

超強磁場中での陽子シンクロトン放射による 超高エネルギーガンマ線放射

丸山智幸 日本大学生物資源科学部

共同研究者: 梶野 敏貴 (北航大)
千 明起 (崇実大学)
土肥 明 (理研)
樋口 諒 (理研)

エネルギー領域 $\text{TeV} \sim \text{PeV} \sim \text{EeV} \Rightarrow$ 陽子シンクロトン放射
 γ, π^0, ρ^0 生成

T.M. et al., Phys. Rev. D91, 123007 (15). Phys. Lett. B757, 125 (16).

改良, 一般化

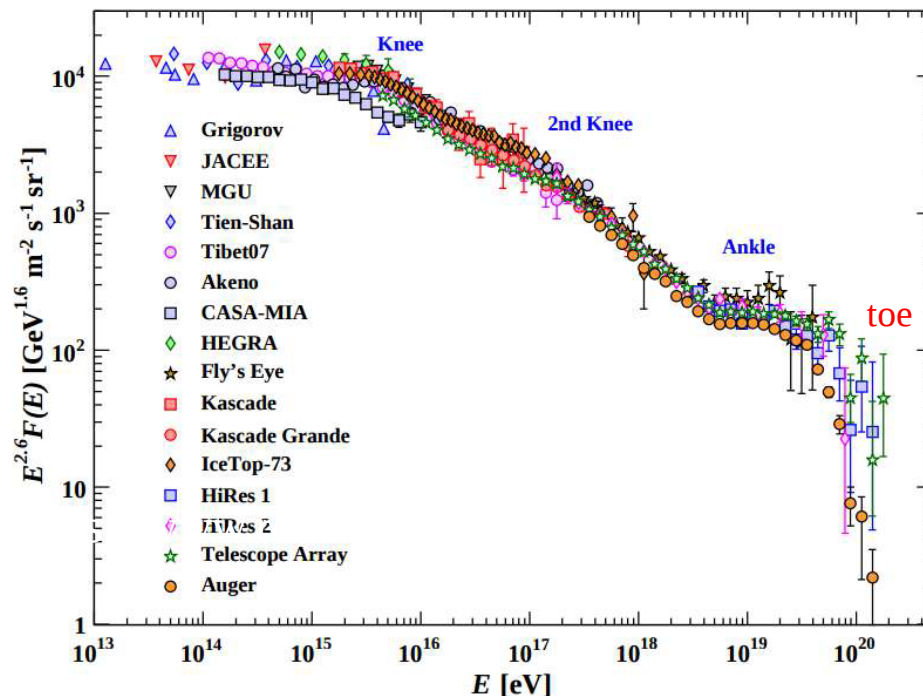
生成粒子エネルギー	$100 \text{ GeV} \sim 10 \text{ PeV}$
磁場強度	$10^{13} \sim 10^{15} \text{ G}$

【プレスリリース】最高エネルギー宇宙線は重い荷電粒子か (2024.06.28)

Amaterasu観測 超高エネルギー: 240 EeV,

構成物質は 発生源…何もない空間(ボイド)から?

Oh-My-God 粒子に次いで2番目 Bird, D. J. et al., ApJ. 441, 144 (95)



超高エネルギー宇宙線(UHECR)

謎: 構成物質 原子核?

発生源? 飛来方向 → ボイド

UHECRが核子・原子核

宇宙の強磁場で曲げられる

進行方向が変わる

→ シンクロトン放射

→ 光子, 中間子(光子に崩壊)
が生成

強磁場中も直進

マグネター (SGR or AXP) 発生源候補

磁場強度 表面 10^{15} G, 中心部 10^{17-19} G

Very High Energy (VHE) Gamma Rays (TeV~PeV)

3

MAGIC, 200 GeV ~ 4 TeV, J. Albert et al., Science 312, 1771 (06)

HAWC, < 56 TeV, A.U.Abeysekara et al., Phys. Rev. Lett. 124, 021102 (2020)

→ Pevatron Source

HESS, TeV Gamma-Ray, A. Abramowski et al., Nature 531, 476 (2016)

→ PeV Energy Sources

GRB 221009A, < 10 TeV, Z. Cao et al., Science 380, 6629 (2023)

Cygnus PeV, Up to 2.5 GeV, Z. Cao et al., Nature 594, 33 (2021)

HAWC, > 100 TeV, Phys. Org. News (Oct. 2024)

Generation Mechanisms

Bremsstrahlung, Inverse Compton Scattering, UHE Protons collide with Nuclei

Synchrotron Radiation → γ , π^0 , ρ^0 → Decay

➡ 磁場によって軌道を曲げられない
超高エネルギー宇宙線の情報

研究目的

超高エネルギー陽子・原子核が中性子星(マグネター)等の強磁場中でシンクロトン運動

J. Arons ApJ, 589, 871, (03)

G. Ghisellini et al., M Not R Ast 390, L88 (08)

シンクロトン放射で生成される, 光子, 中間子(光子に崩壊)を計算
超高エネルギー陽子・原子核の情報を得る

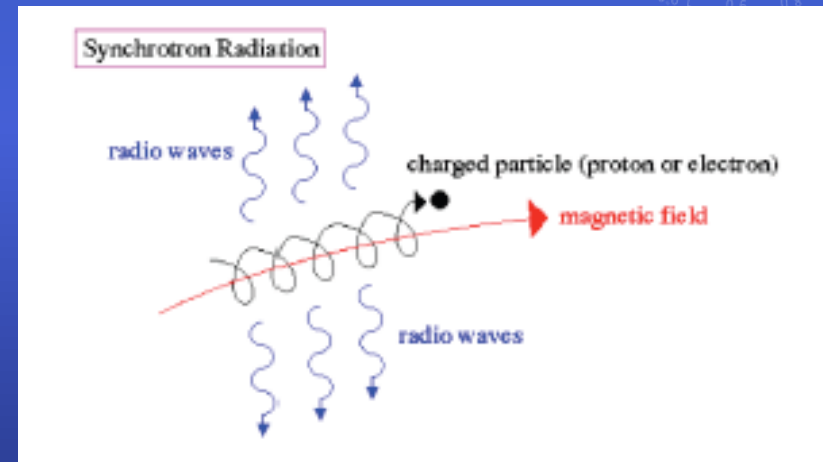
これまでの計算は半古典理論

V.L.Ginzburg et al., UsFiN 87, 65, ARA&A 3, 297 (65)

V. Berezhinsky, et al., Phys. Lett. B 351, 261 (95)

A. Tokushita and T. Kajino, ApJ. 525, L117 (99).

T.Kajino et al., ApJ 782, 70 (2014)



今回 量子論計算 TM et al., PRD91,123007 (15), PLB757, 125 (16)

陽子シンクロトン放射 $\Rightarrow \gamma, \pi^0, \rho^0$ 生成 生成粒子の運動量分布

超高エネルギー陽子の反跳効果

§ 2 Formulation in Relativistic Quantum Approach

5

磁場 : $\vec{B} = B\hat{z}$. $\vec{A} = (0, xB, 0)$

Dirac方程式 $\{\boldsymbol{\alpha} \cdot (-i\nabla_r - e\mathbf{A}) + \beta M_p\}\psi(\mathbf{r}) = E_p\psi(\mathbf{r})$

$$E_p = \sqrt{2eBn + p_z^2 + M_p^2}$$

核子-中間子(光子)相互作用

$$\mathcal{L}_{Int}(x) = g_\pi \bar{\psi}(x)\gamma_5\tau_a\psi(x)\phi_a(x) + g_\rho \bar{\psi}(x)\gamma_\mu\tau_a\psi(x)\rho_a^\mu$$

πN : PS-結合, ρN : ベクトル-結合
異常磁気能率 (AMM) は無視

微分項を含む

50~100倍増加

相互作用の微分項 → 高次の運動量依存
超高エネルギー(UHE)領域での寄与が異常に大きくなる

Proton Green Function

$$G(p_0, p_z, x, x') = \sum_{n=0} \tilde{F}_n(\xi) \frac{\rho_M(p_0, p_z, n_L)}{p_0^2 - E(n, p_z)^2 + i\delta} \tilde{F}_n(\xi')$$

$$\rho_M^{(+)}(n, p_z) = p_0 \gamma_0 - p_z \gamma^z + \sqrt{2eB} n_L \gamma^2 + M_p,$$

$$\tilde{F} = \text{diag}(f_n, f_{n-1}, f_n, f_{n-1}) = f_n \frac{1 + \Sigma_z}{2} + f_{n-1} \frac{1 - \Sigma_z}{2},$$

$$\xi(\xi') = \sqrt{eB} x(x') - p_y / \sqrt{eB}.$$

Decay Width

$$\frac{d^3 \Gamma_A}{dq^3} = - \frac{g_A^2}{2^4 \pi^2 e_q} \sum_{n_f} \frac{\delta(E_f + e_q - E_i)}{E_i E_f} \mathcal{T}_{if},$$

$$\mathcal{T}_{if} = \frac{1}{4} \sum_{\alpha, \beta} G_A^{\alpha\beta} \text{Tr} \{ \rho_M(E_f, p_z - q_z, n_f) J_\alpha \rho_M(E_i, p_z, n_i) \bar{J}_\beta \}$$

$$J_\alpha = \int dx \tilde{F}(n_f, x - q_T/2) \gamma_\alpha \tilde{F}(n_i, x + q_T/2),$$

$$\bar{J}_\beta = \int dx \tilde{F}(n_i, x + q_T/2) \gamma_\beta \tilde{F}(n_f, x - q_T/2).$$

定義

$$\mathcal{M}(n_1, n_2) = \int dx f_{n_1}(x - q_T/2) f_{n_2}(x + q_T/2)$$

$$\mathcal{M}_1 = \mathcal{M}(n_i, n_f), \mathcal{M}_2 = \mathcal{M}(n_i - 1, n_f), \mathcal{M}_3 = \mathcal{M}(n_i, n_f - 1), \mathcal{M}_4 = \mathcal{M}(n_i - 1, n_f - 1)$$

超高エネルギー極限 $E_i \gtrsim 1 \text{ TeV}$ ($n_i \gtrsim 10^{10}$)

$\mathbf{p}_i // \mathbf{p}_f // \mathbf{q}$

$$\Gamma(p_z) = \left(\sqrt{e_q^2 - q_z^2} / e_q \right) \Gamma(p_z = 0)$$

Gamma Factor

$$\mathcal{M} \approx \mathcal{M}_1 \approx \mathcal{M}_2 \\ \approx \mathcal{M}_3 \approx \mathcal{M}_4$$

$$T_{if} = d_A \mathcal{M}^2 \left(E_i E_f - 2eB \sqrt{n_i n_f} - M_p^2 \right)$$

パイオン $d_d = 1,$
ベクター粒子 $d_d = 2$

巨大な $n_i (\gtrsim 10^6)$ での計算法

$$\mathcal{M} \propto \delta \left(q_z - \frac{e_q}{E_i} q_z \right)$$

$\mathcal{M}(n_1, n_2)$: スケール則 $\Leftarrow$ 小さい n_1 で計算

T.M. et al., PLB 757, 125 (16).

半古典理論 $\Rightarrow \chi_p \equiv eBE_i/M_p^3$ の関数

HO Overlap Integral

$$\mathcal{W}(n_1, n_2) = \sqrt{\frac{n_1}{eB}} \int \frac{dq_z}{2\pi} \int dx f_{n_1} \left(x - \frac{q_T}{2\sqrt{eB}} \right) f_{n_2} \left(x + \frac{q_T}{2\sqrt{eB}} \right)$$

$$e_q^2 = (E_i - E_f)^2 = q_z^2 + q_T^2$$

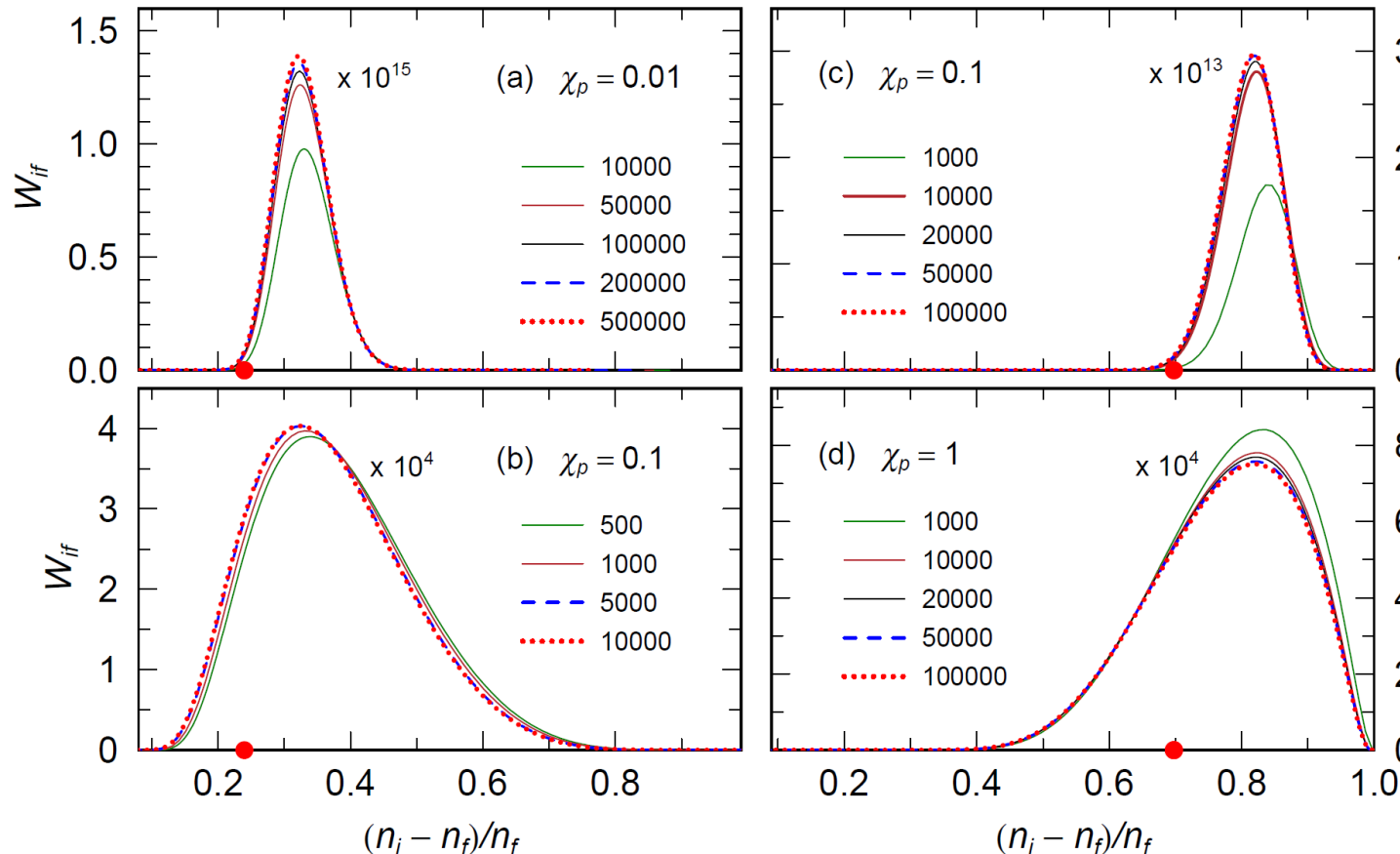
$$\chi_p = \frac{eBE_i}{M_p^3}$$

HO Wave Function

$n_i \gtrsim 10000$
で一致

Pion

ρ -meson



$\mathcal{W}(n_1, n_2)$
 χ_p のみの関数

Scaling Relation

$$\mathcal{W}_{if} = \mathcal{W}(n_i, n_f) = \sqrt{n_i} \int \frac{dq_z}{2\pi} \int dx f_{n_i} \left(x - \frac{q_T}{2} \right) f_{n_i} \left(x + \frac{q_T}{2} \right)$$

$$\mathcal{M}(n_i, n_f) = \frac{2\pi}{\sqrt{n_1}} \mathcal{W}(\chi_p) \frac{\sqrt{E_i^2 - p_{iz}^2}}{E_i} \delta \left(q_z - \frac{e_q}{E_i} p_{iz} \right)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M} &= \mathcal{M}_1 \approx \mathcal{M}_2 \\ &\approx \mathcal{M}_3 \approx \mathcal{M}_4 \end{aligned}$$

Decay Widths at $p_{iz} = p_{fz} = q_z = 0 \rightarrow$ Lorentz Trans. $\rightarrow p_{iz} \neq 0$

$$\Gamma_A = \frac{d_A}{4} g_A^2 \sqrt{eB} \sum_{n_f} \frac{\mathcal{A}_{if}}{E_{iT} E_{fT}} \frac{\mathcal{W}_{if}(\chi_p)}{\sqrt{n_i}}.$$

$$A_{if} = d_A \left(E_i E_f - 2eB \sqrt{n_i n_f} - M_p^2 \right)$$

$$e_q = E_i - E_f = E_{iT} - E_{fT} = \sqrt{2eB n_i + M_p^2} - \sqrt{2eB n_f + M_p^2}$$

$$eB \sum_{n_f} \equiv \int E_{fT} dE_{fT}.$$



$$\frac{d\Gamma_A}{de_q} = \frac{d_A g_A^2}{4\sqrt{eB}} \frac{\mathcal{A}_{if}}{E_i} \frac{\mathcal{W}_{if}(\chi_p)}{\sqrt{n_i}}.$$

§ 3 結果

Total Decay Width $\Gamma(\chi_p) \propto B$

$$\chi_p = \frac{eBE_i}{M_p^3} \quad \text{の関数}$$

スケール則 磁場変化 $B_1 \rightarrow B_2$

$$\Gamma[E, B_2] = (B_2/B_1) \Gamma[(B_1/B_2)E, B_1]$$

$\chi_p \approx 3 \sim 8$ にピーク

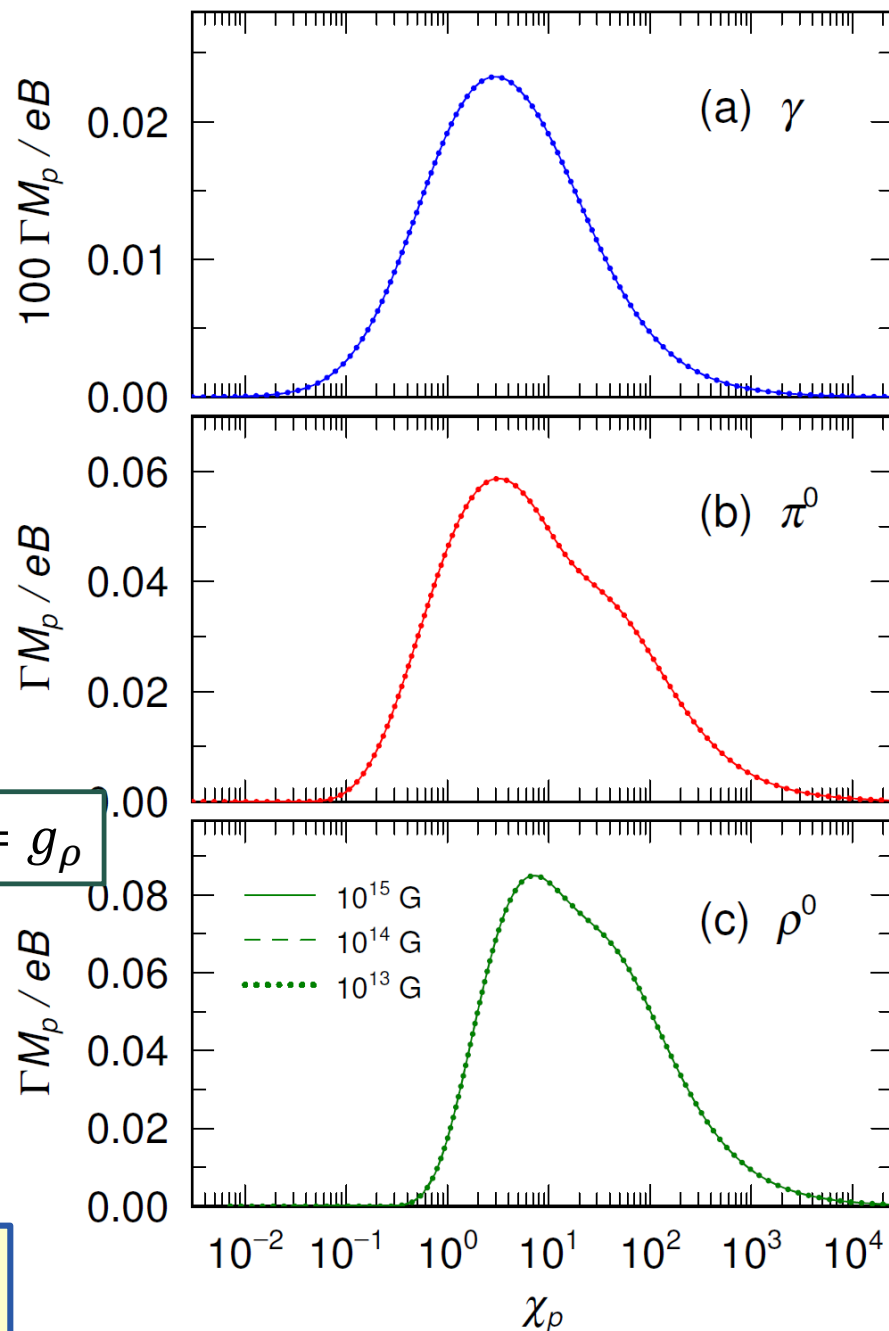
($E_i \approx 400 \sim 1200$ TeV at $B = 10^{15}$ G)

高エネルギーで急速に減少

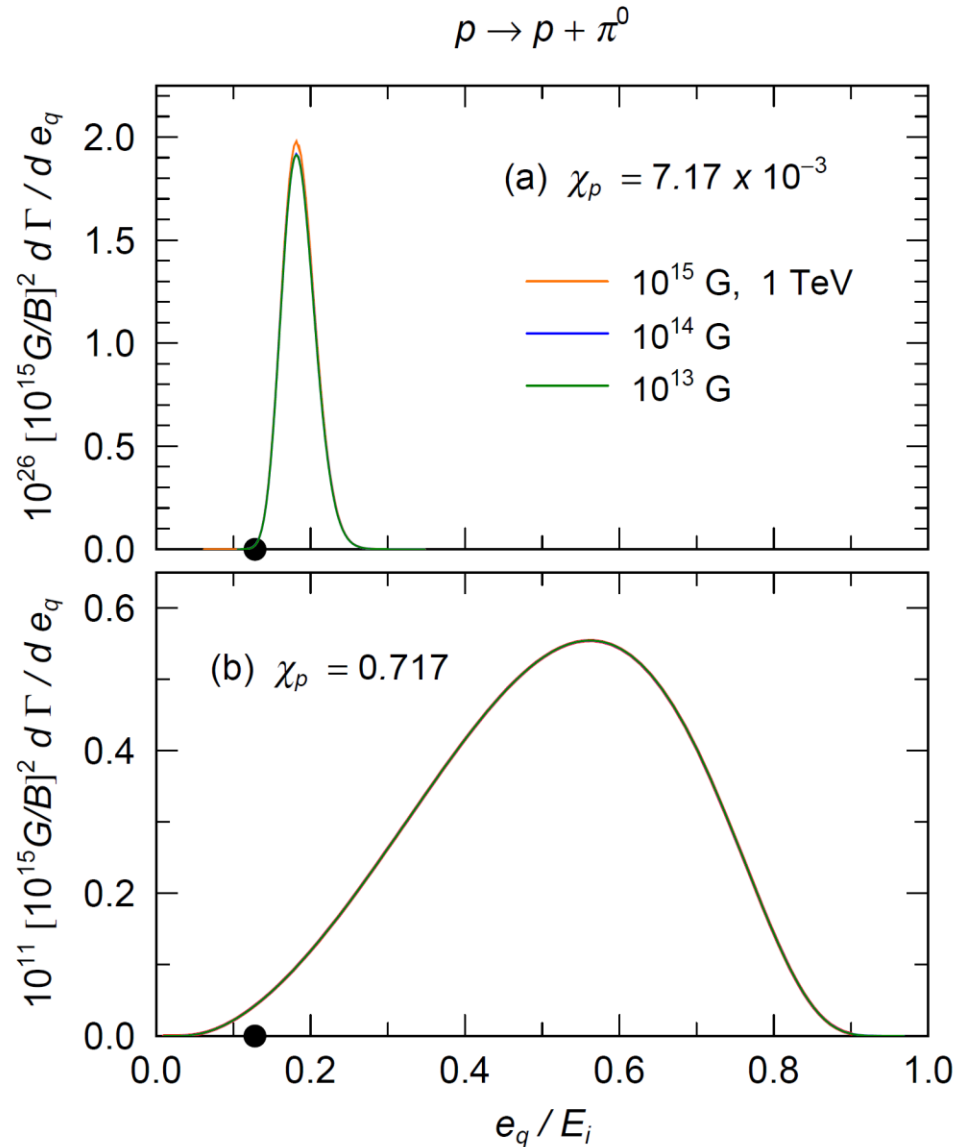
通常の半古典計算では見られない

$$\chi_p = \frac{eBE_i}{M_p^3}$$

$$g_\pi = g_\rho$$



Scale Rule of Differential Pionic Decay Width



スケール則

$$d\Gamma/de_q \propto B^2$$

e_q/E_i の関数

磁場変化 $B_1 \rightarrow B_2$

$$E_i \rightarrow (B_1/B_2)E_i$$

$$e_q \rightarrow (B_1/B_2)e_q$$

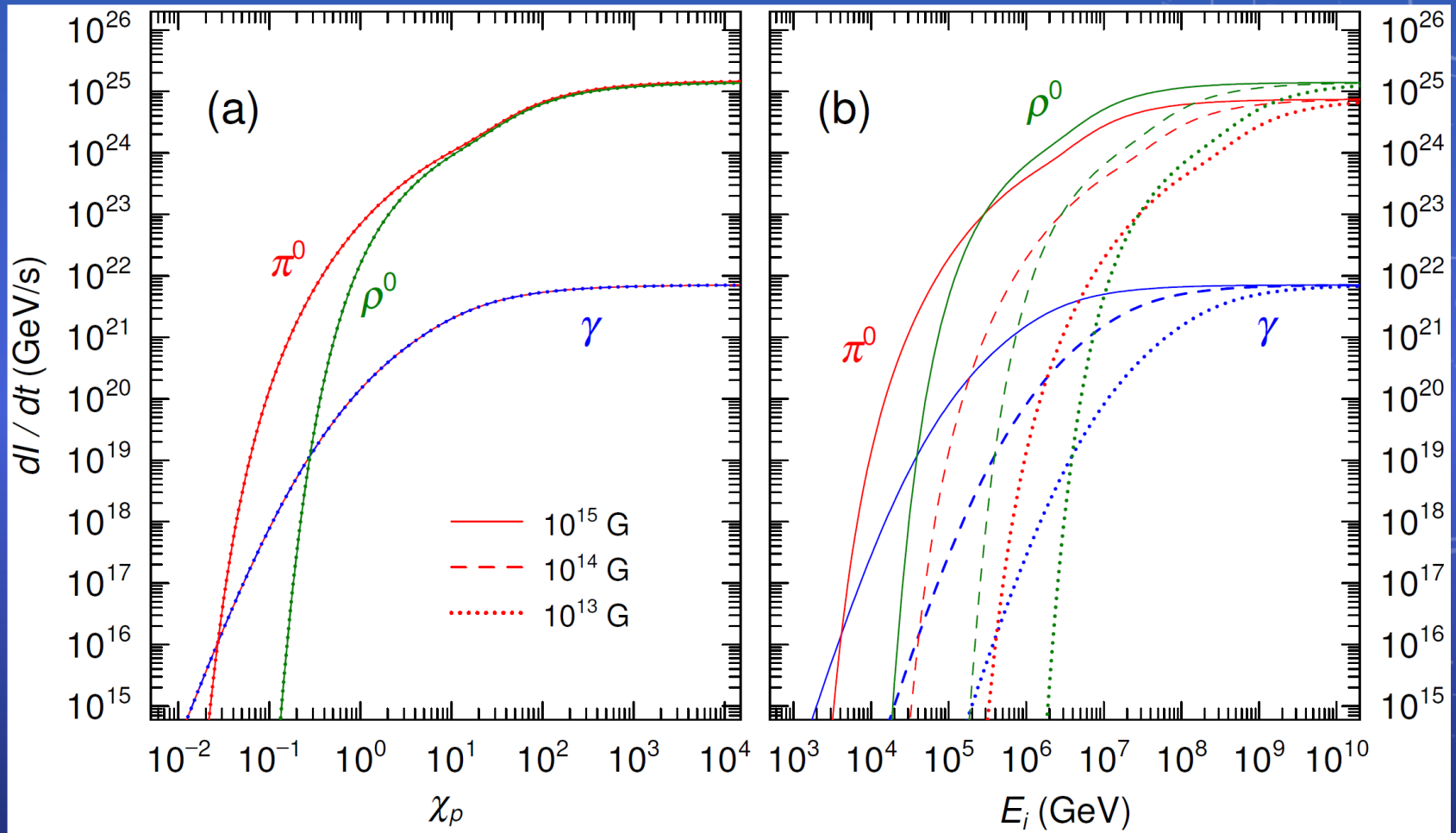
$$\Gamma \rightarrow (B_2/B_1)\Gamma$$

$$d\Gamma/de_q \rightarrow (B_2/B_1)^2 d\Gamma/de_q$$

以後, $B = 10^{15}$ Gの計算

Total Luminosity

$$dI/dt = \int de_q e_q (d\Gamma/de_q)$$

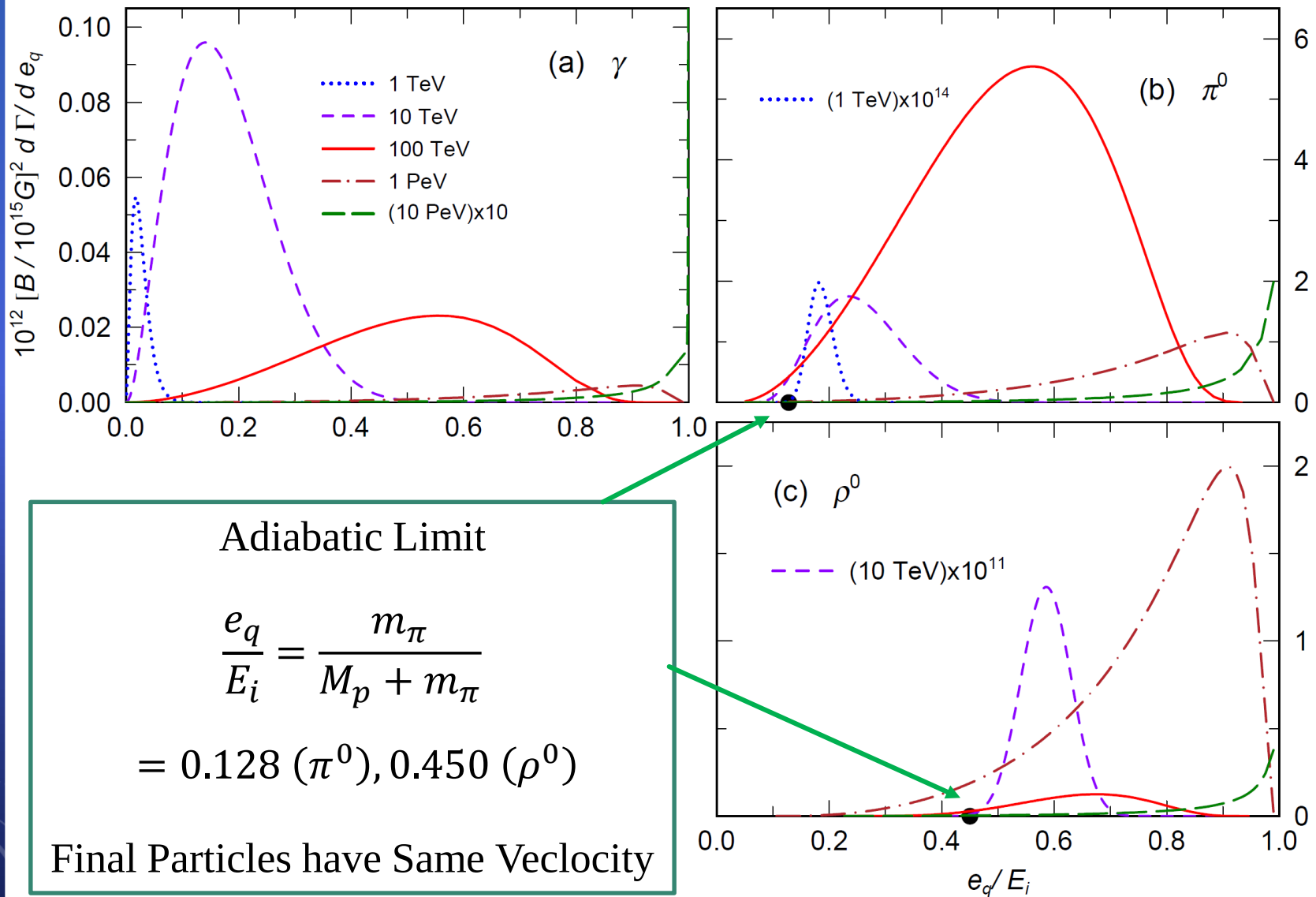


磁場によって光度は変わらない

高エネルギーで一定

Differential Pionic Decay Width

$$B = 10^{15} \text{ G}$$



放出粒子のエネルギー分布

Adiabatic Limit

陽子と放出粒子間の**相対運動量**がゼロ
同じ速度

$$e_q = \frac{m}{M_p + m} E_i,$$

$$E_f = \frac{M_p}{M_p + m} E_i,$$

半古典計算: $e_q \ll E_i$ 反跳を小さいと仮定

$E_i \lesssim 1 \text{ TeV}$, 光子 $\rightarrow$ OK,

中間子 $\rightarrow \times$

Photon : $e_q \sim 0$

Pion : $e_q = 0.128 E_i$

Rho : $e_q = 0.45 E_i$

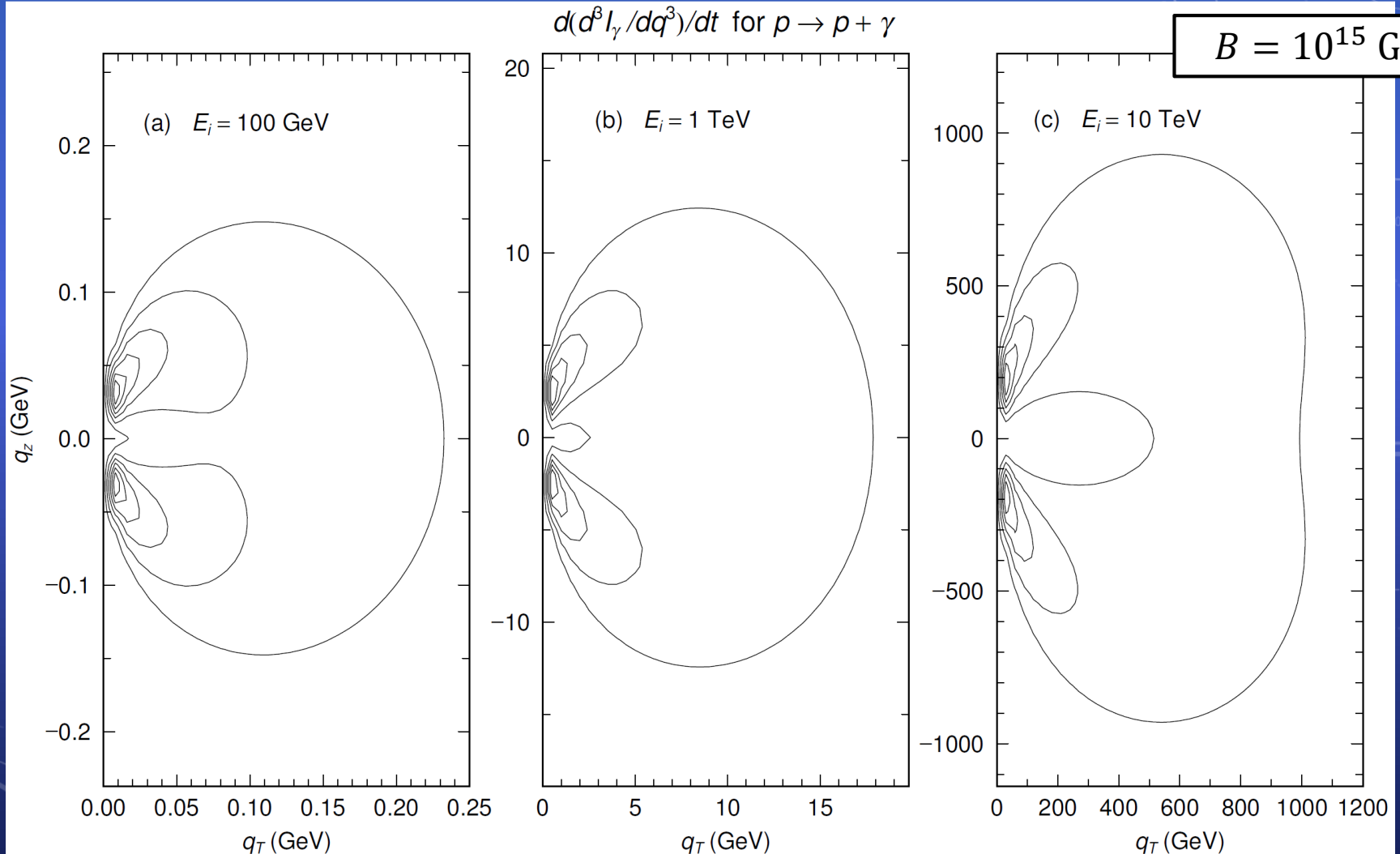
放出粒子のエネルギー分布

入射陽子	エネルギー閾値近傍	Adiabatic 極限近傍に分布
	高エネルギー	高いエネルギー領域に広がる
	超高エネルギー	$e_q \sim E_i$ にのみ分布

Luminosity-Distribution for γ

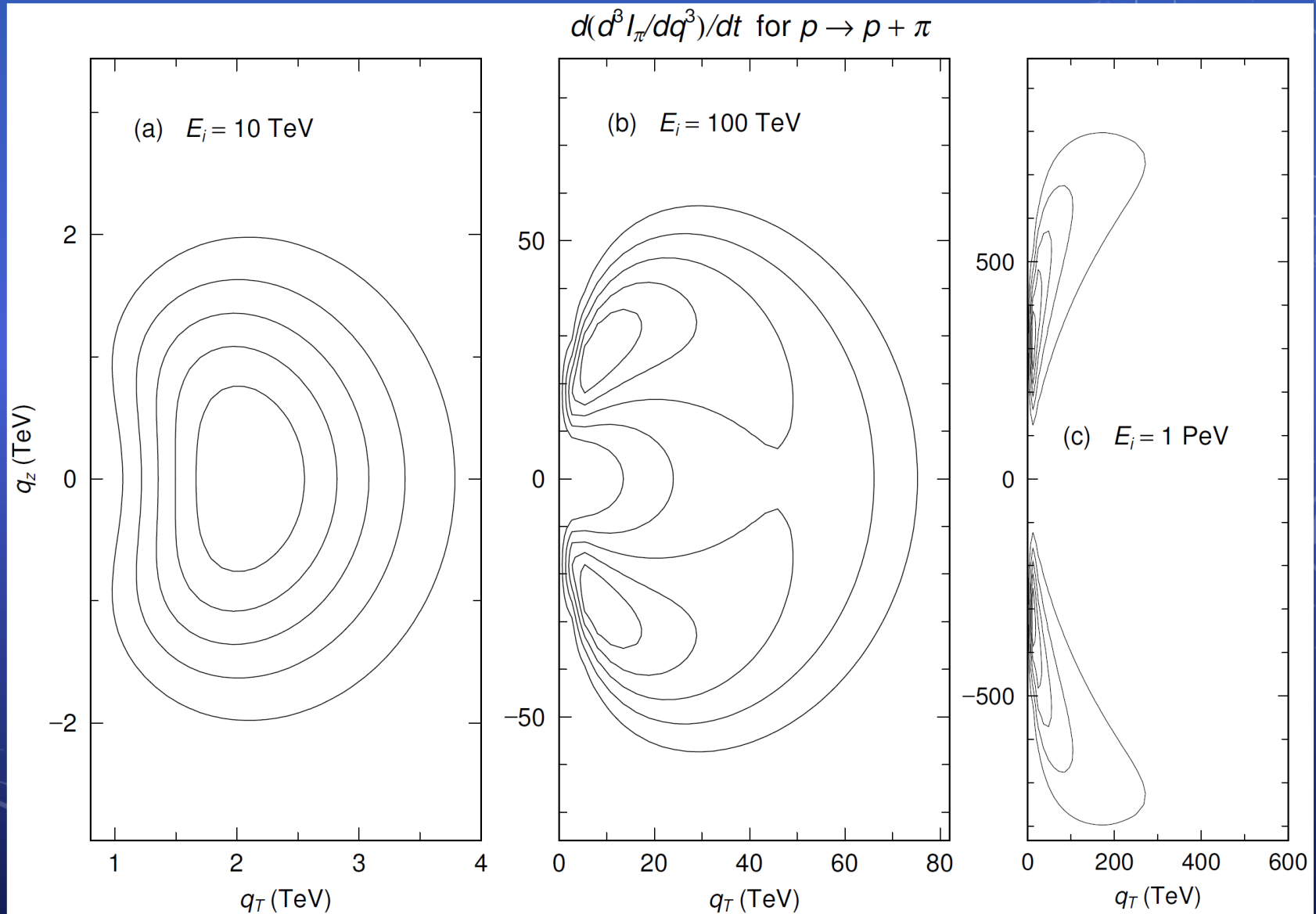
球対称陽子運動量分布 角度平均

$$\left\langle \frac{d}{dq^3} \frac{dI_A}{dt} \right\rangle = \frac{c}{(\hbar c)^2 \sqrt{eB}} \frac{d_A g_A^2}{16\pi} \frac{A_{if}}{e_q p_i} \frac{\mathcal{W}_{if}(\chi_p)}{\sqrt{n_i}}$$



Luminosity-Distribution for π^0

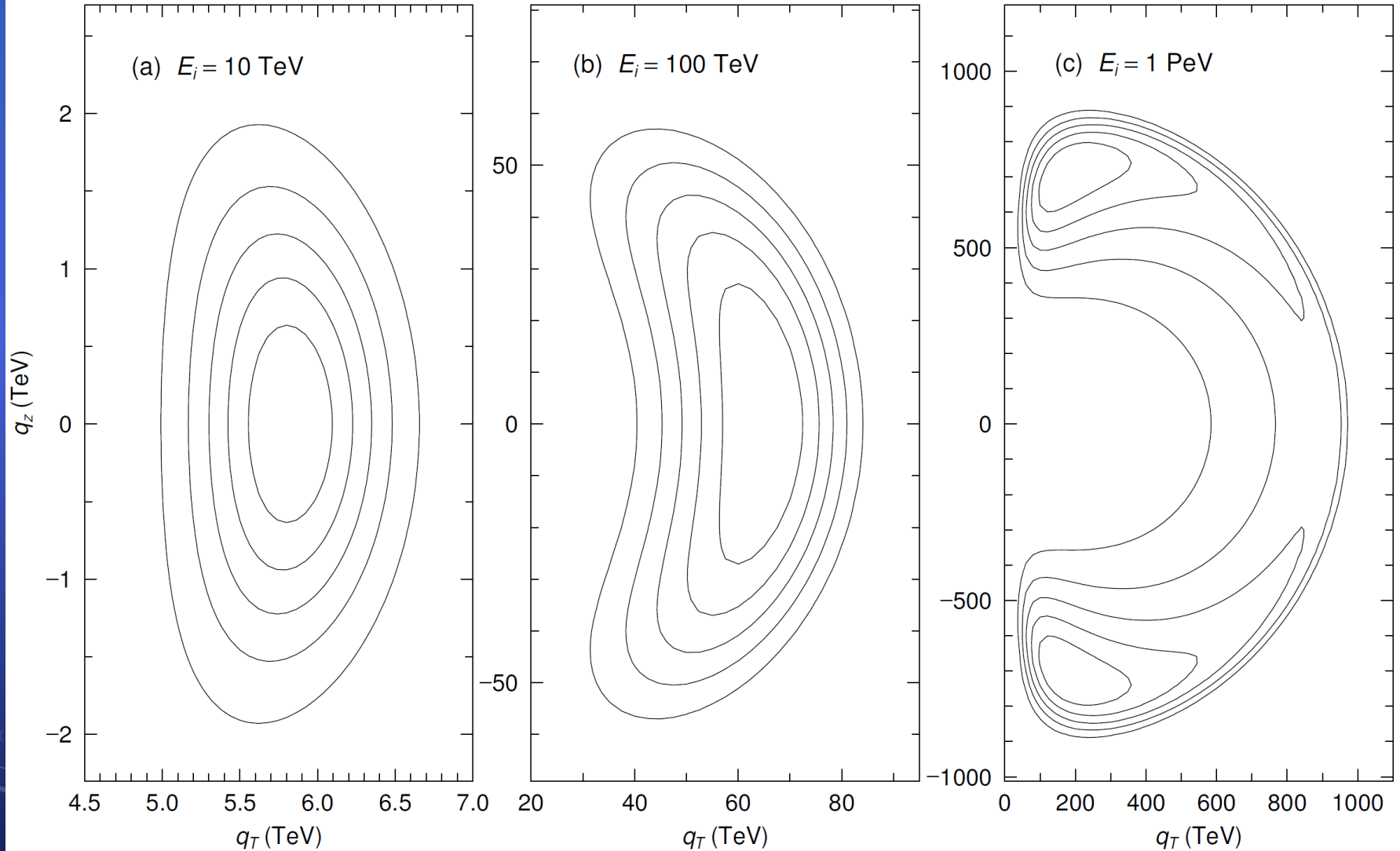
$$B = 10^{15} \text{ G}$$



Luminosity-Distribution for ρ^0

$$B = 10^{15} \text{ G}$$

$d(d^3 I_p / dq^3) / dt$ for $p \rightarrow p + \rho^0$



放出粒子の運動量分布

超高エネルギー領域 入射陽子, 終陽子, 生成粒子の方位角は同じ

$$dI/dt(\theta) = (E_{iT}^2/E_i^2) dI/dt(\theta = 0, E_{iT}) \approx \sin^2\theta dI/dt(\theta = 0)$$

$$E_{iT}^2 = E_i^2 - p_{iz}^2 \approx 2eBn_i$$

赤道→極 $\Rightarrow$ 各方位角の全光度 $\rightarrow$ 単純減少 ピーク $\rightarrow$ 移動

$$dI/dt(\theta, E_i) = (E_{iT}^2/E_i^2) dI/dt(\theta = 0, E_{iT}) \approx \sin^2\theta dI/dt(\theta = 0)$$

$$E_{iT}^2 = E_i^2 - p_{iz}^2 \approx 2eBn_i$$

E_i の増加 $\rightarrow$ 放出粒子エネルギーが増加 $\Rightarrow E_i \gtrsim 1 \text{ PeV}$ 各方位角の全光度 $\rightarrow$
単純減少 ピーク $\rightarrow$ 移動

$E_i \gtrsim \text{数PeV}$ at $p_{iz} = 0 \Rightarrow$ ピーク (あまり高くない) $\cdots e_q \approx E_i$ 大きな反跳効果

$E_i \gtrsim 5 \text{ PeV} \Rightarrow e_q \sim E_i$ 近傍に分布 $\Rightarrow$ 等高線図が描けない

半古典論と比較

π^0 生成

V. Berezhinsky, et al., PLB351, 261 (95) $\Rightarrow \Gamma_\pi = (3g_\pi^2/64\pi)eB\chi_p^{-1/3}$

磁場依存性は同じ

エネルギーの増加に対して, 単調減少

when $B = 10^{15}$ G, $\Gamma_\pi = 1.77 \times 10^4 \chi_p^{-1/3}$ (eV)

Ours : $\Gamma_\pi \approx 300$ (eV) at $\chi_p = 1$ ($E_i = 140$ TeV)

半古典計算 $\Rightarrow$ 放出エネルギーは非常に小さいと仮定

量子計算 $\Rightarrow$ 低エネルギーで, Adiabatic Limit

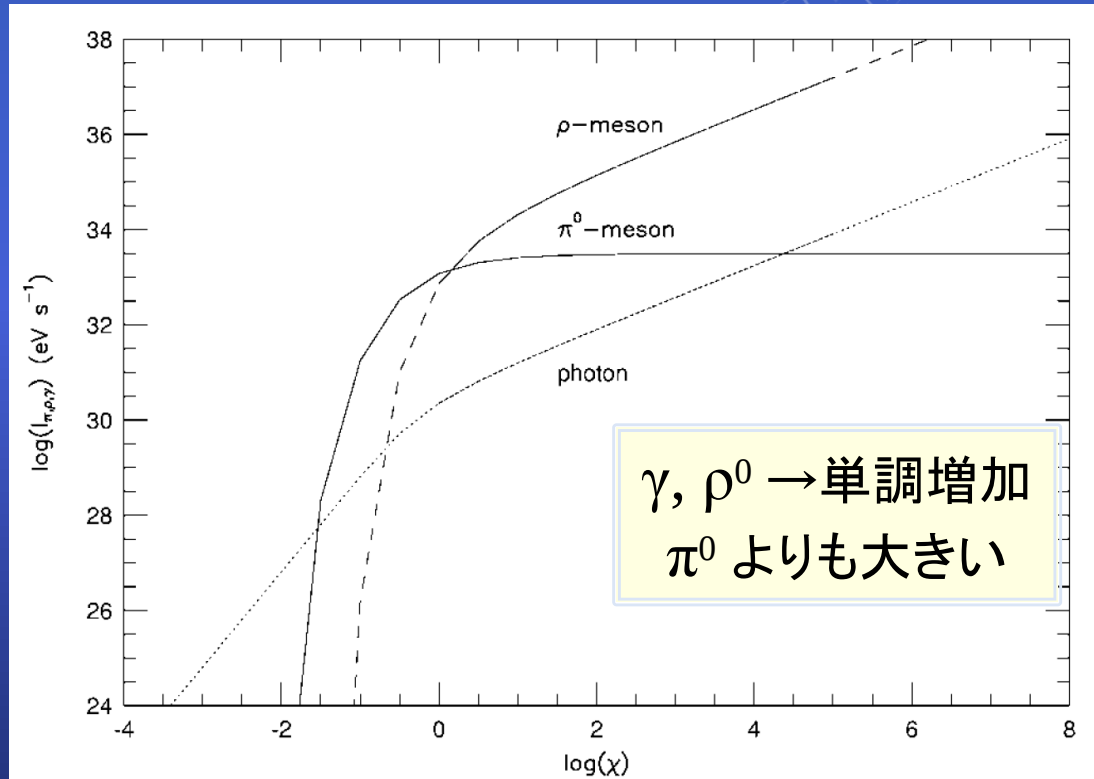
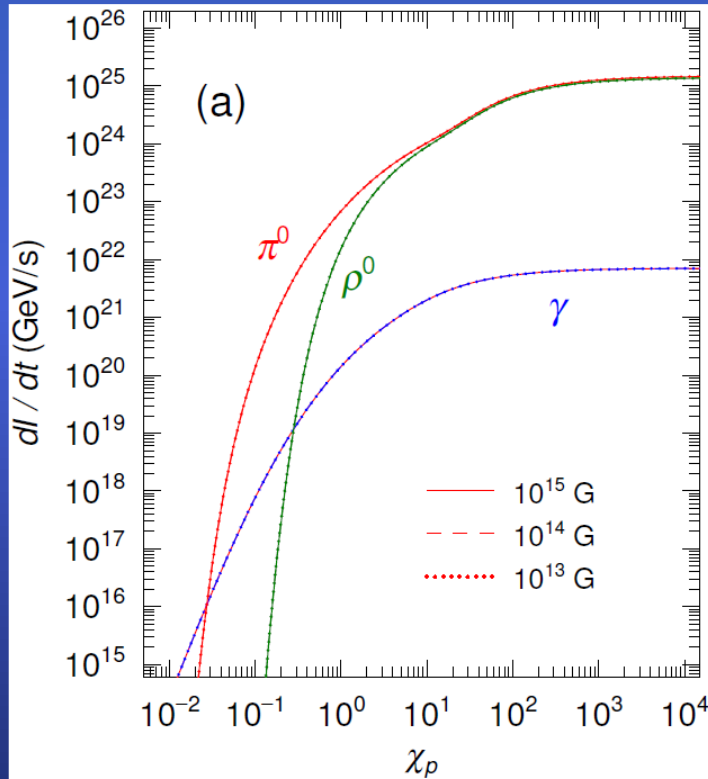
超高エネルギー, $e_q \sim E_i$

$\Rightarrow$ 超高エネルギーで崩壊幅が非常に小さくなる

半古典論と比較

A.Tokuhusa & T.Kajnio, ApJ. 525, L117 (99)

高エネルギー極限 $dl_{\pi}/dt \sim 10^{34}$. (eV/s) $\rightarrow$ 一定 量子計算と同程度
(理由は不明)



半古典計算 $\Rightarrow$ 放出エネルギーは非常に小さいと仮定
量子計算 $\Rightarrow$ 超高エネルギー, $e_q \sim E_i$

§ 4 まとめ

高エネルギー陽子のシンクロトン放射 相対論的量子論による計算

二つのHO波動関数のオーバーラップ関文のスケール則を発見

巨大なランダウ量子数の計算が可能 今回の最大値 $\sim 8 \times 10^{32}$

放出粒子の運動量分布の計算も可能

陽子エネルギー $>$ 数PeV,

エネルギーの増加 $\Rightarrow$ 崩壊幅は減少, 光度が一定

古典論と比較 量子論の放出は小さい

$\Leftarrow$ 量子論計算 反跳効果を正確に記述

低エネルギー: $e_q \gtrsim E_i m_A / (m_A + E_p)$, 高エネルギー: $e_q \sim E_i$

量子効果が大きいわけではない

古典的枠組み計算は可能, しかし, これまでの半古典計算は成り立たない

高エネルギー陽子限からのガンマ線放出の計算

陽子運動量で積分

陽子分布: Pierre Auger Data & Analysis

A. Aab, et al. JCAP04, 038 (17)

陽子運動量分布の異方性

D. Allard, A&A 664, A120 (22), A&A 686, A292. (24)