

アクシオン宇宙の具体的モデルにおける 宇宙マイクロ波背景放射の偏光の回転

後藤 孟¹

総合研究大学院大学
高エネルギー加速器科学研究科
素粒子原子核専攻

概要

素粒子物理学の問題点の1つに、強いCP問題というものがある。自然に考えると強い相互作用のラグランジアンにはCP対称性を破る項が存在するはずなのだが、実験からその項の係数は非常に小さくしなければならないことが分かっている、あたかもその項が禁止されているかのようで不自然だという問題である。そこで、新たなU(1)対称性を導入して、その対称性が自発的に破れることで生まれる平坦な方向の力学的自由度がこの係数であるとし、これをアクシオンと言う。インスタントン効果でその平坦な方向にくぼみができることで、アクシオンがそのくぼみに落ちこんで係数がゼロとなり強いCP問題は解決される。

ところで、力の統一理論の候補である超弦理論・M理論は10次元ないしは11次元の理論であり、これをコンパクト化することで我々の4次元の宇宙が得られると期待されている。この高次元理論に登場するゲージ場は、我々の4次元の宇宙ではアクシオンに似た場として現れる。この理論には対称性が多数存在し、それらが破れることで多数のこのようなアクシオン類似場が発生すると期待される。このような多数のアクシオン類似場が存在する宇宙は、アクシオン宇宙(axiverse)と呼ばれている。

アクシオン宇宙は、宇宙マイクロ波背景放射(CMB)の偏光の回転、銀河分布のパワースペクトルの階段的振る舞い、ブラックホールの回転エネルギーの抜き取りといった面白い現象をもたらす。どのような現象が起こるかはアクシオン類似場の質量によって異なり、すなわち4次元以外の余分な次元の幾何学的構造に依存するが、アクシオン類似場は多数存在するのでこれらの現象が同時に観測されることも期待される。最近、M理論でアクシオン宇宙の具体的なモデルが作られた。この発表では、現在精密な測定が進められているCMBの偏光に注目し、このような具体的なモデルで偏光の回転がどのようになるかを述べる。

1 E-mail: gotohaji@post.kek.jp, website: <http://research.kek.jp/people/gotohaji/>

※時間の都合上、本発表の集録原稿を作成することができなかった。代わりといっはなんだが、ここには本発表の基礎となっている昨年の発表の集録原稿を掲載する。これは昨年の集録に掲載されているものからは少々更新されているけれども、本原稿の提出時点での最新の情報に基づくものではない。

宇宙マイクロ波背景放射の偏光の回転 ～その理論、観測的制限、および判別方法～

後藤 孟¹

総合研究大学院大学
高エネルギー加速器科学研究科
素粒子原子核専攻

概要

本講演では、宇宙マイクロ波背景放射(CMB)の偏光の回転についてレビューする。CMBの偏光の分布図はEモードとBモードという2つのパターンに分解でき、偏光が回転するとEモードの一部がBモードに変化する。このような偏光の回転は、Chern-Simons項を含みパリティを破る理論などで引き起こされる。EモードとBモードのパリティは順に偶と奇であることから、このような回転の効果で奇パリティの相関であるEモードとBモードとの相関などが現れる。このような相関に対してWMAPやQUADといった観測実験から制限が付けられていて、これにより偏光の回転角に対する制限が得られている。また、偏光の回転で生じるBモードは、インフレーションの重力波から生じるBモードと合わさって観測されるので、インフレーションについての情報を得る上で邪魔になる。そこで、このような回転の影響を取り除く方法が提案されている。

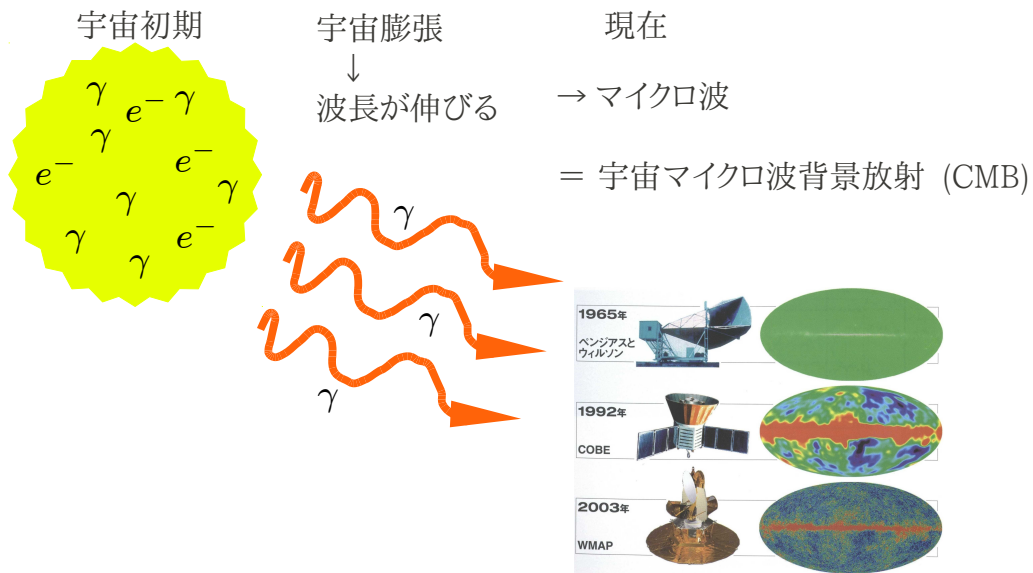
背景知識

宇宙マイクロ波背景放射(CMB)は、宇宙の初期に電子に散乱されていた光子が宇宙膨張により波長を引きのばされ、現在はマイクロ波として観測されているものである。この放射は当時の散乱のために直線的に偏光している。その偏光の大きさや角度は放射の到来方向によって異なり、それを観測することで天球面上に偏光の分布図を描くことができる。この分布図から、理想的には、宇宙のごく初期のインフレーションについての情報が分かる。しかし、こうして得られる分布図は、宇宙初期の最終散乱面での分布図とは異なる。というのも、放射が最終散乱面から現在まで進んでくる間にいくつかの影響を受けるからである。主要な影響としては、銀河分布により放射の進行方向が曲げられる弱重力レンズ効果がある。その他に、放射それぞれの直線偏光の角度が何らかの原因により変化するというものが考えられる。本講演では、この偏光の回転についてレビューする。

1 E-mail: gotohaji@post.kek.jp, website: <http://research.kek.jp/people/gotohaji/>

目次

概要	1
背景知識	1
1 宇宙マイクロ波背景放射の基礎	3
1.1 温度ゆらぎの分布	
1.2 偏光の分布	
1.2.1 EモードとBモード	
1.3 重力レンズ効果による分布の変化	
2 偏光の回転の理論	8
2.1 偏光の回転による分布の変化	
2.2 偏光の回転の原因	
2.3 回転角が放射の到来方向によるかどうか	
2.3.1 回転角が到来方向によらないモデル	
2.3.2 回転角が到来方向によるモデル	
3 回転角が到来方向によらない場合の観測的制限	14
3.1 WMAP	
3.2 QUaD	
3.3 検出されたという主張	
3.4 将来の観測実験の精度	
4 回転角が到来方向による場合の判別方法	20
5 まとめ	23
6 参考文献	24



NASA / WMAP Science Team

図 1: 宇宙マイクロ波背景放射 (CMB)。宇宙初期には、光子は電子と散乱していた。やがて、宇宙の温度が下がって約 3000K になったとき、光子は電子に散乱されずに自由に進むようになった。そして、宇宙の膨張により、光子は波長を引きのぼされ、現在ではマイクロ波になっている。これが宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) である。

1 宇宙マイクロ波背景放射の基礎

宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background、略してCMB) は、宇宙初期に電子に散乱されていた光子が宇宙膨張により波長を引きのぼされ、現在はマイクロ波として観測されているものである(図1)。この放射は約2.7Kの黒体輻射のスペクトルを持ち、どの方向からもほぼ同じ強さでやって来る。

さて、球面の地球から平面の世界地図を作るのと同じように、空、つまり天球面の地図を作り、それぞれの方向からやって来るこの放射の温度を色で表そう。すると、先ほど述べたことから、温度の地図は、図1の右のほうに並んでいる3つの楕円形の地図のうち、一番上の緑一色の均一なものになる²。

1965年頃、ペンジアスとウィルソンがこの放射を発見したとき、その観測ではこの放射はこのような等方的に見えた。彼らはこの発見により、1978年にノーベル物理学賞を受賞した。

1.1 温度ゆらぎの分布

しかし、実は、別々の方向からやって来る放射をよく見ると別々の温度であることが、その後の詳しい観測で明らかになった。特に、人工衛星COBE (Cosmic Background Explorer) により、新たな温度の地図が得られた。図1の3つの楕円形の地図のうち、真

² わずかに銀河面のところが白くなっているが。

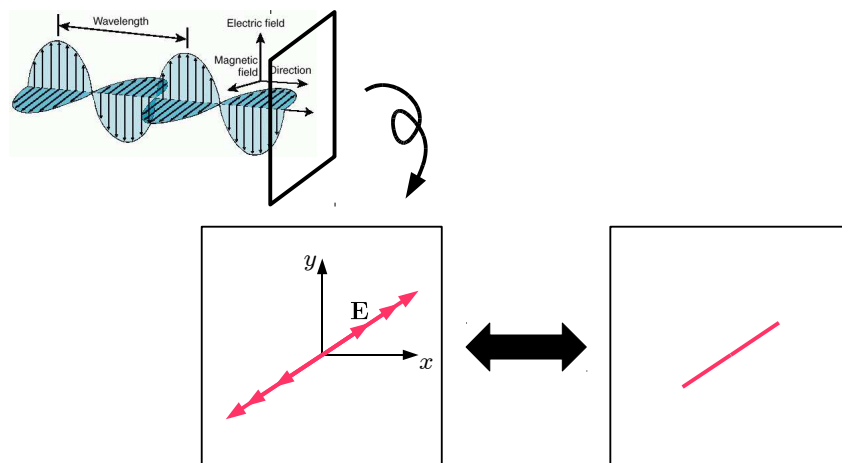


図 2: 直線偏光。ある空間の一点に光がやって来る場合を考える。光は電磁波であり横波なので、光の進行方向と垂直な面内で電場ベクトルと磁場ベクトルが振動している。どちらでもいいが、今は電場ベクトルに注目する。この電場ベクトルの振動が直線を描くとき、この光は直線偏光していると言う。宇宙マイクロ波背景放射は、宇宙初期にトムソン散乱していたので、直線偏光している。(正確には、完全偏光でないと直線偏光とは言わない。「直線偏光成分を持ち円偏光成分は持たない」と言うのが正しい。)この直線偏光の方向を右のように棒で表す。

ん中のものがそれである。これは、約2.7Kの均一成分からのずれ³(温度ゆらぎ)の分布であり、あるいは、放射の温度を「コントラストを上げて」観測したものとも言える。赤い部分の方向からやって来る放射は均一成分よりわずかに約 10^{-5} Kだけ温度が高く、逆に青い部分は約 10^{-5} Kだけ温度が低い。これにより、主任研究者のスムートは2006年にノーベル物理学賞を受賞した⁴。

21世紀に入り、宇宙探査機WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe)によりさらに精密な観測が行われ、図1の3つの楕円形の地図のうち一番下のものが得られた。この分布から、宇宙論の様々な情報、特に宇宙初期、インフレーション⁵等についての情報を得ることができる。また、他の観測の結果と合わせて、宇宙のエネルギー密度のうち通常物質はわずか約5%に過ぎず、およそ2割は何らかの未知物質(ダークマター)であり、およそ7割は宇宙の加速膨張を引き起こしている何らかの未知のエネルギー(ダークエネルギー)であることが明らかになった²⁾。

1.2 偏光の分布

もう一度、図1を見ていただきたい。宇宙初期に、光子は電子と散乱していた。このため、宇宙マイクロ波背景放射は偏光している。

温度ゆらぎと同様に、異なる方向からやって来る放射は偏光の度合いも異なる。したがって、温度ゆらぎの分布と同様に、偏光の度合いについても地図が作れる。

3 から我々局所銀河団の固有運動の寄与を差し引いたもの

4 COBEはCMBが完璧に黒体輻射のスペクトルを持つことも発見し、これにより主任研究者のマザーがスムートとともにノーベル賞を受賞した。

5 インフレーションのレビューには、最近ではBaumannによるもの¹⁾がある。

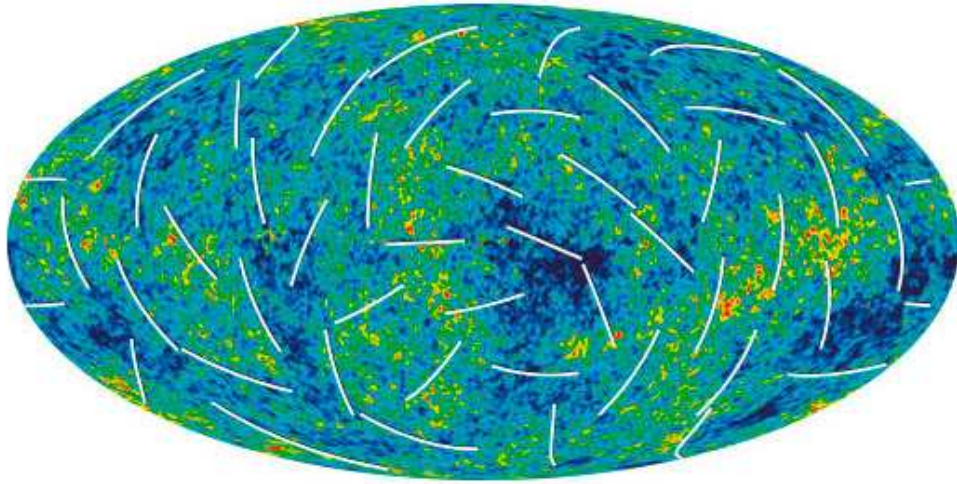


図 3: WMAP の観測による、宇宙マイクロ波背景放射の偏光の分布図。棒の方向が偏光の方向を表す。ただし、色は温度であり、偏光とは関係ないので注意。NASA / WMAP Science Team

具体的には、それぞれの方向から我々のところにやって来る放射について、偏光の方向を図2のように棒で表すことにする。すなわち、空のある方向を見たときにその方向からやって来る放射の偏光をこの棒で表すので、天球面の1点ごとに棒が1本描けることになる。こうして、理想的には、天球面上に無数の棒が描かれることになる。

ただ、実際には、無限に細かい領域を観測することはできない。実際の観測では、空を有限個の区画に区切り、その一区画ごとについて、温度なら温度、偏光なら偏光を測定する。こうして、偏光の分布図は図3のようになる。

1.2.1 EモードとBモード

さて、偏光の分布はどのようなものでも、図4のようなパターンから成り立っている。このうち、放射状または円形のパターンをEモード、渦状のパターンをBモードと言う。これらについての重要な事実をいくつか述べる。

まず、図4のEモードの図はそれぞれ、紙面に対してひっくり返しても元に戻る。一方、Bモードの図は、紙面に対してひっくり返すと、渦を巻く向きが逆向きになる。すなわち、Eモードはパリティが偶、Bモードはパリティが奇である。よって、EモードとBモードとの相関(EB相関)はパリティが奇である。したがって、パリティを破らないような通常の物理法則の下では、EB相関はゼロである。加えて、温度はひっくり返しても変わりようがないのでパリティ偶である。ゆえに、温度ゆらぎ(Temperature fluctuations)とBモードとの相関(TB相関)もパリティ奇なので通常ゼロになる。

次に、Bモードは、宇宙初期に密度ゆらぎ(スカラーゆらぎ)しかないときにはできず、重力波(背景重力波)(テンソルゆらぎ)があるときには生じる³⁾⁻⁶⁾。現時点では、Bモードはまだ検出されていない。羽澄氏の講演⁷⁾でも強調されていたように、B

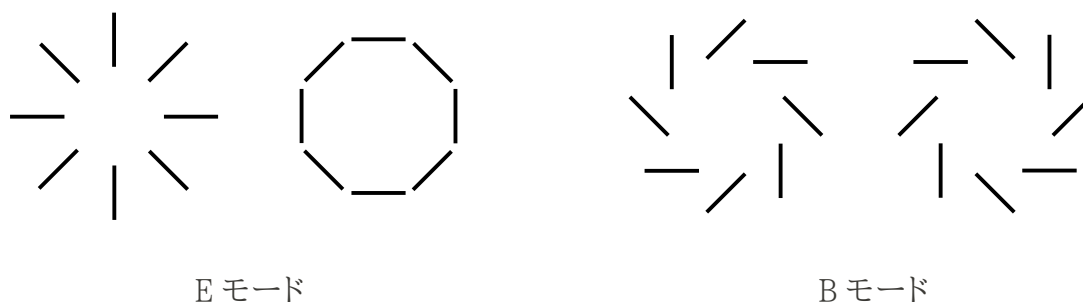


図 4: 偏光の分布の E モードと B モード。ある空の領域で、ある点の回りで、偏光の分布が左のように放射状あるいは円を描くような分布である場合、それを E モードと言う。一方、右のように渦を描くような分布を B モードと言う。一般の偏光の分布は、様々なスケールの E モードと B モードの混ぜ合わせとして表現できる。

モードを発見すればインフレーションの決定的証拠になる⁶。そして、インフレーションのエネルギースケールが分かったり、さらには、非常に多数存在するインフレーションモデルを制限できたりする⁹。

1.3 重力レンズ効果による分布の変化

このように、宇宙マイクロ波背景放射の温度ゆらぎや偏光の分布から、宇宙初期の情報、インフレーション等についての情報を得ることができる。しかしながら、現在観測される分布は、宇宙初期の分布そのものではない。

分布を変える原因として有名なものは、清水氏や並河氏の講演^{10), 11)}に出てきた(弱)重力レンズ効果である¹²⁾⁻¹⁶⁾。これは、図5のように、銀河等の質量の分布から重力を受けて光の進む方向が曲がることで、光線がもとあった位置とは別の位置に見えるというものである。これにより、全体としての温度ゆらぎや偏光の分布は宇宙初期の分布とは異なる分布になる。これでは、観測される分布から宇宙初期の情報を正しく得ることができない。

特に、重力レンズ効果により偏光の分布が変わることで、もともと B モードがなくても、観測される分布では B モードが現れることになる¹³⁾。このため、たとえ B モードが発見されても、すぐにそれがインフレーションの重力波で生じたものとは言えない。

そこで、インフレーションの寄与を見るためには、重力レンズ効果の寄与を区別して取り除かなければならない。そのための方法は以前から提案されている¹⁷⁾⁻²²⁾。

しかし、分布を変える原因は他にも考えられる。その一つが今回焦点を当てる「偏光の回転」である。

なお、重力レンズ効果は、インフレーションの重力波の寄与を見る上では今述べた通り邪魔になるけれども、それ自身からも重要な情報を得ることができる。すなわち、重力レンズ効果の寄与が分かれば、宇宙の質量分布が分かる。この質量分布を見ることで、ニュートリノの質量に制限を付けたり^{10), 23), 24)}、ダークエネルギーの性質を調べたりすることができる。大雑把に言うと、ニュートリノに質量があったりダークエネルギーが存在したりすると、そうでない場合に比べて物が集まりにくくなり、つまり宇宙の構造の進화가

6 若林氏の講演⁸⁾にもあったように、DECIGO 等の重力波検出器を用いて、インフレーションの重力波を直接検出する計画もある。しかし、そのために必要な費用は多大なので、それが実現するのは B モードによる間接検出より後になると考えられる。

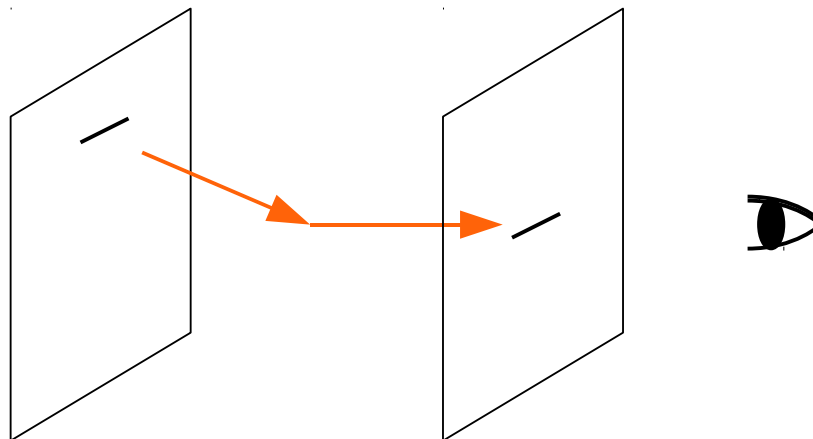
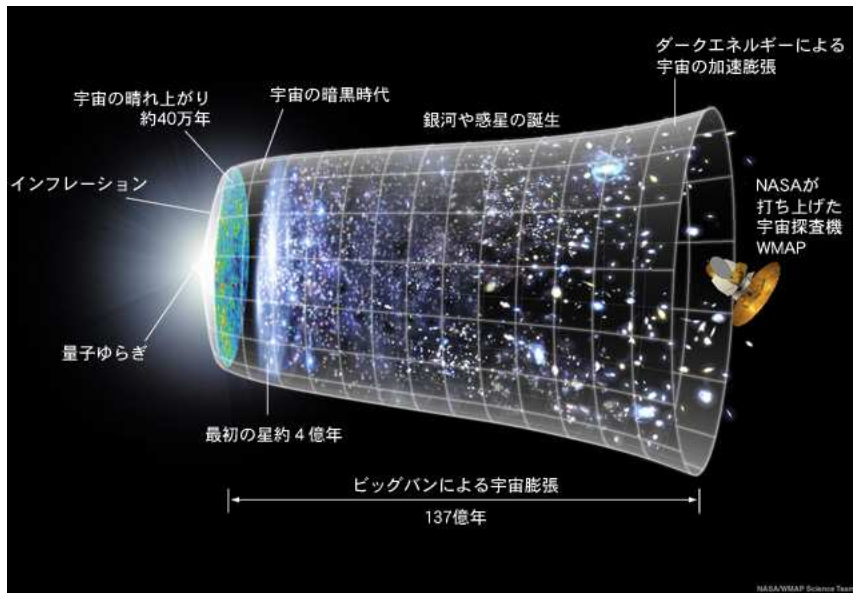


図 5: 重力レンズ効果。宇宙初期から現在まで放射が進んでくる間に、銀河等の質量の分布から重力を受けてその進行方向が曲がる。このため、観測者が見るある点の温度ゆらぎや偏光は、宇宙初期の分布図で言えば別の点のものである。すなわち、観測される温度ゆらぎや偏光の分布は宇宙初期の分布とは異なっている。

遅れ、現在の質量分布はより未熟なものとなる。

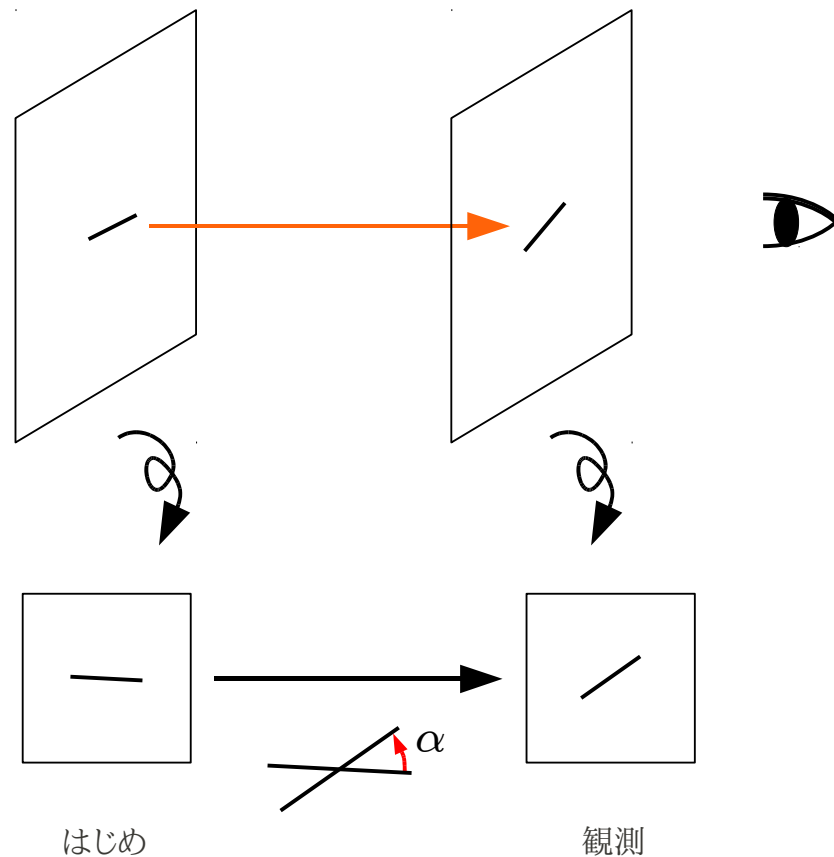


図 6: 偏光の回転。宇宙初期から現在まで放射がまっすぐ進んでくる。その間に、何らかの原因で、偏光の方向がある角度 α だけ回転する。

2 偏光の回転の理論

宇宙初期から現在まで光が進んでくる間に、図6のように、何らかの原因で直線偏光の方向が回転することが考えられる。これをcosmological birefringence(宇宙論的複屈折)と言う^{25), 26)}。しかし、この言葉は少し難しいので、ここでは単に偏光の回転と言うことにする。

2.1 偏光の回転による分布の変化

それぞれの光線の偏光が回転すると、全体としての偏光の分布も変わる。その一例を示したのが図7である。宇宙初期の偏光の分布が円を描くような分布、つまりEモードである場合を考えてみよう。そして、それぞれの光線の偏光が 45° だけ回転するとする。すると、現在観測される分布は渦を描くような分布、Bモードになる。このように、偏光の回転により、宇宙初期から現在までの間に偏光の分布が変化する。

特に、今の例で見たように、もともとBモードがなくても偏光の回転でEモードからBモードが生じる。今の例は極端であり、実際には回転角はとても小さいけれども、その場合でも少しだけBモードが生じることになる。具体的には、あらゆる光線の偏光がいずれも角度 α だけ回転する場合(図6)、BモードがもとのEモードの $\sin 2\alpha$ 倍だけ生じ、逆にその分Eモードは減ってもとの $\cos 2\alpha$ 倍となる。

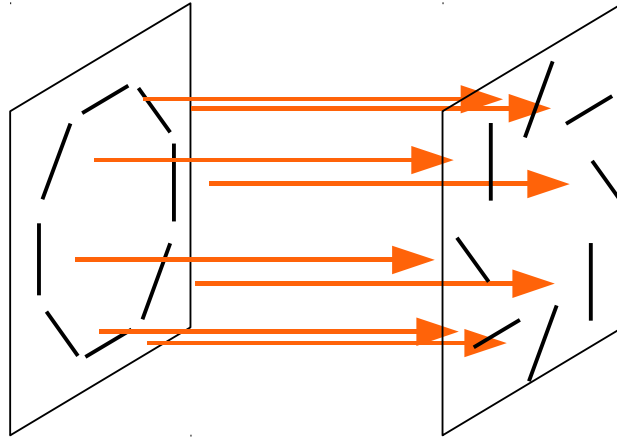


図 7: 偏光の回転で分布が変わる一例。この例では、宇宙初期から現在までの間に、それぞれの光線の偏光が 45° だけ回転するとする。はじめ、宇宙初期の分布が純粋な E モードだったとする。すると、偏光の回転により、観測される分布は純粋な B モードとなる。

このように B モードは偏光の回転でも生じるので、インフレーションの重力波の寄与を見るためには、偏光の回転の寄与を区別して取り除くが必要になる。

注目すべきことに、重力レンズ効果の場合と異なり、偏光の回転ではパリティが奇の相関が生じる。宇宙マイクロ波背景放射の偏光の分布における 2 点相関のパワースペクトルは、EE 相関、EB 相関それぞれについて、

$$\langle E_{\ell m}^* E_{\ell' m'} \rangle = C_\ell^{\text{EE}} \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'} \quad (1)$$

$$\langle E_{\ell m}^* B_{\ell' m'} \rangle = C_\ell^{\text{EB}} \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'} \quad (2)$$

と書ける。宇宙初期の分布における EE 相関のパワースペクトルが C_ℓ^{EE} のとき、あらゆる光線の偏光が角度 α だけ回転すると、観測される分布におけるパリティ奇の EB 相関のパワースペクトルは

$$C_\ell^{\text{EB,obs}} = \frac{1}{2} C_\ell^{\text{EE}} \sin 4\alpha \quad (3)$$

となる⁷。この式から、観測される EB 相関のパワースペクトルの形は、もとの EE 相関のパワースペクトルと同じ形になることが分かる。実際にグラフを書くと図 8 のようになる²⁷⁾。同様に、パリティ奇の TB 相関も生じる。はじめの TE が C_ℓ^{TE} のとき、観測される TB は

$$C_\ell^{\text{TB,obs}} = C_\ell^{\text{TE}} \sin 2\alpha \quad (4)$$

となる。グラフは図 9 のようになる。

このような通常できないパリティ奇の相関を見ることで、偏光の回転の角度を求め、偏光の回転の寄与を取り除くことができる⁸。これにより、宇宙初期の偏光の分布を復元し、インフレーション等についての正しい情報を得ることができる。

なお、今考えている現象は偏光の回転なので、温度ゆらぎには影響を与えない。すなわち、温度ゆらぎの分布は宇宙初期から現在まで変化しない。これは、重力レンズ

7 もともと B モードがある場合は、 $C_\ell^{\text{EB,obs}} = \frac{1}{2}(C_\ell^{\text{EE}} - C_\ell^{\text{BB}}) \sin 4\alpha$ となる。

8 偏光の回転は EE、BB、TE といったパリティ偶の相関にも変化をもたらすので(図 8、9)、それらの相関を見ることも偏光の回転角を見積もることはできる。ただ、非常に小さな回転角まで迫ろうとすると、EB や TB といったパリティ奇の相関を見るが必要になる。

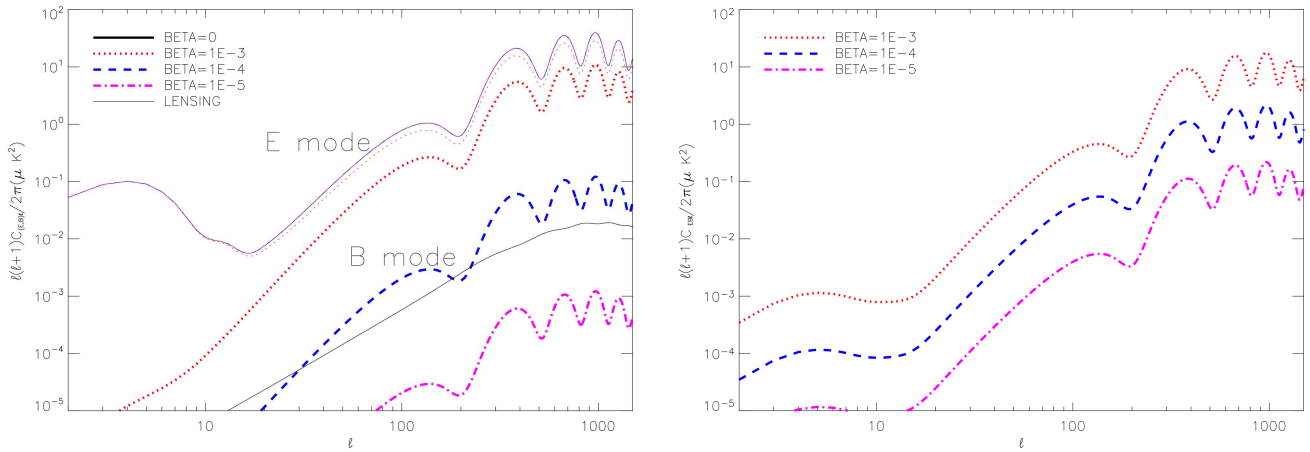


図 8: 偏光の回転がある場合の、CMB の EE 相関と BB 相関、および EB 相関のパワースペクトル²⁷⁾。ここでは、インフレーションの重力波はないとしている。左図の「E mode」が EE 相関、「B mode」が BB 相関を表し、右図は EB 相関を表している。「BETA」(β)が大きいほど、偏光の回転の角度が大きい。(1E-3 は 10^{-3} 、1E-4 は 10^{-4} 、1E-5 は 10^{-5} のことである。)「E mode」の「BETA=0」の曲線は、偏光の回転がない場合の EE 相関を表す。EE 相関は、偏光の回転があってもなくてもほとんど変わらない。また、EB の形は EE の形と同じようになっている。なお、「LENSING」の曲線は重力レンズ効果で生じる B モードを表している。

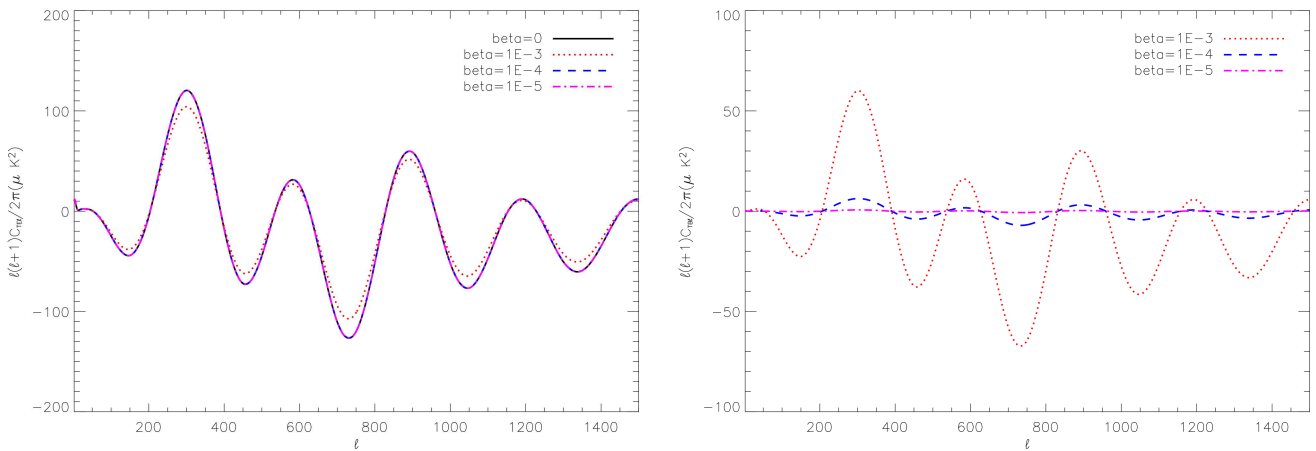


図 9: 偏光の回転がある場合の、CMB の TE 相関および TB 相関のパワースペクトル²⁷⁾。TB の形(右図)は TE の形(左図)と同じようになる。

効果の場合と異なる点の一つである。

2.2 偏光の回転の原因

偏光の回転は、インフレーションの寄与を見る上では邪魔になるが、それ自体も何らかの物理を含んでいる。前に述べた重力レンズ効果は宇宙の質量分布によって引き起こされていたので、重力レンズ効果を見ることで宇宙の質量分布が分かり、さらには、

宇宙の質量分布に影響を与えるニュートリノの質量やダークエネルギーについての情報を得ることができた。それでは、偏光の回転はどのような仕組みで引き起こされるのだろうか。

偏光の回転は、例えば、擬スカラー場が存在して、それが光子と相互作用する場合に起こる。擬スカラー場は素粒子物理の標準模型では存在しないけれども、標準模型を越える理論の多くでは存在する⁹。宇宙論からの動機に基づくと、藤原氏や辻川氏の講演^{29), 30)}にあった、ダークエネルギー¹⁰のモデルの一つであるクインテッセンス場が擬スカラー場として考えられうる³⁴⁾。以下では、光子が擬スカラー場と相互作用することで偏光が回転することを見る^{35), 36)}。

擬スカラー場と光子との相互作用は、ラグランジアンで言うとChern-Simons項で表される。このChern-Simons項は、

$$\frac{\phi}{M} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} \quad (5)$$

と書ける。ここで、 ϕ が擬スカラー場、 $F_{\mu\nu}$ は電磁場テンソル(マクスウェルの応力テンソル)、 $\tilde{F}^{\mu\nu}$ はその双対である。また、 M は質量スケールであり、 M が大きいほどこの相互作用は小さくなる。

電磁場のラグランジアンにこのChern-Simons項が付け加わったとき、ラグランジアンから電磁波の波動方程式を導出すると、元とは異なる方程式が得られる。ここで、直線偏光は2つの直線偏光成分(図2で言うと E_x 、 E_y)の重ね合わせで表せるけれども、このように表すと、それぞれの成分の波動方程式に両方の成分が入って互いに混ざってしまう。他方、直線偏光は2つの円偏光成分、すなわち右円偏光成分と左円偏光成分の重ね合わせで表すこともできる。そこで、こちらを用いて波動方程式を書き直すと、2つの円偏光成分が右円偏光成分の方程式と左円偏光成分の方程式にきれいに分かれる。

右円偏光成分、左円偏光成分それぞれの波動方程式を解くと、それぞれの成分の波数 k_R 、 k_L と振動数 ω との関係(分散関係)が、

$$\text{右円偏光成分} \quad k_R = \omega - \frac{\dot{\phi}}{2M} \quad (6)$$

$$\text{左円偏光成分} \quad k_L = \omega + \frac{\dot{\phi}}{2M} \quad (7)$$

のように求まる。このように、Chern-Simons項がある場合は、通常とは違い、2つの円偏光成分の分散関係が互いに異なるようになる。これらの分散関係から、それぞれの成分の位相は、

$$\text{右円偏光成分} \quad k_R z - \omega t + \theta_R = \omega(z - t) - \frac{\dot{\phi}}{2M} z + \theta_R \quad (8)$$

$$\text{左円偏光成分} \quad k_L z - \omega t + \theta_L = \omega(z - t) + \frac{\dot{\phi}}{2M} z + \theta_L \quad (9)$$

となる。ここで、 t は時刻(共形時刻)であり、 $\dot{\phi}$ は ϕ を t で微分したものである。また、 z は z

9 例えば、アクシオンがある。例えば、最近のあるプレプリント²⁸⁾では、CMBの偏光の回転を見ることで、ストリング理論から出てくるアクシオンのうち非常に軽いものを観測できると言っている。

10 ダークエネルギーについては、辻川氏の講演³⁰⁾やレビュー³¹⁾、教科書³²⁾を参照のこと。ちなみに、ダークエネルギーなしで従来の一般相対論で現在の観測結果を説明しようとするモデルもあり、例えば非一様宇宙モデルがある³³⁾。

座標の値であり¹¹、光は z 軸の正の向きに進んでいるとしている。なお、 θ_R 、 θ_L はそれぞれの成分の初期位相である。

ところで、直線偏光の方向は、位相を測る起点(例えば「 x 軸正の向き」)からの角度で言うと、直線偏光を右円偏光成分と左円偏光成分に分解したときの、両成分の位相差の半分である³⁷⁾。よって、位置 z での偏光の方向は、式(8)、(9)から、

$$\frac{1}{2}(\theta_R - \theta_L) - \frac{\dot{\phi}}{2M}z \quad (10)$$

となる。

したがって、宇宙初期から現在までの偏光の回転の角度は、宇宙初期、具体例としては、宇宙の晴れ上がりの位置(最終散乱面)の z 座標を z_{ini} とし、現在の観測者の z 座標を z_{now} とすると、

$$\begin{aligned} \alpha &= \left\{ \frac{1}{2}(\theta_R - \theta_L) - \frac{\dot{\phi}}{2M}z_{\text{now}} \right\} - \left\{ \frac{1}{2}(\theta_R - \theta_L) - \frac{\dot{\phi}}{2M}z_{\text{ini}} \right\} \\ &= -\frac{\dot{\phi}}{2M}(z_{\text{now}} - z_{\text{ini}}) \\ &\approx -\frac{1}{2M} \frac{\phi(t_{\text{now}}) - \phi(t_{\text{ini}})}{t_{\text{now}} - t_{\text{ini}}}(z_{\text{now}} - z_{\text{ini}}) \\ &= -\frac{1}{2M} \{ \phi(t_{\text{now}}) - \phi(t_{\text{ini}}) \} \end{aligned} \quad (11)$$

となる。ただし、擬スカラー場 ϕ は非常にゆっくりとしか変化しないとして近似した。また、 t は共形時刻なので、最後のところで t の部分は z の部分と打ち消す。ここで得られた結果は、光の振動数に依存しないことに注目してほしい。

この偏光の回転は、星間物質により引き起こされるファラデー回転(ファラデー効果)と同じような現象である³⁸⁾。しかし、ファラデー回転自体は周波数に依存するので、今見てきた偏光の回転とは異なる。また、この周波数依存性を利用して、CMBを複数の周波数帯で観測することでファラデー回転は取り除くことができる。ただし、ファラデー回転はCMBよりもっと波長が長い電波に影響を及ぼすものなので、そもそもCMBへの影響は実質的にない。

2.3 回転角が放射の到来方向によるかどうか

これまで、あらゆる光線の偏光がいずれも同じ角度 α だけ回転する場合を考えてきた。しかし、一般には、光線がどの方向からやって来るものか(到来方向)によって、光線の偏光の回転角がそれぞれ異なる場合も考えられる。

2.3.1 回転角が到来方向によらないモデル^{34), 25), 26)}

そもそも、偏光の回転角が放射の到来方向によらない場合を考えてきたのは、回転を引き起こす原因としてダークエネルギーを念頭に置いていたからだ。ダークエネルギーは、通常の物質やダークマターと異なり、集まろうという性質がない。だから、ダークエネルギーは宇宙空間に一様に広がっていると考えられる。したがって、

11 赤方偏移ではないので注意。

その中を宇宙初期から現在まで通ってくる放射は、どんな放射でも同じだけの効果をダークエネルギーから受けて、同じ角度 α だけ偏光が回転するはずだ。ゆえに、どの方向からやって来る放射も、偏光の回転角は同じだと考えてきた。

このように回転角が到来方向によらない場合については、WMAP等の観測により回転角に制限が付けられてきた。これについては3章で述べる。

2.3.2 回転角が到来方向によるモデル

しかし、最近、異なる方向からやって来る放射は異なる角度だけ偏光が回転するようなモデルが提案された。ダークエネルギーとなるクインテッセンス場が一様でないモデル^{39), 40)}等である¹²⁾。このような場合、偏光の回転角 α は放射の到来方向 \hat{n} によるので、 $\alpha(\hat{n})$ と書くことになる。

このように放射がやって来る方向によって偏光の回転角がバラバラでは、宇宙初期の偏光の分布を復元するためには、各方向 \hat{n} についての回転角 $\alpha(\hat{n})$ を求める必要がある。これは、回転角がどの方向からやって来る放射についても同じ場合に比べて、はるかに難しいように思われる。しかし、最近、このような場合に回転角を推定し、回転の効果を取り除く方法が提案された。これについては4章で述べる。

12 他にも、光子がダークマターと相互作用することで偏光が回転するようなモデル⁴¹⁾もある。ダークマターは一様ではないので、異なる光線は異なる角度だけ偏光が回転することになる。なお、このモデルでの回転はダークマターの磁気モーメントによるものだが、通常のアラデー回転とは異なり周波数依存性はない。

3 回転角が到来方向によらない場合の観測的制限

宇宙マイクロ波背景放射の偏光の回転は、観測ではまだ見つかっていない。ここでは、現在までの観測で、偏光の回転角に対してどれだけ制限が付けられているかを述べる。この観測的制限は、どの方向からやって来る放射も同じ角度 α だけ偏光が回転するとしたときの制限である。他方、異なる方向 \hat{n} からやって来る放射はそれぞれ異なる角度 $\alpha(\hat{n})$ だけ回転するとした場合については、現在までに観測的制限は得られていない。

3.1 WMAP

まず、WMAPによる観測結果について述べる²⁾。WMAPは宇宙空間からCMBを観測する宇宙探査機であり、天球面全体を観測している。

WMAPの観測で得られたCMBの2点相関のパワースペクトルのうち、EB相関のものを図10に示す。これを用いて式(4)を使うなどして、偏光の回転角を制限する。すると、回転角に対する制限は、図11のようになる。すなわち、 l が小さいところ(大スケール)のデータを用いると、再電離期から現在までの回転の角度に、

$$\alpha = -7.5^\circ \pm 7.3^\circ \quad (-22.2^\circ < \alpha < 7.2^\circ (95\% \text{C.L.}))$$

という制限が付く。また、 l が大きいところ(小スケール)のデータを用いると、宇宙の晴れ上がりの時期から現在までの回転の角度に、

$$\alpha = -1.2^\circ \pm 2.2^\circ \quad (-5.5^\circ < \alpha < 3.1^\circ (95\% \text{C.L.}))$$

という制限が付く。最後に、両方のスケールのデータを用い、両方のスケールにおける回転角が等しいとしたとき、回転角に対する制限は

$$\alpha = -1.7^\circ \pm 2.1^\circ \quad (-5.9^\circ < \alpha < 2.4^\circ (95\% \text{C.L.}))$$

となる。ただし、 \pm で表示しているのは標準偏差(1σ)であり、「95% C.L.」は95%信頼区間(2σ)のことである。

3.2 QUaD

最近、QUaDという観測実験の結果が発表され、偏光の回転角に対してWMAPよりも厳しい制限を付けている^{43), 44)}。QUaD (QUEST at DASI¹³⁾は地上からの観測実験であり、天球面のある小さな領域だけを観測する。

QUaDの観測で得られたEBとTBのパワースペクトルを図12に示す。これらから、偏光の回転角に対する制限は図13のようになる。すなわち、偏光の回転角には、

$$\alpha = 0.64^\circ \pm 0.50^\circ(\text{random}) \pm 0.50^\circ(\text{systematic})$$

という制限が付く。ただし、誤差は順に統計誤差と系統誤差である。

3.3 検出されたという主張

なお、2009年8月に配布されたあるプレプリント⁴⁵⁾は、偏光の回転が検出されたと主張している。このプレプリントでは、WMAP、BOOMERanG¹⁴⁾、およびBICEP¹⁵⁾の観測結果

13 QUEST = Q and U Extragalactic Sub-mm Telescope, DASI = Degree Angular Scale Interferometer

14 BOOMERanG = Balloon Observations Of Millimetric Extragalactic Radiation and Geophysics

15 BICEP = Background Imaging of Cosmic Extragalactic Polarization

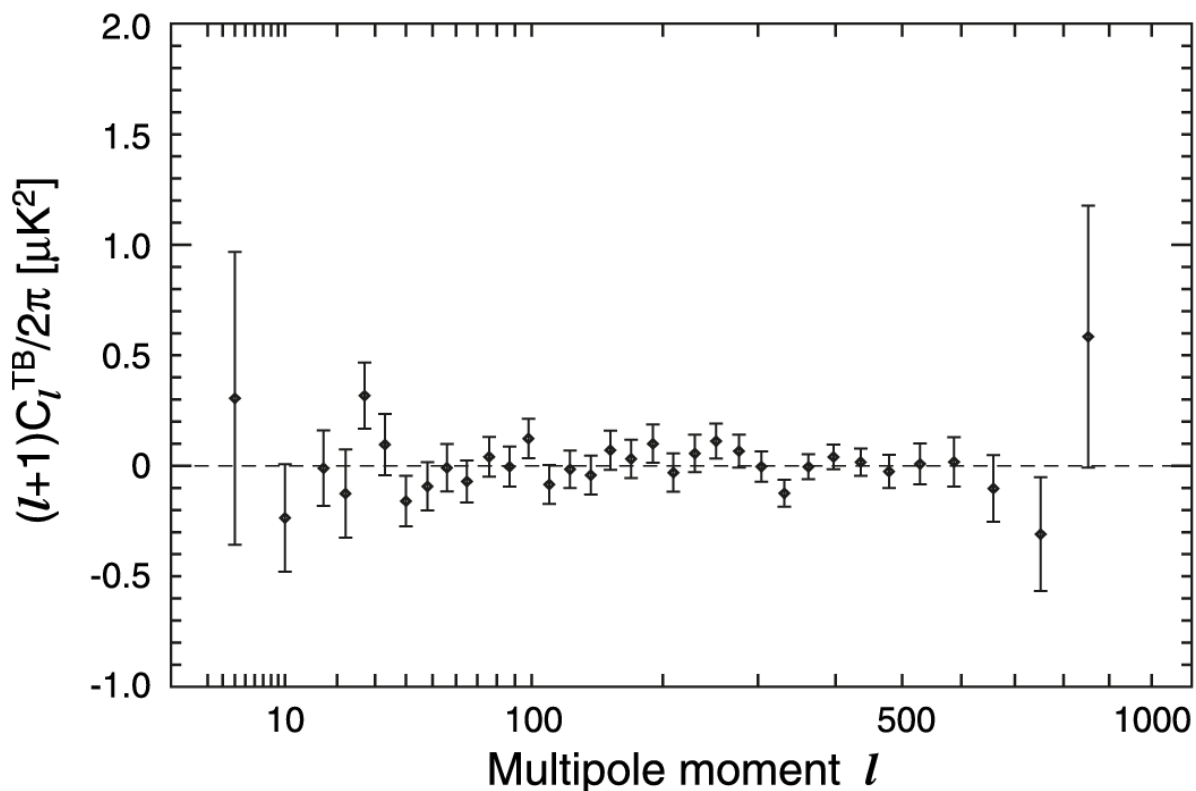


図 10: WMAP の観測による、CMB の TB 相関のパワースペクトル⁴²⁾。これは、宇宙論的なシグナルがないことを示している。これを用いて、偏光の回転角を制限する。なお、これに対応する理論曲線は図 9 の右図である。

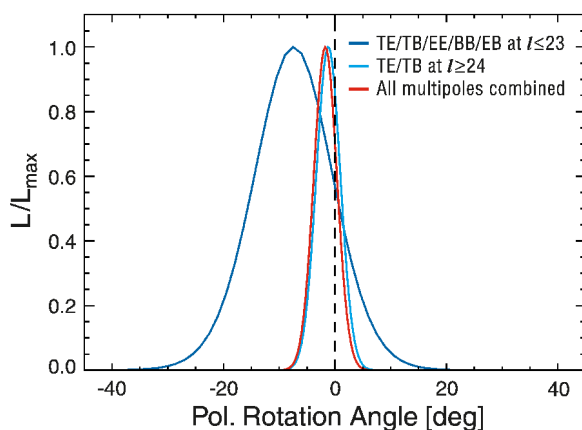


図 11: WMAP の観測による、CMB の偏光の回転角に対する制限²⁾。横軸は回転角 α であり、縦軸は尤度 (Likelihood)、すなわちある α の値がどれだけもっともらしいかを表す。「TE/TB/EE/BB/EB at $l \leq 23$ 」(暗い青色)の曲線は、偏光のデータのうち l が小さいところ ($2 \leq l \leq 23$) (大スケール)のデータを用いた、再電離期から現在までの回転の角度に対する制限。「TE/TB at $l \geq 24$ 」(明るい青色)の曲線は、偏光のデータのうち l が大きいところ ($24 \leq l \leq 450$) (小スケール)のデータを用いた、宇宙の晴れ上がりの時期から現在までの回転の角度に対する制限。「All multipoles combined」(赤色)の曲線は、これら両方のスケール ($2 \leq l \leq 450$)のデータを用いて、両方のスケールでの回転角が等しいとしたときの制限。

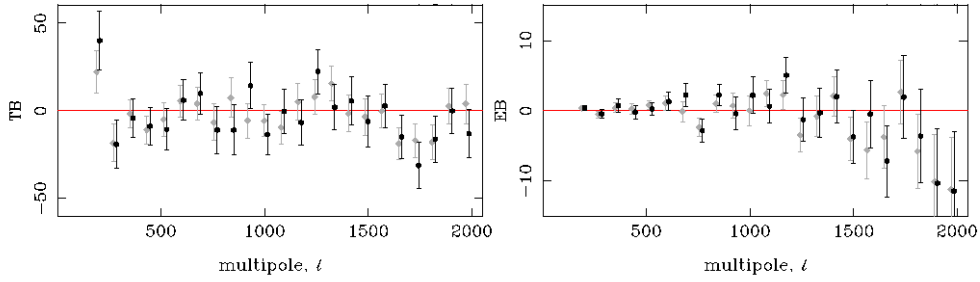


図 12: QUaD の観測による、CMB の TB 相関と EB 相関のパワースペクトル⁴⁴⁾。丸形の点 (黒)とダイヤ形の点 (灰色)があるのは、データ解析に 2 つの異なる方法 (経路)を用いたことによるものであり、これらは互いに良く一致している。なお、TB 相関と EB 相関の理論曲線は、それぞれ図 9 の右図と図 8 の右図である。

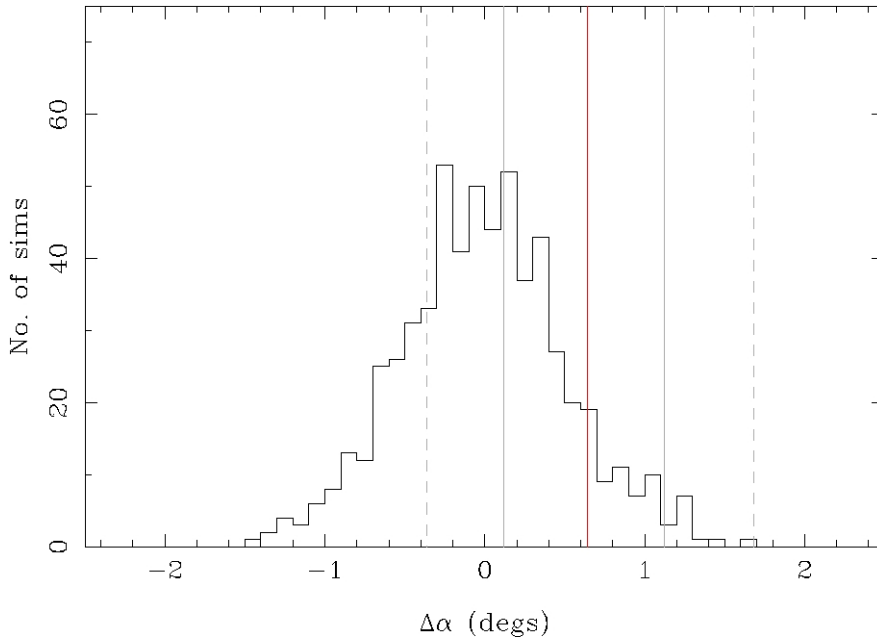


図 13: QUaD の観測による、CMB の偏光の回転角に対する制限⁴⁴⁾。横軸は回転角 α であり、縦軸はシミュレーションでそれぞれの α の値を得た回数を表す。ヒストグラム (折れ線) は、パリティを破るような相互作用がなく、系統誤差が正規分布で 0.5° とした場合のシミュレーション結果である。一方、赤い縦線は、実際の QUaD の観測データからの結果である。灰色の実線と破線はそれぞれ、シミュレーション結果の分散から推定した 68% および 95% 信頼区間である。観測結果はこのような「真の回転角がゼロ」のシミュレーションで容易に再現できるので、結論として、偏光の回転は検出できなかったということになる。

を用いて、偏光の回転角について

$$\alpha = -2.62^\circ \pm 0.87^\circ$$

という結果を得て、ゼロでない回転角が 3σ で検出された¹⁶⁾という主張をしている (図 14, 15)。しかし、これに QUaD の観測結果を加えると、

$$\alpha = -0.09^\circ \pm 0.36^\circ$$

16 99% 信頼区間 (3σ) の中にゼロが含まれていないということ。

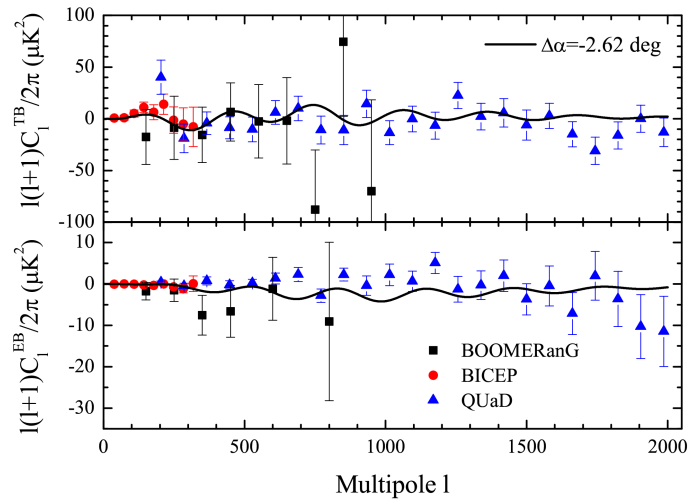


図 14: BOOMERanG、BICEP、QUaD の観測による、CMB の TB 相関と EB 相関のパワースペクトル⁴⁵⁾。黒線はあるモデルで回転角 $\alpha = -2.62^\circ$ としたときの理論曲線。

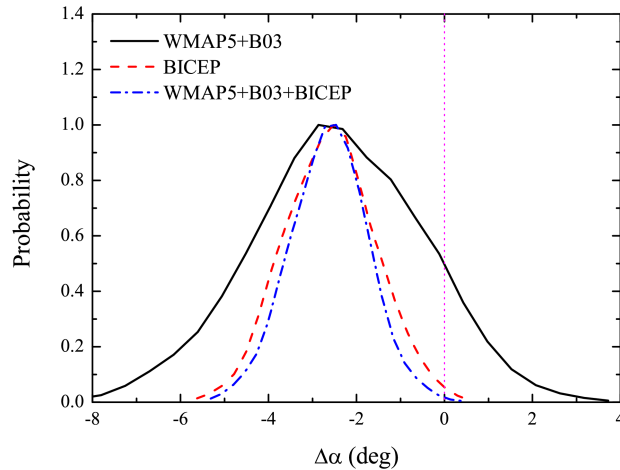


図 15: WMAP、BOOMERanG、および BICEP の観測による、CMB の偏光の回転角に対する制限⁴⁵⁾。横軸は回転角 α であり、縦軸は事後確率分布、すなわち観測された観測データが実現するようなときに、 α がある値だったような確率を表す(ただし、適当に規格化されている)。

となり、検出されたとは言えなくなる。このプレプリントでは、これはQUaDのよく分からない系統的効果のせいかもしれないと言っている。

3.4 将来の観測実験の精度

上記のように、現在までの観測では、偏光の回転は未検出という結果になっている。将来のもっと高精度の観測実験が望まれる。2009年に打ち上げられた人工衛星Planck

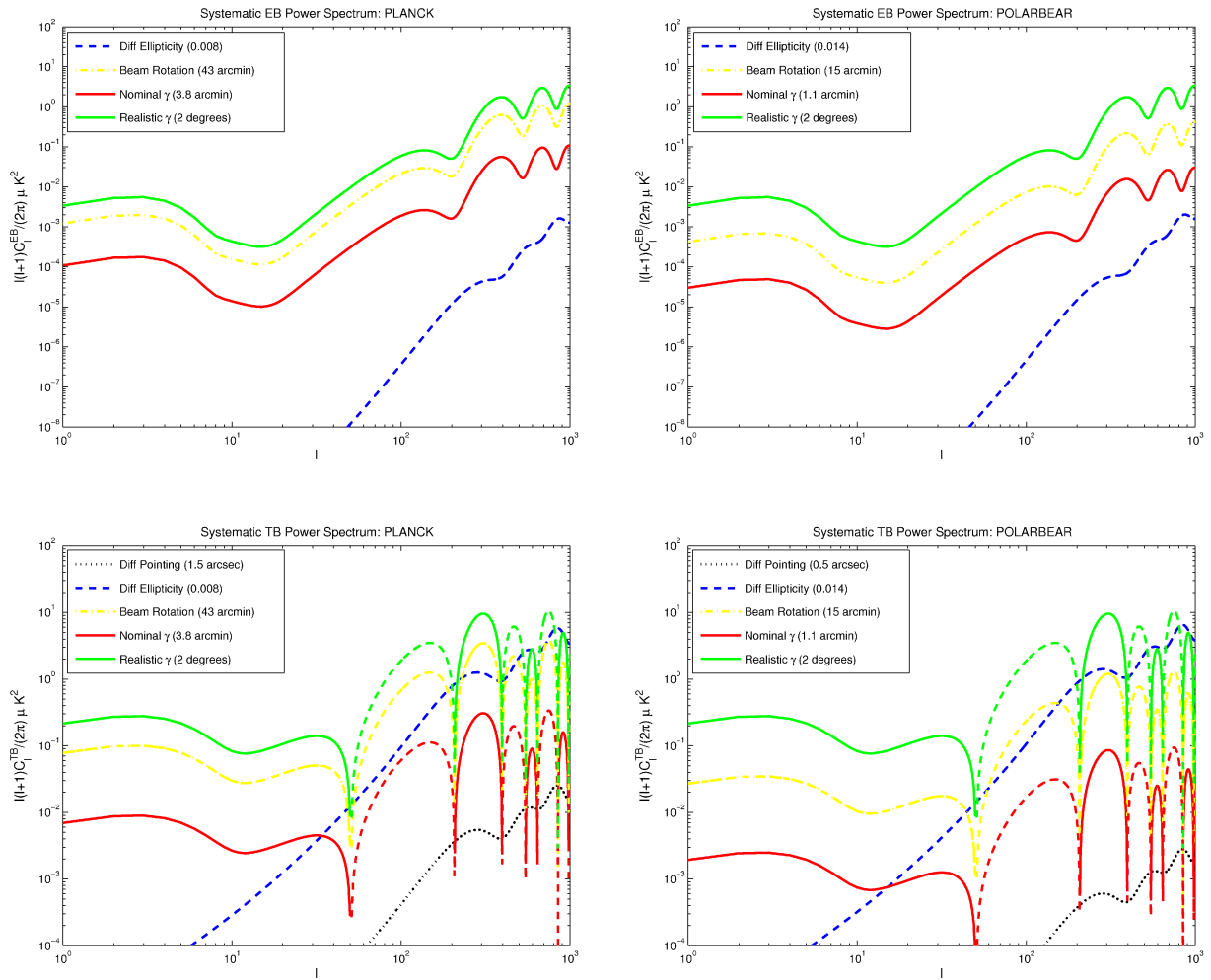


図 16: 観測実験 Planck、Polarbear における、TB、EB の系統的効果⁴⁸⁾。「Diff Pointing」(青い細かい破線)、「Diff Ellipticity」(青い粗い破線)、および「Beam Rotation」(黄色い線)が系統的効果である。一方、「Nominal γ 」(赤線)と「Realistic γ 」(緑線)は偏光の回転の効果を表している。「Nominal γ 」(赤線)は理想的に系統的効果がない場合に検出可能な最小の回転角の場合であり、「Realistic γ 」(緑線)は現実に系統的効果がある場合に検出可能な最小の回転角の場合である。黄色、赤、緑の線で破線になっている部分は、負の値になっていることを表している。

では 0.1° 、将来の観測実験CMBPol(EPIC-IM¹⁷⁾では 0.001° の回転角まで検出できると予測されている^{46), 47)}。

一方、このままの計画では、ある種の系統的効果が大きいため、そこまで小さな回転角は検出できないだろうという議論もある^{48), 47)}。将来の観測実験は、あくまでインフレーションの重力波の効果を検出することを目標としている。そして、その効果を十分検出できるだけの実験精度を確保する。しかし、その実験精度では、わずかな偏光の回転を検出するには足りないのだ。これは、ある種の系統的効果が大きく、偏光の回転の効果を覆い隠してしまうことによる(図16)。この系統的効果をどうにかして取り除かな

い限り、 1° 未満の回転角を検出することはできないだろう¹⁸。

18 TT、TE、EE、BBといった相関を見ることで、偏光の回転に制限を付けることもできる。しかし、小さい回転角まで制限するためには、EB や TB といった相関を見るしかない。

4 回転角が到来方向による場合の判別方法

最近、別々の方向 $\hat{\mathbf{n}}$ からやって来る放射の偏光が別々の角度 $\alpha(\hat{\mathbf{n}})$ だけ回転してくるような場合に、回転角を推定し、回転の効果を取り除く方法が提案された^{49), 50), 51)}。以下では、この方法について述べる。

ここでは、簡単のため、空、つまり天球面を平面と考える⁵⁰⁾。この近似は、空のある小さい領域だけを見るときに有効である。以下に示す方法は、重力レンズ効果の寄与を区別して取り除く方法¹⁷⁾をもとにしていて、本質的に同じ方法である。

まず、回転前(はじめ)のCMBのパワースペクトルを

$$\langle \tilde{x}^*(\mathbf{l}) \tilde{x}'(\mathbf{l}') \rangle \equiv (2\pi)^2 \delta(\mathbf{l} - \mathbf{l}') \tilde{C}_\ell^{xx'}$$
 (12)

のようにチルダ付きで表し、回転角のパワースペクトルを

$$\langle \alpha^*(\mathbf{L}) \alpha(\mathbf{L}') \rangle \equiv (2\pi)^2 \delta(\mathbf{L} - \mathbf{L}') C_L^{\alpha\alpha}$$
 (13)

とし、回転後の観測されるCMBのパワースペクトルを

$$\langle x^*(\mathbf{l}) x'(\mathbf{l}') \rangle \equiv (2\pi)^2 \delta(\mathbf{l} - \mathbf{l}') C_\ell^{xx'}$$
 (14)

とする。ただし、 $x, x' \in \{T, E, B\}$ である。このうち、観測されるCMBのパワースペクトルの式(14)には検出器ノイズが含まれていて、そのパワースペクトルを

$$C_\ell^{xx, \text{noise}} = \Delta_x^2 e^{\ell(\ell+1)\sigma^2/8 \ln 2}$$
 (15)

とする。これは、TE、TB、EBについてはゼロである。ただし、 Δ_x は検出器の白色雑音であり、具体的には Δ_T または $\Delta_P \equiv \Delta_E = \Delta_B$ である。また、 σ はガウシアンビームの半値(全幅)の解像度である。

今、回転角 $\alpha(\hat{\mathbf{n}})$ のCMBへの効果を見て、そこから逆に $\alpha(\hat{\mathbf{n}})$ を求めたい。例として、CMBのEB相関を見てみよう。このとき、アンサンブル平均をとるのだが、いつものように単にあらゆる種類の分布の全ての可能性について平均してしまう場合、実現する $\alpha(\hat{\mathbf{n}})$ 全体についてのアンサンブル平均をとるとゼロになってしまい、 $\alpha(\hat{\mathbf{n}})$ のCMBへの効果を見ることができない。そこで、 $\alpha(\hat{\mathbf{n}})$ として我々の宇宙での実際の $\alpha(\hat{\mathbf{n}})$ を選んで固定し¹⁹⁾、それに対して実現するCMB全体についてのアンサンブル平均をとる。すると、観測されるCMBのEB相関は、

$$\langle E(\mathbf{l}) B(\mathbf{l}') \rangle_{\text{CMB}} = \langle \tilde{E}(\mathbf{l}) \tilde{B}(\mathbf{l}') \rangle + 2\alpha(\mathbf{L}) (\tilde{C}_\ell^{\text{EE}} - \tilde{C}_\ell^{\text{BB}}) \cos 2\varphi_{ll'} + \mathcal{O}(\alpha^2)$$
 (16)

となる。ただし、 $\mathbf{L} = \mathbf{l} + \mathbf{l}'$ である。また、 $\varphi_{ll'} = \varphi_l - \varphi_{l'}$ であり、ここで $\varphi_l = \cos^{-1}(\hat{\mathbf{n}} \cdot \hat{\mathbf{l}})$ 、

$[Q \pm iU](\hat{\mathbf{n}}) = \int \frac{d^2\ell}{(2\pi)^2} [E(\mathbf{l}) \pm iB(\mathbf{l})] e^{\pm 2i\varphi_l} e^{i\mathbf{l} \cdot \hat{\mathbf{n}}}$ である。この式(16)から、観測されるCMB

には、回転角 $\alpha(\hat{\mathbf{n}})$ の効果で、 \mathbf{l} が異なるもの(異なるフーリエモード)の間に相関が生じることが分かる。これは一種の非ガウス性(non-Gaussianity)である。この非ガウス性を見ることで、 $\alpha(\hat{\mathbf{n}})$ を推定することができる。

この非ガウス性の部分は、ただの平均をとると先ほど述べたようにゼロになってしまうけれども、EBに重みを付けて一種の「平均」をすることで取り出せる。そこで、次のような量を定義する。

19 ここでの固定というのは、 $\alpha(\hat{\mathbf{n}})$ を一つの決まった分布とするという意味であり、方向 $\hat{\mathbf{n}}$ によらずに一定とするという意味ではない。

$$\hat{\alpha}_{\text{EB}}(\mathbf{L}) \equiv A_{\text{EB}}(L) \int \frac{d^2 \ell_1}{(2\pi)^2} E(\mathbf{l}_1) B(\mathbf{l}_2) F_{\text{EB}}(\mathbf{l}_1, \mathbf{l}_2) \quad (17)$$

$$A_{\text{EB}}(L) \equiv \left\{ \int \frac{d^2 \ell_1}{(2\pi)^2} 2(\tilde{C}_{\ell_1}^{\text{EE}} - \tilde{C}_{\ell_2}^{\text{BB}}) \cos 2\varphi_{\ell_1 \ell_2} F_{\text{EB}}(\mathbf{l}_1, \mathbf{l}_2) \right\}^{-1} \quad (18)$$

ただし、 $\mathbf{l}_2 = \mathbf{L} - \mathbf{l}_1 \neq -\mathbf{l}_1$ である。また、 $F_{\text{EB}}(\mathbf{l}_1, \mathbf{l}_2)$ は任意の関数である。この $\hat{\alpha}_{\text{EB}}(\mathbf{L})$ のCMB平均を計算すると、

$$\langle \hat{\alpha}_{\text{EB}}(\mathbf{L}) \rangle_{\text{CMB}} = \alpha(\mathbf{L}) \quad (19)$$

となる。すなわち、 $\hat{\alpha}_{\text{EB}}(\mathbf{L})$ は $\alpha(\mathbf{L})$ の「不偏推定量」となっている²⁰。

さらに、 $\hat{\alpha}_{\text{EB}}(\mathbf{L})$ の分散が最小になるように関数 $F_{\text{EB}}(\mathbf{l}_1, \mathbf{l}_2)$ を選ぶ。これは、 $\langle \hat{\alpha}_{\text{EB}}^*(\mathbf{L}) \hat{\alpha}_{\text{EB}}(\mathbf{L}') \rangle$ を $F_{\text{EB}}(\mathbf{l}_1, \mathbf{l}_2)$ で変分することにより、

$$F_{\text{EB}}(\mathbf{l}_1, \mathbf{l}_2) = \frac{2(\tilde{C}_{\ell_1}^{\text{EE}} - \tilde{C}_{\ell_2}^{\text{BB}}) \cos 2\varphi_{\ell_1 \ell_2}}{C_{\ell_1}^{\text{EE}} C_{\ell_2}^{\text{BB}}} \quad (20)$$

と定まる。これを(17)式に代入すると、

$$\hat{\alpha}_{\text{EB}}(\mathbf{L}) = \frac{\int \frac{d^2 \ell_1}{(2\pi)^2} E(\mathbf{l}_1) B(\mathbf{l}_2) \{2(\tilde{C}_{\ell_1}^{\text{EE}} - \tilde{C}_{\ell_2}^{\text{BB}}) \cos 2\varphi_{\ell_1 \ell_2}\} / C_{\ell_1}^{\text{EE}} C_{\ell_2}^{\text{BB}}}{\int \frac{d^2 \ell_1}{(2\pi)^2} \{2(\tilde{C}_{\ell_1}^{\text{EE}} - \tilde{C}_{\ell_2}^{\text{BB}}) \cos 2\varphi_{\ell_1 \ell_2}\}^2 / C_{\ell_1}^{\text{EE}} C_{\ell_2}^{\text{BB}}} \quad (21)$$

となる。これを用いて、観測される量から $\alpha(\mathbf{L})$ を見積もることになる。しかし、この式は、観測されるCMBの $E(\mathbf{l}_1)$ 、 $B(\mathbf{l}_2)$ およびパワースペクトルの他に、回転前のCMBのパワースペクトルをも含んでいる。回転前のCMBについては観測することはできないが、CMBFAST²¹やCAMB²²といったプログラム(ボルツマンコード)で理論的に求めることができる。

このとき、 $\langle \hat{\alpha}_{\text{EB}}^*(\mathbf{L}) \hat{\alpha}_{\text{EB}}(\mathbf{L}') \rangle$ は

$$\langle \hat{\alpha}_{\text{EB}}^*(\mathbf{L}) \hat{\alpha}_{\text{EB}}(\mathbf{L}') \rangle = (2\pi)^2 \delta(\mathbf{L} - \mathbf{L}') \{C_L^{\alpha\alpha} + A_{\text{EB}}(L)\} \quad (22)$$

となる。我々が知りたいのは右辺の $C_L^{\alpha\alpha}$ であり(シグナル)、 $A_{\text{EB}}(L)$ はノイズになる。このノイズ(およびシグナル)のグラフを書くと図17のようになる。検出のためにはノイズよりもシグナルのほうが大きくなくてはならない。EBと同様にTBなど他の組からも $\alpha(\mathbf{L})$ の推定量を作れるけれども、この図を見ても分かるように、将来の観測実験ではEBを用いた推定量が最もノイズが低い。この図から分かるように、人工衛星Planckでは 0.1° 、CMBPolのような将来の観測実験では 0.005° の回転角まで検出できる。

20 推定量については、統計学の教科書^{52), 53)}を参照のこと。

21 <http://www.cfa.harvard.edu/~mzaldarr/CMBFAST/cmbfast.html>

22 <http://camb.info/>

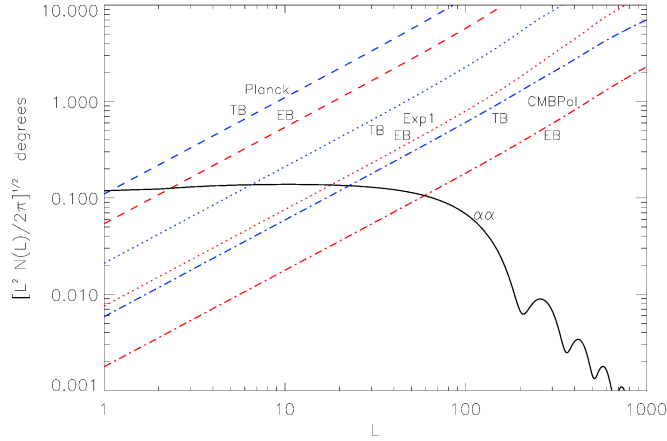


図 17: 推定量 $\hat{\alpha}_{EB}(\mathbf{L})$ 、 $\hat{\alpha}_{TB}(\mathbf{L})$ の分散⁵⁰⁾。「Planck」は 2009 年に打ち上げられた人工衛星 Planck による観測の場合を表し、検出器のノイズレベルが $\Delta_P = 56 \mu\text{K}\text{-arcmin}$ 、ビームの半値幅が $7'$ の場合である。「Exp1」は近い将来の典型的な地上・気球からの観測実験の場合を表し、ノイズレベルが $\Delta_P = 9.6 \mu\text{K}\text{-arcmin}$ 、半値幅が $8'$ の場合である。「CMBPol」は CMBPol のような将来の典型的な宇宙空間からの観測実験の場合を表し、ノイズレベルが $\Delta_P = \sqrt{2} \mu\text{K}\text{-arcmin}$ 、半値幅が $4'$ の場合である。いずれの場合も、TB 推定量 $\hat{\alpha}_{TB}(\mathbf{L})$ よりも EB 推定量 $\hat{\alpha}_{EB}(\mathbf{L})$ のほうが、より小さな回転角まで検出できることが分かる。一方、実線はあるモデル³⁹⁾での回転角 $\alpha(\hat{\mathbf{n}})$ のパワースペクトルを表し、エネルギースケールが $M \sim 10^{15} H_{14} \text{ GeV}$ の場合である(ただし、 H_{14} はインフレーション期のハッブルパラメータを 10^{14} GeV を単位として書いたもの)。CMBPol では $M \sim 10^{17} H_{14} \text{ GeV}$ の場合でも検出できるようになる。現在の最も良い制限は $M > 2.4 \times 10^{14} H_{14} \text{ GeV}$ なので、実に 3 桁も改善することになる。

5 まとめ

宇宙マイクロ波背景放射(CMB)は、宇宙初期から現在まで進んでくる間に偏光が回転する可能性がある。偏光の回転があると、観測されるCMBの偏光の分布は宇宙初期での分布とは異なる分布になってしまう。これでは、CMBの偏光の分布から宇宙初期の情報を十分に得ることができない。だから、偏光の回転の効果を区別して取り除く必要がある。そこで、これまでの観測で、偏光の回転の角度に制限が付けられてきた。しかし、これまでは、どの方向からやって来る放射の偏光も同じ角度だけ回転する場合しか考えられてこなかった。そこで最近、異なる方向からやって来る放射は異なる角度だけ偏光が回転する場合についても、偏光の回転の効果を区別して取り除く方法が提案された。本講演では、このようなことをレビューした。

6 参考文献

- 1) Baumann D., 2009, arXiv:0907.5424v1 [hep-th]
- 2) Komatsu E., et al., 2009, ApJS 180, 330 [arXiv:0803.0547v2 [astro-ph]]
- 3) Kamionkowski M., Kosowsky A., Stebbins A., 1997, Phys. Rev. Lett. 78, 2058 [arXiv:astro-ph/9609132]
- 4) Kamionkowski M., Kosowsky A., and Stebbins A., 1997, Phys. Rev. D 55, 7368 [arXiv:astro-ph/9611125]
- 5) Seljak U., Zaldarriaga M., 1997, Phys. Rev. Lett. 78, 2054 [arXiv:astro-ph/9609169]
- 6) Zaldarriaga M., Seljak U., 1997, Phys. Rev. D 55, 1830 [arXiv:astro-ph/9609170]
- 7) 羽澄昌史、2009年度天文天体物理若手夏の学校、相対論・宇宙論分科会、招待講演
- 8) 若林野花、2009年度天文天体物理若手夏の学校、観測機器分科会、一般講演、口頭発表、機器23a
- 9) Baumann D., et al., 2008, arXiv:0811.3919v2 [astro-ph]
- 10) 清水景絵、2009年度天文天体物理若手夏の学校、相対論・宇宙論分科会、一般講演、口頭発表、相対03a
- 11) 並河俊弥、2009年度天文天体物理若手夏の学校、相対論・宇宙論分科会、一般講演、口頭ありポスター発表、相対19b
- 12) Seljak U., 1996, ApJ 463, 1 [arXiv:astro-ph/9505109]
- 13) Zaldarriaga M., Seljak U., 1998, Phys. Rev. D 58, 023003 [arXiv:astro-ph/9803150]
- 14) Bartelmann, M., Schneider P., 2001, Phys. Rep., 340, 291 [arXiv:astro-ph/9912508]
- 15) Lewis A., Challinor A., 2006, Phys. Rep. 429, 1 [arXiv:astro-ph/0601594]
- 16) Smith K., et al., 2008, arXiv:0811.3916v1 [astro-ph]
- 17) Hu W., Okamoto T., 2002, ApJ 574, 566 [arXiv:astro-ph/0111606]
- 18) Okamoto T., Hu W., 2003, Phys. Rev. D 67, 083002 [arXiv:astro-ph/0301031]
- 19) Kesden M., Cooray A., Kamionkowski M., 2002, Phys. Rev. Lett., 89, 011304 [arXiv:astro-ph/0202434]
- 20) Kesden M., Cooray A., Kamionkowski M., 2003, Phys. Rev. D 67, 123507 [arXiv:astro-ph/0302536]
- 21) Hirata C.M., Seljak U., 2003, Phys. Rev. D 68, 083002 [arXiv:astro-ph/0306354]
- 22) Seljak U., Hirata C.M., 2004, Phys. Rev. D 69, 043005 [arXiv:astro-ph/0310163]
- 23) Lesgourgues J., Perotto L., Pastor S., Piat M., 2006, Phys. Rev. D 73, 045021 [arXiv:astro-ph/0511735]
- 24) de Putter R., Zahn O., Linder E.V., 2009, Phys. Rev. D 79, 065033 [arXiv:0901.0916]
- 25) Lue A., Wang L., Kamionkowski M., 1999, Phys. Rev. Lett. 83, 1506 [arXiv:astro-ph/981208]
- 26) Lepora N.F., 1998, arXiv:gr-qc/9812077
- 27) Liu G.-C., Lee S., Ng K.-W., 2006, Phys. Rev. Lett. 97, 161303 [arXiv:astro-ph/0606248]
- 28) Arvanitaki A., Dimopoulos S., Dubovsky S., Kaloper N., March-Russell J., 2009, arXiv:0905.4720 [hep-th]
- 29) 藤原仁、2009年度天文天体物理若手夏の学校、相対論・宇宙論分科会、一般講演、口頭ありポスター発表、相対15b
- 30) 辻川信二、2009年度天文天体物理若手夏の学校、相対論・宇宙論分科会、招待講演
- 31) Copeland E.J., Sami M., Tsujikawa S., 2006, Int. J. Mod. Phys. D 15, 1753 [arXiv:hep-

th/0603057]

- 32) Amendola L., Tsujikawa S., 2010, Dark energy - Theory and Observations (Cambridge University Press), to be published
- 33) 齋藤惠樹、2009年度天文天体物理若手夏の学校、相対論・宇宙論分科会、一般講演、口頭発表、相対20a
- 34) Carroll S.M., 1998, Phys. Rev. Lett. 81, 3067 [arXiv:astro-ph/9806099]
- 35) Carroll S.M., Field G.B., Jackiw R., 1990, Phys. Rev. D 41, 1231
- 36) Carroll S.M., Field G.B., 1991, Phys. Rev. D 43, 3789
- 37) Jackson J.D., 1998, Classical Electrodynamics, 3rd Edition (Wiley-VCH), p.300
- 38) Rybicki G.B., Lightman, A.P., 1979, Radiative Processes in Astrophysics (Wiley-Interscience, New York), pp.229-231
- 39) Pospelov M., Ritz A., Skordis C., 2008, arXiv:0808.0673
- 40) Li M., Zhang X., 2008, Phys. Rev. D 78, 103516 [arXiv:0810.0403]
- 41) Gardner S., 2008, Phys. Rev. Lett. 100, 041303 [arXiv:astro-ph/0611684]
- 42) Nolta, M.R., et al., 2009, ApJS 180, 296
- 43) Wu E.Y.S., et al., 2009, Phys. Rev. Lett. 102, 161302 [arXiv:0811.0618 [astro-ph]]
- 44) QUaD collaboration: Brown M.L., et al., 2009, arXiv:0906.1003
- 45) Xia J.Q., Li H., Zhang X., 2009, arXiv:0908.1876
- 46) Gubitosi G., Pagano L., Amelino-Camelia G., Melchiorri A., Cooray A., 2009, J. Cosmol. Astropart. Phys. 08, 021
- 47) Bock J., et al., 2009, arXiv:0906.1188
- 48) Miller N.J., Shimon M., Keating B.G., 2009, Phys. Rev. D 79, 103002 [arXiv:0903.1116]
- 49) Kamionkowski M., 2009, Phys. Rev. Lett. 102, 111302 [arXiv:0810.1286 [astro-ph]]
- 50) Yadav A.P.S., Biswas R., Su M., Zaldarriaga M., 2009, Phys. Rev. D 79, 123009 [arXiv:0902.4466 [astro-ph.CO]]
- 51) Gluscevic V., Kamionkowski M., Cooray A., 2009, Phys. Rev. D 80, 023510 [arXiv:0905.1687 [astro-ph.CO]]
- 52) 東京大学教養学部統計学教室, 1991, 統計学入門(基礎統計学)(東京大学出版会)
- 53) 東京大学教養学部統計学教室, 1992, 自然科学の統計学(基礎統計学)(東京大学出版会)