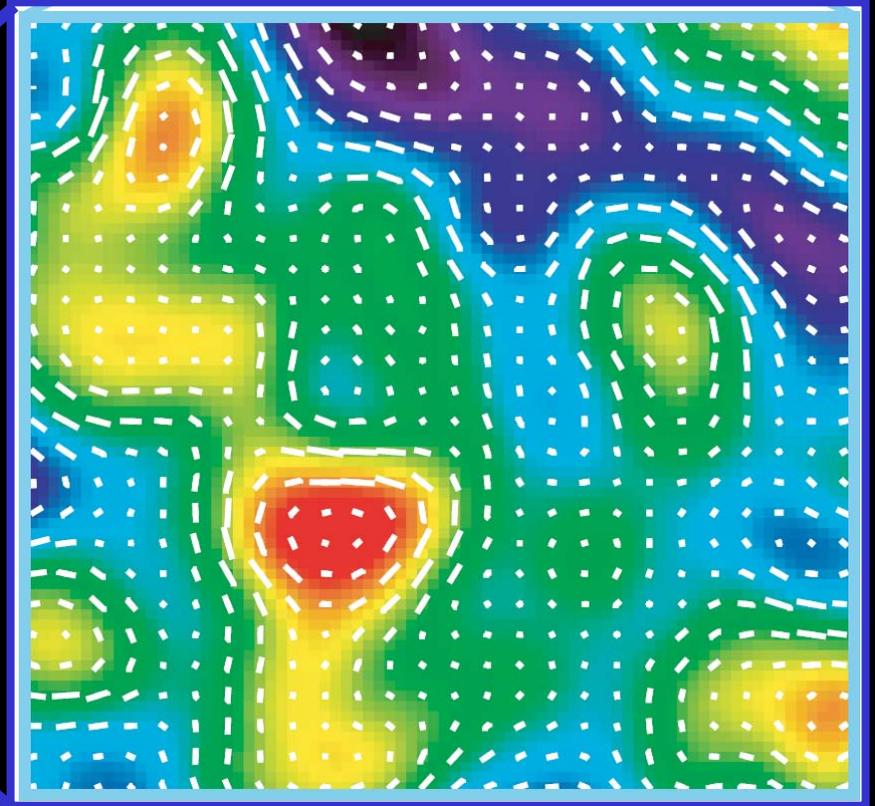
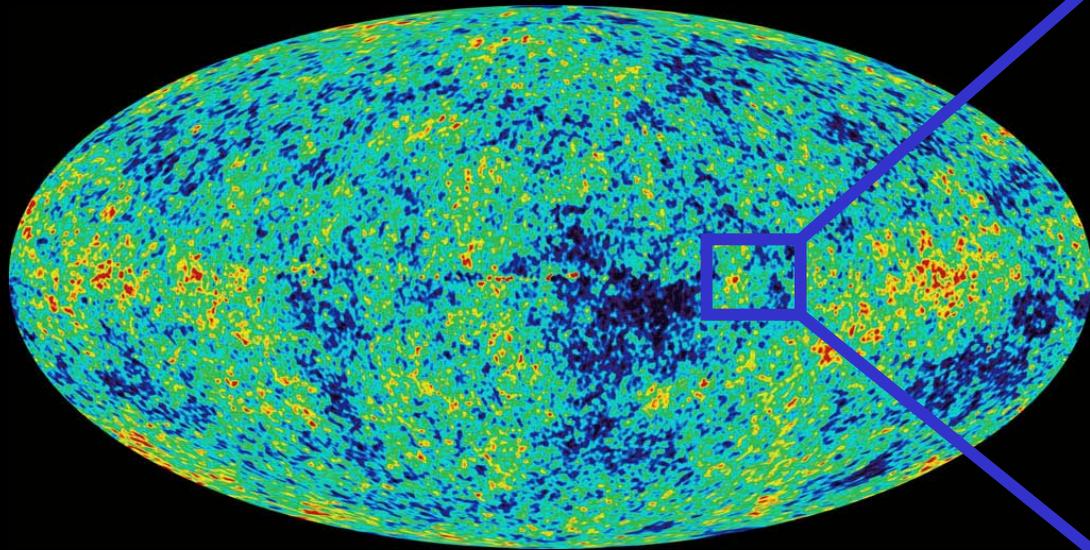


宇宙磁場の起源



高橋慶太郎

京都大学基礎物理学研究所

2008年1月17日@東大宇宙理論研究室

共同研究者

磁場の生成

- ・市來浄輿 (東大)
- ・杉山直 (名古屋大)
- ・大野博司 (東芝)
- ・花山秀和 (国立天文台)

磁場の観測

- ・市來浄輿 (東大)
- ・井上進 (国立天文台)
- ・村瀬孔大 (京大)
- ・長滝重博 (京大)

参考文献

- ・ PRL 95 (2005) 121301
- ・ Science 311 (2006) 827
- ・ astro-ph/0701329
- ・ arXiv:0710.4620
- ・ arXiv:0711.1589

概要

1、晴れ上がり以前の宇宙における 磁場生成

- ・光子、陽子、電子の相互作用
- ・宇宙論的磁場の存在の予言
- ・銀河磁場の起源？

2、磁場の観測

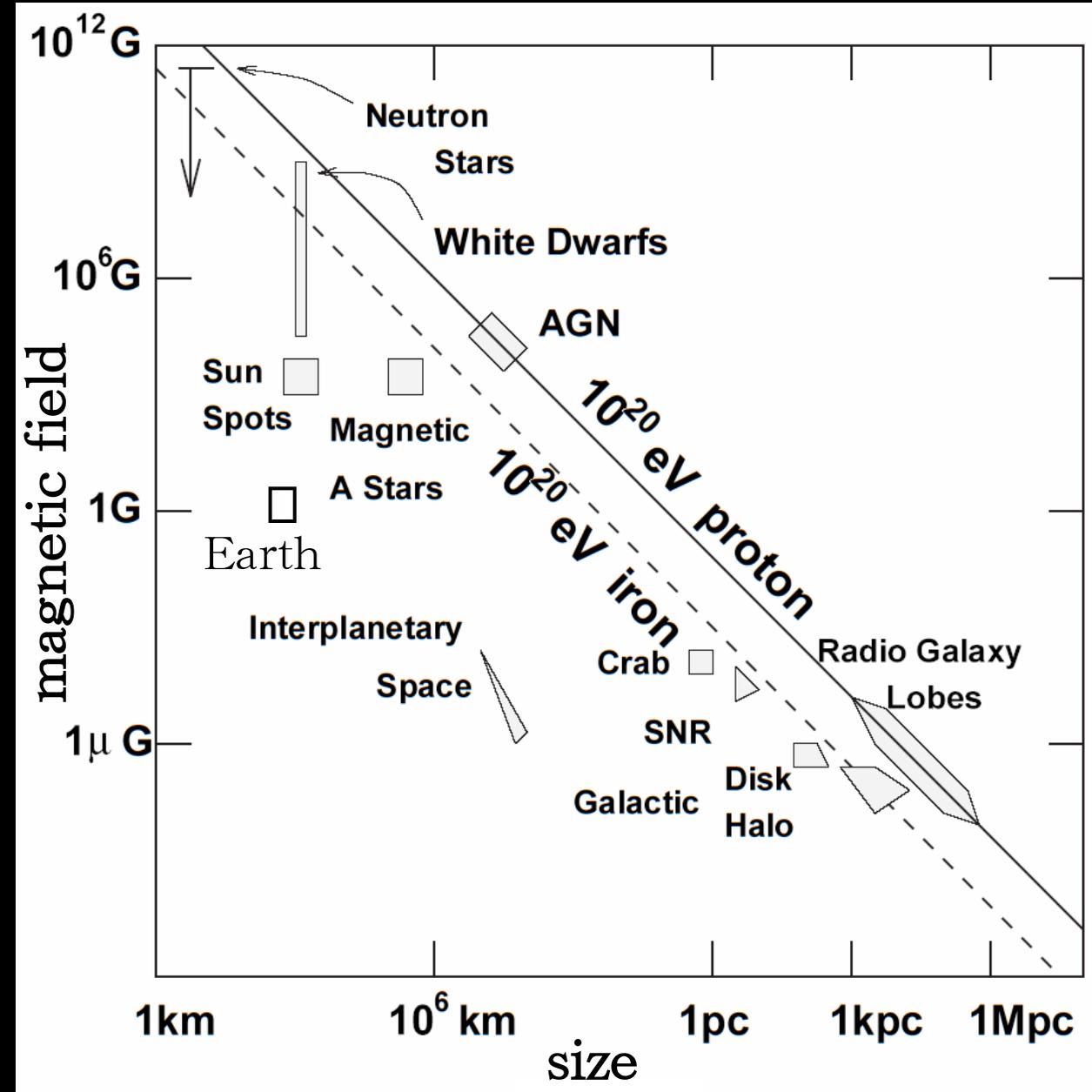
- ・高エネルギー天体を用いた
磁場観測法の確立
- ・理論の検証
- ・磁場で初期宇宙を探る？

目次

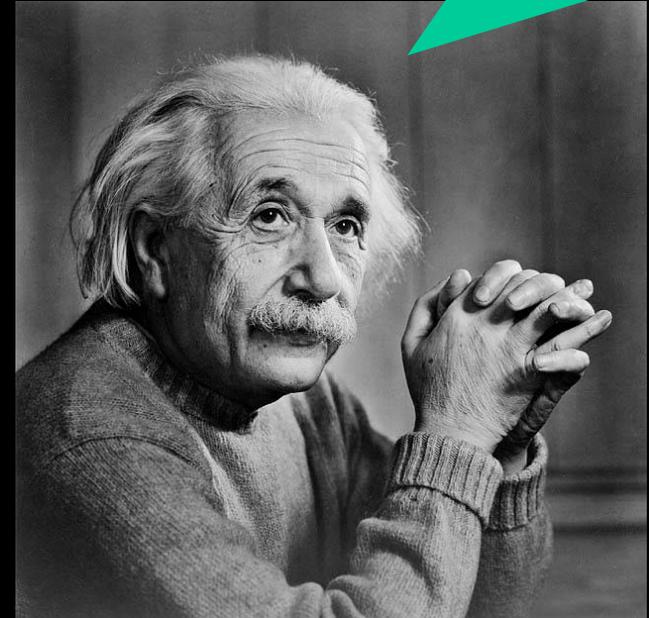
- 1、宇宙磁場へのイントロ
- 2、宇宙の電磁氣的性質
- 3、磁場のスペクトル
- 4、磁場の観測
- 5、まとめと展望

1、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？

宇宙論的磁場への制限

ビッグバン元素合成

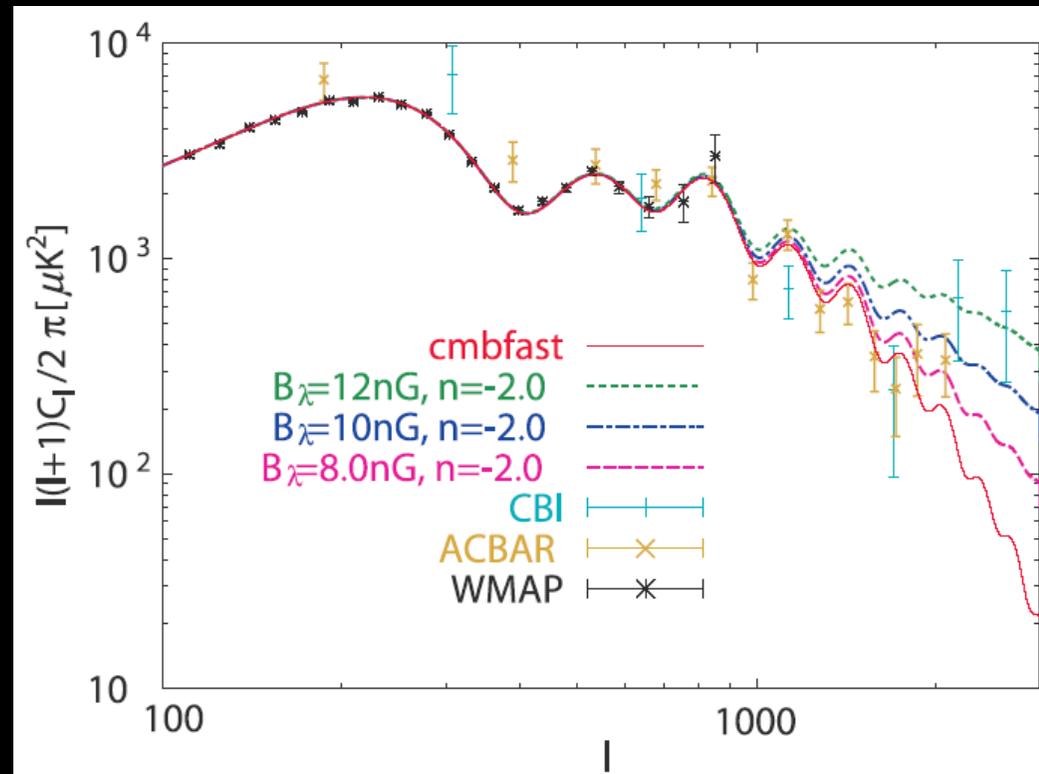
- ・ 宇宙膨張則
- ・ 弱い相互作用の反応率
- ・ 電子の相空間の構造

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	$O(1) \mu G$	$> 1kpc$	Faraday
宇宙論的	$< 0.01 \mu G$	$Mpc \sim$	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

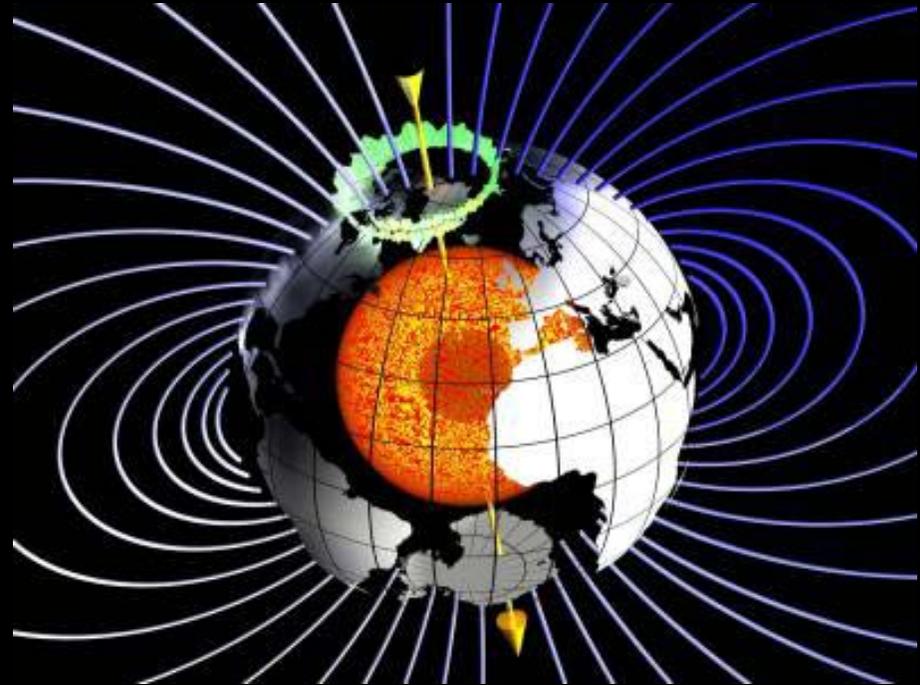
磁場の増幅・維持機構

- ・ 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

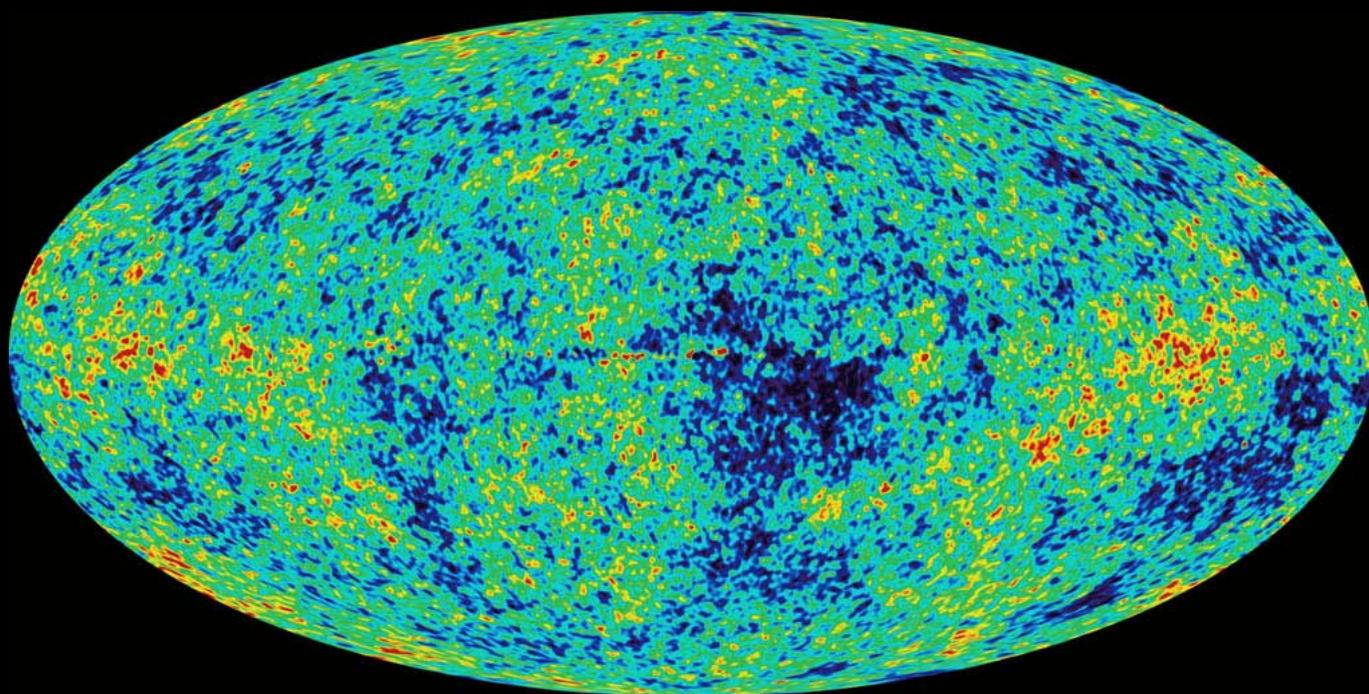
ゆらぎによる磁場生成

輻射優勢期 ～ 再結合時のゆらぎによる磁場生成

Hogan 00, Berezhiani & Dolgov 04

Matarrese et al. 04, 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

2、宇宙の電磁氣的性質

KT, K. Ichiki & N. Sugiyama, arXiv:0710.4620

宇宙論的摂動

摂動 = 一様等方からのずれ・ゆらぎ

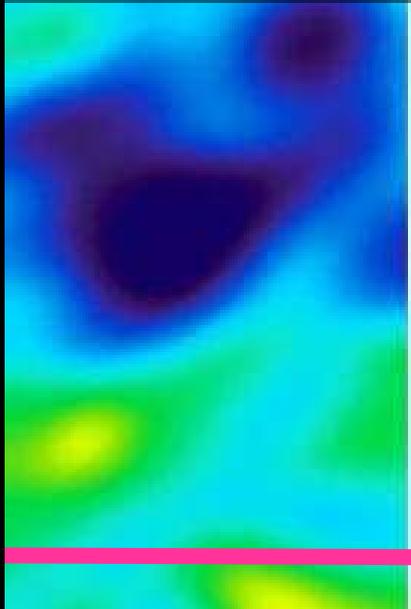
- ・インフレーションで量子的に生成

 - 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



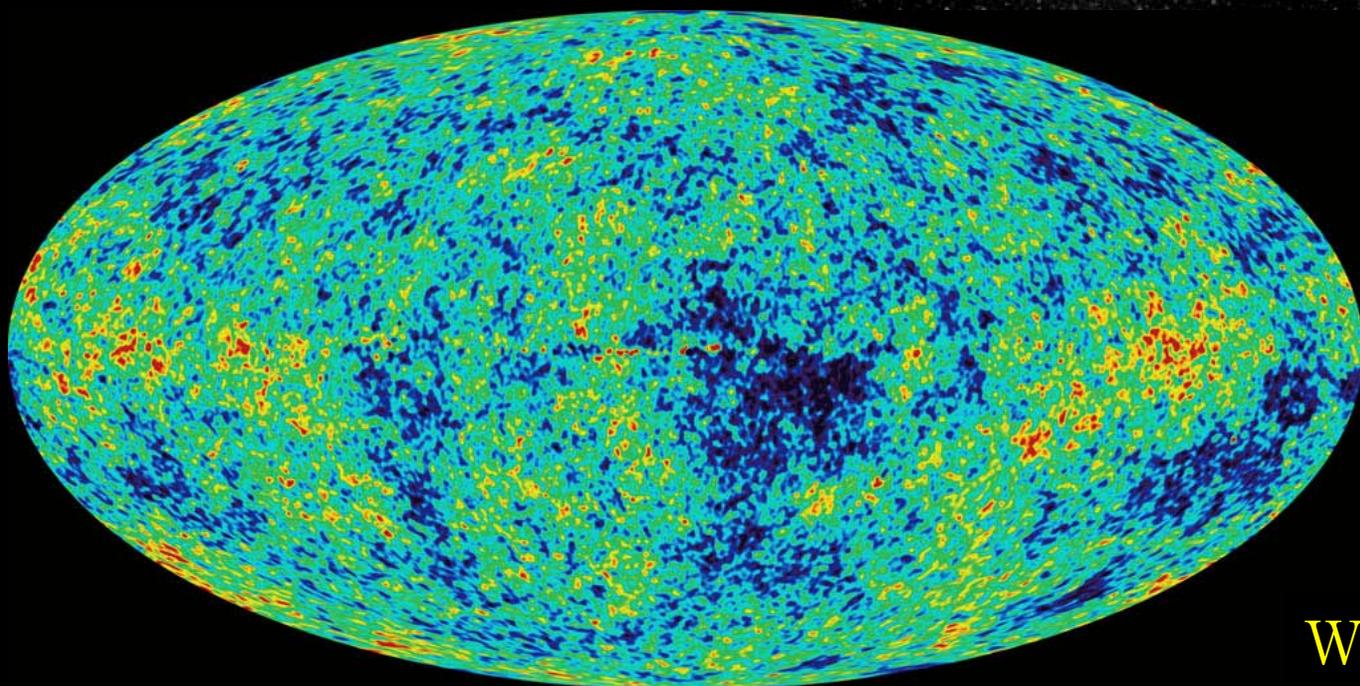
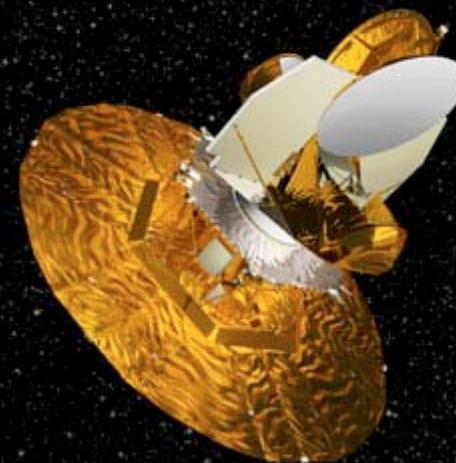
宇宙の大構造



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

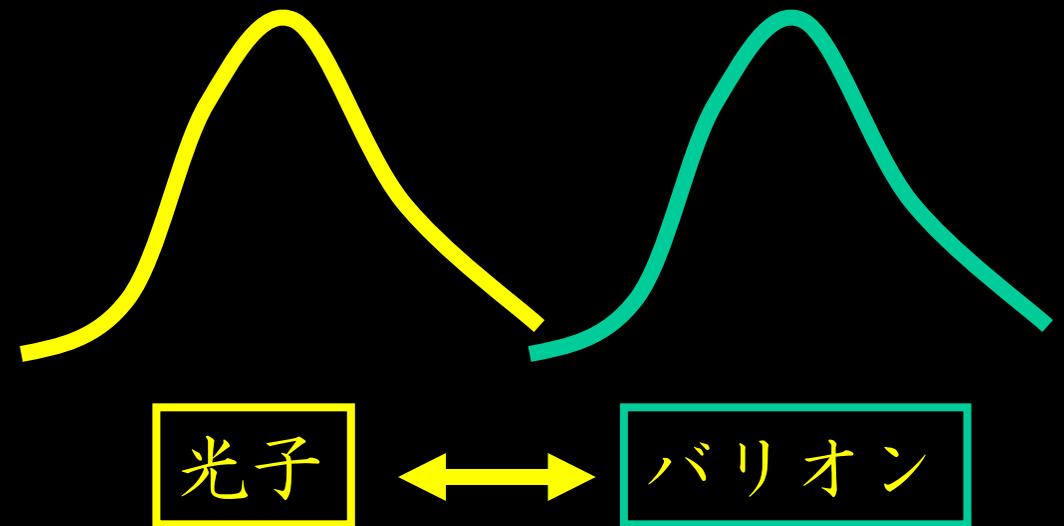
WMAP

初期宇宙の様子

登場人物

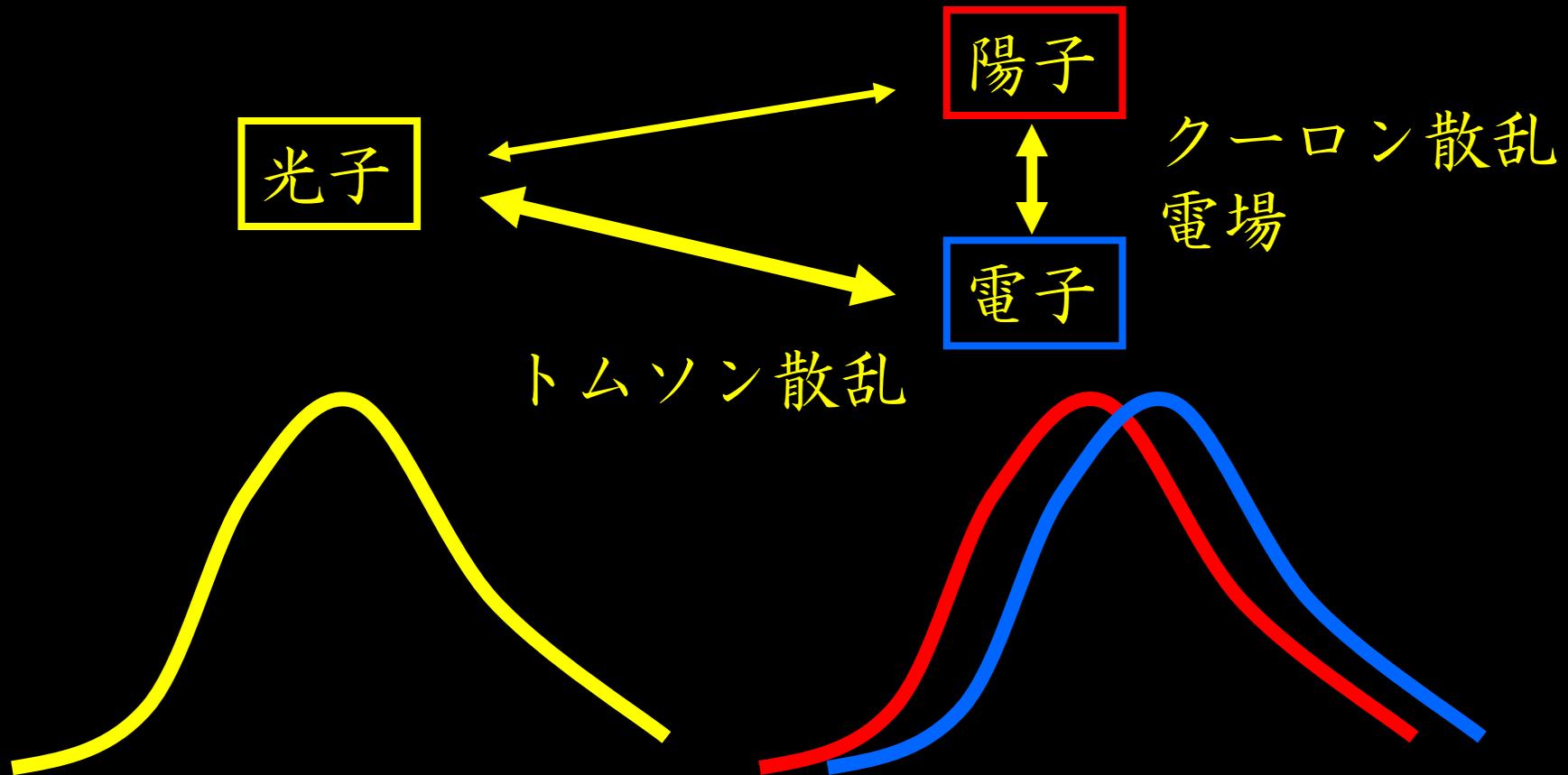
- ・光子
- ・バリオン（陽子＋電子）
- ・ダークマター
- ・ニュートリノ

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



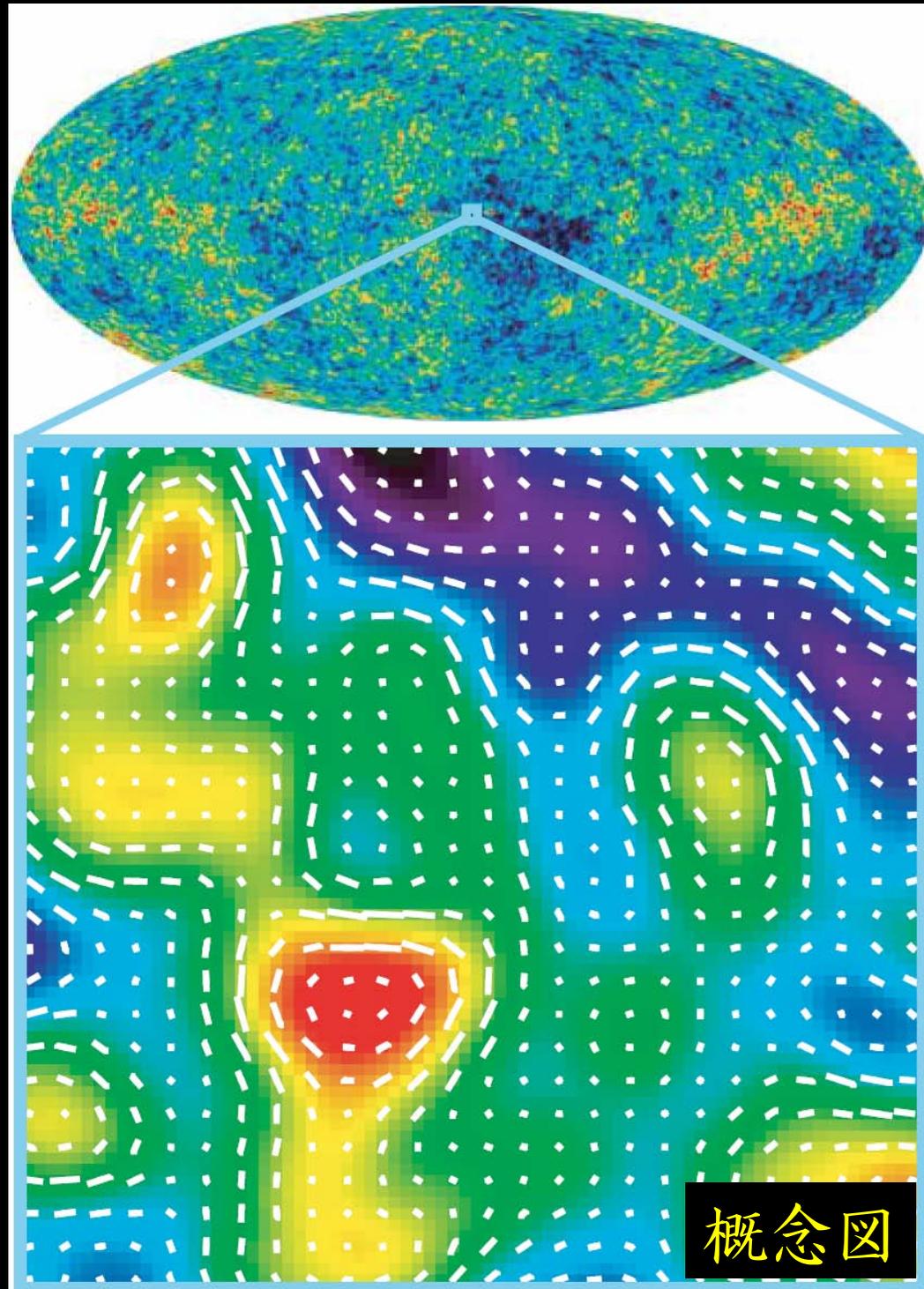
3 流体間の相互作用はとても強い
→ 基本的に1流体、しかし微小なずれ
→ 電場・電流 → 磁場

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



概念図

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

- ・ 線形近似では回転成分が存在しない
- ・ 非線形効果で生成
- ・ これまでは線形で十分だった

2つの点でこれまでの枠組みを拡張

方針

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

ここではニュートンの的に簡単化。定量的議論は後で

運動方程式

ニュートンの、宇宙膨張無視
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風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

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

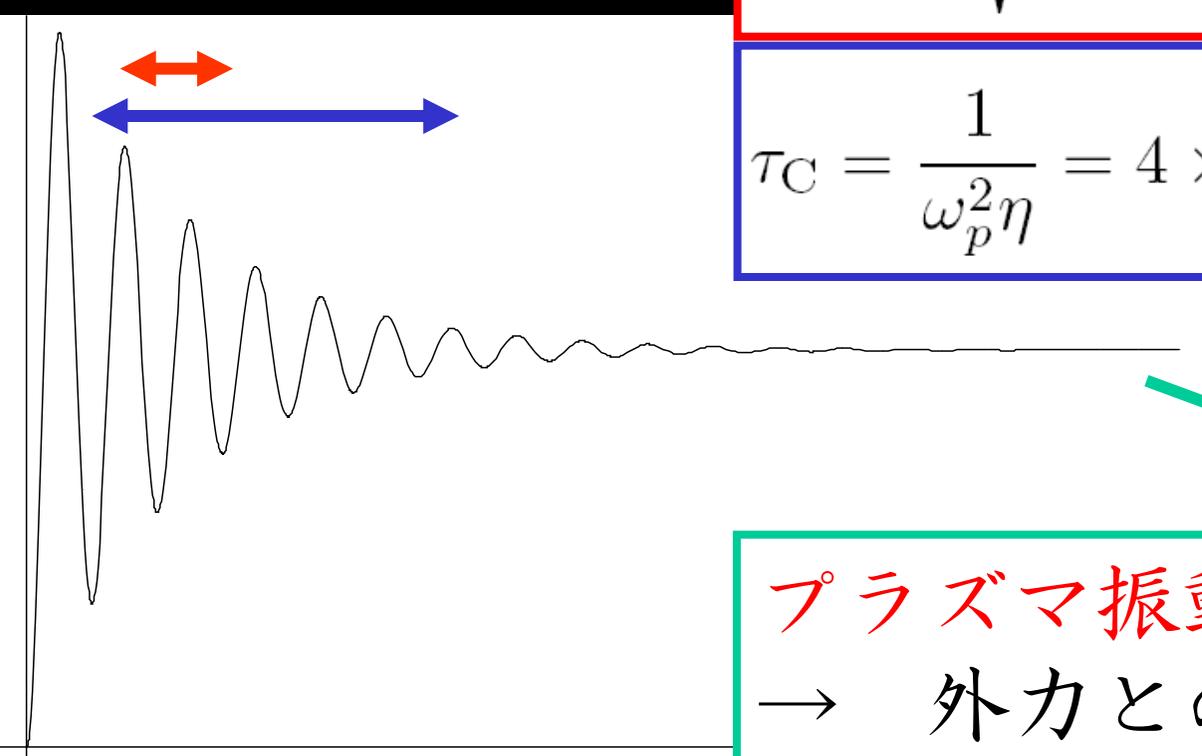
外力（光子の風）
のある減衰振動

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

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

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

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



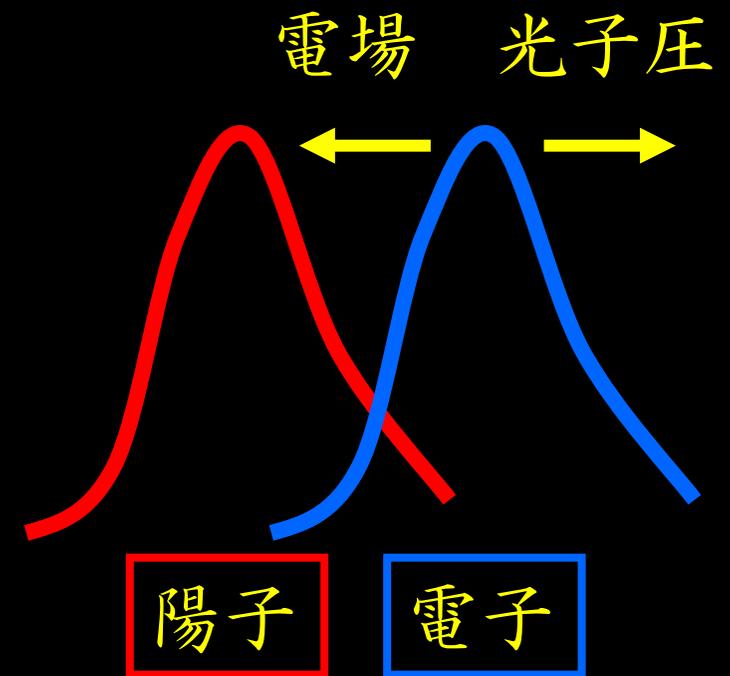
全てはCで表される

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

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

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

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



- ・ 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。

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。

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

とても美しい式（だと思う）

宇宙の電磁氣的性質まとめ

全て解く

- ・陽子、電子の運動方程式
 - 一般化オームの法則
- ・Maxwell方程式
 - 全てが光子の外力で表される
 - ・光子の風と電場がつりあう
 - ・磁場は風の回転
 - ・磁場に見あうだけの電流も
- ・光子の方程式
 - 全てが基本的な量で表される
 - とても美しい式

3、磁場のスペクトル

KT, K. Ichiki et al.

- PRL 95 (2005) 121301
- Science 311 (2006) 827
- astro-ph/0701329

ゆらぎの定式化

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

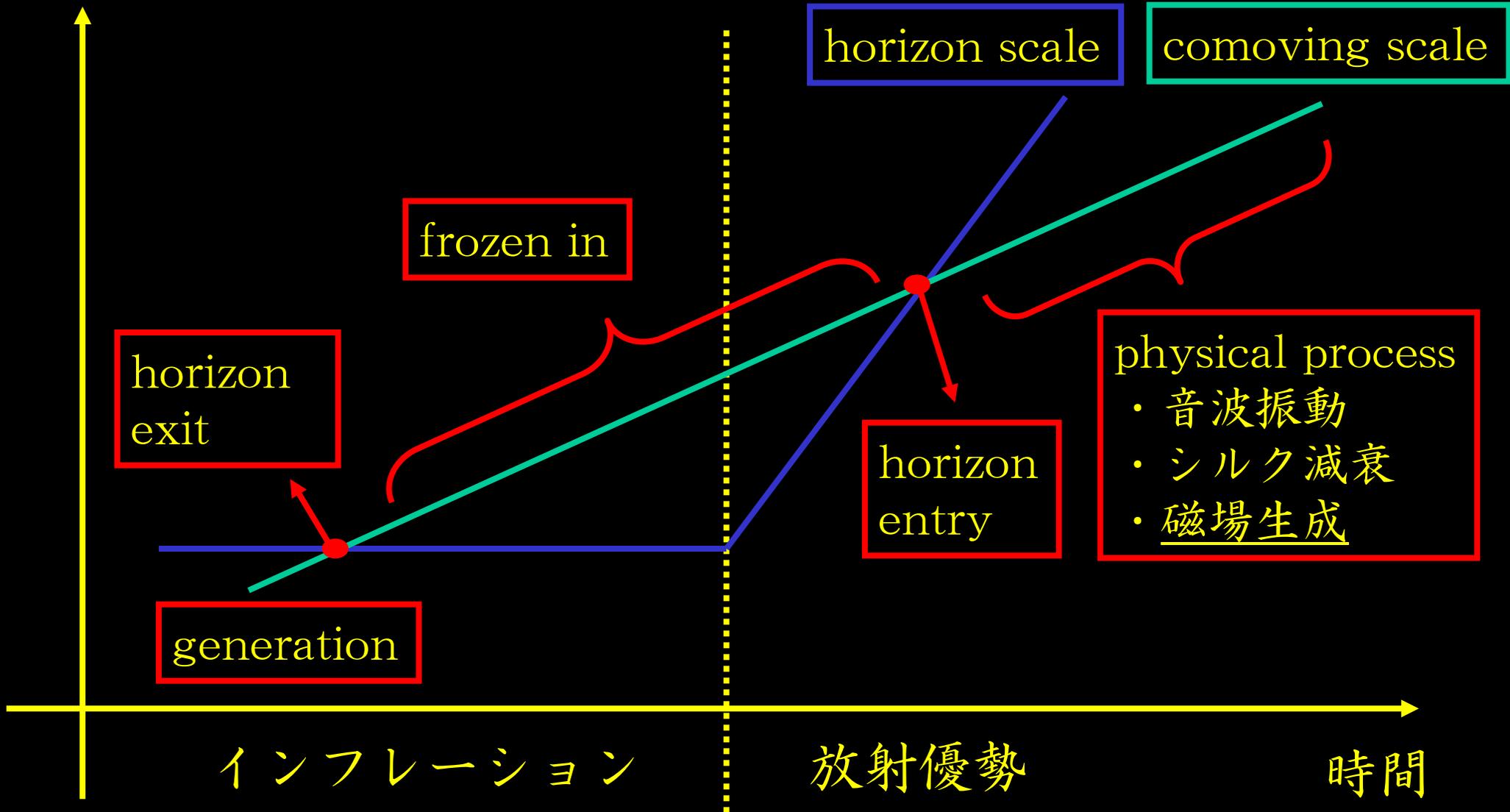
- ・バリオン
 - ・ダークマター
- } 一般相対論的流体方程式

- ・重力

これらを線形化して解く

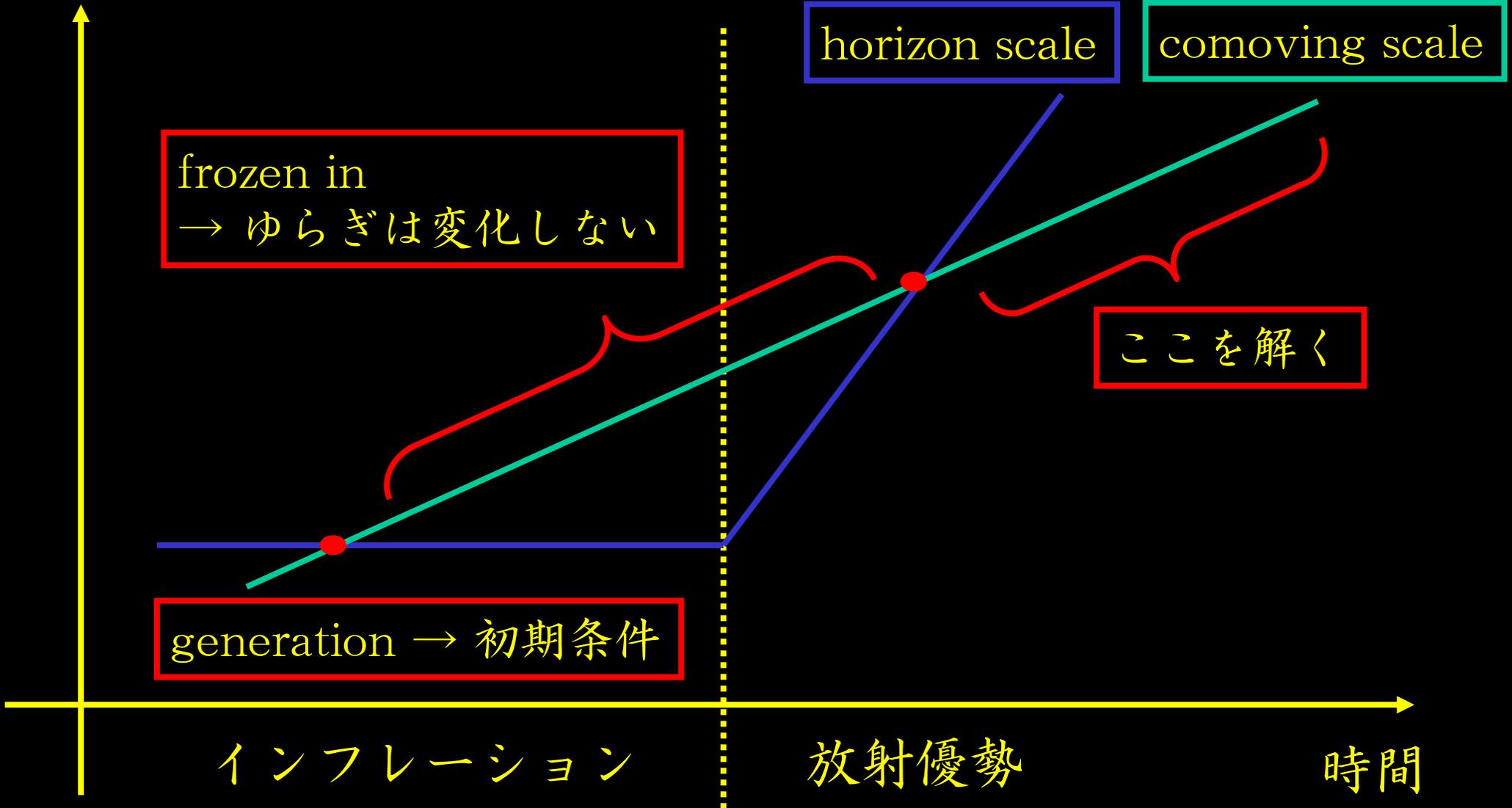
ゆらぎの時系列

大きさ



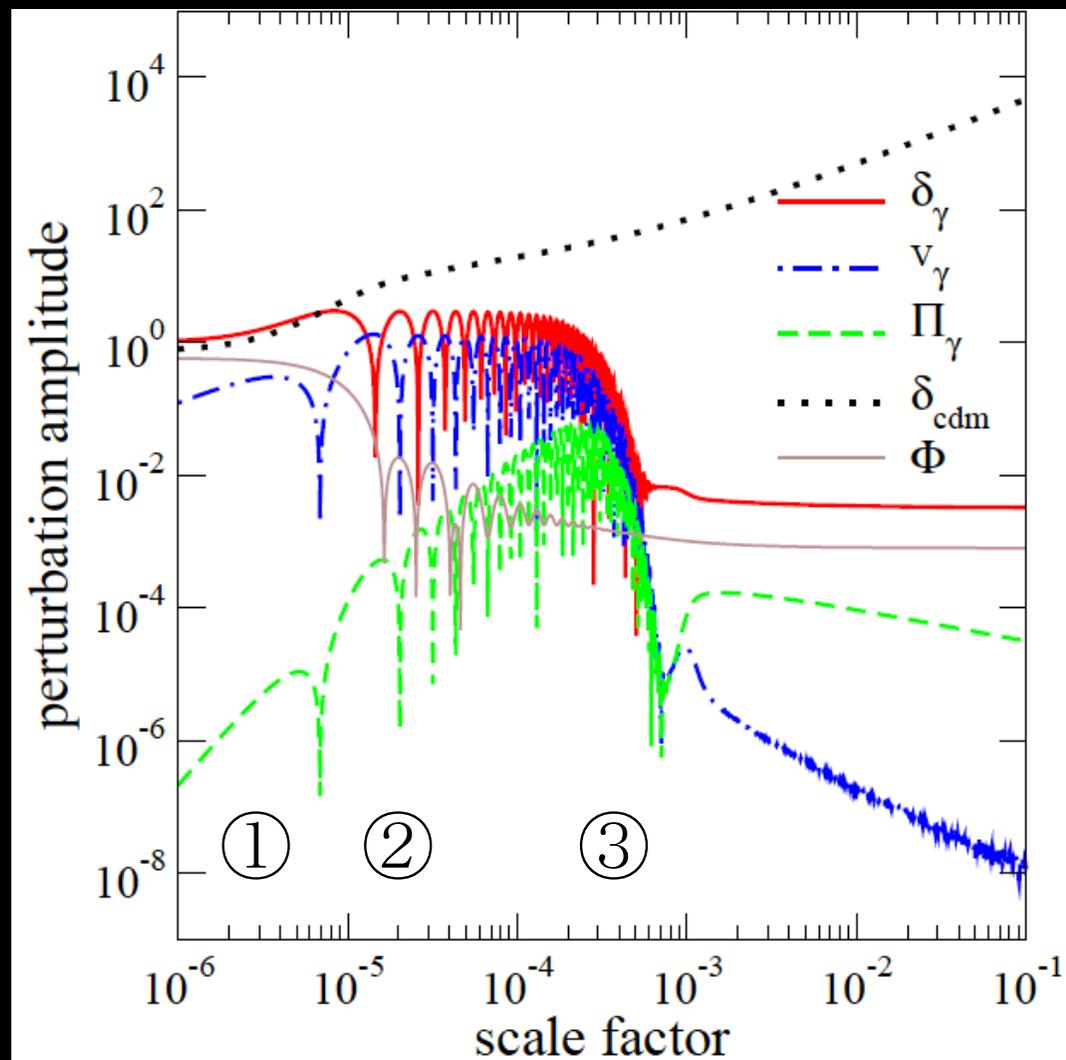
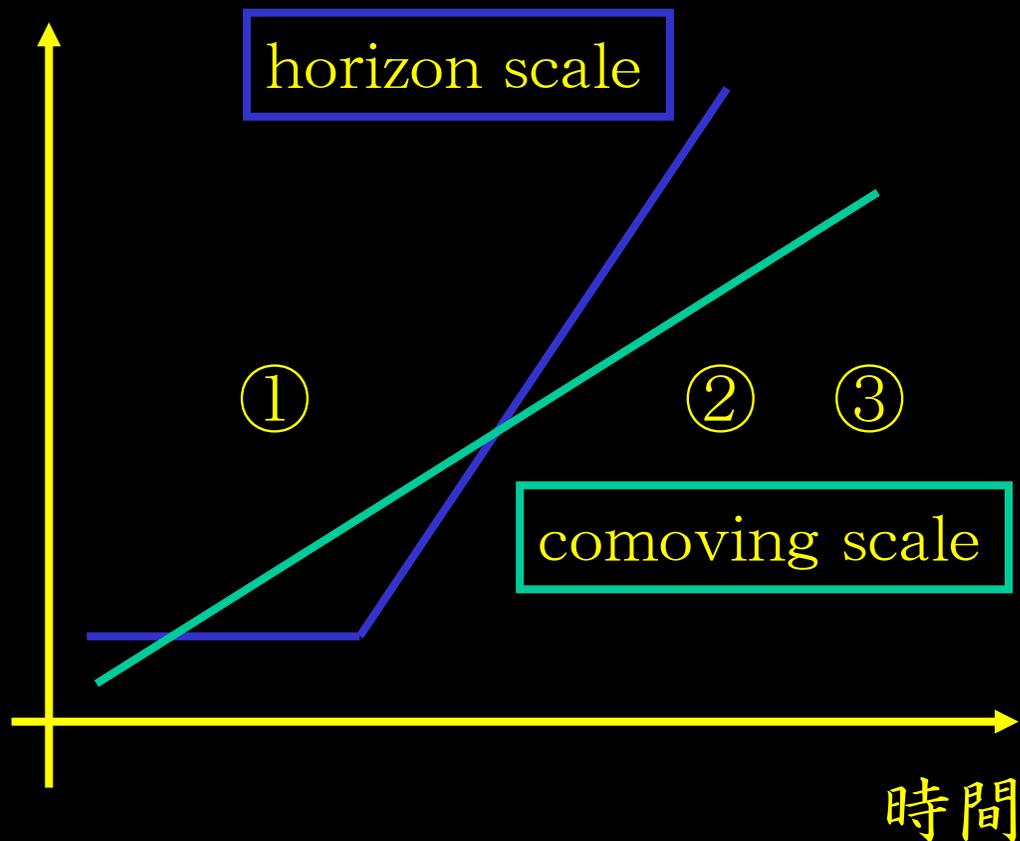
ゆらぎの時系列

大きさ



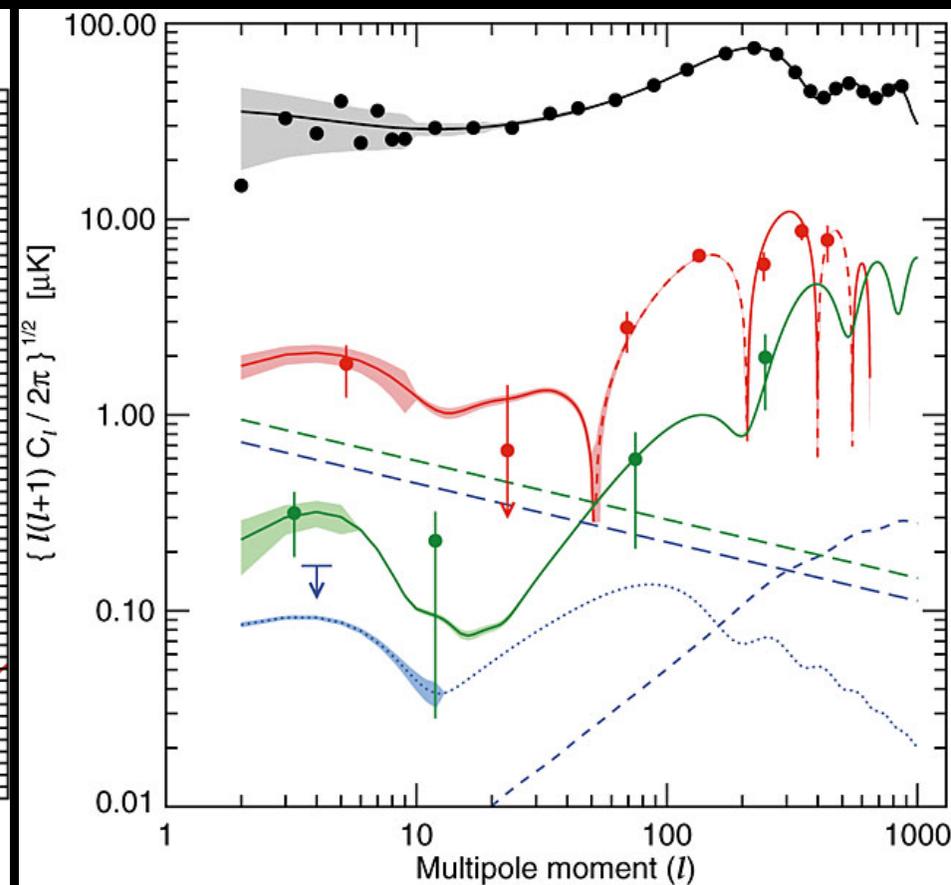
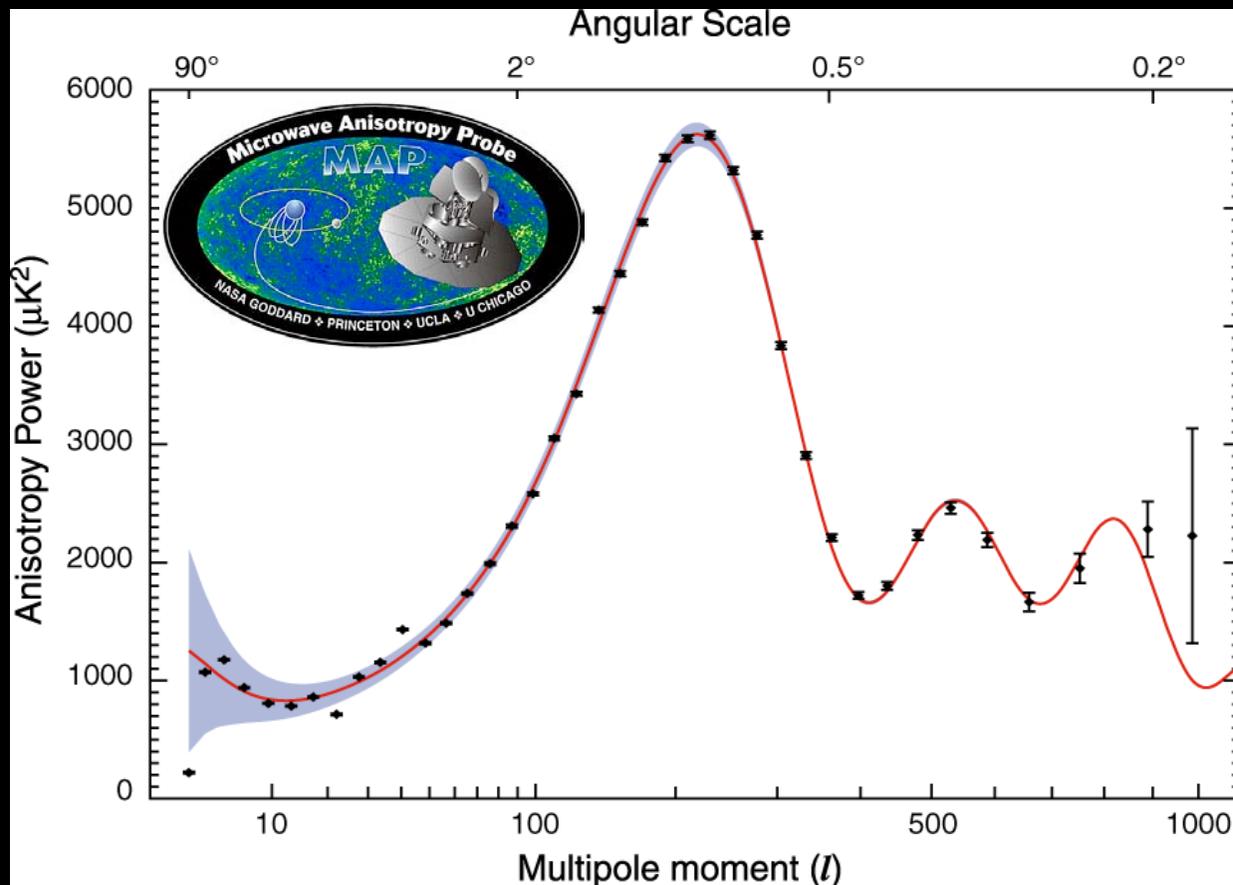
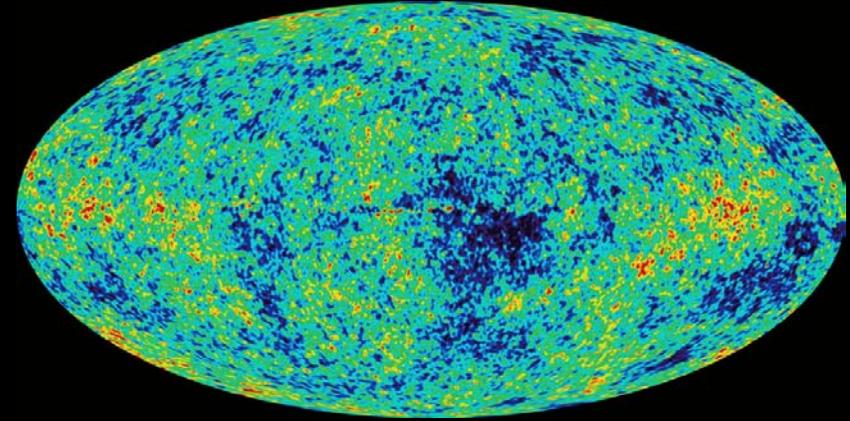
いろいろなゆらぎの振る舞い

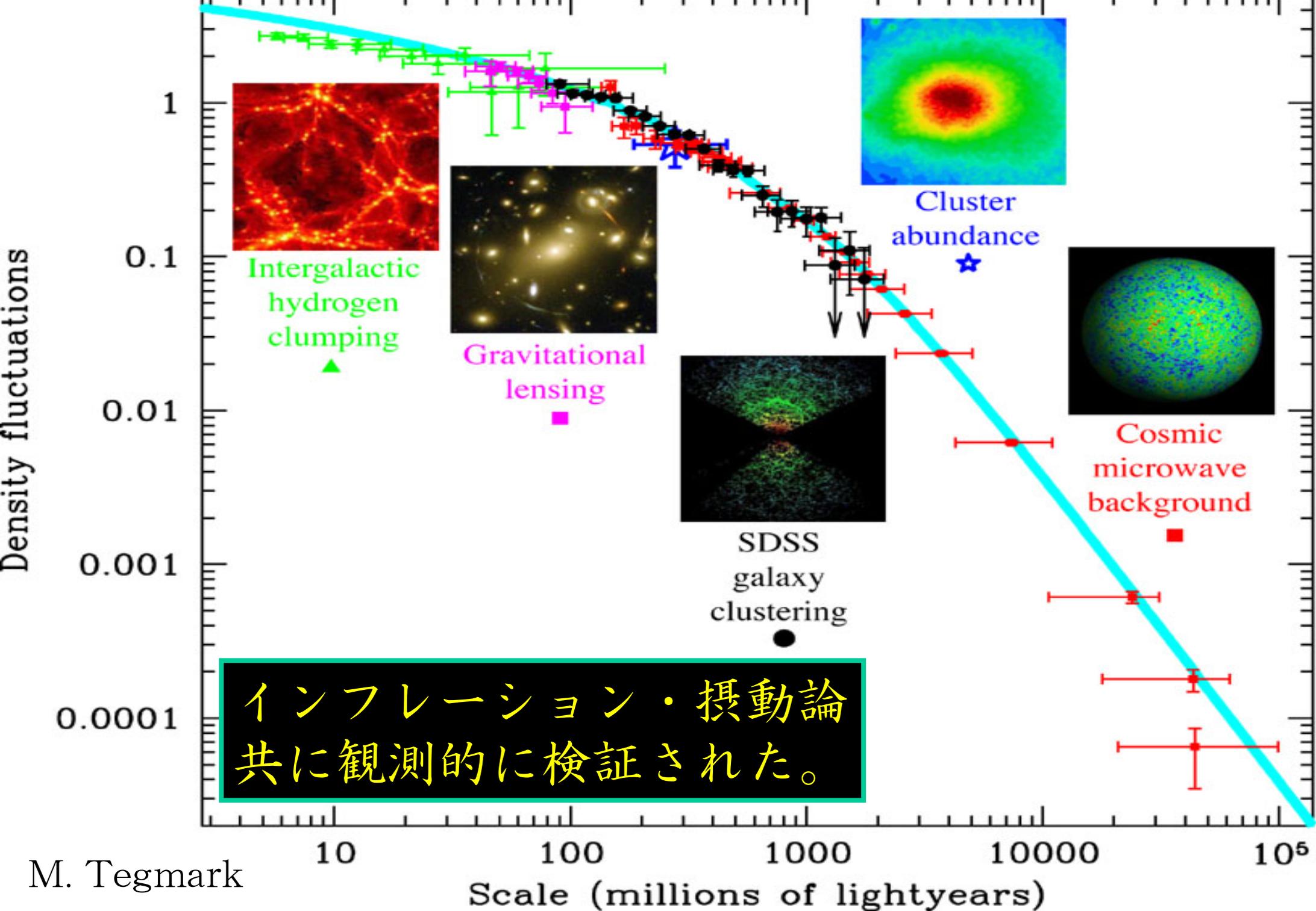
- ①superhorizon ②音波振動 ③シルク減衰



宇宙論的摂動論（線形）の成果

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





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

摂動2次まで

→ 1次スカラーから2次ベクトルが生成

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

磁場の発展方程式

一般化オームの法則 (光子圧とつりあう電場)

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

摂動2次までの磁場の発展方程式

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

vorticityの差 → 純2次

光子密度勾配と速度差の外積
→ 1次×1次

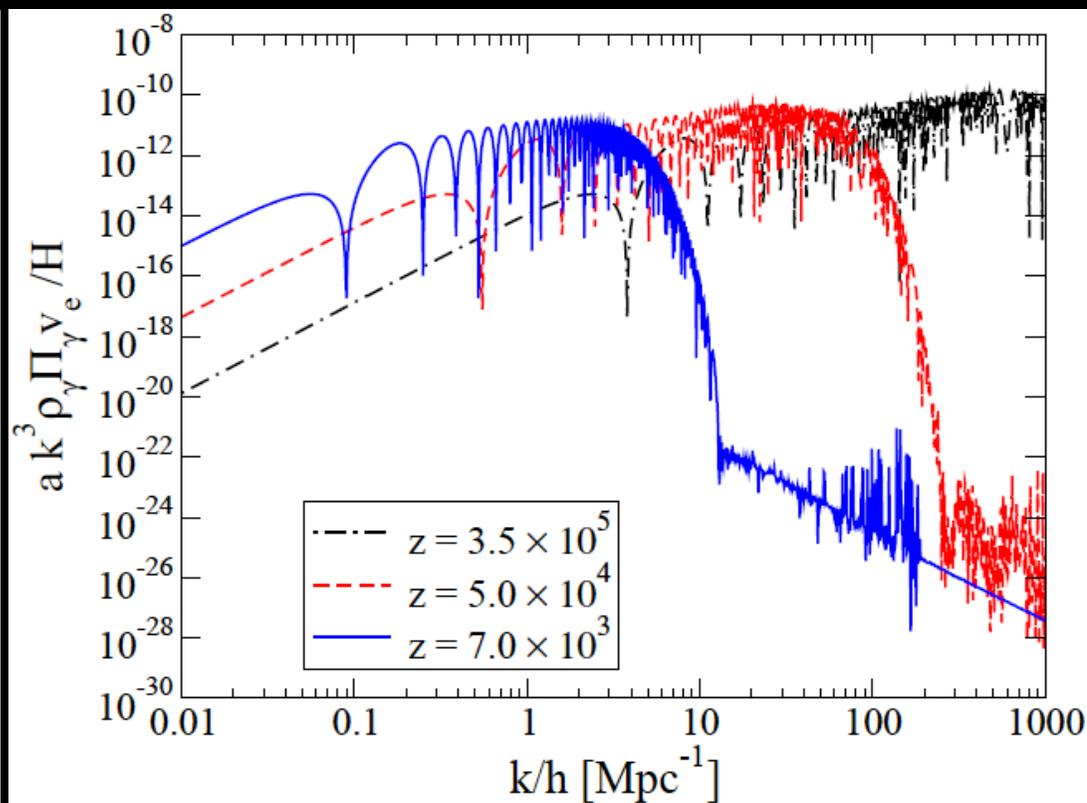
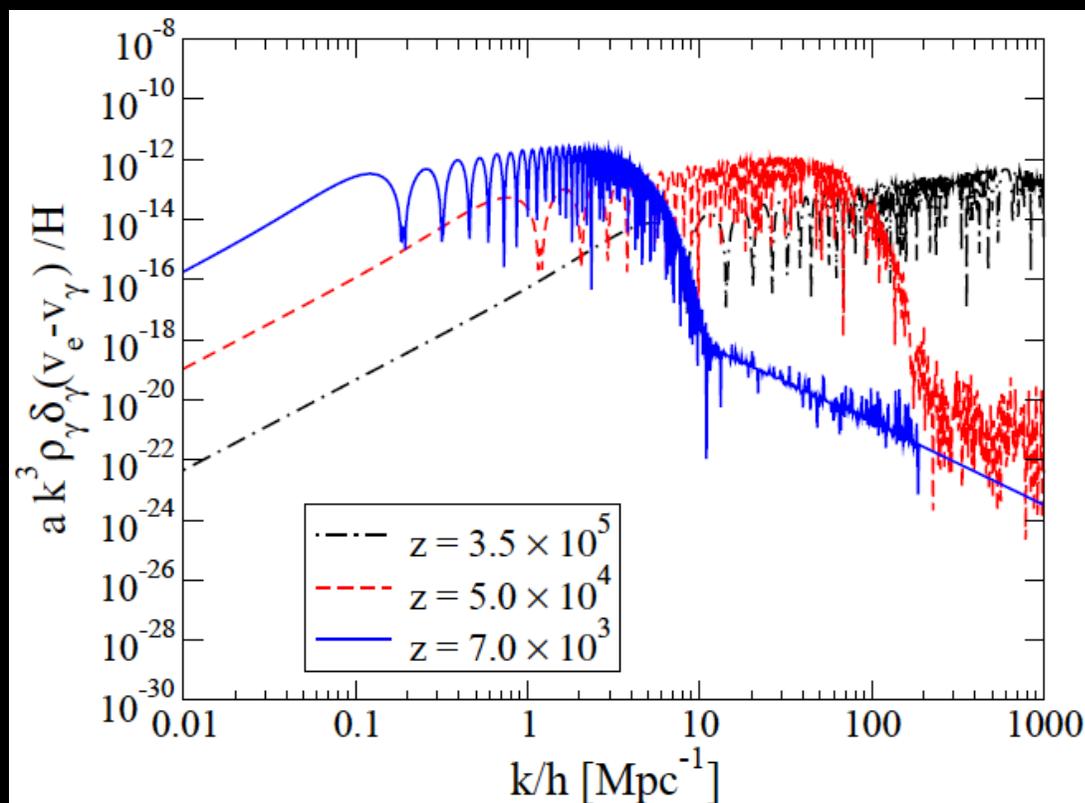
光子の非等方ストレス
→ 1次×1次

1次の積は簡単に評価できる (純2次は難しい)

ソース項の振る舞い

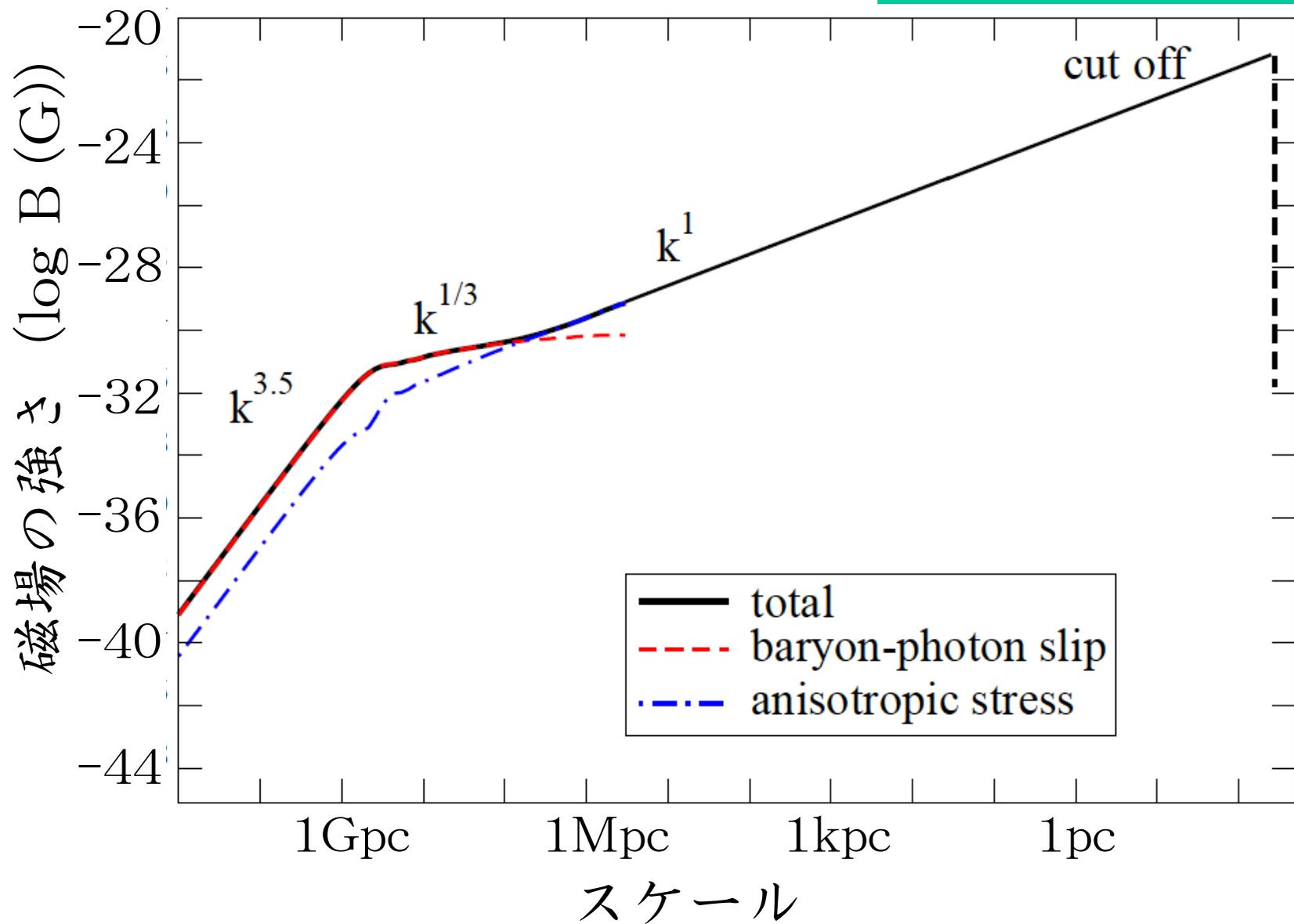
スリップ項、非等方ストレス項の
スペクトルの時間発展

→ horizonに入ってからシルク減衰するまで生成

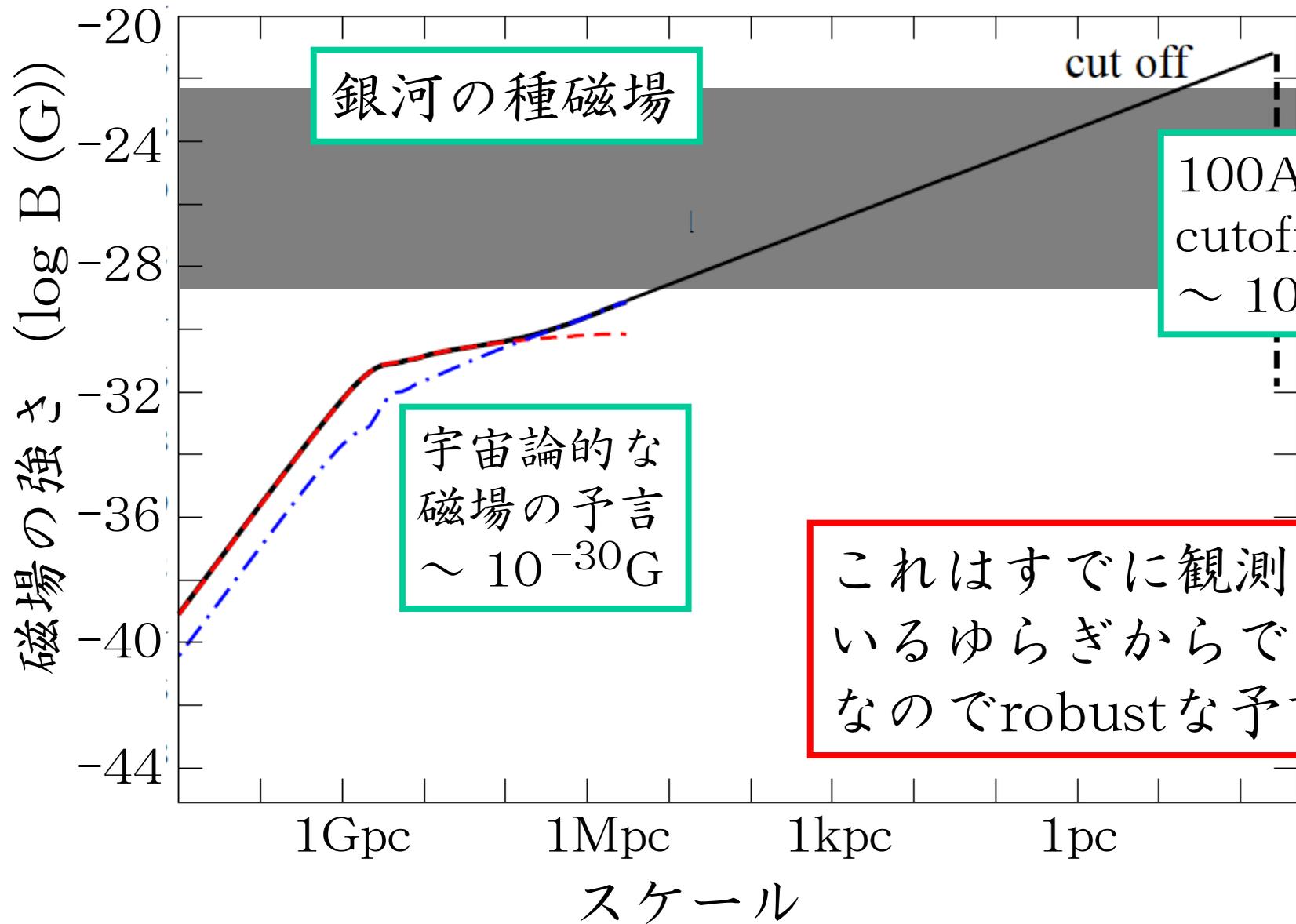


磁場のスペクトル

scale invariantな
原始ゆらぎを仮定



磁場スペクトルの特徴



これはすでに観測されているゆらぎからできた物なのでrobustな予言

磁場のスペクトルまとめ

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

4、磁場の観測

K. Ichiki, S. Inoue & KT, arXiv:0711.1589
KT, K. Ichiki, S. Inoue, 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

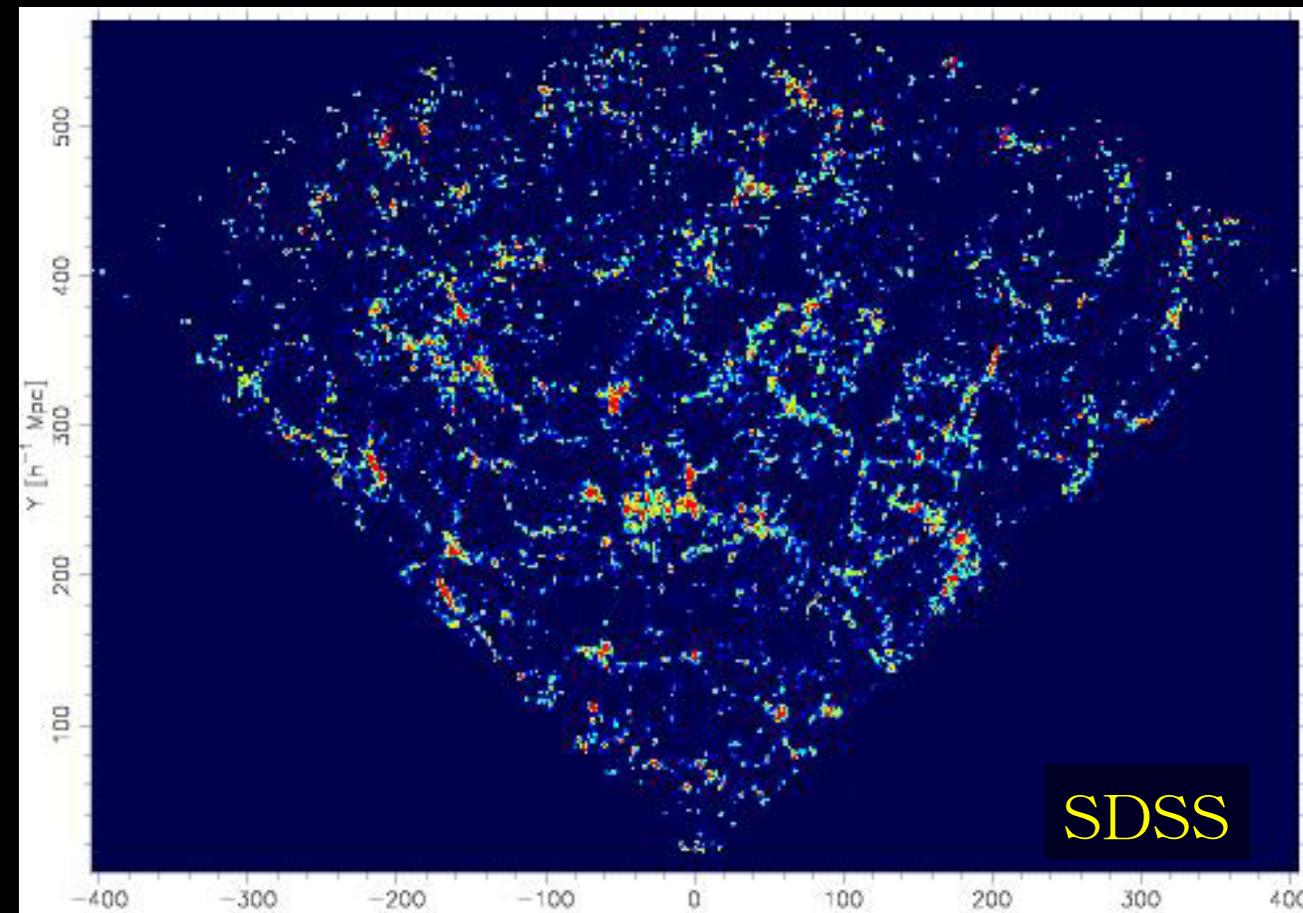
- ・生成されたときの情報は残っているか？
- ・そんな弱い磁場を観測できるか？

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
- 他に磁場源はなさそうだが銀河や銀河団からの流れ込みは？

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

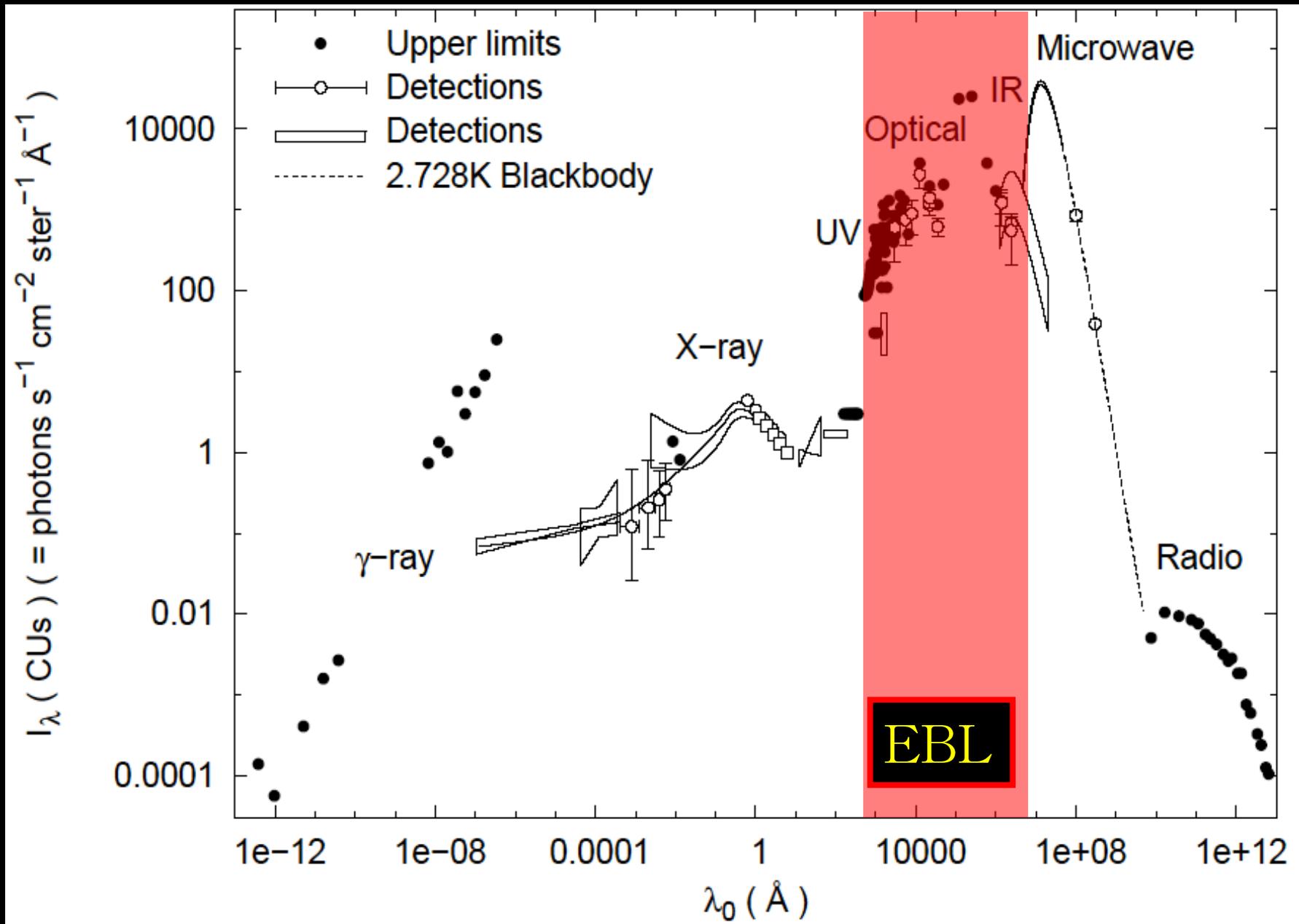
天体からのdelayed photonを使って

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

準備：extragalactic background light (I)



準備：extragalactic background light (II)

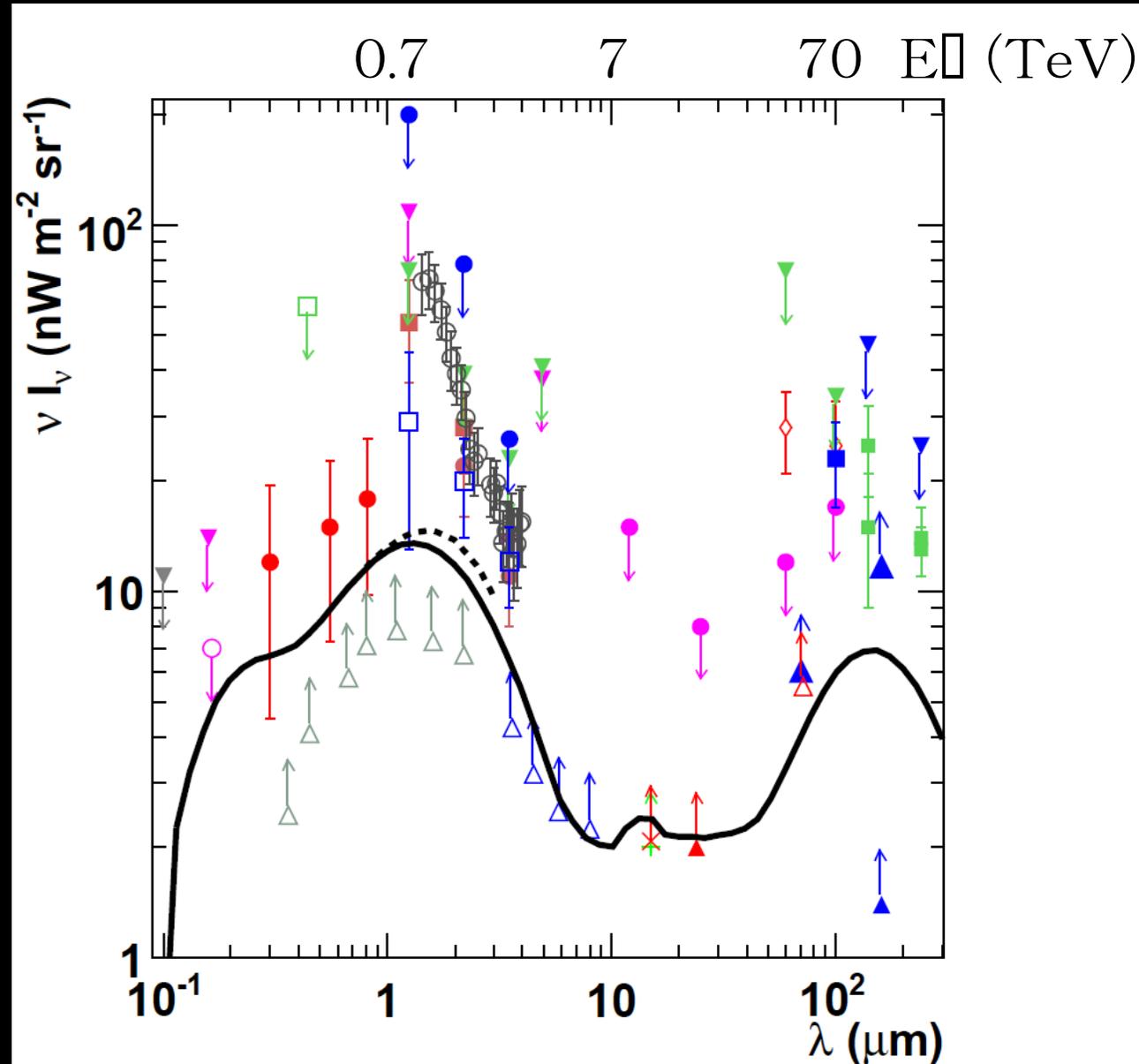
UV ~ opt ~ IR

銀河の number count や
直接観測によって測定。
不定性は小さくない。

遠くの銀河や第1世代星
からの光。

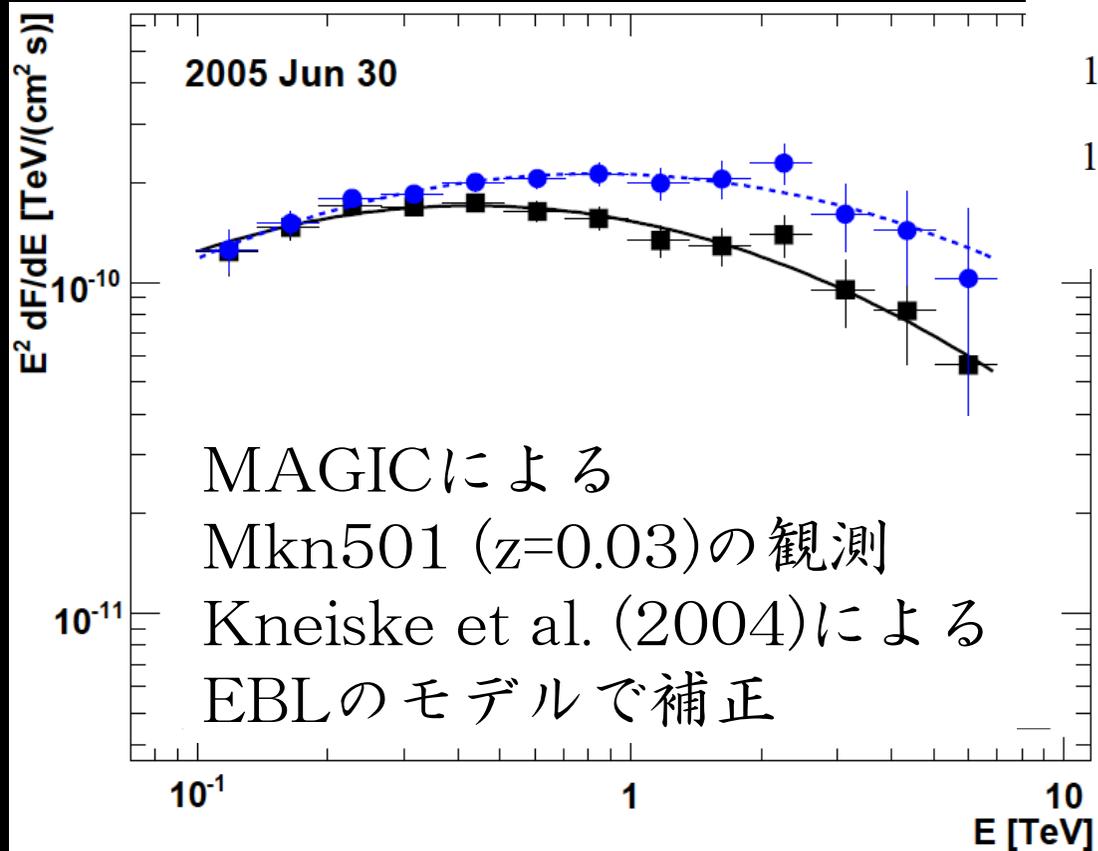
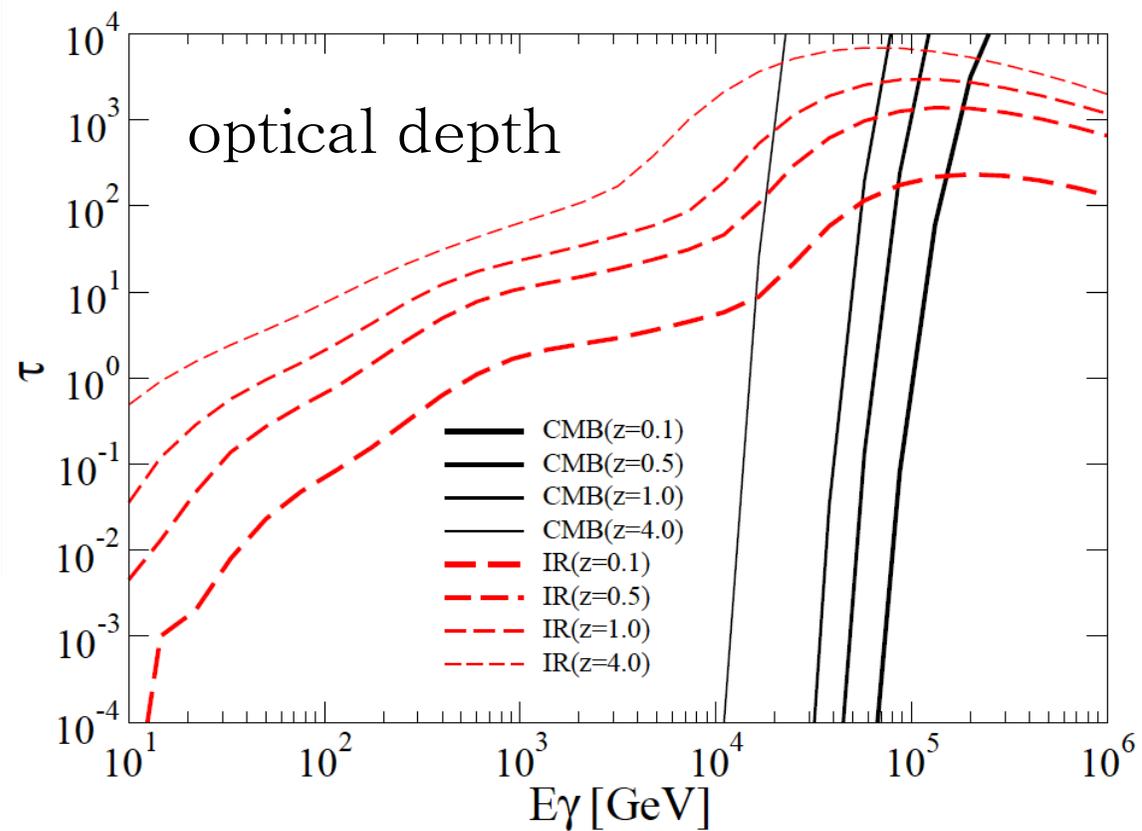
対消滅で高エネルギー
 γ 線を吸収する。

$$E_\gamma E_{\text{bg}} = m_e^2$$



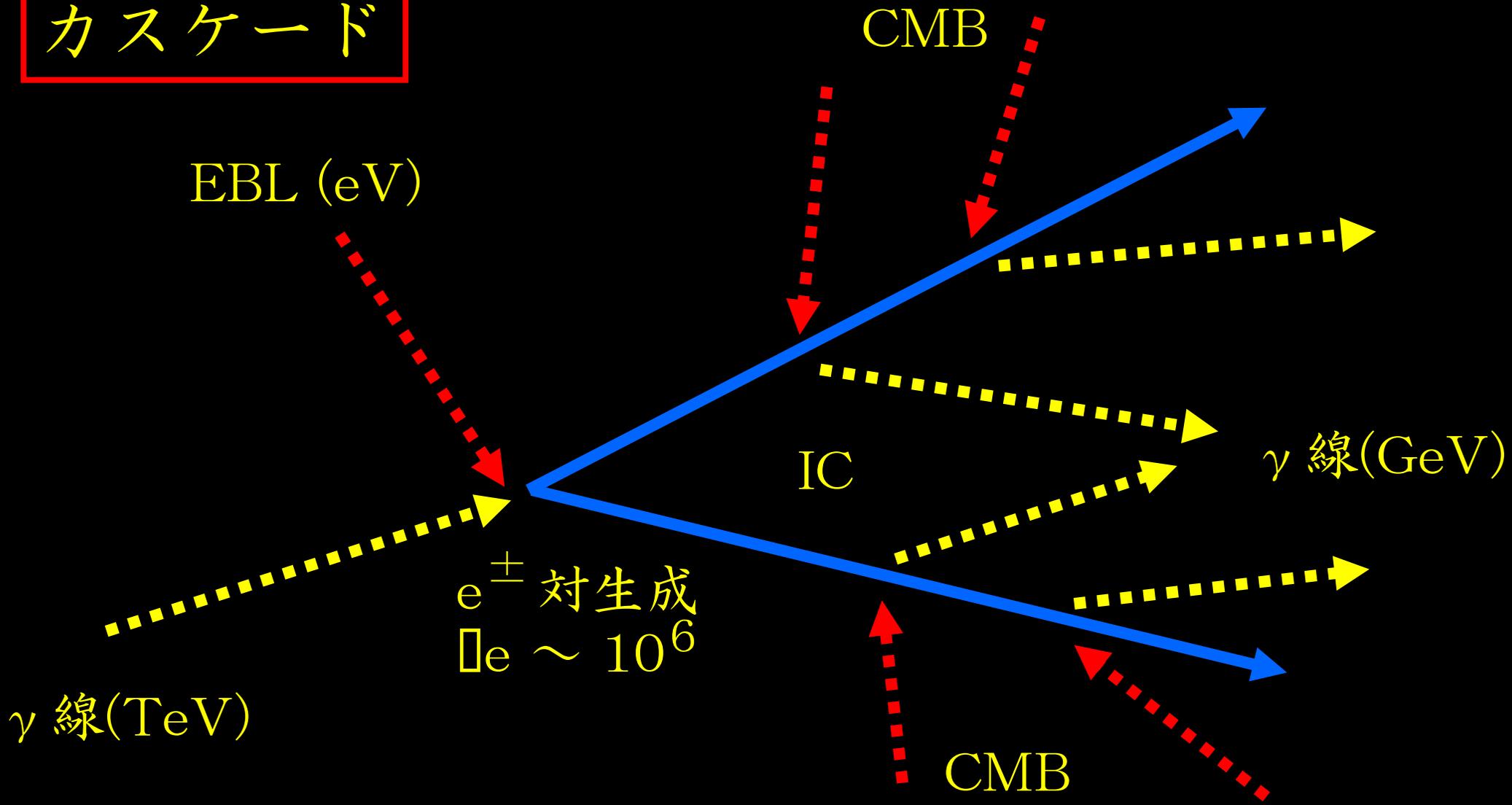
ガンマ線の吸収

宇宙論的な距離の天体からの
TeV以上のガンマ線は吸収
される。



では吸収されたガンマ線の
エネルギーはどうなるのか？

カスケード



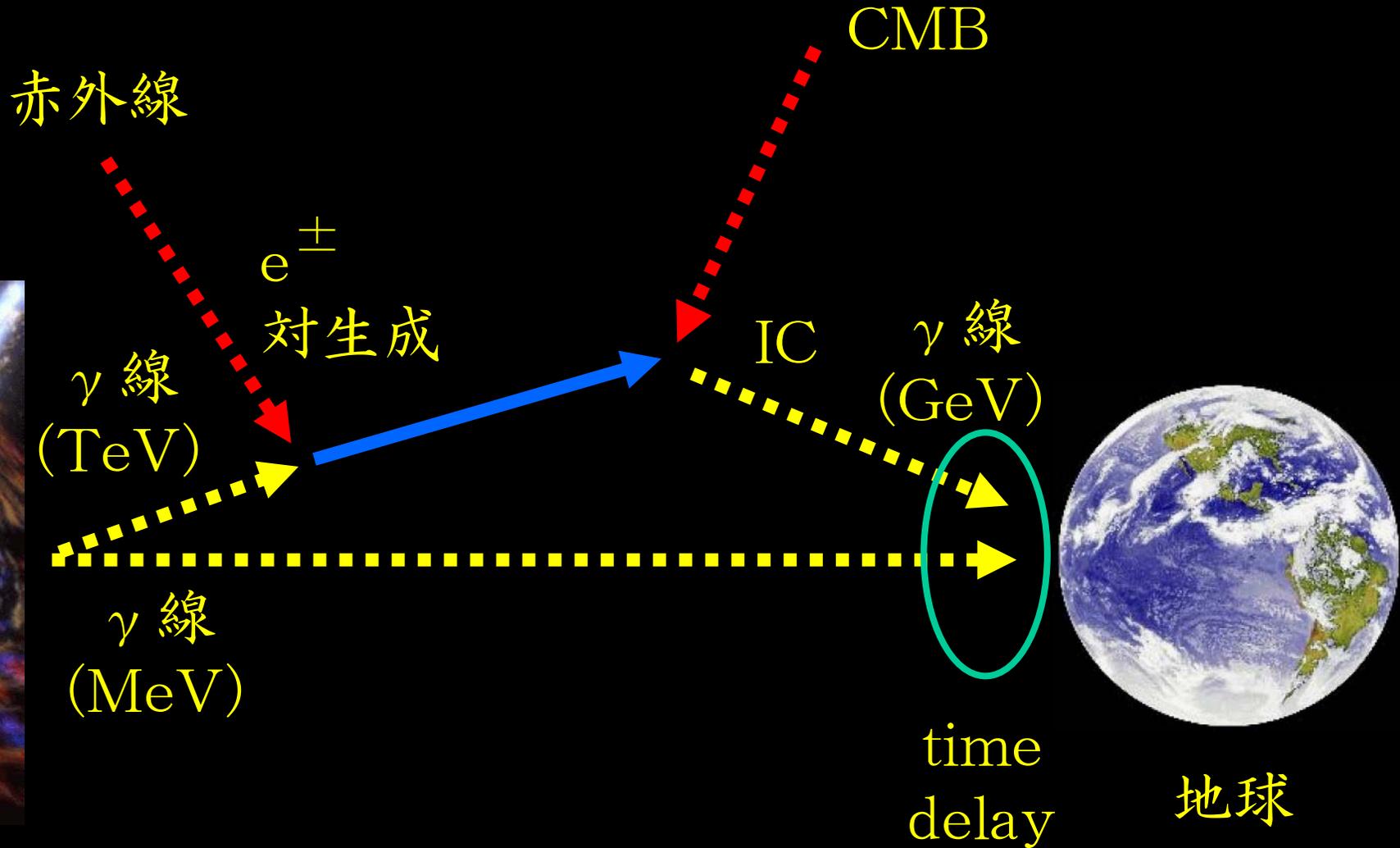
吸収された γ 線はエネルギーの低いガンマ線に変わる
* 角度は対生成・ICのたびに $1/\Omega_e$ くらい変わる

delayed emission

Cheng & Cheng (1996)
Dai & Lu (2002)



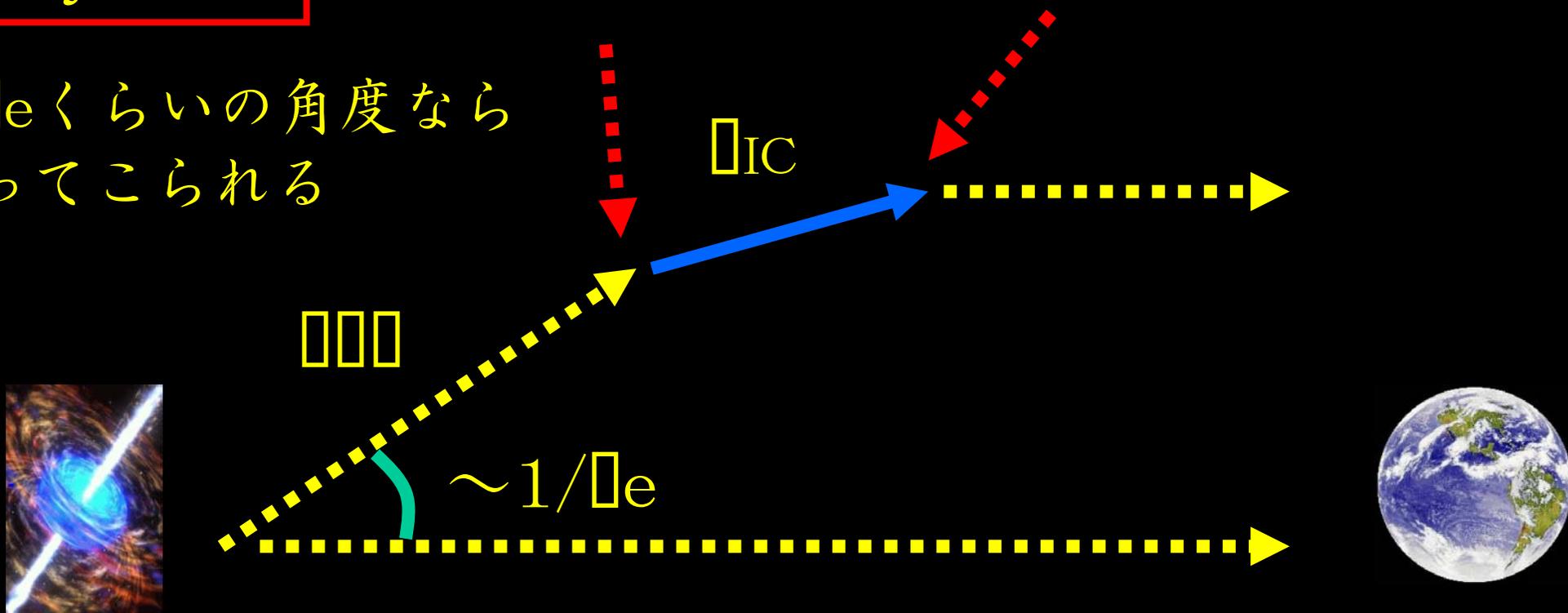
GRB, AGN



吸収された γ 線 \rightarrow delayed emission

delay time

1/γ_eくらいの角度なら
戻ってこられる



$$\Delta t_{\text{delay}} = (1 - \cos(1/\gamma_e))(\lambda_{\gamma\gamma} + \lambda_{\text{IC}}) \approx \frac{1}{2\gamma_e^2}(\lambda_{\gamma\gamma} + \lambda_{\text{IC}})$$

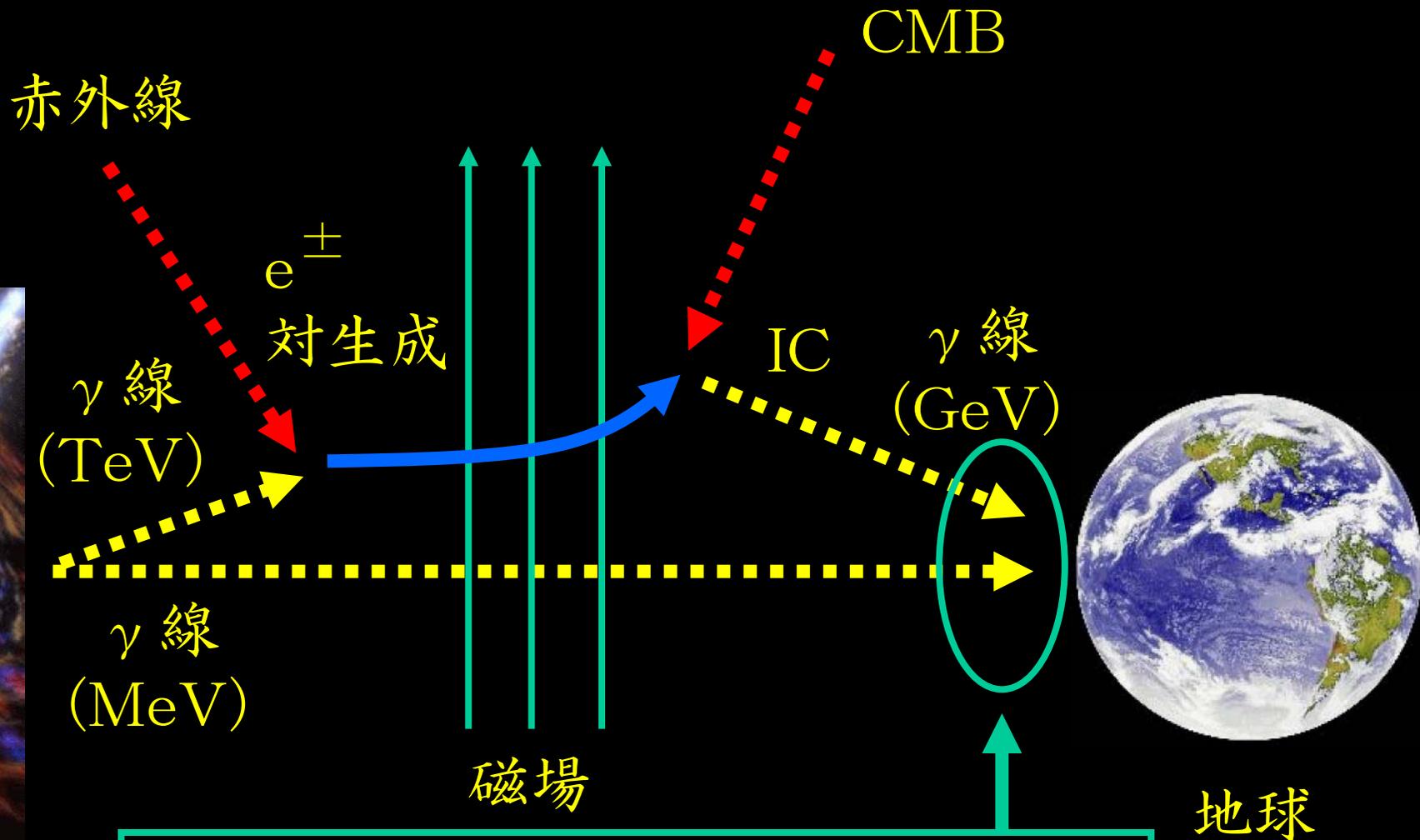
delay timeは平均自由行程とどれだけ曲がって来れるかで決まる。高エネルギーほどあまり曲がらない。

delayed emission with magnetic field

Plaga (1995)



GRB, AGN



磁場によりさらに到着時刻が遅れる
遅延時刻を測ることで磁場を測る

ターゲット

GRB・AGN

~ 50Mpc

地球



AGNの方が
やりやすい?

スケール感覚

赤外線

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

CMB

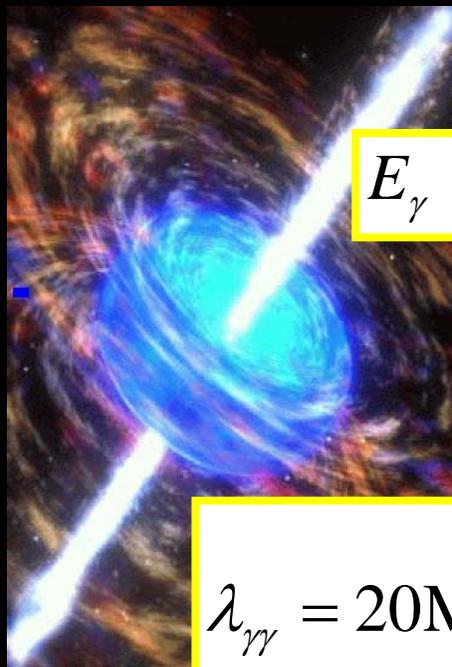
$$E_{\text{delay}} = 0.6\text{GeV} \left(\frac{E_\gamma}{1\text{TeV}} \right)^2$$

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

$$\lambda_{\gamma\gamma} = 20\text{Mpc} \left(\frac{n_{\text{IR}}}{0.1\text{cm}^{-3}} \right)^{-1}$$

$$\lambda_{\text{IC}} = 0.4\text{Mpc} \left(\frac{E_\gamma}{1\text{TeV}} \right)^{-1}$$

$$\Delta t_B = 0.5\text{ day} \left(\frac{E_{\text{delay}}}{1\text{GeV}} \right)^{-2} \left(\frac{B}{10^{-20}\text{G}} \right)^2$$



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

$$E_{\text{delay}} = 0.6\text{GeV} \left(\frac{E_\gamma}{1\text{TeV}} \right)^2$$

- 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。

$$\Delta t_B = 0.5 \text{ day} \left(\frac{E_{\text{delay}}}{1\text{GeV}} \right)^{-2} \left(\frac{B}{10^{-20} \text{ G}} \right)^2$$

- 強い (弱い) 磁場は高 (低) エネルギー γ 線で見える

いろいろな数字 2

$$\lambda_{\gamma\gamma} = 20\text{Mpc} \left(\frac{n_{\text{IR}}}{0.1\text{cm}^{-3}} \right)^{-1}$$

- ・天体付近の濃い領域から出るのに十分大きい

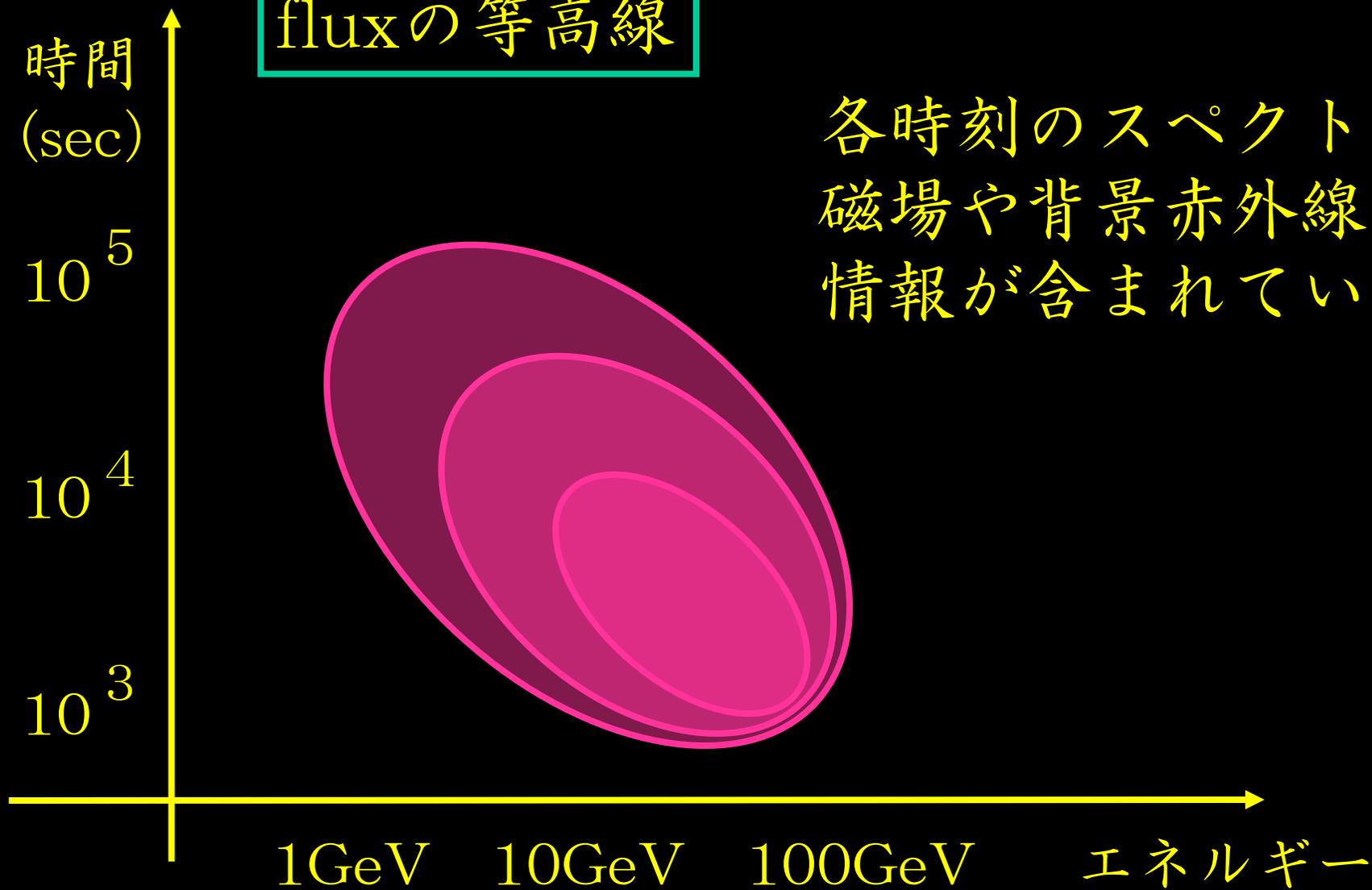
$$\lambda_{\text{IC}} = 0.4\text{Mpc} \left(\frac{E_{\gamma}}{1\text{TeV}} \right)^{-1}$$

- ・上と合わせても基本的に反応はlocal

(もちろん場合によるが、) この方法で磁場が測定できるのはボイドの可能性が高い。
→ ゆらぎによる磁場生成の検証には都合がよい

観測量

fluxの等高線



定式化 1

prompt emission のスペクトル

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dE_\gamma dt} = \frac{(\alpha - 1) L_{\gamma, \text{iso}}}{4\pi D_L^2 E_{\gamma, \text{pk}}^2} \left(\frac{E_\gamma}{E_{\gamma, \text{pk}}} \right)^{-\alpha}$$

対生成した電子陽電子のスペクトル (総量)

$$\frac{dN_{e,0}}{d\gamma_e} = \frac{L_{\gamma, \text{iso}}}{2\pi D_L^2} t_{\text{GRB}} \frac{\alpha - 1}{(2m_e)^{\alpha-1}} \frac{\gamma_e^{-\alpha}}{E_{\gamma, \text{pk}}^{2-\alpha}} (1 - \exp(-\tau(2\gamma_e m_e)))$$

delayed emission のスペクトル

$$\frac{d^2 N_{\text{delayed}}}{dt dE_\gamma} = \int d\gamma_e \frac{dN_e}{d\gamma_e} \frac{d^2 N_{\text{IC}}}{dt dE_\gamma}$$

1 個の電子による IC photon

delayed emission に寄与する電子

Ne,0 と Ne の関係は？

定式化 2

$$\frac{dN_{e,0}}{d\gamma_e}$$

対生成された電子陽電子の総量

- 磁場にはよらず、EBLの量で決まる。
磁場はこれをどう時間的に配分するかだけに影響する。
- delayed emissionのtotal fluenceは磁場によらない。

$$\frac{dN_e}{d\gamma_e}$$

ある時刻のdelayed emissionに関する電子陽電子のスペクトル。

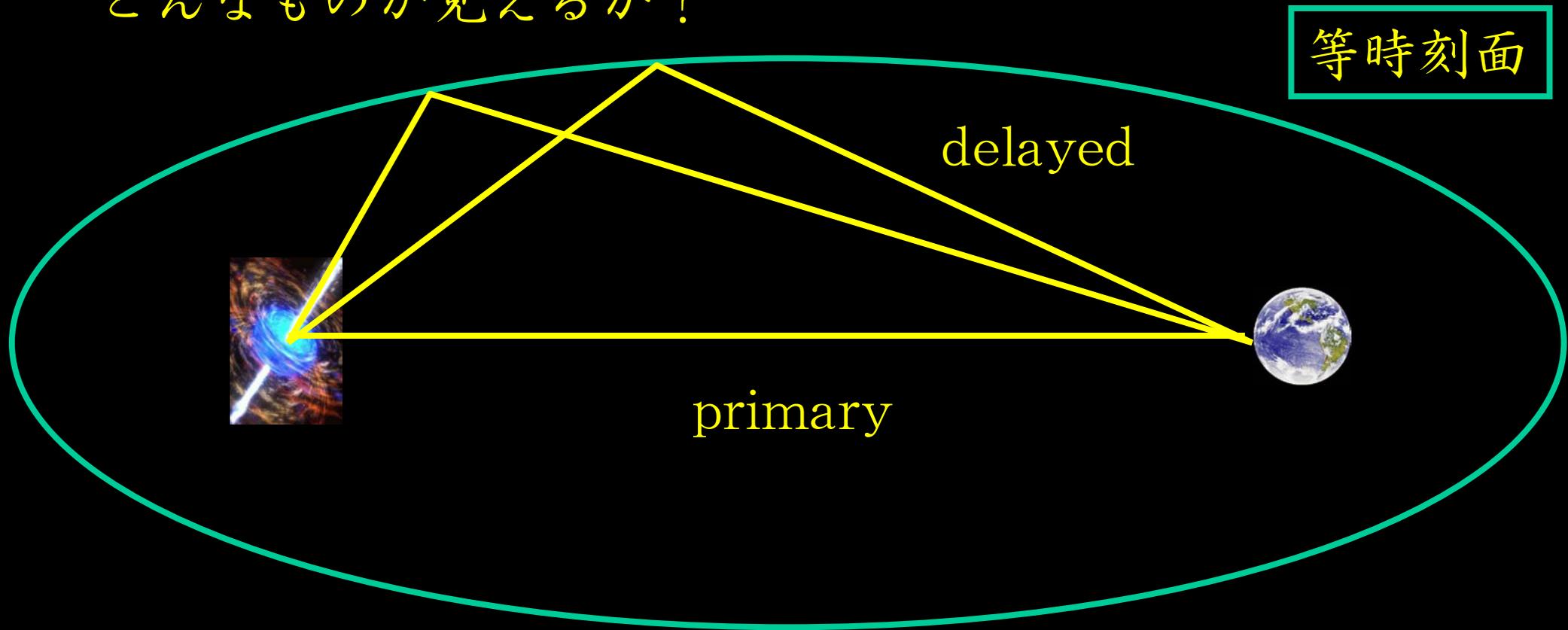
- 磁場の影響を受ける。
- delayed emissionの時間発展を決める。

Ne,0とNeの関係を求めることが問題の本質

練習問題

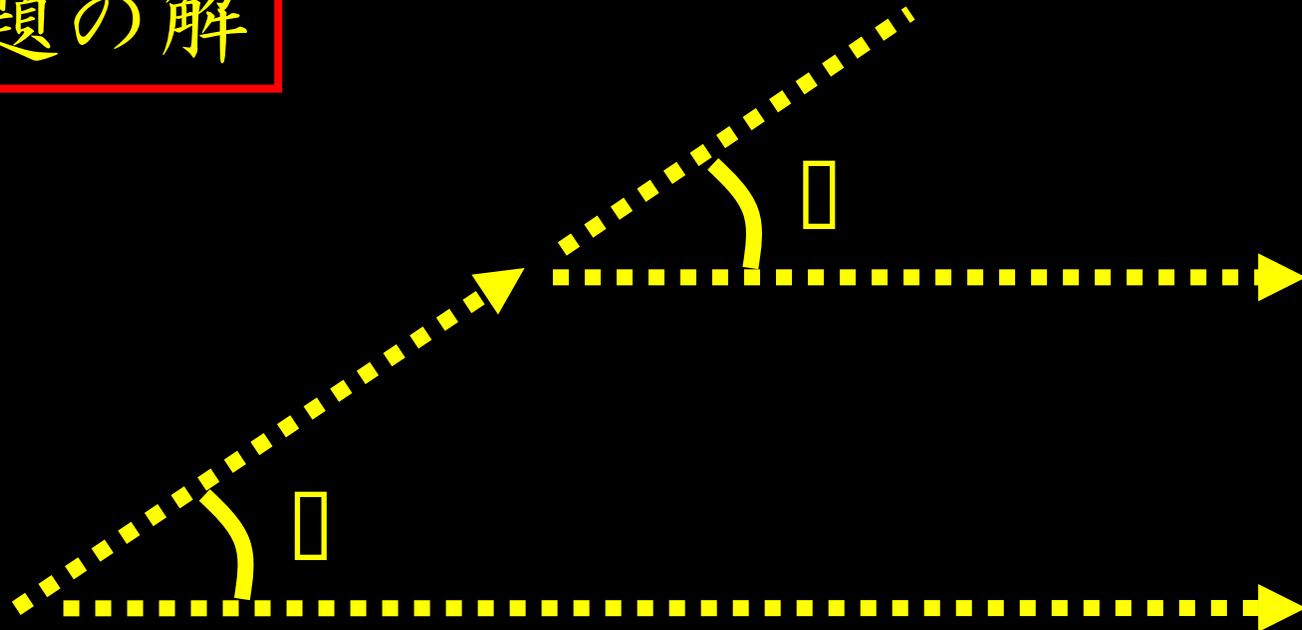
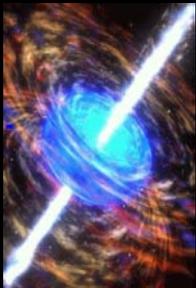
Sazonov & Sunyaev, 2002

GRBのX線afterglowがdustで1回だけ散乱されたら
どんなものが見えるか？



等時刻面を考え、その面の各点でのfluxに散乱断面積を
かけて面上で積分すればよい

練習問題の解



$$\frac{dN_e}{d\gamma_e} = \int d\theta \int d\Omega' \delta(\theta - \theta') P(\theta') \frac{dN_{e,0}}{d\gamma_e} \quad \begin{array}{l} \text{ちゃんと曲がった} \\ \text{電子だけが寄与} \end{array}$$

$$P(\theta) = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma^2}\right) \quad \square \text{だけ曲がる確率}$$

$$\sigma = 1/\gamma_e$$

分散：コンプトン散乱での反跳角

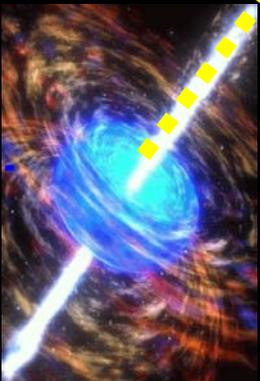
今回の問題

GeV γ 線

$\sim 0.4\text{Mpc}$

$\sim 20\text{Mpc}$

TeV γ 線



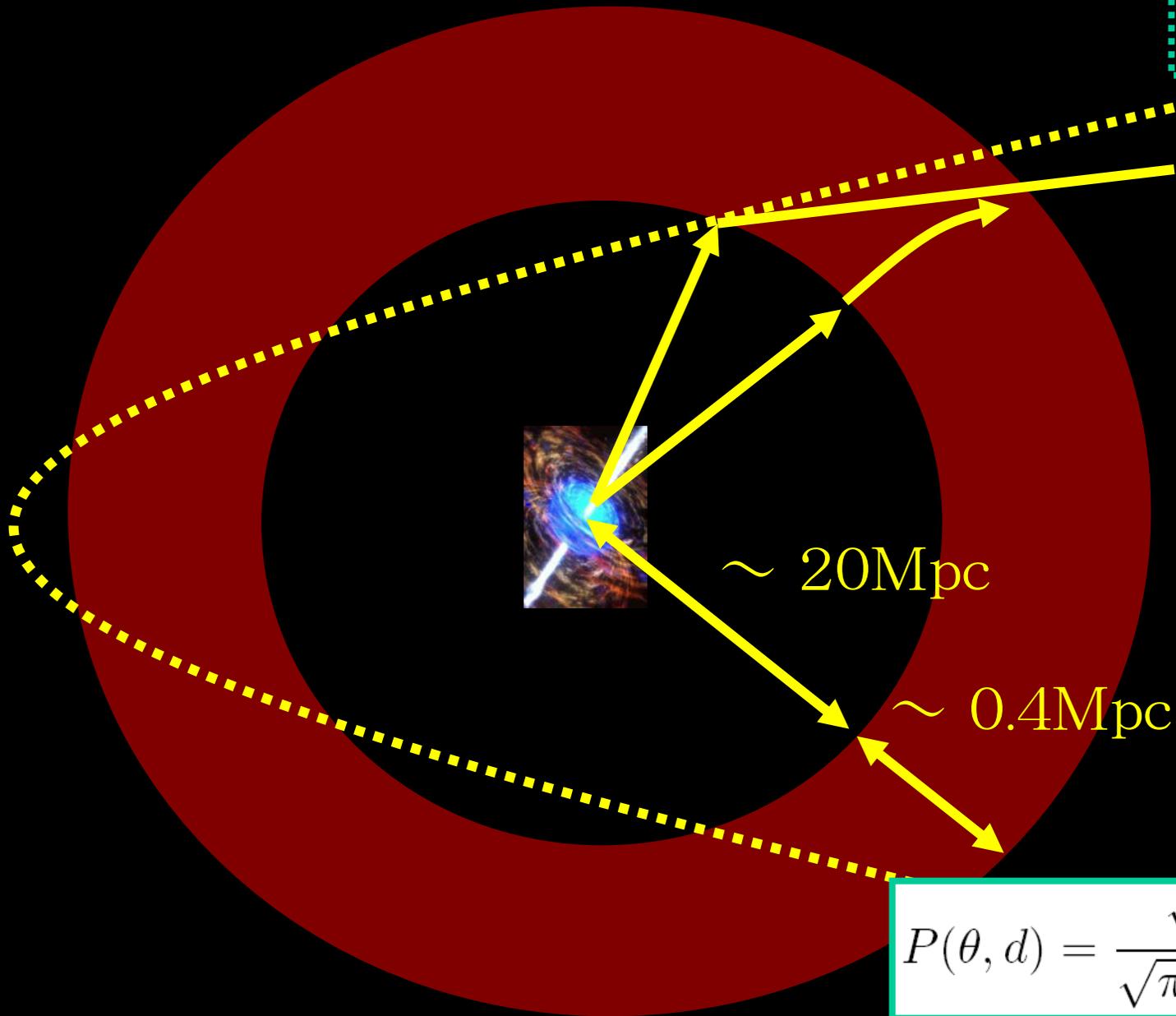
変更点

- 少なくとも2回散乱：対消滅・IC
 - 電子陽電子は γ 線を連続的に放出
 - 電子陽電子のときには磁場による deflection もある
 - ・ coherent
 - ・ tangled
- 角度の random walk
effective に遅くなる

effective等時刻面

もともとの等時刻面(楕円)

effectiveな等時刻面



~ 20Mpc

~ 0.4Mpc

- 等時刻面の変更
- 積分範囲の変更
- 確率分布の変更

$$P(\theta, d) = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}\sigma(d)} \exp \left[-\frac{(\theta - \langle \theta_B(d) \rangle)^2}{2\sigma^2(d)} \right]$$

delay time

$$\Delta t_{\text{delay}} = (1 - \cos(1/\gamma_e))(\lambda_{\gamma\gamma} + \lambda_{\text{IC}}) \approx \frac{1}{2\gamma_e^2}(\lambda_{\gamma\gamma} + \lambda_{\text{IC}})$$

対消滅か、ICか、磁場で曲がってやってくる

$$\langle \theta_{\text{B,coh}} \rangle = \frac{d}{r_{\text{Larmor}}} \ll 1$$

$$\Delta t_{\text{B,coh}} \approx \frac{1}{2} \theta_{\text{B,coh}}^2 \lambda_{\gamma\gamma} \approx 4 \times 10^8 \text{ sec} \left(\frac{E_{\text{delayed}}}{1 \text{ GeV}} \right)^{-2} \left(\frac{B}{10^{-18} \text{ G}} \right)^2$$

$$\langle \theta_{\text{B,rand}} \rangle = \frac{r_{\text{coh}}}{r_{\text{Larmor}}} \sqrt{\frac{d}{r_{\text{coh}}}} \ll 1$$

$$\Delta t_{\text{B,rand}} \approx \frac{1}{2} \theta_{\text{B,rand}}^2 \lambda_{\gamma\gamma} \approx 2 \times 10^4 \text{ sec} \left(\frac{E_{\text{delayed}}}{1 \text{ GeV}} \right)^{-3/2} \left(\frac{B}{10^{-18} \text{ G}} \right)^2 \left(\frac{r_{\text{coh}}}{100 \text{ pc}} \right)$$

$$\Delta t_{\text{ang}} \approx \frac{1}{2\gamma_e^2} \lambda_{\gamma\gamma} \approx 3 \times 10^2 \text{ sec} \left(\frac{E_{\text{delayed}}}{1 \text{ GeV}} \right)^{-1}$$

Bとr_cohはこの形で縮退する。

オーダー評価

delayed emissionのfluxは雰囲気的には次のようになる。
(Dai et al. (2002), Razzaque et al. (2004), Ando (2004), Murase et al. (2007))

$$\begin{aligned}\frac{d^2 N_{\text{delayed}}}{dt dE_\gamma} &= \int d\gamma_e \frac{dN_e}{d\gamma_e} \frac{d^2 N_{\text{IC}}}{dt dE_\gamma} \\ &= \int d\gamma_e \frac{e^{-t/\Delta t}}{\Delta t} \frac{dN_{e,0}}{d\gamma_e} \frac{d^2 N_{\text{IC}}}{dt dE_\gamma} t_{\text{IC}} \\ \Delta t &= \text{Max}[\Delta t_{\text{ang}}, \Delta t_{\text{B}}]\end{aligned}$$

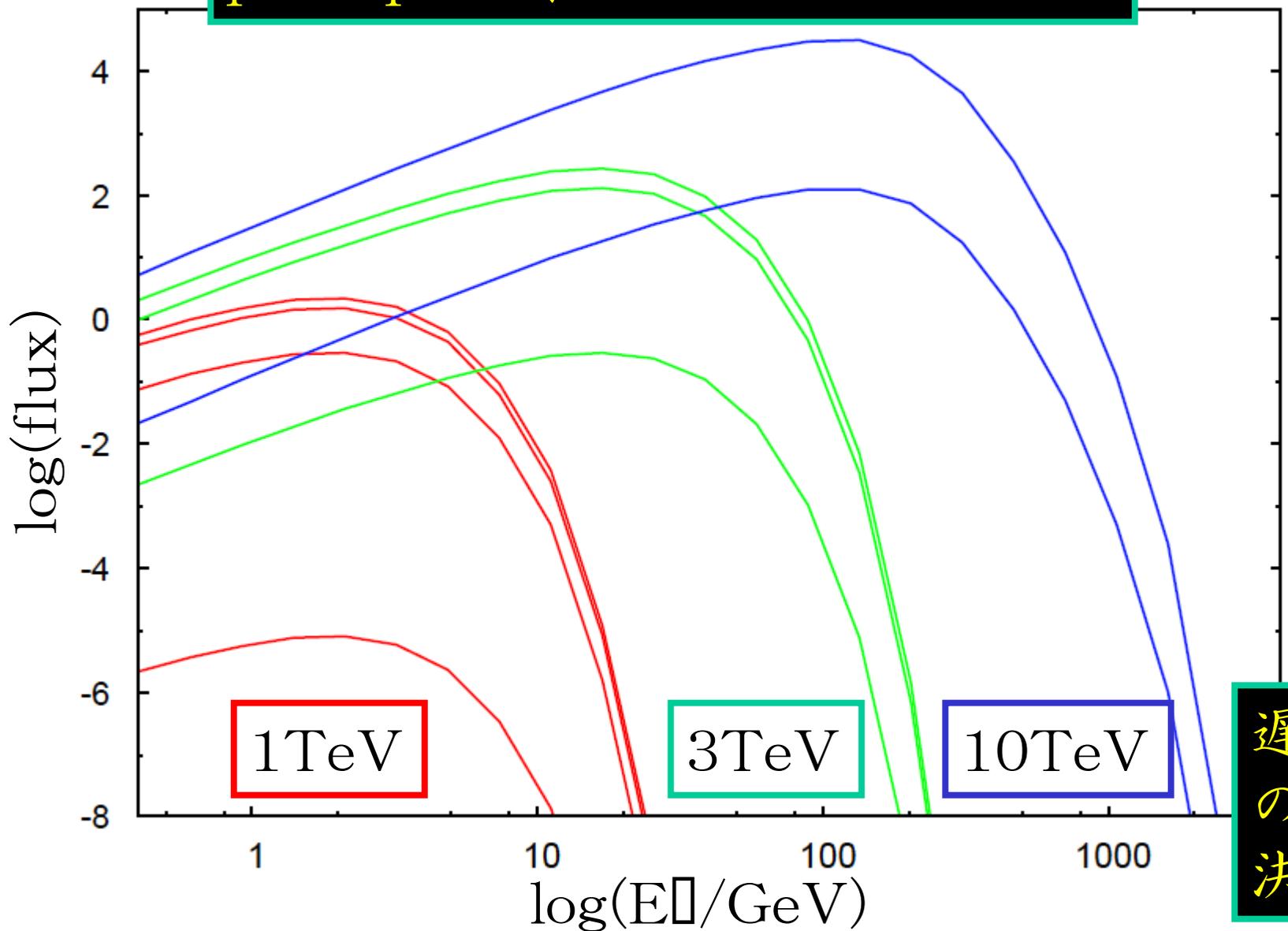
今回のモデル化はこのオーダー評価と1桁くらいしか違わない。(しかしこれまでの研究はオーダー評価のやり方すら間違っている。)

強磁場：fluxは大きいがすぐにへたる

弱磁場：fluxは小さいが持続する

delayed photonのスペクトル

promptが線スペクトルのとき

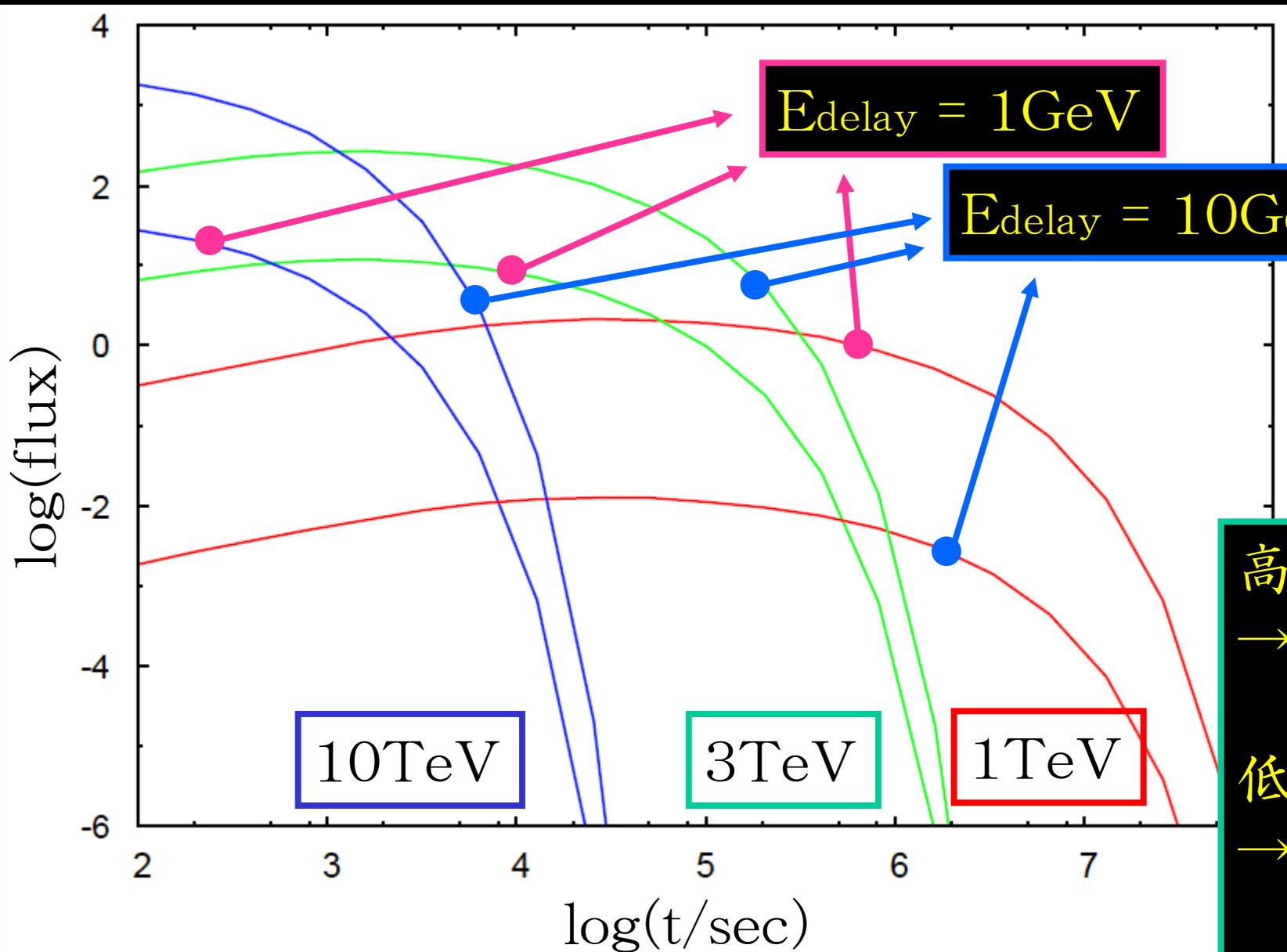


$t = 50 \text{ s}$
 $5 \times 10^3 \text{ s}$
 $5 \times 10^5 \text{ s}$
 $5 \times 10^7 \text{ s}$

遅延時間は電子のエネルギーで決まる

light curve

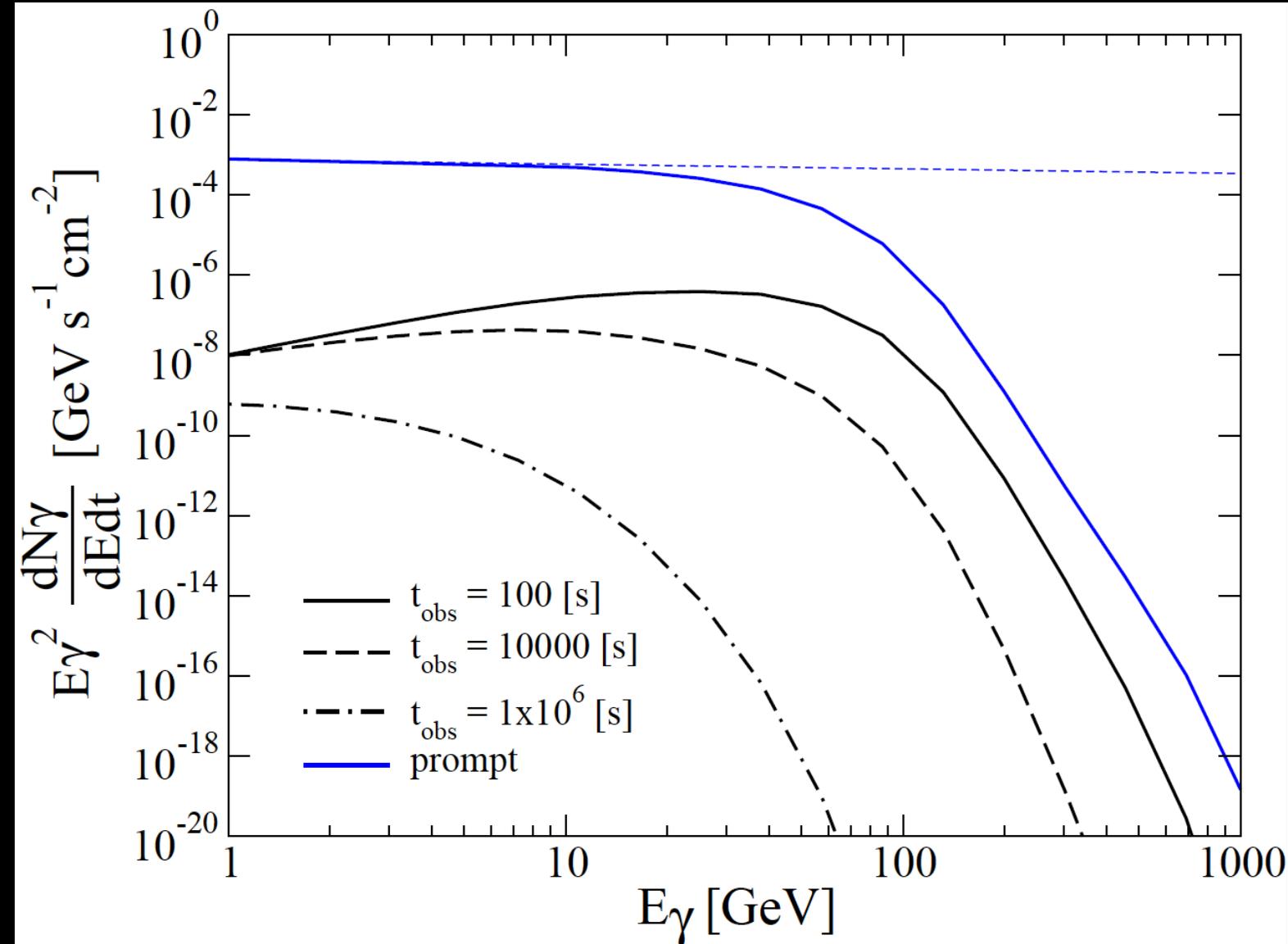
promptが線スペクトルのとき



高エネルギー
→ fluxは大きい
すぐにへたる
低エネルギー
→ fluxは小さい
持続する

delayed photonのスペクトル

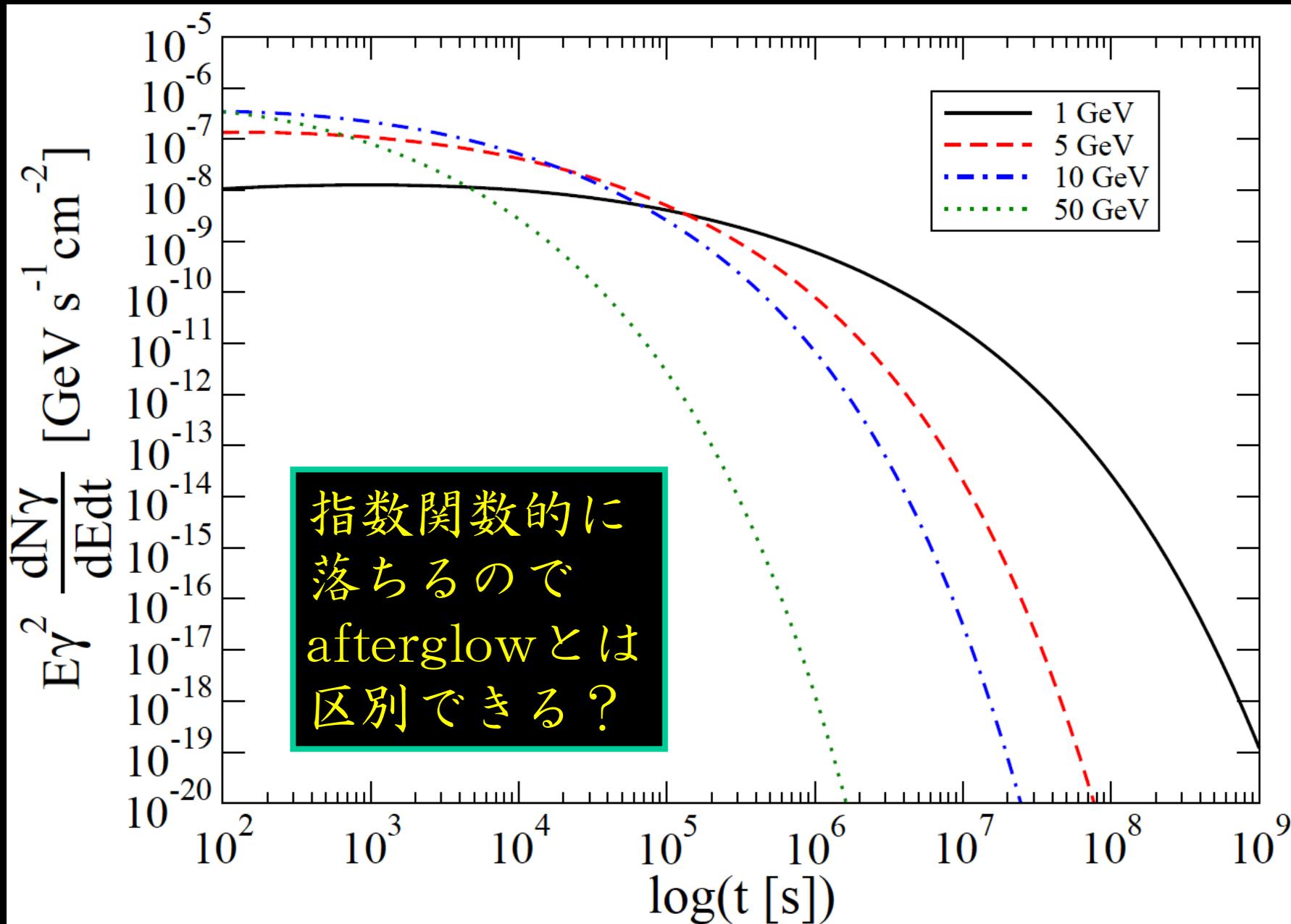
$$(L_{\gamma, \text{iso}}, \alpha, E_{\gamma, \text{pk}}, E_{\text{cut}}, t_{\text{GRB}}) = (10^{53} \text{ erg}, 2.2, 500 \text{ keV}, 10 \text{ TeV}, 50 \text{ s})$$



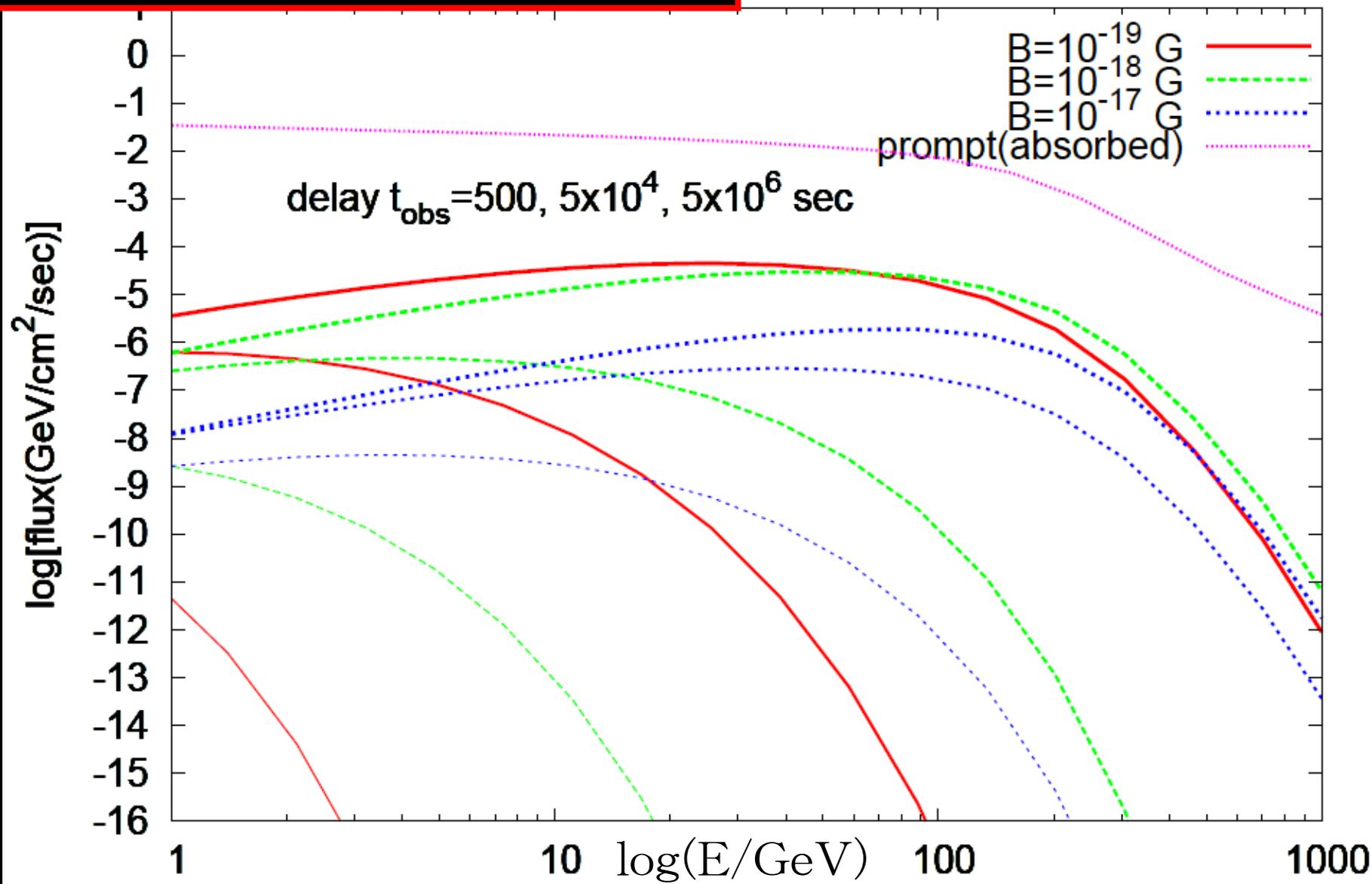
fiducial磁場
 $B = 10^{-18} \text{ G}$
 $r_{\text{coh}} = 100 \text{ pc}$

高エネルギー
電子からの
寄与はすぐに
へたる

delayed photonのlight curve



スペクトルの磁場依存性



磁場はfluenceには影響せずfluxの時間配分に影響する

delayed emissionの検出可能性

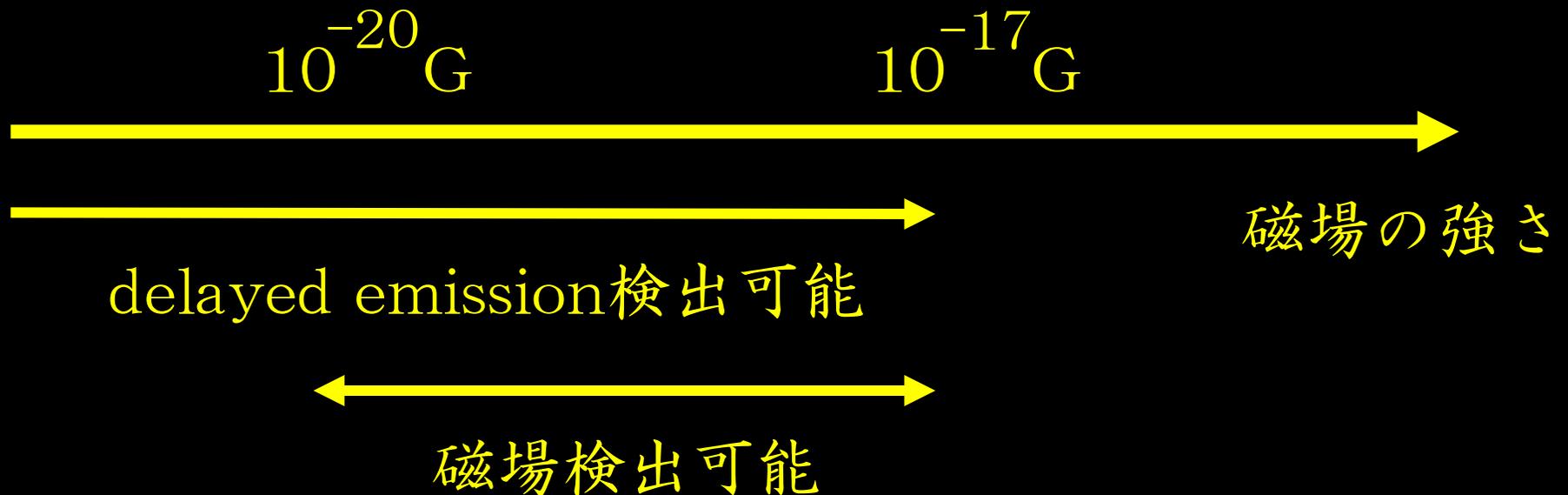
遠いGRBは

磁場が強すぎるとfluxが小さくなる

→ delayed emission検出のためには
磁場に上限がある

磁場が弱すぎるとangular spreadingの方が効く

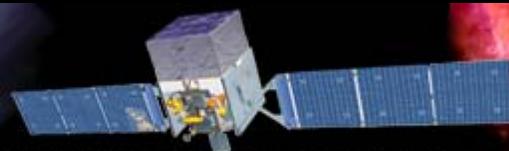
→ 検出できる磁場には下限がある



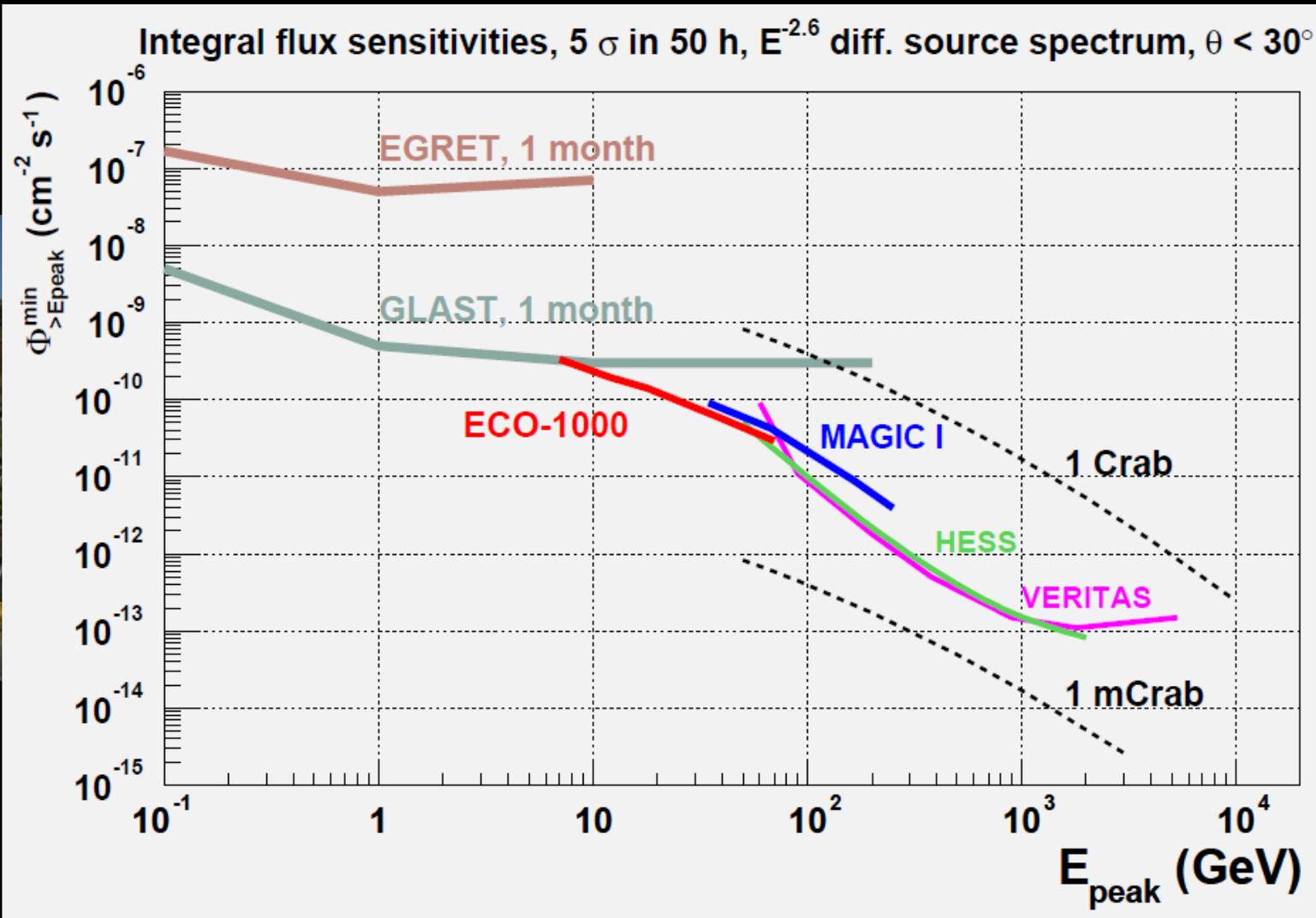
γ線観測

GLAST

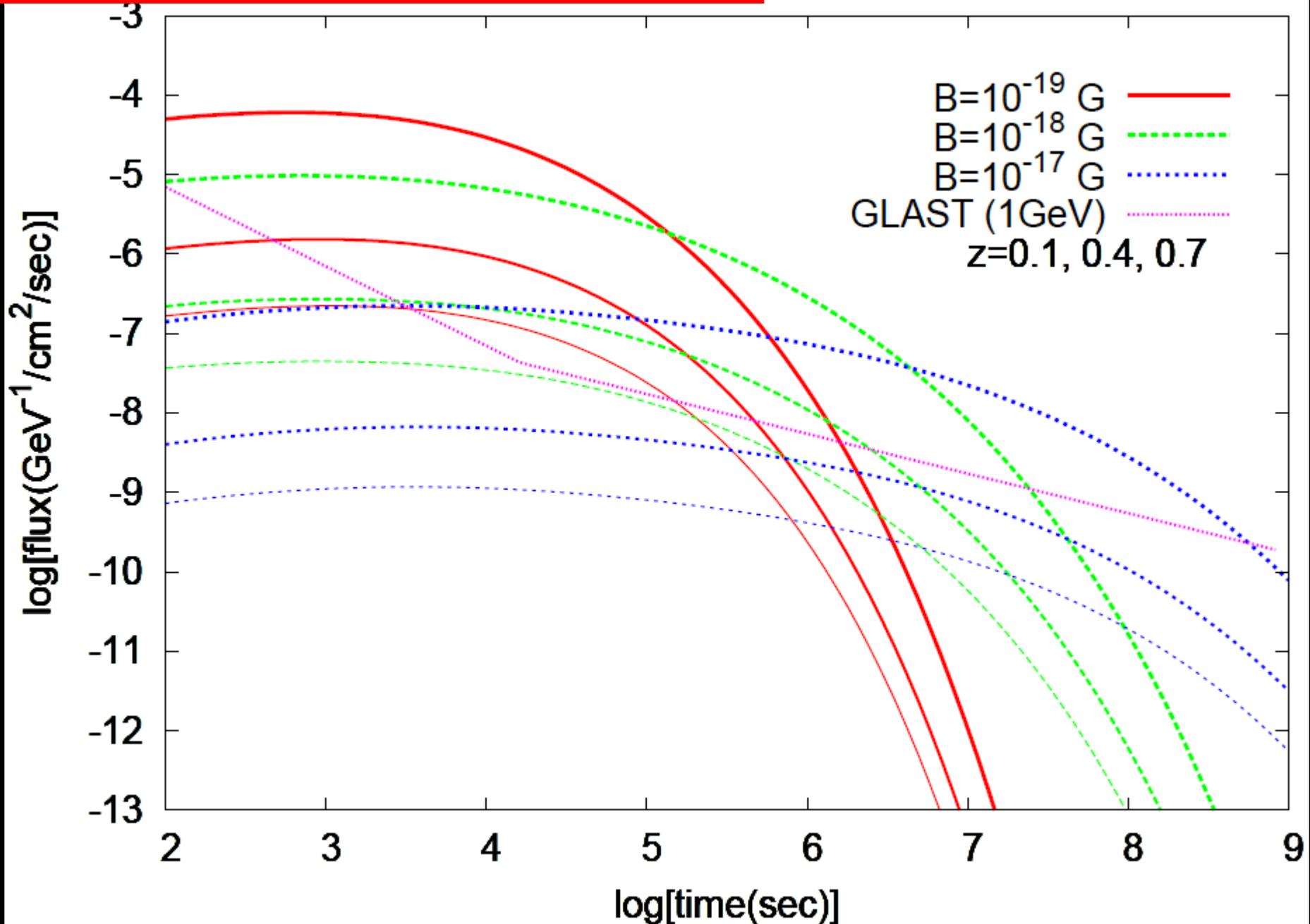
The Gamma-ray Large Area Space Telescope



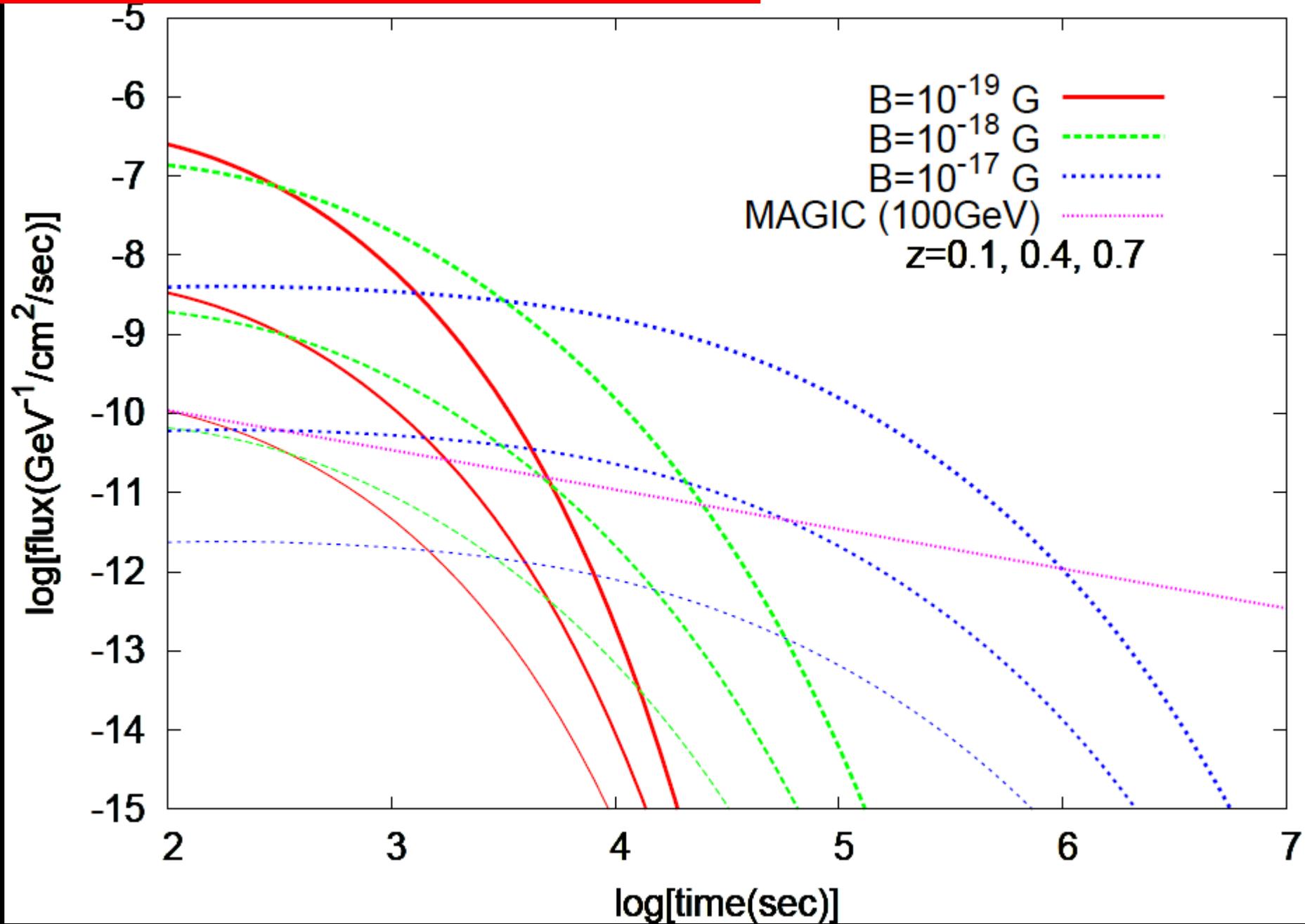
γ線検出器は
花盛り



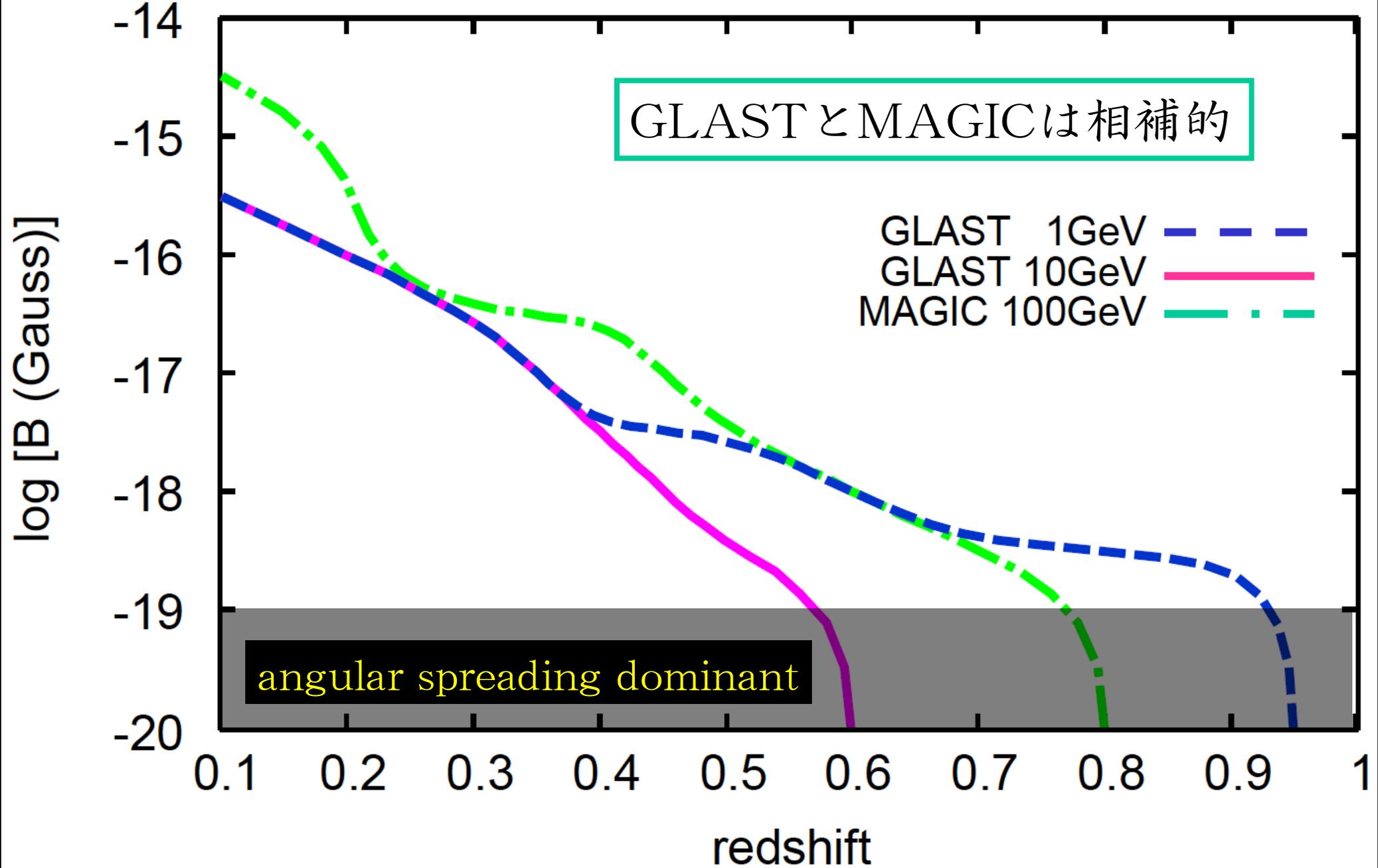
GLASTによる観測可能性



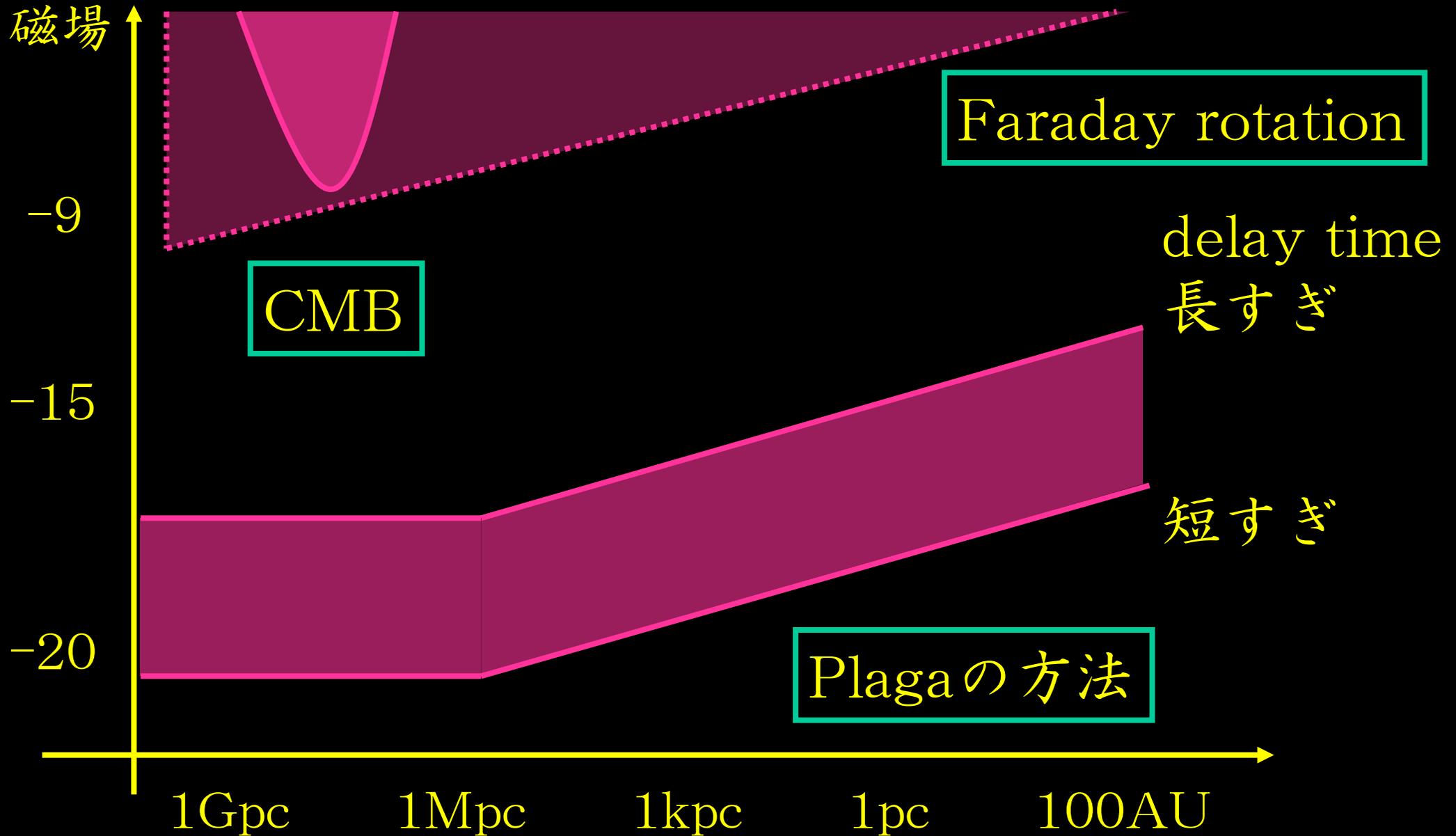
MAGICによる観測可能性



delayed emissionの観測可能性



Plagaの方法で探索できる磁場



観測戦略

delayed photonのスペクトルはいろんなものに依存

- ・ 磁場の強さとcoherence length
- ・ prompt emissionのスペクトル
- ・ 背景赤外線の数

→ どうやって磁場の情報を引き出すか

GRBとブレーザーどちらを使うか

GRB

- ・ バーストなのでdelayed photonが見分けやすい
- ・ いつどこで起こるかわからないし、だいたい遠い
- ・ 本当にTeVを出しているのか？

ブレーザー

- ・ TeV天体として確立しているし、近い
- ・ フレア以外のときも放射している

観測戦略を
練る必要アリ

磁場観測まとめ

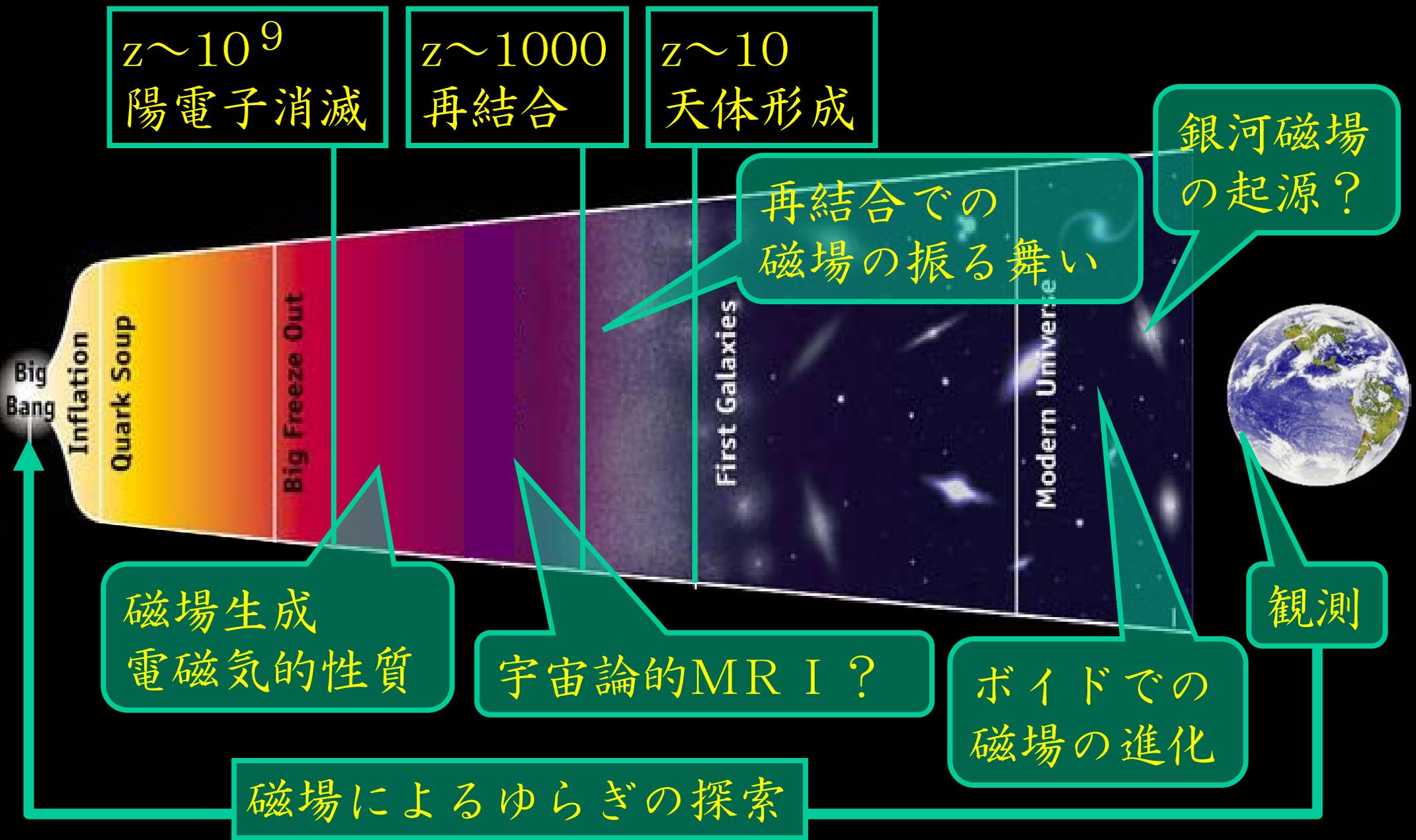
- TeV天体からのdelayed photonを用いた微弱な磁場の検出
- $10^{-17} \sim 10^{-20}$ Gを検出可能？
- GRBなら $z < 1$ の近いものを使う
- いろんな不定性
promptのスペクトル、背景赤外線
の量
銀河・銀河団からボイドへの流れ込み
→ model independentな方法で、
逆にこれらを磁場と共に探れるかも

今後の研究ステップ

- 1、Plagaの方法をきちんとモデル化
→ ほぼ完成
- 2、観測戦略
→ 奮闘中
- 3、現実的なセットアップでモンテカルロ
→ 数ヶ月で？
- 4、MAGICとかCANGAROOとか
→ 1・2・3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
- 5、GLASTにお願い
→ 宇宙論的に意味のある制限が出る？

5、まとめと展望

磁場の生成・進化・観測

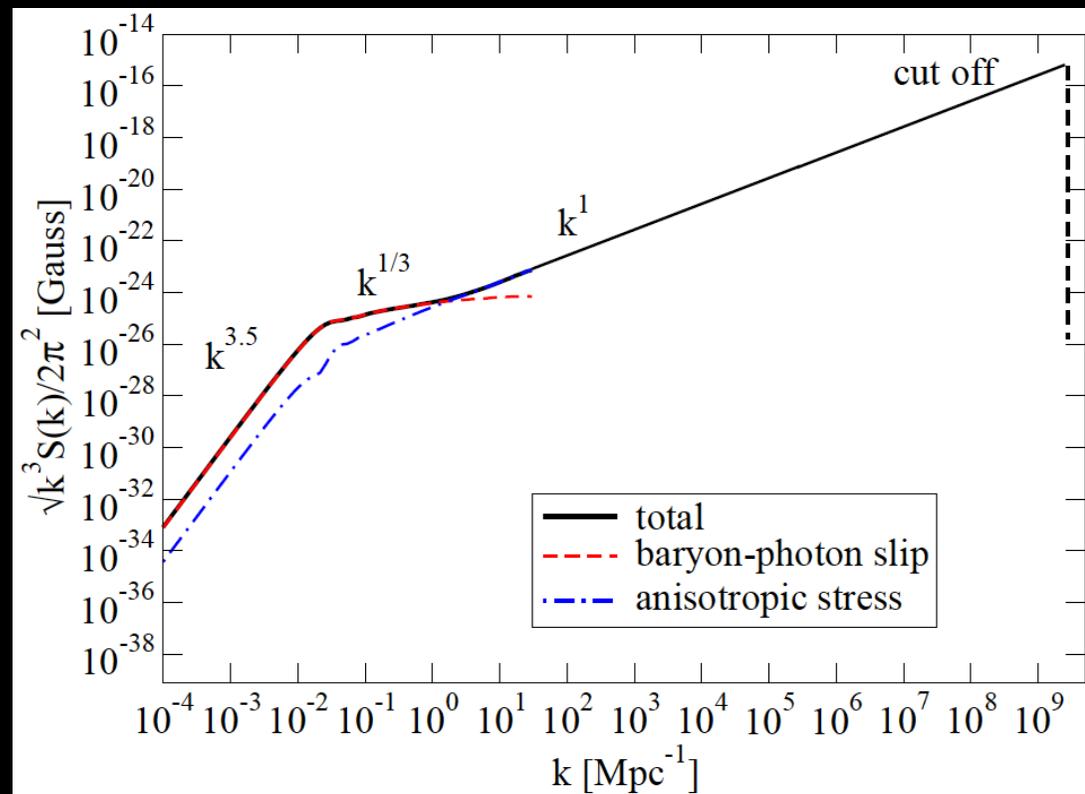


ゆらぎの探求：基本的なアイデア

- 磁場スペクトルは原始ゆらぎスペクトルに依存
- 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

(cf. CMBゆらぎは
小スケールでシルク減衰
によりかき消される)



インフレーションモデルへの制限

