修士論文

木曽シュミット 及び すばる望遠鏡による クェーサー・銀河サーベイ

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

吉田 俊光

平成 12 年

目 次

序 **1**

第 1 章 観測的宇宙論の沿革 **3**

1.1 ビッグバン宇宙論 3
1.2 宇宙背景放射 4
1.3 宇宙の大規模構造 5
1.4 密度ゆらぎと大規模構造 6
1.5 現代の宇宙観測 7

第 2 章 銀河宇宙の物理 -構造形成理論の概要- **11**

2.1 宇宙論の基礎 11
2.1.1 Hubble 定数 11
2.1.2 スケールファクターと赤方偏移 12
2.1.3 密度パラメータ 12
2.1.4 宇宙定数 13
2.1.5 他のパラメータと Freedman 方程式 13
2.2 宇宙の階層構造 15
2.3 密度ゆらぎと CDM モデル 16
2.3.1 重力不安定理論 16
2.3.2 2 体相関関数 16
2.3.3 密度ゆらぎとパワースペクトル 17
2.3.4 ダークマター 18
2.3.5 ダークマターと構造形成 19
2.3.6 CDM による宇宙進化モデル 20
2.3.7 インフレーション宇宙論 21
2.4 CDM モデルの問題点 24
2.4.1 low-z における観測との相違 24
2.4.2 Las Campanas Redshit Survey による検証 24
2.4.3 銀河高密度領域の発見 26
2.4.4 high-z サーベイによる構造形成モデルの検証 28

第 3 章　高赤方偏移天体サーベイ **29**
3.1 high-z の Lyman-α 輝線天体サーベイ . . . 29
3.2 Lyman-α 輝線天体 . . . 30
3.2.1 クェーサー (QSO) . . . 30
3.2.2 Lyman-α 銀河 . . . 32
3.3 Lyman Break 銀河 . . . 33
3.4 測光的赤方偏移 (Photometric Redshift) . . . 34
3.5 中・狭帯域フィルターによる観測 . . . 36
3.5.1 広帯域フィルターと中・狭帯域フィルター . . . 36
3.5.2 中・狭帯域フィルター観測の利点 . . . 37
3.5.3 中・狭帯域フィルターによる観測の現状 . . . 37
3.5.4 我々のサーベイ計画 . . . 40

第 4 章　木曽シュミット望遠鏡によるサーベイ **43**
4.1 木曽シュミット望遠鏡と 2kCCD カメラ . . . 43
4.2 木曽における観測の経過 . . . 44
4.3 HDF サーベイの概要 . . . 45
4.4 画像データの処理と測光 . . . 46
4.4.1 画像データの確認 . . . 46
4.4.2 補正用画像 . . . 46
4.4.3 バイアスとフラットによる補正処理 . . . 47
4.4.4 画像の重ね合わせ . . . 47
4.4.5 天体の検出 . . . 49
4.4.6 測光と等級の較正 . . . 50
4.5 輝線天体探査の結果 . . . 52
4.6 測光的赤方偏移のテスト . . . 53
4.6.1 モデル SED テンプレートによるフィッティング . . . 53
4.6.2 結果の検証 1 - 分光観測との比較 - . . . 54
4.6.3 結果の検証 2 - high-z LBG 候補の検出 - . . . 56

第 5 章　すばる Suprime-Cam によるサーベイ **59**
5.1 すばる望遠鏡 . . . 59
5.1.1 主鏡 . . . 59
5.1.2 能動支持機構 . . . 60
5.1.3 補償光学 . . . 60
5.1.4 観測装置 . . . 61
5.2 Suprime-Cam . . . 61
5.3 Suprime-Cam による中帯域フィルター観測 . . . 61
5.3.1 観測計画の概要 . . . 61

5.3.2 試験観測期における中帯域フィルター観測 . . . 63
5.4 Suprime-Cam 画像の 1 次処理 . . . 63
5.4.1 bias 処理 . . . 64
5.4.2 masking 処理 . . . 64
5.4.3 フラット補正 (flat fielding) . . . 65
5.4.4 ブランク処理 . . . 65
5.4.5 歪み補正と psf 合わせ . . . 65
5.4.6 画像の合成とモザイキング . . . 66
5.5 測光 . . . 66
5.6 Lyman-α 輝線天体候補の検出 . . . 68
5.7 Lyman-α 吸収天体 . . . 71
5.8 中帯域フィルターによる特異天体の検出 . . . 72
5.9 フィルター枚数を増やしての輝線天体検出 . . . 74

第 6 章 今後の展開と課題 **79**
6.1 木曽シュミットサーベイ . . . 79
6.1.1 現在までの総括 . . . 79
6.1.2 木曽シュミットサーベイの今後 . . . 79
6.2 Suprime-Cam サーベイ . . . 80
6.2.1 Suprime-Cam による観測の総括 . . . 80
6.2.2 Suprime-Cam サーベイの今後 . . . 80
6.3 まとめ . . . 81

付 録 A 輝線の等価幅 (Equivalent Width) **83**

付 録 B 等級の算定 **85**

参考文献 **87**

謝辞 **89**

図 目 次

1.1 CfA II サーベイによる銀河の分布 6
1.2 COBE により観測された CMB のスペクトル 8
1.3 Las Campanas 望遠鏡による赤方偏移サーベイ 10

2.1 曲率係数とスケールファクターの関係 14
2.2 z の変化に伴うガス粒子分布の変化 22
2.3 LCRS の観測結果から求められた銀河の 2 体相関関数の平均 25
2.4 LCRS 領域の 2 次元スライス面上で求められたパワースペクトル 26
2.5 銀河高密度領域における銀河分布 27

3.1 QSO のモデルスペクトル 32
3.2 $z = 5.34$ の Lyman-α 銀河の輝線部分のスペクトル 33
3.3 銀河のスペクトルにおける Lyman 系列の吸収の様子 34
3.4 KeckII で分光された HDF の LBG のスペクトル 35
3.5 広帯域と狭帯域の比較 38
3.6 $z = 5.74$ の Lyman-α 銀河候補天体の画像 39
3.7 $z \sim 3.09$ にある Lyman-α “blob” 40

4.1 木曽シュミット望遠鏡 44
4.2 median 合成による欠陥画素除去の模式図 49
4.3 1 次処理とメディアン合成を終えた後の HDF の画像 50
4.4 測光パラメータの定義 51
4.5 HDF での特異な Lyman-α 天体候補 53
4.6 photo-z による z 分布の比較 55
4.7 過去 photo-z 解析と分光結果との比較 56
4.8 photo-z による z と分光結果との比較 56
4.9 high-z LBG の候補とされる天体の低分散スペクトル 57

5.1 すばるのドームと望遠鏡本体 60
5.2 Suprime-Cam 試験観測で使用したフィルターの透過曲線 63
5.3 sky flat 画像の作成手順 65
5.4 Suprime-Cam の CCD 配置 67
5.5 すばるサーベイでの広帯域と中帯域の等級差プロット 67

5.6 Lyman-α 輝線天体候補 1 69
5.7 Lyman-α 輝線天体候補 2 69
5.8 Lyman-α 輝線天体候補 3 70
5.9 Lyman-α 輝線天体候補 4 70
5.10 Lyman-α 輝線天体候補 5 71
5.11 Lyman-α の強い吸収を受けていると見られる天体 1 72
5.12 Lyman-α の強い吸収を受けていると見られる天体 2 72
5.13 Lyman-α の強い吸収を受けていると見られる天体 3 73
5.14 IB10 フィルターにより検出された特異天体 73
5.15 IB10 フィルターで明るく検出された天体 1 75
5.16 IB10 フィルターで明るく検出された天体 2 76
5.17 IB10 フィルターで明るく検出された天体 3 77

A.1 輝線の等価幅の定義 83

表 目 次

3.1 Johnson 測光システムにおけるフィルターバンド 36

4.1 木曽シュミット 2kCCD カメラの仕様 43
4.2 中帯域フィルターの中心波長と波長幅 45
4.3 HDF サーベイでの測定量と測光パラメータの値 52

5.1 Suprime-Cam の仕様 62

序

20 世紀に入り，相対性理論や量子力学などの物理学における新たな理論の登場と，技術の急速な発達により，人類の宇宙に対する認識は大きく変貌した．E.Huuble の観測によって宇宙が膨張し続けていることが発見され，G.Gamow による初期の宇宙における元素生成の理論から，初期の宇宙は高温で高密度の火の玉のような状態であったとするビッグバン理論が提唱された．その後，A.Penzias と R.Wilson により 3 度 K の宇宙背景放射の存在が確認され，さらに NASA の COBE 衛星がその温度が全天でほぼ一様に 2.7K であることを確かめたことで，ビッグバン理論は宇宙の進化を記述する標準理論として完全に定着した．一方で，1980 年代の後半には「宇宙の大規模構造」と呼ばれる巨大な構造が宇宙に存在することが観測により確かめれたが，ビッグバン宇宙論の枠組みの中でこうした大規模構造を形成することの出来る物理過程を記述する理論についてはまだ研究の途上である．近年になりコンピュータによるシミュレーションが盛んになり，素粒子論的なダークマターによるモデルによって現在の宇宙の姿をある程度再現することが出来ることが分かってきてはいるが，すべての観測事実を矛盾なく説明できる理論は未だ完成していない．

宇宙の進化を知るためには，観測によってこれらの理論に必要なデータを得る必要があり，より遠くの宇宙をより広く見ることでそれは初めて可能になることであった．1990 年代に入り，Hubble 宇宙望遠鏡や Keck，GEMINI，すばるなどの大口径望遠鏡が登場したことで，より遠くの宇宙を見ることが可能になり宇宙の誕生と進化につていの知見が大きく進歩することが期待されるようになってきた．

我々は，宇宙の初期において銀河の集団である大規模構造がどのように形成されたのかに興味を持ち，その形成の時期や進化の過程について研究すべく遠方宇宙の銀河およびクェーサーの探査を行なっている．遠方の宇宙には中性水素ガスの強い輝線スペクトルを放つ銀河やクェーサーが存在するため，これらの輝線を効率良く検出できる波長幅の狭い光学フィルターによる観測を進めてきている．

本論文では，始めに今世紀の宇宙論の発展について観測・理論の両面から概観し，次に現在の宇宙論モデルの骨格と構造形成理論の概要について触れる．その後，遠方の高赤方偏移天体観測の意義と現状について説明し，我々が行なっている東京大学木曽観測所およびすばる望遠鏡での，中・狭帯域フィルターを使用した遠方の輝線天体探査により現在発見できている天体について観測および解析の詳細と併せて述べる．

第１章　観測的宇宙論の沿革

有史以来，永らく人類にとって宇宙は永遠に変わることのない存在であり続けてきた．しかし，20 世紀に入り，科学技術の著しい進歩により天体観測の精度が飛躍的に向上し，さらに，量子力学や相対性理論などといった新たな物理学の理論が登場したことで，これまでに誰も見ることのできなかった宇宙の真実の姿が明らかになるにつれ，何万年以上もの間人々が永久不変であると信じ続けていた宇宙は，実は今この瞬間にもその姿を変化させていることが分かってきた．そして，それまで神の技とされてきた宇宙誕生の瞬間を，人類が解明できるかも知れないという時代に入ったのである．

今日では，最先端の科学技術を投入し，γ 線から電波にいたるまでのあらゆる電磁波の波長域で宇宙の姿を捉える試みがなされ，より遠くの宇宙の姿を見ることで，宇宙の過去の姿を解き明かし，宇宙誕生から現在に至るまでの歴史を明らかにしようとしている．こうした研究は「観測的宇宙論」と総称され，現在多くの理論・観測による研究が進められている．この章では，観測的宇宙論の歴史的な流れを概観する．

1.1　ビッグバン宇宙論

近現代に至るまで，宇宙は永久に姿を変えないものであると信じられており，多くの著名な中・近世の科学者達もそれが真実であるとして疑いはしなかった．A.Einstein もまた，1915 年に一般相対性理論を用いて宇宙モデルを構築しようとした際，宇宙は一様等方（宇宙には特別な方向はなく，全空間にわたって物質が一様に分布している）であり，永久不変な静的な存在であると仮定した．彼は宇宙は不変であると確信していたのであが，この仮定をうまく満たすモデルを彼は作ることができなかった．宇宙空間を静止させておくためには，空間内の物質による重力に釣り合うだけの斥力が要求されるためである．そこで，Einstein は「宇宙定数」と呼ばれる宇宙に普遍的に存在する斥力を仮定し，これにより永久に静止した宇宙のモデルを作ろうとしたのである．

ところが，1929 年に E.Hubble がウィルソン山の望遠鏡で 18 個の銀河のスペクトルを精密に調べた結果，これらの銀河までの距離 r と銀河が我々から遠ざかる速度 v との間に，

$$v = H_0 r \tag{1.1}$$

という比例関係が成り立つことを発見した．これが「Hubble の法則」であり，この事実は，我々から遠くに位置する銀河程より速い速度で遠ざかっていて，宇宙空間全体が膨張し続けていることを示唆していたのである．ここで，H_0 は Hubble 定数と呼ばれる値で，現在のにおける宙空間の膨張率を示す尺度となる値であり，宇宙モデルの決定において重要なパラメータの一つ

である．

この観測結果は，宇宙空間が静止しているのではなく，常に広がり続けていることを示す有力な証拠となり，それまで宇宙は永久不変であるとの前提で進められていた宇宙科学の研究に大きな変革を迫る出来事となったのである．先に静止宇宙を仮定した理論を構築しようと試みていた Einstein も，自らが理論のなかに組み込んだ「宇宙定数」を「人生最大の過ちであった」と述べ撤回した．

Hubble の法則が正しく，宇宙空間が膨張し続けているとすれば，過去に遡れば宇宙のすべての物質は非常に小さな空間の中に集中していたことになる．1948 年 G.Gamow が，当時量子力学の助けを得て大きく発展していた原子核の理論を用い，宇宙は最初非常に小さなサイズの高温，高密度の「火の玉」のような状態で，やがてそれが爆発的に膨張を始めたとする理論を提唱した．のちに「ビッグバン理論」と呼ばれる理論の誕生である．

ビッグバン理論は膨張宇宙の存在を前提に宇宙の誕生から現在にいたる過程を理論的に説明する始めての理論であったが，Hubble の観測結果以外に有力な証拠がその後示されなかったため，F.Hoyle などの宇宙は静止し続けているとする「定常宇宙」を支持する科学者も多く，「膨張宇宙」と「静止宇宙」が真向から対立する時代がしばらく続いた．しかし，1965 年この論争に決着をつける決定打となる研究結果が発表される．

1.2　宇宙背景放射

1965 年アメリカ Bell 研究所の技術者であった A.Penzias と R.Wilson は，衛星通信用の電波受信システムを電波天文学へ応用しようと考え，受信システム内部や地球大気などの雑音源の特定を行なっていた．その過程で彼らは，空のあらゆる方向から常に同じ強度で届く発信源不明の電波の存在に気がついた．Penzias と Wilson には，この電波が宇宙空間にくまなく分布していることは想像がついたがその起源はまったく不明であった．

同じころ，Prinston 大学の R.Dicke は Gamow とは全く独立に，「宇宙の初期の状態は高温の放射で満たされた火の玉のようなものであり，その放射の名残が今も宇宙を満たしているはずである 」との推論を出し，同大学の P.Peebles らとともにこの放射をとらえようと試みていた．

初期の宇宙では，高温のプラズマが宇宙全体を見たしており，そこでは物質と輻射が熱平衡の状態となっていると考えられていた．この高温プラズマの宇宙では，放射の光子は自由電子との衝突を繰り返しているため直進は容易ではなく，この時代の放射を我々が直接観測することはできない．やがて，宇宙の温度が下がり 3000K 以下に冷却されると，バリオンと電子が結合して中性化し，光子が直進できるようになる．この時期を「宇宙の晴れ上がり」と呼ぶ．晴れ上がりから以後は，物質と放射との間での相互作用はなくなり系は熱平衡ではなくなるが，このあとも放射のエネルギーは Plnack 分布を保ち続ける．その後宇宙空間が膨張していくのに従い放射の温度は下がり，現在では約 3K の温度となって宇宙全体を満たしていると推測されたのである．

Prinston 大のグループの研究を知った Penzias らは自分たちが見つけた正体不明の電波のことについて Dicke たちに話したところ，この電波こそがまさに火の玉宇宙時代の放射の名残で

あることが分かったのである．この成果はすぐ発表され，その後直ちに他の波長での観測が行なわれた結果，この放射はおよそ 2.7K の黒体放射のスペクトルと一致することが確かめられた．Penzias と Wilson が見つけた電波は，まさに理論が予言していた宇宙の晴れ上がりの時期に放出された放射そのものだったのである．この放射は，波長にしてちょうどマイクロ波の領域にあることから，以後「宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background:CMB)」あるいは単に「宇宙背景放射」と呼ばれるようになる．

定常宇宙論では，この宇宙背景放射のメカニズムに対して整合性のある説明はできず，ここにビッグバン宇宙論の優位が決定的となったのである．

1.3 宇宙の大規模構造

G.Galilei が自ら製作した望遠鏡で観測した天体は，太陽系の惑星やそれに付随する衛星が中心であった．当時の科学者達にとって観測可能な宇宙とは太陽系の内側の世界であった．やがて観測技術の発展とともに我々が観測のできる宇宙は広がり，我々は銀河系という巨大な恒星の集合体のなかに位置しているにすぎず，宇宙にはこうした銀河がたくさん存在していることが明らかとなっていった．

これらの銀河が宇宙にどのように分布しているのかが次に興味の対象となる訳であるが，Einstein を始めとする研究者たちが，一般相対性理論に基づく宇宙モデルを作る際に「一様等方」な宇宙を仮定したことや，また，宇宙背景放射が宇宙のすべての方向から一様の強度で届くという事実などから，宇宙空間の物質の分布は一様であり，したがって銀河などの天体の分布も一様であろうと考えられていた．

1970 年代までの銀河分布に関する理解は，宇宙空間には全体にわたってほぼ一様に「フィールド銀河」と呼ばれる銀河が分布し，ところどころに局所的に銀河が密集した「銀河団」が存在しているという認識であった．銀河団はそれを構成する銀河の数によって規模の大小があり，フィールド銀河とは明確に区別できるとされていた．そして，銀河団の存在を考慮しても，宇宙全体での銀河の分布はほぼ一様と考えて問題なく，銀河団が宇宙における最も大きなスケールの構造であるというのが当時の一般的な考えとなっていた．

しかし，1980 年代に入り観測技術が向上し，より広くより遠くまでの観測が可能になるにつれ，複数の銀河団同士が鎖状につながった超銀河団や銀河がほとんど存在しない領域の存在が明らかとなり，宇宙は非常に巨大なスケールの中にそれらが混在する構造を有していることが分かってきた．これを「宇宙の大規模構造」と呼び，それまで「一様等方」と考えられてきた宇宙の認識に大きな変革をもたらしたのである．

1986 年に Harvard-Smithonian 天体物理学センターの M.Geller らは，北天の赤経で 135 度，赤緯で 6 度，奥行き $150h^{-1}$ Mpc の範囲にわたって[1]15.5 等よりも明るい銀河のサーベイを行ない，その 3 次元的な分布を調べた．このサーベイプロジェクトは，天体物理学センター (Center for Astrophysics) の頭文字から「CfA II サーベイ」と呼ばれている[2]．図 1.1 は，CfA II サー

[1] 1pc はおよそ 3.26 光年．h^{-1} は Hubble 定数 H_0 に対して $H_0 = 100\,h$ で定められる値．
[2] これより以前に CfA I が行なわれているがサンプル量がはるかに少ない

ベイによって作られた銀河分布を表す「地図」である．

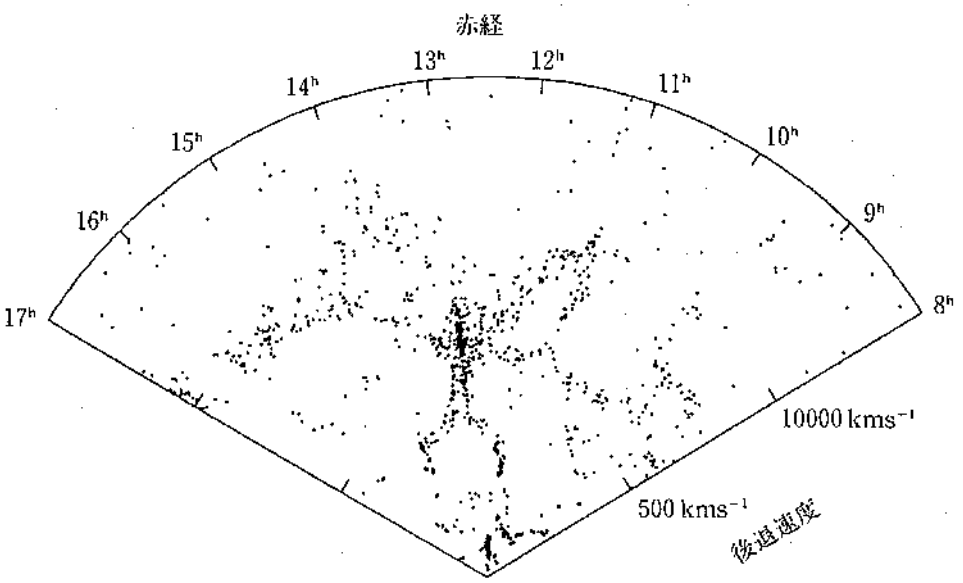

図 1.1: CfA II サーベイによる銀河の分布．[1]

この図を見てわかるように，宇宙には銀河が集中的に存在する領域とほとんど存在しない領域とがある．銀河の密度の高い領域は銀河団のサイズをはるかに越えるスケールであり，「超銀河団」と名付けられている．また，銀河がほとんど存在しない空洞状の領域は「ボイド (void)」と呼ばれ，その直径はおよそ $10 \sim 100\mathrm{Mpc}$ ものサイズになる．そして，このボイドの周りを取り囲むように銀河が鎖状に分布していることがはっきりと分かる．この様子は，一つ一つのボイドを泡に見立てた時に，ちょうどその泡の膜にあたる部分に銀河が分布しているように見えることから，「泡構造」とも呼ばれる．

こうした超銀河団やボイドなどの大規模構造の研究は，宇宙の進化の歴史を知る上で非常に重要となる．これらの構造を形成する天体同士は，まだ力学的な平衡に達しておらず，構造を形成するもとになった初期宇宙における密度の揺らぎの情報を保存しいていると思われる．構造形成が時間とともにどのように進んでいくかは，仮定される宇宙モデルによって異なり，銀河あるいは銀河団の大局的な分布の様子を調べることは，宇宙の大規模構造形成の理論に重要な情報を与えることになるのである．したがって，大規模構造の調査は観測的宇宙論の必須課題の一つであるといえる．

1.4　密度ゆらぎと大規模構造

宇宙に関する研究が進むにつれ，宇宙には，銀河・銀河団・超銀河団といったさまざまなスケールの構造が階層的に存在することが明らかとなったのであるが，こうした構造がどのようなメカニズムにより形成されてきたのかということが問題となる．理論的な研究を基にしたシミュレーションが進むにつれ，こうした大規模構造を形成するためには，宇宙の初期において，

密度にわずかなゆらぎが存在すれば，その後重力不安定性によって現在のような構造を形作ることができるということが分かってきた．この密度のゆらぎの存在が確かめられ，さらにそのゆらぎのスケールが調べられれば，大規模構造形成のメカニズムを解き明かす大きな手がかりとなるとことが期待される．

この初期宇宙における密度のゆらぎはどのようにして調べればよいのかが問題になるが，これは先に述べた宇宙背景放射 (CMB) を調べることで解決される．1.2 でも述べたとおり，誕生直後の宇宙は高温のプラズマで満たされていたが，宇宙の温度が 3000K まで下がり電子と陽子が結合して中性化する「晴れ上がり」の時期を境に光子は直進を始めこれが現在 CMB として観測される．光子は，晴れ上がりの直前まで陽子との間で Compton 散乱を繰り返してもいるため，CMB のゆらぎは晴れ上がり時期の陽子の密度ゆらぎを反映していることになる．したがって，CMB のゆらぎを見つけることができれば，現在の大規模構造を形成するもととなった密度ゆらぎを探る大きな手がかりが得られることになる．しかし，Penzias と Wilson が見つけた CMB はその後の詳細な観測においても，宇宙の全方向から同じ強度で届いており，理論的に要求されるようなゆらぎは発見されないでいた．

1989 年 NASA は，大気や地上などの環境雑音の影響の少ない大気圏外から CMB の観測を行ない，CMB のスペクトルとその温度の全天での分布を高い精度で測定することを目的とした衛星探査機 COBE(COsmic Background Explorer) を打ち上げた．COBE はまず，$10^{-2} \sim 10^{-4}$m の波長域にわたって CMB を詳細に測定した．その結果，CMB の温度は 2.728 ± 0.004K であることが分かった．これは理論的に予測される値と非常に高い精度で符合するとともに，CMB のスペクトルは，この温度における Planck 分布と見事なまでに一致したのである (図 1.2)．さらに，COBE は CMB 温度の天球上での分布を測定したが，この観測結果の解析には 1 年以上もの時間が費やされた．測定されたデータから，CMB 本来の信号成分を取り出す作業に非常に苦心したためである．地球は CMB の静止系に対して相対運動をしているため，ドップラー効果の影響で実際の CMB の強度に対してずれが生じる．また，我々の銀河系からの強い放射の影響は大きく，COBE の観測グループはこの影響を取り除くのに最も苦労した．これらの作業を重ねた末，1992 年 COBE グループは CMB の温度揺らぎの平均値は，天球上の 10° 離れた 2 箇所に対して $\delta T/T \sim 1.1 \times 10^{-5}$ 程度であると発表した．この値は非常に小さなものではあるが，CMB は一様等方ではなくわずかにゆらいでいることの確かな証拠となった．しかし，この観測結果から，宇宙の大規模構造の形成に関する結論を直接導くにはまだ問題が残されている．

1.5 現代の宇宙観測

肉眼で星を見るという最も原始的な方法から始まった天体観測は，その後望遠鏡の発明により画期的な変貌をとげたが，それから数百年間は，望遠鏡を肉眼で覗くという手法からの変化は長らく訪れなかった．

しかし，19 世紀の中期に写真乾板が登場したことで，天文学の研究は急速に発展していくこととなる．これまでの肉眼に頼る観測では，観測できる範囲が限られ，また詳細な記録を残すことができないため，解析の不定性の克服が大きな課題であった．しかし，写真乾板が登場し

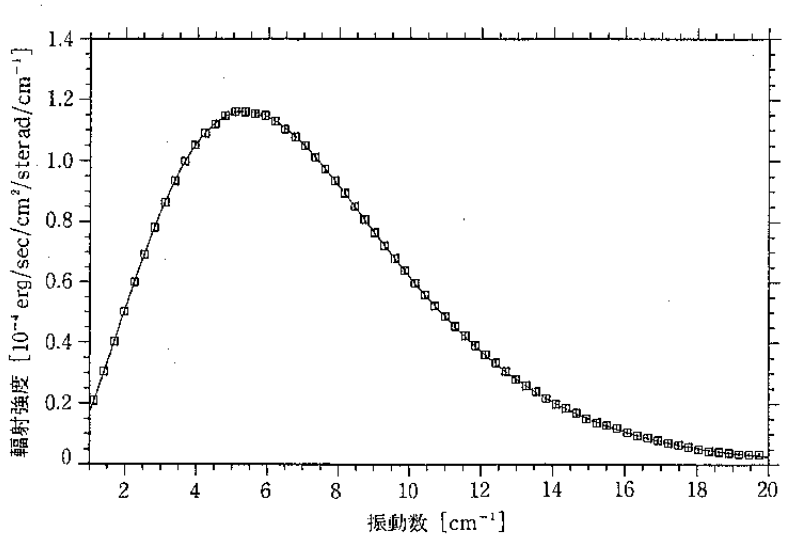

図 1.2: COBE により観測された CMB のスペクトル．□ は COBE の観測結果．実線は観測結果を最もよく再現するように選ばれた Planck 分布． [2]

たことで，空の様子を撮影し記録することが可能となり，より精度の高い観測と解析が可能となった．

今世紀に入り技術の発展は急速に進み，天体観測の装置・技法も急速に進歩を遂げた．それまで可視光のみで行なわれていた観測は，赤外線や電波さらには X 線・γ 線と電磁波のあらゆる波長域におよび，観測機器も大型化していった．さらに，宇宙開発技術の恩恵は天文学の分野にもおよび，観測装置を搭載した人工衛星による大気圏外からの観測が一般化していく．これにより，地上の観測では大きな問題となる周囲の環境に起因するノイズや地球大気による吸収などの問題を一切排除した環境の下での観測が可能となった．

また長年写真乾板での観測を続けていた光学望遠鏡での観測においても，1980 年代に入って CCD カメラが登場したことで画期的な革新が起きた．従来の写真乾板では，飛来した光子が信号として検出される効率 (感光率) は $10 \sim 20\%$ 程度しかなく，一枚の写真の露出に長時間必要である上に観測できる明るさの限界も浅いものであった．しかし，CCD は $80 \sim 90\%$ という高い感光率を持つため，より短い露出時間でより暗い天体を撮影することが可能となり，光学的な天体観測は飛躍的な進歩をとげることとなった．

人工衛星による大気圏外からの観測は，当初はおもに赤外線や X 線での観測が中心であり，光学望遠鏡による観測は地上から行なうのが常となっていた．しかし，地上での光学観測においても地球の大気のゆらぎの影響で天体の像がぼやけてしまうという避けられない問題[3]がある．さらに，光学観測に限ったことではないが，天体観測は夜間にしか行なうことはできず，また天候に大きく左右されてしまうことも避けられない問題である．こうした問題を根本的に解決するには大気圏外に望遠鏡を設置するより手はない．しかし，技術的困難も多いために「宇宙望遠鏡」構想は当初は夢物語のように思われていた．

だが，1990 年 NASA は直径 2.4m の主鏡を備えた光学望遠鏡を地球周回軌道上に打ち上げ，

[3]このぼやけ具合のことを「シーイング (seeing)」という

宇宙膨張の事実を初めて観測的にとらえたE.Hubbleにちなみ「Hubble宇宙望遠鏡(HST)」と名付けられた．当初は光学系の技術的な不備により映像がぼやけてしまうという致命的な欠陥を抱えていたHubble望遠鏡であったが，1993年のスペースシャトルのミッションにおいて修理が行なわれた結果，光学系の機能を完全に回復したことによりその性能を如何なく発揮し，驚くべき映像を次々と我々のもとへ送ってきた．なかでも，1995年に宇宙望遠鏡研究所(STScI)のメインプロジェクトとして行なわれた「Hubble Deep Field (HDF) サーベイ」は衝撃的な成果を見せた．HSTは， 地上の観測では明るい天体がほとんど発見されておらず，X線や電波の観測でもそれらの放射源がみられない，いわば「まっ暗」な領域を10日間以上にわたって観測したのである．その結果，これまで何も天体の見えなかった領域に驚くほどの多数の天体が映し出された．観測の限界は約30等近くにまで達し，地上では決して撮影できないレベル明るさの天体までもがとらえられていた．HDFはわずか$2.7'$平方程度の広さしかない領域であるが，そこには数千個を上回る銀河の姿が映し出されており，観測的宇宙論の研究に膨大な量の情報をもたらすことになった．HDFのデータの解析やfollow upのための観測は今なお続いている．

宇宙望遠鏡の夢は実現されたが，こうした望遠鏡もいくつも打ち上げるのは難しく，また大型化も容易ではない．したがって，依然として地上からの観測が主流であることには変わりはなかったが，地上での観測の能力を向上させるには望遠鏡自体を大型化させるより手段はなく，鏡の歪みや望遠鏡の構造などの技術的に克服すべき課題は多かった．しかし，1990年代に入り，こうした技術的な問題が徐々に解決されていくと，各国の研究機関が次々と口径が$8 \sim 10$mもある大型望遠鏡の建設に着手した．日本も，独自の大型望遠鏡を建設する計画をスタートさせ，1998年ハワイ島マウナケア山頂にすばる望遠鏡が完成した．すばるには他の大型望遠鏡には例のない広視野の撮影が可能な主焦点カメラが備えられる他，多数の観測装置が充実しており，2000年から本格的に始まる共同利用観測によって多くの成果が挙げられるものと期待される．

大型望遠鏡により遠く暗い天体の観測が進む一方，宇宙の大規模構造の様子をより詳しく見るために，空の広範囲にわたる領域をくまなく観測し銀河やクェーサー(後に詳述)などの天体の大規模な系統的観測と天球上での3次元分布の描画を目的とした大規模サーベイも各地で行なわれている．現在進められている大規模サーベイとしては，南天を対象としてアングロオーストラリア望遠鏡(口径4m)を使って行なわれている2dF銀河赤方偏移サーベイ(2dFGRS)や北天を対象としてアメリカニューメキシコ州のアパッチポイント天文台に設置された専用望遠鏡(口径2.5m)を用いたスローンデジタルスカイサーベイ(SDSS)がある．2dFでは約25万個の銀河を，SDSSでは約100万個にものぼる銀河の赤方偏移が同定されると見込まれており，これまでにない大規模な統計量により宇宙の大規模構造の詳細な姿を描き出そうとしている．

さらに，これまでは天体の情報を伝える「信号」として電磁波のみを観測していたが，最近ではニュートリノや重力波などが宇宙観測の手段として用いられるようになており，とくにニュートリノについては，1987年に大マゼラン雲で発見された超新星1987Aからのニュートリノが東京大学の観測装置Kamiokandeで観測されたことで，天体観測の手段としてニュートリノを用いることが注目されるようになった．重力波は，一般相対性理論でその存在が予言されており，非常に強い重力相互作用をしている系から生じる空間のゆがみが波として伝播してくるというものである．現在までのところ重力波の存在の確証となる観測データは得られていないが，現

在日本を含めた世界各地で重力波の検出装置が作られており，これらが稼働を始めると重力波による新たな天文学がスタートすることになる．

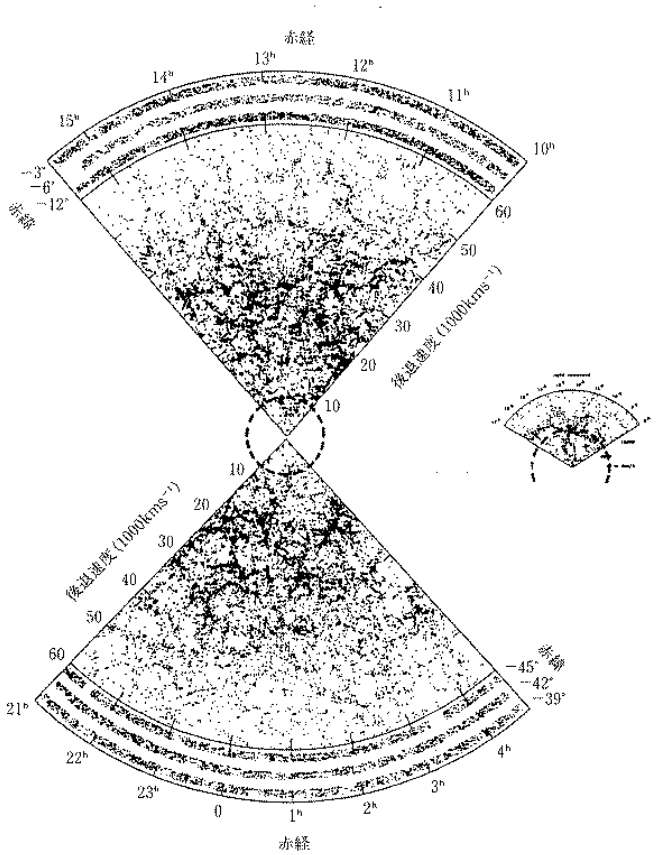

図 1.3: Las Campanas 望遠鏡による赤方偏移サーベイの結果．右側に示してあるのが図 1.1 の CfA サーベイの領域を同じスケールであらわしたもの． [1]

第2章　銀河宇宙の物理　-構造形成理論の概要-

大型望遠鏡による広範囲にわたる大規模サーベイや，Hubble 宇宙望遠鏡による深宇宙の観測などにより宇宙の大規模構造の詳細や赤方偏移の大きい（つまりより過去の）天体の観測が進むにつれ，銀河などの天体やそれらの集団としての大規模構造の形成の歴史が観測により徐々に明らかとなってきている．しかし，観測で見ることのできる領域はまだ宇宙の歴史のではわずかな部分に過ぎず天体や構造の形成に関しては理論的な研究を基礎にして進めていかざるを得ない．以下では，現在の宇宙論の標準的なモデルとなっている一般相対論に基づいた宇宙論モデルについてその概観を見ていく．

2.1　宇宙論の基礎

ビッグバン理論にもとづく膨張宇宙の姿を理論的に記述するモデルは，一般相対性理論を基礎にした方程式で与えられる．方程式に登場するパラメータには理論的に値を決定することができないものが多く含まれるため，こうしたパラメータの値をどう仮定するかによってさまざまな宇宙モデルを構築することができる．これらのパラメータは総称して「宇宙論パラメータ」と呼ばれており，その値を観測的に決定あるいは制限していくことが観測研究の大きな目的の一つでもある．以後本文においては，「宇宙は空間的に一様等方であり，密度分布も大域的には一様である」であるという「一様等方宇宙」の前提を採用する．

2.1.1　Hubble 定数

膨張宇宙のもっとも基本的な式は，Hubble の法則をあらわす $v = H_0 r$ である．ここに出てくる H_0 は（現在の時刻における）Hubble 定数と呼ばれる宇宙論パラメータの一つであり，その単位は $[\mathrm{km{\cdot}sec^{-1}{\cdot}Mpc^{-1}}]$ となる．Hubble 定数は，宇宙空間の膨張率の尺度となるパラメータであるとともに，宇宙の年齢を算定するために必要不可欠な値である．H_0 の値の同定は Hubble 以来多くの研究者が行なってきているが，天体の距離決定における不定性を克服するのが困難なため，今なお決定的な値は求められてはいない．現時点での最新の推定値は HST の観測チームより発表されている，

$$H_0 = 72 \pm 5\,(\text{統計誤差}) \pm 7\,(\text{系統誤差})$$

であるが，最新の研究においてさえ，15% 以上の誤差が残ることがわかる．仮に Hubble 定数が 72 であるとして現在の宇宙の年齢を考えた場合も，他のパラメータによる不確定性が残るため，$90 \sim 150$ 億年程度としか決定はできない．なお，宇宙論では宇宙や天体の年齢を 10 億年（Gyr）単位で表現する場合が多く，現在の宇宙年齢も $9 \sim 15$Gyr と表される．

2.1.2　スケールファクターと赤方偏移

膨張宇宙では空間そのものが広がってゆくため，座標系の取りかたを慎重に行なう必要がある．いま，空間上のある点に立つ観測者を原点にとり，この観測者に固有の座標系 (固有座標系：proper coordinate) で距離 $\boldsymbol{r}$ 離れた点にある天体を観測するとする．このとき，$\boldsymbol{r}$ は観測者と天体との間の実距離を示すことになり，宇宙空間の膨張にともない $\boldsymbol{r}$ は時間とともに増加していく．これに対し，空間の膨張と同じ割合で広がる座標系 (共動座標系：comving coordinate) から計った 2 点間の距離 $\boldsymbol{x}$ は時間によらず一定となり，$\boldsymbol{r}$ は $\boldsymbol{x}$ を用いて，

$$\boldsymbol{r} = a(t)\boldsymbol{x} \tag{2.1}$$

と表すことができる．この $a(t)$ を「スケールファクター」と呼ぶ．したがって，時刻 t に固有座標においてて $\boldsymbol{r}_t$ だけはなれていた 2 点間の距離を，時刻 t_0 に固有座標ではかると，

$$\boldsymbol{r}_0 = \frac{a(t_0)}{a(t)}\boldsymbol{r}_t \tag{2.2}$$

となる．

空間の膨張にともない，ある天体から放射された電磁波も時間とともにその波長が引き延ばされていく．時刻 t にある点から波長 λ_s で放射された電磁波は，私たちのところで観測される際には波長が $\lambda_{\rm obs} = a(t_0)/a(t)\,\lambda_{\rm s}$ に引き延ばされて観測される．そこで，以下の式によりパラメータ z を定義する．

$$z = \frac{\lambda_{\rm obs} - \lambda_{\rm s}}{\lambda_{\rm s}} = \frac{a(t_0)}{a(t)} - 1 \tag{2.3}$$

z は t の値により一意に決まるのでこの量を宇宙の時間を表す指標として用いることができる．すなわち z の値が大きくなるほど電磁波はより長い時間宇宙空間を進んできたことになり，その電磁波はより過去の宇宙においてに放たれたものとなる．この z を「赤方偏移の大きさ」あるいは単に「赤方偏移」と呼び，天体までの距離も "$z =$" といった形で表す．また，赤方偏移が大きい場合を「high-z」，小さい場合を「low-z」と表現し，赤方偏移の大きい天体を「high-z 天体」と呼ぶこともある．以後，本文中においても赤方偏移を単に「z」と表記する．

2.1.3　密度パラメータ

現在の宇宙はビッグバン以来膨張を続けているが，将来このまま膨張を続けるのかあるいはある時刻を境に収縮に転じるのかは宇宙のエネルギー密度によって左右される (質量もエネルギーと等価であると考える) . いま一様等方な宇宙における平均エネルギー密度を ρ とし，空間内の半径 r の球殻の表面に単位質量の質点を置いたとする．球殻は速度 v で広がるので，質点のもつ全エネルギー E は，

$$E = \frac{1}{2}v^2 - \frac{4\pi G}{r}\frac{\rho r^3}{3} \tag{2.4}$$

となる (G は重力定数) . 運動エネルギーとポテンシャルエネルギーが釣り合う ($E = 0$) ことを条件にし, 空間膨張の速度として現在の速度 $v_0 = H_0\, r$ を与えて方程式を解くと，

$$\rho_{\rm cri\,0} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \tag{2.5}$$

を得る．この，$\rho_{\mathrm{cri}\,0}$ を「臨界密度」と呼ぶ．宇宙論モデルにおいては，宇宙の平均エネルギー密度 ρ_0 と臨界密度 $\rho_{\mathrm{cri}\,0}$ の比，

$$\Omega_0 = \frac{\rho_0}{\rho_{\mathrm{cri}\,0}} \tag{2.6}$$

で定義される「密度パラメータ」を用いる．$\Omega_0 > 1$ であれば，ある時間の後には重力が膨張の運動エネルギーより優勢となるので宇宙は収縮に転じ，$\Omega_0 < 1$ の場合には永遠に膨張を続けていくことになる．$\Omega_0 = 1$ の場合，宇宙の膨張が続いてはいくがその膨張速度は無限の時間の後に 0 に収束する．

実際の宇宙におけるエネルギーは放射，バリオン，ダークマターなどによって担われている．さらにインフレーション宇宙論によれば，場の量子論に基づく真空のエネルギーが宇宙定数として振舞うため，この影響も密度パラメータに組み込まなければならない．したがって，全体としての密度パラメータはこれらのひとつひとつについての密度パラメータ Ω_{radio}, Ω_{barion}, Ω_{DM}, Ω_Λ の和として次のように表される．

$$\Omega_0 = \Omega_{\mathrm{radio}} + \Omega_{\mathrm{barion}} + \Omega_{\mathrm{DM}} + \Omega_\Lambda \tag{2.7}$$

密度パラメータもその値は観測的にしか決定できないが，観測手法の限界にともなう不確定さのために現在も，

$$0.1 \lesssim \Omega_0 \lesssim 1.0 \tag{2.8}$$

程度の制限しか与えられていない状況である．

2.1.4 宇宙定数

Einstein が静止した宇宙モデルを構築するために理論的に導入したパラメータであり，宇宙空間に潜在する斥力を表し，一般的に Λ で表現される．これまで膨張宇宙を記述するモデルでは $\Lambda = 0$ と仮定する場合が多かったが，インフレーション宇宙論の登場により，宇宙初期に存在した量子論的な真空エネルギーが宇宙定数として振舞うとされ，注目されるようになった．また，最近行なわれた遠方銀河内の超新星を用いた研究では，まだ不定性が多く残ってはいるものの宇宙膨張が加速しているとの報告がなされ，宇宙定数の存在を示唆するような結果となっている．さらに，$\Omega_0 = 1$, $\Lambda = 0$ とする標準的な宇宙モデルの場合，最新の観測を元に決定した Hubble 定数の $H_0 \sim 72$ では宇宙の年齢が約 90 億年となる．しかし，実際にはこれよりも年齢が大きいと見積もられる球状星団などの天体が観測されているため，$\Lambda = 0$ としたモデルでは矛盾を生じてしまうことになり，この点でも宇宙定数が必要ではないかとの意見が出ている．

Λ を以下の式により無次元化したパラメータ λ_0 を宇宙定数として用いる場合も多い．

$$\lambda_0 = \frac{\Lambda_0 c^2}{3H_0^2} \tag{2.9}$$

2.1.5 他のパラメータと Freedman 方程式

これまでに述べた，H_0, Ω_0, Λ_0 の 3 つのパラメータは互いに独立であり，いずれも観測によってのみしかその値を同定することはできない．一般にはこの 3 つのパラメータのみを「宇

宙論パラメータ」と呼んでいる．これら 3 つの他に，「曲率係数」と「減速係数」という 2 つの値も使われることが多い．ただし，これらのパラメータは先の 3 つの宇宙論パラメータの関数として表すことが可能であるため独立なパラメータとしては扱われない．

「曲率係数」は，「空間の曲がり」の度合を示すパラメータであり，曲率係数を K として時間的に膨張する 3 次元空間における線素を極座標 (r, θ, ϕ) で表示した場合，

$$ds^2 = a(t)^2 \left(\frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right) \tag{2.10}$$

と表される．$K < 0$ の場合の宇宙は「開いた空間」と呼ばれ永遠に膨張を続け，$K > 0$ の場合には「閉じた空間」と呼ばれ空間の膨張は有限の時間の後に収縮に転じる．$K = 0$ の場合は「平坦な空間」と呼ばれ空間の膨張は無限の時間の後に止まる．このように曲率係数の値の違いは，今後の宇宙膨張の展開を記述するという点で密度パラメータと同じ性質を持つものであるといえ，実際に K を以下の式で変換した k_0 に対し，

$$k_0 = \frac{Kc^2}{H_0^2 \, a(t_0)^2} \tag{2.11}$$

$k_0,\ \Omega_0,\ \lambda_0$ の間には，

$$1 = \Omega_0 + \lambda_0 - k_0 \tag{2.12}$$

という関係が成り立つ．

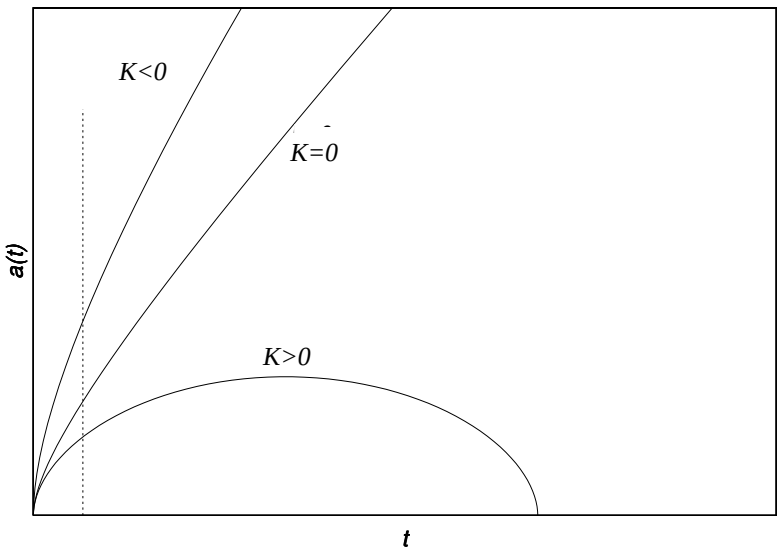

図 2.1: 曲率係数 K の値を変えた場合のスケールファクター $a(t)$ の時間変化の違い．破線は現在の時刻 t_0 を示す．

「減速係数」は宇宙膨張の減速の度合の指標となる値であり，

$$q_0 = -\left(\frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2} \right)_{t_0} \tag{2.13}$$

$$= \frac{\Omega_0 - \lambda_0}{2} \tag{2.14}$$

で定義される．

以上のパラメータを用いて膨張宇宙空間における運動方程式を求めると，

$$\frac{1}{a^2}\left[\frac{da}{dt}\right]^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{Kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} \tag{2.15}$$

となる．この方程式は，初めてその解を厳密に求めた A.Freedman の名をとり「Freedman 方程式」と呼ばれる．実際の宇宙モデルには，この Freedman 方程式を宇宙定数 Λ の有無や，曲率係数の値が正負のいずれかもしくは 0 であるかなどといったさまざまな仮定のもとに解いた場合の解によって多くのパターンが存在している．

2.2 宇宙の階層構造

1.3 において，宇宙空間における銀河の分布は一様ではなく，銀河が密集する領域とほぼ空洞状になった領域とが存在していることについて述べた．ここでは，こうした「宇宙の大規模構造」について，その階層的な構造を順に追いながら論じる．

宇宙の大規模構造の形成といった宇宙論サイズのスケールにおける力学系を考える際には，銀河を「基本粒子」として扱う．銀河とは，およそ 10^{11} 個程度の星が集まった集団であり，星同士や星々の間にあるガスが互いに及ぼす重力によって集団化した自己重力多体系である．平均的な銀河の質量はその力学的な運動状態から推定することができ，太陽の質量 $M_\odot (M_\odot \sim 2\times 10^{33}\,\mathrm{g})$ を基準とすると $10^{11} M_\odot$ 程度となる．星の数と同じオーダーになっているが，先に質量が観測結果をもとに推測され，太陽は平均的な星であると仮定するために星の個数が同じオーダーになる．銀河の内部には星以外にも様々な元素により組成されたガスありこれらは星間ガス（星間物質）と呼ばれる．また，銀河の形態には多様な種類があり，形態毎に分類がなされそれぞれ特徴的な物理状態を持つがここでは詳しくは触れない．

こうした銀河によって作られる構造のうち最もスケールの小さいものは，2 つの銀河が重力相互作用をする「連銀河」と呼ばれるものである．3 個以上から 10 個程度までの銀河が集団化したものは「銀河群」と呼ばれ，平均的には半径が $< 1\mathrm{Mpc}$ 程度の大きさである．銀河群の中には非常に小さい半径の中に数個の銀河が密集した「コンパクト銀河群」と呼ばれるものがあり，ここでは銀河同士が互いの重力で引き付け合い衝突・合体をしつつあると考えられている．

これよりさらに規模が大きくなり，数十個以上の銀河が数 Mpc の領域内に集団化したものを「銀河団」と呼ぶ．銀河団は自己重力多体系としては宇宙で最大のサイズである．銀河団の進化の時間スケール（銀河団のメンバー銀河の一つが銀河団の領域を横断するのに必要な時間と定義し「横断時間」ともいう）は，10^9 年のオーダーである．これを宇宙年齢と比較すると銀河団は誕生以来まだ大きな力学的変化を遂げるのに十分な時間を経ていないことになり，それゆえに宇宙初期の条件を今なお保存している可能性がある．したがって，銀河団の性質を詳しく調べることは，宇宙論パラメータの決定や大規模構造を形成するもとになった密度ゆらぎの解明などに大きく寄与することが予想され，観測的研究において銀河団を対象とすることは非常に重要である．

1970 年代までは銀河団が宇宙における最大スケールの構造であると考えられていたが，1.3

でも触れたようにその後 1980 年代に入って大規模なサーベイが行なわれ天球上における銀河分布の地図が作られると，そこに銀河団を凌ぐサイズの構造が見えてきた．複数の銀河群や銀河団が隣り合うようにつながって数十 Mpc におよぶ大規模な集団を作っていたのである．これを「超銀河団」と呼ぶ．超銀河団の横断時間は宇宙の年齢と同程度かあるいはそれ以上である．さらに，超銀河団は壁のように連なった構造をしていて，その壁が銀河のほとんど存在していない領域を取り囲むように連なっている．この銀河密度の低い領域が「ボイド」である．

このように，宇宙空間における天体の分布は当初考えられていたような一様なものではなく，銀河が階層的に集団化した構造をもつことが分かってきた．では，このような構造がどのような物理的過程を経て作られていったのかという点が疑問となるが，現在のところ宇宙初期から現在に至るまでの物理的進化を完全に記述し得る理論は完成していない．しかし，コンピュータによる計算シミュレーション技術の発達により，構造形成に関する理論的研究も着実に進歩しており，これまでの観測結果をほぼ十分に説明できるまでになってきている．2.3 では現在構造形成に関する標準的なモデルとなっている，密度揺らぎと重力不安定による理論について述べる．

2.3　密度ゆらぎと CDM モデル

2.3.1　重力不安定理論

1.4 で見たように，宇宙背景放射 (CMB) の温度のゆらぎは天球上の 10° 離れた 2 点に対して $\delta T/T \sim 10^{-5}$ という非常にわずかなものであった．このことから，晴れ上がり ($z \sim 1000$) 以前の宇宙の密度分布は非常に高い精度で一様等方であったと考えることができる．したがって，大きな密度の濃淡を必要とする銀河や大規模構造などは晴れ上がりの時期以降に形成されたと考えなければならない．しかし，厳密に一様な空間分布のままではこうした構造をつくり出すことはできないため，晴れ上がりの時点でこうした構造を作るための「タネ」が存在しているはずである．しかも，そのゆらぎは COBE の観測した 10° という大きな角度スケールではなく，宇宙の晴れ上がりの時期における地平線サイズ (光速で到達できる距離) よりも十分に小さくなくてはならない．こうした，密度ゆらぎの「タネ」が成長して宇宙の構造を形成していゆく過程のモデルとして一般的に採用されいるのは，宇宙誕生直後に起こった急激な膨張 (インフレーション) の際に生み出された非常に小さな振幅の密度ゆらぎが，宇宙膨張とともに重力的効果により成長し現在のような構造を生み出したとする「重力不安定理論」である．

2.3.2　2 体相関関数

宇宙空間における銀河の分布は一様でないことはすでに述べてきているが，構造形成の過程を理論的に考察する場合この「非一様さ」の度合を定量的に表示する必要がある．そこで「2 体相関関数」と呼ばれる関数を導入し，銀河分布の非一様度を評価する．

座標 x における銀河の個数密度を $n(x)$，x から r だけはなれた場所での個数密度を $n(x+r)$

とする．このとき，2 体相関関数 $\xi(r)$ は，

$$\xi(r) \equiv \frac{\langle n(x)n(x+r)\rangle}{\langle n(x)\rangle^2} - 1 \tag{2.16}$$

で定義される．ここで，$\langle n(x)n(x+r)\rangle$ と $\langle n(x)\rangle$ はそれぞれ，

$$\langle n(x)n(x+r)\rangle = \frac{1}{V}\int n(x)\, n(x+r)\, dx^3 \tag{2.17}$$

$$\langle n(x)\rangle = \frac{1}{V}\int n(x)\, dx^3 \tag{2.18}$$

とする（V は体積）．$\xi(r)$ が具体的に意味するのは，ある任意の銀河を基準として，その銀河から距離 r 離れた領域に別な銀河の存在する確立が一様な分布の場合と比べてどれだけずれているのかということである．たとえば，$\xi(r) > 0$ ならば，一様分布の場合に比べて距離 r 離れているような銀河のペアの数が多いということであり，銀河の分布に何らかの相関が見られるということになる．反対に $\xi(r) < 0$ のときは距離 r 離れたような銀河のペアは少ない．

1969 年頃に，2 体相関関数は

$$\xi(r) = \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\beta} \tag{2.19}$$

という巾関数の形で再現できるという推測がなされ，当時の観測データとも一致していた．$\beta = 1$ の場合，銀河は 2 次元の面上に分布し，$\beta = 2$ の場合には，銀河は 1 次元の線上に分布することになる．現在もっとも多く用いられている r_0 と β の値は，1983 年に P.Peebles と M.Davis によって求められた

$$r_0 = 5.4h^{-1}\mathrm{Mpc},\ \beta = 1.8 \tag{2.20}$$

である．また，CfA サーベイでの距離 $150h^{-1}$Mpc の領域内の 1761 個の銀河の統計からは，

$$r_0 = 5 \sim 12\ h^{-1}\mathrm{Mpc},\ \beta = 1.3 \sim 1.9 \tag{2.21}$$

という数値が得られている．いずれの値も $1 < \beta < 2$ なので，銀河の分布は面上分布と線上分布が混在したような状態として理解される．

2.3.3 密度ゆらぎとパワースペクトル

COBE の観測結果が示すような宇宙の晴れ上がり時期における非常に一様な密度分布からは，現在のような構造はつくり出すことができない．したがって，構造形成の理論的なモデルをつくるためには，初期条件としてエネルギー密度の空間的非一様性を考慮しなくてはならなくなる．このエネルギー密度の空間依存性を，

$$\rho(t, \boldsymbol{x}) \equiv \bar{\rho}(t)[1 + \delta(t, \boldsymbol{x})] \tag{2.22}$$

とあらわし，$\delta(t, \boldsymbol{x})$ を「密度ゆらぎ」とよぶ．今実際に必要なのは，ある特定の点におけるゆらぎの成長ではなく，密度ゆらぎの空間パターンがどのような波長のゆらぎの重ね合わせとして表されるかという点であるので，座標空間で表されている密度ゆらぎを

$$\delta(t, \boldsymbol{k}) \equiv \int \delta(t, \boldsymbol{x}) \exp(i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{x})\, d\boldsymbol{x} \tag{2.23}$$

と Fourier 変換して波数 $\boldsymbol{k}$ の空間で考える．さらに一般には，密度ゆらぎの 2 乗平均である「パワースペクトル」と呼ばれる量が用いられる．

$$P(t,\boldsymbol{k}) \equiv \langle|\delta(t,\boldsymbol{k})|^2\rangle \tag{2.24}$$

このパワースペクトルは，2.3.2 の 2 体相関関数と以下のように結び付いている．

$$\xi(t,\boldsymbol{x}) \equiv \frac{1}{8\pi^3}\int P(t,\boldsymbol{k})\exp(-i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{x})\,d\boldsymbol{k} \tag{2.25}$$

パワースペクトルの関数形としては，

$$P(k) = Ak^n \tag{2.26}$$

という巾関数の形を仮定し，発散の回避や構造形成に十分なサイズにまで成長できる条件などを考慮した結果，必要条件として $n = 1$ が要求される．このときのゆらぎのスペクトル ($P(k) = Ak$) を「Harison-Zel'dovich スペクトル (以下 HZ スペクトル)」と呼ぶ．

2.3.4　ダークマター

重力不安定理論による構造形成の過程は以下のようにまとめられる．

1. 宇宙誕生時あるいはその直後の時期に非常に振幅の小さい微小ゆらぎが生成される．
2. 微小な密度ゆらぎが宇宙膨張とともに自らの重力によって成長し，いくつかの特徴的なスケールをもった振幅の大きなゆらぎができる．
3. 密度ゆらぎから，現在観測されるような構造パターンをもった銀河の分布が作られていく．

ところが，重力不安定理論のシナリオにおいては，初期の微小な密度ゆらぎが成長して構造を形成するにいたる力学的な過程で，実際に観測されている物質から推定される質量 (主としてバリオン) だけでは構造はつくり出すことができないという問題がある．

この問題については，すでに 1930 年ごろに F.Zwicky が乙女座銀河団に属するメンバー銀河の速度の 2 乗平均が，観測から見積もられる質量による重力だけでは実現し得ない数値であることに気づき，「失われた質量」の存在を指摘した．その後，個々の銀河の性質についての詳しい解析が進むと，やはり観測されている質量だけでは説明のつかない現象が次々と報告され「失われた質量」の存在はほぼ確定的となった．この「失われた質量」は，電磁波では現在観測可能なだけの放射を出していないために見えないが，宇宙空間に大量に満ちている物質が担っていると考えられており，現在では「ダークマター」と総称される．観測結果からの推定では，現在の宇宙に存在する質量のうちおよそ 90% 近くはダークマターであるとされている．

ダークマターの正体については現在も確定はしておらず，2 種類の候補が挙げられているのみである．1 つは通常のバリオンから構成される天体で，具体的には質量が小さ過ぎるため核融合反応が起こすことができず光が出せない褐色矮星，あるいは中性子星や白色矮星，ブラックホールなどがある．これらは総称して「MACHO(MAssive Compact Halo Objects)」と呼ば

れており，現在各地でその探査を行なうプロジェクトが進められている．もう 1 つの候補は有限質量をもつニュートリノやまだ理論上の存在でしかない超対称性粒子 (SUSY 粒子) など弱い相互作用のみをする素粒子である．これらの素粒子は「WIMPs(Weakly Interacting Massive Particles)」と呼ばれている．

2.3.5 ダークマターと構造形成

MACHO については，マイクロレンズ効果とよばれる重力レンズ現象[1]の観測により間接的ながらその存在が確認されつつあるが，推定される質量は理論モデルが要求する量にはおよそ不十分であり，MACHO のようなバリオン的ダークマターだけでは現在のような宇宙構造の形成は不可能とされている．

WIMPs をダークマターの正体とするモデルには，有限質量のニュートリノをダークマターとする「熱いダークマター (HDM) モデル」と SUSY 粒子などの未知の粒子をダークマターとする「冷たいダークマター (CDM) モデル」がある．「熱い」とか「冷たい」というのは粒子の速度の違いによる区別であり，光速に近い速度で運動するものを「熱い」そうでないものを「冷たい」と呼ぶ．

ニュートリノについては素粒子物理学の「標準理論」においてはその質量は 0 とされいたが，1998 年に東京大学宇宙線研究所を中心とする Super-Kamiokande グループが，ニュートリノに質量があることに起因するニュートリノ振動と思われる現象を検出したと発表した．この結果，ニュートリノはダークマターの候補たる資格を得たことになが，Super-Kamiokande 実験の結果だけでは，ニュートリノが主要なダークマターであるとするには難しい問題が残っている．ニュートリノの密度パラメータ Ω_ν は 3 種類のニュートリノの質量をそれぞれ m_{ν_e}, m_{ν_μ}, m_{ν_τ} とすると，

$$\Omega_\nu = \sum_{i=e,\mu,\tau} \left(\frac{m_{\nu_i}}{100[\mathrm{eV}]} \right) h^{-2} \tag{2.27}$$

となる．ダークマターの密度パラメータ Ω_{DM} は，観測結果からの算定で $0.2 < \Omega_{\mathrm{DM}} < 1.0$ となっているので，仮にダークマターのすべてがニュートリノであることを許容したとしても Ω_ν の範囲は $0.2 < \Omega_\nu < 1.0$ となる．このことから，ニュートリノがダークマターであるとすればその 3 種類のニュートリノの質量の合計が，Hubble 定数 h の不定性も考慮した上で，$5[\mathrm{eV}] < (m_{\nu_e} + m_{\nu_\mu} + m_{\nu_\tau}) < 100[\mathrm{eV}]$ の範囲にあることが要求される．Super-Kamiokand グループにより報告されたニュートリノ振動現象が ν_μ と ν_τ との間で起きたものであるとすれば，彼らの観測結果は，

$$|m_{\nu_\tau}^2 - m_{\nu_\mu}^2| \sim 10^{-3}[\mathrm{eV}^2] \tag{2.28}$$

であることを示している．ニュートリノの質量が世代間で大きく離れていることを考慮して $m_{\nu_\tau} \gg m_{\nu_\mu}$ とすれば，式 2.28 から，ν_τ の質量が，

$$m_{\nu_\tau} \sim 3 \times 10^{-2}[\mathrm{eV}] \tag{2.29}$$

[1]遠方の天体から出た光が強い重力場の近くを通るとその経路が曲げられ，観測者に届いた時に，単一の天体の像が複数に分離して見えたり実際の光度以上に光って見える一般相対論的現象

程度ということになる．この質量は上で要求された値に比べて非常に小さく，このままではニュートリノ単独ではダークマターとして振舞えないことを示唆している．

さらに，ニュートリノによって作られる密度ゆらぎのスケール λ_ν は現在の宇宙のサイズにおいて,

$$\lambda_\nu \sim 40 \times \left(\frac{m_\nu}{10}\right)^{-1} \ \mathrm{Mpc} \tag{2.30}$$

(m_ν はニュートリノの質量で単位は eV)

程度であり，宇宙の初期において銀河スケール ($\sim$0.1Mpc) の大きさの構造を作ることができない．したがって，この結果からもニュートリノのみをダークマターとして仮定するモデルが難しいことが導かれる．

最終的には，現在はまだ発見さていない SUSY 粒子などの未知の WIMPs による CDM モデルがもっとも有力となる．実際，CDM モデルに基づくさまざまな数値シミュレーションの結果は観測事実をよく再現しており，現在のところ構造形成のモデルとしては CDM モデルがもっとも現実的であるとされている[2]．しかし，一部の観測結果には CDM モデルによる予測と食い違うものも存在しており，CDM モデルが構造形成の決定理論となり得るかについては十分な検証が必要である．また，CDM 自身の正体も未だ不明であり，素粒子物理学の研究の進展にも注目しなければならない．

2.3.6　CDM による宇宙進化モデル

現在のところ，CDM モデルが現在の我々の近傍の宇宙における実際の銀河分布の様子を比較的よく再現できることから，CDM モデルによる構造形成の理論的研究が進められている．CDM モデルでは多数の WIMPs やガスなどの重力相互作用により構造が形成されていく様子を再現していくことになるが，実際には膨大な量の計算が必要となるため近似的なモデルを用いたコンピュータによるシミュレーションが研究手段として用いられている．

構造形成の数値シミュレーションでは，初期条件として密度ゆらぎのパワースペクトルに HZ スペクトル ($P(k) = Ak^n,\ n = 1$) を仮定し，宇宙論パラメータの値をさまざまに変化させた条件の下でゆらぎの成長と構造形成の様子を再現させる．さらに，銀河は密度ゆらぎが局所的に最大になった場所に選択的に形成されるとして，以下の式で定義されるバイアスパラメータ b を導入する．

$$\left\langle \left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)^2 (r) \right\rangle_{\mathrm{gg}} \equiv b^2 \left\langle \left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)^2 (r) \right\rangle \tag{2.31}$$

この式の右辺は，半径 r の球の中にある質量密度 (ダークマターも含めた) のゆらぎの 2 乗平均であり，左辺はその球内の銀河の個数密度のゆらぎの 2 乗平均である．CDM モデルにおいては $1 < b < 2$ が好ましい値とされている．

CDM モデルの特徴として，最初にサイズの小さな集団がたくさん形成されそれらが徐々に衝突・合体を繰り返していくことでより大きなサイズの集団に進化していく「ボトムアップ」型の成長を行なうという点がある．このシナリオに基づけば，まず始めに銀河程度のサイズの天

[2]CDM と HDM を組み合わせた “MDM”(Mixed Dark Matter) というモデルも議論されている．

体が多く作られ，それらが時間が経つにつれて少しずつ集団化していくため，銀河団やそれ以上のサイズである大規模構造などはより後の時間に形成されることになる．

CDM モデルにも仮定する宇宙論パラメータの値の違いにより様々なバリエーションが存在する．まず，インフレーション理論が要求する $K = 0$ の平坦な宇宙を仮定した上で，宇宙のエネルギーはすべて放射と物質を起源とし，宇宙定数の存在を一切含めない Standard CDM (SCDM) モデル ($\Omega_0 = 1.0,\ \lambda_0 = 0.0$)．同じく平坦な宇宙を仮定した上で，宇宙定数による斥力効果が働くと仮定する Lambda CDM (LCDM) モデル ($\Omega_0 < 1.0,\ \lambda_0 = 1.0 - \Omega_0$) などがあり，これら 2 つモデルはいずれもインフレーション理論からの要求を満たした上で組み立てられているが，宇宙の曲率係数が負であると仮定した Open CDM (OCDM) モデル ($K < 0$) と呼ばれるモデルもある．これらのそれぞれのモデルにおいて，宇宙論パラメータの値を変化させながら計算機によるシミュレーションを行ない，最も観測結果と良い一致を見せる解を求めるをことで宇宙の構造形成を説明する理論を見出す研究が進められている．ただし，OCDM モデルはインフレーション理論との整合性が取れないため，現在のところ中心的な理論とはされていない．

多くのシミュレーションによる研究の結果，現在のところ low-z ($z \lesssim 0.2$) の領域の観測結果にもっともよく合致するのは $\Omega_0 = 0.2 \sim 0.3,\ \lambda_0 = 0.7 \sim 0.8$ 程度の LCDM モデルであるとされている．$\lambda_0 = 0.0$ の SCDM モデルでは，銀河の 2 体相関関数や個数分布を実際の観測と合致するように再現することが難しく，また観測されている球状星団の年齢よりも宇宙年齢を大きくする (t$>$ 15Gyr) 為には $h \lesssim 0.5$ となってしまい，これも観測からの推定値と大きくはなれている．これに対し LCDM モデルでは，2 体相関関数や銀河分布などを非常に高い精度で再現でき，さらに宇宙年齢を 15Gyr 以上にする為の h の値も，$h \lesssim 0.7$ と現在の推定値と合致している．こうした点から，現在は LCDM モデルが，構造形成シミュレーションおけるモデルの中心となりつつある．SCDM モデルではなく LCDM モデルのが方が観測結果をよく説明できるという点は興味深く，理論的な研究結果から宇宙定数の存在が要求されているとも言える．

図 2.2 は京都大学の吉川耕司らによる z の変化に伴うガス粒子の分布の様子を求めたシミュレーションの結果である (Yoshikawa *et al.* 2000 [4])．この計算では，各パラメータの値を $h = 0.7,\ \Omega_0 = 0.3,\ \lambda_0 = 0.7$ とした LCDM モデルを用いており，BOX の 1 辺のサイズは $75h^{-1}$Mpc (共動座標) である．図では，粒子の密度が濃くなり温度が高くなるほど赤く表示されており，また z の値の横にはこのシミュレーションに用いた宇宙モデルにおける年齢が示されている．$z = 0.047$ というのは現在の宇宙とほとんど同じ状態だと考えて良い．図では，$z = 3.0$ のあたりでは粒子の分布は非一様度が弱く，とくに目立った構造は確認できない．その後 $z = 2.0$ のあたりからやや濃淡が見られるようになり，$z = 0.51$ ではかなり顕著に密度の濃淡が現れているのが確認できる．

2.3.7 インフレーション宇宙論

宇宙の誕生から進化に至る過程はビッグバン理論で説明できるものとされていたが，ビッグバン理論だけでは説明のつかない大きな問題が 2 つの問題が未解決のまま残されていた．

一つは「地平線問題」と呼ばれる問題である．現在の宇宙が過去においては互いに因果関係

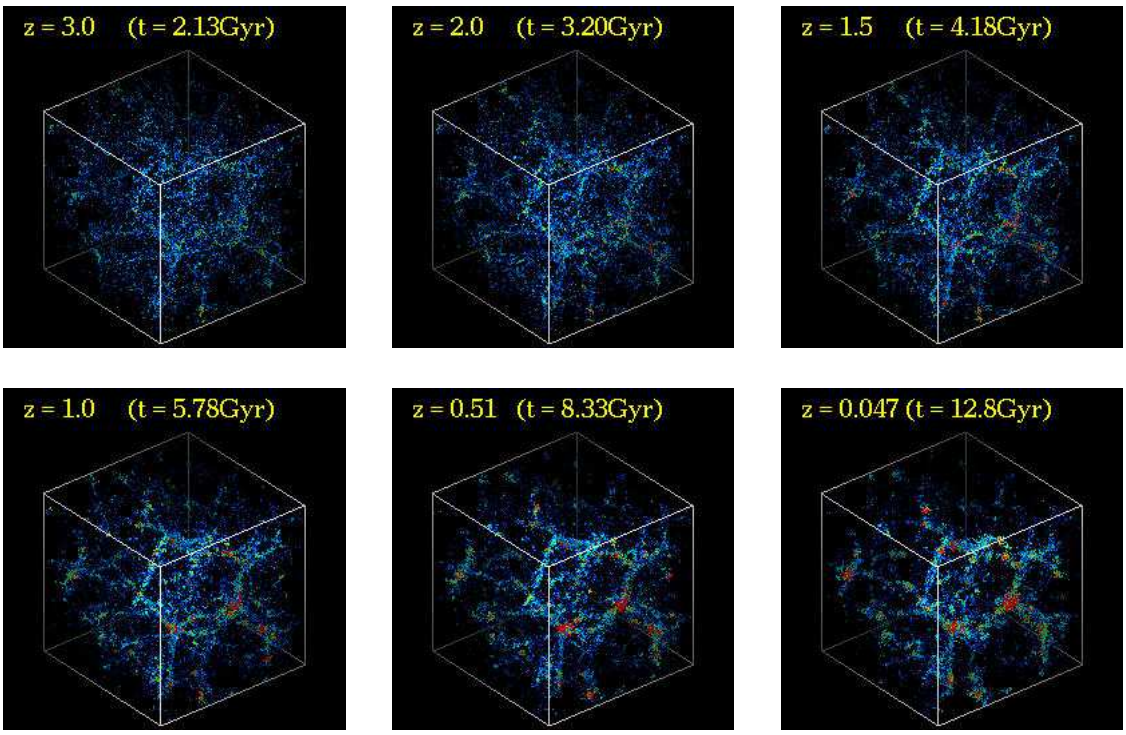

図 2.2: z の変化に伴うガス粒子の分布の成長の様子．東京大学須藤靖氏の web サイト (http://www-utap.phys.s.u-tokyo.ac.jp/ suto/index.html) および [4]

を持ち得る範囲になかったことによる問題である．現在の宇宙は大域的には一様等方であり，宇宙論モデルもそのことを前提としている．さらに，COBE による観測でも CMB が全天にわたって一様であることは確認されている．物理情報は光の速さより速い速度では伝達しないため，宇宙誕生から時刻 t 経た宇宙で物理的情報が伝達する距離 d は $d \sim ct$ 程度であり，これよりも離れた 2 点の間では互いに情報のやりとりはなく，したがって同じ物理状態にある必要は全くない．この情報の伝達限界を「地平線」と呼ぶ．しかし，宇宙誕生から約 30 万年後の宇宙の晴れ上がりの時期 ($z = 1100$) の宇宙における地平線の距離は，その後膨張を経た現在の宇宙では角度で 2° 程度の広さでしかない．したがって現在の宇宙が一様等方であるためには，過去の宇宙において何ら因果関係を持たなかったはずの領域同士が全く同じ物理状態にあったことを認めなくてはならない．まったくの偶然にこのような事態が起こったとは考にくかったが，ビッグバン理論ではこの理由が説明できなかった．

もう一つの問題は「平坦性問題」と呼ばれている．Freedman 方程式 (式 2.15) を $\Lambda = 0$ として解くと，

$$\Omega - 1 = \frac{Kc^2}{a^2 H^2} = \frac{Kc^2}{\dot{a}^2} \tag{2.32}$$

となる．ここで Ω を Ω_0 で表すと，

$$\frac{1}{\Omega} - 1 = \left(\frac{1}{\Omega_0} - 1 \right) \frac{1}{1+z} \tag{2.33}$$

となる．Ω_0 は観測のデータから，$0.1 < \Omega_0 < 1.0$ という制限を受けており，このことを考慮す

ると宇宙の晴れ上がりの時期における Ω の値は，

$$\left|\frac{1}{\Omega}-1\right|<10^{-2} \tag{2.34}$$

となる．z がさらに大きくなれば Ω は限りなく 1 に近付き，宇宙は平坦となる．このことを逆に捉えると，宇宙が初期において平坦であるという条件を満たしていなければ Ω_0 が現在の観測値を満たさなくなってしまう．しかし，ビッグバン理論においては宇宙の曲率は全く任意に選べ，宇宙が平坦であることは原理的には要請されていない．にも関わらず，なぜ宇宙は平坦となっているのかという点が謎とされ，ビッグバン理論のみでは解決のできない問題であった．

1980 年になり，これらの問題を一挙に解決できる可能性のある理論として登場したのが，A.Guth と佐藤勝彦がそれぞれ独立に提唱した「インフレーション理論」である．インフレーション理論の骨子は，宇宙のごく初期においてヒッグス場の持つ真空エネルギーが斥力として働くことで空間を指数関数的に急激に膨張させ，膨張の後に真空エネルギーは放射に転位したというものである．宇宙定数として真空エネルギーが存在し，その値が他のエネルギーよりもはるかに大きいとして ($\Lambda \gg \rho$) Freedman 方程式を解くと，

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2=\frac{\Lambda c^2}{3} \tag{2.35}$$

となり，スケールファクター a は，

$$a(t)\propto \exp\left(\sqrt{\frac{\Lambda}{3}}ct\right) \tag{2.36}$$

という指数関数的な増加をすることになる．

インフレーション理論を仮定すれば，上に述べた 2 つの問題が同時に解決できる．まず，急激な膨張によって地平線の距離が一気に引き延ばされたことで，現在の宇宙の全域にあたる範囲が一時的に地平線より内側に入ってくる．このため，この時期おいて地平線内の領域は互いに同じ情報を共有でき同じ物理状態を保つことが可能である．その後，晴れ上がりの時期までにこれらの領域が再び互いの地平線よりも外へと離れてしまっても，物理状態は保存され続けるため現在の宇宙を一様にすることができるのである．さらに，密度パラメータ Ω は，

$$\Omega=\frac{Kc^2}{a^2H^2}-1 \tag{2.37}$$

を満たすため，a が急激に増加することで Ω が 1 に近付き平坦な宇宙となる．すなわち，インフレーション理論を仮定する限りにおいては，宇宙は平坦であることが要請されるのである．

さらに，インフレーション理論によれば，宇宙の密度ゆらぎは宇宙が量子論的サイズであった時代の不確定性原理に起因する量子ゆらぎが源であるとされ，このゆらぎのスペクトルは HZ スペクトルに一致している．CDM モデルのシミュレーションにおいては初期条件としての HZ スペクトルを天下り的に与えていたが，インフレーション理論に基づけば，HZ スペクトルも原理的に与えることが可能となるのであるである．

インフレーション理論にはまだ不確定な部分が多く，パラメータの任意性も大きいためさまざまな変種理論が乱立している状態ではあるが，上記のような様々な問題を原理的に解決することができるため，原初の量子宇宙とビッグバン宇宙の時代とをつなぐ重要な理論であるということは間違いなく，現在のところ標準的な宇宙モデルとして採り入れられている．

2.4　CDM モデルの問題点

2.4.1　low-z における観測との相違

2.3 で見たきたように，現在の宇宙論はインフレーション理論と CDM モデルを大枠として宇宙の誕生と進化を論じるのが一般的となっている．しかし，現状ではモデルの中に観測的にしか同定できないパラメータが多く内在しており，現在提唱されているモデルはどれも決定的な理論とはなり得ていない．2.3.6 で述べた LCDM モデルによるシミュレーションは low-z 領域 ($z < 0.3$) での観測結果とはよく一致しているが，さらに大きな z の領域に対しても適用できるかについては，十分な観測結果が揃っていない現状では不確定でもある．また，low-z 領域は構造が成長するまでに様々物理過程が複雑入り組んでおり，そこでの観測結果だけをもとに原初の密度ゆらぎからの成長の様子を結論づけるのはあまりに間接的であると言える．さらに，low-z 領域においても，LCDM モデルとさえ必ずしも一致していないと思われる観測結果も一部で報告されており，CDM モデルによる構造形成理論にはまだ検討すべき余地が多く残されている．

2.4.2　Las Campanas Redshit Survey による検証

1990 年代の前半にチリの Las Campanas 天文台で，Las Campanas Redshift Survey（LCRS) と呼ばれる銀河の広域サーベイプロジェクトが行なわれた．北天と南天の 2 つの領域で $z < 0.2$ の 24000 個の銀河を観測しその分布を調べた．第 1 章の図 1.3 はその観測結果である．ここでの観測結果をもとに銀河の 2 体相関関数 ξ_{gg} を求める研究が観測チームによって行なわれ，2 体相関関数の平均は図 2.3 のようになった (Tucker *et al.* 1997 [5])．図 2.3(a) は，$0.1 < s < 100\,[h^{-1}\mathrm{Mpc}]$ の範囲について両対数表示したものであり，(b) は $0 < s < 250\,[h^{-1}\mathrm{Mpc}]$ の範囲について線形表示したものである．▲ は北天と南天の観測結果を足し合わせたものであり，破線は北天のみついて，点線は南天のみついて計算した結果である．また，△ は異なる計算手法を用いて算出した場合の結果である．図 (a) には，ξ を巾関数表示した式 2.19 の指数 β を $\beta = -1.52$ とした場合の値が太線で表示されいてる．また，図中で $\xi(s)_{gg}$ の変数 s は，「赤方偏移空間での距離」などと呼ばれている量で実距離 $\boldsymbol{r}$ と Hubble 定数 H_0 および銀河の後退速度のうち宇宙膨張によるもの以外の成分 $\boldsymbol{v}_p$ (特異速度) によって

$$s = r + \frac{\boldsymbol{v}_p \cdot \boldsymbol{r}}{H_0\, r} \tag{2.38}$$

と表される量である．実際には low-z の範囲では $s \simeq r$ であるとしてよい．

図 2.3 では超銀河団サイズにあたる $s \sim 30h^{-1}\mathrm{Mpc}$ 程度のところで 2 体相関関数が急速に 0 に近付きこれより大きいサイズでは銀河の分布に特徴的な相関はほとんどないことがわかる．しかしながら，$s > 30^{-1}\mathrm{Mpc}$ よりも大きなサイズでもわずかではあるが ξ_{gg} に変動が見られる．しかも約 $100h^{-1}$ と約 $200h^{-1}\mathrm{Mpc}$ のところで小さなピークが確認できる．ピークの大きさは小さく統計的に有意なものであると断定することはできないが，$100h^{-1}\mathrm{Mpc}$ というサイズはちょうど大規模構造のスケールに一致しており，ここに見られる ξ のピークが大規模構造に特徴的

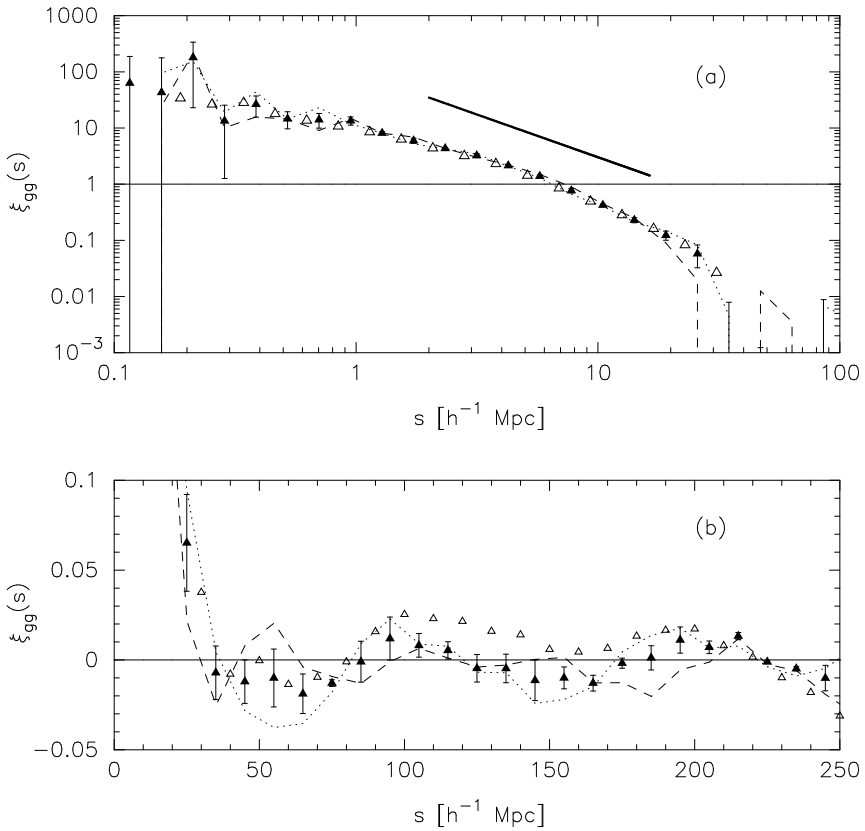

図 2.3: LCRS の観測結果から求められた銀河の 2 体相関関数の平均． [5]

なスケールが存在することを示している可能性がある．しかし，こうしたピークの存在を CDM モデルから直接導くことは難しく，Tucker *et al.* においても，ピークの存在には言及しているがそれが実際に有意なものであるかどうかについては調査中であるとして詳述はしていない．

さらに，Tucker *et al.* よりも以前に，同じく LCRS の観測結果をもとに，観測領域をスライスした 2 次元面上での銀河分布から密度ゆらぎのパワースペクトルを計算する研究においても CDM モデルと一致しない結果が報告されていた (Landy *et al.* 1995 [6]) . 彼らは LCRS 観測領域の北天と南天のそれぞれから 2 次元にスライスした領域を 3 枚ずつ取り出し，密度ゆらぎのパワースペクトルを求めた．その結果，ほとんどのスライスで $200h^{-1}$Mpc もしくは $100h^{-1}$Mpc のサイズに対応する波数のところでパワースペクトルに顕著なピークが見られたのである (図 2.4) . $200h^{-1}$ あるいは $100h^{-1}$Mpc といったサイズは，Tucker *et al.* での 2 体相関関数のピークと一致しており，大規模構造の特定のサイズに，強いゆらぎの成分が存在していることを示唆している．また，こうしたピークは CDM モデルから予想されるパワースペクトルと著しくかけ離れており，この観測事実を CDM モデルから説明するのが難しいことを伺わせる結果ともなっている．

このように一部ではあるものの low-z 領域において，CDM モデルだけでは十分に説明のできない観測結果が報告されている．したがって，現在最も有力とされている LCDM モデルも決して決定的な理論という訳ではなく，今後の観測結果によっては大幅な修正が必要とされる可能性は否定できない．low-z 領域については，現在アングロオーストラリアン天文台での 2dF

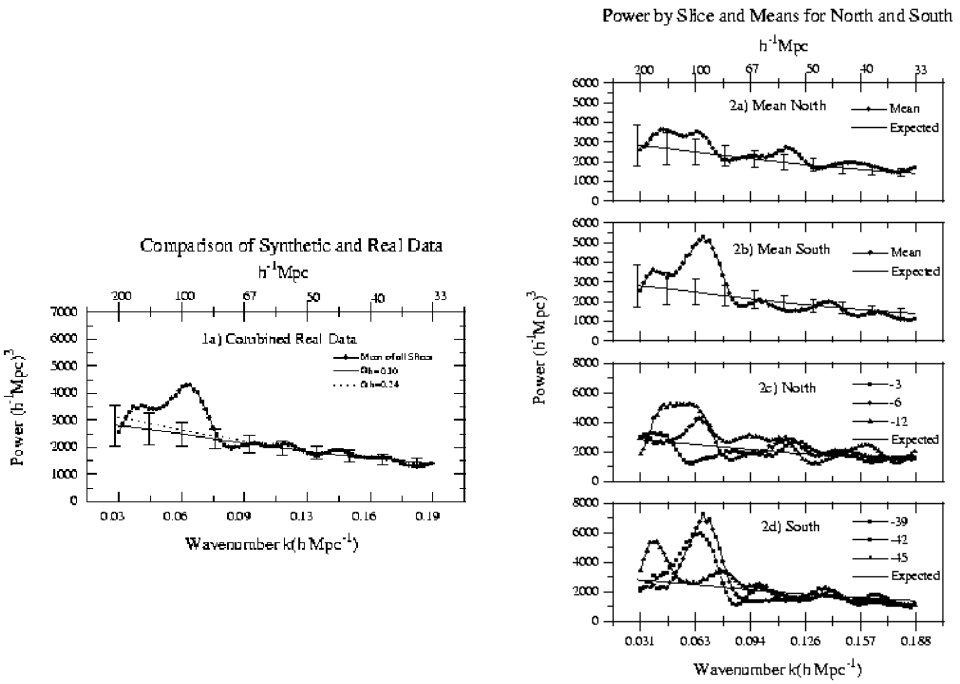

図 2.4: LCRS 領域の 2 次元スライス面上で求められたパワースペクトル．1a) は全天での平均．2a)，2b) はそれぞれ北天域，南天域での平均．2c)，2d) は北天，南天それぞれでの各スライスごとの結果．実線で示されているのは CDM モデルから期待される理論値． [6]

Redshift Survey や日米共同グループによる Sloan Digital Sky Survey などの大規模サーベイ進行中であり，これらのサーベイによりさらに多くの観測データが提供されることで low-z 領域における構造形成理論の検証が進むものと期待される．

2.4.3　銀河高密度領域の発見

1990 年代後半になると，$z > 0.2$ の high-z 領域に銀河の密度が平均よりも極めて高い領域が発見された．こうした領域の存在は現行の CDM モデルでは再現することが難しく，high-z での銀河密度の高い領域の発見が相次いだ場合，やはり現行の CDM モデルを再検討する必要が生じることになる．

1995 年から 1996 年にかけてカリフォルニア工科大学 (Caltech) の C.C.Steidel らのグループは，Palomar 山天文台の Hale 望遠鏡 (口径 5m) で “SSA22” (Hawaii Deep Field) と呼ばれる天域を観測し，さらに観測された天体を同時期に Keck 望遠鏡を使って分光し z を特定した．その結果，$9' \times 18'$ の観測領域の中に $z \sim 3.09$ の Lyman Break 銀河 (後述) と呼ばれる銀河とクェーサー (後述) が合わせて 16 個も見つかった．彼らはこの領域を「高密度領域 (over density region)」と呼んだが，この高密度領域における $z \sim 3$ の銀河の数は，過去のサーベイの結果を基にした平均分布の値より約 5 倍も大きく，明らかにこの領域に銀河が密集していることがわかる．彼らはこの銀河の集団が誕生直後の原始銀河団である可能性を指摘している (Steidel *et al.* 1998 [7])．

$z \sim 3$ という high-z 領域にこのような高密度の銀河の集団が見つかることは，それまでの CDM モデルによる構造形成理論では予想されていないことであった．実際，Steidel の観測結果に対して東京大学の須藤靖らのグループが SCDM ($\Omega_0 = 1.0, \lambda_0 = 0.0$)，OCDM ($\Omega_0 = 0.3, \lambda_0 = 0.0$)，LCDM ($\Omega_0 = 0.3,\ \lambda_0 = 0.7$) の 3 つの異なる CDM モデルを用いて計算機によるシミュレーションを行ない観測結果の再現を試みたが，観測されるような高密度領域が $z \sim 3$ に $9' \times 18'$ の視野に見出される頻度は，SCDM モデルで $1/10$，OCDM と LCDM モデルでも $1/6$ 程度でしかなかった．併せて，従来のモデルで用いられていたバイアスパラメータの値である $b = 1.5 \sim 3$ 程度ではこうした高密度領域を作るには小さ過ぎるとの結論も同時に出している (Jing & Suto 1998 [8])．

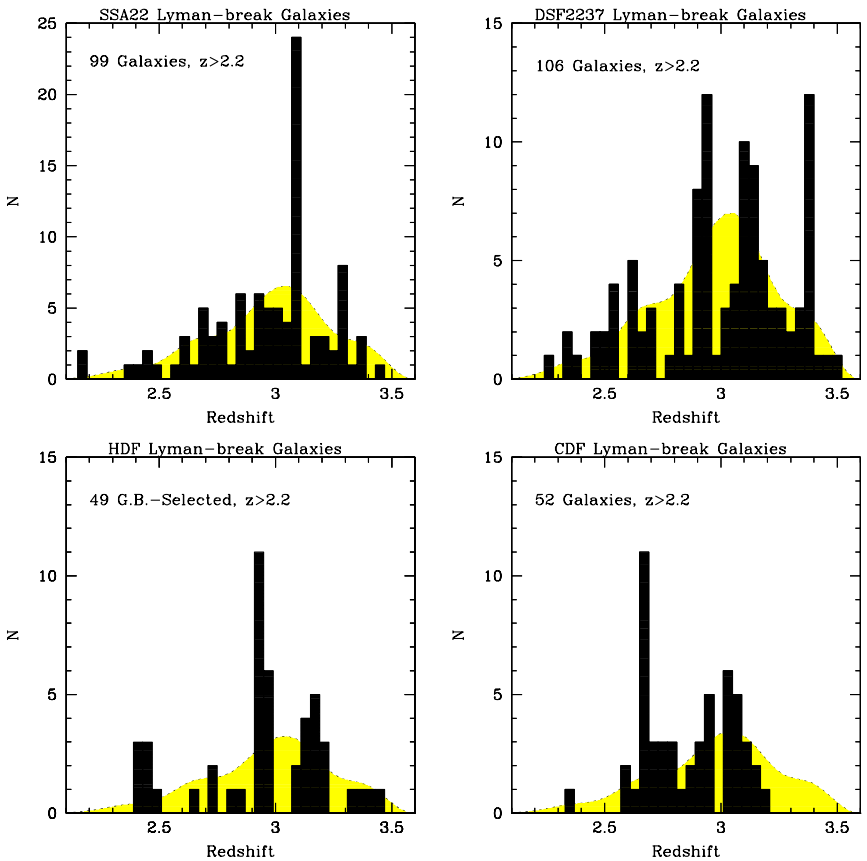

図 2.5: SSA22 を始めとする，銀河高密度領域における銀河分布．網かけ部分は観測から求められた平均値の分布． [13]

さらにその後，SSA22 以外の領域でも Lyman Break 銀河が期待値を大きく上回る高密度で存在している領域が見つかり，$z \sim 3$ 近傍での銀河の密集が SSA22 領域だけでの特異な事象ではないことが徐々に明らかになっていった．図 2.5 は Steidel *et al.* 1998 [13] からの抜粋で，これまでに見つかった 4 つの高密度領域を示してある．それぞれのグラフの上に観測した領域の名前があり，観測視野の大きさは SSA22 と DSF2237 が $9' \times 18'$，HDF と CDF が $9' \times 9'$ である．いずれのグラフも，各サーベイの観測結果を元に期待される銀河数の一様分布が網かけで描か

れているが，サーベイの対象を $z \sim 3$ の銀河を対象としているための選択効果により $z \sim 3$ のあたりにピークが出来ている．この図から，特定の z に期待値を大幅に上回る数の銀河が見つかっていることが分かる．

これらの high-z における銀河高密度領域の存在が CDM モデルでは一概には説明できないことからも CDM はまだ構造形成の理論としては不完全であると言わざるを得ず，今後の観測の展開によっては全く新しいモデルを構築しなくてはならなくなる可能性もある．現在のところ，見つかっている高密度領域はいずれも範囲が狭く十分な議論ができるだけのサンプル量があるとは言えない．したがって，CDM モデルの検証をするためにもこれらの高密度領域の観測視野を広げ，より広い範囲での high-z 銀河の分布の様子を知る必要がある．

2.4.4　high-z サーベイによる構造形成モデルの検証

現在構造形成の理論として最有力の候補である CDM (LCDM) モデルによる理論的予想が，観測事実を完全には説明できないことが明らかとなったことにより，さらなる観測による CDM モデルの検証の必要性が高くなったといえる．low-z 領域については前出の 2dF や SDSS などの大規模サーベイによる大量のデータが今後得られることで，モデルの検証が進められていくと思われる．

一方，high-z 領域には原始の密度ゆらぎから構造が形成されていく初期の段階での情報が残されており，CDM モデルの検証あるいは新たな構造形成モデルの構築のためにも high-z 領域での観測データの重要性は高く，high-z での広域サーベイは宇宙論の進展に必要不可欠なものであると考えられる．HST や続々と登場している大型望遠鏡，更には赤外線や X 線探査用の人工衛星の打ち上げなどにより深宇宙の探査を進めるための環境は整いつつあるなかで，今後は low-z での大規模な探査と high-z での探査領域の拡張さらに探査対象の天体を $z > 3.0$ にも広げ構造形成の謎を解くための観測データを増やしていくことが重要となる．

第3章　高赤方偏移天体サーベイ

本章では我々が進めている中・狭帯域フィルターによる high-z の天体サーベイについて，その目的と意義に触れ，観測対象の天体，観測手法の詳細について述べる．

3.1　high-z の Lyman-α 輝線天体サーベイ

前章で述べたように，宇宙定数の存在を仮定した LCDM モデルによる構造形成の理論は近傍宇宙での観測結果を比較的よく説明することができ，現在はこの LCDM モデルで使用されているパラメータの同定などを中心として観測・理論の両面からの研究が進められている．しかし，CDM モデルは多くの観測事実と符合する一方，前出のようにモデルの予想と食い違う観測結果も一部で報告されており，未だ不確定な要素を合わせ持っている．さらに high-z 領域における構造の形成・進化については，観測データが十分でないこともあり，LCDM モデルによって high-z の宇宙の様子を正しく記述できるかは定かでない．

このように，初期の宇宙における銀河の誕生から構造の形成に至る過程を記述するためには high-z 領域の観測的情報は必要不可欠いえる．近年まで観測機器の性能の限界から high-z 天体のような非常に暗い天体を観測することは難しくまして分光によりスペクトルを得るなどということは不可能であったが，1990 年代に入り CCD カメラの登場と HST や大型望遠鏡の相次ぐ稼働により high-z 天体の観測数は一挙に増加し初期の宇宙の姿が徐々に明らかにされるようになってきた．

我々は，現在 low-z での観測結果に対しても一部で対応仕切れていない箇所があると考えられる CDM モデルが high-z の宇宙にもそのまま適用できるのかを観測的なデータに基づいて十分に検討する必要があると考え，high-z 天体を広い視野で探査することを計画した．

まず我々は，視野の広い望遠鏡と透過波長幅の狭いフィルターを組み合せ，非常に強い Lyman-α の輝線スペクトルを放つ high-z の天体（Lyman-α 天体）を探査することで，多くの high-z 天体候補を探査する観測計画を立案，東京大学木曽観測所の 105cm シュミット望遠鏡での探査を続けている．さらに，同様の観測手法で国立天文台ハワイ観測所のすばる望遠鏡による探査も計画し，2000 年夏には試験観測ながら中帯域フィルターを 1 枚使用した観測も行なった．すばるは直径 8.2m の主鏡を備えており，大口径望遠鏡ではすばるのみが持つ主焦点により広い視野でこれまでよりはるかに暗い天体を数多く観測することが可能である．

我々は，すばるを用いた深く広い視野での探査によって，high-z 宇宙での銀河の数と分布を詳細に調べることで，high-z 領域での未知の天体や構造の発見に期待を寄せている．

3.2 以降では我々のサーベイの対象となる Lyman-α 輝線天体を含む high-z 天体の詳細と中・狭帯域フィルターによる観測について述べていく．

3.2　Lyman-α 輝線天体

high-z の天体を探査する場合，当然ながら対称となる天体は我々から遠くはなれているために暗い天体である場合がほとんどである．しかし，クェーサーと呼ばれる天体や星形成活動の盛んな一部の銀河では，Lyman-α 輝線と呼ばれる水素原子の輝線スペクトルを放っており，この輝線は非常に明るいために検出しやすいことから，high-z 天体探査においてはこの輝線をプローブにする場合が多い．さらに，輝線の波長から天体の z を推定することも出来る．我々の中・狭帯域フィルターによる high-z 天体サーベイにおいてもこの Lyman-α 輝線を放つ天体を対象にしている．以下では，強い Lyman-α 輝線を放つクェーサーと Lyman-α 銀河の 2 つの天体について概説する．

3.2.1　クェーサー (QSO)

クェーサー (quasar) は，“Quasi Stellar Object (準恒星状天体) ” の略語で，頭文字のみをとって “QSO” とも書かれる (以後本文においては QSO とする)．当初光学的な観測では，星のように点状にしか写らなかったために「準恒星状」といった名前が付けられている．

QSO の厳密な定義というものは与えられていないが，一般にはおおよそ次のような特徴を持つ天体とされている．

1. 可視光による観測では，非常にサイズの小さな恒星のようにしか写らない．
2. サイズに比べてその光度 (放射エネルギーの量) が非常に大きい．
3. 主として赤方偏移が大きい (我々より遠い場合が多い)．
4. 波長幅の広い輝線を放つ．
5. 可視光域で数日から年単位のオーダーで変光するものがある．
6. 強い電波源である場合が多い．

QSO がどのような天体であるかについて当初は不明であったが，その後の観測で QSO の周囲に同じ z の銀河のスペクトルに一致するガス雲が見つかったり，銀河団の中にメンバー銀河と同じ z を示す QSO が見つかったりしている．このため現在では，QSO は誕生直後で盛んな星生成を伴って非常に活発な活動をする銀河中心核 (Active Galactic Nuclei : AGN) の一種であると考えられている．QSO は誕生直後の銀河の一種と考えられるため，high-z に多く見つかる傾向がある．現在もっとも遠方の QSO としては，2000 年に Sloan Digital Sky Survey チームにより $z = 5.80$ の QSO が報告されている (Fan *et al.* 2000 [15])．

QSO はその莫大なエネルギーの放出量が特徴の一つである．QSO の光度 (放出されるエネルギー量) L_Q は，太陽の光度を $L_\odot$ とすると

$$L_Q \sim 10^{12} L_\odot \tag{3.1}$$

にもなる．一般に質量が M の天体は，自身の放射による放射圧で崩壊しないという条件を満たすために光度の限界が M に応じて決められる．この限界光度を「Eddington 限界光度」といい，以下の式で定められる．

$$L_{\rm Eddington} \simeq 3 \times 10^4 L_\odot \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \tag{3.2}$$

QSO の光度が Eddington 限界光度を満たすためには，QSO の質量 M_Q に対して $M_Q \geq 10^8 M_\odot$ であることが要求される．一方で，QSO の変光の周期が数日から数年のオーダーであるという観測結果から，QSO のサイズは最大でも太陽系の直径程度であるという結論が導かれる．この二つの結果を合わせると，QSO は太陽系程度の大きさの領域から太陽の数兆倍 (銀河のおよそ 100 倍) もの大量のエネルギーを放出していることになる．

これほどまでに莫大な量のエネルギーを放出できるメカニズムとして理論的に成り立つモデルは，中心部に大質量のブラックホールが存在しているとする説である．QSO の中心部には質量が $10^6 \sim 10^8 M_\odot$ の巨大なブラックホールがあり，このブラックホールの周囲にできたガス円盤 (降着円盤) からブラックホールの中心部へとガスが落下していく過程でガスのポテンシャルエネルギーが解放され，このエネルギーにより周囲のガスが高温に熱せられ放射を放つというものである．このモデルに従えば，QSO から放たれる大量のエネルギーを説明することができるため，現在では QSO を含めた多くの AGN の放射のメカニズムとして，中心部のブラックホールへの質量降着モデルが一般的となっている．

QSO の特徴として，スペクトルの中に幅の広い輝線が見られるという点も挙げられている．輝線が放たれるメカニズムは，先に述べた QSO 中心部でのブラックホールへの質量降着である．ブラックホール中心部へと落下していくガスから解放された重力ポテンシャルエネルギーは，周囲のガス円盤内の水素や重元素[1]を励起しこれらの高温ガスから輝線が放たれるとされている．とくに QSO で強く観測される輝線として，Lyman-α，CIII (2 回電離の炭素)，CIV (3 回電離の炭素)，MgII (1 回電離のマグネシウム) などがある．なかでも，Lyman-α は QSO の特徴的な輝線でもあり，観測されたスペクトルでの Lyman-α 輝線の波長を静止系での波長 (1216Å) と比較することでその QSO の z を同定することができる．さらに，Lyman-α 線はスペクトルの連続光の部分 (continiuum) に比べて際だって (1 等前後) 明るいため，非常に遠方の暗い QSO であっても，Lyman-α は検出が可能となる場合もありこの点でも higi-z の QSO を探査する場合のプローブとして Lyman-α の重要性は大きい．

QSO のスペクトルでは，Lyman-α 輝線よりも波長の短い側で連続スペクトルに多数の吸収線が見られる．これらの吸収線は，QSO と我々との間の銀河間空間に存在する中性水素原子 (以下 HI) による吸収で生じたものであると考えられており「ライマン α の森 (Lyman-α forest)」と呼ばれている．Lyman-α forest は，個々の吸収線が生じている波長とその吸収の深さを解析することで，QSO までの視線方向上にある HI ガスの分布状況を再現することができる．また，最近では計算機によるシミュレーションによって CDM モデルによる密度ゆらぎで Lyman-α forest が再現されることが示され，吸収線の深さから密度ゆらぎのパワースペクトルを導く研究も進められている．このほか，QSO スペクトルの continiuum には QSO 近傍のガス雲や我々

[1]天文学では一般に ^{7}Be 以上の元素量を持つ元素を「重元素」と呼ぶ

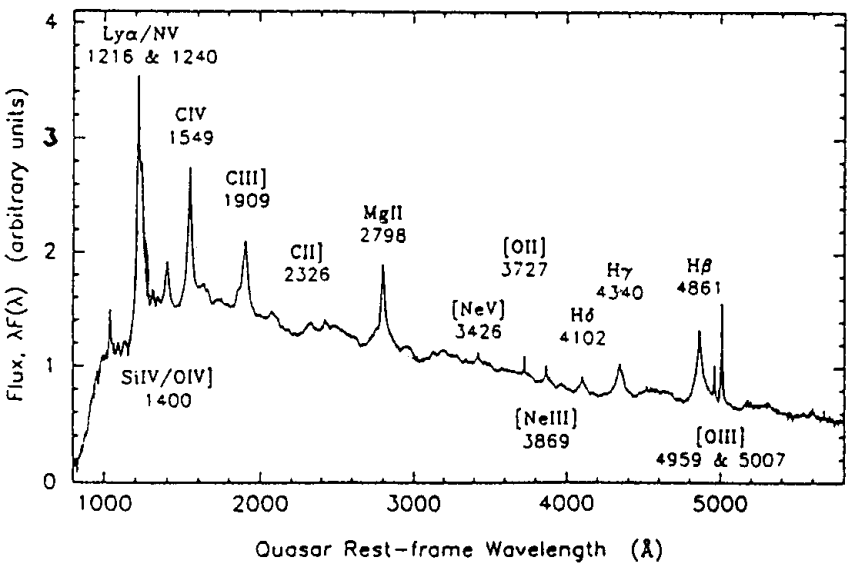

図 3.1: 観測されている QSO のスペクトルから合成して作られた平均的なモデルスペクトル．横軸は静止系での波長，縦軸はエネルギーフラックス．[16]

と QSO を結んだ視線上にある銀河のハロー内のガスによる金属吸収線が見られたりするものもある．図 3.1 に P.J.Francis らによる，718 個の観測された QSO のスペクトルを合成して作られた，QSO の平均的なモデルスペクトルを示す (Francis *et al.* 1991 [16])．

3.2.2 Lyman-α 銀河

近年の観測性能の向上は遠方の暗い銀河を観測を可能にし，high-z の銀河と思われる天体が次々と観測され始めている．そうした天体の中に，強い Lyman-α 輝線を放つ銀河が多く観測されるようになってきた．high-z 空間にある銀河は誕生から間もない「若い」銀河が多いとされており，そうした若い銀河では活発な星形成が行なわれているとされる．こうした活発な活動をしている銀河の中でとくに HI 濃度の高いガス雲を伴ったものから強い Lyman-α 輝線が放たれていると推測され，これらの強い Lyman-α 輝線を放つ銀河を「Lyman-α 輝線銀河」あるいは単に「Lyman-α 銀河」と呼ぶ．

Lyman-α 銀河の特徴として，輝線の強度を表す等価幅 (Equivqlent Width 以下 EW : 付録 A を参照) が非常に大きな Lyman-α 輝線を放っており，スペクトルにおいて静止系波長で 1216Å に対応する場所に際だって大きなピークが見られる．QSO では水素以外の重元素による強い輝線もいくつか見られるが，Lyman-α 銀河では重元素による強い輝線はあまり検出されない．また，Lyman-α 輝線の両側でスペクトルの形状が非対称になる点も特徴である．これは，Lyman-α 輝線より短い側の波長域では，QSO の場合と同じく銀河と我々との間の視線上にある HI ガスによる吸収を受けてフラックスが減少するためである．図 3.2 は A.Dey らのグループにより Keck 望遠鏡で分光観測された $z = 5.34$ の Lyman-α 銀河の輝線部分のスペクトルである (Dey *et al.* 1998 [17])．

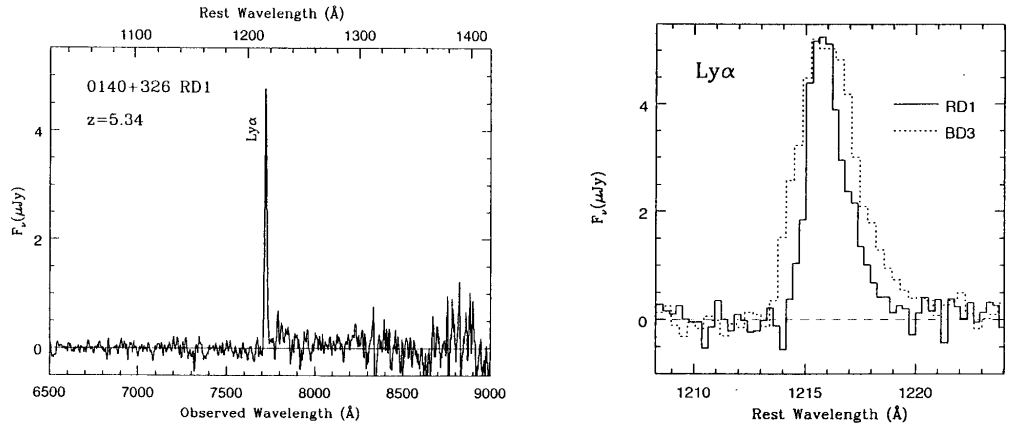

図 3.2: $z = 5.34$ の Lyman-α 銀河の輝線部分のスペクトル．輝線が連続光部分に比べて際だって強いのと，輝線の両側での形状の非対称がよくわかる．[17]

以前は high-z 領域にある若い銀河は周囲をダストに囲まれており，そこでの吸収による影響を受けるため強い輝線は観測されないとされていた．しかし，Hawaii 大学の観測チームが透過波長幅が約 77Å の狭帯域フィルターを Keck 望遠鏡に取り付けて観測した結果，$z \sim 3.4$ と $z \sim 4.5$ の Lyman-α 銀河を多数発見した (Cowie *et al.* 1998 , Hu *et al.* 1998 [18, 19])．彼らの観測結果をもとに推算すると，$z \sim 3.4,\ 4.5$ 付近では，強い輝線を放つ Lyman-α 銀河が 1 平方度単位 z あたりおよそ 15000 個も存在することになる．この数値は，その z に予想される銀河の個数の数十% にもおよぶ数であり，こうした観測結果から Lyman-α 銀河は high-z の宇宙においては非常にメジャーな存在であると考えられつつある．したがって，high-z における Lyman-α 銀河の観測により初期宇宙における銀河分布の詳細がかなり解明できると期待される．

3.3 Lyman Break 銀河

high-z 銀河探査を行なう際，Lyman Break 銀河 (Lyman Break Galaxy : 以下 LBG) と呼ばれる銀河を対象にして探査する場合が多い．銀河のスペクトルは，フラックスが銀河自身や銀河間にある水素ガスにより Lyman 系列の吸収を次々に受けるために静止系波長で 912Å より短い側ではフラックスが著しく減少しており，波長 912Å は Lyman 端 (Lyman Limit) と呼ばれれる．$z > 3$ の銀河ではこの Lyman 端が赤方偏移を受けて広帯域フィルターの B バンド (後述) の波長域に入ってくるため，B バンドでの観測では天体の像はほとんど検出されなくなる．この現象を「ドロップアウト (drop out)」あるいは B バンドで起こっていることを強調する場合して「B ドロップ アウト (B drop out)」とも呼び，LBG はこのような drop out 現象を起こしている銀河のことである．

図 3.3 は P.Madau (1995) [20] において示されている，Lyman 系列のフラックス吸収の z による変化を計算したモデルである．z が大きくなるにつれて吸収が深くなり，$z = 4.5,\ 5.5$ といった銀河では Lyman-α 吸収によるフラックスの落ち込みが非常に激しいことが分かる．した

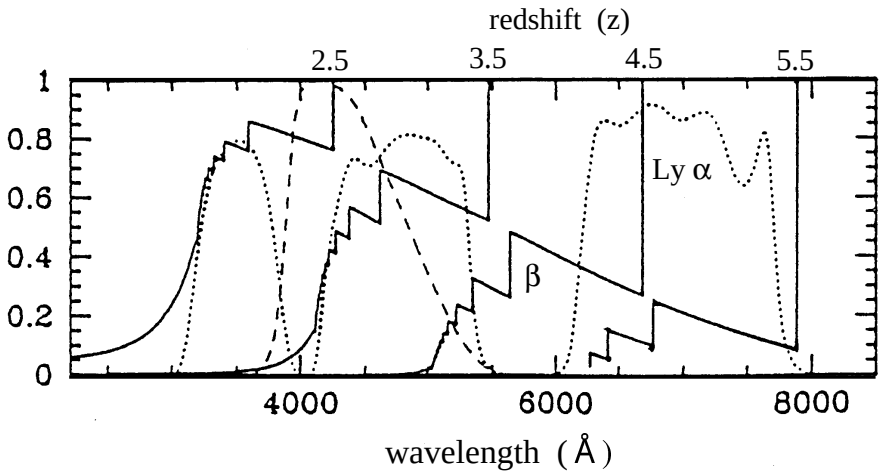

図 3.3: P.Madau により求められた銀河のスペクトルにおける Lyman 系列の吸収の様子．縦軸は連続光部分を 1 とした場合の吸収の度合を示す．[20]

がって，B バンドより長い波長域では検出されていて B では見えなくなってしまう天体があれば，それは $z > 3$ の LBG である可能性が非常に高いということになる．更に $z > 4.0$ の銀河については，B バンドでのフラックスの消失に加えて，B バンドより一つ長波長側のバンドにおいてフラックスが連続光部分よに比べて大きく減衰している現象も確認できるはずでありこれらの特徴の有無を用いて high-z の LBG の検出を行なう．

LBG 探査は high-z 銀河の候補天体を効率良く捜し出すことができるために注目されており，HST の観測でも LBG の候補天体が数多く見つけられ大型望遠鏡での分光観測により z の同定が次々と進められている．一例として，Steidel らにより KeckII 望遠鏡で分光された LBG の一部のスペクトルを図 3.4 に示す．図を見てわかるように，LBG のうちのいくつかは強い Lyman-α 輝線を放つ Lyman-α 銀河である場合も多い．

3.4　測光的赤方偏移 (Photometric Redshift)

銀河の z を決めるにあたっては，基本的には分光観測を行ないスペクトルを得る必要がある．スペクトルの中の輝線や吸収線がどの波長に見られるかによって，どの程度の赤方偏移を受けて波長が伸ばされたのかを判断し z が求められる．しかし，分光観測ができるためには天体に相応の明るさが必要であり，現在最も感度の高い Keck 望遠鏡の分光観測装置でもその限界等級は，広帯域のフィルター (後述 3.5.1) である I もしくは R バンドの等級で 25 等程度である．さらに，基本的には一回の分光観測では 1 個の天体のスペクトルしかとれず数多くの天体を分光観測しようとするとそれだけ時間が必要となる．

Hubble 宇宙望遠鏡による HDF の観測では 28 等級近くの暗さの銀河までが観測されているが，これらの銀河の z を求めようとしても分光による決定は難しい．そこで「測光的赤方偏移 (Photometric Redshift 以下 photo-z)」と呼ばれる手法が採り入れられるようになった．この

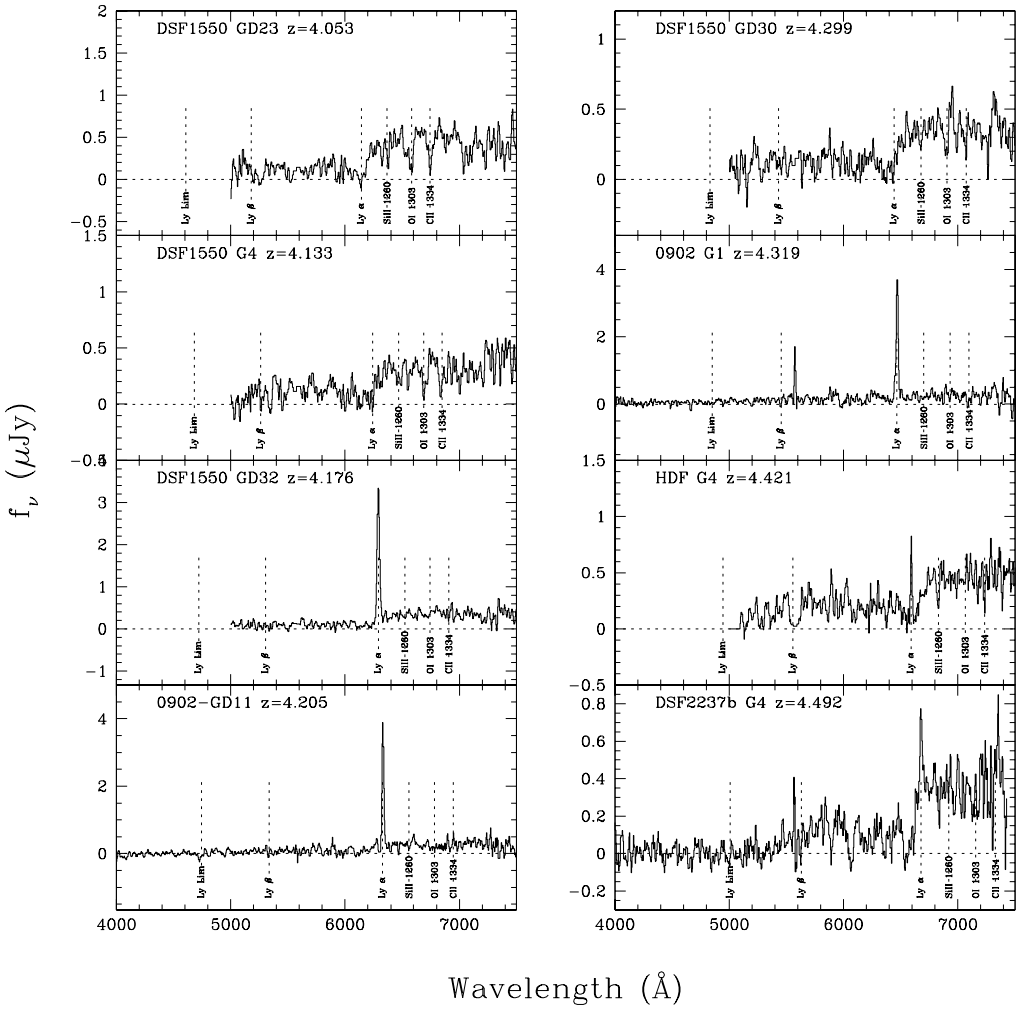

図 3.4: KeckII で分光された HDF の LBG のスペクトル． Lyman 端のところでスペクトルの強度が減少している．[21]

手法はもともと 1963 年に W.Baum が提唱したものであるが，1990 年代に入り high-z の銀河に対して分光以外での z の同定法が必要となったのを受けてその研究が進められるようになった．

具体的な解析方法は以下の通りである．まず，銀河を複数のバンドのフィルターで撮影し個々のバンドでの等級を測定する．観測データとは別に，理論的に計算された銀河のスペクトル・エネルギー分布 (Spectral Energy Distribution：以下 SED) に対して，銀河の年齢や形態，構成している星の種族の比率，その銀河の z などに応じて様々に変化させたテンプレートを用意する．観測された銀河のフィルター毎のフラックスと対応するバンドでのモデル SED のフラックスとを照合し，もっとも観測値を良く再現する SED を見つけ出しその SED の作成に用いたパラメータを採用する．

HDF に対する photo-z を用いた解析は均質な銀河のサンプル数が多く，また分光によるスペクトルの同定も進んでいるために解析の検証が比較的行ないやすいこともあり，多くの研究グループが手掛けている (例えば Sawicki & Yee 1997，1998 [22, 23] や Furusawa *et al.* 2000

[24] など）. さらにこれらの photo-z によって推算された z と実際に分光によって確かめられた z との比較も行なわれている (Hogg *et al.* 1998 [25]) .

photo-z 手法の問題点として，透過波長幅の広いフィルター数枚のみの観測値をもとにした場合に，算出される z の値の誤差が大きくなってしまうという点が挙げられる．この問題を解決するには，波長幅の狭いフィルターを多数並べて波長域を細かく分割して測光するのがよく，我々が行なっている中・狭帯域フィルターによる観測データは photo-z による解析の精度を上げるにも利用できる．

3.5　中・狭帯域フィルターによる観測

3.5.1　広帯域フィルターと中・狭帯域フィルター

これまで天文学の観測では一般に，広帯域フィルターと呼ばれる透過波長幅が 1500∼2000Å 程度あるフィルターを用いて観測を行ない，解析においては各フィルターでのフラックス量から計算される等級（測光値）や 2 枚のフィルター間での測光値の差（通常これを「color：色」と呼んでいる）を解析に用いる．

異なる望遠鏡で得られた等級のデータ同士を比較する際，望遠鏡ごとに使用しているフィルターの透過波長特性が不揃いであると特定の波長における等級の比較が困難となる．そのため測光用の標準的なフィルターの規格を定め，それに基づいて観測を行なうことでデータの直接比較ができるようにする必要がある．現在最も多く使用されている規格は Johnson 測光システムと呼ばれるもので，近紫外域から中間赤外域に至る波長域を 11 個の測光フィルターで分割している．このうち可視光域では B, V, R, I の 4 つのフィルターが使用される（場合によっては B よりも一つ短波長側の U を含めることもある）. 可視光域（一部近赤外域）の各フィルターの中心波長を表 3.1 に示す．

フィルター名	中心波長（静止系）
U	3600Å
B	4400Å
V	5500Å
R	7000Å
I	9000Å
J	12500Å
H	16000Å
K	22000Å

表 3.1: Johnson 測光システムにおけるフィルターのバンド名と中心波長値．J, H, K は近赤外域

現在進行中の SDSS 計画では，u', g', r', i', z' の 5 つのバンドによる全く独自の測光システムを採用しているが，SDSS が提供するデータが非常に大量かつ均質なものであることからこの SDSS の測光システムを次世代の標準システムとして用いることも検討され始めている．

こうした広帯域フィルターによる観測に対して，近年透過波長幅を狭めたフィルターによる

観測が多く行なわれるようになり，こうしたフィルターを中帯域あるいは狭帯域フィルターと呼んでいる．中帯域と狭帯域とに明確な区分はないが，以後本文中においては透過波長幅が $200 \sim 400$Å 程度のものを中帯域フィルター，それよりも狭いものを狭帯域フィルターと呼ぶ．

中・狭帯域フィルターは透過波長幅が狭い分，広帯域フィルターと同じレベルのフラックスを得るためには積分時間[2]が長く必要となるために観測の時間効率が悪くなってしまうと言う欠点があり，これまであまり実用的ではないとされ普及していなかった．しかし，集光能力の高い大口径の望遠鏡の登場で中・狭帯域フィルターでも比較的短時間で高いレベルのフラックスが得られるようになり，強い輝線スペクトルを放つ high-z の天体の探査が行なわれるようになった．

3.5.2 中・狭帯域フィルター観測の利点

前述の通りこれまでの観測では広帯域フィルターによる等級と color とを用いた解析が一般的な方法であった．しかし，high-z の宇宙に強い輝線を放つ天体が多く確認され，また分光限界を越えるような明るさの天体に対して photo-z 手法による解析が効果的であることが示されてきたことで，広帯域フィルターのみによる観測に代わり透過波長幅の狭いフィルターを使用した観測が注目されるようになった．

広帯域フィルターでは透過したフラックスをフィルター単位でまとめて取り扱うことになってしまうため，Lyman-α 輝線のように輝線の短波長側でフッラクス量が大きく減少するような場合，広帯域フィルターでの観測ではフラックスが均されてしまい輝線として検出されない恐れがある (図 3.5)．これに対して透過波長幅の狭いフィルターの場合，フィルターの仕様によってはほぼ輝線のフラックスのみを通すことも可能になるため純粋に輝線のエネルギーを測光することもでき，広域サーベイにおいては狭帯域のフィルターでのみ強いフラックスが観測される天体があった場合には，その天体が輝線天体である可能性が大きく，強輝線天体の探査にも効果的である．

さらに，前項でも述べたように photo-z による赤方偏移の同定においても，広帯域フィルターのみの観測結果では不定性が大きくなってしまうが，狭帯域フィルターのデータを用いることで photo-z による赤方偏移決定の精度を高めることが可能となる．このように，透過波長幅の狭いフィルターを用いた観測は high-z の銀河・QSO の探査には非常に有効な手段であると考えられ，近年多くの研究者が狭帯域フィルターを用いた観測を行ない興味深い結果を次々と報告し始めている．

3.5.3 中・狭帯域フィルターによる観測の現状

大口径望遠鏡が稼働する以前にも透過幅の狭いフィルターを使った観測が試みられてはおり，例えば E.M.Hu と R.G.McMahon により $z = 4.55$ の QSO に付随した Lyman-α 銀河が見つけられる (Hu & McMahon 1996 [26]) などある程度の成果も出ていたが，一般的な観測手法としては定着していなかった．しかし，1990 年代後半に入り大型望遠鏡が登場したことで観測可

[2]CCD に電荷を蓄積することを「積分」と呼ぶ．

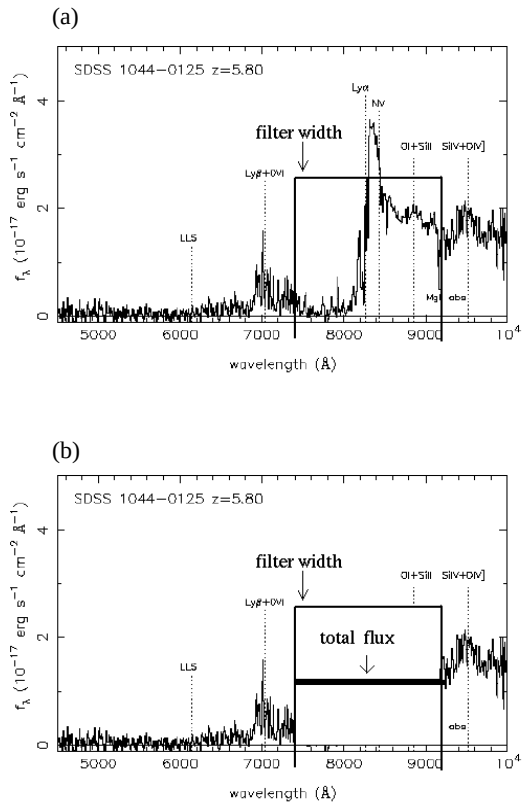

図 3.5: 広帯域フィルターとスペクトルとの関係が上図 (a) のような場合，フラックスが (b) のように平均化され，輝線も吸収も判別がつかない．

能な限界等級が一気に深くなり，狭帯域フィルターによる広視野観測で強い輝線を放つ high-z 天体の候補を捜し出し，それらを分光してスペクトルを同定するという形の high-z サーベイが注目されるようになった．

大型望遠鏡と狭帯域フィルターによる観測で最初に大きな成果を示したのは，Lyman-α 銀河の項 (3.2.2) でも触れた Hawaii 大学のグループによる観測である (前出 [18, 19])．彼らは，$z \sim 3.4$ と $z \sim 4.5$ の Lyman-α 輝線にそれぞれ合わせた中心波長 (以下 CW) 5390Å，透過波長幅 (以下 BW) 77Å と CW=6742Å，BW=78Å の 2 枚の狭帯域フィルターを用意し 1997 年夏に Keck 望遠鏡において観測を行なった．その結果，広帯域フィルターで測光された連続光部分に比べて狭帯域フィルターに対応する部分だけが際だって明るい天体がそれぞれの各フィルターでいくつか見つかり，直ちに分光によるスペクトルの同定を行なったところ Lyman-α 銀河であることが確認された．この観測結果に基づいて，対象とした z におけるの密度を推算したところこれまでの予想を上回る大きな値となった．この観測を契機に高密度領域を中心に，狭帯域フィルターによる観測が相次いで進められていった．

Hawaii 大学のグループは上記の観測の後も，SSA22 での狭帯域フィルターでの観測を精力的に行ない，1998 年には CW=8185Å, BW=105Å の狭帯域フィルターにより EW (観測者系) =175Å の Lyman-α 輝線を放つ $z = 5.74$ という非常に遠方の Lyman-α 銀河の候補天体を見つけてもいる (Hu *et al.* 1999 [27]：図 3.6)．

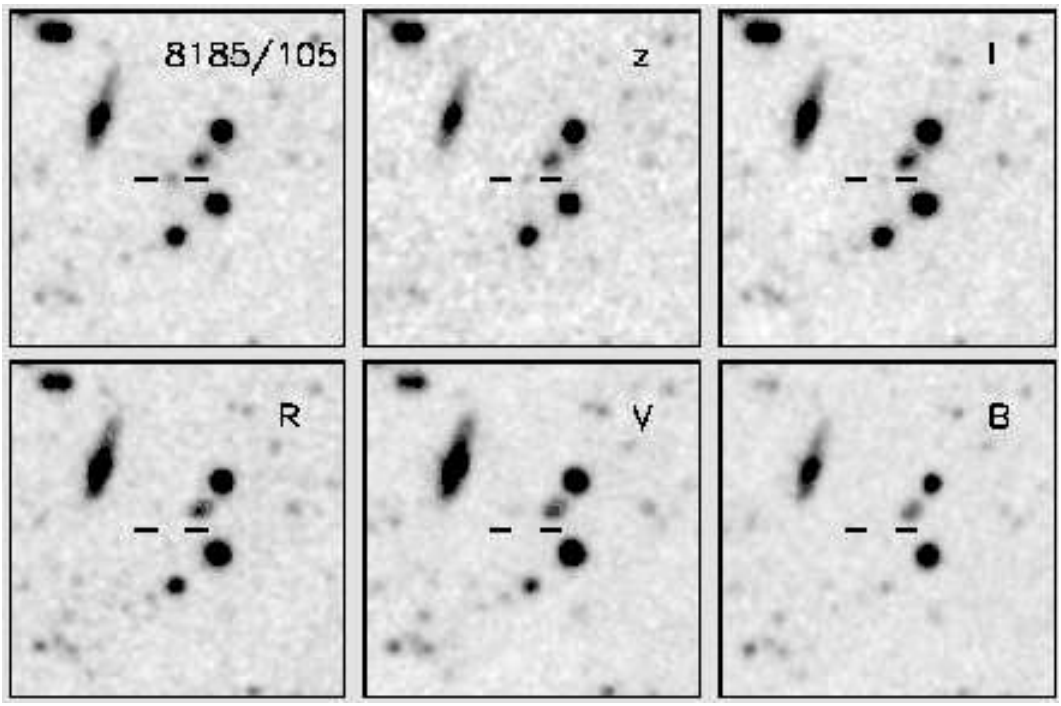

図 3.6: $z = 5.74$ の Lyman-α 銀河候補天体の各フィルターごとのイメージ．B, V, R, I, Z の広帯域バンドと比べて狭帯域バンド (8185/105) でのみ天体が明るくなっているのがわかる． [27]

さらに Hawaii 大学とは別に C.C.Steidel らのグループも SSA22 を対象とした high-z の Lyman-α 天体のサーベイを進め，銀河の密度が平均より高い $z \sim 3.09$ に合わせた CW=4970Å, BW=80Å の狭帯域フィルターによる観測を行なった (Steidel *et al.* 2000 [28])．その結果，狭帯域フィルターでの等級が 25 等より明るく狭帯域での等級が連続光の等級よりも 0.7 等以上明るい天体が全部で 12 個見つかった．さらに，不規則な形に広範囲に広がった Lyman-α 輝線の放出源が見つかったが，このような天体は過去に見つかった例はなく，Steidel らはこの天体を “blob” と名付けた．広帯域バンドでのイメージを見ると blob の部分に位置する銀河が確認できるが，狭帯域バンドでのイメージと比較するとその銀河のサイズを大きく上回る広い領域から強い Lyman-α 輝線が放たれている．この天体の詳しい素性についてはまだ不明な部分が多いが，活発な星生成活動をしている銀河の周囲に何らかの原因により極めて濃い HI ガスの雲が存在しそのガス雲が銀河からのエネルギーを受けて発光しているのではないかとも推測されている．Steidel らは文中で，この銀河高密度領域が形成途上の原始銀河団である可能性も指摘している．

さらに，他のグループにより SSA22 以外での領域においても，Rhoads *et al.* (2000) [14] や乙女座銀河団の領域をを対象にした Kudritzki *et al.* (2000) [29] など狭帯域フィルターによる Lyman-α 輝線天体のサーベイが進められており，中・狭帯域フィルターによる輝線天体のサーベイは観測手法の一つとして確立しつつあると言える．

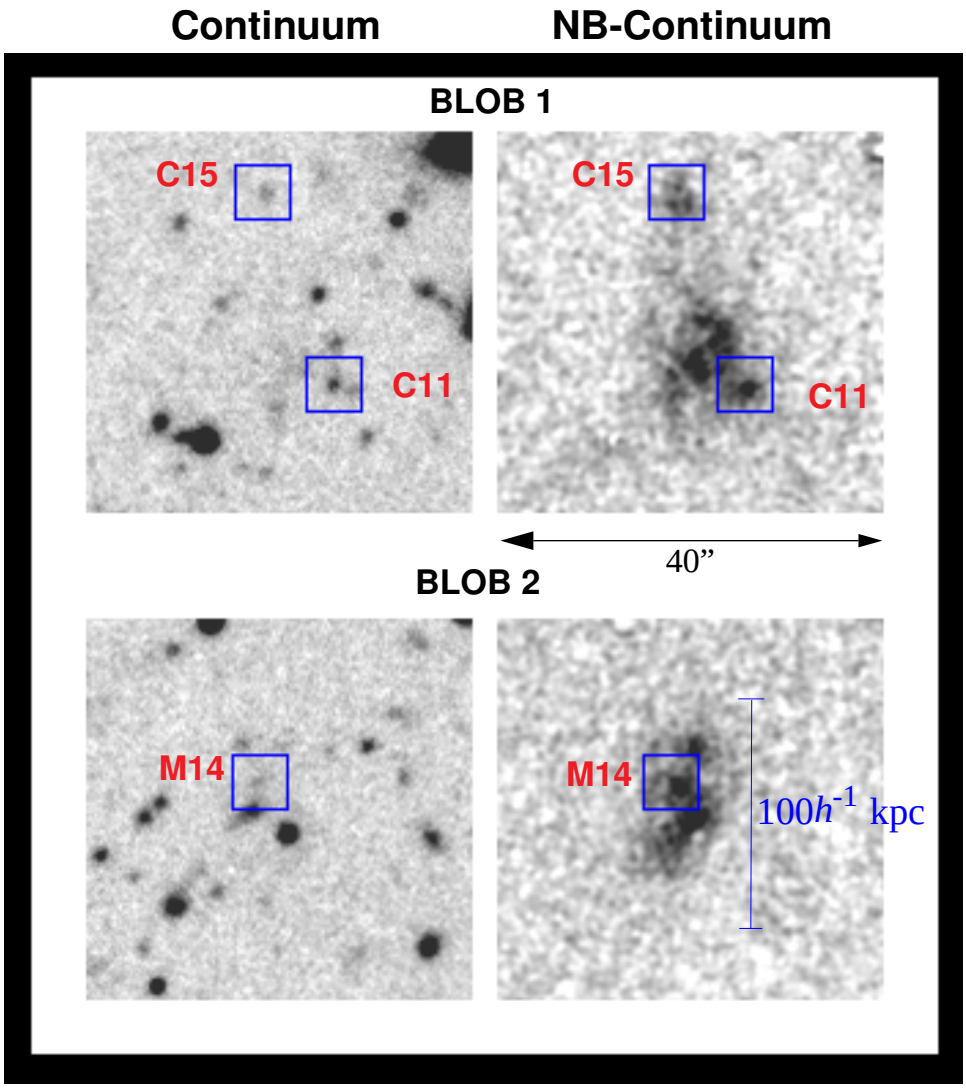

図 3.7: Steidel らが見つけた $z \sim 3.09$ にある Lyman-α “blob”．広帯域のイメージ (左) では銀河だけしか見えていないが，狭帯域のイメージ (右) では銀河よりはるかに広がった領域で発光しているのが分かる．[28]

3.5.4　我々のサーベイ計画

前項で述べたように，中・狭帯域フィルターによる high-z の輝線天体探査は確実に成果を出しつつあり，これらを使用した大規模なサーベイによって得られる high-z 宇宙のデータは，構造形成の理論に多大な影響を与えるものと思われる．

我々のグループは，早くから狭帯域フィルターサーベイの持つ可能性に注目し，1997 年から東京大学木曽観測所シュミット望遠鏡を使用して観測を開始していた．当初は既知の QSO が存在している領域の周囲で他の QSO を発見することを主眼とした観測を行なっていたが，対象領域に予想される high-z 天体の密度は未知であり，また木曽シュミットの限界等級があまり高くないこともあり，特筆すべき天体の発見には至らなかった．その後，銀河高密度領域の存在が明らかになったことで，未知の領域を対象とした観測ではなく，HDF やその他の既知の銀

河密度の高い領域を対象にした広視野の輝線天体サーベイを行なう方向で観測を進めることにした．木曽シュミット望遠鏡の 2kCCD カメラは $50' \times 50'$ という非常に広い視野を有しており，これらは高密度領域のこれまでの観測視野の数倍から数十倍におよぶ．この広い視野を活用することで，限界等級こそ低いが high-z の輝線天体サーベイを効率的に行なうことができる．また，すばる望遠鏡の主焦点カメラ (Suprime-Cam) も大口径望遠鏡としては他に類のない広視野の観測が可能であるため，このカメラと狭帯域フィルターとの組合せにより限界等級の深いサーベイが可能になる．

次章以降では木曽シュミットによる観測，およびすばるでの狭帯域フィルターサーベイ計画と試験観測で得たデータの解析結果につてい詳述する．

第4章　木曽シュミット望遠鏡によるサーベイ

前章で述べたように，中・狭帯域フィルターによる high-z の輝線天体サーベイは新たな観測手法として取り上げられ始めており今後大きな成果を出すことが期待される．本章では，我々が木曽で行なってきているサーベイの現況と解析の現状を光学観測データの解析手法の解説を交えながら説明する．

4.1　木曽シュミット望遠鏡と 2kCCD カメラ

木曽シュミット望遠鏡は，長野県三岳村の東京大学天文学教育研究センター（旧東京大学東京天文台）附属木曽観測所に 1974 年に設置された光学・赤外線観測用の望遠鏡で，全国の研究者に対して共同利用に供されている．木曽シュミット望遠鏡は，直径 150cm の主鏡に直径 105cm の補正板を組み合せることで収差をなくし，広い視野にわたり鮮明な画像が得られ，最大有効視野は $6^\circ \times 6^\circ$（写真乾板撮影時）である．当初は写真乾板撮影による観測を行なっていたが，1990 年代に入り感光効率の高い CCD カメラによる観測に代わった．現在は，可視光域撮像用の 2kCCD と近赤外域撮像用の KONIC の 2 台のカメラが観測装置として用意されている．CCD カメラ用の分光観測ができる装置は現在のところない．

CCD チップ	SITe 社製裏面照射型 AR コーティング
画素数	2048 × 2048 pixels
分解能	$1.5''$/ pixel
読み出しノイズ	$23e^-$ *
限界等級	U 20.0 等
（積分 15 分）	B 21.0 等
（S/N=10）	V 22.5 等
	R 21.0 等
	I 21.0 等

表 4.1: 木曽シュミット 2kCCD カメラの仕様．*：2000 年夏以降は CCD のコントローラを変更したため，一時的に読み出しノイズが $56e^-$ 程度に高くなった．

我々が観測に使用しているのは 2kCCD カメラである．2kCCD の観測視野は $50' \times 50'$ と非常に広く，広範囲でのサーベイには非常に適している．用意されているフィルターは Johnson システムの U, B, V, R, I の 5 枚であり，我々はさらにこれらに加えて独自に作成した中・狭帯域フィルターを使用している．2kCCD の仕様の詳細については表 4.1 に示す．

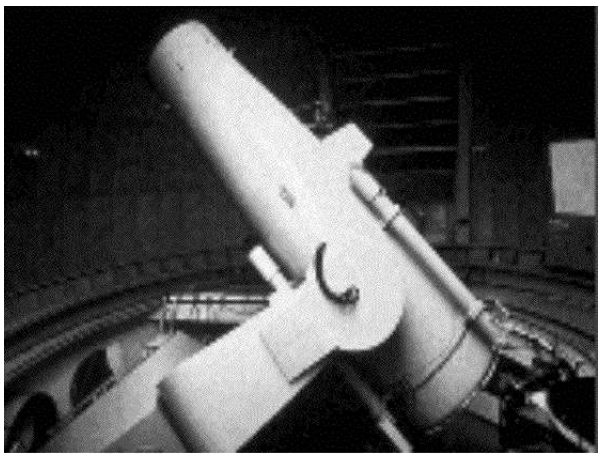

図 4.1: 木曽シュミット望遠鏡．東京大学木曽観測所 提供

4.2　木曽における観測の経過

我々のグループは 1997 年より木曽シュミットの 2kCCD による観測を開始したが，3.5.4 にあるように当初は既知の QSO が見つかっている領域についてその周囲での QSO の発見を目指したサーベイを進めていた．その後，HDF 領域の研究が測光・分光両面で進み多くの high-z 銀河が見つかったことから，high-z 輝線天体の検出にも期待ができたため HDF を中心的な探査領域とした．Hubble 宇宙望遠鏡が撮影した HDF の広さはおよそ $2.7'$ 平方程度でしかなく，この領域を $50'$ 平方の視野を持つ木曽シュミットで探査することで HDF の周囲の領域にも多数の high-z 天体を見つけ出すことのできる可能性は十分にあると考えられた．HDF の観測は 1998 年の 12 月から始められすでに広帯域フィルターについては十分な観測時間を得たが，狭帯域フィルターについてはさらに観測を続けている状況である．

木曽での中・狭帯域フィルターによる HDF 観測において，当初我々は複数 (4∼5 枚) の中・狭帯域フィルターを広い波長帯にわたって並べ，天体の低分散スペクトルを得ることで輝線天体や LBG を捜し出す方針で観測・解析を進めていた．しかしながら，この方法では限界等級以上の明るさを持つ天体を検出するためには各中・狭帯域フィルター毎に十分な量のフラックスを得なければならず，多大な観測時間を必要とし観測効率の点で問題があった．事実，HDF のサーベイは当初この方針により進めていたために，十分に信頼度の高い低分散スペクトルを得られるだけの観測をするのに非常に長時間を要した．限られた望遠鏡使用時間の中で効率的に観測を行ない意義ある成果を上げることが第一であると考えると，このような観測方針には不具合があったことは否定できない．

その後，2.4.3 や 3.5.3 において触れたように，Hawaii 大学グループや Steidel らのグループによる LBG サーベイで銀河が高密度に存在するピーク領域のあることが明らかとなり，それらのピーク領域に対する狭帯域フィルターによる観測で Lyman-α 天体も多く見つかった．しかし，彼らの観測した領域の視野はいずれも $9'\times9'$ や $9'\times18'$ と狭く high-z の宇宙についての議論をするのに十分ではない．そこで我々は，HDF を含めたこれらの銀河高密度領域の天体からの Lyman-α の波長に合わせた狭帯域フィルターを使用し，約 $50'\times50'$ というこれまでの観

測のおける視野の約 15∼30 倍という木曽シュミットの広い視野を活用した広視野の Lyman-α 輝線天体サーベイを行なうことを計画した．木曽シュミットの限界等級は 22 等程度であるが，これらの高密度領域で 22 等より明るい輝線を放つ Lyman-α 天体を検出できる可能性は十分にあるため，2000 年の観測からは高密度領域を対象とした狭帯域フィルターによる広視野の輝線天体サーベイを開始した．観測対象とする領域は，図 2.5 に示されている HDF や SSA22 の他，$8' \times 14'$ の視野内に $z = 2.5$ の QSO と Lyman-α 銀河が 5 つ見つかり銀河団もしくは大規模構造の一部である可能性が持たれている Hubble Medium Deep Field (HmDF) (Campos *et al.* 1999 [30]) や，すばる望遠鏡での大規模な探査計画が検討されいる Subaru Deep Field (SDF) などであり，1 年のすべての時期にわたってこれらの領域のいずれかを観測することが出来る．

具体的な手法としては，各領域に対し銀河密度が高くなっている z の Lyman-α 輝線の波長に合わせた狭帯域フィルターとその両側の波長域に位置する広帯域フィルターを使用して，連続光よりも狭帯域が有意に明るく，更に狭帯域の短波長側でフラックスが急激に減少している (Lyman Break) 天体を検出することで，Lyman-α 輝線天体の候補を捜し出すというものである．このように対象領域を絞り，狭帯域フィルターの使用枚数を 1 枚にすることで観測の効率を上げることが出来，また 1 年の間に多くの領域を対象とすることで，これまで以上に短い時間で多くの成果を出すことも期待できる．

4.3 以降では，これまでに HDF を対象として行なった中帯域フィルターによるサーベイについての解析結果を述べるとともに，同領域に対して 2000 年より開始した狭帯域フィルターによる観測の現状と現時点での結果について述べる．

4.3 HDF サーベイの概要

HDF を対象にしたサーベイは，1998 年の 12 月から本格的に開始し 1999 年 5 月，および 2000 年 1 月の計 3 回，それぞれ数日間ずつ木曽観測所にて行なった．観測領域は，HDF を中心とした $50' \times 50'$ の範囲であり，中心の天球座標は赤経 (right ascension) $12^{\rm h}36^{\rm m}00^{\rm s}$，赤緯 (declination) $61°56'\ 00''$ である．本論文では 2000 年 1 月の観測までに得られたデータに基づいた解析結果を掲載している．

観測には B, V, I の 3 枚の広帯域フィルターと，表 4.2 に示す 6 枚の中帯域フィルターを使用した．なお，以後本文においては中帯域フィルターを表記する際には「MB(medium band)」の

中心波長 (CW) Å	波長幅 (BW) Å
5770	450
6200	414
6610	447
7000	437
7450	498
7950	486

表 4.2: 木曽シュミットでの HDF サーベイに使用した中帯域フィルターの中心波長と波長幅．

あとに中心波長を nm 単位で表したものをつけて表すこととする．たとえば，中心波長 6200Å の中帯域フィルターの場合，「MB620」と表記する．

さらに，これらの広帯域・中帯域フィルターに加え，Steidel *et al.* (1998)（前出）[13] に示されている HDF での銀河過密領域の “spike” が存在する $z \sim 2.9$ の Lyman-α 輝線に対応した CW=4792Å，BW=203Å の狭帯域フィルター（以後 NB5 [1]）を観測に加えた．

4.4　画像データの処理と測光

観測により得られたデータはそのままの状態では多くのノイズが含まれており，また 1 枚だけでは十分な光量が得られてはいない．天体画像の解析においては，

以下では，木曽での観測データに対しての 1 次処理の過程を説明する．なお，これらの 1 次処理および測光など解析の全般にわたりアメリカ国立光学天文台（National Optical Astronomy Observatories：NOAO）が開発した汎用画像解析ソフトである IRAF を使用している．

4.4.1　画像データの確認

観測の際には各画像（フレームと呼ぶ）ごとに，画像の種類や積分時間，撮影の条件などを記録する観測ログと呼ばれる記録帳に随時記入しながら行なう．画像の選別においてはこのログの記録を参考しにし，フォーカスの試験撮影をした画像など予め使用しないことが明らかな画像を解析用画像から外していく．しかし，観測の際には順調に撮影されていたように思われていても，実際には何らかのトラブルにより解析には使えないような画像になってしまったものが含まれている場合も多く，このような画像については，解析に使用できるかどうかを実際に画像を目指して選別を行なう必要がある．とくに，バイアスやフラットなど補正に必要となる画像については著しいムラやノイズがあると支障が出るので選別は慎重に行なわなくてはならない．

4.4.2　補正用画像

a) バイアスフレーム：　カメラのシャッターを閉じた状態で 0 秒間の積分をして得られる画像をバイアス（bias）フレームと呼ぶ．バイアスフレームは，電荷転送の際に流れる電流の成分を消去するために必要となる．バイアスのノイズは CCD 本体から出る熱の影響によってわずかながら時間変動するため，各観測日毎に観測中は断続的にバイアスフレームを撮る．

b) フラットフレーム：　CCD の個々の画素の感度は厳密では一様ではなく，これを「感度ムラ」と呼び，この感度ムラを補正しなくては正しい測光値は得られない．そこで一様な光を CCD に入射させて得られるフラット（flat）フレームと呼ばれる画像を作り，このフラットフレームのカウント値で天体が撮影されている画像のカウント値を割算する．これによ

[1] 3.5.1 での定義に従えばこのフィルターの BW は中帯域に属することになるが，フィルター作成時点ではこの BW のものは狭帯域として扱っていたため狭帯域（narrow band）の略称である「NB」がつけられている．

り感度ムラは補正され，正確に入射光に比例したフラックスが求められる．この補正作業を「フラットニング (flattening)」あるいは「フラットフィールディング (flatfielding)」という．

フラット画像の種類として，ドーム内側に用意してあるスクリーンに当てた人工光を撮影して得られるドームフラットや，明け方や夕方の空を撮影したトワイライトフラット，あるいは観測領域の近くの星の少ない空を撮影して得られたスカイフラットなどがある．木曽での観測画像の補正にはドームフラットを使用している．なお，フラットフレームは実際に光を入射させて撮影するため，使用するフィルター毎に撮影する必要がある．

4.4.3 バイアスとフラットによる補正処理

まず，各観測日毎にその日撮影したバイアスフレームの総加平均となるフレームを作り，天体を撮影したフレームとフラットフレームから同じ撮影日の平均バイアスフレームを引き算して電流成分を除去する．

次に，バイアス処理を施したフラットフレームに対し各フィルターのフラット毎に総加平均フレームを作成する．さらにこの平均フラットフレームの画素毎のカウント値の平均を求め，画像全体のカウント値をこの平均値で割算しフレームのフラックスの平均値を 1 に規格化しておく．この規格化された平均フラットフレームを使いフラットニングにより天体の画像を割算する (flattening)．これにより，画素毎の感度ムラが補正される．

以上の手順をまとめると以下のようになる．$(\mathrm{bias})_{\mathrm{AV}}$，$(\mathrm{flat})_{\mathrm{AV}}$ はそれぞれバイアス，フラットの平均フレーム，$\langle \mathrm{flat} \rangle$ は平均フラットフレームでの画素毎のフラックスの平均値である．また，n は足し合わせるフィルターの枚数である．

$$
\begin{aligned}
(\mathrm{bias})_{\mathrm{AV}} &= \frac{1}{n}\sum_{n}(\mathrm{bias}) \\
&\Downarrow \\
(\mathrm{flat})_{\mathrm{AV}} &= \frac{1}{n}\sum_{n}[(\mathrm{flat}) - (\mathrm{bias})_{\mathrm{AV}}] \\
&\Downarrow \\
(\text{補正済画像}) &= \frac{(\text{天体画像}) - (\mathrm{bias})}{[(\mathrm{flat})_{\mathrm{AV}}/\langle \mathrm{flat} \rangle]}
\end{aligned}
$$

ここまでが 1 次処理 (reduction) と呼ばれる作業であり，1 次処理により補正を施された天体画像を元に様々な解析を行なう．

4.4.4 画像の重ね合わせ

天体を検出するためには，対象となる天体からのフラックスが十分にノイズよりも高いレベルに達していることが必要となるが，暗い天体の場合は単位時間あたりに到達するフラックスが少ない分積分時間を多く必要とする．しかし，長時間の積分を実行した場合に次の 2 つの問題点がある．まず第一に，観測視野内に明るい天体があった場合，長時間の積分によって大量の

光子が CCD に入射し画素蓄積容量量を越えた電荷が飽和 (saturation) して画素から溢れ出してしまい他の画素に影響を及ぼしてしまうことがある．第 2 の問題点として，観測の際には，天球上を移動していく天体を自動的に追尾し CCD 上での天体の位置が変化しないようにするのであるが，あまり長時間の積分ではこの自動追尾の誤差が大きくなり画面上での位置がずれてしまう恐れが出ることが挙げられる．このような問題を回避するために，一般には一つの対象領域を何回かに分けて積分し，それらの画像を重ね合わせることで最終的にフラックスを増やすという方法が採られている．

また，画像を重ね合わせることで宇宙線による感光を除去できるというメリットがある．CCD での撮影では時々明らかに天体とは異なる明るい点が写っている場合があるが，これらは宇宙線が CCD の受光面に当たって感光したものである．このような宇宙線による感光は測光の際に天体と誤認してしまう恐れがあり解析には不都合が多い，そこで天体の画像を重ねる際に画素毎に各フレームのフラックス値の中央値 (median) を採用するようにして画像を重ねる (メディアン合成)．宇宙線による感光は他のフレームでは起きていないはずであるため，中央値を採用することで宇宙線によるフラックスは除去される形になる．以下では，メディアン合成の手順について簡単に触れる．

天体を撮影したフレームには大気の発光や地上の光の反射などによる背景光のノイズがバックグラウンドとして写っている．一般にこの背景光に夜ノイズを「スカイバックグラウンドノイズ」あるいは単に「スカイ」と呼ぶ．画像を重ね合わせる際には，まず各フレーム毎にこのスカイノイズの平均値をフレームから引き算する．これでスカイノイズの平均値は 0 になり，フレーム内のフラックスは天体からのフラックスのみとなっている．次に，天体からのフラックスは時間変動しているため，合成するフレームの中から一枚基準となるフレームを選び (原則としてその後等級の較正の際に標準星と比較するフレームを基準とする)，各フレームで同一天体からの単位時間あたりのフラックスが同じ量となるようにフレーム毎のフラックスを定数倍しメディアン合成する．最後に，合成したフレームのフラックスに足し合わせた画像の枚数を乗じることで，合成フレームを完成させる．なお，当然ながらメディアン合成を行なうためには最低 3 枚以上のフレームが必要であり，フレーム枚数が 3 枚に満たない場合は平均値による合成をせざるを得ず，宇宙線の影響が残ってしまう可能性がある．

また，メディアン合成の利点として，欠陥ピクセルの除去や CCD の線形性の補正などもある．CCD の画素には完全に感度を失ってしまって感光しなかったり，読み出しがうまく行なわれなかったりしてフッラクスの情報が得られない画素 (欠陥画素) が存在するが，こうした欠陥画素を除去するのにもメディアン合成は有効である．欠陥画素の CCD 上の位置は変わらないので，仮にフレームをそのまま単純に重ねたのでは欠陥画素のフラックス同士を比較して中央値を取るために欠陥画素の影響はそのまま現れてしまう．そこで観測を行なう際，同じ天体が CCD 上の異なる位置にくるよう 1 枚積分をする毎に視野をわずかずつずらしながら撮影する．画像合成をする際には天体の像が重なるように各フレームを動かして重ねるため，欠陥画素の位置がバラバラになり結果的に中央値に採用されることがなくなる．このように 1 フレーム毎に視野をわずかずつずらし，天体が毎回 CCD 上の異なる位置で撮影されるようにし，それらのフレームをメディアン合成することで欠陥画素の影響を排除できるとともに CCD 画素の線

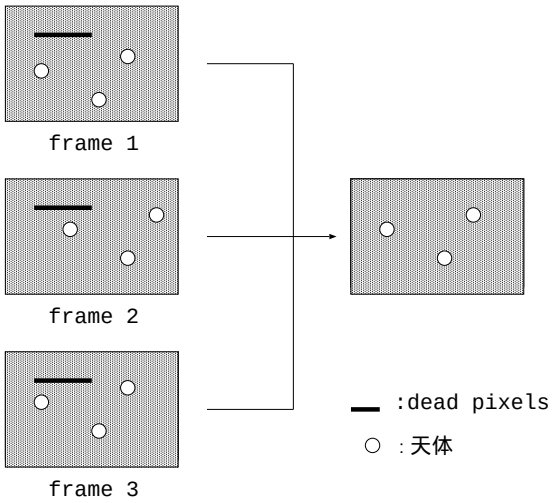

図 4.2: median 合成による欠陥画素除去の模式図．天体の位置が frame 3 の位置に来るように frame 1 と frame 2 を移動させてから重ねることで合成画像では欠陥画素が消えてしまう．

形性の違いを平均化することもできるため画像合成の利点は大きい．なお，観測時にフレーム毎に視野の位置をわずかずつ動かすことを「デザリング (dithering)」という．

画像の合成をする際の注意点として，天体の像の広がり具合の調整がある．天体からの光は，地球の大気の流れや観測ドーム内の気流によって波面が乱され実際よりも像が広がって観測される．この像の広がりの度合を「シーイング (seeing)」といい，フラックスの分布を psf (point spread function) と呼ばれる関数でフィッティングした際の全半値幅 (FWHM) で評価し，単位は「角度秒 (″)」である．このシーイングは時間変動するためフレーム毎に異なる値となり，また観測時期が離れた画像の場合は大きな差が出ることもある．フラックスから等級を求める作業を行なう際には，このシーイングの違いによってフラックスを積算する範囲が異なり，誤差なども変わってくる．そこで，シーイングの異なる画像を合成する場合には，一番シーイングの悪くなっている (すなわち一番像が広がっている) フレームにシーイングを合わせるためにスムージングと呼ばれる操作によってフラックスを意図的に周囲の画素へ分散させて画像を広げる．こうしてシーイングをほぼ同程度に揃えた上で重ね合わせを行なう．

図 4.3 に，1 次処理とメディアン合成を終えた段階の HDF の画像を示す．フィルターは広帯域の V バンドである．なお，この画像の視野の広さは，デザリングのために $50'$ 平方よりも小さくなっている．

4.4.5 天体の検出

1 次処理とメディアン合成を終えた画像に対して，フレーム内に写っている天体と思われる像の位置を確定し座標を記録する作業を行なう．この作業において重要なのは「天体」としての判別条件である．一般には，バックグラウンドのノイズに対して，その何倍かの信号が，ある面積以上の領域で連続して検出されている場合に，それを天体と認識するようにしている．こ

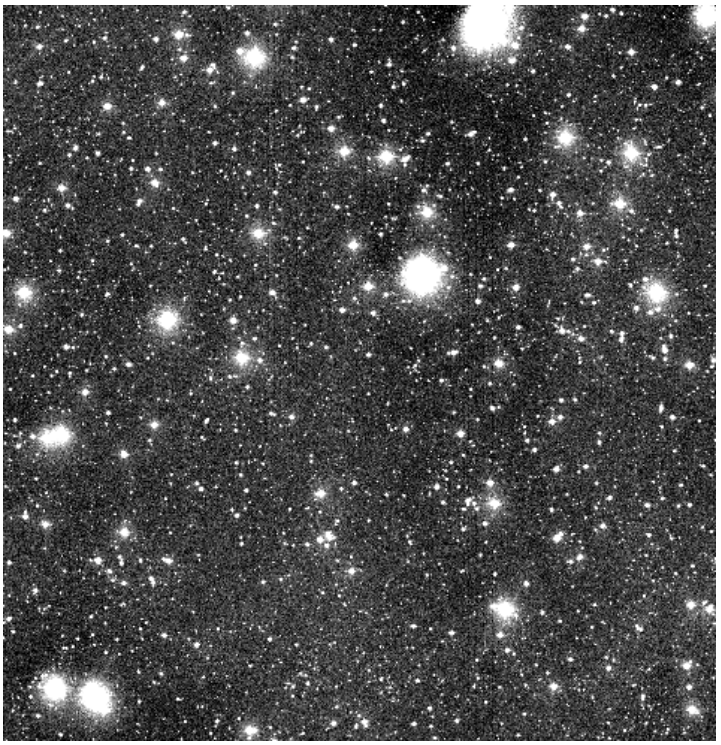

図 4.3: 1 次処理とメディアン合成を終えた後の HDF の画像．

こで，バックグラウンドのフラックスを測定する領域と天体として認識する条件となる面積は，各フレームのシーイングによって異なる．天体の検出作業は IRAF によって行なうことができるが，その際バックグラウンドと天体のフラックスを評価する範囲をパラメータとして与えなければならない．天体のフラックスを評価する範囲を示すパラメータを「aperture」といいバックグラウンドは，「aperture」の外の一定の円環領域でのフラックスの値で求める．「aperture」の値は，画像のシーイングからある程度絞ることはできるが，実際に最適値を見つけるためには，何度か検出を実行させて確認をすることになる．

4.4.6　測光と等級の較正

次に，検出された天体に対して，そのフラックスから等級を決定する測光作業を行なう．この測光作業が終れば画像に対する一連の処理がすべて終ることになる．ここでも IRAF を使って測光を行なうが，必要なパラメータとしてフレームのシーイング，フレーム全体でのスカイの標準偏差，さらに下図に示されている aperture，annulas，dannulas の 3 つのパラメータを与える．この 3 つのパラメータの持つ意味は次とおりである．天体を検出した座標を中心として aperture の値を半径とする円内で天体からのフラックスが検出されているとし，中心から annulas の値だけ離れたところに dannulas の幅を持った円環を仮定し，この円環の中で検出されるフラックスをスカイバックグラウンドとする．aperture の円内のフラックスから，バックグラウンドに相当する量を引き算した残りが天体からの光であるとして等級を求める．このようなある円内のフラックスを天体からのフラックスであるとして測光する方法を，「開口測光

(aperture photometry)」という．銀河や星雲など形状が円形をしていない天体の測光を行なう際には，その形状に応じた範囲でフラックスを積算しなければならず，その場合には開口測光は適切ではない．しかしながら，木曽サーベイにおいては high-z の銀河はほとんどが点状にしか写らず，また木曽のシーイングがそれほど良くない為に，かなりの大きさを持つ天体でない限り像が広がって円形に写る．そのため，我々の研究においては開口測光を用いることに特に問題はない．なお，aperture，annulas，dannulas の 3 つのパラメータについても，何度か測光を行なった上で最適値を求める．

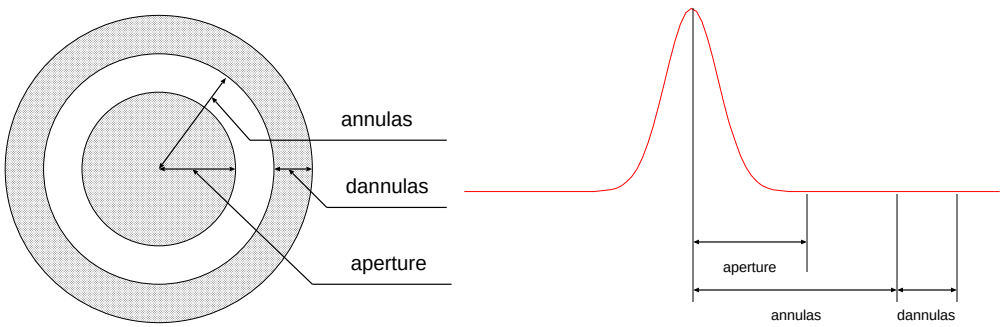

図 4.4: aperture，annulas，dannulas の各パラメータの定義

これで原理的には等級が求められたことになるが，フレーム内の天体については等級の基準となる値が定まっていない．そこで，分光測光標準星 (spectro photmetric standard star) と呼ばれる，分光観測によってすでに広い波長域にわたってスペクトルと等級が同定されている天体を用いて等級の較正を行なう．光学観測においては，天体の天頂からの角度によって地球大気による吸収の影響が異なりフラックス量が変動するため，標準星を選ぶ際には観測領域を撮影している同じ時間に観測領域と近い位置にある星を選ぶ必要がことが好ましい．

分光測光標準星は全天にわたって多数観測されており，カタログとなって提供されている．HDF の観測では Feige34 という標準星を使用して等級の較正を行なった．標準星のフラックスから等級の基準値を求め，その値をもとに観測フレーム内の天体の等級を較正する．

HDF サーベイでの各バンドでの測定量やパラメータを表 4.3 にまとめる．なお，表中において限界等級は $S/N = 10$ での値，$\sigma_{\rm sky}$ はスカイバックグラウンドノイズの標準偏差である．ここで，S/N 比 (信号雑音比 signal to noise ratio) は，次のように定められる．天体からのフラックスを $f_{\rm obj}$，スカイバックグラウンドノイズのフラックスを $f_{\rm sky}$，観測時間を t とすると，スカイバックグラウンドノイズが CCD の読みだしノイズなどに比べ十分に大きければ S/N 比は，

$$S/N = \sqrt{t}\frac{f_{\rm obj}}{\sqrt{f_{\rm obj} + f_{\rm sky}}} \tag{4.1}$$

となる．なお MB795 フィルターについては十分な積分時間が得られていないため，今回の解析に加えていない．

NB5 については，現在まだ十分な積分が完了しておらず今後の観測で得たデータを追加していくことで値がかなり変わってくるものと思われるため，上の表に合わせてはいない．なお，本論文における NB5 のデータは 2 時間積分した段階での結果を元にしているが，その後 2000 年

フィルターバンド	積分時間	限界等級	$\sigma_{\rm sky}$	seeing	aperture	annulas	dannulas
B	4h	22.5	65	$4.2''$	$5.1''$	$6.8''$	$7.0''$
V	2.4h	22.0	95	$4.1''$	$5.0''$	$6.8''$	$7.0''$
MB577	2.5h	21.9	75	$4.2''$	$5.3''$	$7.0''$	$7.0''$
MB620	3.1h	21.8	80	$3.9''$	$5.0''$	$6.8''$	$7.0''$
MB661	1.5h	21.4	45	$4.9''$	$6.2''$	$8.2''$	$7.0''$
MB700	2.0h	21.4	56	$5.3''$	$6.5''$	$8.5''$	$7.0''$
MB745	2.5h	21.0	90	$4.7''$	$6.0''$	$8.0''$	$7.0''$
I	2.0h	21.0	190	$3.6''$	$4.8''$	$6.8''$	$7.0''$

表 4.3: HDF サーベイでの測定量と測光パラメータの値．

12 月にさらに観測を行なっているので，近い時期にそれらのデータを加えた結果が出ることになっている．

4.5　輝線天体探査の結果

high-z の Lyman-α 輝線天体の検出を狙い NB5 での観測を開始したところ，Steidel *et al.* (2000)（前出 [28]）で示されている blob とよく似た特徴を持つ特異な Lyman-α 輝線天体の候補と思われる天体を検出した．この天体を図 4.5 に示す．図の上段左が広帯域の B バンドでの像，上段右が広帯域の V バンドでの像，下段がその間の波長に位置する狭帯域の NB5 での像である．広帯域の 2 つの像に比べて NB5 の像がやや不規則な形に広がっていることが確認でき，測光の結果でも NB5 の像の方が約 0.8 等ほど明るい．

現在はまだ NB5 の積分時間が少ないため，天体の形が鮮明には捉えられておらず確定的なことには言及できないが，NB5 でのフラックスが Lyman-α によるものであるとすれば，この天体が Steidel *et al.* (2000) の blob と同種の天体である可能性は十分にある．ただし，このフラックスが Lyman-α によるものだとする確証は得られておらず，他の元素からの輝線である可能性も否定できない．とくに，波長 3727Å の OII の輝線を強く放つ天体もあることから，NB5 で捉えられたフラックスが $z \sim 0.3$ の天体からの OII のフラックスであるという可能性もある．こうした不確定な要素を取り除くためにも，この天体の NB5 フィルターによる観測をさらに進めるとともに NB5 の両側に位置する広帯域の B，V あるいはさらに長波長側の広帯域フィルターによる観測をさらに重ねることでスペクトルの概形を特定する必要がある．その結果，ある程度 Lyman-α 輝線天体である可能性が見えてきた段階で直ちに分光を行ないスペクトルと z の特定を行ないたい．

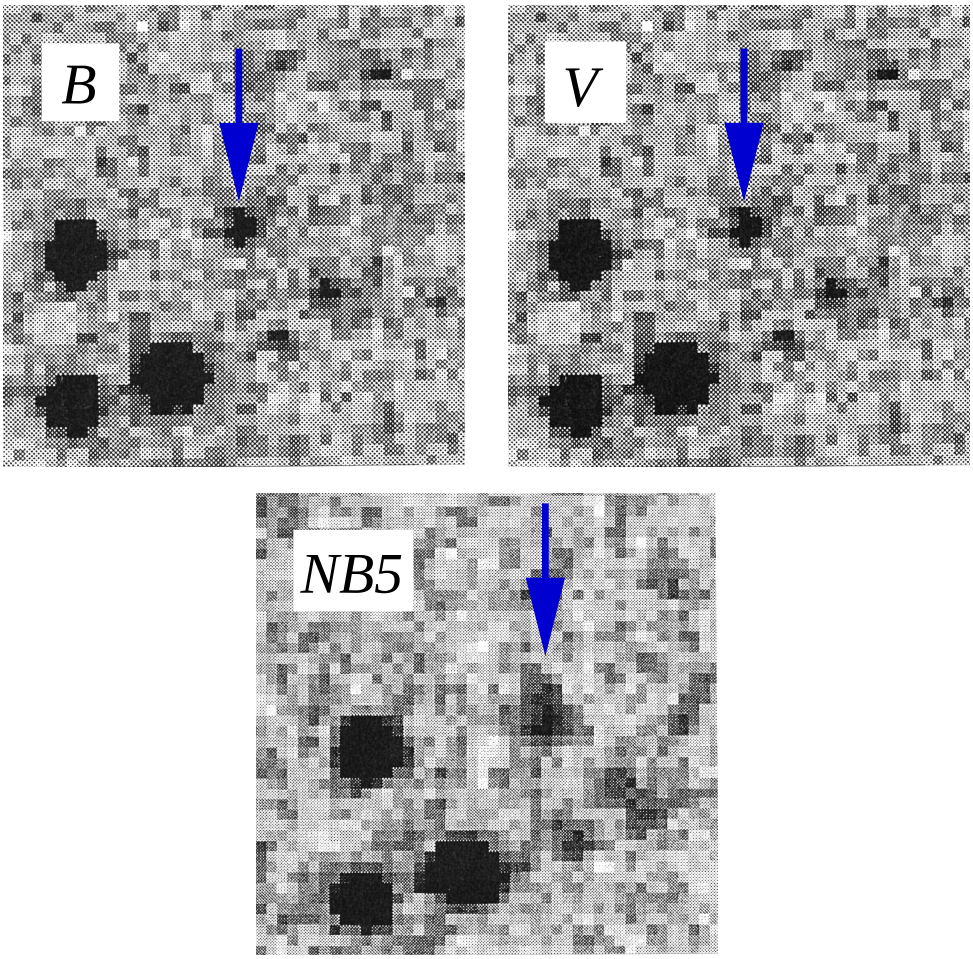

図 4.5: HDF で見つかった Lyman-α 輝線を放っていると思われる特異な天体．

4.6 測光的赤方偏移のテスト

4.6.1 モデル SED テンプレートによるフィッティング

我々のサーベイでは，3 枚の広帯域と 4 枚の（MB795 は除く）の中帯域フィルターの合計 7 枚のフィルターで HDF を観測しており，銀河のスペクトルをこの 7 つのフィルターバンドで分割して測光したことになる．このように多数のフィルターで同一の天体を観測して測光することを「多色測光」という．3.4 のところで触れたように，複数の中・狭帯域フィルターによる銀河の多色測光は，photo-z による赤方偏移同定の精度をより高くすることができるため，我々は HDF サーベイの観測視野内の銀河に対して photo-z による赤方偏移の同定をテスト的に行なった．

HDF の銀河に対する photo-z による赤方偏移同定の研究はすでに多く行なわれており，使用するモデル SED のバリエーションも多岐にわたる．ここでは，我々の観測で得たデータが photo-z にどの程度利用できるか，また我々の用いた photo-z の手法がどの程度の信頼度を持てるものなのかを検証しておくことは，今後サーベイを進めていく上でも重要であると考え photo-z による赤方偏移同定のテストを試みた．

モデル SED でのフィッティングを行なうにあたっては，まず観測した天体の中から「銀河」を取り出す必要がある．フレームの中には銀河以外に多数の星が写っているが，星のスペクトルは銀河のそれとは大きく異なっており，星を銀河と同じように扱って SED のフィッティングを行なってしまうと，データを乱してしまう．そのため，銀河だけを取り出してフィッティングを行なわなければならない．実際には，フレーム内の天体の画像を見てその形状や明るさの分布などにより分別するが，木曽サーベイでのシーイングは非常に大きいためこのような形状による分別は非常に難しい．そこで我々は，20 等よりも暗い天体では銀河が占める割合が急激に増える傾向があるという観測結果に基づき，I バンドで $20.4 \sim 21.8$ 等を示す天体を取り出し，これらの大半が銀河であると仮定した．

使用したモデル SED のテンプレートは，photo-z 解析には標準的なモデルの一つとして用いられていることが多い「GISSEL96」と呼ばれるもので (Bruzual & Charlot 1993, Leitherer *et al.* 1996 [31, 32])，銀河内の様々な種類の星の組成や進化を合成して作られたモデル SED である．フィッティングに際しては z と銀河の年齢をパラメータとし，0.1，0.2，0.5，1.0，4.0Gyr の各年齢の銀河に対し $0 < z \leq 5$ の範囲で z を 0.01 きざみで変化させた合計 2500 個のテンプレートを用意した．等級による制限で取り出した天体に対して，このテンプレートでフィッティングを行ない，reduced χ^2 を最小にするものを最適フィットの条件としその際のパラメータの値を調べた．reduced χ^2 は以下の式で定められる．

$$\chi^2_{\rm reduced} = \frac{1}{N-1} \sum_i \left\{ \frac{f_i^{\rm observed} - \alpha \cdot f_i^{\rm template}(z, {\rm age})}{\sigma_i} \right\}^2$$

$f_i^{\rm observed}$: 観測され天体のフラックス値
$f_i^{\rm template}$: モデル SED テンプレートのフラックス値
i : フィルターの通し番号
N : 自由度
α : 規格化因子
σ_i : フラックスの誤差

なお，規格化因子 α は以下の条件を満たす値である．

$$\frac{\partial}{\partial \alpha} \chi^2 = 0$$

$$\Downarrow$$

$$\alpha = \frac{\sum_i \frac{f_i^{\rm observed} \cdot f_i^{\rm template}}{\sigma_i^2}}{\sum_i \frac{(f_i^{\rm template})^2}{\sigma_i^2}}$$

4.6.2　結果の検証 1 - 分光観測との比較 -

フィッティングにより求められた z の分布を図 4.6 (左) に示す．図 4.6 の z 分布を見ると $z \sim 0.5$ のあたりにピークが立ち，そこからに z の大きい側へと減少しているのが分かる．図 4.6 (右) は，カリフォルニア工科大学を中心とするグループが進めている Caltech Faint Galaxy

Redshift Survey (CFGRS) というサーベイにおいて，HDF 周辺領域の銀河を分光して求めた z の分布である．まだサンプル数が少ないためにいびつではあるが，やはり $z \sim 0.5$ のあたりにピークが立ちそこから z の大きい側へと減少している．したがって，この 2 つを比較する限りにおいては，我々が photo-z によって求めた z はかなり良い精度で求められている可能性があることをうかがわせる．我々の photo-z での z 分布のグラフでは $z < 0.1$ と $z \sim 0.6$ 付近のところに際だって多くの銀河が集まっているが，これらはフィッティングにおけるエラーや銀河ではない天体あるいはフィッティング法自体に存在する問題による影響と思われ，有意な現象とは考えにくい．

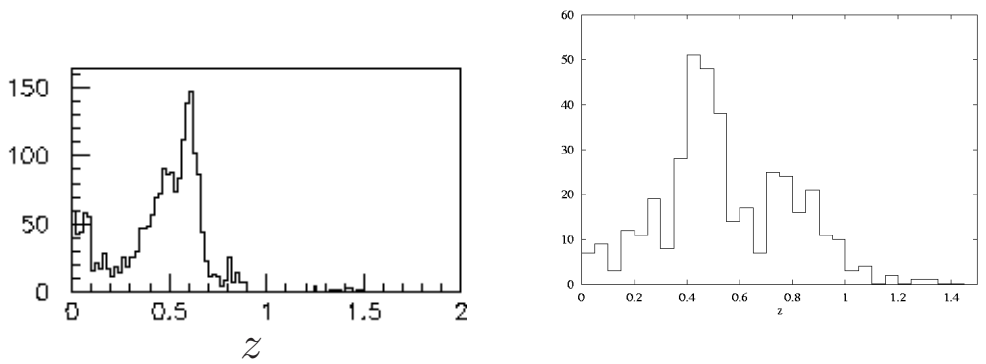

図 4.6: 我々の行なった photo-z 解析での z の分布 (左)．CFGRS での $z < 1.0$ の銀河の分布． [34]

さらに，我々が観測した銀河のうちですでに分光により z が特定されているものについて，我々の photo-z による z と実際の z との比較を行なうことを試みた．HDF 領域の銀河について，photo-z により求められた z と実際の分光観測による結果との比較は，過去にも Hogg *et al.* (前出) [25] によって行なわれている．Hogg *et al.* では，Keck LRIS (Low-Resolution Imaging Spectormeter：低分解能撮像分光装置) により z が同定されている HDF 内の 27 個の銀河 (R バンド等級 < 22.0 , $0 < z < 1.4$) に対して，それぞれ独立に行なわれた 6 つの photo-z 解析から求められた z との比較を行ない，$|\Delta z| < 0.1$ の範囲で全体の 68%，$|\Delta z| < 0.3$ の範囲では 100% の銀河で z が一致した (図 4.7)．図では photo-z による値の方がわずかに小さくなっている傾向が見られる．

我々が比較に用いたのは，CFGRS による分光結果である．CFGRS は HDF を中心とする直径 $8'$ の領域にある R バンドで 23 等より明るい銀河について，Keck LRIS で分光し z を同定するというサーベイである (Hogg *et al.* 2000 , Cohen *et al.* 2000 [33, 34] 他)．CFGRS で分光された銀河の中で，我々のサーベイでも検出されているものが全部で 60 個あり，この 60 個の銀河について photo-z で求めた z と分光から求めた z との比較を行なった．その結果，全体の約 80% の銀河について $|\Delta z| < 0.2$ の範囲で z が一致した (図 4.8 , Yoshida *et al.* 2000 [35])．

我々の photo-z は銀河と星の分別が確実ではなく，銀河の形状，星の組成あるいは銀河自身の進化などの要素を考慮してはいないため，非常に精度の粗い方法となっていはいるものの，かなりの数の銀河について z を概算できることがこのテストにより確認された．現在のところ他の photo-z の研究においても $|\Delta z| < 0.1$ 以上の精度で正確に z を算出できてはいない現状を考

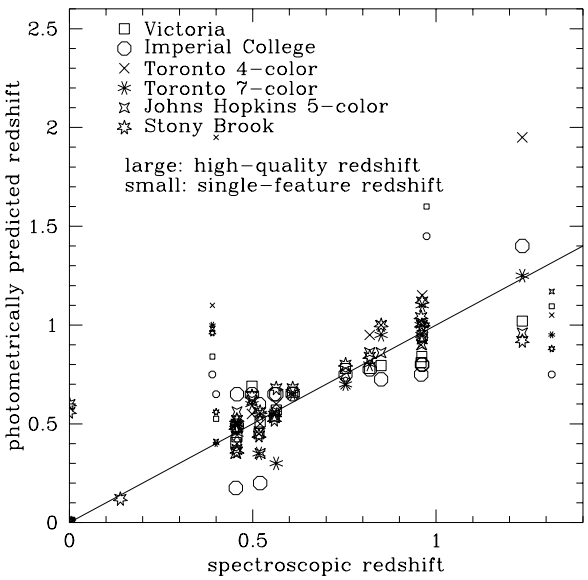

図 4.7: 6 つの photo-z による解析解析結果と分光結果との比較．[25]

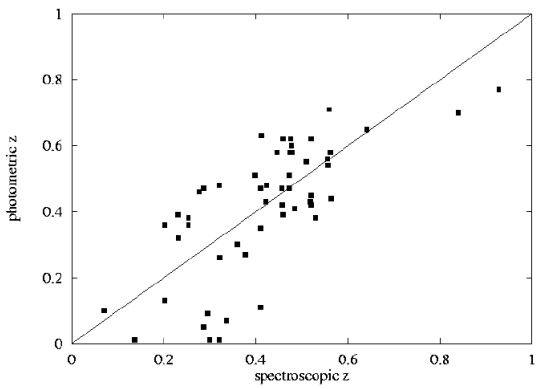

図 4.8: 我々の photo-z から求められた z と CFGRS の分光観測で決定された z との比較．
横軸は CFGRS の分光による z．縦軸は我々の photo-z による z．[35]

慮すると，我々の photo-z の精度はある程度のレベルを達成できていると考えられている．したがって，我々の photo-z による精密な統計的検証は難しいとしても，今後サーベイした領域での大まかな z 分布の推定や high-z の LBG 候補天体の選別などには使用できると考えている．

4.6.3　結果の検証 2 - high-z LBG 候補の検出 -

さらに我々は，photo-z による z の推算により high-z の Lyman Break 銀河を見つけ出すことも試みた結果，z が $4.0 \lesssim z \lesssim 4.5$ で I バンドでの等級が 21.5 等よりも明るい LBG の候補とされる天体が 4 個検出された．

図 4.9 に LBG 候補天体のうちの 1 つの低分散スペクトルを示す．この天体の I バンドでの等級は 21.76 等，推定される z は $z = 4.24$，ベストフィットのテンプレートに対する reduced χ^2 は $\chi^2_{\rm red} = 0.2$ である．B バンドで観測されているフラックスは 1σ の検出限界である 24.9 等より暗いため，実際の値は分からない．図中で，● は各バンドで実際に観測された等級と誤差を示し，□ はベストフィットしたテンプレートの対応する波長でのスペクトルを示す．□ に付けられたエラーバーはフィルター幅を表している．この低分散スペクトルを見ると，B バンドの長波長側の V バンドと MB620 でのフラックスが連続光部分より約 1 等級小さくなっており，さらに B バンドにおいてはフラックス検出限界以下にまで減っている．これは，3.3 の図 3.3 において示されている特徴と非常によく一致しており，この天体が $z > 4.0$ の LBG である可能性は非常に高いと考えられる．

現状の我々の解析手法では，これ以上精度良く z を決めることは難しい為，この天体が実際に high-z LBG であるかどうかを確かめるには分光により高分散スペクトルを得て調べるしかない．しかし，I バンドで 22 等弱という暗い天体は国内では分光観測をすることはできず，大型望遠鏡によってしかスペクトルは得られない．現状では，我々の候補天体 4 つのみの分光観測を計画することは難しく，HDF 領域内にさらに興味深い天体が多く見つかった段階で，大規模な分光観測の計画を進めることになる可能性もある．

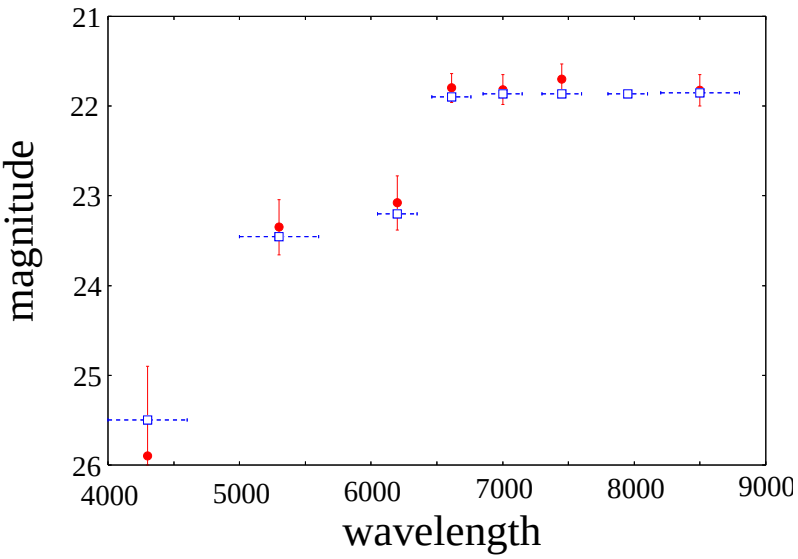

図 4.9: photo-z 解析により high-z LBG の候補とされる天体の低分散スペクトル．

第5章　すばるSuprime-Camによるサーベイ

木曽シュミットによる中・狭帯域フィルターによる広視野サーベイは，限界等級が22等弱程度までしか到達できず，また望遠鏡の集光力やシーイングの悪さの問題から現状以上に精度の良いデータを得るのは難しい状況にある．そこで我々は，日本初の大口径望遠鏡であるすばるによる中・狭帯域フィルターサーベイを計画した．

本章では，すばるでの中・狭帯域フィルターサーベイ計画の概要と，2000年夏の試験観測の際に撮影された中帯域フィルターによる画像の解析について述べる．

5.1　すばる望遠鏡

すばる望遠鏡は，国立天文台がハワイ島マウナケア山頂（標高約4139m）に建設した大型の光学・赤外線観測用の望遠鏡である．すばるの建設は1992年より始まり，1999年1月に第一回目の観測（ファーストライト）を行なった．その後2000年夏までの間，望遠鏡本体や各種の観測装置の試験・調整の為の観測が続き，2000年秋から一般の研究者の共同利用が開始されている．

5.1.1　主鏡

すばるの主鏡の直径は8.3m（うち有効部分8.2m）で一枚鏡としては世界最大のサイズであるが，その厚さはわずか20cmである．大型望遠鏡のレンズは，望遠鏡を動かすことで鏡が自重で歪んでしまう．そのためこの歪みを押える策を採らなければ，正確な天体の像を得ることができない．これまでの望遠鏡では，レンズを厚くしてレンズ自身の剛性で形状を保てるようにしていた．しかし，8mものサイズの鏡で必要な剛性を持たせるためには重量が150tにもなってしまい現実的な方法ではない．そこですばるの主鏡レンズは，厚さ20cm，重量20.8tという軽量化を図り，それでもなお生じるレンズの歪みは後に述べる能動支持機構と呼ばれるシステムにより歪みを補正するというシステムになっている．

主鏡の製作には，ガラスの鋳造の開始から研磨の完了まで8年の歳月を費し，特にレンズの研磨には非常に高い精度が要求され，研磨だけで4年近くの時間を要した．レンズ表面の凹凸の大きさは直接望遠鏡の解像度に影響してくため，世界有数の高解像度を目指すすばるにとって，レンズの研磨にはこれまでにない非常に高い精度が要求されたが，慎重な計測と研磨を重ねて行った結果，最終的にレンズ表面の平均誤差は12nmという小さな値に収められた．

図 5.1: マウナケア山頂に建つすばるのドーム (左) とすばる望遠鏡の本体 (右) . 国立天文台ハワイ観測所 提供

5.1.2　能動支持機構

主鏡のところで述べた通り，鏡は天体の追尾の際の傾きで歪みが生じる．従来の鏡の剛性による補正がすばるでは使用できないために用いられたのが「能動支持機構」と呼ばれるシステムである．

鏡には 1g ~ 100kg の範囲で負荷を測定できる高感度センサーが取り付けられており，鏡の歪みを検知すると瞬時にコンピュータが元の鏡面に戻す為に必要な補正量を計算する．この計算に基づき，主鏡の裏に取り付けられている 261 個の油圧式可動腕 (アクチュエータ) が伸縮して歪みを補正する．これにより常に歪みのない鏡面が維持され正確な星像が得られる．

5.1.3　補償光学

すばるの高解像度を達成するためには，最良のシーイングを求める必要がある．すばるでは，建設場所の設置，ドームの形状，自然風の影響の考慮等を綿密に行い，より良いシーイングを達成するための最善策をとってきた．しかしながら，地球の大気の揺らぎによる像の乱れは，機械的にこれを完全に回避することは出来ない．そこで，大気の揺らぎによる光波面の乱れを瞬時に測定・解析し，波面が時間変化しないうちに，主鏡と観測装置との間に備えられた小型可変鏡の形を変形させることによって乱れを補正するというシステムが採用された．これが「補償光学 (adaptive optics 以下 AO)」と呼ばれるシステムである．

このシステムの採用により，50 ~ 100msec の間隔で時間変化する大気の揺らぎを補正することが可能になった．AO は 2000 年 12 月にファーストライトを行ない，従来は 0.33″ 程度で観測されていた解像度を 0.07″ にまで改善し効果が確認された．現在のところ AO を使用するには，波面のゆらぎを測定する為の明るいガイド星が観測視野内に必要である為，使用できる観測条

件に制限があるが，さらに改良が進めばすばるの性能をより活用することができる装置である．

現在のところ AO は，ガイド星を含んだ直径 $1'$ 角程度の視野でしかゆらぎ補正が行なえないため，当面は赤外線の撮像分光装置である IRCS と組み合わせてのみ使用される．

5.1.4 観測装置

すばるには主焦点，カセグレン焦点，ナスミス焦点の 3 つの焦点が備えられており，また可視光から赤外までの広い波長域を観測できる．このすばるの特性を活用する為に多様な観測装置が製作されている．

主焦点に取り付けられる可視光の広視野撮像カメラである Suprime-Cam (Subaru Prime Focus Cmara) . 同じく主焦点に取り付けられ，可視光域の撮像と分光の両方を行なえる FOCAS (Faint Object Camera And Spectrograph) . 赤外域の撮像と分光ができる IRCS (InfraRed Camera And Spectrograph) や可視光域での高分散分光を行なう HDS (High Dispersion Spectrograph) , あるいは AO と組み合わせて明るい天体をマスクして隠してしまいその周囲にある暗い天体を観測する CIAO (Coronagraphic Imager with Adaptive Optics) など全部で 8 種類の観測装置が第一期開発装置として用意されている．

この他にも第二期開発装置群や観測者が独自に開発した装置など，すばるの性能を十分に活用できる様々な装置が揃えられている．

5.2 Suprime-Cam

Suprime-Cam は「すばる主焦点カメラ」の英訳「Subaru Prime Focus Camera」からとった名称であり，すばるの最大の特徴である $30'$ 角の主焦点の高視野を活かした可視光域での撮像観測を目的としたモザイク CCD カメラである．

Suprime-Cam には，高感度の大型 CCD 素子 10 個が 5×2 に並べられる．使用する CCD の画素サイズは $15\mu m$，画素の総数は 10240×8192，分解能は $0.2''/\mathrm{pixel}$(主焦点撮影時) となる．これにより撮像出来る範囲は，約 $30'\times 24'$ となり，主焦点の視野のほぼ全域をカバーできる．また，限界等級は B バンドで $28 \sim 30$ 等程度である．HST の視野は約 $2.7'$ 平方であり，限界等級においても Suprime-Cam の方が若干ながら上回っているため，Suprime-Cam では HST よりもはるかに効率の良いサーベイが実施出来るということになる (画像の解像度の点では，大気の揺らぎによる影響が大きいため HST の方が優れている) .

Suprime-Cam の主要なスペックを表 5.1 にまとめる．

5.3 Suprime-Cam による中帯域フィルター観測

5.3.1 観測計画の概要

中・狭帯域フィルターによる広視野サーベイの主な目的は，輝線天体の検出と photo-z による z 決定の精度の向上であることはこれまでにも述べてきた．透過波長幅が狭いため S/N のよい

CCD チップ	3 辺隣接可能裏面照射型（現在は SITe 社製と MIT 社製が混在）
CCD 画素数	2048×4096 (2k×4k)
全画素数	10240×8192 (10k×8k)
分解能	$0.2''$/pixel（主焦点撮影時）
撮像視野	$30' \times 24'$（主焦点撮影時）
読み出しノイズ	$< 3e^-$（低速モード時），$< 7e^-$（高速モード時）
限界等級	約 30 等（B バンド）

表 5.1:　Suprime-Cam の主要スペック．Suprime-Cam 開発グループ web サイト（http://indus.astron.s.u-tokyo.ac.jp/works/suprime/index-j.html）より．

観測をするためには十分な積分時間の必要な中・狭帯域フィルターにとって，このようなサーベイを大規模に行なうには，高い集光力と広い視野を備えた望遠鏡と観測装置によって暗い天体を大量に観測できることが条件であり，すばると Suprime-Cam の組合せは現在ある大口径望遠鏡のなかでもこの目的にもっとも適している．

そこで我々は可視光の全波長域をカバーする波長幅 200∼400Å 程度の 22 枚の中帯域フィルターを並べ，Suprime-Cam により広視野のサーベイを行なう計画を立てた．このサーベイにより，これまでに得られている量をはるかに凌ぐ，大量の天体の低分散のスペクトルを一度に入手することが可能であり，high-z 候補天体を捜し出し銀河の形成と進化，さらには大規模構造の形成の研究に大きく貢献できるデータを提供できることになる．

また，これらの中帯域フィルターによるサーベイに加え，Suprime-Cam ならではのサーベイ計画として，近赤外域に近い長波長域で $z > 5.0$ の超 high-z の輝線天体を捉えることを目指したフィルター幅が 100Å 以下の狭帯域フィルターによるサーベイも計画している．長波長域では大気中の OH イオンの発光（OH 夜光）が強いためにバックグラウンドノイズが高くなり観測には適していないのであるが，一部の波長でこの OH 夜光が極端に減少する部分がありここを「夜光の窓」と呼んでいる．この夜光の窓にちょうど合うような狭帯域フィルターを使えば，バックグラウンドノイズの低い画像が得られると考え，上記のような狭帯域フィルターによるサーベイも併せて行なう予定としている．

これらの中・狭帯域フィルターによるサーベイは，我々のグループの他に，Suprime-Cam 開発グループ（東京大学，国立天文台），東北大学天文学教室のグループなどが共同で進めることとなり，順次フィルターの製作に取り掛かっている．作成されたフィルターは，一旦国立天文台の三鷹キャンパスで透過率曲線のチェック測定を行ない，必要とするスペックが満たされていることを確認した上ですばるへと送られている．

現在のところ，すべてのフィルターを使用しての観測を行なう具体的な観測計画は立っていないが，これまでの観測事実から中・狭帯域フィルターによるサーベイの重要性は認識されつつあり，いずれは大規模なサーベイプロジェクトが計画される可能性が十分にあると思われる．

5.3.2 試験観測期における中帯域フィルター観測

1999 年 1 月のファーストライト以降，すばるでは第一期観測装置の性能確認と調整を主目的とした試験観測が各装置開発グループの手により行なわれた．試験観測は，観測装置が共同利用での使用に問題がない状態にセットアップする為に 2000 年夏までの 1 年以上の期間にわたって設定され，この試験期間の観測時間については予め観測所側から各装置開発グループに一定の時間が保証されていた．

本研究に用いる中帯域フィルターでの観測は，この試験観測期間の終盤である 2000 年 8 月に行なった．観測の対象となった領域は，すばるでのメインサーベイ計画として検討されている Subaru Deep Field (SDF) と呼ばれている領域である．この領域は X 線天文衛星の XMM-Newton が重点観測を計画している領域でもあり，すばるでの観測により可視光・赤外線でのデータを加味しての広い波長域での研究を進めることができることを期待しての選定でもあった．

2000 年 8 月の観測では，我々を始めとする狭帯域フィルターサーベイグループが独自に製作した，IB10 (Intermediate Band No.10) と呼ばれる CW=5736Å，BW=280Å の中帯域フィルターと広帯域の R バンドでの撮像が行なわれた．IB10 は $z \sim 3.7$ の Lyman-α 輝線に併せて設計されており，このフィルターでフラックスが超過している天体が見つかった場合，この z に位置する Lyman-α 輝線天体の候補となる．この段階では，Suprime-Cam の CCD は全部がセットされてはおらず，2 つのメーカーの製品が混在した 8 枚の CCD によって撮影が行なわれた．

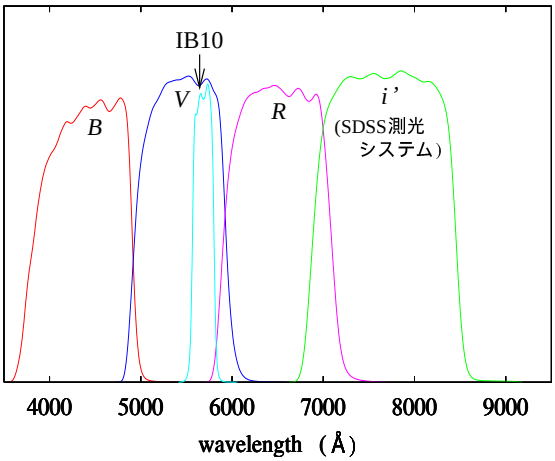

図 5.2: Suprime-Cam 試験観測で使用したフィルターの透過曲線．

5.4 Suprime-Cam 画像の 1 次処理

Suprime-Cam は 10 枚の CCD チップを並べたモザイク CCD カメラと呼ばれる構造をしており，撮影された画像は 1 枚の CCD ごとに 1 つのデータとして扱われる．bias 値や感度特性は各 CCD チップごとに異なるので，1 次処理については，まずチップごとに処理を行なった後，最終的な処理を終えた 10 枚の CCD 画像を結合させて 1 枚の画像に仕上げるという処理を行な

う必要がある．さらに，すばるの主焦点では望遠鏡の光学的な性能上，視野の外縁部の画像が歪められてしまう．このため，1 次処理においてはこの歪みを補正して正しい位置に正しい形の像を再生しなくてはならない．

今回の観測は Suprime-Cam グループが装置の性能を確認する目的で行なった試験観測であり，観測所の共同装置として公開されている段階ではなかったため解析に必要なソフトウェアは観測所側から提供はされていない．また，上記のような 1 次処理をするためには Suprime-Cam に関する各種のパラメータが必要となるがこれらについても現時点では公開されてはいない．したがって，1 次処理を行なうためのソフトウェア群は，Suprime-Cam 開発グループのメンバーである国立天文台の八木雅文氏および東京大学天文学専攻の大内正巳氏によって製作中のソフトを共同で利用するという形を採った．

1 次処理の基本的な過程については木曽の 2kCCD 画像の解析と同様であるが，Suprime-Cam 画像独自の処理を施す箇所もいくつかあるため，Suprime-Cam 画像の 1 次処理の流れについて以下に述べていく．

5.4.1　bias 処理

Suprime-Cam では，CCD の画素の一部を電荷が蓄積しないようにしておき，電荷を読み出す際にこの画素からは電荷転送電流 (バイアス電流) しか流れてこないように設定してある．この電荷を蓄積しないようにした領域を「オーバースキャン領域 (overscan region)」と呼び，この領域のカウント値が実質的にバイアス値と等価であると考える．そこで，各 CCD チップ毎のオーバースキャン領域の座標を予めソフトに与えておき，その領域から得たカウント値の平均をバイアス値として使用する．

オーバースキャン領域は，この後隣接する CCD の画像同士を結合させて 1 枚の画像を作る際に邪魔になるので，バイアス引きが終った段階で切り取っておく．

5.4.2　masking 処理

CCD チップの中には所々に感度が極度に悪いピクセルや全く感光しないピクセルがある．これらのピクセルのデータは後々の画像合成処理の際に悪影響を及ぼす恐れがあり，解析自体には完全に不必要なデータである．そこで，これらのピクセルを無効にする処理を行なう．また，非常に明るい星が写ってしまったためにサチレーションを起こしているピクセルに対しても同様の理由でこの処理をする．不要なピクセルを隠してしまうという意味で，この処理を「マスキング (masking)」と呼ぶ．

Suprime-Cam の画像をマスキングする際には，あらかじめ設定された判別基準をもとに各チップのピクセルをチェックし，マスキングする必要のあるピクセルが見つかればそのピクセルのカウント値を「マジックナンバー (magic number)」と呼ばれる特定のカウント値に置き換える．以後の処理においてはこのマジックナンバーが埋め込まれたピクセルは全てソフトの側で無視される．したがって，マスキングされたピクセルは今後の解析では一切扱われない．

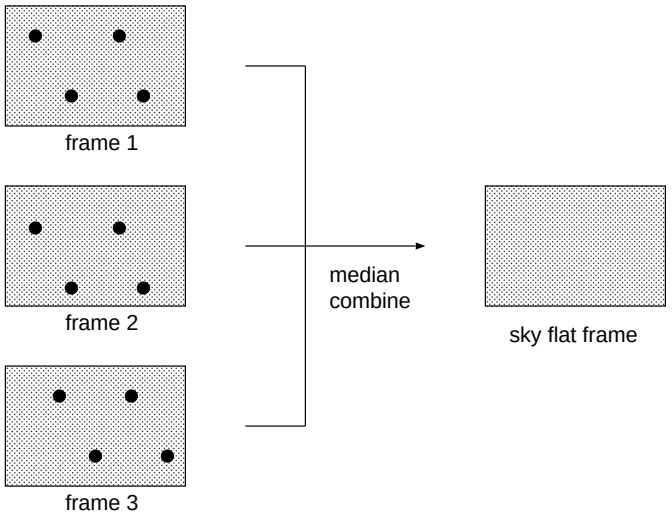

図 5.3: sky flat 画像の作成手順．● は天体の像．

5.4.3 フラット補正 (flat fielding)

Suprime-Cam の CCD に対してもフラット画像による感度ムラの補正 (flat fielding) を行なう必要がある．木曽シュミットでの観測ではフラット画像はドームフラットを使用したが，すばるでは現在のところドームフラット画像の一様性が良くないため，今回の解析では観測画像を重ね合わせて作成したスカイフラット (sky flat) を使用した．観測においてはデザリングの効果により同じ天体の CCD チップ上の位置は一回の撮影ごとに移動する．したがって，あるチップについて観測画像をメディアン合成すれば背景光 (スカイ) のみが一面に写った画像が作られるのでこれをフラット画像として使用する．図 5.3 に，スカイフラットの作成手順を表した模式図を示す．

5.4.4 ブランク処理

CCD 内の欠陥画素のラインや，解析するにあたり不要な画素のデータが影響を与えないように，これらの画素のカウント値をマジックナンバーに置き換える．これにより，マスキングと同じようにマジックナンバーを埋められた画素は以後の解析では無視される．

5.4.5 歪み補正と psf 合わせ

すばるの主焦点では，光学系の問題から視野の外縁部分で画像に歪みが生じる．この歪みによって星の像が正しく再現されず，また画像合成の際に各チップ間で天体の座標を揃えることができなくなるため，歪みを補正して正しい位置に正しい星像が再現されるようにする必要がある．歪みの量は光学系の設計値を元にした理論的な計算によって算出されており，CCD チップ毎の歪み補正値が解析ソフトには予め組み込まれている．この補正値によって各チップの画像の歪みを補正する．

また，画像を合成するにあたり，各画像毎のシーイングのレベルを揃える為に，psf が同じような値になるようにスムージングをかける．この作業は歪み補正を終えた後で行なわなければ正しい星像に揃わなくなる．

5.4.6　画像の合成とモザイキング

psf 合わせまでの処理を終えた画像は重ね合わせを行なう．画像を重ねること自体は，木曽サーベイなどの一般の CCD カメラによるサーベイでは共通に行なわれる処理であるが，Suprime-Cam は 10 枚の CCD チップを並べて作られたモザイク CCD と呼ばれる構造をしている為，画像合成の手順はこれまでの解析とは異なる．

観測視野全体を一つの画像として処理する為には，1 次処理の終った 10 枚の CCD の画像を 1 枚に繋ぎ合わせなければならない．この処理を「モザイキング」と呼んでいるが，Suprime-Cam 画像の解析の大きな特徴はこのモザイキング処理にある．CCD は Suprime-Cam の基板上にやや間隔を開けて並べられており，モザイキングにおいては，このチップ間の間隙を埋める必要もある．

同一チップでの画像合成は，チップ上の明るい天体の分布パターンを照合し，すべてのフレームで同じパターンが同じ座標に来るように画面を移動させた上で合成する．さらに隣接するチップの画像を接続する際には，デザリングによって複数のチップに同一の天体による同一の分布パターンが現れている為，このパターンが一致して重なるように接続する．このようにして，各チップ毎の画像の合成とチップ間の接続を行なうことでモザイキングが完成する．モザイキングの際のパターン認識や接続のアルゴリズムも解析ソフトのなかで設定されている．

2000 年 8 月の観測では Suprime-Cam に 8 枚の CCD チップが装着されていたが，解析においては視野内に写っている明るい星を避けるとともに，計算機の処理能力の関係上 8 枚のチップすべてを一度に合成るのが難しいため，視野を分割して解析する方針とし 8 枚の CCD のうち 2 枚ずつを取り出し，計 4 枚分の領域について解析した．図 5.4 に全 8 枚のうち我々が解析に用いたチップの位置が示されている．なお，以後本文では図中に示されている a，b という領域名を用い，例えば IB10 で撮影した a 領域のフレームを表す場合は「IB10a」というように記述する．

5.5　測光

解析に使用した画像の積分時間は，R バンドの撮影フレームが 360 秒積分 $\times 7$ 枚の計 42 分，IB10 が 600 秒積分 $\times 10$ 枚の計 60 分であった．測光用の分光測光標準性は今回撮影されていなかった為に，正確に等級を求めることはできなかったが，木曽での観測において IB10 とほぼ同じ波長域にあたる中帯域フイルター (IB577) を利用して同じ領域を観測した際のデータがあったので，IB10 で撮影したフレームと木曽サーベイで撮影したフレームの双方に写っている $20 \sim 21$ 等程度の明るさの同一天体の等級がほぼ同じになるように等級の概数値を決定した．

R バンドについては，短波長側とと IB10 は波長域が重なっている為，フレーム内の大半の天

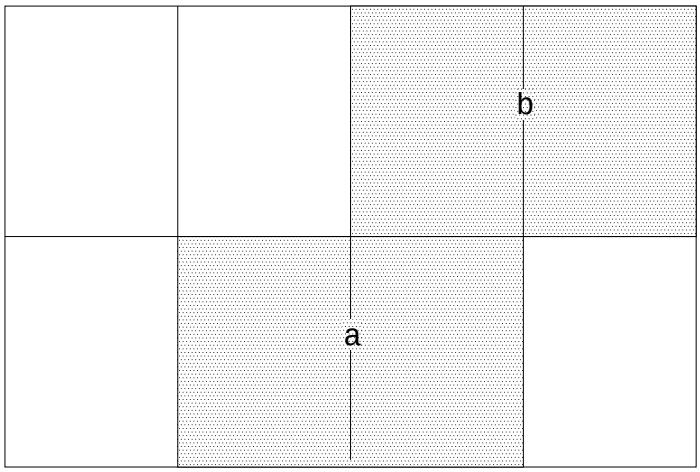

図 5.4: Suprime-Cam の CCD 配置 (8 枚搭載時) と解析に使用したチップ (網かけ部分) .

体については等級が同じであると考え , IB10 での等級に対して R バンドでの等級と IB10 での等級との差をプロットし , 等級差のピークが 0 に一致するように R バンドフレームの等級を調節した .

今回のフレームではこのような測光法を採っているために , 測光値の原点に問題があるが , 輝線天体の候補をピックアップするにあたってはひとまず R バンドと IB10 とでのおおよその等級差を見積もることが出来ればよいので , 当座この手法で解析することとした . 今後 , 標準星の観測データを得ることが出来れば , それを元に等級の再較正を行なう予定である .

なお , 2001 年 1 月の時点では , 測光およびその後の解析は IB10b ならびに Rb の領域についてのみ行なっている .

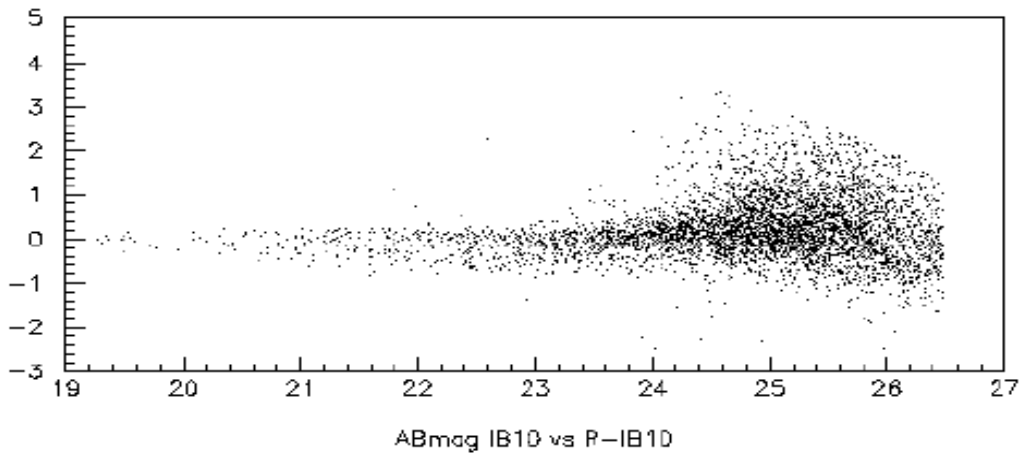

図 5.5: 横軸が IB10 での等級 , 縦軸は IB10 と R の等級の差で , + 方向に大きいほど IB10 のフラックスが超過している .

5.6 Lyman-α 輝線天体候補の検出

測光の結果をもとに，IB10 フレームでの等級が R バンドフレームでの等級に比べて明るくなっている天体をピックアップする作業を行なった．まず，IB10 での等級が R バンドに比べて 0.7 等以上明るい天体を条件にピックアップを行ない，抽出された天体について実際に画像の目視による確認を行なった．抽出された天体の中には，至近の明るい天体のフラックスの影響を受けたことで IB10 のフレームが偶然に明るく測光されてしまったものが含まれているため，そうした天体は実際に目視で確認することで排除する．図 5.5 に，IB10 での等級に対し R の等級と IB10 の等級の差をプロットしたものを示す．図中で，横軸の広い範囲にわたって IB10 の等級が R バンドの等級より 0.5 等程度暗くなっている天体が多く分布しているが，これは low-z の銀河のスペクトルにおける，Balmer 系列の吸収によるフラックスの減衰の影響を反映したものと推定される．

目視による確認の結果，IB10 で明るくなっている天体 (以後 IB10 excess 天体とする) が数十個検出された．さらに，その中のいくつかに IB10 フレームに写る天体の形状が R バンドでの形状と異なるものが見つかった．もし IB10 でのフラックスの超過が Lyman-α 輝線によるものであるとすると，これらの天体は Steidel らが見つけた “blob” に類似した天体である可能性もある．図 5.6 には，IB10 でフラックスが超過している天体の 1 つを，図 5.7∼5.10 には，IB10 が明るくなっている天体のうち IB10 での像の形状が広がっているものを示す．それぞれ左が IB10 での像，右が R バンドでの像である．

IB10 においてこれらの天体の等級が明るくなっている原因が Lyman-α 輝線によるものかどうかについては現時点では断定できず，例えば $z \sim 0.5$ の天体からの OII 輝線 (静止系波長 3727Å) など，他の元素の輝線である可能性もある．より精密な解析を行なうためには，R と IB10 の両側の波長域おける広帯域の画像データが必要である．Suprime-Cam の試験観測は 2000 年 11 月にも行なわれており，その際には Johnson システムの B，V さらに I の代わりとして SDSS の i' の 3 つの広帯域バンドによる撮影が行なわれている．これらの撮影データは Suprime-Cam チームを経由しての入手となるために，2001 年 1 月現在手元にはまだ届いていないが，近いうちにこれらの広帯域バンドでのデータを追加することにより，これらの天体が Lyman-α 輝線天体であるかどうかの判断がより厳密に行なえるものと思われる．

仮に IB10 excess 天体の IB10 フィルターにおけるフラックスの超過が Lyman-α によるものだとすると，IB10 のフレームで不規則に広がって見える天体は周りに濃い HI ガスの塊を伴った誕生間もない $z \sim 3.7$ の活動銀河である可能性があり，R では銀河内の星によるフラックスしか捉えられていないが，IB10 では星からのフラックスに加えて広がった HI ガスからのフラックスが捉えられていると考えられる．

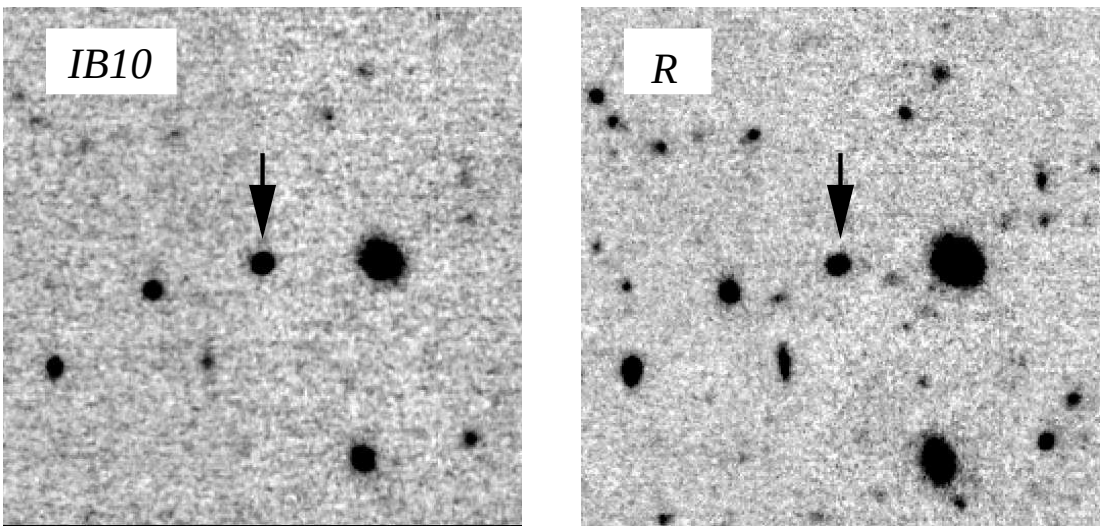

図 5.6: すばる Suprime-Cam で観測された Lyman-α 輝線天体の候補 1．2 つのバンドで形状に特に違いは見られない．

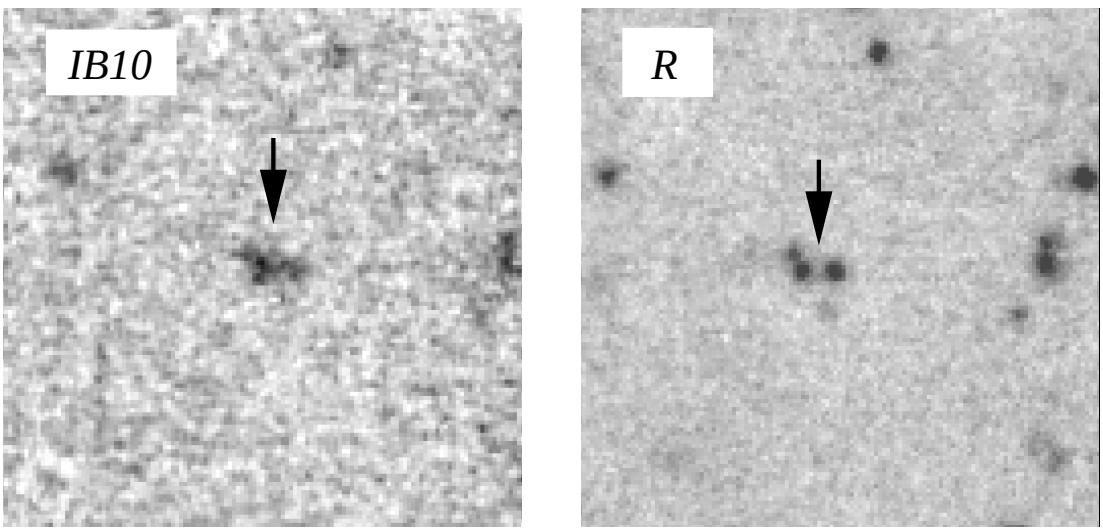

図 5.7: すばる Suprime-Cam で観測された Lyman-α 輝線天体の候補 2．IB10 での画像（右）では広がっている（以下図 5.10 まで同様の天体．）

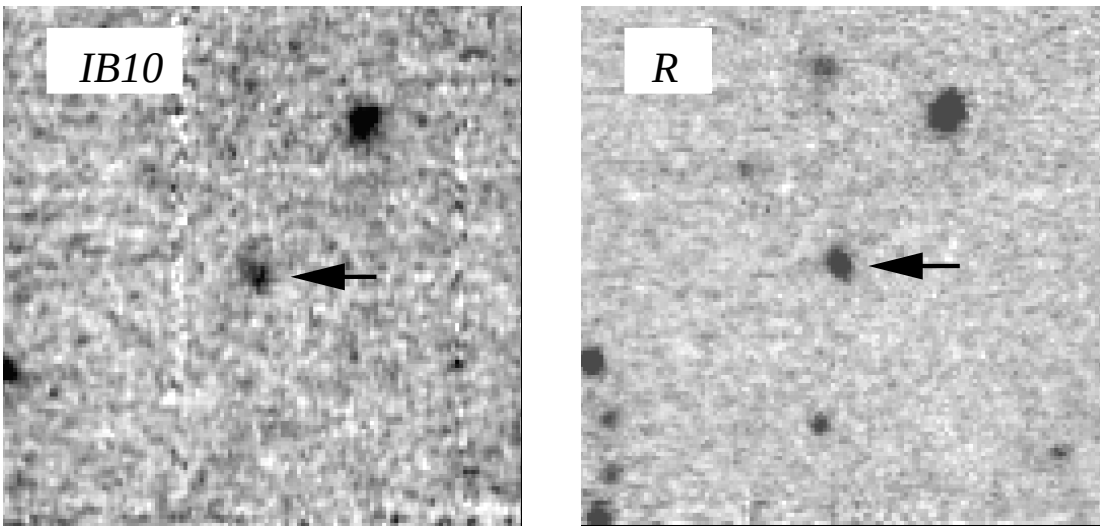

図 5.8: すばる Suprime-Cam で観測された Lyman-α 輝線天体の候補 3 .

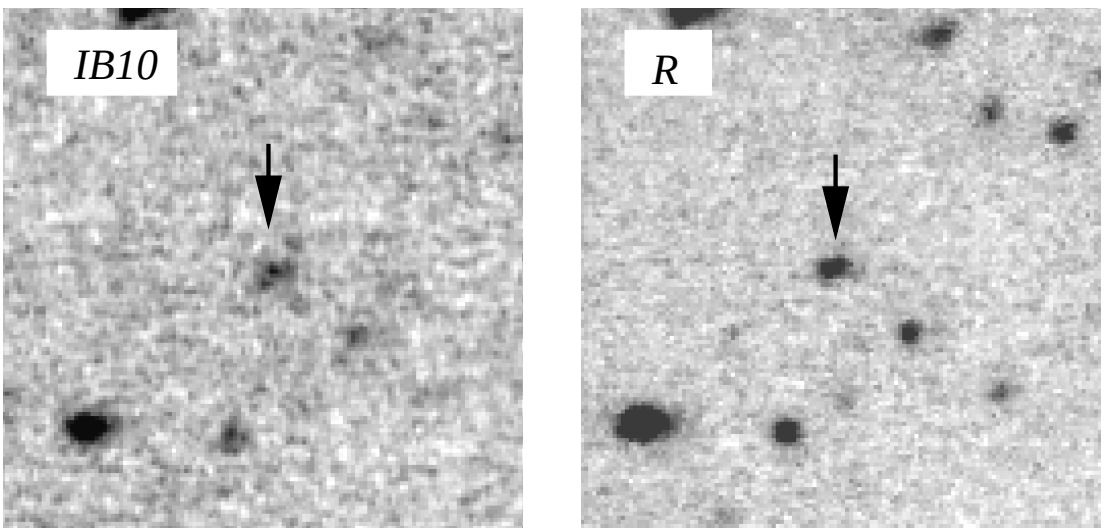

図 5.9: すばる Suprime-Cam で観測された Lyman-α 輝線天体の候補 4 .

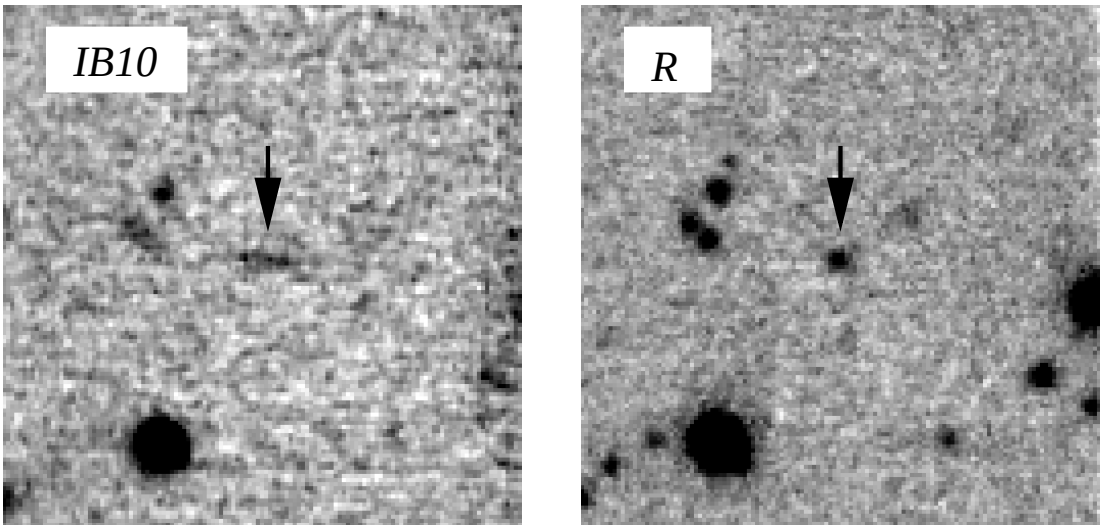

図 5.10: すばる Suprime-Cam で観測された Lyman-α 輝線天体の候補 5 .

5.7 Lyman-α 吸収天体

前項では IB10 でのフラックスが超過している天体について触れたが，その逆に IB10 で R に比べてフラックスが大きく減少して暗く見える天体もいくつか見つかった．これらの天体は $z \sim 3.7$ 付近や，あるいはそれより遠方にある QSO や活動銀河から放たれたスペクトルが Lyman-α の吸収を受けることにより IB10 でのフラックスが減少して観測されている可能性がある．

このような減衰が生じる原因として，次のような可能性が考えらる．1 つは QSO や活動銀河自身の周囲に付随した HI ガスによる吸収を原因とするものである．この場合は，$z \sim 3.7$ 付近にある QSO や銀河から出た光が，周囲にある HI ガスによる吸収を受けたために IB10 で減衰して観測されることになる．2 つ目は $z \sim 3.7$ より遠方の天体から放たれた光が，我々に届くまでの間に $z \sim 3.7$ 付近にある HI ガスの塊による吸収を受けた可能性である．また，吸収線の静止系 EW が 10Å 以上あり中心部ではフラックスが完全に吸収されてしまっているような場合には，$z \lesssim 3.7$ の天体と我々と結ぶ視線方向上にある原始銀河雲や円盤銀河のディスクによる吸収を受けている可能性もある．このような激しい吸収線を「減衰 Lyman-α 線 (dumped Lyman-α)」と呼ぶ．

IB10 でフラックスの減少している天体が見つかった場合，スペクトルが上記のような吸収を受けている可能性があり，これらの天体を位置を特定することで，$z \sim 3.7$ に存在する濃い HI ガス雲や原始銀河雲などの分布を知る手がかりとなる．今回の解析で見つかった IB10 減衰天体については，IB10 excess 天体と同じくこれらの吸収が $z \sim 3.7$ での Lyman-α 吸収であるかどうかについては断定できず，やはり広帯域での撮像データを加えた詳細な解析が必要であるが，現時点で興味ある天体として注目しておく価値は十分にある．

以下，図 5.11~5.13 に IB10 でフラックスが減衰している天体の一部の画像を示す．いずれの図においても，左に IB10 での画像，右に R バンドでの画像を示す．

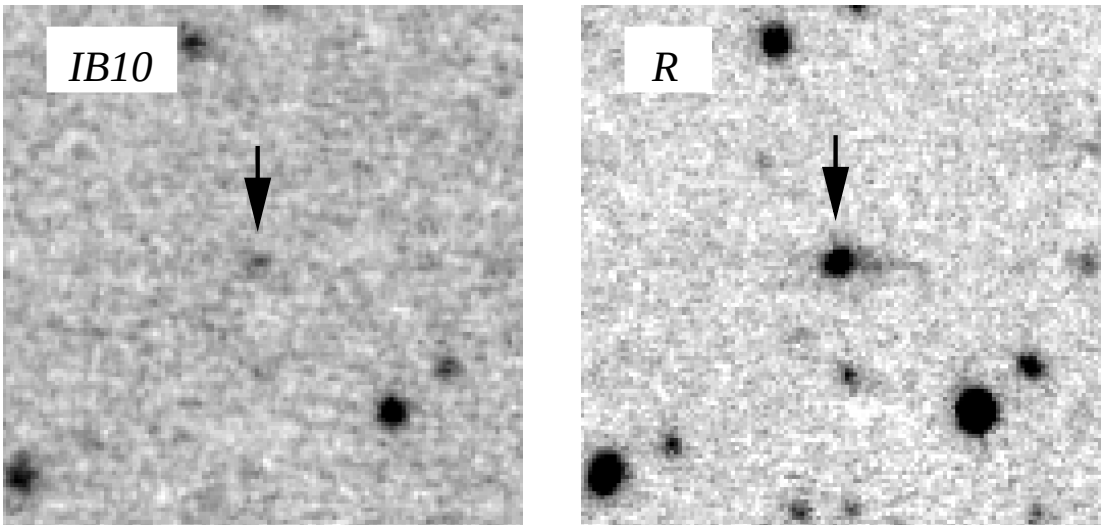

図 5.11: Lyman-α の強い吸収を受けていると見られる天体 1

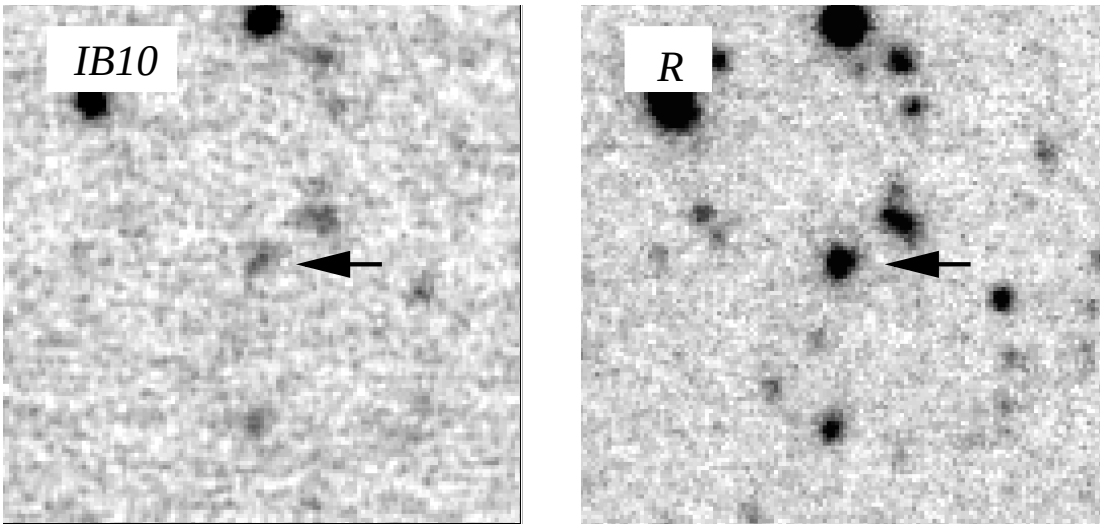

図 5.12: Lyman-α の強い吸収を受けていると見られる天体 2

5.8　中帯域フィルターによる特異天体の検出

今回の中帯域フィルターによるサーベイにおいて，Lyman-α 輝線天体候補であるかどうかについては不確定ながら，非常に特異な天体が一つ発見された．図 5.14 にその天体の像を示す．

洋梨のような形状をしたこの天体の像は，R バンドにおいては 1 つの天体のように捉えられているが，IB10 での画像を詳しく見てみると，広がった領域の中に数個の核のような強いフラックス源が写っているのがわかる．またこの天体は IB10 での等級が R バンドに比べて約 0.5 等程度明るくもなっている．IB10 での等級の超過が Lyman-α 輝線のフラックスによるものかどうかについては定かではなく，他の元素の輝線の可能性も十分にあるが，このような性質を持つ天体は他に検出された例もなく，今後詳細な研究をする必要があると考えられ，注目している．

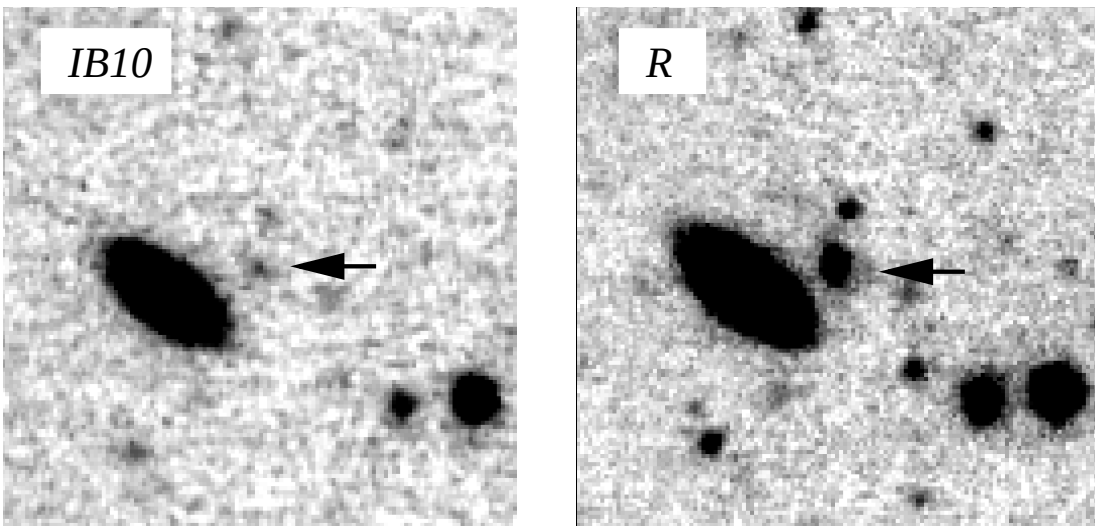

図 5.13: Lyman-α 強い吸収を受けていると見られる天体 3

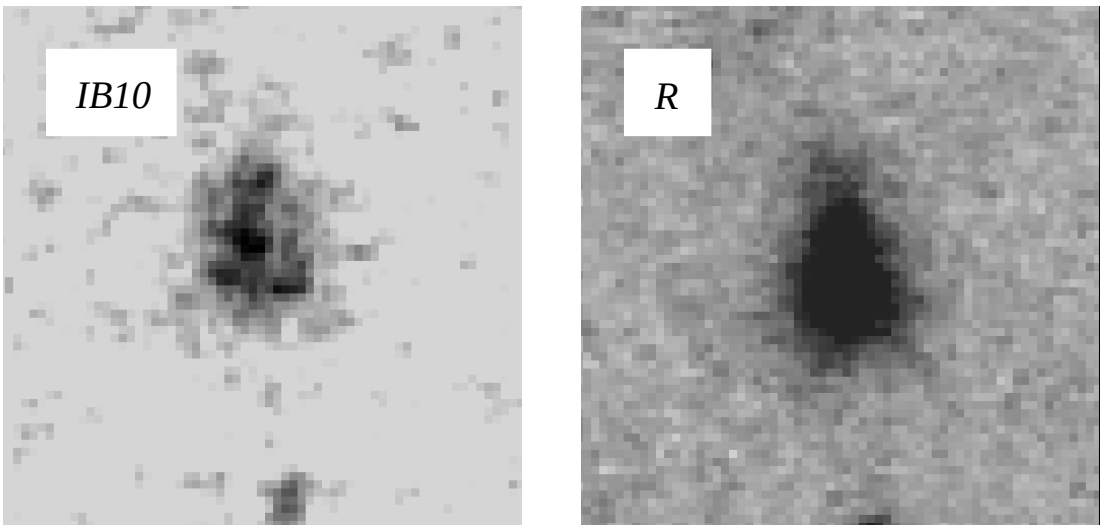

図 5.14: IB10 フィルターにより検出された特異天体．IB10 での像では，中に複数の核が存在しているのが確認できる．なお，IB10 の画像では，核の存在を強調するために階調を補正している．

5.9　フィルター枚数を増やしての輝線天体検出

2001 年 1 月末の段階では，我々の手元には IB10 と R の 2 枚のフィルターのデータしかなかったため，輝線天体の判定には不定性が残されていた．その後，Suprime-Cam グループより，2000 年 11 月の観測で撮影された広帯域の B，V，i' のフィルターのデータについて，一部制限があるものの提供を受けることができたため，これらのデータを加えての解析を行った．

2000 年 11 月の観測においては，8 月の観測で視野内に写っていた明るい星を避けるために，観測範囲を若干動かしたことにより，8 月と 11 月の両方の観測で撮影されている領域は範囲が限られ，我々が解析を進めるデータのうち，11 月の観測のデータを適用できる範囲は，図 5.4 の a の領域のみとなった．Suprime-Cam グループから提供を受けるデータの量的な制約などの問題から，現時点では a 領域の左側のチップについてのみ解析を行っている．

現在は天体の画像データのみしか提供されていないため，測光値に基づく系統的な解析は今後さらに進めていくこととなるが，2001 年 2 月の段階で，IB10 での等級が R バンドでの等級よりも明るいもの数個について，B，i' での像との比較を行った．図 5.15∼5.17 にそれらの天体の一例について，4 つのバンドでの像を示す．

いずれの天体も，暫定的な測光値では，IB10 での等級が R バンドでの等級に比べて約 1 等程度明るくなっている．周囲の他の天体が IB10 ではかなり暗く写っているのと比較して，これらの天体が IB10 では明るく写っているのが分かる．Lyman-α の輝線とは断定できないが，IB10 のバンドでのみ何らかの元素の発光によるフラックスを捉えている可能性があると推測される．また，図 5.16 と図 5.17 の天体では，IB10 での天体の像がやや広がっている様子も確認される．

これらの天体については，輝線天体の候補の可能性があるが，輝線が Lyman-α によるものかどうかについては，B バンドでの等級による判断が不可欠となる．したがって，今後これらの天体についての詳細を研究するにあたっては，測光値を元にしたさらに詳しい解析を進めることにより明らかにされるものと期待している．

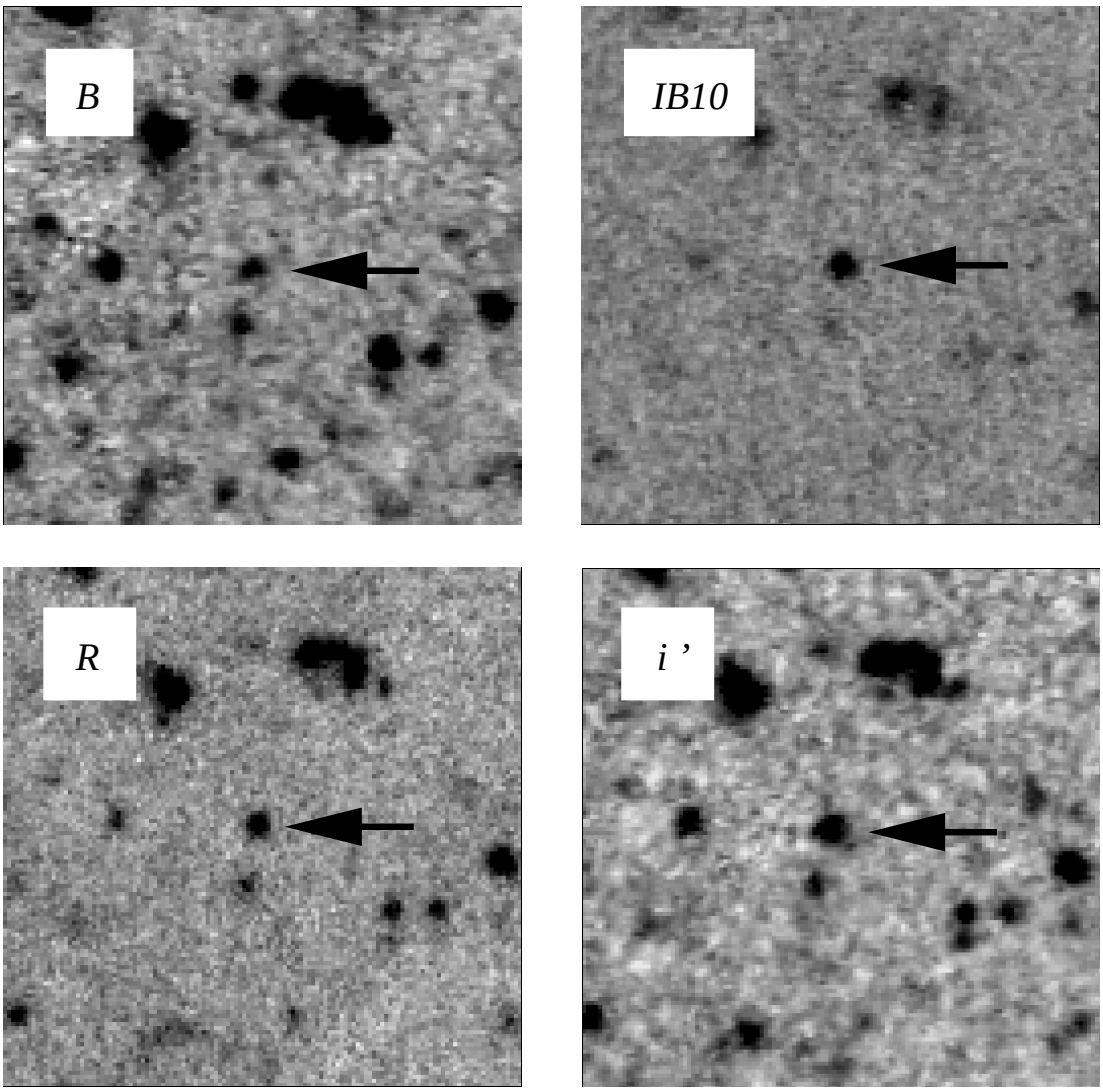

図 5.15: IB10 フィルターで明るく検出された天体 1(矢印) .

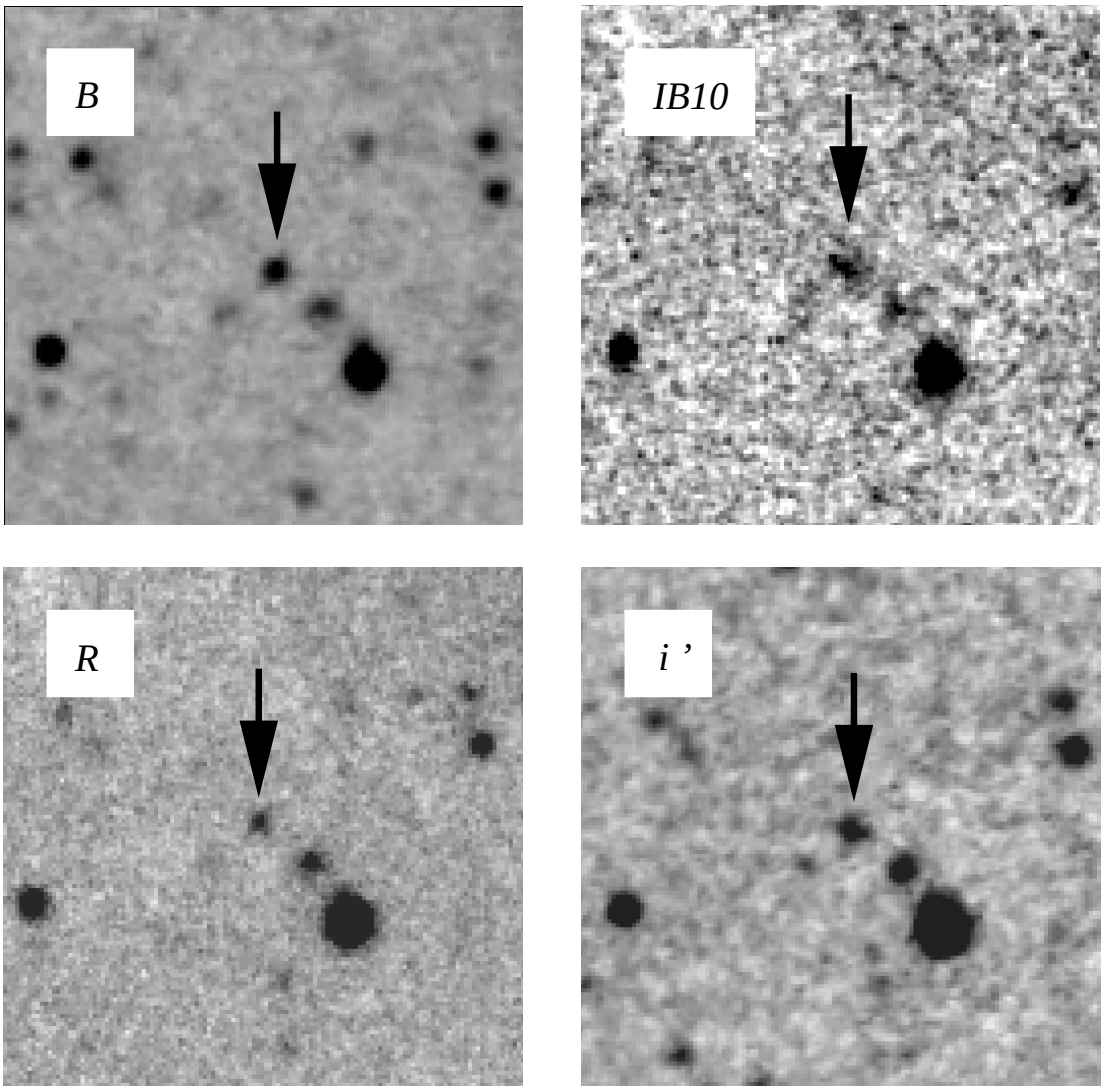

図 5.16: IB10 フィルターで明るく検出された天体 2(矢印)．他のバンドと比較して，IB10 では天体の像が不規則な形状になっている．

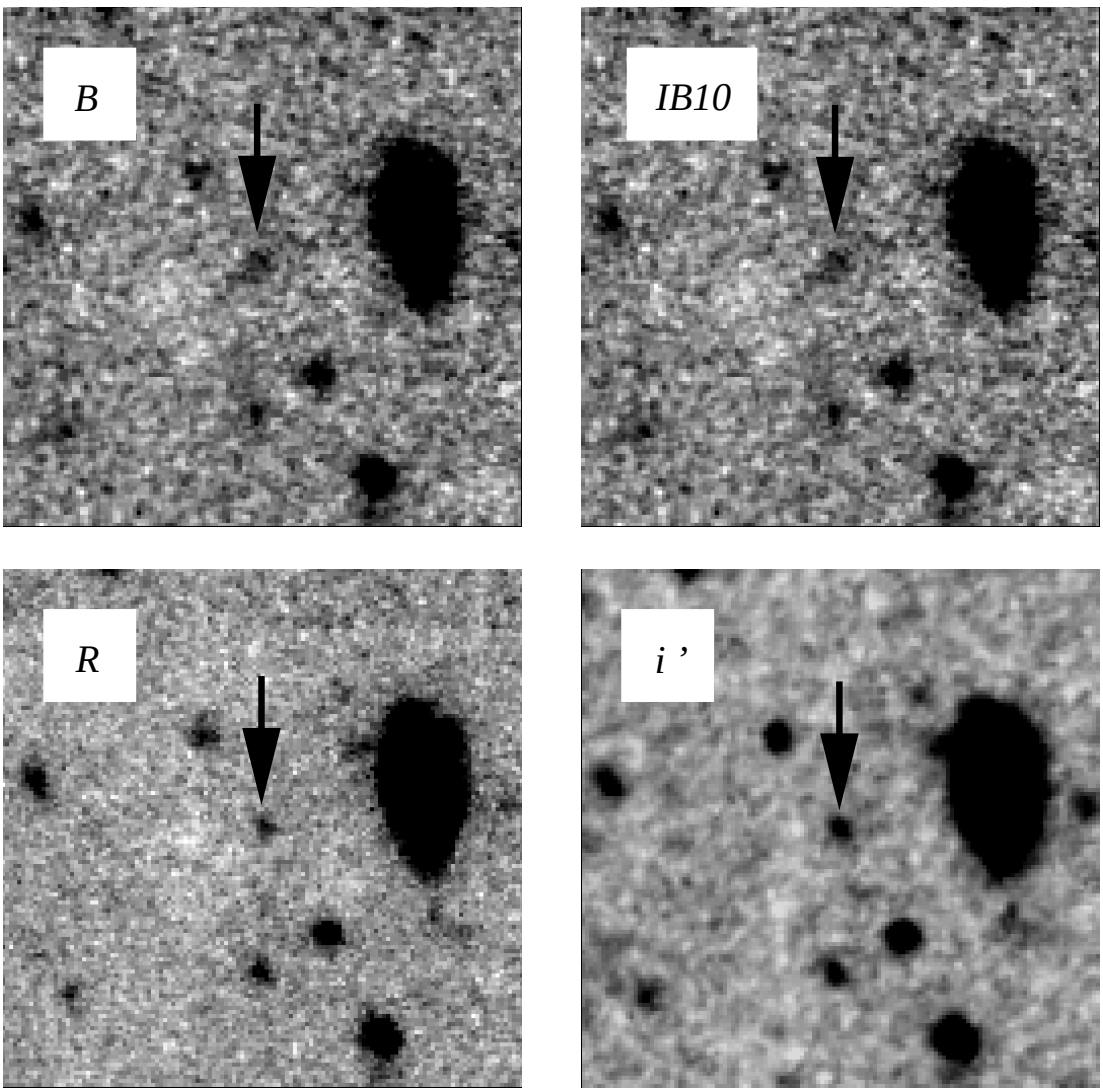

図 5.17: IB10 フィルターで明るく検出された天体 3(矢印)．他のバンドと比較して，IB10 では天体の像が不規則な形状になっている．

第6章　今後の展開と課題

我々は中・狭帯域フィルターによるLyman-α輝線天体サーベイにより，high-zにおける大規模構造の探査と銀河の形成・進化の過程を調べることを目的として，木曽シュミット望遠鏡およびすばる望遠鏡による観測を行なってきた．現在のところ，多数の輝線天体を発見するにはいたっていないが，広い視野を観測することで近い将来により多くの天体を検出し，同時にその空間分布を把握することが出来るようになることが期待される．第4章，第5章で述べてきたように，まだ確定的ではないが興味深い天体も見つかってきており，今後の観測の継続によりさらに研究を進めていく必要がある．

本章では，これまでに我々が行なってきた木曽シュミットおよびすばるでのサーベイを総括するとともに，今後のサーベイに向けての指針および課題について議論する．

6.1　木曽シュミットサーベイ

6.1.1　現在までの総括

これまでの木曽シュミットによるサーベイは，主としてHDF領域を中心とした$50'\times50'$の視野について行なわれ，使用したフィルターはB, V, Iの3枚の広帯域と，IB577，IB620，IB661，IB700，IB745，IB795の6枚の中帯域フィルター（ただしIB795は解析には加えず），さらに狭帯域のNB5の計10枚である．

2000年1月の時点でLyman-α輝線天体と特定できるものはまだ見つかっていないが，NB5の狭帯域フィルターでの像が他のバンドでの像と比べて明るく，大きく広がっている天体が検出され，$z\sim2.9$にある特異なLyman-α輝線天体である可能性を持っている．

さらに，NB5を除いた計9枚のフィルターによる測光値を元に，測光的赤方偏移法によるzの算出を試み，$z<1.0$の60個の銀河についてCFGRSの分光観測により求められているzとの比較を行なったところ，全体の約80%の銀河のzが$|\Delta z|<0.2$の範囲で一致した．また，high-zのLBGについての検出を行なったところ，$4.0\lesssim z\lesssim4.5$でIバンド等級が21.5等より明るい銀河が4個検出された．

6.1.2　木曽シュミットサーベイの今後

木曽サーベイにおける今後の課題について，順に検討する．基本的なサーベイの方針としては，これまでに銀河の高密度領域の存在が報告されている領域（いずれも$9'\times9'$もしくは$9'\times18'$程度の視野）に対して，より広い視野で狭帯域フィルターを用いた輝線天体を探査を行なうことを主眼とする．この探査により，広い領域にわたるhigh-zの明るいLyman-α輝線天体の分

布を調査し，大規模構造形成の理論的研究を進めるためのデータの取得を目指す．

現時点で得られている注目すべき天体についても，追加観測を行なっていく必要がある．NB5 で検出された広がった Lyman-α 放出源と思われる天体については，今後さらに NB5 による観測を続けて積分を増やし S/N 比のより高い画像を得ることで，この天体からのフラックスが他のバンドに比べて NB5 で強いこととフラックスの放出源が広がっていることを確認するとともに，隣接する波長域での観測も追加し天体のスペクトルの概要を掴まなければならない．また，出来るだけ早い時期に分光観測が出来ることを望んでいるが，この点については京都大学の太田耕司，国立天文台の山田亨らのグループの協力により，2001 年 3 月に Hawaii 大学の 2.2m 望遠鏡により分光観測を行なえる予定となっており，現在準備を進めている．

また，photo-z により抽出された 4 つの high-z の LBG 候補天体についても，早期に分光によるスペクトルと z の同定を行ないたいと考えており，他の研究グループとの協力も視野に入れながら分光観測について検討をしている．

今後は，現在木曽でサーベイを行なっている領域で新たな high-z の Lyman-α 輝線天体の候補が見つかった場合に，直ちに分光による追加観測を我々自身もしくは他の研究者の協力を得て行なえるようにする観測体制作りも検討しておく必要がある．

6.2　Suprime-Cam サーベイ

6.2.1　Suprime-Cam による観測の総括

Suprime-Cam による中・狭帯域フィルターによるサーベイは 2000 年夏に始まったばかりであり，現在のところ広帯域の R バンドと中帯域の IB10 (CW=5736Å，BW=280Å) の 2 枚のフィルターによる撮影データしか利用可能ではない．

しかし，現在の段階で，IB10 で他のバンドより明るく写っている天体が数十個検出され，Lyman-α 輝線天体の候補である可能性を持つ．またこれらの天体のうちのいくつかは，IB10 のフレームでの像が R のフレームでの像に比べて広がっており，激しい銀河活動に付随する濃い HI ガス雲からの Lyman-α 輝線を捕らえている可能性がある．また，これとは逆に IB10 のフレームでフラックスが大きく吸収され暗くなっていいる天体も見つかり，これらは $z \lesssim 3.7$ にある天体からの光が，天体自身の周囲あるいは我々との視線方向上にある HI ガスの塊や円盤銀河のディスクによる Lyman-α の吸収を受けている可能性もある．もしそうであるとすれば，これらの天体の分布から high-z での HI ガスの分布を推測することが可能になるため，これらの天体にも注目していく必要がある．

6.2.2　Suprime-Cam サーベイの今後

現在のところ図 5.4 の b 領域の解析しか終っていないため，残る a 領域の解析に直ちに着手する必要がある．a，b 領域を合わせても全 8 枚の CCD チップのうちの半分の面積でしかないが，そこに写っている天体数は膨大な数にのぼるため各領域毎に慎重な解析が必要である．我々が b 領域で検出した Lyman-α 輝線天体および Lyman-α 吸収天体の候補については，いずれもより

広い波長域のデータを使用した解析が必要である．現在 Suprime-Cam 開発グループからの 11 月に撮影された広帯域フィルターのデータ提供を受ける予定で，データが揃い次第ピックアップした天体についての詳細な解析を進める．

今後のすばるでのサーベイ計画としては，順次完成しつつある中・狭帯域フィルターによる輝線天体サーベイを推進していくことにしている．全 22 枚のフィルターによるサーベイが可能になれば，広範囲の z に対しての輝線天体サーベイが可能になると同時に，1 つの天体のスペクトルを 22 枚のフィルターで撮影することで，低分散のスペクトルが得られ，これと photo-z を組み合わせることで視野内の大量の天体の z を一度に推算することができ，大規模なデータベースを構築することが可能になる．

我々は，こうしたサーベイの実現に向け，中・狭帯域フィルターの透過曲線の測定や中・狭帯域フィルターによる high-z の輝線天体サーベイにおける検出効率の計算などの予備的な研究も進めている．

6.3 まとめ

中・狭帯域フィルターによる high-z の輝線天体探査は近年観測手法の一つとして確立されつつあり，多くの研究者により興味深い観測結果が報告されつつある．我々は，high-z における大規模構造の探査および銀河の形成・進化の研究を目的として中・狭帯域フィルターによる輝線天体サーベイを計画し，木曽シュミットおよびすばる Suprime-Cam での観測を行なってきた．いずれの探査においてもまだ完全ではないが，注目すべき天体も検出されつつある．木曽シュミットは限界等級こそ低いもののその圧倒的な視野の広さは広視野サーベイには最適であり，我々の目的とするサーベイおいては十分に性能が発揮される．また，Suprime-Cam も他の大口径望遠鏡には類を見ない広い視野と深い限界等級を両立させることの出来る観測装置であり，中・狭帯域フィルターを組み合わせたサーベイにより大きな成果を挙げられることが期待される．

中・狭帯域フィルターによるサーベイはまだその第一段階にあるというべき状態であるが，木曽シュミットとすばるによる継続的な観測が可能になれば，必ずや宇宙の構造形成および銀河の形成進化の理論に大きな変革をもたらすような成果を挙げることが出来るものと確信している．

付 録A　輝線の等価幅 (Equivalent Width)

輝線天体の観測において，その輝線スペクトルの強度を表すのに等価幅 (equivalent width) と呼ばれる量を用いる．

等価幅とは，図 A.1 に示すように，輝線と認識される波長領域において，輝線のフラックスとスカイバックグラウンドの比から 1 をひいた値を，領域全体にわたって積分した値のことである．すなわち，この値から，輝線スペクトルがバックグラウンドに対してどの程度大きいのかが分かり，それにより，輝線の強度が判定できるという訳である．

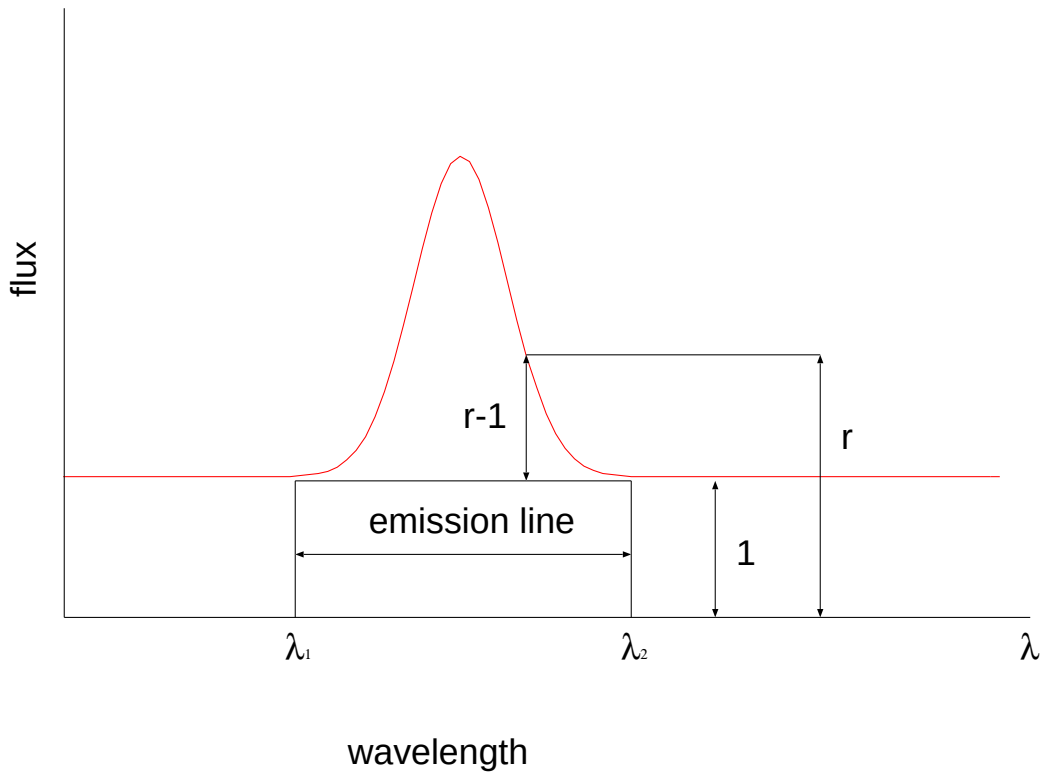

図 A.1: 輝線の等価幅の定義．

スペクトルのフラックスの値とバックグラウンドの比を r ，輝線と認識される波長域が $\lambda = \lambda_1$ から $\lambda = \lambda_2$ までであるとすると，その輝線の等価幅 W は，

$$W = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} (r - 1)\, d\lambda$$

によって求められる．もし仮に，$W = \lambda_2 - \lambda_1$ であった場合には，λ_1 から λ_2 の区間で輝線の

山をならして平坦にすると，バックグラウンドのちょうど 2 倍の高さになることを意味している．また，等価幅は波長 (λ) の関数となっているので，赤方偏移 z が大きくなるとその値は大きくなっていく．2.1.2 で述べた波長と z との関係により，赤方偏移が z の天体の輝線の等価幅は，静止系の値の $(1+z)$ 倍になるのである．

付 録B　等級の算定

天体の明るさの表しかたは歴史的に「等級」が用いられてきた．肉眼で見ることの出来る最も暗い星を 6 等とし，この 100 倍の明るさが 1 等となるように等級を定義する．したがって，等級が一つ上がると明るさは約 2.5 倍になる．

天体から地球に届いた光の量に基づく明るさを「見かけの等級」と呼び，これに対し天体を地球から 10pc 離れた距離にあるときに地球から見える明るさを「絶対等級」という．星が放つエネルギーを比較する際にはこの絶対等級を比べる．見かけの等級を m，絶対等級を M，天体までの距離を d とすると，2 つの等級の間には，

$$m - M = 5 \log_{10} \left(\frac{d}{10[\mathrm{pc}]} \right) \tag{B.1}$$

という関係が成り立つ．例えば太陽の場合見かけの等級が -26.81 等，絶対等級が 4.72 等である．

等級の基準を決めるには，スペクトルエネルギー分布（SED）が詳細に調べられているものを使うのがよく，現在はこと座のベガの SED がもっとも精度良く調べられているため，全波長域にわたりベガの明るさが 0 等となるように基準が決められている．このようにして定められた等級を「ベガ等級」と呼び長年一般的に用いられてきている．

しかし，ベガ等級ではベガの明るさが 0 等となるようにしなければならないため，測光システムのフィルターバンド毎に 0 等にあたるフラックスが異なってしまい不都合が生じていた．そのため最近では，振動数 ν のフラックス $f_\nu \, [\mathrm{erg \cdot sec^{-1} \cdot cm^{-2} \cdot Hz^{-1}}]$ に対して，

$$m_{\mathrm{AB}} = -2.5 \log_{10} f_\nu - 48.60 \tag{B.2}$$

で定義される等級 m_{AB} が使われるようになってきており，この等級を「AB 等級」と呼ぶ．最近は銀河の測光などでは主に AB 等級が使われるようになってきており，SDSS にておいも標準測光システムには AB 等級が採用されている．本論文においても特に記載のない限り原則として AB 等級を用いている．

参考文献

[1] 岡村定矩 (S.Okamura), 銀河系と銀河宇宙, 東京大学出版会, (1999)

[2] 須藤靖 (Y.Suto), ダークマターと銀河宇宙, 丸善, (1993)

[3] 川崎雅裕 (M.Kawasaki), 数理科学 1999 年 2 月号, サイエンス社, (1999)

[4] K.Yoshikawa, Y.P.Jing & Y.Suto, *Astrophysical Journal*, **535**, 593, (2000)

[5] D.L.Tucker *et al.* , *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, **285**, 5, (1997)

[6] S.D.Landy *et al.* , *American Astronomical Society Meeting*, **187**, #94.02, (1995)

[7] C.C.Steidel *et al.* , *Astrophysical Journal*, **492**, 428, (1998)

[8] Y.P.Jing & Y.Suto, *Astrophysical Journal Letters*, **494**, L5, (1998)

[9] 池内了 (S.Ikeuchi), 観測的宇宙論, 東京大学出版会, (1997)

[10] 尾崎洋二 (Y.Ozaki), 宇宙科学入門, 東京大学出版会, (1996)

[11] 小玉英雄 (H.Kodama), 相対論的宇宙論, 丸善, (1991)

[12] 佐藤文隆 (H.Sato), 宇宙物理 (岩波講座 現代の物理学) , 岩波書店, (1995)

[13] C.Steidel *et al.* , *ASP Conference Siries*, **146**, 428, (1998)

[14] J.E.Rhoads *et al.* , *Astrophysical Journal*, **545**, 85, (2000)

[15] X.Fan *et al.* , *Astronomical Journal*, **120**, 1167, (2000)

[16] P.J.Francis *et al.* , *Astrophysical Journal*, **373**, 465, (1991)

[17] A.Dey & F.H.Chafee, *Astrophysical Journal*, **498**, L93, (1998)

[18] L.L.Cowie & E.M.Hu, *Astronomical Journal*, **115**, 1319, (1998)

[19] E.M.Hu, L.L.Cowie & R.G.McMahon, *Astrophysical Journal*, **502**, L99, (1998)

[20] P.madau, *Astrophysical Journal*, **441**, 18, (1995)

[21] C.C.Steidel *et al.* , *Astrophysical Journal*, **519**, 1, (1999)

[22] M.J.Sawicki, H.Lin & H.K.Yee, *Astronomical Journal*, **113**, 1, (1997)

[23] M.Sawicki & H.K.Yee, *Astronomical Journal*, **115**, 1329, (1998)

[24] H.Furusawa *et al.* , *Astrophysical Journal*, **534**, 624, (2000)

[25] D.W.Hogg *et al.* , *Astronomical Journal*, **115**, 1418, (1998)

[26] E.M.Hu, R.G.McMahon & E.Egami, *Nature*, **382**, 281, (1996)

[27] E.M.Hu & R.G.McMahon, *Astrophysical Journal Letters*, **522**, L9, (1999)

[28] C.C.Steidel *et al.* , *Astrophysical Journal*, **532f**, 170, (2000)

[29] R.-P.Kudritzki *et al.* , *Astrophysical Journal*, **536**, 19, (2000)

[30] A.Campos *et al.* , *Astrophysical Journal*, **511**, L1, (1999)

[31] A.G.Bruzual & S.Charlot, *Astrophysical Journal*, **405**, 538, (1993)

[32] C.Leitherer *et al.* , *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **108**, 996, (1996)

[33] D.W.Hogg *et al.* , *Astrophysical Journal Supplement Series*, **127**, 1, (2000)

[34] J.G.Cohen *et al.* , *Astrophysical Journal*, **538**, 29, (2000)

[35] T.Yoshida *et al.* , Proceeding of the Physics of Galaxy Formation 2000 at Tsukuba University (in press for *ASP Conference Siries*)

[36] 市川隆 (T.Ichikawa), 天文月報, 日本天文学会, (1997)

謝辞

本論文の執筆にあたり，数多くの方々から多大なご指導，ご協力を賜りました．この場を借りて御礼申し上げたく思います．

林野友紀助教授には，学部 4 年時より 3 年間にわたりご指導いただきました．怠惰な私が，研究生活を全うし本論文を完成させることが出来ましたのも，単に先生の御指導あってのものであり，心より感謝申し上げます．また，3 年間在籍致しましたニュートリノ科学研究センターの教官・職員・研究員の皆様には，多くのご指導ご鞭撻をいただきましたことに御礼申し上げます．

東京大学木曽観測所の所員の皆さんには滞在期間中大変お世話になるとともに，その後の解析などにおいても御協力をいただきました．Suprime-Cam 開発チームの皆さんには，すばるでの観測に際してお世話なり，また我々の計画する中・狭帯域フィルターによる輝線天体サーベイの実施にも協力していただいています．特に，東京大学天文学教室の大内正巳氏には，狭帯域フィルターサーベイの共同研究者として多くのご教唆を頂くとともに，Suprime-Cam 画像の解析にあたりソフトの提供や解析手法のご指導など多大な御協力を頂きました．東北大学天文学教室の教官・学生のみなさんには，多くのご教示を頂くとともに Suprime-Cam での狭帯域フィルターサーベイの共同研究者として多大な御協力を頂きました．以上の皆様にも厚く御礼申し上げます．

研究グループの後輩である松田有一君と田村一君には解析の協力をして頂くとともに，彼らとの議論を通じて多くのことを学ぶことも出来ました．彼らの協力なくして本論文の完成はなく，心から感謝をしたく思ます．センターの諸先輩方ならびに後輩諸君にも，大変お世話になりましたことに御礼申し上げます．また，センターの同期学生の諸氏の存在は私の研究生活を非常に充実したものにしてくれるとともに，彼らの存在には精神的に非常に支えられました．

そして，6 年間にわたり身勝手を言い続けた私に，いつも物心両面で支援し，私の研究活動を支え続けてくれた両親に最大の感謝を捧げます．

最後に，本論文を吉田光雄と吉田隆の 2 人の故人に献じることをお許し頂きたいと思います．祖父吉田光雄は，私が最も敬愛する人物であり彼の生涯から多くのことを学び，自分の未熟さ甘さを教えられました．吉田隆は大学生活を終えずしてこの世を去り，彼の無念は察するに余りあるとともに私自身も無念であります．たとえわずかでも彼が果たせなかった思いを私が代わりに果たせればとの願いを本論文に込めました．2 人の存在は私の論文作成に非常に大きな支えであったとともに，彼らと同じ血が流れることを誇りに思い，本論文を 2 人に献じます．

2001 年 2 月 20 日

吉田 俊光