

銀河団の多波長観測を用いた一般化されたガリレオン重力モデルの制限

照喜名 歩 (広島大学大学院 理学研究科)

Abstract

現在の宇宙の加速膨張を説明するため、一般相対論を宇宙論的な長距離スケールで修正する修正重力理論がよく研究されている。一般に重力理論の修正は新たな自由度（スカラー場）を生み出し、それにより重力ポテンシャルは変更を受けて一般相対論とのズレが生じる。ガリレオン重力モデルは太陽系のような局所スケールでヴァインシュタイン機構によりスカラー場が隠され、一般相対論が回復するモデルである。この重力モデルは銀河団スケールでヴァインシュタイン機構が十分に働かず、一般相対論が回復しない可能性がある。このとき、銀河団中のガス分布は重力ポテンシャルの修正により変更され、さらに、重力場中の光の軌道も修正されるために重力レンズシアード分布も変更を受ける。ここではガリレオン重力モデルを一般化したモデルについて、ガス分布・シアード分布がどのように変更されるのか、実際の観測から重力モデルに対してどのような制限が得られるのかについて考察した。その結果、観測と比較する際、ガス分布とシアード分布両者を同時に比較することで、重力モデルのパラメータに対して有用な制限を得ることを示した。

1 Introduction

宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) や Ia 型超新星の観測から、現在の宇宙が加速膨張期にあることが明らかになった。この加速膨張の起源として宇宙項モデルやダークエネルギーなど未知のエネルギー成分の導入が考えられているが、その証拠は明らかになっていない。一方、このようなエネルギー成分を導入しない修正重力理論の研究も盛んである。これは、アインシュタインの一般相対性理論を宇宙論的長距離スケールで修正することにより加速膨張を説明するモデルである。一般に、重力理論を修正すると新たにスカラー的な自由度が生まれる。これにより、重力ポテンシャルは変更され一般相対論とのズレが生じてしまう。修正重力理論の一つである一般化されたガリレオンモデルは、太陽系のような局所スケールでヴァインシュタイン機構によりスカラー場が隠され、一般相対論が回復するモデルである。一方、このモデルでは銀河団外縁部でヴァインシュタイン機構が十分には働かず、一般相対論が回復しない可能性がある。この時、重力ポテンシャルの修正により、銀河団中のガス分布、重力場中の光の軌道が変更を受けることになる。前者の効果は銀河団ガスに起因する X 線表面輝度、X 線温度、スニヤエフ・ゼルドヴィッチ効果の観測に影響を与え、後者の効果は弱い重力レンズ効果に

よるシアード分布の観測に影響を与える。先行研究 A. Terukina and K. Yamamoto. (2012); A. Terukina et al. (2014); T. Narikawa and K. Yamamoto. (2012) ではガス分布、シアード分布それぞれの観測が重力モデルに対して有用な制限を与えることが示されている。本研究では両者の観測を組み合わせることで得られる重力モデルの制限について議論する。

ここでは、まず、一般化されたガリレオン重力モデルにおけるガス分布・シアード分布を導出手続きを述べ、最後にかみのけ座銀河団の観測と比較することで得られる重力モデルに対する制限の preliminary な結果を示す。

2 Generalized Galileon model

ここでは、次の一般化されたガリレオンモデルについて考える (R. Kimura et al. (2012)).

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[G_4(\phi) R + K(\phi, X) - G_3(\phi, X) \square \phi + \mathcal{L}_m \right], \quad (1)$$

ここで、 $K(\phi, X)$, $G_3(\phi, X)$, $G_4(\phi)$ はスカラー場 ϕ と $X \equiv -(\partial\phi)^2/2$ の任意関数、 \mathcal{L}_m は物質のラグランジアンである。このモデルはガリレオンモデル、Dvali-Gabadaze-Porrati (DGP) モデルを含んでいる。

この模型の摂動を考える。計量としてニュートンゲージ

$$ds^2 = -(1 + 2\Psi)dt^2 + a(t)^2(1 + 2\Phi)dx^2 \quad (2)$$

をとり、スカラー場の摂動 $Q(\mathbf{x})$ を次のように定義する。

$$\phi(t, \mathbf{x}) = \phi(t)(1 + Q(\mathbf{x})) \quad (3)$$

準静的近似における球対称解は、重力場の方程式、スカラー場の方程式から

$$\frac{d\Psi}{dr} = \frac{GM(< r)}{r^2} - (\alpha + \xi) \frac{dQ}{dr}, \quad (4)$$

$$\frac{d\Phi}{dr} = -\frac{GM(< r)}{r^2} - \xi \frac{dQ}{dr}, \quad (5)$$

$$\frac{dQ}{dr} = \frac{r}{4\lambda^2} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{8G\lambda^2\zeta M(< r)}{r^3}} \right), \quad (6)$$

と得られる。ここで、 $M(< r) \equiv 4\pi \int_0^r dr' r'^2 \rho(r')$ は半径 r 内のハローの質量である。また、 $\alpha, \xi, \zeta, \lambda^2$ は K, G_3, G_4 の関数であり、重力模型を特徴付けるパラメータである。

ここで、スカラー場 Q はヴァインシュタイン半径

$$r_V \equiv [8G\lambda^2\zeta M(< r_V)]^{1/3} \quad (7)$$

によってその振る舞いが特徴付けられる。ヴァインシュタイン半径より十分内側 $r \ll r_V$ では (6) 式より、 $|dQ/dr| \sim \sqrt{G\zeta M(< r)/2\lambda^2 r} \ll GM(< r)/r^2$ であるから、重力ポテンシャルの勾配は

$$\frac{d\Psi}{dr} \sim \frac{GM(< r)}{r^2} \quad (8)$$

となり、ニュートン重力が回復する (ヴァインシュタイン機構)。一方、ヴァインシュタイン半径より十分外側 $r \gg r_V$ では $dQ/dr \sim G\zeta M(< r)/r^2$ となり、重力ポテンシャルの勾配は

$$\frac{d\Psi}{dr} \sim \frac{(1 + (\alpha + \zeta)\zeta)GM(< r)}{r^2} \quad (9)$$

となり、重力定数が有効的に変更されることになる。このヴァインシュタイン半径が銀河団スケールとなる場合、スカラー場が銀河団のガス分布や重力レンズ効果にどのように影響を及ぼすかを以下で議論する。

3 Gas Distributin Profiles

ガスについて、次の静水圧平衡を仮定する。

$$\frac{1}{\rho_{\text{gas}}} \frac{dP_{\text{gas}}}{dr} = -\frac{d\Psi}{dr} \quad (10)$$

ここで、 $\rho_{\text{gas}}, P_{\text{gas}}$ はそれぞれガスの密度、圧力であり、 $kT_{\text{gas}} = P_{\text{gas}}/n_{\text{gas}}$ はガスの温度である。(10) 式を積分し、(4), (6) 式を用いると、

$$P_{\text{gas}} = P_0 + \mu m_p \int_0^r n_e(r') \left[-\frac{GM(< r')}{r'^2} + \frac{\mu_1}{4\epsilon^2} H_0^2 r' \left(1 - \sqrt{1 + 12\epsilon^2 \frac{\rho_s}{\rho_{c0}} \frac{r_s^3}{r'^3} m(r')} \right) \right], \quad (11)$$

ここで、 $\mu_1 \equiv (\alpha + \xi)\zeta$, $\epsilon \equiv \sqrt{H_0^2 \lambda^2 \zeta}$ とおいた。また、完全電離ガスと電子の状態の関係 $n_e = (2 + \mu)n_{\text{gas}}/5$, $P_e = n_e kT_{\text{gas}}$, を用いた $\mu = 0.59$ は平均分子量、 m_p は陽子質量である。電子の数密度として、 β モデル

$$n_e = n_0 \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^b \quad (12)$$

を用いることで、ガスの密度、圧力、温度の三次元プロファイルを得る。ここで、 n_0, r_c, b はパラメータである。

A. Terukina and K. Yamamoto. (2012); A. Terukina et al. (2014) で議論されているように、スカラー場が重力と同様引力として働く場合、ガスのプロファイルは外側で急勾配を持つため、その分布はコンパクトになる。ここでは μ_1 が正の場合、スカラー場は引力として働き、ガスのプロファイルはニュートン重力に比べてコンパクトになる。一方 μ_1 は負になることも可能であり、スカラー場は斥力として寄与する。この場合、ガスのプロファイルは勾配が緩やかになり、その分布はニュートン重力に比べて広がりを持つことになる。

得られたガスの三次元分布から、観測量である X 線温度 (T_X)、X 線表面強度 (S_X) SZ 効果 (ΔT_{SZ} or

y -parameter) を求めることができる。

$$T_X(r_\perp) = \frac{\int n_e^2 T_{\text{gas}}^{1/2}(r) T_{\text{gas}}(r) dz}{\int n_e^2 T_{\text{gas}}^{1/2}(r) dz}, \quad (13)$$

$$S_X(r_\perp) = \int n_e^2(r) \Lambda_c(T_{\text{gas}}) dz, \quad (14)$$

$$y(r_\perp) = -\frac{\Delta T_{\text{SZ}}}{2T_{\text{CMB}}} = \frac{\sigma_T}{m_e} \int P_e(r) dz, \quad (15)$$

ここで、 Λ_c は冷却関数、 $T_{\text{CMB}} = 2.725$ K は CMB 温度、 σ_T はトムソン散乱断面積、 m_e は電子質量、 r_\perp は視線方向に対して垂直な動径座標、 $r = \sqrt{r_\perp^2 + z^2}$ である。

4 Weak Shear Profile

遠方銀河から発せられる光は伝播途中にある銀河団などの重力源によりその軌道が変更され、重力レンズ効果として観測される。この効果はレンズポテンシャル $(\Phi - \Psi)/2$ によって特徴付けられる。例えば、背景銀河の像の大きさの変化を表す convergence $\kappa(\chi)$ は次のように表される。

$$\kappa \simeq -\frac{1}{2} \int_0^\chi d\chi' \frac{(\chi - \chi')\chi'}{\chi} \Delta^{(2D)}(\Phi - \Psi), \quad (16)$$

ここで、 χ は共動角経距離 $\Delta^{(2D)}$ は comoving な 2次元ラプラシアンである。薄いレンズ近似を用いると、(16), (4), (5) 式から

$$\kappa \simeq \frac{(\chi_S - \chi_L)\chi_L}{\chi_S} \times \int_0^{\chi_S} d\chi \left[4\pi G\rho(r') - \frac{\alpha + 2\xi}{2} \frac{\nabla^2}{a_L^2} Q \right] a_L^2, \quad (17)$$

を得る。ここで、添字 L と S は観測者からレンズ天体、観測者から光源天体を示す量をそれぞれ表す。銀河団中心を中心とする座標系を取ると、convergence は

$$\begin{aligned} \kappa(r_\perp) \simeq & \frac{2}{\Sigma_c} \int_0^\infty dz \left[\rho(r) \right. \\ & - \frac{\mu_2 \rho_{c0}}{2\epsilon^2} \left(1 - \sqrt{1 + 12\epsilon^2 \frac{\rho_s}{\rho_{c0}} \frac{r_s^3}{r^3} m(r)} \right) \\ & \left. + \frac{\rho(r) - 3\rho_s r_s^3 m(r)/r^3}{\sqrt{1 + 12\epsilon^2 \rho_s r_s^3 m(r)/\rho_{c0} r^3} \mu_2} \right], \quad (18) \end{aligned}$$

と表される。ここで、 $\mu_2 \equiv (\alpha + 2\xi)\zeta/2$ と置き、

$$\Sigma_c = \frac{1}{4\pi G} \frac{\chi_S}{(\chi_S - \chi_L)\chi_L a_L} \quad (19)$$

である。

弱い重力レンズ効果の統計的観測量である、reduced shear は

$$g_+(r_\perp) \equiv \frac{\gamma_+(r_\perp)}{1 - \kappa(r_\perp)}, \quad (20)$$

と定義される。ここで、 $\gamma_+(r_\perp)$ は tangential shear で convergence と次の関係がある。

$$\gamma_+(r_\perp) = \bar{\kappa}(< r_\perp) - \kappa(r_\perp), \quad (21)$$

$$\bar{\kappa}(< r_\perp) \equiv \frac{2}{r_\perp^2} \int_0^{r_\perp} dr'_\perp r'_\perp \kappa(r'_\perp). \quad (22)$$

重力模型のパラメータとしてガス分布プロファイルには μ_1 、シアープロファイルには μ_2 と異なるパラメータ依存性が現れる。したがって、これらの観測を組み合わせることで、重力レンズのみを比較した場合とは違った制限が得られると期待される。

5 Analysis

ここでは、かみのけ座銀河団の多波長観測とこれまでに述べた理論模型を比較する。かみのけ座銀河団は $z \simeq 0.0236$ にある比較的近傍の銀河団であり、X線温度、X線表面輝度、SZ効果、弱い重力レンズ効果の観測がなされている。また、静水圧平衡の妥当性も議論されている (A. Terukina et al. (2014))。

ここで、銀河団中の密度分布として NFW プロファイル

$$\rho = \frac{\rho_s}{r/r_s(1 + r/r_s)^2} \quad (23)$$

を仮定し、 $M_{\text{vir}} \equiv M(< r_{\text{vir}}) = 4\pi \int_0^{r_{\text{vir}}} dr r^2 \rho(r)$ 、 $c \equiv r_s/r_{\text{vir}}$ をパラメータとする。 r_{vir} は銀河団のビリアル半径である。

かみのけ座銀河団と比較するため、 χ^2 を

$$\begin{aligned} \chi^2(M_{\text{vir}}, c, T_0, n_0, b_1, r_1, \mu_1, \mu_2, \epsilon) \\ = \chi_{\text{SB}}^2 + \chi_{\text{XT}}^2 + \chi_{\text{SZ}}^2 + \chi_{\text{WL}}^2 \quad (24) \end{aligned}$$

と定義する。ここで、X 線温度、X 線表面輝度、SZ 効果、重力レンズシアーそれぞれに対する χ^2 を

$$\chi_{\text{XT}}^2 = \sum_i \frac{(T_X(r_{\perp,i}) - T_{X,i}^{\text{obs.}})^2}{(\Delta T_{X,i}^{\text{obs.}})^2}, \quad (25)$$

$$\chi_{\text{SB}}^2 = \sum_i \frac{(S_X(r_{\perp,i}) - S_{X,i}^{\text{obs.}})^2}{(\Delta S_{X,i}^{\text{obs.}})^2}, \quad (26)$$

$$\chi_{\text{SZ}}^2 = \sum_i \frac{(y(r_{\perp,i}) - y_i^{\text{obs.}})^2}{(\Delta y_i^{\text{obs.}})^2}, \quad (27)$$

$$\chi_{\text{WL}}^2 = \sum_i \frac{(g_+(r_{\perp,i}) - g_{+,i}^{\text{obs.}})^2}{(\Delta g_{+,i}^{\text{obs.}})^2} \quad (28)$$

と定義した。

CosmoMC code を用いて観測データと比較し、重力模型のパラメータに対して得られた制限が 図 1 である。ここで、

$$\mu'_1 = \frac{\mu_1}{1 + |\mu_1|}, \quad (29)$$

$$\mu'_2 = \frac{\mu_2}{1 + |\mu_2|}, \quad (30)$$

$$\epsilon' = 1 - \exp(-\epsilon). \quad (31)$$

とおいた。破線、実線はそれぞれ 1σ 、 2σ の等高線である。先行研究 T. Narikawa and K. Yamamoto. (2012) では μ_2 に対してのみ制限を得ることができていたが、本研究のようにガス分布の観測も組み合わせることで、 μ_1 というパラメータに対しても制限を得ることが出来た。また、×印は original Galileon 模型である ($\mu'_1 = \mu'_2 = 0.48, \epsilon' = 0.73$)。本解析ではこの模型に対する制限は得られなかったが、将来観測で観測誤差が小さくなれば 1σ レベルでの検証が可能になると考えている。

6 Summary and Conclusion

我々は一般化されたガリレオン模型における銀河団の X 線温度、X 線表面輝度、SZ 効果、弱い重力レンズ効果の理論模型について考察した。銀河団ガスの観測は重力レンズポテンシャル Ψ の影響を受け弱い重力レンズはレンズポテンシャル $\Phi - \Psi$ の影響を受ける。このため、一般化されたガリレオン模型において、それぞれのプロファイルは異なるパラメータ依存性を見せる。

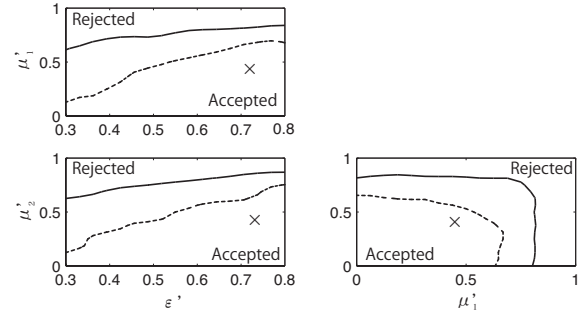


図 1: Preliminary result. 破線は 1σ 、実線は 2σ の等高線。×印は original Galileon 模型。

我々は、先行研究 A. Terukina et al. (2014); T. Narikawa and K. Yamamoto. (2012) と同様の手法でかみのけ座銀河団の X 線温度、X 線表面輝度、SZ 効果、弱い重力レンズ効果観測と比較し、そこから得られる制限について議論し、Preliminary な結果を得た。これによると、ガス分布とシアー分布双方を組み合わせることで、重力模型のパラメータに対して先行研究では得られないような制限を得ることが可能であることがわかった。さらに、将来観測で観測誤差が小さくなると original Galileon 模型を検証する可能性がある。

ただし、今回の結果は全パラメータ領域に対して解析を行っていない。今後はパラメータ領域を拡張し上記の結論が妥当であるかを調べる必要がある。

Reference

A. Terukina and K. Yamamoto, Phys. Rev. D **86**, 103503 (2012)
 A. Terukina, L. Lombriser, K. Yamamoto, D. Bacon, K. Koyama and R.C. Nichol, JCAP **04**(2014)013
 T. Narikawa and K. Yamamoto, JCAP **05**(2013)016
 R. Kimura, T. Kobayashi and K. Yamamoto, Phys. Rev. D **85**, 024023 (2012)