



Pair annihilation line emission in relativistic fireballs

Tomoki Wada

GRB 221009A (BOAT)

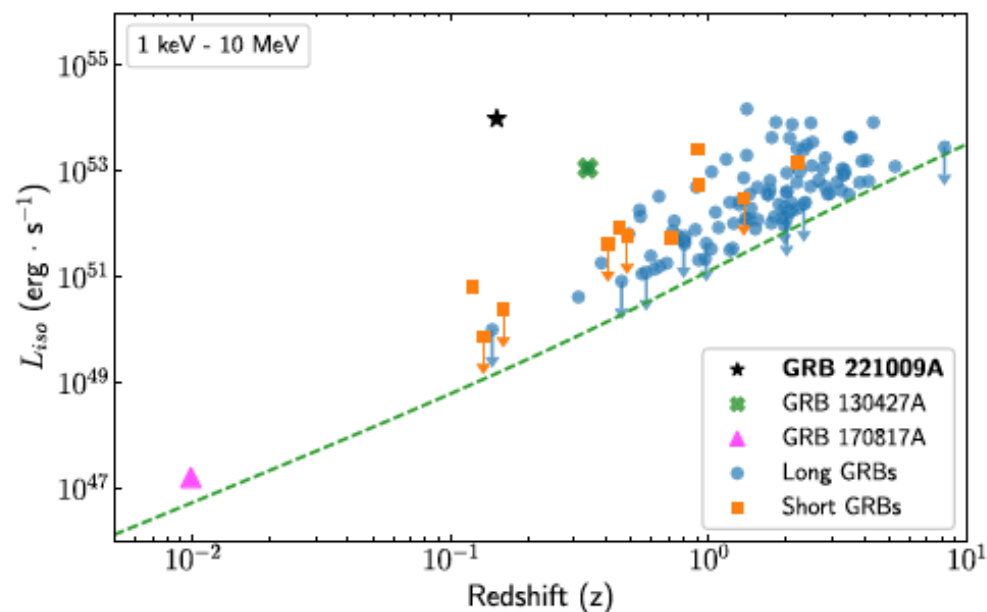
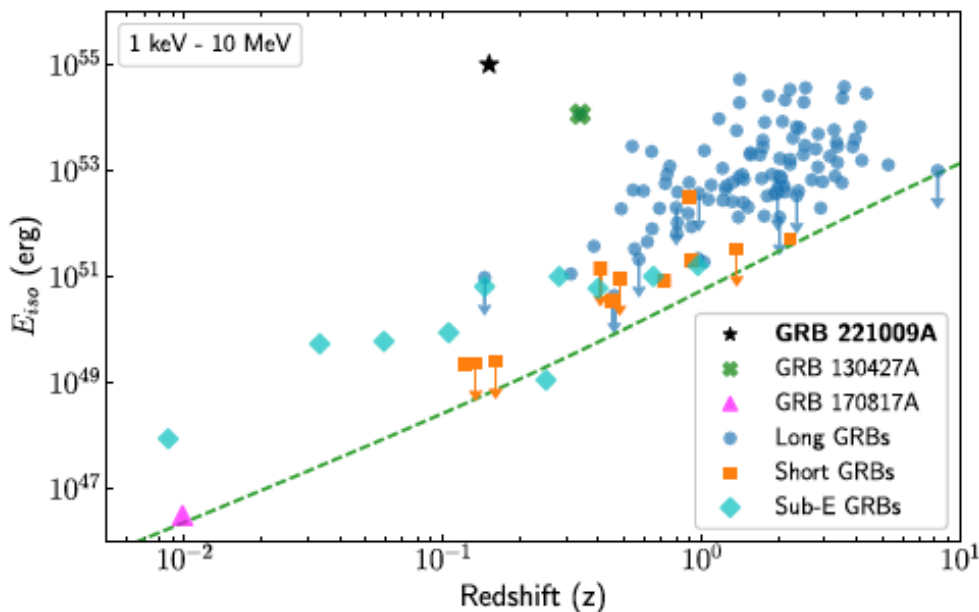
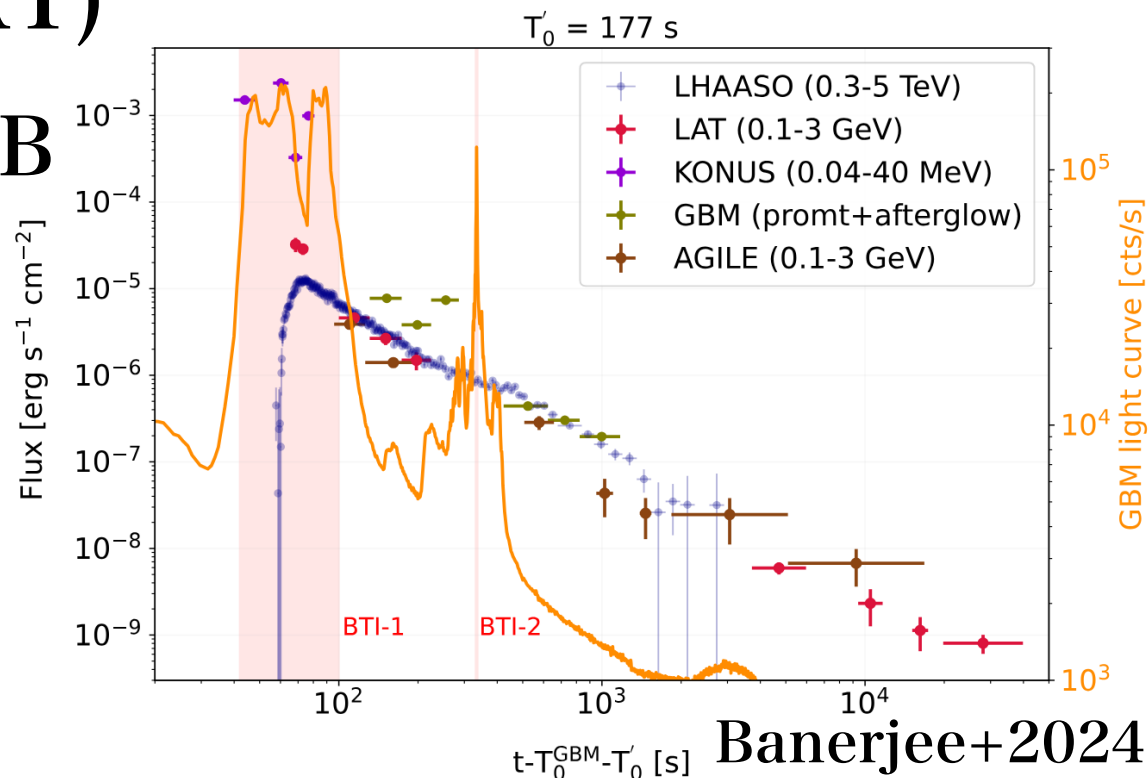
史上最も明るいlong GRB

- $L_{\gamma,iso} \approx 10^{54} \text{ erg/s}$,

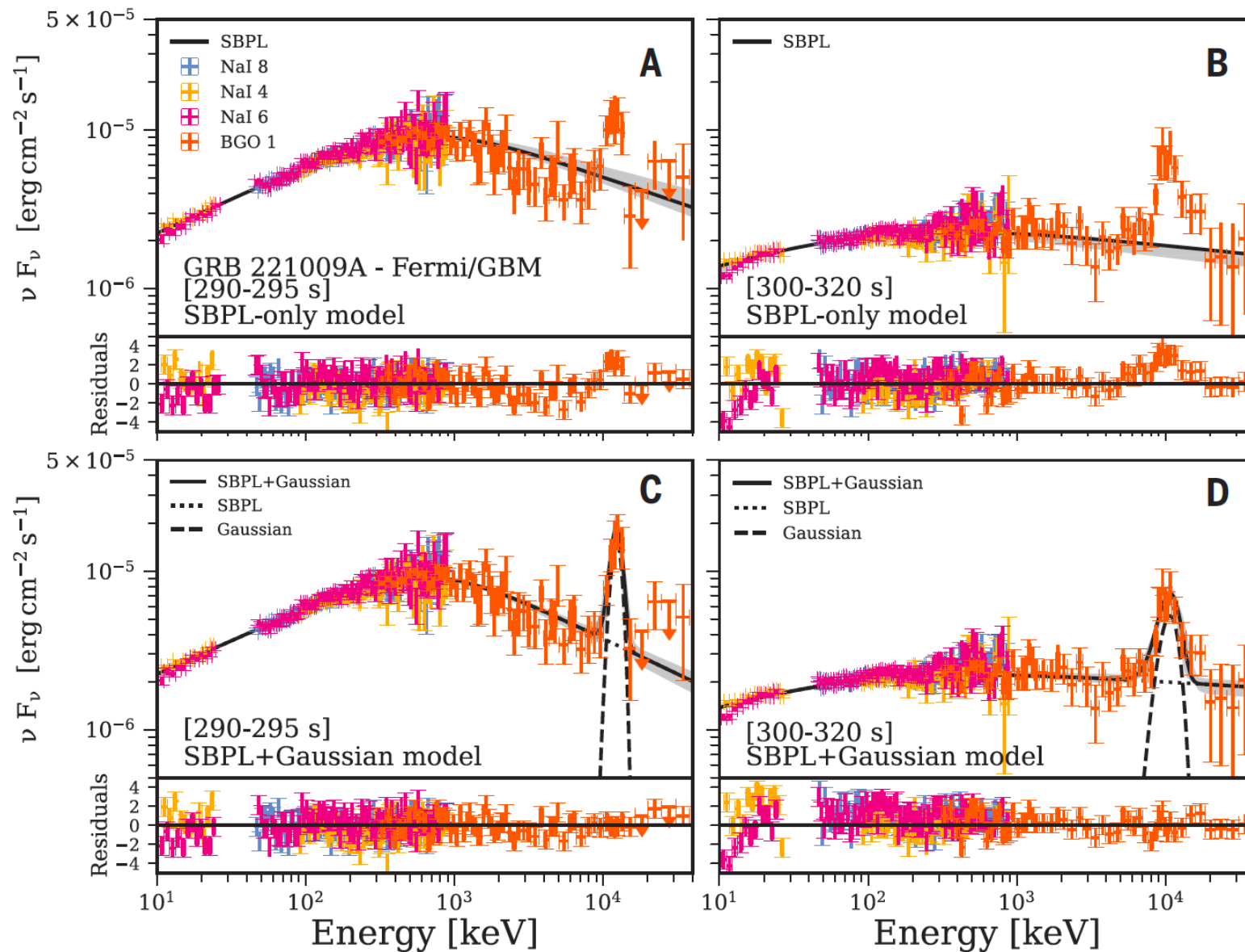
$E_{\gamma,iso} = 10^{55} \text{ erg}$

- $z = 0.151$

- TeV-energy photon



MeV line emission



Ravasio + 2023 science

ガンマ線スペクトルにMeV lineが見えている

MeV line scenarios

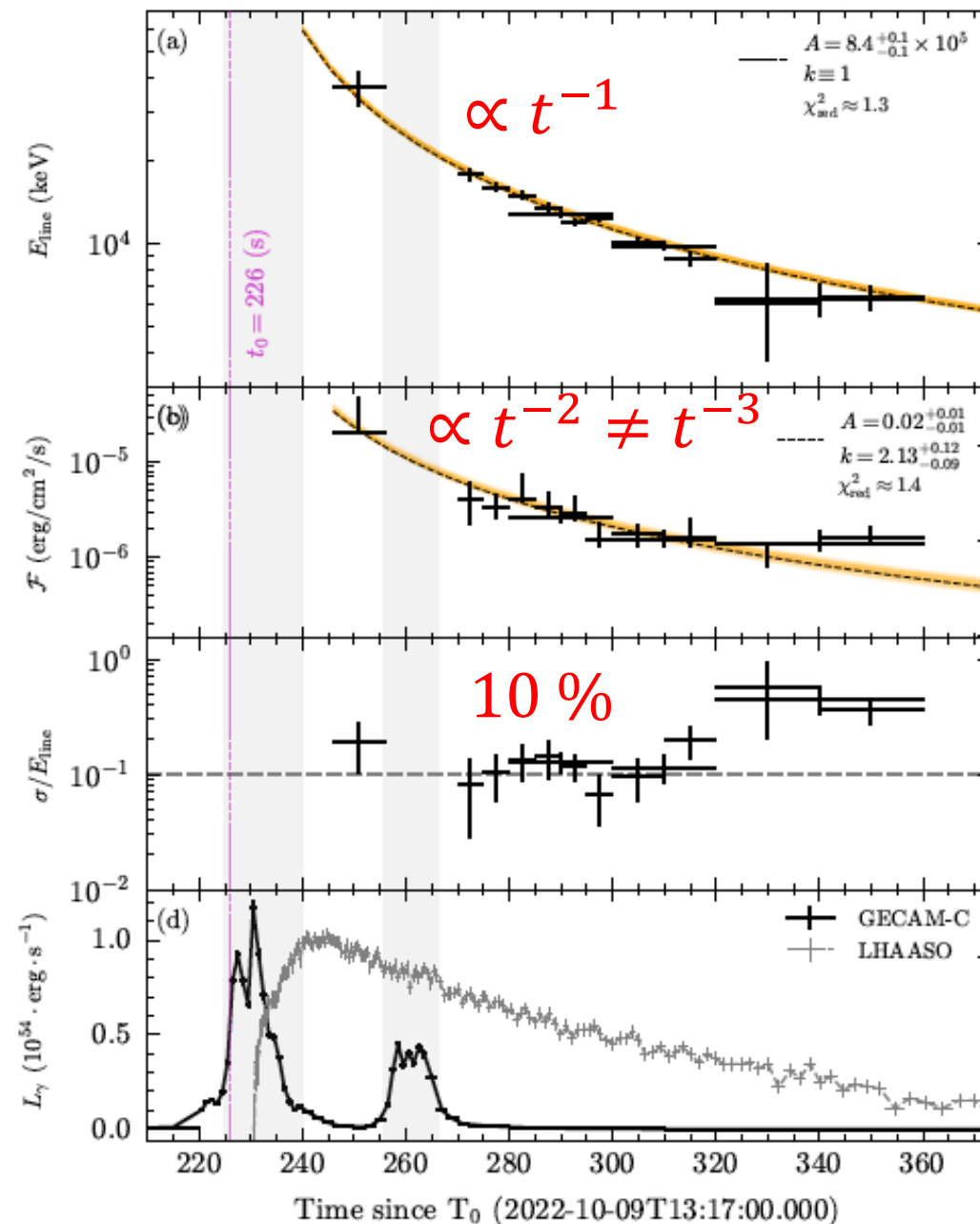
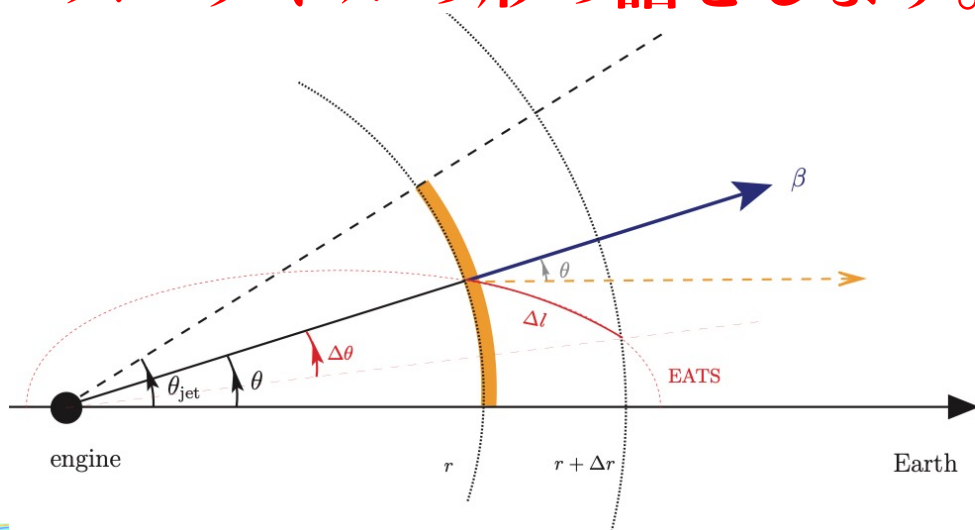
Zhang+2024

Line見えていて

- 中心の時間進化
- スペクトル幅
- 幅の時間進化

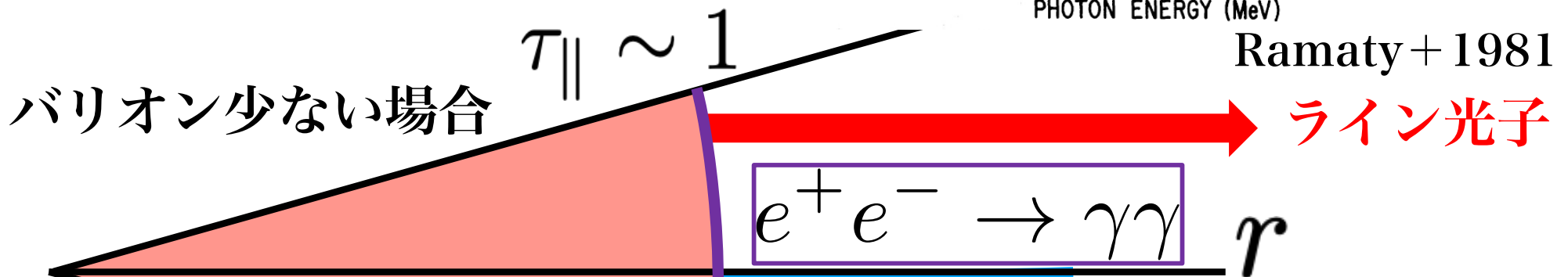
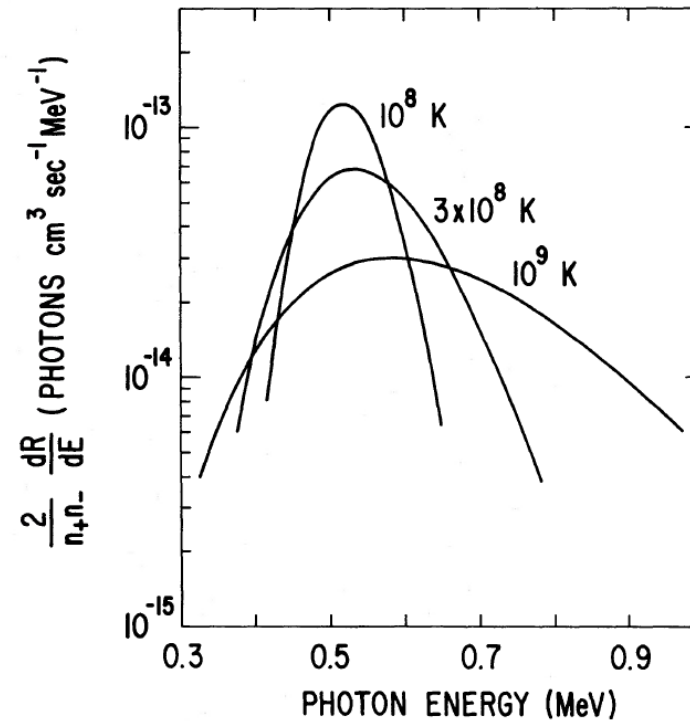
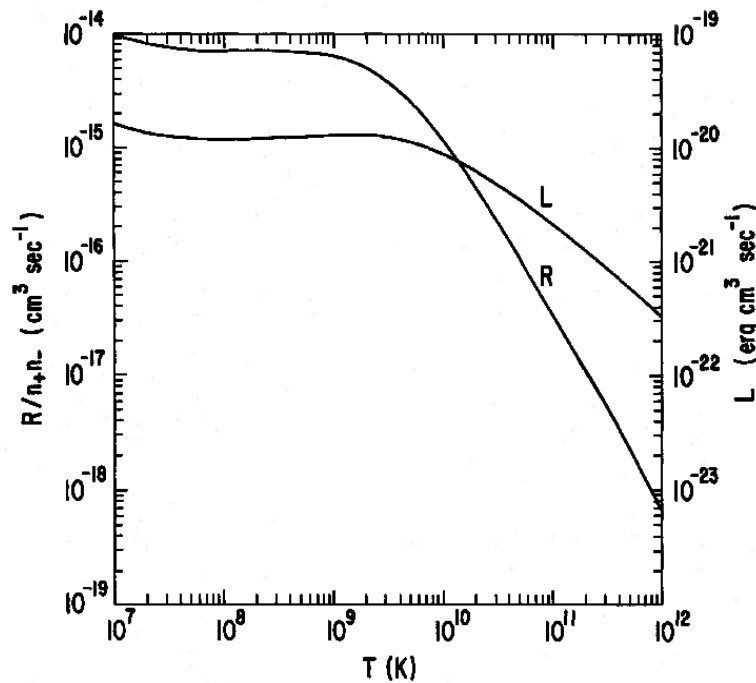
Scenarios

- High-latitude emission
- 重元素のライン
- **Fireball** における対消滅
- **スペクトルの形の話**をします。



Pair annihilation line in fireball

光学的に厚い電子・陽電子プラズマが膨張・冷却
 -> 対消滅に伴って511keVの光子放射

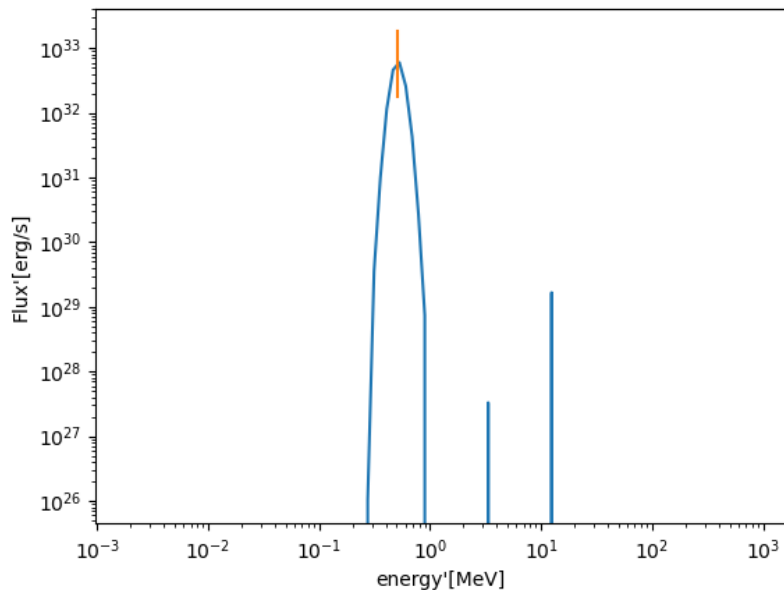


Spectrum (w/o pair annihilation)

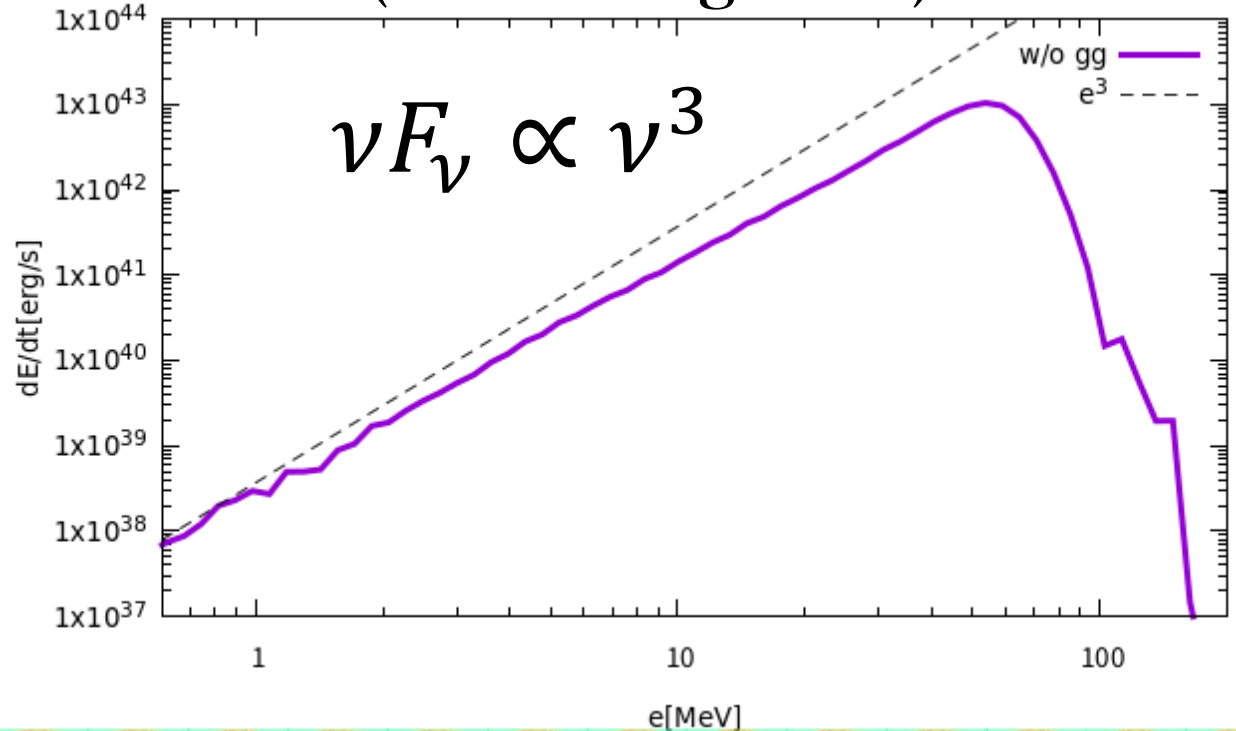
散乱のみを取り入れた場合のスペクトル

-> 注入はGaussianだが、観測されるのはべき分布

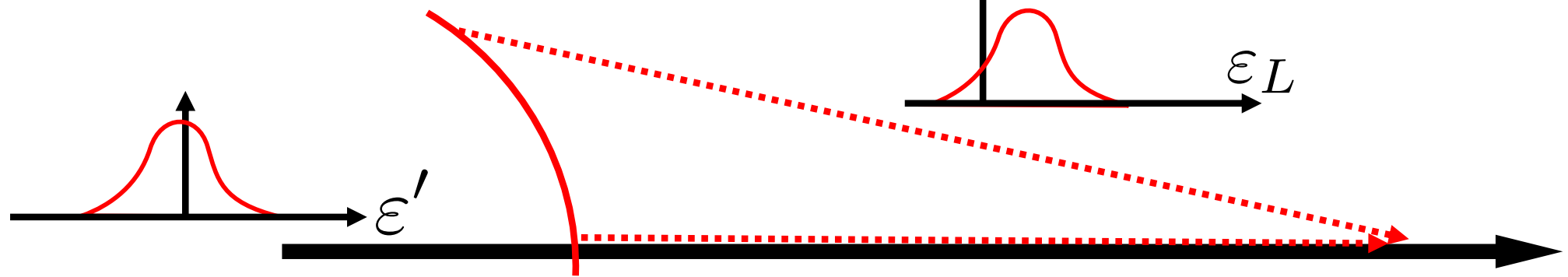
注入スペクトル
in comoving frame



Observed spectrum
(time-integrated)

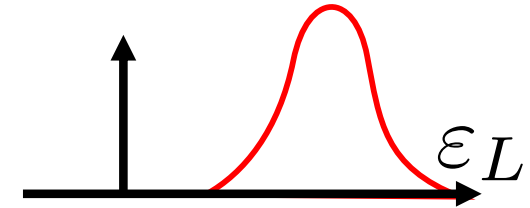


Analytic modeling (single shell



- ある半径で共動系でGaussian lineを仮定

$$\mathcal{F}(\varepsilon) = \frac{F_0}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left[-\frac{(\varepsilon/\bar{\varepsilon} - 1)^2}{2\sigma^2}\right]$$



- 観測するフラックスは各シェルの足し合わせ

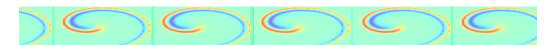
$$\frac{dF_o}{d\varepsilon_o} = 2\pi c^{-2} \left(\frac{r}{D_l}\right)^2 \int d\mu \mu \varepsilon_o^3 \mathcal{F}(\varepsilon_o \Gamma(1 - \beta\mu)) \theta(\mu)$$

$$\rightarrow \frac{dF_o}{d\varepsilon_o} = \frac{2\pi c^{-2}}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \left(\frac{r}{D_l}\right)^2 \frac{\bar{\varepsilon}}{\Gamma\beta^2} \varepsilon_o^2 F_0 \int_{\Delta x} dx \left[1 - \frac{\bar{\varepsilon}}{\varepsilon_o \Gamma}(x + 1)\right] \exp\left[\frac{-x^2}{2\sigma^2}\right]$$

$\propto \varepsilon_o^2$

$$x = \frac{\varepsilon_o \Gamma(1 - \beta\mu)}{\bar{\varepsilon}} - 1$$

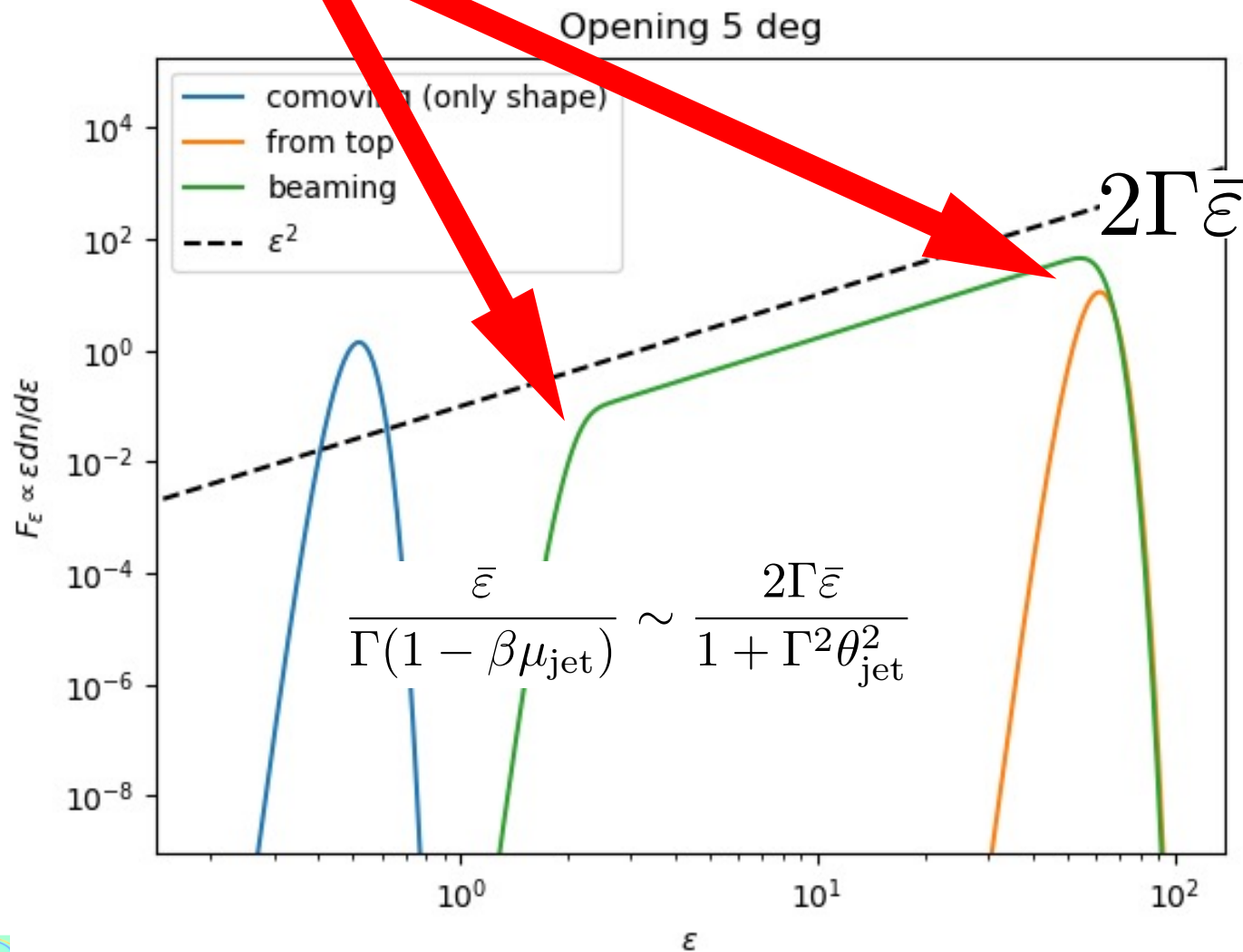
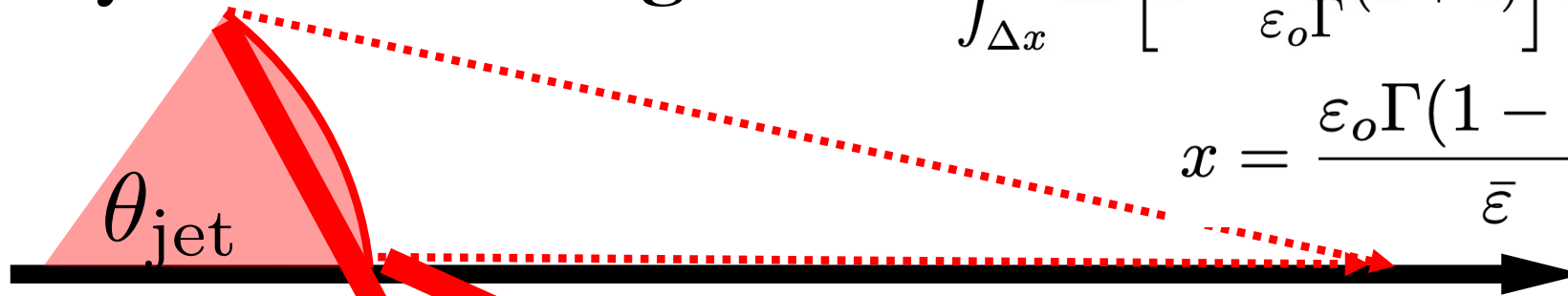
相対論的シェルからの放射を同時に観測すると、
「ビーミング効果だけで」 $F_\nu \propto v^2$ が実現される。



Analytic modeling

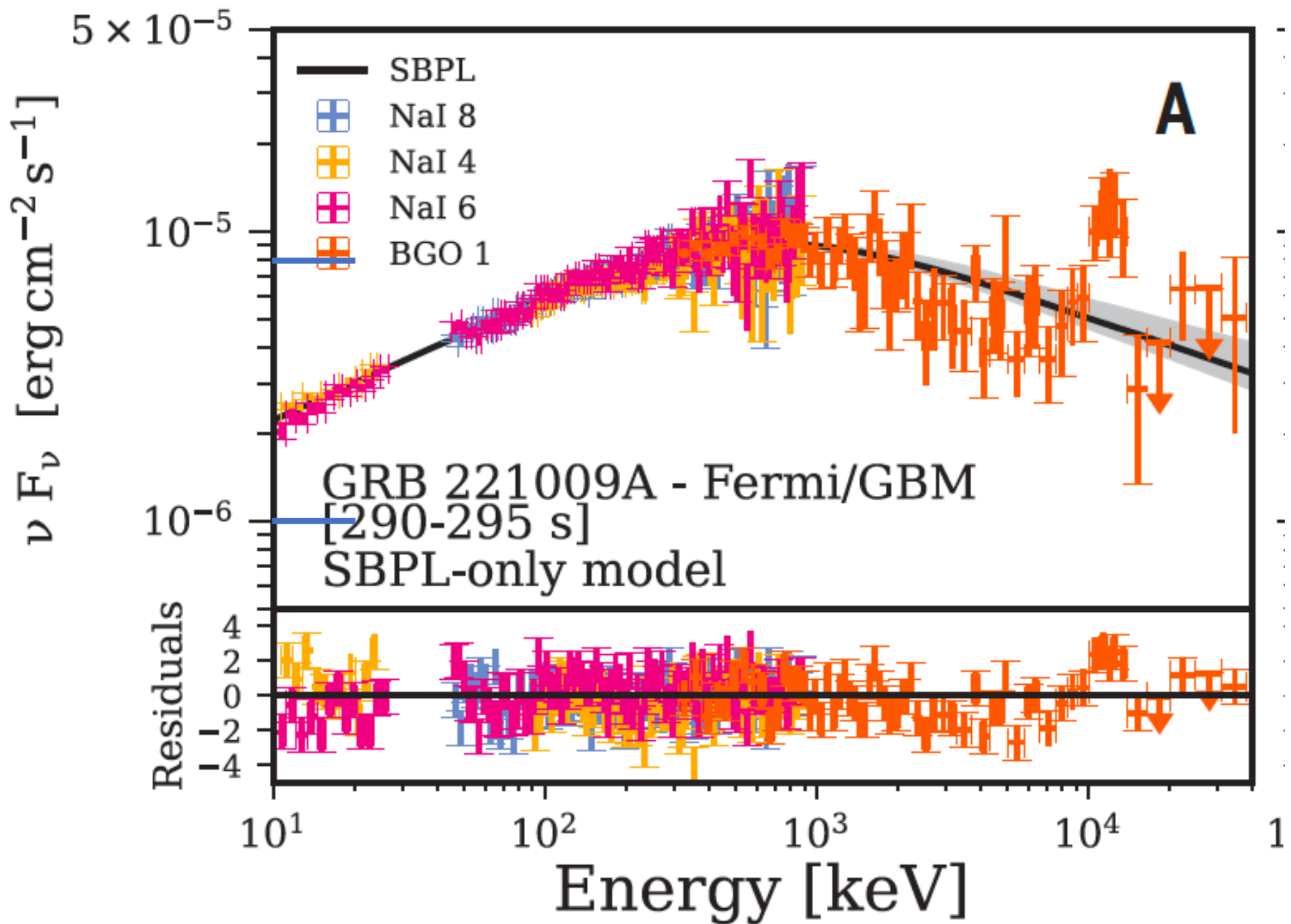
$$\int_{\Delta x} dx \left[1 - \frac{\bar{\epsilon}}{\epsilon_o \Gamma} (x + 1) \right] \exp \left[\frac{-x^2}{2\sigma^2} \right]$$

$$x = \frac{\epsilon_o \Gamma (1 - \beta \mu)}{\bar{\epsilon}} - 1$$



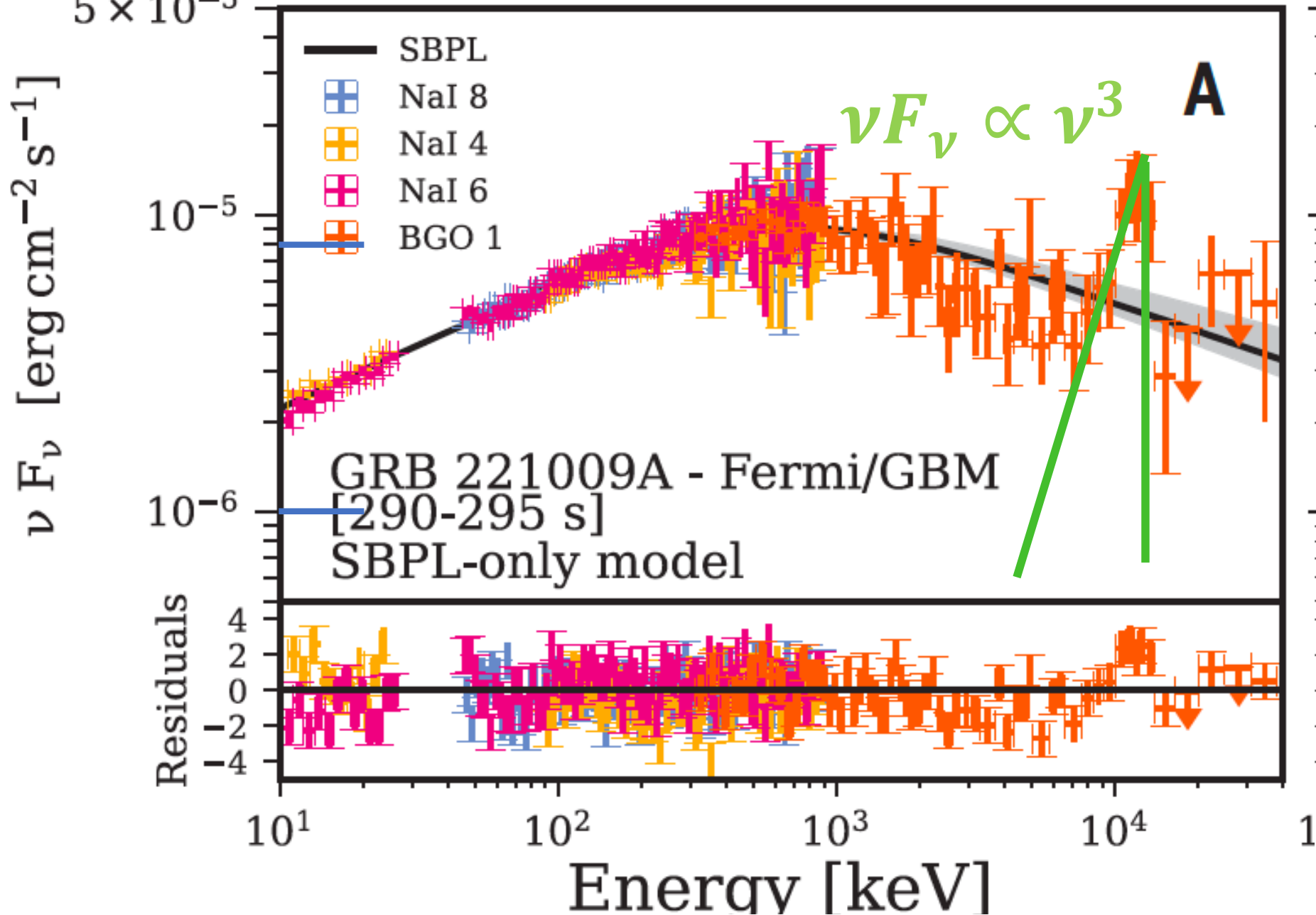
$$\frac{dF_o}{d\epsilon_o} \propto \epsilon_o^2$$

えいやっ



えいやっ

5×10^{-5}



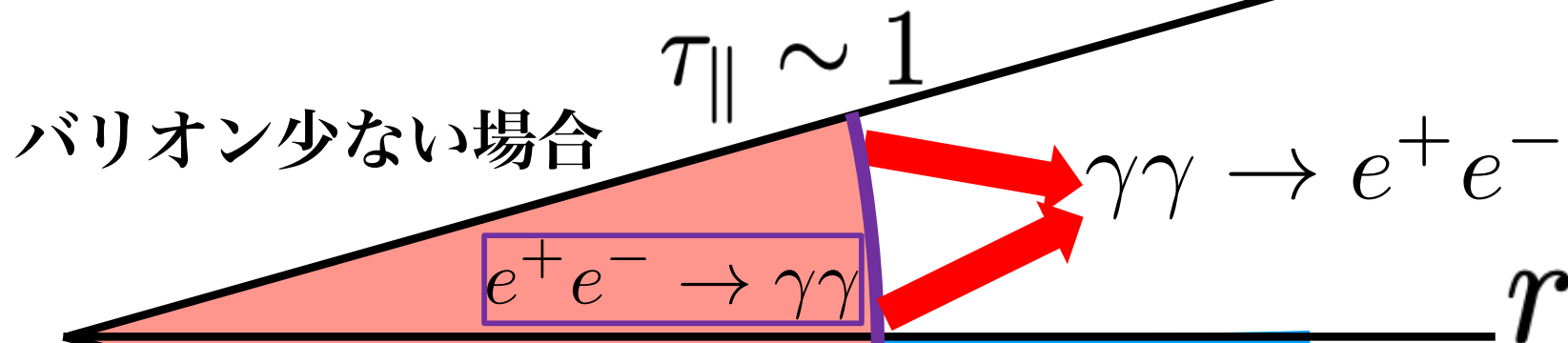
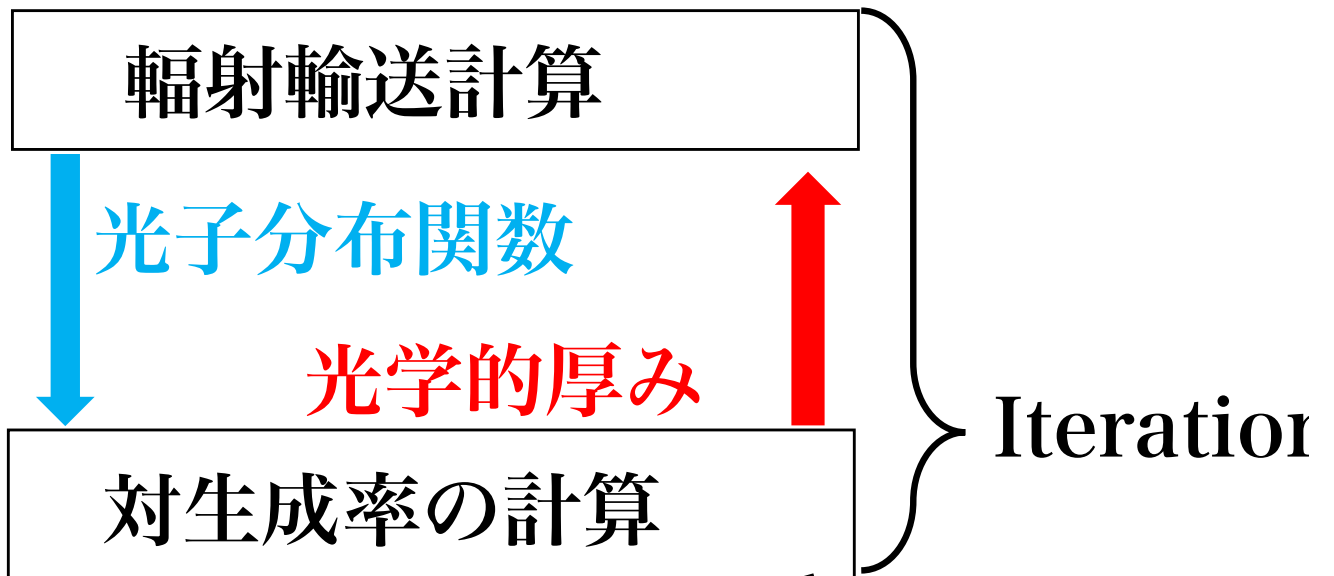
高緯度放射で広がる効果は小さい

Pair annihilation

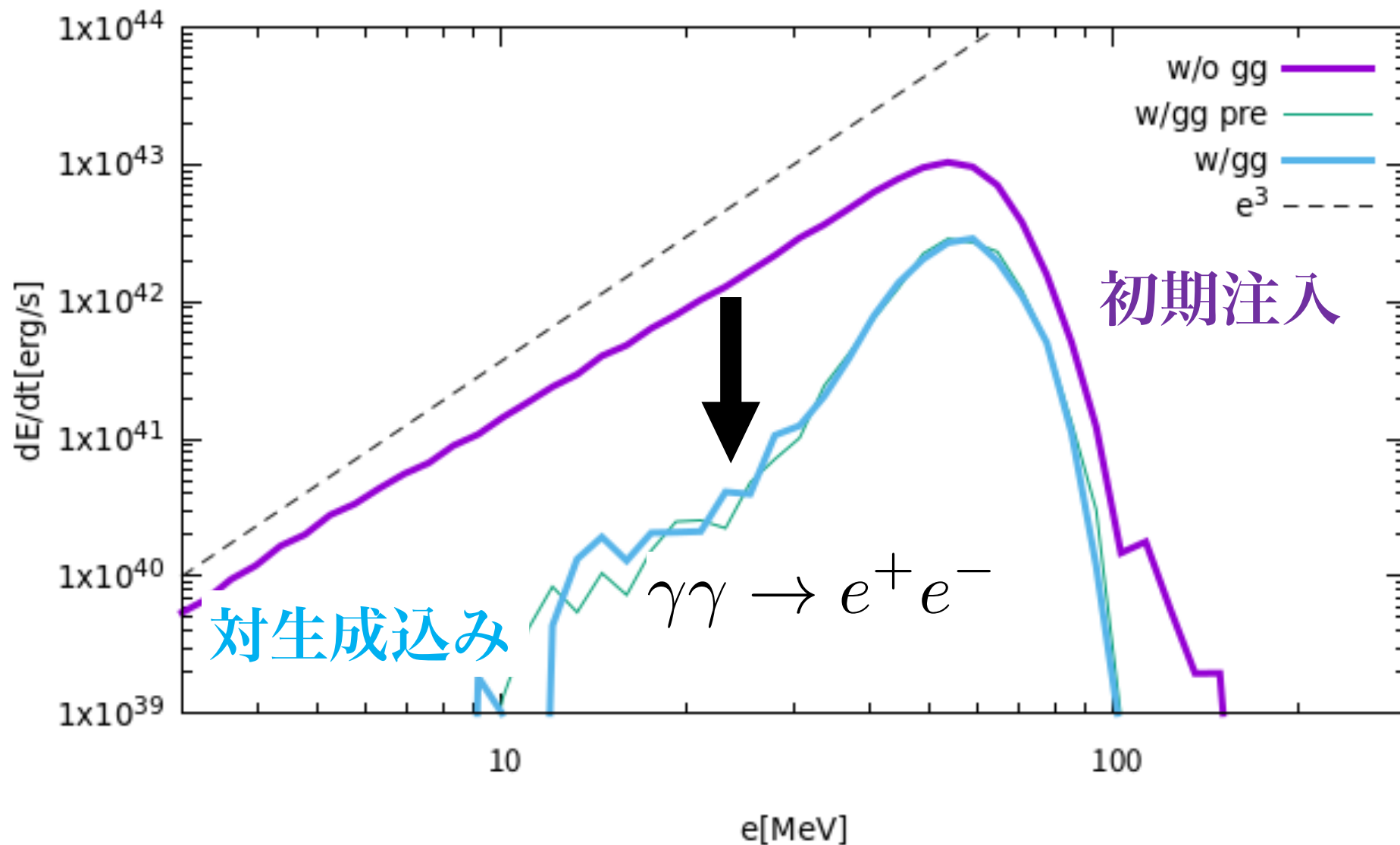
対生成の光学的厚み

$$\frac{d\tau_{\gamma\gamma}}{dl} = \Gamma(1 - \beta\mu_L) \int d^3p' f_{\gamma}(p') \sigma_{\gamma\gamma}(1 - \mu'_{\gamma\gamma})$$

→ iterationで
収束先を求める

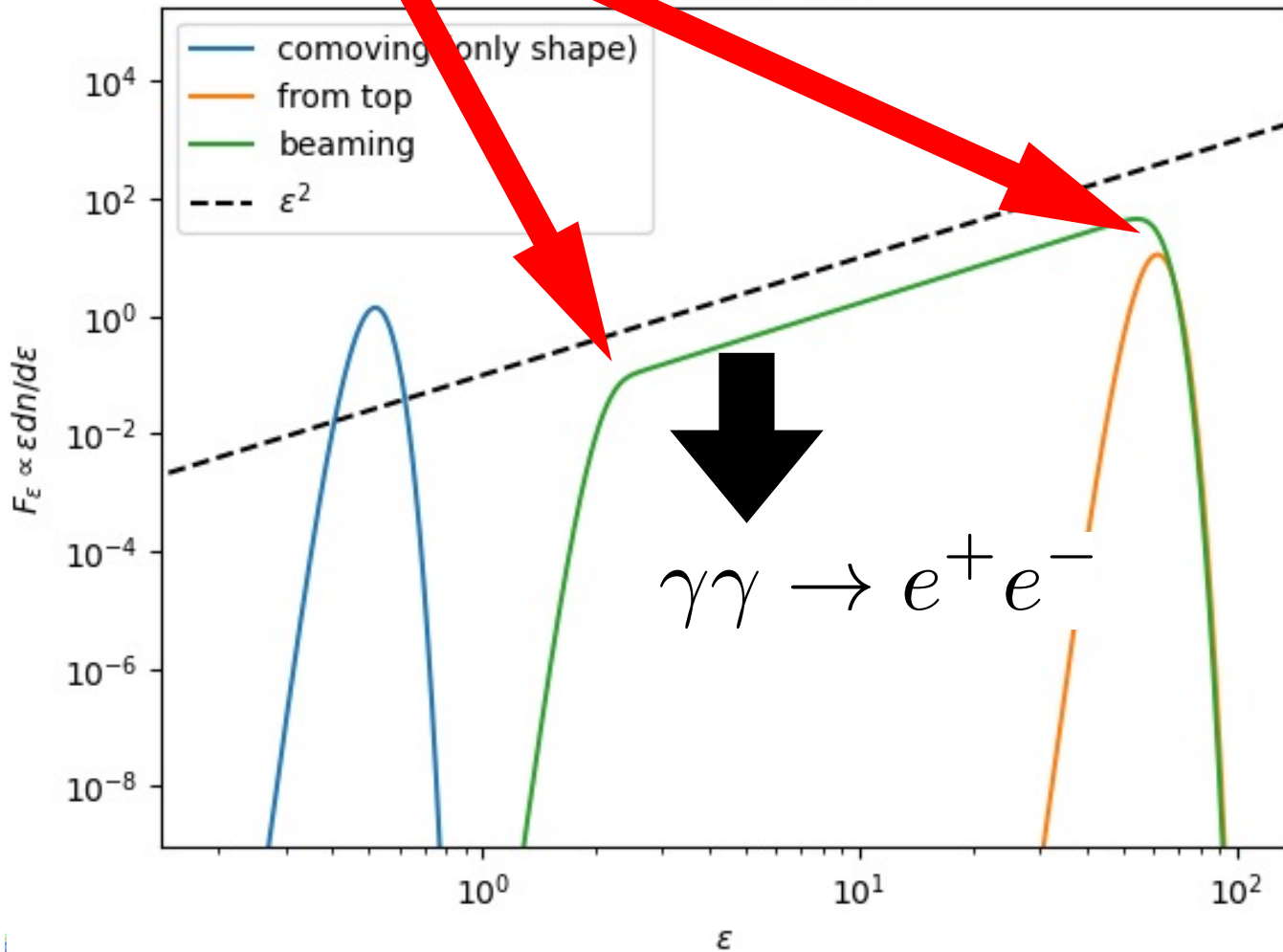
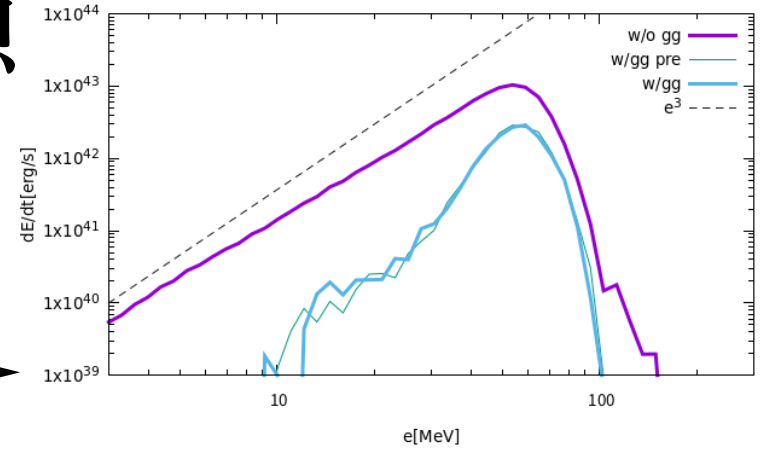
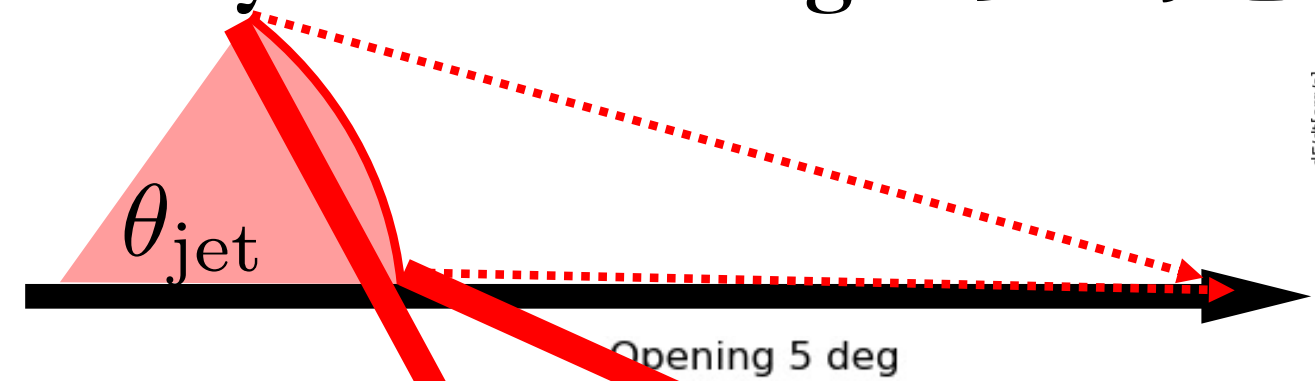


Spectrum w/pair creation

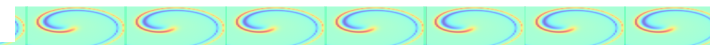


Gaussianのライン幅 ~ 0.2 c.f., obs ~0.1

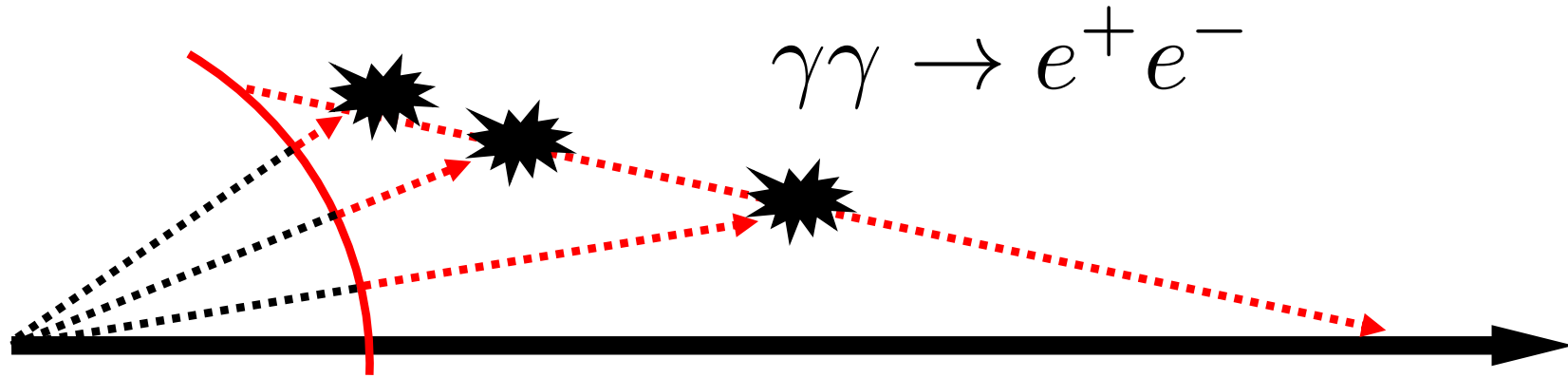
Analytic modelingからの予想



対生成で減っているのは、High-latitudeからの光子



Analytic model -- pair annihilation --



- 主に動径方向に伝搬する光子との対消滅を考える。
注入はシェルでデルタ関数的に入れる。

$$\frac{d\tau_{\gamma\gamma}}{dl} = \Gamma(1 - \beta\mu_L) \int d^3p' f_\gamma(p') \sigma_{\gamma\gamma}(1 - \mu'_{\gamma\gamma})$$

$$\simeq \Gamma(1 - \beta\mu) \left(\frac{\Gamma_{\text{em}}}{\Gamma}\right)^3 \frac{n_{\gamma,\text{em}}\sigma_T}{20} \Theta(\mu_{\text{crit}} - \mu)$$

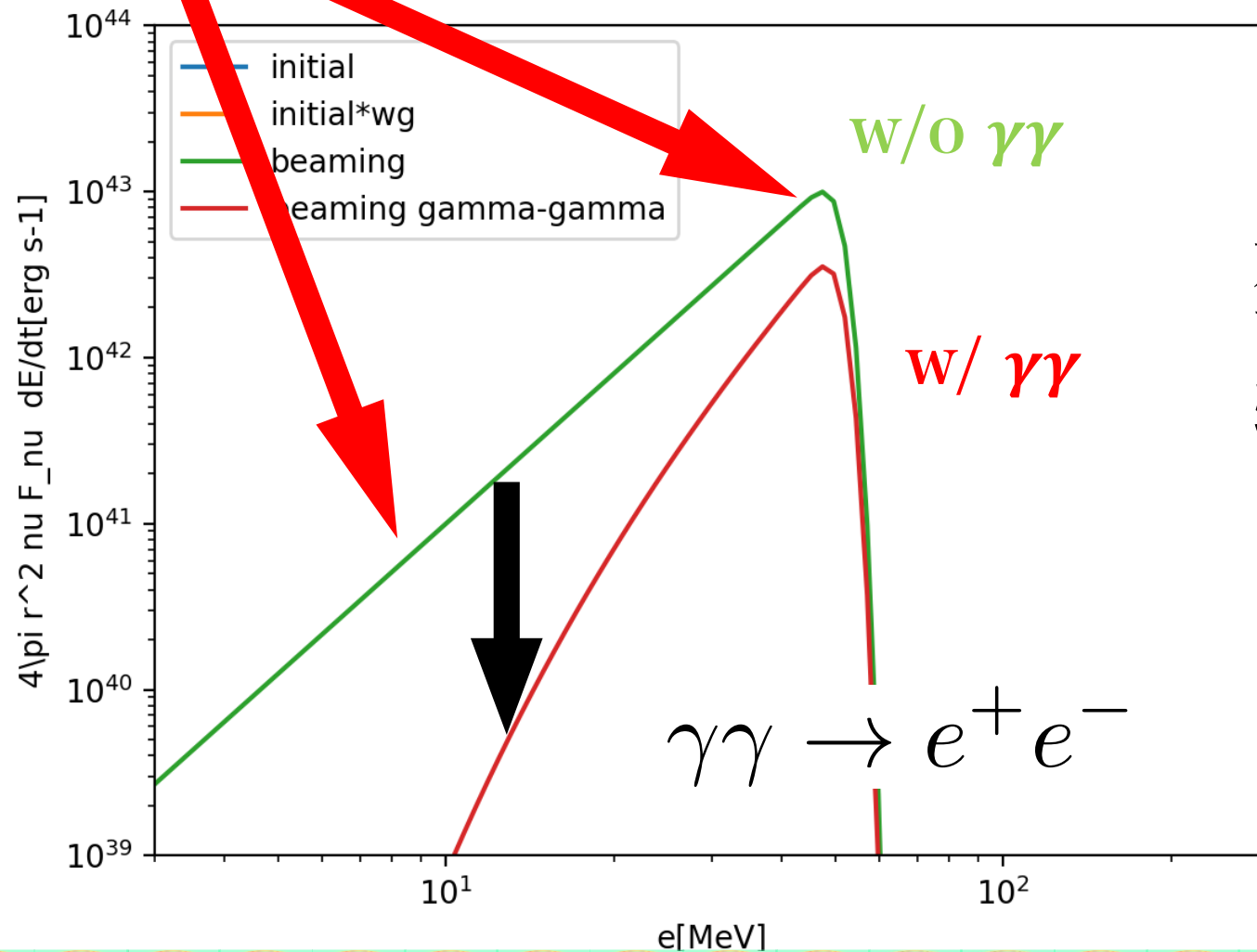
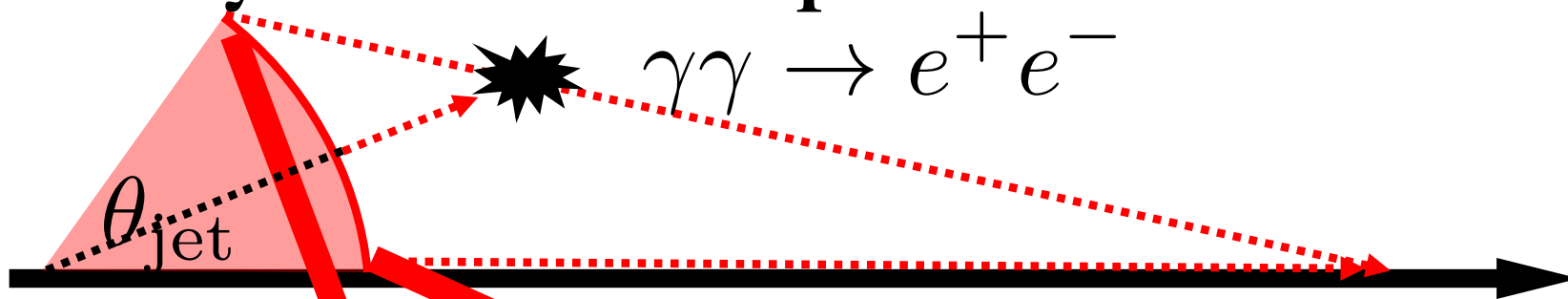
- 観測者が観測するフラックス

$$\frac{dF_o}{d\varepsilon_o} \propto \int d\mu_o \varepsilon_o^3 f(\varepsilon_o) \mu_o$$

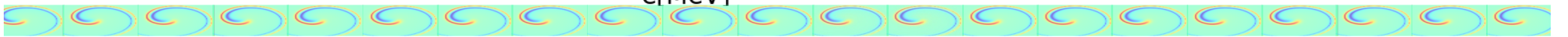
$$\varepsilon\varepsilon_t(1 - \mu_{\text{crit}}) = 2(m_e c^2)^2$$

$$\rightarrow \int d\mu_o \exp[-\tau_{\gamma\gamma}(\mu_o)] \varepsilon_o^3 f(\varepsilon_o) \mu_o$$

Analytic model -- pair annihilation --



対消滅により
高緯度放射が
弱くなることで、
ピークが細くなる





Summary

- ファイアボールモデルを仮定して、対生成、対消滅、コンプトン散乱を考慮して輻射輸送の計算を行った。
- 相対論的ビーミングによりスペクトルは $F_\nu \propto \nu^2$ 。対生成があると、より細かい放射が実現する。
- ファイアボールモデルだと光度が足りない。

