宇宙論：一歩前へ

大阪大学大学院理学研究科宇宙地球科学専攻　横山順一
E-mail: yokoyama@vega.ess.sci.osaka-u.ac.jp

この 2 月に初年度の観測結果が発表された WMAP 衛星のデータは、宇宙論的パラメタの値を正確に与えただけでなく、初期宇宙のインフレーションを検証し、それに対する重要な知見をもたらした。この結果は全体としては、現在の標準的な宇宙モデル、すなわちわれわれはコールドダークマター 3 割、宇宙項 7 割から成る平坦な宇宙に住み、インフレーションの予言するほぼスケール不変な断熱ゆらぎから出発して構造形成が起こった、という考え方を支持するものであった。しかし、再イオン化の時期がこれまでの通説よりもかなり早かったことのほか、仔細な点を検討していくと、説明を要する新発見がいろいろあり、興味は尽きない。まさに精細宇宙論の新時代の幕開けを告げる結果であるといえよう。

1　新時代を開く宇宙地図

去る 2 月 11 日午後 2 時 (米国東部時間。日本時間では 2 月１２日午前４時であった) 、WMAP 衛星による宇宙マイクロ波背景輻射 (CMB) の非等方性の初年度の観測結果が発表された [1]。これはもともと MAP(Microwave Anisotropy Probe) 衛星という名称で 2001 年 6 月に NASA により打ち上げられた人工衛星であるが、そのチームのメムバーで CMB 非等方性観測実験の草分けでもある Dave Wilkinson 氏が昨年惜しくも逝去したことを受け、彼の名前を冠したものである。

現在絶対温度 2.7K の黒体輻射として観測される CMB は、自由電子が原子核に束縛されプラズマ状態が終わった、ビッグバンから約 40 万年後の宇宙の晴れ上がり時から届くビッグバン宇宙の残光である。その温度非等方性は、当時の物質密度の揺らぎを正確に反映しているため、このゆらぎを種とする銀河や銀河団等の宇宙の大域的構造形成論の初期条件の情報を伝える生きた化石である。

この CMB の温度揺らぎをはじめて検出したのは、やはり NASA が 1989 年に打ち上げた COBE (COsmic Background Explorer) 衛星である。この衛星は CMB 温度を全天に亘って観測し、CMB で描いた初期宇宙の宇宙地図を史上初めて作成したものの、その角度分解能は 7 度角という粗いものであった。実際、同じ分解能で世界地図を描くと、中世の地図のように大雑把ものになってしまい、例えば日本列島は大陸とつながってしまい、その存在を確認できない始末である。そのため、COBE は一般相対論的効果に基づく重力赤方偏移のゆらぎしか観測できなかった。晴れ上がりの物理情報の多くは当時の地平線 (見込む角にして約 2 度) 以下のスケールに含まれるため、より小さなスケールのゆらぎを検出すべく、その後多くの観測が地上で精力的に行われてきた。

一方 WMAP の角度分解能は約 10 分角であり、COBE よりもはるかに小さいスケールのゆらぎの振幅を 10 %という精度で測定した。WMAP は順調に観測を行い、その一年目のデータとその解析結果がこのほど発表されたわけである。すなわち、COBE から １０年で家庭の地球儀並みの精度の宇宙地図が得られたわけであり、WMAP は観測的宇宙論の精度を大きく向上させることに貢献した。

2　木を見て森も見る

さて、上述のように COBE も WMAP も宇宙の各方向から届く宇宙背景輻射の温度を測定し、全天に亘る興味深いパターンを描いたものである。しかし、各方向から来る CMB 光子の温度のズレは１０万分の一度程度でしかなく、これらは 5 桁の精度で温度を測定することができてはじめて得られたパターンであることにご注意戴きたい。日本のように山勝ちな国に住んでいると、地

球の表面は随分でこぼこしているように感じられるが、世界最高峰といえどその高さは海抜 $9\mathrm{km}$ 程に過ぎず、$6400\mathrm{km}$ ほどある地球の半径と比べたら、凸凹は非常に小さい。すなわち地球表面は２桁の精度で観測したのではのっぺりツルツルであり、３桁の精度で観測してはじめて凸凹はよく見えるようになるわけである。同じように宇宙背景輻射の温度も、４桁の精度で観測したのでは観測者の運動によるドップラー効果以外全くパターンが見られず、宇宙は全方向に亘って完全に等方に見える。

旧来のビッグバン宇宙論における宇宙進化の歴史に照らして考えると、これは大変不思議なことである。古典ビッグバン宇宙論においては、宇宙は緩やかな膨張を続け、現在に至るが、その際、宇宙史の各時刻までに因果関係を持つことができた最大のスケールである地平線は、たかだか各時刻に光速をかけた程度の長さに過ぎない。

上述のように宇宙背景輻射は宇宙が晴れ上がった宇宙創生後 40 万年頃の宇宙の様子を伝えるのであるから、当時の地平線は 40 万光年程度であったに過ぎない。その後宇宙は約千倍膨張しているからこれを現在のスケールに直すと４億光年ということになり、現在の宇宙の差し渡し五千億光年との比をとると、そのスケールを見込む角として上述の約２度という値が出るのである。従って、古典ビッグバン宇宙論によれば、２度以上離れた方向から来る宇宙背景輻射の温度は全くランダムであって不思議でなく、全方向からくる輻射が高い精度で全て同じ温度を持つなどということは、あり得ないことであるといって良い。これをビッグバン宇宙における地平線問題という。

3　初期宇宙のインフレーション

1970 年代の素粒子物理の進展を受け、この問題を解決する宇宙モデルとして考案されたのが、インフレーション宇宙論 [2, 3, 4, 5, 6] である。それによると、初期宇宙の一時期に加速的な宇宙膨張 (通常指数関数的) が起こり、それまでに因果関係を持てた領域が指数関数的に拡大することができた、というのである。その際、宇宙の曲率半径も同時に急増大するため、ビッグバン宇宙論におけるもう一つの謎であった、「宇宙の曲率半径はなぜこんなに大きく、宇宙は空間的に平坦であるように見えるのか？」という平坦性問題も同時に解決される。

宇宙の膨張率はエネルギー密度の平方根に比例するため、膨張率がほぼ一定に保たれるようなインフレーションを引き起こすには、体積が増加してもエネルギー密度が殆ど減少しないような物質が必要である。そのような物質の有力な候補がスカラー場のポテンシァルエネルギー密度である。これはスカラー場の値だけで決まる量であるため、スカラー場の進化が緩やかであれば、宇宙膨張とはお構いなしにほぼ一定のエネルギー密度が実現できるため、その結果指数関数的インフレーションが起こるのである。インフレーションを実現する典型的なポテンシァルとしては図１のようなものが考えられるが、これによって支配された宇宙の進化は、以下のアインシュタイン方程式とスカラー場の方程式を解析することによって得られる。$a(t)$ はスケールファクター、K は空間曲率の符号を表す。

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{K}{a^2} = \frac{8\pi G}{3}\left(\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V[\phi]\right). \tag{1}$$

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + V'[\phi] = 0. \tag{2}$$

すると、スカラー場のエネルギー密度がゆるやかにしか変化せず、従ってインフレーションが起こるのは、ポテンシァルがほぼ平らな、原点付近にスカラー場がいる場合と、エネルギー密度が高くハッブルパラメタが大きな値を持つため摩擦力が強い、場の値がプランクスケールより大きいところにいる場合であることがわかる。後者をカォティックインフレーション [4] といい、前者は初期条件を与える機構によりニューインフレーション [3] またはトポロジカルインフレーション [5] と呼ぶ。宇宙の初期条件という観点からは、プランク時刻のカォティックな状態から直ちにイ

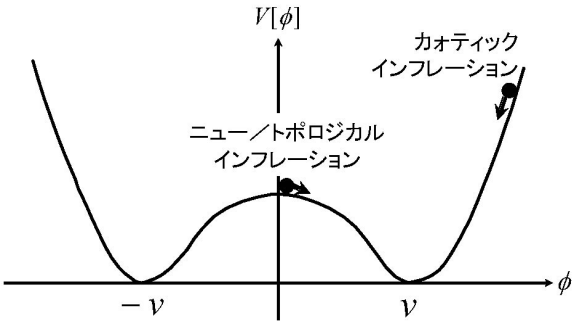

図 1: インフレーションを起こすスカラー場の典型的なポテンシャル

ンフレーションが始まるカオティックインフレーションモデルがよいが、場の値がプランクスケールを超えても高々多項式でしかポテンシャルが発散しないためには、工夫が必要である。これらのモデル以外に、2 個以上のスカラー場が関与し、嵩上げされたエネルギーによって起こるハイブリッド インフレーションモデル [6] もあるが、これが実現できるのはごく限られた初期条件の場合だけであることが知られている。モデルの詳細はさておき、図 1 のポテンシャルを運動するスカラー場は、最小点 $\pm v$ に近づくと宇宙膨張のタイムスケールよりも早く時間変化するようになり、最小点の周りを激しく運動するようになる。すなわち宇宙はポテンシャルエネルギーの支配したインフレーション時代から、スカラー場の振動の運動エネルギーが支配した時代に移行する。この時代の宇宙膨張則は物質優勢期とほぼ同様である。このスカラー場の振動はこの場と結合している量子場の粒子生成を引き起こし、それによって生成した輻射によって宇宙は再加熱される。そして、最終的にはスカラー場の振動はこの場の崩壊率で輻射に転化する。こうして、インフレーション理論は地平線・平坦性問題というビッグバン宇宙の大問題を解決するだけでなく、ビッグバン宇宙論の初期状態を物理的に与えることにも成功したのである。

しかし、ただ単に一様・等方な宇宙ができてしまったのでは、それはのっぺらぼうの宇宙であって、星・銀河・銀河団といった豊かな階層構造の存在する現在の宇宙とは似ても似つかないものになってしまう。非一様性が少しはできないと、あとで星や銀河を作ることができないからである。宇宙背景輻射の温度でいえば 5 桁目に現れる非等方性・非一様性が、物質密度の初期分布にもあり、それが銀河などの構造へと発展していった、というのが定説である。そして、インフレーション理論のさらに偉大な点は、そのような密度揺らぎの生成機構も兼ね備えているところにある。すなわち、量子場たるスカラー場の実際の運動は、(2) を解いてられる古典解 $\phi_{cl}(t)$ に従うのではなく、量子的な揺らぎ $\delta\phi$ を生じながら各点ごとに異なる進化を遂げることになる。このことは、

$$\phi\left(t,x\right)=\phi_{cl}(t)+\delta\phi\left(t,x\right)=\phi_{cl}\left(t+\delta t\left(t,x\right)\right)$$

のように、古典的なトラジェクトリを通過する時刻が各点ごとに $\delta t\left(t,x\right)$ だけ異なるのだ、という捉え方をすることもできる。すると上式を一次展開すればわかるように、

$$\delta t\left(t,x\right)=\frac{\delta\phi\left(t,x\right)}{\dot{\phi}}$$

で与えられる。その結果、スケールファクターは各点ごとに異なった膨張

$$a\left(t,x\right)\propto e^{H\left(t+\delta\ t\right)}\cong a(t)\left(1+H\delta t\right)$$

をすることになり、

$$H\delta t\left(t,\mathbf{x}\right)=H\frac{\delta\phi\left(t,\mathbf{x}\right)}{\dot{\phi}}$$

という振幅の曲率揺らぎを生成することがわかる。この $\delta\phi$ の振幅は指数関数的に膨張しているドジッター時空での場の量子論によって計算されるが、そのフーリエモード関数のパワースペクトルは長波長域で

$$|\delta\phi_{\mathbf{k}}(t)|^2=\frac{H^2}{2k^3}\left(1+\frac{k^2}{H^2a^2(t)}\right)\longrightarrow\frac{H^2}{2k^3}$$

と与えられるため、位相空間密度を乗じればすぐにわかるように、このような揺らぎは H と $\dot{\phi}$ に含まれる弱いスケール依存性を除けば、スケール不変なスペクトルになることがわかる [7]。曲率揺らぎがスケール不変なとき、密度揺らぎのパワースペクトルは波数に比例するため、この揺らぎのスペクトル指数 n は 1 であるという。

4　インフレーションを確認した WMAP

以前の COBE も今回の WMAP もほぼこのような形の揺らぎを検出した。このことを以て、「インフレーションが検証されたのだ」、という人びとも多いが、こうした考え方は私は二つの点でよろしくないと考える。第一に、インフレーションが起こったことは、そのゼロ次の帰結である、大域的に一様・等方でほぼ平坦な宇宙が実現していることからすでに十分明らかであるから。これに対しては、「いや、そんなことはインフレーション理論が出る前から知られていたことであって、インフレーション理論はそれらを『説明』はしたが、『予言』したわけではないから、不十分である。だから揺らぎのスペクトルの予言の検証が重要なのだ」という反論が聞こえてこよう。しかし、第二に、このような揺らぎのスペクトルを予言するのはインフレーションだけではなく、コズミックストリングやテクスチャーのように宇宙が膨張する途中で、スケール不変な密度揺らぎを徐々に生成していく機構もあり、中にはインフレーションとそっくりの温度揺らぎのパターンを作れるモデルもある [8] ので、揺らぎのスペクトルだけではインフレーションの有無は判断できないのである。

だが幸い、WMAP はこの曖昧性に対して重要な結果をもたらした。インフレーションによって密度揺らぎを一気に作ってしまう方法では、温度揺らぎと偏光は負の相関を持つが、上述の徐々に作っていく方法では正の相関が予言される。そして、WMAP は負の相関を検出し、見事インフレーション説が正しいことを証明したのである。

5　WMAP と宇宙論的パラメタ

さて、これまでは WMAP の宇宙地図が、それを描くもとになったインフレーションに対してどういう情報を還元するか、ということを考えてきたが、この宇宙地図はこうした初期条件だけではなく、その後の宇宙が以下に進化して現在に至ったか、ということにも敏感で、それによって現在の宇宙論的パラメタの値をきわめて精度よく決定することが可能になる。この高精度化こそが WMAP 衛星の最大の成果であったといって差し支えない。このことは、温度揺らぎの角度パワースペクトルの観測結果と理論曲線を比較することによってもたらされる。

上述のように、曲率揺らぎのような空間の各点で値を持つ 3 次元的な物理量は、スケール r の情報は波数 $k=2\pi/k$ のフーリエモードが目安となるが、温度揺らぎは天球面の各方向から来る 2

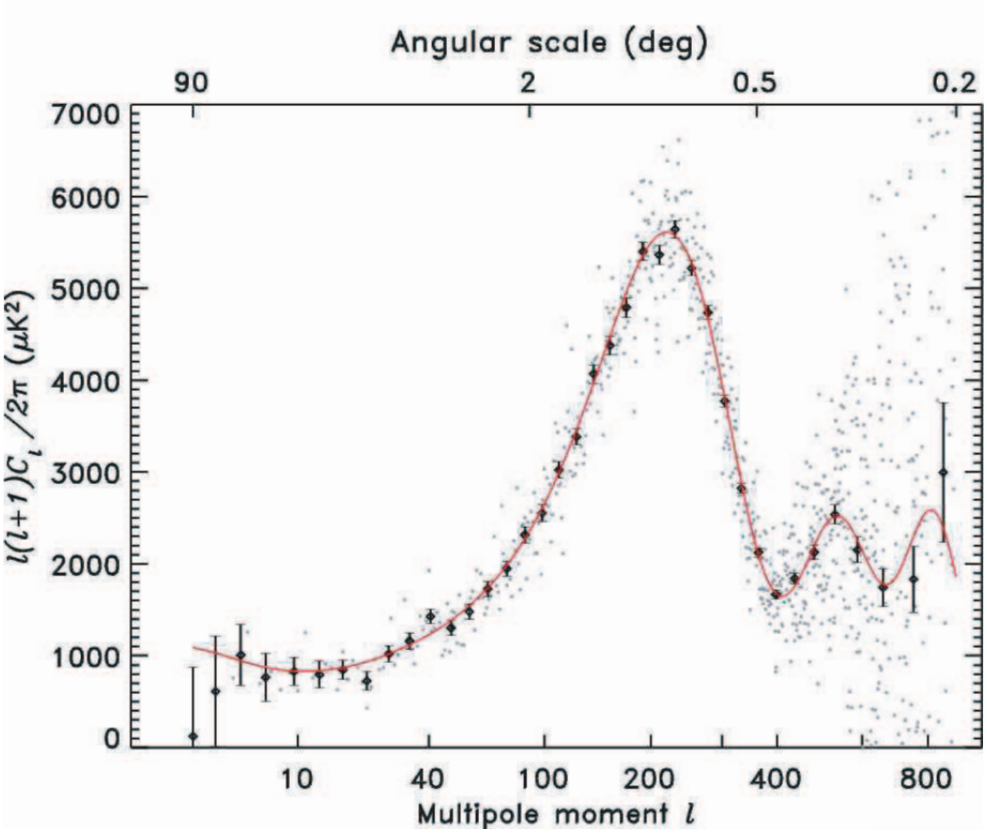

図 2: WMAP 1 年目の角度パワースペクトル。ドットは各 l のデータを、エラーバーのついた黒点は適当なビンに区切ったデータを表す。曲線はベストフィット ΛCDM モデル。横軸のスケールは曲線の見栄えがよくなるように、勝手にとったものだという。

次元的な物理量であるため、フーリエ展開ではなく、球面調和関数によって

$$\frac{\delta T}{T}(\theta,\varphi)=\sum_{l=0}^{\infty}\sum_{m=-l}^{l}a_{lm}Y_{lm}(\theta,\varphi)$$

と展開される。角度パワースペクトル C_l は

$$\left\langle a_{l_1m_1}a^*_{l_2m_2}\right\rangle = C_{l_1}\delta_{l_1l_2}\delta_{m_1m_2}$$

によって定義されるが、これが l だけに依存するのは宇宙の大域的等方性からいえることである。(宇宙には特定の z 方向というのはないから。) 温度揺らぎの角度相関関数はこれを用いて

$$\left\langle \frac{\delta T}{T}(\theta_1,\varphi_1)\frac{\delta T}{T}(\theta_2,\varphi_2)\right\rangle = C(\theta_{12})=\sum_{l=0}^{\infty}\frac{2l+1}{4\pi}C_lP_l(\cos\theta_{12})$$

と表される。そして、見込む角度スケール θ の情報は $l=\pi/\theta$ の角度パワースペクトルと対応がつくのである。

この角度パワースペクトルは、宇宙が晴れ上がったときの最終散乱面の物理過程とその後観測点まで伝搬してくるまでの宇宙進化の態様の双方に依存する。まず前者についてであるが、バリオ

ン・光子系の密度揺らぎはジーンズスケールより大きなスケールでは成長するが、小さなスケールでは振動する。ジーンズスケールは音波の地平線で与えられ、輻射についてはハッブル長の $1/\sqrt{3}$ 倍ということになる。宇宙の晴れ上がり時の音波の地平線は見込む角にして 1 度くらいに相当するので、l の小さな大角度スケールでは重力赤方偏移の Sachs-Wolfe 効果のみが効き、$l \gtrsim 100$ の小角度スケールの温度揺らぎは、ドップラー効果と輻射密度揺らぎによって支配され、振動が見られる。この振動はバリオン数密度が大きいほどピークが高くなる性質を持つ。バリオン数密度が大きいと輻射圧が相対的に下がるからである。一方、最終散乱面から観測者に到達する間には、揺らぎの時間発展による積分 Sachs-Wolfe 効果による C_l 生成があり、また宇宙の曲率も大きく C_l に影響する。すなわち、もし宇宙が開いた双曲型空間だったとすると、3 角形の内角の和は 180 度より小さくなるため、晴れ上がり面の地平線を見込む角が小さくなる。従って C_l の振動のピークの位置は l の大きい方にずれる。このことから、これを見ることによって空間曲率の符号が判断できるのである。また、ハッブルパラメタが小さいと最終散乱面が遠くなり、ピークの位置が変わるとともに、積分 Sachs-Wolfe 効果は大きくなる。宇宙項も同様に最終散乱面を遠くする効果がある。さらに、晴れ上がり後にできた天体輻射によって宇宙が再イオン化されると、温度揺らぎは各スケールにおいて小さくなり、そこから天体形成に対する有益な情報が得られる。したがって、この地図を詳細に解析することによって、宇宙膨張率、バリオン数密度、ダークマターの存在量、宇宙項の大きさ、などの諸量に対する有益な情報が得られる。その結果得られた宇宙論パラメタは別表のようにまとめられており、前述のように宇宙は空間的に平坦であり、コールドダークマター 3 割、宇宙項あるいはダークエネルギー 7 割で構成された concordance model がただしいことが高精度で検証された。特徴的なこととしては、17%ほどの光子は晴れ上がり後に再散乱を受けており、早期再イオン化が示唆されるということ、バリオンの密度パラメタが初期宇宙の元素合成から予言されていた値よりもかなり大きかったことがあげられる。ともあれ、899 個もの C_l のデータをこれらのごく少数のパラメタでかなりよくフィットできるというのは全くすばらしいことであり、標準宇宙モデルの勝利であるといえよう。

6 ダークエネルギー

この今日的標準宇宙モデルにおける最大の謎は真空のエネルギーあるいはダークエネルギーの存在である。これはもとは Ia 型超新星の数密度・赤方偏移関係からその存在が示唆されたものであるが [9]、今回宇宙初期のインフレーションが描いた宇宙背景輻射温度の宇宙地図の解析から、現在の宇宙が再びインフレーション期を迎えていることがいよいよ確かになったというのはまことに興味深いことである。その原因、ダークエネルギーの起源を解明することが、現代宇宙論の最大の問題として、一層の緊急性を以て立ちはだかるようになったのである。

この宇宙項あるいはダークエネルギーの問題には二つの側面がある。観測から示唆されているその密度は $10^{-30}\mathrm{g/cc}$ 程度である。一方、場の量子論においてその値を理論的に計算すると、それは時空の各点におけるゼロ点振動のエネルギー密度を摂動的に足し上げるということに対応するので、単純に考えると発散してしまう。したがって、ゼロ点振動をどこまで足し上げるかということに上限を課して有限な値を得ようとするのであるが、時空の古典的な取り扱いが許されなくなるプランクエネルギーをその上限として採用すると、真空のエネルギー密度はプランク密度になる。そしてこれは観測的上限より 120 桁も大きいのである。

実験室で起こるような現象に適用するには、平坦な時空の場の理論の計算で十分であり、そこではエネルギーの原点はどこでもよいので、このような定数は意味のない量としてはじめから差し引いて考えてよい。これが正則化と繰り込みの最も簡単な例になっているわけである。然るに宇宙論は一般相対論の下で考えねばならず、それによるとエネルギーは時空を歪ませる原因にな

るから、その原点を勝手に動かすことは許されない。したがって、場の理論から予言されるプランク密度の宇宙項・真空のエネルギー密度は何らかの相殺機構によって、120 桁も小さな実質的にゼロの値になっていると考えざるを得ない。これが第一種宇宙項問題であり、様々な解決法が歴史的に提唱されてきたが、万人を納得させるような解はなく、これは理論物理学最大の問題の一つであるといってよい。

さて、第二種宇宙項問題、すなわちダークエネルギーの正体が何であるのか？　またなぜこのように不自然に小さいが有限の値を持っているのか？　という大問題への答えを考えるには、その背後にこのような第一種宇宙項問題があることを忘れてはならない。

ダークエネルギーの起源について近年盛んに宣伝されているのは、クイントエッセンスと呼ばれる緩やかに変化するスカラー場のポテンシァルエネルギーによってこれを説明しようという考え方である [10]。これによると、この場は輻射優勢期には宇宙のエネルギー密度にあまり寄与せず徐々に小さくなっていくが、物質優勢になるとその寄与が相対的に増大し、ついには現在のように加速膨張を引き起こすことができるようになるという。しかし、これがうまくいくためには、この場の質量は、現在のハッブルパラメタと同じ程度、すなわち標準理論のスケールよりも 44 桁も小さな、$10^{-33}\mathrm{eV}$ という値を持っていなければならない。たとえこのような場があったとしても、なぜこのクイントエッセンスだけが第一種宇宙項問題から逃れられているのか、全く説明されていない。クイントエッセンスも量子場である以上、そのゼロ点エネルギーも摂動的に宇宙項に寄与するはずであるから、もし第一種宇宙項問題に対して何らかの解決が得られるとしたら、クイントエッセンスの真空のエネルギーも他の量子場の寄与と同様ゼロになってしまうのではないか。従って摂動論的な問題である第一種宇宙項問題がある中で摂動的に不安定な量によって第二種宇宙項問題を説明する、というのは無理がある。

一方、非摂動効果を利用すれば、以下のように、観測されているような極く小さな宇宙項を説明できる [11]。すなわち、摂動的に定義された真空が縮退している理論を採用すればよいのである。異なる摂動的真空間を結ぶ量子的な遷移がインスタントンを介して可能であるとすると、真の基底状態はこの縮退した真空の重ね合わせで表されることになる。その際基底状態と摂動的真空のエネルギー密度には、インスタントンの作用によって与えられる指数関数的に小さなズレが生じることになる。すると、摂動論の問題である第一種宇宙項問題が摂動的真空において解決しているとすると、これよりごくわずかだけ高いエネルギーを持つ状態が真の固有状態として存在するのである。これが現在観測されている宇宙項の起源であると考えれば、小さな宇宙項は実は大統一理論やプランク質量のような大きなスケールの理論に起因していることが示唆され、不自然に小さな量を全く導入せずにその起源を説明できるようになるのである。

さらに、この考え方とクイントエッセンスのどちらが正しいかは、ダークエネルギーの状態方程式を調べることによって、観測的に区別可能である。すなわち、縮退真空説ではダークエネルギーは宇宙項そのものなので、ダークエネルギーの圧力とエネルギー密度の比 w は -1 に等しい。一方クイントエッセンスの場合、w はだいたい -0.7 より大きくなることが知られている。宇宙の大域的構造や宇宙背景輻射の揺らぎからこの w に対する制限を得ることができるが、WMAP の宇宙地図に基づく制限は $w < -0.78$ であり、クイントエッセンスに対して否定的な結果が得られた。それ以外にも w の値についてはさまざまな解析がなされているが、$w = -1$ の宇宙項を示唆するものが多く、これと矛盾する結果は一つも得られていない。今後の動向が楽しみである。

7　揺らぎのスペクトルの微細構造

宇宙の構造形成論は、宇宙論的パラメタの値と初期揺らぎのパワースペクトルの形状をパラメタとして含むが、後者については、単純なべき乗則に従うものとし、あるスケールでの振幅 (こ

れはこれまではCOBEの観測によって規格化していた)とべき指数だけをパラメタとして扱うのが通例であった。上述のようにスケール揺らぎの場合べき指数は1に等しい。

しかし、べき乗則のパワースペクトルを仮定するのはさして根拠のある話ではなく、むしろWMAPのようにさまざまなスケールにわたって精細なデータが得られるようになると、揺らぎのパワースペクトルの自由度もより広く考えるべきだということになる。この点に関してWMAPの結果から、単純なスケール不変スペクトルを超えて示唆されることが三つある。

まず第一には、lの小さい、大角度スケールの温度揺らぎがスケール不変スペクトルに基づいた標準モデルの予言よりもかなり小さかったのである。この大角度スケールの揺らぎは実はCOBEによっても観測されており、観測結果が理論の予言よりもかなり小さいということはその当時から知られていた(が、多くの人にはあまり深刻には受け止められていなかった。)しかし筆者は当時からこのことに注目し、簡単なインフレーションモデルで説明可能であることを示していた[12]。

第二には、スペクトルのべき指数の1からのズレについてである。スケール不変スペクトルからのズレ自体は、現実的なインフレーションモデルでも存在する。インフレーション中も少しずつエネルギー密度が変化していくためである。実際、ニュー(トポロジカル)インフレーション、カォティックインフレーションの場合には大スケールの揺らぎがより大きく、スペクトル指数が1より少し小さい揺らぎができ、単純なハイブリッドインフレーションの場合には小スケールの揺らぎがより大振幅で生じ、スペクトル指数は1より大きくなるため、これを上手く観測できるとどのような素粒子モデルが正しいか判断する材料が得られる。

ところが、WMAPによると、スペクトル指数自体がスケール依存性を持ち、しかもその値は大スケールで1より大きく、小スケールでは1より小さいらしいというのである。一年分のデータだけでは、このような性質が本当に正しいのかハッキリしたことはまだ言えないが、本当だとすればそれは大変面白いことである。なぜなら、このようなスペクトルを生成するインフレーションモデルはこれまでに述べたような簡単なモデルの中には存在しないからである。

幸いわれわれは最近、このようなスペクトルを持った揺らぎを生成することのできるインフレーションの素粒子モデルを超重力理論の枠組みの下で構築することに成功した[13]。それによると、インフレーションは実は三種類二回起こり、一回目がカォティックインフレーションに引き続いて起こるハイブリッドインフレーション、二回目がニューインフレーションであったというのである。どのモデルが正しいか峻別すると期待されていたCMBの揺らぎのスペクトルが、実は複数のモデルの共存を示唆した、というのはとても面白い結果である。このモデルではWMAPで観測されるスケールの揺らぎはハイブリッドインフレーション中にできるが、より小スケールの天体形成に関連した揺らぎはニューインフレーション中に生成する。後者の揺らぎを前者に関係なく大きくとることもできるので、WMAPが示唆した早期再イオン化をより自然に実現することが可能になるかもしれない。これについては現在検討中である。

第三の問題は初期揺らぎのスペクトルはもっと細かな振動構造を持っているのではないか、ということである。ことここに至ると初期揺らぎのスペクトルは具体的なインフレーションモデルなどの理論的な先入観を抜きにして、虚心坦懐に観測データだけから再構築するのが望ましいということになる。大阪大学のわれわれの研究グループではこの問題に数年前から取り組み、C_lから初期揺らぎのスペクトルを再現する方法を開発した。今回の観測データを適用してみた結果では、なるほど確かに振動構造を持ったパワースペクトルが再構築されたが、まだ観測誤差が大きいため、これが本当にパワースペクトルの振動を意味するとはいえないのが現状である[14]。すなわち、スケール不変スペクトルから出発してC_lを理論的に求め、そこにWMAP程度の観測誤差をランダムに入れたサンプルから初期揺らぎのスペクトルを再構築すると、やはり同様の振動構造がでてしまうのである。したがって、この問題に関しては観測データのよりいっそうの精細化が望まれる。

8 結語

今回の WMAP の観測結果は、concordance model の宇宙パラメタを持ち、インフレーションによって生成した断熱揺らぎに基づいて、臨界密度の 3 割弱を占めるコールドダークマターによって構造形成が起こった、という現代の標準的な宇宙モデルを強く支持するものであり、その意味では、かつては雲を掴むようだと批判を受けた宇宙論研究の方向が間違っていなかったことを示す、心強いものである。その一方で (宇宙の) 標準モデルを超える物理を示唆する数々の観測データも包含しており、細かな点を見ていくと実に興味深いものがある。今後の宇宙論研究の隆盛を約束する結果であったといえよう。

参考文献

[1] http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map/map_bibliography.cfm に First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: シリーズの論文一覧が出ているが、本稿に特に関係しているのは、Preliminary Maps and Basic Results の C.L. Bennett, et.al., 2003, ApJS, 148, 1、Determination of Cosmological Parameters の D.N. Spergel, et.al., 2003, ApJS, 148, 175、そして Implications for Inflation の H.V. Peiris, et.al., 2003, ApJS, 148, 213 である。ApJS=Astrophysical Journal Supplement.

[2] K. Sato, Mon. Not. R. astr. Soc. **195**, 467 (1981); A.H. Guth, Phys. Rev. **D23**, 347 (1981).

[3] A.D. Linde, Phys. Lett. **108B**, 389(1982); A. Albrecht and P.J. Steinhardt, Phys. Rev. Lett. **48**, 1220(1982).

[4] A.D. Linde, Phys. Lett. **129B**, 177(1983).

[5] A. Vilenkin, Phys. Rev. Lett. **72**, 3137 (1994); A.D. Linde, Phys. Lett. B **327**, 208 (1994).

[6] A.D. Linde, Phys. Rev. **D49** , 748 (1994)

[7] S. W. Hawking, Phys. Lett. **115B**, 295 (1982); A. A. Starobinsky, *ibid.* 175 (1982); A. H. Guth and S-Y. Pi, Phys. Rev. Lett. **49**, 1110 (1982).

[8] R. Durrer, M. Kunz and A. Melchiorri, Phys. Rept. **364**, 1 (2002).

[9] S. Perlmutter et al., Astrophys. J. **517**, 565(1999); B.P. Schmidt et al., Astrophys. J. **507**, 46 (1998); A.G. Riess et al., Astron. J. **116**, 1009 (1998).

[10] I. Zlatev, L. Wang, and P.J. Steinhardt, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 896; P.J. Steinhardt, L. Wang, and I. Zlatev, Phys. Rev. **D59** (1999) 23504.

[11] J. Yokoyama, Phys. Rev. Lett. **88**, 151302 (2002); Int. J. Mod. Phys. **D11**, 1603 (2002)

[12] J. Yokoyama, Phys. Rev. **D59**, 107303 (1999)

[13] M. Yamaguchi, and J. Yokoyama, hep-ph/0307373. To be published in Physical Review D

[14] N. Kogo, M. Matsumiya, M. Sasaki, and J. Yokoyama, astro-ph/0309662

"Best" Cosmological Parameters:
Table 3 from ***Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP)* Observations: Preliminary Maps and Basic Results**,
C. L. Bennett et al. (2003), accepted by the *Astrophysical Journal*;
available at `http://lambda.gsfc.nasa.gov/`

Description	Symbol	Value	+ uncertainty	− uncertainty
Total density	Ω_{tot}	1.02	0.02	0.02
Equation of state of quintessence	w	< -0.78	95% CL	—
Dark energy density	Ω_Λ	0.73	0.04	0.04
Baryon density	$\Omega_b h^2$	0.0224	0.0009	0.0009
Baryon density	Ω_b	0.044	0.004	0.004
Baryon density (cm^{-3})	n_b	2.5×10^{-7}	0.1×10^{-7}	0.1×10^{-7}
Matter density	$\Omega_m h^2$	0.135	0.008	0.009
Matter density	Ω_m	0.27	0.04	0.04
Light neutrino density	$\Omega_\nu h^2$	< 0.0076	95% CL	—
CMB temperature (K)[a]	$T_{\rm cmb}$	2.725	0.002	0.002
CMB photon density (cm^{-3})[b]	n_γ	410.4	0.9	0.9
Baryon-to-photon ratio	η	6.1×10^{-10}	0.3×10^{-10}	0.2×10^{-10}
Baryon-to-matter ratio	$\Omega_b \Omega_m^{-1}$	0.17	0.01	0.01
Fluctuation amplitude in $8h^{-1}$ Mpc spheres	σ_8	0.84	0.04	0.04
Low-z cluster abundance scaling	$\sigma_8 \Omega_m^{0.5}$	0.44	0.04	0.05
Power spectrum normalization (at $k_0 = 0.05$ Mpc^{-1})[c]	A	0.833	0.086	0.083
Scalar spectral index (at $k_0 = 0.05$ Mpc^{-1})[c]	n_s	0.93	0.03	0.03
Running index slope (at $k_0 = 0.05$ Mpc^{-1})[c]	$dn_s/d\ln k$	-0.031	0.016	0.018
Tensor-to-scalar ratio (at $k_0 = 0.002$ Mpc^{-1})	r	< 0.90	95% CL	—
Redshift of decoupling	z_{dec}	1089	1	1
Thickness of decoupling (FWHM)	Δz_{dec}	195	2	2
Hubble constant	h	0.71	0.04	0.03
Age of universe (Gyr)	t_0	13.7	0.2	0.2
Age at decoupling (kyr)	t_{dec}	379	8	7
Age at reionization (Myr, 95% CL))	t_r	180	220	80
Decoupling time interval (kyr)	Δt_{dec}	118	3	2
Redshift of matter-energy equality	z_{eq}	3233	194	210
Reionization optical depth	τ	0.17	0.04	0.04
Redshift of reionization (95% CL)	z_r	20	10	9
Sound horizon at decoupling (°)	θ_A	0.598	0.002	0.002
Angular size distance to decoupling (Gpc)	d_A	14.0	0.2	0.3
Acoustic scale[d]	ℓ_A	301	1	1
Sound horizon at decoupling (Mpc)[d]	r_s	147	2	2

[a]from *COBE* (Mather, J. C. et al., 1999, ApJ, 512, 511)

[b]derived from *COBE* (Mather, J. C. et al., 1999, ApJ, 512, 511)

[c]$l_{\rm eff} \approx 700$

[d]$\ell_A \equiv \pi \theta_A^{-1} \quad \theta_A \equiv r_s \; d_a^{-1}$