

ハドロコライダーでの particle 生成の前に

① ハドロンの構造 PDF (LHC 1-1 ~ 12)

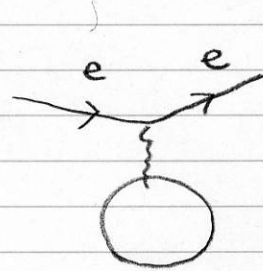
② ハドロコライダーの運動学を整理する  
(LHC 2-1 - 2-4)

# ハドロンの物理

## 陽子の構造

Pは uud の荷クォークの構造体 "素" 粒子ではない。この構造を探る。

### (1) 非相対論的



$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} |F(\theta)|^2$$

↑  
点電荷

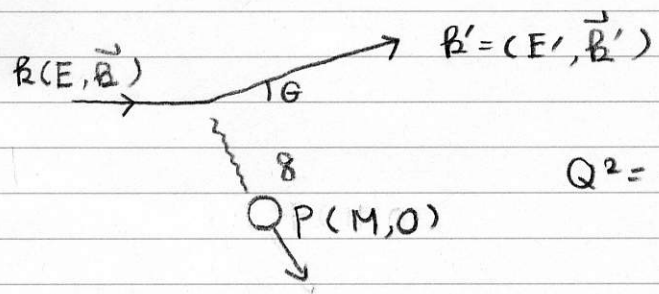
$$F(\theta) = \int \rho(\alpha) e^{i\vec{q}\cdot\vec{\alpha}} d\alpha$$

↓  
電荷分布のフーリエ変換

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} = \frac{(Ze)^2}{4k^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} (1 - \sin^2 \frac{\theta}{2})$$

→ "導出せよ"

### (2) 相対論的 "マッセル" 点電荷



$$Q^2 = -q^2$$

$$q = E - E'$$

↑  
= の意味は次の P=2'

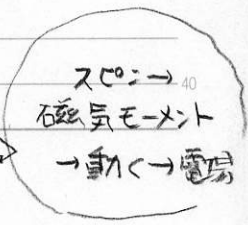
$$|\overline{M}|^2 = \frac{8e^4}{g^2} [(k' \cdot p')(k \cdot p) + (k' \cdot p)(k \cdot p') - M^2 k \cdot k']$$

↓ P(M, 0) としておく

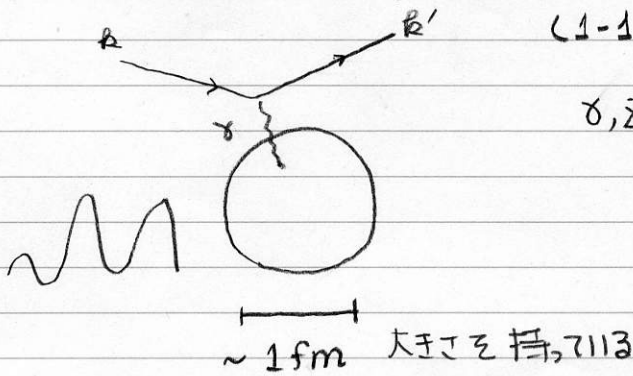
$$\frac{8e^4}{g^2} 2M^2 EE' \left\{ \cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2M^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4k^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \frac{E'}{E} \left\{ \cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2M^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\}$$

M → ∞ がかた直 → (1) と一致する。直かな。 spin →



# 陽子の構造 「Parton Model」



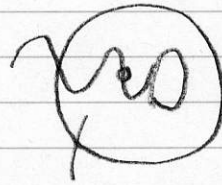
(1-1) の延長で

$\gamma, Z, W$  を使って 陽子の中の  $quark, \bar{q}$  の分布を探る  
( $g$  は直接は無理)

→  $p\bar{p}$  散乱

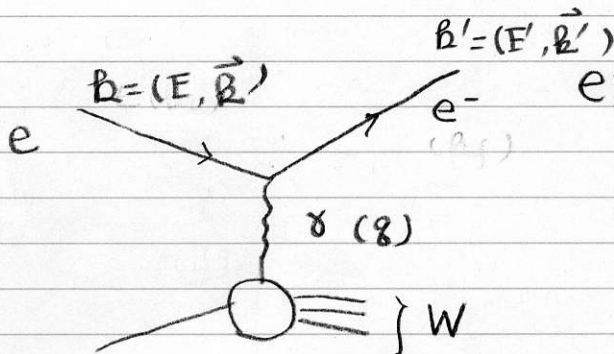
↓  
「点電荷近似」がある  
条件は?? → 考える

二つあり  
長波長 (低エネルギー)  
 $E \ll$  核子全体と反応  
弾性散乱



短波長 → 内部の "parton" と反応

→ 非弾性散乱  
がある。



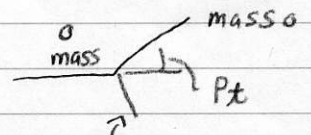
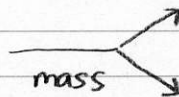
ep 散乱 (HERA)

4元頂点

$$q = k_z - k_f \text{ (移行運動量)}$$

P (mass M)

$$m_e = 0 \text{ として}$$



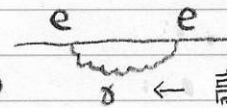
$P_t$  が分たけ負のmass

$$Q^2 = -q^2 = 2EE' (1 - \cos\theta)$$

$$\sim (E\theta)^2 \sim (P_t)^2$$

$\theta \rightarrow 0 \quad q^2 \rightarrow 0$  で 散乱 (長波長)

→ LHC1-2



高次の  
複合効果

$$W^2 = (P + q)^2 = M^2 + 2P \cdot q + q^2$$

$$\Downarrow \equiv \frac{P \cdot q}{M}$$

↑  
Hadron mass

$$W^2 = M^2 + 2M\gamma + q^2$$

↓  
P の静止系で考えると

Kinematics は  $q^2 < 0$  で一貫に決まる

$$P = (M, 0, 0, 0)$$

$$\gamma = E - E'$$

Lorentz  
不変量は

( $E, E'$  低エネルギー)

弾性散乱のため  $W^2 = M^2$   
核子はかわらない

$$\nu = \frac{-q^2}{2M} = \frac{EE'(1-\cos\theta)}{M}$$

→ 自由変数は1つだけ

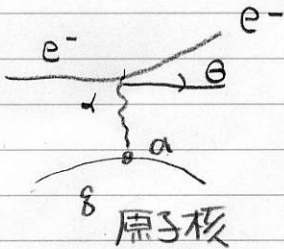
LHCH (2) の延長

$$\frac{d^2\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2E^2 \sin^4(\frac{\theta}{2})} \left\{ W_2(\nu, q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1(\nu, q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\}$$

↓ Rutherford 散乱

↑ 電荷

↑ 磁気モーメント



$$q = P - P'$$

$$= -(B' \cos\theta, 0, B' \sin\theta, B')$$

$$+ (B, 0, 0, B)$$

$$q^2 \sim (B' - B)^2 - (B' \cos\theta - B)^2 - B'^2 \sin^2\theta$$

$\propto \alpha^2$

$$\sim -2BB'(1 - \cos\theta)$$

$$\sim -4BB' \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

$\theta \rightarrow 0 \quad q^2 \rightarrow 0$  又は on-shell (接線方向には実光子が出る)  $\infty$  まで飛ぶ

$$q \sim "Pt"$$

は由E Ptが主要な量

不確定性原理  $\Delta P \Delta x \sim \hbar (\approx 1)$

180° 嘘の割合を

$$\Delta x \sim \frac{1}{\Delta P}$$

"200 MeV fm 示す

(variability)

$$\Delta x \sim \frac{1}{|q|} \left( \ll 1 \text{ は嘘} \right) \text{ 存在していても}$$

良い。

$W_1, W_2$  は弾性散乱における form factor

(非相対論では charge 分布のフーリエ変換)

$\nu, Q^2$  2変数関数

(弾性だと1変数)

↓  
直観的に言うと  $\nu \rightarrow$  与えたエネルギー  $\rightarrow$   
 $Q^2$  が  $P$  へ ↓

↓  
弾性ならこの2つは関係がある

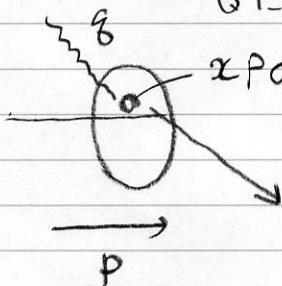
Bjorken scaling 則  $Q^2 = -q^2$

$$Q^2 \rightarrow \infty \quad \nu \rightarrow \infty \quad x = \frac{Q^2}{2M\nu} \equiv \frac{Q^2}{W^2 - M^2 + Q^2} < 1$$

弾性で  $x=1$ .  $\rightarrow$  歴史的には非弾性度を示す量

$$\left\{ \begin{array}{l} \nu W_2(Q^2, \nu) \equiv F_2(x, Q^2) \rightarrow F_2(x) \\ M W_1(Q^2, \nu) \equiv F_1(x, Q^2) \rightarrow F_1(x) \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} Q^2 \text{ による} \\ \text{(実験則)} \end{array} \right.$$

" $Q^2$  による"  $\rightarrow$  大抵は無関係  $\rightarrow$  "点状"



$xP$  の運動量は荷う点状粒子

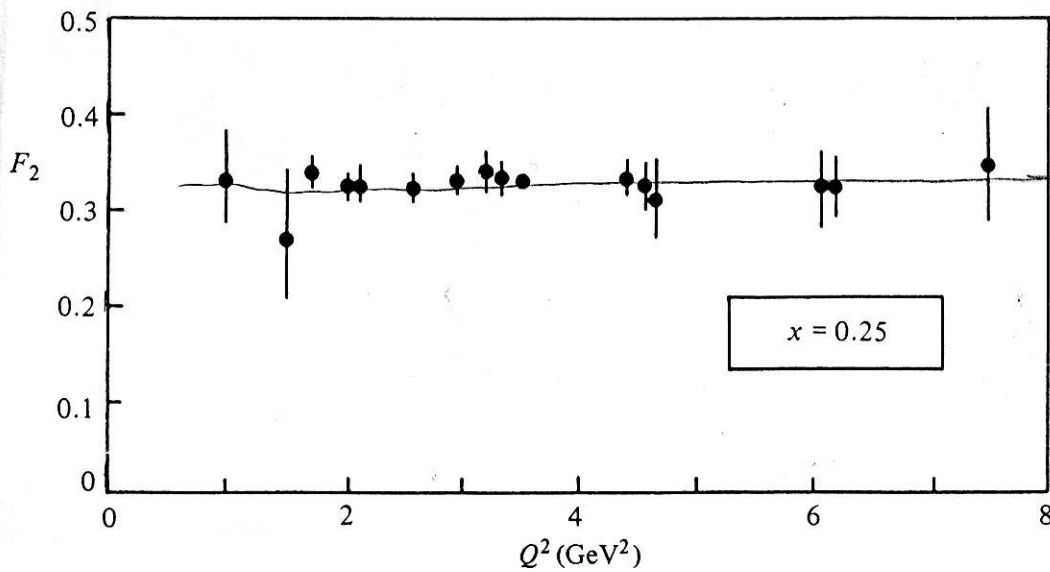
$$P = \sum_i x_i p$$

$$(xP + q)^2 = \underbrace{x^2 p^2}_{\text{massless}} + \underbrace{2x p q}_{2xM\nu} - Q^2$$

反跳した点状粒子  
 $\epsilon$  massless

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (\text{古典的定義と一致})$$

$\rightarrow$   $P$  は  $x$  をもった "点状粒子" の集合体であると考えられる  
( $Q^2$  による)



~定

Bjorken  
Scaling  
則

$$F_2 \equiv \nu W_2(\nu, q^2) = \alpha \sum Q^2 f(x)$$

$\alpha$  の運動量を担った quark の  
存在割合

$$\alpha = 0.25 \quad (\frac{1}{3} \text{ part})$$

↓  
量子数を担, 213 valence が主

↓  
QCD の高次効果が目立たない所を見れば

↓  
Scaling 則 成立 (Lucky だった)

→ parton model  
が成立

→ eμ 散乱と  
比較

後で説明



$e\mu$  散乱 (LHC 1-1 (2))

$$\frac{d^2\sigma}{d^2Q^2 d\nu} = \frac{\pi \alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \frac{1}{E E'} \left( e^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} + e^2 \frac{Q^2}{2m_\mu^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)$$

$$\delta(\nu - \frac{Q^2}{2m_\mu})$$

↑  
弾性散乱

$$\alpha = \frac{Q^2}{2M\nu} \left( = \frac{Q^2}{\omega^2 - M^2 + Q^2} \sim 1 \text{ for 弾性} \right)$$

$$\nu = \frac{Q^2}{2M\alpha} \quad (\theta \text{ と } \nu \text{ は 1対1対応})$$

電荷

$$\left[ \begin{aligned} F_2 = \nu W_2 &= \sum_i e_i^2 \alpha \delta(\alpha_i) \\ F_1 = MW_1 &= \frac{1}{2\alpha} F_2 \end{aligned} \right.$$

$$F_2 = 2\alpha F_1$$

Callan - Cross 法則

↓  
spin 1/2 の粒子

↓

$2\alpha F_1 = F_2$  であるかどうか。quark が spin 1/2

あるかどうかのテストになる

→ quark  $F_2$  は 0K

"陽子" が荷クォーク  $u, u, d$  だけで出来ている。

$\frac{2}{3}$  で話は簡単 (どうして  $u, u, d$  を1つにまとめているか? は  
見えると見えない)



Qの高エネルギーでは  $\alpha_s$  が発散 (Asymptotic freedom)

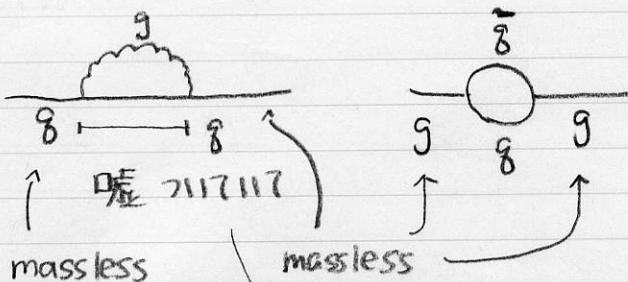
Quarkの中では"クチ"な  $g$  が無数交換されこれが  
 $u, u, d$  を1つにしている



このgluon効果  $\Rightarrow$  LHC1-7(B)

Q (見る波長) により 見える効果が変わる

QCD (Qが小さい)  $\alpha \sim 1$



この効果が見えない

Qが小さいと大きなスケールで  
見ればたり

↓  
量子数を相対する  
たしか見える

時間 (長さ)  $\sim \frac{hc}{\lambda p}$

gluonの存在出来る時間(長さ)は、 $\sim 10^{-16}$

グルオンやクォークの見る波長(ドブロイ)によって変わる



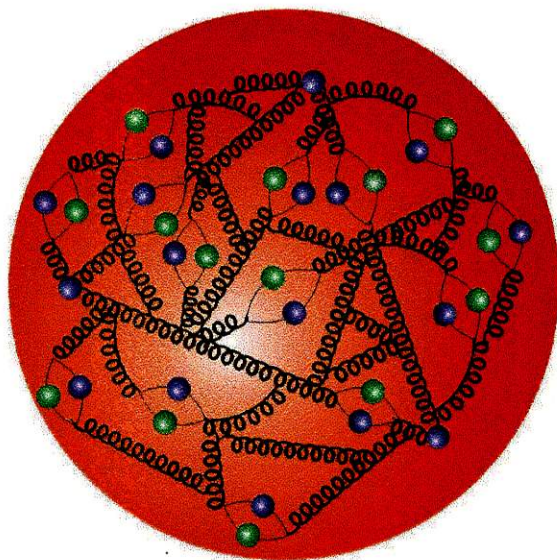
- 荷電 quark 3つ

◦  $q \rightarrow qg$

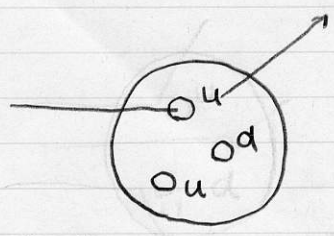
◦  $g \rightarrow gg$  (非3ハリス)

◦  $g \rightarrow q\bar{q}$  (sea quark)

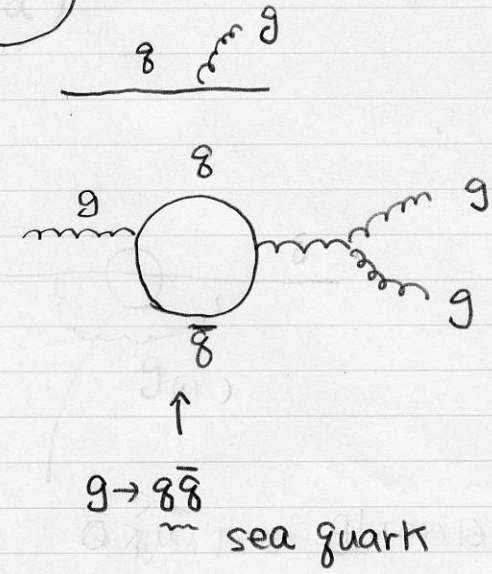
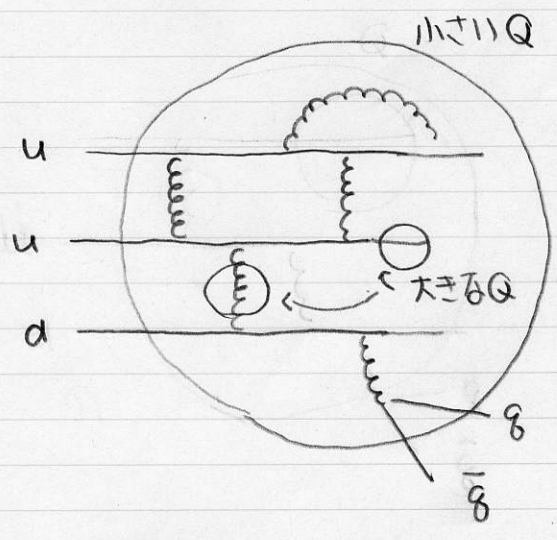
連鎖的に  
反応が起きている



Valence F=17



$x = \frac{1}{3}$  の  $\delta$  function

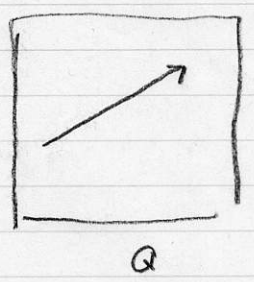


Qが大きいと小さいスケールで見ている

↓  
g, q-bar の効果大

この小さい成分が増加

図 F  
LHC1-8(B)



「スケーリング」の破れ

致命的な問題ではない

↓  
単に QCD の高次効果現れているだけ.

つまり parton model は正しい



LHC 1-12

$$\frac{d^2\sigma^i}{dx dy} = \frac{4\pi\alpha^2}{xyQ^2} \eta^i \left\{ \left(1 - y - \frac{x^2 y^2 M^2}{Q^2}\right) F_2^i + y^2 x F_1^i + \left(y - \frac{y^2}{2}\right) x F_3^i \right\}$$

Qが大きくなる程 (1) 波長の  
効果が減る

(2) の成分が増加

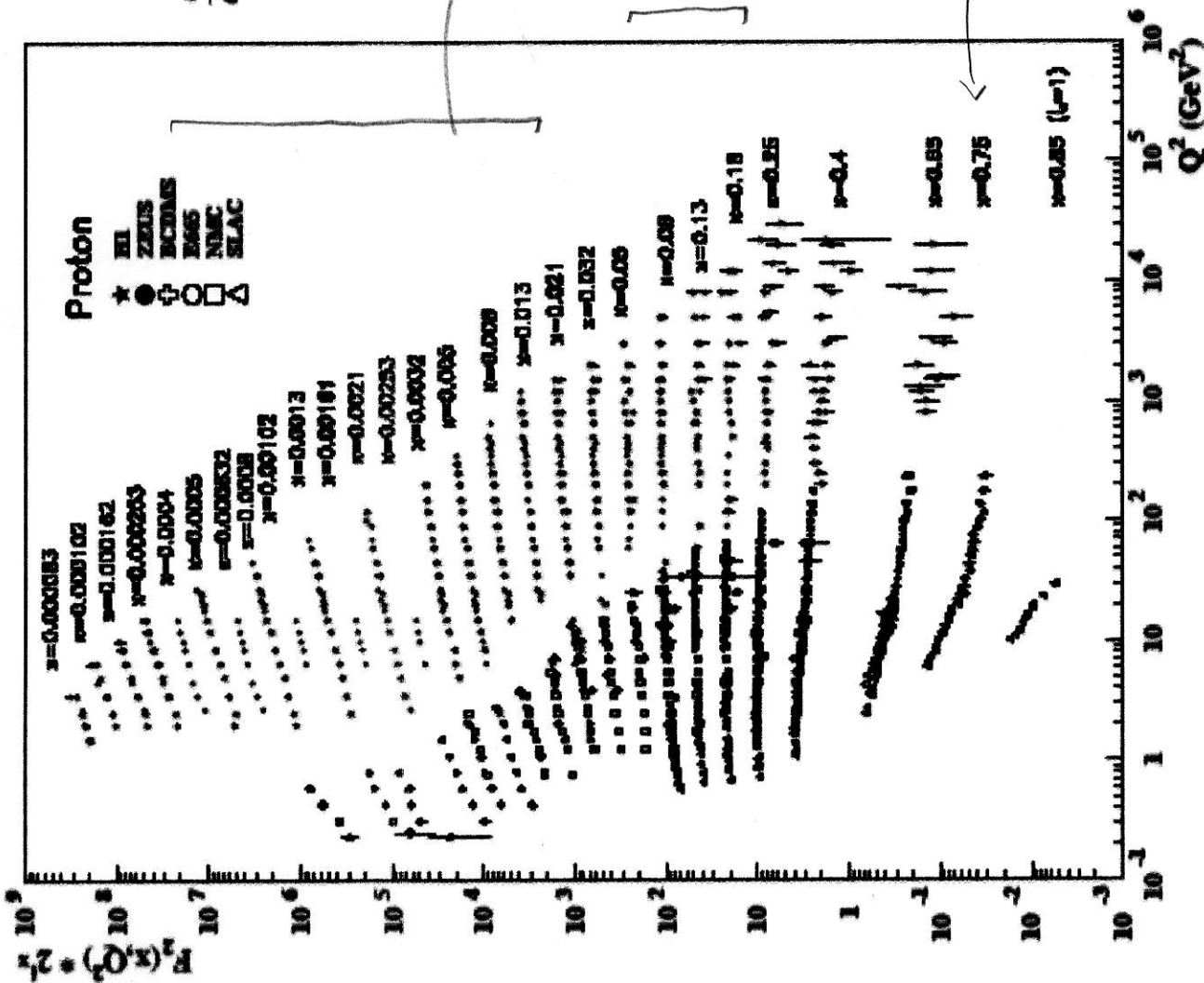
$x \sim O(1/3)$

バリエーションが主 → 平均になる

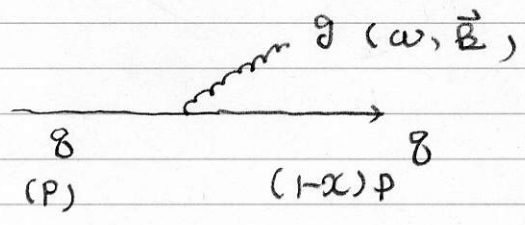
High Q<sup>2</sup> と

バリエーションが少なくなる

確率が少なくなる



gluon は  $x$  が小さい所で  $\frac{1}{x}$  で増える。



古典的 反応確率  $\sim \frac{1}{\Delta E}$

$$\Delta E = P - (1-x)P = xP$$

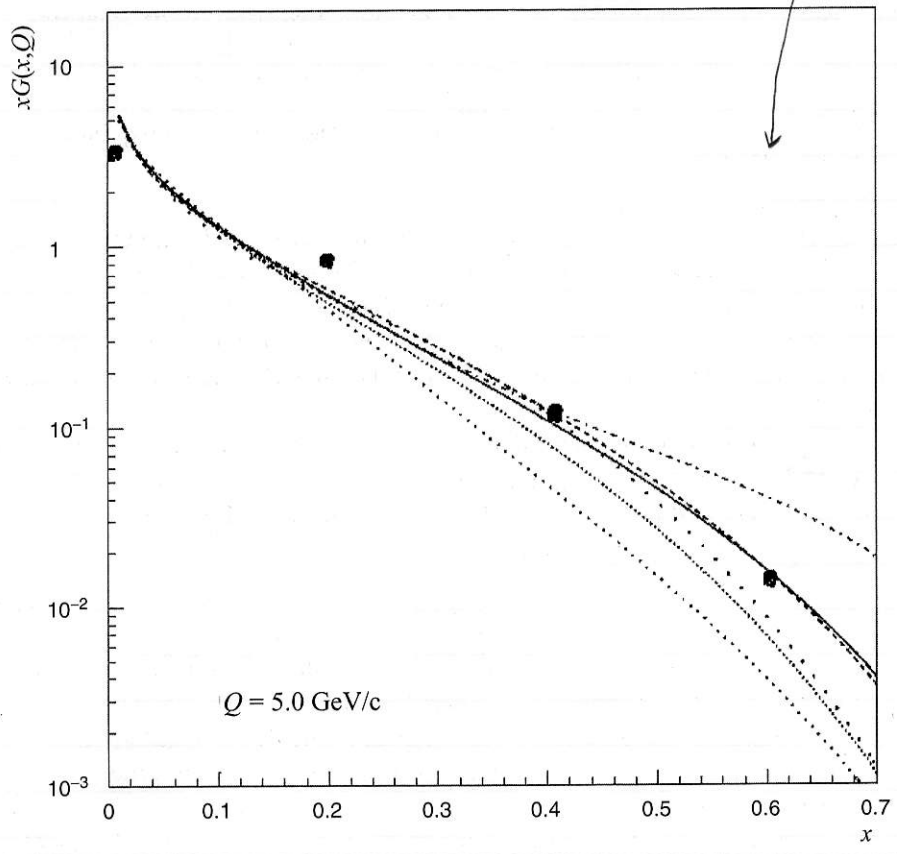
$xg(x) \sim \text{constant}$  for small  $x$ .

↑  
gluon の分布関数

↓  
実験結果は  $xg \sim \frac{7}{2}(1-x)^6$

$x$  が大きい所は定数か減る

$$\int xg(x) \sim \frac{1}{2}$$



↓  
"Protonのエネルギー"  
の半分は  
"グルオン"が  
担っている  
(LHC 1-B)

$g \rightarrow q\bar{q}$  で反クォークも出てくる。

$g \rightarrow q\bar{q} \Leftrightarrow$  "sea quark"

↓  
 $\alpha$  の形は  $g$  と同じ (LHC-1-11)

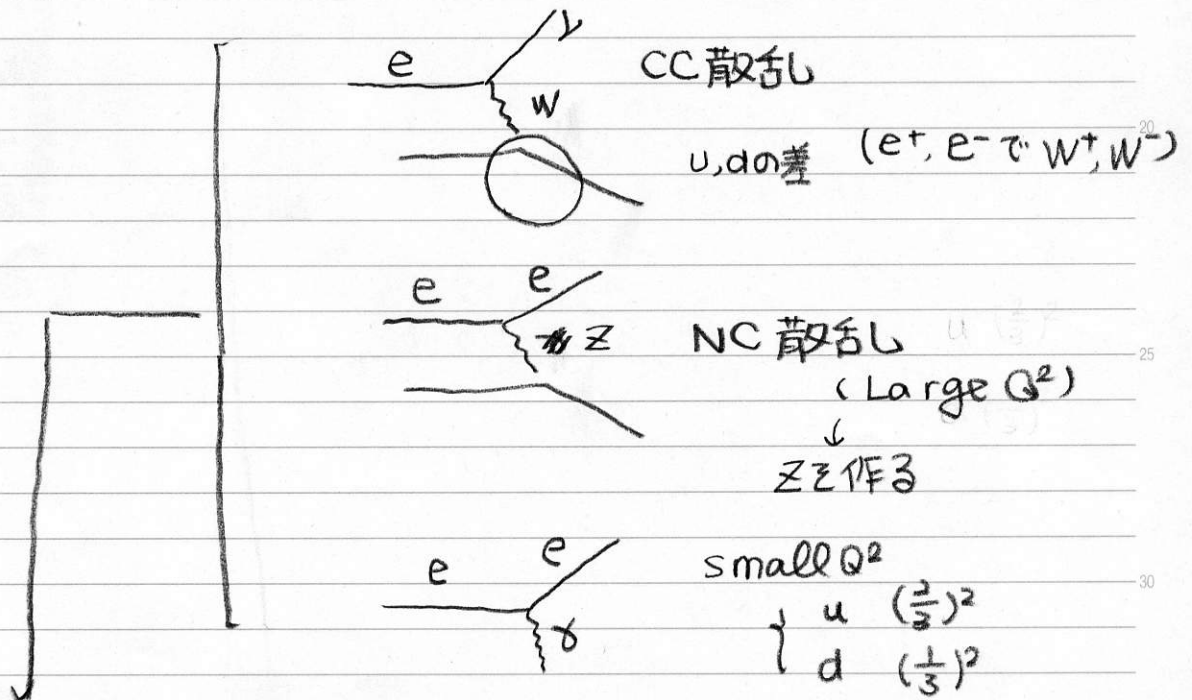
$u_s = \bar{u}_s = d_s = \bar{d}_s = s_s = \bar{s}_s = S$  (factor 6)

$u = u_v + u_s$

$d = d_v + d_s$

Proton

P.n で  $\gamma, Z, W$  で散乱

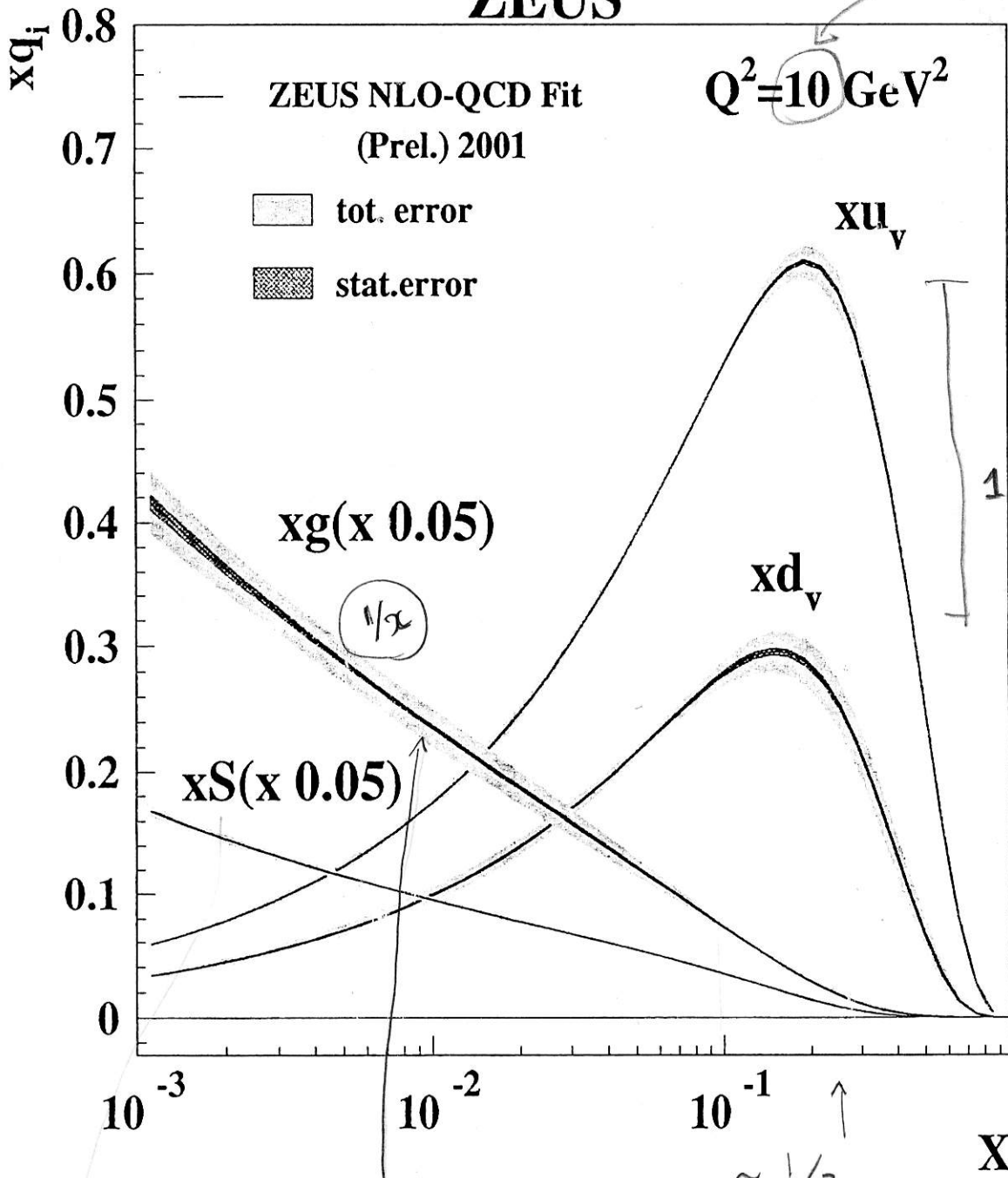


測定から分佈が決まる

PDF 「Parton Distribution Function」

1 $\nu$ -トン分佈関数 (LHC 1-11)

# ZEUS



陽子  
uud

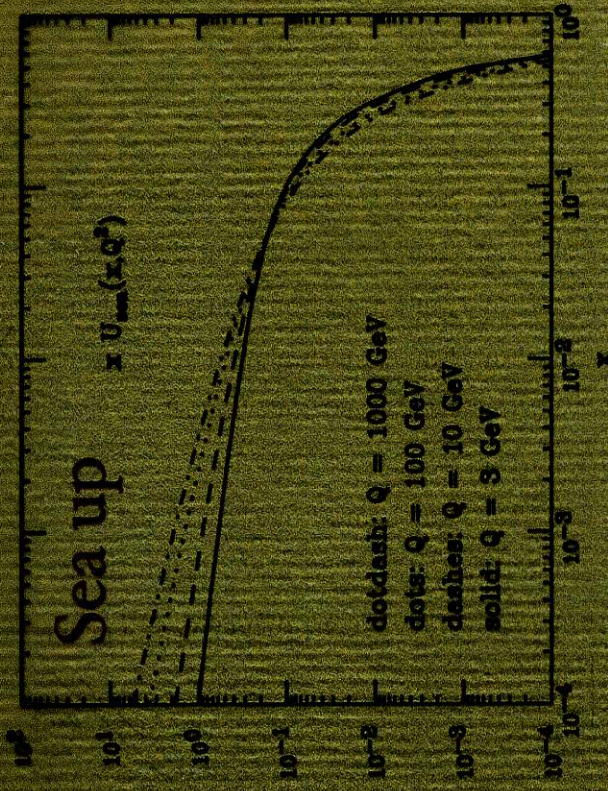
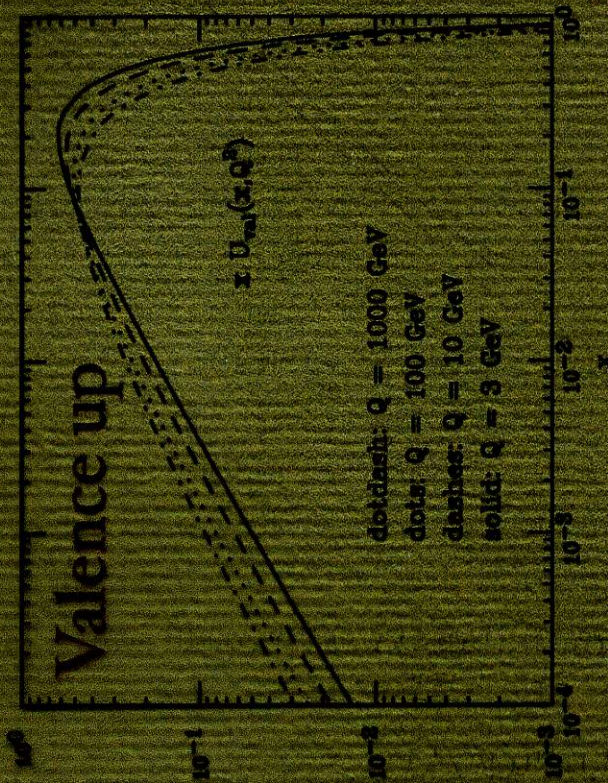
$\alpha$ が小さい所  
 $g$ が主要  
 (総運動量の半分  
 は  $g$ が担  
 113)

Valence (量子数を担う)  
 quarks

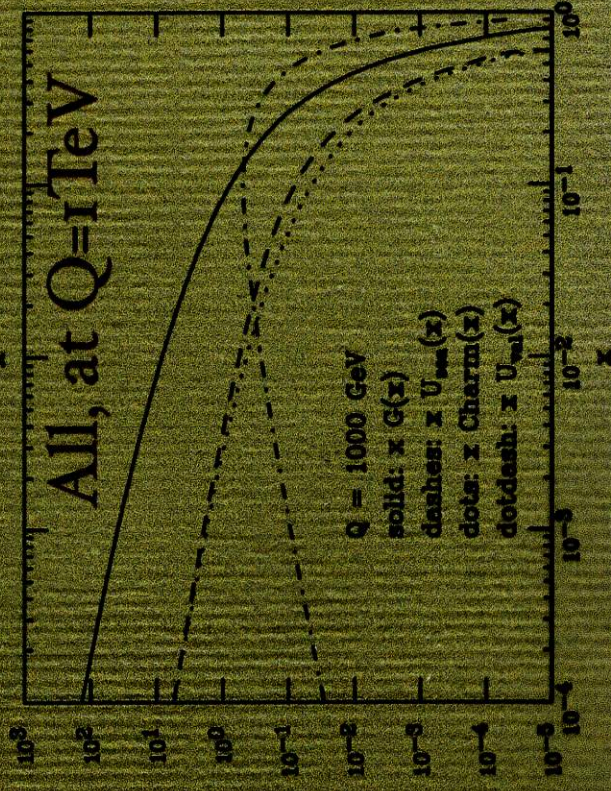
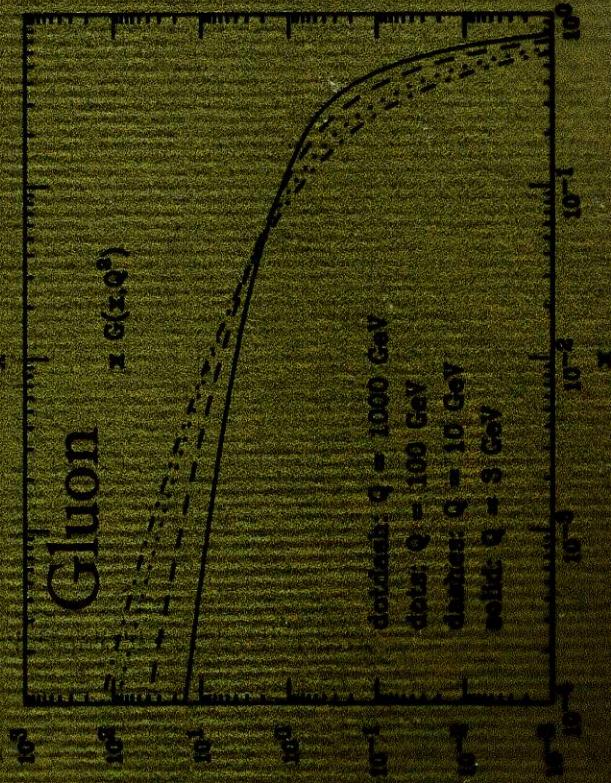
QCDの高次効果がある場合  
 $u, d$ だけで  $\delta(x-1/3)$

1/6倍 (6倍の1/6)

# Examples of PDFs and their evolution

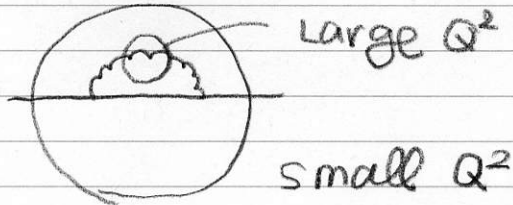


Note:  
 sea  $\approx 10\%$  glue



Note:  
 charm  $\approx$  up at  
 high  $Q$

LHC 1-8 「Scaling」の破れ

見る Scale ( $Q^2$ ) により、見える QCD の高次効果が分かるこの  $Q^2$  依存性は QCD で言われる「発展方程式」

Altarelli-Parisi 方程式 (今は DGLAP 方程式)

"ある  $x, Q^2$  での quark は 高い  $y (y > x)$  の quark から  $g \rightarrow gq$  で来たもの +  $g \rightarrow g\bar{g}$  で来たものの和である"

↳ LHC 1-12 (B)

gluon も同様に出来る。摂動計算の次数を決めて、計算して  
 しまえば (2次まで OK "NNLO" がある)。

一発に決まる。QCD の悪い所は  $Q \rightarrow 0$  で発散

どこか有限のスケールで決めて、それを発展させる

 $Q^2$   
 "Renormalization Scale"

再規格化のスケール

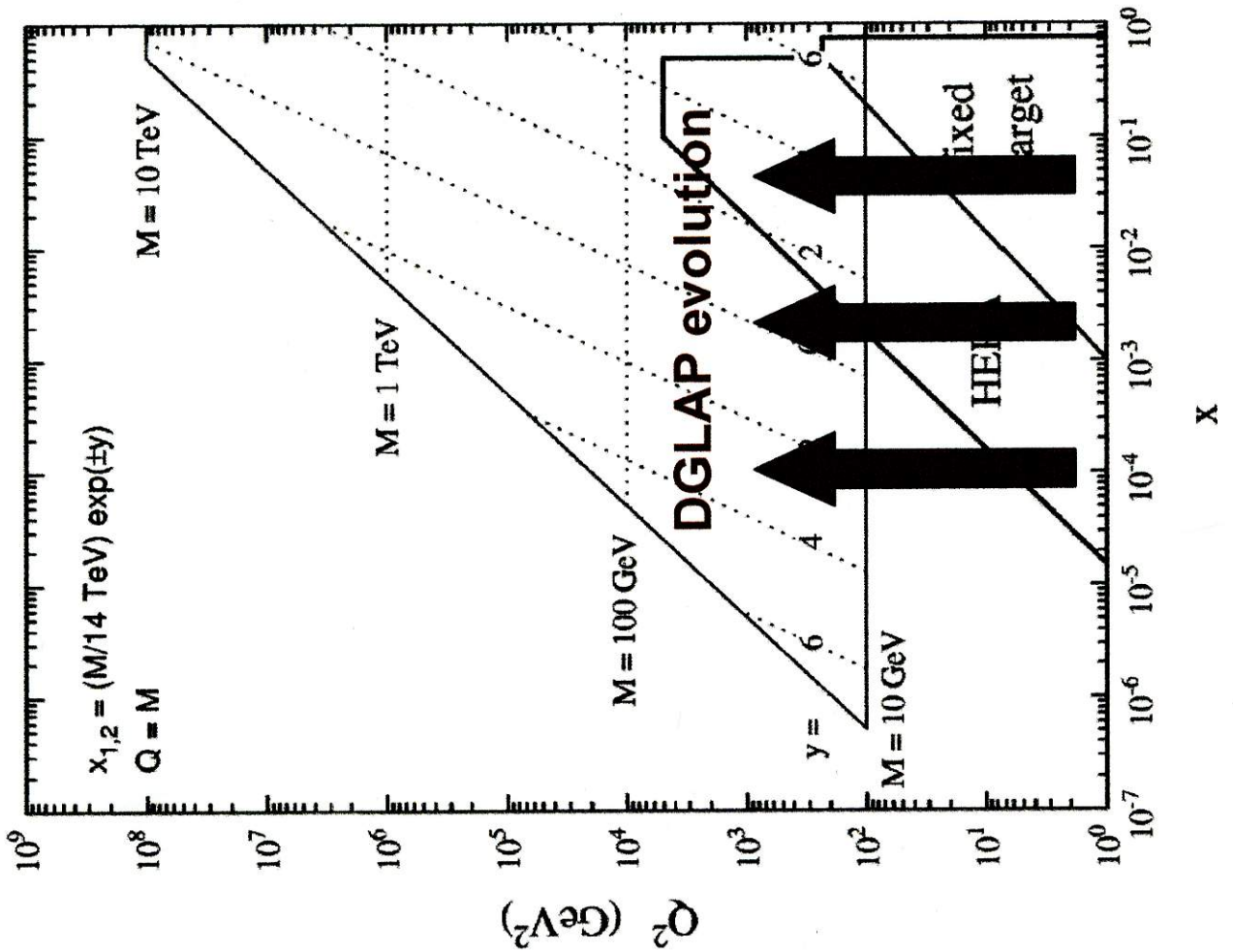
LHC 1-12 (B)

ここで LEP 2-7 (C) 高次補正には  $\infty$  の処理の仕方  
 の自由度  $\rightarrow$  どういう枠組でやるかを  
 決めること

 $\overline{MS}$ , DIS, など



# DGLAPでQ方向のevolutionは 不可欠



$$\frac{\partial q_i(x, Q^2)}{\partial \log Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left\{ P_{qi} q_j(y, \alpha_s) q_j\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) + P_{qig}(y, \alpha_s) g\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) \right\}$$

$$\frac{\partial g(x, Q^2)}{\partial \log Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left\{ P_{gqj}(y, \alpha_s) q_j\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) + P_{gg}(y, \alpha_s) g\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) \right\}$$

# Hadron colliderの運動学

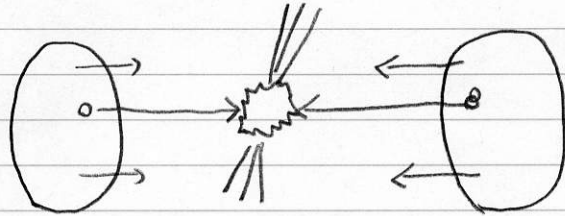
NO. LHC 2-1

DATE

## 複合系の運動学

$P$  (又は  $\bar{P}$ ) の運動量  $\pm P$

かつ  $P \gg 1 \text{ GeV}$



$$(0, 0, x_1 P, x_1 P)$$

$$(0, 0, -x_2 P, x_2 P)$$

$P\bar{P}$  の ECM 系

$$(0, 0, (x_1 - x_2)P, (x_1 + x_2)P)$$

↑

静止している asymmetric

$$\hat{S} = (x_1 + x_2)^2 P^2 - (x_1 - x_2)^2 P^2 = 4x_1 x_2 P^2$$

$$\sqrt{\hat{S}} = \sqrt{x_1 x_2} \sqrt{S} \quad (\sqrt{S} = 2P \text{ (} P\bar{P} \text{ 系の重心エネルギー)})$$

この系の Rapidity (LHC 2-2)

$$y \equiv \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + P_z}{E - P_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \frac{x_1}{x_2}$$

LHC  $\sqrt{S} = 14 \text{ TeV}$   
Tevatron  $\sqrt{S} = 2 \text{ TeV}$

EW の物理  $\sqrt{\hat{S}} \sim 100 \text{ GeV}$

} LHC	$\sqrt{x_1 x_2} \sim 10^{-2}$	$x > 10^{-4} \rightarrow  \eta  < 4.6$
	Tevatron $\sqrt{x_1 x_2} \sim 10^{-1}$	$x > 10^{-2} \rightarrow  \eta  < 2.3$

SUSY の物理  $\sqrt{\hat{S}} \sim 1 \text{ TeV}$

↑ 何か PDF で変えか?

LHC  $\sqrt{x_1 x_2} \sim 10^{-1}$   $x > 10^{-2}$   $|\eta| < 2.3$

重い粒子を生成して研究  $\alpha$  が大きい所が交わる (PDF)

LHC では  $u, d, g$   $\alpha > 0.1$  では  $u, d$  が交わる  
 Tevatron では  $u, d, \bar{u}, \bar{d}$   
 (PP)

重い物理  $\langle \alpha \rangle = \sqrt{\alpha_1 \alpha_2}$  が大きい  $\ln \frac{\alpha_2}{\alpha_1}$  は 大きくなる

$\downarrow$   
 $\alpha_1, \alpha_2$  が 同程度の時 効率  $\propto \sqrt{\alpha_1 \alpha_2}$   
 が大きくなる

$\downarrow$   
 中心にある

何故 Rapidity なる変な量を非対称コライダ-で使うのか?

$$y \equiv \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + P_z}{E - P_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \frac{(E + P_z)^2}{E^2 - P_z^2} = \ln \frac{E + P_z}{m_T}$$

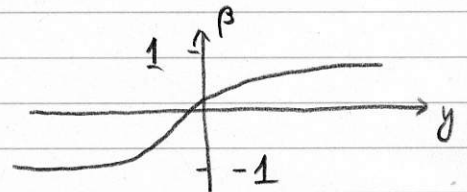
$$= \tanh^{-1} \left( \frac{P_z}{E} \right) = \tanh^{-1} (\beta_z)$$

二重 transverse mass  $m_T^2 = m^2 + P_x^2 + P_y^2$

$$\vec{P} = (P_T \cos \phi, P_T \sin \phi, m_T \sinh y), \quad E = m_T \cosh y$$

ある系で  $y$   $\beta$  は Lorentz 変換

$$\begin{pmatrix} E' \\ P_z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma\beta \\ -\gamma\beta & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ P_z \end{pmatrix}$$



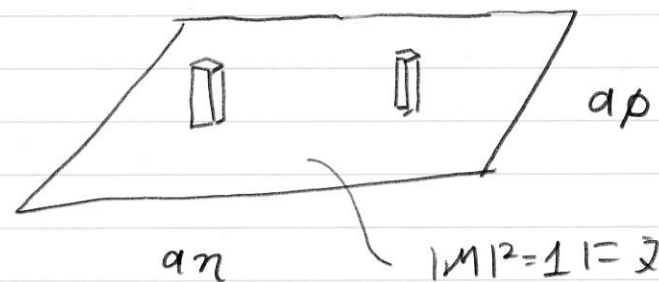
$$y' = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E' + P_z'}{E' - P_z'} \right) = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + P_z}{E - P_z} \right) \left( \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right)$$

$$= y + \tanh^{-1} \beta$$

$$\frac{d^3P}{E} = \frac{d\phi dP_T^2 dz}{2E} = \frac{1}{2} d\phi dP_T^2 dy \propto dN$$

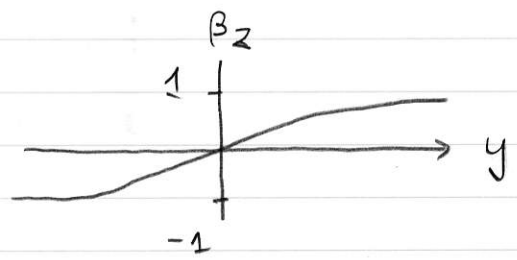
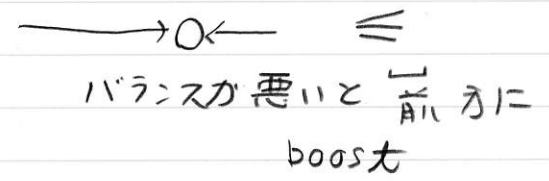
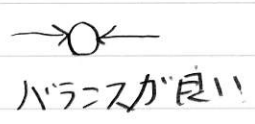
phase space

$$\frac{dN}{dy} \propto \frac{d^3P}{E} \propto \text{phase space}$$



$|M|^2=1$  に対しては - 様分布になる (LHC2-3B) "η分布"

直観的に言うと



前方に boost  $\beta_z \sim 1$  付近程 y の変化が急である

→  $\beta_z \sim 0$  付近 (バランスが良い) y の変化が緩い

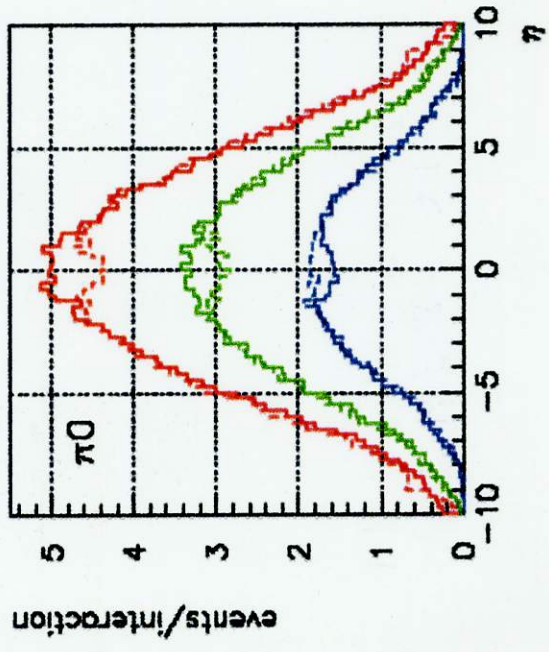
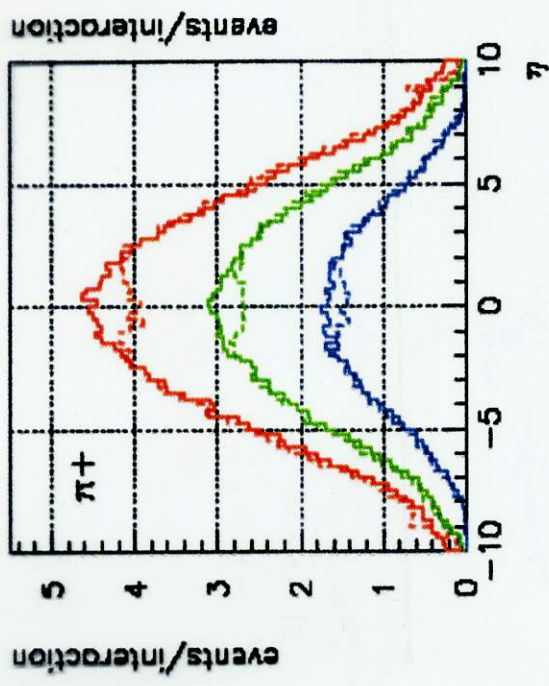
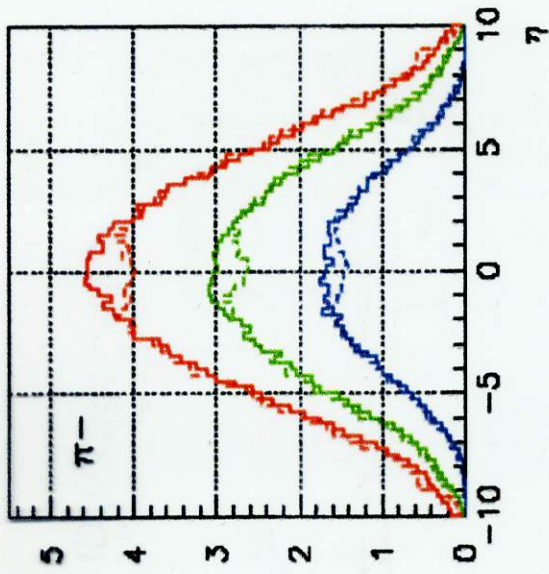
前の方ほど 細かなメッシュが必要になる

実際には y の代わりに擬ラピディティ η を使う

$m=0$  の limit  $P_z = P \cos\theta = E \cos\theta$

$$\eta \equiv \frac{1}{2} \ln \frac{E + E \cos\theta}{E - E \sin\theta} = \frac{1}{2} \ln \frac{1}{\tan^2 \frac{\theta}{2}} = -\ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right)$$

↑  
角度 θ の関数

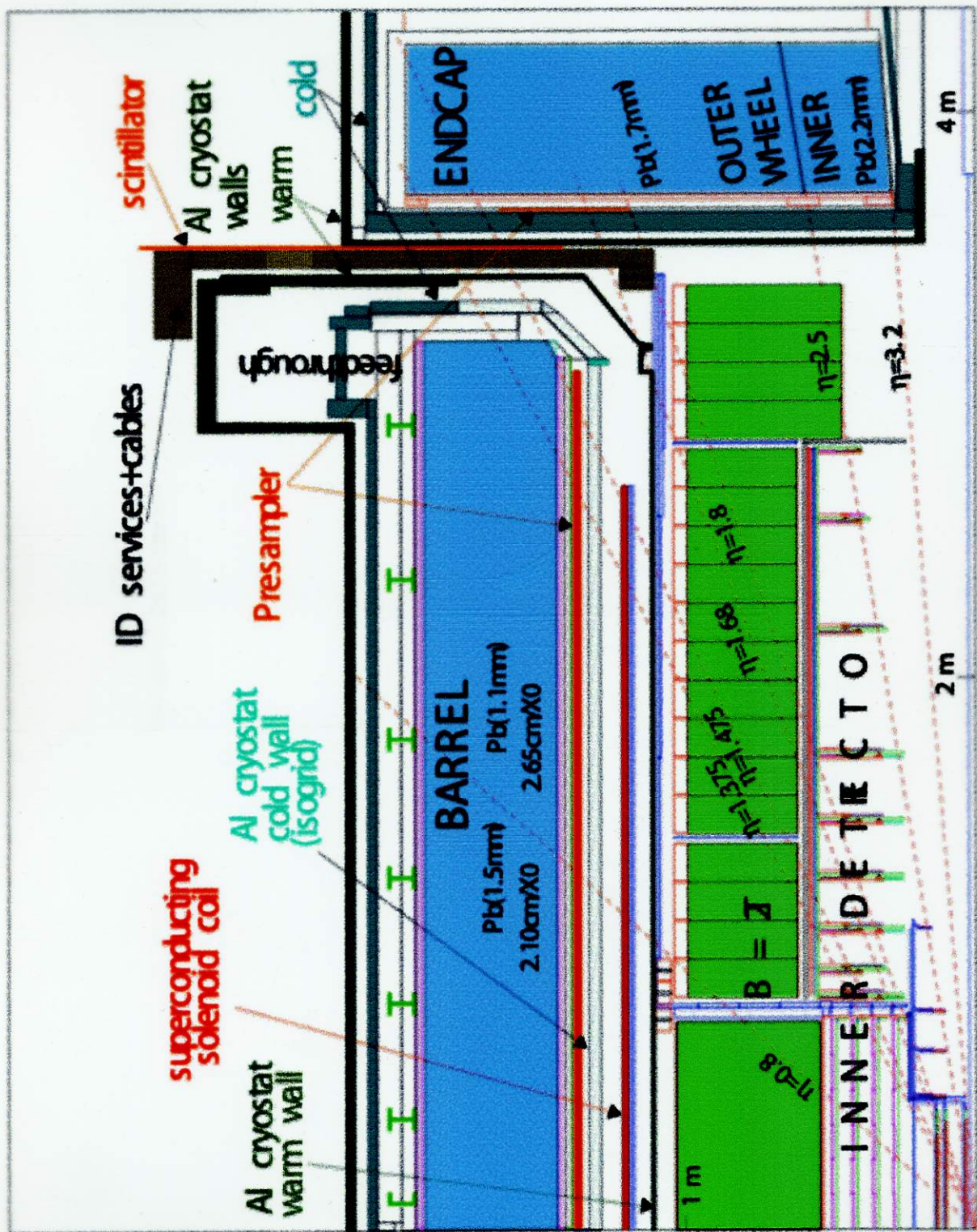


- SSC(40TeV)
- LHC(14TeV)
- TEVATRON(2.0TeV)

PYTHIA version 6.136  
 P on P MSEL=2(all QCD process)

solid - rapidity  
 dashed - pseudo rapidity

$$N \sim \ln(S)$$

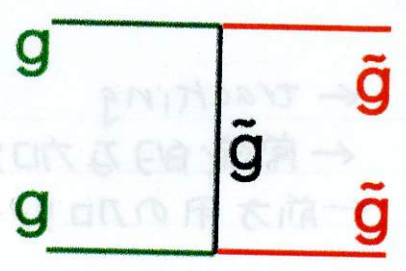


$\theta$	$\cos\theta$	$\eta$	
45°	0.707	0.88	
10°	0.984	2.44	← tracking
5°	0.996	3.13	← 常識的なカロリメーター
1°	0.9998	4.7	← 前方用のカロリメーター

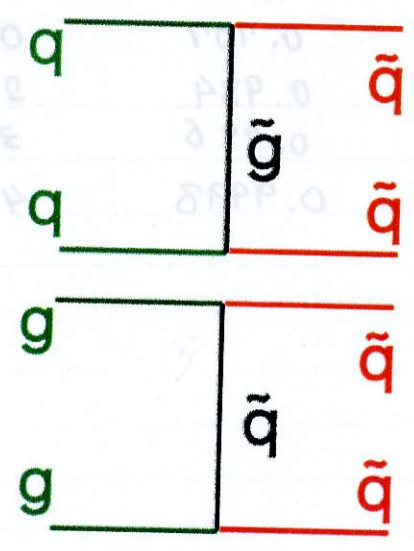
↳ 検出器の図

LHCでの SUSY生成

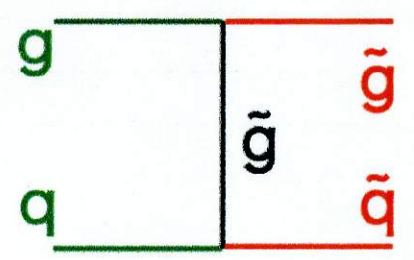
$\bar{g}\bar{g}$ 対生成



$q\bar{q}$ 対生成



$q\bar{g}$ 随伴生成



①  $\hat{g}, \tilde{g}$ のmass  $\epsilon$  決め方は

$\delta$ は決まる  $\alpha_s \approx 1$   
 $\xrightarrow{\text{model}} \text{model} = \text{決め}$

②  $g, \bar{g}$ の供給源が  
 parton (high  $\alpha$  PDF)

$$\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{\alpha_1 \alpha_2} \sqrt{s} \quad 14 \text{ TeV}$$

(Kinematics は LHC 2-1)

1 TeV 程度の 粒子系  $\sqrt{s} \gtrsim 2 \text{ TeV}$

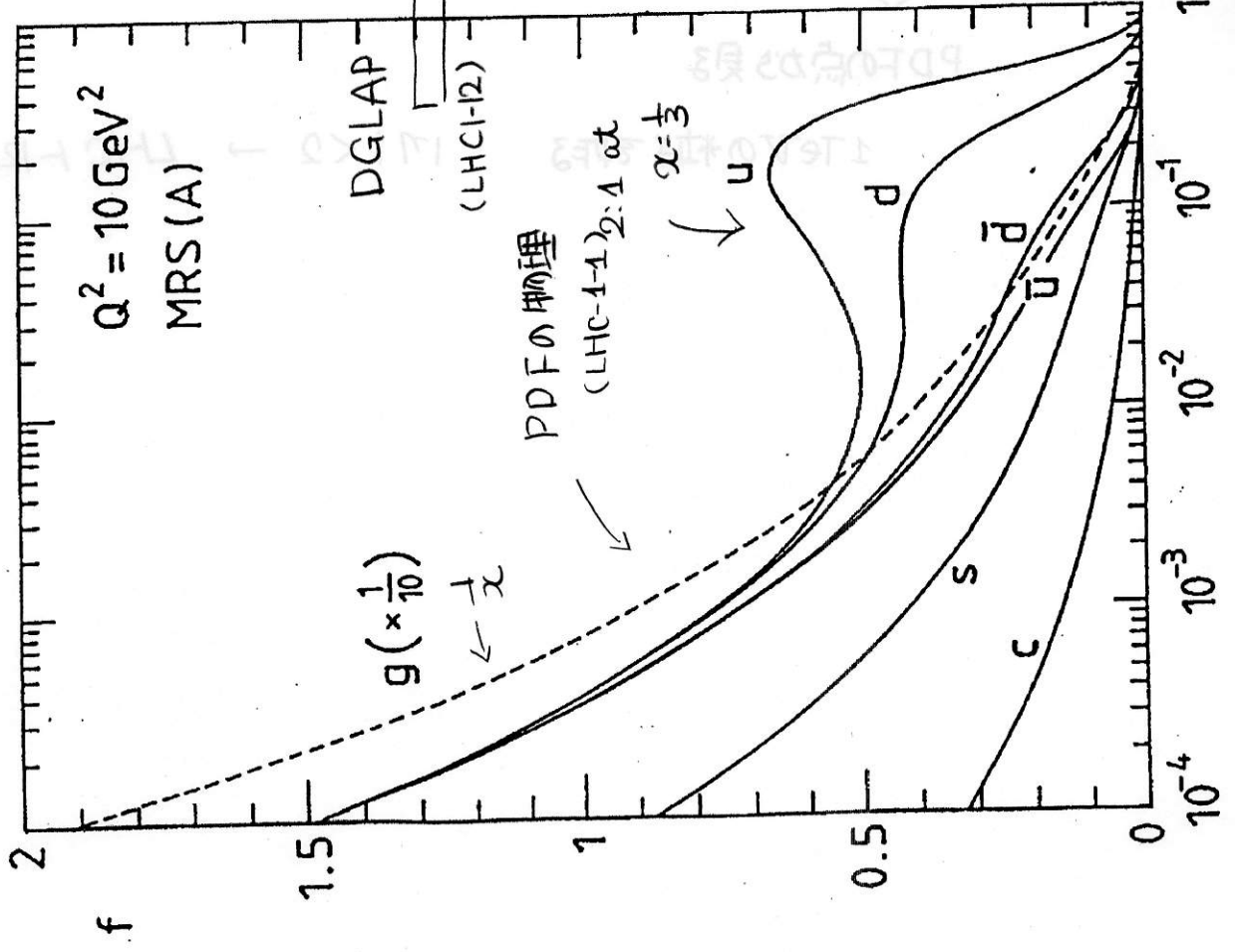
$\sqrt{\alpha_1 \alpha_2} \gtrsim 0.2 - 1$  (high  $\alpha$  PDF  
 が鍵)

$\Downarrow$   
 High  $\alpha$  で バレス, (g) が key  
 (LHC 1-11)

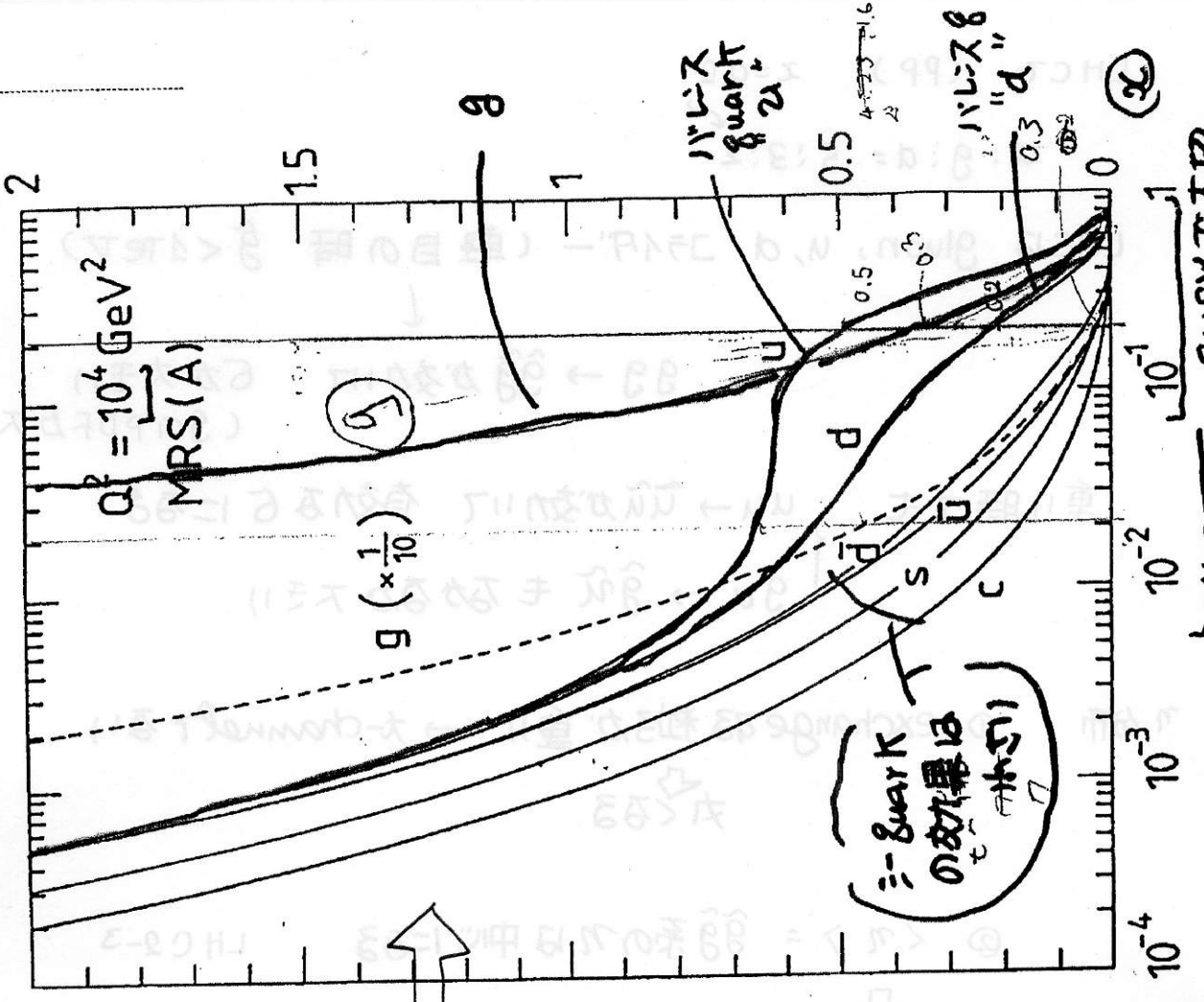
$Q \gtrsim 100 \text{ GeV}$   $\alpha \gtrsim 0.17$   $\epsilon$  g が 17% くらいは入る (次のページ)



(図2.1)



Proton の PDF high  $Q^2$



top, EW

SUSY 7.1の Fig.9

LHCで (PP)  $x=0.2$

$u:g:d = 5:3:2$

LHCは gluon, u, d コライダー (軽目の時  $\hat{g} < 1\text{TeV}$ )

$gg \rightarrow \hat{g}\hat{g}$  が交わり  $\sigma$  が大きい

( $g$ のPDFが大きいので  $\sigma$ は大きい)

重い時でも

$uu \rightarrow \hat{u}\hat{u}$  が交わり 有効な  $\sigma$  になる

$gu \rightarrow \hat{g}\hat{u}$  も交わる

$\eta$  分布

① exchangeする粒子が重い  $\rightarrow t$ -channel になる

$\downarrow$   
大きくなる

②  $\langle \eta \rangle = \hat{g}\hat{g}$  系の  $\eta$  は中心になる

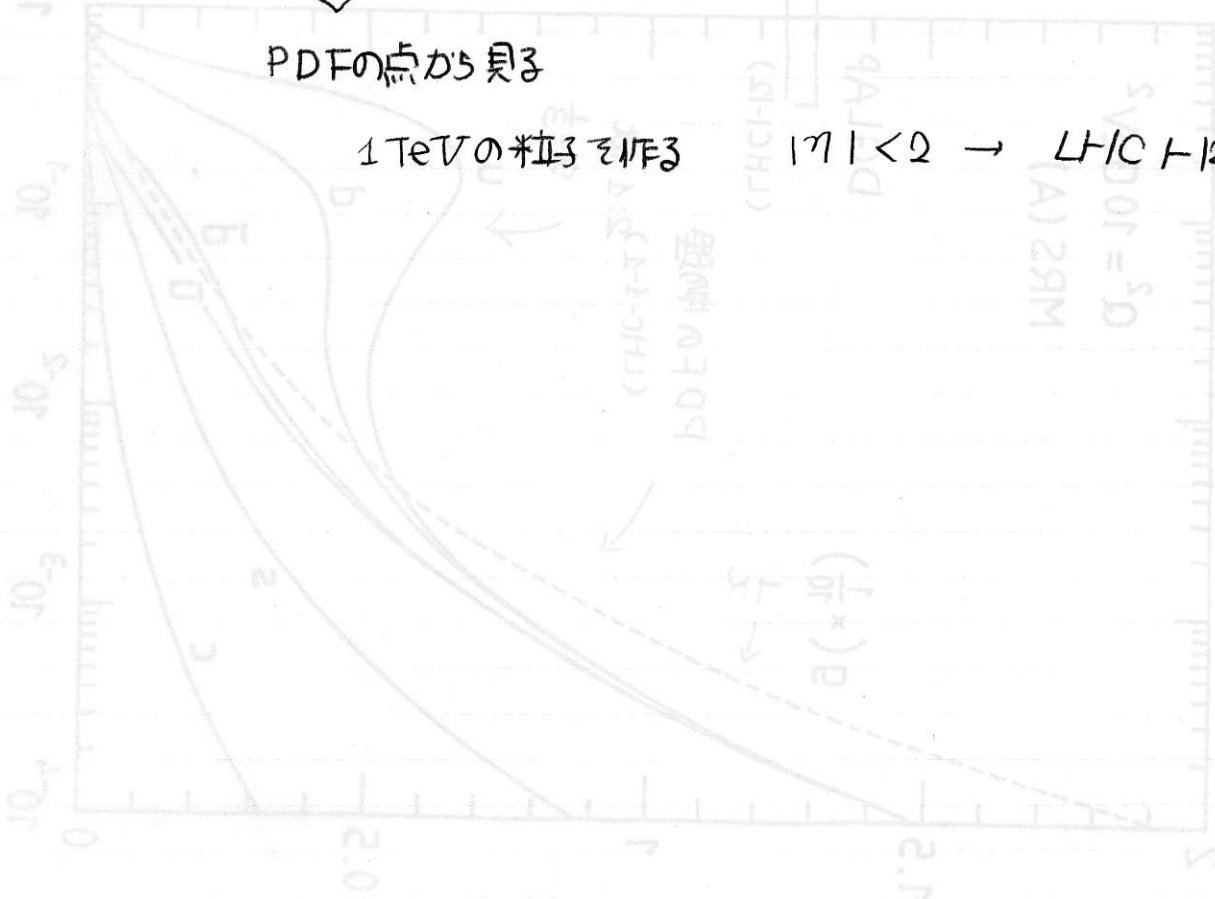
LHC 2-3

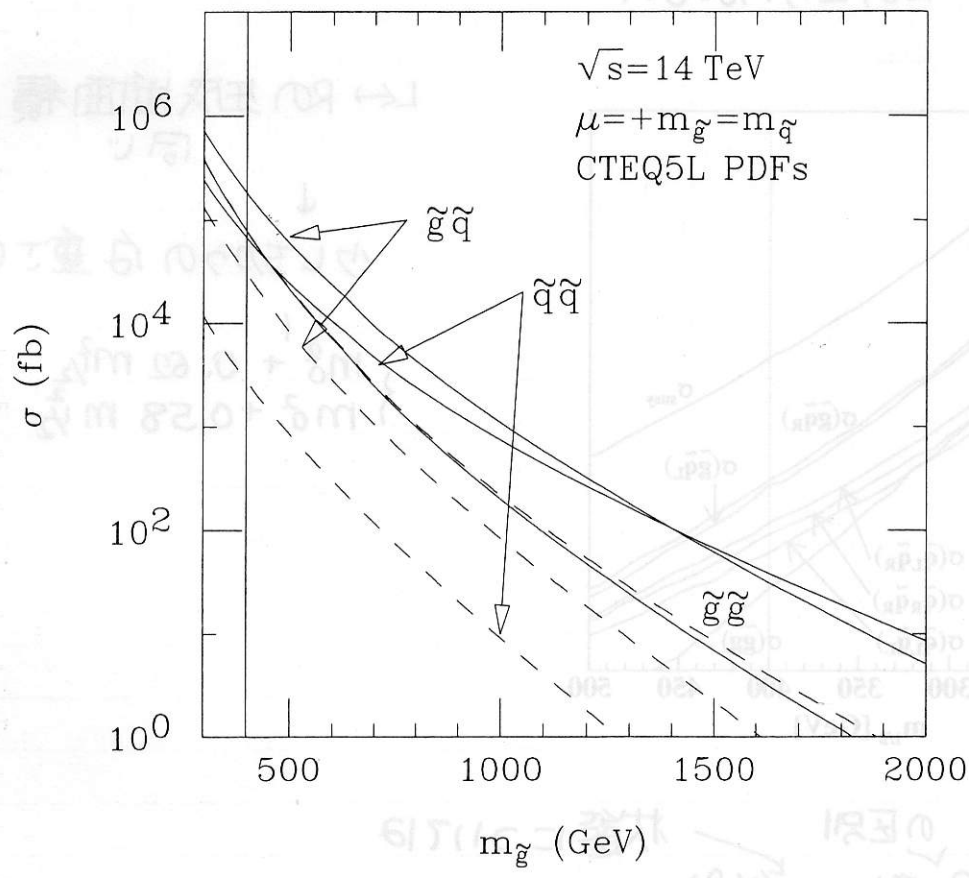
$\downarrow$

PDFの点から見る

1TeVの粒子を作る

$|\eta| < 2 \rightarrow \text{LHC 12(B)}$





実線  
 $m_{\tilde{g}} < m_{\tilde{q}}$  の  
 同時

破線  
 $m_{\tilde{q}} = 2m_{\tilde{g}}$

"  $6 \times 2 = 12$  種の  
 squark mass  
 が制限されている "

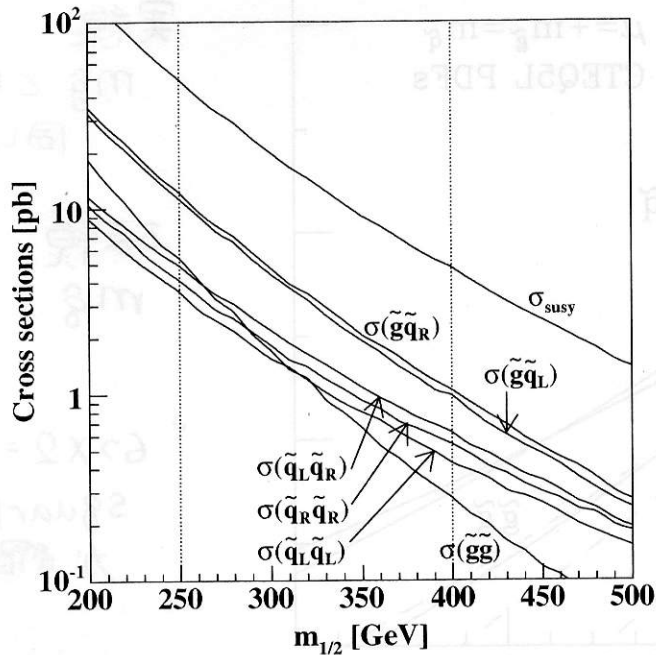
- ①  $m_{\tilde{g}} \sim m_{\tilde{q}} = 500 \text{ GeV}$      $\sigma \sim 100 \text{ Pb}$      $(\tilde{g}\tilde{g})$
  - ②  $m_{\tilde{g}} \sim m_{\tilde{q}} = 1 \text{ TeV}$      $\sigma \sim 3 \text{ Pb}$      $\left. \begin{matrix} \uparrow \text{ valence} \\ u, d \text{ が主} \\ \leftarrow (\tilde{q}\tilde{q}, \tilde{g}\tilde{q}) \text{ が主} \end{matrix} \right\}$
  - ③  $m_{\tilde{g}} \sim m_{\tilde{q}} = 2 \text{ TeV}$      $\sigma \sim 10 \text{ fb}$      $(\tilde{q}\tilde{q}, \tilde{u}\tilde{u}, \tilde{d}\tilde{d})$
- "order" をおぼえておくこと

④  $m_{\tilde{q}}$  が重いとき  $\tilde{g}\tilde{g}$  が主

$m_{\tilde{g}} \sim 500 \text{ GeV}$      $50 \text{ Pb}$   
 $\sim 1 \text{ TeV}$      $200 \text{ fb}$   
 $\sim 1.5 \text{ TeV}$      $10 \text{ fb}$      $\left. \begin{matrix} \rightarrow \sigma \propto m_{\tilde{g}}^{-2} \text{ 程度} \\ \uparrow \\ \text{"PDFの効果"} \\ \text{が効いている} \\ \text{IM}^2 \text{の効果は?} \end{matrix} \right\}$

QCDで色で結合

"L ↔ Rの区別は小さい"



L ↔ Rの生成断面積は  
同じ

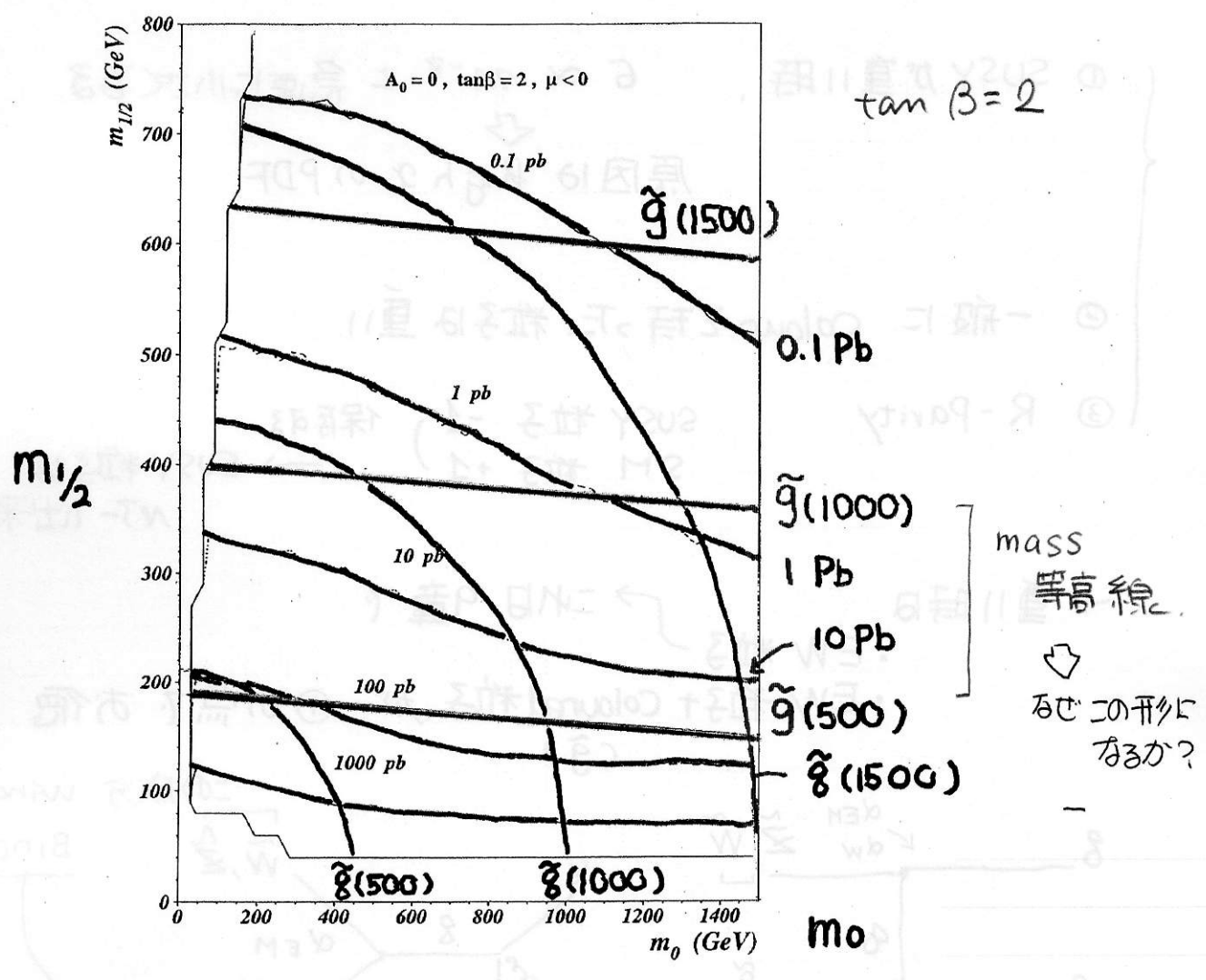
↓  
少しさうのな重さの差

$$\left. \begin{array}{l} m_0^2 + 0.62 m_{1/2}^2 \\ m_0^2 + 0.58 m_{1/2}^2 \end{array} \right\}$$

⇒ 生成はL, Rの区別をしない (×2) 状態については

⇒ decayはL, Rの区別がある

$m_0 - m_{1/2}$  平面で書いてみる



重II時  $\tilde{g} \times (gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g})$   $\tilde{g}$  ( $gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ ) が主

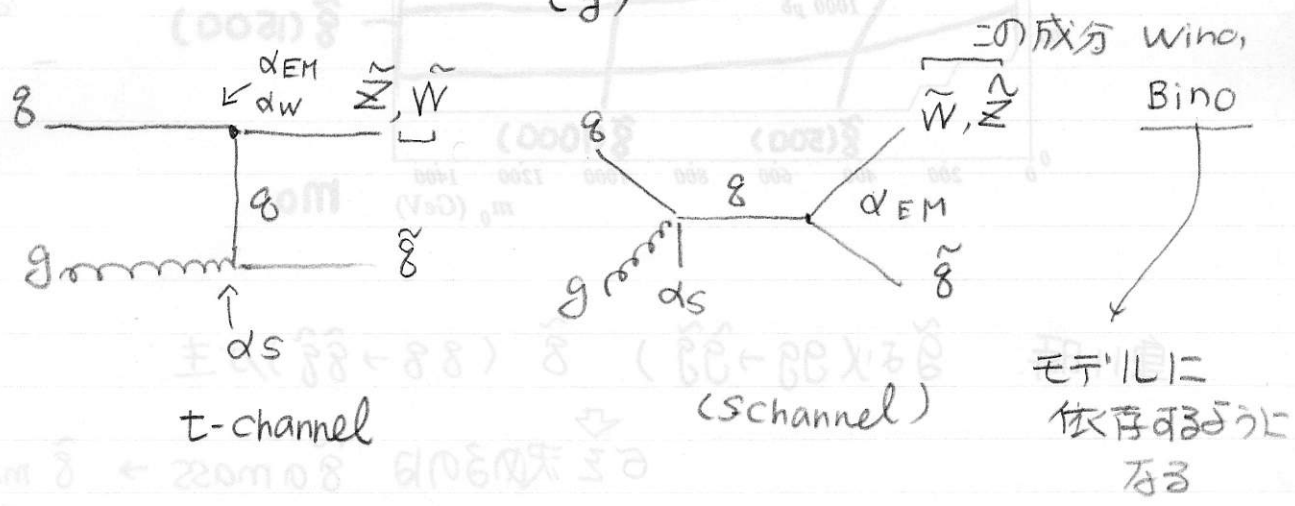
↓  
σ が決めるのは  $\tilde{g}$  の mass →  $\tilde{g}$  mass contour に直II形状

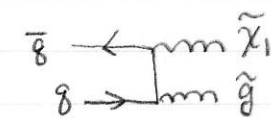
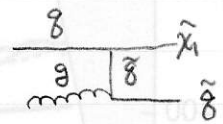
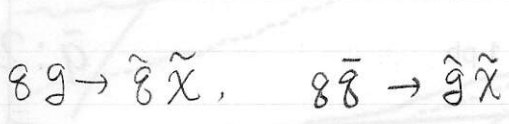
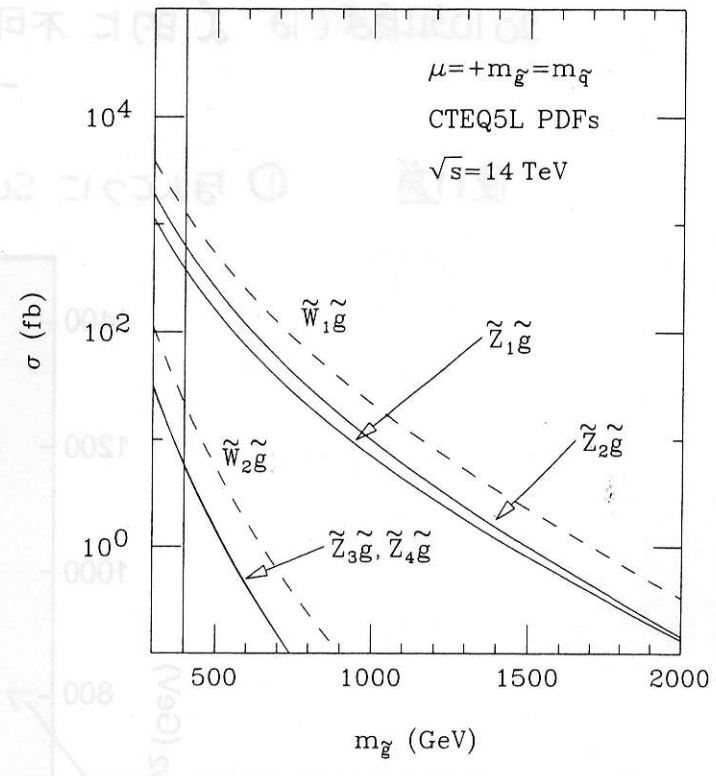
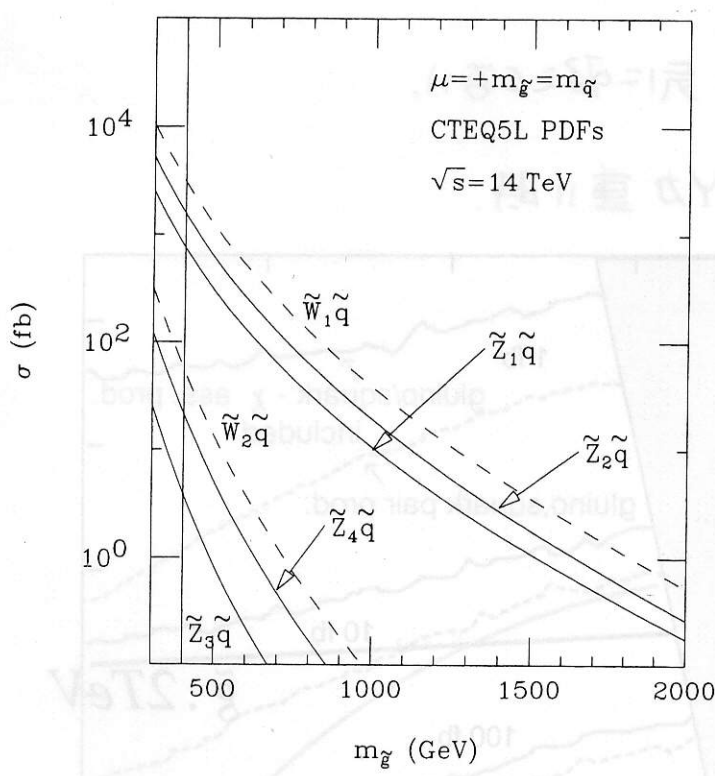
軽II時  $gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$  が効く  $\tilde{g}$  の mass が 大切  
↳  $\tilde{g}$  の mass contour に直II形状

# EW Gaugino の associate production

- ① SUSYが重II時,  $\sigma \propto m^{-8}$  と急激に小さくなる  
 ↓  
 原因は high  $\alpha$  の PDF
- ② 一般に colour を持った 粒子は 重II.
- ③ R-Parity  
 SUSY 粒子 -1 ) 保存  
 SM 粒子 +1 ) → SUSY 粒子は 作れない.

→ 重II時は  
 ・EW 粒子 → 21日 9章下  
 ・EW 粒子 + Coloured 粒子 が ① の点で お徳 (g)





LHCb PPでの  $g \gg \bar{g} \rightarrow \tilde{g} \tilde{\chi}$  の方が  $\sigma$  が大きい。

$\tilde{\Sigma}_1$  は bino  $\tilde{\Sigma}_2$  は wino mass 0.4:0.8 だが  $\alpha$  が 5 倍。  
 $\rightarrow$  Wino の方が  $\sigma < \dots < \tilde{\Sigma}_2 \tilde{g} > \tilde{\Sigma}_1 \tilde{g}$   
 $\tilde{W}^\pm$  は charge conj. で大きい

$\rightarrow m_{\tilde{g}} = 2 \text{ TeV}$  だと  $\Sigma \sigma \sim \text{a few fb}$

( $\tilde{g} \tilde{g}, \hat{g} \hat{g} - \sigma = 20 \text{ fb}$ )

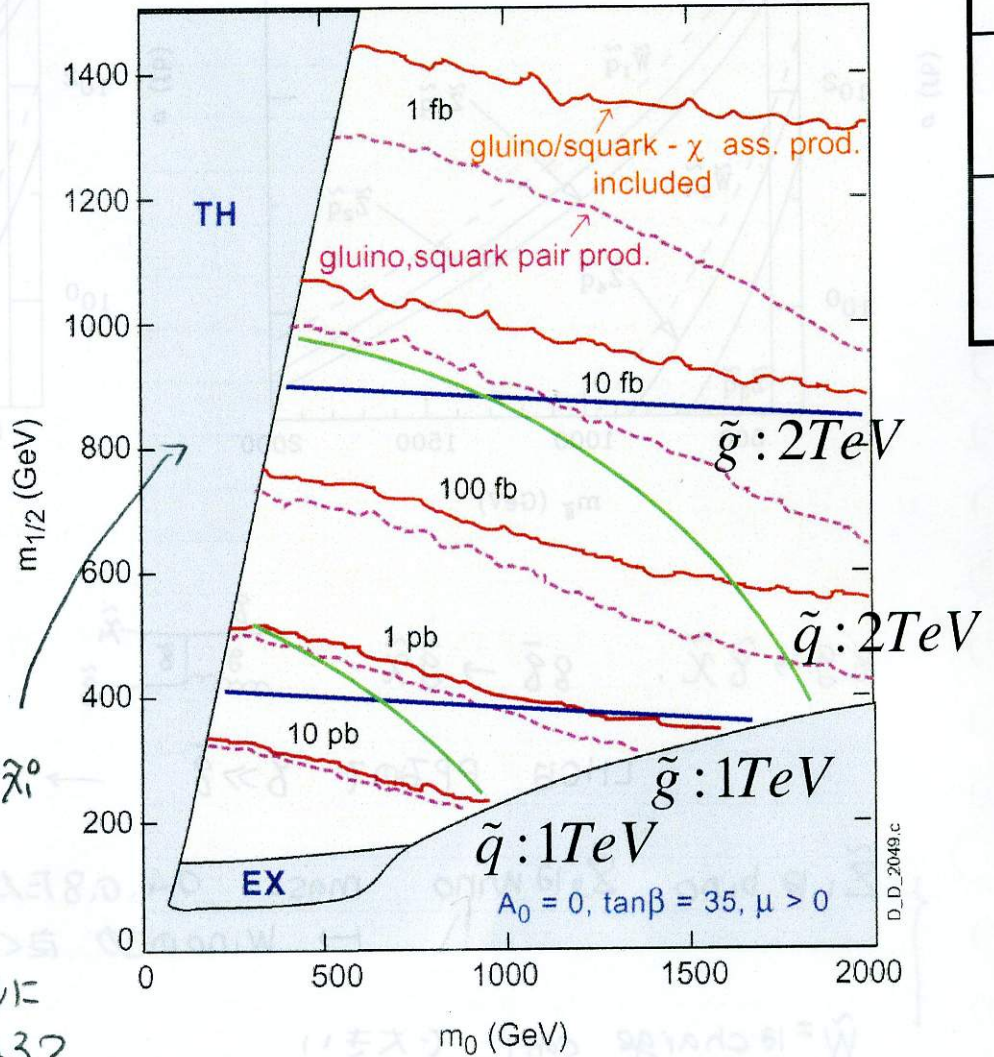
数 TeV だと  $\hat{g} \hat{g}$  (色の方が勝ち)

2010年頃までは 2 的に不可

→  $\tilde{g} = \tilde{q} = 0$  否!!

使!! 道

① 与んこうに SUSYカ重!! 時



$m_{\tilde{t}} < m_{\tilde{\chi}_0^0}$

↓  
何故

この形に  
なる?

②  $\tilde{g} \tilde{\chi} \rightarrow l, mET$

↳ cascado

↓  
再構成が 楽になる → これも 2カ必要