

O próżni która nie jest pusta

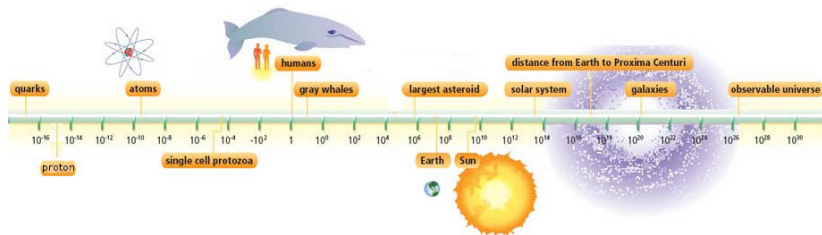
Sebastian Sapeta

IFJ PAN

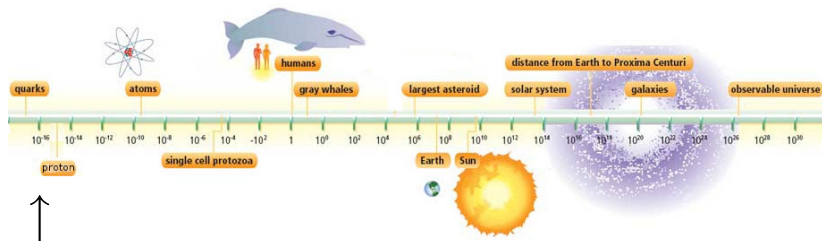


23 czerwca 2017

Skale we Wszechświecie

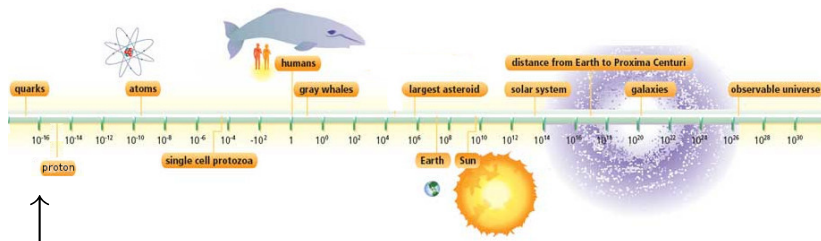


Skale we Wszechświecie



↑
jesteśmy tutaj

Skale we Wszechświecie



jesteśmy tutaj

- ▶ małe obiekty: teoria kwantowa
- ▶ duże energie: teoria relatywistyczna

} Kwantowa Teoria Pola

Cztery siły w przyrodzie

GRAWITACJA

- ↪ spadające jabłka
- ↪ układ słoneczny
- ↪ galaktyki
- ↪ czarne dziury

ELEKTROMAGNETYZM

- ↪ atomy
- ↪ światło
- ↪ chemia
- ↪ elektronika

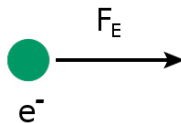
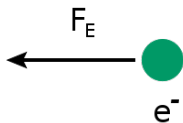
ODDZIAŁYWANIA SŁABE

- ↪ radioaktywność
- ↪ oddziaływania neutrin
- ↪ spalanie słońca

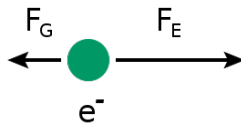
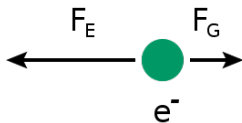
ODDZIAŁYWANIA SILNE

- ↪ proton, neutron
- ↪ jądra atomowe

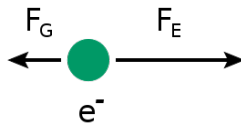
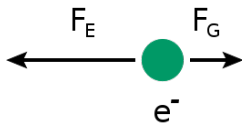
Cztery siły w przyrodzie



Cztery siły w przyrodzie



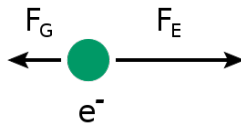
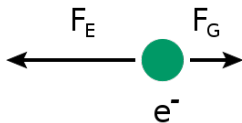
Cztery siły w przyrodzie



- Dla pary elektronów

$$\text{(siła elektryczna)} \quad F_E = 10^{42} F_G \quad \text{(siła grawitacji)}$$

Cztery siły w przyrodzie

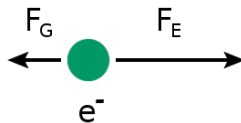
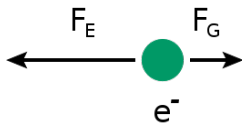


- Dla pary elektronów

$$\text{(siła elektryczna)} \quad F_E = 10^{42} F_G \quad \text{(siła grawitacji)}$$

↪ W świecie cząstek elementarnych możemy zaniedbać grawitację

Cztery siły w przyrodzie



- Dla pary elektronów

$$\text{(siła elektryczna)} \quad F_E = 10^{42} F_G \quad \text{(siła grawitacji)}$$

↪ W świecie cząstek elementarnych możemy zaniedbać grawitację

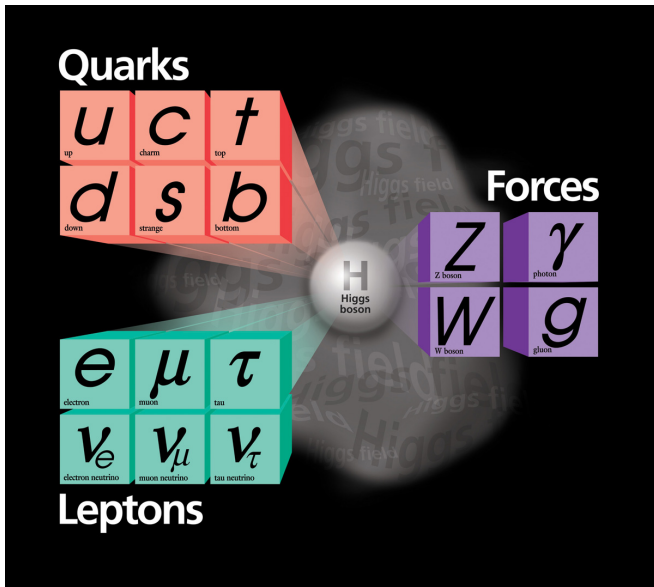
~~grawitacja~~

elektromagnetyzm
oddziaływania słabe
oddziaływania silne

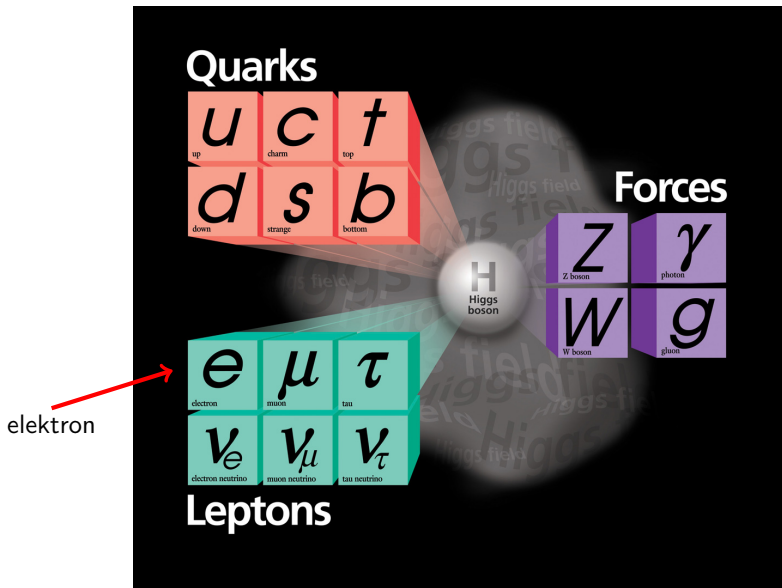


MODEL STANDARDOWY

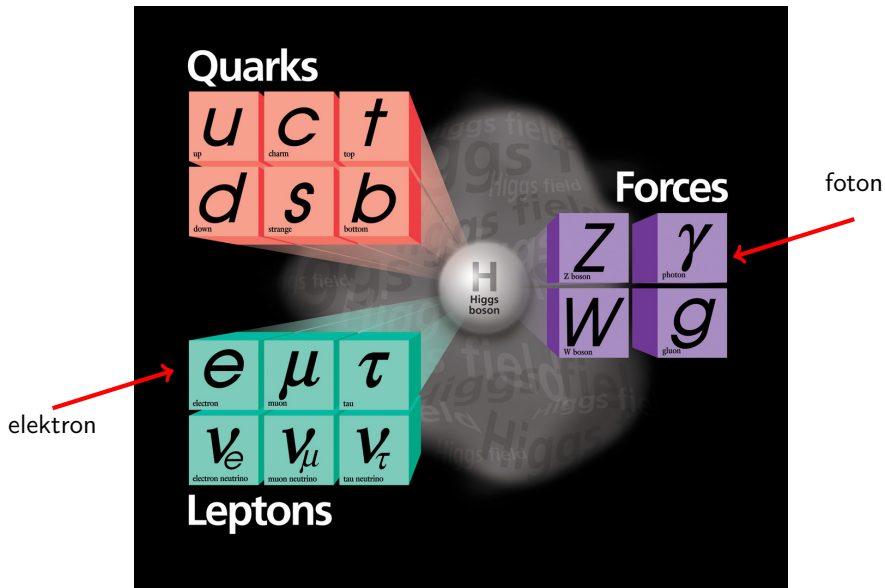
Cząstki elementarne



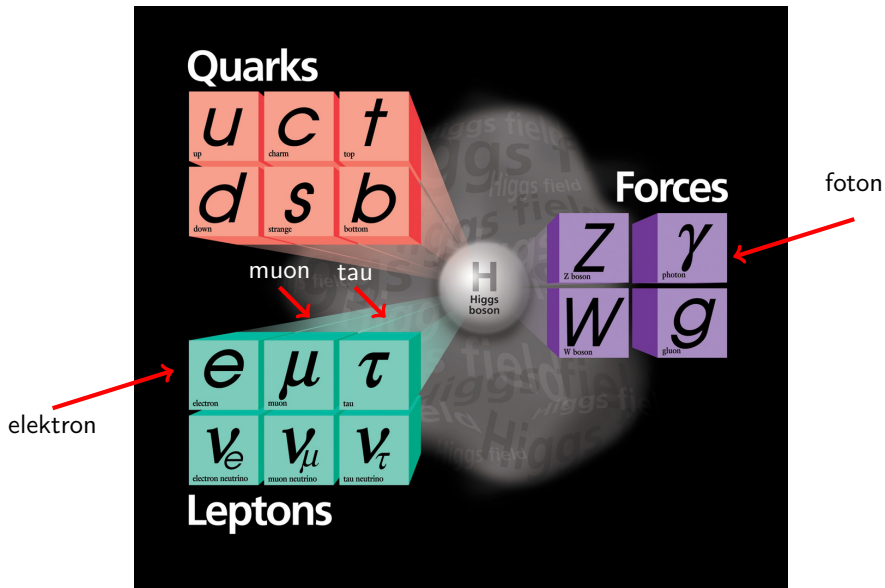
Cząstki elementarne



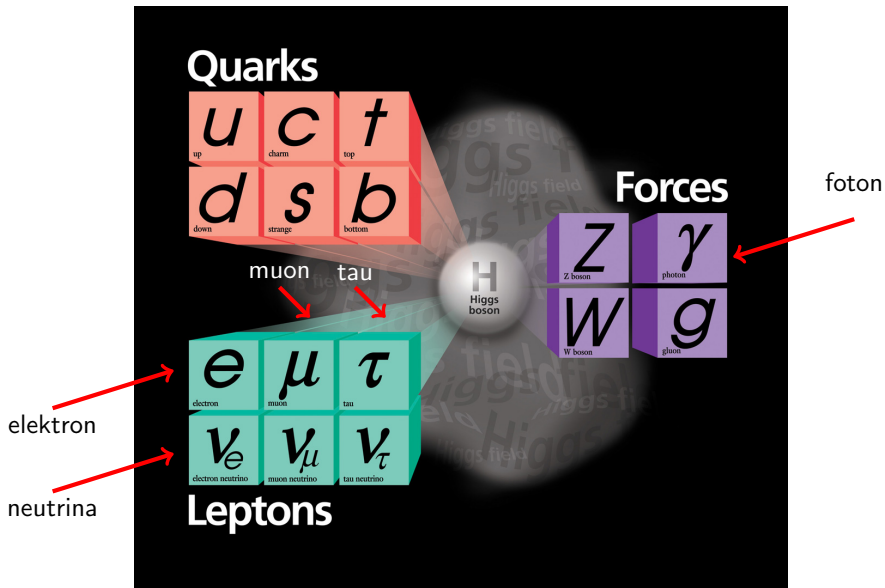
Cząstki elementarne



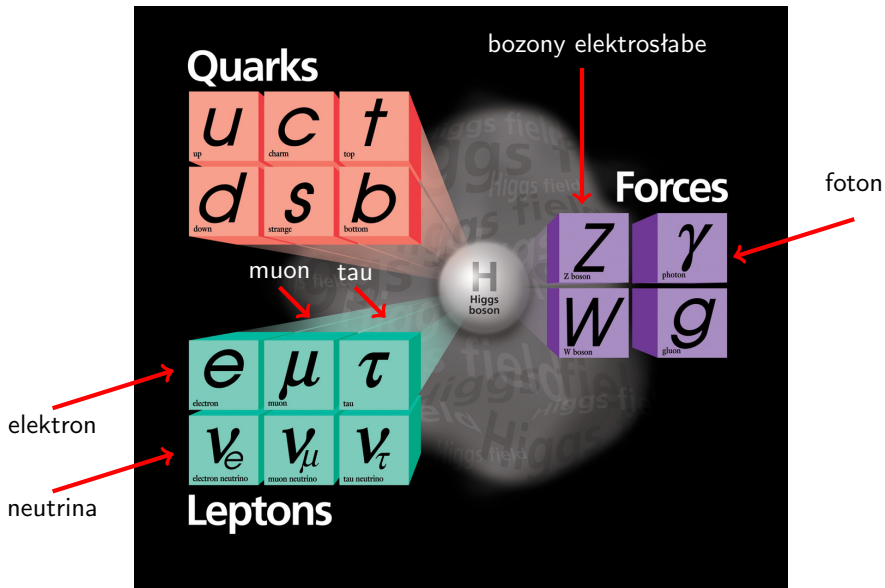
Cząstki elementarne



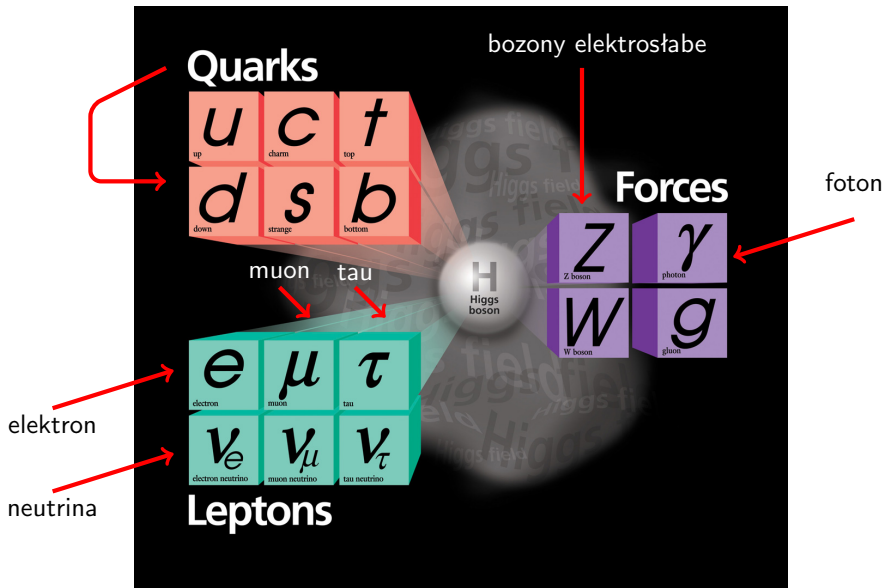
Cząstki elementarne



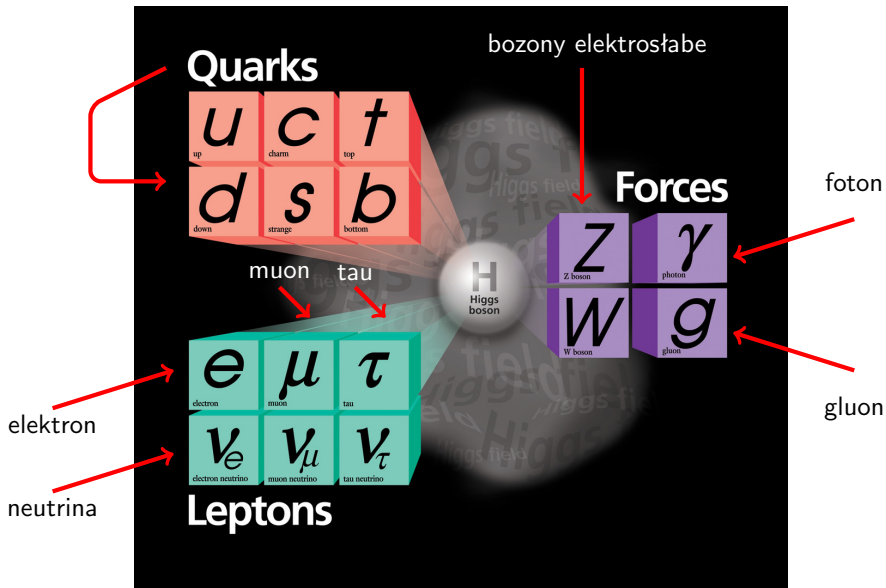
Cząstki elementarne



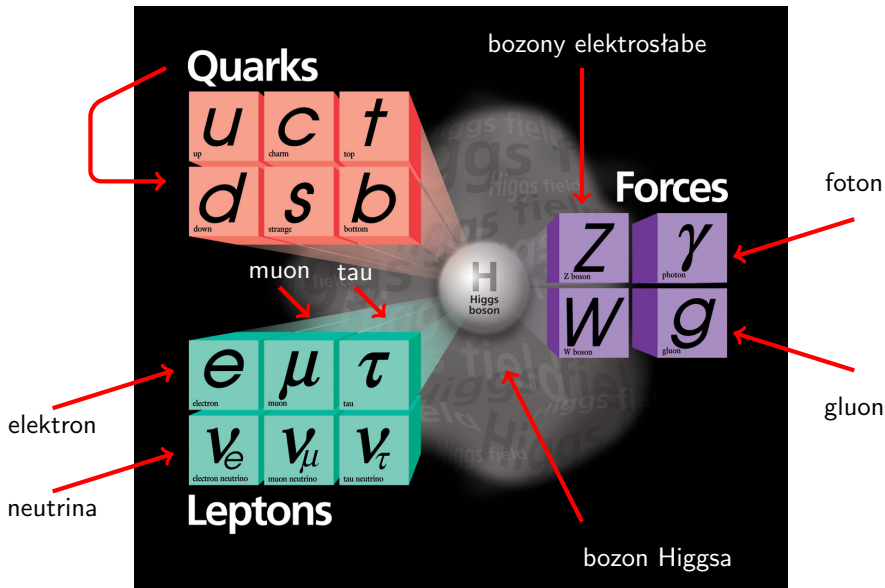
Cząstki elementarne



Cząstki elementarne



Cząstki elementarne



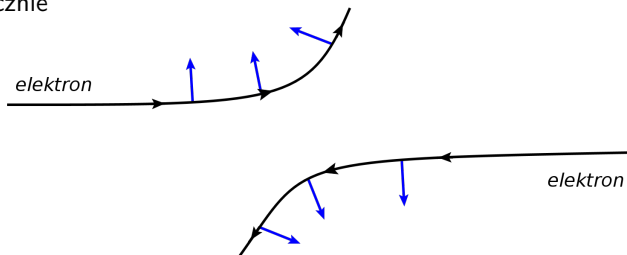
Cząstki elementarne

W świecie kwantowym również oddziaływaniom odpowiadają cząstki

Cząstki elementarne

W świecie kwantowym również oddziaływaniom odpowiadają cząstki

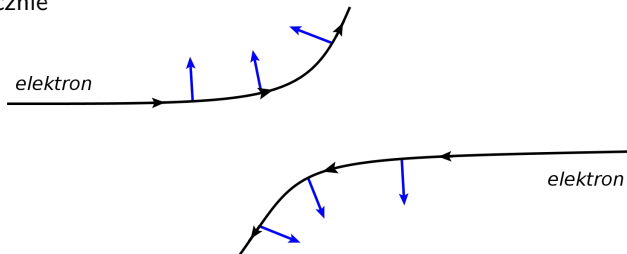
- ▶ Klasycznie



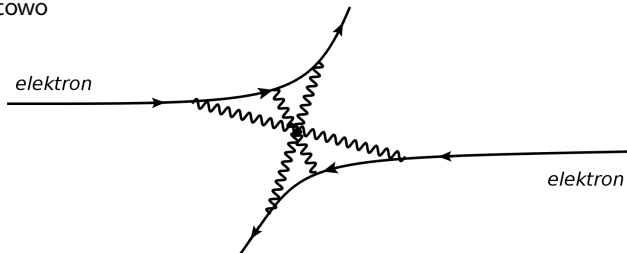
Cząstki elementarne

W świecie kwantowym również oddziaływaniom odpowiadają cząstki

► Klasycznie

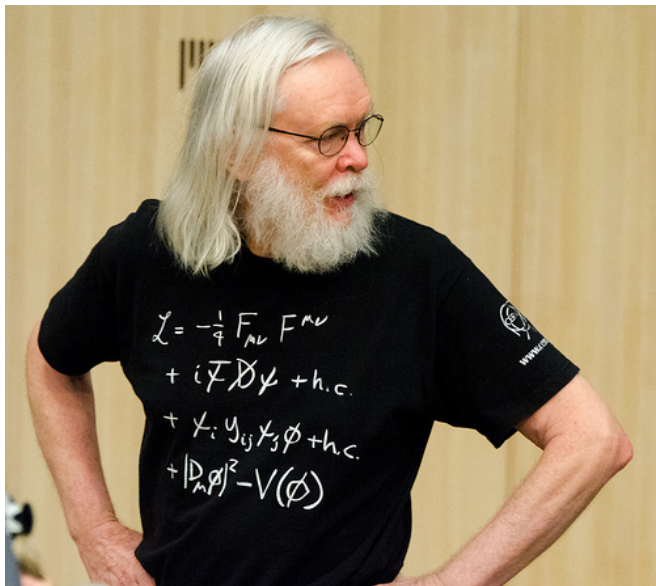


► Kwantowo

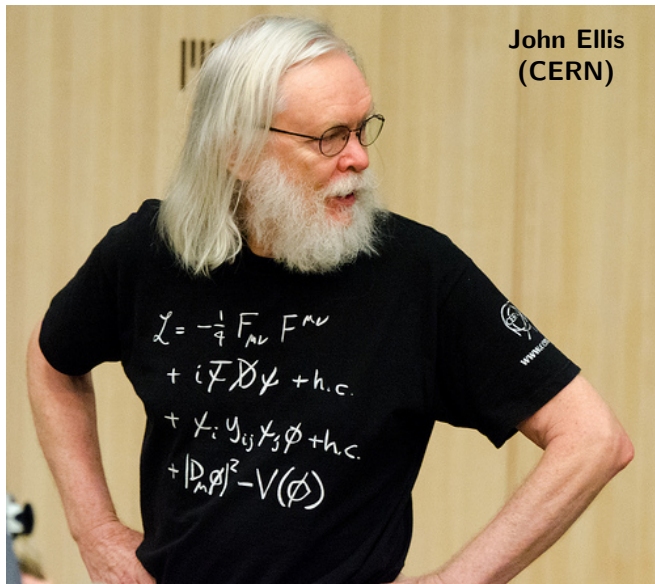


Model Standardowy

Lagrangian Modelu Standardowego



Lagrangian Modelu Standardowego

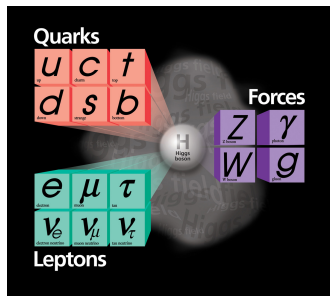


WHAT PART OF

$$\begin{aligned}
 & -\frac{1}{2}\partial_\nu g_\mu^a \partial_\nu g_\mu^a - g_s f^{abc} \partial_\mu g_\nu^a g_\mu^b g_\nu^c - \frac{1}{4}g_s^2 f^{abc} f^{ade} g_\mu^a g_\nu^b g_\mu^d g_\nu^e + \frac{1}{2}i g_s^2 (\bar{q}^\alpha \gamma^\mu q^\alpha) g_\mu \\
 & \bar{G}^a \partial^2 G^a + g_s f^{abc} \partial_\mu G^a G^b g_\mu^c - \partial_\mu W_\mu^+ \partial_\nu W_\mu^- - M^2 W_\mu^+ W_\mu^- - \frac{1}{2} \partial_\nu Z_\mu^0 \partial_\nu Z_\mu^0 - \frac{1}{2\omega^2} M^2 Z_\mu^0 Z_\mu^0 - \\
 & \frac{1}{2} \partial_\mu A_\nu \partial_\mu A_\nu - \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial_\mu H - \frac{1}{2} m_h^2 H^2 - \partial_\mu \phi^+ \partial_\mu \phi^- - M^2 \phi^+ \phi^- - \frac{1}{2} \partial_\mu \phi^0 \partial_\mu \phi^0 - \\
 & \frac{1}{2\omega^2} M^2 \phi^0 \phi^0 - \beta_h [\frac{2M_s^2}{g^2} H + \frac{1}{2} (H^2 + \phi^0 \phi^0 + 2\phi^+ \phi^-)] + \frac{2M_s}{g^2} \alpha_h - i g_{\omega\omega} [\partial_\nu Z_\mu^0 (W_\mu^+ W_\nu^- - \\
 & W_\mu^+ W_\nu^-) - Z_\mu^0 (W_\mu^+ \partial_\nu W_\mu^- - W_\mu^- \partial_\nu W_\mu^+) + Z_\mu^0 (W_\mu^+ \partial_\nu W_\mu^- - W_\mu^- \partial_\nu W_\mu^+)] - i g_{\omega\omega} \partial_\mu A_\nu (W_\mu^+ W_\nu^- - \\
 & W_\mu^+ W_\nu^-) - A_\nu (W_\mu^+ \partial_\nu W_\mu^- - W_\mu^- \partial_\nu W_\mu^+) + A_\nu (W_\mu^+ \partial_\nu W_\mu^- - W_\mu^- \partial_\nu W_\mu^+)] - \frac{1}{2} g^2 W_\mu^+ W_\mu^- W_\nu^+ W_\nu^- + \\
 & \frac{1}{2} g^2 W_\mu^+ W_\nu^- W_\mu^- W_\nu^- + g^2 Z_\mu^0 (W_\mu^+ W_\nu^- - Z_\mu^0 W_\mu^+ W_\nu^-) + g^2 s_w^2 (A_\mu W_\mu^+ A_\nu W_\nu^- - \\
 & A_\mu A_\nu W_\mu^+ W_\nu^-) + g^2 s_{\omega\omega} A_\mu Z_\mu^0 (W_\mu^+ W_\nu^- - W_\mu^- W_\nu^-) - 2 A_\mu Z_\mu^0 W_\mu^+ W_\nu^- - g \alpha [H^3 + \\
 & H \phi^0 \phi^0 + 2H \phi^+ \phi^-] - \frac{1}{2} g^2 \alpha_h H^4 + (\phi^0)^4 + 4(\phi^+ \phi^-)^2 + 4(\phi^0)^2 \phi^+ \phi^- + 4H^2 \phi^+ \phi^- + \\
 & 2(\phi^0)^2 H^2] - g M W_\mu^+ W_\mu^- H - \frac{1}{2} g \frac{M_s}{g^2} Z_\mu^0 Z_\mu^0 H - \frac{1}{2} i g [W_\mu^+ (\phi^0 \partial_\mu \phi^- - \phi^- \partial_\mu \phi^0) - W_\mu^- (\phi^0 \partial_\mu \phi^+ - \\
 & \phi^+ \partial_\mu \phi^0)] + \frac{1}{2} g [W_\mu^+ (H \partial_\mu \phi^- - \phi^- \partial_\mu H) - W_\mu^- (H \partial_\mu \phi^+ - \phi^+ \partial_\mu H)] + \frac{1}{2} g \frac{1}{\omega^2} (Z_\mu^0 (H \partial_\mu \phi^0 - \\
 & \phi^0 \partial_\mu H) - i g \frac{2}{\omega^2} M Z_\mu^0 (W_\mu^+ \phi^- - W_\mu^- \phi^+) + i g_{\omega\omega} M A_\mu (W_\mu^+ \phi^- - W_\mu^- \phi^+) - i g \frac{1}{2\omega^2} Z_\mu^0 (\phi^+ \partial_\mu \phi^- - \\
 & \phi^- \partial_\mu \phi^+) + i g_{\omega\omega} A_\mu (\phi^+ \partial_\mu \phi^- - \phi^- \partial_\mu \phi^+) - \frac{1}{2} g^2 W_\mu^+ W_\mu^- H^2 + (\phi^0)^2 + 2\phi^+ \phi^-] - \\
 & \frac{1}{2} g^2 \frac{1}{\omega^2} Z_\mu^0 Z_\mu^0 [H^2 + (\phi^0)^2 + 2(2s_w^2 - 1)^2 \phi^+ \phi^-] - \frac{1}{2} g^2 \frac{2}{\omega^2} Z_\mu^0 \phi^0 (W_\mu^+ \phi^- + W_\mu^- \phi^+) - \\
 & \frac{1}{2} i g \frac{2}{\omega^2} Z_\mu^0 H (W_\mu^+ \phi^- - W_\mu^- \phi^+) + \frac{1}{2} g^2 s_{\omega\omega} \phi^0 (W_\mu^+ \phi^- + W_\mu^- \phi^+) + \frac{1}{2} i g^2 s_{\omega\omega} A_\mu H (W_\mu^+ \phi^- \\
 & W_\mu^- \phi^+) - g^2 \frac{2}{\omega^2} (2c_w^2 - 1) Z_\mu^0 A_\mu \phi^+ \phi^- - g^2 s_{\omega\omega}^2 A_\mu A_\mu \phi^+ \phi^- - \bar{e}^\lambda (\gamma^\partial + m_e) e^\lambda - \\
 & \bar{\nu}^\lambda \gamma^\partial \nu^\lambda - \bar{u}_3^\lambda (\gamma^\partial + m_u) u_3^\lambda - \bar{d}_3^\lambda (\gamma^\partial + m_d) d_3^\lambda + i g_{\omega\omega} A_\mu [-(\bar{e}^\lambda \gamma^\mu e^\lambda) + \frac{2}{3} (\bar{u}_3^\lambda \gamma^\mu u_3^\lambda) - \\
 & \frac{1}{3} (\bar{d}_3^\lambda \gamma^\mu d_3^\lambda)] + \frac{1}{4} \frac{1}{\omega^2} Z_\mu^0 [(\bar{\nu}^\lambda \gamma^\mu (1 + \gamma^5) \nu^\lambda) + (\bar{e}^\lambda \gamma^\mu (4s_w^2 - 1 - \gamma^5) e^\lambda) - (\bar{u}_3^\lambda \gamma^\mu (\frac{4}{3} s_w^2 - \\
 & 1 - \gamma^5) u_3^\lambda) + (\bar{d}_3^\lambda \gamma^\mu (1 - \frac{2}{3} s_w^2 - \gamma^5) d_3^\lambda)] + \frac{1}{2\sqrt{2}} W_\mu^+ [(\bar{\nu}^\lambda \gamma^\mu (1 + \gamma^5) e^\lambda) - (\bar{u}_3^\lambda \gamma^\mu (1 + \\
 & \gamma^5) C_{\lambda\kappa} d_3^\lambda) + \frac{1}{2\sqrt{2}} W_\mu^- [(\bar{e}^\lambda \gamma^\mu (1 + \gamma^5) \nu^\lambda) + (\bar{u}_3^\lambda C_{\lambda\kappa} \gamma^\mu (1 + \gamma^5) u_3^\lambda)] + \frac{1}{2\sqrt{2}} M [-\phi^+ (\bar{\nu}^\lambda (1 - \\
 & \gamma^5) e^\lambda) + \phi^- (\bar{e}^\lambda (1 + \gamma^5) \nu^\lambda)] - \frac{g}{2} \frac{m_h^2}{M^2} [H (\bar{e}^\lambda e^\lambda) + i \phi^0 (\bar{e}^\lambda \gamma^5 e^\lambda)] + \frac{1}{2M\sqrt{2}} \phi^+ [-m_h^2 (\bar{u}_3^\lambda C_{\lambda\kappa} (1 - \\
 & \gamma^5) d_3^\lambda) + m_h^2 (\bar{u}_3^\lambda C_{\lambda\kappa} (1 + \gamma^5) d_3^\lambda) + \frac{1}{2M\sqrt{2}} \phi^- [-m_h^2 (\bar{d}_3^\lambda C_{\lambda\kappa} (1 + \gamma^5) u_3^\lambda) + \frac{m_h^2}{2} (\bar{d}_3^\lambda C_{\lambda\kappa} (1 - \\
 & \gamma^5) u_3^\lambda)] - \frac{g}{2} \frac{m_h^2}{M^2} H (\bar{u}_3^\lambda u_3^\lambda) - \frac{g}{2} \frac{m_h^2}{M^2} H (\bar{d}_3^\lambda d_3^\lambda) + \frac{g}{2} \frac{m_h^2}{M^2} \phi^0 (\bar{u}_3^\lambda \gamma^5 u_3^\lambda) - \frac{g}{2} \frac{m_h^2}{M^2} \phi^0 (\bar{d}_3^\lambda \gamma^5 d_3^\lambda) + \\
 & X^+ (\partial^2 - M^2) X^+ + X^- (\partial^2 - M^2) X^- + X^0 (\partial^2 - \frac{M_s^2}{\omega^2}) X^0 + Y \partial^2 Y + i g_{\omega\omega} W_\mu^+ (\partial_\mu X^0 X^- - \\
 & \partial_\mu X^+ X^0) + i g_{\omega\omega} W_\mu^- (\partial_\mu X^- X^0 - \partial_\mu X^+ X^-) + i g_{\omega\omega} W_\mu^0 (\partial_\mu X^- X^0 - \partial_\mu X^+ X^0) + \\
 & i g_{\omega\omega} W_\mu^0 (\partial_\mu X^- X^0 - \partial_\mu X^+ X^0) + i g_{\omega\omega} Z_\mu^0 (\partial_\mu X^+ X^- - \partial_\mu X^- X^+) + i g_{\omega\omega} A_\mu (\partial_\mu X^+ X^- - \\
 & \partial_\mu X^- X^+) - \frac{1}{2} g M [\bar{X}^+ X^+ + H + X^- X^- H + \frac{1}{\omega^2} \bar{X}^0 X^0 H] + \frac{1}{2\omega^2} i g M [\bar{X}^+ X^0 \phi^+ - \\
 & X^- X^0 \phi^-] + \frac{1}{2\omega^2} i g M [X^0 X^- \phi^+ - X^0 X^+ \phi^-] + i g M s_{\omega\omega} [X^0 X^- \phi^+ - X^0 X^+ \phi^-] + \\
 & \frac{1}{2} i g M \bar{X}^+ X^+ \phi^0 - X^- X^- \phi^0]
 \end{aligned}$$

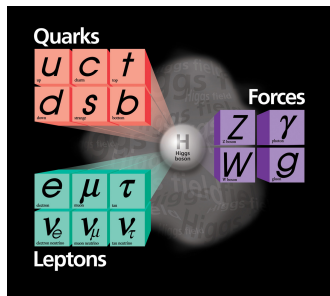
DO YOU NOT
UNDERSTAND?

Model Standardowy



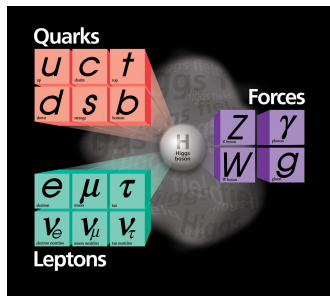
$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + i\bar{\Psi}\not{D}\Psi + \Psi_i y_{ij} \Psi_j \phi + |D_\mu \phi|^2 - V(\phi)$$

Model Standardowy



$$\mathcal{L} = \underbrace{-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}}_{\text{bozony}} + \underbrace{i\bar{\Psi}\not{D}\Psi}_{\text{fermiony, oddziaływanie fermion-bozon}} + \underbrace{\Psi_i y_{ij} \Psi_j \phi}_{\text{masy fermionów}} + \underbrace{|D_\mu \phi|^2 - V(\phi)}_{\text{Higgs, masy bozonów}}$$

Model Standardowy



$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + i\bar{\Psi}\not{D}\Psi + \bar{\Psi}_i y_{ij} \Psi_j \phi + |D_\mu \phi|^2 - V(\phi)$$

↑

S Y M E T R I A

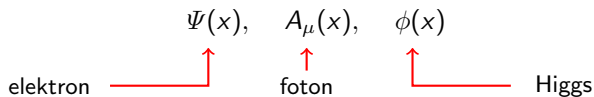
Teoria pola

- ▶ Cząstki elementarne opisywane są przez pola kwantowe:

$$\Psi(x), \quad A_\mu(x), \quad \phi(x)$$

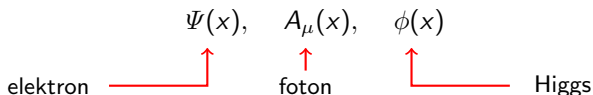
Teoria pola

- ▶ Cząstki elementarne opisywane są przez pola kwantowe:



Teoria pola

- ▶ Cząstki elementarne opisywane są przez pola kwantowe:



- ▶ Pole to funkcja (skalarna, wektorowa, spinorowa) punktu w czasoprzestrzeni

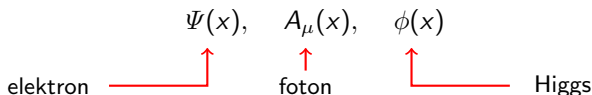
$$x = (t, \vec{x})$$

odpowiadająca odwzorowaniu

$$x \mapsto \phi(x)$$

Teoria pola

- ▶ Cząstki elementarne opisywane są przez pola kwantowe:



- ▶ Pole to funkcja (skalarna, wektorowa, spinorowa) punktu w czasoprzestrzeni

$$x = (t, \vec{x})$$

odpowiadająca odwzorowaniu

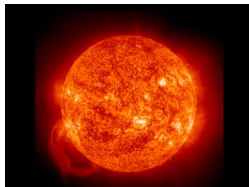
$$x \mapsto \phi(x)$$

- ▶ Często będziemy korzystać z pochodnej

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

Pola: przykłady z życia codziennego

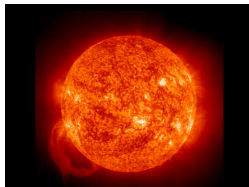
Temperatura



(skalarne)

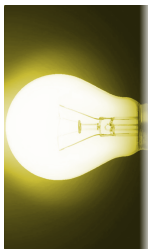
Pola: przykłady z życia codziennego

Temperatura



(skalarne)

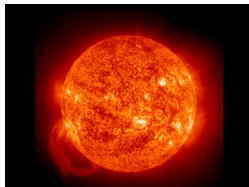
Natężenie światła



(skalarne)

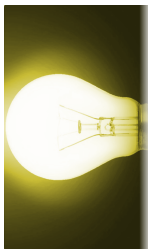
Pola: przykłady z życia codziennego

Temperatura



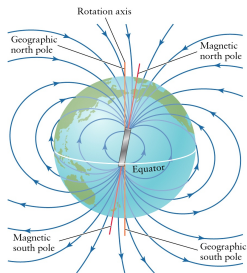
(skalarne)

Natężenie światła



(skalarne)

Pole magnetyczne
Ziemi



(wektorowe)

Symetrie w fizyce klasycznej

Symetria Lagrangianu generuje wielkość zachowaną (twierdzenie Noether)

Symetrie w fizyce klasycznej

Symetria Lagrangianu generuje wielkość zachowaną (twierdzenie Noether)

- ▶ Przesunięcie w czasie

$$\mathcal{L}(t + \delta t) = \mathcal{L}(t) \mapsto \text{energia}$$

Symetrie w fizyce klasycznej

Symetria Lagrangianu generuje wielkość zachowaną (twierdzenie Noether)

- ▶ Przesunięcie w czasie

$$\mathcal{L}(t + \delta t) = \mathcal{L}(t) \mapsto \text{energia}$$

- ▶ Przesunięcie w przestrzeni

$$\mathcal{L}(\vec{x} + \delta \vec{x}) = \mathcal{L}(\vec{x}) \mapsto \text{pęd}$$

Symetrie w fizyce klasycznej

Symetria Lagrangianu generuje wielkość zachowaną (twierdzenie Noether)

- ▶ Przesunięcie w czasie

$$\mathcal{L}(t + \delta t) = \mathcal{L}(t) \mapsto \text{energia}$$

- ▶ Przesunięcie w przestrzeni

$$\mathcal{L}(\vec{x} + \delta \vec{x}) = \mathcal{L}(\vec{x}) \mapsto \text{pęd}$$

- ▶ Obrót

$$\mathcal{L}(\theta + \delta \theta) = \mathcal{L}(\theta) \mapsto \text{moment pędu}$$

Symetrie Lagrangianu

- Każda teoria jest zdefiniowana przez Lagrangian

np. dla swobodnego, skalarnego pola masywnego ("elektronu") mamy:

$$\mathcal{L} = |\partial_\mu \Psi(x)|^2 - m_e^2 |\Psi(x)|^2$$

Symetrie Lagrangianu

- ▶ Każda teoria jest zdefiniowana przez Lagrangian

np. dla swobodnego, skalarnego pola masywnego ("elektronu") mamy:

$$\mathcal{L} = |\partial_\mu \Psi(x)|^2 - m_e^2 |\Psi(x)|^2$$

- ▶ Każdy Lagrangian posiada zbiór symetrii

dla powyższego przypadku, zamiana:

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\alpha} \Psi(x),$$

nie zmienia Lagrangianu

Symetrie Lagrangianu

- ▶ Każda teoria jest zdefiniowana przez Lagrangian

np. dla swobodnego, skalarnego pola masywnego ("elektronu") mamy:

$$\mathcal{L} = |\partial_\mu \Psi(x)|^2 - m_e^2 |\Psi(x)|^2$$

- ▶ Każdy Lagrangian posiada zbiór symetrii

dla powyższego przypadku, zamiana:

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\alpha} \Psi(x),$$

nie zmienia Lagrangianu

↑
faza

Symetrie cechowania

- Powyższa symetria ze względu na transformację

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\alpha} \Psi(x),$$

to tzw.

globalna symetria cechowania

- Odpowiadająca jej wielkość zachowana (dla tego konkretnego przypadku) to

ładunek elektryczny.

Symetrie cechowania

- Powyższa symetria ze względu na transformację

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\alpha} \Psi(x),$$

to tzw.

globalna symetria cechowania

- Odpowiadająca jej wielkość zachowana (dla tego konkretnego przypadku) to

ładunek elektryczny.

OK, ale skąd taki pomysł?



Symetrie cechowania

- Powyższa symetria ze względu na transformację

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\alpha}\Psi(x),$$

to tzw.

globalna symetria cechowania

- Odpowiadająca jej wielkość zachowana (dla tego konkretnego przypadku) to

ładunek elektryczny.

OK, ale skąd taki pomysł?



Mechanika Kwantowa

- Ψ – funkcja falowa
- mierzymy jednak prawdopodobieństwo

$$P = |\Psi|^2,$$

które nie czuje zmiany fazy

$$P = |e^{i\alpha}\Psi|^2 = |e^{i\alpha}|^2|\Psi|^2 = |\Psi|^2$$

Symetrie cechowania

A co byłoby gdybyśmy zamiast

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\alpha}\Psi(x) \quad \left(\begin{array}{c} \text{globalna} \\ \text{transformacja} \\ \text{cechowania} \end{array} \right)$$

Symetrie cechowania

A co byliby gdybyśmy zamiast

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\alpha} \Psi(x) \quad \left(\begin{array}{c} \text{globalna} \\ \text{transformacja} \\ \text{cechowania} \end{array} \right)$$

użyli

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)} \Psi(x) \quad \left(\begin{array}{c} \text{lokalna} \\ \text{transformacja} \\ \text{cechowania} \end{array} \right)$$

Symetrie cechowania

A co byłoby gdybyśmy zamiast

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\alpha} \Psi(x) \quad \left(\begin{array}{c} \text{globalna} \\ \text{transformacja} \\ \text{cechowania} \end{array} \right)$$

użyli

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)} \Psi(x) \quad \left(\begin{array}{c} \text{lokalna} \\ \text{transformacja} \\ \text{cechowania} \end{array} \right)$$

Nasz Lagrangian

$$\mathcal{L} = |\partial_\mu \Psi(x)|^2 - m^2 |\Psi(x)|^2,$$

nie jest niezmienniczy ze względu na powyższą transformację (ponieważ $\partial_\mu \alpha(x) \neq 0$), czyli **nie posiada lokalnej symetrii cechowania**.

Symetrie cechowania

Lagrangian swobodnego elektronu

$$\mathcal{L} = |\partial_\mu \Psi(x)|^2 - m^2 |\Psi(x)|^2$$

Symetrie cechowania

Lagrangian swobodnego elektronu

$$\mathcal{L} = |\partial_\mu \Psi(x)|^2 - m^2 |\Psi(x)|^2$$

nie jest niezmienniczy ze względu na lokalną transformację cechowania zdefiniowaną jako

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)} \Psi(x)$$

Symetrie cechowania

Lagrangian swobodnego elektronu

$$\mathcal{L} = |\partial_\mu \Psi(x)|^2 - m^2 |\Psi(x)|^2$$

nie jest niezmienniczy ze względu na lokalną transformację cechowania zdefiniowaną jako

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)} \Psi(x)$$

Możemy to “naprawić” wprowadzając następujące modyfikacje

$$\mathcal{L} = |(\partial_\mu + ieA_\mu) \Psi(x)|^2 - m^2 |\Psi(x)|^2$$

Symetrie cechowania

Lagrangian swobodnego elektronu

$$\mathcal{L} = |\partial_\mu \Psi(x)|^2 - m^2 |\Psi(x)|^2$$

nie jest niezmienniczy ze względu na lokalną transformację cechowania zdefiniowaną jako

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)} \Psi(x)$$

Możemy to “naprawić” wprowadzając następujące modyfikacje

$$\mathcal{L} = |(\partial_\mu + ieA_\mu) \Psi(x)|^2 - m^2 |\Psi(x)|^2$$

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)} \Psi(x)$$

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x)$$

Symetrie cechowania

Lagrangian swobodnego elektronu

$$\mathcal{L} = |\partial_\mu \Psi(x)|^2 - m^2 |\Psi(x)|^2$$

nie jest niezmienniczy ze względu na lokalną transformację cechowania zdefiniowaną jako

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)} \Psi(x)$$

Możemy to “naprawić” wprowadzając następujące modyfikacje

$$\mathcal{L} = |(\partial_\mu + ieA_\mu) \Psi(x)|^2 - m^2 |\Psi(x)|^2$$

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)} \Psi(x)$$

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x)$$

- Nowy Lagrangian posiada lokalną symetrię cechowania za cenę wprowadzenia nowego pola A_μ

Symetrie cechowania

Lagrangian swobodnego elektronu

$$\mathcal{L} = |\partial_\mu \Psi(x)|^2 - m^2 |\Psi(x)|^2$$

nie jest niezmienniczy ze względu na lokalną transformację cechowania zdefiniowaną jako

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)} \Psi(x)$$

Możemy to “naprawić” wprowadzając następujące modyfikacje

$$\mathcal{L} = |(\partial_\mu + ieA_\mu) \Psi(x)|^2 - m^2 |\Psi(x)|^2$$

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)} \Psi(x)$$

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x)$$

- Nowy Lagrangian posiada lokalną symetrię cechowania za cenę wprowadzenia nowego pola $A_\mu \rightarrow$ **foton**

Symetrie cechowania

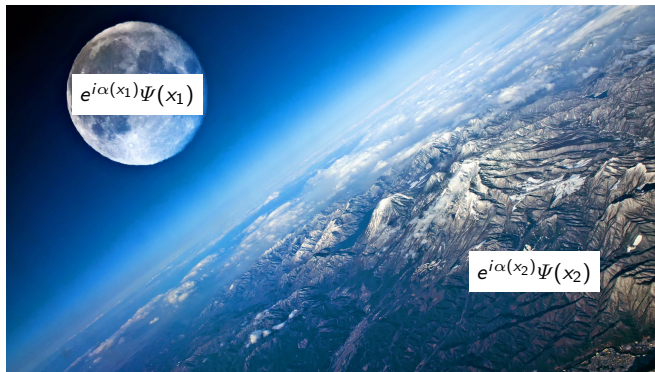
Dokonałiśmy niezwykle ważnego odkrycia:

Żądanie lokalnej symetrii cechowania nie tylko wprowadza foton, którego potrzebujemy (jest obserwowany doświadczalnie), ale także przewiduje poprawną formę oddziaływań foton-elektron!

Symetrie cechowania

Dokonałiśmy niezwykle ważnego odkrycia:

Żądanie lokalnej symetrii cechowania nie tylko wprowadza foton, którego potrzebujemy (jest obserwowany doświadczalnie), ale także przewiduje poprawną formę oddziaływań foton-elektron!



Symetrie cechowania

OK, to załatwia oddziaływania elektromagnetyczne, a co z pozostałymi?

Symetrie cechowania

OK, to załatwia oddziaływania elektromagnetyczne, a co z pozostałymi?

	grupa symetrii	bozony
elektromagnetyczne	$U(1)$	γ
słabe	$SU(2)$	W^+, W^-, Z
silne	$SU(3)$	g

Symetrie cechowania

Okazuje się, że trik, który działał dla grupy $U(1)$ działa również dla $SU(3)$ ale dla $SU(2)$ jest możliwy tylko gdy bozony W i Z są bezmasowe

$$\mathcal{L} = |D^\mu \Psi(x)|^2 - \cancel{m^2 |\Psi(x)|^2}$$

- Obserwowane bozony W i Z są jednak bardzo ciężkie!

Symetrie cechowania

Okazuje się, że trik, który działał dla grupy $U(1)$ działa również dla $SU(3)$ ale dla $SU(2)$ jest możliwy tylko gdy bozony W i Z są bezmasowe

$$\mathcal{L} = |D^\mu \Psi(x)|^2 - \cancel{m^2 |\Psi(x)|^2}$$

- Obserwowane bozony W i Z są jednak bardzo ciężkie!

Sytuacja wygląda więc następująco:

- **jedna prosta reguła**, tj. żądanie lokalnej symetrii cechowania, pozwala przewidzieć wszystkie obserwowane w przyrodzie cząstki i wyprowadzić wszystkie między nimi oddziaływania

Symetrie cechowania

Okazuje się, że trik, który działał dla grupy $U(1)$ działa również dla $SU(3)$ ale dla $SU(2)$ jest możliwy tylko gdy bozony W i Z są bezmasowe

$$\mathcal{L} = |D^\mu \Psi(x)|^2 - \cancel{m^2 |\Psi(x)|^2}$$

- ▶ Obserwowane bozony W i Z są jednak bardzo ciężkie!

Sytuacja wygląda więc następująco:

- ▶ **jedna prosta reguła**, tj. żądanie lokalnej symetrii cechowania, pozwala przewidzieć wszystkie obserwowane w przyrodzie cząstki i wyprowadzić wszystkie między nimi oddziaływania
- ▶ ta sama reguła zabrania członów masowych w Lagrangianie dla bozonów W i Z

Symetrie cechowania

Okazuje się, że trik, który działał dla grupy $U(1)$ działa również dla $SU(3)$ ale dla $SU(2)$ jest możliwy tylko gdy bozony W i Z są bezmasowe

$$\mathcal{L} = |D^\mu \Psi(x)|^2 - \cancel{m^2 |\Psi(x)|^2}$$

- ▶ Obserwowane bozony W i Z są jednak bardzo ciężkie!

Sytuacja wygląda więc następująco:

- ▶ **jedna prosta reguła**, tj. żądanie lokalnej symetrii cechowania, pozwala przewidzieć wszystkie obserwowane w przyrodzie cząstki i wyprowadzić wszystkie między nimi oddziaływania
- ▶ ta sama reguła zabrania członów masowych w Lagrangianie dla bozonów W i Z

Czy nie da się członów masowych wygenerować inaczej?

Bozon Higgsa

Mechanizm Higgsa

Okazuje się, że jest na to sposób!

- ▶ Englert–Brout–Higgs–Guralnik–Hagen–Kibble [lata 60-te]
- ▶ potwierdzone odkryciem bozonu Higgsa na LHC [2012]
- ▶ nagroda Nobla [2013]

François Englert



Peter Higgs

Mechanizm Higgsa

Jak pamiętamy, Lagrangian Modelu Standardowego ma postać:

$$\mathcal{L} = \underbrace{-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}}_{\text{bozony}} + \underbrace{i\bar{\Psi}\not{D}\Psi}_{\text{fermiony, oddziaływania fermion-bozon}} + \underbrace{\Psi_i y_{ij} \Psi_j \phi}_{\text{masy fermionów}} + \underbrace{|D_\mu \phi|^2 - V(\phi)}_{\text{Higgs, masy bozonów}}$$

Mechanizm Higgsa

Jak pamiętamy, Lagrangian Modelu Standardowego ma postać:

$$\mathcal{L} = \underbrace{-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}}_{\text{bozony}} + \underbrace{i\bar{\Psi}\not{D}\Psi}_{\text{fermiony, oddziaływania fermion-bozon}} + \underbrace{\bar{\Psi}_i y_{ij} \Psi_j \phi}_{\text{masy fermionów}} + \underbrace{|D_\mu \phi|^2 - V(\phi)}_{\text{Higgs, masy bozonów}}$$

gdzie potencjał związany z polem Higgsa ma postać

$$V(\phi) = \mu^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4$$

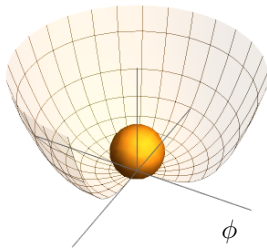


pole Higgsa

Potencjał pola Higgsa

$$\mu^2 > 0$$

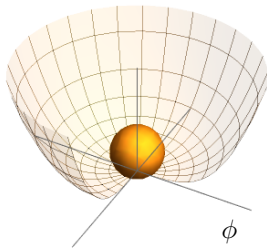
stan symetryczny



Potencjał pola Higgsa

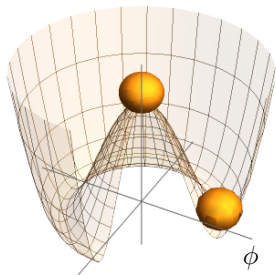
$$\mu^2 > 0$$

stan symetryczny



$$\mu^2 < 0$$

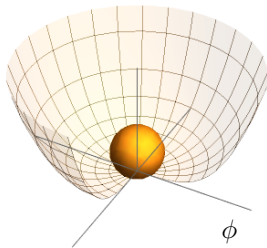
spontanicznie złamana symetria



Potencjał pola Higgsa

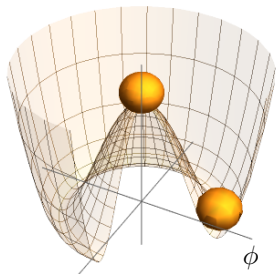
$$\mu^2 > 0$$

stan symetryczny



$$\mu^2 < 0$$

spontanicznie złamana symetria

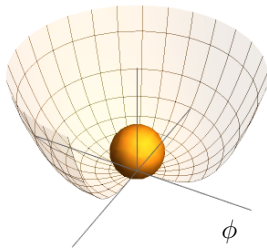


Próżnia to stan o minimalnej energii (stan podstawowy)

Potencjał pola Higgsa

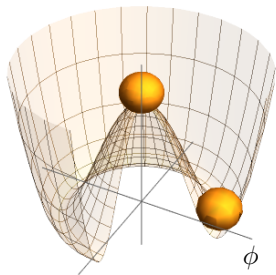
$$\mu^2 > 0$$

stan symetryczny



$$\mu^2 < 0$$

spontanicznie złamana symetria



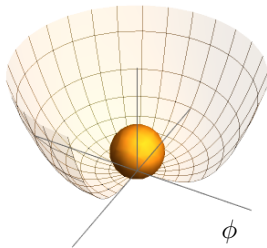
Próżnia to stan o minimalnej energii (stan podstawowy)

- ▶ $\mu^2 > 0$: $\phi = 0$; próżnia jest pusta

Potencjał pola Higgsa

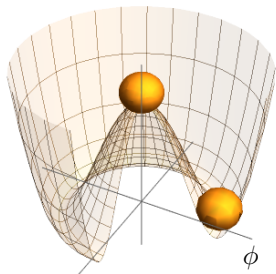
$$\mu^2 > 0$$

stan symetryczny



$$\mu^2 < 0$$

spontanicznie złamana symetria



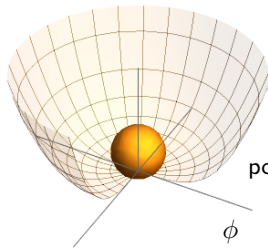
Próżnia to stan o minimalnej energii (stan podstawowy)

- ▶ $\mu^2 > 0$: $\phi = 0$; próżnia jest pusta
- ▶ $\mu^2 < 0$: $\phi = v$; próżnia wypełniona jest niezerowym polem Higgsa

Potencjał pola Higgsa

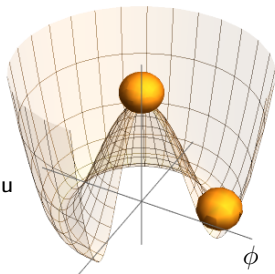
$$\mu^2 > 0$$

stan symetryczny



$$\mu^2 < 0$$

spontanicznie złamana symetria

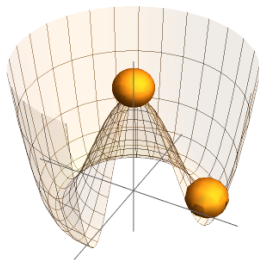


→
 10^{-12} sekund
po Wielkim Wybuchu

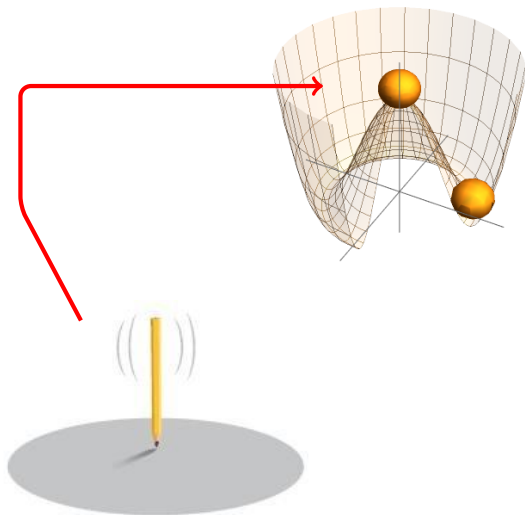
Próżnia to stan o minimalnej energii (stan podstawowy)

- ▶ $\mu^2 > 0$: $\phi = 0$; próżnia jest pusta
- ▶ $\mu^2 < 0$: $\phi = \nu$; próżnia wypełniona jest niezerowym polem Higgsa

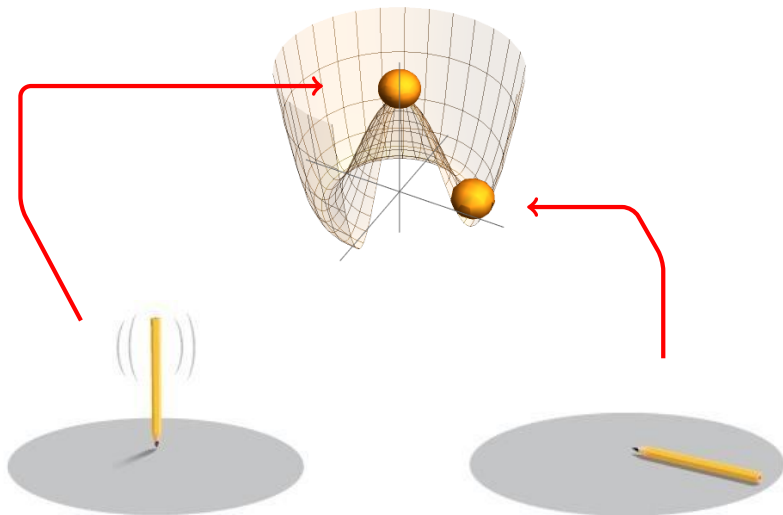
Spontaniczne łamanie symetrii



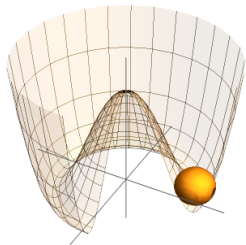
Spontaniczne łamanie symetrii



Spontaniczne łamanie symetrii



Higgs nadaje masy cząstkom



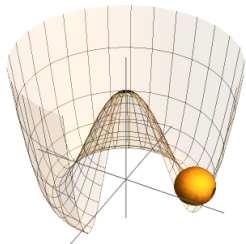
W fazie ze złamaną symetrią stanu podstawowego

$$\phi(x) = \nu + h(x)$$

↑

odpowiada wzbudzeniom (cząstkom) Higgsa

Higgs nadaje masy cząstkom



W fazie ze złamaną symetrią stanu podstawowego

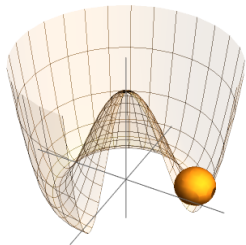
$$\phi(x) = \nu + h(x)$$

↑

odpowiada wzbudzeniom (cząstkom) Higgsa

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_H &= |D_\mu \phi|^2 \\ &= |(\partial_\mu + igW_\mu)(\nu + h(x))|^2 \\ &= \nu^2 |W_\mu|^2 + \dots\end{aligned}$$

Higgs nadaje masy cząstkom



W fazie ze złamaną symetrią stanu podstawowego

$$\phi(x) = \nu + h(x)$$



odpowiada wzbudzeniom (cząstkom) Higgsa

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_H &= |D_\mu \phi|^2 \\ &= |(\partial_\mu + igW_\mu)(\nu + h(x))|^2 \\ &= \nu^2 |W_\mu|^2 + \dots\end{aligned}$$

- ▶ niezerowe pole Higgsa w próżni nadaje masy bozonom W i Z !
- ▶ podobny mechanizm dla kwarków

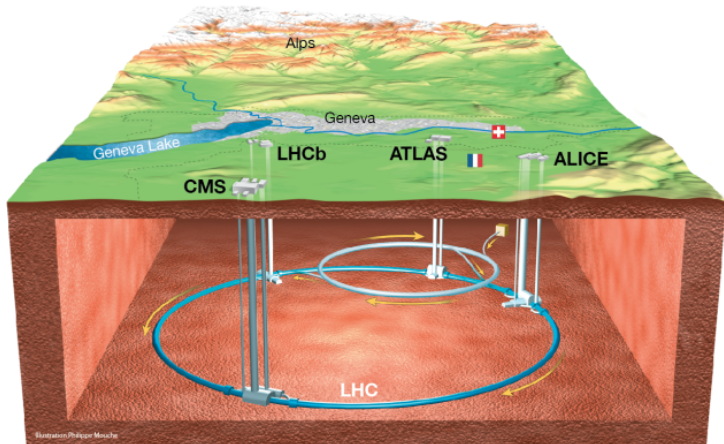
Analogia pola Higgsa



Large Hadron Collider (LHC)



Akcelerator LHC



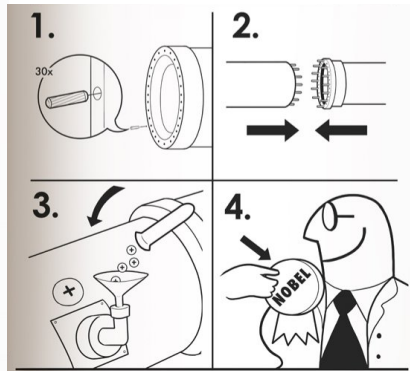
- ▶ 27 km tunel 100 m pod ziemią
- ▶ 4 duże eksperymenty: ATLAS, CMS, LHCb i ALICE

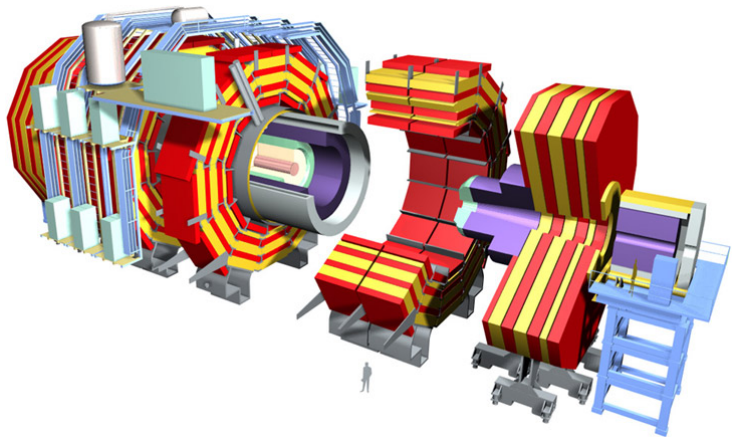
Akcelerator LHC



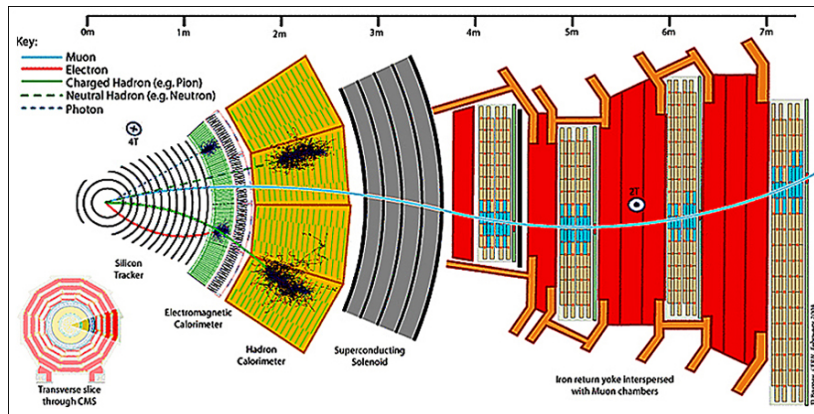
- ▶ Rura z magnesami schłodzonymi do temperatury 2 K
- ▶ Protony podróżują z prędkością 99.9999991% prędkości światła
- ▶ Każdy proton przebiega 27 km tunel 11 000 razy na sekundę

Akcelerator LHC



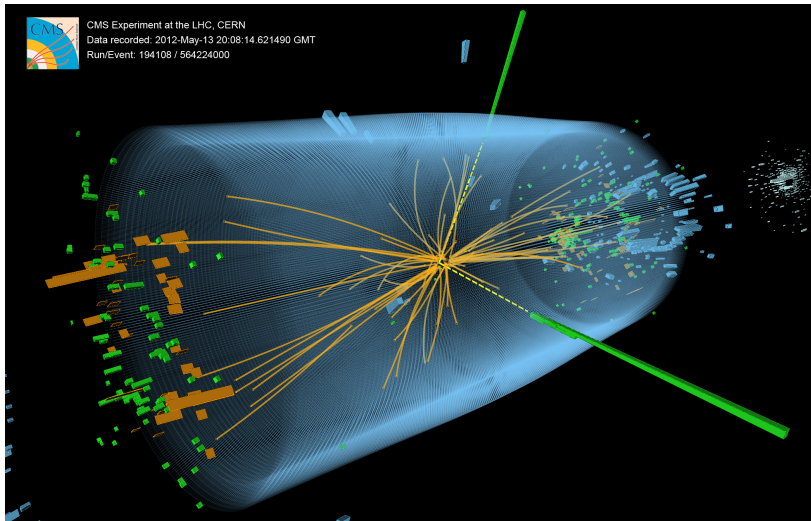


Komponenty detektora



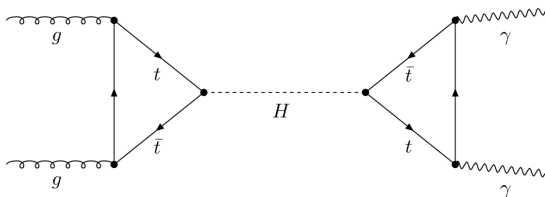
- Zbiór danych z poszczególnych komponentów detektora pozwala uzyskać komplet informacji na temat produkowanej cząstki takich jak: energia, pęd, masa, ładunek.

Higgs w eksperymencie ($H \rightarrow \gamma\gamma$)

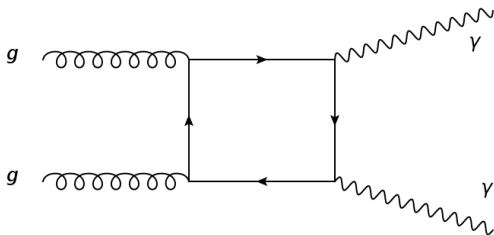


Produkcja i rozpad

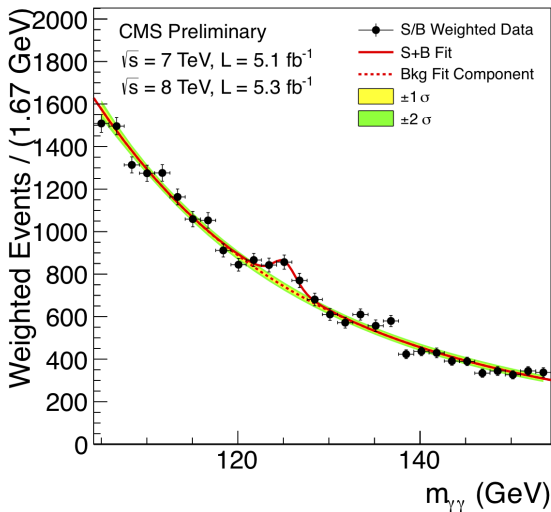
► Sygnał



► Tło



Odkrycie Higgsa



Co dalej?

Model Standardowy



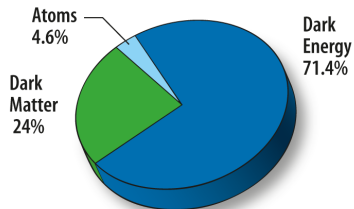
Co dalej?

Wiele pytań pozostaje bez odpowiedzi w ramach Modelu Standardowego

Co dalej?

Wiele pytań pozostaje bez odpowiedzi w ramach Modelu Standardowego

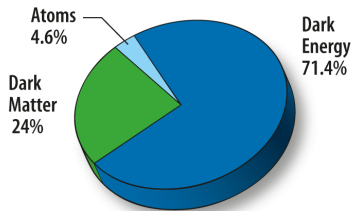
- ciemna materia/energia



Co dalej?

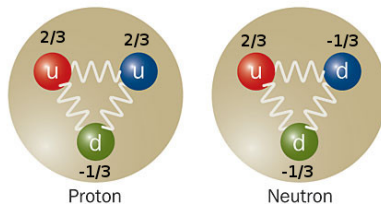
Wiele pytań pozostaje bez odpowiedzi w ramach Modelu Standardowego

- ▶ ciemna materia/energia



- ▶ problem hierarchii
- ▶ masy neutrin
- ▶ trzy generacje kwarków/leptonów
- ▶ unifikacja oddziaływań
- ▶ kwantowa grawitacja
- ▶ asymetria materia-antymateria
- ▶ stabilność próżni
- ▶ inflacja
- ▶ elementarność Higgsa

Znaczenie praktyczne



$$m_u = 2.3 \text{ MeV}$$

$$m_d = 4.8 \text{ MeV}$$

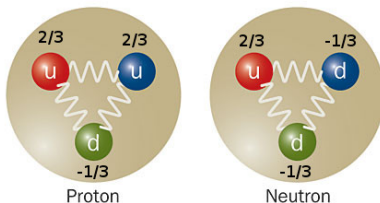
Znaczenie praktyczne

pochodzą od Higgsa



$$m_u = 2.3 \text{ MeV}$$

$$m_d = 4.8 \text{ MeV}$$



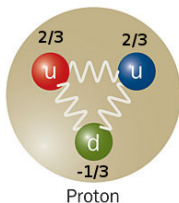
Znaczenie praktyczne

pochodzą od Higgsa

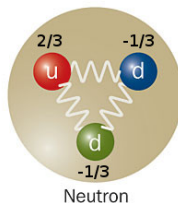


$$m_u = 2.3 \text{ MeV}$$

$$m_d = 4.8 \text{ MeV}$$



$$m_p = 938.27 \text{ MeV}$$



$$m_n = 939.565 \text{ MeV}$$

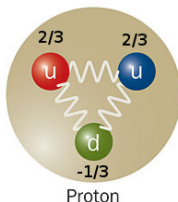
Znaczenie praktyczne

pochodzą od Higgsa

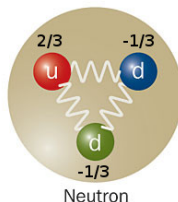


$$m_u = 2.3 \text{ MeV}$$

$$m_d = 4.8 \text{ MeV}$$



$$m_p = 938.27 \text{ MeV}$$



$$m_n = 939.565 \text{ MeV}$$

98% masy nukleonów pochodzi od energii kinetycznej kwarków:

$$m = \frac{E}{c^2}$$

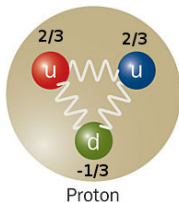
Znaczenie praktyczne

pochodzą od Higgsa

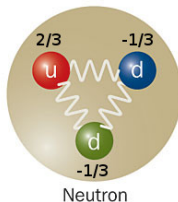


$$m_u = 2.3 \text{ MeV}$$

$$m_d = 4.8 \text{ MeV}$$



$$m_p = 938.27 \text{ MeV}$$



$$m_n = 939.565 \text{ MeV}$$

98% masy nukleonów pochodzi od energii kinetycznej kwarków:

$$m = \frac{E}{c^2}$$

► oddziaływania silne

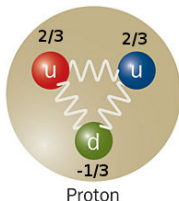
Znaczenie praktyczne

pochodzą od Higgsa

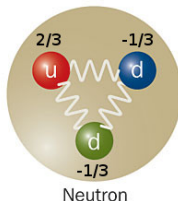


$$m_u = 2.3 \text{ MeV}$$

$$m_d = 4.8 \text{ MeV}$$



$$m_p = 938.27 \text{ MeV}$$



$$m_n = 939.565 \text{ MeV}$$

98% masy nukleonów pochodzi od energii kinetycznej kwarków:

$$m = \frac{E}{c^2}$$

- ▶ oddziaływania silne
- ▶ oddziaływania elektromagnetyczne

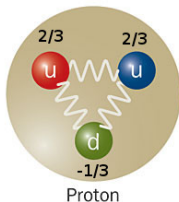
Znaczenie praktyczne

pochodzą od Higgsa



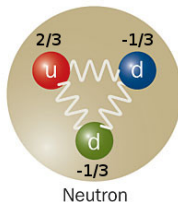
$$m_u = 2.3 \text{ MeV}$$

$$m_d = 4.8 \text{ MeV}$$



Proton

$$m_p = 938.27 \text{ MeV}$$



Neutron

$$m_n = 939.565 \text{ MeV}$$

98% masy nukleonów pochodzi od energii kinetycznej kwarków:

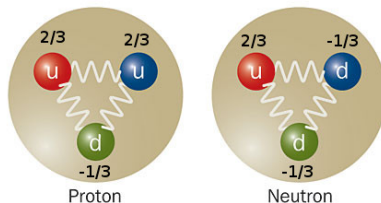
$$m = \frac{E}{c^2}$$

- ▶ oddziaływania silne
- ▶ oddziaływania elektromagnetyczne

siły przyciągania ↔ zasada nieoznaczoności

Znaczenie praktyczne

pochodzą od Higgsa



$$m_u = 2.3 \text{ MeV}$$

$$m_d = 4.8 \text{ MeV}$$

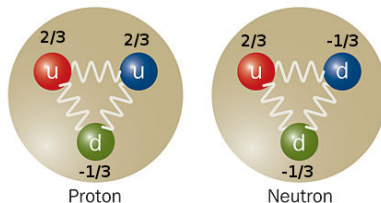
silne: $m_p = m_n$

EM: $m_p > m_n$

Higgs: $m_p < m_n$

Znaczenie praktyczne

pochodzą od Higgsa



$$m_u = 2.3 \text{ MeV}$$

$$m_d = 4.8 \text{ MeV}$$

silne: $m_p = m_n$

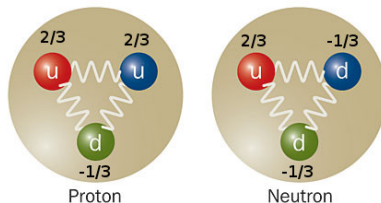
EM: $m_p > m_n$

~~Higgs: $m_p < m_n$~~

↪ bez Higgsa: $p \rightarrow n$

Znaczenie praktyczne

pochodzą od Higgsa



$$m_u = 2.3 \text{ MeV}$$

$$m_d = 4.8 \text{ MeV}$$

silne: $m_p = m_n$

EM: $m_p > m_n$

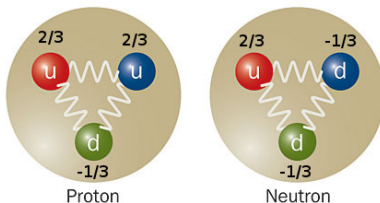
Higgs: $m_p < m_n$

↔ bez Higgsa: $p \rightarrow n$

↔ z Higgsem: $n \rightarrow p$

Znaczenie praktyczne

pochodzą od Higgsa



$$m_u = 2.3 \text{ MeV}$$

$$m_d = 4.8 \text{ MeV}$$

silne: $m_p = m_n$

EM: $m_p > m_n$

Higgs: $m_p < m_n$

↪ bez Higgsa: $p \rightarrow n$

↪ z Higgsem: $n \rightarrow p$

Gdyby nie bozon Higgsa, który nadaje masy kwarkom u i d , wszystkie protony rozpadłyby się do neutronów. **Nigdy nie powstałyby atomy, gwiazdy, galaktyki i ludzie ...**

Podziękowania

Projekt finansowany ze środków przeznaczonych na program finansowania badań naukowych i innowacji UE "Horyzont 2020" na podstawie umowy nr 665778 o dofinansowanie działań "Marie Skłodowska-Curie".

