

弱重力レンズ効果と熱的Sunyaev-Zeldovich効果による宇宙論と銀河団物理学



大里 健

〈パリ天体物理学研究所 98bis boulevard Arago, Paris 75014, France〉

e-mail: ken.osato@iap.fr

銀河団は宇宙における最大の束縛された天体であり、その形成と進化は宇宙における構造形成史を色濃く反映している。弱重力レンズ効果や宇宙背景放射の異方性の一種であるSunyaev-Zeldovich (SZ) 効果を通して、物質密度分布といった銀河団の性質を探ることが可能である。しかしながら、最も基本的な物理量である銀河団質量を求めるには、乱流や磁場といった熱的圧力以外の圧力源、すなわち非熱的圧力の効果を正確に見積もる必要がある。そこで弱重力レンズ効果と熱的SZ効果の共相関関数によって、この非熱的圧力の影響を定量的に評価した。この共相関関数には直接観測が困難な低質量または遠方の銀河団の寄与を含んでおり、銀河団を用いた天体物理学と宇宙論を精密化する上で重要な手法になると期待される。

1. 銀河団宇宙論

宇宙における構造形成では、インフレーション中に生成された微小な量子揺らぎをもとに、周辺よりもわずかに密度の高い部分に周りの物質が集積することで、小さな構造から順に形成され、合体を繰り返してより大きな構造を形成する。この階層的な構造形成が進行し、暗黒物質とガスの集合体であるハローが形成される。ハローの中心には銀河が内包され、また巨大なハローにはその内部により小さなハロー（サブハロー）が取り込まれており、現実の宇宙では銀河の集合体、銀河団として観測される^{*1}。銀河団は宇宙における最大の自己束縛された天体であり、その形成・進化には暗黒物質の重力と暗黒エネルギーによる空間膨張が大きく影響している。したがって、宇宙にお

ける銀河団の存在量といった統計量から暗黒物質・暗黒エネルギーの性質を探ることが可能である。このような銀河団を用いて暗黒成分のような宇宙論の問題へのアプローチは銀河団宇宙論と呼ばれ、宇宙背景放射の温度異方性に代表される初期宇宙の情報を持った観測量と相補的な役割を果たしてきた¹⁾。

銀河団は典型的に $10^{13} M_{\odot}$ (M_{\odot} は太陽質量)以上の質量を持ち、非常に深い重力ポテンシャルを有している。したがって中心部に存在するガスは高温に加熱されており ($\sim 10^7$ K), 制動放射により強いX線が観測される。このX線放射は銀河団を観測する上で最も代表的な観測量である。しかしながら、銀河団の質量の大部分は暗黒物質が占めている一方、このX線放射は高温ガスからの放射である。したがって、銀河団の物質分布や質

^{*1} 本研究で対象とするのは比較的大質量のハローであり、観測では銀河団として検出される。以後、ハローと銀河団という用語を区別なく用いる。

量を測定するには、銀河団内における暗黒物質とガスの関係を明確にする必要がある。そこで、質量推定のため、銀河団内部の運動は重力と圧力が釣り合った状態（ピリアル平衡）に達しており、その自己重力は全てガスの熱的圧力によって支えられていると見なす静水圧平衡という仮定が実用的によく用いられてきた。実際の解析では、X線観測から測定した温度と密度のプロファイル（中心からの距離の関数）を運動方程式であるオイラー方程式に代入し銀河団質量を推定する。

静水圧平衡は銀河団の質量推定を簡単化するが、現実の銀河団において常に静水圧平衡が成立するかは自明ではない。実際、後述の重力レンズ効果による銀河団の観測によると、この静水圧平衡からのずれが示唆されている。重力レンズ効果の観測は銀河団の作る重力ポテンシャルのみに感度があり、静水圧平衡の仮定なしに質量推定が可能である。X線観測と重力レンズ効果の両方で観測された銀河団について、推定された質量を比較すると、多くの場合重力レンズ効果で推定された質量の方が大きい値を示す。これは熱的圧力以外にも銀河団の自己重力を支える物理的過程（非熱的圧力と総称される）が存在することを示唆している。これまで銀河団内の乱流、磁場、宇宙線といった様々な物理過程が非熱的圧力の起源として提唱されている。そこで、非熱的圧力の寄与を示す量として、静水圧平衡バイアスという量 b_{HSE} を以下のように定義する。

$$\frac{M_{\text{HSE}}}{M_{\text{true}}} \equiv 1 - b_{\text{HSE}} \quad (1)$$

ここで M_{HSE} は静水圧平衡を仮定して推定した質量、 M_{true} は真の質量である。静水圧平衡バイアスは全質量のうち非熱的圧力によって支えられている割合を表している。不定性は大きいものの多くの観測では15-30%の質量がこの非熱的圧力によって支えられているという結果を示している²⁾。また、宇宙論的流体シミュレーションを用いて、この非熱的圧力を見積もる研究も行われて

おり、こちらも同様に15-30%という結果になっている³⁾⁻⁵⁾。しかしながら、X線と重力レンズ効果の両方で観測が可能な銀河団は近傍かつ大質量の銀河団に限られており、遠方もしくは低質量の銀河団については、直接的な静水圧平衡バイアスな測定はなされていない。これら未だ直接観測が困難な銀河団に対し、非熱的圧力の寄与を定量的に評価することが本稿で紹介する研究の大きな目標の一つである。

2. 銀河団の観測量

本章では、銀河団を観測する手法として弱重力レンズ効果と熱的Sunyaev-Zel'dovich (SZ) 効果を紹介する。

2.1 弱重力レンズ効果

一般相対論によると、宇宙空間を伝播する光線の軌道は重力場の影響を受けて必ずしも直線ではなく曲線となる。このように光線軌道が歪められる現象を重力レンズ効果と呼ぶ。極めて強い重力場を通る光は多重像として観測される場合もあるが、像が弱く変形される程度の場合を特に弱重力レンズ効果と呼ぶ。宇宙には広く暗黒物質が存在し、それらが作る重力場によって遠方にある天体からの光は少なからずこの重力場の影響を受けるため、天体の像は弱重力レンズ効果によって変形される。多数の遠方銀河の形状を精密に測定し、弱重力レンズ効果による微小な変形を統計的に解析することで、その前景にある物質分布を探ることが可能である。したがって、銀河団や大規模構造の物質分布を調べる上で、弱重力レンズ効果は極めて重要な役割を果たしてきた。

重力レンズ効果の観測量は収束場 κ と歪み場 $\gamma_{1,2}$ の二種類があるが、これらはフーリエ空間では互いに関係付けられているので、どちらか一方のみを考慮すればよい。以後、重力レンズ効果の観測量は収束場に限って議論を進める。収束場は天球面上の量であり、重力場が比較的弱い状況下では密度揺らぎ δ_m に距離カーネル $W_\kappa(\chi)$ を掛け、視

線方向の共動距離 χ に対し積分した量に対応する.

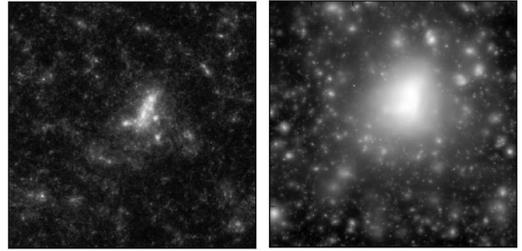
$$\kappa(\theta) = \int d\chi W_\kappa(\chi)\delta_m(\theta, \chi) \quad (2)$$

したがって収束場の信号が強い場所は高密度領域に対応しハローのような大質量の天体が存在すると推定できる. このように弱重力レンズ効果を用いて, ハローを検出することが可能であり, またその信号の空間的広がりや強さからハローの質量や密度プロファイルを測定する.

2.2 熱的SZ効果

近年, 銀河団の観測においてますます重要と考えられているのが, SZ効果である^{6),7)}. SZ効果は宇宙背景放射(CMB)の最終散乱面より後で生成される二次的異方性の一種である. CMB光子が宇宙空間を伝播し, 高温のガス中を通過する際に, 光子と高温の自由電子が逆コンプトン散乱することによって, 光子に電子からエネルギーが輸送される. この現象をSZ効果と呼ぶが, 自由電子の熱運動によるものとバルク運動によるものとして, それぞれ熱的SZ効果(tSZ), 運動的SZ効果(kSZ)と大別される. tSZ効果の方が信号の振幅が大きく, 他の異方性から分離するのが容易であるため, tSZ効果に限って議論を進める. tSZ効果の源である高温ガスは, 高密度領域, すなわち銀河団に豊富に存在しており, 弱重力レンズ効果と同様にtSZ効果の信号が強い場所には銀河団が存在すると考えられる.

Rashid SunyaevとYakov Zel'dovichは輸送方程式のKompaneets方程式から出発し, CMBの黒体放射スペクトルがtSZ効果によってどのように変更を受けるか計算した⁶⁾. tSZ効果による輝度温度の変化は特異的な周波数依存性を持っており, 周波数依存性を持たない他のCMB異方性から分離することが可能である. また輝度温度の変化はコンプトン γ という物理量に比例する. 物理的にこの量は自由電子の熱的圧力 P_e の視線方向の物理距離 l の積分に対応する. 具体的には



(a) 弱重力レンズ効果 (b) tSZ効果

図1 流体シミュレーションから得られた銀河団領域の弱重力レンズ効果(収束場)とtSZ効果(コンプトン γ)の模擬観測. 弱重力レンズ効果の場合は, ハロー以外のフィラメント構造からも寄与がある一方, tSZ効果は中心の銀河団からの寄与が強く, 他の部分でもハローからの信号が大部分を占めていることが分かる.

$$\gamma(\theta) \propto \int P_e dl \quad (3)$$

と表される. コンプトン γ はX線輝度よりも赤方偏移に対する減衰が緩やかであり, より遠方の銀河団も信号に寄与する. これはtSZ効果が天体からの放射ではなく, CMB温度異方性として吸収と似た特徴を持っていることを反映している. この特徴により, tSZ効果を用いて遠方宇宙の銀河団の性質を探ることが可能である.

図1に流体シミュレーションで得られた銀河団領域の重力レンズ効果とtSZ効果の模擬観測結果を示す. 銀河団領域であるので, 両者ともに共通して中心部に強い信号を持つことが分かる. 一方で, 弱重力レンズ効果はフィラメント構造のような比較的密度の小さい部分も信号に寄与している一方, tSZ効果は銀河団の中心部やそれに付随する小規模のハローからくる信号が大部分を占めており, 中心集中度が高いことが分かる.

3. 重力レンズ効果とtSZ効果の統計量とその共分散

3.1 統計量の理論予言

本節では重力レンズ効果とtSZ効果の統計量の理論予言の手法を紹介する. 統計量としてはフー

リエ空間の振幅であるパワースペクトルや実空間における相関関数が広く用いられており、本稿でもこれらの統計量に限って議論を進める。図1で見たような流体シミュレーションでは物質分布とガス分布の進化の両方をシミュレートできるため、そこから観測量を測定するのは直接的である一方、精度の高い予言に必要な大容量の流体シミュレーションは未だ計算量の観点から非常に困難である。さらに、実際の解析ではパラメータを変化させ多数のモデルで理論予言を行わねばならないため、高速に統計量を計算できる解析的な手法が必要である。そこで、重力レンズ効果とtSZ効果の統計量の理論予言を行う上でハローモデルという手法が実用的によく用いられる^{8),9)}。ハローモデルとはハロー中の物質のみが観測量に寄与し、ハロー外の物質の寄与は無視するという仮定である。ハローの密度分布や空間分布はN体シミュレーションにより、よく調べられており、統計量の予言を行うためには、個々のハローからくる信号をモデル化すればよいことになる。

収束場の統計量を予言するためには、ハローの射影した密度場が必要である。Navarroら^{10),11)}はN体シミュレーションを用いて、ハローの物質密度は球対称なべき関数を組み合わせたプロファイル(Navarro-Frenk-White (NFW) プロファイル)に従うことを示した。ハローによる収束場はこのNFWプロファイルを射影することで求められる。しかしながら、コンプトン γ の統計量のハローモデルによる計算には困難な問題が存在する。tSZ効果の源である、ハローの圧力プロファイルは複雑な天体物理によって決定されるため、解析的なモデル化が困難である。しかし、この複雑な物理を自由なパラメータを導入して取り扱う準解析的なモデルの研究は行われてきた^{12),13)}。我々は、Bodeらの研究¹⁴⁾で開発された解析的なモデルを拡張し、超新星や活動銀河核からの

フィードバック効果も取り入れたShawモデル¹⁵⁾を用いる。また、もう一つの圧力のモデル化の候補として、普遍的圧力プロファイル(universal-pressure profile; UPP)¹⁶⁾が挙げられる。このプロファイルはNFWプロファイルの半径依存性を変化させ、より中心集中した場合にも対応できるようにしたものである。多数の自由なパラメータが含まれるが、これもX線やtSZ効果を用いた個々の銀河団の観測を、最も再現するように決定する。X線やtSZ効果は熱的圧力による成分しか観測できないため、再構成された質量は静水圧平衡を仮定して求められたものである。前述の通り、これは真の質量よりも低い値であり、これを補正するため静水圧平衡バイアスを導入し全ての銀河団に対し一律に質量を補正する。ここで注意すべき点が、このパラメータの決定には極めて限られたサンプルの銀河団に対して行われているという点である。例えばX線の観測では近傍かつ大質量の銀河団のみが観測可能であるため、上で決定したプロファイルは遠方もしくは低質量の銀河団に対して成立する保証はない。流体シミュレーションによってある程度正しいことは調べられているものの、あくまで外挿されていると捉えるべきである。このような不定性の問題はあるものの、これでハローからのコンプトン γ を計算することができ、統計量を高速に計算することが可能である。

3.2 統計量の共分散と模擬観測

前節では、統計量を理論的に予言する手法を紹介したが、ここではその共分散を求める手法を紹介する。共分散の正確な見積もりは最終的な結果の精度に直結するため、精密な取り扱いが必要である。この共分散を解析的に求めることも可能である¹⁷⁾が、我々は宇宙の統計的な揺らぎや観測条件など様々な要因を一度に考慮して共分散を求めるため、シミュレーションを用いた模擬観測を

*2 最初に実際の観測で得られた銀河形状カタログにおける全ての銀河に対してその方向をランダムに回転させる。この操作により、重力レンズ効果由来のコヒーレントな信号が消失する。

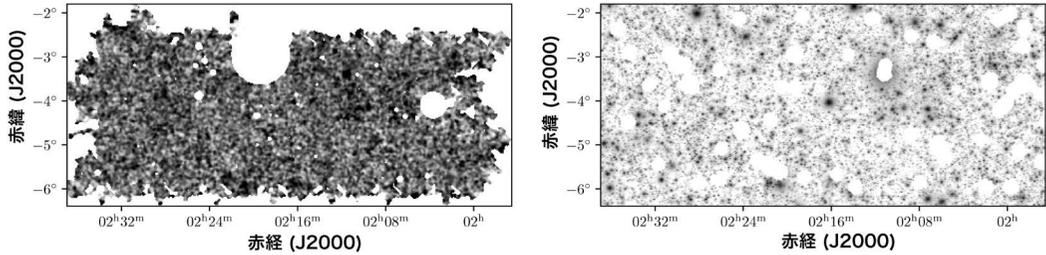


図2 模擬観測の一例。左図はHSCによる弱重力レンズ効果の収束場、右図はPlanck衛星によるtSZ効果のコンプトンγの模擬観測である。白抜き領域はマスクされた領域に対応し、黒い部分が信号の強い領域を示している。完全ではないものの、信号の強い部分が共通しており、相関の存在を示唆している。

行った。弱重力レンズ効果の模擬観測については、実際の観測で測定された銀河形状カタログ^{*2}にシミュレーションで得られた物質分布による弱重力レンズ信号を載せた模擬形状カタログ¹⁸⁾を実際の解析パイプラインに通して、模擬観測を行った。この模擬形状カタログを用いることにより、背景銀河の離散的な分布、形状測定による不確かさ、撮像領域の影響などを一挙に考慮することが可能である。tSZ効果の模擬観測については、上で述べたように流体シミュレーションを多数実行することは困難であるため、計算量の軽い物質のみのN体シミュレーションを用いて、ガス分布を後付けする手法を開発した。具体的にはN体シミュレーション中でハローを見つけ、そのハローごとに上述の圧力プロファイルを貼り付ける。したがって圧力場はハロー以外での寄与は存在しないが、これはtSZ効果は中心集中度が強く、全体の寄与はほとんどハローによるものであるという事実から正当化される。図2にこれらの模擬観測の一例を示す。これは後述のすばる望遠鏡Hyper Suprime-CamとPlanck衛星を想定した観測の場合であるが、複雑な撮像領域形状を保ったまま、統計量の模擬測定が可能である。この模擬測定で得られた多くの異なる宇宙における統計量のセットから共分散を推定し、解析に用いる。

4. 弱重力レンズ効果とtSZ効果の相関解析

4.1 共相関関数

tSZ効果と弱重力レンズ効果の統計量はともに観測的宇宙論において重要な観測量であり、宇宙論パラメータの制限や静水圧平衡バイアスの推定に用いられてきた。ただtSZ効果については、CMBの観測データから他の異方性から分離して、その寄与を見積もる必要があり、他の異方性と比較すると振幅自体は低い部類に入る。そのため、tSZ効果の統計量の検出有意度は弱重力レンズ効果と比較すると低いのが現状である。これらの統計量を完全に独立なものとして解析に用いることは単純かつ容易であるが、tSZ効果と弱重力レンズ効果はともに大規模構造・銀河団の分布を反映している観測量であり、その共相関関数の有意な測定は自然に期待される。共相関関数とは分離角 θ だけ離れた二つの異なる場の量に対し、相関の強度を示す関数である^{*3}。tSZ効果と弱重力レンズ効果はともに高密度領域からの信号が支配的であり、正の相関が予想される。また、この共相関関数を用いた解析では自己相関関数のみを用いる場合と比較し、パラメータ間の縮退を解き、より有意度の高い測定が可能であるという利点が存在す

*3 宇宙の等方性から、共相関関数は方向によらず分離角 θ のみの関数となる。

る。

4.2 RCSLenSとPlanckを用いた解析

2014年にLudovic van Waerbekeら¹⁹⁾がPlanck衛星によるtSZ効果の観測とCanada-France-Hawaii-Telescopeによる弱重力レンズサーベイCFHTLenSの観測データを用いて初めて統計的に有意な共相関関数の測定を報告した。2017年、Alireza Hojjatiら²⁰⁾はCFHTLenSからさらに撮像領域を増やしたRCSLenSの観測データを用いて共相関関数を測定した。これらの先行研究においては、宇宙論パラメータや銀河団ガスの圧力プロファイルが固定されており、また共分散行列を推定する手法も確立していなかったため、本格的な解析はなされていなかった。そこで、我々は先述の理論計算と模擬観測を用いた共分散行列推定を応用し、実際にHojjatiらの共相関関数の観測データに適用した。理論計算において、圧力プロファイルとして先述のShawモデルを用いた。このモデルの特徴は活動銀河核からのフィードバックを考慮している上に、非熱的圧力を半径の関数として取り入れている点である。具体的には

$$\frac{P_{\text{nth}}(r)}{P_{\text{th}}(r)+P_{\text{nth}}(r)} = \alpha_0 \left(\frac{r}{r_{500}} \right)^{0.8} (1+z)^{0.5} \quad (4)$$

という表式で与えられる。ここで $P_{\text{nth}}(r)$ と $P_{\text{th}}(r)$ はそれぞれ非熱的圧力と熱的圧力のプロファイルであり、 z は赤方偏移、 r_{500} は平均密度が臨界密度の500倍となる半径を表す。 α_0 は新しく導入されたパラメータであり、非熱的圧力の振幅に対応する。この関数形は流体シミュレーションの結果から示唆されたものであり、UPPのようにハローによらず静水圧平衡バイアスを導入するよりも現実的なプロファイルとなっている。

理想的な解析では全ての宇宙論パラメータとShawモデルに含まれる全ての自由なパラメータを同時に制限すべきだが、解析に用いる統計量だけでは、これら全てを十分に制限できないため、最も興味のあるパラメータだけに対して制限を行い、他のパラメータは固定する。今回の解析

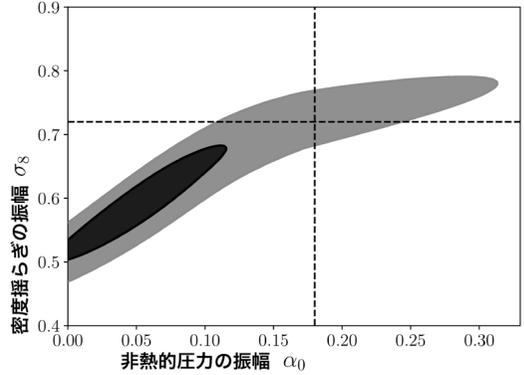


図3 非熱的圧力の振幅 α_0 と密度揺らぎの振幅 σ_8 の制限。黒色の領域は 1σ 、灰色の領域は 2σ 信頼範囲を示す。非熱的圧力の振幅については流体シミュレーションから、密度揺らぎの振幅についてはCFHTLenSの観測結果から推定された値を点線で示す。

で制限を行うのは、非熱的圧力の振幅 α_0 と物質の密度揺らぎの振幅 σ_8 の二つのパラメータである。密度揺らぎの振幅は他の観測からの結果では不定性が大きいが、tSZ効果はこのパラメータに対し信号の変化が敏感であり、強い制限を与えられることが先行研究によって示されている²¹⁾。PlanckによるtSZ効果のパワースペクトルとRCSLenSとPlanckによる共相関関数を用いて、 α_0 と σ_8 を制限した結果を図3に示す。図からも分かるようにこの二つのパラメータは強く縮退している。両者はともに、パワースペクトルと共相関関数の振幅を全てのスケールにわたって変化させるため、このような縮退関係が現れる。 α_0 の見積もりとしては、流体シミュレーション中の銀河団の非熱的圧力プロファイルとの比較から $\alpha_0 = 0.18$ 程度の値が見積もられている。この α_0 の値を静水圧平衡バイアスに換算すると $b_{\text{HSE}} \approx 0.2$ となり先行研究とも矛盾しない。一方で σ_8 についてはRCSLenSの前身であるCFHTLenSの弱重力レンズ効果パワースペクトルの観測²²⁾から $\sigma_8 = 0.72$ と推定されている。共相関関数を用いて制限された値は、 2σ の推定範囲に入っているものの、 α_0 と σ_8 の両者ともに先行研究で見積もられた値を下

回っている。この不一致の原因として、圧力プロファイルの不定性が挙げられる。先述の通り、圧力プロファイルが含むパラメータの較正には、近傍かつ大質量の銀河団のみが用いられている。一方で、tSZ効果の信号には、さらに遠方で低質量の銀河団が寄与していることが分かっている。したがって、較正された圧力プロファイルが、これらの銀河団に対して正確でない場合、上記のような不一致が現れる。そこで我々は、較正されていない銀河団で選択的に星形成が活発に行われているという仮定を置いた場合、制限がどのように変化するか調べた。Shawモデルにおいては星質量はハロー質量と赤方偏移のべき関数で与えられており、この関係を変更することで星形成が活発なモデルを実現する。より高赤方偏移で星形成が活発に行われているという事実は先行研究²³⁾で示唆されている。星形成が活発に行われると、ガスがより効率よく星に変換されるため、tSZ効果に寄与する高温ガスが不足するためコンプトン- γ が減少する。このように赤方偏移に依存してtSZ効果の寄与が変化するため、 σ_8 と α_0 に対する制限は変化することが期待される。これがこの不一致を解決するために星形成が活発になるモデルを考える動機の一つである。図4にこの修正されたモデルを用いて制限を行った図を示す。期待された通

り、最良推定値は σ_8 と α_0 ともに上昇し、先行研究で期待された通りの値になることが明らかとなった。一方で、今回考えた星形成が活発であるというモデルはあくまでパラメータの不一致を解決する方策の一つに過ぎず、今回の結果はこのモデルを積極的に支持するというよりは、遠方で低質量の銀河団に対して圧力プロファイルのモデル不定性が大きいことを示している。したがって、根本的な問題の解決には遠方で低質量の銀河団をより直接的に調べる必要がある。

4.3 HSCとPlanckを用いた解析

前節で述べたRCSLenSよりも深い宇宙の情報を得るため、我々はすばる望遠鏡の主焦点カメラHyper Suprime-Cam (HSC) による重力レンズ効果観測^{24), 25)}を用いて共相関関数の測定を行った。その測定結果を図5に示す。HSCはその高い限界等級を活かし、より遠方にある銀河まで観測することが可能である。したがってRCSLenSを用いた場合よりもより深い構造を探ることを可能にする。

先ほどのRCSLenSを用いた場合では圧力プロファイルのモデルとしてShawモデルを用いたが、今回は静水圧平衡バイアス b_{HSE} を考慮したUPPを用いる。これは個々の銀河団の質量を測定した

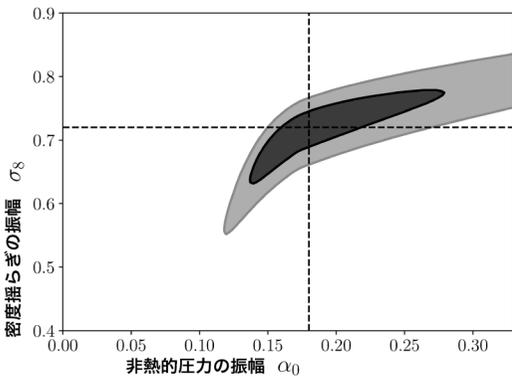


図4 星形成が活発になるモデルを採用した場合の非熱的圧力の強さ α_0 と密度揺らぎの振幅 σ_8 の制限。点線や領域の詳細は図3と同様である。

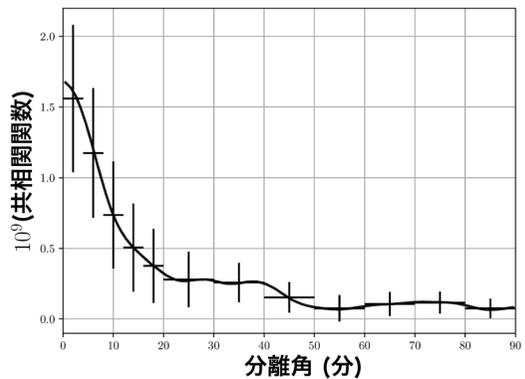


図5 HSCとPlanckの観測データを用いた共相関関数の測定結果。十字はビン分け後のデータを示し、その誤差棒は模擬観測データをもとに評価した。

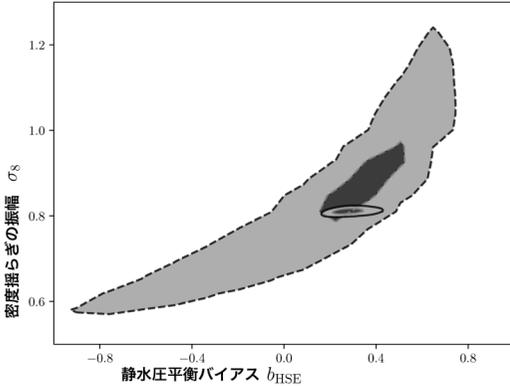


図6 HSCとPlanckの観測データによるtSZ効果のパワースペクトルとtSZ効果と弱重力レンズ効果の共相関関数を用いた場合の静水圧平衡バイアスと密度揺らぎの振幅の制限の結果。黒色の領域は 1σ 、灰色の領域は 2σ 信頼範囲を示す。実線で囲まれた領域はPlanckのCMB温度・偏光異方性とCMBの重力レンズ効果の結果から得た事前確率を用いた場合、破線で囲まれた領域は低赤方偏移の観測結果の事前確率を用いた場合に対応する。

弱重力レンズ効果の結果と比較を容易にするためである。上述の解析では宇宙論パラメータは σ_8 以外は固定していたが、今回は全て自由なパラメータとし同時に制限を行った。しかしながら、依然としてパワースペクトルと共相関関数のみでは宇宙論パラメータに対する制限はあまり強くないため、他の観測から得られた宇宙論パラメータの制限の結果を事前確率として取り入れる。ここで用いる他の観測として、二つの場合を考慮した。一つは低赤方偏移の観測（弱重力レンズ効果のパワースペクトル、Ia型超新星の光度曲線、バリオン音響振動）の組み合わせである。他方はPlanck衛星のCMB温度・偏光異方性とCMBの重力レンズ効果の組み合わせである。宇宙論パラメータの決定精度としては後者がかかなり強いが、前者は低赤方偏移のみの情報を使っているため、独立な情報源となっている。図6にパワースペクトルと共相関関数を用いた場合の静水圧平衡バイアスと振幅の制限の結果を示す。Planck衛星の結果に

よる事前確率を用いると、宇宙論パラメータが精度よく決定されるため、静水圧平衡バイアスもまたよく決定される。対照的に低赤方偏移の観測結果を用いた場合では、制限は弱くなってしまう。しかしながら両者において、最良推定値はよく一致しており、静水圧平衡バイアスは0.3程度となっている。この値は銀河団の観測結果^{26), 27)}とも矛盾しない値になっている。一方でtSZ効果のパワースペクトルを用いた先行研究²⁸⁾では推定された静水圧平衡バイアスが0.4と大きくなる結果も示されていたが、本研究のように共分散行列を精密化し、共相関関数を用いた場合でも先行研究が矛盾しない結果を得た。したがってUPPを用いる限りでは、共相関関数のような遠方宇宙の情報を追加しても、圧力プロファイルのモデルとしては整合性を保っていることが明らかになった。しかし、今回用いたHSCサーベイの撮像領域は150平方度ほどであり、700平方度の撮像領域を持つRCSLenSに比べると、静水圧平衡バイアスの決定精度はそれほど高くない。HSCは観測を続けており、撮像領域がより増えていくとRCSLenSの解析で見られたような不一致が現れる可能性がある。

5. まとめと展望

本稿では、宇宙の大規模構造と銀河団を探る上で重要な観測対象であるtSZ効果と弱重力レンズ効果を用いて、宇宙論パラメータの制限および非熱的圧力による寄与の定量的な評価を行った。共相関関数にはX線やSZ効果による個々の銀河団の観測では検出できない遠方または低質量の銀河団の寄与を含むため、これまで探れていなかった銀河団の情報を得ることが可能である。そこでPlanck衛星によって観測されたtSZ効果とRCSLenSサーベイまたはHSCサーベイによって観測された弱重力レンズ効果の共相関関数を測定し、宇宙論パラメータと非熱的圧力の寄与に対する制限を行った。RCSLenSサーベイのデータを

用いた解析では、物質密度揺らぎの振幅と非熱的圧力の寄与を制限したが、両者ともに先行研究で得られていた値よりも有意に低い値が得られた。これは遠方で低質量の銀河団の圧力プロファイルのモデル不定性に起因すると考えられる。そこで、より遠方の情報を引き出すため、重力レンズ効果の観測としてHSCサーベイの観測データを用いて共相関関数の測定および解析を行った。この解析からは、概ね銀河団の質量の30%が非熱的圧力によって支えられているという結果を得た。この結果は先行研究と矛盾しないものの、现阶段ではHSCの撮像領域が狭く精度に関してはまだ改善の余地がある。

将来的には共相関関数の測定は飛躍的に進歩すると考えられる。今回の解析ではtSZ効果の観測としてPlanck衛星の結果を用いたが、Atacama Cosmology Telescope²⁹⁾といった最新鋭のCMB地上望遠鏡もtSZ効果の観測を行っており、より高解像度のデータから小スケール(1分角以下)の測定を利用できるようになる。また、HSCサーベイは観測を続行しており、最終的には1,000平方度の領域を撮像する。したがって、将来的にはより精度の高い静水圧平衡バイアスの測定が可能になる。また、HSCではその高い撮像性能により、これまでの弱重力レンズ効果の観測と比較して、より多くの背景銀河を検出することが可能である。観測された銀河をその赤方偏移で異なるサンプルに分けることで、異なる赤方偏移に感度を持つ弱重力レンズ効果の収束場が得られる。この手法はトモグラフィーと呼ばれ、宇宙における異なる時刻での密度分布の情報を得ることが可能である。一方でtSZ効果の観測量であるコンプトン- γ はCMB最終散乱面まで視線方向に積分した量であり、赤方偏移方向の情報は全て射影されてしまっている。ここで弱重力レンズ効果に対してはトモグラフィーを適用し、共相関関数を測定することで、今度は様々な時刻におけるtSZ効果の情報を引き出すことが可能である。した

がって、本研究で調べたような非熱的圧力といった銀河団の情報を各時刻で探ることができる。より広い領域での観測が進めば、トモグラフィーにより非熱的圧力の時間進化といったこれまでは困難であった銀河団の性質の時間発展の測定が、共相関関数によって初めて可能になることが期待される。

謝 辞

本稿の内容は、筆者の博士論文³⁰⁾ およびSamuel Flender氏、白崎正人氏、宮武広直氏、永井大輔氏、吉田直紀氏、大栗真宗氏、高橋龍一氏との共同研究^{31), 32)}に基づいたものです。数値計算およびデータ解析は国立天文台CfCAのXC50を用いて行われました。本稿で用いたHSCサーベイの観測データは多くの研究者・技術者の方々の多大な尽力によるものです。改めてHSCサーベイに関わった全ての方に感謝いたします。指導教員である吉田直紀氏には、博士課程修了までの長い期間に渡りご指導いただき深く感謝いたします。最後に、本稿の執筆を助めてくださった岡部信広氏に感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) Ade, P. A. R., et al., 2016, A&A, 594, A24
- 2) von der Linden, A., et al., 2014, MNRAS, 439, 2
- 3) Lau, E. T., et al., 2009, ApJ, 705, 1129
- 4) Suto, D., et al., 2013, ApJ, 767, 79
- 5) Nelson, K., et al., 2014, ApJ, 792, 25
- 6) Sunyaev, R. A., & Zel'dovich, Ya. B., 1972, Comments Astrophys. Space Phys., 4, 173
- 7) Sunyaev, R. A., & Zel'dovich, Ya. B., 1980, MNRAS, 190, 413
- 8) Cooray, A., & Sheth, R., 2002, Phys. Rep., 372, 1
- 9) Komatsu, E., & Kitayama, T., 1999, ApJ, 526, L1
- 10) Navarro, J. F., et al., 1996, ApJ, 462, 563
- 11) Navarro, J. F., et al., 1997, ApJ, 490, 493
- 12) Makino, N., et al., 1998, ApJ, 497, 555
- 13) Komatsu, E., & Seljak, U., 2001, MNRAS, 327, 1353
- 14) Bode, P., et al., 2009, ApJ, 700, 989
- 15) Shaw, L. D., et al., 2010, ApJ, 725, 1452
- 16) Nagai, D., et al., 2007, ApJ, 668, 1
- 17) Horowitz, B., & Seljak, U., 2017, MNRAS, 469, 394
- 18) Shirasaki, M., et al., 2019, MNRAS, 486, 52

19) Van Waerbeke, L., et al., 2014, Phys. Rev. D, 89, 023508
 20) Hojjati, A., et al., 2017, MNRAS, 471, 1565
 21) Komatsu, E., & Seljak, U., 2002, MNRAS, 336, 1256
 22) Heymans, C., et al., 2013, MNRAS, 432, 2433
 23) Gonzalez, A. H., et al., 2007, ApJ, 666, 147
 24) Mandelbaum, R., et al., 2018, PASJ, 70, S25
 25) 梅津敬一ほか, 2019, 天文月報, 112, 117
 26) Battaglia, N., et al., 2016, J. Cosmol. Astropart. Phys., 08, 013
 27) Miyatake, H., et al., 2019, ApJ, 875, 63
 28) Bolliet, B., et al., 2018, MNRAS, 477, 4957
 29) Swetz, D. S., et al., 2011, ApJS, 194, 41
 30) 大里健, 2019, 博士論文 (東京大学)
 31) Osato, K., et al., 2018, MNRAS, 475, 532
 32) Osato, K., et al., 2019, MNRAS, in press (doi: 10.1093/mnras/staa117)

Cosmology and Astrophysics of Galaxy Clusters with Weak Gravitational Lensing and the Thermal Sunyaev–Zeldovich Effect

Ken OSATO

Institut d’Astrophysique de Paris, 98bis boulevard Arago, Paris 75014, France

Abstract: Galaxy clusters are the most massive and bound objects, and the formation and evolution reflect their structure formation history. The properties can be addressed through weak gravitational lensing and the Sunyaev–Zeldovich (SZ) effect. The physical processes other than thermal pressure are called as non-thermal pressure, *e.g.*, turbulent motion and magnetic field, and the accurate evaluation is essential for the mass estimation. We quantify the non-thermal pressure with cross-correlations of weak gravitational lensing and the thermal SZ effect. The low-mass or distant galaxy clusters contribute to the cross-correlation and it is expected to be a promising probe into such galaxy clusters.