

i. 研究背景と目的

数 μG の磁場が銀河団スケールに存在していることが、複数の観測グループによって確認されてきた[2-4]。現在、多くの理論研究者が、局所的なものから大局的なものまで多くの磁場生成モデルを提唱し、その起源を特定するために日夜励んでいる[5-16]。その結果として提唱された、もっとも支持されているシナリオの一つは、初期宇宙において生成された comoving スケールで nG 程度の磁場が、電離バリオンに凍結して等方収縮することで約2桁オーダー増幅され、現在の数 μG 程度の銀河団磁場の起源になったという説である。さらに、このような原初磁場が、初期密度場や宇宙背景放射(cosmic microwave background: CMB)の温度・偏光揺らぎに影響を与えることが分かってきた。また、原初磁場は、背景重力波、元素合成、初期天体形成等にも無視できない影響を与えることが示唆されている。そこで、国立天文台理論研究部の山崎大 研究員、同 梶野敏貴准教授、米ノートルダム大学の Grant J. Mathews 教授および名古屋大学の市来浄與助教の研究グループは、原初磁場が、宇宙背景放射や初期密度場揺らぎに与える影響を定量的かつ定性的に研究し、宇宙論的観測から原初磁場を多角的に制限した。この研究により、宇宙論における原初磁場の役割が、今まで考えられていた以上に重要であることが分かった。さらに同研究グループの手法と今後の宇宙論的な観測を組み合わせれば、精度よく原初磁場が検出できる可能性を示した[1]。

ii. 原初磁場の精密数値計算と CMB や初期物質密度揺らぎに対する影響

電離バリオンだけでなく、電荷のないニュートリノやコールドダークマター(cold dark matter: CDM)も重力を介して磁場の影響を受け、光子はトムソン散乱を介してローレンツ力の影響も受けるため、初期の物質密度揺らぎや CMB にも磁場の影響が現れる。先行研究において、定性的な振る舞いを研究するときは、原初磁場の影響を計算する際、便宜のため解析的な近似を用いていた。しかし、近似方法は、解析的誤差が無視できないほど大きいパラメータ領域があることがわかっており、パラメータ制限等の定量的な研究を行う際は不適切であった。そこで、数値的に原初磁場のパワースペクトルを計算するプログラムを開発し、定性的な振る舞いだけでなく、定量的なパラメータ制限を行えるようにした[17,18]。図 1a は、磁場の影響を考慮しない場合と、考慮した場合の CMB を比較したものである。銀河団から類推される上限である nG 程度の磁場が存在した場合、 $\ell > 1000$ 、比較的小さいスケールにおいて原初磁場の影響が支配的になっている。以上から、 $\ell > 1000$ において、スモールスケールに影響を及ぼす物理過程を正しく理解するためにも、原初磁場のパラメータを制限することも必要となることわかる。

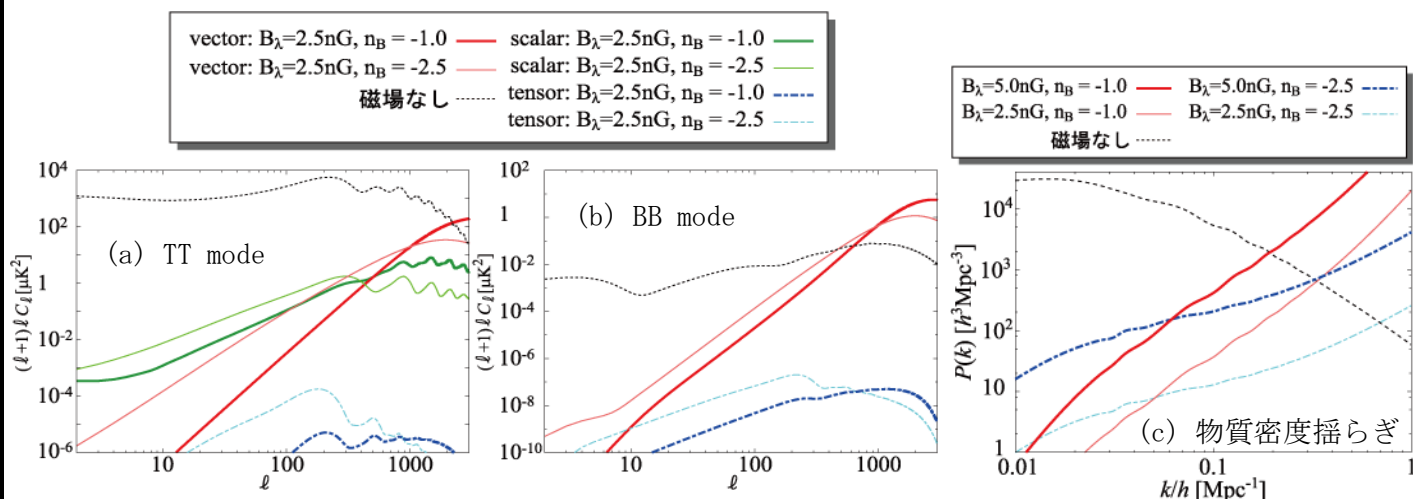


図 1. 原初磁場の影響を考慮しない場合と、原初磁場を考慮した場合の CMB(a,b) と物質密度揺らぎ分布(c). (a) のパネルが、TT mode と呼ばれる CMB 温度揺らぎを示し、(b)が BB mode と呼ばれる CMB 偏光揺らぎである。(a)と(b)の横軸は、angler momentum を示し、縦軸は温度揺らぎの自乗である。(c)の縦軸が物質の密度揺らぎの大きさを示し、横軸が波数(単位は $1/\text{Mpc}$) を示す。各曲線の説明は、図の上部の index を参照。

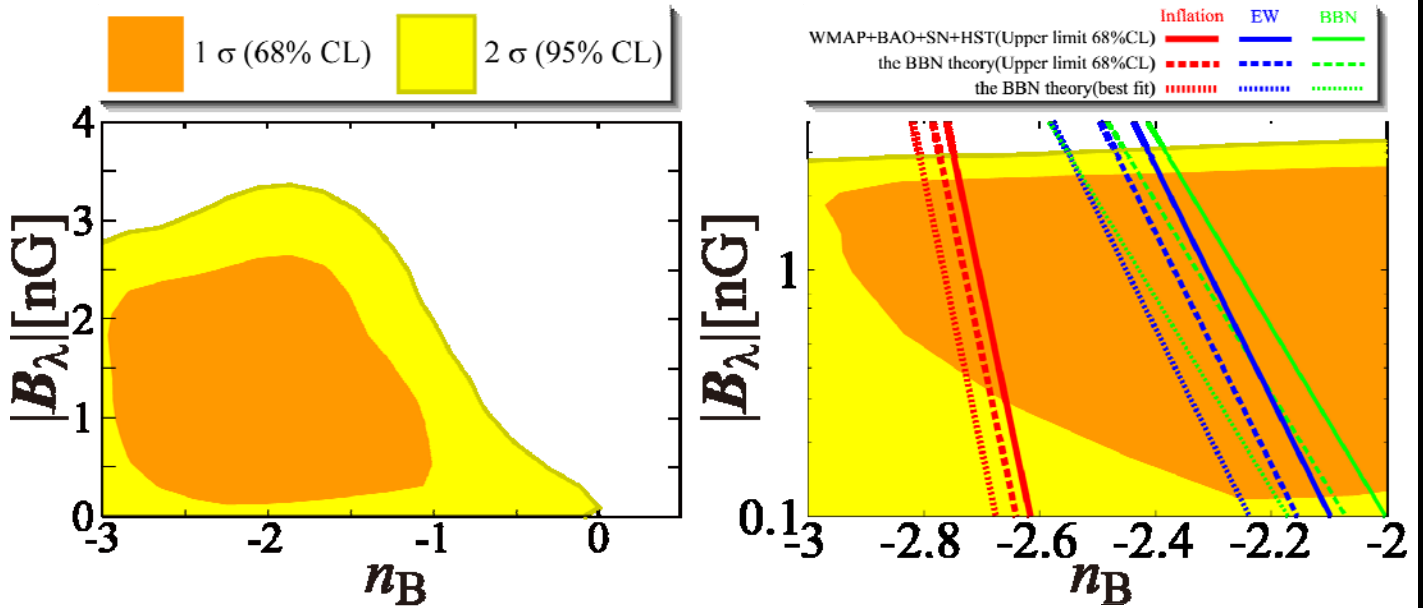


図 2. 縦軸を磁場の強度、 B_λ 、横軸をパワースペクトル指数 n_B 、として二つのパラメータの相関を図示したもの。右のパネルは縦軸が対数表記になっている。右のパネルは左の一部を拡大し Y_p から制限された原初磁場の上限を書き加えたものである。各線の説明は、図の上部の index を参照。

図 1b は、同じ宇宙背景放射の BB mode (重力波モード)を示したものである。この図から、銀河団から類推される上限である nG 程度の原初磁場は、 $\ell > 200$ の比較的スモールスケールで支配的となり、逆に、 $\ell < 200$ では、背景重力波由来の BB mode が支配的となる。これから、将来、 ℓ が 1000 付近までの BB mode の観測データが得られれば、原初磁場を強く制限できることが分かる[1, 19-20]。図 1c は、原初磁場の考慮しない物質密度場 と、原初磁場由来のものをプロットしたものである。宇宙背景放射と同様に、原初磁場由来は物質密度場 は、比較的小さいスケールで支配的になることがわかる[1,17]。

iii. 原初磁場の制限

CMB 温度・偏光揺らぎのに対する原初磁場の影響を正確に見積もり、そのパラメータを制限するには、CMB 温度・偏光揺らぎの観測結果と理論モデルから予想される計算結果を比較し、原初磁場のパラメータを決める必要がある。我々は、CMB 温度・偏光揺らぎの観測データと銀河・銀河団分布の観測データを用いて、Markov Chain Monte Carlo(MCMC)法を使い、平坦な宇宙論モデルを仮定して、原初磁場のパラメータ(B_λ :強度、 n_B :パワースペクトル指数)を制限した。その結果を図示したものが、図 2 の左側のパネルである。図 2 の縦軸を磁場の強度、 B_λ 、横軸をパワースペクトル指数 n_B 、として二つのパラメータの相関を図示している。我々は、この研究から、磁場のパラメータの上限を、 $B_\lambda < 2.10\text{nG}(68\%\text{CL})$ and $< 2.98\text{nG}(95\%\text{CL})$, $n_B < -1.19(68\%\text{CL})$ and $< -0.25(95\%\text{CL})$ と制限することができた[1,21]。

また、我々は、ビッグバン元素合成(Big Bang Nucleosynthesis: BBN)からの原初磁場の制限と組み合わせることにより、多角的な原初磁場のパラメータ制限も行った。BBN は、宇宙膨張率 の影響を強く受ける[22,23]。一方、原初磁場があれば、そのエネルギーが宇宙膨張率に影響を与えるため、結果として BBN に影響が現れる[24]。ここから、ヘリウム質量存在比(Y_p)の理論予想や観測による制限と磁場を考慮した場合の Y_p の理論値を比較することで、原初磁場のパラメータを制限することができる。さらに CMB や銀河・銀河団分布の観測データを組み合わせて制限を行うことにより、多角的に物理的な信憑性を検証することができる。この結果を図示したのが図 2 の右側のパネルである。直線の色(太さ)の違いは、原初磁場の生成された時代の違い(おもな違いは生成された磁場の最少スケール)を示し、線種の違いは、index で示しているように、原初磁場の制限に用いた Y_p が CMB による制限(実線) か、BBN による制限かの違いを示している。このように、BBN と CMB を組み合わせて原初磁場を制限した結果、 2σ (95%CL)の範囲では、制限できたのは原初磁場の強度のみで 3.10 nG 以下、 2σ (68%CL)の範囲では、磁場強度が $0.117\text{ nG} < B_\lambda < 2.48\text{ nG}$, パワースペクトル指数が $-2.97 < n_B < -2.03$ の制限が得られた[1,21]。

iv. 原初磁場を考慮したニュートリノの質量制限

近年、地上実験や宇宙論的な観測から、ニュートリノの質量が $0.1 \sim 1.0 \text{ eV}$ 以下程度であると制限されている。このような有限の質量をもつニュートリノが十分大きな速度分散を持てば、ニュートリノの free-streaming scale 以下では、密度揺らぎが均される。このように、宇宙の構造形成進化に影響を及ぼすため、ニュートリノ質量の制限は、宇宙論においても重要な研究の一つとして盛んに行われている。

大規模構造の揺らぎの振幅を示すパラメータとして、共動座標における $8 h^{-1} \text{ Mpc}$ の半径の球内における物質密度揺らぎの二乗平均平方根である σ_8 がある。我々は、原初磁場とニュートリノを考慮した理論計算から算出される σ_8 と、観測から制限された σ_8 を比較して、原初磁場の強度とスペクトル指数、及びニュートリノの質量に、どのような相関があるか調べた[1,25]。

図 3 は、原初磁場のスペクトル指数を $n_B = -2.5$, -1.5 に固定したときの、原初磁場 B_λ の振幅とニュートリノ質量 $\Sigma_{N_\nu=3} m_\nu$ が与える σ_8 の等高線であ

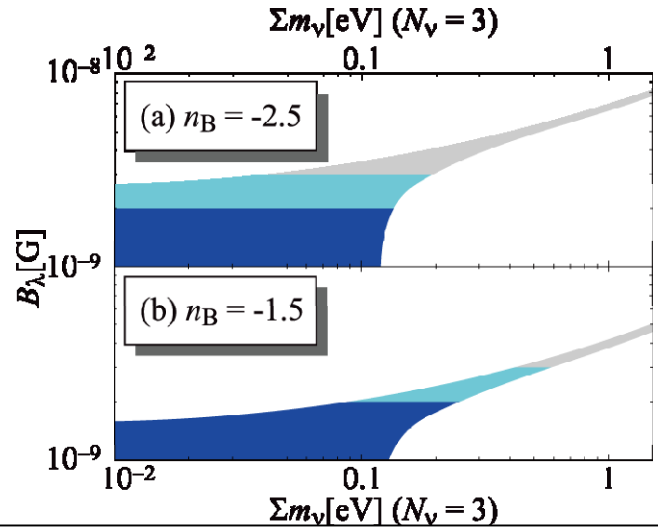


図 3: 原初磁場強度—ニュートリノ質量 平面における σ_8 の等高線. 色がついた領域は、 $0.75 < \sigma_8 < 0.85$ を示し、さらにその中で、灰色、水色および青と色分けされた領域は、それぞれ、 $B_\lambda > 3.0 \text{ nG}$, $B_\lambda < 3.0 \text{ nG}$ 及び $B_\lambda < 2.0 \text{ nG}$ を示している。

る。図 3 では、現在、宇宙背景放射や大規模構造の観測結果から示されている原初磁場の上限は、 $1\sigma(68\% \text{ CL})$ で約 2 nG 以下、 $2\sigma(95\% \text{ CL})$ で約 3 nG 以下であることと[1,21]、宇宙論の観測からおおよそ $0.75 < \sigma_8 < 0.85$ であることを考慮して色分けしてある。原初磁場を考慮しない場合に σ_8 のみでニュートリノ質量を制限すると、 0.11 eV 以下となるが、原初磁場を考慮した場合、図 3 より、観測から制限される σ_8 と原初磁場の振幅 B_λ から、ニュートリノ質量の上限は、 $n_B = -1.5$ のときは $\Sigma_{N_\nu=3} m_\nu < 0.6 \text{ eV}$, $n_B = -2.5$ のときは、 $\Sigma_{N_\nu=3} m_\nu < 0.2 \text{ eV}$ と、どちらも磁場を考慮しない場合より大きくなった[1,25]。これは、原初磁場と質量をもつニュートリノの宇宙論的スケールの物質密度場にもたらす影響が、相反することが起因となっている。我々の研究によって、原初磁場を考慮した場合、 σ_8 によるニュートリノ質量の制限は、考慮しない場合と比較して大きくなることが確かめられた。また、我々はこの研究を通して、ニュートリノの質量と原初磁場のパラメータ範囲を、観測から求められる σ_8 から絞り込めること、さらに、将来期待される、宇宙背景放射や大規模構造等の宇宙論的な観測結果を使えば、原初磁場やニュートリノ質量の上限だけでなく下限さえも制限できる可能性も示した[1,25]。

参考文献

- [1] Yamazaki D. G., Kajino T., Mathews G. J., Ichiki K., Physics Reports Volume 517, Issue 5, August 2012, Pages 141–167
- [2] Wolfe A. M., Lanzetta K. M., Oren A. L., 1992, ApJ. 388, 17.
- [3] T. E. Clarke, P. P. Kronberg, H. Boehringer, 2001, Astrophys. J. 547, L111.
- [4] Xu Y., Kronberg P. P., Habib S., Dufton Q. W., 2006, Astrophys. J. 637, 19.
- [5] Takahashi K., Ichiki K., Ohno H., Hanayama H., 2005, Phys. Rev. Lett. 95, 121301.
- [6] Hanayama, H., et al., 2005, Astrophys. J. 633, 941.
- [7] Xu H., Li H., Collins D. C., Li S. Li, Norman M. L., 2009, Astrophys. J. 698, L14.
- [8] Fujita Y., Kato T. N., Okabe N., 2006, Physics of Plasmas.
- [9] Ichiki K., Takahashi K., Ohno H., Hanayama H., Sugiyama N., 2006, Science 311, 827.
- [10] Turner M. S., Widrow L. M. Widrow, 1988, Phys. Rev. D 37, 2743.
- [11] Ratra B., 1992, Astrophys. J. 391, L1.
- [12] Bamba K., Yokoyama J., 2004, Phys. Rev. D 70, 083508.
- [13] Vachaspati T., 1991, Phys. Lett. B265, 258.
- [14] Kibble T. W. B., Vilenkin A., 1995, Phys. Rev. D52, 679.
- [15] Ahonen J., Enqvist K., 1998, Phys. Rev. D57, 664.

(参考文献の続き)

- [16] Joyce M., Shaposhnikov M. E., 1997, Phys. Rev. Lett. 79, 1193.
- [17] Yamazaki D. G., Ichiki K., Umezu K. I., Hanayama H., 2006, Phys. Rev. D 74, 123518.
- [18] Yamazaki D. G., Ichiki K., Kajino T., Mathews G. J., 2008, Phys. Rev. D 78, 123001.
- [19] Yamazaki D. G., Ichiki K., Kajino T., 2005, Astrophys. J. 646, 719.
- [20] Yamazaki D. G., Ichiki K., Kajino T., Mathews G. J., 2010, Phys. Rev. D 81, 023008.
- [21] Yamazaki D. G., Ichiki K., Kajino T., Mathews G. J., 2010, Phys. Rev. D 81, 103519 .
- [22] Orito, Kajino, Boyd, and Mathews, ApJ. 488 515 (1997)
- [23] Maggiore, Phys. Rep., 331, 283(2000).
- [24] Caprini and Durrer, Phys. Rev., D65 023517(2001).
- [25] Yamazaki D. G., Ichiki K., Kajino T., Mathews G. J., 2011, Phys. Rev. D 84, 123006.