

宇宙論はどこまで分かったか？ WMAP，初年度の成果

小松英一郎

〈Department of Astrophysical Sciences, Princeton University〉

e-mail: ekomatsu@princeton.edu

宇宙背景放射は、光で見える宇宙最古の姿，“宇宙最古の写真”である。その写真には、宇宙の年齢、幾何学、組成表と言った情報を始め、宇宙のゆらぎの起源やインフレーションといった超初期宇宙の情報までぎっしり詰まっている。UILKINSON・マイクロ波異方性探査衛星“WMAP”は、宇宙背景放射の輝度分布と偏光を高感度・高分解能で全天サービスする天文衛星だ。2001年6月30日に打ち上げられたWMAPは、今も順調にデータを取得中である。本稿では、2003年2月11日に発表された、WMAPの初年度の観測結果とその宇宙論的意義を解説する。

1. 宇宙最古の写真

写真というのは偉大なもので、どれだけ時間が経っても、写真が撮られた当時の被写体の姿を鮮明に映し出す。祖母や祖父が歳老いていても、アルバムを開けば若かりし頃の姿が浮かびあがってくる。写真から、祖母や祖父の当時の姿、趣味の変遷、当時の社会の状況、様々な活動の移り変わりまで読み取る事もできるだろう。写真が撮られてから時が経つほど写真の持つ価値は大きくなるし、写真が鮮明であるほど得られる情報は多くなるだろう。歴史的な情報を与えてくれる写真は、常に重宝される。

光の速度が有限なおかげで、天文学者は宇宙の若かりし頃の写真を日常的に手に入れている。現在の宇宙は極めて年寄り（134億歳）だが、すばる望遠鏡のような大口径望遠鏡の力によって、我々は $z \sim 6$ 、あるいは宇宙がわずか10億歳の時くらいまで楽々と見通す事ができる。

それでは、我々が手にできる、宇宙最古の写真とは？ あるいは、“光で見える最古の宇宙”とは？ この最古の写真の断片を世界で初めて発見したのは、Arno Penzias と Robert Wilson である（1965年）。

発見は、波長 7.35 cm、電波望遠鏡によってなされた。その写真はある意味で、驚く程、退屈なものだった。彼らが見たもの、それは、のっぺりとして何の構造もない、どこを見てもいつ見ても同じ温度 3.5 ± 1.0 K を持つ、等方的な“雑音”だった¹⁾。

とはいって、意味不明な一様な雑音は、電波観測にはつきものである。大抵が宇宙からではなく、検出器からの電気的ノイズや、地球大気からのノイズだ。試行錯誤を繰り返し、思いつく全ての雑音を取り扱っても、上記の 3.5σ のシグナルが残ったままである。どうしたものか、悩む Penzias と Wilson.

時を同じくして、プリンストン大学の Robert Dicke と Jim Peebles は、膨張宇宙では宇宙初期の温度は高く、もしその時に宇宙が熱平衡状態であれば、その時に発せられた放射は現在 10 K 前後で観測されるはずである、という結論に達していた。そこで、同僚の David Wilkinson と Peter Roll は、その放射—宇宙背景放射—を検出すべく、波長 3.2 cm で観測を行っていた。そこに飛びこんできたのが、上記の Penzias と Wilson のニュースである。これこそ、彼らの求めていた宇宙背景放射であるという確信がすぐに湧いただろう。しかし、彼らは彼らの 3.2 cm の測定が、決定的に重要な事を良

く理解していた²⁾.

宇宙背景放射は、宇宙が熱平衡時に発せられた放射なので、スペクトルは黒体である。受けたシグナルが宇宙背景放射かどうか検証するには、3.2 cmでの温度が7.35 cmの温度と同じであれば良い。かくして、PenziasとWilsonから半年後、RollとWilkinsonによる測定結果が報告された。3.0 ± 0.5 K。少なくともこの波長域において、検出された信号が誤差棒の範囲内で黒体であると示されたわけである³⁾。

現在、宇宙背景放射は宇宙で最も美しい黒体放射として知られており、COBE衛星の分光器 FIRAS (Far Infrared Absolute Spectrophotometer)によって温度は2.725 Kと決められている（最新の解析の文献は4）。放射は等方的で、3.35 mKの双極成分（我々の運動に起因するドップラー効果）を除けば、どの方向を見ても温度は同じである。この放射は宇宙がわずか38万歳（z ~ 1088）の時のものである。もし現在、宇宙が人間でいう80歳とすれば、我々は生後19時間の姿を見ている事になる。これが、光を通じて我々が直接見ることのできる、最古の宇宙の姿である。

写真はかように偉大であるが、宇宙最古の写真はのっぴりしていて、あまり面白くない。しかし、感度を μK のオーダーまで上げると、状況は一変する。1992年、COBE衛星のもう一つの主力装置 DMR (Differential Microwave Radiometer) は、宇宙背景放射に10万分の1のゆらぎを発見した。標準偏差で実に30 μK という大きさであった⁵⁾。

2. ウイルキンソン・マイクロ波異方性探査衛星，“WMAP”

2.1. WMAP と David Wilkinson

… とまあ、これまで何度も繰り返し語られてきた、あまりにも有名な宇宙背景放射発見のエピソードを繰り返してしまったが、実は本当に触れたかったのは、WMAPの“W”である。前述の

WilkinsonがWMAPのWで、WMAPの正式な名称は“Wilkinson Microwave Anisotropy Probe”（ウイルキンソン・マイクロ波異方性探査機）である。

エピソードから見て取れる通り、Wilkinsonは宇宙背景放射の観測の父と呼べる人物である。彼の業績は、その後の研究分野の発展に計り知れない影響を与え、記憶に新しいところでは、COBE衛星の華々しい成功が挙げられる（宇宙背景放射の黒体スペクトルの高精度測定と、温度ゆらぎの発見）。COBE衛星が打ち上げられ、初期の成果が出た直後、Wilkinsonは孫弟子のLyman PageにMAP衛星の前身となるアイデアを手書きのスケッチで説明して見せたそうだ（ただ、名前はMAPでなくて“PIE” = “Princeton Isotropy Experiment”だったらしいが… パイなんていう可愛らしい名前をつけるあたり、ユーモア好きな人柄が伺える）。教育者としての評価も高く、プリンストン大学から教育に関する表彰を受けているし、学生からの信頼も厚い。筆者は、Wilkinsonが体調を崩されてからの姿しか知らないので聞いた時驚いたが、なかなかのアウトドア派で、バイクを乗り回し、登山にキャンプと活動的だったそうだ。しばらく入院されていたが、自宅に戻られてからは快活にパーティーのホストもこなし、MAPのチームミーティングにも積極的に参加して発言されていた。すっかり元気になったものだと思っていたのに、突然の訃報を聞いたのは、2002年9月5日の事だった。

Wilkinsonの名前をMAPの名前に加えようというアイデアは、彼が亡くなった翌月のチームミーティングで提案された。反対する人は誰もいなかった。Wilkinson Telescopeなどいろいろな名前が提案されたが、最終的にWMAPとなったのは、11月半ばの事である。彼にとって最後となった7月のミーティングの際、すでに得られていた全天マップを感慨深げに見つめていた顔が印象的だった。

WMAPは宇宙マイクロ波背景放射の観測専用に打ち上げられた天文衛星である⁶⁾。NASAゴダード宇宙航空センターとプリンストン大学の協力で

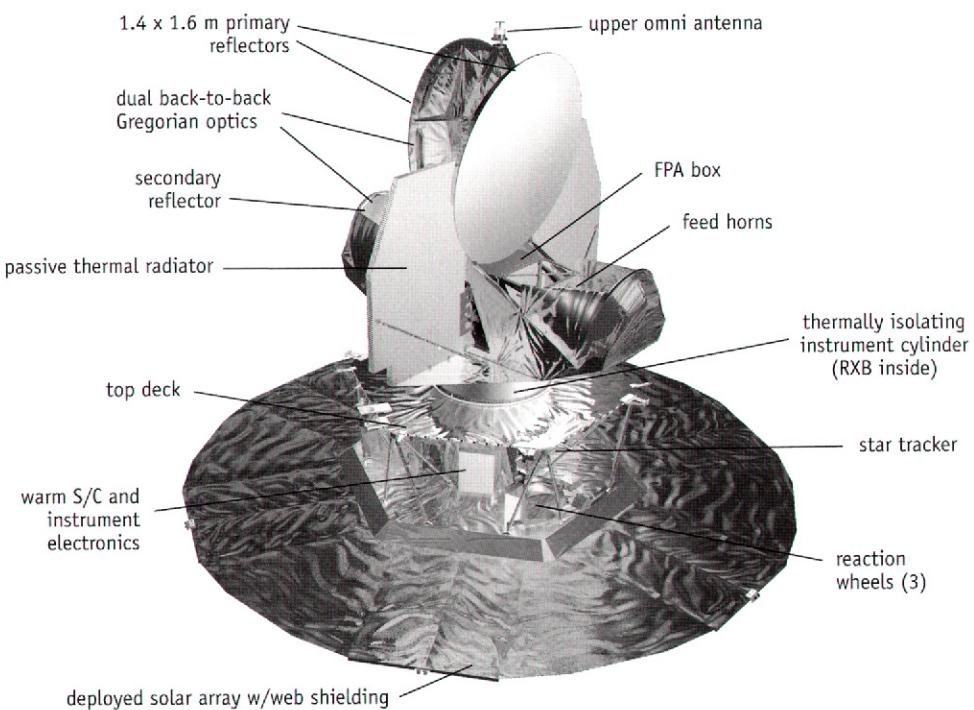


図1 WMAP衛星。2つの望遠鏡を搭載する（primary reflectorsと記してある）。下の円形のパネルは太陽電池兼太陽や地球からの放射を防ぐシールドで、この部分は300 Kと温かいが、検出器のある部分は放射冷却で90 Kまで冷えており、冷却装置なしで宇宙背景放射に十分な感度を達成する（passive thermal radiatorと記してあるのが冷却板）。このため寿命は半永久的。

計画が進められた。打ち上げは2001年6月30日、フロリダ州ケープカナベラルのNASAケネディ宇宙センターで行われた。とても暑い日だったが嫌な風があり、天気のくずれが心配されたが無事に定刻通り打ち上げられた。

WMAP衛星は地球を周回せず、天文衛星としては初めて、第二ラグランジュ地点（L2）で観測を行う。L2までは月への距離の4倍、約160万キロがあるので、地球の熱放射や磁場の影響が無く、また常に太陽に対して逆の空を観測できるため、天文観測に最適の場所である。しかしとにかく遠いため、打ち上げからL2に至るまでの3ヵ月間はハラハラドキドキの旅行である。その旅行の間、打ち上げ後の衛星の温度状態や安定性のチェックが行われた。

全ては順調に運び、同年10月にL2に到着、本格的な観測が開始された。WMAPのスキャン方式では、半年間で全天がサーベイされる。L2に到着する前からデータの質が十分良かったため、2001年8月10日から2002年8月9日までの1年分のデータを解析した。そして、今年2003年2月11日、これらのサーベイデータと解析結果が同時にリリースされた。コロンビア号の事故の影響で若干の遅れも出たが、打ち上げからわずか1年半でのデータリリースは驚異的なペースと言って良いと思う。

WMAPは、最低でもあと3年は予算がついている（衛星の維持、データの取得、解析など）。現在さらにもう2年分の予算を申請中である。これが通れば、合計6年分のデータが得られる事になる。

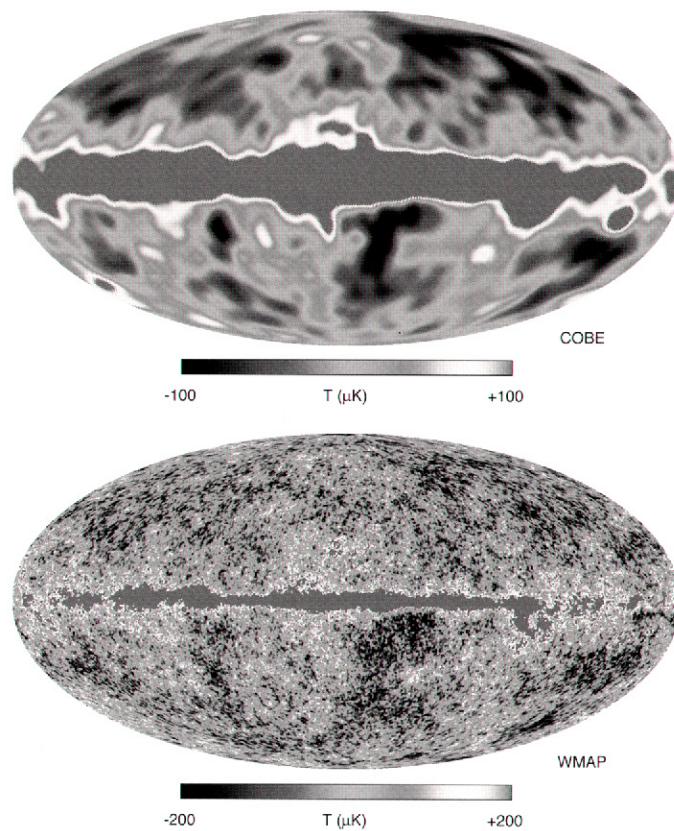


図2 (上図) COBE衛星の検出器DMRによって得られた90GHz全天マップ⁹⁾。(下図) WMAP衛星によって得られた94GHz全天マップ¹⁰⁾。DMRとWMAPともに差分検出法を用いているため、2.725Kの等方成分には感度がない。また、3.35mKの双極異方性の成分は取り除いてある。WMAPの分解能はCOBEよりも30倍良いが、大きなスケールの特徴は双方で良く一致している。

つまり、データの量は現在の6倍(!)になる。

2.2. WMAPの横顔と全天マップ

図1に、WMAP衛星を示す。WMAPは主鏡を二つ搭載し、全く同じ検出器のセットを2つ用意している。これはWMAPが、COBE衛星に搭載されていたDMRという装置と同じく差分検出法を用いているためだ。これらをA、Bサイドと呼ぶ。A、

Bサイドは約140度離れた空を同時に観測するが、我々が測定するのはそれらの差、A-Bだ。差を取る事により、衛星の温度変化に起因する共通のノイズをキャンセルし、微弱なシグナルを検出できる⁷⁾。また、検出器ノイズの空間相関がない事も特筆すべき点で、これによってデータ解析が非常に単純化される⁸⁾。

観測ターゲットである宇宙背景放射の温度ゆらぎや偏光は非常に小さいため(前者は10万分の1、後者はさらにその10分の1以下)、検出器や衛星起源の系統的エラーを最小限に抑える必要があり、差分検出法が用いられたわけである。差分検出法はDMRで大成功したので、その経験がWMAPにも生きている。WMAPは温度分布と直線偏光を同時に測定できる。ストークスパラメーターで言えばI、Q、Uが同時に測定でき、それぞれに対して全天マップを得る。カバーする周波数は23, 33, 41, 61, 94GHzの5バンドで*, 宇宙背景放射の解析には銀河面からの放射が小さい高周波側のデータ(41, 61, 94GHz)を用いる。低周波側のデータ(23, 33GHz)は銀河面からのシンクロトロン放射が

強いため、銀河面の放射のモニターに使い、そこで得られた情報を用いて高周波側での銀河面放射の寄与を評価し、場合によっては差し引く。WMAPの94GHzでの分解能は0.2度。COBE衛星のDMRに比べて大幅に改善されたピントを持ち、より鮮明な宇宙最古の写真を撮るのが目的だ。現代的にデジタルカメラ用語で言えば、6000画素から300万画素への飛躍である(前者はCOBEの全

*電波業界では、これらの周波数帯はK, Ka, Q, V, Wバンドと呼ばれている。

天マップのピクセル数、後者は WMAP). 百聞は一見に如かず。図 2 に、DMR の 90 GHz の全天マップ⁹⁾と WMAP の 94 GHz の全天マップ¹⁰⁾を比較する。両者を比較すると、分解能の違いは歴然としているが、DMR で見えている構造は WMAP にも見られ、両者の整合性も明らかである。

このマップ上でひときわ目立つのは銀河面であるが、それ以外の構造のほとんどは宇宙背景放射の温度ゆらぎである。これらが温度ゆらぎであると保証されるのは、23 GHz から 94 GHz の 5 バンドにおいてスペクトルが黒体だからだ¹¹⁾。なお、実際の解析の際には、明るい銀河面のデータは使用しない。また、位置の分かっている明るい電波源はマスクする(700 個の電波源がマスクされる)。これらのプロセスは全天のうち 15% をマスクする¹²⁾。このマスクは “p2” マスクとして、WMAP の公式ウェブページに公開してある¹³⁾。残りの 85% の領域が解析に使われる。

3. 宇宙のシワ：宇宙背景放射の温度異方性

3.1. 宇宙の素顔はシワだらけ

WMAP の観測ターゲットの一つは、宇宙背景放射の温度異方性である。Penzias と Wilson の見た宇宙最古の写真は、何の構造もないのっぺりしたものだった。COBE 衛星に搭載されていた分光器 FIRAS は、そののっぺり成分の温度を高精度で測定した。さらに COBE は、高感度の検出器 DMR により、のっぺり成分の 10 万分の 1、実に $30 \mu\text{K}$ という大きさの “温度異方性” の発見に成功した。この異方性、ひらく言えば、のっぺり成分の上にのった 10 万分の 1 のざなみである。もっとひらく言えば、のっぺりしているようだけど、良く見れば宇宙はシワだらけで、そのシワが我々の観測ターゲットだ。

DMR の功績は、シワの存在を発見した事だ。すなわち、 $z \sim 1088$ において、放射は 10 万分の 1 の

オーダーで不均一である。ならば、物質もその程度不均一であったと考えられ、これが銀河や銀河団といった、現在見られる宇宙の大規模構造の種である。言い替えれば、 $z \sim 1088$ で既に銀河の種が仕込まれている、という事である。銀河は宇宙のシワから産まれたのだ。ところで、DMR の角度分解能は 7 度で、これは現在のスケールで 1800 Mpc に相当する。一方ビッグバン理論によれば、 $z \sim 1088$ における光子の地平線（ビッグバンから 38 万年の中に光子が伝播できた距離）はたかだか 400 Mpc であるから、800 Mpc 以上離れた点はお互いを見る事ができない。つまり、両者には情報の伝達がない。これより、800 Mpc 以上離れた点は、ビッグバン当時の初期条件を反映しているものと考えられる。

DMR の発見はすなわち、ビッグバン時には、“初期条件として”，せいぜい 10 万分の 1 程度のゆらぎを除けば、既にあらゆるスケールで放射が均一であることを意味する。この、一見不自然に思える状況は、ビッグバンの前にインフレーションという加速膨張の時期を考える事で自然に説明できる¹⁴⁾。加速膨張のおかげで地平線は指數関数的に大きくなる。減速膨張のみを考えるビッグバン理論で計算された 400 Mpc という値は過少評価で、1800 Mpc どころか任意に大きなスケールまで因果関係を持たせる事ができる。なぜ宇宙背景放射がこんなに均一かは、これで説明できる。加速膨張によって地平線は大きくなり、加速膨張から減速膨張に転じる際に宇宙は再加熱され、ビッグバン宇宙が始まる。

3.2. 量子的シワ

しかしこのままで、あらゆるゆらぎはインフレーション期に消されてしまい、宇宙は完全に均一化される。DMR のゆらぎの発見はどう説明するのか？ これは、古典理論では物理現象を完全に理解できない良い例の一つである。確かに、古典的なレベルでは宇宙は完全に均一化され、何も残ら

ない。宇宙は完全にのっぺりして、宇宙の写真は本当につまらないものになるだろう。ここに量子力学を適用すると状況が変わる。不確定性原理から生ずる“量子ゆらぎ”により、時空にゆらぎが生じるのである¹⁵⁾。インフレーションは、宇宙を均一化するかたわら、小さなゆらぎを作り続けているのである。この時生成された時空のゆらぎが温度ゆらぎとして観測されている、というのが、インフレーション理論の基本的な予言である。宇宙のシワは量子ゆらぎからできたのだ。インフレーション理論は、DMRによるゆらぎの発見の10年前に提唱された。DMRの観測結果はインフレーション理論の予言と、まさにピタリと一致したため、インフレーション理論は標準理論としての地位を確立するに至ったのである。

3.3. シワの統計

とはいっても、所詮は6000画素、DMRの得た情報は氷山の一角である。宇宙背景放射のシワには、まだたくさん情報が含まれている。300万画素のWMAPの出番である。まず、図2のような写真から我々がどのような観測量を導き出すか述べる。いくつかの観測的事実と理論的考察から、“パワースペクトル”と呼ばれる量が基本的な観測量である事が示される。今節でWMAPの測定したパワースペクトルを示した後、次節ではその理論的な解釈と、それがどのような宇宙論的情報を持っているのか、手短に述べる。特に、1度角以下のスケールでは宇宙背景放射の流体的な性質が顕著に現れ、パワースペクトルに様々な変化が生じる。

3.3.1 ガウシアン性

宇宙論的に興味があるのは、宇宙背景放射の統計的性質である。宇宙原理は、宇宙には特別な場所や特別な方向がないと主張し、宇宙背景放射の見事な等方性は宇宙原理を支持する。従って、特定の方向の温度の値には興味がない。では、どのような統計量が宇宙論の研究に最も便利なのか？

一見、図2のような複雑に見えるマップを特徴づけるには、複雑な統計が必要になるように思われる。しかし、銀河面からの放射や電波源の寄与を除けば、宇宙背景放射の分布は極めて単純で、温度分布は正規分布で記述できてしまう。言い替えれば、温度ゆらぎは“ガウシアン的”である。正規分布は2点間の相関の強さだけで決められるため、“2点相関関数”だけで宇宙背景放射の統計的性質が全て記述できる。DMRは、7度以上のスケールで宇宙背景放射がガウシアン統計で記述できる事を示した¹⁶⁾。WMAPはガウシアン性が1度以下のスケールまで正確に保持されている事を示した¹⁷⁾。ガウシアン性は決して自明な事ではない。自然界の現象でガウシアン統計によって記述できる事など、そうはない。身近な例はノイズくらいだろう。中心極限定理により、多くの測定の平均値がガウシアン統計に従う事は知られているが、それと宇宙背景放射は全く別問題である。マップ上の各ピクセルで測定された宇宙背景放射は、ノイズなどではなくそれが物理的実体であり、極言すれば個々の天体である。その輝度分布が正確に正規分布をしているというのは魔法のようであり、深遠な意味がなければならない。宇宙背景放射のゆらぎのガウシアン性は、“ゆらぎの起源”と直接関わっている。前述のように、インフレーション理論は量子ゆらぎが起源であると予言する。基底状態の量子ゆらぎはガウシアン統計に従う事から、宇宙背景放射もガウシアン統計に従う事が導かれる。インフレーション理論は、ガウシアン性に自然な説明を与えていた¹⁵⁾。

3.3.2 パワースペクトル

宇宙背景放射はガウシアン統計で記述できるので、全ての情報は2点相関関数だけで記述できる。2点相関関数、 $C(\theta)$ 、は角度 θ 離れた点の相関を表す。 $C(\theta)$ が正のとき、角度 θ 離れた2点が両方とも正、あるいは両方とも負である確率が高いことを表す。 $C(\theta)$ が負なら、片方正で片方負だ。

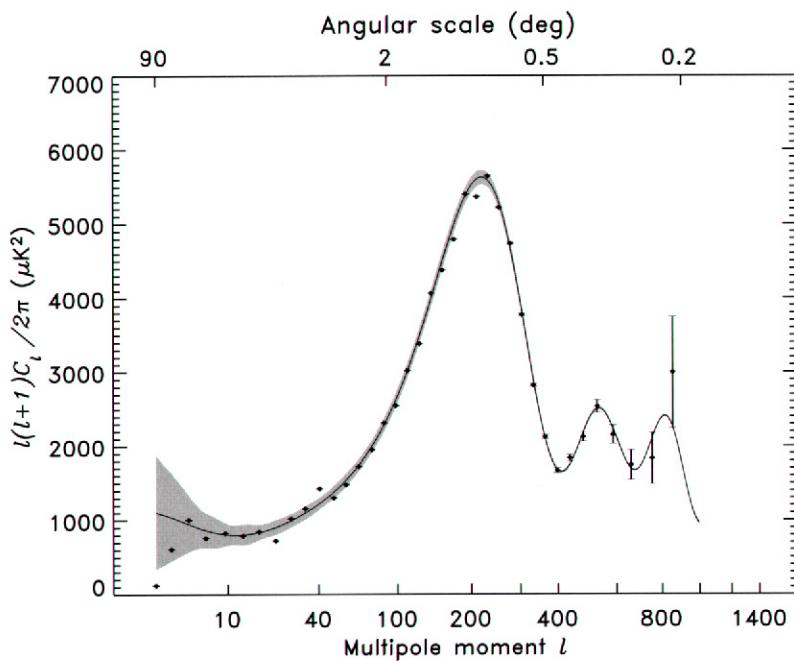


図3 WMAPの初年度のデータから得られた温度ゆらぎのパワースペクトル $C_l^{(1)}$ 。横軸1は見込み角の逆数 π/θ で、縦軸はその角度における温度ゆらぎの振幅の2乗を表す。上のラベルに1に対応する角度 θ を示す。誤差棒付きの点がWMAPのデータ、影付きの線はベストフィットモデルとその不定性。ピークの位置 ($l = 220$) から宇宙の平坦性や宇宙年齢が導かれる。ピークの高さは火の玉宇宙における光子と物質の相互作用によるもので、バリオン密度やダークマター密度に応じて変化する。

$C(\theta)$ の絶対値は相関の強度を表す。相関関数は物理の様々な分野で使われるが、ここではそのフーリエ変換（正確にはルジャンドル変換）であるパワースペクトル、 C_p を使う。 l は角度波数で、大雑把に言って $l \sim \pi/\theta$ である。両者は $C(\theta) = (1/4\pi) \sum (2l+1) C_l P_l(\cos \theta)$ で関係している。 $P_l(x)$ はルジャンドル関数だ。実際に図2から C_l をどう求められるかは WMAP の論文を参照していただくとして¹¹⁾、ここでは C_l の意味を直感的に理解する。

$\theta = 0$ の時、 $C(0)$ はマップの分散である。 $P_l(1) = 1$ なので、定義より（分散） = $(1/4\pi) \sum (2l+1) C_l$ を得る。従って、 $l(2l+1) C_l / (4\pi)$ は、 $\log(l)$ あたりの分散を表す。もっと直感的には、“ $l(2l+1) C_l / (4\pi)$ ” は $l \sim \pi/\theta$ のスケールに分布するゆら

ぎの大きさ（分散）”だ。業界では、上記の量の代わりに $l(l+1) C_l / (2\pi)$ を用いるのが好まれる。（理由があるのだがここでは割愛する）。 $l \gg 1$ では両者の違いは無視できるので、この量も引き続き分散として解釈できる。例として、 $l = 180$ で $l(l+1) C_l / (2\pi)$ が $4900 \mu\text{K}^2$ だったとする。これは、 $\theta \sim 180$ 度 / $l = 1$ 度に、 $\sqrt{4900 \mu\text{K}^2} = 70 \mu\text{K}$ のゆらぎが存在する、という事である。図3に、WMAPの初年度のデータから測定された $l(l+1) C_l / (2\pi)$ を示す¹¹⁾（単位は μK^2 ）。これは、銀河面からの放射が小さい高周波側のデータ（41, 61,

94 GHz）のみを用いて導かれた。下の横軸は角度波数、 l 、だが、比較のため上の横軸に対応する角度、 $\theta = \pi l/l$ 、も示す。まず目をひくのが、 $l \sim 220$ にある大きなピークだ。それから $l \sim 550$ に2番目のピークがあるが、その高さは一つ目に比べて $1/2.3$ しかない。 $l < 40$ ではほとんど平らだが、 $l < 5$ で急激に落ちている。パッと見ただけでもこれだけの特徴が挙げられるが、これら全てにちゃんと意味があり、次節で述べるように宇宙論的な解釈が可能である。これらの特徴は全て、宇宙論パラメーターの決定にとって重要だ¹⁸⁾。

ところで、図3はBINに区切ってプロットしているが、実際には $l = 2$ から $l = 900$ まで 899 個のデータ点がある（ $l = 0$ はのっかり成分で WMAP は感度

がない。 $l=1$ の双極成分は我々のしし座方向への運動によるドップラー効果で、ここでは考えない)。残念ながら、図 2 のような美しいマップを見るのはここで最後である。300 万画素の情報も、ガウシアン性からたった 899 個のパワースペクトルの情報で記述できてしまうのである。そう考えると図 2 の宇宙最古の写真も退屈に思えるが、気にしないで先に進む。

3.4. シワに含まれる豊富な情報

図 3 のパワースペクトルは、どのような宇宙論的情報を持っているのだろうか。宇宙背景放射のゆらぎは非常に小さい(10万分の1)ため、その生成から進化は線形摂動理論によって正確に追うことができる。その進化の様子は、宇宙の幾何学、宇宙の年齢、バリオンの量、ダークマターの量、ハッブル定数などの関数として記述できる。結果、パワースペクトルはこれらの“宇宙論パラメーター”的な関数として正確に予言できる。この予言を図 3 の観測データにフィットする事により、パラメーターを決めるのだ。繰り返すが、宇宙背景放射のゆらぎが線形摂動理論で記述できるのがポイントである。そうでなければ、正確な理論予言は得られず、決定されるパラメーターに不定性が入ってしまう。

以下では、フィッティングの作業をブラックボックス化せず、物理的にどの C_l の特徴がどのパラメーターを決めているのか、WMAP の結果も交えて解説する^{18), 19) **}。

3.4.1 宇宙の平坦性: $\Omega = 1.04 \pm 0.04$

C_l の振動の起源は何だろうか? $z > 1088$ では、放射は相対論的流体として振る舞う。バリオンの効果を無視すれば、この流体中の音速は光速の $1/\sqrt{3}$

倍である。つまり、この流体中にたつ“さざなみ”(放射のゆらぎ)、 δ 、は光速の $1/\sqrt{3}$ で伝播し、ビッグバンから $z \sim 1088$ までの間に $400 \text{ Mpc}/\sqrt{3} \sim 230 \text{ Mpc}$ だけ伝播する。従って、 δ は半径 230 Mpc 程度の大きさを持って分布している。この δ の分布をフーリエ変換すれば、 $\delta(k) \sim \delta(0) \cos(k \cdot 230 \text{ Mpc})$ のような振動が得られる(k はフーリエ変換の波数)。ここで $\delta(0)$ は放射のゆらぎの初期条件である。このように、宇宙背景放射のゆらぎのフーリエ変換は、音波振動として観測される。 C_l の振動は、音波なのだ²⁰⁾。この音波が天球上で実際にどのように観測されるか考える。 δ は $z \sim 1088$ で 230 Mpc というサイズを持つから、現在から $z \sim 1088$ までの距離 *** が分かれれば、我々が δ を見込む角度が何度程度か計算できる。逆に言えば、観測される δ の見込み角度(あるいは l)から、 $z \sim 1088$ までの距離を求められる。 $z \sim 1088$ というのはあまりにも遠いため、距離は空間の曲がり具合、宇宙の 3 次元空間の曲率、に大きく左右される。3 次元空間の幾何学が、インフレーション理論に予言されるように“平坦”，すなわち曲率ゼロであれば、距離は $\sim 14000 \text{ Mpc}$ である。従って、放射ゆらぎの分散 $|\delta(k)|^2$ は、 $\theta \sim (230 / 14000) \times (180 / \pi) \sim 1$ 度角に最初のピークを持つ。明らかに、DMR の分解能(7 度)では、このようなピーク構造を見る事はできない。DMR は、単に初期条件 $\delta(0)$ を測定しているに過ぎない。もし、宇宙が平坦でなくボールのように正の曲率を持っていれば、光は飛行機の軌道のように曲線を描いて飛び、 230 Mpc を見込む角度は 1 度よりも大きくなり、ピークの位置は 1 度より大きくなる。宇宙が馬の鞍のように負の曲率を持っていれば、ピークの位置は 1 度よりも小さくなる。このように、ピークの位置を測定する事で、

** 以下に挙げる数値は全て WMAP のデータのみから導かれたものである。WMAP チームでは、WMAP のデータに加えて銀河のクラスタリングのデータを組み合わせる事によって、さらに誤差棒の小さいパラメーター値も導出している。新聞各紙や雑誌など報道に使用されている値は後者であるため本稿の値とは若干異なる場合があるが、両者は誤差棒の範囲で一致している。詳しくは文献 19 を参照。

*** この節でいう距離とは角径距離(angular diameter distance)のことである。実直径 L の天体が視直径 θ で見えるときに、 L / θ で定義される。

$z \sim 1088$ までの距離、ひいては宇宙の3次元曲率を測定する事ができる²¹⁾。一方、AINSHUTAIN方程式によれば時空の幾何学はエネルギー密度によって決められており、宇宙の3次元曲率は宇宙の全エネルギー密度によって決められている。“宇宙のエネルギー密度”を“宇宙を平坦にするエネルギー密度”で割ったものを“密度パラメーター”と呼び、 Ω と書く。定義より、 $\Omega = 1$ が平坦な宇宙である。 $\Omega < 1$ の時に曲率は負、 $\Omega > 1$ の時に曲率は正である。非常に大雑把に言って、ピークの位置は $\sim \sqrt{\Omega}$ 度である²¹⁾。図3から、最初のピークの位置は $l = 220$ 、あるいは0.82度と得られる¹⁸⁾。上では大雑把な見積もりをしたが、より正確な計算から $\Omega = 1.04 \pm 0.04$ が得られる¹⁹⁾。また、 $z = 1088$ までの距離は 13700 ± 500 Mpcだ。 $\Omega = 1$ はインフレーション理論の基本的な予言の一つであり、ピークの位置の高精度な測定はインフレーション理論の強力なテストである。WMAPの結果は、インフレーション理論を支持している²²⁾。

3.4.2 宇宙年齢： $t_0 = 134 \pm 3$ 億年

最初のピークの位置から $z = 1088$ までの距離が求まった。距離が求まったので、 $z = 1088$ から現在までの時間を求める事ができる。現在の宇宙年齢は100億歳のオーダーだが、 $z \sim 1088$ での宇宙年齢は38万歳である。従って、 $z = 1088$ から現在までの時間は、宇宙年齢そのものだ。以上の考察から、宇宙年齢は 134 ± 3 億年と求まる¹⁹⁾。この年齢の決定精度は、非常に印象的である。ここまで良く決まったのは、WMAPのデータから最初のピークの位置が高精度で決まったためだ¹⁸⁾。最初のピークの位置が、宇宙最古の写真が何億年前のものか、我々に教えてくれるのである。

3.4.3 バリオン密度：

$$\Omega_b h^2 = 0.024 \pm 0.001$$

前節までの議論では、流体中のバリオンの効果を無視した。実際には放射はトムソン散乱を通じて電子を、そして電子はクーロン散乱を通じて陽子を、激しく散乱しているため、放射とバリオンは電子を介して強くカップルし、単一の流体として振る舞う。一方、ダークマターはカップルせず、重力ポテンシャルを与える。描像としては、主にダークマターによって与えられる重力ポテンシャル中を、放射とバリオンがカップルした流体が運動している、というものである²³⁾。 $z > 3400$ では放射のエネルギーが宇宙を支配している（次節）。バリオンの効果は無視でき、流体はピュアに相対論的で音速は光速の $1/\sqrt{3}$ である。しかし、今問題にしているのは $z \sim 1088$ で、この時期はバリオンの影響が無視できない。流体はピュアに相対論的でなく、音速は光速の $1/\sqrt{3}$ より若干遅くなり、 $c_s = 1/\sqrt{1+R}$ で与えられる。ここで $R = 27.9(\Omega_b h^2)[1089/(1+z)]$ は、バリオンと放射の密度の比を3/4倍したものである。音速の変化は、音波振動の位相に若干の変化をもたらす。しかし、最も重要な効果は位相の変化ではなく、ピークの高さの変化である。バリオンが無視できなくなると、流体中のバリオンが感じる重力によって、流体はピュアに相対論的だった場合よりも余計に重力ポテンシャル中に引き込まれ、圧縮され、ゆらぎが大きくなる。これより、 $|\delta(k)|^2$ の1番目、3番目、…といった、圧縮に対応する奇数番目のピークが高くなる。一方で2番目、4番目、…といった偶数番目のピークは影響を受けないため、結果として奇数番目と偶数番目のピークの比が劇的に変化する。このピークの比の変化は上記のRに依っており、ピークの比からバリオン密度、 $\Omega_b h^2$ 、が決められる。 $\Omega_b h^2$ が大きくなるとバリオンの影響が大きくなつて余分な圧縮が起り、奇数番目のピークが偶数番目のピークに比べて高くなる²⁴⁾。図3の、最初のピークと2番目のピークの比より、 $\Omega_b h^2 = 0.024 \pm 0.001$ が得られる^{18), 19)}。これより、 $z \sim 1088$ では $R \sim 0.67$ で、音速は光速の $1/\sqrt{3}$ よりも30%程度遅い事が導かれる。この方法とは独立に、遠方のガス雲中の重水素の存在量から $\Omega_b h^2$ を求める事ができ

る。観測される重水素が、全て宇宙開闢3分後の軽元素合成時に生成されたとして、重水素と水素の存在比を $\Omega_b h^2$ の値に焼き直すのだ。驚くべき事に、WMAPの $\Omega_b h^2$ と重水素から求められた値は良く一致している¹⁹⁾。“驚くべき”理由は、両者が全く異なる物理過程と測定方法に基づいている事だ。WMAPの測定は、 $z \sim 1088$ での放射流体中のバリオンの効果に基づく。重水素の測定は、 $z \sim 10^9$ での軽元素合成の過程に基づく。エネルギーにして 10^6 異なる時期の、全く異なる物理プロセスから導いた値が一致するのは、現在の宇宙モデルの正しさを証明するものだ。

3.4.4 ダークマター密度：

$$\Omega_{dm} h^2 = 0.12 \pm 0.02$$

宇宙の幾何学やバリオンの影響は流体力学的な観点から理解できたが、ダークマターは重力を通じてのみ放射やバリオンと相互作用するため、一般相対論を用いて理解せねばならない。事実、ダークマターと宇宙背景放射との関係は、実に巧妙である²⁴⁾。相対論から導かれる重要な関係式は、温度ゆらぎ δ と重力ポテンシャル Ψ との関係、 $\delta = 2 \int dt (d\Psi/dt) \exp(-\tau)$ 、で、 δ は Ψ の時間変化で与えられる²⁵⁾。 τ はトムソン散乱の光学的厚さで、 $z \sim 1088$ を境に $\tau \sim 1$ で、それ以前は宇宙は不透明($\tau > 1$)、以降は急速に透明($\tau \sim 0$)になる。 Ψ は、放っておけば宇宙膨張とともに浅くなる(| Ψ |が小さくなる)。例えば、ダークマターが集まって Ψ を作っていても、宇宙膨張とともにダークマターが散らばってしまえば Ψ は浅くなる。相対論では放射も重力ポテンシャルに寄与するが、放射のエネルギーは放射圧のため集まる事ができず、 Ψ は浅くなる。事実、放射のエネルギーが宇宙を支配している間は、 Ψ は宇宙膨張とともに減少する。しかし、放射のエネルギーが重要でなくなり、宇宙が物質に支配されるようになると、ダークマターのゆらぎが成長し始め、それと宇宙膨張の効果がつり合って Ψ は一定に保たれる。従って、

物質優勢の時期には、上記の Ψ が浅くなる効果は宇宙背景放射のゆらぎに寄与しない。

放射のエネルギーと物質のエネルギーがつり合う時期は、 $z_{eq} = 2.4 \times 10^4 (\Omega_m h^2)$ で与えられる。ここで、 $\Omega_m = \Omega_b + \Omega_{dm}$ はバリオンとダークマターを合わせた全物質の密度パラメーターである。従って、 $z > z_{eq}$ において上記の効果が効いて来るが、 z が大きくなる程宇宙が不透明になって $\exp(-\tau)$ がゼロに近付くため、結局 $z \sim z_{eq}$ で最も効果が強くなる。また、 z_{eq} が1088に近いほど(つまり $\Omega_m h^2$ が小さい程)効果は強くなる($\exp(-\tau)$ が大きいため)。 $z \sim z_{eq}$ での光子の地平線を見込む角度は $\theta \sim 0.4$ 度/ $\sqrt{\Omega_m h^2}$ である。大雑把に言って $\Omega_m h^2 \sim 0.1$ なので、 $\theta \sim 1$ 度のところに効果が現れる。これはちょうど、図3の最初のピークに相当しているため、最初のピークが高くなる。2番目、3番目のピークも若干高くなるが、効果は相対的に小さい。従ってこの効果によるピークの高さの変化はバリオンとは異なる。以上より、最初のピークの高さの変化から、 $\Omega_m h^2$ を決める事ができる。 $\Omega_m h^2$ が小さくなるほどピークは高くなる²⁴⁾。

図3の最初のピークの高さより、 $\Omega_m h^2 = 0.14 \pm 0.02$ が得られる^{18), 19)}。これは $\Omega_b h^2$ の約6倍だ。WMAPのデータは、バリオンに加えてダークマターを必要としている。これより、ダークマター密度は $\Omega_{dm} h^2 = 0.12 \pm 0.02$ と得られ、放射と物質のエネルギーが等しくなる時期は $z_{eq} \sim 3400$ と得られる¹⁹⁾。

3.4.5 ハッブル定数： $h = 0.72 \pm 0.05$

数ある宇宙論パラメーターの中で、恐らく歴史的に、最も天文学者に馴染深いのがハッブル定数だろう。古来からのハッブル定数の測定は、すなわち天体までの距離決定だ。天体までの距離決定が、天文観測の中でも最も難しいものの一つであるのは周知の事である。古来からの方法は、ハッブル宇宙望遠鏡のキープロジェクトという形で結実した²⁶⁾。 $h = 0.72 \pm 0.08$ 。見事な測定である。

一方、古来の方法とは独立して、重力レンズ効

果や銀河団のスニヤエフ-ゼルドヴィッチ効果といった全く新しいハッブル定数の測定方法も提案されてきた。これら的方法から得られるハッブル定数はまだ誤差棒が大きいが、 $h \sim 0.5\text{--}0.6$ 程度を示唆しているとあって、キープロジェクトの値との比較で物議を醸している。

宇宙背景放射は、これらとは独立な、新たなハッブル定数の測定を可能にする。前述のように線形摂動理論にもとづく宇宙背景放射の理論は強固であり、データの質が十分良ければキープロジェクトの精度を上回る事も可能だ。また、系統的エラーがあったとしても、上記の方法とは異なる形のエラーはずであり、良いクロスチェックになるはずだ。では、図3のパワースペクトルはどのようにハッブル定数を決めるのか？これもなかなか巧妙だ。これまで見たように、ピークの位置が $z \sim 1088$ までの距離を決め、ピークの高さと比が $\Omega_m h^2$ を決める。ハッブル定数は、これら二つの情報を組み合わせる事で決められる。平坦な宇宙では、 $z \sim 1088$ までの距離は $\Omega_m h^{3.4}$ のように変化する。ピークの高さから得られた $\Omega_m h^2$ を用いれば、 h が求まるというわけだ¹⁸⁾。WMAPのデータより、 $h = 0.72 \pm 0.05$ が得られた¹⁹⁾。キープロジェクトの値との整合性だけでなく、WMAPは誤差棒を 60% も縮めている。一方で、重力レンズの示唆する $h \sim 0.5$ との開きは未解決の問題だ。

3.4.6 ダークエネルギー：

$$\Omega_\Lambda = 0.71 \pm 0.07$$

物質の密度 $\Omega_m h^2$ とハッブル定数 h の測定を組み合わせれば、 $\Omega_m = 0.29 \pm 0.07$ を得る。一方、ピークの位置より得られた宇宙の全エネルギー密度は、 $\Omega = 1.04 \pm 0.04$ である。現在、光子やニュートリノのエネルギーは物質に比べて全く無視できるので、WMAPの結果は、物質以外の“何か”が宇宙のエネルギーの 71% を占める事を示唆している。

この正体不明のエネルギーは“ダークエネルギー”と呼ばれるが、多くの場合実体は宇宙定数、 Λ ，

である。上記の考察から、WMAPの結果は $\Omega_\Lambda = 0.71 \pm 0.07$ 、すなわち宇宙のエネルギーの 71% が宇宙定数によって担われている事を示唆している。宇宙定数以外のダークエネルギーを考える事もできるが、WMAPと銀河のサーベイデータを組み合わせると、ベストフィットは宇宙定数だ¹⁹⁾。とはいえ、宇宙定数の正体も不明である。ダークマターの正体も不明である事と合わせれば、我々の宇宙の実に 96% のエネルギーが正体不明である（残りの 4% はパリオン）。 $\Omega_m = 1$ 、 $\Omega_\Lambda = 0$ の宇宙は、数年前までは最も人気のある宇宙モデルだった。WMAPのデータは、このモデルを 5σ 以上で棄却する。また、 $\Omega_\Lambda = 0$ のモデルは、 $\Omega_m = 1.28$ 、つまり曲率が正の宇宙がベストフィットだ。このベストフィットモデルは、 $\Omega_\Lambda = 0.71$ のベストフィットモデルに比べて 3σ 離れている上、 $h = 0.33$ を要求する。どうやらダークエネルギーは必要なようだ。

3.4.7 原始パワースペクトルのスケール

$$\text{不变性: } n = 0.99 \pm 0.04$$

ガウシアン性の節でも触れたが、宇宙背景放射の統計的な性質はゆらぎの起源と直結している。インフレーション理論によれば、インフレーション時に生成された時空の量子ゆらぎが起源だ。この“時空の量子ゆらぎ”，具体的には宇宙の曲率に生じるゆらぎだ。インフレーションによって宇宙の平均曲率はゼロになるが、量子ゆらぎによって曲率にもさざなみが生じる。曲率にさざなみが生じるので、場所場所によって空間の曲がり方が微妙に異なる。AINシュタイン方程式によれば空間の曲がりはエネルギーと関係しているので、結果として放射のエネルギーも場所場所で微妙に異なる。これが宇宙背景放射のシワとして現在観測されているのだ¹⁵⁾。

宇宙背景放射のパワースペクトルは、曲率のゆらぎのパワースペクトルと関係している。まず、放射の流体的性質が無視できるスケールでは、純粋に相対論的な議論から $\delta \sim -\Phi/3$ が導かれる²⁵⁾。 Φ は曲率のゆらぎだ。このスケールでは、 Φ のパワー

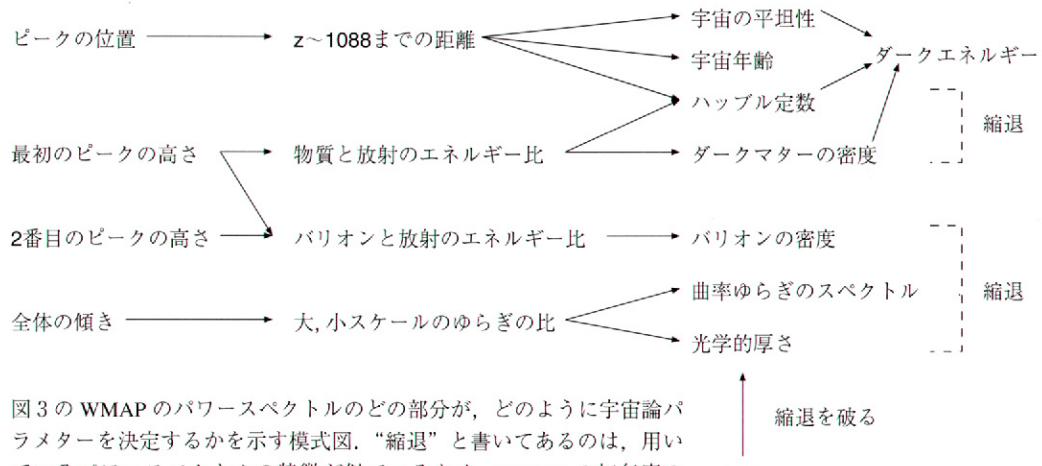


図4 図3のWMAPのパワースペクトルのどの部分が、どのように宇宙論パラメータを決定するかを示す模式図。“縮退”と書いてあるのは、用いているパワースペクトルの特徴が似ているため、WMAPの初年度のデータだけでは完全に独立には決まらずに相関を残しているパラメーター（縮退しているパラメーターの誤差は相関している）。今後データがたまってノイズが減れば、これらの縮退の一部は解けると期待される。特に、光学的厚さが偏光のデータから良く決まるので、光学的厚さとバリオン密度、および曲率ゆらぎとの縮退は解けるだろう。

スペクトルは δ のパワースペクトルと定数倍しか変わらない。流体的性質が無視できないスケール（数度以下）では、以前述べたように音波振動が $\delta \sim -(\Phi/3) \cos(k*230 \text{ Mpc})$ のように δ と Φ の関係を変化させる。このスケールでは、パワースペクトルの形は大きく異なる。宇宙背景放射のゆらぎは、インフレーション時に生成された曲率ゆらぎに流体的効果をコンボリューションしたものとして理解できる。という事は、流体的効果をデコンボリューションすれば、宇宙背景放射から曲率ゆらぎを求められる。流体的な効果はバリオンやダークマターの量が分かれれば精密に計算可能なので、このデコンボリューションは原理的に可能だ。デコンボリューションの結果、曲率ゆらぎのパワースペクトルが、インフレーション理論の予言と合っているか否か検証できる。実際は、曲率ゆらぎをフルにデコンボリューションはせず、曲率ゆらぎのパワースペクトルを幕則と仮定し、その幕を求める、という手法が取られる。インフレーション理論は近似的に幕則

のパワースペクトルを予言するので、この手法は有効だ。具体的には、 Φ の3次元パワースペクトルが $k^{(n-1)}$ であるとする。 $n=1$ の時を“スケール不变”

であるという。この時パワースペクトルが k に依らないからだ。インフレーション理論は、 $n \sim 1$ を予言する¹⁵⁾。厳密に1ではないが、例えば $0.9 < n < 1.1$ のように1に近い。従って図3のパワースペクトルが、スケール不变の曲率ゆらぎから生成されたとして説明できるかがポイントである。WMAPのデータは、 $n = 0.99 \pm 0.04$ を与える¹⁹⁾。スケール不变な曲率ゆらぎと一致した結果で、WMAPのデータはここでもインフレーション理論の予言と良く合っている²²⁾。

3.5 宇宙のシワから学んだこと

これまでのプロセスを振りかえっておく。図2に示した宇宙背景放射のマップの情報は、“宇宙背景放射のガウシアン性”から図3のパワースペクトルに集約された。300万画素のデータを899個のデータ点で記述しきったわけである。次に、線形摂動理論を用い、その899個のデータ点を、たった6つの宇宙論パラメーターで解釈（フィット）した。6つのパラメーターとは、(1)温度ゆらぎの大きさ、

(2) バリオン密度, (3) ダークマター密度, (4) ハッブル定数, (5) 原始ゆらぎのスケール不变性, そして次節で述べる (6) 光学的厚さだ。図4に、これまで述べてきたパワースペクトルと宇宙論パラメーターの関係を模式化した。得られたバリオン密度やハッブル定数はこれまでの天文学的観測と良く一致している。WMAPは誤差棒をさらに縮める事に成功した。結局、300万画素の情報を6つのパラメーターで表現しきった事になる (χ^2 は 973 / 893)。得られた結果はシンプルなインフレーション理論の予言とピタリと合った（宇宙の平坦性、ゆらぎのガウシアン性とスケール不变性、本稿では触れていないが、ゆらぎの“断熱性”²²⁾）。宇宙の平坦性からダークエネルギーの存在も確実となり、本稿では触れないが 2dF チームの銀河のサーベイデータと組み合わせれば、ダークエネルギーは宇宙定数である可能性が高い。

4. 宇宙最初の星形成：宇宙背景放射の偏光

この節では話題を大きく変えて、宇宙背景放射の観測から第一世代の星形成に関して何が得られるかを述べる。用いるのは偏光である。

宇宙背景放射は直線偏光している²⁷⁾。偏光の大きさは温度ゆらぎの 1/10 以下、 μK 以下のオーダーだ。偏光は温度ゆらぎが源である。非等方な放射を電子が散乱する際に偏光が生じるので、 $z \sim 1088$ で電子に最終散乱された光子が直線偏光して我々に届く。

4.1. 晴れ、のち薄雲り、ときどき偏光

$z \sim 1088$ 以降、宇宙は光に対して透明なため、光はそのまま我々に届く。しかし、第一世代の星形成が始まると宇宙の電離状態に変化が起こる。産まれたての大質量星が放つ強い紫外線放射により、星周辺の水素原子は再び電離され、宇宙は

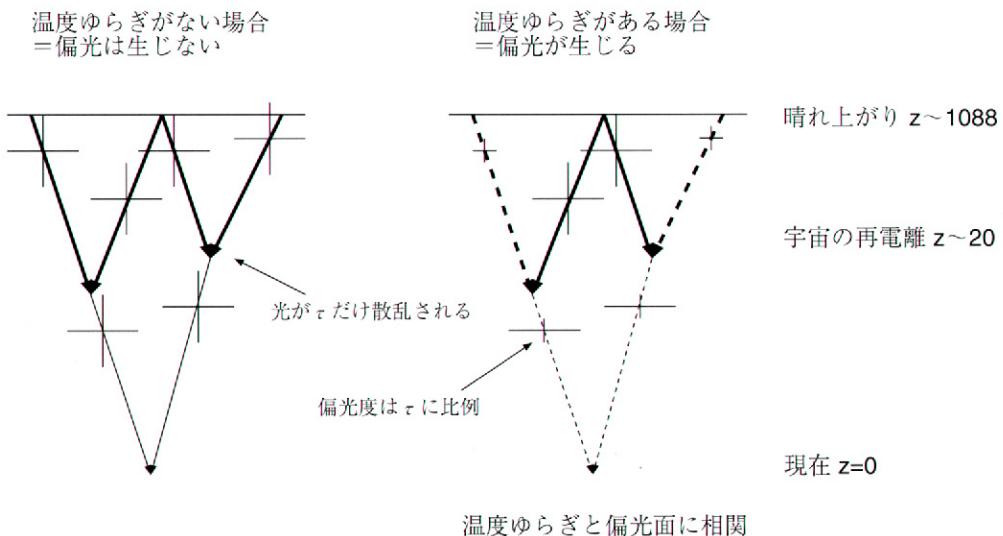


図5 宇宙の再電離による偏光の生成の模式図。 $z \sim 1088$ からやってきた宇宙背景放射が、 $z \sim 20$ で電離によって生成された自由電子に再散乱される。散乱される割合は光学的厚さ τ で与えられる（散乱後の線が散乱前の τ 倍に細くなっていることで、散乱光の割合を表す）。温度ゆらぎがなければ（放射が等方的ならば）、偏光は生じない（左図）。温度ゆらぎ（高温部分からの放射を実線、低温部分を破線で表す）があれば直線偏光が生じ、温度ゆらぎと偏光面は相関を持っている（右図）。

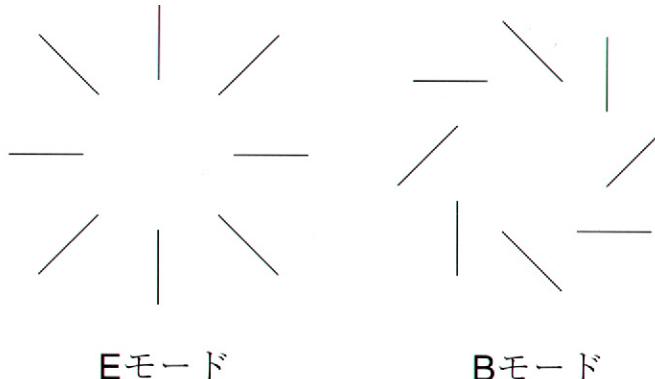


図6 偏光のEモード(左図)とBモード(右図)のスケッチ。

“薄曇り”，薄い霧がかった状態となる。宇宙の曇り具合は、電子散乱による光学的厚さ τ で表せる。 τ は、宇宙の“薄曇り指数”とも言える。一寸先も見えないような濃い霧は $\tau > 1$ を持つ。宇宙の晴れ上がり($z \sim 1088$)は境界($\tau \sim 1$)である。晴れ上がり以降、宇宙の再電離までは τ は非常に小さく、宇宙は透明である。光学的厚さは、以下の式で与えられる。

$$\tau(z) = \sigma_T n_{e0} \int_0^z dz' \frac{cdt}{dz'} x_e(z') (1+z')^3 \quad (1)$$

ここで σ_T はトムソン散乱断面積で、 $\tau / \sigma_T = 1.5 \times 10^{23} (\tau / 0.1) \text{ cm}^{-2}$ は自由電子の柱密度、 n_{e0} は全電子(自由電子+原子内の電子)の現在の数密度である。 $(1+z)^3$ は、電子の数密度が宇宙膨張とともに $\propto (1+z)^3$ で減少する事を表す。重要なのは電離度の進化 $x_e(z)$ で、具体的な形は星形成史の詳細に依っている(完全電離状態は $x_e = 1$ 、中性状態は $x_e = 0$)。第一世代の星形成による宇宙の再電離で、宇宙背景放射の偏光状態に変化が生じる。このプロセスを以下のように考えてみる(図5)。 $z \sim 1088$ から再電離時まで光はまっすぐ進んでくるため、 $z \sim 1088$ の宇宙背景放射は“光源”とみ

なせる。今興味があるのは温度ゆらぎなので、温度ゆらぎを光源と考える。この光源は非等方的である。次に、光源の前に電離された自由電子から成る“霧”を置く。この霧によって光は $1 - \exp(-\tau)$ だけ散乱される。もし τ が1より十分小さければ、 $1 - \exp(-\tau) \sim \tau$ が散乱された光の割合となる。この散乱された光は直線偏光を得る。もし光源が等方的であれば、様々な方向の偏光面が同じ強度で交じりあうので正味で偏光は生じない。しかし、今は光源が非等方的であるから、正味で偏光が生じ、偏光の強度は τ に比例する²⁸⁾。また、この偏光はもとの光源と相関を持っているので、偏光と温度ゆらぎには相関がある。

4.2. 偏光のEモードとBモード

WMAPは、ストークスパラメターでI, Q, Uの全天マップを測定する。前節までは温度ゆらぎの相関関数としてIとIの相関を議論した。偏光の相関は、QとQの相関、UとUの相関、QとUの相関が取れる。さらに“偏光と温度の相関”として、IとQ、およびIとUの相関が得られる。偏光がガウシアン統計に従っていれば、これらの相関関数でI, Q, U全ての統計的性質を記述できる。ストークスパラメターは偏光の記述に便利だが、不便なのはQとUの値が座標系の取り方に依存する事だ。QとUはスピン2のテンソルのように振る舞うため、座標系を45度ずつ回転させる度に $Q \rightarrow U \rightarrow -Q \rightarrow -U \rightarrow Q$ のように順次変換される。このため業界では座標の取り方に依存しない、偏光のEモード、Bモードという概念を用いる^{29), 30)}。図6にスケッチするように、前者は“発散”，後者は“渦”に付随する物理的モードで、座標系に依存しない。図から明らかなように、E, Bモードはいくつかの偏光ベクターを集めて初めて定義される、非局所的な概念である(Q, Uは局所的に定義できる

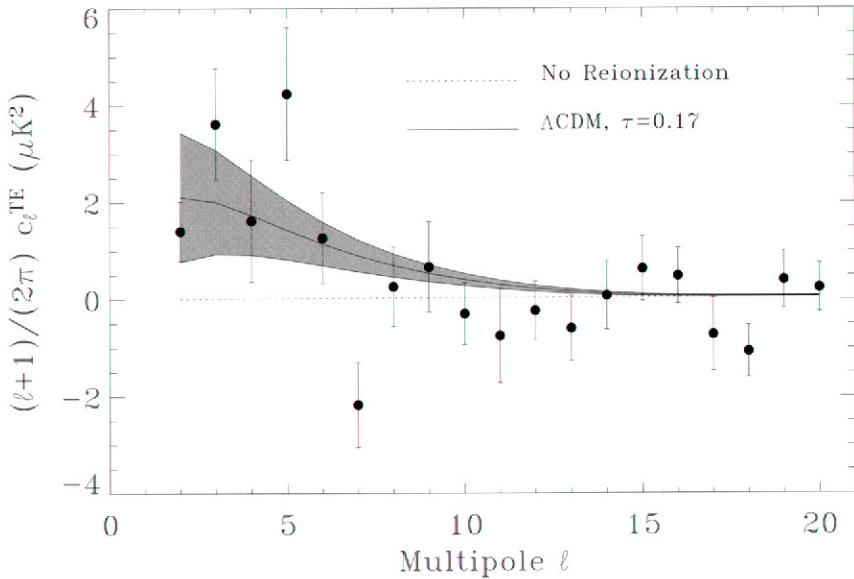


図 7 WMAP の初年度のデータから得られた温度-偏光の相関パワースペクトル³¹⁾。横軸 l の意味は図 3 と同じだが、ここでは非常に大きな角度スケールのみを示す ($l < 20$, $\theta > 9$ 度)。縦軸は相関の強さを表す。誤差棒付きの点が WMAP のデータ、影付きの線はベストフィットモデルとその不定性。これより光学的厚さは $\tau = 0.17 \pm 0.04$ と得られる。破線は再電離がない場合、 $\tau = 0$ 。

が、測定した偏光ベクターが渦かどうかは、偏光ベクターの“パターン”を見るまで分からない、という事)。以上より、測定できるパワースペクトルは、 C_l^{TT} , C_l^{EE} , C_l^{BB} , C_l^{TE} , C_l^{TB} , C_l^{EB} の6つとなる。 C_l^{TT} は図 3 に示した温度ゆらぎのパワースペクトルだ。ただし、宇宙背景放射の等方性より C_l^{TB} と C_l^{EB} はゼロとなるため、宇宙論的に興味のあるのは残りの4つである。

4.3. 宇宙の薄曇り指数：

$$\tau = 0.17 \pm 0.04$$

WMAP の初回のデータリリースでは、 C_l^{TE} のみをリリースした³¹⁾。偏光は温度ゆらぎに比べて非常に弱いため、銀河面からの放射や検出器の系統的エラーなどに、ことさら注意を払わねばならない。幸いな事に、 C_l^{TE} はこれらのエラーに依らない。なぜならば、温度ゆらぎのマップ(図 2)は、銀河面をマスクすればほぼ全て宇宙背景放射で、それ

と相関を持つのは宇宙背景放射のみだからである。図 7 に WMAP 初年度の C_l^{TE} を示す。再電離時の散乱により生じた E モードの偏光で、大きな角度スケールで $C_l^{TE} \propto \tau$ となる。大きな角度スケールで偏光が現れるのは、偏光が再電離時の四重極 ($l = 2$) の温度ゆらぎから生成されるのと、再電離が晴れ上がりに比べ、極めて最近に起こるためである。四重極のスケールはその時の宇宙のサイズと同じくらいなので、角度スケールは $\theta = (\text{再電離時の宇宙のサイズ}) / (\text{現在から再電離時までの距離})$ で決められる²⁸⁾。図 7 より、 $\tau = 0.17 \pm 0.04$ が得られる³¹⁾。 $z \sim 1088$ からやってきた光の 17% は、実は再電離した自由電子に散乱されてしまっているのだ。この再散乱は、 C_l^{TT} にも影響を及ぼす。 $z \sim 1088$ から来る宇宙背景放射が視線方向から逃げてしまうので、 C_l^{TT} は $\exp(-2\tau)$ だけ減少する³²⁾。この効果は上記の角度スケール、 $\theta = (\text{再電離時の宇宙のサイズ}) / (\text{現在から再電離時までの距離})$ 、以

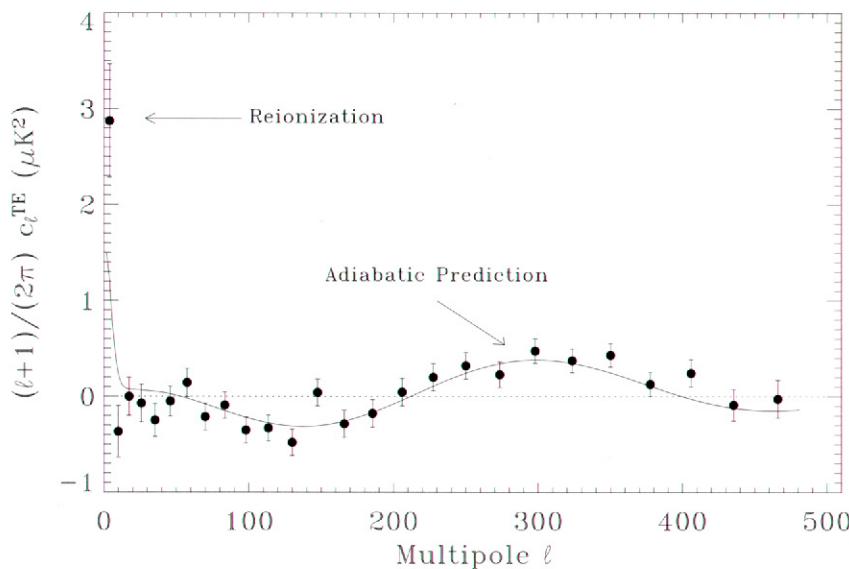


図8 WMAP初年度の温度-偏光の相関パワースペクトル³¹⁾。図7よりも小スケールまでプロットする。実線は、フィットではなく、温度ゆらぎのパワースペクトル（図3）から予言される理論曲線。予言と測定の一一致は見事で、宇宙論の標準モデルの正しさを強く印象づける。

下で重要ななる。つまり、観測される小スケールの C_l^{TT} を、大スケールに比べて $\exp(-2\tau)$ だけ小さくする。この効果は、原始曲率ゆらぎのスペクトルを少し変化させるのと似た効果なため、 n と τ は WMAP の初年度のデータでは完全に独立には決まらない¹⁹⁾。これを、これらのパラメーターは“縮退”している、と言う。さらに、 n は最初のピークと 2 番目のピークの比を変える事から、 $\Omega_b h^2$ と縮退している¹⁹⁾。これらの縮退は、 τ の値をより良く決める事で解かれる。縮退は C_l^{TT} 上で生じるが、 C_l^{TE} は基本的に τ のみで決まるため、 C_l^{TE} ノイズが小さくなれば、 τ の誤差棒も小さくなり、縮退が解けるのである。WMAP の 4 年のミッションで、 τ の誤差棒は半分になる予定である。

4.4. 第一世代の星はいつ形成されたか？

測定された τ の値を用いて再電離の時期、ひいては第一世代の星形成の時期、を評価するには、電離度の進化 $x_e(z)$ を知らねばならない。これは星

形成史の詳細によってしまうため不定性が大きいが、だいたいの見積もりは以下のようにできる。最も単純なモデルとして、ある赤方偏移 z_r で宇宙が一瞬で再電離したとする。すなわち、 $z > z_r$ で $x_e = 0$ 、 $z < z_r$ で $x_e = 1$ というモデルである。この時、 τ の式と τ の測定値から $z_r = 17 \pm 3$ が得られ、再電離はビッグバンから約 2.8 億年後と見積もれる³¹⁾。しかし、このモデルには問題がある。実は我々は再電離の“終了”の時期を知っているのである。遠方クエーサーを光源として用い、それより手前の視線方向にある水素原子の吸収線から水素原子の柱密度を見積もる手法をガン-ピーターソンテストというが、それによれば $z \sim 6$ で再電離が終わり、 $z > 6$ では中性水素が微量 ($x_e > 0.01$) だが残っているというのである³³⁾。従って $z_r = 17$ で一気に電離 ($x_e \rightarrow 1$) させるわけにはいかない。これは、再電離の時期がもっと早かった事を意味する。式(1)より、 x_e がどこかで 1 より小さければ、測定された τ を説明するのに z_r は 17 よりも大きくななければならない事が

分かる。例えば、 z_r で $x_e = 0 \rightarrow 0.5$ となり、 $z = 7$ で $x_e = 0.5 \rightarrow 1$ となるようなモデルを考えてみる。この時は $z_r = 20$ が得られ、再電離はビッグバンから 2 億年後、と得られる。モデルの不定性と τ の統計誤差を考慮すれば、 $11 < z_r < 30$ 、あるいはビッグバンの 4 億年後から 1 億年後のどこかで再電離が起こった、と考えるのがもっともらしい³¹⁾。まだ不定性が大きいが、 z_r が 6 よりは有意に大きいというのが重要である。WMAP のデータは、再電離のシナリオがこれまで考えられていたよりも複雑である事を示唆している。

5. おわりに：宇宙論はどこまで分かったか？

最後に、個人的に WMAP の結果で最も印象に残った事を挙げたい。図 8 を見て頂きたい。これは図 7 の延長で、温度-偏光の相関スペクトルを小角度スケールまで伸ばしたものだ。誤差棒つきの黒丸が、BIN に区切られた WMAP 初年度の測定である³¹⁾。実線は、黒丸に対するフィットでは“ない”。これは、図 3 の温度ゆらぎのパワースペクトルから、線形摂動理論によって予言される温度-偏光の相関である。予言と測定は、ピタリと一致している。まず、このように偏光のパワースペクトルが測定されたのは初めてなのだが、それが、まさに線形摂動理論の予言に沿うように並んでいるのには、心底驚いた。図 3 の温度ゆらぎのパワースペクトルも、確かに感動的なほど線形摂動理論で正確に記述できるのだが、6 つのパラメーターを用いたフィットであり、理論の直接の検証とは言えない。一方、図 8 ではパラメーターの個数は 0 個であり、理論の直接の検証である。合うか、合わないのか、それだけが問題である。結果は、見事なまでの理論と測定の一一致。インフレーション理論、ビッグバン理論、そして線形摂動論の、大勝利と言って良いと思う。それでは、宇宙論は全て理解され、もうやる事はなくなってしまったのだろうか？ もちろんそんな事はない。WMAP によって提起された新たな課題

(例えば前述の宇宙の再電離の問題)、そして将来達成されるべき大きな課題が残されている。まず、とにもかくにも、我々は宇宙の 96% のエネルギーを占める物が何であるか知らない。ダークマターの正体は、もしかしたら LHC (大型ハドロン計画) のような大規模加速器で発見されるかもしれないし、世界各国で行われているダークマター探査で直接検出できるかもしれない。しかし、ダークエネルギーの正体、もしそれが宇宙定数だとしたらその起源は、一体どのように理解すれば良いのか。現在、我々は手がかりもなく、全く手探りの状況である。インフレーション理論の基本的な予言と WMAP データの一一致は見事である。がしかし、インフレーションを担っているものが一体何であるのか、我々は知らない。知らないので業界ではこれをインフラトンと呼んでいるが、ダークマターやダークエネルギーと同様、インフラトンの正体もつきとめねばならない。異なるインフラトンは、異なる曲率ゆらぎのパワースペクトル (異なる n) を予言する³⁴⁾。中には、 n が $n = n(k)$ のようにスケールに依存する、と予言するモデルもある。従って、より高精度な曲率ゆらぎの測定により、インフラトンの正体が間接的に分かるかもしれない。WMAP の将来的データ、あるいは ESA (欧州宇宙機関) の Planck 衛星のような、さらに小スケールの宇宙背景放射の測定が行われれば、 n や n のスケール依存性の精度は飛躍的に向上するだろう。インフレーション時に生成される、宇宙背景重力波には、是非とも触れておかねばなるまい。前節で偏光には E モードと B モードがある、と述べたが、曲率ゆらぎに起因する宇宙背景放射のゆらぎは、常に E モード (図 6 左) を生成する。一方、重力波は E モードに加えて B モードも生成するため、B モードの検出は重力波の間接的な検出である^{35), 36)}。もし検出されれば、インフレーションの起源にせまれる事はもちろんの事、重力波業界に先駆けて (間接的ではあるが) 重力波を検出できる意味でも重要である。非常に難しい観測ではあるが、将来に是非とも期待したい。

謝 辞

WMAP チーム, C. Barnes, C. L. Bennett (筆頭研究者), M. R. Greason, M. Halpern, R. S. Hill, G. Hinshaw, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, M. R. Nolta, N. Odegard, L. Page, H. V. Peiris, D. N. Spergel, G. S. Tucker, L. Verde, J. L. Weiland, D. Wilkinson, E. Wollack, E. L. Wright, に心から感謝します（敬称略）。とりわけ、私のプリンストンでの指導教官であった David Spergel 教授には、WMAP チームに参加させていただいた事はもちろん、私生活から研究に至るまで様々な事で御世話になりました。二間瀬敏史教授（東北大），杉山直教授（天文台），須藤靖助教授（東京大）の各氏の御教授と寛大なサポートがなければ、私が宇宙背景放射に興味を持つことも、プリンストンに行くこともなく、このように WMAP チームで仕事をする事も不可能だったと思います。心から感謝します。

参考文献

- 1) Penzias A. A., Wilson R. W., 1965, ApJ, 142, 419
- 2) Dicke R. H., Peebles, P. J. E., Roll P. G., Wilkinson D. T., 1965, ApJ, 142, 414
- 3) Roll P. G., Wilkinson D. T., 1966, PRL, 16, 405
- 4) Fixsen D. J., Mather J. C., 2002, ApJ, 581, 817
- 5) Smoot G. F., et al., 1992, ApJL, 396, 1
- 6) Lemonick M. D., "Echo of the Big Bang", 2003, Princeton University Press. WMAP 計画の発案、衛星の製作、打ち上げから結果の発表まで、Science Magazine のライターである著者の密着取材によって書かれた本。WMAP の一部始終に興味のある方は、御一読を。
- 7) Jarosik N., et al., 2003, ApJS, in press
- 8) Hinshaw G., et al., 2003a, ApJS, in press
- 9) Bennett C. L., et al., 1996, ApJL, 464, 1
- 10) Bennett C. L., et al., 2003a, ApJS, in press
- 11) Hinshaw G., et al., 2003b, ApJS, in press
- 12) Bennett C. L., et al., 2003b, ApJS, in press
- 13) <http://lambda.gsfc.nasa.gov>
- 14) Guth A., 1981, PRD, 23, 347
- 15) Mukhanov V. F., Feldman H. A., Brandenberger H., 1992, Phys. Rep., 215, 203. インフレーション

時に生成されるゆらぎを始め、線形摂動論の多面的なレビュー。

- 16) Komatsu E., Wandelt B. D., Spergel D. N., Banday A. J., 2002, ApJ, 566, 19
- 17) Komatsu E., et al., 2003, ApJS, in press
- 18) Page L., et al., 2003, ApJS, in press
- 19) Spergel D. N., et al., 2003, ApJS, in press
- 20) Peebles P. J. E., Yu J. T., 1970, ApJ, 162, 815
- 21) Kamionkowski M., Spergel D. N., Sugiyama N., 1994, ApJL, 426, 57
- 22) Peiris H., et al., 2003, ApJS, in press
- 23) Bond J. R., Efstathiou G., 1987, MNRAS, 226, 655
- 24) Hu W., Sugiyama N., Silk J., 1997, Nature, 386, 37
- 25) Sachs R. K., Wolfe A. M., 1967, ApJ, 147, 73
- 26) Freedman W. L., et al., 2001, ApJ, 553, 47
- 27) Rees M. J., 1968, ApJL, 153, 1
- 28) Zaldarriaga M., 1997, PRD, 55, 1822
- 29) Zaldarriaga M., Seljak U., 1997, PRD, 55, 1830
- 30) Kamionkowski M., Kosowsky A., Stebbins A., 1997, PRD, 55, 7368
- 31) Kogut A., et al., 2003, ApJS, in press
- 32) Sugiyama N., Silk J., Vittorio N., 1993, ApJL 419, 1
- 33) Becker R. H., et al., 2001, AJ, 122, 2850
- 34) Lyth D. H., Riotto A., 1999, Phys. Rep., 314, 1. 様々なインフレーションモデルのレビュー。そこから導かれる観測量も良く議論されている。
- 35) Seljak U., Zaldarriaga M., 1997, PRL, 78, 2054
- 36) Kamionkowski M., Kosowsky A., Stebbins A., 1997, PRL, 78, 2058

What have we learned about cosmology? The WMAP first year results

Eiichiro KOMATSU

Department of Astrophysical Sciences, Princeton University

Abstract: The cosmic microwave background, "the oldest picture of the Universe", is the fossil light from the Big Bang. The picture tells us about the age, geometry, and composition of the Universe, as well as the origin of fluctuations and the earliest moment of the Universe. The Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, "WMAP", has been mapping the cosmic microwave background and its polarization since the launch on June 30, 2001. This paper summarizes the WMAP first year data and their cosmological implications announced on February 11, 2003.