

重力波と磁場

- 宇宙論的 2 次摂動による生成 -



高橋慶太郎

京都大学基礎物理学研究所

2007年10月12日@大阪市立大学

共同研究者

参考文献

重力波

- ・市來淨興 (RESCEU) ・ PRD (2007)
- ・ P. Steinhardt (Princeton)
- ・ D. Baumann (Princeton)

磁場①

- ・市來淨興 (RESCEU) ・ PRL 95 (2005) 121301
- ・杉山直 (名古屋大) ・ Science 311 (2006) 827
- ・大野博司 (東芝) ・ astro-ph/0701329
- ・花山秀和 (国立天文台)

磁場②

- ・白水徹也 (東工大) ・ PRD 75 (2007) 103501
- ・小林努 (東工大)
- ・ R. Maartens (Portsmouth)

概要

- 1、宇宙論的摂動の2次の効果による重力波の生成
- 2、2次摂動+電子陽子電磁場の運動による磁場の生成
- 3、高エネルギー天体による弱い磁場の測定
- 4、2次摂動によって小スケールのゆらぎを探りたい

目次

- 1、宇宙論的摂動
- 2、重力波の生成
- 3、宇宙磁場へのイントロ
- 4、磁場の生成
- 5、宇宙の電磁氣的性質
- 6、磁場の観測
- 7、2次摂動で初期宇宙を探る

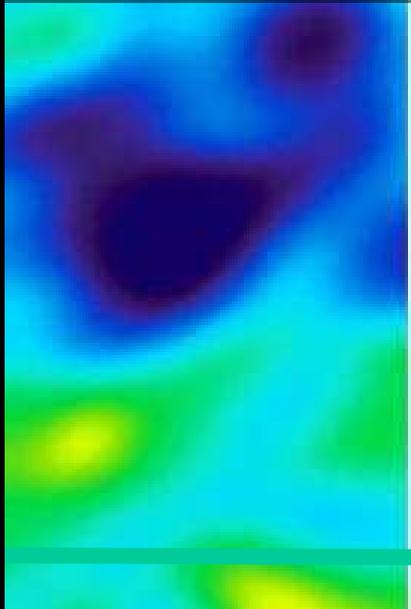
1、宇宙論的擾動

宇宙論的摂動

摂動 = 一様等方からのずれ

- ・ インフレーションで量子的に生成
→ 密度ゆらぎ・重力波
- ・ その後、線形に発展
→ CMB・構造形成

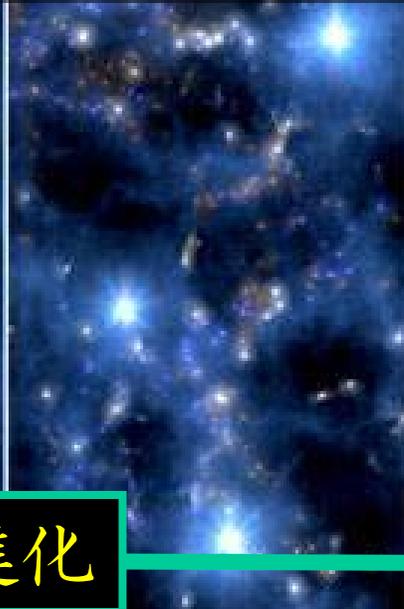
宇宙背景放射



天体の形成



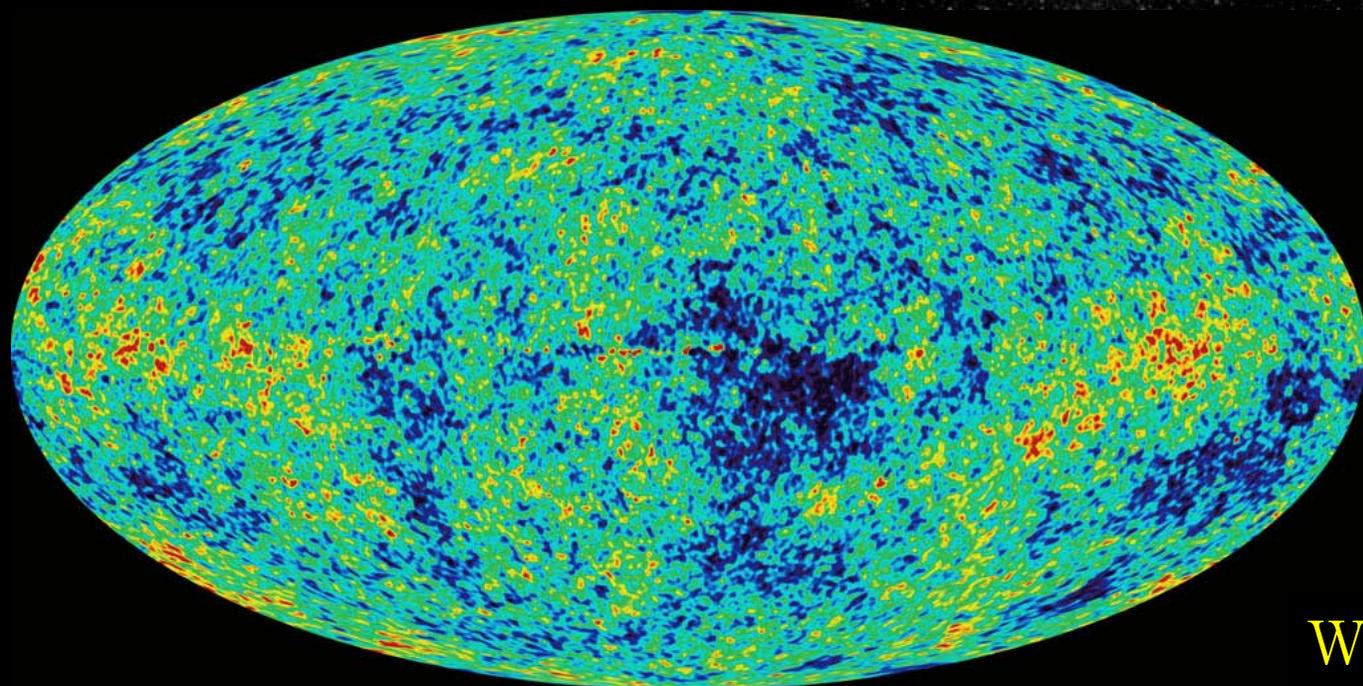
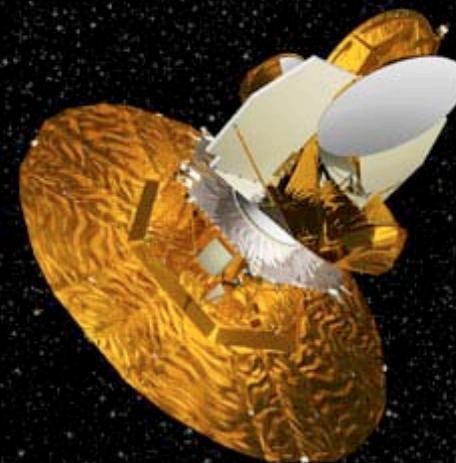
宇宙の大構造



重力によって進化

宇宙背景放射

宇宙背景放射の
温度に10万分
の1のゆらぎ

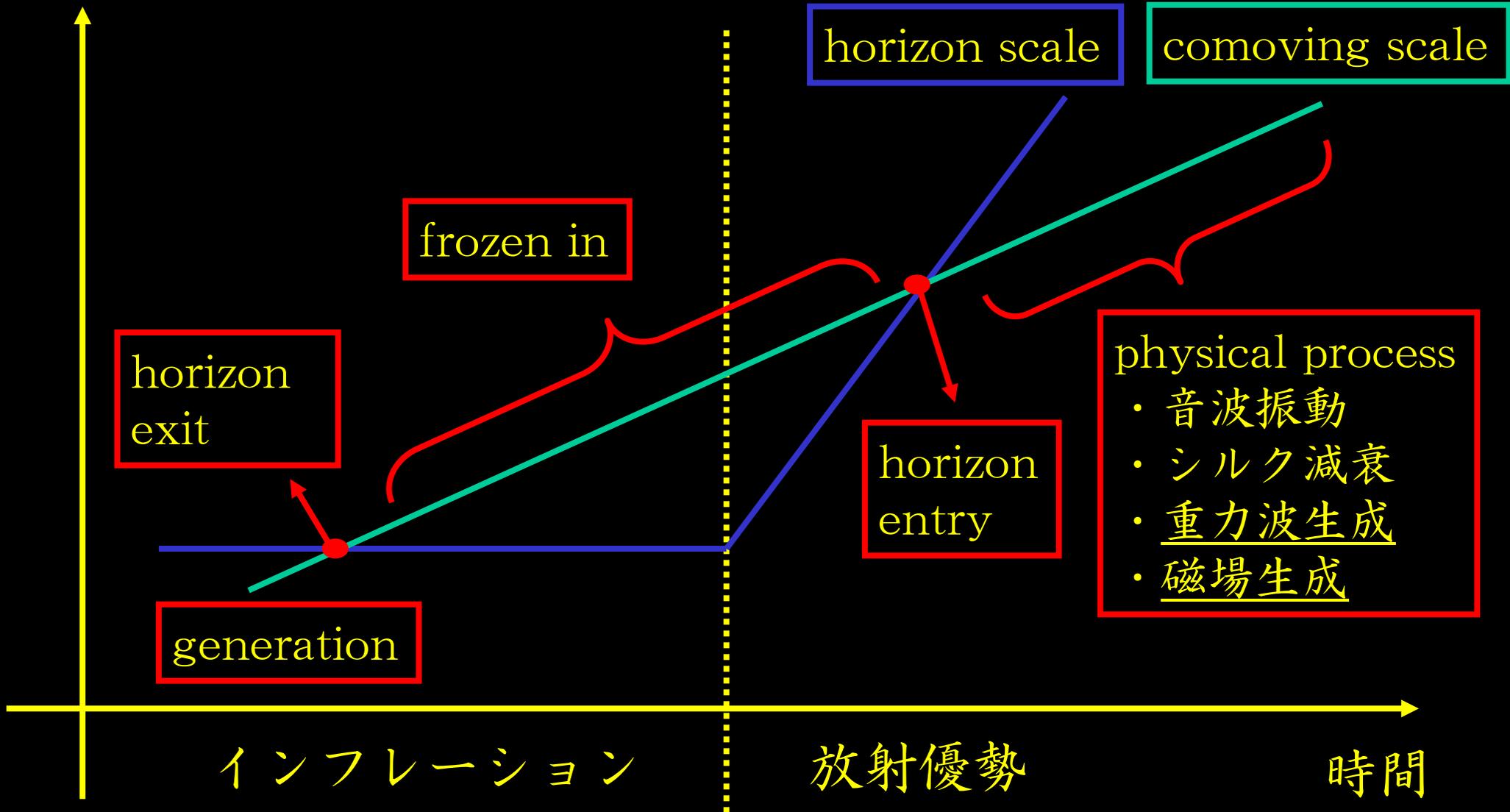


精密宇宙論
の始まり

WMAP

ゆらぎの時系列

大きさ



ゆらぎの定式化 (I)

登場人物と解くべき方程式

● インフレーション中のゆらぎの生成

- ・ インフラトン
 - ・ 重力
- } 曲がった時空での量子ゆらぎ

● インフレーション後の発展

- ・ 光子
 - ・ ニュートリノ
- } 一般相対論的ボルツマン方程式

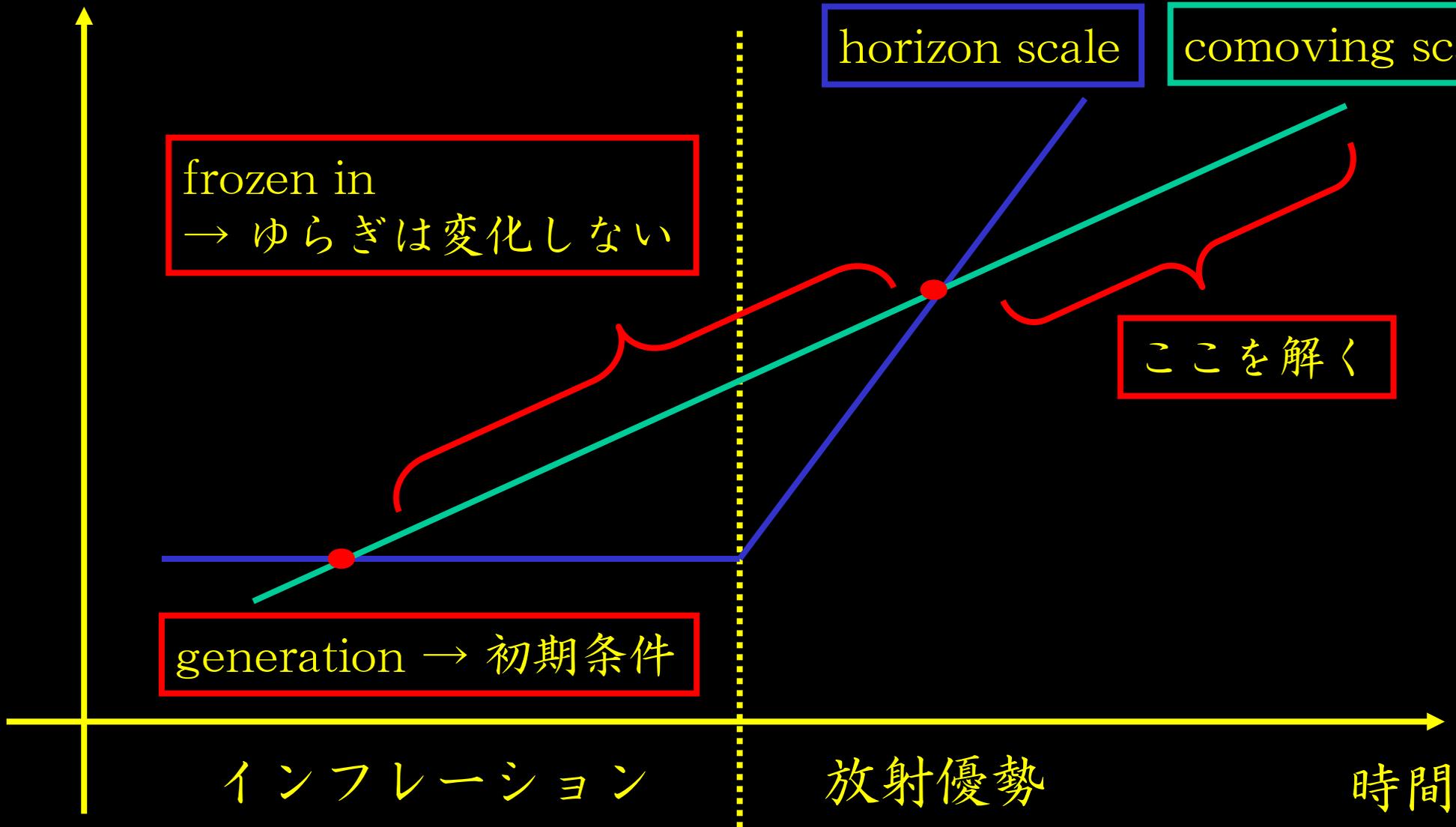
- ・ バリオン
 - ・ ダークマター
- } 一般相対論的流体方程式

- ・ 重力

これらを線形化して解く

ゆらぎの時系列

大きさ



frozen in
→ ゆらぎは変化しない

horizon scale

comoving scale

ここを解く

generation → 初期条件

インフレーション

放射優勢

時間

ゆらぎの定式化 (II)

一様等方な背景

$$ds^2 = g_{\mu\nu}^{(0)} dx^\mu dx^\nu = a^2(\eta) [-d\eta^2 + \delta_{ij} dx^i dx^j]$$
$$\rho = \rho^{(0)}(t), \quad p = p^{(0)}(t), \quad v_i = 0$$

ゆらぎ

$$g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}^{(0)} + \delta g_{\mu\nu}$$
$$\rho = \rho^{(0)}(t) + \delta\rho(x^\mu), \quad p = p^{(0)}(t) + \delta p(x^\mu), \quad v_i = \delta v_i(x^\mu)$$

摂動展開

$$g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}^{(0)} + \delta g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}^{(0)} + g_{\mu\nu}^{(1)} + g_{\mu\nu}^{(2)} + \dots$$

1次と2次以降ではだいぶ性質が異なる。

ゆらぎの分解

全ての摂動量をスカラー、ベクトル、テンソルに分解

	スカラー	ベクトル	テンソル
イメージ			
重力	重力ポテンシャル		重力波
流体	速度ポテンシャル	渦度	粘性・非等方圧力
観測量	密度ゆらぎ	磁場	重力波
大きさ (1次)	$\sim 10^{-5}$	~ 0	$\sim r^{1/2} \times$ スカラー $< 10^{-5}$

計量の摂動

計量の摂動 (conformal Newtonian gauge)

$$ds^2 = a^2(\eta) \left[- \left(1 + 2\Phi^{(1)} \right) d\eta^2 + 2V_i^{(1)} d\eta dx^i + \left\{ \left(1 - 2\Psi^{(1)} \right) \delta_{ij} + \frac{1}{2} h_{ij}^{(1)} \right\} dx^i dx^j \right]$$

- scalar $\Psi^{(1)}, \Phi^{(1)} \sim 10^{-5}$
- vector $V_i^{(1)}$ ($\partial^i V_i^{(1)} = 0$) ~ 0
- tensor $h_{ij}^{(1)}$ ($h^{(1)i}{}_{i} = \partial^i h_{ij}^{(1)} = 0$) $\sim \sqrt{r} \Phi^{(1)} \lesssim 10^{-5}$

流体の方も分解できる

- 速度 \rightarrow (スカラー) + (ベクトル)
- 非等方ストレス \rightarrow (スカラー) + (ベクトル)
+ (テンソル)

アインシュタイン方程式

方程式は3つのパートに分解できる

$$G_{\mu\nu} = \kappa^2 T_{\mu\nu}$$

$$G_{\mu\nu}^{(S)} = \kappa^2 T_{\mu\nu}^{(S)} \quad \text{連続、オイラー、ポアソン方程式}$$

$$G_{\mu\nu}^{(V)} = \kappa^2 T_{\mu\nu}^{(V)} \quad \text{オイラー方程式}$$

$$G_{\mu\nu}^{(T)} = \kappa^2 T_{\mu\nu}^{(T)} \quad \text{重力波の波動方程式}$$

例：スカラーの方程式

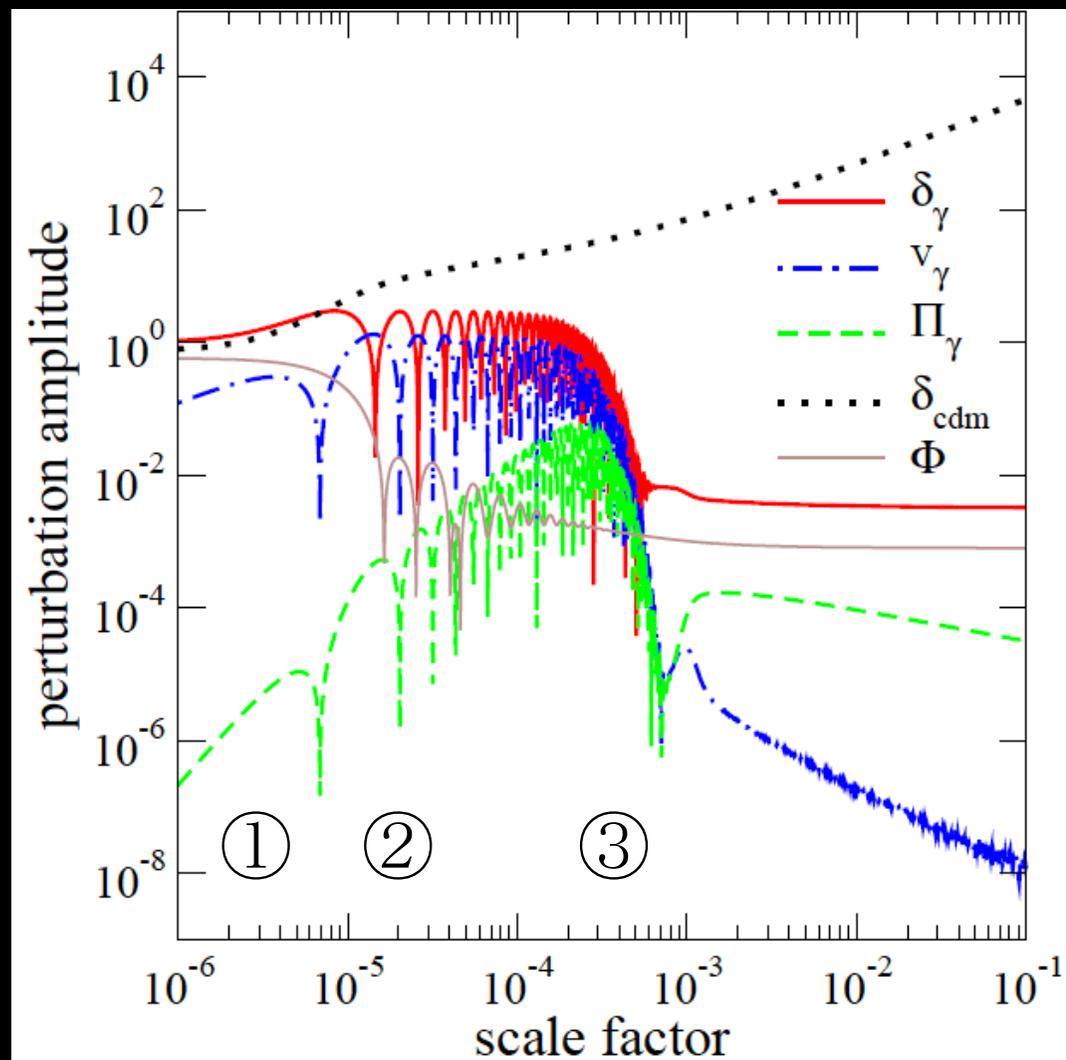
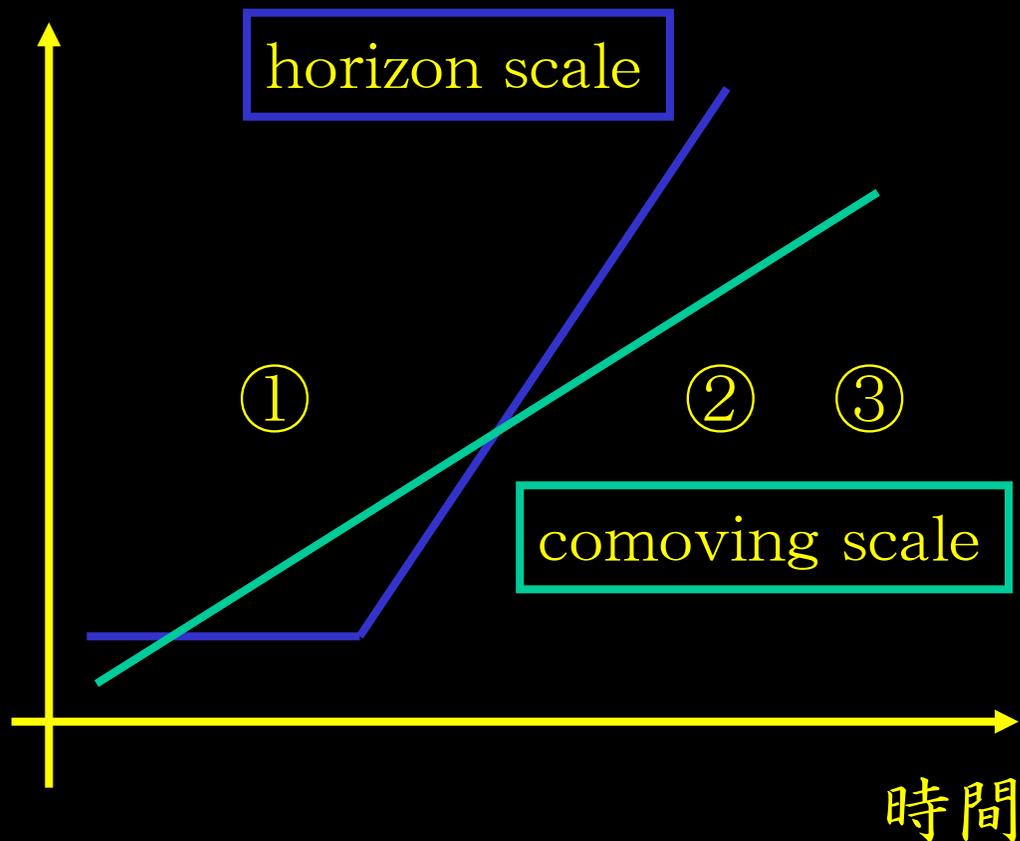
$$\square\Phi^{(1)} = (\dots)$$

ベクトル・テンソルから
1次で足のない量は作れない

× $\partial^i V_i^{(1)}, V^{(1)i} V_i^{(1)}, h^{(1)i}_i, h^{(1)}_{ij} \partial^i \partial^j \Phi^{(1)}, V^{(1)i} V^{(1)j} h^{(1)}_{ij}$

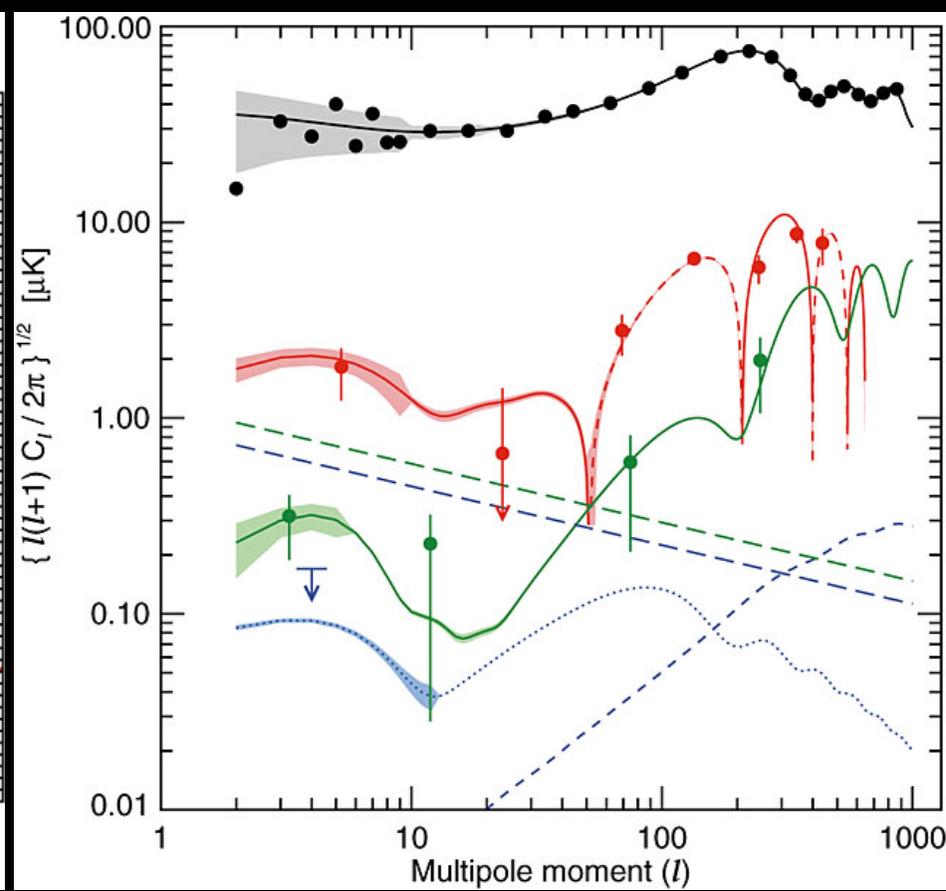
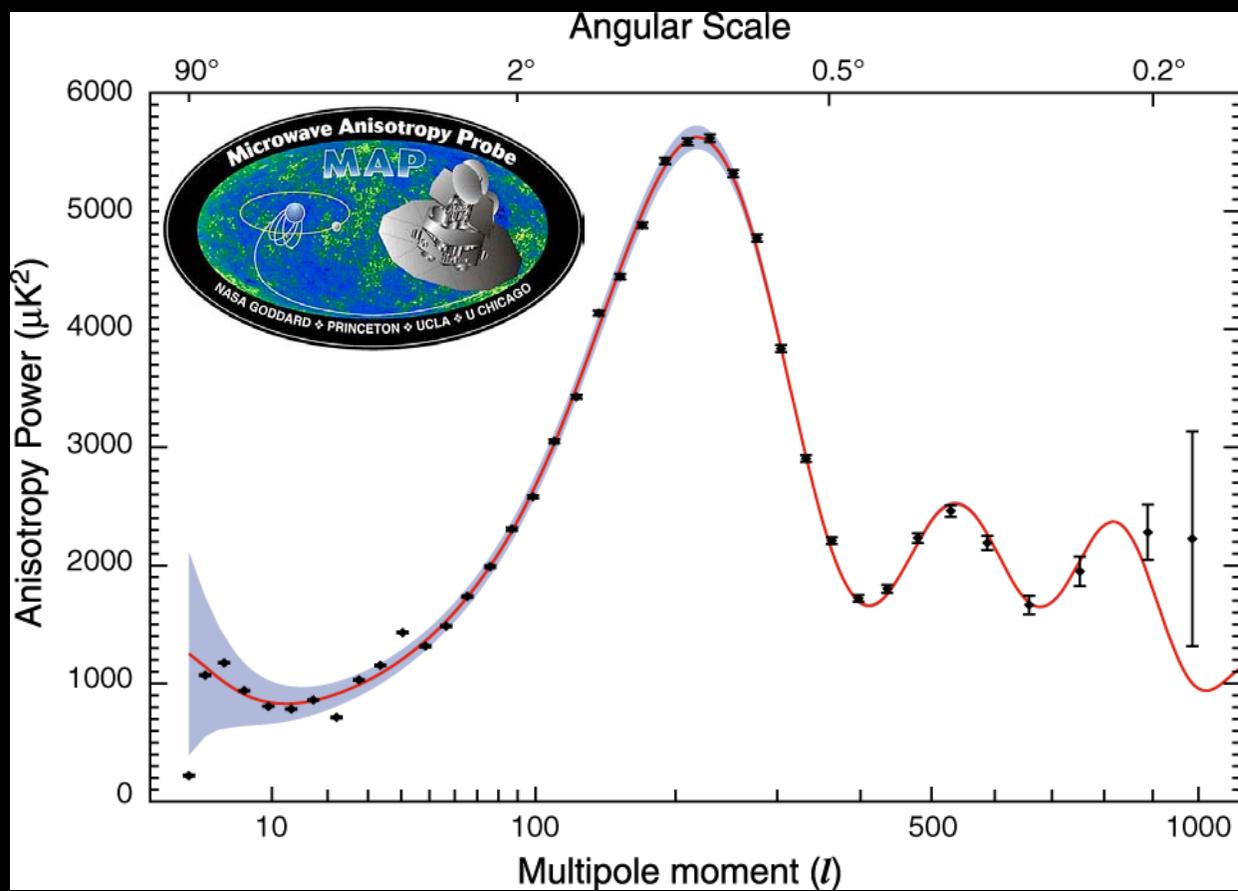
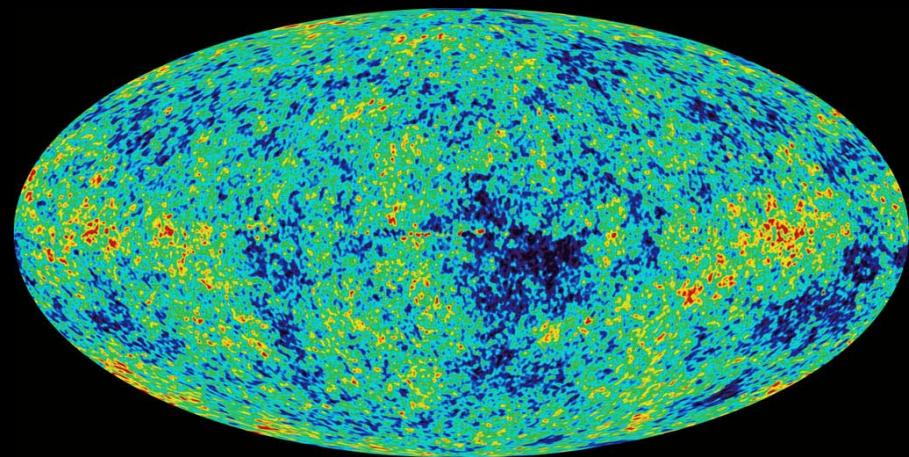
いろいろなゆらぎの振る舞い

- ①superhorizon ②音波振動 ③シルク減衰



1次摂動論の成果：CMB

宇宙背景放射のゆらぎの観測
→ 10個程度のパラメータで
2000個のデータを説明



1次摂動論の成果：銀河分布

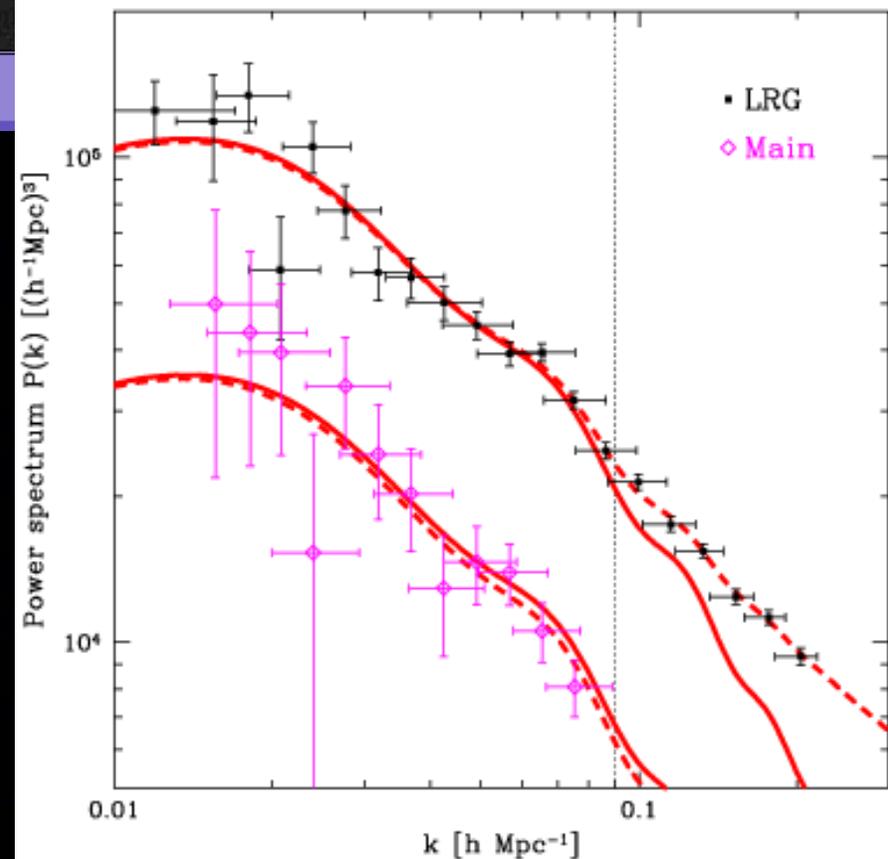
銀河の分布関数を観測

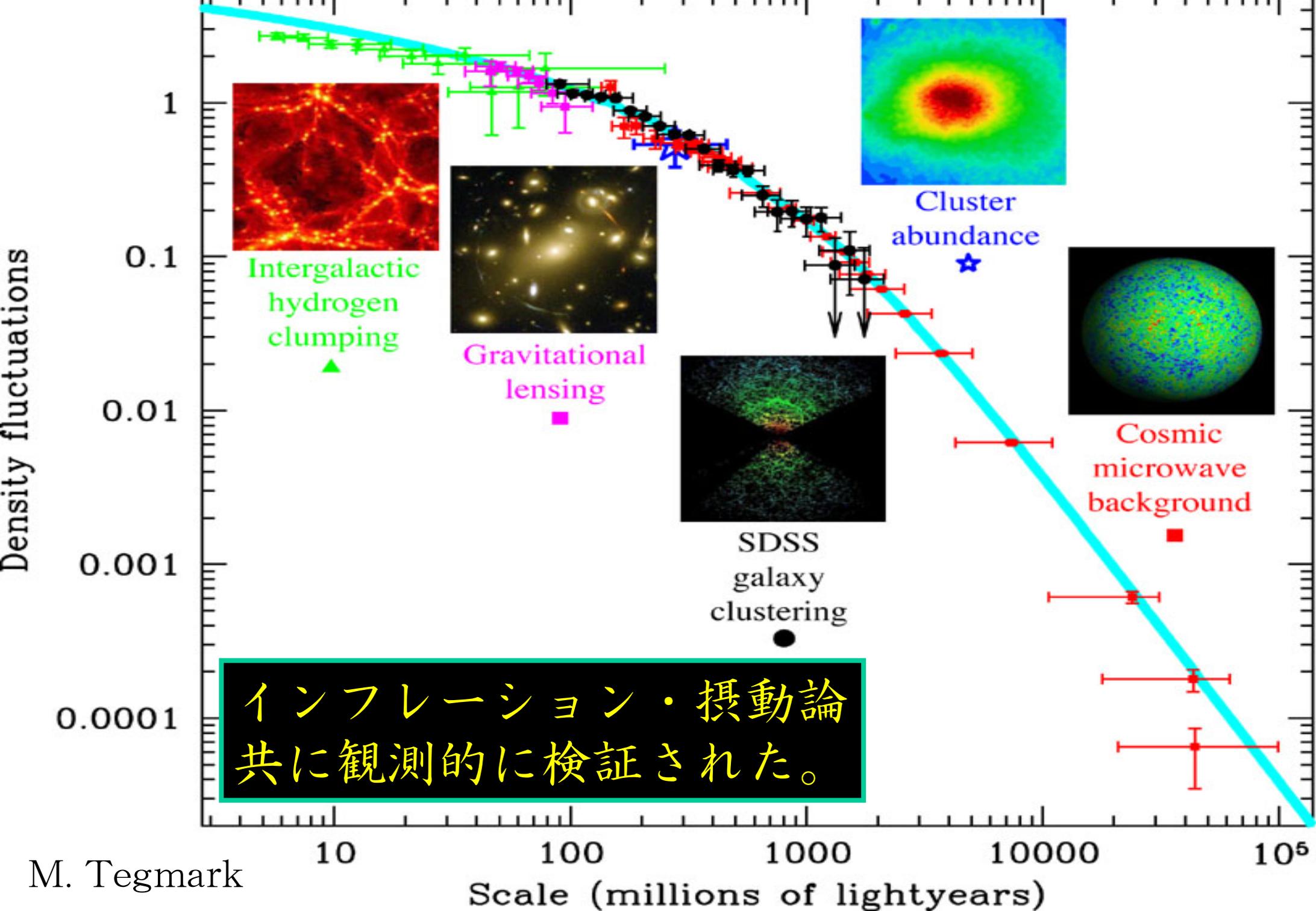
～バリオンゆらぎのスペクトル

～ダークマターゆらぎのスペクトル

 Sloan Digital Sky Survey

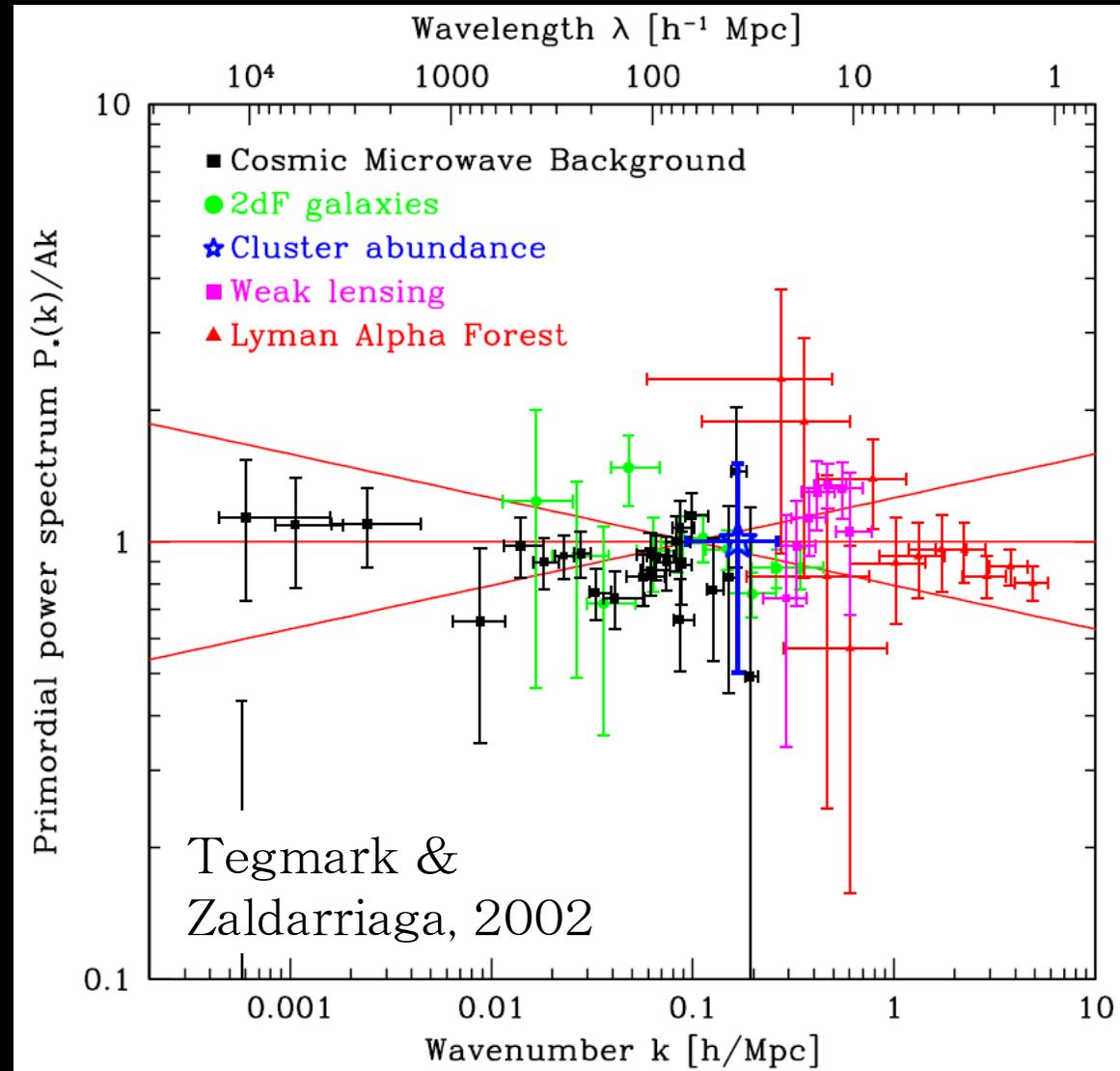
Mapping the Universe





ゆらぎに関する情報

- スケール
10Mpc \sim 10Gpc
- ゆらぎの大きさ
 $\delta \sim 2 \times 10^{-5}$
- スペクトル
ほぼスケール不変
 $0.95 < n < 1.05$
 $-0.1 < dn/d \ln k < 0.1$
- 重力波
 $r < 0.1$



宇宙論的摂動 1 次のもまとめ

理論

- ・ 一様等方からのずれに関して摂動
- ・ インフレーションで量子的に生成
- ・ 一般相対論 + ボルツマン方程式 + 流体方程式
- ・ スカラー、ベクトル、テンソルに分解

観測

- ・ CMB、銀河分布 . . .
- ・ スカラーはかなり観測できた
- ・ ベクトルは無し
- ・ テンソルは上限だけ

2次摂動のmotivation

なんで2次を考えるか？

△より精密に → 今のところ1次で十分精密

○1次では現れない効果

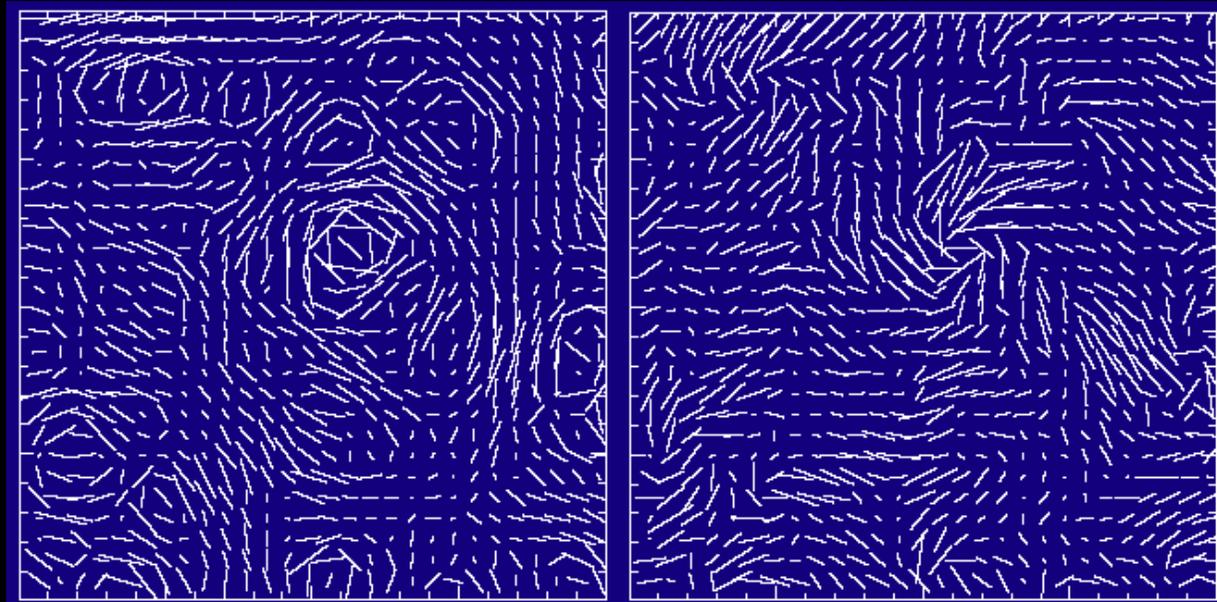
・ B mode (1次のテンソルがなければ)

・ non Gaussianity

・ 磁場

・ 重力波

◎1次をより
よく知る



計量の2次摂動

計量の2次摂動

$$ds^2 = a^2(\eta) \left[- \left(1 + 2\Phi^{(1)} + 2\Phi^{(2)} \right) d\eta^2 + 2 \left(V_i^{(1)} + V_i^{(2)} \right) d\eta dx^i \right. \\ \left. + \left\{ \left(1 - 2\Psi^{(1)} - 2\Psi^{(2)} \right) \delta_{ij} + \frac{1}{2} \left(h_{ij}^{(1)} + h_{ij}^{(2)} \right) \right\} dx^i dx^j \right]$$

2次摂動ではmode mixingがある。
なので面白く、複雑になる。

mode mixing

2次スカラーの方程式

$$\square\Phi^{(2)} = (\dots)$$

$$V^{(1)i}V_i^{(1)}, \quad h_{ij}^{(1)}\partial^i\partial^j\Phi^{(1)}, \quad h_{ij}^{(1)}\partial^iV^{(1)j}$$

2次のスカラーは1次のベクトル・テンソルから作ることができる → mode mixing!!

逆に、2次のベクトル・テンソルのソース項には1次のスカラー（の積）が存在する

- vector $\dots \partial^j(\partial_i\Phi^{(1)}\partial_j\Psi^{(1)} - \partial_j\Phi^{(1)}\partial_i\Psi^{(1)})$
- tensor $\dots (\delta_i^k\nabla^2 - \partial_i\partial^k)(\partial_j\Phi^{(1)}\partial_k\Psi^{(1)} - \partial_k\Phi^{(1)}\partial_j\Psi^{(1)})$

ただし純粋に2次の量同士は混合しない

方程式の構造 (零圏気) I

計量の展開

$$g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}^{(0)} + \delta g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}^{(0)} + g_{\mu\nu}^{(1)} + g_{\mu\nu}^{(2)} + \dots$$

アインシュタインテンソルの展開

$$G_{\mu\nu}(g_{\mu\nu}) = G_{\mu\nu}(g_{\mu\nu}^{(0)} + \delta g_{\mu\nu})$$

$$\begin{aligned} \text{テイラー} \\ \text{展開} &= G_{\mu\nu}(g_{\mu\nu}^{(0)}) + \frac{\partial G_{\mu\nu}}{\partial g_{\alpha\beta}}(g_{\mu\nu}^{(0)})\delta g_{\alpha\beta} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 G_{\mu\nu}}{\partial g_{\alpha\beta}^2}(g_{\mu\nu}^{(0)}) (\delta g_{\alpha\beta})^2 + \dots \\ &\equiv G_{\mu\nu}^{(0)} + G_{\mu\nu}^{(1)} + G_{\mu\nu}^{(2)} + \dots \end{aligned}$$

アインシュタイン方程式 (真空)

$$G_{\mu\nu}^{(1)}(g_{\mu\nu}^{(1)}) = 0$$

$$G_{\mu\nu}^{(2)} = G_{\mu\nu}^{(2)}(g_{\mu\nu}^{(2)}) + G_{\mu\nu}^{(2)}((g_{\mu\nu}^{(1)})^2) = 0$$

方程式の構造（零圏気）Ⅱ

各オーダーのアインシュタイン方程式

$$G_{\mu\nu}^{(1)}(g_{\mu\nu}^{(1)}) = 0$$

$$G_{\mu\nu}^{(2)}(g_{\mu\nu}^{(2)}) = -G_{\mu\nu}^{(2)}((g_{\mu\nu}^{(1)})^2) \equiv \kappa^2 T_{\mu\nu}^{\text{grav}}((g_{\mu\nu}^{(1)})^2)$$

テイラー展開 1 次
→ 同じ構造

テイラー展開 2 次
→ ソース項

例：テンソル

$$\square h_{ij}^{(1)} = 0$$

$$\square h_{ij}^{(2)} = f \left[\left(\Phi^{(1)} \right)^2, \Phi^{(1)} h_{ij}^{(1)}, \left(h_{ij}^{(1)} \right)^2 \right]$$

- ・ 純 2 次は分離
- ・ 2 つの 1 次の量の積が 2 次の源になる

宇宙論的摂動 2 次のまとめ

● 1 次では現れない効果

- ・ B mode
- ・ non Gaussianity
- ・ 磁場
- ・ 重力波

● mode mixing

- ・ スカラー、ベクトル、テンソルの混合
- ・ 純 2 次は分離される

● 今日のお話

- ・ 重力波 → 2 次摂動論の単純な応用
- ・ 磁場 → 2 次摂動論 + α

2、重力波の生成

D. Bauman, K. Ichiki, P. Steinhardt & KT, PRD (2007)

重力波の生成

とにかく物が動けば重力波が出る

4 重極公式

- ・ binary
- ・ 超新星爆発
- ・ G R B
- ・ cosmic string
- ・ 相転移時のバブル
- ・ preheating

天体起源

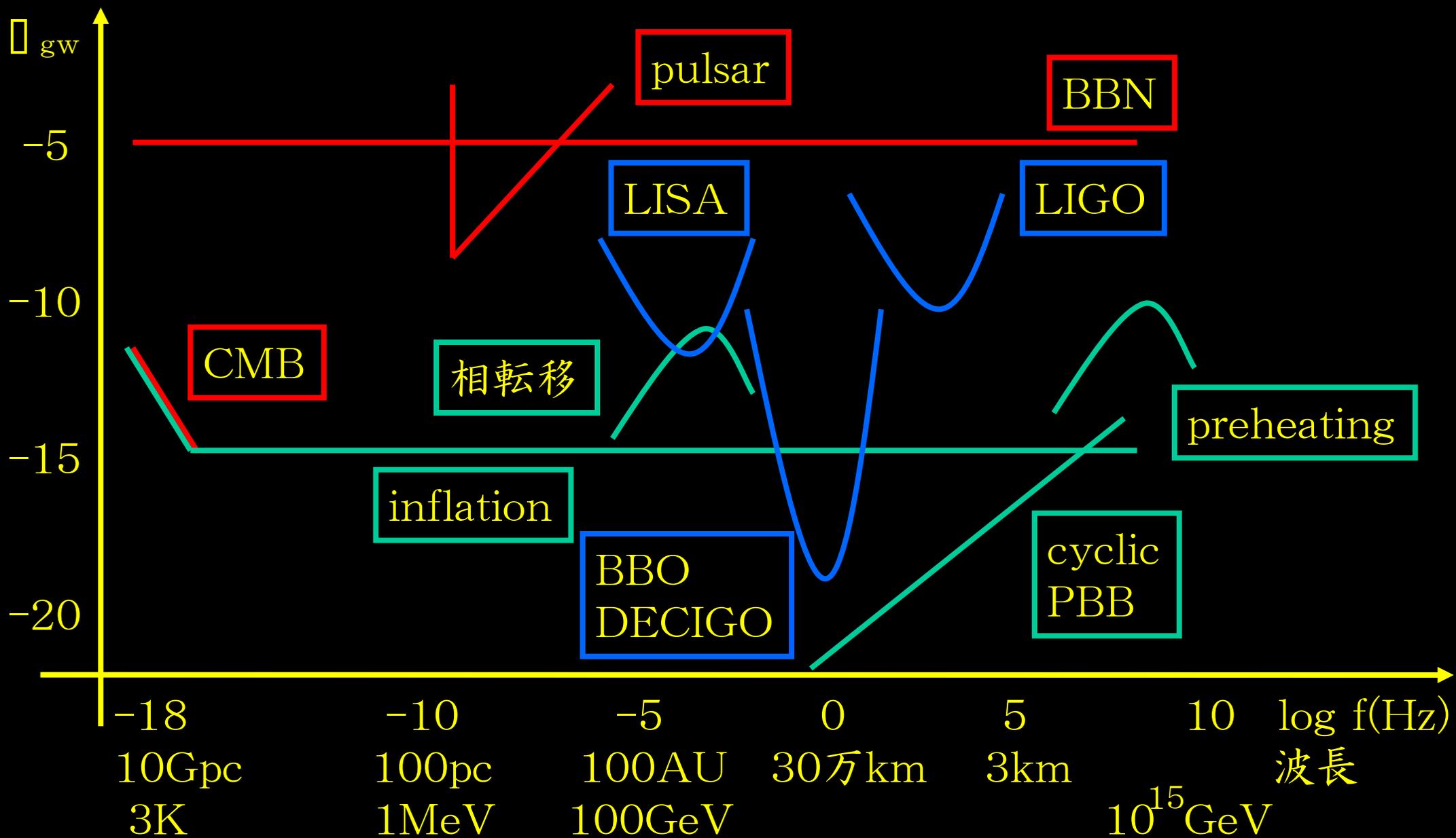
宇宙論的

+

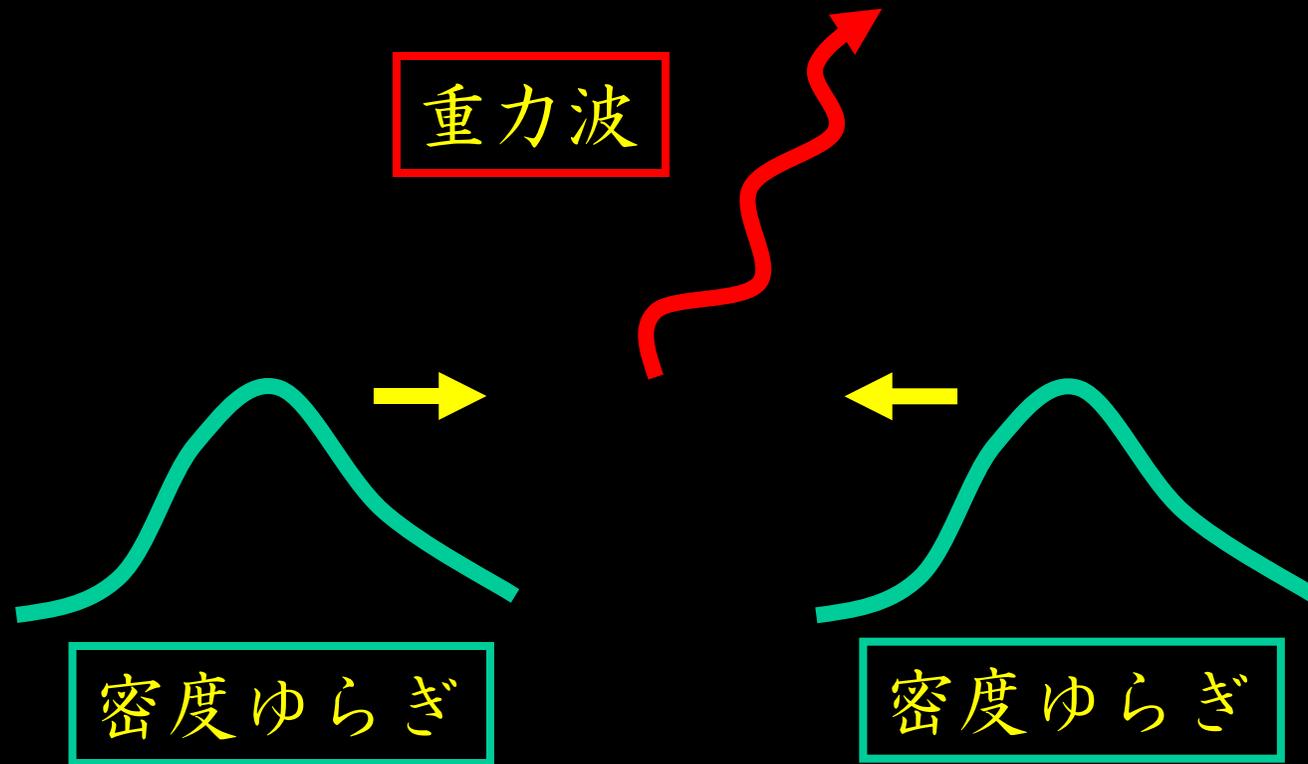
量子論的

- ・ 初期宇宙

重力波スペクトル



ゆらぎによる重力波生成のイメージ



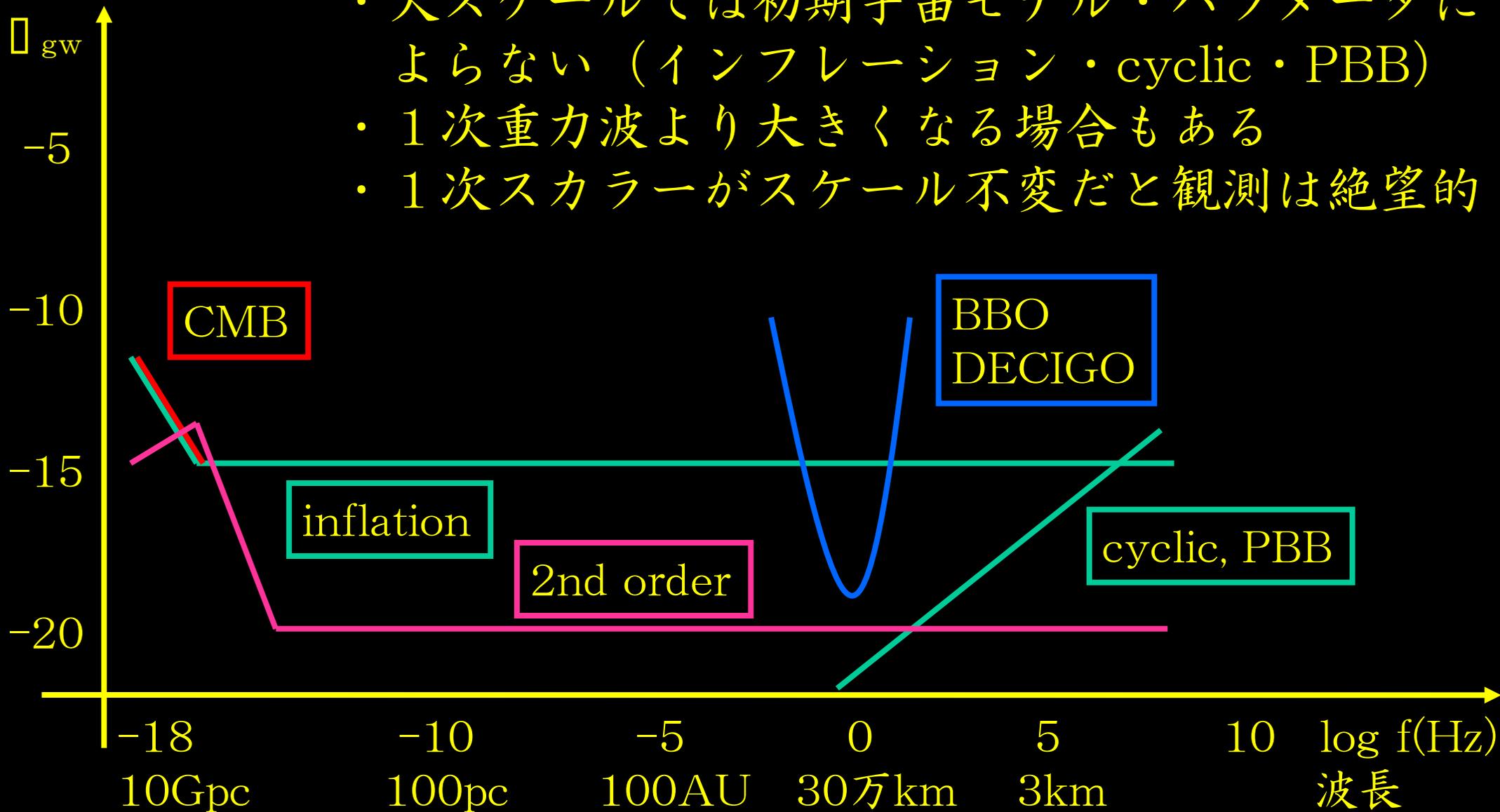
4重極公式的な理解でOK

密度ゆらぎの存在と量については観測でわかっている

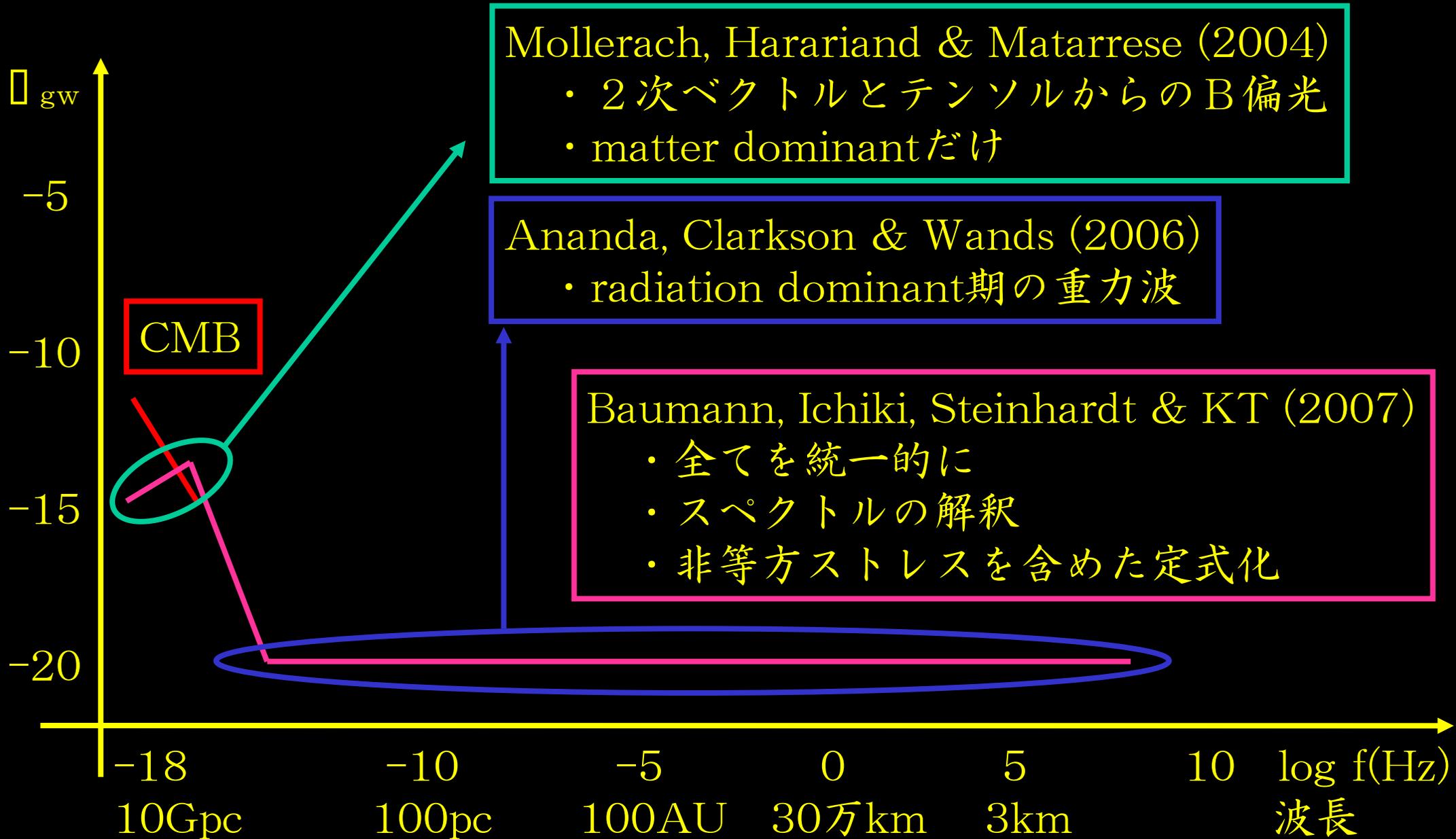
→ 重力波の量もrobustに予言できる

2次の重力波スペクトル

- ・大スケールでは初期宇宙モデル・パラメータによらない (インフレーション・cyclic・PBB)
- ・1次重力波より大きくなる場合もある
- ・1次スカラーがスケール不変だと観測は絶望的



これまでの研究



具体的な計算

$$ds^2 = a^2(\eta) \left[- \left(1 + 2\Phi^{(1)} + 2\Phi^{(2)} \right) d\eta^2 + 2 \left(V_i^{(1)} + V_i^{(2)} \right) d\eta dx^i + \left\{ \left(1 - 2\Psi^{(1)} - 2\Psi^{(2)} \right) \delta_{ij} + \frac{1}{2} \left(h_{ij}^{(1)} + h_{ij}^{(2)} \right) \right\} dx^i dx^j \right]$$

1次スカラー：量子的に生成・CMBゆらぎ

1次ベクトル：存在しない

1次テンソル：量子的に生成・普通の背景重力波・無視

2次スカラー・ベクトル：射影で消える

2次テンソル：1次スカラーから古典的に生成

アインシュタイン方程式のTT成分を抜き出す

$$\hat{T}_{ij}^{lm} G_{lm}^{(2)} = \kappa^2 \hat{T}_{ij}^{lm} T_{lm}^{(2)}$$

$$\hat{T}_{ij}^{lm} \mathcal{S}_{lm} = \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^{3/2}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} [e_{ij}(\mathbf{k}) e^{lm}(\mathbf{k}) + \bar{e}_{ij}(\mathbf{k}) \bar{e}^{lm}(\mathbf{k})] \int \frac{d^3\mathbf{x}'}{(2\pi)^{3/2}} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}'} \mathcal{S}_{lm}(\mathbf{x}')$$

アインシュタインテンソル

2次テンソルの
波動方程式の部分

2つの1次スカラーの積

$$G^{(2)i}_j = a^{-2} \left[\frac{1}{4} (h_j^{i''} + 2\mathcal{H}h_j^{i'} - \nabla^2 h_j^i) + 2\Phi^{(1)}\partial^i\partial_j\Phi^{(1)} - 2\Psi^{(1)}\partial^i\partial_j\Phi^{(1)} + 4\Psi^{(1)}\partial^i\partial_j\Psi^{(1)} + \partial^i\Phi^{(1)}\partial_j\Phi^{(1)} - \partial^i\Phi^{(1)}\partial_j\Psi^{(1)} - \partial^i\Psi^{(1)}\partial_j\Phi^{(1)} + 3\partial^i\Psi^{(1)}\partial_j\Psi^{(1)} + (\Phi^{(2)}, \Psi^{(2)}, V_i^{(2)} \text{ terms}) + (\text{diagonal part})\delta_j^i \right],$$

2次のスカラー・ベクトル等 → 射影で消える

エネルギー・運動量テンソル

2つの1次スカラーの積

$$T^{(2)i}_j = \left(\rho^{(0)} + P^{(0)} \right) v^{(1)i} v_j^{(1)} + P^{(0)} \Pi^{(2)i}_j + P^{(1)} \Pi^{(1)i}_j - P^{(2)} \delta^i_j$$

2次のテンソル
→ 消えないが
難しいので
今回は無視

2次スカラー
→ 射影で消える

もう一工夫

ソースつき波動方程式

$$\square h_{ij}^{(2)} = T_{ij}^{\text{grav}}(\Phi^{(1)}, \Psi^{(1)}) + T_{ij}^{\text{matter}}(\rho^{(1)}, P^{(1)}, v_i^{(1)}, \Pi_{ij}^{(1)})$$

1 次のスカラーのconstraintより

$$\begin{aligned} v_i^{(1)} &= -\frac{2}{\kappa^2 a^2 (\rho^{(0)} + P^{(0)})} \partial_i \left(\Psi^{(1)'} + \mathcal{H} \Phi^{(1)} \right), \\ \rho^{(1)} &= -\frac{2}{\kappa^2 a^2} \left[3\mathcal{H} \left(\mathcal{H} \Phi^{(1)} - \Psi^{(1)'} \right) + \nabla^2 \Psi^{(1)} \right], \\ P^{(1)} &\equiv c_s^2 \rho^{(1)}, \\ \Pi^{(1)i}{}_j &= -\frac{1}{\kappa^2 a^2 P^{(0)}} \left(\partial^i \partial_j - \frac{1}{3} \delta_j^i \nabla^2 \right) \left(\Phi^{(1)} - \Psi^{(1)} \right) \end{aligned}$$

全てのスカラーは \square と \square で書ける

2次テンソルの方程式

全て合わせて、

$$h_{\mathbf{k}}'' + 2\mathcal{H}h_{\mathbf{k}}' + k^2 h_{\mathbf{k}} = \mathcal{S}(\mathbf{k}, \eta)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{S}(\mathbf{k}, \eta) = & 4 \int \frac{d^3 \tilde{\mathbf{k}}}{(2\pi)^{3/2}} e^{lm}(\mathbf{k}) \tilde{k}_l \tilde{k}_m \\ & \left[\left\{ \frac{7 + 3w}{3(1+w)} - \frac{2c_s^2}{w} \right\} \Phi_{\tilde{\mathbf{k}}}(\eta) \Phi_{\mathbf{k}-\tilde{\mathbf{k}}}(\eta) + \left(1 - \frac{2c_s^2 \tilde{k}^2}{3w\mathcal{H}^2} \right) \Psi_{\tilde{\mathbf{k}}}(\eta) \Psi_{\mathbf{k}-\tilde{\mathbf{k}}}(\eta) \right. \\ & + \frac{2c_s^2}{w} \left(1 + \frac{\tilde{k}^2}{3\mathcal{H}^2} \right) \Phi_{\tilde{\mathbf{k}}}(\eta) \Psi_{\mathbf{k}-\tilde{\mathbf{k}}}(\eta) + \left\{ \frac{8}{3(1+w)} + \frac{2c_s^2}{w} \right\} \frac{1}{\mathcal{H}} \Phi_{\tilde{\mathbf{k}}}(\eta) \Psi'_{\mathbf{k}-\tilde{\mathbf{k}}}(\eta) \\ & \left. - \frac{2c_s^2}{w\mathcal{H}} \Psi_{\tilde{\mathbf{k}}}(\eta) \Psi'_{\mathbf{k}-\tilde{\mathbf{k}}}(\eta) + \frac{4}{3(1+w)\mathcal{H}^2} \Psi'_{\tilde{\mathbf{k}}}(\eta) \Psi'_{\mathbf{k}-\tilde{\mathbf{k}}}(\eta) \right], \end{aligned}$$

知っている1次スカラーをソース項とした波動方程式

ソース項

ソース項の構造

$$\mathcal{S}(\mathbf{k}, \eta) \sim \int d^3 \tilde{\mathbf{k}} f(\mathbf{k}, \tilde{\mathbf{k}}, \eta) \Phi_{\mathbf{k}-\tilde{\mathbf{k}}}(\eta) \Phi_{\tilde{\mathbf{k}}}(\eta)$$

early universe と late universe の分離

$$\Phi_{\mathbf{k}}(\eta) \equiv \underline{\Phi(k\eta)} \underline{\psi_{\mathbf{k}}}, \quad \Psi_{\mathbf{k}}(\eta) \equiv \underline{\Psi(k\eta)} \underline{\psi_{\mathbf{k}}}$$

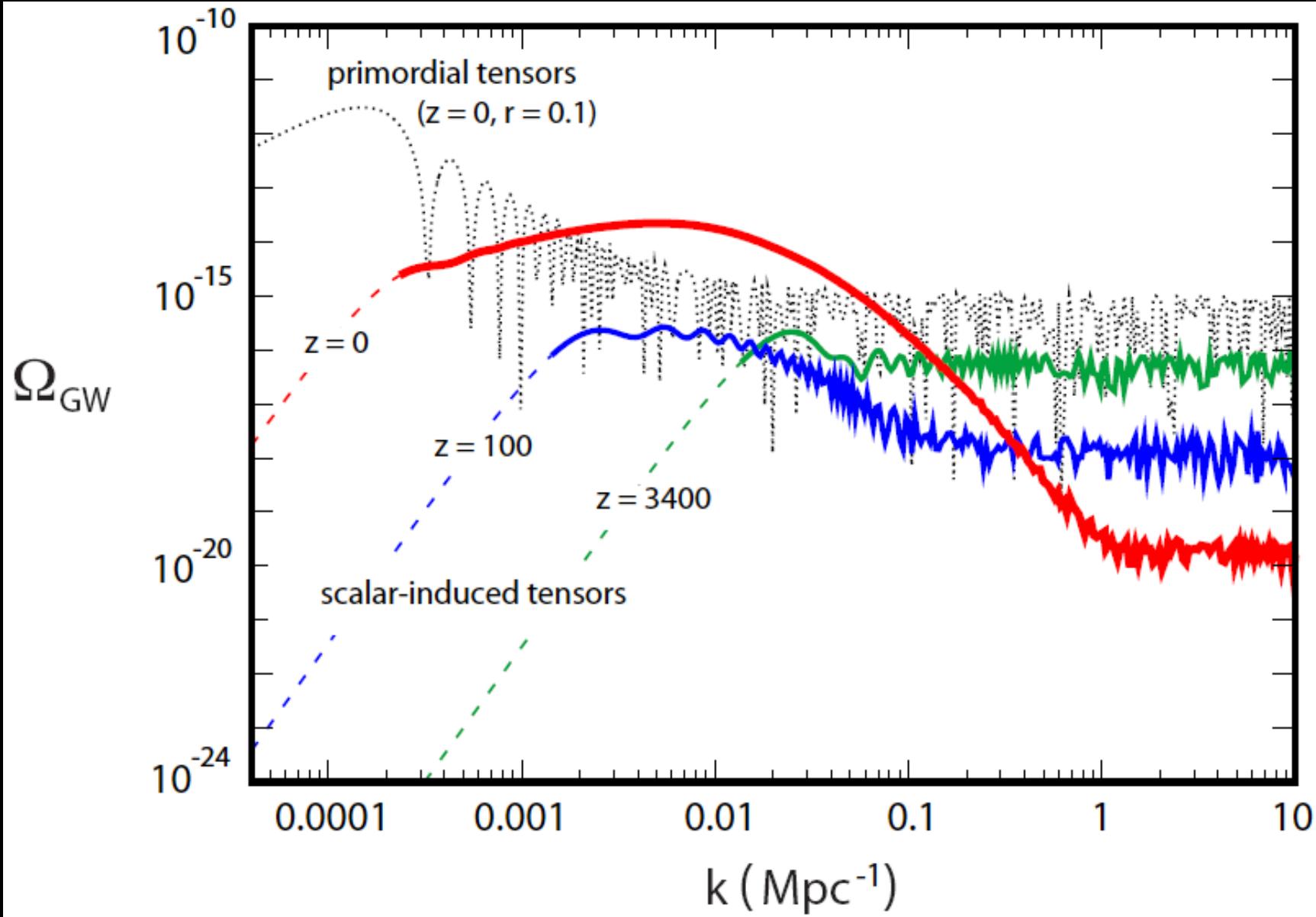
transfer function : horizon に入ってから的发展

primordial fluctuation : ゆらぎの初期条件

インフレーションでできたゆらぎの統計的情報

$$\langle \psi_{\mathbf{k}} \psi_{\tilde{\mathbf{k}}} \rangle = \frac{2\pi^2}{k^3} P(k) \delta(\mathbf{k} + \tilde{\mathbf{k}}) \quad P(k) = \frac{4}{9} \Delta_{\mathcal{R}}^2(k_0) \left(\frac{k}{k_0} \right)^{n_s - 1}$$

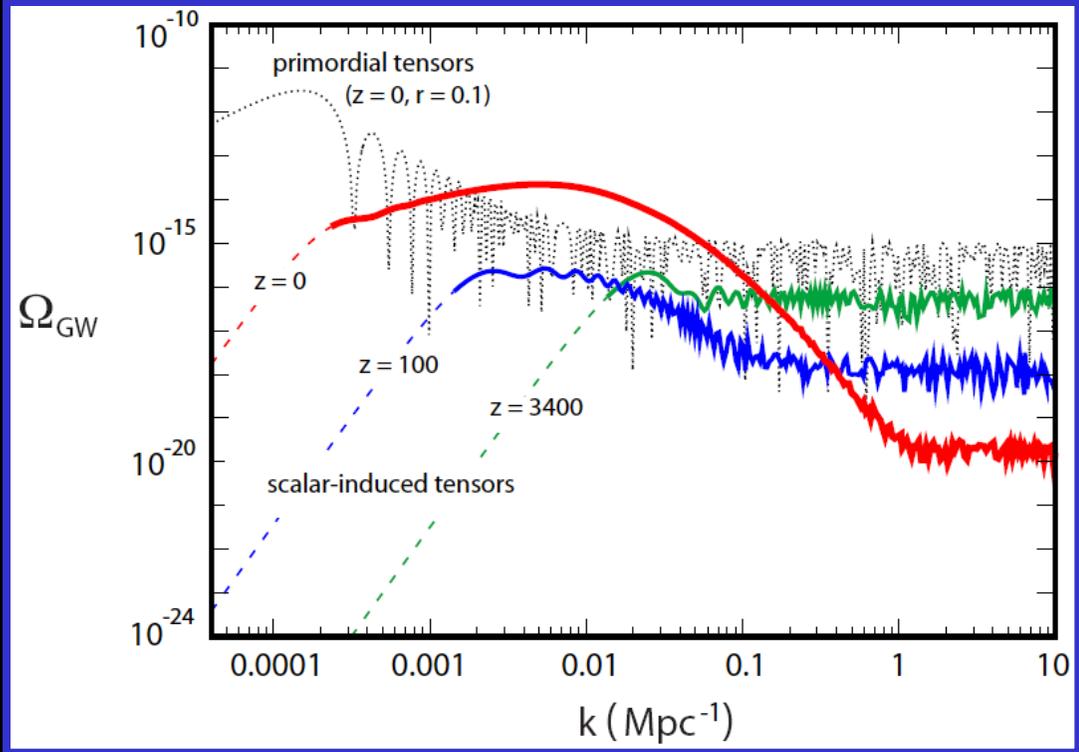
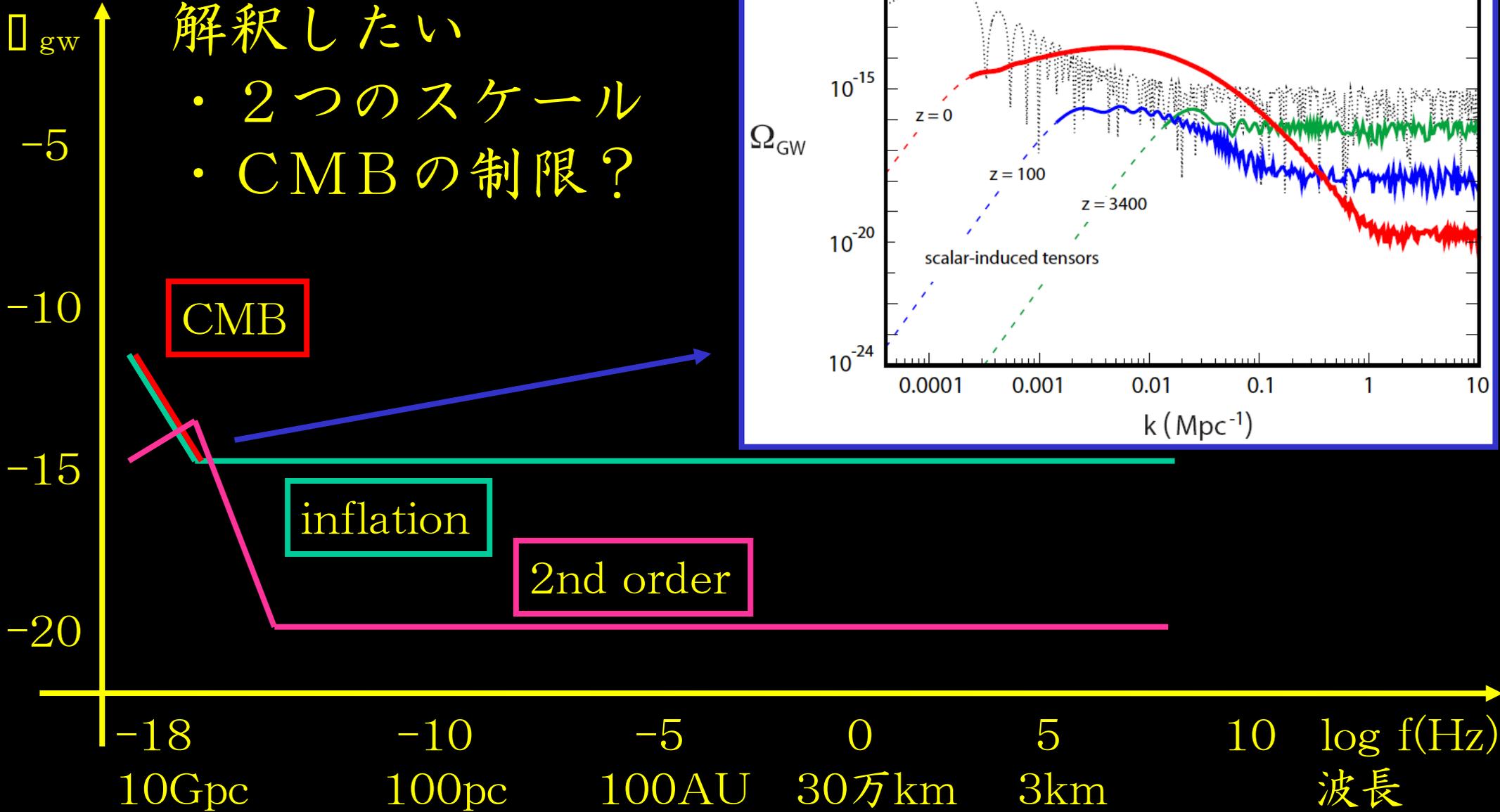
数値計算によるスペクトル



2次の重力波スペクトル

解釈したい

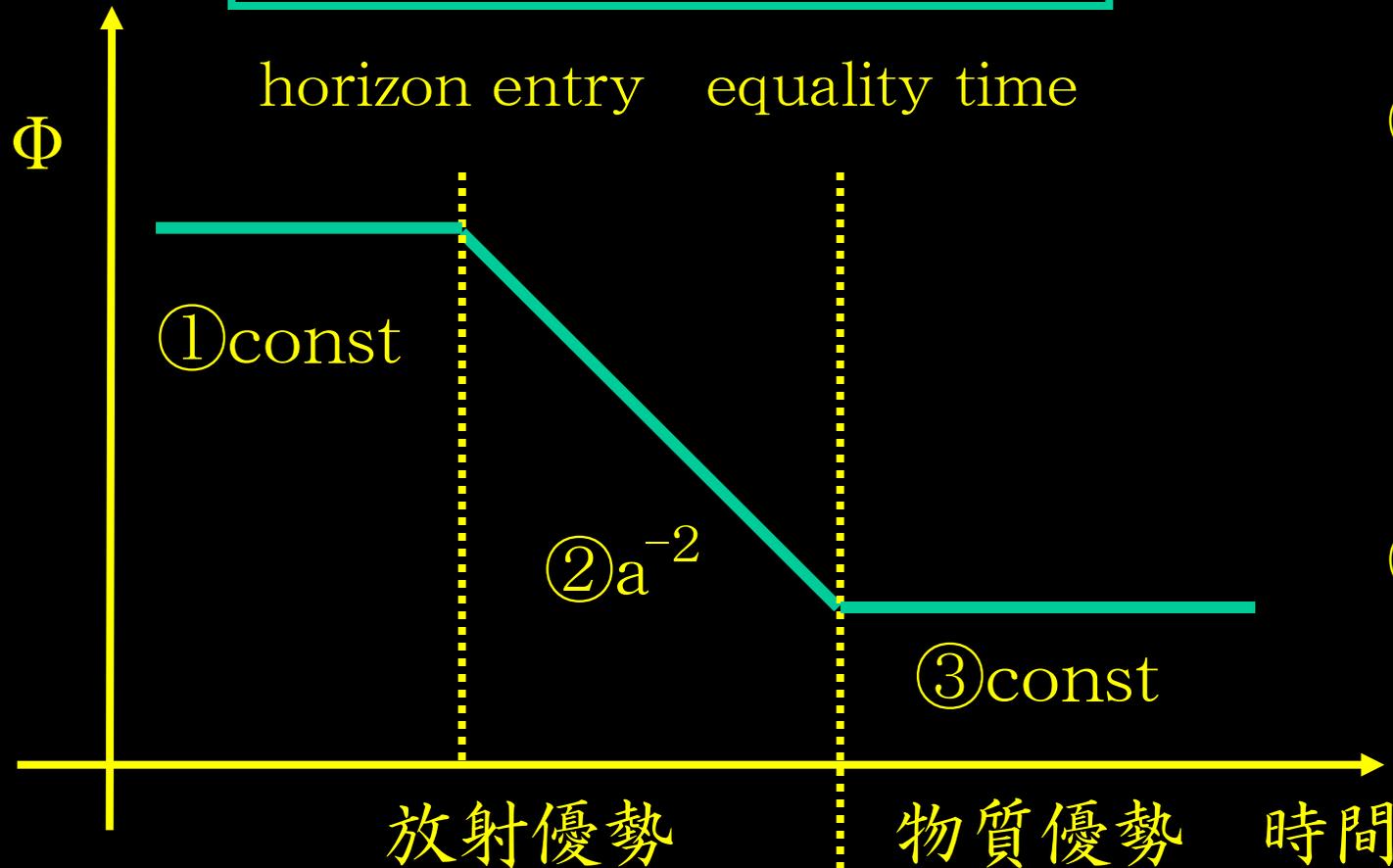
- ・ 2つのスケール
- ・ CMBの制限?



スペクトルの解釈①

$$h''_{\mathbf{k}} + 2\mathcal{H}h'_{\mathbf{k}} + k^2 h_{\mathbf{k}} = \mathcal{S}(\mathbf{k}, \eta) \sim \int d^3\tilde{\mathbf{k}} \tilde{k}^2 \Phi_{\mathbf{k}-\tilde{\mathbf{k}}}(\eta) \Phi_{\tilde{\mathbf{k}}}(\eta)$$

Φ ($\sim \Psi$) の時間発展



①superhorizon
 $\sim \text{const}$

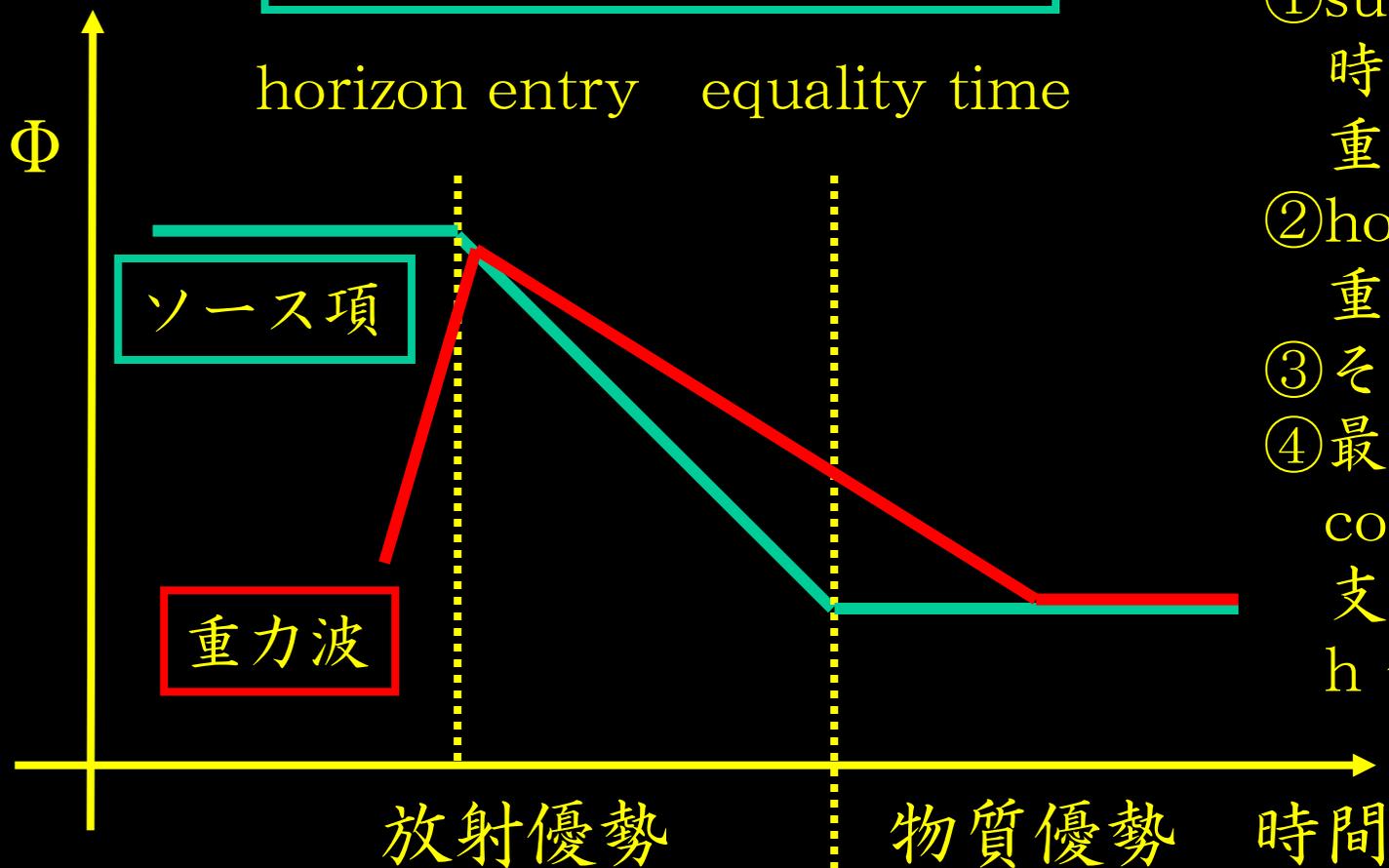
②放射優勢
→ 音速 \sim 光速
→ ゆらぎは成長できない
→ Φ はdecay

③物質優勢
→ ゆらぎ成長
→ $\Phi \sim \text{const}$

スペクトルの解釈②

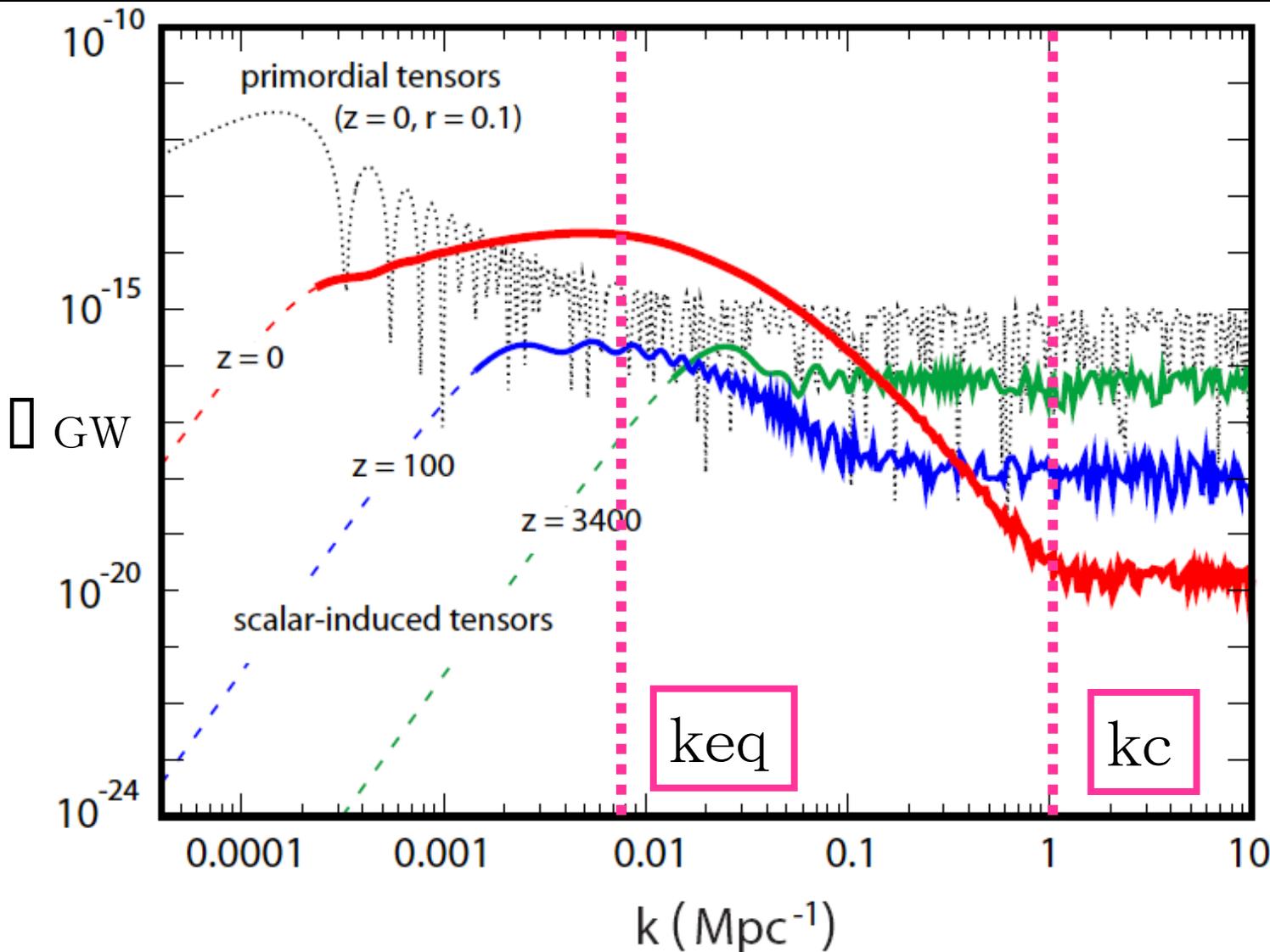
$$h''_{\mathbf{k}} + 2\mathcal{H}h'_{\mathbf{k}} + k^2 h_{\mathbf{k}} = \mathcal{S}(\mathbf{k}, \eta) \sim \int d^3\tilde{\mathbf{k}} \tilde{k}^2 \Phi_{\mathbf{k}-\tilde{\mathbf{k}}}(\eta) \Phi_{\tilde{\mathbf{k}}}(\eta)$$

ソース項の時間発展



- ①superhorizon
時間微分項 $\sim H^2 h$ が卓越
重力波は生成されない
- ②horizon entry
重力波生成： $h \sim S/k^2$
- ③その後しばらく $1/a$ で減衰
- ④最終的には
constantなソース項に
支えられて作られ続ける
 $h \sim \text{const}$

スペクトルの解釈③

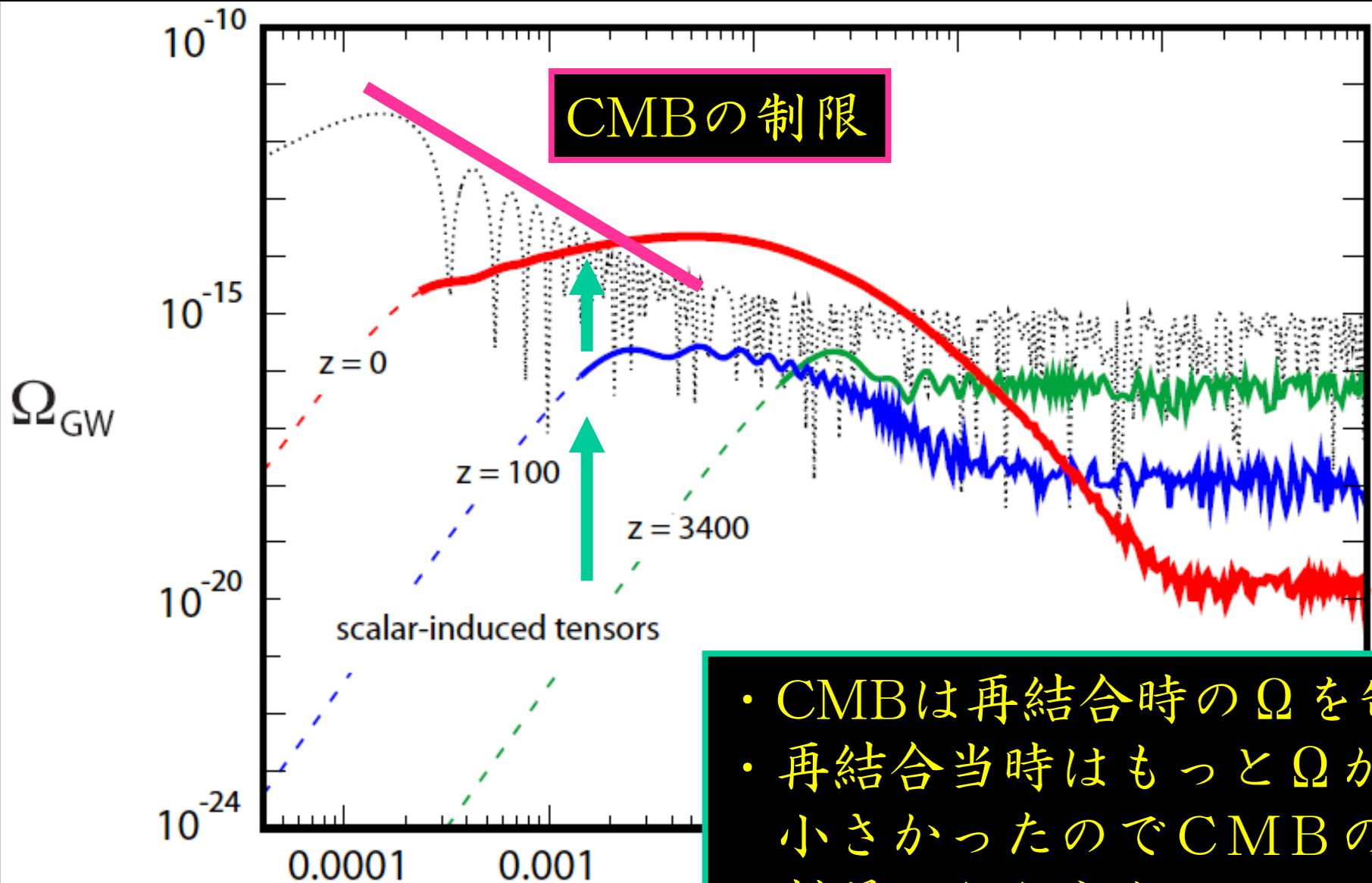


① $k < k_{\text{eq}}$
horizonに入ってから以降ずっと作られ続ける

② $k_{\text{eq}} < k < k_{\text{c}}$
horizonに入ってからしばらく減衰、そしてまた生成

③ $k > k_{\text{c}}$
horizonに入ってから以降減衰するだけ

スペクトルの解釈④



- CMBは再結合時の Ω を制限
- 再結合当時はもっと Ω が小さかったのでCMBの制限にかからない

重力波まとめ

摂動の2次の効果による重力波の生成

- ・ 2次ではモード間の混合がある
 - 1次スカラーから古典的に生成
- ・ 1次スカラーはすでに観測されている
 - 2次重力波は必ず存在する
- ・ 1次スカラーの性質は大スケールで知っている
 - 大スケールの重力波スペクトルはかなり精密
- ・ 観測は非常に難しい
 - 小スケールで1次スカラーに大きなパワーがあれば可能性はある？

1次と2次の重力波スペクトルの比較

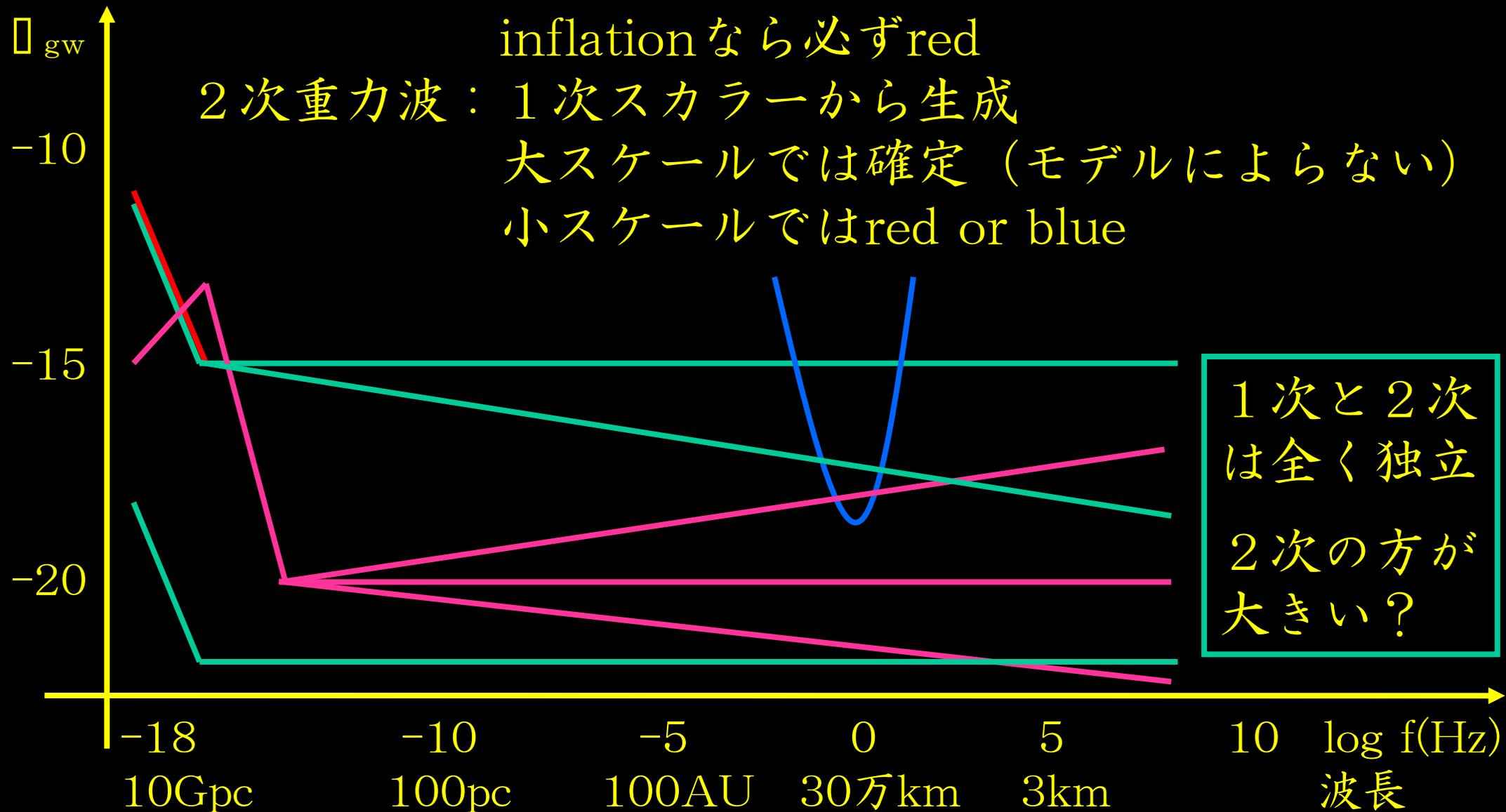
1次重力波：normalizationは上限

inflationなら必ずred

2次重力波：1次スカラーから生成

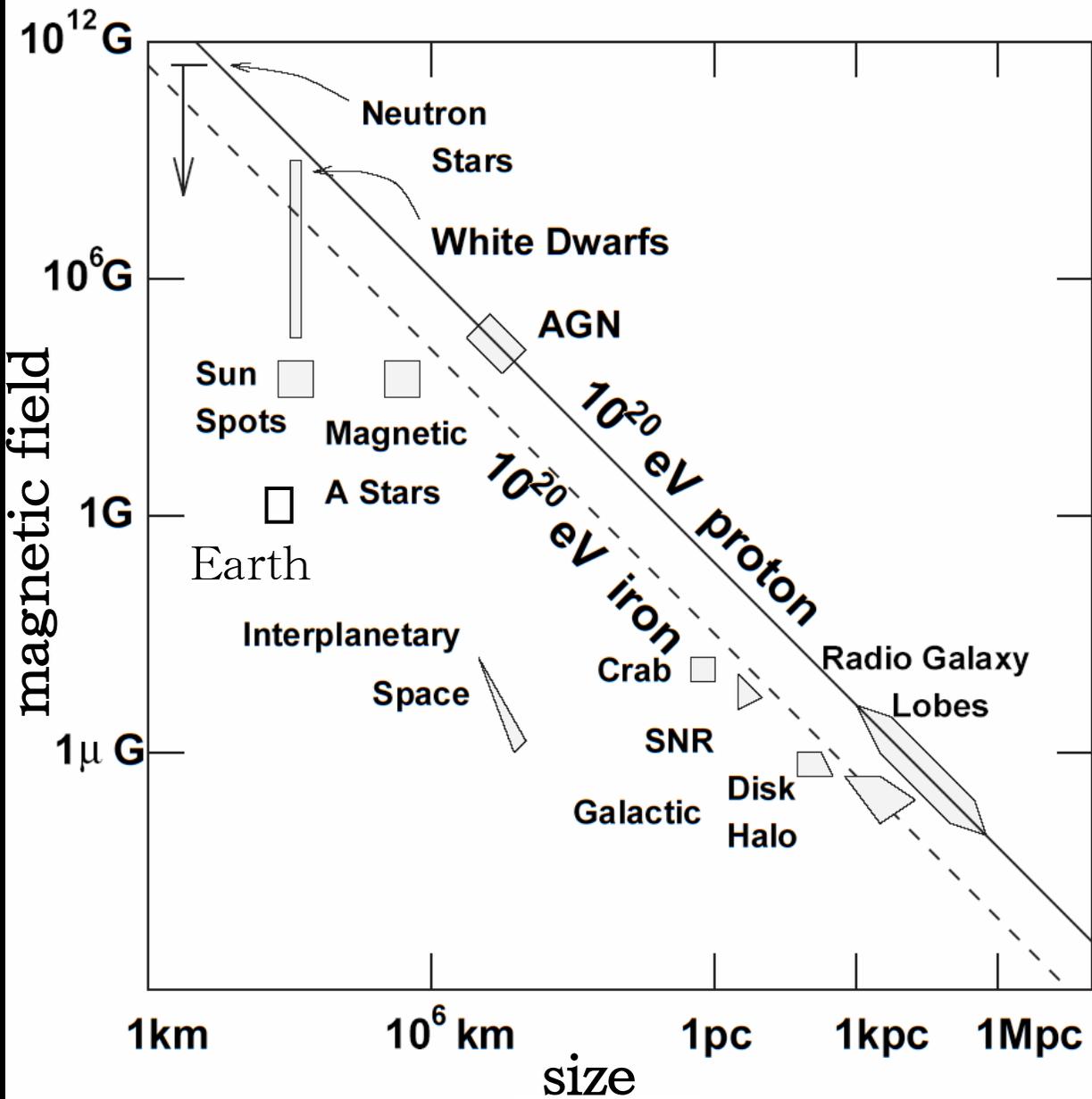
大スケールでは確定（モデルによらない）

小スケールではred or blue

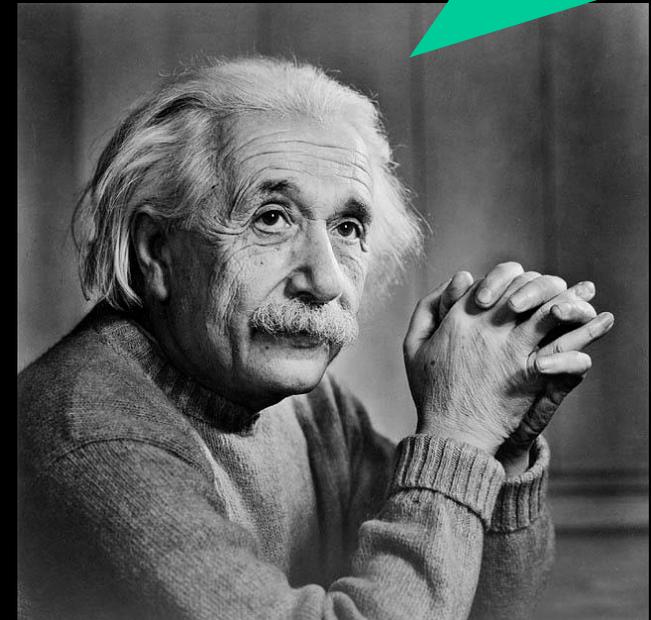


3、宇宙磁場へのイントロ

ユビキタス磁場



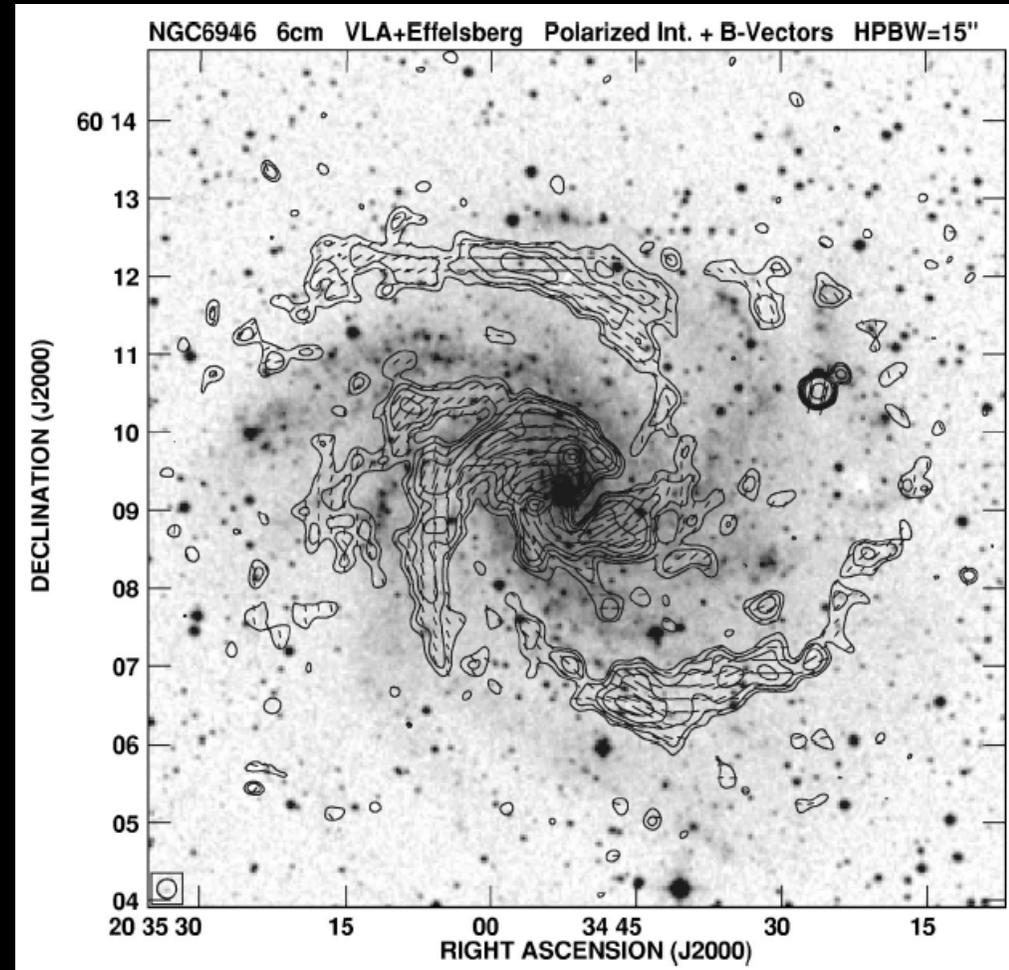
地球磁場の起源は
現代物理学最大の謎



磁場の起源？
宇宙論的磁場？
宇宙進化への影響？

観測例①

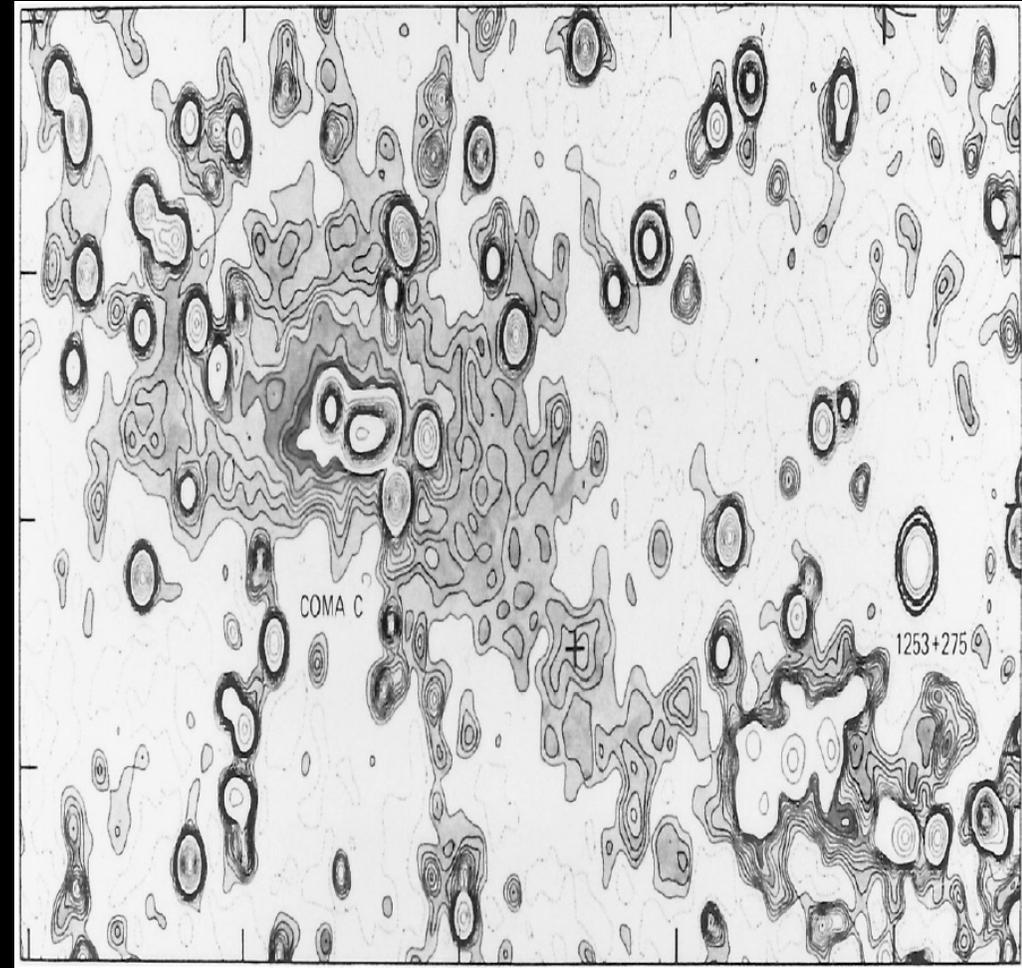
渦巻銀河：NGC6946



シンクロトロン放射によって磁場を観測
磁場 $\sim 10 \mu\text{G}$ (Beck & Hoernes, 1996)

観測例②

銀河団：Coma cluster

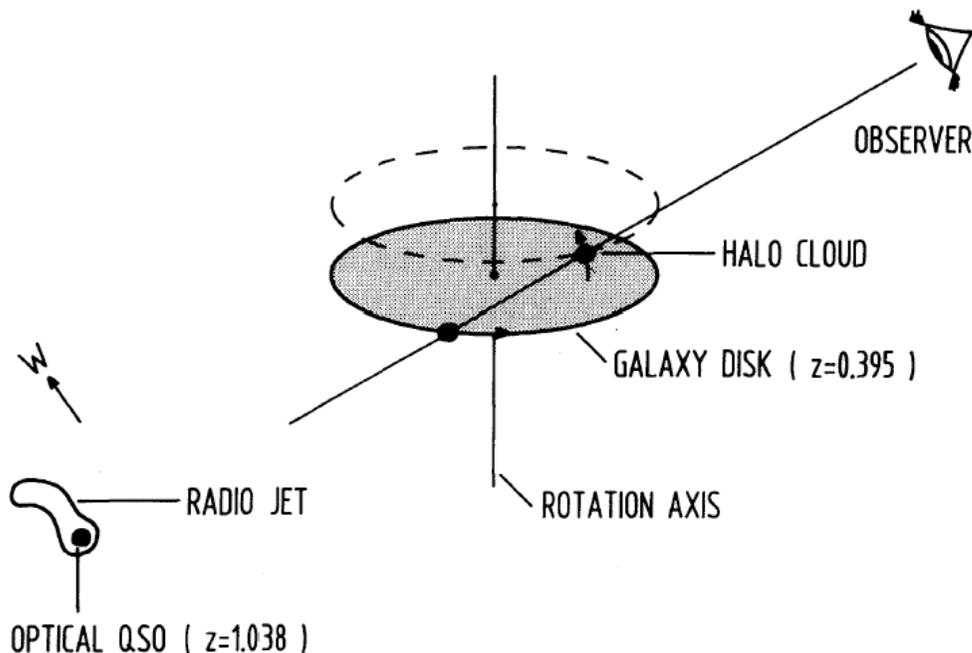
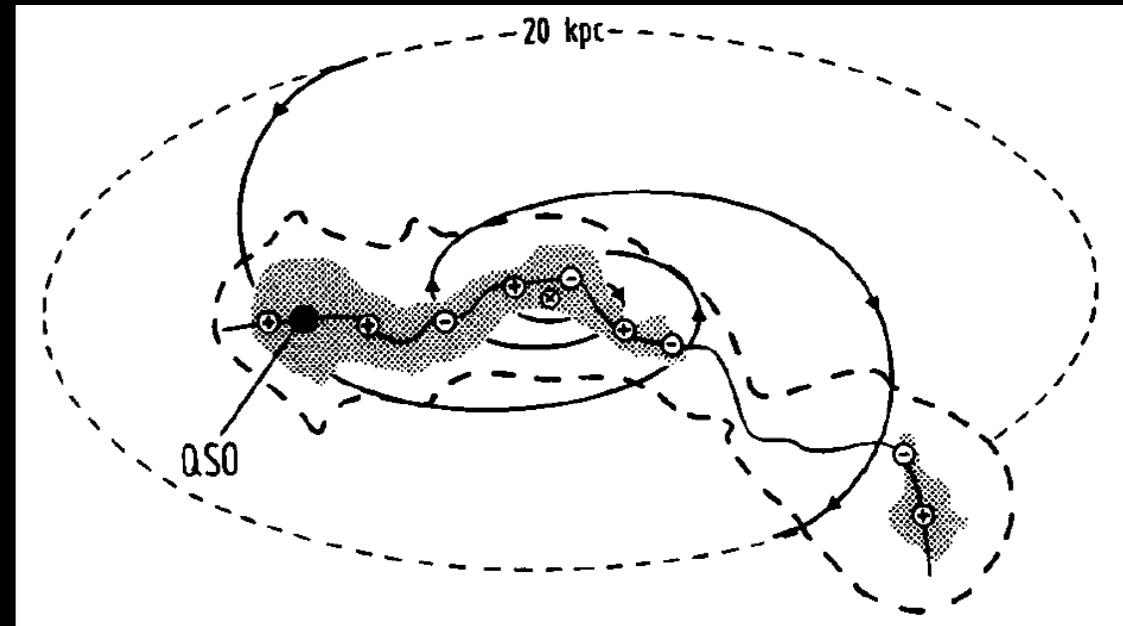


銀河団 $\rightarrow 1 \mu G$

2つの銀河団の間の「橋」 $\rightarrow 0.5 \mu G$ (Kim et al., 1989)

観測例：遠方銀河

Kronberg et al, 1992
quasarのradio jetを観測
 $z=0.395$ に大きな吸収
→ 途中に銀河がある？



rotation measureを測ると
渦巻銀河があるようだ。

遠方銀河はダイナモを
考える上で非常に重要

宇宙論的磁場への制限

ビッグバン元素合成

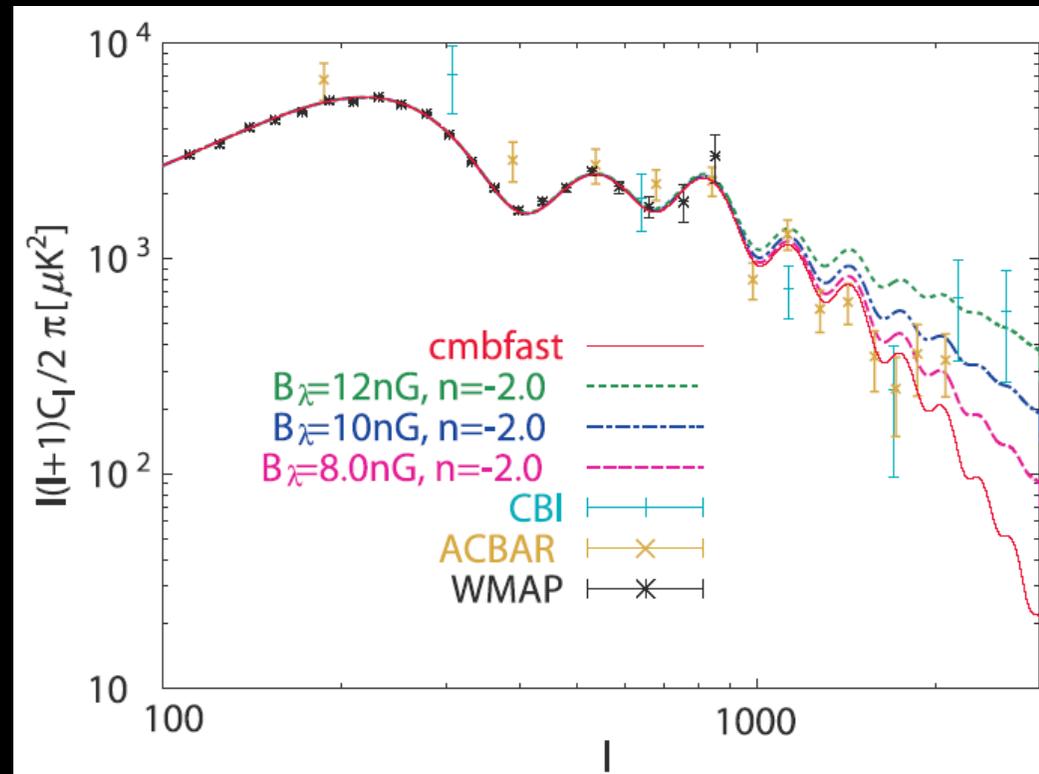
- ・ 宇宙膨張則
- ・ 弱い相互作用の反応率
- ・ 電子の相空間の構造

CMBゆらぎ

- ・ 小スケールの温度と偏光ゆらぎができる

$B < 20 \text{ nG} @ 1 \text{ Mpc}$
(Yamazaki et al., 2004)

$B < 10^9 \text{ G} @ T = 10 \text{ keV}$
 $B < 1 \mu \text{ G} @ \text{現在}$
(Cheng et al., 1996)



磁場観測の現状

	強さ	スケール	観測方法
銀河	$O(10) \mu G$	\sim 銀河	synchrotron
銀河団	$O(1) \mu G$	\sim 銀河	Faraday
遠方銀河	$O(1) \mu G$	$> 1\text{kpc}$	Faraday
宇宙論的	$< 0.01 \mu G$	$\text{Mpc} \sim$	BBN, CMB

銀河・銀河団磁場の起源は？
宇宙論的磁場は存在するか？

ダイナモ

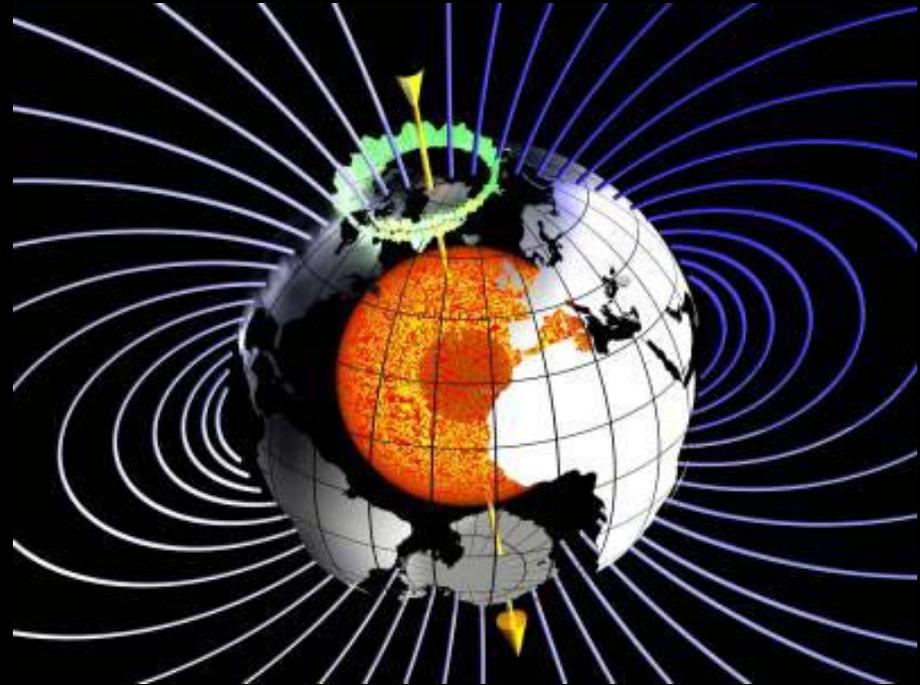
磁場の増幅・維持機構

- ・ 電磁流体力学的不安定性
- ・ 乱流

宇宙の様々な所で働いている

- ・ 地球：外核の運動
- ・ 太陽
- ・ 降着円盤：MRI
- ・ 銀河？銀河団？

$\alpha - \omega$ dynamo、 kinematic dynamo、 MRI . . .



ダイナモの特徴

1、種磁場が必要

→ ゼロから磁場を作ることはできない

→ 銀河磁場の起源 = 種磁場の起源

2、種磁場を指数関数的に増幅

増幅時間 \sim 回転周期

3、磁場のback reactionが効き始めると終了

→ 磁場とガスでエネルギー等分配

必要な種磁場

どのくらいの強さの種磁場が必要か？

① 銀河形成以前に磁場が存在する

② 銀河形成のときガスが圧縮される
 $\delta \sim 10^6 \rightarrow$ 磁場は4桁増幅

③ その後ダイナモで増幅 ($z=10 \rightarrow 0.5$)
 $\log e^{\wedge}(80 \text{ 億年} / 2 \text{ 億年}) \sim 17$
 \rightarrow 宇宙年齢で17桁増幅される

銀河磁場が $10 \mu\text{G}$ だとすると必要な種磁場は
 $B_{\text{seed}} \sim 10^{-26} \text{ G} \rightarrow 10^{-29} \sim 10^{-23} \text{ G}$

磁場の進化シナリオ

$z = 0$ 銀河 $O(10) \mu G$

銀河団 $O(1) \mu G$

銀河ダイナモ (銀河団ダイナモ?)

~ 10 銀河形成

①種磁場生成 (天体物理学的)

第1世代星、原始銀河

1000 宇宙の晴れ上がり

②種磁場生成 (ゆらぎ起源)

初期宇宙 ③種磁場生成 (宇宙論的)

インフレーション、相転移

天体物理学的起源

Biermann機構（非熱的過程での磁場生成）

第一世代星 (Hanayama et al. 2005)

原始銀河 (Davies & Widrow 2000)

AGN：中心部または星間ガスとの相互作用
再イオン化 (Gnedin et al., 2000)

Weibel不安定性 (Fujita et al., 2006)

物理はわかっている
しかし現象としてよくわかっていない
大スケールの磁場を作りにくい

宇宙論的起源

相転移 electroweak, QCD

本質的にはBiermann機構

first order?, second order?, Higgs?

bubble dynamics?

インフレーション

共形不変性を破る (Turner & Widrow, 1988)

$$RA_{\mu}A^{\mu}, R_{\mu\nu}A^{\mu}A^{\nu}, RF_{\mu\nu}F^{\mu\nu}, e^{\phi}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$$

→ モデルはいろいろ

物理がよくわかっていない (仮定=結論)

horizon scaleの磁場を作ることができる

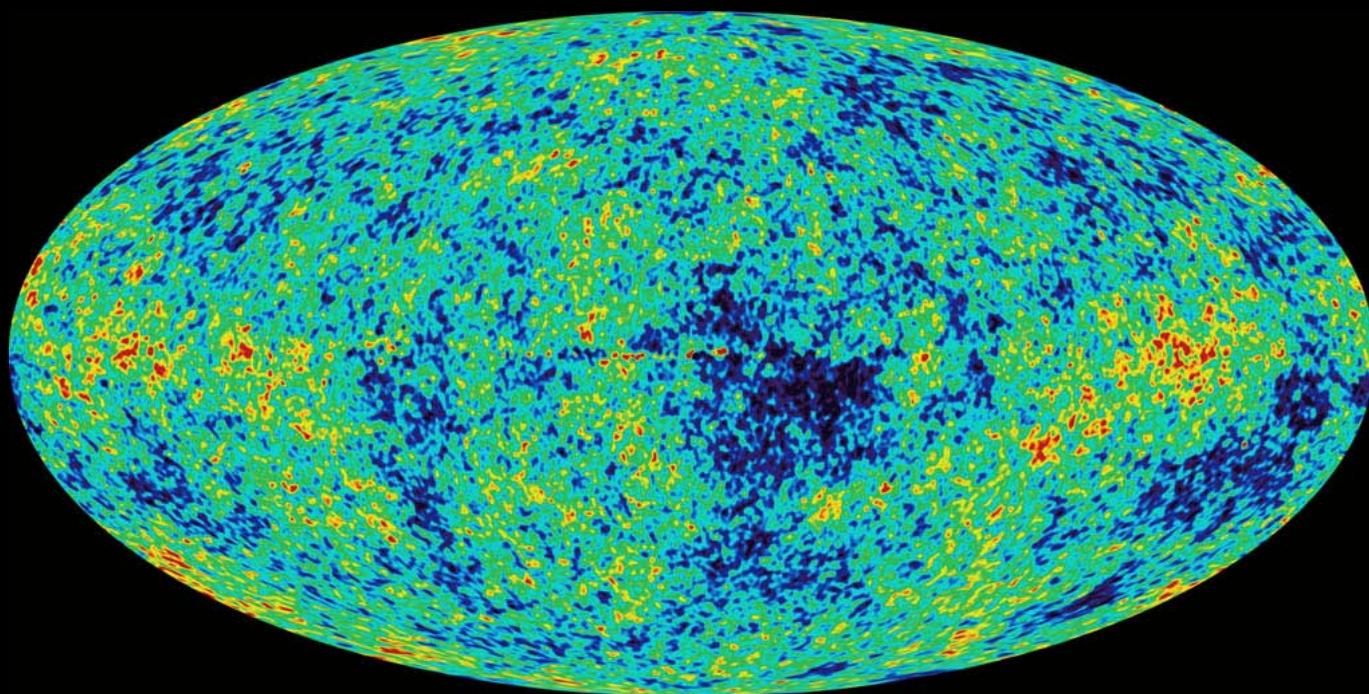
ゆらぎによる磁場生成

輻射優勢期 ～ 再結合時のゆらぎによる磁場生成

Hogan 2000, Berezhiani & Dolgov 04

Matarrese et al. 2004, Gopal & Sethi, 04

KT et al. 05, 06, 07



理論

一般相対論

運動論

プラズマ物理

観測

宇宙背景放射

銀河分布

ほとんど曖昧さ
なしに磁場生成
を議論できる

宇宙磁場のまとめ

宇宙における磁場

小～大、様々なスケールに存在
起源（銀河）

ダイナモで増幅

種磁場必要 ($10^{-29} \sim 10^{-23} \text{G}$)

磁場生成

天体物理学的

宇宙論的

ゆらぎ → 曖昧さほとんどなし

4、磁場の生成

- KT, K. Ichiki, H. Ohno & H. Hanayama,
PRL 95 (2005) 121301
- K. Ichiki, KT, H. Hanayama, H. Ohno & N. Sugiyama,
Science 311 (2006) 827
- K. Ichiki, KT, H. Hanayama, H. Ohno & N. Sugiyama,
astro-ph/0701329

モチベーション

- 1、宇宙初期に磁場はどのくらいできるか
- 2、磁場も含め、電場・電流・電荷密度など初期宇宙の電磁氣的性質を調べる
- 3、ベクトル型摂動の振る舞いを調べる
- 4、磁場が観測可能ならうれしい
- 5、銀河・銀河団磁場などの種磁場になればうれしい

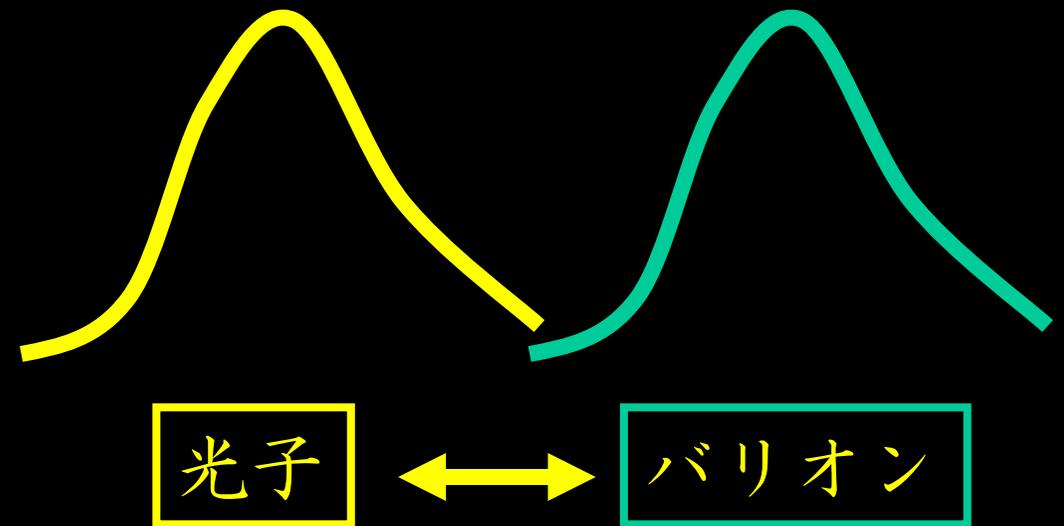
まだ研究は完結していない・・・

初期宇宙の様子

登場人物

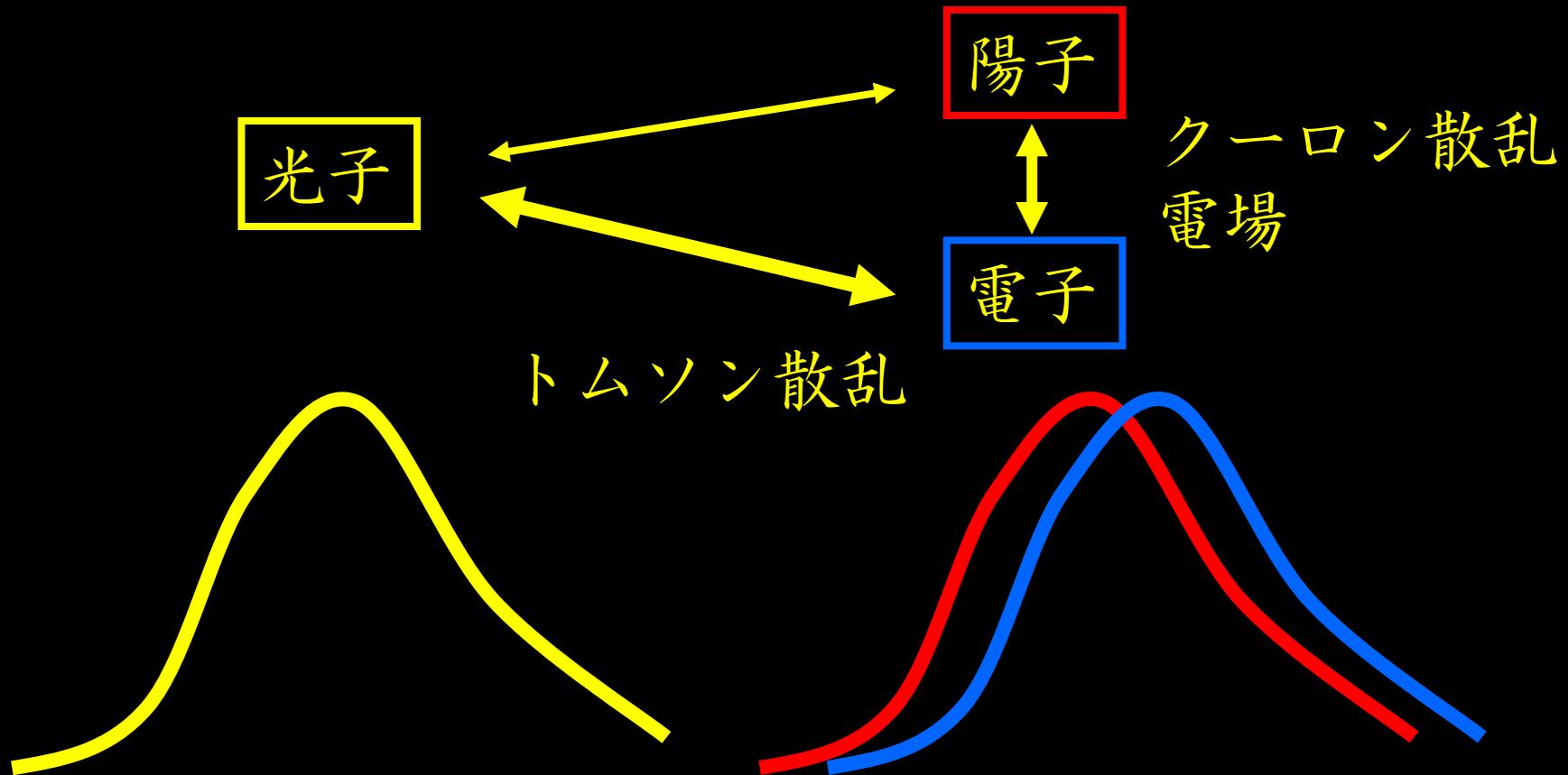
- ・光子
- ・バリオン (陽子+電子)
- ・ダークマター
- ・ニュートリノ

光子とバリオンは
トムソン散乱で
相互作用しながら
発展していく



トムソン散乱

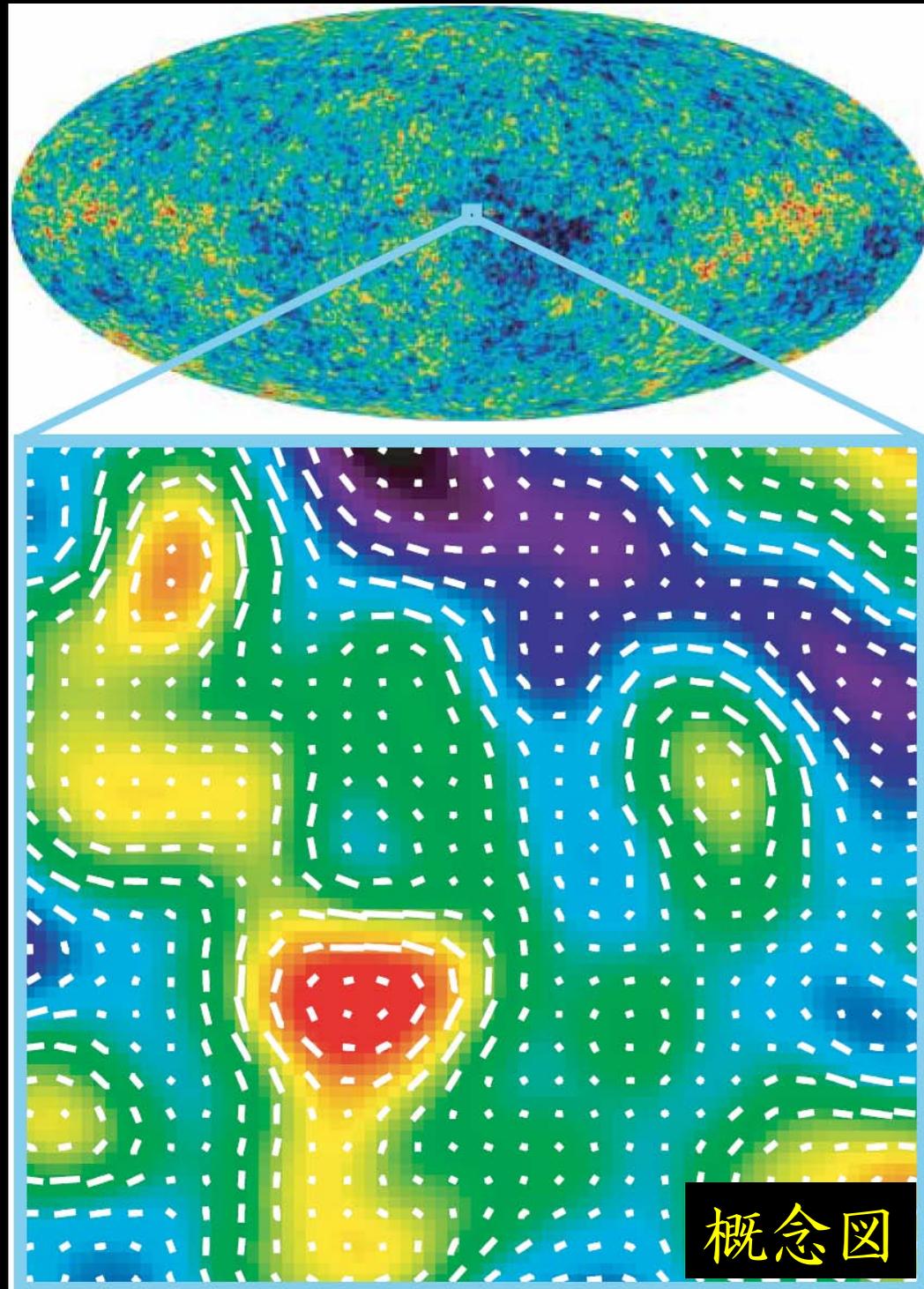
ゆらぎによる磁場生成



3流体間の相互作用はとても強い
→ 基本的に1流体、しかし微小なずれ
→ 電場・電流 → 磁場

CMBと磁場の相関

ゆらぎから
磁場が生成
↓
CMBゆらぎと
磁場は相関



これまでの枠組みの拡張

磁場生成に何が必要か？

$$\partial_t \vec{B} = -\nabla \times \vec{E}$$

電場とその回転が必要

電場

- ・ これまで：光子とバリオンの2流体
 ↑ 観測するものは光子
- ・ 陽子、電子を独立に取り扱う必要あり

回転成分

- ・ 1次では回転成分がない
- ・ 2次でスカラーから生成（重力波と同様）

2つの点でこれまでの枠組みを拡張

計算の流れ

陽子・電子の運動方程式



一般化オームの法則 with 光子の外力



ファラデーの法則に代入して電場を消去



磁場の発展方程式



数値計算

運動方程式

陽子流体・電子流体の運動方程式

流体の加速度

電子・陽子の
クーロン散乱

$$\begin{aligned} m_p n u_p^\mu u_{p;\mu}^i - e n u_p^\mu F_{\mu}{}^i &= C_{pe}^{(C)i} + C_{p\gamma}^{(T)i} \\ m_e n u_e^\mu u_{e;\mu}^i + e n u_e^\mu F_{\mu}{}^i &= C_{ep}^{(C)i} + C_{e\gamma}^{(T)i} \end{aligned}$$

ローレンツ力

光子との
トムソン散乱

クーロン散乱

Ohm + Maxwell方程式 → 磁場の拡散方程式

$$\vec{E} = \eta \vec{j} + \vec{C}$$

$$\partial_t \vec{B} = -\nabla \times \vec{E}$$

$$\partial_t \vec{B} = \eta \nabla^2 \vec{B}$$

$$\nabla \times \vec{B} - \vec{j} = 0$$

拡散長

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\eta}{\lambda_{\text{diff}}^2}$$

$$\lambda_{\text{diff}} \equiv \sqrt{\eta \tau} \sim 100 \left(\frac{\tau}{H_0^{-1}} \right)^{1/2} \text{ AU}$$

$$\eta = \frac{\pi e^2 m_e^{1/2}}{(k_B T_e)^{3/2}} \ln \Lambda \sim 9.4 \times 10^{-16} \text{ sec} \left(\frac{1+z}{10^5} \right)^{-3/2} \left(\frac{\ln \Lambda}{10} \right)$$

大スケールでは拡散は無視できる

トムソン散乱の衝突積分

$$\begin{aligned}
 C_{\gamma e}^{(T)}[f(p_i)] &= \frac{2\pi^4}{p} \int \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3 2E_\gamma(p')} \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3 2E_e(q)} \int \frac{d^3 q'}{(2\pi)^3 2E_\gamma(q')} \\
 &\quad \times |M|^2 \delta[E_\gamma(p) + E_e(q) - E_\gamma(p') - E_e(q')] \delta^{(3)}[p_i + q_i - p'_i - q'_i] \\
 &\quad \{f_\gamma(p'_i) f_e(q'_i) - f_\gamma(p_i) f_e(q_i)\} \\
 &\sim \frac{\pi n_e |M|^2}{4m_e^2 p} \int \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3 p'} \{f_\gamma(p'_i) - f_\gamma(p_i)\} \left\{ \delta(p - p') + (p_i - p'_i) u_e^i \frac{\partial \delta(p - p')}{\partial p'} \right\}
 \end{aligned}$$

$$T/me \ll 1$$

$$\begin{aligned}
 C_{\gamma e}^{(T)i}[f(p_i)] &= \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} p^i C_{\gamma e}^{(T)}[f(p_i)] \\
 &= \frac{4\sigma_T \rho_\gamma n_e}{3} \left[\underbrace{(u_e^i - u_\gamma^i)}_{\text{速度差による摩擦}} + \frac{1}{8} \underbrace{u_{ej} \Pi_\gamma^{ij}}_{\text{粘性による摩擦}} \right]
 \end{aligned}$$

速度差による摩擦

粘性による摩擦

一般化されたオームの法則

陽子・電子の運動方程式

$$m_p n u_p^\mu u_{p;\mu}^i - e n u_p^\mu F_\mu^i = 0,$$

$$m_e n u_e^\mu u_{e;\mu}^i + e n u_e^\mu F_\mu^i$$

$$= -\frac{4\sigma_T \rho_\gamma n_e}{3} \left[(u_e^i - u_\gamma^i) + \frac{1}{8} u_{ej} \Pi_\gamma^{ij} \right]$$

陽子のトムソン散乱と
クーロン散乱を無視

電子 - 光子のトムソン散乱

一般化されたオームの法則

$$u^\mu F_\mu^i = -\frac{4\sigma_T \rho_\gamma}{3e} \left[(u_e^i - u_\gamma^i) + \frac{1}{8} u_{ej} \Pi_\gamma^{ij} \right] \equiv C^i$$

電子が光子に押されて陽子からずれる

→ 光子からの圧力とつりあうだけの電場ができる

磁場の発展方程式①

ファラデーの法則にオームの法則を代入

$$\begin{aligned} 0 &= \epsilon^{ijk} u^\mu F_{[jk,\mu]} \\ &= u^\mu B^i{}_\mu - \frac{2}{u^0} \epsilon^{ijk} C_j u^0{}_{,k} + 2\epsilon^{ijk} C_{j,k} \\ &\quad - (u^i{}_{,j} B^j - u^j{}_{,j} B^i) + \frac{u^0{}_{,j}}{u^0} (B^j u^i - B^i u^j) \end{aligned}$$

ここまでは非摂動的

摂動展開

$$\begin{aligned} \rho_\gamma &= \rho_\gamma^{(0)} + \rho_\gamma^{(1)} + \cdots, & u_0 &= 1 + u_0^{(2)} + \cdots \\ u_i &= u_i^{(1)} + u_i^{(2)} + \cdots, & \Pi_\gamma^{ij} &= \Pi_\gamma^{(1)ij} + \cdots, \end{aligned}$$

磁場の発展方程式②

摂動2次までの磁場の発展方程式

$$\begin{aligned} \dot{B}^i &\sim -2\epsilon^{ijk} C_{j,k} \\ &\sim \frac{8\sigma_T}{3e} \rho_\gamma^{(0)} \epsilon^{ijk} \left[\frac{\rho_{\gamma,k}^{(1)}}{\rho_\gamma^{(0)}} \left(u_{ej}^{(1)} - u_{\gamma j}^{(1)} \right) + \left(u_{ej,k}^{(2)} - u_{\gamma j,k}^{(2)} \right) + \frac{1}{8} \left(u_{el}^{(1)} \Pi_{\gamma j}^{(1)l} \right)_{,k} \right] \end{aligned}$$

vorticityの差 → 純2次

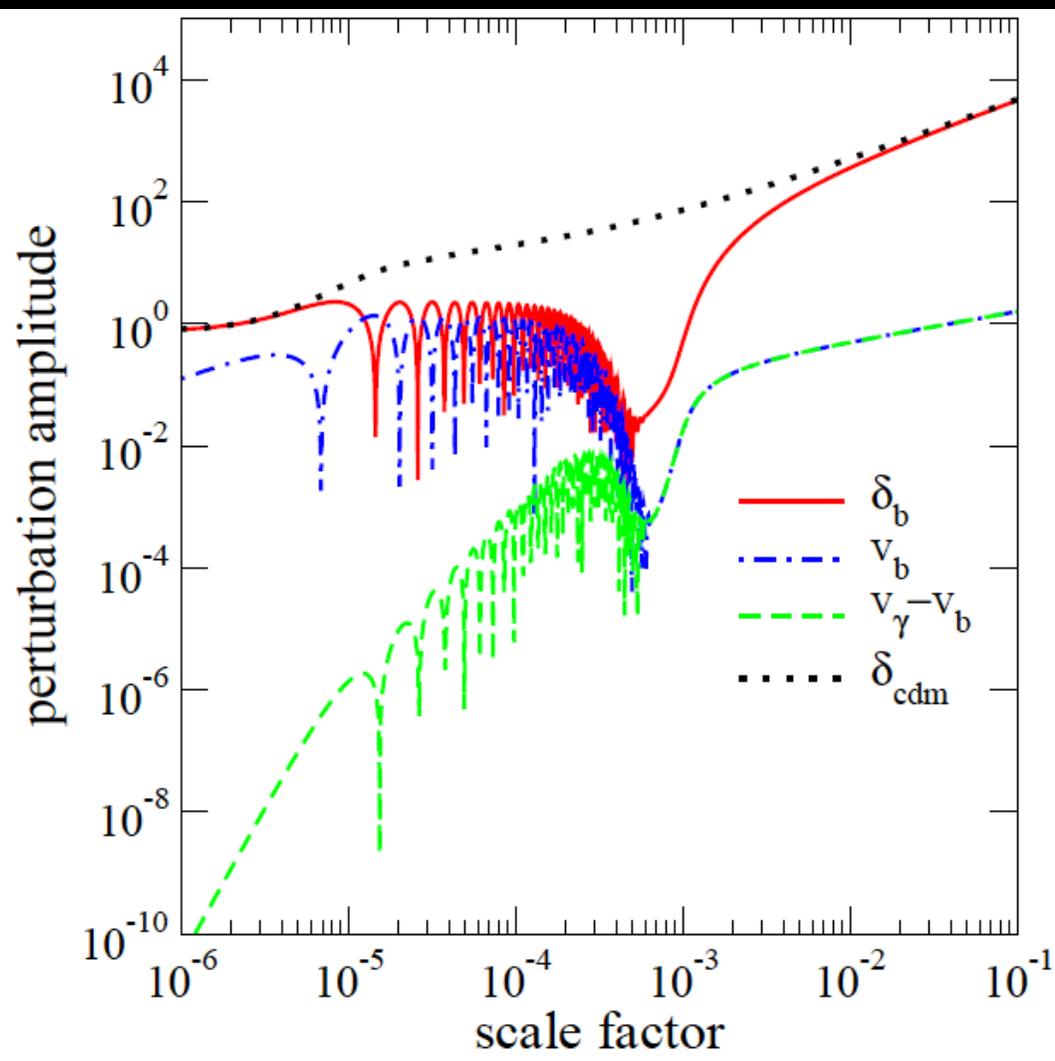
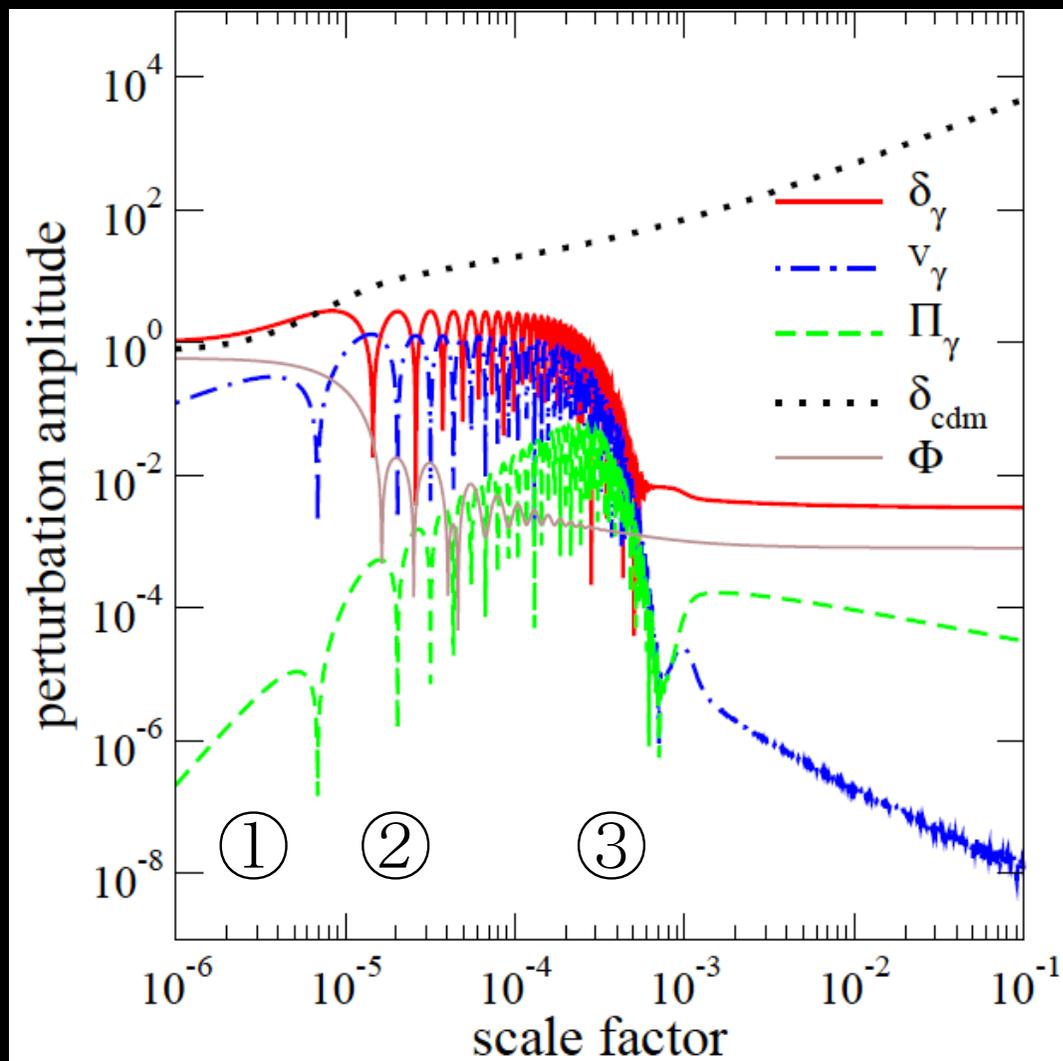
光子密度勾配と速度差の外積
→ 1次×1次

光子の非等方ストレス
→ 1次×1次

- 3つのsource term
- 1次の積は簡単に評価できる
- すごいcancellationがなければ下限を与える
- 純2次が卓越しなければかなり正確な値

いろいろなゆらぎの振る舞い

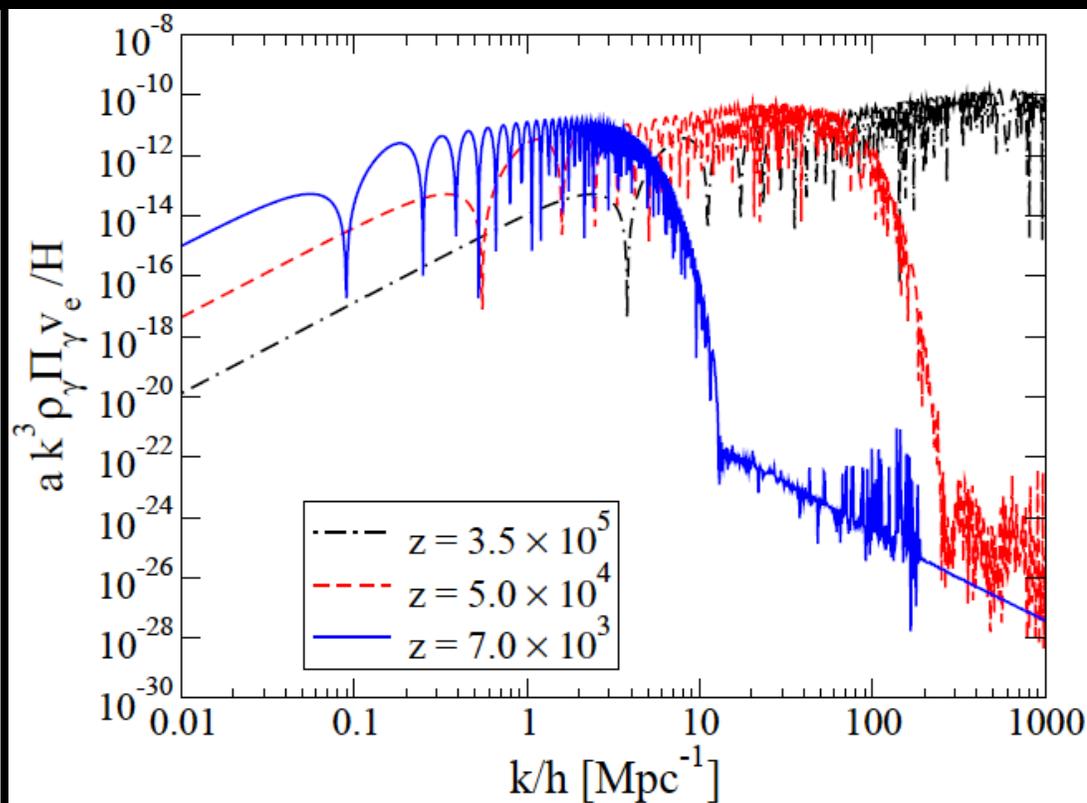
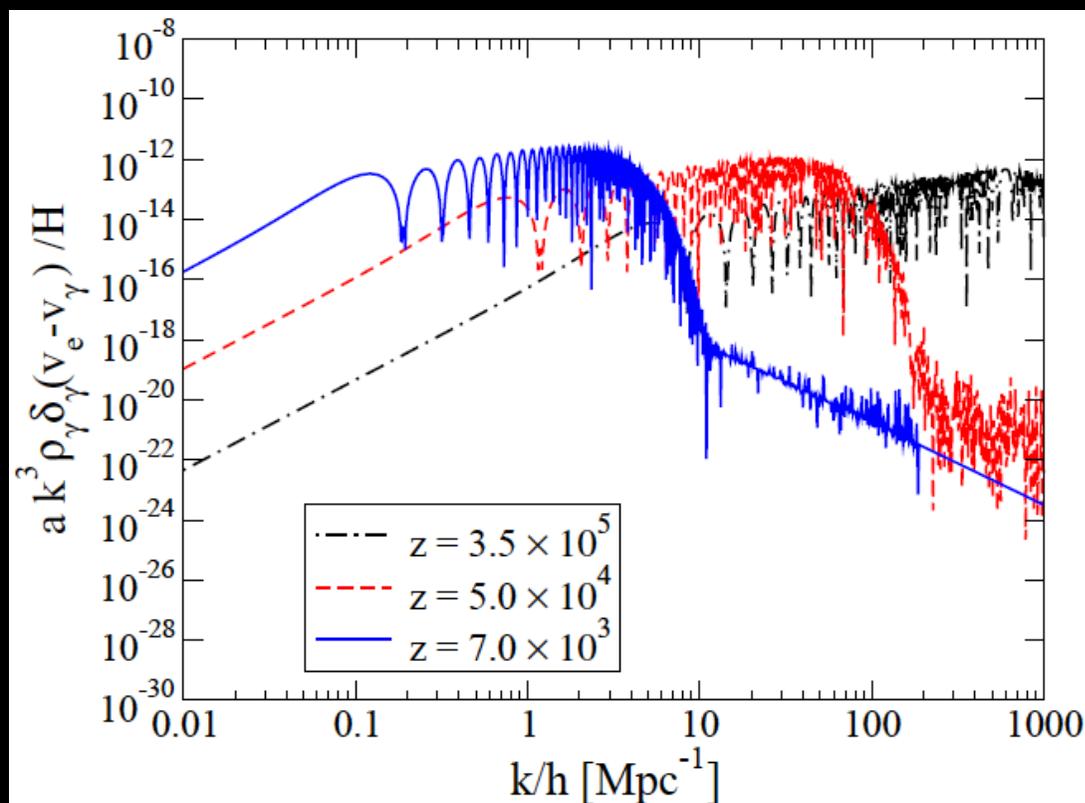
①superhorizon ②音波振動 ③シルク減衰



ソース項の振る舞い

スリップ項、非等方ストレス項の
スペクトルの時間発展

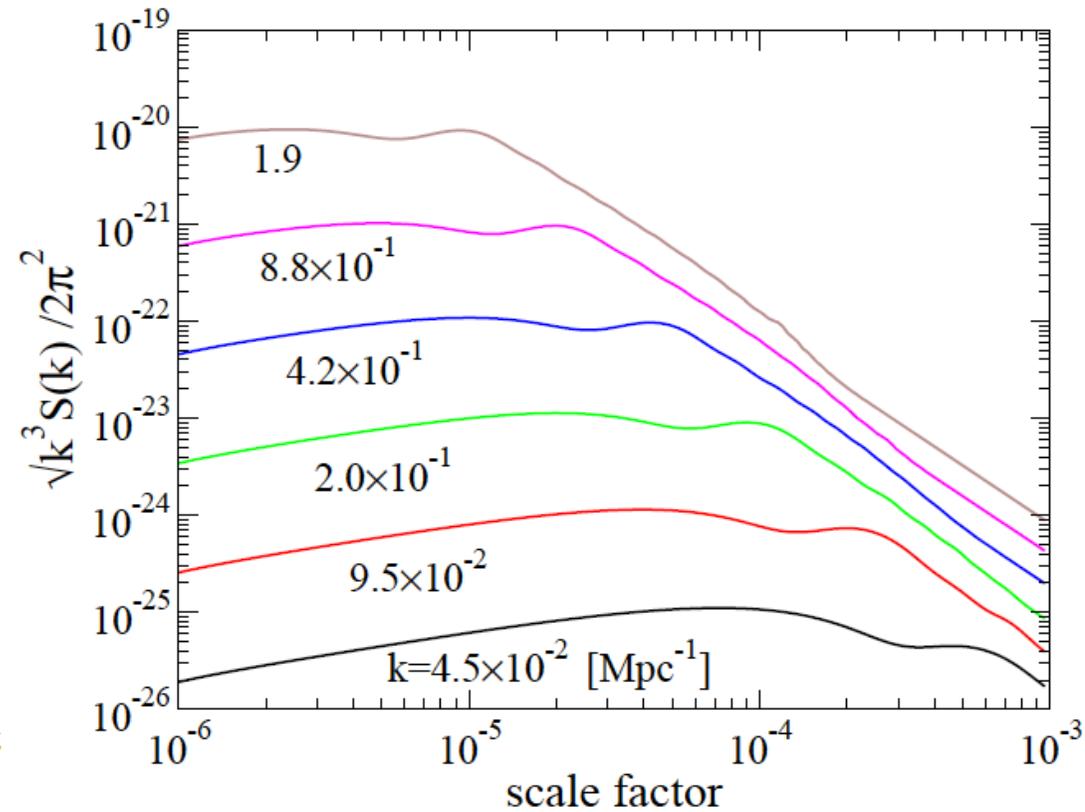
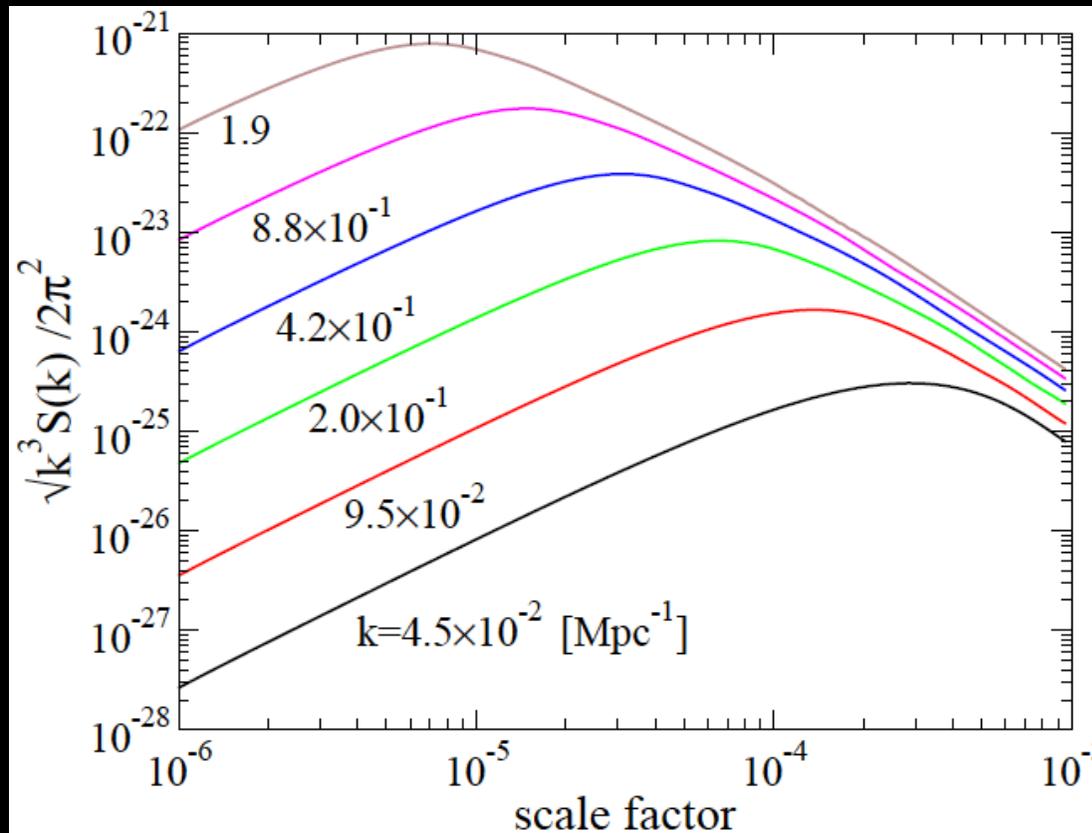
→ horizonに入ってからシルク減衰するまで生成



磁場の時間発展

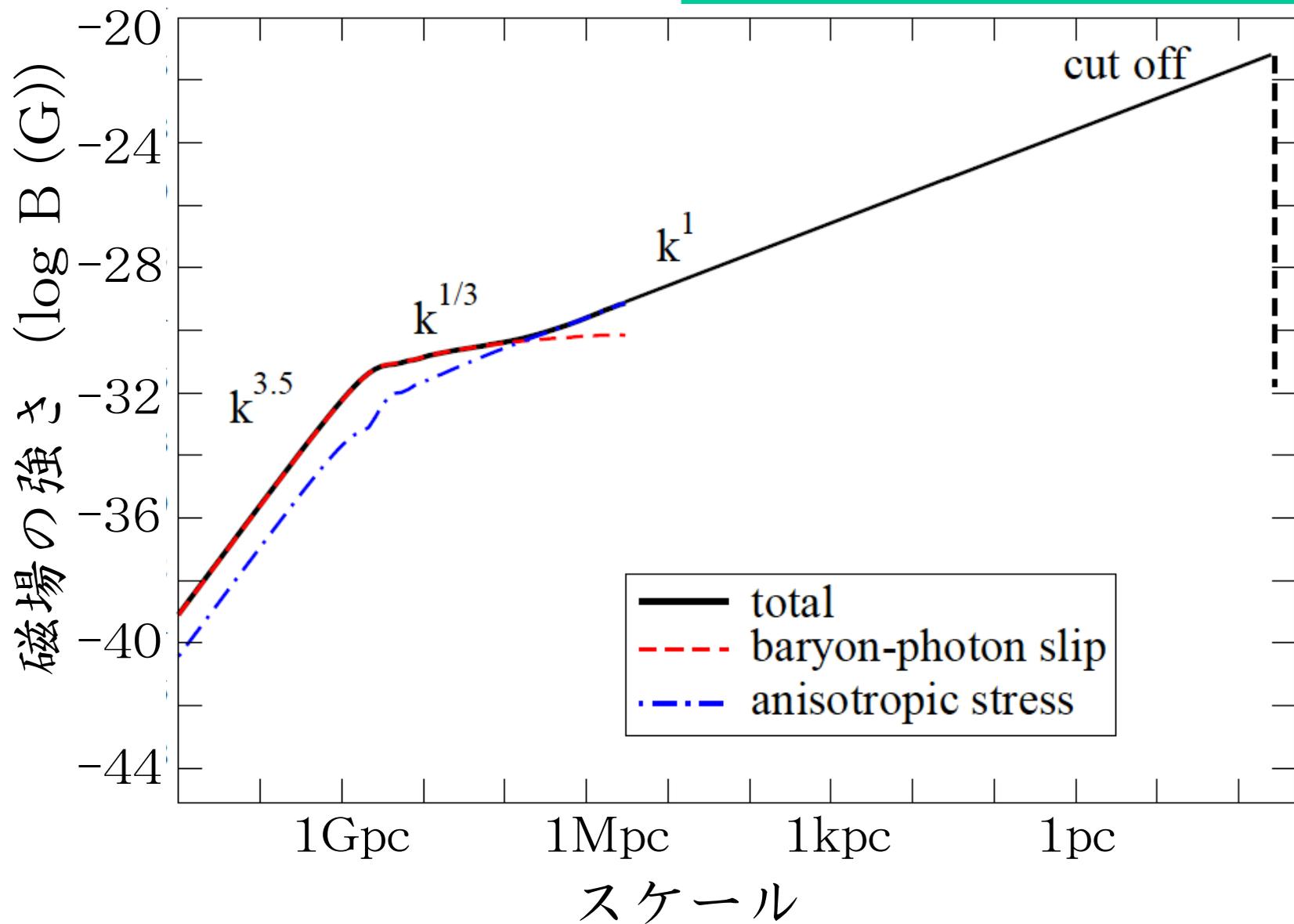
各スケールでの磁場の時間発展

- ・ horizonに入ってしばらくすると最大
- ・ その後 $1/a^2$ で落ちる

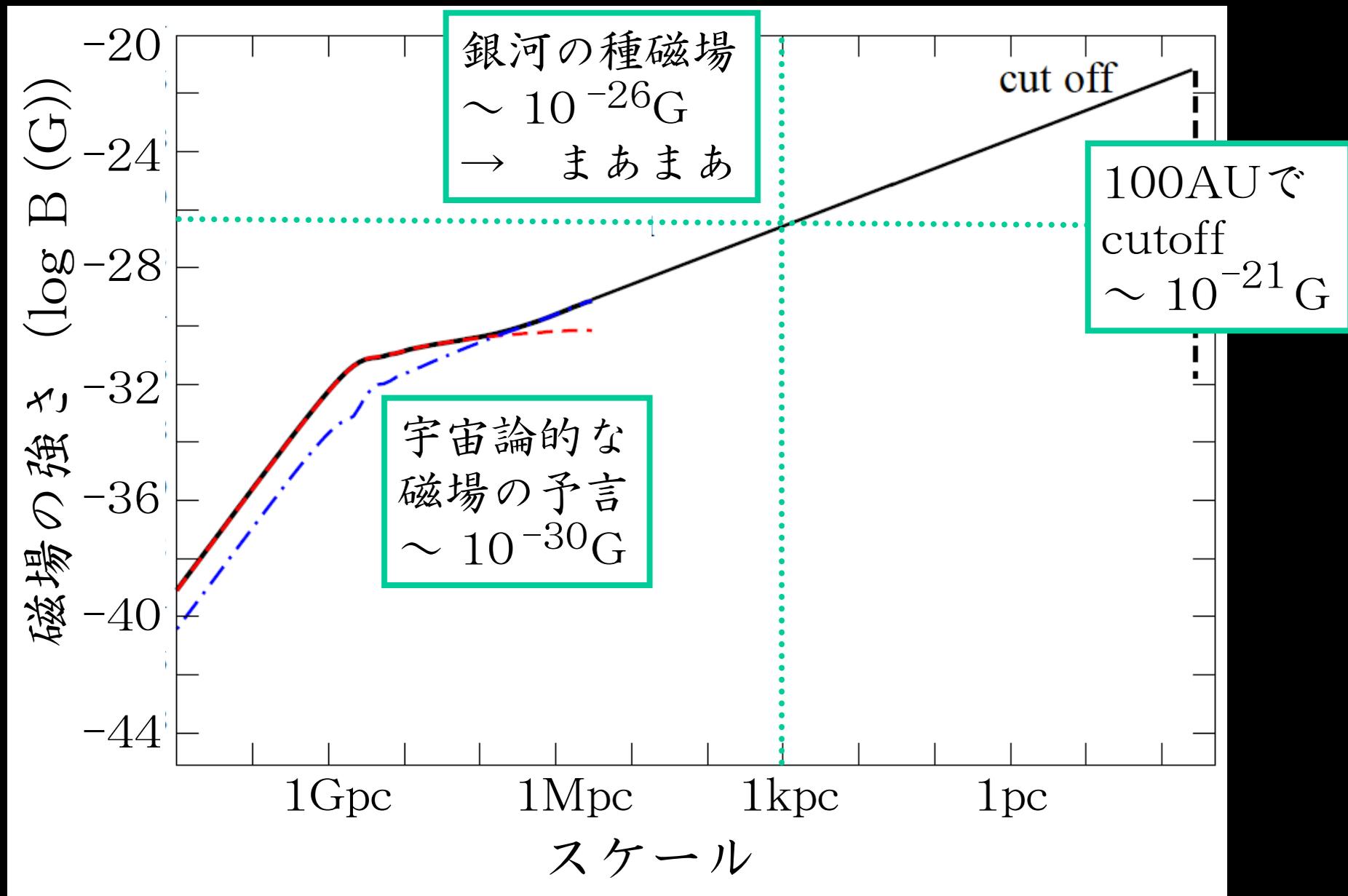


磁場のスペクトル

解析的にベキを出すことができるが今日は割愛。



磁場スペクトルの特徴



磁場生成まとめ

formalism

- ・ 2次摂動論
- ・ 電子と陽子を別々に取り扱う

メカニズム

- ・ 1次スカラー \rightarrow 2次ベクトル
- ・ 光子が電子を選択的に押す

結果

- ・ 宇宙論的な磁場の存在を予言
- ・ 銀河の種磁場になるかも

課題

- ・ 純2次のvorticityの計算

5、宇宙の電磁氣的性質

KT, K. Ichiki & N. Sugiyama, in progress

スペクトルは求まったが・・・

疑問 1、クーロン散乱は強い？

普通はクーロン散乱は十分起こっているとして
(陽子+電子)、光子の2流体で考える。

$\eta \propto \nu_{\text{Coulomb}}$: 衝突周波数

$$\vec{E} = \eta \vec{j} + \vec{C}$$

疑問 2、電流は流れている？

電流を無視しても磁場は生成される？

疑問 3、外積？角度の情報？

疑問 4、陽子の運動は？

$$\epsilon^{ijk} \left[\frac{\rho_{\gamma,k}^{(1)}}{\rho_{\gamma}^{(0)}} \left(u_{ej}^{(1)} - u_{\gamma j}^{(1)} \right) + \left(u_{ej,k}^{(2)} - u_{\gamma j,k}^{(2)} \right) + \frac{1}{8} \left(u_{el}^{(1)} \Pi_{\gamma j}^{(1)l} \right)_{,k} \right]$$

全部解く

光子・陽子・電子の運動方程式



陽子・電子の方程式からオームの法則（外力入り）



オームの法則＋マックスウェル方程式



電磁氣的量が光子からの外力によって表される



光子の運動方程式を解く



全ての量が具体的に求まる

さっきはマックスウェルを少し解いた段階で
数値計算に行ったのでよくわからなかった。

運動方程式

ニュートンの的に簡単化
光子・陽子・電子の運動方程式

$$\frac{4}{3}\rho_\gamma [\partial_t \vec{v}_\gamma + (\vec{v}_\gamma \cdot \nabla) \vec{v}_\gamma]$$
$$= -\frac{1}{3}\nabla\rho_\gamma - \frac{m_e^2}{m_p^2}\sigma_T n_p \rho_\gamma (\vec{v}_\gamma - \vec{v}_p) - \sigma_T n_e \rho_\gamma (\vec{v}_\gamma - \vec{v}_e) - \frac{4\rho_\gamma}{3}\nabla\Phi,$$

トムソン散乱

$$m_p n_p [\partial_t \vec{v}_p + (\vec{v}_p \cdot \nabla) \vec{v}_p]$$
$$= en_p (\vec{E} + \vec{v}_p \times \vec{B}) - e^2 n_p n_e \eta (\vec{v}_p - \vec{v}_e) + \frac{m_e^2}{m_p^2} \sigma_T n_p \rho_\gamma (\vec{v}_\gamma - \vec{v}_p) - m_p n_p \nabla\Phi,$$

クーロン散乱

$$m_e n_e [\partial_t \vec{v}_e + (\vec{v}_e \cdot \nabla) \vec{v}_e]$$
$$= -en_e (\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) + e^2 n_p n_e \eta (\vec{v}_p - \vec{v}_e) + \sigma_T n_e \rho_\gamma (\vec{v}_\gamma - \vec{v}_e) - m_e n_e \nabla\Phi,$$

宇宙論的摂動

$$\vec{V}(t, \vec{x}) = \vec{V}^{(1)}(t, \vec{x}) + \vec{V}^{(2)}(t, \vec{x}) + \dots$$

$$\vec{B}(t, \vec{x}) = \vec{B}^{(2)}(t, \vec{x}) + \dots,$$

オームの法則とマックスウェル方程式

陽子・電子の運動方程式

→ 電流の運動方程式

→ 一般化されたオームの法則

$$\begin{aligned} \frac{m_e}{e} \left[\partial_t \delta \vec{v}_{pe} + (\vec{v}_b \cdot \nabla) \delta \vec{v}_{pe} + (\delta \vec{v}_{pe} \cdot \nabla) \vec{v}_b \right] \\ = \vec{E} - \left[en_b \eta + \frac{\sigma_T \rho_\gamma}{e} \right] \delta \vec{v}_{pe} - \frac{\sigma_T \rho_\gamma}{e} \delta \vec{v}_{\gamma b} \end{aligned}$$

マックスウェル方程式

光子の風

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{E} &= e \delta n_{pe}, \\ \partial_t \vec{E} &= \nabla \times \vec{B} - e(n_b \delta \vec{v}_{pe} + \delta n_{pe} \vec{v}_b), \\ \partial_t \vec{B} &= -\nabla \times \vec{E}, \\ \partial_t \delta n_{pe} + \nabla \cdot (n_b \delta \vec{v}_{pe} + \delta n_{pe} \vec{v}_b) &= 0, \end{aligned}$$

光子の風を外力とみなして、電磁氣的量を光子の項で表すことができる

いろいろな時間スケール

ミクロなスケール

- ・トムソン散乱
- ・クーロン散乱
- ・プラズマ振動
- ・電気抵抗

$$\tau_T = \frac{m_p}{\sigma_T \rho_\gamma} \approx 1 \times 10^3 \text{ sec} \left(\frac{1+z}{10^5} \right)^{-4}$$

$$\tau_C = \frac{m_e}{e^2 n_e \eta} \approx 4 \times 10^{-3} \text{ sec} \left(\frac{1+z}{10^5} \right)^{-3/2}$$

$$\omega_p^{-1} \equiv \sqrt{\frac{m_e}{e^2 n_e}} = 2.0 \times 10^{-9} \text{ sec} \left(\frac{1+z}{10^5} \right)^{-3/2}$$

$$\eta \equiv \frac{\pi e^2 \sqrt{m_e}}{T^{3/2}} \ln \Lambda = 9.4 \times 10^{-16} \text{ sec} \left(\frac{1+z}{10^5} \right)^{-3/2}$$

流体運動のスケール

$$\tau_{\text{dyn}} = k^{-1} \approx 8 \times 10^6 \text{ sec} \left(\frac{1+z}{10^5} \right)^{-5/2}$$

宇宙膨張のスケール

$$\tau_{\text{cos}} = H^{-1} \approx 4.5 \times 10^9 \text{ sec} \left(\frac{1+z}{10^5} \right)^{-2}$$

磁場の拡散スケール

$$\tau_{\text{diff}} = \frac{\tau_{\text{dyn}}^2}{\eta} \approx 7 \times 10^{28} \text{ sec} \left(\frac{1+z}{10^5} \right)^{-7/2}$$

解き方のポイント

一般化オームの法則の発散

$$\frac{1}{\omega_p^2} \partial_t^2 \rho + \eta_{\text{eff}} \partial_t \rho + \rho = \nabla \cdot \vec{C}$$

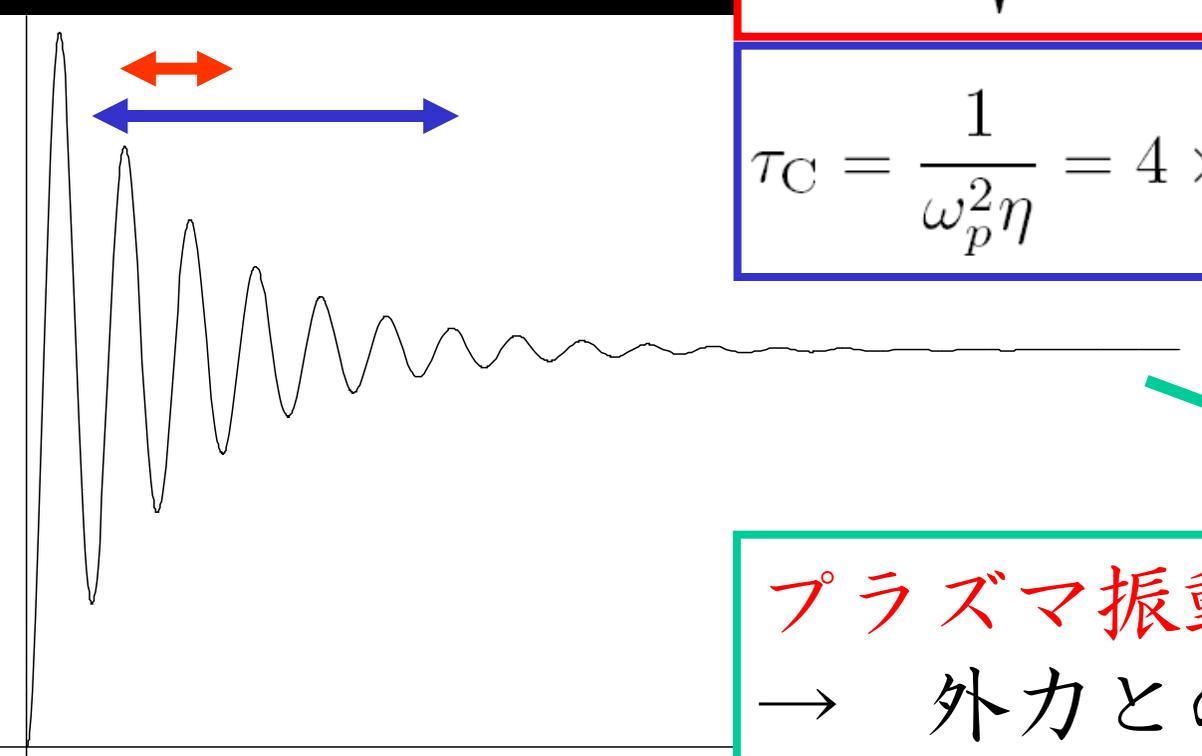
外力（光子の風）
のある減衰振動

$$\omega_p^{-1} \equiv \sqrt{\frac{m_e}{e^2 n(0)}} = 2 \times 10^{-9} \text{ sec} \left(\frac{1+z}{10^5} \right)^{-3/2}$$

$$\tau_C = \frac{1}{\omega_p^2 \eta} = 4 \times 10^{-3} \text{ sec} \left(\frac{1+z}{10^5} \right)^{-3/2}$$

$$\rho^{(1)} = \nabla \cdot \vec{C}^{(1)}$$

プラズマ振動と電気抵抗による緩和
→ 外力との平衡に落ち着く



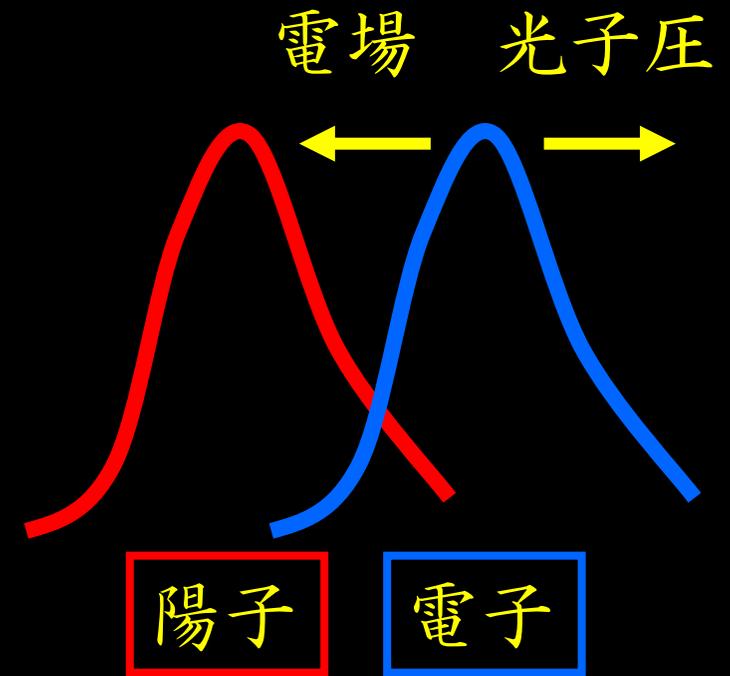
全てはCで表される

$$\rho = \nabla \cdot \vec{C},$$

$$\vec{j} = -\partial_t \vec{C} - \int dt \nabla \times \nabla \times \vec{C},$$

$$\vec{E} = \vec{C},$$

$$\vec{B} = - \int dt \nabla \times \vec{C},$$



- ・ オームの法則で電流項は効かない
→ 電子が光子に押されるのと電場がつりあう
- ・ 電流 → 変位電流を支える部分 + 磁場を支える部分
- ・ 光子の風がなくなると、電場・電荷密度は消える
磁場・電流は残る

光子 - バリオンの相対運動

磁場のsource

$$\nabla \times \vec{C}^{(2)} = \frac{\sigma_T \rho_\gamma^{(0)}}{e} \left[\frac{\nabla \rho_\gamma^{(1)}}{\rho_\gamma^{(0)}} \times \delta \vec{v}_{\gamma b}^{(1)} + \nabla \times \delta \vec{v}_{\gamma b}^{(2)} \right]$$

速度差の方程式

$$\begin{aligned} & \partial_t \delta \vec{v}_{\gamma b} + (\vec{v} \cdot \nabla) \delta \vec{v}_{\gamma b} + (\delta \vec{v}_{\gamma b} \cdot \nabla) \vec{v} - (\delta \vec{v}_{\gamma b} \cdot \nabla) \delta \vec{v}_{\gamma b} \\ &= -\frac{1}{4} \frac{\nabla \rho_\gamma}{\rho_\gamma} - (1 + R) \frac{\sigma_T \rho_\gamma}{m_p} \delta \vec{v}_{\gamma b}. \end{aligned}$$

強結合近似を用いて解く $k\tau_T \ll 1$

$$\delta \vec{v}_{\gamma b} = k\tau_T \delta \vec{v}_{\gamma b}^{(I)} + (k\tau_T)^2 \delta \vec{v}_{\gamma b}^{(II)} + \dots$$

結果

$$\nabla \times \vec{C}^{(2)} = \frac{\sigma_T \rho_\gamma^{(0)}}{e} \left[\frac{\nabla \rho_\gamma^{(1)}}{\rho_\gamma^{(0)}} \times \delta \vec{v}_{\gamma b}^{(1)} + \nabla \times \delta \vec{v}_{\gamma b}^{(2)} \right]$$

実は強結合近似の1次では外積はゼロで
2次まで解く必要がある。

→ 角度の情報が得られた

その結果、磁場は（その他の電磁気量も）
基本的な量だけで表される。

$$\vec{B}^{(2)} = -\frac{1}{16} \frac{\bar{R}^{(0)}}{(1 + \bar{R}^{(0)})^3} \frac{m_p^2}{e \sigma_T \bar{\rho}_\gamma^{(0)}} \int dt \frac{\nabla \bar{\rho}_\gamma^{(1)}}{\bar{\rho}_\gamma^{(0)}} \times \left[\frac{\partial_t \nabla \bar{\rho}_\gamma^{(1)}}{\bar{\rho}_\gamma^{(0)}} + \int dt \frac{\nabla (\nabla^2 \bar{\rho}_\gamma^{(1)})}{\bar{\rho}_\gamma^{(0)}} \right]$$

6、磁場の観測

K. Ichiki, S. Inoue & KT, in progress

KT, K. Murase, K. Ichiki & S. Nagataki , in progress

磁場の観測

初期宇宙で生成された磁場を観測したい

- ・理論の検証
- ・磁場で初期宇宙を探る？

問題

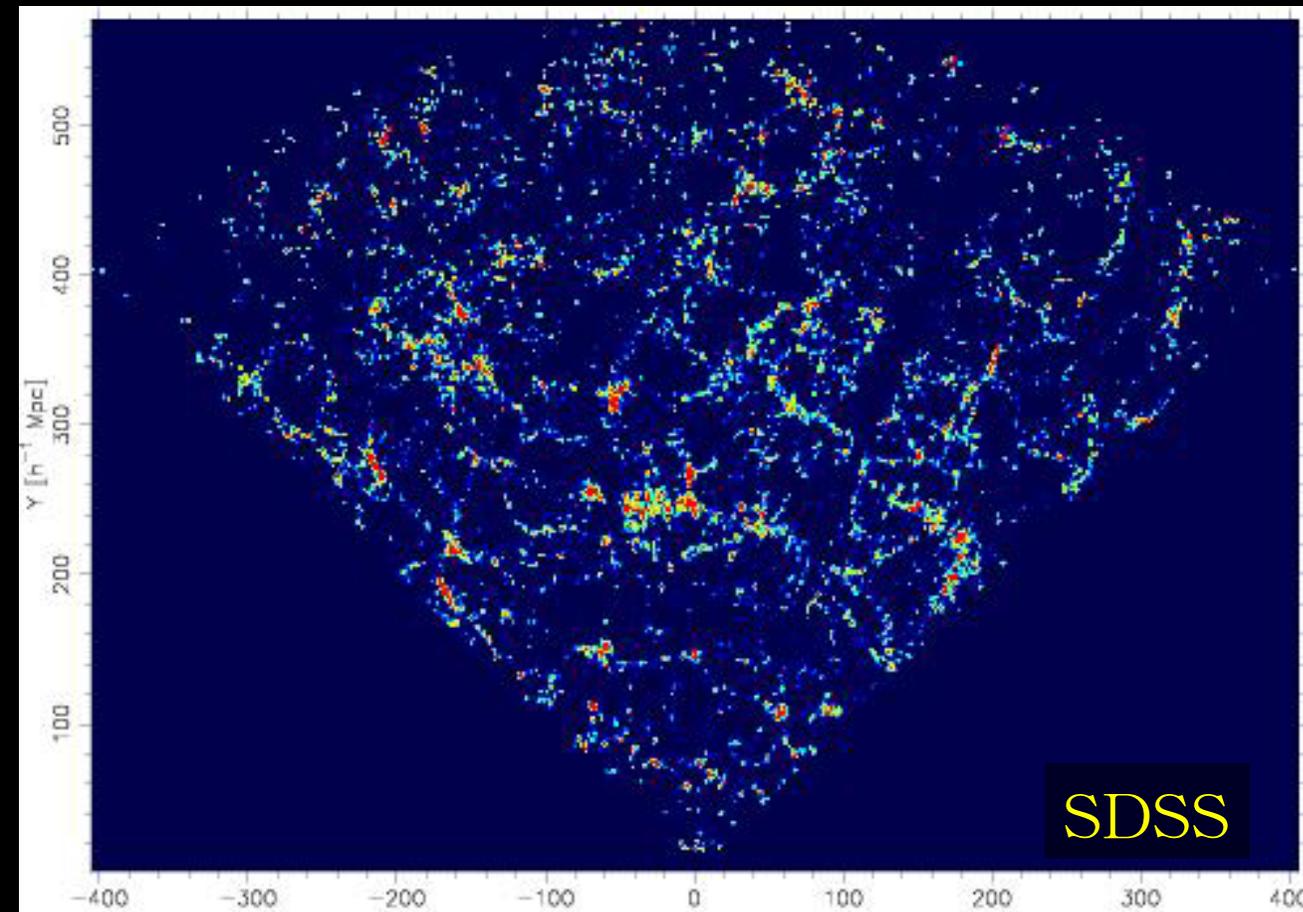
- ・生成されたときの情報は残っているか？
- ・そんな弱い磁場を観測できるか？

問題1：情報は残っているか？

収縮・乱流に巻き込まれるとスペクトルは変化する

濃い領域（銀河・銀河団）→ ダメ

薄い領域（void）→ OK？



- 宇宙の40%
- 典型的には10Mpc
- 密度が平均より小さいのでeffectiveに反重力
→ ゆらぎは線形のまま
- 紫外線に満ちている
→ ガスはなかなかcollapseできない
- 他に磁場源はなさそう

問題2：弱い磁場を観測できるか？

CMB・Faraday rotation

→ 現在の制限： $B < 1\text{nG}$

→ 望み薄

Plagaの方法 (Plaga, 1994)

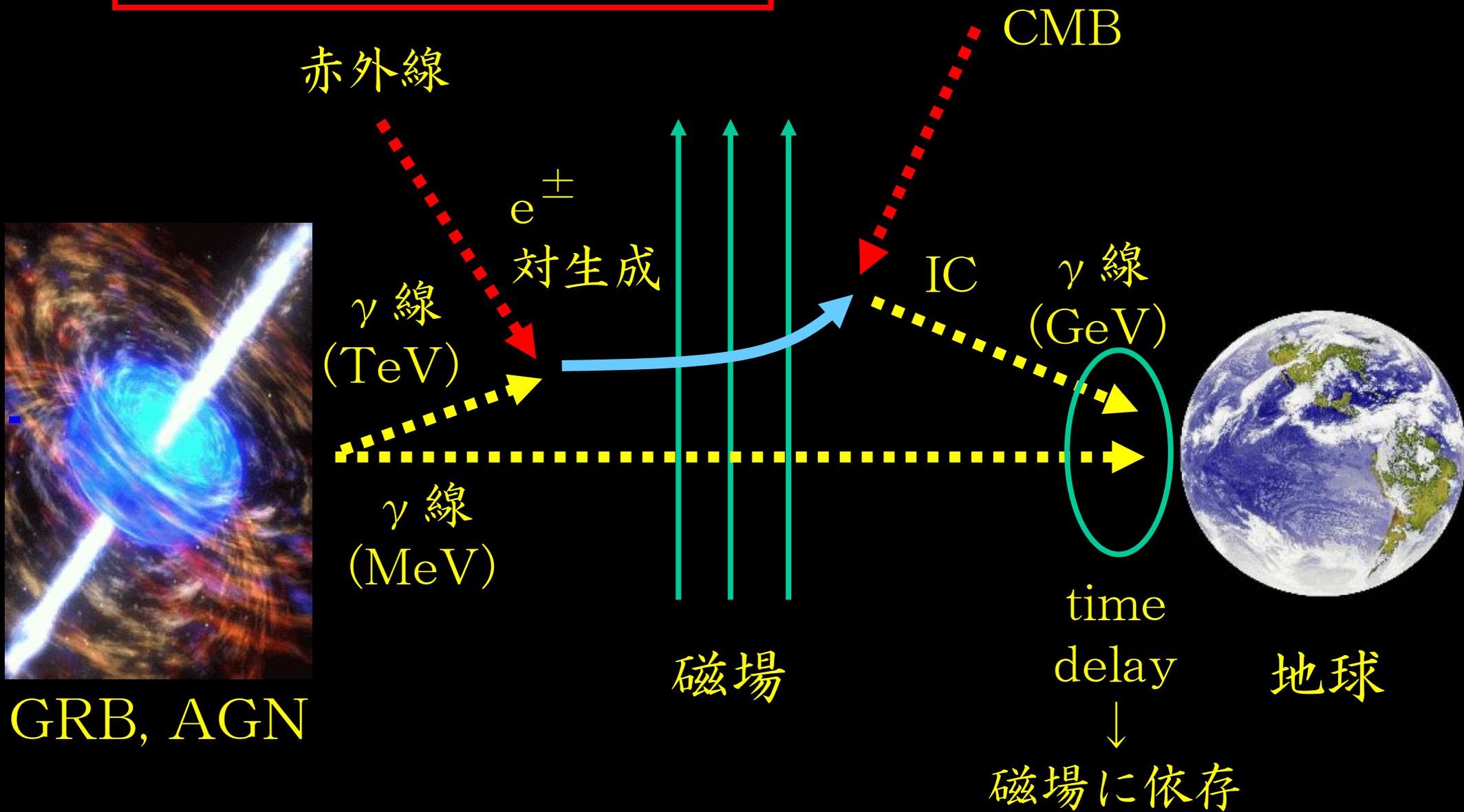
GRB、blazarなど高エネルギーバースト
天体からのdelayed photonを使って
非常に弱い磁場を測る

→ $B = 10^{-15} \sim 10^{-20}\text{G}$

→ 現在のところ最も強力な方法

(Ichiki, Inoue & KT, in progress)

Plagaの方法概念図 1

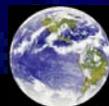


ターゲット

GRB・AGN

~ 50Mpc

地球



AGNの方が
やりやすい？

概念図 2

赤外線

$$E_{\text{IR}} = 0.1\text{eV} \left(\frac{E_\gamma}{1\text{TeV}} \right)^{-1}$$

CMB

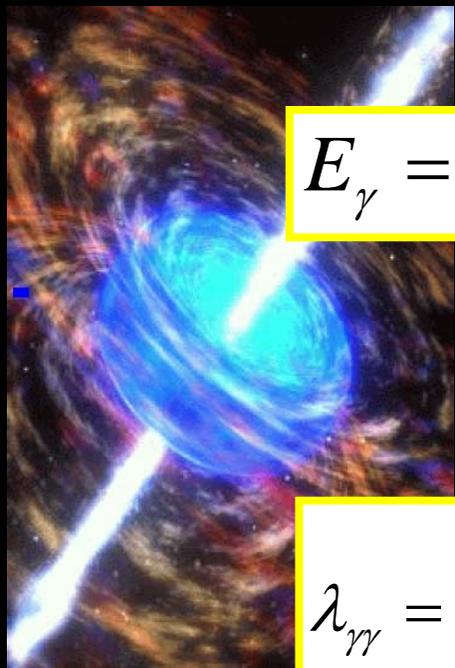
$$E_{\text{delay}} = 1\text{GeV} \left(\frac{E_\gamma}{1\text{TeV}} \right)^2$$

$$E_\gamma = 1\text{TeV}$$

$$\lambda_{\gamma\gamma} = 6\text{Mpc} \left(\frac{n_{\text{IR}}}{1\text{cm}^{-3}} \right)^{-1}$$

$$\lambda_{\text{IC}} = 1\text{Mpc} \left(\frac{E_\gamma}{1\text{TeV}} \right)^{-1}$$

$$\Delta t_B = 10^3 \text{sec} \left(\frac{E_{\text{delay}}}{1\text{GeV}} \right)^{-2} \left(\frac{B}{10^{-18} \text{G}} \right)^2$$



いろいろな数字 1

$$E_\gamma = 1\text{TeV}$$

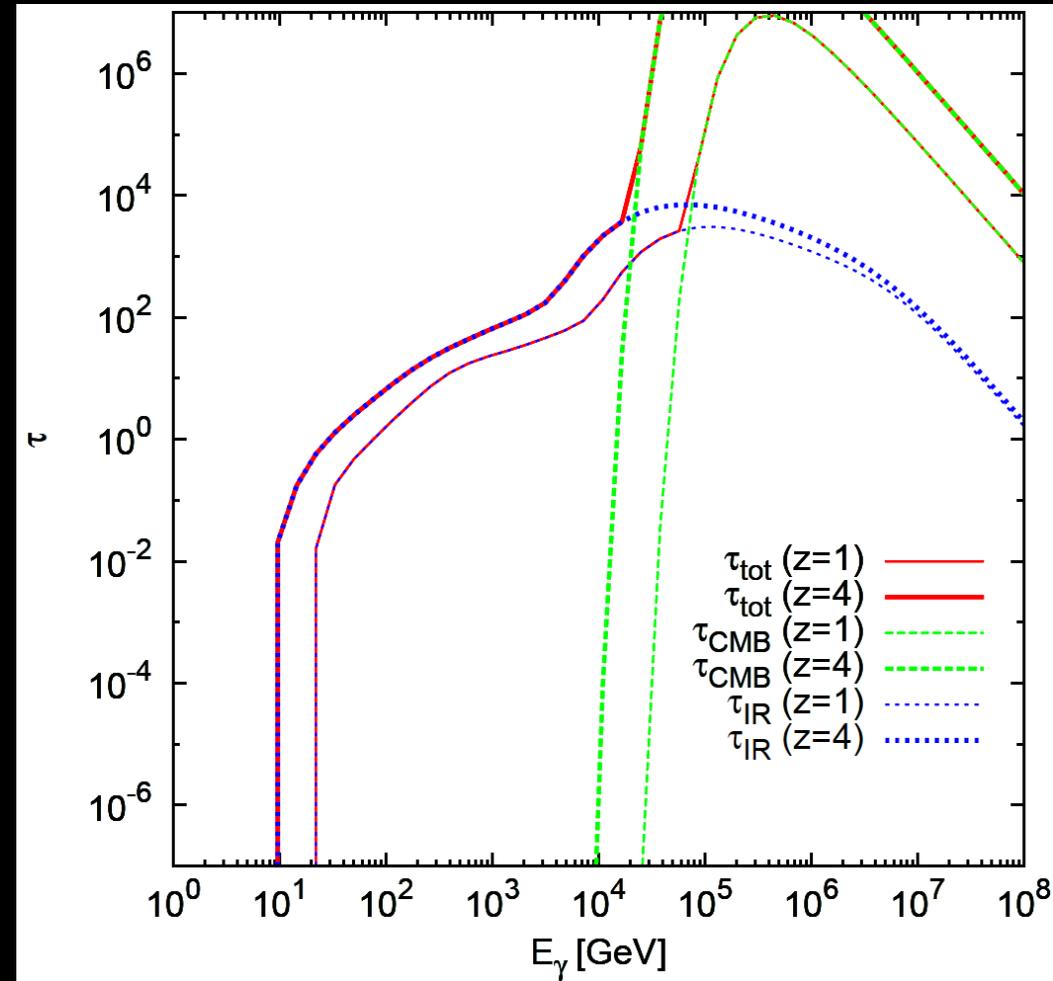
- TeV blazar
- GRBではパラメータ次第でTeVが出るのは割と自然

$$E_{\text{IR}} = 10^{-1}\text{eV} \left(\frac{E_\gamma}{1\text{TeV}} \right)^{-1}$$

- COBEでわりとよく観測

$$E_{\text{delay}} = 1\text{GeV} \left(\frac{E_\gamma}{1\text{TeV}} \right)^2$$

- GLASTなど衛星の領域。
もう少し高いと地上のチェレンコフ望遠鏡の領域。



いろいろな数字2

$$\lambda_{\gamma\gamma} = 6\text{Mpc} \left(\frac{n_{\text{IR}}}{1\text{cm}^{-3}} \right)^{-1}$$

- ・天体付近の濃い領域から出るのに十分大きい

$$\lambda_{\text{IC}} = 1\text{Mpc} \left(\frac{E_{\gamma}}{1\text{TeV}} \right)^{-1}$$

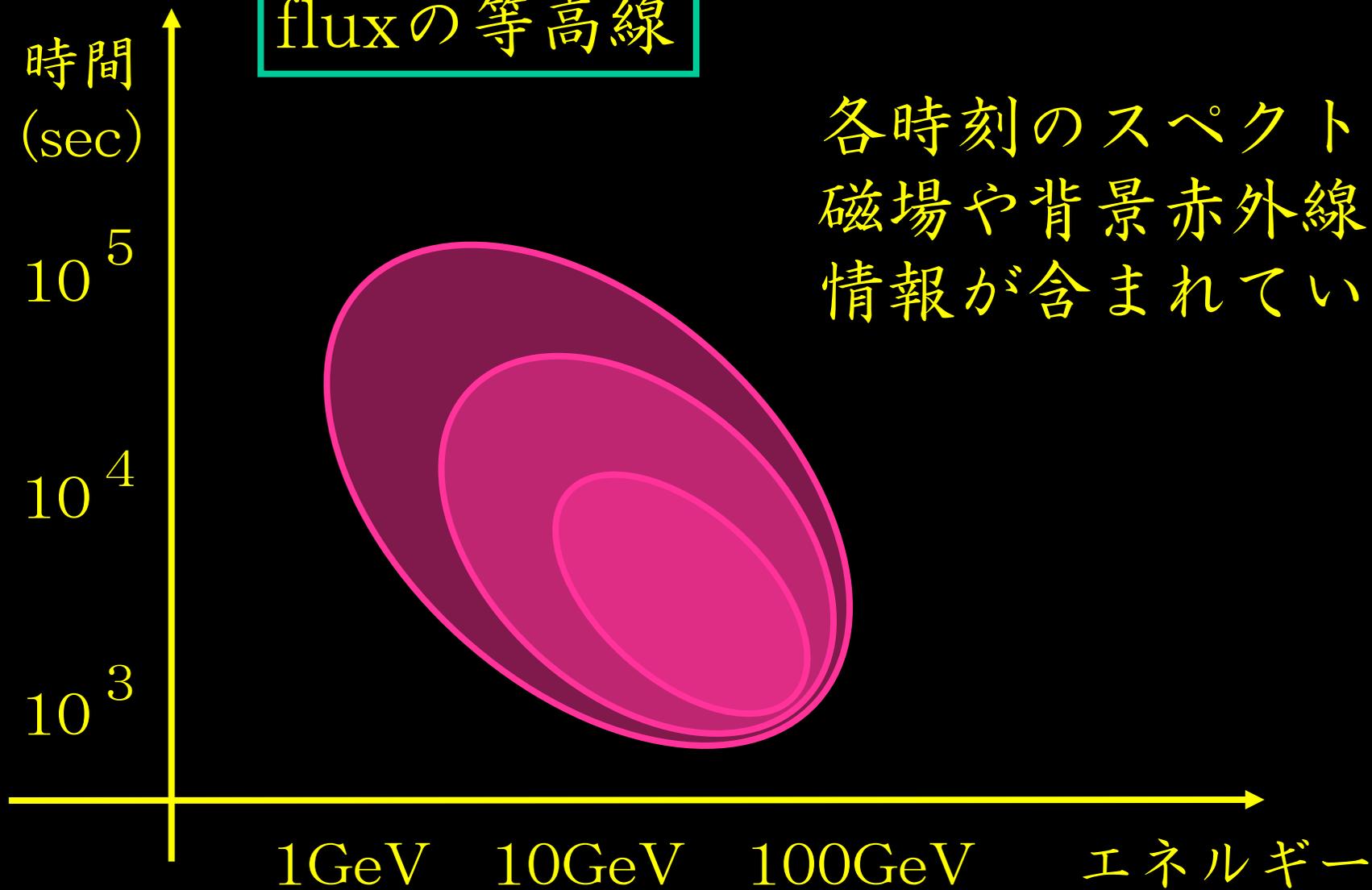
- ・上と合わせても基本的に反応はlocal

$$\Delta t_B = 10^3 \text{sec} \left(\frac{E_{\text{delay}}}{1\text{GeV}} \right)^{-2} \left(\frac{B}{10^{-18} \text{G}} \right)^2$$

- ・強い（弱い）磁場は高（低）エネルギー γ 線で見える
- ・高エネルギー天体固有の時間スケールより大きくなければならない

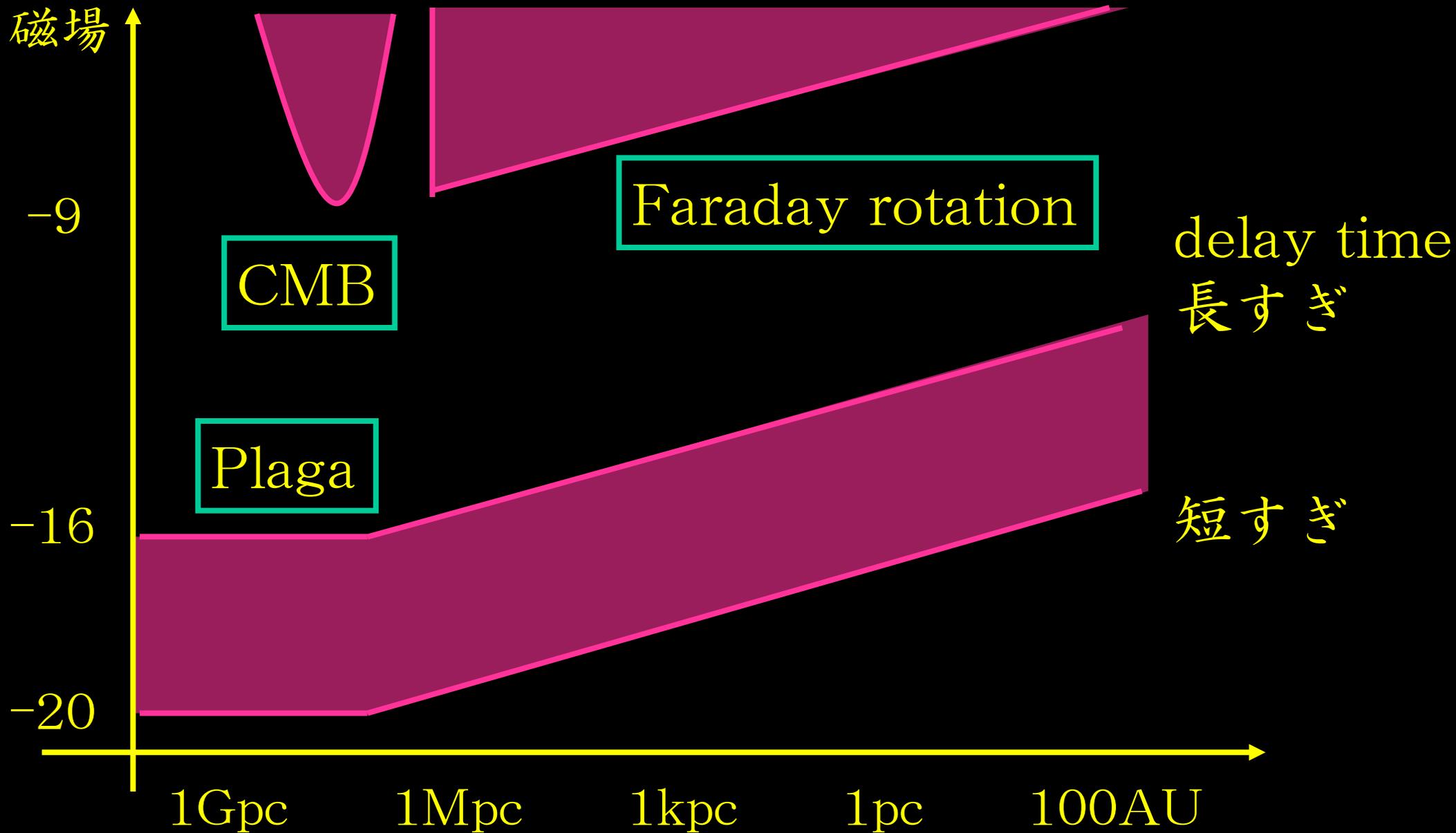
観測量

fluxの等高線



各時刻のスペクトルに
磁場や背景赤外線の
情報が含まれている

non-detectionによる制限



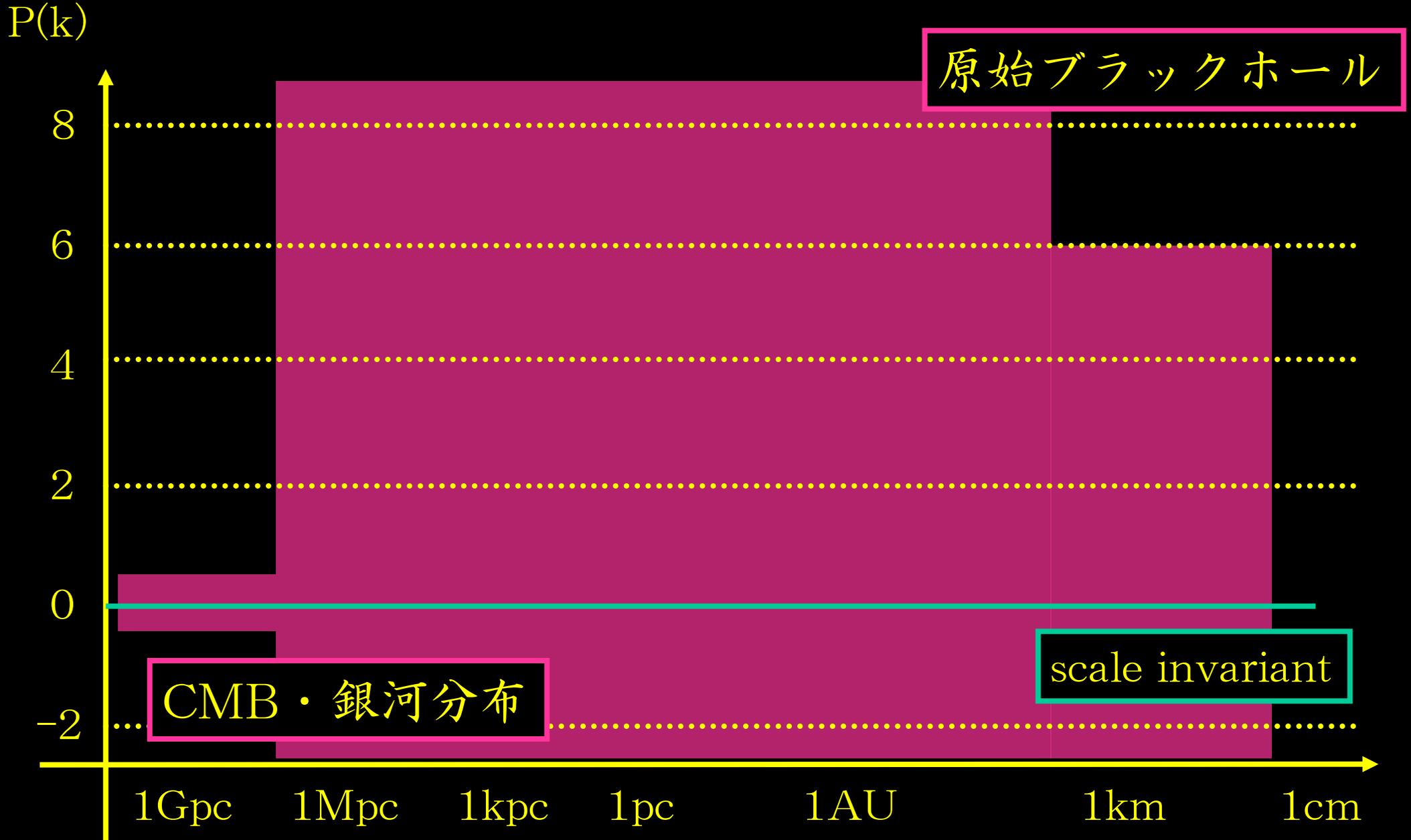
今後の研究ステップ

- 1、Plagaの方法をきちんと定式化
→ ほぼ完成
- 2、現実的なセットアップでモンテカルロ
→ 今年中には？
- 3、MAGICとかCANGAROOとか
→ 1・2を引っさげて
→ まずは宇宙論を忘れて、とにかく
この方法でなんらかの制限を得る
- 4、GLASTにお願い
→ 宇宙論的に意味のある制限が出る？

7、2次摂動で宇宙初期を探る

あたたかい目で見守ってください

現在のゆらぎへの制限



制限なし！

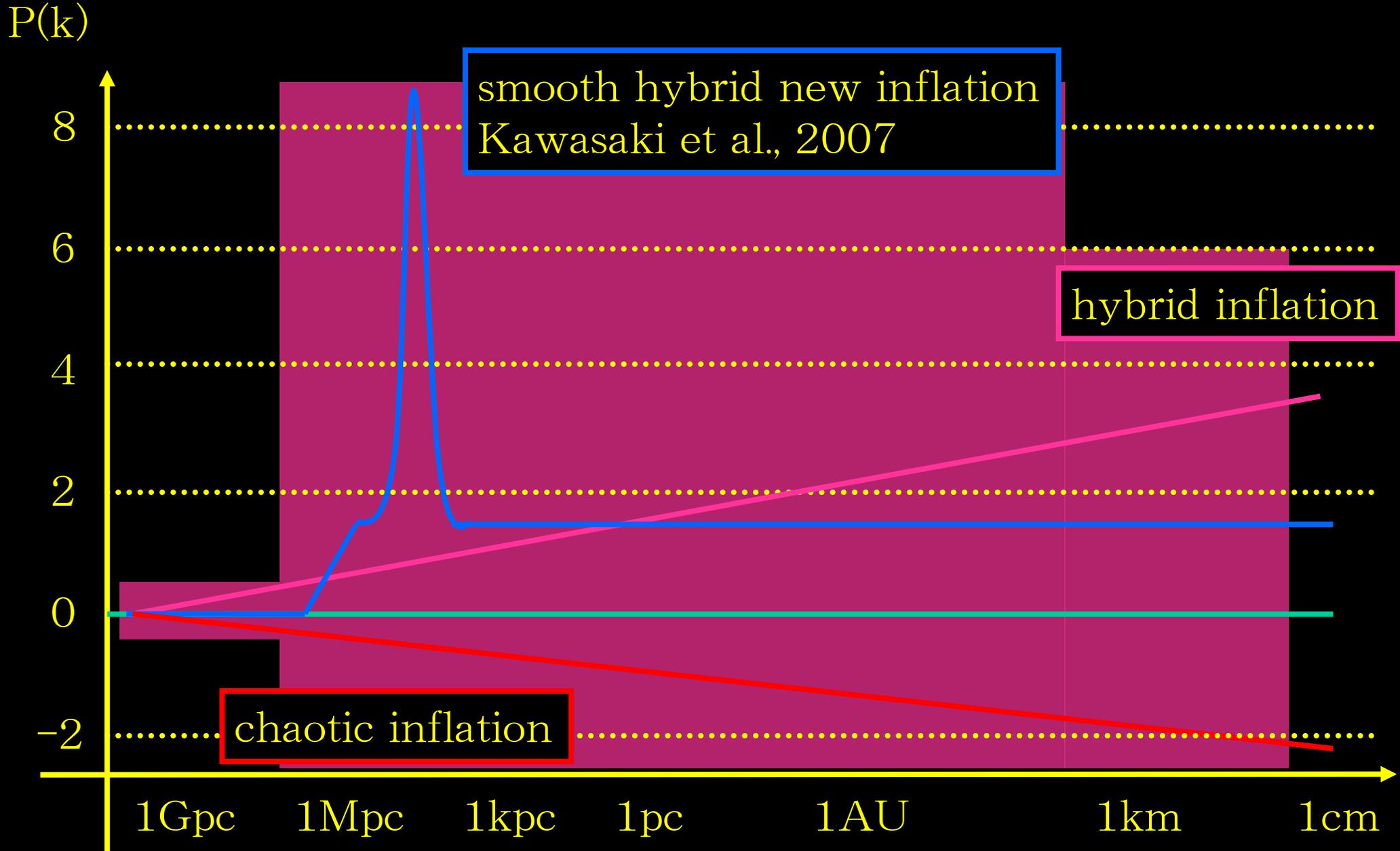
$P(k)$



ほとんどの
スケールに
制限なし！

1Gpc 1Mpc 1kpc 1pc 1AU 1km 1cm

様々なインフレーションモデル



基本的なアイデア①

2次の重力波や磁場スペクトルは
原始ゆらぎスペクトルに依存

$$P_{\text{GW}}^{(2)}, P_B^{(2)} \propto P_{\mathcal{R}}^2$$

-
- ・ 重力波・磁場を観測すれば原始ゆらぎを観測できる
 - ・ しかも2次のスペクトルは1次のスペクトルに敏感

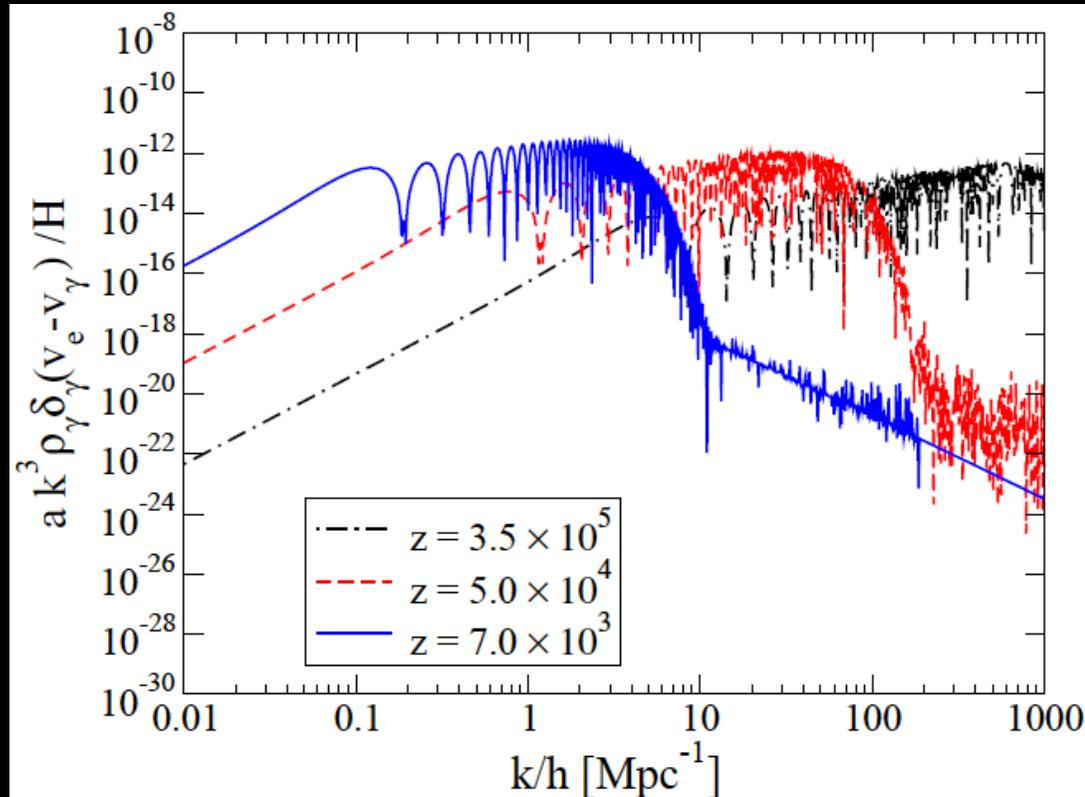
基本的なアイデア②

CMB ゆらぎ

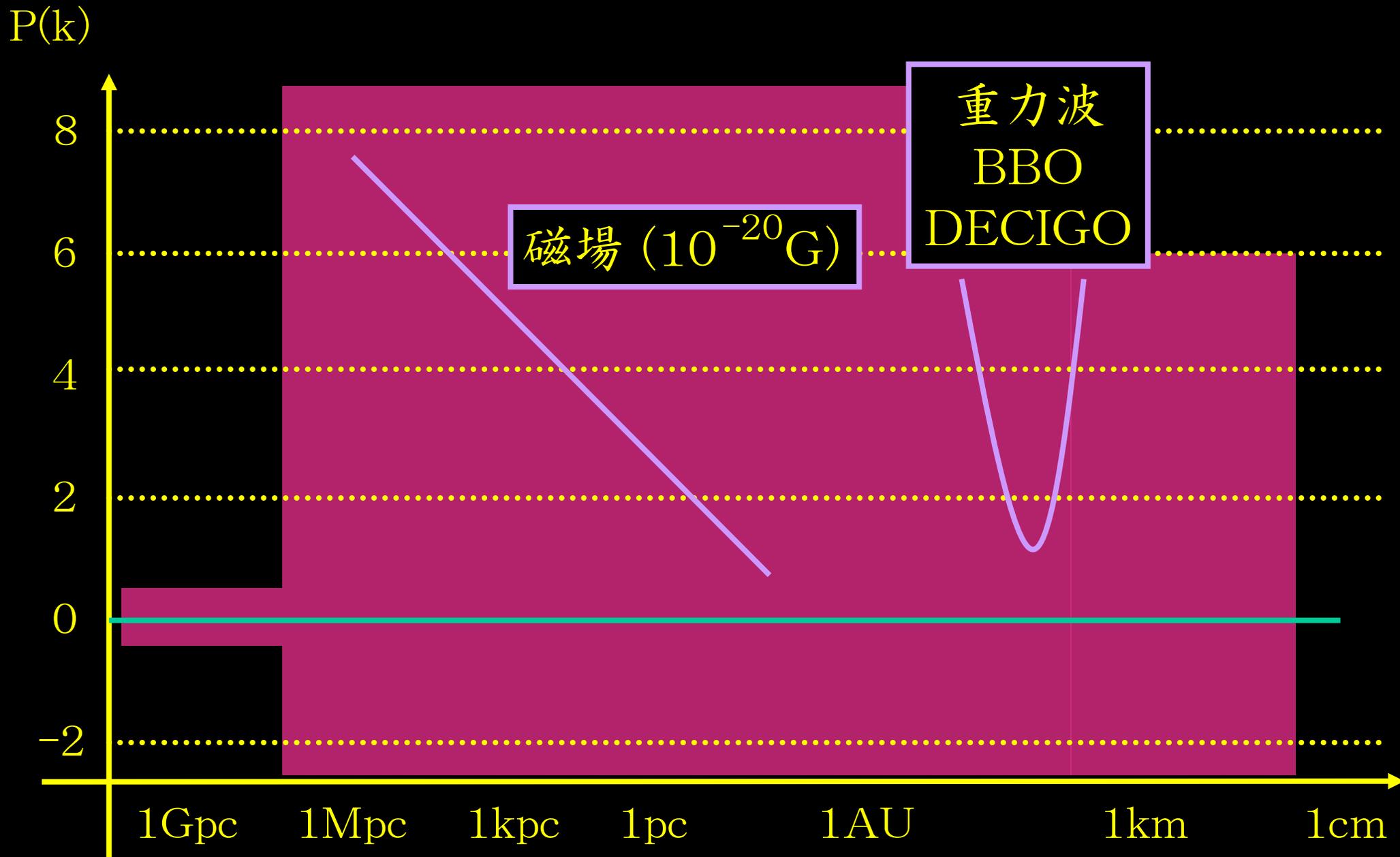
- ・ decouplingのときのsnap shot
- ・ 小スケールではSilk dampingでかき消される

磁場・重力波

- ・ snap shotの積分
- ・ 散逸はあまり効かず、小スケールまで磁場はそのまま残る
→ 小スケール観測が可能

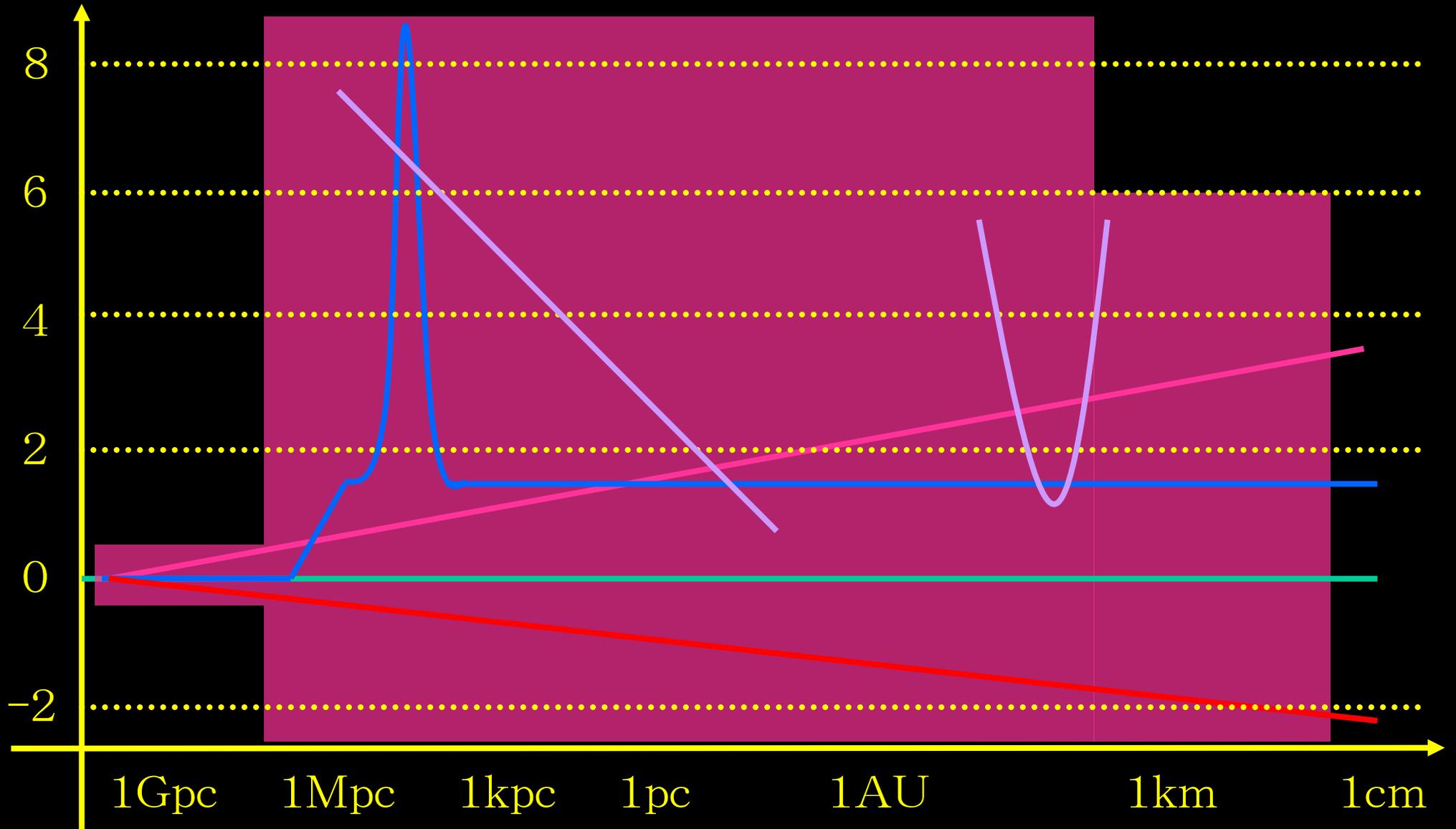


ゆらぎへの制限 (超楽観的)



インフレーションモデルへの制限

$P(k)$



2次による初期宇宙探索まとめ

- ・ 2次スペクトルは1次スペクトルに強く依存
- ・ 磁場と重力波はかなり小さなスケールの観測が原理的には可能
- ・ Plagaの方法による磁場観測 ～ 数年？
- ・ 重力波の直接観測 ～ 数十年？数百年？

こんな小スケールの情報は
他では得られないので
やる価値はある（と思う）

結論

- 1、宇宙論的摂動 2 次の効果
 - ・重力波の生成
 - ・磁場の生成 (+ α が必要)
- 2、2次摂動によって小スケールのゆらぎを探りたい
 - ・スケール不変ではきつい
 - ・他では得られない情報

END