

„The theory ends here. We need help.

Experiments must clear up this mess.”

M. Veltman' 2003 (Nobel 1999 "for elucidating the quantum structure of electroweak interactions in physics")

Cząstka Higgsa – 2012r

Maria Krawczyk

KMMF - 12.01.2012

TEORIA MATERII

I MODELE STANDARDOWE

F. Wilczek, LEPFest, Nov.2000 (hep-ph/0101187)

Theory of Matter = $SU(2)_{I_{\text{weak}}} \times U(1)_{Y_{\text{weak}}} \times SU(3)_{\text{color}}$

The core concepts:

quantum field theory

gauge symmetry

spontaneous symmetry breaking

asymptotic freedom

the assignments of the lightest quarks and leptons

Mechanizm Brouta-Englerta-Higgsa spontanicznego naruszenia symetrii (SSB) $SU(2) \times U(1) \rightarrow$ **masy cząstek fundamentalnych**

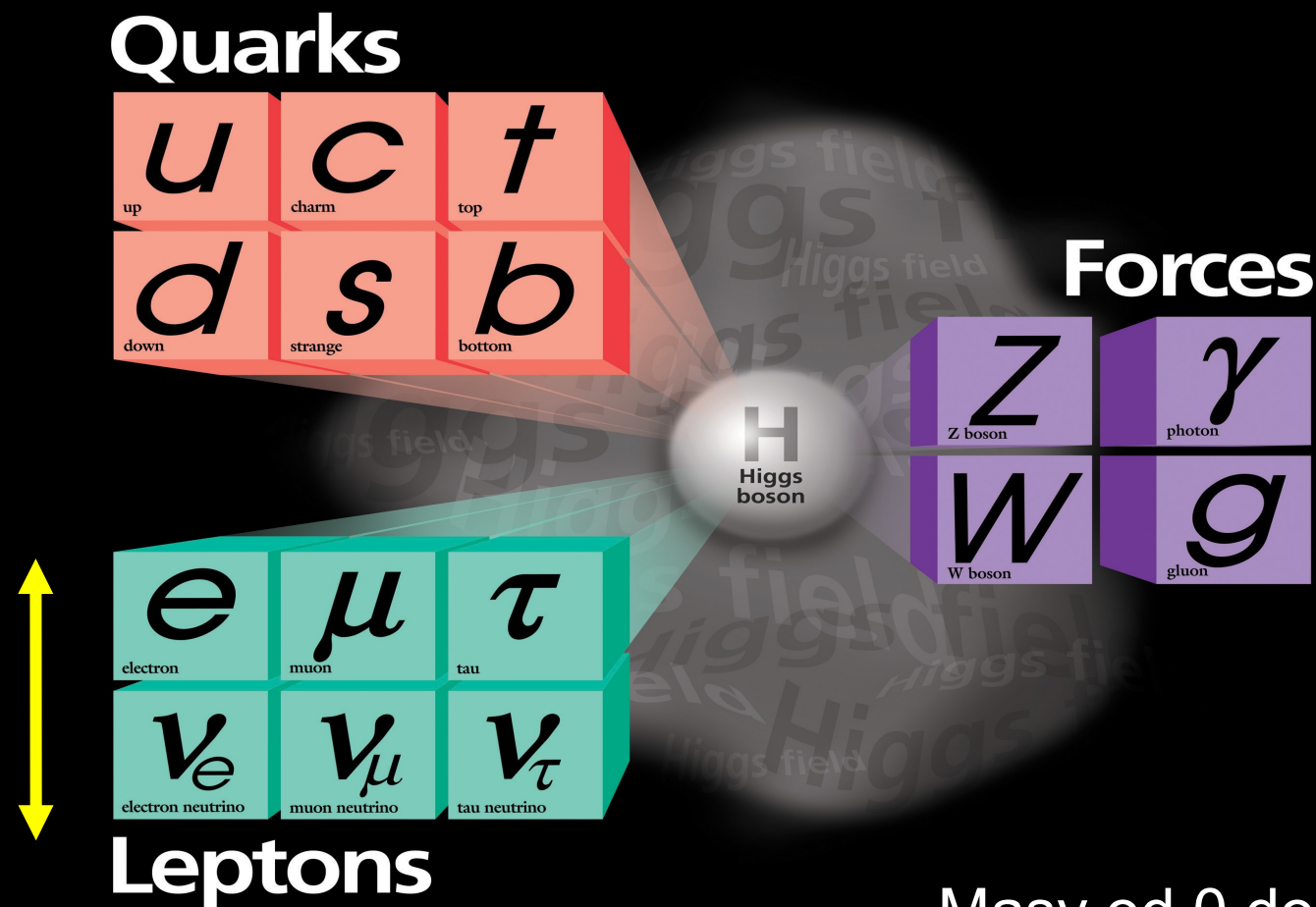
Modele Standardowe dla sektora skalarnego:

Liczba dubletów (ew. skalarów) Higgsa do ustalenia

SM=1HDM, 2HDM (jak w MSSM), 3HDM ...

Najlżejszy skalar h często typu MS (SM-like) ..

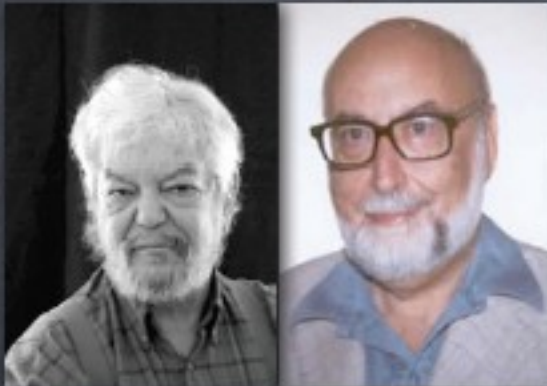
Cząstki fundamentalne w Modelu Standardowym



Masy od 0 do 175 GeV

2010 Sakurai Prize

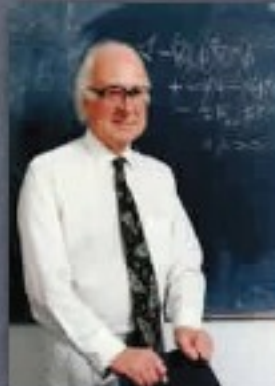
... for “elucidation of the properties of spontaneous symmetry breaking in four-dimensional relativistic gauge theory and of the mechanism for the consistent generation of vector boson masses.”



Brout

Englert

PRL 13, 321-323 (1964)



Higgs

PRL 13, 508-509 (1964)



Hagen

PRL 13, 585-587 (1964)



Guralnik



Kibble



Nambu, Nobel 2008

Za wprowadzenie SSB do fizyki cząstek elementarnych



Physique des Particules

Cosmologie

Physique Nucleaire

Astrophysique

Physique du Solide

Astronomie

Chimie-Biologie

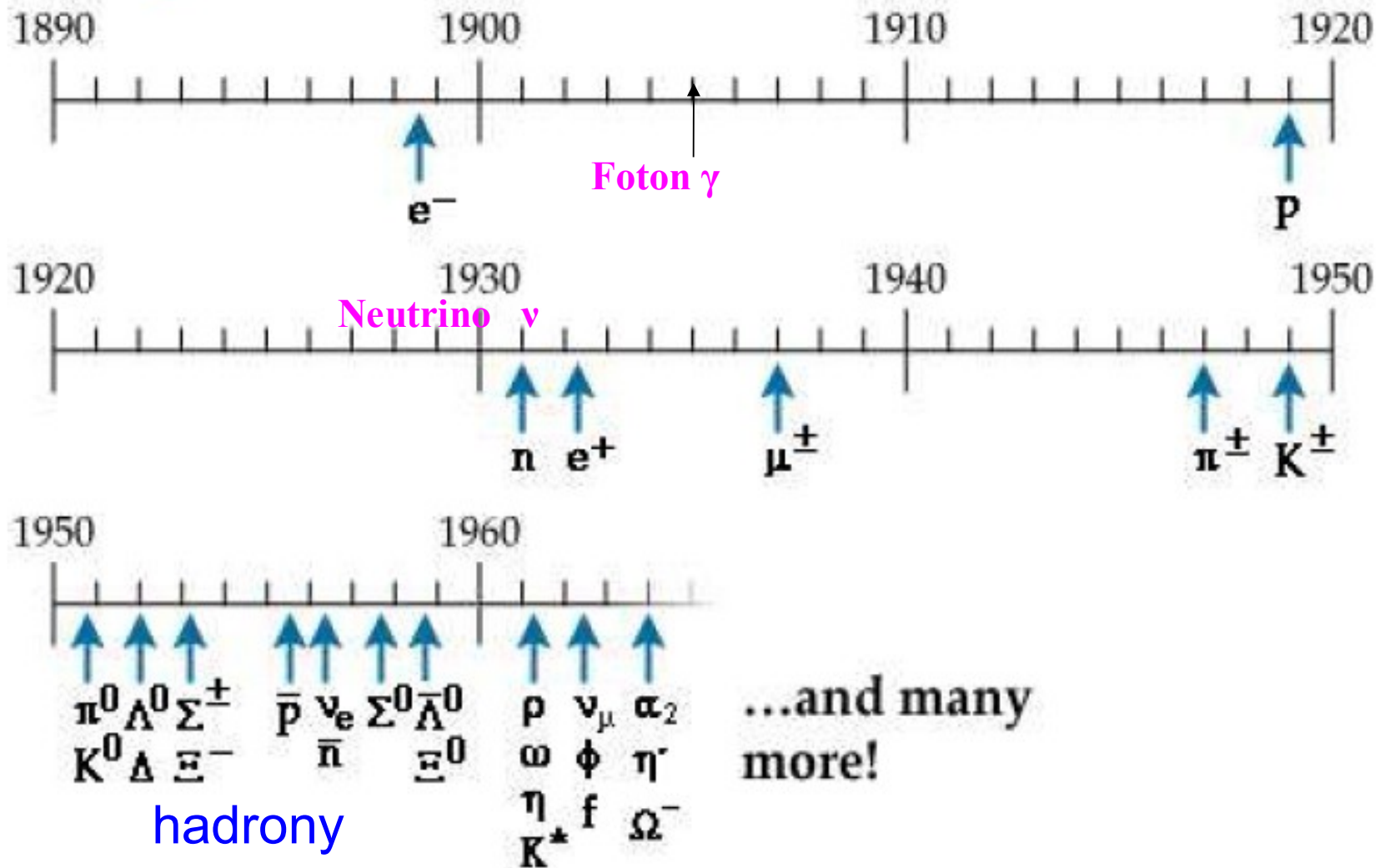
Geophysique

Mecanique

Materia



Odkrycia cząstek elementarnych 'potop' w latach 50-60 XX w



Zoo cząstek elementarnych

Definicja: cząstka elementarna to

'obserwowany' obiekt prostszy niż jądro atomowe (wyjątek stanowi najprostsze jądro H (wodoru), czyli proton, który jest cząstką elementarną.)

Cząstki elementarne – AD 2012 (<http://pdg.lbl.gov/>)
dużo (1000) i różnorodne (Zoo):

różne masy,

różne czasy życia (mogą się rozpadać !),

różne ładunki elektryczne,

różne sposoby oddziaływań,

grupowanie się w różne układy (multiplety)

Cząstki elementarne mogą być złożone (proton) !
najmniejsze składniki → cząstki fundamentalne

Cząstki elementarne i fundamentalne

- Cząstki takie jak proton p i neutron n to stany związane kwarków.
Cząstki fundamentalne (kwarki, leptyony) – cząstki bez wewnętrznej struktury
- Fizyka cząstek elementarnych zajmuje się obecnie poziomem fundamentalnym – cząstkami fundamentalnymi i ich oddziaływaniami
- Cząstki przenoszące oddziaływania fundamentalne – to też cząstki fundamentalne

Masy cząstek elementarnych

$E=mc^2$, jednostka masy = eV/ c^2 ,
zwykle pomijamy stały czynnik c^2

Neutrino – 0 ?

Elektron – 0.5 MeV

Pion (zbudowany z kwarków i antykwarków u i d) -140 MeV

Proton, neutron - 1 GeV

Istnieją cząstki masywniejsze niż proton

nawet ok 170 razy

Pochodzenie mas cząstek – nadal zagadką.

Czy masa cząstki = suma mas składników?

Bywa, ale np. tak **nie jest** dla nukleonów, pionów

Czasy życia cząstek elementarnych

- Czasy życia cząstek elementarnych τ :
cząstki trwałe:
elektron: $> 4.6 \cdot 10^{26}$ lat i proton: $> 10^{31-33}$ lat
cząstki rozpadające się b. szybko $\sim 10^{-24}$ s
cząstki rozpadające się powoli: $10^{-6} - 10^{-8}$ s
(mion $2 \cdot 10^{-6}$ s, piony naładowane $2.6 \cdot 10^{-8}$ s)
- Prawdopodobieństwo rozpadu małe, gdy
czas życia długi i odwrotnie

Rozpady cząstek elementarnej

Rozpad cząstki to swobodne przejście do innego stanu (nie rozpad na składniki cząstki złożonej)

Np. **rozpad neutronu czyli rozpad β** :

neutron(**ddu**) $\rightarrow$ proton(**uud**) + elektron + **'coś'**

(czas życia swobodnego neutronu 886 s = 14,8 min)

1914 J. Chadwick: w rozpadzie β energia elektronu zmienna, więc to nie może być rozpad na dwie cząstki (z prawa zachowania energii i pędu)

N. Bohr – może energia się nie zachowuje?

W. Pauli 1931 (*..bez wiary*) - może 'coś' bez masy i ładunku

E. Fermi 1932 - nazwa **neutrino** (*włoski: neutralne maleństwo*)

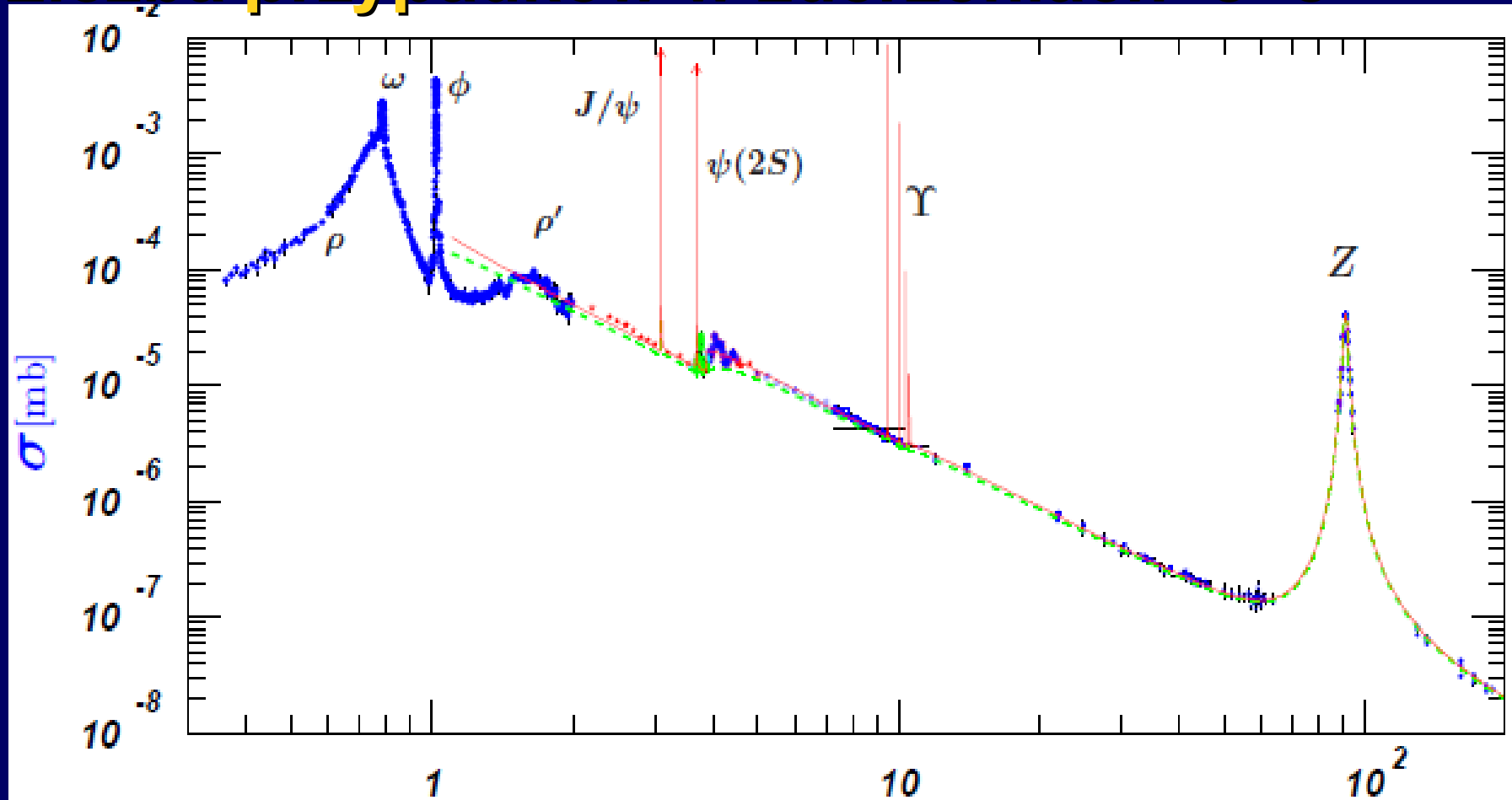
Produkcja cząstek elementarnych

W zderzeniach cząstek danego typu może nastąpić produkcja dwóch, trzech,..N cząstek
- zawsze w zgodzie z zasadą zachowania energii i pędu

Energia zderzenia może się zamienić całkowicie na energię spoczynkową jednej nowej cząstki, zgodnie z $E=mc^2$ - produkcja rezonansowa -

tak odkryto wiele cząstek

Liczba przypadków w zderzeniach e^+e^-



Rezonans:

energia zderzenia (GeV) = masa cząstki
szerokość linii rezonansowej $\Gamma \sim 1/\tau$

Hadrony – stany związane kwarków

Hadrony

Bariony
3 kwarki (np. p, n)

Mezony
kwark-antykwar
(np. piony)

Hadron- gruby, mocny

mezon - pośredni

Leptony- elektron, mion, taon i ich neutrina

muon (1937r - „*Who ordered that? I. Rabi*”),

taon (odkrycie 1975r M. Perl, Nobel 1995)

i ich neutrina (neutrino mionowe M. Schwartz, L. Lederman i J.
Steinberger 1962r; neutrino taonowe odkrycie – 2000r)

(lepton - „lekki”)

Liczby leptonowe...

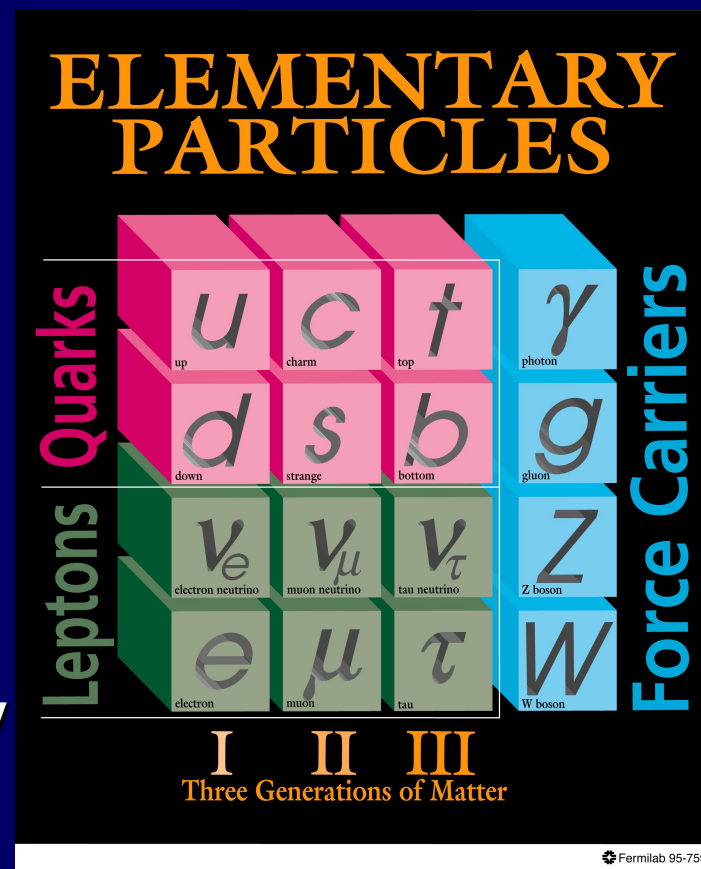
W Modelu Standardowym neutrina bezmasowe

Masy kwarków i leptonów

■ Masy:

u	c	t
3 MeV	1.25 GeV	172 GeV
d	s	b
7 MeV	150 MeV *	4.5 GeV

ν_e	ν_μ	ν_τ
$<5 \cdot 10^{-6}$ MeV	<0.27 MeV	<31 MeV
e (elektron)	μ (mion)	τ (taon)
0.511 MeV	105.7 MeV	1.78 GeV



NEUTRINO

"Zrobiłem straszną rzecz. Zapostulowałem istnienie cząstek, które nie mogą być odkryte..." - W. Pauli

1930: Pauli → nazwa *neutron*, masa zero, zakład o skrzynkę szampana, że nie zostanie odkryta

1933: Fermi → teoria rozpadu beta i nazwa **neutrino**

Neutrina bardzo słabo oddziałują – musimy liczyć na bardzo dużą ich liczbę, żeby jakiemuś zdarzyło się oddziałać.

Lata 50-te XX w - w reaktorach atomowych zachodzi wiele rozpadów beta i powstaje bardzo dużo antyneutrin elektrycznych. Zmuszenie tych neutrin do określonego oddziaływania (odwrotny proces beta) w wodzie → odkrycie Reines, Cowan

W 1956 Pauli przysłał skrzynkę szampana...

Źródła neutrin

Sztuczne: reaktory 5×10^{20} neutrin /s
(również wybuchy jądrowe)

Słońce: 2×10^{38} neutrin /s
(w kierunku Ziemi 60 mld neutrin/cm²/s)



Ziemia (naturalna promieniotwórczość):
80 mln neutrin/cm²/s

Wielki Wybuch, supernowe itp

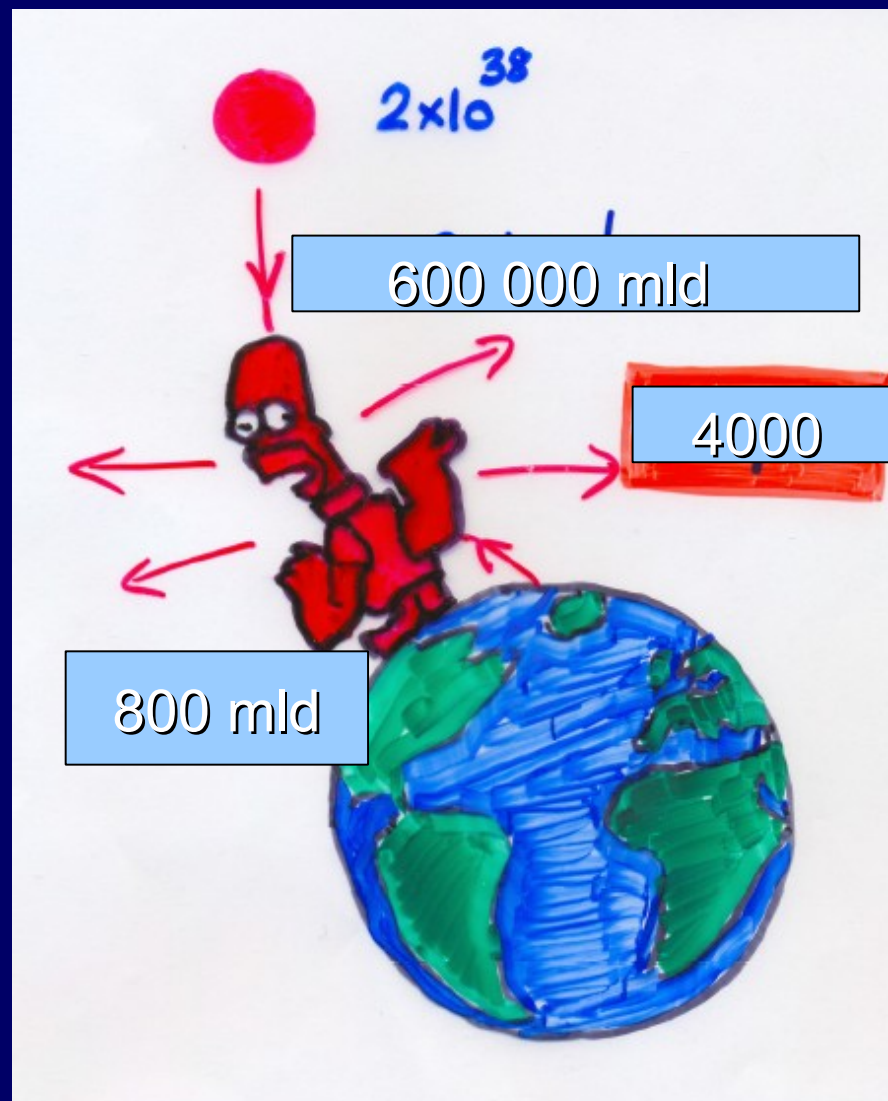
My sami !?

Poniżej neutrina i antyneutrina określam jako neutrina, o ile nie prowadzi to do nieporozumień

Nasze ciało

W ciągu 1 sek
dociera do naszego
ciała (1 m² powierzchni)

- 600×10^{12} neutrin ze Słońca
- 800×10^9 neutrin z Ziemi
- My też produkujemy
4000 neutrin
(340 mln neutrin dziennie)



(20 g potasu ^{40}K , radioaktywność β , 340 mln neutrin dziennie)

Model Standardowy

oddz. fundamentalne i lokalne symetrie

- Elektromagnetyczne: nośnik- bezmasowy foton;
grupa $U(1)_{em}$ [oddz. ze stałą sprzężenia e]
- Słabe (fundamentalne np. $d \rightarrow u e^-$ antyneutrino el.)
e-m i fundamentalne słabe: wspólny opis = elektrosłabe (EW)
nośniki: masywne bozony W^+, W^-, Z oraz bezmasowy γ ;
grupa $SU(2)_{I_{weak}} \times U(1)_{Y_{weak}}$ $Q = (I_{weak})_3 + Y_{weak} / 2$
[$SU(2)$: stała sprzężenia g_w i $U(1)$: stała sprzężenia g'
związek z stałą e : $1/g_w + 1/g' = 1/e$]
- Silne (kolorowe między kwarkami i gluonami);
bozony cechowania – bezmasowe gluony;
grupa $SU(3)_{color}$ [stałe sprzężenia g_s]

$$SU(2)_{I_{weak}} \times U(1)_{Y_{weak}} \times SU(3)_{color}$$

Lokalna symetria wzg. zmiany fazy a masa bozonów cechowania

Bozony cechowania muszą być bezmasowe, aby
kompensować wszędzie efekt zmiany fazy fermionów
Tylko bezmasowe bozony mają nieskończony zasięg,
ale przecież wiemy, że W/Z są masywne $\sim 80-90$ GeV

*Chcemy symetrię cechowania w opisie oddz.
i masywne bozony cechowania $W^{+/-}$ i Z .*

*Symetria cechowania $SU(2) \times U(1)$ wymaga aby
również fermiony były bezmasowe – oddz.słabe
działają tylko między lewoskrętnymi stanami fermionów*



Dublet pól skalarnych (dublet Higgsa)

- Bezmasowe bozony o spinie 1 mają tylko dwa stany spinowe (polaryzacyjne) $-1, +1$ tak jak foton !
- Masywne bozony o spinie 1 mają trzy stany $-1, 0, +1$
- Musimy coś dodać do zestawu fundamentalnych pól w Modelu Standardowym, gdyż brakuje nam „tych stanów” (stopni swobody) dla zbudowania masywnych bozonów W^+, W^- i Z
- W Modelu Standardowym dodajemy dublet pól skalarnych (spin 0)

$$\Phi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix}$$

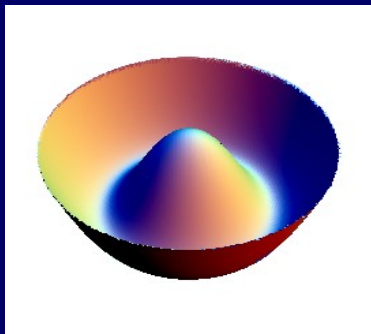
znak $+i$ 0 = ład. elektryczny

oddziałujący z W/Z zgodnie
z symetrią cechowania
 $SU(2) \times U(1)$

Łamanie symetrii w Modelu Standardowym

$$SU(2)_{I_{\text{weak}}} \times U(1)_{Y_{\text{weak}}} \rightarrow U(1)_{\text{em}}$$

Energia potencjalna układu: najniższy stan to próżnia.
Potencjał (oddziaływania) dla Φ zgodny z symetrią cechowania, ma kształt meksykańskiego kapelusza:
wiele równoważnych stanów próżni na okręgu ...



promień „okręgu”
– parametr
próżniowy $v \neq 0$

Wybierając jeden z możliwych stanów próżni – łamiemy
spontanicznie symetrię $SU(2)_{I_{\text{weak}}} \times U(1)_{Y_{\text{weak}}}$
(wybieramy tak, aby pozostała symetria $U(1)_{\text{em}}$!)

Generacja mas w Modelu Standardowym

■ Mechanizm Brouta-Englerta-Higgsa (BEH)

generacja mas bozonów cechowania w wyniku oddziaływania z dubletem Φ i spontanicznego łamania symetrii cechowania

■ W Modelu Standardowym

→ generacja mas W/Z spontanicznie (BEH)

masa W $\sim g_w v$, masa Z $\sim \sqrt{g_w^2 + g'^2} v, v = 246 \text{ GeV}$

g_w i g' „siła” oddziaływania, v -parametr próżniowy

→ generacja mas kwarków i leptonów również spontanicznie (*oddz. Yukawy dubletu Φ z fermionami, tu dodatkowe wolne parametry dopasowane do mas*)

Cząstka Higgsa

- Pole φ^0 można przedstawić jako sumę pól

$$\varphi^0 = v + H$$

gdzie H – reprezentuje neutralną cząstkę fizyczną o spinie 0 → bozon(skalar) Higgsa.

Pozostałe pola z dubletu Φ zostały zużyte na stworzenie stanów polaryzacyjnych dla W^+, W^-, Z (pola φ^0 i φ^+ to funkcje zespolone → 4 stopnie swobody, 3 = podłużne stany polaryzacyjne W^+, W^-, Z i 1 = bozon Higgsa)

Przewidywania dla bozonu Higgsa w Modelu Standardowym

- Cząstka Higgsa H - ładunek el. 0, spin 0,
Samoodziaływanie: λHHH , $\lambda^2 HHHH$, λ , „siła” oddz.
- Masa nieznana $M = \sqrt{2\lambda}v$
- Znane sprzężenia do bozonów W i Z i do kwarków i leptonów (oddz. Yukawy)
→ proporcjonalne do ich mas

I dokładnie takie jakie trzeba, aby prawdopodobieństwo procesów EW nie było większe od 100% - a to groźba dla energii ok. 300 GeV !

Higgs a wysokoenergetyczne zachowanie amplitud rozpraszania

M. Veltman: The Higgs boson,
***Scientific American* 1986**

...only legitimate reason for introducing the Higgs boson is to make the Standard Model mathematically consistent.

Aby opisać amplitudy prawdopodobieństwa dla procesów z udziałem cząstek stosujemy metodę Feynmana: diagramy i reguły Feynmana.

Uwzględniając tylko wiodące (dla dużych E) czynniki ...

Teoria cząstek elementarnych

- 1948 – nowa faza mechaniki kwantowej (kw. teorii pola)
precyzyjne pomiary wymagały precyzyjnych obliczeń
→ powstała wygodna **metoda Feynmana**
- Metoda Feynmana: diagramy i reguły Feynmana-
to dziś uniwersalne narzędzie fizyki cząstek
pierwsze zastosowanie w elektrodynamice kwantowej (QED)
- QED opisuje oddz. elektronów z fotonami;
ALE są trudności bo poprawki kwantowe **nieskończone**.
Sposób obejścia → **procedura renormalizacji**
- Oddziaływania słabe – jeszcze większe TRUDNOŚCI.
Propozycja: **nowe oddziaływanie, nowe cząstki** →
teoria oddz. elektroslabych z bozonami W/Z i cząstką
Higgsa **renormalizowalna** (poddająca się procedurze
renormalizacji)
- Nagroda Nobla: Glashow, Salam, Weinberg 1979 (W/Z)
t'Hooft, Veltman 1999 (renormalizowalność)

Zachowanie teorii dla dużych energii

- Źle, jeśli prawdopodobieństwo procesów rośnie z energią, gdyż może przekroczyć 1 (100%)
- np. rozpraszanie Comptona – każdy diagram daje wkład rosnący z energią, ale suma diagramów – OK (kasowanie)
- Kasowanie wynika ze struktury teorii (symetria cechowania)

Obliczenia prawdopodobieństw-reguły Feynmana

Reguły gry (reguły Feynmana)

- Każdej linii i wierzchołkowi w diagramach Feynmana przypisujemy określony czynnik. Tu śledzimy tylko energię E .
- Wchodzący lub wychodzący foton (w danym procesie) (i każda cząstka wektorowa o **spinie 1**) – czynnik E
Foton wirtualny – czynnik 1
- Wchodząca lub wychodząca cząstka o **spinie $\frac{1}{2}$** -
czynnik $\sqrt{E}$, wirtualna cząstka o spinie $\frac{1}{2}$ - czynnik $1/E$
- Wchodząca lub wychodząca cząstka o **spinie 0** -
czynnik 1, wirtualna cząstka o spinie 0 - czynnik $1/E^2$
- Ale są jeszcze **dodatkowe czynniki** wynikające ze sprzężeń,
np. wirtualny W sprzęgający się do dwóch rzeczywistych (na powłoce masy) cząstek z obu końców – czynnik $1/E^2$

Mnożymy czynniki →

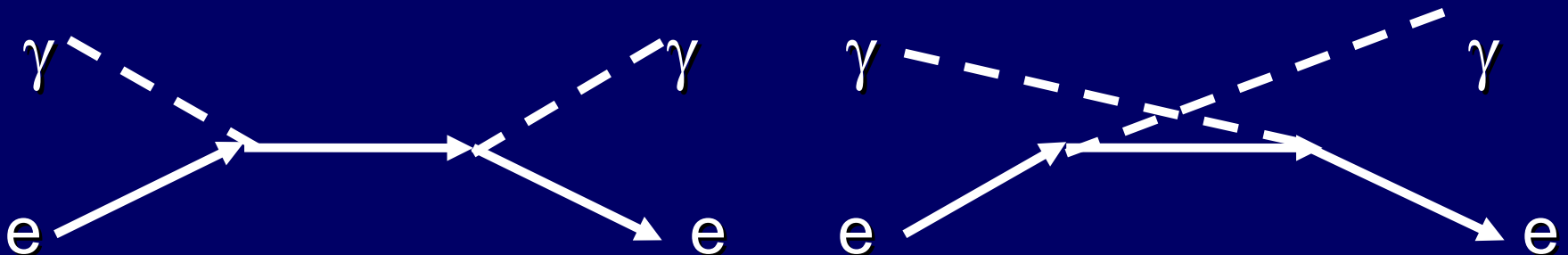
amplituda prawdopodobieństwa A

(prawdopodobieństwo = $|A|^2$)

Proces Comptona $\gamma e^- \rightarrow \gamma e^-$

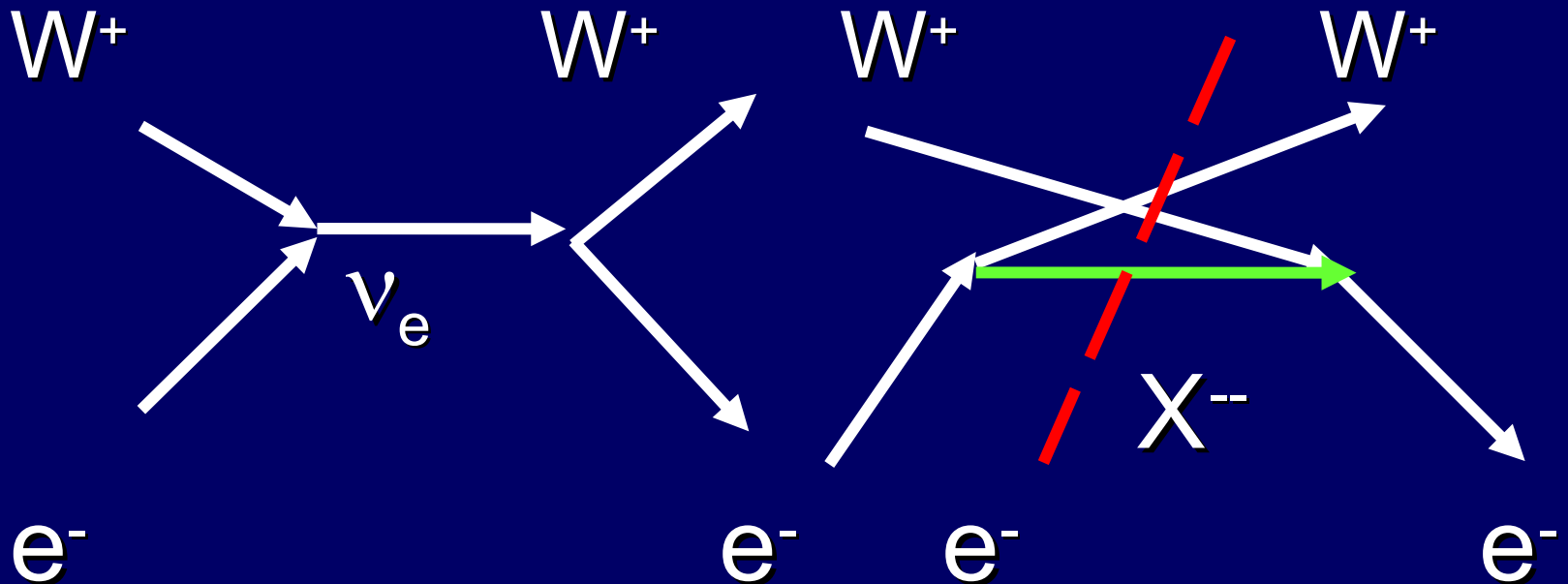
Amplituda rozpraszania rośnie z energią jak E^2 ($\sqrt{E}$)² $1/E = E^2$ a prawdopodobieństwo $\sim E^4$

Złe zachowanie każdego z diagramów - ale gdy dodamy amplitudy złe wkłady się kasują i uzyskany wynik jest niezależny od energii



Rozpraszanie $W^+e^- \rightarrow W^+e^-$

Zastępując γ przez W



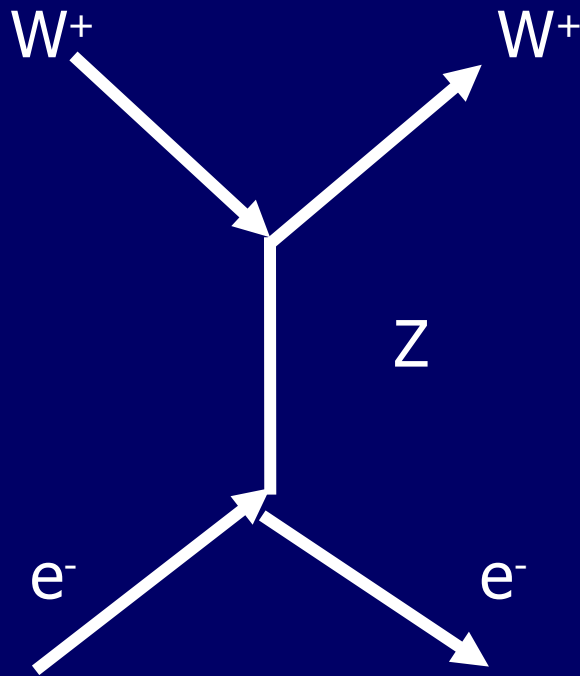
Zachowanie ładunku: X^{--} podwójnie naładowana

cząstka – ale taka cząstka nie istnieje!

Zachowanie złe (amplituda): $E^2 (\sqrt{E})^2 1/E = E^2$

Poprzedni neutralny bozon Z!

Diagram z bozonem Z

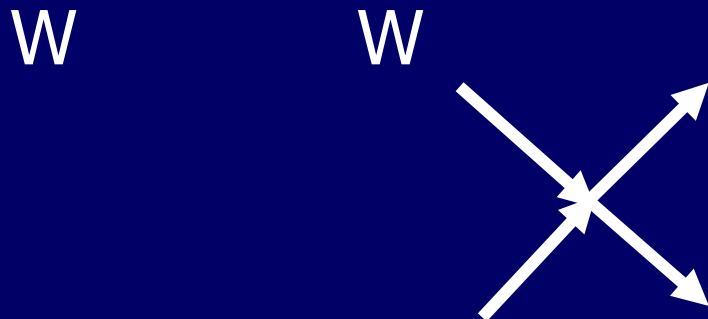
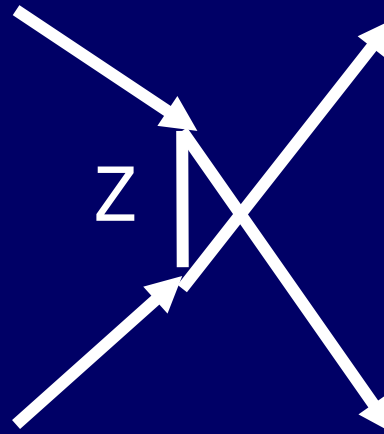
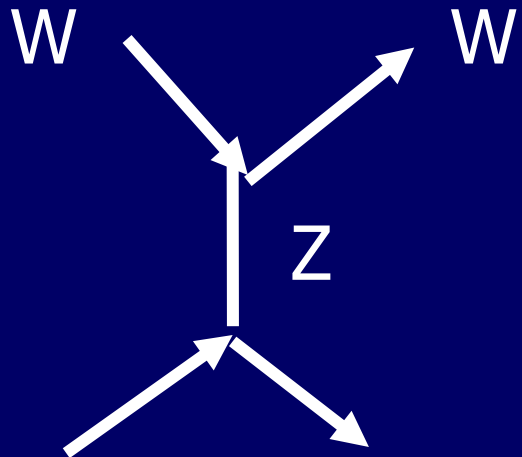


Zachowanie $E^2 (\sqrt{E})^2$ (**wierzchołek $\sim E$**)/ $E^2 = E^2$, i
dobry znak sprzężenia WWZ – kasowanie jak dla
procesu Comptona !

Rozpraszanie bozonów W na sobie

$\sim E^4$ (bo $E^4 E^2/E^2$) - coraz gorzej...

- Procesy z samymi bozonami W



Nowy typ procesu!

kasowanie E^4 a nie E^2

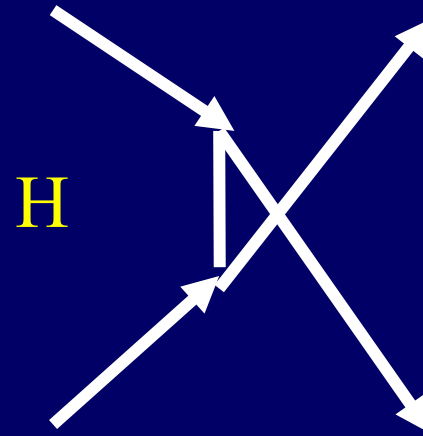
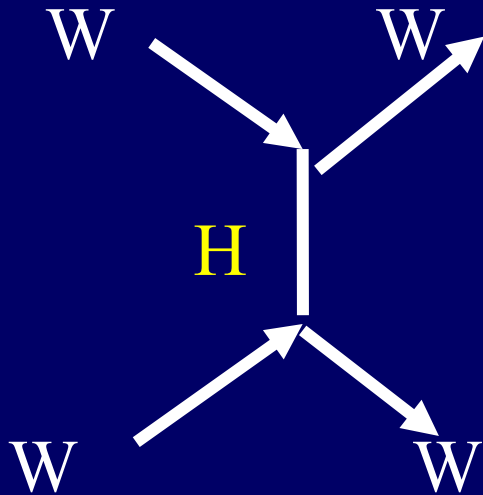
Człon E^2 to w istocie to $E^2 M^2$

- Z analizy wymiarowej wynika że pozostają człony typu $E^2 M^2$ (M- masa bozonów W lub Z)
- Aby te człony usunąć wystarczy cząstka o spinie 0 sprzęgająca się odpowiednio do W/Z, czyli proporcjonalnie do masy M

bozon Higgsa

Rozpraszanie bozonów W na sobie

- wkład od Higgsa



Sprzężenia H proporcjonalne do mas cząstek

→ dobre zachowanie dla dużych E procesu $WW \rightarrow WW$

A generacja masy?

Ponieważ H sprzęga się do masy zakłada się powszechnie, że cząstka Higgsa jest również związana z generacją mas cząstek

Spontaniczne łamanie symetrii → przewidywania dotyczące cząstki H identyczne jak z tej analizy prawdopodobieństw dla rozpraszania $WW \rightarrow WW$ itp

Parametr ρ

- Problemy z zachowaniem dla dużych energii dla innych procesów rozpraszania $WZ \rightarrow WZ$, $ZZ \rightarrow ZZ$
 - wszystkie „rozwiązuje” tylko jedna cząstka H, o ile masy W i Z związane są relacją:

$$\rho = M_W^2 / (M_Z^2 \cos^2 \theta_W) = 1$$

Podobnie dla modeli z wieloma dubletami lub singletami SU(2)

θ_W – kąt Weinberga ($\sin^2 \theta_W = 0.23$, $e = g_W \sin \theta_W$)

Doświadczalnie znamy ρ z dużą dokładnością
 $1.0008(+0.0017-0.0007)$

- Poprawki kwantowe (wyższe rzędy szeregu pert.) modyfikują ten związek; np. kwark t daje poprawkę rosnącą z m_t^2 na tyle dużą, że pozwoliło to wyznaczyć masę kwarku t zanim go odkryto w 1995

Mechanism Brouta-Englerta-Higgsa

Spontaniczne naruszenie symetrii EW

$$SU(2) \times U(1) \rightarrow U(1)_{\text{QED}}$$

Model Standardowy

Dublet $SU(2)$: $\Phi = (\phi^+, v + H + i\zeta)^T$, $v \neq 0$ dla neutralnej składowej

Masy dla $W^{+/-}$, $Z \sim g v$ ($\rho = 1$), foton bezmasowy

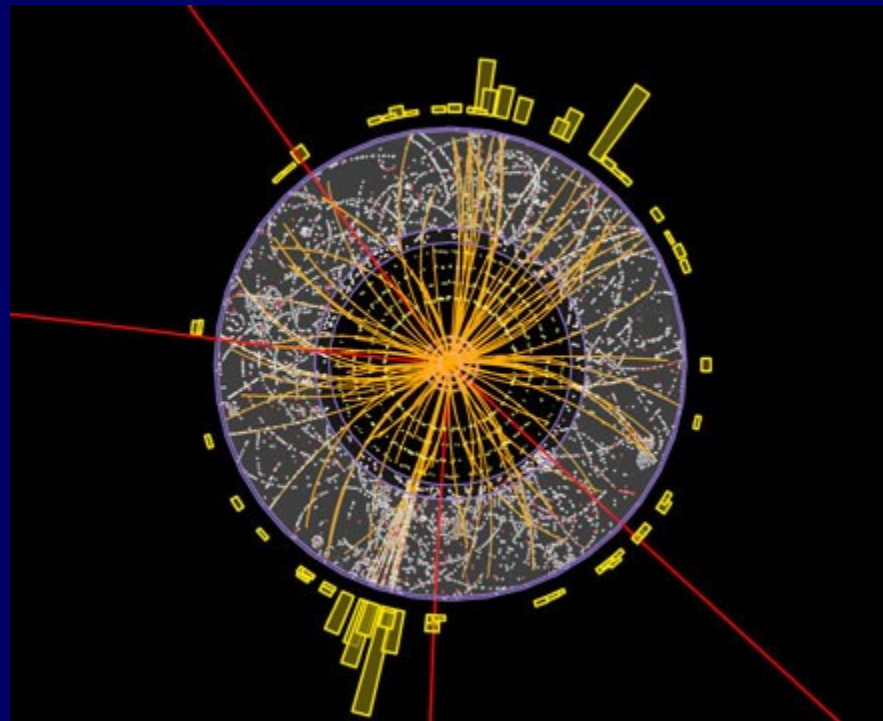
Masy fermionów - oddziaływanie Yukawy – dodatkowe parametry

Higgs H_{SM} - spin 0, neutralna, dod. parzystość CP
sprzężenia do WW/ZZ , znane

masa $\leftrightarrow$ samooddziaływanie ?

Poszukiwania

$$pp \rightarrow ZZ \rightarrow 4 \mu$$



czy to Higgs $\rightarrow ZZ$?

LHC 13.12.2012: ATLAS and CMS

The main conclusion is that the Standard Model Higgs boson, if it exists, is most likely to have a mass constrained to the range 116-130 GeV by the ATLAS experiment and 115-127 GeV by CMS.

Poszukiwanie cząstek

Poszukiwania nowych cząstek odbywają się:

- ◇ **wprost** - w procesach produkcji danej cząstki
- ◇ **pośrednio** - w pomiarach wielkości fiz., czułych na poprawki kwantowe od danej cząstki

Przy poszukiwaniach obu typów ważna świetność L urządzenia, gdyż liczba przypadków $I_p = L$ razy **prawdopodobieństwo procesu** (im mniej prawdopodobny proces tym większa świetność potrzebna aby go zaobserwować)

Dla poszukiwań wprost musi być odpowiednia energia
Większa energia → cięższe cząstki
→ mniejsze struktury

Zderzacze XX-XXI w

(energie zderzenia)

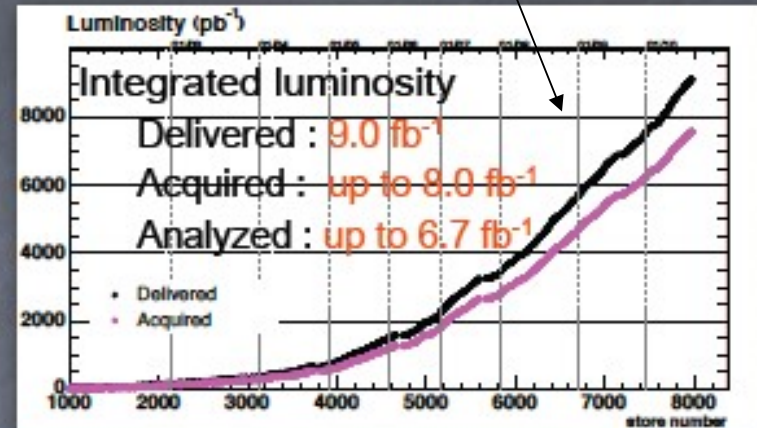
	LEP (CERN)	200 GeV		
	SLC (SLAC)	100		
e ⁺ e ⁻	BaBaR (SLAC)	9+3	▪ ILC (i <u>PLANY</u> PLC)	0.5-1 TeV
	BELLE (KEK)	10.6	▪ CLIC	3 TeV
	DAΦNE (Frascati)	1.4		
ep	HERA (DESY)	300		
p $\bar{p}$	Tevatron (FERMILAB)	1960		
pp	RHIC (Brookhaven)	200		
(AA)	LHC (CERN)	14 000		

Stosujemy elektrowolt eV jako jednostkę energii i masy ($c=1$)

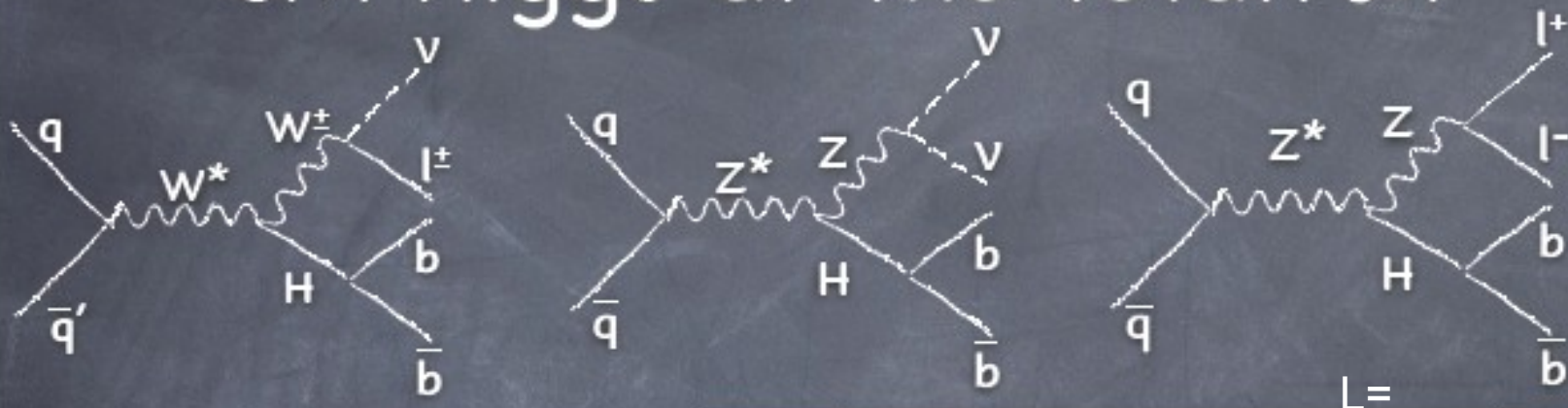
Światłość L rośnie

Tevatron

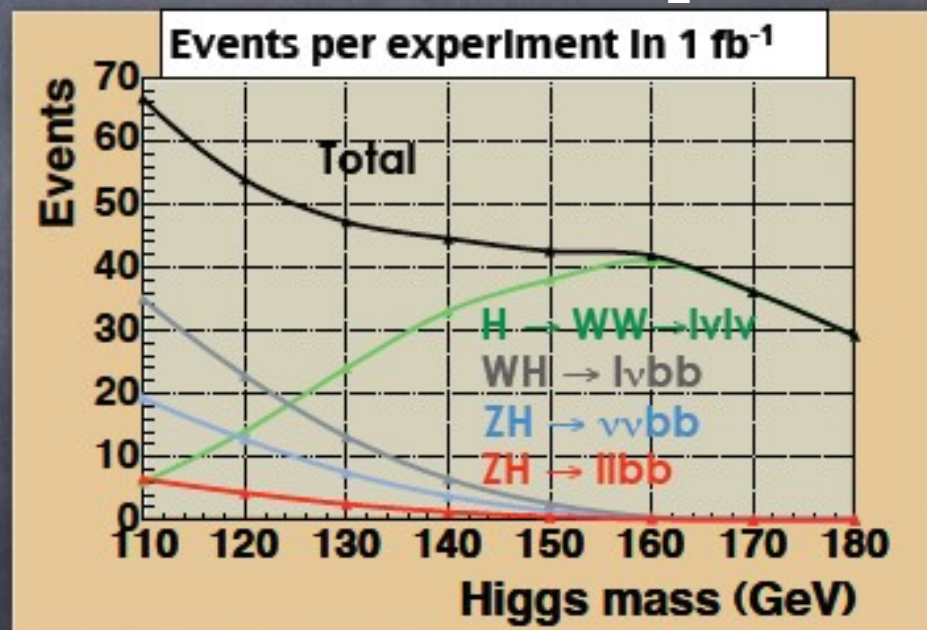
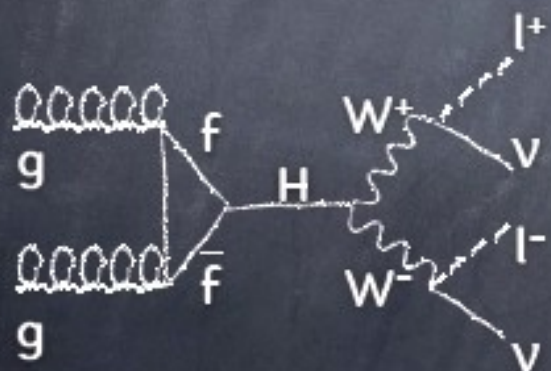
- $p\bar{p}$ collisions with $\sqrt{s} = 1.96$ TeV
- Two collider experiments, CDF & DØ



SM Higgs at the Tevatron



Main decay modes



Różne kanały produkcji i rozpadu cząstki Higgsa

Summary of low & high mass results

Channel	Expt	Dataset now	Increase since Nov. 2009 combination
$H \rightarrow WW$	DO	6.7	24%
$H \rightarrow WW$	CDF	5.9	23%
$WH \rightarrow l\nu bb$	CDF	5.7	30%
$WH \rightarrow l\nu bb$	DO	5.3	6%
$ZH/WH \rightarrow METbb$	CDF	5.7	60%
$ZH/WH \rightarrow METbb$	DO	6.4	23%
$ZH \rightarrow llbb$	CDF	5.7	40%
$ZH \rightarrow llbb$	DO	6.2	45%
$H \rightarrow \gamma\gamma$	CDF	5.4	New!
$H \rightarrow \gamma\gamma$	DO	4.2	0%
$H \rightarrow \tau\tau$	CDF	2.3	15%
$H \rightarrow \tau\tau$	DO	4.9	0%
$ZH/WH \rightarrow qqbb$	CDF	4	100%
$t\bar{t}H$	DO	2.1	0%

Each channel represents several "sub-channels"

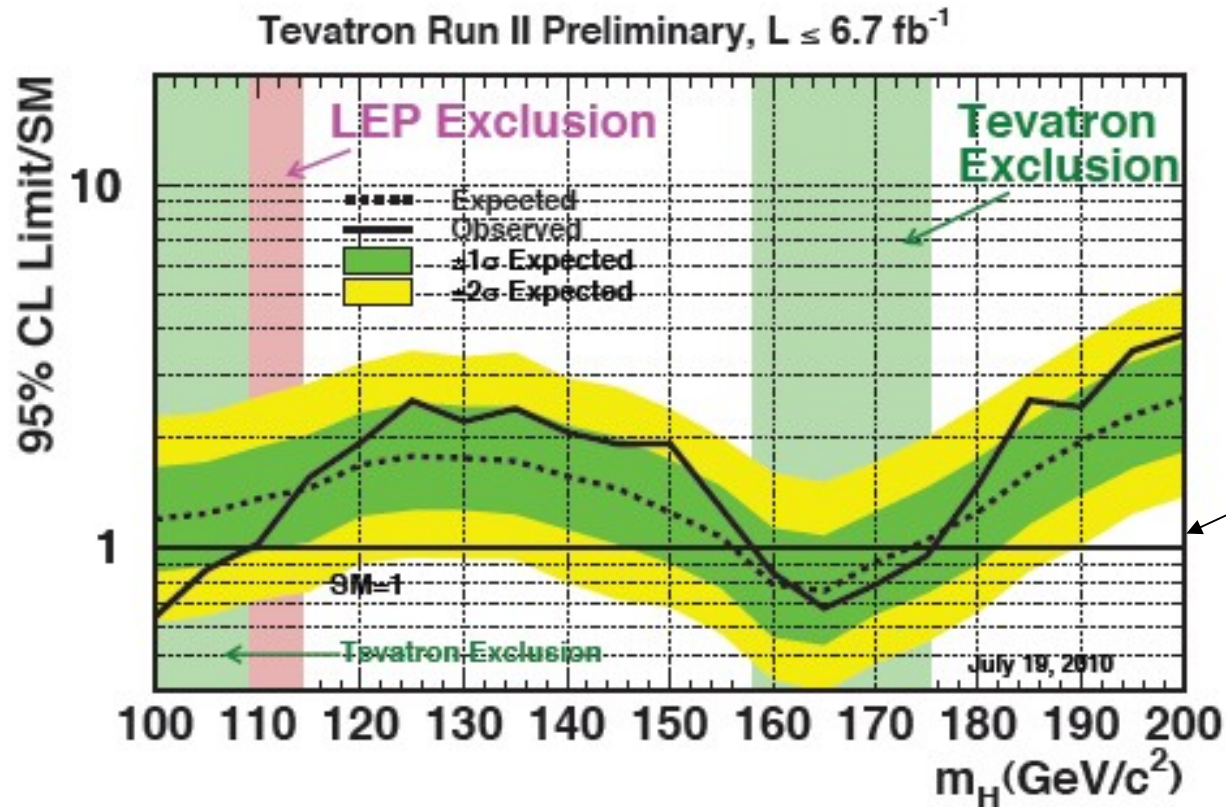
$H \rightarrow WW$ Sub-channels

- opposite sign leptons + 0-jets
- opposite sign leptons + 1-jets
- opposite sign leptons + 2-jets
- opposite sign leptons , low M_{ll}
- same sign leptons
- trileptons, no Z candidate
- trileptons, Z candidate, 1-jet
- trileptons, Z candidate, 2-jet
- electron + hadronic tau
- muon + hadronic tau
- leptons + jets

New

Tevatron combination 2010

"Expected" sensitivity



SM=1

- Low mass sensitivity approaching LEP exclusion :
 - Expected $1.45 \times \text{SM}$ @ 115 GeV
 - Expected $1.24 \times \text{SM}$ @ 105 GeV
- High mass 95% CL exclusion :
 - $158 < m_H < 175 \text{ GeV}$
 - 4 times previous (162 – 166 GeV)
 - Expected ($156 < m_H < 175 \text{ GeV}$)

LHC, CERN, Genewa

Przeciwbieżne wiązki protonów

Docelowo: wiązki o en. 7 TeV

Wiązki – 2800 paczek po 10^{11} protonów

Zderzenia paczek co 25 ns



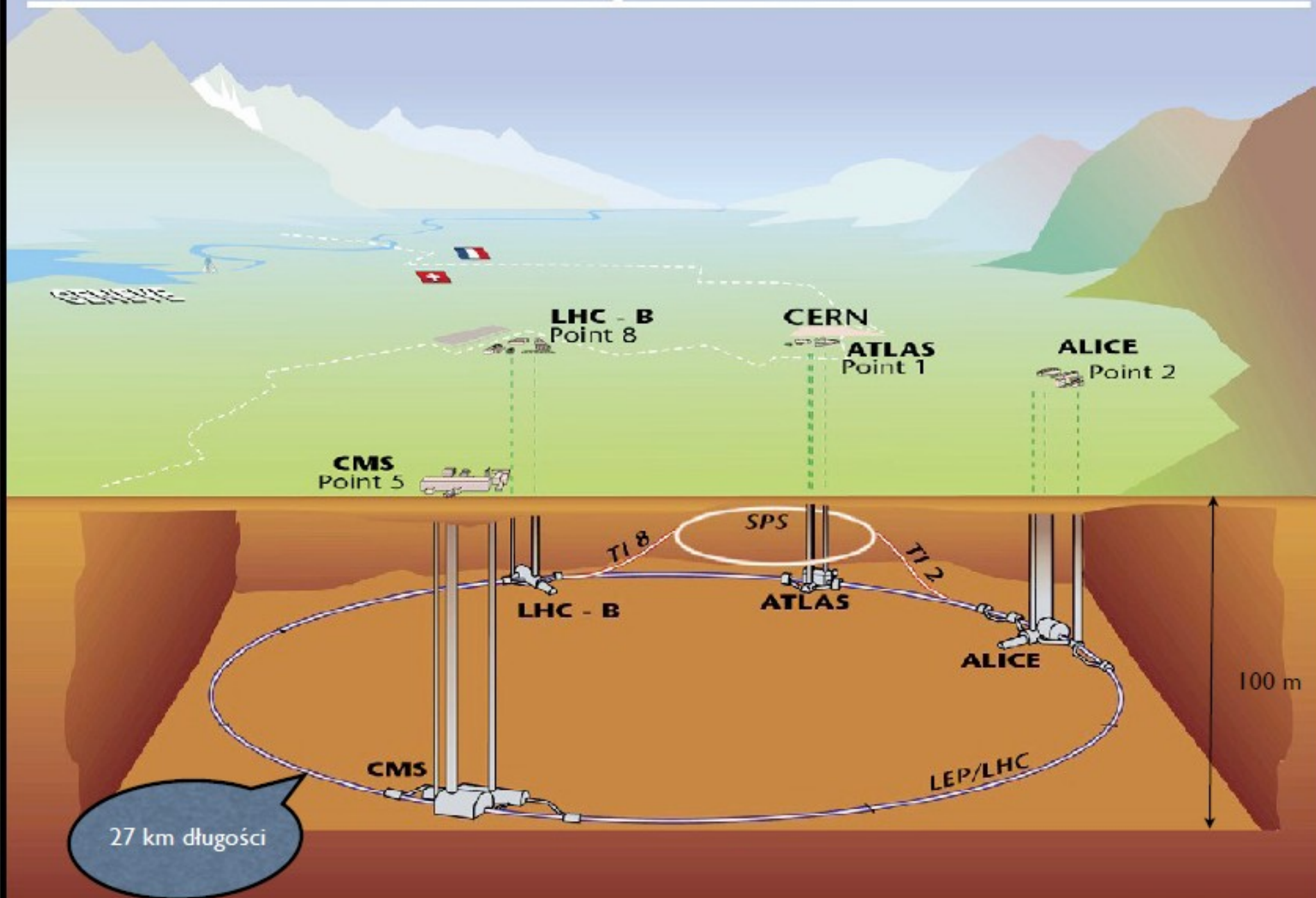
Large Hadron Collider –
Wielki Zderzacz Hadronów

LHC w tunelu LEP, widać inne zderzacze
dostarczające wiązkę protonów do LHC

ZDERZACZ (AKCELERATOR)

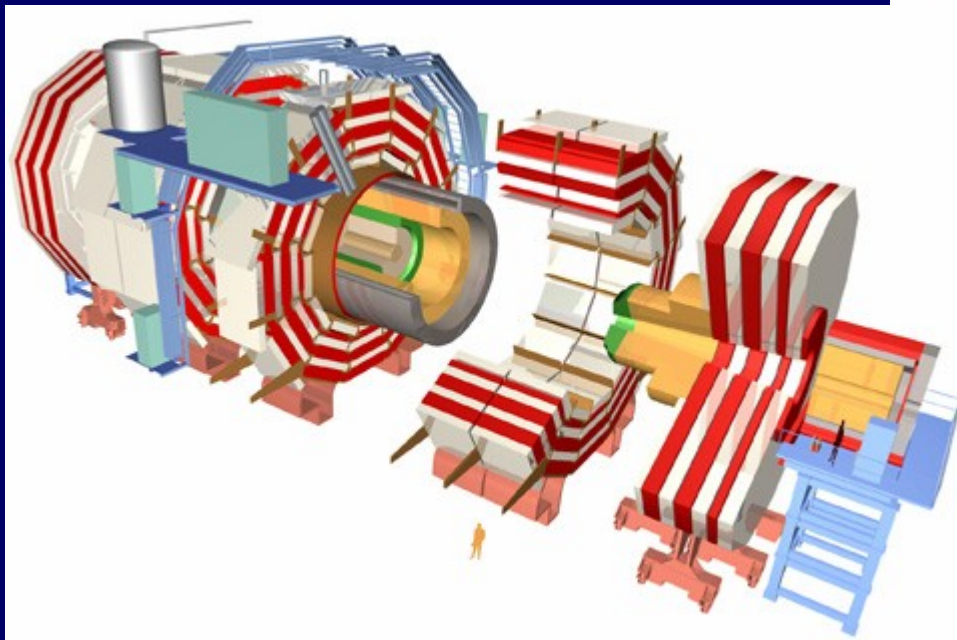
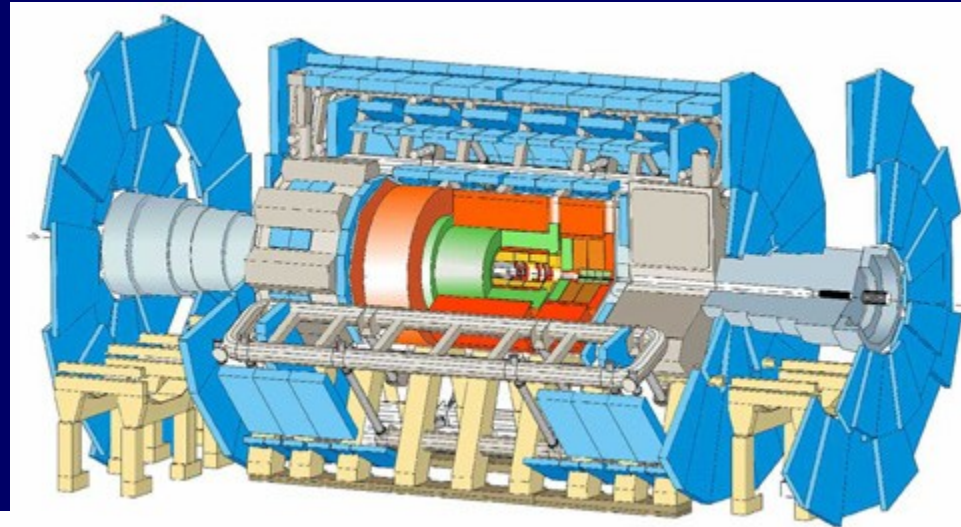


Overall view of the LHC experiments.



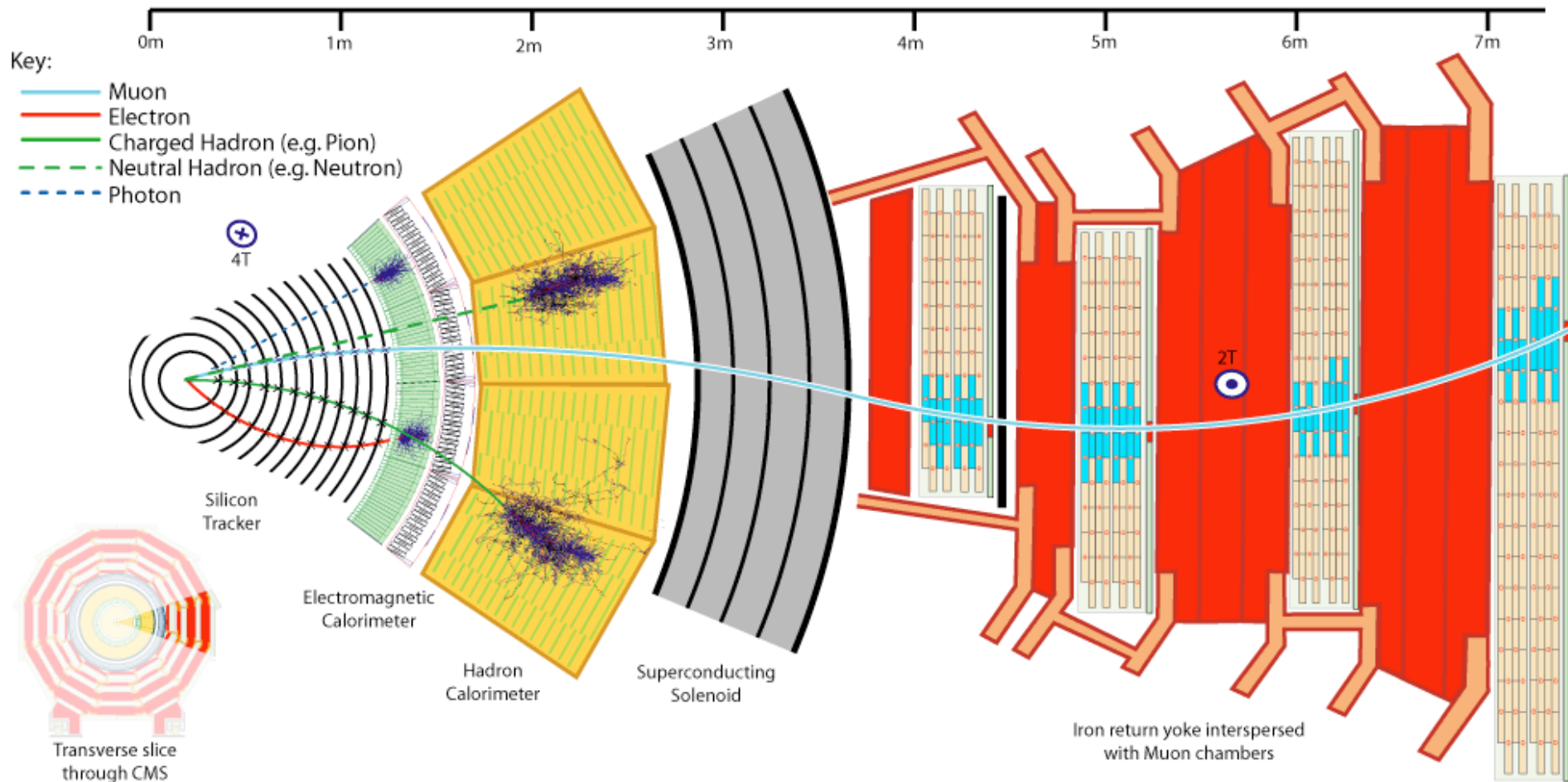
Dwa duże detektory - eksperymenty

ATLAS



CMS

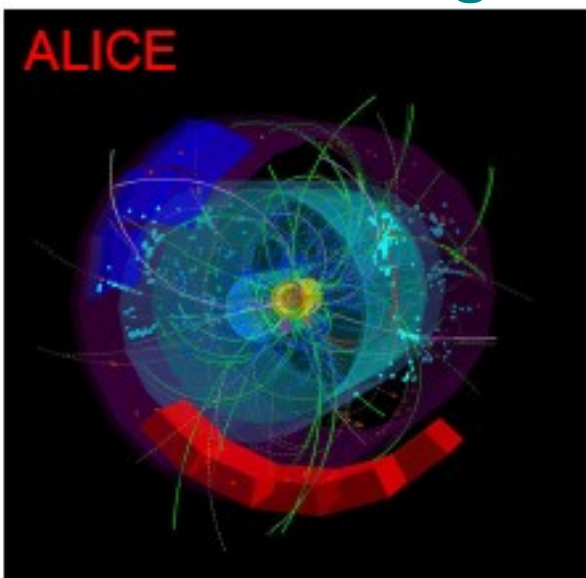
CMS



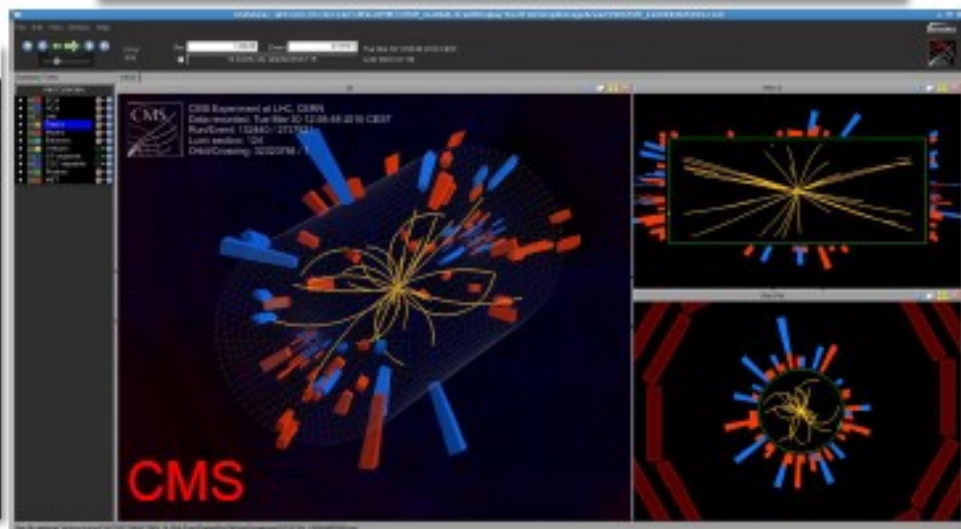
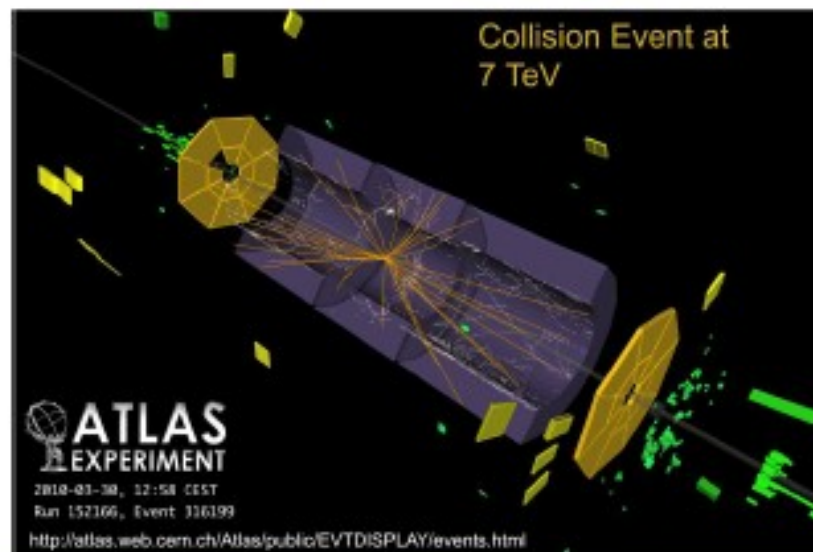
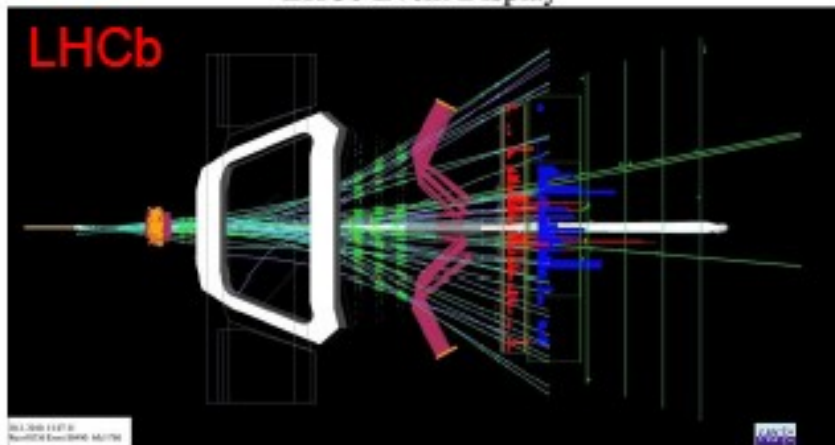


LHC: First collisions at 7 TeV on 30 March 2010

Energia zderzenia 7 TeV od 30 marca 2010



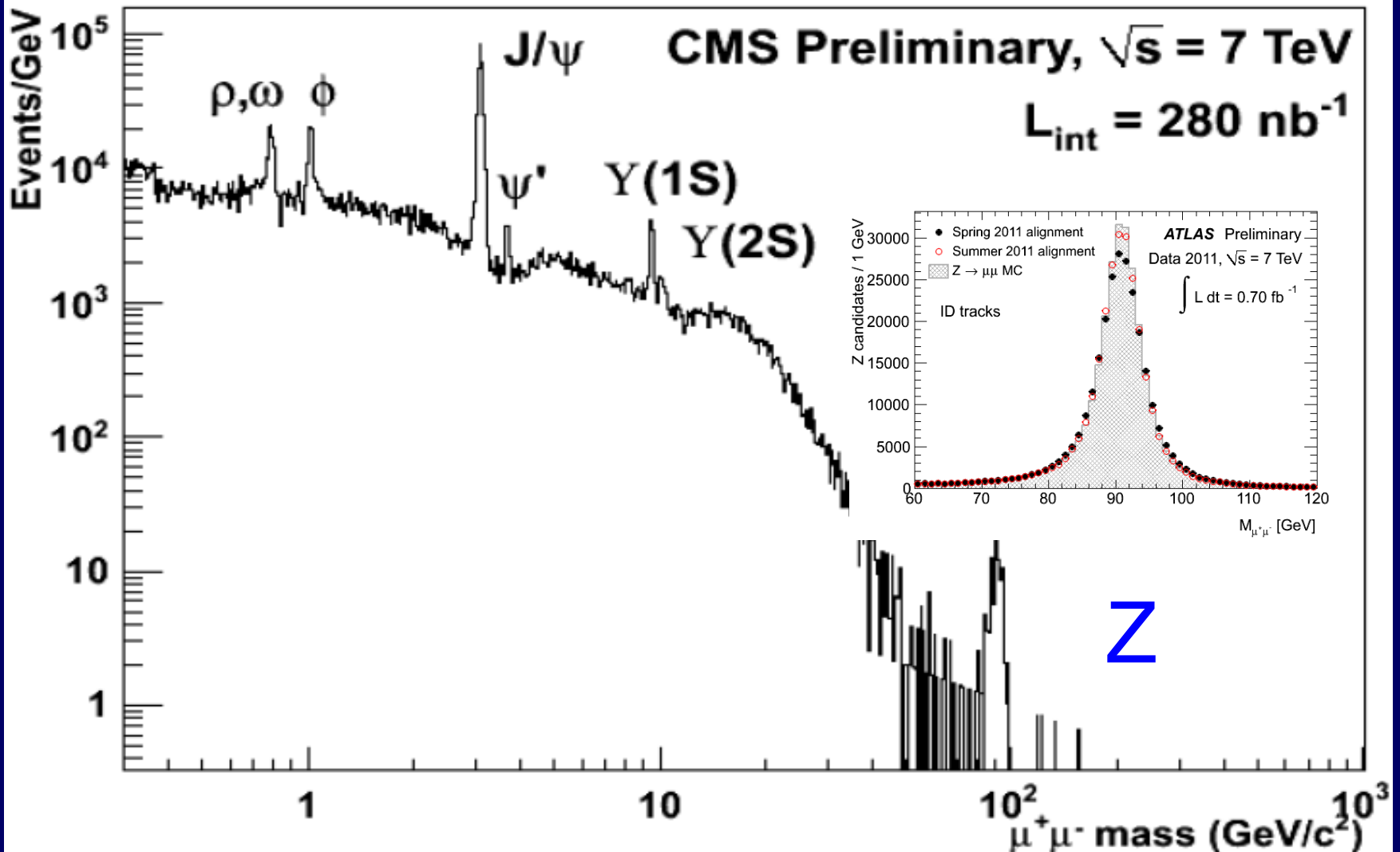
LHCb Event Display



Co widzi LHC? Znane cząstki! 2010

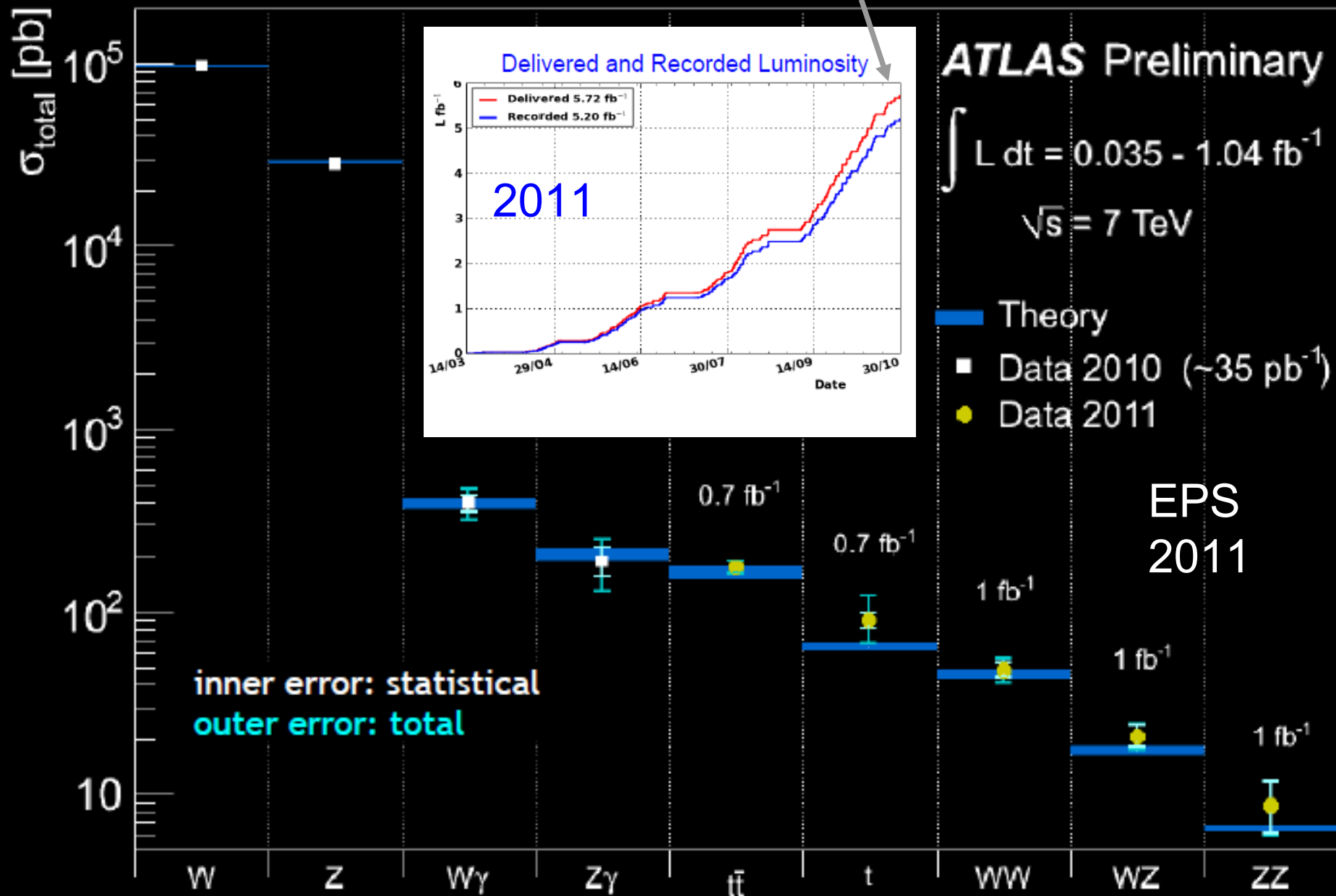
tu wyniki CMS

Here is the Compact **Muon** Solenoid

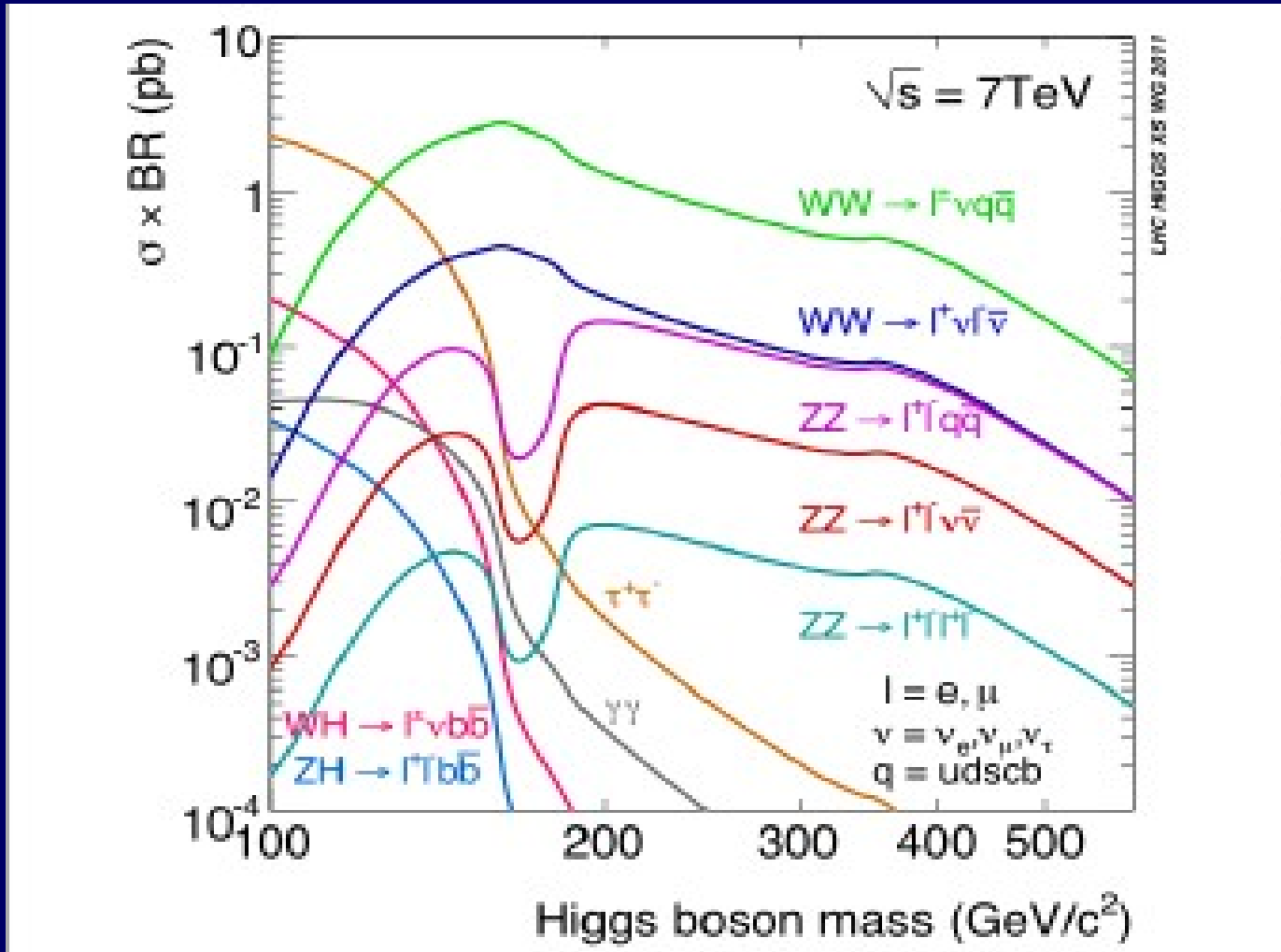


$\text{fb} = 10^{-15} \text{ b}$, $\text{barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$

5 fb^{-1}



Prawdopodobieństwa procesów



Ważny proces

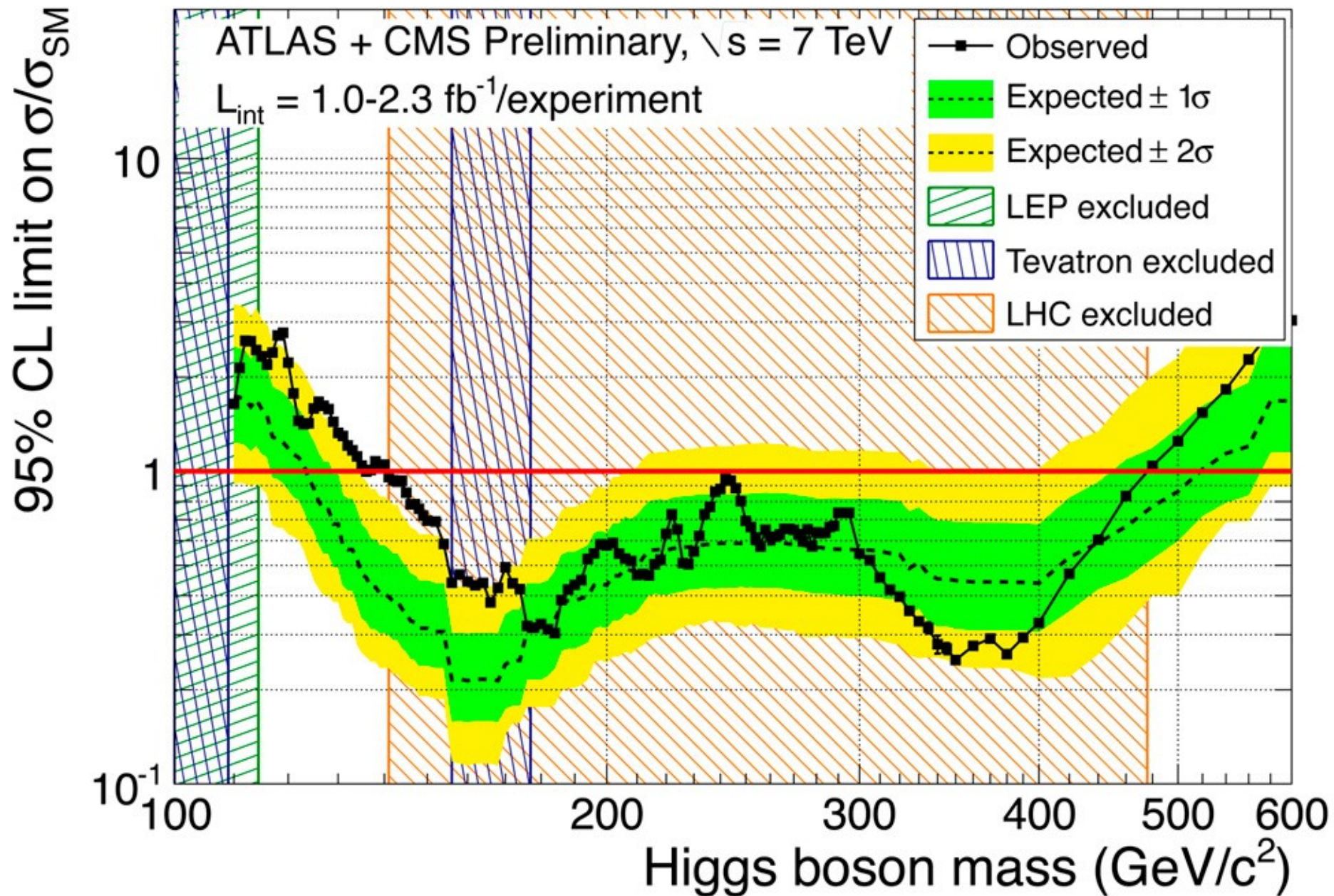
$$H \rightarrow \gamma\gamma$$

Cząstka Higgsa w Modelu Standardowym -poszukiwania wprost

Poszukiwania wprost cząstki Higgsa w procesach produkcji w Tevatronie (do września 2011) i w LHC.

Co wiemy o masie cząstka Higgsa w Modelu Standardowym:

- 1/ LEP (ok. 2000r) : masa $H > 114 \text{ GeV}$ (poziom ufności 95%)
- 2/ z danych z Tevatronu (konferencja ICHEP lipiec 2010r):
masa H w obszarze $158 - 175 \text{ GeV}$ wykluczona (poziom ufności 95%)
- 3/ lato 2011- nowe wyniki oddzielne dla grupy ATLAS i CMS
- 4/ 21 listopada 2011-połączone wyniki ATLAS i CMS (dane z lata)
Dostępny obszar $114-141 \text{ GeV}$ i powyżej 476 GeV (poziom ufności 95%)
- 5/ 13 grudnia 2011-nowe dane (więcej przypadków) ATLAS i CMS (oddzielnie) - **możliwy sygnał dla mas Higgsa ok. $124-126 \text{ GeV}$**



LHC – kanały rozpadu H

ATLAS 13.XII.2011 -
wykorzystana
światłość ok 5 fb^{-1}

$H \rightarrow \text{gamma gamma}$

$H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell qq$

$H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\nu\nu$

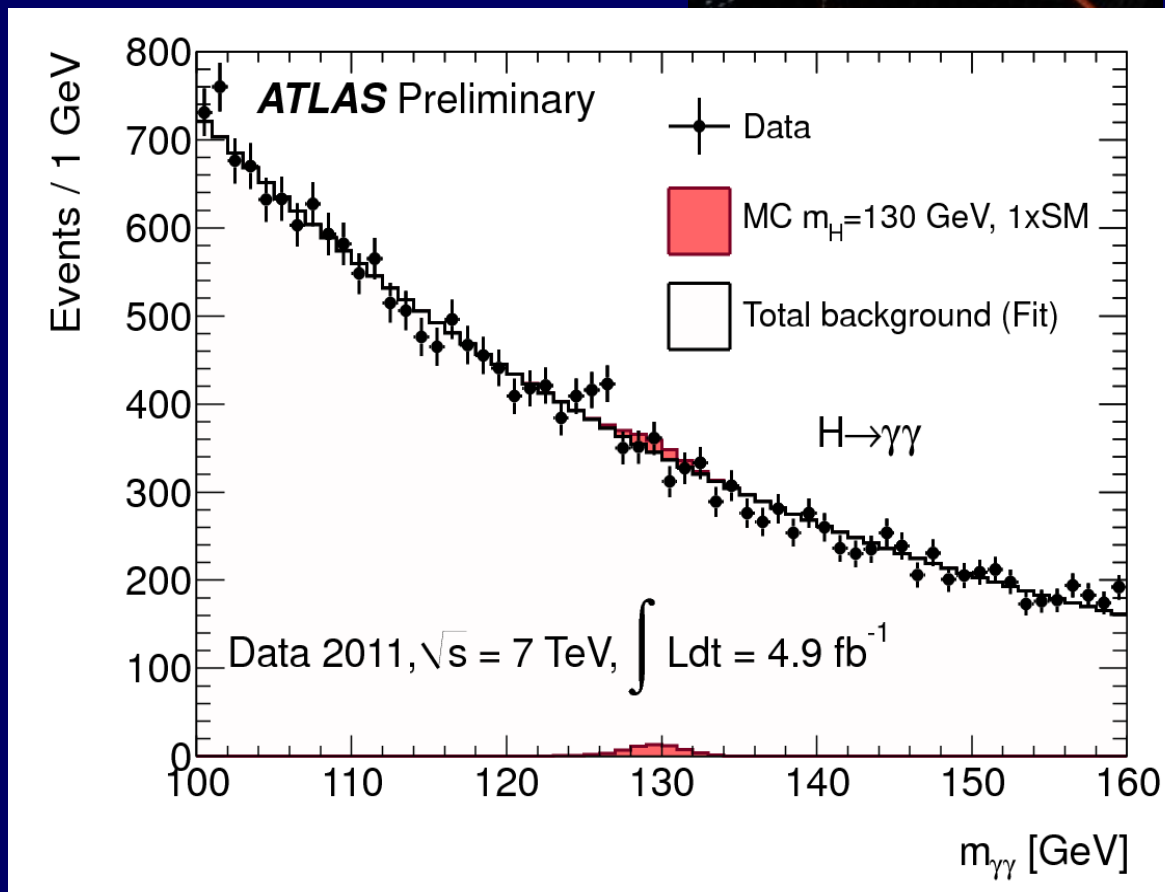
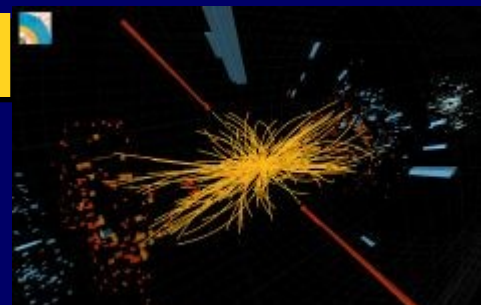
$H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$

$H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu qq$

$H \rightarrow \text{tautau} \rightarrow \ell h + 3\nu$

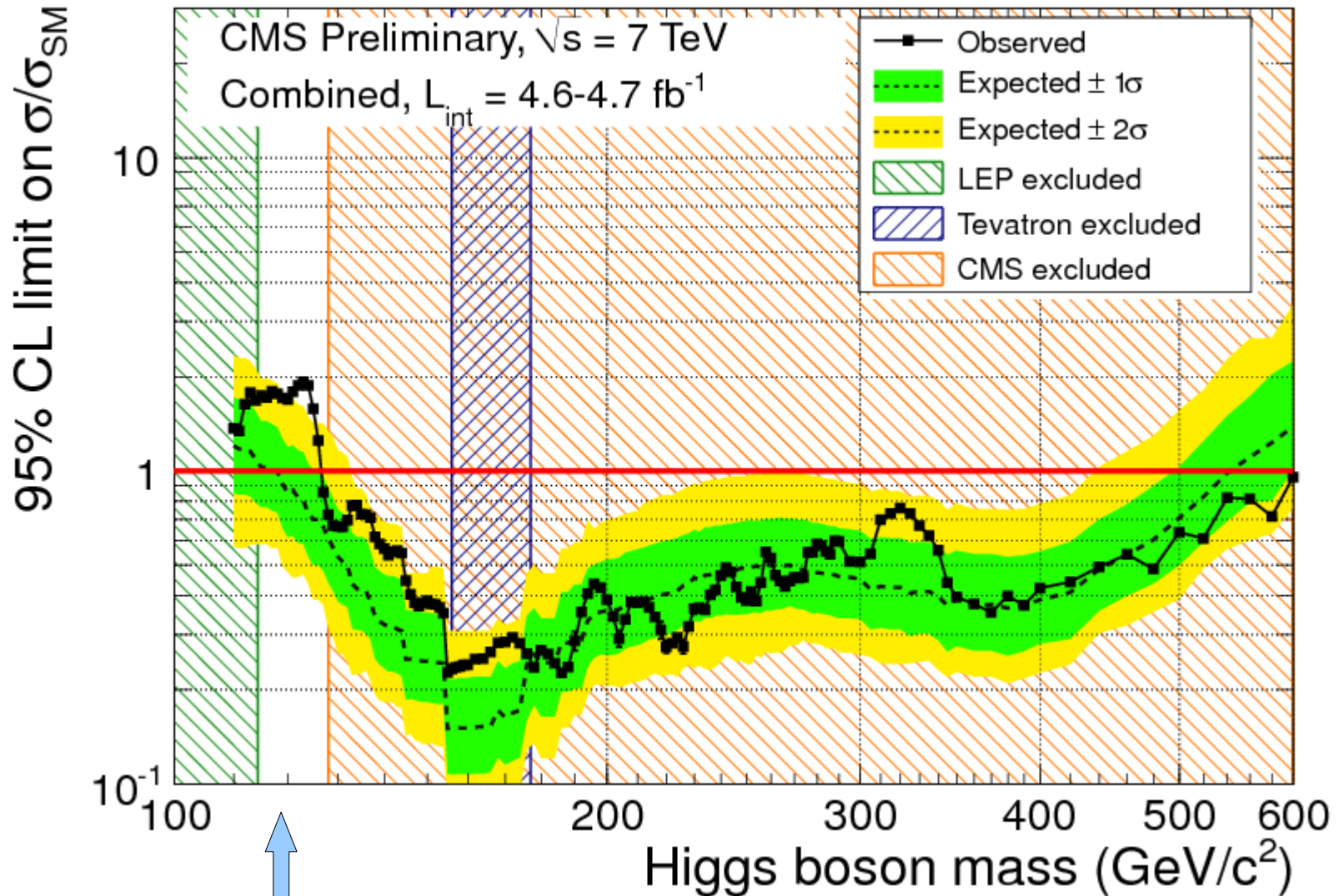
$H \rightarrow \text{tautau} \rightarrow \ell\ell + 4\nu$

Podobne w CMS
(w rozpadzie tau h=hadron)



$H \rightarrow \text{gamma gamma}$

CMS wyniki: masy do 600 GeV



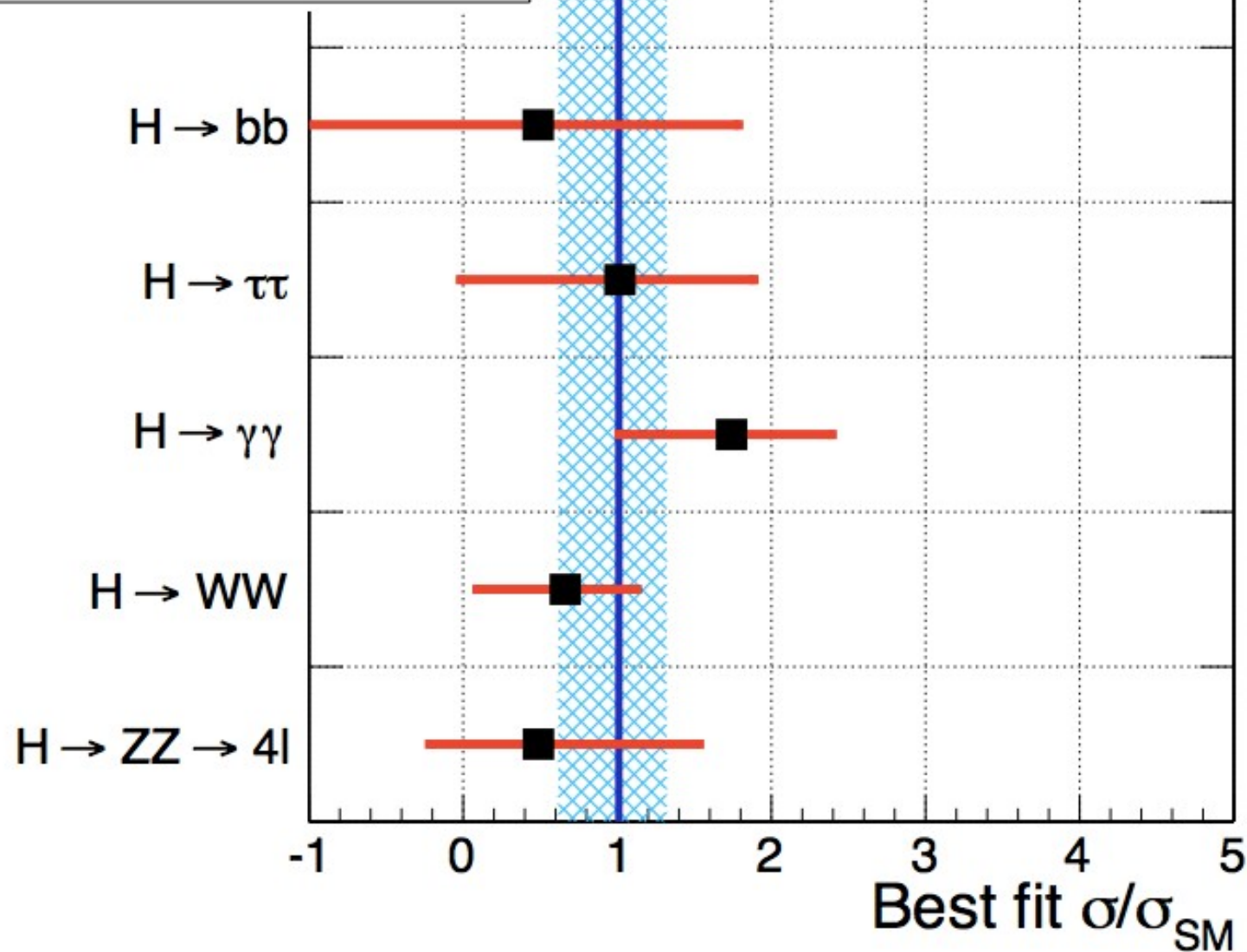
$$m_H = 124 \text{ GeV}/c^2$$

 Combined $\pm 1\sigma$

 Single channel $\pm 1\sigma$

CMS Preliminary, $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$

Combined, $L_{\text{int}} = 4.6\text{-}4.7 \text{ fb}^{-1}$



LHC: plan na lata 2010-2013

Energia zderzenia w 2010-2011: 7 TeV

duża świetlność

→ koniec 2011

Higgs ?

Uwaga: Higgs nie został jeszcze odkryty!

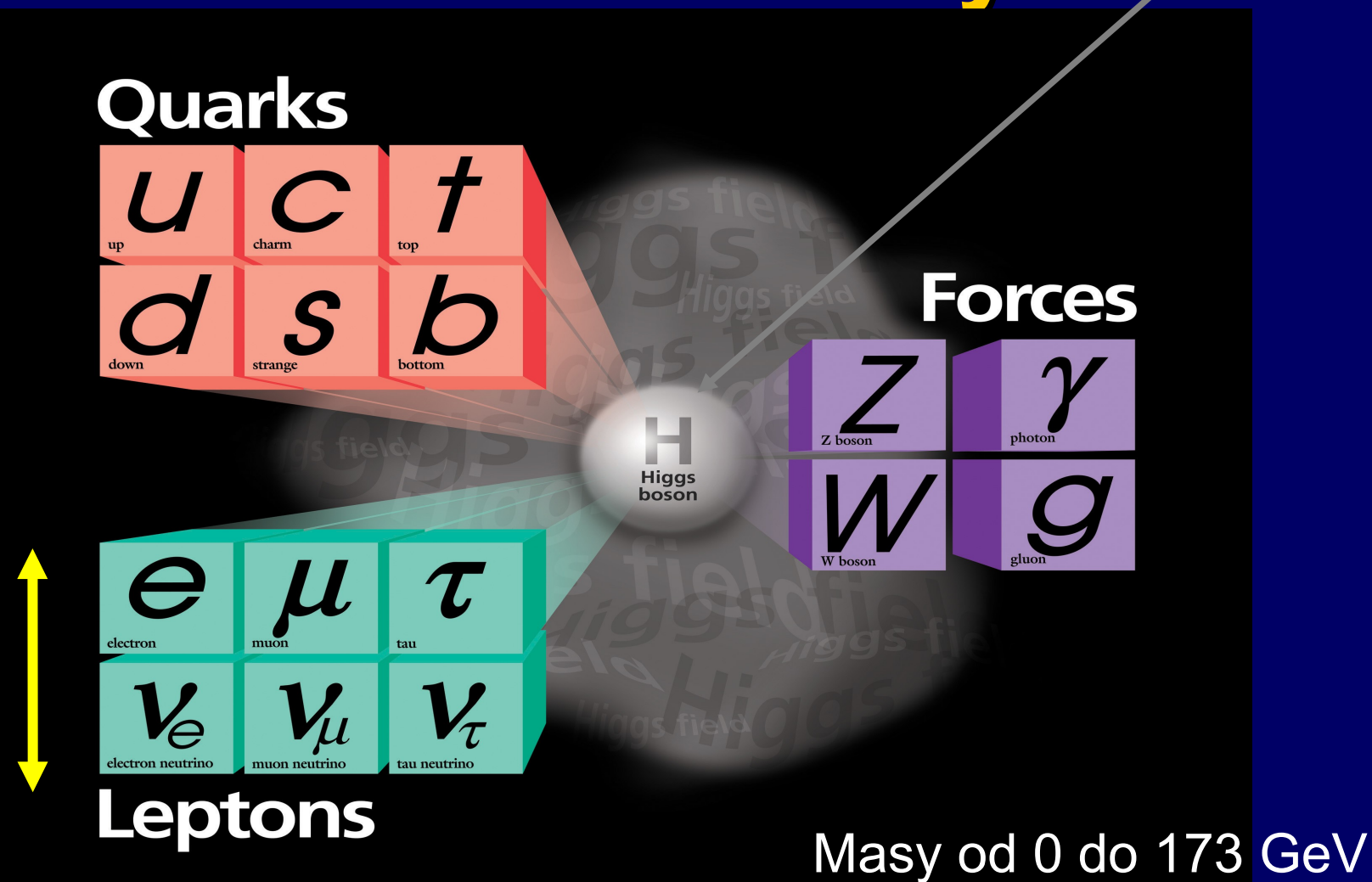
Wykluczenie lub odkrycie w 2012

(świetlność 10 razy większa niż w 2011)

W 2012 – przerwa techniczna przygotowanie do energii zderzenia 14 TeV (plany ulegną modyfikacji z uwagi na wyniki dotyczące cząstki Higgsa)

2013 – energia zderzenia 14 TeV

Cząstki fundamentalne AD2012 w Modelu Standardowym



Dowody pośrednie istnienia H

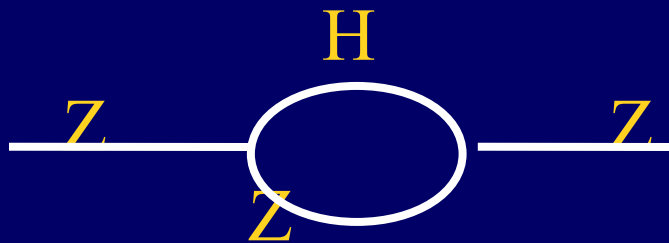
Poszukiwania nowych cząstek odbywają się również **pośrednio** - w pomiarach wielkości fiz., czułych na wkłady od danej cząstki

Tu szczególnie ważna świetność urządzenia, bo pozwala na bardziej precyzyjne pomiar danej wielkości fiz.

Mechanizm Brouta-Englerta-Higgsa nie przewiduje masy H, ale poprawki kwantowe zależą od masy H. Precyzyjne pomiary wielkości fizycznych zależnych od wkładu cząstki Higgsa dostarczają pośrednio informacji o masie Higgsa.

Poprawki do mas W/Z i t od H

- np. pętle z H dla bozonu Z



zmieniają stosunek mas

W i Z (choć znacznie mniej niż poprawki od b i t)

- Wkład od H do masy $t \rightarrow$ pomiary masy t wykorzystujemy do szacowania masy H

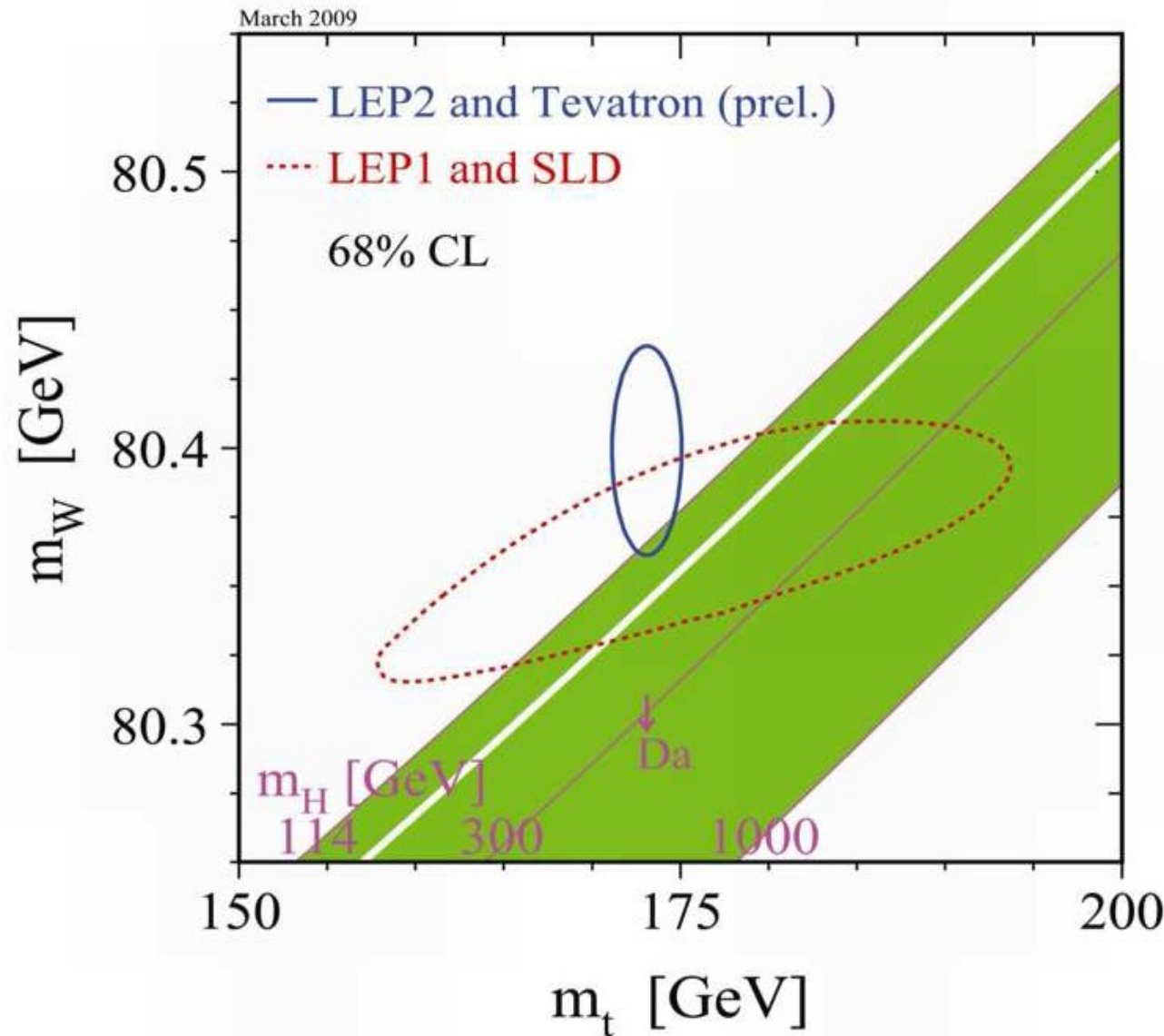
- Precision measurements of
 - muon decay constant and α
 - Z boson properties (LEP, SLD)
 - W boson mass (LEP+Tevatron)
 - Top quark mass (Tevatron)

$$M_W^2 = \frac{\pi\alpha(M_Z^2)}{\sqrt{2}G_F} \frac{1}{(1-(M_W^2/M_Z^2))} \frac{1}{(1-\Delta r)}$$

Measured to 0.015% (points to $\pi\alpha(M_Z^2)$)
 Measured to 0.002% (points to $\frac{1}{(1-(M_W^2/M_Z^2))}$)
 Measured to 0.036% (points to M_W^2)
 Measured to 0.0009% (points to $\sqrt{2}G_F$)
 Δr : O(3%) radiative corrections dominated by *tb* and Higgs



Poprawki do mas bozonu W i top od cząstki H



Elipsa niebieska
wyniki pomiarów
LEP+Tevatron
mas bozonu W
(oś pionowa)
i kwarku t
(oś pozioma)
na poziomie
ufności 68 %
(1 standardowe
odchylenie)

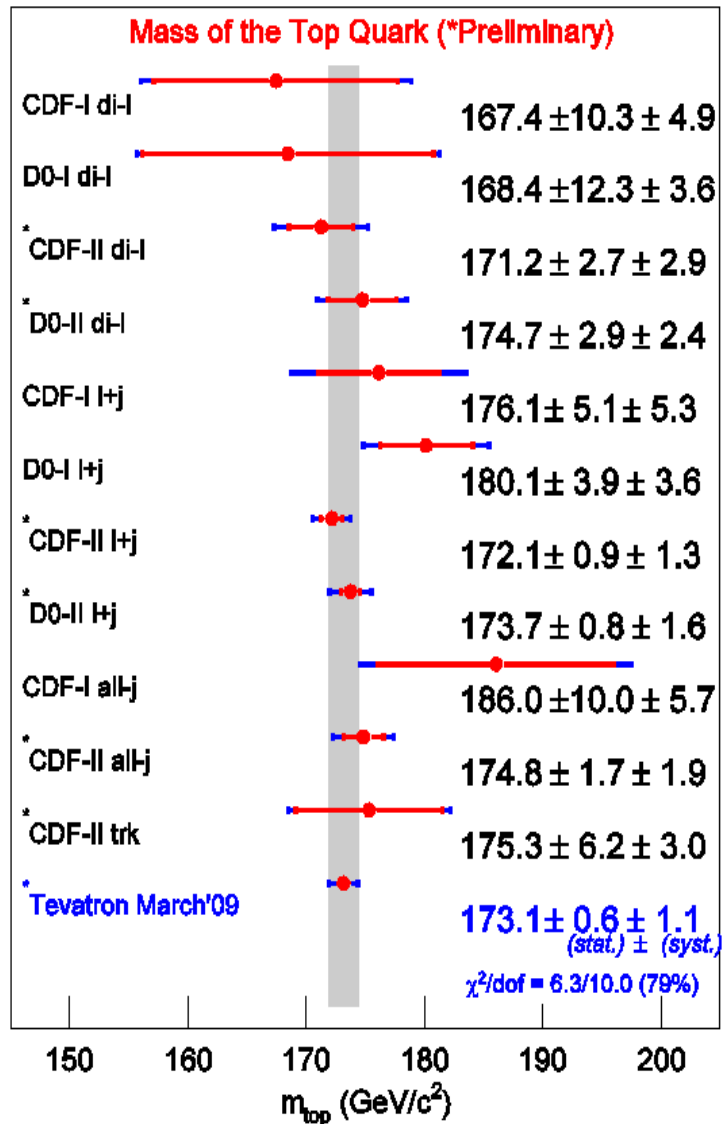
Masa H w Modelu
Standardowym
zmienia się od
114-1000 GeV
(zielone pasy)

masa H ~ 120 GeV
możliwa w MS

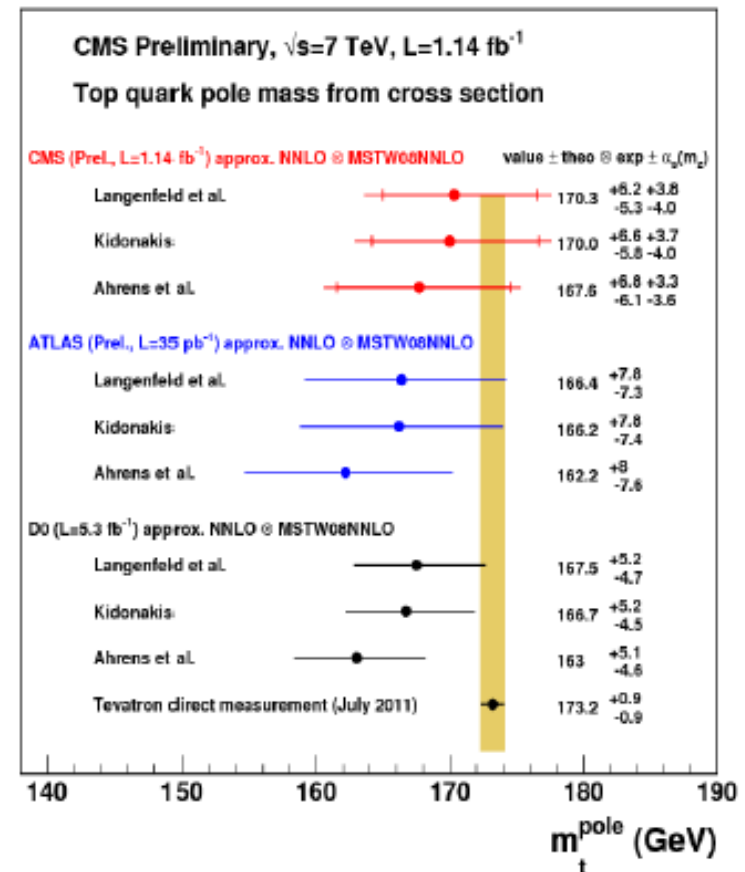
Precyzyjne pomiary w Tevatronie

masy kwarku t

LHC



$M_t = 173.1 \pm 1.3 \text{ GeV}$



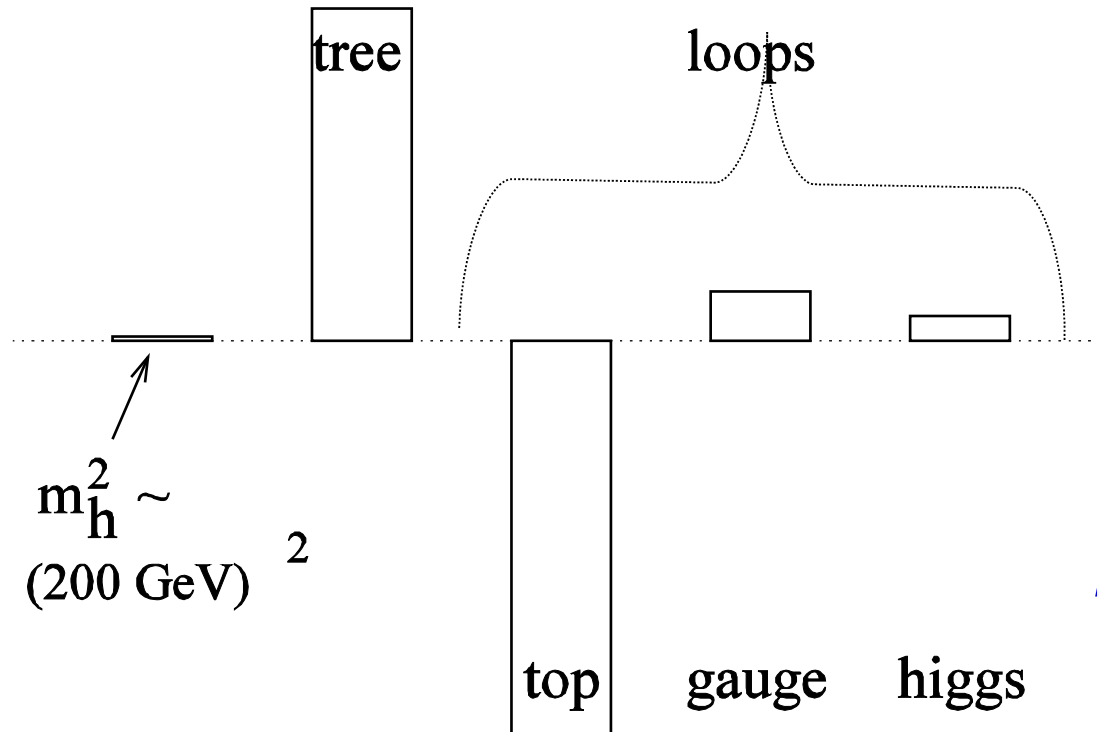
Problemy Modelu Standardowego

- Wiele parametrow (np. masy fermionów)
- Dlaczego trzy rodziny?
- Niezerowa masa neutrin
- Problem hierarchii- poprawki kwantowe
$$M_H(100 \text{ GeV}) \ll M_{\text{Planck}} (10^{19} \text{ GeV})$$
- Opisuje 4 % wszechświata – brak kandydatów na ciemną materię

Odstępstwa od Modelu? - znakomita zgodność z danymi

→ Poza Modelem Standardowym

Fine tuning



Zakładając, że
MS działa do
skali energii
 $\Lambda = 10$
TeV (obcięcie w
petlach)

Wysokość
prostokątów
odpowiada
wielkości
wkładów

M. Schmalz

Poprawki kwantowe do kw. masy cząstki Higgsa - od pętli z kwarkami (w tym kwarkiem top), z bozonami cechowania W/Z i z cząstkami Higgsa muszą się bardzo precyzyjnie (1/100) skracać z wkładem najniższego rzędu (tree), aby uzyskać przewidywanie na masę cząstki Higgsa około 200 GeV (*precyzyjne dopasowanie*)

Mechanism Brouta-Englerta-Higgsa

Spontaniczne naruszenie symetrii EW

$$SU(2) \times U(1) \rightarrow U(1)_{\text{QED}} ?$$

T.D. Lee 1973

Two Higgs Doublet Models

Dwa dublety $SU(2)$ ($Y=1$) - Φ_1, Φ_2 (v_2, v_1)

Masy dla $W^{+/-}$, Z ($\rho=1$), masywny foton?

Masy fermionów - oddziaływanie Yukawy

różne modele: Model I, II, III, IV, X, Y, ...

5 skalarów: H^+ and H^- i neutralne:

- zachowanie CP: CP-even h, H & CP-odd A
- łamanie CP : h_1, h_2, h_3 bez określonej parzystości CP

Reguły sum (względem sprzężeń w MS)

Potencjał 2HDM

$$\begin{aligned} V = & \lambda_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 + \lambda_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) \\ & + \lambda_4(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + [\lambda_5(\Phi_1^\dagger\Phi_2)^2 + \text{h.c.}] \\ & + [(\lambda_6(\Phi_1^\dagger\Phi_1) + \lambda_7(\Phi_2^\dagger\Phi_2))(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + \text{h.c.}] \\ & - m_{11}^2(\Phi_1^\dagger\Phi_1) - m_{22}^2(\Phi_2^\dagger\Phi_2) - [m_{12}^2(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + \text{h.c.}] \end{aligned}$$

symetria Z_2 :

$$\Phi_1 \rightarrow \Phi_1 \quad \Phi_2 \rightarrow -\Phi_2 \qquad \Phi_1 \rightarrow -\Phi_1 \quad \Phi_2 \rightarrow \Phi_2$$

Twarde łamanie symetrii Z_2 : człony λ_6, λ_7

Miękkie łamanie symetrii Z_2 : człon m_{12}^2

Symetria Z_2 : $\lambda_6, \lambda_7, m_{12}^2 = 0$

*Chankowski, Grzadkowski, Kalinowski, Krawczyk,
Krawczyk, Misiak, Pokorski, Rosiek, Skiba, Sokołowska, ...*

Różne modele oddz. Yukawy

zwykle z dodatkową symetrią typu Z_2 (FCNC)

Model I – tylko dublet 1 oddz. z fermionami

Model II – dublet 1 oddz. z fermionami typu d, l
dublet 2 z kwarkami typu u

Model III - oba dublety z fermionami

Model IV (X) - leptony oddz. z dubletem 1, kwarki z 2

Model Y - dublet 1 z kwarkami typu d

dublet 2 z kwarkami typu u i leptonami

Top 2HDM – top tylko z jednym dubletem

....

Inert Doublet Model (IDM)

Ma..'78

Barbieri..'06

Z_2 transf. $\Phi_1 \rightarrow \Phi_1$ $\Phi_2 \rightarrow -\Phi_2$

zarówno L (V i oddz. Yukawy = Model I)
jak i próżnia zachowują tę symetrię:

$$\langle \Phi_1 \rangle = v$$

$$\langle \Phi_2 \rangle = 0$$

GGGKKS

Ewolucja

Wszechświata

Today?

→ Φ_1 jak w MS (BEH), bozon Higgsa h (SM-like)

→ Φ_2 vev=0; 4 skalary (nie Higgasy!)

bez oddziaływanie z fermionami (inert doublet)

symetria Z_2 ścisła → parzystość Z_2 , tylko Φ_2 Z_2 -nieparzysty

→ Najlżejsza cząstka skalarna jest stabilna - dobra
kandydatka na ciemną materię (D. Sokółowska)

(Φ_2 - ciemny dublet z ciemnymi skalarami) .

$\Phi_1 \rightarrow \Phi_S$ Higgs doublet S

$\Phi_2 \rightarrow \Phi_D$ Dark doublet D

Ograniczenia z warunku unitarności dla 2HDM

B. Gorczyca, MSc Thesis, July 2011

Górne granice dla mas

$$\begin{aligned}M_{H^\pm} &\leq 690 \text{ GeV}, \\M_A &\leq 702 \text{ GeV}, \\M_H &\leq 698 \text{ GeV}, \\M_h &\leq 501 \text{ GeV}.\end{aligned}$$

Akeroyd, A. Arhrib, E. Naimi,

SM-like 2HDM

$$g(hVV)=g(H_{\text{SM}}VV)$$

$V=W,Z$

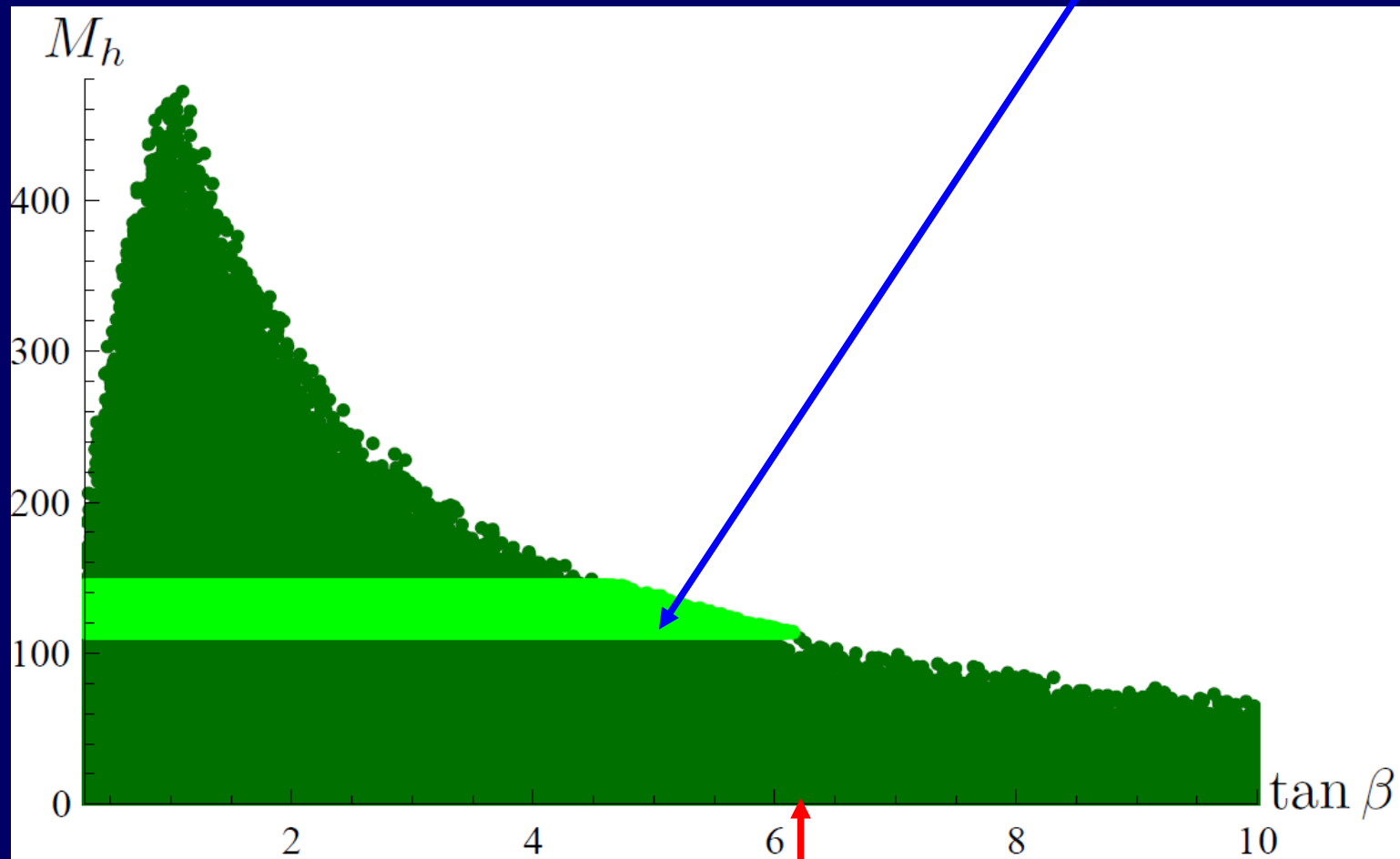
$$114 \leq M_h \leq 141 \text{ GeV}$$

$$V_2/V_1 \rightarrow$$

$$\begin{aligned}M_A &\leq 619 \text{ GeV}, \\M_H &\leq 609 \text{ GeV}, \\\tan \beta &\leq \underline{6.16}.\end{aligned}$$

M_h vs $\tan \beta$

z warunkiem 114 -141 GeV



Poza Modelem Standardowym

→ dążenie do unifikacji

- Model Standardowy: symetria cechowania

$$SU(2) \times U(1) \times SU(3)_c$$

EW: $SU(2) \times U(1) \rightarrow$ częściowa unifikacja sił słabych i el-m

- Wielka Unifikacja (Grand Unified Theory - GUT)

→ łączenie oddziaływań EW i silnych. Symetria cechowania GUT „widoczna” przy energiach powyżej 10^{16} GeV - zbliżanie się stałych sprzężenia. Różne modele.

- W fundamentalnym opisie grawitacji naturalną skalą jest skala Plancka:

masa Plancka 1.2×10^{19} GeV

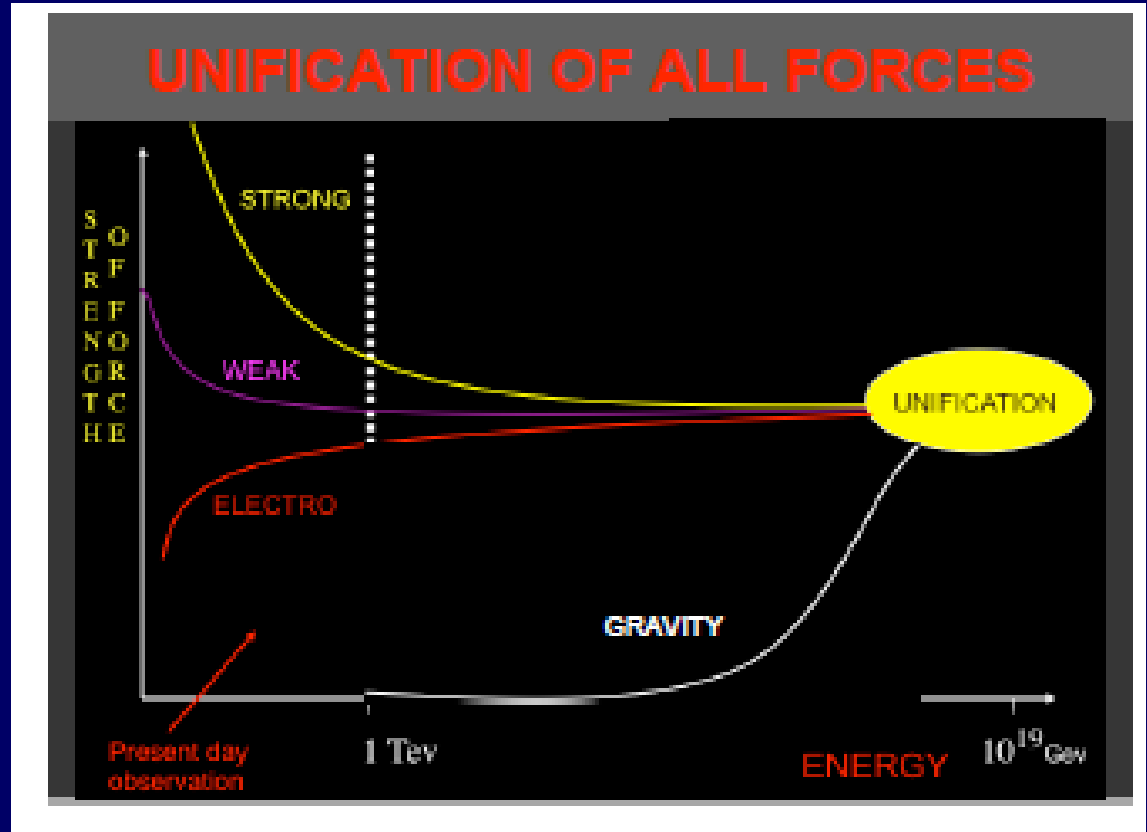
długość Plancka 1.6×10^{-35} m

Unifikacja z grawitacją

David Gross: The Coming Revolutions in Theoretical Physics

<http://www.youtube.com/watch?v=AM7SnUlW-DU&feature=channel>

biegnące stałe
sprężenia



„Siła” grawitacji $F \sim M^2 \sim E^2$ i dlatego rośnie tak szybko dla dużych E

Wyjście poza Model Standardowy

1/ Rozszerzenie symetrii

→ supersymetria

2/ Rozszerzenie czasoprzestrzeni

→ dodatkowe wymiary przestrzenne

3/ "Rozszerzenie" obiektów

→ rozciągłe obiekty fundamentalne

(struny, membrany i brany p-wymiarowe)

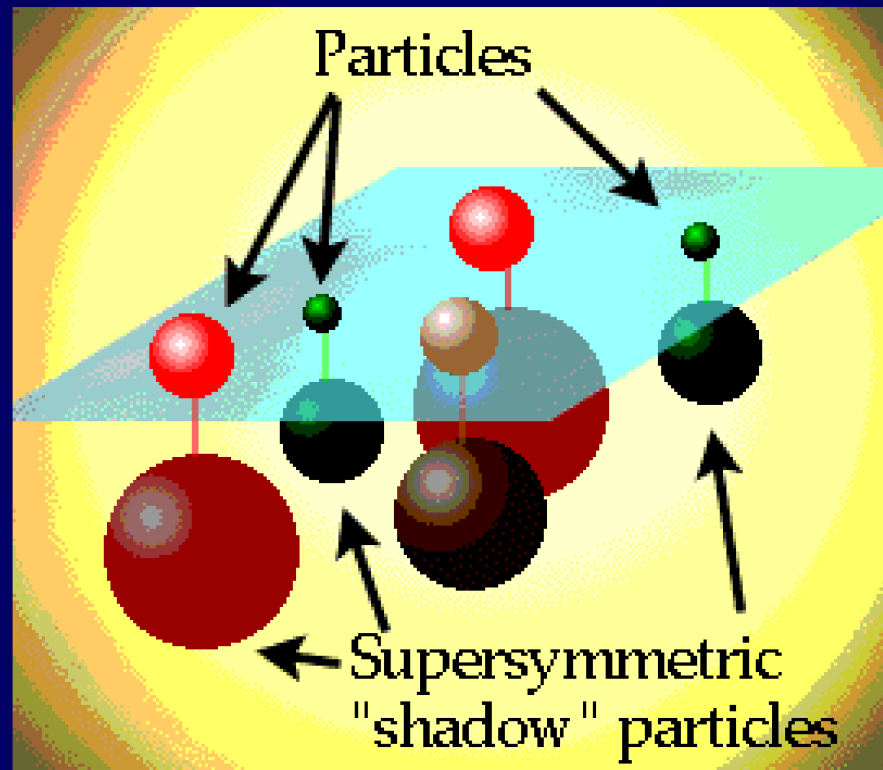
Ku **Teorii Wszystkiego**- pełna unifikacja wszystkich oddziaływań fundamentalnych (łącznie z grawitacją)

Uwaga- badania nad substrukturą w zaniku

SUPERSYMETRIA

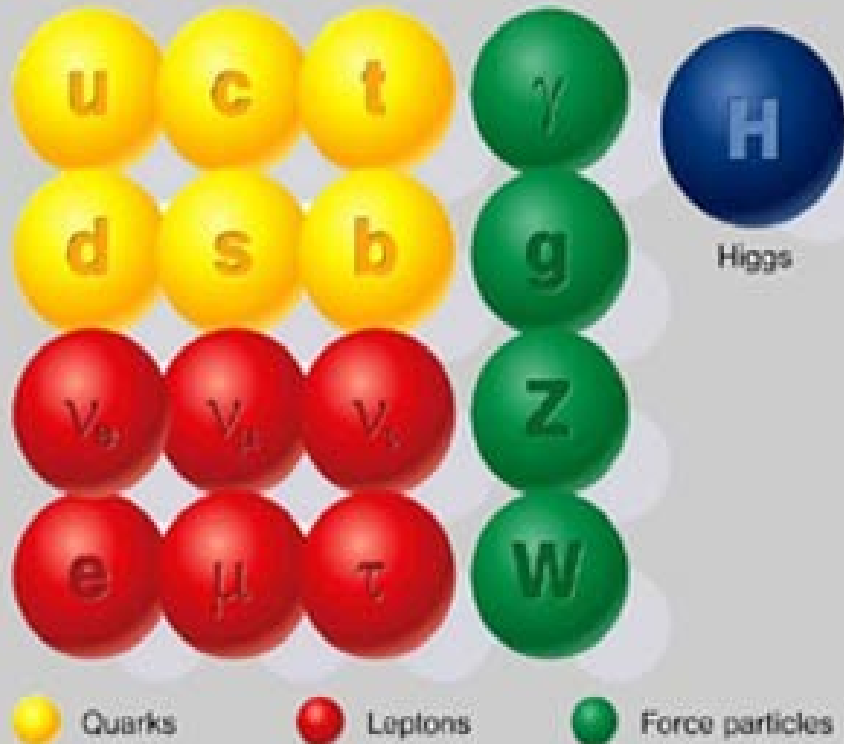
- W przyrodzie tylko dwa typy cząstek: fermiony i bozony
- Supersymetria zakłada symetrię fermion $\leftrightarrow$ bozon, czyli wymaga **podwojenia** składu cząstek fundamentalnych
- Supersymetryczni partnerzy znanych cząstek z MS = cząstki SUSY

Cząstki SUSY muszą być b. masywne bo ich nie obserwujemy.
Supersymetria musi być łamana

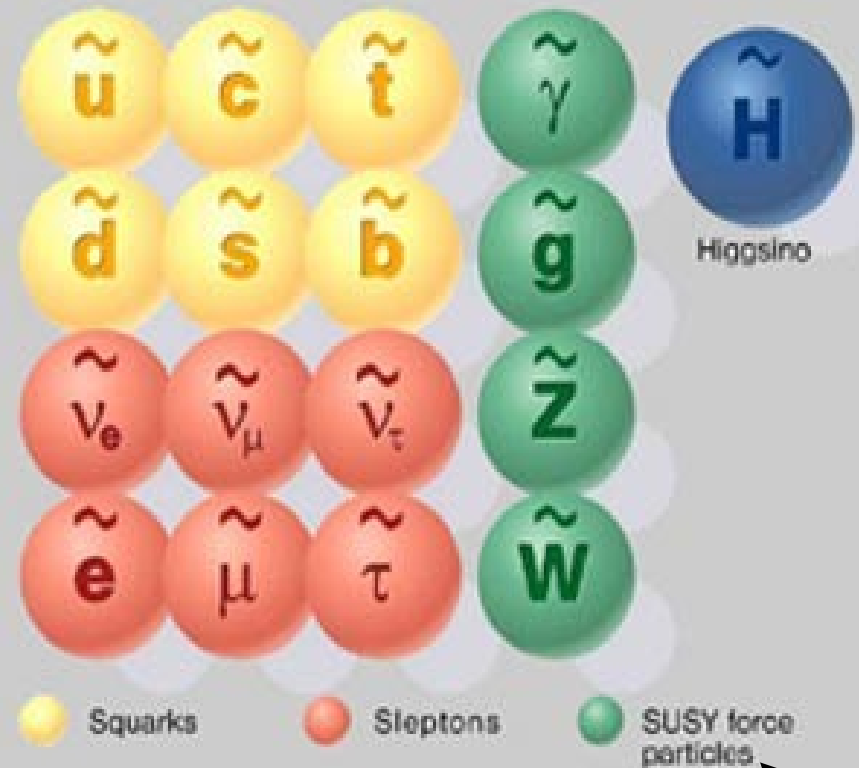


Słodcy partnerzy

Standard particles



SUSY particles



skwarki, sleptony, gaugina, higgsina
spin 0 spin 1/2

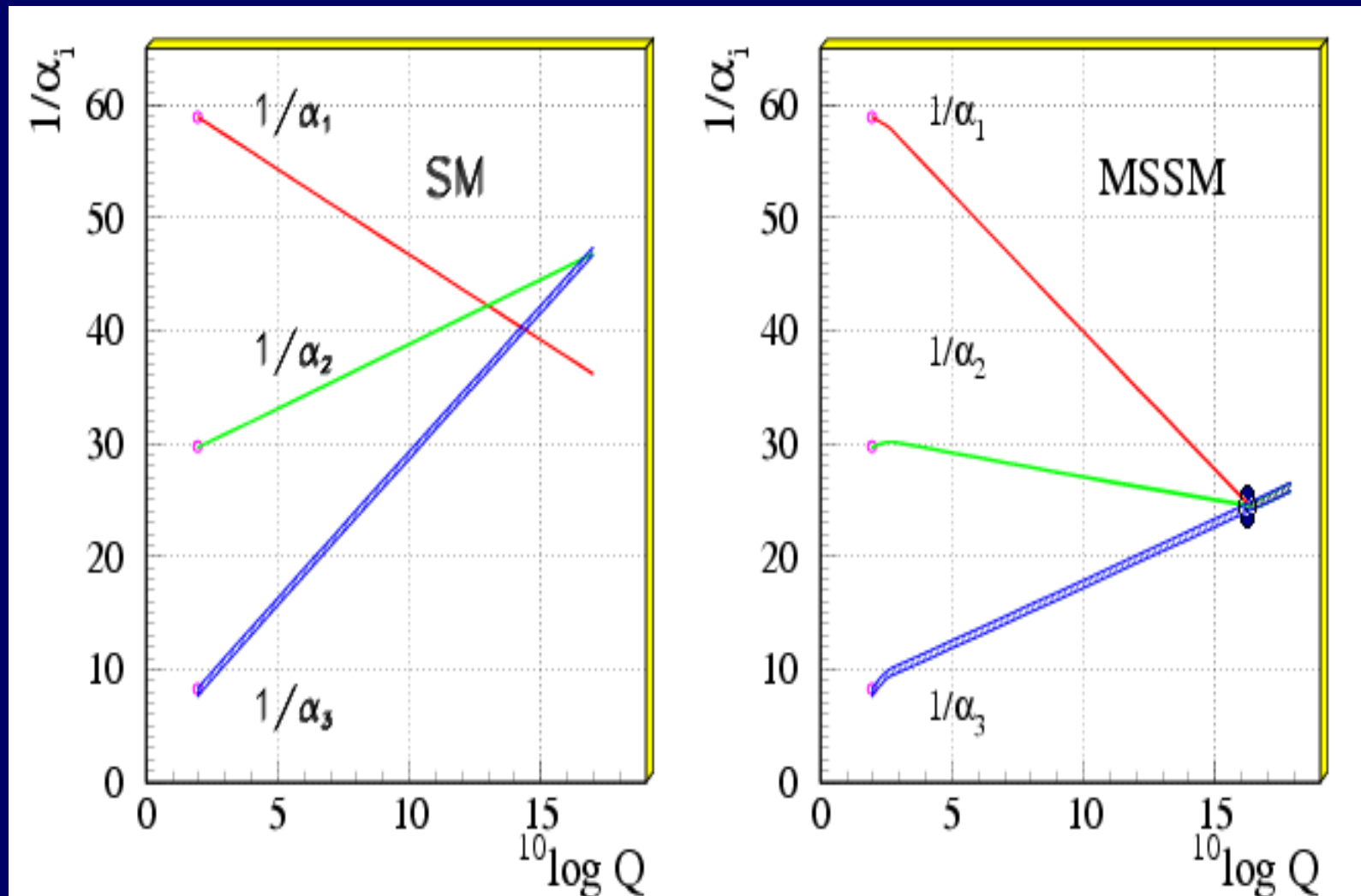
Masy ~ 1 TeV

Podwojenie dubletów skalarów Φ_1 i Φ_2

Supersymetria jest super

- Problem hierarchii usunięty – kasowanie się wkładów od fermionów i bozonów w pętlach
- Unifikacja oddziaływań (GUT): lepsze „zbieganie” stałych sprzężenia do siebie
- Założenie dodatkowe: symetria R (liczba kwantowa **R** i jej zachowanie), więc najbliższa cząstka SUSY jest trwała → kandydat/tka na **ciemną materię**

Unifikacja sił w SM i MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model)



Oś y: kolejno od góry $1/\alpha_{em}$, $1/\alpha_W$, $1/\alpha_s$; oś x: logarytm dziesiętny od skali energii Q/TeV

Minimalny Standardowy Model Supersymetryczny (MSSM)

- sektor Higgsa

- **Dwa** dublety pól skalarnych $\rightarrow$ aby nadać masy wszystkim cząstkom fundamentalnym
- Przewidywanie: 5 cząstek Higgsa (spin 0)
 h, H, A (neutralne) i $H^\pm$ (naładowane)
Uwaga - h ma własności zbliżone do cząstki Higgsa w SM,
i dlatego nowe dane z LHC nie wykluczają MSSM
- **Higgsina** o spinie $1/2$
Gaugina (gaudżina, spin $1/2$: *fotino, gluino, wino, zino*)
mieszają się z higgsinami $\rightarrow$ fizyczne cząstki to:
neutralina (neutralne) i **czardżina** (naładowane)

Supersymetria - główny kierunek badań- ale są i inne opinie

M. Veltman (Facts and Mysteries in Elementary Particle Physics, 2003):

..this book is about a physics, and this implies that the theoretical ideas discussed must be supported by experimental facts. Neither supersymmetry nor string theory satisfy this criterion. They are figments of the theoretical mind.

To quote Pauli: „They are not even wrong.”

They have no place here.

Higgs mass implications on the stability of the electroweak vacuum

Joan Elias-Miró^a, José R. Espinosa^{a,b}, Gian F. Giudice^c,
Gino Isidori^{c,d}, Antonio Riotto^{c,e}, Alessandro Strumia^{f,g}

Zał. MS do bardzo wysokich skal energii

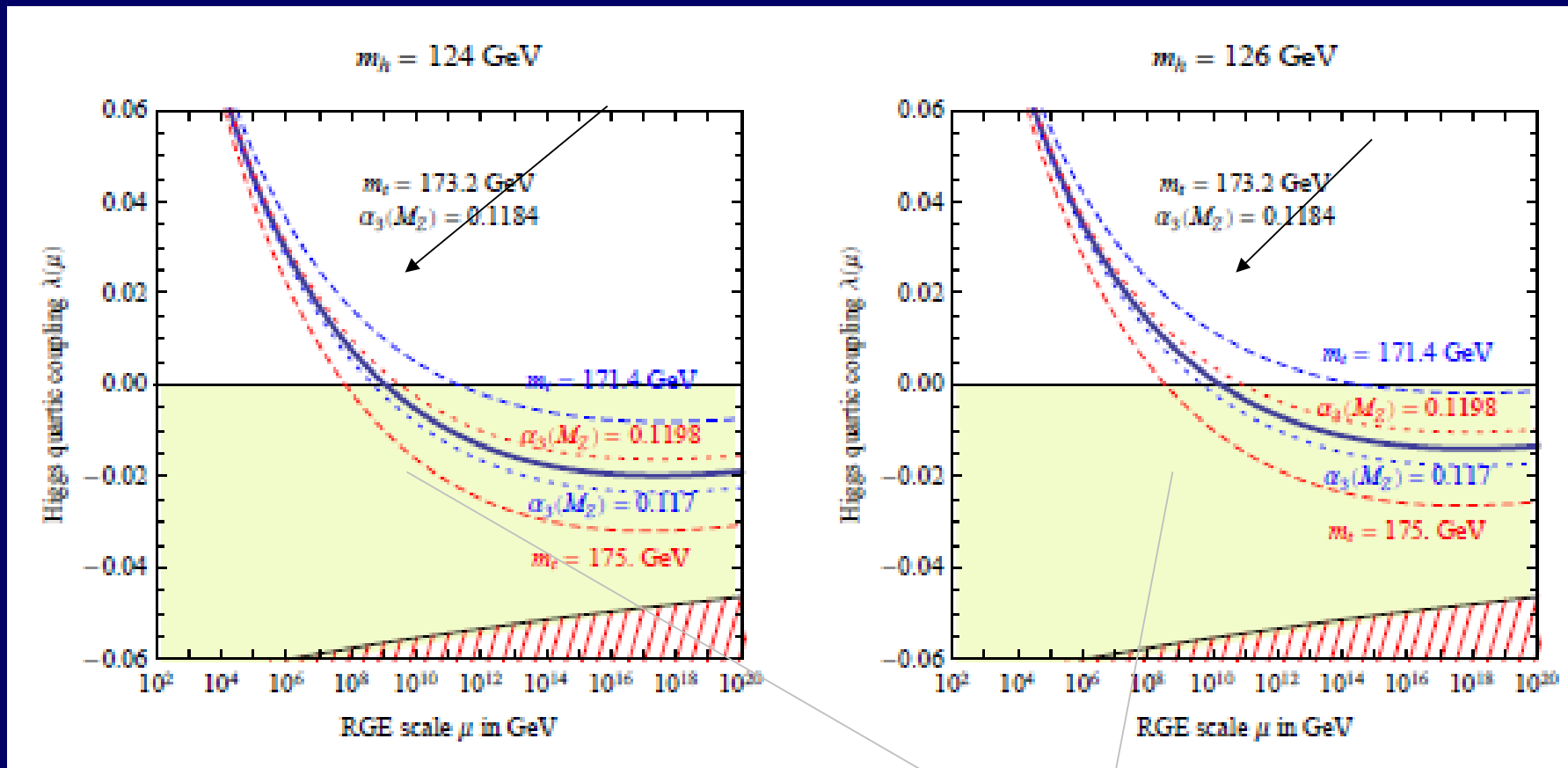
For a Higgs mass in the range 124-126 GeV, and for the current central values of the top mass and strong coupling constant, the Higgs potential develops an instability around 10^{11} GeV, with a lifetime much longer than the age of the Universe.

However, taking into account theoretical and experimental errors, stability up to the Planck scale cannot be excluded.

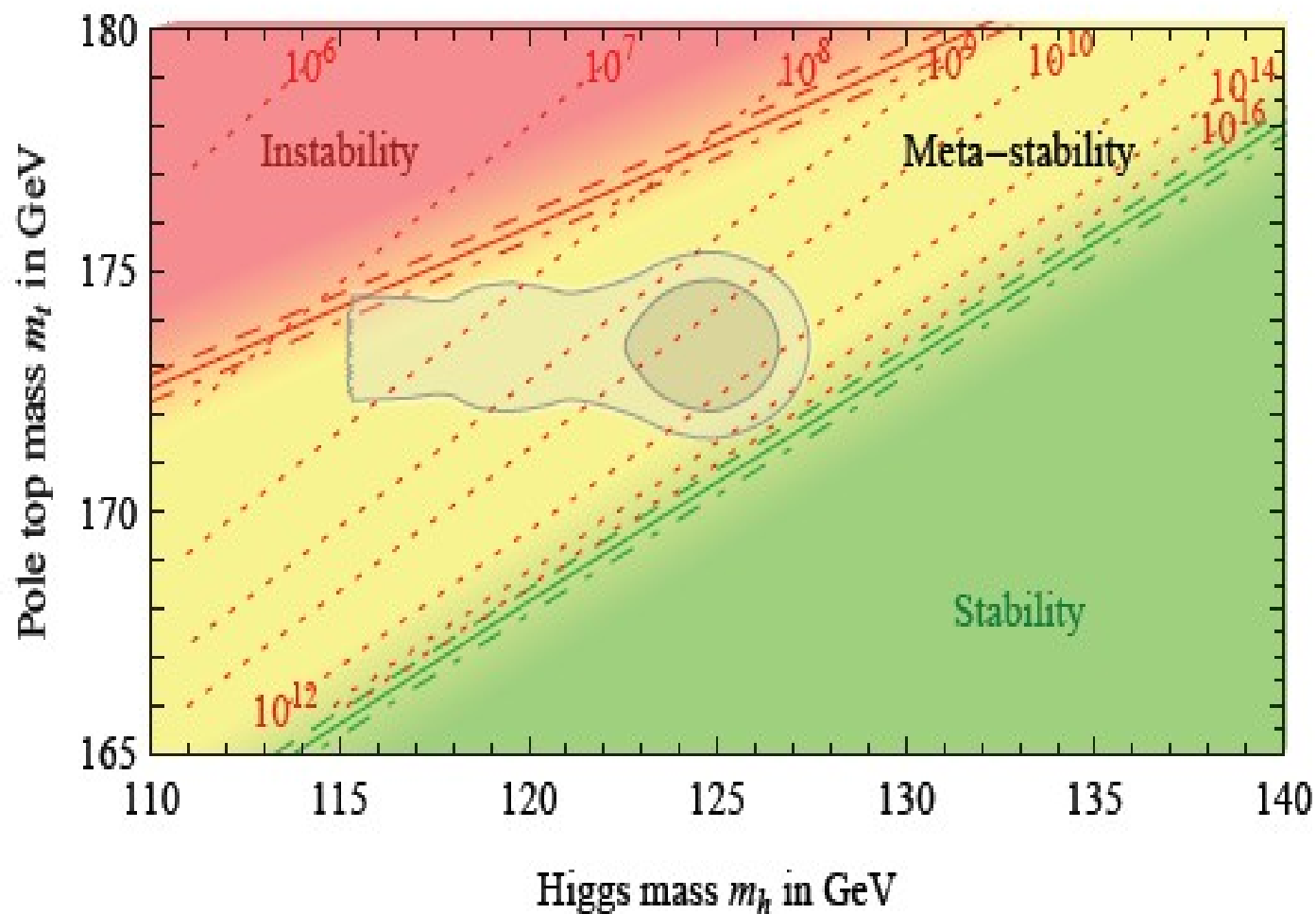
$$V = \lambda (|\Phi|^2 - v^2)^2$$

Potencjał z poprawkami
2-pętlowymi grupy renormalizacji

Ewolucja lambda – stabilność?



Stabilność $\lambda > 0$ do skali energii 10^9 GeV; powyżej tej energii czas życia próżni MS > wiek Wszechświata (13.7 mld lat)



Lambda (w GeV) – skala niestabilności

Linie graniczne: $\alpha_s(M_Z) = 0.1184 \pm 0.0007$

Teoria Standardowa

Cząstka Higgsa w Modelu Standardowym

- konsystencja matematyczna modelu
- mechanizm nadawania mas w wyniku spontanicznego łamania symetrii elektroslabej

Z precyzyjnych testów – przewidywana lekka cz.H

LHC – ew. masa między $\sim 115 - 127$ GeV

Odkrycie/wykluczenie w 2012

Lekka cząstka Higgsa typu MS również w innych modelach (2HDM, MSSM..)

NIE MA NIC BARDZIEJ
UŻYTECZNEGO
NIŻ DOBRA TEORIA

L. Boltzmann