Model Standardowy

Elementy fizyki cząstek elementarnych

Wykład VII

- elementy teorii kwantowej
- symetrie a prawa zachowania
- spontaniczne łamanie symetrii
- model Weinberga-Salama
- testy Modelu Standardowego
- poszukiwanie bozonu Higgsa

Oddziaływania słabe...

Bozony $W^{\pm}$ i Z°

Dziś jest dla nas oczywiste, że oddziaływania słabe są przenoszone przez ciężkie nośniki.

Jednak ich istnienie zostało doświadczalnie potwierdzone dopiero 15 lat
po ich wprowadzeniu do teorii przez Weinberg'a i Salam'a.

Dlaczego byli przekonani o ich istnieniu ?

Odkrycie bozonów Z° i $W^{\pm}$ przez eksperymenty UA1 i UA2 (1983):

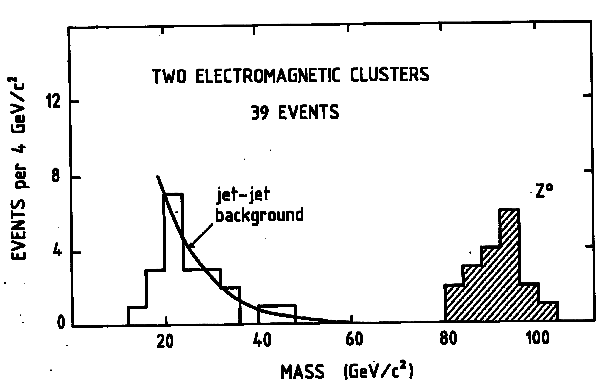


Fig. 1

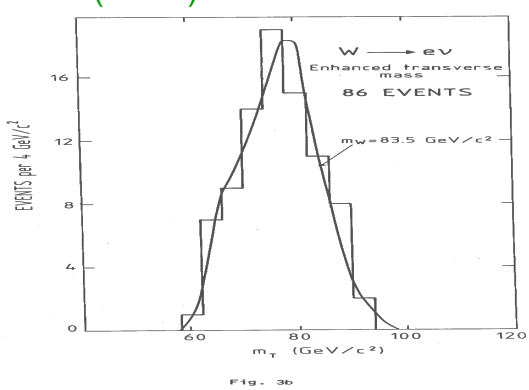


Fig. 3b

Elementy teorii

Mechanika klasyczna

Jedną z postaci w jakich możemy przedstawić równania ruchu układu cząstek jest **równanie Lagrange'a**

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0$$

Lagrangian układu jest różnicą energii kinetycznej i potencjalnej

$$L(q_i, \dot{q}_i, t) = T - V$$

i zależy od współrzędnych uogólnionych q_i oraz ich pochodnych po czasie $\dot{q}_i$.

Przykład

Jednowymiarowy ruch w stałym polu grawitacyjnym:

$$\begin{aligned} T &= \frac{mv^2}{2} = \frac{m\dot{x}^2}{2} \\ V &= mgx \end{aligned}$$

$$L(x, \dot{x}, t) = \frac{m\dot{x}^2}{2} - mgx$$

$\Rightarrow$ z równania Lagrange'a:

$$m\ddot{x} = -mg$$

Elementy teorii

Teoria kwantowa

Zamiast od "klasycznych" współrzędnych uogólnionych q_i gęstość lagrangianu zależy od pola cząstki $\phi(x^\mu)$:

$$\begin{aligned} q_i &\rightarrow \phi(x^\mu) \\ \dot{q}_i &\rightarrow \frac{\partial \phi}{\partial x_\mu} \equiv \partial^\mu \phi \end{aligned}$$

$\Rightarrow$ gęstość lagrangianu:

$$L(q_i, \dot{q}_i, t) \rightarrow \mathcal{L}\left(\phi, \frac{\partial \phi}{\partial x_\mu}, x_\mu\right)$$

Równanie Lagrangea: $(\sum_{\mu=0,1,2,3})$

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu}\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial\left(\frac{\partial \phi}{\partial x_\mu}\right)}\right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = 0$$

Definiując lagrangian jednoznacznie definiujemy teorię: opisywane cząstek i ich oddziaływania.

W oparciu o lagrangian definiuje się wszystkie reguły rachunkowe (w tym diagramy Faynmana).

Symetria teorii $\Leftrightarrow$ symetria lagrangianu

Symetrie

Twierdzenie Noether (1918)

Niezmienniczości teorii względem każdej **grupy** symetrii odpowiada zasada zachowania.

symetria		**zachowana wielkość**
przesunięcie w czasie	$\rightarrow$	energia
przesunięcie w przestrzeni	$\rightarrow$	pęd
obrót	$\rightarrow$	moment pędu
odbicie inwersja przestrzenna	$\rightarrow$	*parzystość P*
sprzężenie cząstka-antycząstka	$\rightarrow$	*parzystość ładunkowa C*

Symetrie

Transformacja cechowania

Lagrangian dla swobodnego elektronu

$$\mathcal{L} \;=\; i\bar{\psi}\gamma_\mu\partial^\mu\psi - m\bar{\psi}\psi$$

gdzie ψ jest spinorem Diraca o czterech składowych zespolonych (tyle potrzeba, żeby opisać elektron i pozyton lewo- i prawo skrętny).

$\Rightarrow$ równanie Diraca:

$$(i\gamma^\mu\,\partial_\mu - m)\,\psi \;=\; 0$$

por. równanie Schrödingera: ($\hbar \equiv 1$)

$$(i\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{2m}\frac{\partial^2}{\partial^2 x})\,\psi \;=\; 0$$

Pola są zespolone, ale lagrangian nie zależy od fazy

$\Rightarrow$ dodatkowa symetria "cechowania":

$$\psi(x) \;\rightarrow\; e^{i\alpha}\cdot\psi(x)$$

Transformacje obrotu fazy o kąt α:

$$U(\alpha) = e^{i\alpha}$$

tworzą grupę abelową znaną jako U(1).

Niezmienniczość względem transformacji cechowania $\Rightarrow$ z twierdzenia Noether:

zasada zachowania ładunku

Symetrie

Transformacja cechowania

Czy nasza teoria jest też niezmiennicza względem "lokalnej" symetrii cechowania:

$$\psi(x) \;\rightarrow\; e^{i\alpha(x)} \cdot \psi(x)$$

gdzie kąt obrotu fazy $\alpha(x)$ zależy od położenia i czasu ?

Dla swobodnego elektronu: **NIE**,
lagrangian zawiera pochodne pola.

Ale jeśli dodamy do teorii pole wektorowe A_μ, które transformuje się zgodnie z:

$$A_\mu \;\rightarrow\; A_\mu + \frac{1}{e}\,\partial_\mu\alpha \qquad \left(\partial_\mu\alpha \equiv \frac{\partial\alpha}{\partial x^\mu}\right)$$

i jednocześnie zastąpimy "zwykłą" pochodną przez "pochodna kowariantną"

$$D_\mu \;\equiv\; \partial_\mu \;-\; ieA_\mu$$

$\Rightarrow$ lagrangian niezmienniczy względem transformacji lokalnej

A_μ - pole (bozon) cechowania

Symetrie

QED

Uwzględniając dodatkowo energię kinetyczną dla pola A_μ otrzymujemy lagrangian:

$$\mathcal{L} \;=\; \bar{\psi}\,(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\,\psi \;+\; e\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi \;-\; \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$$

$$\text{gdzie} \quad F_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu A_\nu \;-\; \partial_\nu A_\mu$$

Z warunku niezmienniczości teorii cząstki swobodnej względem lokalnej zmiany fazy otrzymaliśmy...

Elektrodynamikę kwantową

pełną teorię oddziałujących ładunków elektrycznych

pole A_μ - foton

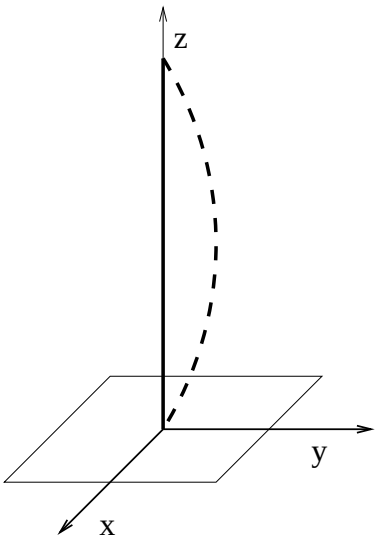
Okazuje się, że foton **MUSI** być bezmasowy !

Dodanie do $\mathcal{L}$ członu masowego dla fotonu prowadziłoby do nieusuwalnych rozbieżności

Spontaniczne łamanie symetrii

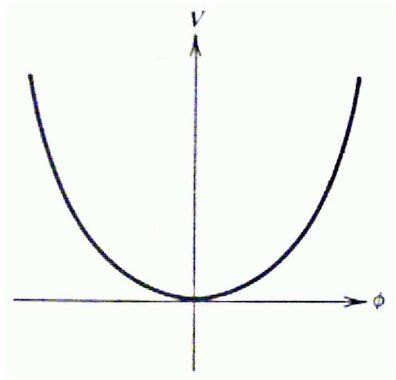
Model klasyczny

Najprostszy model:
drgająca struna



Energia potencjalna jest funkcją wychylenia $|\phi| = \sqrt{x^2 + y^2}$

$\Rightarrow$ symetria "teorii" względem obrotu wokół osi Z.



Stan podstawowy układu: $\phi = x + iy = 0$

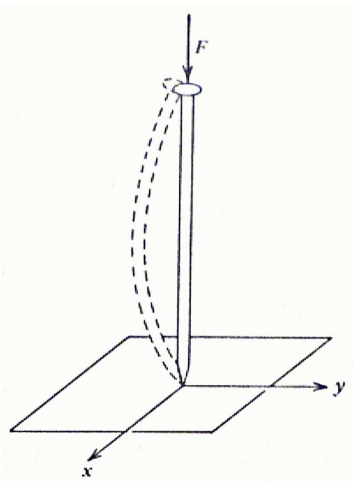
$\Rightarrow$ stan podstawowy zachowuje symetrię "teorii"
(obrotu wokół osi Z)

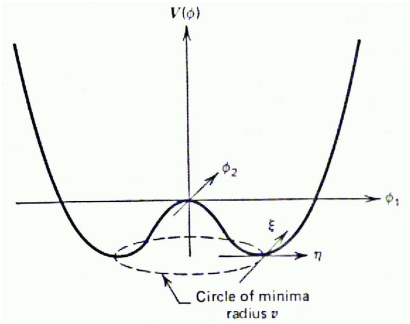
Ale wcale tak nie musi być...

Spontaniczne łamanie symetrii

Model klasyczny

Inny model: drgania ściskanego pręta





Energia potencjalna, a więc i cała "teorii" wciąż ma symetrię względem obrotu wokół osi Z.

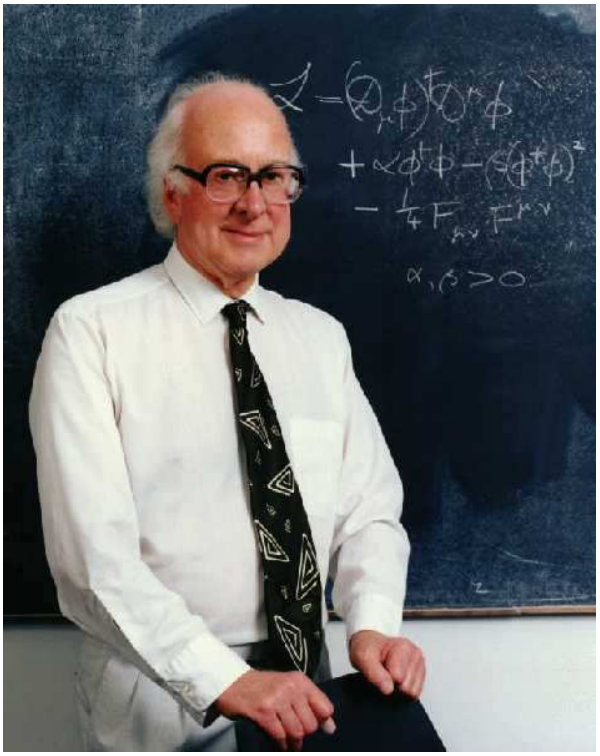
Ale stan podstawowy (o najniższej energii) odpowiada $\phi \neq 0$

Zbiór stanów o $|\phi| = v$ wciąż jest osiowo symetryczny
(pręt mógłby się wybrzuszyć w dowolną stronę)

Ale "Przyroda" musi wybrać jeden stan podstawowy
$\Rightarrow$ **spontanicznie** łamie symetrię "teorii"

pręt wybrzusza się tracąc symetrię osiową...

Peter W. Higgs



Na możliwość nadania mas nośnikom oddziaływań poprzez spontaniczne łamanie symetrii wskazał czterdzieści lat temu (1964) Peter W. Higgs.

Mechanizm spontanicznego łamania symetrii, zwany także mechanizmem Higgsa, jest podstawą współczesnej teorii oddziaływań elektrosłabych.

Model Weinberga-Salama

Grupa SU(2)

Doświadczenia wskazywały, że do opisu oddziaływań słabych potrzebne są przynajmniej trzy nośniki.

Najprostszą grupą cechowania, która daje nam trzy pola cechowania jest SU(2)

(macierze unitarne 2×2 z wyznacznikiem 1)

$\Rightarrow$ otrzymujemy trzy bozony cechowania: W^+, W^- i W°.

Mechanizm Higgsa

Możemy "nadać masy" bozonom W wprowadzając dodatkowe pole skalarne ϕ o potencjale:

$$V(\phi) \;=\; \mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda\left(\phi^\dagger\phi\right)^2$$

Jeśli $\lambda < 0$ potencjał ma minimum dla $\phi \neq 0$

$\Rightarrow$ spontaniczne łamanie symetrii

Możemy "przedefiniować" nasze pola rozwijając potencjał w szereg wokół minimum $\phi_\circ$, $\quad |\phi_\circ|^2 \equiv \frac{v^2}{2}$

$\Rightarrow$ poprzez oddziaływanie z polem ϕ bozony cechowania uzyskują masę $M_W = \frac{1}{2}gv$ (g - stała sprzężenia)

Nadajemy masy nie łamiąc symetrii teorii ($\mathcal{L}$)

Mechanizm Higgsa

Wyobraźmy sobie salę bankietową równomiernie wypełnioną ludźmi: (pole Higgsa)

Mechanizm Higgsa

Pojawia się sławny naukowiec (bozon cechowania) przyciągając uwagę zebranych...

Mechanizm Higgsa

Ludzie cisnący się wokół naukowca utrudniają mu poruszanie się (nadają mu masę)

Model Weinberga-Salama

Grupa SU(2)×U(1)

Masa bozonu Z° jest wyższa niż masy bozonów $W^\pm$

Aby to wytłumaczyć musimy wprowadzić mieszanie neutralnych pól cechowania:

- pola W°_μ grupy SU(2) i
- pola B_μ grupy U(1)

Pola fizyczne **fotonu** i **bozonu** Z° definiujemy jako:

$$A_\mu = \cos\theta_W B_\mu + \sin\theta_W W^\circ_\mu$$

$$Z_\mu = -\sin\theta_W B_\mu + \cos\theta_W W^\circ_\mu$$

gdzie θ_W jest kątem mieszania (**kątem Weinberga**)

Otrzymujemy związek na masy bozonów

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos\theta_W$$

$$m_\gamma \equiv 0$$

Sprzężenie z polem ϕ pozwala też nadać masy pozostałym cząstkom teorii (fermionom)

"Cena": (nagroda ?) dodatkowa cząstka fizyczna - **bozon Higgsa**

Mechanizm Higgsa

Ludzie na bankiecie mogą też spontanicznie tworzyć “zgęszczenia” (bozon Higgsa)

Model Weinberga-Salama

Nagrody Nobla

1979 - Sheldon L.Glashow, Abdus Salam i Steven Weinberg

Za stworzenie model oddziaływań elektro-słabych
oraz przewidzenie istnienia bozonów $W^{\pm}$ i Z°

1984 - Carlo Rubia i Simon Van der Meer

Za odkrycie bozonów $W^{\pm}$ i Z°

1999 - Gerardus ’T Hooft i Martinus J.G.Veltman

Za wykazanie spójności modelu

Model oddziaływań elektrosłabych +chromodynamika kwantowa (QCD):

Model Standardowy

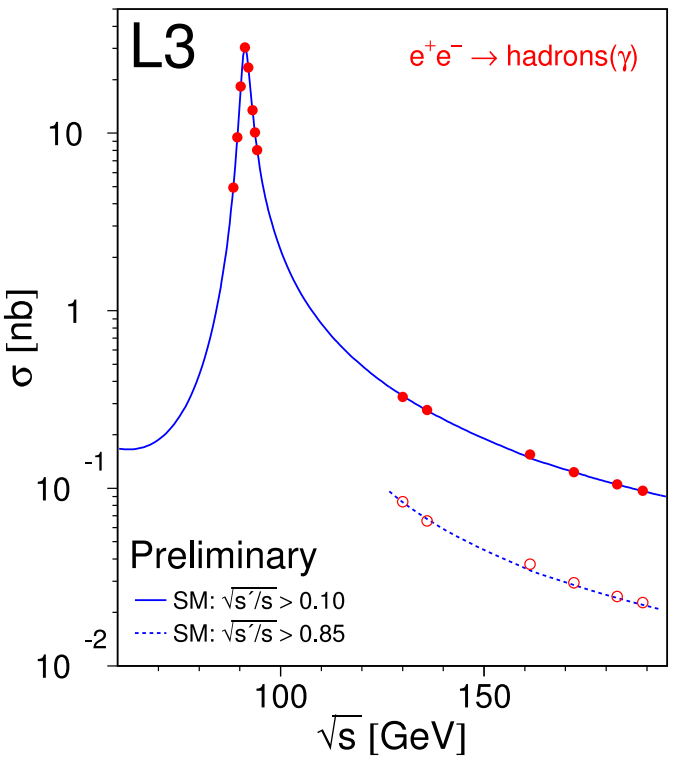
$$SU(2) \times U(1) \times SU(3)$$

Testy Modelu Standardowego

$e^+e^- \to Z^\circ$

Model Standardowy został bardzo dokładnie przetestowany w zderzeniach e^+e^- w akceleratorach LEP i SLC.

W przekroju czynnym na produkcję hadronów widać wyraźne maksimum odpowiadające produkcji rzeczywistego Z°

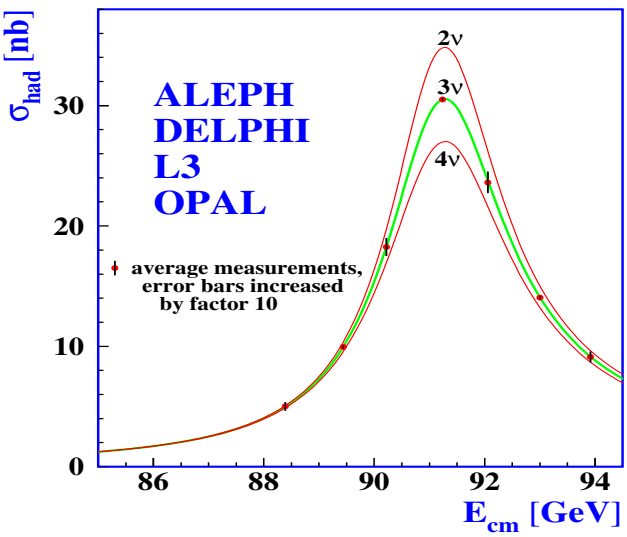


Testy Modelu Standardowego

Liczba neutrin

Z° rozpada się na kwarki, naładowane leptony i neutrina. Stosunki rozpadów proporcjonalne są do liczby stanów. Im więcej neutrin tym mniej rozpadów na inne cząstki.

$\Rightarrow$ mierząc całkowity przekrój czynny w rezonansie Z° możemy wyznaczyć liczbę **bezmasowych** neutrin



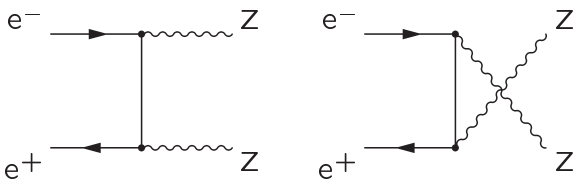
$$N_\nu = 2.9840 \pm 0.0082$$

final 2005 (LEP+SLC)

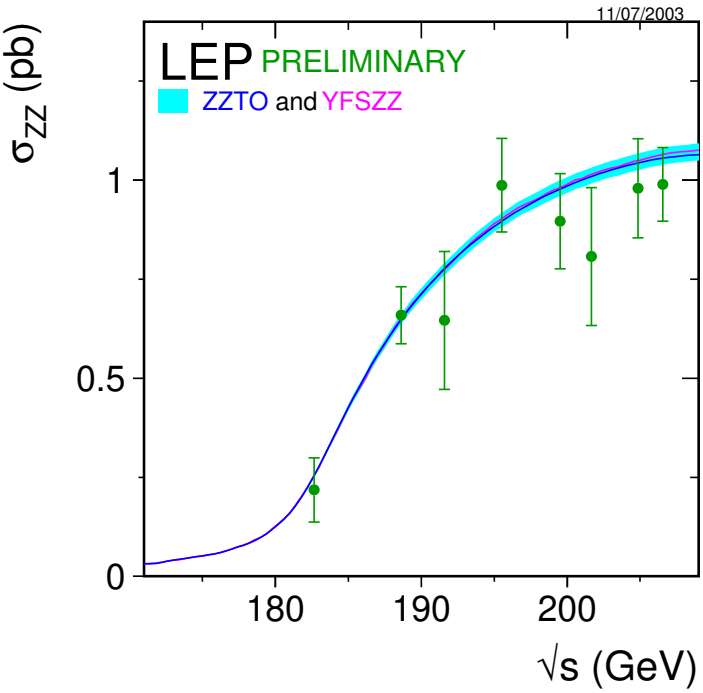
Testy Modelu Standardowego

$e^+e^- \to Z^\circ Z^\circ$

Dla $\sqrt{s} > 2M_Z$ możliwa jest produkcja pary bozonów Z°



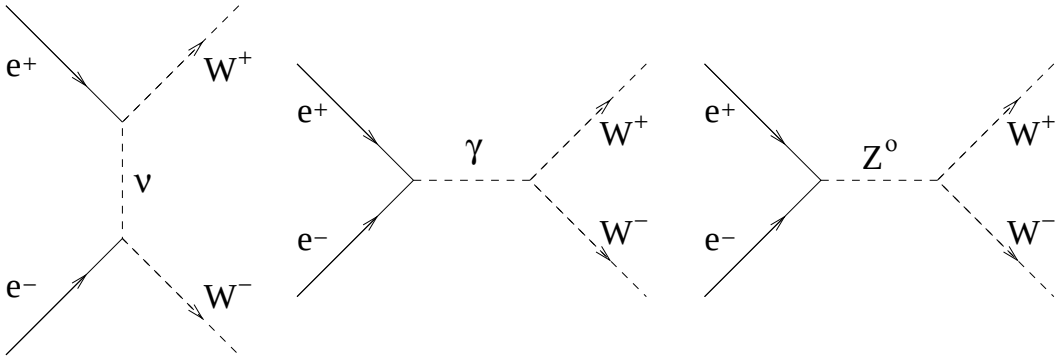
Bardzo dobra zgodność z przewidywaniami Modelu Standardowego ⇒



Testy Modelu Standardowego

$e^+e^- \to W^+W^-$

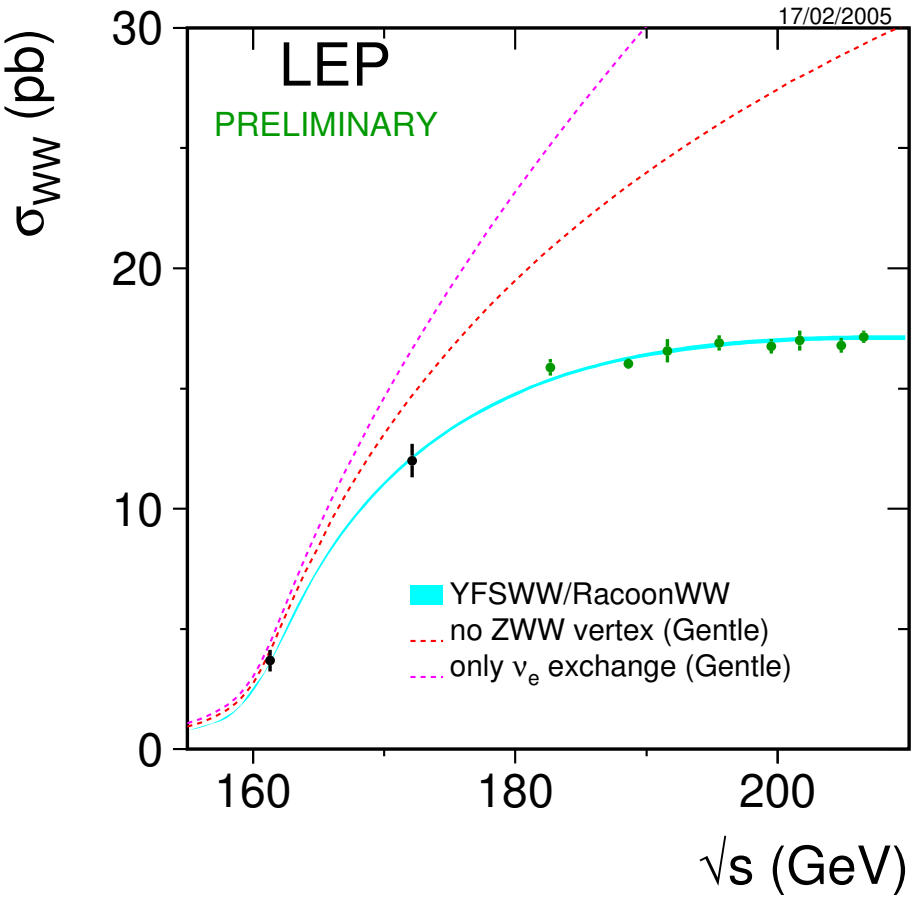
Wkład od trzech różnych procesów:



Sprzężenia wynikają z przyjętych symetrii cechowania

$\Rightarrow$ ścisłe przewidywania modelu

Doświadczalnie potwierdzone kasowanie wkładów od różnych procesów $\Rightarrow$



Testy Modelu Standardowego

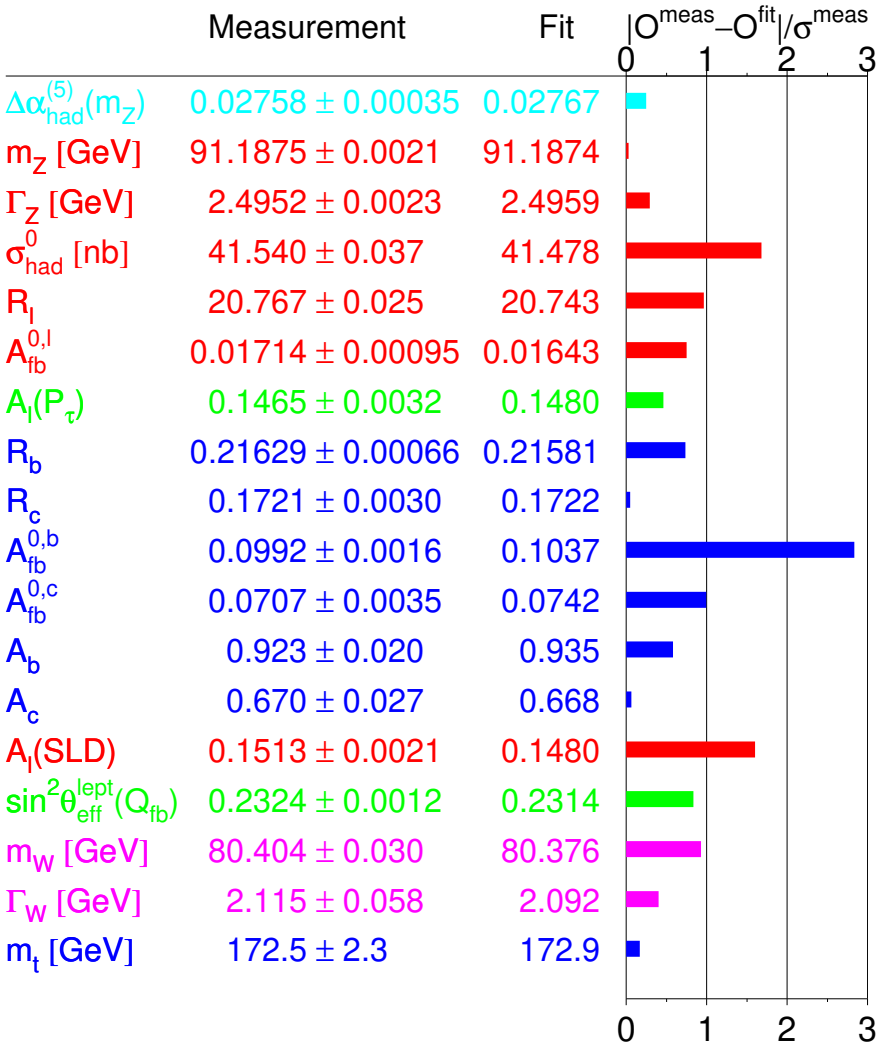
Porównanie

Model Standardowy ma jedynie trzy wolne parametry opisujące oddziaływania (+ masy fermionów i Higgsa).

Można wybrać np. α_{em}, G_F i M_Z.

Model tłumaczy wyniki wszystkich dotychczasowych pomiarów oddziaływań elektrosłabych !

Miara zgodności: pull $\equiv \frac{|X_{meas} - X_{SM}|}{\sigma_X} \Rightarrow$



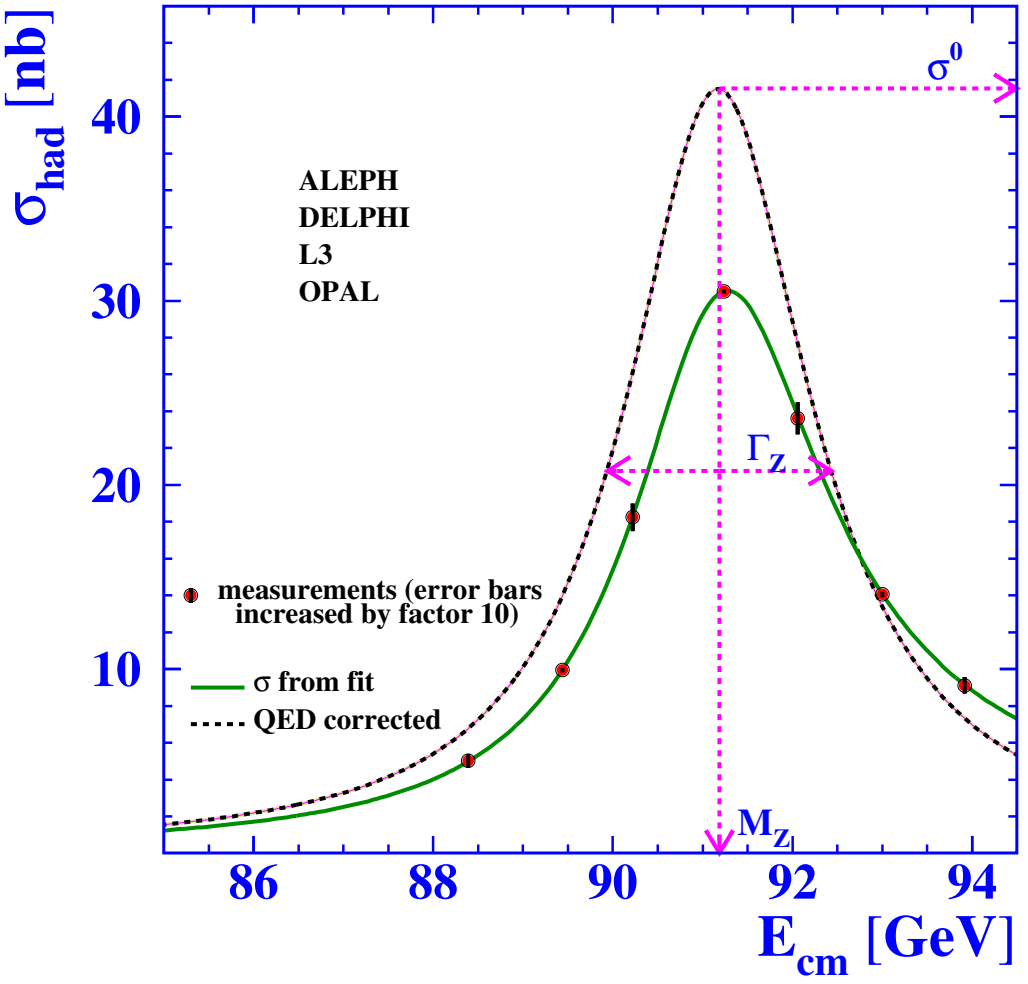
Testy Modelu Standardowego

Poprawki

Wielkości fizyczne zmierzone w LEP czułe są na poprawki "wyższych rzędów".

Poprawki pochodzą w szczególności od procesów z wirtualną wymianą bozonu $W^{\pm}$, kwarku t, bozonu Higgsa lub innych ciężkich cząstek...

Precyzyjne pomiary w LEP i innych eksperymentach pozwalają wnioskować o masie bozonu Higgsa, m_h.

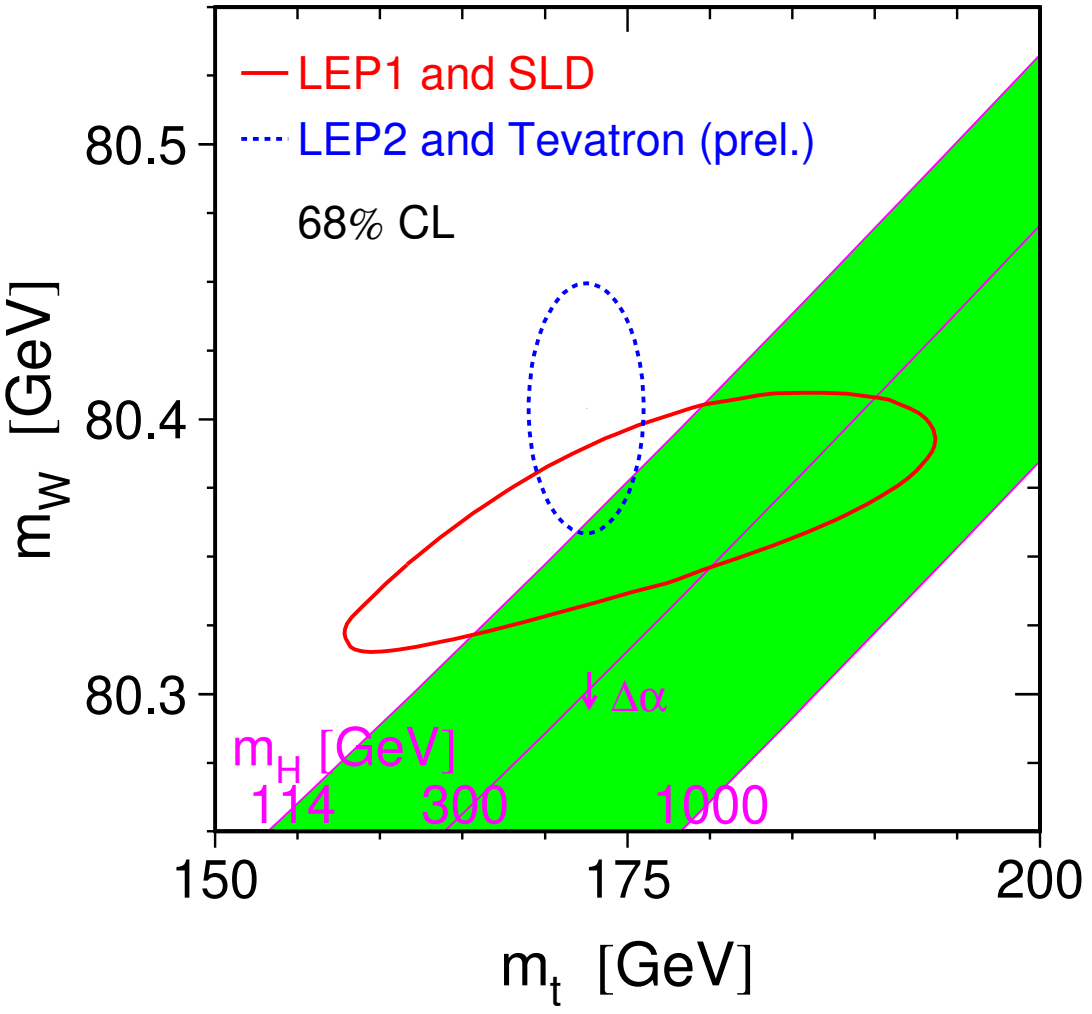


Testy Modelu Standardowego

Poprawki

Nie po raz pierwszy staramy się wyznaczyć masy ciężkich cząstek na podstawie analizy precyzyjnych pomiarów przy niższych energiach.

Dla bozonu $W^{\pm}$ i kwarku t wyniki bardzo dobrze zgodziły się z bezpośrednimi pomiarami

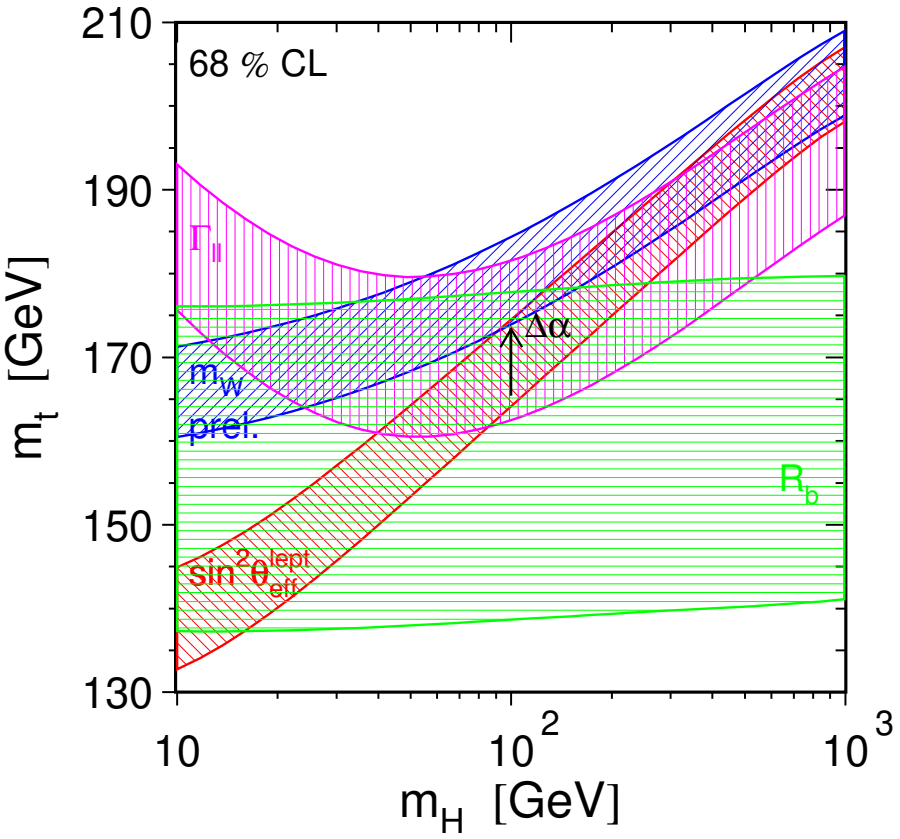


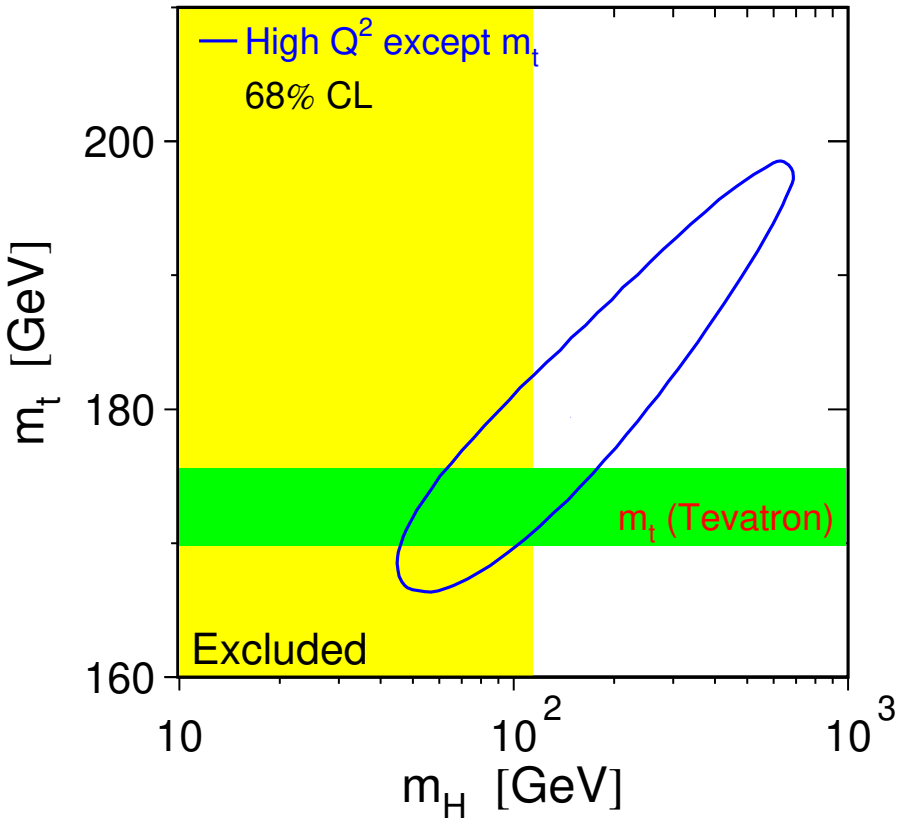
Testy Modelu Standardowego

Masa higgsa

Pojedyncze pomiary dopuszczają szeroki zakres wartości m_t i m_H.

Jednak z ich łącznej analizy możemy uzyskać istotne ograniczenia...





Zależność od m_H logarytmiczna !...

Testy Modelu Standardowego

Masa higgsa

Analiza wszystkich dostępnych danych wskazuje, że masa Higgsa powinna wynosić około 100 – 200 GeV

$$m_h = 89^{+42}_{-30}\ \text{GeV}$$

lub: m_h <175 GeV (95% CL)

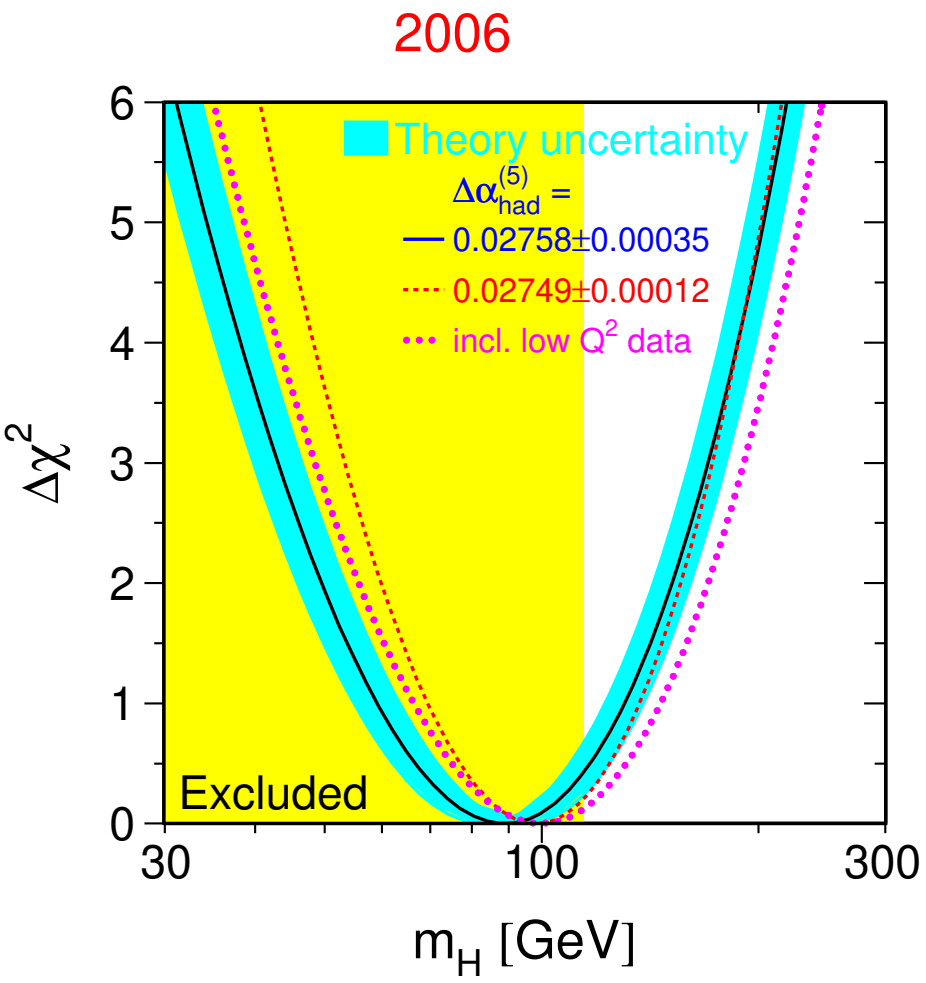
Dlaczego wciąż go nie widzimy ?...

Z bezpośrednich poszukiwań:

$$m_h > 114.4\ \text{GeV}\ (95\%\ \text{CL})$$

wszystkie dane LEP:

ALEPH + DELPHI + L3 + OPAL



Poszukiwanie Higgsa

Kanały rozpadu

Cząstka Higgsa zajmuje bardzo szczególne miejsce w teorii.

Ma też szczególne własności...

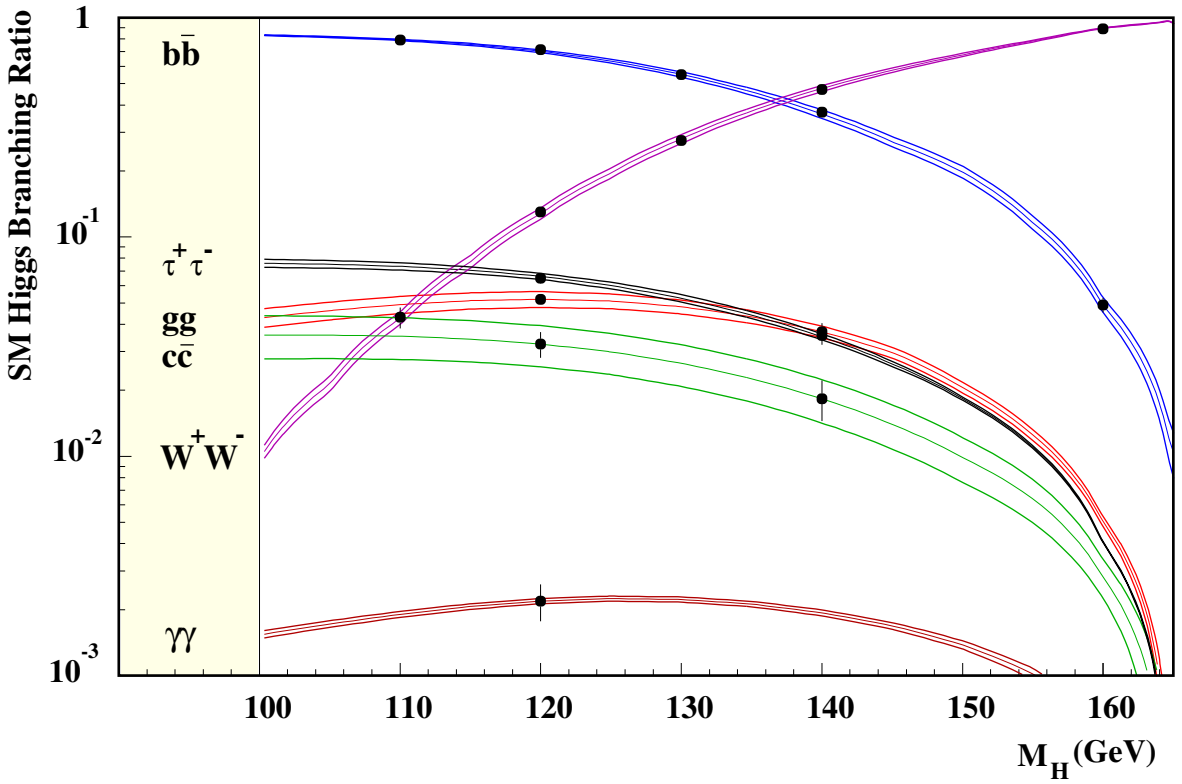
Sprzężenie Higgsa do cząstek są proporcjonalne do masy

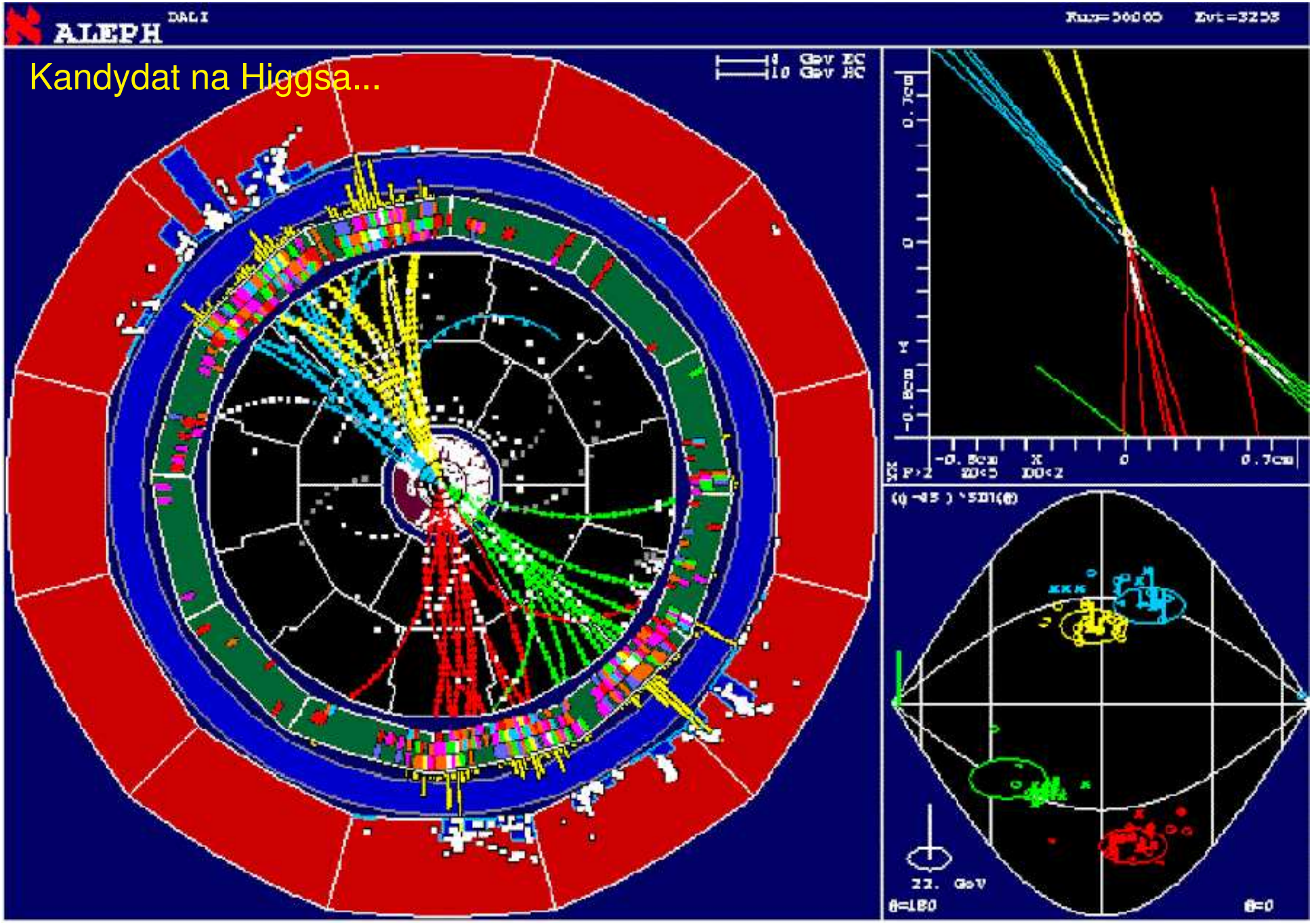
$\Rightarrow$ rozpada się najchętniej na najcięższe dostępne stany...

Dla m_h <135 GeV dominuje rozpad w pary $b\bar{b}$...

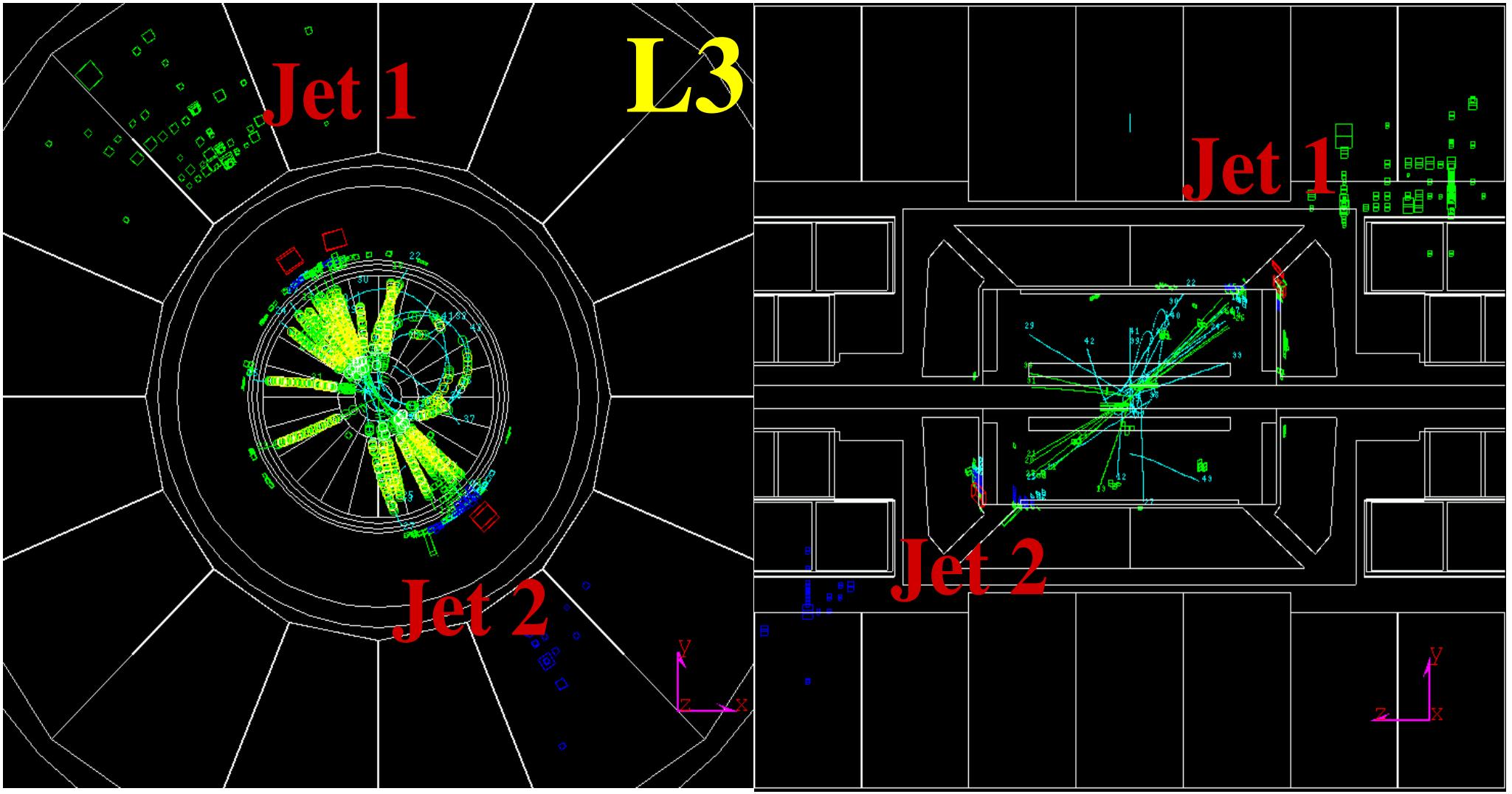
W LEP szukano przypadków produkcji Higgsa:

$$e^+e^- \rightarrow h\, Z^\circ \rightarrow b\bar{b}\; X$$




ALEPH
DALI
Kandydat na Higgsa...
22. GeV
θ=180
θ=0

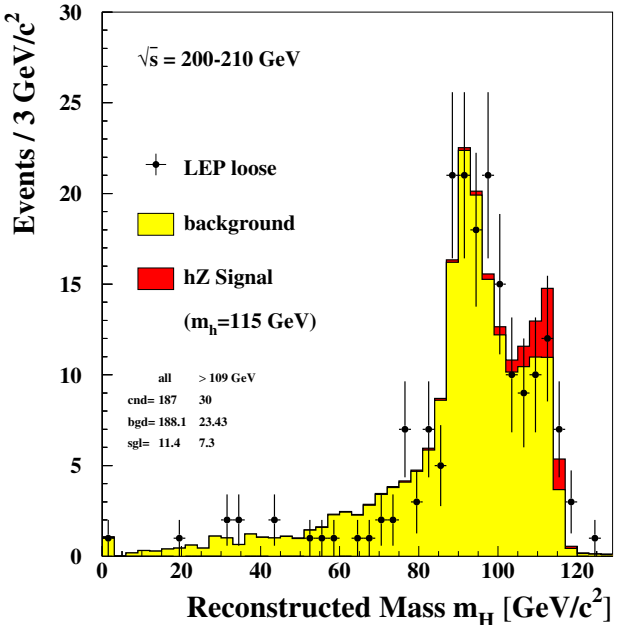
candidate for
$e^+e^- \rightarrow H\nu\bar{\nu} \rightarrow$ 2 jets + missing energy



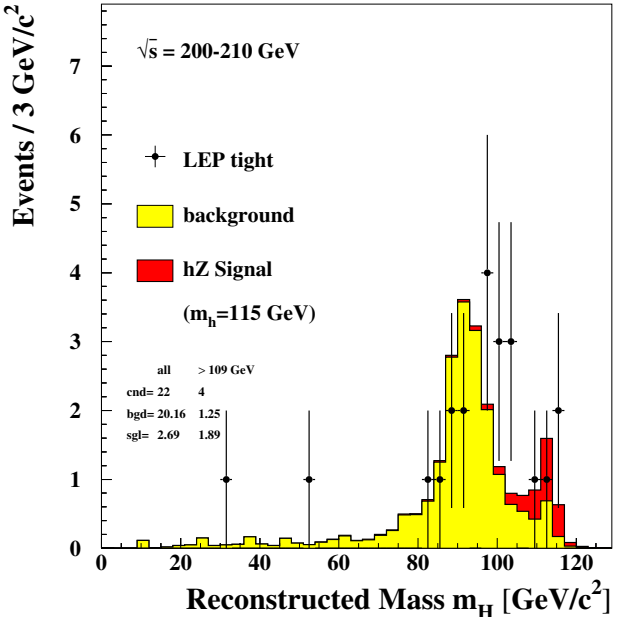
Poszukiwanie Higgsa

Rozkład masy

łagodna selekcja



ostra selekcja



W obszarze $m_h \sim 115$ GeV widać niewielki nadmiar przypadków, który może pochodzić od produkcji Higgsa

Niestety, jest to efekt na poziomie $\sim 2\sigma$

LEP wyłączono zanim zdołał wyjaśnić ten efekt...

Poszukiwanie Higgsa

Poszukiwania bozonu Higgsa a następnie pomiar jego parametrów będzie jednym z głównych tematów badań w przyszłych akceleratorach.

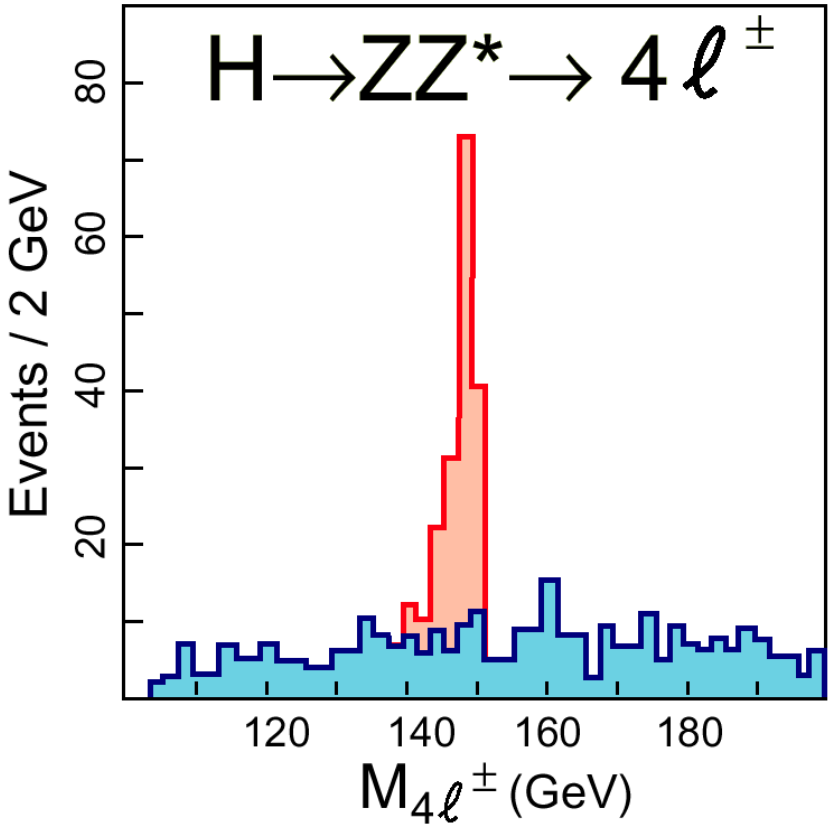
LHC

W zderzeniach pp tło hadronowe jest bardzo duże. Najbardziej obiecujący jest kanał:

$$pp \to H \to Z^{\circ} Z^{\circ} \to l^{+} l^{-} l^{+} l^{-}$$

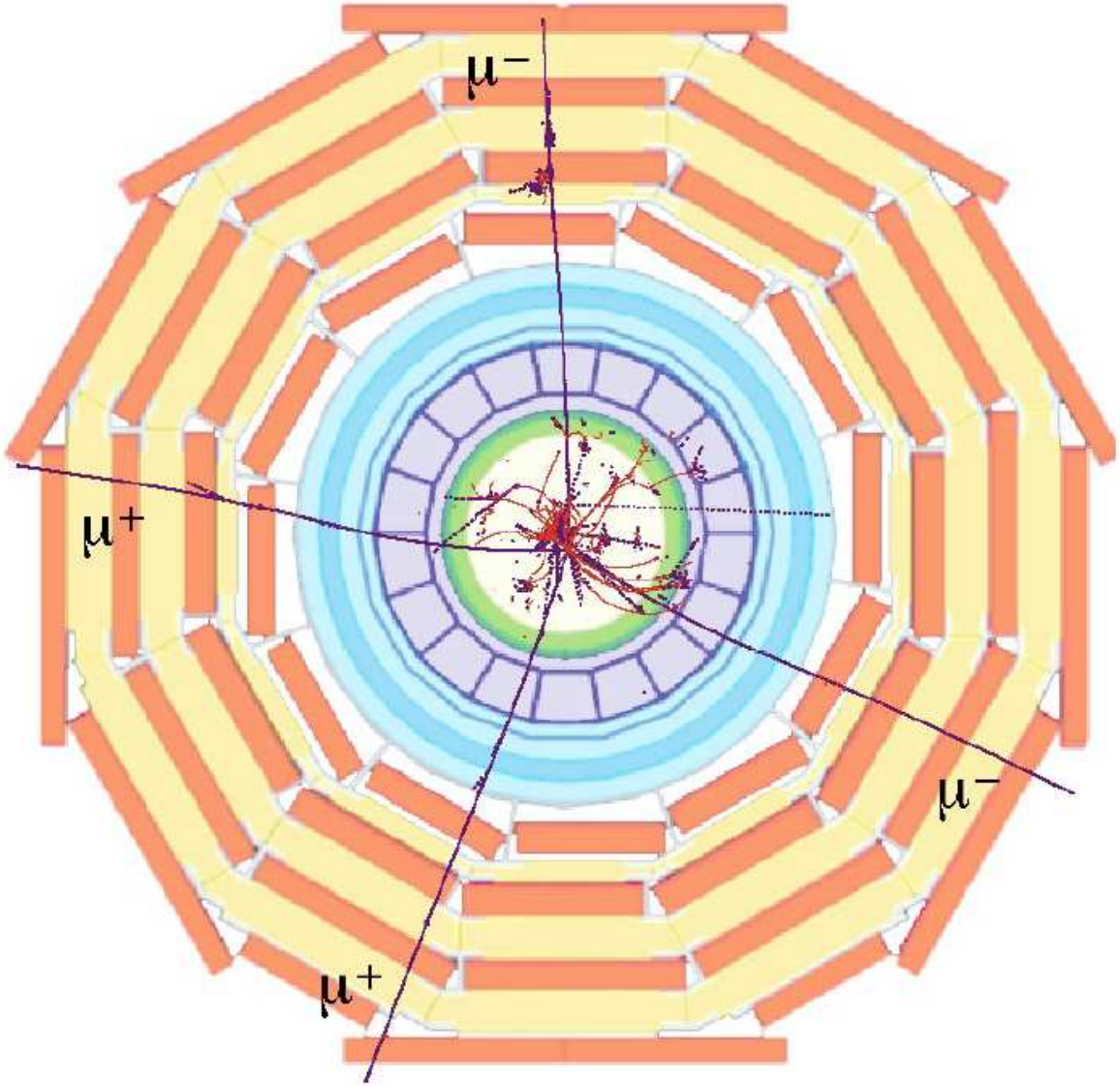
gdyż naładowane leptony ($e^{\pm}$ i $\mu^{\pm}$) można łatwo zidentyfikować

Jeśli Higgs ma rzeczywiście około 115 GeV zobaczymy go już wkrótce w Tewatronie!



CMS Warszawa

Eksperyment CMS przy LHC



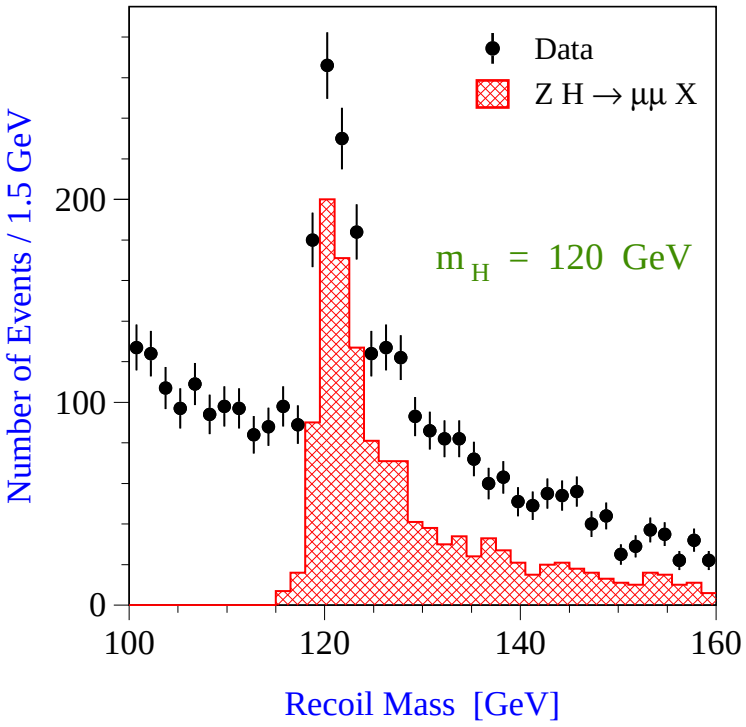
Symulacja działania detektora CMS dla przypadku

$H \to ZZ \to \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$

Poszukiwanie Higgsa

ILC e^+e^-

Proces: $e^+e^- \to Z^\circ h$

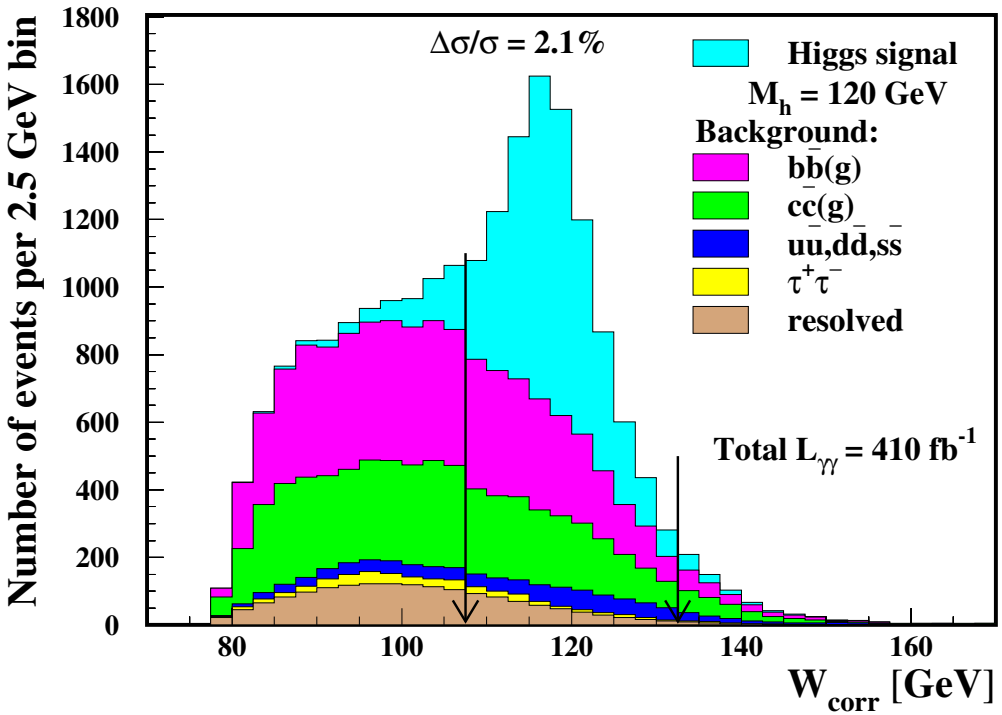


Wybór przypadków $Z^\circ \to \mu^+\mu^-$

$\Rightarrow$ rekonstrukcja niezależna od rozpadu h

Photon Collider przy ILC

Proces: $\gamma\gamma \to h$, $h \to b\bar{b}$



Pomiar sprzężenia $h\gamma\gamma$

bardzo czułego na "nową fizykę"

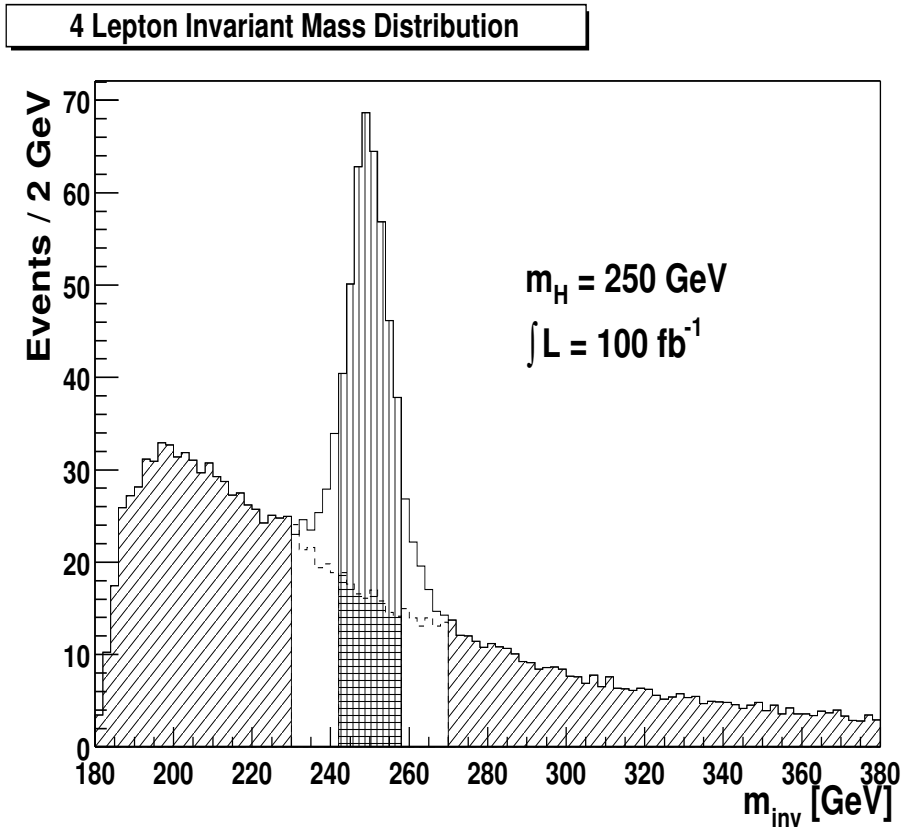
ILC Warszawa

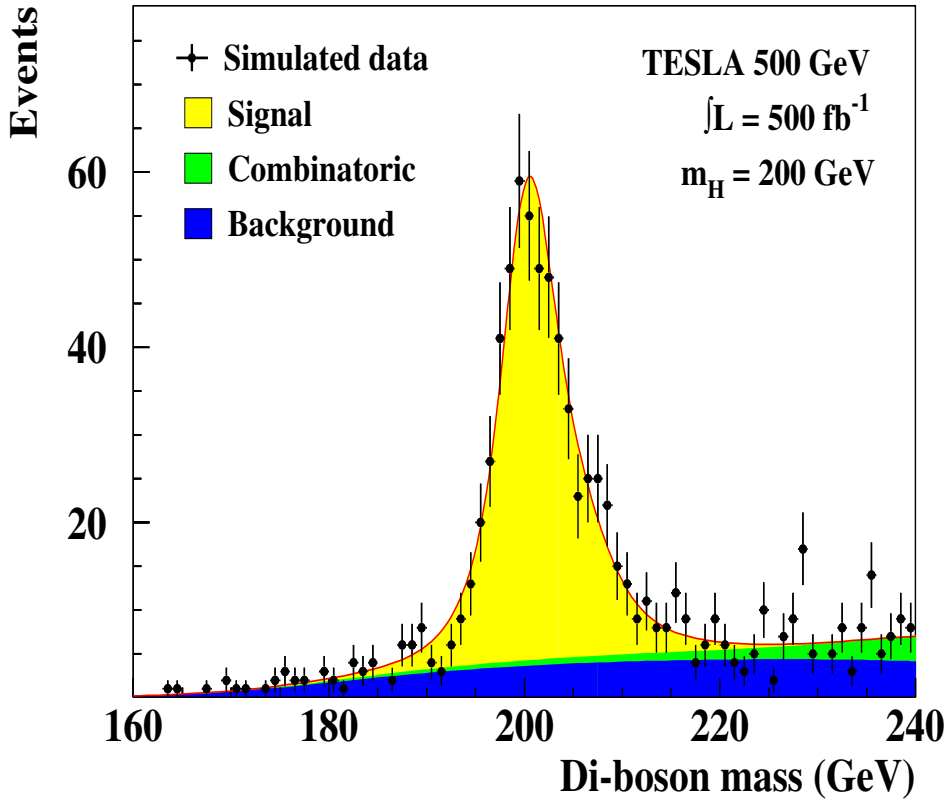
Poszukiwanie Higgsa

W rozszerzeniach Modelu Standardowego bozon Higgsa może być cięższy...

LHC

Proces: $pp \to hX$, $h \to ZZ$



ILC

Proces: $e^+e^- \to Z^\circ h$, $h \to ZZ,\ WW$