

Observational Cosmology

Stephen Serjeant

東京大学理学部天文学科 4 年
安藤 亮

平成 26 年 6 月 9 日

4 The distant optical Universe

4.8 Morphological K-corrections

高赤方偏移では銀河の可視の画像が、静止系の紫外域で見たときの特徴を示す。このことは、高赤方偏移銀河の観測される形態に影響を及ぼすのだろうか。近傍銀河でも、可視光で見た場合と紫外線で見た場合とで、その形態は大きく変わって見える。若い O 型星、B 型星はその光の大部分を紫外線として放射することから、近傍銀河の紫外線での画像で明るい領域は、HII 領域での星形成が支配的になる。では、Hubble Deep Field に見られる chain galaxy などのような高赤方偏移銀河の形態は、実際には別の波長で明るい領域を見ているものということなのだろうか。

この効果は形態 K 補正 (morphological K-corrections)¹ と呼ばれる。これを確かめる方法は、HDF にあるような高赤方偏移銀河の静止系で、可視域にあたる波長での形態 (観測波長は近赤外) が、静止系の紫外域での形態 (観測波長は可視) と同じかどうかを調べることである。HDF-N (可視) で見つかっている銀河について、高い角度分解能を有する HST の NICMOS camera (近赤外) での画像では、両者が非常に似通った形態であるような例が多く見つかっている。これに反する例もわずかに見つかってはいるものの、現状では形態 K 補正の効果はあまり強くない、観測されている形態進化に対する影響は小さいものと考えられている。

4.9 The blue cloud and red sequence

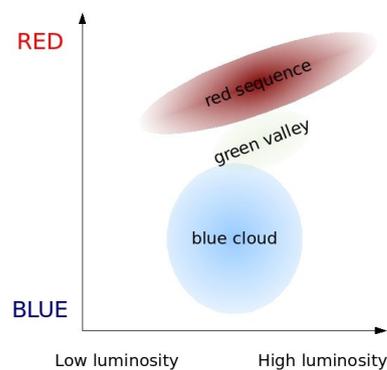


図 1: red sequence and blue cloud(Wikipedia)

¹K 補正とは、宇宙膨張の影響によって、天体が静止波長 λ_{emit} と観測波長 λ_{obs} とでは異なる強さの光を発しているという補正のことである (P.34)。

恒星の進化は、Hertzsprung-Russel 図 (色等級図) 上での軌跡によって特徴付けられる。色等級図上の位置から、星の組成や内部構造などについて、多くの情報を得ることができるのである。銀河の一部は星であることから、銀河の色等級図からその進化を特徴付けようとする試みが 2004 年になされ、実際に成果も出ている。しかしながら、銀河の性質はその平均光度や平均的な色によって決定されるわけではないので、色等級図から恒星の場合ほど多くの情報を得ることはできない。

色等級図における銀河の分布は大きく、星の進化に伴って赤くなっている (passively-evolving) red sequence と、より活発な星形成銀河である blue cloud とに分けられる。大まかには前者は早期型銀河、後者は晩期型銀河が多くを占めており、red sequence は $z < 1$ の早期型銀河であるとして、事実上形態に依存しないとされる場合もある。また、red sequence と blue cloud の間の銀河が少ない狭い領域は、green valley と呼ばれている。The Galaxy Zoo project² では、近傍銀河では形態密度関係³ よりも、色密度関係の方が強いことが確かめられた。

red sequence と blue cloud はともに赤方偏移とともに進化する。後者は星の進化とダスト成分の増加によって、時代とともに色が赤くなっていく。近傍にあるものよりもはるかに明るい blue cloud の銀河が、 $z > 0.5$ の遠方において見ついている。同様に red sequence の銀河も時間の経過にしたがって赤くなる傾向があり、これは passive stellar evolution と一致する。この効果を考慮に入ると、red sequence 銀河の数と等級から、 $z = 1$ と比較して早期型銀河に含まれる星の質量が 2 倍に増加することが示唆される。

こうした観測結果は、blue cloud に含まれる星形成銀河が、星形成を止めると red sequence に移り、星の進化のみに従って色や等級を変化されると考えれば説明できる。したがって、一般に銀河の進化は、blue cloud における星形成、あるいは銀河衝突によって引き起こされる、系を blue cloud に移すような爆発的星形成と、そのあと銀河が green valley を越えて red sequence へと移るような過程として捉えることができる。しかしこの場合、星形成を止めるメカニズムは何なのだろうか。green valley には活動銀河が多く存在していることから、AGN が星形成を停止させるのに関係していると示唆される⁴。また、紫外観測から見積もられる早期型銀河の星形成率は、銀河の速度分散とは負の相関がある一方、銀河の全光度とは相関がないことが分かっている。この速度分散は、銀河中心の巨大質量ブラックホールと密接に関連しており、星形成が停止するのもこのブラックホールと何らかの関係があるようである。

詳細な銀河進化のモデルを、blue cloud と red sequence の進化や Madau diagram⁵、是星の全質量密度 Ω_* と比較すると、多くの大質量早期型銀河の数密度は再現できないことが分かった。この問題に対しては、こうした銀河は dry merger、すなわちほとんどガスを伴わず、星形成を引き起こさないような衝突によって生まれたとする説がある。しかし、dry merger が早期型銀河の質量金属量関係⁶ を説明できるのかどうかについては、議論が続いている。大質量楕円銀河の形成に関しては、未解明の部分が多いのが現状である。

²SDSS のデータに含まれる約 100 万個もの銀河全てを形態分類するために、多くの一般人が参加して進められているプロジェクト。

³銀河の形態はその環境に強く依存しており、例えば楕円銀河は銀河団によく見付き、渦巻銀河は逆に銀河団ではない"field"の領域によく見つかる、などという関係。

⁴green valley にはちょうど星形成が停止する移行期の銀河が含まれると考えられる。

⁵可視 - 紫外域での銀河の赤方偏移していないスペクトルと、モデルとを比較することで得られる経験的な相関関係を利用し、宇宙の星形成史をグラフに表したもの。

⁶星の質量と、星形成銀河の輝線強度比から見積もられる金属量との相関関係。

5 The distant multi-wavelength Universe

5.1 The extragalactic optical and infrared background light

我々の目に夜空の色は黒く映るが、十分に感度のよいカメラなら、あらゆる星や銀河からの背景光を検出することができるはずで、(もしそれを見ることができたなら) 夜空は暗い赤色に映るはずである。この背景放射のスペクトルは図 2 に示される。この図では、波長 $10^{-7.5}$ mm 付近に宇宙 X 線背景放射のピークが見られる。また波長 $15 \mu\text{m}$ 付近の極小を挟んで、可視 - 近赤外域と遠赤外域とに bump があることが分かり、この後者は銀河のダストからの熱放射であると考えられている。2 つの bump のエネルギー放出は同程度である⁷ ことから、星やブラックホールへの降着から生じる光子の半分はダストに吸収され、そのエネルギーはダストから再び放射されると考えられる。

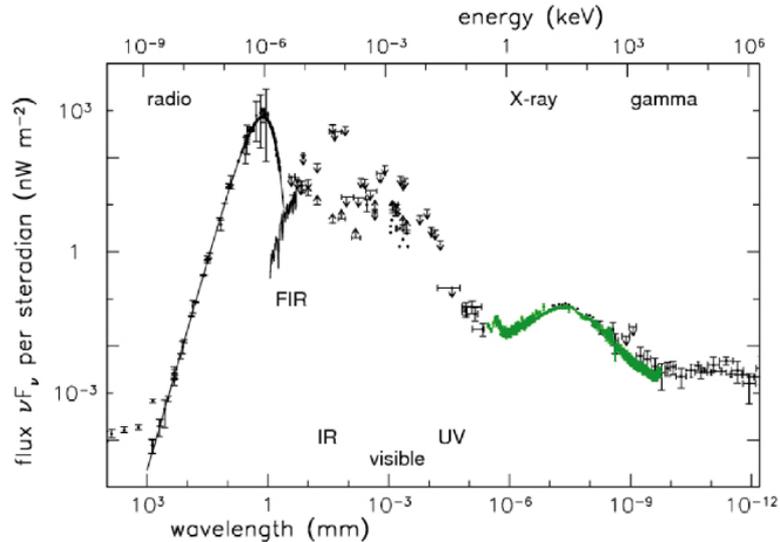


Fig 1.19 (D. Scott) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

図 2: 銀河系外背景光のスペクトル (Caltech Astronomy)

Exercise 5.1

単位周波数あたりの背景放射強度 I_ν の単位は、 $\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$ で測られることが多い。ここで νI_ν が、周波数の 10 倍ごとの背景放射強度 (background intensity per decade of frequency) に比例することを示す。

$I_\nu d\nu$ は周波数が ν から $\nu + d\nu$ の間であるような背景放射の強度である。この間隔を対数目盛りでとったもの、すなわち周波数が ν から $\nu + \log_{10} \nu$ の間であるような背景放射の強度を $B d \log_{10} \nu$ とすると、

$$B d \log_{10} \nu = B \frac{d \ln \nu}{\ln 10} = B \frac{1}{\nu \ln 10} d\nu \quad (1)$$

これが $I_\nu d\nu$ に等しくなると考えれば、

$$\begin{aligned} B \frac{1}{\nu \ln 10} d\nu &= I_\nu d\nu \\ B &= \ln 10 \nu I_\nu \end{aligned} \quad (2)$$

となる。したがって、周波数の 10 倍ごとの背景放射強度 B は νI_ν に比例する。

⁷Exercise 5.1 参照。

星や銀河、ダストからの光は、宇宙から届く光子のごく一部でしかない。こうした”明るい”天体が放出するエネルギー密度は、宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) のエネルギー密度の 5% にしかならないのである。

銀河系外からの背景放射を見積もるもう一つの方法は、その寄与をフラックスの関数として積分することである。単位時間単位周波数あたりに、周波数 ν で銀河から受け取るエネルギー (フラックス密度) を S_ν とすると、フラックス密度が S_ν から $S_\nu + dS_\nu$ の間にある天体の数は、 $\frac{dN}{dS_\nu} dS_\nu$ で与えられる。よって背景放射強度は

$$I_\nu = \int_0^\infty S_\nu \frac{dN}{dS_\nu} dS_\nu \quad (3)$$

と表される。Euclid 空間における source count では、背景放射を積分すると小さなフラックスにおいて発散してしまう。したがって、実際の source count は Euclidean slope よりも傾きが緩やかであると考えられる。背景放射において支配的な銀河は、 $S_\nu \frac{dN}{dS_\nu}$ が最大となるような銀河であることから、 $\frac{dN}{dS_\nu}$ に $S_\nu^{2.5}$ を乗じた値である Euclidean-normalized differential source counts が銀河系外天文学ではよく用いられる。もしも source counts が Euclidean であれば、このプロットは水平線になるはずであるので、これは Euclidean slope からの変化量を表現するのに利用される。図 3⁸ はこの例で、Euclidean source counts で規格化した銀河の differential source counts を表している。図の赤い線と黒い線は、それぞれ銀河が進化する場合としない場合のモデルである。後者が水平線になっていないのは、宇宙膨張の効果を考慮しているためである⁹。また図には幅の広い bump が見られ、ここに含まれる銀河が背景放射に対して支配的であるといえる。

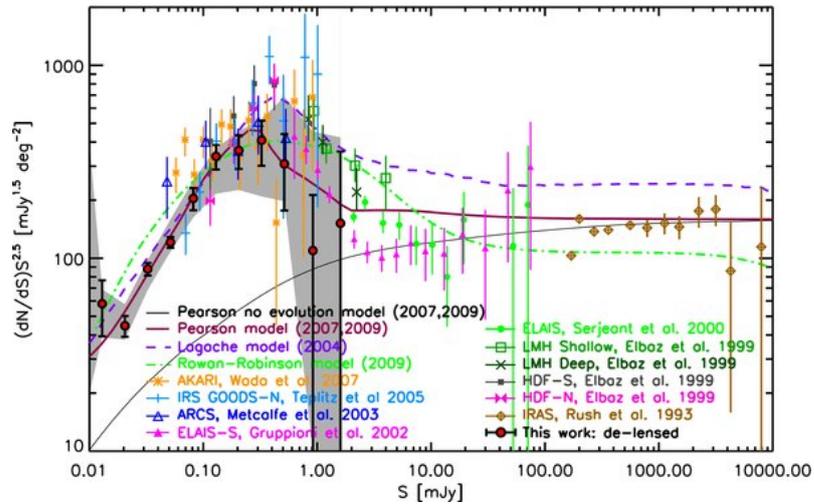


図 3: Galaxy differential source count (R. Hopwood et al. (2010), ApJ, 716, L45)

Exercise 5.2

背景放射に最も寄与する dS_ν の区間は、 $S_\nu \frac{dN}{dS_\nu}$ が最大となるようなものである。このことから、対数でとった区間 $d \ln S_\nu$ の中で最も背景放射に寄与するものは、

$$S_\nu \frac{dN}{d \ln S_\nu} = S_\nu^2 \frac{dN}{dS_\nu} \quad (4)$$

を最大にするような区間であると考えられる。

⁸横軸は電波天文学でよく用いられる単位、Jy (1 Jy = 10^{-26} W m⁻² Hz⁻¹) で表されている。

⁹Euclid 空間での source count は、空間が膨張しないことを仮定している。

こうした背景放射を測るもう一つの方法は、銀河の赤方偏移で積分するというものである。ある赤方偏移 z 、周波数 ν における共動座標での光度密度を、

$$E_\nu = \int L_\nu \phi(L_\nu) dL_\nu \quad (5)$$

とする。銀河が進化することと、銀河のスペクトルが平坦ではないことから、 E_ν は z と ν に比例する ($E_\nu = E_\nu(\nu, z)$)。観測周波数 ν_0 での背景光エネルギー密度 $B_\nu(\nu_0)$ を求めるには、 E_ν を $t = 0$ から $t = t_0$ (現在) で時間積分すればよく、

$$B_\nu(\nu_0) = \int_0^{t_0} E_\nu((1+z)\nu_0, z) dt \quad (6)$$

となる¹⁰。これに $\frac{c}{4\pi}$ を乗じれば、

$$I_\nu(\nu_0) = \frac{c}{4\pi} \int_0^{t_0} E_\nu((1+z)\nu_0, z) dt \quad (7)$$

とエネルギーフラックス密度に変換できる。ここで

$$dd_{\text{comoving}} = \frac{-cdz}{H} = \frac{cdz}{\frac{1}{1+z} \frac{dz}{dt}} = c(1+z)dt \quad (8)$$

の関係式を用いると、式 (7) はさらに

$$I_\nu(\nu_0) = \frac{c}{4\pi} \int E_\nu \frac{dd_{\text{comoving}}}{1+z} \quad (9)$$

となり、共動座標での光度密度を共動距離で積分した形で表現できる。

星形成領域には紫外線で最も明るいOB型星が多く存在し、こうした星からの紫外線強度から、紫外域での光度密度、さらに宇宙の星形成史を導くことができる¹¹。これはすなわち、紫外域の光度密度において支配的な銀河が、星形成史に対しても支配的であることを意味し、ある z で星形成史に対して支配的である銀河は、背景放射に最も寄与している銀河であるはずである。したがって、背景放射に対して支配的な銀河を見つけることは、宇宙の星形成史を測定するのと同様に似た課題であるということになる。

銀河系外からの背景放射を説明することは、source count model における重要な目標である。こうしたモデルは、観測された銀河数と赤方偏移分布をあらゆる z で説明し、今日の星の質量密度 Ω_* を再現することを目指している。これに対しては、赤方偏移に対して種類ごとの銀河数を変えて銀河進化モデルをフィッティングする方法や、数値シミュレーションから導かれるダークマターハローの分布と、自由パラメータを用いたいくつかの仮定を利用するセミアナリティックモデルなどがある。コンピュータの計算量には限界があるので、多くの source count のモデルではテンプレートの銀河の SED (Spectral energy distribution) が用いられている。幅広い波長域に渡る SED を利用すれば、銀河計数の予測を他の波長へと外挿できる。こうしたテンプレートには、特定の銀河におけるダストと星の輻射輸送モデルから導出されたものや、実際に直接観測して得られたものなどが用いられる。

¹⁰ 静止周波数は観測周波数の $(1+z)$ 倍になっている。

¹¹ 4.7 節参照。

5.2 Submm galaxies and K-corrections

もしある銀河を高赤方偏移の場所へ持っていったとしたら、普通ならその明るさは暗くなるはずである。高赤方偏移銀河のフラックスは、静止波長と観測波長との差によって変化する。これとK補正と呼ばれている。ところがミリ波・サブミリ波の領域では、銀河のスペクトルがダストの熱放射による急な Rayleigh-Jeans slope の部分にあたることで、非常に強いK補正が働いて、近傍銀河よりも遠方の銀河の方が明るく見えるような場合さえ出てくる。図4のようにSEDのテンプレートを様々な赤方偏移においてプロットすると、大部分の波長では光度が非常に低下するのに、1 mm前後の波長ではほとんど明るさが変わらないことが分かる。こうした効果は負のK補正 (negative K-correction) と呼ばれる (図5)。

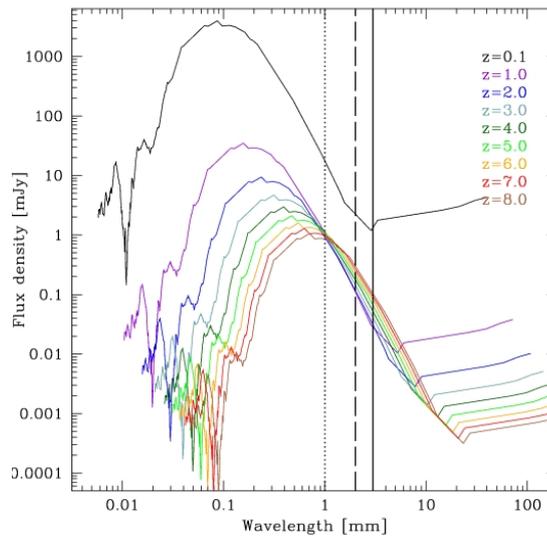


図 4: 各赤方偏移ごとの SED(Max-Planck-Institut für Astronomie)

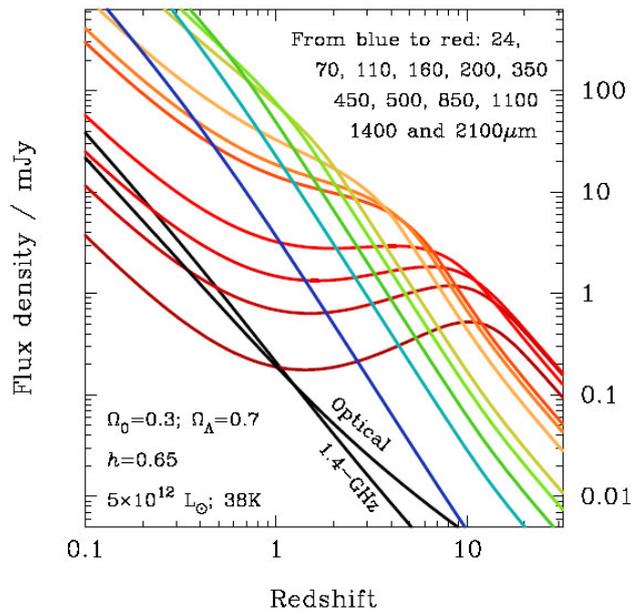


図 5: 負の K 補正 (Blain et al. 2002, Physics Report, 369, 111)

この K 補正を利用できるような最初のミリ波・サブミリ波のカメラは、JCMT(Anglo-Dutch-Canadian James Clerk Maxwell Telescope) の SCUBA(Submillimetre Common User Bolometer Array) であった。SCUBA 以前の銀河進化のモデルでは、SCUBA の 1 回の測光では多くとも 1 程度しか銀河が受かれないと見積もられたが、実際には SCUBA での HDF-N 領域などの撮像から、予想されていなかった遠赤外線で見つかった明るい高赤方偏移銀河が見つかったのである。こうした銀河は当初“SCUBA galaxies”と呼ばれたが、サブミリ波天文学の発展とともに、AzTEC や LABOCA などの新たなカメラが運用されるようになるのに伴い、より一般にサブミリ波銀河 (SMG) と呼ばれるようになった¹²。SMG の選択関数は赤方偏移依存性が小さく、実際に $z = 10$ の SMG は $z = 1$ の銀河とほぼ同等の明るさに見えるはずである。ただし、仮に SMG の数密度が赤方偏移に対して変化しないとしても、異なる赤方偏移に対しては異なる共動体積からサンプリングしてしまう ($\frac{dV}{dz}$ が一定にはならない) ので、SMG を赤方偏移のヒストグラムにしても、それは一様になるということにはならない。

Keck 望遠鏡の可視分光観測から見つかった $z = 2.2$ の SMG は、その遠赤外光度から年間約 $1000M_{\odot}$ の星形成率を示すことが示唆されている。現在ではミリ波・サブミリ波の大規模なサーベイが多く進められており、2006 年には気象衛星に 2m の単一鏡を載せて飛ばし¹³、CDF-S(Chandra Deep Field South) を観測するサーベイが行われた (図 6)。2009 年には Herschel 宇宙望遠鏡が打ち上げられ、この SPIRE を用いた観測では短時間の測光でも背景に多数の銀河が見つかり、しかもそれはクラスターを形成しているようであった。

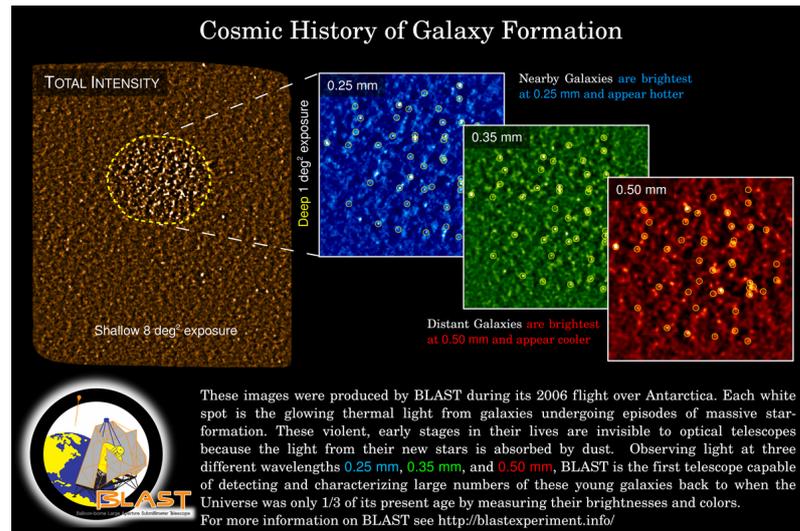


図 6: BLAST による CDF-S のサブミリ波マップ (<http://blastexperiment.info/photos.php>)

そもそも SMG が、サブミリ波で検出されるということ以外にどんな銀河であるのかを知るには、SMG をその他の波長での観測結果と比較する必要があるが、これは実際には困難である。これは回折限界の存在によるもので、具体的には観測波長 λ と望遠鏡の円形開口口径 D に対して、角度分解能 θ が

$$\theta = \frac{1.22\lambda}{D} \quad (10)$$

で与えられることから、同じ口径に対しては長波長ほど角度分解能は悪くなってしまふことになる。

¹²同様の銀河でミリ波で受かるようなものは、ミリ波銀河 (MMG) と呼ばれる。

¹³BLAST(Ballon-borne Large Aperture Submm Telescope)

Exercise 5.3

口径 $D = 3.5$ m の Herschel 宇宙望遠鏡について、最も長い観測波長 $\lambda = 500 \mu\text{m}$ での波長分解能 θ を arcsec 単位で求めると、

$$\theta = \frac{1.22 \times 500 \times 10^{-6}}{3.5} \times \frac{180 \times 3600}{\pi} = 36'' \quad (11)$$

となる。

図 5 に示されるように、サブミリ波での観測は負の K 補正を利用しているが、当然他の波長ではこのような補正はかからない。波長が長いサブミリ波での観測では、SMG の位置を数秒角から数十秒角の精度で決定できるが、可視ではこの範囲に多数の銀河が受かってしまうため、SMG が可視でどの銀河に相当するのかを特定することは困難である。ミリ波・サブミリ波干渉計を用いれば、SMG の位置をより精度よく決定できるが、特に明るい SMG 以外では、これには長い積分時間が必要になる。

この困難に対しては、チリに建設された巨大電波干渉計、ALMA (Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array) によって大幅に進展があるはずである。目下活躍しているのは Spitzer 宇宙望遠鏡で、この望遠鏡では SMG をわずか 10 分の積分時間で特定できている。Spitzer で観測された銀河の分布と SMG の分布には重複部分があり、しかも Spitzer で受かっている中間赤外の背景放射において支配的な銀河と、 $500 \mu\text{m}$ 以下のサブミリ波での背景放射に対して支配的な銀河の分布とが、かなり一致しているという分析もある。しかしながら、 $850\text{-}1100 \mu\text{m}$ の背景放射については未だ説明できていない。

およそ 10-20% の SMG は、Extremely Red Objects (EROs) ¹⁴ であることが分かってきており、しかもそれらは BzK starburst ¹⁵ の兆候も示している。異なるタイプの赤い銀河を表す語には、 $(J - K) > 2.3$ を満たす Distant Red Galaxies (DRGs) や、 $S_{24}/S_R > 1000$ (S_R は R バンドでのフラックス、 S_{24} は $24 \mu\text{m}$ でのフラックス) であるような Dust Obscured Galaxies (DOGs) などがある。DRGs と BzK 銀河は、宇宙サブミリ波背景放射に対して数十%程度の寄与をしている。

一つ微妙な問題として、選択関数が実は遠赤外やサブミリ波で見える銀河の型に対して、僅かながらでも影響を及ぼしている可能性を考える必要がある。大量の低温ダストによって長波長側で支配的な輻射をしている銀河があれば、こうした銀河は SMG のサンプル中で大きな比率を占めると見積もってしまうかもしれない。また、遠赤外線選ばれた銀河の場合には、高い色温度を有する傾向がある可能性がある。このようなことが実際に起こるのか、また起こってもどの程度のバイアスがかかるのかを、目下ははっきりさせられる状況にはないが、しかしながら、こうした効果の存在と一致するような観測結果も実際に存在している。

¹⁴可視では暗い一方、近赤外では非常に明るい天体で、ダストの多い爆発的星形成を起こしている銀河であると考えられている。

¹⁵BzK 銀河とは、(B-z) (z-K) 平面において (z-K) - (B-z) > -0.2 を満たすような銀河のことであり、 $z > 1$ の星形成銀河がこれに当てはまる。

5.3 Ultraluminous and hyperluminous infrared galaxies

IRAS (The US/UK/Dutch Infrared Astronomy Satellite) が赤外域での全天サーベイを行い、数万もの星形成銀河を検出していく過程の中で、宇宙には $10^{12} M_{\odot}$ 程度かそれ以上の質量を有する銀河が多数存在することが分かってきた。この光度は銀河系と比較してもオーダーで 1、2桁明るいことになるが、このエネルギーの大半が赤外域で放出されている。これほどの光度が何により引き起こされているのかは定かではないが、激しいスターバーストやダストに覆われた AGN によるのではないかと示唆されている。また IRAS の全天サーベイは、極めて珍しい天体を見つけることにも役立っている。IRAS で見つかる銀河の大半は赤方偏移が $z < 0.1$ のもので、光度が $10^{12} L_{\odot}$ あっても $z = 0.2$ を超える高赤方偏移銀河は稀であるが、1991年に発見された IRAS FSC 10214+4724¹⁶ は、当時としては極めて高赤方偏移の $z = 2.286$ の銀河で、しかもその遠赤外光度は $3 \times 10^{14} L_{\odot}$ もあった。これは現在知られている中で最も明るい天体で、銀河形成の monolithic collapse model を仮定すれば、この銀河は protogalaxy の有力な候補となる。

このような赤外で明るい銀河は一般に超光度赤外線銀河と呼ばれ、その光度 L に応じて以下のように分類される。

- LIRGs (luminous infrared galaxies) : $L = 10^{11} - 10^{12} L_{\odot}$
- ULIRGs (ultraluminous infrared galaxies) : $L = 10^{12} - 10^{13} L_{\odot}$
- HLIRGs (hyper-luminous infrared galaxies) : $L > 10^{13} L_{\odot}$

この分類については、各種類の銀河の進化が異なるメカニズムによって引き起こされていると予測するモデルもあるので、決して物理的意味がない分類というわけではないが、その解釈は一意ではない。なお、実は前述の IRAS FSC 10214+4724 は、重力レンズ効果によって増光を受けている天体であることが後に分かった。それでも、HLIRG に分類されるほど明るい銀河であることには変わりはない。

IRAS を引き継いだ ESA Infrared Space Observatory (ISO) は、広範囲のサーベイよりもむしろ少ない領域で深いサーベイを行い、個々の天体の追跡観測も行った。この ISO 及びこれよりさらに高感度の検出器を備えた Spitzer 宇宙望遠鏡によるサーベイで、多数の ULIRGs や HLIRGs が発見された。図のアンテナ銀河¹⁷ では、HST の画像で強い減光を受けている領域が、Spitzer の中間赤外域では非常に明るくなっていることが分かる。近傍宇宙では星形成率に対する ULIRGs の寄与は小さいが、SMG や Spitzer のサーベイから、宇宙の星形成史に対して ULIRGs が及ぼす影響は、高赤方偏移ほど急激に増加することが分かってきている。

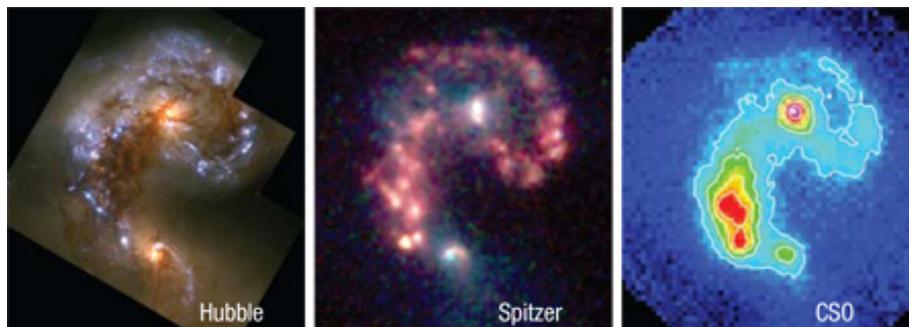


図 7: HST, Spitzer, CSO (Caltech Submillimeter Observatory) によるアンテナ銀河の画像 (California Institute of Technology, Engineering and Science)

¹⁶FSC は faint source catalogue を意味し、その後の番号は赤経と赤緯を表している。

¹⁷NGC4038 及び NGC4039 という二つの銀河が衝突している相互作用銀河。両者が互いに潮汐力を及ぼし合うことで、2本の長い腕状の構造が伸びているのが特徴である。

ダストの熱放射は必ずしも黒体放射のようにはない。これは、熱放射の波長がダストの粒子サイズと同程度になってしまうことによる。結果的に、黒体放射スペクトルは波長依存のファクター k_d で修正される。 k_d は波長 λ に対して

$$k_d \propto \lambda^{-\beta} \quad (\beta = 1 - 2) \quad (12)$$

という依存性を有しており、この指数 β は灰色体放射指数 (grey body emissivity index) と呼ばれる。 β はスペクトルの Rayleigh-Jeans 端の観測から導ける値で、これにより銀河のスペクトルからダストの質量を計算することができる。ダストが単一の温度成分のみからなると仮定すると、観測周波数 ν でのフラックスが S_ν であるときのダスト質量 M は、

$$M = \frac{1}{1+z} \frac{S_\nu d_L^2}{k_d(\nu_{\text{rest}}) B(\nu_{\text{rest}}, T)} \quad (13)$$

と表される。ただし d_L は光度距離で、静止波長は

$$\nu_{\text{rest}} = \frac{\nu}{1+z} \quad (14)$$

で与えられる。しかし実際には、単一の温度成分のみを仮定するのは物理的に適切ではないので、三次元でダスト加熱の輻射輸送モデルの数値計算を利用しているような研究もある。もっとも、ダスト質量のオーダーを見積もる際には、単一温度成分の仮定が十分有効なことも多い。

Exercise 5.4 の例でも分かるように、ダストの質量を精度よく求めるのは困難であるが、これは銀河進化モデル、特に高赤方偏移の巨大楕円銀河が形成され、高い星形成率で星が生まれると同時に大量のダストが生成される過程について考える上で、重要な鍵となる。

Exercise 5.4

静止波長が $800 \mu\text{m}$ のとき、 k_d の値は $k_d = 0.15 \pm 0.09 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ という幅をもつ。観測波長 $850 \mu\text{m}$ で $z = 3$ の SMG を観測する場合、見積もられるダスト質量の不確定性はどの程度になるかを考える。以下、 k_d の不確定性を Δk_d とする。

(a)

$k_d = 0.15 \pm 0.09 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ で、灰色体放射指数を $\beta = 1.5$ に固定する場合、 $\Delta k_d = 0.09$ から、

$$\frac{\Delta k_d}{k_d} = \frac{0.09}{0.15} = 0.6 \quad (15)$$

である。式 (13) の表式から、このときのダスト質量 M の不確定性のファクターは、

$$\left(\frac{\Delta k_d}{k_d} \right)^{-1} = 1.7 \quad (16)$$

となる。

(b)

$k_d = 0.15 \pm 0.09 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ で、灰色体放射指数が $\beta = 1 - 2$ の幅をもつ場合、観測波長 $850 \mu\text{m}$ に対する静止波長は

$$\lambda_{\text{rest}} = \frac{850}{1+z} = 212.5 \mu\text{m} \quad (17)$$

である。ダスト質量の波長依存性は $\lambda^{-\beta}$ であることから、 k_d は

$$\frac{k_d(800 \mu\text{m})}{k_d(212.5 \mu\text{m})} = \left(\frac{800}{212.5} \right)^{-\beta} = 3.765^{-\beta} \quad (18)$$

という依存性をもつ。 β が 1 から 2 の値をとるとき、式 (18) の値は $3.765^{2-1} = 3.8$ 倍のファクターで変化することから、(a) で求めた k_d の変化分と合わせて、ダスト質量 M の不確定性のファクターは $1.7 \times 3.8 = 6.3$ と求められる。

(c)

(b) の仮定に加えて、ダストの温度の幅を $T = 20 - 40 \text{ K}$ と仮定する場合、黒体放射のプランク関数

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1} \quad (19)$$

から、静止波長 $\lambda_{\text{rest}} = 212.5 \mu\text{m}$ で温度が $T_1 = 20 \text{ K}$ から $T_2 = 40 \text{ K}$ までの幅をもつときの強度比は、

$$\begin{aligned} \frac{B(212.5 \mu\text{m}), 40 \text{ K}}{B(212.5 \mu\text{m}), 20 \text{ K}} &= \frac{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT_1}\right) - 1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT_2}\right) - 1} \\ &= \frac{\exp\left(\frac{6.626 \times 10^{-34} \times 3.00 \times 10^8}{212.5 \times 10^{-6} \times 1.38 \times 10^{-23} \times 20}\right) - 1}{\exp\left(\frac{6.626 \times 10^{-34} \times 3.00 \times 10^8}{212.5 \times 10^{-6} \times 1.38 \times 10^{-23} \times 40}\right) - 1} \\ &= 6.44 \end{aligned} \quad (20)$$

となる。よってダスト温度の幅に起因するダスト質量の不確定性のファクターは 6.4 なので、(b) の仮定も合わせるとこのファクターは、 $1.7 \times 3.8 \times 6.4 = 39$ となる。ここまで不確定性が大きくなると、ダスト質量のオーダーを決めることも難しくなってくる。

ただし複数の波長でフラックスを測定すれば、 β の値の不確定性を小さくすることができ、また黒体放射ピーク波長 λ_{max} と温度 T についての Wien の変位則

$$\frac{\lambda_{\text{max}}}{100 \mu\text{m}} = 1.45 \frac{20 \text{ K}}{T} \quad (21)$$

を用いれば、SED のピークの位置での温度を決定することはできる。ただしそれでも、銀河が単一の温度成分からなるわけではないことから、ダスト質量を精度よく求めるのは困難である。