



AKADEMIA GÓRNICZO-HUTNICZA
IM. STANISŁAWA STASZICA W KRAKOWIE
AGH UNIVERSITY OF KRAKOW

Model Standardowy

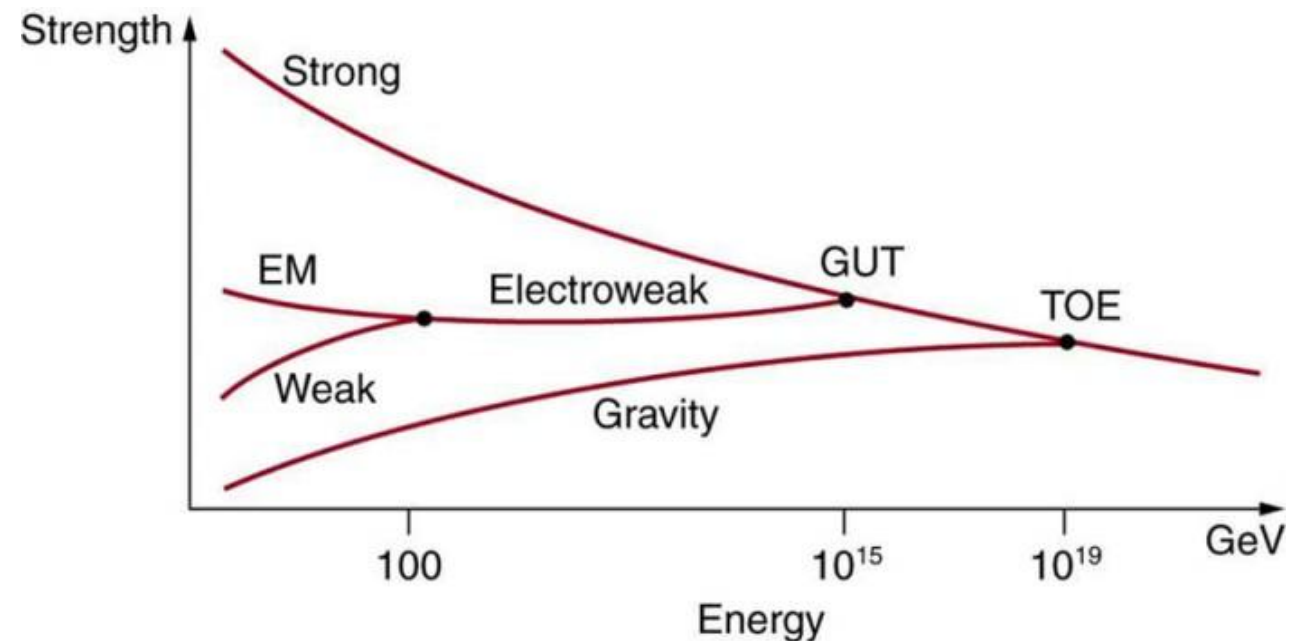
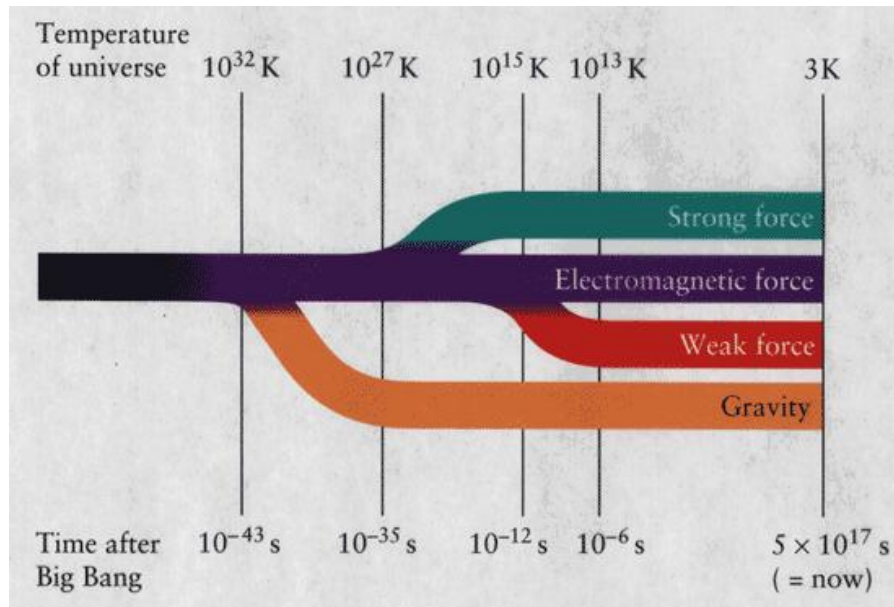
Agnieszka Obłąkowska-Mucha

Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej
Katedra Oddziaływań i Detekcji Cząstek

Oddziaływania elektroslabe –
mechanizm Higgsa
poszukiwania i odkrycie bozonu Higgsa
MS – co dalej?

Model Standardowy - finał

- **Model Standardowy (SM)** opisuje elektromagnetyzm, oddziaływania słabe i silne.
- Elektroslabe oddziaływania: unifikacja elektromagnetyzmu i słabych oddziaływań.
- Grupa symetrii: $SU(2)_L \times U(1)_Y$.
- Narzędzia: cechowanie, bozony cechowania, mechanizm Higgsa.
- Czy możliwa jest Wielka Unifikacja (GUT, TOE)?



Symetria globalna i lokalna

Rozważmy fermion ψ :

- Globalna symetria fazowa: $\psi \rightarrow e^{i\alpha}\psi$
- Lagrangian: $\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi$
- Symetria lokalna $\alpha \rightarrow \alpha(x)$ wymusza wprowadzenie nowego pola

Cechowanie w $U(1)$:

Aby zachować niezmienniczość fermionu ψ względem $\alpha(x)$:

- Wprowadzamy pole A_μ
- Definiujemy pochodną kowariantną:

$$\mathcal{D}_\mu\psi \rightarrow \partial_\mu\psi + iqA_\mu\psi$$

- Nowy lagranżjan:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\mathcal{D}_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$$

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

Cechowanie w $SU(2)_L$:

Dla dubletu leptonowego: $L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$

- Lokalna transformacja cechowania:

$$\mathcal{L}(x) \rightarrow e^{\frac{1}{2}i\alpha^a(x)\sigma^a}\mathcal{L}(x)$$

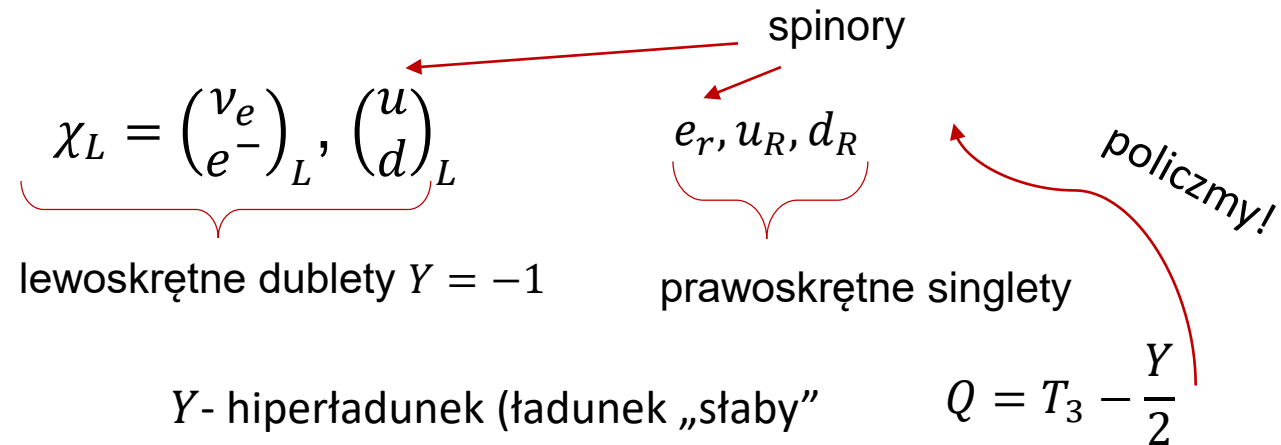
- Wprowadzamy pole W_μ^a
- Definiujemy pochodną kowariantną:

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - \frac{1}{2}ig\sigma^a W_\mu^a$$

σ^a - macierze Pauliego

Cechowanie w $SU(2)_L \times U(1)_Y$

- Elementami grupy $SU(2)_L \times U(1)_Y$ są leptoni i kwarki, ale uwaga – oddz. EW inaczej traktują stany lewo- i prawoskrętne:



- Lagranżjan dla dubletu leptonów lewoskrętnych i singletu prawoskrętnego:

$$\mathcal{L}_f = \bar{\chi}_L i \gamma^\mu \partial_\mu \chi_L + \bar{e}_R i \gamma^\mu \partial_\mu e_R$$

- Lagranżjan ma być niezmienniczy względem lokalnej transformacji cechowania grupy

$$SU(2)_L \times U(1)_Y, \text{ czyli :}$$

Cechowanie w $SU(2)_L \times U(1)_Y$

- Cechujemy wszystkie trzy pola:

$$SU(2)_L \quad \chi_L \rightarrow \chi'_L = e^{-i\frac{g}{2}\vec{\sigma}\cdot\vec{\theta}} \chi_L$$

$$U(1)_Y \quad \chi_L \rightarrow \chi'_L = e^{-i\frac{g'}{2}Y_{\chi_L}\phi} \chi_L \quad e_R \rightarrow e'_R = e^{-i\frac{g'}{2}Y_{e_R}\phi} e_R$$

- Wprowadzamy pochodne kowariantne:

$$SU(2)_L \quad \mathcal{D}_\mu \chi_L = \partial_\mu \chi_L + i\frac{g}{2}\vec{\sigma} \cdot \vec{W}_\mu \chi_L + i\frac{g'}{2}Y_{\chi_L}B_{\mu\chi_L}$$

$$U(1)_Y \quad \mathcal{D}_\mu e_R = \partial_\mu e_R + i\frac{g'}{2}Y_{e_R}B_{\mu e_R}$$

\vec{W}_μ, B_μ - bozony cechowania
 $SU(2)_L$ i $U(1)_Y$

- Czynnik kinetyczny pola, wyrażony przez komutator $F_{\mu\nu} = -\frac{i}{g}[\mathcal{D}_\mu, \mathcal{D}_\nu]$:

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

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g\epsilon^{abcd}W_\mu^b W_\nu^c$$

stała struktury grupy $SU(2)$

p. algebra Liego dla grup
 nieabelowych ($SU(2)$, $SU(3)$)

Lagranżjan dla $SU(2)_L \times U(1)_Y$

- Lagranżjan dla dubletu leptonów lewoskrętnych i singletu prawoskrętnego:

$$\mathcal{L}_f = \bar{L} i \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu L + \bar{e}_R i \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu e_R$$

- Lagranżjan dla pól cechowania:

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

uwaga – to jest grupa nieabelowa (nieprzemienna) – bozony cechowania są naładowane i oddziałują ze sobą

- Cechowanie pól wprowadziło bozony pośredniczące, ale gauge invariance wymusza, żeby były one bezmasowe, co jest sprzeczne z doświadczeniem

Pole Higgsa

- Pomysł:
 - ✓ przestrzeń wypełniona jest skalarnym ($s = 0$),
 - ✓ pole jest dubletem w $SU(2)$, ładunek $Y \neq 0$,
 - ✓ bozony cechowania oddziałują z tym polem i dostają masę.
 - ✓ próżnia – stan podstawowy – ma niezerowe liczby kwantowe, co oznacza łamanie symetrii

- Wprowadzamy dodatkowe pole (Higgsa): $\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$

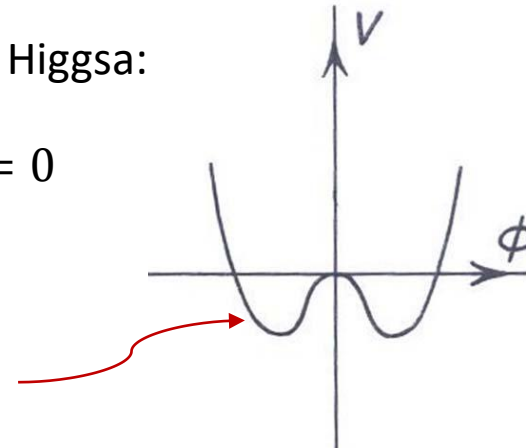
- Potencjał Higgsa: $V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$ $\mathcal{L}_H = T - V = \frac{1}{2} \partial_\mu \Phi \partial^\mu \Phi - \left(\frac{1}{2} \mu^2 \Phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \Phi^4 \right)$

gdy $\mu^2 > 0$, to próżnia odpowiada $\Phi = 0$, a μ^2 to masa.

gdy $\mu^2 < 0$, to minimum potencjału Higgsa:

$$\frac{\partial V}{\partial \Phi} = 0 \Rightarrow \Phi(\mu^2 + \lambda \Phi^2) = 0$$

$$\Phi = \pm \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} \equiv v$$



$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

wartość oczekiwana
próżni

Jak pole Higgsa nadaje masę?

- Rozpatrujemy teraz, co się dzieje wokół minimum:

$$\Phi(x) = v + \eta(x)$$

pola skalarne „wyprodukowało”
skalarną, ciężką cząstkę (bozon Higgsa)

- Początkowa symetria została złamana –
próżnia z v nie ma już symetrii
Lagranżjanu



$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta \partial^\mu \eta) - \left\{ \frac{1}{2} \mu^2 [v^2 + 2v\eta + \eta^2] + \frac{1}{4} \lambda [v^4 + 4v^3\eta + 6v^2\eta^2 + 4v\eta^3 + \eta^4] \right\} \\ &= \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta \partial^\mu \eta) - \left\{ \frac{v^2}{2} \left(\mu^2 + \frac{1}{2} \lambda v^2 \right) + v\eta \left(\mu^2 + \lambda v^2 \right) + \frac{\eta^2}{2} (\mu^2 + 3\lambda v^2) + \lambda v \eta^3 + \frac{1}{4} \lambda \eta^4 \right\} \\ &= \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta \partial^\mu \eta) - \left\{ \lambda v^2 \eta^2 + \lambda v \eta^3 + \frac{1}{4} \lambda \eta^4 \right\} + \text{costante}\end{aligned}$$

$m_\eta^2 = 2\lambda v^2 = -2\mu^2$
interactions

Zespolone pole Higgsa

- Pamiętamy, że każde wprowadzone pole powinno być „gauge invariant” względem odpowiedniej grupy.
- Upraszczając zajmiemy się jedynie grupą $U(1)$, a pole Higgsa przyjmiemy jako zespolone:

$$\phi = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}}$$

$$\mathcal{L}_H = \partial_\mu \phi^* \partial^\mu \phi - \mu^2 \phi^* \phi - \lambda (\phi^* \phi)^2 \quad \phi \rightarrow \phi' = e^{i\chi} \phi$$

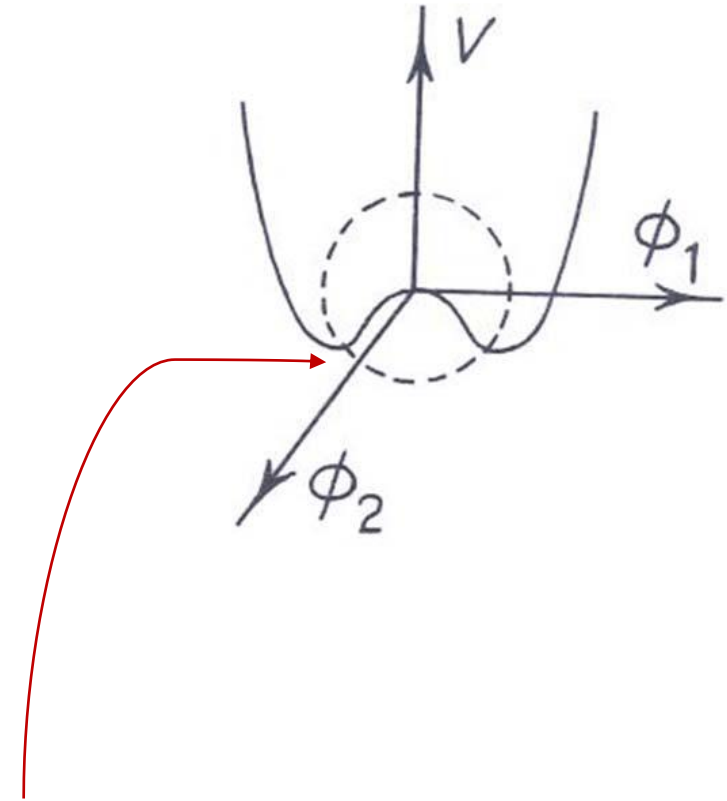
$$\mathcal{L}_H = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_1)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_2)^2 - \frac{1}{2} \mu^2 (\phi_1^2 + \phi_2^2) - \frac{\lambda}{4} (\phi_1^2 + \phi_2^2)^2$$

gdy $\mu^2 > 0$, to próżnia odpowiada $(0,0)$,

gdy $\mu^2 < 0$, to minimum potencjału Higgsa jest na okręgu o promieniu v :

gdy wybierzemy $\phi_1 = v, \phi_2 = 0$, to

$$\phi = \frac{v + \eta(x) + i\rho(x)}{\sqrt{2}}$$



$$\phi_1^2 + \phi_2^2 = \frac{-\mu^2}{\lambda}$$

Pole Higgsa i globalne cechowanie

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \rho)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2 - \underbrace{\mu^2 \eta^2}_{\downarrow m_\eta^2 = 2|\mu|^2} - \lambda v(\eta \rho^2 + \eta^3) - \frac{\lambda}{2} \eta^2 \rho^2 - \frac{\lambda}{4} \eta^4 - \frac{\lambda}{4} \rho^4 + \text{costante}$$

pole η odpowiada ciężkiej cząstce

pole ρ nie ma członu masowego – nazywamy go bozonem Goldstona (bezmasowym)

- Ponieważ wybrany został konkretny okrąg, to globalna symetria $U(1)$ została złamana.
- W następnym kroku wymagamy lokalnej transformacji cechowania...

- Spontaniczne łamanie symetrii: $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$

Pole Higgsa i lokalne cechowanie U(1)

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = e^{i\chi(x)}\phi(x) \quad \partial_\mu \rightarrow \mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - igA_\mu$$

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{g}\partial_\mu\chi(x)$$

$$\mathcal{L} = (\mathcal{D}_\mu\phi)^*(\mathcal{D}^\mu\phi) - \mu^2\phi^*\phi - \lambda(\phi^*\phi)^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$$

gdy $\mu^2 > 0$, to mamy oddziaływanie skalarnej cząstki z polem elektromagnetycznym ,

gdy $\mu^2 < 0$, to mamy dwa rozwiązania:

$$\phi(x) = \eta(x)e^{-i\rho(x)} \quad \phi(x) = \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2} \left[\left(\partial^\mu + igA^\mu \right) (v+h) \right] \left[\left(\partial_\mu - igA_\mu \right) (v+h) \right] \\ &\quad - \frac{v^2}{2} (v+h)^2 - \frac{\lambda}{4} (v+h)^4 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\ &= \frac{1}{2} (\partial_\mu h) (\partial^\mu h) + \frac{1}{2} g^2 v^2 A_\mu A^\mu + \frac{1}{2} g^2 h^2 A_\mu A^\mu - \lambda v^2 h^2 - \lambda v h^3 \\ &\quad - \frac{\lambda}{4} h^4 + g^2 v h A_\mu A^\mu + \frac{1}{2} g^2 h^2 A_\mu A^\mu - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \end{aligned}$$

↓
↓

masa bozonów
cechowania!
masa bozonu
Higgsa!

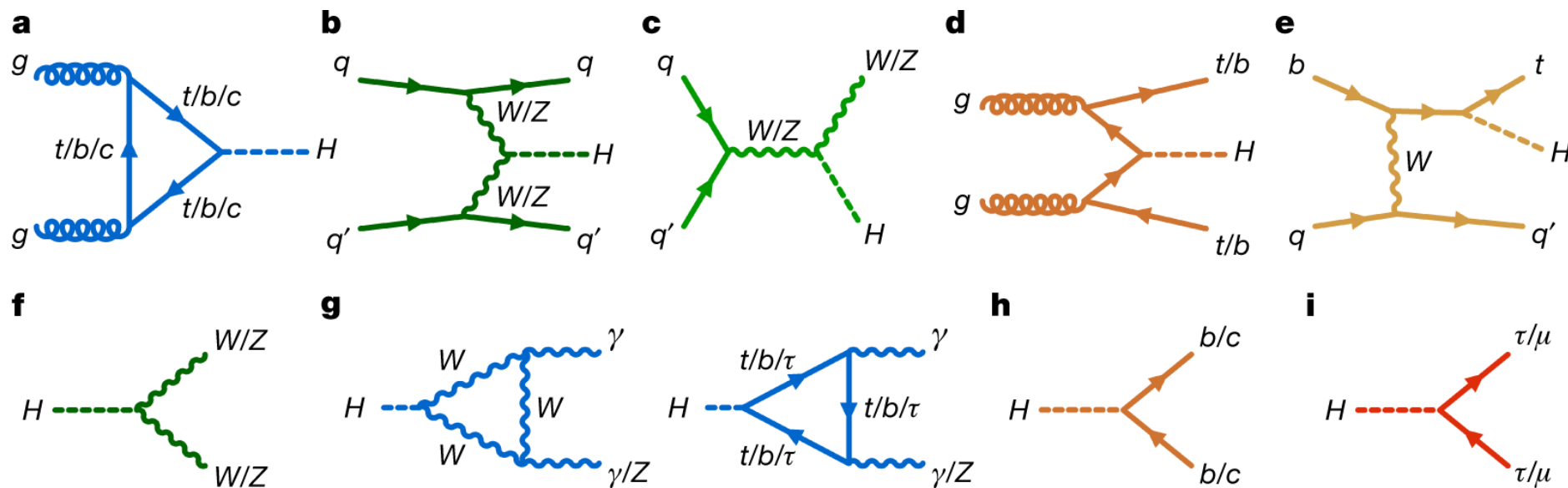
Pole Higgsa i lokalne cechowanie SU(2)

- Pole Higgsa i wszystkie pola fermionowe należy dalej „przecechować” względem symetrii grupy SU(2).
- Ostatecznie otrzymamy:
 - ✓ pole Higgsa oddziałuje z fermionami z siłą proporcjonalną do masy fermionu.
 - ✓ fermiony otrzymują masę, a neutrino NIE oddziałuje z polem Higgsa,
 - ✓ bozony pośredniczące W^\pm, Z^0 mają masę, przewidzianą przez teorię
 - ✓ parametry g_i nie są wyznaczone przez teorię i należy je zmierzyć!
 - ✓ masy cząstek nie zatem również znane, masa bozonu Higgsa również nie.
 - ✓ ale mamy całkiem spory zestaw zależności, które można weryfikować doświadczalnie...
- W następnym kroku wprowadzamy macierz CKM i następne obserwable dotyczące prądów naładowanych.

$$\begin{aligned}
 M_W &= \frac{vg_2}{2} & M_Z &= \frac{1}{2}v\sqrt{g_1^2 + g_2^2} \\
 m_e &= \frac{g_e v}{\sqrt{2}} & M_\gamma &= 0 \\
 & & \frac{M_W}{M_Z} &= \cos\theta_W \\
 & & \rho &= \frac{M_W}{M_Z \cos\theta_W}
 \end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_{CC} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} \left\{ W_\mu^\dagger \left[\sum_{ij} \bar{u}_i \gamma^\mu (1 - \gamma_5) V_{ij} d_j + \sum_l \bar{\nu}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) l \right] + \text{h.c.} \right\}$$

Poszukiwania bozonu Higgsa



Poszukiwania bozonu Higgsa

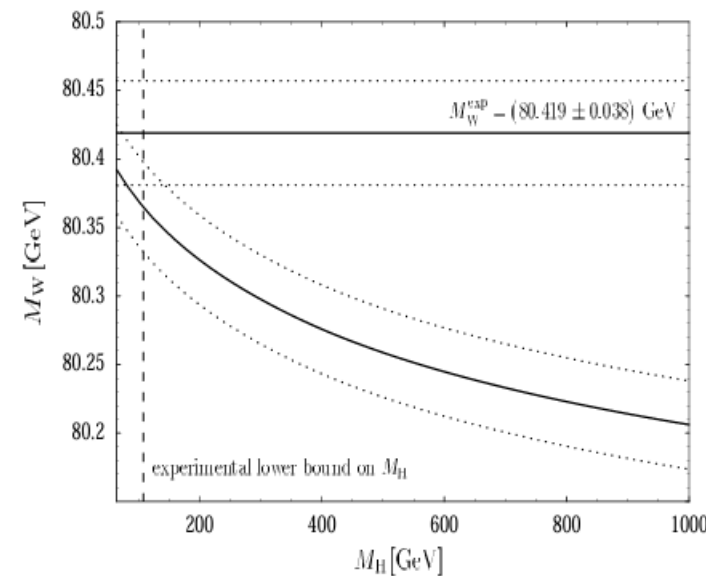
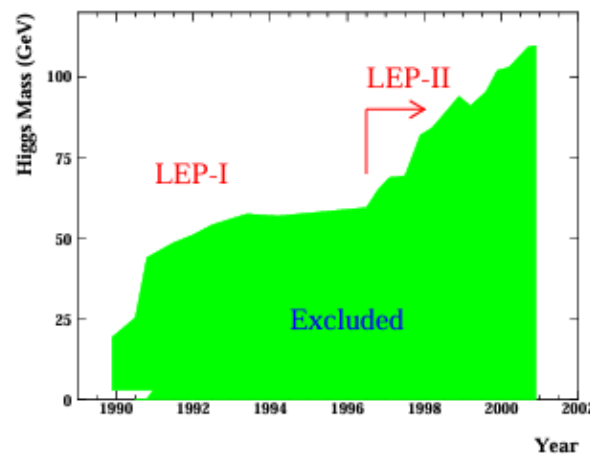
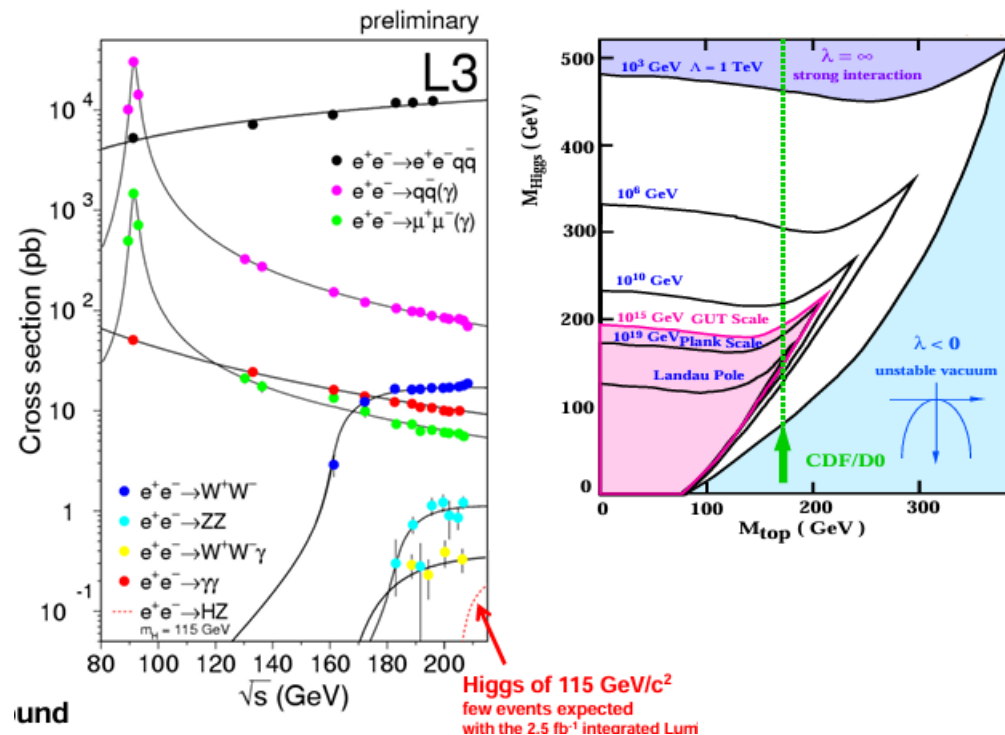


Figure 1. The prediction for M_W as a function of M_H for $m_t = 174.3 \pm 5.1 \text{ GeV}$ is compared with the current experimental value, $M_W^{\text{exp}} = 80.419 \pm 0.038 \text{ GeV}$ [1], and the experimental 95% C.L. lower bound on the Higgs-boson mass, $M_H = 107.9 \text{ GeV}$ [13].

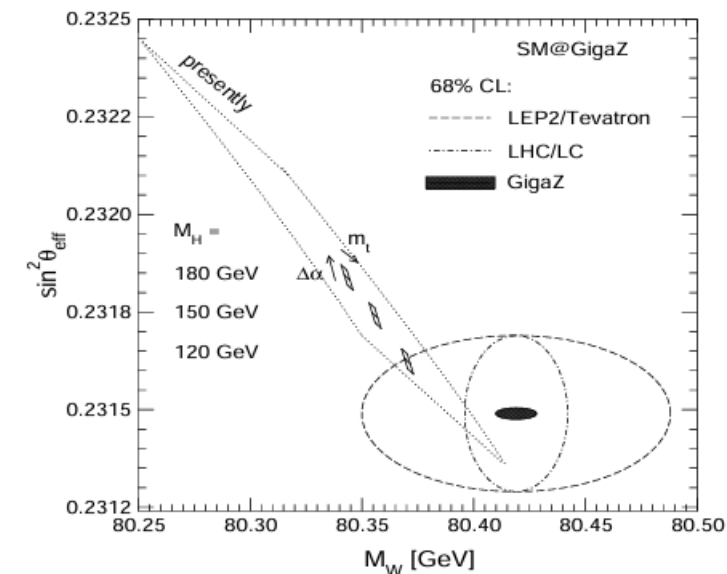
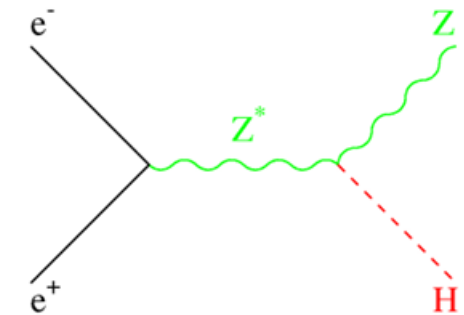
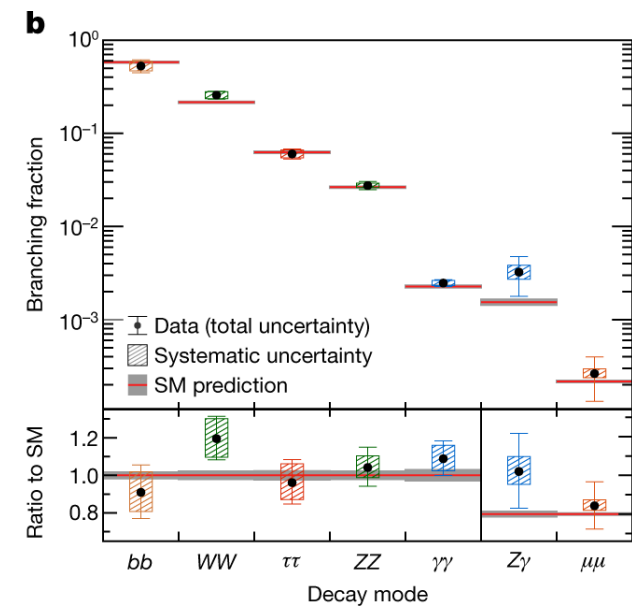
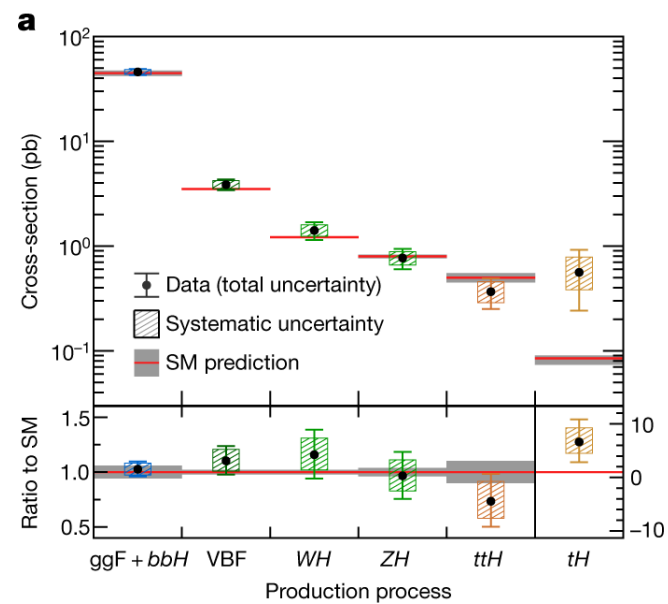
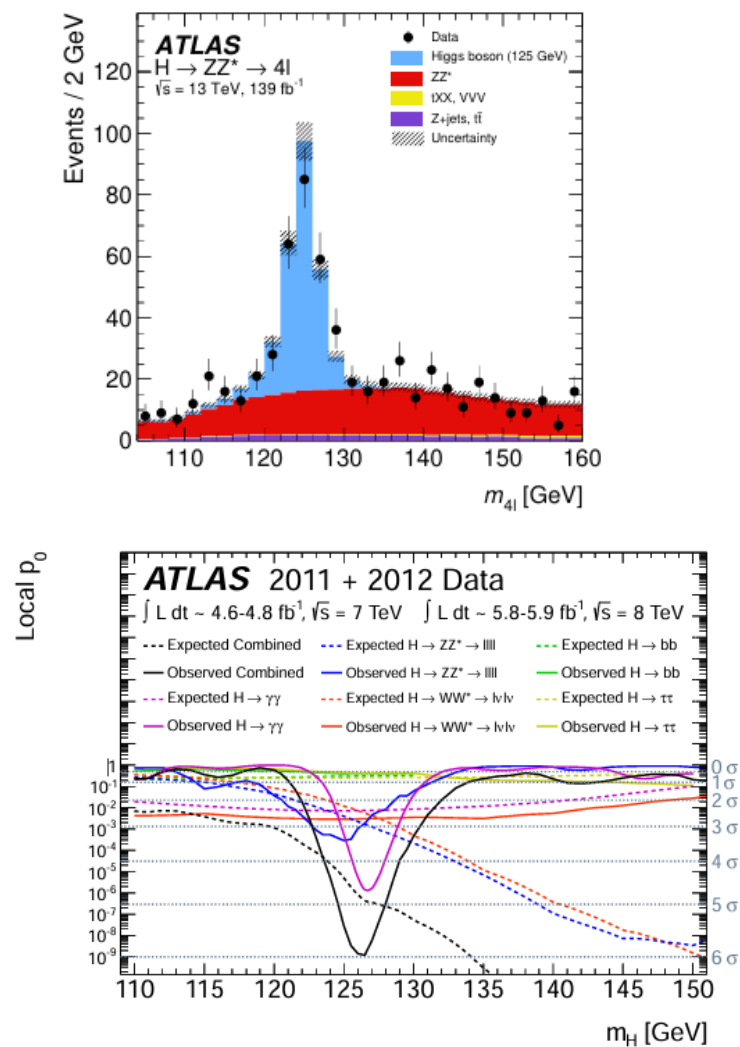


Figure 2. The present and prospective future theoretical predictions in the SM (for three hypothetical values of the Higgs-boson mass) are compared with the experimental accuracies at LEP2/Tevatron (Run IIA), the LHC and GigaZ.

Badania bozonu Higgsa

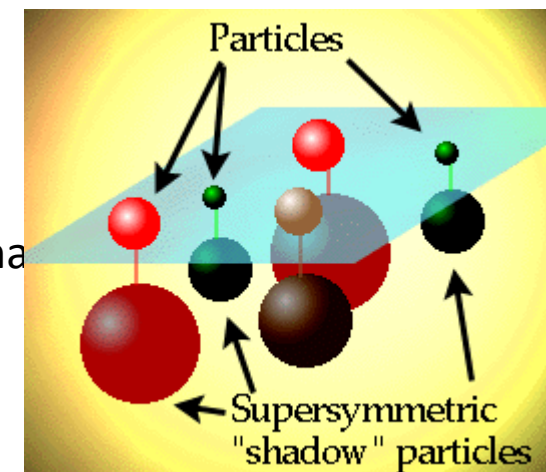


Rozszerzenia Modelu Standardowego

- Model Standardowy jest najbardziej spójną teorią opisującą cząstki elementarne i oddziaływania.
- Nie ma wyników niezgodnych z MS.
- Jednak MS nie wyjaśnia:
 - ✓ masy neutrin,
 - ✓ ciemnej materii,
 - ✓ asymetrii materia - antymateria
 - ✓ hierarchii mass
 - ✓ nie pozwala na unifikację oddziaływań.
- Strategie rozszerzania SM
 - ✓ Dodanie nowych cząstek (fermionów, bozonów) – sterylne neutrina, czwarta generacja, Z' , axiony
 - ✓ Wprowadzenie nowych symetrii (cechowych, dyskretnych)
 - ✓ Zmiana struktury przestrzeni – dodatkowe wymiary
 - ✓ Wprowadzenie mechanizmów dynamicznych (np. dodatkowe bozony Higgsa)

Model Standardowy - supersymetria

Każda cząstka MS ma partnera o spinie różniącym się o $\frac{1}{2}$, czyli fermion ma partnera bozona etc



cząstki SM	R	partnerzy SUSY	R
Spin = 1/2 { kwark q lepton l	1 1	Spin = 0 { skwark \tilde{q} slepton \tilde{l}	-1 -1
Spin = 1 { W W Z Z foton γ gluon g	1	Spin = 1/2 { wino \tilde{W} zino \tilde{Z} fotino $\tilde{\gamma}$ gluino \tilde{g}	-1
Spin = 0 higgs H^0 H^\pm	1	Spin = 1/2 higgsino \tilde{H}^0 \tilde{H}^\pm	-1

MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model)

Model Standardowy – Two Higgs Doublet

Dwa dublety Higgsa H_1, H_2 H_1, H_2

5 fizycznych cząstek: h, H, A, H^\pm , H, A, H^\pm

Motywacje:

- dodatkowe źródło CP-łamania
- nowe kanały rozpadu
- mechanizmy barioogenezy

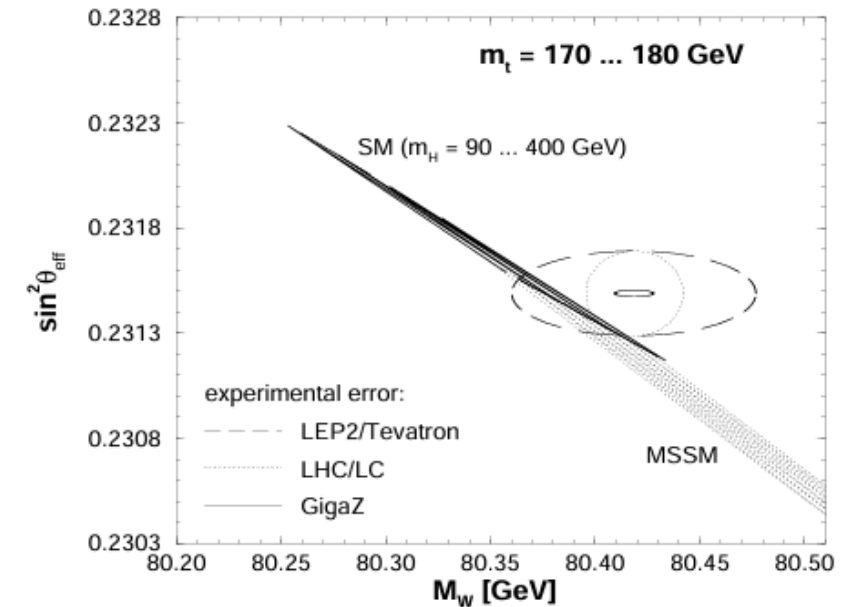
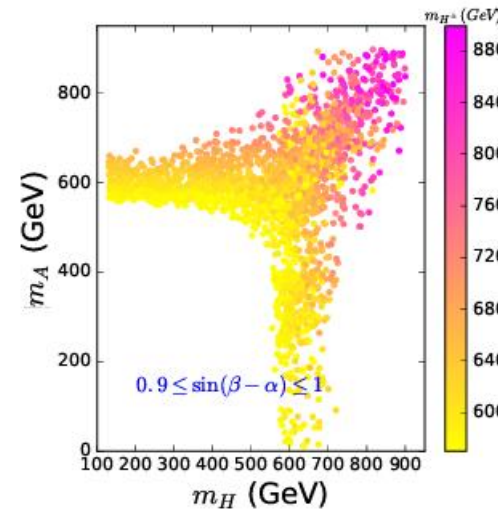


Figure 5. Theoretical predictions of the SM and the MSSM in the M_W – $\sin^2 \theta_{\text{eff}}$ plane compared with expected experimental accuracies at LEP2/Tevatron, the LHC and GigaZ.

Poszukiwania cząstek SUSY

