第2章 目指す天文学

天文学は宇宙の様々な現象を取り扱う学問であり、広範な波長による観測が不可欠であ る.中でも赤外線によるは可視光による観測に次ぐ歴史を持っており、その有用性は非常 に高い.しかしながら宇宙からの赤外線の多くは地球大気によって吸収されてしまうた め、その観測は容易ではない.

TAO 望遠鏡は世界最高高度 (標高 5,640m) の望遠鏡であり,赤外線波長でも非常に高 い大気透明度を誇る. 図 2.1 は TAO サイトであるチャナントール山頂での赤外線波長の 大気透過率を,同じ南米チリの標高 2600m のサイトと比較したものである. 従来のサイ トでは, 2.5 μ m 付近までの近赤外波長では大気が透明な波長帯が J,H,K バンドなどの いわゆる大気の窓に分断されているが, TAO サイトではこれが連続的につながっている. また 25 μ m より長い中間赤外線波長でも 40 μ m 付近まで大気が透明な波長が現れる. こ れも既存サイトでは見られないものである. このように TAO 望遠鏡は, 従来は地上から は不可能とされていた波長域での観測も可能にする望遠鏡であると言える.



図 2.1: (上) チャナントール山における大気透過率 (モデル). (下) VLT 8m 望遠鏡が設置されて いるパラナル山での大気透過率モデル. チャナントールに比べて大気の窓の間の吸収が非常に深く, さらに 25µm を超える波長では大気が完全に不透明になっているのがわかる.

この優れた大気透過率を活かすべく、TAO 望遠鏡では2つの観測装置 SWIMS と MIMIZUKU の開発が進められている¹. SWIMS (Simultaneous-color Wide-field Infrared Multi-object Spectrograph) は近赤外線観測に最適化された装置であり、TAO サ イトの特色を活かして 0.9–2.5µm で波長の切れ目なく観測が行えることを最大の特徴と している. これは例えば赤方偏移した銀河などの輝線観測などで威力を発揮する. また 視野が広く (9.6 分角), 2 色同時観測が可能であることから、サーベイ能力も非常に高い. 図 2.2 は可視近赤外線観測におけるサーベイ能力を示した図である. 他の計画と比べて も遜色がなく、またユニークな領域・感度を持ったサーベイが実現可能であることが分か る. これは銀河進化や宇宙論観測、あるいは希少天体捜査などで大きな威力を発揮する.

より長波長の中間赤外線の観測は MIMIZUKU が担当する. この装置は 2-38µm という非常に広い波長範囲をカバーしており,特に 26-38µm は TAO/MIMIZUKU だけが地上観測できる新しい波長帯である. これにより,衛星諸計画よりも格段に高い空間分解能を達成することができれば,惑星進化や物質の起源などに迫る観測が可能となる (図 2.3). さらにこの装置は 2 視野同時撮像などユニークな機能を有しており,従来中間赤外線観測



図 2.2: 可視近赤外線におけるサーベイ能力の比較. 横軸がサーベイ範囲, 縦軸が検出限界. TAO は比較的深く, 広範囲なサーベイが可能である.

1装置の詳細については第4章を参照のこと

では不可能であった時間変動の検出などでも威力を発揮する.

以下ではこれらの装置を念頭に、TAO 望遠鏡の高い赤外線観測能力を活かしたサイエンステーマを述べる。サイエンステーマは大きく2つに分けられる。一つは「銀河宇宙の 起源」、もうひとつは「惑星物質の起源」である。



図 2.3: 中間赤外線観測計画 (スペース・地上) における空間分解能の比較.30µm 帯では TAO が 抜群に空間分解能が高いことが分かる.

銀河宇宙の進化

2.1 銀河の起源と進化

銀河はいつ形成され、どのような過程を経て現在のような姿になったのであろうか? 銀河の形成・進化を理解するためには、暗黒物質の重力不安定性に主導される階層的構造形成の中で、銀河がどのようにして星を形成・獲得して成長したのかを明らかにすることが本質的である.

近年の紫外線,可視光,赤外線などさまざまな波長による大規模銀河探査から,宇宙 の各時代の平均的な星形成率や形成された星の量(星質量)が調べられ,今からおよ そ 80–120 億年前に相当する赤方偏移 1–3 のころに宇宙の星形成活動がピークを迎え (Hopkins & Beacom 2006),銀河が急速に成長を遂げたこと(Kajisawa et al. 2009)が 分かってきた.現在の宇宙で見られる銀河がどのようにして形成されたのかを理解する ためには、こういった時代において、個々の銀河がどのように星質量を成長させたのかを 調べることが重要である.そして、このような時代に存在する銀河について、規模の小さ い状態からどのように成長したのかを高い統計的精度で決定し、またその環境依存性の解 明を目指すためには、深くて広い近赤外線撮像観測が必要不可欠となってきている.

我々は、TAO の赤外線サイトとしての利点と近赤外線の広視野観測能力を生かし、赤 外線における超高感度・広視野の探索を行い、「銀河の進化」についての研究を大きく進 展させることを目標としている.本節では具体的なテーマとして、初期の銀河が星の材料 となるガスをどうやって獲得したか(§2.1.1)、ガスから星へと変わる星形成活動と星質量 蓄積史(撮像的アプローチ:§2.1.2、分光的アプローチ:§2.1.3)といった、TAO が専用望 遠鏡として時間を投入して解決すべき課題、また赤外線銀河やサブミリ波銀河といった遠 方宇宙に見られる銀河種族に対する波長横断的な研究(§2.1.4、§2.1.5)、そして、TAO サ イトだからこそ遂行可能な近傍星形成銀河の Paα 輝線観測(§2.1.6)について紹介する.

2.1.1 銀河の質量獲得メカニズムの解明

近年 UKIDSS サーベイを始めとした広領域近赤外線探査により,赤方偏移 0 から 5 に至るまでの銀河の星質量関数の進化が明らかになった (Caputi et al. 2011). これ によれば,赤方偏移 5 から 0 に向けて宇宙の星質量密度が 100 倍程度増加している (Eyles et al. 2007). その一方で,高赤方偏移ではすでに多くの大質量銀河が形成されてお り,低赤方偏移に向かうにつれてより多くの小質量銀河が形成のピークを迎えていることが 分かっている (Bundy et al. 2006; Pérez-González et al. 2008; Marchesini et al. 2009).

つまり、大質量銀河の活発な形成がより早い時代に行われる傾向があり、時代が下るにつれて これが小質量銀河へと移っていくというダウンサイジング的な銀河形成(Cowie et al. 1996) の姿が明らかにされている. 直感的には、小さい構造が先に出来て、それらが合体集合 を繰り返してより大きい構造が出来上がるという階層的構造形成モデルと矛盾している ように思える. 実際、階層的構造形成に基づく準解析的モデルにおいては、高赤方偏移 で検出されているほど多くの大質量銀河を作ることが難しい(Somerville et al. 2008; Monaco et al. 2007; Wang et al. 2008). ただし、純粋な階層的構造形成モデルの予言 の根幹は主に暗黒物質からなる全物質の質量集積史である. この構造形成を通じて起こ る星形成および星質量集積史の物理プロセスについては諸説あり結論は得られていない. このダウンサイジング的な銀河形成が何故起きているのかを知るためには、高赤方偏移銀 河の星形成のメカニズムを理解する必要がある. したがって今後の銀河形成の課題は、星 質量関数の進化といった現象論ではなく、銀河形成の物理的プロセスの理解へと移って いる.

これまでの銀河形成の一般的描像は小質量銀河が合体集合を繰り返して現在のような 大質量銀河が出来たというものである.しかし,観測から理解されたダウンサイジング 的銀河形成では早い時代(高赤方偏移)に多くの大質量銀河が出来ている.つまり,従来 の描像ではさらに早い時代に合体集合が繰り返されない限りダウンサイジングを説明で きない.一方で,現在から高赤方偏移に向けて単位共動体積当たりの合体銀河の割合を 調べると,増えているという兆候は見られず,むしろ一定に近い(Lin et al. 2008).ま た,赤方偏移 2–3 の銀河には 100 M_{\odot}/yr を超えた激しい星形成を行っているにも関わ らず,形態からは合体の兆候がみられない銀河が多数存在している.このような早い時 代での激しい星形成がどのように行われたかについては銀河形成における大きな謎であ る.最近の階層的構造形成に基づく数値シミュレーションによれば,冷たいガスが大規 模構造のフィラメントの交差部にある銀河に向かって降着した可能性が示唆されている (Dekel et al. 2009,図 2.4).

さらに銀河のバリオン質量のおよそ70%がこのような降着で獲得されたと推測されてい る(Katz et al. 2003; Kereš et al. 2005; Dekel et al. 2009). 流れ込むガスは 10,000K かそれに満たず,密度が高いため,銀河の中心部まで突抜け逆方向から流れ込んできたガ スと衝突し密度が非常に高くなる.その結果,銀河の合体等がなくても激しい星形成が行 われ,銀河の星質量集積が進むのである.この銀河形成の描像は,冷たい降着仮説と呼ば れ,高赤方偏移銀河で観測されている激しい星形成や低い銀河合体率の問題などを解決す ることができる.その一方で,フィラメントを通じて降着する冷たいガスが本当に存在す るかどうかは分かっておらず,冷たい降着は仮説の域を出ない.このような冷たい降着の 有無を観測によって検証すれば,銀河の質量獲得のメカニズムを理解し,銀河形成の物理 プロセスの描像を確立することが可能となる.



図 2.4: 流体シミュレーションにより予言された冷たいガスの降着の様子 (Dekel et al. 2009). 色 の違いは単位角度当たりの降着率を意味する. 点線で示した円はダークハローのビリアル半径を示 す. 箱の一辺の長さは 320kpc.

しかしながらこの仮説を検証する観測は容易ではない. Steidel et al. (2010) は高赤方 偏移の星形成銀河 89 個に冷たいガスの降着が存在しているかを調べた. 彼らは赤方偏移 2の銀河を可視光から近赤外線で分光観測を行った.近赤外分光データにある Ha 輝線 で銀河自身の後退速度(V_{sys})を求め、これに対して可視光分光データにみられる低電離 のケイ素や酸素,炭素などの金属吸収線から冷たいガスの速度(V_{IS})を得て,冷たいガス の視線方向の運動 ($\Delta V_{\rm IS} = V_{\rm IS} - V_{\rm sys}$) を調べた. その結果, $\Delta V_{\rm IS}$ の平均は –160 km/s 程度であり、冷たいガスが降着しているのではなく、逆に銀河から吹き出していることが 報告された (図 2.5). 冷たい降着仮説からは典型的に +200 km/s 以上の速度での降着が 予言されている (Dekel et al. 2009). しかし、このようなガスの降着を示す銀河は一つ も見られなかった. これをもって、Steidel らは冷たい降着は存在しないと結論づけてい る.しかし、理論モデルの予言によれば細いフィラメント状に分布する降着ガスの被覆率 (covering factor) はせいぜい 1%程度であるため、仮に観測された 89 個の銀河全てが冷 たい降着ガスを持っていたとしても観測にかかるのは1個あるかないかといったレベル である (Faucher-Giguere et al. 2011). 従って, Steidel らの観測結果から冷たい降着の 有無を結論付ける事はできない.低い被覆率の問題を解決するには従来の10-100倍(つ まり1,000-10,000 個) におよぶ多数の高赤方偏移銀河を分光観測し, このテストを行う



図 2.5: H α で決めた V_{sys} に対する金属吸収線の速度 (青: ΔV_{IS} に対応) と Ly α 輝線の速度 (赤) (Steidel et al. 2010).

必要がある.

赤方偏移 2 程度の銀河に対する可視分光はこれまで 1,000 個以上行われており,今後は 4000Å 付近で感度の高いすばる主焦点分光器 (Prime Focus Spectrograph; PFS) など の登場でその個数は現在の 10 倍以上 (10,000 個以上) になることは確実の情勢である. これにより多くの高赤方偏移銀河について $V_{\rm IS}$ が得られるだろう. 一方でこのテストに 必要なもう一つの観測量 $V_{\rm sys}$ を得る事は容易ではない. 広領域に渡る多数の銀河に対し て近赤外線分光を行い H α 線を検出しなくてはならないからである. 仮に PFS が現在検 討中の J バンド分光オプションを付けることに成功しても, 観測可能な波長域に入って くるのは H α に比べて数倍暗い [O II] 輝線に限られる. その上, オプションとして付けら れた機能であるため, PFS の J バンド分光の感度は高くない. 同様にして, 感度が必ずし も高くないすばる FMOS でも一部の明るい銀河でしか $V_{\rm sys}$ は得られない. 他に計画さ れている近赤外線分光装置, Keck/MOSFIRE や Magellan/MMIRS などでは視野が狭 い上, 長時間望遠鏡を占有する観測はほとんど認められないため, 非現実的である.

これらの問題をクリアするのは、専用望遠鏡で圧倒的に観測時間を有する TAO 望遠鏡 と広視野近赤外線分光装置 SWIMS である. SWIMS のスリット分光機能により高感度で $H\alpha$ 線を観測できる. 実際 TAO6.5m/SWIMS に近い感度を持つ Magellan6.5m/MMIRS で行われた赤方偏移 2 の銀河の $H\alpha$ 分光データを図 2.6 に示す. これらの結果に基づい



図 2.6: Magellan 6.5m/MMIRS で得られた z = 2の銀河 2 つのスペクトル (Hashimoto et al. in prep.). それぞれの銀河で H α 輝線が検出されている.

て見積もると、可視分光により $V_{\rm IS}$ が求まっている $m({\rm UV}) \lesssim 23.8$ 等の銀河は 30 個程 度 SWIMS の分光視野 (60 平方分) に入る. また、典型的に 1 ポインティング当たり 1.5 時間の観測で H α 輝線を検出し、 $V_{\rm sys}$ を求めることができる. 10,000 個の赤方偏移 2 の 銀河の H α 輝線の検出には 500 時間 (およそ 80 晩) で達成することができる. このよう にして求めた $V_{\rm sys}$ を用いて $\Delta V_{\rm IS}$ を求め、 $\Delta V_{\rm IS} \gtrsim +200$ km/s となる降着ガスの痕跡を 調べる. このようにして、高赤方偏移銀河には普遍的に存在しているものの、観測確率が 低いと考えられている冷たい降着ガスの有無を検証する. 仮に理論モデルの予言が正し ければ 100 個程度の銀河で冷たい降着ガスの存在を確認できるだろう. この場合は、冷 たい降着ガスが銀河の質量獲得メカニズムに重要な役割を果たしていることが示される. もし、10,000 個の銀河について観測したにも関わらず 1 個も冷たいガス降着の兆候が見 られないようなら、現在主流となっている降着ガス入りの銀河形成理論に重大な修正を迫 ることになるだろう.

2.1.2 近赤外線多色広視野撮像で探る銀河の進化

2.1.2.1 TAO/SWIMS による多色撮像探査

大量の観測時間を系統的に投入できる専用望遠鏡 TAO では、汎用共同利用望遠鏡では 実現できないような、大規模な系統的観測を実行することができる.また、広視野 (ϕ 9.6 分角)を2バンド同時に観測できる近赤外線装置 SWIMS は、Subaru/MOIRCS と比べ て5倍のサーベイ能力があり、これまでにない系統的な近赤外探査を効率よく行える.

この特長に注目し、広帯域フィルター $(YJHK_s)$ に加え、6枚の中帯域フィルターと6枚の狭帯域フィルターを作成し、1 < z < 3の銀河をターゲットとした3平方度に渡る従来にない大規模の多色撮像サーベイを行う. これにより銀河のSEDを細かくサンプリングし、星形成領域からの輝線もとらえることによって、世界的に優位性の高い探査を行うことを目指す.

地上からの近赤外線観測では多くの OH 夜光輝線が邪魔になる (特に H バンド)が, その谷間にいくつか狭帯域フィルターを作成できる窓がある. 特に注意深く選ぶと,同 じ銀河からの Hlpha $(\lambda = 6563 \text{\AA})$ と Heta (4861\AA) とを両方狙える組み合わせが存在す る. そこで 6 つのフィルター (FWHM が 0.015-0.027 µm) を作成し, 4 つの赤方偏移 (1.4 < z < 2.3)において H α と H β のペアを作ることが可能である.これによって、両方 の輝線が検出された場合には、赤方偏移が紛れなく決まることに加え、 $\mathrm{H}lpha/\mathrm{H}eta$ の強度比 からダスト吸収量を正確に知ることができるため、真の星形成率を求めることができる. また、分光サーベイのように事前にターゲットを選択する必要がないため、無バイアスに、 ある輝線強度 (星形成率) までの銀河を隈なく探査することができる. 従って, 各赤方偏 移における宇宙の平均的な星形成率密度の測定をはじめ、星形成活動の環境依存性、質量 依存性を不定性を抑えて導出することができる。また波長がすぐ隣同士のフィルターペ アを使えば,お互いの on 点と off 点のデータとして共有できるため, さらに効率がよい. 各フィルターで3時間の積分をすることによって, $f(H\alpha) = 3 \times 10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ の フラックスを 5σ の精度で検出でき, z = 1.4-2.2 の星形成銀河を 3-10 M_{\odot}/yr の星形成 |率 (ダスト吸収補正なしの値) までサンプルできる $(H\beta$ ではおよそ 3 倍の星形成率の銀 河までになる).これらの探査自体からも十分な面積(3平方度)を掃けば、各狭帯域フィ ルターにおいて銀河団のような高密度領域を数個ずつ程度とらえることもできるが、今後 すばるの次世代主焦点カメラ (Hyper Suprime-Cam; HSC) の広視野サーベイで大量の 遠方銀河団 (>1.000 個) が見つかってくると、それらの中にはこれらの狭帯域フィルター にちょうど輝線がやってくる銀河団も十分存在することが期待される (>50 個). 従って 星形成活動に及ぼす環境効果についても統計的に詳しく調べることができよう.

ー方で、SED のサンプリングを密にし、測光赤方偏移の精度を飛躍的に向上させるため、中間帯域フィルターを使ったサーベイも極めて効率的である. KPNO の口径 4m 望遠鏡で行われてきた NEWFIRM サーベイでは、 $J \ge 2$ 分割, $H \ge 2$ 分割する中帯域フィルター導入し、1.5 < z < 3の銀河について $\Delta z/(1+z) < 0.02$ の精度で赤方偏移を測定する事に成功している (Whitaker et al. 2011). さらに SED による星年齢やダスト吸収量の推定においても、精度が向上することが確認されている. 口径 6.5m-8m の望遠鏡で、J1, J2, H1, H2, H3, K1という 6 つの中間帯域フィルターを作成してサーベイを行うことによって、さらに遠方および暗い側に高精度で拡張することを目指したい. 帯域幅が減少する分、積分時間は倍増するが、2 バンド同時に観測できることもあり、分光観

測より大いに効率的であり、かつ無バイアスである.狭帯域撮像では星形成銀河をサンプ ルしたが、中間帯域撮像では、主に受動的に進化する古い星から構成される銀河に対して 効果的である.従って、両者のサーベイを併せることによって、ある時代、ある環境にあ る、様々な年齢や活動性を持つ銀河を幅広くサンプルすることが可能である.

2.1.2.2 銀河進化に及ぼす環境効果

近年のすばる望遠鏡等を用いた銀河団の広視野観測によって, $z \leq 1.5$ の銀河団の周辺部には, 天球上で数 10 分角にも広がったフィラメント状の大規模構造が存在することが証明されている (Kodama et al. 2005; Tanaka et al. 2008; Nakata et al. 2005; Hayashi et al. 2011 など). そして, そのような銀河団と一般フィールドをつなぐ「中間的」な環境で,赤い銀河が急速に増加したり (Kodama et al. 2001; Tanaka et al. 2005 など), スターバースト銀河がもっとも多く見られるなど (Koyama et al. 2010; Koyama et al. 2011), 銀河団の周辺環境が, 銀河の進化を理解するうえで, 鍵を握っている可能性も示されている. そこで, すでに知られている遠方宇宙の大規模構造はもちろんであるが, 今後 Subaru/HSC によって見つかるであろう多数の遠方銀河団に対しても, 比較的豊富に使える TAO の観測時間を投入して近赤外線での徹底的なフォローアップを行い, さまざまな時代における銀河団, 銀河群, フィラメントなどの環境別星質量関数を調べ尽くすことで, いつの時代に, どのような環境下で, 銀河が星質量を獲得したのか明らかになる.

一方で、同じく SWIMS を用いた分光観測(詳細は後述)からは、各銀河の星形成率も正確に求めることができる. 星質量関数の進化のようすと並行して、環境ごとに星形成活動の変遷のようすを描き出し、たとえば銀河団における星質量の獲得が、銀河団内部における星形成活動によるものか、あるいは銀河団周辺の銀河群程度の環境で成長した銀河が落ちてきたものなのか、切り分けることができる.最近の報告によれば、z = 1.5程度の銀河団では中心部にもさかんに星形成を行う銀河の存在が示されているが(Hayashi et al. 2010など)、z < 1の銀河団ではその中心部に星形成銀河はほとんど見つからない.銀河団銀河の形成・進化の起こる場所が、時間とともに変わりゆくようすを、環境別の星質量関数および星形成率関数の比較から定量的に示すことができるだろう.

また、SWIMS のオプションとして検討段階にある面分光機能 (Integral Field Unit; IFU) が導入されれば、上述の撮像探査で見つかるさまざまな環境下の銀河について、その物理状態に迫ることも可能になる. 特に、可変副鏡を用いた地上層補償光学 (Ground Layer Adaptive Optics; GLAO) も導入されれば、0.2-0.3 秒角にまで空間的に分解して (おおよそ z = 1の銀河を ~ 2 kpc の分解能で観測することに相当)、銀河の運動状態や、銀河内部のどこで星形成が起きているか、などの情報を手にすることもできる. 撮像の探査でも、GLAO が使用できれば、上述の銀河サンプルについて「静止系可視光で見

た形態」というきわめて重要な情報をプラスすることができ、これによって銀河の形態ごと、さらに環境ごとに、星質量関数を明らかにすることができるため、銀河団環境における銀河の星質量と形態の獲得が、どのようなタイムスケールで行われてきたのか、TAO によって初めて明かされるだろう.

2.1.2.3 多色撮像探査領域の選定

探査領域は、SXDF や COSMOS などの他波長データが揃う、一般プランクフィールド に加え、環境効果を調べるため銀河団領域のターゲット観測も行う. 各広帯域フィルター で 0.5–1.5 時間積分、各中帯域フィルターで 1–3 時間、各狭帯域フィルターで 3 時間の積 分を考え、2 バンド同時観測を考慮すると、オーバーヘッド込みで、1 ポインティングあた り 25 時間の観測時間を要する. 探査面積は 3 平方度とする. これは、共動体積で 3×10^7 Mpc³ / Δz に相当し、現在 10^{15} M_☉ を超える大質量の銀河団の祖先が 10 個、 10^{14} M_☉ 以上の祖先は 100 個が入る体積に対応し、様々な環境を統計的に網羅するために必要な 面積である. 3 平方度の領域は SWIMS でおよそ 150 ポインティングでカバーできるの で、合計 3,750 時間、ちょうど 1 年間の夜の時間を積算した程度になる.

分光の詳細については次節で述べるが、狙う赤方偏移のコア範囲(1.5 < z < 2.5)では、2 バンド同時の分光によって[O II]、[O III]、 $H\beta$ 、 $H\alpha$ 、[N II]の全てのラインおよび Balmer/4000Å break が一度にとらえられる。各ポインティングで10時間積分を2個の マスクで行うと仮定すると、3,750時間となりこちらもちょうど1年間相当の観測が必要 となる。いずれも専用望遠鏡ならではの、ユニークで汎用性が極めて高い大規模サーベイ となるであろう。

2.1.3 多天体分光サーベイで探る z~2銀河の星形成史

恒星内部の核融合反応はビッグバン直後には宇宙に存在し無かった重元素(ヘリウムよ りも重い元素)を生みだし、それらは星の死後に星間空間に放出される.従って、重元素 量はその銀河の星形成の履歴を表す.とりわけ、星形成銀河の電離ガス中の重元素量、星 質量、星形成率の関係は、暗黒物質ハローの中で銀河が形成される時に、星の材料となる ガスがどのように集積し、星形成によって生み出された重元素がどのように銀河間ガスを 重元素汚染するかを反映している(Erb et al. 2006; Mannucci et al. 2010,図 2.7).こ れは、銀河の形成・進化の理解や宇宙の化学進化を理解する上で重要な情報である.

また、銀河との共進化が示唆されている活動銀河核 (AGN) の銀河進化における役割 を理解する事も重要である. AGN の活動は、銀河の星形成活動と同様に $z \sim 2$ の時 代に最も活発であったことが分かっている (Ueda et al. 2003). $z \leq 1$ の銀河団では、



図 2.7: 星形成率, 星間ガスの重元素量, 恒星質量の相関関係 (Mannucci et al. 2010). ある質量 の銀河に着目すると星形成率が大きい銀河ほど, 或は, ある星形成率を持つ銀河に着目すると星質 量が小さな銀河ほど, 星間ガスの重元素量が少ない. 低重元素量の原始ガスの流入によって星形成 率が高くなり, 低質量の銀河ほどガスの放出が起こりやすいために, この関係が成り立つと解釈さ れている.

高赤方偏移ほど AGN の存在する割合が高くなってきていることを示唆する結果もある (Martini et al. 2009; Tomczak et al. 2009). $z \leq 1$ の銀河団中心部を占めている受動 的に進化している銀河がどのように星形成活動をやめるのかは未だに解明されていない が、その一つの原因として AGN が何らかの役割を担っていることが考えられる. 従って、 これらの性質の相互関係とその環境依存性を解明することは、銀河進化を正しく理解する ための鍵であると言える.

2.1.3.1 TAO/SWIMS による大規模分光探査

TAO に搭載される SWIMS は、このような探査に適した装置である. 銀河と AGN が激 しく進化している z = 1.5-2.5 の時代にある星形成銀河を TAO/SWIMS で観測する事に よって、星形成率の指標となる水素の輝線 ($H\alpha$, $H\beta$) だけでなく、静止系で可視光の波長に ある様々な重元素輝線 ($[O II]\lambda3727$, $[O III]\lambda5007$, $[N II]\lambda6584$)を一度に取得することが 出来る. これらの輝線強度比を利用して、銀河の星形成率、ダスト吸収量、星間ガスの重元 素量、及び AGN の活動性を非常に効率良く調べる事が出来る (Kewley & Dopita 2002). 銀河の星形成率は $H\alpha$ 輝線の光度から見積られる (Kennicutt 1998). $H\alpha$ 輝線は静止系

可視域での放射のため、ダストによる吸収量は比較的小さいが、それでも典型的に1等 ほどの補正が必要である、このダスト吸収量の補正は、高赤方偏移銀河の研究における 最も大きな不定性の一つである.そこで,信頼度の高い推定法の一つである,水素原子 のバルマー系列の輝線強度比 ($H\alpha/H\beta$: Balmer decrement) からダスト吸収量を推定 する. 一方,重元素量はいくつかの可視輝線比を用いて推定する事が出来る. $H\alpha$, [N n]輝線を用いる N2 index (Pettini & Pagel 2004) は, 波長が近いため高赤方偏移銀河の 研究でよく用いられてきたが、電離パラメータへの依存が大きいため、大質量星による 電離輻射場に依存する上に、AGNの堅い電離輻射場や超新星爆発による衝撃波による電 離によっても,重元素量を過大評価してしまう. この不定性は, $\mathrm{Heta},\,[\mathrm{O\,{\sc ii}}],\,[\mathrm{O\,{\sc iii}}]$ など との輝線比を使うことによって改善される (O3N2 index: Pettini & Pagel 2004, R₂₃ index: Pagel et al. 1979). 特に [N II]/[O II] 比は電離パラメータに依らない重元素量の 指標であることが指摘されている.この2つの輝線は波長が離れているため同時観測が 難しく、吸収による影響も受けやすいのでこれまでの研究ではほとんど使われていない. TAO/SWIMS であれば $0.9-2.5 \mu m$ の波長範囲を同時に観測可能なため、赤方偏移 $z \sim 2$ の銀河についてこれらの輝線強度は同時に測定され、Balmer decrement を使って電離ガ スに対する吸収量を見積もることも可能である.

AGN と星形成銀河の区別は, H α と [N II], H β と [O III] の輝線強度比の比較によって 行われる (BPT 診断: Baldwin et al. 1981, 図 2.8). また, これらの輝線比はイオン化 パラメーターにも依存することから星間ガスの物理状態も調べることが出来る.

このように様々な輝線の強度比を調べることによって、宇宙の星形成史に重要な役割を 果たしていていると考えられる時代の銀河がどのように形成されたかを調べる上で重要 な情報を得ることができる.ところが、6.5m 鏡の集光力をもってしても、上に挙げた全 ての輝線を充分な S/N で検出するには相当な積分時間が必要となる.SWIMS に搭載さ れる予定の面分光機能 (IFU) を利用することで、銀河からのフラックスを無駄無く捉え、 このような検出が難しい輝線の S/N を上げられることが期待される.さらに、TAO に搭 載される地上層補償光学 (GLAO) を活用することにより、星形成銀河の電離パラメータ や重元素量について、銀河の中での分布を議論できるようになると期待される.この情報 は、この時代の星形成銀河にどのようにガスが集積し星形成が進むかを調べる鍵となる. また、上述のように重元素量を過大評価してしまう場合に、その電離源が銀河の中心付近 からなのか、銀河全体からの輻射なのかによってこれらを区別することができると期待さ れる.

TAO/SWIMS がターゲットとすべき分光観測領域は、これまでの分光サーベイのよう な一般フィールド領域だけではなく、銀河団のような高密度環境も含むべきであり、先に 述べた撮像サーベイと合わせて最大限の成果を出せるよう領域を選択する. TAO による これらの大規模撮像・分光サーベイにより、星形成率、星間ガスの重元素量、星質量及び



図 2.8: [NII]/Ha と [OIII]/Hβ 輝線強度比を用いた星形成銀河と AGN の分類 (Kriek et al. 2007).

AGN 活動の相互の関係を明らかにし、さらに、その一般領域と銀河団や原始銀河団での 銀河の性質を比較し、その環境依存性を解明する事が可能になるだろう.

2.1.3.2 分光探査領域の選定

TAO/SWIMS による分光探査は、複数の輝線を利用して単独の研究を進めることも 可能ではあるが、サイエンスを最大化するためにも,他のプロジェクトと連携が取れるこ とを見込んだ観測領域を計画したい.今現在計画されているプロジェクトは多くあるが, ここでは日本が深く関わっているものに注目する.

まず、可視光での巨大な撮像サーベイである Subaru/HSC の戦略プログラムとは是非 とも協調したい. Subaru と HSC の組み合わせは非常に強力で、他のサーベイでは得られ ないような良質のデータを提供する.予定通りに計画が進めば、TAO が出来上がるころ には HSC のサーベイは終了してデータは公開されているはずである. HSC のサーベイ領 域はまだ決まってはいないが、赤道付近に HSC ディープフィールド (30 平方度程度) が 配置される予定で、TAO からの観測は容易であろう.現在、この HSC ディープフィール ドの近赤外フォローアップ観測の予定は未定である. HSC の広くて深い可視光データに、 TAO の近赤外データを加えれば、日本発の非常に良質のデータができあがるであろう.

さらに、現在 IPMU を中心として、Subaru/PFS の計画が進んでいる. $0.38-1.3 \mu m$ を一度にカバーする多天体ファイバー分光器で, HSC のフィールドは明らかに PFS サー ベイのメインのターゲットになるであろう.PFS のサーベイに対しても、TAO は非常に 相補的である.それは TAO では PFS の届かない $1.3-2.5~\mu{
m m}$ をカバーできるからであ る.上に述べたように、広い波長をカバーすることは、様々なサイエンスを行う上で、極 めて重要である.例えば、PFS では H α は $z \sim 1$ までしか見えないが、TAO では $z \sim 2.5$ まで届く. TAO では大気の吸収が少ないことも相まって, PFS と協力することで実に 0.38-2.5 µm までのシームレスなスペクトルを得ることができるのである. これは, 銀河 研究をする上では理想的なデータであろう.上で銀河の星質量進化を述べたが,星質量は 正確な赤方偏移と色(もしくはスペクトルの連続光の形)を用いることで精度良く決める ことができる.また、星形成率を求めたり、重元素量を求めたりする場合には、スペクト ルから静止系可視光の輝線を測定することが必要不可欠となる. また, このような解析に は AGN の寄与を省くことが肝要で, 先に述べた BPT 診断 (図 2.8) も必要となる. こう いった解析は PFS のみでは z = 1 までが限界であるが, TAO+PFS では実に $z \sim 2.5$ ま で可能である.こういった解析を統計的サンプルに対して行うのは、TAOとHSC、PFS の組み合わせがなければできないことであり、非常にユニークなサイエンスが期待される.

2.1.4 遠方赤外線銀河のダスト放射物理の解明

1990年代後半から行われてきた大規模な深宇宙サーベイ観測の結果は、宇宙の星形成 率密度 (SFRD)の進化として要約されている (例えば Hopkins & Beacom 2006). この SFRD は、赤方偏移とともに過去にむかって急激に増加することが確認されているが、この 結果を確立するにあたっては、ISO、*Spitzer*、AKARI といった赤外線天文衛星による観測 が大きな役割を果たした. これは、ダストによる放射 (主に中間赤外線放射)を直接観測す ることで、星形成率をある程度正確に求めることができたからである. 赤外線観測によって、 $z \sim 1$ では、 $L_{\rm IR} = 10^{11-12} L_{\odot}$ の赤外線銀河 (Luminous InfraRed Galaxies – LIRGs) が宇宙全体の星形成率の 70 %を占めていることが判明した (Le Floc'h et al. 2005).

このように、ダストによる観測から銀河の物理的な性質(星形成率など)を求めるには、 ダストの性質に対する理解が欠かせない.これまでの赤外線銀河サーベイでは、主に静 止波長で 8 μ m 帯の PAH 放射の光度が、星形成率の指標として使われてきた.これはよ り良い指標である全赤外線光度(L_{TIR})と中間赤外線光度の相関関係を利用したものだ が、この相関関係は線形ではなく、また傾きが光度に依存する複雑なものである.また、 *Spitzer* 衛星によるサーベイ観測では、8–24 μ m の間に、測光バンドのギャップがある ため、実際に観測されるのは静止系 8 μ m 以外の波長である.このため、中間赤外線での K-correction の不定性も入ることになり、星形成率決定の精度は十分とは言えない.特



図 2.9: NEP-Deep サーベイ天体の SED 例. 両銀河とも同じ SED テンプレートでフィットされ るが、実際には、MIRS4883 については PAH 放射が検出されておらず、フィットは棄却される.

に, 個々の銀河を研究対象にする際には, SED テンプレートの不定性が支配的になるため, 深刻な問題となる. この問題を解決するためにも, 銀河からのダスト放射の物理を理解することは重要である.

2.1.4.1 AKARI の成果と課題

AKARIでは、2-24 µm を 9 つの測光バンドを用いた独特な中間赤外線サーベイ観測 を行った (Matsuhara et al. 2006). 衛星の姿勢に対する制限から, 遠方銀河サーベイは 黄極付近の領域でのみ実現可能であったため、北天では北黄極領域 (NEP)で、また南天 では南黄極から 16 度離れた低シラス放射領域 (AKARI Deep Field South – ADF-S) で多波長サーベイを敢行した. NEP 領域, ADF-S でのサーベイ観測はそれぞれ, 中間赤 外線, 遠赤外線での観測に広さ・深さを最適化した. 中間赤外線領域の SED は, PAH 放 射や AGN からの高温ダストの寄与などで、複雑な様相を呈する. AKARI の中間赤外線 サーベイは, 中間赤外線の測光バンドに波長ギャップがないため, 遠方銀河の中間赤外線 SED を用いた研究にとって最適なデータを提供している. この特徴は, 次世代赤外線衛 星 SPICA にも引き継がれる予定である. 図 2.9 に、AKARI による銀河 SED の例を 2 つ示した. 両銀河とも、同じ SED でフィットされるが、実際には、一方の銀河では、テン プレートにはみられる PAH 放射が観測されておらず, AGN のように連続光成分が卓越 している. この例で明らかなように、中間赤外線放射から銀河の物理的性質を探るには、 十分な波長分解能が必要不可欠である. また、星形成と AGN からの寄与の切り分け以外 にも、PAH 放射強度の重元素量に対する依存性の理解が大きな課題となる.

AGN や重元素量の評価は、0.4-0.9 µm での可視分光観測で一般的に行われてきた.



図 2.10: [左] NEP-Deep サーベイ天体の赤方偏移分布 (白) と, Subaru/FMOS 観測ターゲット の赤方偏移分布 (黒). 赤方偏移は測光観測から推定. [右] FMOS ターゲットの赤外線光度と赤方 偏移.

AKARI によって得られた赤外線銀河のサンプルについても、Subaru、Keck、WIYN に 搭載されている多天体分光器を活用し、可視分光観測を進めた.しかし、赤方偏移 z > 0.4の天体については、H α 輝線が近赤外線域に入ってしてしまうため、Balmer decrementを用いた減光補正が行えなくなる.また、ダスト吸収によって異常に赤い、つまり可視で暗い天体については、可視分光での AGN 判定が難しく、近赤外線での分光観測が望ましい.このように、Subaru/FMOS や TAO/SWIMS などの近赤外線多天体分光器は、赤外線銀河の性質を明らかにする上で決定的な役割を果たす.

2.1.4.2 SPICA \succeq TAO \land

口径 3m 級の主鏡を持つ SPICA は、2010 年代において世界最高の遠・中間赤外線観 測を可能にするミッションである. これまでの赤外線天文衛星に比べ、望遠鏡口径(つま り解像度)を一挙に4倍以上、感度は3桁以上向上させる. また、SPICA では、AKARI のように中間赤外線で波長ギャップのない測光バンド構成が採用される.

図 2.10 に、AKARI/NEP サーベイによる中間赤外線ソースと FMOS 観測用に選定 したターゲットの赤方偏移分布 (測光から推定)を示した.AKARI の近–中間赤外線測 光観測の結果、9 つ全てのバンドで検出された銀河は、 $z \sim 0.5$ にピークをもつ.つま り、中間赤外線から星形成 / AGN の切り分けが保障できる統計サンプルを用いた信頼 度の高い研究が行えるのは、現状 $z \sim 1$ 程度までと考えて良い.SPICA では、感度の向 上により $z \sim 3$ の赤外線銀河 (LIRGs)を全バンドで検出できるだろう.これら全バン ド検出天体では、中間赤外線の SED を用いた信頼度の高い赤方偏移推定が可能である (Takagi et al. 2010).

これら SPICA 全バンド検出天体は、分光フォローアップ観測の最重要ターゲットとな る. SPICA の新しい能力の一つとして、中間赤外線分光による重元素量決定が挙げられ る (Nagao et al. 2011). この方法では、[Ne II] 12.8 μ m, [Ne III] 15.6 μ m, [Ne v] 14.3 μ m とその周辺の輝線を用いて、重元素量を推定する. その他、同じイオンの別遷移輝線強度 比を用いることで、ガスの温度・密度など物理状態の推定も可能である. 更に、埋もれた AGN の検出にも有効である. ただし、多天体分光機能はないため観測天体はある程度限 られる. 一方、多天体分光器である TAO/SWIMS は、SPICA 天体の静止系可視光域のス ペクトル観測を行うための最も強力な観測装置の一つである. SWIMS 観測より、これま で主に近傍銀河で一般的に行われてきた Balmer decrement を用いたダスト吸収の推定、 [O II]、[O III]、H α を用いた重元素量決定、[O III]、[N II] とバルマー輝線による AGN 診断 などが、 $z \sim 3$ の SPICA 検出天体について可能になる. 南天の ADF-S 領域は、SPICA や TAO の他、ALMA による高分解能撮像や様々な分子輝線を用いた銀河の力学的診断 も可能で、宇宙初期の星形成銀河を総合的に究明する上で重要な役割を果たすことが期待 されている.

2.1.5 サブミリ波銀河と隠された星形成史

星形成活動を行う銀河には、低温で密度の高い $(20-100 \text{ K}, n(\text{H}_2) > 10^3 \text{ cm}^{-3})$ 星間 物質を大量に持つ分子雲が普遍的に存在する.これらの分子雲は恒星の形成の母体にな る一方で、生まれて間もない恒星は分子雲と物理的に近い距離にあるために星間物質に隠 されやすい.したがって、形成・進化期にある銀河は、ときに宇宙で最も激しい星形成活 動を伴うにも関わらず、可視近赤外域での減光量が大変大きく、既存の 8m 級可視望遠鏡 の感度をもってしてもその検出がむずかしいことがある.一方で、恒星からの紫外線を吸 収し暖められた星間物質は、今度は遠赤外線からサブミリ波領域にわたってダストの連 続光、ガスの輝線というかたちでエネルギーを再放射する.したがって、ダストに埋もれ て進行するタイプの銀河進化、言わば「隠された星形成史」をあばくことが TAO の重要 な使命になる一方で、同じアタカマ地域に展開するサブミリ波観測装置 (ALMA, ASTE, CCAT) との連携の重要性は論を待たない.

2.1.5.1 サブミリ波で選択された銀河の TAO 観測

宇宙で最も活発に星形成活動を行う銀河が、8m 級の光学望遠鏡をもってしても理解 されていないままでいる.これは、爆発的な星形成を行う銀河は、概して自身が持つガ スや塵 (ダスト) に隠されてしまうためだ.ダストに埋もれた銀河進化を経験している もっとも極端な例が、赤方偏移 $z \approx 2-3$ に多く同定されているサブミリ波銀河 (SMGs;

Smail et al. 1997; Hughes et al. 1998; Barger et al. 1998; Blain et al. 2002; Kohno et al. 2008; Hatsukade et al. 2011) である. SMG は今日の銀河団に所属する大質量 楕円銀河の先祖と目されており (Borys et al. 2005), 実際に高赤方偏移の原始銀河団と 密接な関係にあることが観測的に示されている (Blain et al. 2004; Chapman et al. 2009; Tamura et al. 2009; Weiß et al. 2009; Capak et al. 2011). したがって, TAO のサイト・大集光力と中間赤外にまで至る波長範囲を生かした SMG の撮像・分光探査 を行うことができれば, ダストに埋もれて進行する銀河進化史をあばき, 原始銀河団のよ うな高赤方偏移の質量集中箇所を特定することができるだろう. さらに, 輝線の情報が 得られることによる SMG そのものに対する研究の展開も大きい. 例えば, 輝線幅から 力学的質量を求めたり, 大質量ブラックホールの質量を推定したり, SMG が放射する莫 大なエネルギー源を診断したりすることが可能となる (例えば, Motohara et al. 2005; Takata et al. 2006; Alexander et al. 2008).

TAO は、SMG の追究研究において重大な役割を負う一方で、そのサンプル構築には、 サブミリ波観測装置とのシナジーが必須である.SMG の探査には、サブミリ波連続波カ メラが有効である.現在では、世界各国で大規模フォーマットのサブミリ波連続波カメラ が積極的に開発・運用されている.我が国のサブミリ波深宇宙探査として、東京大学・国 立天文台を中心に ASTE 望遠鏡²と超伝導転移端センサー型ボロメーターカメラ (2011 年 10 月搭載) を用いるプロジェクトが進んでいる.

また、こうしたサブミリ波探査で発見された SMG の対応天体の同定には、アタカマ大型ミリ波サブミリ波干渉計 (ALMA³) が有効である. ALMA は、66 台のアンテナを結合し、波長 350 μm-3 mm において世界最高の感度と空間分解能で観測を行う電波干渉計である (2011 年部分運用開始, 2012 年本格運用開始).

こうしたサブミリ波で検出された銀河に対する, TAO によるすみやかな撮像・分光観 測は, 宇宙再電離の時代から今日にいたるまでに隠された星形成銀河がどのように進化し てきたかを知る重要な手がかりを提供するものと期待される.

2.1.5.2 TAO で発見された銀河のサブミリ波観測

近赤外線深宇宙探査で発見される遠方のきわめて赤い銀河 (HERO, DRG) や円盤銀河 の祖先と考えられる星形成銀河 (BzK 銀河) が,現在の宇宙に見られる銀河種族にどのよ うに関係しているのかを知ることは,銀河進化研究の中心課題である.そもそも銀河の進 化は,ガスから恒星への相転移現象を素過程として進行する.したがって,恒星誕生の母 体たる分子ガスには,銀河進化を理解する大きな手がかりがあるはずである. TAO によ

²ASTE 望遠鏡ホームページ http://www.nro.nao.ac.jp/~aste/

³ALMA 望遠鏡ホームページ http://alma.mtk.nao.ac.jp/j/

²⁵



図 2.11: 左: アタカマ大型ミリ波サブミリ波干渉計 ALMA の想像図 (Credit: ALMA [ESO/NAOJ/NRAO]). 右: 国立天文台と東京大学等が運用する ASTE サブミリ波望遠鏡

り発見されるこうした銀河の分子ガス追究観測を効率よく進める際にも、やはり ALMA 望遠鏡が重要な役割を果たす。

TAO と補償光学による高感度・高分解能撮像は、いわば銀河がこれまでに経験した、あ るいは現在経験している進化の情報を提供するだろう.たとえば、多色撮像による可視・ 近赤外線スペクトルのモデリングからは、銀河が持つ恒星系の質量、年齢、星形成率等が 導かれる.一方で、ALMA 望遠鏡による分子ガスの高分解能分光撮像(0."01-0."1)は、 今後銀河がどう進化していくかを知るための基本的な情報を提供する.たとえば、分子ガ ス質量、空間構造(サイズ、銀河衝突の兆候等)、力学的構造(系統的な回転運動、分散の大 きいランダムな運動等)、星形成活動に関する情報である.

これらの情報を統合することは、銀河が今後どのような進化を遂げ、現在のどの銀河の 種族・形態へ至るのかを知る手段となるばかりか、我々の天の川銀河の先祖に対応する若 い銀河の同定や理解が進むことが期待される.

2.1.6 Paa で探る近傍宇宙の星形成パノラマ

ここまでに紹介したサイエンスは遠方銀河を観測対象として銀河進化を解き明かそう というものであったが、近傍にある(現在の)銀河の星形成活動を空間的に分解し、その 様子から銀河の進化を紐解くことも TAO サイトならば可能である.

2.1.6.1 近傍銀河の星形成と Paα 輝線

星形成は 10⁶⁻⁷年の時間スケールで起き,数 pc 程度の空間的スケールを持った局所的 な現象として進行する.一方,銀河の腕構造・棒構造やバルジ,また銀河団は 10⁸⁻⁹年の 時間スケール,数-数百 kpc の空間スケールで進化する大局的な構造でありながら,星形 成と密接な関係がある事が知られている.このように空間的・時間的に何桁にもわたる 現象を包括的に理解するためには,銀河の全体像を把握しながら個々の星形成領域を追う 事のできる近傍銀河という実験場が必要である.さらに銀河のダイナミクス,重元素量や 銀河団などの環境と星形成の関連を探るには,一つの銀河ではなく大規模な銀河サンプル に対して一様な形で個々の星形成領域の活動性をサーベイする事が最も重要である.

星形成活動を表す指標として星形成率 (M_☉/yr) が用いられるが, 近傍銀河において 個々の領域の星形成率を求める事は容易ではない. 大質量星からの直接的な輻射の指 標として一般的に用いられる紫外線 (UV) や Hα 輝線は星間塵 (ダスト) による吸収 が激しく, 個々の星形成領域においてはダストの分布によって $A_V = 0-5$ 等と大きな 幅を持ち (Quillen & Yukita 2001), 銀河内の星形成率測定は 1 桁程度の不定性を持っ てしまう. ダストからの輻射を用いて間接的に星形成率を評価する事も行われている (Calzetti et al. 2007) が, ダストの組成や大きさ, 温度に依って真の星形成率との線形性 が保証されない, トレースする星形成のタイムスケールが異なるなどの問題がある. 現在 最も信頼できる星形成の指標の一つとして水素の電離輝線である $Pa\alpha$ ($\lambda = 1.875 \mu m$) がある. $Pa\alpha$ の固有の強度は H α に対して 1/8 程度であるが, ダストの吸収が格段に少 ないため一般的な星形成領域の減光量である $A_V = 3$ 等以上においてむしろ H α よりも 強度が強くなる. 従って, これまでダストに深く埋もれていた星形成の現場も露わになる ことで, 星形成のほぼ無バイアスな指標として用いる事ができる. 一方, $Pa\alpha$ は地上観測 では水蒸気による吸収が激しく, 現在は世界で唯一 miniTAO/ANIR のみで狭帯域フィ ルター撮像が観測可能である.

2.1.6.2 TAO/SWIMS による $Pa\alpha$ 撮像サーベイ

地上望遠鏡である TAO は長期間の観測を確保する事が可能あり、また視野が広い (SWIMS で ϕ 9.6 分角) という点で将来の宇宙望遠鏡計画 (*JWST* の近赤外カメラで視 野 2 分角) に対しても有利であり、大規模な近傍銀河の Paa 撮像サーベイを行うには うってつけである. 例えば狭帯域の Paa-off フィルター N195 を用いると、後退速度が 9,000 < V < 15,000 km/s を満たす全ての近傍銀河が原理的には観測可能であり、*IRAS* による $\lambda = 60 \ \mu m$ でのフラックスが 1 Jy 以上のものに限れば 890 天体ある. TAO の

6.5m という口径を考慮すればこれらの天体のすべてを数年間で撮像する事ができ、近傍 銀河研究にとっては極めて貴重なデータベースとなる. このデータベースを用いる事で

1. 銀河の環境変化・形態進化に従ってどの特徴的な領域で星形成が活発化するか

- 2. 赤外線など他の星形成トレーサーのキャリブレーション
- 3. ALMA のデータを用いて銀河のガス・ダスト構造と星形成活動の関係の研究

などが統計的側面から行える. さらには, 遠方銀河で起きている激しい星形成を TMT や ALMA によって超高空間分解して物理的に理解する上で手助けとなることも大いに期待 される. これらはすべて標高 5,640m のチャナントール山頂というサイトで初めて実現 可能であり, 今後の大規模な地上や衛星プロジェクトをもってしても取って代わる事が困 難なユニークなサイエンスと言える.

2.2 活動銀河核,超新星,宇宙論

活動銀河核 (Active Galactic Nuclei; AGN) とは銀河中心部の極めて小さい領域から 銀河全体、あるいはそれを凌駕するエネルギーを放射する天体現象であり、そのエネル ギー源は超巨大質量ブラックホールへの質量降着によるものとされている. 近年の研究 によって活動銀河核以外の多数の近傍銀河の中心部に超巨大質量ブラックホールが存在 することがわかり、またいっぽうで活動銀河核のブラックホール質量とその母銀河のバル ジ成分の質量に強い相関が発見されるなど、活動銀河核現象は銀河の形成と進化に深く関 係していることが明らかになってきた。活動銀河核の形成と成長および銀河進化との関 係を探るため、多数の高赤方偏移天体あるいはダストによる大きな減光を受けた天体につ いて、連続した近赤外スペクトルを高い質で取得することが今後重要となってくるだろ う. TAO 望遠鏡が建設されるチャナントール山頂は、その高い標高と乾燥した気候のた め世界の他のサイトに比べてもっとも赤外線の大気吸収率が低く、近赤外領域での分光観 測を行う上で広い波長帯で効率の良い観測が可能であるという大きな利点を備えている. また大型望遠鏡に一般的な共同利用型の望遠鏡に比べて TAO 望遠鏡では豊富な観測時 間を確保することができ、より大きなサンプルについて高精度なスペクトルを得ることが 可能である. 従って, 次世代の近赤外線による活動銀河核の研究について TAO 望遠鏡の 大きな貢献が期待される.

超新星は星がその進化の最終段階で起こす大爆発である.星は中心部でより重い元素 を合成しながら、その核反応で生じたエネルギーでもって自身の重力を支えている.太陽 の約10倍以上の質量をもって生まれた星は、進化とともにその中心部に鉄を主成分とす

るコアを形成する. 鉄は最も安定な元素であるため, それ以降核反応によるエネルギー供 給を行うことができない. そのため中心部が爆縮を起こし中性子星あるいはブラックホー ルを形成する. その際に解放されるエネルギーの一部により中心天体を残し星全体が爆 発する. これが重力崩壊型超新星であり, その最大光度時のスペクトルの特徴により II 型, Ib 型, Ic 型に分類される. 一方, 太陽の数倍程度の質量の星は, 質量放出を経て炭素 と酸素からなる白色矮星を形成する. 白色矮星が近接連星系をなす場合に, 相手の星から の質量降着あるいは連星合体により白色矮星の質量が増大し得る. チャンドラセカール 限界質量と呼ばれる閾値に到達すると, 爆発的な酸素の核反応により爆発を起こす. これ が Ia 型超新星である. サーベイ観測は, 詳細な測光・分光フォローアップの対象となる 超新星を発見するのに加え, 超新星頻度や星生成史, 観測的宇宙論研究において重要であ る. また, 個々の超新星の測光・分光観測は, 星の進化や超新星爆発・元素合成の物理機 構の解明のために不可欠である. これら双方のアプローチを組み合わせることで, 宇宙に おける元素の起源や超新星が銀河進化に与える影響等が議論できる. TAO 望遠鏡の高い 近赤外線サーベイ能力および柔軟な運用体制は超新星およびそれを利用した銀河宇宙の 進化の研究に重要な貢献を期待できる.

宇宙に存在する天体現象だけでなく宇宙そのもののありかた,誕生や進化を研究するの が宇宙論である。基礎物理学理論の発展と観測技術の進歩により宇宙の理解は大きく進 み,ビッグバンで誕生した宇宙が現在まで膨張を続けながら多様な天体を生み出してきた とするビッグバン宇宙論がひろく受け入れられている.とくに過去15年で観測的宇宙論 は長足の進歩を遂げた.WMAP 他による宇宙背景放射のゆらぎ測定やハッブル宇宙望 遠鏡によるセファイド型変光星の距離測定,多数の遠方超新星の光度距離測定や銀河分布 のバリオン音響振動,重力レンズや銀河団の計数などの観測とあわせてハッブル定数や宇 宙の質量密度,宇宙定数の測定精度は誤差数パーセントに至り,標準的な宇宙膨張モデル が確定した.しかしながら宇宙膨張の歴史を理解しようと試みると宇宙の全エネルギー のうち,宇宙が膨張しても密度が一定である謎のエネルギーであるダークエネルギーが約 4分の3,重力相互作用を行うが電磁相互作用は行わないダークマターが約5分の1を占 め,正体不明の「ダーク」なものが宇宙の過半を占めるという物理学の根幹に関わる大き な謎が残されている.TAO 望遠鏡は高い赤外線観測の性能を持ち,かつ柔軟な運用体制 がとれるため,観測的宇宙論に関わる謎に複数の手法で迫っていくことができる.

2.2.1 TAO で探る超巨大質量ブラックホール進化

様々な銀河の中心部には超巨大質量ブラックホールが存在し、その質量 $M_{\rm BH}$ は太陽質量の数百万倍から数十億倍に達することが知られている $(M_{\rm BH} \sim 10^{6-9} M_{\odot})$. この超巨大質量ブラックホールは、銀河中心部のコンパクトな領域から銀河全体の光度を凌駕する



図 2.12: 高赤方偏移 z = 7.085 のクエーサーのスペクトル (黒線). この赤方偏移は宇宙誕生後お よそ 7.7 億年に相当する. ブラックホール質量は $2 \times 10^9 M_{\odot}$ と推定されている. 赤線は中赤方 編移 2.3 < z < 2.6 のクエーサー 169 個の合成スペクトル.

ほどの莫大なエネルギーを放射するクエーサー現象のエネルギー源として重要であると 同時に、銀河の形成と進化にも様々な面で影響を与えるため、宇宙の進化の全容を理解す る上でも非常に重要である.しかし、超巨大質量ブラックホールが宇宙 137 億年の歴史の 中でどのように質量を獲得して成長してきたかという問題は全く理解されておらず、その ため超巨大質量ブラックホールの進化に関する研究が注目を集めている. Sloan Digital Sky Survey (SDSS) による近年のクエーサー探査の結果、赤方偏移 6 前後のクエーサー が約 20 天体発見され (e.g. Fan et al. 2006)、それらの超巨大質量ブラックホール質量が $10^9 M_{\odot}$ に達することが報告されている (e.g. Kurk et al. 2007).赤方偏移 6 は宇宙年 齢にすると 10 億年に満たない程の初期宇宙に相当するが、そのような短い時間のうちに $10^9 M_{\odot}$ の超巨大質量ブラックホールを作ることは理論モデルに対する強い時間のうちに $10^9 M_{\odot}$ の超巨大質量ブラックホールを作ることは理論モデルに対する強い制約となって いる (e.g. Tanaka & Haiman 2009). さらに最近、赤方偏移 ~ 7 (宇宙年齢約 7.7 億年) にクエーサーが発見され、その超巨大質量ブラックホール質量が $2 \times 10^9 M_{\odot}$ であること が報告されるに至り (Mortlock et al. 2011; 図 2.12)、ますます超巨大質量ブラックホー ル進化の謎は深まりつつある.

超巨大質量ブラックホール進化を理解するための一つの障壁は、SDSS では遠方宇宙に おいては非常に明るいクエーサーしか観測できていないということである. この観測バイ アスにより、そもそも超巨大質量ブラックホール質量が 10⁹M_☉ を下回るクエーサーを見 つけることは困難であり (e.g. Kelly et al. 2010)、そのため超巨大質量ブラックホール の質量関数の全体像を描くことができない. 初期宇宙から低赤方偏移宇宙にかけて超巨大 質量ブラックホールの質量関数が統計的にどのような変遷を遂げたかを明らかにするため には、これまでよりも暗いクエーサーを遠方宇宙において系統的に探査する必要がある. こうした背景を踏まえ、すばる望遠鏡の次世代主焦点広視野カメラ Hyper Suprime-Cam (HSC; 2012 年ファーストライト予定) を用いた新たなクエーサー探査プロジェクトが検

討されている (Subaru Wide-Field AGN Survey; SWANS). SWANS では可視広域多 色撮像観測によって SDSS よりも 2–3 等級暗いクエーサー ($Y_{AB} \sim 23$)を 1000 平方度 以上の天域に対して探査し,赤方偏移 6 程度の低光度クエーサーが 200 天体程度発見さ れると見積もられている.

この HSC による大規模サーベイは 2013 年から 5 年程度の観測が想定されているが、 得られた撮像データから超巨大質量ブラックホール進化の議論を行うためには分光フォ ローアップ観測が必須である.すなわち C IV λ 1549 または Mg II λ 2800 の輝線速度プ ロファイルを測定することにより、力学的手法から超巨大ブラックホール質量が見積もら れる.しかしこの両輝線は赤方偏移 5.5 以遠で 1 μ m より長波長側にシフトしてしまうた め、赤方偏移 6 での超巨大ブラックホール質量を測定するためには近赤外線での分光観測 が必要である.ここで注意すべきことは、今注目しているターゲットの面密度が非常に低 く、そのためマルチスリットまたはファイバー多天体分光の手法を用いても観測効率がほ とんど向上しない点である.そのため、仮に 200 天体に対して 6-8m 級望遠鏡により各 2 時間の観測を行うことを考えると、総計 400 時間、すなわち 40-50 夜が必要となり、すば る望遠鏡などを用いた共同利用的な観測でこの研究を完遂することは極めて困難である.

しかし TAO 望遠鏡は大学望遠鏡として柔軟な観測時間運用が可能であり、ここで想 定している近赤外分光観測を各セメスターあたり数晩,数年間にわたり継続することで 赤方偏移 6 クエーサーの超巨大ブラックホール質量の系統的観測を完遂することが可 能となる.口径 6m 以上の望遠鏡でこのような柔軟な望遠鏡時間運用を可能とする施設 は他になく、この研究を TAO にて行うことは非常にユニークかつ競争力の高い. なお、 TAO に搭載される SWIMS で想定されている波長分解能 $(R \sim 500 - 1000)$ および限 界等級 ($Y_{AB} \sim 22.6$ for S/N = 5 in 1 hour exposure) は赤方偏移 6 クエーサーの超巨 大質量ブラックホール質量測定を進めるのにちょうど適したものとなっている⁴. さらに TAO/SWIMS の利点として、他サイトでの観測に比べて近赤外域でのバンドギャップに おける大気透過率が比較的良好であることが挙げられる. 実は超巨大質量ブラックホー ル質量を測定する際に、 $C IV\lambda 1549$ よりも $Mg II\lambda 2800$ を使った方が系統誤差が小さいこ とが知られている (e.g. Shemmer et al. 2004). しかし赤方偏移 6 程度のクエーサーの Mg II はちょうど H バンドと K バンドの間のギャップにシフトするため、この波長帯で精度よくスペクトルを取得することができる TAO/SWIMS は非常に強力である. また、 赤方偏移 6 のクエーサーの Mg II が精度よく測定可能であるということは、クエーサー の化学組成診断の観点からも非常に有用である.

 $^{^{4}}$ 一般にクエーサーの C IV λ 1549, Mg II λ 2800 の輝線速度幅は 2000 km s⁻¹ 以上である.





図 2.13: これまでに行われたクエーサーの Fe II/Mg II 輝線強度比の観測. 縦軸が Fe II/Mg II 輝線強度比,横軸が赤方偏移を表している. Ia 型超新星爆発を起こす星の寿命が 10 億年であるこ とを考えると,宇宙年齢 10 億年に相当する赤方偏移 5.6 付近で強度比に大きな変化が見られるこ とが期待されるが,観測結果からは明らかな変化が見られない.

2.2.2 Fe II/Mg II 輝線強度比の測定による第一世代星形成時期の推定

超新星爆発の元素合成理論によると、鉄は主に Ia 型超新星爆発によって作られ、一方 酸素やマグネシウムと言った α 元素は主に II 型超新星爆発によって作られる. II 型超新 星爆発を起こす大質量星の寿命がおよそ 100 – 1000 万年であるのに対し、Ia 型超新星爆 発を起こす小質量星の寿命はおよそ 10 億年であるため、宇宙で最初に星が生まれた後、 Ia 型超新星爆発が起こり始める約 10 億年後に宇宙における鉄の α 元素に対する存在量 が急増することが予想される. 観測によりこの鉄/ α 元素組成比の急増が起こる時期を確 認できれば、宇宙で一番最初に星が生まれた時期を推定することが可能になる.

この手法を用いて第一世代星形成時期を推定しようと、多くの研究者によってクエー サーの Fe II/Mg II 輝線強度比が測定されてきた (図 2.13). しかし測定値は分散が大き く、宇宙年齢 10 億年に相当する赤方偏移 5.6 付近にあると予想される鉄の急増がはっき りとした形では見えていない.

これらの観測研究には2つ問題がある可能性がある.1つは Fe II/Mg II 輝線強度比が 鉄/α 元素組成比を正しく反映しているか否かという点である.これまで観測が行われて きた静止波長で紫外域に存在する Fe II 輝線は輻射輸送計算によって光学的に厚いことが わかり、光学的に薄い静止波長で可視域に存在する Fe II 輝線こそが鉄/α 元素組成比を



図 2.14: TAO による高赤方偏移クエーサーの分光観測シミュレーション. 黒線が分解能 R = 5,000, 積分時間 10,000 秒での TAO の感度曲線を表している. 青線, 緑線, 赤線はそれぞれ赤方偏移が 3,6,10 の場合における $M_B = -28$ のクエーサーのスペクトルを表している. 影の部分が TAO で 予定されている分光観測の波長域である.

測定するために有利であることが明らかになった.したがって,これからの観測では静止 波長で可視域に当たる Fe II の測定が重要であり,高赤方偏移天体の測定には赤外線での 観測が必須となる.

もう1つは宇宙で最初に起こった星形成が瞬間的なものではなく、ある期間に渡って継続した可能性である。もし後者が正しいならば、星形成が続いた期間の分だけ鉄/α元素 組成比の急増を鈍らせ、観測サンプル数が少ないと図 2.13 のように値に大きな分散が現れることが予想される。この場合、鉄/α元素組成比の急増を確かめる唯一の手段は、できるだけ広い赤方偏移にわたって大量のサンプルを測定することとなる。

そこで TAO 望遠鏡の出番である. TAO は世界で最も高い標高にある望遠鏡であり, 赤外線観測を妨げる水蒸気の影響が小さい. したがって TAO は地上で最も高感度な赤 外線望遠鏡と言え,本研究のような高赤方偏移天体の赤外線分光観測には最適である. 図 2.14 は TAO による高赤方偏移クエーサー観測のシミュレーションである. 分解能は R = 5,000,積分時間は 10,000 秒を仮定している. 図から分かるように,赤方偏移 10 のクエーサーであっても十分な精度で観測可能である. Mg II 輝線と可視 Fe II 輝線を 測定するには静止波長で 2200 – 5100Å のスペクトルが必要であり, TAO の近赤外線分 光観測の波長域は 0.85 – 2.4 μ m であることから,赤方偏移 2.9 – 3.7 のクエーサーの

Fe II/Mg II 輝線強度比は TAO による観測が期待される. また大学所有の望遠鏡である 点をいかし,大量の観測時間を用いて他の望遠鏡では真似できないサンプル数を得ること が可能となる. これにより第一世代星の星形成期間のために鈍ってしまった鉄/α元素組 成比の進化の様子が初めて明らかとなり,「いつ宇宙で最初の星が生まれたのか?」とい う天文学の最先端の重要課題について重要な情報が得られるだろう.

2.2.3 ダストに埋もれた活動銀河核の探査

近年, 遠方宇宙のみならず近傍宇宙においてもダストに埋もれた活動銀河核が存在する ことが数多くの観測によって示唆されている.例えば超高光度赤外線銀河と呼ばれる大 量のダストに埋もれた銀河の中には,その中心部に活動銀河核を有するものもあることが わかってきている (e.g. Sanders & Mirabel 1996, Imanishi et al. 2008). また硬 X 線 やガンマ線の近傍活動銀河核の観測からは,かなりの活動銀河核がダストによる吸収を受 けていることも明らかになった (e.g. Maiolino et al. 1998, Risaliti et al. 1999). さら に活動銀河核の種族存在比モデルに基づくと,宇宙 X 線背景放射を説明するために大量 に吸収を受けた埋もれた活動銀河核の存在が予言されている (e.g. Ueda et al. 2003).

従来の活動銀河核探査は、紫外線および可視の波長域を用いて星より青い天体を探す ことで行われてきた.しかしながらその探査では、視線方向からその中心部分が隠され ている2型活動銀河核、またダストにシステム全体が覆われているような活動銀河核の 発見が困難である.このように従来の紫外線可視光の探査が不十分であることは認識 されており、電波 (Glikman et al. 2004)・X線 (Kollatschny et al. 2008)・近赤外線 (Cutri et al. 2002) での探査も行われているが、それぞれの観測手段に固有なバイアス のため埋もれた活動銀河核の完全な探査には程遠い状況である.

そこで中間赤外線の探査がダストによる吸収という問題を克服する有効な手段となる.活動銀河核はその中心核のまわりに存在するダストのトーラスが中心核からの放射 により高温に温められており,近・中間赤外線で強く放射を行うことがよく知られている.この近・中間赤外線での放射を検出することでその活動銀河核を探査することができる.実際,Oyabu et al. (2011)では,赤外線天文衛星「あかり」中間赤外線全天サーベイ(Ishihara et al. 2010)の中間赤外線超過天体のフォローアップ観測を進めることで,「あかり」の近赤外線分光 2.5–5µm と中間赤外線フラックスでしかその活動銀河核の兆候を見せない天体,おそらくダストに深く隠された活動銀河核の検出に成功した.そこで発見された天体の一例を,図 2.15 に示す.現在,近傍宇宙においてもこのような天体は数例しか見つけることができておらず,統計的な議論を進めるには至っていない.これは, 2.5µm 以上の波長での分光観測の困難さによる.



図 2.15: (a) IRAS 01250+2832 のエネルギー分布図. 青線が, あかり近赤外線分光の結果. が「あかり」全天サーベイのデータ点, が IRAS 全天サーベイのデータ点を示す. + は, 2MASS の データ点. 黒実線は, 楕円銀河のテンプレート. 点線は, 510K と 100K のダストの黒体放射モデル を示す. 赤鎖線は, 楕円銀河のテンプレートとダストの黒体放射モデルで作られたエネルギー分布 図. (b) に近赤外線領域の拡大図を示す.

現在「あかり」の中間赤外線全天サーベイに加えて、米国の Wide-field Infrared Survey Explorer(WISE) (Wright et al. 2010) による中間赤外線の全天サーベイが行われている. これにより、中間赤外線測光において活動銀河核候補となる天体の抽出が今後進むと考えられている. これらの候補天体の近赤外線分光、とくに L、M バンドでの分光観測は高温のダストからの連続光を直接検出できるため、活動銀河核の確認には有効な手法となりうる. TAO 望遠鏡では、赤外線大気吸収率の低さや豊富な観測時間といった独自の利点を生かして、この波長帯における分光観測を安定して遂行することが可能であり、ダストに隠された天体の近傍宇宙での役割、さらには活動銀河核や銀河の進化への役割を明らかにすることができると期待される.

2.2.4 変光現象で探る活動銀河核の構造と進化

活動銀河核の放射はX線から電波まであらゆる波長にわたっており、これに対応して複 雑な内部構造が考えられている.これまでの研究から中心の超巨大質量ブラックホールを 取り巻くように降着円盤が存在し、そこからは紫外線~可視光の連続放射が、これをとり まくように分布するガス雲からは紫外線・可視波長域の幅の広い輝線が、さらにこれを取 り巻くようにトーラス状に分布するダストからは赤外線が放射されると考えられている. これらの構造と放射機構を理解することは銀河内の星間ガスのブラックホールへの質量 供給機構、巨大ブラックホールの起源と成長を解明し、活動銀河核現象による銀河形成・

進化への影響と活動銀河核と銀河の進化の関係を明らかにするために重要であることは 論を待たない.しかし活動銀河核の放射領域のみかけの大きさが極めて小さいため、その 内部構造の研究は特別な困難を伴っている.赤外線干渉計によるダストトーラスのサイズ 測定や VLBI 電波干渉計による分子ガスディスクの観測など (e.g. Miyoshi et al. 1995; Kishimoto et al. 2011; Tristram & Schartmann 2011) 少数の例外はあるものの、ダス トトーラスの内半径は千分の一秒角以下、広幅輝線領域のサイズは 1~10 万分の一秒角、 降着円盤にいたっては 100 万分の一秒角程度の大きさであり、巨大望遠鏡であろうとも 活動銀河核は点源にしか見えず撮像して詳細に構造を調べることは叶わない.

そこで活動銀河核の一般的な性質の一つである放射強度の時間変動(すなわち変光現 象)を利用して内部構造や放射機構を探るユニークな方法が発展してきた。とくに1次 放射源(例えば降着円盤)からの放射を吸収再放射している2次放射源(例えば広幅輝 線領域(BLR)やダストトーラス)があるとき、1次放射源からの放射(紫外線可視連続 光)の時間変動に続くように2次放射源からの放射(広幅輝線や近赤外線)の時間変動が 生じることが期待され、その時間差は1次放射源から2次放射源までの光速での伝搬時 間に相当すると考えられる. この手法は reverberation mapping 呼ばれ、実際このよ うな現象が近傍活動銀河核を中心に観測され (e.g. Wandel, Peterson, & Malkan 1999; Minezaki et al. 2004; 図 2.16),降着円盤, BLR、ダストトーラス最内部の階層構造や物 理状態について新しい知見をもたらしてきた.



図 2.16: 近傍活動銀河核 NGC4151 の光度曲線. 左図: BLR reverberation mapping の観 測例 (Bentz et al. 2006 より作成). 青棒は可視連続放射の 5100Å でのフラックス, 緑棒は H β 広幅輝線のフラックス. 可視連続放射に対して H β 輝線の変動が ~ 7 日ほど遅れており, こ れは BLR 半径が ~ 0.006 pc に相当する. BLR 半径と H β 輝線幅から中心のブラックホー ルの質量は ~ 4.6 × 10⁷ M ⓒ と見積もられた. 右図: dust reverberation mapping の観測例 (Koshida et al. 2009 より作成). 緑点は可視連続放射 (V バンド) のフラックス, 赤点は近赤外 線放射 (K バンド) のフラックス. V バンドフラックスに対して K バンドフラックスの変動が 30-70 日程度遅れており, 時期により遅延時間も変動している. これはダストトーラスの内半径が ~ 0.03 - 0.06 pc のあいだで時間変化していることを意味している.



図 2.17: これまでに観測されている近傍銀河の中心ブラックホールとその銀河までの距離. 黒丸は 高分解能撮像分光により星あるいはガスの速度場から中心ブラックホールの質量が求められた銀河, 白三角はその上限値. これらの天体は活動銀河核とは限らない. 白丸は reverberation mapping 観測によって中心のブラックホール質量が求められた銀河 (活動銀河核). 巨大望遠鏡による高分 解能観測を行わなくても reverberation mapping 観測のほうがより遠方かつ小質量の銀河中心ブ ラックホールの質量を測定できるが,中小口径望遠鏡での限界も迎えつつある.

なかでも BLR の reverberation mapping は特別な重要性をもつ. 広幅輝線の幅は BLR 中のガス雲の速度場を反映しており, それは活動銀河核中心の巨大質量ブラック ホールによって支配されていると考えられている. そこで reverberation mapping でも とめた中心から BLR までの距離 (半径) と広幅輝線幅 (速度) から中心ブラックホールの 質量を観測的に求めることができる. これまで 40–50 個の活動銀河核についてこの手法 に基づいてブラックホール質量が求められている. さらに BLR 半径は活動銀河核の降 着円盤放射の光度に相関していることが明らかになっており, この相関を利用して活動銀 河核光度から BLR 半径を求め広幅輝線幅と合わせて 2 次的にブラックホール質量を求 めることができる. この方法は長期のモニター観測を必要としない点で有利であり, 大規 模サーベイ観測から得られた大量の活動銀河核サンプルについての統計的な議論に応用 されることが多い.

活動銀河核の変光を利用した研究、とくに reverberation mapping 観測は長期間のモニター観測が必要なため、観測時間に余裕がある小口径の望遠鏡が利用されてきた(図 2.17). しかし今後、遠方の暗い活動銀河核や活動銀河核としては小さい質量のブラックホール ($M_{\rm BH} < 10^6 M_{\odot}$)を持つ天体の観測に観測を広げ、また広幅輝線を速度分解して BLR のガス雲の運動を探るなど研究を進めていくためには、高空間分解能(シーイング)・大口径望遠鏡による高感度のモニター観測が必要となる. そこで TAO 望遠鏡であ

る. TAO 望遠鏡はその大口径, 良好な観測条件もさることながら, 大学望遠鏡として柔 軟な観測時間運用が可能であり, 変光の速い低光度活動銀河核の密なモニター観測にも変 光がゆっくりな遠方大光度活動銀河核の長期モニター観測にも対応が可能である. 大口 径望遠鏡でこのような柔軟な望遠鏡時間運用が可能な施設は他になく, TAO 望遠鏡によ るモニター観測によって活動銀河核の構造, 銀河中心部のプラックホール成長と活動銀河 核・母銀河の進化について独自の重要な貢献が期待できる.

2.2.5 近赤外超新星サーベイ

現在,小中望遠鏡による大規模な突発現象・超新星サーベイ観測が世界中で行われて いる.また,すばる HSC によるサーベイが 2012 年度から予定されており,2020 年には LSST による大型サーベイが計画されている.このように可視域においては大型のサー ベイ計画が進行・計画中であるが,近赤外におけるサーベイはまだ未開拓の領域である. 可視サーベイの延長としての,Ia 型超新星による宇宙論や新種の突発現象発見を目指し た銀河団サーベイあるいはフィールド・サーベイも興味ある研究であるが,ここでは特に 近赤外ならではのサーベイ計画について述べる.

星形成銀河における超新星頻度と異なる環境での超新星の性質

近傍の LIRG (Lumninous InfraRed Galaxy), ULIRG (Ultra Luminous InfraRed Galaxy) で発生する超新星のサーベイ研究を提案する. これらは爆発的に星形成を起こしている銀河であり,高赤方偏移に行くに従い星生成の大部分を担う銀河である. 星形成に伴う大量の塵で覆われているため,これらの銀河で発生した超新星は可視サーベイ観測では発見できない. 超新星の頻度研究においては,これらの '塵に隠された'超新星の数を補正する必要があり,これは簡単化された予測にもとづいて行われている Mannucci et al. 2007. LIRG, ULIRG が星形成の大部分を担う高赤方偏移においては非常に大きな不定性がある. これは,近傍の LIRG, ULIRG で発生する超新星を直接検出することで解決する. また,活発な星形成領域においては初期質量関数等の物理状況が異なる可能性もあり,可視とは異なる頻度で異なる性質の超新星が発生するかもしれない.

特に銀河中心付近の明るい部分で超新星発生率が大きくなるため,銀河中心から超新星 を分解する空間解像度が要求される (図 2.18). したがって、大口径望遠鏡での AO 観測 が必要とされ、TAO に非常に適した観測計画となる.

現在まで、Gemini、VLT により数か月に一回程度の頻度での AO を用いたサーベイが 行われており、数個の超新星が報告されている (Mattila et al. 2007). しかし、これらは 1-2 カ月で暗くなってしまう通常の超新星を発見できず、かつその追観測の粗さから超新 星のタイプ分類もできていない (図 2.19). TAO において、例えば 30 銀河を一カ月ごと



図 2.18: IRAS18293-3413 で発見された超新星 SN2004ipMattila et al. 2007. (A) は元の画像, (B, C) は銀河からの光を差し引いた画像 (B, C は異なる時刻での観測). 超新星 (マーク) は銀河 中心から約 1"の距離で発生した. 観測は VLT/NACO による.



図 2.19: 超新星 SN2004ip の光度曲線 Mattila et al. 2007. (A, B) はそれぞれ別のタイプの超 新星の光度曲線と比較した図. 非常に粗い光度曲線しか得られていないため, 超新星のタイプ, 性 質等は特定されていない. そのため, 頻度等の研究も大きな不定性がある. TAO では 5 日以下の 頻度で密に光度曲線をサンプルすることを提案する.

にサーベイすれば,年間のべ60時間程度で10個程度の超新星が発見されることが期待 される.さらに発見された超新星については5日程度ごとに追測光観測を行うことで,超 新星の分類や物理的性質を抑え,正確な頻度計算も可能になる.サーベイと合わせて年間 のべ10晩程度で可能な観測計画であり,これにより超新星頻度や星形成領域での超新星 の性質の研究が飛躍的に発展することが期待される.

2.2.6 近傍超新星の測光・分光観測

近赤外における超新星の振る舞いはまだ未開拓の領域である. Ia 型超新星については, 宇宙論への応用の必要から近赤外光度曲線が得られ始めているが, スペクトルに関しては 時間的に連続した分光観測はまだほとんどなされていない. Ia 型超新星による宇宙論パ

ラメータ測定精度は近赤外の方が可視よりも良いことがいわれており、今後高赤方偏移で の観測が期待されるが、このためには K-correction 等に用いる template としての近傍超 新星スペクトルのデータが不可欠である.重力崩壊型超新星の測光・分光 template は近 赤外サーベイによる頻度研究等のインプットとしても重要である.さらに、スペクトル・ 光度曲線の解析そのものが、個々の超新星の性質、星の進化、爆発機構に迫る上で非常に 重要である.以下、近赤外スペクトルを用いた爆発機構の解明に焦点を絞って述べる.

Ia 型超新星の組成分析:親星と爆発のメカニズムに迫る

超新星は爆発した後およそ 30 日間にわたり吸収線スペクトルをもち, その吸収線の分 析から, 超新星爆発により放出された元素の組成を明らかにすることができる.

Ia 型超新星は宇宙における距離指標として用いられているが、その親星である白色矮 星の進化や、爆発のメカニズムは未だ解明されていない.これまで多数の Ia 型超新星の 分光観測が行われてきたが、ほとんどの観測は可視光で行われてきた.可視光の分光から は、爆発時に合成されたケイ素、鉄の放出量や分布がよく調べられている.

一方で,親星の情報を残し,爆発のメカニズムに敏感なのは,最外層に存在する炭素,酸素,マグネシウムである.例えば,爆発が強い場合(爆轟波)は炭素が残らず,酸素,マグネシウムが大量に存在し,爆発が弱い場合(爆燃波)は比較的多くの炭素が残ると予想される.炭素と酸素の吸収線は可視光領域に存在するが,酸素は親星にも含まれ,さらに爆発時にも合成されるため,炭素,酸素燃焼の結果であるマグネシウムの存在量と分布を同時に調べることが非常に重要である.

しかし、可視光領域では、マグネシウムの吸収線(Mg II 4481)は他の吸収線とブレンドしており、この3元素の関係を明らかにすることができなかった.近赤外領域では、 他の吸収線とブレンドしていない Mg II の非常に強いライン(Mg II 10927)があり(図 2.20、黒線)、このラインと、可視光のC II 6578、O I 7773を同時に観測することで、Ia 型超新星の最外層の元素組成をマッピングすることができる.

Ia 型超新星の近赤外線分光はこれまでも 3-4m 級以上の望遠鏡を用いれば可能であっ たが Marion et al. 2009,時間的制約のためほとんどなされてこなかった. さらに,酸素, 炭素,マグネシウムは爆発の最外層のみに存在しており,爆発直後の分光観測と,それに 引き続く密な観測が必要不可欠である.これらの困難を,時間的に連続した近赤外線分光 を行うことできる TAO によりすべて克服することで,Ia 型超新星の親星と爆発のメカ ニズムに迫ることができる.

Ibc 型超新星の組成分析:ガンマ線バーストの親星に迫る

重力崩壊型超新星は大質量星が進化の最期に起こす爆発である.可視光スペクトルに 水素が見られず、ヘリウムが見られるものが Ib 型、水素もヘリウムも見えないものが Ic



図 2.20: 超新星の近赤外スペクトル (データは Patat et al. 2001, Hamuy et al. 2002 より). Ia 型超新星 (黒線) では, 近赤外線領域のスペクトルにより, 可視光ではブレンドが激しい Mg II の 吸収線を観測できる. Ibc 型超新星 (赤線) では, ヘリウムの有無を近赤外線スペクトルで判定で きる. ガンマ線バーストに付随した超新星 (青線) がヘリウムをもつかもしれない. 破線は 13,000 km s⁻¹ の速度でブルーシフトした He I の波長位置.

型と分類されている. これらはそれぞれ,親星が水素層を失って爆発した (Ib 型),もしくは,水素層もヘリウム層も失って爆発した (Ic 型) と解釈されている. これまでガンマ線 バーストに付随して発見された超新星はすべて Ic 型超新星である.

ガンマ線バーストを起こすには,親星の高速回転が必要であると考えられている.しかし,ヘリウム層まで失うような激しい質量放出が起きると,回転が遅くなってしまうことが予想されるため,ガンマ線バーストに至る親星の進化経路には確固たる理論がない.

これまで Ibc 型超新星の近赤外線分光は 5 天体程度しか行われていないが, 赤外線領域 ではヘリウムの吸収線 (He I 10830, 20581) が強く, 可視光では同定が難しい場合でも, 赤外線で明らかに検出される場合がある (図 2.20, 赤線). しかも, GRB 980425 に付随し た超新星 SN 1998bw (青線) にもヘリウムの吸収線があるかもしれず Patat et al. 2001, もしこれが本当ならば, ガンマ線バーストの親星の進化経路に重要な制限を与えるもので ある.

このような観測には比較的短時間の観測を何夜も行う必要があり,既存の大望遠鏡では 実現が難しい. TAO によって初めてガンマ線バースト天体を含めた Ibc 型超新星の系統 的な赤外線分光観測を行うことで,ガンマ線バーストの親星に迫ることができる.

10/1	11/3	11/ 6	11/ 10
			and the second
11/ 28	11/ 30	12/ 7	12/ 8

図 2.21: Ia 型超新星 SN2002kp (z = 0.928)の明るさが変化する様子. すばる望遠鏡主焦点カ メラ Suprime-Cam による可視 i' バンドの撮像例. 2002 年 10 月 1 日 (左上) にはほとんど見え なかった超新星が約 1 ヶ月後に明るくなり, また暗くなっていく様子がわかる.

2.2.7 Ia 型超新星による宇宙膨張測定

ダークエネルギーの性質を調べるために、有効な手法として、Ia型超新星、バリオン音 響振動,銀河団個数,弱重力レンズの4つが主に考えられている. この中で,Ia型超新星 の観測は純粋に幾何学的に宇宙の膨張史を測定することができ、宇宙の加速膨張を始めて 直接検出した (Perlmutter et al. 1999; Schmidt et al. 1998; 土居 2004). Ia 型超新星 の最大光度は -19 等前後とほぼ銀河 1 個分に匹敵するくらい明るいため、遠方 (z 1.5) ま で観測することが可能であり、また減光の速さ(あるいは光度曲線の幅)を使って絶対光 度の補正を行うと、10%程度の分散で明るさを標準化することができる. 近傍と遠方の Ia 型超新星の明るさを比較することで、宇宙の幾何学的な構造を測定することが可能にな る. 世界では、宇宙の加速膨張の発見を受けて、様々な超新星サーベイが実行された. 比 較的小型の望遠鏡による近傍の超新星サーベイ (SN Factory, SDSS), 4m 級望遠鏡によ る中程度の赤方偏移 (z = 0.2-0.8) をカバーするサーベイ (ESSENCE, SNLS), ハッブ ル宇宙望遠鏡や 8-10m 級望遠鏡による、最も遠い赤方偏移 (z =0.8-1.6) を狙ったサー ベイ (SCP, High-z) がある.これらのサーベイの大部分はすでに観測が終わっており、 解析結果の報告を待つ状態となっている.現在実行中,あるいは、近年開始予定のサーベ イとしては、Pan-STARRS, DES, HSC などによる超新星サーベイ, さらに将来的には LSST によるサーベイが計画されている. これらのサーベイによって、z < 1の赤方偏 移では数百から数千個の Ia 型超新星が観測される. TAO は、その高い赤外線性能から、 ダークエネルギーの時間変化を調べるのに重要なより遠方の超新星観測に寄与するのが 望ましいと考えられる.

遠い超新星観測を用いた宇宙膨張測定においては、実は超新星の候補を発見するのは さして困難なことではない。例えばすばる望遠鏡の主焦点カメラ Suprime-Cam を用い ると、同時に多数の銀河を観測できるため、一晩に数十個の超新星候補を発見することが できる. さらに、Suprime-Cam の後継機である HSC では一晩に 100 個程度の候補天体
が発見されると期待される.しかし、この数十個の候補を精密に観測し、精度良い宇宙膨 振測定を行うのは容易なことではない.ダークエネルギーの時間変化のような精密測定 を行うには、発見のあとの精密な追加観測が重要である.追加観測には2種類が必要で、 一つは超新星の型と赤方偏移を決める分光観測、他の一つは超新星の明るさおよびカラー の変化を精密に測定し、標準化された明るさを得るための追加測光観測である. TAO 望 遠鏡は高い赤外線性能のため、これらの追加観測において大いに威力を発揮すると考えら れる.

分光観測の役割は、変光天体が Ia 型超新星であることを確認した上で、赤方偏移を測定することである. 超新星のタイプの決定については、光度曲線の形状やカラーから統計的には分類可能であるが、宇宙論では直接超新星のスペクトルからタイプが決定された超新星だけを使うことが多い. 赤方偏移については、超新星が発生した母銀河の分光を行なって決定することもできるが、偶然同じ視線上に赤方偏移の異なる銀河が存在する可能性を排除するためにも超新星のスペクトルが観測されることが望ましい. 光学望遠鏡による分光観測で超新星自身のスペクトルが得られる例は、これまでのところ z = 1.3 程度までである (Riess et al. 2004; Lidman et al. 2005; Morokuma et al. 2010). これは地上望遠鏡の場合、赤方偏移によって、重要な観測波長帯が夜光の強い 1 μ m 弱の波長域に移動してくるため、背景雑音が効いて遠方の暗い超新星の観測が困難となること、またHST では集光力が不足しがちで、かつ、現在の装置では、あまり高い波長分解能の観測は行えないことなどによる.

TAO 望遠鏡においては、シャープな星像により暗い超新星の測定を可能にするアダ プティブ・オプティックス (AO) を使うことにより、I バンドから J バンドにかけての シャープな結像性能を実現し、もっとも遠い超新星の分光を可能とする. 概算によると 3 時間の積分で、z = 1.5の超新星のスペクトルも、必要な質で得ることができる. 撮像で 発見する候補のすべてを分光観測することはおそらく難しいが、超新星候補の色と光度曲 線の情報を、分光観測の行われた超新星を使って較正し、撮像情報から超新星の型を決め ることもできると思われる.

分光観測とともに必要となるのは、明るさの時間変化(光度曲線)を調べる追加測光観 測である. Ia 型超新星の場合には、真の明るさの明るい超新星ほどゆっくり暗くなること が知られている. この関係を補正すれば、明るさの分散は10–15%程度となり、良い標準 光源となる. 現在までのところ、地上望遠鏡ではz = 1.2程度までの光度曲線が得られて いるが(Yasuda et al. 2004)、それを越える赤方偏移では、ハッブル宇宙望遠鏡によって のみ光度曲線が得られている. z > 1の超新星については可視光域の観測バンドは超新星 の静止系の紫外線域あるいはより短い波長に対応する. 紫外線域の超新星の明るさにつ いては可視光域に比べて超新星の個性がより大きいと考えられており、標準的な明るさを 得るには適していない. また、波長が短いほどダストによる吸収を大きく受けることにな



図 2.22: すばる望遠鏡で得られた可視の i' バンドでの遠方の超新星の光度曲線 (明るさの時間変化)の例.

るので、超新星の静止系で可視光域に相当する赤外線域での観測が必要になる. TAO で は AO を使った観測により、 *z* = 1.5 の超新星の静止系で可視のバンドの光度曲線を得る ことができる. AO は特に赤外線域で性能も高く、背景光による雑音を大幅に軽減できる. AO の性能にもよるが、概算では 20 分で一個の追加測光が可能となる. 一個の超新星に 対し、 2 色、 5 回以上の測光観測を行えば、十分な測定精度が得られる.

全体としてはすばる望遠鏡の広視野観測(可視の光度曲線を得るための観測を含む)12 日、TAO による AO 分光観測12日、AO 撮像観測25日の規模で、*z* = 0.8 を超える超 新星100個の測定が可能となる.これは現在までに見つかっている遠方の超新星の数を 一桁増やし、赤方偏移ごとに調べる必要のあるダークエネルギーの変化の有無において、 もっとも遠方で高精度の値を与えるものと期待できる.

しかしながら,近未来の Ia 型超新星静止系可視光での観測における宇宙モデルの決 定においては,やがて統計誤差ではなく系統誤差が効いてくる.これは可視光では超新 星周辺や母銀河の塵による減光量が比較的大きく,観測される超新星の色の情報を用い ても高い精度での減光量の推定は難しいためである.そこで有望視されているのが,静 止系近赤外線波長における Ia 型超新星の精密測光観測である. H バンドにおける減光 量はVバンドの約 5%であり (Calzetti et al. 2000),また H バンドでは光度曲線の暗く なる速さや幅の補正を行わなくとも明るさのばらつきは 15%程度であるとわかってきた (Wood-Vasey et al. 2008).したがって H バンドで Ia 型超新星の観測を行うと系統誤



図 2.23: 論文発表された Ia 型超新星の明るさと赤方偏移の図 (Suzuki et al. 2011 より作成). 実 線は平坦な宇宙でダークエネルギー 73%,物質 27%の場合の予想. 高赤方偏移のものはまだ 20 個 程度にすぎないが, TAO ではすばる望遠鏡等と協力することにより,赤矢印で示された赤方偏移に 100 個以上の観測点が期待できる.

差を桁で減らすことができる. しかしながら宇宙論モデルの決定に用いるためには,様々 な赤方偏移に出現する Ia 型超新星に対して静止系 H バンドでの明るさを精密に決定し てやる (K 補正を行ってやる) 必要があり,そのためには,Ia 型超新星の近赤外線波長域 の広い範囲スペクトルが爆発後様々な時刻において,標準化されている必要がある.

TAO 望遠鏡は、近赤外線波長域で 95%開いた広い大気の窓を活かし、多くの Ia 型超新 星の近赤外線スペクトルデータベースを作成し、標準化することができる.現在米国では WFIRST、ヨーロッパでは EUCLID といったダークエネルギーを調べるための衛星望 遠鏡が検討され、また地上でも 30m 級望遠鏡が活躍する時代が近づいている. これらは いずれも 1 兆円規模の計画であるが、超新星宇宙論で活躍をするためには、TAO 望遠鏡 などの活躍による近赤外線スペクトルデータベースが不可欠なものとなる.

2.2.8 活動銀河核の変光観測による宇宙膨張測定

Ia 型超新星のように,絶対光度が銀河以上に明るくかつ見かけの明るさによらない観 測量で絶対光度を見積もることができる天体であれば,Ia 型超新星と同様に近傍から遠 方までその種の天体の光度距離を測定することにより,宇宙の幾何学的な構造を求めるこ とが可能になる.超新星の進化効果の影響など距離測定手法に内包する系統的誤差の影 響を見積もるためにも、異なる原理に基づいた手法による独立した測定は重要である.

こういった観点に基づくと、活動銀河核もまた宇宙膨張の測定に適した天体である.これまでの reverberation mapping の観測から活動銀河核の BLR 半径およびダストトー

ラス内半径は降着円盤放射の絶対光度の 0.5 乗に比例することが観測的に明らかになっ てきた (Minezaki et al. 2004; Suganuma et al. 2006; Bentz et al. 2009; 図 2.24). こ れらの相関にはそれぞれ理論的根拠があり, BLR 半径については, 輝線ガス雲の密度や 組成が一定であればその電離状態は基本的に BLR に入射する降着円盤からの電離紫外 線フラックスに依存すると考えられること (cf. Horne, Korista, & Goad 2003), いっぽ うダストトーラス内半径については, トーラス中のダストの温度はダストに入射する降着 円盤放射と赤外線による再放射との放射平衡によって決まり, 高温になったダストの昇 華によってダストトーラス内縁が形成されていると考えられ, ダスト昇華温度が一定 (昇 華温度はダストの組成によるが強い輻射場において最も高温にまで耐えられるダストが トーラス最内縁で生き残る) であることである. したがって reverberation mapping の 観測により降着円盤放射に対する広幅輝線あるいは近赤外線の遅延時間を測定し, そこか ら降着円盤放射の絶対光度を求め, 見かけの明るさと比較することで光度距離を測定する ことができる.

とくに dust reverberation 現象を利用する手法は、ダスト昇華温度という物性に依存 する量が近傍宇宙でも遠方宇宙でも変化しないという理論的根拠が明らかなものであり、 東京大学を中心とするグループが独自に提唱・探求してきた (Yoshii 2002). 約8年間の



図 2.24: 活動銀河核光度と、可視変光から Hβ 輝線フラックス変動 (左図; Bentz et al. 2009) および近赤外線変光 (右図; Sugawara et al. in prep.) までの遅延時間との関係. 明るい活動銀 河核ほど遅延時間が大きく、遅延時間は両者ともに光度の平方根にほぼ比例している. 左図の上 のパネルは全ての reverberation mapping の測定を示したもの、下のパネルは1つの活動銀河核 に複数回の測定があった場合にはその平均をとって、活動銀河核ごとに示したもの. 右図の白抜 き赤丸は MAGNUM 以前の観測データ、赤菱形、赤丸は MAGUNUM による観測結果である. MAGUNUM により dust reverberation 観測が大きく進展したことがわかる.

運用を続けてきた東大 MAGNUM 2m 望遠鏡によるモニター観測の結果,数十個の活 動銀河核で dust reverberation 現象を確認し,これらから光度と遅延時間の相関関係を 観測的に明らかにした. さらにモニター観測から得られたダスト内縁部の構造や物理状 態についての最新のパラメータ値をダストモデルに導入し測定された可視近赤外線遅延 時間を用いて降着円盤光度を計算し光度距離を求めた結果,ハッブル定数 $H_0 \sim 79$ km s⁻¹Mpc⁻¹ という値を得ている. さらに今後,ダストモデルや観測データの解析手法に さらなる改良も期待できる.

また降着円盤放射自体の変光を利用しても同様の手法が可能である.活動銀河核の数日程 度の短いタイムスケールの変光現象において、X線放射の変光に遅れて紫外線可視連続放射 が変光し、また紫外線可視連続放射において短波長の変光に長波長の変光が追随する現象が いくつかの天体において観測されている (e.g. Collier et al. 1999; Sergeev et al. 2005; Minezaki et al. 2006). これはブラックホール近傍の放射源からの X 線が降着円盤を照 らして紫外線可視波長域で再放射するためと解釈されており、これによればその遅延時間 は降着円盤のサイズを示すことになる.標準的な降着円盤モデルを使えば降着円盤サイ ズからその光度を見積もることができる.実際、Collier et al. 1999 では近傍セイファー ト銀河 NGC 7469 の紫外線可視多波長観測から $H_0 \sim 49 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ という値が求 められまた Cackett, Horne,& Winkler 2007 では14 個の近傍活動銀河核の可視多波長 観測から $H_0 \sim 45 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ という値が求められている.

以上に述べたような,宇宙論的な距離にある多数の活動銀河核を高精度に観測するためには,優れた観測条件下での大口径望遠鏡が必要となってくるだろう.いっぽうで前述のように活動銀河核の変光観測には柔軟な望遠鏡時間運用が重要である. TAO 望遠鏡は 大口径かつ大学望遠鏡として柔軟な運用が可能であり,これによって複数の独自の手法によって宇宙膨張を検証することが期待できる.

2.2.9 その他の宇宙論的な観測

2.2.9.1 重力レンズ

重力レンズによる宇宙論パラメータの測定方法には、大きく分けて弱レンズによる像のゆ がみの統計と、強レンズによるクェーサーなどの多重像の統計がある (Oguri et al. 2008, Inada et al. 2010). 前者は可視光の広視野観測でほぼ十分であり、すばる望遠鏡の HSC などで行うのが最適である. 一方、クェーサーのレンズの統計は、さらに多くのクェー サーを発見していくことが第一歩となる. 既存の、あるいはこれから進む可視光広視野 サーベイに加えて TAO 望遠鏡によって近赤外線 J バンドなどの広視野撮像サーベイを 行うことは、クェーサー候補を新たに見つけていく上で重要である. 同時に褐色矮星など

の研究を進めることにもつながる. さらにクェーサーであることを確認する分光をして いくことも,比較的大きな集光力と望遠鏡時間を必要としており, TAO 望遠鏡によって 進めることが効果的な観測の一つである.

2.2.9.2 銀河団

銀河団の計数も宇宙モデルに制限を与える上で重要な量である.銀河団の候補は,可視 光から近赤外線にかけての多色あるいは狭帯域観測をあわせた広視野サーベイが有力な 探査方法の一つである.TAO 望遠鏡では近赤外線の撮像,特に SWIMS では狭帯域フィ ルターを多数搭載する予定であり,遠方銀河団の発見と測光に威力を発揮できる.多数の 銀河団メンバーの赤方偏移の測定においても SWIMS などの分光が活躍する.銀河団に ついての研究はすでに記したとおりであるが,計数は宇宙構造形成と比較することによ り,宇宙モデルへの制限をあたえることができる.

2.2.9.3 遠方銀河・クェーサーと宇宙再電離

既に記したように、TAO 望遠鏡では近赤外線広視野撮像などを行うことにより高赤方 偏移銀河を多数発見・測定していくことができる.光度関数の赤方偏移依存性などを調 べることにより、宇宙再電離の時期に制限を与えることができる.遠方のクェーサー探査 についても同様である.TAO 望遠鏡で候補を見つけ、TMT や JWST などによって詳し く調べるなどして、ダークエネルギー・ダークマターに加えて宇宙論における3つめの暗 黒、暗黒時代の天体形成の解明に貢献できる.

クェーサーの研究はまた、高赤方偏移クェーサーの Fe/Mg 組成比を測定して、星生成 史、に制限を与えることができる. さらに遠方超新星の出現率などと比べることにより、 宇宙モデルへの制限を与えることも可能となる可能性がある. また一様密度の状態から 質量が集積されて最初の大質量天体 (クェーサー)が形成されるまでの時間, 最初の星の 形成時期など、宇宙論や銀河形成論の核心となる部分の解明にも貢献できる. 特に赤方偏 移の隙間がほとんどなく組成比を調べることができることが TAO 望遠鏡の特長である.

惑星物質の進化

2.3 系外惑星·星惑星系形成

近年太陽系以外の惑星系(系外惑星)が盛んに発見されており,2011年8月現在500 個を超える系外惑星が見つかっている.これらの軌道やサイズ,惑星組成や大気の組成を 研究することは惑星系の進化や多様性の理解,ひいては生命の起源にも迫る研究分野であ る.系外惑星の形成以前は主系列星に至る前の前主系列星とこれを取り囲む原始惑星系 円盤からなる系が形成され進化していく.その進化過程の理解も天文学の重要課題であ り,どのような質量の星がどの程度生まれ進化していくのか,原始惑星系円盤内部で惑星 がどのように形成されるのかなどの調査が進められている.

§2.3.1, 2.3.2 では TAO を用いた系外惑星研究の可能性について, §2.3.3, §2.3.4 では 星惑星形成に関する研究の可能性について述べる.

2.3.1 トランジット観測による系外惑星の性質解明

トランジットとは、惑星などが恒星(主星)の手前を横切ることにより周期的に主星の 明るさが暗くなる現象のことを言う. この現象が起こるためには惑星軌道面に沿った方 向に観測者がいるという偶然が必要であるが、他の観測手法では得られない惑星の直径を 正確に測定できるという大きなメリットがある.また、惑星に大気がある場合には、主星 の光のごく一部は惑星大気を透過してくる.従って、観測は容易ではないが、惑星大気の 情報も得ることが可能である(図 2.25).

トランジットによる惑星の研究には、まずトランジットを起こす惑星を見つけなけれ ばならないが、これには、広視野で数多くの天体を対象とすることが必要で、TAOのよう な大口径の望遠鏡には適さない. TAO 望遠鏡では、発見されたトランジット惑星の性質、 特に惑星大気の性質を解明するためにトランジット現象の詳細な観測を行う.

2.3.1.1 M型主星の海王星型・超地球型惑星の大気

初期の系外惑星探査は、太陽系との類似性から太陽型の主星に対して行われることが多かったが、最近は、質量の軽い M 型星が惑星探査の新しいターゲットとなっている. これは、視線速度法の場合には、主星の質量が軽いと、より軽い惑星の検出が可能になることや、トランジット法の場合には、主星の直径が小さいとより直径の小さい惑星が検出可能となるためである. このことにより、これまでは主に木星型惑星が研究対象になることが



図 2.25: トランジット時の星スペクトルは惑星大気を透過する成分を持つ

ほとんどであったが、M 型星を軌道周回する海王星型惑星や超地球型惑星(質量が 2-10 地球質量の惑星)が今後多数発見されてくると期待できる. TAO ではこのような惑星の 特に大気の性質を解明するのが目的となる. ここで注意が必要なのは Kepler 衛星によ り発見されている 1000を越えるトランジット惑星である. これらは狭い領域の星を長期 的にモニターしてトランジット現象を見つけられたもので、一般的に主星が暗く、トラン ジットの減光量も非常に小さいために、(少なくとも)地上からの追観測は困難な惑星で ある. 従って TAO がターゲットにするのは、M 型星のトランジット惑星探しに特化した MEarth プロジェクトや今後のサーベイ衛星により発見されるであろう明るい主星に付 随したトランジット惑星である.

これらのなかで最も興味深い研究対象は Super Earth (地球よりは質量が大きいが主 成分が岩石である可能性のある惑星)の大気であろう. 原始惑星の質量が 10 地球質量を 超えると原始惑星系円盤ガスを大量に降着してしまいガス惑星となる可能性が高いのに 対して, 10 地球質量以下であると岩石や氷が主成分である可能性が高くなる. しかし,本 当に岩石惑星かどうかの判断は質量だけでは不十分である. トランジット観測により惑 星半径も知ることができるが,大気も含めた組成の解には縮退があり一意的には決めるこ とができない場合がある. そこで,トランジット時の分光観測 (もしくは狭・中帯域撮像 観測)によって惑星大気の組成に制限を付けてやる必要がある.

このようなトランジット惑星は、2011 年 7 月現在 2 天体が発見されている. 最初に CoRoT 衛星により発見された CoRoT-7b (Leger et al. 2009) は、太陽型星を 0.8 日と いう短い周期で周回する Hot Super Earth で、表面温度は 2000K 程度であると考えられ ている. 質量は 4.8 地球質量、半径は 1.68 地球半径で主成分は岩石であることは確実であ るが、厚い大気を持つ可能性も否定されていない. もう一つは MEarth プロジェクトで発 見された GJ1214b (Charbonneau et al. 2009) で、質量は 6.6 地球質量、半径は 2.7 地 球半径とやはり主成分は岩石であると考えられている. こちらも軌道周期は 1.6 日と短い



図 2.26: GJ1214b のモデル大気の予想スペクトルと観測データ (Croll et al. 2011). 灰色点線: 水蒸気主成分大気,オレンジ実線・水色破線:水素主成分大気

が、M型星を周回しているので、期待される平衡温度は 400-500K とハビタブル (生命が 発生・維持可能とされる環境) に近い状態にある. この惑星に対しては地上と Spitzer から 近赤外線の追観測が行われ (Bean et al. 2010; Desert et al. 2011; Croll et al. 2011), その大気組成についての議論がなされている (図 2.26) が、木星型惑星や海王星型惑星の ような水素を主成分とする大気であるか、地球型に近い大気であるかについて議論が分か れている. TAO 望遠鏡のすばらしい観測条件に加えてトランジット観測に最適な観測手 法を開発することにより、これらの惑星と今後発見されるであろう岩石惑星候補の大気に ついての議論に決着を付けることができるであろう. これにより、岩石 (地球型) 惑星の 形成過程とその進化の理解に重要な手がかりを得ることができるでと期待される.

また、今後ハビタブルゾーンにあるトランジット岩石惑星も発見されてくる可能性が高い. 酸素のような生命のトレーサーを検出するのは TAO では困難であるが、大気の状態についての手がかりを得て、将来的な生命のトレーサーの検出に向けた基礎データを提供することができるであろう.

2.3.1.2 TAO 望遠鏡による観測の優位性

トランジット観測の難しさはその高い測光精度 (ダイナミックレンジ) にある. トラン ジットによる減光量は主星と惑星の面積比になるので,太陽に対する木星の場合で 1% と 比較的容易であるが,地球の場合は 0.01% と非常に困難な値となる. 惑星大気の情報を 得ようとすると,さらにその 1/100 程度の精度が必要となるために,通常の観測手法では とうてい達成できない. このためには,観測装置の設計や観測・解析手法の改良が必要で あり,観測サイトにも大きく依存する. TAO の設置されるチャナントール山は,世界最 高地にあり,かつ,水蒸気量 (PWV) が非常に少ないことから,(特に赤外線での)大気透 過率が高く安定している. これはトランジット観測に必要な高い測光精度の実現にとっ て非常に有効である.

また、高い測光精度を達成するには同一視野内に比較星が写っていることが必須である が、このためには広い視野が必要である. TAO の近赤外線観測装置である SWIMS は口 径 6.5m の望遠鏡の赤外線観測装置としては非常に大きい視野 $(9.6'\phi)$ を持ち、高精度の トランジット観測に大きなメリットとなる.

一方, 6.5m の口径を持つ宇宙望遠鏡である JWST に対しては上記の(他の地上望遠 鏡に対しての)メリットはほとんどない.しかし, JWST の観測時間は非常に高価であ り,多くのトランジット天体の多数回のトランジット現象を観測するのは現実的ではな い.これに対して, TAO では, 豊富な観測時間を使って統計的な研究を行えることが強 みとなる.

2.3.2 トランジット周期変動 (TTV)法

2.3.2.1 TTV 法について

トランジット周期変動法 (Transit Timing Variations 法; 以下 TTV 法) は近年注 目を集めている系外惑星検出法のひとつであり、トランジット惑星のトランジット周 期の変動を捉えることで、その重力摂動源である未検出の惑星を検出する方法である (Holman & Murray 2005; Agol et al. 2005). またこの手法を用いる事で、トランジッ ト惑星を含む既知の多重惑星系の惑星の質量等を正確に測定することも可能である. こ の手法は以下のような利点をもつ.

- トランジット惑星と平均運動共鳴の軌道(周期比が簡単な整数比となる軌道)の惑星に非常に検出感度が高い.
- 原理的には、視線速度法の観測に頼らずに惑星の質量や軌道要素全てを決定する事が可能(ただし非常に高精度・高頻度な観測が必要).
- もし両方の惑星がトランジットしている場合は、惑星の軌道傾斜角や位相が確定するため、上記パラメータの決定が容易に可能.

2つの惑星がある共鳴軌道に近づくと、それらの惑星はその軌道にロックされる機構が 働く.ロックされるかどうかは2つの惑星の質量や相対軌道移動速度、離心率などによっ て決まるため、共鳴軌道の惑星の有無を調べる事は惑星の軌道進化の過程を知る上で重要 である.TTV法は他の惑星検出法に比べて共鳴軌道の惑星に検出感度が高く、地球質量 以下の非常に軽い惑星も検出可能であるため、そのような軌道進化モデルの検証に最適で ある.



図 2.27: Kepler-9b (青) および c (赤) の TTV (Holman et al. 2010 の Fig 3. を改変). 横軸 は時刻, 縦軸はトランジット時刻の一定周期からのずれを示す.

また、TTV 法は惑星の質量決定を行う場合にも有効である. TTV の効果は 2010 年に初めて、Kepler 衛星によってトランジット惑星 Kepler-9b、c に対して検出された (Holman et al. 2010; 図 2.27). Kepler-9b と c は両方トランジットしており、それぞれ 周期が約 19.2 日、38.9 日と 1:2 の共鳴軌道に近いために非常に大きな TTV が観測され た. またこの TTV データと地上からの視線速度観測のデータを合わせた解析から、それ ぞれの質量が $0.25M_{Jup}$ 、 $0.17M_{Jup}$ と求められた. Kepler 衛星は地球サイズ以下の非常 に小さな惑星のトランジットも検出出来るが、そのような惑星に対する地上からの視線速 度観測は困難なため、TTV 法は今後そのような低質量惑星の質量を決定する上で強力な 道具となるであろう.

2.3.2.2 TAO で期待される観測

TTV の測定に必要な観測量は、トランジット光度曲線から得られるトランジットの中 心時刻である. TAO は大口径であることに加え、搭載予定の SWIMS は広い視野(9.6' ϕ) を持ち、さらに 2 つの近赤外線領域を同時撮像出来るため、トランジットの中心時刻をよ り高い精度で決定することが可能になる. 具体的には、まず大口径であることで観測のサ ンプリングレートが上がり、限られたトランジット継続時間の中でより高いトランジット 中心時刻の決定精度を達成することが可能になる. また広視野であることは、同一視野内 にターゲット天体と明るさや色の近い比較星をより多く入れることを可能にするため、よ り測光精度が上がる. また主星の周辺減光がトランジット中心時刻の決定精度に影響す るが、近赤外線領域では可視域に比べてこの影響が少なくなる. さらに 2 つの波長域で測

光することで、1 つのフィルターで2 つの波長域をカバーする場合よりも高い精度で周辺 減光のモデル化が可能になり、トランジット中心時刻の決定精度が向上する. 以下では TAO で期待されるサイエンスについて述べる.

1. TTV 惑星の質量や軌道の詳細決定

これまでの地上の望遠鏡を用いた TTV 探索や Kepler 衛星によるトランジット観 測から,幾つかの惑星系において TTV の検出が示唆されている. これらの検出を 検証し,さらに TTV のモデルフィットからその惑星の質量や軌道を決定する事は, その惑星系の姿を知る上で非常に重要である. TTV のモデルフィットには大口径 の望遠鏡を用いた高精度な TTV 観測が必要になる. TAO と同口径のマジェラン 望遠鏡を用いたこれまでのトランジット観測では,トランジット惑星 WASP-4b に 対しトランジット中心時刻が 5 秒程度 (TTV 候補天体に見られる TTV の大きさ は数分) で決定されており (Sanchis-Ojeda et al. 2011), TAO では上に述べた利 点から,同程度以上の精度での中心時刻決定が期待出来る.

2. M型星を公転するトランジット惑星に対する高精度 TTV 探索 M型星は温度が低く可視域では暗いため、これまで M型星を公転する惑星はあまり 見つかっていない.しかし今後 M型星に対する近赤外線領域での本格的な惑星探索 により、トランジット惑星を含む多数の惑星の発見が期待されている.TAO は近赤 外線観測を行うため、そのような M型星周りのトランジット惑星に対して世界最高 精度でトランジット中心時刻を測定することができる.これにより、M型星周りの トランジット惑星に対して高精度な TTV 探索ができ、それらの惑星の複数性や共 鳴性を探る事が可能になる.特に、近年の視線速度法による観測から、太陽型星周り の低質量惑星はあまり共鳴軌道にいないことが分かってきたが (Lovis et al. 2011)、 この傾向が M型星でも同じかどうかを調べることは惑星の形成過程や軌道進化を 知る上で重要であり、TTV 法はその検証に非常に有効な手段である.

2.3.3 小・中質量星の星惑星形成

星形成は通常,低温度 (10 K 程度) で比較的密度の高い $(n_{\rm H}>10^2$ 個 cm⁻³) 星間物質 である分子雲 (サイズ 10–100 pc 程度) で起こる. この分子雲中でより密度の高い分子 雲コア $(n_{\rm H}\sim10^{5-6}$ 個 cm⁻³, サイズ 0.1 pc 程度) が自己重力で収縮することで星は誕生することが,これまでの赤外線や電波での観測から明らかになってきた. 特に太陽質量 程度の小質量星については,おうし座分子雲に代表される比較的穏やかな環境で「分子雲コア → 原始星 → T タウリ型星 → 主系列星」と進化していくシナリオが提唱されている (Shu et al. 1987).

原始星の段階ではまだ分子雲コアに埋もれており、コア物質は直接、あるいは星周円盤 を通して中心星に降着している.また、ほぼ全ての原始星では双極分子流(アウトフロー) がみられる.Tタウリ型星の段階になると、周囲のコア物質は中心星・星周円盤への降着 か、アウトフローによって吹き払われ、中心星が可視光で観測できるようになる.Tタウ リ型星のうち、古典的Tタウリ型星は星周円盤(原始惑星系円盤)からの質量降着が続 いており、また星風を伴う.弱輝線Tタウリ型星では、質量降着や星風に起因する輝線は 見られなくなる.これは円盤からの質量降着や星風によって円盤の散逸が進み、原始惑星 系円盤が光学的に薄くなったためと考えられる.原始惑星系円盤の内部では、ダストの衝 突合体により惑星形成が進行すると考えられている.

2.3.3.1 原始星エンベロープの撮像観測

星形成の初期段階である原始星は、光球からの光が大きな星間吸収を受けることから、 球状のエンベロープをまとっていると考えられている.原始星から噴き出しているとさ れるアウトフローによって、両極方向はエンベロープが晴れていることも考えられるが、 その構造は詳細に理解が進んでいない.今までの原始星の観測は、IRASをはじめとする 測光観測か、近赤外線の撮像観測が主であったが (Padgett et al. 1999)、近赤外線ではエ ンベロープに反射した中心星の光を見てしまい、エンベロープの表層部しか分からない.

これに対し MIMIZUKU で可能となる高分解能 30μ m 帯撮像観測はエンベロープの構造の理解に有用だと考えられる. 観測波長を 30μ m 程度とすると、エンベロープの 100K 程度の温かな成分を見ることができる. Whitney et al. 2003 によると、中心星の温度が 4000K の場合、100K の成分は 150AU まで広がっている (図 2.28). おうし座分子雲に 付随する原始星の場合、150AU は 1″ 程度に相当する. TAO の 30μ m での回折限界は 1″ 程度なので、エンベロープをぎりぎり空間分解することが可能である.

予想されるフラックス:

有効温度が 4000K で光球の半径が 2.1 太陽半径の原始星が 140pc にある場合, Whitney et al. 2003 によると, 30µm ではエンベロープ起源の放射が 3Jy 程度ある. シミュレー ションによると, 30µm では 300AU×600AU の範囲で明るいので, この部分の明るさが 一様だとすると, 回折限界 (1") に入るフラックスは 500mJy となる.

ー天体あたりに必要な積分時間:

これを 3σ で検出するには数秒の積分時間で十分である. 実際には原始星に近いほどエン ベロープは明るいと考えられるので, ビームダイリューションを考慮した詳しい見積りが 必要だろう.



図 2.28: 原始星に付随するエンベロープのエミッシビティ (Whitney et al. 2003). エンベロー プと円盤が付随するモデルで, エッジオンの状態を表している. 波長 24µm のもので, 表示はログ スケール. 視野の一辺は 600AU. 24µm では 300AU 程度にまで広がった成分が見える.

必要な空間分解能:

回折限界(1")が達成されることが望ましい.

観測天体数と総観測時間:

ー天体あたりにかかる観測時間はせいぜい数分であろう. Kenyon et al. 1995 には、おうし座分子雲に付随する原始星として 24 天体が載っている. これら全てを観測する場合 でも数時間しかかからない.

他の望遠鏡での観測可能性:

波長 $10\mu m$ では 300 K に温まった成分を見ることになるが、そのような領域は中心星から 15 A U 程度にしか広がっていない、従って、すばる望遠鏡の COMICS をもってしても空間分解はできない、Spitzer は $24\mu m$ の撮像ができるが、回折限界が 13'' なのでエンベロープは分解できない。

2.3.3.2 原始惑星系円盤の変光現象

小質量星形成過程において、赤外線観測で着目すべき点として、原始惑星系円盤内の ダストがあげられる.特に中間赤外線の 10 µm,20 µm 帯にはシリケイトを始め主要 なダストのバンドフィーチャーが多く見られることから、ダストの成長の様子を調べる ことが可能である.近年では古典的 T タウリ型星において赤外線の輻射が数日--数週



図 2.29: 弱輝線 T タウリ型星のスペクトルエネルギー分布 (SED). 黒点は, 可視光または近赤外 線の測光, 白点は Spitzer の測光を表す. 実線は Spitzer/IRS で取得したスペクトル. 点線は光球 の SED モデル. 30µm 付近に赤外超過があるようにも見えるが, S/N が悪いため確かなことは言 えない.

間の間で変光する事が確認されている (e.g., Bary et al. 2009; Muzerolle et al. 2009; Abraham et al. 2009; Espaillat et al. 2011). そもそも古典的 T タウリ型星では降着 の度合いや星表面のホット・クールスポットによる可視光の変光が見られるが,赤外線で の変光の起源は原始惑星系円盤のダストの温度や組成の変化を意味する、円盤内縁部の リムのスケールハイトが高くなれば高温 (1000 K 程度) のリムからの近・中間赤外線輻 射は強くなるが、逆にリムによって円盤の外側は影になって低温になり中間・遠赤外線の 輻射は弱くなると考えられる、すなわち変光の特性を追うことで内縁部の形状を推測す ることができる. シリケイトフィーチャーについても 10 µm, 20 µm 帯の両方で観測す ることで非晶質・結晶質のものの割合を精度良く求めることができる。特に結晶質シリケ イトは我々の太陽系や原始惑星系円盤では見られるものの、星間空間にはほとんど見られ ないことから、この形成過程を明らかにすることは円盤内の環境を探るプローブとなる. これまでの観測では、変光が観測されたといっても数回の観測だけであり、周期性の有無 や変光の大きさについては分かっていない.変光の要因として円盤内で形成された惑星 の影響も考えられるため、惑星形成の観点からも重要なテーマである.この問題点は、長 期間にわたるモニター観測によってのみ解決可能である. TAO 望遠鏡は他の中口径望遠 鏡と異なり、観測装置の載せ変えを行わないことからいつでも観測ができるため、このよ うなモニター観測に適している. さらに MIMIZUKU の2視野同時観測という特徴は, 標準星と目標の天体をほぼ同一の気象条件で観測できるため、変光の大きさをより精度良 く求められる.

2.3.3.3 トランジション円盤天体

古典的 T タウリ型星が持つ原始惑星系円盤では、ダストが合体成長することにより惑 星が誕生すると考えられている.惑星の誕生または中心星からの光によるガスの蒸発に より、円盤は中心星付近から穴が空く.最終的には円盤全体が光学的に薄くなり、弱輝線 T タウリ型星として認識されるようになる.この進化過程の途中にある天体が、近年発見 された「トランジション円盤天体」である(図 2.29; Furlan et al. 2006).この天体は、 中心星に近い部分の円盤が光学的に薄くなっている一方で、中心星から遠い部分では光学 的に厚いままである.従って、近赤外線領域では赤外超過を示さずに、中間赤外線領域で 赤外超過を示す.トランジション円盤天体はSpitzer 宇宙望遠鏡の中間赤外線観測によっ て発見されており、惑星の形成過程を探る上で注目を集める天体となっている.

ところで、トランジション円盤天体は 10µm 以降で赤外超過を示す天体として定義されている. これは Spitzer 宇宙望遠鏡の観測特性によるものである. このような天体は、 300K よりも温かいダストはないと考えられており、半径 1AU 程度の空洞ができている と解釈されている. 円盤がより進化すれば、中心星に近い部分の空洞が広がることが考え られる. こうした天体は、より長波長になって初めて赤外超過を示す天体として認識され るであろう. 例えば太陽系の場合、土星軌道 (9.6AU)の平衡温度は 94K であり、対応す る放射のピークは 32µm になる. このような「より進化したトランジション円盤天体」を MIMIZUKU で探査することを提案する.

<u>予想されるフラックス:</u>

Furlan et al. 2006 によると、おうし座分子雲に付随する明るめの T タウリ型星の光球 のフラックスは、30µm で 10mJy 程度である (V827 Tau の場合). 20µm では 25mJy 程 度である.

ー天体あたりに必要な積分時間:

 $30\mu m$ で 10mJy のフラックスを 3σ で検出するためには、MIMIZUKU の MIR-L チャンネルで 1 時間程度の積分が必要である. $20\mu m$ で 25mJy のフラックスを 3σ で検出するためには、MIR-S チャンネルで 5 分程度の積分が必要である. トランジション円盤がある場合には超過があるので、検出はさらに容易であろう.

必要な空間分解能:

測光観測なので、特段に良い空間分解能は必要ない.

観測天体数と総観測時間:

MIMIZUKU の MIR-L チャンネルの視野は1平方分角程度であり、一つの視野に複数

の T タウリ型星が入ることは稀である. 一天体につき 20µm と 30µm の両方の観測を一 視野ずつ行うこととする. Furlan et al. 2006 では 111 天体の T タウリ型星を観測した. 観測効率を 50%とし, 一晩に 10 時間の観測ができるとすると, 100 天体を観測するため には 20 晩の観測が必要である.

他の望遠鏡での観測可能性:

30µm を観測できる地上望遠鏡は他に存在しない.

2.3.3.4 低質量天体の初期質量関数 (IMF)

星形成において注目すべき天体としては、褐色矮星 ($M_* < 0.08 M_{\odot}$) もあげられる. 星はその質量によって進化が決定されるため、その初期質量関数 (IMF) を求めること は銀河の進化を考える上でも重要である. この IMF は Salpeter et al. 1955 が提唱し て以降多くの研究がなされ、0.08 M_☉ より重たい天体についてはその様子が分かってき た. しかし褐色矮星の領域については、その発見が 1995 年 (Nakajima et al. 1995) と 歴史が浅く、いまだによく分かっていない. 近年ではいくつかの星形成領域での褐色矮 星の探査が行われ、褐色矮星の IMF は領域によって異なることが分かっている (e.g., Muench et al. 2002; Oasa et al. 2006; Lodieu et al. 2011). これは褐色矮星の形成メ カニズムが小質量星と異なることを示唆する. よってまず褐色矮星の IMF を様々な領域 で決定することで、その形成メカニズムに制限を与えられるだろう.

褐色矮星は核融合反応を起こさず、その表面温度は 1000-2000 K と低温なため輻射の ピークは近赤外線領域である.このため、褐色矮星の観測には近赤外線がもっとも適して いる.近年、WISE 衛星が近・中間赤外線において全天サーベイを行い、特に近赤外線の 波長 3.4 µm、4.6 µm では限界等級 15-16 等級という感度を持つ.このため、このサー ベイによって数多くの褐色矮星候補天体が期待される.また、地上観測でも近傍星形成領 域における低質量前主系列星候補天体の探査が進められている.褐色矮星である事を確 認し IMF を構築するためには、分光観測による有効温度の決定が必須となる.この点で SWIMS による多天体分光の機能は非常に有効だと考えられる.

低質量天体の有効温度は、分子の吸収バンドの強度から求められる.特に近赤外線領域にある水の吸収バンドは温度の指標として良く用いられる.この吸収バンドはJバンドとHバンドの間など、地球大気の水蒸気に起因する大気吸収帯に存在する.しかし天体の表面重力が地球の表面重力よりも大きいため、吸収バンドの波長幅が地球大気の水の吸収バンド幅よりも広くなり、地上からもある程度観測が可能である(図 2.30).さらにTAOのように地球大気の水が少ない場所で天体の水の吸収バンドの強さを正確に測ることは大きなメリットとなる.



図 2.30: 低光度 YSO 候補天体の K バンドスペクトルの例 (Itoh et al. 2002). UKIRT/CGS4 で取得した. K バンドの短波長側 ($\lambda < 2.1 \mu m$) や長波長側 ($\lambda > 2.3 \mu m$) には水の吸収バンドが ある. 有効温度の低い ITG2 や ITG17 には水の吸収が見える.

以上二点から, SWIMS は低質量前主系列星候補天体の分光フォローアップ観測に非常 に有効だと考えられる.下記に近傍の星形成領域にある低質量前主系列星候補天体を対 象とした SWIMS による多天体近赤外線分光観測例を示す.

予想されるフラックス:

南アフリカの SIRIUS による撮像探査観測で検出された YSO 候補天体を分光観測する ことを考える. 例えば田中 (2009 神戸大学修士論文) は, BRC57, 58 という領域のそれ ぞれ 7.7'×7.7'を, H バンドで 18 等程度の限界等級で観測を行った. その結果, 14 個と 33 個の YSO 候補天体を検出した.

ー天体あたりに必要な積分時間:

これらのスペクトルを 1 ピクセルあたり S/N=30 で得るには, およそ 1 時間の積分時間 が必要である.

必要な空間分解能:

分光探査観測のため、スリット幅すなわちシーイング程度の空間分解能で十分である.

観測天体数と総観測時間:

SIRIUS と SWIMS は同程度の視野を持つ. そこで YSO 候補天体が 30 個を大きく越え

ない場合には SIRIUS 一視野あたりに 1 つまたは 2 つのスリットマスクを用いれば良い. 今,一つの視野を 2 つのスリットで観測することを考え,観測効率を 66%とすると,一視 野あたりに 3 時間の観測が必要である.一晩の観測時間を 9 時間とすると,南天に存在す る 45 個の BRC (Sugitani & Ogura 1994) を全て探査する場合, 15 晩が必要である.

他の望遠鏡での観測可能性:

すばるの IRCS などを使っても,水の吸収バンドを検出することができる.ただし,より 水蒸気量の少ないアタカマ砂漠で観測したほうが,精度良く水の吸収バンドの深さを求め ることができるだろう.

2.3.4 大質量星の星惑星形成

大質量星 (≳ 8*M*_☉) はその周辺環境だけではなく,銀河全体にまで強力な恒星風や電 離放射,スターバーストや超新星爆発などにより絶大な影響力を持つ.したがって,大質 量星の形成・進化を解明することは,系外銀河において詳細を容易に観測出来るのは大質 量星に限られることを考えると,銀河の形成・進化を理解するうえでも非常に重要である と言える.にも拘らず,大質量星はその誕生ですら,いまだにほとんど謎につつまれたま まの状態である.

対照的に低質量星 ($\leq 1 M_{\odot}$) は、完全にはその詳細をつかめてはいないものの、20 年以上も前から形成シナリオがほぼ確立され (e.g. Shu et al. 1987) 、現在では「標準星 形成モデル (standard model of star formation) 」と呼ばれるまでに至っている. この、 今までの大質量形成研究に決定的に欠けている全体像 ('paradigm') を、統計的に有意な サンプルを用い構築しようという動きが、近年になりようやく出てきた (e.g. Red MSX Survey; Lumsden et al. 2002).

観測的に見ると、まず大質量星は低質量星に比べその数が少い. これは、大質量星形成 領域が広くまばらに存在し、一般的に低質量星形成領域より遠くに位置することを意味す る. そして、大質量星は星団中心の星密度が高い場所に見つかる傾向があり、遠いという 特徴と組み合わせると、ひとつひとつの星を空間的に分解して観測する事が難しいという 問題に直面する. また、大質量原始星は母体である分子雲コアが散逸する前に核融合を始 めるため、その誕生現場が深くガスや塵に埋もれてしまっている.

これらを総合すると、観測的に大質量星形成を解明するには、厚いガスと塵の壁を透過 できる長い赤外線波長域において高い空間分解能を必要とすることがわかる. そしてこ のふたつを備え持つのが 6.5-m TAO 望遠鏡である. 高度 5600 m がもたらす、他の地上 望遠鏡からは到達不可能な 38 µm という長波長. 口径 6.5 m から得られる、その波長域

での1秒角強という空間分解能は、大質量星形成の分野に留まらず、他分野においても変 革的 (transformative) なサイエンスを期待させる.

大質量原始星の質量を決定する際, Spectral Energy Distribution のピーク付近(数 +から 100 ミクロン強)にデータポイントが打たれていることは極めて重要である.今 までは *IRAS* 衛星のカタログ(60 & 100 μ m で数分角程度の空間分解能)がその役目 を担ってきていた.最近になりようやく *Spitzer* 衛星の MIPS (Multiband Imaging Photometer)が18 arcsec @ 70 μ m と大幅に分解能を改善したが,これらの数字を見て も ~ 1 arcsec @ ~ 40 μ m というのがどれほど飛躍的な値かがわかる⁵.

TAO 望遠鏡が切り拓く 38 µm という地上からは未開の波長帯を用い,大質量星形成のパラダイムを築き上げるべく, *IRAS* 衛星が多くの分野にわたり残したような, TAO レガシーの実現を期待する.

2.4 星と星間物質

2.4.1 星間ダストの供給問題

固体微粒子,いわゆるダストは星間空間の金属の多くを含んでおり,宇宙の重要な構成 要素である.また,ダストは星周・星間空間での物理・化学過程に深く関わっており,宇 宙の物質輪廻を考える上で欠くことのできない要素である.ダストの研究はこれまでも 理論・観測の両面から精力的に行われており,晩期型星や超新星残骸がダストの供給源で あることや,超新星によるショックで効率的にダストが破壊されることなどが明らかにさ れている.

しかしながら、ダストの形成進化については、その全体像がいまだに掴めていないのが 現状である. Dwek 1998 は、星間空間に供給されるダストの量と星間空間で破壊される ダストの量を、ダストの組成ごとに詳細に比較した(表 2.1). 結果、炭素質ダスト・珪酸 塩ダスト(シリケイト)の両方で、ダストの破壊割合が供給割合を10倍程度上回ること が示唆された. しかし、星間空間では金属元素の多くがダストの中に含まれることが金属 線吸収による観測からも明らかであり、この見積もりは大きな矛盾を孕んでいる. 同種の 研究は現在でも様々な仮定の下に続けられているが(例えば Calura et al. 2008 など), 大枠では同じ結論である. つまり宇宙空間におけるダストはその形成進化過程すらまっ たく分かっていないと言える.

この問題を解決するには、ダストの供給源となる天体の構造や進化、さらにそこで起こ るダストの形成・破壊プロセスを観測的に明らかにし、より正確な定量的評価を進める必

⁵註:TAO 望遠鏡とほぼ同時期に運用が予定されている 6.5-m James Webb Space Telescope では、観 測最長波長は 28 µm となっている.

⁶²

供給されるダスト量 $\left(\ 10^{-9} M_{\odot} { m pc}^{-2} { m yr}^{-1} \ ight)$			
		Carbon-rich dust	Silicate dust
AGB	C-rich stars	2.8	0
	O-rich stars	0 - 3.7	
SNe	Type-Ia	0.1	3.5
	Type II	1.5	7.0
TOTAL		4.4	14.2
破壊されるダスト量 $(10^{-9}M_{\odot}{ m pc}^{-2}{ m yr}^{-1})$			
		Carbon-rich dust	Silicate dust
Star Formation		8	29
SNe shock		33	190
TOTAL		41	219

表 2.1: 星間空間でのダストの収支 (Dwek 1998)

要がある.特にダストの形成・破壊過程は変光・突発天体が深く関わっており,継続的な モニター観測によって現象の全体像をとらえることが不可欠となる.このような観測を 進めるのにTAO 望遠鏡は最適な望遠鏡である.継続観測を進めるには十分な観測時間を 割く必要があり,時間競争が激しい宇宙望遠鏡では実現が難しい,また通常の地上望遠鏡 では,ダスト観測に最適な10-40µm 帯の中間赤外線のうち 8-13µm の N バンド帯しか 観測が不可能である.しかしながら TAO 望遠鏡は標高が非常に高いため, N バンド帯 の他,Q バンド帯 (20µm 帯)や 30µm 帯でも十分な観測が可能となる.この広い波長カ バーと潤沢な観測時間を用いれば、ダストの形成・破壊過程を詳細に調べることが可能と なり,宇宙の物質循環の理解に大きく近付くことができる.

ダストの供給源となりうる天体として大質量星進化天体 (e.g. Wolf-Rayet 星)・中小 質量星進化天体 (e.g. AGB 星)・分子雲などが挙げられる. 星間ダストの供給問題を解 決する上でこれらの天体の観測は大変重要である. TAO 望遠鏡を用いた観測の有効性に ついて, §2.4.2 では大質量星進化天体, §2.4.3 では中小質量星進化天体, §2.4.4 では分子 雲の観測について述べる.

2.4.2 大質量星の進化とダスト形成

2.4.2.1 銀河系における大質量星の進化・質量関数・銀河環境に与える影響

大質量星とは、重力崩壊型超新星としてその生涯の最期を締めくくる星であり、初期質量が太陽質量の約10倍以上、スペクトル型ではB0型よりも早期型の星である.寿命が約1000万年以下と短く、有効温度は約3万度より高い.より質量の小さい星に比べて寿

命が短く (例えば、太陽の寿命は約100億年),高い有効温度により強い紫外線を放出する ことは周囲の星間物質に与える影響が大きいことを意味する.さらに、星形成期の放射及 び力学的エネルギーの放出は、分子雲での星形成に根本的な影響を与え、その初期質量関 数にも大きく影響する.

近年,恒星進化の理論的研究は,大質量星の形成・進化についてずいぶん明確なシナリ オを提示してきた (cf. Massey 2003; Zinnecker & Yorke 2007). しかしながら,現在の 最大の問題点は,特にその主系列以降の進化段階における質量放出にある. 質量放出は, 基本的な機構としては,星表面から放射される強い紫外線を金属元素 (CNO および Fe 族 原子)が線スペクトルにより吸収することによって,星表面の原子・イオンが外向きの運 動量を得,脱出速度を超える高速で放出される現象 (radiation-driven stellar wind) であ ると理解されている. しかしながら,定量的に計算するためには,何万本という多数の線 スペクトルの吸収係数等を正確に知ることが必要であり,実際問題として非常に困難であ る. この不確定さは,大質量星が主系列を離れて以降,如何に質量を放出しながら最期の 超新星爆発に至るのかという重要な進化過程の理解を困難にしている.

一方, 近傍の銀河から遠方の銀河に詳細な観測を拡張する際に, 個々の星として検出で きるのは大質量星(大光度星)に限られる.このため, 大質量星の進化全般に対する理解 は, 銀河の進化を観測的に研究する際に極めて重要である.さらに, 大質量星の寿命が短 いことも考慮すると, 超新星爆発をも含めたその進化は, 銀河における星形成・星間物質 の輪廻の理解, さらには, 大規模星形成(スターバースト)と銀河中心の活動性(AGN)と の関係など, 銀河のダイナミカルな進化の問題にも大きな影響を与えることを意味する.

2.4.2.2 重力崩壊型超新星の母天体である Wolf-Rayet 星の銀河系全域での探索

上で述べたように、特に主系列以降における大質量星の観測的研究の重要性が理解できる.大質量星の進化については、さらにその質量により分類された進化の概要が「Conti Scenario」(図 2.31)として示されている(cf. Crowther 2007).その中でも、超新星直前に位置する天体がWolf-Rayet 星である.そこでまず、我々の銀河系のWolf-Rayet 星の分布を観てみる.銀河系の種族Iの星の分布及び金属量の分布を考慮すると、銀河系全体で約3000個のWolf-Rayet 星の存在が予想される.特に、銀河中心から4kpc以内の領域にその60%が存在している.一方、実際に観測されているWolf-Rayet 星は200個あまりであり、予想個数の10%にも満たない!この最大の原因は、今までのWolf-Rayet 星の探索が可視光で行われてきたことにあると考えられる.タイプ分け(WC型,WN型,WO型)やそのサブクラス分類は可視光での分光観測による輝線強度比で行われていることからもわかる.結果として、星間減光のため、発見されたWolf-Rayet 星のほとんどは太陽から4kpc以内に限られている(Hadfield et al. 2007).そこで、銀河中心や巨大



図 2.31: HR 図上の大質量星の分布と大質量星進化の「Conti Scenario」.

分子雲に深く埋もれているであろう多くの Wolf-Rayet 星を探し出すためには,星間減光が小さい近赤外線での探索が有効な手段となる.

例えば、2µmの波長では、減光量(mag)が可視光の1/10から1/15に減少するため、 可視光の星間減光が20-30magもあるような銀河中心領域や大規模星形成領域でも減 光量は2-3magになる.また現在の高性能赤外線アレイ検出器を搭載した赤外線カメ ラを用いることにより、中小口径望遠鏡でも探索が可能である.観測手法は、通常の広 帯域フィルターによる探索では効率が悪く、Wolf-Rayet 星特有の輝線スペクトル(CIV (2.07µm)や HeII (2.19µm)など)に合わせた狭帯域フィルターでの探索が有効であ る. Nishimaki et al. 2008 によって取得された Wolf-Rayet 星の近赤外線スペクトル (図 2.32)をテンプレートに、CIV/Ks あるいは HeII/Ksを導出したところ、Wolf-Rayet 星では有意にその値(比)が大きくなることがわかっている.このような状況から、近



図 2.32: Tanaka らのグループで取得した Wolf-Rayet 星の近赤外線スペクトル, 上段が WC 型 星, 下段が WN 型星.

年は近赤外線波長域での WR 星探査が行われるようになっている (Crowther et al. 2006; Groh et al. 2006; Homeier et al. 2003a; Homeier et al. 2003b; Mauerhan et al. 2009; Shara et al. 2009; Nishimaki et al. 2008; Kurtov et al. 2007; Figer et al. 2002). 現 在我々は, WR 星からの CIV 輝線に最適化された狭帯域フィルターを搭載した近赤外 線カメラ (miniTAO/ANIR 等) を用いて候補星探索を継続しており, 新たな WC 型 Wolf-Rayet 星の候補天体を見つけつつある.

ところで、狭帯域フィルターを用いた探索観測は中小口径望遠鏡で十分可能であるが、こ の観測によって検出された天体はWolf-Rayet 星の「候補星」であり、Wolf-Rayet 星であ る事の確認や詳細分類を行う必要がある.これには集光力のある望遠鏡に搭載された分光 装置を用いなければならない、そこでこれら「候補星」の赤外線スペクトルの取得のため、 6.5m TAO 望遠鏡に搭載される近赤外線分光器 (SWIMS)を用いる.Wolf-Rayet 星は 大質量星クラスターの一員として存在することから、SWIMS の多天体分光機能があれば 効率的な観測・データ取得が可能になる.このようにして、銀河全域にわたる Wolf-Rayet 星のスペクトルアトラスの構築を進め、さらにこの近赤外線スペクトルを用いて、星風の clump 構造を考慮した質量放出率の導出も行う.これにより、大質量星進化の最終段階で の質量の変化を理解することが可能となる.

2.4.2.3 大質量星形成領域と初期質量関数

大質量星は寿命が短いため、大質量星形成領域(銀河中心領域や巨大分子雲など)には、 終末期の星と誕生直後の星が混在して存在している可能性が高い(Clark et al. 2005). したがってそのような領域の深い赤外線探索を行うことにより、大質量星の誕生から最期 にいたる様々な進化フェーズの星を検出することが可能であり、その詳細なスペクトルア トラスは、大質量星の初期質量関数の研究の貴重なデータベースとなる.

先述の大質量星の近赤外線スペクトルに着目した効率的な探索と引き続いての赤外線 スペクトルアトラスの構築は、大質量星の物理・進化の研究のみならず銀河のダイナミッ クな進化の研究においても、極めて重要なデータベースとなり、TAO 望遠鏡の(設置場 所をも含めた)高い赤外線観測性能が初めて可能にする研究テーマである.

2.4.2.4 赤外線超新星の探索

先に述べた数千個の Wolf-Rayet 星は、近い将来、超新星になる可能性が高い、我々の 銀河系での超新星発生率は数個/100 年であると言われている.一方、近代的な観測が行 われてきた最近 100 年以前も含めて、1000 年間の記録を調べると、大質量星起源の核崩 壊型超新星は 1054 年に現れた「かに星雲 (M1)」のみである.これは、上に述べたよう に、可視光 (肉眼)のみによる観測に起因すると考えられる.そこで、上の赤外線探索で発 見した Wolf-Rayet 星を赤外線でモニターする、数十年モニターを続ければ、その中から 超新星が現れるはずである.一方、カミオカンデでのニュートリノ観測が 20 年にわたっ て続けられているが、マゼラン雲に現れた超新星 1987A 以降、我々の銀河系における超 新星起源のニュートリノは検出されていない.従って、次の超新星が発生するのは、意外 と近い将来かもしれない.これを検出することは、人類史上初めて (SN 1987A という唯 ーの前例はあるが)、詳細なデータが明らかな母天体が超新星になる瞬間をとらえること となり、超新星爆発に至る大質量星研究を大きく進める観測データを得ることとなる.

2.4.2.5 大質量星終末期の質量放出現象の総合的な理解

赤外線での Wolf-Rayet 星の探索及びそれらのモニター観測に関連して、大質量星終末期 の様々なフェーズの天体を研究することが重要である.「Conti Scenario」で見られるよう に、その初期質量によって Wolf-Rayet 星以外にも重要な天体が存在する.それらは LBV (Luminous Blue Variable) や YHG (Yellow Hypergiant) である (Clark et al. 2005). これらの天体はその極端に短い寿命のため数が少ないが突発的な質量放出を行っており、 大質量星の進化におけるこれらの天体の重要性は認識されているにもかかわらず、その物

理及び質量放出等未知な部分が多く残されている.上で述べた探索を少し拡張すること によってこれらの天体をも検出し,その後のモニター観測によってその質量放出及び進化 段階を詳細に研究することが可能になる.つまり,大質量星終末期の様々なフェーズの天 体の質量放出現象を詳細に調べることによって,大質量星の進化を総合的に理解すること が可能となる.

2.4.2.6 大質量星終末期のダスト形成過程の解明

質量放出現象に伴うダスト形成現象も興味深い現象である. 大質量星周囲でのダスト 形成過程を観測的に解明することは、星間空間における化学進化を探る上で重要である が、現状では観測例が少なく統一的な理解に至っていない.また、大質量星で形成され るダストの寄与は、現在の銀河系における役割に加えてとりわけ初期宇宙の化学進化を 考える上で重要になると考えられている. なぜなら. 誕生後 10 億年程度の宇宙において は大質量星が唯一のダスト供給源であったと考えられており、観測によってその時代の クェーサーの母銀河には $10^8 - 10^9 M_{\odot}$ のダストが存在すると見積られているからである(cf. Bertoldi et al. 2003; Priddev et al. 2003). しかしダストの形成過程に関しては大きな 謎が残っている,理論計算では,大質量星の超新星爆発によって 0.1−1M_☉ のダストが生ま れるとされ、初期宇宙のダスト量を説明できると言われている (cf. Morgan et al. 2003). しかし、近傍の銀河で起こっている超新星の観測結果では、形成されるダストの量はおお よそ 10^{-3} - 10^{-5} M_☉ であり (cf. Ercolano et al. 2007; Mattila et al. 2008), 理論的予 測とは大きな開きがある. 一方近年の観測で, 終末期の大質量星の周囲や超新星爆発で形 成されたダストの外側に0.001-0.110☆程度のダストが存在することが明らかにされ、超 新星爆発の前段階の質量放出期でのダスト形成が大きな寄与を果たしている可能性が示 唆された (cf. Clark et al. 2003; Sakon et al. 2009). 以上のことから、大質量星におけ るダスト形成過程を探るためには、超新星爆発時だけでなくその前段階の質量放出期での 星周ダストの分布や量を把握する必要がある.

例えばLBVの段階では $10^{-3}-10^{-4}M_{\odot}$ /yr という非常に大きな質量放出をしており, ダ ストが形成されやすい環境下にあると考えられる (e.g. η Car; 図 2.33; Morris et al. 1999). 口径 6.5m の TAO 望遠鏡と中間赤外線観測装置 MIMIZUKU を用いれば, 2–38 μ m とい う広い波長域でダストの熱放射やフィーチャーを観測することができる.特に地上から の 26–38 μ m 帯の撮像観測は TAO サイトのみで行えるものであり, MIMIZUKU によっ て地上中間赤外線観測では見落とされていた 50–100K 程度の低温のダストを, これまで にない高空間分解能で観測することが可能になる.これにより,中心星から離れて冷却さ れたダストの分布を調べることができるようになるため,大質量星におけるダスト形成史 を把握し,ダスト形成過程を総合的に理解できるようになると期待される.



図 2.33: η Car の 17μ m 画像, 矢印のトーラス部分は砂時計型の部分よりも低温 (110K) であり, そのガス質量は $15M_{\odot}$ (ダスト質量で $0.15M_{\odot}$) にも及ぶ.

2.4.2.7 Wolf-Rayet 連星系周囲での周期的ダスト形成とその初期宇宙のダスト供給 源としての可能性について

Wolf-Rayet 星も活発な質量放出を伴う事が知られている $(3 \times 10^{-5} - 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1};$ van der Hucht et al. 1987). ダスト放射を伴う Wolf-Rayet 星の多くは WC+O 型星 の連星系を成しており (Marchenko & Moffat 2007),近点通過時期に恒星風の衝突領 域でのダスト形成が予想されるが、詳しいダスト形成過程やその後どれだけの割合が 生き残り星間ダストへ寄与するのか、観測的には十分な理解が得られていない. これ らの Wolf-Rayet 連星系の近点通過の周期は、1 日以下の物から数百年以上のものまで 様々であるが (van der Hucht et al. 2001),中には数年から 10 年程度の周期を有し、 周期的に形成されたダスト雲が層状に広がっていく様子が観測されているものがある (Marchenko & Moffat 2007). 例えば、WR140 はその一例で、O4 型星を伴星に持つ WC7 型 Wolf-Rayet 星の連星系で、7.93 年の周期で近点通過の度に周期的なダスト形成 を起こすことが知られている (Williams et al. 1987).

2001年の近点通過の際に形成されたダスト雲の形成初期から数年間にかけての赤外 線継続観測結果は Williams et al. 2009 に発表され,さらに,最近の近点通過の 2009 年以降,1 周期以降経過した時期のダスト雲の赤外線観測はすばる望遠鏡中間赤外線



図 2.34: (a) 2009 年 8 月にすばる望遠鏡 COMICS の 11.7µm バンドで取得された WR140, 2001 年の近点通過時に形成されたダスト雲が、中心星から最大でおよそ 2.8" 離れた位置まで拡散 している様子が捉えられている (Sakon et al. 2010), (b)Williams et al. 2009 で得られた 2001 年の近点通過で形成されたダスト質量 (緑色) と、すばる望遠鏡中間赤外線観測装置 COMICS によ る新たな観測を基に、1 周期以降の観測データに対して同種法を適応して導出したダスト質量 (赤 色) を、2001 年の近点通過時点を基点とした軌道周期時刻に対してプロットしたもの.

観測装置 COMICS を用いて継続的に行われた (図 2.34; Sakon et al. 2010). その結 果, 2001 年の近点通過イベントで形成されたダストが, 1 周期以上経過した時点では Williams et al. 2009 で報告される質量のピークの 1/10 程度 ($10^{-6}M_{\odot}$) にまで減少し, 拡散の過程で形成されたダストの破壊過程が進行していることが示唆されるようになった. 大質量星によるダスト供給は,初期宇宙に観測されるダストの供給源を説明する為に必要 な過程であると考えられるが,主要な供給源として期待される超新星爆発によるダスト形 成量の観測値が理論値よりも数桁小さいこと (Meikle et al. 2007; Ercolano et al. 2007; Sakon et al. 2009) をはじめとして,その過程は観測的には十分に立証できていない. WR 連星系も,宇宙初期のダスト量の供給に寄与しうる天体であり,その星間ダストへの寄与 を調べる事は重要である. 一方で,先述の観測結果からは,周期的に形成されるダスト雲 が拡散する過程で,破壊が優勢であるなら,WR 連星系によるダスト形成が効率的に宇宙

初期のダストに供給する可能性も小さい事が予想されるが、一方で、星周ガスとの相互作用による質量捕獲を含めて、最終的に生き残り星間ダストに寄与するダスト量の慎重な観測的調査は今後の必須課題である.このためには、特に、拡散する過程で低温に冷えゆくダストを周囲の星間物質の構造と区別して議論する事が重要であり、その為には 6.5m 級の地上大型望遠鏡によって高空間分解能を十分に活かし、また 100-200K 程度のダストの検出にも適した 30-40µm に観測能力を有する TAO/MIMIZUKU を用いた継続観測に極めて大きな貢献が期待される.

2.4.3 中小質量星の進化とダスト形成

2.4.3.1 AGB 星からの質量放出の重要性

銀河を構成する星の圧倒的多数は、質量が太陽の 8–10 倍以下の中小質量星である. こ れら中小質量星は、赤色巨星分枝 (Red Giant Branch; RGB)、水平分枝 (Horizontal Branch; HB) を経て漸近巨星分枝 (Asymptotic Giant Branch; AGB) に至り、やがて (あるものは惑星状星雲となりその後) 白色矮星へと進化し、だんだんと温度が冷えて我々 の視界から姿を消すと考えられている. 観測される白色矮星の質量分布は 0.6M_☉ 程度の 所に集中している事から (Weidemann 1990)、中小質量星は進化の途中でその質量のか なりを失うと考えられている. この質量放出は一部 RGB 段階で、大部分が AGB 段階で 起こると考えられている. これらの星、特に AGB 星は、進化の進んだ星であり、その中 心部で核反応を起こし、だんだんと重い元素を合成している. 先に述べたように中小質量 星は銀河の圧倒的多数を占めるので、AGB 星により放出される重元素を多量に含むガス は星間空間に充満し、それらからやがてまた誕生する新たな星や惑星系の化学組成を決定 することになる. AGB 星からの質量放出は大質量星末期に起こる超新星爆発のような質 量放出に比べて地味ではあるが、恒星の進化のみならず宇宙における物質進化を規定する 最も重要な因子である.

AGB 段階における質量放出は、星周環境にて形成されるダストが中心星からの光の 輻射圧によって駆動される星風 (dust-driven wind) に起因するとされる. このような 描像は数値計算シミュレーションによっても支持されてきている (Höfner et al. 2003; Höfner 2008), このシナリオを検証するためには、中心星の脈動に伴うダイナミックな 大気の運動、複雑な星周環境、ダスト形成のタイミング等を明らかにする必要があり、そ のような観測が強く求められている. また、進化過程のどの時期に強い mass-loss がおき るのかなども明らかになっておらず、不明な点が多いのが現状である.

2.4.3.2 進化末期の星における分子光球の発見

1995年に打ち上げられた赤外線スペース天文台 *ISO* は,低温度星の外層構造に新たな 知見がもたらした,Tsuji らはその一連の論文 (Tsuji et al. 1997a; Tsuji et al. 1997b; Tsuji et al. 1997c; Tsuji et al. 1998; Tsuji 2000b; Tsuji 2001b) において,*ISO*/SWS で得られた波長分解能 $R \sim 1600$ 及び ~ 200 の晩期 K 型巨星及び M 型巨星・超巨星の赤 外線スペクトルを詳細に解析し,ダストからなる星周エンベロープよりは内側の光球の上 層 $\sim 0.5 - 1.0R_*$ に H₂O や CO, CO₂ などの分子からなる 1,000-2,000 K 程度の比較的 密度の高い領域が留まって存在していることを示し,分子光球 (MOLsphere) と名付けた. このような温かい分子の層は,既に地上からの近赤外線フーリエ分光スペクトル (FTS) の解析によって,温度の低いミラ型変光星 (Hinkle 1982) や M 型巨星 (Tsuji 1988) に おいて示唆されていたが,光球からの分子線が圧倒的に強いために確信には至らなかっ た.しかし *ISO* による観測で早期 M 型巨星 β Peg (M2III) に水分子が発見された.恒 星大気 (光球) モデル (model photosphere) では,水分子の存在が顕著になるのは巨星・ 超巨星では有効温度が 3000K 以下,スペクトル型で M7 より晩期であり,このような早 期 M 型の光球に水が存在することは考えにくく,分子光球の存在が明らかになった.

早期 M 巨星・超巨星における水分子の吸収は、実は 1960 年代の気球搭載望遠鏡 Stratoscope II の観測で報告されていた (Woolf et al. 1964). しかし上述したように光球モデ ルでは説明できないことから、その後水として同定された 0.9, 1.1, 1.4, 1.9 μ m の吸収 帯は、CN の電子遷移 (波長 0.9, 1.1, 1.4, 1.9 μ m に吸収帯を持つ) によるものであると いう説が Wing & Spinrad 1970 によって提起され、広く受け入れられたために *ISO* 観 測まで実に 30 年間忘れ去られていた (Tsuji 2001a). Tsuji 2000b は、この 30 年前の Stratoscope II のデータ ($R \sim 200$)を用い、同様の解析で α Ori (M2 Iab) と μ Cep (M2 Ia) に分子光球の存在を示し、Tsuji 2006 ではこれらデータと *ISO* による中間赤外 線スペクトル、さらに恒星干渉計で得られた visibility データを用い、物理的な特徴を明 らかにした. 図 2.35 に μ Cep の例を示す、このことは恒星のスペクトルデータが少ない ことを示すと同時に、近赤外線中分散スペクトルが星の分子光球を含めた大気の研究にお いて極めて有用であることを示すものである.

その後巨星・超巨星、ミラ型変光星の周りの分子光球の存在は、同様のスペクトル解析 (Yamamura et al. 1999),恒星干渉計による赤外線領域での visibility の解釈 (Perrin et al. 2004a; Perrin et al. 2004b; Perrin et al. 2005; Perrin et al. 2007),また その視直径の波長による変化 (Ohnaka 2004a; Ohnaka 2004b; Ireland et al. 2004a; Ireland et al. 2004b),赤外線領域での分子線波長における直接撮像視直径の増大 (Takami at al. 2003, 2009) などによって支持されている. さらに電波による観測で α Ori の周りに 見つかった温かいガス (Lim et al. 1998) やミラ型変光星の周りの電波光球 (radio photo-



図 2.35: (上段) 観測された μ Cep の恒星干渉計 visibility データとモデルフィット,(中段) Stratoscope II による近赤外線の観測スペクトル,(下段) *ISO*/SWS による中間赤外線赤外線ス ペクトル.スペクトルにおいては赤が観測点,緑線が光球のみのモデル,青線が光球+分子光球モデ ル. 光球有効温度 3800K,分子光球温度 1600K,分子光球内側半径 ~ 2*R*_{*},分子柱密度 *N*(H₂O) = *N*(CO) = 3.0 × 10²⁰ が観測を良く再現する (Tsuji 2006 Fig. 4).

sphere) (Reid & Menten 1997) は、まさにこの分子光球と同じものであると考えられる. また、太陽においても温かい分子領域 (CO-mosphere) が発見され (Solanski et al. 1994), このような分子光球が恒星大気の1つの要素として少なくとも晩期型星には普遍的に存

在していると考えられている.

このような分子光球は星周辺で発見される分子やダストの形成の格好の化学反応の場 を与えるであろうし、質量放出の材料を提供する貯蔵庫の役割を果たしていると考えるこ とができる.また、晩期 M 型星の周りで観測される水などのメーザー・スポットとも関 係していると思われる.これまで恒星外層における様々な現象の理解にこのような要素 は考慮に入れられておらず、それらの解明に分子光球は新たな知見をもららすと考えられ る.しかしながら分子光球はようやくその存在が明らかになったに過ぎず、どのような星 の周りに存在するのか、炭素星の周りにも存在するのか、それがどのように形成され安定 に保持されているのか、その果たす役割は何か、など明らかになっていない.

2.4.3.3 AGB 星とダスト

AGB 星は中小質量星の進化末期の天体であり,強い質量放出現象を示す,この放出ガスはダストの重要な形成領域であり,シリケイト・アルミナ・シリコンカーバイドなど多種多様なダスト放射が観測されている.

AGB 段階にある天体は強い脈動変光現象を示すものが多く、ダストの形成もそれに関 係することが予想されている (e.g. Höfner et al. 2003). Onaka らは赤外線宇宙望遠鏡 を用いたミラ型変光星のモニター観測を進めており、赤外線スペース天文台 ISO を用い た代表的なミラ型変光星 Z Cyg のモニター観測では、星の変光に伴ってシリケイトを主 とするダスト放射がどのように変化するかを調べた (図 2.36; Onaka et al. 2002). 結果, ダストからの放射は星が極大光度を向かえるころに(見掛け)温度が最大となり、極小光 度では温度が最低になること明らかにした. これは「ダストシェルの見掛け温度 = 内径 の温度がダスト物性で決まっており、星の光度によらない」とする古典的描像とは完全 に相反するものである.また、Spitzer 宇宙望遠鏡を用いた大マゼラン雲のミラ型変光星 HV2446・IRAS04544-6849のモニター観測でも同様のシリケイト放射の時間変動を観 測したが、先述の変動に加え極大期付近においてダスト形成が起きている可能性を示唆す る観測結果を得ている (Kamizuka 2011). これらの研究から中間赤外線モニター観測で は、スナップショットの観測では探る事ができないダストの分布、形成タイミングやその 過程の探究に有効であると期待される. Onaka らのグループはこれ以外にもいくつかの 天体について中間赤外線モニター観測を実施しているが、先述の天体とは違いダスト放射 があまり変化しないものもあり (主としてアルミナの放射が見えるもの; Miyata 1998), 統一的な描像はまだ得られていない. 天体ごとに異なるであろう複雑な AGB 星周囲に おけるダスト形成プロセスを理解するためには、今後このようなモニター観測のサンプル を増やしていくことが有効だと考えられる.



図 2.36: *ISO* によるミラ型変光星 Z Cyg の分光モニター観測の結果,上が極小期,下が極大期. 縦軸が log であることに注意 (Onaka et al. 2002).

2.4.3.4 TAO 望遠鏡による AGB 星の観測

分子光球の観測

銀河系内及び大小マゼラン雲を含む局所銀河群内の様々な巨星・超巨星,(ミラ型)変 光星の系統的な近赤外線スペクトル観測を行い,分子光球がその星の表面温度や表面重 力,金属量とどのような関係にあるのかを明らかにする.外層が脹れあがった低温の巨星 は大気が分子によって支配され、その吸収帯の多くは赤外線領域にあるため赤外線観測が 重要である.しかしながら赤外線観測は地球大気の分子に妨げられ,低温度星の観測は気 球搭載や衛星搭載の望遠鏡及び地球大気吸収の合間をぬった FTS による観測に限られて きた.しかし TAO サイトにおいては一部 H_2O (2.5–2.7 μ m), CO_2 (4.2–4.3 μ m) 分子 の吸収帯を除いて 1–5 μ m の波長帯で観測が可能となるため、中分散分光器でもこれら 巨星外層大気の分子の観測が可能となり、今までにない大規模で系統的な観測が行える. このような観測は TAO サイトでのみ可能である.

ミラ型変光星の分子光球運動の観測

ミラ型変光星については、その周期に沿って近赤外線及び中間赤外線分光モニター観 測を行い、分子光球の運動について明らかにしたい、ミラ型変光星では中心星の脈動に伴



図 2.37: ミラ型変光星の近赤外線スペクトル(上)と大気透過率(下),上図は o Cet(赤),T Cep の変光フェーズ 0.38(緑), 1.61(青)の *ISO*/SWS により取得されたスペクトル.下図は高度 2600m(Paranal; 青),4200m(Quimal; 緑),5640m(Chajnantor; 赤)で期待される大気透過率で ある.上図から恒星によって,さらに変光の時期によって異なるスペクトルが観測される事がわか る.これは各分子の吸収・放射の複雑な変動に起因しており,スペクトル形状を詳細に観測・解析 することで恒星大気の運動に迫る事ができる.TAO 望遠鏡が建設される Chajnantor では大気透 過率が他の観測所に比べて良く,より質の良いスペクトルデータを継続的に取得することができる.

う分子光球の運動が考えられ、ダスト形成と強く結びついていると考えられる、周期に 沿ったミラ型変光星の分光モニター観測は *ISO* でも行われ、Yamamura et al. 1999 は T Cep で SO₂ 分子バンドが輝線スペクトルから吸収スペクトルへと変化することを発見 した. また Matsuura et al. 2002 は 4 つのミラ型変光星のモニター観測から、H₂O 分 子バンドは輝線成分と吸収成分が混じりあい、時間変動することを発見した. これらの変 動は脈動に伴って分子光球に形成される高密度領域の運動に起因していると考えられて いるが、このようなモニター観測は非常に限られており、その理解にはさらなる観測が必 要である. TAO/MIMIZUKU は特にこのような観測に適している、図 2.37 にミラ型変

光星の近赤外線スペクトルと大気の透過率を示す. 先述の SO₂ 分子バンドは波長 7–8 μ m 領域で観測可能である.本波長域は水蒸気に起因する大気吸収により通常地上からの観 測が難しいが, TAO サイトの Chajnantor では大幅に大気透過率が改善され, スペクト ルのモニター観測が可能である. Yamamura et al. 1999の観測では変光サイクル約一 回のモニターが行われたが, 1 変光サイクル後の T Cep の SO₂ 分子バンドの形状は元通 りにならず, 変光サイクルと必ずしも同期しない様子が観測された. これは大気外層が脈 動・変光より長いサイクルで運動している可能性を示唆しており,より長期のモニター観 測で初めて理解できる現象である. H₂O 分子バンドの時間変動も大変興味深い観測対象 であるが,地球大気にも水蒸気が存在するため普通は観測が難しい. TAO サイトではこ れらも観測が可能となり,特に他のサイトでは観測の難しい 5–7 μ m の波長帯の観測が可 能となる. Matsuura et al. 2002 は H₂O 分子バンドの吸収・放射成分の変動を 2–4 μ m のバンド形状から調べたが, 5–7 μ m の波長帯を抑えることで低温の H₂O の放射成分を より正確に制限する事ができ,これらのバンドを共に長期にモニター観測することで,詳 細に H₂O 大気の運動を明らかにすることができる.

ミラ型変光星のダスト放射のモニター観測

先述の通り、中間赤外線分光観測によるミラ型変光星のダスト放射のモニター観測は、 ダストの空間分布や形成のタイミングを調べる上で有効な観測手段だと考えられる. TAO 望遠鏡では宇宙望遠鏡や他の地上大口径望遠鏡では難しいモニター観測が可能である. そ こで TAO/MIMIZUKU を用い、ミラ型変光星のダスト放射のモニター観測を、より長期 間に、より多様なサンプルに対して行いダストの形成過程に迫りたい.

また、TAO/MIMIZUKU の特徴である広い観測波長は、ダスト放射の時間変動を正し く理解するうえで大きなメリットとなる.中間赤外線ではダストシェルの熱放射だけで なく中心領域から放射される連続波放射も一緒に観測される.このためダストシェルの 放射変動からダスト形成の兆候を探るには、連続波放射の変動も正しく理解する必要があ る.連続波放射は中心星に起因する黒体輻射的な放射と考えられがちであるが、分子光球 に高密度に含まれる水に起因する連続的な放射も寄与する可能性がある (Ohnaka 2004b, Kamizuka 2011).これらを切り分けるには中間赤外線だけでなく、近赤外線領域のスペ クトルが重要な情報となる、これは近赤外線領域ではダストの熱放射は弱まり、中心領域 からの放射を探るのに適しているためである.また、水の放射の寄与を抑えるためには、 特に波長 2-4、5-7µm 付近に見られる水の放射・吸収バンドの時間変動を抑える事が重 要である.過去の観測では中間赤外線のスペクトル観測と同時期に近赤外線スペクトル が抑えられる事は少なく、上記のような連続波放射の時間変動を正しく考慮する事が難し かった.TAO/MIMIZUKU は 2-38µm をカバーできるためこれらを同時に観測するこ とができ、過去の観測に比べ詳細なスペクトル変動の解釈が可能となるため、ダスト形成

のタイミングと脈動の関係をより明確にすることができるだろう. このような都合のよい装置は他に無く MIMIZUKU の大きな強みであり, TAO 望遠鏡が活躍する研究分野だと言える.

2.4.3.5 惑星状星雲とダスト

惑星状星雲 (Planetary Nebulae; PNe) は、初期質量が $1-8M_{\odot}$ 程度の中小質量星の進 化の終末期にあたる天体である. PNe の進化段階の前にあたる AGB 星とは対照的に 質量放出を終えた天体であり、外層の質量が $\sim 10^{-3}M_{\odot}$ になると、外層が収縮して表面 温度が上昇する. この為、HR 図上では水平に移動し、光度を変えず星の表面温度を上げ ながら、AGB 星から PNe に進化する事となる. この進化の過程で中心星の有効温度が $\sim 10^{5}$ K 程度と高くなると、強い UV 光を放射し始める. この UV 光によって、AGB 段階 に放出されたガスが電離され始めると、電離されたガスは電子の再結合に伴い蛍光を発す るので、惑星状星雲として観測される. 更に進化が進むと、水素を含む外層の質量が水素 殻燃焼と恒星風の効果によって減少し、有効温度が上昇していく. 最終的に水素燃焼殻が 不活発になり、白色矮星の冷却経路に沿って暗くなっていき、恒星は死を迎える.

AGB 段階のなかでも後期の質量放出が盛んな段階は~10⁵ 年程度とされており, 典型 的な中小質量星の寿命である 10⁷-10⁹ 年に対して非常に短い. このため, 現在観測可能な 強い質量放出を行う AGB 星は存在数が少ない. 更に, 非常に強い質量放出を行っている AGB 星の周囲は, 濃いダストが取り巻いているので可視光や近赤外線の観測では受から ず, 質量放出を今まさに行っている天体を見つける事自体が困難であった. 以上の原因よ り, 中小質量星の質量放出メカニズムの詳細は未だ明らかになっていない.

一方, PNe 自体は殆ど質量放出を行わないが, PNe 周囲に存在するダストは, 現在ま でに生成されてきたダストの歴史をさかのぼり知る事が出来るという点で, ダスト生成史 を紐解き, 中小質量星の質量放出メカニズムを明らかにする為の重要な情報を有してい る. この為, 惑星状星雲周囲に存在するダストの観測は, ダストがいつ生成され, どの様 な環境下で進化し, 破壊されていくのか, という, 質量放出・ダスト生成メカニズムを明 らかにする上で重要な観測となる.

2.4.3.6 TAO 望遠鏡による PNe の観測

PNe は中心星周囲に,球状のダストシェルをまとったもの (Round PNe) から,ダス トトーラスを有し,双極状のローブを持ったもの (Bipolar PNe) まで様々な形状が存在 する事が知られている (Balick & Frank 2002),現在まで,様々な波長帯でこれらのダス
トシェルやダストトーラスの観測が行われてきたが、TAO 望遠鏡を用いたこれらの天体の観測について以下に記述する.

惑星状星雲周囲の低温ダストシェル (Round PNe) の 30µm 帯観測

ダストシェルの構造の詳細、つまりダストの質量分布や温度分布を明らかにする事は、 AGB 段階の質量放出の様子を知る上で重要である.特に質量放出現象が AGB 段階で どのように起こっているかを知る事は、恒星進化の観点からも、また、宇宙のダスト形成 を考える上でも非常に興味深い.もし非常に強い質量放出期(e.g. 熱パルス現象)と弱い 質量放出期が交互に繰り返されているのならば、強い質量放出期に生成された濃いダスト シェルと、弱い時期に生成された薄いダストシェルが交互に重なっていく様な不連続に広 がった構造を観測する事が出来るはずである.一方、恒常的に質量放出が起こっていた場 合は、連続的なダストシェル構造を観測出来るはずである.

不連続に存在するダストシェルを有する天体が存在する事が, *IRAS*による観測(Waters et al. 1994: Izumiura et al. 1995), *AKARI*による観測(Izumiura et al. 2011), さら に *HSO*(Kerschbaum et al. 2010)等の遠赤外線の観測によって明らかになってきた. ただし, このシェル中のダスト温度は 50K以下である事が示唆されており, 非常に低温の ダストである,前述の通り, PNe の星周のダストは AGB 段階に生成されたものであり, 中心星から離れていくと温度が低くなる.逆に,より最近に起こった質量放出,ダスト生 成を知るには,中心星により近いダストシェル,つまり温度の高いダストを観測する必要 がある.近年の *AKARI*(Arimatsu et al. 2011)の中間赤外線の観測によって,50K の 低温ダストシェルの内側に,更に温度の高い100Kのダストシェルが存在する事が初めて 明らかにされた.これらの結果より,多波長での観測がダストシェルの詳細な構造を明ら かにする為には重要である事は明らかである.

この様なダストシェルの構造の詳細を調べる為には、高空間分解撮像が必須である. また、観測対象となる 100K 程度のダストの熱放射は、30µm 帯にピークを持つ、このことから TAO/MIMIZUKU の 1″ という高空間分解能の 30µm 帯の撮像性能は、この様な ダストシェルの観測に非常に適している.

惑星状星雲周囲の低温ダストトーラス (Bipolar PNe) の 30µm 帯観測

質量放出量は、恒星となった時の初期質量から、白色矮星となり死ぬ時の質量の差分で 大まかに知る事が出来る (例えば、初期質量が $1M_{\odot}$ の天体は、 $0.3M_{\odot}$ 程度の質量放出を 行う). しかしながら、放出された質量のうち、どの程度がダストとして生成されたのかを 知る事は簡単ではない. 生成されたダストが拡散し、温度が下がり密度が下がる為、これ らのダストを観測する事が難しいからである.

PNeの幾つかは bipolar 構造を有しており, 中心星の周囲にドーナツ状のダストトー



図 2.38: miniTAO/ANIR で取得された $Pa\beta$ のイメージに, miniTAO/MAX38 で取得された 中間赤外線の輝度分布のコントアを重ねた図 (左図は波長 18 μ m, 右図は波長 31 μ m). 18 μ m で は見られなかった冷たいダストの放射が, 31 μ m で見えてきている.

ラスを有している事が知られている. このダストトーラスは,生成されたダストの質量の大半を担っていると考えられており,また、ダストトーラス中のダストは中心星のUV 光による破壊が行われない為、様々なダスト種が生成され・成長している事が示唆されている (Kemper et al. 2002).ダストトーラスの中でも、非常に濃いものは近赤外線でも見通す事が出来ない為、現在までダスト減光の効果を用いて質量が算出されてきた. この方法で見積もったダストトーラスの質量は不定性が大きい事が指摘されており (Matsuura et al. 2005)、直接ダストの熱放射を見る事が重要である.例えば、惑星状星雲 NGC6302 のダストトーラスの温度は 120K 前後であり、透過力の高い 30 μ m 帯 ($A_V \sim 100$ 等程度まで見通せる)で観測する事で、初めてダストトーラス質量の正確な見積りをする事が出来る. TAO/MIMIZUKU は、この観測に非常に適した装置である.

TAO/MIMIZUKU の先行装置である miniTAO/MAX38 では、NGC6302 のダスト トーラスの 30µm 帯での撮像に成功し、濃いダストトーラスを 30µm 帯で観測する事が 可能である事を示した (図 2.38). 18µm と 31µm の画像では異なる輝度分布を見る事が できる. これは 18µm 帯では見る事のできなかったより低温のダストの分布が 31µm 帯 で見えてきているためと考えられる. TAO/MIMIZUKU では望遠鏡の口径が大きくな るため、より高感度・高空間分解能の観測が可能となり、ダストトーラスの詳細な観測を 進める事で中小質量星からの質量放出やダストの形成量について新たな情報を得ること ができる.

2.4.3.7 TAO/MIMIZUKU で探る古典新星周囲でのダスト形成とその後の進化

中小質量星に関連するダスト形成現象として、古典新星のアウトバースト現象に伴うダスト形成も興味深い研究対象である。新星アウトバーストに伴うダスト形成は古典新星のうち主として CO 白色矮星を親星とする天体でしばしば報告されている (Lynch et al. 2008; Evans et al. 1997). 理論的に期待される新星を起源とするダスト形成質量自体は超新星爆発や C-rich あるいは O-rich giants と比べて少ないが (Tielens et al. 2005), 系内の近



図 2.39: (a) 新星 V1280Sco のアウトバースト後約 150 日時点ですばる望遠鏡中間赤外線観測装置 COMICS と、かなた望遠鏡近赤外線観測装置 TRISPEC を用いて取得した近中間赤外線 SED、 モデルフィットの結果、2 温度成分の非晶質カーボンに $A_V \sim 4.0 \pm 1.0$ 等程度の前景のシリケイ トによる減光が掛かったモデルで極めて良く再現される事が分かった. (b) アウトバースト後約 1270 日時点で Gemini 南望遠鏡中間赤外線観測装置 T-ReCS と、ぐんま天文台望遠鏡近赤外線観 測装置 GIRCS を用いて取得した近中間赤外線 SED、モデルフィットの結果、非晶質カーボンに加 えてアストロノミカルシリケイトの放射が必要で、 $A_V \sim 5.5 \pm 1.0$ 等程度のアストロノミカルシ リケイトによる減光が掛かったモデルで極めて良く再現される事が分かった. (c) アウトバースト 後 1270 日時点で取得された N バンド帯スペクトルから、モデルの非晶質カーボンとアストロノミ カルシリケイトの放射成分を取り除いた後の残差スペクトル、HAC や PAH を含むダストのパン ド放射に加え、非晶質シリケイトや結晶質シリケイトの対応する波長位置にバンド放射が見られる.

傍領域においても、ある程度頻繁に発生し、アウトバースト後も中心の白色矮星からのエネ ルギー供給が継続するのですぐに冷えきらず、数年間以上にわたって形成されたダストの 組成分析を踏まえた時間進化を捉える事ができるため、重要なターゲットになる、これま での観測から、いくつかのダスト形成を伴う新星の中間赤外線観測が行われており、その結 果, 非晶質カーボンや水素化無定形炭素 (Hydrogenated Amorphous Carbons; HACs) を含む炭素質ダストと同時に、シリケイトダストも検出され、複雑なダスト形成環境が示 唆されるようになった (e.g. V705; Evans et al. 1997). 図 2.39a, 2.39b は, 最近のダス ト形成を伴う新星 V1280Sco について、すばる望遠鏡中間赤外線観測装置 COMICS 及 び Gemini 南望遠鏡中間赤外線観測装置 T-ReCS を用いて、アウトバースト後それぞれ 150 日目及び 1270 日目の複数時期に取得した中間赤外線 N バンド帯分光観測及び N バ ンド帯, Q バンド帯測光観測を基に得られた Spectral Energy Distribution (SED) で ある.ダストの放射に対するモデルフィットの結果,1270日目のSEDを説明する為に, 150 日時点で見られなかった非晶質シリケイトによる放射の存在が明らかになった.ま た, 1270 日目に取得された N バンド帯のスペクトル中 (図 2.39 c 参照) には, HAC や結 晶質シリケイトのバンド位置に対応する波長に放射 feature が確認され (図 2.39c 参照), 白色矮星の硬い輻射場の下に晒されたダストが一部アニーリングされた可能性が示唆さ れる (Sakon et al. 2011).

こうしたダスト形成を伴う新星のアウトバースト後数年間の中間赤外線 SED の時間進 化を TAO 望遠鏡の中間赤外線観測装置 (MIMIZUKU) を用いてより詳細な時間分解能 で継続的に調査する事は, 化学組成を踏まえてダスト形成過程を観測的に理解する上で決 定的であり, また, N バンド帯および Q バンド帯の分光データからは, 化学組成を考慮し たダスト形成過程とアニーリングあるいは結晶化を含めた化学進化を観測的に直接捉え ることが可能になる. このようにして得られる結果は, 実際の宇宙空間での星周放出物質 を起源とするダスト形成理論の観測的実証にも大きなインパクトを与えることが期待さ れる.

2.4.4 分子雲におけるダスト形成

宇宙のダスト収支の問題を解く鍵として近年クローズアップされているのが分子雲中 で起こるダストの成長プロセスである.ダストは主に金属原子によって構成される物質 なので、その形成には金属原子同士が数多く相互作用できる環境が必要である.分子雲は 星間空間よりも密度が高く、ダストが成長する可能性は大きい.実際これまでの吸収量な どの測定から分子雲中のダストは一般星間空間のダストに比べてサイズ成長が見られる ことが示唆されている (図 2.40; Kandori et al. 2003).

しかしこれまでの観測だけでは揮発性ダスト (氷的な物質) がダスト表面に凝固したの か、あるいは星間空間でも生き残れるような不揮発性ダスト (シリケイトなど) が増えた のか区別することは難しい. これを解く鍵は中間赤外線によるダスト吸収の分光観測にあ る. 中間赤外線にはシリケイトやアルミナなどのダストフィーチャが多数存在しており、 その形状はダストの組成/サイズに大きく依存する. これを詳しく調べることで分子雲中 のダストの状況を正しく理解することができるようになる. 特にダストフィーチャが豊富 で、分子雲の最も濃い領域でも吸収が飽和しない 20μ m での観測は重要であり、TAO 望 遠鏡による観測が有効であると言える. 例えば吸収を測る光源として最適な K 型巨星は、 距離 150pc で (吸収フリーで) 130mJy の明るさであり、TAO/MIMIZUKU を使えば 4 時間積分で S/N>20 の分光観測が実現できる. これは他の地上望遠鏡では到底達成でき ない感度である. K 型巨星は見掛けの星密度が比較的高く、同じ分子雲中で複数のサンプ ルを取ることができるので (例えば Taurus 領域では、領域内に背景 K 型巨星は ~20 個 存在する)、各場所での吸収プロファイルを他の諸相 (ダストの可視光吸収 A_v や、ガス密 度、ガス温度など) と比較することで、ダストがどのように形成し成長していくのかを明 らかにできる.

上の研究提案は比較的進化が進んだより薄い分子雲についてのものであるが、ダスト成長速度が密度に敏感であるとするとより密度の高い、若い分子雲で成長が進んでいる可能性もある. このような天体は Infrared Dark Clouds (IRDCs) と呼ばれ、これ



図 2.40: L1251 で観測されたダストの成長の様子 (Kandori et al. 2003).

までに 10,000 個程度が知られている (Simon et al. 2006). Spitzer 宇宙望遠鏡による GLIMPSE/MIPSGAL サーベイ観測によって, このような天体のうち 1/4 ではダスト温 度が 100K 近くまで温められており, 24µm で輝いていることが明らかとなった (図 2.41; Staguhn et al. 2008). このような天体のダスト放射を空間的に, また分光的に詳しく調 べることができれば, 高密度分子雲中でダストの成長が起きているかを知る重要な手がか りが得られる. また, 100K 程度まで暖まったダストは表面の揮発物質を分子層に戻すの で, その分子を近赤外線あるいは電波観測によって調ベダスト放射と比較することで, 分 子雲中のダスト表面で何が起きていたかを化学的に知ることもできる. 電波や近赤外線 のガス相と比較するにはコアを詳しく分離してみていく必要があり, 20–30µm 帯での高 い空間分解能が必要であり, TAO 望遠鏡での観測が強くのぞまれる.



図 2.41: Spitzer/GLIMPSE で観測された "Active" Infrard Dark Cloud, グレイスケールは 反転した 8 μ m 画像 (白いほど実際は黒く見える) (左) と 24 μ m 画像 (右). コントアは 1.2mm の 連続波 (Staguhn et al. 2008).

2.5 太陽系内天体

太陽系は太陽のほか8つの惑星や準惑星,彗星や小惑星などの小天体からなっている. これらの観測研究は惑星の構成や進化,あるいは太陽系全体の歴史を考えるうえで非常に 興味深い.特に近年,太陽系以外の星にも惑星系が多数見つかっており,これらとの比較 の上でも太陽系内天体の観測の重要性は高まっている.ここでは金星,木星(およびその 衛星),彗星,小惑星の観測研究について述べる.

2.5.1 金星

2.5.1.1 金星研究の背景

金星は地球とほぼ同等の質量・大きさであり、古くから双子惑星として親しまれてきた.しかし、その惑星環境は似ても似つかないものであることが、1960-1970年代の米ソ 探査機による観測によって分かってきた.つまり金星は二酸化炭素大気からなり、その温 室効果により、地表面は95気圧、740Kという高圧・灼熱環境である.また濃硫酸の厚 い雲が60-80 kmに存在しており、紫外光・可視光・中間赤外光ではこの雲での散乱光または熱放射を見ていることになり、雲層以下の情報を得ることはできなかった.しかし Allen and Crawford (1984)によって金星の下層大気情報を抽出することができる大気の窓領域が特定の近赤外波長 (1.7 µm, 2.3 µm)にあることが発見されて以来、地上観測



図 2.42: 金星大気構造と各波長が有する高度情報 (Taylor, 1998)

や米欧 (Galileo や Venus Express) の探査機によって、この近赤外波長を用いた詳細な 観測が行われるようになり、ようやくリモートセンシングによって立体的な金星大気構造 の推定ができるようになってきた. 金星の大気構造と特定の波長が有する高度情報を図 2.42 に示す.

金星大気ダイナミクスの特徴として「スーパーローテーション」の存在があげられる. これは金星の自転が、非常にゆっくり(1.8 m/s)西向きに回転しているのに対し、雲層高 度では自転速度の約60倍(100 m/s)の速さで同じ方向に高速回転している現象のこと である.地球の自転速度(450 m/s)に対して偏西風の典型的な速度が100 m/s である ことを考えると、この現象は大変特異なものであることが分かる.このスーパーローテー ションの生成・維持メカニズムとして(A)「子午面循環と渦粘性」、(B)「雲層で励起さ れた熱潮汐波による大気加速」、(C)「下層で励起された赤道ケルビン波による大気加速」 (図 2.43)が数値シミュレーションによって提唱されているが今のところ定説はないよう である.

2.5.1.2 地上観測による雲層付近の大気波動の検出・雲層温度の長期モニタリング

今回我々が提案する中間赤外観測は、先に示したスーパーローテーションの生成・維持 を説明するメカニズムにおいて、不可欠な熱潮汐波やケルビン波といった大気波動の検出 を雲層高度において試みることである.まず同様に雲層付近の情報を得ることのできる 紫外波長について述べる.図 2.44 は米探査機 Pioneer Venus が紫外波長で連続的に撮



図 2.43: スーパーローテーションの生成・維持に関するメカニズム (今村, 2007)



図 2.44: 米探査機 Pioneer Venus によって撮像された金星紫外イメージの時間変動 (左 右,上下). 赤道域では、この濃淡模様が約 4-5 地球日かけて 1 周する (Rossow et al., 1990).

像した金星イメージである.この模様は未知の吸収物質(「何かによる吸収」であること は分かっているが、吸収物質は同定されていない)の濃淡を表現していると考えられてい る.赤道域では、この濃淡模様が約4-5地球日かけて1周することが知られている.先行 研究では数時間内に撮像された画像を比較し、微細な濃淡模様を追いかけることにより、 雲層付近における2次元風速場を導出し、熱潮汐波やケルビン波に由来すると思われる



図 2.45: 米探査機 Pioneer Venus の金星紫外イメージから導出した風速ベクトルのローカルタイム-緯度分布. 東向きの風を正にとってある. 赤道域では正午に風がもっとも弱く, 夕方に向けて強くなる波数構造が見える (Del Genio and Rossow, 1990). 但し紫外イメージのためローカルタイムは昼間 (この場合 8AM-4PM) に限定されている.



図 2.46: 米探査機 Galileo の金星紫外イメージから導出した風速の変動成分の緯度分布. a (東西 風方向), b (南北風方向), c (Galileo/SSI の紫外イメージ, 5 地球日分のデータを並べてある). 赤 (青) 色は平均風速より西(東) 向きに風速が大きい領域を示している. 赤道域では, 平均風速から の変動が 4-5 地球日で1周するのが分かる (Kouyama et al., submitted).

構造を導出している (図 2.45 及び図 2.46).

金星中間赤外波長における典型的なスペクトルを図 2.47 に示す.中間赤外波長 10 μ m (= 1,000 cm-1) で得られる熱放射は、主に雲層付近の温度場を反映しており、昼・夜面



図 2.47: ソ探査機 Venera 15 号によって観測された中間赤外波長域における金星スペクトル. 横軸は波数 (cm-1), 縦軸は輝度温度 (K) を示している. 667 cm-1 に二酸化炭素の強い吸収スペクトルがある (地上観測では見えない). この吸収スペクトルの wing 部分での熱放射は雲層温度を反映していると考えられている (Zasova et al., 2007).

に関係なく情報を得ることができるという利点がある. さらに東方及び西方最大離角付 近で観測を行う事によって, かなりのローカルタイムを網羅したデータを得ることが可能 となる.

紫外イメージを用いた上記のような大気波動研究は、風速ベクトルの精度に依拠してお り、これは高空間分解能画像が得られる探査機データならではの研究である.しかし、紫 外波長は常に昼面の情報しか得ることができず、特に地上観測の場合、得られる経度範囲 (ローカルタイム)はかなり限定されてしまう.また濃淡模様は風速場を反映していると 考えられているが、吸収物質の素性がはっきりしない(雲粒子による吸収であれば雲の移 動=風速とみることができるが・・・)以上、他波長観測による相補的な理解が必要であ ることはいうまでもない.

これまでの金星中間赤外波長における探査機観測としては米探査機 Pioneer Venus の Orbiter Infrared Radiometer (OIR) やソ探査機 Venera 15, 16 号の Fourier Spectrometer (FS) が挙げられるが、探査機観測によって最初に 2 次元イメージを取得したのは、 日本の金星探査機「あかつき」の中間赤外カメラ LIR である. しかしそれも金星軌道投 入失敗後に撮像した僅か 2 枚の画像のみであり、2 次元温度場の長期時間変動を追った例 は過去にない. TAO の場合、10 μ m における回折限界は 0.4"であり、最大離角付近(視 直径: 45")では空間分解能が 100 km となる. 「あかつき」が金星周回軌道に入ってい れば、LIR は遠金点で空間分解能 70km の金星 2 次元イメージを地球に送ってくるはず であったことを考えると、これは探査機観測にも十分匹敵する空間スケールであるといえ よう. 従って、上記のような大気波動の検出を地上の大型望遠鏡で行う意義は甚だ高いと いえる. 最近の欧探査機 Venus Express データを使った研究ではスーパーローテーショ



図 2.48: すばる望遠鏡の COMICS によって撮像した金星画像にハイパス処理をしたもの (左). 0.5 K 程度の振幅をもつ微細構造が発見されたものの、その正体はまだ分かっていない. 両波長と も雲層付近の温度場を反映している (右) (三津山ら).

ンの速度の時間変動についても研究がなされている.スーパーローテーションは約4.4地 球日で金星を1周しているが,その速度は一定ではなく加速・減速時期が約1金星年周 期で周期的に繰り返す現象があるという(神山ら).この現象は地球の赤道域成層圏準2 年振動(QBO)との共通性が示唆されている.QBOは東西風速だけでなく温度場にも周 期的な変動を及ぼすため,輝度温度の時系列データから金星でのQBO的変動の検出を試 みることは比較惑星学的な観点からも興味深い.大型地上望遠鏡を用いた(おそらく唯一 の)金星中間赤外観測例として,すばる望遠鏡COMICSを用いた観測(三津山ら)があ る(図2.48).彼らの解析によると,微細構造を抽出するためハイパス処理をした金星画 像には,輝度温度にして0.5K程度の振幅を持つ微細構造(空間スケール: 100 km)が 存在するという.この微細構造の正体は地球で見られる対流セルのようでもあるが,未解 明である.こうした微細構造の正体を理解するためには,例えば紫外イメージで見られる ような模様の時間変動と対応付けて考察する必要がある.そのためには頻度の高い観測 が必要不可欠となるが,すばる望遠鏡のようなプロポーザル型の観測では非常に機会が限 られており困難である.

頻度の高い観測とは、理想的には東方及び西方最大離角付近において、毎日データを取 得することである.金星が観測できるのは、日の出・日の入りの数時間前後であり、こう した観測は他の研究課題の妨げとはならない(むしろ同時にできるメリットである).惑 星の大気現象を理解する上で長期間にわたる良質なデータの収集は非常に重要である.そ のため探査機データによる研究はこの分野に様々なブレークスルーを生んできたが、そ ういった機会は稀である.これまでに述べてきたように金星の中間赤外波長域は、「スー パーローテーション」を解明する上で重要な鍵の一つでありながら、十分な観測がなされ てこなかった.我々は是非 TAO によって金星大気研究に対して新たなブレークスルーを

生み出したいと思っている.

2.5.2 木星

2.5.2.1 木星観測の背景

地球を始め、木星、土星など、惑星内部を起源とする固有磁場を持つ. それらの磁場は 太陽風とバランスする領域を形成し、この構造が磁気圏と呼ばれる. いずれの磁場を持つ 惑星も、磁極の周囲、すなわち南北極の周囲にオーロラが観測されている(大気が極めて 希薄な水星は例外). 地球の磁気圏内のプラズマは、主に磁気圏に浸入した太陽風プラズ マ(即ちプロトンプラズマ)である. これらが、何らかの加速を受けて、磁力線に沿って地 球に向かって降下、電離圏大気と衝突・励起させるのが、オーロラ発光のメカニズムであ る. つまり、地球のオーロラは太陽活動に密接に依存していることが容易に予想される. 実際、爆発的に明るいオーロラが見られる、「オーロラ・プレークアップ」と呼ばれる現 象が生じやすいのも太陽極大期である. 地球磁気圏内には、プラズマ計測器を積んだ探査 機が多数送り込まれ、太陽風プラズマが磁気圏に浸入し、更にオーロラなどの磁気圏現象 を引き起こす過程が詳細に調べられている.

1970年代,アメリカ探査機パイオニアが木星に接近した.このとき,強い磁場が観測されたことで木星磁気圏が存在し,それは地球磁気圏より遥に大きいことが明かになった. それだけではなく,太陽風プラズマだけでは説明できないような重イオン(硫黄,酸素,ナトリウム等)が検出されたことで,磁気圏内に重イオンプラズマ源があることが予想されてきた.1978年,やはりアメリカ探査機ヴォイジャー1号が木星衛星イオに接近,そのとき得られた画像を解析したNASAの研究員,リンダ・モラビトが,イオに火山を発見した.その火山の噴出は,高度300km(イオの直径は3,600km)に達していて,地球の火山と比べても非常に大規模なものである.この発見により,木星磁気圏内部に観測される重イオンプラズマが,イオの火山性ガスを起源としていることが明かになった.火山性ガスがイオの大気を構成する.上層大気は,太陽紫外線を受けて電離し,電離圏プラズマとなる.

木星の固有磁場により形成される木星周囲の磁力線は、木星の自転に伴い、10時間周 期で共回転する.この共回転磁場は、イオの軌道では 74 km/s の速度を持つ.それに対 してイオの公転速度は 17km/s、よってイオの電離圏は、木星の磁場中を 57km/s で移動 する導体とみなすことができる.よって、イオの木星側から半木星側に電圧がかかるが、 イオ単体では電流回路を作ることができない.この結果、イオと木星を結ぶ木星の磁力線 が導線として作用し、イオと木星南北両極の間に電流が流れる.この電流計のうち、木星 南北両極電離圏に上向き電流が生じる.これは下向きの電子の流れを意味する.この降下 電子により、木星電離圏大気が励起され、オーロラとして発光する.このオーロラは、イ



図 2.49: イオの火山性プラズマが木星磁気圏を移動することにより生じる電流系と木星オーロラ

オと木星を結ぶ磁力線の木星側の「足跡」に観測されるため、「Io footprint aurora」と 呼ばれる.

一方、イオの電離圏プラズマは、イオに留まって、footprint aurora を生成するために 導体の役割を果たし続けるわけではない.次々にイオを追い抜いていく木星の磁力線に 拾われ、イオから内部磁気圏へ放出される.このように、イオから木星内部磁気圏へ供給 される質量は、1 ton/s にもなると言われている.イオを脱出したプラズマは、木星磁場 の支配下にあるから、木星の自転と同期し、約 10 時間で木星を一周する共回転運動をす る.共回転運動するプラズマには大きな遠心力がかかり、即ち共回転しつつも木星磁気圏 の外側へと徐々に運ばれる.イオは木星から、5.8 木星半径に軌道を持つが、このプラズ マが 20-30 木星半径に達したとき、いよいよ木星磁場の影響は衰えを見せ始める.プラ ズマの共回転角速度が落ち始めるのである.即ち、プラズマの共回転と木星磁場共回転に ギャップが生じることになる.よって、イオの電離圏同様、このプラズマは導体として作 用するようになり、図 2.49 のような電流計が生じ、イオの footprint aurora よりも高緯 度に環状の「main oval」と呼ばれるオーロラが観測される.

ここに挙げた, footprint aurora 及び main oval オーロラ, どちらもイオに火山が存 在し, プラズマが供給されるからこそ観測される現象である. 近年, イオからの熱輻射フ ラックスを測定し, イオの火山活動や火山性ガスの供給量に変化があることが指摘されて いる. しかし, その変化に対して木星磁気圏がどのように応答するかは観測的に研究され てはいない. ここでは, 下記に挙げる, イオの火山, 木星オーロラ両方を観測し, 比較する ことを提案する.



図 2.50: Rathbun et al (2010) が IRTF を用いて得た 3.5µm のイオのイメージ. 左下に活動中 の火山が見える.

2.5.2.2 イオ火山活動の観測

イオの火山の中心部の温度は 1000 K 以上,火山から発生した溶岩は 500K 程であるこ とが知られている. 即ち、イオからの近赤外線放射フラックスは、火山活動に応じて大き く変化する. Rathbun et al. (2008) などは, IRTF にて 3.8 µm に於けるイオの熱輻射 フラックスを計測し、1980年より近年に至るその火山活動の変化を得ることに成功して いる (図 2.50). また,辛うじてイオの火山を分離することにも成功していて,どの火山に 変化があったか、凡その見当もつけている.ただし、近赤外線帯に於ける太陽光フラック スも無視できない. 任意の時刻に観測を行っても、得られるのはイオ表面で反射した太陽 光とイオの熱輻射の混合物なのである. 先行研究は, この問題を避けるため, イオが木星 の影に入った、即ちイオに太陽光が当たらない状態を選んで、観測を行ってきた.しかし、 この手法には重大な問題がある.イオの公転周期と自転周期は完全に同期しているので、 イオは常に同じ面を木星に向けている.よって、近赤外線観測では、イオの木星側半球し か観測できない. これは、イオの反木星側半球にある火山が、木星磁気圏に影響し得るよ うな活動を起こしても、観測されないことを意味する.そこで、我々は中間赤外線帯であ る 10 µm での観測を提案する. この波長は、凡そ 300K の黒体輻射のピークに相当する. 火山活動に伴う温度にしては些か低温に見える.しかし、イオ表面が太陽光による加熱の みで達成できる、太陽放射との平衡温度は高々 150K である. 即ち、10 µm でもイオの火 山活動の監視ができることが分かる.

東京大学と東北大学による共同チームは、2009年より東京大学チリ・アタカマ天文台 に於いて、中間赤外線帯でのイオの観測を開始し、その時間変動を捉えることに成功して いる実績がある.ただし、この観測に用いられているのは、口径 1mの望遠鏡であり、視



図 2.51: ハッブル宇宙望遠鏡で得られた木星北極周辺の紫外線オーロラ (Clarke et al., 2004). イオ以外の衛星の footprint aurora も存在するが、イオのものが最も顕著である.

直径が1秒角に過ぎないイオの火山空間分解することはできない.しかし、本 TAO 計画 では、10 μm に於ける回折限界が、0.4秒角を下回る見込みである.つまり、本計画を実 現し、イオをイメージング観測すれば、中間赤外線に於いても、その全体的な火山活動の みならず、大まかな個々の火山の分布まで得ることができるのである.

日米欧では、それぞれ木星へ探査機を送るミッションが、進行中であったり計画されて いる.これらのミッションにより、多数の木星磁気圏現象が観測されることが期待され、 その多くはイオの火山の影響を受ける可能性がある.しかし、これらのミッションにイオ の火山活動そのものを観測する予定はない.よって、本計画を推進しイオの火山活動を得 ることは、世界的なサイエンスの発展にも大きく貢献する.

2.5.2.3 木星オーロラの観測

木星のオーロラは、磁気圏からの降下電子によるエネルギー供給で引き起こされる発光 で、X線、紫外線、可視光、紫外線という多岐に渡る波長域で確認されている. 近赤外線に 於いては、木星電離圏分子イオンの H3+の発光が有名である. 特に H3+の 3.4 µm 発光 は、この波長の太陽光を木星大気中のメタンが吸収するため、オーロラ発光のみを純粋に 観測することができる. 図 2.52, 2.53 に示すように、過去の IRTF を用いた観測で、この 波長帯に於いては、Io footprint オーロラ、main oval オーロラ、双方が確認されている. 6m 望遠鏡を用いてこれらを観測すれば、これらのオーロラを詳細に分離することもでき るし、また潤沢なマシンタイムでその時間変化を追うことも可能になる.

地球には観測されない木星特有のオーロラとしては、成層圏オーロラも挙げられる.気 象現象が起きる対流圏に接する成層圏は、電離圏と異なり中性ガスを主とする大気であ



図 2.52: IRTF で得られた木星の赤外線オーロラ (Satoh et al., 1998). 南極付近に示される IFT は、イオの footprint aurora を示す.



図 2.53: IRTF で得られた木星成層圏メタンのオーロラの発光 (Caldwell et al. 1988).

る. 成層圏が, 磁気圏からの降下電子で加熱され, メタンやエチレンなどの有機物が近・ 中間赤外線帯で発光するのである.

ここでは、7.8 µm のメタンの発光を提案したい. このメタンオーロラの研究は、1980 年代、Caldwell et al. (1988) らにより、IRTF を用い幾分盛んに研究された時期もある. しかし、当時用いられたのは、一次元撮像素子であり、自転が早い木星に対し、スキャン観 測をするという非効率的なものであり、「極域の成層圏メタンの発光はオーロラである」 との結論に至ったに留まる. つまり、この成層圏オーロラが、「どのようなタイムスケー ルで変化するのか」「イオの火山や太陽風にどのように依存するのか」、といった問題は

一切解決されていない. また、電離圏 H3+に加えて、成層圏メタンオーロラを観測すれば、磁気圏から木星に降下する電子のエネルギーやフラックスを推測することができる. つまり、太陽風やイオの火山活動によって、どの程度木星磁気圏が刺激を受けたかを調べる鍵になるのだ.

また、成層圏に存在するエチレンのオーロラ発光の輝線が、13.7 µm にある. この波長 はわずかに大気の窓からはずれており、地上観測の例は無い. しかし、チャナントール山 の 5,600m という高度であれば、観測できる可能性がある. 今まで宇宙探査機による独擅 場であった惑星他波長観測を地上で現するポテンシャルを、TAO 計画は有している.

2.5.2.4 本研究を TAO 望遠鏡で行う意義

上記に挙げた現象の多くは、個別には詳細に調べられてきた.しかし、磁気圏現象の多 くは、時間変化に富み、またお互いに関連している可能性が高い.取り分け、イオの火山活 動の木星磁気圏に於ける重要性は、古くから指摘されながらも、その具体的な役割は調べ られていない.しかし、TAO 望遠鏡ならば、イオの火山活動、木星のオーロラ、両方を観 測することができる.イオと木星の見かけの距離は、最大2分角であり、双方を観測する ことで生じるコストも小さい.この観測を木星の衝の時期に1か月間毎日行えばイオ火 山・木星オーロラの双方の時間変化の詳細を比較できる.また、main oval や Io footprint オーロラを鮮明に区別できる TAO 望遠鏡ならば、イオ火山の木星磁気圏への具体的影響 を議論する機会がもたらされる.

2.5.3 彗星

我々の太陽系は惑星・準惑星以外に,数多の小天体で構成されている.小天体は見かけの形状から彗星と小惑星に分けられ,コマや尾を伴う天体は彗星,伴わない天体は小惑星と区分される.

2.5.3.1 彗星核と原始太陽系星雲

彗星核は、氷と塵という形成温度が大きく異なる物質から成る「汚れた雪玉」であるが、 そのふるさとは原始太陽系星雲中の小惑星帯外縁部から太陽系外縁部まで広がる大惑星 形成領域だと考えられている.彗星氷はその多くが水であり、他に二酸化炭素・一酸化炭 素などが主成分を占めている.一方、彗星核に含まれる固体微粒子は、もともと星間空間 にあった主に 0.1µm 以下程度の非常に小さな塵などを起点に、原始太陽系星雲の中で衝 突合体を繰り返すことで成長して徐々に大きくなり、やがては微惑星形成時に氷とともに

彗星核の中に取り込まれたと考えられている.つまり彗星は原始太陽系星雲中の微惑星 そのものといってもよく、また氷と塵で形成された後にその内部は熱変成を殆ど受けてい ないため、太陽系形成初期の情報を保持している貴重な天体だと考えられている.

2.5.3.2 彗星塵

彗星の塵は、主にカンラン石 (Olivine) や輝石 (Pyroxene) といった、宇宙の様々な領 域でも見られるシリケイト (ケイ酸塩) が卓越してると考えられている.中間赤外線波長 帯 (5 – 50µm) には、この主要な固体微粒子であるシリケイトの特徴的なスペクトル・ フィ - チャが存在し、実際にこれまでに多くの彗星でこのシリケイト・フィーチャが観測 されている.特に彗星では、そのスペクトル中に結晶質シリケイト・フィーチャが観測さ れる例がしばしばであるが、結晶質の存在は高温環境下を経験したことを示唆している. これまで星間塵には結晶質の確実な証拠がないため、彗星の結晶質鉱物は太陽系内での加 熱によるものと考えられるが、彗星ではこの高温生成物の結晶質シリケイトが低温凝縮物 の氷と共存しており、その生成過程には謎も多い.

この 15 年は、モデルによるスペクトルの再現などの手段を用いてこのフィーチャの 形状を調べることで彗星塵の鉱物組成や粒径についての研究に大幅な進展が見られた が、ISO や Spitzer などの衛星観測を除けば、地上観測は大気による制約上殆どこれま では 10µm 帯を中心に研究が行われてきた. しかし 10µm 帯のスペクトル・フィーチ ャだけでカンラン石と輝石を完全に分離することは難しく不定性が残るのも現状であ る. シリケイトのフィーチャは 20µm, 30µm 帯, あるいはさらに長波長にも存在するが (Chihara et al. 2002, Koike et al. 2003), 地上からは 30µm 帯は観測が難しく, 赤外線 衛星によるスペースからの観測に頼らざるを得ない状況であった.例えばISO による Hale-Bopp 彗星や Spitzer によるテンペル彗星 (9P/Tempel) の観測は 10-30µm 帯を幅広くカ バーしていたため、非常に詳細にスペクトルの検証をおこなうことができ、彗星塵に関する 知見を大幅に広げることができた Crovisier et al. 1997, Lisse et al. 2006. しかし、一方 で衛星観測には観測時期・観測条件などに大きな制約があり、彗星観測に適した時期に観測 できる可能性は決して高くはない. すばる+COMICSや)Geminiなどの地上観測は、これ まで 20µm 帯までに制限されてきたが (例えば Sugita et al. 2005, Harker et al. 2005), TAO が 30µm 帯をカバーできれば、スペース観測に並ぶようなこれまでにない詳細な 彗星塵の研究が地上からも展開できるはずである.

上記のように、彗星の中間赤外線スペクトルをモデルで再現する際には、幅広い波長帯 をカバーできていることが望ましい、彗星ダストの主構成要素であるシリケイト鉱物は、 そのスペクトルの 10,20µm 付近に broad な放射フィーチャを示し、そのフィーチャの強 度と形状は、ダストの鉱物組成推定の大きな手がかりとなる.また 34µm には結晶質シリ

ケイトに由来する放射フィーチャが見られるが、このフィーチャはカンラン石の方で強く、 また 10,20µm 帯のフィーチャが弱いようなある程度粒径の大きな (>1µm) ダストでも フィーチャが見られるという報告があり (Vandenbussche et al. 2004), ダストの粒径分 布や結晶質鉱物の存在比をより決定的に求める際に重要な手がかりとなる可能性がある.

一方で,熱放射の短波長側の観測も同様に重要である.太陽から数天文単位程度の距離 にある天体では 5µm よりも長い波長域のスペクトルでは熱放射が卓越している.特に彗 星塵の場合,様々な粒径の塵からの熱放射が重なり合うように寄与しており,特に小さく 黒い塵(炭素質あるいは有機物など)であれば,太陽放射との熱平衡温度の2倍近い温度 になることも予想される.こうした塵はスペクトルの短波長側に大きく寄与することに なる(Tang et al. 2009).したがって,この 3-5µm 付近の輝度を正確におさえることは, 彗星塵の温度,ひいては組成と粒径分布を正確にとらえるためにも重要である.

彗星活動は日心距離によっても変化するため、同時あるいは近接した時期に観測スペクトルを得ることがその後の詳細な解析のためにも要求されるが、中間赤外線観測が可能な地上の大口径望遠鏡では、これまで 5-40µm をほぼ同時に分光観測できるものはなかった. この点だけから見ても、TAO は彗星研究にとってこれまでにない貴重なスペクトルを提供してくれると期待される.

2.5.3.3 彗星氷·含水鉱物

彗星は、彗星核中の揮発性分子が昇華しガスとしてコマ中に放出される際に、ひきずら れるようにして氷・ダストも放出されているが、その駆動力となる揮発性物質は、彗星ごと、 あるいは同じ彗星でも日心距離に応じて変化しているようである。例えば、「あかり」IRC による近赤外線分光観測によれば、同じような日心距離にあるオールト雲彗星でも、一酸化 炭素の放出量は彗星間で大きな差があることが分かってきている(Ootsubo et al. 2011)。 また EPOXI ミッションによるハートレー彗星 (103P/Hartley)の観測によれば、木星族 彗星であるハートレー彗星で、彗星核付近に吹雪のように二酸化炭素の氷粒が放出されて いるのも見つかっている (A'Hearn et al. 2011). 二酸化炭素は水よりも低い温度で昇華 するため、本来なら特に木星族彗星では早く枯渇するのではないかとかつては考えられて いたが、最近の観測では木星族彗星には現在でも二酸化炭素は大量に存在していること が明らかになりつつある。このことは、彗星核中の物質の存在比を明らかにするだけでな く、氷ダストはどのような成長過程を経て彗星核に取り込まれたのか、彗星核の表面は彗星 活動中にどのような影響を受けどのように変化してきたのか、など、彗星核の形成と進化 の過程を調べる必要性があることを示唆している。

こうした観点から, 彗星核表面の水氷の検出, あるいは, 放出された氷粒の粒径と組成 を観測的に調べることは, 彗星核の形成過程と現在のコマ活動の両面で興味深いものであ る. 例えば, 氷粒に関しては, これまで Hale-Bopp と C/2002 T6 などわずか数例しか検 出例がない (Kawakita et al. 2004). TAO の NIR の観測ならば, この検出例を増やす ことができると考えている.

2.5.3.4 彗星のモニタ観測

これまで地上からの中間赤外線での彗星の分光観測は、主に北半球のすばるや Gemini-N などハワイ・マウナケアの望遠鏡群に比較的限られていたが、それだけでは日々明るさや コマ・テイルの形状が変化していく彗星に対しては、非常に観測的な制限が大きい、大口 径でありながら機動性の高い TAO があれば、北半球の望遠鏡群と相補的な観測をおこな いつつ、彗星の最適な観測時期を逃すことなく確実にサイエンスの成果を挙げることが期 待できる.

特に,近年のサーベイ観測や速報体制の強化によって,年間に1-数回の確率で彗星の バースト現象が観測されている.バースト直後の彗星の分光観測を速やかに行うことが できれば,そのガス・ダストの組成やバースト減少のメカニズムの解明に非常に有意義な データを取得することができる.これには,大型望遠鏡では迅速な対応が期待できないた め,TAOの機動力が活かせると考える.

2.5.4 小惑星

2.5.4.1 小惑星の観測と隕石の測定

小惑星と隕石には密接な関係があることが知られている.地球に落下してきた隕石の 軌道が計測された例は多くはないが、その全てが近地球型小惑星 (Near Earth Asteroids: NEA)の軌道と酷似している (Brown et al. 2000). NEA は太陽系形成年代のタイムス ケールでは安定的な軌道には存在できないので、外側から定常的に供給されなければなら ない (Morbidelli et al. 2002). これは、火星.木星軌道の間にある小惑星帯から、木星や 土星の摂動を受けて軌道が変化して供給されていると考えられている.

一方,隕石は実験室内にて直接測定できるために,鉱物学的・化学的に詳しい情報を引き出すことができる.鉱物組成を考えると、落下している隕石の殆どは、地球のようなコア・マントル・クラスト構造を持つ分化した天体に由来したものよりも、より始原的な未分化の天体に由来したものが大半を占めている (Burbine et al. 2002). 小惑星帯の小惑星と隕石のスペクトルの比較から、小惑星帯の大部分の小惑星が未分化の天体であると考

えられている (Burbine et al. 2008). この未分化の天体である小惑星の性質を詳しく調べることによって、太陽系初期の物理状態を知ることができると期待される.

2.5.4.2 TAO の観測波長と小惑星

TAO の観測波長帯である 1-40 μ m における分光・測光観測から、小惑星の表層組成や 大きさに関する様々な情報を得ることができる (Burbine et al. 2008).

0.7-2.5µの波長域にはカンラン石 (Olivine) や輝石 (Pyroxene) の吸収帯がある.カ ンラン石や輝石は炭素質コンドライトより普通コンドライトに多く含まれる.この波長 帯を観測することによって,カンラン石や輝石の組成の割合や普通コンドライトのサプク ラス種の同定を行うことができる.観測した小惑星を普通コンドライトのサプクラスま で同定することによって,太陽系初期の酸化還元状態と太陽系内における生成場所の関係 に迫ることが可能かもしれない.

2.5-4.0µmの波長では含水鉱物や水氷といった「水」に関する情報を取得できる. 2.7-3.0µmにかけては含水鉱物の吸収、3.1µm付近には水氷の吸収、3.3-3.5µmにかけては 有機物の吸収がある. 含水鉱物は太陽系形成初期に微惑星に取り込まれた無水岩石と水 氷が反応し水質変性して生成されたものである. 含水鉱物には Serpentine や Smectite 等といった種類があり、それぞれ炭素質コンドライトトに含まれているが、含有量はサブ クラスによって異なる. 例えば CM コンドライトトに含まれているが、含有量はサブ クラスによって異なる. 例えば CM コンドライトには Serpentine が、CV コンドライト には Saponite が多く含まれている. 小惑星上の含水鉱物種を特定できれば、対応する隕 石種と結び付けることができ、そこから、太陽系形成論に観測的に制約条件を課すことが できる. また、含水鉱物や氷の有無は snow line に関係しており snow line の内側では水 氷は無水鉱物と一緒に微惑星に取り込めないために、水氷自体は勿論のこと、含水鉱物を 生成することはできない. よって、含水鉱物の有無と小惑星の日心距離の関係を調べるだ けでも、初期太陽系の snow line に関して、重要な知見を得ることができる.

小惑星の基本的な物理量の1つにその天体サイズがあるが、可視光の測光観測だけで はサイズを推定することはできない.可視光で見ているのは太陽光の反射光であり、小惑 星のアルベドがわからないとサイズを求めることができないからである(未知数2に対 して方程式が1つの状態).4µm 以上の波長帯では小惑星の熱放射を観測することにな るが、反射光(可視)と放射光(中間赤外)の情報を組み合わせることによって、サイズと アルベドを独立に求めることが可能になる(Usui et al. 2011).小惑星のサイズは、太陽 系内の質量分布を考える上で大きな意義があるだけでなく、将来の小天体探査ミッション に対して、もっとも重要な情報の1つを提供することにもなる.



図 2.54: 日心距離と TAO で検出可能な太陽系天体サイズの下限値の関係

2.5.4.3 TAO による小惑星観測の戦略

前節で述べたように、TAO の近・中間赤外線の観測能力によって、小惑星の様々な情報を引き出すことができるが、戦略的には、総花的な観測を行うのでなく、TAO でのみできることに絞って観測を行うべきだと考える.

他施設における近・中間赤外線観測

- 0.8-2.5µmの波長域の小惑星の近赤外観測はマウナケアのIRTF/SpeX で既に 400
 天体以上の小天体の観測が行われている (DeMeo et al. 2009).
- 熱放射領域による小惑星の測光観測について、その感度を図 2.54 に見積もった.小惑星帯の小惑星ではおよそ 10km 弱の天体の撮像観測が可能である.但し、この波長帯は既に「あかり」や「WISE」が全天サーベイ観測を行っている.「あかり」の検出限界は小惑星帯で 10km 強 (Usui et al. 2011)、「WISE」は数 km の範囲で網羅されている (Wright et al. 2010).
- 海王星以遠にある太陽系外縁天体の観測については、感度の問題から冥王星でさえ観 測は難しい. 木星. 海王星軌道の間にある族については観測可能な天体もあるが、既に Spitzer/MIPS(Stansberry et al. 2008) やHerschel/PACS(Mueller et al. 2010) 等で観測が行われている。

 10µm のシリケイトフィーチャが確認できる小惑星は非常に僅かしかない. これは彗星のようなダストコマを持たないためである. Spitzer/IRS で多くの小惑星の 5-40µm のスペクトルが得られているが,精度良く決定しているのは僅かであり,その殆どはシリケイトフィーチャは無視してフィッティングを行いサイズ・アルベドを求めることに使用している (e.g., Campins et al. 2009).

これらの観測については、特殊な例 (NEA 等の突発的な天体 Hasegawa et al. 2008) を除き、 敢えて TAO で行う必然性はないと考える.

TAO の独自性を活かした観測

3µm 帯の小惑星のスペクトルについても、IRTF/SpeX を用いて数多くの観測がされ ている.しかしながら、マウナケア山頂でも 2.55-2.85µm の大気の透過率が悪いために、 殆どの小惑星で十分な情報は得られていない (Rivkin et al. 2002).この波長帯には含水 鉱物の吸収バンドがあるため、小惑星の含水鉱物の種類を同定するためには非常に意義が 大きい.すでに「あかり」IRC の分光機能を用いて観測が行われており、含水鉱物や水氷 の吸収に関する情報が得られているが、「あかり」による観測は 70 個程度の天体で観測 が終了している.一方で、可視~近赤外の小惑星のスペクトルの情報を用いた分類は有用 であることが知られており、現在までにおよそ 400 天体が調べられている.これは組成の 違いを考える上で重要になるが、統計的な議論を行うためには、「あかり」による観測に 加えて、さらに数多くの天体のサンプルが必要になる.TAO の検出限界を考えると、さ らに数 100 天体の観測が可能であると考える.

標高 5600m の TAO サイトでさえ 2.55-2.85 μ m の大気の吸収は大きいが, マウナケア 山頂と比較すると短い波長側は 2.65 μ m まで, 長い波長側は 2.80 μ m から観測が可能であ る. また, 2.65-2.85 μ m の間も, 2.73 μ m 付近で観測が可能である (図 2.55). 2.73 μ m 及 び 2.80 μ m が観測可能なことは, 含水鉱物の吸収バンドを特定する上で特別な意味を持 つ. 含水鉱物のバンドは, 2.71, 2.74, 2.78, 2.82 μ m 付近に特徴的な吸収を持つことが知 られているが,「あかり」の観測から,小惑星の含水鉱物のこれらのバンドの吸収が,天 体によって一定の傾向を持っていることが分かってきた.マウナケア山頂ではこの波長 帯の観測は難しく含水鉱物のバンド間の比の計測を目的とした観測は行えないが, TAO は 2.73, 2.80 μ m の観測が可能なために, 2.71 μ m と 2.74 μ m の吸収の深さと 2.82 μ m の 吸収の深さを計測することができる (図 2.56). また, K バンドから 2.65 μ m まで連続的 に観測が可能なため,含水鉱物の吸収量を測るためのベースラインを精度良く決めること ができる.このことは,含水鉱物の鉱物種の推定に結び付けられると期待される.

以上, TAO は, 小惑星の含水鉱物種を決定し, 太陽系初期の水氷に関する研究につい て劇的に進めることが可能な唯一の地上望遠鏡であると考える.特に TAO において重 点的に行うべき小惑星の観測は 2.55-2.85µm の間を含む分光観測である.



図 2.55: 観測地 (チャナントール, マウナケア, パラナル) における大気の透過率と実験室内で測定された鉱物のスペクトル例 (Lizardite). 矢印は含水鉱物の吸収の位置を示す.



図 2.56: 含水鉱物 (Lizardite) のスペクトル. 含水鉱物の吸収の位置を矢印で, 地上観測で観測可能な範囲を点 (青: TAO, 赤: IRTF) で示す.

なお、この観測は MIMIZUKU の近赤外チャンネルでの観測を考えているが、現状で はこの波長範囲はカバーされていないので、オプションで観測装置の追加を検討したい. 仕様としては 2.1-4.2 μ m で R~1200($\Delta\lambda = 0.0025\mu$ m) が確保されると良いが、波長範囲を 2.3-3.3 μ m に限定しても十分に成果を出すことができると考える.

関連図書

- Abraham, P., et al. 2009, Nature, 459, 224
- Agol, E., et al. 2005, MNRAS, 359, 567
- A'Hearn, M.F., et al. 2011. Science, 332, 1396-1400
- Alexander, D. M., et al., 2005, Nature, 434, 738
- Alexander, D. M., et al., 2008, AJ, 135, 1968
- Allonso R., et al., 2004, ApJ, 613, L153
- Ando, M., et al. 2004, ApJ 610, 635
- Arimatsu, K., et al. 2011, ApJ, 729, 19L
- Ascasibar, Y., Yepes G., Gottlöber S., Müller V., 2002, A&A, 387, 396
- Baldwin, J. A., Phillips, M. M., Terlevich, R., 1981, PASP, 93, 5
- Balick, B., & Frank, A., 2002, ARAA, 40, 439
- Barger, A. J., et al., 1998, Nature, 394, 248
- Bean, J. L., et al. 2010, Nature, 468, 669
- Bentz, M. C., et al. 2006, ApJ, 651, 775
- Bentz, M. C., et al. 2009, ApJ, 697, 160
- Bertoldi, F., Carilli, C.L., Cox, P., Fan, X., Strauss, M.A., Beelen, A., Omont, A., and Zylka, R., 2003, A&A, 406, L55
- Bary, J. S., et al. 2009, ApJ, 706, L168
- Blain, A. W., et al., 2002, Phys. Rep., 369, 111
 - 103

- Blain, A. W., et al., 2004, ApJ, 611, 725
- Borys, C., et al., 2005, ApJ, 635, 853
- Bowey J. E., Adamson A. J., Whittet D. C. B., 1998, MNRAS, 298, 131
- Brinchmann J., Ellis R. S., 2000, ApJ, 536, L77
- Brown, P.G., et al. 2000. Science, 290, 320-325
- Bundy K., et al., 2006, ApJ, 651, 120
- Burbine, T.H., et al. 2002. in Asteroid III, (W. F. Bottke Jr. et al., eds.) pp. 653-667, Univ. of Arizona Press, Tucson
- Burbine, T.H., et al. 2008. Reviews in Mineralogy & Geochemistry, 68, 273-343
- Cackett, E. M., Horne, K., & Winkler, H. 2007, MNRAS, 380, 669
- Calura, F., et al. 2008, A&A 479, 669
- Calzetti D., et al., 2000, ApJ, 533, 682
- Calzetti D., et al., 2007, ApJ, 666, 870
- Campins, H., et al. 2009. Earth, Moon, and Planets, 105, 159-165
- Capak, P. L., et al., 2011, Nature, 470, 233
- Caputi K. I., et al., 2011, MNRAS, 413, 162
- Castellano T., Jenkins J., Trilling D. E., Doyle L., Koch D., 2000, ApJ 532, L51
- Chapman, S. C., et al., 2005, ApJ, 622, 772
- Chapman, S. C., et al., 2009, ApJ, 691, 560
- Charbonneau D., Brown T. M., Latham D. W., Mayor M., 2000, ApJ 529, L45
- Charbonneau, D., et al. 2009, Nature, 462, 891
- Chihara, H., et al. 2002. A&A, 391, 267-273
- Clark, J.S., Egan, M.P., Crowther, P.A., Mizuno, D.R., Larionov, V.M., and Arkharov, A., 2003, A&A, 412, 185
 - 104

Clark, J.S., Negueruela, I., Crowther, P.A., and Goodwin, S.P., 2005, A&A, 434, 949

Close L. M., Biller B., Hoffmann W. F., Hinz P. M., Bieging J. H., Wildi F., Lloyd-Hart M., Brusa G., Fisher D., Miller D., Angel R., 2003, ApJ, 598, L35

Collier, S., et al. 1999, MNRAS, 302, L24

Condon, J. J., 1992, ARAA, 30 575

Cowie L. L., et al., 1996, AJ, 112, 839

Croll, B., et al. 2011, ApJ, 736, 78

Crovisier, J., et al. 1997. Science, 275, 1904-1907

Crowther, P.A., Hadfield, L.J., Clark, J.S., Negueruela, I., and Vacca, W.D., 2006, MNRAS, 372, 1407

Crowther, P.A., 2007, ARAA, 45, 177

Cutri, R. M., Nelson, B. O., Francis, P. J., & Smith, P. S. 2002, IAU Colloq. 184: AGN Surveys, 284, 127

Dekel A., et al., 2009, Nature, 457, 451

DeMeo, F.E., et al. 2009. Icarus, 202, 160-180

Denicolo G., Terlevich R., Terlevich E., 2002, MNRAS, 330, 69

Desert, J.-M., et al. 2011, ApJ, 731, L40

Devlin, M. J., et al., 2009, Nature, 458, 737

土居守, 2004, 「宇宙を見る新しい目」日本物理学会編, 日本評論社

Dunlop J. S., et al., 2004, MNRAS, 350, 769

Dwek E., 1998, ApJ, 501, 643

Erb D. K., Shapley A. E., Pettini M., Steidel C. C., Reddy N. A., Adelberger K. L., 2006, ApJ, 644, 813

Ercolano, B., Barlow, M.J., and Sugerman, B.E.K., MNRAS, 2007, 375, 753

Espaillat, C., et al. 2011, ApJ, 728, 49

Evans, A., et al. 1997, MNRAS, 292, 192-204

Eyles L. P., et al., 2007, MNRAS, 374, 910

Fan X., Strauss M, Richards G., Gunn J., Lupton R., Schneider D., Pentericci L., Rix H., Rix H., 2003, in "AGN Physics with the Sloan Digital Sky Survey" ASP Conference Series, 311, 431

Fan, X., et al. 2006, AJ, 132, 117

Faucher-Giguere C., Kereš D., 2011, MNRAS, 412, 118

Figer, D.F., Najarro, F., Girmore, D., Morris, M., Kim, S.S., Serabyn, E., McLean, I.S., Gilbert, A.M., Graham, J.R., Larkin, J.E., Levenson, N.A., and Teplitz, H.I., 2002, ApJ, 581, 258

Frail D. A., 2002, ApJ, 565, 829

Furlan, E., et al. 2006, ApJS, 165, 568

Gallego J., Zamorano J., Aragón-Salamanca A., Rego M., 1995 ApJ, 455, L1

Glazebrook K., Blake C., Economou F., Lilly S., Colless M., 1999, MNRAS, 306, 843

Glikman, E., Gregg, M. D., Lacy, M., Helfand, D. J., Becker, R. H., & White, R. L. 2004, ApJ, 607, 60

Greaves J. S., et al. 1998, ApJ, 506, L133

Groh, J.H., Damineli, A., Teodoro, M., and Barbosa, C.L., 2006, A&A, 457, 591

Hadfield, L.J., Van Dyk, S.D., Morris, P,W., Smith, J.D., Marston, A.P., and Peterson, D.E., 2007, MNRAS, 376, 248

Hamuy, M., et al. 2002, AJ, 124, 417

Harker, D.E., et al. 2005. Science, 310, 278-280

Hasegawa, S., et al. 2008. PASJ, 60, S399-S405

Hatsukade, B., et al., 2011, MNRAS, 411, 102

- Hayashi M., et al., 2010, MNRAS, 402, 1980
- Hayashi M., et al., 2011, MNRAS, in press, arXiv:1104.2121
- Henry G. W., Marcy G. W., Butler R. P., Vogt S. S., 2000, ApJ 529, L41
- Hinkle, K. H., Hall, D. N. B., Ridgway, S. T., 1982, ApJ 252, 697
- Höfner, S., et al. 2003, A&A, 399, 589
- Höfner, S., 2008, A&A, 491, L1
- Holman, M. J., & Murray, N. W. 2005, Science, 307, 1288
- Holman, M. J., et al. 2010, Science, 330, 51
- Hopkins A. M. & Beacom J. F., 2006, ApJ, 651, 142
- Homeier, N.L., Blum, R.D., Conti, P.S., and Damineli, A., 2003a, A&A, 397, 585
- Homeier, N.L., Blum, R.D., Pasquali, A., Conti, P.S., and Damineli, A., 2003b, A&A, 408, 153
- Horne, K., Korista, K. T., & Goad, M. R. 2003, MNRAS, 339, 367
- Hughes, D. H., et al., 1998, Nature, 394, 241
- Imanishi, M., Nakagawa, T., Ohyama, Y., Shirahata, M., Wada, T., Onaka, T., & Oi, N. 2008, PASJ, 60, 489
- Inada N., et al., 2010, ApJ, 140, 403
- noue, S., et al., 2007, MNRAS, 380, 1715
- Iono, D., et al., 2006, PASJ, 58, 957
- Ireland, M., et al., 2004a, in Variable Stars in the Local Group, ASP Conf. ser. 310, p327
- Ireland, M., et al., 2004b, MN 350, 365
- Ishihara, D., et al. 2010, A&A, 514, A1
- Itoh, Y., et al. 2002, PASJ, 54, 561
- 107

- Izumiura, H., et al. 1995, ApSS, 224, 495
- Izumiura, H., et al. 2011, A&A, 528, 29
- Jayawardhana R., et al. 1998, ApJ, 503, L79
- Jha S., Charbonneau D., Garnavich P. M., Sullivan D. J., Sulliavan T., Bronw T.
- M., Tonry J. L., 2000, ApJ, 540, L45 $\,$
- Kajisawa M., et al., 2009, ApJ, 702, 1393
- Kamizuka, T., 2011, PhD thesis, The university of Tokyo
- Kandori R., Dobashi K., Uehara H., Sato F., Yanagisawa K., 2003, AJ, 126, 1888
- Kashi, A., et al., 2008, New Astronomy, 13 569
- Katz N., et al., 2003, ASSL, 281, 185
- Kauffmann G., Charlot S., 1998, MNRAS, 297, L23
- Kawakita, H., et al. 2004. ApJ, 601, L191-L194
- Kawara K., Murayama T., Taniguchi Y., Arimoto N., 1996, ApJ, 470, L85.
- Kelly, B. C., Vestergaard, M., Fan, X., Hopkins, P., Hernquist, L., & Siemiginowska, A. 2010, ApJ, 719, 1315
- Kemper, F., et al. 2002, A&A, 394, 679
- Kennicutt, R. C., Jr., 1998, ARAA, 36, 189
- Kenyon, S., Hartmann, L., 1995, ApJS, 101, 117
- Kereš D., et al., 2005, MNRAS, 363, 2
- Kerschbaum, F., et al. 2010, A&A, 518, 140L
- Kewley L. J., Dopita M. A., 2002, ApJS, 142, 35
- Kishimoto, M., et al. 2011, A&A, 527, 121
- Kodaira K., et al., 2003, PASJ, 55, L17
- Kodama, T., et al., 2001, ApJ, 562, L9

- Kodama, T., et al., 2005, PASJ, 57, 309
- Koerner D. W., et al. 1998, ApJ, 503, L83
- Kohno, K., et al., 2008, ASPCS, 399, 26
- Koike, C., et al. 2003. A&A, 399, 1101-1107
- Kollatschny, W., Kotulla, R., Pietsch, W., Bischoff, K., & Zetzl, M. 2008, A&A, 484, 897
- Koshida, S., et al. 2009, ApJ, 700, L109
- Koyama, Y., et al., 2010, MNRAS, 403, 1611
- Koyama, Y., et al., 2011, ApJ, 734, 66
- Kriek, M., et al., 2007, ApJ, 669, 776
- Kurk, J. D., et al. 2007, ApJ, 669, 32
- Kurtov, R., Borissova, J., Georgiev, L., Ortolani, S., and Ivanov, V.D., 2007, A&A, 475, 209
- Le Floc'h E., et al., 2005, ApJ, 632, 169
- Leger, A., et al. 2009, A&A, 506, 287
- Lidman C., et al., 2005, A&A, 430, 843
- Lim, J., et al., 1998, Nature 392, 575
- Lin L., et al., 2008, ApJ, 681, 232
- Lisse, C.M., et al. 2006. Science, 313, 635-640
- Lodieu, N., et al. 2011, A&A, 527, 24
- Lovis, C., et al. 2011, A&A, 528, 112
- Lumsden, S. L., Hoare, M. G., Oudmaijer, R. D., & Richards, D. 2002, MNRAS, 336, 621
- Lynch, K., et al. 2008, AJ, 136, 1815
- 109

- Madau P., et al., 1996, MNRAS, 283, 1388
- Maihara T., et al. 2001, PASJ, 53, 25
- Maiolino, R., Salvati, M., Bassani, L., Dadina, M., della Ceca, R., Matt, G.,
- Risaliti, G., & Zamorani, G. 1998, A&A, 338, 781
- Maiolino, R., et al., 2004, Nature 431, 533
- Mandel K., Agol E., 2002, ApJ, 580, L171
- Mannucci, F., Della Valle, M., & Panagia, N. 2007, MNRAS, 377, 1229
- Mannucci, F., et al., 2010, MNRAS, 408, 2115
- Marchenko, S. V., 2006, ASP Conf. 353, 299
- Marchenko, S. V. & Moffat, A. F. J., 2007, ASP Conf. Ser. Vol. 367, 213-220
- Marchesini D., et al., ApJ, 701, 2
- Marion, G. H., et al. 2009, AJ, 138, 727
- Martini, P., Sivakoff G. R., Mulchaey J. S., 2009, ApJ, 701, 66
- Massey, P., 2003, ARAA, 41, 15
- Matsuhara H., et al., 2006, PASJ, 58, 673
- Matsuura, M., Yamamura, I., Cami, J., Onaka, T., Murakami, H., 2002, A&A 383, 972
- Matsuura, M., et al. 2005, MNRAS, 359, 383
- Mattila, S., et al. 2007, ApJ, 659, L9
- Mattila, S., Meikle, W.P.S., Lundqvist, P., Pastorello, A., Kotak, R., Eldridge, J., Smartt, S., Adamson, A., Gerardy, C.L., Rizzi, L., Stephans, A.W., and van Dyk, S.D., 2008, MNRAS, 389, 141
- Mauerhan, J.C., Van Dyk, S.D., and Morris, P.W., 2009, PASP, 121, 59
- McGaugh S. S., 1991, ApJ, 380, 140
- Michałowski, M., et al., 2010, A&A, 514, A67
 - 110

- Meikle, W. P. S., et al. 2007, ApJ, 665, 608
- Minezaki, T., et al. 2004, ApJ, 600, L35
- Minezaki, T., et al. 2006, ApJ, 643, L5
- Miyata, T., 1998, PhD thesis, The University of Tokyo
- Miyoshi, M., et al. 1995, Nature, 373, 127
- Monaco P., et al., 2007, MNRAS, 375, 1189

Morbidelli, A., et al. 2002. in Asteroid III, (W. F. Bottke Jr. et al., eds.) pp. 409-422, Univ. of Arizona Press, Tucson

- Morgan, H.L., Dunne, L., Eales, S.A., Ivison, R.J., Edmunds, M.G., 2003, ApJ, 597, L33
- Morokuma T., et al., 2010, PASJ, 62, 19
- Morris, P. W., et al., 1999, Nature 402, 502
- Mortlock, D. J., et al. 2011, Nature, 474, 616
- Mortlock A., Conselice C. J., Bluck A. F. L., Bauer A. E., Grützbauch R., Buitrago F., Ownsworth J., 2011, MNRAS, 413, 2845
- Motohara, K., et al., 2005, AJ, 129, 53
- Müller, T.G., et al. 2010. A&A, 518, L146
- Muench, A. A., et al. 2002, ApJ, 573, 366
- Muzerolle, J., et al. 2009, ApJ, 704, L15
- Nagao T., et al., 2011, A&A, 526, 149
- Nagashima M., Yoshii Y., 2004, ApJ 610, 23
- Nagashima M., Yahagi H., Enoki M., Yoshii Y., Gouda N., 2005, ApJ, in press
- Nakajima, T., et al. 1995, Nature, 378, 463
- Nakar, E., Piran, T., 2004, MNRAS, 353, 647
 - 111

Nakata, F., et al., 2005, MNRAS, 357, 1357

Nishimaki, Y., Yamamuro, T., Motohara, K., Miyata, T., and Tanaka., M., 2008, PASJ, 60, 191

Nozawa, T., et al., 2003, ApJ 598, 785

, Oasa, Y., et al. 2006, AJ, 131, 1608

- Oguri M., et al., 2008, AJ, 135, 512
- Ohnaka, K., 2004a, A&A 421, 1149
- Ohnaka, K., 2004b, A&A 424, 1011
- Onaka, T., et al., 2002, A&A 388, 573

Ootsubo, T., et al. 2011. in preparation

Ouchi, M., et al., 2001, ApJ, 558, L83

- Ouchi, M., et al., 2003, ApJ, 582, 60
- Ouchi, M., et al., 2004, ApJ 611. 660
- Oyabu, S., et al. 2011, A&A, 529, A122
- Paciga, G., et al., 2009, MNRAS, 395, 1153
- Padgett, D. L., et al. 1999, AJ, 117, 1490
- Pagel, B. E. J., et al., 1979, MNRAS, 189, 95
- Patat, N., et al. 2001, ApJ, 555, 900
- Pérez-González P. G., et al., 2008, ApJ, 675, 234
- Pettini M., Pagel, B. E. J., 2004, MNRAS, 348, L59
- Perlmutter S., et al., 1999, ApJ, 517, 565
- Perrin, G., et al., 2004a, A&A 418, 675
- Perrin, G., et al., 2004b, A&A 426, 279

Perrin, G., et al., 2005, A&A 436, 317

Perrin, G., et al., 2007, A&A 474, 599

Pettini M., et al., 1998, ApJ, 508, 539

Priddey, R.S., Isaak, K.G., McMahon, R.G., and Omont, A., 2003, MNRAS, 339, 1183

Quillen A. C., Yukita M., 2001, AJ, 121, 2095

Reid, M., J., & Menten, K. M., 1997, ApJ 476, 327

Renzini A., 1981, in Physical Processes in Red Giants, 1981, eds. Iben Jr. I., Renzini A. (Reidel, Dordrecht) p. 431

Riess A. G., et al., 2004, ApJ, 607, 665

Risaliti, G., Maiolino, R., & Salvati, M. 1999, ApJ, 522, 157

Rivkin, A.S., et al. 2002. in Asteroid III, (W. F. Bottke Jr. et al., eds.) pp. 235-253, Univ. of Arizona Press, Tucson

Sakon, I., et al., 2007, astroph 0711.4801

Sakon, I., Onaka, T., Wada, T., Ohyama, Y., Kaneda, H., Ishihara, D., Tanabe, T., Minezaki, T., Yoshii, Y., Tominaga, N., Nomoto, K., Nozawa, T., Kozasa, T., Tanaka, M., Suzuki, T., Umeda, H., Ohyabu, S., Usui, F., Matsuhara, H., Nakagawa, T., and Murakami, H., 2009, ApJ, 692, 546

- Sakon, I., et al. 2010, ASI Conf. Ser., 2010, Vol. 1, 49-55
- Sakon, I., et al. 2011, in preparation

Salpeter, E. E., et al. 1955, ApJ, 121, 161

Sanchis-Ojeda, R., et al. 2011, ApJ, 733, 127

Sanders, D. B., & Mirabel, I. F. 1996, ARAA, 34, 749

Sato B., et al., 2003, ApJ, 597, L157

Schmidt B. P., et al., 1998, ApJ, 507, 46

Sergeev, S. G., et al. 2005, ApJ, 622, 129

Shara, M.M., Moffat, A.F.J., Gerke, J., Zurek., D., Stanonik, K., Doyon, R., Artigau, E., Drissen, L., and Villar-Sbaffi, A., 2009, AJ, 138, 402

Shemmer, O., Netzer, H., Maiolino, R., Oliva, E., Croom, S., Corbett, E., & di Fabrizio, L. 2004, ApJ, 614, 547

Shu, F. H., et al. 1987, ARAA, 25, 33

Simon, R., et al., 2006, ApJ 639, 2227

Smail, I., et al., 1997, ApJ, 490, L5

Smith. N., et al., 2007, astroph 0704.2249

Solanski, S. K., Livingston, W., Ayres, T., 1994, Science 263, 64

Somerville R. S., et al., 2008, MNRAS, 391, 481

Spangler C., et al. 2001, ApJ, 555, 932

Staguhn, J., et al., 2008, Design Reference Mission Case Study of SOFIA

Stansberry, J., et al. 2008. in The Solar System Beyond Neptune, (M.A. Barucci et al., Eds.) pp. 161-179, Univ. of Arizona Press, Tucson

Steidel C. C., Adelberber K. L., Giavalisco M., Dickinson M., Pettini M., 1999, ApJ, 519, 1

- Steidel C. C., et al., 2010, ApJ, 717, 289
- Suganuma M., et al. 2004, ApJ, 612, L113
- Suganuma, M., et al. 2006, ApJ, 639, 46

Sugitani, K., & Ogura, K., 1994, ApJS, 92, 163

Sugita, S., et al. 2005. Science, 310, 274-278

Suzuki N., et al., 2011, arXiv: 1105.3470 (accepted for ApJ)

Swinbank, A. M., et al., 2004, ApJ, 617, 64

Tacconi, L. J., et al., 2006, ApJ, 640, 228
Takagi T., et al., 2010, A&A, 514, 5

Takami, H., et al. 2003, in Mass-Losing Pulsationg Stars and their Circumstellar Matter, ed. Y. Nakada et al., p. 213

Takami, H., et al. 2009, PASJ, 61, 623

Takata, T., et al., 2006, ApJ, 651, 713

Takeuchi, T. T., et al., 2005, A&A, 440, L17

Tamura, Y., et al., 2009, Nature, 459, 61

Tamura, Y., et al., 2010, ApJ, 724, 1270

Tanaka M., et al., 2005, MNRAS, 362, 268

Tanaka M., et al., 2008, A&A, 489, 571

Tanaka, T., & Haiman, Z. 2009, ApJ, 696, 1798

Yang, B., et al. 2009., AJ, 137, 4538-4546

Tanvir, N. R., et al., 2009, Nature, 461, 1254

Teplitz H., Mclean I., Becklin E., Figer D., Gilbert A., Graham J., Larkin J., Levenson N., Wilcox M., 2000, ApJ, 533, L65

Tielens, A. G. G. M., Waters, L. B. F. M., Bernatowicz, T.J., 2005, ASP Conf. Ser. Vol. 341, 605-631

Tomczak A. R., Tran, K.-V. H., Saintonge, A., 2009, ApJ, in press (arXiv:1105.0602)

Totani T., Yoshii Y., Iwamuro F., Maihara T., Motohara K., 2001a, ApJ, 550, L137

Totani T., Yoshii Y., Iwamuro F., Maihara T., Motohara K., 2001b, ApJ, 558, L87

Totani T., Takeuchi, T. T., 2002, ApJ, 570, 470

Tresse L., Maddox S., 1998, ApJ, 495, 691

Tristram, K. R. W., & Schartmann, M. 2011, A&A, 531, 99

115

Tsuji, T., 1988, A&A 197, 185

Tsuji, T., 2000a, ApJ 538, 801

Tsuji, T., 2000b, ApJL 540, L99

Tsuji, T., 2001a, Astronomical. Herald 94, 204

Tsuji, T., 2001b, A&A 376, L1

Tsuji, T., 2006, ApJ 645, 1448

Tsuji, T., 2008, A&A 489, 1271

Tsuji, T., Ohnaka, K., Aoki, W., 1997a, in Diffuse Infrared Radiation and the IRTS. ASP Conference Series; Vol. 124, ed. H. Okuda, T. Matsumoto & T. Rollig, p.91

Tsuji, T., Ohnaka, K., Aoki, W., Yamamura, I., 1997b, A&A 320, L1

Tsuji, T., Ohnaka, K., Aoki, W., Yamamura, I., 1997c, in The First ISO Workshop on Analytical Spectroscopy, Ed. A.M. Heras, K. Leech, N. R. Trams, & Michael Perry., ESA SP-419, p.219

Tsuji, T., Ohnaka, K., Aoki, W., Yamamura, I., 1998, Ap&SS 255, 293

Tsuzuki Y., 2004, PhD Thesis, University of Tokyo

Ueda, Y., Akiyama, M., Ohta, K., & Miyaji, T. 2003, ApJ, 598, 886

Usui, F., et al. 2011. PASJ, in-press

Vandenbussche, B., et al. 2004. A&A, 427, 519-523

van der Hucht, K., A. et al. 1987, Royal Astronomical Society, Quarterly Journal, 28, 254-260.

van der Hucht, K. A., 2001, New Astronomy Reviews, 45, 135-232

Wahhaj Z., Koerner D. W., Ressler M. E., Werner M. W., Backman D. E., Sargent A. I., 2003, ApJ, 584, L27

Wandel, A., Peterson, B. M., & Malkan M. 1999, ApJ, 526, 579

116

- Wang J., et al., 2008, MNRAS, 384, 1301
- Waters, L. B. F. M., et al. 1994, A&A, 281, L1
- Weidemann V., 1990, ARAA 28, 103
- Weidemann V., Koester, D., 1983, A&A 121, 77
- Weiß, A., et al., 2009, ApJ, 707, 1201
- Whitaker K. E., et al, 2011, ApJ, 735, 86
- Whitney, B. A. et al. 2003, ApJ, 591, 561
- Williams, P. M., 2008, Rev.Mex.A.A., 33, 71
- Williams, P. M., et al. 1987, in: H. J. G. L. M. Lamers & C. W. H. de Loore, eds,
- Instabilities in Luminous Early Type Stars, D. Reidel, 221
- Williams, P. M. et al., 2001, NMRAS, 324, 156
- Williams, P. M., et al. 2009, MNRAS, 395, 1749
- Wing, R. F., Spinrad, H., 1970, ApJ 159, 973
- Wood-Vasey W.M., et al., 2008, ApJ, 689, 377
- Woolf, N. J., Schwarzschild, M., Rose, W. K., 1964, ApJ 140, 833

Wright, E.L., et al. 2010, AJ 140, 1868-1811

- Yamamura, I., de Jong, T., Onaka, T., Cami, J., Waters, L. B. F. M., 1999, A&A 341, L9
- Yamashita T., Handa T., Omodata T., Kitamura Y., Kawazoe E., Hayashi S., S., Kaifu N., 1992, ApJ, 402, L65
- Yasuda N., et al., 2004, AAS
- Yoshii Y., 2002, in "New Trends in Theoretical and Observational Cosmology", eds. K. Sato & T. Shiromizu (Universal Academy, Tokyo) p.235
- Yoshii Y., Tsujimoto T., Kawara K., 1998, ApJ, 507, L113
- Younger, J. D., et al., 2007, ApJ, 671, 1531
 - 117

Zinnecker, H. and Yorke, H.W., 2007, ARAA, 45, 481

Zuckerman B., Song I., Webb R. A., 2001, ApJ, 559, 388 $\,$

118