

密度ゆらぎから宇宙の大域的構造へ

小玉英雄 <京大教養部物理教室 606 京都市左京区吉田二本松町>

銀河は、星の誕生、進化、死に代表される主要な天体現象の場であり母体であると同時に、宇宙全体のスケールから見る時、宇宙の物質分布の基本単位としての役割を果たす。この意味で、銀河は宇宙における諸天体の中で最も基本的かつ中心的な天体であり、銀河の形成過程やその大域的な分布(宇宙の大域的構造)の起源を明らかにすることは、宇宙論における最も重要な問題の一つである。

従来、銀河形成のシナリオとしては、重力不安定説、即ち宇宙初期に存在した微少なゆらぎから重力不安定によって銀河及び宇宙の大域構造が作られるという考え方が最も有力なものとされてきた。ところが、宇宙の大域的な構造に関する観測の最近の急速な進歩により、このシナリオと観測との詳しい定量的比較が可能になるにつれ、この考え方は大きくぐらつき始めている。

本稿では、重力不安定説を中心に、銀河形成論の概要とそれが現在遭遇している困難を、膨張宇宙における大域的な密度ゆらぎの時間発展という視点から解説する。

§1. 宇宙の構造

銀河及びその分布の起源を説明すると言っても、我々が実際に見ている個々の銀河やその具体的な分布の成立を完全に説明することは(少なくとも現時点では)不可能である。その大まかな特徴、或は統計的性質に着目することになる。そこで、まず、銀河及びその分布の基本的な特徴をまとめておこう(表1)。¹⁾

銀河は明るいもので $10^{11}M_{\odot}$ 程度の質量を持ち(実際は、後述する dark matter を考慮すると $10^{12}M_{\odot}$ 程度)、平均すると $(3h^{-1}\text{Mpc})^3$ に1個程度の割合で分布している(h は1程度の大きさを持つ定数である。詳しくは後述)。平均すればと言ったのは、星と同様に、銀河もまた重力的に束縛された大小の集団を作っているためである。これらの銀河集団の小さいものは銀河群、大きいものは銀河団と呼ばれ、平均すれば数 Mpc の領域に100個程の銀河が集まっ

表1 特徴的スケール。

	明るさ	サイズ	質量	平均間隔
銀河	$10^{10}L_{\odot}$	$37 h^{-1}\text{kpc}$	$10^{12}M_{\odot}$	$3 h^{-1}\text{Mpc}$
銀河団	$10^{12}L_{\odot}$	$5 h^{-1}\text{Mpc}$	$10^{14}M_{\odot}$	$15 h^{-1}\text{Mpc}$
超銀河団	$10^{14}L_{\odot}$	$50 h^{-1}\text{Mpc}$	$10^{16}M_{\odot}$	$100 h^{-1}\text{Mpc}$
大構造		$100 h^{-1}\text{Mpc}$		

太陽光度: $1 L_{\odot} = 3.9 \times 10^{33}\text{erg/s}$

太陽質量: $1 M_{\odot} = 2.0 \times 10^{33}\text{g}$

$1 \text{pc} = 3.261 \text{y} = 3.1 \times 10^{18} \text{cm}$

たものである。実はこれら銀河団も一様に分布しているわけではなく、cell-void 構造、bubble 構造ないしスポンジ構造等と呼ばれる、100Mpc 程度のスケールを持つ面白いパターンを描いて分布していることが最近の観測で明らかにされている。²⁾ これらの構造の内、特に銀河団の集中している部分は超銀河団と呼ばれる。この大構造はこれまで見いだされた中で最も大きなスケールの構造で、更に大きなスケールでは銀河は一様に分布していると考えられている。

従って、銀河形成の理論は、まず、宇宙の物質が表1にまとめた様な幾つの特徴的スケールと密度構造を持って分布していることを説明しなければならない。ただ、これらのスケールは単に目安でしかなく、銀河の分布を定量的に表現する手段としては不完全である。この点を補い、銀河分布の統計的性質を正確に表現する方法として、銀河間の2体相関関数 ξ がよく用いられる。³⁾ ξ を用いると、銀河の平均個数密度を n_0 とする時、ある1個の銀河から位置ベクトル r だけ離れた点を中心とする体積 ΔV の中に別の銀河が存在する確率 ΔP は、

$$\Delta P = \{1 + \xi(r)\} n_0 \Delta V \tag{1}$$

と表される。特に、着目している銀河から半径 r 内にある銀河の個数 N とその平均からのずれ ΔN の比は、

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{1}{V} \int_0^r \xi(r) dV \tag{2}$$

となる。観測によると、 ξ は r の広い範囲に亘って

$$\xi(r) = (r/r_g)^{-1.8}$$

$$; r_g = 5.4 h^{-1} \text{Mpc}, \quad 1 \text{Mpc} < rh < 10 \text{Mpc} \quad (3)$$

とべき型の関数で表される。⁴⁾

以上が、我々の宇宙の現在の構造の大まかな特徴であるが、ここで一つ大きな問題がある。上で述べた銀河分布はあくまで光でみた物質の分布である。ところが、我々の銀河や近傍のS型銀河(渦巻状銀河)内での星や中性水素ガスの回転速度及び我々の銀河の乙女座銀河団に対する運動(Virgo infall)の観測より、銀河の輝いている部分の外側(ハロー)や銀河団の近傍に大量の見えない物質が存在することが知られている。⁵⁾ これら光学的に観測できない物質—dark matter(以下DM)の量は、輝いている物質の10~100倍にもものぼる。それらの一部は太陽に比べて小さな暗い恒星や中性子星、わい星によって説明されるが、90%以上は通常物質では説明不可能なものとして残る。現在、その実体はmassive neutrinoで代表される様な質量を持ち、非常に相互作用の弱い素粒子(WIMPs)であろうと考えられている。

いずれにしても、DMは宇宙の大域的な質量分布の担い手であり、その性質は銀河形成のシナリオを大きく左右する。従って、DMの実体が不明であることは、銀河形成論にとって出発点から大きな不定性を抱え込むことになる。しかし、これは視点を変えてみると、出来上がった銀河形成論の成否によってDMの実体に関する情報を得ることができることを意味している。これは、銀河形成論の妙味でもある。

§2. 標準宇宙モデル

宇宙の構造形成の具体的な話にはいる前に、予備知識として最低限必要な宇宙論の基礎知識をまとめておこう。

現代の宇宙論の出発点は、

- i) 我々の宇宙が十分大きなスケール(もちろん観測可能な範囲)では一様等方である。
- ii) 銀河間の相対速度 v が相対距離 r に比例して増大している(ハッブルの法則):

$$v = H_0 r \quad (v \ll c \text{の範囲で}). \quad (4)$$

- iii) 宇宙が約2.7 Kのほぼ一様等方な黒体輻射で満たされている、

という三つの観測事実である。但し、これまでの観測では H_0 はファクター2の精度でしか決っていない。⁶⁾

$$H_0 = 100 h \text{km/s/Mpc}; \quad 0.5 \leq h \leq 1.0. \quad (5)$$

これらの事実の内(i)と(ii)は、第ゼロ近似では、我々の宇宙の時空構造及び物質分布が空間的に一様等方であり、かつそれが時間と共に一様性を保って膨張していることを意味している。この近似のもとでは、宇宙の構造及びその時間発展は、現在の空間の曲率を表す定数 K 、空間のスケールの時間変化を表す関数 $a(t)$ (膨張因子)、物質のエネルギー密度 $\rho(t)$ 、及び宇宙定数 Λ によって表される。特に、ハップ・パラメーター H_0 は膨張因子の時間変化率

$$H \equiv \frac{1}{a} \frac{da}{dt} \quad (6)$$

の現在 $t=t_0$ における値と一致する。以下、 a の現在の値を1とする。

a の時間変化はアインシュタイン方程式により ρ の時間変化と結び付けられる。 ρ の現在の値 ρ_0 、 ρ と臨界エネルギー密度 $\rho_c \equiv 3(cH)^2/8\pi G$ の比で定義される密度パラメーター Ω の現在の値

$$\Omega_0 \equiv \rho_0/\rho_c, \quad (7)$$

及び無次元定数 $K_0 \equiv K/H_0^2$ 、 $\Lambda_0 \equiv \Lambda/3H_0^2$ を用いると、 a と ρ の関係は

$$\frac{H^2}{H_0^2} = \Omega_0 \frac{\rho}{\rho_0} - \frac{K_0}{a^2} + \Lambda_0; \quad K_0 = \Omega_0 + \Lambda_0 - 1 \quad (8)$$

と表される。

一方、 ρ の変化は物質の性質に大きく左右される。一般に、 P を平均圧力とすると、 ρ はエネルギー方程式

$$a \frac{d\rho}{da} = -3(\rho + P) \quad (9)$$

に従うので、物質を大まかに相対論的物質、即ち $P=\rho/3$ という状態方程式に従うものと、圧力が静止質量のエネルギーに比べて無視できる非相対論的物質に分けると、相対論的物質のエネルギー密度は $\rho_R \propto a^{-4}$ 、非相対論的物質のエネルギー密度は $\rho_{NR} \propto a^{-3}$ の様に変化する。

現在の宇宙において相対論的物質として自然に考えられるものは、(iii)に挙げた約2.7 Kの宇宙マイクロ波背景輻射(CMB)と質量の無視できるニュートリノである。これらの密度パラメーターへの寄与は、 N_0 を質量の無視できる($m < 10^{-4} \text{eV}$)ニュートリノの種類の数として、それぞれ

$$\Omega_{\text{CMB}} = 2 \times 10^{-5} h^{-2}, \quad \Omega_{\text{N}} = 0.23 N_0 \Omega_0 \quad (10)$$

で与えられる(但し、ニュートリノは縮退していないと仮定)。一方、非相対論的物質として先ず考えられるのは、水素、ヘリウムなどのバリオンである。直接の観測からは $\Omega_b h^2 > 0.001$ という弱い制限しか得られないが、現在の宇

宙に存在する軽元素の起源を宇宙初期における核融合反応により説明しようとする、

$$0.01 < \Omega_0 h^2 < 0.035 \quad (11)$$

という強い制限が得られることが示される。これらの既知の物質以外に、前節で述べた DM が存在する。その内、銀河ハローや銀河団の近傍にかたまっているものは必然的に非相対論的である。その量は、 Ω_0 に換算して少なくとも 0.2 以上、おそらく 0.3 程度であると推定されている。⁸⁾ 従って、

$$\Omega_{\text{NRO}} \geq \Omega_{\text{DMO}} \sim 0.3. \quad (12)$$

勿論、局在していない相対論的な DM の存在を否定する直接的な観測事実は存在しない。しかし、後述する宇宙年齢の制限を考慮すると、相対論的 DM が現在の物質の主要部を占める可能性は否定される。

以上の事より、現在の宇宙では、非相対論的物質がエネルギー密度の大部分を占め、相対論的物質の主要部は 2.7 K の CMB と質量がゼロのニュートリノからなると仮定するのが自然である。これに $\Lambda=0$ の仮定を加えて得られる宇宙モデルを標準宇宙モデルと呼ぶ。これらのうち、非相対論的物質の主要部がバリオンからなるモデル ($\Omega_{\text{NRO}} = \Omega_0$) をバリオンの支配的な宇宙モデル、非バリオンの DM からなるモデルを DM の支配的な宇宙モデルと呼ぶことにする。

標準モデルにおける宇宙の進化には幾つか特徴的な時刻が存在する。その一つは原子の再結合が起きる時点である。宇宙の温度 T は、 $\rho_R \propto T^4$ より、過去に遡ると a^{-1} に比例して増大する。このため、宇宙の十分初期では物質は高温のプラズマに解体されていたことになる。このプラズマ状態の物質は、宇宙膨張と共に温度が下がり、 $T \sim 4000$ K の頃に中性化される。それに伴って、それ迄物質と強く相互作用していた輻射は物質から分離し、自由に宇宙空間を伝わるようになる。この時刻を以下 t_{rec} とする。

もう一つは、宇宙の膨張則が変化する時点 t_{eq} である。上で述べた ρ_R, ρ_{NR} の振舞より、 $a < a_{\text{eq}} = \Omega_{\text{RO}}/\Omega_{\text{NRO}} \approx 2.4 \times 10^{-3} (\Omega_0 h^2)^{-1}$ では $\rho_R > \rho_{\text{NR}}$ (輻射優勢) となり、 a は $t^{1/2}$ に比例して増加する。一方、 $a > a_{\text{eq}}$ では $\rho_R < \rho_{\text{NR}}$ (物質優勢) となり、 a は $t^{2/3}$ に比例する。さらに、 $\Omega_0 \ll 1$ の場合は、 $a > a_K = \Omega_0^{-1}$ で (8) 式の右辺で曲率項 K_0/a^2 が物質のエネルギー密度を上回るようになり (曲率優勢)、 a は t に比例して増大するようになる。

最後に、膨張宇宙における構造形成の理論で重要となるホライズンという概念に触れておく。標準モデルでは、宇

宙初期が常に輻射優勢とすると、宇宙は有限な時刻に始まり ($a=0$) を持つことになる。この始まりの時刻からある時刻までに光が伝わる範囲の半径をホライズンサイズ (正確には particle horizon size) と呼ぶ、ホライズンサイズの役割は、それがその時刻までに因果的相関を持ちうる最大のスケールを与える点にある。

§3. 銀河形成

銀河の起源を研究する上で先ず問題になるのは、現在我々がみるような形での銀河がいつ形成されたかということである。これに対するもっとも直接的情報を与えてくれるのがクェーサーである。クェーサーは中心核が非常に活動的な銀河で、明るいものは通常の銀河の一万倍以上の光度を持っている。そのため、非常に遠方のものまで見えることになる。遠方のクェーサーから来る光のスペクトルは宇宙膨張のために大きな赤方偏移を受けている。その大きさを表す赤方偏移因子 $z = \Delta\lambda/\lambda$ は、光が出た時刻での膨張因子の値 a と $z = 1/a - 1$ という関係にある。現在、 $z = 4.43$ のものまで見つっているが、これは、 $a \sim 0.2$ の頃に既に銀河が存在したことを意味している。

この様に、現在の宇宙の大域的構造の起源は膨張宇宙という物理的状況のもとで説明する事が必要となるが、この際、非常に重要な役割を果たすのが、宇宙の初期における物質分布、或は時空構造の不均一性についての情報である。その情報源として現在もっとも重要なものは、CMB の観測である。現在我々のみている CMB は、 t_{rec} の頃に物質から放出された熱輻射が以後物質と相互作用することなく宇宙膨張による赤方偏移を受けたものである。従って、この時点で宇宙の温度や重力場が空間的にゆらいでいると、現在観測される CMB が再結合時のどの位置に相当する方向からやって来たかによって、その温度が異なった値を持つことになる (CMB の非等方性)。これまでの観測では、地球の運動に起因すると思われる dipole anisotropy を分離すると、 $1'$ から 180° という非常に広い角度差に亘って $(\Delta T/T)_0 < 10^{-4}$ という制限が得られている (§5 参照)。これは、 t_{rec} におけるエネルギー密度及び時空構造の空間的なゆらぎが、現在のスケールに換算して 2 Mpc ~ 数千 Mpc の範囲に亘って、少なくとも 10^{-3} 以下であったことを意味する。例えば、2 体相関関数より決まる現在の銀河の数密度のコントラストが 2 Mpc のスケールで 6 程度になることと比較すると、 t_{rec} での密度分布が非常に均一であることが分かる。

表2 銀河形成論の分類

理論	種	メカニズム
重力不安定説 cosmic string 説	微小な密度ゆらぎ cosmic strings	重力不安定 string 相互作用 + 重力による accretion
池内・オストライ カー・カウイー説	種族 III の重い星	重い星の連鎖的爆発+衝撃 波圧縮+重力不安定
乱流説	乱流的速度場	衝撃波圧縮+重力不安定

この事実を背景として、現在の銀河形成論は全て、宇宙の十分初期にはエネルギー密度や時空構造が非常にいい精度で空間的に一様等方であったという仮定から出発する。勿論、宇宙が初期において完全に均質であったとすると、以後均質のまま留まることになり、現在観測されるような構造は生まれぬ。何等かの種が必要である。従って、この種がどの様なものであるか、その種からどの様なメカニズムで大きな不均一性を持つ密度構造が作られるか、という二つの側面から銀河形成論を特徴付ける事ができる。

この様な視点から、これまでに提案された主要な銀河形成論を分類したのが表2である。これらのうち、乱流説は、宇宙初期に存在した、密度ゆらぎを伴わない乱流的速度場が、宇宙の再結合時の音速の急激な変化によって衝撃波を発生し、それによる圧縮によって必要な密度のゆらぎが生み出されるという考え方であるが、ドップラー効果によって速度場が生み出す CMB の非等方性が大きくなり過ぎるという困難のために現在は放棄されている。⁹⁾ また、池内・オストライカー・カウイー (Ikeuchi-Ostriker-Cowie) 説は、宇宙初期に存在した質量が $10^6 M_{\odot}$ 以上の重い星(ないしブラックホール)を種として、重い星の爆発とそれに伴う衝撃波によるガスの圧縮と新しい星の形成という過程の連鎖を通して、銀河及びその分布を生み出そうという考え方である。¹⁰⁾ この考え方も、種となる重い星(ないしブラックホール)の起源が説明困難である、§2で述べた 100 Mpc スケールの宇宙の大構造を説明するのに必要なエネルギーが得られない、衝撃波圧縮によってできる密度の不均一が生み出す CMB の非等方性が大きくなり過ぎる、などの様々な困難のためにほぼ放棄されたといつてよい。残る二つの理論のうち、ここ数年急速に発展した cosmic string 理論については、佐藤文隆の解説¹¹⁾を参照していただくことにして、以下ではもっとも古い歴史を持ち、最も詳しく研究されている重力不安定説に話を限ることにする。

§4. 重力不安定説

重力は常に引力として働き遮へいされない。このために、十分大きなスケールを持つ高密度の部分は、自己重力が圧力に打ち勝つことにより収縮し、ますます高密度になる (ジーンズ (Jeans) 不安定)。重力不安定説は、宇宙初期に存在した非常に小さな振幅を持つ密度のゆらぎが、この重力不安定により成長して、現在観測されるような大きな密度のコントラストを生み出したとする考えかたである。

重力不安定説における宇宙の構造形成の過程は大まかに次の三つの段階に分けられる:

- (1) 種となる密度ゆらぎの生成,
 - (2) 密度ゆらぎの成長,
 - (3) 高密度部分における恒星の集団としての銀河の形成.
- これらのうち、これまで十分な研究がなされているのは (1) と (2) のみである。以下では、紙数の都合で (1) については割愛し、観測とも密接な関連を持つ (2) に話を限ることにする。

(2) の段階は密度ゆらぎの振幅の大きさに応じて、さらに、線形成長の時期と非線形成長の時期に分けられる。ゆらぎの振幅の小さい線形成長の時期 ($a \ll 0.1$) では、ゆらぎの成長は線形摂動論を用いて研究することが可能であり、解析的にも数値的にも信頼できる計算が可能である。これに対して、ゆらぎが十分成長した非線形成長の時期 ($a \geq 0.1$) の研究は複雑な非線形方程式を扱わねばならず、必ずしも信頼できない数値計算に頼らざるを得ない。また、この段階は上記の (3) の段階とも密接に関連しているために、理論的にも不明な点が多い。そこで、以下では、線形成長の段階でのゆらぎの振舞について詳しく説明し、非線形成長に関しては N 体計算の結果を次節で述べるにとどめる。

線形成長の段階におけるゆらぎの振舞は、重力と圧力のバランスで決まる。いま、宇宙の中で、半径 R 、質量 M の領域のエネルギー密度および圧力が平均よりそれぞれ $\Delta\rho$ 、 ΔP だけ僅かにずれていたとすると、この領域内の物質に働く圧力勾配と重力の大きさの比は、

$$\frac{\Delta P}{R} / \Delta\rho \frac{GM}{c^2 R^2} \sim \frac{c_s^2 c^2}{G \rho R^2} \quad (13)$$

となる。ここで c は光速、 c_s は音速である。従って、 $R > c_s (c^2 / G \rho)^{1/2} \sim c_s c / H = l_J$ では圧力の効果は重力に比べて無視できることになり、領域は(大きな膨張速度を持たない限り)重力不安定を起こし、密度のコントラストはどんどん増大する。一方、 $R < l_J$ の場合は、圧力が重力を上回るために密度のコントラストは成長できず、音波として他の

領域へ伝播していくことになる。従って、スケールが l_j に比べて大きい小さいかによって、ゆらぎの振舞は大きく異なることになる。 l_j はジーンズ長 (Jeans length) と呼ばれる。

ジーンズ長と現在の構造とを比較する際に注意すべき点の一つがある。例えば現在の銀河は、その平均距離に相当するスケールの領域内の質量をかき集めてできると考えられるが、このスケールは宇宙膨張と共に a に比例して変化する。従って、ゆらぎのスケールを表すのに、各時刻におけるスケール l の代わりに、 $L=l/a(t)$ (comoving length) を用いる事にすれば、直接現在の構造との対応がつくことになる。特に、一定の L に対応するスケール内に含まれる非相対論的物質の質量 $M=\mu(t)l(t)^3$ (μ は質量密度) は時間 t によらなくなる。そこで、以下では l_j の代わりに $L_j=l_j/a(t)$ を用いることにする。対応する質量 M_j はジーンズ質量と呼ばれる。

ここで重要なことは、 L_j が時間と共に変化する事である。このため、ゆらぎを様々な波長の成分に分解したとき、各成分の波長が L_j より小さくなる時刻は成分毎に異なり、従って、その成長が止まる時刻も違ってくる。この結果、ゆらぎの振幅のスペクトルは線形成長の段階で変形を受けることになる。このスペクトルの変形が線形成長の段階に起こる最も重要な現象である。

この様に、大まかにはゆらぎの線形成長段階での振舞はジーンズ長の振舞によって決まるが、定量的な議論をするには、ゆらぎの発展方程式の詳しい解析が必要となる。本稿ではこれらの詳細に立ち入る余裕はないので、結果の概要を述べるにとどめる。¹²⁾

先ず、ゆらぎの振舞を調べる上で重要となる二、三の点に付いて触れておかねばならない。その第一は、宇宙の物質の構成の問題である。§2 で述べたように、標準モデルでは宇宙の物質は相対論的成分と非相対論的成分からなるが、これら成分が互いにどのような相互作用をするかによって、物質の音速、従ってジーンズ長の大きさや時間変化は大きく異なる。このため、バリオンが支配的な宇宙モデルと DM が支配的な宇宙モデルを分けて考える必要がある。

DM が支配的な宇宙モデルでのゆらぎの振舞は、更に DM の性質によって異なってくる。銀河形成における役割という視点からみると、DM は大まかに hot dark matter (HDM) と cold dark matter (CDM) の二つに分類される(原理的にはこの中間の warm dark matter というものが考えられるが、対応する候補が存在しないのでここで

は考えない)。HDM は WIMPs のうち

- (i) 宇宙初期に光子ガスと熱化学平衡にあった、
 - (ii) 宇宙のクォーク・ハドロン相転移以後に光子ガスから decouple した、
 - (iii) decouple する時の温度が質量に比べて大きかった、
- という3条件を満たすものを指す。その代表格は小さな質量を持つニュートリノである。上記の条件より、HDM の粒子密度は完全に決まり、現在の宇宙における密度パラメーターへの寄与は、粒子の質量を m として

$$\Omega_{\text{HDM}} h^2 \geq m/116 \text{ eV} \quad (14)$$

で与えられる。一方、CDM は宇宙のかなり初期に既に非相対論的になり、その粒子数密度が (14) のような質量による制限を受けないものを指す。候補としては、数 GeV 以上の質量を持つニュートリノ、アキシオン、超対称性を持つ素粒子理論で登場するいわゆる ino 粒子等がある。

第二の点はゆらぎのタイプである。宇宙の物質は光子、バリオン、DM など力学的性格の異なった成分からなっている。従って、物質のゆらぎと一言で言っても、その力学的振舞は、各成分がどのような比率で揺らいでいるかによって変わってくる。一般に、ゆらぎは、成分間のゆらぎの比率によって断熱的ゆらぎと等曲率ゆらぎの二つに分けられる。断熱的ゆらぎは、エントロピーのゆらぎを伴わないゆらぎ、より正確には Δ_R , Δ_{NR} をそれぞれ相対論的成分及び非相対論的成分の密度ゆらぎの振幅、 V_R , V_{NR} を対応する速度のゆらぎとして、

$$S \equiv (3/4)\Delta_R - \Delta_{\text{NR}} = 0, \quad V_{\text{rel}} \equiv V_R - V_{\text{NR}} = 0 \quad (15)$$

を満たすものとして定義される。一方、等曲率ゆらぎは、物質の全体としてのエネルギー密度 Δ 、速度 V にゆらぎのないモード、即ち

$$\Delta = 0, \quad V = 0 \quad (16)$$

を満たすゆらぎである。一般に、 k をゆらぎの波数 ($2\pi/L$) とする時、全エネルギー密度のゆらぎ Δ は空間の曲率のゆらぎの振幅 Φ とニュートン理論におけるポアソン方程式に相当する関係式

$$4\pi G\rho\Delta = a^{-2}(k^2 - 3K)\Phi \quad (17)$$

で結び付いているので、このゆらぎに対しては $\Phi=0$ 即ち空間の曲率のゆらぎがなくなる。これが等曲率という言葉の起源である。等曲率ゆらぎに対しては、最低次で重力場のゆらぎは存在しないので、上記のジーンズ不安定の議論は適用できない。

ゆらぎのタイプ分けで注意すべき点は、これら両タイプのゆらぎが力学的に結合していることである。従って、ゆ

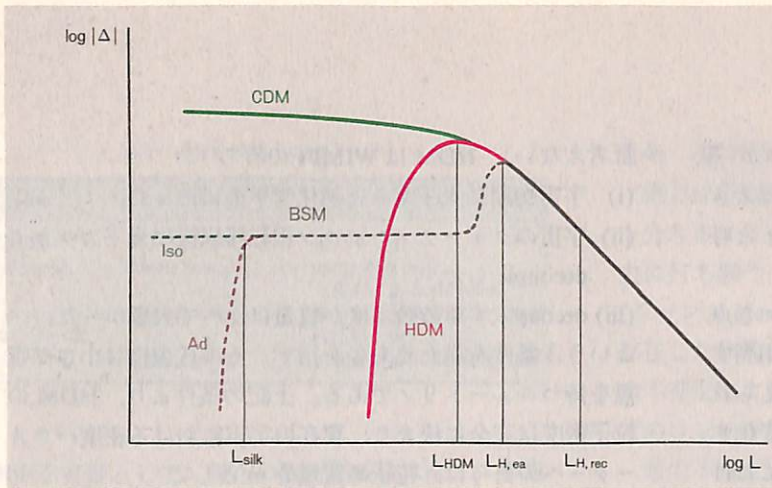


図1 t_{rec} 直後の Δ のスペクトル。HDM, CDM はそれぞれ hot dark matter, cold dark matter に対する Δ のスペクトル。また, Ad, Iso はそれぞれバリオンの支配的な宇宙モデルにおける断熱ゆらぎ, 等曲率ゆらぎに対応する。

これに対して, t_{rec} 以前の振舞は複雑であり, 宇宙を構成する物質の種類やゆらぎのタイプによって大きく異なる。図1に初期ゆらぎがゼルドヴィッチ型の場合について, t_{rec} 直後のゆらぎのスペクトルの概形を示してある。初期に全くスケールを持たなかったゆらぎが変形を受けていくつかの特徴的なスケールを持つようになることが分かる。

これらの内, 物質の種類によらないスケール $L_{\text{H,eq}}$ は t_{eq} におけるホライズンサイズに相当するスケールである:

$$L_{\text{H,eq}} \approx 10(\Omega_0 h^2)^{-1} \text{Mpc}. \quad (22)$$

このスケールが現れる理由はバリオンが支配的な場合とDMが支配的な場合とでは異なる。バリオンが支配的な場合はジーンズ質量が t_{eq} で最大となる事に起因する。一方, DMが支配的な場合は, t_{eq} 以前にホライズン内に入ったゆらぎが, 放射のエネルギー密度が重力の主な担い手である $t < t_{\text{eq}}$ の時期では成長できないことによる (stagnation)。いずれにしても, $L > L_{\text{H,eq}}$ におけるゆらぎの振舞は重力のみによって決定され, 物質の種類に依らない。

これに対して $L < L_{\text{H,eq}}$ では状況が大きく異なる。まず, DMが支配的な場合における Δ は t_{eq} 以後ではスケールによらず a に比例して成長するのに対して, バリオンのゆらぎ Δ_b は放射と結合しているために t_{rec} までは成長できない。バリオンが支配的な場合とDMが支配的な場合とで $L < L_{\text{H,eq}}$ における Δ の大きさが異なるのは, このためである。

さらに, $L_{\text{H,eq}}$ より小さいスケールでは, 物質の種類によって異なったスケールが現れる。まず, 式(14)より, HDMは t_{eq} の頃 (t_{NR}) に非相対論的になる。DMが相対論的な時期 $t < t_{\text{NR}}$ にホライズン内に入ったゆらぎは, DMを構成する粒子が放射と相互作用せず自由に伝播するためにならされて急速に減衰してしまう (free streaming damping)。このために, t_{rec} におけるスペクトルは

$$L_{\text{HDM}} \approx 43(30 \text{eV}/m_{\text{HDM}}) \text{Mpc} = 11(\Omega_0 h^2)^{-1} \text{Mpc} \quad (23)$$

あたりに cut off を持つことになる。これに対して, 宇宙の非常に初期に非相対論的となる CDM に対してはこの様な cut off は現れない。一方, バリオンはやはりスペクトルの変形が起きる時期には非相対論的であるが,

$$L_{\text{silk}} \approx 3.2(\Omega_{b,0} h^2)^{-1/2}(\Omega_0 h^2)^{-1/4} \text{Mpc} \quad (24)$$

より小さいスケールでは光子の拡散のために放射とバリオ

らぎのタイプの分類は基本的に種となるゆらぎに対する分類と考えるのが正確である。勿論, 現実のゆらぎとしてはこれら両タイプのゆらぎが混在したものが可能である。

最後の点は種となるゆらぎのスペクトルである。通常, 宇宙における構造形成の理論に於て, 現在の宇宙の構造を特徴付ける様々なスケールはゆらぎの時間発展の過程で生じると考える。この考え方に従うと, 種となるゆらぎは特徴的なスケールを持たないものとなる。従って, ゆらぎを

$$\Delta = \sum_k \Delta_k e^{i k x}, \quad S = \sum_k S_k e^{i k x} \quad (18)$$

と波数分解したとき, 種となるゆらぎのスペクトルは, 断熱ゆらぎに対しては

$$|\Delta_k|^2 = A k^n, \quad S_k = 0. \quad (19)$$

等曲率ゆらぎに対しては,

$$|S_k|^2 = A k^{n-4}, \quad \Delta_k = 0 \quad (20)$$

とべき型で書けることになる。(19)のスペクトルを持つ断熱ゆらぎに対して, スケール l での密度ゆらぎ及び曲率のゆらぎの大きさは

$$|\Delta| \propto l^{-(n+3)/2}, \quad |\Phi| \propto l^{(1-n)/2} \quad (21)$$

となり, 特にゼルドヴィッチ(Zel'dovich)スペクトルと呼ばれる $n=1$ のゆらぎに対しては, 曲率のゆらぎはスケールによらなくなる。勿論, 種となるゆらぎのスペクトルは最終的にはゆらぎの生成ないし宇宙の初期条件の研究によって決定されるべきものである。

さて, ゆらぎの振舞は, t_{rec} 以前と以後で大きく異なる。 t_{rec} 以後での振舞は単純である。非相対論的物質と放射の相互作用は無視できるために, ジーンズ質量はDMに対して実質的に0, バリオンに対しては $10^6 M_\odot$ 以下となり, 興味ある全てのスケールに亘って密度のゆらぎ Δ は a に比例して成長する(但し, $h^2 \Omega_0 > 0.034$ を仮定)。一方, 光子は物質と相互作用することなく伝播するために, 放射のエネルギー密度の空間的ゆらぎ Δ_r はホライズンより小さいスケールではならされてしまい急速に減衰する。

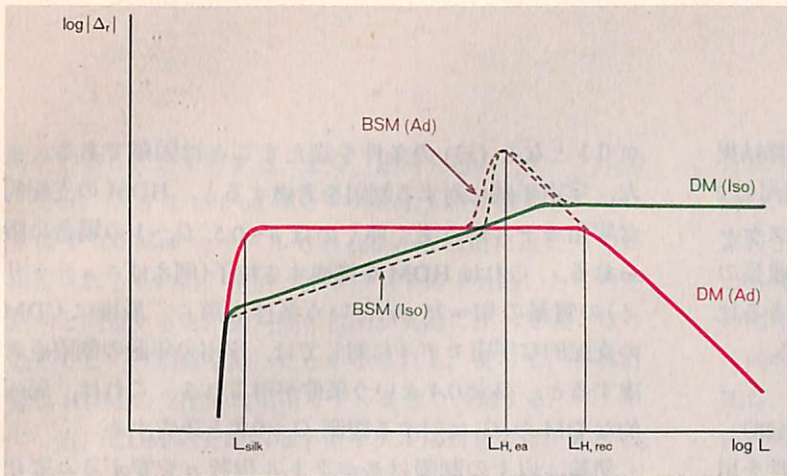


図2 t_{rec} 直後での Δ_r のスペクトル.

ンの中に摩擦が生じ、断熱的ゆらぎは減衰してしまう (Silk damping). これに対して、バリオンの等曲率ゆらぎは振動成分を殆ど持たないために減衰せず、スペクトルに cut off は現れない. このバリオンのゆらぎの振舞が、 Δ に関する限り、断熱ゆらぎと等曲率ゆらぎの唯一の本質的違いである.

これら t_{rec} におけるスペクトルの違いは t_{rec} 以後における銀河形成のシナリオに大きな影響を及ぼす. $\Omega_0 h^2$ に対する観測からの制限を考慮すると、バリオンの支配的な宇宙における断熱ゆらぎや HDM の支配的な宇宙におけるゆらぎに対しては、cut off スケールが銀河の平均距離よりずっと大きくなる. このため、先ず、銀河団より大きなスケールを持つ高密度のガスの塊が形成され、これらのガス雲が重力不安定により収縮する非線形過程で銀河が作られることになる (パンケーキシナリオ). これに対して、バリオンの支配的な宇宙における等温ゆらぎや CDM の支配的な宇宙におけるゆらぎに対しては、銀河より小さいスケールを持つ高密度のガス雲が先ず形成され、それらが重力により集まって次第に大きなスケールの構造を形成するというシナリオとなる (hierarchical clustering).

これらシナリオの違いは、現在の構造にある程度反映される. 例えば、パンケーキシナリオでは最初に非線形となるスケールは現在でも十分大きな密度のコントラストを持たないといけない. また、このシナリオでは非線形成長の時期にガスが大量に存在するために、散逸効果が大きな役割を果たす. 現在の超銀河団スケールの密度のコントラストや銀河団中の銀河の運動の観測はこれらパンケーキシナリオの結論と大きく矛盾している.

Δ の場合と違って、放射のエネルギー密度のゆらぎ Δ_r の振舞は、図2に示したように断熱ゆらぎと等温ゆらぎで

は大きく異なる. その主な特徴は、まず、 $L < L_{H,eq}$ に対して、 t_{rec} における Δ_r/Δ の大きさが、DM の支配的な場合の方がバリオンが支配的な場合に比べて小さくなっていることである. これは、 $t_{\text{eq}} < t < t_{\text{rec}}$ において、 Δ_r 及び Δ_b が成長できないのに対して、 Δ_{DM} は a に比例して成長できることによる. もう一つの特徴は、 t_{rec} におけるホライズンサイズに比べて大きなスケールでは、等曲率ゆらぎに対する Δ_r の大きさが断熱ゆらぎに比べてかなり大きくなっていることである. ここではスペースの都合上その理由を説明することはできないが、次節で述

べるように、この違いは CMB の非等方性の議論に大きな影響を及ぼす.

これまで $n=1$ の場合に限定してきたが、 t_{rec} における Δ , Δ_r のスペクトルが n の差の分だけ傾く点を除けば、 $n \neq 1$ の場合もゆらぎの振舞は本質的に変わらない.

§5. 観測との比較

重力不安定説に基づく構造形成の理論は、

宇宙モデルのパラメーター: h, Ω_0

ゆらぎのパラメーター: A, n

という4個のパラメーターを持っている. 従って、問題は、これらのパラメーターを適当に選んで観測事実を矛盾なく説明できるかどうかということにある. これらの内、 h と Ω_0 は直接の観測からの制限 (5), (12) に加えて、宇宙年齢からの制限を受ける. 現在、宇宙年齢 t_0 に対するもっとも強い制限は我々の銀河系に属する球状星団内の星の年齢に基づくもので

$$t_0 \geq 13 \text{ Gyr} \quad (25)$$

で与えられる.¹⁴⁾ 一方、標準モデルでは、 ht_0 は Ω_0 のみに依存し、その単調減少関数となる. 特に $\Omega_0=0, 1$ に対して

$$t_0 = \begin{cases} H_0^{-1} = 10h^{-1} \text{Gyr}; & \Omega_0=0 \\ (2/3)H_0^{-1} = 6.7h^{-1} \text{Gyr}; & \Omega_0=1 \end{cases} \quad (26)$$

となる. これから予想されるように、観測の制限 (25) を満たすためには、 h は観測からの下限 0.5 に近くないといけないことが導かれる:

$$h < \begin{cases} 0.5; & \Omega_0=1 \\ 0.6; & \Omega_0=0.4 \\ 0.65; & \Omega_0=0.2 \\ 0.68; & \Omega_0=0.1 \end{cases} \quad (27)$$

一方、初期ゆらぎの振幅 A は、密度ゆらぎの計算結果と現在の銀河分布の比較から決定される。特に、銀河の2体相関関数 ξ が1に比べて十分小さくなる、大きなスケールでの銀河数のコントラスト $\Delta N/N$ は、ゆらぎの成長の線形理論のみから計算が可能であるので、信頼のできる比較が可能である。通常、 ξ に対する観測と式(2)から、

$$\Delta N/N(8h^{-1}\text{Mpc})=1(\text{Vittorio-Silk}^{15})$$

$$\Delta N/N(10h^{-1}\text{Mpc})=0.83(\text{Bond-Efstathiou}^{16}) \quad (28)$$

が用いられる。但し、人によっては違った規格化条件を用いていることがあるので注意を要する。

(1) CMBの非等方性

現在、構造形成の理論に対して最も強くかつ信頼のできる制限を与えるものは、CMBの非等方性の観測である。それらの内信頼できる最も強い制限は、小さなスケールの非等方性に関しては、Uson & Wilkinson¹⁷⁾による

$$\Delta T/T(\theta=4.5') \leq 4.5 \times 10^{-5} \quad (29)$$

が、大きなスケールでは Melchiorri ら¹⁸⁾による

$$\Delta T/T(\theta=6^\circ) \leq 4.8 \times 10^{-5}, \quad (30)$$

Davies ら¹⁹⁾による

$$\Delta T/T(\theta=8^\circ) \leq 5.7 \times 10^{-5}, \quad (31)$$

および, Fixsen ら²⁰⁾による

$$\Delta T/T(\theta=10^\circ \sim 180^\circ) \leq 3.7 \times 10^{-5} \quad (32)$$

によって与えられる。

これらの観測的制限と光子ガスに対するボルツマン(Boltzman)方程式を解いて得られた理論値との比較で得られた結果は、次のようになる。^{15, 16, 21~23)}

まず、断熱的ゆらぎに基づく理論では(29)がもっとも強い制限を与える。この制限は、初期スペクトルがゼルドヴィッチ型($n=1$)の場合、

$$h\Omega_0 > \begin{cases} 0.35; & \text{バリオンの支配的なモデル} \\ 0.5; & \text{HDM} \\ 0.2; & \text{CDM} \end{cases} \text{DMの支配的なモデル} \quad (33)$$

となる。HDMの支配的な場合に対する制限がバリオンの支配的な場合より強くなるのは、cut-offスケールが大きいいため、ゆらぎに対する規格化条件を満たすためには大きな振幅を持つ初期ゆらぎが必要となるためである。また、CDMの支配的な場合に対する制限がバリオンの支配的な場合より弱くなるのは、前説で述べたようにCDMに対して t_{rec} での Δ_r/Δ が小さくなることによる。

元素合成からの制限(11)を考慮するとバリオンの支配的な宇宙モデルは否定される。たとえ、この制限を無視したとしても、DMの量に対する制限(12)より、 $\Omega_{\text{b0}} < \Omega_{\text{DM0}}$

≈ 0.3 となり(33)の条件を満たすことは困難である。また、宇宙年齢に対する制限を考慮すると、HDMの支配的な宇宙モデルがうまくゆくのは $h \sim 0.5$, $\Omega_0 \sim 1$ の場合に限られる。これはHDMを構成する粒子(例えばニュートリノ)の質量の和 ~ 25 eVという条件を導く。最後にCDMの支配的な宇宙モデルに対しては、宇宙の年齢の制限を考慮すると、 $\Omega_0 \geq 0.4$ という条件が得られる。これは、局所的なDMの Ω_0 に対する観測 $\Omega_0 \approx 0.3$ と矛盾する。

勿論、以上の制限はスペクトル指数 n を変えると変化する。しかし、Uson & Wilkinsonの観測が関与するスケールはゆらぎの規格化条件を課すスケールより小さいために、 n を大きくすると上記の制限は更に強くなる。一方、 n を小さくすると、大きなスケールに対する制限(30)~(32)にかかるようになる。また、 $n < 0$ のゆらぎに対しては $\Delta N/N(r)$ が大きなスケールで r と共に増大するという観測と矛盾する結果に導く。従って、 n は実質的に0~1の範囲に制限されることになり、上で述べた結論を大きく変えることはできない。

これに対して、等曲率ゆらぎに対する制限は大きなスケールの非等方性に関する制限(30)~(32)が最も厳しいものとなる。これまで詳しく調べられているのはCDMが支配的な場合で、実質的に、直接の観測から許される h, Ω_0 の全範囲で $\Delta T/T$ の理論値は観測の制限を上回る。前説で述べた等曲率ゆらぎの振舞から明らかなように、これらの制限は物質の性格にあまり依存しない。従って、全ての場合について、等曲率ゆらぎに基づく理論は否定される。

(2) N体計算

CMBの非等方性に関する議論は、ゆらぎの線形理論のみに依存しているために高い信頼性を持つが、現在の宇宙の構造の詳細とは直接関係しない。このような構造の詳細の立ち入った議論をするためには、ゆらぎの非線形な成長を直接研究することが必要となる。その方法として現在広く採用されているのは、現実的には連続的に広がった物質を、数万~100万個の粒子の集団に置き換えて、その時間発展を計算機でシミュレートする、いわゆるN体計算である。 t_{rec} 以後の物質の圧力が無視できる時代に対してこの方法を用いることにより、銀河の2体相関関数や運動の一樣膨張からのずれ(peculiar velocity)等の計算が可能となる。⁴⁾

まず、HDMの支配的な宇宙モデルに対しては、HDMの密度相関関数が銀河に対する ξ と一致することを要求すると、銀河の形成時期が $z_{\text{GF}} < 1$ と現在に近くなり過ぎることが示される。これは $z > 4$ をもつクェーサーが見つか

っていることと矛盾する。また、銀河分布のパターンに関しては、大きな cut off スケールのおかげで観測されている様な 100 Mpc スケールでの cell-void 構造に近いものが再現されるものの、密度コントラストの十分高いところを銀河と同定すると、銀河間の相関が実際に比べて強くなり過ぎるという困難を持つことが示される。従って、 N 体計算は HDM の支配的な宇宙モデルを強く否定する。

一方、CDM の支配的な宇宙モデルに対しては、 h と Ω_0 を適当に取ると $z_{GF} > 4$ でかつ観測される ξ を再現することが可能である。しかし、これらのパラメーターの対応する値は、 $\Omega_0 = 1$ とすると $h < 0.22$ となり、 h の観測の下限を大きく下回ると同時に、小さいスケールでの銀河の peculiar velocity が観測値の 2, 3 倍と大きくなり過ぎるという困難を持つ。一方、 h を大きくすると、 ξ を再現する Ω_0 の値が小さくなり ($h=1$ で $\Omega_0 = 0.2$)、CMB の非等方性の制限を破ってしまう。更に、CDM の支配的な宇宙モデルではゆらぎのスペクトルに大きなスケールでの cut off が存在しないために、100 Mpc スケールの大構造を説明することが困難である。

§ 6. 結論

この様に、標準宇宙モデルのもとで、重力不安定説によって現在の宇宙の構造を説明することは非常に困難である。 $\Lambda \neq 0$ モデル、²²⁾ unstable dark matter モデル²³⁾ など、標準モデルを少し変形してこの困難を解消しようとする試みもあるが、何れも成功していない。残された道は、ゆらぎの初期スペクトルについての仮定、 N 体計算の結果(ないしその解釈)、観測(ないしその解釈)の何れかを疑うか、全く違った理論を考えるしかない。

これらの内、観測の解釈に関連して、最近、biased galaxy formation という考え方が注目を集めている。²⁶⁾ これは、密度ゆらぎが標準偏差の 2, 3 倍以上のところにか銀河ができないとする考え方である。この理論自体は、biasing を与える物理的なメカニズムが不明であるなどいくつかの困難を持つが、その背後にある、銀河の分布が宇宙の質量分布を反映していないという考え方は大きな可能性を秘めている。これに関連して、銀河間空間に漂う中性水素の雲であるライマン(Lyman) α 雲が銀河のような相関をしめさないという最近の観測は注目に値する。

一方、理論の大幅な変更の可能性として、現在もっとも

有望なものは comsic string に基づく理論である。この理論は、望ましい性質を持つ cosmic string を自然に与える素粒子理論が存在せず、またインフレーション宇宙モデルとも共存できないという困難はあるものの、重力不安定説の困難を実に巧みに回避している点で興味深い。

何れの道が正しいかを判断するためには、依然として未知な、輝く星の集団としての銀河の形成過程の研究及び宇宙の大域的な構造の更に詳しい観測が必要であると思われる。

文 献

- 1) 更に詳しくは A. Sandage, et al. ed.: *Galaxies and the Universe* (Univ. Chicago Press, 1975).
- 2) V. de Lapparent, M. J. Geller and J. P. Huchra: *Astrophys. J.* **302** (1986) L1.
- 3) P. J. E. Peebles: *The Large-Scale Structure of the Universe* (Princeton Univ. Press, 1980).
- 4) M. Davis and P. J. E. Peebles: *Astrophys. J.* **267** (1983) 465.
- 5) S. M. Faber and J. S. Gallagher: *Annu. Rev. Astron. & Astrophys.* **17** (1979) 135. *IAU Symposium No. 117, Dark matter in the Universe*, ed. J. Kormendy and G. R. Knapp (Reidel, 1987).
- 6) P. W. Hodge: *Annu. Rev. Astron. & Astrophys.* **19** (1981) 357.
- 7) J. Yang M. S. Turner, G. Steigman, D. N. Schramm and K. A. Olive: *Astrophys. J.* **281** (1984) 493.
- 8) P. J. E. Peebles: *Nature* **321** (1986) 27.
- 9) B. J. T. Jones: *Rev. Mod. Phys.* **48** (1976) 107.
- 10) 池内 了: *日本物理学会誌* **39** (1984) 429.
- 11) 佐藤文隆: *日本物理学会誌* **42** (1987) 809.
- 12) 詳しくは、H. Kodama and S. Sasaki: *Prog. Theor. Phys. Suppl. No. 78* (1984) 1; *Int. J. Mod. Phys. A* **1** (1986) 265, **2** (1987) 491.
- 13) J. R. Primack and G. R. Blumenthal: *Formation and Evolution of Galaxies and Large Scale Structure in the Universe*, ed. J. Audouze and J. Tran Thanh Van (Reidel, 1983) p. 163.
- 14) I. Iben Jr. and A. Rezzini: *Phys. Rep.* **C105** (1984) 329.
- 15) N. Vittorio and J. Silk: *Astrophys. J.* **285** (1984) L39.
- 16) J. R. Bond and G. Efstathiou: *Astrophys. J.* **285** (1984) L45.
- 17) J. M. Uson and D. T. Wilkinson: *Astrophys. J.* **277** (1984) L1.
- 18) F. Melchiorri, et al.: *Astrophys. J.* **250** (1981) L1.
- 19) R. D. Davies, et al.: *Nature* **326** (1987) 462.
- 20) D. J. Fixen, E. S. Cheng and D. T. Wilkinson: *Phys. Rev. Lett.* **50** (1983) 620.
- 21) N. Gouda and M. Sasaki: *Prog. Theor. Phys.* **76** (1986) 1016.
- 22) G. Efstathiou and J. R. Bond: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **218** (1986) 103.
- 23) N. Vittorio and J. Silk: *Astrophys. J.* **297** (1985) L1.
- 24) S. D. M. White: *Inner Space/Outer Space*, ed. E., Kolb, et al. (Univ. Chicago Press, 1986) p. 228.
- 25) N. Vittorio and J. Silk: *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 2269.
- 26) J. M. Bardeen: *Inner Space/Outer Space*, ed. E., Kolb, et al. (Univ. Chicago Press, 1986) p. 258.