



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

Model Standardowy

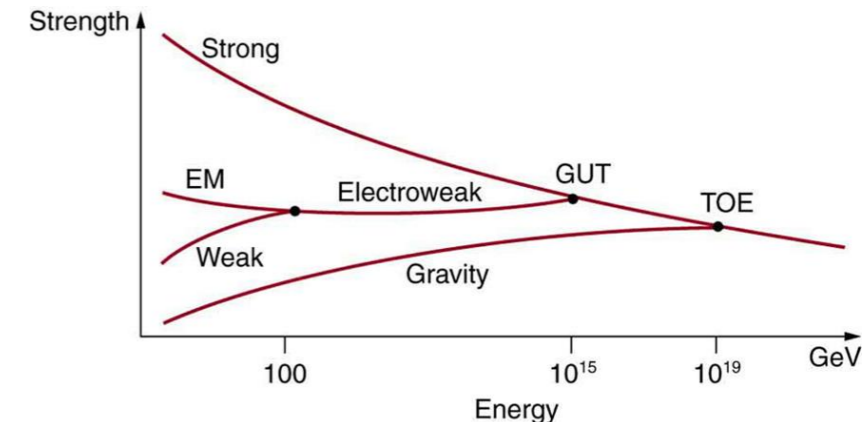
Agnieszka Obłąkowska-Mucha

Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej
Katedra Oddziaływań i Detekcji Cząstek

Oddziaływania elektroslabe –
grupa $SU(2) \times U(1)$

Oddziaływania elektrosłabe

- Model Standardowy powinien opisywać oddziaływania słabe jako należące do grupy $SU(n)$ z lokalną symetrią cechowania.
 - Okazuje się, że spójna teoria wymaga połączenia oddziaływań słabych i elektromagnetycznych w grupę $SU(2) \times U(1)$, a dokładniej w: $SU(2)_L \times U(1)_Y$...
-
- Obie siły są bardzo różne w „naszej”, tzn. współczesnej epoce – niskich energii.
 - Powyżej energii unifikacji (ok. 246 GeV), w wysokich temperaturach (10^{15} K), krótko po Wielkim Wybuchu – łączą się w jedno oddziaływanie.
 - Teoria Glashowa, Weinberga, Salama (Nobel 1979) oddziaływań elektrosłabych:
 - ✓ początkowa symetria $SU(2)_L \times U(1)_Y$ została złamana,
 - ✓ pojawiły się masywne bozony pośredniczące i pole Higgsa



Oddziaływania elektroslabe - lagranżian

$$\mathcal{L}_D = i \bar{\Psi} \gamma^\mu \partial_\mu \Psi - m \bar{\Psi} \Psi$$

spinory Weyl'a...

- Najpierw zastanówmy się, na jakie fermiony działają oddziaływania słabe?
- Jak poradzić sobie z neutrinami?

Obserwujemy jedynie lewoskrętne neutrino!!

$$P |\nu_L\rangle \rightarrow |\cancel{\nu_R}\rangle$$

Wróćmy do równań opisujących fermiony



Solutions of Dirac Equation

- In general u_1, u_2, v_1, v_2 are not eigenstate of the spin operator (can we show that?)
- But if the z-axis is aligned with particle direction: $p_x = p_y = 0, p_z = \pm|p|$, then we get the following Dirac states:

$$u_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{\pm|p|}{E+m} \\ 0 \end{pmatrix} \quad u_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ \frac{\pm|p|}{E+m} \end{pmatrix} \quad v_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\pm|p|}{E+m} \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad v_2 = \begin{pmatrix} \frac{\pm|p|}{E+m} \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

which are eigenstates of the \hat{S}_z operator:

$$S_z u_1 = +\frac{1}{2} u_1; \quad S_z^v v_1 = -S_z v_1 = +\frac{1}{2} v_1$$

$$S_z u_2 = -\frac{1}{2} u_2; \quad S_z^v v_2 = -S_z v_2 = -\frac{1}{2} v_2$$

$$\hat{S}_z = \frac{1}{2} \Sigma_z = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma_z & 0 \\ 0 & \sigma_z \end{pmatrix} =$$

$$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

- Solutions of the DE are spin eigenstates only if particle is travelling along the z-axis.
- So let's go further – define an operator that is the projection of the spin along the direction of motion...

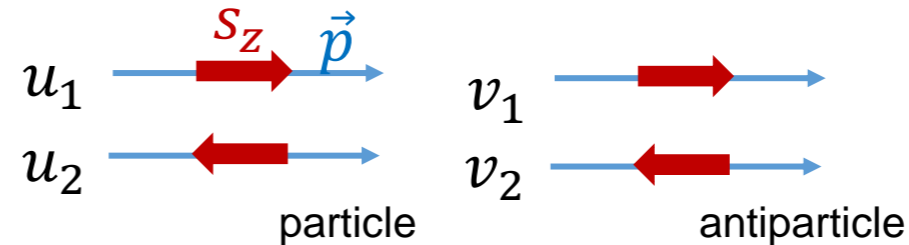
Welcome to the **helicity** world!



Copyright: :Skysoft

Spin a skrętność

- Dwa różne rozwiązania równania Diraca fermionów i antyfermionów odpowiadają dwóm możliwym stanom spinowym.
- Jeśli wybierzemy oś "z" wzdłuż pędu \vec{p} :



możemy zdefiniować operator skrętności:

$$\hat{h} = \frac{\hat{\Sigma} \cdot \hat{p}}{2p} = \frac{1}{2p} \begin{pmatrix} \sigma \cdot \hat{p} & 0 \\ 0 & \sigma \cdot \hat{p} \end{pmatrix}$$

jako rzut spinu wzdłuż kierunku lotu cząstki.

gdy $h = +1$ Cząstka jest prawoskrętna

gdy $h = -1$ Cząstka jest lewoskrętna

możemy wyrazić spinory Diraca jako prawo- i lewoskrętne spinory skrętności.

Ale z eksperymentu:

- bezmasowe fermiony są czysto lewoskrętne (tylko u_2);
- bezmasowe antyfermiony są czysto prawoskrętne (tylko v_1).

wydaje się, że potrzebujemy innej reprezentacji spinorów Diraca

Ponadto skrętność nie jest niezmiennikiem Lorentza



Chiralność

- It is useful to have operators which are Lorentz invariant, not necessarily commuting with Hamiltonian.
- Operator revealing the **chirality**: $\gamma^5 \equiv i\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}$ (Lorentz invariant).
- For the massless particles, or in the limit $E \gg m$, the chirality is identical to the helicity.
- The eigenstates of the chirality operator are:

$$\left. \begin{aligned} \gamma^5 u_R &= +u_R & \gamma^5 u_L &= -u_L \\ \gamma^5 v_R &= -v_R & \gamma^5 v_L &= +v_L \end{aligned} \right\} \text{right- and left-handed chiral states}$$

- Chirality is also defined in terms of the chiral projection operators:

$$P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5); \quad P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$$

such that P_L projects out the left-handed particles chiral states and right-handed chiral anti-particle states:

P_R projects out the right-handed particles chiral states and left-handed chiral anti-particle states

(remember that the direction of momentum was reversed in case of antiparticles.

$$P_L P_R = P_R P_L = 0$$

$$P_L + P_R = 1$$

Any spinor can be written in terms of its left and right-handed chiral states:

$$\psi = (P_L + P_R)\psi = P_L\psi + P_R\psi = \psi_L + \psi_R$$

- Chirality plays an important role in the Standard Model probability current calculation.... **Only certain combinations of chiral eigenstates contribute to the interaction...** (soon on this course).

$$\begin{aligned} \gamma^5 &\text{ is a 4x4 matrix,} \\ (\gamma^5)^2 &= 1 \\ \gamma^{5\dagger} &= \gamma^5 \\ \{\gamma^5, \gamma^\mu\} &= 0 \end{aligned}$$

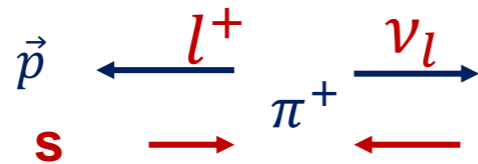


$$\begin{aligned} P_L u_R &= 0 \\ P_L u_L &= u_L \\ P_L v_R &= v_R \\ P_L v_L &= 0 \end{aligned}$$

Spin structure of weak interactions

Example: Only the left bi-spinor describes fermions (in ultrarelativistic limit) emitted in charged current weak interaction.

Charged pion decay:



π^+ DECAY MODES	Fraction (Γ_i/Γ)	Confidence level
$\mu^+ \nu_\mu$	[b] (99.98770 ± 0.00004) %	
$\mu^+ \nu_\mu \gamma$	[c] (2.00 ± 0.25) × 10 ⁻⁴	
$e^+ \nu_e$	[b] (1.230 ± 0.004) × 10 ⁻⁴	

- momentum of lepton and neutrino must be in opposite directions,
- spin – also (to satisfy the angular momentum conservation,
- neutrino is left-handed (assuming zero mass) and it followed that lepton must be also left-handed,
- muon is non-relativistic and can both left- or right- handed
- positron is relativistic, only right state is allowed

Chiralność a skrętność

- Dirac solutions \equiv fermion and antifermion states
- Helicity \equiv states projection of spin into momentum direction
- Chiral states \equiv eigenstates of the γ^5 matrix.

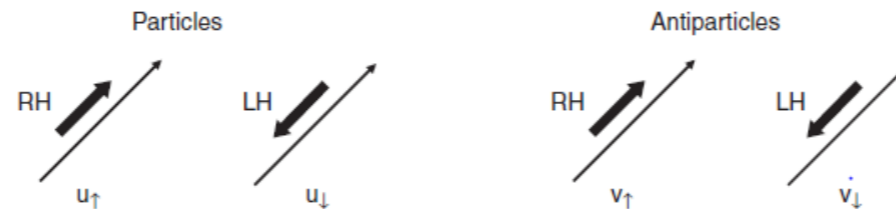
$$\{u_1, u_2, v_1, v_2\}$$

$$\Downarrow$$

$$\{u_\uparrow, u_\downarrow, v_\uparrow, v_\downarrow\} \text{ Or } \{u_R, u_L, v_R, v_L\}$$

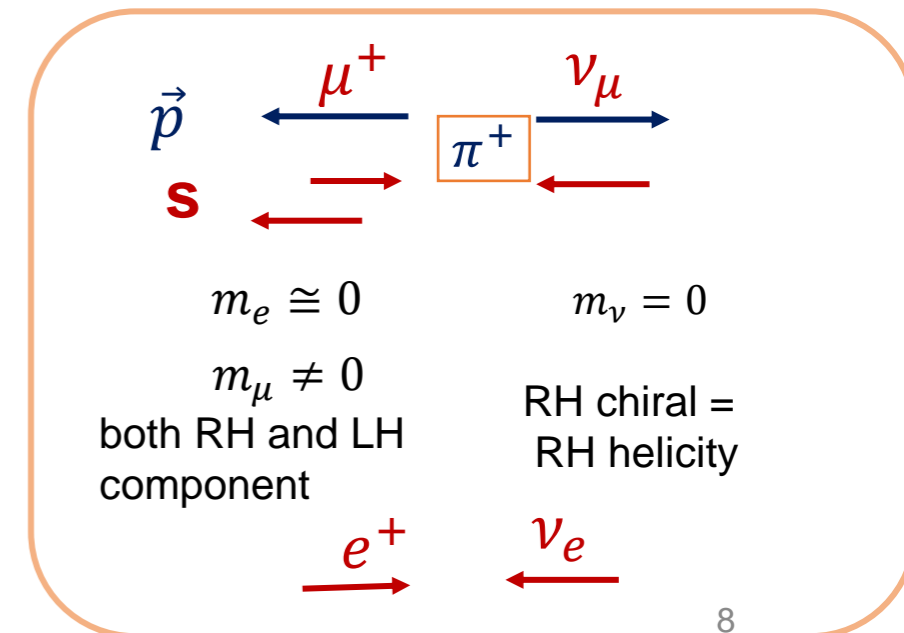
$$\Downarrow$$

$$\{u_R, u_L, v_R, v_L\}$$



A few remarks:

- Velocity of a particle defines a direction in any reference frame.
- The states of definite helicity are the eigenstate of the third component of the spin in that direction.
- Helicity is not Lorentz invariant unless $m = 0$.
- If the particle is massive one can always find a reference frame in which particle travel in opposite direction, thus change helicity.
- Helicity is a property of a particle.
- Chirality is a property of 4-component spinor.
- Only if $m = 0$ or $E \gg m$ RH chiral and helicity states are identical.



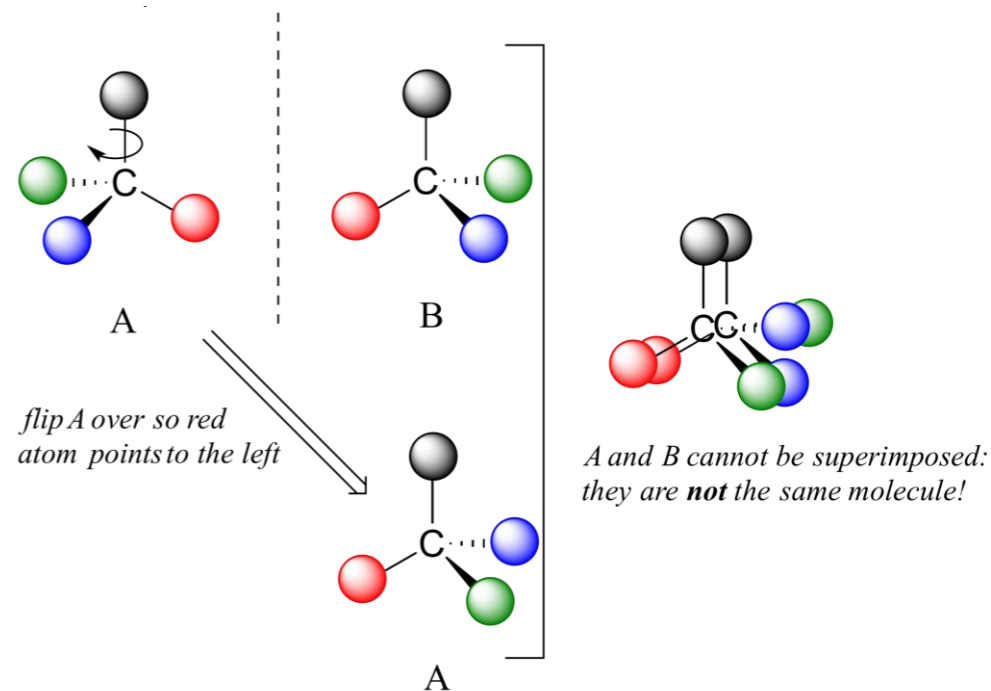
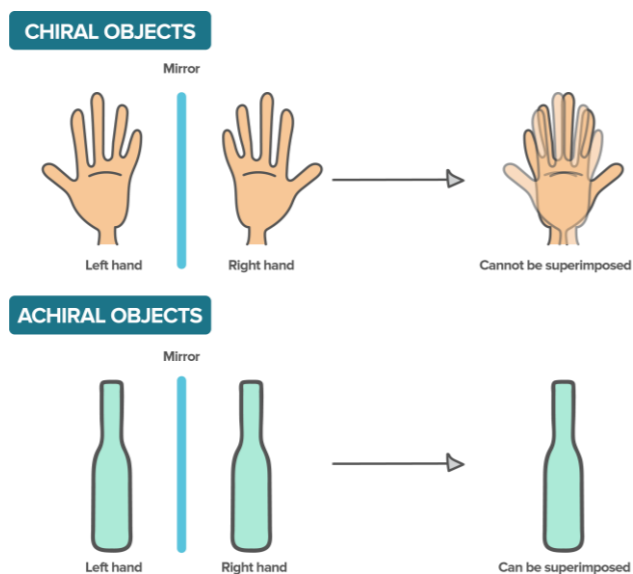
Chiralność

What is chirality?

Chirality is derived from the Greek word $\chi\epsilon\iota\rho$ (kheir) that stands for "hand". An object is said to be chiral if the object and its mirror image are non-superimposable, just like our right and left hand. Now you must be wondering what we mean by 'non-superimposable'. When the mirror image of the object is placed over the original object and they do not overlap, as shown in the figure below, then the object and its image are said to be non-superimposable.

Molecular chirality was discovered by Louis Pasteur back in 1848, when he successfully separated the two isomers of sodium ammonium tartarate. He observed that the two isomeric crystals were non-superimposable mirror images of each other, they had the same physical properties, but differed in their ability to rotate plane polarized light. This property was termed as optical activity.

<https://www.khanacademy.org/test-prep/mcat/chemical-processes/stereochemistry/a/chiral-drugs>



Spinory Weyl'a

- Oddziaływania słabe łamią parzystość P – polami fermionowymi są pola chiralne Ψ_L, Ψ_R .
- W oddz. słabych pola lewe oddziałują inaczej niż prawe.
- Spinory Diraca – dwie niezależnie pary spinorów chiralnych (spinorów Weyl'a):

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \\ \Psi_3 \\ \Psi_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Psi_+ \\ \Psi_- \end{pmatrix} \quad \Psi_+ = \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix} \quad \Psi_- = \begin{pmatrix} \Psi_3 \\ \Psi_4 \end{pmatrix}$$

$$h = +1 \quad h = -1$$

Reprezentacja spinorów Weyla (1929) opisuje cząstki bezmasowe (lub takie, że $E \gg m$)

Pomysł od razu zawiera łamanie parzystości przestrzennej, co w tamtych czasach było trudne do przyjęcia.

QED, która jest w pełni symetryczna względem P, jest opisywana w reprezentacji Diraca.

Opis oddziaływań słabych wymaga dodatkowych reguł – możemy się spodziewać, że będą traktowały inaczej spinory Ψ_+ i Ψ_- .

Oddziaływania słabe – lagranżian cd.

$$\mathcal{L}_D = i \bar{\Psi} \gamma^\mu \partial_\mu \Psi - m \bar{\Psi} \Psi =$$

$$= i \bar{\Psi}_- \partial_\mu \sigma^\mu \Psi_- + i \bar{\Psi}_+ \partial_\mu \sigma^\mu \Psi_+ + m(\bar{\Psi}_+ \Psi_- + \bar{\Psi}_- \Psi_+)$$

gdy zrzutujemy dowolny stan na stany o dodatniej i ujemnej **chiralności** Ψ_L, Ψ_R :

$$\psi = (P_L + P_R)\psi = P_L\psi + P_R\psi = \psi_L + \psi_R$$

$$\Psi_R = \begin{pmatrix} \Psi_+ \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\Psi_L = \begin{pmatrix} 0 \\ \Psi_- \end{pmatrix}$$

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_+ \\ \Psi_- \end{pmatrix} = \Psi_R + \Psi_L$$

to otrzymamy: $\mathcal{L}_D = (\bar{\Psi}_L + \bar{\Psi}_R) \gamma^\mu \partial_\mu (\Psi_L + \Psi_R) + m(\bar{\Psi}_L \Psi_R + \bar{\Psi}_R \Psi_L)$

a po wykorzystaniu własności macierzy γ^5 pozostanie:

$$\mathcal{L}_D = \bar{\Psi}_L \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_L + \bar{\Psi}_R \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_R + m(\bar{\Psi}_L \Psi_R + \bar{\Psi}_R \Psi_L)$$

człon masowy miesza stany o różnej chiralności, dlatego (na razie) trzeba przyjąć, że pola są bezmasowe

spinor, 4 komponenty

$$\Psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\Psi$$

$$\Psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\Psi$$

$$\bar{\Psi}_L = \bar{\Psi} P_-$$

$$\bar{\Psi}_R = \bar{\Psi} P_+$$

*

Oddziaływania słabe – formy biliniowe

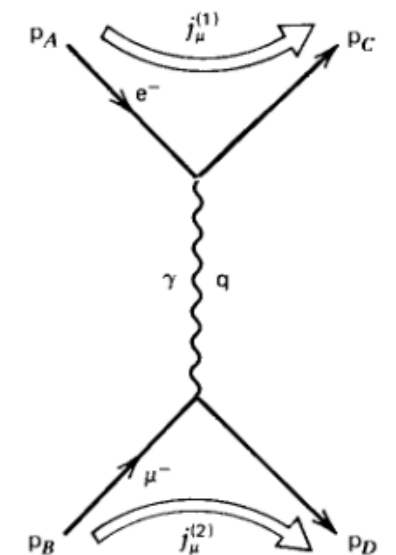
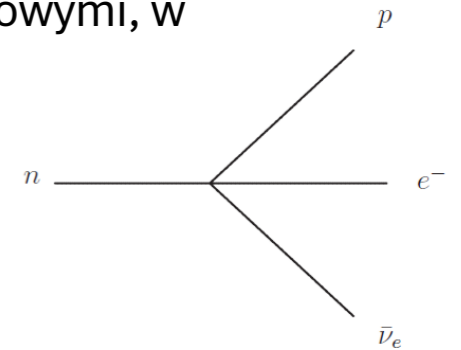
- Przypomnijmy – w teorii Fermiego rozpadu β opisywane były amplitudą z prądami wektorowymi, w których brak jest asymetrii przestrzennej.

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (\bar{\Psi}_p \gamma^\mu \Psi_n) (\bar{\Psi}_e \gamma^\mu \Psi_\nu)$$

- Jakiej postaci powinny być prądy, aby postać amplitudy była zgodna z obserwacjami?
- W QFT każdy pomiar jest związany z pewnym elementem macierzowym. Powinien on być niezmienniczy – ponieważ reprezentuje obserwowalny
- W elektrodynamice mieliśmy prądy wektorowe:

$$\mathcal{M}_{if}(e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-) \propto (\bar{\psi}_e \gamma^\mu \psi_e) \frac{\alpha_{qed}}{q^2} (\bar{\psi}_\mu \gamma^\mu \psi_\mu)$$

$$\mathcal{M}_{if}(e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-) \propto \frac{\alpha_{qed}}{q^2} j_\mu^{(e)} j_{(\mu)}^\mu$$



Oddziaływania słabe – formy biliniowe

- Fizyka oddziaływania opisana jest propagatorem, a wierzchołek oddziaływania dany jest przez macierze gamma.
- Stany początkowe i końcowe – naładowanym prądem.

$$\mathcal{M}_{if}(e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-) \propto \frac{\alpha_{qed}}{q^2} j_{\mu}^{(e)} j_{(\mu)}^{\mu} = \frac{\alpha_{qed}}{q^2} \eta_{\mu\nu} j_{\mu}^{(e)} j_{(\mu)}^{\mu}$$

$$\eta_{\mu\nu} j_{\mu}^{(e)} j_{(\mu)}^{\mu} = j_{(e)}^0 j_{(\mu)}^0 - \vec{J}_{(e)} \cdot \vec{J}_{(\mu)}$$

- Mamy do wyboru również inne formy bilinarne (najprostsze spełniające warunek niezmienniczości \mathcal{M}_{if} :

$\bar{\Psi} \Psi$	skalar
$\bar{\Psi} \gamma^{\mu} \Psi$	wektor
$\bar{\Psi} \sigma^{\mu\nu} \Psi$	tensor
$\bar{\Psi} \gamma_5 \Psi$	pseudoskalar
$\bar{\Psi} \gamma^{\mu} \gamma_5 \Psi$	pseudowektor (wektor aksjalny)

$$j^{\mu} = \bar{\psi} \mathcal{O}_k \psi, k = \{S, P, V, A, T\}$$

sprawdźmy jak transformują się względem symetrii zwierciadlanej:...



Transformacje C i P form dwuliniiowych

- P-parity

$$\mathcal{P}: x = (\vec{x}, t) \rightarrow x' = (-\vec{x}, t)$$

Scalar	$\bar{\psi}_1 \psi_2$	\rightarrow	$\bar{\psi}_1 \psi_2$
--------	-----------------------	---------------	-----------------------

Pseudo-scalar	$\bar{\psi}_1 \gamma^5 \psi_2$	\rightarrow	$-\bar{\psi}_1 \gamma^5 \psi_2$
---------------	--------------------------------	---------------	---------------------------------

Vector	$\bar{\psi}_1 \gamma^\mu \psi_2$	\rightarrow	$\bar{\psi}_1 \gamma^\mu \psi_2$
--------	----------------------------------	---------------	----------------------------------

Axial-vector	$\bar{\psi}_1 \gamma^\mu \gamma^5 \psi_2$	\rightarrow	$-\bar{\psi}_1 \gamma^\mu \gamma^5 \psi_2$
--------------	---	---------------	--

- C-parity

$$\mathcal{C}: x = (\vec{x}, t) \rightarrow x' = (\vec{x}, t)$$

Scalar	$\bar{\psi}_1 \psi_2$	\rightarrow	$\bar{\psi}_2 \psi_1$
--------	-----------------------	---------------	-----------------------

Pseudo-scalar	$\bar{\psi}_1 \gamma^5 \psi_2$	\rightarrow	$\bar{\psi}_2 \gamma^5 \psi_1$
---------------	--------------------------------	---------------	--------------------------------

Vector	$\bar{\psi}_1 \gamma^\mu \psi_2$	\rightarrow	$-\bar{\psi}_2 \gamma^\mu \psi_1$
--------	----------------------------------	---------------	-----------------------------------

Axial-vector	$\bar{\psi}_1 \gamma^\mu \gamma^5 \psi_2$	\rightarrow	$\bar{\psi}_2 \gamma^\mu \gamma^5 \psi_1$
--------------	---	---------------	---



Transformacje CP form dwuliniiowych

$$CP: x = (\vec{x}, t) \rightarrow x' = (-\vec{x}, t)$$

Scalar	$\bar{\psi}_1 \psi_2$	\rightarrow	$\bar{\psi}_2 \psi_1$
Pseudo-scalar	$\bar{\psi}_1 \gamma^5 \psi_2$	\rightarrow	$-\bar{\psi}_2 \gamma^5 \psi_1$
Vector	$\bar{\psi}_1 \gamma^\mu \psi_2$	\rightarrow	$-\bar{\psi}_2 \gamma^\mu \psi_1$
Axial-vector	$\bar{\psi}_1 \gamma^\mu \gamma^5 \psi_2$	\rightarrow	$-\bar{\psi}_2 \gamma^\mu \gamma^5 \psi_1$

Oddziaływania słabe leptonów - amplituda

- Jedyna forma spełniająca wymagania jest w postaci kombinacji wektor – aksjal wektor, $V - A$:

$$\bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi - \bar{\Psi} \gamma^\mu \gamma_5 \Psi$$

- Amplituda przybiera zatem postać:

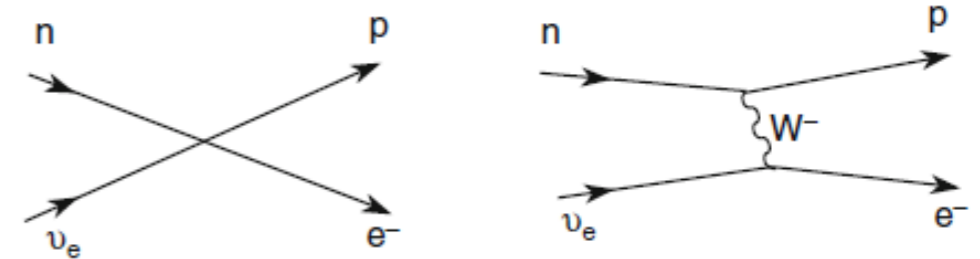
$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{u}_p \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_n] (\bar{u}_e \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_\nu)$$

co można zapisać jako:

$$\mathcal{M} = \frac{4}{\sqrt{2}} G_F J_i^\mu J_{j,\mu}^\dagger$$

$$J_i^\mu = \bar{u}_i \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) u_n$$

$$J_{j,\mu}^\dagger = \bar{u}_e \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) u_j$$



Prądy naładowane fermionów

- Można zauważyć rzutowanie macierzy γ^μ :

$$\gamma^\mu(1 - \gamma^5) = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)\gamma^\mu(1 - \gamma^5)$$

- A zatem naładowane prądy leptonowe są postaci:

$$j_{(l)}^\mu = 2\bar{\psi}_e \left(\frac{1 + \gamma^5}{2} \right) \gamma^\mu \left(\frac{1 - \gamma^5}{2} \right) \psi_{\nu_e} = 2(\bar{\psi}_e)_L \gamma^\mu (\psi_{\nu_e})_L$$

- A jak będzie wyglądał naładowany prąd kwarkowy?
- Pamiętamy, że dla oddziaływań słabych kwarków mieszane są różne stany zapachowe:

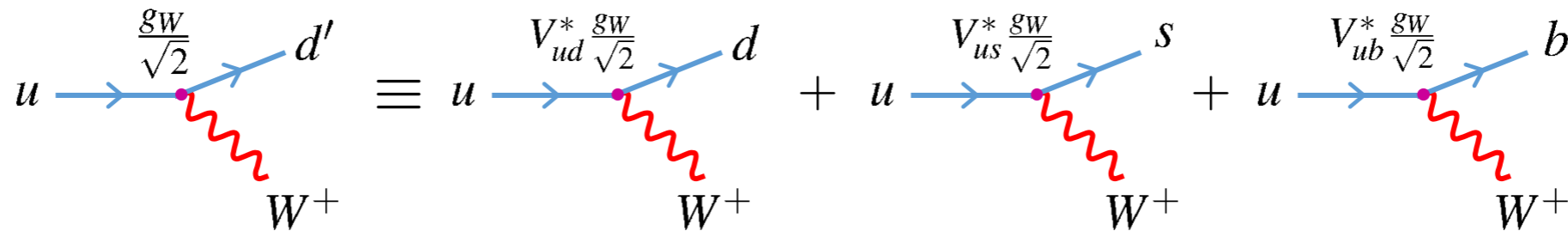
$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

stany słabe

stany flavorowe
(zapachowe)

Naładowane prądy kwarkowe

- Pamiętamy, że dla oddziaływań słabych kwarków mieszane są różne stany zapachowe, czyli jako kwark „d” mamy kwarki „d”, „s” oraz „b”, z prawdopodobieństwami zapisanymi w macierzy CKM.

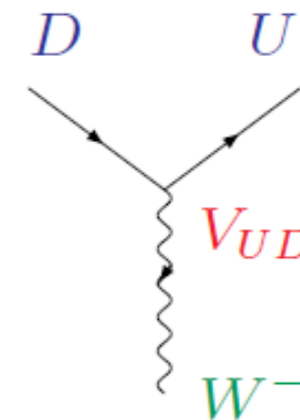
$$u \xrightarrow{\frac{g_W}{\sqrt{2}}} d' \equiv u \xrightarrow{V_{ud}^* \frac{g_W}{\sqrt{2}}} d + u \xrightarrow{V_{us}^* \frac{g_W}{\sqrt{2}}} s + u \xrightarrow{V_{ub}^* \frac{g_W}{\sqrt{2}}} b$$


- W zależności od kierunku procesu mamy V_{ij} lub V_{ud}^* .

- Jak napisać ogólną postać naładowanego prądu dla kwarków oddziałujących słabo?

„down” type quark
 $D \in \{d, s, b\}$

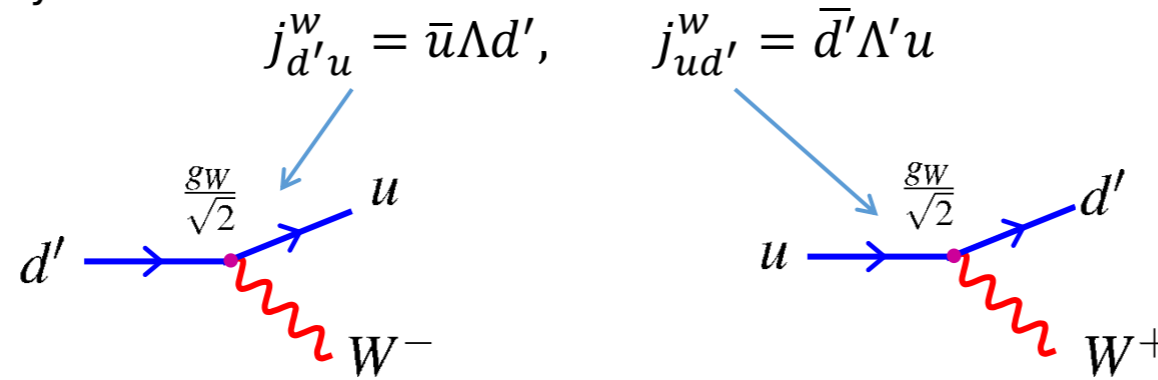
„up” type quark
 $U \in \{u, c, t\}$



Coupling
constant

Naładowane prądy kwarkowe

- Dla prądów leptonowych najbardziej ogólna postać to: $j^w = \bar{\psi}_l \Lambda \psi_{\nu_l}$, $l = \{e, \mu\}$
- Napiszmy zatem:



dynamiczny czynnik
opisujący siłę sprzężenia

$$j_{d'u}^w = \bar{u} \left[-i \frac{g_w}{\sqrt{2}} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \right] d' \rightarrow j_{d'u}^w =$$

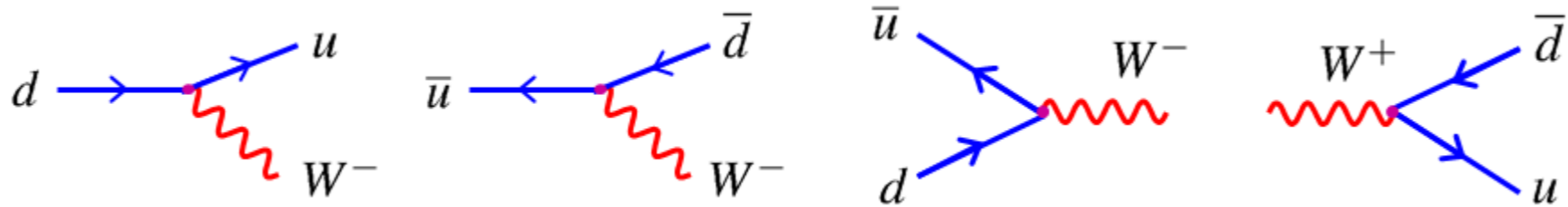
$$= \bar{u} \left[-i \frac{g_w}{\sqrt{2}} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \right] \mathbf{V}_{ud} d$$

$$j_{ud'}^w = \bar{d}' \left[-i \frac{g_w}{\sqrt{2}} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \right] u \rightarrow j_{ud'}^w =$$

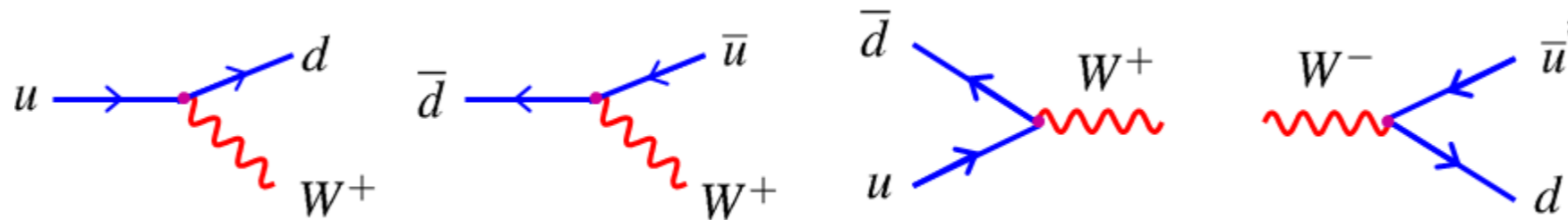
$$= \bar{d}' \mathbf{V}_{ud}^* \left[-i \frac{g_w}{\sqrt{2}} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \right] u$$

$$\bar{d}' = (d')^\dagger \gamma^0 = (V_{ud} d)^\dagger \gamma^0 = V_{ud}^* d^\dagger \gamma^0 = V_{ud}^* \bar{d}$$

Naładowane prądy kwarkowe



$$\Lambda = \left[-i \frac{g_w}{\sqrt{2}} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \right] V_{ud}$$



$$\Lambda' = V_{ud}^* \left[-i \frac{g_w}{\sqrt{2}} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \right]$$

Słabe pola

- W teorii Weinberga, Glashowa, Salama słabo oddziałują pola leptonów i kwarków:

- ✓ lewoskrętne dublety,

$$\chi_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$$

- ✓ prawoskrętne singlety.

$$e_R, \quad \mu_R, \quad \tau_R$$

- Analogicznie do silnego izospinu wprowadza się tu pojęcie **słabego izospinu**.

- Mamy zatem **słabe dublety izospinowe** χ_L

$$\chi_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$$

$$T = \frac{1}{2}, \quad T_3 = \pm \frac{1}{2}$$

- Jaka to grupa cechowania? Hint: działa na dublet.

$$u_R, d_R, \quad c_R, s_R, \quad t_R, b_R$$

$SU(2)_L$ Macierz reprezentująca $SU(2)$ zmienia neutrino w elektron

- A jaka grupa działa na singlety?

✓ prawoskrętne neutrino nie występuje!

Oddziaływania słabe – grupa symetrii

- Zapiszę teraz dla lewoskrętnych dubletów χ_L i prawoskrętnych singletów e_R :

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

- Ten lagranżian jest niezmienniczy względem **globalnej** symetrii $SU(2)_L \times U(1)_Y$

Y- hipertadunek, $Y = 2Q + T_3$

- Transformacje mają postać:

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

$$U(1)_Y: \quad \chi_L \rightarrow \chi'_L = e^{-ig Y_{\chi_L} \phi} \chi_L$$

generator

$$e_R \rightarrow e'_R = e^{-ig Y_{e_R} \phi} e_R$$

Pole	T_i^3	$Y_i/2$	Q_i
ν_{eL}	+1/2	-1/2	0
e_L	-1/2	-1/2	-1
e_R	0	-1	-1
u_L	+1/2	1/6	2/3
d_L	-1/2	1/6	-1/3
u_R	0	2/3	2/3
d_R	0	-1/3	-1/3

$T = \frac{1}{2}$

$T = 0$

$T = \frac{1}{2}$

Lokalna symetria cechowania

