

ヒッグス粒子の発見

岩崎博行
総合研究大学院大学
高エネルギー加速器科学研究科

総研大サイエンス・カフェ / 湘南国際村アカデミア
2013.07.06
@ 湘南国際村センター

モンブラン



ジュネーブ

レマン湖

SUISSE
FRANCE

CMS

LHCb

CERN Prévessin

ATLAS

CERN Meyrin

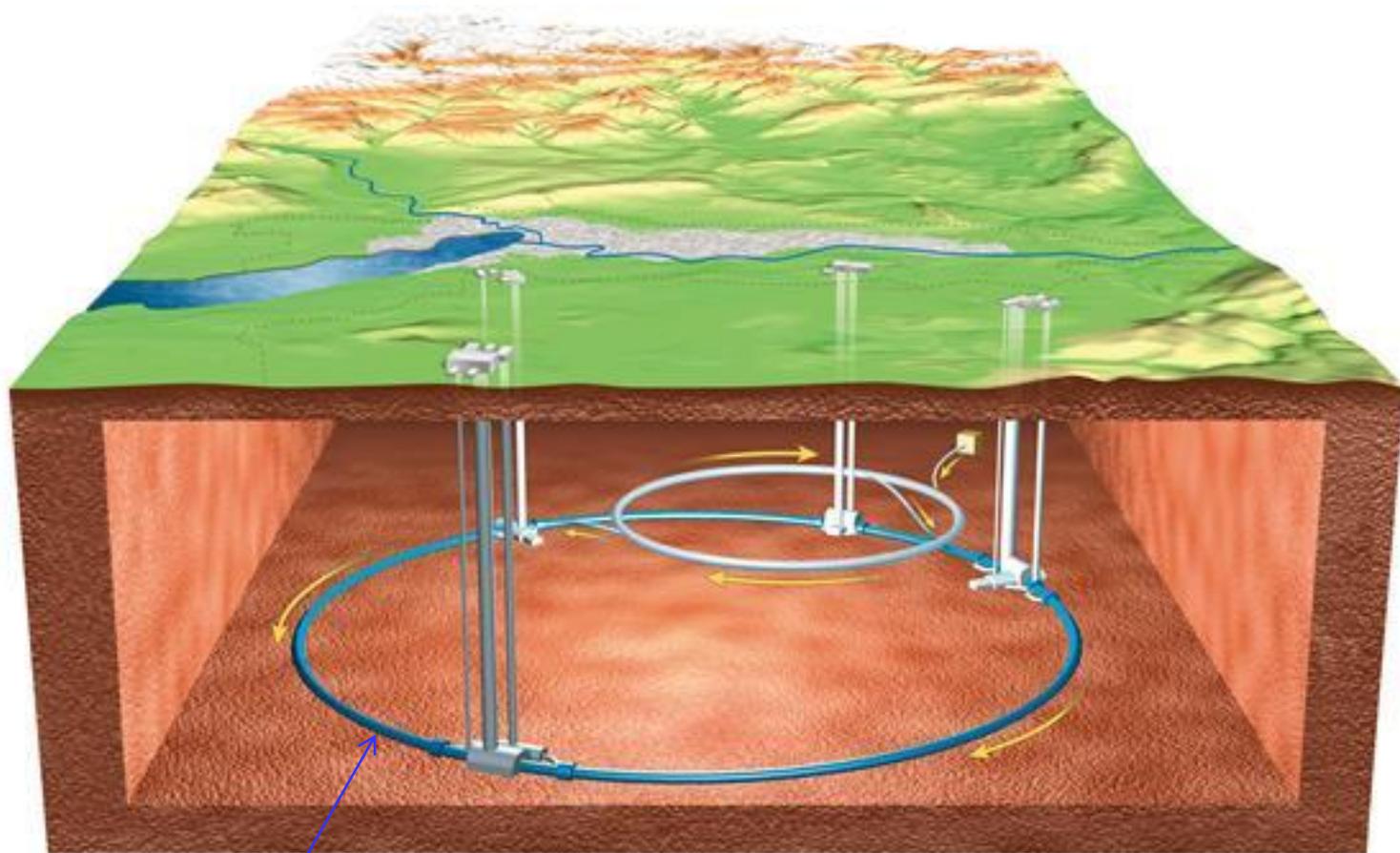
SPS 7 km

ALICE

LHC 27 km

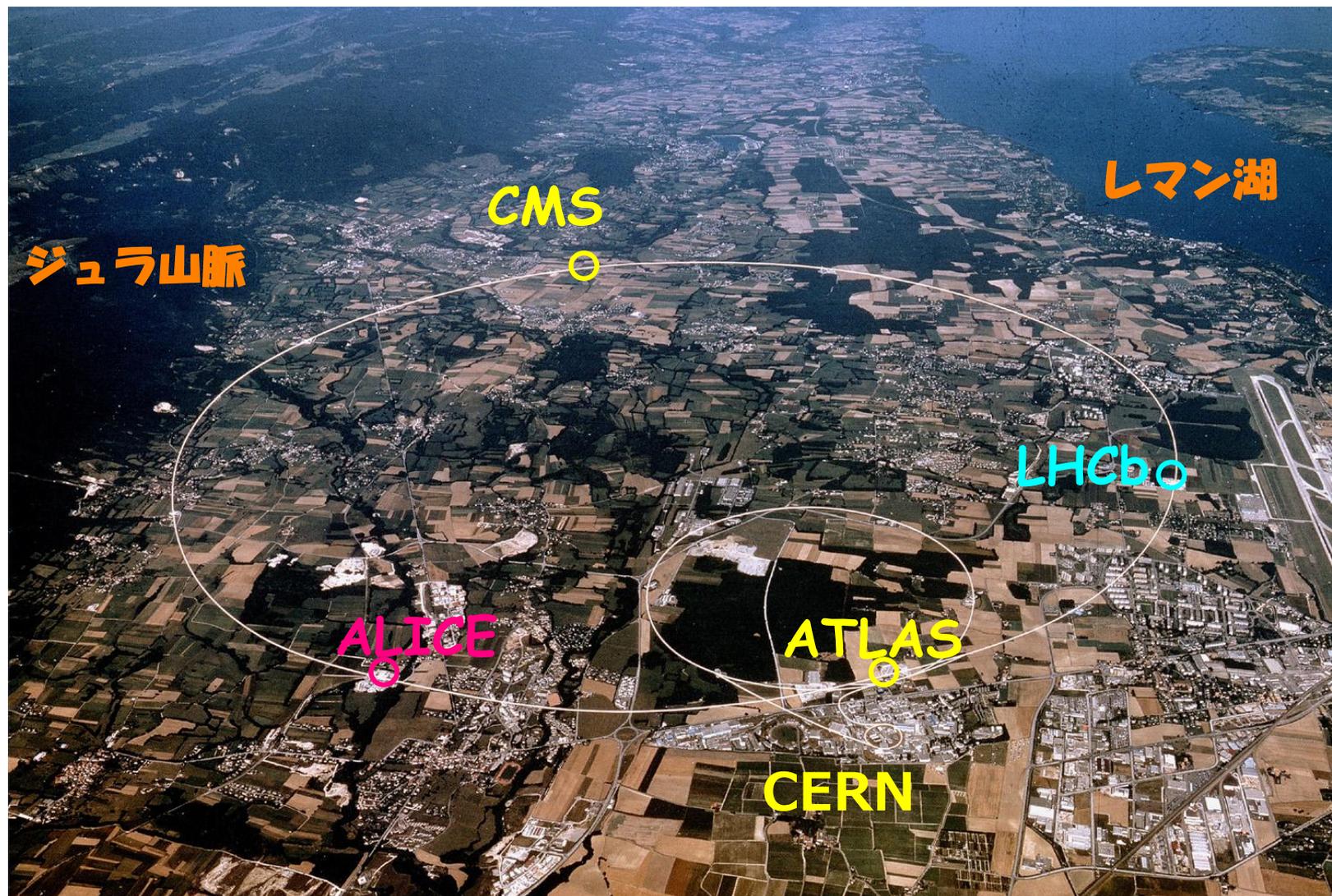
LHC加速器 周長 27 km





LHCトンネルは地下約 50 m ~ 150 m にある

CERN



CERN (欧州原子核研究機構)

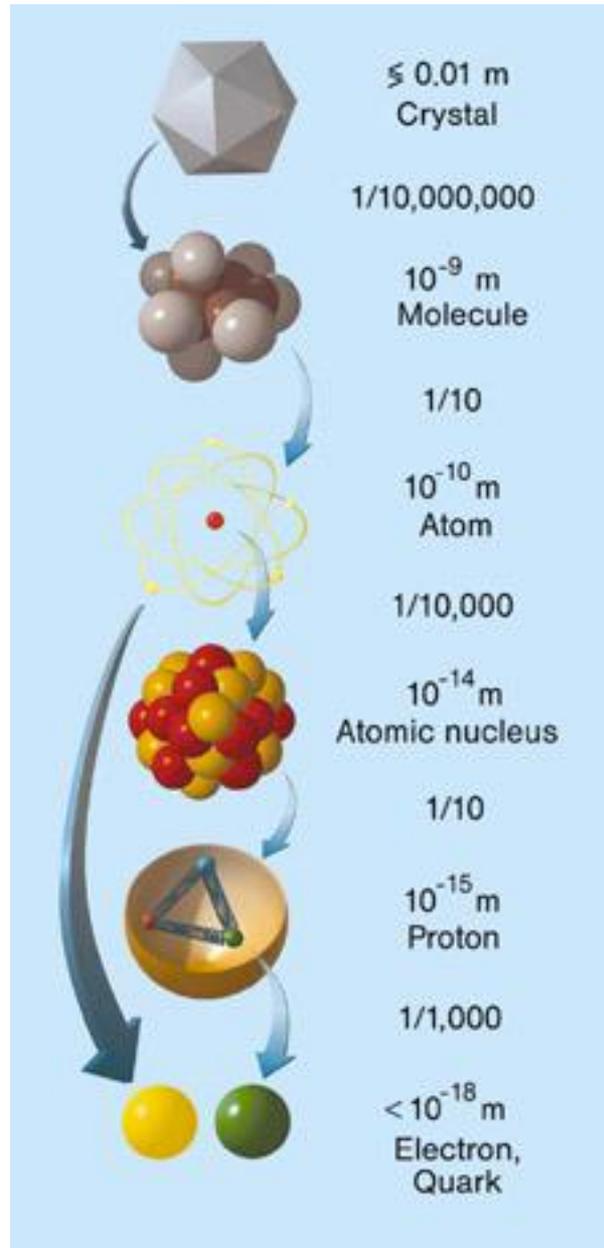


- [European Organization for Nuclear Research] は欧州合同の加速器を用いて素粒子物理学を探究する研究所
- ・年間予算: 1.076MCHF [2008年] (GNPIに比例して加盟国が出資する)
 - ・職員数: 2,544人 [2007年12月]
 - ・加盟国: ドイツ, イギリス, フランス, イタリア, スペイン, オランダ, スイス, ベルギー, スウェーデンなど欧州20カ国。
 - ・オブザーバー国: 日本, 米国, ロシア他3カ国など。
 - ・利用者: 8,369人 [2007年末]
 - ・CERNはWorld Wide Web(WWW)の誕生地 [1990年]



講演内容

- **LHC加速器**
- **LHC実験の測定器**
- **“ヒッグス粒子”とは何？**
- **どう確認したのか？**



結晶 ~ 1 cm

分子 1 nm

原子 0.1 nm

原子核 10 fm

陽子 1 fm

電子、クォーク
 < 0.001 fm

10 の整数乗倍を表す接頭語

名称	記号	大きさ		
ミリ (milli)	m	10^{-3}	0.001	千分の1
マイクロ (micro)	μ	10^{-6}	0.000001	100万分の1
ナノ (nano)	n	10^{-9}	0.000000001	10億分の1
ピコ (pico)	p	10^{-12}	0.000000000001	1兆分の1
フェムト (femto)	f	10^{-15}	0.000000000000001	1京分の10

名称	記号	大きさ		
キロ (kilo)	k	10^3	1,000	千
メガ (mega)	M	10^6	1,000,000	100万
ギガ (giga)	G	10^9	1,000,000,000	10億
テラ (tera)	T	10^{12}	1,000,000,000,000	1兆

4つの力

種類	強い力	電磁力	弱い力	重力
源	色荷(RGB) (3種)	電荷 (1種)	弱荷(アイソスピン) (2種)	質量
強さ	~0.1 (α_s)	1/137 (α)	10^{-5} ($G_F m_p^2$)	~ 10^{-36} ($G_N m_p^2$)
到達距離(cm) ポテンシャル	無限大 $1/r + kr$	無限大 $1/r$	有限 $\exp(-m_W r)/r$	無限大 $1/r$
粒子名 (スピン)	グルーオン 1	フォトン 1	W^\pm, Z 1	グラビトン 2
理論	QCD	QED	GWS理論	(一般相対論)
ゲージ群	$SU_c(3)$		$SU_L(2) \times U_Y(1)$	

物質の構成粒子
(spin = $\frac{1}{2}$)

力の媒介粒子
(spin = 1)

クォーク

レプトン

第1
世代

第2
世代

第3
世代

電荷

u	1.5-4 MeV
d	4-8 MeV
ν_e	< 3 eV
e	0.5 MeV

c	1.15-1.35 GeV
s	80-130 MeV
ν_μ	< 0.19 MeV
μ	106 MeV

t	172 GeV
b	4.1-4.4 GeV
ν_τ	< 18 MeV
τ	1.78 GeV

2/3

-1/3

0

-1

ゲージ粒子

γ

電磁力

W^\pm, Z^0

弱い力

g

強い力

Higgs boson:
W/Z & quark & lepton
の質量の起源

LHC 加速器

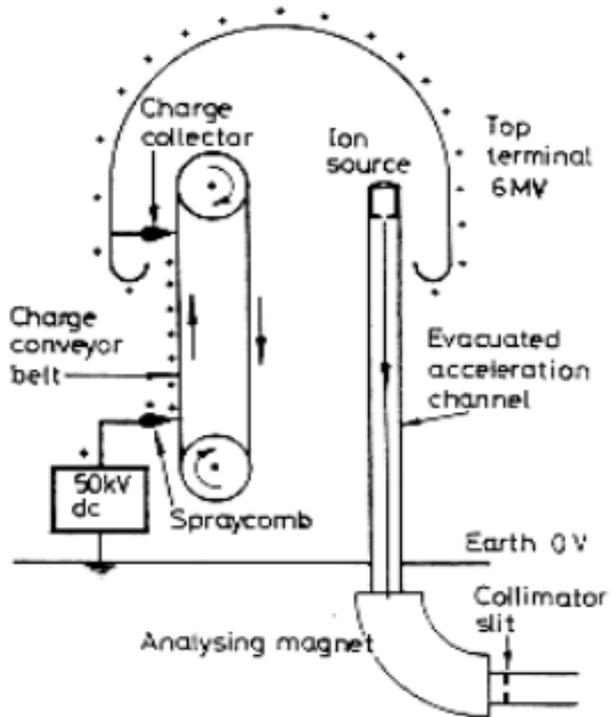
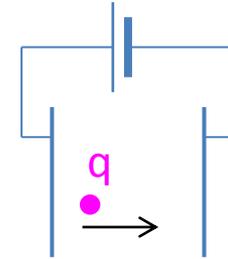
Large Hadron Collider(大型ハドロン衝突型加速器)

7兆電子ボルト(7 TeV)の陽子同士を衝突

バンデグラフ 加速器 (1930 年頃)

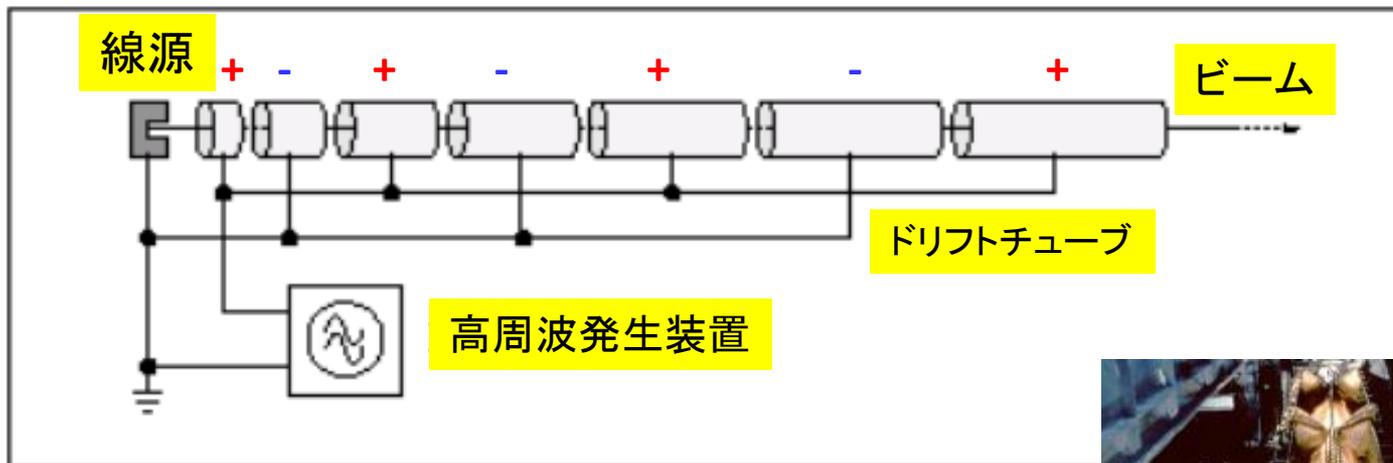
静電型加速器

・放電が問題となし ~ 10 MV (~ 1000 万ボルト)程度まで



線型加速器

- **いくつもの加速空洞**を通過することによって加速される



獲得するエネルギー

$$E_n = nqU_g$$

n ギャップの数

q ビーム粒子の電荷

U_g 粒子が通過する際のギャップの電圧差

- **大きなエネルギーを得るには沢山の加速空洞が必要**



エネルギーの単位

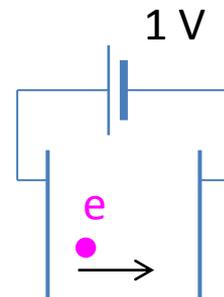
$$eV$$

$$1eV = 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}$$

eV (エレクトロンボルト)

J (ジュール) エネルギーの単位

真空中において 1V の電位差の間を移動することによって電子が得る運動エネルギー



e 素電荷

$$e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C (クーロン)}$$

(陽子の電荷は e, 電子の電荷は -e)

$$1 \text{ cal} = 4.2 \text{ J}$$

(1 cc の水を 1° C 上げるのに必要なエネルギーは約 4.2 J)

$$1 \text{ kg の重りを } 1 \text{ m 持ち上げるのに要するエネルギーは約 } 9.8 \text{ J}$$

質量の単位

$$eV/c^2$$

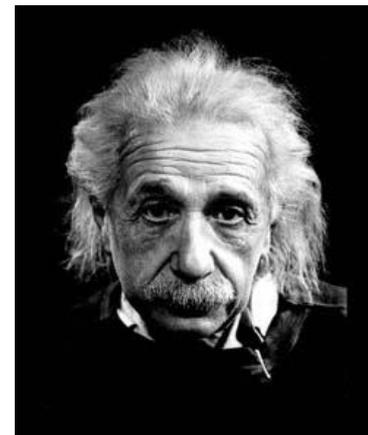
$$c = 2.99792458 \times 10^8 \text{ m/s} = 3.00 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$$

$$1 \text{ J} = 1 \text{ Nm} = 1 \text{ m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2}$$

$$E = mc^2$$

$$m = E/c^2$$

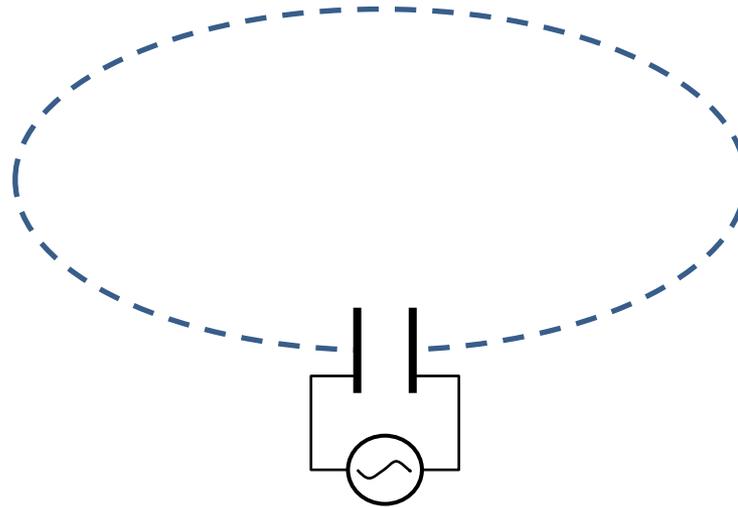
$$1eV/c^2 = \frac{1.60 \times 10^{-19} \text{ J}}{(3.00 \times 10^8 \text{ ms}^{-1})^2} = \frac{1.6 \times 10^{-19} \text{ kg}(\text{ms}^{-1})^2}{9 \times 10^{16} (\text{ms}^{-1})^2} = 1.78 \times 10^{-36} \text{ kg}$$



円型加速器

Q. 少ない数の加速空洞で大きなエネルギーを得ることはできないか？

A. Yes, we can.



- ・ 周回し何遍も**同じ加速空洞**で加速される
- ・ 粒子は加速されるにつれ**1周する時間は短くなる**
- ・ 粒子が通過するタイミングに合わせて**丁度よい電場**がかかるように**時間を合わせねばならない**
- ・ 粒子の速度が大きくなるにつれ**運動量も増す**ので、軌道を一定に保つために**磁場の強さも合わせ**て変化させねばならない

一様磁場中の荷電粒子の運動

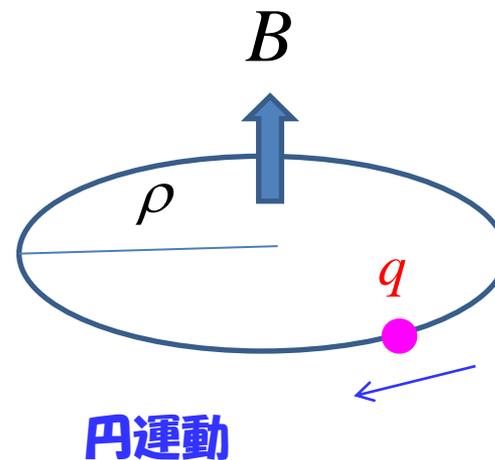
$$p = qB\rho$$

p 粒子の運動量

q 粒子の電荷

B 磁束密度

ρ 半径



q が素電荷 e の場合

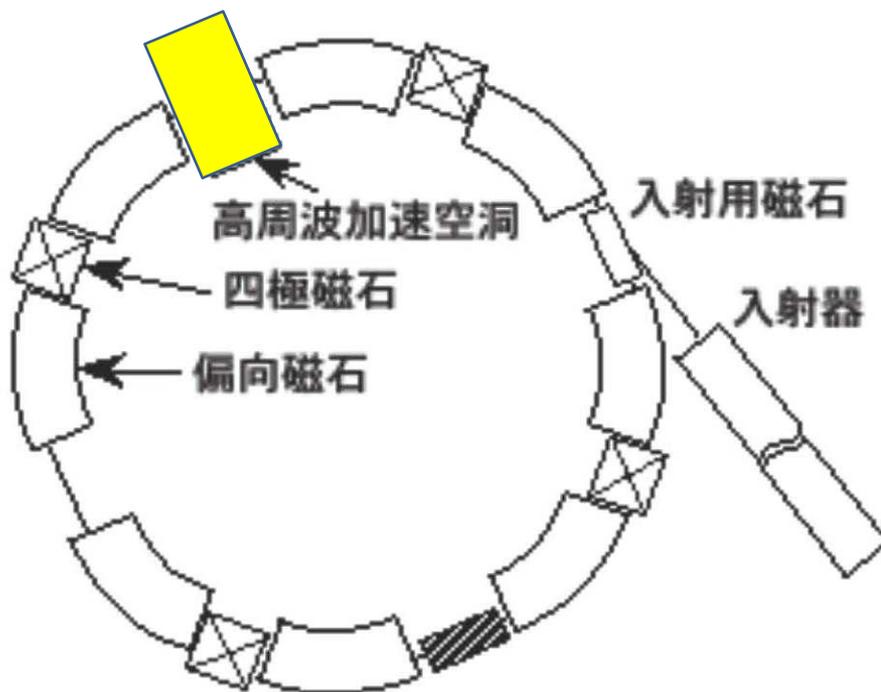
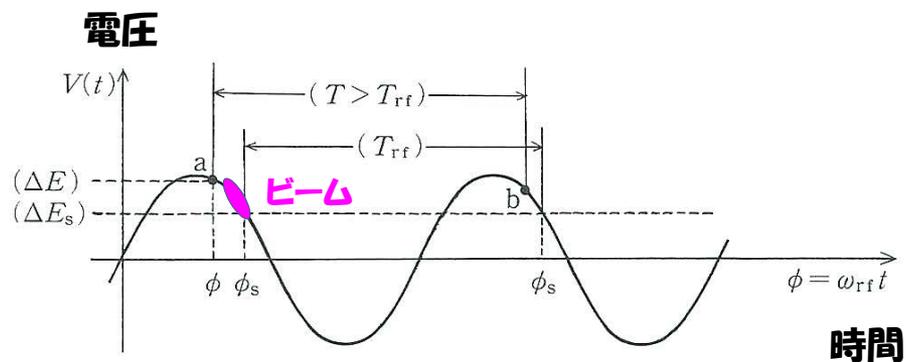
$$p(\text{GeV}/c) = 0.3B(\text{tesla})\rho(\text{m})$$

1 tesla = 10 k gauss

地磁気の大きさ $\sim 0.5 \text{ gauss} = 5 \times 10^{-5} \text{ tesla}$

シンクロトロン (Synchrotron)

- 加速空洞内の電場も時間と共に調整
- 磁場の大きさは時間と共に変えてゆく



運動量の単位

$$eV/c$$

- 非相対論的な場合(速度 v が光速 c に比べてずっと小さい場合)

運動量 $p = mv$

運動エネルギー $T = \frac{1}{2}mv^2$

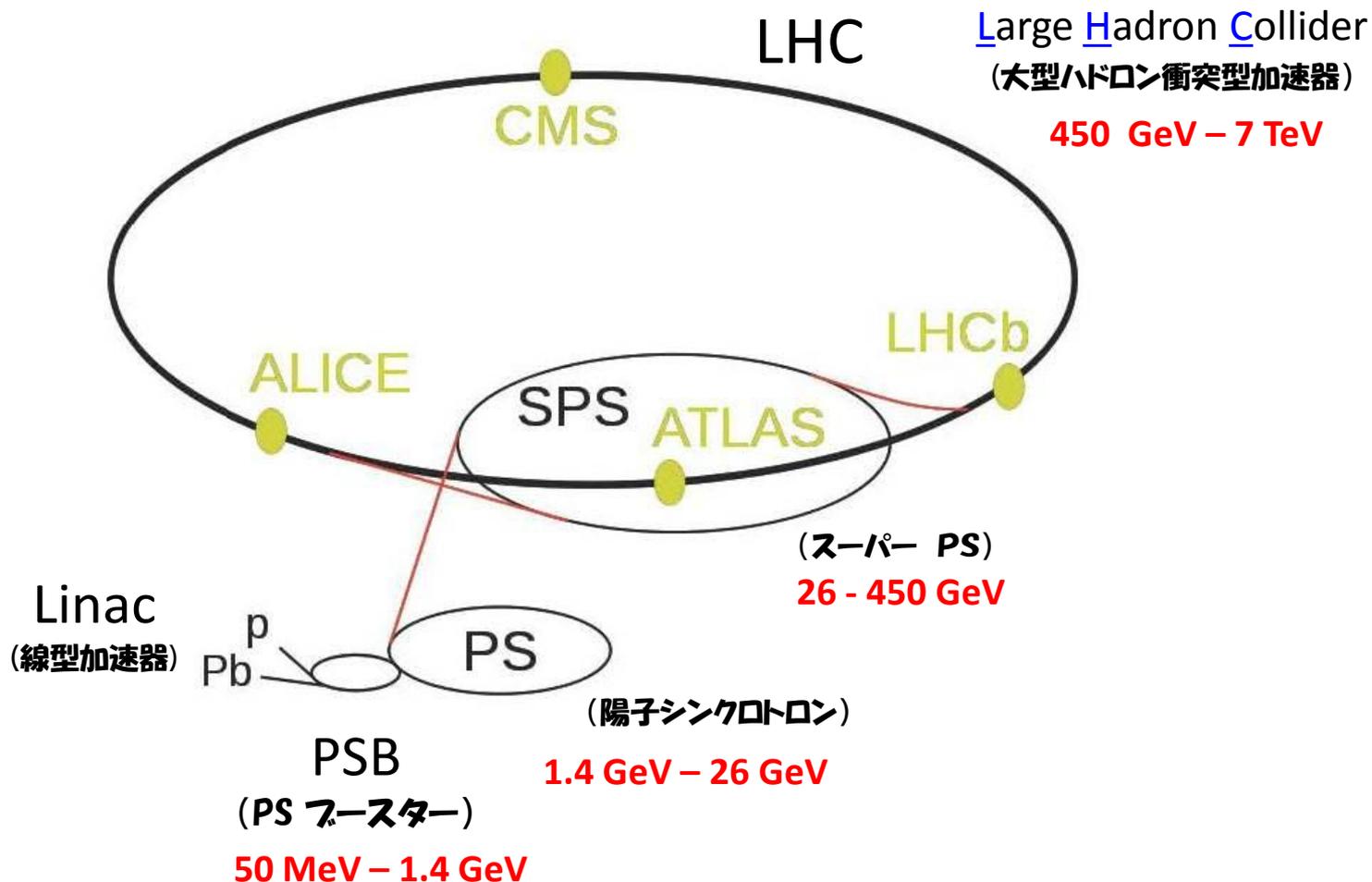
- 相対論的な場合(速度 v が光速 c に比べて無視できない程度の場合)

運動量
$$p = \frac{mv}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

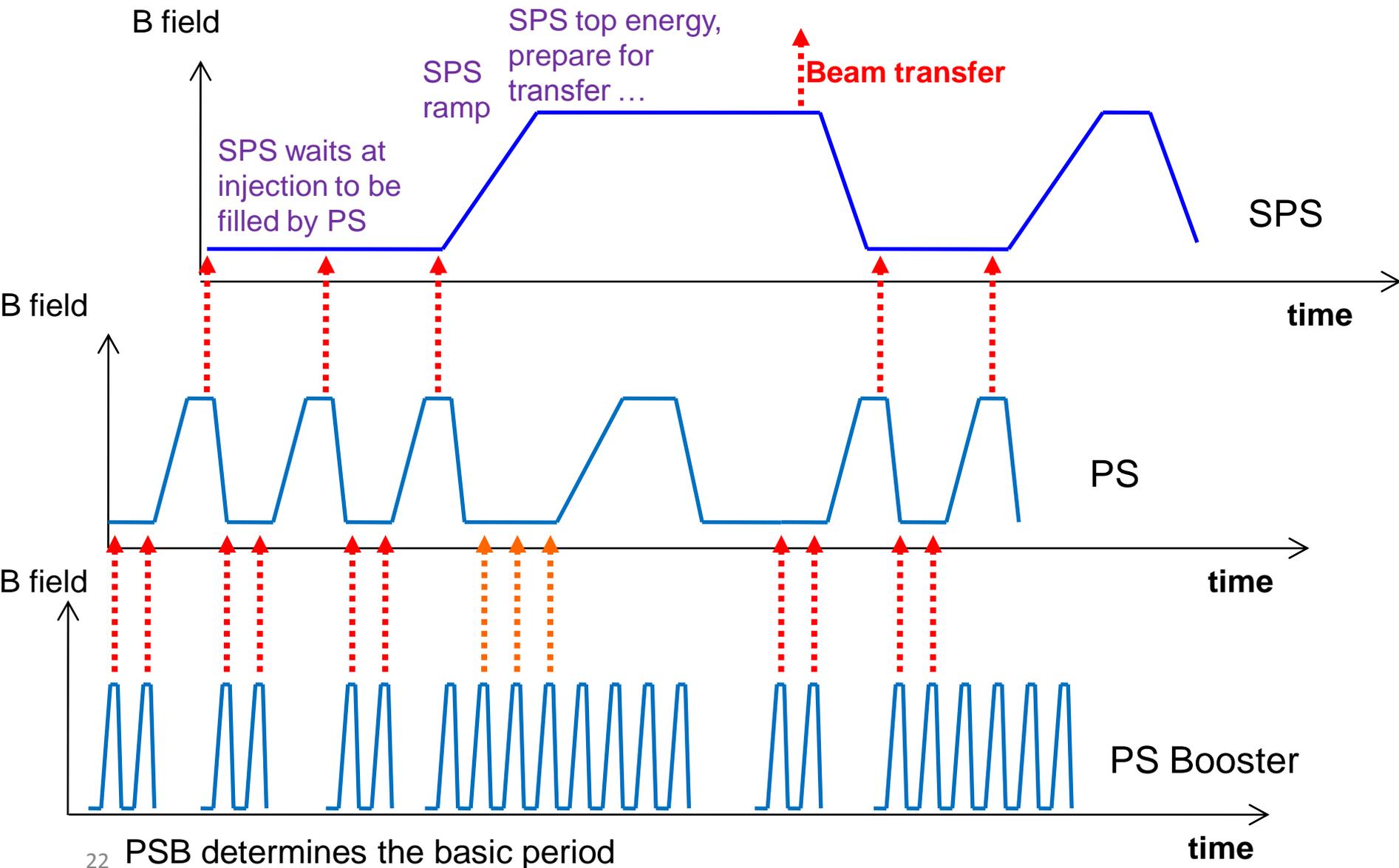
全エネルギー
$$E = \sqrt{(mc^2)^2 + (pc)^2}$$

LHC 加速器 複合体

- ・ いくつかの加速器を用いて 7 TeV まで加速
- ・ 7 TeV の陽子と 7 TeV の陽子を正面衝突させる



ビーム入射のサイクル



ルミノシティ (Luminosity)

- 衝突型加速器で最も重要なパラメーターは **エネルギー** と **ルミノシティ**

反応の頻度 (N) は断面積 (σ) とルミノシティ (L) の積となる

$$N = \sigma L$$

反応の頻度 断面積 ルミノシティ (Luminosity)

- 反応の断面積は自然が決めた物理量で、我々では変えることは出来ない
- 多くの反応事象を得るには **ルミノシティ** を大きくするしかない

断面積 (cross section) の単位

$$\text{バーン (barn, b)} = 1 \times 10^{-28} \text{ m}^2 = 1 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$$

$$1 \text{ mb} = 1 \times 10^{-27} \text{ cm}^2 \quad \text{cm}^2 = (\text{cm})^2$$

$$1 \text{ } \mu\text{b} = 1 \times 10^{-30} \text{ cm}^2$$

$$1 \text{ nb} = 1 \times 10^{-33} \text{ cm}^2$$

$$1 \text{ pb} = 1 \times 10^{-36} \text{ cm}^2$$

$$1 \text{ fb} = 1 \times 10^{-39} \text{ cm}^2$$

ルミノシティの単位

$$\text{cm}^{-2} = (\text{cm})^{-2} = (0.01 \text{ m})^{-2} = 1 \times 10^4 \text{ m}^{-2}$$

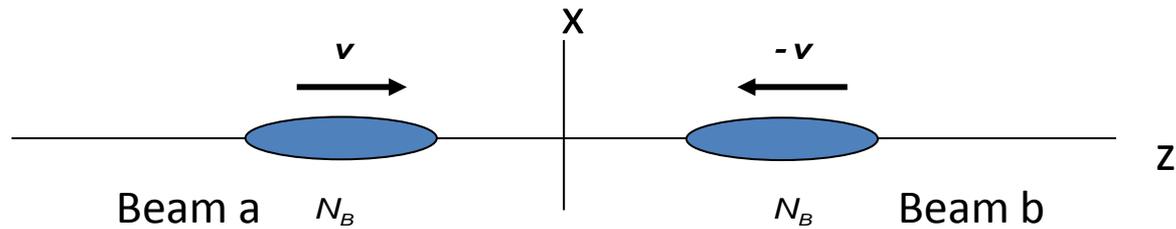
$$1 \text{ pb}^{-1} = 1 \times 10^{36} \text{ cm}^{-2}$$

$$1 \text{ fb}^{-1} = 1 \times 10^{39} \text{ cm}^{-2} \quad \text{など}$$

1秒当たりのルミノシティ

$$\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} = 1 \times 10^4 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

正面衝突の場合



(単位時間当たりの) Luminosity

$$\rho_b(x, y, z, t) = \frac{1}{\sigma_x \sigma_y \sigma_z (2\pi)^{3/2}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{x}{\sigma_x} \right)^2 + \left(\frac{y}{\sigma_y} \right)^2 + \left(\frac{z+vt}{\sigma_z} \right)^2 \right\} \right]$$

$$L = \frac{N_B^2 k_b f}{4\pi \sigma_x \sigma_y}$$

N_B 1つのバンチに含まれる陽子の数
 k_b 1周当りのバンチ数
 f 単位時間当たりのトンネル周回数
 σ_x 水平方向のビームの広がり
 σ_y 垂直方向のビームの広がり

$$N_B = 1.15 \times 10^{11}$$

$$k_b = 2808$$

$$f = 11245 \text{ s}^{-1}$$

$$\sigma_x = \sigma_y = 16.7 \text{ } \mu\text{m}$$

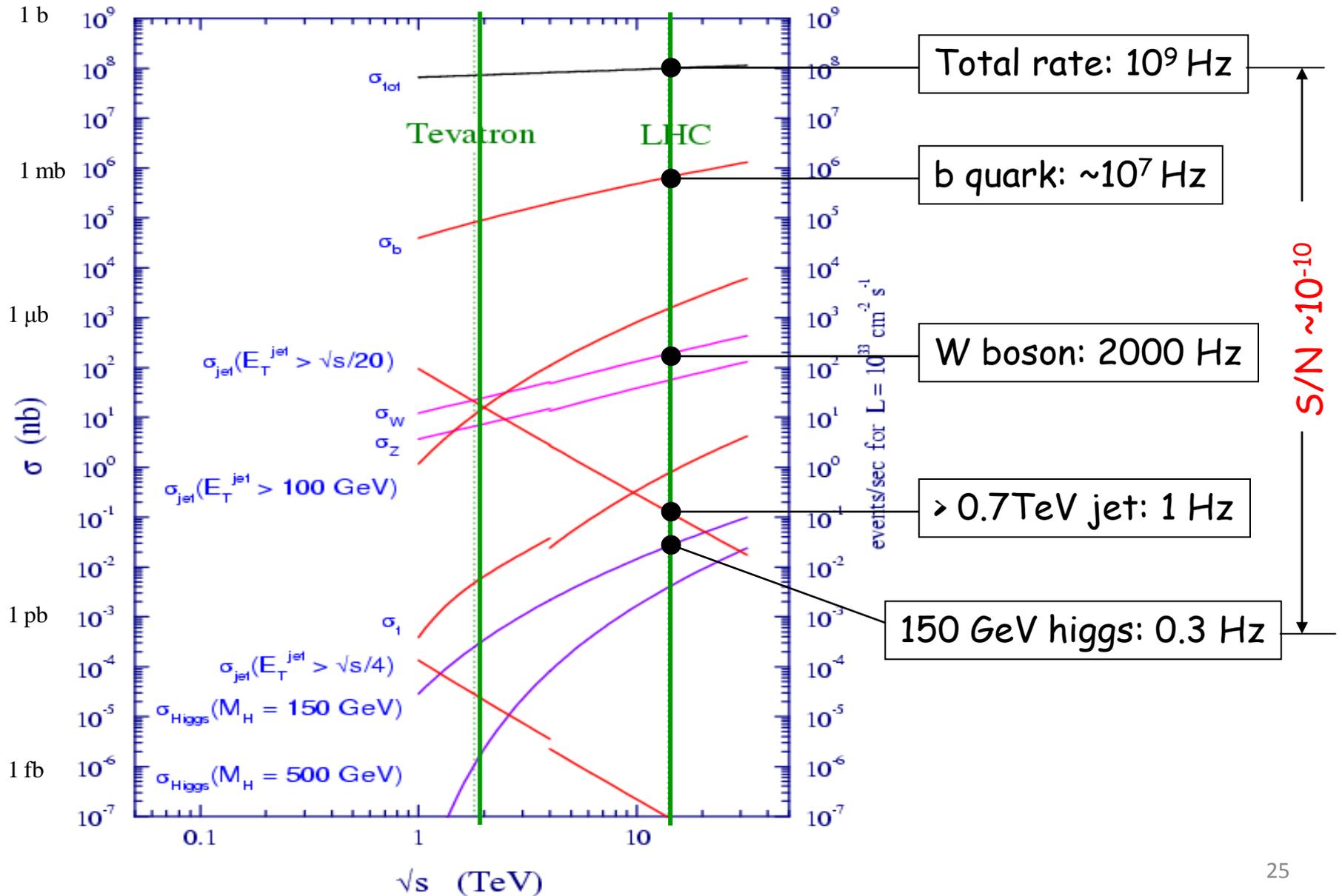
$$L = 1.19 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

実際にはビームどうしは小さい交差角 ($285 \text{ } \mu\text{rad}$) を持って衝突している
 進行方向のビームの広がり 7.55 cm を考慮して計算すると

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

陽子・陽子衝突における断面積

Event rate at $L=10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$



1回のバンチ交差 (bunch crossing) あたりの luminosity は

$$L_{1 \text{ crossing}} = \frac{N_B^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} = 3.2 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2}$$

陽子・陽子衝突の全断面積は約 100 mb

$$\sigma_{\text{total}} \simeq 100 \text{ mb} = 1 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$$

反応した数

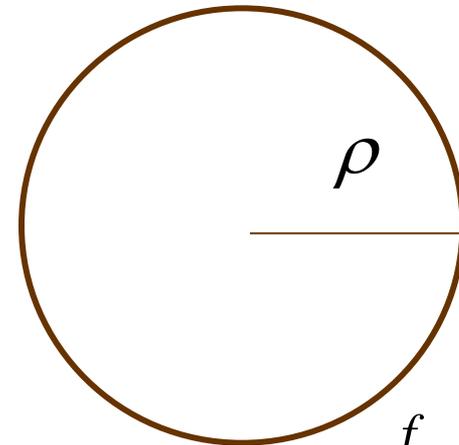
$$N = \sigma_{\text{total}} L_{1 \text{ crossing}} \simeq 30$$

- **10¹¹ の陽子の塊と 10¹¹ の陽子の塊が衝突したのに反応が起こるのは 30 程度!**
- **ほとんどの陽子は何事もなく通り過ぎているということ**
- **それでも陽子・陽子の全断面積は最も大きな断面積**
いかに興味のある反応が希少であることが分かる

陽子・陽子コライダー vs リニヤコライダー

一周する毎にシンクロトン放射で失うエネルギー

$$\frac{dE}{df_{rev}} \propto \frac{1}{\rho} \left(\frac{E}{m} \right)^4$$



$$f_{rev} = \frac{c}{2\pi\rho}$$

電子・陽電子コライダー

- ・電子・陽電子コライダーでは LEP が限界
- ・半径を無限大にする → **リニヤコライダー**

陽子・陽子コライダー

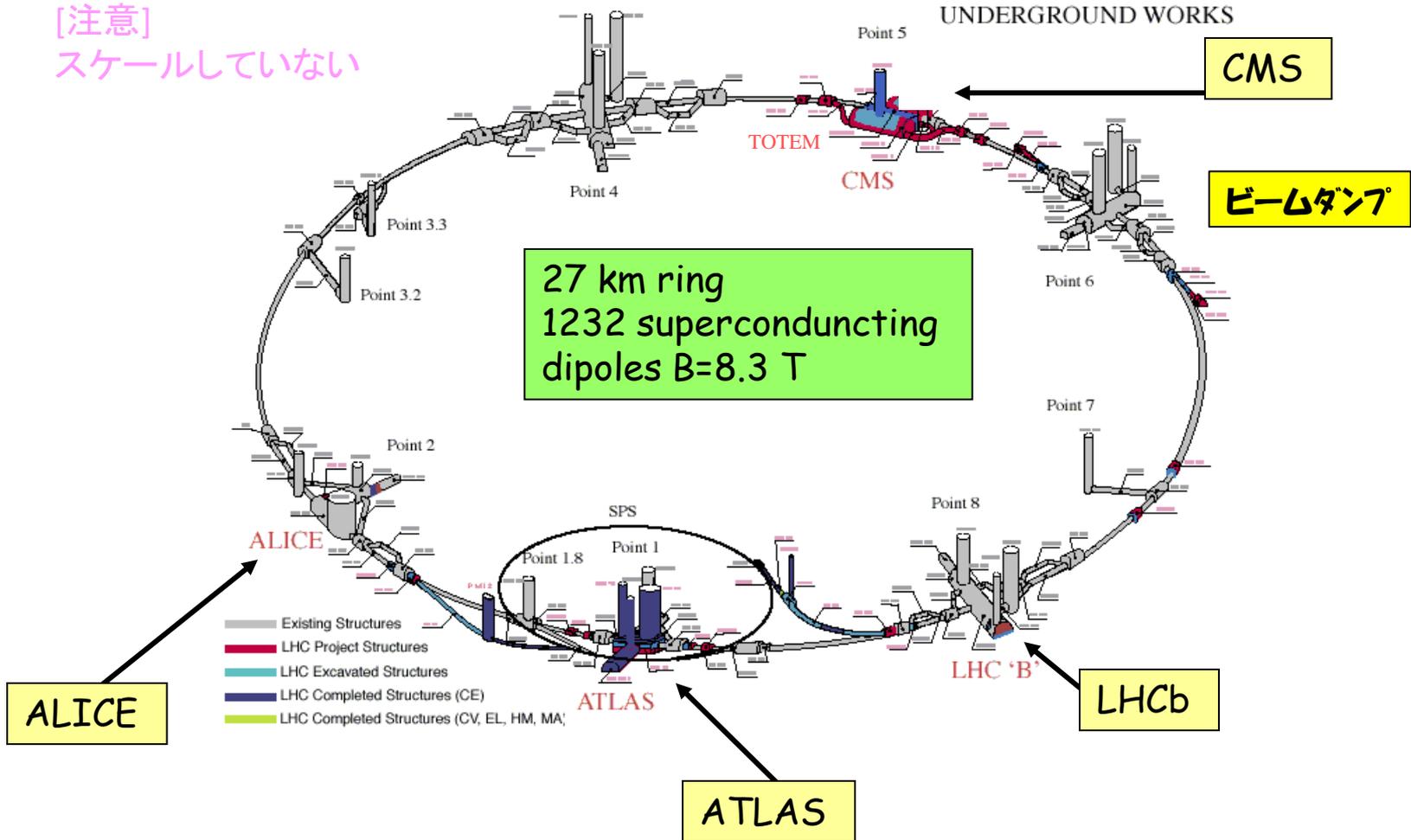
- ・陽子は電子の約2000倍の質量があるのでシンクロトン放射で失うエネルギーは、 6×10^{-14} で済む
- ・ただし、高エネルギーの陽子を曲げることのできる**強力な電磁石が必要**

LHC

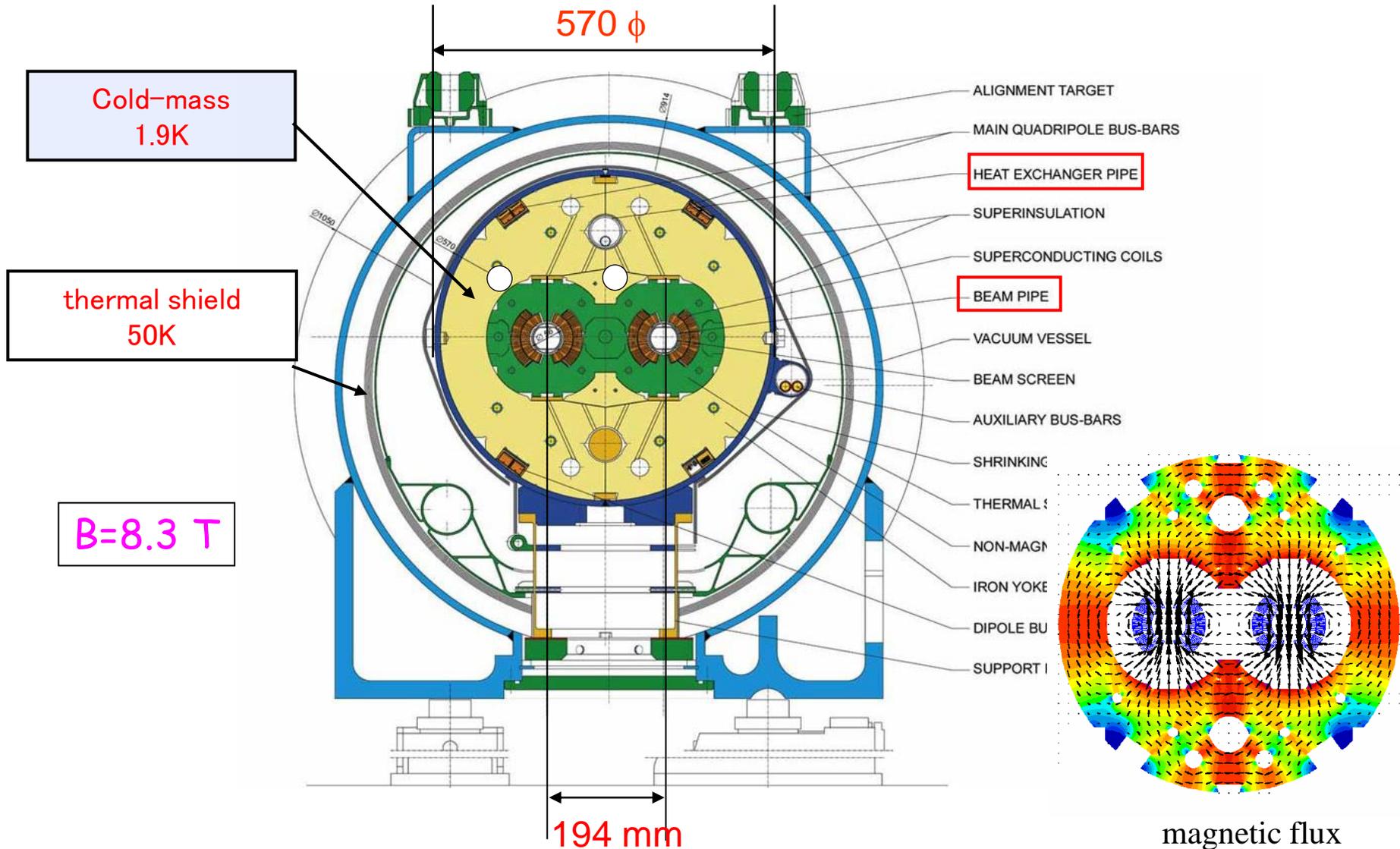
$$pp \quad \sqrt{s} = 14 \text{ TeV} \quad L_{\text{design}} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

加速空洞

[注意]
スケールしていない

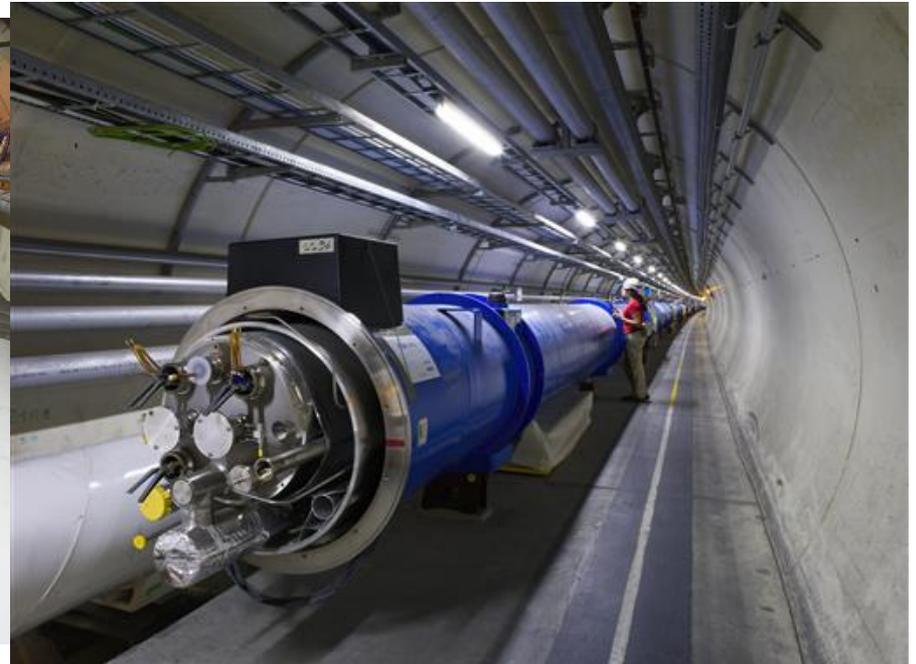
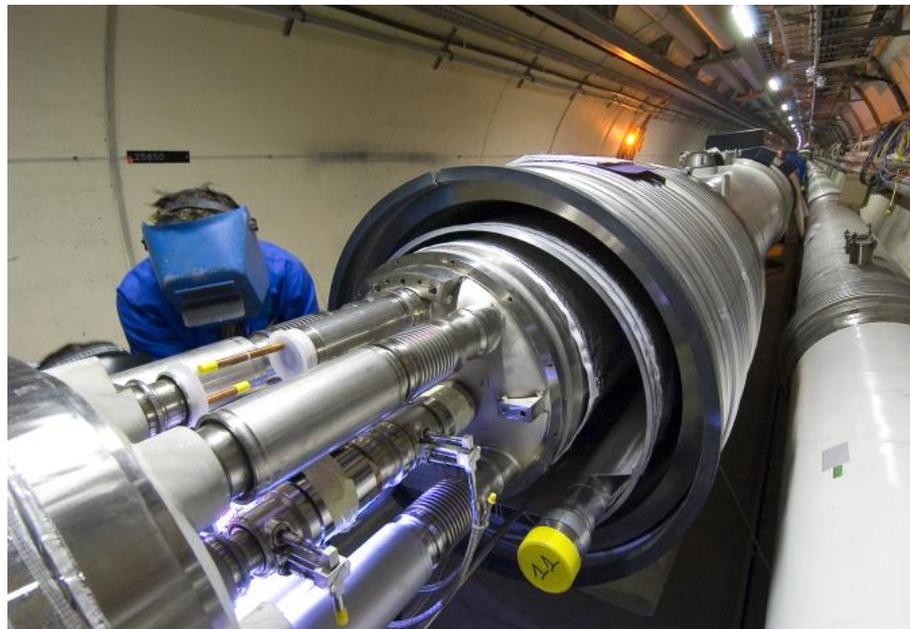
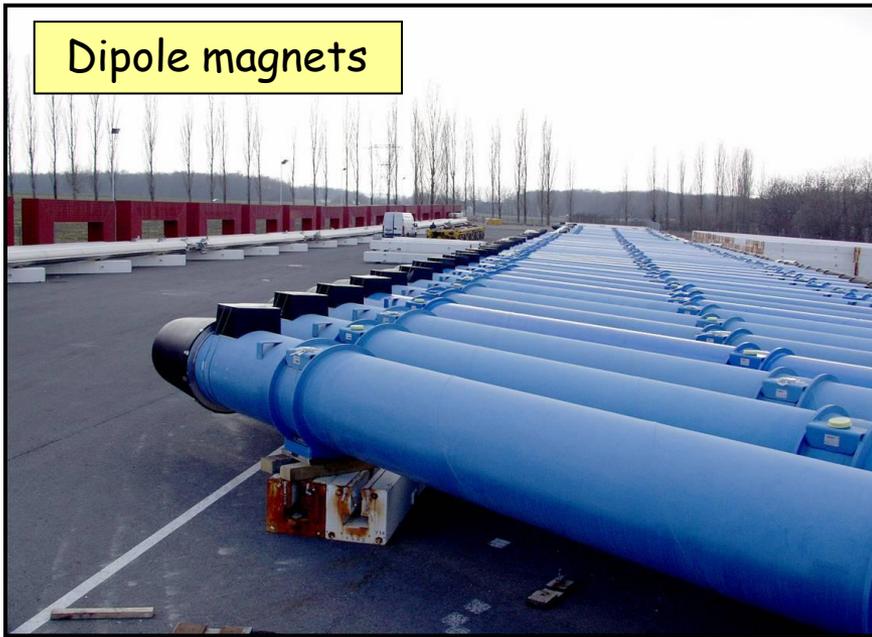


超電導ダイポール磁石



Main Dipole 断面図：2つのダイポール磁場とビームパイプを一つのヨークとクライオスタットの中に入れる 2-in-1 型。Cold-mass部分は超流動ヘリウムを使って 1.9 K まで冷やす。

Dipole magnets



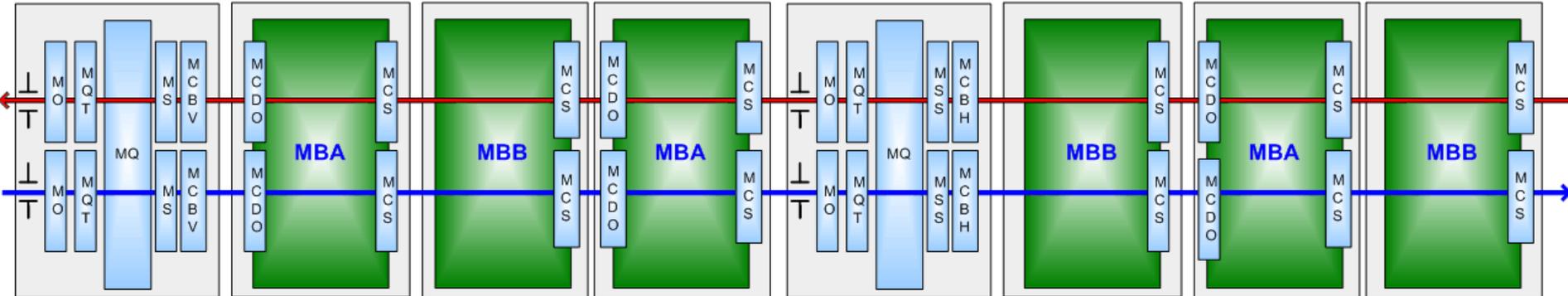
The LHC arcs



1232 main dipoles + 3700
multipole corrector magnets

392 main quadrupoles + 2500
corrector magnets

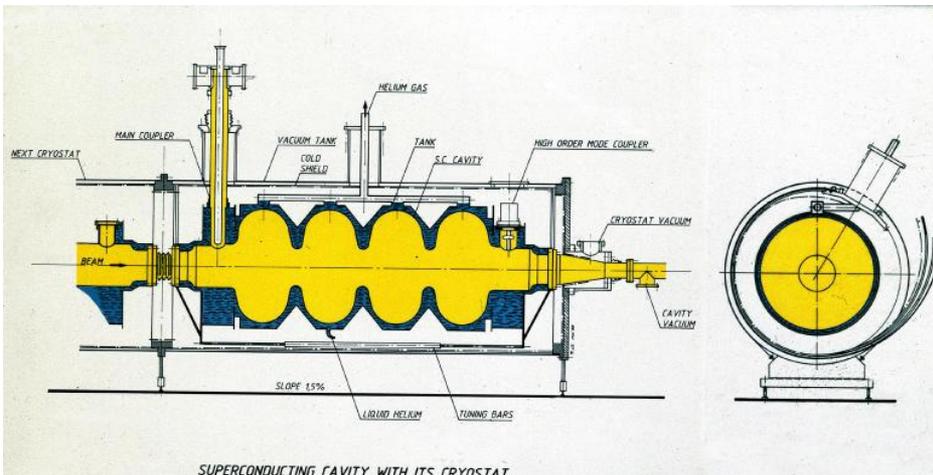
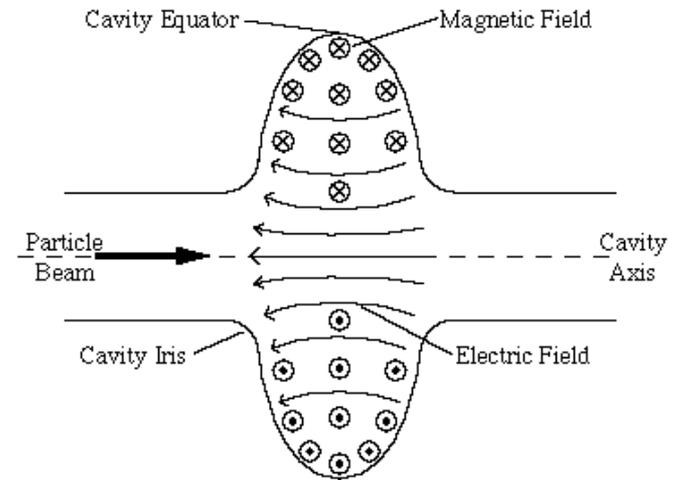
- MCS: Sextupole corrector (b3)
- MCDO: Assembly of spool correctors consists of an octupole insert MCO (b4) and a decapole magnet MCD (b5)
- MQT: Trim quadrupole corrector
- MS: arc sextupole corrector
- MQS: skew quad lattice corrector
- MCBH: Horizontal dipole corrector
- MCBV: Vertical dipole corrector
- MO: Lattice octupole



Radio frequency (IP4)

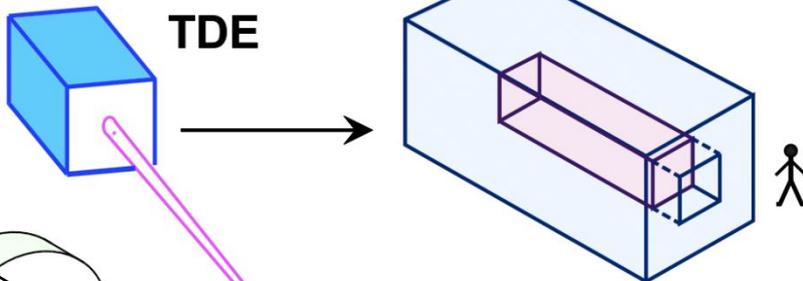
8 RF superconducting cavities per ring
at 400.790 MHz:

2 modules per beam, 4 cavities per module
16 MV/beam at 7 TeV
1 MV /cavity at injection
2 MV/cavity during physics



Beam dump (IP6)

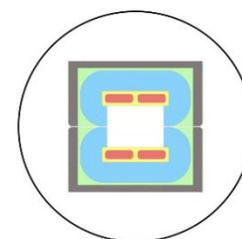
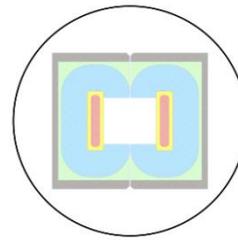
Dump block



Dilution kickers

MKBH
(4x)

MKBV
(6x)



Beam 1

Q5L

Q4L

TCDQ

MSD
(3x5)

TCDS

Q4R

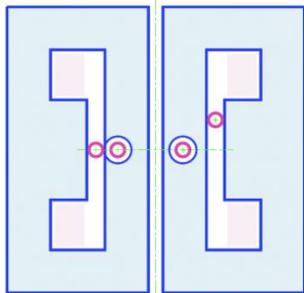
MKD
(15x)

Q5R

Extraction septum

MSDA

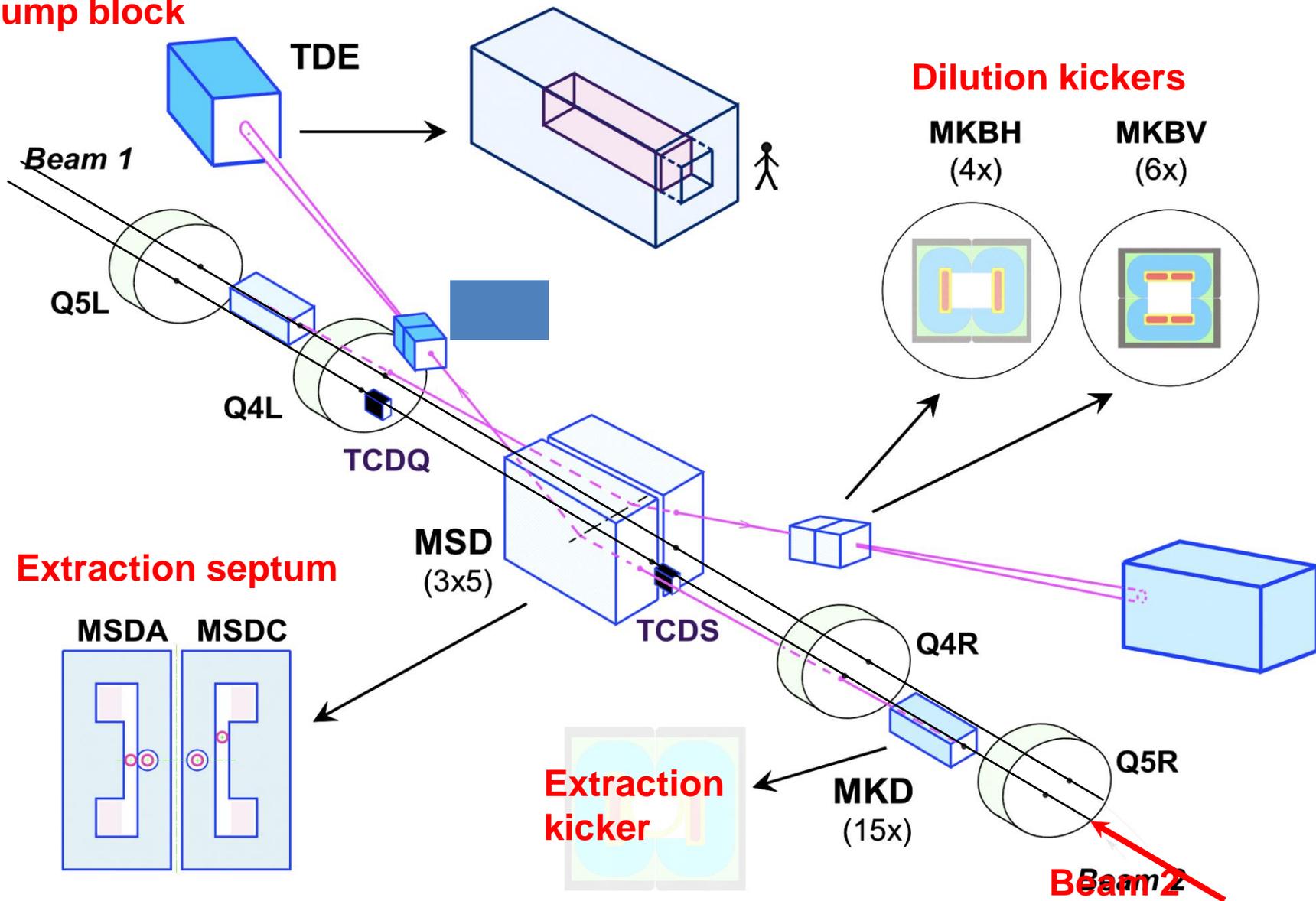
MSDC



Extraction kicker



Beam 2



LHC加速器の主要パラメーターのまとめ

主リング周長	26658.883 m
陽子ビームエネルギー(入射エネルギー)	7.0 TeV (450 GeV)
最高ミノシティ (IP1, IP5)	$1.0 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
バンチ間隔	25 nsec、40 MHz
バンチ数	2808 /ring
バンチ当りの陽子数	1.15×10^{11}
ビームエミッタンス(7 TeV)	$3.75 \times 10^{-6} \mu \text{ mrad}$
二口径双極電磁石	1232台
双極電磁石長、磁場	14.3 m, 8.33 Tesla
曲げ半径	2803.95 m
回転周波数	11.245 kHz
RMSビームサイズ(IP1, IP5)	16.7 μm
RMSバンチ長さ(IP1, IP5)	7.55 cm
ビーム衝突角度(IP1, IP5)	$\pm 142.5 \mu\text{rad}$
交差平面 (ATLAS, CMS)	垂直 (ATLAS), 水平 (CMS)
バンチ衝突当りの陽子衝突数	19
全ミノシティ-寿命	14.9 hour
シンクロトロン放射損失エネルギー	3.6 kW / ring, 6.71 keV/turn

IR1(ATLAS) and IR5 (CMS)

CERN-LHC衝突点用超伝導四極磁石 KEK-Fermilab Collaboration

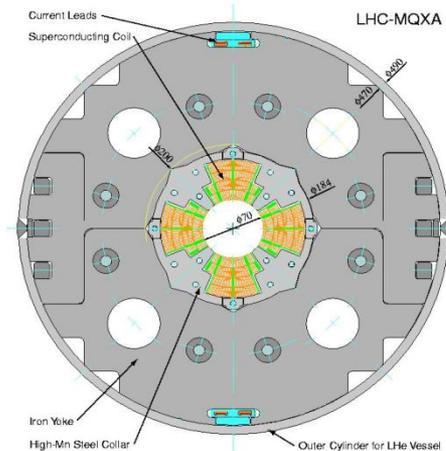
磁場勾配= **215 T/m**, (ピーク磁場8.4 T)

長さ= 6.37 m

口径 = 70 mm

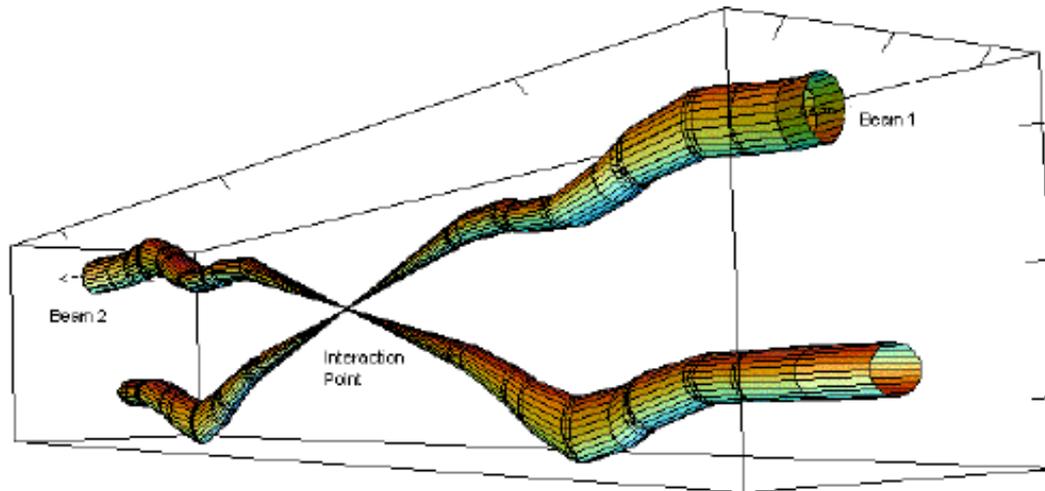
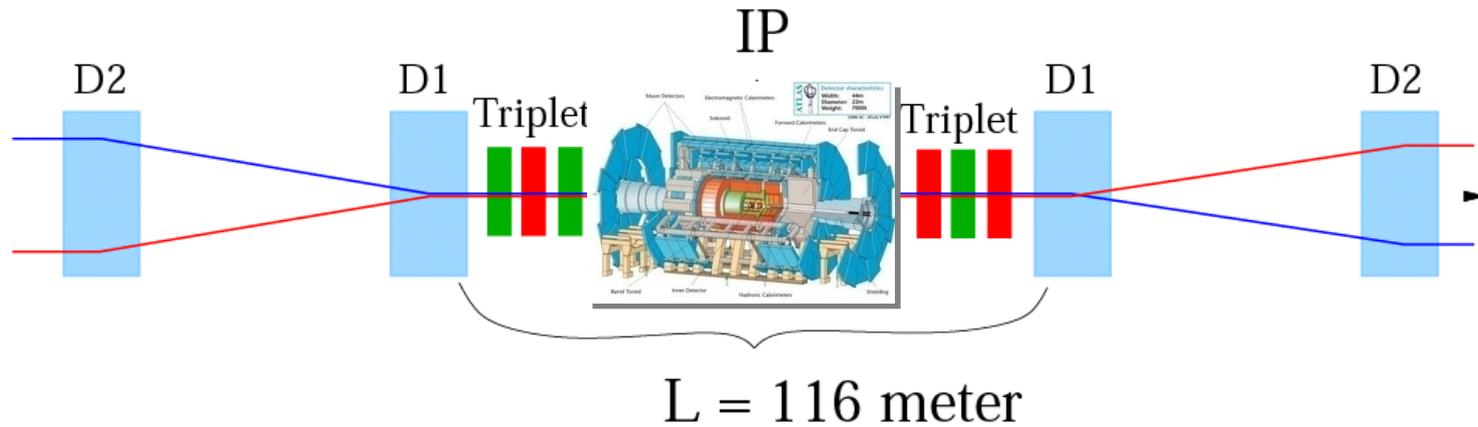
磁場勾配の精度(制御) : 10^{-4} (10^{-5})

台数: **16台(KEK)** + 16台(Fermilab)



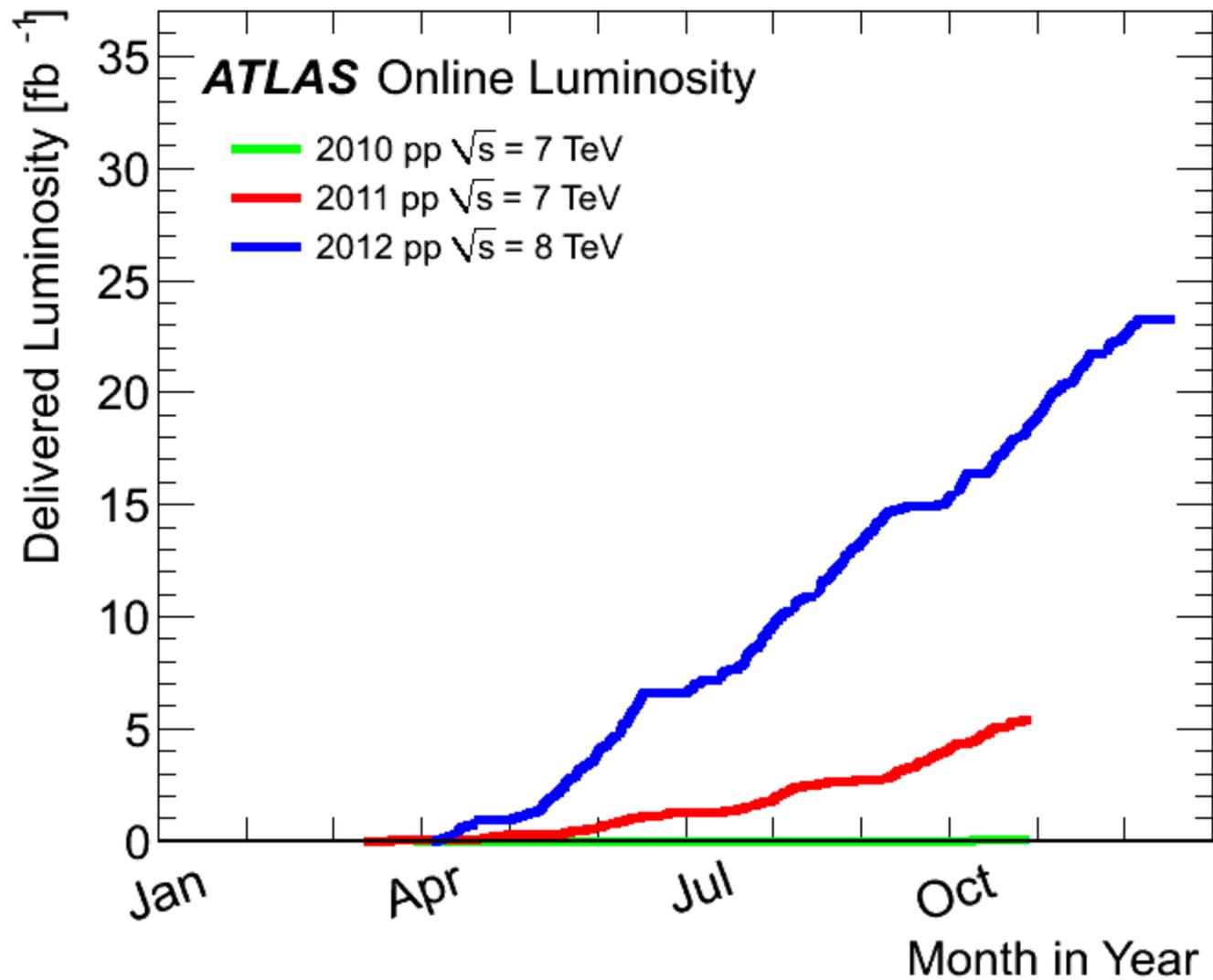
衝突点ビーム収束磁石: 日本のLHC建設貢献
日(KEK)、米(Fermilab)間の国際協力

衝突点付近



Relative beam sizes around IP1 (Atlas) in collision

With > 150 bunches per beam, need a crossing angle to avoid parasitic collisions



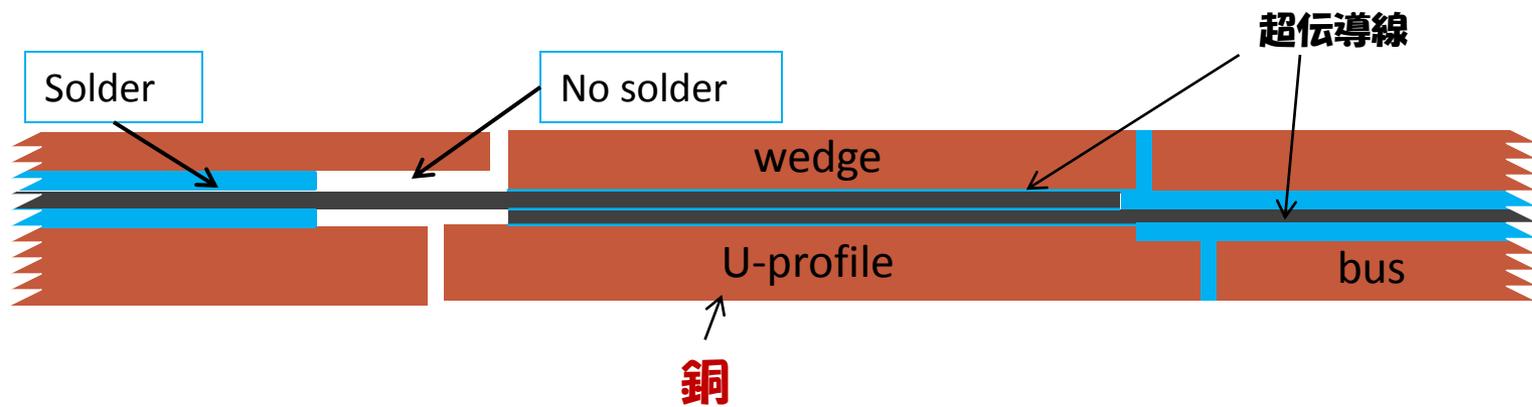
設計では重心系のエネルギーで 14 TeV のはずなのに
なぜ 7 TeV や 8 TeV の運転なのか？

2008年9月19日

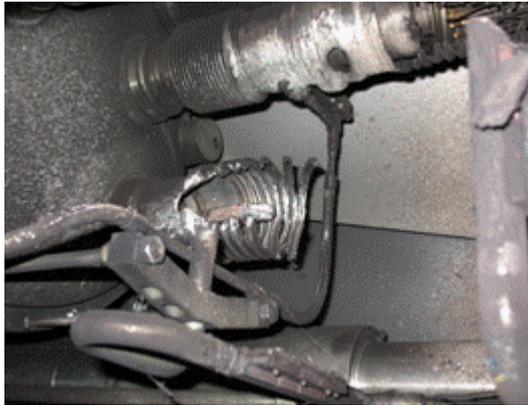
大量のヘリウムリークがトンネルに溢れるという事故が起こった

- ・ **12 kA** の電流ラインの接続に問題のあるものが見つかった
- ・ 本格的修理を終えるまでは 低いビームエネルギーで運転することに決定
- ・ **2013～2014年に修理**

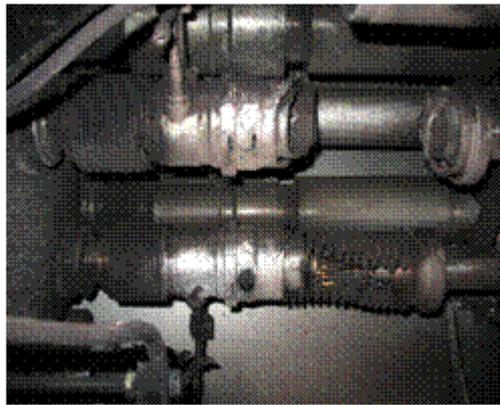
12 kA の電流ラインの接続に問題のあるものが見つかった



Electrical arc between C24 and Q24



M3 line

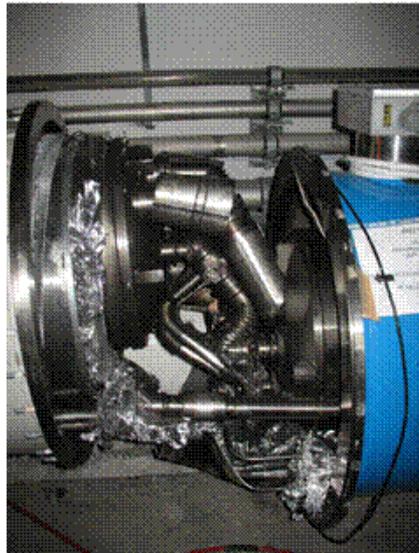


V lines

Collateral damage: secondary arcs



Collateral damage: magnet displacements



QQBI.27R3

Collateral damage: ground supports



LHC 実験の測定器

ATLAS, CMS
(大型汎用測定器)

実験装置

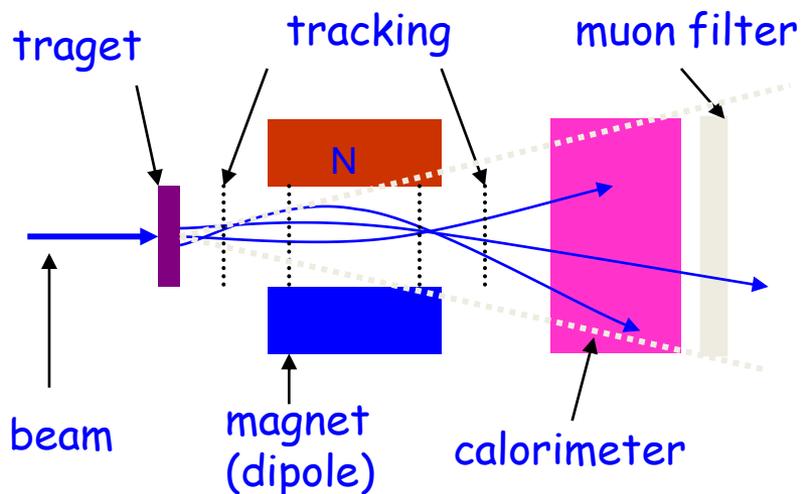
反応が起こった時の

- 粒子の種類と数
- その運動量やエネルギー
- 粒子群全体の形状

を知りたい

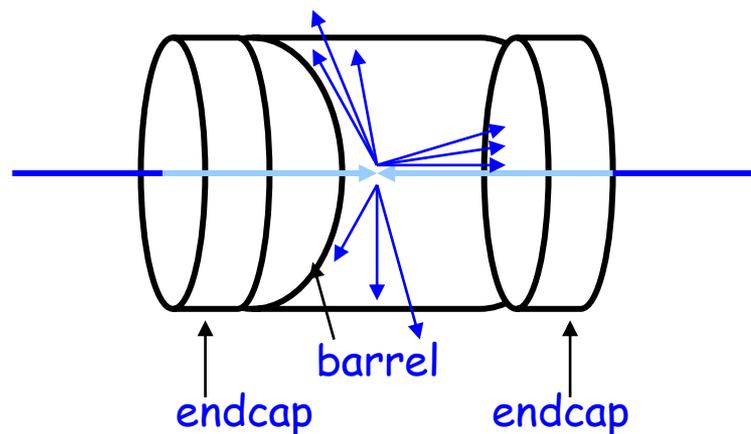
→ 複合的な検出器のシステムが必要

固定標的実験装置
(Magnet spectrometer)



-前方へブーストされるので前方のみカバー

衝突型汎用実験装置

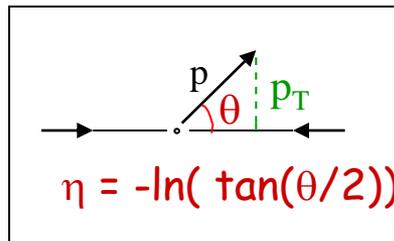


-ほぼ全立体角をカバー

イベントの特徴

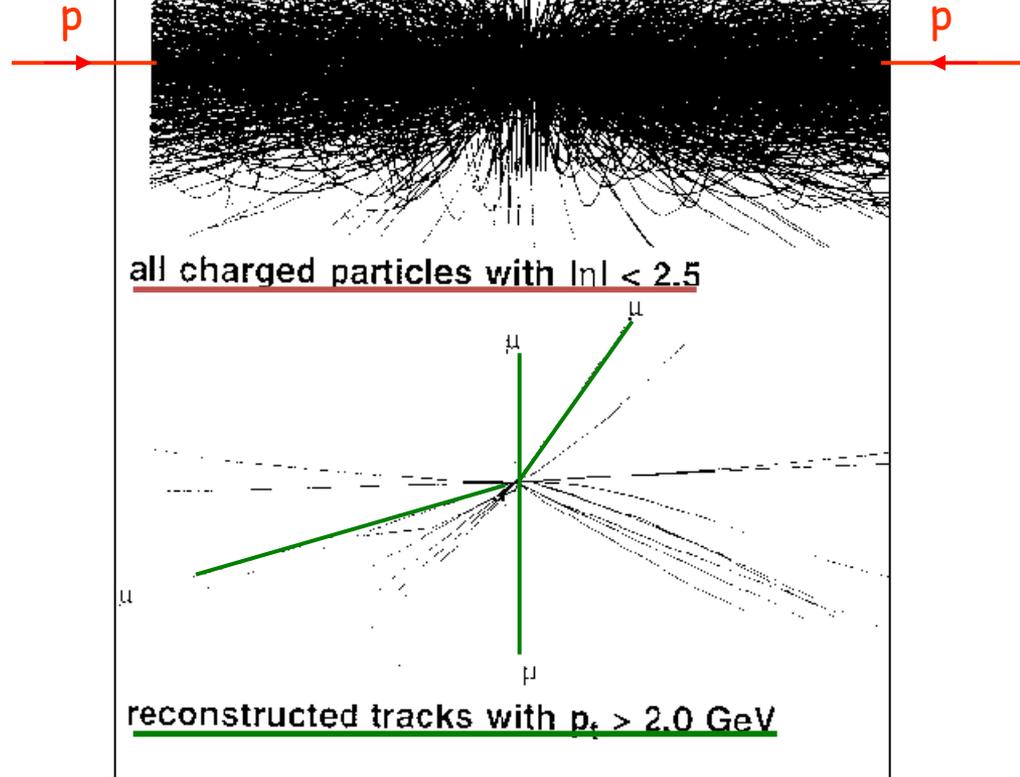
Simulation of
CMS tracking
detector

衝突毎に: ~ 1000 charged particles
produced over $|\eta| < 2.5$ ($10^\circ < \theta < 170^\circ$)
However: $\langle p_T \rangle \approx 500$ MeV
→ applying p_T cut allows extraction
of interesting events



$$\eta=2.5 \leftrightarrow 9.4^\circ$$
$$\eta=1.0 \leftrightarrow 40^\circ$$

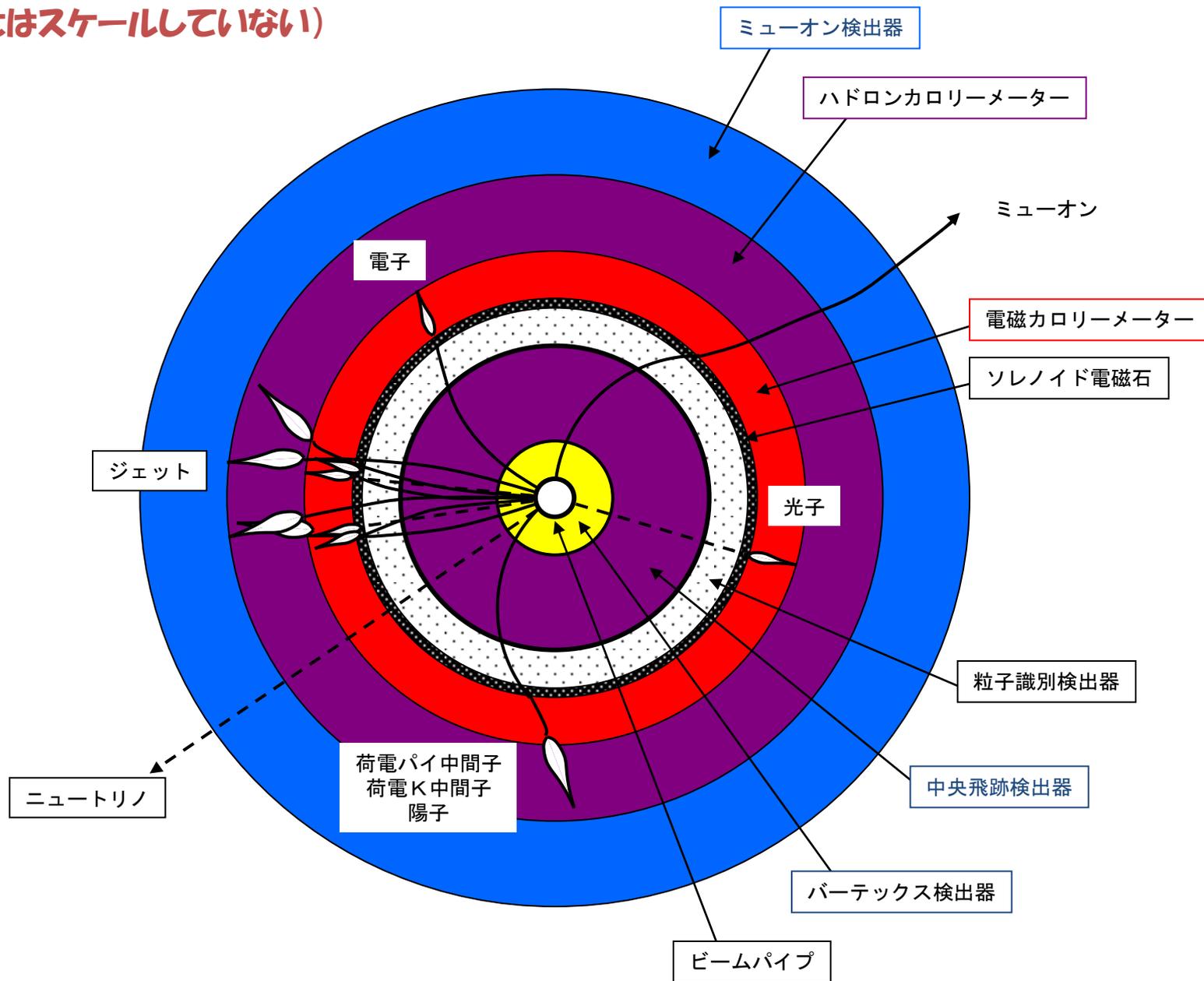
30 minimum bias events + H \rightarrow ZZ \rightarrow 4 μ



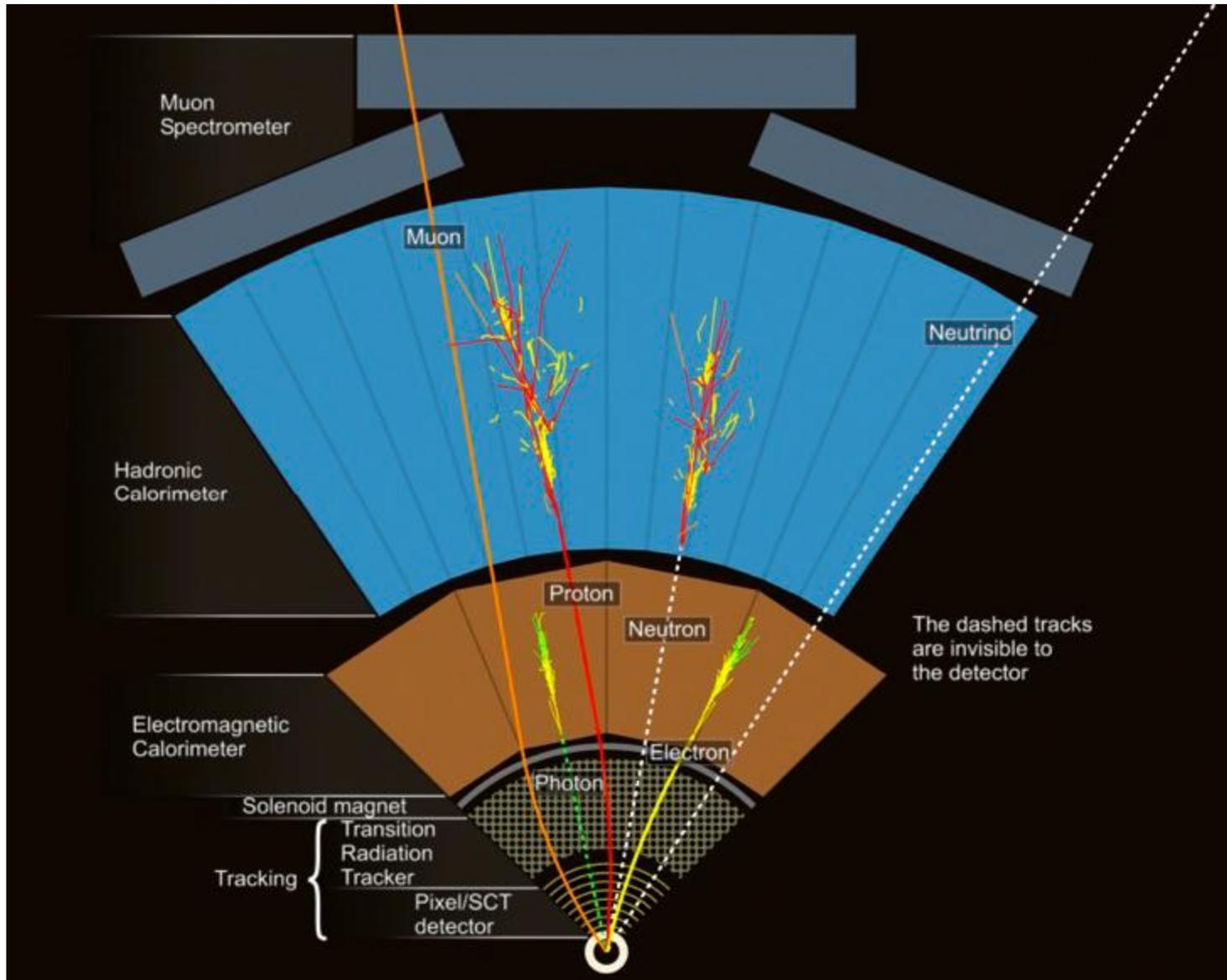
測定器への要求:

- fast response : ~ 50 ns
- granularity : $> 10^8$ channels
- radiation resistance (up to 10^{16} n/cm²/year in forward calorimeters)
- event reconstruction much more challenging than at previous colliders

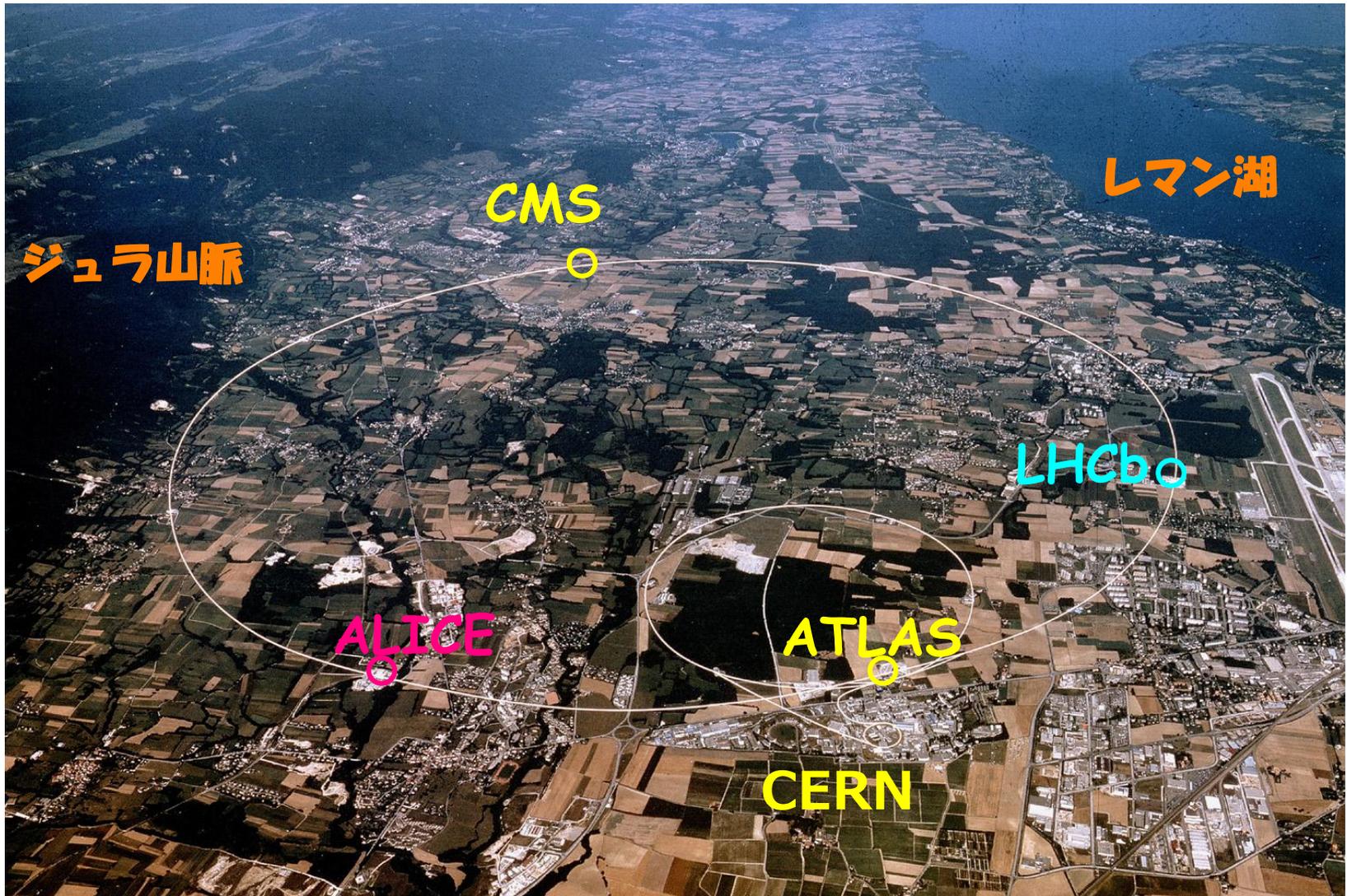
ビーム軸方向から見た大型汎用測定器の概念図 (大きさはスケールしていない)



ATLAS



CERN



ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)

density 0.31g/cm³

Hadron Calorimeter

Fe/Scintillator (central),
Cu/W-LAr (fwd) ($|\eta| < 5$)

Muon Spectrometer
(MDT, CSC, RPC, TGC)
($|\eta| < 2.7$)

Barrel Toroid
(length = 26 m)

EM Calorimeter
(Pb-LAr)

25m

44m

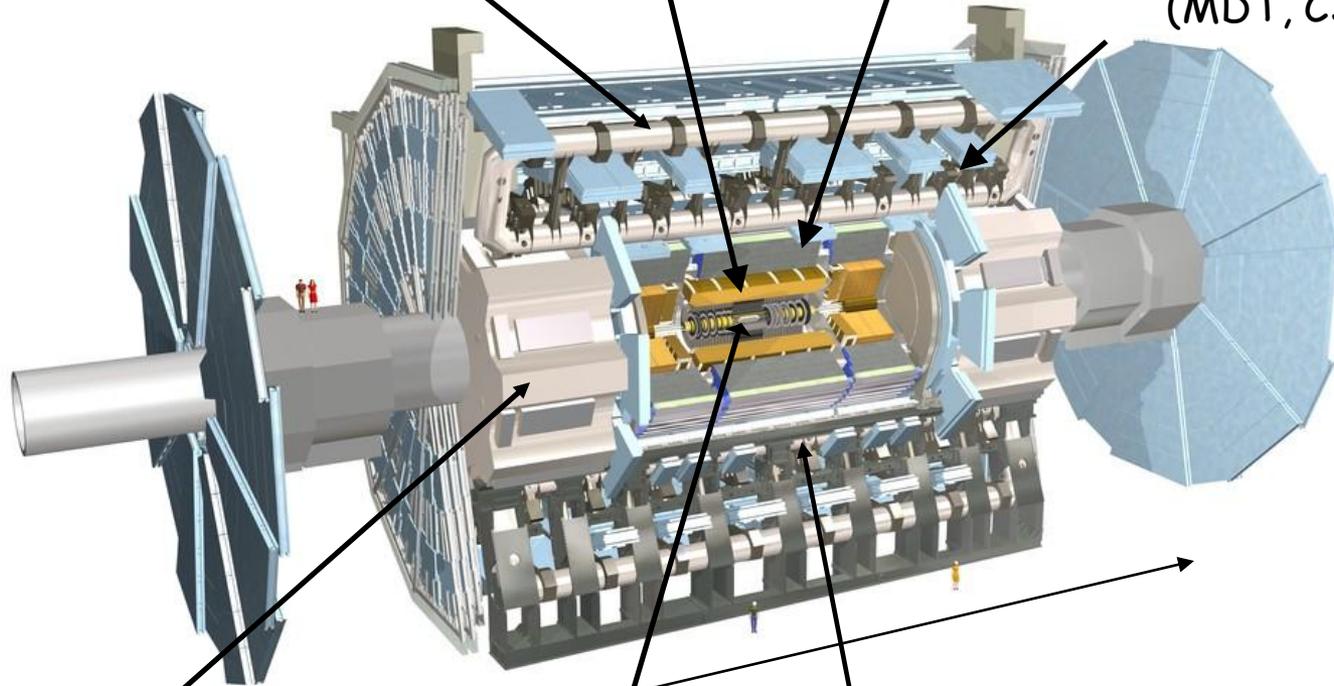
(Weight = 7000 ton)

Endcap Toroid
(air-core)

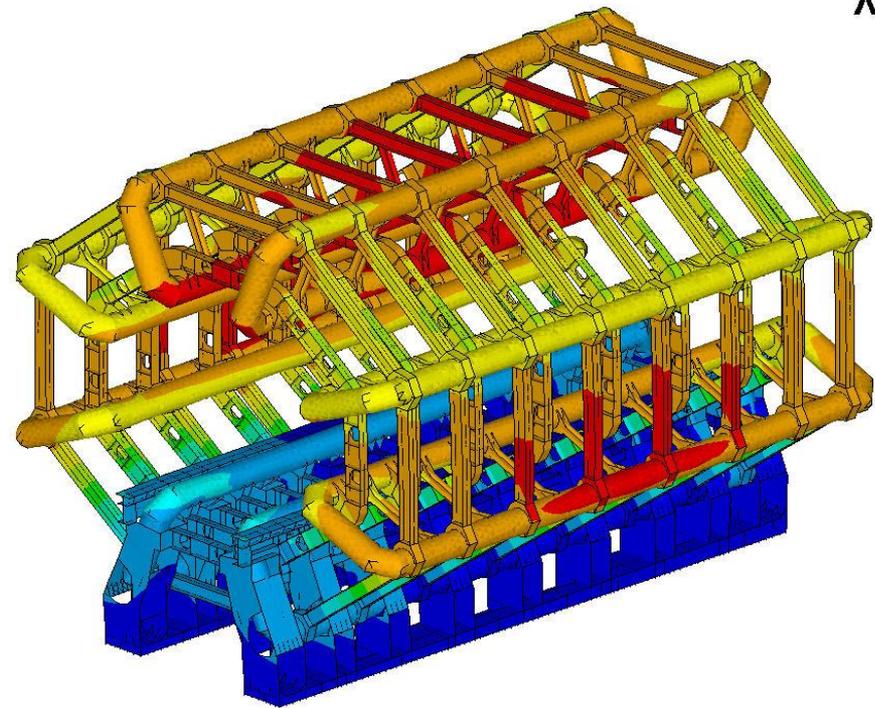
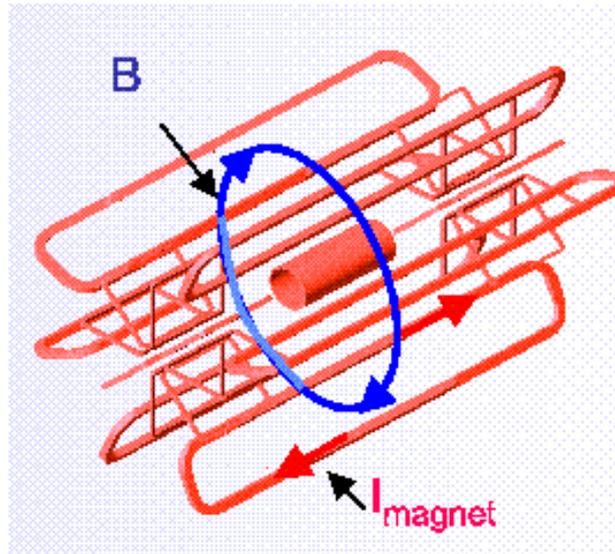
Inner Detector
(pixel, SCT, TRT)

Tracking ($|\eta| < 2.5$, $B=2T$)

Solenoid Magnet (2T)



トロイド磁石



- 20 m diam. x 25 m length
- 8200 m³ volume
- 170 t superconductor
- 700 t cold mass
- 1320 t total weight
- 90 km superconductor
- 20.5 kA at 4.1 T
- 1.55 GJ stored Energy

CMS



SUPERCONDUCTING COIL

CMS Coil の
直径：約6m、
長さ：13m

CALORIMETERS

ECAL
Scintillating
PbWO₄ crystals

HCAL
Plastic scintillator/brass
sandwich

IRON YOKE

TRACKER

Silicon Microstrips
Pixels

MUON BARREL

MUON ENDCAPS

Drift Tube
Chambers

Resistive Plate
Chambers

Cathode Strip Chambers
Resistive Plate Chambers

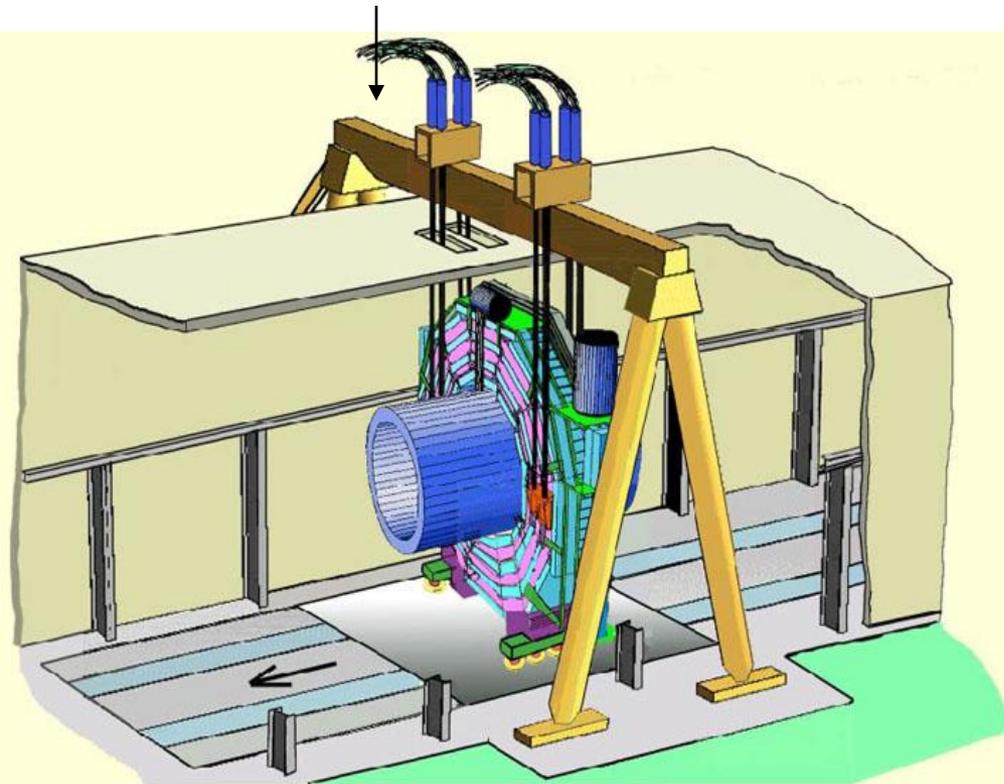
Total weight : 12,500 t
Overall diameter : 15 m
Overall length : 21.6 m
Magnetic field : 4 Tesla

3 g/cm³

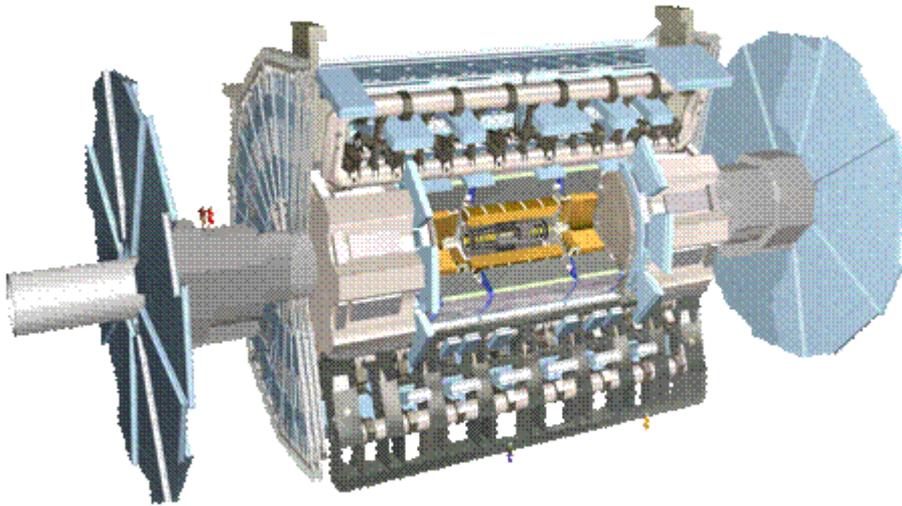
CMS の組立方式

HF lowering: Started in Fall 2006

- ・大きなユニットで組立、地下へおろす

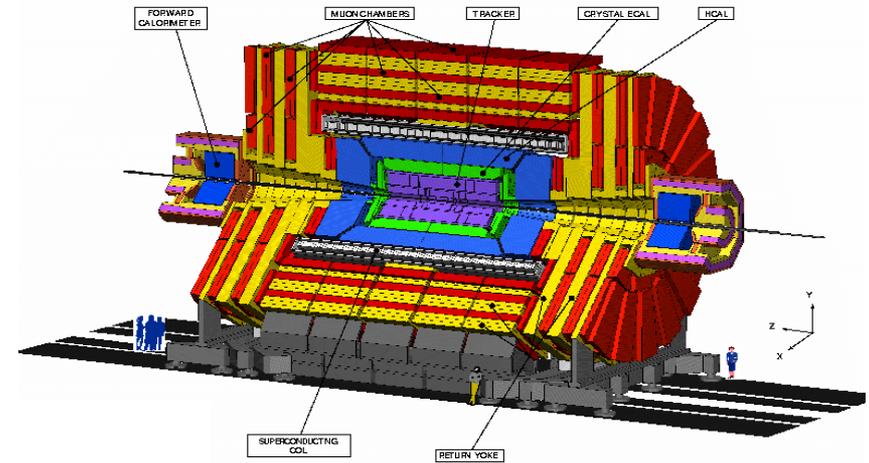


ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus)



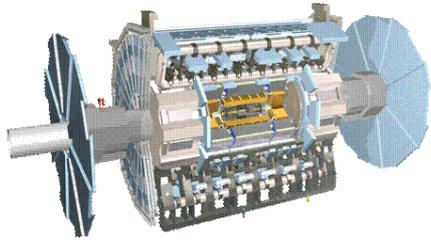
Length : ~44 m
Diameter : ~25 m
Weight : ~ 7,000 tons
Solenoid : 2 T
Air-core toroids
Density: 0.32g/cm³

CMS (Compact Muon Solenoid)

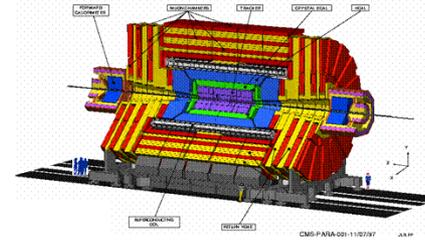


Length : ~22 m
Diameter : ~15 m
Weight : ~ 12,500 tons
Solenoid : 4 T
Fe yoke
Compact and modular
Density: 3 g/cm³

CMS-PARA-001-11/07/97 JLB,PP

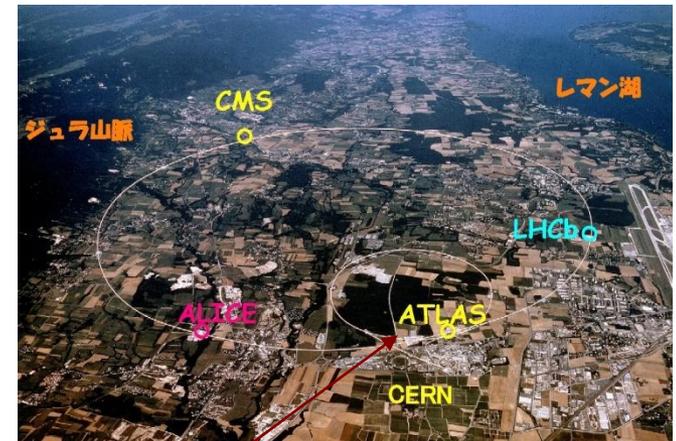


比較

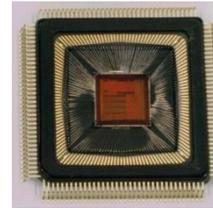


	ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus)	CMS (Compact Muon Solenoid)
INNER TRACKER	Silicon pixels+ strips TRT → particle ID (e/π) $B=2T$ $\sigma/p_T \sim 3.6 \times 10^{-4} p_T + 0.01$	Silicon pixels + strips No particle identification $B=4T$ $\sigma/p_T \sim 1.5-6 \times 10^{-4} p_T + 0.005$
EM CAL.	Pb-liquid argon $\sigma/E \sim 10\%/\sqrt{E} + < 0.7\%$ longitudinal segmentation	$PbWO_4$ crystals ($26 X_0 @\eta=0$) $\sigma/E \sim 2-5\%/\sqrt{E} + 0.5\%$ no longitudinal segm.
HAD CAL.	Fe-scint. + Cu-liq. Ar ($\sim 7\lambda @\eta=0$) $\sigma/E \sim 50\%/\sqrt{E} + 3\%$	Cu-scint. ($5.5 \sim 11 \lambda$) $\sigma/E \sim 90\%/\sqrt{E} + 3\%$
MUON	Air-core toroids ($B_l \sim 2.5-5 T_m$) $\sigma/p_T \sim 8\%$ at 1 TeV $\sim 2\% < 100 GeV$ ($ \eta < 1$, standalone system)	Return flux of solenoid $\sigma/p_T \sim 15\%$ at 1 TeV $\sim 8\% < 100 GeV$ (@ $\eta=0$, with vertex constraint)

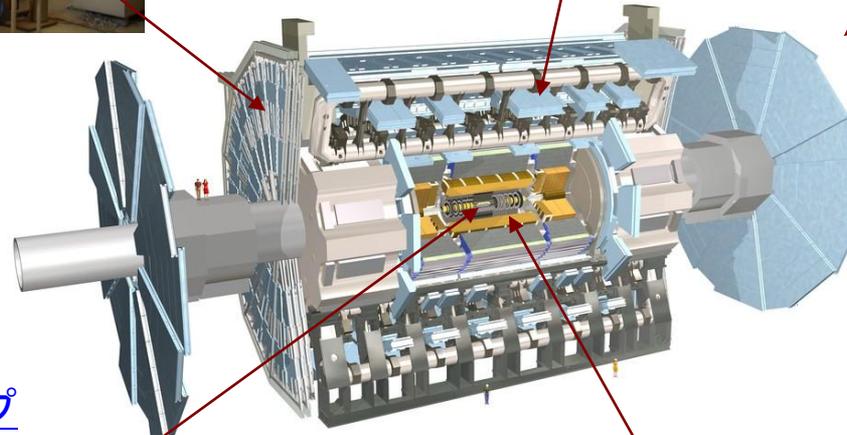
ATLAS 測定器建設(日本の貢献)



Muonチェンバー用
TDC ASIC



Endcap Muon
LVL1トリガー系



ATLAS 実験装置

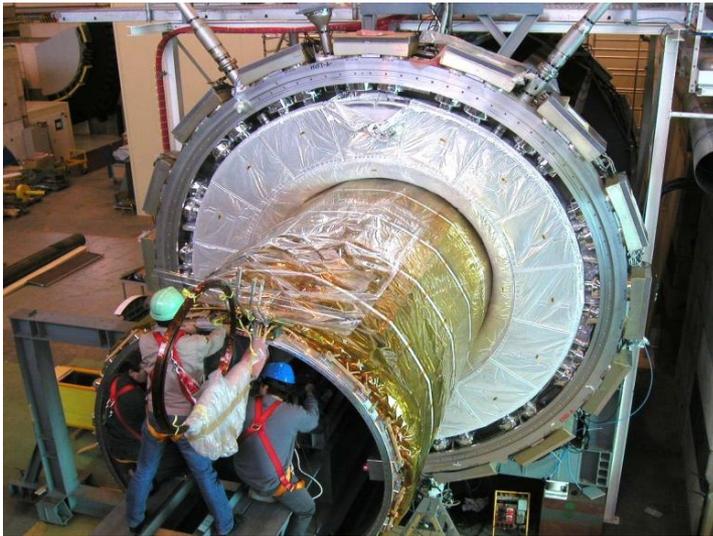
直径	25 m
バレルトロイド長	26 m
全長	44 m
全重量	7000 Tons

35 Countries
 158 Institutions
 1650 Scientific Authors total
 (1300 with a PhD,
 for M&O share)

シリコンストリップ



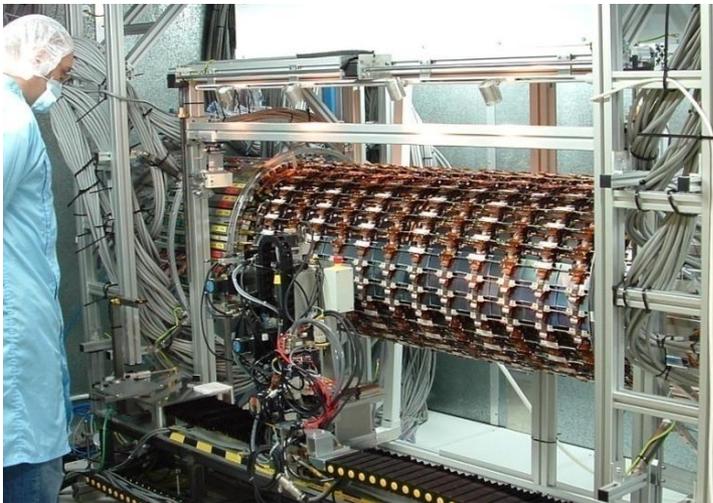
ソレノイド電磁石



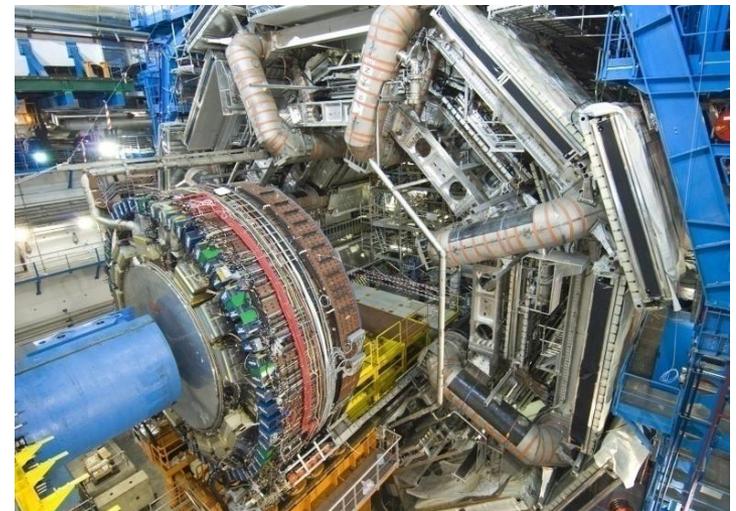
写真①:日本で設計・製造された超伝導ソレノイドを液体アルゴンカロリメーターに組込む作業が成功した(2004年2月)。



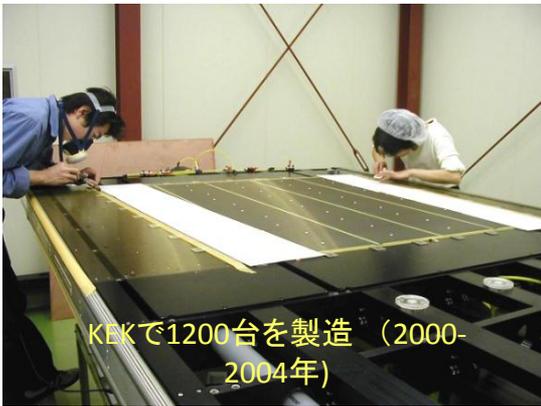
写真②:アトラス実験装置の建設風景(2004年10月):パレル液体アルゴンカロリメーターとソレノイドが地下に下ろされた。



写真③:日本・英・米などで製造された2112台のシリコン検出器はオックスフォード大で円筒状に組み上げられた。自動マウントロボットはKEKで設計されたもの(2005年1月)。



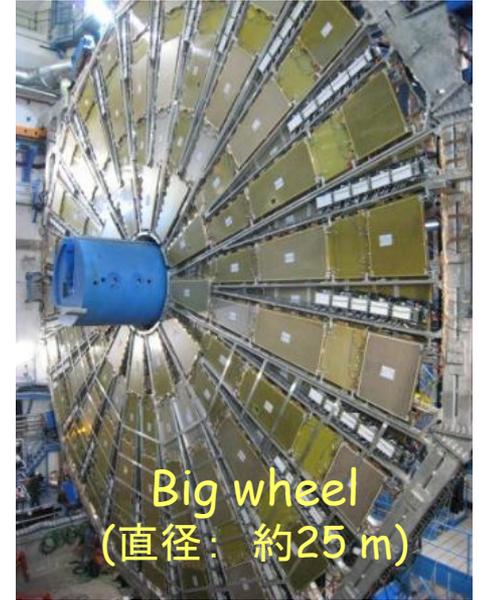
写真④:2006年春のアトラス測定器の建設風景:前後方液体アルゴンカロリメーターとパレル超伝導トロイド電磁石が見える。



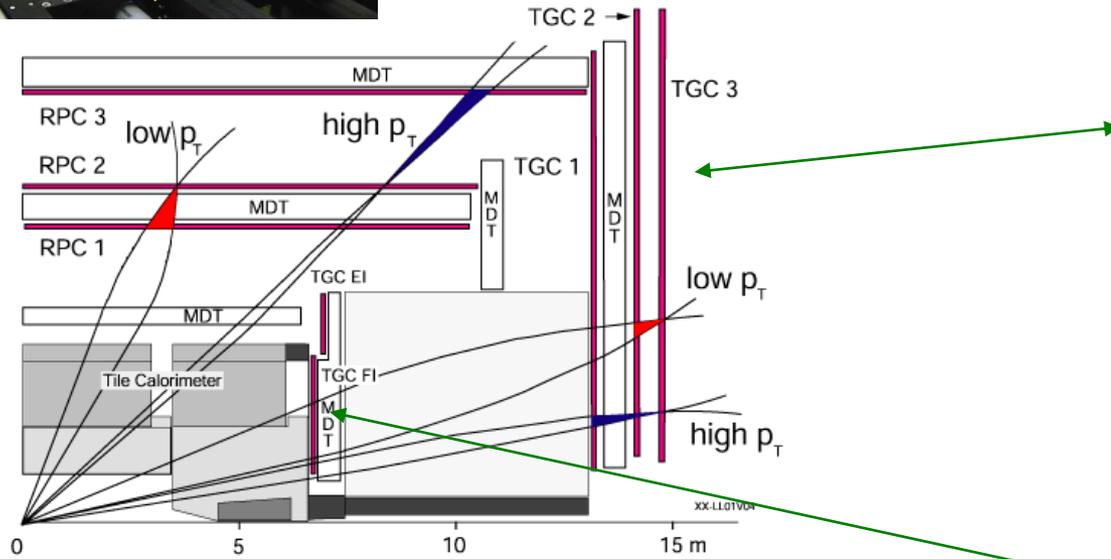
KEKで1200台を製造 (2000-2004年)

Endcap: TGC

3 Big Wheels :
1 Triplet + 2 Doublets
(7 layers in total)



Big wheel
(直径: 約25 m)



EI, FI:
1 Doublet
(2 layers in total)

2nd coordinate (ϕ)

TGC at ATLAS detector

Total 3,588 chambers

318,000 read-out channels

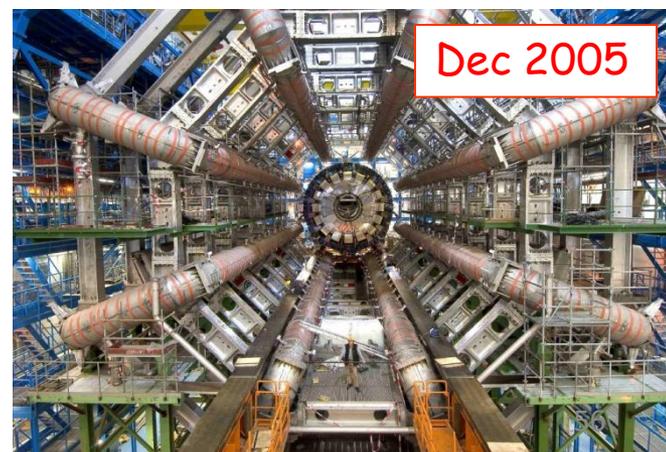
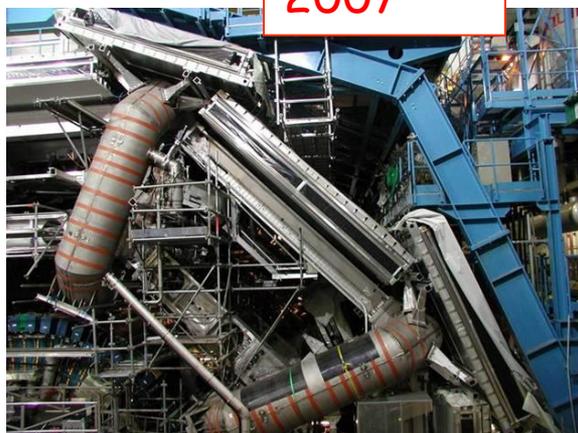
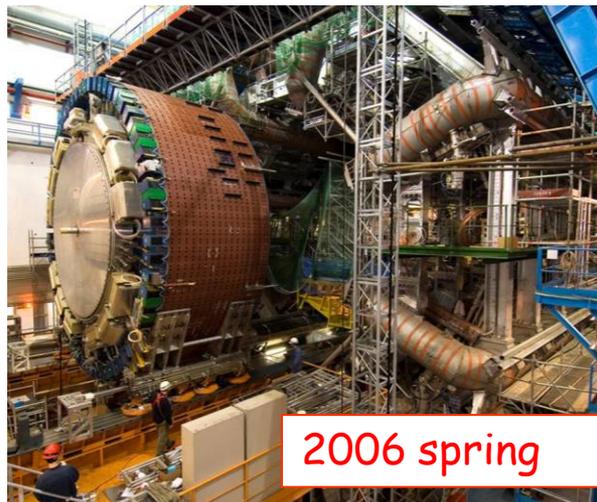
Total area (unit) $\sim 2,570 \text{ m}^2$

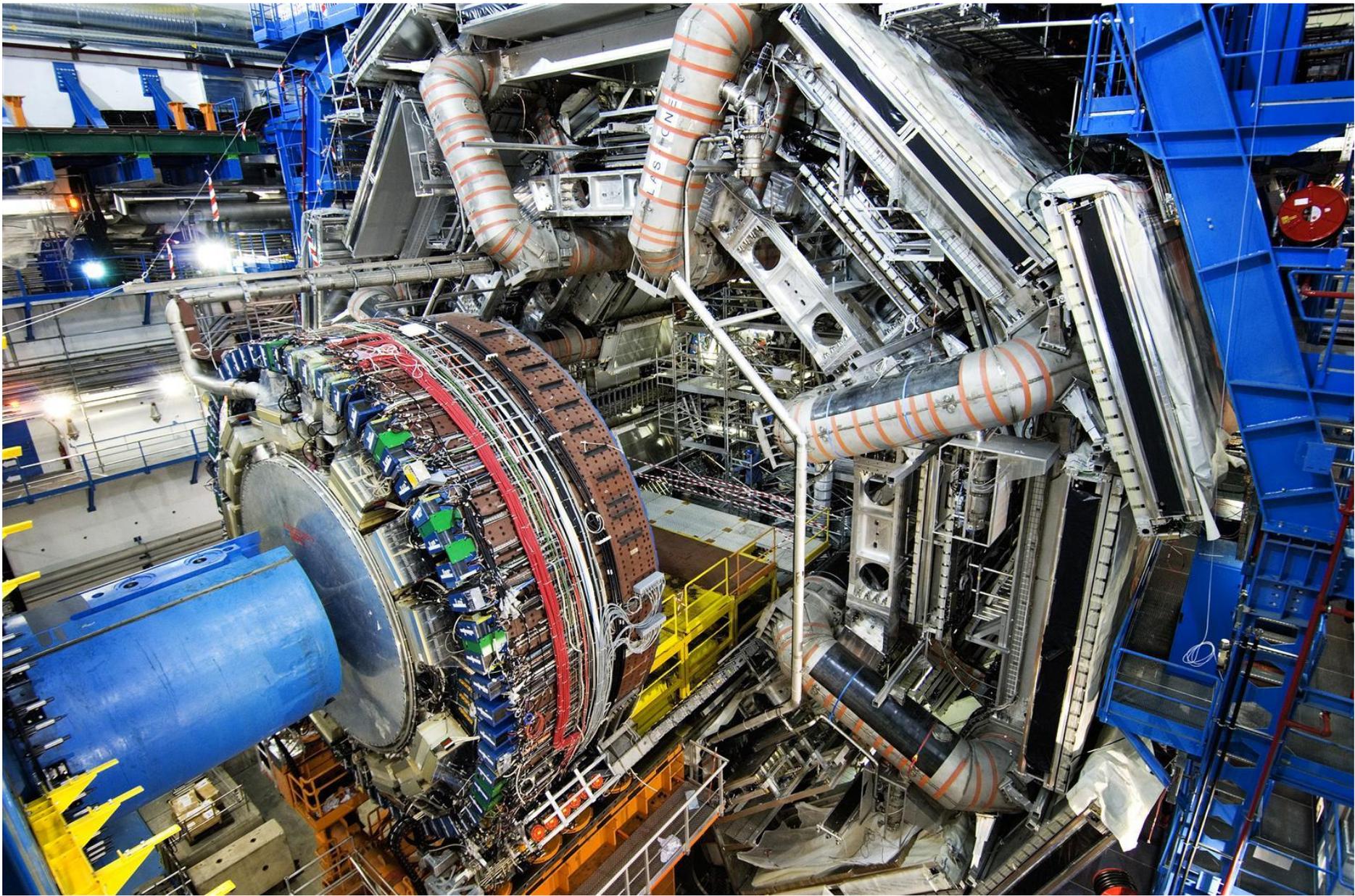


Small wheel
(直径: 約 9 m)

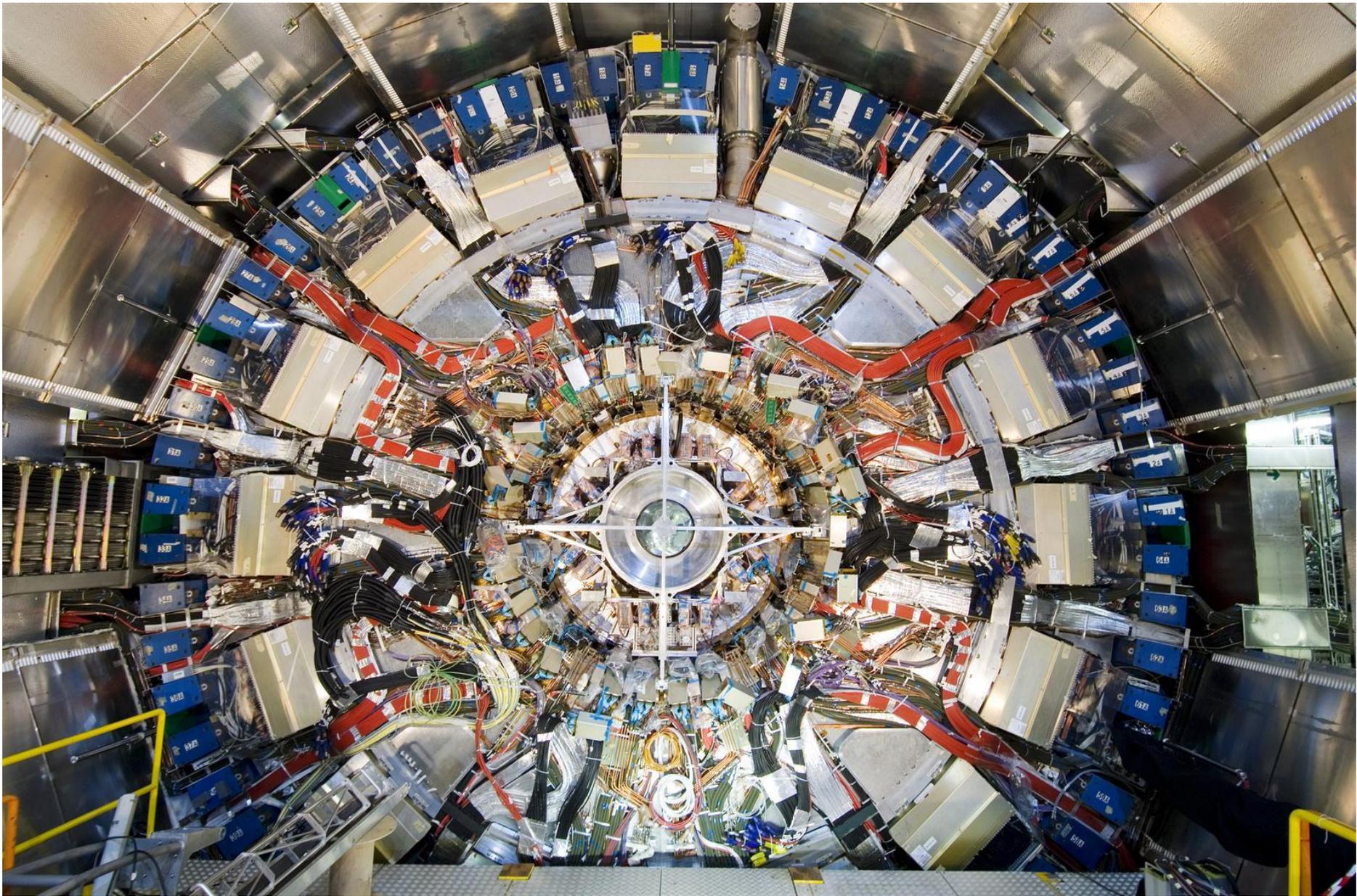
ATLAS 測定器設置 2003年から 2008年

- すべてのパーツは直径12mと18mの2つのシャフトから搬入
- 一番重いものは 280 t

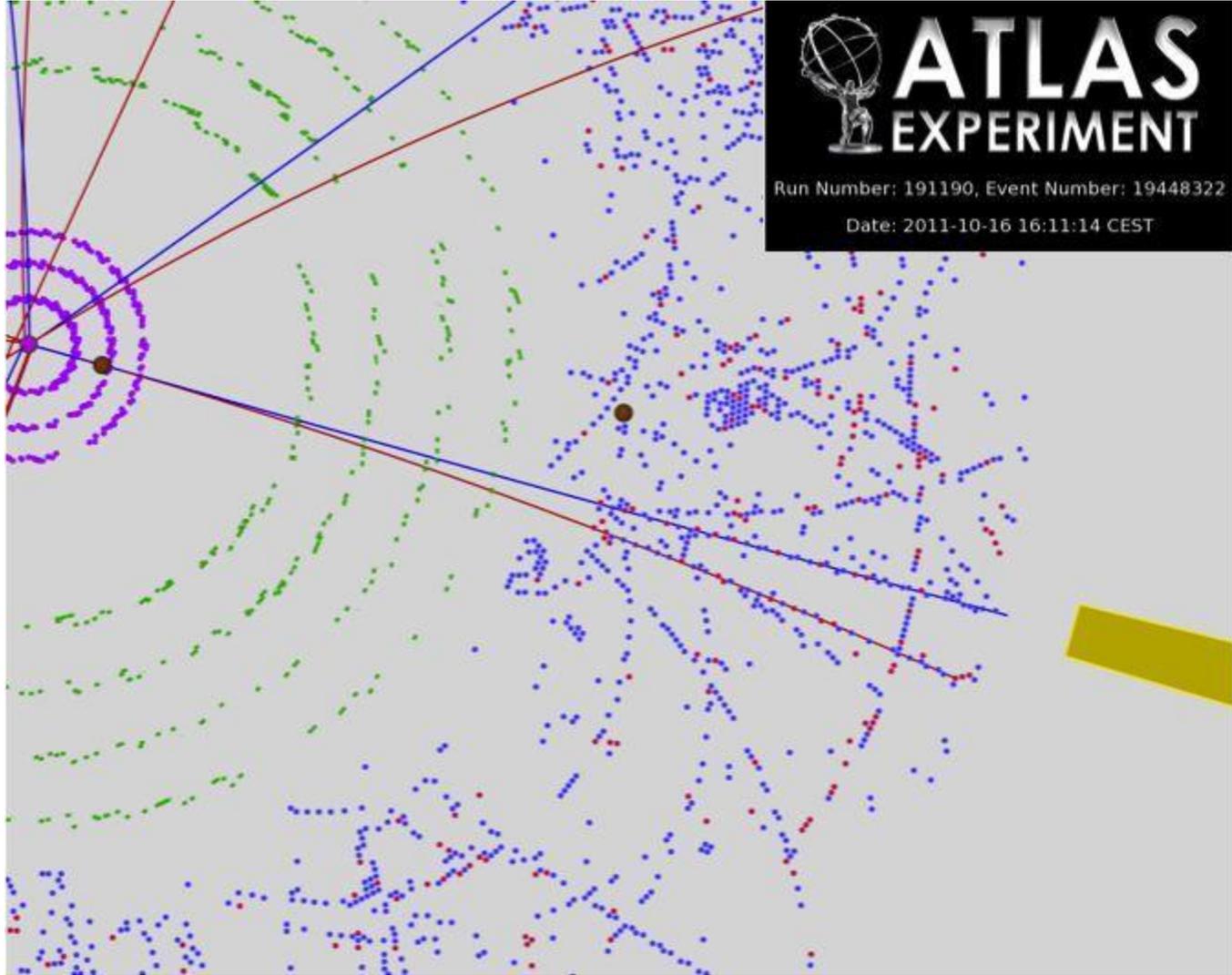




The ATLAS detector is seen during assembly from the cavern wall. A calorimeter, a muon wheel and the toroid magnets are moved into place.
Photograph: Claudia Marcelloni Date: 30 May 2007



The first ATLAS Inner Detector End-Cap after complete insertion within the Liquid Argon Cryostat.
Photograph: Claudia Marcelloni; Max Brice Date: 30 May 2007

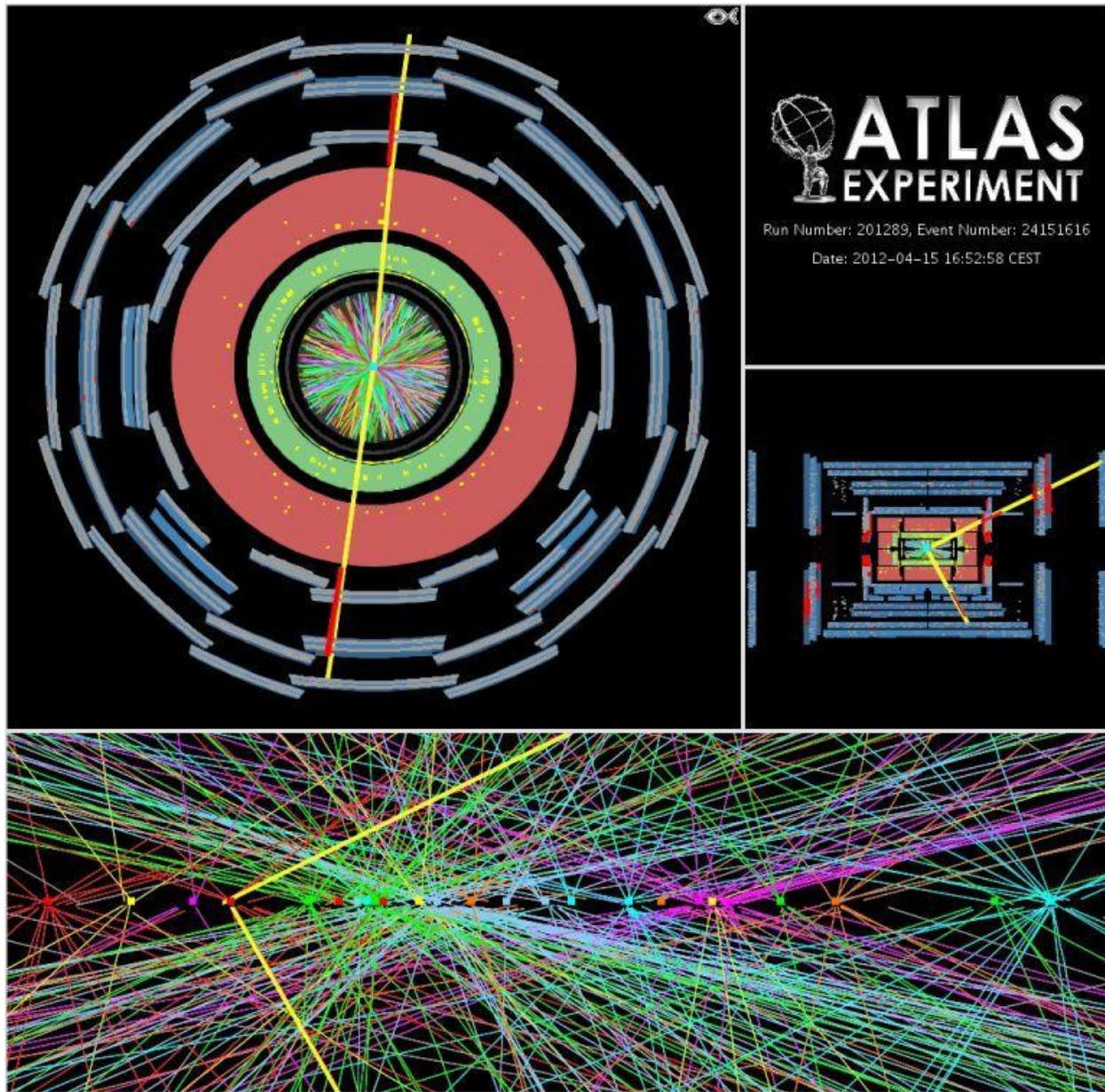


ATLAS EXPERIMENT

Run Number: 191190, Event Number: 19448322

Date: 2011-10-16 16:11:14 CEST

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



A candidate Z boson event in the dimuon decay with 25 reconstructed vertices.

標準模型が予言するヒッグス粒子とは

標準理論におけるヒッグス(Higgs)粒子

ヒッグス場はなぜ必要か？

- QEDの基礎方程式がゲージ対称性を持つことによりくりこみ可能 (renormalizable) になり計算上の発散を回避できる

- 電磁相互作用と弱い相互作用は電弱相互作用として統一される (gauge group は $SU_L(2) \times U_Y(1)$)

- ゲージ不変性の要求から ゲージボソンは質量を持つことが出来ない

- フェルミ粒子 (クォークやレプトン) の “右巻き” と “左巻き” で ゲージ変換性が異なる場合フェルミ粒子も質量を持つことができない

- しかし、現実には gauge boson も fermion も質量を持っている

この矛盾の解決方法

- 理由は基礎方程式はゲージ対称性を持っているが、真空 (エネルギーの一番低い状態) が自発的対称性の破れを起こしているためである

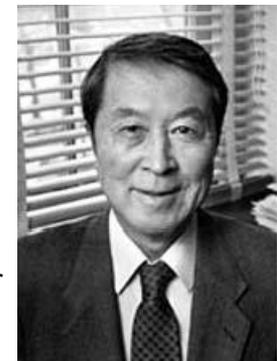
ゲージ対称性

場の位相を任意の場所で任意に変えても動方程式が変わらない。

朝永・Feynman・Schwinger, 1965
ノーベル物理学賞

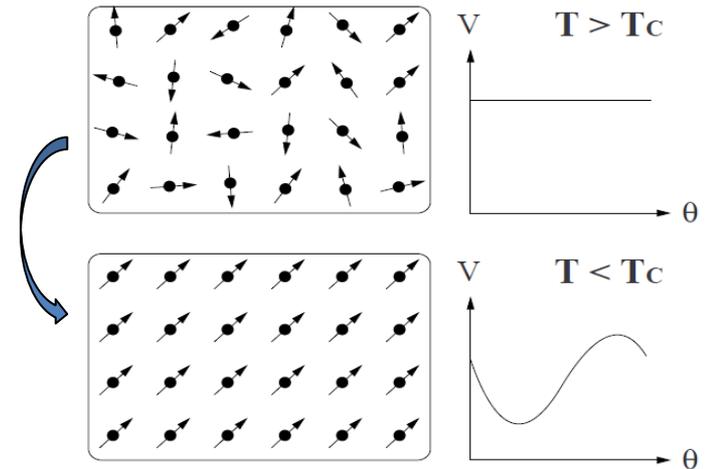


南部, 2008年
ノーベル物理学賞



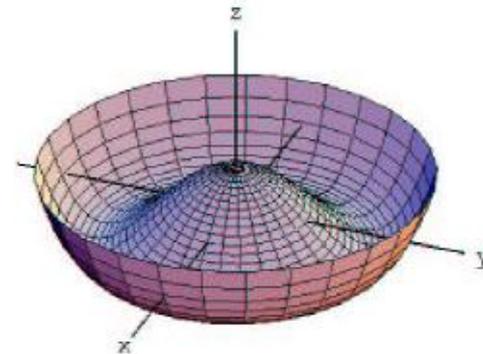
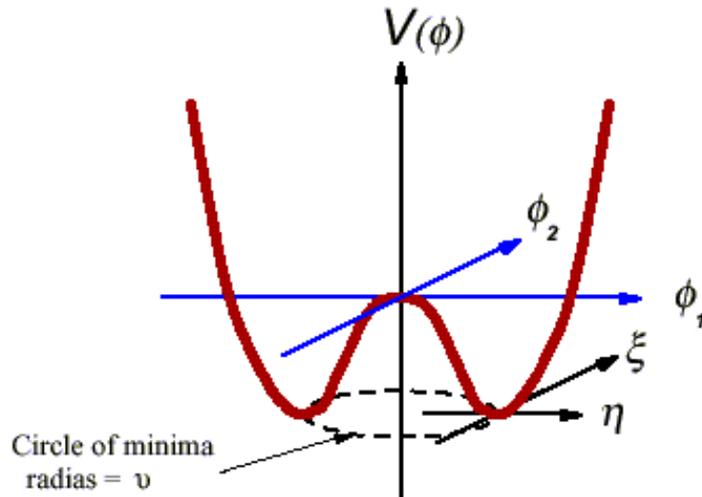
物性での「自発的対称性の破れ」の例： 強磁性体

- ・運動方程式自身には回転対称で特別の方向があるわけではない
- ・キュリー温度 T_c 以上では個々の原子の磁化の方向はバラバラである
- ・キュリー温度 T_c 以下では磁化の方向が揃うので、回転対称性が破れてしまう



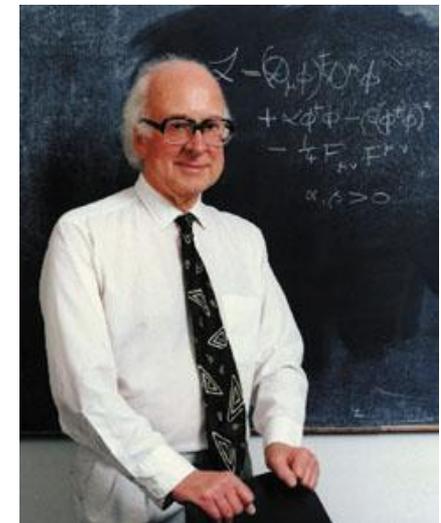
・破れは complex doublet の scalar (自由度4) 場の self-interaction により引き起こされるとする

・ **ただし、どういうメカニズムで起こるかは不明**



・ 質量ゼロの “南部・ゴールドストーンボゾン” が存在することになる

・ ヒッグスはゲージ位相の自由度を適切に選ぶことによって、自発的対称性が破れても “南部・ゴールドストーンボゾン” が発生しないことを示した



Peter Higgs (英)

BROKEN SYMMETRIES AND THE MASSES OF GAUGE BOSONS

Peter W. Higgs

 Tait Institute of Mathematical Physics, University of Edinburgh, Edinburgh, Scotland
 (Received 31 August 1964)

In a recent note¹ it was shown that the Goldstone theorem,² that Lorentz-covariant field theories in which spontaneous breakdown of symmetry under an internal Lie group occurs contain zero-mass particles, fails if and only if the conserved currents associated with the internal group are coupled to gauge fields. The purpose of the present note is to report that, as a consequence of this coupling, the spin-one quanta of some of the gauge fields acquire mass; the longitudinal degrees of freedom of these particles (which would be absent if their mass were zero) go over into the Goldstone bosons when the coupling tends to zero. This phenomenon is just the relativistic analog of the plasmon phenomenon to which Anderson³ has drawn attention: that the scalar zero-mass excitations of a superconducting neutral Fermi gas become longitudinal plasmon modes of finite mass when the gas is charged.

The simplest theory which exhibits this behavior is a gauge-invariant version of a model used by Goldstone² himself: Two real⁴ scalar fields φ_1 , φ_2 and a real vector field A_μ interact through the Lagrangian density

$$L = -\frac{1}{2}(\nabla\varphi_1)^2 - \frac{1}{2}(\nabla\varphi_2)^2 - V(\varphi_1^2 + \varphi_2^2) - \frac{1}{2}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}, \quad (1)$$

where

$$\nabla_\mu \varphi_1 = \partial_\mu \varphi_1 - eA_\mu \varphi_2,$$

$$\nabla_\mu \varphi_2 = \partial_\mu \varphi_2 + eA_\mu \varphi_1,$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu,$$

e is a dimensionless coupling constant, and the metric is taken as $-+++$. L is invariant under simultaneous gauge transformations of the first kind on $\varphi_1 \pm i\varphi_2$ and of the second kind on A_μ . Let us suppose that $V'(\varphi_0^2) = 0$, $V''(\varphi_0^2) > 0$; then spontaneous breakdown of $U(1)$ symmetry occurs. Consider the equations [derived from (1) by treating $\Delta\varphi_1$, $\Delta\varphi_2$, and A_μ as small quantities] governing the propagation of small oscillations

about the "vacuum" solution $\varphi_1(x) = 0$, $\varphi_2(x) = \varphi_0$:

$$\partial^\mu \{ \partial_\mu (\Delta\varphi_1) - e\varphi_0 A_\mu \} = 0, \quad (2a)$$

$$\{ \partial^2 - 4e\varphi_0^2 V''(\varphi_0^2) \} (\Delta\varphi_2) = 0, \quad (2b)$$

$$\partial_\nu F^{\mu\nu} = e\varphi_0 \{ \partial^\mu (\Delta\varphi_1) - e\varphi_0 A_\mu \}. \quad (2c)$$

Equation (2b) describes waves whose quanta have (bare) mass $2e\varphi_0 [V''(\varphi_0^2)]^{1/2}$; Eqs. (2a) and (2c) may be transformed, by the introduction of new variables

$$\begin{aligned} B_\mu &= A_\mu - (e\varphi_0)^{-1} \partial_\mu (\Delta\varphi_1), \\ G_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu = F_{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (3)$$

into the form

$$\partial_\mu B^\mu = 0, \quad \partial_\nu G^{\mu\nu} + e^2 \varphi_0^2 B^\mu = 0. \quad (4)$$

Equation (4) describes vector waves whose quanta have (bare) mass $e\varphi_0$. In the absence of the gauge field coupling ($e = 0$) the situation is quite different: Equations (2a) and (2c) describe zero-mass scalar and vector bosons, respectively. In passing, we note that the right-hand side of (2c) is just the linear approximation to the conserved current: It is linear in the vector potential, gauge invariance being maintained by the presence of the gradient term.⁵

When one considers theoretical models in which spontaneous breakdown of symmetry under a semisimple group occurs, one encounters a variety of possible situations corresponding to the various distinct irreducible representations to which the scalar fields may belong; the gauge field always belongs to the adjoint representation.⁶ The model of the most immediate interest is that in which the scalar fields form an octet under $SU(3)$: Here one finds the possibility of two nonvanishing vacuum expectation values, which may be chosen to be the two $Y=0$, $I_3=0$ members of the octet.⁷ There are two massive scalar bosons with just these quantum numbers; the remaining six components of the scalar octet combine with the corresponding components of the gauge-field octet to describe

massive vector bosons. There are two $I = \frac{1}{2}$ vector doublets, degenerate in mass between $Y = \pm 1$ but with an electromagnetic mass splitting between $I_3 = \pm \frac{1}{2}$, and the $I_3 = \pm 1$ components of a $Y=0$, $I=1$ triplet whose mass is entirely electromagnetic. The two $Y=0$, $I=0$ gauge fields remain massless: This is associated with the residual unbroken symmetry under the Abelian group generated by Y and I_3 . It may be expected that when a further mechanism (presumably related to the weak interactions) is introduced in order to break Y conservation, one of these gauge fields will acquire mass, leaving the photon as the only massless vector particle. A detailed discussion of these questions will be presented elsewhere.

It is worth noting that an essential feature of the type of theory which has been described in this note is the prediction of incomplete multiplets of scalar and vector bosons.⁸ It is to be expected that this feature will appear also in theories in which the symmetry-breaking scalar fields are not elementary dynamic variables but bilinear combinations of Fermi fields.⁹

¹P. W. Higgs, to be published.

²J. Goldstone, *Nuovo Cimento* **19**, 154 (1961);

J. Goldstone, A. Salam, and S. Weinberg, *Phys. Rev.* **127**, 965 (1962).

³P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **130**, 439 (1963).

 SPLITTING OF THE 70-PLET OF $SU(6)$

Mirza A. Baqi Bég

The Rockefeller Institute, New York, New York

and

Virendra Singh*

Institute for Advanced Study, Princeton, New Jersey

(Received 18 September 1964)

1. In a previous note,¹ hereafter called I, we proposed an expression for the mass operator responsible for lifting the degeneracies of spin-unitary spin supermultiplets [Eq. (31)-I]. The purpose of the present note is to apply this expression to the 70-dimensional representation of $SU(6)$.

The importance of the 70-dimensional representation has already been underlined by Pais.² Since

$$35 \otimes 56 = 56 \oplus 70 \oplus 700 \oplus 1134, \quad (1)$$

it follows that 70 is the natural candidate for accommodating the higher meson-baryon reso-

⁴In the present note the model is discussed mainly in classical terms; nothing is proved about the quantized theory. It should be understood, therefore, that the conclusions which are presented concerning the masses of particles are conjectures based on the quantization of linearized classical field equations. However, essentially the same conclusions have been reached independently by F. Englert and R. Brout, *Phys. Rev. Letters* **13**, 321 (1964): These authors discuss the same model quantum mechanically in lowest order perturbation theory about the self-consistent vacuum.

⁵In the theory of superconductivity such a term arises from collective excitations of the Fermi gas.

⁶See, for example, S. L. Glashow and M. Gell-Mann, *Ann. Phys. (N.Y.)* **15**, 437 (1961).

⁷These are just the parameters which, if the scalar octet interacts with baryons and mesons, lead to the Gell-Mann-Okubo and electromagnetic mass splittings: See S. Coleman and S. L. Glashow, *Phys. Rev.* **134**, B671 (1964).

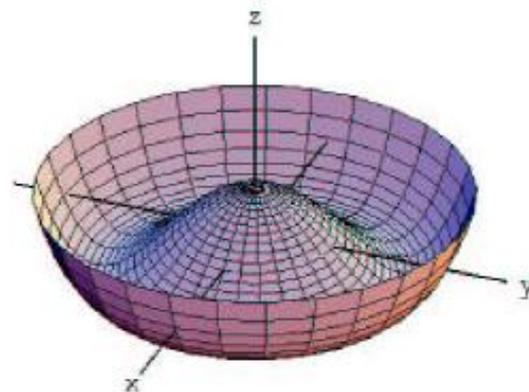
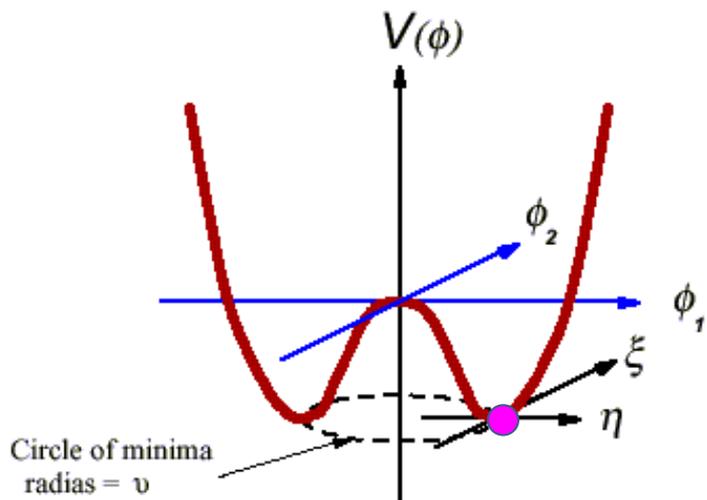
⁸Tentative proposals that incomplete $SU(3)$ octets of scalar particles exist have been made by a number of people. Such a rôle, as an isolated $Y = \pm 1$, $I = \frac{1}{2}$ state, was proposed for the κ meson (725 MeV) by Y. Nambu and J. J. Sakurai, *Phys. Rev. Letters* **11**, 42 (1963). More recently the possibility that the σ meson (385 MeV) may be the $Y = I = 0$ member of an incomplete octet has been considered by L. M. Brown, *Phys. Rev. Letters* **13**, 42 (1964).

⁹In the theory of superconductivity the scalar fields are associated with fermion pairs; the doubly charged excitation responsible for the quantization of magnetic flux is then the surviving member of a $U(1)$ doublet.

nances. Furthermore, since the $SU(3) \otimes SU(2)$ content is

$$70 = (1, 2) + (8, 2) + (10, 2) + (8, 4), \quad (2)$$

we may assume that partial occupancy of the 70 representation has already been established through the so-called γ octet³ ($\frac{1}{2}$). Recent experiments appear to indicate that some ($\frac{1}{2}$) states may also be at hand.³ With six masses at one's disposal, our formulas can predict the masses of all the other occupants of 70 and also provide a consistency check on the input. Our discussion of the 70 representation thus appears to be of immediate physical interest.



ゲージの自由度で $\phi_2 = 0$ とすることが出来る (ゲージは固定、自由度はなくなる)

$$\phi_1 = v + \eta$$

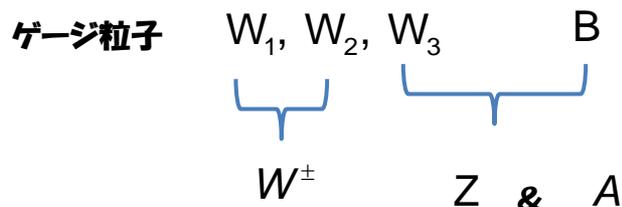
v を真空期待値という

η は谷底にいるので変化するにはエネルギーがいる
→ 質量を持っている

電弱相互作用 (グラショー・ワインバーグ・サラム)

- ・電磁相互作用と弱い相互作用は電弱相互作用として統一される
- ・ gauge group は $SU_L(2) \times U_Y(1)$
- ・ gauge 不変性の要求から ゲージ粒子 は質量を持つことが出来ない

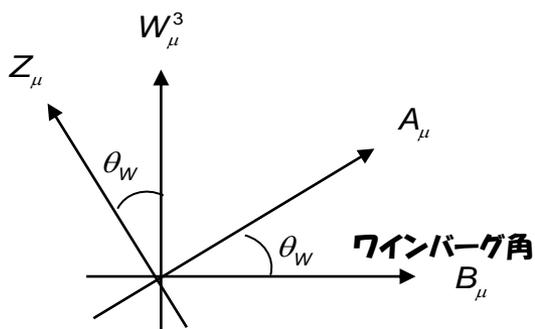
$SU_L(2) \times U_Y(1)$



$\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4$

4つのスカラー粒子

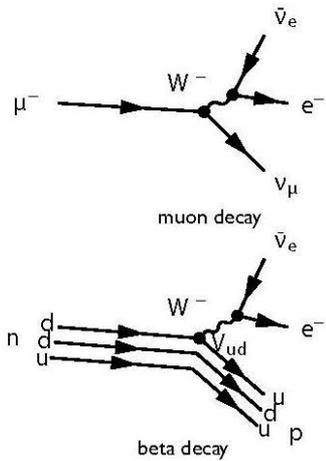
- ・この内3つはゲージの固定により消える
- ・残り1つは scalar 場の絶対値で、「真空期待値 + Higgs 場」である
- ・その自由度分が W^\pm と Z の縦波成分となる
→ W^\pm と Z は質量を持つ
- ・質量を持たない中世のゲージボソンが残る
→ 光子



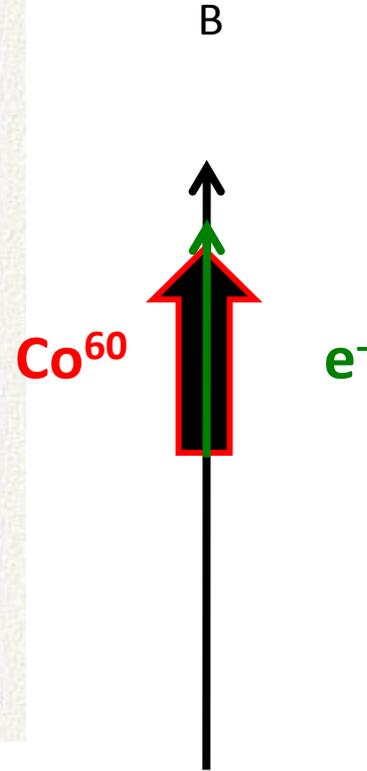
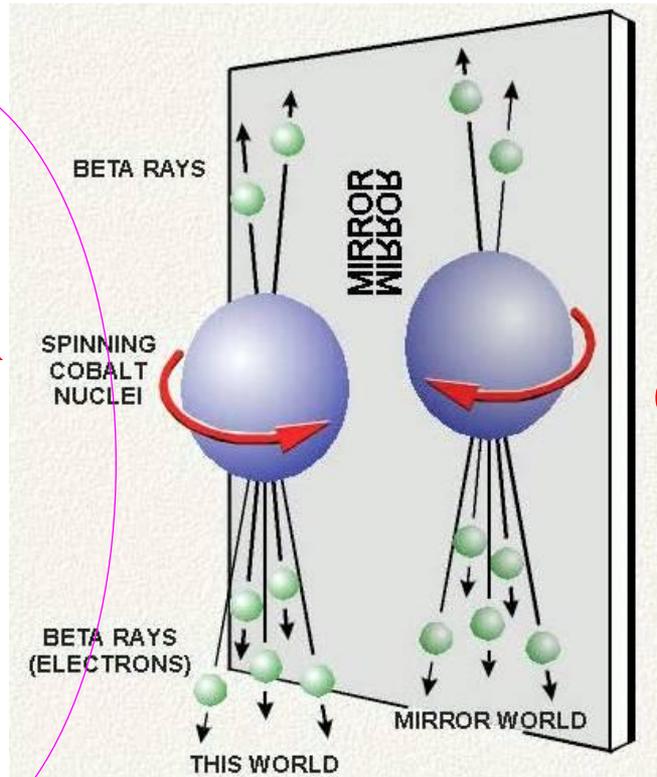
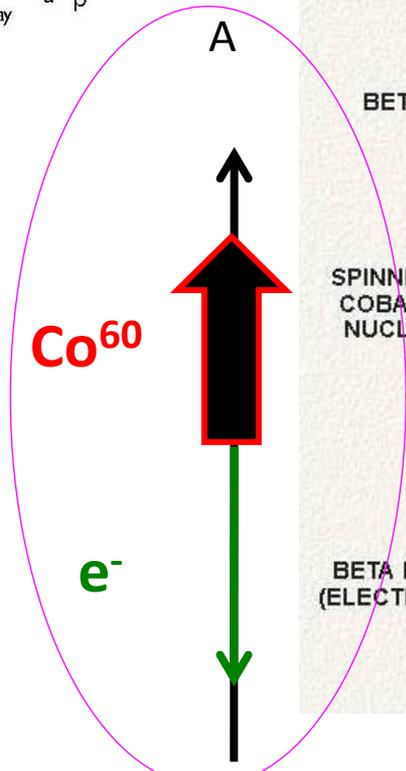
W^\pm はベータ崩壊をする荷電カレントして昔から知られていた

Z はそれまで知られていなかった中性カレント

Radioactive decays of polarized Co^{60} (Wu et al. 1957)



$$n_A \gg n_B$$



中性カレントの発見

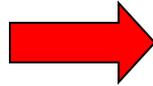
泡箱 Gargamelle @ CERN PS (1973)



(弾性散乱)

Recoil electron
energy = 400 MeV

($\bar{\nu}_\mu$ beam from π^-
decay in flight)



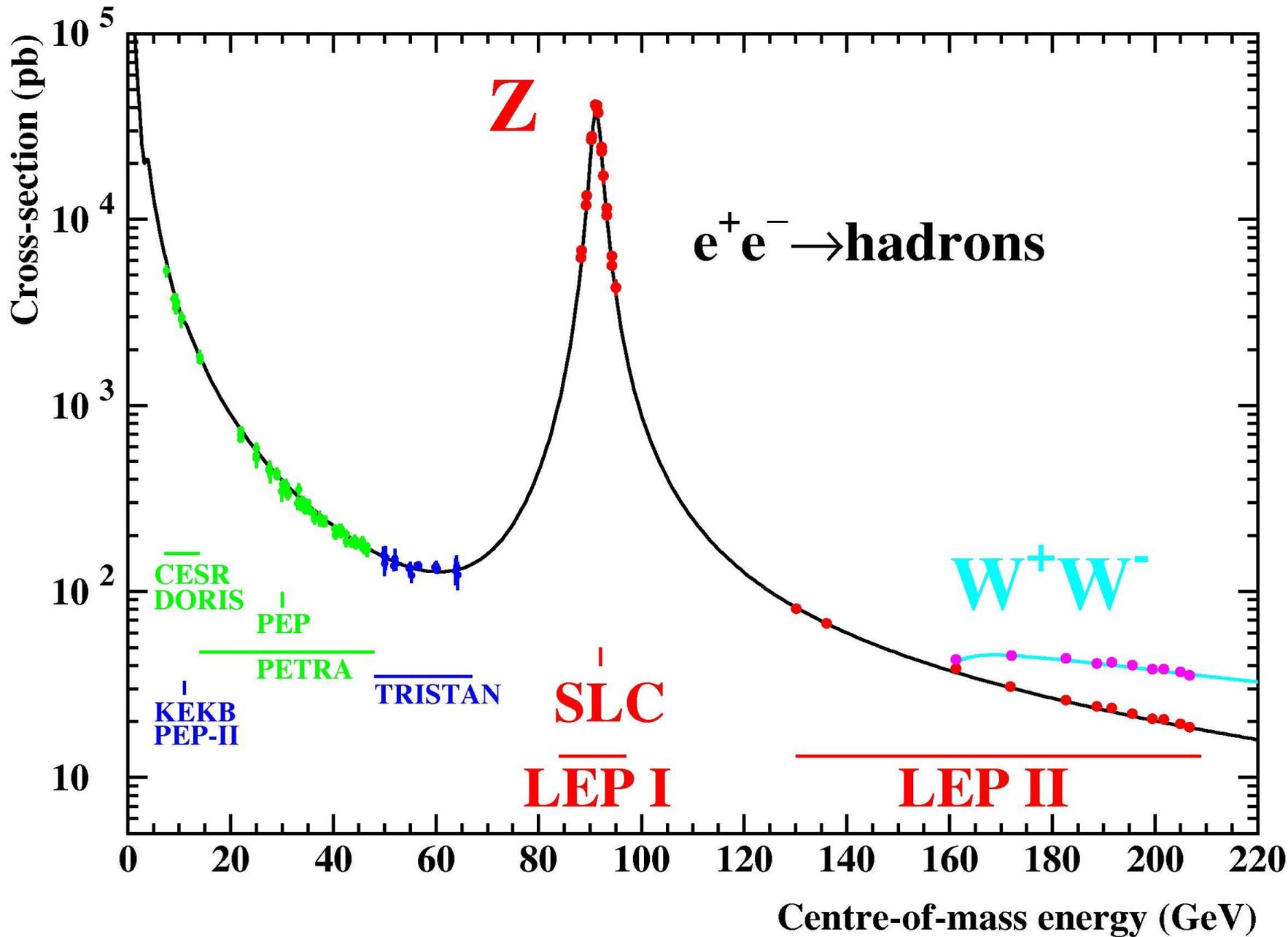
$$\begin{aligned} \sigma(\bar{\nu}_\mu e) &= \frac{G_F s}{4\pi} \left[(v_e - a_e)^2 + \frac{1}{3} (v_e + a_e)^2 \right] \\ &= \frac{G_F s}{4\pi} \left[(-1 + 2 \sin^2 \theta_W)^2 + \frac{1}{3} (2 \sin^2 \theta_W)^2 \right] \end{aligned}$$

$$\sigma(\bar{\nu}_\mu e) = 1.52 \times 10^{-39} s \text{ cm}^2 \quad (s \text{ in } \text{GeV}^2)$$

$$s = (p_\nu + p_e)^2 \approx 2m_e E_\nu$$

$$E_\nu = 1 \text{ GeV} \quad \text{とすると} \quad s \approx 10^{-3} \text{ GeV} \quad \sigma(\bar{\nu}_\mu e) \approx 1.5 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$$

非常に小さな **cross section** でしかない



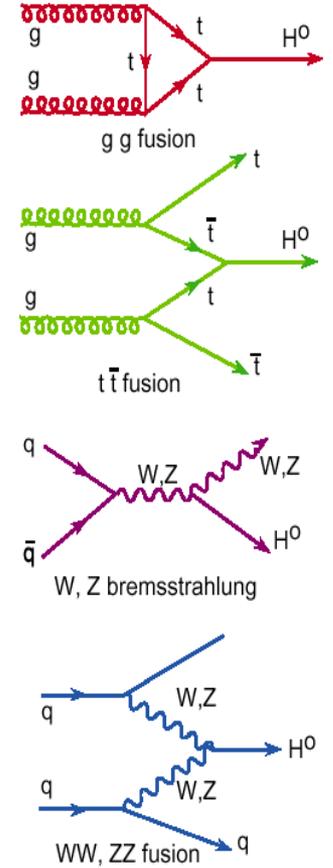
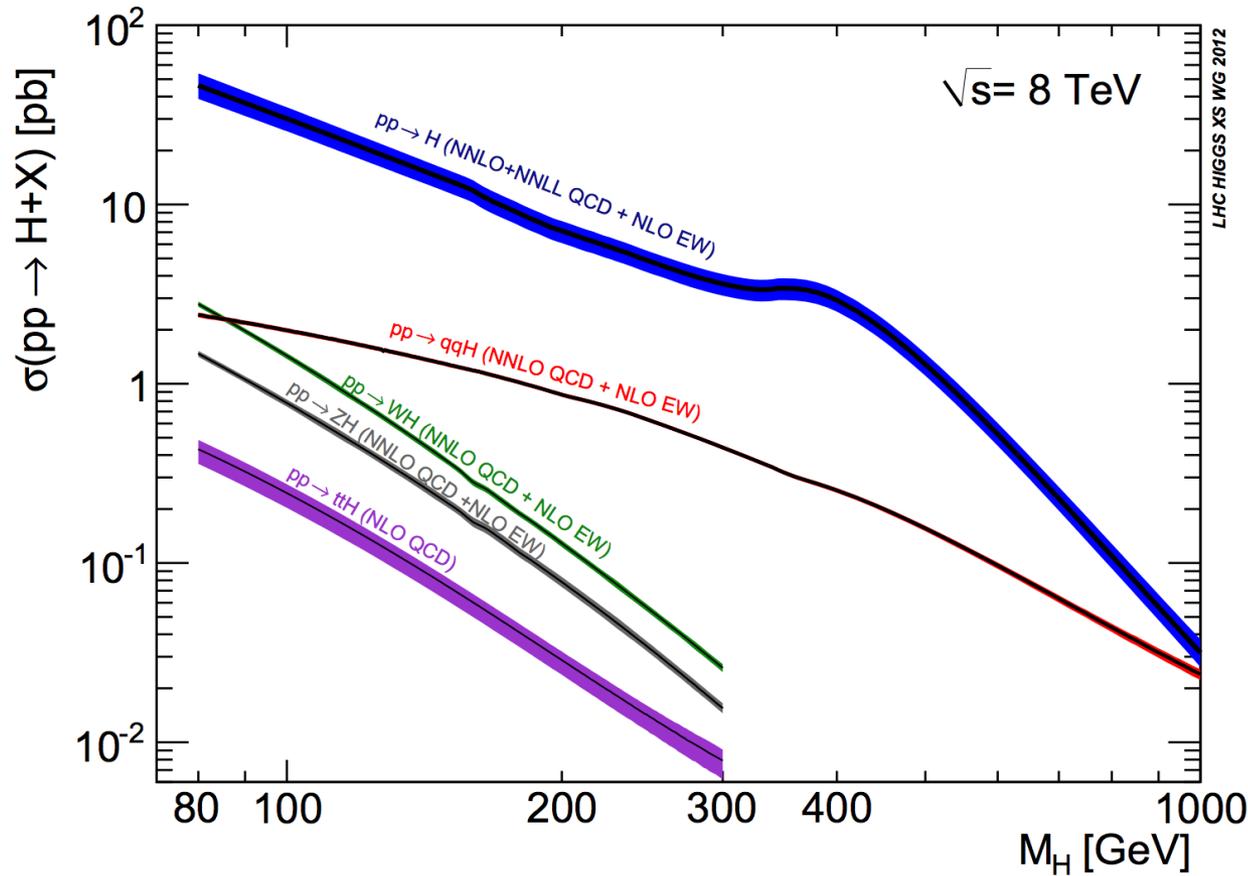
- ・現実には gauge boson も fermion も質量を持っている
- ・理由は真空が自発的対称性の破れを起こしているためである
- ・破れは complex doublet の scalar (自由度4)場の self-interaction により引き起こされる
- ・ $SU_L(2)$ の3つの gauge parameter を選ぶことにより scalar 場のうちの3つの自由度を消すことができる
- ・残り1つは scalar 場の絶対値で、「真空期待値 + Higgs 場」である
- ・真空期待値がゼロでないので、gauge boson は scalar 場との相互作用から質量を持つことになる
- ・gauge boson の質量は理論の枠組みの中で一意的に決まる
- ・3個の gauge boson (W^+ , W^- , Z) が質量を持ち、各々 helicity=0 成分を得ることになって自由度が合計3つ増えた分は、消えた scalar 場の自由度に対応する
- ・ Z と A (光子) は $SU(2)$ の中性 gauge boson と $U(1)$ の gauge boson の linear combination で表され(この回転角が Weinberg angle)、 A は massless である
- ・「自発的対称性の敗れた真空」は $U_{em}(1)$ gauge 変換に対しては破れていない (ゲージの自由度は残っている)

- Fermion の質量も fermion と scalar 場の相互作用から得られる (Yukawa coupling)
- 但しその相互作用の強さは理論の枠組みの中では決まらず、外から手で入れる
- Fermion と Higgs の相互作用は fermion の質量に比例する
- quark の質量固有状態と weak 相互作用の固有状態は異なるため、up-type から down-type quark へ変える charged current 相互作用には Cabibo-Kobayashi-Masukawa matrix が現れる

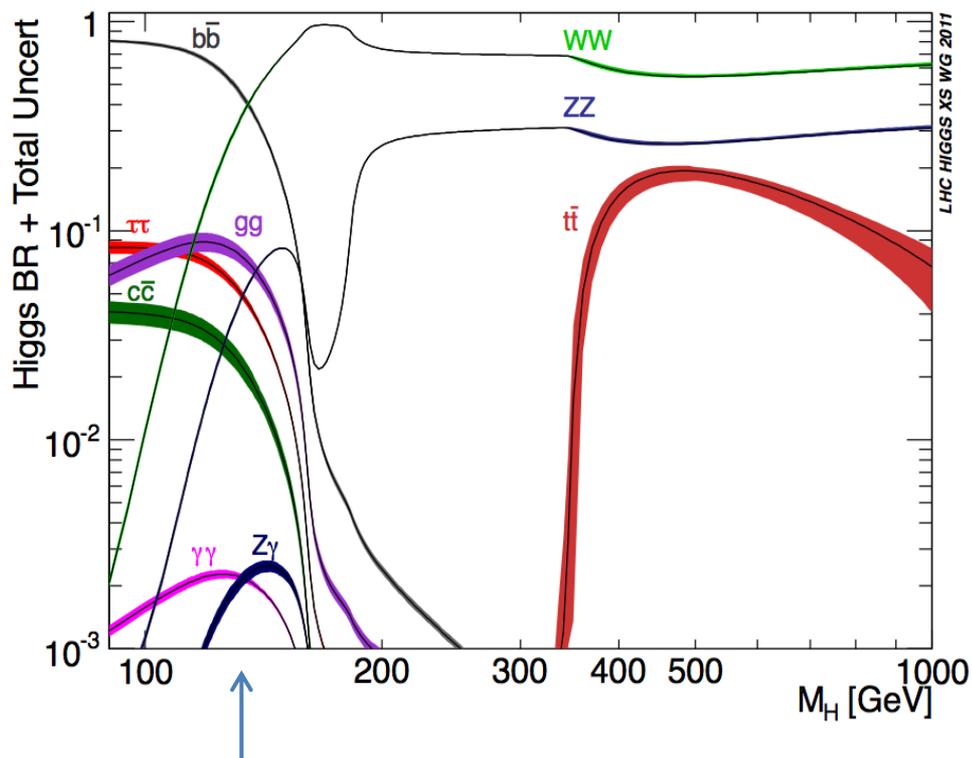


標準模型が予測するヒッグス粒子の発見

ヒッグス粒子の生成断面積



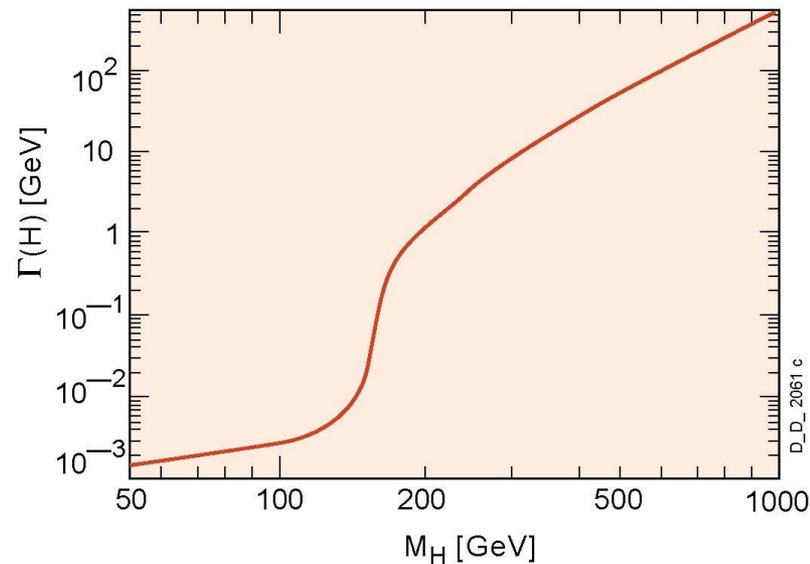
ヒッグス粒子の崩壊比率



$m_H = 125.5 \text{ GeV}/c^2$ の時

$BR(H \rightarrow ZZ) = 2.8\%$

$BR(H \rightarrow \gamma\gamma) = 0.24\%$



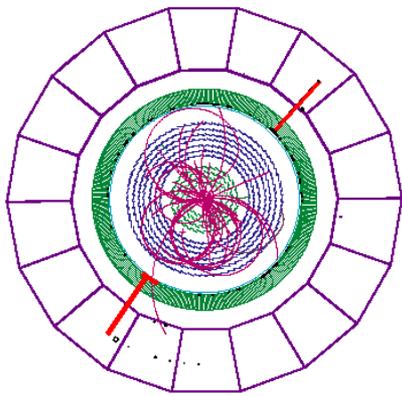
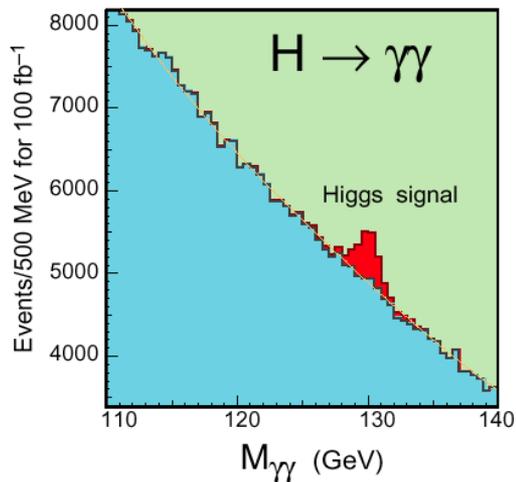
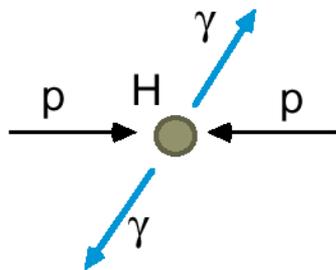
崩壊幅： 寿命に弱比例

$$\Gamma_{\text{total}} = \Gamma_{\text{WW}} + \Gamma_{\text{ZZ}} + \Gamma_{\text{bb}} + \Gamma_{\gamma\gamma} + \dots$$

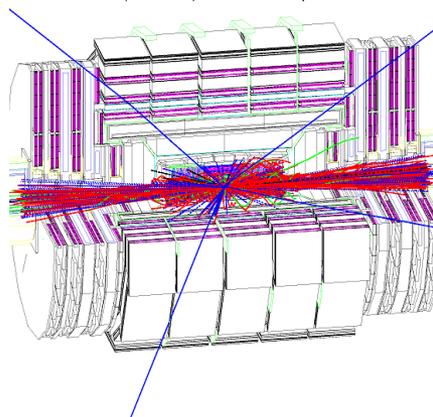
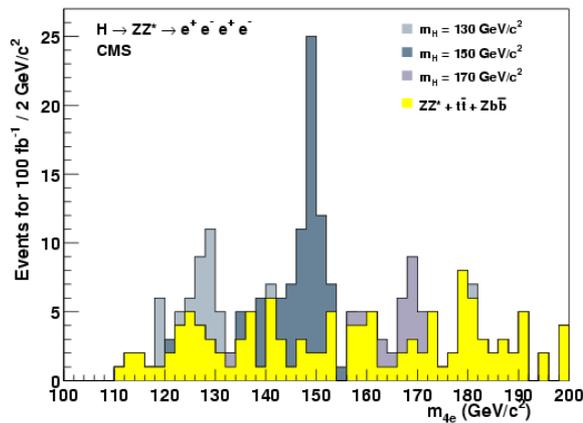
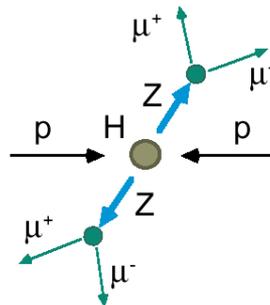
$$BR(H \rightarrow ZZ) = \frac{\Gamma_{\text{ZZ}}}{\Gamma_{\text{total}}}$$

Higgs 探索

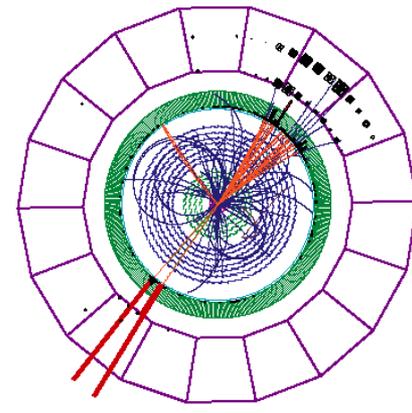
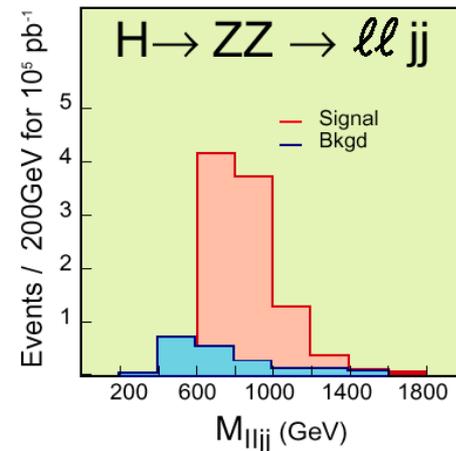
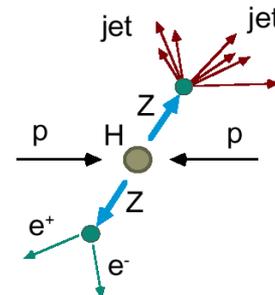
Low $M_H < 140 \text{ GeV}/c^2$



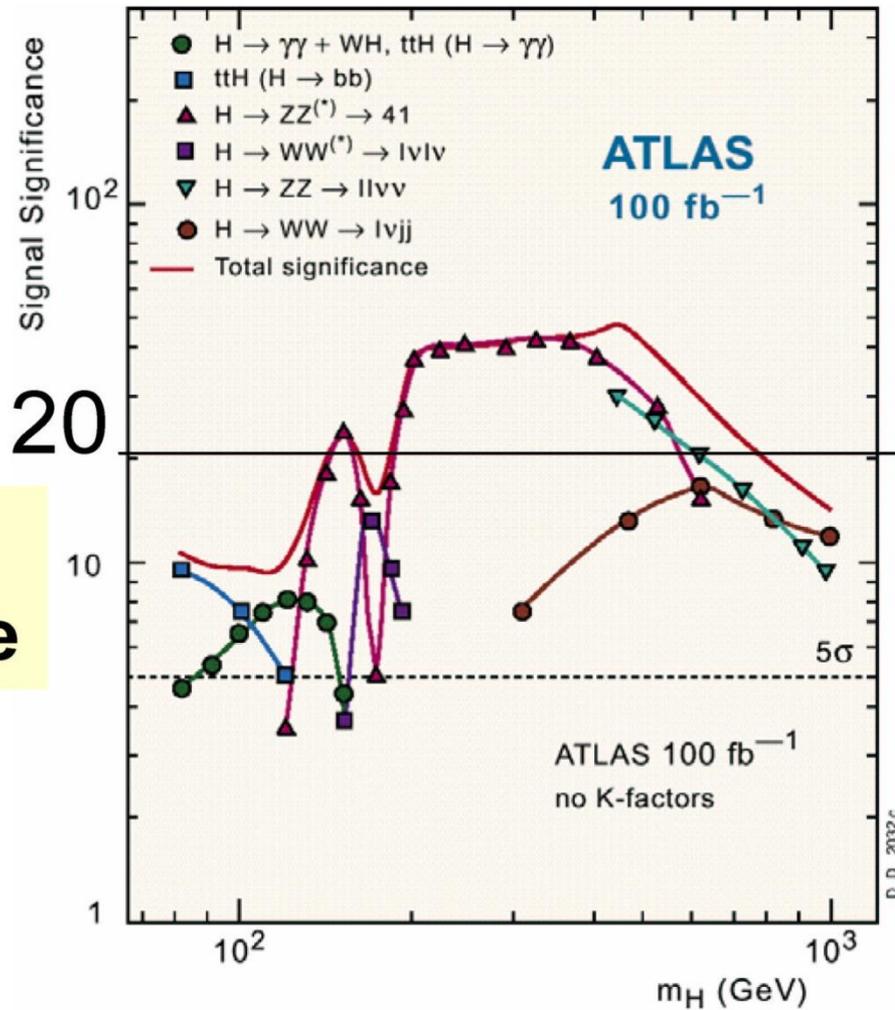
Medium $130 < M_H < 500 \text{ GeV}/c^2$



High $M_H > \sim 500 \text{ GeV}/c^2$



ヒッグス粒子発見能力



ATLAS TDR, 1999

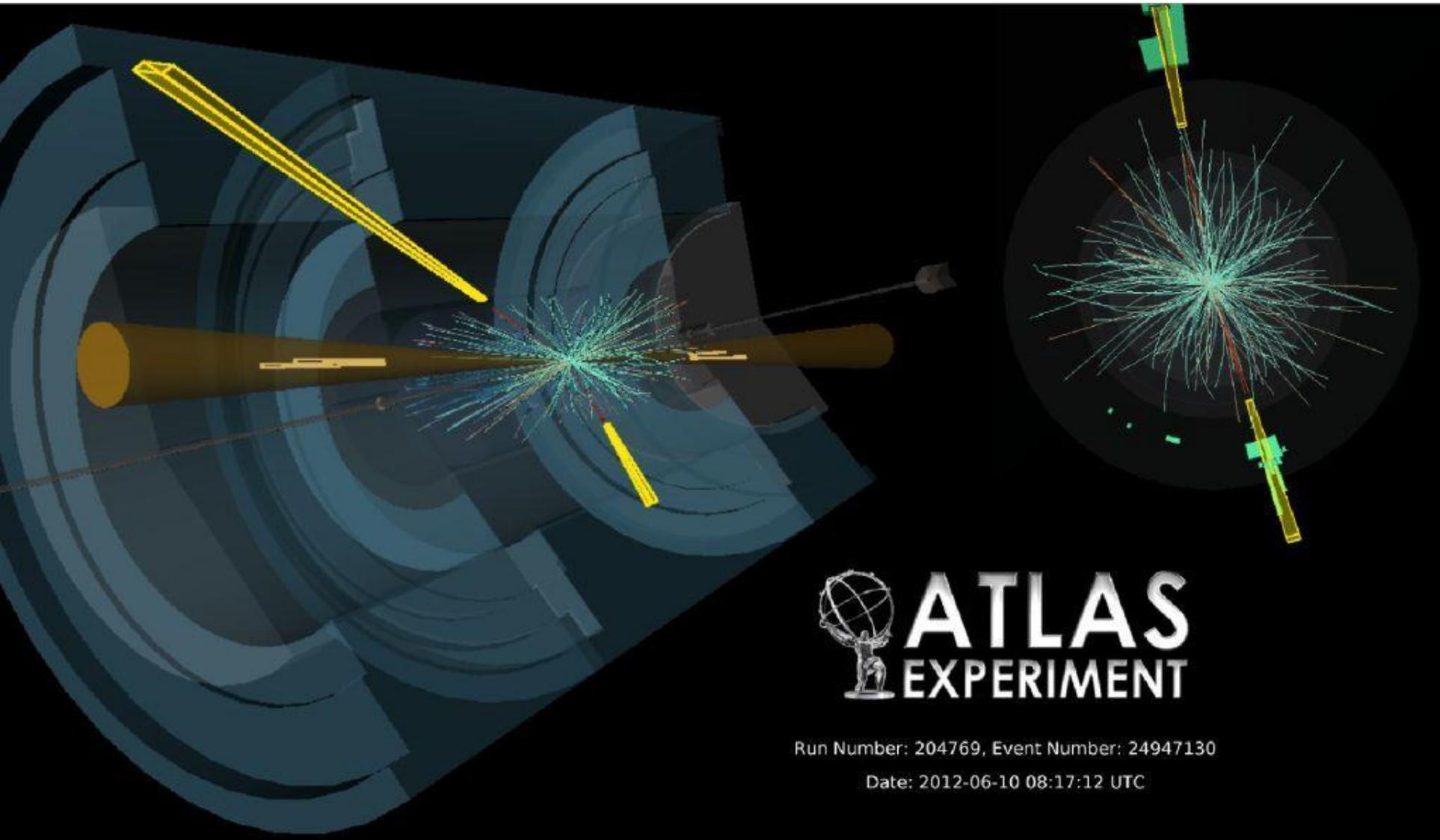
Log
scale

$5\sigma \leftrightarrow 2.8 \times 10^{-7}$

$3\sigma \leftrightarrow 1.4 \times 10^{-3}$

ヒッグス粒子の質量がどこにあっても 100 fb⁻¹ のデータで 10σ 以上で発見できる

H \rightarrow $\gamma\gamma$ VBF 候補イベント

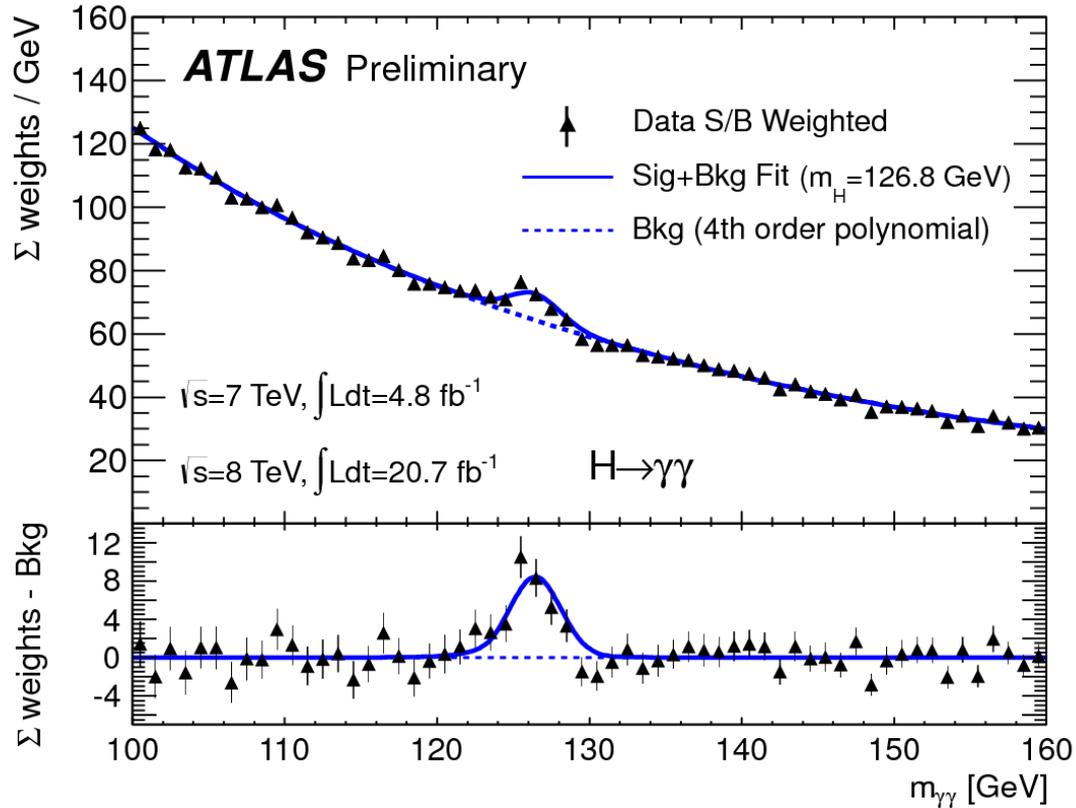


 **ATLAS**
EXPERIMENT

Run Number: 204769, Event Number: 24947130

Date: 2012-06-10 08:17:12 UTC

H → γγ



質量 $m_H = 126.8 \pm 0.2(\text{stat}) \pm 0.7(\text{syst}) \text{ GeV}/c^2$

断面積の理論値との比較

$$\frac{\sigma_{\text{experiment}}}{\sigma_{\text{SM}}} = 1.57 \pm 0.22(\text{stat}) \begin{matrix} +0.24 \\ -0.18 \end{matrix} (\text{syst})$$

どうやってヒッグス粒子の質量を求めるのか？

$$E = \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2} \quad \text{だから} \quad m^2 c^4 = E^2 - p^2 c^2$$

$$p^2 = (\vec{p})^2 = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2$$

ヒッグス粒子が2個の γ に崩壊したとすると、エネルギーと運動量の保存則から

$$E_{\text{Higgs}} = E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}$$

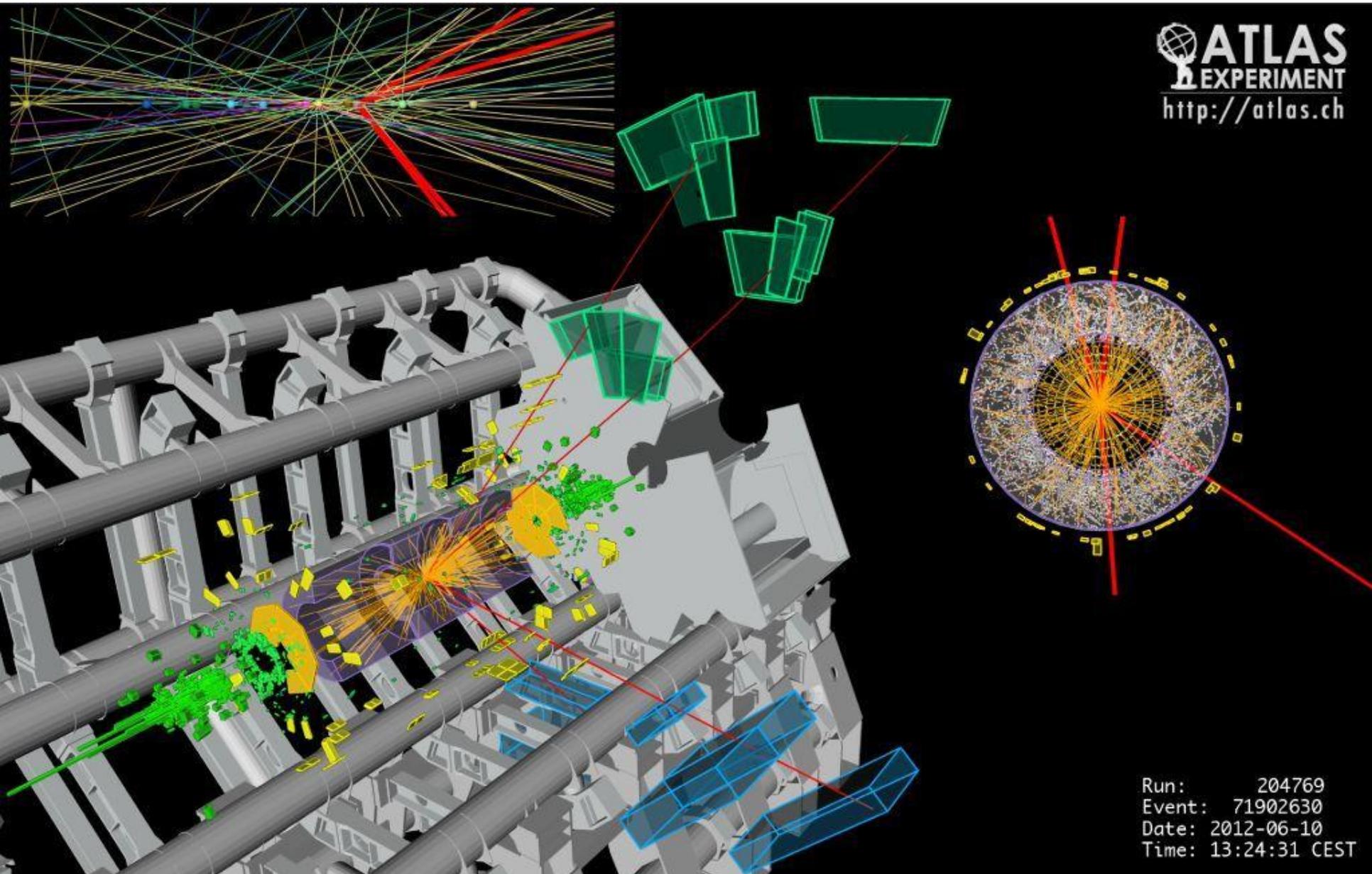
$$\vec{p}_{\text{Higgs}} = \vec{p}_{\gamma 1} + \vec{p}_{\gamma 2}$$

だから

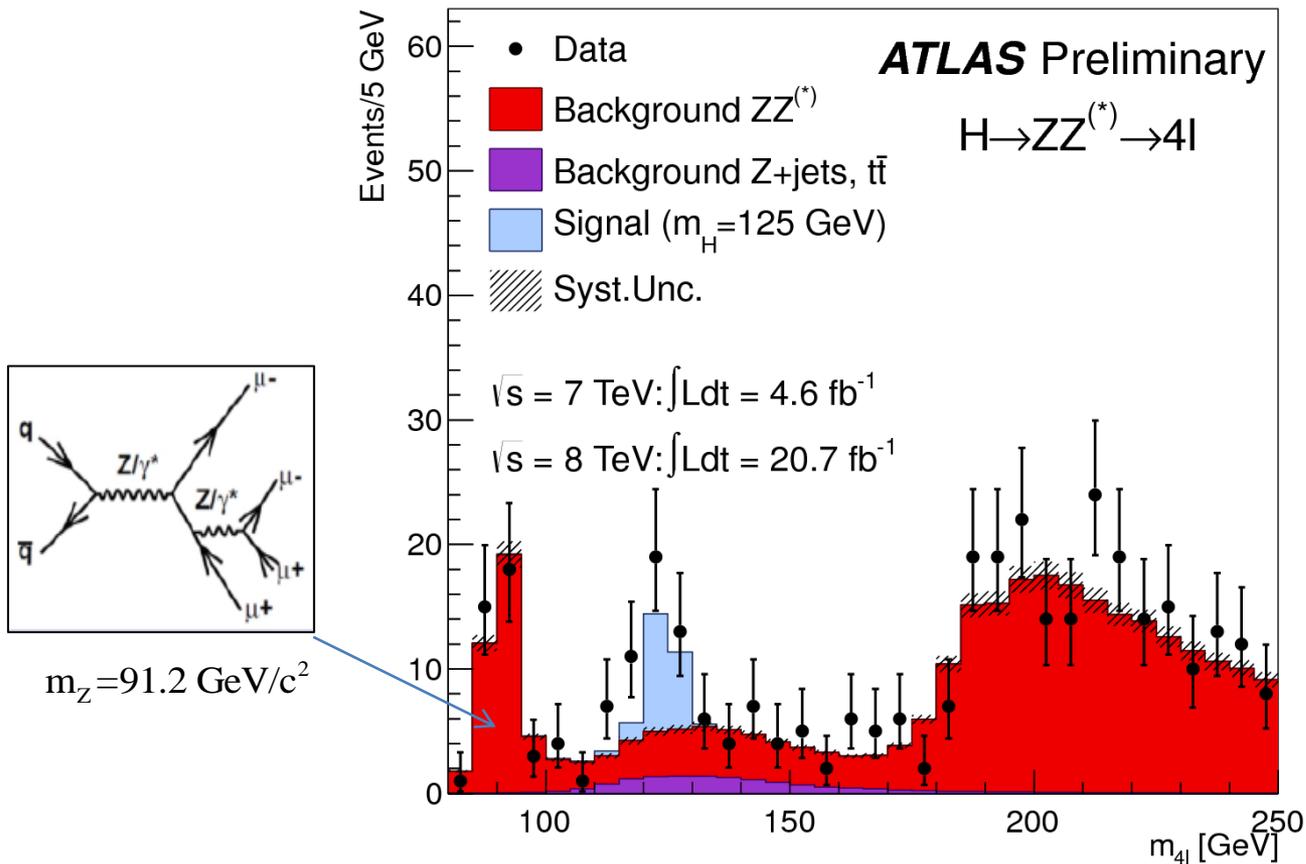
$$m_{\text{Higgs}} c^2 = \sqrt{(E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2})^2 - (\vec{p}_{\gamma 1} c + \vec{p}_{\gamma 2} c)^2}$$

- 2個の γ に崩壊する場合に限らず何個の粒子に崩壊する場合でも同様な方法が使える

H \rightarrow 4 μ 候補イベント



H \rightarrow ZZ^(*) \rightarrow 4 l



質量

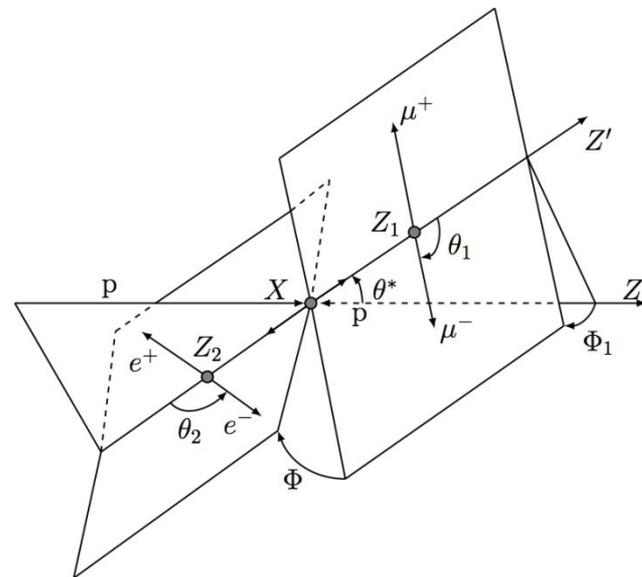
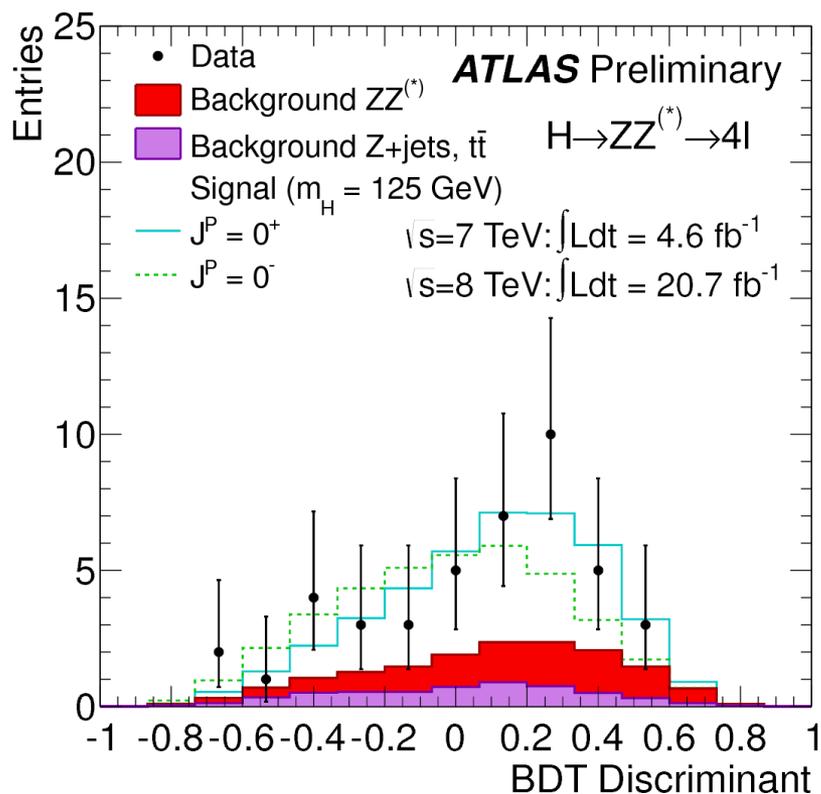
$$m_H = 124.3^{+0.6}_{-0.5} \text{ (stat)} \text{ }^{+0.5}_{-0.3} \text{ (syst)} \text{ GeV}/c^2$$

断面積の理論値との比較

$$\frac{\sigma_{\text{experiment}}}{\sigma_{\text{SM}}} = 1.7 \pm 0.5$$

スピンとパリティ

$J^P = 0^+$ と $J^P = 0^-$ の比較



- Masses of the two Z bosons
- Production angle θ^*
- Four decay angles Φ_1, Φ, θ_1 and θ_2

BDT はこれらのこれらを用いた多変数関数

$J^P = 0^+$ に良く合っている

$J^P = 0^-$ を 97.8% の確からしさで排除

まとめ

- 標準理論のヒッグス粒子として矛盾は見られない
 - 生成断面積、崩壊比率、スピンとパリティ
- ヒッグスと断定するにはさらなる精度が必要、特にフェルミオンとの結合の強さが質量に比例していることを確認する必要がある
- 標準理論ではヒッグス粒子は1個だけなのに対し例えば超対称性模型では5個
- 質量の起源についての理解は一步進んだが、まだまだ疑問は尽きない
 - フェルミオンの質量がもともとはどれもゼロだったのに、種類によってなぜこれほど違いがあるのか？
 - クォーク： u 1.5~3.3 MeV, t 173 GeV
 - レプトン： e 0.5 MeV, τ 1.78 GeV
 - ニュートリノ： < 2 eV
 - どういう相互作用がワインボトルの底のようなポテンシルを作るのか？
 - 暗黒物質の正体は？
 - ダークエネルギーの正体は？
 - 宇宙創成時にインフレーション起こした正体は？
 - 4つの力の強さがこれ程絶妙なからくりは？
 - 宇宙空間で物質だけが残ったメカニズムは？
- 今のところ超対称性粒子やその他の標準理論を越える理論が予想している粒子は見つかっていない