

# 高エネルギー天体による 銀河間磁場の探索

高橋慶太郎

京都大学基礎物理学研究所

2008年6月27日



# 目次

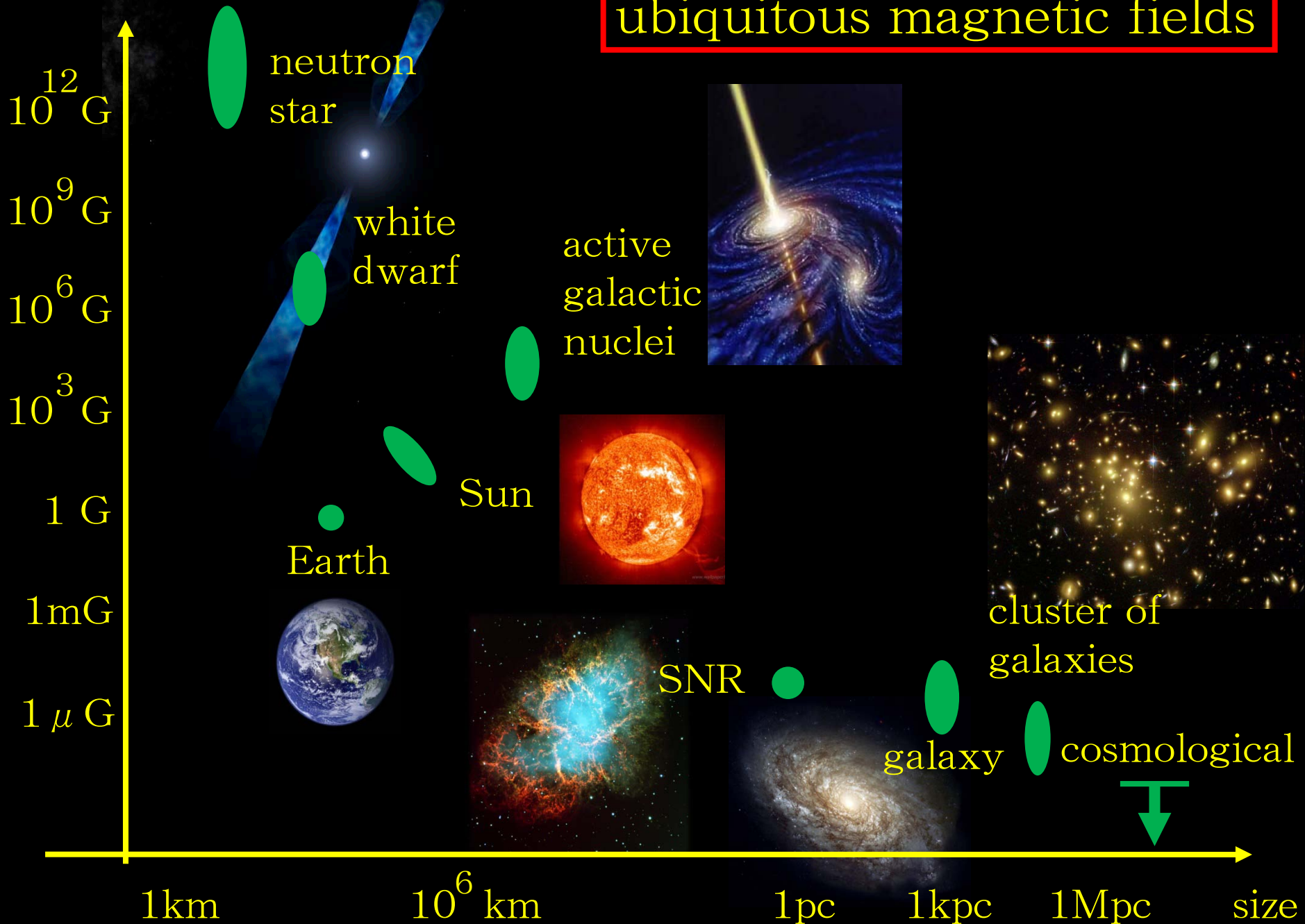
- 1、イントロダクション
- 2、ボイド
- 3、宇宙磁場の生成
- 4、宇宙磁場の観測
- 5、高エネルギー天体からのpair echo
- 6、ブレーザーとガンマ線バースト
- 7、ガンマ線バーストのpair echo
- 8、ブレーザーによる磁場への制限
- 9、まとめ



# 1、イントロダクション



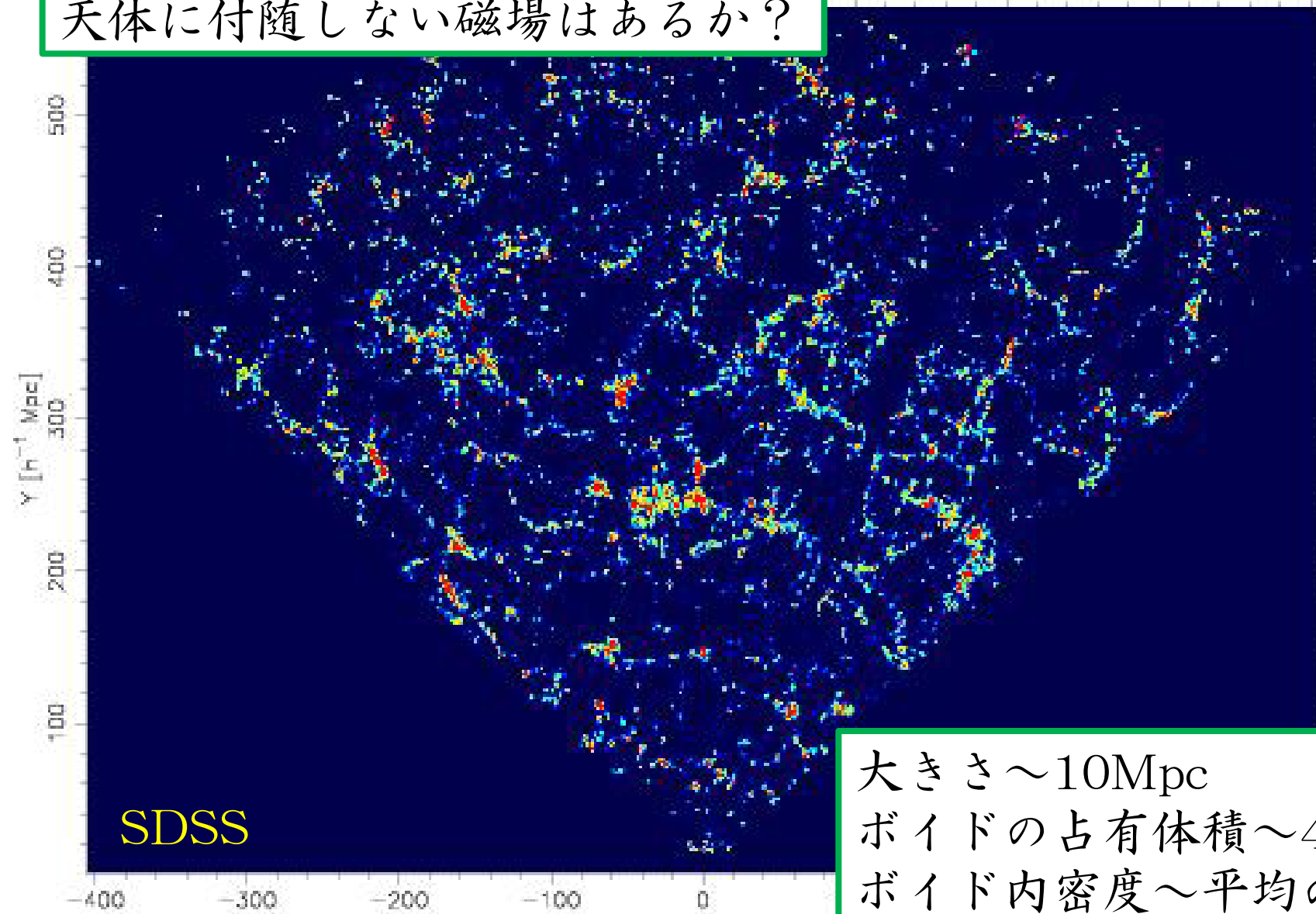
# ubiquitous magnetic fields





# 銀河間空間（ボイド）

天体に付随しない磁場はあるか？



大きさ $\sim 10\text{Mpc}$   
ボイドの占有体積 $\sim 40\%$   
ボイド内密度 $\sim$ 平均の $10\%$



# 宇宙論的磁場の生成

## 物理による分類

### ● 量子論的

電磁場の共形不変性を破る  
相互作用を入れる

### ● radiation drag

光子・陽子・電子の系で  
光子が電子を引きずる

### ● Biermann battery

ポリトロープでないガスで  
密度と圧力の分布がずれる

## 時系列

インフレーション

相転移

ゆらぎによる生成

(第1世代星)

(原始銀河)

再イオン化

銀河や銀河団  
からの流れ込み



# モチベーション

## 磁場の起源

特に銀河や銀河団。弱い種磁場があればダイナモで増幅されるだろう。種磁場はどこから来た？

## 構造形成以前の宇宙を探る

構造形成以前のいろんな現象の名残が磁場としてボイドに現在まで残っているかもしれない。

## 構造形成への影響

第1世代星、原始銀河の形成に影響？

## 超高エネルギー宇宙線の伝搬

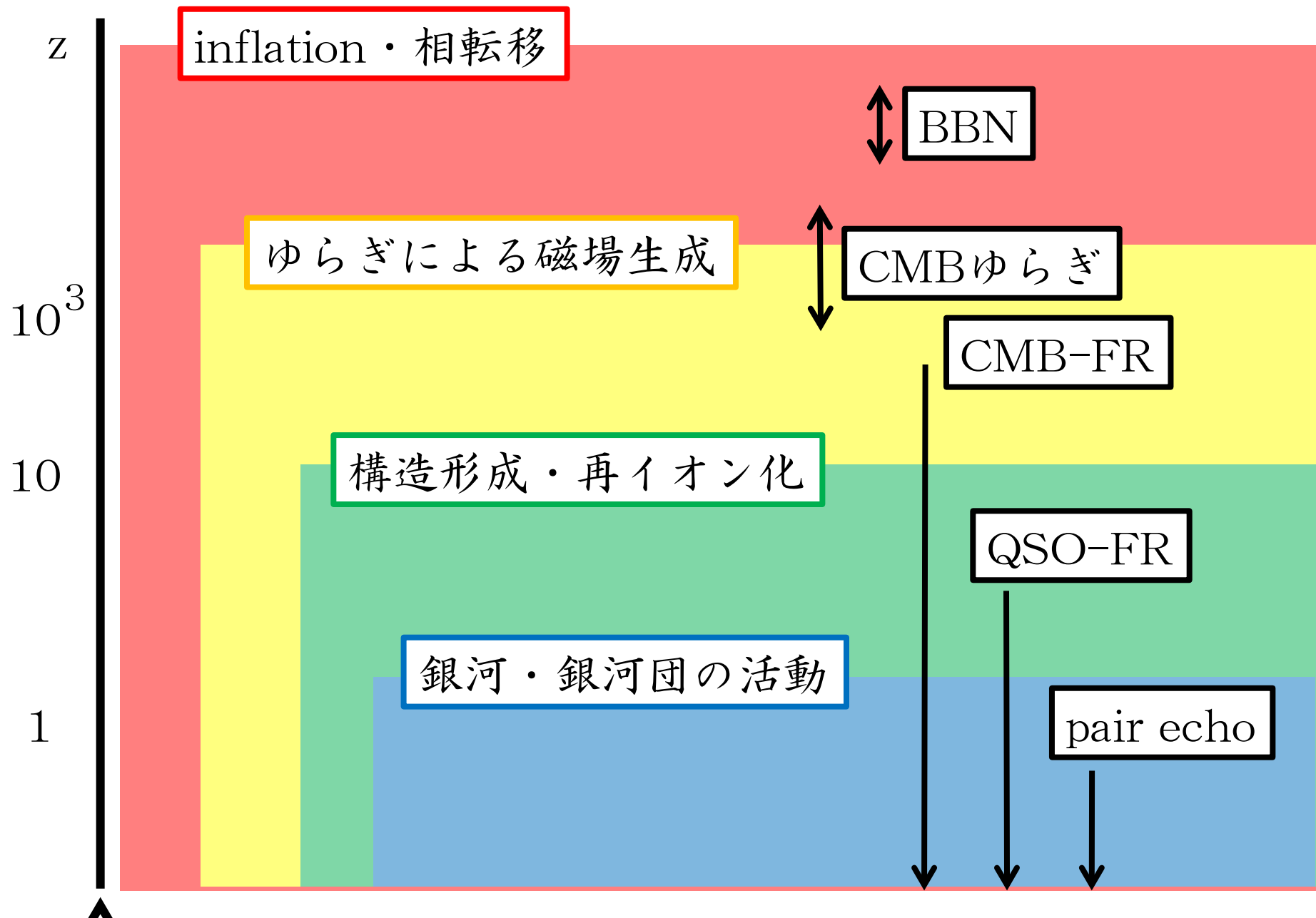
超高エネルギー宇宙線の軌道が曲げられてしまう。

## ボイドの物理的状态

ボイドの中はどうなっている？銀河・銀河団との相互作用は？



# 宇宙論的磁場の生成と観測





# pair echo

ブレーザーやGRBなどの高エネルギー天体を使って磁場を測る

- ・ TeV放射をしている天体からのGeV領域の遅延放射
- ・  $10^{-20}$  Gaussというとんでもなく弱い磁場を検出できる可能性
- ・ だいたいボイド領域の磁場を測ることになる

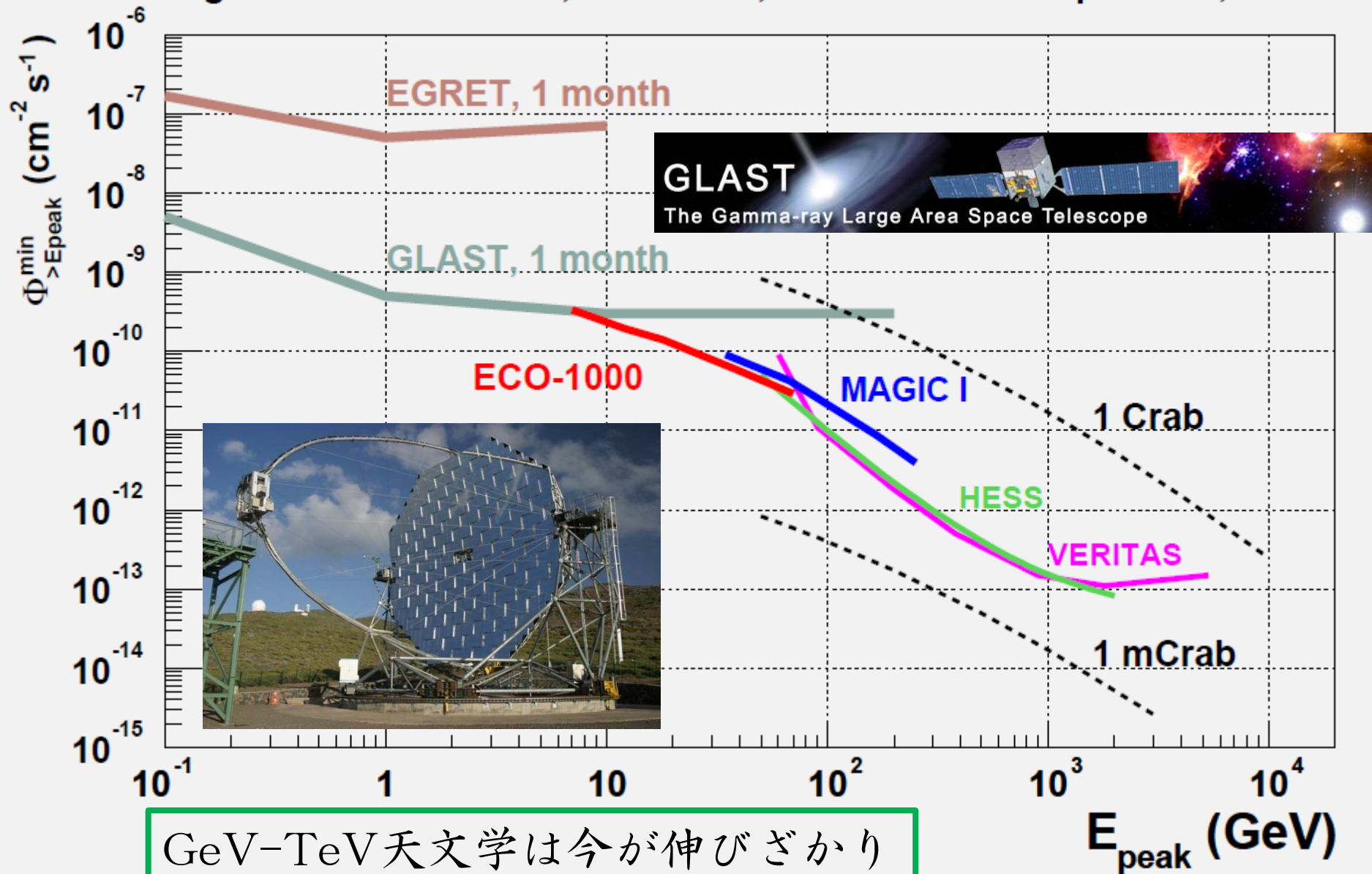
今日は

- ・ いろんな周辺領域のレビュー
- ・ pair echoの定式化
- ・ GRB、ブレーザーへの適用



# VHE gamma-ray astronomy

Integral flux sensitivities,  $5\sigma$  in 50 h,  $E^{-2.6}$  diff. source spectrum,  $\theta < 30^\circ$





# 1つの数字：1nG

1nGという数字は（偶然）いろんなところに出てくる

- Faraday rotationによる制限  
宇宙平均密度 ( $10^{-6}$  個/cm<sup>3</sup>)  
× horizonスケール (1Gpc)  
× 1nG = 1 rad/m<sup>2</sup>
- CMBによる制限  
 $\delta \rho = (1\text{nG})^2$
- frozen-in磁場in void  
銀河 (1個/cm<sup>3</sup>、1  $\mu$  G)  
銀河団 (0.01個/cm<sup>3</sup>、0.1  $\mu$  G)  
→ ボイド ( $10^{-6}$  個/cm<sup>3</sup>、1nG)
- 超高エネルギー宇宙線  
10<sup>20</sup> eVの陽子、1nGの磁場  
→ ラーモア半径 = GZKスケール (100Mpc)



# もう1つの数字： $10^{-20}$ G

もう1つの目安

- ・ いろいろな磁場生成機構で生成される磁場  
ゆらぎ起源、再イオン化、構造形成・・・  
 $10^{-18} \sim 10^{-22}$  Gauss
- ・ 銀河ダイナモで必要とされる種磁場  
ガス収縮 → 銀河の回転周期で宇宙年齢の間増幅  
→  $\sim 10^{-25}$  Gauss  
MRIが働くには  
 $\sim 10^{-20}$  Gauss
- ・ pair echoで測定できる磁場  
 $10^{-16} \sim 10^{-20}$  Gauss



## 2、ボイド



# ボイド

1981 Kirshner et al. : ボイドの発見

1982 Peebles : CDM宇宙におけるボイドの予言

## CDM宇宙での構造形成

少し濃い領域

→ 重力収縮

→ さらに濃くなる

→ ハロー形成

少し薄い領域

→ effectiveな反重力で膨張

→ さらに薄くなる

→ ボイド形成

2dFGRSで $z < 0.1$ のボイドが  
300個ほど見つかった





# ボイドの定義

El-Ad & Piran (1997)

- 1、**wall galaxy**と**void galaxy**の分類：5.6Mpc/h以内に3つ未満の銀河しかなければそれはvoid galaxyとする。残りは全てwall galaxyとする。
- 2、**holeを見つける**：空間を3次元のグリッドに分け、wall galaxyが全く存在しないcellをempty cellとする。それぞれのempty cellを中心としてwall galaxyを含まないような最大の球 ( $\text{hole} > 8\text{Mpc/h}$ ) をを見つける。
- 3、**voidを定義する**：まず最も大きいholeはvoidとする。次に大きなholeは先のvoidと体積が10%以上重ならない場合はvoidとする。これを10Mpc/hのholeまで繰り返す。
- 4、**残りのholeを吸収させる**：voidにならない残ったholeで、体積が50%重なるvoidがある場合にはそのholeはそのvoidに属するとする。ただし2つ以上のvoidと50%以上重なる場合にはそのholeは2つのvoidをつないでいるものとして、どのvoidにも含めない。



# ボイドの性質①

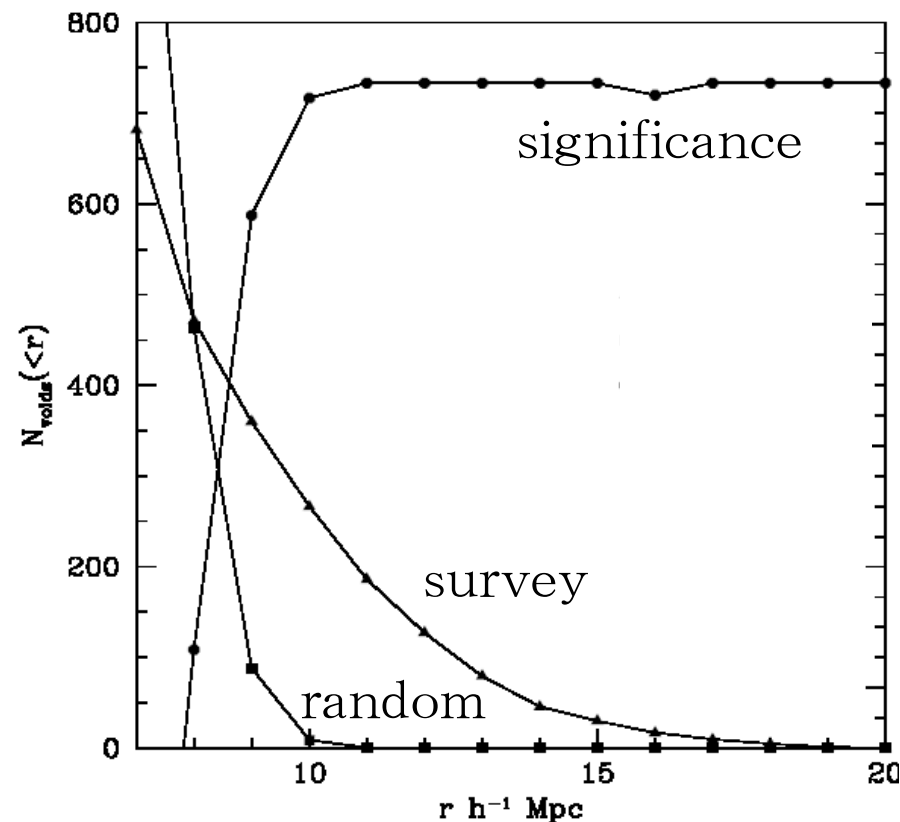
Hoyle & Vogeley (2004)

2dFGRSのvolume-limited sample

- $z < 0.14$
- 6万個の銀河 (wall galaxy: 90%, void galaxy: 6+4%)
- 300個のボイド
- 平均最大球半径: 12Mpc/h
- 平均有効半径: 15Mpc/h
- 平均密度: 宇宙平均の5%
- 空間占有率: 40%

ただしこれらはボイドの定義に依存する。

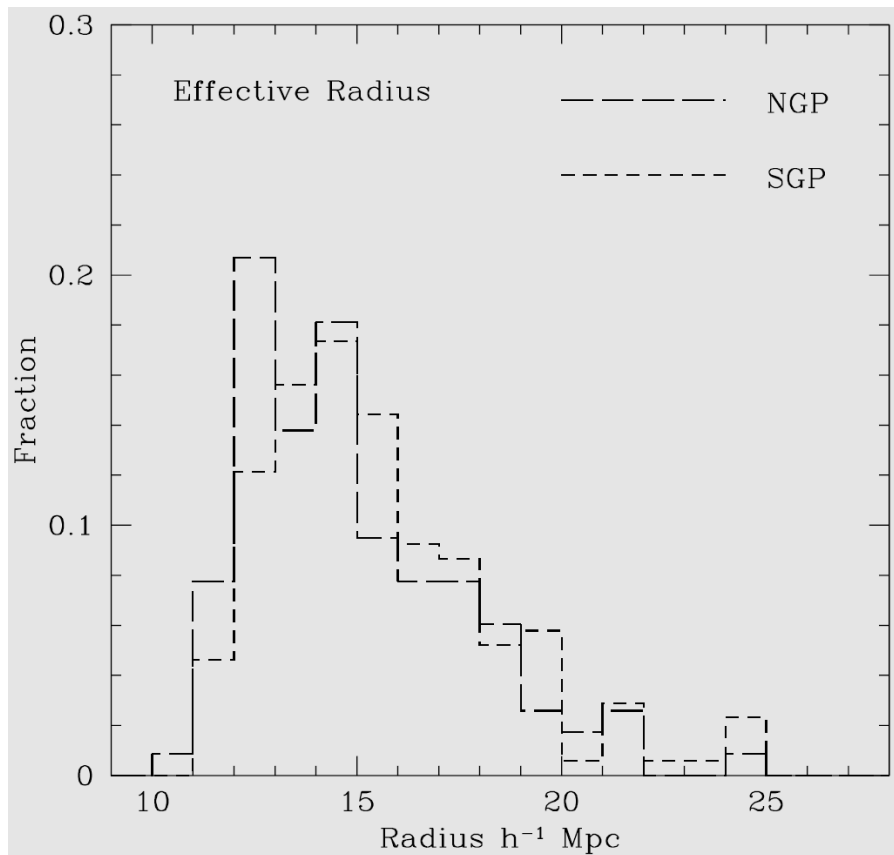
最大球半径の累積的な分布。ランダム分布と比較して統計的有意性がある。





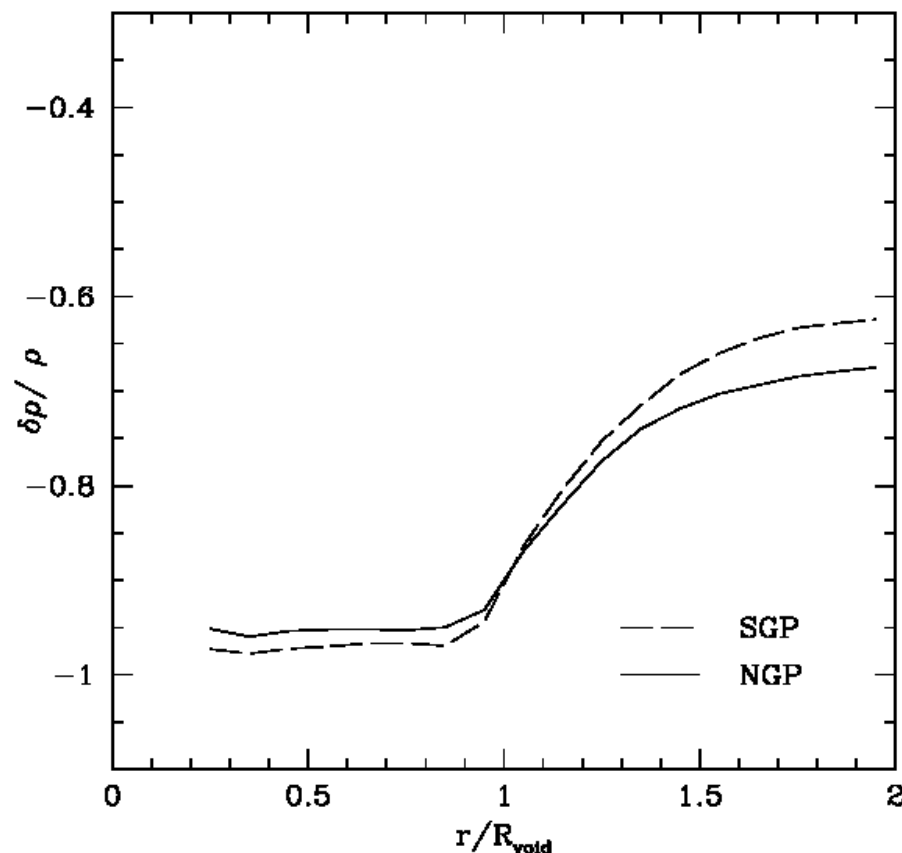
## ボイドの性質②

有効半径の分布



だいたい10~20Mpc/h

平均的な密度profile



ボイド中はかなり低密度。  
半径の2倍でも割と低密度。



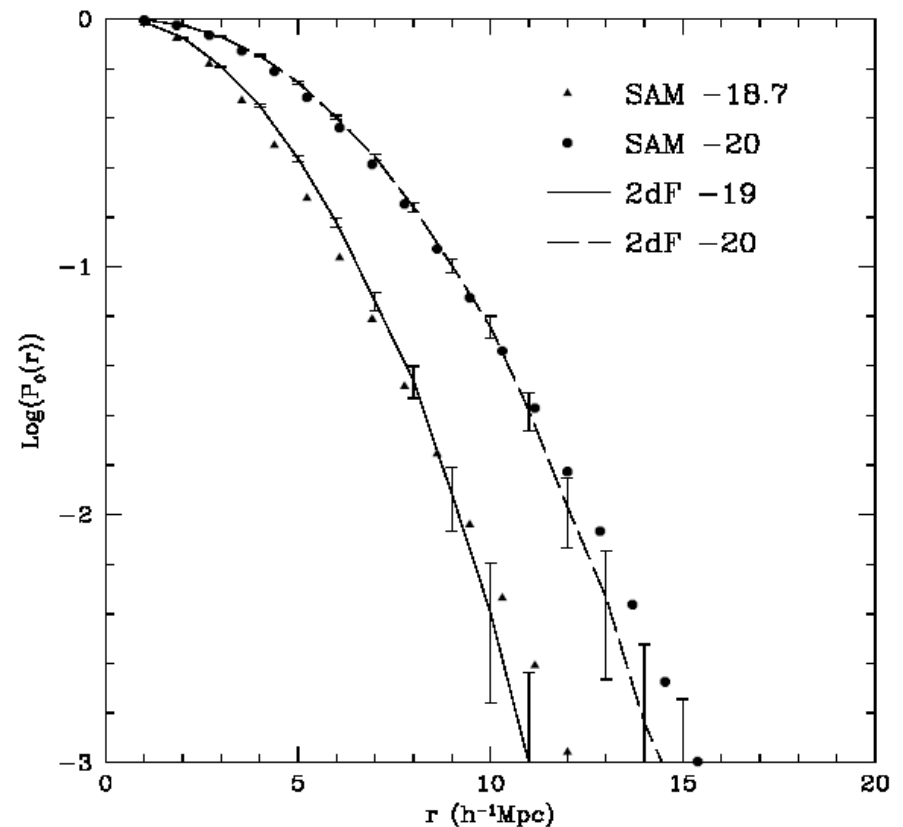
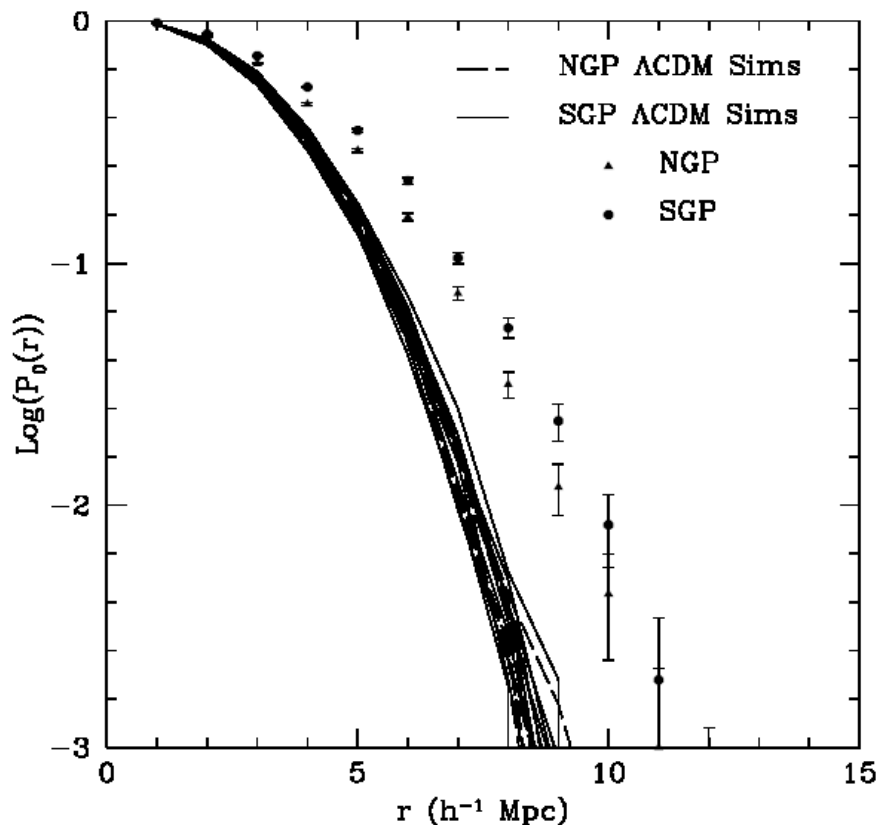
# ボイドの性質③

半径  $r$  の球がボイドである確率をシミュレーションと比較

ダークマターと比較

ダークマターはボイドの  
確率が小さく、ガスより  
構造が豊富なようだ。

シミュレーション +  
semi-analytic model  
による銀河分布と比較





# ボイドまとめ

銀河分布の観測によるボイドの統計的性質

- ・  $\sim 10\text{Mpc}$
- ・ 宇宙の40%の空間に6%の銀河
- ・ 宇宙平均密度の5%

物理的性質はよくわかっていない

- ・ metalはかなり少ないかもしれない  
 $< 10^{-1.8} Z_{\text{sun}}$  ( $z < 0.1$ ) (Stocke et al. 2007)  
 $< 10^{-3.5} Z_{\text{sun}}$  ( $z = 3-5$ ) (Simcoe et al. 2004)
- ・ 明るくないAGNが結構ある  
あまりaccretionできない環境らしい
- ・ 磁場はどのようなだろうか  
あとで多少のヒント



### 3、宇宙磁場の生成



# 宇宙論的磁場の生成

## 物理による分類

### ● 量子論的

電磁場の共形不変性を破る  
相互作用を入れる

### ● radiation drag

光子・陽子・電子の系で  
光子が電子を引きずる

### ● Biermann battery

ポリトロープでないガスで  
密度と圧力の分布がずれる

## 時系列

インフレーション

相転移

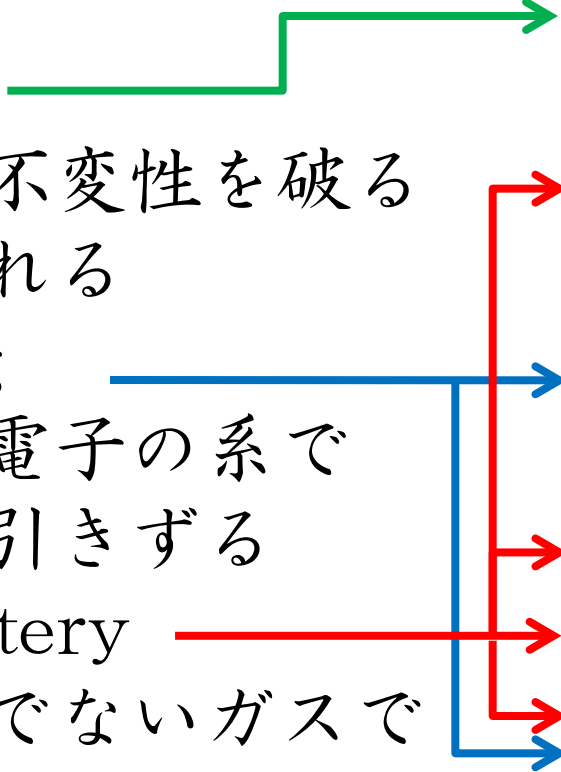
ゆらぎによる生成

(第1世代星)

(原始銀河)

再イオン化

銀河やクエーサー  
からの流れ込み





# 量子論的生成

インフレーション中に量子論的に生成 Turner & Widrow, 1988

→ conformal invarianceを破る

→ 重力との非最小結合、ディラトンなど

Bamba & Sasaki (2007)による一般的な定式化

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} [R + I(R, \Phi, \dots) F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \dots]$$

$$A''(k, \eta) + \frac{I'}{I} A'(k, \eta) + k^2 A(k, \eta) = 0$$

superhorizon : 長波長近似

subhorizon : WKB近似

$$\Omega_B(k) \approx \left( \frac{T_r}{M_{\text{Pl}}} \right)^4 (-k\eta_r)^{4-\alpha} \frac{1}{I(\eta_r)}$$

Iを小さくすればいくらでも大きくなるが  
いずれ1にしなければ  
ならない。原理的には  
 $10^{-9}$  Gも可能だが  
現実的には難しい



# 古典的磁場生成の一般論①

KT et al. (2008)

磁場生成には電場の回転が必要

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

普通は磁場生成は起こらず、なんらかの「外力」が必要

$$\frac{1}{\omega_p^2} \partial_t \vec{j} = \vec{E} - \eta_{\text{eff}} \vec{j} + \vec{C}$$

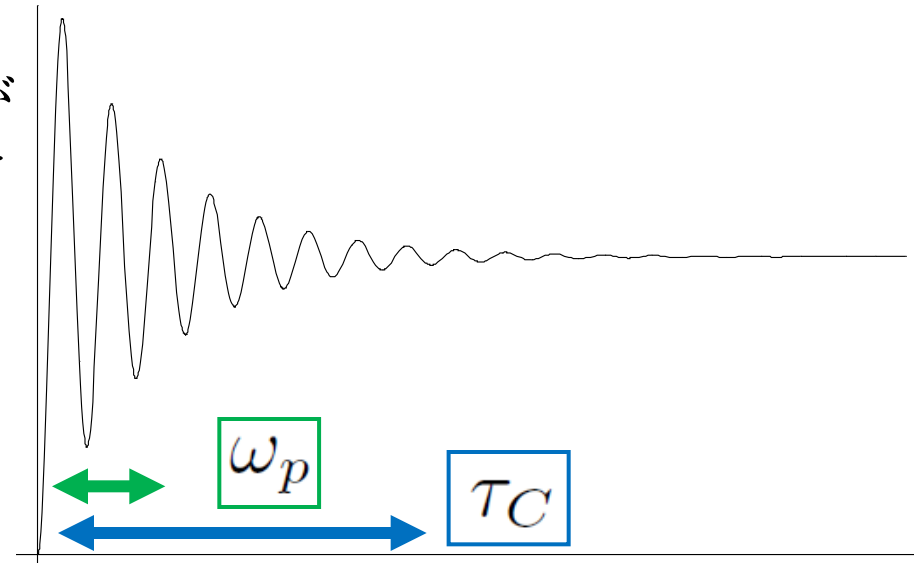
電子と陽子で異なる力

電荷密度の発展方程式

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

電荷密度はプラズマ振動するが  
クーロン散乱で減衰し、やがて  
dynamical time scaleでは  
定常に落ち着く

$$\rho \approx \nabla \cdot \vec{C}$$





## 古典的磁場生成の一般論②

定常状態では次のような解になる

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

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

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

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

- ・ 電子が「外力」に押されるのと電場がつりあう
- ・ 「外力」の回転が磁場になる
- ・ 「外力」がなくなると、電場・電荷密度は消える  
磁場・電流は残る

「外力」は？	光子	→	radiation drag
	電子	→	Biermann battery



# radiation drag①

radiation dragの場合、「外力」は

$$\vec{C} \equiv \frac{1 - \beta^3}{1 + \beta} \frac{\sigma_T \rho_\gamma}{e} \left( \delta \vec{v}_{\gamma b} - \frac{1}{4} \vec{v}_b \cdot \Pi_\gamma \right)$$

光子・荷電粒子の速度差      光子の粘性

磁場生成のために必要なこと

- ・ 光子、陽子、電子の3流体
  - ・ ある程度以上optically thickであることが必要
- 初期宇宙（再結合前）、再イオン化



# radiation drag②

初期宇宙のゆらぎ KT, Ichiki et al., 05, 06, 07

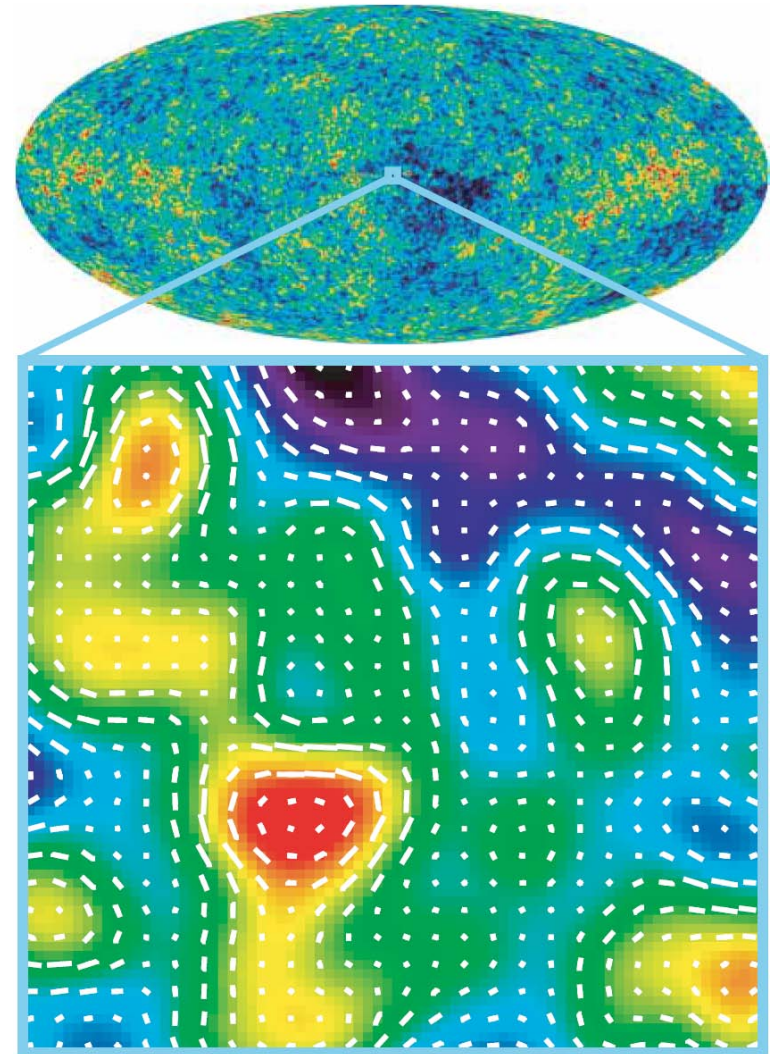
- ・光子ゆらぎが電子ゆらぎを引きずる



CMB ゆらぎ

→ CMB ゆらぎと 관련된  
磁場ができる

- ・回転成分は 2 次摂動でできる
- ・光子と電子の結合の強さ  
磁場は光子と電子のずれから  
できる  
→ 弱結合がいい?  
光子の密度ゆらぎは電子との  
結合で支えられている  
→ 強結合がいい?





# radiation drag③

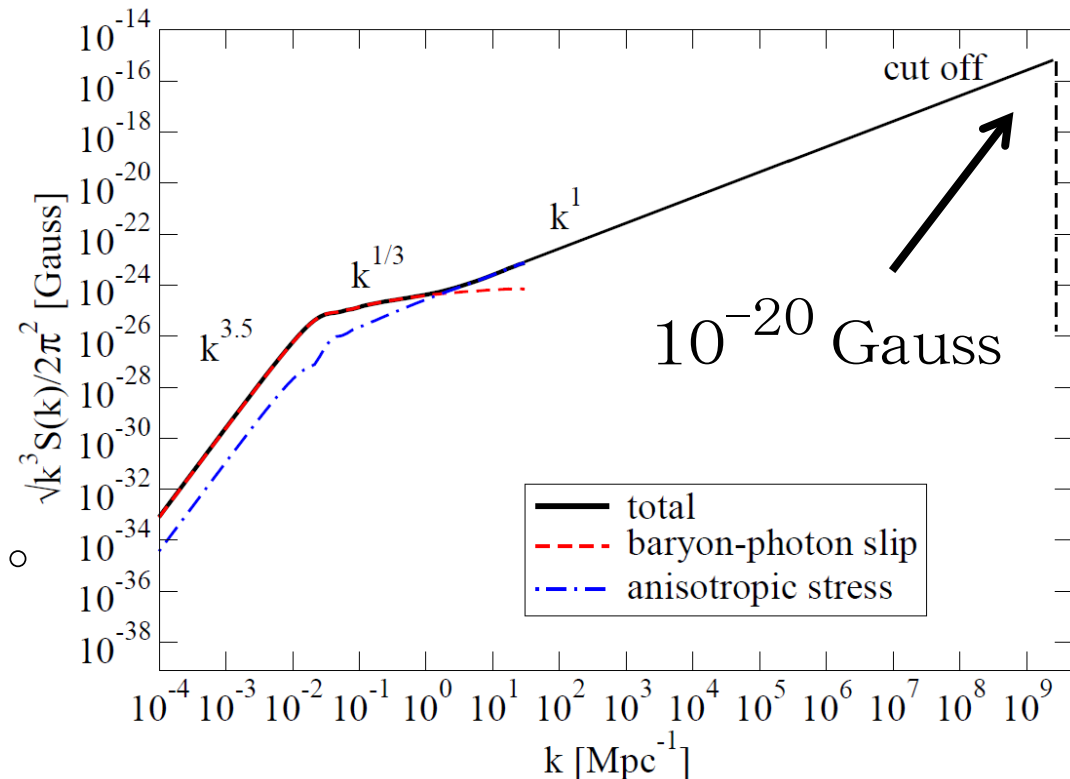
光子 - 荷電粒子の速度差の方程式を強結合近似で解く

$$\begin{aligned}\vec{B} &\approx \frac{m_p^3 n_b}{e \sigma_T \rho_\gamma^2} \int dt \nabla \delta_\gamma \times \nabla \partial_t \delta_\gamma \\ &\approx \frac{m_p^3 m_e^2}{\alpha^2 M_p^2 T} \eta \delta^2 \approx 10^{-30} \text{ Gauss}\end{aligned}$$

これは再結合当時の  
horizonスケールでの評価。  
その他のスケールは  
もう少し複雑。

右図は数値的な評価。  
ただしvorticityの寄与が  
入っていない暫定的なもの。

解析的・数値的な総合的  
理解までもう少し。



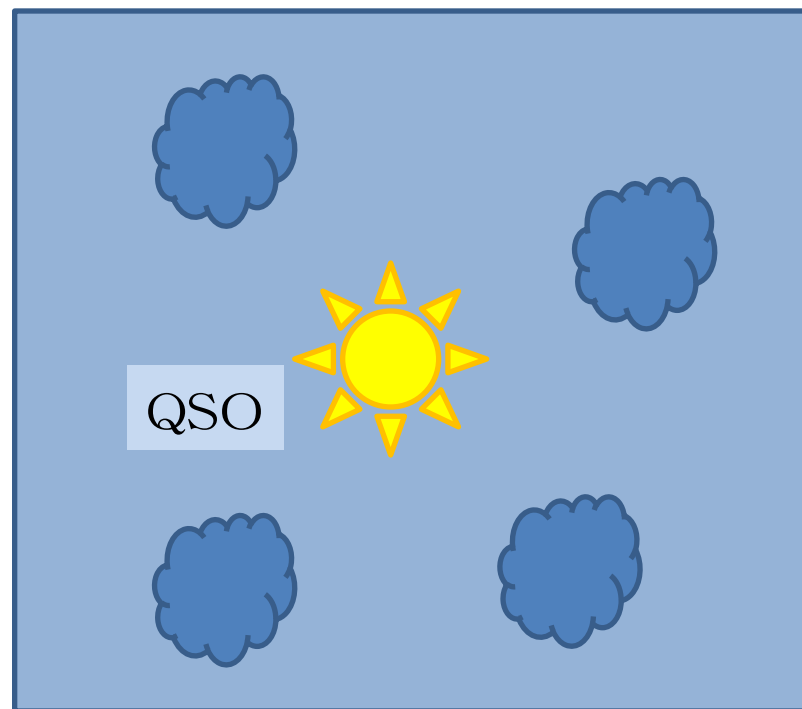
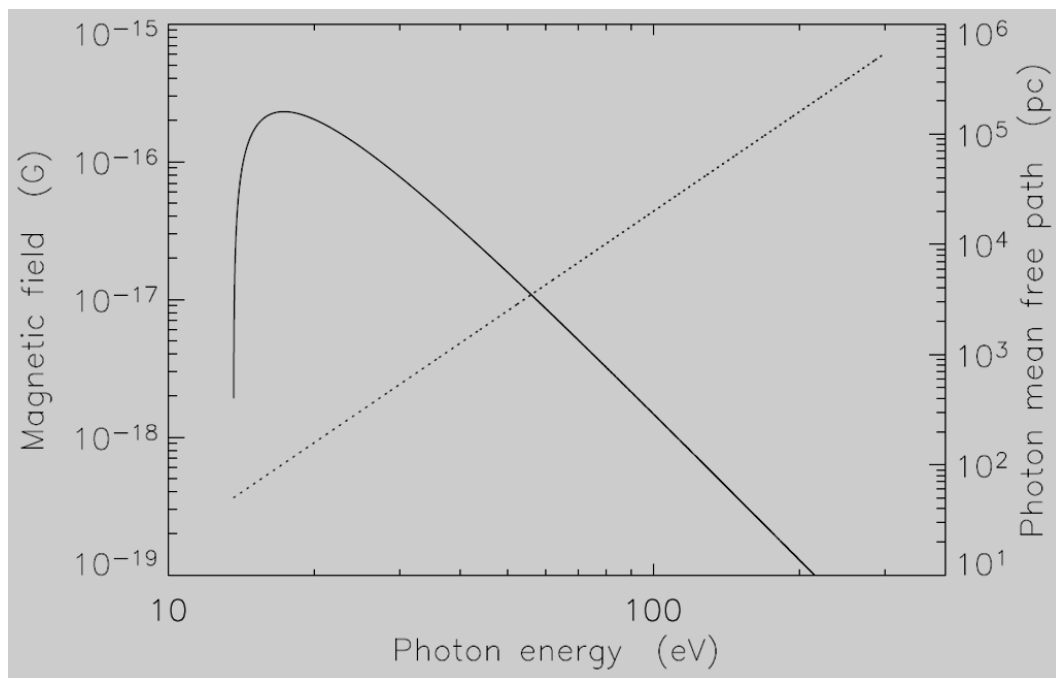


# radiation drag④

再イオン化 Langer et al., 03, 05

QSOなどからの紫外線がまわりの非一様なガスの中性水素をイオン化しながら電子を引きずる。

- ・ 低エネルギー紫外線  
近傍・強い磁場
- ・ 高エネルギー紫外線  
遠方・弱い磁場



$$B \approx \begin{cases} 10^{-18} \text{ Gauss} & \text{源近傍} \\ 10^{-22} \text{ Gauss} & \text{宇宙全体} \end{cases}$$



# Biermann battery①

Biermann 1950

陽子・電子の2流体

$$\vec{C} = \frac{\nabla p_e}{en_e}$$

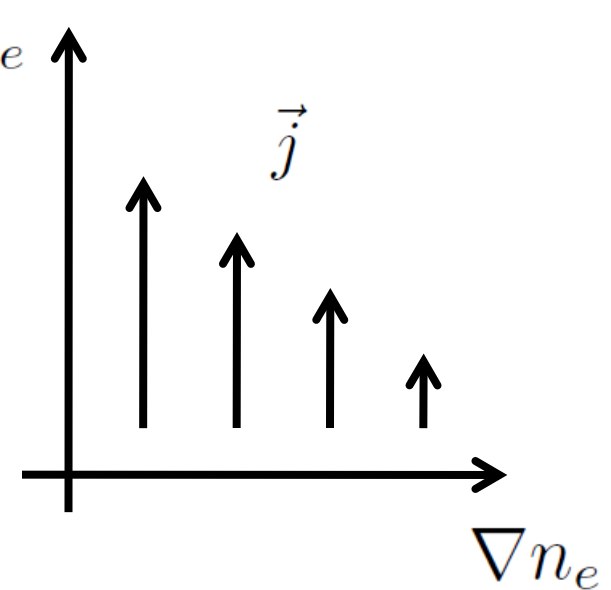
$$\nabla \times \vec{C} = -\frac{\nabla n_e \times \nabla p_e}{en_e^2} = -\frac{\nabla n_e \times \nabla T_e}{en_e}$$

密度勾配と圧力勾配がずれると

働くが、ポリトロープでは無理。

→ 衝撃波、放射加熱などが必要

→ 構造形成に伴う衝撃波、超新星残骸、再イオン化



$$B \approx \frac{T_e \tau}{eL^2} \approx \frac{T_e}{eVL}$$

$$\approx 10^{-22} \text{ Gauss} \left( \frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right) \left( \frac{V}{0.01c} \right)^{-1} \left( \frac{L}{1 \text{ kpc}} \right)^{-1}$$



# Biermann battery②

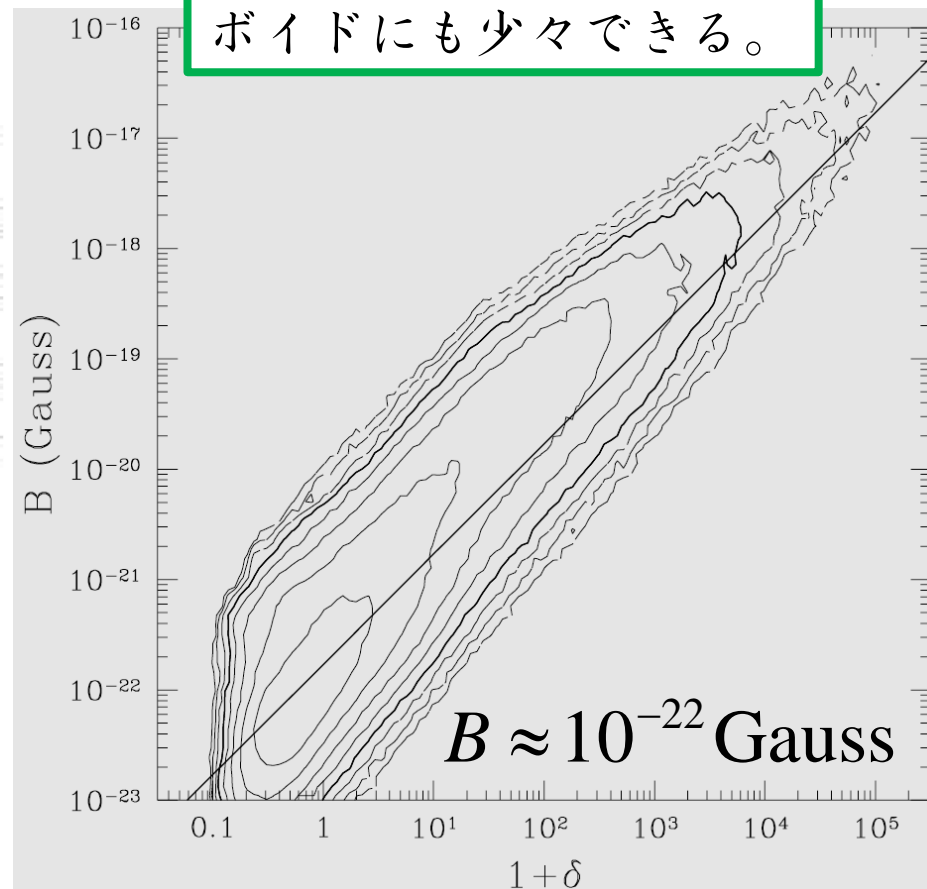
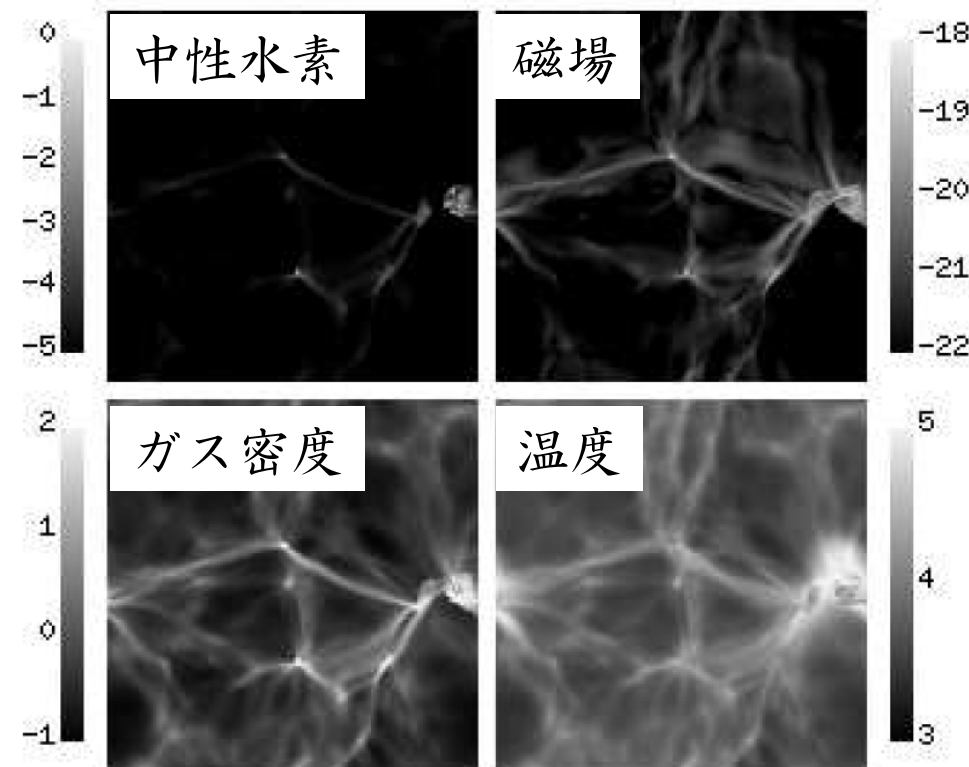
再イオン化 Gnedin et al. 2000

宇宙論的流体シミュレーション

適当な輻射輸送、適当な星形成

Biermann + radiation drag

基本的には大構造に  
付随した磁場ができるが  
ボイドにも少々できる。

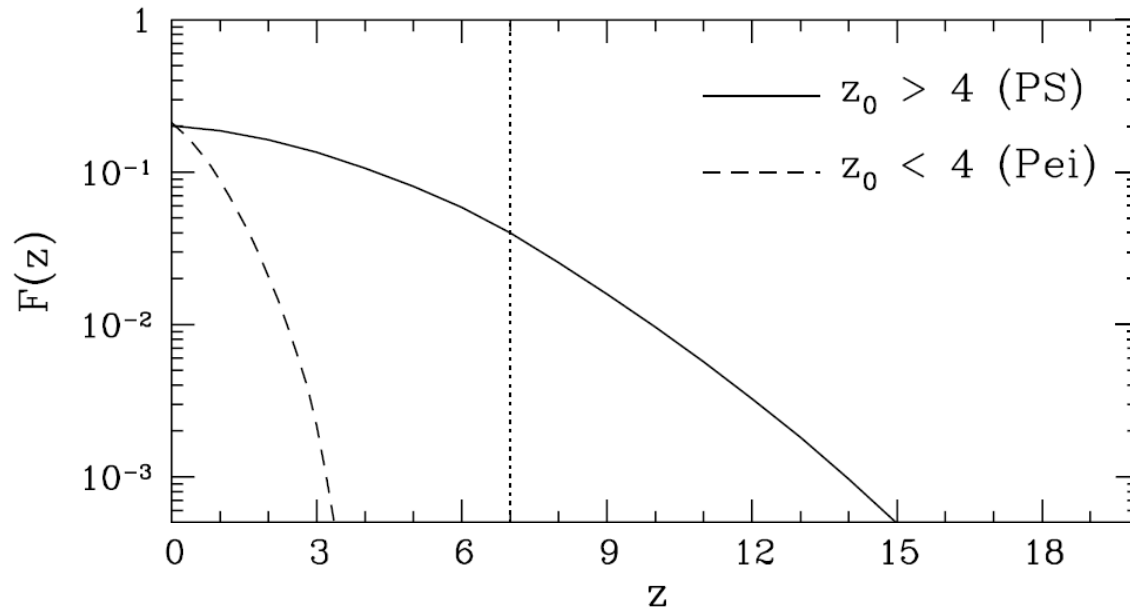
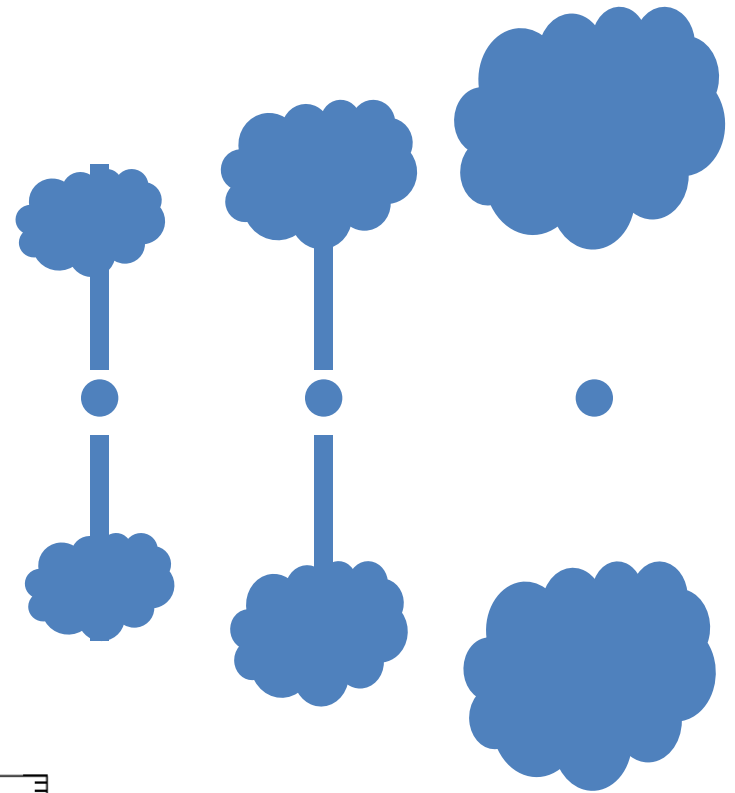




# quasar outflow

Furlanetto & Loeb 2001

- ・ 磁場を含んだガスをジェットで銀河間空間に放出
  - ・ 活動が終ってもバブルは膨張
- 銀河間空間の内の一部は磁場に汚染される



宇宙の20%程度の空間が1nG程度の磁場に汚染される



# 宇宙磁場の生成まとめ

ボイドに（微弱な）磁場が存在するのは間違いない

- ・生成（ $\sim 10^{-20}$  Gauss）

インフレーション、相転移、ゆらぎ、  
再イオン化、構造形成・・・

- ・流れ込み

クェーサー、銀河、銀河団・・・

磁場の強さ、分布、スペクトルなどを測ることが  
できれば磁場生成のメカニズムやクェーサーの  
活動性、ボイドと銀河・銀河団の相互作用を  
探ることができるだろう。



## 4、宇宙磁場の観測



## 磁場の観測

様々な天体で様々な方法が用いられてきた。

- ・ Zeeman効果：太陽、分子雲
- ・ シンクロトロン：銀河、銀河団
- ・ Faraday rotation：銀河、銀河団、銀河間空間
- ・ 宇宙背景放射：宇宙論的
- ・ ビッグバン元素合成：宇宙論的
- ・ 超高エネルギー宇宙線：局所超銀河団

そしてこのリストにもう1つ加えたい。

- ・ pair echo：銀河間空間



# 磁場の観測方法①

## Zeeman効果

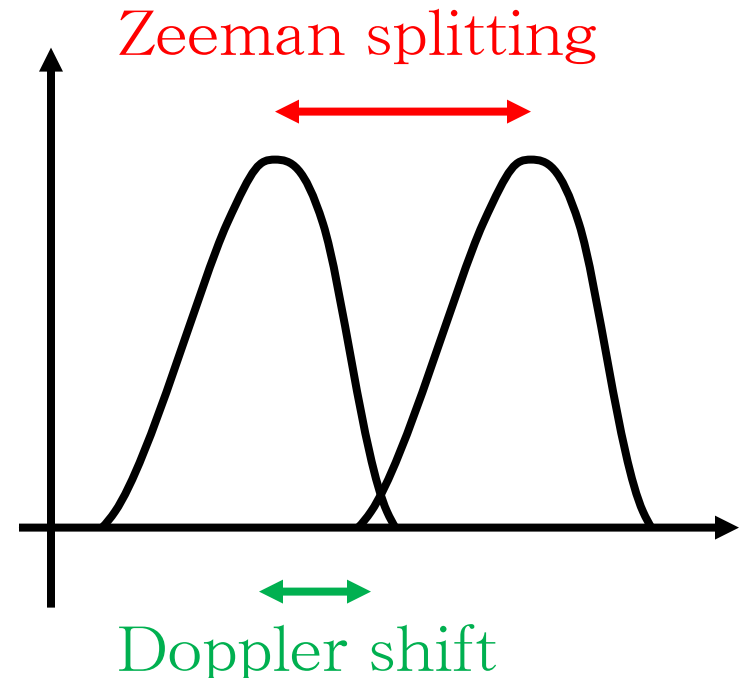
- ・ 磁場によるエネルギー準位の分裂を利用
- ・ 分光により磁場を測る
- ・ 信頼性は高いが、強磁場・低温の環境でないと難しい
- ・ Hale (1908)により初めて地球外で磁場を発見（太陽黒点）
- ・ 分子雲でも観測
- ・ それ以外はなかなか難しい



G. E. Hale

$$\frac{\Delta\nu_{\text{Zeeman}}}{\nu} = 10^{-9} g \left( \frac{B}{\mu\text{G}} \right) \left( \frac{\lambda}{21\text{cm}} \right)$$

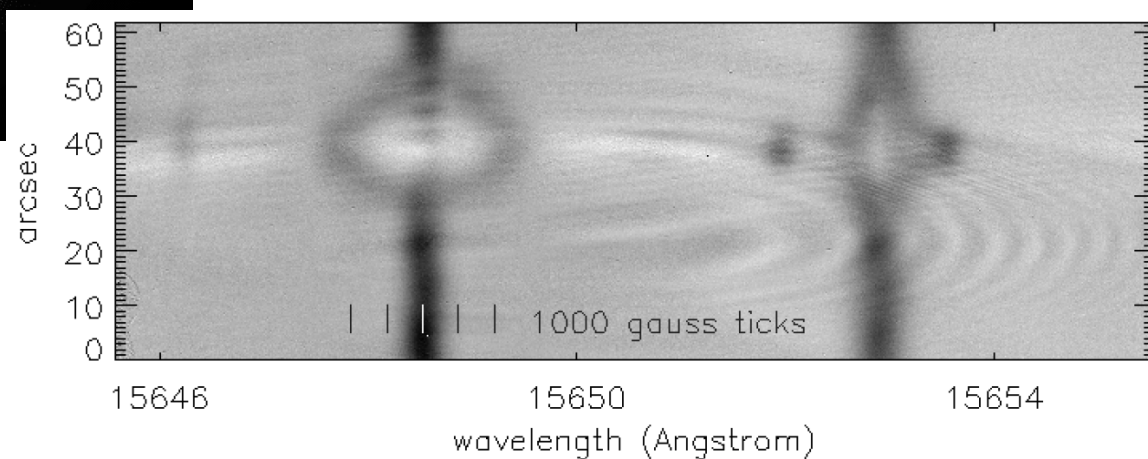
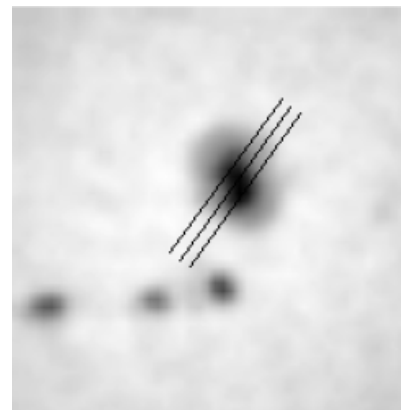
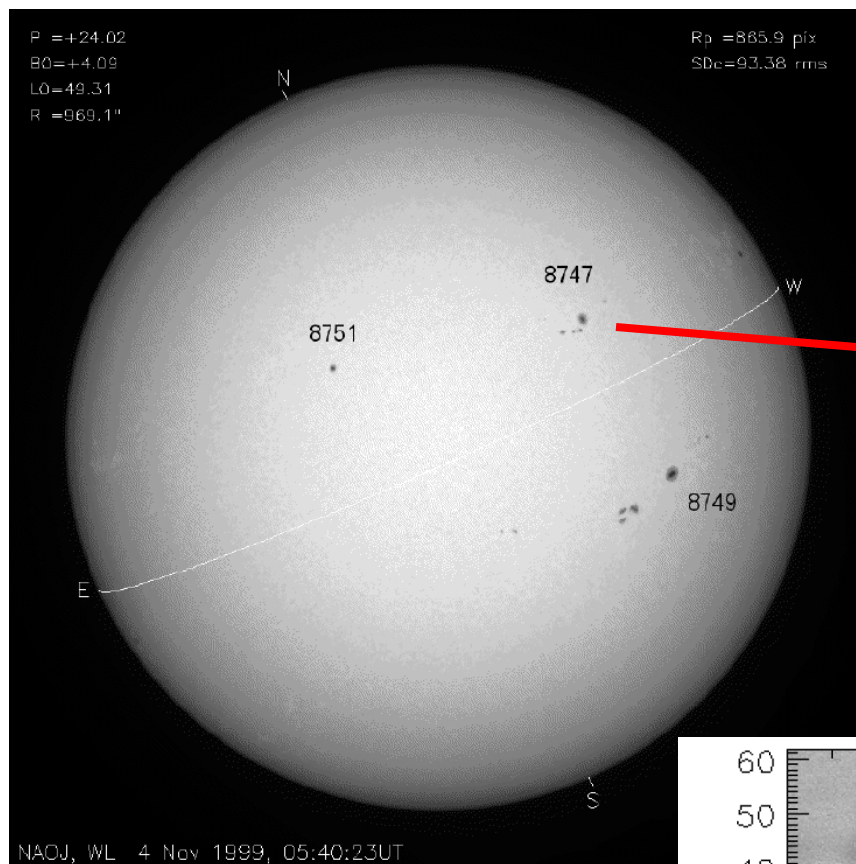
$$\frac{\Delta\nu_{\text{Doppler}}}{\nu} = 6 \times 10^{-7} \left( \frac{T}{100\text{K}} \right)^{1/2}$$





## 磁場の観測方法②

Sakurai et al. (2001)

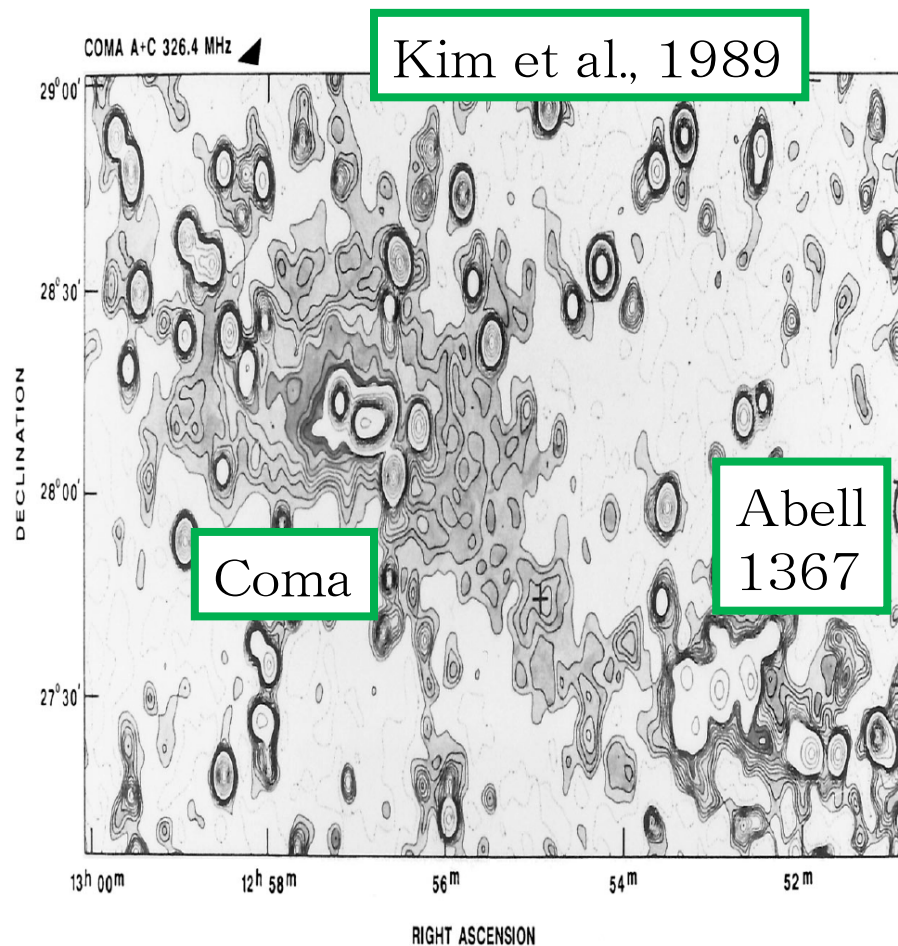
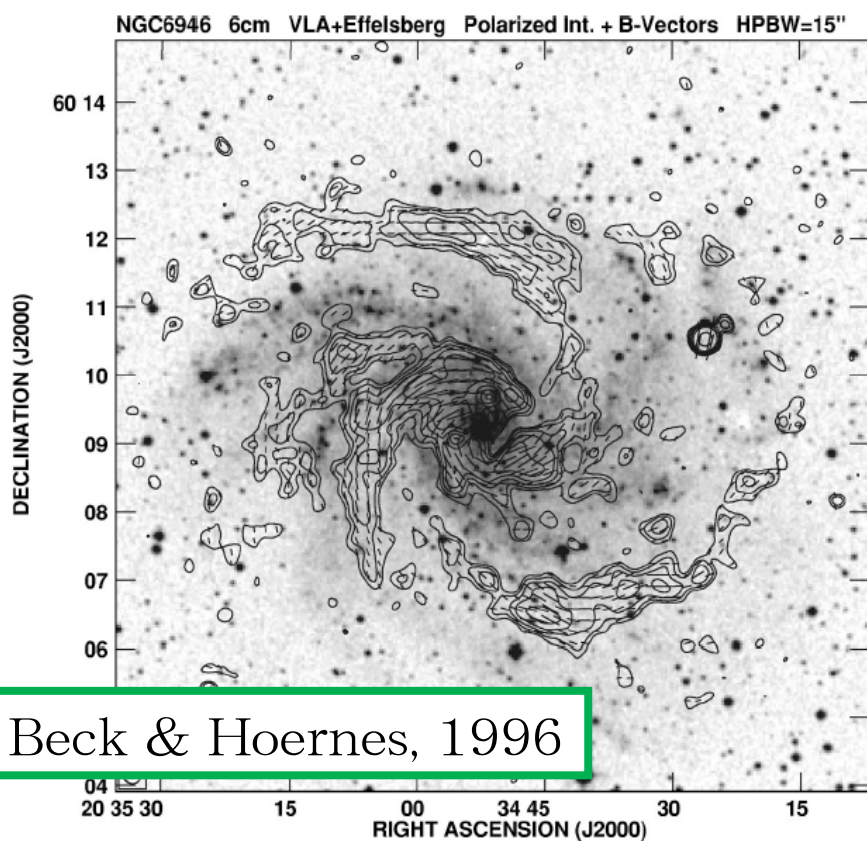




# 磁場の観測方法③

シンクロトロン

- ・ 磁場中の電子が出す放射
- ・ いろんな天体で観測
- ・ 電子密度と縮退





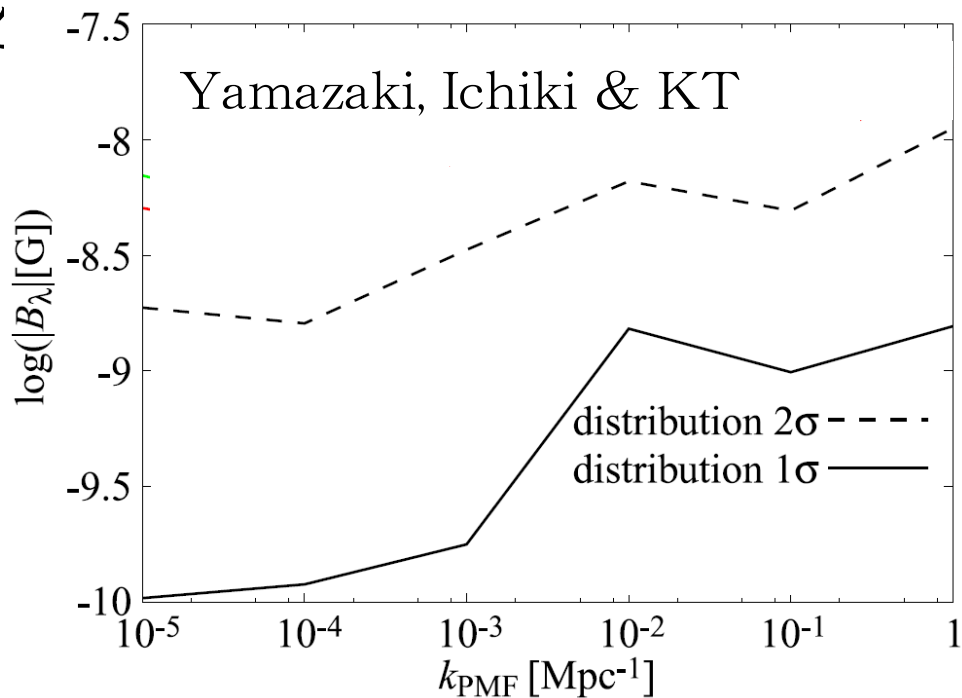
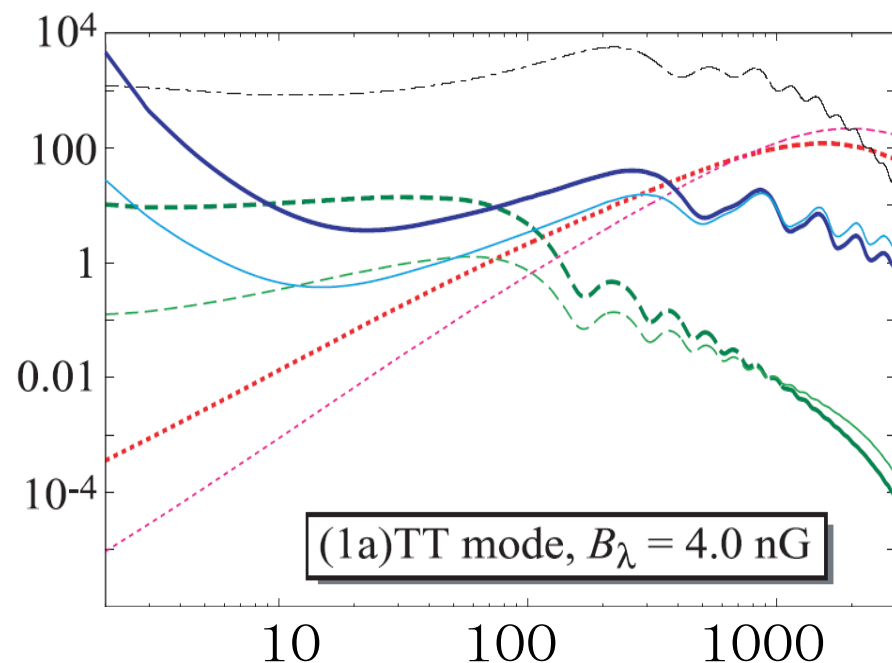
## 磁場の観測方法④

### 宇宙背景放射

- ・ horizon scaleの磁場  
→ Bianchi宇宙  
→  $B < 10\text{nG}$
- ・ ランダムな磁場  
→ プラズマの運動変化  
→ ゆらぎスペクトルの変化  
→  $B < 10\text{nG}$

### ビッグバン元素合成

- ・ 宇宙膨張則の変化
- ・ 核反応率の変化  
→  $B < 1\mu\text{G}$





# Faraday rotation

磁場のあるプラズマ中では左巻き・右巻きの円偏光の位相速度が異なる

→ 直線偏光の偏光面の角度がまわる

$$\phi = (\text{RM})\lambda^2 + \phi_0$$

rotation measure

$$\begin{aligned} (\text{RM}) &= \frac{e^3}{2\pi m_e^2} \int n_e(\ell) B_{\parallel}(\ell) d\ell \\ &= 0.08 [\text{rad m}^{-2}] \int \left( \frac{n_e}{10^{-6} \text{ cm}^{-3}} \right) \left( \frac{B_{\parallel}}{1 \text{ nG}} \right) \left( \frac{d\ell}{100 \text{ Mpc}} \right) \end{aligned}$$

ただし光源から観測者までの積分なので、どこの磁場を測っているかについては不定性がある。特に銀河系内の磁場はよく邪魔になる。



# 宇宙論的Faraday rotation①

一様膨張宇宙での一様磁場によるFaraday rotation

ガスが濃くなる  $n_e(z) \propto (1+z)^3$

磁場が強くなる  $B(z) \propto (1+z)^2$

波長が短くなる  $\lambda(z) \propto (1+z)^{-1}$

$$\begin{aligned}(\text{RM})_{\text{IGM}}(z) &= \frac{e^3 \cos \theta}{2\pi m_e^2} \int \frac{n_e(z) B(z)}{(1+z)^2} \frac{d\ell}{dz} dz \\&= 3 [\text{rad m}^{-2}] \cos \theta \left( \frac{n_{e0}}{10^{-6} \text{ cm}^{-3}} \right) \left( \frac{B_0}{1 \text{ nG}} \right) \\&\quad \times \int \frac{(1+z)^2}{\sqrt{\Omega_m (1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} dz\end{aligned}$$

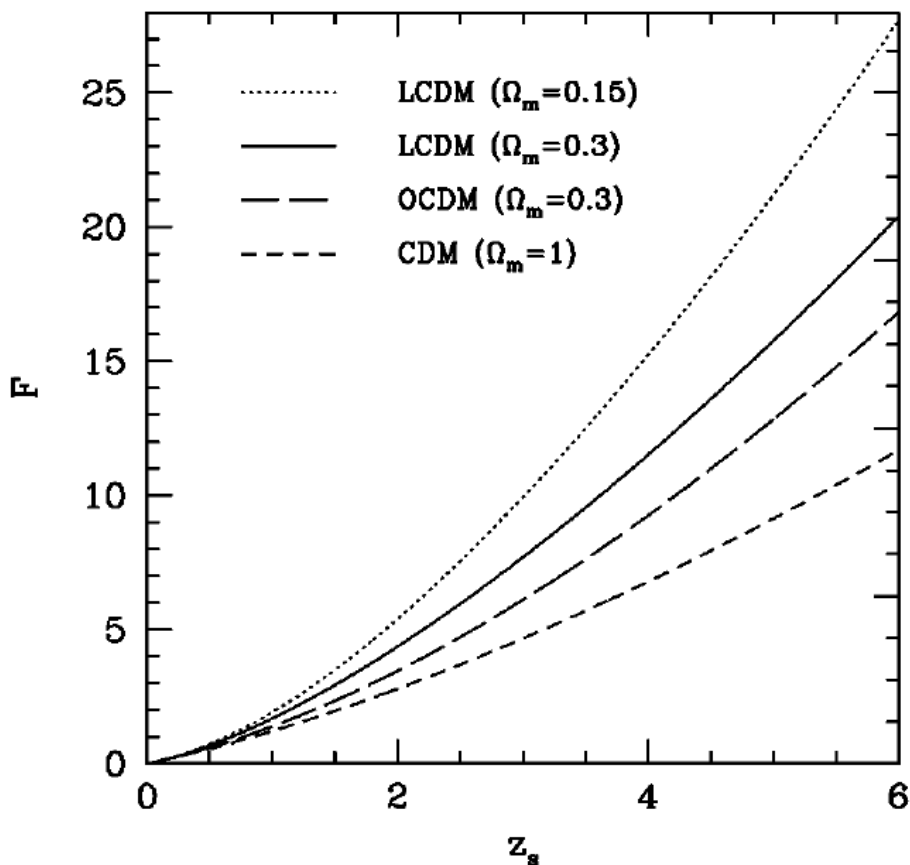
$\cos \theta$  : dipole的なRM分布になる



## 宇宙論的Faraday rotation②

high  $z$ でのrotation measure

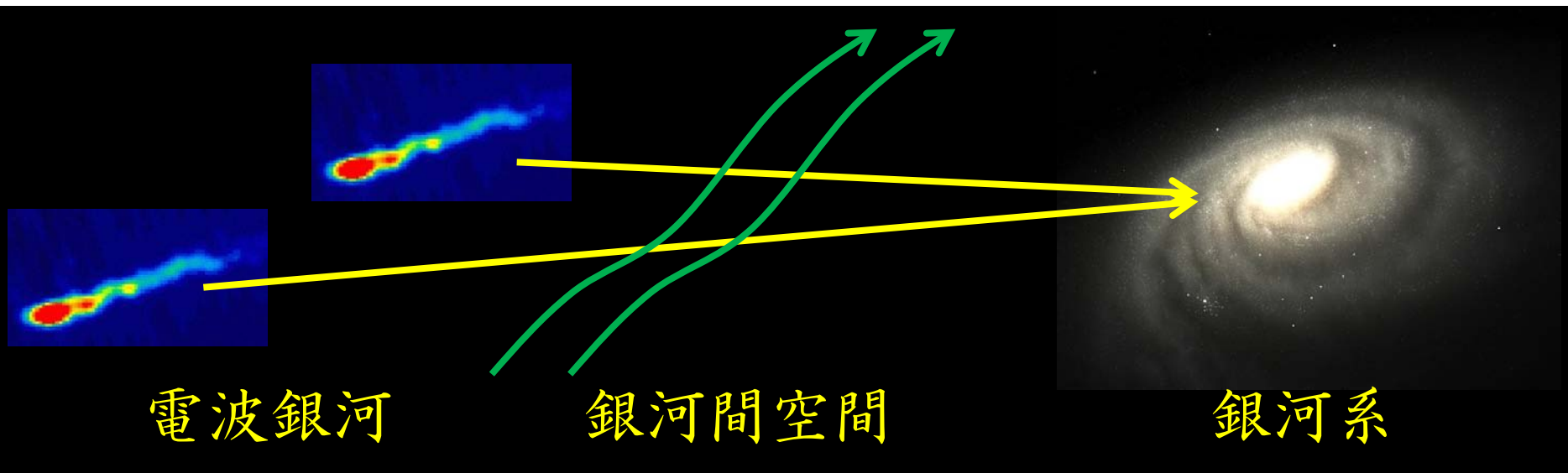
$$(\text{RM})_{\text{IGM}}(z) \propto \int \frac{(1+z)^2}{\sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} dz \propto (1+z)^{3/2} \quad (z \gg 1)$$



昔の方が磁場もガスも濃いので実はhigh  $z$ の方が効く。するともう少し弱い磁場まで探索できることがわかる。

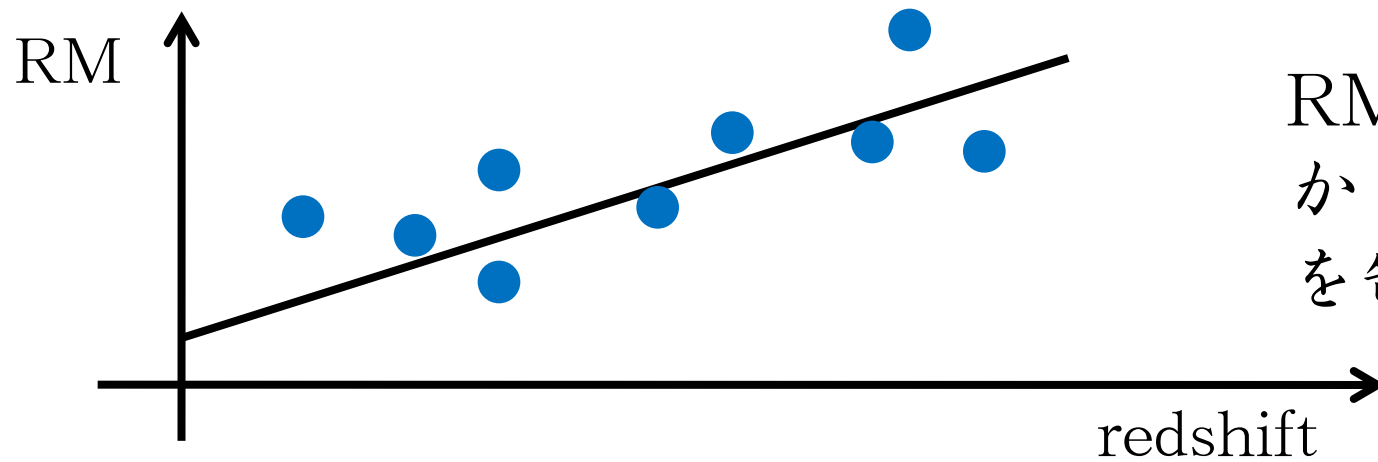


# 宇宙論的磁場への制限①



$$\text{RM} = \text{RM}_{\text{source}} + \text{RM}_{\text{IGM}} + \text{RM}_{\text{galaxy}}$$

(分散)      ( $\propto z$ )      ( $\sim \text{const}$ )



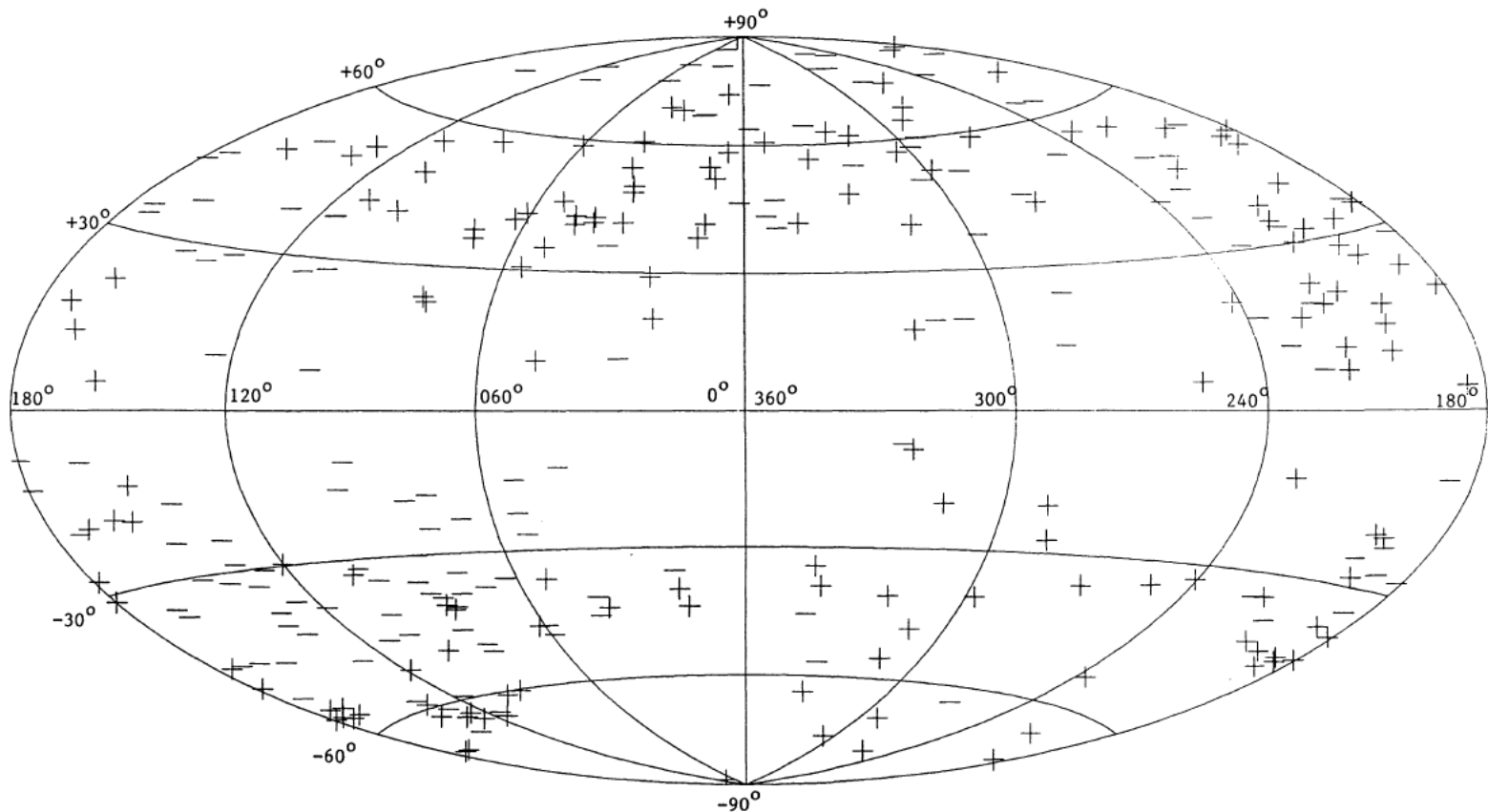
RMの $z$ 依存性  
から銀河間磁場  
を制限する。



## 宇宙論的磁場への制限②

Vallee, 1990

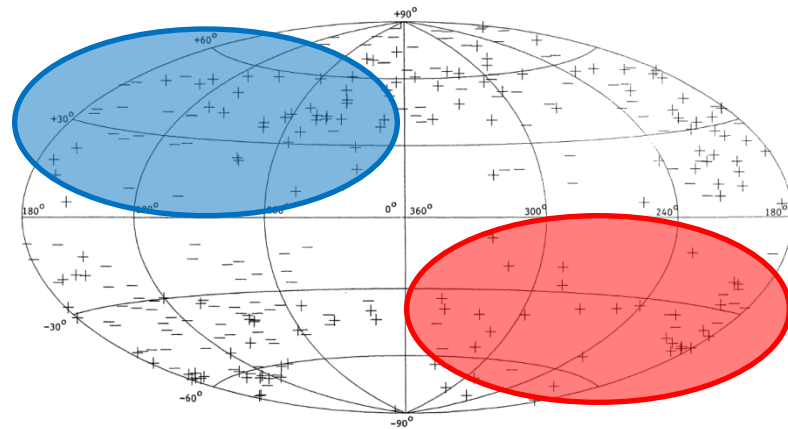
redshiftが決まり、 $|RM| < 200 \text{ rad/m}^2$ の  
銀河とクエーサー309個（銀河系の寄与が小さい）



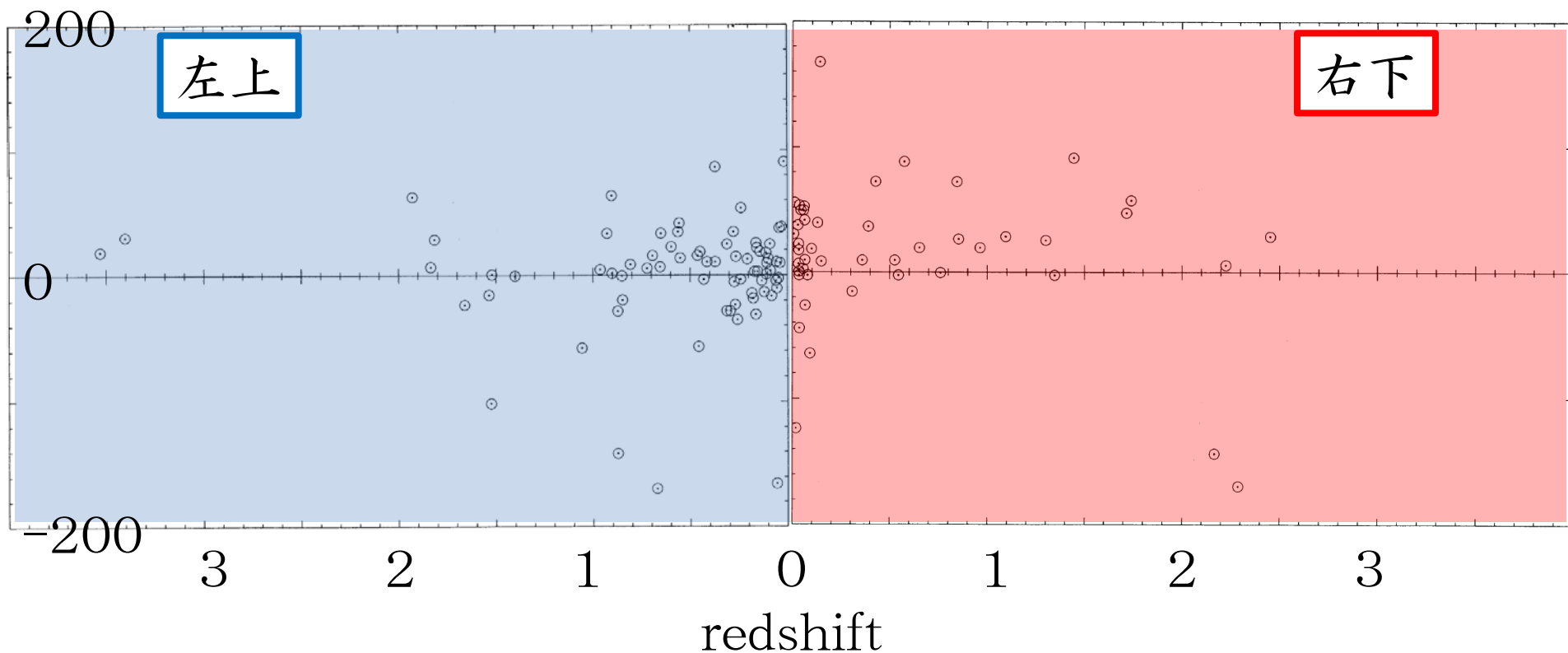


# 宇宙論的磁場への制限③

全天を4つの領域に分け  
対角領域の源で制限する。



RM(rad/m<sup>2</sup>)



一様な磁場への制限： $B < 6 \times 10^{-11} \text{ G}$



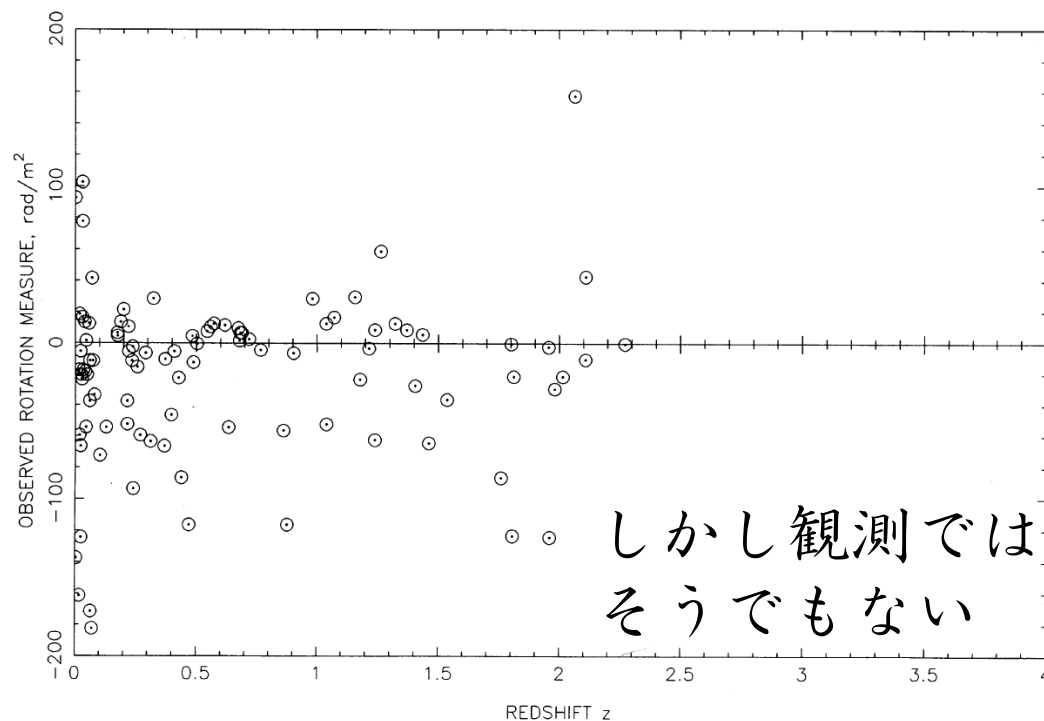
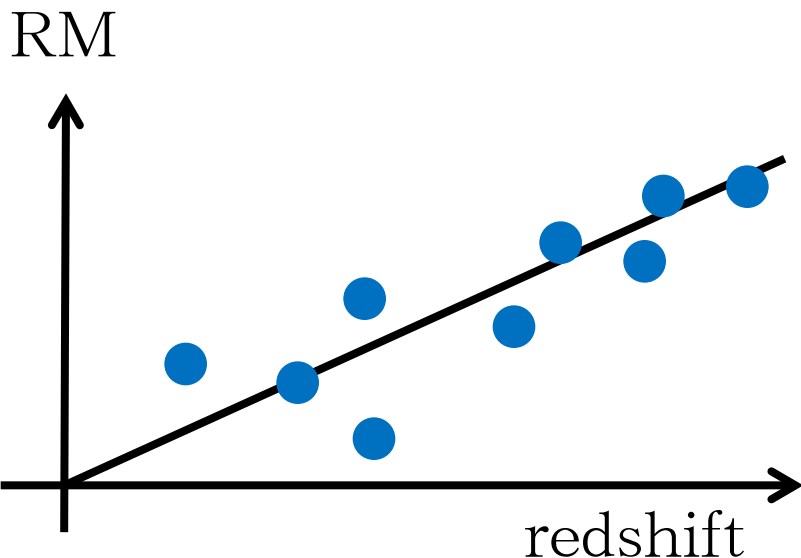
## 宇宙論的磁場への制限④

$$\text{RM} = \text{RM}_{\text{source}} + \text{RM}_{\text{IGM}} + \text{RM}_{\text{galaxy}}$$

(分散)      ( $\propto z$ )      ( $\sim \text{const}$ )

波長のredshiftのため、high  $z$ ではQSOのintrinsicなRMは重要でなくなる

→ high  $z$ で分散はどんどん小さくなるはず





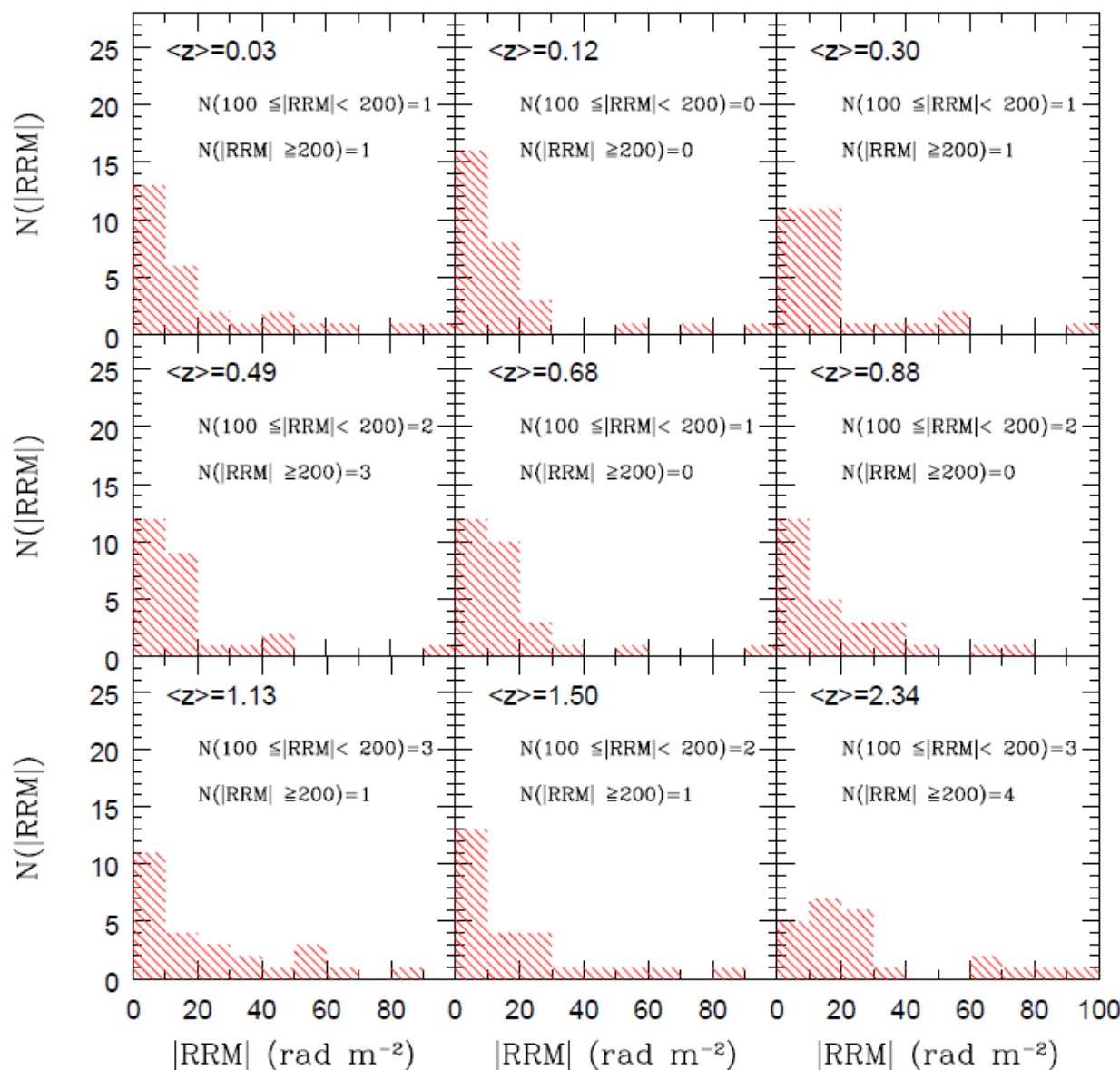
# 宇宙論的磁場への制限⑤

Kronberg et al., 2008

銀河系の寄与を  
差し引いたRM  
の分布を $z$ ごとに  
描く。

$z$ が大きくなると  
分散が大きくなる  
のが見て取れる。

一様宇宙の  
一様磁場という  
描像が悪い？

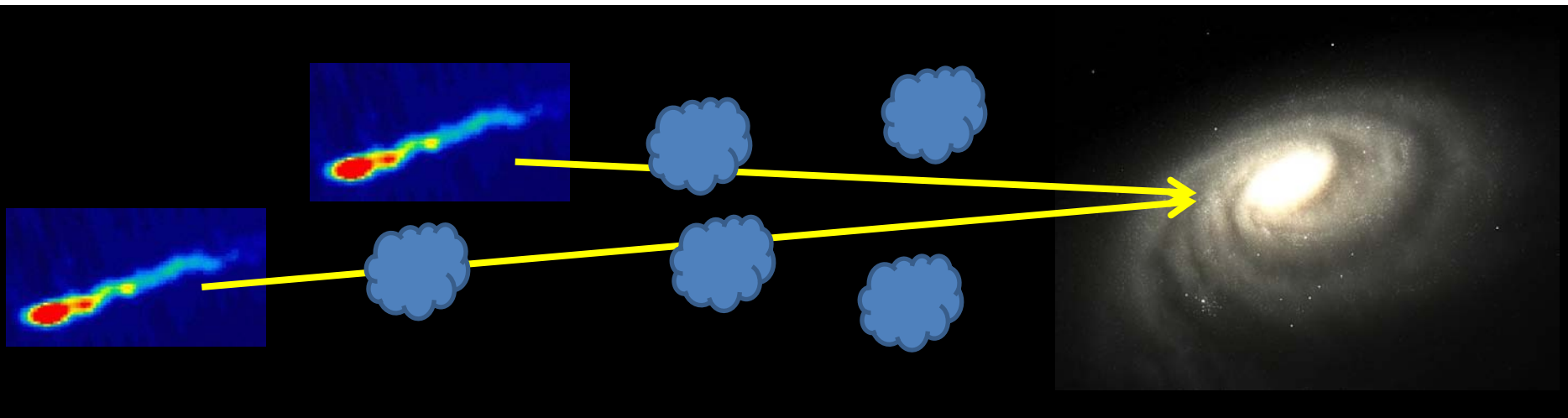




# 宇宙論的磁場への制限⑥

high  $z$ での分散

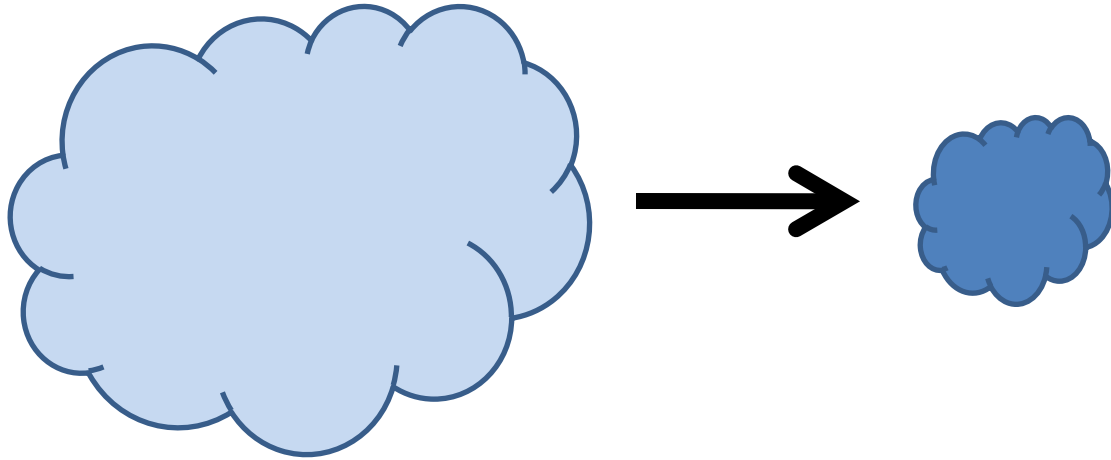
- intrinsic RMの進化
  - 銀河系成分が引ききれてない
  - 銀河間空間にcloudのようなものがある
    - 銀河、原始銀河雲 (Kronberg et al., 2008)
    - Ly  $\alpha$  雲 (Blasi et al., 1999)
- 定性的には説明可能。QSO吸収線と相関？





# ガス雲の収縮とRM

ガス雲のサイズが $1/a$ に収縮したとする



電子密度  $a^3$  倍、磁場  $a^2$  倍、経路  $1/a$  倍

→ RMは  $a^4$  倍

→ 銀河や銀河団など、virializeしたもの  
を考えるのではなくても、宇宙を一様と  
近似するのはあまりよくない ( $\text{Ly}\alpha$  雲)

いずれにせよデータが少なくて確かなことは言えない

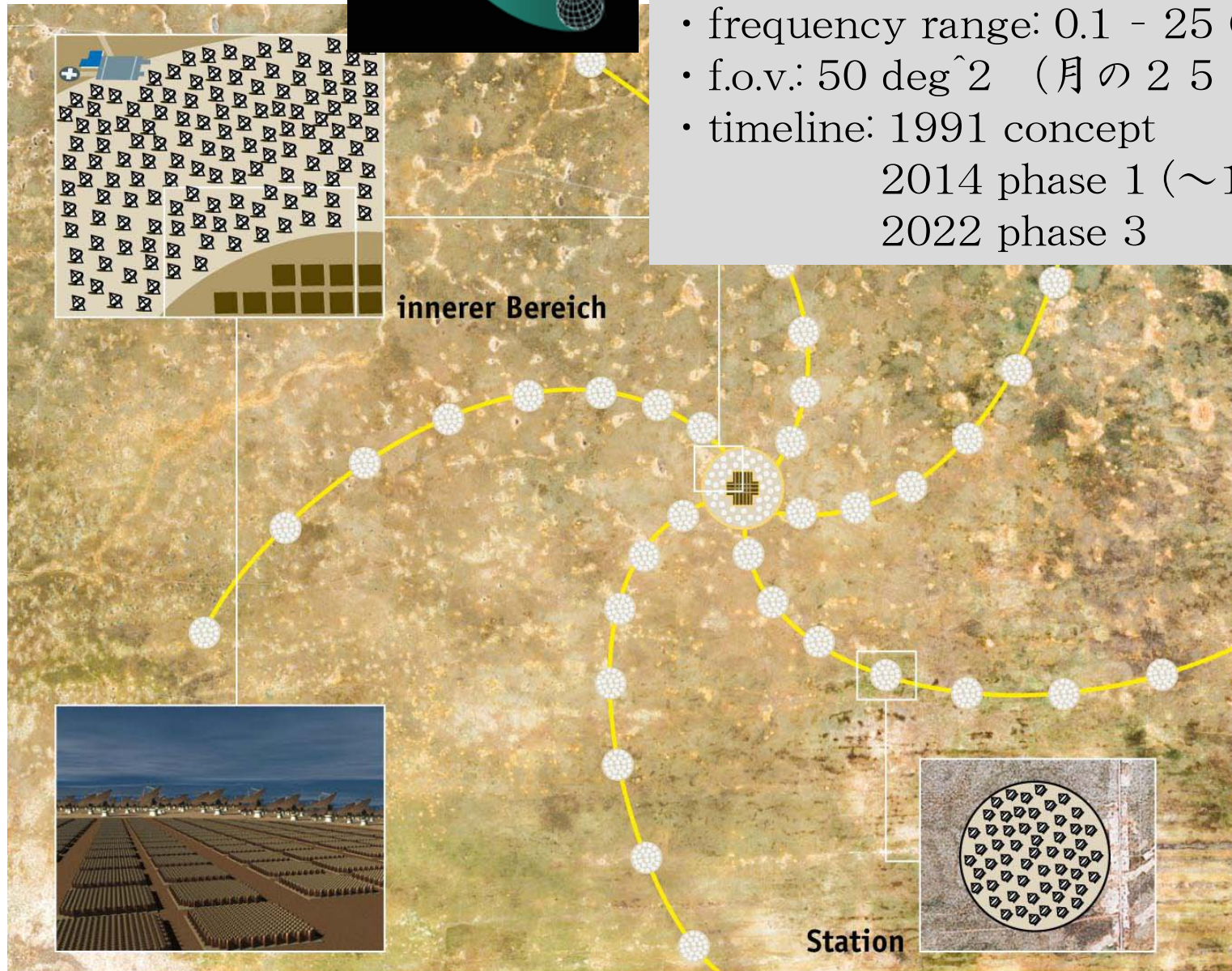


# SKA



## Square Kilometre Array

- $1 \text{ km}^2$  (EVLAの50倍)
- frequency range: 0.1 - 25 GHz
- f.o.v.:  $50 \text{ deg}^2$  (月の250倍)
- timeline: 1991 concept  
2014 phase 1 (~15%)  
2022 phase 3



← 150 Kilometer →

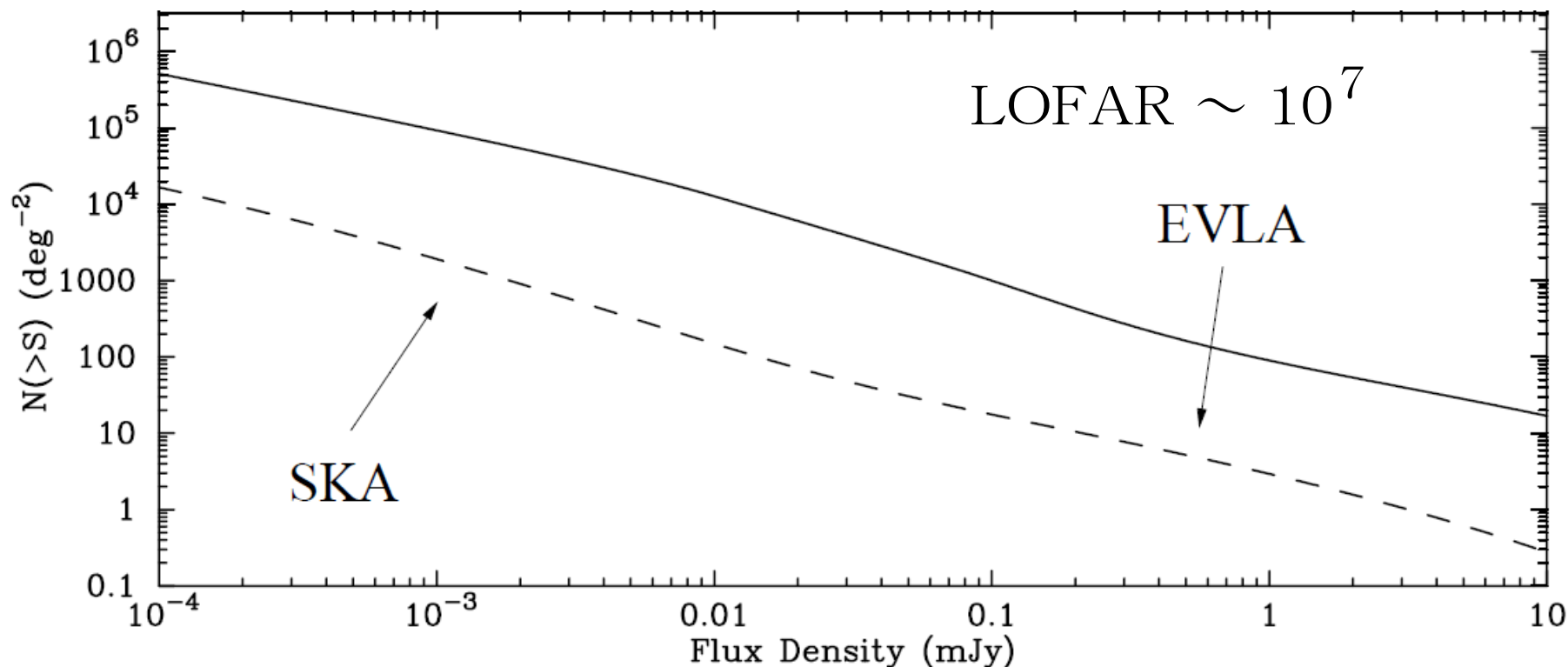


# Faraday rotation searchの将来

Vallee (1990) : 674個 → 309個

Kronberg et al. (2008) : 901個 → 268個

EVLA (Extended VLA)、LOFAR(LOW Frequency ARray)  
やSKAで数はとんでもなく増えるはず。





# 磁場観測まとめ

## 個人的な評価

- ・ Zeeman効果
- ・ シンクロトロン
- ・ Faraday rotation
- ・ 宇宙背景放射
- ・ ビッグバン元素合成
- ・ pair echo

信頼性	弱磁場	宇宙論的
◎	×	×
△	△	×
△～○	○	○
○	△	○
○	×	○
△～○	◎	○



# 5、高エネルギー天体からの pair echo

K. Ichiki, S. Inoue and KT, ApJ (2008)



# ボイドの微弱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

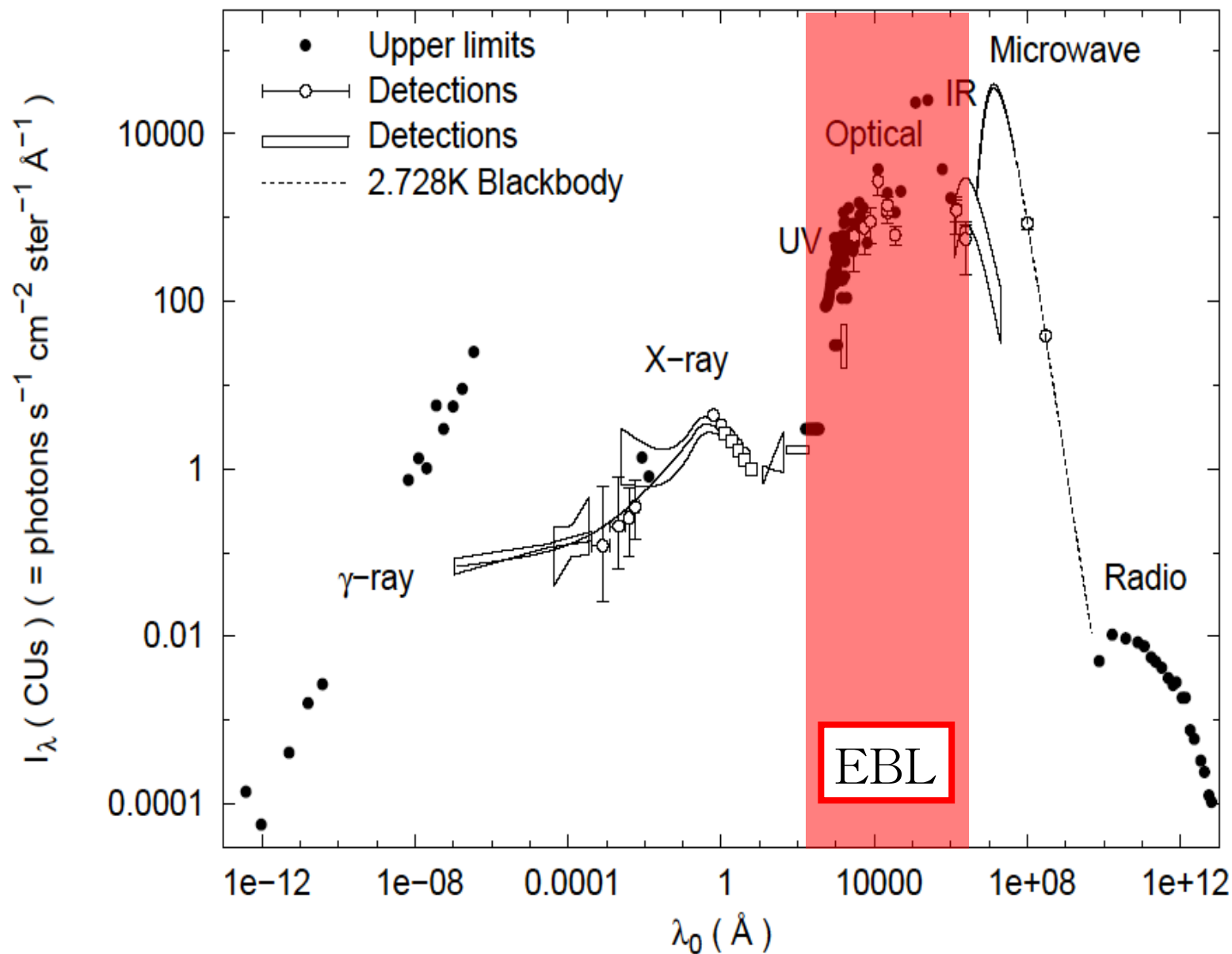
非常に弱い磁場を測る

→  $B = 10^{-16} \sim 10^{-20}\text{G}$

→ 現在のところ最も強力な方法



# 準備：extragalactic background light①





# 準備：extragalactic background light②

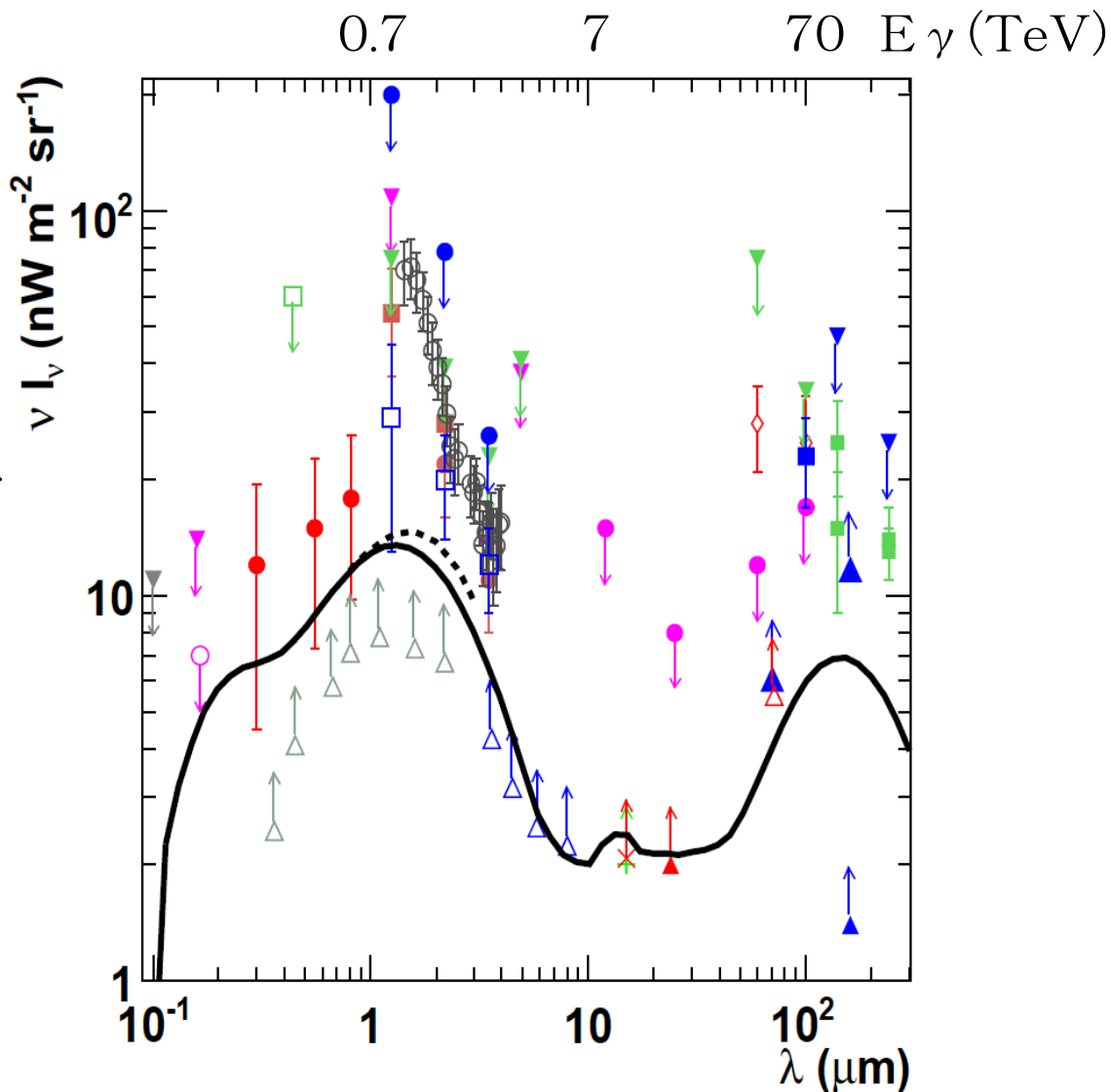
UV  $\sim$  opt  $\sim$  IR

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

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  
 $\gamma$ 線を吸収する。

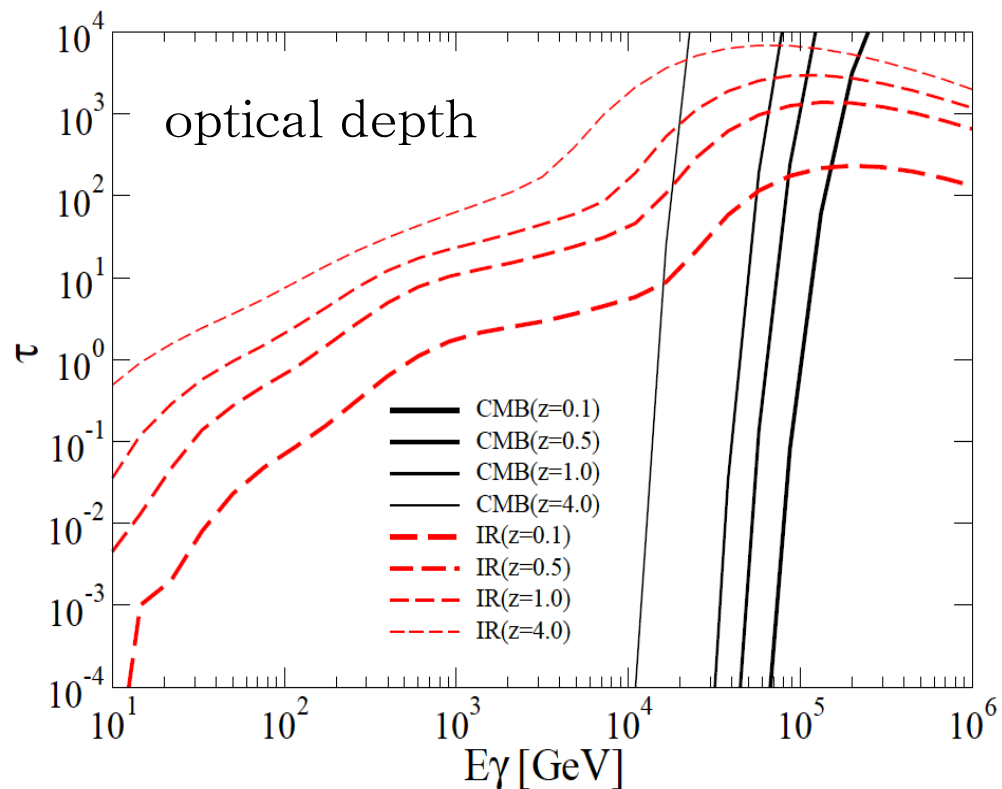
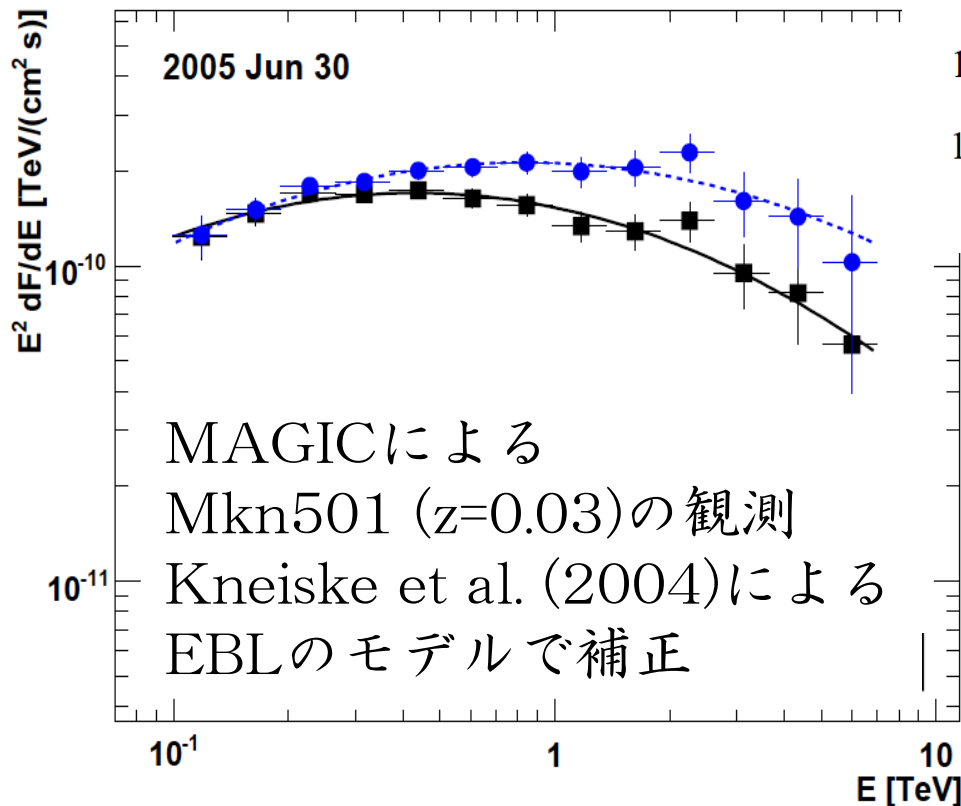
$$E_{\gamma} E_{\text{bg}} = m_e^2$$





# ガンマ線の吸収

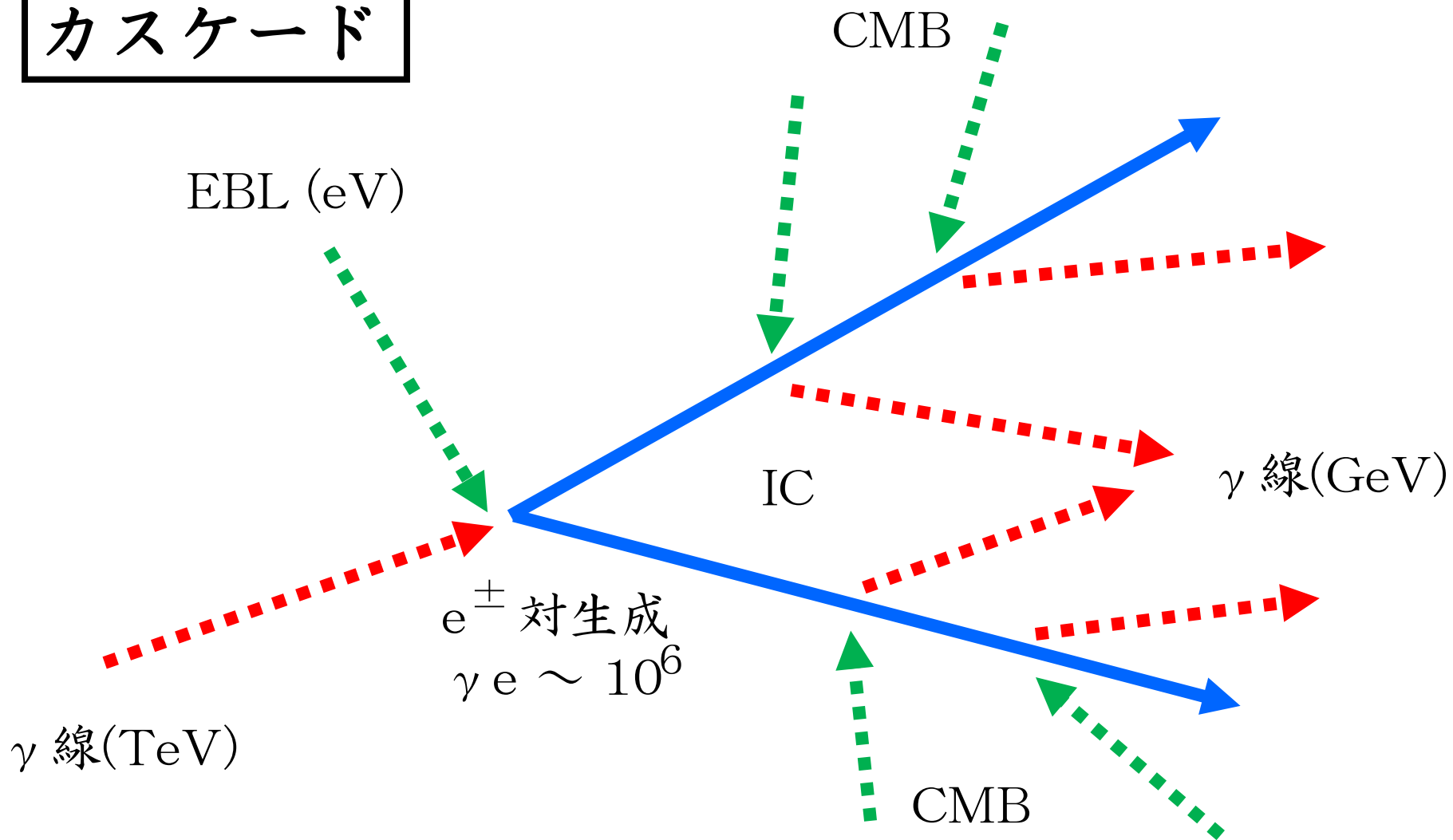
宇宙論的な距離の天体からの  
TeV以上のガンマ線は吸収  
される。 $z = 0.1$ 、1 TeVで  
optical depthは1程度。



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

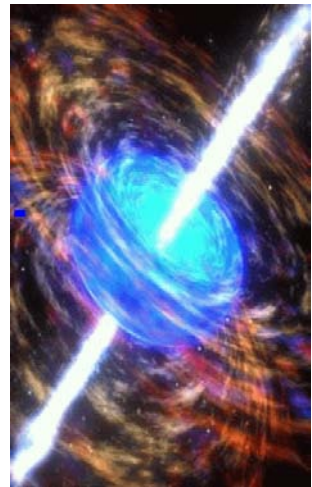


吸収された  $\gamma$  線はエネルギーの低いガンマ線に変わる  
\* 角度は対生成・ICのたびに  $1/\gamma e$  くらい変わる

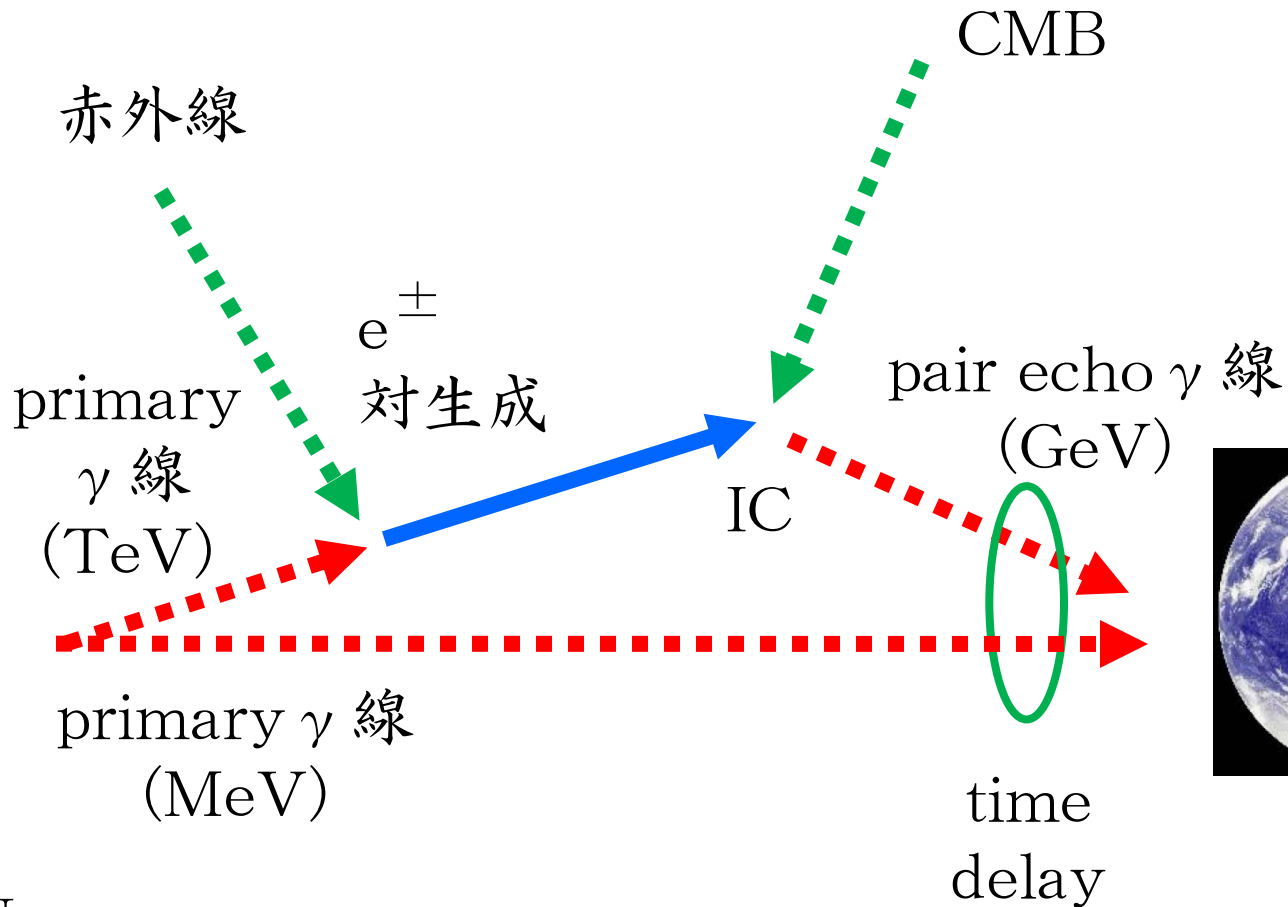


# pair echo (delayed emission)

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



GRB, AGN



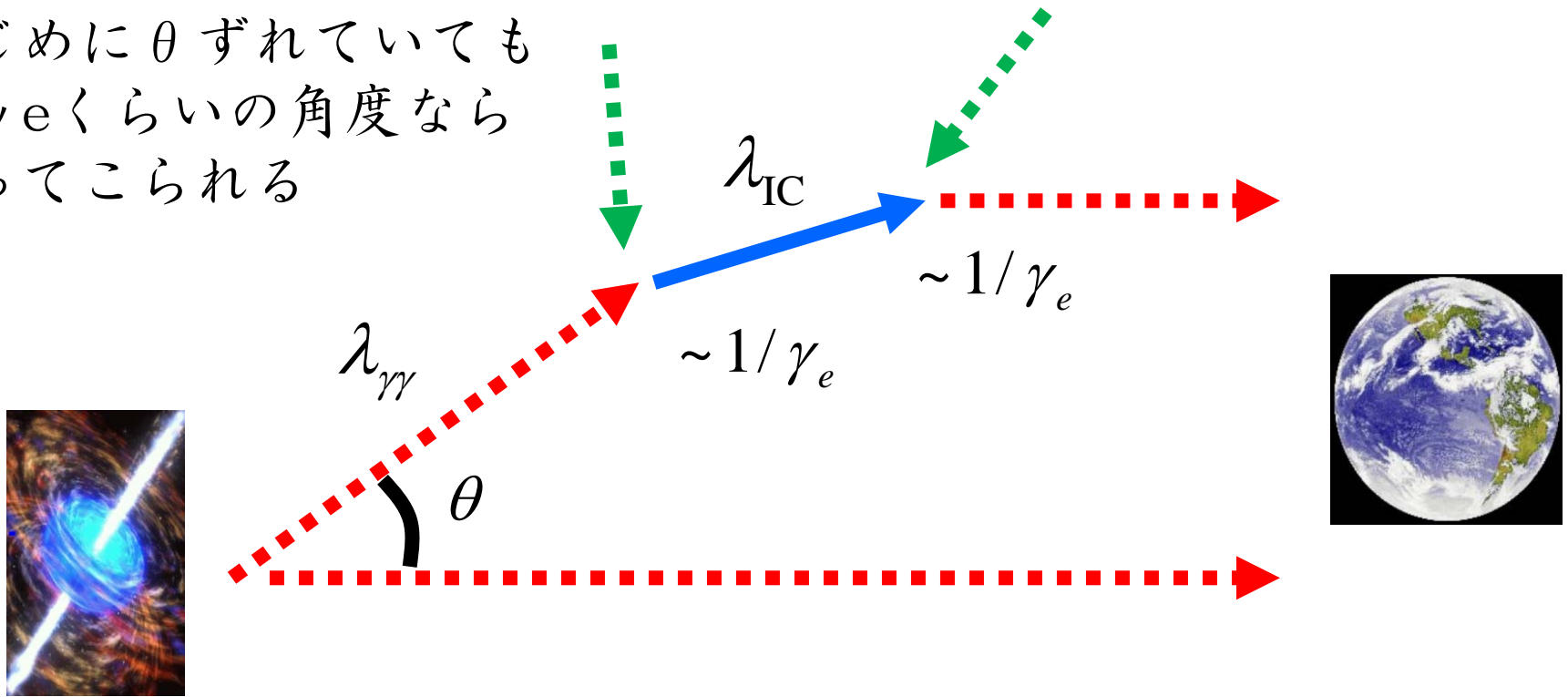
地球

吸収された  $\gamma$  線  $\rightarrow$  pair echo



# delay time

はじめに  $\theta$  ずれていても  
 $1/\gamma_e$  くらいの角度なら  
戻ってこられる



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

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。

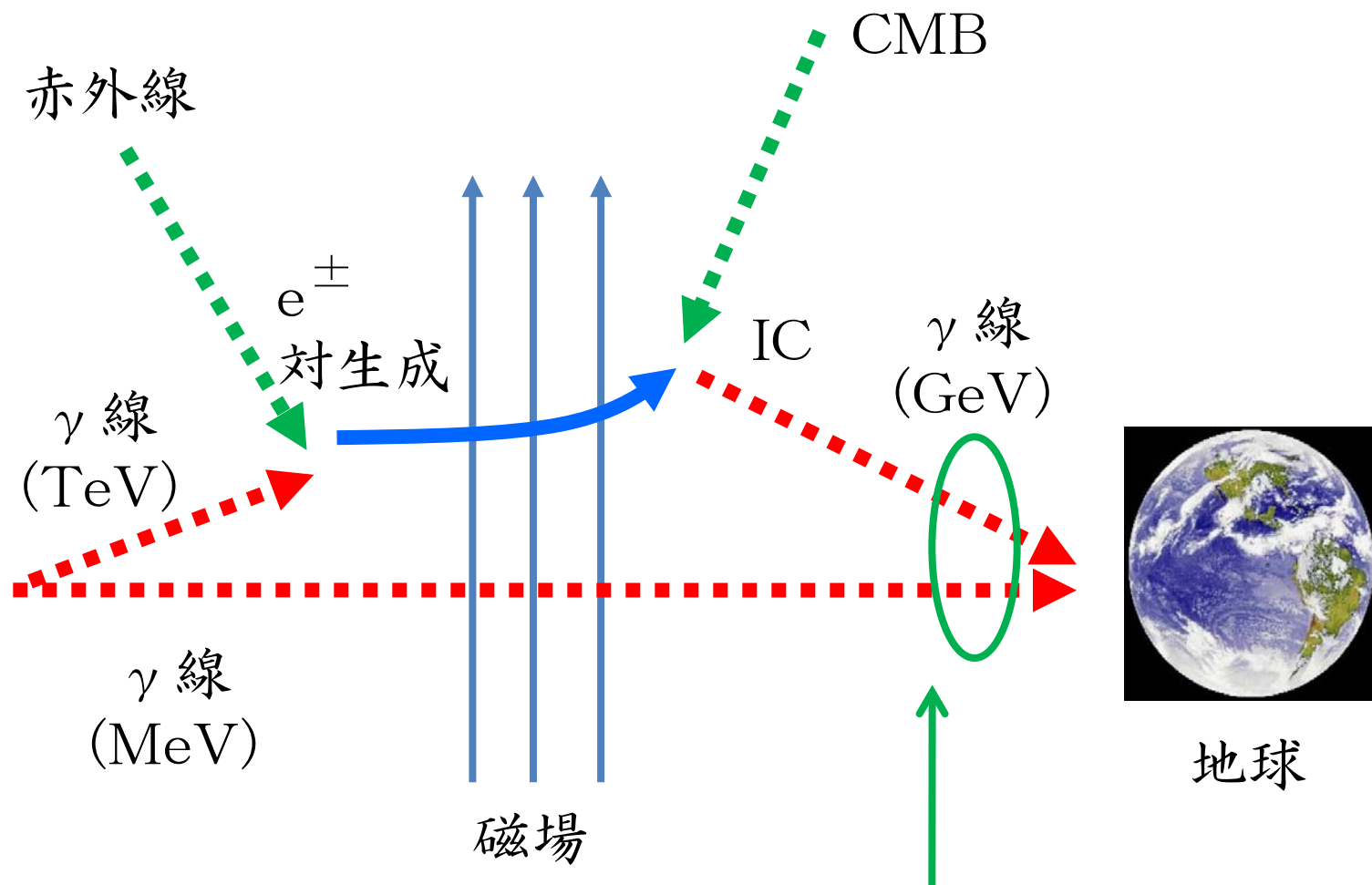


# pair echo with magnetic field

Plaga (1995)



GRB, AGN



磁場によりさらに曲がり、到着時刻が遅れる  
遅延時刻を測ることで磁場を測ることができる



ターゲット

ブレーザー・GRB

~ 10Mpc

地球





# スケール感覚

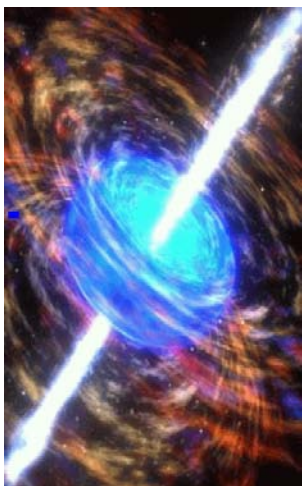
赤外線

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

CMB

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

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



$$\lambda_{\gamma\gamma} = 2 \text{Mpc} \left( \frac{n_{\text{IR}}}{1 \text{cm}^{-3}} \right)^{-1}$$

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



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



# いろいろな数字①

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

- ・ TeVブレーザー
- ・ GRBではパラメータ次第でTeVが出るのは割と自然

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

- ・ 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。

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

- ・ 強い（弱い）磁場は高（低）エネルギー $\gamma$ 線で見える



## いろいろな数字②

$$\lambda_{\gamma\gamma} = 2\text{Mpc} \left( \frac{n_{\text{IR}}}{1\text{cm}^{-3}} \right)^{-1}$$

- ・天体付近の濃い領域から出るのに十分大きい

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

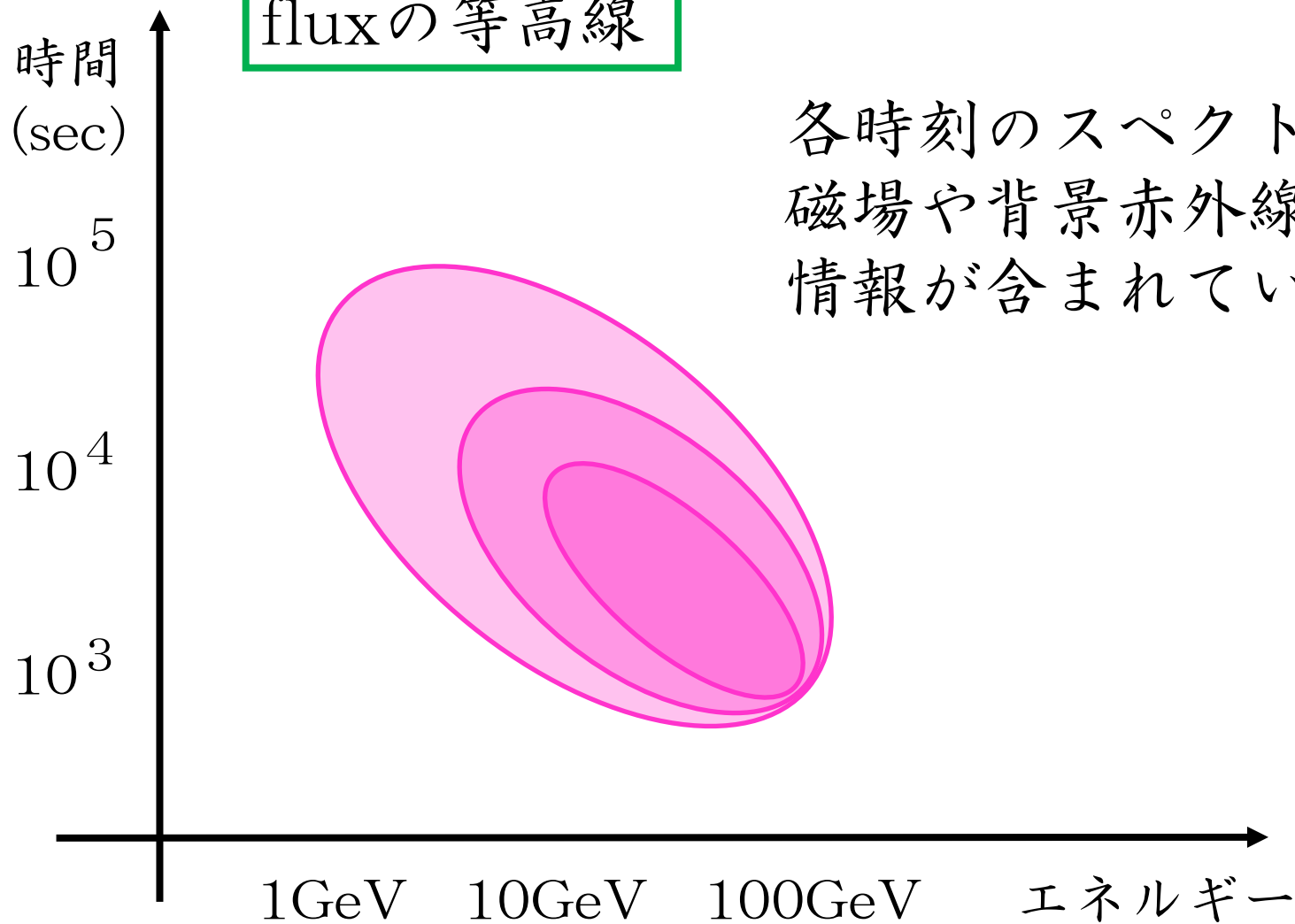
- ・上と合わせても基本的に反応はlocal

(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。



# 観測量

fluxの等高線





# 定式化①

対生成した電子陽電子のスペクトル (総量)

$$\frac{dN_{e,0}}{d\gamma_e}(\gamma_e) = 4m_e \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}(E_\gamma = 2m_e\gamma_e) [1 - e^{-\tau_{\gamma\gamma}(E_\gamma = 2\gamma_e m_e)}]$$

primary  $\gamma$  線のスペクトル

EBLで吸収される割合

荷電粒子のエネルギーは  
primary  $\gamma$  線の半分

pair echoのスペクトル

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

1 個の電子による IC photon

pair echoに寄与する電子

$N_{e,0}$ と $N_e$ 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。

→ pair echoのtotal fluenceは磁場によらない。

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

ある時刻のdelayed emissionに関与する

電子陽電子のスペクトル。

→ 磁場の影響を受ける。

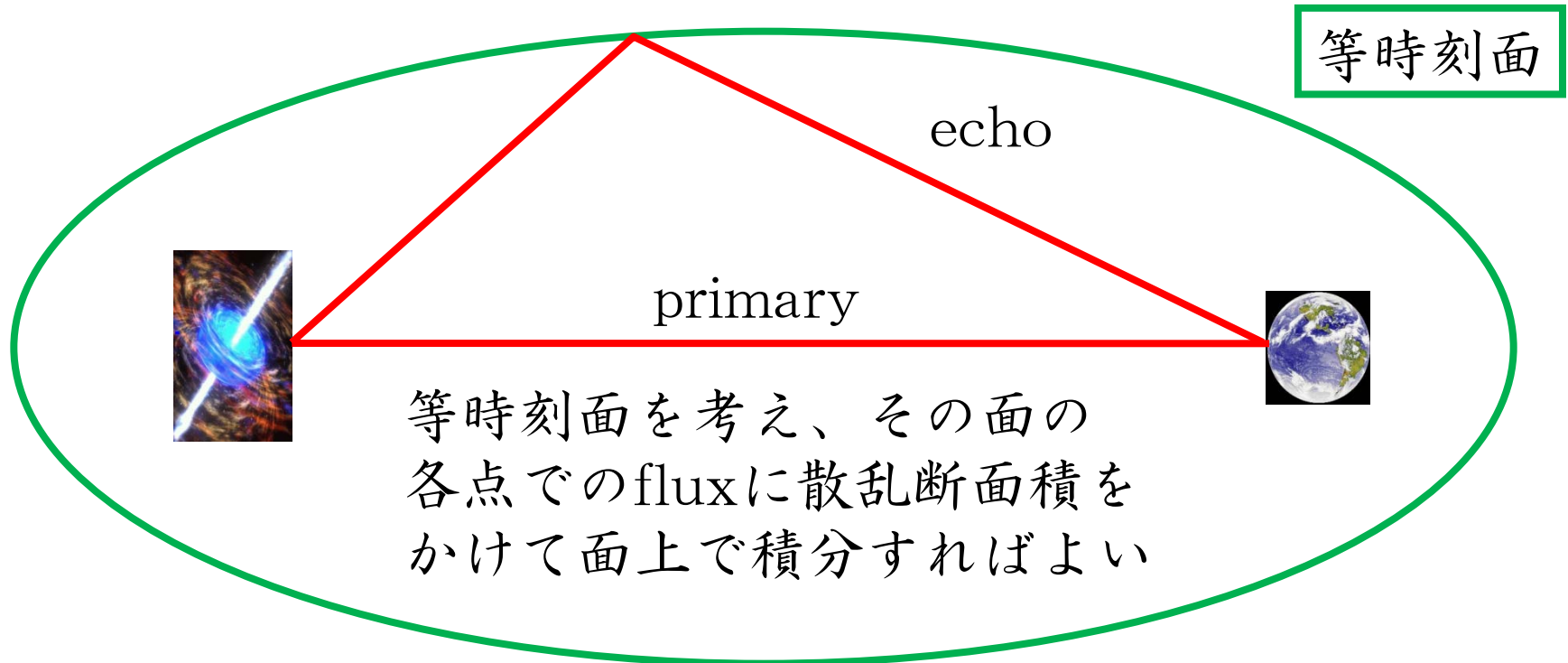
→ pair echoの時間発展を決める。

Ne,0とNeの関係を求めることが問題の本質



# 練習問題①

一様ダストによる普通のecho。



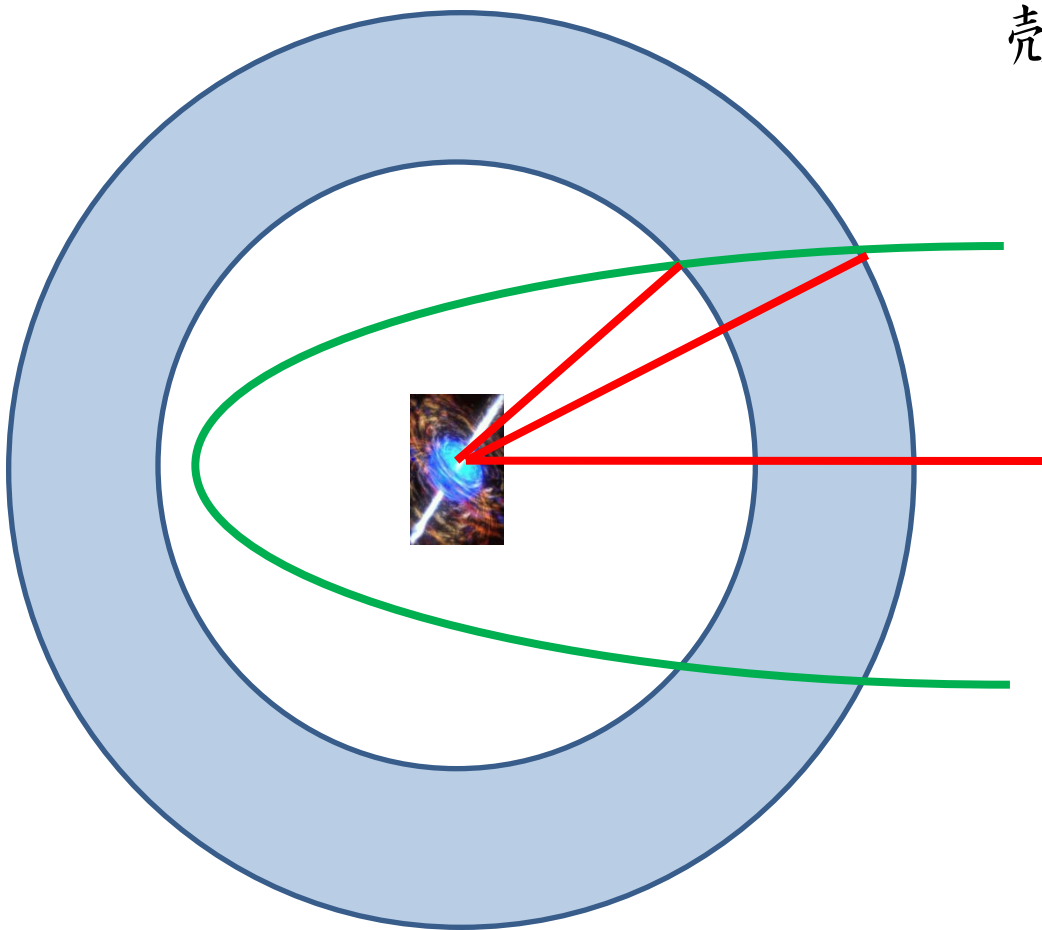
ちゃんと曲がった光子だけが寄与

$$\frac{dN_{\text{echo}}}{dE_{\gamma} dt} = \frac{dr}{dt} \frac{d\tau}{dr} \int d\theta d\theta' \delta(\theta - \theta') P(\theta') \frac{dN_{\text{primary}}}{dE}$$

↑  
 $\theta'$  だけ曲がる確率



## 練習問題②

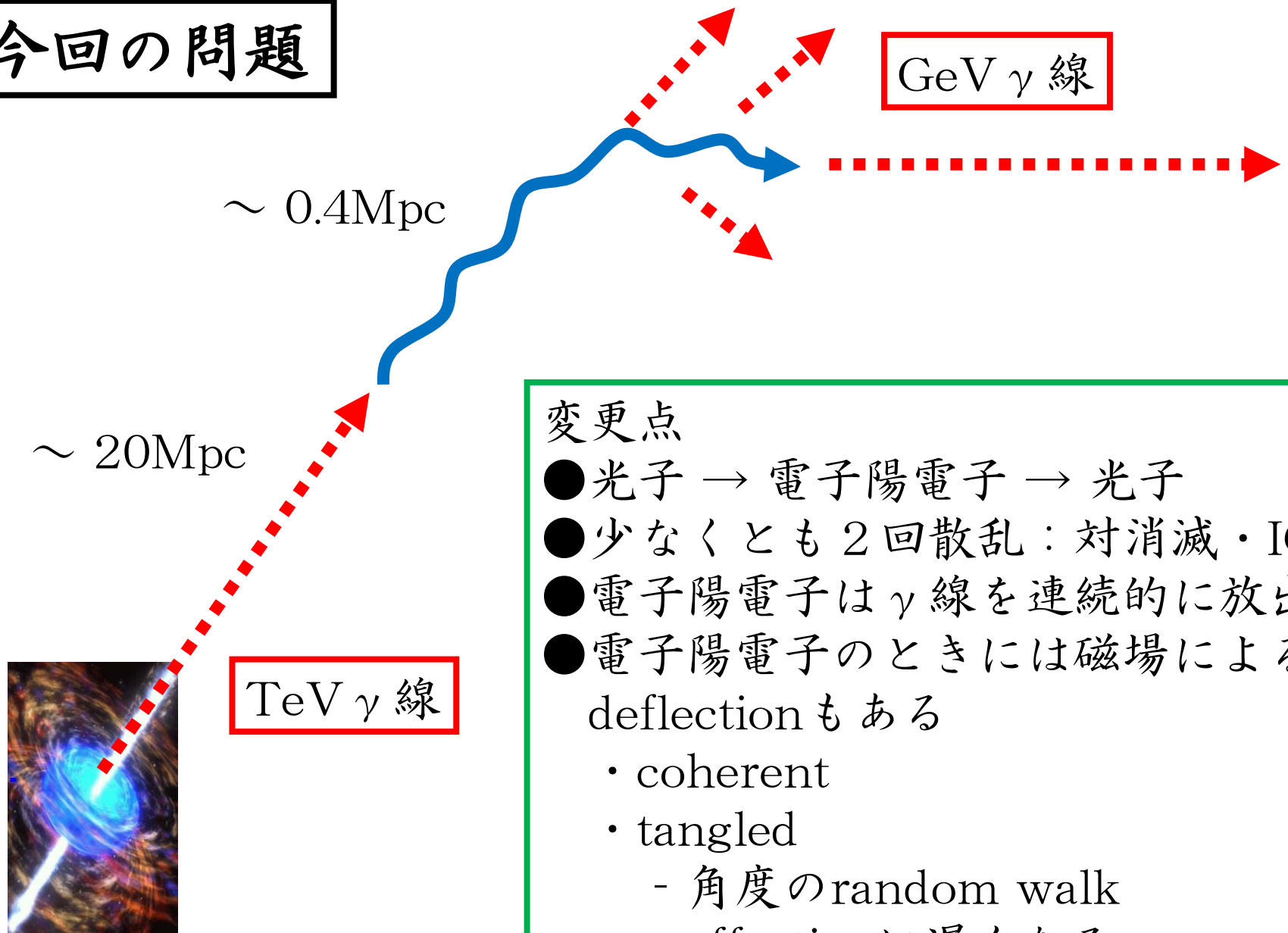


殻状ダストによるecho  
積分範囲が有限になり  
しかも観測時刻に依存

$$\frac{dN_{\text{echo}}}{dE_{\gamma} dt} = \frac{dr}{dt} \frac{d\tau}{dr} \int_{\theta_{\min}(t)}^{\theta_{\max}(t)} d\theta \int d\theta' \delta(\theta - \theta') P(\theta') \frac{dN_{\text{primary}}}{dE}$$



# 今回の問題



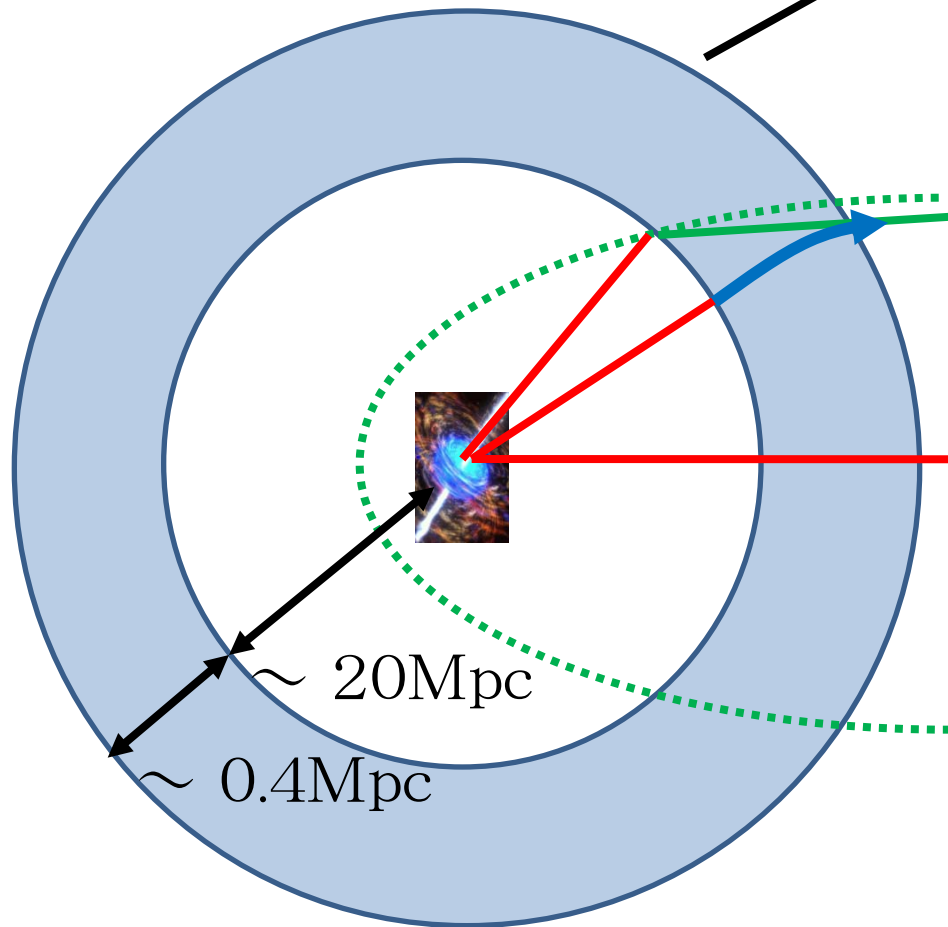
## 変更点

- 光子  $\rightarrow$  電子陽電子  $\rightarrow$  光子
- 少なくとも2回散乱：対消滅・IC
- 電子陽電子は $\gamma$ 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

$r = \lambda_{\gamma\gamma} \sim \lambda_{\gamma\gamma} + \lambda_{\text{IC}}$  の殻と考える



もともとの  
等時刻面(楕円)

effectiveな  
等時刻面

- ・ 等時刻面の変更
- ・ 角度積分範囲の変更
- ・ 散乱角の確率分布の変更



# pair echoのスペクトル

スペクトル

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

$$\frac{dN_e}{d\gamma_e} = \frac{1}{c} \frac{dr}{dt} \frac{d\tau}{dr} \int_{\theta_{\min}(t)}^{\theta_{\max}(t)} d\theta \int d\theta' \delta(\theta - \theta') P(\theta', d(t, \theta)) \frac{dN_{e,0}}{d\gamma_e}$$

散乱確率

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

磁場がcoherentの  
ときに平均的に  
曲がる角度

$$\sigma^2(d) = \frac{1}{\gamma_e^2} + \frac{r_c d}{r_L^2}$$

対生成+IC

磁場

電子で走る距離が長いと  
磁場による散乱が大きくなる



## delay time

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

### 一様磁場

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

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

### ランダム磁場

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

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

Bと $r_{\text{coh}}$ はこの形で縮退する。

### 逆コンプトン散乱

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



## オーダー評価

pair echoのfluxは雰囲氣的には次のようになる。  
(Dai et al. 2002, Razzaque et al. 2004, Murase et al. 2007)

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

今回のモデル化はこのオーダー評価と1桁程度の違いがある。(実は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。)

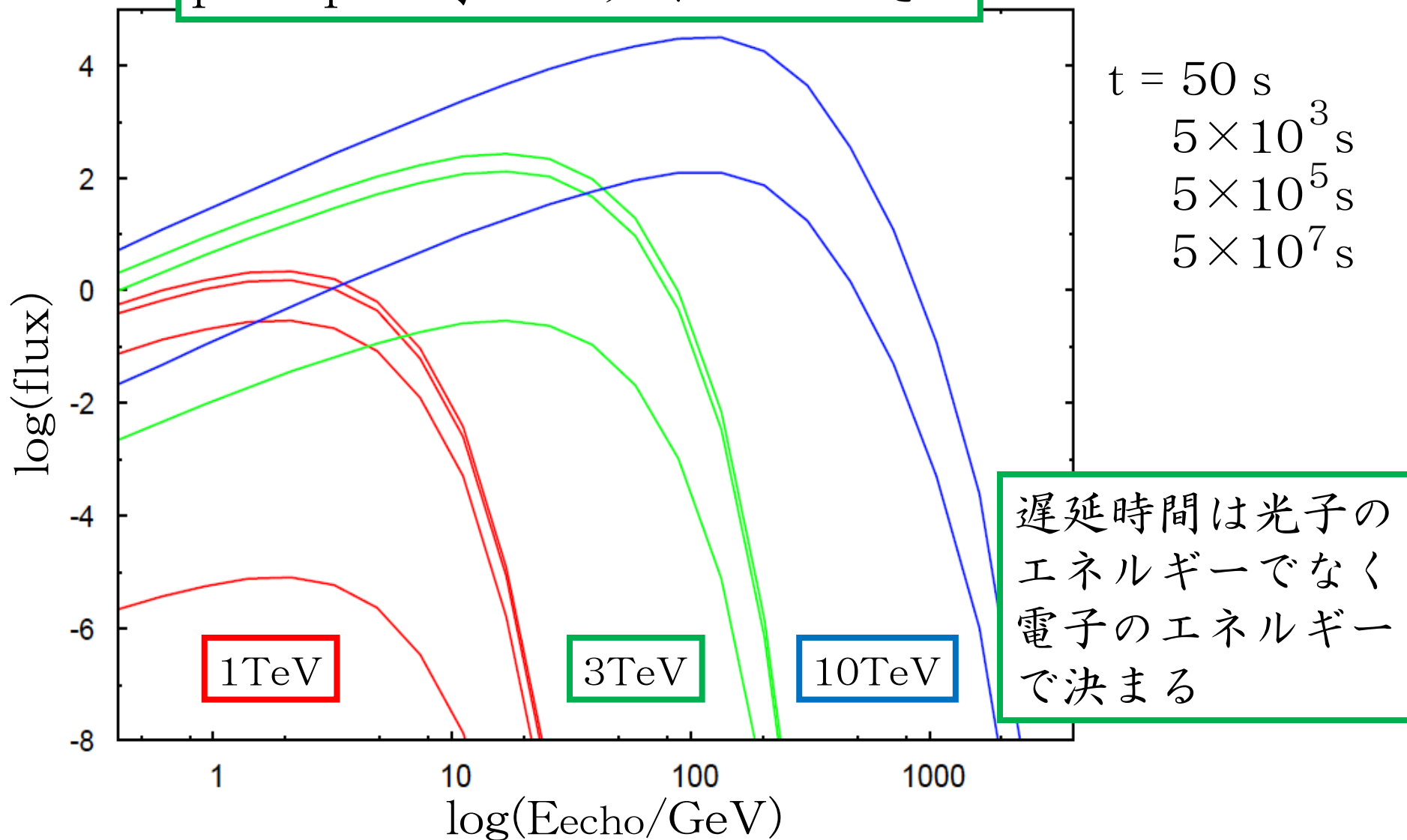
強磁場：fluxは大きいがすぐにへたる

弱磁場：fluxは小さいが持続する



# delayed photonのスペクトル

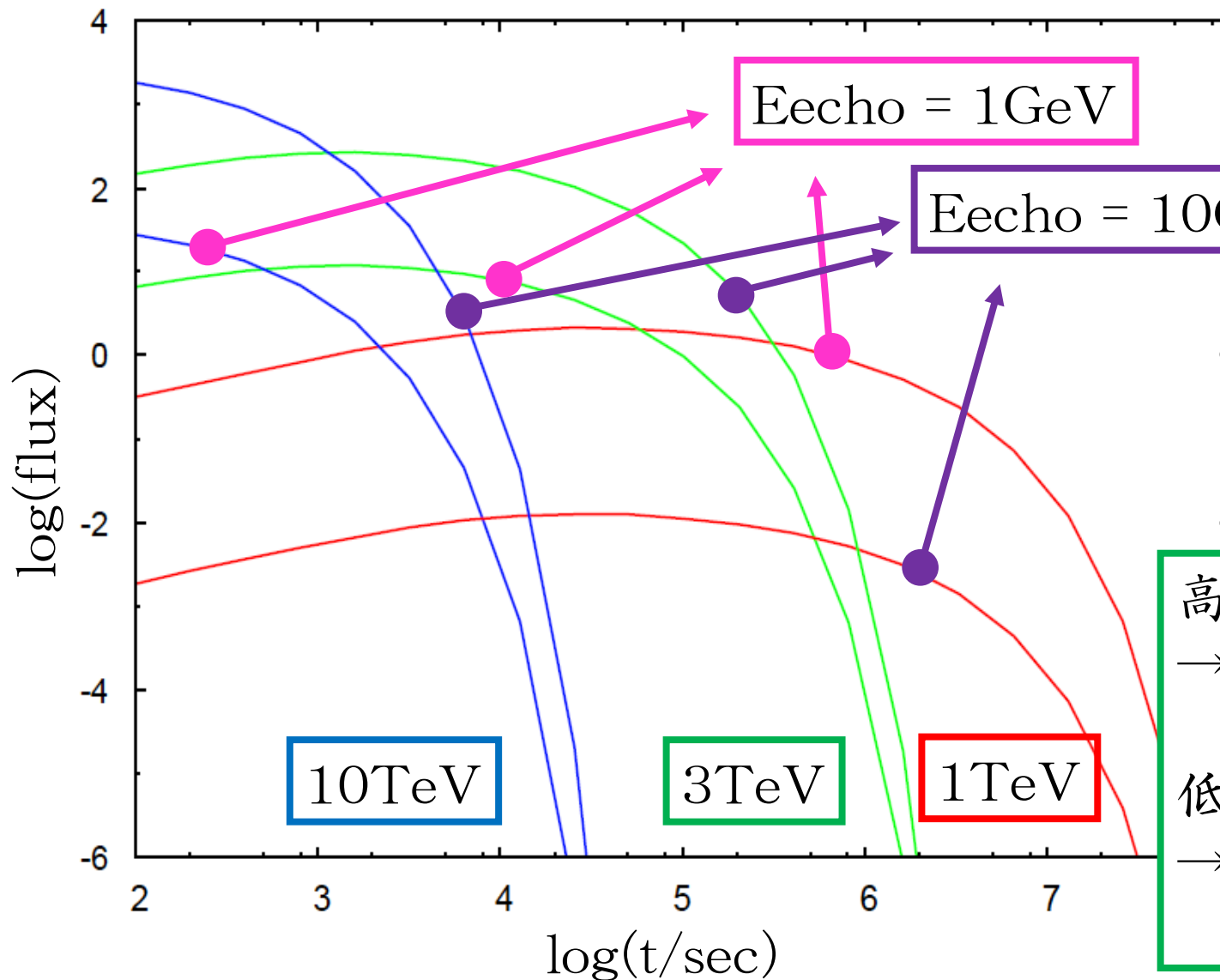
promptが線スペクトルのとき





# light curve

promptが線スペクトルのとき



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



# pair echo まとめ

- TeV  $\gamma$  線
  - + EBL  $\rightarrow$  TeV電子・陽電子
  - + CMB  $\rightarrow$  GeV  $\gamma$  線
- 対生成とICで経路が曲がる
  - $\rightarrow$  最初変な方向でも地球に到達できる
  - $\rightarrow$  遅延時間の発生
- 磁場で経路がもっと曲がる
  - $\rightarrow$  磁場が $10^{-20}$  Gaussより強ければ遅延時間がもっと長くなる
- 応用するにあたって  
primaryのスペクトルとその時間変化を与えれば  
pair echoが計算できる
- このモデルもいろんなところで近似を使っている
  - $\rightarrow$  観測とちゃんと比べるにはモンテカルロをする



## 6、ブレーザーと ガンマ線バースト



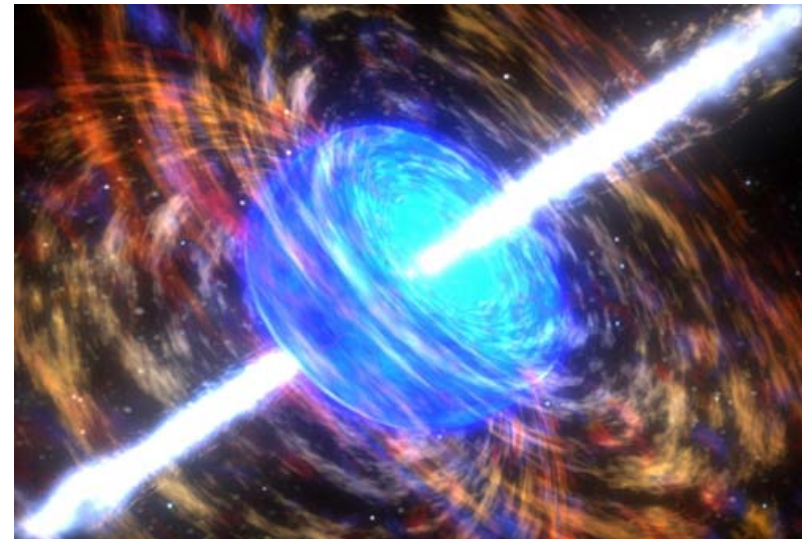
# ブレーザーとGRB

pair echoの観点では

TeV放射・宇宙論的距離・明るい  
というのが必要。これをみたすのは  
おそらくブレーザーとGRBのみ

両者には類似点、相違点がいろいろある。

- ・ 場所：redshift distribution
- ・ 形状：ジェットとその速さ
- ・ 放射：メカニズムとスペクトル
- ・ 時間変動
- ・ sequence
- ・ 道具として使う

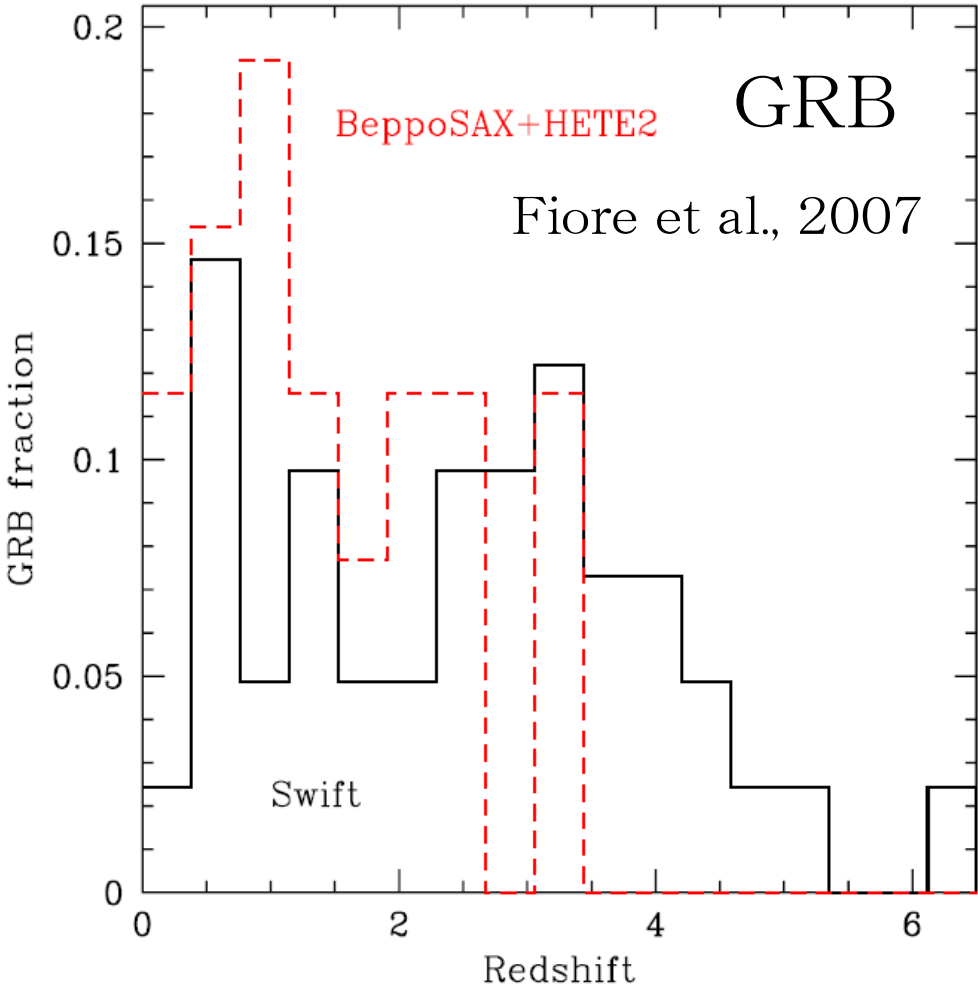




# redshift distribution

TeVブレーザー

2005 Sources	Redshift
	0.002
M87	0.004
Markarian 421	0.031
Markarian 501	0.034
1ES 2344+514	0.044
1ES 1959+650	0.047
PKS 2005-489	0.071
PKS 2155-304	0.116
H 1426+428	0.129
H 2356-309	0.165
1ES 1218+304	0.182
1ES 1101-232	0.186

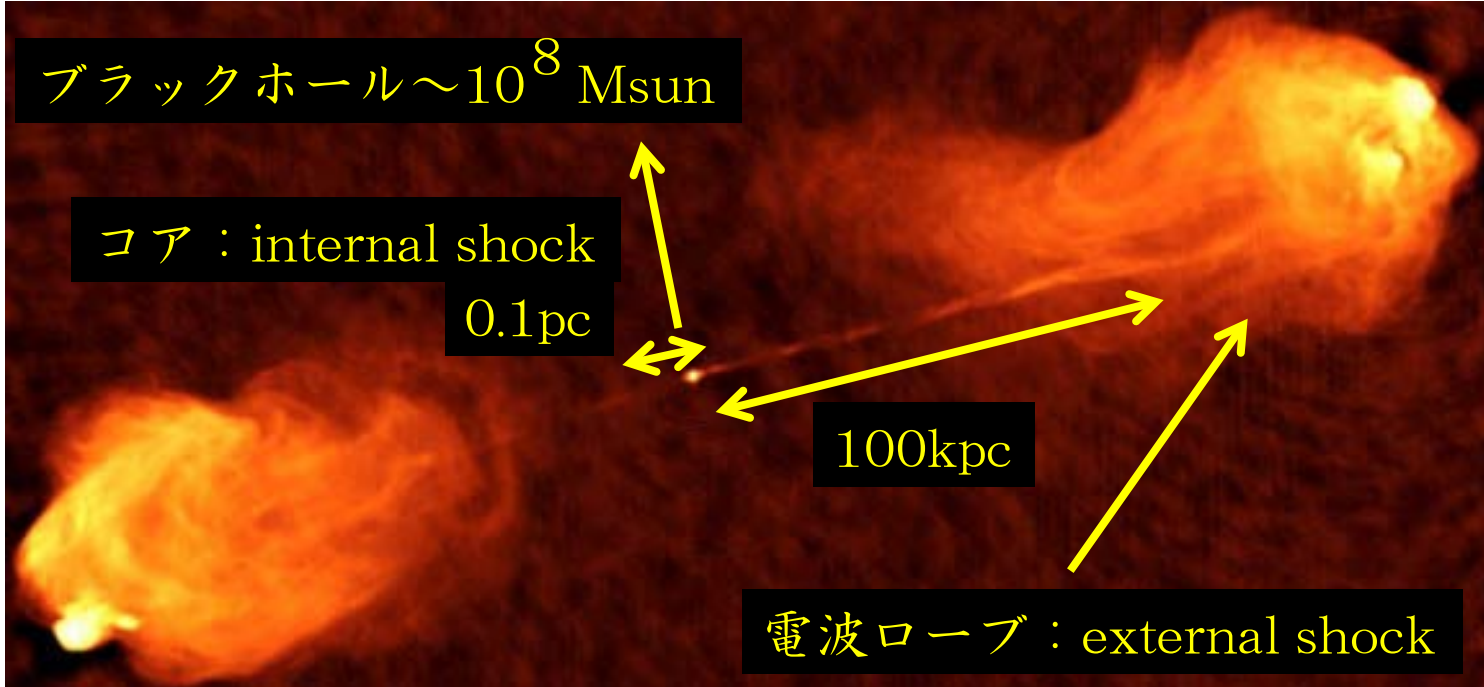


Sat.	Tot. GRB	O.A. <sup>a</sup>	O. decay <sup>b</sup>	Tot. z spec. <sup>c</sup>	z from em. lines <sup>d</sup>
Swift	122	62	44	41	6
BeppoSAX	39	18	16	12	3
HETE2	44	17	15	14	2

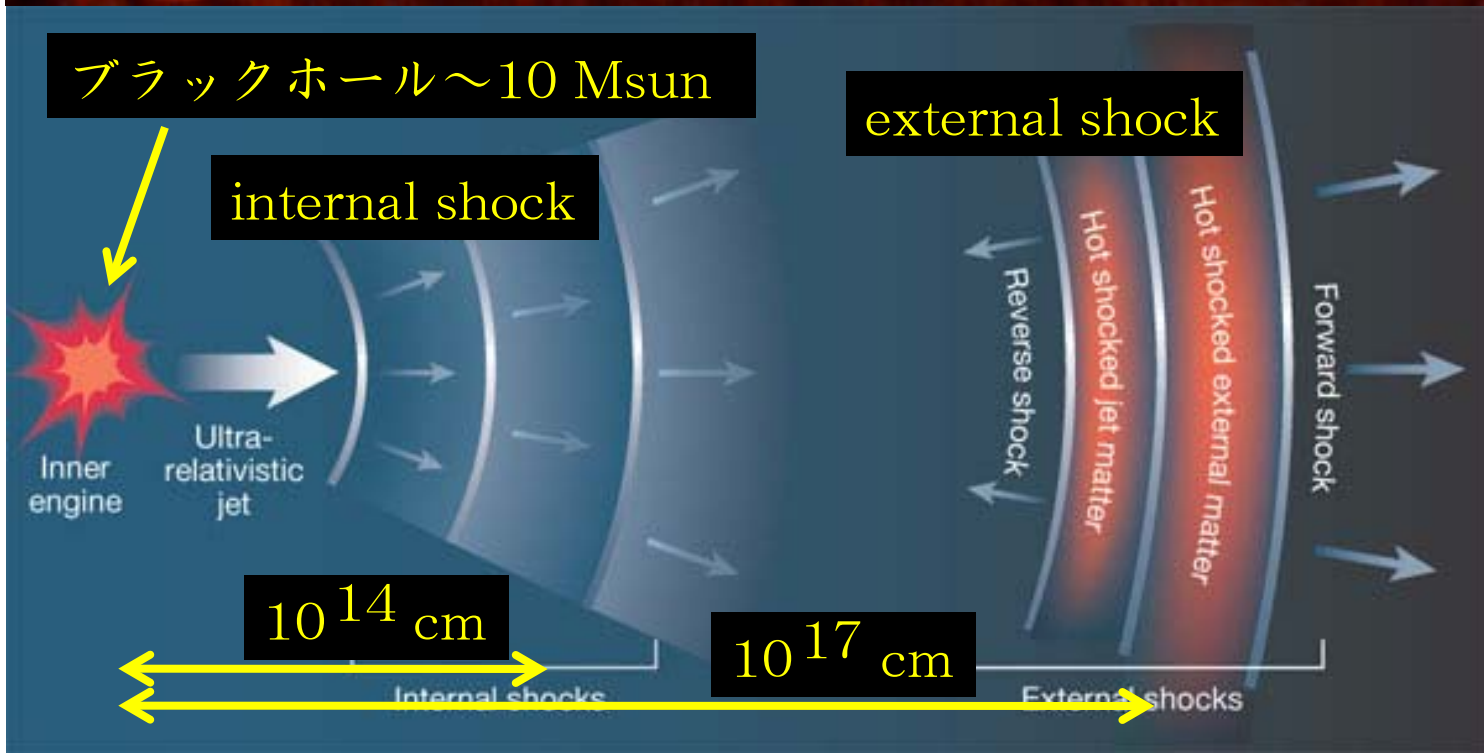


# ジェット

3C279



GRB  
(Piran, 2003)





# ジェットの速さ

ブレーザー :  $\Gamma = 10 \sim 100$

- superluminal motion

$$\beta_{\text{app}} = \frac{\beta_{\text{true}} \sin \theta}{1 - \beta_{\text{true}} \cos \theta} \approx \Gamma_{\text{true}}$$

→ pc ~ kpc スケール

- スペクトル合わせ

→ subpc スケール

GRB :  $\Gamma = 100 \sim 1000$

- compactness problem

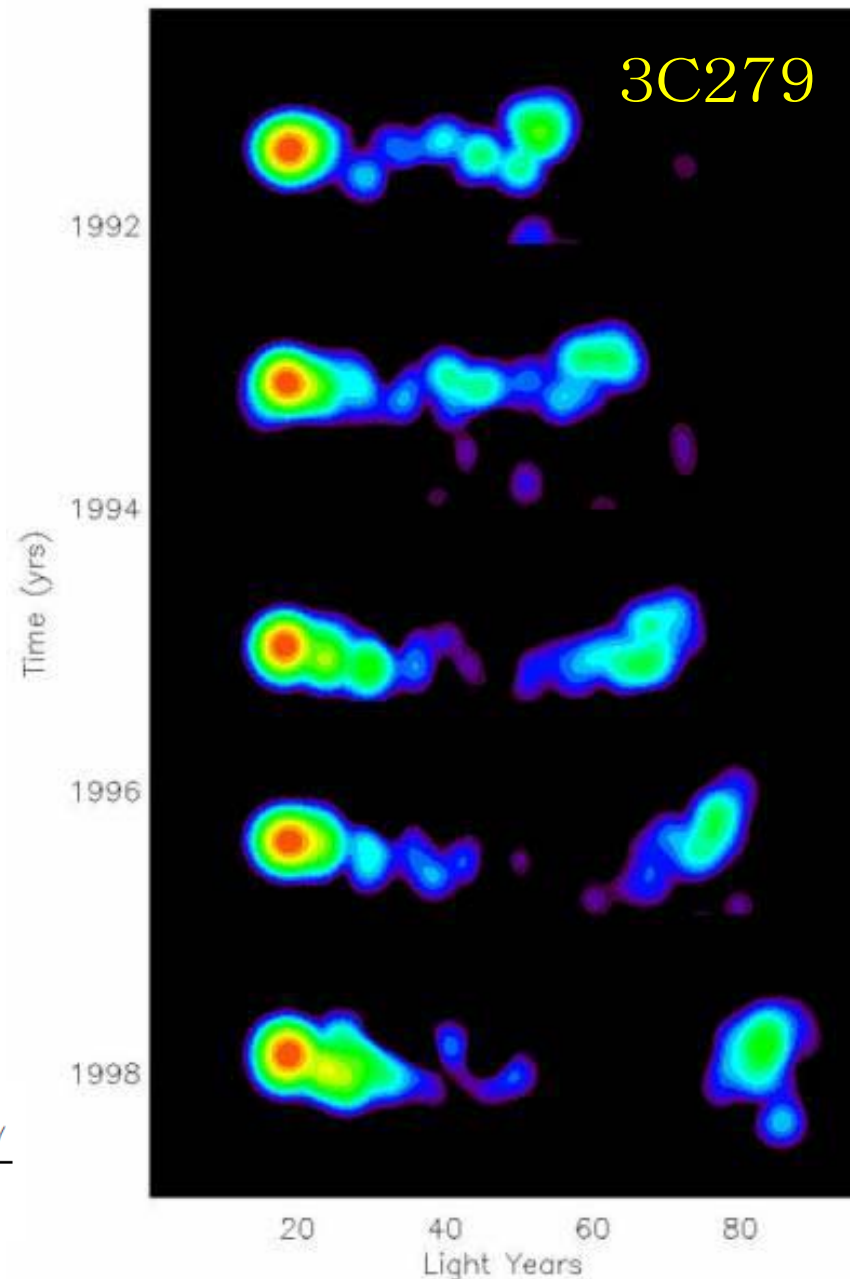
明るさ

変動の時間スケール

→ 放射領域の大きさ

→ optical depth

$$\tau_{\gamma\gamma} \approx \frac{\sigma_T L_\gamma}{R m_e}$$



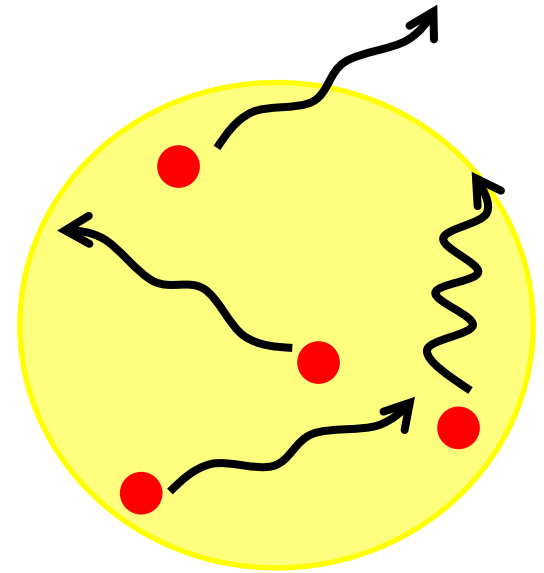


# 放射：synchrotron self-Compton

ある領域に高エネルギー電子と磁場がある  
→ シンクロトロン+逆コンプトン散乱  
典型的なエネルギー

$$E_{\text{sync}} = \frac{eB}{m_e} \gamma_e^2 \approx 50 \text{eV} \left( \frac{B}{1 \text{Gauss}} \right) \left( \frac{\gamma_e}{10^5} \right)^2$$

$$E_{\text{SSC}} = \gamma_e^2 E_{\text{sync}} \approx 500 \text{GeV} \left( \frac{B}{1 \text{Gauss}} \right) \left( \frac{\gamma_e}{10^5} \right)^4$$

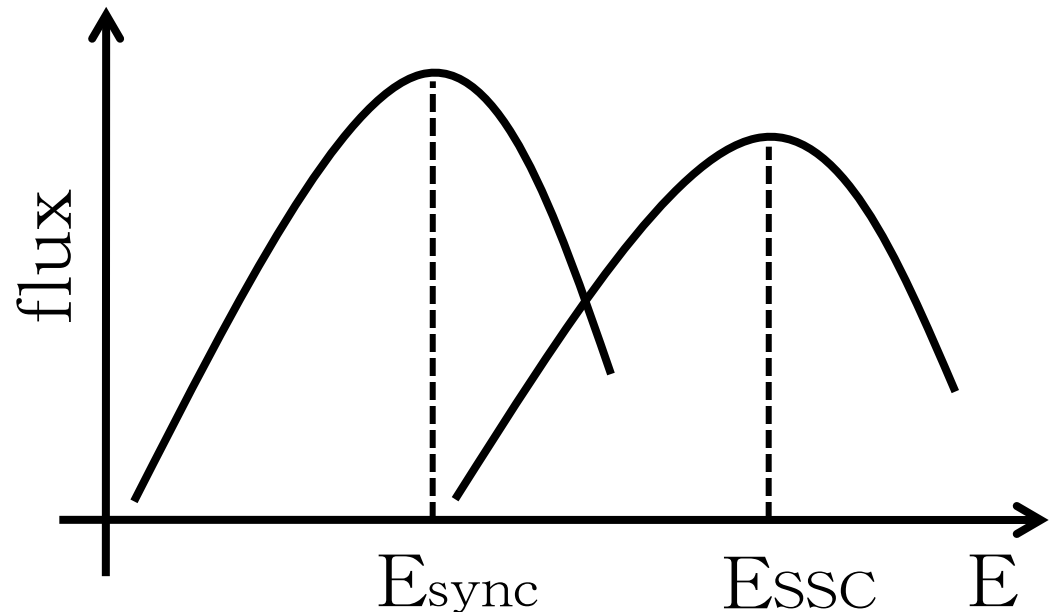


光度比

$$\frac{E_{\text{SSC}} f_{\text{SSC}}}{E_{\text{sync}} f_{\text{sync}}} = \frac{U_{\text{sync}}}{U_{\text{mag}}}$$

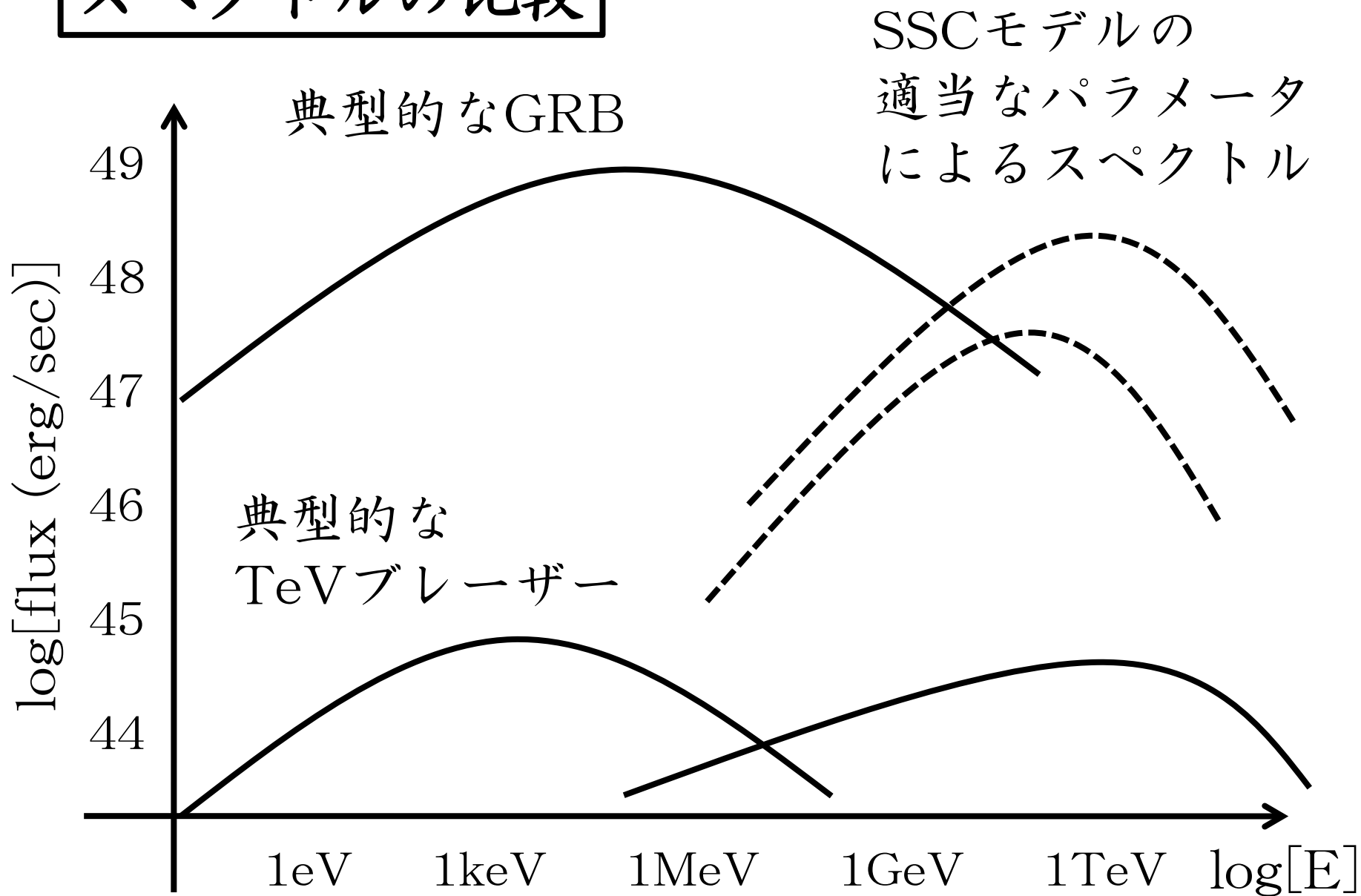
いろいろ考えるべきこと

optical depth、Klein-Nishina  
absorption、電子への反作用  
ハドロン





# スペクトルの比較



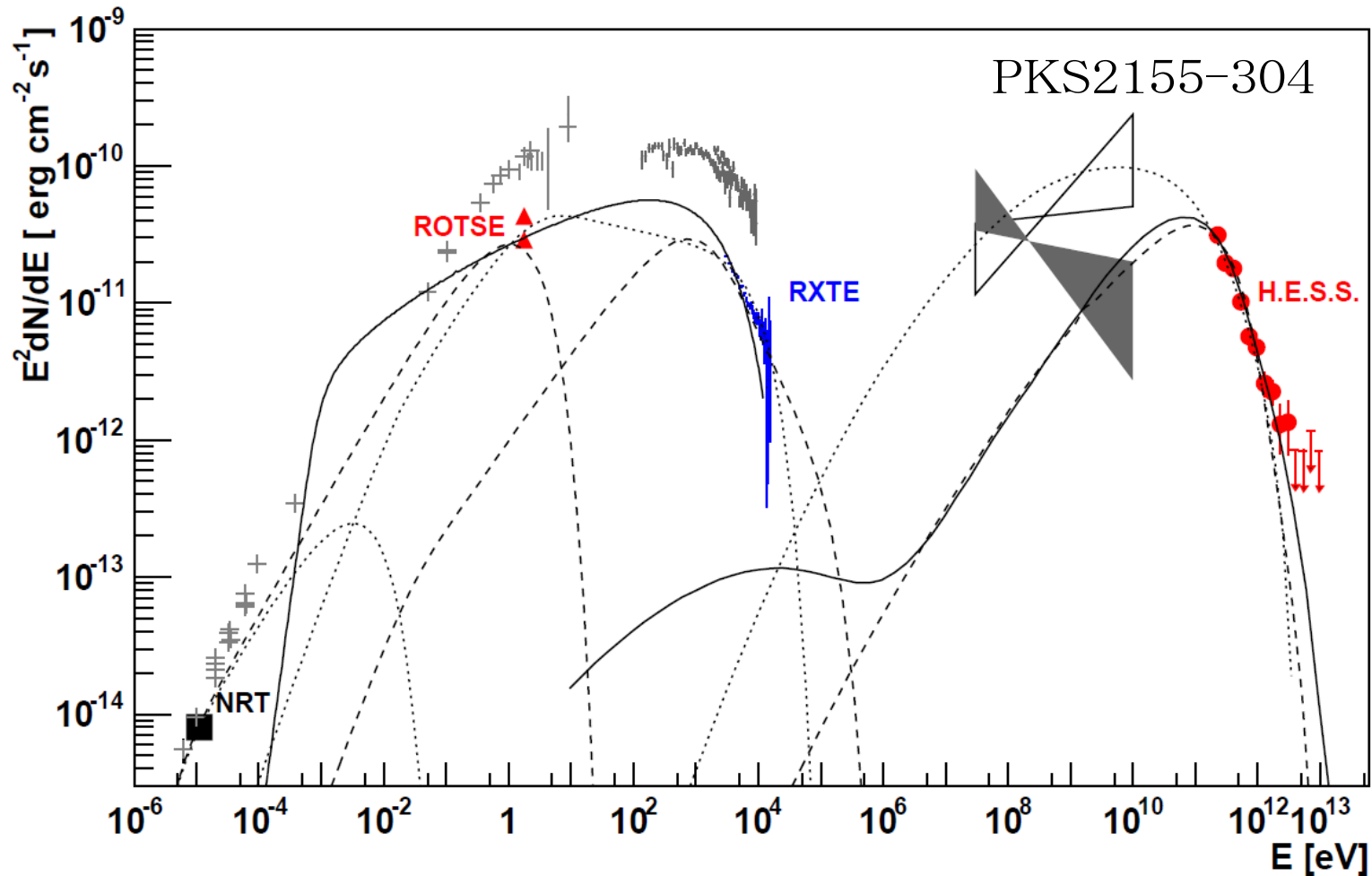


# TeV blazar

観測的に確立されたTeVブレーザーは10個程度。

SSCモデルでだいたい理解できる。

有名なのはMkn421、Mkn501、PKS2155-304など。





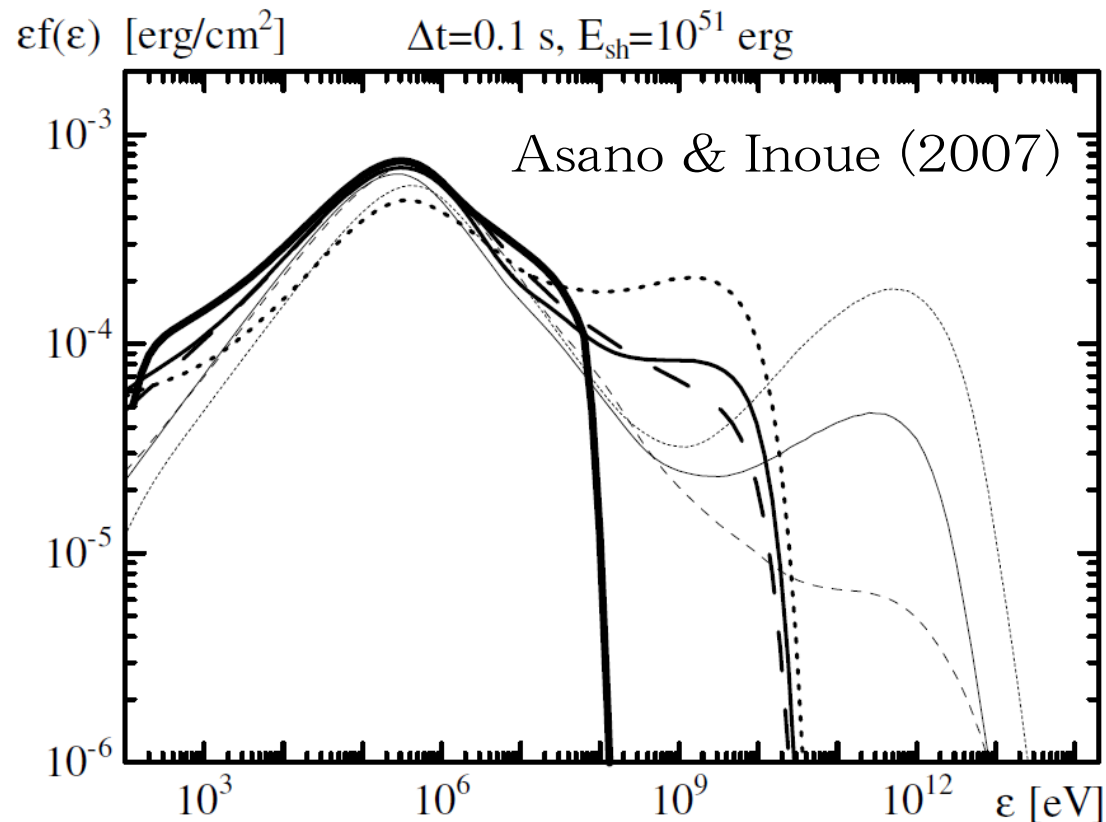
# GRB

TeV領域の放射は観測的にはわかっていない

- GeVの観測は何例かある
- TeVはtentativeな観測が何例かある
- TeVの上限はたくさんある

理論的には

- 標準的なinternal shock  
ならTeVが出ていても  
おかしくない
- 観測的上限はあまり  
気にならない





# カットオフエネルギー

スペクトルの最高エネルギーはどうやって決まるか

- ・どこまで電子が加速されるか

$$\frac{t_{\text{acc}} \approx \frac{m_e \gamma_e}{eB}}{t_{\text{syn}} \approx \frac{m_e}{\sigma_T B^2 \gamma_e}} \longrightarrow \gamma_{e,\text{max}} \approx \sqrt{\frac{e}{\sigma_T B}} \approx 10^7 \left( \frac{B}{1 \text{ Gauss}} \right)^{-1/2}$$

- ・放射領域を抜け出してこられるか  
compactness problemのときと同様、放射領域が  
大きければよい  $\rightarrow$   $\Gamma$ が大きければよい

$$\tau_{\gamma\gamma} \approx \frac{\sigma_T L_\gamma}{R m_e}$$
$$\varepsilon_{\text{cut}} \simeq 10^9 \left( \frac{\Gamma}{100} \right)^4 \left( \frac{E_{\text{sh}}}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{-0.5} \left( \frac{\Delta t}{1 \text{ s}} \right)^{1.3} \text{ eV}$$

Asano & Inoue (2007)



# 時間変動

ブレーザーとGRBでは大きく異なる

ブレーザー

- ・ 定常的な放射＋フレア
- ・ 時間スケール：分、時間、日、年
- ・ 振幅もさまざま
- ・ スペクトルも変化
- ・ フレアはいつ起こるかわからないが年に1回くらい？

GRB

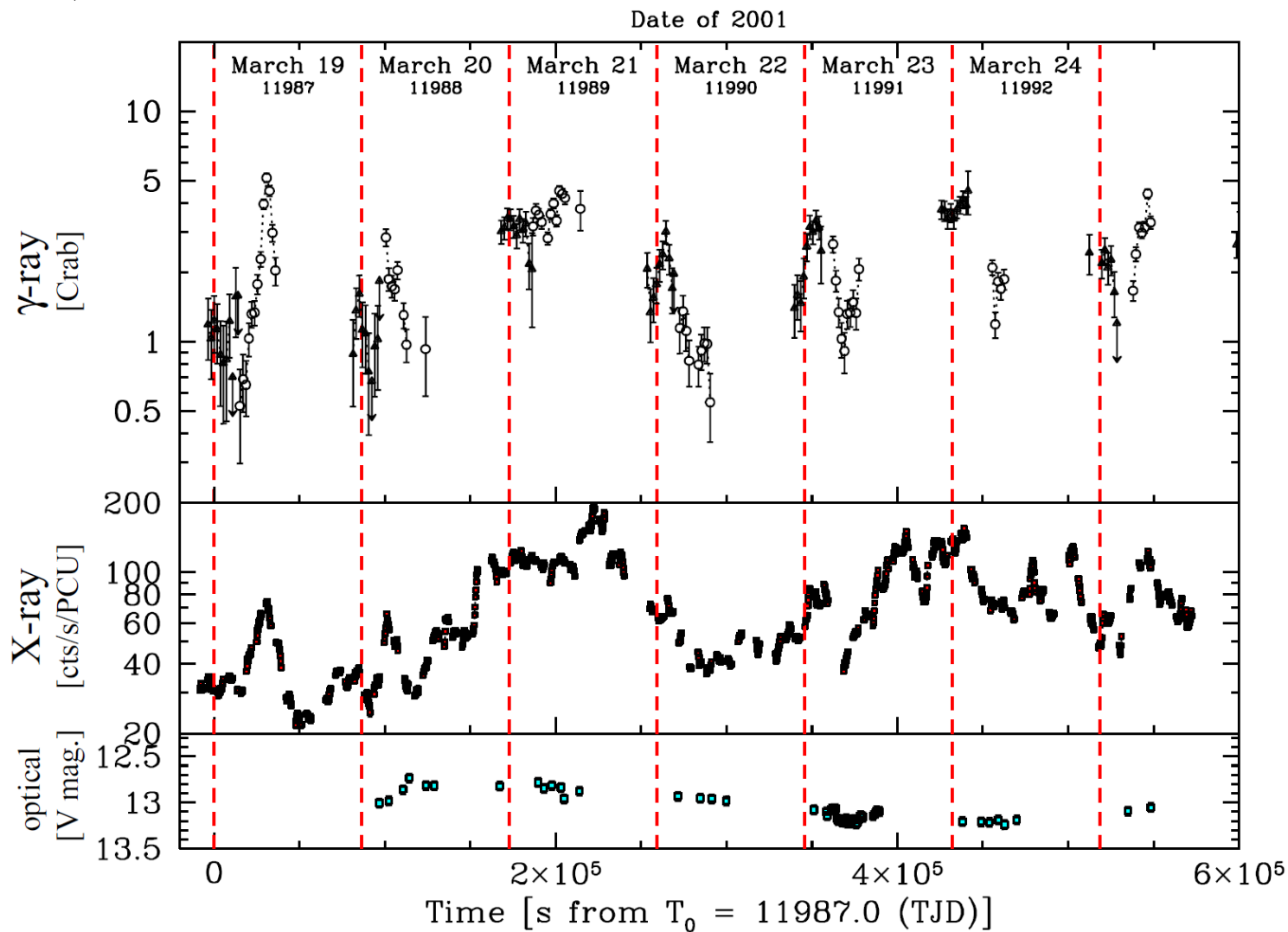
- ・ prompt → afterglow → 消える
- ・ パターンはわりと似てる



# TeV blazar①

日スケール

Mkn421, HEGRA, WHIPPLE, RXTE

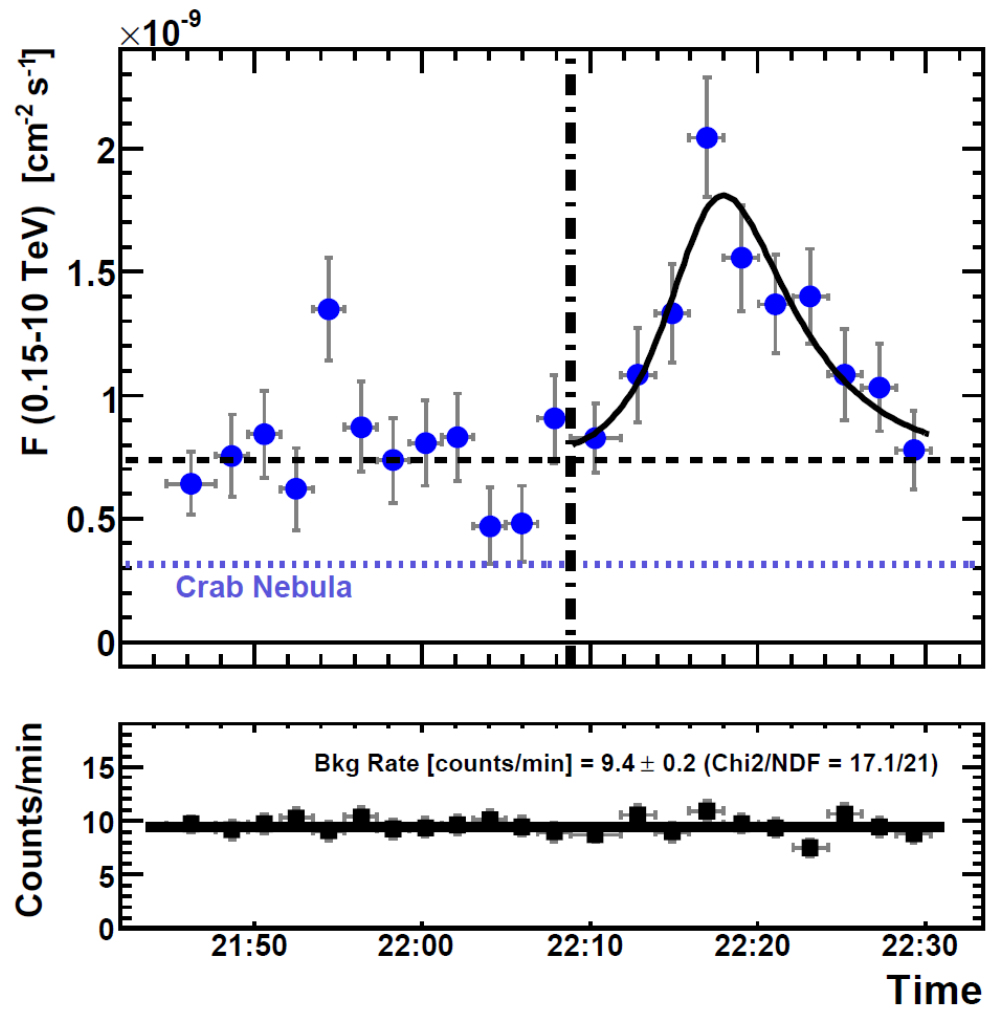




# TeV blazar②

分スケール

Mkn501, MAGIC

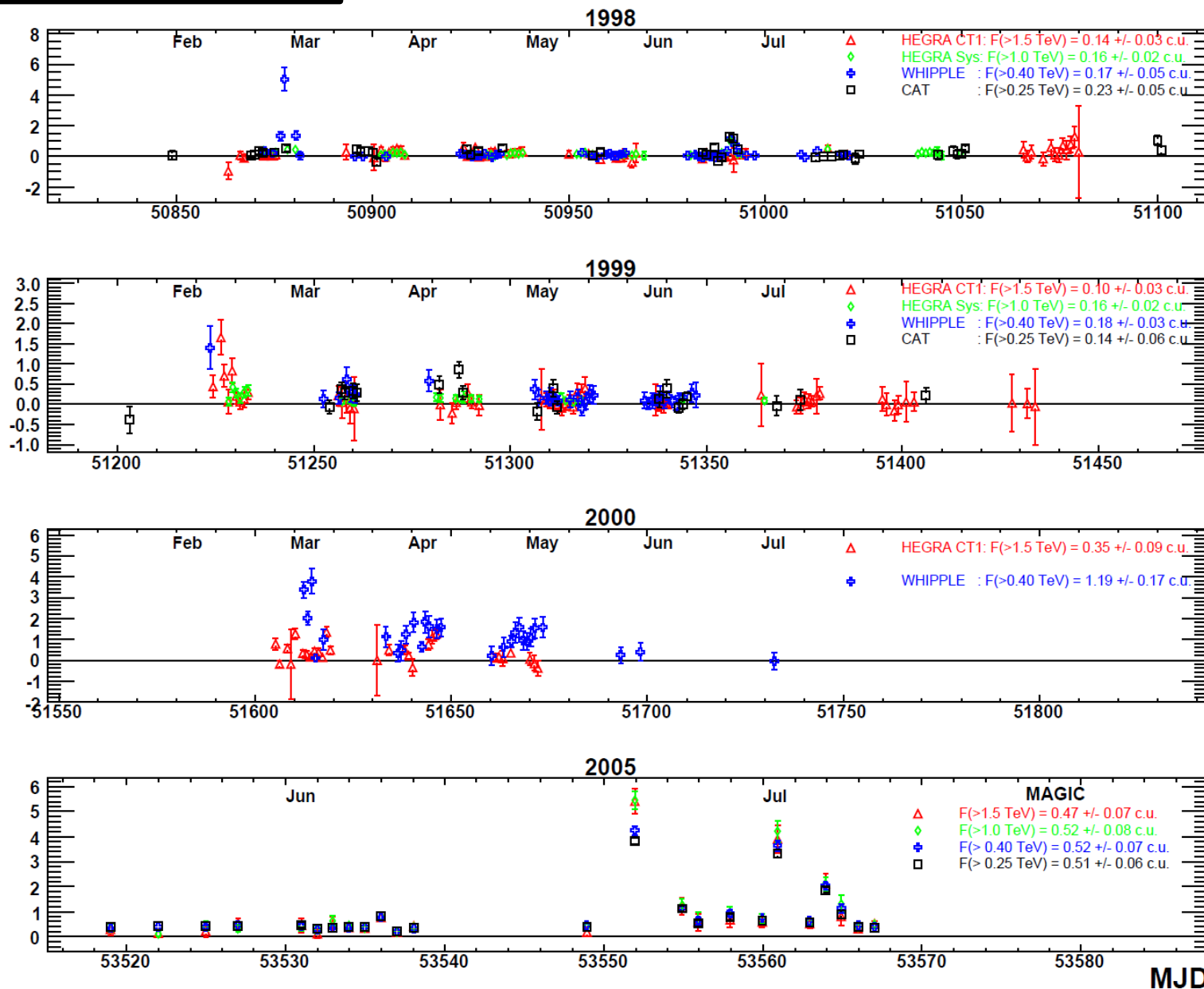




# TeV blazar③

年スケール

Mkn501, HEGRA, WHIPPLE, CAT, MAGIC

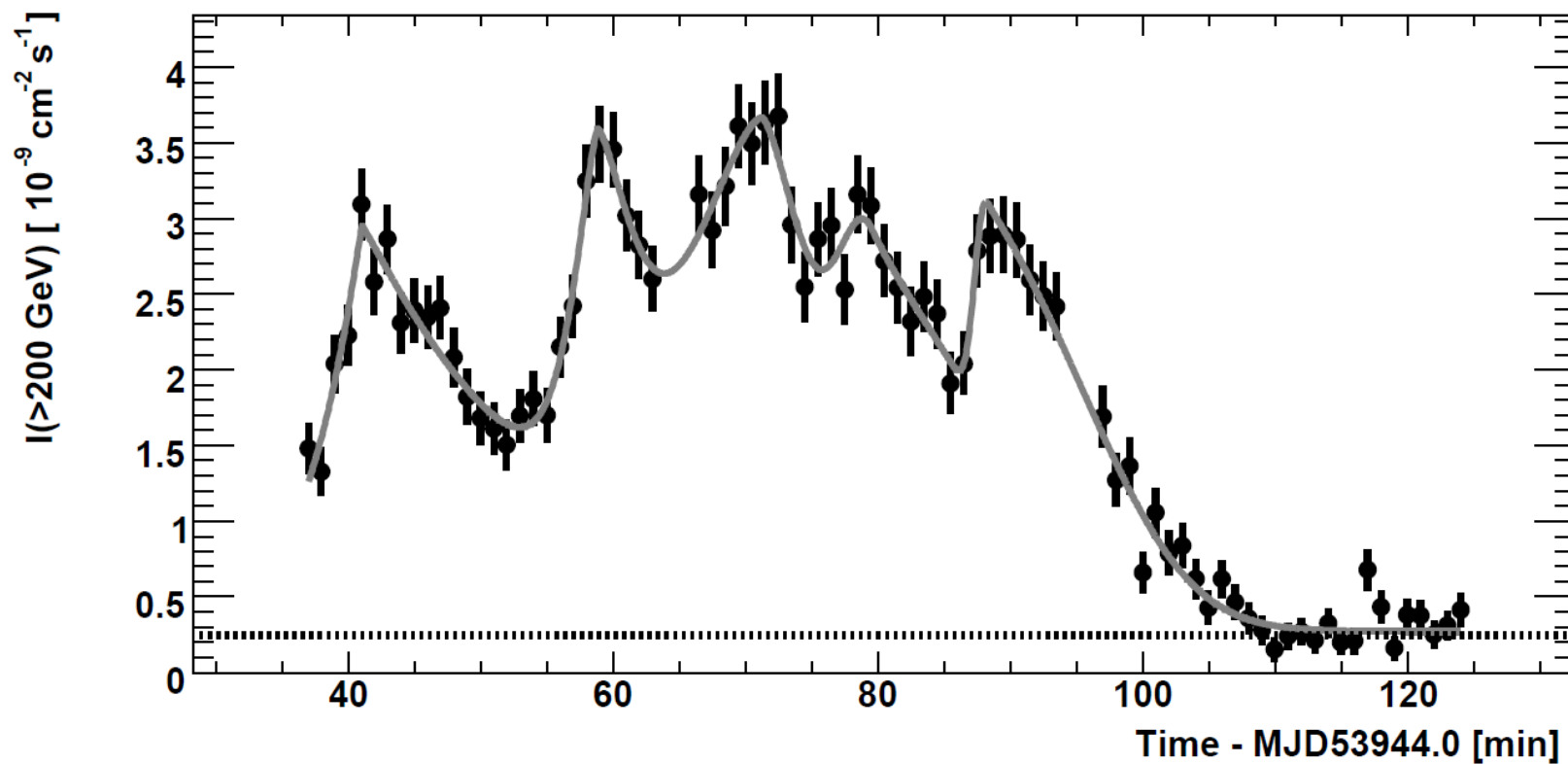




# TeV blazar④

すごい振幅：30分で10倍

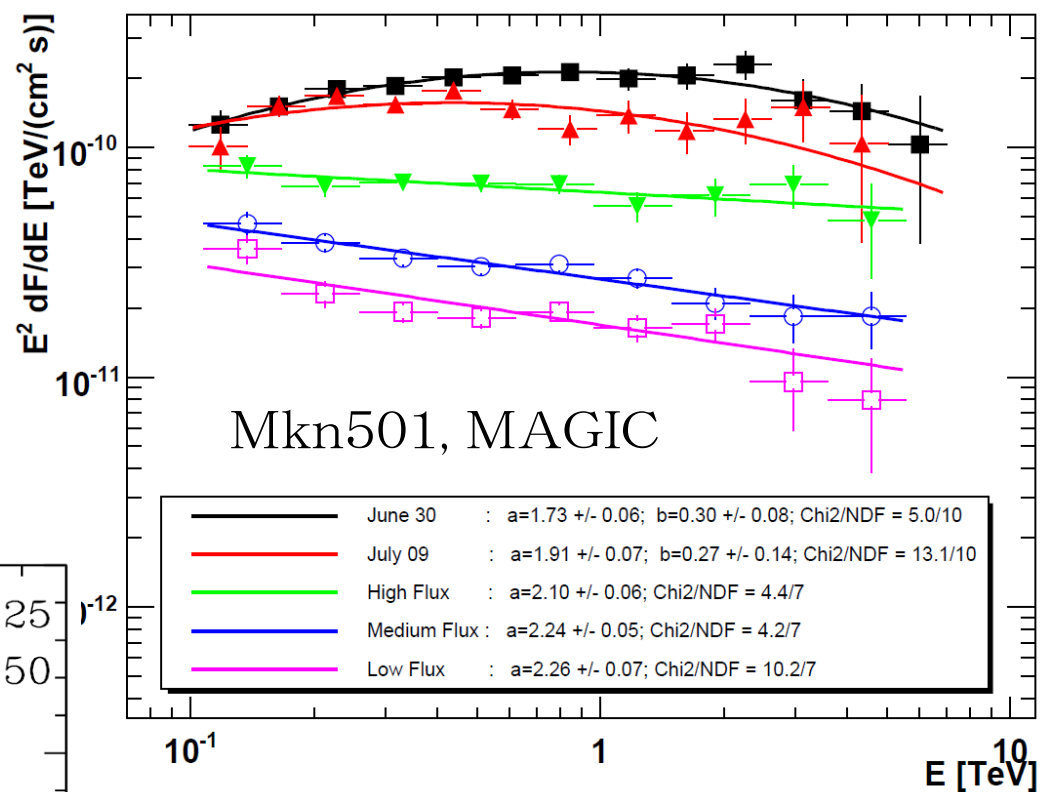
PKS2155-304, HESS



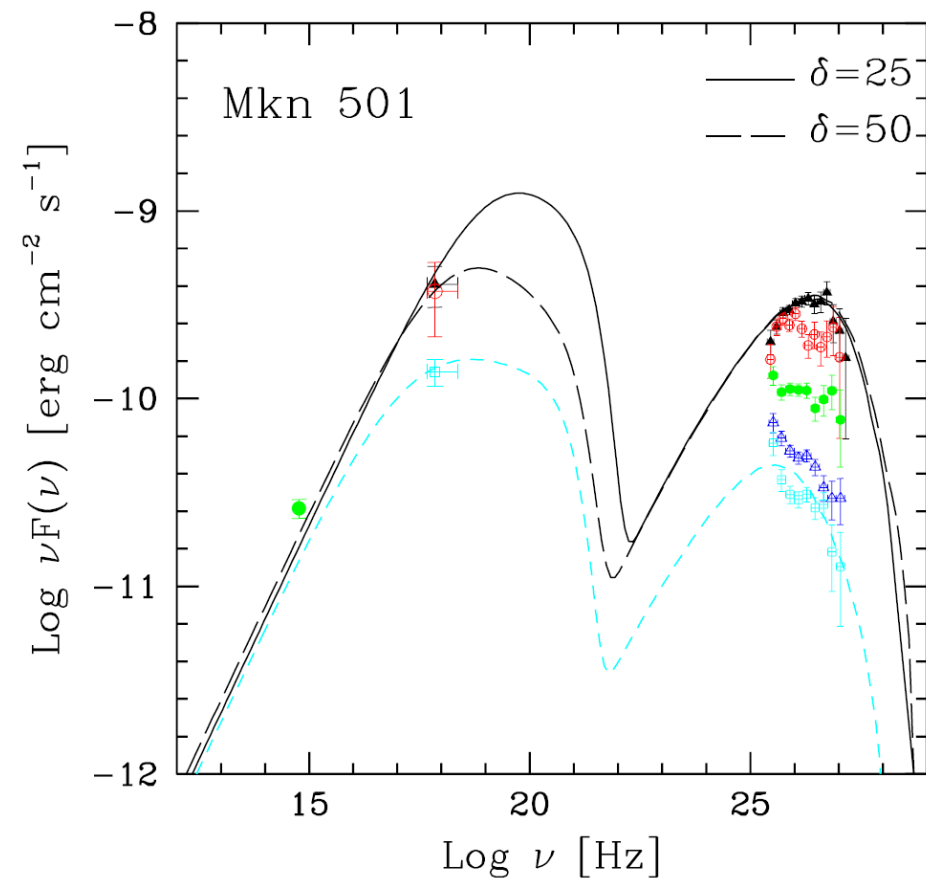


# TeV blazar⑤

スペクトル変動  
フレア的时候はハード

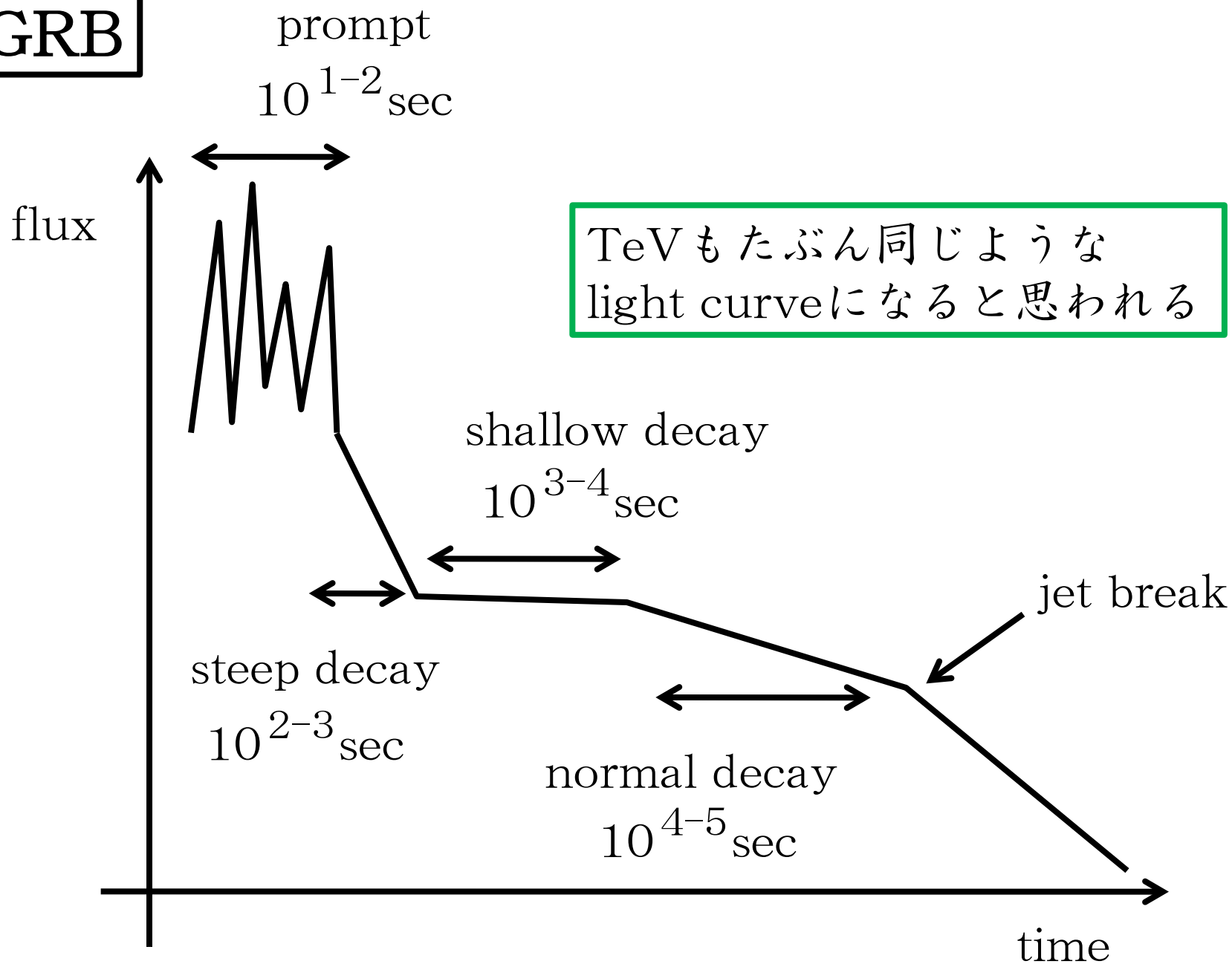


ただ、そうでないものもある。





# GRB





# sequence

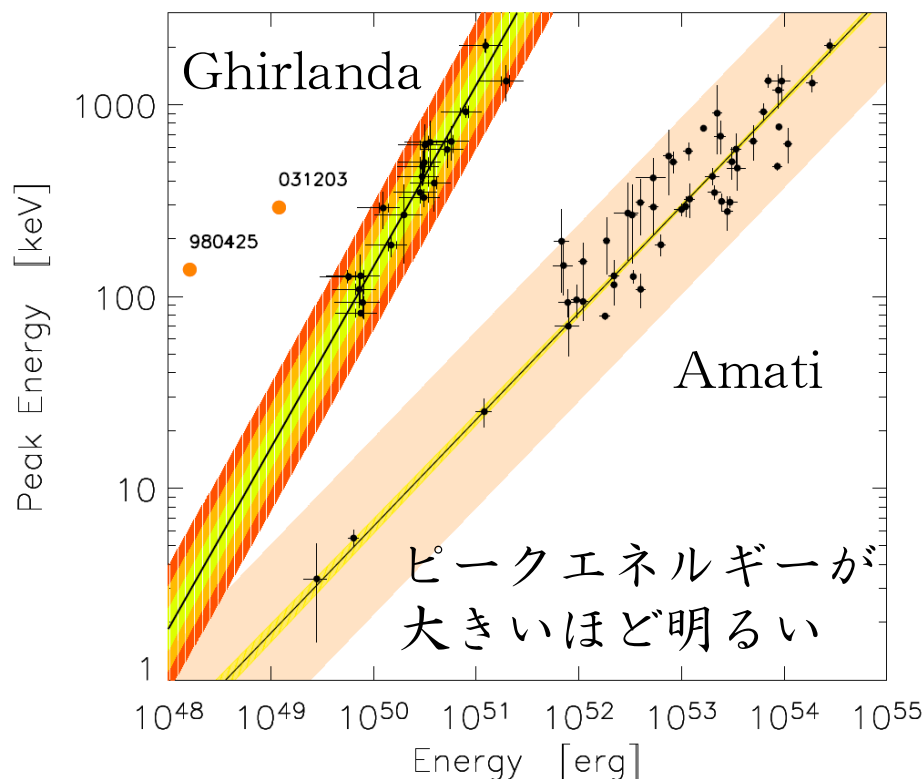
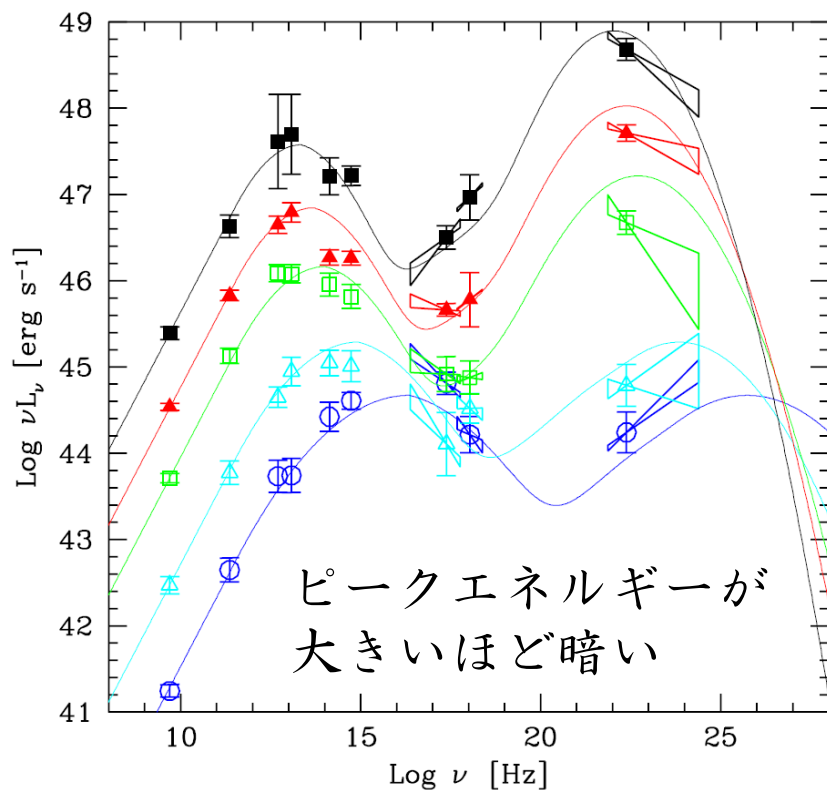
明るさとピークエネルギーに相関

ブレーザー：blazar sequence

GRB：いろんなrelation

(Yonetoku, Amati, Ghirlanda...)

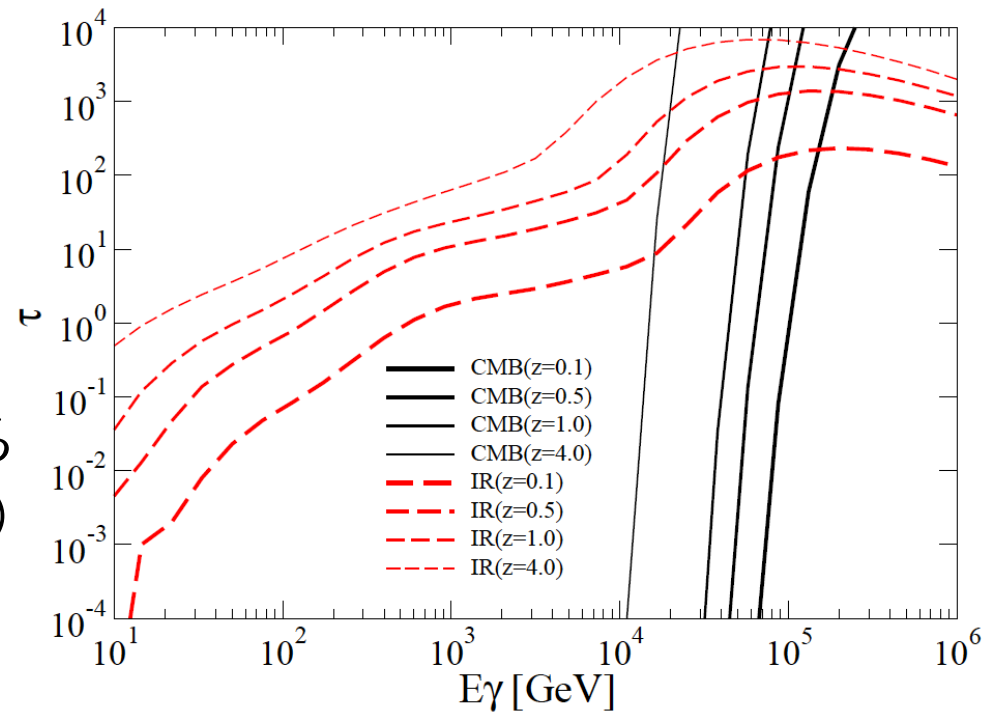
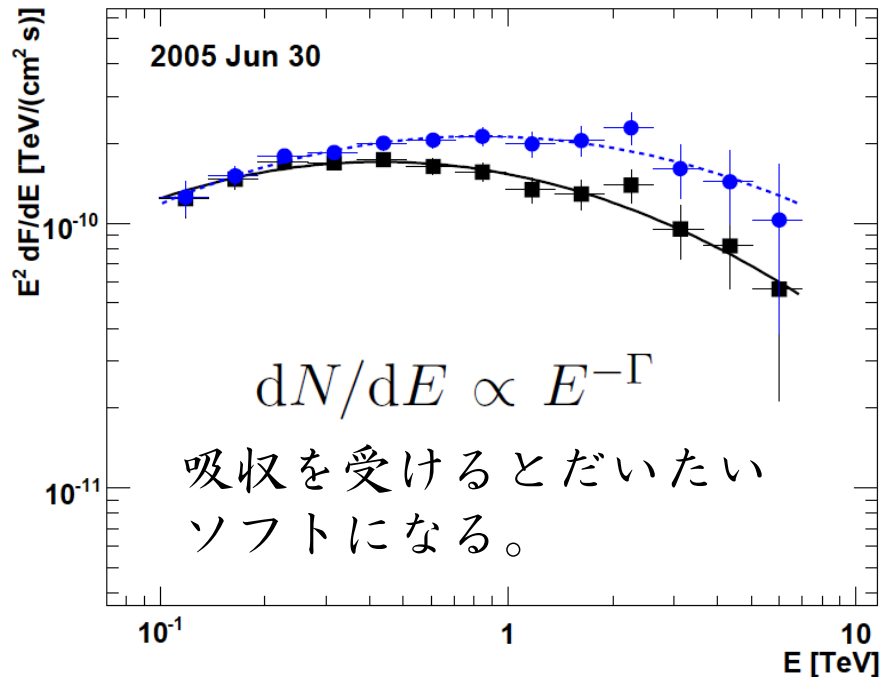
ただし傾向は逆





# ブレーザーを道具として使う①

宇宙は  $z \sim 0.1$ ,  $E \sim 1\text{TeV}$   
でちょうど optical depth  $\sim 1$   
→ ブレーザーは EBL の  
量に大きく影響を受ける  
→ うまく工夫すれば  
ブレーザーで EBL を探れる  
(Aharonian et al., 2006, 2007)



EBLの量を仮定

- 観測からintrinsicなスペクトルを再構成
- intrinsicなスペクトルはあまりhardだと理論的にまずい
- EBLへの制限が求まる



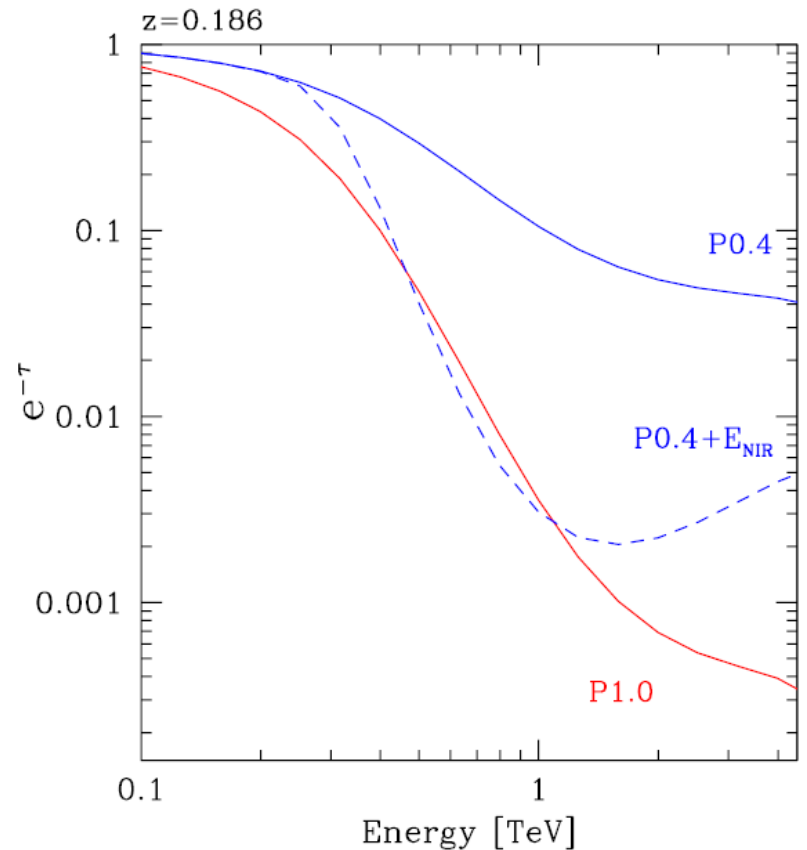
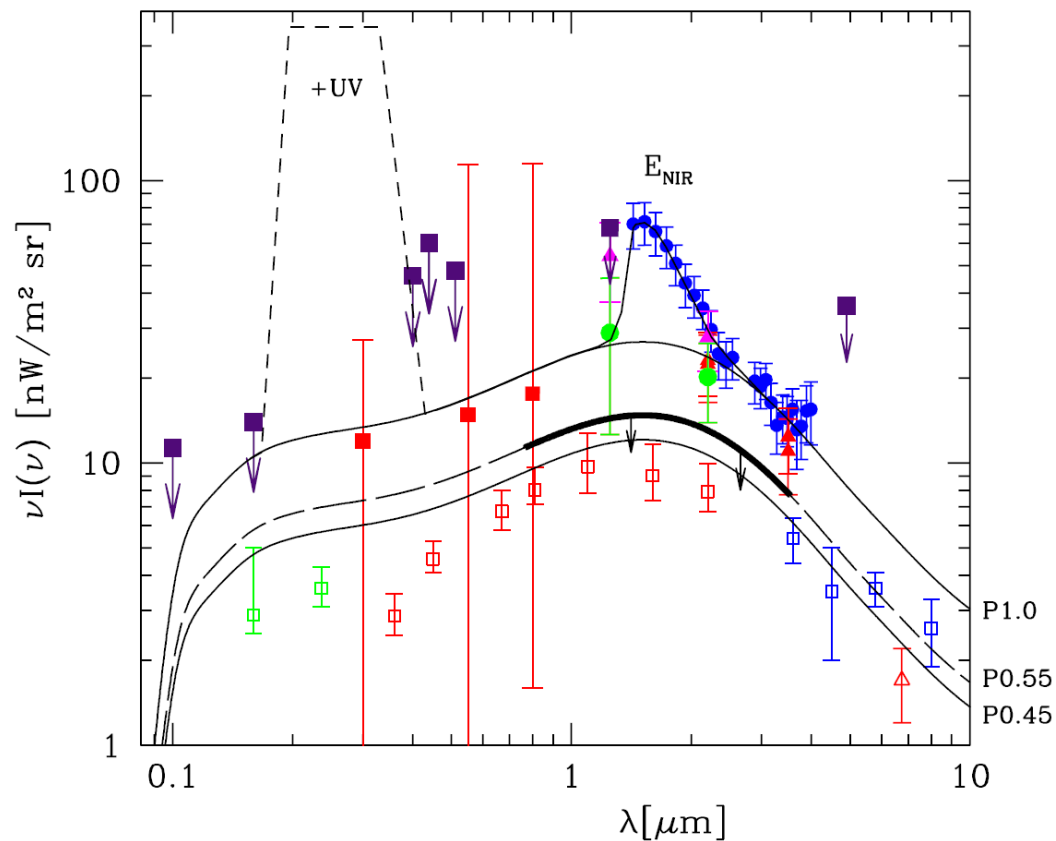
# ブレーザーを道具として使う②

CIBのスペクトルと吸収率の形

$$F_{\text{obs}}(E) = F_{\text{int}}(E) \cdot e^{-\tau(E)}$$

$$\nu I_{\nu} \propto \lambda^{-1} \Rightarrow n(E_{\text{EBL}}) = \text{const.} \Rightarrow \tau(E_{\gamma}) = \text{const.}$$

$$\nu I_{\nu} = \text{const.} \Rightarrow n(E_{\text{EBL}}) \propto E_{\text{EBL}}^{-1} \Rightarrow \tau(E_{\gamma}) \propto E_{\gamma}$$





# ブレーザーを道具として使う③

1ES 1101-232

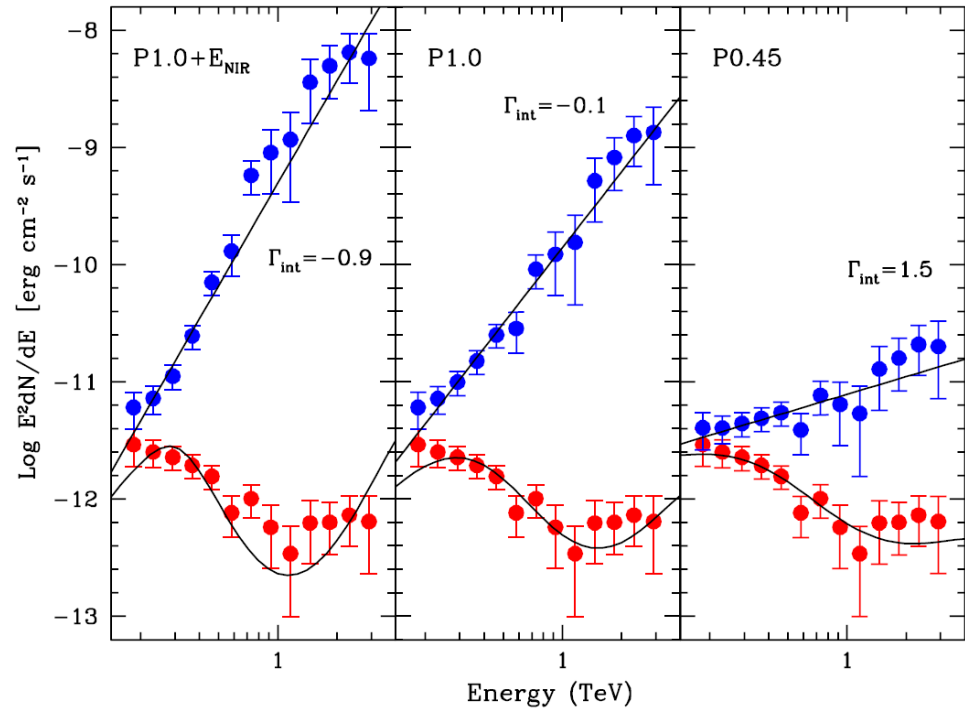
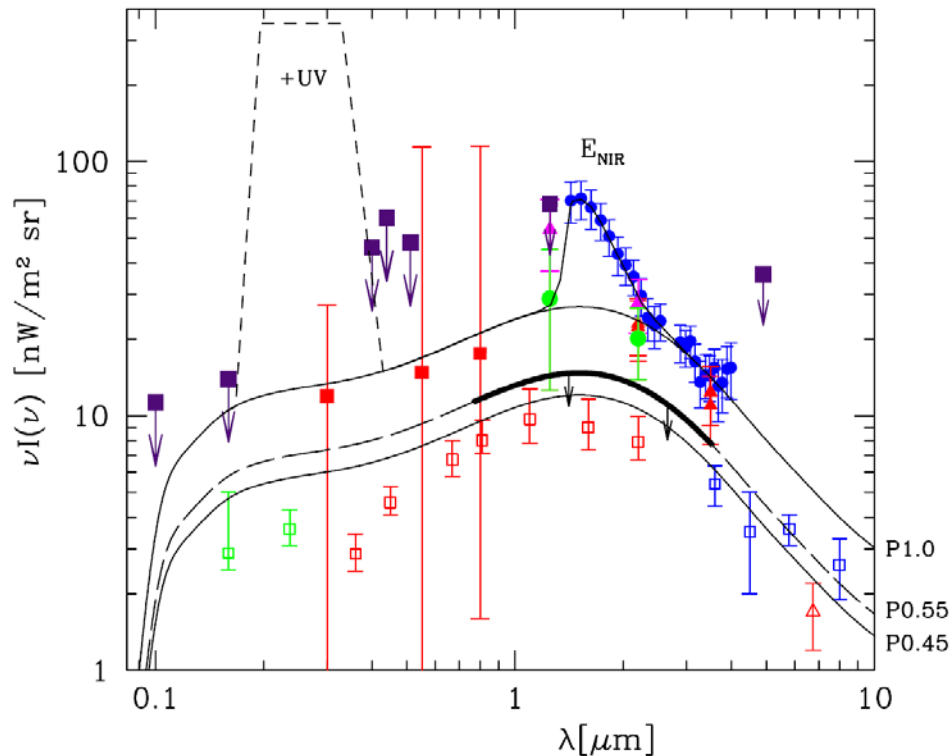
$\Gamma_{\text{int}} < 1.5$ とすると

$$\text{EBL} \leq 0.55 \pm 0.15 \times \text{P1.0}$$

という制限が得られる。

これを信じるとEBLの

2/3以上がgalaxy count  
で説明できる。



また  $\Gamma_{\text{int}} < 1.0$ としても  
EBL  $< 0.7 \times \text{P1.0}$ という  
制限になる。いずれに  
してもIRTSの結果とは  
だいぶ違う。

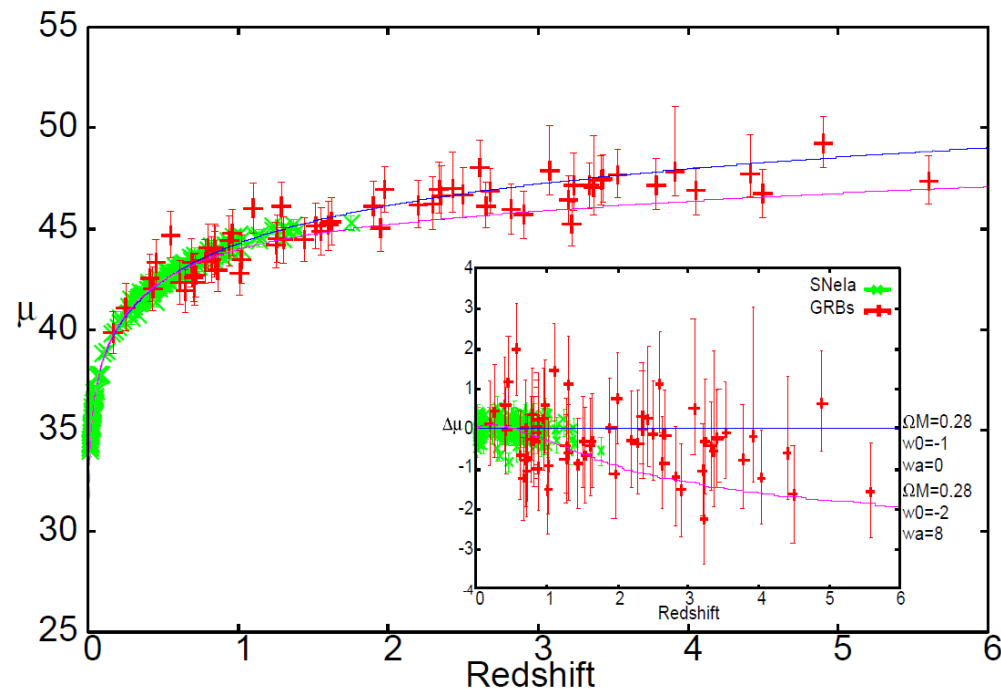
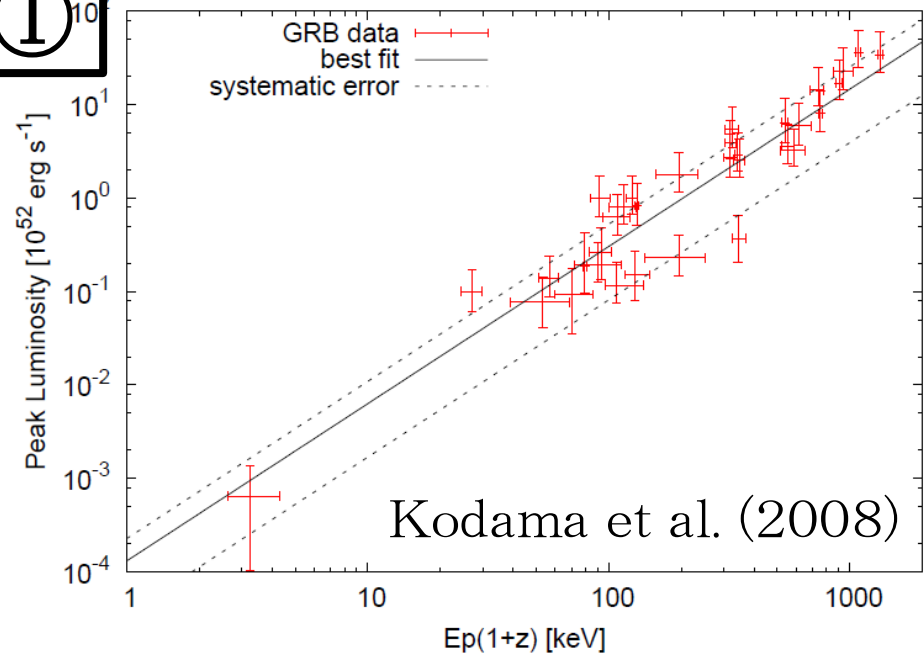


# GRBを道具として使う①

ピークエネルギーと  
「明るさ」の関係

- Yonetoku  
peak luminosity
- Amati  
total energy
- Ghirlanda  
角度補正したtotal energy

SNIaと同じように  
近距離で関係を作って  
遠距離に適用すると  
distance ladderが伸ばせる  
(KT et al. 2003)





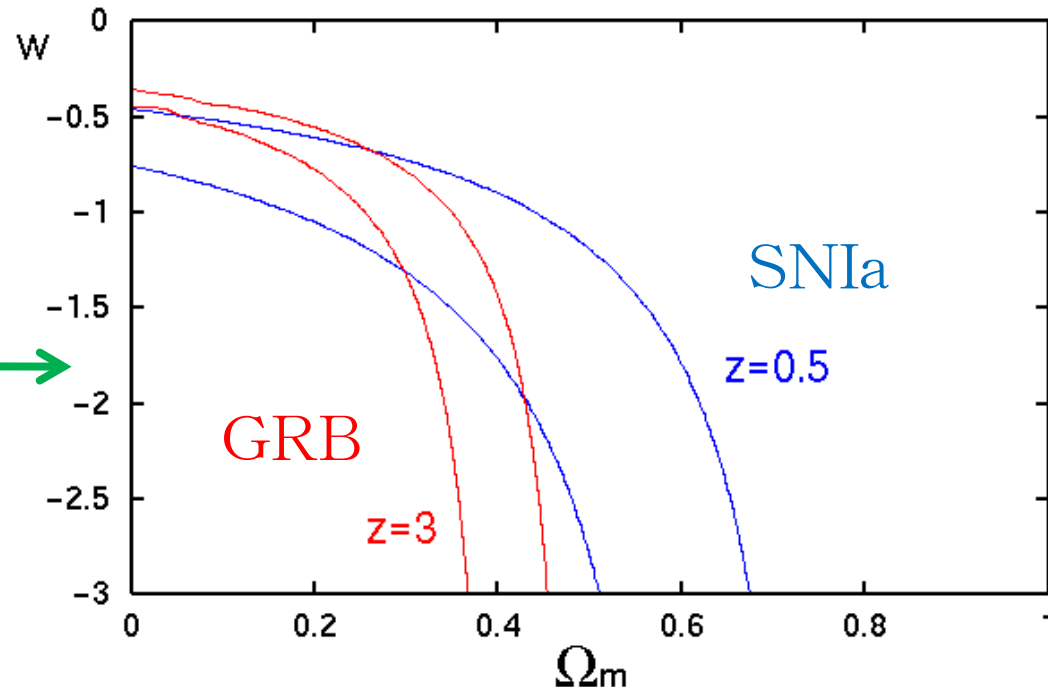
## GRBを道具として使う②

luminosity distanceの測定

$$\begin{aligned} d_L(z) &= (1+z) \int_0^z \frac{c}{H(z')} dz' \\ &= \frac{(1+z)c}{H_0} \int_0^z dz' \frac{1}{\sqrt{\Omega_m (1+z')^3 + (1-\Omega_m)(1+z')^{3(1+w)}}} \end{aligned}$$

→ 物質密度・状態方程式  
への制限

luminosity distanceが  
25%の精度で決まったら





# GRBを道具として使う③

Tsutsui et al. 2008

現在までのデータ

近傍：33個

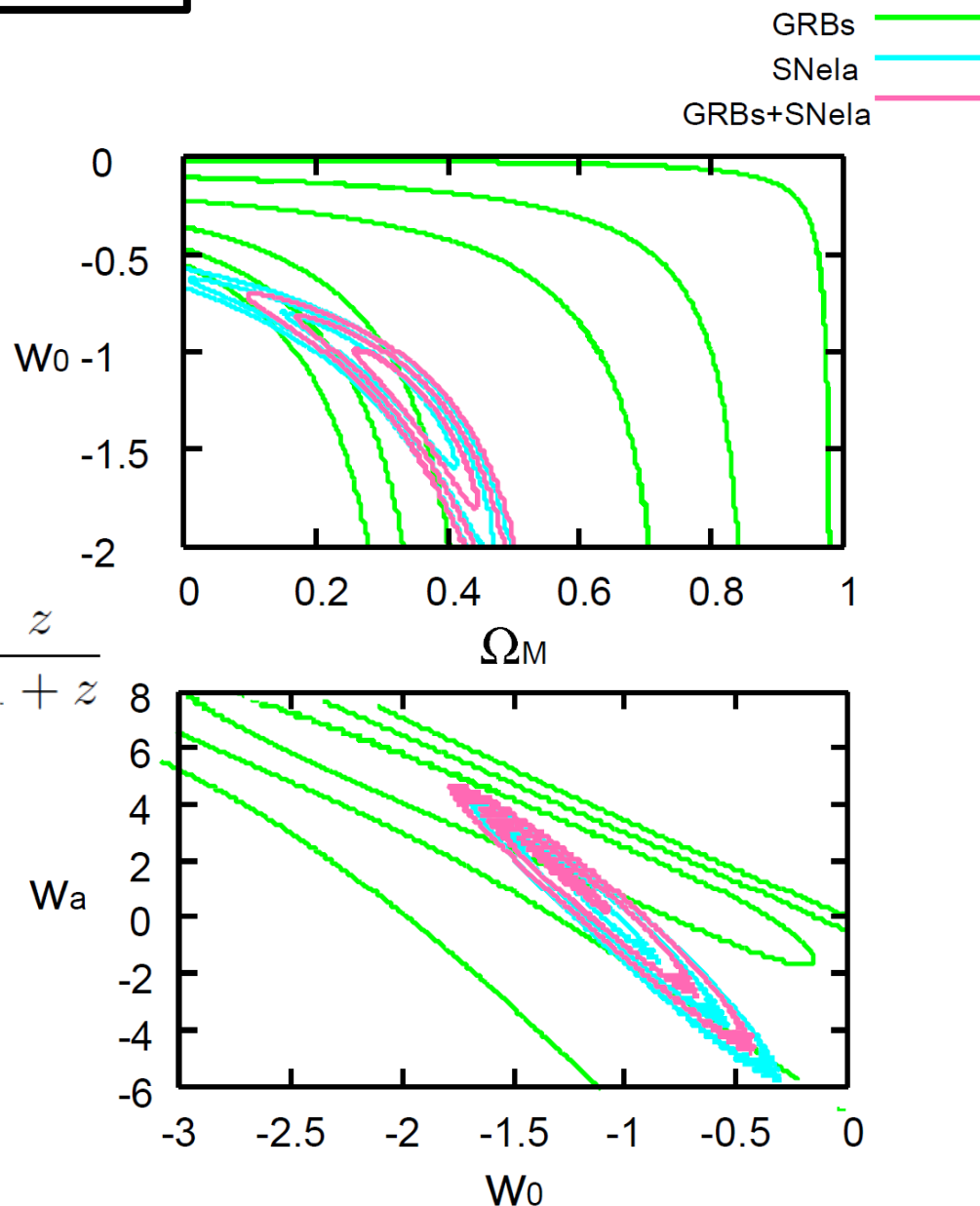
遠方：30個

を使った制限

dynamical EOS

$$w(z) = w_0 + w_a(1 - a) = w_0 + w_a \frac{z}{1+z}$$

GRBは過去にdark energyの  
energy densityが大きくなる  
ようなモデルをよく  
制限できる。





# ブレーザーとGRBまとめ

pair echoの候補天体

TeV放射・宇宙論的距離・明るい

ブレーザー

- ・ 場所がわかっている
- ・ TeV放射しているのがわかっている
- ・ 定常放射が邪魔
- ・ lightcurveが不定形

GRB

- ・ 定常放射がなく、afterglowはわりあいすぐ落ちる
- ・ いつどこで起こるかわからない
- ・ TeV放射しているかわからない

両方とも道具として使われつつある



# 7、ガンマ線バーストの pair echo

KT, K. Murase, K. Ichiki, S. Inoue & S. Nagataki, 2008



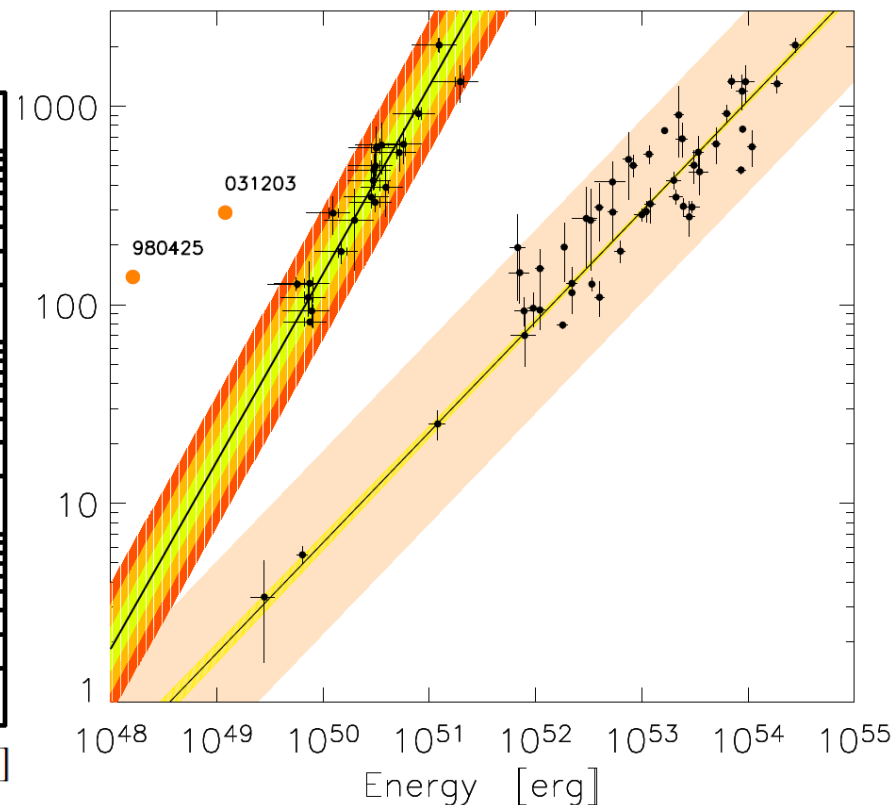
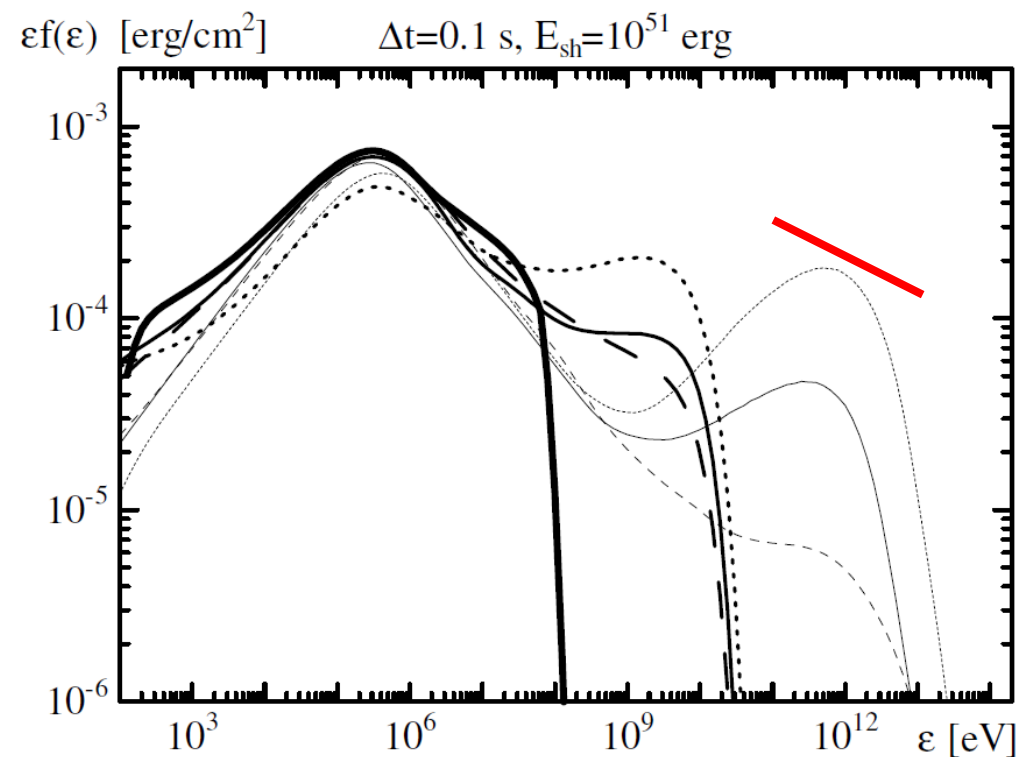
# GRBに適用

次のスペクトルで50秒間一定の放射を仮定する

$$dN_{\gamma}/dE_{\gamma} \propto E_{\gamma}^{-2.2}, \text{ for } 0.1 \text{ TeV} < E_{\gamma} < E_{\text{cut}} = 10 \text{ TeV}$$

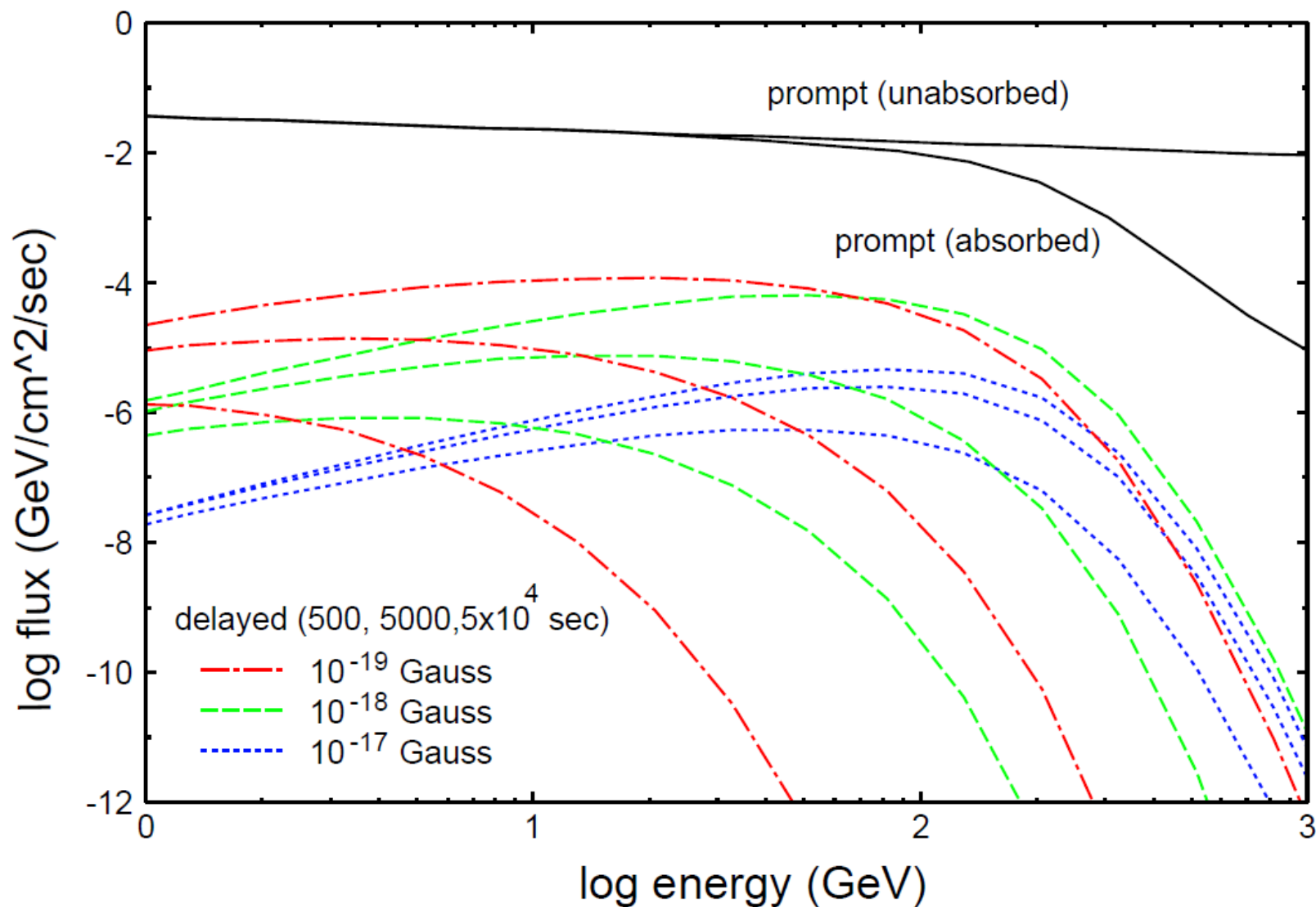
$$E_{\gamma,[0.1,10]}^{\text{iso}} = 3 \times 10^{53} \text{ erg}$$

もちろんTeVで明るいはほどpair echoも明るい。



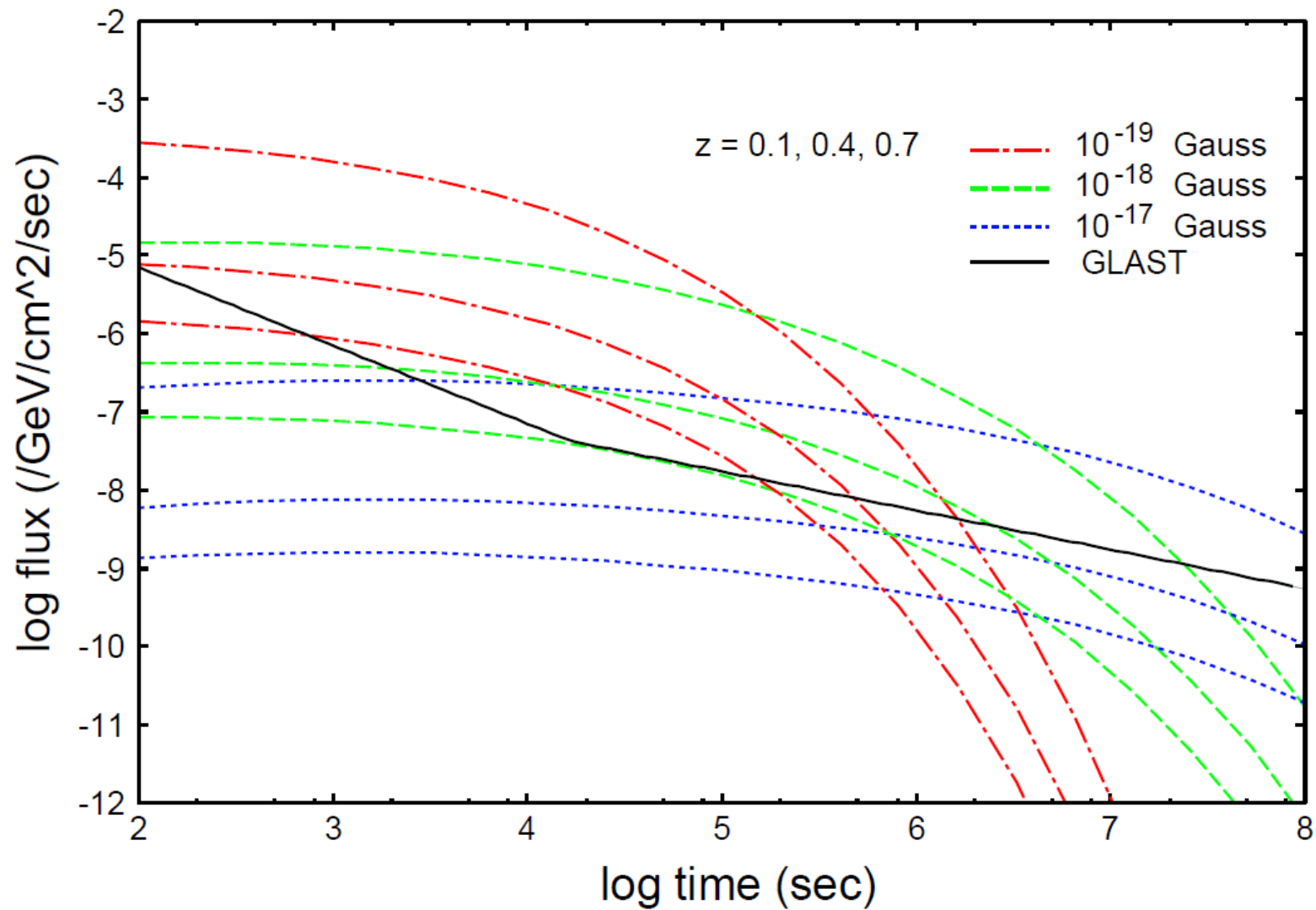


# GRB pair echoのスペクトル



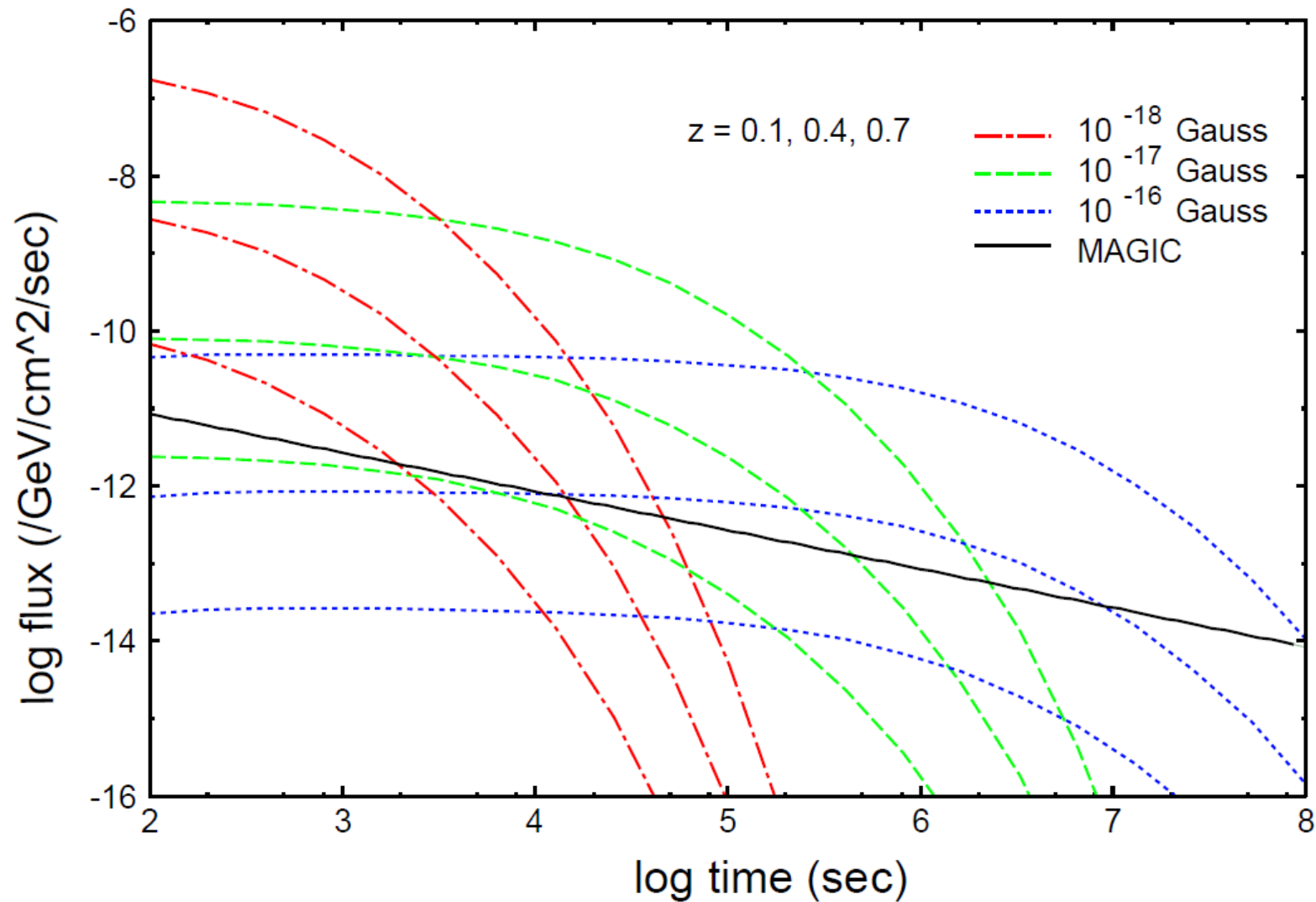


# lightcurve (1GeV)





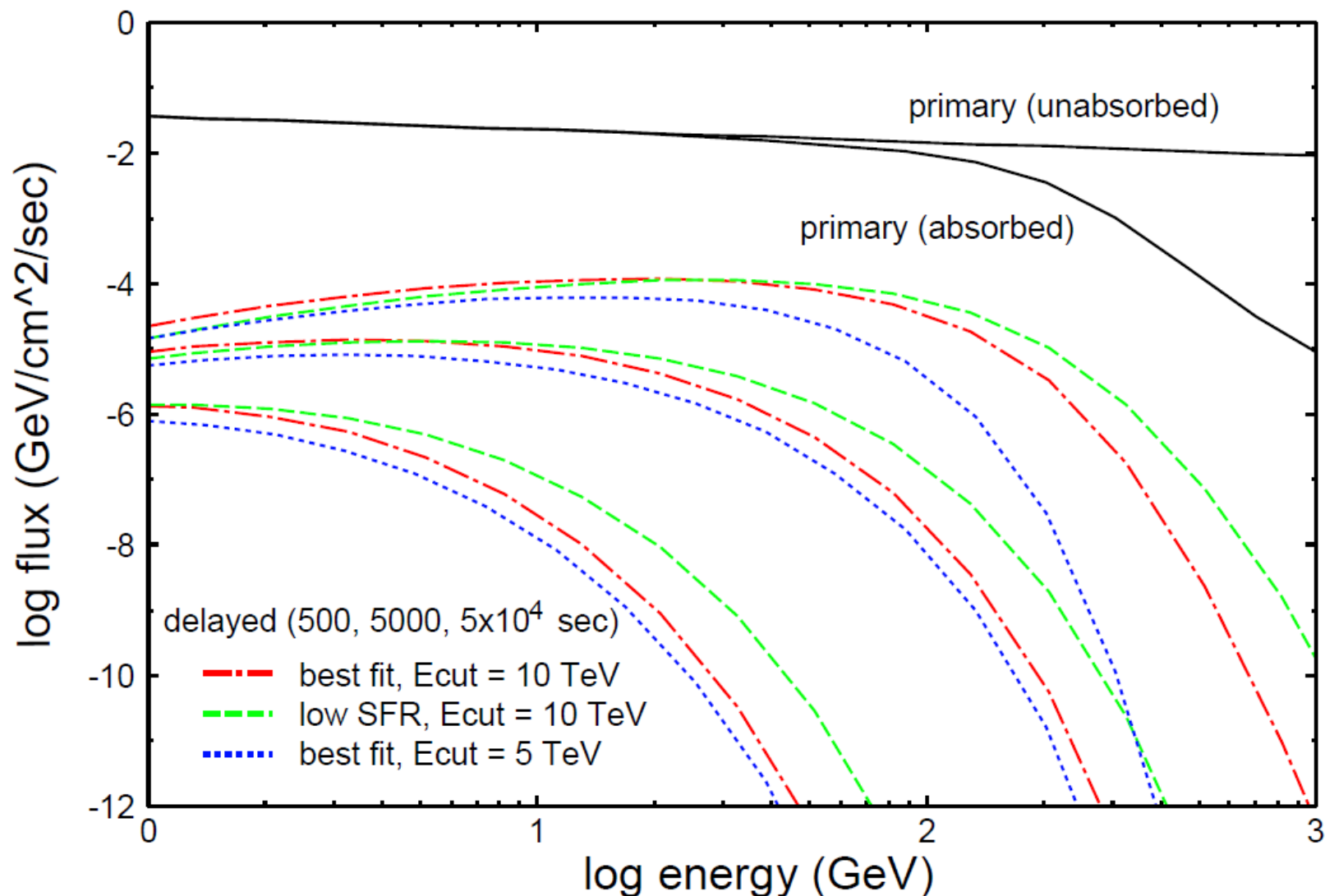
# lightcurve (100GeV)





cutoff energy, EBL依存性

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



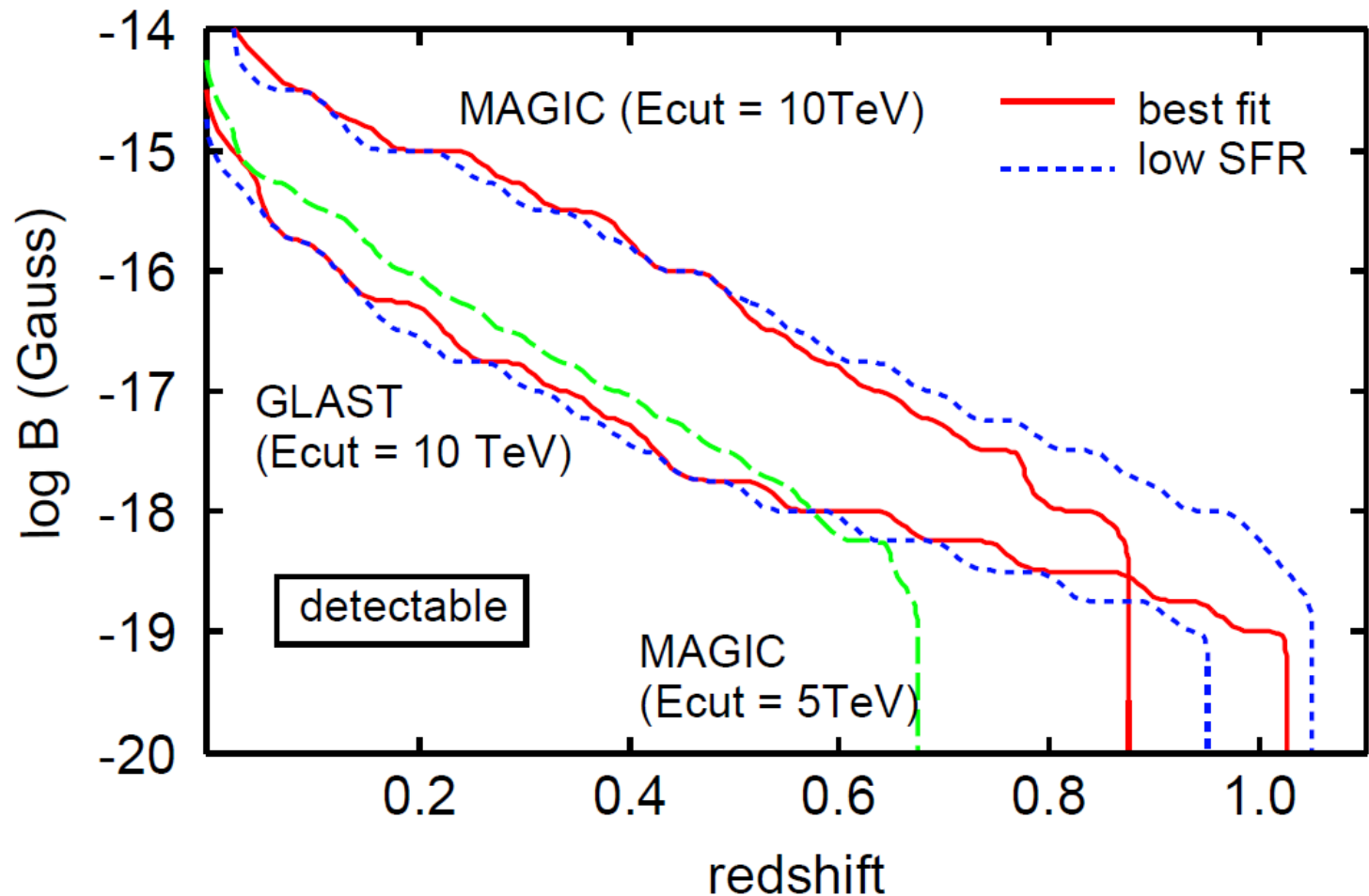


# detectability of pair echo

観測できる条件

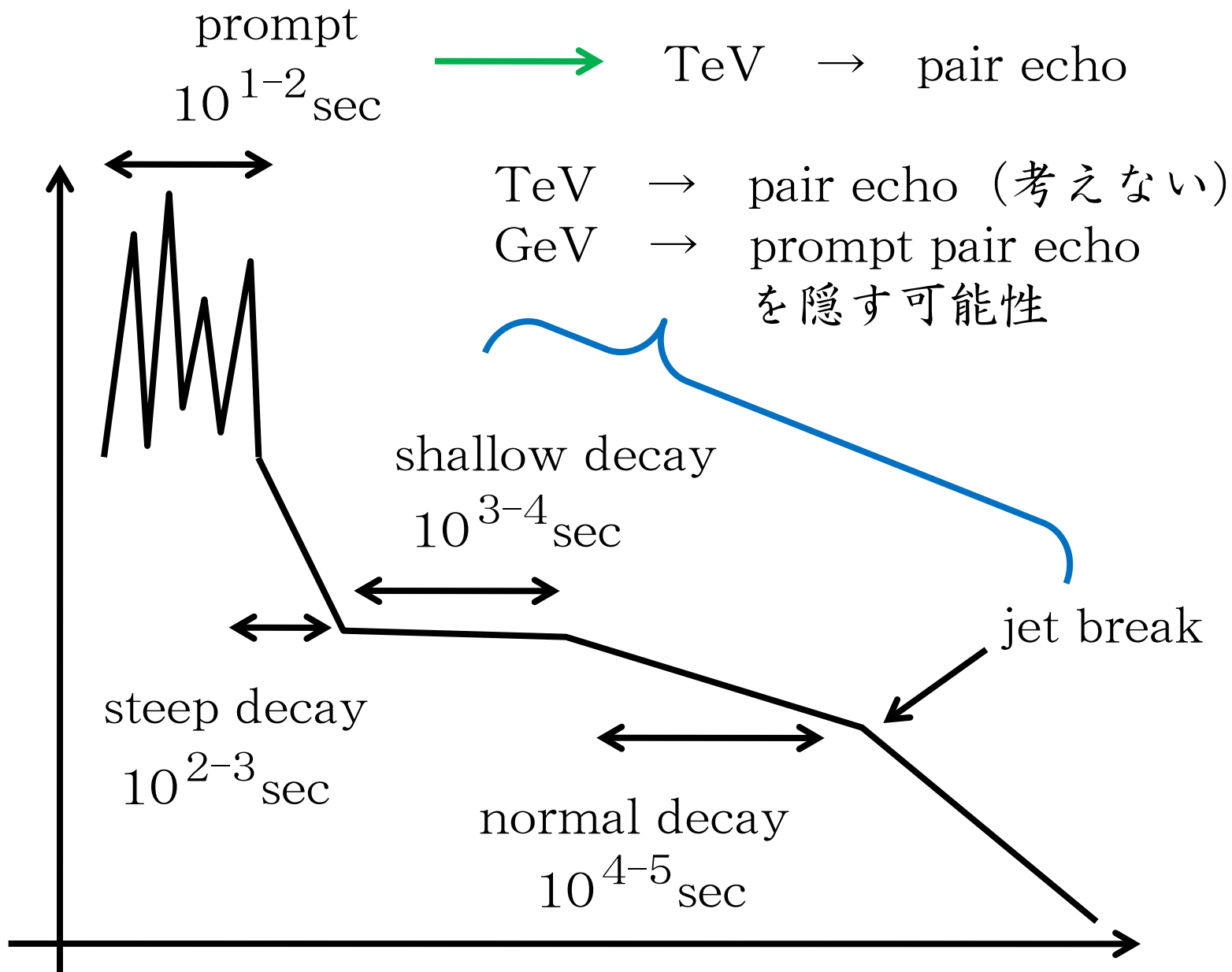
- 近い
- cutoff energyが大きい
- 磁場が弱い
- afterglowに隠されない

磁場が弱すぎると  
pair echo自体は  
観測できるが  
磁場は測れない





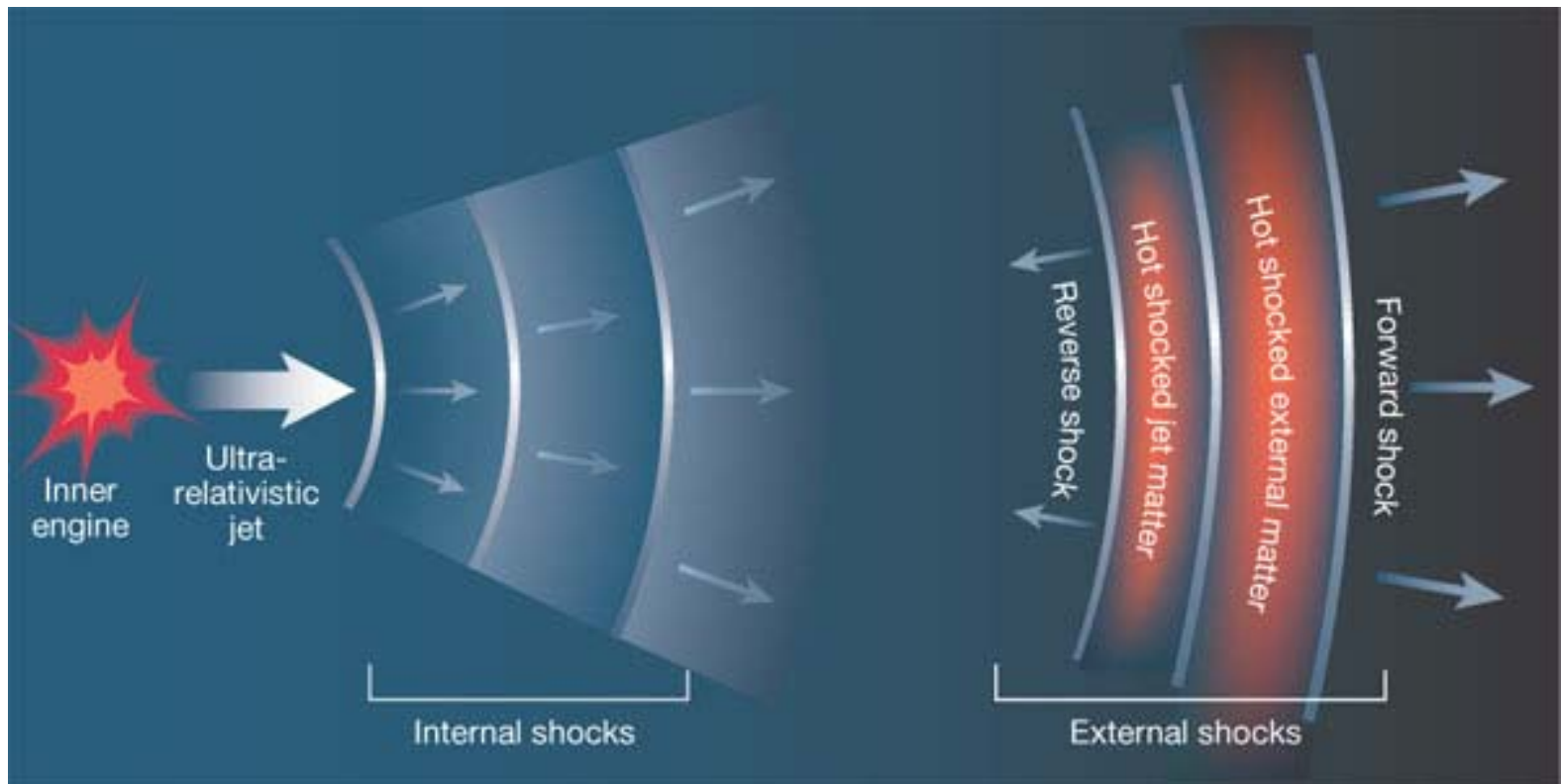
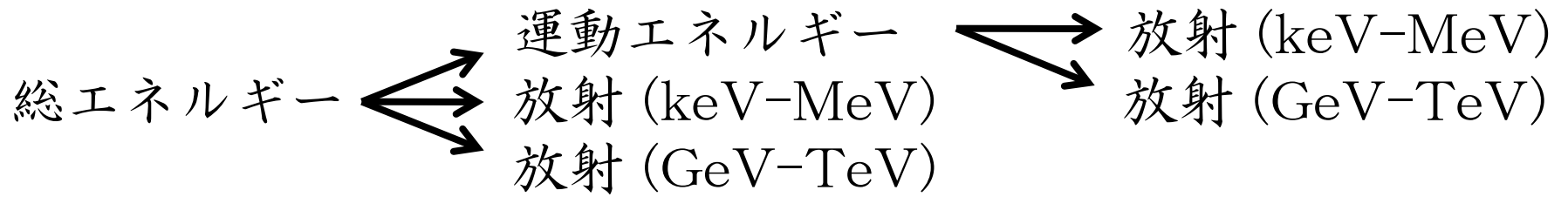
# afterglowとの比較①





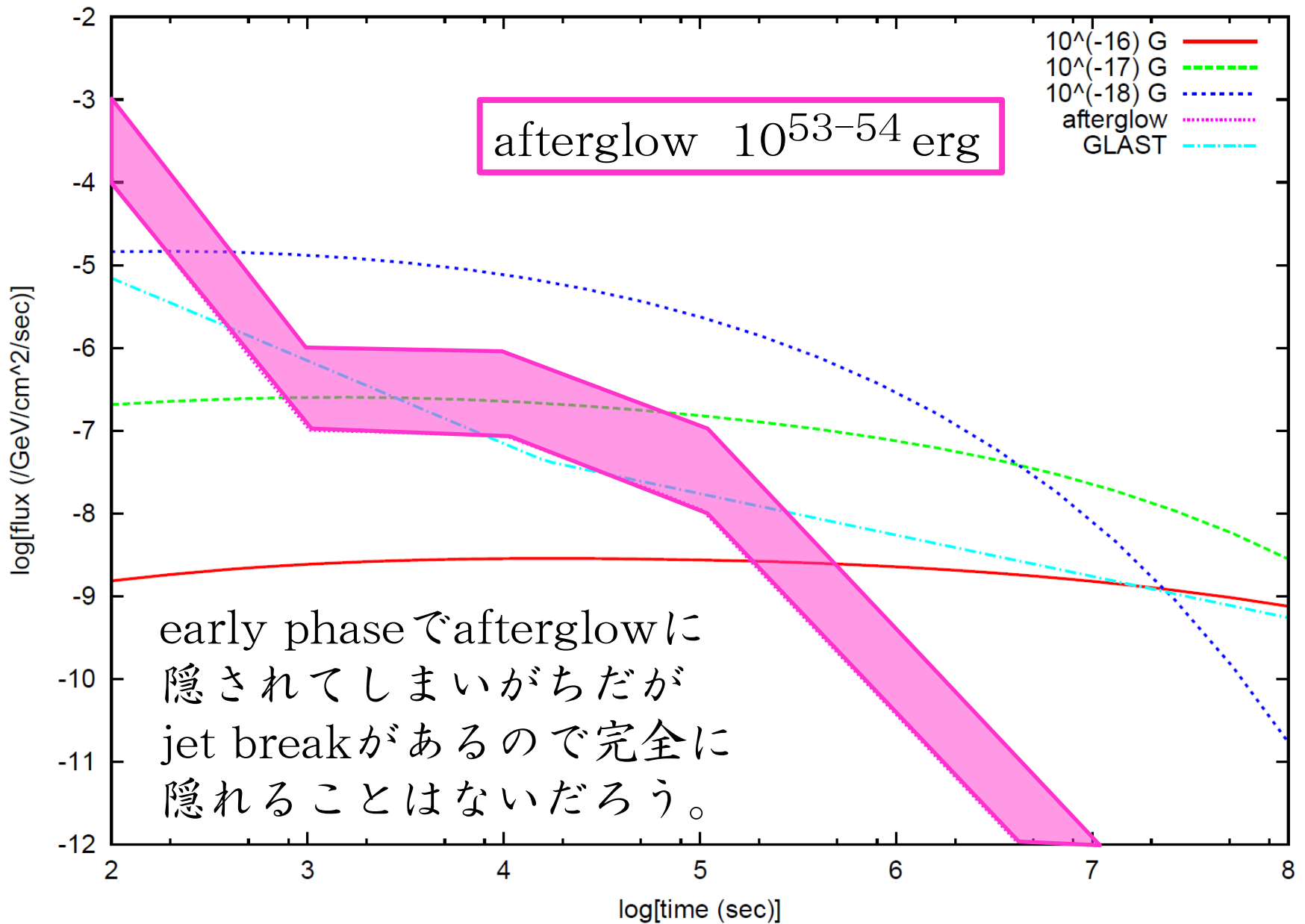
# afterglow との比較②

energetics





# afterglow との比較③





# GRB pair echo まとめ

まず、

pair echoの観測 → TeV放射の証明  
というのが第一。副産物として磁場などの情報が得られる。

磁場が弱くてGRBが近くないとpair echoは観測できない

$$B < 10^{-16} \text{ Gauss}, \quad z < 1$$

これまでの観測では $z < 1$ のGRBは1～2割のようだ。

たぶんafterglowにはあまり隠されず、pair echoの候補天体としてはわりあい「きれい」な天体

GLASTに期待！



# 8、ブレーザーによる 磁場への制限

K. Murase, KT, S. Inoue, K. Ichiki & S. Nagataki, 2008



## TeVブレーザー①

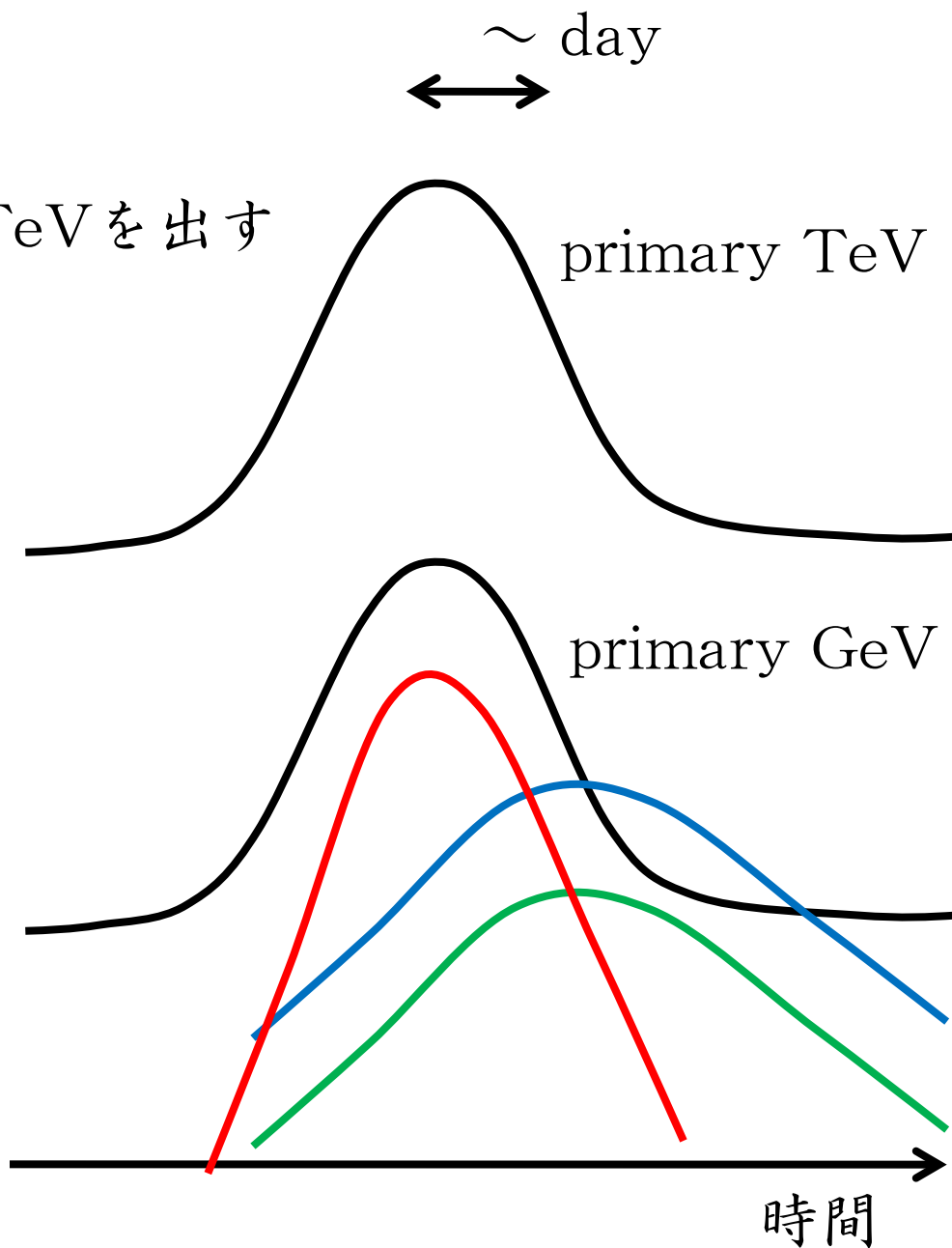
## GRBに比べて複雑

- ・フレアと定常、両方GeV-TeVを出す
- ・フレアが長い ( $\sim$  day)

磁場が弱いと遅延時間が短くて隠れてしまう場合

磁場が強いために  
受かる場合もある

フレアの振幅が小さいと  
定常放射に隠れてしまう





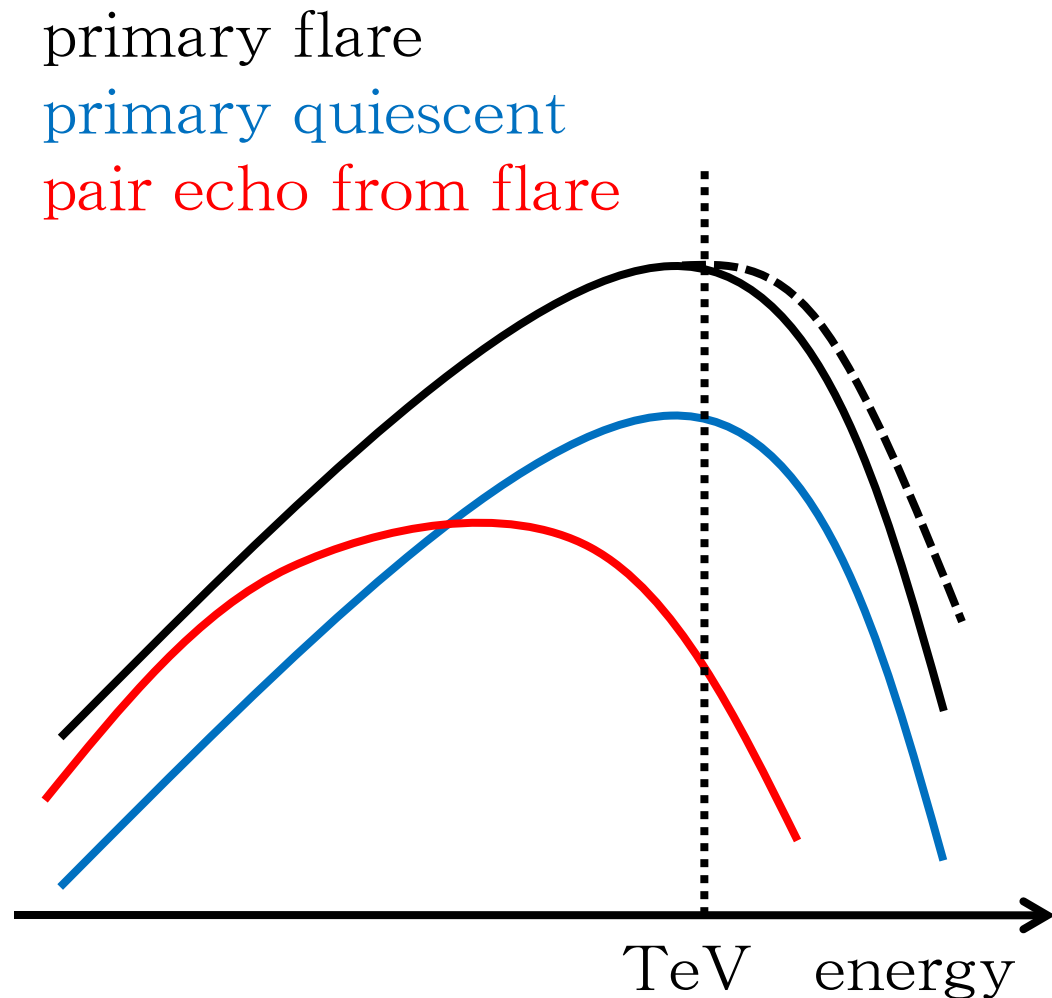
## TeVブレーザー②

pair echoと定常放射は  
同時に観測される

→ 変なスペクトル  
として観測される

→ GeV-TeVにかけて  
普通のスペクトルが  
観測されたら磁場に  
制限がつく  
(逆は難しい)

ここではMkn501を例に  
GLASTがフレアを観測  
した際に予測される制限  
を考える





# Mkn501①

MAGIC (Albert et al. 2007)

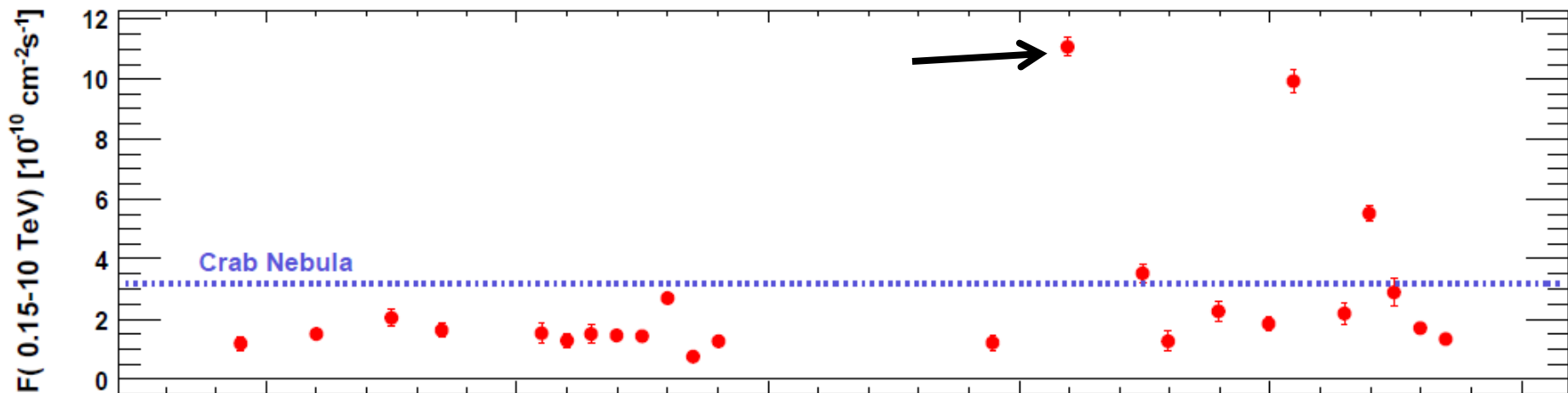
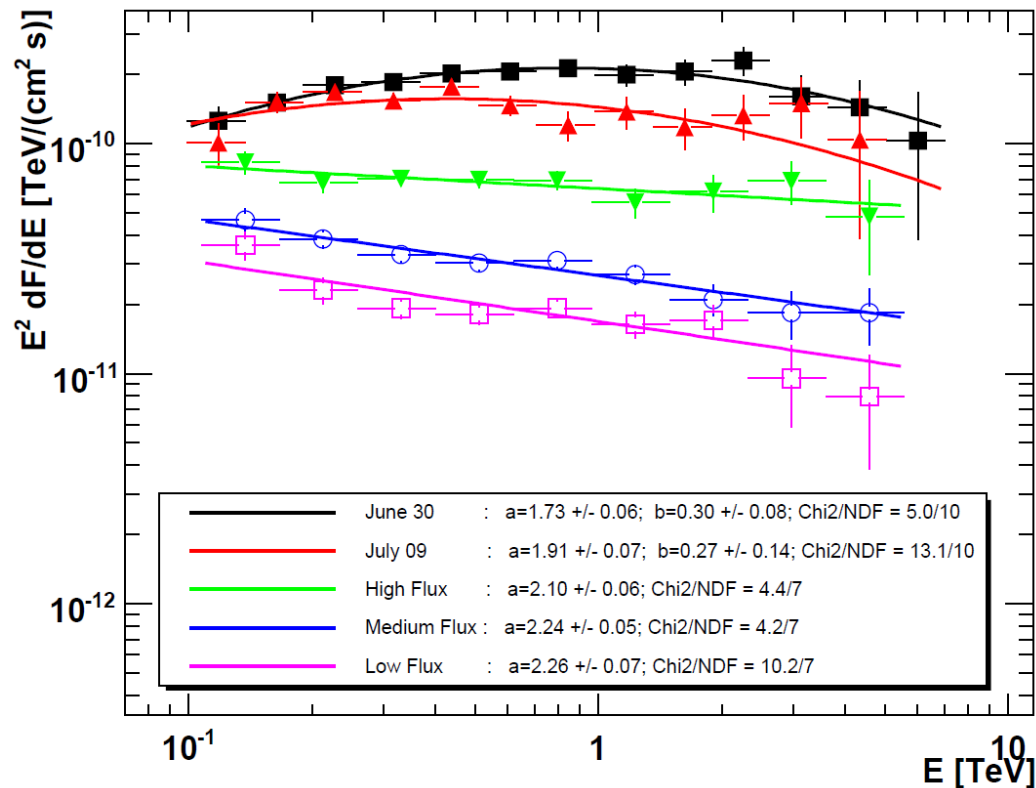
2005年5～7月の観測

フレア：6月30日

7月9日

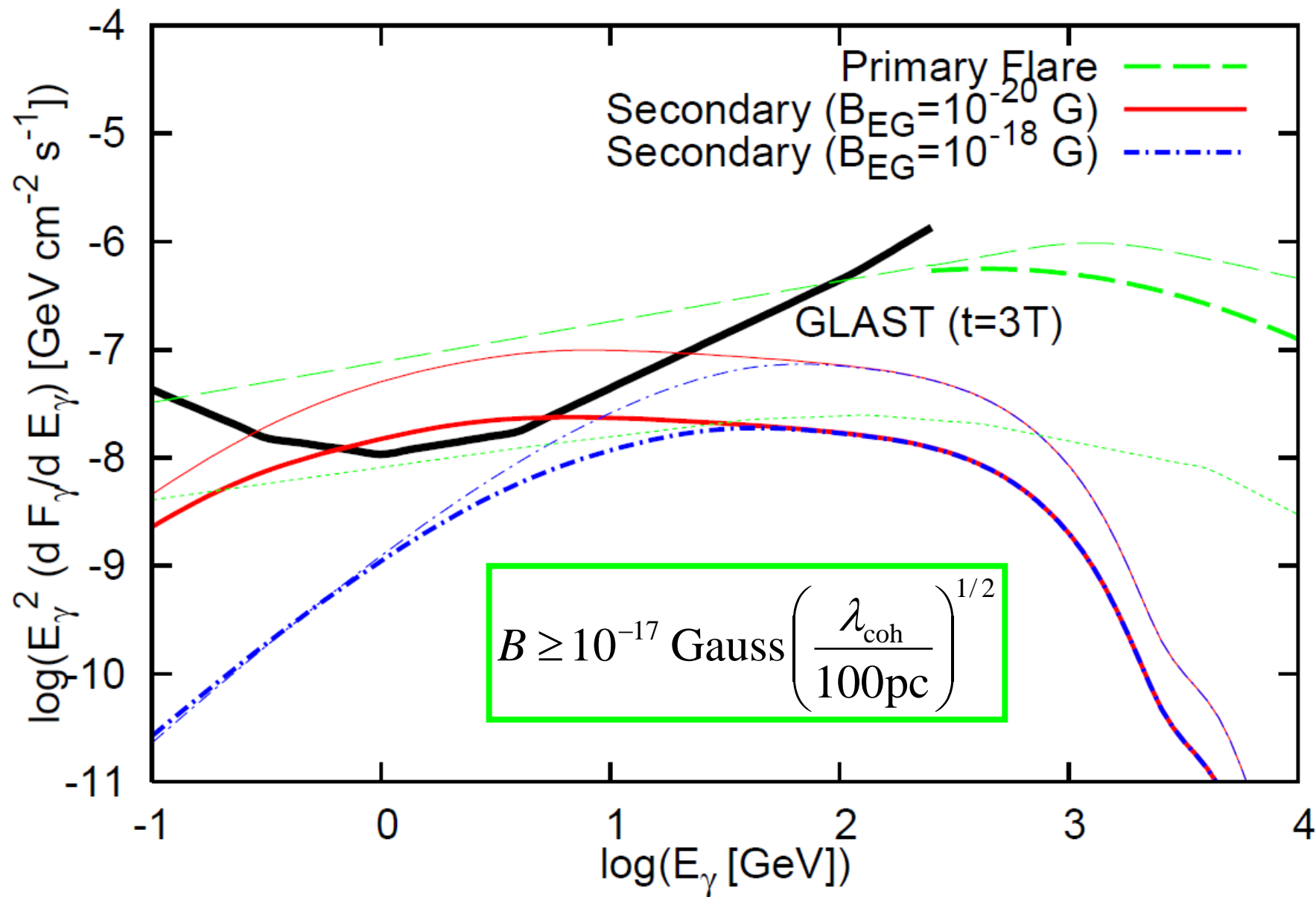
6月30日のフレアと

“low flux” を例として  
考える。





# Mkn501②





# TeVブレーザーのpair echoまとめ

pair echo候補天体としては多少「汚い」が  
TeV放射をしていることがわかっており、場所も  
わかっているので、ずっと観測していれば  
そのうち何かわかるはず。

GLAST + Mkn501でpair echoが観測されなかったら

$$B \geq 10^{-17} \text{ Gauss} \left( \frac{\lambda_{\text{coh}}}{100 \text{ pc}} \right)^{1/2}$$



## 9、まとめ



## まとめ

- 「ゆらぎによる磁場生成」から出発
- これを検証したい
- pair echo
- ボイドの磁場は他にもいろいろな情報を持っている
- pair echoはいろんなことに使えそうだ
- GLASTも打ちあがったことだし、これから  
楽しみなテーマ