

矮小銀河ダークハローの非球対称性: LCDM 理論の新たな問題点

東北大学理学研究科天文学専攻 博士1年
林 航平

ABSTRACT

銀河系矮小銀河の恒星系を用いたダークハローの構造に対する制限には、星の視線速度分布の詳細な解析に基づくのが一般的である。それは、矮小銀河はダークマターが支配的である為であり、暗黒物質の基本的な性質を知る上で理想的な天体であると言える一方、LCDM理論から予言される様々なスケールのダークハローの構造は、中心部の密度分布がカスプ状であり、形状は球対称ではなく3軸非対称であるとされている。そこで我々は、ハローや恒星系の密度分布を球対称とした簡単なモデルのみであった先行研究に対して軸対称モデルでの解析を行い、ハローは球対称であることはほとんどなくその軸比に対して制限を与える出来た。また、中心の密度分布はコア状の方が観測を良く再現することがわかった。さらに300pc以内の質量を求めると、球対称の場合、その質量は一定であるという主張 (Strigari et al. 2008) とは異なる結果になることが明らかになった。最後に、軸比の結果を用いてLCDM理論との比較を行った。すると実際の矮小銀河から得られたダークハローの軸比は理論予言のそれよりも系統的に小さいことが分かった。これはLCDM理論は観測結果を再現出来ないことを示しており、ミッシング・サテライト問題やカスプ問題に並ぶ新たな問題である事を示唆している。

1. INTRODUCTION

銀河系に付随する矮小銀河は宇宙の階層的構造形成の枠組みの中で銀河を作る種 (Building block) として注目されており、銀河進化の歴史を知る上で重要な「化石」である。さらにダークマターが豊富に存在しておりダークハローの性質を知る上でも理想的な天体である。一方、 Λ -Cold Dark Matter(Λ CDM)理論はその構造形成論における標準理論で、この理論に基づくN体計算から

- (1) ハローの密度分布は中心でカスプ状である
- (2) ハローの形は三軸不等である事が示唆されている

しかし(1)に関しては矮小銀河スケールで観測と大きな矛盾が生じており、(2)はそもそも球対称のみの議論であるので観測の視点からは議論されていない。よって、我々はダークハローの性質により現実的な制限を与えるため軸対称モデルを構築し、6つの矮小銀河について解析を行った。

2. MODEL

2.1. **恒星系の密度分布.** 矮小銀河の星の数密度を以下の Plummer プロファイル (Plummer et al. 1911) で仮定する

$$(1) \quad \nu(R, z) = \frac{3L}{4\pi b_*^3} \left[1 + \frac{m_*^2}{b_*^2} \right]^{-5/2}.$$

ただし,

$$(2) \quad m_*^2 = R^2 + \frac{z^2}{q^2}$$

であり, L, b_*, q はそれぞれ, total luminosity, scale length, axis ratio である. また, 表面密度プロファイルは解析的に解くことができ,

$$(3) \quad I(x, y) = \frac{L}{\pi b_*^2} \left(1 + \frac{m_*'^2}{b_*^2} \right)^{-2}$$

となる. ただし,

$$(4) \quad m_*'^2 = x^2 + \frac{y^2}{q'^2}$$

であり, (x, y) は天球面上での座標系で, 銀河の major axis, minor axis に沿った座標系をとる. また, q' は天球面上での軸比であり, 3次元での軸比 q と以下のような関係を持つ

$$(5) \quad q'^2 = \cos^2 i + q^2 \sin^2 i.$$

ここで i は銀河の傾斜角を示しており, $i = 90^\circ$ の場合は edge-on, 一方で $i = 0^\circ$ の場合は face-on になる. またこの式は,

$$(6) \quad q = \frac{\sqrt{q'^2 - \cos^2 i}}{\sin i}$$

となり, 真の軸比 q には $q'^2 - \cos^2 i > 0$ という制限がつく事がわかる. q' は観測から得られる値なので, 自然と銀河の傾斜角 i に制限がつく事になる. 我々の研究では, b_* は projected half light radius として採用する事とする. ここでは, Plummer モデルを仮定して解析を行うが, 実際, 矮小銀河の表面輝度プロファイルは主に3種類の密度プロファイルでフィッティングする事が出来る. それは, King モデル (King et al.1962), Sérsic モデル (Sersic et al.1968), そして Plummer モデルである. しかしながら, この密度プロファイルの選び方は十分考慮すべき問題であるということをここで述べておく. Evans et al. 2009 によると, たとえダークマターハローのポテンシャルがその系を大きく支配していたとしても恒星系の密度プロファイルの形によって, その系の中心部のハローポテンシャルの形に幾分か影響する事が示唆されたからである.

2.2. **ダークハローの密度分布.** ダークハローの密度プロファイルについては, 以下のような形でおくこととする

$$(7) \quad \rho(R, z) = \rho_0 \left(\frac{m}{b_{\text{halo}}} \right)^\alpha \left[1 + \left(\frac{m}{b_{\text{halo}}} \right)^2 \right]^\delta.$$

ただし,

$$(8) \quad m^2 = R^2 + z^2/Q^2,$$

であり, $\rho_0, b_{\text{halo}}, Q$ はそれぞれ, scale density ($m = b_{\text{halo}}$ の場合, ρ_0 は 2ρ となる), scale length, axis ratio である. この研究では, ハローの密度プロファイルにある $(Q, b_{\text{halo}}, \rho_0, i)$ の4つをパラメータとして, 観測から得られる視線方向の速度分散分布とフィッティングを行う. したがって, 密度プロファイルの形を決める (α, δ) は以下で述べる2つの代表的なプロファイルに固定して考えることとする. 一つは, $(\alpha, \delta) = (-1, -1)$ となるモデルで, これは NFW モデルで有名なプロファイルである. NFW モデルは, 中心部で密度が発散型の振る舞いをするいわゆるカusp状のプロファイルであり, このプロファイルは先にも述べたように, Λ CDM 理論に基づく構造形成シミュレーションの結果を良く再現している. 一方で, もう一つのモデルは $(\alpha, \delta) = (0, -1.5)$ となるモデルで, このモデルは中心部で密度が一定になる事からコアモデルと呼ばれている. このプロファイルは, NFW モデルとは異なり, 矮小銀河や LSB (Low Surface Brightness) 銀河における観測の面から支持されているモデルである. この2つのモデルは, b_{halo} から内側のプロファイルの形は異なっているが, 外側でのプロファイルの振る舞いは同じ $\rho(m) \propto m^{-3}$ になるようにしている. 最後にダークハローの密度プロファイルにおいて特筆しておくべき事は, ダークハローの形を示す量, 軸比 Q を導入した事である. ただし, ここでは恒星系とハローの主軸が一致していると仮定している. また, 銀河の傾斜角 i を用いて, 見かけのダークハローの軸比 Q' と Q には, $Q'^2 = \cos^2 i + Q^2 \sin^2 i$ という関係がある.

また, この形の密度プロファイルが生み出す重力場をより簡単に求めることができる. まず, 積分変数 $\tau \equiv a_0^2 e^2 [\sinh^2 u_m - (1/e - 1)] (a_0 = \text{constant})$ を用いて式 (8) を書き換えると

$$(9) \quad \frac{m^2}{a_0^2} = \frac{R^2}{\tau + a_0^2} + \frac{z^2}{\tau + Q^2 a_0^2}$$

となる. これを用いてポテンシャルの勾配を以下のように表すことが出来る

$$(10) \quad \mathbf{g} = -\nabla\Phi = -\pi G Q a_0 \int_0^\infty d\tau \frac{\rho(m) \nabla m^2}{(\tau + a_0^2) \sqrt{\tau + Q^2 a_0^2}}.$$

ただし,

$$(11) \quad \nabla m^2 = 2a_0^2 \left(\frac{R}{\tau + a_0^2} \hat{\mathbf{e}}_R + \frac{z}{\tau + Q^2 a_0^2} \hat{\mathbf{e}}_z \right)$$

であり, $\hat{\mathbf{e}}_R, \hat{\mathbf{e}}_z$ はそれぞれ R, z 方向の単位ベクトルである. 成分毎に分けて示すと

$$(12) \quad g_R(R, z) = -\frac{\partial\Phi}{\partial R} = -2\pi G Q a_0^3 R \int_0^\infty d\tau \frac{\rho(R, z)}{(\tau + a_0^2)^2 \sqrt{\tau + Q^2 a_0^2}}$$

$$(13) \quad g_z(R, z) = -\frac{\partial\Phi}{\partial z} = -2\pi G Q a_0^3 z \int_0^\infty d\tau \frac{\rho(R, z)}{(\tau + a_0^2) (\tau + Q^2 a_0^2)^{3/2}}$$

と書くことができ, この密度プロファイルから次元積分のみで重力ポテンシャルの勾配を求めることが出来る (Binney et al. 2008).

最後に, 仮定した密度プロファイルでの質量を求めるのに, 以下のような方法を用いて計算する.

まず、各々の回転楕円体の殻内の密度は一定であるという仮定の下、 m と $m + dm$ との間にある殻の質量は

$$(14) \quad \delta M = 4\pi\rho(m^2)\sqrt{1-e^2}m^2\delta m,$$

で与えられる。 e はその回転楕円体の楕円率で、 m は、

$$(15) \quad m^2 = R^2 + \frac{z^2}{1-e^2}$$

で与えられる。これは式(8)と同等であるから、 $\sqrt{1-e^2}$ は軸比 Q と等価である。したがって、式(14)は、

$$(16) \quad \delta M = 4\pi\rho(m^2)Qm^2\delta m.$$

と書き直せる。よって回転楕円体系の質量を計算する際、式(17)を質量中心からある任意の距離まで積分してやればよい

$$(17) \quad M(m) = \int_0^m 4\pi\rho(m^2)Qm^2 dm.$$

2.3. ジーンズ方程式と視線速度分散分布. 恒星系が力学的に平衡状態であり、ダークマターが支配的なポテンシャルの系であると仮定する。また、今回は分布関数の形を $f(E, L_z)$ と仮定するので、速度楕円体は $(\overline{v_\phi^2}, \overline{v_R^2} = \overline{v_z^2})$ となるような、非等方性を持つ。したがって、軸対称ジーンズ方程式は以下のような形になる

$$(18) \quad \frac{\partial \nu \overline{v_z^2}}{\partial z} + \nu \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0,$$

$$(19) \quad \frac{\partial \nu \overline{v_R^2}}{\partial R} + \nu \frac{\partial \Phi}{\partial R} + \frac{\nu(\overline{v_R^2} - \overline{v_\phi^2})}{R} = 0.$$

ν は先に説明したように恒星系の数密度であり、 Φ は力学系での滑らかなポテンシャルを示している。特に、式(18)は積分形に書き直すことが出来る

$$(20) \quad \overline{v_z^2} = \overline{v_R^2} = \sigma^2 = \frac{1}{\nu(R, z)} \int_z^\infty \nu \frac{\partial \Phi}{\partial z} dz.$$

また、式(20)が計算出来ることで、式(19)から $\overline{v_\phi^2}$ を求めることができる

$$(21) \quad \overline{v_\phi^2} = \sigma^2 + R \frac{\partial \Phi}{\partial R} + \frac{R}{\nu} \frac{\partial(\nu \sigma^2)}{\partial R}.$$

次に、実際の観測結果と比較するのは視線方向に沿った速度分散分布であるから、上の σ と $\overline{v_\phi^2}$ 、そして視線方向と銀河面との間の角度を用いて理論的な視線方向の速度分散分布を導く。この操作は Tempel & Tenjis 2006 を参考にしている。

(1) σ と $\overline{v_\phi^2}$ を銀河面に投影する

$$(22) \quad \sigma_*^2 = \overline{v_\phi^2} \frac{x^2}{R^2} + \sigma^2 \left(1 - \frac{x^2}{R^2}\right).$$

ここで、 x は投影面での座標系を表す。

(2) z 方向と上式の数速度分散を視線方向に投影する

$$(23) \quad \sigma_\ell^2 = \sigma_*^2 \cos^2 \Theta + \sigma^2 \sin^2 \Theta.$$

Θ は、銀河面と視線方向の間角であり、 $\Theta = i - 90^\circ$ で表される (i は銀河の傾斜角である).

(3) 恒星系の密度で重み付けをして、視線方向に沿って積分する

$$(24) \quad \sigma_{\text{los}}^2(x, y) = \frac{1}{I(x, y)} \int_{-\infty}^{\infty} \nu(R, z) \sigma_\ell^2(R, z) dl.$$

ただし、 ℓ は視線方向に沿った変数である.

(4) 計算しやすいように変数変換を行うと

$$(25) \quad \sigma_{\text{los}}^2(x, y) = \frac{1}{I(x, y)} \int_x^\infty \Psi \frac{RdR}{\cos \Theta \sqrt{R^2 - x^2}}$$

と書き換えることができる. ただし,

$$(26) \quad \Psi = \nu(R, z_1) \sigma_\ell^2(R, z_1) + \nu(R, z_2) \sigma_\ell^2(R, z_2)$$

$$(27) \quad z_{1,2} = \left(\frac{y}{\sin \Theta} \pm \sqrt{R^2 - x^2} \right) \tan \Theta$$

である.

3. DATA

今回用いた矮小銀河は Carina, Fornax, Sculptor, Sextans, Draco, Leo I の 6 天体である. 先行研究では星の視線速度データを球平均して解析を行っていたのに対して、我々は銀河の長軸と短軸、長軸から 45° の軸に分けて、速度分散プロファイルをプロットした. 以下にデータの情報を示す.

TABLE 1. The observational dataset for six dSph satellites

| Object | Number of stars | $L_V (\times 10^6 L_\odot)$ | M_V | P.A. (deg) | distance (kpc) | r_{half} (pc) | q' (axial ratio) |
|----------|-----------------|-----------------------------|-----------------|------------|----------------|------------------------|--------------------|
| Carina | 776 | 0.24 ± 0.1 | -8.6 ± 0.5 | 65 ± 5 | 85 ± 5 | 241 ± 23 | 0.67 ± 0.05 |
| Fornax | 2523 | 14.0 ± 4.0 | -13.0 ± 0.3 | 41 ± 1 | 120 ± 8 | 668 ± 34 | 0.70 ± 0.01 |
| Sculptor | 1360 | 1.4 ± 0.6 | -10.7 ± 0.5 | 99 ± 1 | 72 ± 5 | 260 ± 39 | 0.68 ± 0.03 |
| Sextans | 445 | 0.4 ± 0.2 | -9.2 ± 0.5 | 56 ± 5 | 83 ± 9 | 682 ± 117 | 0.65 ± 0.05 |
| Draco | 185 | 0.18 ± 0.08 | -8.3 ± 0.5 | 89 ± 2 | 76 ± 5 | 196 ± 12 | 0.69 ± 0.02 |
| LeoI | 328 | 3.4 ± 1.1 | -11.5 ± 0.3 | 79 ± 3 | 198 ± 30 | 246 ± 19 | 0.79 ± 0.03 |

4. RESULTS

4.1. **矮小銀河ダークハローの性質.** 図1がカイ二乗フィッティングから得られた、各矮小銀河の視線速度分散プロファイルである。表2の第4カラムを見ると、NFWかCOREかの質量モデルに依らずほとんどの矮小銀河のダークハローは軸比が1以下で全く球対称ではなく、 $0.3 < Q < 0.7$ と十分扁平していることがわかる。さらに表2のカイ二乗の値をみると、COREモデルの方がNFWよりbetterであることがわかった。

4.2. **速度の非等方性.** ベストフィットパラメータを用いて速度の非等方性とその半径依存性を調べた。その図が図2、である。我々のモデルの振る舞いから、恒星系の軸比 q が小さくなると $\overline{v_\phi^2}$ が恒星系のスケール長さ辺りで卓越する。また、ダークハローの軸比 Q が小さくなると、中心部で σ^2 が大きくなり、 $\overline{v_\phi^2}$ は小さくなる。また、 b_{halo} や ρ_0 が大きくなっても中心部での重力は強くなる。それを踏まえた上でCOREモデルの場合(図2)を見ると、 Q が小さいFornaxとDracoの σ^2 が大きくなっていることがわかる。Carinaの軸比も同じくらい小さいのだが、 b_{halo} や ρ_0 を比べるとFornax, Dracoの方が明らかに大きいことがわかる。このことからこのような差が生まれたと考えられる。また、LeoIは $\overline{v_\phi^2}$ が卓越している様に見える。これは、inclinationを考慮した真の恒星系の軸比が $q \simeq 0.6$ と最も小さいからであると考えられる。

4.3. **先行研究との比較.** 2008年、Strigariらは銀河系に付随する矮小銀河について非常に特徴的な性質がある事を示唆した。それは、半径300 pc以内にある質量(M_{300})は、光度に依らず $\sim 10^7 M_\odot$ で一定であるというものである。この結果は、矮小銀河として形成できる質量に制限が与えられることが考えられ、またダークマター粒子の質量への制限も考えられることからダークマター理論への制限も与えられることを示唆している。この質量スケールを再現するようなシミュレーション結果も出ており(Maccio et al.2009)、矮小銀河形成論の一つの指標となっている。しかし、質量が光度によらずある値で一定になるという結果は、球対称の質量分布、球対称ジーンズ方程式を用いて解析した結果であり、それが現実的でないことは前章で明確になった。そこで、このStrigariらの球対称を仮定した結果と我々が行った軸対称を仮定した結果で、どのような違いが生じるか調べてみる。質量の推定は、式(17)

$$M(m) = \int_0^m 4\pi\rho(m^2)Qm^2 dm.$$

のmass formulaを用いて行う。また彼らは、classical dwarfだけでなく、Ultra Faint Dwarfについても質量推定を行っているが、classicalよりも非常にサンプル数が少なく不定性が多い。また、UFDはとても小さい銀河でありその大きさは300 pcに届かないものが多い。したがって、 M_{300} は外挿して求めなければならないため、その信憑性には注意しなければならない。これらの理由から今回はClassicalのみで比較する。

軸対称質量分布での M_{300} とLuminosityの関係は図3の様になった。赤のシンボルがStrigari et al.(2008)の結果であり、白抜き青(COREモデル)と緑(NFWモデル)のシンボルが我々の解析結果である。我々のモデルでは、300 pc以内の質量が $10^7 M_\odot$ から大きくずれているのは一目瞭然である。よってこの図から、軸対称の質量分布モデルが「球対称モデルにおける $M_{300} \sim 10^7 M_\odot$ で一定である」という主張とは全く異なる描像を与えているのは明らかである。さらに、ハローの軸比 Q の値がこの質量決定に一番影響が大きいということが

分かり、また密度分布によっても差が生じている。したがって、この質量推定には、仮定したダークマターの密度プロファイルやその形に大きく依存している事が明らかになった。

これらから、 M_{300} は矮小銀河形成などの制限に対する指標とするには有益なものではないと言える。球対称というより簡単のための仮定が、実際の矮小銀河のより現実的で重要な情報を隠してしまっている危険性が十分に存在することをこの結果は暗示している。よって、非球対称性効果は、重要な1つの物理量として考えるべきであると主張する。

4.4. Λ CDM 理論の検証. Λ CDM 理論は、1Mpc 以上の大きなスケールにおいて観測結果を非常に良く説明できることから、現在の構造形成理論における標準的なパラダイムになっている。しかし、銀河スケールでは観測結果と矛盾が生じており、その解決には未だ至らず重要な問題として残っている。我々はダークハローの軸比を用いて Λ CDM 理論との比較を行った。Schneider et al.2011 では、質量スケールごとにダークハローを振り分け、各々でハローの軸比の分布を調べている。我々は、その質量スケールの中でも $10^{9.78} \leq M \leq 10^{10.78}$ の範囲に注目した。なぜならその mass range は典型的なサブハローの質量に当たるからである。その質量範囲の確率密度分布を示したのが図4の青 (major-to-intermediate axis ratio: q) と赤 (major-to-minor axis ratio: s) である。 q が大体 0.9, s が大体 0.7 辺りにピークを持つような分布になっており、比較的球状に近い。また、 q, s どちらの軸比も 0.5 辺りから以下は、確率密度が非常に小さくなり Λ CDM 理論に基づくシミュレーションではこの辺りの軸比をもつハローはほとんど存在しない。さて一方で、我々が解析した結果を振り返ると、軸対称で一定の軸比を1つ持つ質量分布を仮定しており、三軸不等のハローであるシミュレーションの結果と正確な比較はできないが、比較する指標にはなる。そこで、我々の解析結果をプロットしたものが図のヒストグラムである。6つの銀河系矮小銀河の軸比は $0.3 \leq Q \leq 0.5$ の範囲に存在しており、理論予想とは全く異なる分布をしていることが判明した。

5. CONCLUSION

本研究では、ダークハローの密度分布やその形により現実的でより重要な制限を得るため、軸対称質量分布モデルを構築し、ダークマターが支配的な銀河の一つである矮小銀河にそれを適用した。これまでの先行研究では、矮小銀河は扁平であるにもかかわらず全て球対称を仮定して解析を行っており全く現実的ではなかった。よって球対称モデルからの脱却は非常に意義のあることであり、さらに今まで矮小銀河の力学からは議論されていなかったダークハローの形状についても議論する事ができたことが本研究最大の特徴である。

この研究を通して明らかになった事実は、「ダークサブハローは球対称ではない」ということを観測結果を用いて証明したことである。またその非球対称性はその速度分散、すなわち質量を推定するのに重要な物理量であるということが明らかになった。その例として半径 300 pc 内の総質量を非球対称性を考慮して推定したところ、Strigari et al. (2008) による銀河の光度に関係なく $10^7 M_{\odot}$ で一定であるという主張を覆す結果を得た。さらに軸比が大きいもの、つまり球対称に近いものほど $10^7 M_{\odot}$ に近い値になる。この意味するところはまさに非球対称性が質量推定に大きく影響しているということである。最近、我々の手法とは異なるが軸対称モデルを矮小銀河に適応した論文が出た。Jardel et al.2011 は、Axisymmetric Schwarzschild method を用いて Fornax dSph の質量分布及び M_{300} を計算している。彼らは、解析の結果 NFW model を棄却し CORE model の方が良く合うことを示し、 $M_{300} = 3.5^{+0.77}_{-0.11} \times 10^6 M_{\odot}$ と見積もった。これは驚くべきことに我々の結果とほとんど同じ値であり、このことから非球対称の重要性を得られる。

もう一つの重要な結論として、現在の構造形成の標準理論とされる Λ CDM 理論に対してダークハローの軸比の確率分布からその是非を検証したところ、 Λ CDM は銀河系矮小銀河の性質を説明出来ないという結果に至ったことである。特に軸比の確率分布の不一致はこれまでに存在しなかった新たな問題であり、ミッシング・サテライト問題やカस्प・コア問題と同様に深刻な問題であると考えられる。これらの問題解決には先述したようなバリオンの効果が最も有力である。しかしバリオンの物理は非常に複雑であり、この謎を解き明かすことはこれからも銀河形成論の焦点になるだろう。

一方で、様々な問題が露呈したのも事実である。最も重大な問題はやはりサンプルデータの少なさが挙げられる。本研究では矮小銀河の視線速度分散プロファイルを major, minor, intermediate axis の 3 方向に沿ったプロファイルを作った。つまり速度データ全ては用いていないのである。比較的データ数の多い Carina, Fornax, Sculptor dSph でも、2次元マップを作成するのは非常に困難であった。十分量のデータがあれば 2次元 fitting を行うことができ、より速度分散分布に制限を与えられる。すなわち、今回はっきりしなかった密度プロファイルや他のパラメータに強い制限を与える事が可能になるだろう。

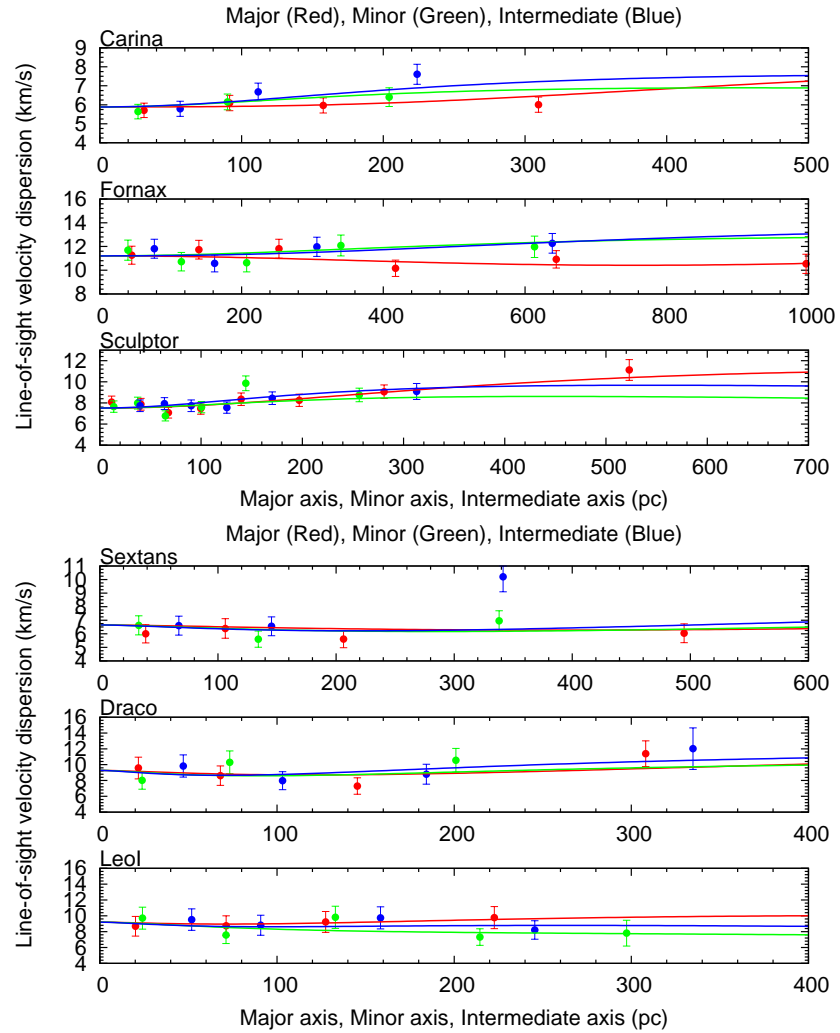


FIGURE 1. Carina(1段), Fornax(2段), Sculptor(3段), Sextans(4段), Draco(5段), Leo I(6段)のベストフィットでの視線速度分散プロファイル. 質量分布モデルはCOREモデルを仮定している. 赤がmajor axis, 緑がminor axis, 青がmiddle axisに沿ったプロファイルをプロットしたもの.

| Galaxy | Halo Model | reduced- χ^2 | Q | $b_{\text{halo}}[\text{pc}]$ | $\rho_0[\text{M}_\odot/\text{pc}^{-3}]$ | i (inclination)[deg] | $M_{300}[10^6\text{M}_\odot]$ |
|----------|------------|-------------------|------------------------|------------------------------|---|------------------------|-------------------------------|
| Carina | NFW | 0.85 | $0.48^{+0.06}_{-0.03}$ | 458 ± 15 | 0.027 ± 0.002 | 86^{+4}_{-9} | $2.78^{+0.61}_{-0.46}$ |
| | CORE | 0.74 | $0.39^{+0.04}_{-0.02}$ | 306 ± 12 | 0.091 ± 0.005 | 84^{+6}_{-7} | $2.16^{+0.41}_{-0.29}$ |
| Fornax | NFW | 1.85 | 0.35 ± 0.03 | 1509^{+69}_{-26} | 0.0089 ± 0.0004 | 72 ± 3 | $2.56^{+0.45}_{-0.30}$ |
| | CORE | 0.94 | 0.35 ± 0.02 | 1177 ± 45 | 0.028 ± 0.001 | 86^{+4}_{-7} | $1.05^{+0.10}_{-0.07}$ |
| Sculptor | NFW | 1.93 | $0.62^{+0.04}_{-0.02}$ | 604^{+15}_{-17} | 0.034 ± 0.001 | 90_{-11} | $6.49^{+0.77}_{-0.65}$ |
| | CORE | 1.29 | 0.45 ± 0.02 | 431^{+17}_{-12} | $0.109^{+0.005}_{-0.003}$ | 86^{+4}_{-7} | $3.85^{+0.46}_{-0.33}$ |
| Sextans | NFW | 2.79 | 0.69 ± 0.06 | 2007^{+142}_{-109} | 0.0029 ± 0.0002 | 86^{+4}_{-8} | $2.25^{+0.55}_{-0.41}$ |
| | CORE | 1.49 | 0.44 ± 0.03 | 2597^{+718}_{-347} | $0.007^{+0.0008}_{-0.0002}$ | 89^{+1}_{-10} | $0.36^{+0.05}_{-0.05}$ |
| Draco | NFW | 1.32 | $0.36^{+0.07}_{-0.05}$ | 654^{+50}_{-42} | 0.039 ± 0.004 | 85^{+5}_{-12} | $4.61^{+1.99}_{-1.25}$ |
| | CORE | 1.22 | 0.33 ± 0.05 | 410^{+38}_{-35} | 0.17 ± 0.02 | 89^{+1}_{-14} | $4.29^{+1.52}_{-0.61}$ |
| LeoI | NFW | 1.42 | $0.99^{+0.01}_{-0.12}$ | 342 ± 18 | $0.11^{+0.012}_{-0.006}$ | 75^{+15}_{-10} | $15.6^{+3.21}_{-3.59}$ |
| | CORE | 1.37 | $0.48^{+0.08}_{-0.06}$ | 260^{+13}_{-15} | 0.36 ± 0.03 | 49^{+2}_{-1} | $8.79^{+2.93}_{-2.21}$ |

TABLE 2. 6つの矮小銀河における4パラメータのfitting結果とそれらをもとに計算した300 pc以内の全質量. NFWとCOREモデルの2通りの結果を示しており, fittingの指標はreduced- χ^2 で表している.

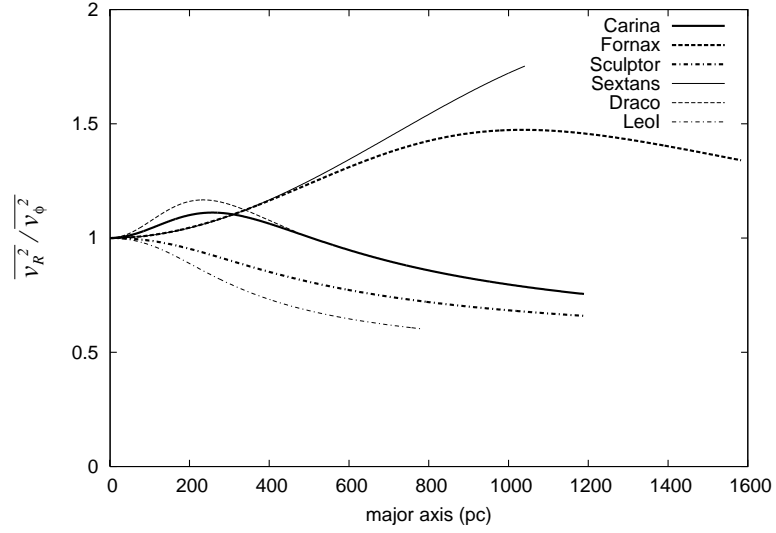


FIGURE 2. 速度非等方性の半径依存性. 横軸に major axis を星密度のスケール長さで規格化した値, 縦軸に σ^2/σ_ϕ^2 を示す. CORE モデルの場合.

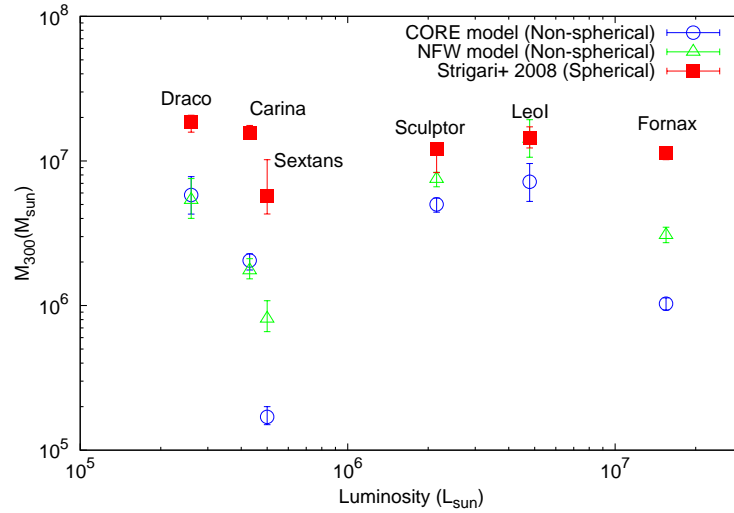


FIGURE 3. 300 pc 以内の質量と, 矮小銀河の Luminosity との関係. 赤のプロットは先行研究である Strigari et al.2008 の結果. 白抜き青と緑のプロットは, 我々の結果である. 矮小銀河の 300pc 以内の質量はその光度に依らずだいたい $10^7 M_\odot$ 一定である. という先行研究の結果とは異なる描像になっている.

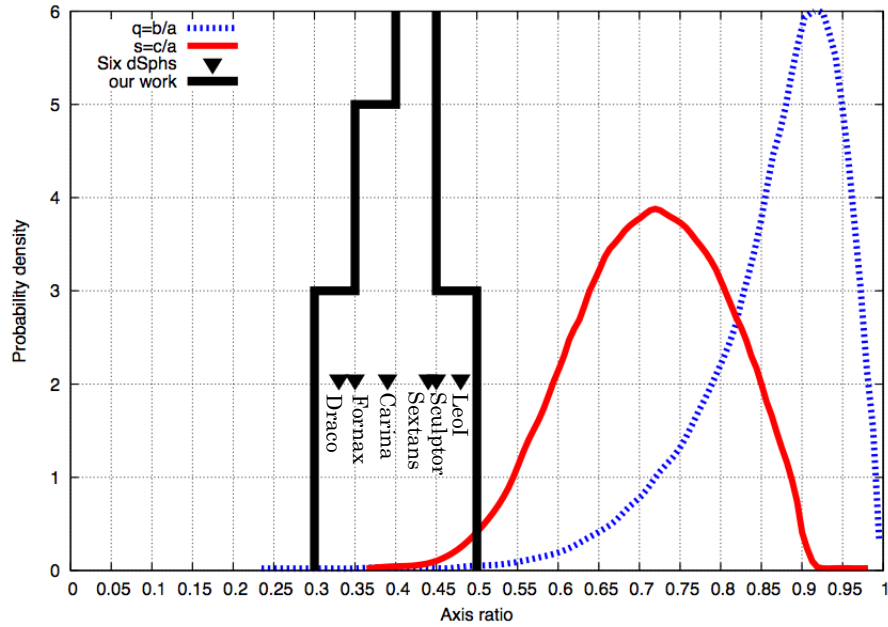


FIGURE 4. サブハローの質量スケールにおける軸比の確率密度分布. ただし, $z = 0$ でビリアル半径での軸比を計算している. 青と赤の線はそれぞれ, ME-I,II シミュレーションから得られた軸比 q, s の確率分布を表している (Schneider et al.2011). 一方で, 黒のヒストグラムは我々の解析から得られた確率分布である. 軸対称質量分布を考えているので軸比は一つだが, CDM 理論とは異なる分布を示している.