

CMB温度の非等方性 を用いた 原始磁場の観測的検証

名古屋大学 C研 M2 箕田鉄兵
(共同研究者)

市來淨與, 田代寛之, 長谷川賢二, 杉山直

目次

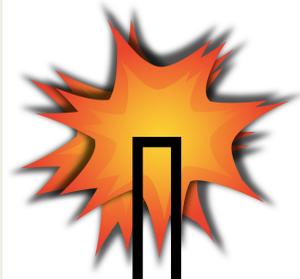
- イントロダクション
- 理論モデル・計算手法
- 結果・考察

目次

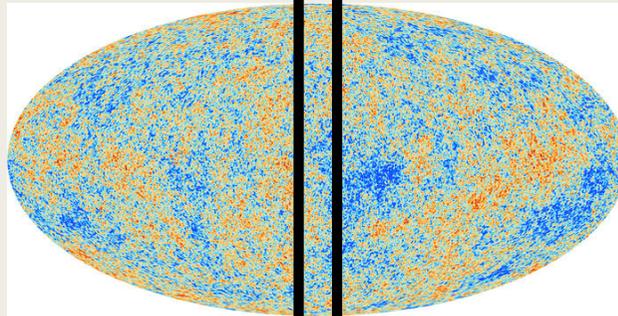
- イントロダクション
- 理論モデル・計算手法
- 結果・考察

インフレーション

$$n_s = 0.968 \pm 0.006$$



$$r < 0.11$$



晴れ上がり
 $z \sim 1089$

再電離
 $6 < z < 10$



$$\tau = 0.066 \pm 0.016$$

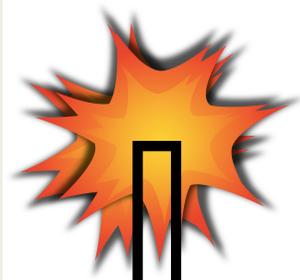
$$w = -1.006 \pm 0.045$$

$$h = 0.678 \pm 0.009$$

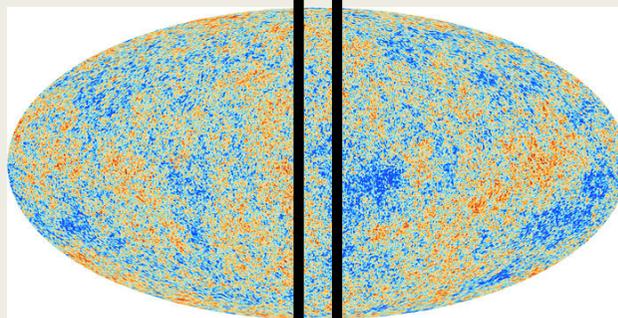
現在

credit: NASA and ESA

インフレーション



CMBで制限
 $B_{1\text{Mpc}} \lesssim 5\text{nG}$



晴れ上がり
 $z \sim 1089$

再電離
 $6 < z < 10$



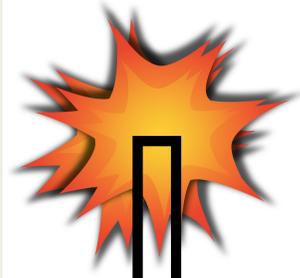
銀河の観測 $z \lesssim 3.7$

$B_{10\text{kpc}} \sim 10\mu\text{G}$

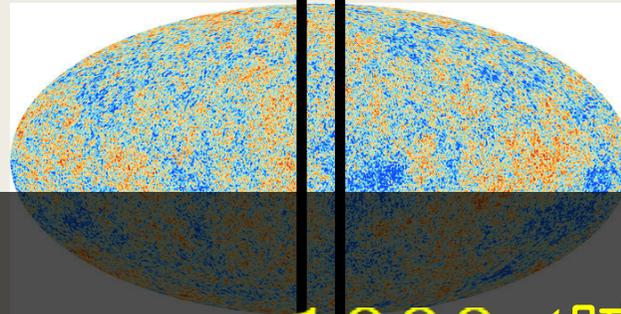
現在

credit: NASA and ESA

インフレーション



CMBで制限
 $B_{1\text{Mpc}} \lesssim 5\text{nG}$

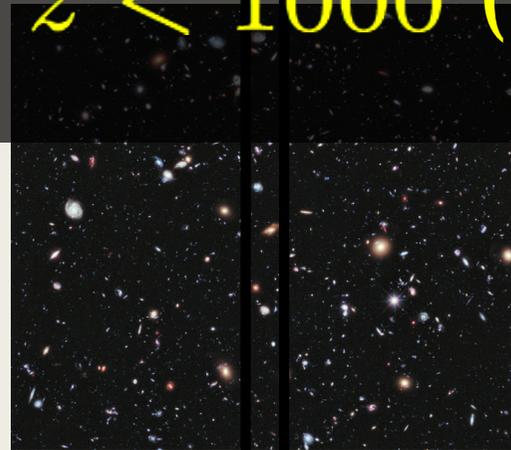


晴れ上がり
 $z \sim 1089$

$10 < z < 1000$ (暗黒時代)に着目



再電離
 $6 < z < 10$



銀河の観測 $z \lesssim 3.7$

$B_{10\text{kpc}} \sim 10\mu\text{G}$

現在

credit: NASA and ESA

目次

- イントロダクション
- 理論モデル・計算手法
- 結果・考察

磁場のモデル

- 磁場の進化は宇宙膨張による断熱変化のみ

単一べき乗 $B_\lambda^2 = B_{1\text{Mpc}}^2 \left(\frac{k_\lambda}{k_{1\text{Mpc}}} \right)^{n_B+3}$

光子への散逸

$$\left(\frac{\lambda_{\min}}{1\text{Mpc}} \right)^{5+n_B} \simeq 6.6 \times 10^{-4} \left(\frac{B_{1\text{Mpc}}}{1\text{nG}} \right)^2$$

(Fedeli & Moscardini, 2012)

磁場による密度揺らぎ

$$\text{CDM} : \frac{\partial^2 \delta_c}{\partial t^2} + 2H(t) \frac{\partial \delta_c}{\partial t} - 4\pi G(\rho_c \delta_c + \rho_b \delta_b) = 0$$

$$\begin{aligned} \text{バリオン} : \frac{\partial^2 \delta_b}{\partial t^2} + 2H(t) \frac{\partial \delta_b}{\partial t} - 4\pi G(\rho_c \delta_c + \rho_b \delta_b) \\ = \frac{\nabla \cdot [(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}]}{4\pi \rho_b a^2} \end{aligned}$$

(Wasserman, 1978)

温度の進化

$$\frac{dT_{\text{gas}}}{dt} = -2H(t)T_{\text{gas}} + \frac{x_i}{1+x_i} \frac{8\rho_\gamma\sigma_T}{3m_e c} (T_\gamma - T_{\text{gas}}) + \frac{\Gamma(t)}{1.5k_B n_b}$$

宇宙膨張による断熱変化

CMBによる加熱

磁場による加熱

$$\Gamma(t) = \frac{|(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}|^2 (1 - x_i)}{16\pi^2 \xi \rho_b^2(t) x_i}$$

(Sethi & Subramanian, 2005)

温度の進化

$$\begin{aligned} \frac{dT_{\text{gas}}}{dt} = & -2H(t)T_{\text{gas}} + \frac{\dot{\delta}_b}{1 + \delta_b} T_{\text{gas}} \quad \boxed{\text{密度揺らぎによる断熱変化}} \\ & + \frac{x_i}{1 + x_i} \frac{8\rho_\gamma \sigma_T}{3m_e c} (T_\gamma - T_{\text{gas}}) + \frac{\Gamma(t)}{1.5k_B n_b} \\ & - \frac{x_i n_b}{1.5k_B} [\Theta x_i + \Psi(1 - x_i) + \eta x_i + \zeta(1 - x_i)] \\ & \quad \boxed{\text{制動放射}} \quad \boxed{\text{衝突励起}} \quad \boxed{\text{再結合}} \quad \boxed{\text{衝突電離}} \end{aligned}$$

(Fukugita and Kawasaki, 1994)

電離度の進化

水素のみ、3準位モデルを採用
(Peebles 1968)

$$\frac{dx_i}{dt} = \left[\begin{array}{l} \text{光電離} \\ -\alpha_e n_b x_i^2 + \beta_e (1 - x_i) \exp\left(\frac{E_{1s} - E_{2s}}{k_B T_\gamma}\right) \end{array} \right] \downarrow D$$

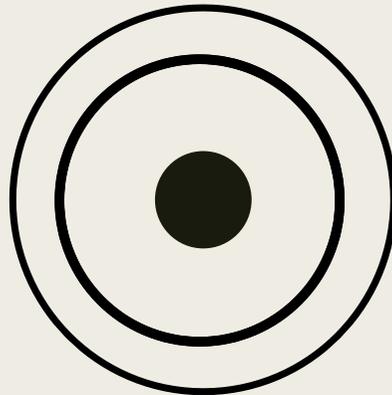
衝突再結合

Ly α 光子による抑制因子

$$+ \gamma_e n_b (1 - x_i) x_i$$

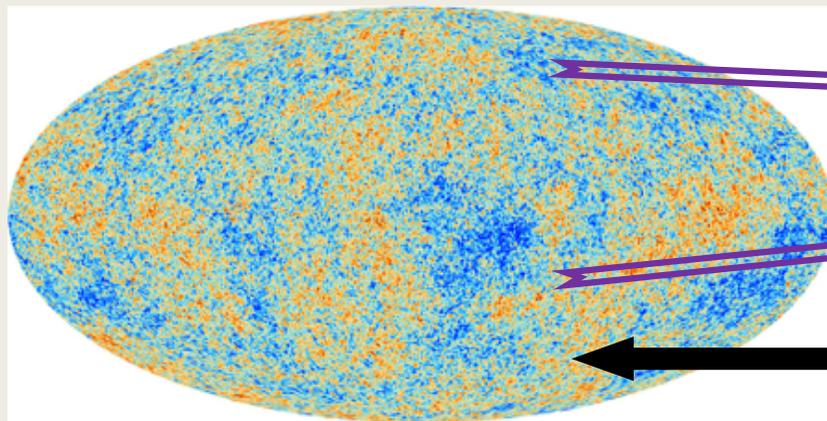
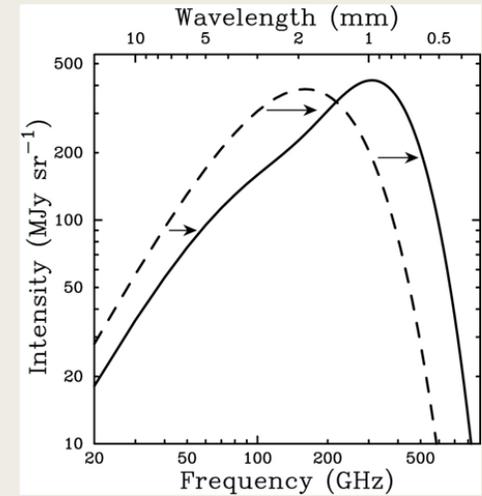
衝突電離

※水素原子



(Sethi & Subramanian, 2005)

熱的SZ效果



hot gas

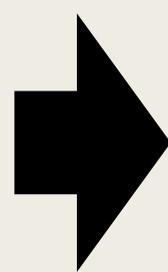
photon

共動距離 χ

$$y(\hat{n}) \equiv \frac{k_B \sigma_T}{m_e c^2} \int d\chi \, a x_i n_b (T_{\text{gas}} - T_\gamma)$$

計算手法まとめ

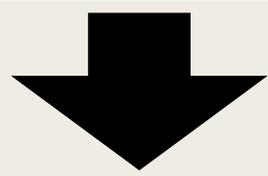
$$S(t) = \frac{\nabla \cdot [(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}]}{4\pi\rho_b(t)a^2(t)}$$
$$\Gamma(t) = \frac{|\nabla \times \mathbf{B}|^2 (1 - x_i)}{16\pi^2\xi\rho_b^2(t) x_i}$$



n_b バリオン数密度
 x_i 電離度
 T_{gas} ガス温度

(1) 数値的に磁場を生成

(2) 3つの物理量を解く



(3) y の非等方性を計算

TABLE I. The models of PMFs.

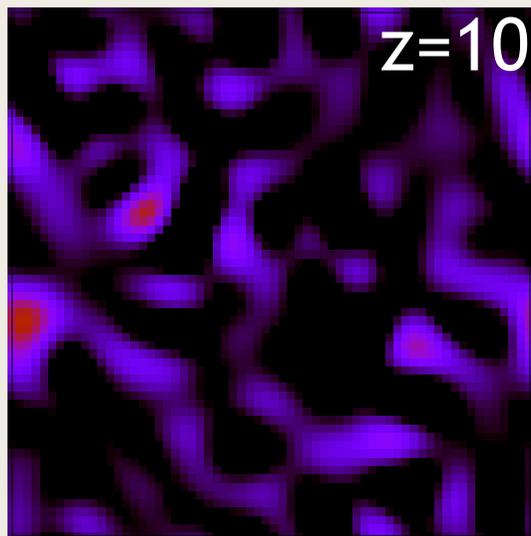
model	B_n [nG]	n_B	λ_c [kpc]
1	0.5	0.0	250
2	0.5	-1.0	162
3	0.1	0.0	131
4	0.1	-1.0	72.4

$$y(\hat{n}) \equiv \frac{k_B\sigma_T}{m_e c^2} \int d\chi a x_i n_b (T_{\text{gas}} - T_\gamma)$$

目次

- イントロダクション
- 理論モデル・計算手法
- 結果・考察

n_H [cm^{-3}]



20

15

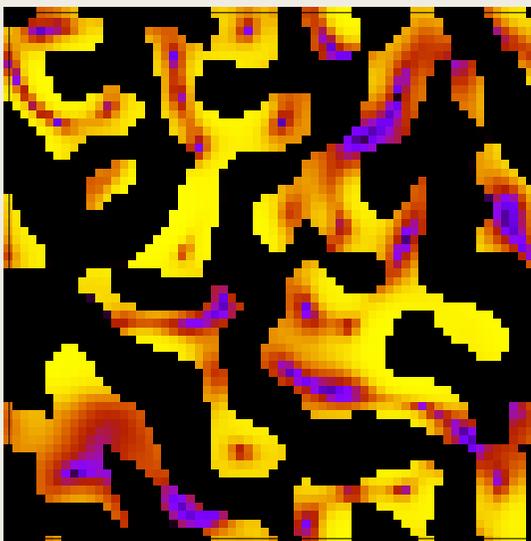
10

5

0

モデル 1 $B_{1\text{Mpc}} = 0.5 \text{ nG}$, $n_B = 0.0$
(上) 水素の数密度 [コ/cc] (下) 電離度

x_{ion}



1

0.9

0.8

0.7

0.6

0.5

0.4

0.3

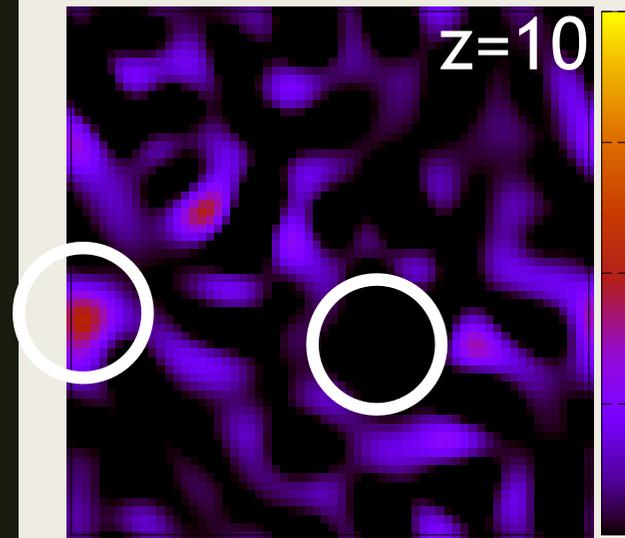
0.2

0.1

0

n_H [cm^{-3}]

$z=10$



20

15

10

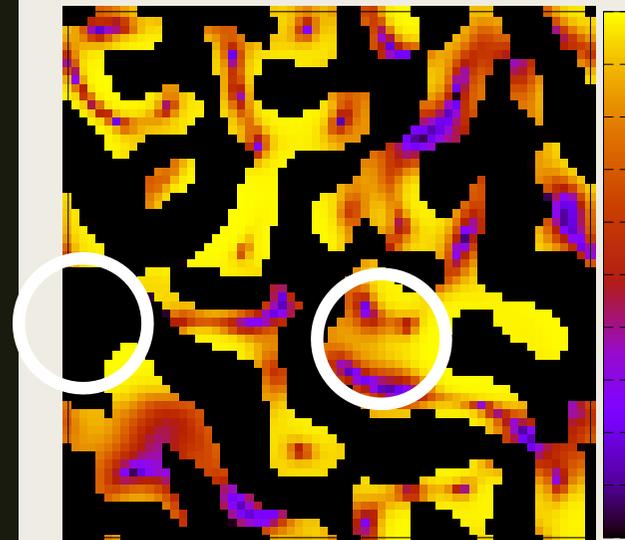
5

0

モデル 1 $B_{1\text{Mpc}} = 0.5 \text{ nG}$, $n_B = 0.0$
(上) 水素の数密度 [コ/cc] (下) 電離度

高密度 > 低温度、低電離度
低密度 > 高温度、高電離度

x_{ion}



1

0.9

0.8

0.7

0.6

0.5

0.4

0.3

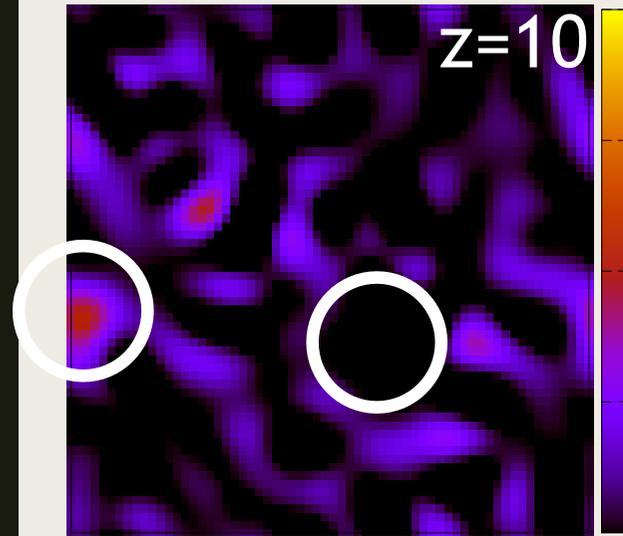
0.2

0.1

0

n_H [cm^{-3}]

$z=10$



20

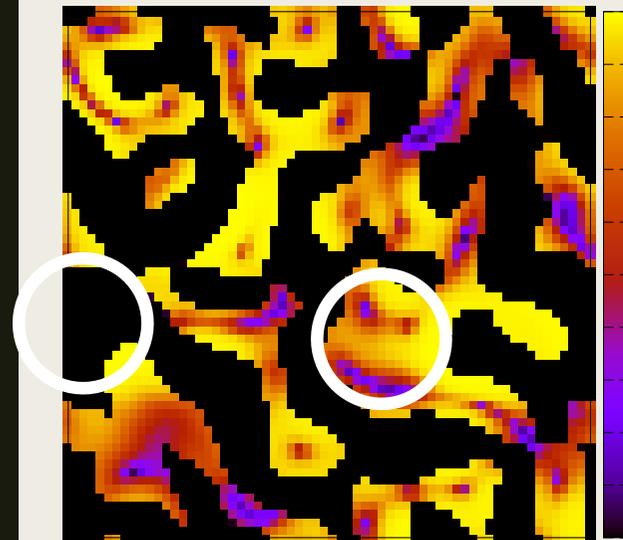
15

10

5

0

x_{ion}



1

0.9

0.8

0.7

0.6

0.5

0.4

0.3

0.2

0.1

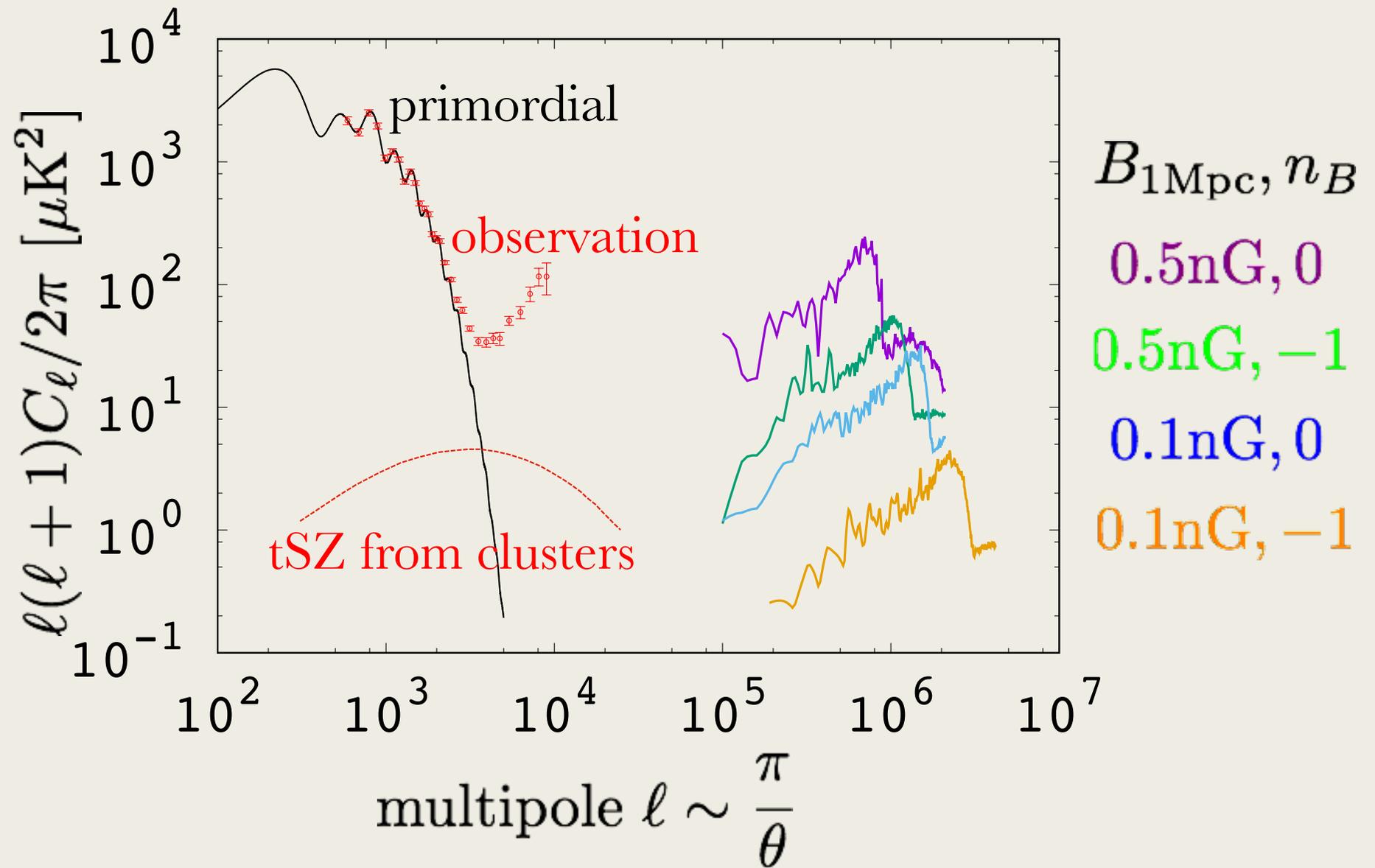
0

モデル 1 $B_{1\text{Mpc}} = 0.5 \text{ nG}$, $n_B = 0.0$
(上) 水素の数密度 [cm^{-3}] (下) 電離度

高密度 > 低温度、低電離度
低密度 > 高温度、高電離度

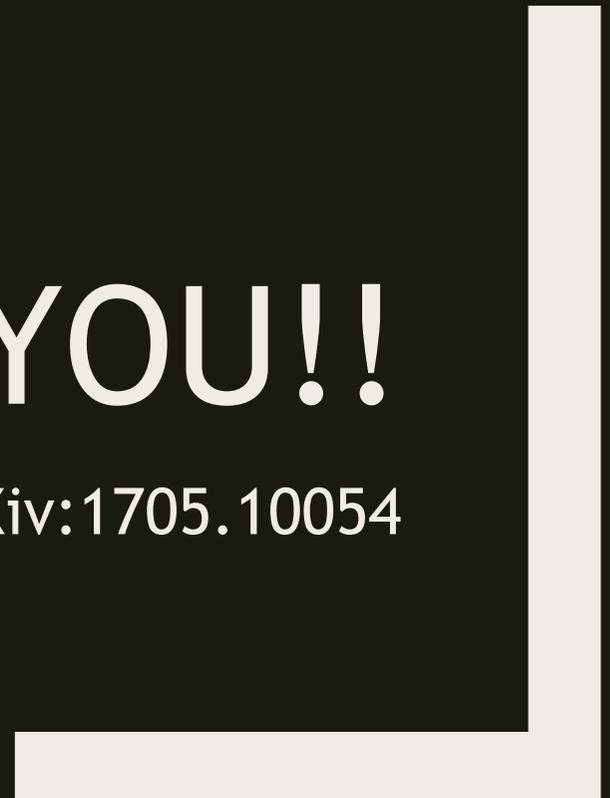
$$\Gamma(t) = \frac{|(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}|^2 (1 - x_i)}{16\pi^2 \xi \rho_b^2(t) x_i}$$

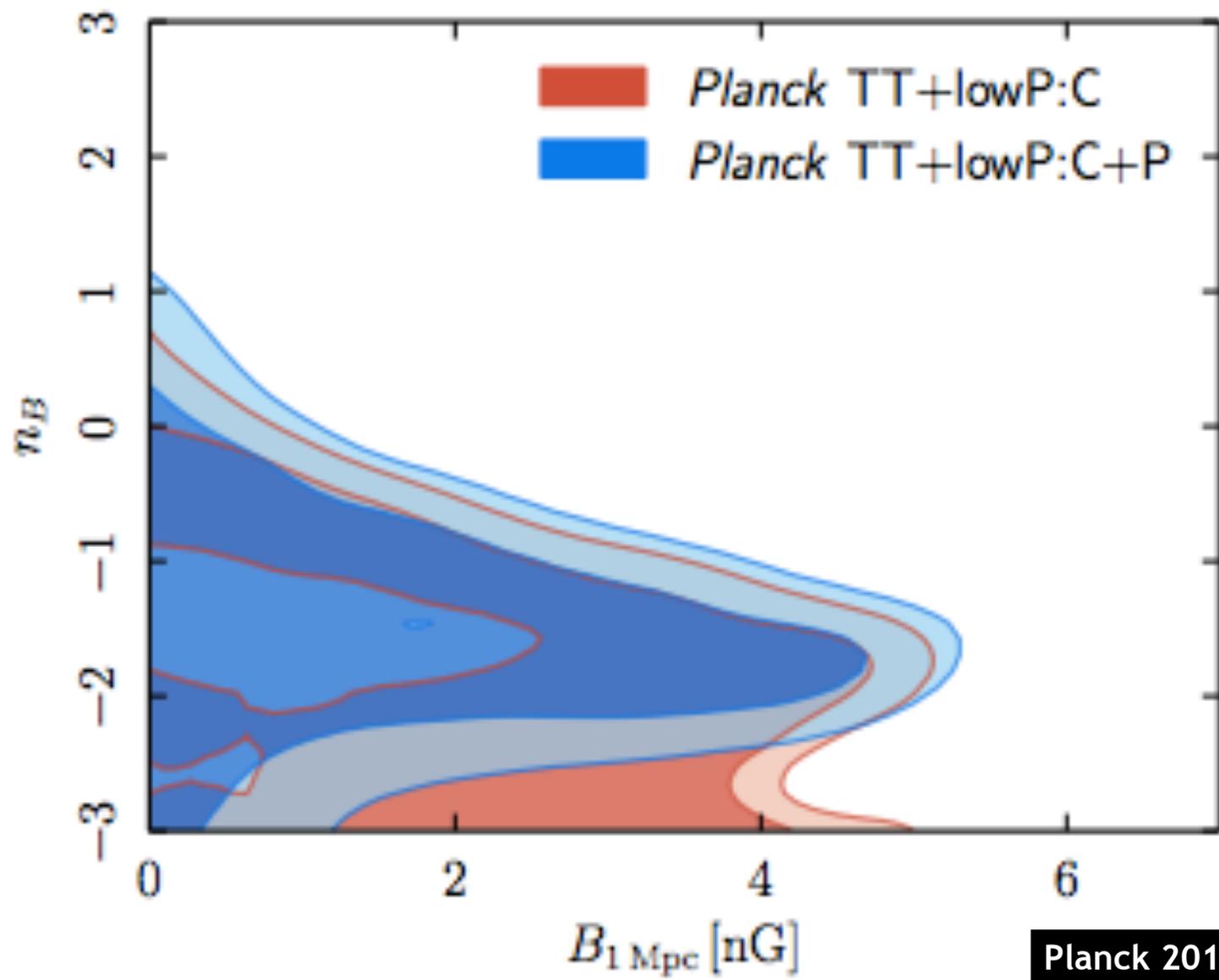
磁場が存在すると
ボイド領域で
SZ効果を起こす！！
(普通は銀河団とかで起きる)



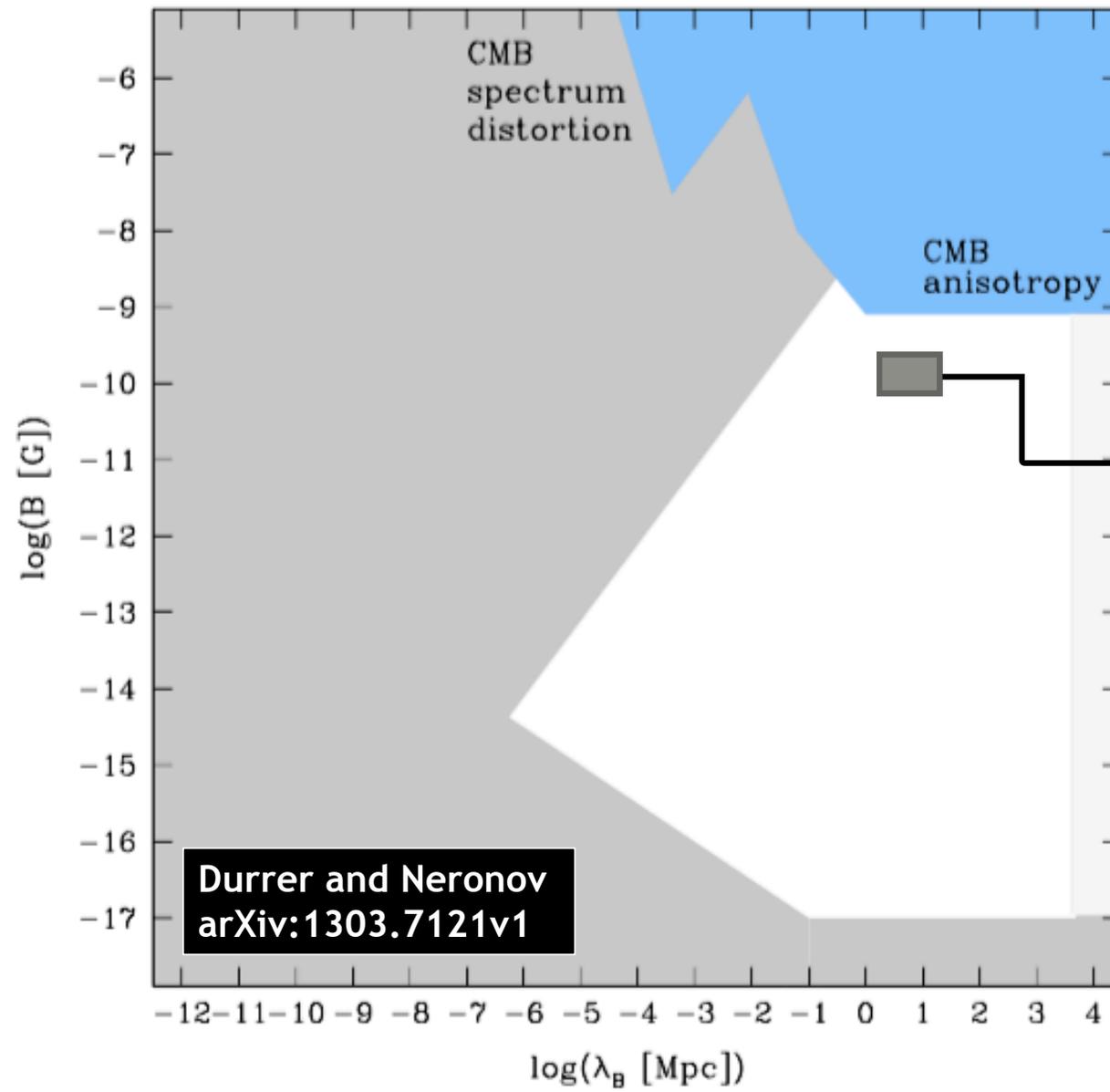
THANK YOU!!!

T. Minoda et al., (2017) arXiv:1705.10054





Planck 2015



この領域
を調べた

$$w(\chi, \hat{n}) = x_i n_b (T_{\text{gas}} - T_\gamma)|_{\mathbf{x}} . \quad (13)$$

The CMB temperature anisotropies caused by the tSZ effect can be written with the Compton y -parameter,

$$\frac{\Delta T}{T}(\hat{n}) = g_\nu y(\hat{n}) , \quad (14)$$

where g_ν is the spectral function of the tSZ effect, $g_\nu = -4 + x/\tanh(x/2)$ with $x \equiv h_{\text{Pl}}\nu/k_{\text{B}}T$, and $g_\nu = -2$ in the Rayleigh-Jeans limit of a frequency ν .

According to equation (14), we can obtain the tSZ angular power spectrum as

$$C_\ell = \left(\frac{g_\nu k_{\text{B}}\sigma_{\text{T}}}{m_{\text{e}}c^2} \right)^2 \int d\chi \frac{P_w(\chi, \ell/\chi)}{\chi^2} , \quad (15)$$