

ハドロン・コライダーの物理

神戸大学 集中講義 1-1

2002.6-19-21

岡山大学・理学部・物理

田中元三郎

目次

1. ハドロン衝突型加速器

- 1.1 加速器の歴史
- 1.2 重心系と実験室系
- 1.3 シンクロトロン放射
- 1.4 LHCの重心系エネルギー
- 1.5 ルミ/シティー
- 1.6 ハドロンコライダーでの運動学
- 1.7 パarton分布関数
- 1.8 pp散乱の断面積とミニマムバイアス

2. 標準模型

- 2.1 基本相互作用
- 2.2 対称性と保存則
- 2.3 弱い相互作用
- 2.4 V-A理論

3. ゲージ理論

- 3.1 Maxwell理論
- 3.2 ゲージボソンの相互作用
- 3.3 標準電弱理論
- 3.4 ヒッグス機構
- 3.5 ボソン結合
- 3.6 フェルミオン
- 3.7 湯川結合
- 3.8 ヒッグス粒子の崩壊
- 3.9 ヒッグス粒子の生成
- 3.10 W, Zボソンの崩壊

4. ハドロン・コライダーでの物理

4.1 電弱相互作用

4.2 トップ・クォーク

4.3 ヒッグス粒子

4.4 SUSY

4.5 B

4.6 QCD

4.7 Exotics

5. ハドロン・コライダーでの検出器

5.1 概念設計

5.2 飛跡検出器

5.3 カロリメーター

5.4 ミューオン・チェンバー

5.5 ソレノイド, トロイド・マグネット

5.6 DAQ, トリガー

5.7 エレクトロニクス

5.8 放射線

1. ハドロン衝突型加速器

LHC 計画の概要

Large Hadron Collider (大型ハドロン衝突型加速器)

Geneve 郊外 CERN (欧州合同原子核研究機構)

1.1 加速器の歴史

{ 陽子シンクロトロン (固定標的実験)
コライダー型加速器

e^+e^- 衝突型加速器

SPEAR (SLAC) 1974 J/ψ BNZも. Nov. Revolution.
1975 τ lepton

PETRA (DESY) 1979 gluon

TRISTAN (日本)

SLC (SLAC)

LEP (CERN) 1989 $N_r=3$

$p\bar{p}(pp)$ 衝突型加速器

SppS (CERN) 1983 W, Z boson

Tevatron (FNAL) 1995 top quark

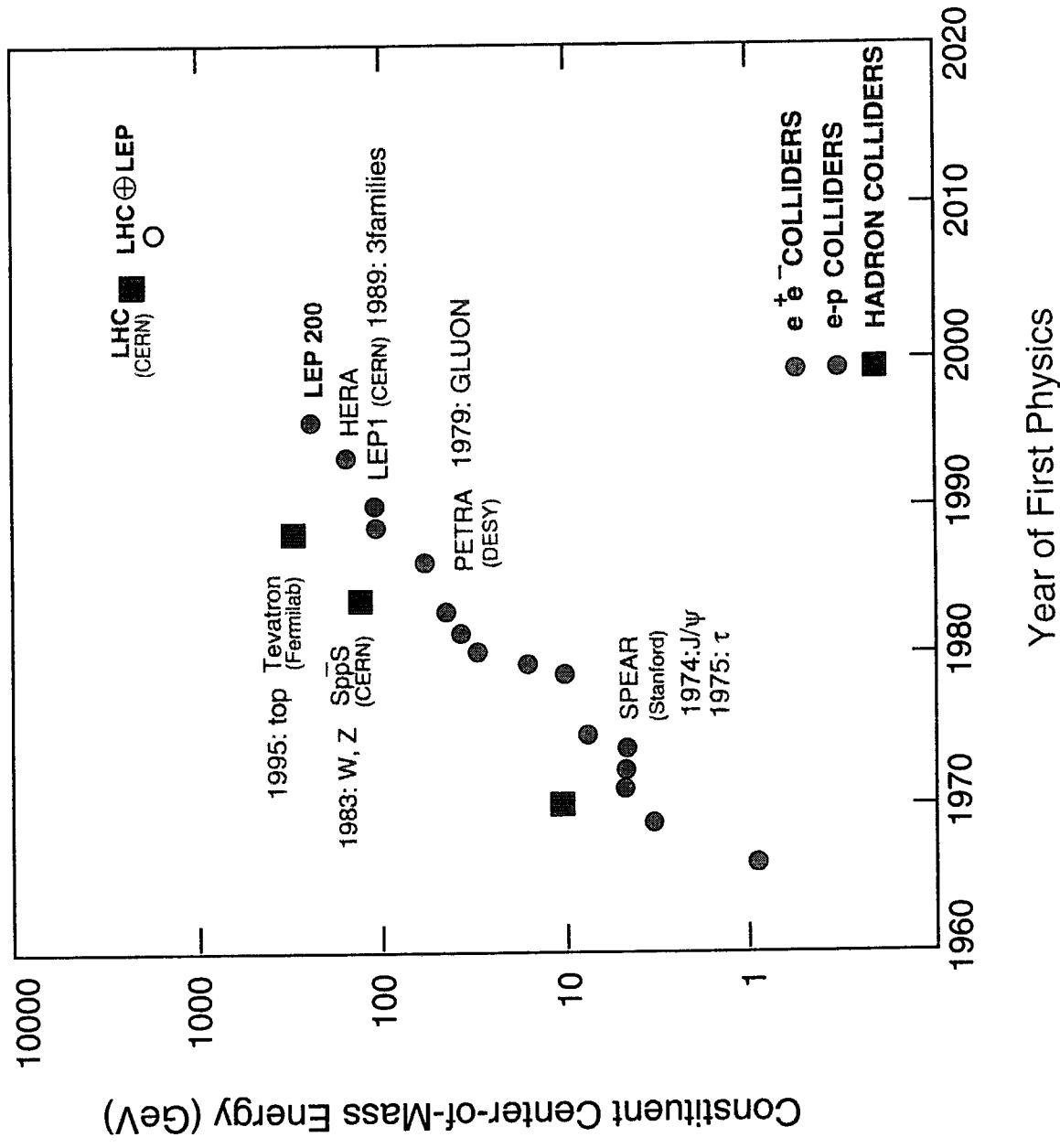
SSC (SSC) 1993 中止

LHC (CERN) 2007稼動予定

$e p$ 衝突型加速器

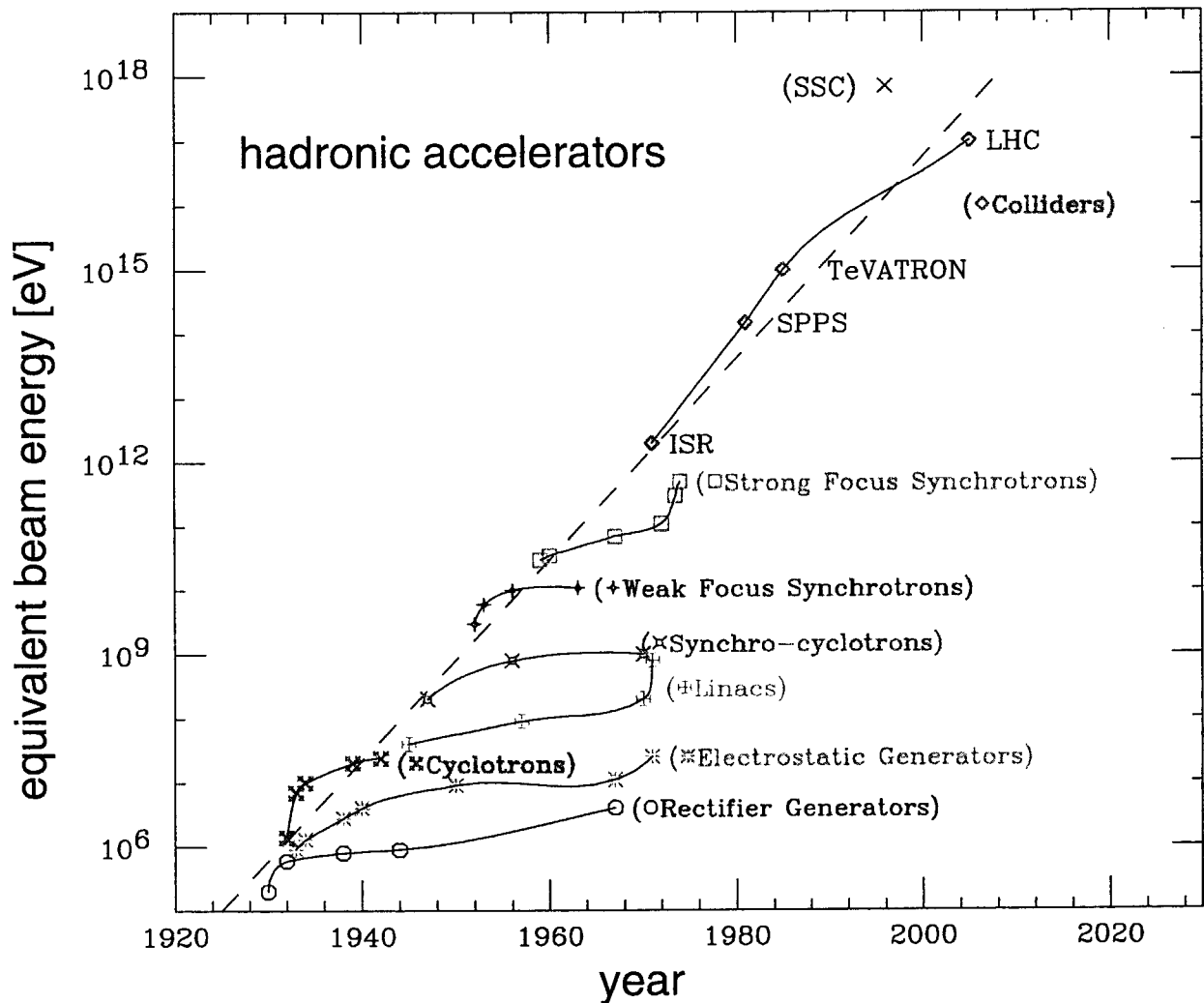
HERA (DESY)

→ Livingston フロット



Large Hadron Collider

Livingston plot

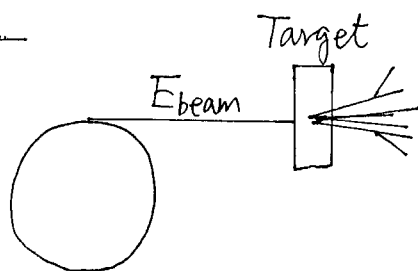


Fast increase in performance of accelerators is possible because of ever new technologies.

Superconducting magnets installed in the existing LEP tunnel will make possible proton-proton collisions with the energy $\sqrt{s}=14$ TeV.

1. 2. 重心系と実験室系

a) 固定標的実験



重心系のエネルギー $E_{CM} = \sqrt{2m_p E_{beam}}$ (証明)

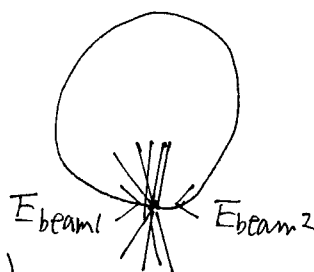
m_p : 標的陽子の質量

E_{beam} : ビームエネルギー

b) コライダー型衝突実験

重心系のエネルギー

$$E_{CM} = \sqrt{4E_{b1}E_{b2}} \quad (\text{証明})$$



KEKB Belle実験 e^+e^- collider (非対称)

$$E_1 = 3.5 \text{ GeV}, E_2 = 8 \text{ GeV}$$

$$\rightarrow E_{CM} = 10.58 \text{ GeV} = M(Z(4s))$$

($B\bar{B}$ しい値より大きい)

ex. Tevatron $\bar{p}p$ collider

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

これを固定標的実験で実現しようとする。

$$E_{beam} = E_{CM}^2 / 2m_p \simeq 2000 \text{ TeV} \text{ 必要!}$$

1.3. シンクロトロン放射

高エネルギー加速器に使える粒子 $e^\pm, p, \bar{p}$, 重イオン

シンクロトロン放射

半径 ρ で回る質量 m , エネルギー E の粒子が失うエネルギー

$$U_0 = \frac{C_0 E_b^4}{\rho}, \quad C_0 = \frac{4\pi}{3} \frac{r_e}{(m_e c^2)^3} = 8.86 \times 10^{-5} \text{ m GeV}^{-3}$$

ex. LEP2 $E_b = 100 \text{ GeV} \rightarrow$ 1週あたり 3% のロス!

RF にする限界.

放射光によるエネルギー損失 $\propto \left(\frac{\gamma}{\rho}\right)^4$, $\gamma = \frac{E}{mc^2}$

LHC 陽子の質量は電子の 1836 倍なので
放射光によるロスは無視出来る。

$\rightarrow$ 曲率半径 ρ を限界まで小さく出来る。

反陽子の生成率 $10^8/\text{sec} \rightarrow 10^{14} \bar{p}$ に 10 日かかる!

$\Rightarrow$ TeV 領域の物理を探るには, PP コライダーしかない。

加速器の大きさ.

ローレンツ力 $F = q(E + v \times B)$

$\rightarrow$ 運動量 p の粒子が強さ B の磁場中で曲げられると,
曲率半径 ρ は.

$$p [\text{GeV}/c] = 0.3 B [\text{Tesla}] \rho [\text{m}] \quad (\text{証明})$$

LHC $B = 8.4 \text{ Tesla}$ ($1 \text{ Tesla} = 10^4 \text{ Gauss}$)

$$\rho [\text{m}] = \frac{p [\text{GeV}/c]}{0.3 B [\text{Tesla}]} = \frac{7000}{0.3 \times 8.4} \simeq 2778 [\text{m}]$$

$\rightarrow$ 17.5 km 周長の加速器. 実際には, リングは 26.7 km

Tevatron and LHC

- Tevatron pp , LHC pp colliders

Accelerator	E_p	E_{CM}	$1-\beta$	bunch crossing	luminosity ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)
RUN-I (1992-1995)	900 GeV	1.8 TeV	6×10^{-7}	$3.5 \mu\text{s}$ (50kHz)	1.6×10^{31}
RUN-II (2001-2007)	1 TeV	2 TeV	5×10^{-7}	396ns/132ns	2×10^{32}
LHC (2006-?)	7 TeV	14 TeV	1×10^{-8}	25ns (40MHz)	$10^{33} - 10^{34}$

Luminosity: Tevatron RUN-I 0.1 fb^{-1}

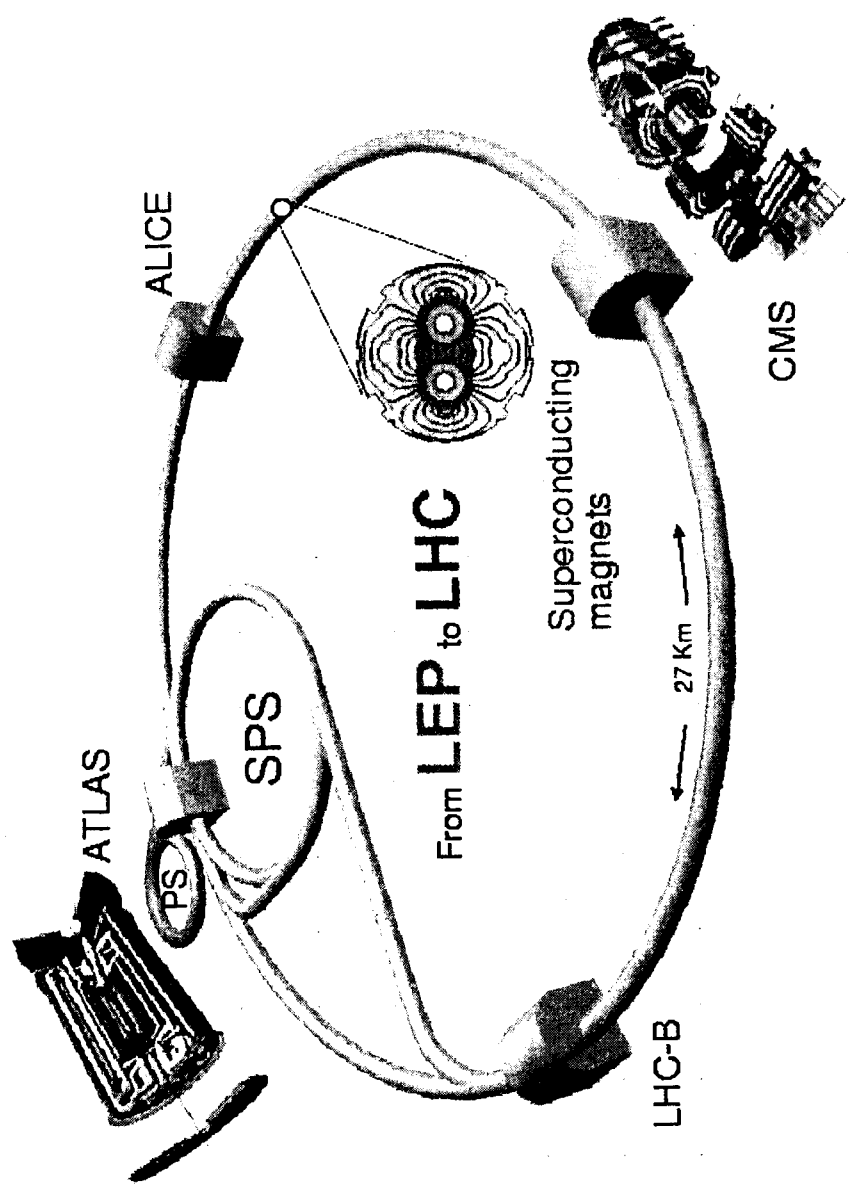
RUN-II 2 fb^{-1} (FNAL officially states 15 fb^{-1} as goal)

LHC Low lumi(10^{33}) $10 \text{ fb}^{-1}/\text{year}$

High lumi(10^{34}) $100 \text{ fb}^{-1}/\text{year}$

[1 barn (b) = 10^{-24} cm^2 , $1 \text{ fb} = 10^{-15} \text{ b}$, $1 \text{ year} \cong \pi \times 10^7 \text{ sec}$]

The Large Hadron Collider (LHC)

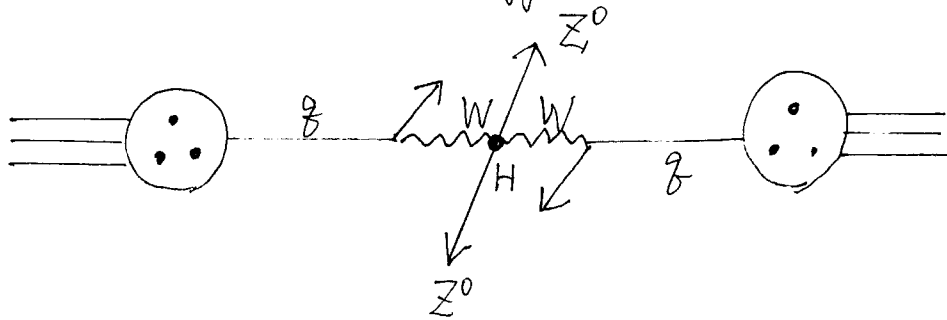


	Beams	Energy	Luminosity
LEP	$e^+ e^-$	200 GeV	$10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
LHC	p p	14 TeV	10^{34}
	Pb Pb	1312 TeV	10^{27}

← ALICE, CMS, ATLAS

1.4. LHCは、なぜ 14 TeV か?

pp 衝突型加速器 での Higgs 粒子



$$M_{\text{Higgs}} = 1 \text{ TeV} \quad (\text{ユニタリティー条件})$$

$$\Rightarrow M_W \geq 500 \text{ GeV}$$

$$E_{\text{quark}} \geq 1 \text{ TeV}$$

$$E_{\text{proton}} \geq 6 \text{ TeV}$$

従って、1 TeV での EWSB をテストするには、 $E_{\text{proton}} \geq 7 \text{ TeV}$ 必要。

単位の話.

自然単位系 $\hbar = c = 1$.

$$\hbar c = 197 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$$

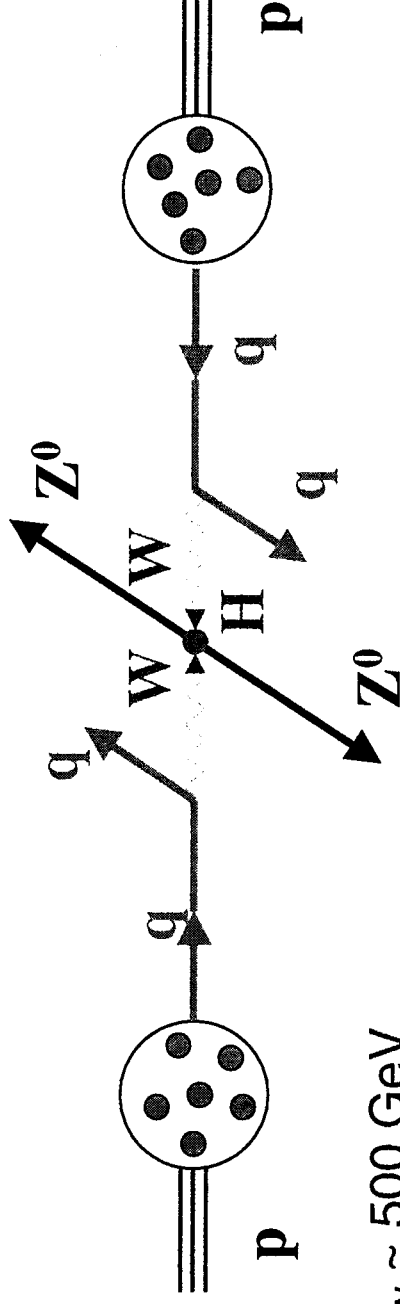
$$\hbar = h/2\pi$$

ν -oscillation の確率を
計算せよ。

1.27 ← 次元解析

Energy and Luminosity

Hadron colliders are broad-band exploratory machines
 May need to study W_L - W_L scattering at a cm energy of ~ 1 TeV



⇒ $E_W \sim 500$ GeV

⇒ $E_{\text{quark}} \sim 1$ TeV

⇒ $E_{\text{proton}} \sim 6$ TeV

⇒ pp collisions at 7 + 7 TeV

Event Rate = $L \cdot \sigma \cdot BR$

e.g. $H(1 \text{ TeV}) \rightarrow ZZ \rightarrow 2e+2\mu$ or 4μ

For $L \sim 10^{34}$, Evt/s/yr = $10^{34} \cdot 10^{-37} \cdot 10^7 \sim 10$ /yr !!

1.5. ルミノシティ $\mathcal{L} [\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \cdot \mathcal{L}$$

ビームが、ガウス型の分布をしているとすると.

$$\mathcal{L} = \frac{f N_b^2}{4\pi \sigma_x \sigma_y}$$

$\left\{ \begin{array}{l} N_b: \text{バンクの中の陽子数} \\ f: \text{1秒間にバンクが衝突する頻度 (revolution frequency)} \\ \sigma_x, \sigma_y: \text{ビームの広がり} \end{array} \right.$
 $\uparrow$ エミッタンス (位相空間のビーム面積) と IP でのビーム光学

LHC 加速器の設計パラメーター

$$E_b = 7 \text{ TeV}$$

$$\text{dipole field } B = 8.3 \text{ [T]} \quad 4$$

$$\text{周長 } 26.7 \text{ [km]}$$

$$\text{陽子/バンク } N_b = 1.05 \times 10^{11}$$

$$\text{ビームサイズ } \sigma_{xy} = 15.9 \text{ } [\mu\text{m}] \quad 16 \mu\text{m}$$

$$\text{Revolution freq. } 40 \text{ MHz } [25 \text{ ns}]$$

(証明)

正規分布

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right]$$

F.W.H.M と σ の関係は?

$$F.W.H.M. = \sqrt{8 \ln 2} \cdot \sigma$$

$$\mathcal{L} = \frac{40 \times 10^6 \times (1.05 \times 10^{11})^2}{4\pi (15.9 \mu\text{m})^2} \simeq 1.4 \times 10^{34} [\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$$

LHC

$$\text{Low Luminosity } 10^{33} [\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}] \rightarrow 10 \text{ fb}^{-1}/\text{year}$$

$$\text{High Luminosity } 10^{34} [\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}] \rightarrow 100 \text{ fb}^{-1}/\text{year}$$

(Design)

$$(1 \text{ 年} = \pi \times 10^7 \text{ sec})$$

実際には、どう測定するか? cf. $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (Bhabha scatt.)

1) PP $\rightarrow$ PP

2) 加速器のパラメーターによる計算

3) 物理プロセス $gg \rightarrow \text{jet}$, W/Z boson etc.

LHC Layout and Parameters

$$L = \frac{\gamma f k_b N_p^2}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F$$

f revolution frequency
 k_b no. of bunches
 N_p no. of protons/bunch
 ϵ_n norm transverse emittance
 β^* betatron function
 F reduction factor xing angle

Magnetic Field

p (TeV) = 0.3 B(T) R(km)
 For $p=7$ TeV, $R=4.3$ km

$$\Rightarrow \underline{B = 8.4 \text{ T}}$$

$$\text{Beam-beam tune shift } \xi = \frac{Nr_p}{4\pi \epsilon_n}$$

Energy at collision	E	7	TeV
Dipole field at 7 TeV	B	8.33	T
Luminosity	L	10^{34}	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Beam beam parameter	ξ	3.6	10^{-3}
DC beam current	I_{beam}	0.56	A
Bunch separation		24.95	ns
No. of bunches	k_b	2835	
No. particles per bunch	N_p	1.1	10^{11}
Normalized transverse emittance (r.m.s.)	ϵ_n	3.75	μm
Collisions			
β -value at IP	β^*	0.5	m
r.m.s. beam radius at IP	σ^*	16	μm
Total crossing angle	ϕ	300	μrad
Luminosity lifetime	τ_L	10	h
Number of evts/crossing	n_c	17	
Energy loss per turn		7	keV
Total radiated power/beam		3.8	kW
Stored energy per beam		350	MJ

$E_b = 7 \text{ TeV}$ to observe $W_L - W_L$ scatt. at $\hat{s} = 1 \text{ TeV}$

Table 2. Example parameters for pp or p $\bar{p}$ colliders: Sp $\bar{p}$ S, Tevatron run IIa ('TeV2a'),⁹ and LHC. [†] The bunches are split in 3 trains, separated by 2.62 μ s; [‡] The total LHC dipole heat load is about 0.8 W/m including the electron cloud. *Equilibrium determined by radiation damping and intrabeam scattering. Arrows refer to dynamic changes during the store.

accelerator	Sp $\bar{p}$ S	TeV2a	LHC
beam energy E [TeV]	0.32	0.98	7
dipole field B [T]	1.4	4.34	8.39
total energy/beam [MJ]	0.05	1	334
circumference C [km]	6.9	6.28	26.7
number of bunches n_b	6	36	2800
bunch population N_b [10^{11}]	1.7 (p) 0.8 ($\bar{p}$)	2.7 (p) ~ 1.0 ($\bar{p}$)	1.05
no. of IPs	3	2	2 (4)
rms IP beam size $\sigma_{x,y}^*$ [μ m]	80, 40	32	15.9
rms IP div. $\sigma_{x',y'}^*$ [μ rad]	136, 272	91	31.7
IP beta $\beta_{x,y}^*$ [m]	0.6, 0.15	0.35	0.5
beam-beam tune shift / IP $\xi_{x,y}$	0.005	0.01	0.0034
crossing angle θ_c [μ rad]	0	0	300
rms bunch length σ_z [cm]	30	37	7.7
bunch spacing L_{sep} [m]	1150	119 [†]	7.48
SR power P_{SR} [kW]		$< 10^{-3}$	3.6
dipole heat load dP/ds [W/m]		$\ll 10^{-3}$	0.2 [‡]
betatron tune Q_β	26	~ 20	63
rms transv. emittance $\gamma\epsilon_{x,y}$ [μ m]	3.75	~ 3	3.75
eq. horiz. emittance $\gamma\epsilon_x^{eq}$ [μ m]		$\sim 10^*$	2.03*
longit. emittance ϵ_L (σ) [eVs]	0.11	0.11	0.2
damp. time $\tau_{x,\text{SR}}$ [hr]		1200	52
IBS growth time $\tau_{x,\text{IBS}}$ [hr]	10	50(?)	142
damping decrement per IP [10^{-10}]		0.025	2.5
events per crossing		~ 6	18
peak luminosity L [10^{34} cm $^{-2}$ s $^{-1}$]	0.0006	~ 0.02	1.00
lum. lifetime τ [hr]	9	9	10

1.6. ハドロンコライダーでの運動学

- ビーム軸方向の運動量は、イベントごとには分らない。
- 横方向の運動量は保存。総和が0。

transverse momentum $P_T = |P| \cdot \sin \theta$

transverse energy $E_T = E \cdot \sin \theta$

pseudo-rapidity $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$

missing transverse energy $E_T^{\text{miss}} = E_{\cancel{\nu}}$

• $\Delta R = \sqrt{(\Delta \eta)^2 + (\Delta \phi)^2}$

pseudo-rapidity と azimuthal angle で見た '距離'。
Jet Cone アルゴリズムで使われる。

ラピディティ (Rapidity) Y

Longitudinal Rapidity

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

↑ Lorentz 変換 (z軸方向, 速度 β) に対して。

$$Y \rightarrow Y + \tanh^{-1} \beta$$

が成り立つ。したがって dN/dY は Lorentz 不変。

証明. $Y \rightarrow Y' = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E' + P'_z}{E' - P'_z} \right)$

$$\gamma = \cosh \Delta$$

$$\beta = \tanh \Delta$$

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

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

$$= Y + \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \equiv Y + \tanh^{-1}(\beta)$$

Lorentz 変換

$$\begin{pmatrix} E' \\ P'_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma\beta \\ -\gamma\beta & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ P_z \end{pmatrix}, \quad P'_T = P_T, \quad \begin{cases} \beta = \frac{P}{E} \\ \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \end{cases}$$

rapidity y は、粒子の縦方向と横方向を記述するのに便利。

。粒子の質量に関らず、 $\frac{dP_z}{E} = dy$ が成り立つ。

。粒子が取りうる最大の rapidity は、重心系で $\sqrt{s}/2$ だから。

$$y_{\max}^{\text{CM}} = \ln \frac{\sqrt{s}}{m}$$

Feynman の x 変数

$$x = \frac{P_z}{P_{z\max}} \simeq \frac{E+P_z}{(E+P_z)_{\max}} \quad (P_T \ll |P_z|)$$

重心系では、

$$\begin{aligned} x &\simeq \frac{2P_{z\text{CM}}}{\sqrt{s}} = \frac{2m_T \sinh y_{\text{CM}}}{\sqrt{s}} \\ &= y_{\max}^{\text{CM}} \end{aligned}$$

。質量を無視 ($p \gg m$) したとき、

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

↳ pseudo rapidity

コライダー実験では、 $\frac{dN}{d\eta}$ は、 $\eta = [-3, +3]$ でほぼフラット。

→ カリキーターのデガインで $\Delta\eta = \text{一定}$ にすれば良い。

(グラニュリティー)

Higgs 夏の学校 宿題 1

二つの粒子 (またはジェット) の不変質量が

$$M_{ij} = \sqrt{2E_T^i E_T^j [\cosh(\Delta\eta) - \cos(\Delta\phi)]}$$

で計算できることを示せ。(出典: CDF Higgs paper, Phys.Rev.Lett.81(1998)5748)

(証明)

擬ラピディティ (pseudorapidity)

$$\eta \equiv -\ln \tan \frac{\theta}{2}$$

は, ラピディティ

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

において質量を無視した近似である。

アイデンティティ

$$\sinh\eta = \cot\theta, \cosh\eta = 1/\sin\theta, \tanh\eta = \cos\theta$$

を使うと, 4 元ベクトルは,

$$(E, p_x, p_y, p_z) = (E_T \cosh\eta, p_x, p_y, E_T \sinh\eta)$$

と書ける。

従って, 二つの粒子 (またはジェット) の不変質量は,

$$\begin{aligned} M_{ij}^2 &= (p_i + p_j)^2 \simeq 2p_i p_j = 2(E_i E_j - \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{p}_j) \\ &= 2 \left(E_T^i \cosh\eta_i \cdot E_T^j \cosh\eta_j - p_x^i p_x^j - p_y^i p_y^j - E_T^i \sinh\eta_i \cdot E_T^j \sinh\eta_j \right) \\ &= 2E_T^i E_T^j \left[\cosh\eta_i \cdot \cosh\eta_j - \frac{p_x^i p_x^j + p_y^i p_y^j}{E_T^i E_T^j} - \sinh\eta_i \cdot \sinh\eta_j \right] \end{aligned}$$

ここで $\cosh\eta = (e^\eta + e^{-\eta})/2$, $\sinh\eta = (e^\eta - e^{-\eta})/2$ より,

$$\cosh\eta_i \cdot \cosh\eta_j - \sinh\eta_i \cdot \sinh\eta_j = \cosh(\eta_i - \eta_j)$$

また,

$$\begin{aligned} \frac{p_x^i p_x^j + p_y^i p_y^j}{E_T^i E_T^j} &= \cos\phi_i \cos\phi_j + \sin\phi_i \sin\phi_j \\ &= \cos(\phi_i - \phi_j) \end{aligned}$$

以上より,

$$M_{ij} = \sqrt{2E_T^i E_T^j [\cosh(\eta_i - \eta_j) - \cos(\phi_i - \phi_j)]}$$

(証明終)。

Kinematics については, Particle Data Book を参照。

http://pdg.lbl.gov/2000/contents_sports.html#kinemaetc

Higgs 夏の学校 宿題 2

ラピディティ (rapidity) は、ローレンツ変換に対して不変な量である。ハドロン・コライダーにおいて生成粒子の (擬) ラピディティ分布 dN/dy が中央検出器部分においては、ほぼフラットとなることを示せ。

トレビアーン解答：陣内 修

PYTHIA (version 6.136) で生成した QCD イベントのラピディティ分布と擬ラピディティ分布を図 1 (パイ中間子) と図 2 (K 中間子) に示す。ラピディティ分布は $\theta = 90^\circ$ でピークとなるが、擬ラピディティ分布は粒子の質量の効果で $\eta = \pm 2$ あたりでピークとなる。

ここで、擬ラピディティ (pseudorapidity)

$$\eta \equiv -\ln \tan \frac{\theta}{2}$$

は、ラピディティ (rapidity)

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

において質量を無視した近似である。

いずれにせよ ATLAS の粒子飛跡検出器 ($|\eta| < 2.5$) やカロリメーター ($|\eta| < 4.9$) のアクセプタンスを考えると、中央にある検出器においては単位ラピディティ当りの粒子数 dN/dy はほぼ一定となり、これらの検出器のグラニュラリティーを決定する要因となっている。

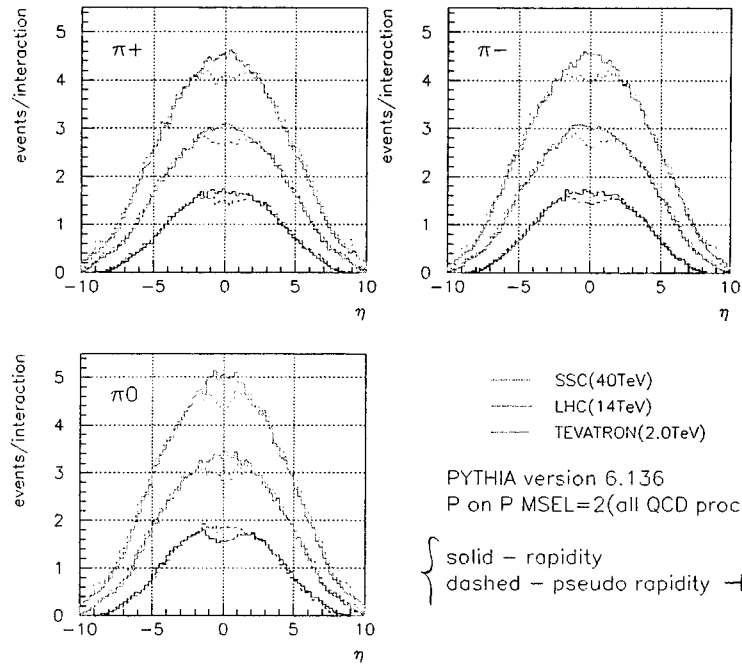


図 1: QCD プロセスにおけるパイ中間子のラピディティ（実線）および擬ラピディティ（破線）分布。SSC、LHC と TEVATRON について 1 イベントあたりの粒子数を示してある。

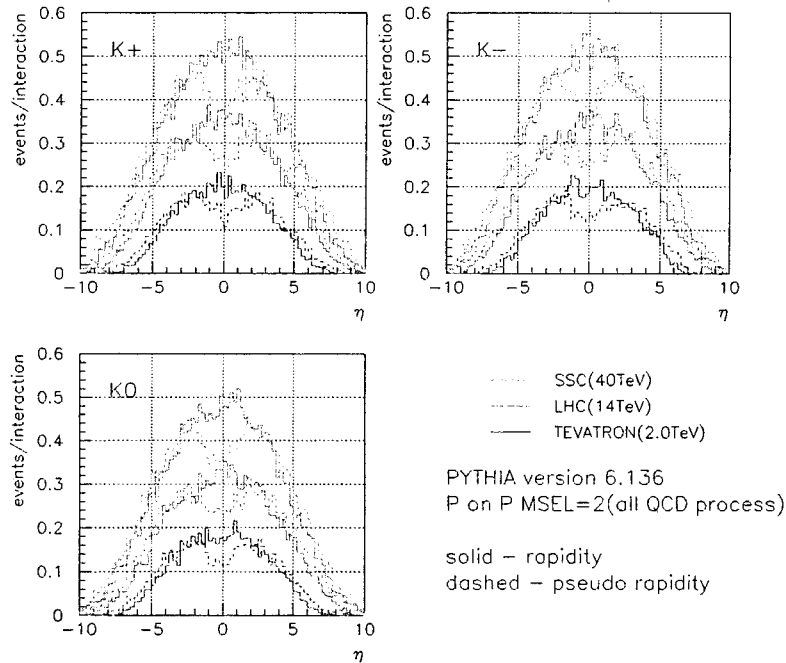


図 2: 同じく K 中間子のラピディティ（実線）および擬ラピディティ（破線）分布。

$dN/d\eta$ distribution

- rapidity

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

- pseudo-rapidity
 $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$

$$\theta=90^\circ \Rightarrow \eta=0$$

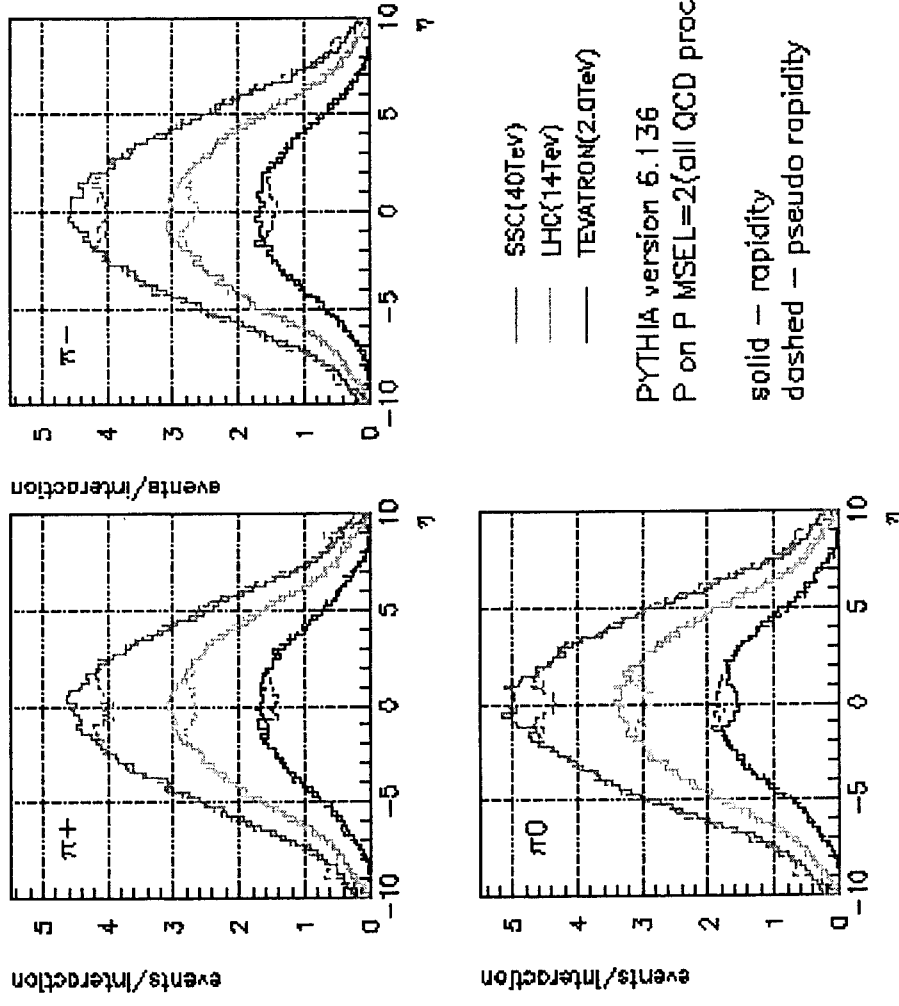
$$\theta=40^\circ \Rightarrow \eta=1$$

$$\theta=5.7^\circ \Rightarrow \eta=3$$

cf. ATLAS detector

tracker $|\eta| < 2.5$

calorimeter $|\eta| < 4.9$



1.7 パarton分布関数 (Parton Distribution Function) PDF

陽子 (uud), 中性子 (udd)

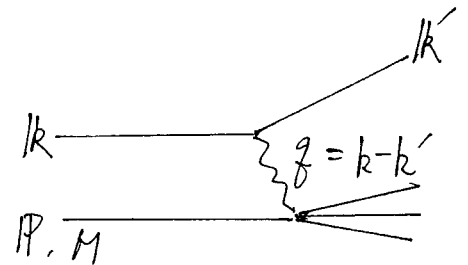
↑



valence quark だけではない。LHCではたいてい gluon。

sea quark, gluons
($\bar{u}, \bar{d}, s, \bar{s}, c, \bar{c}$)

Deep inelastic scattering.



Invariant 変量.

$$\begin{cases} \nu = \frac{q \cdot P}{M} = E - E' \\ Q^2 = -q^2 = 2(E E' - \vec{k} \cdot \vec{k}') - m_e^2 - m_e^2 \\ X = \frac{Q^2}{2M\nu} = \frac{m}{M} \end{cases}$$

lepton-nucleon 散乱.

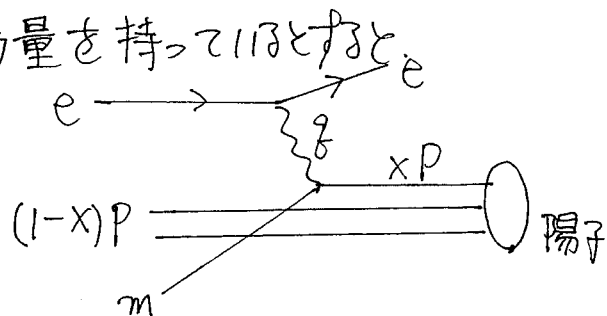
← $F(x, Q^2) \simeq \text{一定}$. scaling 則.

断面積が、ほとんど Q^2 によらない。SLAC e-p 散乱実験
→ pointlike な粒子, 'parton'

陽子が非常に大きな運動量を持っていておると
Bjorken 変数 x

$$X = \frac{Q^2}{2M\nu} = \frac{m}{M}$$

m : 自由なパtonの質量.

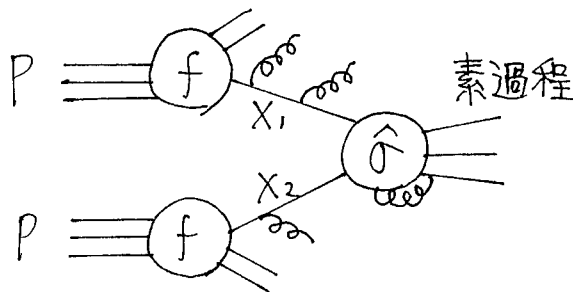


パートン描像.

パートン - '波動関数' が必要 (elementaryでない)

構造関数 (Structure Functions)

パートン分布関数 (PDF's)



← 深弾性散乱の類推.

Drell-Yan $q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$

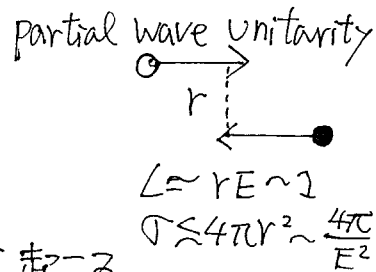
(asymptotic 'scaling limit' で有効)

of $M^2, S \rightarrow \infty, X_1, X_2 = M^2/S$ fix
of Bjorken limit $Q^2, \nu \rightarrow \infty, x = \frac{Q^2}{2\nu}$ fix.

$$\sigma = \int dx_1 dx_2 f(x_1) f(x_2) \hat{\sigma}(S = Sx_1 x_2)$$

$1/s$ ルール

重要なプロセスの断面積 $\lesssim \frac{1}{s}$



つまりは少数の角運動量状態で起こる。

ex. S-ch の γ 交換 $\rightarrow J=1$

$$\sigma = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}$$

$N = \sigma L$ なので. $\hat{s}$ 2倍大きいと. ルミ/シテ-4倍必要.

↑
ハドロン・コライダーでは違う!

構造関数が x が小さい所では. 急激に大きくなる.

$$x_1 x_2 = \frac{m^2}{s}$$

(gluonの寄与)

LHCでは. SSCよりも大きいルミ/シテ-が必要.

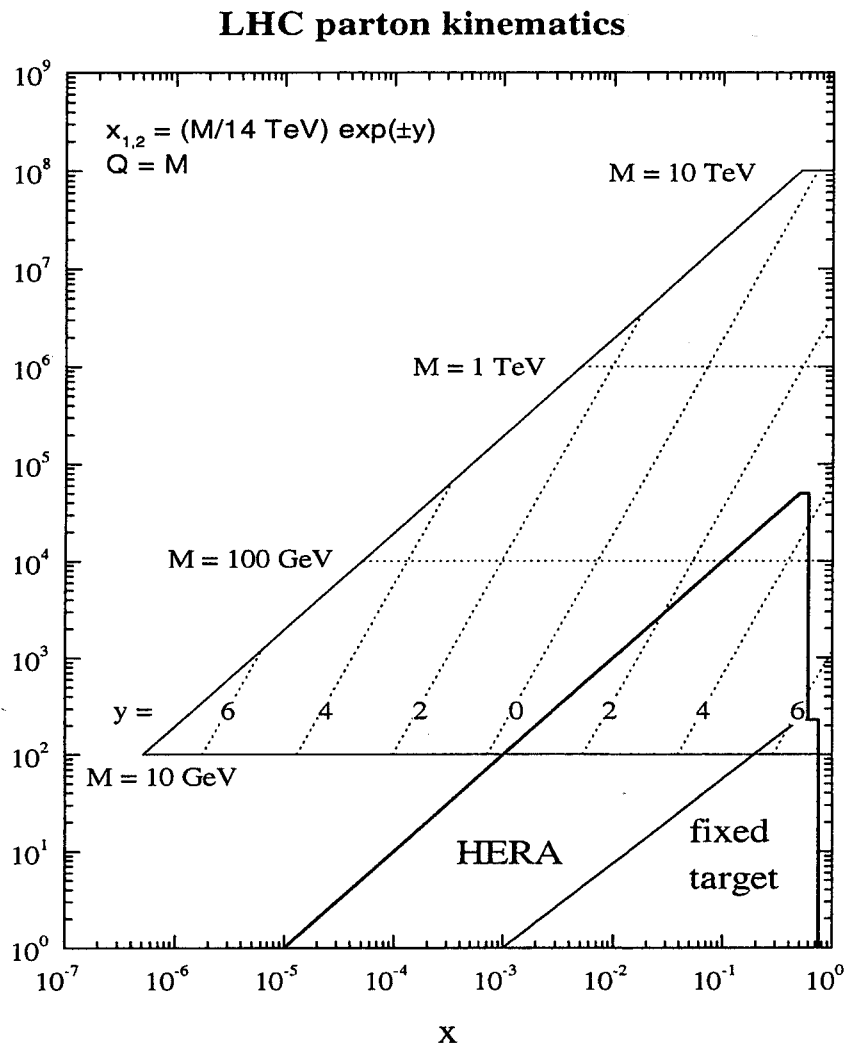
14 TeV

40 TeV

$$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

$$10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

LHC parton kinematics



$$x_1 \cdot x_2 = \frac{M^2}{S}$$

$$x_{1,2} = \frac{M}{14} \cdot e^{\pm y}$$

1. $M : 100 \text{ GeV} \sim 1 \text{ TeV}$ at $|y| < 2.5$

$$\Rightarrow Q^2 : 10^4 \sim 10^6 \text{ GeV}^2$$

$$x : 10^{-4} \sim 10^{-1}$$

2. high $M \gtrsim 1 \text{ TeV}$ or large $|y| \gtrsim 3$

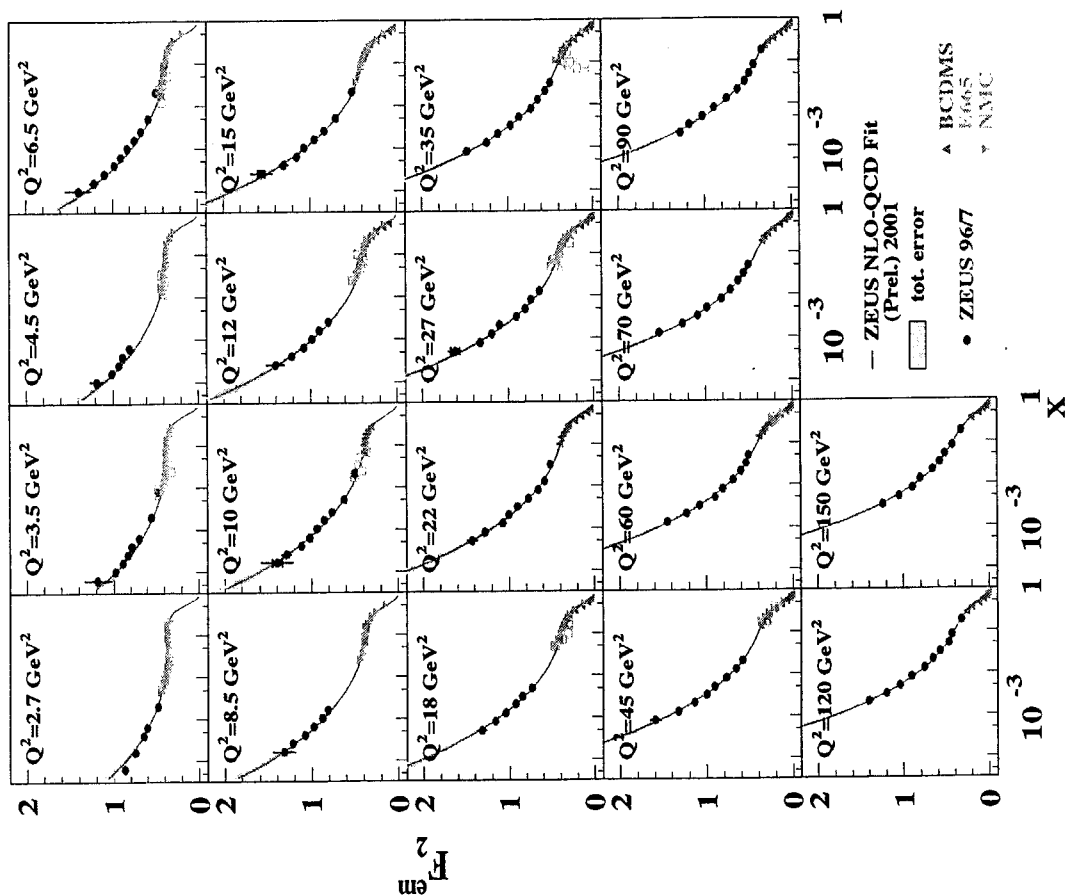
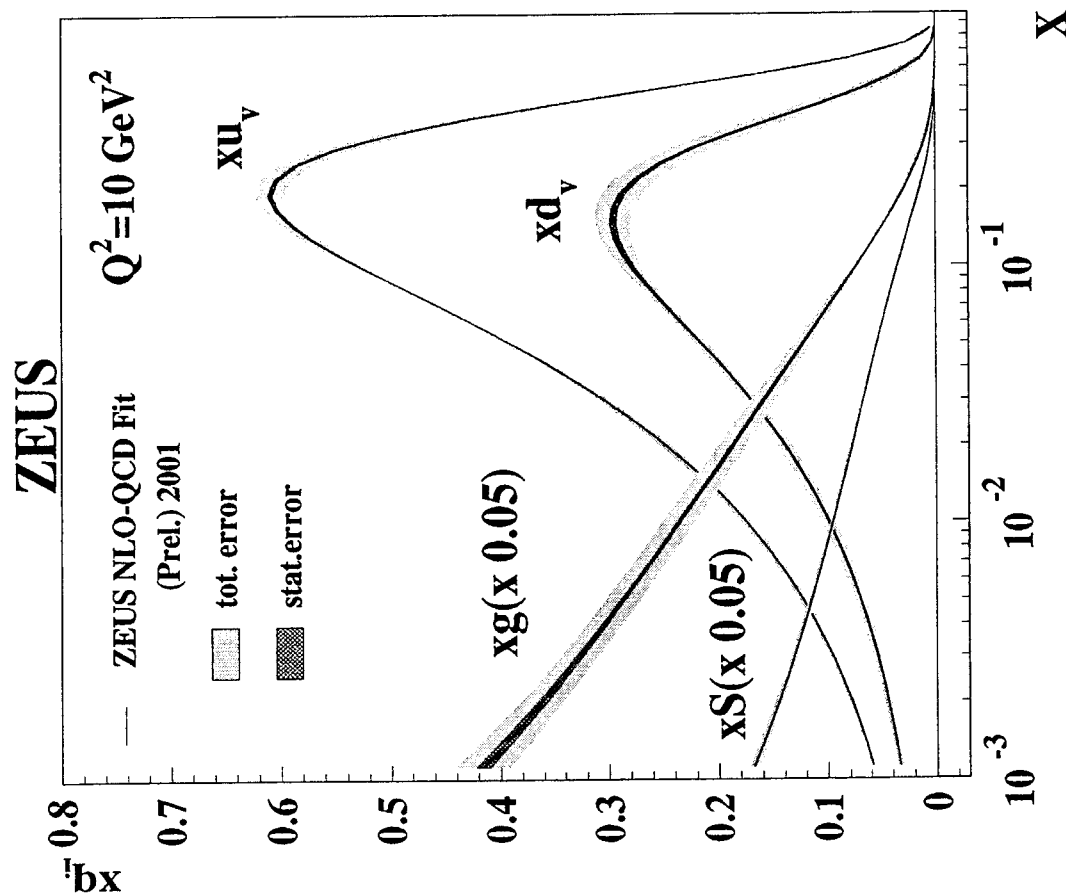
$$\Rightarrow \text{large } x \gtrsim 10^{-1}$$

3. small $x \lesssim 10^{-5}$: (very forward, maybe difficult)

- $\ln(1/x)$ resummation (BFKL, CCFM) ?

- saturation?

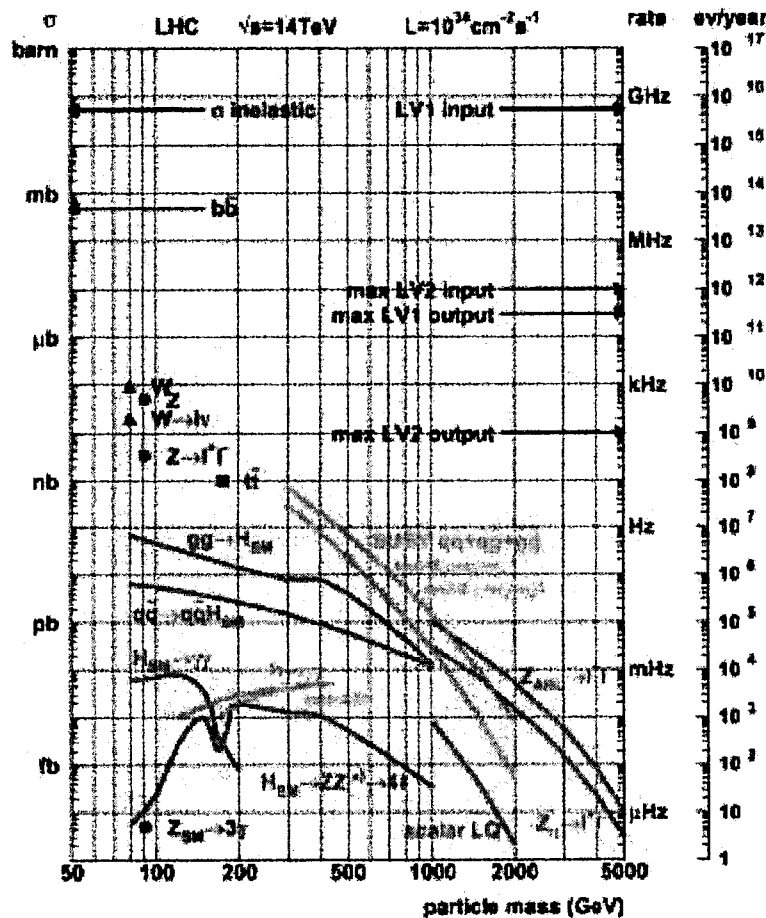
PDFs: status



- NLO-QCD gives good description ($\chi^2 \sim 1$)

Kinematics [1]: $10^{-4} \lesssim x \lesssim 10^{-1}$

Cross sections at LHC



- Precision physics with SM gauge-bosons and top-quark
Scale: $Q^2 \sim 10^4 (M_Z^2, M_W^2, M_t^2)$

- $\sigma(W, Z)$ is a candidate of $\mathcal{L}$ monitor: $\Leftarrow$ sea quarks
- “ t -factory” ($gg \rightarrow t\bar{t}$): $\Leftarrow$ gluon
 $\Rightarrow \Delta m_t \sim 1\%$ possible.

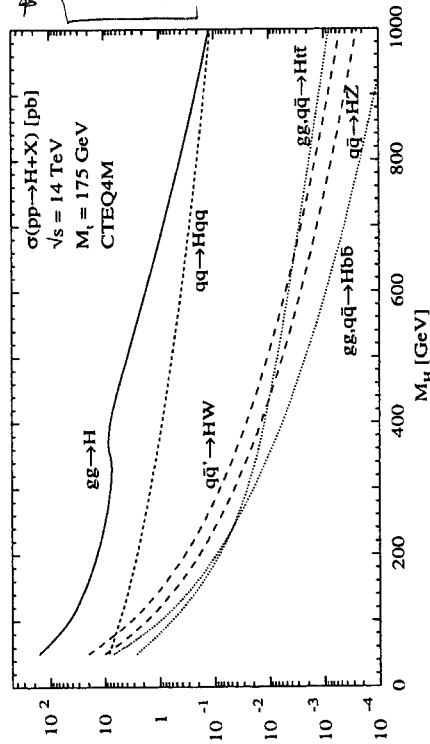
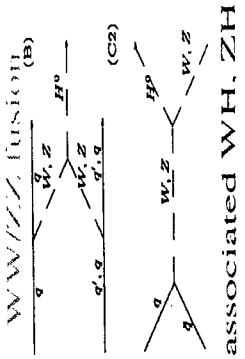
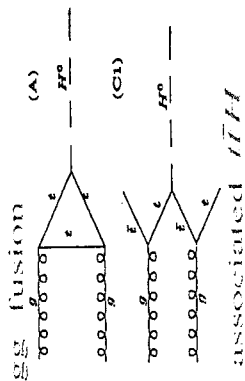
- SM Higgs search

- $gg \rightarrow H$ dominates: $\Leftarrow$ gluon

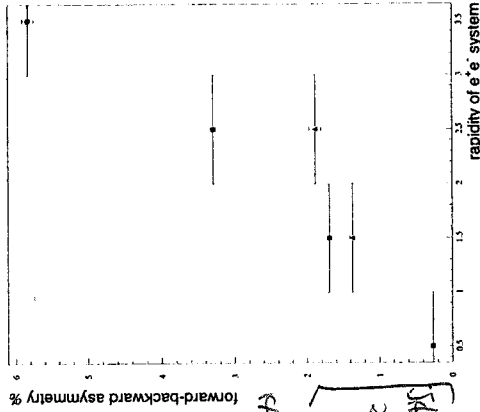
$\Rightarrow$ gluon and sea at large Q^2 : $10^4 \sim 10^6 \text{ GeV}^2$ are needed.

Kinematics [2]: large $x \sim 10^{-1}$

Heavy SM Higgs



→ 何故 VBF だけ (便宜な) 検出方法
 [VBF は 2 個の parton の valence quark から Higgs を産むから
 Higgs x 2 u, d 成分が有るから]



Drell-Yan prod. of l^+l^- : $A_{FB}(M_Z^2)$

A_{FB} : initial $q(\bar{q})$ -direction should be known.

- require large rapidity of lepton pair $y(l^+l^-)$, i.e. $x_1 > x_2$ of partons
- larger x parton should be quark
- A_{FB} signed according to sign of $y(l^+l^-)$

⇒ determination of $\sin^2 \theta_W < 2 \times 10^{-4}$ (stat only) is feasible (comparable/better than LEP)

...if PDFs at high- x are well constrained.

WW/ZZ fusion important for large M_H

- σ becomes large thanks to:
 - valence quarks $>$ gluons at large- x :
 ⇒ difference in “slopes” between of $\sigma(gg \rightarrow H)$ and $\sigma(qq \rightarrow Hqq)$.
- experimental advantage: large p_T ($\sim M_W/2$) forward jets due to recoiled quarks

1.8 PP 散乱の断面積と Minimum Bias

14 TeV での PP 散乱断面積 (非弾性, 回折的でない)
inelastic, non-diffractive.

$$\sigma \simeq 70 \text{ mb}$$

$$\rightarrow 23 \text{ pile-up/beam crossing @ } 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

ちなみに, Tevatron (2 TeV) では,

$$\leq 6 \text{ pile-up/beam crossing. (Poisson 分布)}$$

Physics プロセス, @ $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

非弾性散乱 10^9 Hz

W ボソン $\sim 2 \text{ k Hz}$

tt 10 Hz

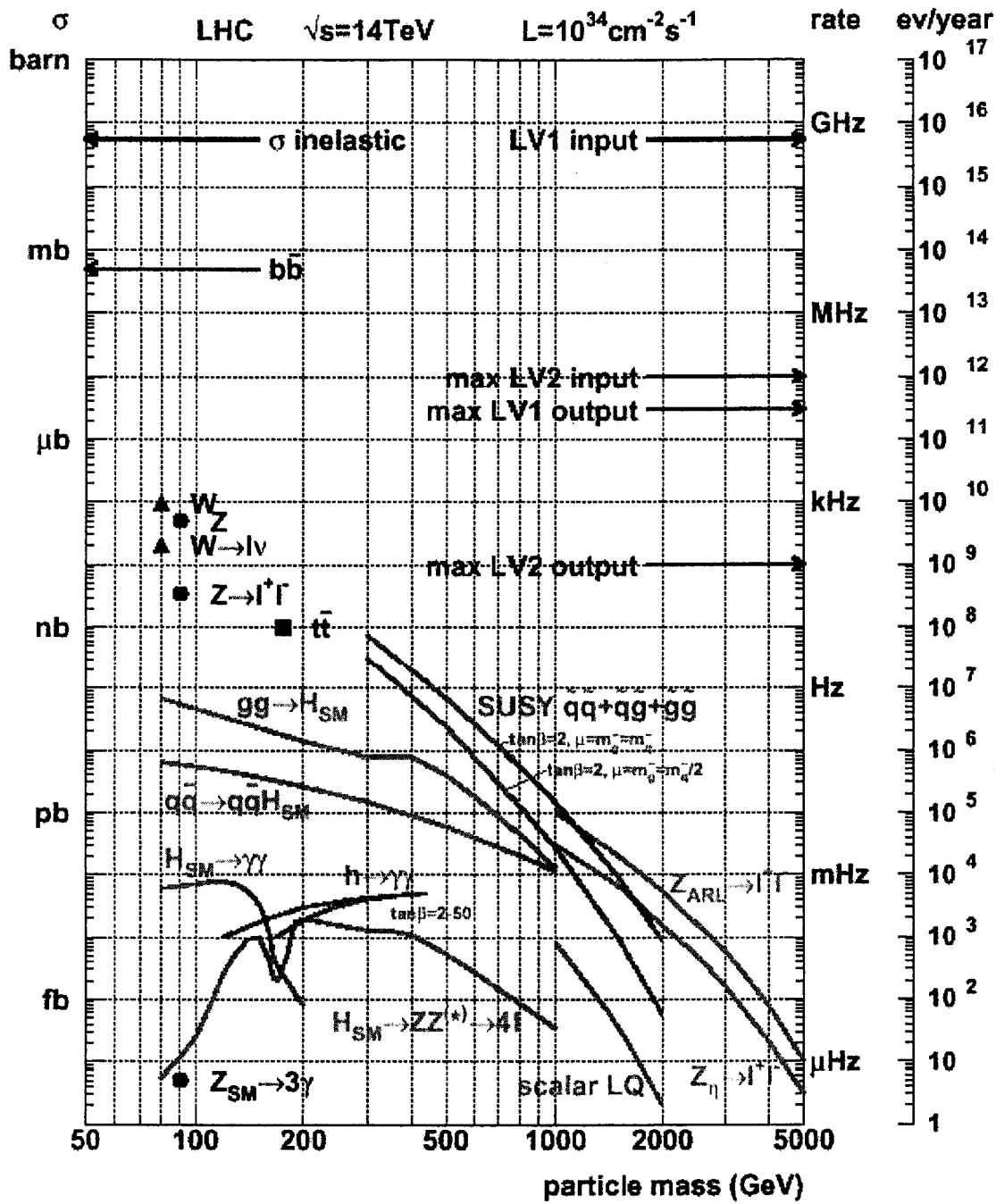
ヒッグス $0.1 (0.01) \text{ Hz}$

$$M_{\text{Higgs}} = 100 (500) \text{ GeV}$$

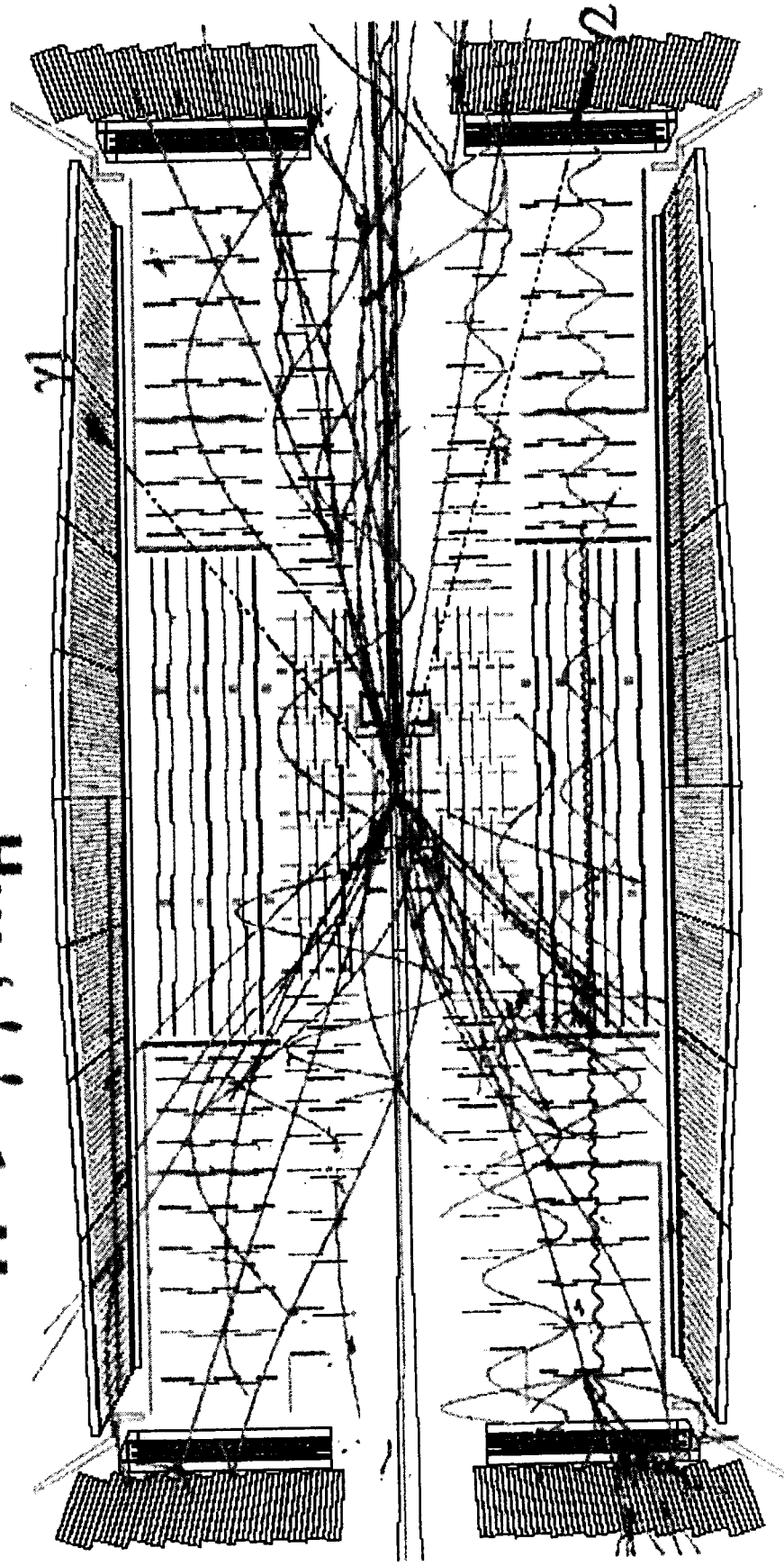
$$\downarrow$$

$$S:N = 1:10^{10-11} \text{ !}$$

$\Rightarrow$ 検出器にとって チャレンジング。



$H \rightarrow \gamma\gamma, M_H = 100 \text{ GeV}$



2. 標準模型

$$SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

2.1 基本相互作用

対称性/不変性	強い相互作用	電磁相互作用	弱い相互作用	重力
場の量子	グルーオン	光子	$W^\pm, Z$	グレイトン
スピン/パリティ	1^-	1^-	1^*	2^+
質量 $[GeV/c^2]$	0	0	80.3, 91.2	0
到達範囲	$< 10^{-15} \text{ cm}$	∞	$< 10^{-18} \text{ cm}$	∞
相互作用の元	カラー	電荷	weak 電荷	質量
無次元結合定数	α_s	$\alpha = e^2/4\pi$	$(M_p)^2 G_F$	GM_p^2
大きさ	$1 \sim 0.1$	$1/137.036$	1.02×10^{-5}	0.53×10^{-3}

* Parity 破れ

$$\alpha_s(1/2) = 0.118$$

2.2 対称性と保存則

対称性 - 変換に対する物理法則の不変性

ネーターの定理

「対称性が存在すると、それに伴う保存則が存在する」

対称性	保存量	強い相互作用	電磁相互作用	弱い相互作用
時間の平行移動	エネルギー	○	○	○
空間の平行移動	運動量	○	○	○
空間の回転対称性	角運動量	○	○	○
ゲージ対称性	電荷	○	○	○
空間反転	パリティ(P)	○	○	×
時間反転	Tパリティ	○	○	×
粒子反粒子対称性	Cパリティ	○	○	×
CP対称性	CP	○	○	×
CPT対称性	CPT	○	○	○
?	バリオン数	○	○	○
?	レプトン数	○	○	?

素粒子の場

外部量子数 - 質量, スピン, パリティ, など時空の対称性に関連

内部量子数 - 電荷, アイスピンの, カラー, レプトン・バリオン数など

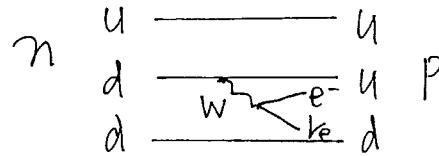
$$\Psi = (\text{space}) \times (\text{spin}) \times (SU(2) \otimes U(1)) \times (SU(3)_c)$$

外部量子数

内部量子数

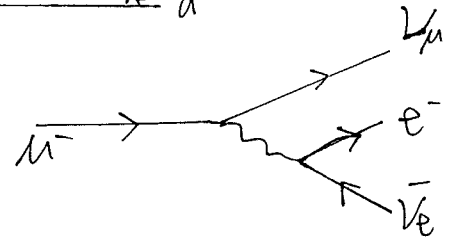
2.3 弱い相互作用

崩壊反応 $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ (β 崩壊)



$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$

$Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$



衝突反応 $\bar{\nu} + n \rightarrow p + e^-$ (逆 β 崩壊)
 $e^+ e^- \rightarrow Z^0$

歴史

- 1896 ベクレルによる放射線発見
- 1930 パウリによるニュートリノの提唱
- 1934 フェルミ理論の提唱
- 1938 ミューオンの発見
- 1953 電子ニュートリノの発見 (ライネス, コーク)
- 1956 パリティ非保存 (リー, ヤン)
- 1957 パリティ非保存の実験による確認 (ウー他)
- 1958 V-A理論の確立 (ファイマン, ゲルマン)
- 1962 2種類のニュートリノの検証 (レダマン他)
- 1964 K崩壊におけるCP非保存 (フィッチ他)
- 1967 Glashow-Weinberg-Salamモデルの提唱
- 1972 ニュートリノ反応における中性カレントの実験的検証.
- 1975 タウ・レプトンの発見 (パール)
- 1983 W, Zボソンの発見 (ルビア)
- 1989 $N_\nu=3$ の確認 (SLC, LEP実験)
- 1998 ニュートリノ振動の検証 (SK実験)

Fig.

フェルミ β 崩壊の理論

電磁相互作用による $e^- + p \rightarrow e^- + p$ 散乱

2つのカレントの積

$$\mathcal{M} \sim \frac{e^2}{q^2} J_{\text{baryon}} \cdot J_{\text{lepton}}$$

$$J_{\text{lepton}} = \bar{\psi} \gamma_\mu \psi_e, \quad J_{\text{baryon}} = \bar{\psi}_p \gamma_\mu \psi_p$$

↓
 β -decay 電荷を1単位変えるカレント

$$\mathcal{M} = G J_{\text{baryon}}^{\text{weak}} \cdot J_{\text{lepton}}^{\text{weak}} = G (\bar{\psi}_p O \psi_p) \cdot (\bar{\psi}_e O \psi_\nu)$$

O : 行列演算子 (ゲイムル型と仮定された)

フェルミ相互作用

Wプロパゲーター $1/(q^2 + M_W^2)$ ける1.

~~X~~ 4点結合.

G : 結合定数

Lorentz変換に不変な演算子の組み合わせ

$\bar{\psi} \psi$	Scalar	S
$\bar{\psi} \gamma_\mu \psi$	Vector	V
$\bar{\psi} \gamma_\mu \gamma_\nu \psi$	Tensor	T
$\bar{\psi} \gamma_5 \gamma_\mu \psi$	Axial-vector	A
$\bar{\psi} \gamma_5 \psi$	Pseudoscalar	P

Parity保存の破れを代入するためには,

$$\mathcal{M} = \frac{G}{\sqrt{2}} \sum_{i=S,V,A} C_i [\bar{\psi}_p O_i \psi_n] [\bar{\psi}_e O_i (1 - \gamma_5) \psi_\nu]$$

$$= \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{\psi}_p \gamma_\mu (1 - \lambda \gamma_5) \psi_n] [\bar{\psi}_e \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi_\nu]$$

↑ $\lambda = 1.25$ ← 強い相互作用の影響
VA型

2.4 V-A理論

Feynman, Gell-Mann (1958)

Sudarshan, Marshak (1958)

すなわち weak decay に通用する現象理論

Effective Lagrangian density

$$\mathcal{L} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} (J_\mu^{\text{weak}})^\dagger J_\mu^{\text{weak}}$$

$$J_\mu^{\text{weak}} = J_\mu^{\text{lepton}} + J_\mu^{\text{hadron}}$$

$$J_\mu^{\text{lepton}} = \sum_{i=e,\mu,\tau} \bar{\psi}_i \gamma_\mu (1-\gamma_5) \psi_i$$

$$J_\mu^{\text{quark}} = (\bar{\psi}_u, \bar{\psi}_c, \bar{\psi}_t) \gamma_\mu (1-\gamma_5) \begin{pmatrix} \psi_{d'} \\ \psi_{s'} \\ \psi_{b'} \end{pmatrix}$$

d', s', b' : クォークの固有状態である。

弱い相互作用の目で見える混合状態。

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = M_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 0.975 & 0.212 & \sim 0.003 \\ 0.221 & 0.974 & \sim 0.04 \\ \sim 0.01 & \sim 0.04 & 0.999 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

↑
ほとんど diagonal.

M_{CKM} : Cabibbo-小林-益川のクォーク混合マトリックス

$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ の崩壊率

$$d\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{2M} |\mathcal{M}|^2 d\Phi_n(P; p_1, \dots, p_3) \quad (\text{PDG})$$

$d\Phi = d\text{Lips}$ (Lorentz invariant phase space)

$$= \delta^4(P - \sum_{i=1}^3 p_i) \prod_{i=1}^3 \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i}$$

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} j_\mu^+ j_\mu^- = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{u}_\nu \gamma_\lambda (1-\gamma_5) u_\mu] [\bar{u}_e \gamma_\lambda (1-\gamma_5) u_{\nu e}]$$

電子の質量を無視して.

(証明)

$$\Gamma_\mu = \frac{\hbar}{\tau_\mu} = \frac{G_F^2}{192\pi^3} m_\mu^5$$

$$\hbar = \hbar/2\pi = 6.582 \times 10^{-22} [\text{MeV} \cdot \text{s}] = 1$$

$$G_F = 1.166 \times 10^{-5} [\text{GeV}^{-2}]$$

$$m_\mu = 105.66 \text{ MeV} \text{ を用いると } \tau_\mu \simeq 2.2 \mu\text{s}$$

実験値 $\tau_\mu = 2.197 \mu\text{s}$ と良く合う。

↑ スピン 1/2 の粒子が弱相互作用で3体崩壊するときの一般式.

exercise. τ レプトンの寿命は?

$$\Gamma = \Gamma_{\text{tot}} \text{ Br}(\tau \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_e) \quad M_\tau = 1.777 [\text{GeV}/c^2]$$

↳ 17.4%

↳ 覚えろ!!

$$\tau_\tau = \text{Br} \cdot \tau_\mu \cdot \left(\frac{m_\mu}{m_\tau} \right)^5 \simeq \frac{284}{\text{fs}}$$

$$\text{実験値 } \tau_\tau = 290 [\text{fs}]$$

3. ゲージ理論

場の量子論 (Quantum Field Theory)

対称性 (symmetry)

3.1 Maxwell 理論

Maxwell 理論の作用積分

$$S = \int \mathcal{L} d^4x = \int \left[-\frac{1}{4} (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu) \right] d^4x$$

↑
Lagrangian 密度

ベクトル, $\bar{\gamma} = \gamma_{\mu\nu}$ の添字の上げ下げ

$$g_{\mu\nu} = (1, -1, -1, -1) = g^{\mu\nu}$$

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = (dx^0)^2 - (dx^1)^2 - (dx^2)^2 - (dx^3)^2$$

↑
Minkowski 空間の計量. $g_{00} = g_{11} = -g_{22} = -g_{33} = 1$

$$A^\nu = g^{\nu\mu} A_\mu$$

A_μ : 共変ベクトル

A^μ : 反変ベクトル

$$\partial_\mu A_\nu \equiv \frac{\partial}{\partial x^\mu} A_\nu$$

電磁ポテンシャル $A_\mu(x) = (A_0, A_1, A_2, A_3)$ に関する変分

$$\delta S = \int [-\partial_\mu \delta A_\nu (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu)] d^4x = \int \delta A_\nu \partial_\mu (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu) d^4x = 0$$

⇒ Maxwell 方程式:

$$\partial_\mu F^{\mu\nu}(x) = 0 \quad \text{ただし, } F^{\mu\nu} \equiv \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$$

$$\left(\begin{array}{l} \text{電場 } \mathbf{E} = (F_{01}, F_{02}, F_{03}) \\ \text{磁場 } \mathbf{B} = (-F_{23}, -F_{31}, -F_{12}) \end{array} \right. \text{と定義.}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad \nabla \times \mathbf{B} - \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E} = 0$$

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} = 0 \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

弱い相互作用

3.2 ゲージボソンの相互作用

QEDでは, 局所ゲージ不変性から質量0のベクトル場が必要になり, しかもそのベクトル場とフェルミオン粒子との相互作用の形がユニークに決まる。

A^μ : 光子の場

ψ : 電子の場

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \bar{\psi} (i \not{D} - m_e) \psi \quad \text{--- (1)}$$

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$$

D : covariant derivative (共変微分)

ψ : 4成分をもつ。 $\bar{\psi}(x) \equiv \psi(x)^\dagger \gamma^0$

$$\gamma \text{ 行列} \quad \gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2 g^{\mu\nu}$$

4x4

$$g^{\mu\nu} = (1, -1, -1, -1) = g_{\mu\nu}$$

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad \gamma = \begin{pmatrix} 0 & \pi \\ \pi & 0 \end{pmatrix}$$

(Pauli 行列)

$$\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \{\gamma^5, \gamma^\mu\} = 0, \quad \gamma_5^2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\begin{array}{lll} \text{このとき} & \gamma^0 & \text{Hermitic} & \gamma^{0\dagger} = \gamma^0 \\ & \gamma^k & \text{反Hermitic} & (\gamma^k)^\dagger = -\gamma^k \quad (k=1,2,3) \end{array}$$

共変微分

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + ieA_\mu$$

—— (2)

(1) は、時空の関数 $\theta(x)$ (局所ゲージ変換)

$$\psi'(x) = \exp i\theta(x) \psi(x) \quad \text{ユニタリ変換 } U(1)$$

—— (3)

ゲージ場 A_μ の変換のもとで不変である。

$$A'_\mu(x) = A_\mu(x) - \frac{1}{e} \partial_\mu \theta(x)$$

 A_μ : アーベル的ゲージ場

—— (4)

Lagrangian (1) は、 $U(1)$ ゲージ群に属する場の極所変換で不変。

$$\begin{aligned} \text{※2項} \quad \mathcal{L}' &= \bar{\psi} (i\gamma^\mu (\partial_\mu + ieA'_\mu) - m_e) \psi' \\ &= \mathcal{L} \quad \text{になることを示せ。} \end{aligned}$$

↑

場所の違いによる任意の位相の回転をゲージ場 A_μ を通じての
情報伝達をして打ち消して、物理法則を同じに戻している。

$$\text{※1項} \quad -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \quad \text{Maxwell の Lagrangian}$$

$$[D_\mu, D_\nu] \equiv D_\mu D_\nu - D_\nu D_\mu = ie(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) = ieF_{\mu\nu} \quad \text{を使う。}$$

3.3 a. 標準電弱理論

$$SU(2) \otimes U(1)$$

3つの質量が0のボソン $W^i (i=1, 2, 3)$ 1つの質量が0のボソン (spin 1) B

ゲージ・ボソンの Lagrangian は.

— (5)

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} W^{i\mu\nu} W_{\mu\nu}^i - \frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu}$$

SU(2)

Non-Abelian

www, wwww

ゲージ場 $W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g_w \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k$ — (6)

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$$

— (7) (g_w : SU(2) ゲージ結合)

↑ Abelian $\delta\delta$ は存在しない。

ゲージ場とフェルミ場との

共変微分

$$D^\mu = \delta_{ij} \partial^\mu + i g_w (T \cdot W^\mu)_{ij} + i Y \delta_{ij} g'_w B^\mu$$
 — (8)

(U(1) ゲージ結合)

T : SU(2) weak isospin 表現

Y : U(1) weak hypercharge

$$\psi = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_\nu \\ \psi_e \end{pmatrix} \begin{matrix} +1/2 \\ -1/2 \end{matrix}$$

$$T = 1/2 \epsilon^{ijk}$$

$$[T^i, T^j] = i \epsilon^{ijk} T^k, \quad \epsilon^{123} = 1$$

— (9)

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2), \quad T^\pm = T^1 \pm i T^2 \text{ と定義すると}$$

$$W_\mu T = W_\mu^3 T_3 + \frac{1}{\sqrt{2}} W_\mu^+ T^+ + \frac{1}{\sqrt{2}} W_\mu^- T^-$$
 — (10)

ここで、行列 $T^{\pm}$ と T^3 は次を満たす。

$$[T^+, T^-] = 2T^3$$

$$[T^3, T^{\pm}] = \pm T^{\pm}$$

— (11)

T^+ (T^-) : weak isospin の昇 (降) 演算子。
 $SU(2)$ doublet 表現で、

$$T^3 = \begin{pmatrix} 1/2 & 0 \\ 0 & -1/2 \end{pmatrix}, T^+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, T^- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{--- (12)}$$

Lagrangian (5) 4つの質量のないベクトルボソン
 weak isospin の下で、triplet ($W^{\pm}, W^3$) と singlet (B)

↑
 現実と違う (光子のみ質量ゼロ)

・ 単に質量項を加えただけでは、局所ゲージ不変性を守れない。
 (対称性)

対称性を破るメカニズムが必要。

「自発的対称性の破れ」

Spontaneous symmetry breaking.

3.4 ヒッグス機構

$SU(2) \times U(1)$ 対称性の破れ - Higgs mechanism

スピン0の2つの複素スカラー場からなる場

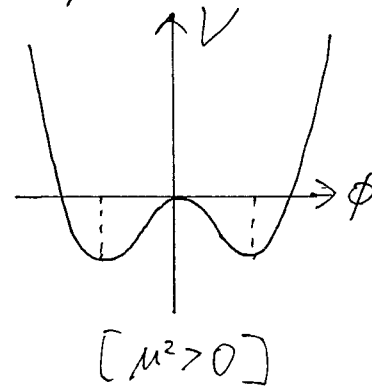
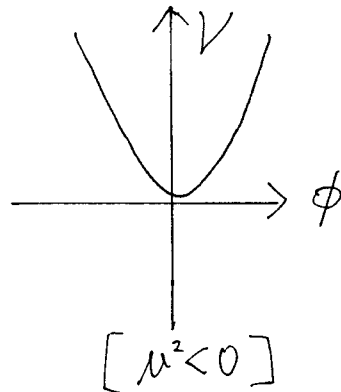
$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad \text{--- (13)}$$

$SU(2) \otimes U(1)$ 局所変換で不変な Lagrangian は (8) 通り.
スカラー場 ϕ とベクトルボソン場.

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & (\partial^\mu \phi^\dagger + i g_w W^\mu \cdot T \phi^\dagger + \frac{1}{2} i g' B^\mu \phi^\dagger) \\ & \times (\partial_\mu \phi - i g_w W_\mu \cdot T \phi - \frac{1}{2} i g' B_\mu \phi) \\ & - V(\phi^\dagger \phi) \end{aligned} \quad \text{--- (14)}$$

ここで、ヒッグス・ポテンシャル

$$V(\phi^\dagger \phi) = \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 - \mu^2 \phi^\dagger \phi \quad \text{--- (15)}$$



$\lambda > 0$: ヒッグス自己相互作用.

(13) の複素場を 4つの実スカラー場で置き換えると、

$$\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_3 \\ \phi_2 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad \text{--- (16)}$$

ヒッグス・ポテンシャル V は、

$$\phi^\dagger \phi = \phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2 \quad \text{--- (17)}$$

$V(\phi^\dagger\phi)$ で, ϕ_3, ϕ_4 をゼロにとると(任意)

最小のポテンシャル (安定点 = 真空)

$$|\phi| = \sqrt{\frac{\mu^2}{2\lambda}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (18)$$

$SU(2)$ 内部空間で.

$$\langle 0 | \phi | 0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (19)$$

$T^3 + Y$ 変換 においては, 真空期待値は不変

$$(T^3 + Y) \langle \phi \rangle = 0 \quad (20)$$

電荷 $Q \equiv T^3 + Y = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (21)$

(19) は, $SU(2) \otimes U(1)$ 対称性を破っている。特定の方向を選んでいるから。
内部ゲル-フ空間で

新しいヒッグス場, ポテンシャル最低のまわりの「ゆらぎ」を考える。

$$\phi = U^{-1}(\xi) \begin{pmatrix} 0 \\ (H+v)/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (22)$$

$$U(\xi) = \exp(-iT \cdot \xi / v) \quad (23)$$

まだ 自由度 4 あり。3 ξ 's, 1 H

次のゲージ変換を考える。

$$\phi \rightarrow U(\xi) \phi \quad (24)$$

$$T \cdot W^\mu \rightarrow U T \cdot W^\mu U^{-1} + \frac{i}{g_W} (\partial^\mu U) U^{-1} \quad (25)$$

ξ 自由度は消えて, 重いゲージボソンの たて成分として, また現れる。

ヒッグスの Lagrangian は.

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H - V\left(\frac{(v+H)^2}{2}\right) \\ & + \frac{(v+H)^2}{8} \chi^\dagger (2g_W T \cdot W_\mu + g'_W B_\mu) (2g_W T \cdot W^\mu + g'_W B^\mu) \chi \end{aligned} \quad (26)$$

ここで、 χ は、真空期待値のまわりの単色ベクトル

$$\chi = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (27)$$

Higgs 機構

→ 自発的に破れた対称性をもつスカラー場にゲージ場が結合したときには、質量 0 の南部-ゴールドストーン場は、本来横波のみの物理的自由度を持っていたゲージ場の縦波成分に吸収され、ゲージ場は質量をもつベクトル場になる。

ベクトルボソン場の quadratic term をチェックすると.

$$\mathcal{L}_M = \frac{v^2}{8} [(g_W W_\mu^3 - g'_W B_\mu)(g_W W^{3\mu} - g'_W B^\mu) + 2g_W^2 W_\mu^- W^{+\mu}] \quad (28)$$

B と W^3 場のプロパゲーターが直交していないので、新しく A_μ と Z_μ を導入.

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & \sin\theta_W \\ -\sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} \quad (29)$$

θ_W : ワインバーグ角 (electroweak mixing angle)

$$\sin^2\theta_W = \frac{g'^2}{g^2 + g'^2} \simeq 0.23 \quad (30)$$

すると.

$$\mathcal{L}_M = \frac{g_W^2 v^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{(g_W^2 + g'^2) v^2}{8} Z_\mu Z^\mu \quad (31)$$

W ボソンと Z ボソンの質量項が出た!

$$\begin{cases} M_W = \frac{1}{2} g_W v \end{cases} \quad (32)$$

$$\begin{cases} M_Z = \frac{1}{2} \sqrt{g_W^2 + g'^2} \cdot v \equiv \frac{M_W}{\cos\theta_W} \end{cases} \quad (33)$$

$A_\mu A^\mu$ の項はないので、光子は質量がゼロのまま残る。

低エネルギーでの弱い相互作用から。

$$\frac{g_W^2}{8M_W^2} \equiv \frac{1}{2v^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \quad (34)$$

G_F : フェルミ定数
 $1.166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$

まとめると。

ヒッグス場 (スカラー場) には、0 から離れた真空期待値を持つ。
 対称性は、自発的に破れている。

→ 南部・ゴールドストンの定理

3つの質量0の粒子 (スカラー) が存在。

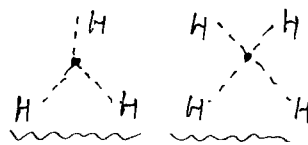
正しくない。4つの自由度 (スカラー場) のうち3つが
 ゲージ粒子に「食われて」、 $(W^\pm, Z^0)$ が現れる。
 残りは、中性スカラー粒子 Higgs。

Higgs ボソンの自己結合の項は、(26) 式

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H - \mu^2 H^2 - \lambda v H^3 - \frac{1}{4} \lambda H^4 \quad (35)$$

従って。

$$M_H = \sqrt{2} \mu \equiv \sqrt{2\lambda} v$$



複数の Higgs を作るには

- ① エネルギーが低い状態では
 - ② cross section が小さい
- ので難しい

(36)

以上が、Minimal Model.

標準模型を超えて。

SUSY, GUT. としたモデルでは。

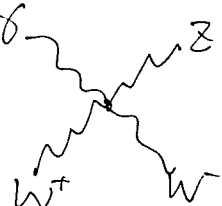
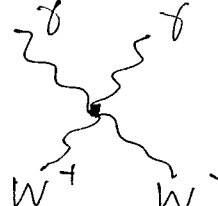
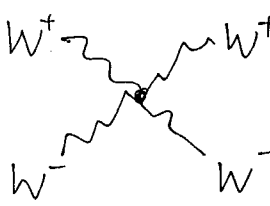
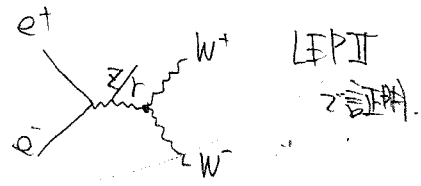
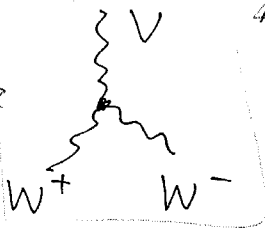
⋮

ZHDM

2つ以上の Higgs doublet.

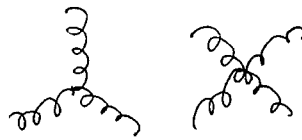
ボソン結合 Vector boson の自己結合

3.5

 $V = \gamma, Z, W$ TGC
Triple Gauge
Coupling

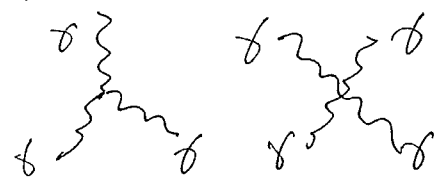
cf. gluon

Non-Abelian SU(3)



photon

Abelian U(1)



存在しない!

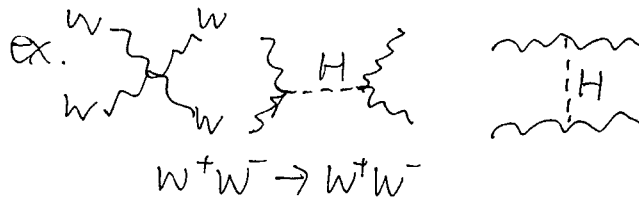
すべての、弾性 ボソン-ボソン 散乱を考慮すると、

$$M_H < \left(\frac{8\sqrt{2}\pi}{3G_F} \right)^{1/2} \simeq 1 \text{ TeV.}$$

Lee et al.

PRL 38 (1977) 883

PRD 16 (1977) 1519

 $W^+ W^- \rightarrow W^+ W^-$

$M_H > 1 \text{ TeV}$ だと摂動理論で計算出来ない。強い相互作用的
 $W_L W_L$ 散乱 - strong interaction of E.W. boson.

3.5. フェルミオン

フェルミオンとベクトル・ボソンとの結合は、(対称性の破れの前)
(8)式の共変微分を使って、

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_R i(\not{\partial} + ig_W Y_R B) \psi_R + \bar{\psi}_L i(\not{\partial} + ig_W T W + ig_W Y_L B) \psi_L$$

U(1) charge Y_L, Y_R
 $Q = T^3 + Y$

L, R : Dirac方程式で γ_5 の固有値が-1と1

左巻きのレプトンは doublet. 右巻きのレプトンは, singlet

$$\begin{cases} \psi_L = \psi_L \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \psi_L \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}, \psi_L \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \\ \psi_R = \psi_R e^-, \psi_R \mu^-, \psi_R \tau^- \end{cases}$$

$\rightarrow m_\nu = 0$
(ν_R は存在しない)
if. $m_\nu \neq 0$
Dirac or Majorana

[Majorana粒子
"粒子と反粒子が同一"]

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5), \quad \psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$$

弱い相互作用は、レプトンやクォークの左巻き成分としか反応しない。

Fermion	Q_f	T_L^3	Y_L	T_R^3	Y_R
ν_e, ν_μ, ν_τ	0	+1/2	-1/2	-	-
e^-, μ^-, τ^-	-1	-1/2	-1/2	0	-1
u, c, t	+2/3	+1/2	+1/6	0	+2/3
d, s, b	-1/3	-1/2	+1/6	0	-1/3

クォークも同じ。

$$\begin{cases} \psi_L = \psi_L \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \psi_L \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}, \psi_L \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix} \quad \Leftarrow \text{doublet} \\ \psi_R \quad \quad \quad \Leftarrow \text{singlet} \end{cases}$$

3.7

湯川結合

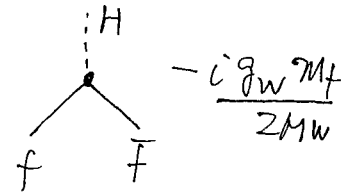
Higgs 場の湯川結合により フェルミオンの質量が与えられる。

自発的対称性の破れを行なうと。

$$g_f \bar{\psi}_f \psi_f \phi \rightarrow \text{フェルミオンの質量 } m_f = \frac{g_f v}{\sqrt{2}}$$

$$\bar{\psi}_f \psi_f H \quad g_f = \frac{\sqrt{2} m_f}{v}$$

fermion の質量に比例する!



Yukawa coupling.

top	175 GeV
bottom	42.5 GeV
charm	1.55 GeV
strange	200 MeV
down	10 MeV
up	5 MeV

→

$$g_e = 3 \times 10^{-6}$$

$$g_u = 2 \times 10^{-5}$$

$$g_d = 4 \times 10^{-5}$$

$$g_\mu = 6 \times 10^{-4}$$

$$g_c = 9 \times 10^{-3}$$

$$g_s = 8 \times 10^{-4}$$

$$g_t = 1 \times 10^{-2}$$

$$g_b = 1$$

$$g_\tau = 3 \times 10^{-2}$$

$$M_{\text{top}} = 175 \text{ GeV} \rightarrow Y_t \simeq 1 \quad (\text{何故かは分かっていない})$$

相互作用の Lagrangian は。

$$g_t^2 = \frac{2m_t^2}{v^2} = 2\sqrt{2} G_F m_t^2$$

$$\mathcal{L} = \sum_f \bar{\psi}_f (i \not{\partial} - m_f - g_w \frac{m_f H}{2M_W}) \psi_f$$

$$- \frac{g_w}{2\sqrt{2}} \sum_f \bar{\psi}_f (\gamma^\mu (1 - \gamma_5) T^+ W_\mu^+ + \gamma^\mu (1 - \gamma_5) T^- W_\mu^-) \psi_f$$

$$- e \sum_f Q_f \bar{\psi}_f \not{A} \psi_f - \frac{g_w}{2 \cos \theta_w} \sum_f \bar{\psi}_f \gamma^\mu (V_f - A_f \gamma_5) \psi_f Z_\mu$$

==>

$$\begin{cases} V_f = T_f^3 - 2Q_f \sin^2 \theta_w \\ A_f = T_f^3 \end{cases}$$

$$\text{weak } SU(2) \text{ charge } g_w \quad e = g_w \sin \theta_w$$

フェルミ結合定数.

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g_w^2}{8M_W^2}$$

標準模型.

$$\alpha = \frac{g_w^2 \sin^2 \theta_w}{4\pi} = 1/137.0359895(61)$$

$$G_F = \frac{1}{\sqrt{2}v^2} = 1.16639(2) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

$$M_Z = \frac{\frac{1}{2} g_w v}{\cos \theta_w} = 91.1885(22) \text{ GeV}$$

$$v = 246 \text{ GeV}$$

3.8. ヒッグス粒子の崩壊.

$H \rightarrow W^+ W^-$ Feynman ルールを使って計算すると.

$$\sum_{\text{spin}} |\mathcal{M}|^2 = \frac{g_W^2 M_H^4}{4 M_W^2} \left(1 - 4 \frac{M_W^2}{M_H^2} + 12 \frac{M_W^4}{M_H^4} \right)$$

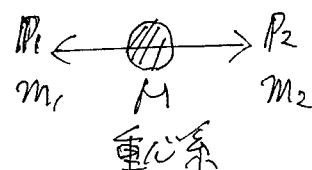
$$d\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{2M} |\mathcal{M}|^2 d\Phi_n(P; p_1, \dots, p_n) \quad \leftarrow \text{PDG.} \quad \text{see.}$$

n 体の位相空間は.

$$d\Phi_n(P; p_1, \dots, p_n) = \delta^4(P - \sum_{i=1}^n p_i) \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i}$$

2体崩壊.

$$d\Gamma = \frac{1}{32\pi^2} |\mathcal{M}|^2 \frac{|p_1|}{M^2} d\Omega$$



以上より.

$$\Gamma(H \rightarrow W^+ W^-) = \frac{g_W^2 M_H^3}{64\pi M_W^2} \cdot \left(1 - \frac{4M_W^2}{M_H^2} \right)^{1/2} \cdot \left(1 - \frac{4M_W^2}{M_H^2} + \frac{12M_W^4}{M_H^4} \right)$$

$M_H \gg M_W$ のとき.

$$\Gamma(H \rightarrow W^+ W^-) = \left(\frac{M_H^3}{M_W^2} \right) \cdot M_W = 1.74 \text{ TeV}$$

$\Gamma_H > M_W$ ← 縦偏極した $W_L W_L$ 散乱のため.

ヒッグス粒子の崩壊のまとめ.

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{N_c G_F m_f^2 M_H}{4\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{4m_f^2}{M_H^2}\right)^{3/2}$$

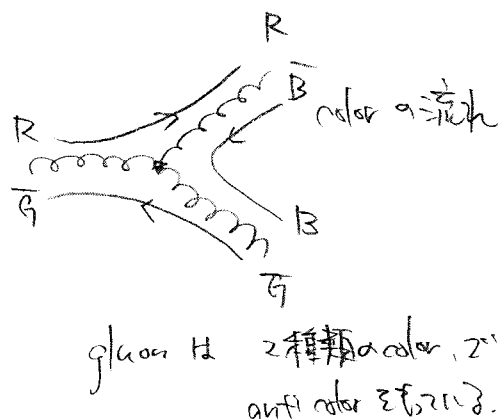
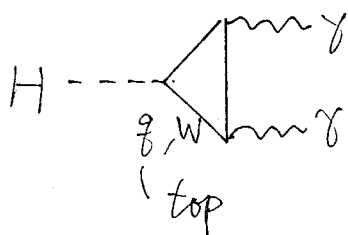
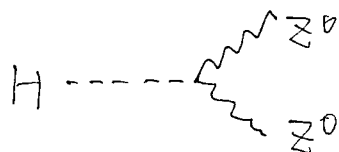
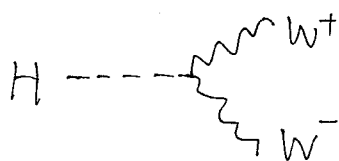
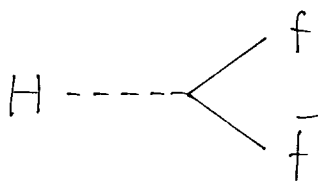
$$\Gamma(H \rightarrow W^+W^-) = \frac{G_F M_H^3}{8\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{4M_W^2}{M_H^2}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{4M_W^2}{M_H^2} + \frac{12M_W^4}{M_H^4}\right)$$

$$\Gamma(H \rightarrow Z Z) = \frac{G_F M_H^3 M_W^2}{16\pi\sqrt{2} M_Z^2} \left(1 - \frac{4M_Z^2}{M_H^2}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{4M_Z^2}{M_H^2} + \frac{12M_W^4}{M_H^4}\right)$$

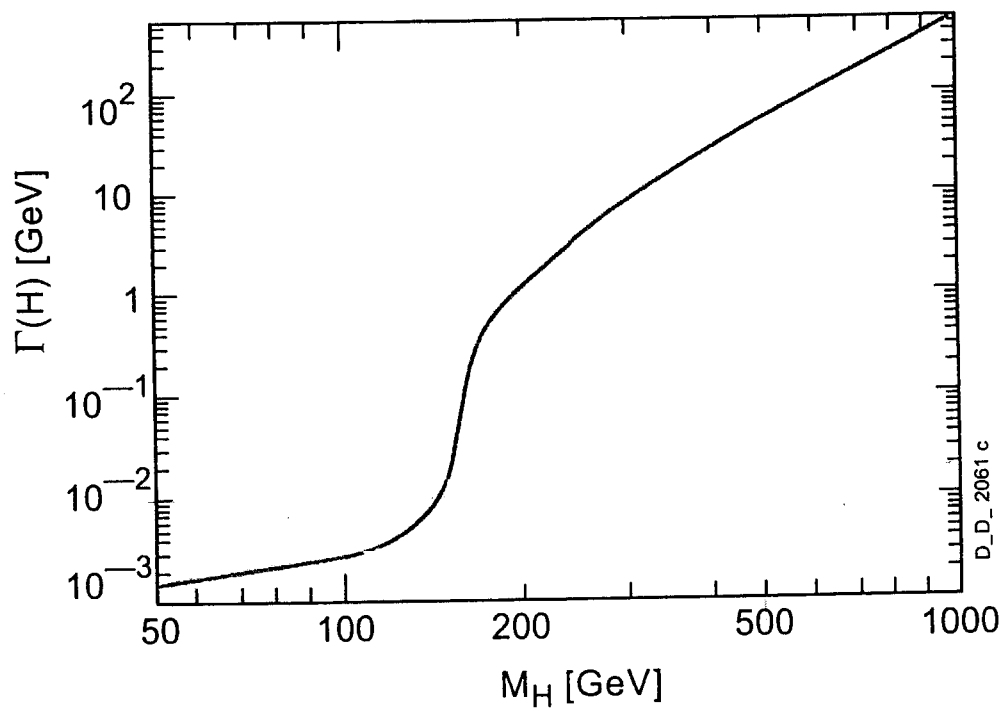
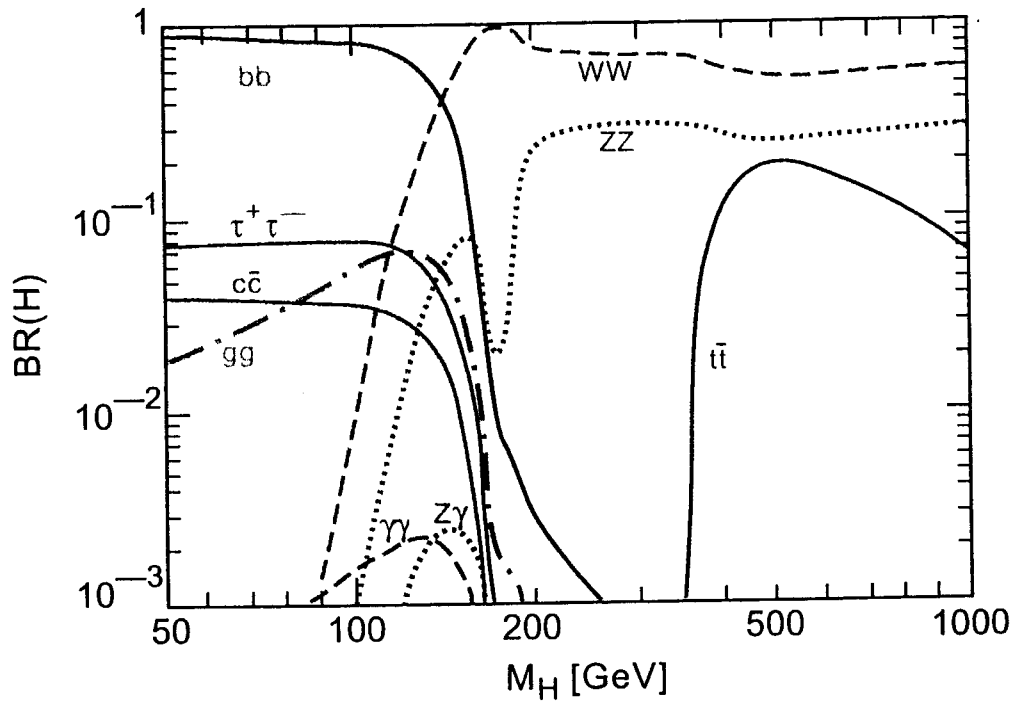
[6個のフェルミオン × 1/2 (H → Z Z)]

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2 G_F M_H^3}{128\sqrt{2}\pi^3} \left| \sum_f 3e_f^2 I_f\left(\frac{m_f^2}{M_H^2}\right) + I_W\left(\frac{M_W^2}{M_H^2}\right) \right|^2$$

$$\begin{cases} I_f(x) = 4x[2 + (4x-1)F(x)] \\ I_W(x) = -2[6x+1+6x(2x-1)F(x)] \\ F(x) = \theta(1-4x) \frac{1}{2} \left[\ln\left(\frac{1+\sqrt{1-4x}}{1-\sqrt{1-4x}}\right) - i\pi \right]^2 \\ \quad - \theta(4x-1) 2 \left[\sin^{-1}\left(\frac{1}{2\sqrt{x}}\right) \right]^2 \end{cases}$$



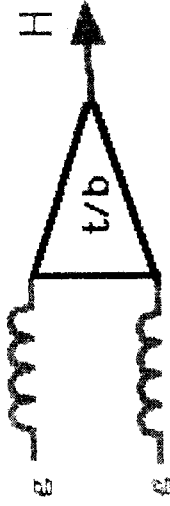
SM Higgs Branching ratios and total decay width



3.9 ヒッグス粒子の生成

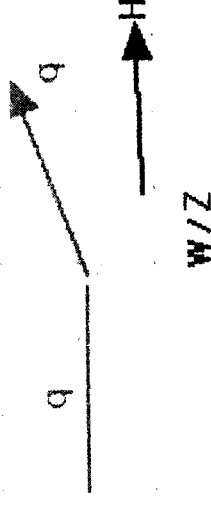
Higgs Production at Hadron Collider

gg fusion



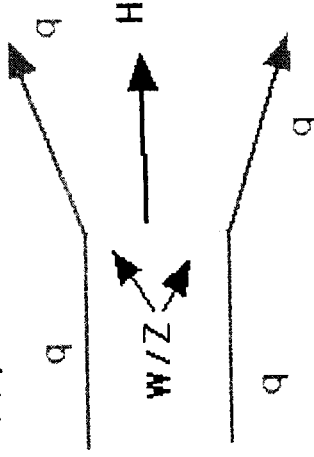
large σ , low P_t except H

Associated WH, ZH



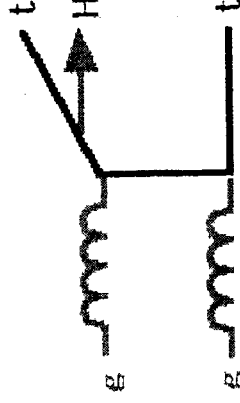
gauge boson in final state (clean)

WW/ZZ fusion



2 forward jets with $P_t \sim M_W/2$

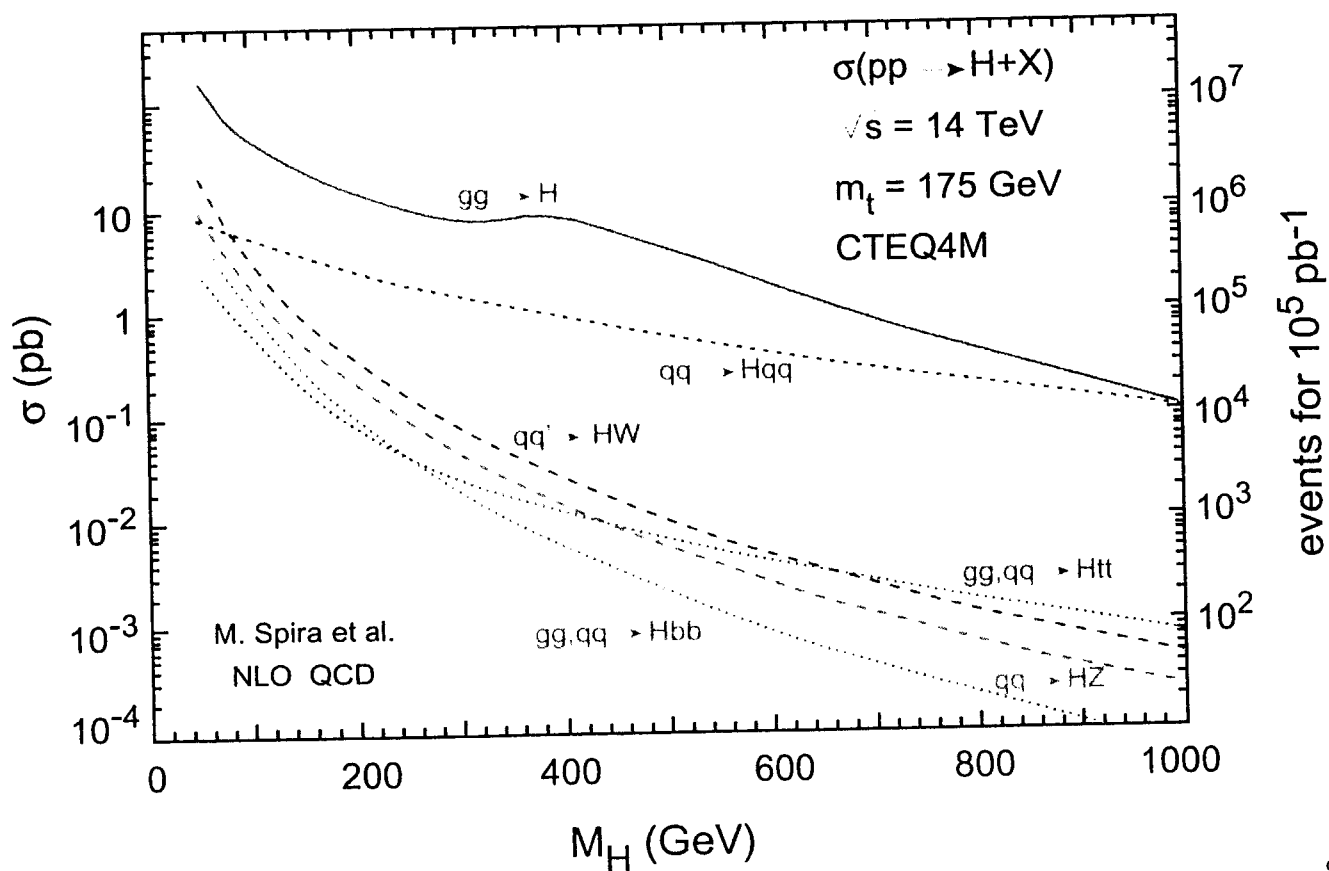
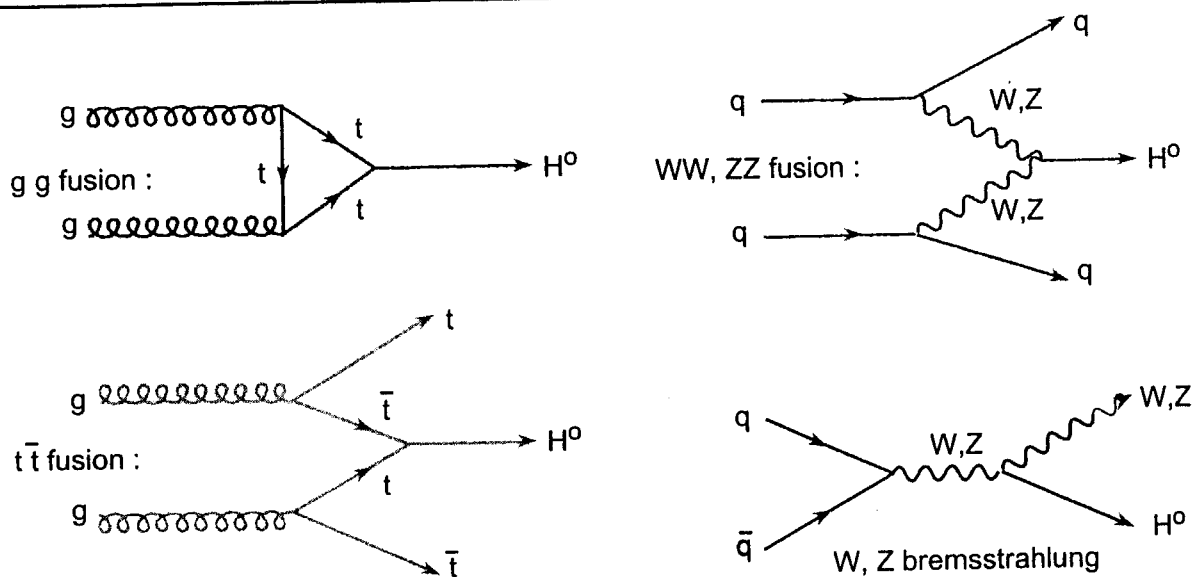
Associated ttH



Yukawa(湯川) coupling

Higgs production & decay $\rightarrow Y_t, Y_b, Y_\tau, g_{HWW}, g_{HZZ}$ information!

H^0 production at hadron colliders:

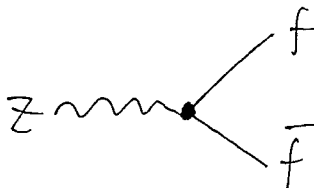


But : $BR(H \rightarrow Z_i Z_i \rightarrow 4l^-) = 1.4 \times 10^{-3}$
 $BR(H \rightarrow Z_i Z_i \rightarrow 4\mu^-) = 3 \times 10^{-4}$

3.10 W , Z ボソンの崩壊.

標準模型(理論)における $W^\pm$, Z^0 ボソンの崩壊のテスト
LEP, Tevatron.

$Z \rightarrow f\bar{f}$



Z ボソンとフェルミオンとの結合

$$\begin{cases} V_f = T_f^3 - 2Q_f \sin^2 \theta_w & : \text{Vector} \\ A_f = T_f^3 & : \text{axial-vector} \end{cases}$$

右巻きは weak isospin singlet, weak current に

T_f^3 : 左巻きフェルミオンの weak isospin の第3成分 寄与あり.

θ_w : weak mixing angle

weak $SU(2)$ charge g_w
 $e = g_w \sin \theta_w$

$$\sin^2 \theta_w = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} = \frac{e^2}{g^2}$$

$Z \rightarrow f\bar{f}$

Fermions			Q_f	V_f	A_f
ν_e	ν_μ	ν_τ	0	$1/2$	$+1/2$
e	μ	τ	-1	$1/2 \cdot (-1 + 4\sin^2 \theta_w)$	$-1/2$
u	c	t	$+2/3$	$1/2 \cdot (1 - 8/3 \cdot \sin^2 \theta_w)$	$+1/2$
d	s	b	$-1/3$	$1/2 \cdot (-1 + 4/3 \cdot \sin^2 \theta_w)$	$-1/2$

$$\sin^2 \theta_w = 0.232$$

$$V_f \begin{cases} \text{lepton} & -0.036 \\ \text{up quark} & +0.191 \\ \text{down " } & -0.345 \end{cases}$$

P -parameter.

$$P = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W}$$

中性と荷電カレントの割合.

→ 最低次の Standard Model では 1.

LEP & SLC

$$\begin{cases} M_W = 80.22 \pm 0.26 \text{ GeV} \\ M_Z = 91.1884 \pm 0.0022 \text{ GeV} \\ \sin^2 \theta_W = 0.2325 \pm 0.0013 \end{cases}$$

$$\rightarrow P = 1.008 \pm 0.007$$

$P=1 \Leftarrow$ Standard Model での仮定による.

Higgs ポテンシアル. or Higgs 場 = doublet

ex. triplet (isospin) $P \neq 1$.

$\sin^2 \theta_W$ の定義.

$$\begin{cases} \sin^2 \theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \simeq 0.226 \\ \sin^2 \theta_W = 0.2325 \end{cases}$$

on-shell scheme.

$\overline{MS}$ scheme.

$Z(\bar{f}) \rightarrow f(p) \bar{f}(p')$ の partial width.

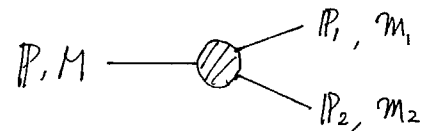
← V-A theory.

$$\frac{-ig_w}{2\cos\theta_w} \bar{u}(p) \gamma^\mu (V_f - A_f \gamma_5) v(p') \epsilon_\mu(\bar{f})$$

$$\gamma_5 = i\gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4$$

スピンの偏極について. 平均をとると. 行列要素の2乗.

$$\sum_{\text{spin}} |\mathcal{M}|^2 = \frac{8}{3} \frac{G_F M_Z^4}{\sqrt{2}} (|V_f|^2 + |A_f|^2)$$



Zボソンの3つの偏極について.

$$\sum_\epsilon \epsilon_\mu^{(\epsilon)} \epsilon_\nu^{(\epsilon)*} = -g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{M_Z^2}$$

n 体崩壊の Lorentz 不変な位相空間は. (PDG 参照 kinematics)

$$d\Phi_n(P; p_1, \dots, p_n) = \delta^4(P - \sum_{i=1}^n p_i) \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i}$$

崩壊幅は.

$$d\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{M} |\mathcal{M}|^2 d\Phi_n(P; p_1, \dots, p_n)$$

$$\begin{aligned} \text{2体崩壊} \quad d\Phi_2(P; p_1, p_2) &= \frac{1}{8\pi} \cdot \frac{2|p_1|}{M_P} \cdot \frac{d\Omega}{4\pi} \cdot \frac{1}{(2\pi)^4} \\ \rightarrow d\Gamma &= \frac{1}{32\pi^2} |\mathcal{M}|^2 \frac{|p_1|}{M^2} d\Omega \end{aligned}$$

$$d\Omega = d\phi, d(\cos\theta)$$

$$\begin{cases} \Gamma(Z^0 \rightarrow f\bar{f}) = N_c \frac{G_F M_Z^3}{6\sqrt{2}\pi} (|V_f|^2 + |A_f|^2) \\ \Gamma(W^\pm \rightarrow f\bar{f}) = N_c \frac{G_F M_W^3}{6\sqrt{2}\pi} |V_{ij}|^2 \end{cases} \quad N_c = \begin{cases} 1 & \text{leptons} \\ 3 & \text{quarks} \end{cases}$$

CKM Matrix.

(IFEX diagonal)
 $V_{ii} \simeq 1$

Total width.

$$\Gamma(Z) = 2.5 \text{ GeV}$$

$$\Gamma(W) = 2.1 \text{ GeV}$$

LEP on N_ν Counting.

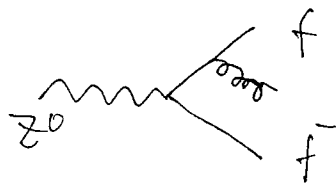
$$\frac{\Gamma(Z \rightarrow \nu \bar{\nu})}{\Gamma(Z \rightarrow \ell^+ \ell^-)} = \frac{2}{1 + (1 - 4 \sin^2 \theta_w)^2} \simeq 1.99$$

36.

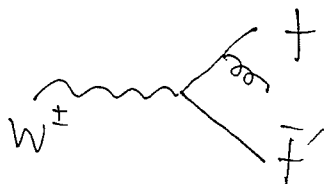
Z^0 boson	相对的几率 $N_c (V_f^2 + A_f^2)$	分支比 (%)
$Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e, \nu_\mu \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau \bar{\nu}_\tau$	$\frac{1}{2}$	$3 \times 6.8\%$
$Z \rightarrow e^+ e^-, \mu^+ \mu^-, \tau^+ \tau^-$	$\frac{1}{4} + (\frac{1}{2} - 2 \sin^2 \theta_w)^2$	$3 \times 3.4\%$
$Z \rightarrow u \bar{u}, c \bar{c}$	$3 [\frac{1}{4} + (\frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_w)^2]$	$2 \times 11.8\%$
$Z \rightarrow d \bar{d}, s \bar{s}, b \bar{b}$	$3 [\frac{1}{4} + (\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_w)^2]$	$3 \times 15.2\%$

$W^\pm$ boson		
$W^+ \rightarrow e^+ \nu_e, \mu^+ \nu_\mu, \tau^+ \nu_\tau$	1	$3 \times 11.1\%$
$W^+ \rightarrow u \bar{d} \quad (u \bar{s}, u \bar{b})$	3	33.3 %
$W^- \rightarrow c \bar{s} \quad (c \bar{d}, c \bar{b})$	3	33.3 %

QCD correction for quarks



$$\Gamma_{(Z^0)}^{\text{hadron}} = \Gamma_{(Z^0)}^{\text{Born}} \times \left(1 + \frac{\alpha_s(M_Z)}{\pi} \right) \simeq 0.12$$



$$\Gamma_{(W^\pm)}^{\text{tot}} = \Gamma_{(W^\pm)}^{\text{Born}} \times \left(1 + \frac{2}{3} \cdot \frac{\alpha_s(M_Z)}{\pi} \right)$$

cf. QED $\frac{3\alpha}{4\pi} \cdot Q_f^2 \simeq 0.17\%$

5. ハドロン・コライダーでの検出器

5.1 概念設計

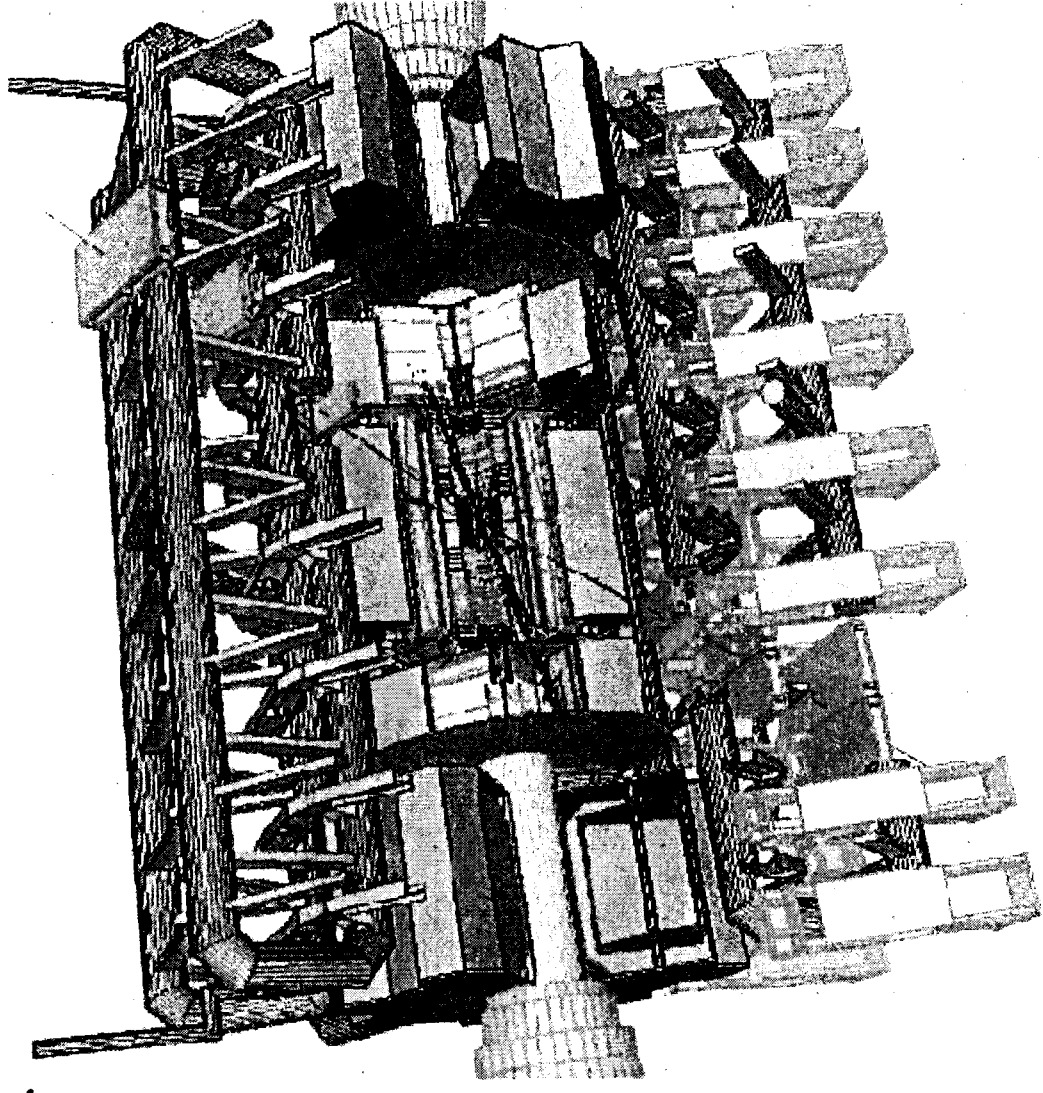
ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus)

- Liq.Ar EM calorimeter
good e/γ id, energy, E_T^{miss}
- muon spectrometer
air-core toroidal magnet
 $|B_{\text{d1}}| = 2 \sim 6 \text{ Tm}$ ($4 \sim 8 \text{ Tm}$)
- inner tracking system
pixel, silicon strip, TRT
2T solenoid magnet
good e/γ id, τ/b -tag

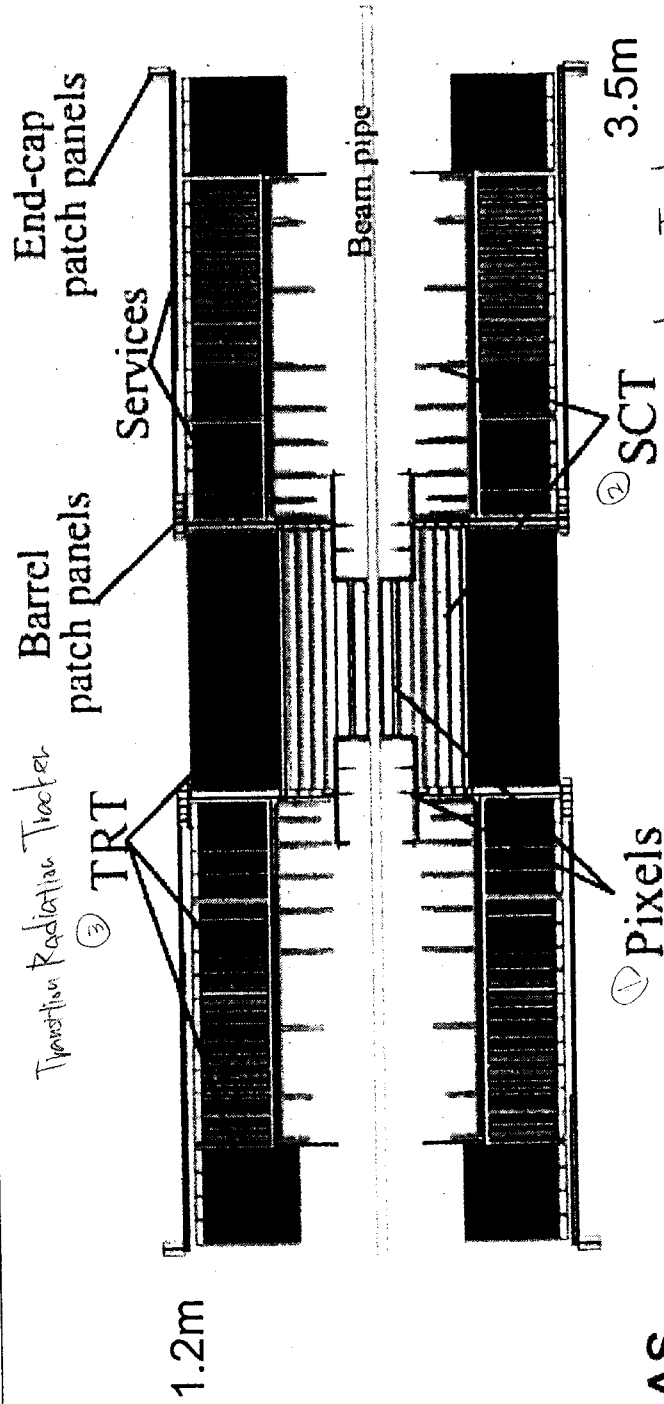
ATLAS detector

tracker $|\eta| < 2.5$

calorimeter $|\eta| < 4.9$



Trackers at LHC



ATLAS

Pixels: $\sim 2.3 \text{ m}^2$ of silicon sensors, 140 M pixels, $50 \times 300 \text{ } \mu\text{m}^2$, $r = 4, 10, 13 \text{ cm}$
 Si μ -strips : 60 m^2 of silicon sensors, 6 M strips, 4 pts, $r = 30 - 50 \text{ cm}$
 Straws TRT: 36 straws/track, $\text{Xe-CO}_2\text{-CF}_4$ $\phi=4\text{mm}$, $r = 56 - 107 \text{ cm}$

CMS: Si pixels surrounded by silicon strip detectors

Pixels: $\sim 1 \text{ m}^2$ of silicon sensors, 40 M pixels, $150 \times 150 \text{ } \mu\text{m}^2$, $r = 4, 7, 11 \text{ cm}$
 Si μ -strips : 223 m^2 of silicon sensors, 10 M strips, 12 pts, $r = 20 - 120 \text{ cm}$

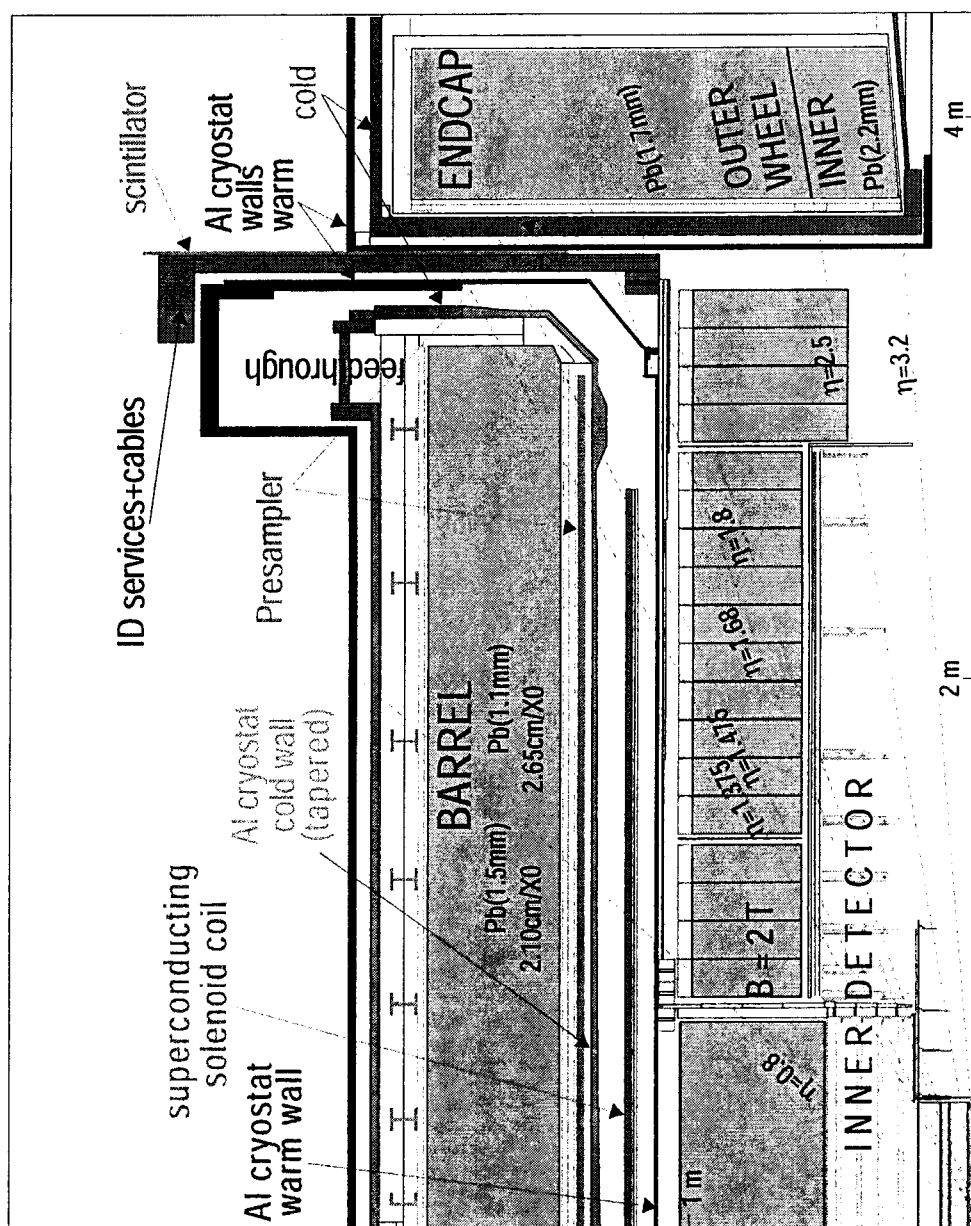


Figure 4-1 Longitudinal view of a quadrant of the ATLAS EM Calorimeter.

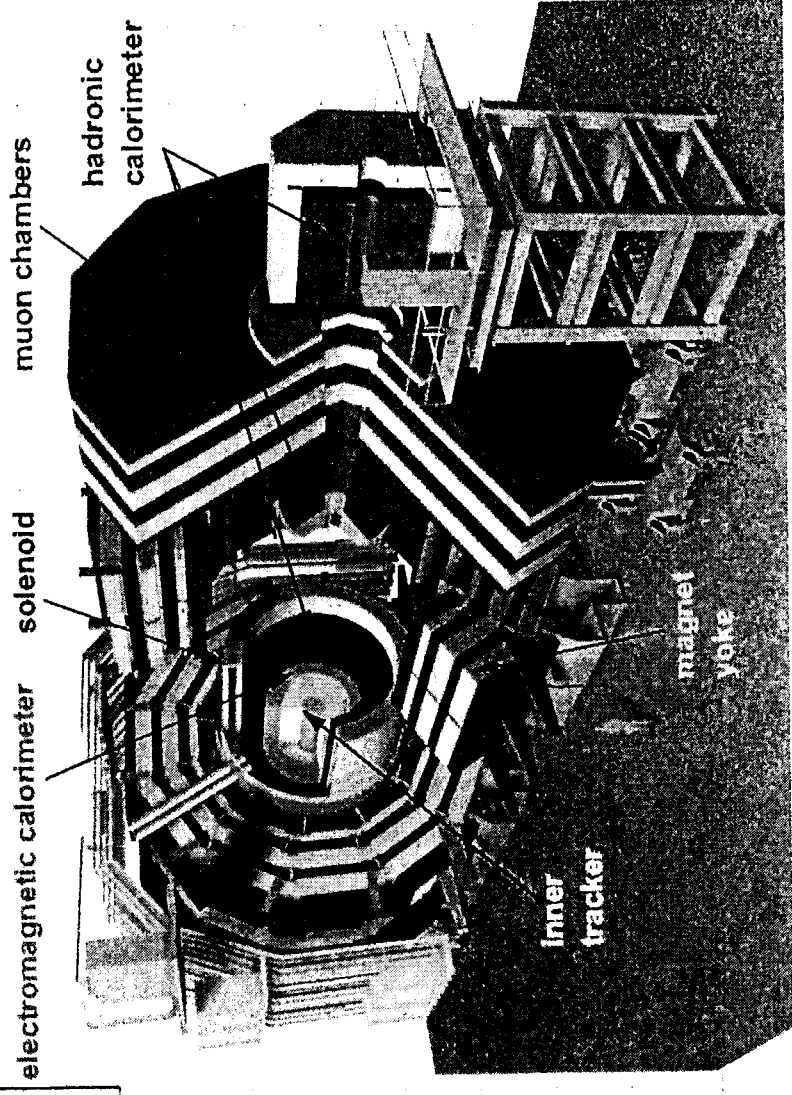
CMS (Compact Muon Solenoid)



Basic Design Criteria of CMS

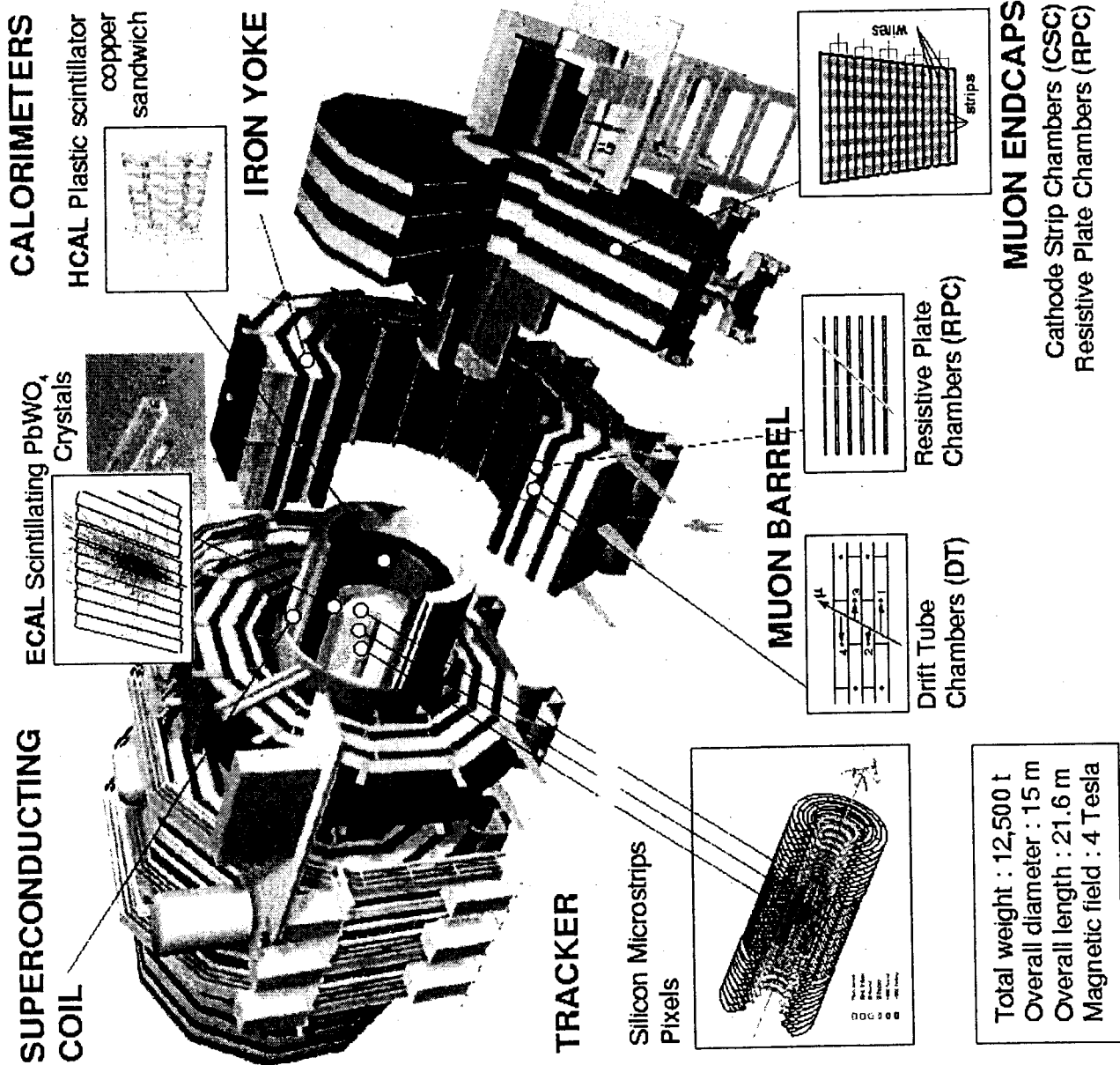
A general purpose pp detector designed to run at the highest LHC luminosity but also well adapted for studies at the initial lower luminosities in order to fully exploit the discovery potential offered by LHC

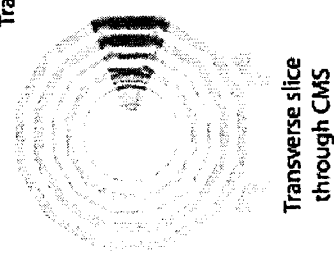
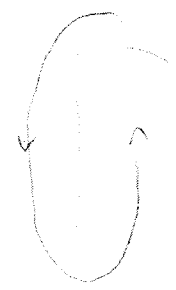
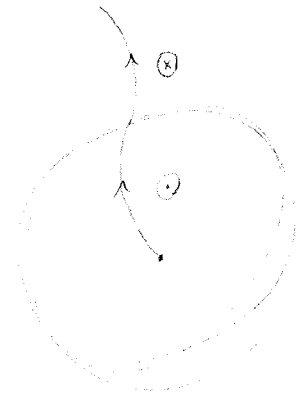
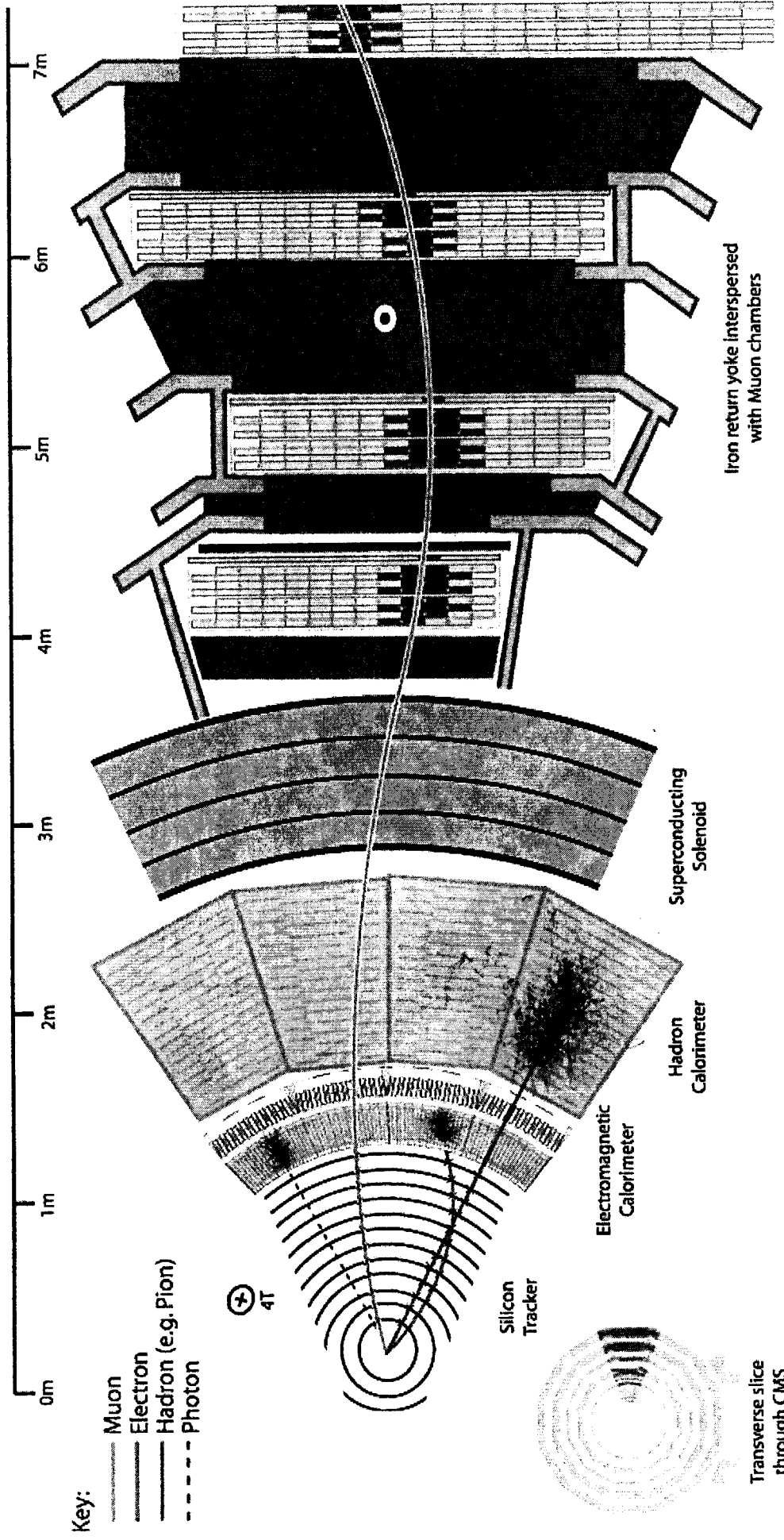
- 4T solenoid
- Compact muon spectrometer
- EM calorimeter PbWO_4 for $H \rightarrow \gamma\gamma$



- 1) Very good muon ($\mu^\pm$) identification and momentum measurement.
- 2) As precise as possible a measurement of the energies of photons (γ) and electrons ($e^\pm$) consistent with (1).
- 3) A central tracking detector that allows reconstruction of charged particle tracks and precise measurement of momenta to achieve (1) and (2).
- 4) A robust and cost effective detector.

CMS layout and detectors





Transverse slice through CMS