

# 低光度活動銀河核からの 高エネルギーニュートリノ放射

SSK, Murase, & Toma in prep.

木村成生 (大阪大学)

共同研究者

当真賢二(東北大学)

村瀬孔太(プリンストン高等研究所)

# CONTENT

- 導入
- RIAF からのproton、 $\nu$ 、 $\gamma$  放射
- 背景ニュートリノ
- まとめ

# 導入

- 天体ニュートリノの観測
- RIAF in LLAGN
- RIAF 中での粒子加速
- 研究目的

# 天体ニュートリノの観測

Aartsen et al. '13

- Ice Cube が 30TeVから  
PeVの Neutrinoを検出

観測された $\nu$ スペクトルの特徴

1. 強度はUHECRと同程度
2. スペクトル指数  $\sim 2.3$
3. 数PeV にcut off または break

- ニュートリノ

$p + p \rightarrow p + \dots$

$p + \gamma \rightarrow p + \dots$

$\pi^\pm \rightarrow e^\pm + \dots$

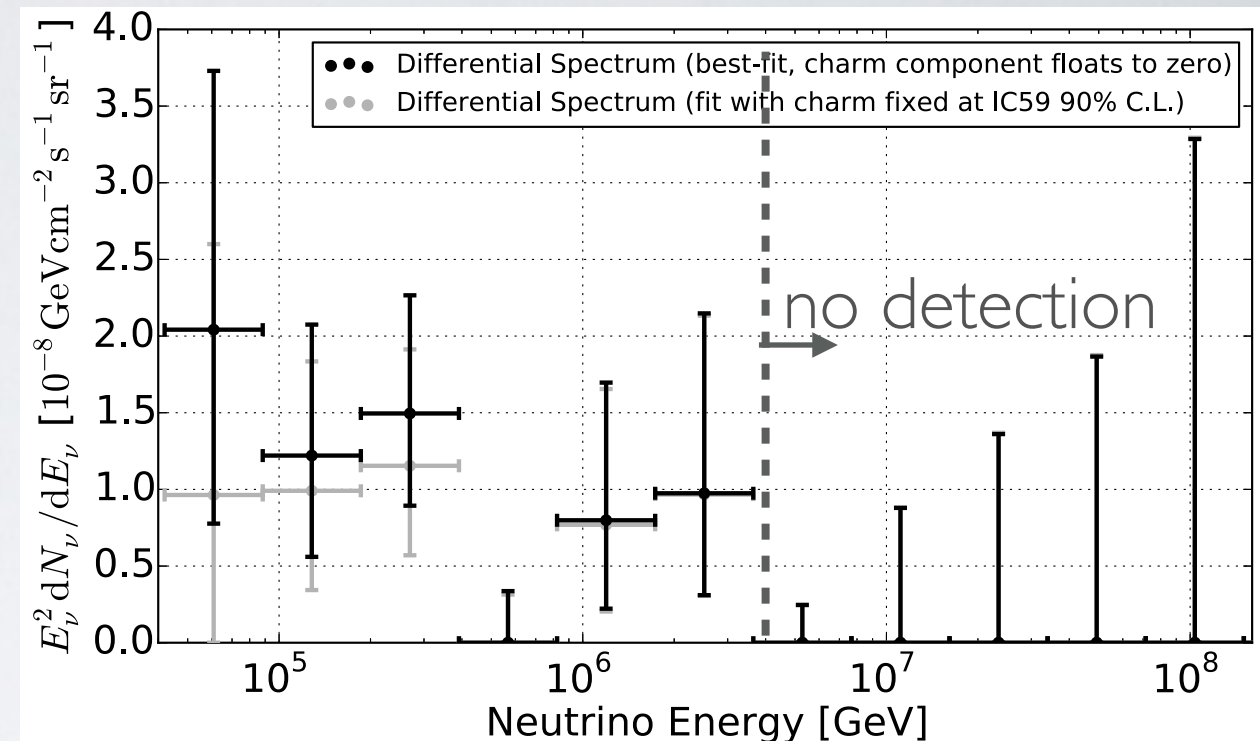
数十PeV の陽子と標的(p or  $\gamma$ )が必要

低光度活動銀河核(LLAGN)の

降着流(RIAF)はどうか?

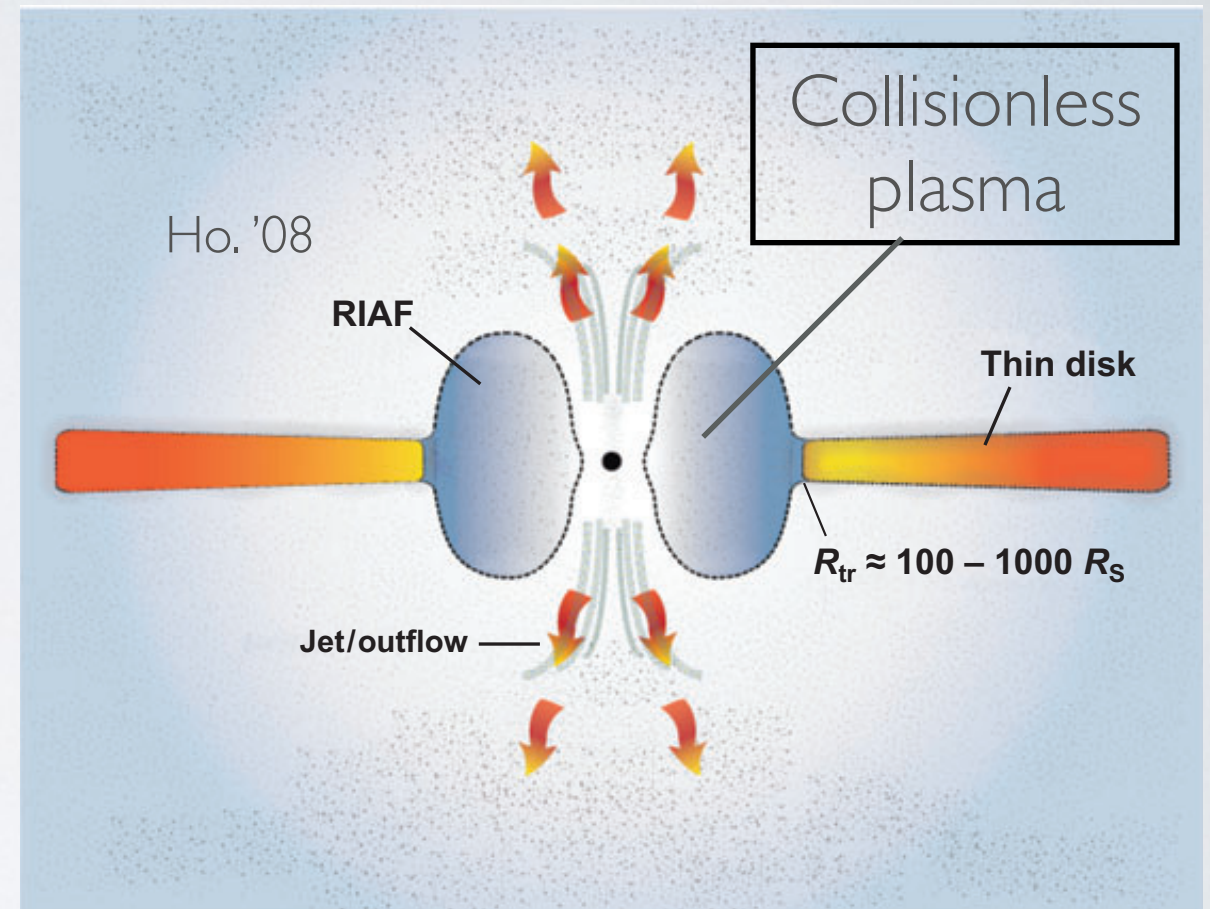
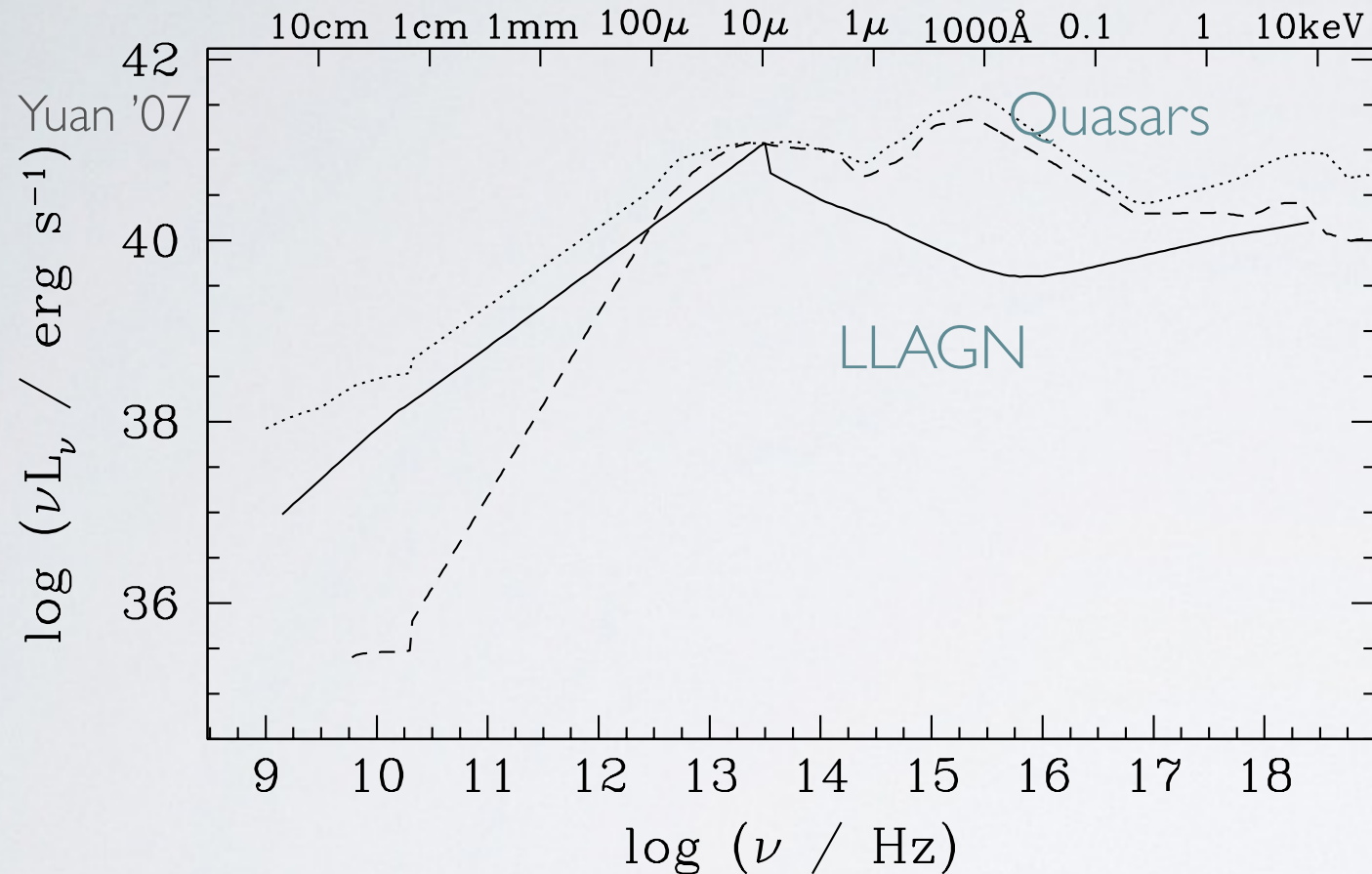
AGN(Blazars, Quasars, Seyferts)  
などが考えられてきた

Artsen et al. '14





# RIAF IN LLAGN



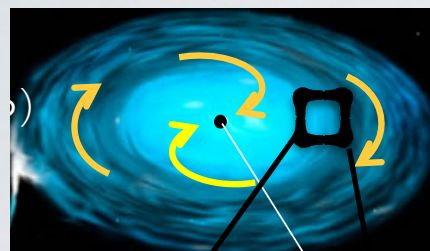
Blue Bump がない → 標準降着円盤がない

——> 降着流はRadiation Inefficient Accretion Flow (RIAF)

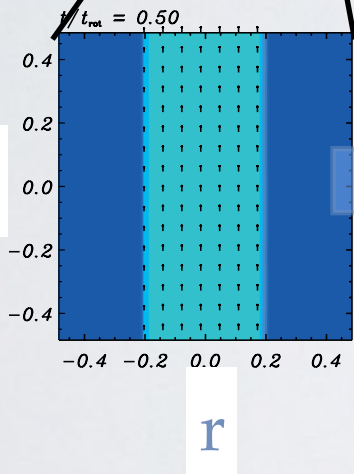
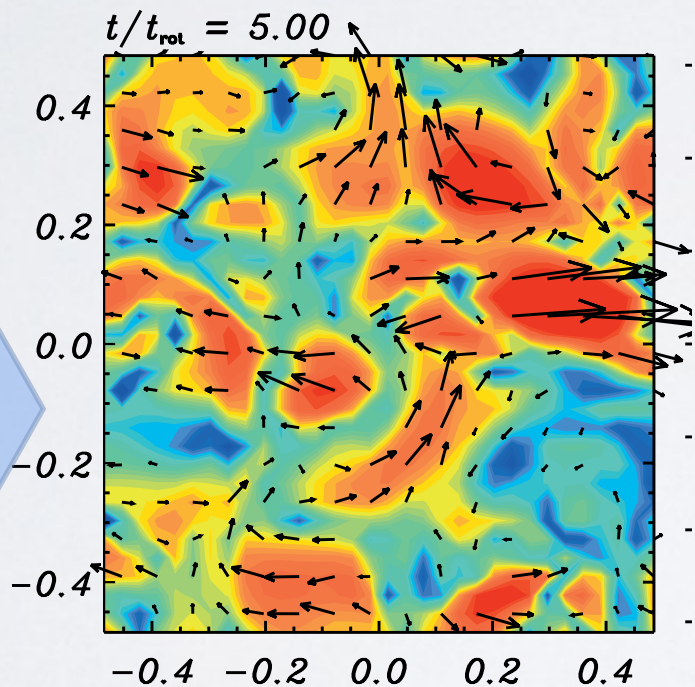
# RIAF中の粒子加速

降着流での散逸と角運動量輸送

→ 磁気回転不安定 (MRI)



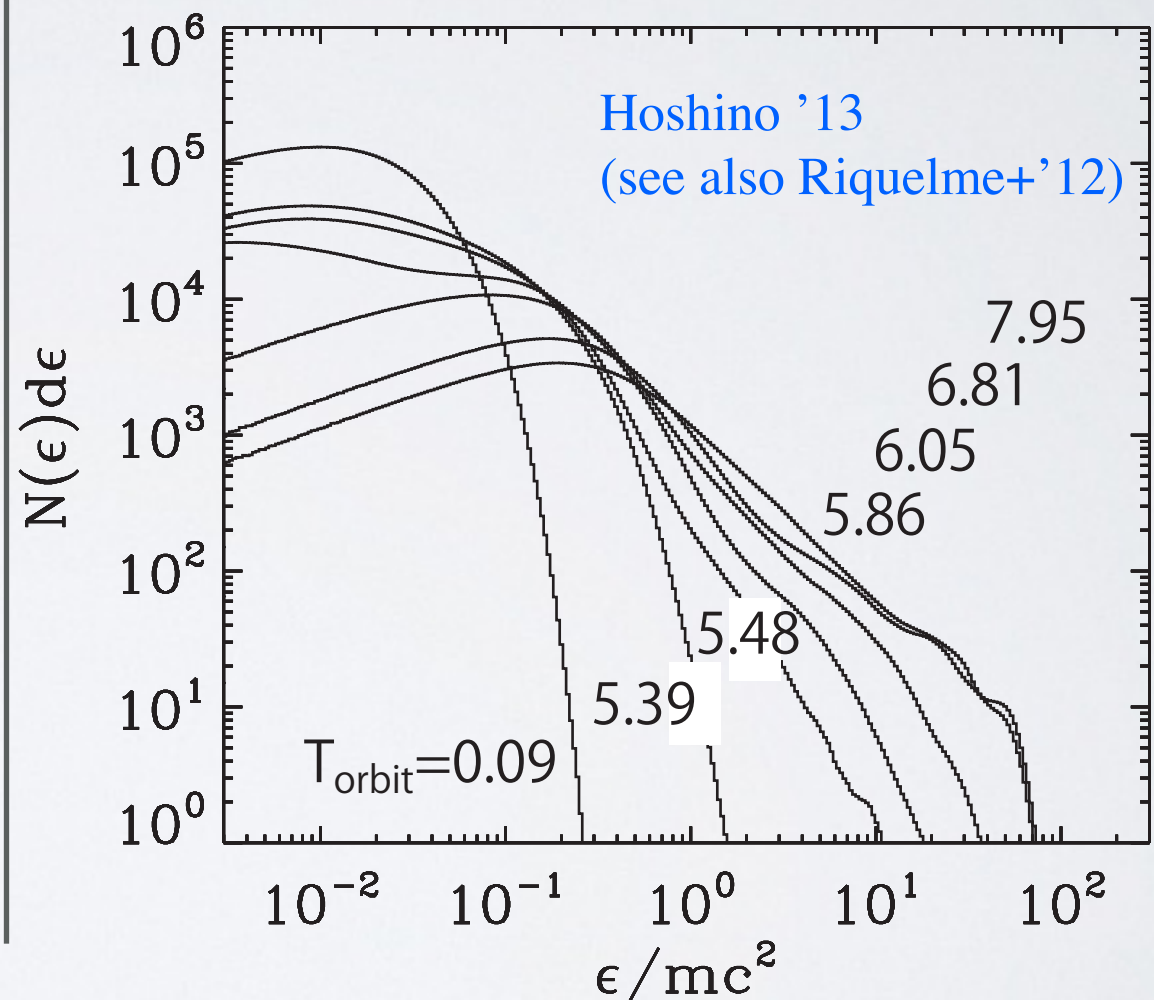
MHD simu.



Sano et al. '04  
(see also Balbus & Hawley '91)

無衝突プラズマでのMRI?

→ PIC simulations in shearing box



乱れた磁場のリコネクションにより  
非熱的粒子が生成される



# 研究目的

- 降着流内で粒子加速がおこる  
→ 乱流加速で実現するスペクトルは？
- 拡散や反応により  $p, v, \gamma$  が降着流から逃走  
逃走粒子のスペクトルの特徴は？
- LLAGN は数が多い  
Ho '08  
 $N_{\text{LLAGN}} \sim 0.01 \text{ Mpc}^{-3} \gg N_{\text{seymfert}} \sim 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3}$   
→ 個々は暗くても背景放射に寄与する可能性あり  
→ LLAGNは PeV ニュートリノの起源になり得るか？

# RIAFからの $p$ , $\nu$ , $\gamma$ 放射

- モデル、背景場
- タイムスケール
- 逃走粒子のスペクトル



# モデル

- 非熱的陽子はフォッカー-プランク方程式に従うとする

$$\frac{\partial}{\partial t} f = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left[ p^2 \left( D_p \frac{\partial}{\partial p} f + \frac{f}{t_{cool}/p} \right) \right] - \frac{f}{t_{esc}} + \dot{f}_{inj} \quad \text{Stawarz \& Petrosian '08}$$

加速、逃走、冷却時間が重要

陰解法で定常になるまで時間発展を解く Chang & Cooper '70

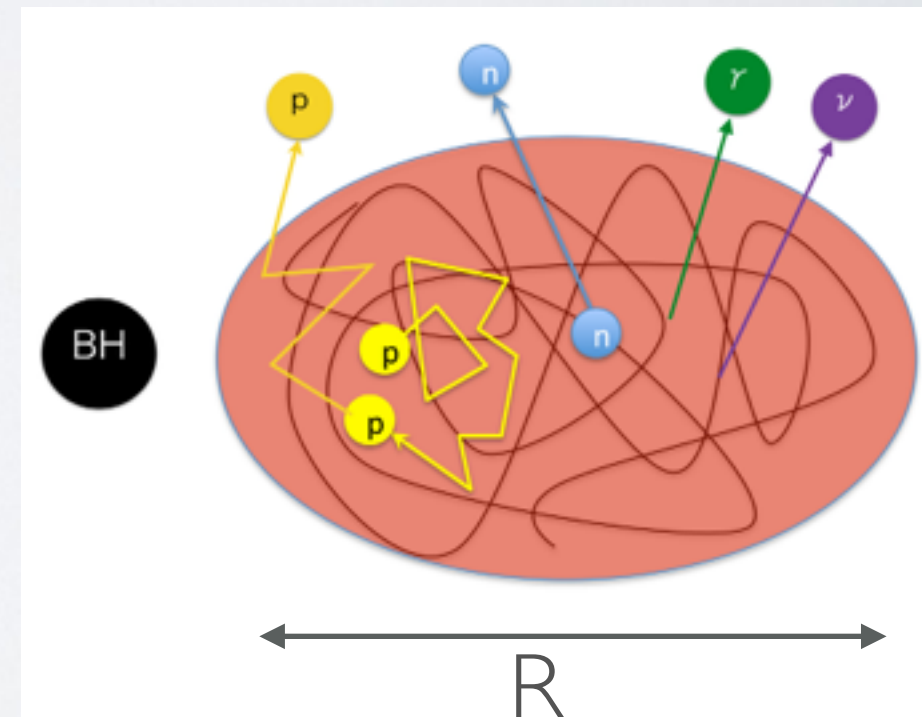
- 背景場：一様なRIAF的降着流 ( $H \sim R$ )

$$v_r = \alpha v_K \quad n_p = \frac{\dot{M}}{2\pi R^2 v_r m_p}$$

$$P_{th} = n_p k_B T_{vir} = n_p \frac{GM_{BH}}{3R} m_p \quad B = \sqrt{\frac{8\pi P_{th}}{\beta}}$$

Parameters :

$$\alpha, \beta, \mathbf{R}_0 = R/R_s, \dot{\mathbf{m}} = \dot{M}/\dot{M}_{Edd}, \mathbf{M}_{BH}$$



# 背景場(PHOTON)

Synchrotron & Bremsstrahlung : Fitting Formula (Narayan & Yi '95)

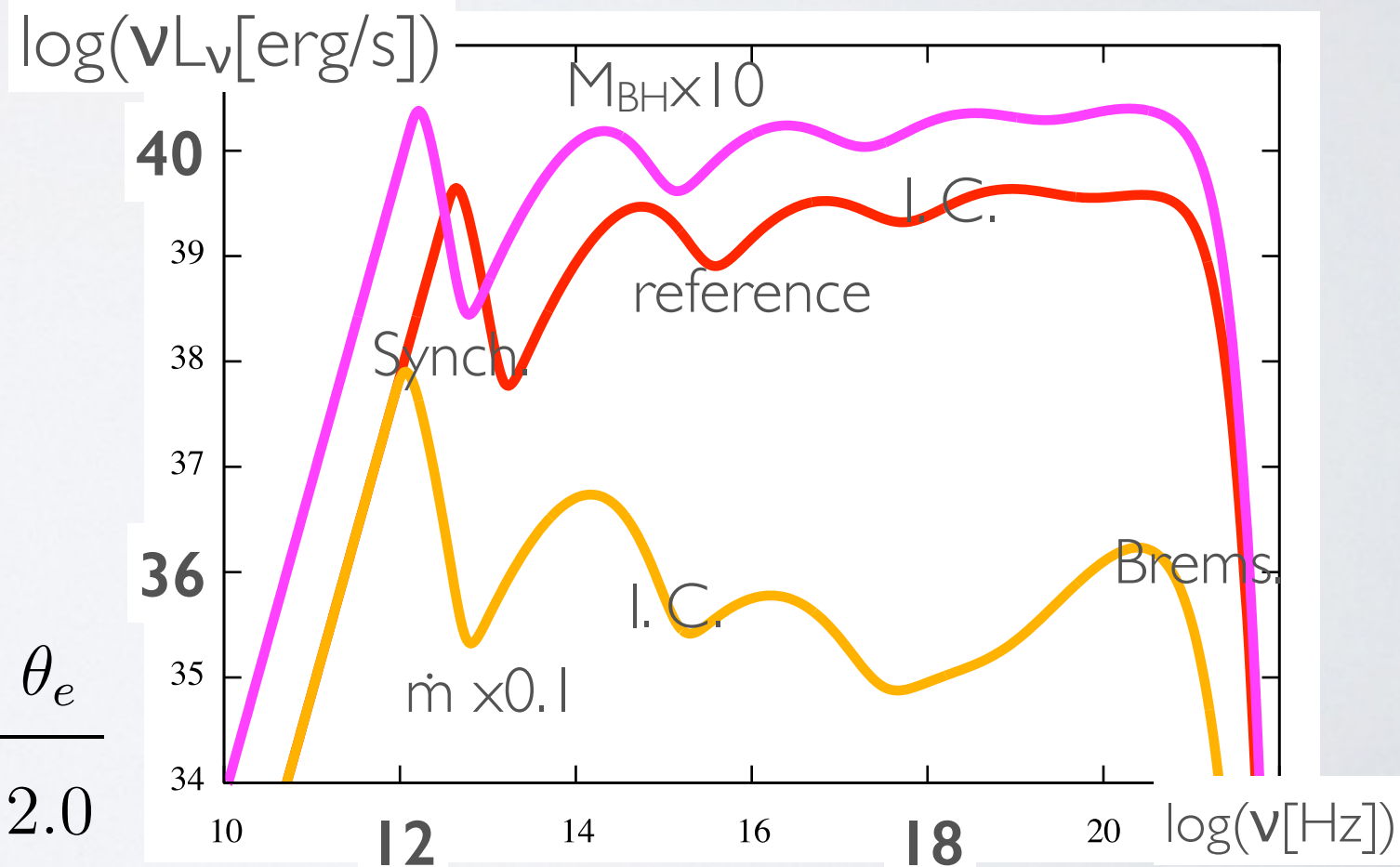
Inverse Compton : 種光子はSynch. + Brems

散乱回数で展開して計算  $\frac{N_{\gamma,i}(\epsilon)}{R/c} = \int d\gamma \int d\epsilon' N_e(\gamma) N_{\gamma,i-1}(\epsilon') R_c(\epsilon', \gamma) P_c(\epsilon; \epsilon', \gamma)$  cf.) Coppi & Blandford '90

パラメータ  $\theta_e = kT_e / (m_e c^2)$

- $\dot{m}$ によってICの効率が大きく異なる
- $M_{BH}$ が大きいと磁場は弱まるが光度は大きくなる

| $\alpha$ | $\beta$ | $\dot{m}$ | $M_{BH}[M_\odot]$ | $R_0$ | $\theta_e$ |
|----------|---------|-----------|-------------------|-------|------------|
| 0.1      | 3.0     | $10^{-2}$ | $10^7$            | 10    | 2.0        |



# タイムスケール

Dermer et al. '96

- 加速時間

$$t_{acc} \sim \frac{p^2}{D_p} = \frac{1}{\zeta} \left( \frac{v_A}{c} \right)^{-2} \frac{R}{c} \left( \frac{r_L}{R} \right)^{2-q} \gamma_p^{2-q}$$

parameters  
spectrum index :q  
turbulent strength:  $\zeta$

- 逃走時間

$$t_{esc}^{-1} = t_{fall}^{-1} + t_{diff}^{-1},$$

拡散 & 落下

$$t_{diff} \sim \frac{R}{c} \zeta \left( \frac{r_L}{R} \right)^{q-2} \gamma_p^{q-2}$$

$$t_{fall} = R/v_r$$

- 冷却時間

$$t_{cool}^{-1} = t_{pp}^{-1} + t_{p\gamma}^{-1} + t_{sync}^{-1},$$

$$t_{sync}^{-1} = \frac{4}{3} \left( \frac{m_e}{m_p} \right)^3 \frac{c\sigma_T U_B}{m_e c^2} \gamma_p$$

シンクロトロン

非弾性散乱

$$t_{pp}^{-1} = n_p \sigma_{pp} c K_{pp}$$

$$\sigma_{pp} = (34.3 + 1.88L + 0.25L^2) \left[ 1 - \left( \frac{E_{pp,thr}}{E_p} \right)^4 \right]^2 \quad (E_p \leq E_{pp,thr})$$

Kelner '06

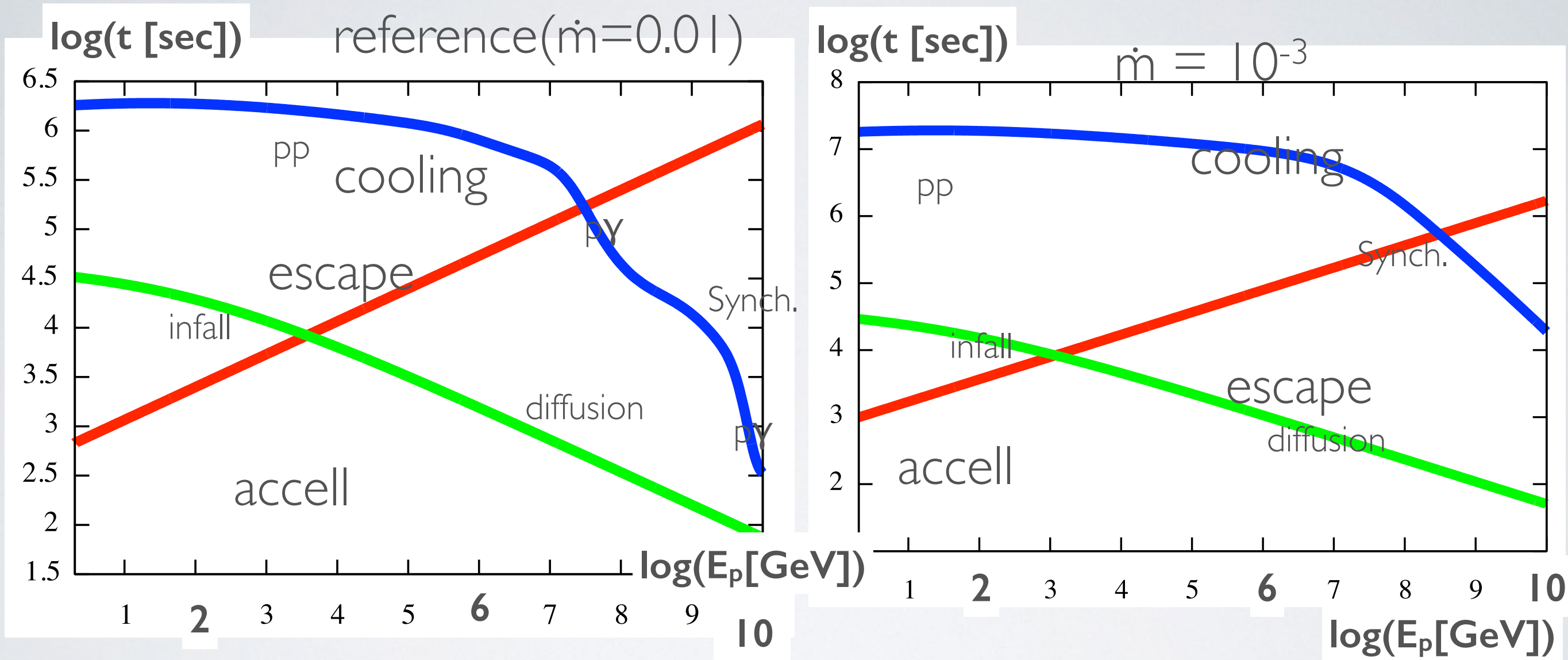
光中間子生成

$$t_{p\gamma}^{-1} = \frac{c}{2\gamma_p^2} E_{peak} \Delta E_{peak} \sigma_{peak} K_{peak} \int_{E_{peak}/(2\gamma_p)}^{\infty} dE_{\gamma} \frac{N_{\gamma}(E_{\gamma})}{E_{\gamma}^2}$$

Waxman & Bahcall. '97



# タイムスケールの比較



• 最高エネルギーはescape limit

•  $\dot{m}$ 大 $\rightarrow$ 低 $E_p$ でpp、高 $E_p$ でp $\gamma$

•  $\dot{m}$ 小 $\rightarrow$  低 $E_p$ でpp、高 $E_p$ で proton synchrotron

| $q$ | $\zeta$ | $\alpha$ | $\beta$ | $\dot{m}$ | $M_{\text{BH}}[M_{\odot}]$ | $R_0$ | $\theta_e$ |
|-----|---------|----------|---------|-----------|----------------------------|-------|------------|
| 5/3 | 0.1     | 0.1      | 3.0     | $10^{-2}$ | $10^7$                     | 10    | 2.0        |

# Proton Spectrum

- 非熱的陽子は運動量空間の拡散方程式に従うとする

$$\frac{\partial}{\partial t} f = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left[ p^2 \left( D_p \frac{\partial}{\partial p} f + \frac{f}{t_{cool}/p} \right) \right] - \frac{f}{t_{esc}} + \dot{f}_{inj}$$

| $M_{BH}[M_{\odot}]$ | $R_0$ | $\theta_e$ | $q$ | $\zeta$ | $\eta_{cr}$ |
|---------------------|-------|------------|-----|---------|-------------|
| $10^7$              | 10    | 2.0        | 5/3 | 0.1     | $10^{-2}$   |

| $\alpha$ | $\beta$ | $\dot{m}$ |
|----------|---------|-----------|
| 0.1      | 3.0     | $10^{-2}$ |

- Injection term

$$\dot{f}_{inj} = \dot{f}_0 \Delta p \delta(p - p_{inj})$$

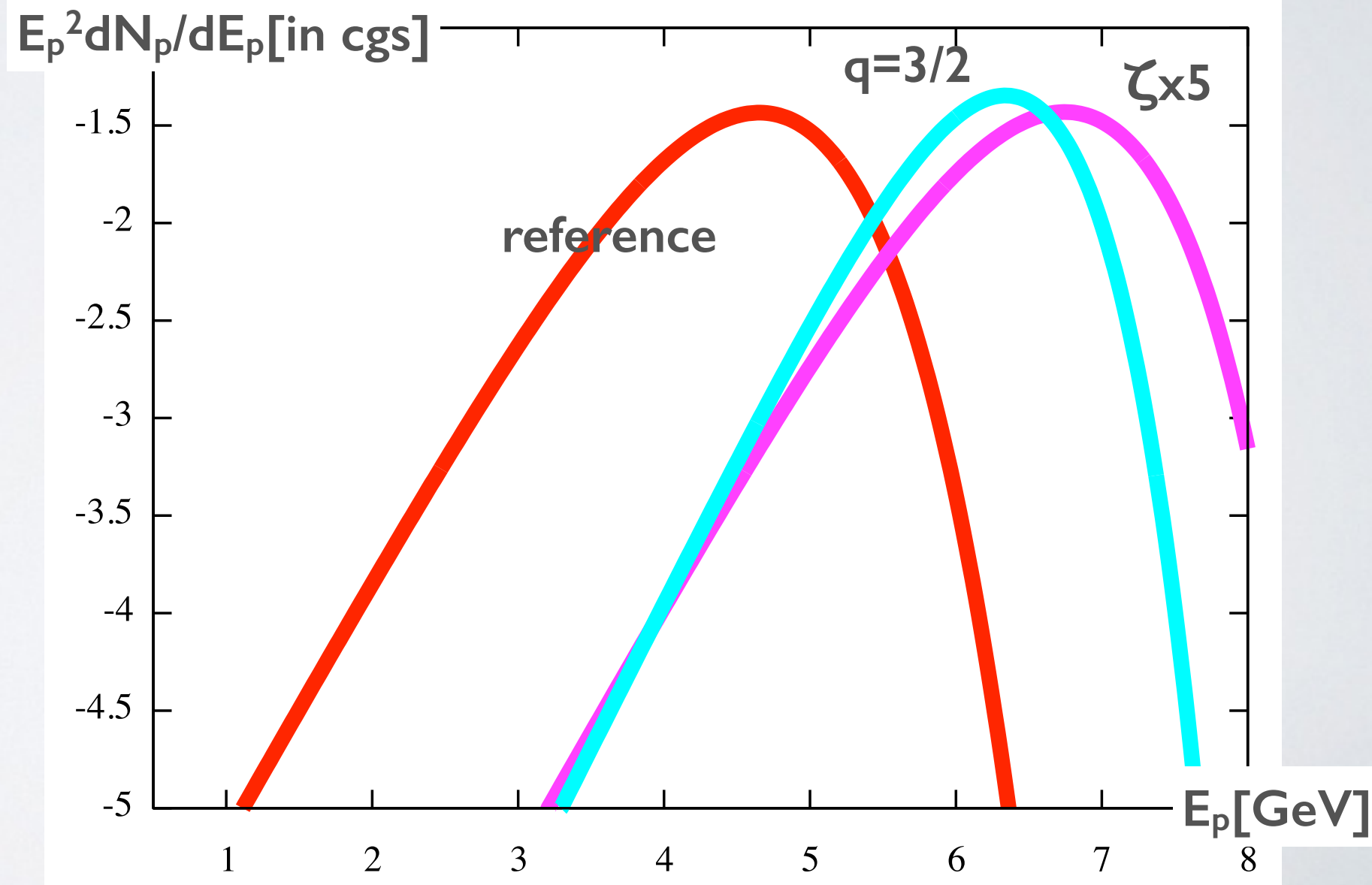
規格化

$$\int dV \int dp \frac{4\pi p^2 f E_p}{t_{esc}} = \eta_{cr} \dot{M} c^2$$

- 数スペクトルの特徴

$E_{peak}$ 以下でベキ型

ベキはハード  $f \propto 1-q$



# 逃走陽子スペクトル

パラメータ

$\eta_{cr} = 10^{-2}$

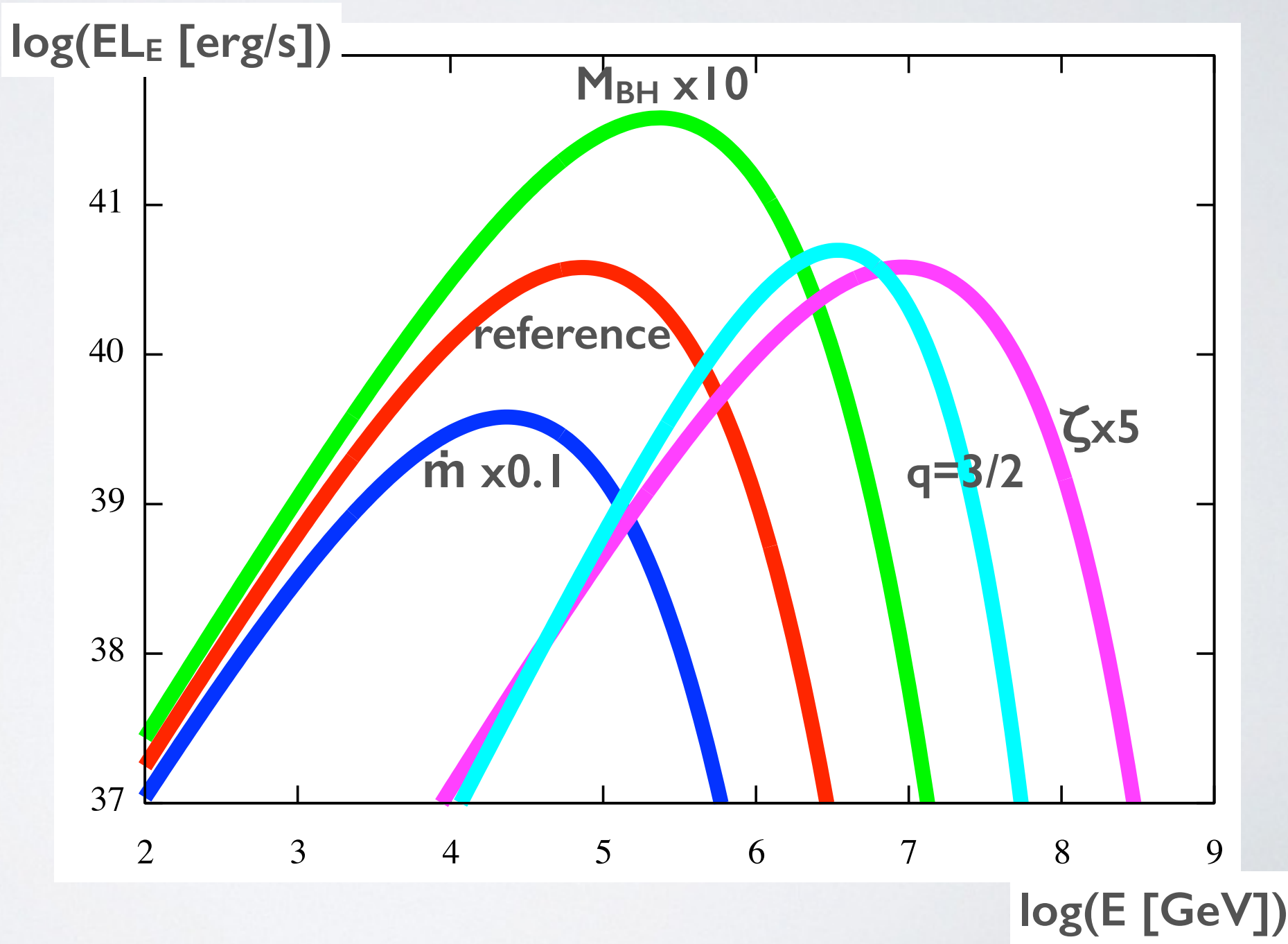
- Luminosity of escaping protons

$$E_p L_{E_p} = \int dV \frac{4\pi p^3 f E_p}{t_{diff}} = \frac{4\pi^2 c R^3 p^4 f}{t_{diff}}$$

- $L_p \propto \dot{M} \propto \dot{m} M_{BH}$

- $E_{peak}$ :  $\zeta, q, M_{BH}, \dot{m}$   
の全てに依存

| $\alpha$          | $\beta$ | $\dot{m}$   |
|-------------------|---------|-------------|
| 0.1               | 3.0     | $10^{-2}$   |
|                   |         |             |
| $M_{BH}[M_\odot]$ | $R_0$   | $\theta_e$  |
| $10^7$            | 10      | 2.0         |
| $q$               | $\zeta$ | $\eta_{cr}$ |
| $5/3$             | 0.1     | $10^{-2}$   |





# 陽子の最高エネルギー

- 逃走 = 加速  $\rightarrow t_{\text{diff}} = t_{\text{acc}}$

コルモゴロフ乱流( $q=5/3$ ) のとき

$$\gamma_{p,\text{max}} \propto R \zeta^3 n_e^{-3/2} B^4$$

$$\propto \dot{m}^{1/2} M_{\text{BH}}^{1/2} \alpha^{1/2} \zeta^3 \beta^{-2} R_0^{-7/4}$$

$\zeta, \beta, R_0$  に強く依存

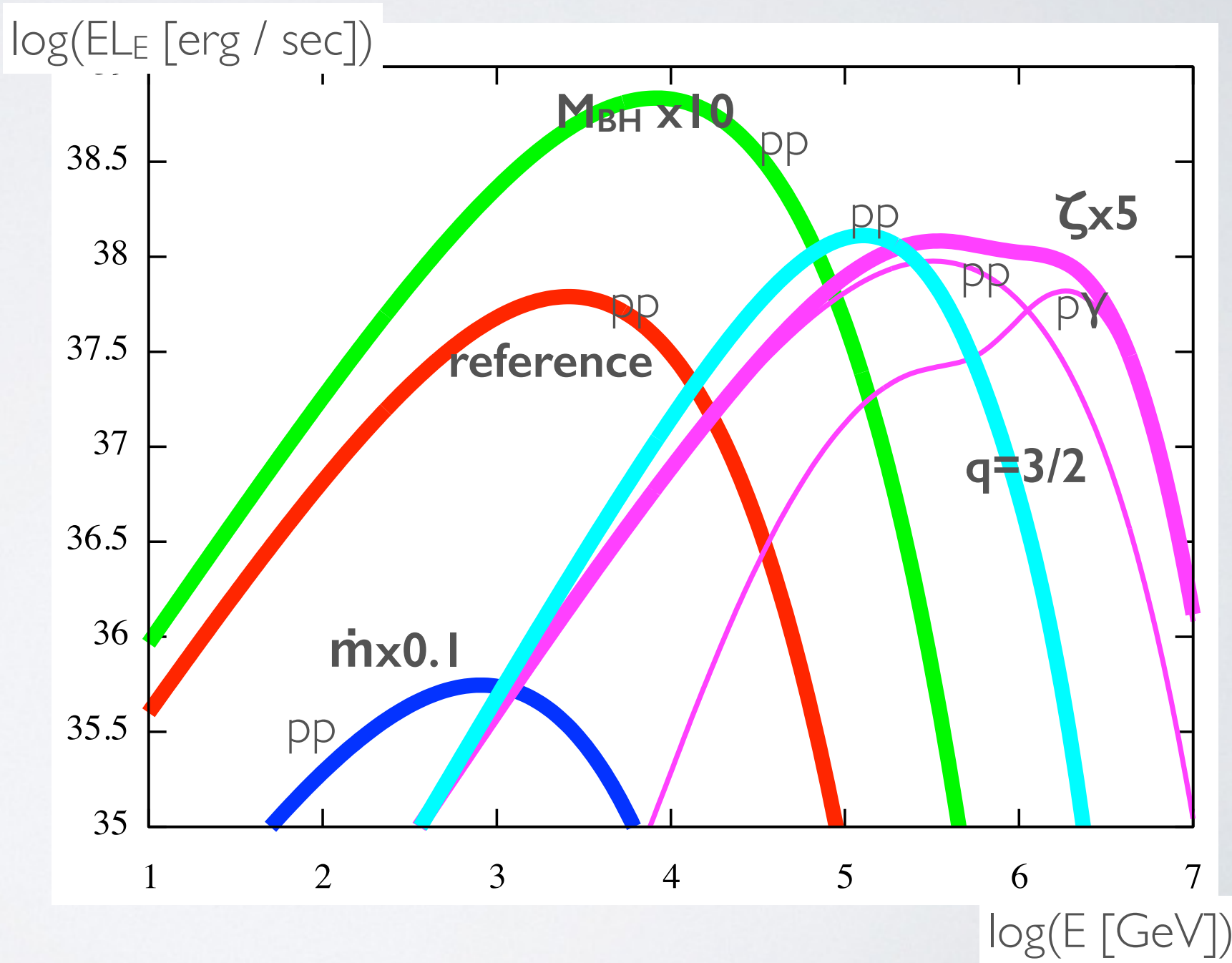
$q$ 依存性:  $q \nearrow \rightarrow$  小スケールの乱流のエネルギー  $\searrow$

$\rightarrow$  散乱時間 ( $\propto$  加速時間)  $\nearrow \rightarrow$  最高エネルギー  $\searrow$

# 逃走ニュートリノスペクトル

- Luminosity of escaping neutrinos  $E_\nu L_{E_\nu} = \left( \frac{1}{2t_{pp}} + \frac{3}{8t_{p\gamma}} \right) E_p^2 \frac{dN_p}{dE_p}$
- $E_\nu$ 小ではppが支配的
- ほぼ  $E_\nu L_{E_\nu} \propto \dot{m}^2$
- $E_\nu$ 大で  $p\gamma$ が効く
- PeV range の  $\nu$  を出すことが可能

| $\alpha$ | $\beta$    | $\dot{m}$ | $M_{\text{BH}}[M_\odot]$ |             |  |
|----------|------------|-----------|--------------------------|-------------|--|
| 0.1      | 3.0        | $10^{-2}$ | $10^7$                   |             |  |
| $R_0$    | $\theta_e$ | $q$       | $\zeta$                  | $\eta_{cr}$ |  |
| 10       | 2.0        | $5/3$     | 0.1                      | $10^{-2}$   |  |



# ガンマ線

- ニュートリノと一緒にガンマ線も作られる

光度・ピークエネルギーのオーダーは $\nu$ とほぼ同じ

$$E_\gamma L_{E_\gamma} = \left( \frac{1}{3t_{pp}} + \frac{1}{2t_{p\gamma}} \right) E_p^2 \frac{dN_p}{dE_p}$$

- $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$  による吸収とカスケード

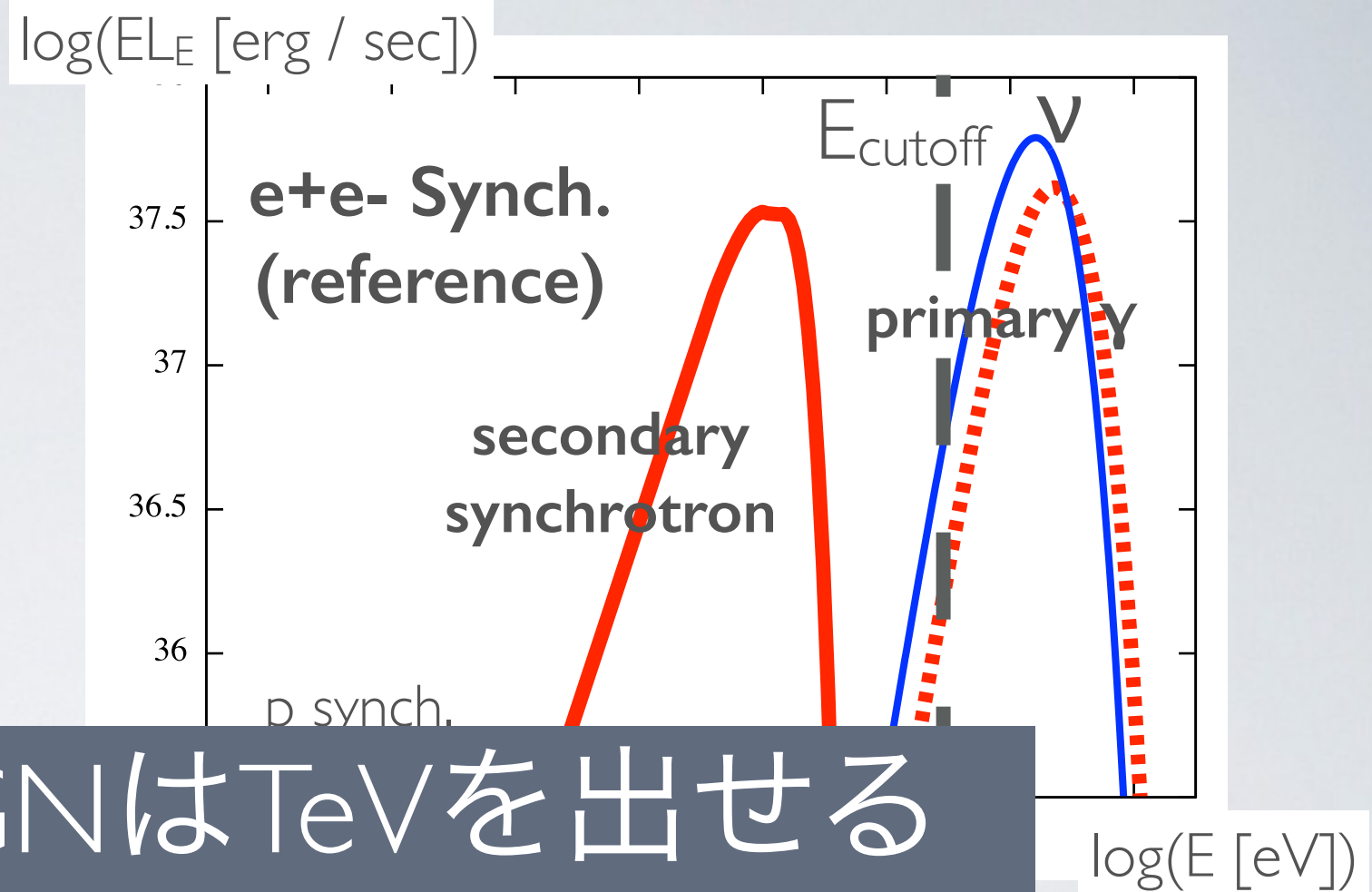
1.  $\gamma\gamma$ 吸収がない

2. secondary  $e^+ e^-$  のシンクロトロン

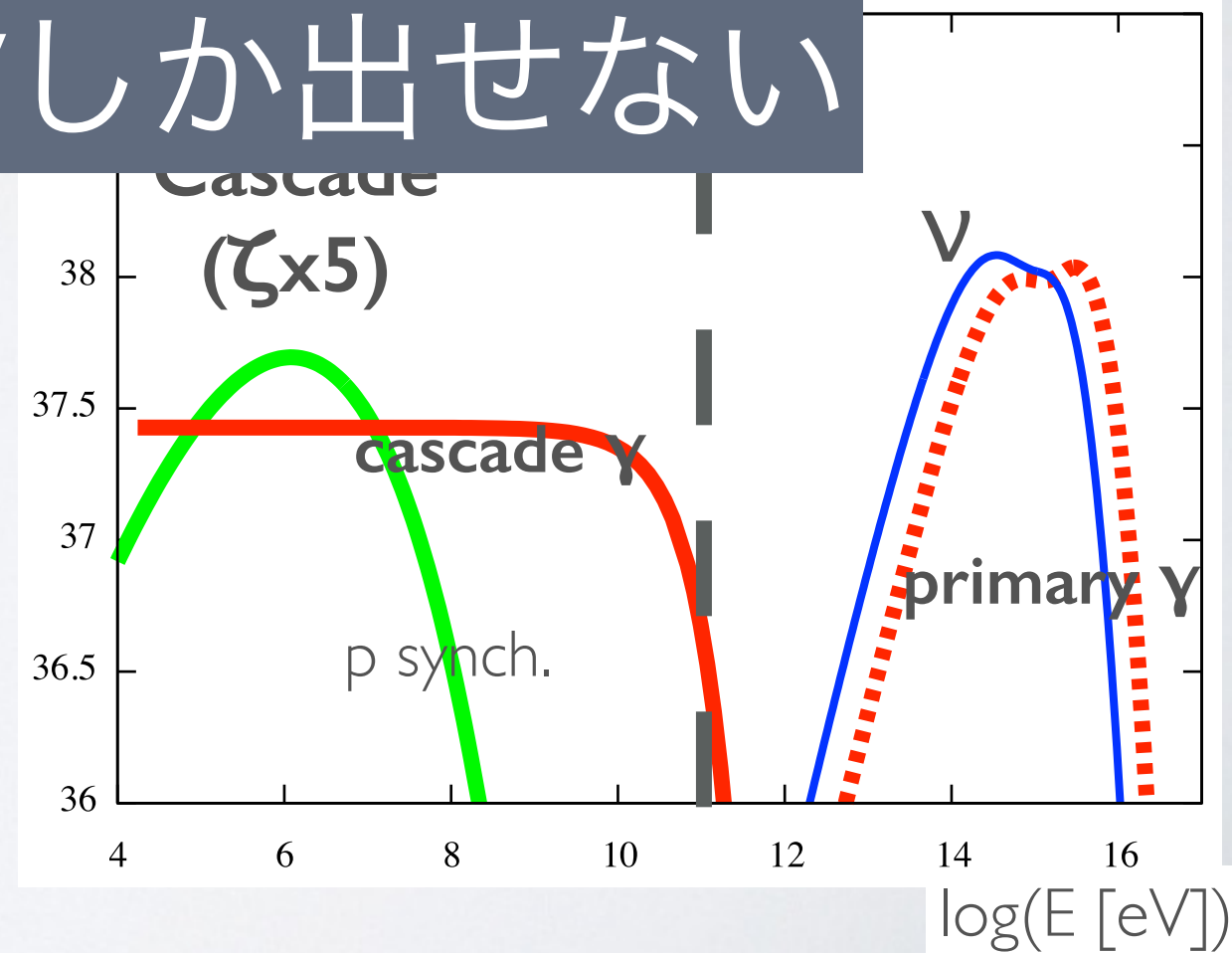
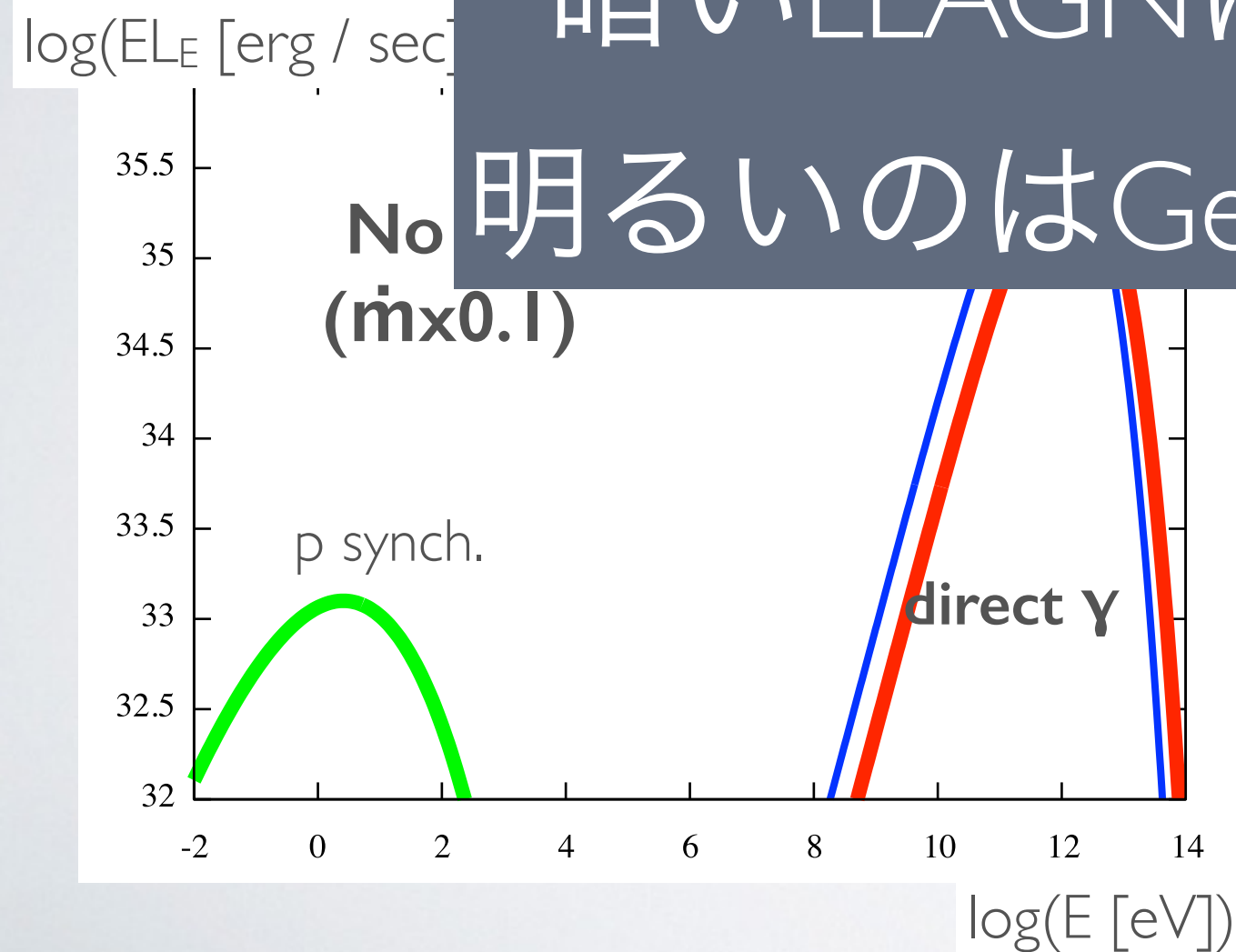
3. カスケード



# ガンマ線 スペクトル



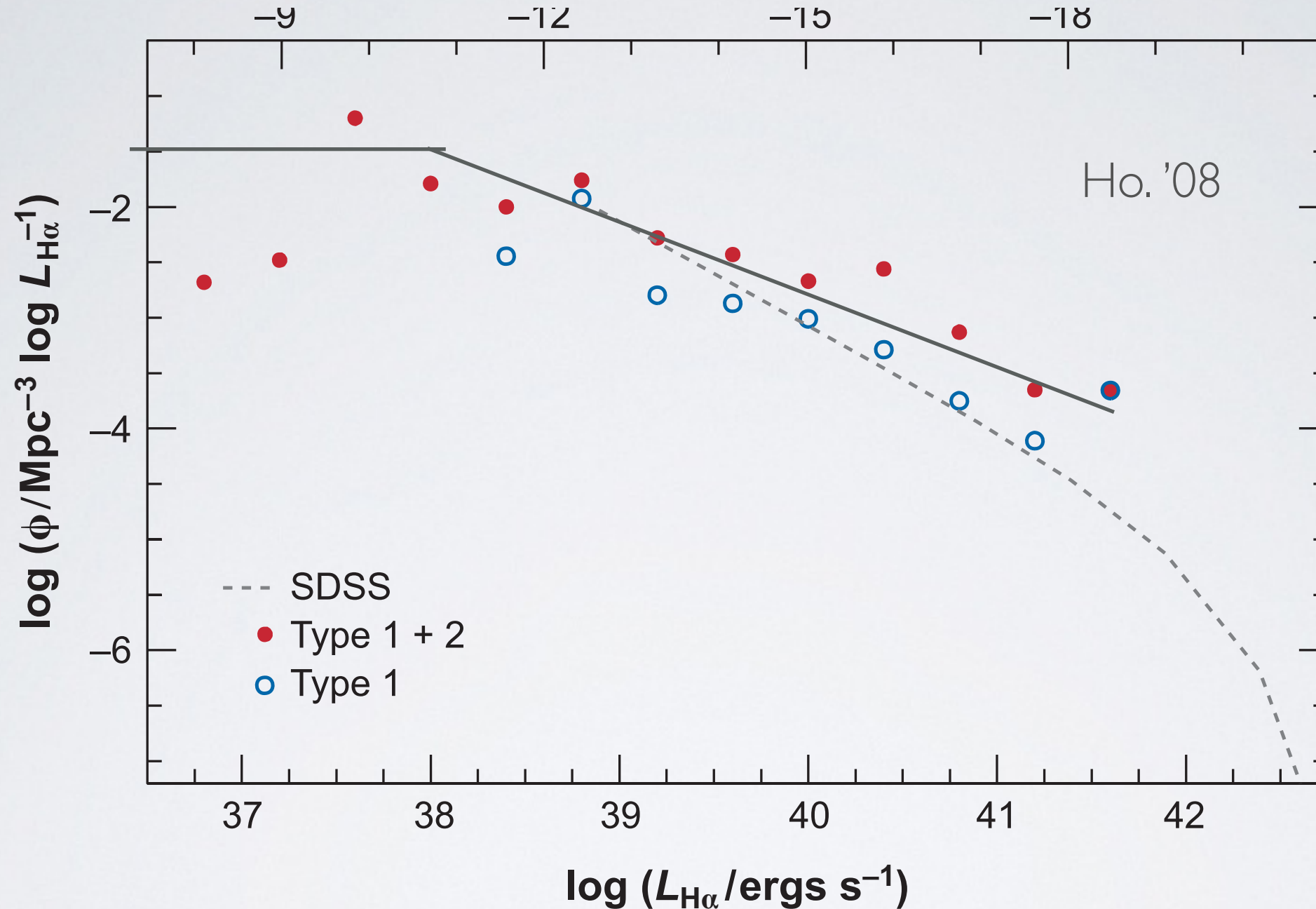
暗いLLAGNはTeVを出せる  
明るいのはGeVしか出せない



# 背景ニュートリノと宇宙線陽子

- LLAGNの光度関数
- 背景ニュートリノスペクトル
- 宇宙線陽子スペクトル

# LLAGNの光度関数



- Broken power law で表す

$$\phi(L_{H\alpha}) = \frac{n_*/L_*}{(L_{H\alpha}/L_*)^{s_1} + (L_{H\alpha}/L_*)^{s_2}}$$

$$L_* = 10^{38} \text{ erg/s}, \quad n_* = 1.3 \times 10^{-2} \text{ Mpc}^{-3}, \quad s_1 = 1.6, \quad s_2 = 1.0$$

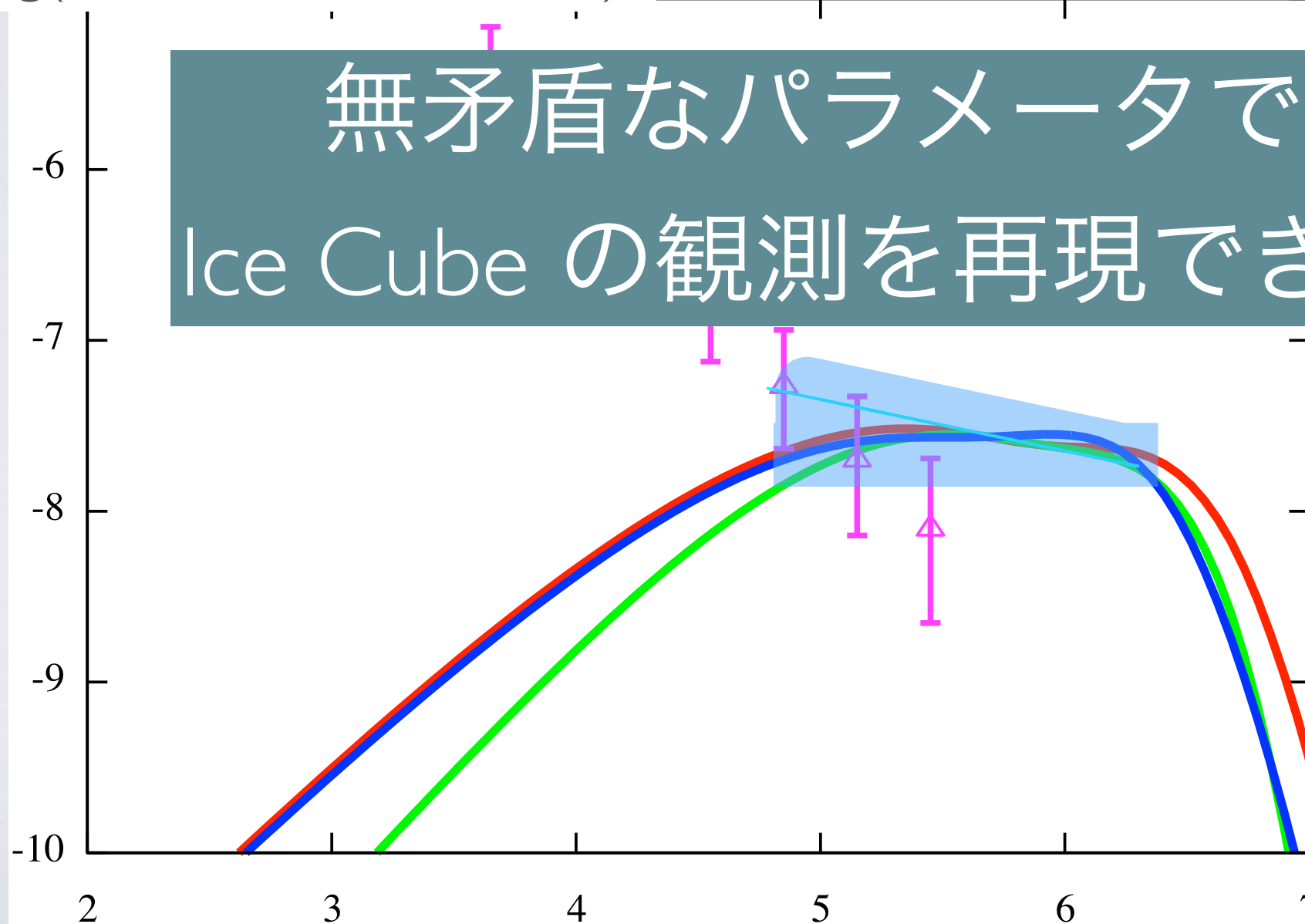
# ニュートリノ背景放射

## ニュートリノ背景放射フラックス

$$\Phi_\nu = \frac{c}{4\pi H_0} \int_0^{z_{max}} \frac{dz}{\sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} \int_{L_{min}}^{L_{max}} dL_X \phi(L_X) \frac{L_{E'_\nu}(L_X)}{E'_\nu}$$

| model | $M_{BH}[M_\odot]$ | $\theta_e$ | $\zeta$ | $\eta_{cr}$        | $q$ | $\dot{m}_{max}$      |
|-------|-------------------|------------|---------|--------------------|-----|----------------------|
| Blue  | $10^7$            | 2.0        | 0.5     | $7 \times 10^{-3}$ | 5/3 | $3 \times 10^{-2}$   |
| green | $10^8$            | 2.5        | 0.4     | $4 \times 10^{-3}$ | 5/3 | $1.7 \times 10^{-2}$ |
| red   | $10^8$            | 2.5        | 0.14    | $3 \times 10^{-3}$ | 3/2 | $1.7 \times 10^{-2}$ |

$\log(E_\nu^2 \Phi_\nu / \text{GeV cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1})$



$\alpha=0.1,$   
 $\beta=3,$   
 $R_0=10$   
 $z_{max}=7$

No evolution  
 $\Phi(L_X) = \text{const for } z$

$M_{BH}$  固定

$\dot{m} \leftrightarrow L_X$

$\log(E_\nu/\text{GeV})$



まとめ

# まとめ

- 高エネルギー陽子とニュートリノの起源について低光度活動銀河核の降着流を検証した
- 最高エネルギーは 加速=逃走 で決まる
- 明るいLLAGNの場合には  $E_{\text{peak}} \sim 10^{17}$  eV に達する  
無理のないパラメータでPeV ニュートリノの放出可能
- $\gamma$ は吸収により $\nu$ よりも低エネルギー側にシフトする  
→ 明るいLLAGNでは GeV 付近にピーク  $L_{\gamma} \sim 10^{37}-10^{38}$  erg/s
- LLAGNの光度関数を使ってニュートリノ背景放射を計算  
→ 観測的と無矛盾なニュートリノスペクトルを作れる