる全重力質量 $M_{tot}(R)$ はニュートンの方程式

$$\frac{d\phi}{dR} = \frac{GM_{tot}}{R^2} \quad (2.9)$$

と式 (2.8) より

$$M_{tot}(< R) = -\frac{kT(R)R}{\mu m_p G} \left(\frac{d \log n_{gas}}{d \log R} + \frac{d \log T}{d \log R} \right) \quad (2.10)$$

と表すことができる。ここで、 G は重力定数である。このように、IGM の温度分布 $T(R)$ と密度分布 $n_{gas}(R)$ を X 線観測で測定することによって、銀河群の全重力質量が得られる。また、IGM の密度を空間積分することで、ガスの質量 M_{gas} を見積もることもできる。

$$M_{gas}(< R) = \int_0^R 4\pi R'^2 \mu m_p n_{gas}(R') dR' \quad (2.11)$$

以下は密度分布 n_{gas} の求め方を紹介する。

2.2.3 ベータモデル

IGM の X 線観測から、IGM の密度分布を得ることができる。等温静水圧平衡状態にあり、自己重力系であるとする質量を担う粒子についての式 (2.8) は以下のように書き換えられる。

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

ここで $\sigma(R)$ は速度分散で、 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

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G \rho \quad (2.13)$$

によって与えられる。これらの近似式は、King モデル (King 1962) によって以下のように表される。

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

ここで、 ρ_0 は中心の質量密度、 r_c はコア半径である。先述したように銀河群内の質量はダークマターが 9 割りを占めており、この King モデルによる質量密度はダークマターに対するものだとも言える。この質量密度分布はコア半径 r_c から内側で平坦なコアを形成する。従って、このモデルによるとダークマターの質量分布は銀河群の中心付近でフラットになる。これらの議論は §2.2.6 で詳しく述べる。次に、パラメータ β を以下のように定義する。

$$\beta \equiv \frac{\mu m_p \sigma^2}{kT} \quad (2.15)$$

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 (2.8) は、次のように表すことができる。

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

式 (2.12) と式 (2.16) から、 $n_{gas}(R) \propto \rho^\beta(R) \propto n_e(R)$ となるので、IGM の密度分布は以下のようなになる。

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

これをベータモデルと言う。

式 (2.3) からわかるように、単位体積あたりの X 線放射光度は $n_e^2 \Lambda(T, A)$ 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であり、

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

となる。 r は二次元射影面での中心からの半径で、 S_0 は n_0^2 に比例する定数で、

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

となる。このように、ベータモデルを用いると、銀河群の表面輝度分布を観測から得ることによって、原理的に IGM の質量数密度を求めることは可能である。しかし、*ASCA*、*ROSAT* の観測によると、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という報告がなされている。これは銀河群が中心部で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輝度を説明するモデルとし、NFW モデル (§2.2.6) やダブルベータモデルが挙げられる。ダブルベータモデルは異なった二つのベータモデルからの放射の足し合わせたものであり、狭くて明るいベータモデルと広くて暗いベータモデルの重ね合わせだと期待される (Makishima 1995)。このようなダブルベータモデルで銀河群の放射をうまく表せる理由の一つとして、放射が中心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 (Mulchaey & Zabludoff 1998)。

ダブルベータモデルの emissivity は、

$$\epsilon = n_1(R)^2 \Lambda(T, A) + n_2(R)^2 \Lambda(T, A) \quad (2.20)$$

と表される。ここで、 n_1 と n_2 は各ベータモデルでのガス数密度である。また、ダブルベータモデルによる IGM の密度は、

$$n(R) = \sqrt{n_1(R)^2 + n_2(R)^2} \quad (2.21)$$

となる。

2.2.4 二温度共存モデル

長年銀河団、銀河群内における高温ガスは等温で分布されていると思われていた。しかし、*ASCA* や *ROSAT* と言った近年の観測によって、多くの銀河団、銀河群の高温ガスは等温ではなく、中心領域で減少していることがわかった。*ASCA* と *ROSAT* の観測によると、銀河団の中心銀河付近の高温プラズマ分布を説明するモデルとして、二温度共存モデルが示唆された (Ikebe et al. 1999, Makishima et al. 2001)。このモデルによれば、低温成分の塊が高温成分の中に分布していると考えられ、ある半径での温度は低温成分の量によって決まる (図 2.3)。低温成分の塊が、高温成分に押し潰されぬためには、両成分は圧力平衡にあらなければならないので、

$$P_{gas} = n_c k T_c = n_h k T_h \quad (2.22)$$

が成り立つ。ここで n_c 、 n_h 、 T_c 、 T_h は低温、高温それぞれの密度と温度である。単位体積あたりに低温成分が占める割合を filling factor $f(R)$ ($0 < f < 1$) で表すと emissivity は

$$\epsilon(R) = f(R) n_c^2(R) \Lambda(T_c) + (1 - f) n_h^2(R) \Lambda(T_h) \quad (2.23)$$

となる。スペクトル解析から、低温、高温成分の emission measure

$$\eta_c = n_c^2 f, \quad \eta_h = n_h^2 (1 - f) \quad (2.24)$$

を得ることによって、式 (2.22) と式 (2.24) から低温、高温各成分の密度分布を以下のように見積もることができる。

$$n_c = \sqrt{\eta_c + \eta_h \left(\frac{T_h}{T_c}\right)^2}, \quad n_h = n_c \frac{T_c}{T_h} \quad (2.25)$$

$$f = \left(1 + \frac{\eta_h}{\eta_c} \left(\frac{T_h}{T_c}\right)^2\right)^{-1} \quad (2.26)$$

このとき、式 (2.10) での n_{gas} は、

$$n_{gas} = fn_c + (1 - f)n_h \quad (2.27)$$

と与えることで、全重力質量と高温ガスの質量を求めることができる。

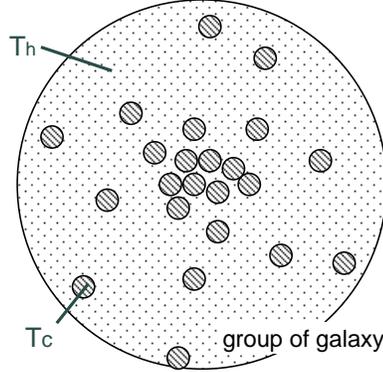


図 2.3: 二温度モデルの概略図

2.2.5 Deprojection 解析

観測される銀河群の X 線放射は、視線方向に積分されており二次元投射されたものである。従って、直接観測される半径分布は二次元半径によるものとなる。得られた二次元の情報を三次元の情報へと変換する方法を、deprojection 解析と言う。この解析法は銀河団に対して初めて適応された (Fabian et al. 1980, Fabian, Hu, Cowie, & Grindlay 1981)。ここでは、池辺 (Katayama 2003)、片山 (Ikebe et al. 2004) による方法を用いている。以下はその内容を紹介する。

より簡単に deprojection を行なうため、銀河群は球対称だと仮定する。deprojection 解析の概略図を図 2.4 に示す。銀河群を二次元半径 r_1, r_2, \dots, r_{N+1} で区切って、N 個のリングのスペクトルを作ったとする。銀河群を三次元半径 R_1, R_2, \dots, R_{N+1} の N 個の球殻で区切ったとき、 i 番目の球殻の emissivity を e_i とすると、 j 番目のリングでの emissivity S_j は、

$$S_j = \sum_{i=j}^N V_{ij} e_i \quad (2.28)$$

ここで S_j は j 番目の輪からの放射、 e_i は i 番目の球殻からの放射、 V_{ij} は j 番目の二次元半径の円筒と i 番目の球殻の交差する領域の体積である。この V_{ij} は次のように計算される。

$$V_{ij} = \begin{cases} \frac{4}{3}\pi[(R_{i+1}^2 - r_j^2)^{3/2} - (R_{i+1}^2 - r_{j+1}^2)^{3/2} - (R_i^2 - r_j^2)^{3/2} + (R_i^2 - r_{j+1}^2)^{3/2}] & (i \geq j) \\ 0 & (i < j) \end{cases} \quad (2.29)$$

ここで、 R_i と R_{i+1} は三次元球殻 R_i の内側と外側半径で、 r_j と r_{j+1} は二次元リング r_j の内側と外側半径であり、ふつうは $R_i = r_i$ として解析する。式 (2.28) は次のように書き換えられる。

$$\begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ \vdots \\ S_j \\ \vdots \\ S_{N-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{00} & V_{10} & \cdots & V_{i0} & \cdots & V_{N-10} \\ 0 & V_{11} & \cdots & V_{i1} & \cdots & V_{N-11} \\ \vdots & & & \ddots & & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & V_{ij} & \cdots & V_{N-1j} \\ \vdots & & & \ddots & & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & 0 & \cdots & V_{N-1N-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_0 \\ e_1 \\ \vdots \\ e_i \\ \vdots \\ e_{N-1} \end{pmatrix}, \quad (2.30)$$

$$\mathbf{S} = \mathbf{V} \cdot \mathbf{e} \quad (2.31)$$

このように三次元半径に対する放射を求めることができれば、その情報から三次元半径における密度分布を得ることができる（詳しくは 5.5 を参照）。三次元半径の密度分布を求めることができればモデルによらない質量分布を見積もることができる。

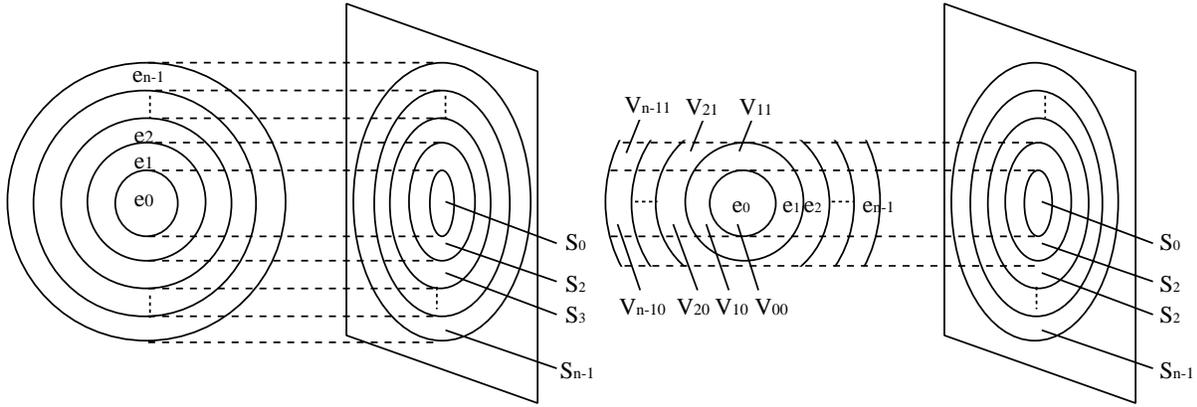


図 2.4: deprojection 解析の概略図

2.2.6 NFW プロファイル

先述の通り、自己重力系の銀河群において、最も重要な重力源となっているのがダークマターである。また、宇宙論的観点から見ても宇宙における質量の $\sim 20\%$ が既知の物質（陽子、中性子、電子）とされ、じつに 80% 以上をバリオンではないダークマターが担っているとされている。現在のダークマターモデルは散乱団面積が非常に小さくて、速度が遅く相互作用を行なわない collisionless なものが有力である。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（これを NFW モデルと言う）、重力収縮した天体におけるダークマターの質量密度は次のように表される。

$$\rho_{NFW}(R) = \frac{\delta_c \rho_{crit}}{(R/r_s)(1 + R/r_s)^2} \quad (2.32)$$

ここで、 $\rho_{crit}=3H_0^2/8\pi G$ は宇宙の臨界密度、 r_s はスケール半径、 δ_c は密度パラメーターで以下のように表される。

$$\delta_c = \frac{200}{3} \frac{c^3}{[\ln(1+c) - c/(1+c)]} \quad (2.33)$$

$c=r_{200}/r_s$ で、 r_{200} 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、

$$M_{NFW}(< R) = 4\pi\delta_c\rho_{crit}r_s^3 \left[\ln(1+x) - \frac{x}{1+x} \right] \quad (2.34)$$

となる (Suto, Sasaki, & Makino 1998)。ここで、 $x \equiv R/r_s$ である。

NFW モデルによる質量分布では、中心でカスプが生じる。しかし、重力レンズの解析から得られた銀河団の質量プロファイルおよび矮小銀河の回転曲線のデータによれば、いずれも中心部は平坦であり、カスプは存在しないという報告がなされている。現在、これらの議論に対する決着はまだ着いていない。図 2.5 は King モデル、ダブルベータモデル、及び NFW モデルでの重力ポテンシャルを示したものである (Makishima et al. 2001)。King モデルでの core 半径を 1.0、ダブルベータでの二つのコア半径をそれぞれ 1.0, 0.12, β の値を $2/3$ としている。King モデルにくらべ、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くなっている。

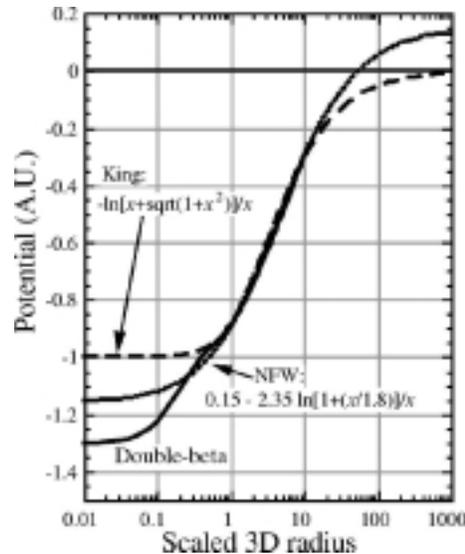


図 2.5: King モデル、ダブルベータモデルおよび NFW モデルでの重力ポテンシャル構造。

2.3 銀河群の X 線特性

2.3.1 β_{spec}

式 (2.15) で見とれるように、銀河とダークマターが単位質量あたり同じ運動エネルギー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る。 β は先述の通り表面輝度分布を知ることによって求めることができる。また、このパラメータ β は、銀河群内で乱雑に運動している銀河の速度分散 σ とガスの温度 T_{gas} を測定することによって、直接見積もることもできる。前者の方を β_{fit} とし、後者を β_{spec} とする。*ROSAT*、*ASCA* の観測によれば銀河群における β_{fit} の値は、多くの場合 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) によってサンプル内の多くの銀河群で ~ 1 の値を示すことがわかった。このように β_{spec} は β_{fit} よりも著しく高く、両者には食い違いが見られる。この問題は銀河団に対して広く議論され (Srazin 1986, Edge & Stewart 1991, Bahcall & Lubin 1994)、Bahcall & Lubin(1994) によって、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 $\beta=1$ になっていないくて、 $\beta \sim 0.8$ くらいであるためだと理解された。ただし、Sanderson et al.(2003)、Fukazawa et al.(2004) によって、銀河群の β_{fit} は 0.4 – 0.6 と小さいことがわかり、銀河群で見られる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} が小さくなってしまおうと言われている (Ikebe et al. 1996)。

2.3.2 重元素比

重元素は星の内部での核融合反応によって作られ、星の進化の終焉である超新星爆発によって銀河内に放出される。その後、銀河風などによって銀河群内のガスに供給される。放出される重元素は、超新星爆発のタイプ (1 型超新星爆発、2 型超新星爆発) によって組成比が異なる。従って、各元素の割合を知る事によって、重元素の起源を探る手がかりを得ることができる。特に、酸素、ネオン、マグネシウム、シリコン、硫黄といった軽元素とカルシウム、鉄、ニッケルなどの重元素の比率は 1 型超新星と 2 型超新星とでは大きく異なるため、それらの比率を調べることによって、重元素の起源、供給プロセスを探ることができる。銀河団では、ポテンシャルが深く高温ガスの温度も高いため、軽元素は完全電離している場合が多く、輝線として検出しにくい。そのため、銀河団では軽元素のアバンダンスを決定することが難しい。一方、銀河群の温度は $\sim 1\text{keV}$ であり、この温度では軽元素は完全電離しておらず、 $K\text{-}\alpha$ 輝線を放射するのに適した温度である。また、重元素の L 輝線も同時に検出できるため、軽元素と重元素の比率を調べることができる。銀河群の放射において支配的になるのは、鉄の輝線なので鉄のアバンダンス (水素の量を 1 としたときの各重元素の割合) を測定する事が主な方法となる。*ROSAT* と *ASCA* の観測によると銀河群の重元素比は各銀河群ごとにばらつきがあると示唆される。重元素比が低い銀河群では、 $\sim 10\text{--}20\%$ solar で高い銀河群では $\sim 50\text{--}60\%$ solar の値を示している。銀河団よりも銀河群の方が、ガス質量に対する星の質量が高いため、重元素比も銀河群の方が高いと期待される。しかし、上記したように低い重元素比の銀河群も測定されている。銀河群において、X 線放射のモデルを一温度の等温モデルでフィッティングするよりも、二温度成分モデルの方がよくフィッティングされるものもあると確認された (Buote 2000)。

Buote は 12 個のサンプル銀河群を用いて平均重元素比を調べたところ、一温モデルでは $Z = 0.29Z_{\odot}$ で、二温度モデルでは $Z = 0.75Z_{\odot}$ となった。現状としては、輝線を一本一本分解できるほど分解能が十分でないという理由から、銀河群の重元素比についてまだ詳しくわかっていないというのが実のところである。

2.3.3 $T - \sigma$ の相関

銀河群のガス温度とメンバー銀河の速度分散は共に重力ポテンシャルと深く関係するので、両者にも強い相関があると期待される。データを見ると散らばりはあるが、一定の相関あると思われる。1keV の高温銀河群はリッチ銀河団でいられている傾向性に従う(図 2.6)。この傾向性とは銀河の特定エネルギーとガスの特定エネルギーの比 β がおよそ 1 というものである。低温の銀河群は、この温度と速度分散の相関よりも急な関係を示している。

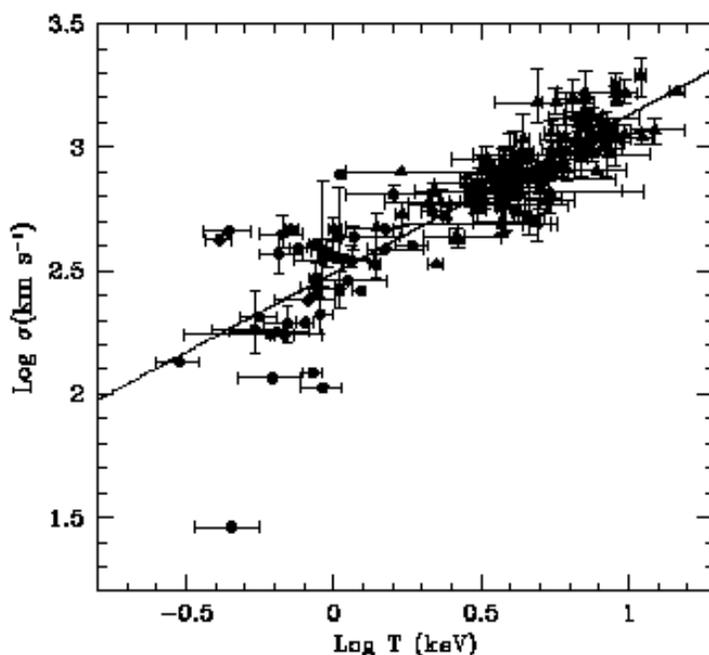


図 2.6: X 線温度と光学領域での観測された速度分散の図。銀河群は \bullet 、リッチ銀河団は \square 、それぞれプロットされている。実線は Wu et al.(1999) によって得られた銀河団に対するベストフィットで与えられている。

2.3.4 $L_X - \sigma$ 、 $L_X - T$ の相関

銀河群の X 線光度と速度分散、X 線光度と温度の両方にも強い相関が見られる。図 2.7 は $L_X - \sigma$ の関係を表している。実線は銀河団から得られたベストフィットの関係である。

図5を見ると全体的にリッチ銀河団と銀河群に一定の相関はある (Mulchaey & Zabludoff 1998, Ponman et al. 1996, Helsdon & Ponman 2000) が、低い X 線光度の銀河群に沿ってデータの散らばりがあることがわかる。結論として銀河群の $L_X - \sigma$ の関係は、基本的に銀河団の関係と一致するが、低速度分散系ではその関係よりもフラットになり、速度分散が低いにも関わらず傾向性よりも高い X 線光度が観測されるのである。低速度分散系では個々の銀河の星間ガスによる放射が支配的であるためと考えられる (Mahdavi et al. 1997)。

$L_X - T$ の関係にも銀河群と銀河団で一致するものとそうでないものがある (図2.8)。Mulchaey & Zabludoff(1998) によると、銀河群と銀河団の $L_X - T$ の関係は、共に $L_X \propto T^{2.8}$ で表され一致するとされる。しかし、Ponman et al.(1996) と Helsdon & Ponman(2000) の両研究では、銀河群において上記した関係よりも急になっている (それぞれ $L_X \propto T^{8.2}$ と $L_X \propto T^{4.9}$)。これらの違いは、サンプル銀河群の温度によるものである。Mulchaey & Zabludoff(1998) のサンプルは、 ~ 1 keV の比較的高温の銀河群であるのに対し、Ponmanらによるサンプルは ~ 0.3 keV の低温の銀河群であった。このようにおよそ 1keV を境にして、それよりも低い温度系では、急な関係になっている。この低温銀河群における銀河団の関係からの散らばりは、図 2.8 によって容易にとって見れる。このデータが関係から外れている系では、X 線光度が低いにも関わらず、傾向性よりも温度が高くなっている。このような現象は、超新星爆発や銀河間衝突のような重力によらない加熱を示唆するが、逆に温度に対して X 線光度が低いということで、ガスの分布や量が異なることも示唆する。

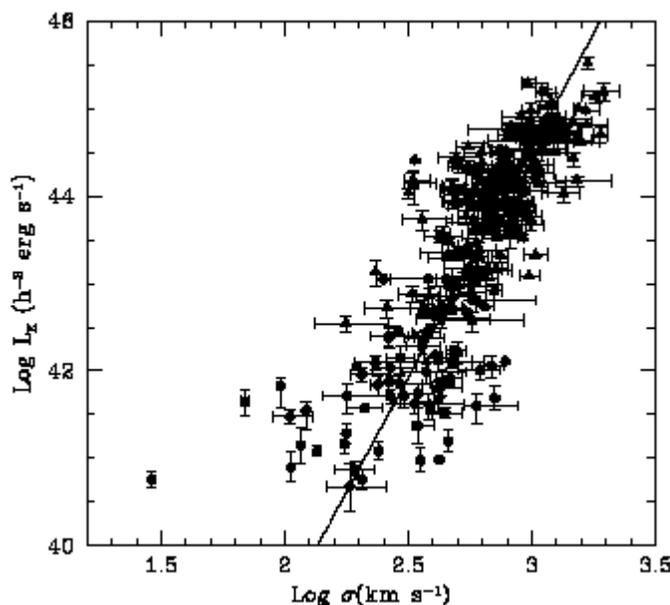


図 2.7: 光学領域で観測された速度分散と X 線光度の図。銀河群は \circ 、リッチ銀河団は \bullet でそれぞれプロットされている。実線は Wu et al.(1999) によって得られた銀河団に対するベストフィットで与えられている。

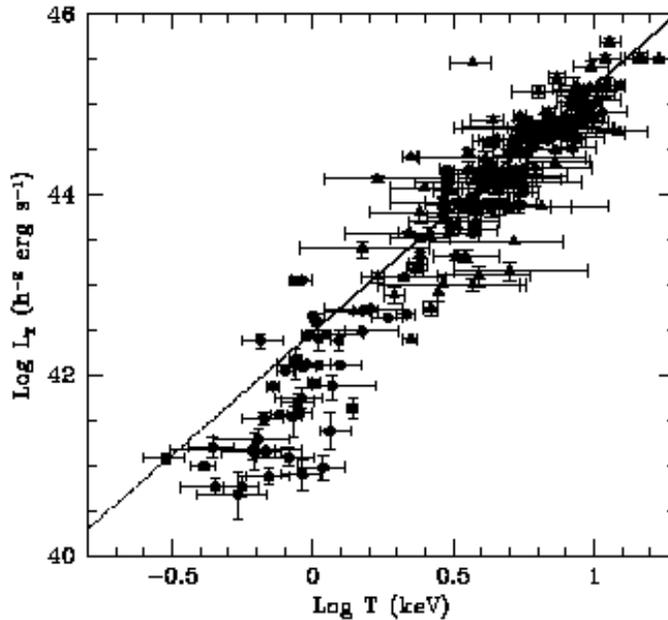


図 2.8: 温度と X 線光度の図。銀河群は \square 、リッチ銀河団は \triangle でそれぞれプロットされている。実線は Wu et al.(1999) によって得られた銀河団に対するベストフィットで与えられている。

2.3.5 メンバー銀河と光学的光度

銀河群における X 線光度と明るいメンバー銀河の数には、ほとんど相関がな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ないに等しい (Ebeling et al. 1994, Doe et al. 1995, Mulchaey et al. 1996, Ponman et al. 1996)。X 線光度とメンバー銀河の数に相関がないというのは、銀河合体が起こりやすい銀河群内では、銀河の数が保たれないということからも考えられる。X 線光度と光学的光度の間に相関がないという事実は、X 線放射が個々の銀河と関連がないという事を示唆する。Mahdavi et al.(1997) は、光学的に明るい銀河群に対する ROSAT All-Sky Survey によって、X 線光度と光学的光度には強い相関があるという、上記と異なった結論に達した。この不一致は、Mahdavi et al(1997) によって測定された銀河群では、おそらく高温ガスではなく個々の銀河からの X 線放射が支配的な系だった事を示す。

2.4 重力ポテンシャルの二重構造 ~ 本研究の目的 ~

ASCA、ROSAT の観測によると、多くの銀河群、銀河団は二重のポテンシャル構造を持っていることがわかった。図 2.9 は ASCA による NGC1399 の X 線輝度分布である (Ikebe 1995)。この図からも銀河群スケールと中心銀河スケールの空間的特徴が見られる。中心は楕円銀河の重力ポテンシャルにより ISM(Intrastar Medium) が束縛され、外には銀河群、銀河団スケールのポテンシャルが広がり、高温ガスがそれに束縛され存在すると示

唆される。しかし、この階層的な空間スケールの存在はダークマターに対しても当てはまるのかどうかは、まだよくわかっていない。もし、ダークマターについても二つの空間スケールがあるとすると、 Λ CDM モデルのような従来の CDM の性質とは矛盾することになるので、観測的にダークマターの分布を詳細に調べることは重要である。特に銀河群は、銀河団よりも構成銀河の特徴が顕著に現れることから、二重構造を調べるのに適している。

今回我々は、中心に巨大な楕円銀河を含む銀河群の中心領域を詳細に調べ、重力ポテンシャル構造の測定を行なった。未だその正体がわかっていないダークマターの情報を得ることが本研究の目的であり、その具体的な内容は次の通りである。ダークマターの分布を銀河スケールまで詳細に調べること、実際にダークマターが二つの空間スケールをもって分布しているのか、また、銀河のダークマターと銀河群のダークマターは区別できるのか。なお、これらの内容には、銀河群の中心領域を詳細に調べることが不可欠となるため、位置分解能が優れた *Chandra* の観測データを用いて本研究を行なった。

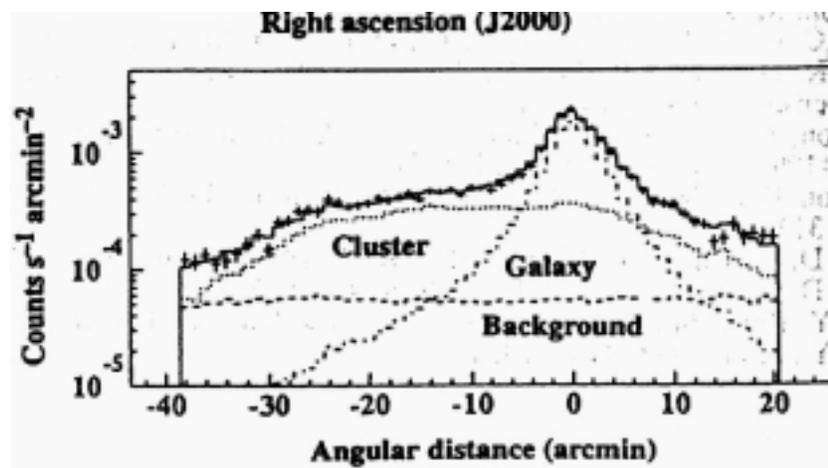


図 2.9: *ASCA* による NGC1399 の X 線輝度分布。中心領域で鋭いピークが見られ、中心銀河と銀河群との異なった二つのポテンシャルを示している。

第3章 X線天文衛星 *Chandra*

3.1 概要

X線天文衛星 *Chandra* は、1999年7月9日にNASAのスペースシャトル「コロンビア」に搭載され打ち上げられた。*Chandra* は、アメリカ、Smithsonian Astrophysical Observatory (SAO) と Massachusetts Institute of Technology (MIT) にある Chandra X-ray Center (CXC) によって操作、運営されている。X線観測に対するバックグラウンドの低減、地球の食の影響を避けるため、近地点 10,100km、遠地点 138,800km、周期 63.5 時間の楕円軌道に乗せられた。

Chandra 衛星の観測装置 (AXAF; Advanced X-ray Astrophysics Facility) は、point spread function の半値幅が 0.5 秒角以下という高性能の X線望遠鏡 HRMA(High Resolution Mirror Assembly)、二つの高分解能分光器 (HETG; High Energy Transmission Grating, LETG; Low Energy Transmission Grating)、そして焦点面に配置する 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) という二つの検出器から構成される。LETG は主に HRC と、HETG は ACIS と共に用いられる。図 3.1 は *Chandra* 衛星の全体図である。

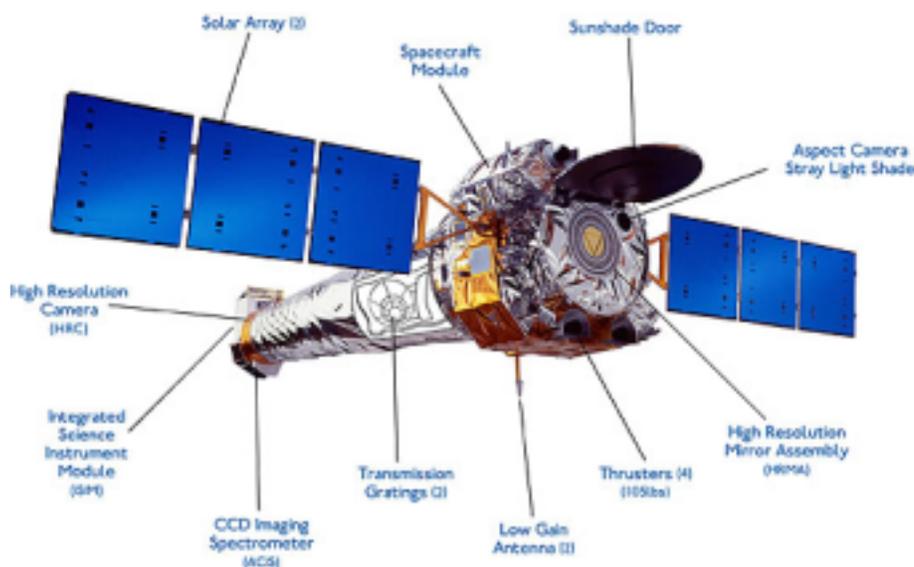


図 3.1: *Chandra* 衛星の外観図

3.2 High Resolution Mirror Assembly (HRMA)

3.2.1 HRMA の概要

Chandra 衛星の望遠鏡は同心円薄膜の Wolter Type-I mirror⁴層で構成されている。各ミラーの表面には、イリジウムを蒸着している。ミラーは前方ミラーは放物面、後方ミラーは双曲面の構造をしている。入射された X 線は前方、後方のミラーに 2 回反射され焦点に集まる (図 3.2)。ミラーは外側から順に 1,3,4,6 とナンバーが付いている。(本来は 6 層のミラーで設計されていたが、ナンバー 2 と 5 が除かれた。) これら 4 層のミラーの直系は、およそ 0.65 から 1.23m の範囲である。図 3.3 は HRMA の構造である。表 3.1 に HRMA の特性を示す。

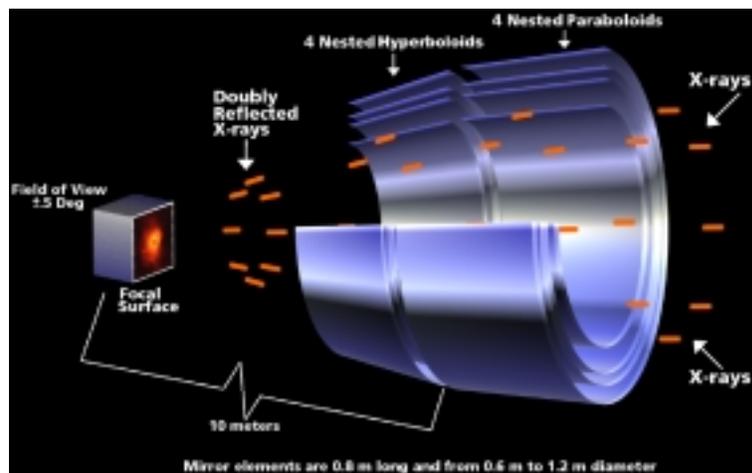


図 3.2: 4 組の Wolter Type-I 反射鏡

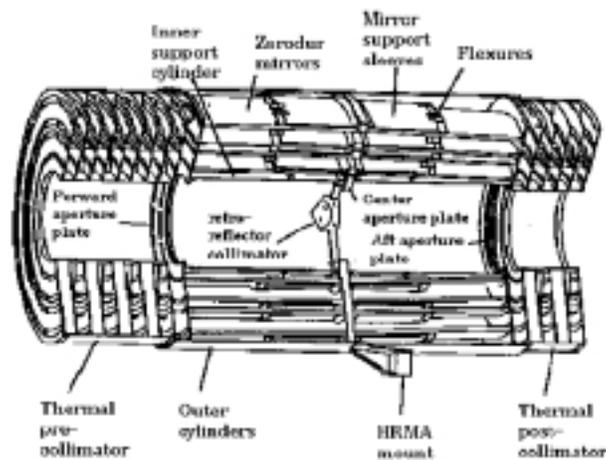


図 3.3: HRMA の構造

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 ± 0.002 m
Plate scale	48.80 ± 0.01 μm arcsec ⁻²
PSF FWHM (with detector)	0.5 arcsec
Effective area:	
@ 0.25 keV	800 cm ²
@ 5.0 keV	400 cm ²
@ 8.0 keV	100 cm ²
Ghost-free field of view	30 arcmin dia

表 3.1: Chandra HRMA の特性

3.2.2 HRMA の有効面積

HRMA の有効面積は 1145 cm² である。X 線の反射率はその入射角度と X 線のエネルギーに依存することから、反射鏡の有効面積は X 線のエネルギーによって変化する。図 3.4(左) は on-axis での HRMA の有効面積のエネルギー依存性を表している。外側のミラーの方が有効面積は大きい、高エネルギー X 線を反射させるには内側のミラーの方が適している。高エネルギー側では、イリジウムの反射率が低下するため、有効面積が小さくなる。2keV あたりで見られる有効面積の急激な変化は、イリジウムの M-edge に起因するものである。図 3.4(右) は off-axis での vignetting 効果による有効面積の減少を示している。5 つの入射エネルギー対して示しており、縦軸の有効面積は各エネルギーの on-axis での値を 1.0 としている。図で見れるように入射エネルギーが高くなるほど off-axis の角度の影響を受けやすい。

3.2.3 Point Spread Function (PSF)

Point Spread Function(PSF) とは、望遠鏡に入射されたイメージが望遠鏡そのものの性能によってできてしまう広がり関数を表したものである。Chandra HRMA の PSF はシミュレーションで求められおり、PSF の良さを表すのに用いられているのが encircled energy fraction というパラメータで、これはイメージの中心からある半径内で PSF を二次元積分して、その半径内に点源からの X 線が入る確率を表す。

図 3.5(左) は on-axis での入射時にイメージの中心からの半径と encircled energy fraction をエネルギー別に表している。図 3.5(右) は off-axis の角度と encircled energy 半径の関係

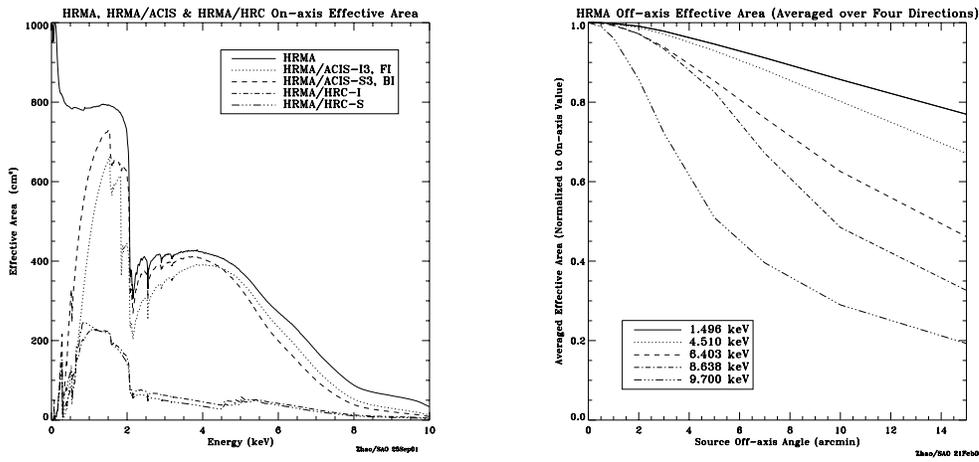


図 3.4: on-axis での HRMA 有効面積の入射エネルギー依存性 (左)、および off-axis での有効面積の変化 (右)

を表している。

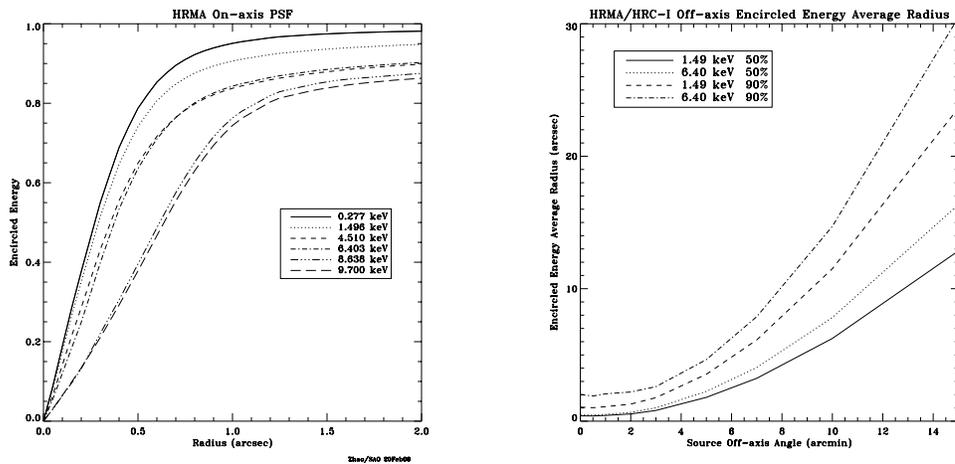


図 3.5: 左 : on-axis での半径と enclosed energy fraction の関係。高エネルギーでは散乱が大きくなるため encircled energy が減少する。右 : off-axis 角度と encircled energy 半径の関係。

3.3 Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS)

3.3.1 ACIS の概要

Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS) は高精度なイメージ位置分解能とエネルギー分解能を同時に持ち合わせている。ACIS は 1024×1024 pixel の CCD カメラ 10 枚でできている (図 3.6)。4 枚は 2×2 に並べられ (ACIS-I)、特にイメージングに用いられる。残りの 6 枚は 1×6 で並んでおり (ACIS-S)、イメージングと HETG との組み合わせで grating の読みだしに用いられる。2 枚の CCD は背面照射 (back-illuminated; BI) 型で、残りの

8枚は前面照射 (fornt-illuminated; FI) 型になっている。BI 装置のチップ内の平均エネルギー分解能はFI 装置よりも良い。また、CCD は6枚まで同時に作動させることができる。表 3.2 に ACIS の特性を示す。

ACIS FLIGHT FOCAL PLANE

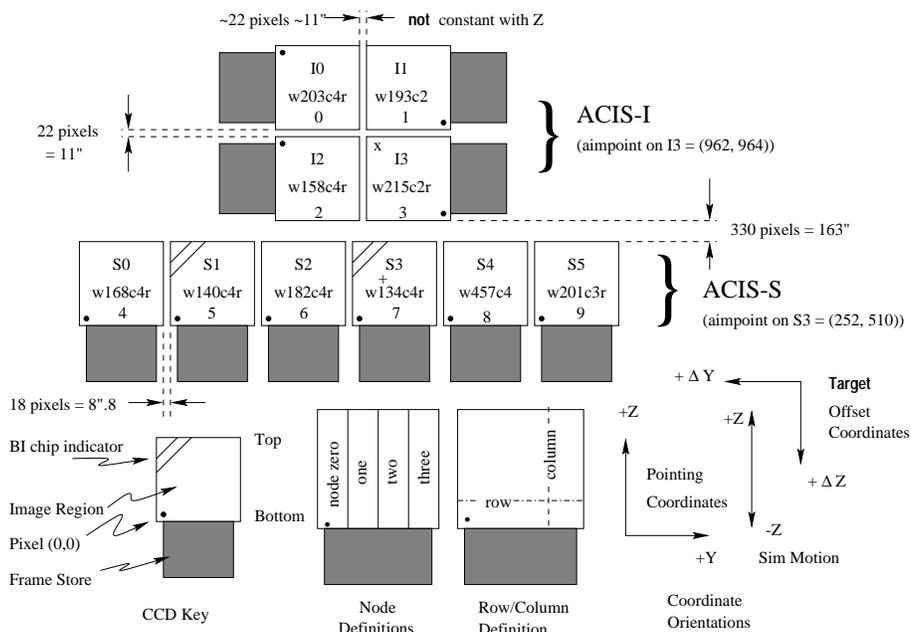


図 3.6: ACIS の CCD の模式図。ACIS-S3 の “+” と ACIS-I3 “x” は aimpoint。

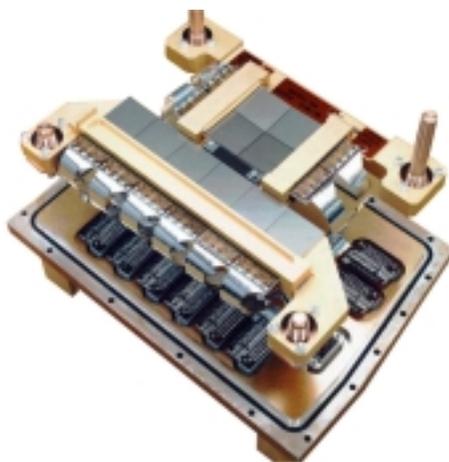


図 3.7: ACIS の実物写真

3.3.2 検出原理

CCD はシリコンを主体とした固体の装置である。CCD の表面にゲート構造をした電極があり、これが pixel の大きさを決めている。電極に電圧をかけると電極下に空乏層

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 @ 0.5keV(FI) 600 cm ² @ 1.5keV(FI) 40 cm ² @ 8.0keV(FI)
Quantum efficiency (frontside illumination)	> 80% between 3.0 and 5.0 keV > 30% between 0.8 and 8.0 keV
Quantum efficiency (backside illumination)	> 80% between 0.8 and 6.5 keV > 30% between 0.3 and 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 ⁴ s (0.4-6.0 keV)
Detector operating temperature	-90 to -120 °C

表 3.2: ACIS の特性

が生じ、シリコンのギャップエネルギーよりも高エネルギーの電磁波が空乏層に入射すると光電吸収を起こす。光電吸収によって一つの電子-ホール対を作るのに必要な平均エネルギーは、3.65keVである。空乏層内は電極にかけられた電圧のため電場が生じ、光電吸収によって生成された光電子はゲート表面に移動する。光電子はゲート表面に向かう間にもシリコン原子と衝突し、入射エネルギーに比例した数の電子をつくり、電子雲を形成する。電子雲は入射場所に近い電極に集められる。集められた電荷は各列の隣の電極に順次移動させることで連続的に読み出す。

エネルギー分解能の精度は、入射光子によって生じる電荷の総量をいかに正確に決定できるかによって決まる。これは発生電子の統計揺らぎ、電荷収集効率、読み出すときにピクセルからピクセルへの移動での電荷損失率などに依存する。ACISのシグナル連鎖 40(4

nodes/CCD)node に対する全システムノイズは、2 から 3 electrons(rms) であり、ノイズはチップ外のアナログ回路によるものがほとんどである。

CCD は imaging section と frame store section(図 3.6) に分かれており、imaging section は入射 X 線にされされているが、frame store section は遮断されている。ACIS CCD の読みだし手順は次の通りである。(1) imaging section を一定の間 (~3.2 s)、放射にさらず;(2) 露光が終ると imaging section から frame store section に高速 (~40 ms) で電荷が送られる;(3)imaging section が次の露光を行なう;(4) 同時に frame store section のデータが読み出される。

3.3.3 Event Grades

バックグラウンドと X 線イベントを区別するために ACIS ではイベントグレードというものがある。これはバックグラウンドとなる荷電粒子は複数のピクセルで反応するのに対し、X 線は一つのピクセルだけに反応しやすいという性質をうまく使ったものである。ACIS では最大波高値を持つピクセルとその周りの 3×3 のピクセルで、X 線が検出されたピクセルのパターンによって、X 線イベントを 256 個のグレードに分類している。最大波高を示したピクセルを 0 とし、その周りの 3×3 の各ピクセルは 2 の巾乗の数字を左下から順に配置している (図 3.8)。イベントを検出したピクセルが持つ数値を足し合わせることで、0~255 までのイベントグレードに分けている。

ASCA の SIS も検出パターンにより 7 つのイベントグレードに分けられている。表 3.3 は ACIS と ASCA のイベントグレードの関係を表したものである。適切なグレードを選択することによってイベントの signal-to-backgroud 比を向上させることができる。

32	64	128
8	0	16
1	2	4

図 3.8: イベントグレードの決定法。閾値を越えたピクセルの数値を足してグレードとする。

表 3.3: ACIS と ASCA のイベントグレード

ACIS Grades	ASCA Grades	Description
0	0	Single pixel events
64 65 68 69	2	Vertical Spilt Up
2 34 130 162	2	Vertical Spilt Down
16 17 48 49	4/3	Horizontal Spilt Right
8 12 136 140	3/4	Horizontal Spilt 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	6	“L” & Quad, up right
1 4 5 32 128	1	Diogonal Spilt
33 36 37 129		
132 133 160 161		
164 165		
3 6 9 20 40		“L” -shaped spilt 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 spilt
66		3-pixel vertical spilt
255		All pixels
all others		

3.3.4 位置分解能

ACIS の on-axis イメージングに対する位置分解能は、HRMA の性能に関係なく CCD ピクセルのサイズ (24.0 μm 、 ~ 0.492 arcsec) によって決まる。I3 または S3 の aimpoint に X 線が入射したとき、1.49 keV では直径 4 pixel (~ 2 arcsec) 以内に、6.4 keV では直径 5 pixel (~ 2.5 arcsec) 以内に encircle energy の 90 % が入る。

3.3.5 エネルギー分解能

CCD のエネルギー分解能は、三つの要因によって決定される。それらは、光電効果によって生じた電子数の統計ゆらぎ、熱的ノイズ、及び読みだし、増幅などの信号処理過程で加わる回路ノイズである。ACIS の動作温度は -120 に設定されているため、二つ目の熱的ノイズは無視できる。入射エネルギー E と光電吸収により生じた電子-正孔対の数 N_e には次のような関係式が書ける。

$$N_e = \frac{E}{\omega} \quad (\omega \sim 3.7 \text{ eV}/e^-)$$

ここで、 ω は一組の電子-正孔対を生成するのに必要なエネルギーである。従って、電子-正孔対の生成数の統計ゆらぎは、

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

となり、ACIS で用いられるシリコン結晶での Fano 因子は $F=0.135$ となる。さらに回路ノイズを σ_τ とすると、エネルギー分解能は、

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

となる。一般的に $\sigma_\tau \ll \sigma_N$ なのでエネルギー分解能は以下のように表される。

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

図 3.9 に打ち上げ前の FI 型と BI 型のエネルギー分解能を示す。ACIS では 6.7keV(Fe) において $\sim 2\%$ のエネルギー分解能を達成している。しかし、*Chandra* は打ち上げ後一カ月の間、ACIS を HRMA の焦点に置いたまま放射線帯を通過したため、低エネルギー陽子 ($\sim 100\text{--}200\text{keV}$) の入射によるダメージを受け、FI 型の CCD はエネルギー分解能が大きく劣化してしまった。その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、大きな損傷は受けていない。BI 型 CCD は放射線損傷をほとんど受けていないため、本論文では BI 型の CCD により観測されたスペクトルを用いて解析を行なっている。

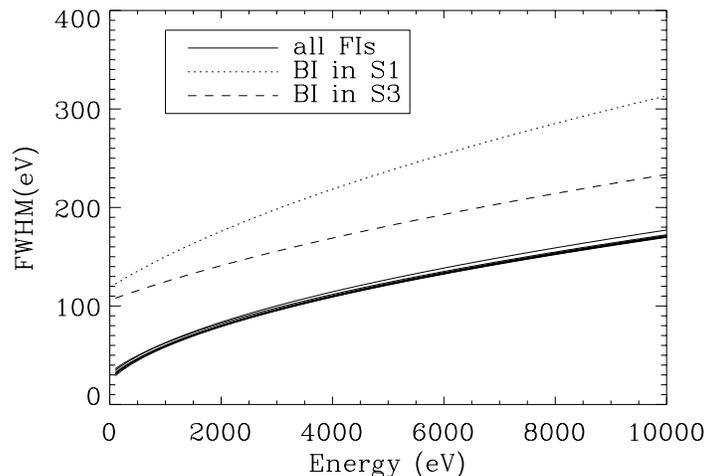


図 3.9: 打ち上げ前の ACIS のエネルギー分解能。FI 型 CCD (実線) と BI 型 CCD (点線)。

3.3.6 Background

ACIS のバックグラウンドは大きく二種類に分けられ、ひとつは non X-ray background でもうひとつは X-ray background である。前者は荷電粒子、線、その他の中性粒子の相互作用によって生成され、検出器にエネルギーを与える。また、観測している天体からのフラックスによるものもあり、これは撮像時の” trailing” の結果、生じるものである。後者は全天からくる diffuse X-ray background であり、宇宙 X 線背景放射 (CXB; cosmic X-ray background) である。

The non X-ray background

non X-ray background の測定は軌道上で、ACIS のドアを開いておき HRMA の前・後方の両方のカバーを閉じて行なわれた。これによって、ACIS で検出されるイベントは望遠鏡を通して入射した粒子によるものでないイベントだけになる。ACIS は -90° で動作させ、FI チップのエネルギー分解能もまだ劣化していない時点で測定された。図 3.10 は standard grade のイベントに対する FI チップ、BI チップでのバックグラウンドのスペクトルである。FI チップでのスペクトルは 2-9keV で一定であるのに対し、BI チップでは 6keV より高エネルギー側でカウントが高くなっている。また、~0.5keV 以下の低エネルギー側では BI チップで急激にカウントが高くなっている。

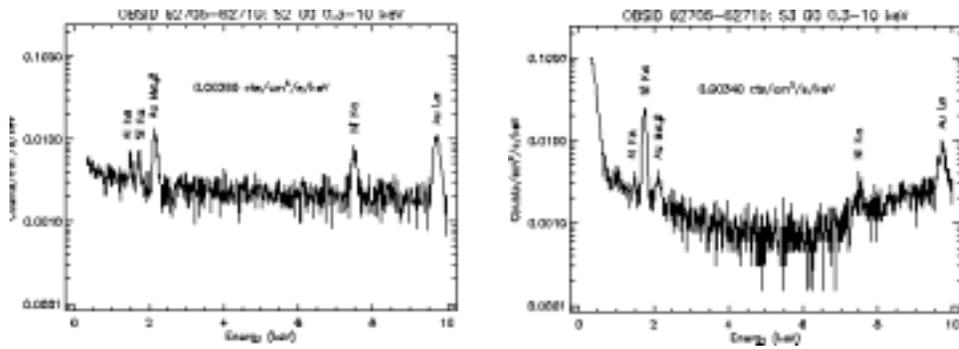


図 3.10: HRMA のカバーを閉じているときの荷電粒子による ACIS バックグラウンド。図は standard grade のイベントに対するものである。FI チップ (S2)(左)、BI チップ (BI)(右)。

The total background

HRMA を開口すると、上記した non X-ray background に加え CXB と荷電粒子によるバックグラウンドも検出される。CXB は銀河系外の点源からの X 線の重ね合わせだと考えられおり、長時間観測 (~100 ksec) によってある程度点源として分解することができるが、広がった天体にはバックグラウンドとなる。もう一つの荷電粒子は、望遠鏡で反射されたものの中で運動量が大きいものは、荷電粒子を除外する目的で衛星に搭載されている磁石によって曲げることができず焦点面に集められバックグラウンドとなる。これら total background は望遠鏡視野内に明るい X 線源がない領域を観測することによって得れる。図 3.11 は FI・BI チップでの total background のスペクトルである。スペクトルは standard grade でフィルターしており、non X-ray background と重ねて示されている。

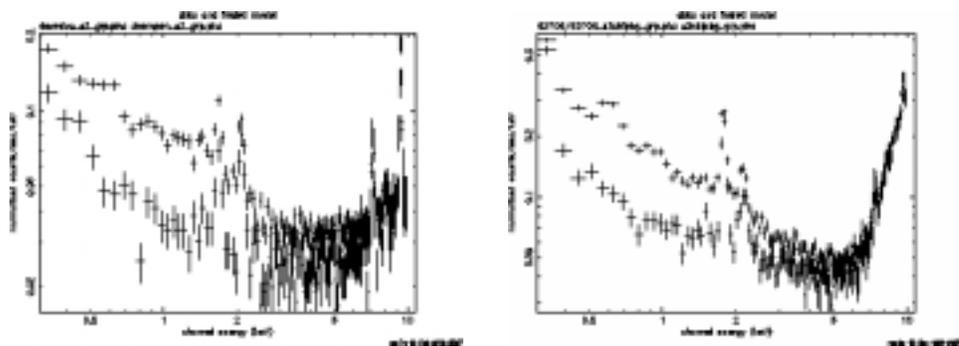


図 3.11: 望遠鏡視野内に明るい X 線源がない空の観測による X 線スペクトル。FI チップ (S2)(左) および BI チップ (S3)(右) の total background と non X-ray background。

第4章 観測データ

4.1 サンプル銀河群

銀河群における重力ポテンシャルの階層構造を調べるために、*Chandra* アーカイブデータから 14 個のサンプル銀河群を選んだ。これらの銀河群には、全て中心に巨大楕円銀河 (cD 銀河) を含んでおり、過去の観測で銀河群スケールの明るい X 線が見つかっている。また、比較のため近傍の銀河団、Abell262(以下 A262) と MKW4 の解析も行なった。表 4.1 は今回解析に用いた銀河群の可視光と X 線データを示している。また、*Chandra* 衛星の観測状態を表 4.2 に示した。天体までの距離はハッブル定数 $H_0=50$ km/s/Mpc として計算した。

表 4.1: 解析に用いた楕円銀河の可視光および X 線データ

Group name	z^*	D (Mpc)	N_{gal}	L_B ($10^{10}L_{\odot}$)	σ_V (km/s)	log Lx (ergs/s)	reference
NGC507	0.019	114	21	10.0	365	42.95	1,4
NGC741	0.0186	111.6	41	12.6	432	42.44	1,2
NGC4261	0.007	42	25	4.3	197	41.92	2
NGC4325	0.0252	128.4	26	3.5	328	42.80	1,2
NGC533	0.0174	184.2	36	10.3	429	42.37	1,3
NGC5846	0.0058	34.8	20	3.4	368	41.90	3
NGC5044	0.0082	49.2	18	4.2	426	43.01	2
NGC1399	0.0046	27.6	55	6.4	312	41.94	1
NGC1600	0.0156	93.6	-	11.4	320	41.54	5
NGC7619	0.0115	34.5	7	6.3	253	42.05	1
IC1262	0.0329	197.4	-	3.9	453	42.30	6
IC4296	0.0123	73.8	29	9.9	228	41.85	3
HCG62	0.0137	82.2	33	3.16	418	43.14	2
A262	0.0163	48.9	-	2.4	575	42.38	
MKW4	0.02	60	-	11.9	539	42.9	

1:Mulchaey et al. 2003; 2:Osmond and Ponman 2004; 3:Mulchaey et al. 1996

4:Tift et al. 1975; 5:O'sullivan, Forbes and Ponman 2001

6:Hudson, Henriksen, and Colafrancesco 2003

* NASA EXTRAGALACTIC DATABASE(NED)

表 4.2: サンプル銀河群の Chandra データ

Group name	observation ID	R.A. (J2000)	DEC (J2000)	observing date	exposure time(sec)
NGC507	317	01:23:39	+33:14:09	2000-10-11	18601
NGC741	2223	01:56:21	+05:37:44.2	2001-01-28	30347
NGC4261	834	12:19:23	+05:49:29.6	2000-05-06	34399
NGC4325	3232	12:23:06.3	+10:37:16.3	2003-02-04	30087
NGC533	2880	01:25:31.4	+01:45:32.8	2002-07-28	37604
NGC5846	788	15:06:29.4	+01:36:25	2000-05-24	24612
NGC5044	798	13:15:24	-16:23:06	2000-03-19	20464
NGC1399	319	03:38:29.4	-35:27:00.4	2000-01-18	55875
NGC1600	4371	04:31:39.9	-05:05:10.1	2002-09-20	26752
NGC7619	3955	23:20:21.6	08:10:30	2003-09-24	35238
NGC1132	801	02:52:51.6	-01:16:32.8	1999-12-10	13987
IC1262	2018	17:33:03	+43:45:30	2001-08-23	30735
IC4296	3394	13:33:03	-33:57:59.50	2001-12-15	24835
HCG62	921	01:25:31.4	-09:12:20	2000-01-25	48530
A262	2215	01:52:46.5	36:09:07.9	2001-08-03	28744
MKW4	3234	12:04:26.7	01:53:43.3	2002-11-24	29962

4.2 データリダクション

4.2.1 リプロセス、グレード選択

データは Chandra X-ray Center(CXC) より公開されている level-2 のデータを用いた。CIAO 2.3 software package を用いてデータのリプロセスを行なった。具体的にはゲイン補正、CTI補正、グレード再定義である。その後、イベントグレードは0、2、3、4、6のパターンを選択した。

解析を行なう前に観測データのライトカーブを確認し、もしフレアによる突発的なカウント上昇がある場合、それらの時間帯を区切ったデータを用いた。

4.3 スペクトル解析

スペクトル解析は、観測されたスペクトルを、いくつかのフリーパラメータをもつ理論的なモデルスペクトルと比較することによって、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では、 χ^2 検定によりベストフィットの値を得る。観測によって得たデータスペクトルは、検出器のレスポンスを含んでいるので、モデルスペクトルに検出器のレスポンス関数を考慮したものと照合する。スペクトル作成などのデータ処理は、CXC により提供されている CIAO 2.3 software package を使用している。スペ

クトルフィティングは、XSPEC package version11.2.0 を使用している。また、IGM の放射モデルは、光学的に薄い高温プラズマのモデルである MEKAL モデル (Liedahl et al. 1995) と、天の川銀河による低エネルギー X 線の光電吸収を考慮した Wabs モデルを用いている。

4.3.1 レスポンス関数

スペクトル解析では、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となる。レスポンスファイルには二つあり、エネルギー再分配ファイル (RMF; Redistribution Matrix File) と、検出器の有効面積レスポンスファイル (ARF; Ancillary response file) がある。RMF は関数 $R(P,E)$ の二次元行列で表されており、Channel P をエネルギー E に変換する関数である。一方、ARF の関数は $A(E)$ のベクトルの形で表されており、エネルギーの関数として検出器 (ACIS) の量子効率だけではなく HRMA の有効面積も含む。レスポンスは観測した点源の位置や取り出す領域のサイズによって異なるので、1つ1つ PI ファイルに適応したファイルを用意しなければならない。

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、

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

となる。一方、検出器のレスポンスを考慮したモデルパルス波高分布 $M(P)$ は、モデルスペクトルの関数を $S(E)$ とすると、

$$M(P) = \int R(P, E)A(E)S(E)dE$$

となる。スペクトル解析では、観測されたパルス波高分布 $D(P)$ とモデルパルス波高分布 $M(P)$ を比較することでスペクトルフィッティングが行なわれる。この比較で用いられる、 χ^2 は以下のように表される。

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

ここで、 $\Delta D(P)$ は測定精度 (エラー) であり、

$$\Delta D(P) = \sqrt{\left(\sqrt{D(P)}\right)^2 + \Delta B(P)}$$

と、統計エラーとバックグラウンドのエラーを含む。

4.3.2 バックグラウンド

バックグラウンドデータは、CXC が公開している blank-sky データを用いた。バックグラウンドイベントファイルは各チップ、aimpoint、そして観測時間に対して作られる。適切なバックラウンドファイルは、CXC が提供している acis_bkgrnd_lookup によってセレクトした。

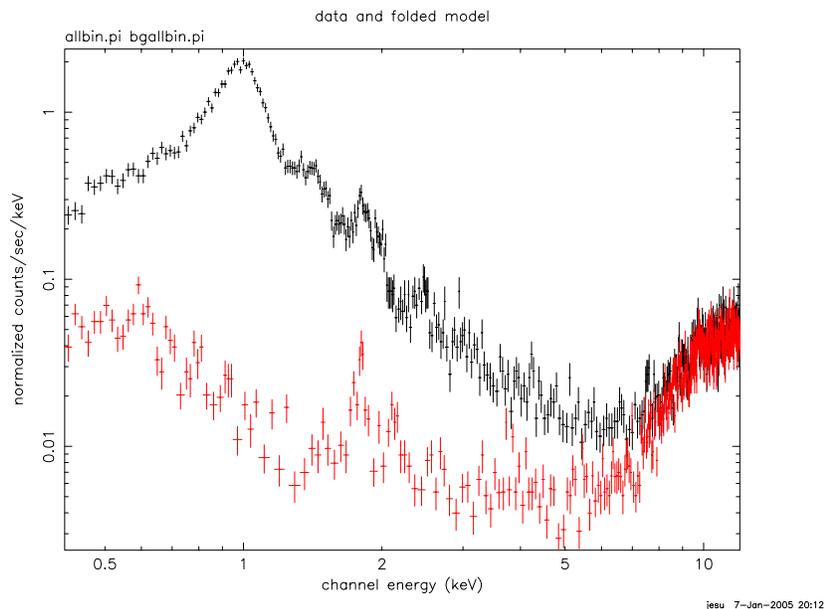


図 4.1: NGC507 の入射スペクトルとバックグラウンドスペクトル。

4.3.3 モデルスペクトル

本解析では IGM からの放射に対して、MEKAL モデルに WABS モデルを掛け合わせてスペクトルフィッティングを行なった。各モデルの性質を以下に記す。

WABS モデル

WABS モデルは光電吸収に対するモデルである。IGM からの放射される X 線は、我々が観測するまでに低温ガスによって、ある程度の確率で光電吸収を受けてしまう。特に低エネルギー側 (~ 1 keV) の X 線で著しく吸収される。光電吸収の式は以下のように表される。

$$A(E) = \exp\left(-\sum_i n f_i \sigma_i(E) d\right)$$

ここで、 n は水素数密度、 f_i は元素 i の割合、 \sum_i は光電吸収断面積、 d は吸収体の厚さである。なお、 $\sum_i f_i \sigma_i$ は天の川銀河でほぼ一定であり、星間ガスは水素が主成分であるため、吸収量は $N_H = nd$ というパラメータを一般的に用いて表される。これを水素柱密度とよび、典型値は $N_H \sim 10^{20} \text{cm}^{-2}$ である。

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る。このモデルは、熱制動放射の連続成分に重元素の輝線放射のライン成分を足し合わせたものである (§2.1.2)。フリーパラメータは、IGM の温度、アバundance (重元素量)、normalization である。アバundance とは水素に対する重元素比のことを言う。太陽近傍での重元素のア

バンドンス比は表 4.3 に示されている値となっており、この値を単位とする。MEKAL モデルフィティングを行なう時はこの比率で固定されている (Anders & Grevesse 1989)。

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}

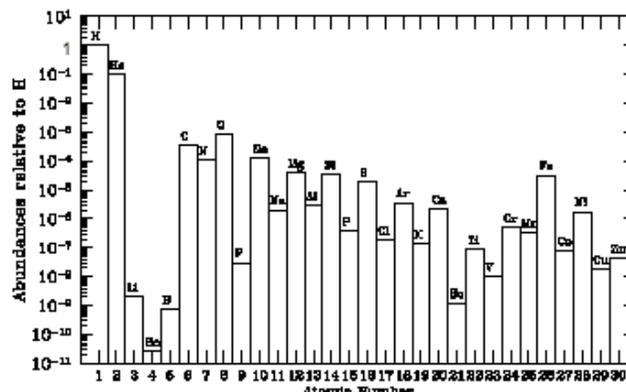


表 4.3: 太陽近傍での重元素のアバダンス比。右は図にしたもの。

4.4 イメージ解析

イメージ解析を行なう場合、同じチップ内で観測したとしても、入射場所や入射エネルギーによってレスポンス関数が異なる。従って、有効面積に観測時間と量子効率をかけた Exposure Map を使って、イメージの補正を行なう必要がある。Exposure Map は CIAO 2.3 software package を使用して作成する。図 4.2 は ACIS-S3 チップに 3.0keV の単色エネルギーの X 線が入射したときの Exposure Map を示したものである。



図 4.2: ACIS-S3 チップに 3.0keV の単色エネルギーの X 線が入射したときの Exposure Map。

第5章 解析結果

5.1 スペクトル解析による半径分布

銀河群に対する各物理量 (温度 (kT)、吸収の水素柱密度 (N_H)、アバundance (A_{Fe})) の半径分布を求めるため、同心円リングのスペクトルを作った。銀河群の中心とされる cD 銀河の位置は X 線で一番明るい場所とほぼ一致するため、フォトンカウント数が一番高いピクセルを中心にとり、半径 $0''-10''$ 、 $10''-20''$ 、 $20''-30''$ 、 $30''-40''$ 、 $40''-50''$ 、 $50''-60''$ 、 $60''-90''$ 、 $90''-120''$ 、 $120''-150''$ 、 $150''-180''$ 、 $180''-240''$ の 11 個のリングに分けた。なお、レスポンスとバックグラウンドに対しても同じ領域でリングをつくり、MEKAL モデルでフィッティングを行なった。図 5.1 は、NGC741 と MKW4 の観測データのスペクトルとバックグラウンドスペクトルを同時に載せたものである。銀河群 NGC741 では 3keV 以上の高エネルギー側ではバックグラウンドが支配的になっているのに対し、銀河団である MKW4 では 5keV あたりからバックグラウンドが支配的になっている。このような傾向は他のサンプル天体にも見られ、銀河群では 3keV、A262 と MKW4 では 5keV 以上でスペクトルとバックグラウンドのカウントレートが同じくらいになった。従って、銀河群は 3keV 以下で、銀河団は 5keV 以下でスペクトル解析を行なった。

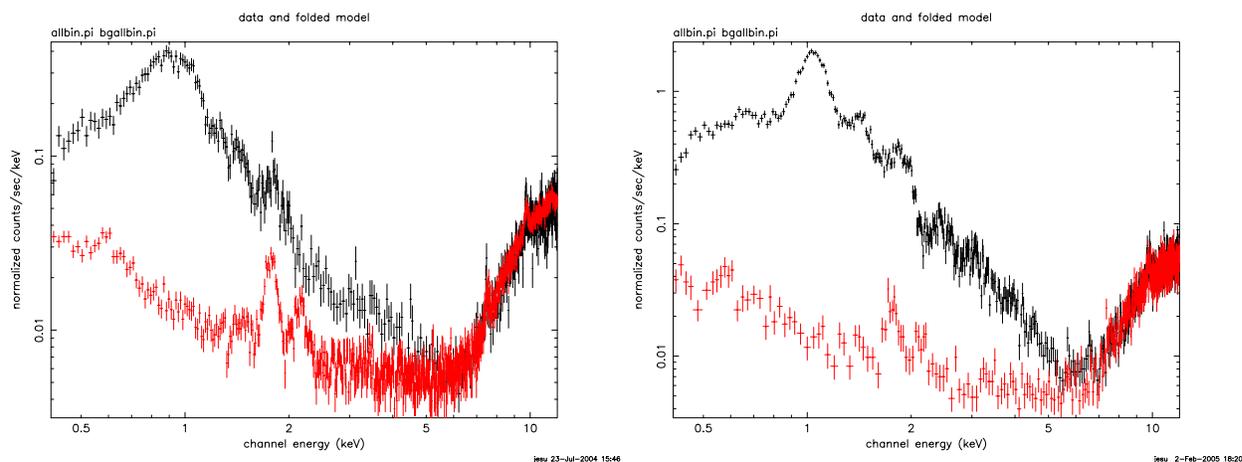


図 5.1: NGC741(左) と MKW4(右) スペクトルとバックグラウンドスペクトル (左)。NGC741 では 3keV 以上で、MKW4 では 5keV 以上でバックグラウンドが支配的。

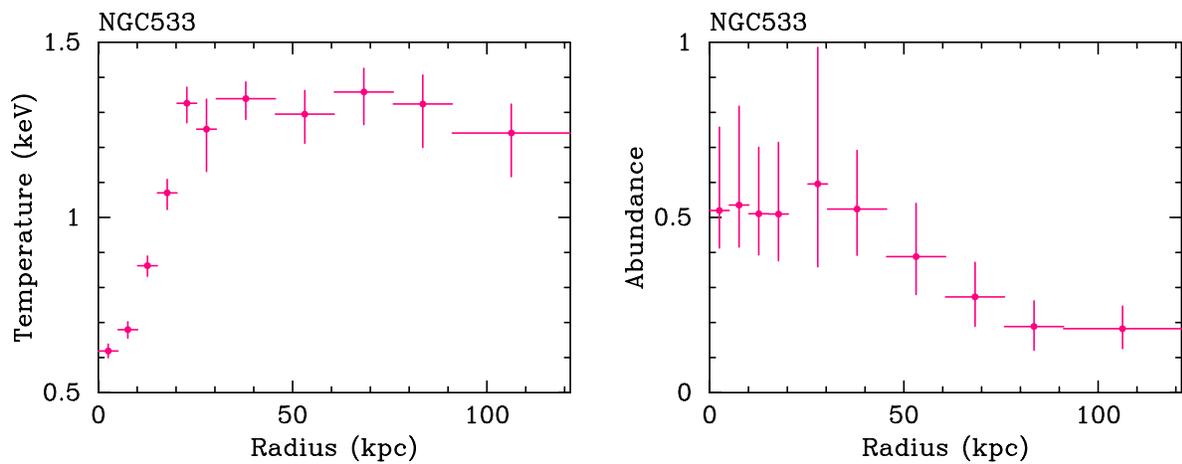


図 5.2: NGC533 の MEKAL モデルのフィッティングによって得られた温度半径分布とアバundance半径分布。

図 5.2 は、NGC533 のスペクトルフィッティングによって求められた温度半径分布とアバundance半径分布である。温度分布の外側は $\sim 1.3\text{keV}$ で一定であるが、半径 25kpc あたりから内側になるにつれ温度が減少していくことがわかる。他のサンプル天体においてもその数値は異なれど、同じような分布が見られる (図 5.3)。一般的に IGM の温度の加熱は、超新星爆発、銀河間衝突などを除けば、重力ポテンシャルによるものと考えられる。従って、それぞれのサンプル天体における温度の違いは、ポテンシャルのスケールの違いと見られる。特に銀河団である A262、MKW4 に関しては外側で $\sim 2\text{keV}$ と、他の 13 個の銀河群よりも高い温度になっている。全てのサンプル天体を通して見ると、内側で $0.55\text{--}0.8\text{keV}$ 、外側で $1.0\text{--}2.2\text{keV}$ と分布している。これは内側は cD 銀河成分が見えているものと思われる、さほどばらつきはないが、外側は銀河群、銀河団成分が見えていて、ポテンシャルのスケールによるのでばらつきが見られる。

右図のアバundance分布に関しては中心付近で上昇しているのがわかる。IGM 内に分布する重元素の起源は星であるため、特に星が密集している構成銀河付近でアバundanceが多く分布していると考えられる。従って、図の中心超過は cD 銀河から放出された成分が見られていると思われる。全サンプル銀河群に対しても統計的に中心での超過が見られる (図 5.4)。特に NGC507、NGC5846、NGC5044、A262 の半径分布を見ると外側から中心付近にかけて上昇し、中心では落ち込むような現象が見られる。これは中心で最も高い値を持つと思われるが、多温度構造の影響や共鳴散乱などにより観測的に低く見積もられている可能性がある。アバundance値は各銀河群で大きくばらつきがみられ、中心で高いもので $\sim 0.7\text{solar}$ となっており、外側では $\sim 0.4\text{solar}$ 程である。最も低い値を示したのが IC4296 で平均にして $\sim 0.15\text{solar}$ となる。また、銀河団 A262 と MKW4 は他の銀河群の平均値より高くなった。

図 5.5 は吸収に対する半径分布である。吸収に関しては他のパラメーターよりもエラーが大きくなり不定性が大きい、傾向としては中心領域で吸収が高く、外側で低くなっている。

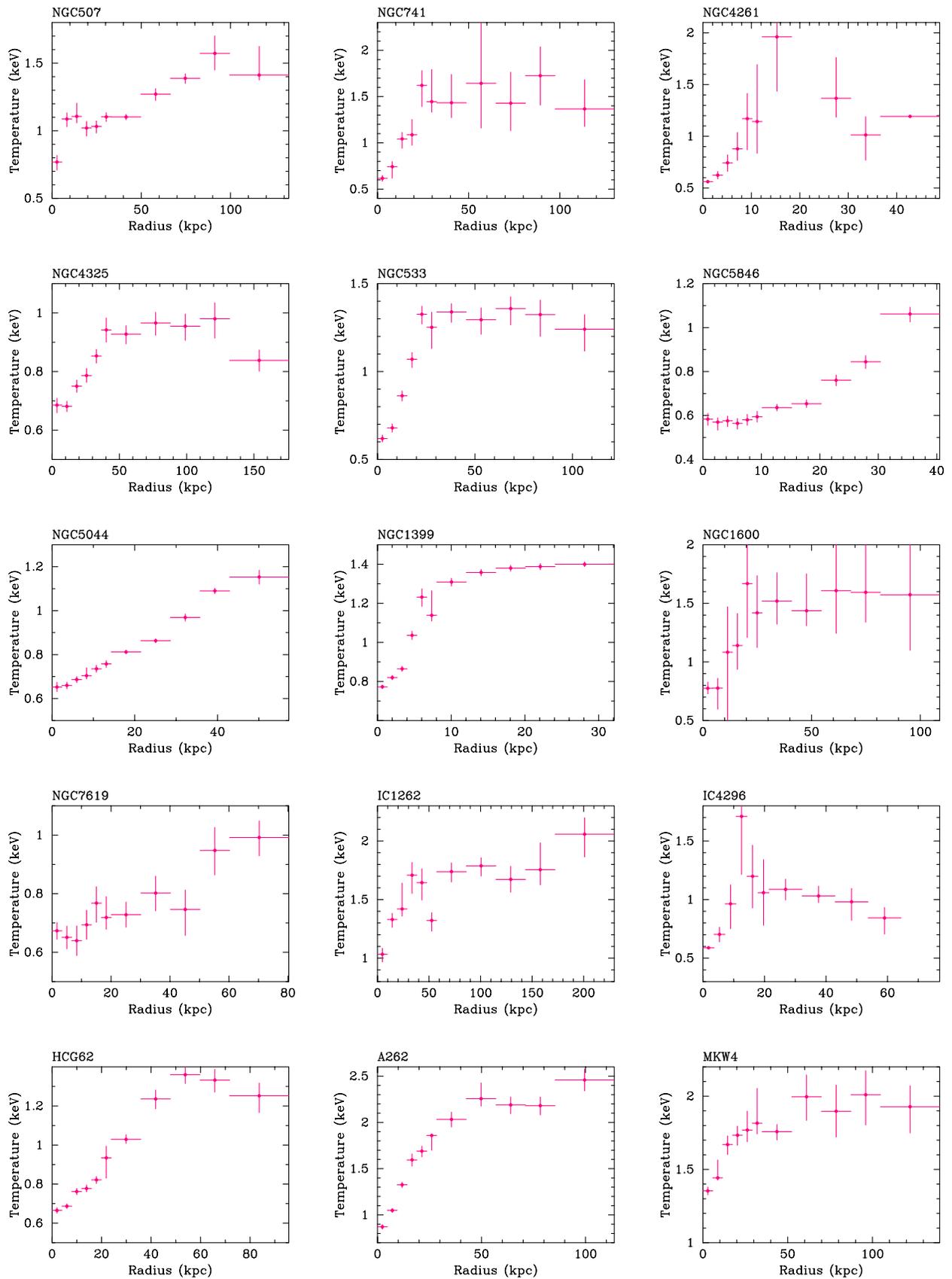


図 5.3: MEKAL による温度の半径分布。

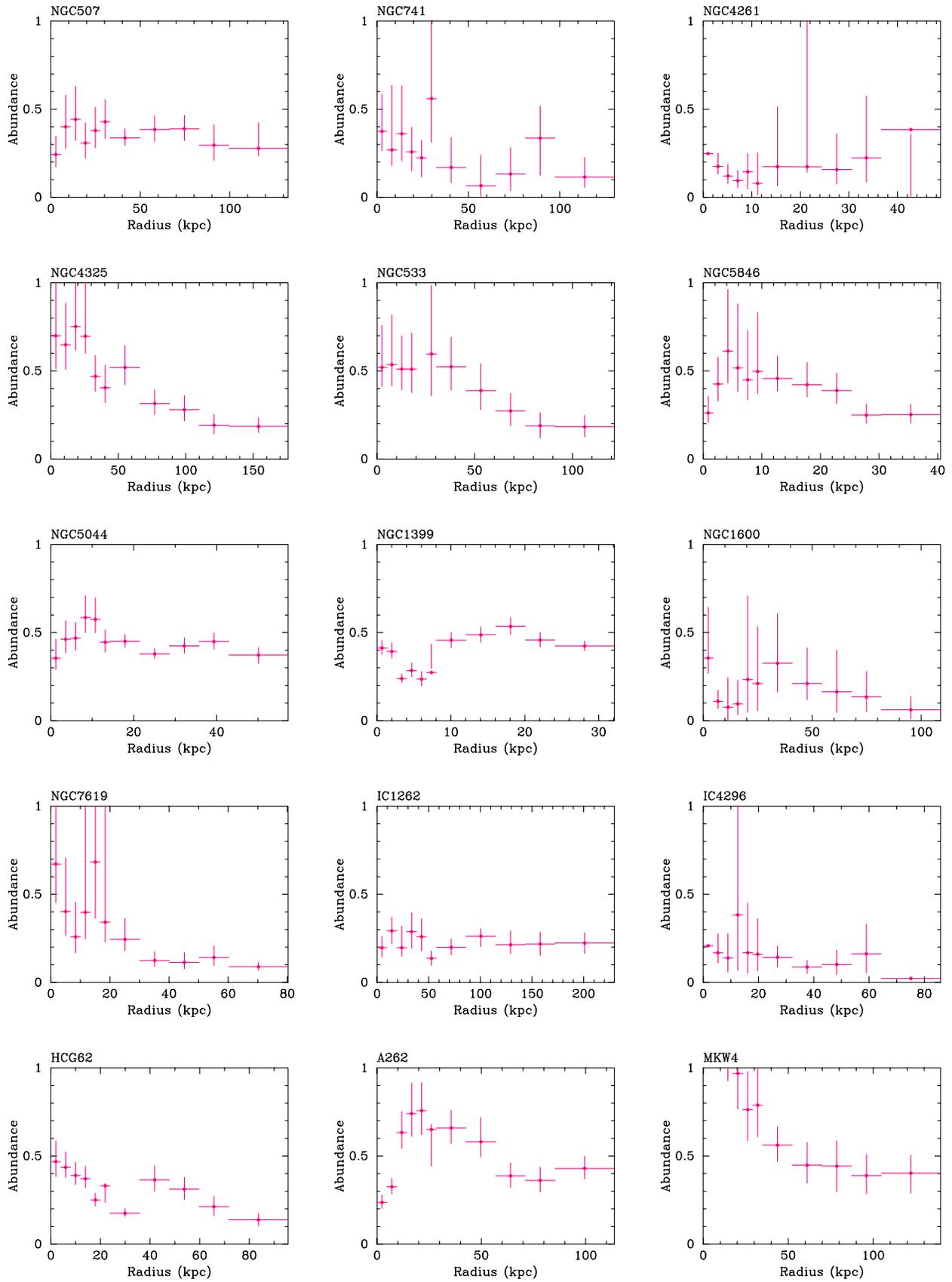


図 5.4: MEKAL によるアバンドンスの半径分布。

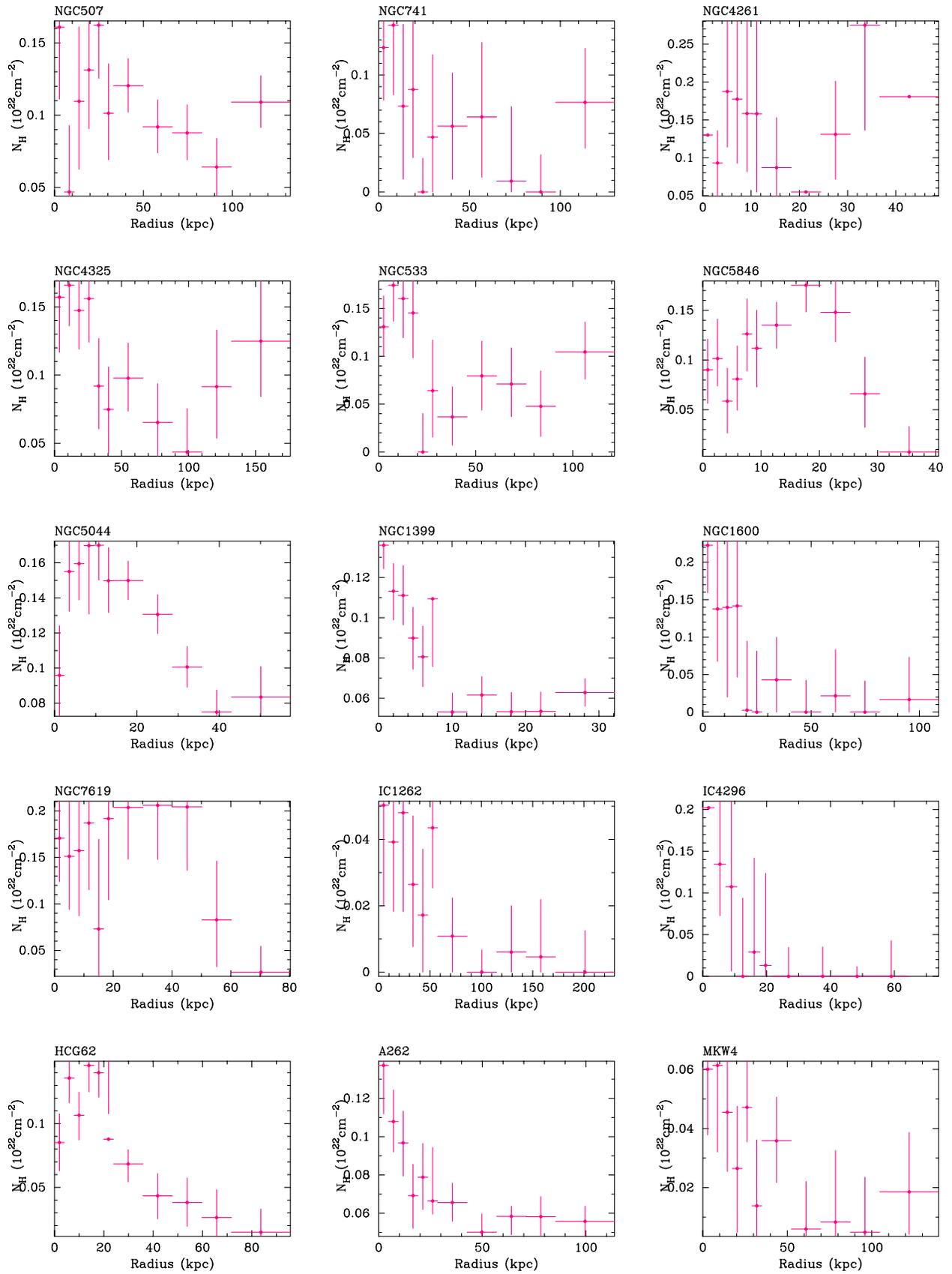


図 5.5: MEKAL による吸収の半径分布。

5.2 X線表面輝度分布

Chandra の ACIS イメージから X 線輝度の半径分布を作成した。*Chandra* は 0.5 秒角という高位置分解能をもっているため、これまでにない精度で X 線放射ガスの分布を調べることができる。輝度分布の作成は、観測データからバックグラウンドを引いた後に Exposure Map で割ることによって、場所によるレスポンス関数の違いを補正した。また、輝度分布の中心もスペクトル解析と同じように、X 線で一番明るいピクセルを cD 銀河の中心とみなした。全ての銀河群に対して、0.5–3.0 keV のエネルギーバンドのデータを用いた。X 線表面輝度分布を作成することによって IGM のガス密度分布を引き出すことができる (§2.2.3)。この節ではそれらの結果について述べる。

5.2.1 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て、ベータモデルでフィッティングを行なった。フリーパラメータはコア半径 r_c 、及び normalization である。式 (2.19) により normalization から中心数密度を求めることができる。

前述したように (§2.3.1)、X 線輝度分布のフィッティングから得られる β_{fit} と、可視光の銀河観測、X 線観測による高温ガスの温度測定によって得られる β_{spec} とでは大きな食い違いがある。今回の解析でも 13 個のサンプル銀河群の β_{fit} は ~ 0.4 – 0.6 の値 (表 5.1) になり、 $\beta_{spec} \sim 1$ とその違いは顕著に見られた。King の近似解では、コア半径 r_c より大きい半径で $\rho(r) \propto r^{-3}$ となる (式 (2.17))。しかし、銀河団の観測で示した密度分布の外側での平均値は、 $\rho \propto r^{-2.4}$ であった (Seldner & Peebles 1977, Peebles 1980)。そのため、本解析でもそれらを考慮し β を以下のように補正した (Bahcall & Lubin 1994)。

$$\beta_{fit}^c = 1.25\beta_{fit}$$

表 5.1 の示されるように補正後の β_{fit}^c の値も 0.5–0.75 と、 ~ 1 の値より依然として小さい。これらはダブルベータの構造をシングルベータモデルで fit したために小さくなったと思われる。

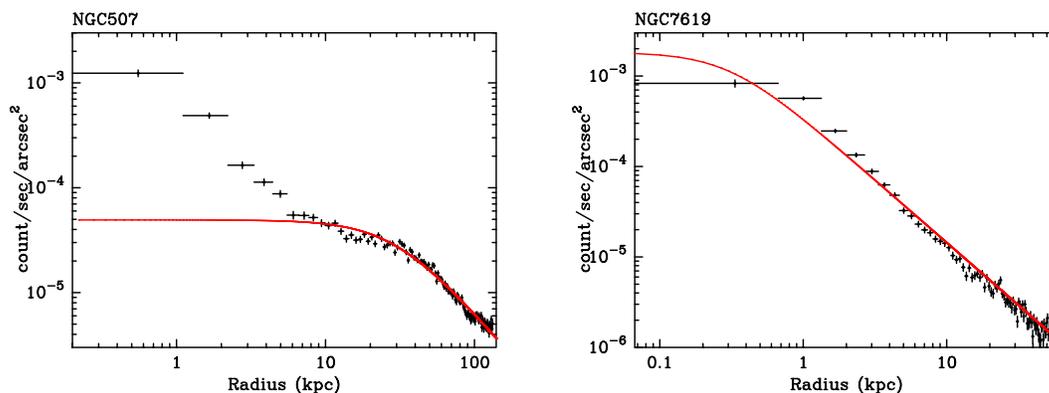


図 5.6: NGC507(左) と NGC1600(右) の X 線表面輝度分布とベストフィット。NGC507 では X 線輝度分布の中心部で X 線超過が見られ、NGC7619 では中心部でモデルがデータを大きく上回ってしまう。

図 5.6 の左図は NGC507 の X 線表面輝度分布に対するベータモデルのベストフィットである。半径およそ 8kpc(15arcsec) より中心部では、ベータモデルでうまく表されず X 線超過が見られる。一方、右図は NGC7619 に対するベストフィットで、こちらは逆に X 線輝度の傾きを表すため、中心部でのモデル値が X 線表面輝度分布を大きく上回ってしまっている。多くの銀河群 (図 5.7) でもこのような現象が見られ、ベータモデルではうまく表せないことがわかった。特に NGC507、NGC741、NGC4262、NGC5044、NGC1399、NGC1600、IC1262、及び IC4296 の X 線表面輝度分布では、著しい階段的な構造が見られ、ベータモデルのフィッティングでは大きく外れている。

group	n_0 (cm^{-3})	r_c (arcsec)	r_c (kpc)	β_{fit}	β_{fit}^c
NGC507	0.009	53.32±2.451	29.47 ± 1.354	0.44±0.007	0.55±0.009
NGC741	0.26	1.24±0.087	0.67 ± 0.049	0.42±0.002	0.525±0.003
NGC4261	1.164	1.19±0.052	0.24 ± 0.01	0.48±0.002	0.6±0.003
NGC4325	0.031	18.94±0.29	13.88 ± 0.213	0.57±0.003	0.71±0.004
NGC533	0.187	2.79±0.118	1.41 ± 0.06	0.46±0.002	0.58±0.003
NGC5846	0.053	10.62±0.314	1.79 ± 0.053	0.44±0.002	0.55±0.003
NGC5044	0.035	42.34±0.611	10.1 ± 0.146	0.51±0.003	0.64±0.004
NGC1399	0.912	1.32±0.039	0.18 ± 0.005	0.4±0.001	0.5±0.001
NGC1600	0.283	1.03±0.173	0.47 ± 0.079	0.39±0.003	0.49±0.004
NGC7619	0.301	0.90±0.11	0.30±0.037	0.39±0.002	0.50±0.003
IC1262	0.018	22.6±0.748	21.63 ± 0.716	0.43±0.003	0.54±0.004
IC4296	1.547	0.89±0.071	0.32 ± 0.025	0.5±0.004	0.63±0.005
HCG62	0.037	14.35±0.286	5.72 ± 0.114	0.5±0.114	0.63±0.143
A262	0.833	6.85±0.208	3.25±0.099	0.36±0.001	0.45±0.001
MKW4	0.790	4.63±0.152	2.70±0.089	0.41±0.001	0.52±0.001

表 5.1: ベータモデルフィットのベストフィットパラメーター

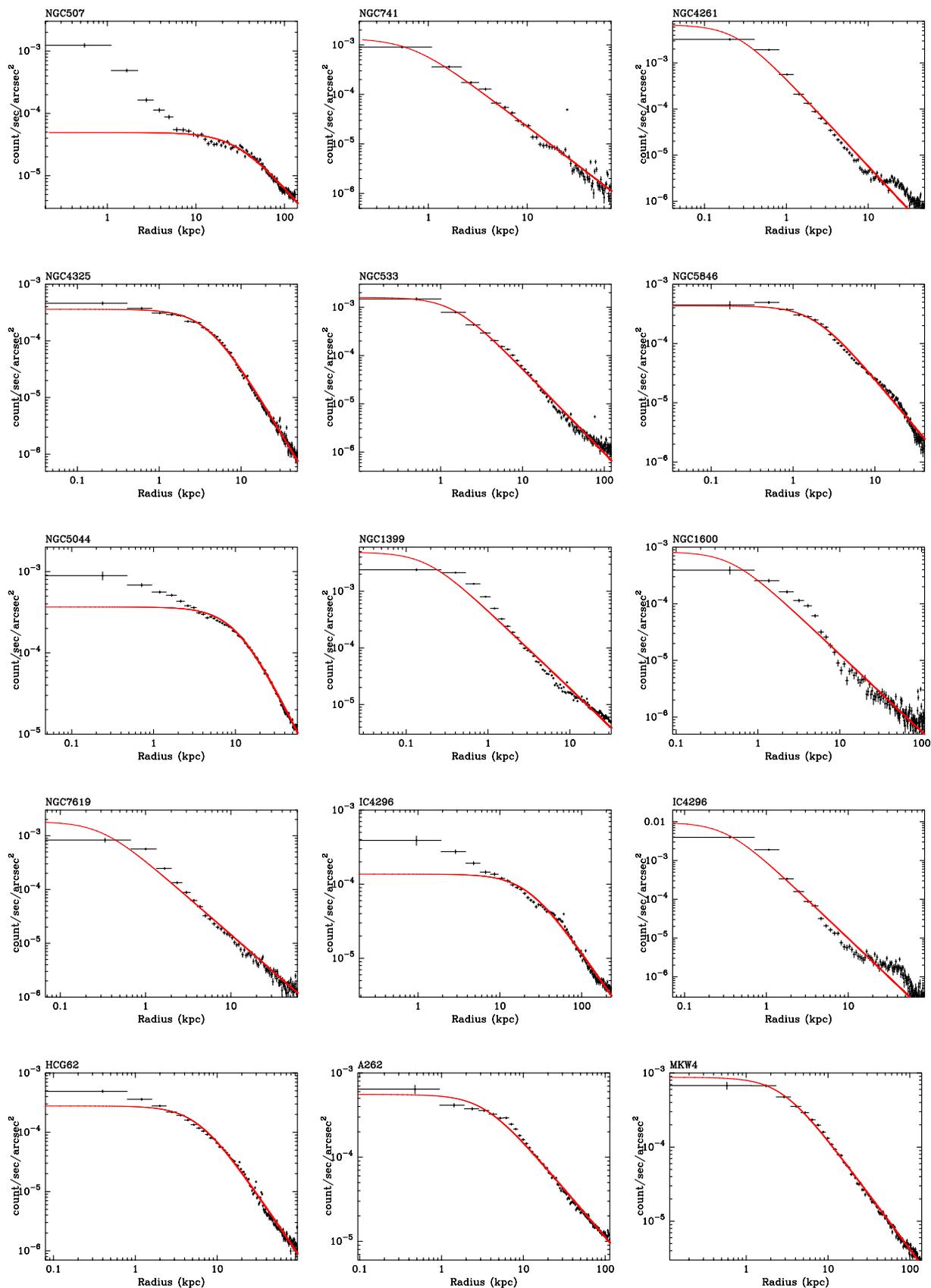


図 5.7: イメージ解析から得られた X 線表面輝度分布。‘+’が観測データで、実線がベータモデルによるフィッティング結果である。

5.2.2 ダブルベータモデルによるフィッティング

ベータモデルでフィッティングを行なった結果、ほとんどの銀河群の中心でうまく表せないことがわかった。従って、ダブルベータモデルでフィッティングを行なった。パラメータの β は X 線表面輝度分布の傾きを表しており、物理的に外側成分よりも内側成分の β が高くなければならないはずである。従って、一度フィッティングを行ない $\beta_{fit1} < \beta_{fit2}$ になった場合は、 β の値を固定した。図 5.8 は NGC507 と NGC7619 のフィッティング結果である。さきほどシングルベータモデルのフィッティング結果で指摘したような中心部でのデータとモデルの不一致は、見事に改善されている。NGC507 においては、二成分のベータモデルがおよそ 5kpc で交差し、データの内側と外側をうまく説明している。 β_{fit} の値もシングルでは ~ 0.44 だったのに対し、内側成分が $\beta_{fit1} \sim 0.67$ 、外側が $\beta_{fit2} \sim 0.47$ とう結果になった。また、二つのベータ成分とデータを比べてみると、モデルが交差する 5kpc より少し外側の 10~15kpc あたりから輝度分布がフラットになっているように見える。NGC7619 に関しては、およそ 3kpc(9arcsec) で二成分が交差していて、10~13kpc あたりで傾きが穏やかになっている。この特徴は多くの銀河群で見られる (図 5.10)。このダブルベータモデルが意味することは、銀河群内のガスは二成分から成り、異なった重力ポテンシャルに束縛されているということである。内側は cD 銀河スケールで外側が銀河群スケールによるものと思われ、両者のベータモデルが交差しフラットになる部分が cD 銀河と銀河群の境目だと考えられる。

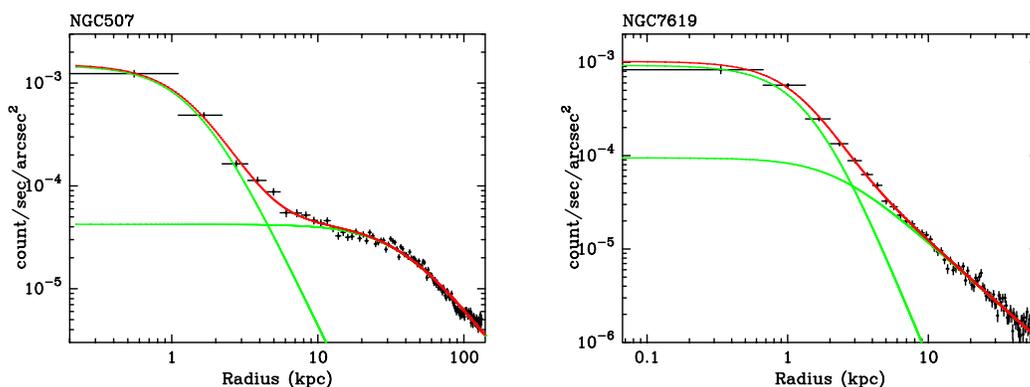
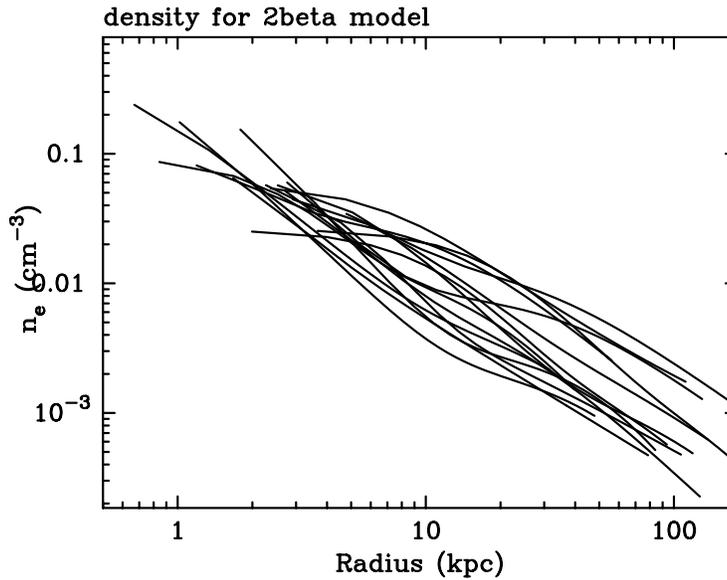


図 5.8: NGC507(左) と NGC7619(右) の X 線表面輝度分布とダブルベータモデルでのベストフィット。シングルベータモデルフィッティング時に生じた中心部のデータとモデルの不一致を、二成分のベータモデルによってうまく表している。

表 5.2 はシングルベータモデルとダブルベータのフィッティングに対する χ^2 である。多くの銀河群でシングルベータフィットよりもダブルベータフィットの方が χ^2 は低くなっており、うまく X 線表面輝度分布を表せていることがわかる。ダブルベータよりもシングルベータの方が良い結果となっているのは、NGC741 と HCG62 の 2 つの天体である。NGC741 に関しては半径 40–60kpc あたりで点源が見られ、これに反応しダブルベータの

χ^2 が高くなってしまったと思われる。しかし、NGC533 と HCG62 はダブルベータでのフィットがうまく定まらず、二成分の β を固定し χ^2 が高くないようにフィッティングを行なった。また、A262 も χ^2 が低くなったが、ダブルベータフィットを行なっても中心でモデルの値が低くなっている。

全銀河群のパラメーターで見られる共通性は、シングル時の β_{fit} に対する β_{fit1} の値である。。その分布はばらつきがあるものの、 β_{fit} よりも高い値を示していることがわかる (表 5.3)。シングルベータでは β_{fit} を低く見積もっており、 β_{spec} との違いが著しく現れたことを示す結果となった。図 5.9 はダブルベータモデルフィットによって得られたパラメーターから求めた全サンプル銀河群に対する密度分布である。外側から中心に行くにつれガス密度が高くなるが、コア半径の影響が顕著に現れ勾配がフラットになっているものもある。中心付近は 10^{-1} – 10^{-2} cm^{-3} で分布している。



Jesu 8-Feb-2005 04:07

図 5.9: ダブルベータフィットから求めた全サンプル天体に対するガス密度分布。

Group name	single β χ^2/ndf	duble β χ^2/ndf	Group name	single β χ^2/ndf	duble β χ^2/ndf
NGC507	7.65	2.47	NGC1600	8.88	1.76
NGC741	9.53	19.72	NGC7619	8.88	1.67
NGC4261	26.489	5.06	IC1262	7.18	5.614
NGC4325	3.75	2.66	IC4296	12.87	4.02
NGC533	7.39	6.33	HCG62	8.96	12.21
NGC5846	5.09	1.76	A262	6.04	2.10
NGC5044	50.9	1.77	MKW4	2.80	2.32
NGC1399	7.77	1.76			

表 5.2: ベータモデルとダブルベータモデルのフィッティングに対する χ^2 。

	n_1 (10^{-3}cm^{-3})	r_{c1} (kpc)	β_{fit1}	n_2 (10^{-3}cm^{-3})	r_{c2} (kpc)	β_{fit2}
NGC507	279.29	1.43 \pm 0.169	0.67 \pm 0.044	8.00	36.89 \pm 1.737	0.47 \pm 0.009
NGC741	186.15	1.77 \pm 0.075	0.6(fixed)	2.34	21.90 \pm 1.276	0.6(fixed)
NGC4261	745.63	0.52 \pm 0.016	0.62 \pm 0.006	2.079	44.8 \pm 8.482	0.7 \pm 0.061
NGC4325	26.30	20.17 \pm 0.202	0.75(fixed)	1.26	121.6 \pm 5.315	0.72(fixed)
NGC533	71.95	4.87 \pm 0.086	0.65(fixed)	1.22	91.66 \pm 4.418	0.65(fixed)
NGC5846	94.80	2.81 \pm 0.288	0.78 \pm 0.08	10.93	18.41 \pm 1.588	0.76 \pm 0.039
NGC5044	107.26	2.15 \pm 0.124	0.89(fixed)	31.82	11.33 \pm 0.071	0.52(fixed)
NGC1399	479.01	0.53 \pm 0.012	0.53 \pm 0.004	4.30	21.81 \pm 0.579	0.45(fixed)
NGC1600	78.36	4.54 \pm 0.175	0.95 \pm 0.024	4.37	13.61 \pm 5.922	0.36 \pm 0.015
NGC7619	161.17	1.44 \pm 0.135	0.79 \pm 0.059	31.11	2.13 \pm 0.252	0.39 \pm 0.005
IC1262	65.43	4.04 \pm 1.253	0.54 \pm 0.096	12.56	30.72 \pm 1.429	0.45 \pm 0.004
IC4296	774.05	0.97 \pm 0.033	0.73 \pm 0.0129	2.98	56.4 \pm 1.589	0.99 \pm 0.024
HCG62	25.89	11.37 \pm 0.176	0.75(fixed)	1.55	71.38 \pm 3.548	0.72(fixed)
A262	58.20	7.10 \pm 0.306	0.5(fixed)	5.67	21.62 \pm 11.410	0.27 \pm 0.007
MKW4	56.03	4.89 \pm 0.085	0.51(fixed)	1.85	58.18 \pm 0.331	0.45(fixed)

表 5.3: ダブルベータモデルフィットのベストフィットパラメータ

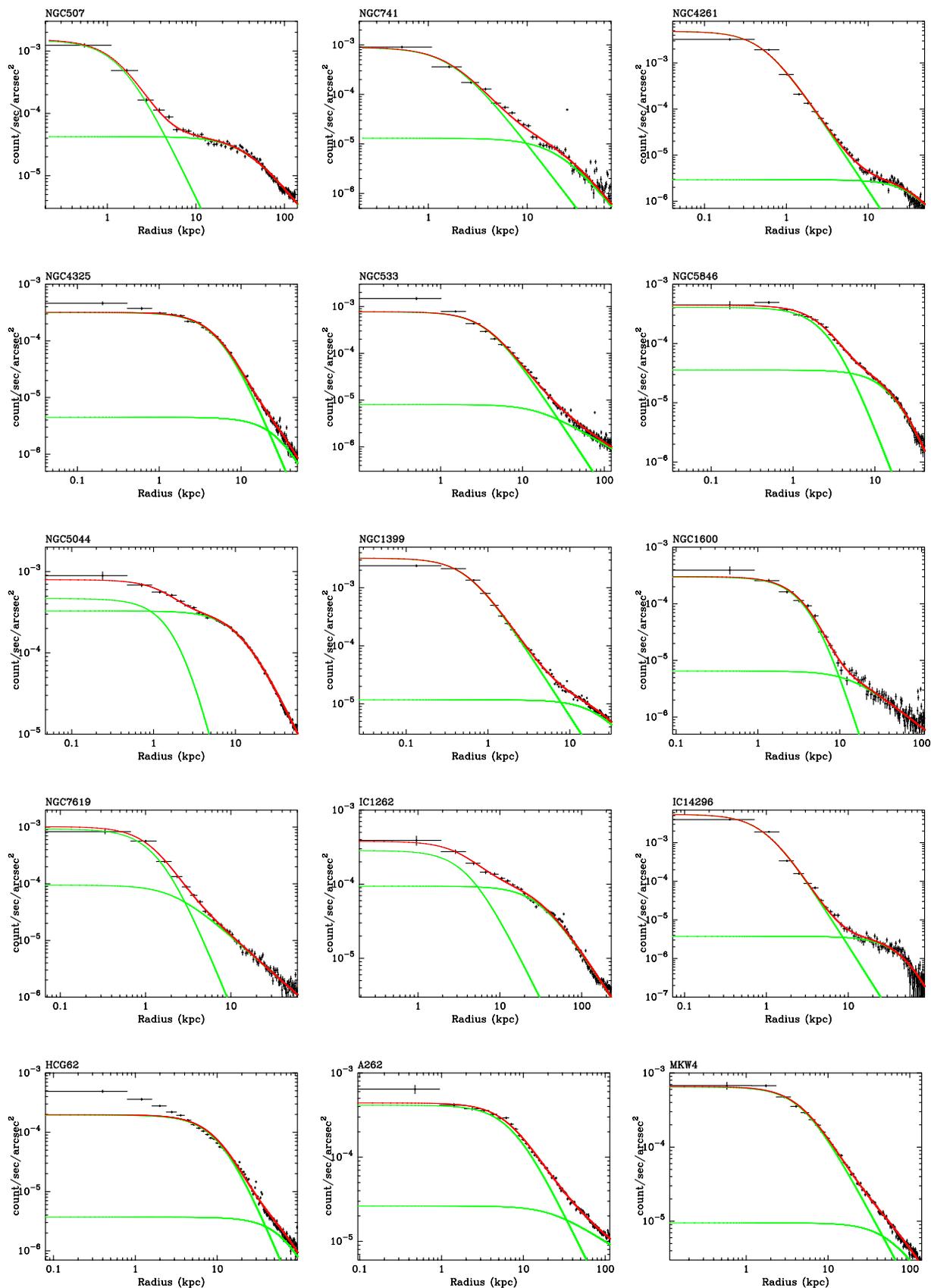


図 5.10: イメージ解析から得られた X 線表面輝度分布。‘+’が観測データで、実線がダブルベータモデルによるフィッティング結果である。

5.3 質量分布

銀河群 IGM の温度とガス数密度の半径分布は、*ROSAT* や *ASCA* といった過去の解析によって広く研究されてきた。しかし、*Chandra* の高位置分解能、高エネルギー分解能は、銀河群の中心領域においてこれまでにない詳細な情報を得ることを可能にした。今回の解析でも *Chandra* データのスペクトル解析とイメージ解析によって、IGM の温度とガス数密度の半径分布を得ることができた。これらの半径分布を用いて銀河群における質量半径分布を求めていく。X 線輝度からガス密度への変換 (式 (2.19)) する時に必要となる cooling function $\Lambda(T, A)$ は、銀河群中心での温度、アバダンスの値を用いて、MEKAL モデルで求めた。本来は各半径の温度とアバダンスを用いるべきだが、それによる違いはせいぜい 10 % 程度しか生じない。密度分布は半径に対して 2 桁近く変化するのでこれは無視できる。

5.3.1 ガス質量、星質量

今回の解析で星の質量は、 $(M/L_B)_\odot=8$ を仮定して式 (2.4) の星質量密度分布から見積もった。なお、NGC4325、HCG62、MKW4 に関しては cD 銀河の星の広がりを表す effective radius を確認できなかったため、星質量分布を求めることができなかった。IGM の質量は、ガス密度を空間積分することで求めた (§2.2.2)。ガス密度分布に対しては、ダブルベータモデルによるフィッティングで得られた、パラメーターを用いて計算を行なった。これらの結果は全重力質量の結果と共に議論していく。

5.3.2 全重力質量

銀河群が球対称であるのと、静水圧平衡という仮定を用いれば銀河群の全重力質量は、式 (2.10) で見積もることができる。ガス密度分布はダブルベータモデルの関数で表し、IGM の温度に関しては、外側の温度 T_h (表 5.5) で固定したものと、温度分布を関数

$$T(r) = T_0 + (T_1 - T_0) \frac{(r/a)}{\sqrt{1 + (r/a)^2}}$$

で表したものをを用いて、式 (2.10) に代入する。a、 T_0 、 T_1 はフリーパラメーターで、 T_0 は中心温度を表し、 T_1 は外側の温度を表している。図 5.11 の上右図は、NGC507 の温度分布を関数フィッティングしたもので、下図は求められた全重力質量の分布を示したものである。右図で見られるように、およそ 10kpc あたりでくぼみが生じ、質量が減少するという非物理的な分布をとっている。これは、全重力質量が式 (2.10) で求められることからわかるように、温度分布の傾きがうまく関数で表されていないためである。NGC507 の X 線輝度分布を見ると 8–27kpc (15–50arcsec) で傾きがなくフラットになっているのに対し、温度分布を表す関数は詳細に分布を表しておらず単調な増加関数になっている。従って、8–27kpc で熱平衡がうまく表されずくぼみが生じたと考えられる。もう一つの理由としてはフラットなコアをもつベータモデルを用いて外側成分を表していることにある。密度がフラットな分布をするとコア半径内での質量は内側に行くほど小さくなる。このようなく

ぼみは、NGC4261、NGC5846、NGC5044、NGC1600、IC4296(図 5.16) でも見られるが上記と同じ理由によるものと思われる。図 5.12 に全銀河群に対する温度分布の関数フッティングの結果を示す。

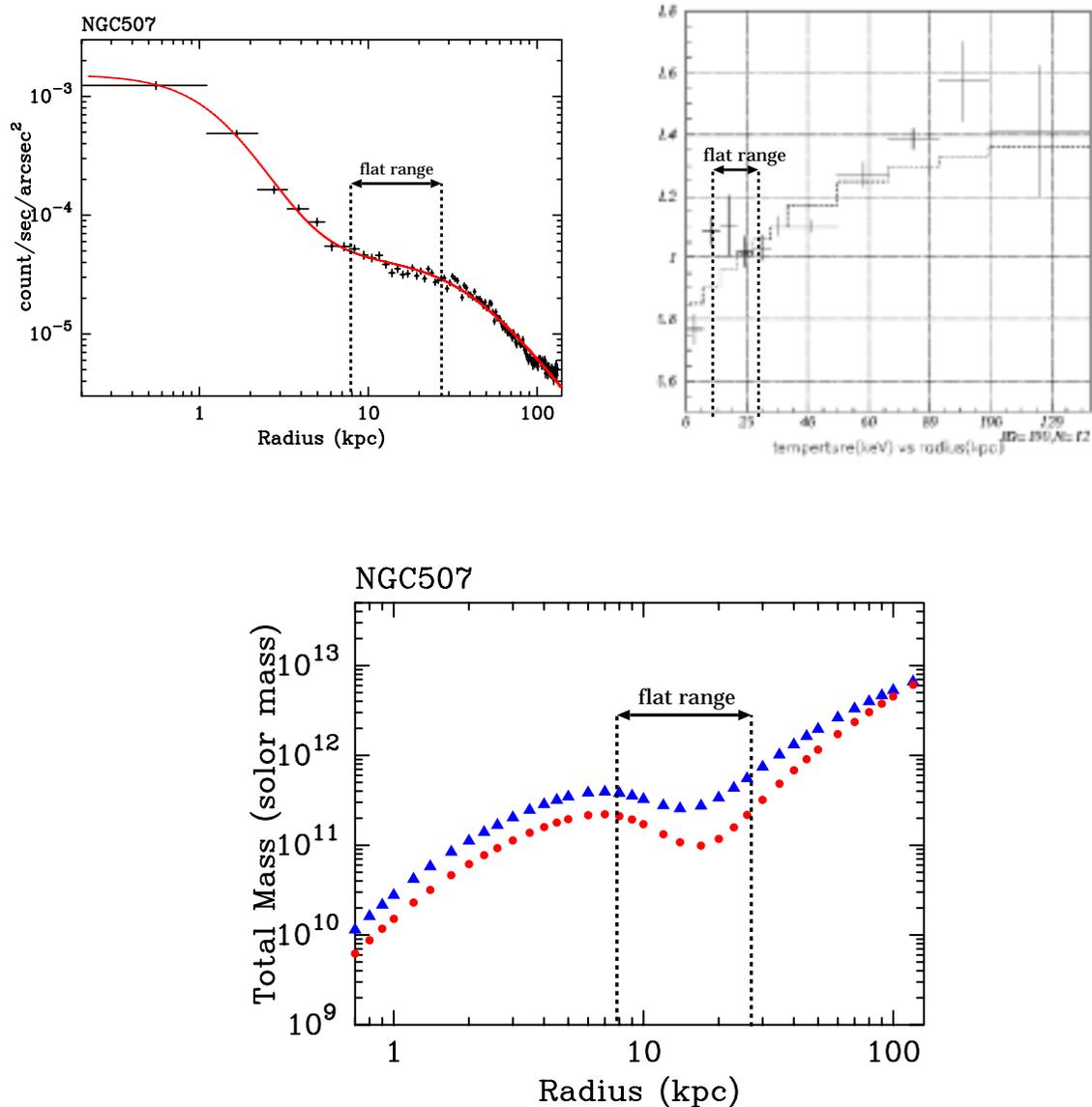


図 5.11: NGC507 の解析結果。上左図が X 線表面輝度分布とダブルベータによるフッティング結果で、上右図が温度を関数フッティングした結果。共に実線がモデルで '+' が観測データ。下図は が温度固定時、 が温度勾配を考慮した時の全重力質量分布である。flat range は、8-27kpc の領域。

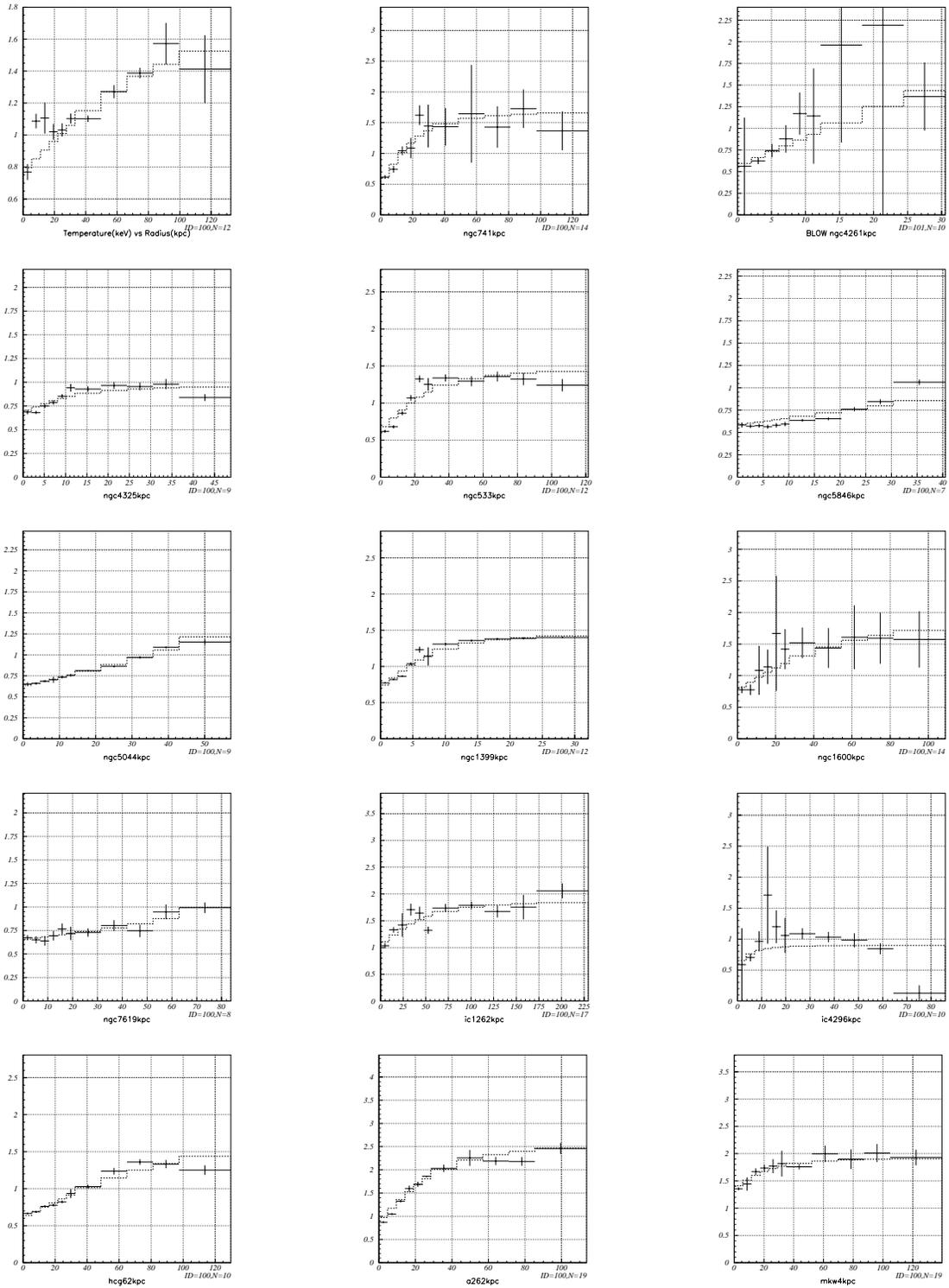


図 5.12: 温度の半径分布を関数フィッティングした図。‘+’が観測データで実線がフィッティング結果である。縦軸が温度 (keV) で、横軸が半径 (kpc)。

5.3.3 ガス質量、星質量、全重力質量の比較

図 5.13 の左図は、NGC741 におけるガス質量、星質量、全重力質量に対する半径分布を同時に示したものである。半径 ~ 20 kpc までは全重力質量の内、星の質量が支配的であるが、それ以上の半径になると全重力質量分布が星質量を大きく突き放していくのがわかる。また、星、ガスの質量も内側ではガス質量に比べ星質量が圧倒的に大きい。外側に行くにつれ徐々にガス質量分布が星質量分布に近づく傾向にある。この全重力質量分布が星質量分布から急激に外れる半径 ~ 20 kpc は、X 線表面輝度分布 (右図) のちょうどフラットな部分で外側のベータモデル成分のコア半径内にあたる。このような特徴は他のサンプル銀河群でも見られる。X 線輝度分布においてダブルベータの外側の成分のコア半径内は、ちょうど cD 銀河と銀河群スケールの境目になっていると思われる。このことを質量分布に照らし合わせると、cD 銀河領域では全重力質量のほとんどを星質量が賄っているが、外側の銀河群スケールになると星やガス質量ではとても説明できないことを意味する。同時に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を示唆する。さらに内側を見ると、およそ 1kpc より内半径で星質量が全重力質量よりも高くなっている。おそらくこの結果は、密度分布を表しているベータモデルによるものと思われる。半径の小さい内側の部分は *Chandra* でも分別できず、フラットな X 線輝度に見えてしまう。そのため、ベータモデルの関数はコア半径内で急激にフラットになってしまい、式 (2.10) に代入するとコア半径内での質量は小さく見積もられていると思われる。図 5.16 は全サンプルに対する質量分布である。NGC741 に対して述べたような特徴は、他の多くの銀河群にも見られる。特に IC1262 に関しては、 ~ 80 kpc でガス質量分布が星質量分布と交差しガス質量が追い抜く形となっている。

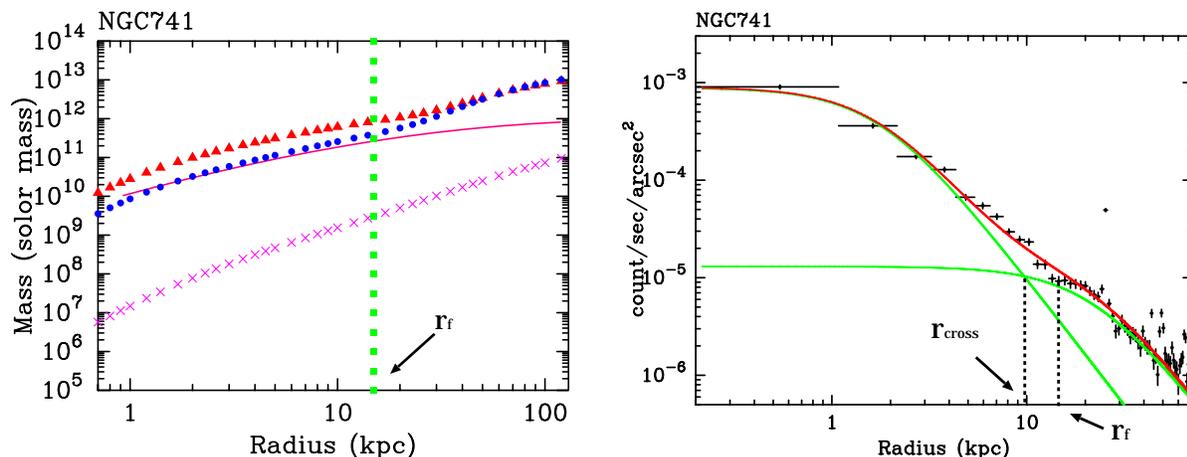


図 5.13: 左図は NGC741 の質量分布。 が温度勾配を考慮した時、 が温度一定とした時のそれぞれの全重力質量分布で、実線が星の質量分布、‘×’が IGM の質量分布である。右図は X 線表面輝度分布。15–25kpc で分布がフラットになり外側のベータモデルのコア半径が見えている。

X 線表面輝度分布のダブルベータモデルフィットによって、二成分のガスが交差する半径から少し外側で、輝度分布はフラットになっている (§5.2.2)。そこで次のような半径 r_f を定義する。

$$r_f = r_{cross} + 5 \quad [\text{kpc}]$$

ここで、 r_{cross} はダブルベータモデルフィットの二成分が交差する半径である。各銀河群の r_f の値を表 5.4 に示す。くぼみが生じる銀河群は全てこの r_f 付近でくぼみが生じる (図 5.16) ことから、この r_f を cD 銀河と銀河群の境目だと仮定して各質量分布の比較をしていく。

Group name	r_f (kpc)	Group name	r_f (kpc)
NGC507	10	NGC1600	25
NGC741	15	NGC7619	8
NGC4261	13	IC1262	11
NGC4325	25	IC4296	14
NGC533	35	HCG62	35
NGC5846	10	A262	35
NGC5044	6	MKW4	45
NGC1399	13		

表 5.4: 各銀河群における r_f の値。

$$M_{gas} - M_{tot}$$

図 5.14 に r_f 内でのガス質量と全重力質量を示す。銀河群はガス質量が 10^8 – $10^9 M_\odot$ 、全重力質量が $\sim 10^{11} M_\odot$ に分布している。集団から外れ、全重力質量が $10^{12} M_\odot$ より高く分布している 5 つの天体は、NGC4325 NGC533、HCG62 と銀河団 A262 と MKW4 である。このうち HCG62 は、§5.2.2 で述べたようにダブルベータモデルがうまくフィットできず、 r_{cross} が実際よりも外側に求められた可能性がある。従って、 r_f も大きくなり、質量を過大に見積り銀河団同様の分布を示したとも考えられる。この比較から cD 銀河においてガス質量は全重力質量の $\sim 1\%$ 程にしか分布していないことがわかる。

$$M_{star} - M_{tot}$$

次に星質量と全重力質量の比較を見る (図 5.15)。星-全質量の関係は、 $M_{tot} \sim M_{star}$ から $M_{tot} \sim 2.5 M_{star}$ の領域に分布しており、cD 銀河内では全重力質量のおよそ 40% 以上を星が担っていることになる。ただし、 $M_{star}/L_B=8$ を仮定していること注意しなければいけない。全重力質量を見積もった半径 r_f はちょうどくぼみが生じる領域であり、星と全重力質量の比率を考えると、これらくぼみはガス質量の時と違って無視できない。従って、 r_f 付近の全重力質量分布をより詳細に調べる必要がある。しかし、銀河団 A262 に限っては、全重力質量が一桁ほど高いにも関わらず、他よりも星質量が小さく $10^{11} M_\odot$ に満たな

い数値となっている。さきほどのガス質量との関係と照らし合わせると、A262のcD銀河は他のサンプル銀河群と異なり、ガスと星を合わせても数%にしかならず銀河団に付随する大量のダークマターの存在を示唆する。

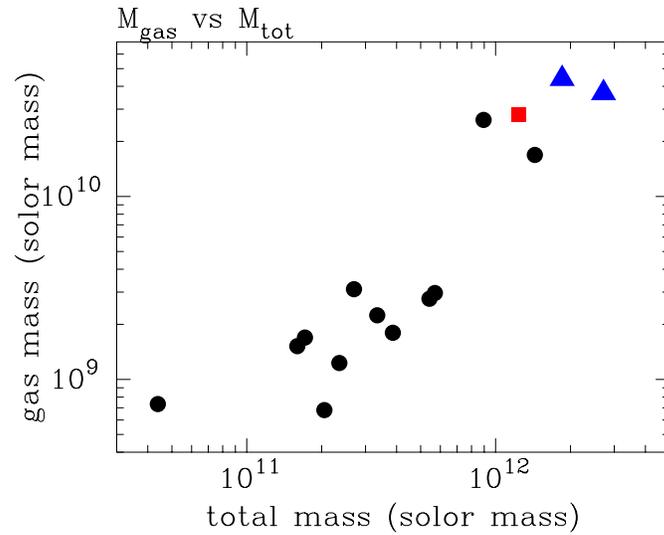


図 5.14: ガス質量と全重力質量の比較。 が銀河群で が銀河団、はNGC4325 と HCG62。

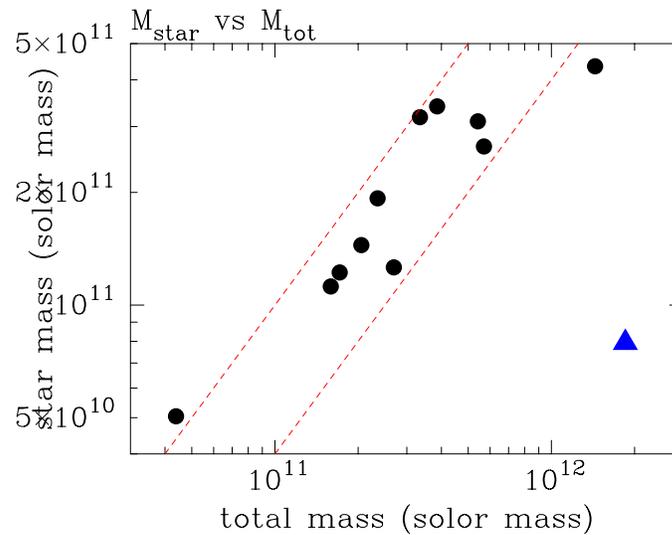


図 5.15: 星質量と全重力質量の比較。 が銀河群で が銀河団。点線はそれぞれ $M_{tot} = M_{star}$ と $M_{tot} = 2.5M_{star}$ を表した線である。

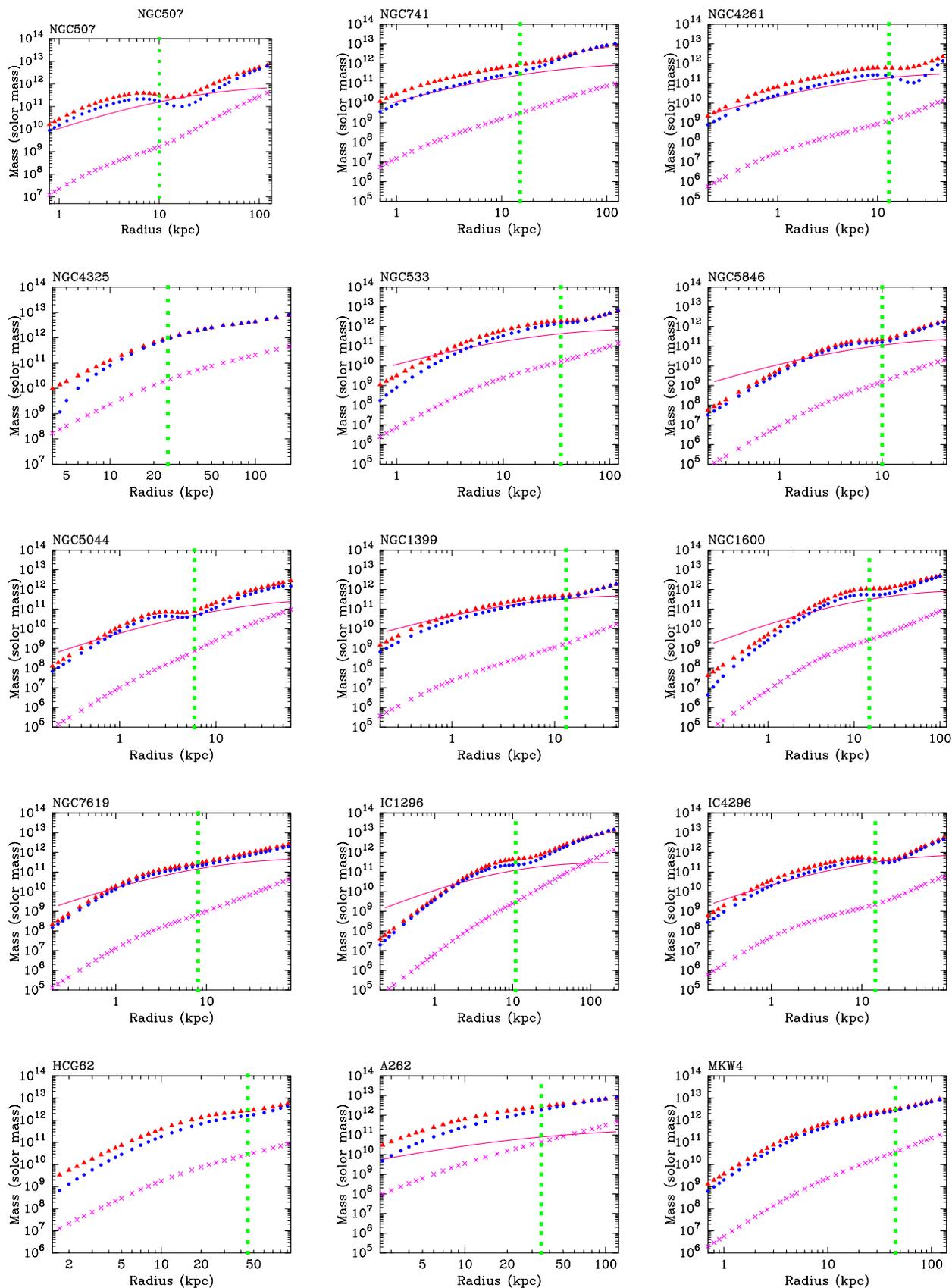


図 5.16: が温度勾配を考慮した時、 が温度一定とした時のそれぞれの全質量分布で、実線が星の質量分布、‘×’が IGM の質量分布である。点線は半径 r_f を示している。

5.4 二温度共存モデルプロファイル

5.4.1 二温度フィッティング

前節で説明したように一温度フィッティングでの温度分布と、ベータモデルによる密度分布から見積もられる全重力質量分布には、多くのサンプル天体においてくぼみが生じた。このような非物理的現象を改善すべく、二温度共存モデル (§2.2.4) での解析を行なった。二温度共存モデルによる解析は、一温度フィッティングのスペクトル解析によって得られた温度分布の内側と外側の温度を用いて行なった。低温成分の温度 T_c と高温成分の温度 T_h をそれぞれ固定 (図 5.17) し、同心円リングのスペクトルを二成分の MEKAL モデルでフィッティングした。フィッティングの結果、 χ^2 は一温度フィットの時とほとんど変わらなかった。各成分の密度分布は MEKAL モデルのフィッティングによって得る normalization を用いて作成した。normalization をスペクトルフィッティングを行なったリング面積で割り、視線方向の projection 効果を取り除くことによって、単位体積あたりの輝度である emission measure を見積もることができる。これらの値が求めれば、式 (2.24) によって各成分の密度分布を得ることができる。

図 5.18 の左図は NGC4261 の低温成分に対する filling factor である。銀河群中心部で 1 に近付き、外側に行くにつれ 0 に近付いている。これにより中心部では低温成分が占め、外側にいくと少なくなり、逆に高温成分が多くなることがわかる。また、右図は低温、高温両成分のガス質量分布を示したものである。ガス質量分布に関しては ~ 6 kpc で低温成分と高温成分が交差し、交差後の低温成分はほとんど分布していないことがわかる。交差の半径は違えど全ての銀河群においてこのような分布を示している (図 5.22)。

図 5.20 と図 5.21 に全サンプル天体に対する filling factor と低温、高温成分の密度を示す。filling factor に関しては、ほとんどの天体の中心部で 0.7–0.98 と高い値となった。ただし、IC1262、A262 の中心部では 0.33–0.38 と低くなっている。各成分の温度の値を表 5.5 に示す。

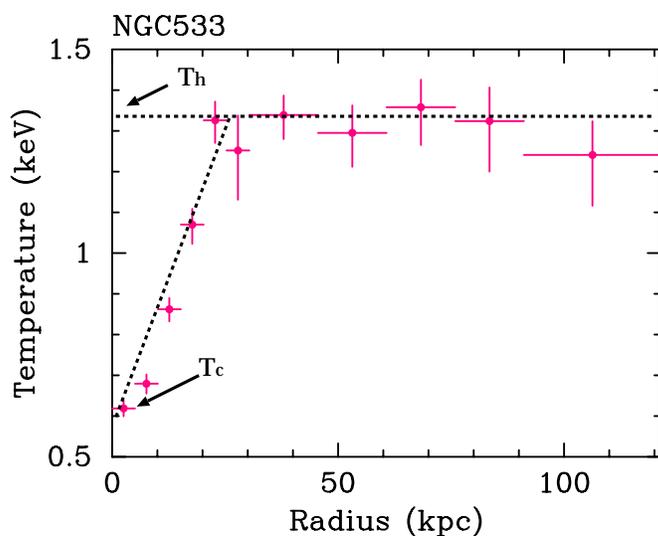


図 5.17: 二温度フィットで用いた低温成分と高温成分の定め方。

Group name	T_c (keV)	T_h (keV)	Group name	T_c (keV)	T_h (keV)
NGC507	0.77	1.4	NGC1600	0.77	1.55
NGC741	0.6	1.5	NGC7619	0.65	0.9
NGC4261	0.56	1.5	IC1262	1.03	1.78
NGC4325	0.56	0.95	IC4296	0.58	1.2
NGC533	0.68	1.33	HCG62	0.66	1.3
NGC5846	0.55	0.75	A262	0.85	2.2
NGC5044	0.65	1.0	MKW4	1.35	2.0
NGC1399	0.77	1.38			

表 5.5: 低温成分と高温成分の温度

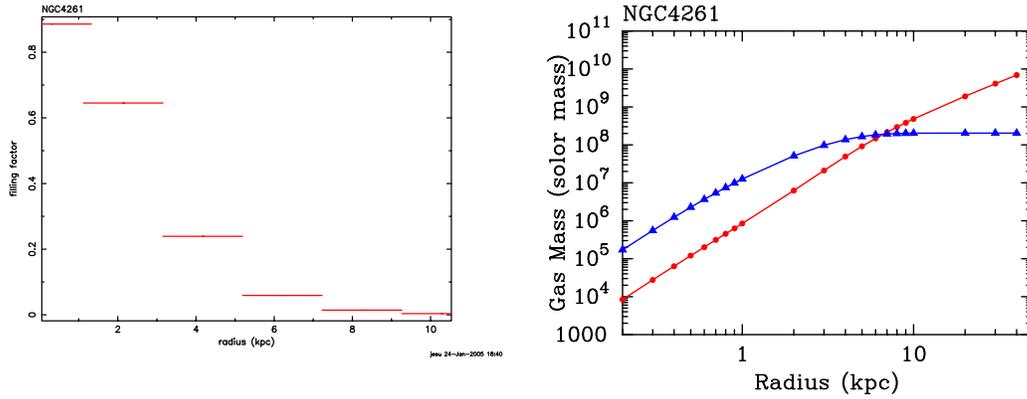


図 5.18: NGC4261 の低温成分に対する filling factor(左) と低温、高温成分に対するガス質量分布 (右)。 が高温成分で が低温成分である。

5.4.2 二温度モデルによる全重力質量

二温度モデルによる全重力質量も一温度フィットの時と同様に、重力と圧力勾配の釣り合いから得られる式 (2.6) を用いた。二温度モデルでは温度を固定しているため、式 (2.6) は次のように書ける。

$$M_{tot}(R) = -\frac{R^2}{\mu m_p G n_{gas}} \frac{dP(R)}{dR} \quad (5.1)$$

ガス密度 n_{gas} は、filling factor f 、低温成分と高温成分のガス密度 n_c 、 n_h を使って $n_{gas} = fn_c + (1-f)n_h$ で表される。また、低温、高温成分が圧力平衡にあるため、 $P(R) = n_c(R)kT_c = n_h(R)kT_h$ となる。低温、高温成分の密度は以下のような関数で近似した。

$$n_{c,h} = a(1 + br^2)^{-c} \quad (5.2)$$

ここで、 a 、 b 、 c はフリーパラメーターである。このようにして求められた全重力質量とガス質量を図 5.22 に示す。図からも見とれるように、一温度フィットとベータモデルによ

る質量分布と二温度フィットによる質量分布はほとんど一致している。また、一温度フィットでくぼみが生じた全ての銀河群でそれらは改善されており、それらの分布をうまく表している。図(5.19)は二温度フィットから得られた全重力質量と、 r_f 内の $M_{star} - M_{tot}$ の比較である。星質量と全重力質量には一定の相関があるが、銀河団 A262 だけが分布から大きく外れた。

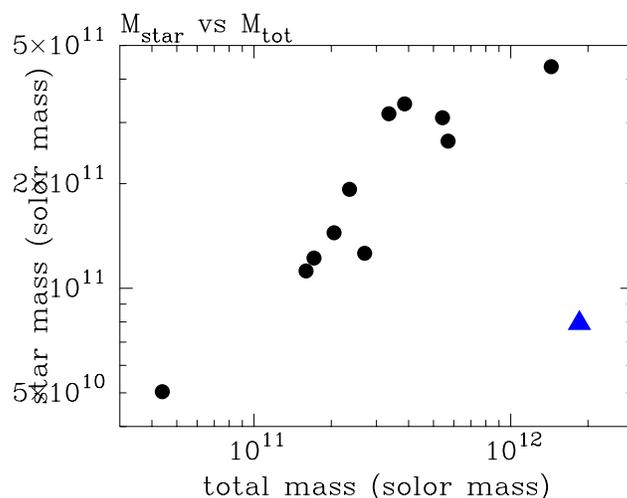


図 5.19: 二温度フィットによる全重力質量と星質量の比較。一定の相関が見られる。 が銀河群 が銀河団。

今回の解析の結果は二温度共存説を示唆する形となった。しかし、質量が減少するような著しいくぼみとは異なり、NGC741 や NGC1399 のように質量分布の勾配が急になることは物理的に受け入れることができる。二温度フィットの全重力質量分布でそれらの特徴は見られず、滑らかな勾配を見せている。このような一温度と二温度で違った分布をとる根源は、密度分布や温度分布を表すモデル関数にある。従って、これらとは違った手法から全重力質量分布を見積り、両者を比較する必要がある。

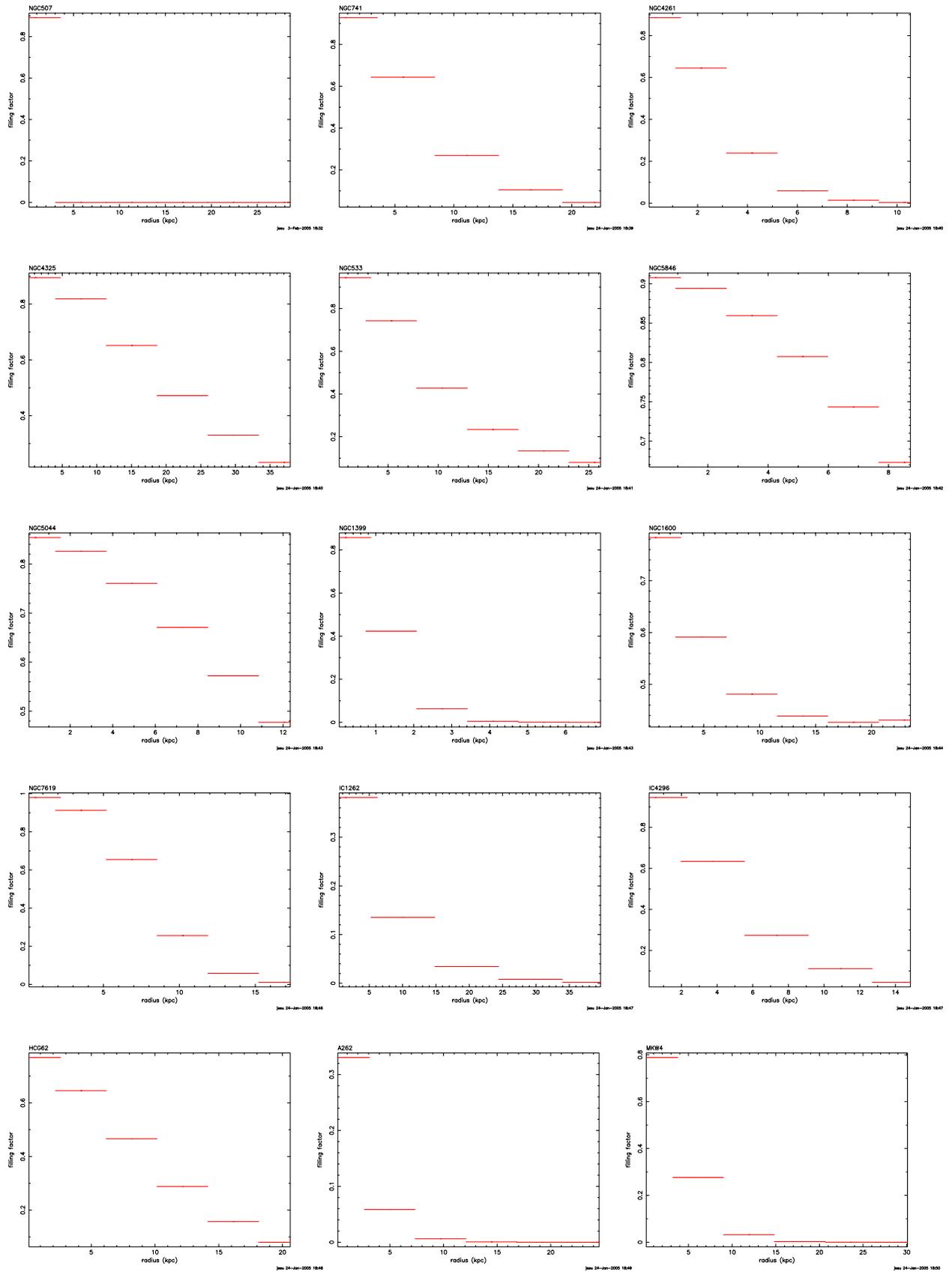


図 5.20: 低温成分に対する filling factor。

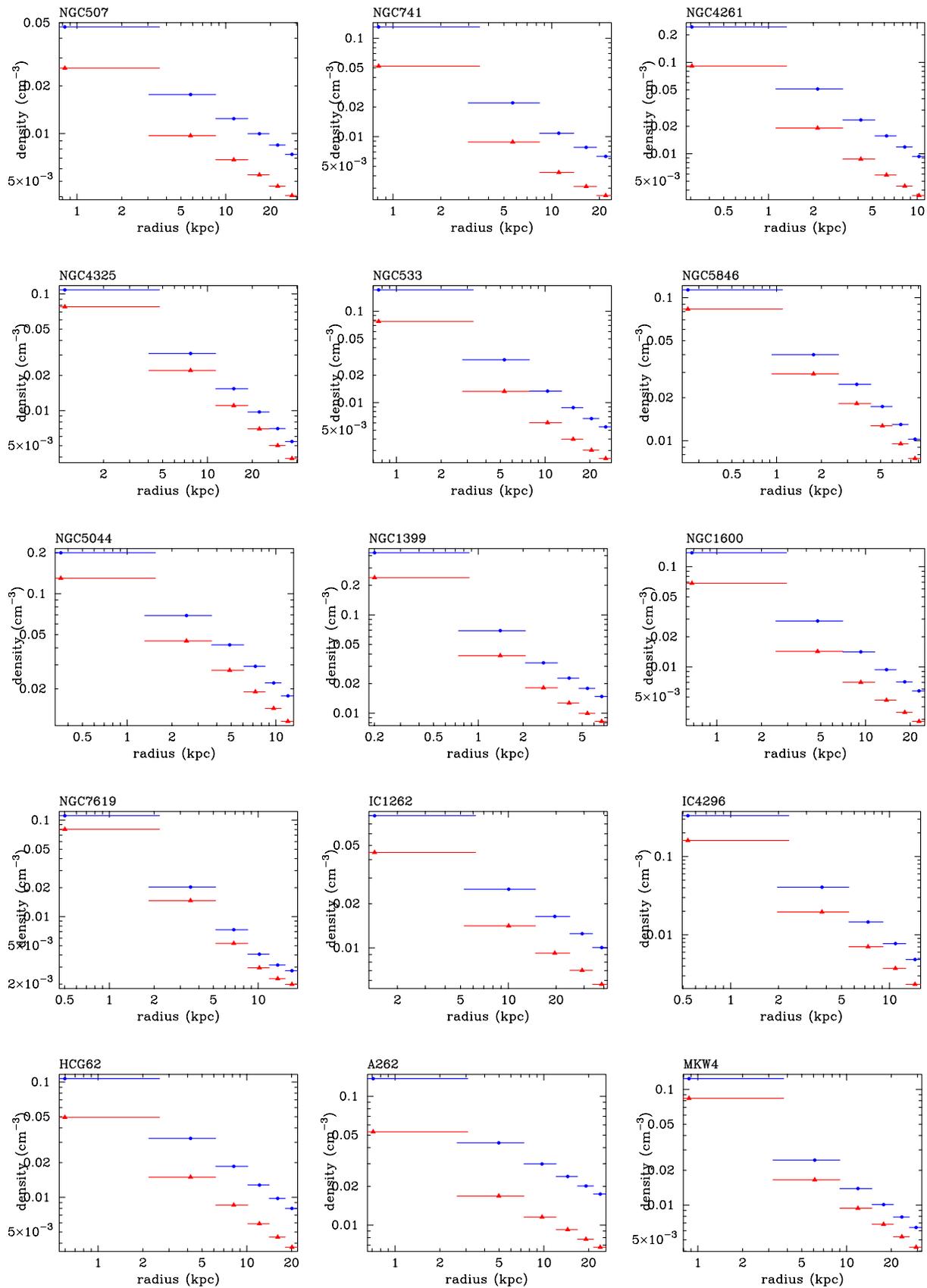


図 5.21: 低温、高温各成分のガス密度。 が低温成分の密度で、 が高温成分の密度である。

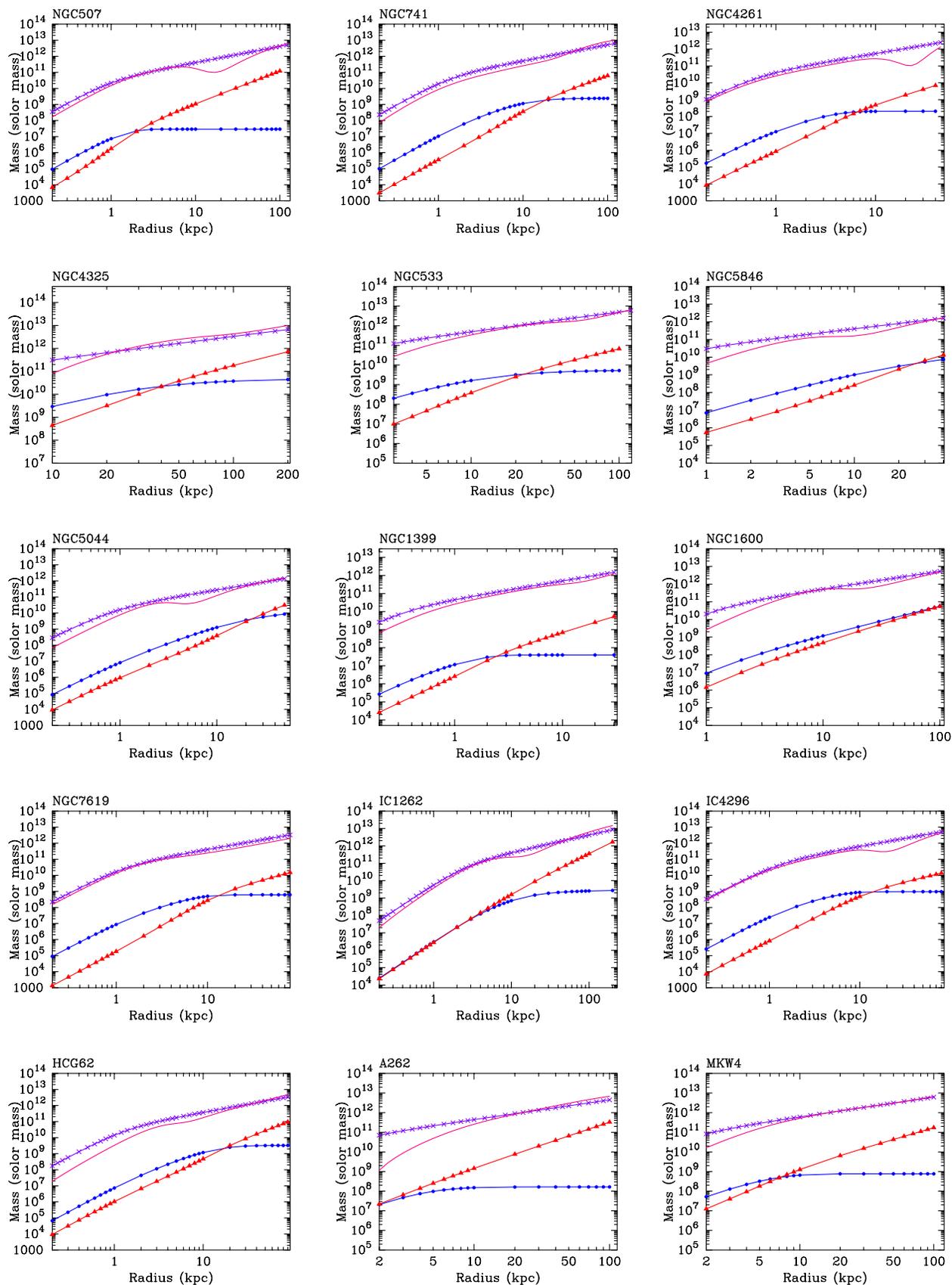


図 5.22: 二温度フィットによる質量分布。実線が温度勾配を考慮した一温度フィット、'x' が二温度フィットでの全質量分布で、 が高温成分、 が低温成分のガス質量分布である。

5.5 deprojection によるモデルに依存しない 質量分布の導出

§2.2.5 で説明したように、deprojection 解析を行なうと銀河群の二次元情報と三次元情報の互換性が得られる。式 (2.29) の行列 V の逆行列 V^{-1} を得ることで、二次元投射による放射から三次元情報の放射を見積もることができ、それらを XSPEC data analysis package の MEKAL モデルでフィッティングすることによって、フリーパラメーターである温度と normalization K が得られる。normalization K は以下のように定義される。

$$K = \frac{10^{-14}}{4\pi[D_A(1+z)]^2} \int n_{gas}^2 dV \quad (5.3)$$

ここで、 D_A は天体の angular size distance である。normalization を得る事で三次元半径に対するガス密度を求める事ができ、モデルに依存しない質量分布が得られる。

5.5.1 deprojection によるスペクトル解析

deprojection されたスペクトルを作る時に、以下のようなことに注意しなければいけない。今回の deprojection 解析で考えられてる最外球殻は、観測される二次元の最外リングによって決まる。そのため、最外球殻よりも外側からの放射はないと仮定される。これらを補正するため、 $[1 + (r/r_c)^2]^{-\frac{3}{2}\beta}$ に自乗したものをを用いて最外球殻よりも外側からの放射の projection 効果を補正した。視線方向に積分し比較した。また、projection されたスペクトルに対して chip 内で Exposure map の効果を取り除くため、各エネルギーごとに Exposure map を作成し補正を行なった。補正に用いた r_c と β は、各銀河群ごとにベータモデルによって求められた数値を代入した。このように得た deprojection されたデータファイルのスペクトルを用いてフィッティングを行なった。この節ではそれらの結果を取り上げ、議論を進めていく。スペクトルフィッティングは MEKAL モデルで行ない、フリーパラメーターは吸収 (N_H)、温度 (kT)、アバundance (A_{Fe})、normalization である。フィッティングの手順としては、フリーパラメーターのエラーが大きくなるため、一度フィッティングを行なった後、得られたフリーパラメーターの値から吸収、アバundanceの平均値を固定して再度フィッティングを行なった。固定した吸収とアバundanceの値を表 5.6 に示す。吸収の値が高くなっているが、これは ACIS そのものに起因するとも思われる。ACIS はノイズを減らすため冷却されており、それによって生じる氷が吸収体となっている。本来はそれらを考慮して arf ファイルの補正を行なうべきだが、今回の解析では補正を行っていない。

フィッティングに用いた球殻の各半径はエラーを小さくするため、銀河群ごとに異なった値をとった。図 5.23 は、NGC5044 のスペクトルフィッティングを projection と deprojection とで比較したものである。一温度フィットの図は $0''-10''$ 、 $10''-20''$ の領域を取っており、deprojection は $0''-10''$ 、 $10''-30''$ の領域のスペクトルである。これを見ると半径 $0''-10''$ の領域で deprojection によるスペクトルのエラーが著しく大きくなっている。これは deprojection を行なうにあたって、中心領域は視線方向に対する積分の影響が最も大きいため、各半径での混ざり具合が複雑になる。そのためエラーが大きくなったと思われる。

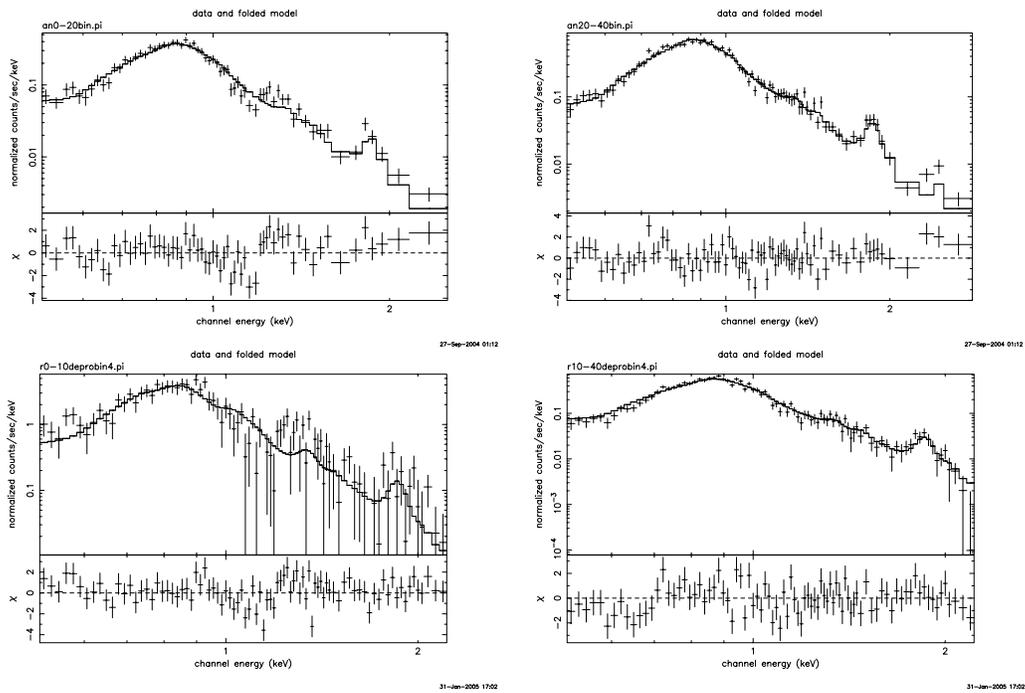


図 5.23: NGC5044 の中心領域でのスペクトル。上段が一温度フィットで左図が半径 $0''$ – $10''$ 、右図が $10''$ – $20''$ の領域である。下段が deprojectio によるもので左図が半径 $0''$ – $10''$ 、右図が半径 $10''$ – $40''$ の領域でのスペクトルである。deprojection に関しては、中心が最も視線方向に対して積分されるので、混ざり具合が複雑になり左図のエラーが大きくなっている。

図 5.24 に projection で得られた温度と deprojection による温度の半径分布を同時プロットしたものである。ほとんどのサンプル天体において、projection と deprojeciton で良い一致を見せている。これは二次元投射されたスペクトル半径分布が、実際の三次元的なスペクトル半径分布の良い近似であることを表している。全ての銀河群の中心領域では 0.51 – 0.78keV に分布しており、外側では 1.0 – 2.1keV に分布している。この数値も一温度フィットで見た値とほとんど変わりが無い。銀河団に対しては外側で $\sim 2.6\text{keV}$ と高い値になっている。図 5.25 は deprojeciton によって得られたガス密度の半径分布である。中心で 0.05 – 0.4cm^{-3} に分布しており、外側で 10^{-4} – 10^{-3}cm^{-3} に分布している。

group	N_H	abundance	group	N_H	abundance
NGC507	0.14	0.4	NGC1600	0.17	0.3
NGC741	0.13	0.3	NGC7619	0.2	0.5
NGC4261	0.15	0.25	IC1262	0.11	0.25
NGC4325	0.19	0.6	IC4296	0.13	0.22
NGC533	0.16	0.42	HCG62	0.19	0.5
NGC5846	0.15	0.4	A262	0.14	0.55
NGC5044	0.15	0.45	MKW4	0.12	0.57
NGC1399	0.12	0.38			

表 5.6: deprojection 解析での吸収、アバんだンスの固定値。

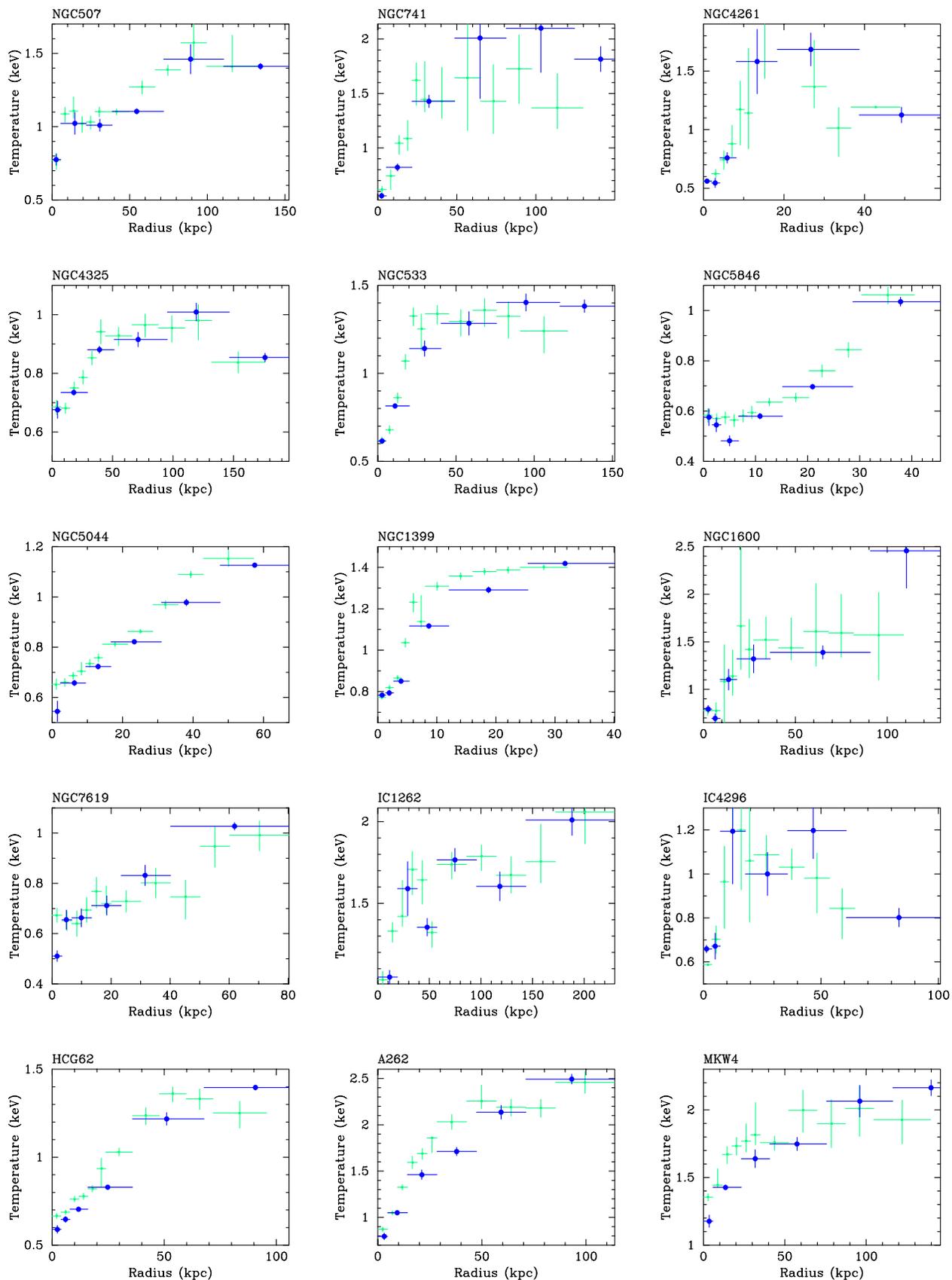


図 5.24: deprojection した温度の半径分布。 が deprojection によるもので、 ‘+’ が一温度フィットによって求められた温度分布である。

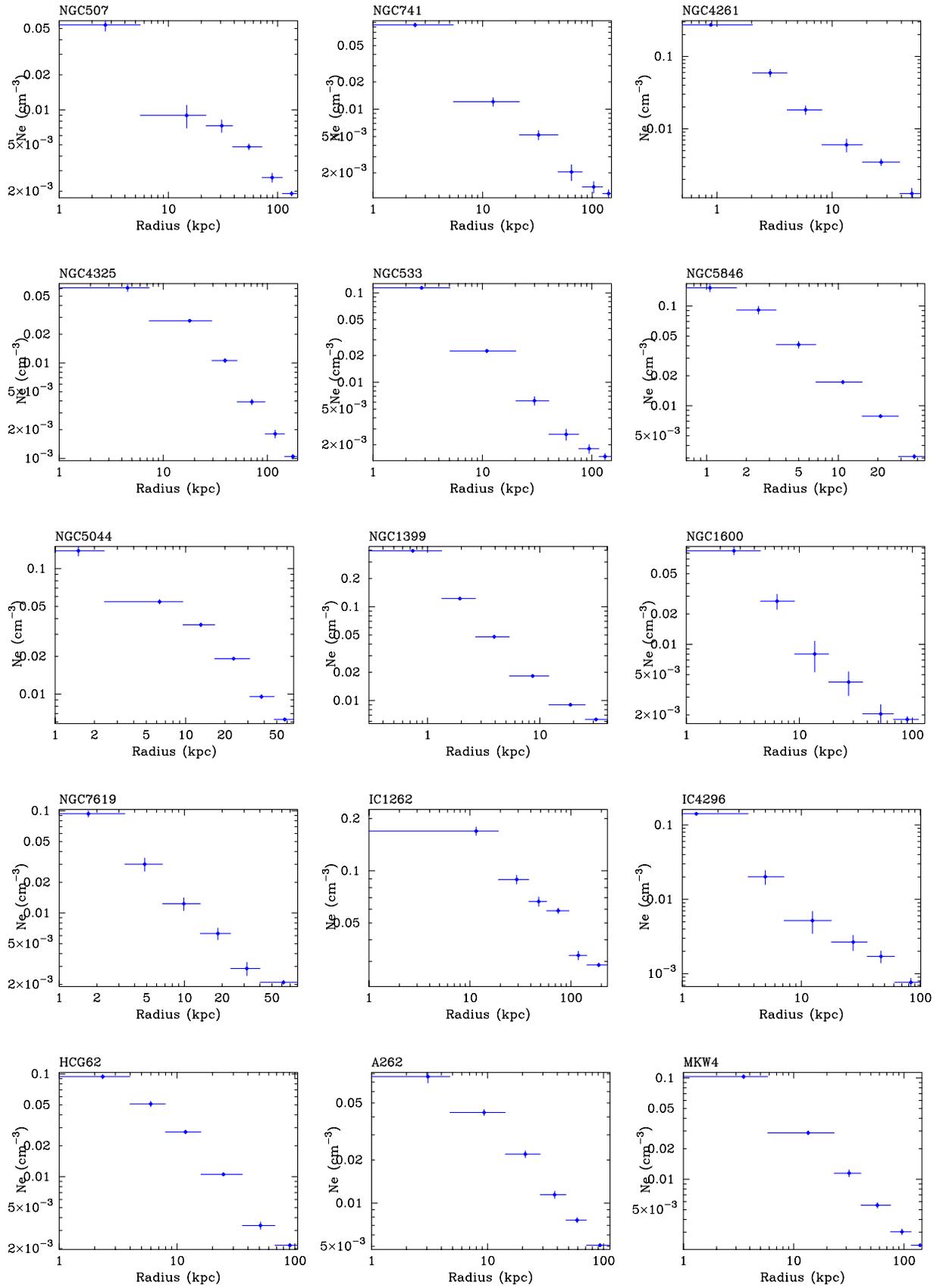


図 5.25: deprojection したガス密度の半径分布。

5.5.2 deprojection による質量分布

銀河群が球対称で等温静水圧平衡状態にあると仮定すると、全重力質量は式 (2.10) で与えられる。式 (2.10) の計算は、ガス分布と温度分布を表すモデル関数の形によってその値が変わってくる。しかし、deprojection 解析によって得られた三次元の半径分布を用いれば、これらはモデル関数の形によらず導くことができる。微分を差分に置き換えることによって、式 (2.10) はより簡単な式で表される。

$$M_{tot}(< R) = -\frac{kT(R)R}{\mu m_p G} \left(\frac{1}{n_{gas}(R)} \frac{\Delta n_{gas}(R)}{\Delta R} + \frac{1}{T(R)} \frac{\Delta T(R)}{\Delta R} \right) \quad (5.4)$$

差分は、 $\Delta n_{gas}(R) = n_{i+1} - n_i$ 、 $\Delta T(R) = T_{i+1} - T_i$ 、 $\Delta R = R_{i+1} - R_i$ で計算する。また、 $n_{gas}(R) = (n_{gas,i+1} + n_{gas,i})/2$ 、 $R = (R_{i+1} + R_i)/2$ 、 $T = (T_{i+1} + T_i)/2$ で与えられる。 R_i に関しては解析した二次元リング内において各ピクセルのカウントを n_{ij} 、中心からの半径を R_{ij} として、

$$R_i = \sum_j \frac{R_{ij} n_{ij}}{n_{ij}}$$

として、カウントの重み平均したものをを用いた。

図 5.26 は、NGC507 の deprojection による全重力質量分布と projection での一温度フィットの全重力質量分布である。両者の分布はよく一致しており、一温度フィットで生じたくぼみの領域は、deprojection による質量分布においてエラーの範囲内となっている。このことから deprojection 解析によると、非物理的な負の質量分布は要求されないことになる。また、くぼみの領域ではさほど勾配のない分布になっているがくぼみを越えたあたりから傾きが一変するようにも見れる。このような分布は、一温度フィットによる全重力質量分布でくぼみが見られた NGC4261、NGC5846、NGC5044 でも確認できる (図 5.28)。

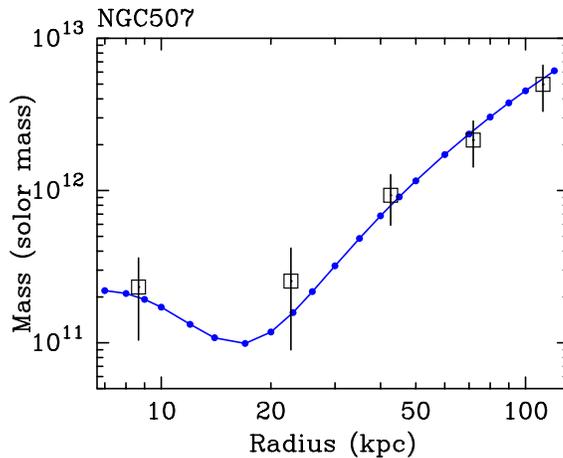


図 5.26: NGC507 の全重力質量分布。 が温度勾配を考慮した時の一温度フィットによって求められた分布で、 が deprojection 解析によって求めた分布である。

特に NGC5846 と NGC5044 は projection と deprojection で非常に似た分布をしている。projection で見られた r_f を境にした勾配の変化同じように表していることがわかる。また、NGC741、NGC1600、IC4296 のエラーが他に比べ高くなっているが、これはフォトンカウントが低い天体であるため行列に入れて計算すると混ざり具合が不正確になり、deprojection されたスペクトル自体にエラーが高くなる。その結果、質量分布に対してもエラーが高くなったと思われる。

図 5.26 で見たように NGC507 の全重力質量は、deprojection をすることによってうまく表すことができた。さらにこれをより詳細に調べるため、NGC507 に対して異なった領域に対する deprojection 解析をいくつか行ない、その結果を同時プロットした (図 5.27)。くぼみの部分は全体的にフラットな分布をしているように見える。

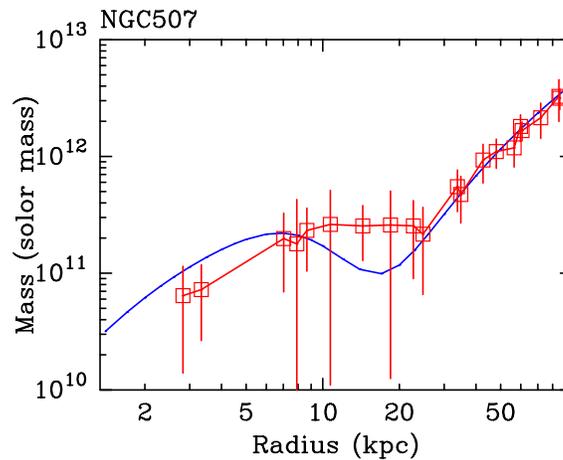


図 5.27: NGC507 における deprojection の全重力質量分布の同時プロット。 \square が projection、 \square が deprojection 解析によって求めた分布である。NGC1600 は中心から 5 番目のポイントが外れ、IC1262 は 3 番目と 5 番目のポイントが外れている。

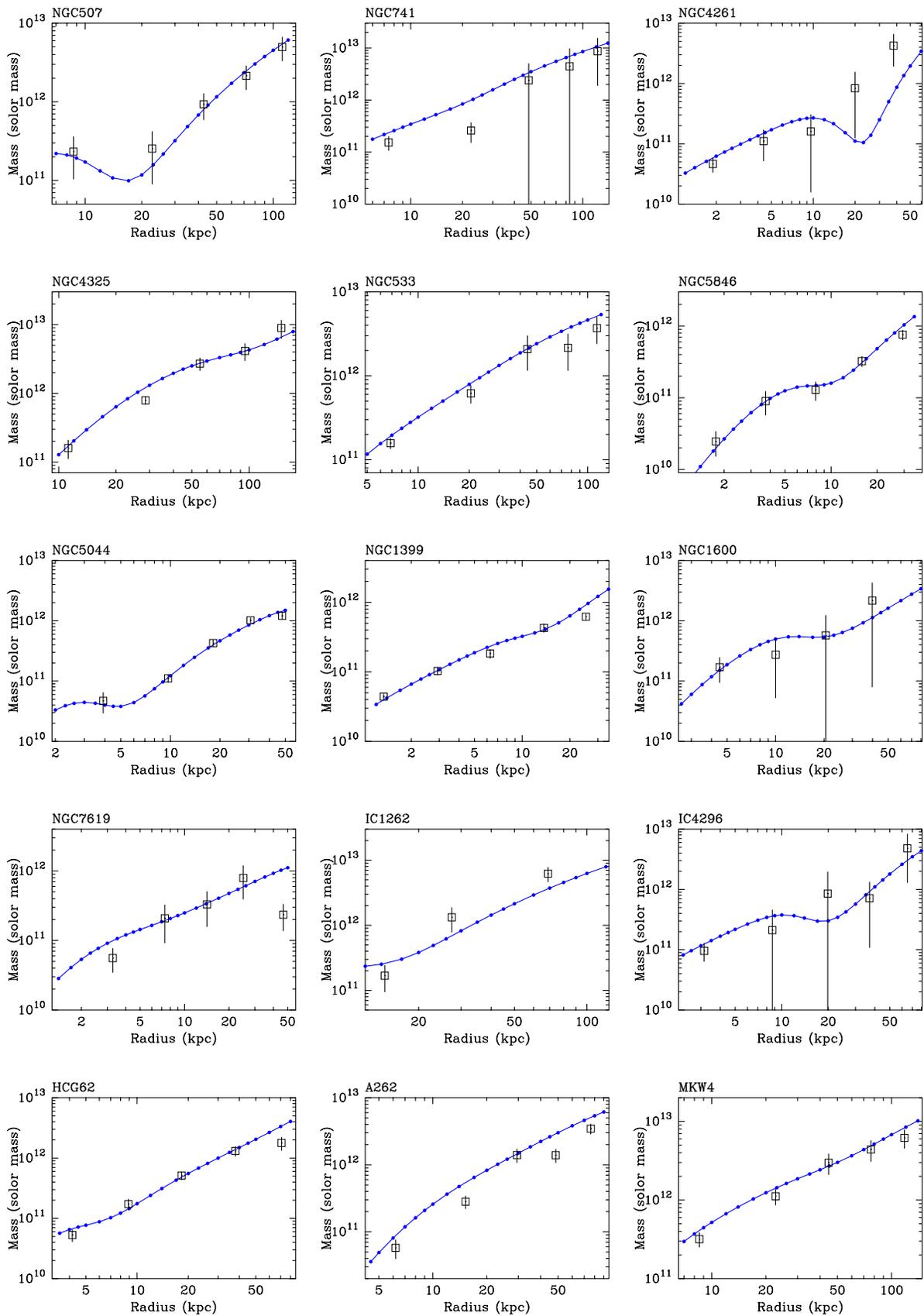


図 5.28: 全重力質量の半径分布。 が projection で が deprojection による分布。

5.5.3 NFW プロファイルによるダークマター分布

前節までの観測結果によると、銀河群内では中心の cD 銀河領域とそれを越えた領域とで異なった質量分布を見せた。cD 銀河領域を越えると全重力質量はガスや星では説明できない分布を示し、大量のダークマターの存在を示唆する。ダークマターはその名の由来通り直接的な観測は非常に困難であり、重力レンズ効果や渦巻銀河の回転曲線など間接的な観測が行なわれてきた。そこで今回は、数値シミュレーションによるモデルを用いて観測結果と比較し議論する。現在、CDM の分布を表す有力なモデルとしては、NFW モデルを挙げることができる (§2.2.6)。従って、この NFW モデルを用いてダークマター分布を求め、全重力質量分布と比較した。密度集中度パラメーター c は以下のように近似した (Bullock et al. 2001)。

$$c_{sim} = \frac{9}{1+z} \left(\frac{M_{vir}}{1.5 \times 10^{13} M_{\odot}} \right)^{-0.13} \quad (5.5)$$

ここで、 M_{vir} はビリアル質量で、今回は M_{200} に置き換えた。この M_{200} はハロー内の平均密度が $200\rho_{crit}$ になる半径 r_{200} 内に含まれる質量である。 r_{200} は、Evrard, Metzger, & Navarr(1996) による数値シミュレーションに従うと

$$r_{200} = 3.690 \left(\frac{T}{10\text{keV}} \right)^{0.5} (1+z)^{-1.5} \text{ [Mpc]} \quad (5.6)$$

で求めることができる。ここで、 T は銀河群の温度であり、今回の解析には二温度フィットで定めた外側の温度 T_h を用いた。 M_{200} は r_{200} を用いると以下のように書ける。

$$M_{200} = \frac{4}{3}\pi (200\rho_{crit}) r_{200}^3 \quad (5.7)$$

これらのパラメーターが求まると、式 (2.34) に代入することによってダークマターの質量分布を見積もることができる。

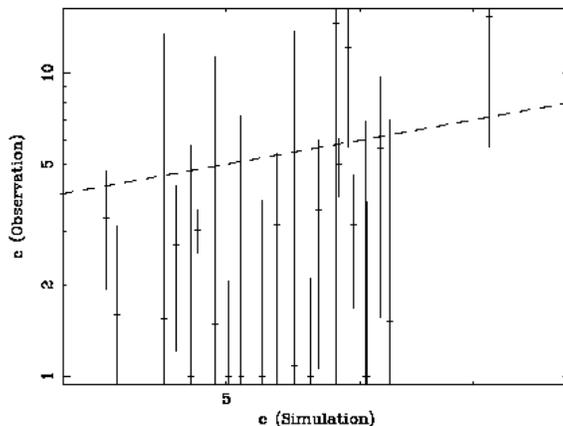


図 5.29: 数値シミュレーションによる密度集中度パラメーター c_{sim} と観測から測定される密度集中度パラメーター c_{obs} の関係。点線は $c_{sim}=c_{obs}$ で与えられる。(Katayama 2003)

Bullock et al.(2001)による数値シミュレーションによる密度集中度パラメーターは、4.2–7.2で予測されているが、観測的には1.00–15.29の範囲を示している(図5.29)。今回のサンプル天体に関しては、6.15–7.62の範囲に分布した(表5.7)。図5.30は、NGC5846の全重力質量分布に星質量分布とダークマター分布を同時にプロットした図である。半径10kpcあたりまでは、全重力質量において星質量が支配的になっていて、それよりも外側では全重力質量は星質量を大きく上回っている。全重力質量が星質量を上回り始めると、ダークマターの質量も星質量を上回り始め全重力質量とうまく一致している。他の銀河群でも同じような分布が多く見られる(図5.31)。

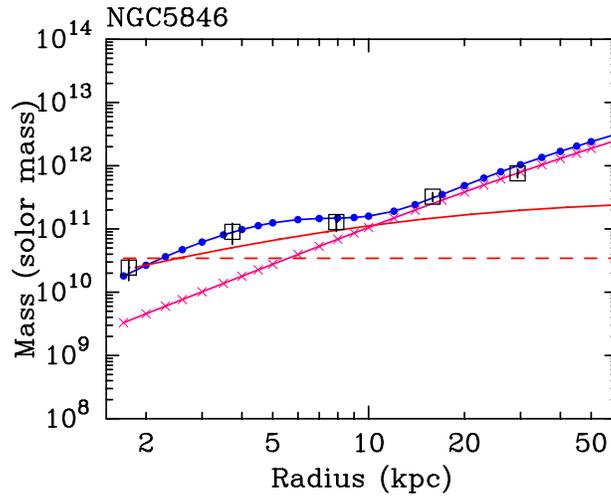
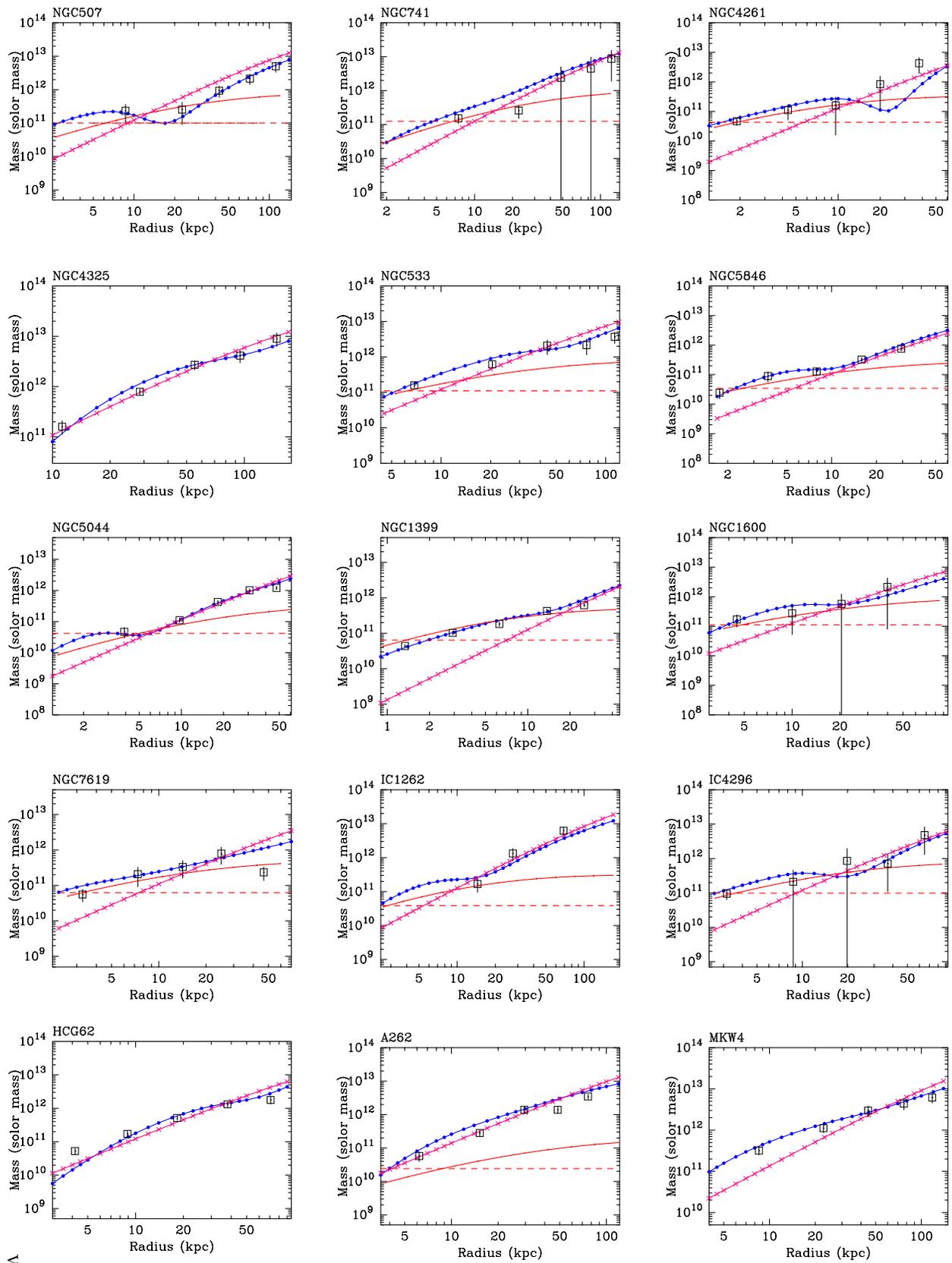


図 5.30: NGC5846 の質量分布。 \bullet が温度勾配を考慮した時の projection 全重力質量、 \square が deprojection 全重力質量、実線が星質量、 \times が NFW モデルによるダークマターの半径分布である。

Group name	c_{sim}	r_s (kpc)	r_{200} (kpc)	M_{200} $10^{14}M_{\odot}$	T (keV)
NGC507	6.71	200	1342	1.24	1.4
NGC741	6.62	210	1390	1.38	1.5
NGC4261	6.65	213	1414	1.45	1.5
NGC4325	7.21	152	1096	0.67	0.95
NGC533	6.78	193	1311	1.16	1.33
NGC5846	7.62	131	1002	0.52	0.75
NGC5044	7.20	160	1153	0.79	1.0
NGC1399	6.77	201	1361	1.29	1.38
NGC1600	6.59	215	1419	1.47	1.55
NGC7619	7.34	148	1088	0.66	0.9
IC1262	6.37	233	1483	1.67	1.78
IC4296	6.93	181	1255	1.01	1.2
HCG62	6.82	191	1304	1.14	1.3
A262	6.15	275	1689	2.47	2.2
MKW4	6.26	256	1602	2.11	2.0

表 5.7: NFW モデルに用いたパラメーター



△

図 5.31: NFW モデルによるダークマター分布。 が温度勾配を考慮した時の projection 全重力質量、 が deprojection 全重力質量、実線が星質量分布、‘x’がダークマターの半径分布である。横軸に水平な点線は $M/L_B=1$ の値である。

第6章 Discussion

6.1 結果のまとめ

銀河群、銀河団の重力ポテンシャル構造を詳細に調べることは、直接的な観測が困難なダークマターの情報を得ることができる。銀河団はNFWモデルで合うことが報告されているが、銀河群に対しては未だにはっきりとしたことがわかっていない。そこで、今回は13個の銀河群と2つの銀河団について、*Chandra*のデータを用いて解析を行なった。解析の結果は以下の通りである。

スペクトル解析

- 温度分布は内側から外側にかけて上昇。
- 中心の温度は0.55–0.8keVに分布し、外側では1keV以上のばらつきを見せている。

イメージ解析

- 多くの銀河群でX線輝度分布がフラットになる半径 r_f を持つ。
- IGMはcD銀河と銀河群の異なったスケールで分布。

質量分布

- projectionによる全重力質量分布には、いくつかの銀河群でくぼみが生じる。
- 二温度フィットとdeprojectionによりくぼみは改善される。
- 全重力質量の内、cD銀河内では星が支配的であるのに対し、外側にいくとダークマターが主な重力源となっている。また、NFWモデルによるダークマター分布は外側の全重力質量とうまく一致している。

6.2 銀河団との比較

現在銀河団の研究によると多くの銀河団のダークマター分布はNFWモデルと一致するという報告がなされており、それらの密度分布は中心でカスプを形成する。しかし、表面輝度が低い矮小銀河の密度分布では、NFWモデルで示唆するようなカスプではなく中心

部で平坦なコアを持つ。これらを背景に今回の解析結果を比較していく。

図 6.1 は銀河群の全重力質量と半径を M_{200} と r_{200} で割り、スケールリングした図である。図中の点線は、ダークマターの密度を power-law

$$\rho(R) = \rho_0 \left(\frac{R}{r_0} \right)^\alpha$$

で与えた質量

$$M(< R) = \int_0^R 4\pi\rho(R')R'^2 dR' = \frac{4\pi\rho_0 R_0^3}{3-\alpha} \left(\frac{R}{r_0} \right)^{3-\alpha}$$

に対応する。ここで、パラメター α が小さければフラットなコアを持ち、大きくなるとカスプが存在する。 $\alpha = 1.5$ で $M \propto r^{1.5}$ 、 $\alpha = 1$ で $M \propto r^2$ 、 $\alpha = 0$ で $M \propto r^3$ となる。図から見とれるように分布は、 $\alpha = 1.5$ ラインの上で分布している。これは IC1262 の星質量分布を同じくスケールリングしてプロットしたものであり、全重力質量からそれらの値を引いてもせいぜい $\alpha = 1.5$ ラインにのるくらいである。しかし、星質量は $(M/L_B)_\odot = 8$ を仮定しており、特に星は中心部に集中しているため、上記の結果はいくらかの不定性を含む。次に、銀河団と比較してみる。図 6.2 は、銀河団の X 線観測から得られた全重力質量分布に NFW モデルでフィッティングした結果 (Pointecouteau, Arnaud, & Pratt 2005) と、今回の解析結果を同時プロットしたものである。銀河団の観測結果は NFW でうまくフィッティングできており、今回の銀河群における解析結果も $0.1r_{200} - 0.03r_{200}$ まではよく一致していることが伺える。しかし、 $0.03r_{200}$ より内側で銀河団の結果から外れている。これらのことを照らし合わせて結論を出すと、銀河群に付随するダークマターの密度分布は外側で NFW で表され、銀河団の結果と一致する。内側では星質量が支配的であるため不定性を含み、

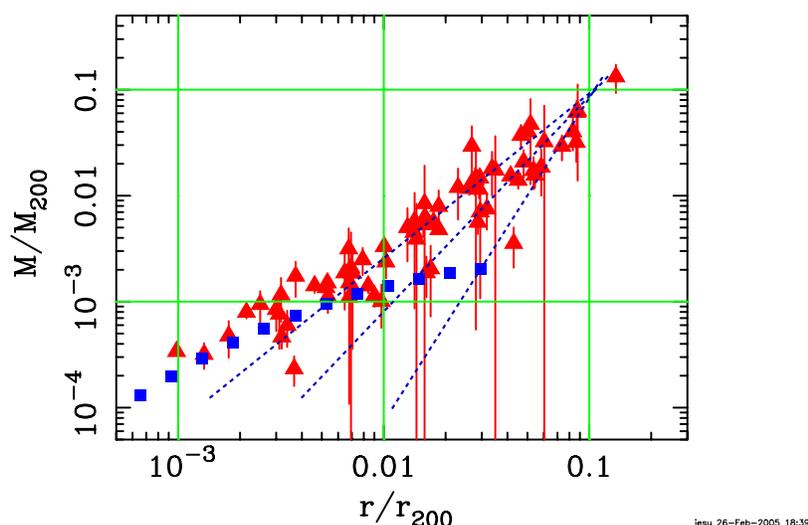


図 6.1: 全重力質量分布を M_{200} と r_{200} でスケールリングした図。点線は上から $\alpha = 1.5$ 、 $\alpha = 1$ 、 $\alpha = 0$ 。 \square が deprojection の全質量、 \triangle が星質量分布をスケールリングしたもの。

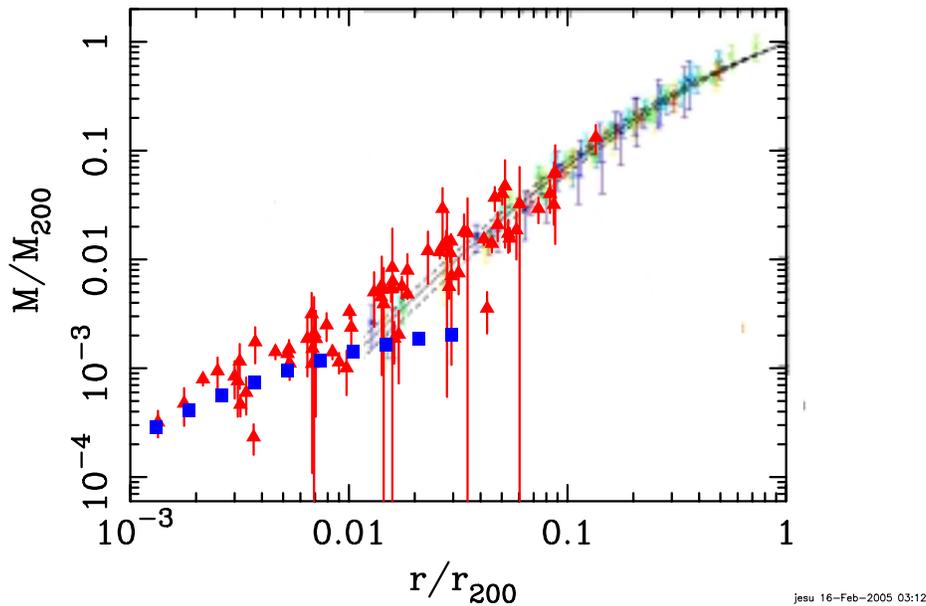


図 6.2: 銀河団における NFW プロファイルのフィッティング結果と今回の解析結果を同時プロットした。 M が全質量、 M_{\star} が星質量。

6.3 渦巻銀河との比較

§5.5.3 で見たように銀河群の質量分布において内側では星質量が支配的であり、外側になるとほとんどがダークマターによる寄与によるものがわかった。そこで、次に全重力質量分布くぼみやフラットな分布が生じた r_f について着目して、cD 銀河と銀河群との関係を調べてみる。NFW モデルにうるダークマター分布と星質量分布が交差する半径を $r_{\text{sat}r}$ とし、 r_f と比較を行なった。図 6.3 を見ると、 r_f と $r_{\text{sat}r}$ はほぼ同じか、やや $r_{\text{sat}r}$ が r_f より大きいことがわかる。従って、cD 銀河領域においては星質量が支配的になり、全重力質量分布に生じたフラットな部分は星によるものと考えられる。図 6.4 は渦巻銀河の赤方偏位から観測される回転曲線を表したものである。銀河が球対称であると仮定すると銀河の回転速度は、銀河の半径 R 、重力定数 G と銀河の質量分布 $M_{\text{tot}}(R)$ を用いて、

$$V(R)^2 = GM_{\text{tot}}(R)/R$$

と与えられる。実際には球対称からずれているが上式は良い近似となる。従って、星が存在しないと思われる領域に達すると $M_{\text{tot}}(R)$ 一定となり、速度は $R^{1/2}$ に比例して減少していくはずであるが、図 6.4 の観測値は外側でも一定値を保持しており大量のダークマターの存在を示している。このように渦巻銀河に付随するダークマターは外側で大量に存在することになる。今回解析を行なった銀河群中心の楕円銀河に対しても、銀河内では星が重力源となり外側では急激にダークマターが支配的になるという、似たような分布が確認された。

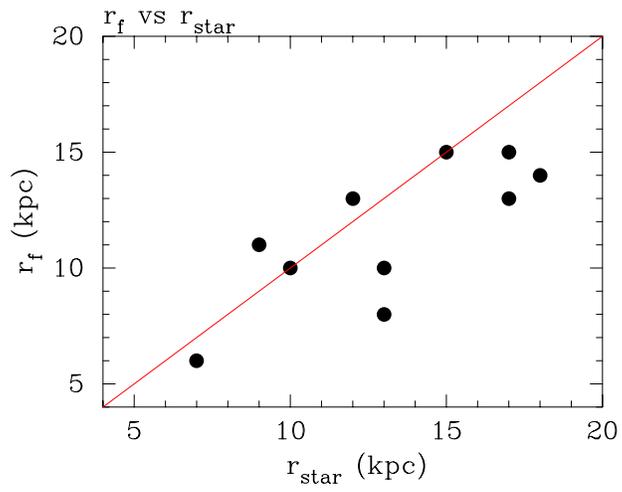


図 6.3: r_f と r_{star} の相関

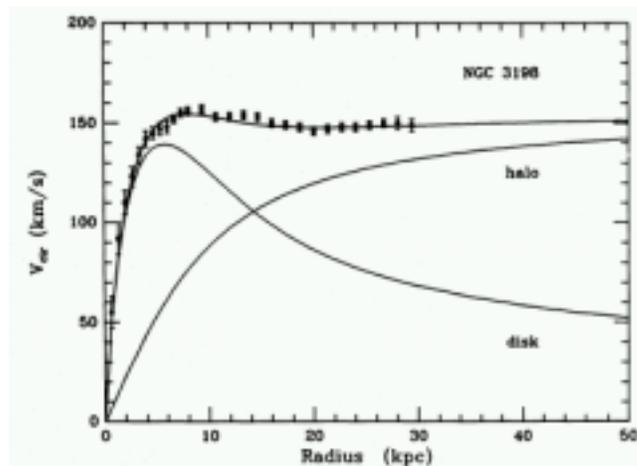
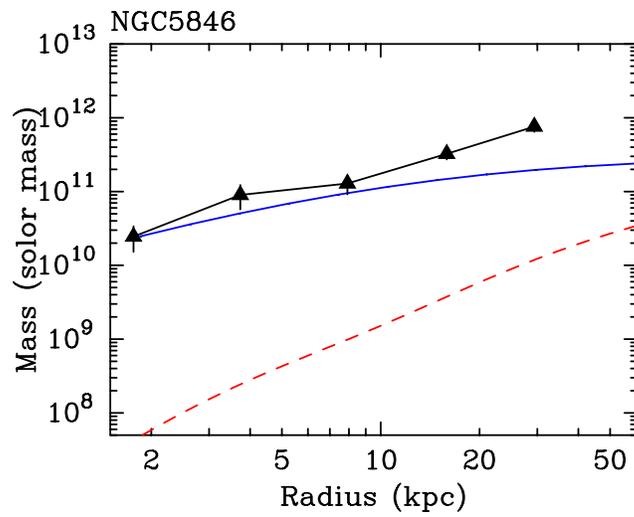


図 6.4: 今回の NGC5846 の質量分布解析結果 (上) と渦巻銀河の回転曲線 (下)。

6.4 Conclusion

ASCA によって見つかった銀河群における重力ポテンシャルの二重構造はダークマターの分布よるものではなく、星とダークマターによるものであることがわかった。また、内側の cD 銀河領域と外側の銀河群スケールでは質量の担い手が異なり、cD 銀河は星、銀河群スケールではダークマターがそれぞれの主成分であることが示された。従って、外側の銀河群スケールでは NFW モデルでうまく合っており、銀河群から銀河団まで統一的に NFW で説明できる。さらに中心の楕円銀河スケールのダークマターが銀河群のダークマターと同一化しているように見え、これは中心楕円銀河と銀河群が密接に進化してきたことを意味する。

cD 銀河の中心領域でのダークマター分布を探ることは今度の研究課題となり、それらの究明はダークマターそのものの理解を深めるばかりではなく、宇宙の階層構造や宇宙論的な解明に繋がる。

References

- Anders,E., & Grevesse,N., 1989, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol.53, 197-214
- Bahcall,N.A., & Lubin,L.M., 1994, *ApJ*, 426, 513
- Boute,D.A., 2000, *MNRAS*, 311, 176
- Bullock,J.S., et al., 2001, *MNRAS*, 321, 559
- Davis,D.S. et al., 1995, *ApJ*, 444, 582
- 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.E., 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
- Fabian,A.C., 1994, *ARA&A*, 32, 277
- Fukazawa,Y. et al., 2001, *ApJ*, 546, 87
- Gondolo,P., 2004, *astro-ph/0403064*
- Helsdon,S.F., & Ponman,T.J., 2000, *MNRAS*, 315, 356
- Hudson,D.S., Henriksen,M.J., & Colafrancesco,S., 2003, *ApJ*, 583, 706
- Ikebe,Y., 1995, Ph.D.Thesis, The Tokyo University
- Ikebe,Y. et al., 1996, *Nature*, 379, 427
- Ikebe,Y. et al., 1999, *ApJ*, 525, 58
- Kahn,F.D., & Woltjer,L., 1959, *ApJ*, 130, 705
- Katayama,H., et al, 2003, *ApJ*, 585, 687
- Katayama,H., 2003, Ph.D.Thesis, Osaka University
- Katayama,H., & Hayashida,K., 2004, *ASR*, 34, 2519
- Kawano,N., 2003, Ph.M.Thesis, The Hiroshima University
- King,I.R., 1962, *AJ*, 67, 471
- Liedahl,D., Osterheld, A., & Goldstein,W., 1995, *ApJ*, 438, L115
- Mahdavi,A. et al., 1997, *ApJ*, 518, 69
- Makishima,K., 1995, New York:AIP, 172
- Matsushita,K, 2001, *ApJ*, 547, 693
- Mellier,Y., & Mathez,G., 1987, *A&A*, 175, 1
- Mskino,N., Sasaki,S., & Suto,Y., 1998, *ApJ*, 497, 555
- Mulchaey,J.S. et al., 1996, *ApJ*, 456, 80
- Mulchaey,J.S., & Zabludoff,A.I., 1998, *ApJ*, 469, 73
- Mulchaey,J.S. et al., 2000, *astro-ph/0009379*
- Mulchaey,J.S. et al., 2003, *AJSS*, 145, 39

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
Ohto,S., 2003, Ph.M.Thesis, The Hiroshima University
Osmond,J.P.F., & Ponman,T.J., 2004, MNRAS, 350, 1511
O’Sullivan,E., Forbes,D.A., & Ponman,T.J., 2001, MNRAS, 328, 461
Pointecouteau,E., Arnaud,M., & Pratt,G.W., 2005, astro-ph/0501635
Ponman,T.J. et al., 1996, MNRAS, 283, 690
Raymond,J.C., & Smith,B.W., 1977, ApJS, 35, 419
Seldner,M., & Peebles,P.J.E., 1977, ApJ, 215, 703
Sutherland,R.S., & Dopita,M.A., 1993, ApJS, 88, 253
Suto,Y., Sasaki,S., & Makino,N., 1998, ApJ, 509, 544
Swartz,D.A., Ghosh,K.K., Tennant,A.F., & Wu,K., 2004, AsJ, 154, 529
Tiff,W.G., Hilsman,K.A., & Corrado,I.C., 1975, ApJ, 199, 16
Wu,Y., Xue,Y-P., & Fang,L-Z., 1999, ApJ, 496, 39

謝辞

本論文を作成するにあたり多くの人にお世話になりました。

指導教官である深沢助教授には、本研究を通して高エネルギー宇宙物理に関する基礎知識から始め、研究の進め方まで丁寧に指導くださっただけでなく、研究に対する姿勢や情熱から多くの事を学ぶ事ができました。深く感謝申し上げます。大杉教授には、研究報告のたびに御指導を頂くことで多くのこと教えていただきました。厚く感謝申し上げます。吉田先生、川端先生、水野先生にも鋭い指摘をいただき真に感謝申し上げます。

また、銀河団・銀河群ミーティングのメンバーである、川埜さん、河嶋君、山田君、戸塚さん、後藤君には解析方法や研究結果に対して議論し合い、いろいろアドバイスを頂きとても感謝しています。ありがとうございました。特に川埜さんには解析の基礎から進め方まで、とても丁寧に教えていただき感謝申し上げます。

阿部さん、木原君、右田君たち同期は、他大学から本研究室に入った私にとって心の支えとなりました。ありがとうございます。特に同期の河嶋君には銀河群・銀河団仲間としてお互い切磋琢磨し多くの助言をいただいただけでなく、私生活においてもとてもお世話になりました。おかげで有意義な2年間となりました。

大阪大学の松浦君には学会発表時にいろいろと手伝ってもらいありがとうございました。その他、大野さん、M1のみなさま、4年生のみなさま、そして事務全般でお世話になった林さん、上原さん、石井さんにも心から感謝申し上げます。

そして、物理の深遠さを教えていただき、大学院進学に対してもいろいろと助言をくださった朝鮮大学校理工学部の先生方にも深く感謝申し上げます。特にリヨンシク先生、キムゴンス先生、イムジョンヒョク先生には大変お世話になりました。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深い謝意を表します。ありがとうございます。