

第3章 宇宙の大規模構造と観測的宇宙論

3.1 この分野の現状と未解決問題の概要

3.1.1 大規模構造観測における現状と課題

宇宙には宇宙の大規模構造と呼ばれる非一様な質量分布が広がっている。大規模構造は銀河が連なるフィラメント構造や銀河がほとんど存在しないヴォイド構造に大別され、フィラメントとフィラメントの交差する点に銀河団と呼ばれる宇宙最大の天体が存在する。

冷たい暗黒物質による階層的構造形成モデルに基づくと、宇宙誕生直後に生成された原始密度揺らぎと呼ばれるきわめて小さい密度ムラを種として、重力不安定性によって小さな構造が集まってより大きな構造へと進化してきた結果の姿が現在の宇宙の大規模構造であると考えられている。そのため、宇宙膨張を背景に重力成長した現在の大規模構造は初期条件を今だに色濃く残しており、宇宙論研究の格好なターゲットとなっている (e.g. [Vikhlinin et al., 2009](#); [Mantz et al., 2015](#)). 特に、銀河団は原始密度揺らぎの最も高いピークから誕生したと考えられ、その数は現在の密度揺らぎの振幅を表す σ_8 パラメータや物質密度パラメータ Ω_m に敏感である。また、その数の赤方偏移進化を追うことで、宇宙の加速膨張に関する正体不明のダークエネルギーの存在量や状態方程式に制限がつけられると期待される (e.g. [Pratt et al., 2019](#); [Pillepich et al., 2018a](#)). 加えて、質量が最も重たい天体という点から高いシグナルノイズ比が期待でき観測が比較的容易であるということも特筆すべき点である。また近傍宇宙 ($z \lesssim 1-2$) での宇宙論の検証は $z = 1090$ での宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) 実験と相補的である。

一方、質量の大きい銀河団は現在も構造が成長し続けている現場であり、その成長進化を捉えることができる実験場である。特に、重力による成長は比較的容易に記述できるものの、銀河団の成長進化は加熱や冷却などを含むバリオン物理から多大な影響を受けるだけでなく、活動銀河核からのフィードバック (see e.g., [Fabian, 2012](#), for a review) を含む構造進化モデルにも依存する。

銀河団内のバリオンの質量の大部分は、高温低密度のプラズマの状態として占められている (e.g. [Cui et al., 2022](#); [Akino et al., 2022](#)). これらは暗黒物質がつくる重力ポテンシャルに大規模構造からガスが降着してきたものと考えられており、銀河団ガスとも呼ばれる。重力ポテンシャルを反映するように、銀河団ガス密度は中心部で高く (10^{-2}cm^{-3} 程度)、そこから外に向かって小さくなっていき、外縁部では 10^{-5}cm^{-3} ほどである。また、降着時にガスの持つ重力エネルギーが解放されて、運動エネルギーに変換され、さらに衝撃波を介して熱エネルギーに代わ

り、重力ポテンシャルと静水圧平衡に近づくように温度分布が決まっていく。しかしながら、散逸過程の際にエネルギーの一部は乱流やバルク運動の運動エネルギーに変換されており、どの程度静水圧平衡からずれているのか未だ明らかになっていない。銀河団ガスの観測は *ASCA*, *Chandra*, *XMM-Newton*, *Suzaku*, *SRG(eROSITA)* などの X 線衛星を使って精力的に研究されてきた。X 線の表面輝度から銀河団ガスの密度を、X 線スペクトラムから温度を測定している。銀河団ガス密度の観測の角度分解能は *Chandra*(0.5 秒), *XMM-Newton*(15 秒) と 10 秒程度以下に抑えられているのに対し、温度は光子統計から典型的に数 ~10 平方分程度しか分解できていないのが現状である。また、X 線の放射率は電子密度 (n_e) の 2 乗に比例するため、低密度ほど観測が難しい。典型的には銀河団のヴィリアル半径 (r_{vir}) の半分程度、言い換えれば銀河団の平均質量密度が宇宙の臨界密度の 500 倍になる半径 (r_{500c})、の内側の観測に限られている。また低く安定した X 線バックグラウンドを持つ *Suzaku* 衛星は平均質量密度が宇宙の臨界密度の 200 倍になる半径 ($r_{200c} \sim 0.7r_{\text{vir}}$) までの温度と密度を観測したが、その結果は理論モデルの予測と食い違いが見られている (e.g. Walker et al., 2019)。これは大きく 2 通りの解釈に分かれ、一つは温度が予想より低い、もう一つは密度が予想より高い、という考え方である。前者は、乱流などの非熱的圧力が外縁部ほど卓越しているか、電子が熱平衡状態になくイオン温度より低いという解釈ができる。後者は、主に銀河団周辺にいるガスサブハローはクランピーであり *Suzaku* 衛星の角度分解能 (~2 分) では分解できなく、射影して映るクランピーなガスからの X 線放射は n_e^2 に比例するため影響を強く受け、除去できていないのが原因という考え方である。銀河団外縁部ガスの問題を解決するには、高い角度分解能で外縁部ガスを観測する必要がある。この様に現在の所、中心部から外縁部までの銀河団ガスの温度、密度、圧力といった基本的な物理量を十分に空間分解し観測しているとは言い難い状況にある。

銀河団ガスのバルク運動や乱流などは、X 線スペクトルの輝線観測で制限できる。2016 年打ち上げの *Hitomi* 衛星に搭載されたカロリメータにより、最も明るいペルセウス座銀河団の中心部のみ観測された (Hitomi Collaboration et al., 2016) が、通信途絶により他の銀河団では観測されていない。2023 年に打ち上げ予定の *XRISM* 衛星によって他の銀河団も観測される可能性があるが、極めて明るいごく一部の X 線銀河団の、ヴィリアル半径の 10 分の 1 程度以下のごく中心部しか観測できない。銀河団ガスの運動成分の直接観測は銀河団ガスの静水圧平衡からのズレを知る上で重要であるが、極僅かなサンプルから普遍的なことを言うことは難しい。一方、*XMM-Newton* では EPIC-pn 検出器にリング状に広がっている背景 Cu-K α 輝線を絶対的なキャリブレーションソースとすることで Fe-K ラインを使って 150 km s^{-1} の精度で r_{500c} 程度までのバルク運動の測定に近年成功した (Sanders et al., 2020)。この観測は過去約 20 年間の *XMM-Newton* のデータを有効活用したものであり、今後新たに観測するには、EPIC-pn の Cu-K α リングを効率良くオーバーラップする必要があり効率が悪い。このような現状のため、本格的な r_{500c} 程度までの乱流を含むガスの運動を捉えるには 2030 年代の *Athena* 衛星の到来を待つしかない。銀河団ガスの非熱的圧力の間接的な検証は、強弱重力レンズ効果から求めた重力レンズ質量と銀河団ガスの温度と密度から静水圧平衡平衡の仮定のもと得られた質量 (静水圧平衡質量; $M_{\text{H.E.}}$) の比較で行うことができる。強弱重力レンズ解析は、光学撮

像観測で得られた銀河団の背景にある銀河の形状や光度を測定し、重力の物理だけを用いて銀河団の力学状態の仮定なしに質量を得ることができる。多波長のデータを用いて広い半径まで非熱的圧力を制限できるのが魅力的である。現状は r_{500c} までの多数の銀河団で検証が行われているが、X 線温度のキャリブレーションの違いによって、非熱的圧力の大きさに違いが見られているのが現状である (e.g. Pratt et al., 2019)。特に古い X 線温度キャリブレーションでは非熱的圧力が大きくなる傾向がある。また、上記の解析では一般に球対称を仮定しているが、ハロー形成時に近傍ハローからの潮汐力などの影響を受け銀河団ハローは三軸不等性を持つ (e.g. Jing & Suto, 2002)。視線方向に伸びた暗黒物質ハローとガスハローを射影する際の重み関数が異なるため、非熱的圧力の詳細な検証には、銀河団ハローの三軸不等性は無視できない (Sereno et al., 2013; Umetsu et al., 2022)。

銀河団ガスのごく中心部は密度が十分高く、X 線放射効率が高くなり宇宙年齢以内で放射冷却が効き始める。これにより温度が下がりガスが中心部に移動することでさらに密度が上がるため、冷却が暴走するはずであるが、実際にはそうならない。暴走を止める加熱源として最も有力なシナリオが、巨大な楕円銀河の中心にある活動銀河核からの相対論的ジェットによってエネルギーフィードバックが起こり加熱と冷却のバランスが保たれるというものである (e.g. Churazov et al., 2002; Werner et al., 2019)。エネルギーフィードバックは間欠的に起きるが、ジェットによって周囲のガスを押しつけキャビティと呼ばれる空洞に近い構造を作る。相対論的ジェットが出すシンクロトロン放射は数 100 MHz から数 GHz の周波数帯の電波で観測され、キャビティの中を満たしている。相対論的電子や磁場などの非熱的成分とキャビティの縁の銀河団ガスの圧力はほぼ平衡に近いと考えられているが、相対論的電子のエネルギーと磁場のエネルギーが等分配であるなどを仮定しており、その見積もりは必ずしも十分でない (Vantyghem et al., 2014; Abdulla et al., 2019)。クーリング・フロー問題の解決にはエネルギーフィードバックのエネルギー注入効率、空間分布などを明らかにする必要がある。そのために、高い角度分解能で活動銀河核 (典型的に非常に明るい電波源) の寄与とキャビティの構造を分解することが求められる。一方、ごく中心部は暗黒物質の質量よりもバリオン質量の方が優勢であり、銀河団ガスの質量分布の変化によって暗黒物質の質量分布も変化することが理論的に期待されるが (Gnedin et al., 2004)、その検証 (e.g. Oguri et al., 2014; Okabe et al., 2016) は行われているがまだまだ不十分である。また、低質量の銀河団ほどフィードバックによって銀河団ガスが吹き飛ばされやすいことが理論的に予想されている。実際、 $r < r_{500c}$ のバリオンフラクションが低質量銀河団ほど宇宙マイクロ波背景放射から得られた値に達していないことが明らかになってきた (e.g. Akino et al., 2022; Cui et al., 2022)。重力だけの進化を考慮すると銀河団のバリオンフラクションは宇宙の平均値を保存すると期待されるが、それと矛盾する。発見されていないバリオンがどこにいったのか ("Missing Baryon 問題") の解明が必要である。

階層的構造形成から、より小さな天体との衝突合体を繰り返し銀河団は成長してきた。ごくまれに、質量の近い銀河団同士が衝突することがあり、これを銀河団衝突と呼ぶ。衝突頻度は少ないにも関わらず解放されるエネルギーは 10^{64} erg にも達し銀河団ガスの進化に強い影響を与える。銀河団衝突によって銀河団ガス中に衝撃波や乱流などが引き起こされ、それらに伴う磁場増幅や粒子加速が期待されている。衝撃波は大きく二つに大別される。一つは

運動しているサブ銀河団コアの前面に発生する離脱衝撃波である (e.g. Ricker & Sarazin, 2001; Markevitch et al., 2002; ZuHone, 2011). 衝撃波の厚みはクーロン衝突による平均自由行程程度であり、観測は現実的に難しい。衝撃波下流のガス温度が 10 keV 以上と大きくなった場合、温度の測定のためには硬 X 線衛星が必要とされるが、広がった放射の硬 X 線観測は難しいのが現状である (Wik et al., 2014; Gastaldello et al., 2015). 二つ目は 2 つの銀河団ガスが互いに接するとき、その間にあるガスが圧縮され衝突軸に対して垂直方向にガスが飛び出る (図 3.8 左, e.g. Ricker & Sarazin, 2001; Ha et al., 2018; Gu et al., 2019). これを赤道面衝撃波と呼ぶ。赤道面衝撃波のタイムスケールは短く、淡い X 線放射のため観測が難しい。銀河団衝突は複雑な温度構造を引き起こすが、既存の X 線衛星の温度測定の角度分解能はそれらを分解するのに十分ではない。銀河団衝突は $\mathcal{O}(10^3 \text{ km s}^{-1})$ の衝突速度を持つ。衝撃波面前後の密度と温度測定からマッハ数と衝突速度が測定されるが、密度から求めた値と温度から求めた値に違いが見られる (e.g., Botteon et al., 2018). これは密度分布から求める方法が、投影効果の影響をより強く受けることが影響していると考えられる。また銀河団銀河の赤方偏移の観測から衝突速度を測定することができる。衝突速度は銀河団の重力によって決まるため、銀河団ガスの観測、重力レンズ質量による見積もり、銀河団銀河による速度測定などの異なる測定方法を比較し、銀河団衝突の力学を徹底的に解明することが求められる。

銀河団衝突によって加速された電子は、低周波電波で広がったシンクロトロン電波源として観測される。電波源の種類は、その形状から大きく二つに分類される。銀河団全体に広がった電波源を電波ハローとよび、銀河団の外縁部にフィラメント状で見られる電波源を電波レリックと呼ぶ。電波ハローのスペクトラルは必ずしもシングルパワーローではなく、相対論的電子の加速過程や冷却のエネルギー依存性を反映していると考えられている。一方、電波レリックのスペクトラルはシングルパワーローで落ちる傾向がある (e.g. Brunetti et al., 2008; van Weeren et al., 2019). 偏光度は電波ハローで低く、電波レリックで高い。これは電波レリックの磁場が比較的そろっている一方で、電波ハローではランダム磁場によって、消偏波 (depolarization) が起きていることを示唆している。 (e.g. van Weeren et al., 2019). 粒子加速過程は未だ不明であるが、電波レリックはその形状から衝撃波統計加速 (DSA; Drury, 1983) が期待され、電波ハローは銀河団ガスの電磁流体力学的乱流による乱流加速が期待されている。しかしながら、前者においては衝撃波のマッハ数が 2-3 程度と小さいこと、後者においては効率の悪いフェルミの二次加速であること、などから観測されているような光度やスペクトルを説明するうえでは依然問題が多く、研究が現在盛んに行われている。一方、活動銀河核から注入された相対論的電子が、乱流や衝撃波によって再加速されたシナリオも有力視されている。また、電子より陽子の方が質量が約 1800 倍重いため、陽子の加速効率は高く、相対論的陽子が多く生成されると期待され、さらに比電荷が小さく冷却しにくいいため、銀河団内には過去に加速された相対論的陽子がため込まれていると期待されている。相対論的陽子の崩壊から生成される 2 次的相対論的電子 (e.g. Pfrommer & Enßlin, 2004) も期待されるが、同時に生成されるガンマ線が観測されていないのが現状である (e.g. Ackermann et al., 2016). このように銀河団の粒子加速の起源は長年にわたる大問題の一つであるが、粒子加速の現場である銀河団ガスの詳細な温度、密度分布と広がった電波源のスペクトラルの分布を比較した研究が有効なア

アプローチである。特に DSA はマッハ数からスペクトラル指数を予言でき、高角度分解能の銀河団ガスデータが得られればその詳細を精査できる。

銀河や銀河群といったより小さい構造は常に銀河団に降り積もっている。銀河団に落ちた小さい構造は動径方向に運動しながら潮汐力によりその質量を削ぎ落とされ、銀河団中心部をすれ違うときに接線方向に運動を変え離れていく。このとき、銀河団の重力に束縛されるためターンアラウンドをし再び銀河団中心へと戻っていく。このようにターンアラウンドするような半径をスプラッシュバック半径 (Diemer & Kravtsov, 2014; Adhikari et al., 2014; Diemer et al., 2017) と呼び、物理的な銀河団の境界を表す。スプラッシュバック半径はヴィリアル半径の約 1.5 倍程度に位置し、その付近で質量密度が急激に低下する。この理論的予想に触発されて、銀河密度分布や弱い重力レンズ効果などの観測量をスタッキングしてその探査が行われている (e.g. More et al., 2016; Umetsu & Diemer, 2017; Chang et al., 2018; Contigiani et al., 2019; Murata et al., 2020)。銀河団ガスに対しても同様の試みが行われているが、有意な検出とまでは至っていない (e.g. Shin et al., 2019; Zürcher & More, 2019; Anbajagane et al., 2022)。一方、衝突系粒子であるガスは大規模構造から落ちる際に衝撃波を引き起こす。これを降着流衝撃波と呼ぶ。降着流衝撃波はヴィリアル半径の約 3 倍程度 (Miniati et al., 2000; Ryu et al., 2003; Pfrommer et al., 2006; Kang et al., 2007; Molnar et al., 2009) の位置にある。周りのガスの温度が低いいため、衝撃波のマッハ数が大きいと考えられているが、その全貌は未だ見えてない。電子・イオン間のエネルギー交換 (衝突電離平衡) のタイムスケールは電子密度に反比例するため、密度が極めて薄いところでおこる降着流衝撃波では、電子とイオンの間では熱平衡になっておらず電子温度とイオン温度に差があると考えられている。

降着流ガスの起源は大規模構造のフィラメントに付随しているガスである。これは中高温銀河間物質 (warm-hot intergalactic medium; WHIM) と呼ばれ、未だ発見されていない見えないバリオンの大部分を占め (Fukugita et al., 1998; Shull et al., 2012), ダークバリオンとも呼ばれる。ダークバリオンは X 線で強く輝線放射を示すが、低温かつ希薄であると予想されており、その検出には優れた分光性能を持つ X 線カロリメータによるサーベイが要求される (e.g., Yoshikawa et al., 2003)。これまでは WHIM の探査は、背景にある明るい天体を光源とした吸収線の観測などが行われている (e.g., Nicastro et al., 2018)。しかし、その様な条件を満たす領域に限ることなく、全 WHIM の存在を確かめ、その密度と温度を測定することが求められている。光学サーベイで発見された銀河フィラメントを X 線 (Tanimura et al., 2020b, 2022a) や スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 (de Graaff et al., 2019; Tanimura et al., 2020a) を使ってスタッキングして研究が行われている。WHIM の直接観測は未だ実現していないが、将来計画として、*SuperDIOS* (Sato et al., 2020), *HUBSpCui* et al. (2020), *LEM*¹ などの広視野撮像分光衛星により、WHIM からの輝線を検出しようという試みがある。

いずれの問題に対しても、LST がもたらす広い視野、高角度分解能、多周波数バンドの性能で観測する スニヤエフ・ゼルドビッチ効果が劇的なブレイクスルーをもたらす。

¹<https://lem.physics.wisc.edu/>

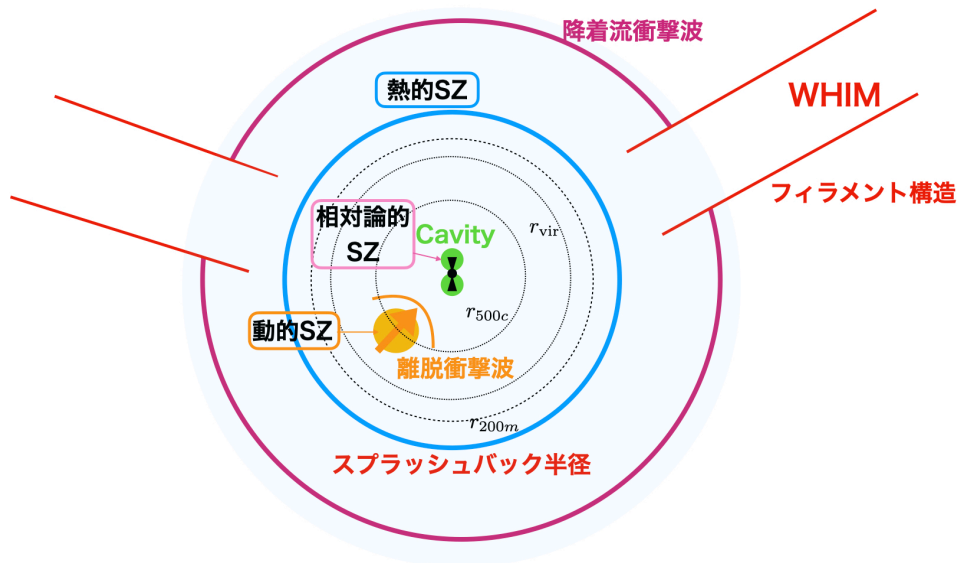


図 3.1: 銀河団周辺の物理過程を強調した模式図. 熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果により銀河団全体の銀河団 (電子) ガス, フィラメント構造に付随する WHIM, WHIM の降り注ぎから発生する降着流衝撃波, 離脱衝撃波の観測. 相対論的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果による中心部の活動銀河核からのフィードバック評価. 動的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測による銀河団衝突に伴う銀河団ガスの視線方向運動の測定が可能となろう. またそれによるエネルギー解放過程の研究を展開できよう

3.1.2 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果

宇宙に存在する自由電子によって宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) 光子は散乱を受け, CMB 黒体放射のスペクトルが歪む. これを スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 (Sunyaev–Zeldovich effect; Sunyaev & Zeldovich, 1970, 1972, 1980b) と呼ぶ. スニヤエフ・ゼルドビッチ効果に関する包括的なレビュー論文としては, Sunyaev & Zeldovich (1980a); Birkinshaw (1999); Carlstrom et al. (2002); Kitayama (2014); Mroczkowski et al. (2019) などが挙げられ, 各年代における理論的・観測的な研究の動向と進展を知ることができる.

電子によって CMB 光子が散乱される確率 (光学的厚さ) は, 電子数密度 n_e , 視線長 l , トムソン断面積 σ_T を用いて

$$\tau_e = \int \sigma_T n_e dl \sim 2 \times 10^{-3} \left(\frac{n_e}{10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{l}{\text{Mpc}} \right), \quad (3.1)$$

と表せ, この値が大きいほど強い信号が期待されるので, 個別天体としては銀河団が主要な観測対象となる. ただし, 銀河団であっても, $\tau_e \ll 1$ であるので, スニヤエフ・ゼルドビッチ効果の信号は非常に微弱である.

プラズマ中の自由電子の運動エネルギー (銀河団では keV 程度) は, CMB 光子のエネルギー [赤方偏移 z の関数として, $2.7(1+z)$ K, すなわち $2.4 \times 10^{-4}(1+z)$ eV] よりもはるかに大きいので, 散乱が起こると電子から光子にエネルギーが受け渡される. これは, 光子から電子にエネルギーが受け渡される通常のコンプトン散乱とは逆の

ため、「逆コンプトン散乱」と呼ばれる。CMB 光子の逆コンプトン散乱は、電子のエネルギーに応じて、ガンマ線まで含めた広範なエネルギー帯での放射を生じ得るが、慣用的に GHz から THz の周波数帯における放射を生じる散乱に対してスニヤエフ・ゼルドビッチ効果という用語が用いられている。

GHz から THz の放射を主に生じるのは、運動エネルギーが低い、すなわち速度 v_e が光速 c に比べて小さい電子であるので、散乱による CMB 温度の微小変化 ΔT_{CMB} を v_e/c のべき級数で展開すると整理しやすい。まず、 v_e/c の 1 次の項は「運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 (kSZ)」(Sunyaev & Zeldovich, 1972, 1980b) と呼ばれ、

$$\frac{\Delta T_{\text{CMB}}}{T_{\text{CMB}}} = \int \sigma_{\text{T}} n_e \frac{v_{\parallel}}{c} dl \sim 7 \times 10^{-6} \left(\frac{n_e}{10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{v_{\parallel}}{10^3 \text{ km s}^{-1}} \right) \left(\frac{l}{\text{Mpc}} \right) \propto \left(\frac{v_{\parallel}}{c} \right) \tau_e, \quad (3.2)$$

のように、 v_e の視線成分 v_{\parallel} によるドップラー効果に比例する。ここで、我々に向かう方向を v_{\parallel} の正の向きとしている。放射強度の微小変化 ΔI_{ν} との関係は、一般に

$$\frac{\Delta I_{\nu}}{I_{\nu, \text{CMB}}} = \frac{x e^x}{e^x - 1} \frac{\Delta T_{\text{CMB}}}{T_{\text{CMB}}} \quad (3.3)$$

$$I_{\nu, \text{CMB}} = \frac{2(k_{\text{B}} T_{\text{CMB}})^3}{(h_{\text{P}} c)^2} \frac{x^3}{e^x - 1} \quad (3.4)$$

$$x = \frac{h_{\text{P}} \nu}{k_{\text{B}} T_{\text{CMB}}} = 1.76 \left(\frac{\nu}{100 \text{ GHz}} \right) \left(\frac{T_{\text{CMB}}}{2.726 \text{ K}} \right)^{-1}. \quad (3.5)$$

与えられる。ここで、 h_{P} はプランク定数、 k_{B} はボルツマン定数、 x は無次元化された周波数である。ただし、電子がランダム運動をする場合は、正負の速度によって ΔT_{CMB} ないし ΔI_{ν} は相殺されるため、系全体の固有運動による速度のみが信号に寄与する。

ランダム運動をする熱的電子に対しては、 v_e/c の 2 次 $(\frac{v_e}{c})^2 \propto \frac{k_{\text{B}} T_e}{m_e c^2}$ に比例する項が卓越し、「熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 (tSZ)」(Sunyaev & Zeldovich, 1970, 1972) と呼ばれる。

$$\frac{\Delta I_{\nu}}{I_{\nu, \text{CMB}}} = \frac{x e^x}{e^x - 1} \left(x \coth \frac{x}{2} - 4 \right) y, \quad (3.6)$$

$$y = \int \sigma_{\text{T}} n_e \frac{k_{\text{B}} T_e}{m_e c^2} dl \sim 4 \times 10^{-5} \left(\frac{n_e}{10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{T_e}{10^8 \text{ K}} \right) \left(\frac{l}{\text{Mpc}} \right) \propto \left(\frac{k_{\text{B}} T_e}{m_e c^2} \right) \tau_e \quad (3.7)$$

ここで、 y は「コンプトン y パラメータ」と呼ばれる無次元量であり、電子圧力 $P_e = n_e k_{\text{B}} T_e$ の視線積分に相当する。式 (3.2)(3.6) において、 $y \propto (v_e/c)^2$ に比例する熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果が、 v_e/c に比例する運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果よりも 1 桁程度大きいのは、電子の熱速度 ($\sim 10^5 \text{ km s}^{-1}$) が天体の固有速度 ($\sim 10^3 \text{ km s}^{-1}$) よりもはるかに大きいためである。

上記 2 項によって、非相対論的極限 ($v_e/c \ll 1$) における スニヤエフ・ゼルドビッチ効果が記述される。一方、電子速度が大きくなると、 v_e/c の 3 次以上の項が無視できなくなる。そこで、(弱) 相対論的で熱的な分布関数をも

つ電子に対して、 v_e/c の高次項まで含めた寄与を計算した結果が「相対論的補正」と呼ばれる (e.g., Wright, 1979; Fabbri, 1981; Rephaeli, 1995a,b; Challinor & Lasenby, 1998; Itoh et al., 1998; Sazonov & Sunyaev, 1998; Nozawa et al., 1998). さらに、速度が光速に近づき、非熱的な分布関数をもつに至った電子による散乱が「非熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果」である (e.g., Birkinshaw, 1999; Enßlin & Kaiser, 2000; Blasi et al., 2000; Colafrancesco et al., 2003). 特に後者に対しては、 v_e/c のべき級数ではなく、全ての速度成分を合わせて考慮するのが一般的である. 後述するように、相対論的補正および非熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果は、いずれも電子のエネルギー分布を探るための手段となり得る.

なお、上記のいずれに対しても、観測されるスペクトル ΔI_ν の形状も絶対値も赤方偏移によらない. これは、散乱後の光子が受ける赤方偏移と、散乱前の CMB 光子が受ける赤方偏移による周波数シフトが相殺するためである. 例えば、赤方偏移 $z = z_1$ および $z = 0$ でそれぞれ散乱が起こる状況を比較すると、散乱前の CMB 光子の周波数は、前者が後者の $(1 + z_1)$ 倍なので、散乱直後の光子の周波数も、前者は後者の $(1 + z_1)$ 倍になる. しかし、前者は後者の $(1 + z_1)$ 倍の赤方偏移を受けて我々のもとに届くので、観測時には違いがなくなる. 同様の考察は、各周波数における放射強度 I_ν の絶対値に対しても、 $(1 + z_1) \rightarrow (1 + z_1)^3$ と置き換えることで成り立つ.

図 3.2 は、熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 および運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果のスペクトルおよびそれぞれに対する相対論的補正を示している. 主要な振る舞いをまとめると、

- 熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果は、 $\nu \simeq 220$ GHz を境に、低周波で $\Delta I_\nu < 0$ 、高周波で $\Delta I_\nu > 0$ となる. つまり、低周波側では、「負のソース」として観測される.
- 運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果は、視線速度の向きによって正負が決まり、熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果がゼロとなる周波数の付近で最大となる.
- 相対論的補正は、電子温度・速度の増加とともに顕著となり、放射スペクトルを高周波側に広げる.

したがって、複数の周波数帯における精密観測が実現すれば、熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果と運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果の分離測定、および熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果のスペクトル形状を利用した電子温度の測定が原理的には可能である.

また、図 3.3 は、非熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果のスペクトルの例を示しており、

- 非熱的電子の運動量（あるいはエネルギー）に対して、 $\nu > 200$ GHz でのスペクトル形が非常に敏感である.
- THz 以下の周波数帯での放射は、ローレンツ因子 $\gamma \equiv \frac{1}{\sqrt{1-(v_e/c)^2}}$ が 10 程度以下の相対論的電子に起因する.

が読み取れる. したがって、高周波数帯における精密観測が実現すれば、 $\gamma < 10$ における非熱的電子のエネルギー分布を探ることのできる貴重な手段となり得る. ただし、少量の非熱的電子が大量の熱的電子の中に混在するような状況では、相対論的補正を含む熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果と分離できるかが課題となる.

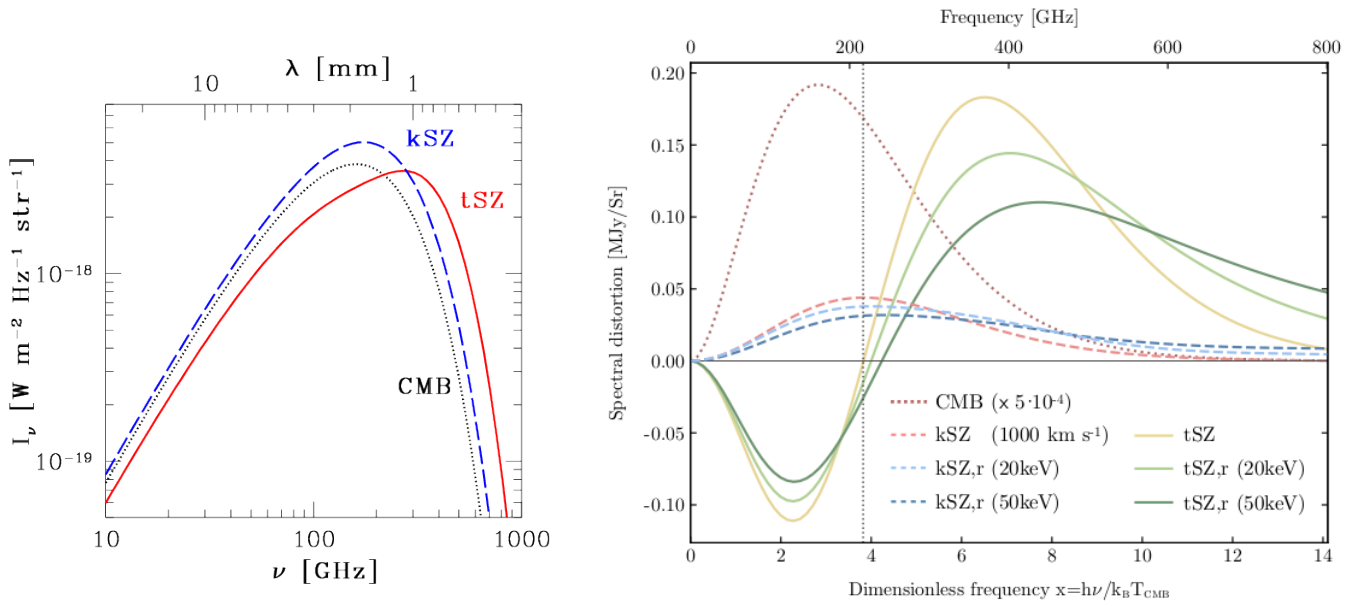


図 3.2: スニヤエフ・ゼルドビッチ効果のスペクトル. 左: 熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果(tSZ; 実線) と運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果(kSZ; 破線) の放射強度 I_ν の模式図. 見やすさのため, CMB(点線) からのずれを, 実際の 1000 倍程度に拡大してある. 右: CMB からの強度差 ΔI_ν . $k_B T_e = 0 \text{ keV}, 20 \text{ keV}, 50 \text{ keV}$ それぞれに対する tSZ(実線) および kSZ(破線, いずれも視線速度は $+1000 \text{ km s}^{-1}$ に固定) が, $y = 10^{-4}$, $\tau_e = 10^{-2}$ の場合に比較されている. 点線は, 比較のため, CMB 強度 $I_{\nu, \text{CMB}}$ を 5×10^{-4} 倍したもの. [左は執筆者による. 右は Mroczkowski et al. (2019) の図 2 より転載]

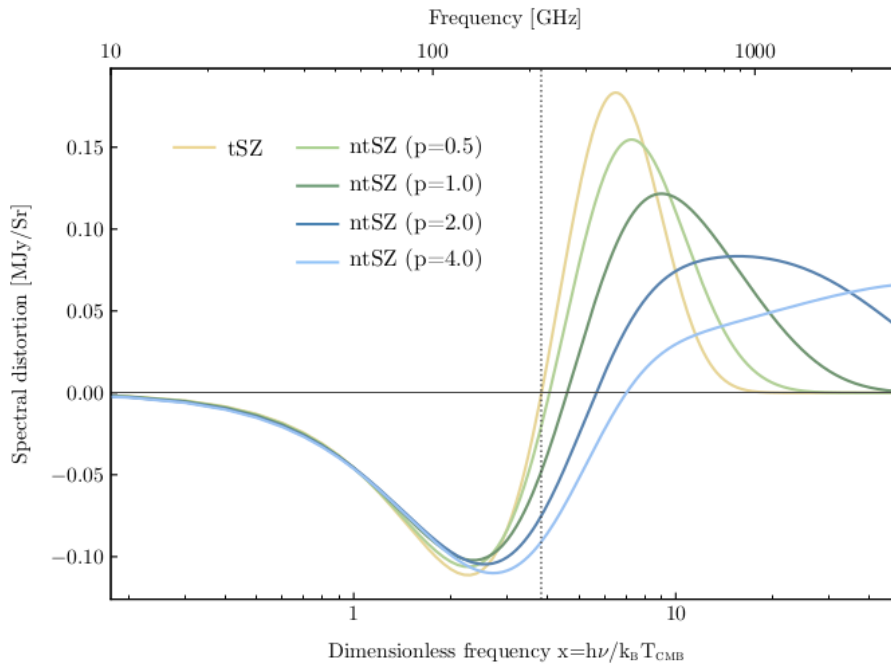


図 3.3: 非熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果のスペクトルの例. 単一の相対論的運動量 $p = \beta\gamma = \frac{v_e/c}{\sqrt{1-(v_e/c)^2}}$ をもつ電子による放射強度を描いている. 縦軸の大きさは任意に選んでいる. (Mroczkowski et al. (2019) の図 4 より転載)

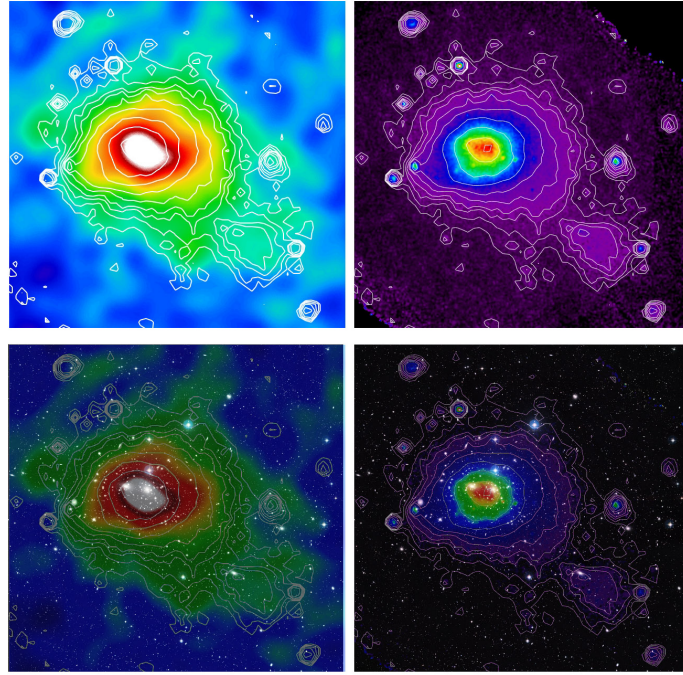


図 3.4: 左上: Planck 衛星による髪の毛座銀河団のスニヤエフ・ゼルドビッチ効果 イメージ, 右上: ROSAT 衛星による X 線規模分布, 左下: Planck スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 イメージ+DSS による可視光イメージ, 右下: X-ray 輝度イメージ+可視光イメージ. スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 観測の方が X 線観測に比べ, より銀河団外縁部領域まで信号が検出できていることがみて取れる. **Image credits: ESA / LFI and HFI Consortia (Planck image); MPI (ROSAT image); NASA/ESA/DSS2 (visible image).** **Acknowledgement: Davide De Martin (ESA/Hubble)**

さらに, 逆コンプトン散乱の過程においては, 上述した強度の変化に加えて, 偏光も生じ得る. 具体的には, CMB 光子や電子のどのような非等方性に起因するかに応じて,

1. CMB の四重極 ($Q_{\text{rms}} \simeq 13 \mu\text{K}$) による項. 全天での平均 (rms) 偏光度² $\propto \left(\frac{Q_{\text{rms}}}{T_{\text{CMB}}} \right) \tau_e$ (天球面上における方向依存性あり)
2. 銀河団の天球面内の速度 v_{\perp} による項. 偏光度 $\propto \left(\frac{v_{\perp}}{c} \right)^2 \tau_e$
3. 熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 によって一度散乱された光子の再散乱による項. 偏光度 $\propto \left(\frac{k_{\text{B}} T_e}{m_e c^2} \right) \tau_e^2$
4. 運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 によって一度散乱された光子の再散乱による項. 偏光度 $\propto \left(\frac{v_e}{c} \right) \tau_e^2$

などが生じる (e.g., Sunyaev & Zeldovich, 1980b; Kamionkowski & Loeb, 1997; Audit & Simmons, 1999; Sazonov & Sunyaev, 1999; Challinor et al., 2000; Itoh et al., 2000). これらはいずれも非常に微弱 (偏光度 $\lesssim 10^{-8}$) だが, 特に 1. と 2. は他の方法では探れない情報の源となり得る (第 3.2.4 節参照). 測定にあたっては, 各項の大きさに加えて, 他の項とどのように分離するかが課題となる.

²本稿では, ストークスパラメータ (I, Q, U, V) に対して, $P \equiv \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}$ で偏光度を定義する.

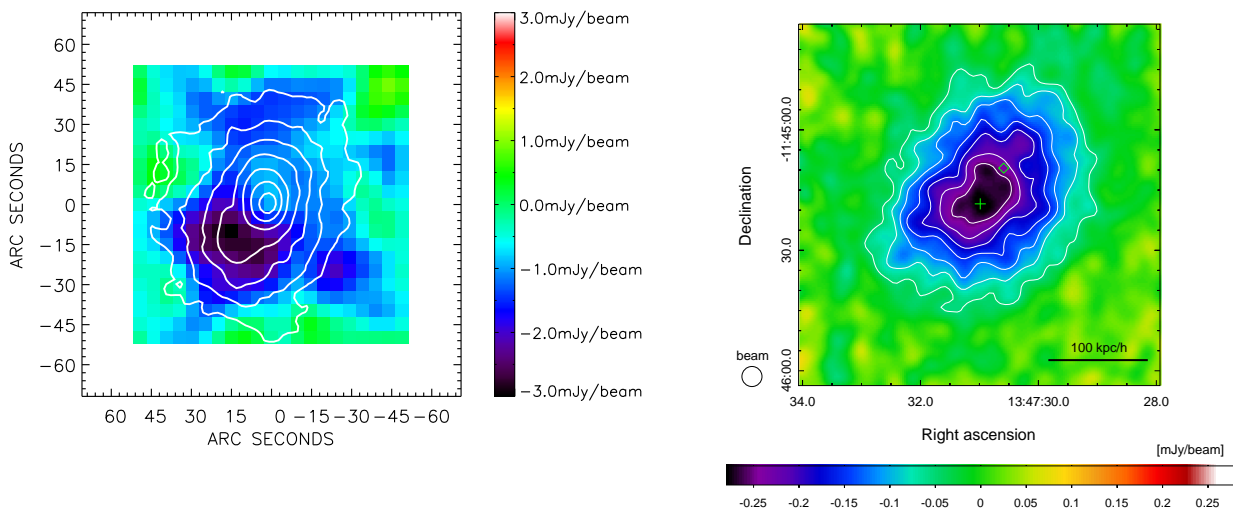


図 3.5: 左) Nobeyama/NOBA 150 GHz による RX J1347-1145 のスニヤエフ・ゼルドビッチ効果 観測結果 (Kitayama et al., 2004, 2016). 角度分解能は, 約 13 秒角. ただし, 中心部に存在する AGN (~ 4 mJy) は除去されていない. 白等高線は Chandra 衛星による 0.5-7.0 keV band X 線強度分布を示す. 中心から ~ 20 秒角 南東にある構造が明確に見える. この構造は, $kT \simeq 20$ keV (2 億度) を超える超高温銀河団プラズマによって形成されたもの (硬 X 線観測による制限 $kT \sim 25$ keV Ota et al., 2008) で, その詳細を相対論的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果を用いることで評価することが可能である (第 3.3.3 節参照). 右) ALMA 92 GHz による観測. 角度分解能 5 秒角. 中心の AGN は除去されている. 等高線は, スニヤエフ・ゼルドビッチ効果信号の強度を示す. これまでにないほど詳細な構造が明らかにされており, 現時点で最も角度分解能の良いスニヤエフ・ゼルドビッチ効果 観測結果である.

表 3.1: 主要な スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 観測天文台

望遠鏡	周波数帯域 [GHz]	バンド数	同時観測性	視野 [分角]	角度分解能 [分角]
Planck	30-857	9	Yes	全天サーベイ	5-30
ALMA	26-344	8 (10)	No	分角	0.05
MUSTANG-2	90	1	–	2	0.15
NIKA2	150, 260	2	Yes	6.5	0.3/0.2
SPT-3G	90,150,220	3	Yes	南天サーベイ	1
Advanced ACT-Pol	28, 41, 90,150,230	5	Yes	南天サーベイ	1-7

3.1.3 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測の現状とその課題

スニヤエフ・ゼルドビッチ効果の観測形態は、地上電波望遠鏡によって個々の天体を対象とするポインティング観測と、人工衛星または地上電波望遠鏡によるサーベイ型観測に大別される。前者は、1970年代から試みられてはいたが、信号が微弱であるために測定は長らく困難を極め、信頼性の高いデータが得られ始めたのは、ボロメータアレイや専用電波干渉計が台頭する1990年代後半以降であった（初期のスニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測については、[Birkinshaw \(1999\)](#); [Carlstrom et al. \(2002\)](#) を参照頂きたい）。また、当時の観測データの角度分解能は概ね2'以上であり、銀河団ガスの研究手段としてはX線観測に大きく劣後していた。唯一の例外は、野辺山45m鏡搭載のNOBA、JCMT搭載のSCUBA、IRAM 30m鏡搭載のDiaboloを用いた遠方銀河団RXJ1347–1145の観測結果（[図 3.5](#), [Komatsu et al., 1999, 2001](#); [Pointecouteau et al., 1999, 2001](#); [Kitayama et al., 2004](#)）であり、最高13"に達する角度分解能によって、当初X線衛星ROSATによって見逃されていた高温内部構造の存在が明らかになった。2010年代に入ると、単一鏡ではGreen Bank 100m鏡搭載のMUSTANG ([Mason et al., 2010](#); [Korngut et al., 2011](#); [Mroczkowski et al., 2012](#); [Romero et al., 2015](#)) およびIRAM 30m鏡搭載のNIKA ([Adam et al., 2015, 2016](#); [Ruppin et al., 2017](#)), 干渉計ではCARMA ([Reese et al., 2012](#); [Plagge et al., 2013](#)) およびALMA ([Kitayama et al., 2016](#); [Basu et al., 2016](#); [Di Mascolo et al., 2019b](#); [Gobat et al., 2019](#)) などによって、20"よりも優れた角度分解能の観測データが、より多くの銀河団に対して取得されるようになった。表 3.1 に、現在主流のスニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測天文台をまとめる。

一方、サーベイ型観測は、専用の地上望遠鏡である南極点望遠鏡 (South Pole Telescope (SPT)); e.g., [Staniszewski et al., 2009](#); [Vanderlinde et al., 2010](#); [Williamson et al., 2011](#)) とアタカマ宇宙論望遠鏡 (Atacama Cosmology Telescope (ACT)); e.g., [Hincks et al., 2010](#); [Marriage et al., 2011](#); [Hasselfield et al., 2013](#)) が2000年代後半から相次いで稼働し始め、いずれも検出器のアップグレードを行いながら、現在も観測が続けられている。また、ほぼ同時期に、CMB観測衛星 *Planck* (e.g., [Planck Collaboration et al., 2011b, 2015a, 2016a](#)) も稼働し、2013年まで観測を行った（現在もデータ解析は進められている）。SPTとACTは、主に220GHz以下の周波数帯において、実効

的に空間分解能 $2'$ 程度のデータを取得するので、特に $z = 1$ を超える遠方銀河団の検出に適している。これに対し *Planck* は、空間分解能は劣る ($\sim 10'$) が、高周波数帯までを含めて全天をカバーできるという利点がある。その結果、*Planck* ([Planck Collaboration et al., 2015a](#)) は全天で 1700 余りの銀河団 ($z \lesssim 0.7$) を検出し、SPT ([Bleem et al., 2015](#)) は 2500 平方度の観測で 700 弱の銀河団 ($z \lesssim 1$)、ACT ([Hilton et al., 2021](#)) は約 1 万 3000 平方度で 4000 個を超える銀河団を検出した。これらの中には、他の波長帯では発見されていなかった新しい銀河団も多数含まれている (図 3.6)。特に、放射強度が赤方偏移に依存しないことから、SPT と ACT の観測限界は、実質的に銀河団の総質量 (i.e., ガスの総量および温度と強く相関する) で決まり、X 線をはじめとする他の観測手段とは相補的な選択関数 (selection function) を持つ。なお、発見された銀河団の赤方偏移は光学撮像観測のデータの測光的赤方偏移で求められる。

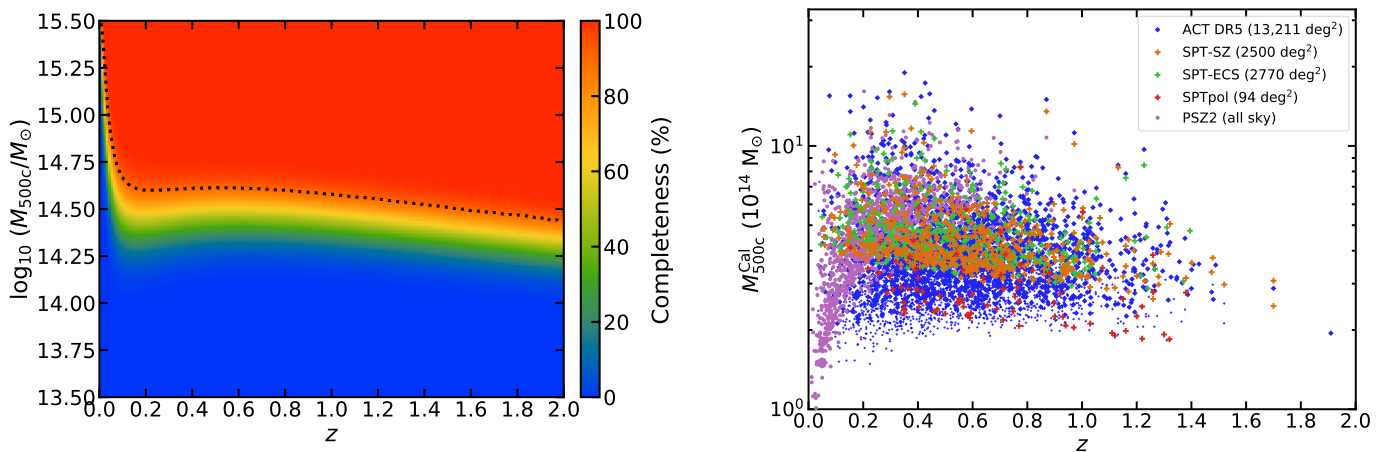


図 3.6: 左図: Advanced ACT-Pol の銀河団コンプリートネスを赤方偏移と質量 M_{500c} の関数で表す ([Hilton et al., 2021](#)). 点線は 90% コンプリートネスを示す。右図, スニヤエフ・ゼルドビッチ効果サーベイで発見された銀河団質量 M_{500c} の赤方偏移依存性。©AAS. Reproduced with permission.

高赤方偏移まで網羅する銀河団カタログは、宇宙論パラメータを制限するのに有用である。しかしながら、これらの角度分解能は 2 分程度またはそれ以上であり、原理的に 2 つの問題を抱えている。第一に、銀河団銀河の活動銀河核から放射される電波点源を空間分解できないという問題がある。活動銀河核の電波源のいくつかで高周波帯でハードになる特徴があり (e.g. [Lin et al., 2009](#); [Gralla et al., 2014](#)), これらはシンクロトロン放射の低周波数帯 (数 GHz) からの単純外挿では推測が難しい。電波点源の存在を無視した場合は、スニヤエフ・ゼルドビッチ効果の信号 (220 GHz 以下では、負となる) は、過小評価されてしまう。第二に、2 分角以下の銀河団ガスの構造を詳細に分解することができない。これは銀河団を探索することはできるが、その内部構造を詳細に調べることはできないことを意味する。

近年 ALMA, GBT/MUSTANG-2, NIKA2 などに代表される数秒 \sim 10 秒の高角度分解能 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測装置が登場している (図 3.7)。これらは電波点源を十分に分解することができるだけでなく、X 線

衛星の表面輝度分布観測の角度分解能に匹敵した解像度で銀河団ガスの射影した圧力分布を見ることができる特性がある。しかしながら、有効視野が数分程度と狭く、広い視野で高角度分解能のスニヤエフ・ゼルドビッチ効果の観測を担う観測装置がないのが現状である。

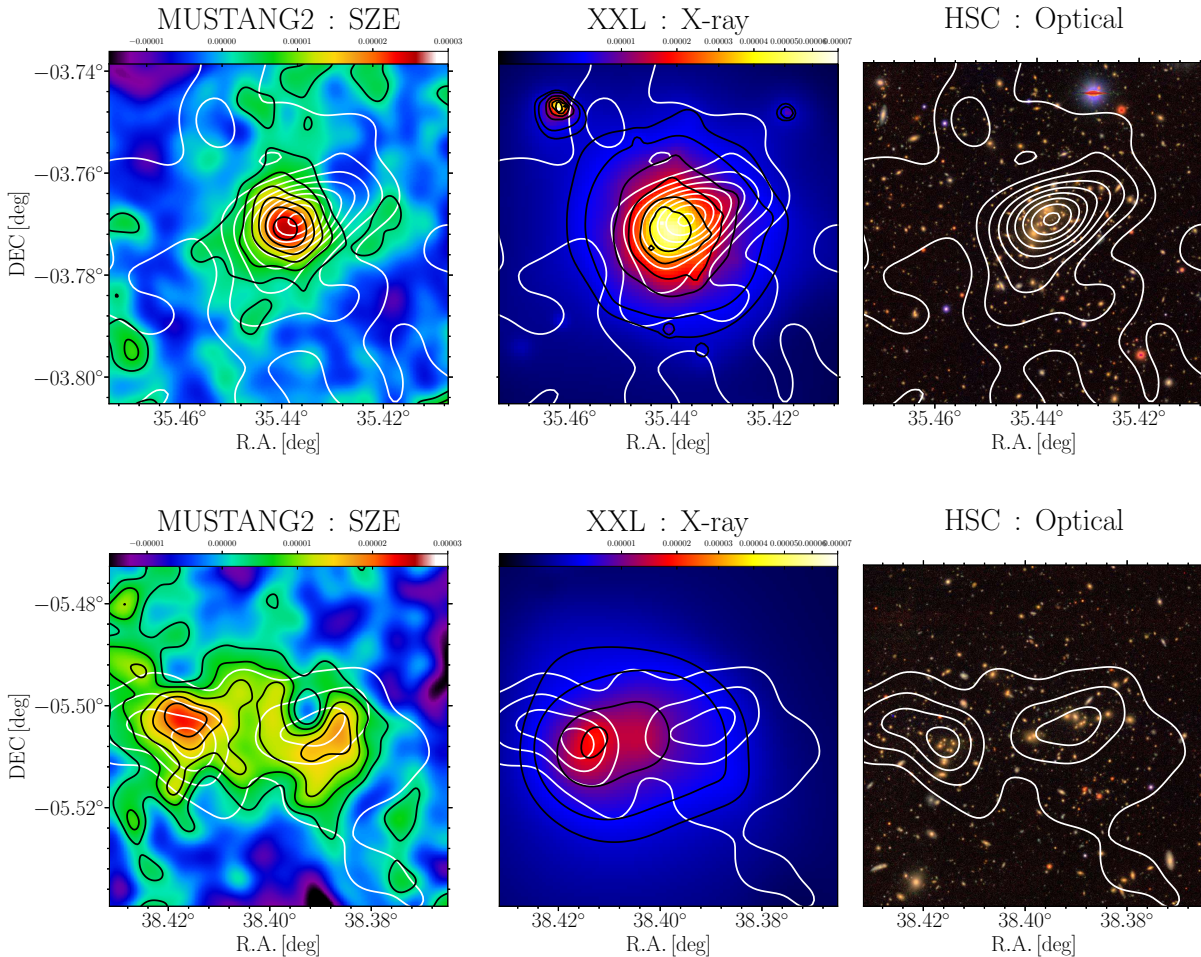


図 3.7: 左図: GBT/MUSTANG-2 ($10''$ 角度分解能) による スニヤエフ・ゼルドビッチ効果シグナル. 中図: *XMM-Newton* による X 線表面輝度 ($15''$ 角度分解能). 右図: HSC すばる画像. 白線は銀河分布の等高線を表す. 上下図は, それぞれ HSC J022146-034619 と HSC J023336-053022 を表す. HSC J023336-053022 は スニヤエフ・ゼルドビッチ効果シグナルノイズと銀河分布がダブルピークになっているが, X 線表面輝度はシングルピークを持つ (Okabe et al., 2021). スニヤエフ・ゼルドビッチ効果, X 線, 弱い重力レンズ質量, 銀河測光の多波長データを組み合わせて様々な物理量を導ける. ©AAS. Reproduced with permission.

これらの観測装置の大半は, 90 GHz 帯などのゼロ点振動数 (217 GHz) より低い周波数帯だけで観測しているのが現状であり, 他波長と比肩できる水準の精度で観測されているのは熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 (電子圧力分布の視線積分) のみと言ってよい. そのため, 高角度分解能 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果のデータの場合, X 線観測の表面輝度分布と合わせて, 圧力における電子密度と電子温度の縮退を取ることが試みられている (e.g. Adam et al., 2016; Di Mascolo et al., 2019a; Ricci et al., 2020; Romero et al., 2020; Kitayama et al., 2020; Okabe et al., 2021). 得られた温度分布は, X 線のスペクトル解析で得られた温度分布よりも解像度が高いものや, 系統誤差が小

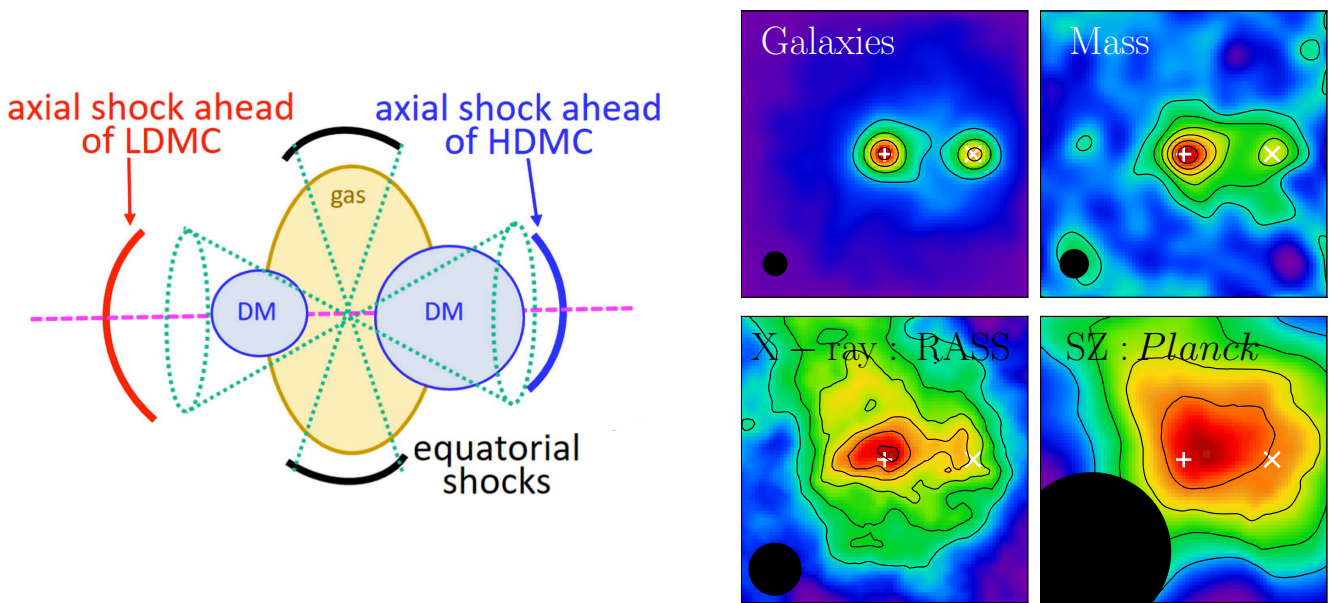


図 3.8: 左) 数値計算による銀河団同士の衝突によって発生すると予言される衝撃波の種類 (Ha et al., 2018). Axial (赤, 青) と示されているのが衝突軸に沿って発生する離脱衝撃波. Equatorial (黒) と示されているのが, 赤道衝撃波. 赤道衝撃波は, 離脱衝撃波よりも早期に発生し, それゆえより遠方にまで到達すると考えられている. 右) Subaru HSC-SSP サーベイで発見されたペア銀河団情報をもとにスタッキングを行ったもの (Okabe et al., 2019). 上左から, 銀河, 重力質量, ROSAT 衛星による X 線輝度, Planck 衛星による スニヤエフ・ゼルドビッチ効果. 高温ガスの存在を追跡する X 線, スニヤエフ・ゼルドビッチ効果で衝突軸に垂直な方向に伸びる成分 (赤道衝撃波により加熱された銀河団プラズマ) が存在することがみてとれる (左下の黒円は角度分解能を表す).

さいものも得られている.

このようにさまざまな課題はあるものの, スニヤエフ・ゼルドビッチ効果研究は, 過去 20 年で量的にも質的にも大きく進歩し, X 線研究と遜色ないまでに発展した. 劇的な進歩により, 様々な銀河団研究の発展が見られた. 熱的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果と X 線データを組み合わせて, いくつかの銀河団の圧力, 密度, 温度分布が得られた (e.g. Adam et al., 2016; Ricci et al., 2020; Kitayama et al., 2020; Romero et al., 2020; Okabe et al., 2021, 図 3.7). 離脱衝撃波の観測も行われ (Di Mascolo et al., 2019b), 赤道面衝撃波は衝突銀河団の銀河サブハローとメインハローに合わせたようにステッキングすることによってその兆候が見えてきた (図 3.8 右, Okabe et al., 2019).

銀河団中心部にある活動銀河核のジェットとその周囲のガスの相互作用は, SZ 観測と低周波電波観測で捉えることができる. 図 3.9 は, Phoenix 銀河団 ($z = 0.60$) の SZ 観測 (Kitayama et al., 2020) と AGN 観測 (Akahori et al., 2020) を表す. これは強く冷えたガスと熱源たる AGN ジェットとの共存という特異例を示している.

また, X 線では測定することが難しい銀河団の超高温ガスの存在も確立されつつある (Ueda et al., 2018; Zemcov et al., 2012; Okabe et al., 2021). 広帯域周波数観測を実現する Z-Spec を用いた RX J1347.5-1145 の観測例 (Zemcov et al., 2012) を図 3.10 に載せる. 彼らは, スニヤエフ・ゼルドビッチ効果のみを用いて RXJ1347.5-1145 の超高温成分を同定しようとしたが, 1.) カバーしている周波数帯域 (180-320 GHz), 2.) スニヤエフ・ゼルドビッチ効果観

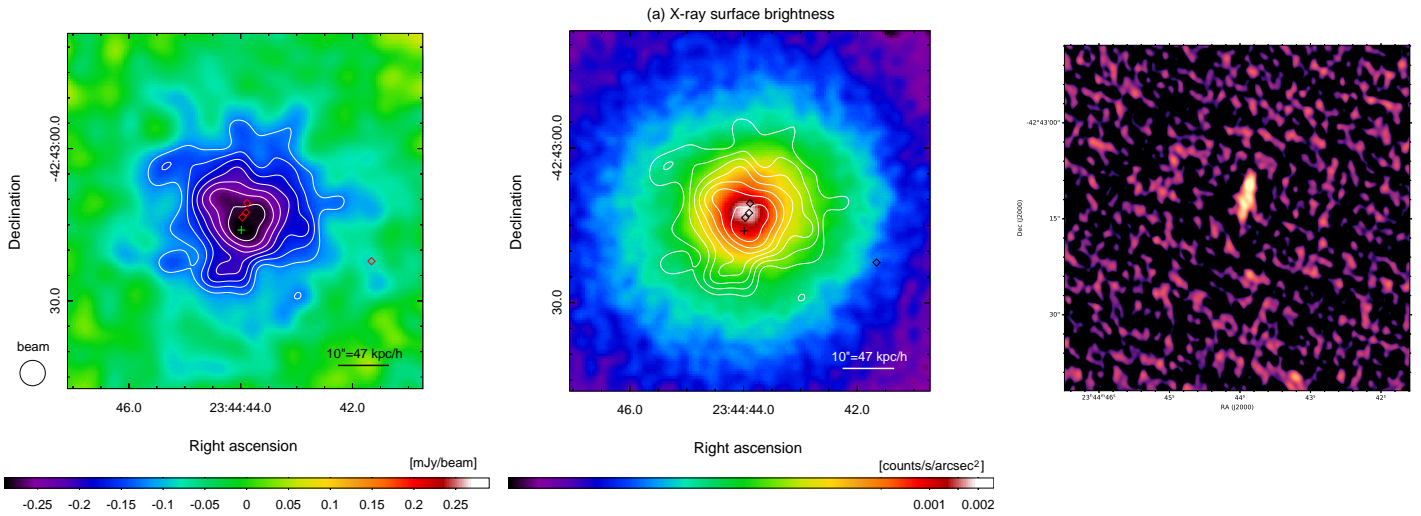


図 3.9: Kitayama et al. (2020), より Phenix 銀河団 ($z = 0.60$) の多波長イメージ. 左: ALMA 92 GHz によるスニヤエフ・ゼルドビッチ効果強度. 図 3.5 右と同様に角度分解能は 5 秒角である. 中央: Chandra 衛星による X 線輝度. 等高線は左図と同じスニヤエフ・ゼルドビッチ効果強度を示している. 右: ATCA 18 GHz による電波強度 (主にシンクロトロン放射, Akahori et al. (2020)). + はスニヤエフ・ゼルドビッチ効果強度のピーク, ◇ は差し引いた点源の位置を示す.

測データのみでの制限だった為、図 3.10 右に示すようにスニヤエフ・ゼルドビッチ効果の強度と温度が縮退してしまっており、強い制限は課されていないのが現状である。

500 個以上の銀河団のスニヤエフ・ゼルドビッチ効果をスタッキングをすることによって、スプラッシュバック半径と降着流衝撃波の兆候が見え始めてきた (Anbajagane et al., 2022). 銀河団ガスと活動銀河核からのジェットの間相互作用もスニヤエフ・ゼルドビッチ効果を使って観測され、相対論的補正が重要となっている (Vantghem et al., 2014; Abdulla et al., 2019, 図 3.11).

運動論的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果に関しては、空間分解能は低いものの、銀河団ガスのバルク運動測定も報告されている (Sayers et al., 2013; Adam et al., 2017; Sayers et al., 2019, 図 3.12).

WHIM に関しては、Luminous Red Galaxy (LRG) のペアをつくり、Planck のデータをスタッキングすることによってその存在が確かめられつつある (図 3.13 de Graaff et al., 2019; Tanimura et al., 2019, 2020a).

LST は広い視野で複数の周波数帯に渡って高角度分解でスニヤエフ・ゼルドビッチ効果を撮像することができる。LST の登場によって、現在あるスニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測装置の問題をすべて改善できる。LST による 217 GHz を挟んだ低周波数帯と高周波数帯の複数の周波数で SZ 効果のスペクトラムが取れば、電波観測単独で温度と密度の縮退が解け、SZ 効果観測単独で密度と温度分布が復元できる。また、SZ 効果のイメージ画像から高角度分解能の温度分布が得られれば、100 平方秒のオーダーの詳細な温度分布が得られる。これは X 線のスペクトラム解析の温度分布の典型的な解像度数平方分の 100 倍以上の解像度を持つことになり、銀河団ガス研究のブレイクスルーをもたらす。また広い視野で撮像データが得られれば、現在数分程度の視野でしか観測できていない現状

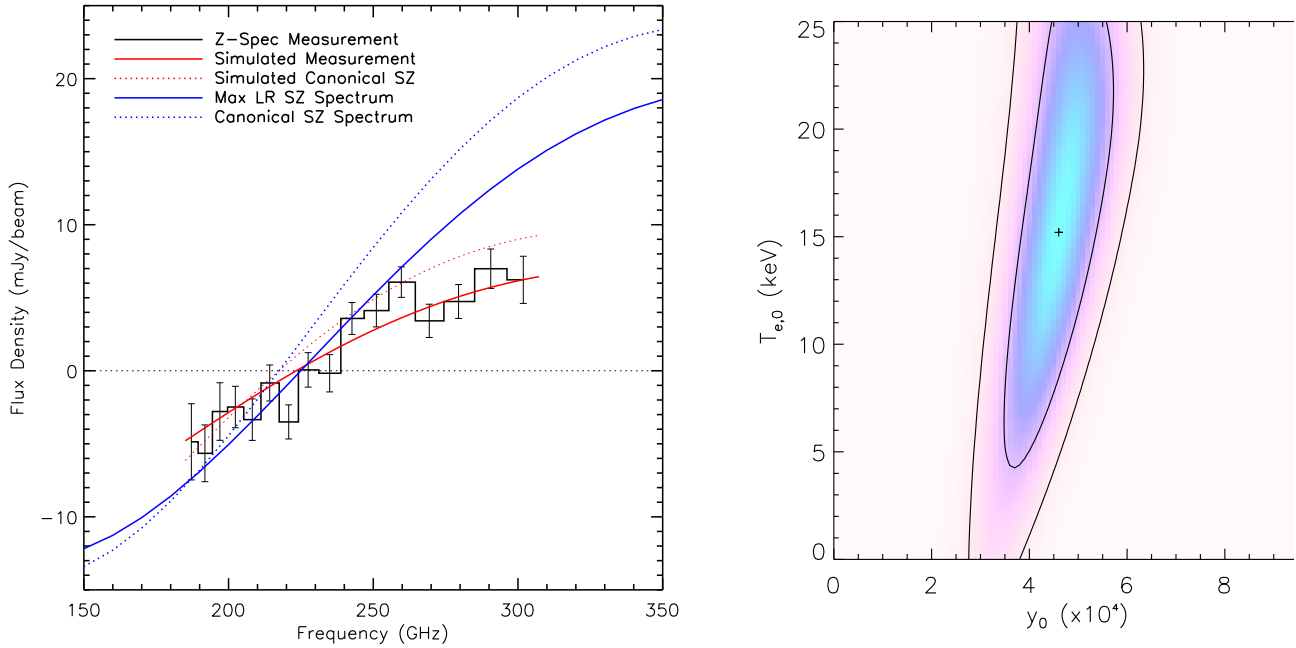


図 3.10: LST 同様に広帯域観測を実現した Z-Spec による RX J1347.5-1145 の観測結果 (Zemcov et al., 2012). 左: 観測スペクトル (黒十字). 赤, 青, 実線, シミュレートした観測結果, 補正なしの観測結果シミュレーション. 右: Z-Spec による観測のみで制限した超高温成分. 低周波側の情報がないこと, X 線の情報を利用していない事から, 強度 (y_0) と電子温度 (T_e) が縮退して緩い制限にとどまっている. 本文で議論するように, LST ではより広い周波数範囲をカバーできる事, eROSITA による全天 X 線サーベイの結果を利用できる事から, より良い制限を同様の天体に対し加えることができる. ©AAS. Reproduced with permission.

を大きく打破することができる.

したがって, LST は将来の銀河団ガス研究のメインドライバーになるだけでなく, 第 3.1.1 節で記述した銀河団ガス問題を一気に解決できると期待できる. しかしながら, 高周波数帯では遠赤外線背景放射が無視できない背景ノイズ源となり (Erlanger et al., 2018), 遠赤外線背景放射の精密なモデリングが必要不可欠である (図 3.14).

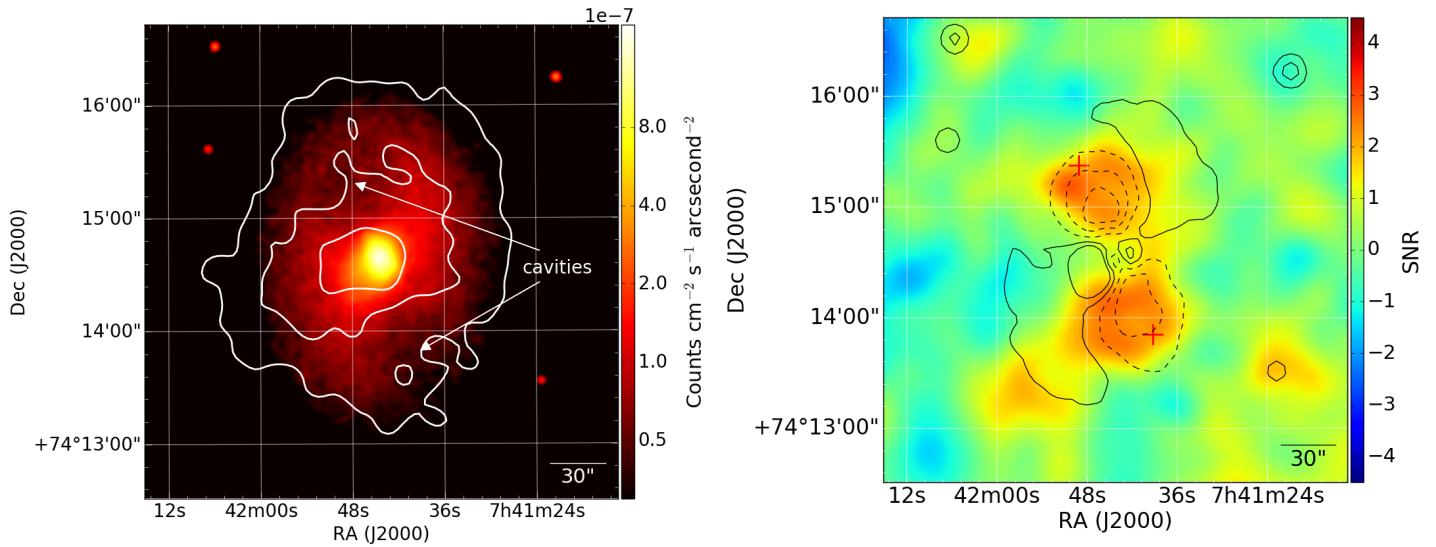


図 3.11: *Chandra* 衛星による X 線イメージ (左) (Abdulla et al., 2019). スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 (右) で観た MS 0735.6+7421 銀河団中心部. スニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測は, Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy (CARMA) の 30 GHz 帯域で行われた. 銀河団プラズマからの寄与を取り除くために, double beta model で fitting を行い, その残差を示している. X 線で観えるキャビティ(空洞)がスニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測でも見えていることがみてとれる. ©AAS. Reproduced with permission.

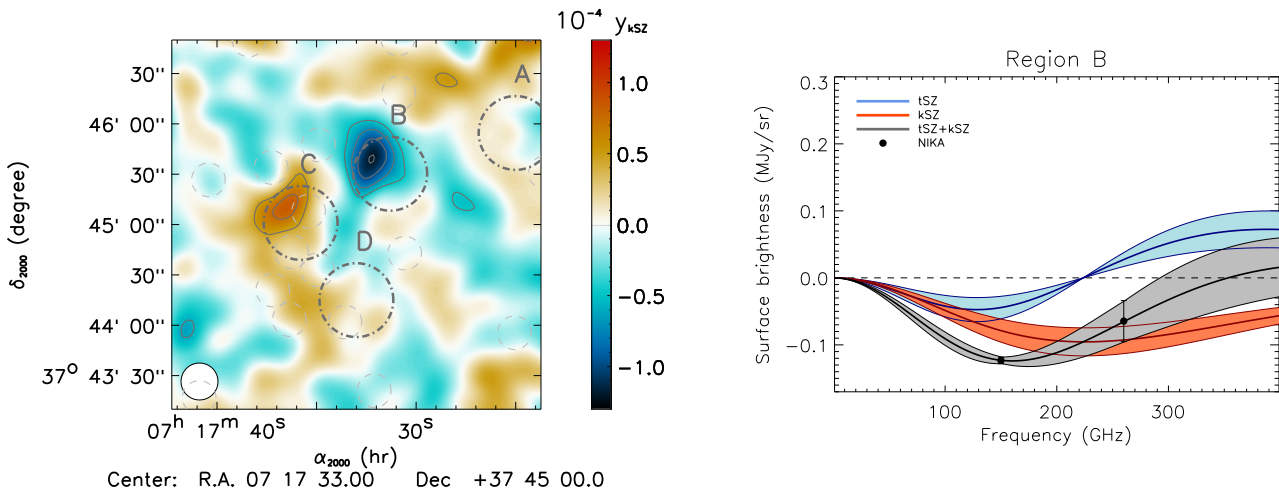


図 3.12: NIKA 望遠鏡による MACS J0717.5+3745 の運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測結果 Adam et al. (2017). 左) 観測された運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果の強度マップ. 領域 B で有意な視線方向のプラズマの運動を検出した (-5.1σ). 運動速度は, 仮定する物理モデルに依存するが約 $2,000 \text{ km s}^{-1}$ 程度と見積もられている. 右) B 領域でのスペクトル (黒点). 赤色が運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果による寄与と考えられる成分. NIKA は, 2 周波数バンドしか持たないが, 熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 (水色) では説明できないことがわかる. Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO

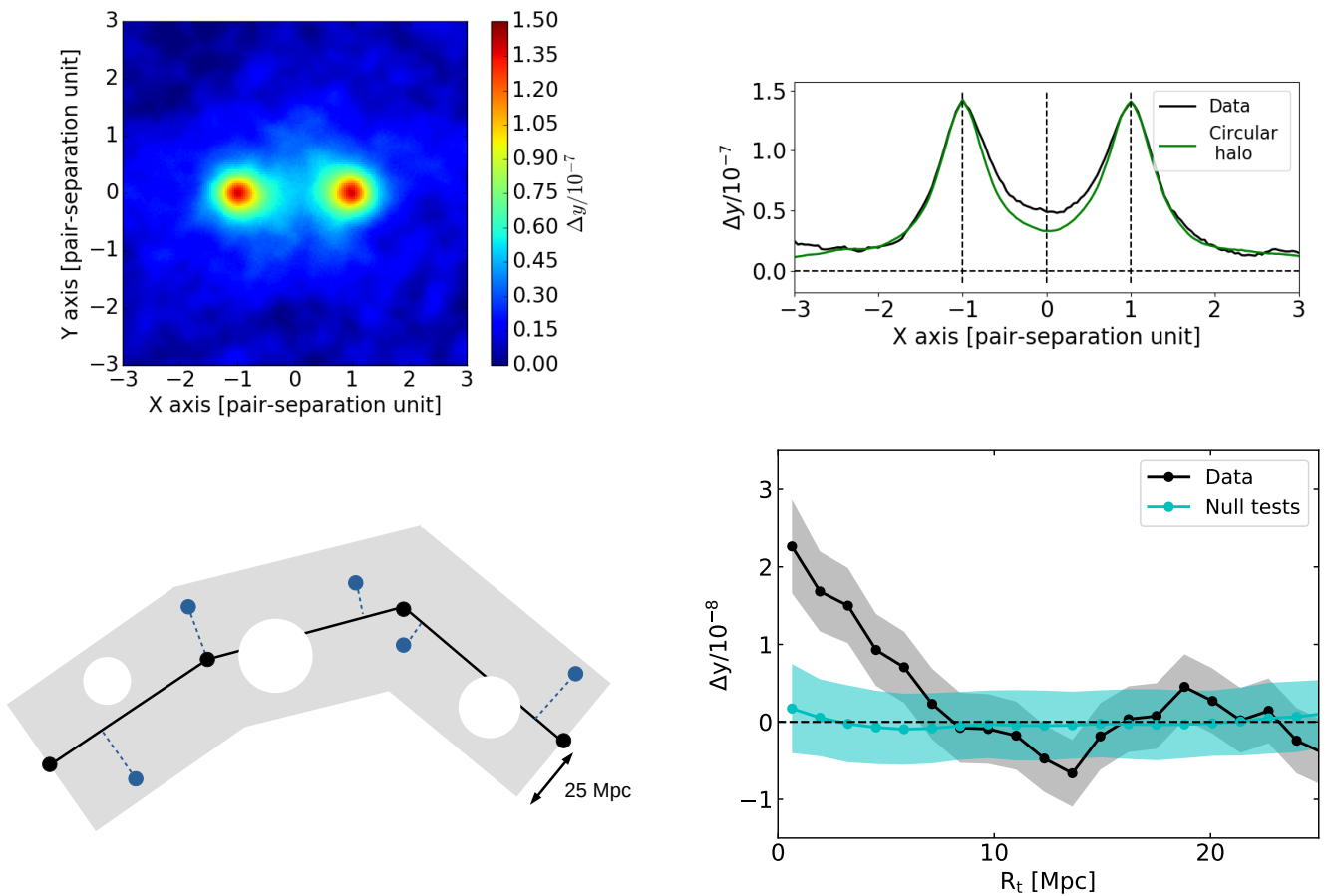


図 3.13: 左上) 262,864 個の明るい赤い銀河を用いて同定した銀河団ペアの (Luminous Red Galaxy pair) の Plank y -パラメータを足し合わせたもの. 右上) 半径分布+向かい合わない方向のデータを用いて評価したハロー分布 (緑). 両銀河を接続する領域に明確に超過信号が見取れ, ミッシングバリオン (WHIM) の存在を示唆する [Tanimura et al. \(2019\)](#). 左下) 可視光情報から同定した銀河団同士を繋ぐフィラメントの半径分布を導出する過程の模式図. 銀河団同士を繋ぐ線から $r = 25$ Mpc 以内で半径分布を抽出する. 右下) 24,544 個のフィラメントを足し合わせた Planck 衛星による スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 y -パラメータ分布. 黒がフィラメントで, シアンが null-test (座標合わせを行わずにランダムに足し合わせ) の結果. この結果から, WHIM の over-density, 温度を $\sigma = 19.0^{+27.3}_{-12.1}$, $kT = 1.4 \pm 0.4 \times 10^6$ K と見積もっている [Tanimura et al. \(2020a\)](#). Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO

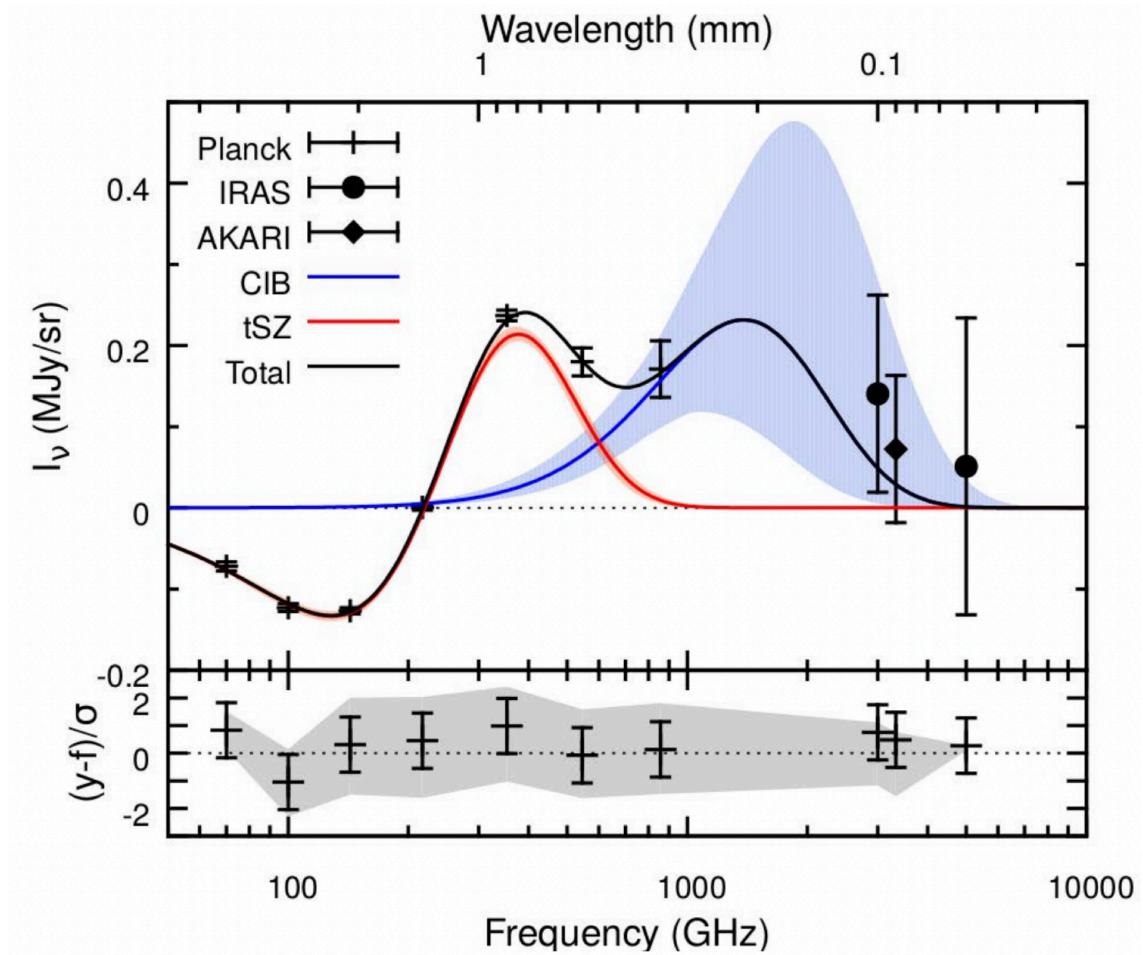


図 3.14: 黒点は 2nd Planck スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 カタログから 772 個の銀河団をスタッキングしたスペクトル表す. 高周波側 (>600 GHz) のデータ点は, IRAS, AKARI によるもの. 主に赤外線背景放射の寄与を示している. 左のスペクトルを銀河団からの熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 と赤外線ダストモデルでフィットしたもの. 赤外線ダストの寄与を無視すると, 観測されたスペクトルが再現できない. つまり, 正しい熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果の寄与を求めようとすると, 赤外線ダストの影響を無視できないことを示している (Erler et al., 2018).

3.2 LST によるスニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測で切り開く銀河団サイエンス

本章では LST で明らかにする銀河団の未解決問題をまとめる。

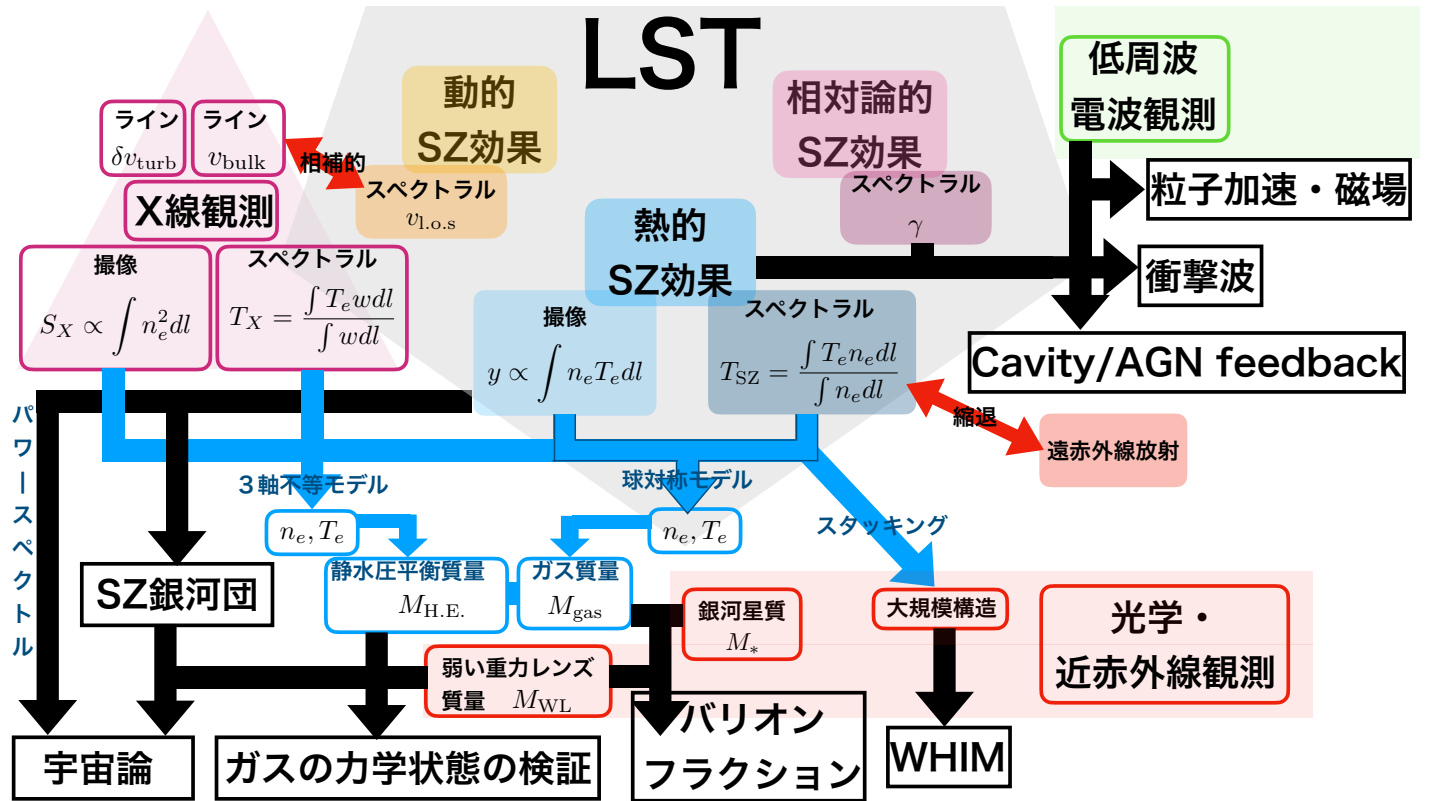


図 3.15: LST が切り開くサイエンスと多波長研究の展望. 透過背景のグレイ, 赤, マゼンタ, 緑色のそれぞれが LST, 光学・近赤外線観測, X 線観測, 低周波電波観測を表す. 丸四角で囲まれた物理量が直接観測量または引き出される観測量を表す. 矢印は物理量を引き出すための組み合わせ方を表す. 黒四角で囲まれた文字がサイエンスゴールを表し, それと結びつく黒矢印が組み合わせ方を表す.

3.2.1 高角度分解能を用いた銀河団ガスの研究

217GHz を中心とした低周波側と高周波側を同時に観測することで, 熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果の y パラメータの温度と密度の縮退を解き, 銀河団ガスの複雑な温度構造の詳細を測定する. 必要とする角度分解能は最低でも 10 秒程度は要求する. これにより, X 線単独で測定した角度分解能の 100 倍以上で温度構造を分解することができる (第 3.1.3 節). LST 単独で得られた高角度分解能の温度, 密度, 圧力, エントロピー分布によって銀河団の諸問題の解決や, 新現象の発見などが期待できる.

例えば, 銀河団中心部にある活動銀河核のジェットによる加熱と放射冷却とのバランスであるクーリング・フロー問題 (Fabian (2012), 第 3.3.3 節参照) のエネルギー注入効率, 空間分布などは未だ解明されていない. 活動銀河核により形成されるジェットは, そのエネルギーを周辺の銀河団プラズマに注入しつつ, キャビティ(空洞)と呼ばれる相対論的電子で満たされた領域を形成する. スニヤエフ・ゼルドビッチ効果でその様な構造を見ると, 銀河

団プラズマによるスニヤエフ・ゼルドビッチ効果の中にX線で観えるのと同様にキャビティの様な構造が観えると期待される(図3.11). 詳細観測によって銀河団中心部のエネルギー論を議論することが可能である.

銀河団衝突による衝撃波生成や圧縮膨張は、銀河団ガスに複雑な構造をつくる. 特に衝撃面前後の温度構造の詳細分解はX線観測単独では困難を極め、LSTの登場を待つしかない. また、超高温にガスが加熱されるケースもあり、硬X線でしか観測できなかった温度とその分布を測定できる(第3.2.3節).

$z \gtrsim 1$ の遠方銀河団の観測には、赤方偏移到依存しない高角度分解能スニヤエフ・ゼルドビッチ効果が最も重要なツールである. X線観測では光度の赤方偏移到依存性から現実的な時間内での観測は難しい. LSTの観測によって数多くの遠方銀河団データを効率良く得ることができる. $z \gtrsim 1$ では銀河団銀河の特徴が青い銀河をより多く含む変移期にあり、LST観測を加えることでバリオンの進化を統一的に調べる機会と言える.

150GHzで1200時間100平方度観測した場合の 1σ 雑音レベルが $10\mu\text{K-arcmin}$ のとき(第3.5節, 図3.23), Advanced ACT-Pol(DR5; $< 30\mu\text{K-arcmin}$; Naess et al., 2020)と同程度であり、 $M_{500c} \gtrsim 1 \sim 2 \times 10^{14} M_{\odot}$ の低質量銀河団までをスニヤエフ・ゼルドビッチ効果で探知することができると期待される. さらに $1\mu\text{K-arcmin}$ まで雑音レベルが下がった場合、 $M_{500c} \gtrsim \text{a few} \times 10^{13} M_{\odot}$ 程度の銀河群までをも観測できる. 低質量ハローが作る比較的浅い重力ポテンシャルに束縛されているガスは活動銀河核のフィードバックによって容易に吹き飛ばされると期待され、バリオンフラクシオンなどに大きく影響を与える. 低質量側のガス観測はバリオンフラクシオンやフィードバックの物理現象の理解を大きく深めることができる.

このように、LSTによる高角度分解能、高帯域スニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測は当該分野の未解決問題へのブレイクスルーをもたらす. また、他波長との親和性も高く、将来の望遠鏡計画とのシナジーが期待される(第3.2.5節).

3.2.2 運動学的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果を用いた銀河団プラズマ運動学

これまでに述べた様に、銀河団は衝突、降着を通じてより大きな構造へと成長する. その際に発生するプラズマの動的攪乱は、銀河団全体のエネルギー論に大きな寄与を持ち、銀河団を用いた宇宙論(第3.1節)へ影響を与えると考えられている. プラズマの運動学は、精密X線輝線観測(第3.1.1および3.3.3節)もしくは運動学的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果を用いることで調べることが出来る. しかしながら、これまでに運動学的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果が観測された例は少なく、図3.12に示した様な比較的速度の大きなもの($v \sim 2,000 \text{ km s}^{-1}$)に限られている. これは運動学的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果の観測は、熱的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果に比べ、微弱な信号を捉えることが出来る感度、幅広い周波数帯域が要求されるためである.

LSTは、その周波数帯域、豊富なバンド数、優れた角度分解能から、運動学的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果に関しても優れた性能を発揮すると期待される. 特に、先行研究(Adam et al., 2017)であるNIKAではカバー

できなかった高周波側の情報を用いること、X線輝度分布での密度への制限、可視光での運動しているハローの同定を行うことで、より精度の良いバルク速度の評価が可能になるであろう。さらに近傍の銀河団に限られるが、運動学的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果のパワースペクトルから、銀河団の乱流情報も導き出せる。例えば、近傍の衝突銀河団である髪の毛座銀河団をLSTでサーベイすると、約7 kpcの角度分解能でプラズマの動的情報マップを構築することが可能である。X線観測で同様の情報を得ようとする膨大な時間が必要とされるが、LSTによるサーベイであれば短時間でより広範囲の情報を得ることが可能となる。

3.2.3 相対論的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果を用いた銀河団の温度推定

衝突銀河団は衝撃波で加熱された熱的プラズマ、あるいは加速された非熱的粒子、そして複雑な圧力構造が存在するため、SZ効果によってその物理を探ることができると期待される観測対象である。衝突銀河団の数値流体シミュレーションデータ (e.g. Akahori & Yoshikawa, 2008, 2010, 2012) を用いたいくつかの先駆的な科学検討が行われている。例えば、熱的SZ効果および相対論的SZ効果から、電子の分布関数としてMaxwell-Boltzman分布関数とJuttner分布関数等の分布関数の違いは、SZの強度を0.1%の精度で測定し、600 GHz以上の高周波のデータを用いるといった(厳しい)条件を満たすことができれば区別できる(Prokhorov et al., 2011b)。また、視線上の温度が一樣でない場合に、一樣な場合とSZ効果の現れ方が違うことを使って、3次元の温度構造を引き出せる(Prokhorov et al., 2011c)。相対論的SZ効果による補正が特に600GHzを超えるような高周波のSZ強度マップの形態に大きな影響を与える(Prokhorov et al., 2011a)。高周波での高い分解能のSZ観測があれば、弾丸銀河団として有名な衝突銀河団1E 0657-56で予想される衝突衝撃波にある超高温ガス成分を区別するのに有効である(Prokhorov et al., 2012)。

LSTによるスニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測においては、より広い周波数帯域、他波長観測との組み合わせを駆使することでこれまでにない精度で、銀河団中に存在する超高温成分の評価を行えるようになる。このような超高温銀河団ガスは、宇宙論の検証にも用いることができる為、銀河団中の衝撃波の物理、銀河団の進化過程におけるエネルギー論のみならず、宇宙論への応用も期待される。

3.2.4 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果の偏光観測で迫る宇宙物理

CMB光子の偏光は、(i) $z \simeq 1100$ における宇宙の晴れ上がりまでに生じる偏光、(ii) 晴れ上がり後の重力レンズ効果による偏光、(iii) 晴れ上がり後の電子散乱による偏光、に大別され、いずれも信号は微弱だが、初期宇宙や大規模構造に関する有益な情報源となり得る。(i)(ii)は主に大角度スケールで重要となる(3.4節参照)ので、本節ではLSTの高角度分解能を念頭に(iii)に着目する。

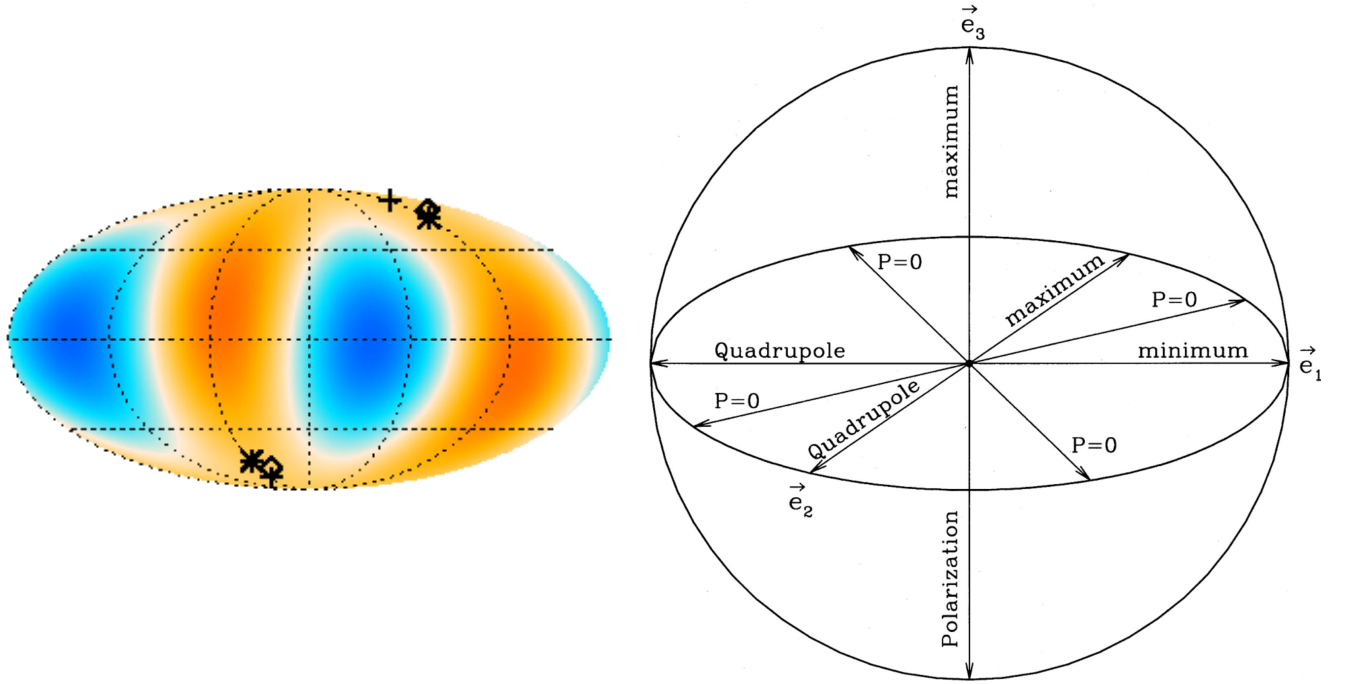


図 3.16: 左: CMB 温度異方性の四重極の全天マップ (Planck Collaboration et al. (2014c) の図 17 より転載). 記号は, 四重極および八重極の軸の向きを示す. 右: CMB 四重極による偏光の方向依存性. \vec{e}_1 は四重極が最小, \vec{e}_2 は四重極が最大となる方向を示す. 偏光度は, これらに垂直な \vec{e}_3 の方向で最大となる. (Sazonov & Sunyaev (1999) の図 1 より転載). Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO

宇宙の晴れ上がり後の電子散乱により生じる偏光には, CMB 光子あるいは電子のどのような非等方性に起因するかに応じて, さまざまな種類が存在する. まず, 電子分布などの不定性への依存性が最も小さいのは, CMB の大局的非等方性である四重極と等方的な電子の散乱による偏光であり, 全天で平均をとった rms 値として

$$P_{\text{rms}} = \frac{\sqrt{6}}{10} f(x) \frac{Q_{\text{rms}}}{T_{\text{CMB}}} \tau_e = 1.2 \times 10^{-8} f(x) \left(\frac{Q_{\text{rms}}/T_{\text{CMB}}}{5 \times 10^{-6}} \right) \left(\frac{\tau_e}{10^{-2}} \right) \propto \left(\frac{Q_{\text{rms}}}{T_{\text{CMB}}} \right) \tau_e \quad (3.8)$$

$$f(x) \equiv \frac{x e^x}{e^x - 1} \rightarrow \begin{cases} 1 & (x \ll 1; \text{Rayleigh-Jeans limit}) \\ x & (x \gg 1; \text{Wien limit}) \end{cases} \quad (3.9)$$

の偏光度が生じる (Sazonov & Sunyaev, 1999). ここで, $Q_{\text{rms}} \simeq 13 \mu\text{K}$ は CMB 四重極モーメントの rms 値であり, $f(x)$ が周波数依存性を示している (式 [3.3] の周波数依存性と同一である). この偏光は, 図 3.16 のような方向依存性をもっており, CMB 四重極の最大・最小が存在する面に対して垂直な方向 (\vec{e}_3) で, 最大値 $P_{\text{max}} \simeq 1.6 P_{\text{rms}}$ をとる. 個々の銀河団による信号は小さいが, 多数の銀河団を観測し, 方向依存性と合わせることで, 平均的な信号が取り出しやすくなると期待される. また, 高周波数になるほど, 信号が強くなる点も特徴的である.

上述の偏光は, 銀河団の静止系で観測される CMB 四重極により引き起こされるので, 我々とは異なる位置および赤方偏移における最終散乱面についての情報源となる. この性質をもちいると, 原理的には Cosmic Variance を減少させたり (Kamionkowski & Loeb, 1997), 大スケールにおける原始ゆらぎの情報を得たり (e.g., Seto & Sasaki,

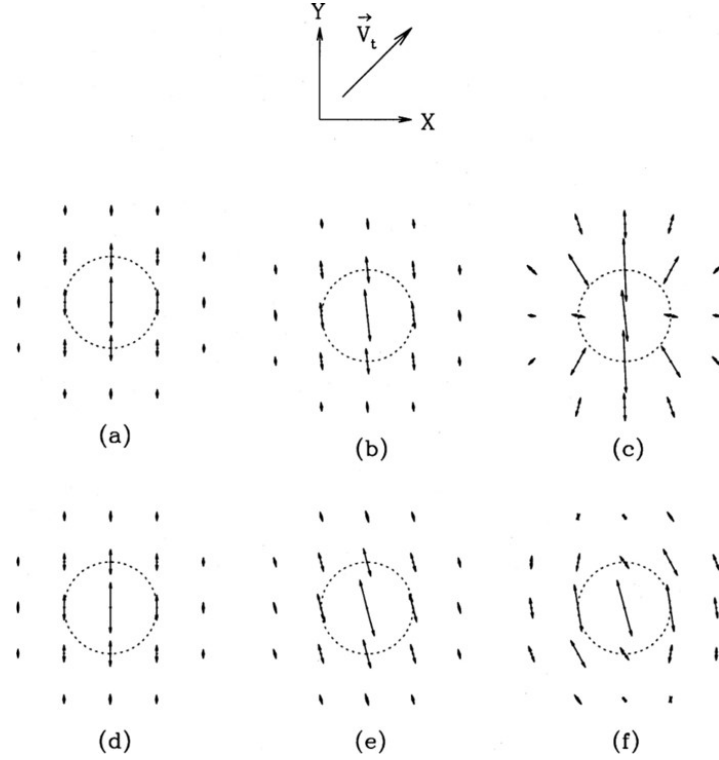


図 3.17: さまざまな要因による偏光の様子. 上段は固有運動の向きを示し, $V_{\perp} = 600 \text{ km s}^{-1}$, $\tau_e = 10^{-2}$, $kT_e = 5 \text{ keV}$ が採用されている. 中段は $x \ll 1$ において, (a) CMB 四重極のみ, (b) $v_{\perp}^2 \tau_e$ の項を追加, (c) $T_e \tau_e^2$ の項を追加. 下段は $x = 5$ において (a)–(c) と同様. (Sazonov & Sunyaev (1999) の図 5 より転載)

2000; Ichiki et al., 2022) することができる と期待される.

一方で, 電子の非等方性に起因する偏光としては, 銀河団が天球面にそって速さ v_{\perp} で固有運動する場合に,

$$P = \frac{1}{10} f_v(x) \left(\frac{v_{\perp}}{c}\right)^2 \tau_e = 1.1 \times 10^{-8} f_v(x) \left(\frac{v_{\perp}}{1000 \text{ km s}^{-1}}\right)^2 \left(\frac{\tau_e}{10^{-2}}\right) \propto \left(\frac{v_{\perp}}{c}\right)^2 \tau_e \quad (3.10)$$

$$f_v(x) \equiv \frac{e^x(e^x + 1)}{2(e^x - 1)^2} x^2 \rightarrow \begin{cases} 1 & (x \ll 1; \text{Rayleigh-Jeans limit}) \\ x^2 & (x \gg 1; \text{Wien limit}) \end{cases} \quad (3.11)$$

の偏光度が生じる (Audit & Simmons, 1999; Sazonov & Sunyaev, 1999). 式 (3.11) は, 式 (3.9) に比べて, 高周波数側における増加率が大きい. この項が測定されると, 視線速度に起因する運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 と組み合わせることで, 銀河団の 3 次元速度の情報を得ることができると期待される.

さらに, 熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 あるいは運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 によって一度散乱された光子が再度散乱された場合の偏光度は, $\left(\frac{k_B T_e}{m_e c^2}\right) \tau_e^2$, $\left(\frac{v_e}{c}\right) \tau_e^2$ にそれぞれ比例する (Sazonov & Sunyaev, 1999). 周波数依存性は, 熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 および運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 の $\Delta I_{\nu}/I_{\nu}$ の周波数依存性 [(3.6) 式および (3.3) 式] とそれぞれ等しいが, 係数は電子の密度分布に依存する. また, τ_e に比例する項とは異なり, 複数の観測領域・天体のスタッキングによって信号を取り出しにくいことにも注意を要する.

実際には、図 3.17 のように、各項が重ね合わさった結果が観測されるので、これらをどのように分離するかも大きな課題となる。例えば、(i) 電子密度依存性 (τ_e^2 に比例する項の大きさは、銀河団中心からの距離とともに急激に減少する)、(ii) 対称性 ($(\frac{k_B T_e}{m_e c^2}) \tau_e^2$ の項による偏光の向きは、銀河団の動径方向ないし接線方向に揃いやすい。図 3.17 c,f) (iii) 大域的な方向依存性 (CMB 四重極による項には特徴的な方向が存在する)、(iii) 周波数依存性 (ただし、CMB 四重極による項と $(\frac{v_e}{c}) \tau_e^2$ の項は同じ依存性をもつ)、などを利用するのが有効であると期待される。

3.2.5 多波長観測とのシナジー

可視光・近赤外線観測:

銀河の形状を精密に観測し統計的に処理することによって、弱い重力レンズ効果を引き出し銀河団ガスの質量を力学状態の仮定なしで測定することができる。大型銀河撮像サーベイ (第 3.3.3 節) は、今後も計画され、赤方偏移 $z \lesssim 2$ までの宇宙の質量分布の解明が期待される。また、撮像データから得られた測光的赤方偏移は、スニヤエフ・ゼルドビッチ効果で発見された銀河団の赤方偏移を提供するだけでなく、銀河の分布や銀河質量も測定でき、スニヤエフ・ゼルドビッチ効果と組み合わせることで銀河団ガスのバリオンフラクションや WHIM の測定、銀河団を使った宇宙論 (図 3.15) が可能となる。これらの検証は、数 100 kpc~Mpc スケール以上の暗黒物質とバリオンの相互作用や宇宙の構造形成の解明につながると期待される。

低周波電波:

Square Kilometre Array (SKA) やその先行機が網羅するメートル波・センチ波 (ここでは 50MHz から 20GHz 程度) の低周波電波観測は、LST の SZ 効果の研究と銀河団サイエンスで高いシナジーを生み出すと考えられる。SKA は 2020 年代末に第一期の建設が完了し、LST が登場する 2035 年頃までには、当初の大規模サーベイの大半が達成されている頃に当たる。そのサーベイは、LST と同じ南天域を掃天するというだけでなく、角度分解能で LST と近いものになる。具体的には、LST では 100 GHz で 15 秒角、300 GHz で 5 秒角の分解能を要求する。対応する SKA は LOW の最大基線 (65 km) の 150 MHz で 15 秒角、LOW の最大基線 (65 km) の 300 MHz で 5 秒角と一致する。MID (最大基線 150 km) はこれよりも一桁以上上回る角度分解能をもたらすが、最高感度が出るコア (6km 基線) では、700 MHz で 15 秒角になる。このように LST の掃天イメージと直接比較できる SKA の観測では、銀河団ガスの非熱的な側面を浮かび上がらせる。また中性水素ガス HI をかつてない感度で観測可能になる。特に SZ とのシナジーを考えたときには「衝撃波の物理」と「クーリング・コア問題」が興味深い研究対象となるだろう。

- **衝撃波の物理:** SZ 効果が衝撃波で加熱された高温ガスや温度の擾乱を浮かび上がらせる一方で、SKA はシンクロトロン放射を観測し衝撃波に起因する非熱的粒子、磁場、そして乱流を浮かび上がらせる。第 3.1.1 節で述べたように、LST による詳細な衝撃波観測とシンクロトロン放射の観測の比較は、衝撃波統計加速 (DSA) に対する制限を与え、粒子加速のプロセスに知見を与える。SKA の圧倒的な性能があれば、広がった電波源の多

くを十分な感度でかつ空間分解して観測できる。LST と SKA のデータを組み合わせて衝撃波の研究は、大きく進展することだろう。

- **クーリング・コア問題:** SZ 効果が銀河団中心部で X 線放射冷却を受けて冷えたガスを浮かび上がらせる一方で、SKA は銀河団中の AGN ジェットのフィードバックの様子を浮かび上がらせる (図 3.9)。SKA はさらに、第一期 (SKA1) では赤方偏移 1 程度までの HI の観測も可能となる。銀河団中心部にクーリング・コアと関係する銀河スケールを超えるような原子ガスの存在を探索し、X 線の構造とジェットの構造と比べれば、銀河団中心部の物理状態の理解は大きく進展する。

さらに、SKA はその優れた感度と分解能そして広帯域観測特性によって、偏波の観測にも力を入れる。Faraday Tomography という視線磁場断層解析 (たとえば Akahori et al. (2018) のレビューを参照) が実用化されるが、得られる奥行き情報は SZ 効果観測で引き出される視線上の温度構造特性 (Prokhorov et al., 2011c) とも比較ができるだろう。最後に、低周波電波観測では、Fast Radio Burst (FRB) の観測に大きな期待が寄せられる。SKA の広視野高感度観測では、莫大な数の FRB が検出される見込みである。これを用いると、FRB を使った WHIM の密度および磁場の計測 (Akahori et al., 2016) が期待される。Fujita et al. (2017) は、SZ と FRB を組み合わせることで、銀河団外縁の WHIM の密度推定の可能性を検討している。

X 線: 数千万度を超える銀河団ガスが直接放射するのは X 線である。X 線による銀河団の観測には大きく分けて撮像・分光の二つの手段があり、いずれの手段も SZ 観測と相補的である。Chandra, XMM-Newton, eROSITA (SRG) などの CCD を用いた軟 X 線 ($\lesssim 10$ keV) 撮像衛星は 20 秒角以下程度の角度分解能と数百 eV 程度の分光性能により銀河団ガス放射の形状、および温度や密度等のガスの熱力学特性を探ることができる。輝線ピーク位置を精密に測定することによりバルク運動の空間分布を導出する試みもあるが、光子数統計を稼ぐため、およびエネルギー絶対値の較正のために多大な観測時間が必要であり、最も明るい銀河団の中心部でしか検出はされていない (e.g., Tamura et al., 2014; Ota & Yoshida, 2016; Sanders et al., 2020)。バルク運動を測定するより効率的な方法は、エネルギー分解能を上げることである。Chandra や XMM-Newton には回折格子を用いた分光器が搭載されているが、銀河団のような空間的に広がった天体では分光情報と空間情報が縮退してしまうため、バルク運動の空間分布は求められてはいない。一方で、一部の明るい銀河団の中心部の観測により、AGN フィードバックと関係する銀河団コアの温度や乱流などは調べられている (e.g., Sanders et al., 2010; Pinto et al., 2015)。

銀河団ガスの運動の空間分布を求めるためには、Hitomi, XRISM, Athena などの、X 線カロリメータが必要である。カロリメータによって精密 X 線分光を空間的に分解した形で行うことができるようになり、X 線スペクトラムの輝線のドップラーシフトや幅・強度比を用いて、銀河団ガスのバルク運動や乱流を観測することができる (Hitomi Collaboration et al., 2016, 2018a,b)。X 線観測によるバルク運動は運動論的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果の観測と相補的であり、銀河団ガスの動的描像を統一的に得ることができる。また、スペクトラムに存在する各種重元素

輝線の幅を比較することで、イオン温度の測定も原理的に可能であり、熱平衡状態にないと期待される衝撃波付近での電子温度とイオン温度の比較が可能となる (Hitomi Collaboration et al., 2018a).

スニヤエフ・ゼルドビッチ効果は、銀河団ガスの温度や密度を視線方向に積分して得られた量で観測される。我々は3次元の温度・密度分布を求める際に幾何学的な情報を仮定して解析を行っている。特に球対称分布モデルを仮定しているが、現実のハローは三軸不等なハロー形状 (e.g. Jing & Suto, 2002) を持つ。仮に視線方向にハローの長軸が揃っていた場合、積分する奥行きの方が長くなり、温度・密度の値は球対称を仮定して求めた値より低くなくても良い。ハロー形状は銀河団ガスの物理量の系統誤差を生んでしまい、次の世代の研究ではその理解がますます重要となる。X線の観測の重み関数はスニヤエフ・ゼルドビッチ効果と異なるため (図 3.15)、スニヤエフ・ゼルドビッチ効果と相補的であり、両者を組み合わせることによって銀河団ガスハローの3軸不等モデルを構築できる (e.g. Sereno et al., 2013; Umetsu et al., 2022)。

銀河団のクーリング・コア問題では、銀河団中心でのガスの加熱と冷却のバランスが取れている必要があるが、それぞれの過程が独立に働いている場合、バランスを維持するのは難しい。有力な解決メカニズムとして、AGN フィードバックがある。銀河団ガスが冷えることにより冷たい分子や原子ガスとなり、AGNの燃料となることで、AGNによる銀河団ガスへの加熱が増えるというプロセスによりバランスが保たれるというシナリオである。銀河団ガスのキャビティの空間分布 (e.g., Böhringer et al., 1993; McNamara et al., 2000; Blanton et al., 2003) やジェットによるガスの移動のトレース (Simionescu et al., 2007) がX線観測により可能である一方で、分子輝線を用いると冷たいガスをトレースすることでき (e.g., Salomé et al., 2006; Simionescu et al., 2018; Russell et al., 2019)、メカニズム制限のために相補的である。

また2030年台の稼働を目指す硬X線天文台 FORCE (Nakazawa et al., 2018) は、銀河団中の超高温成分の評価を行う上で、相対論的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果と相補的である。FORCEは、10-40 keVのエネルギー帯域で15秒角の角度分解能、これまでの衛星の中で最も低く安定した検出器バックグラウンドを実現する為、LSTによるスニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測と相性が非常に良い。特に、硬X線とスニヤエフ・ゼルドビッチ効果で同様の超高温銀河団ガスが存在することを示すことができれば、相対論的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測の一般性が確立されたこととなる。

3.3 LST によるサーベイを通じたサイエンスケース

3.3.1 熱的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果による質量関数構築

熱的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果は、銀河群、銀河団といった宇宙の大構造の節目にあたる巨大なハローに付随する高温プラズマを検出するのに用いることができる。特にスニヤエフ・ゼルドビッチ効果の信号強度は赤

方偏移到依存しないため、他の波長とは異なる選択関数を持つ (図 3.6). 後述の CMB に関する節 3.4 で述べる様に、近年の検出器、望遠鏡技術の向上により、銀河団サーベイにおいて他波長に劣らない能力を発揮するに至っている。LST による スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 観測では、その優れた角度分解能と周波数帯域を活用することで、活動銀河核による信号の汚染、赤外線ダストの寄与の評価、といったこれまでの スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 観測で顕在化した課題を一挙に解決できる (第 3.2 節参照). 特にこれまでのサーベイでは、角度分解能の問題から検出が難しかった高赤方偏移銀河団や近傍の小規模銀河群においてその能力を発揮すると期待される (第 3.3.2 節参照).

ここで注意が必要なのは、スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 観測のみでは、銀河団の赤方偏移到がもとめられない点である。可視光や X 線などの他の波長の観測の重要性がここにある。LST が目指す 2030 年代には、大型銀河撮像サーベイ、精密 X 線分光に特化した X 線天文台が稼働すると期待されている (第 3.3.3 節). LST による スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 観測の成果を最大化するために、それらの天文台と共にを行う多波長観測が不可欠であろう。

3.3.2 高解像度熱的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果パワースペクトル

熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 は、大規模構造の骨格の「節」を成す銀河群や銀河団の内部の熱的性質を網羅的に調べるプローブとして近年注目を集めている。熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 に固有の周波数依存性を利用すると、多帯域電波観測から視線距離上にある電子の熱的圧力 P_e の積分量 (通称コンプトン y パラメタ) を測定できる。熱的圧力は、銀河群や銀河団を取り囲むダークマターハローの中でどのようにガスが冷却及び加熱されたかに大きく依存する。よって、コンプトン y パラメタの統計解析は、膨張宇宙の中でのガスの熱進化の歴史を理解する上で、本質的な役割を果たす。

様々な統計量が提案されているが、大規模構造の文脈で広く用いられている統計量としてコンプトン y パラメタの角度パワースペクトル (Power Spectrum; PS) が挙げられる。角度 PS は、ハローの質量関数に強く依存するため、宇宙論パラメタの精密測定に利用できると注目を集めてきた (e.g. Komatsu & Kitayama, 1999; Komatsu & Seljak, 2002). 一方で、角度 PS の振幅と形状は、銀河形成過程の影響も受けることが近年のシミュレーション研究で明らかになってきた (e.g. Shaw et al., 2010; Battaglia et al., 2010). 実際、最新の Planck 衛星データを用いたコンプトン y パラメタの角度 PS の解析では、宇宙論パラメタと銀河形成モデルとの間に強い縮退が見られ、宇宙論パラメタの決定精度が仮定する銀河形成モデルに依存してしまう (e.g. Planck Collaboration et al., 2014b; Bolliet et al., 2018; Tanimura et al., 2022b). よって、如何にして宇宙論パラメタと銀河形成モデルの縮退を解くかは、熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 を大規模構造のプローブとして見たときの未解決問題の一つである。

コンプトン y パラメタの角度 PS に影響する銀河形成モデルの中でも、ハロー内部に存在する活動銀河核 (Active Galactic Nucleus; AGN) からのジェットにより、Mpc スケールのガス分布がどのように変わるかはほとんど観測的

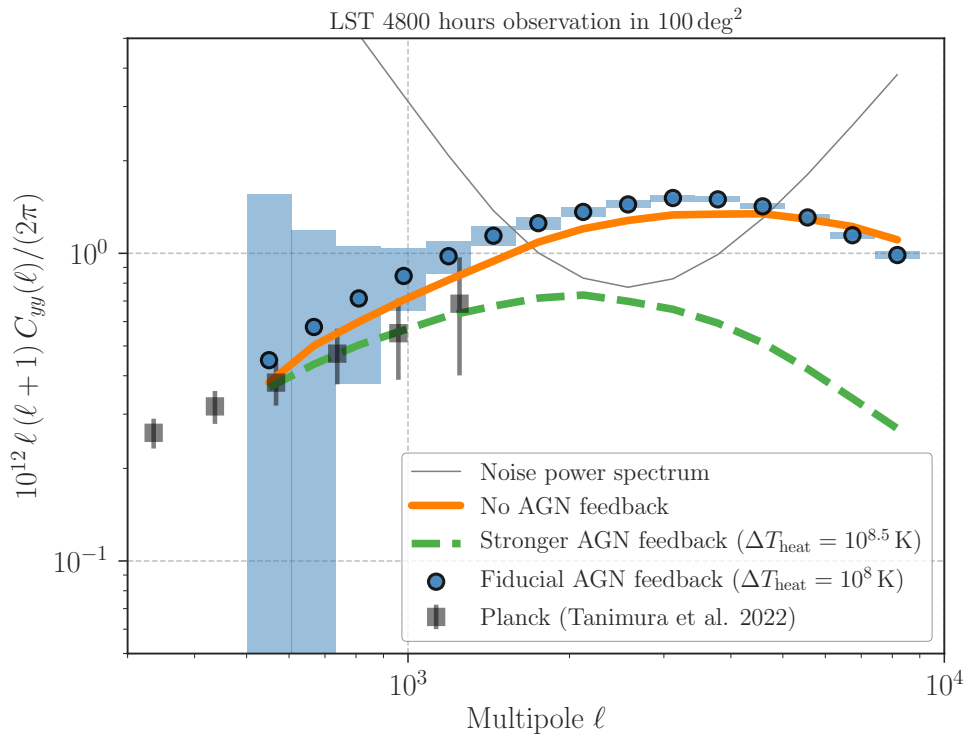


図 3.18: LST による連続光サーベイ観測によるコンプトン y パラメタの角度パワースペクトル測定の予想図. ここでは, 5 バンド (100, 150, 220, 280, 350 GHz) による観測を 100 平方度の観測領域で 4800 時間行ったと仮定した. 図中の灰色の細線は, 銀河系内電波放射や宇宙背景放射から生じる雑音パワースペクトルで, ミニマム・バリアンズ法に基づいて計算した (e.g. Hill & Pajer, 2013). 青色の点は, 現在の銀河観測結果を説明する AGN フィードバックモデルを想定した場合に予想される角度パワースペクトルで, 青い塗り潰し領域は 100 平方度を仮定した統計誤差である. オレンジ色の実線と緑色の波線は, それぞれ AGN フィードバックがないモデル, より爆発的な AGN フィードバックを加えたモデルとなっている (モデルの詳細は McCarthy et al. (2014) にある). 黒色の誤差棒付きの記号は, Planck 衛星による観測データを用いた最新の観測結果 (Tanimura et al., 2022b) を表す.

な手がかりがない. 主に宇宙論的な銀河形成シミュレーションによって研究されているが, AGN の根元から放出されるジェットは解像できておらず, 近似的に AGN フィードバックの効果を取り入れているに過ぎない (e.g. Springel et al., 2005a). 大規模構造におけるガスの熱史の理解をさらに進めるためには, 観測的に AGN フィードバックの痕跡を Mpc スケールで探す必要がある.

LST の高角度分解能を用いたコンプトン y パラメタの角度 PS の測定は, この現状を打破する可能性がある. 図 3.18 に, LST で 5 バンド (100, 150, 220, 280, 350 GHz) の連続光観測を 100 平方度の範囲で 4800 時間を行った場合に予想される角度 PS の決定精度をまとめている. 図中では, McCarthy et al. (2014) による銀河形成シミュレーション³で計算された理論モデルを用いている. LST における長時間サーベイ観測によって, AGN フィードバックが大規模構造に与える影響を精密に測定できることがわかる. なお, PS の振幅は宇宙論パラメタに激しく応答す

³McCarthy et al. (2014) によるシミュレーションでは, 銀河中心ブラックホールの周辺ガス温度が ΔT_{heat} を超えたら, ブラックホールに降り積もった質量の 1.5% のエネルギーを熱で周りのガスに注入している. 当然, この方法は一意に決まるものではなく, 複数の研究グループが様々な手法を提案している (e.g. Le Brun et al., 2014; Schaye et al., 2015; McCarthy et al., 2017; Pillepich et al., 2018b).

るが、 $\ell > 3000$ の形状については宇宙論にあまり依存せず、主にハロー内部の銀河形成モデルによって決まる (e.g. Efstathiou & Migliaccio, 2012; McCarthy et al., 2014; Horowitz & Seljak, 2017).

加えて、LST の熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 サーベイ観測領域を既存の銀河観測と重複させることで、LST 観測の価値をさらに高めることができる。例えば、銀河-銀河群-銀河団周辺のスタック解析により、積分量であるコンプトンパラメタを異なる天体ごとに分解することもできる (e.g. Greco et al., 2015; Vikram et al., 2017; Hill et al., 2018; Tanimura et al., 2020c). さらに、すばる望遠鏡 Hyper Suprime Cam (HSC) による銀河の重力レンズデータを併用することで、異なるハロー質量や時代における静水圧平衡の検証 (e.g. 銀河団スケールでは Miyatake et al., 2019, など)、ハロー質量ごとの熱エネルギーの評価と宇宙全体のエネルギー収支の検証 (e.g. Chiang et al., 2020, 2021) も可能になる。LST の熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 サーベイ観測によって決まる AGN フィードバックモデルは、大規模構造の Mpc スケールのクラスタリングを計算する上でも重要な役割を果たすことが明らかになりつつある (e.g. Chisari et al., 2019). よって、LST の熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 サーベイ観測は、暗黒エネルギーの時間進化やニュートリノ質量を制限しようとしている多くの将来銀河観測 (e.g. Euclid, LSST) にも大きな波及効果を与えることが予想される。

3.3.3 多波長観測とのシナジー

すばる望遠鏡ハイパーシュプリームカム (HSC; Miyazaki et al., 2018b) を用いた大型撮像サーベイ (HSC-SSP; Aihara et al., 2018a,c, 2019) に代表されるように、巨大望遠鏡・衛星による銀河撮像・測光サーベイ計画が推進中である。チリに建設中のヴェラ・C・ルービン天文台 (Vera C. Rubin Observatory; LSST Science Collaboration et al., 2009; Ivezić et al., 2019) は直径 8.4m の鏡に直径 3.5 度の超広視野を使って観測所から見える天域をわずか 3 晩で観測することができ、2020 年台中間から運用される予定である。2023 打ち上げ予定の近赤外衛星ユークリッド (Euclid; Laureijs et al., 2011) は赤方偏移 $z \sim 2$ 程度までの銀河団や宇宙の大規模構造を観測する。ユークリッド衛星の主目的の一つである大規模構造による弱い重力レンズ効果を用いた宇宙論研究は、高精度の測光的赤方偏移が要求される。そのためには、近赤外のデータだけでは不十分で地上望遠鏡の光学測光データが必要不可欠となる。南天はルービン天文台のデータを、北天はすばる望遠鏡 HSC, カナダ-フランス-ハワイ望遠鏡 (CFHT), パンスタース (Pan-STARRS) を地上望遠鏡群を使ったユニオンズ (UNIONS) のデータを用いる。2020 年台中間～後半に打ち上げ予定のナンシー・グレース・ローマン (Nancy Grace Roman) 宇宙望遠鏡 (Spiegel et al., 2015) も同様に近赤外線で銀河団や宇宙の大規模構造の研究を行う。

これらの大型撮像サーベイは、銀河測光カタログと弱い重力レンズの情報を我々に提供するであろう。また、赤方偏移 $z \lesssim 2$ までの銀河団を発見でき、冷たいバリオンを通しての銀河団カタログを供するであろう。さらに SZ 銀河団の測光的赤方偏移を測定することができ、SZ 銀河団を使った宇宙論の一役を担う。弱い重力レンズは重力レンズ

マップからシェアセレクトド銀河団 (Miyazaki et al., 2002, 2018a; Oguri et al., 2021) や銀河団の重力レンズ質量を提供する。我々は、宇宙にある真の銀河団カタログから、光学・赤外線、スニヤエフ・ゼルドビッチ効果、X線、重力レンズなどといった手法を用いて銀河団を作り宇宙論研究に応用している。銀河団の選定方法による宇宙論パラメータへの影響などを精査する点で、光学・赤外線撮像データは重要かつ相補的なデータを提供する。また、弱い重力レンズ質量はスニヤエフ・ゼルドビッチ効果から得られた静水圧平衡質量と比較することによって、静水圧平衡からのズレなど、河団ガスの力学状態を間接的に知ることができる。また、大規模構造の情報も得ることができ、LSTのデータと組み合わせ高赤方偏移までのWHIMの存在と物理量を調べることができる。

X線カロリメーター (*XRISM*, *Athena*) を使った精密X線分光は、銀河団ガスの乱流やバルク運動を測定でき、動的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果と相補的な手法となる。観測機器の感度や視野から、観測できる天体や領域にはそれぞれ限度があるが、複数の手法で観測することによって、独立に銀河団ガスの運動を研究することができる。

3.4 LST による CMB 観測で期待されるサイエンスケース

3.4.1 Cosmic Microwave Background (CMB)

Cosmic Microwave Background radiation (CMB, 宇宙マイクロ波背景放射) は, 宇宙の再結合 (recombination, 宇宙開闢後約 37 万年後, 赤方偏移で $z \sim 1100$) に発せられる現在観測可能な宇宙最古の電磁波である. また, CMB には宇宙の再電離 (reionization, 宇宙年齢数億年ごろ ($z \sim 10-20$) に始まり 10 億年 ($z \sim 6$) ごろまでには終わったと考えられている) 時の情報も印加される. このような CMB を観測することで, 宇宙の開闢, 過去・現在, そして未来について多くの知見を得ることができる. これまでの地上・気球・衛星による様々な観測, 特に CMB の温度揺らぎを中心とした観測結果により, 標準宇宙論モデル, 所謂 Λ CDM モデルが確立されたと言っても過言ではない (Planck Collaboration et al., 2020). 2020 年代現在では, 宇宙開闢時の指数関数的膨張, 所謂「インフレーション」時に生成されたと考えられる原始重力波を, 「奇パリティ」を持つ CMB 偏光の「 B モード」を通じて観測することを目指した観測が, 地上を中心に進められている. また「偶パリティ」を持つ「 E モード」を精密に観測することで, 例えばニュートリノ有効世代数 (N_{eff}) を決定し標準宇宙論を超える “light relic particles” へ制限を与えることや, E モードと B モードとの相関から Axion-like particle への制限を与えること等も可能である. この様に CMB 偏光観測は, 様々な科学目標に向けて盛んに進められている (The Simons Observatory collaboration et al., 2019).

本節 3.4 では CMB 観測の現状と課題をまとめた上で, LST を使ったどのような CMB 科学が可能なのか? また, LST で CMB 観測を志向した場合にはどのような装置・観測が求められるのかをまとめる. なお, 既に述べた各種 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果については触れない.

3.4.2 CMB 観測の現状と課題

LST と比較するために, 比較的口径の大きく, 現在観測中もしくは予算の目処が立っている代表的な CMB 観測プロジェクト・実験を以下に挙げる.

ACT/ACTPol/AdvACT Atacama Cosmology Telescop (ACT) (Thornton et al., 2016) はこれまで, チリの Cerro Toco に設置した 6 m の望遠鏡を使い CMB の観測を行ってきた. ACT の特徴としては, CMB 望遠鏡としては比較的大きな口径を持ち, 約 1 分角の高い角分解能を持つことが挙げられる. ACT はこれまでに 3 世代に渡って Transition-edge sensor (TES) 検出器を搭載したレーザーを開発し, 交換してきた. 第 1 世代のレーザー (MBAC) は無偏光成分のみであったが, 第 2 世代目レーザー (ACTPol) から偏光成分にも感度を持っている. 現在は, 合計で約 6,000 個の TES 検出器を搭載した第 3 世代レーザーである AdvACT による 30/40, 90, 150, 220 GHz 帯での観測が, 2016 年から逐次行われている.

Polarbear/Simons Array POLARBEAR (PB) はこれまで、チリの Cerro Toco に設置した 3.5 m の望遠鏡を使い CMB の観測を行ってきた。PB の特徴は、CMB 望遠鏡としては中規模程度の口径を持つことで (Kermish et al., 2012; Arnold et al., 2012), 重力レンズ起源 B モードとインフレーション起源 B モードを同時に観測できることである。PB の TES 検出器レシーバーは偏光にも感度を持ち、2012 年から 2016 年まで 150 GHz 帯で観測を行った (Ade et al., 2014; and P. A. R. Ade et al., 2017)。Simons Array (SA) は PB の後継であり、検出器数を PB の約 6 倍持つレシーバーを 3 台開発し、PB と同型の望遠鏡 3 台に搭載、3 台同時に運用する計画である (Suzuki et al., 2016)。最初のレシーバーによる観測を 2019 年に開始しており、最終的には合計で約 23,000 個の TES 検出器による 95, 150, 220 GHz, 270 GHz 帯での観測が行われる予定である。

Simons Observatory Simons Observatory (SO) は PB/SA collaboration と ACT collaboration が協力して建設している新しい CMB 観測所である (Ade et al., 2019)。現在、口径 6 m の高い分解能を持つ望遠鏡 (Large aperture telescope, LAT) 1 台と、大角度スケールの観測に特化した口径 0.5 m の望遠鏡 (SAT, Small aperture telescope) 3 台を建設しており、観測開始は 2023 年を予定している。初期の予定では LAT と SATs 合計で偏光にも感度のある約 60,000 個の TES 検出器レシーバーを使い、27, 39, 93, 145, 225, 280 GHz 帯で CMB を観測する。銀河面を避けながら SAT は全天の約 10% を観測を、LAT は全天の約 40% を観測する計画である。なお、2027 年からは TES 検出器の数を倍増させて観測を行う計画である。

SPT/SPTpol/SPT-3G, & South Pole Observatory South Pole Telescope (SPT) (Benson et al., 2014) はこれまで、南極の Amundsen-Scott 基地に設置された口径 10 m の望遠鏡を使い、約 1 分角の高い角分解能で CMB の観測を行ってきた。SPT はこれまでに 3 世代に渡って TES 検出器レシーバーを更新・交換してきた。最初のレシーバーは SPT-SZ と呼ばれる偏光に感度のないレシーバー、2 台目は SPTPOL と呼ばれ偏光にも感度を持っていた。2017 年からは 3 台目の SPT-3G が稼働しており、最終的には合計で偏光に感度のある約 16,000 個の TES 検出器で 95, 150, 220 GHz 帯での観測を進めている。SPT collaboration は、同じく南極で CMB を観測している BICEP/Keck Array collaboration と共に、South Pole Observatory を組織し、今後協力を進める計画である。

CMB-S4 CMB-S4 (Abazajian et al., 2019) は米国 Department of Energy (DOE) と National Science Foundation (NSF) が支援をしている次世代地上 CMB 実験で、2027 年の観測開始を予定している。この分野における究極的な測定を目指しており、チリ・南極の両方に望遠鏡を設置する予定である。SO 同様に、大口径望遠鏡と小口径望遠鏡の両方を建設する予定である。

3.4.3 LST によるサーベイを通じた CMB サイエンスケース

次の 15 年程度における CMB 観測の主な目的は、大角度スケール観測によるインフレーション起源 B モードの観測と、小角度スケール観測によるさまざまな科学、例えば標準理論を越える物理の探査である。前者は主に小口径の望遠鏡が中心であり、後者は大口径の望遠鏡による。大口径とは言っても CMB 観測実験にとって大口径であり、LST の様な 50 m 級の望遠鏡ではない。そのような中、CCAT (Stacey et al., 2014) や CMB-HD (Sehgal et al., 2019) と言った計画が提案されており、LST による CMB 観測の可能性を探る上で重要な存在である。当初 CCAT は 20 m 以上の口径を持つ望遠鏡として提案されていたが、現在では CCAT-prime (CCAT-Prime collaboration et al., 2021) として建設が進められており、口径は 6 m である。これは SO LAT と同型であり、また CMB-HD はこの“LAT”を基にした計画である。CMB-HD では口径 6 m の LAT をスケールアップさせることで、30 m クラスの望遠鏡の実現を目指しており、2030 年頃半ばの建設・観測開始の計画である。

現在・近い将来の CMB 実験は、直線偏光に感度のある少なくとも数万個の TES 超伝導検出器を搭載している。検出器の数を増やすことで統計精度を改善することが可能であり、特にパワースペクトルを基にした測定の場合、検出器起源の統計ノイズは検出器数に「比例」して改善する。また、主に前景放射と CMB を分離するために、30 GHz から 300 GHz の範囲の複数の周波数帯を複数の検出器で観測する。観測天域は、主要な観測所が南半球であること、他の周波数でのサーベイ、例えば LSST 等とのオーバーラップを最大化する必要があること、大角度スケールの信号へのアクセス可能であること、そしてより広い空を測定しサンプルバリエーションを削減する必要があることを考慮し、1,000 deg² から 10,000 deg² を超える広い南天の空を観測するデザインとなっている⁴。

このような共通点のもと、大口径・高角度分解能 CMB 観測による科学目標としては、1) 小口径望遠鏡と連携したインフレーション起源 B モードの測定 (“delensing”), 2) 高頻度観測による Axion-like particle (ALP) への制限, 3) ダークエネルギー・相対論的粒子数への制限, 4) 宇宙論的複屈折効果の測定等が挙げられる。以下では、LST によるこれら CMB 科学の実現に向けた、具体的な可能性について議論する。

100 deg² 程度のノミナル・サーベイへの期待

既に述べたように現在・次世代の CMB 実験では広い天域の観測が必須である。なぜなら、大角度スケールを効率良く測定する必要があるため、またパワースペクトルに基づく科学の場合、より多くの独立なモードを測定することでサンプルバリエーションを削減する必要があるからである。そのため、100 deg²程度の“nominal”サーベイで可能なパワースペクトルを使った CMB サイエンスは限られる。一方で「狭い」天域を観測することで、空の一点一点における CMB の精密な測定を実現することができる。もしパワースペクトルではなく一点一点での CMB 観測で実

⁴インフレーション起源 B モードのように、信号の存在が確認されておらず「検出」だけをまず目指すのであれば「狭い領域を深く」観測するのがベストである。なぜならば誤差が $f_{\text{sky}}^{1/2}$ に比例するからである。ここで f_{sky} は観測する空の割合である。しかしながらあまり狭すぎると、そもそもインフレーション起源 B モードが現れる大角度スケールのモードを効率よく観測することができなくなってしまう。

現できる科学目標があれば、このノミナル・サーベイで実現できる可能性がある。このような観測が得意とするのが、次に示す “Axion-like particle” の探査である。

一般的に CMB 観測は、同じ天域を何度も何度も観測する事、例えば数時間から数ヶ月に渡り観測を行い統計を増やす。このような観測から、「(CMB の) 直線偏光の角度の時間変化」を測定することで、近年ダークマターの候補として注目されている “Axion-like particle” (ALP) に制限を与えることが可能である。具体的には ALP と photon とのカップリングの上限値 (95%の信頼度) は質量の関数として、

$$g_{a\gamma} \sim 4.0 \times 10^{-13} \text{ GeV}^{-1} \times \left(\frac{m_a}{10^{-21} \text{ eV}} \right) \times \left(\frac{\sigma_{\text{pol}}}{1.0 \mu\text{K-arcmin}} \right) \times \left(\frac{A_{\text{sky}}}{100 \text{ deg}^2} \right)^{-1/2} \times \left(\frac{Q_{\text{rms}}}{4 \mu\text{K}} \right)^{-1}, \quad (3.12)$$

と書ける (Sehgal et al., 2019). ここで m_a は ALP の質量, σ_{pol} は偏光でのマップの深さ, A_{sky} は観測天域の広さ, Q_{rms} は典型的な偏光の大きさである。これは現在の上限に比べて一桁程度厳しい制限である (Ade et al., 2022).

1,000 deg² 程度の “deep” サーベイへの期待

1,000 deg² 程度の “deep” サーベイは、インフレーション起源 B モードの観測に最適である。例えば、BICEP2/Keck array がこれまでに観測してきた天域の大きさに相当する⁵。また現行・次世代の実験では、これよりも大きい全天の数%から 10% 程度を目指している。大角度スケールで見られるインフレーション起源 B モードの観測は、主に小口径望遠鏡で行われる。一方でインフレーション起源 B モードにとって系統誤差となる、重力レンズ起源 B モードを取り除く必要がある (“delensing”)。そのためには sub-degree scales 以下の構造を精密に観測必要があり、次世代の実験は delensing 用の大口径望遠鏡を同時に運用する計画である、e.g. SO/CMB-S4 LAT and SAT. LST は CMB 望遠鏡を凌駕する空間分解能を持つことから、次世代小口径 CMB 実験が観測する天域を LST で観測することで優れた delensing の performance が期待できる。もし LST により重力レンズ起源信号を 90%除去することができれば、例えば CMB-S4 による大角度スケール観測と合わせることで、インフレーション起源 B モードの大きさを表す「テンソル・スカラー比: r 」の測定誤差を、 $\sigma(r) < 10^{-3}$ まで改善できると期待されている。これを実現するには、 $1\mu\text{K-arcmin}$ 程度のマップの深さを実現する必要がある。

3.4.4 より大規模なサーベイで可能な CMB サイエンスケース

LST の様な卓越した角度分解能をもつ望遠鏡によるサーベイを、 $1\mu\text{K-arcmin}$ を切る様なマップの深さで実現できれば、さまざまな科学成果が期待できる。例えば、標準理論を超える粒子の存在はニュートリノ有効世代数を変化させ音響ピークをシフトさせることから、LST によってスモールスケールの広い範囲まで偏光を含む CMB のパワースペクトルを観測することで、その制限を与えることが可能である ($\sigma(N_{\text{eff}}) = 0.01$)。CMB をバツ

⁵BICEP2/Keck array は field-of-view から大きいため、有効的な観測領域は 1,000 deg² より小さい。

クライトとして重力レンズ効果を精密に観測することで、射影された大規模構造を精密に観測することができる ($L \sim \mathcal{O}(10,000)$; $k \sim 10 h\text{Mpc}^{-1}$). Fuzzy dark matter や Warm dark matter の存在は、この構造に影響を与えるため、 $1\mu\text{K-arcmin}$ を切る様な精度が実現できれば、これらに統計的に有意な制限を与えることが可能になる。その他にも、他の観測と LST による精密な CMB の測定を合わせることで、ダークエネルギー、ニュートリノ総質量、原始磁場、等方・非等方宇宙論的複屈折などが検証可能である (Sehgal et al., 2019).

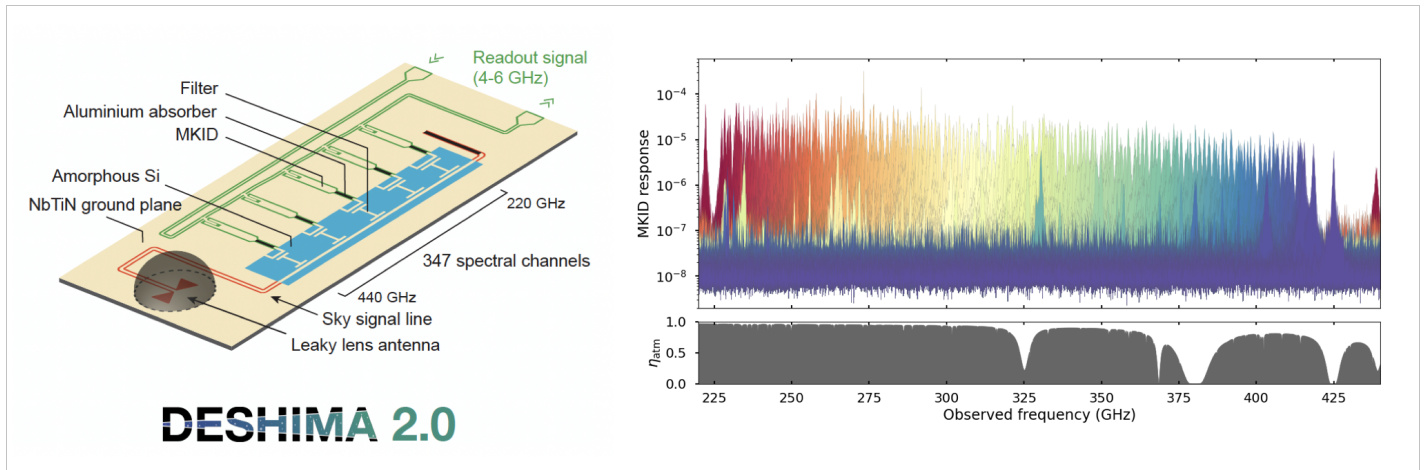


図 3.19: 左右図ともに (Taniguchi et al., 2021b) より転載。左: DESHIMA2.0 用 ISS の概要図。広帯域 Leaky-lens アンテナで受信した天体信号は低損失超伝導線路を介して、347 チャンネルのマイクロストリップ構造超伝導共振フィルターまで伝送される。それぞれのフィルターは MKID に接続されており、周波数毎に違う MKID で検出することができる。右上: DESHIMA2.0 用 ISS の実験室での性能測定結果。それぞれのフィルターにおける応答は異なる色で表されている。右下: DESHIMA2.0 用 ISS の周波数帯域における大気透過率。(PWV=1.0 mm, アンテナ仰角 60 度)。Reproduced with permission from SNCSC.

3.5 観測装置への要求

以上の科学成果を得るためには、広視野かつ広周波数帯域観測を同時に行うことのできる観測装置が必須となる。このような観測装置の候補の一つが、Integrated Superconducting Spectrometer (ISS) を用いた、いわゆる面分光装置、Integral Field Unit (IFU) である。ISS の例として、DESHIMA (Endo et al., 2019d,b) がある。DESHIMA は、マイクロストリップ構造のミリ波・サブミリ波広帯域超伝導フィルター (Pascual Laguna et al., 2021b) と Microwave Kinetic Inductance Detector (MKID; Day et al., 2003; Zmuidzinas, 2012) から成るコンパクトな広帯域分光器及び、Leaky-lens アンテナを用いた広帯域準光学系 (Dabironezare, 2020) を組み合わせた観測装置である (図 3.19)。図 3.19 右は、DESHIMA の実験室での性能測定結果である。227-415 GHz の帯域を約 350 チャンネル (周波数分解能 $F/\Delta F = 500$) で読み出しているが、特筆すべきは、MKID の周波数方向多重化により、約 1 オクターブの周波数帯域を同時に観測できる点にある。

現在の DESHIMA は空間 1 ピクセルであるが、これを望遠鏡焦点面に多数配置することによって、IFU を構成することが可能となる。最近新たに提案された、TIFUUN がまさにこのような装置である (図 3.20)。現行、MKID の読み出し数が IFU のサイズを制限している。すなわち、(空間ピクセル数 = 装置の視野) \times (周波数方向チャンネル数) = (読み出し MKID 数) となっており、ある帯域幅を細かい周波数分解能で観測したい場合には、その分空間ピクセル数を犠牲にする必要がある。図 3.21 にこの制限を示す。

DESHIMA では、周波数分解能 ($F/\Delta F$) 500 のフィルターデザインになっているが、これは科学目標によって最適化できる。スニヤエフ・ゼルドビッチ効果は、周波数依存性がゆるやかであるため、 $\Delta F = 10\text{-}20$ GHz の

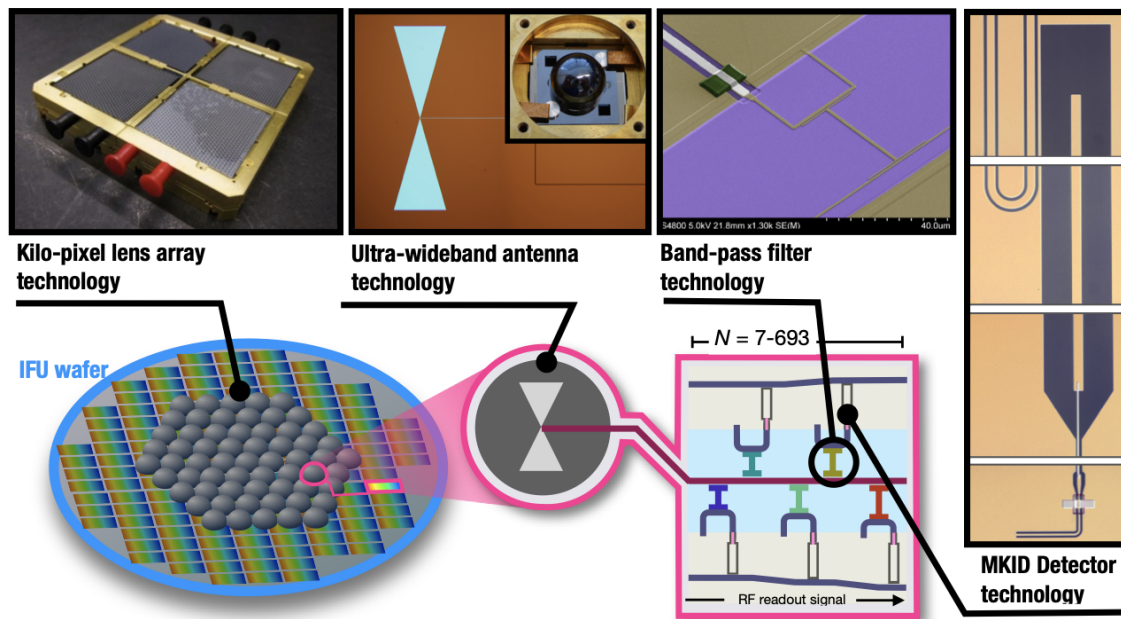


図 3.20: 新プロジェクト TIFUUN の概要図。AMKID や DESHIMA プロジェクトでこれまでに培われた技術を集約することにより、広視野、広帯域な IFU を実現する (<https://www.tudelft.nl/en/2022/eemcs/an-erc-for-a-3d-vision-on-the-universes-structure>)。Kilo-pixel lens array technology：センサー数 10,000 以上の広視野 MKID カメラの写真。Ultra-wideband antenna technology：広帯域 Leaky-lens アンテナの顕微鏡写真。Band-pass filter technology：マイクロストリップ構造のミリ波・サブミリ波広帯域超伝導フィルターの走査電子顕微鏡写真。MKID Detector technology：周波数方向多重化を可能とする MKID の顕微鏡写真。

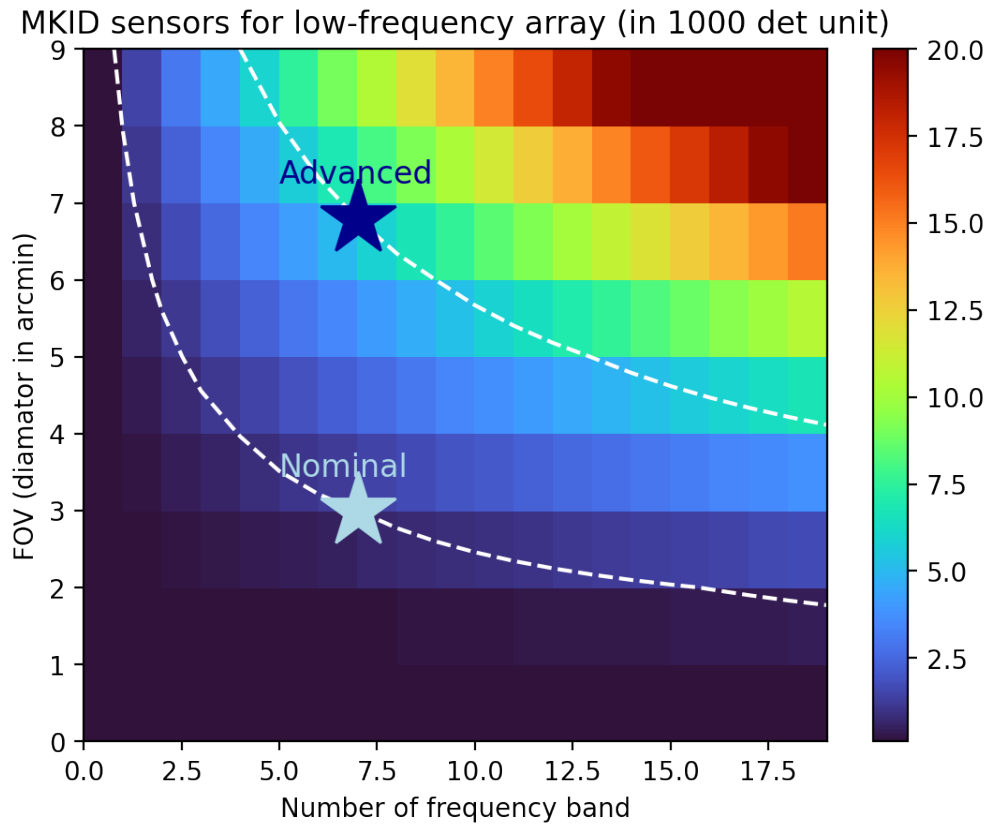


図 3.21: 低周波アレイにおける視野の大きさ（縦軸, FoV), 周波数方向チャンネル数（横軸, Number of Frequency band) の関係. 色が総センサー数を示している (1,000 単位). 白波線が, 3.2 の Nominal 構成, Advanced 構成の全素子数を固定した際に取り得るパラメータスペース.

分解能で十分であり, 周波数方向チャンネル数を少なくすることによって視野を確保する方向で検出器構成を決めるのが良い. スニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測における, 検出器構成を表 3.2 にまとめた. 現行の ISS は 1 オクターブの帯域が限界であるため, それ以上の帯域幅を得るために, 100-200 GHz (低周波側, Low F Band) 及び 200-400 GHz (高周波側, High F Band) の二種類の IFU を用意し, 全体として 100-400 GHz をカバーする. 望遠鏡からの信号は二種類の IFU に入る直前に wire grid 又は dichroic filter 等で分離し, それぞれの IFU で観測することを想定している. 400 GHz 以上の周波数を観測する場合には, 400-800 GHz に対応する IFU を用意する. この場合, Low F Band 又は High F Band の IFU と入れ替えて観測する, または, 現在開発中の 2 オクターブ対応 ISS を使用するといった選択肢がありえる.

表 3.2 の検出器構成を元に計算した感度を図 3.22, 3.23 に示す. 図 3.22 は, 100 arcmin^2 の領域を 8 時間観測した際に期待される 1σ 雑音レベルである. 100-350 GHz の帯域ほとんどで confusion limit ($\sim 50 \mu\text{Jy}$) 以下が達成できることがわかる. また, 図 3.23 は, 100 deg^2 の領域を 1,200 時間観測した際に期待される CMB に対する感度である (1σ). なお, 計算は, $\text{PWV} = 0.5 \text{ mm}$, LST の主鏡面精度 $\sigma = 45 \mu\text{m}$ の条件で行った. このとき, 検出器雑音は光子雑音が支配的となる. また, 検出器と冷却準光学系, 更には望遠鏡光学系の結合における

表 3.2: 要求される検出器性能まとめ. Nominal 構成では Low F Band, High F Band 共に IFU ウェハー (直径 6 インチ) 各 1 枚の計 2 枚で構成可能なセンサー数になっている. Advanced 構成では, Low F Band, High F Band 共に IFU ウェハー (直径 6 インチ) 各 5 枚の計 10 枚を想定している. Advanced 構成は, LST 初期に現実的に可能であろうセンサー読み出し最大数約 30,000 の制限を考慮した構成である.

		総センサー数	視野 [分角]	周波数バンド数
Nominal 構成	100-175	5,936	3.0	7
	200-355		2.9	7
Advanced 構成	100-175	29,680	6.8	7
	200-355		6.4	7

諸々の能率については, DESHIMA の広帯域準光学系における設計値 (Dabironezare, 2020) を使用した.

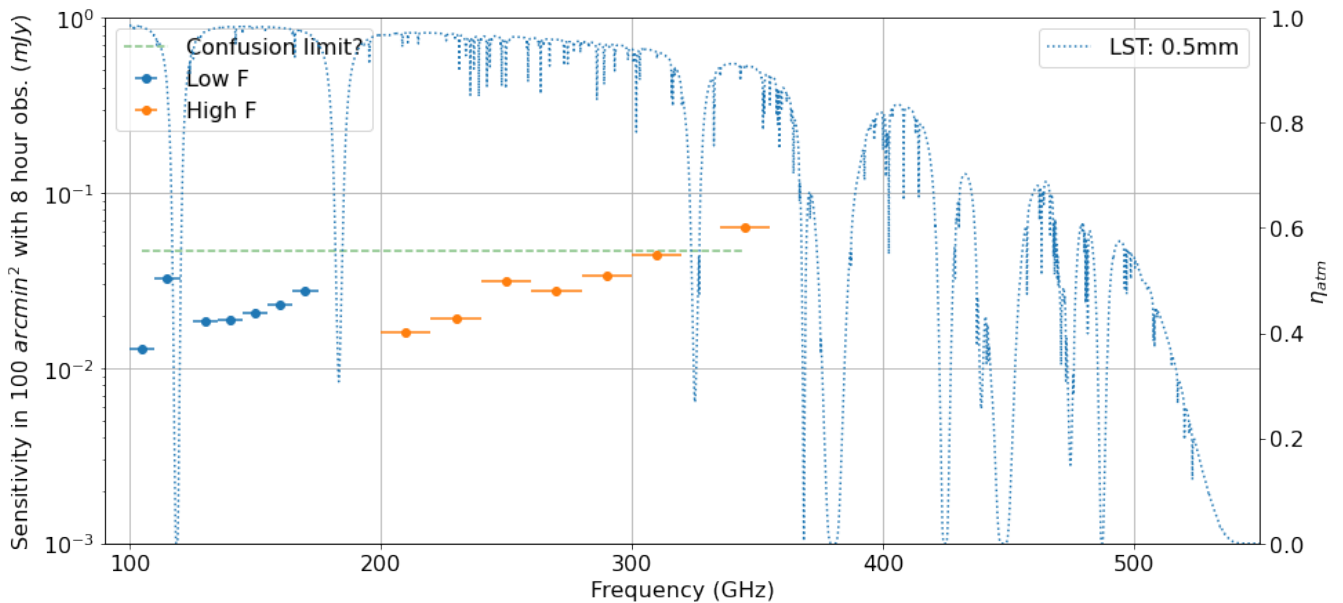


図 3.22: 表 3.2 の検出器構成 (Advanced 構成) を元に計算した感度. 100 arcmin^2 の領域を 8 時間観測した際に期待される 1σ 雑音レベル (縦軸, Sensitivity in 100 arcmin^2 with 8 hour obs.). 横軸は観測周波数 (Frequency). 青点, オレンジ点がそれぞれ Low F Band, High F Band に対応する. 緑点線は, LST における大体の confusion limit, 青点線は PWV=0.5 mm, 仰角 90 度における大気透過率をそれぞれ示している.

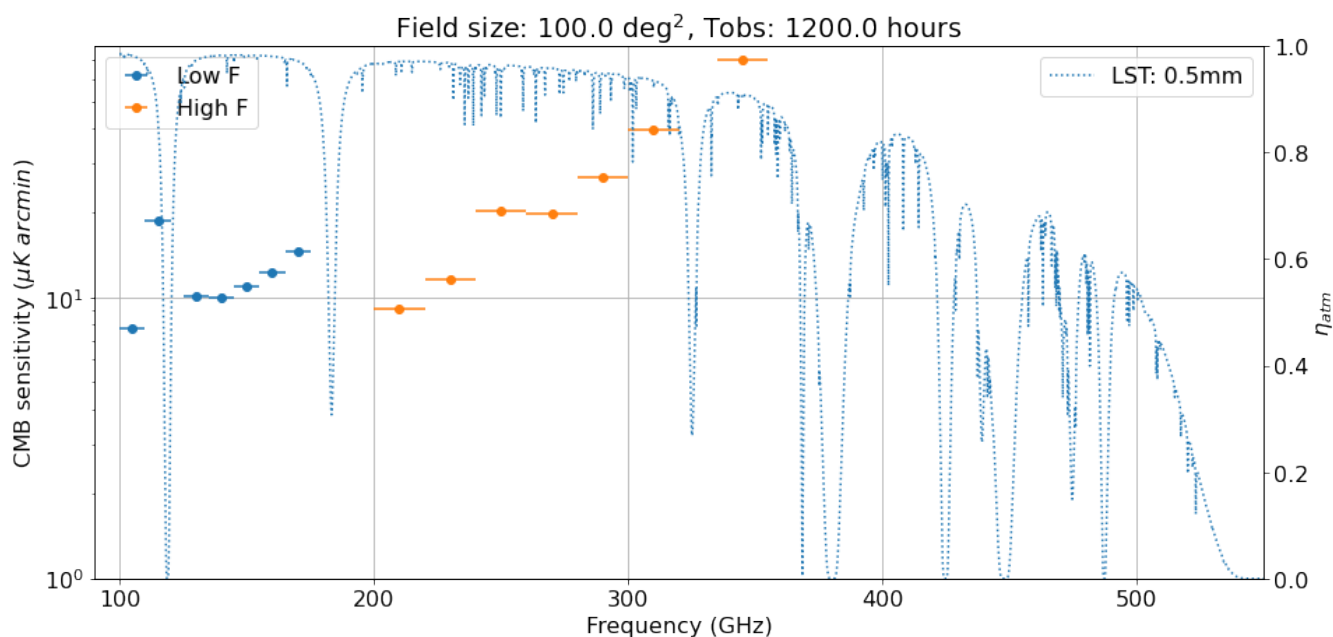













図 3.23: 表 3.2 の検出器構成 (Advanced 構成) を元に計算した T_{CMB} に対する感度. 100 deg^2 の領域を 1,200 時間観測した際に期待される 1σ 雑音レベル (縦軸, CMB sensitivity). 横軸は観測周波数 (Frequency). 青点, オレンジ点がそれぞれ Low F Band, High F Band に対応する. 青点線は PWV=0.5 mm, 仰角 90 度における大気透過率を示している.

3.6 執筆者一覧

- 赤松 弘規 , KEK/QUP, SRON
- 赤堀 卓也 , 国立天文台, 第 3.2 節
- 一戸 悠人 , 立教大学
- 大島 泰 , 国立天文台
- 岡部 信広 , 広島大学, 文章校正, 第 3.1, 3.2 および 3.3 節
- 唐津 謙一 , SRON, 第 3.5 節
- 北山 哲 , 東邦大学, 第 3.1.2, 3.1.3 および 3.2.4 節
- 白崎 正人 , 国立天文台, 統計数理研究所
- 茅根 裕司 , KEK/QUP, 第 3.4 節
- 宮武 広直 , 名古屋大学
- 谷村 英樹 , IPMU

3.7 謝辞

山形大学・滝沢元和教授に，外部査読者として有益なご指摘を多くいただきました。厚く御礼申し上げます。

第4章 超巨大ブラックホールと活動銀河中心核

4.1 この分野の現状と未解決問題の概要

銀河中心の超巨大ブラックホールから中小質量ブラックホールに至るまで、宇宙史の中で、また現在の宇宙においても、ブラックホールは銀河の進化や物質進化等様々な面で重要な役割を担っている。しなしながら、一方でその理解は未だ道半ばにある。

現在の宇宙において、銀河の楕円成分と中心の超大質量ブラックホールの間にはよい相関（ブラックホールの質量は楕円成分の質量のおよそ 1/1000）があることが知られている（マゴリアン関係）。この観測結果は銀河と中心のブラックホールがお互いに影響を及ぼしながら進化してきたことを示唆し、銀河と超巨大ブラックホールの共進化とも呼ばれている。しかしながら、いつどのようにこの関係が成立したのか、その起源についてはよくわかっていない。その理解を得るためにはより初期の宇宙において、形成途上の銀河やブラックホールの理解を深めることが欠かせない。一方で成長中の銀河や超巨大ブラックホールはしばしば多量のダストに埋もれてしまい、可視光や近赤外線では容易に見通すことができない。結果として、形成期の共進化について多くの謎が残されて現在に至っている。埋もれた活動銀河核、そしてその中で成長中の超巨大ブラックホールは初期宇宙においてどれだけ存在したのか。そしてどのように現在の共進化関係が成立するに至ったのか。ダストに埋もれたフェイズを含めた銀河と超巨大ブラックホールの歩んだ道のりの解明が待たれている。遠方宇宙においても、すばる望遠鏡を始めとした静止系紫外線のトレーサーに基づいたクエーサーの検出数は着実に増加を続けている。これら比較的ダスト減光の影響を受けにくい種族についても、その母銀河で進むダストの形成・進化はあまり調べられていない。さらには、活動銀河核の存在する（居住）環境も大きな興味を引いている。階層的構造形成モデルの中で、銀河の住む環境は銀河形成のみならず共進化する中心の巨大ブラックホールの成長にも大きな影響を与えうる。遠方宇宙において静止系紫外線に基づく探査では銀河密度との相関は必ずしも顕著ではないが、隠された AGN を見逃している可能性がある。そして宇宙全史に渡る形成過程を紐解くには、遠方宇宙で観測される活動銀河核と現在の宇宙に存在する静かな超巨大ブラックホールを紐づけることも必要である。AGN 光度関数の変遷を知ることがその端緒として期待される。





近傍宇宙においても新時代のミリ波サブミリ波観測は現在の理解を多く進展させることが期待される。活動銀河核の持つ幅広いエネルギー分布の中で、ミリ波は観測能力にもリミットされあまり観測が進んでいない。近年、短波長側の近赤外線と超波長側の電波の成分を外挿しても説明がつかないミリ波超過成分の存在が報告されており、ミ

ミリ波探査の重要性が指摘されている。また、減光に強い新たな無バイアス AGN 探査を実現するトレーサーとしての期待もかけられている。ミリ波の観測の遅れはブレーザーについても同様の状況にあり、数千のブレーザーが発見される一方でミリ波の SED の観測的理解が待たれている。ミリ波の観測に対して特に期待されることの一つがシンクロトロン自己吸収が効き始める境目の周波数の決定、そして放射領域のサイズや磁場の理解である。この点は AGN 研究だけでなく、X 線ブラックホール連星研究においてもやはり期待が大きい。近傍にあり、またサイズが小さく変動が大きい X 線ブラックホール連星はブラックホールに付随する降着流、噴出流を理解する AGN とは別のパスとなりうる。

近傍においてブラックホール研究に対するミリ波サブミリ波の期待は、それだけに止まらない。ブラックホールの直接撮像によるブラックホール研究の扉を開いた Event Horizon Telescope (EHT) はアレイ拡張、広帯域化、多波長同時受信など大幅なアップグレードを取り入れた次世代の ngEHT 計画に向けて動き出している。また、中間質量ブラックホールの決定的証拠はいまだ得られていないが、天の川銀河中心の Central Molecular Zone (CMZ) には高速度コンパクト雲の存在が明らかになっており、有力な候補となっている。銀河の衝突・合体の中で反跳によって生み出されることが提案されている浮遊ブラックホールの探査も今後の具現化が待たれている。

それぞれの具体的な期待されるサイエンスケースについて以下詳しく紹介する。

表 4.1: 班員構成, 担当

氏名	所属	主な担当節
泉 拓磨 	国立天文台/東京都立大学	第 4.2.1 節
鳥羽 儀樹 	国立天文台	第 4.2.2 節
久保 真理子	東北大学	第 4.2.3 節
道山 知成 	周南公立大学	第 4.2.4 および 4.3.8 節
稲吉 恒平	北京大学	第 4.2.4 および 4.3.8 節
川室 太希 	理化学研究所	第 4.3.1, 4.3.2 および 4.3.3 節
井上 芳幸 	大阪大学	第 4.3.4 節
志達 めぐみ 	愛媛大学	第 4.3.5 節
秋山 和徳 	マサチューセッツ工科大学	第 4.3.6 節
森山 小太郎 	ゲーテ大学フランクフルト	第 4.3.6 節
秦 和弘 	国立天文台	第 4.3.6 節
小山 翔子 	新潟大学	第 4.3.6 節
竹川 俊也 	神奈川大学	第 4.3.7 節
川口 俊宏	尾道市立大学	第 4.3.8 節
梅畑 豪紀 	名古屋大学/カリフォルニア工科大学	第 4.1 および 4.4 節

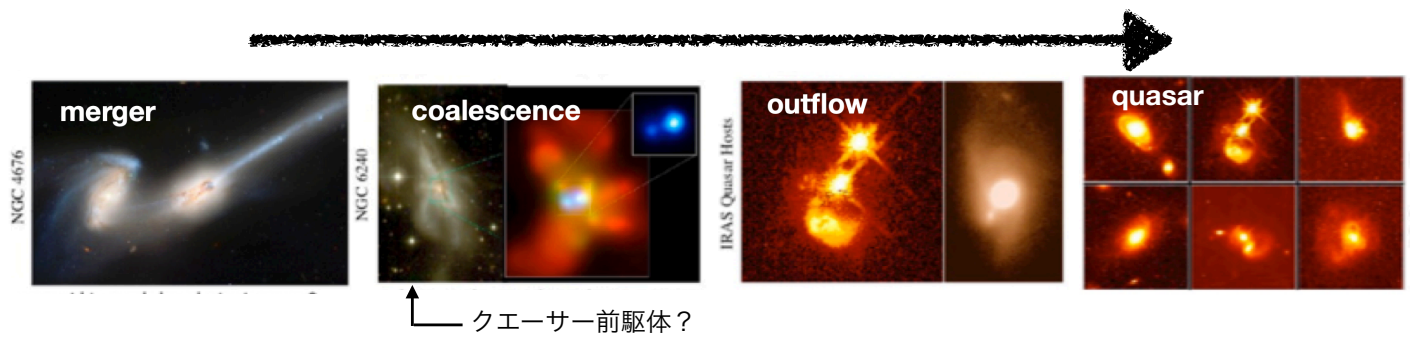


図 4.1: 天体進化の一例. 銀河合体で駆動される爆発的星形成とクエーサーを時系列で示している. Hopkins et al. (2008) の図 1 を改変. ©AAS. Reproduced with permission.

4.2 超巨大ブラックホールと銀河の共進化

4.2.1 宇宙再電離期におけるクエーサー前駆体の探査

現在の宇宙で観測される銀河とブラックホールの共進化関係 (バルジ質量と SMBH 質量の強い相関; Kormendy & Ho, 2013) を説明する標準的な理論の一つに, 銀河合体が駆動する天体進化が挙げられる (e.g., Di Matteo et al., 2005; Hopkins et al., 2006, 2008). この説 (図 4.1) では, 星間物質に富む銀河同士が合体することで爆発的星形成と中心ブラックホールへの活発な質量降着が促進され, その結果発現する活動銀河中心核 (active galactic nucleus = AGN; 特に高光度のものをクエーサーと呼ぶ) からのフィードバック (Fabian, 2012; King & Pounds, 2015) により星間物質が吹き飛ばされることで銀河は活動性を失う. このようなサイクルが宇宙史において繰り返された結果, $z = 0$ での共進化関係が出来上がると予想されている. この説, ひいては天体進化を预言する理論モデル全般を検証する有効な手段の一つが, 遠方 = 初期宇宙における銀河・SMBHの様子を詳細に観測し, 初期宇宙での「始原的共進化」を明らかにすることである (Inayoshi et al., 2020; Habouzit et al., 2022).

現在, 特に $z > 6$ (宇宙年齢は 10 億歳以下) の初期宇宙における超巨大ブラックホール探査は静止系紫外線 (地球では赤方偏移して可視光線) 帯でのサーベイ観測を起点としている (Inayoshi et al., 2020). たとえば Sloan Digital Sky Survey (SDSS) は多数の高光度クエーサーを発見し, それらが質量 $M_{\text{BH}} \gtrsim 10^9 M_{\odot}$ に達する SMBH であることを明らかにした (e.g., Fan et al., 2003; Jiang et al., 2016; Shen et al., 2019). ただしこれらはサーベイ感度の問題から全天で最も明るい部類のクエーサーである点に注意が必要である. そうした「選択バイアス」を大幅に低減したのが, すばる望遠鏡の Hyper Suprime-Cam (HSC) による広域サーベイ観測であり, 従来の SDSS 級天体に比べて 1 桁程度暗い「低光度クエーサー」が $z > 6$ で多数 (2022 年現在 200 個以上) 発見されている (e.g., Matsuoka et al., 2016, 2018a,b). 値に幅があるものの, クエーサーは Eddington 限界に近い光度で輝いているものが多いため (Onoue et al., 2019), こうした低光度クエーサーを研究することは, すなわちより「低質量」のブラックホールを研究することに相当し, 当時の宇宙のより一般的な「始原的共進化」の描像を提供するはずである (Habouzit

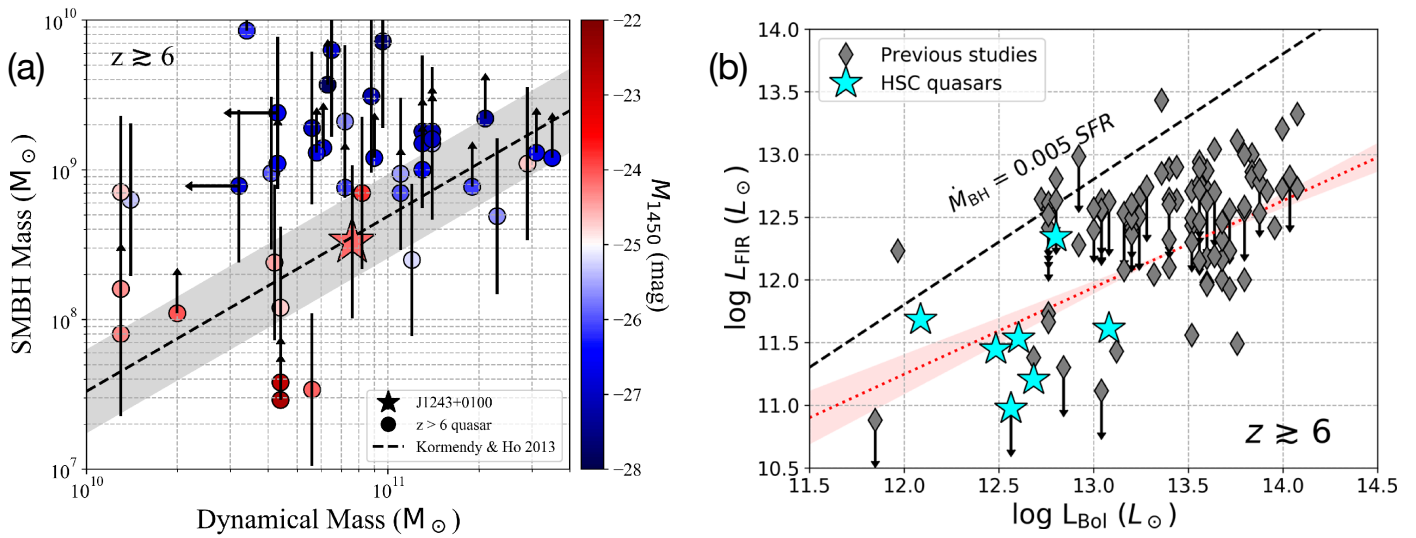


図 4.2: (a) $z > 6$ のクエーサーにおける始原的共進化関係 (Izumi et al., 2021). 観測バイアスを低減した低光度天体には、 $z = 0$ の関係 (斜め黒線) と整合するブラックホール vs 銀河質量 (ただし ALMA を用いたガス観測から力学的に導出) 比を示す天体が多い. (b) $z > 6$ クエーサーにおけるクエーサー全光度 (SMBH 降着率の指標) vs FIR 光度 (星形成率の指標) の関係 (Izumi et al., 2019). $z = 0$ の共進化関係を時間微分した斜め黒線に対してクエーサー光度が卓越することがわかる. ©AAS. Reproduced with permission.

et al., 2022). 2022 年現在では ALMA 望遠鏡を用いた低光度クエーサー母銀河の観測が進行中で、[C II] $158\mu\text{m}$ 輝線観測から求めた力学質量を銀河の星質量の代替として用いると、驚くべきことに $z \sim 6-7$ 時点で近傍宇宙と同等の共進化関係が発現しつつあることが示唆されている (図 4.2a; Izumi et al., 2019, 2021). これは近年の流体計算に基づく銀河・SMBH 進化モデルの予測とも整合する結果である (Marshall et al., 2020). また、共進化の鍵の一つとされる大規模なクエーサー駆動型のアウトフロー (フィードバック) も実際に観測され始めている (Izumi et al., 2021). ところが、クエーサー光度を SMBH 質量の微分量、ALMA で得た母銀河の連続波光度を星質量の微分量 (星形成率) とみなすと、これらの低光度クエーサーは近傍共進化関係の微分形 (synchronized evolution; lock-step evolution) に対して、明らかに SMBH 成長優勢であることも分かった (図 4.2b; Izumi et al., 2019).

上記の (i) $z \sim 6-7$ で共進化関係が発現しつつあること、(ii) $z \sim 6-7$ クエーサーは SMBH 成長優勢であること、を合わせると、 $z \sim 6-7$ よりもさらに初期の宇宙において、(SMBH 成長に対して) 「星形成活動優勢」であった進化段階が存在すると予想される. この種の天体は爆発的な星形成活動を維持するために大量の星間物質を伴うはずで (銀河合体や cold flow で供給される)、しかるにその中心ブラックホールも星間物質に埋もれていると考えられる. 実際、近年の流体計算モデル (Ni et al., 2020) や X 線観測 (Gilli et al., 2022) からは、初期宇宙の SMBH の大半は「埋もれた天体」であることが予想されている. こうした埋もれた天体、すなわち「クエーサー前駆体」は、静止系紫外線・可視光線の観測では発見することが困難であるため、LST が観測するサブミリ波のような長波長帯での観測が重要な研究手段となる. 以下、こうしたクエーサー前駆体を発見し、その性質を探求するにあたっての LST への期待をまとめる. なお、本項目で議論するクエーサー前駆体は、いわゆるレッドクエーサーのようなダス

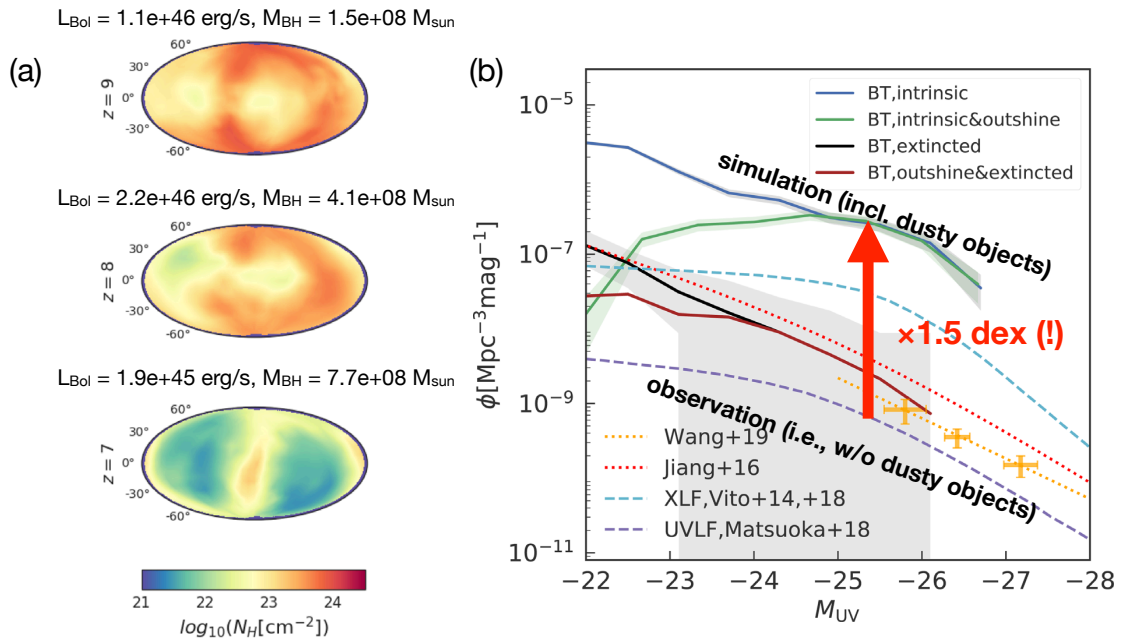


図 4.3: (a) BLUETIDES シミュレーションによる、とあるクエーサーから見た周囲の物質の柱密度の時間進化. クエーサーを中心としてエイトフ図法で投影して表現している. $z \gtrsim 7-8$ の高赤方偏移では中心核が $N_H \gtrsim 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ の星間物質に埋もれていることが予想されている. (b) BLUETIDES シミュレーションで予想された $z \sim 6-7$ のダスト減光された天体も含む intrinsic なクエーサー光度関数 (実線) と、可視光線 (静止系紫外線) で観測された $z \sim 6$ の光度関数 (点数). (a)(b) ともに Ni et al. (2020) の図を改変.

ト減光を受けつつも中心核放射が可視光線で検出できるタイプではなく、中心核がほぼ全立体角にわたって星間物質に覆われている天体 (Hickox & Alexander, 2018) を想定する.

クエーサー前駆体「候補」の発見: $z \gtrsim 6-7$ のクエーサー進化に関する最新の宇宙論的流体シミュレーションの一つである BLUETIDES (Feng et al., 2016; Di Matteo et al., 2017) によると、埋もれた AGN は静止系紫外線 ($z > 6$ においては現在のすばる望遠鏡 HSC での観測波長に相当) で同定可能な天体の 10 倍以上も存在することが予想されている (図 4.3; Ni et al., 2020). ここで、すばる HSC によるクエーサー探査 ($L_{\text{Bol}} > 10^{12} L_{\odot}$ に感度を持つ) に基づくと、実際に観測された天球面上でのクエーサー個数密度は $\sim 0.1 \text{ deg}^{-2}$ である. よって、Ni et al. (2020) の計算を用いると、埋もれた AGN の個数密度は $\sim 1 \text{ deg}^{-2}$ と期待される. こうした、依然として珍しい天体の統計研究を可能にするには、100 個オーダーの天体数が望ましいだろう. よって、クエーサー前駆体探査に要請されるサーベイ面積は $\sim 100 \text{ deg}^2$ 程度となる. この前駆体は爆発的星形成銀河であることが強く期待されるため、その星形成率も $\gtrsim 100 - 1000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ になるはずだ (事実、SDSS 級クエーサーで観測されている星形成率がこの程度, e.g., Wang et al., 2013; Venemans et al., 2018). 一例として、この星形成率に基づく波長 1.2 mm, $850 \mu\text{m}$ での 5σ 検出感度は表 4.2 にまとめた. コンフュージョン限界を考慮しても、LST の連続波感度で十分に検出可能な値となっている. よって、クエーサー前駆体の「候補」である爆発的星形成銀河の検出自体は全く問題なく推進できる.

輝線観測を通じた熱源診断: サブミリ波広域連続波サーベイ等を通じて発見した遠方宇宙の爆発的星形成銀河中で

表 4.2: クエーサー前駆体の探査で要請する観測能力

項目	要請・期待する量	仮定・コメント
サーベイ面積	$\sim 100 \text{ deg}^2$	流体計算の予測 ^a に基づく
1.2 mm 連続波強度	2.1 mJy	SFR = $500 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (以下同), ダスト温度 40 K
850 μm 連続波強度	3.6 mJy	SFR = $500 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (以下同), ダスト温度 40 K
[CII]158 μm 輝線放射	6.7 Jy km s ⁻¹	$L_{[\text{CII}]}$ -SFR のスケーリング ^b を利用
CO($J = 7 - 6$) 輝線放射	0.64 Jy km s ⁻¹	SFE = 10^{-8} yr^{-1} , 銀河系 α_{CO} ^c , Mrk 231 の強度比を仮定
CO($J = 12 - 11$) 輝線放射	0.51 Jy km s ⁻¹	SFE = 10^{-8} yr^{-1} , 銀河系 α_{CO} , Mrk 231 の強度比 ^d を仮定
CO($J = 18 - 17$) 輝線放射	0.29 Jy km s ⁻¹	SFE = 10^{-8} yr^{-1} , 銀河系 α_{CO} , Mrk 231 の強度比を仮定

^aNi et al. (2020)^bDe Looze et al. (2011)^c $4.3 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2)^{-1}$ (Bolatto et al., 2013a)^dMashian et al. (2015)

大量の星間物質に埋もれている AGN を発掘するのが次のステップである. すなわち, (i) 遠方天体の赤方偏移を確定し, (ii) その熱源診断を行なうことが目標となる. この (i)(ii) を同時に解決する有力手段の一つは CO 分子の多遷移輝線 (注: 銀河進化セクションの Table 参照) を観測することである. たとえばすでに ASTE 望遠鏡で技術実証がされている DESHIMA 分光器 (Endo et al., 2019a) は 1 オクターブにもおよぶ広帯域分光が可能であり, 複数の CO 輝線を同時観測することが可能である (なお, LST では DESHIMA をスケールアップした KATANA や, 多天体分光機能を拡充させた MOSAIC が活躍する予定である). 複数輝線が検出されれば, 赤方偏移を確定させることができる. また, CO 輝線の spectral line energy distribution (SLED) は, その環境の主たる熱源に応じて変化することが知られている. たとえば, AGN が主たる熱源で, その X 線放射により系の物理・化学状態が決まる X-ray Dominated Region (XDR) が形成されている場合, CO-SLED は回転量子数 $J_{\text{up}} > 10$ 程度でフラットになる (e.g., Mashian et al., 2015; Saito et al., 2017b; Vallini et al., 2019). これを念頭に, サブミリ波帯で観測される $z = 7$ 天体の CO 輝線とその予想フラックスの例を表 4.2 に示した. なお, $z \gtrsim 6 - 7$ の初期宇宙の場合, LST の主要な観測周波数帯 (70–420 GHz) では $J_{\text{up}} = 6$ から $J_{\text{up}} = 30$ 程度までの CO 輝線がカバー可能である (銀河形成の図参照). よって, たとえば $J_{\text{up}} > 10$ の輝線強度を CO(6–5) 強度で規格化することで, XDR の有無を検証できるだろう. 検出感度の観点では, HyLIRG ($L_{\text{IR}} > 10^{13} L_{\odot}$) 級の天体であれば現在計画されている LST の分光感度で検出可能である. 一方, ULIRG 級 ($L_{\text{IR}} > 10^{12} L_{\odot}$) 天体の場合は LST の感度では輝線検出が難しい. ただし, LST による全フラックスが検出可能な HyLIRG 級天体であっても, XDR は本質的には空間的にコンパクトな領域であることが期待される. よって, ここで述べたような輝線比を用いた熱源診断は ALMA や ngVLA のような干渉計を利用することが望ましいだろう. この意味において, LST は各 CO 遷移の全フラックスを提供しつつ, 干渉計観測との高いシナジーを発揮できると言える.

また, CO 以外にも近年では炭素原子 [C I] 輝線を用いた熱源診断の可能性も提案されている (Izumi et al., 2020). これは, AGN 周囲に発達する XDR では, CO 分子が解離されて C 原子やイオンに変換される傾向にあることを利

用している。XDR のコンパクトさを考慮すると、この場合も、LST では [C I] 3P_1 - 3P_0 , 3P_2 - 3P_1 遷移, 各 CO 遷移の全フラックスを測定し, ALMA や ngVLA で銀河中心部を空間分解して強度比を調べる, といったシナジーが期待される。なお, この手法で重要なのは, 観測する [C I] の遷移と同程度の臨界密度の CO 輝線を用いて輝線強度比を測定することだろう (臨界密度の全く異なる遷移は空間的に全く異なる場所を見ている可能性が高いため)。よって, [C I] と low- J CO 輝線を組み合わせて観測することが期待され, たとえば CO(3-2) 観測の場合だと $z \lesssim 3.5$ 程度の天体を狙うことに相当する。一例として, 表 4.3 に, $z = 2$ で $\text{SFR} = 500 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ 程度の天体について期待される [C I] 3P_1 - 3P_0 と CO(3-2) の輝線強度を記した。

さらに, XDR 説に則れば, high- J CO 輝線や [C I] 輝線は AGN の周囲から強く放射されていると期待できるため, ALMA 等を用いた高解像度・高感度観測でガスの運動を測定することで, 力学的にブラックホール質量を導出することもできるはずである。実際, 近傍銀河 NGC 7469 では, [C I] 3P_1 - 3P_0 輝線で得た速度場を解析することで, 光赤外の reverberation mapping 法と整合するブラックホール質量を得ることに成功している (Nguyen et al., 2021)。

表 4.3: $z = 2$ での C/CO 輝線強度比を用いた診断に関連する観測量の予想

輝線	静止周波数	予想強度	仮定・コメント
[C I](1-0)	492.161 GHz	1.0 Jy km s $^{-1}$	SFR = 500 $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ と NGC 7469 の強度比を仮定 ^a
CO(3-2)	345.796 GHz	1.0 Jy km s $^{-1}$	SFR = 500 $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ と NGC 7469 の強度比を仮定

^aIzumi et al. (2020); kpc スケールでの測定。銀河系の α_{CO} を仮定してガス質量は推定した。

将来の衛星観測とのシナジー：AGN の存在を確定させる最も信頼性の高い方法の一つは, AGN から生じる硬 X 線放射の直接検出だろう。よって, これまで述べたサブミリ波帯での研究手法で構築したクエーサー前駆体サンプルを, 高感度 X 線衛星でフォローアップ観測して埋もれた AGN の存在を確定させることも重要な研究となる。LST の活躍が期待される 2030 年代以降では, Athena 衛星 (ESA; L-class ミッション), Lynx 衛星 (米国で構想中), FORCE 衛星 (日本で構想中) 等が活躍する可能性があり, LST との強力なシナジーを打ち出すべきだと考える。単に LST で検出した天体をフォローアップするだけでなく, たとえば Athena 衛星の Wide Field Imager (WFI) の広域探査能力を活かして, “Athena \times LST” なディープフィールドを構築することも, 埋もれた AGN・クエーサー前駆体を発掘する観点で魅力的なサイエンスだろう。

また, 赤外線帯の連続波データを加えて埋もれた AGN 候補天体を絞り込むことも有力なサイエンスケースとなりうる。図 4.5 に示すように, AGN はその周囲のダストを高温まで加熱し, 顕著な中間赤外線連続波を放つことが知られている。よって, 主に星形成活動由来である静止形遠赤外線放射を LST で検出しつつ, それと同等の明るさの静止形中間赤外線放射の有無を調べるのが強力な手段となる。ここで, 静止形 10 μm 程度の高温ダスト放射は $z \sim 6 - 7$ 天体の場合は $\sim 70 - 80 \mu\text{m}$ の遠赤外線帯に赤方偏移する。たとえば, 2030 年代半ばの打ち上げを目指して検討が進む Origins 宇宙望遠鏡の観測波長は 3 - 600 μm である。現在のファクトシート¹によると, $\sim 100 \mu\text{m}$ で

¹<https://origins.ipac.caltech.edu/download/MediaFile/152/original>

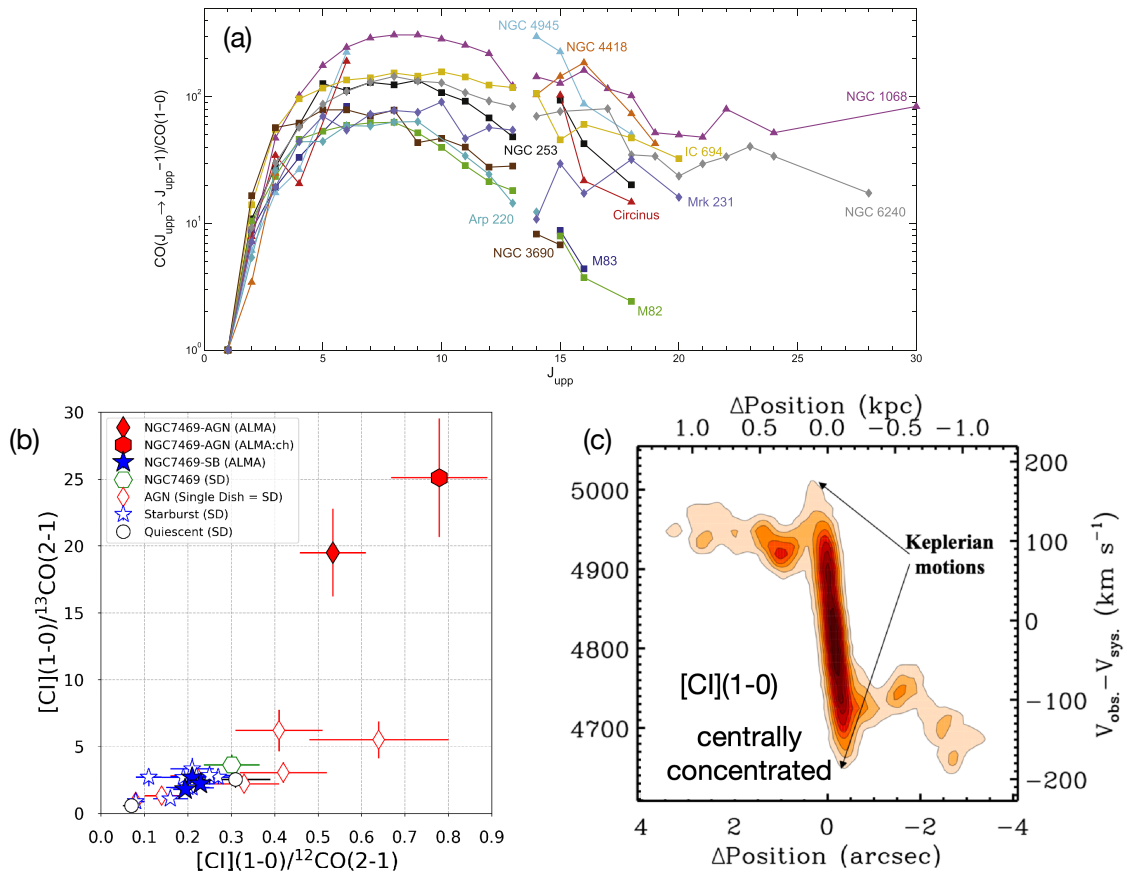


図 4.4: (a) 近傍銀河で観測された CO Spectral Line Energy Distribution (CO-SLED) の例 (Mashian et al., 2015). NGC 1068 や NGC 6240 や Mrk 231 といった AGN 天体は, M82 や M83 といった星形成銀河に比べてより高い回転準位までよく励起されていることが見て取れる. (b) $[C\text{ I}]/CO$ 強度比 (輝度温度単位) を用いた AGN vs 星形成の熱源診断図 (Izumi et al., 2020). 赤が AGN, 青が星形成銀河, 黒は静的な銀河を示す (塗りつぶしは干渉計観測, それ以外は単一鏡観測に基づき測定). 干渉計で AGN 周辺を選択的に観測すると, 著しく高い強度比が確認され, これを逆手に使った AGN の発掘も可能だと期待できる. (c) 近傍銀河 NGC 7469 における $[C\text{ I}] ^3P_1 - ^3P_0$ 輝線観測で得た位置-速度図 (Nguyen et al., 2021). XDR の効果で AGN 周辺に $[C\text{ I}]$ 放射が集中しているため, ブラックホール重力に起因するケプラー回転の検出をしやすい. ©AAS. Reproduced with permission.

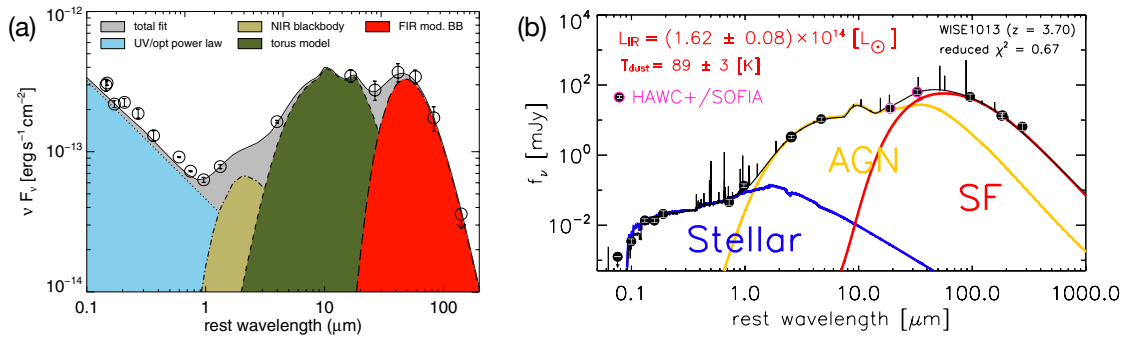


図 4.5: (a) $z = 5.03$ のクエーサー J1204-0021 の SED とその成分分離の例 (Leipski et al., 2014). 星形成活動が担う遠赤外線放射に加えて, AGN トーラスに起因する明るい中間赤外線放射が確認できる. 埋もれた AGN の場合は, こうした長波長放射は検出できる一方で, 紫外線から可視光線の短波長放射は見えなくなると期待される. (b) $z = 3.7$ の超高光度赤外線銀河 WISE J1013+6112 の SED とその成分分離 (Toba et al., 2020). ダスト減光により短波長放射は弱い一方で, 赤外線放射は非常に明るく, AGN 由来と星形成由来の 2 つの成分が確認できる. ©AAS. Reproduced with permission.

はおよそ 10 時間ほどで, 1 deg^2 の広域にわたり $5\sigma = 10^{-19} \text{ W/m}^2$ の高感度を達成できる ($R = 300$ のグレーティング分光モードの場合). よって, LST と Origins の共同観測領域を作ることで, 連続波 SED に基づいた埋もれた AGN 候補の探査が大幅に進むと期待できる.

4.2.2 銀河形成期における AGN 母銀河のダスト

宇宙に存在するダスト (固体微粒子) は, 星や銀河の形成・進化の理解に欠かすことのできない構成要素である. 活動銀河核 (AGN) にとってもダストは極めて重要であり, 中心核に普遍的に存在する超巨大ブラックホール (Supermassive black hole, SMBH) への質量供給源となり得ることから, 特に初期宇宙における SMBH 成長にとって重要な役割を果たしてきたと考えられている (e.g., Ishibashi 2021; Park et al. 2022). また, AGN を宿す銀河 (母銀河) に付随するダストは母銀河の星形成史 (化学進化史) をコントロールする重要要素の 1 つであり, 銀河と SMBH の共進化の理解に欠かせない (第 2.1.3 節も参照のこと). ここでは LST の多色連続波カメラを想定し, LST 稼働開始までに見つかる期待される赤方偏移 $z > 7$ にある AGN のミリ波・サブミリ波のフォローアップ観測について記述する.

すばる望遠鏡の主焦点カメラ Hyper Suprime-Cam (HSC: Miyazaki et al. 2018c) による戦略的観測データ (HSC-SSP: Aihara et al. 2018b) を用いた AGN 探査 (e.g., Matsuoka et al. 2016) をはじめ近年の可視光・赤外線域における大規模探査の成功により, 赤方偏移 (z) が 6 を超えるような AGN (主にクエーサーと呼ばれる AGN の中でも明るい種族) も既に 200 個以上見つかった (Inayoshi et al. 2020, and references therein). 地上 8-10m 級望遠鏡による近赤外線追観測や, サイエンス観測を開始した James Webb Space Telescope (JWST) の活躍により, 遠方宇宙における SMBH の性質 (BH 質量やエディントン比) や母銀河の星質量, そして銀河と SMBH の共進化の理

解は飛躍的に進むと期待できる (e.g., [Ding et al. 2022](#); [Habouzit et al. 2022](#)) (Section 4.2.1 も参照のこと).

一方で, 遠方宇宙 ($z > 5$) における AGN 母銀河に付随するダストの温度, 質量, 組成については, ハーシェル宇宙望遠鏡やアルマ望遠鏡の登場により一部の天体については理解が進みつつある²が (e.g., [Venemans et al. 2018](#)), 観測装置の感度不足や, ダスト温度 (T_{dust}) と質量, 放射率 (β) の縮退のため (後述) AGN 種族全体の理解には至っていない. 例えば, [Leipski et al. \(2014\)](#) では, SDSS で発見された明るいクエーサー 69 個に対し, ハーシェルによる系統的な遠赤外線追観測を実施した. しかし, 分光測光撮像装置 (SPIRE: 観測波長 = 194–672 μm) で受かった天体は 17% (12/69) ($z > 6$ で受かった天体はわずか 3 天体) に留まり, SED 解析によりダスト温度が求まった天体はわずか 8% (6/69) ($z > 6$ では 1 天体のみ) であった. また多くの場合, ダスト放射 SED を抑えるための十分な撮像データ点がなく (1-2 データ点ほど), ダスト質量を算出するために, ダスト温度や放射率を仮定するケース (e.g., $T_{\text{dust}} = 47 \text{ K}$, $\beta = 1.6$) が多い. しかし, 近年の多色撮像データ観測により, ダスト温度には大きな分散がある可能性も明らかになりつつあり (e.g., [Li et al. 2020](#)), ダストの性質を赤方偏移の関数として正しく理解する弊害となっている. この問題を解決するために, 高感度および多色のミリ波・サブミリ波観測が必須である.

LST 多色撮像カメラを用いた遠方宇宙における AGN 母銀河に付随するダスト放射の検出可能性を調べるためにまず, [Leipski et al. \(2014\)](#) で報告された 69 個のクエーサー ($5.0 < z < 6.4$) に対して z -band から 1.2 mm までの計 17 個 (上限値のみのデータも含む) の撮像データを用いた SED フィッティングを実施した. 次に, 得られた best-fit SED を 静止系波長で波長ビンごとに中央値を計算することで SED テンプレートを作成した. 作成した SED template に基づくダスト放射検出の検討結果を図 4.6 に示す. Negative k-correction の恩恵で, SDSS で見つかるような明るいクエーサー ($M_{1450} \sim -26.5$, $J_{\text{AB}} \sim 20.0$: 図 4.6 実線) は 14 色同時撮像カメラを用いれば赤方偏移によらず十分に検出可能なことが分かる. 仮に SDSS よりも 10 倍程度暗いクエーサー ($M_{1450} \sim -24.0$, $J_{\text{AB}} \sim 22.5$: 図 4.6 波線) だとしても LST で検出できる可能性が高い. 特に高赤方偏移 ($z > 6$) の天体であれば, そのダスト放射のピーク付近に LST で観測可能な周波数帯が重なるため, 親和性が高い. LST 多色撮像カメラは, 150–650 GHz (0.46–2.0 mm) の周波数帯をカバーできる見込みであり, これが実現すれば上記のサイエンスは実現可能である. Euclid 衛星が狙う $z > 7$ のクエーサー ($J_{\text{AB}} < 24$) の個数密度はおおよそ $0.01\text{--}0.1 \text{ deg}^{-2}$, Roman Space Telescope が狙うより暗いクエーサー ($J_{\text{AB}} < 26.5$) の個数密度は $0.1\text{--}1.0 \text{ deg}^{-2}$ と期待されている (e.g., [Euclid Collaboration et al. 2019](#)). さらに, 現在では初期宇宙における dusty クエーサー (2 型 AGN) はその候補の報告に留まっているが (e.g., [Vito et al. 2019](#); [Onoue et al. 2021](#)), 次世代大型 X 線天文台 Athena ([Barcons et al., 2017](#)) などの活躍によりこの時代には多数発見されているかもしれない (see e.g., [Barchiesi et al. 2021](#)). また, LST 自身も宇宙初期の埋もれた AGN を発見できる可能性を秘めている (Section 4.2.1 参照). 従って, LST は 2020-30 年代に可視光・近赤外域の観測から大量 (数百から数万) に発見されると期待される $z > 7$ のあらゆる

²AGN からの赤外線放射源は主に SMBH を取り巻くダストトラスと AGN 母銀河に付随するダストがある. ダストトラスは静止系近・中間赤外線で輝く一方で, AGN 母銀河に付随するダストは主に静止系遠赤外線域に SED のピークがあらわれる. LST のデータを併用した SED 解析を行うことで, 母銀河に付随するダストからの放射のみを取り出し (SED decomposition) その性質に迫ることができる.

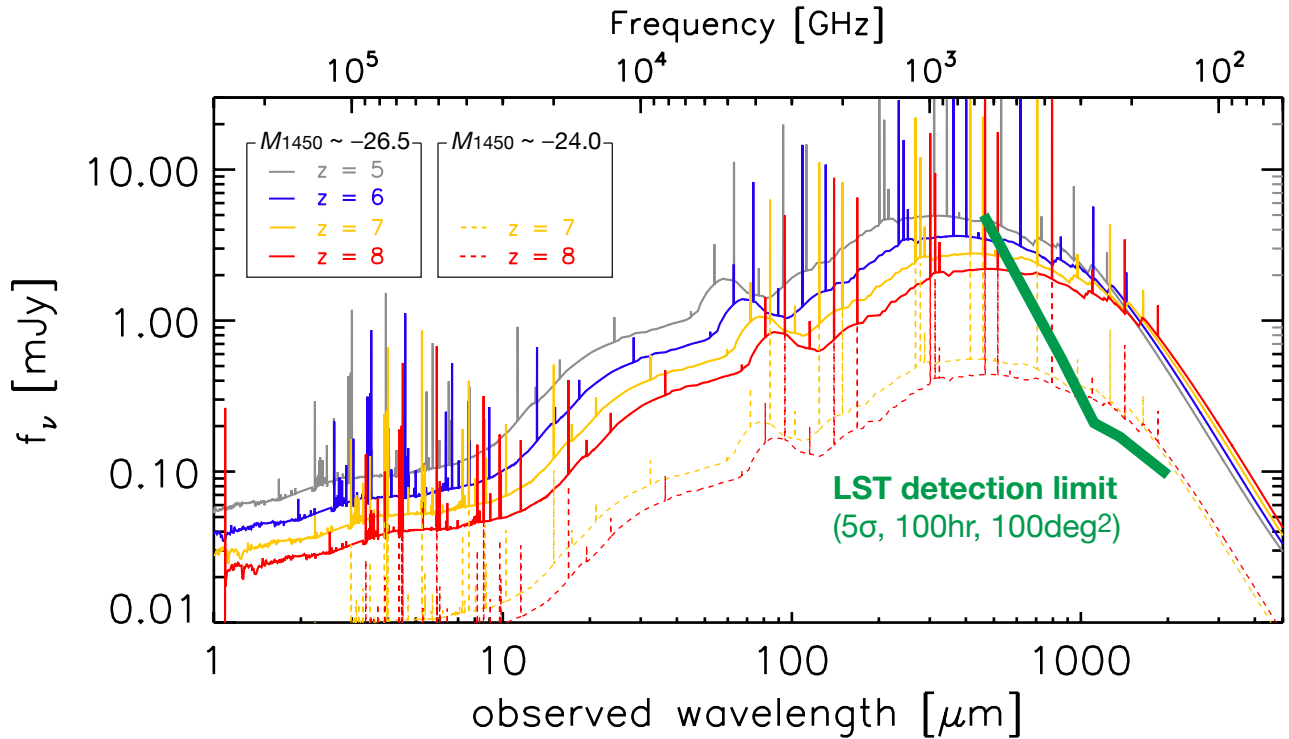


図 4.6: $z > 5$ クエーサーサンプルから作成した SED テンプレート. 実線は高光度 ($M_{1450} \sim -26.5$ mag) クエーサー, 波線は低光度 ($M_{1450} \sim -24.0$ mag) クエーサー. ©AAS. Reproduced with permission.

AGN の母銀河に付随するダストの性質を調べる強力な装置となると期待できる.

温度や質量などダストの基本的な物理量が精度良く測定できれば, ダスト質量関数などの統計量やライン観測と組み合わせることでガス・ダスト質量比の算出が可能となる. ダストは母銀河の星形成史・化学進化と密接関わっていると考えられるため, 得られたダスト質量を $z < 6$ の結果 (e.g., Beeston et al. 2018; Pozzi et al. 2020) と比較することでダスト質量の宇宙進化史が明らかになる. また, ダスト温度や質量を宇宙論的シミュレーションなどを通じた理論からの予測 (e.g., Ferrara et al. 2016; Aoyama et al. 2018b; Lewis et al. 2022; Makiya & Hirashita 2022; Parente et al. 2022) と比較することで, 宇宙の歴史の中で AGN 母銀河のダストがどのように形成・成長し, それが母銀河の星生成活動にどう影響を及ぼしてきたのかを理解したい.

4.2.3 銀河 BH 共進化と環境依存性

銀河団が古い巨大楕円銀河に占められるように, 現在の宇宙の銀河の性質は環境と深く結びついている. なお, 本節は第 2 章「初期宇宙による銀河の形成」の第 2.1.2 節「初期宇宙での環境効果」との関連性が高いので, そちらも参照されたい. CDM 宇宙の宇宙論的数値シミュレーションでは, 宇宙に存在するバリオン・ダークマターの大部分がダークマターハローとそれらをつなぐ網の目 (宇宙網) に分布することが予測されている (e.g., Bond et al. 1996). これらを伝ってハローに流れ込んだガスによって銀河が形成され, 更に銀河同士の合体から巨大楕円銀河へ

と成長していくと考えられている。特に多くの宇宙網が結節する場所では大質量ダークマターハローが形成され、宇宙初期から銀河が成長し(図 4.7), 現在の銀河団へと成長していくと予測されている。こうした遠方の銀河団の祖先=原始銀河団では、ガスが豊富な銀河同士の合体や、宇宙網から大質量ハロー中心へ落ちていく冷たいガス流 (Dekel & Birnboim, 2006) によって効率よく銀河中心にガスが集められ、爆発的星形成が引き起こされると考えられている。銀河中心に急速にガスが集まることで超巨大ブラックホールも銀河と共に急速成長する。星形成によるガスの消費、超新星爆発などによって銀河からガスが吹き飛ばされることで、星形成とブラックホール成長も急激に終わり、その後銀河は受動的に進化し、観測されるような赤い巨大楕円銀河に成長するとされる (銀河ブラックホール共進化, e.g., Hopkins et al. 2008)。したがって、銀河と超巨大ブラックホールの進化において環境は極めて重要な要素だと考えられる。宇宙の星形成率密度、ブラックホール降着率のピークが $z \gtrsim 2$ であること (e.g., Madau & Dickinson 2014), $z > 6$ を超える遠方に超巨大ブラックホールを持つクエーサーが存在すること (e.g., Fan et al. 2003; Matsuoka et al. 2018c) などから、遠方宇宙で銀河・超巨大ブラックホールが急激に成長したことが示唆されている。しかしながら、遠方宇宙で銀河と超巨大ブラックホール、更に環境がどのように進化してきたかは観測的にまだ明らかになっていない。

LST のサブミリ波超広視野・高感度・高面分解能力による遠方宇宙の環境調査と、多輝線観測による隠れた AGN 探査は、超巨大ブラックホール進化と環境との関連の解明に大きな威力を発揮すると期待できる。まずは遠方宇宙

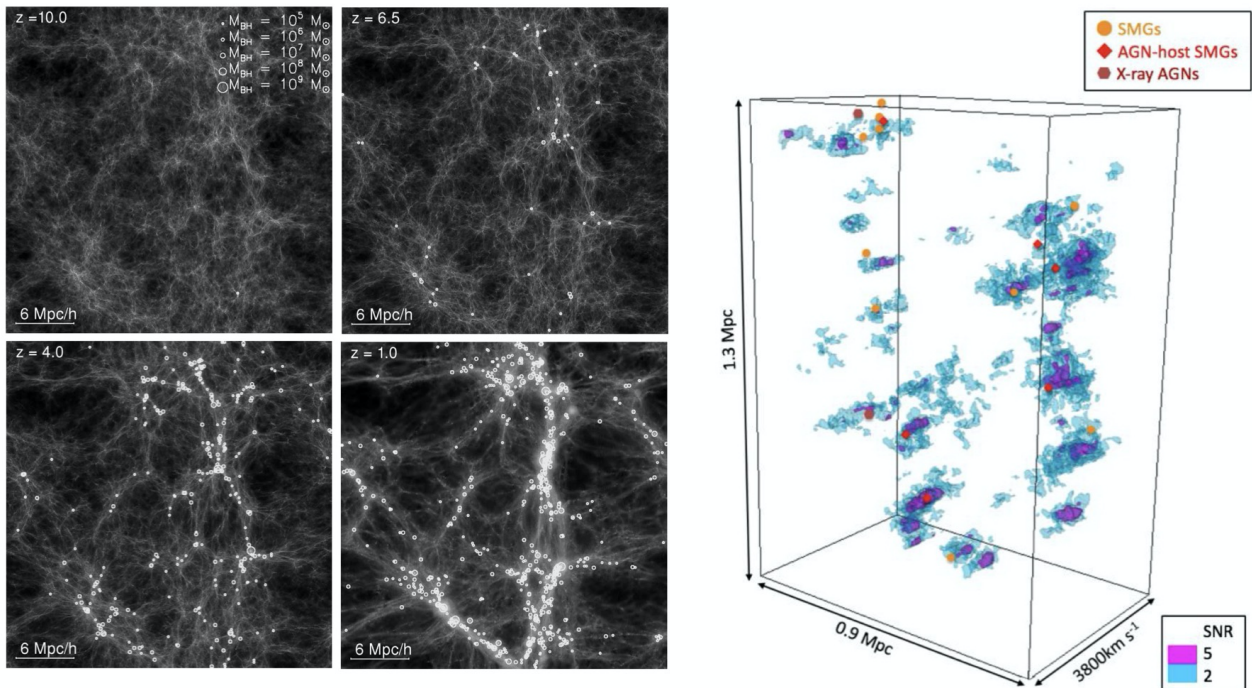


図 4.7: *Left*: 宇宙論的数値シミュレーションに基づく、宇宙網に沿った超巨大ブラックホール形成の様子 (Di Matteo et al., 2008). *Right*: 赤方偏移 $z = 3.1$ の原始銀河団中心部の様子 (Umehata et al., 2019). Ly α 輝線でトレースされた帯状のガス分布に沿って活発な星形成銀河や AGN が分布しているが、これらのほぼ全てが現状の可視光探査で同定することはできない。

の高密度環境, つまり原始銀河団は主には可視光で探査されてきたが (e.g., Toshikawa et al. 2018b), 原始銀河団におけるダストに埋もれた活発な星形成銀河の超過も知られており (e.g., Umehata et al. 2019), 赤外線での系統的な遠方宇宙環境調査の重要性が示唆されている. 原始銀河団の面密度は約 $1/\Delta z \text{ deg}^2$ ($\Delta z \sim 1$), 将来的に銀河団へと成長する領域の見かけの広がりには 10 分角以上に渡ると予測されており (§ 初期宇宙による銀河の形成/初期宇宙での環境効果も参照), 高密度環境を系統的に探査し特徴付けるには 10 平方度以上の広域観測が不可欠となる. また, 可視光探査で選ぶことができるクエーサーとなるのは遠方 AGN の一生の間のごく短い時代に過ぎず (e.g., Hopkins et al. 2005), AGN がクエーサーとなる直前, すなわち超巨大ブラックホールが急激に成長している時代の AGN は深く塵に埋れ, 可視光 (時として X 線でも) での検出は困難だと考えられている (e.g., Hickox & Alexander 2018). ALMA 望遠鏡等による幾つかの原始銀河団や (e.g., Miller et al. 2018b; Umehata et al. 2019), 原始銀河団のスタック解析 (Kubo et al., 2019b) から強い中遠赤外線放射が検出されており, 可視光撮像だけでは検出できない塵に隠された活発な星形成や AGN の密度超過が示唆されている. ハーシェルなど, 従来の広視野赤外線望遠鏡ではコンフュージョン限界により, 個別の暗い天体の同定は困難であった. 更に原始銀河団領域のダスティな星形成銀河は強くクラスターリングしており (e.g., Miller et al. 2018b; Umehata et al. 2019), 密度超過領域の天体を個別に同定し, 銀河面密度を精度よく測るには LST の 4 – 10 秒の角度分解能が必要である. LST 単独, 他観測とのシナジー観測として, 下記が挙げられる.

LST 単独でのサイエンス:

[**広域撮像探査による環境の調査**] サブミリ銀河の密度超過に基づく原始銀河団の探査及び, それらの分光観測フォローアップによる原始銀河団赤方偏移の推定により, 初期宇宙まで環境を特徴付けることができる. 1 バンドの探査では赤方偏移幅が広く, LST 単独での原始銀河団の同定は困難だが, 150 – 350 GHz 3 バンドを組み合わせた撮像探査を行えば, $z \sim 5$ 以上では $\Delta z/(1+z) < 0.2$ 程度の精度で LST 検出天体の赤方偏移を推定でき (e.g., Casey 2020; Reuter et al. 2020), 原始銀河団を効率よく探査できるだろう. 更に短波長側のバンドが追加されれば, より低赤方偏移の原始銀河団も LST の撮像赤方偏移のみで探査できる. 10 平方度以上, 原始銀河団の密度等のバリエーションも加味するなら 100 平方度級, にわたる星形成率 $\gtrsim 100 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ の銀河の検出感度を要求したい ($z \sim 10$, $F_{850\mu\text{m}} \sim 0.6 \text{ mJy}$ (5σ); § 初期宇宙による銀河の形成/初期宇宙での環境効果参照).

[**多輝線分光による隠れた AGN の同定**] 更に可視光や X 線だけでは検出できない深く埋れた AGN を探査する. $z = 2 - 3$ 原始銀河団の深い X 線観測では, 10 数天体 (可視近赤外線観測で探査した原始銀河団銀河の 10-数 10%) のセイファート級の AGN が発見されており, 数天体が強い減光を受けていると報告されている (Lehmer et al., 2009; Tozzi et al., 2022). 多くは活発な星形成銀河にホストされていることから, 大部分が LST で検出されることが期待できる. これらは高励起輝線を用いた輝線比を測ることにより AGN として同定することが期待できる (e.g., Rosenberg et al. 2015).

他観測とのシナジー: LST 単独 (150 – 350 GHz 3 バンドの場合) でも原始銀河団探査は期待できるが, ユークリッ

ド望遠鏡, ルービン天文台, ローマン望遠鏡, G-REX 等による可視近赤外線深広域撮像探査を組み合わせた撮像赤方偏移によって近傍から遠方までより高精度に銀河分布を明らかにし, LST によってどこで活発な星形成が起きているか解明することができる. 他波長撮像観測との天体マッチングのためには 10 秒角未満の面分解能が不可欠である. 可視光狭帯域フィルタや IGM トモグラフィーを用いた銀河間ガス分布の探査とも組み合わせ, 宇宙のどこにガスが集まり活発に星形成や超巨大ブラックホールへの降着が起きているか, 環境をより詳細に特徴付けることができるだろう. 更に Athena X 線探査等の大規模サーベイと組み合わせ, より多様な進化フェーズの AGN までくまなく探査し, 環境との関係を調べることを期待できる. 赤方偏移 $z < 2.5$ では地上望遠鏡で輝線診断が可能であり, すばる望遠鏡 ULTIMATE による広視野高精度多天体分光観測や補償光学撮像による AGN 同定も期待できる.

4.2.4 平均的なスピンパラメータの制限

遠方宇宙に存在する AGN が銀河中心の超巨大ブラックホールによってエネルギーが供給されているならば, 現在の宇宙に存在する普通の銀河 (天の川銀河やその他の近傍銀河) には「静かな」超巨大ブラックホールが存在するはずである. この説は, 提唱者名に由来して, 「Soltan argument」 (Soltan, 1982) と呼ばれている. Soltan argument の肝は, 遠方宇宙に存在する AGN と現在の宇宙に存在する静かな超巨大ブラックホールが密接に結びついている点であり,

$$\dot{\rho}_{\text{BH}}(z) = \frac{1 - \epsilon}{\epsilon c^2} \int L_{\text{AGN}} \phi(L_{\text{AGN}}, z) dL_{\text{AGN}} \quad (4.1)$$

と表現することができる. 右辺の $\phi(L_{\text{AGN}}, z)$ は, 赤方偏移 z において単位体積あたりに存在する AGN の数を明るさ (L_{AGN}) の関数として表したものであり, 光度関数と呼ばれる. 左辺は赤方偏移 z における, ブラックホール降着率密度 (black hole accretion rate density over cosmic time) である. つまり, AGN の光度関数を宇宙誕生から現在まで積分することで, 現在までにブラックホールに降着した全質量 ($\rho_{\text{BH},0}$) を予測することができる. $\rho_{\text{BH},0}$ は現在の宇宙の観測から決定することができ, Shankar et al. (2009) では, $\rho_{\text{BH},0} = 3.1_{-0.8}^{+1.0} \times 10^5 M_{\odot} \text{ Mpc}^{-3}$ と計算されている. 式 (1) に戻ると, AGN の光度関数と $\rho_{\text{BH},0}$ を結びつけているパラメータは, 放射効率 (ϵ : radiative efficiency, ブラックホールに吸い込まれるガスの重力エネルギーが効率よく放射エネルギーに変換されるかどうかの指標) である. 標準的な理論では, $\epsilon \approx 0.06 - 0.20$ 程度であると考えられている (Novikov & Thorne, 1973) が, 観測的に直接測定することはできない. 一方で, 式 (1) が意味しているのは, Soltan argument に従うと, 放射効率はブラックホールのスピンに依存すると考えられるので, AGN の光度関数と近傍宇宙でのブラックホール密度を観測的に決定することで, スピンパラメーターを見積もることが可能ということである.

ここまで, 「AGN の光度関数を決定することで, 宇宙全体で平均的なブラックホールスピンを推定することができる」ということを説明した. LST の他を凌駕する遠方天体の探査能力は, AGN の光度関数決定において非常に強力である. 特に, 可視光の大規模探査で見つからないような, 星間ダストに隠された AGN の同定が可能となる.

第 4. 超巨大ブラックホールと活動銀河中心核

図 4.8 に示したように、ハーシェル宇宙望遠鏡 (遠赤外線観測) から $z \sim 3$ までは光度関数に制限が付いているものの (Delvecchio et al., 2014), さらに遠方に関しては観測限界に至っている. LST によるミリ波帯での大規模な遠方銀河探索から $z > 3$ での AGN 光度関数を決定する. 例えば, ハーシェルで見積もられた AGN 光度関数を用いると, スピンパラメータ $a \approx 0.7$ 程度と見積もられている (ブラックホールが自転していない場合は $a = 0$, ブラックホールが極限まで自転する場合には $|a| = 1$). 仮に, LST 観測で AGN 光度関数がハーシェルで見積もられたものよりも 2 倍大きくなると, $a \approx 0.9$ となる. ブラックホールスピンは, 質量・電荷とともに, 超巨大ブラックホールの誕生と進化のメカニズム解明に重要なパラメータである. 例えば, ブラックホール合体によって超巨大ブラックホールが成長するシナリオでは, 小さなスピンパラメータが予測されている. 一方で, ガス降着によるシナリオでは降着した物質が BH の質量を 2 倍にするまでの間に角運動量ベクトルを維持できるかどうかによって, 高速回転する SMBH と超低速回転する SMBH に分かれる (Moderski & Sikora, 1996; Volonteri et al., 2005; Reynolds, 2013). さらに, スピンパラメータの測定は宇宙ジェットのような爆発現象の発生メカニズム解明にも重要である (Blandford & Znajek, 1977; McKinney et al., 2012). そのため, Event Horizon telescope (EHT) を用いたブラックホールシャドウの高分解能観測や重力波検出を元にスピンパラメータの計測が試みられている. LST による AGN 光度関数の決定によるスピンパラメータの見積もりは, これらの大規模プロジェクトに匹敵する重要課題である.

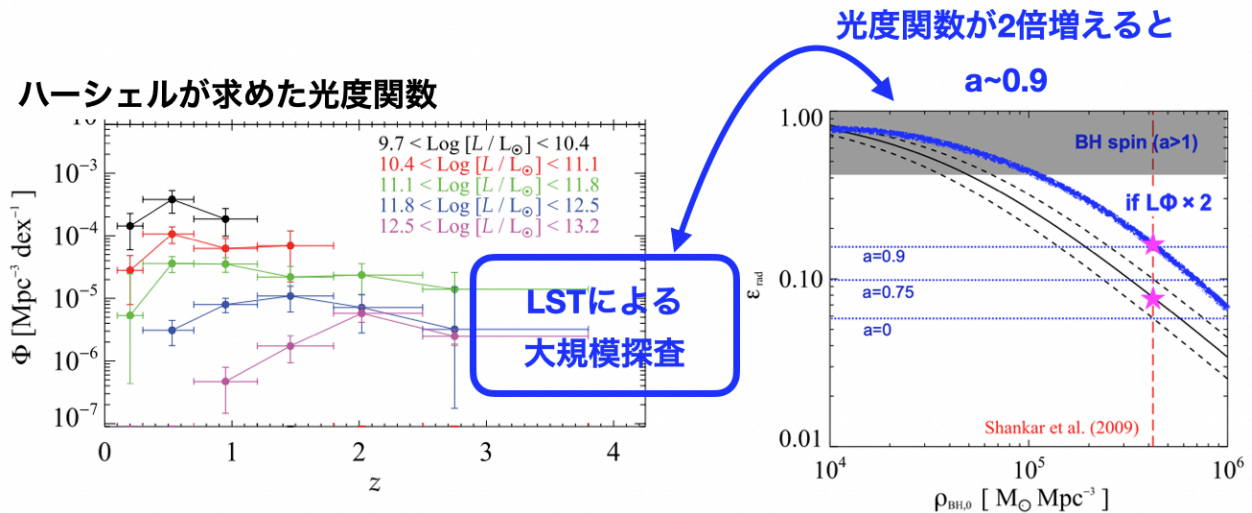


図 4.8: 図は, Delvecchio et al. (2014) を改訂. 左図は $\phi(L_{\text{AGN}}, z)$ を各光度毎に赤方偏移の関数として示したもの. 図に示す通り, $z > 3$ ではハーシェル宇宙望遠鏡の観測では制限できない. LST の網羅的な AGN 探索により, 高精度に AGN 光度関数を制限することができ, スピンパラメータの測定が可能となる.

4.3 近傍・局所宇宙におけるブラックホール

4.3.1 AGN で見られるミリ波超過成分

活動銀河核は、電波からガンマ線に至るまで、幅広い帯域でエネルギーを放射する。そのエネルギー分布を成分分解することで、X線コロナ ($\lesssim 10^{-5}$ pc), 降着円盤 ($\sim 10^{-5}$ – 10^{-3} pc), 塵トーラス ($\sim 10^{-1}$ – 10 pc), ジェットといった中心核の構造の理解が進んできた (例えば [Ramos Almeida & Ricci, 2017](#))。しかし、そのような中、ミリ波帯域については、母銀河から混入光や望遠鏡の感度の制限もあり、他の波長に比べてあまり研究されてこなかった。ミリ波放射の候補として単純には、赤外線で卓越するダストから熱放射や、センチ波で見られているシンクロトロン放射からの寄与などが考えられるが、実際のところ、それらの外挿では説明できない超過成分が、いくつかの AGN で報告されている。例えば、[Behar et al. \(2015\)](#) は、電波放射の比較的弱い AGNs に対して、2–5 arcsec の CARMA 観測を用いて超過成分を観測、報告している (その他 [Antonucci & Barvainis, 1988](#); [Barvainis et al., 1996](#), も参照)。より最近の結果として、[Inoue & Doi \(2018\)](#) は、ALMA を用いて複数の波長帯で高空間分解能観測することで、母銀河の放射をできるだけ取り除いた SED を作成し、シンクロトロン放射のスペクトルと突き合わせた。その結果、シンクロトロン放射領域サイズが X線コロナの放射領域程度であり、かつ放射領域の磁場強度が数十ガウス程度あることや、であれば超過成分を説明できることを報告している (その他 [Inoue et al., 2020](#), も参照)。これらの結果は、異なる放射機構の電波を捉えられる多数のバンドの観測から BH 近傍の磁場を制限できる可能性を示している。

磁場は、AGN を理解するうえで極めて重要な物理量である。というのも、BH 周りのガス円盤から角運動量を抜き質量降着に必要な粘性の起源として、磁気回転不安定性 (差動回転円盤内部で磁力線を通じてガスが角運動量を輸送) が一般には考えられているからである。また磁場は、スピントともにジェットの形成にも重要であると考えられている。しかし、観測的には、ほとんど制限はつけられてこなかった。そのようななか、上述のとおり、ミリ波観測によって、そのミッシングピースを埋める可能性がある。

LST のとくに広い周波数をカバーした多色撮像は、ミリ波超過成分の検出、理解を推し進めるポテンシャルがある。これまでの観測から示唆されているように、数日スケールでミリ波における非熱的放射は変動する可能性があり、観測的にも報告されている ([Behar et al., 2020](#))。したがって、ALMA は感度や空間分解能で LST に勝るとも、全バンド同時観測ではないため、時間変動の不定性が残ったスペクトルしか基本的には得られない。その点、LST による多バンド同時撮像データは、それらを克服し、極めて価値がある。LST のビームサイズは、約 4–10 秒角であり、母銀河からの強い混入光が考えられるが、過去の CARMA 研究結果 ([Behar et al., 2020](#)) を考えれば、十分に超過成分を検出できる可能性がある。

図 4.9 左に示す通り、LST は一時間で、有意水準 20σ 以上で 300 Mpc までであれば、AGN の超過成分が検出できる見込みである。右図では、Swift/BAT 硬 X線カタログに記載された AGN のブラックホール質量と X線光度についての分布を、距離で色分けしつつ示している。図で見られるように、距離 150 Mpc \sim 300 Mpc の天体は、

$10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ を超える明るいもの主な AGN になる. つまり, LST の感度をもってすれば, 近傍の暗い天体だけでなく, 明るく Eddington 比が比較的高い天体も含めて統計的な議論が可能になる.

4.3.2 時間変動から探るダストに埋もれた近傍 AGN の探査

AGN は, 統一モデルによれば, 中心エンジンを取り囲むようにダスト・ガスが分布していると考えられている. このような構造は便宜上, しばしば塵トーラス ($\sim 10^{-1}$ – 10 pc) と呼ばれる. また, 銀河合体などによって中心に効率的にガスが輸送された場合には, 急激な SMBH への質量降着が起き, そのような時期は, 特に分厚いガスの層が SMBH を取り囲んでいると考えられている. つまり, AGN の性質を議論するためには (例えば, トーラスの幾何学的構造, 進化段階), 吸収に対して無バイアスなサンプルが極めて重要である.

AGN の探査は古くから, 様々な波長で行われてきており, 現在, 硬 X 線 ($> 10 \text{ keV}$) 帯域での Swift/BAT のよる全天サーベイがバイアスの極めて小さいサンプルを提供している. しかし, 近傍の宇宙でも (e.g., $< 50 \text{ Mpc}$), 実は Swift/BAT では受かっていないような Compton-thick レベル ($\sim 10^{24} \text{ cm}^{-2}$) の吸収を受けた天体が見落とされている (例えば, NGC 4968; LaMassa et al., 2017). つまり, 硬 X 線でもなお AGN の全容は近傍ですら明かされていない. そこで, より吸収に対してバイアスの小さいミリ波帯観測が, 硬 X 線によるサーベイとは独立に, ミリ波での完備なサンプルを提供できる可能性がある. 実際, 高い分解能 ($< 200 \text{ pc}$) で観測された **ミリ波での光度と AGN X 線光度** **ミリ波と X 線での光度**には強い相関が知られており (Kawamuro et al., 2022), ミリ波観測には, AGN の

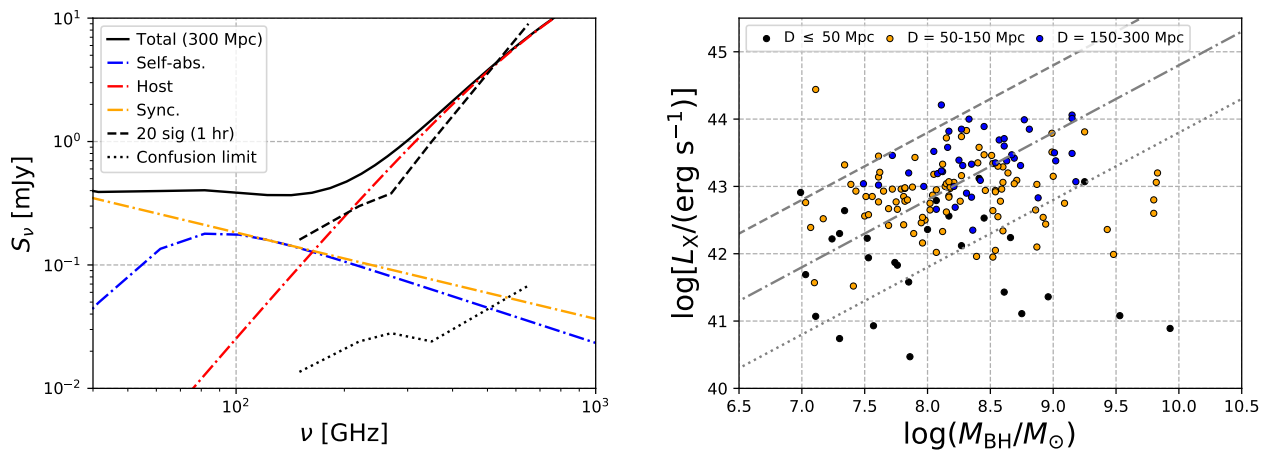


図 4.9: 左図: IC 4329 A を 300 Mpc に置いて観測した場合の SED. シンクロトロン放射 (オレンジ) は, FIRST サーベイの 5 秒角のデータを用い (White et al., 1997), スペクトル指数 0.7 の冪関数を仮定している. 一方で, 熱放射成分 (赤) は, Ichikawa et al. (2019) で得られている母銀河スケール (> 12 秒角) の赤外線データで得られた銀河の SED モデルである. シンクロトロン自己吸収成分は, Inoue & Doi (2018) で求められたものである. 一時間での LST の 20σ 相当の各バンドでの感度と 1σ の混入限界を黒破線と黒点線で示している. 右図: Swift/BAT 硬 X 線カタログで検出された AGN で, その中で, ブラックホール質量が求まっているものをプロットしている. 距離に応じて, 色分けしている. また, 線は, 上から $\lambda_{\text{Edd}} = 0.1, 0.01$, そして 0.001 に相当する.

選択能力がある。LST での分解能では、強い母銀河からの混入光が考えられるが、特に時間変動に着目することで、それを克服できる可能性がある。事実、約 2 週間の時間スケールで X 線がミリ波放射を追従する形での変動も示唆されており (Behar et al., 2020), 同様の時間スケールのケーデンスで、第 4.3.1 節の議論を参考に、300 Mpc 程度まで明るい AGN については検出できる可能性がある。

LST は、その広い視野から、高いサーベイ能力を持つ。母銀河成分が支配的である ~ 600 GHz と X 線光度と相関する ~ 230 GHz をカバーした広帯域多バンド撮像により、変動がない母銀河成分を標準光源とすることで、異なる時期での観測でも、より低周波数の放射について、極めて不定性の少ないフラックス変動探査が可能である。ALMA と比較して、広い視野、多バンド同時撮像、そして、干渉計のように時期に応じたベースラインの変化が無いことで、LST は、時間変動に着目した無バイアス AGN サーベイ望遠鏡として、極めて有用であることがわかる。

4.3.3 Changing-look AGN に同期したミリ波放射

AGN は、広い線幅 ($1000\text{--}20000 \text{ km s}^{-1}$) の輝線を示すものとそうでないものに分類され、type-1 と type-2 と大別される (Seyfert, 1943). AGN 統一モデル (Urry & Padovani, 1995) では、その違いは、広輝線領域 (BLR: broad line region) の周りに分布するダストがその領域を観測者から隠すか否かで説明される。そのような中、いくつかの AGN で、スペクトル型が時間変化するものがあり、Changing-look (CL) AGN と呼ばれる (Compton-thin から Compton-thick AGN への変化、またその逆の変化を示した AGN も CL AGN と呼ぶこともあるが、ここでは、広輝線に準じたものだけを考える)。一説として、BLR を覆っているクランプ状のダストが視線上で動いたためと考えられる一方で (例えば Nenkova et al., 2008), 降着率の変化にともなって広輝線放射ガスの電離光である UV や可視光が弱くなったためという考えもある (例えば Noda & Done, 2018). 実際、偏光や赤外線の観測から後者の降着率変化による影響がより普遍的であることが示唆されている (Sheng et al., 2017; Hutsemékers et al., 2019). つまり、これまで特定されている多くの CL AGN は一桁以上にも及ぶ大きな降着率の変化を経験し、結果、SMBH における降着流の状態変化を理解する上で貴重な研究対象と考えられる。

降着流を理解する上で重要なファクターとして、ブラックホール質量、X 線コロナ、そして電波ジェットが存在が、Fundamental plane (Merloni et al., 2003) を考えると、挙げられる。CL AGN は、可視光輝線の有無が確かめられていることから、ブラックホール質量が求められる。また、CL AGN は、よく X 線で追観測がされている。そのような中、電波での観測はまだまだ少ない。それでも、数少ない電波観測から様々な興味深い観測結果や報告がされている。VLBI (1.6 GHz) を用いて、電波ジェットが、X 線や可視光度の増加に伴って生成されたという示唆がある (例えば、Mrk 590; Koay et al., 2016; Yang et al., 2021b). これは、恒星質量ブラックホールで見られる状態遷移と似ている。また、X 線と電波の同時観測から、反相関する電波 (6 GHz) と X 線 (2-10 keV) の放射が発見されており、降着円盤から放出された電離物質が電波周波数での不透明度が増し、自由自由吸収によりフラックスが暗く

なる可能性が議論されている。それ以外の説として、吸収ではなく、同じ電子からの放射で、なんらかの理由でラグが生じているという考えもされている (NGC 2992; [Fernandez et al., 2022](#))。これら変動現象に対して、変動が無いという天体もある (NGC 2617; [Yang et al., 2021a](#))。

このような状況下で、ミリ波帯域の LST での観測は有用な点がある。シンクロトロン自己吸収や電離ガスにより自由自由吸収の影響が、センチ波帯域と比べて小さいことから、SMBH 近傍のより小さな領域での電子の情報が得られる。つまり、CL 現象にまさに付随した、つまり過去の活動性とは関係ない、ジェットから電波放射を観測することが期待される。系統的なサーベイにより、恒星質量ブラックホールのようなジェットを伴う状態遷移が SMBH においても見えるのかを議論できるだろう。また、広域サーベイにより、CL AGN に付随するような電波光度変化を、他の波長より先んじて検出できる可能性もある。さらに、干渉計と異なり、ベースラインの時期による変化もないため、ビームサイズの変化を考える必要もなく、モニタリング観測が容易である。この特性により、他の波長との長期に渡る同時観測からミリ波放射の領域への制限や起源の解明が期待される。

4.3.4 シンクロトロン自己吸収をもちいたブレーザー放射領域と磁場の決定

ブレーザーとは活動銀河核に付随する相対論的ジェットが観測者方向に向いているため、相対論的ビーミング効果で、多波長・多粒子で明るく輝き、激しい時間変動を伴う天体である。ガンマ線や高エネルギーニュートリノも伴うため、ブレーザーの多波長・多粒子スペクトルの理解は、活動銀河核ジェットという粒子加速器における粒子加速機構解明や超高エネルギー宇宙線・高エネルギーニュートリノの起源解明にも繋がり、マルチメッセンジャー天文学における重要なテーマの一つである。

すでに、フェルミガンマ線衛星によって数千のブレーザーが観測され、その多波長スペクトルは系統的にも広く研究されている ([Ghisellini et al., 2017](#))。これらの多波長観測の結果から、放射スペクトルは電波 X 線帯域はシンクロトロン放射が卓越し、X 線 ガンマ線帯域は逆コンプトン放射が卓越することも知られている。しかしながら、ミリ波での多周波高感度観測が必要であるため、ミリ波での観測はこれまで大きく進展がなかった。

このミリ波帯域にはブレーザー放射領域のシンクロトロン自己吸収周波数が現れることが期待される ([Nalewajko et al., 2014](#))。したがって、LST の広帯域高感度観測が達成できれば、これまでの赤外線からガンマ線データによる多波長スペクトルフィッティングよりもブレーザー放射領域のサイズや磁場を精度よく制限することが可能となる。さらに、[図 4.10](#) ブレーザーの典型的 SED に基づいて期待される電波フラックスを予想すると、LST の広帯域感度が達成できれば ≈ 5 といった遠方ブレーザーも十分検出可能となる。ブレーザーの遠方宇宙における進化は未だわかっておらず ([Toda et al., 2020](#))、LST による遠方まで広がるブレーザーのスペクトル観測はマルチメッセンジャー天文学における重要天体の放射機構・宇宙進化の理解を大きく推進してくれることが期待される。

4.3.5 X線連星を用いたジェット構造・ガス降着-ジェット噴出の関係性の理解

ブラックホール X線連星 (black hole X-ray binary: BHXB) は、星質量 BH と恒星の近接連星系である。恒星から BH へのガス供給により、AGN と同様に、BH 周囲に形成された降着円盤から強い電磁波が放射され、ジェットの噴出も見られる。超巨大 BH の活動が周囲に与える影響や、銀河と超巨大 BH の共進化を理解するためには、BH 降着流・噴出流の物理を基礎過程レベルで理解することが必須だが、そのために BHXB は重要な観測対象である。BHXB は AGN に比べて発見数は少ないものの、距離が近く質の良いデータが得られるため、AGN と相補的な役割を果たせる。とりわけ大きなメリットは、超巨大 BH に比べて BH サイズが圧倒的に小さく、下に示すように人間の時間スケール（数年以下）で非常に大きく変動するため、AGN では直接観測することが難しい変動現象を調査できることである。BHXB のミリ波放射はジェットからのシンクロトロン放射が主たる起源であり、その観測から、ジェット構造やその変化を捉えることができる。

X線などによる観測から、天の川銀河内に候補天体も含めて数十個程度の BHXB がこれまでに見つかったが、そのほとんどはトランジェント天体である (Tetarenko et al., 2016; Corral-Santana et al., 2016a)。これらは普段は X線で非常に暗く、とつぜん大增光（アウトバースト）を引き起こし、数日から数週間程度で数桁以上明るくなる。その後、数カ月～数年ほどかけて減光し、元の状態に戻る (Tanaka & Shibazaki, 1996)。X線は降着ガスの重力エネルギーの開放により放射され、その光度は質量降着率を反映している。つまり、増光中の BHXB をモニタすれば、降着円盤の構造やジェット噴出のしくみを幅広い質量降着率にわたって直接調べることができる。

BHXB は、アウトバースト中に劇的な状態遷移を引き起こすことが知られている (Miyamoto et al., 1991; Mc-

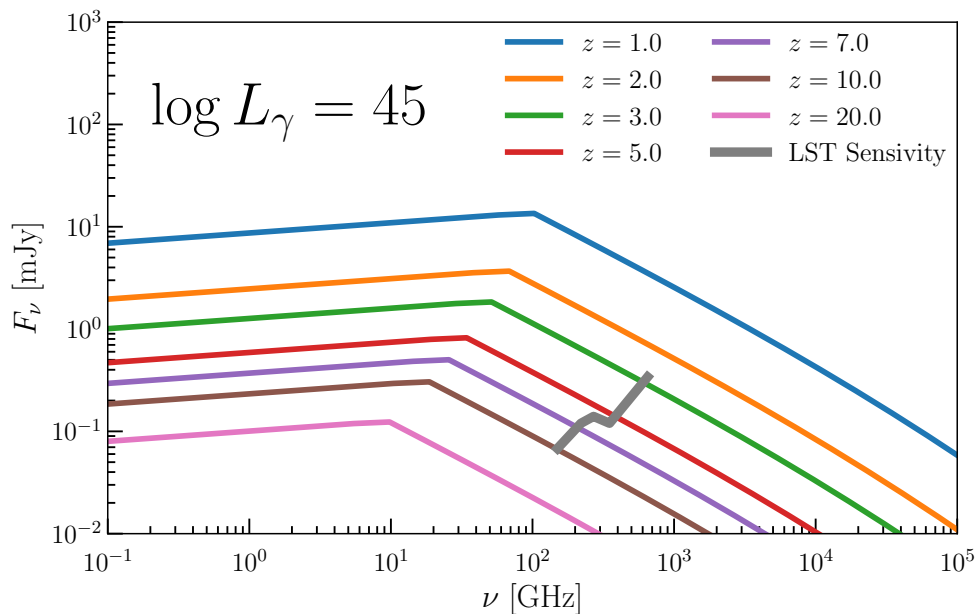


図 4.10: ブレーザーの典型的 SED (Ghisellini et al., 2017) に基づく各赤方偏移での電波帯域予想スペクトル。ガンマ線光度 $10^{45} \text{ erg s}^{-1}$ を想定。灰色線が LST 予想感度。

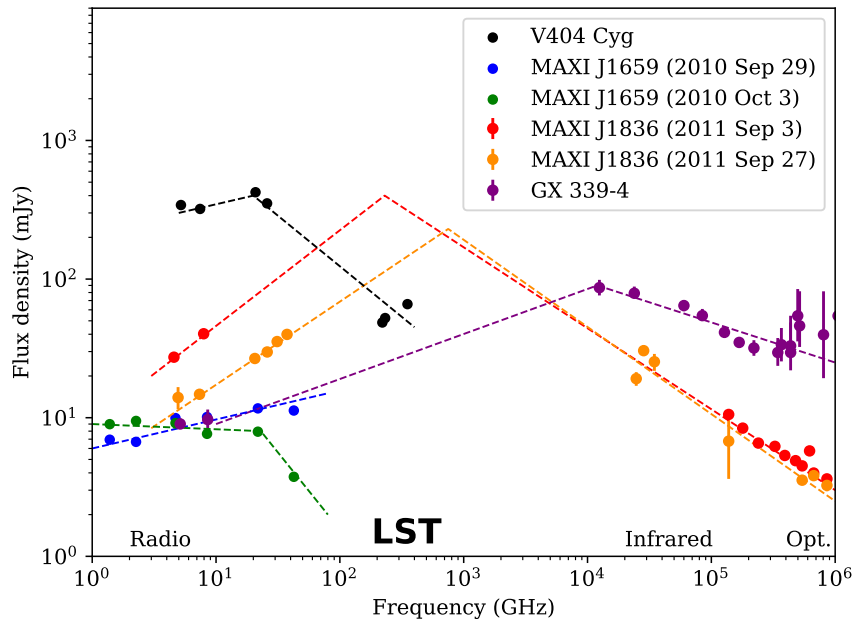


図 4.11: low/hard 状態における BHXB の電波 ~ 可視光 SED の例. 出典: Tetarenko et al. 2017 (V 404 Cyg), Russell et al. 2013 (MAXI J1836–194), van der Horst et al. 2013 (MAXI J1659–152), Gandhi et al. 2011 (GX 339–4). 各 SED に broken power-law モデルを適用した結果を破線で示した. 可視光領域では, 降着円盤外縁部からの放射が超過成分として顕著に見られる場合がある.

(Clintock & Remillard, 2006; Done et al., 2007). 質量降着率が低い (X 線で暗い) 時期には, 降着円盤は放射冷却が非効率で高温の状態にあり (電子温度で $\sim 10^9$ K, イオンの温度はさらに高い可能性がある), 急増光にともない, 黒体放射が卓越し放射冷却により 10^7 K 程度まで冷えた, 幾何的に薄い「標準円盤」に遷移する. これらの状態は, 観測される X 線の特徴からそれぞれ「low/hard 状態」, 「high/soft 状態」と呼ばれており, 状態遷移は数日から 1 週間程度の短い時間で起こる. ジェット噴出やジェット構造も, この降着円盤の状態に強く関連していることがわかっている (Fender et al., 2004). low/hard 状態では, ジェット起源とされる, 大きき数ミリ秒角 (数十 AU) 以下のコンパクトな電波コアが常に観測され, 定常的に小規模なジェットが噴出していることがわかっている. 一方, high/soft 状態に遷移すると, 電波が検出されなくなり, ジェットが停止することが示唆される. また, この high/soft 状態への遷移にともなって, 数秒角 ~ 数十秒角にわたって噴出する大規模な相対論的ジェットが観測されることもある (Mirabel & Rodríguez, 1994).

図 4.11 に, low/hard 状態における, BHXB の典型的な SED を示した. 図に見られるように, 電波 ~ 可視光帯域の SED 形状は, 折れ曲がりを持つべき型成分で特徴づけられ, これはジェットからのシンクロトロン放射起源とされている. ジェットのシンクロトロン放射のスペクトルは, ミリ波 ~ サブミリ波帯域付近で break を持ち, これはジェットの根元でのシンクロトロン自己吸収が効きはじめる境目の波長を反映していると考えられる (Corbel & Fender, 2002). この break の周波数と放射光度は, 磁場や放射領域のサイズ, ジェット中の電子の運動エネルギーの分布などにより決定される. したがって, LST での多バンド同時観測により, break の周波数と光度を測定する

ことができれば、BHXB ジェットの根元部分の構造についての重要な物理パラメータを推定できる。さらに、この観測を増光開始後から状態遷移の期間まで継続的に実施することで、定常ジェットの構造変化や大規模な相対論的ジェットに変化する仕組みを調べることができる。増光期は、電波光度や X 線スペクトルが数日程度（状態遷移期には数時間程度）の時間スケールで大きく変化するため、LST の高感度同時観測の能力が威力を発揮する。このような SED を用いたジェットの根元の物理パラメータの推定は、いくつかの天体で行われている（例えば [Shidatsu et al., 2011, 2018](#)）。しかしながら、スナップショット的な観測が多く、観測装置の機動性や長期間の利用が要求されることもあり、密なモニタ観測により、増光に伴う変化を調査した例はほとんどなく、ミリ波・サブミリ波帯域での観測例は特に少ない。

BHXB の増光の時期は予測が困難であるため、X 線などでの増光の検出をトリガーとする ToO 観測が必須となる。典型的な BHXB では、増光開始からピーク光度付近で状態遷移が起こるまでにおよそ数日～数週間を要する。これを踏まえると、ToO 発動から観測実施までの時間は 1～数日以内であることが望ましく、1～数日間隔（状態遷移の時期は数時間～1日間隔）でモニタできると良い。また、low/hard 状態では、X 線や可視光・近赤外ではスペクトル変化を伴うサブ秒～数時間の変動の激しい変動も見られ（例えば [Gandhi et al., 2008](#); [Casella et al., 2010](#)）、ミリ波 SED も同様に短時間変動を起こしている可能性がある。可能であれば、連続で複数回の多バンド観測を行うことができればさらに良い。図 4.11 のように、シンクロトロン放射の break 周波数は観測時期により大きく変動するため、できるだけ広い周波数帯域での観測が望ましく、電波や赤外線・可視光での同時モニタも重要である。LST では、 10^2 – 10^3 GHz 付近に break が存在する場合にその周波数を推定できるよう、この帯域のできるだけ広い範囲で、3 バンド以上のデータが同時に取得できると良い。典型的な BHXB では、明るい時期には電波 (GHz) 帯域で数 mJy～数百 mJy に達する。近赤外線・可視光では、星間減光量にもよるが、中小口径の地上望遠鏡でモニタ可能である。さらに、X 線でも同時にモニタすれば、質量降着率や降着円盤の BH 近傍の構造とジェットの構造の相関を明らかにすることができる。

さらに、偏波観測を行うことで、ジェットの磁場構造や強度を調べることができる。過去の low/hard 状態での電波や赤外線帯域の観測で、ジェットのシンクロトロン放射が起源と考えられる偏波が 1～5% 程度の偏波率で検出されており ([Han & Hjellming, 1992](#); [Corbel et al., 2000](#); [Russell et al., 2011](#))、ミリ波でも検出される可能性がある。偏波観測においても、LST の多バンドでの同時観測の能力が重要である。[Blandford & Königl \(1979\)](#) の conical jet model を仮定すると、LST での観測帯域がシンクロトロン放射スペクトルの break より高周波側の場合、ジェットの根元からの光学的に薄いシンクロトロン放射に対応する。このケースでは、複数周波数での偏波観測によりジェットの根元の磁場によるファラデー回転を検出できれば、その磁場強度に制限をつけることが可能である。一方、break 周波数より低周波側（光学的に厚いシンクロトロン放射）の場合、ジェットの様々な領域からの放射の重ね合わせとなる。低周波側ほど BH から離れた領域の放射が寄与すると考えられ、複数周波数での偏波観測により、磁場の空間構造の情報が得られると期待される。さらに、偏波のモニタ観測を行えば、ジェットの磁場構造

の変化も調査できる。

4.3.6 LST を用いたミリ波・サブミリ波 VLBI 観測による近傍ブラックホール探査

国際プロジェクト Event Horizon Telescope Collaboration³によって、近傍銀河 M87 の中心に存在する超大質量ブラックホール M87* の影 (シャドウ) を初めて捉えた 230 GHz 帯の画像が 2019 年 4 月に報告されたことは記憶に新しい (EHT Collaboration et al., 2019a,b,c,d,e,f). Event Horizon Telescope (EHT) は 230 GHz (波長 1.3 mm) 帯, 345 GHz (波長 870 μm) 帯における現存する主要な電波望遠鏡・干渉計を観測局として結んだ超長基線電波干渉計 (VLBI) の観測網である (EHT Collaboration et al., 2019b). シャドウ撮影に続く形で M87* のブラックホール近傍のプラズマ流の磁場構造を空間分解する偏光画像が報告され (EHT Collaboration et al., 2021a,b), さらに二天体目となる天の川銀河の中心ブラックホール Sgr A* の 230 GHz 帯でのシャドウの撮影も 2022 年 5 月に報告された (EHT Collaboration et al., 2022a,b,c,d,e,f). M87* および Sgr A* の撮影成功から、直接撮像による超巨大ブラックホール近傍の探査という新たな分野が切り拓かれた。現在 EHT Collaboration 内外で EHT の観測データや画像から強重力場下でブラックホール時空の測定や一般相対性理論および様々な重力理論の検証 (e.g. EHT Collaboration et al., 2019e,f, 2021b, 2022e,f; Psaltis et al., 2020; Kocherlakota et al., 2021), そして降着流やジェットなどのプラズマ流の視覚的な検証 (e.g. EHT Collaboration et al., 2019e, 2021b, 2022e; Narayan et al., 2021) が精力的に進められている。また、ブラックホールの事象の地平面近傍の観測に加え、電波銀河 Centaurus A (Janssen et al., 2021), クエーサー 3C 279 (Kim et al., 2020), J1924-2914 (Issaoun et al., 2022) などの近傍の活動銀河核で、これまでの観測では到達できなかったブラックホール近傍の複雑なプラズマ流の構造を明らかにしつつある。観測網には日本が運用に参加する ALMA や JCMT をはじめとする 9 箇所に存在する 11 の電波観測施設が 2022 年現在参加しており、2020 年代中盤にはさらに現存する米国の OVRO や Haystack 37m 望遠鏡など複数の望遠鏡が新たに加わる予定である。観測網の拡張と並行でさらに 2022 年春には 345 GHz 帯の観測が始まり、2023 年には分子輝線/吸収線の観測が開始されるなど 2030 年代に向けて M87* や Sgr A* に止まらない多様な観測成果が創出されることが期待されている。

この EHT の 2030 年代の拡張として現在米国を中心に国際協力で検討が進められているのが next generation EHT (ngEHT) 計画である (e.g. Doeleman et al., 2019a,b; Raymond et al., 2021)⁴。ngEHT 計画は 2020 年代の EHT の観測網に 2030 年代に新設される電波観測施設および ngEHT 専用の小型望遠鏡などおよそ 10 局を新たに加えた大幅なアレイの拡張 (図 4.12) を目指している。また next generation VLA (ngVLA) 計画と同様の超広帯域化, 86, 230, そして 345 GHz 帯の多周波同時受信などの受信システムの大幅なアップデートと合わせることで、現在の EHT を桁で凌駕する高いイメージング感度による多周波同時観測の実現が期待されている。これによって

³<https://eventhorizontelescope.org/>, <https://www.miz.nao.ac.jp/eht-j> (2022 年 12 月 1 日時点)

⁴<https://www.ngeht.org/> (2022 年 12 月 1 日時点)

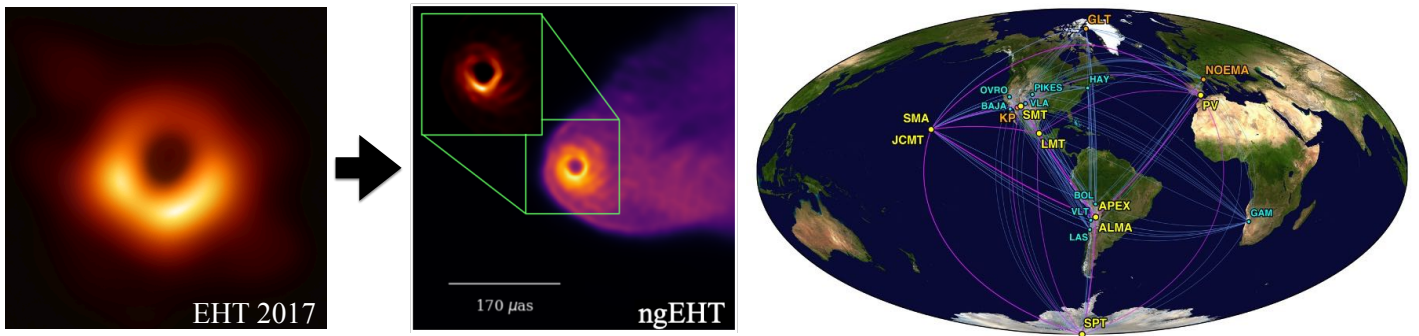


図 4.12: 2030 年代に EHT の後継プロジェクトとして現在検討が進む ngEHT 計画 (Doeleman et al., 2019b). ngEHT の主要な目標の一つが超高感度の多周波同時観測によるブラックホール事象の地平面から 100-1000 シュバルツシルト半径の広範囲に渡る高品質な動画の撮影である. 左に示すのは 2019 年時点での ngEHT のコンセプトアレイによる一般相対論的輻射磁気流体モデルの観測シミュレーションである. ブラックホールシャドウを録取る光子リングの微細構造の空間分解とブラックホール周囲のプラズマ流からの放射を同時に撮影することが期待されている. 右に示すのはシミュレーションで使われた ngEHT のコンセプトアレイである. ngEHT は 2020 年代の EHT にさらにおよそ 10 局を加えることを目指しており, アレイの検討が進められている.

多周波同時イメージング技術を駆使した広視野・高感度・高解像度の動画の取得やスペクトルのマッピング, さらには偏光画像とファラデー回転量のマッピングを組み合わせた 3 次元の磁場構造の取得が様々な天体で可能になることが見込まれている. M 87* や Sgr A* に関しては, ブラックホール近傍から 100-1000 シュバルツシルト半径にわたって高品質な全偏光動画 (図 4.12) を取得し, ブラックホール時空や一般相対性理論の精密検証, 降着流・ジェットの詳細のプラズマ流や磁気圏の構造の解明を目指す. またこの高感度を活かした近傍 AGN の BH シャドウ検出 (e.g. Pesce et al., 2021), 大質量ブラックホールバイナリー (SMBHB), 系内コンパクト天体・パルサーの探査など 2020 年代の EHT では困難と考えられている多様なサイエンスケースが国際協力のもと検討されている.

ngEHT 計画は, 2020 年に行われたアメリカ国立科学アカデミーによる Astro Decadal Survey で 2030 年代の 4 つの鍵となる中型計画の一つに策定され, コミュニティから高い評価と強い推薦を受けた (National Academies of Sciences & Medicine, 2021). 現在アメリカ国立科学財団の Mid-scale Research Infrastructure Program などが基盤となり国際的な検討が精力的に進められている. ngEHT の科学目標や装置設計を議論するコミュニティ発の最初の ngEHT White Paper の公募が 2022 年中期にあり, 2023 年前半ごろまでに Galaxies 誌の Special Issue⁵から出版される予定だ. 投稿された一連の White Paper の中で LST の ngEHT への展開も議論されており (Akiyama et al., 2023), ngEHT や将来のミリ波 VLBI 観測網における LST の重要性や既存の ALMA などの電波干渉計の VLBI 観測局と比較した利点などが議論されている. ここではその一部について簡潔に紹介する.

ngEHT において, LST は感度面でも地理的にも最重要局の 1 つとなる. LST の口径 50 m のアンテナに対する開口能率を 50%, ミリ波帯でのシステム雑音温度 100K 前後 (EHT Collaboration et al., 2019b,c) を仮定すると, シス

⁵Galaxies 誌 Special Issue “From Vision to Instrument: Creating a Next-Generation Event Horizon Telescope for a New Era of Black Hole Science”: https://www.mdpi.com/journal/galaxies/special_issues/ngEHT_blackholes (2022 年 12 月 1 日時点)

テム等価雑音温度は 300 Jy 程度と見積もられる。これはフランス・ミリ波電波天文学研究所 (IRAM) が運用するビュール高原干渉計 (Northern Extended Millimeter Array:NOEMA) のフェーズアップ後の感度で期待されている約 700 Jy(EHT Collaboration et al., 2019b) よりも高い。ngEHT 構成局のシステム雑音温度が典型的に 10000 Jy 前後(約 1000-20000 Jy), フェーズアップ後の ALMA のシステム雑音温度が 100 Jy 程度であることを考えると, LST は ALMA に次ぐ感度を有することがわかる。ALMA サイトに位置することから, ALMA に代わって大陸間フリンジを検出するための参照局としての役割を果たすことが期待される。ミリ波帯ならずサブミリ波帯での観測にも適したサイトであることから, 高感度かつ高分解能な観測を可能にする。また時間占有率の高い ALMA を参照局とする現状では, 年間連続 10 日以内の科学観測を行なっているが, これは M87 や近傍 AGN 天体で期待されている降着流やジェットの変動タイムスケールよりも短い。LST を参照局として単一鏡の機動力を生かすことができると数ヶ月の長期にわたって高頻度かつ高感度のモニター観測が M87 だけでなくさまざまな天体に対して実現可能になる。よって LST は, M87, Sgr A* に次ぐ近傍 AGN のブラックホールシャドウ検出を含む低輝度天体観測の要となるだけでなく, それらのモニター観測により動画撮影を実現するための中核をなす観測局となるだろう。

同じアタカマ砂漠にある ALMA と比較して, LST が単一鏡であることに起因する大きな利点も存在する。ALMA による VLBI 観測では各アンテナの信号をリアルタイムに足し合わせて単一鏡の信号として開口合成する ALMA Phasing System (Matthews et al., 2018) が用いられている。ALMA で信号を正確に合成するためには観測天体自身の明るさが約 500 mJy 以上であるか, 数度以内にこの条件を満たす位相較正天体が存在する必要がある, 観測可能な微弱天体に制限を与えている。単一鏡である LST ではこのような観測天体に対する明るさの制限はなく, 微弱天体の観測可能性を広げることができる。また ngEHT では 86, 230, そして 345 GHz 帯の 3 周波同時受信を行い, 多周波位相補償技術 (Asaki et al., 1996; Dodson & Rioja, 2009; Rioja & Dodson, 2011) によって 230, 345 GHz 帯でのフリッジ検出感度を大幅に向上させることを目指している。ALMA では多周波同時受信は現在サポートされておらず, 2030 年代に向けた ALMA のロードマップではアレイを分割し異なるモードで同時に観測するサブアレイ機能の搭載による実現が計画されている (Carlson et al., 2020)。サブアレイ機能を用いた多周波同時観測ではアレイが観測周波数帯ごとに分割されるため, 各周波数帯における実効開口面積は減少し感度が犠牲になる。一方で単一鏡である LST は ngEHT の他の観測局で搭載が予定されているような多周波同時受信システムを導入すれば全ての周波数帯で同一の直径 50 m の開口を利用できるため, 高感度を保ちつつ多周波化が可能である。また多周波位相補償技術は視線上の大気による遅延を低周波帯の信号を使って補償する技術であるが, 観測するアンテナが周波数ごとに異なるサブアレイと異なり, 単一鏡である LST は異なる周波数帯を通して同一の視線を通して観測を行うため, 位相補償がより容易である。このように微弱天体の観測や多周波同時観測では LST は 2030 年代においても ALMA を凌駕する可能性を秘めている。

最後に, LST を VLBI 局として利用可能性を秘めたもう 1 つのプロジェクトとして, ngVLA とのシナジーについてもコメントしておく。ngVLA は米国本土を中心に展開される次世代大型センチ波干渉計計画であり, 1 GHz 帯

(Band-1) から 70-116 GHz 帯 (Band-6) をカバーし, Long Baseline Array (LBA) モードによって VLBI 機能も標準装備する. しかし ngVLA のみでは基線長が限定的であり (東西 8800km, 南北 5800km 程度), 将来的には米国外の望遠鏡と協働したグローバル VLBI 観測への展開も十分予想される. LST は ngVLA と Band-6 において共通周波数帯を有し, ほぼ同じ経度の南北アメリカ大陸に位置するため, LST-ngVLA VLBI によって最大 8000km の南北基線を軸とする超高感度・高解像度 VLBI が実現する. これにより, 南天から北天の幅広い天域にわたり, 明るい電波銀河から μJy レベルの低光度 AGN に至る多様な電波源について, 50 μas スケールで詳細な探査が可能になるだろう.

4.3.7 分子雲に着目した中間質量ブラックホールの探査

銀河の中心にある SMBH は, 質量が $10^2\text{--}10^5 M_\odot$ の中間質量ブラックホール (intermediate-mass black hole; IMBH) を“種”として, 合体や質量降着を繰り返すことで成長してきたと考えられている (e.g., Greene, 2012; Greene et al., 2020). 宇宙初期に形成された IMBH が全て SMBH へ成長するとは考えにくく (e.g., Mezcua, 2017), また, IMBH は恒星質量ブラックホール同士の合体や, 高密度星団中における恒星の暴走的合体により形成され得る (e.g., Portegies Zwart et al., 2004) ため, 近傍宇宙においても IMBH は多数存在していると推測される. IMBH の存在を示唆する報告例は, 超高輝度 X 線源 (e.g., Farrell et al., 2009) や, 球状星団や矮小銀河の中心核 (e.g., Baldassare et al., 2015) などこれまでに複数あるものの, 未だ IMBH の存在を決定付ける証拠は得られていない.

銀河系はこれまでに周りの球状星団や矮小銀河を何度も取り込みながら成長してきたことが観測的に示唆されている (e.g., van Loon et al., 2003; Malhan et al., 2022). これらに抱かれていた IMBH は, 力学的摩擦により銀河系中心領域に溜まってゆく傾向がある (Arca-Sedda & Gualandris, 2018). したがって, 系外銀河に比べ極めて詳細に空間分解した観測が行える銀河系中心領域は, IMBH の良い探査場である. この節では特に, IMBH 探査の手がかりとなり得る高速度コンパクト雲 (high velocity compact cloud; HVCC) に着目する.

銀河系中心核 Sgr A* から半径約 200 pc 以内の領域は Central Molecular Zone (CMZ) と呼ばれ, 銀河系円盤部に比べ高温・高密度かつ速度幅が広い分子雲が密集している特異な領域である. この領域には, 高速度コンパクト雲 HVCC と呼ばれる, 空間的にコンパクト ($d < 5$ pc) でありながら異常に広い速度幅 ($\Delta V \gtrsim 50$ km s⁻¹) を有する分子雲が多数存在している (図 4.13). 多くの HVCC は 10^{49} erg 以上もの莫大な運動エネルギーを持ち, しばしば高い CO $J=3-2/J=1-0$ 輝線強度比を示す (Oka et al., 2012, 2022). このことから, HVCC の位置において分子ガスへの局所的なエネルギー注入が起きていることがうかがえるが, ほとんどの HVCC はそのエネルギー源と思しき対応天体を持たず, 未だ HVCC の起源について統一的な理解は得られていない. これまでに HVCC の起源としては, 超新星爆発との相互作用 (Oka et al., 2008; Tanaka et al., 2009; Yalinewich et al., 2018) や分子雲衝突 (Tanaka et al., 2015; Tanaka, 2018; Ravi et al., 2018), そして, IMBH などの点状重力源による重力相互作用 (Oka

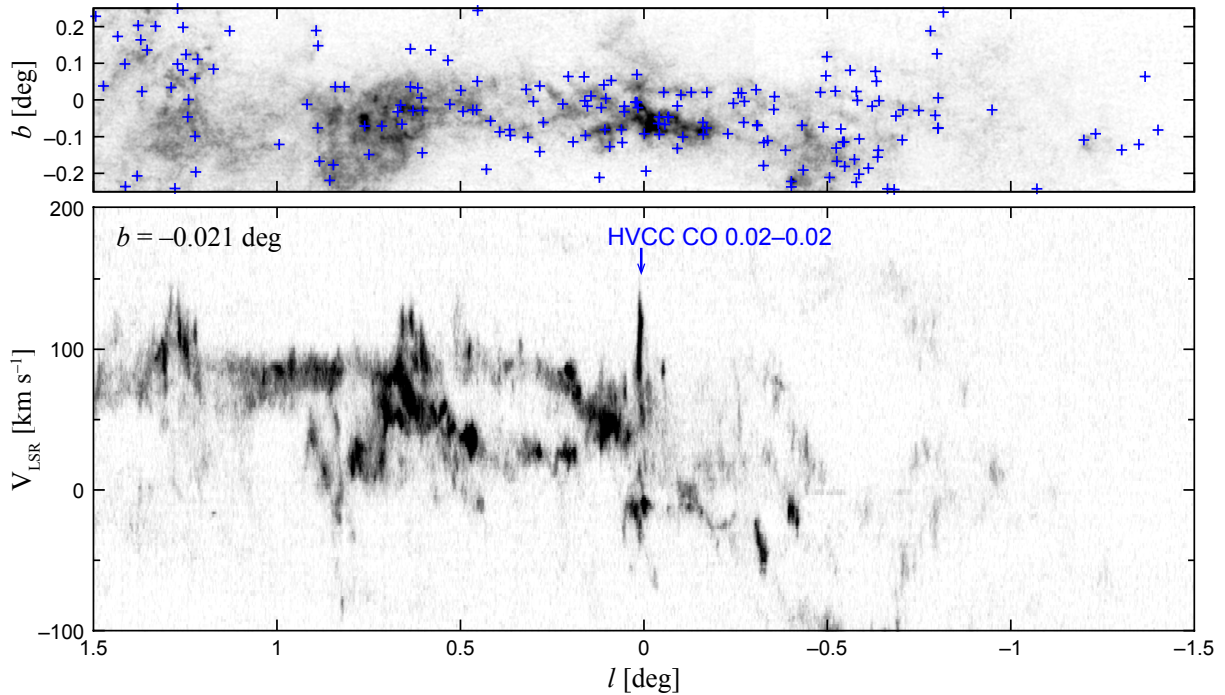


図 4.13: CMZ における HVCC の分布 (上) と, 銀緯 $b = -0.021^\circ$ における銀経-速度図 (下). 青十字は Oka et al. (2022) により同定された HVCC の位置を示す. グレースケールは CS $J=2-1$ 輝線強度 (Takekawa et al., in prep.). HVCC は図中矢印で示す部分のように, 周囲の分子雲に比べ位置-速度図上で速度方向に細長く伸びた構造として検出される.

et al., 2016, 2017; Takekawa et al., 2017a, 2019a,b, 2020) が提唱されている.

HVCC の発見は主に野辺山 45 m 鏡, ASTE, JCMT 等の電波単一鏡による CMZ のサーベイ観測によりなされてきたが, いくつかの HVCC については個別に詳細な観測的研究が進められている. Sgr A* から 7 pc の投影距離に位置する小型の HVCC HCN-0.009-0.044 については, 近年 ALMA による $\sim 1''$ 分解能のサブミリ波帯分子スペクトル線観測が行われた (Takekawa et al., 2019a). この観測により, HCN-0.009-0.044 は, 中心のリング状構造 (Balloon) と, そのすぐ脇のやや湾曲しながら南北に伸びた構造 (Stream) から成ることが判明した (図 4.14). さらに, 構造に沿うように明瞭な速度勾配が見られ, HVCC を構成する分子ガス流が軌道回転運動をしていることが強く示唆された. 詳細な運動解析の結果, これら分子ガス流の運動は, $3 \times 10^4 M_\odot$ の点状重力源を共通の焦点に持つ 2 つのケプラー軌道で非常にうまく説明できることが示された (図 4.14). 想定された重力源の位置には, 対応天体が検出されないことから, この点状重力源は非活動的な暗い IMBH である可能性がある. また, Sgr A* 近傍に位置する別の HVCC HCN-0.085-0.094 についても ALMA による高分解能観測が行われており, 内部に明瞭な速度勾配を有する分子ガスリングが検出され, 同様の議論からここにも $1 \times 10^4 M_\odot$ の IMBH が潜んでいる可能性が示された (Takekawa et al., 2020). すなわち, HVCC という分子雲種族は IMBH を見出す手がかりとして有望視することができる. なお, IMBH を内包している可能性のある HVCC は, 現在までに 4 例報告されている (Oka et al., 2016;

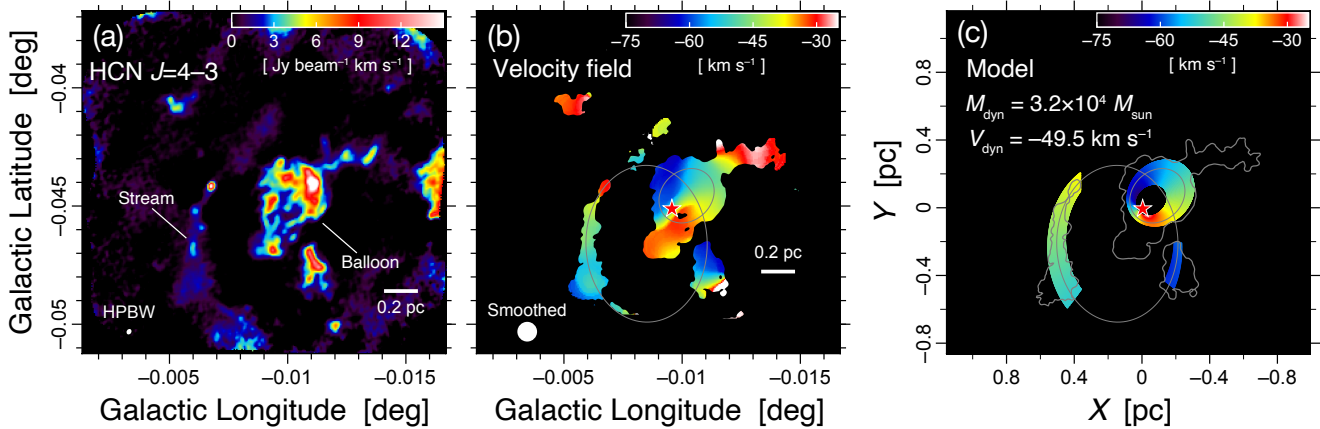


図 4.14: (a)ALMA で観測された HVCC HCN-0.009-0.044 の HCN $J=4-3$ 輝線強度分布. (b)HCN $J=4-3$ 輝線の視線速度場. (c) モデル計算により再現された視線速度場. 星印は重力源 ($\sim 3 \times 10^4 M_{\odot}$) の位置を示す. 図は [Takekawa et al. \(2019a\)](#) を改訂.

[Takekawa et al., 2019a,b, 2020](#)). また, Sgr A* の極近傍に位置する赤外線源 IRS 13E も, 極めて広い速度幅を持つ水素再結合線が検出されることから, $10^4 M_{\odot}$ の IMBH が潜んでいる可能性が指摘されている ([Tsuboi et al., 2019, 2017](#)).

CMZ に広く分布する HVCC を網羅的に検出するためには, 高分解能かつ広視野の分子スペクトル線観測が不可欠である. 一部を除きほとんどの HVCC は, 空間分解能が $\Delta\theta \gtrsim 15''$ (銀河系中心では $15''$ は 0.6 pc に相当) の単一鏡を用いた CO $J=1-0$ および $J=3-2$ 輝線によるサーベイ観測で発見されてきた. つまり, 大きさが ~ 1 pc 以下の HVCC の多くが見落とされてしまっている. 図 4.15 は, これまでに CO $J=3-2$ 輝線で検出された HVCC のサイズ分布である. また, 銀河系中心部からの CO $J=1-0$ や $J=3-2$ などは銀河系円盤部による吸収の影響を強く受けるという困難もあるため, CMZ における HVCC 探査には, 円盤部の低温分子ガスによる吸収の影響を受けない HCN $J=4-3$ 等のサブミリ波帯の高励起線による観測がより適している ([Tsuboi et al., 2017](#)). サブミリ波帯において $5''$ を切る分解能を達成できる LST で CMZ 全体を観測すれば, 新たに数百のオーダーの小型 HVCC が見つかることが期待できる. HVCC の観測から IMBH の兆候を掴むには, 分子ガスの回転運動に起因する急峻な速度勾配の検出が不可欠であるが, 既知の HVCC の典型的な視直径は $1'$ 程度であり, 現存する単一鏡 ($\Delta\theta \gtrsim 15''$) での空間分解は多くの場合, 困難である. LST の空間分解能 ($\Delta\theta \lesssim 5''$) を持ってすれば, 既知の HVCC の多くに対して回転運動の有無を確認することができる.

HVCC の起源を調べるには, 空間-速度構造の分解の他に, 物理状態や化学組成の把握も重要である. IMBH の重力に囚われた分子ガスは, 近点通過の際に強い潮汐圧縮を受け加熱されることが予想されるため, circumnuclear disk (CND) で検出されるような CO $J=7-6$ (807 GHz) や $J=6-5$ (691 GHz), HCN $J=8-7$ (709 GHz) などの高励起線 ([Requena-Torres et al., 2012; Mills et al., 2013](#)) が, HVCC から検出されることが期待できる. 分子ガ

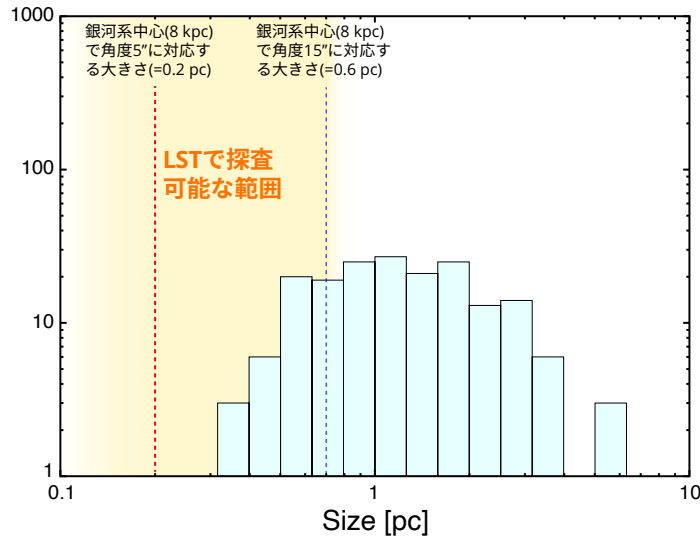


図 4.15: これまでに単一鏡で検出された HVCC のサイズパラメータの頻度分布. LST で探査可能となる HVCC のサイズ範囲を黄色で示してある. 横軸のサイズパラメータは Solomon et al. (1987) の定義による. 図は Oka et al. (2022) により作成.

スの物理状態を正確に定量するには、複数の遷移で輝線を検出することが不可欠である。しかし、点在する多数の HVCC に対して現存する装置で個別に複数遷移を検出するには多くの観測時間を要するため、HVCC の物理状態や統計的性質については限定的な理解に留まっている。LST により、例えば HCN の回転遷移 $J=1-0$ (89 GHz) から上述の $J=8-7$ (709 GHz) や CO $J=7-6$ (807 GHz) まだが捉えられるような複数の周波数帯域での広視野分光観測が実現されれば、短時間で効率よく多数の HVCC の運動を分解し物理状態を把握することが可能となる。仮に 100 ビームの受信機が実現されれば、HCN $J=4-3$ 輝線、 $\Delta V=2 \text{ km s}^{-1}$ の速度分解能、 $\Delta T_a=0.2 \text{ K}$ の感度で、CMZ 全体 ($\sim 1.5 \text{ deg}^2$) を 10 時間強で観測可能である。

近傍宇宙に存在する IMBH は電波連続波源として捉えられる可能性も期待される (4.3.8 節参照)。IMBH を内包している可能性のある HVCC (HN-0.009-0.044 など) には、今のところ対応する連続波源が検出されていないため、これら IMBH 候補の降着率や輻射効率是非常に低いと考えられるが、Sgr A* のように短いタイムスケールでの突発的な光度変動を示すかもしれない。Sgr A* はミリ波から X 線において、しばしば数時間から数十分スケールのフレアを起こすことが知られている (e.g., Yusef-Zadeh et al., 2009)。もし、フレアのタイムスケールがブラックホールの質量に比例するならば、Sgr A* のフレアから類推して、 $10^4 M_\odot$ の IMBH ではサブミリ波帯において数分スケールのフレアが期待できる。このような突発天体の探査には、広視野かつ高感度の連続波撮像が実現できる LST は比類ない威力を発揮する。

HVCC は CMZ に多く見られる分子雲であるが、銀河系円盤部においても同様の分子雲が発見されている (Sashida et al., 2013; Yokozuka et al., 2021)。そのうちの 1 つである W44 に付随する分子雲中に発見された超高速成分 Bullet は、位置-速度図上で特徴的な Y 字型の構造を示し、これは数 $10 M_\odot$ 以上のブラックホールが分子雲に高速

で突入したことにより形成されたと解釈されている (Yamada et al., 2017; Nomura et al., 2018). 銀河系内には1億個以上ものブラックホールが存在すると考えられているが (e.g., Agol & Kamionkowski, 2002), その内で明るいX線源として同定されているものはごく一部であり (Corral-Santana et al., 2016b), ほとんどは十分な質量降着を伴わない暗いブラックホールであると考えられる. CMZに限らず銀河面を広くサーベイし, HVCCに着目することで, このような孤立ブラックホールを間接的に検出できる可能性がある. もちろんHVCCの全てがブラックホールに起因するわけではなく, 分子雲衝突や超新星爆発を起源にもつものも多く存在するはずであり, 思いも寄らない天文現象の発見につながるかもしれない. とりわけIMBHの発見は, SMBHの起源説明や銀河進化を理解する上で重要である. LSTの実現は, HVCCという天体種族の謎の解明に大きく貢献するとともに, IMBH候補天体の数を飛躍的に増やすだろう.

4.3.8 浮遊巨大ブラックホール

銀河は衝突合体を繰り返しながら成長進化すると考えられている. また, 銀河の中心には約100万太陽質量より重い超巨大ブラックホールが存在すると考えられている (Jiang et al., 2011). 自然な結果として, 銀河の衝突合体の過程で, 2つの超巨大ブラックホールが重力的に相互作用する (Malbon et al., 2007; Bellovary et al., 2010). 銀河衝突の後しばらくは巨大ブラックホールを保有したまま壊れつつある銀河がお互いの周りを周回し (Mori & Rich, 2008; Miki et al., 2014), さらに時間が経つと2つの巨大なブラックホールがお互いのまわりを周り, 時空のゆがみが波となって宇宙に広がり重力波として観測される. 一方で, 質量の異なるブラックホールが相互作用した場合, 軽い方のブラックホールが銀河中心から蹴り飛ばされる現象も起こりうる (Fujita & Hikida, 2009).

中心から飛び出したブラックホールは, 銀河内のどこかを「浮遊」する. このような浮遊ブラックホールで生じる現象は理論的に計算されている. 例えば, Kawaguchi et al. (2014); Guo et al. (2020) では, 銀河の高温プラズマに浮遊ブラックホールが突入する際に, 浮遊するブラックホールにどのようにガスが降着するのかを計算している. Kawaguchi et al. (2014) はアンドロメダ銀河 (M31) にぶつかって壊れた衛星銀河の残骸と痕跡から元々衛星銀河の中心に居た巨大ブラックホールの周りからの放射スペクトルを求めた. Guo et al. (2020) では, 浮遊BHの周囲に, 放射効率の悪い高温/乱流円盤が形成されると予測している. さらに, 降着流からの放射を計算すると, 放射エネルギーがミリ波帯に優先的に放出されることが判明した. M 87の外縁部 (中心から約2-3 kpc, プラズマ密度 $\approx 0.1 \text{ cm}^{-3}$, プラズマ温度 $\approx 2 \times 10^7 \text{ K}$) に $10^8 M_{\odot}$ の浮遊ブラックホールが存在すると仮定すると, 100 GHzで, およそ1 mJyの明るさで観測可能であると見積もられている.

銀河の「どこ」に浮遊ブラックホールが存在するのかがわからず, LSTの高視野サーベイ能力が発揮される. M 87のような近傍楕円銀河の背景を網羅的に探査する必要がある. また, 天の川銀河の外縁部にも浮遊ブラックホールが存在している可能性はある. 例えば, 天の川銀河外縁部のサーベイを行う過程で, 正体不明の連続波源が

あった場合は、浮遊ブラックホールかもしれない。LST の網羅的な探査で見つけた候補天体を電波干渉計等を用いて観測することで、放射がコンパクトな領域由来であることを決定する。また、輝線探査を行うことで遠方銀河由来である可能性も排除する。観測感度が向上すると、より質量の小さい浮遊ブラックホールを見つけることが可能である。さらなる感度の向上に期待したい。ブラックホール合体に伴う重力波イベントの検出は、現在の天体物理学実験における最も重要な課題の一つである。例えば、パルサータイミングアレイ (PTA) による観測ではイベントが観測されておらず、宇宙においてブラックホール合体の頻度に関して強い上限値を与えている。さらに、活動銀河核を持つ天体との数と比較しても、重力波イベントの確率が低いことも示唆されている。つまり、銀河の衝突合体プロセスによって次々とブラックホールが流入してくるが、重力波イベントには至らずに、浮遊ブラックホールとして存在している可能性が非常に高いということである (Inayoshi et al., 2018)。つまり、「浮遊ブラックホール」の検出は、重力波イベント同等に重要な結果であるといえる。

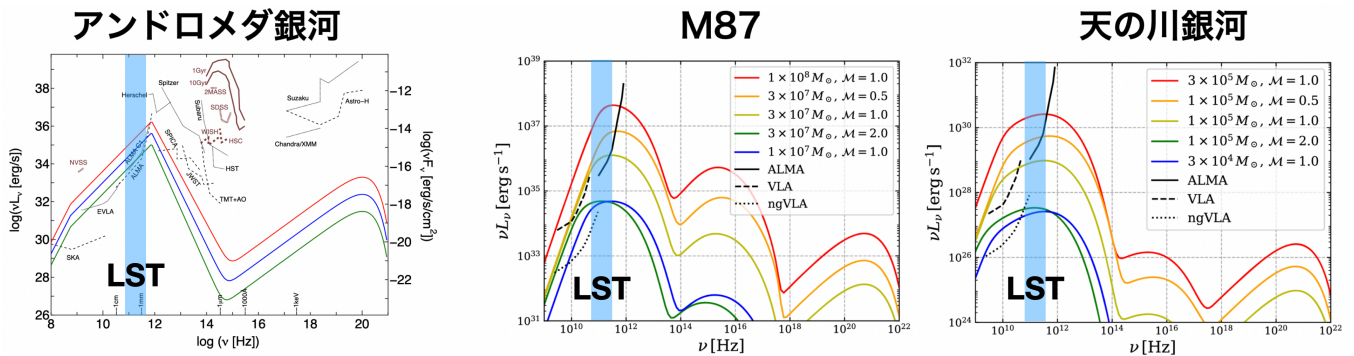


図 4.16: 図は Kawaguchi et al. (2014); Guo et al. (2020) を改訂。各色の曲線が浮遊ブラックホールの質量ごとの各周波数での放射光度を示している。水色で塗りつぶした領域が LST の観測周波数帯を示している。観測感度が向上することで、低質量の浮遊ブラックホールまで検出することが可能であり、検出確率が増加する。©AAS. Reproduced with permission.

4.4 期待される成果の全体像

以上のようにブラックホールに関わる多様なサイエンスが次世代のミリ波サブミリ波望遠鏡によって可能となることが期待されている。本節では最後に期待される成果をまとめる。

まず、超巨大ブラックホールと銀河の宇宙史に渡る共進化のプロセスの解明への貢献が挙げられる。LST の持つ優れた撮像サーベイ能力と超広帯域分光能力を活用し、これまでになく大きな宇宙論的体積に対してダストに隠された成長途上の超巨大ブラックホールおよびその母銀河を発見し、その物理的特徴や進化過程を明らかにできることが期待される。加えて、Euclid や Roman Space Telescope を含め、可視光サーベイとの協同によって、赤方偏移 7 を超えるところまで、様々な紫外線光度を持つクエーサーの母銀河について多波長測光からダストの性質や進化が議論できるだろう。そして LST 独自の、あるいは可視光を始めとしたシナジーを通して、圧倒的な宇宙論的体積

の掃天による隠れた AGN を含めた AGN 種族のより包括的なサンプリングとそれによる宇宙大規模構造と超巨大ブラックホール形成の因果関係が調べられる予定である。さらに、各時代における AGN 光度関数を評価し、現在の宇宙に存在する超巨大ブラックホールの総質量と照合することで平均的なスピンパラメータを推定できると期待される。

また、近傍宇宙を舞台として超巨大ブラックホールにおける物質の降着、噴出を含む成長・制御機構の理解の進展も主眼となりうる。ミリ波サブミリ波での高感度、そして広帯域での撮像・分光能力を活かしてこれまで観測の乏しかったこの波長域におけるエネルギー分布の解明が予期される。その中で様々な AGN 種族さらには X 線ブラックホール連星に対してシンクロトロン自己吸収周波数が決定され、放射領域のサイズ、磁場の構造といった情報が新たに得られることになる。ブレーザーについては多波長・多粒子のマルチメッセンジャー天文学の一翼としても位置づけられる。偏波のモニタ観測にも期待が寄せられる。

LST が稼働する頃には次世代の VLBI 計画である ngEHT も予定されており、世界の望遠鏡と共に LST の参加が想定される。LST は VLBI 素子として見ると ALMA に次ぐ感度を有し、ALMA と同じサイトにあることから感度、地理的に重要な役割を果たすことができる。ブラックホール近傍の動画撮影などの次世代成果への大きな貢献が期待される。LST の持つこれまでの単一鏡と比べて優れた角分解能、そして広帯域分光能力は銀河系中心付近における高速度コンパクト雲の観測能力を格段に増強しうる。これまで見逃されてきた 1pc 以下の小さな分子雲を含め統計的なサンプルに対して運動状態や物理化学状態が調べられ、中間質量ブラックホールとの関係が詳らかになるだろう。LST の持つ掃天能力は浮遊ブラックホールがプラズマ中に突入し、そこで降着するガスの放射をとらえることで浮遊ブラックホールを遂に捕らえることができるかもしれない。