

Oddziaływania słabe

- Ogólna charakterystyka procesów słabych
- Teoria Fermiego
- Sprzężenie V-A
- Przykład : rozpad mezonu skalarnego
- V-A=leptony są „lewe”=niezachowanie parzystości
- HERA : bezpośrednia demonstracja chiralnej natury leptonów
- Teoria Fermiego c.d.
- Porównanie oddziaływań słabych i QED
- Porównanie teorii Fermiego i teorii z masywnym propagatorem
- Unifikacja oddziaływań słabych i elektro-magnetycznych
- Rozpad mionu
- Uniwersalność słabego sprzężenia
- Rozpad tau
- Słabe sprzężenia leptonów w modelu standardowym
- Słabe słabe sprzężenia kwarków – kąt Cabibbo
- Rozpad beta z punktu widzenia kwarków
- Rozpady Cabibbo-tłumione i C-uprzywilejowane
- Mieszanie kwarków dla trzech rodzin
- Rozpad kwarku t

Oddziaływania słabe

Odpowiedzialne za liczne procesy:

$$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu,$$

$$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau,$$

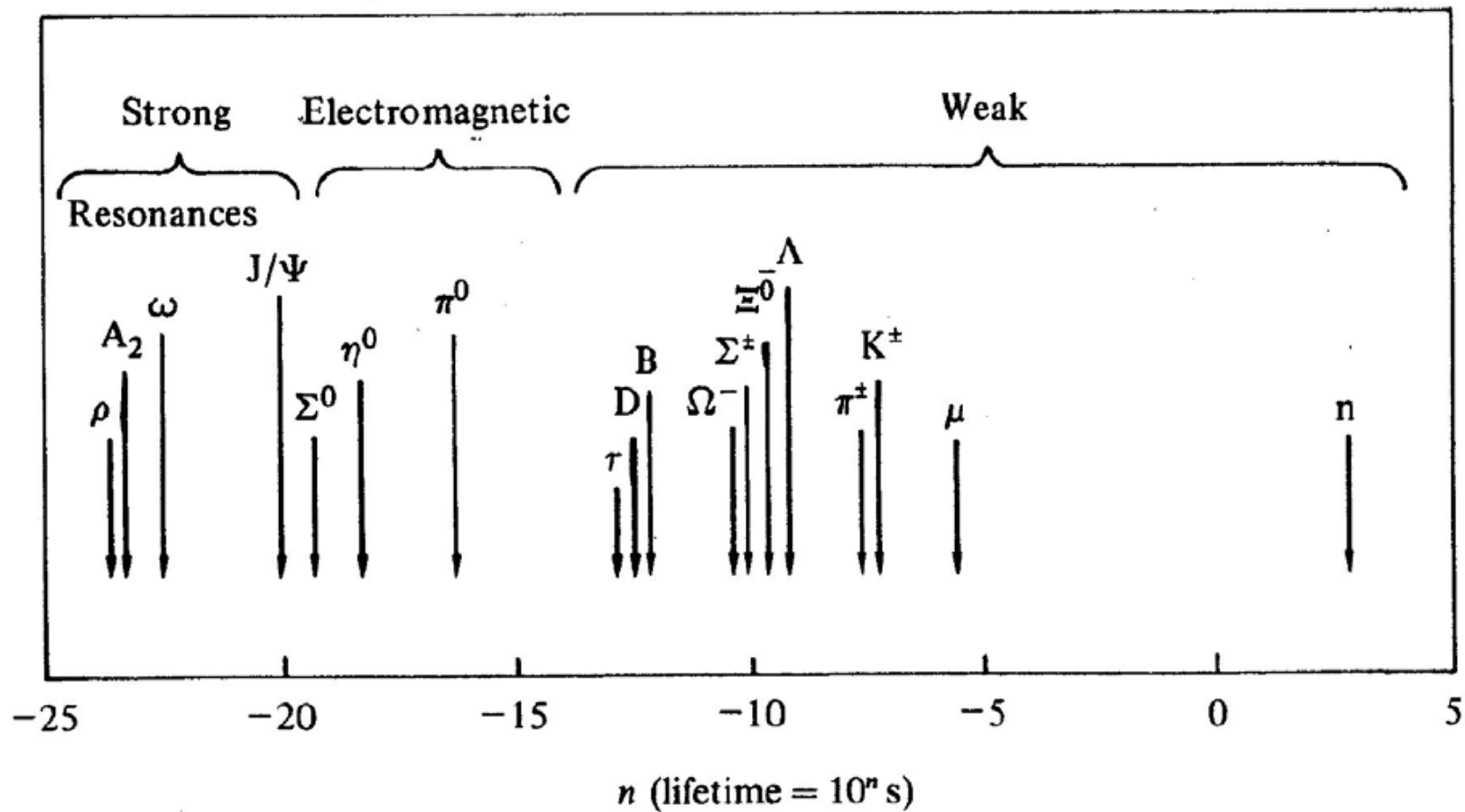
$$\pi^+ \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu,$$

$$n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e, \dots$$

$$e^- p \rightarrow \nu n_e$$

Wszystkie charakteryzują długie czasy życia (rozpady) i małe przekroje czynne (na rozpraszanie)

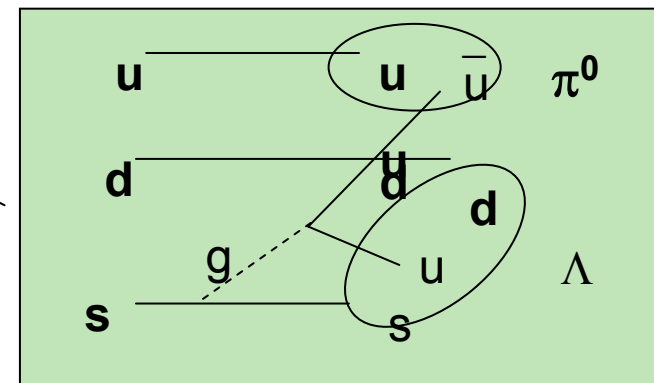
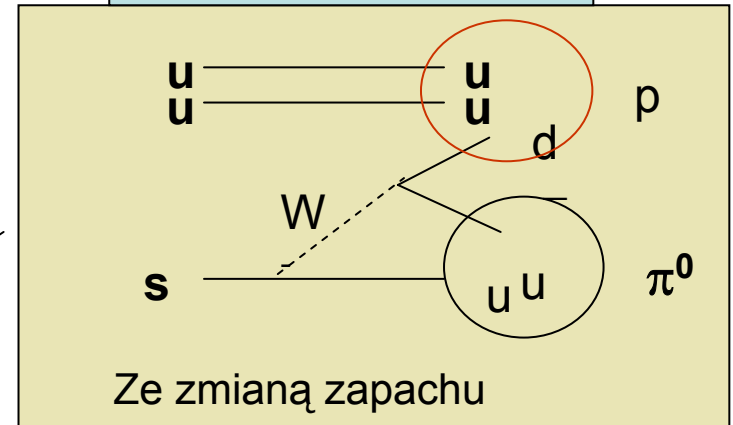
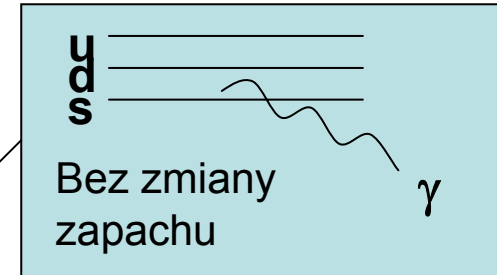
Względna siła oddziaływań e.m., słabych i silnych



Względna siła oddziaływań e.m., słabych i silnych

Względną siłę oddziaływań najlepiej ilustrują czasy życia barionów Σ

<u>Baryon</u> (I,J)	<u>Decay Mode</u> (I,J)	<u>Lifetime</u>
$\Sigma^0(1192)$ (1,1/2)	$\Lambda\gamma$ (0,1/2)	10^{-19}
$\Sigma^+(1189)$ (1,1/2)	$p\pi^0$	10^{-10}
$\Sigma^0(1385)$ (1,3/2)	$\Lambda\pi^0$ (0,1/2),(1,0)	10^{-23}



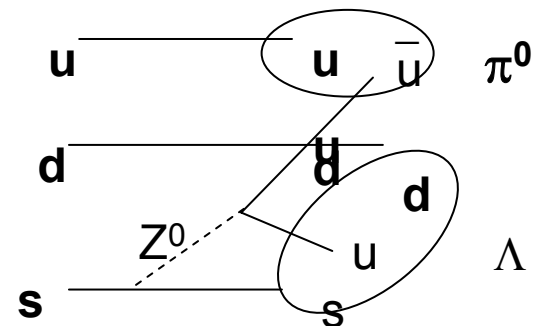
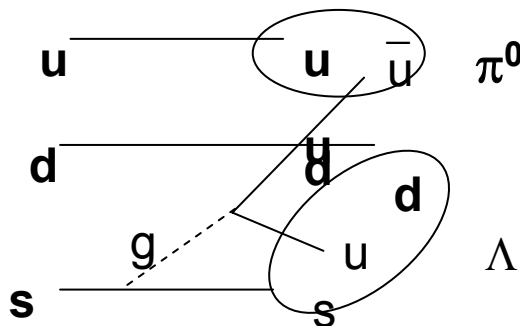
$$\frac{\alpha_W}{\alpha_{em}} = \sqrt{\frac{\tau(\Sigma^+(1189) \rightarrow p\pi^0)}{\tau(\Sigma^0(1192) \rightarrow \Lambda\gamma)}} \approx 10^{-5}$$

Kiedy zachodzą procesy słabe

Proces zachodzi poprzez oddziaływanie słabe jeżeli:

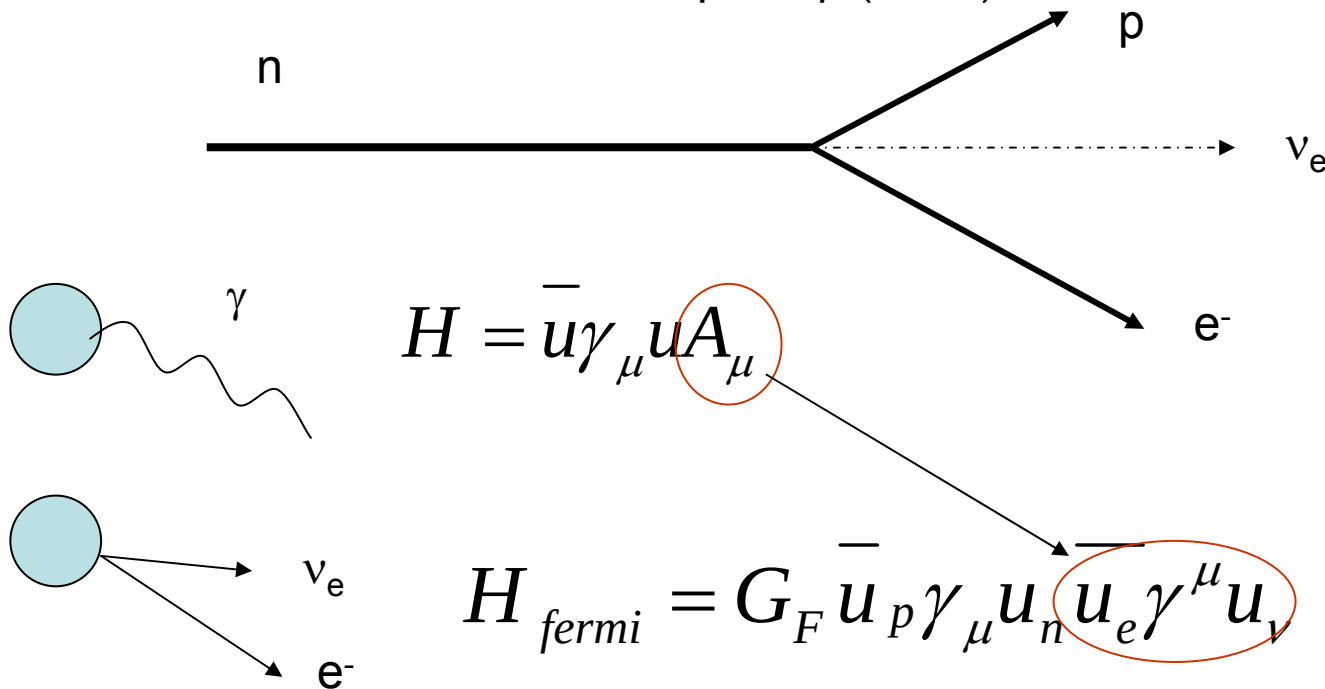
- W procesie elementarnym (na poziomie kwarków) zachodzi zmiana zapachu (prąd naładowany, wymiana W^{+-})
- Biorą w nim udział neutrino (Oddziałują tylko słabo)

Procesy bez zmiany zapachu kwarków także mogą zachodzić poprzez oddziaływania słabe (prąd neutralny) ale w tym przypadku proces silny jest całkowicie dominujący (dlatego do 1983 sądzono że oddziaływania słabe zawsze zmieniają zapach)



Teoria Fermiego

- Ciągłe spektrum elektronu w rozpadzie $\beta \rightarrow$ Pauli hipoteza neutrino (1930)
- Fermi: czterofermionowa teoria rozpadu β (1934)



- 4-fermionowe oddziaływanie kontaktowe $\rightarrow$ nie ma propagatora $\rightarrow$ zerowy zasięg
- Wzorowane na radiacji wzbudzonego atomu $\rightarrow$ zachwanie parzystości $\rightarrow$ sprzężenie VV

Rozwój teorii oddziaływań słabych Fermiego

- Teoria Fermiego opisywała poprawnie spektrum elektronu i czas życia, ale nie rozkłady kątowe →niepoprawna struktura Lorentzowska sprzężenia (VV)
- Obecność niektórych rodzajów przejść jądrowych (Gamowa-Tellera) wyklucza sprzężenie VV

$$\overline{u}_e u_\nu$$

$$\overline{u}_p u_p$$

S

$$\overline{u}_e \gamma_5 u_\nu$$

$$\overline{u}_p \gamma_5 u_p$$

P

$$\overline{u}_e \gamma^\alpha u_\nu$$

$$\overline{u}_p \gamma^\alpha u_p$$

V

$$\overline{u}_e \gamma^\alpha \gamma_5 u_\nu$$

$$\overline{u}_p \gamma^\alpha \gamma_5 u_p$$

PV

$$\overline{u}_e \gamma^\alpha \gamma^\beta u_\nu$$

$$\overline{u}_p \gamma^\alpha \gamma^\beta u_p$$

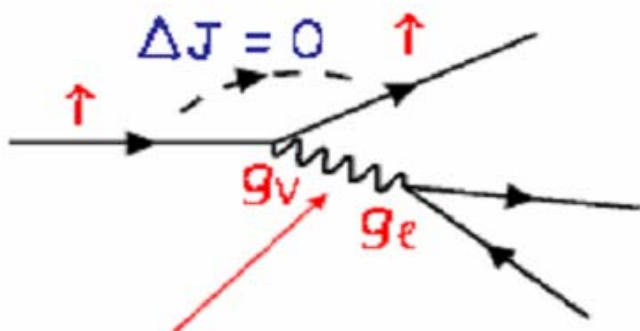
T

Kinematyka:

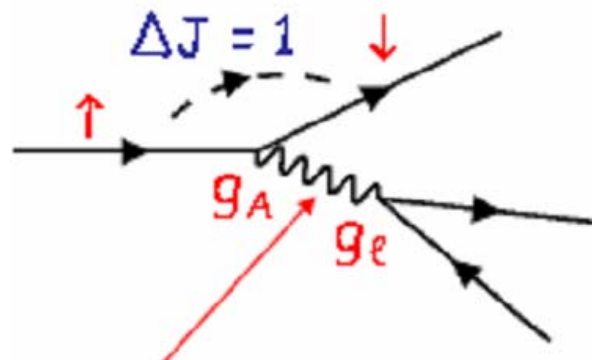
SS, PP, VV, TVV... (V-A)(V-A)....

Dynamika : G_F

Rozwój teorii oddziaływań słabych Fermiego



Przejścia Fermiego (bez zmiany spinu jądra) → oddziaływanie przekazuje pęd ale nie moment pędu



Przejścia Gamowa-Tellera (ze zmianą spinu jądra) przekaz pędu i momentu pędu

$$\bar{u}_p \gamma_\mu u_n \bar{u}_e \gamma_\mu u_\nu$$

$$\bar{u}_p \gamma_\mu \gamma_5 u_n \bar{u}_e \gamma_\mu u_\nu$$

Prąd leptonowy

$$\bar{u}_e (1 - \gamma_5) \gamma_\mu u_\nu$$

Prąd hadronowy

$$\bar{u}_n (g_V - g_A \gamma_5) u_p$$

$$g_V = 1; g_A = 1.24$$

Mądrość 20 lat
badań przejść
jądrowych typu beta

$\neq 1 \rightarrow$ kąt Cabibbo,
później

Oddziaływania słabe: sprzężenie V-A = maksymalne łamanie parzystości przestrzennej

Sprzeżenie V-A oznacza że leptony są „lewe” a anty-leptony „prawe”

$$u_R = N \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ p \\ (E+m) \\ 0 \end{pmatrix} \quad u_L = N \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ -p \\ (E+m) \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned} 1 - \gamma^5 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

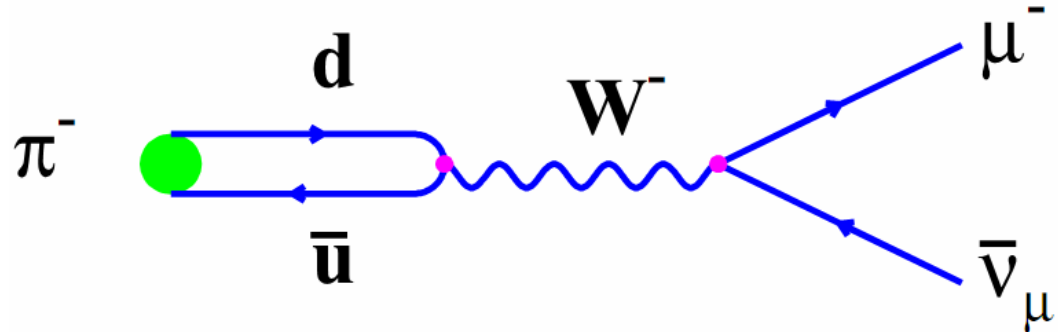
Oddziaływania słabe: sprzężenie V-A = maksymalne łamanie parzystości przestrzennej

$$(1 - \gamma^5)u_R = N \begin{pmatrix} 1 - \frac{p}{(E+m)} \\ 0 \\ -1 + \frac{p}{(E+m)} \\ 0 \end{pmatrix} \quad m \rightarrow 0, p \rightarrow E: \quad (1 - \gamma^5)u_R = 0$$

$$(1 - \gamma^5)u_L = N \begin{pmatrix} 0 \\ 1 + \frac{p}{(E+m)} \\ 0 \\ -1 - \frac{p}{(E+m)} \end{pmatrix}$$

- Dla cząstek bezmasowych sprzężenie „V-A” czyli $\gamma^\mu(1 - \gamma^5)$ wybiera stany z ujemnym rzutem spinu na kierunek pędu : u_L , antycząstki z dodatnim rzutem spinu u_R .
- Dla cząstek z masą rzutowanie na stany z określoną skrętnością jest przybliżone (dokładność m/E)
- Gdyby neutrina były bezmasowe to słabe sprzężenie ν_R i $\bar{\nu}_L$ byłoby =0 tj gdyby istniały oddziaływałyby tylko grawitacyjnie !

Rozpad leptonowy mezonu skalarnego

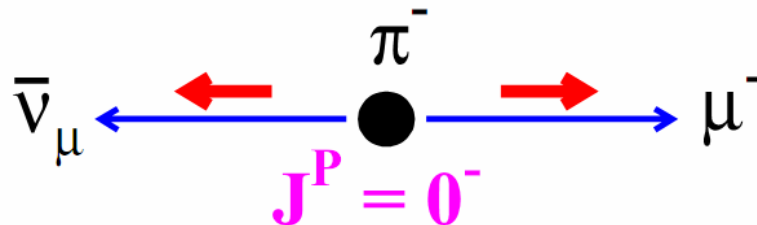


★ $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$

99.9877 %

★ $\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$

0.0123 %

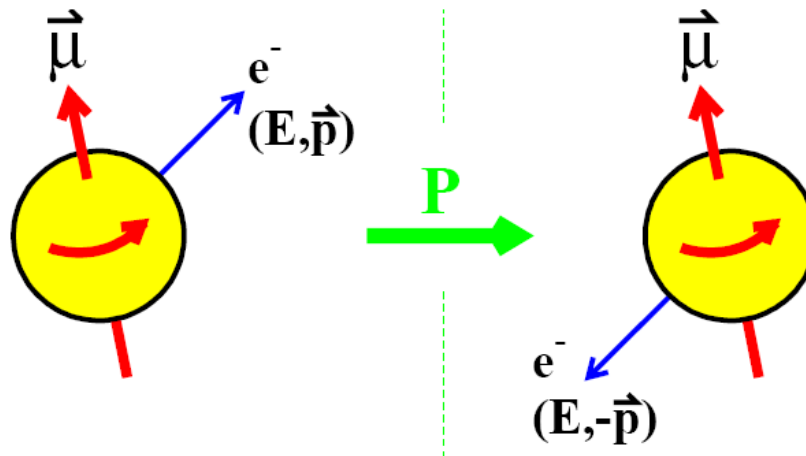


- W granicy $m_l \rightarrow 0$ rozpad mezonu $0^- \rightarrow l \nu_l$ nie zachodzi (zachowanie krętu)
- $m_\mu \gg m_e \rightarrow \Gamma(\pi \rightarrow \mu \nu_\mu) \gg \Gamma(\pi \rightarrow e \nu_e)$

Niezachowanie parzystości w słabych rozpadach

$$\begin{aligned}\hat{P}: \quad \tilde{\mathbf{r}} &\rightarrow -\tilde{\mathbf{r}} \\ \tilde{\mathbf{p}} \propto \nabla &\rightarrow -\tilde{\mathbf{p}} \\ \tilde{\mathbf{L}} = \tilde{\mathbf{r}} \times \tilde{\mathbf{p}} &\rightarrow \tilde{\mathbf{L}} \\ \tilde{\boldsymbol{\mu}} &\rightarrow \tilde{\boldsymbol{\mu}}\end{aligned}$$

Eksperyment: rozpad jąder kobaltu spolaryzowanych w polu magnetycznym : $^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni} e^- \bar{\nu}_e$ Obserwujemy rozkład kąta elektronu względem kierunku pola magnetycznego. Jeśli parzystość jest zachowana powinien być symetryczny.



Wu et al.. : Nie jest symetryczny !



J=4

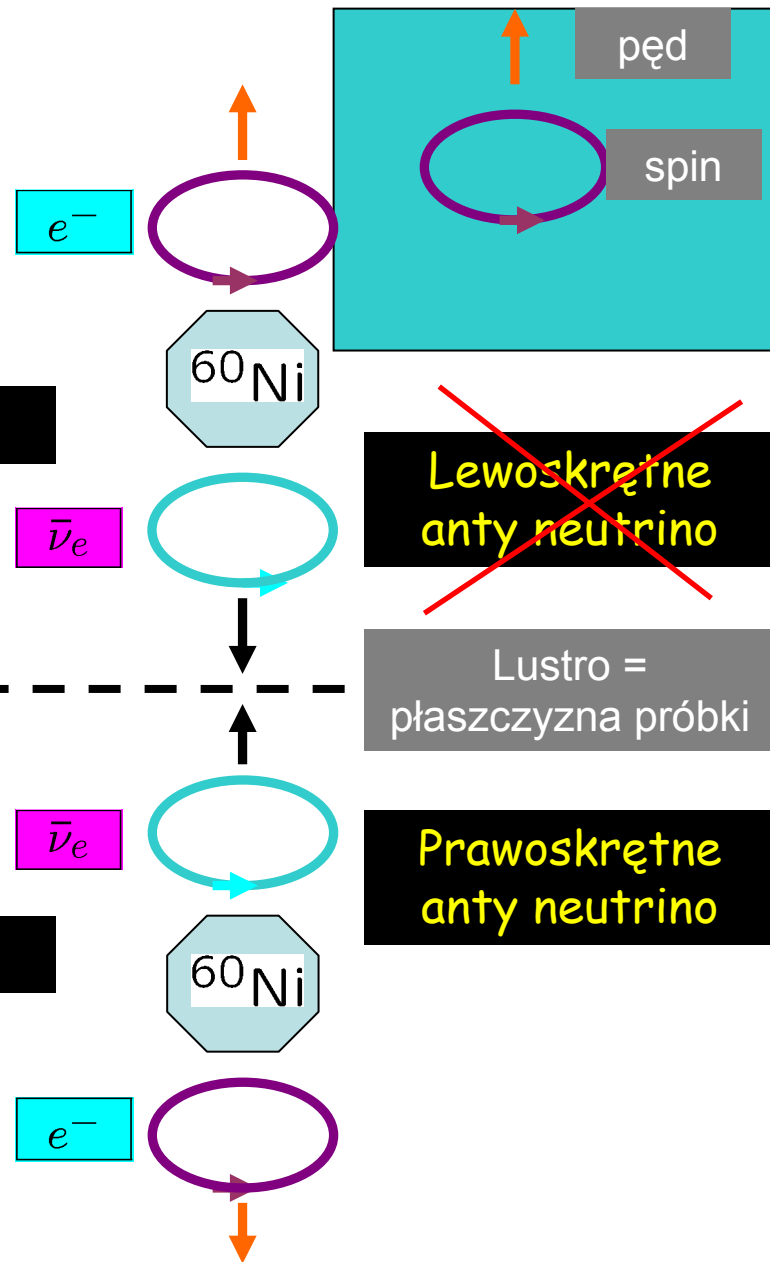
Gamov-Teller


$$\bar{\nu}_e$$

$\bar{\nu}_e$

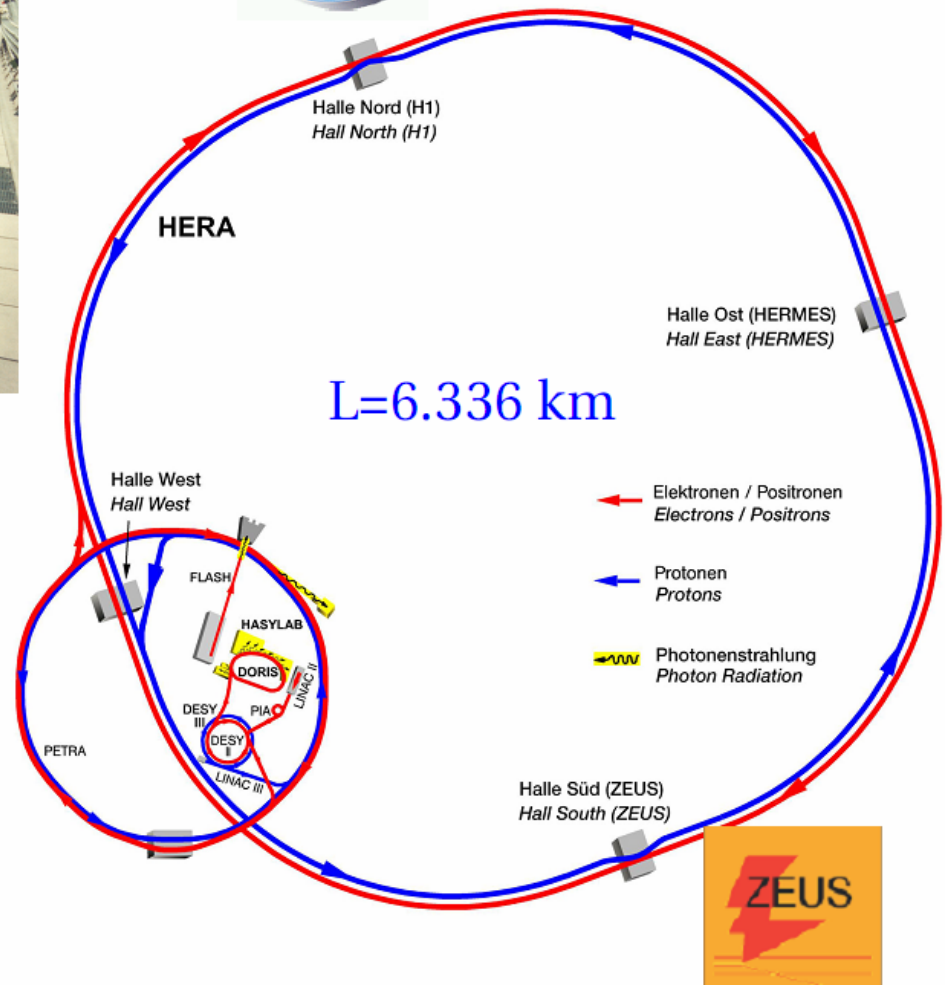
Lustro =
płaszczyzna próbki

Polaryzacja próbki;
zarazem kierunek pola
magnetycznego





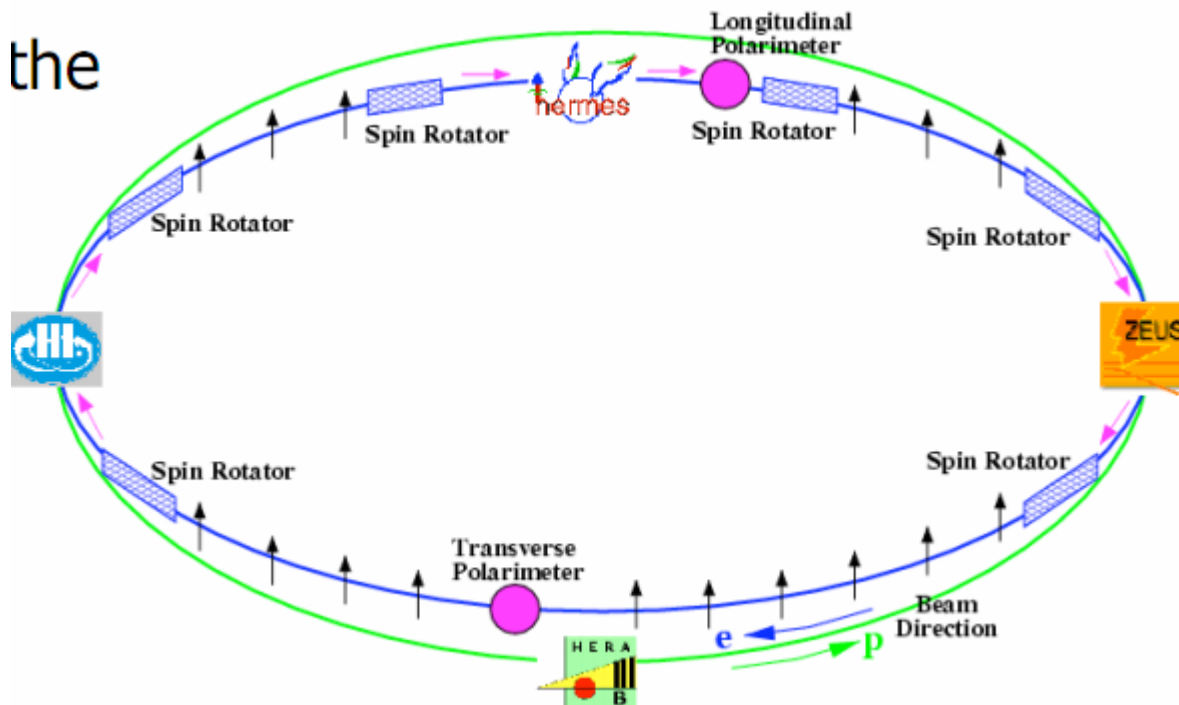
Hadron Elektron Ring Anlage HERA



- Jedyńy na świecie zderzacze elektron-proton
- Działał w latach 1992-2007
- p : 460-920 GeV
- e : 27,6 GeV
- 2 eksperymenty na zderzających się wiązках (H1, ZEUS) + HERMES (stała tarcza gazowa)

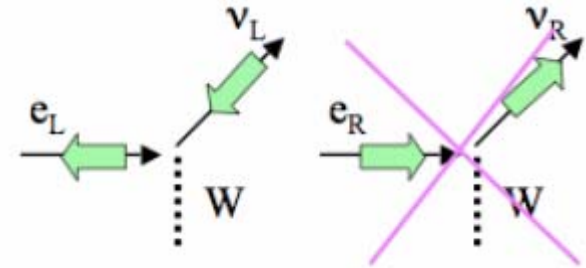
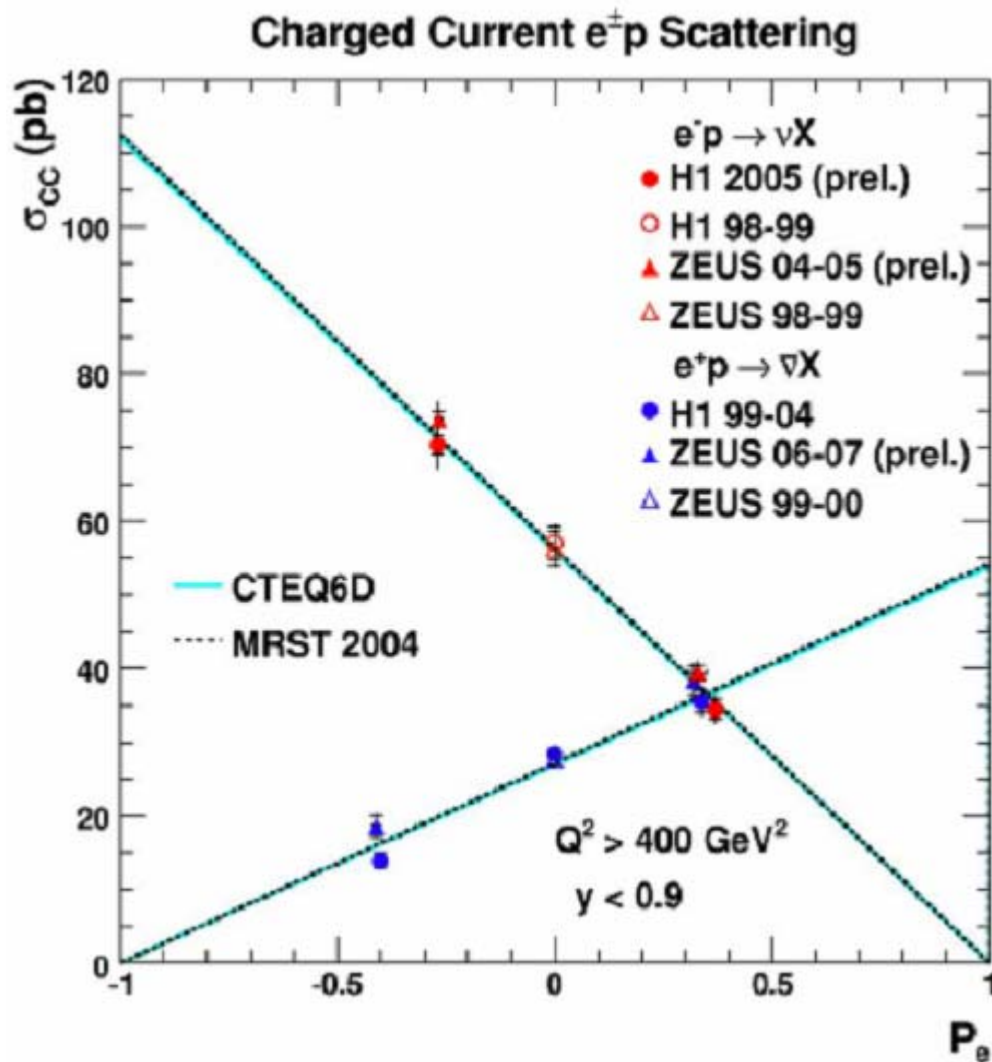
Polaryzacja e^+/e^-

- Polaryzacja poprzeczna „za darmo” : μ_e sprzęga się z polem B dipola prowadzenia wiązki
- Rotatory spinu dostarczają polaryzacji podłużnej, którą monitoruje się przy pomocy rozproszenia komptonowskiego wiązek laserowych



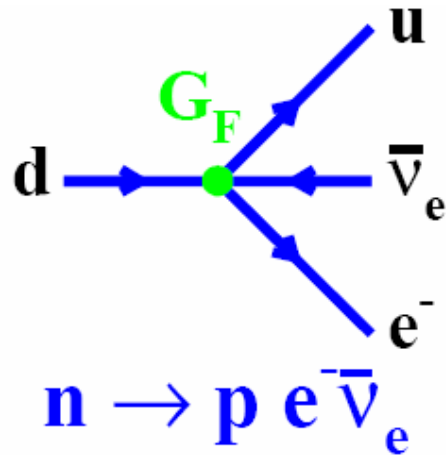
Polaryzacja typowa
30 do 40 % (tylko !)

Prąd naładowany przy spolaryzowanej wiązce e^+



- Model Standardowy: $\sigma = (1 \pm P) \sigma_0$
- Ekstrapolacja do $P = \pm 1$ konsystentna z zerem
- Granica na masę prawego W (W_R)
 $M(W_R) > 208 \text{ GeV}$ (ok. 300 dla HERA I+II)

Teoria Fermiego c.d. :złota reguła



Golden Rule :

$$1/\tau = \Gamma = 2\pi |M_{fi}|^2 \rho(E)$$

$$\text{with } \rho = \frac{dN}{dE}$$

$$dN = \frac{E^2}{(2\pi)^3} d\Omega dE$$

$$d^2 N = \frac{E_\nu^2}{(2\pi)^3} d\Omega_\nu dE_\nu \frac{E_e^2}{(2\pi)^3} d\Omega_e dE_e$$

Widmo rozpadu beta

$$E_0 = E_e + E_\nu + T_{\text{recoil}} \quad \text{Zachowanie energii}$$

$$E_0 \approx E_e + E_\nu \quad \begin{array}{l} \text{Zaniedbujemy energię} \\ \text{odrztu jądra} \end{array}$$

$$\begin{aligned} dE_\nu &= dE_0 \quad \leftarrow \text{Dla ustalonej energii elektronu} \\ \frac{dN}{dE_0} &= \frac{dN}{dE_\nu} \\ &= \frac{E_\nu^2}{(2\pi)^3} d\Omega_\nu \frac{E_e^2}{(2\pi)^3} d\Omega_e dE_e \end{aligned}$$

Widmo rozpadu beta

$$\frac{dN}{dE_0} = (4\pi)^2 \frac{E_\nu^2}{(2\pi)^3} \frac{E_e^2}{(2\pi)^3} dE_e$$

$$= \frac{E_\nu^2 E_e^2}{4\pi^4} dE_e$$

$$= \frac{(E_0 - E_e)^2 E_e^2}{4\pi^4} dE_e$$

$$d\Gamma = 2\pi |M_{fi}|^2 \frac{(E_0 - E_e)^2 E_e^2}{4\pi^4} dE_e$$

$$\frac{d\Gamma}{dE_e} = |M_{fi}|^2 \frac{(E_0 - E_e)^2 E_e^2}{2\pi^3}$$

Widmo rozpadu beta, czas życia neutronu

$$|M_{fi}|^2 = G_F^2 \times f |M_{\text{nuclear}}|^2$$

$$|M_{\text{nuclear}}|^2 = 1$$

$$\Rightarrow \frac{d\Gamma}{dE_e} = \frac{G_F^2}{2\pi^3} (E_0 - E_e)^2 E_e^2$$

$$\Gamma = \frac{G_F^2}{2\pi^3} \int_0^{E_0} (E_0 - E_e)^2 E_e^2 dE_e$$

$$\Gamma = \frac{G_F^2}{2\pi^3} \left[\frac{E_0^5}{3} - 2 \frac{E_0^5}{4} + \frac{E_0^5}{5} \right]$$

$$\Gamma = \frac{G_F^2 E_0^5}{60\pi^3} \longrightarrow \tau \propto E^{-5}$$

$$G^\beta = 1.136 \pm 0.003 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

Wykres Curie, masa neutrina

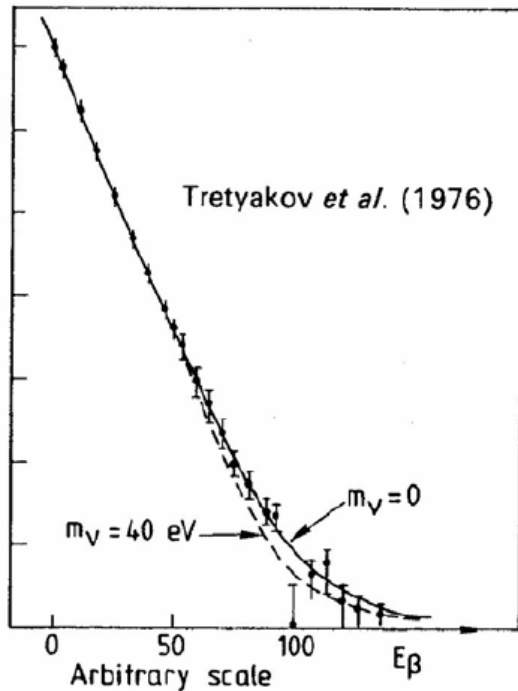
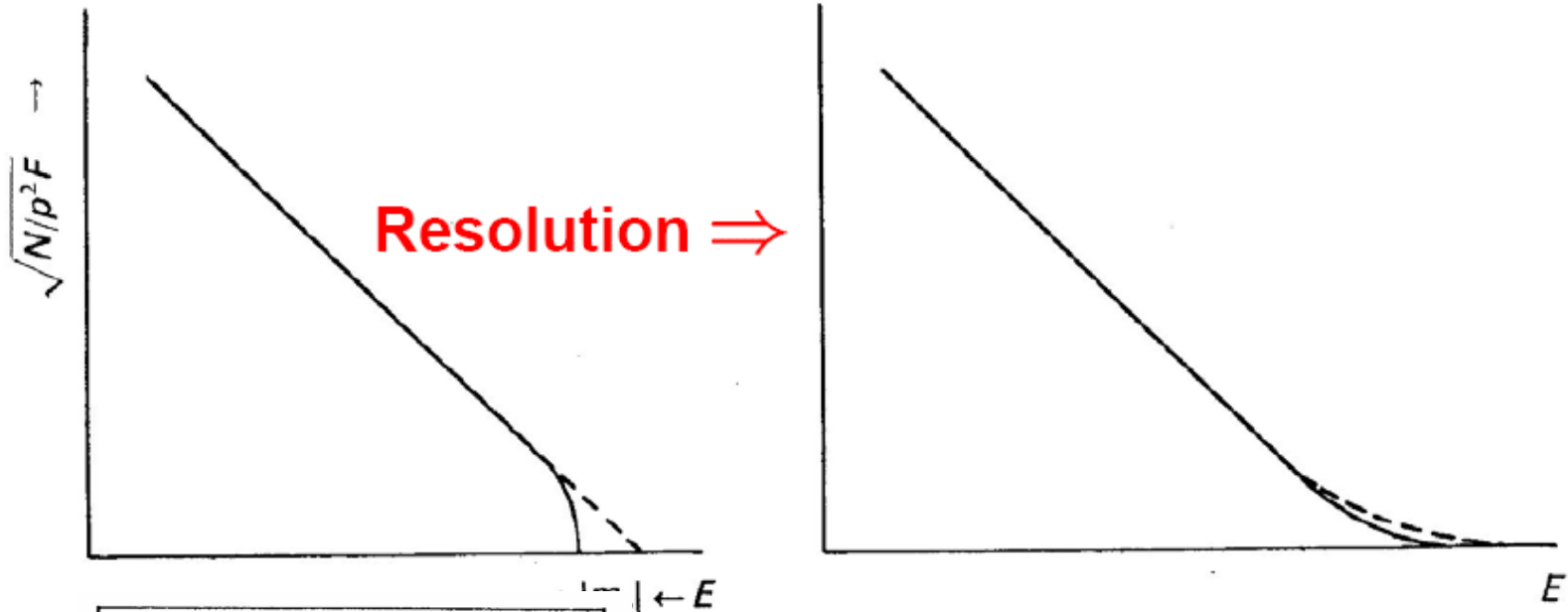
$$\frac{d\Gamma}{dE_e} = \frac{G_{\mathbf{F}}^2}{2\pi^3} (E_0 - E_e)^2 E_e^2$$

$$\sqrt{\frac{d\Gamma}{dE_e} \frac{1}{E_e^2}} \text{ versus } (E_0 - E_e)$$

$$\sqrt{\frac{d\Gamma}{dE_e} \frac{1}{E_e^2}} \propto (E_0 - E_e) \quad \text{: wykres Curie}$$

I Dla niezerowej masy neutrina:

$$\frac{d\Gamma}{dE_e} = \frac{G_{\mathbf{F}}^2}{2\pi^3} (E_0 - E_e)^2 E_e^2 \sqrt{1 - \left(\frac{m_\nu^2}{E_0 - E} \right)^2}$$



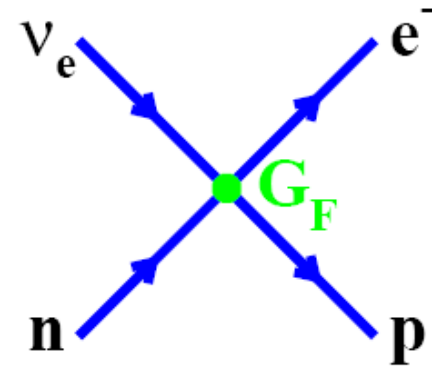
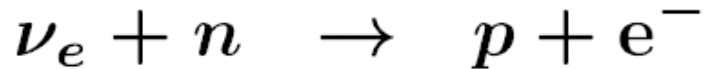
Electron energy $\rightarrow$

Tritium β —decay:

$$m(\nu_e) < 3 \text{ eV}$$

(1999)

Teoria Fermiego dla rozpraszania $\nu n \rightarrow p e$ (odwrotny proces rozpadu beta)



$$d\sigma = 2\pi |M_{fi}|^2 \frac{dN}{dE}$$

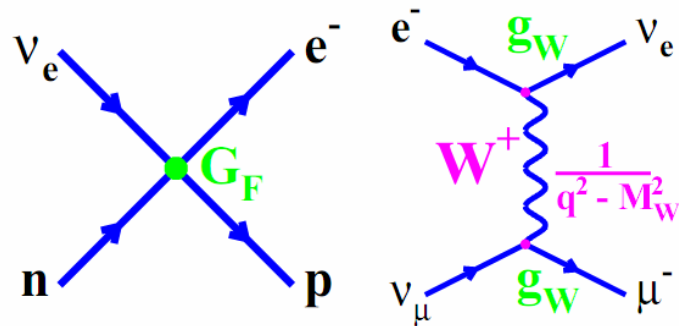
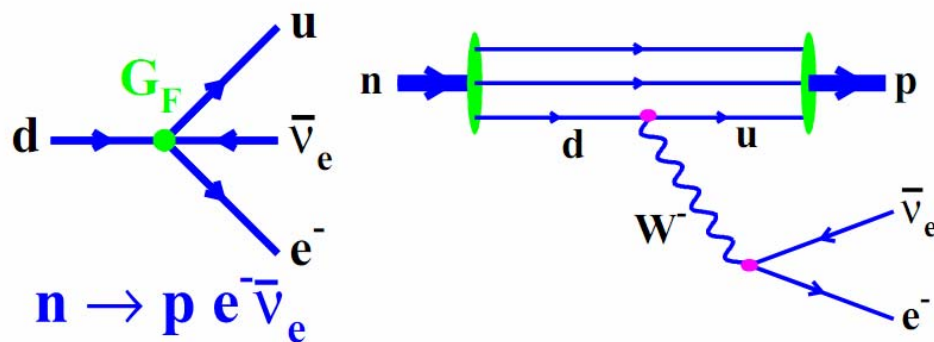
$$\sim 2\pi G_F^2 \frac{E_e^2}{(2\pi)^3} d\Omega$$

$$\sigma \sim G_F^2 s$$

$$\sigma(\nu_e n) \sim (E_\nu \text{ in MeV}) \times 10^{-43} \text{ cm}^2$$

Oddziaływanie neutrin

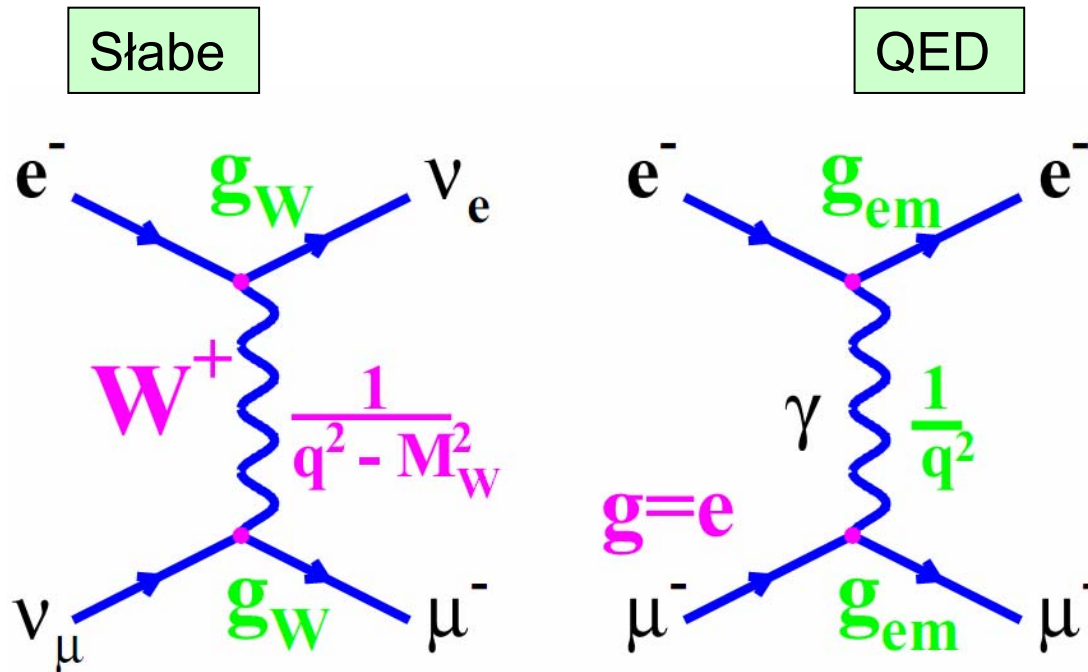
- Neutrino oddziałują tylko słabo → bardzo mały przekrój czynny
- Aby zaabsorbować w materii neutrino o energii 1 MeV potrzeba np. ok. 50 lat świetlnych słupa wody
- Dla $E_\nu \rightarrow \infty$ $\sigma(\nu e) \rightarrow \infty$ czyli teoria Fermiego załamuje się przy wysokich energiach
- Teoria Fermiego jest tzw. efektywną teorią słabego oddziaływania
- Przy wysokich energiach konieczne jest zastąpienie oddziaływania kontaktowego przez teorię pola



$$q^2 \ll M_W^2$$

$$\frac{1}{q^2 - M_W^2} \rightarrow \frac{1}{-M_W^2}$$

Porównanie oddziaływań słabych i QED



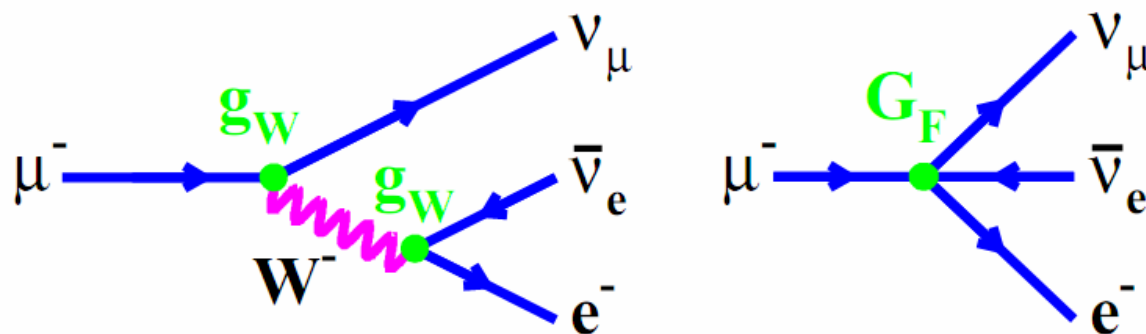
➤ Dla $q^2 \ll M_W^2$ $\frac{1}{q^2 - M_W^2} \rightarrow -\frac{1}{M_W^2} \rightarrow$ oddziaływanie słabe redukuje się do efektywnej teorii Fermiego (oddziaływanie kontaktowe, punktowe)

➤ Zasięg $\approx 1/M_W^2 \approx 0.002$ fm

➤ Wymieniany bozon niesie ładunek elektryczny $\rightarrow$ zmiana zapachu, tylko dla słabych oddziaływań !

➤ Sprzężenie V-A $\rightarrow$ łamanie parzystości, tylko dla słabych oddziaływań !

Porównanie teorii Fermiego vs. teoria z masywnym propagatorem



$$q^2 \ll M_W^2 \quad \frac{g_W^2}{M_W^2} \rightarrow G_F$$

- G_F jest małe ponieważ M_W jest duże a nie dlatego że „słabe oddziaływanie” jest szczególnie słabe w sensie stałej sprzężenia

- Dokładna relacja G_F i g_W ma postać:

$$\frac{g_W^2}{8M_W^2} \rightarrow \frac{G_F}{\sqrt{2}}$$

- Czynniki numeryczne pochodzenia historycznego (konwencja)

Porównanie oddziaływań słabych i QED

$$M_W = 80.4 \text{ GeV and } G_F = 1.166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

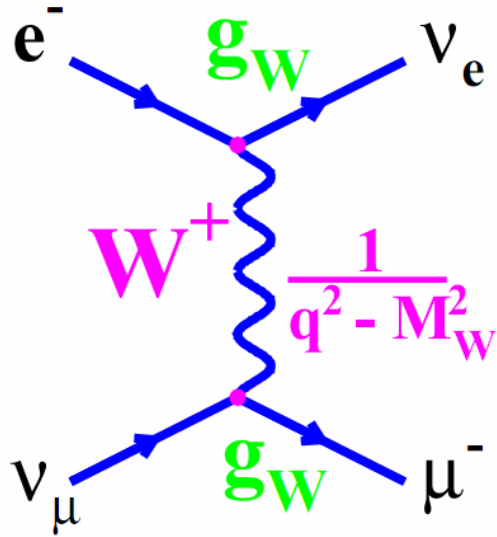
$$\Rightarrow g_W = 0.65$$

$$\therefore \alpha_W = \frac{g_W^2}{4\pi} \approx \frac{1}{30}$$

$$\alpha_S \approx 0.2, \alpha_W \approx 0.03, \alpha_{EM} \approx 0.01$$

- Powyższa zbieżność wielkości stałych sprzężenia sugeruje unifikację oddziaływań słabych i elektromagnetycznych
- Powyższa sugestia pojawiła się w latach 60-tych jednak jej realizacja (sformułowanie Modelu Standardowego) wymagała dalszych odkryć doświadczalnych (w szczególności tzw. prądów neutralnych) oraz teoretycznych (mechanizm Higgsa)

Rozpraszanie neutrin w teorii z propagatorem W



$$\sigma = \frac{G_F^2 s}{\pi} \quad s \ll M_W^2$$

$$\sigma = \frac{G_F^2 M_W^2}{\pi} \quad s \gg M_W^2$$

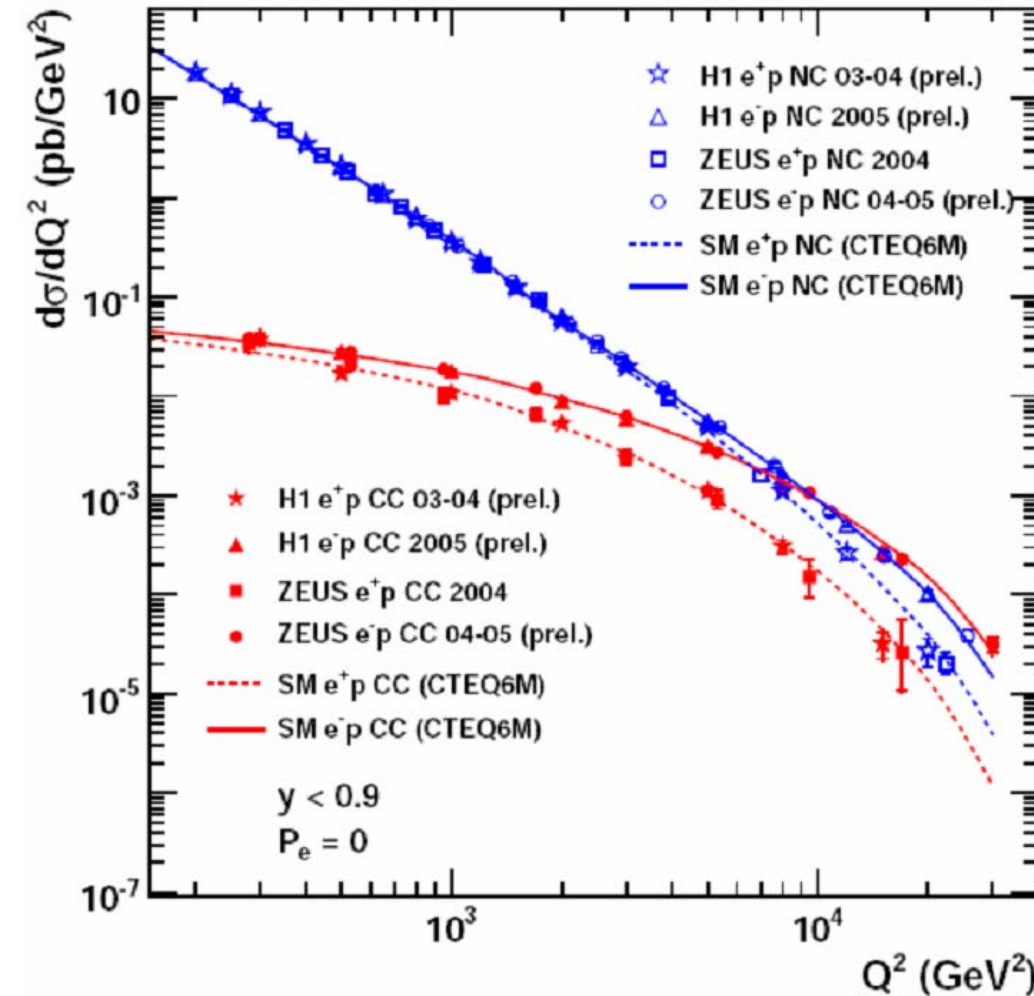
$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{1}{32\pi} \frac{g_w^4}{(q^2 - M_W^2)^2}$$

$$|q| = 2E \sin \frac{\theta}{2}$$

W teorii z propagatorem W^+ w granicy wysokich energii ale teoria w dalszym ciągu jest nierenormalizowalna

Unifikacja oddziaływań

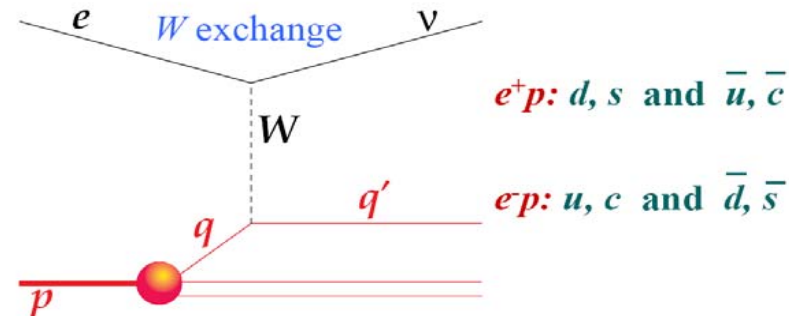
HERA II



- Unifikacja oddziaływań słabych i elektromagnetycznych dla $Q^2 \cong m_W^2$

$$\frac{1}{Q^2} \approx \frac{1}{Q^2 + m_W^2}$$

- Prąd naładowany testuje słabe sprzężenie kwaków



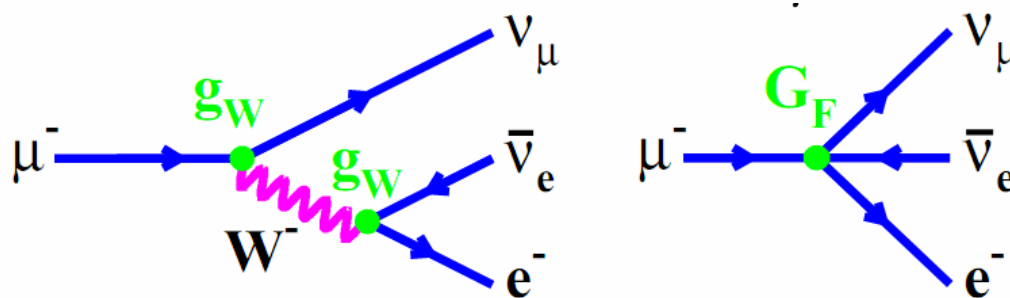
Rozpad mionu

- Leptony są elementarne $\rightarrow$ nie mają wzbudzeń $\rightarrow$ nie rozpadają się ani poprzez oddziaływania silne ani e.m. np.

$$\mu^- \not\rightarrow e^- \gamma$$

- Elektron nie rozpada się ponieważ jest najlżejszym leptonem naładowanym
- Muon, μ , druga rodzina kwarków i leptonów, $m_\mu = 206m_e$
- Rozpad muonu wyłącznie poprzez słaby prąd naładowany

$$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$$



$$m_\mu^2 \ll M_W^2 \rightarrow$$

Teoria analogiczna do teorii Fermiego rozpadu beta
ale dotyczy wyłącznie obiektów elementarnych

Rozpad mionu

$$\Gamma_{\mu} = \frac{1}{\tau_{\mu}} = \frac{G_F^2}{192\pi^3} m_{\mu}^5$$

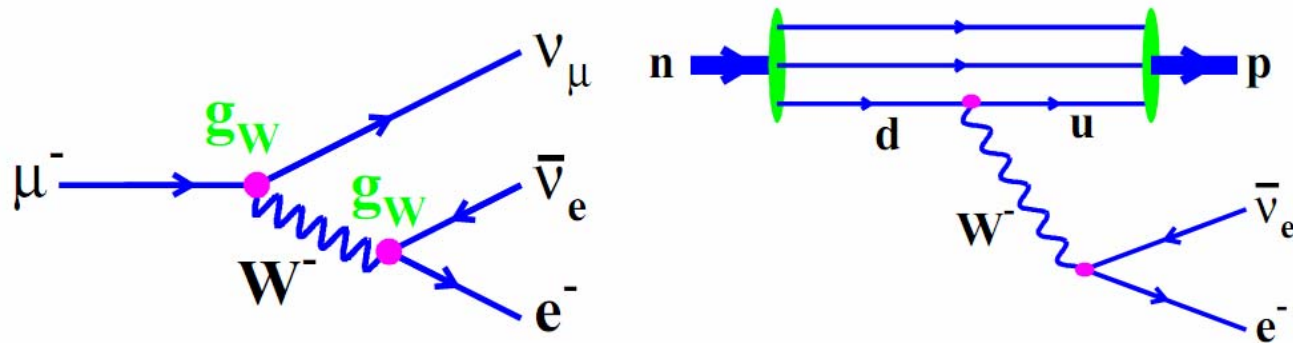
Analogicznie jak dla rozpadu beta
zależność m^5 , analiza wymiarowa !

$$\tau_{\mu} = (2.19703 \pm 0.000004) \times 10^{-6} \text{ s}$$

$$G_F = (1.16632 \pm 0.000002) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

Stała Fermiego wyznaczona z czasu życia mionu należy do najdokładniej wyznaczonych fundamentalnych stałych fizycznych w fizyce cząstek

Uniwersalność słabego sprzężenia



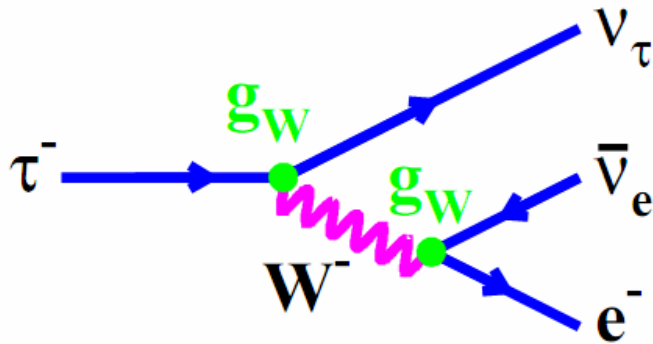
$$G^{\mu} = (1.16632 \pm 0.00002) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

$$G^{\beta} = (1.136 \pm 0.003) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

$$\frac{G^{\beta}}{G^{\mu}} = 0.974 \pm 0.003$$

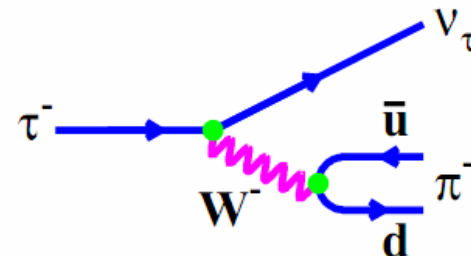
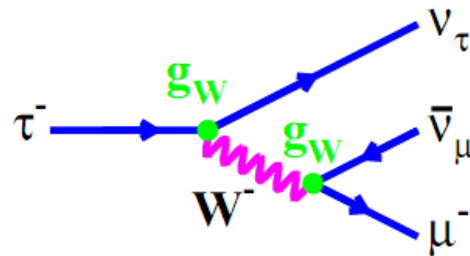
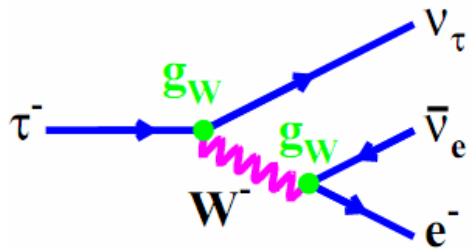
Stała sprzężenia słabego jest identyczna dla elektronów/mionów oraz u/d kwarków...prawie. Niewielką różnicę wyjaśnia kąt Cabibbo (za chwilę)

Uniwersalność słabego sprzężenia-rozpad leptonu τ



$$m_\tau = 1.777 \text{ GeV}$$

$$m_\tau > \{m_\mu, m_\pi, m_\rho, \dots\}$$



$$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$$

$$(17.8 \pm 0.1 \%)$$

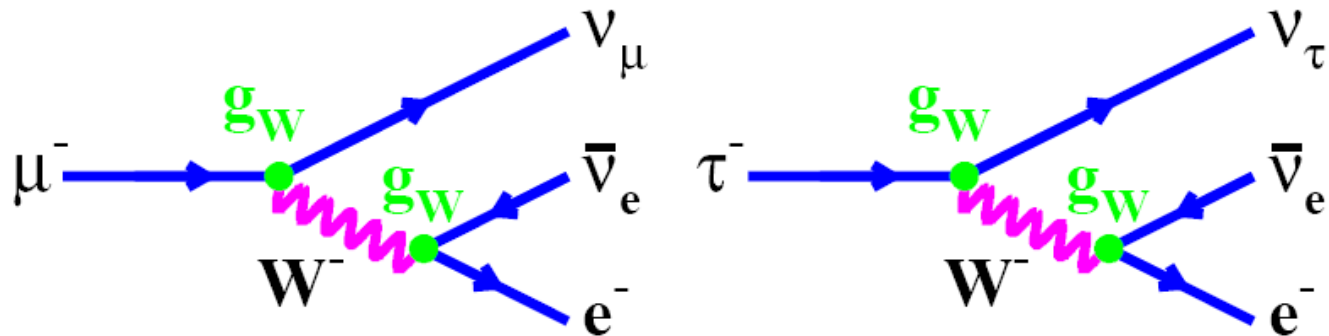
$$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$$

$$(17.3 \pm 0.1 \%)$$

$$\tau^- \rightarrow \text{hadrons}$$

$$(64.7 \pm 0.2 \%)$$

Uniwersalność słabego sprzężenia-rozpad leptonu τ



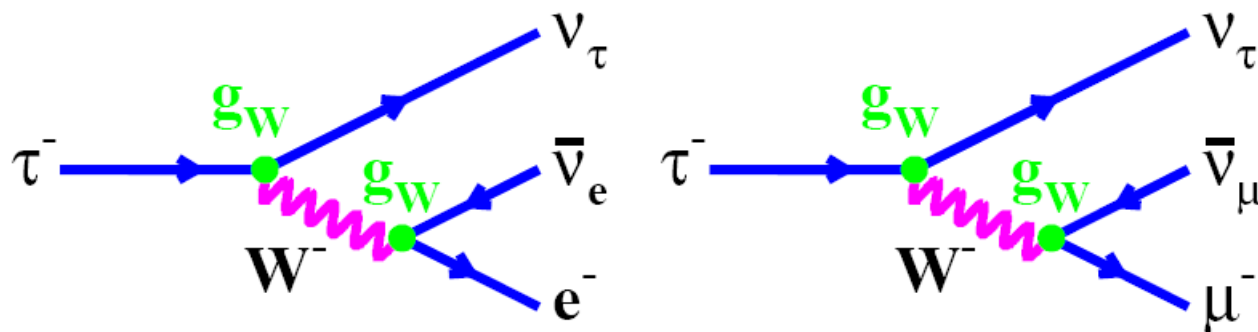
$$\frac{1}{\tau_\mu} = \Gamma_{\mu \rightarrow e} = \frac{G_F^2}{192\pi^3} m_\mu^5$$

$$\frac{1}{\tau_\tau} = \frac{1}{Br(\tau \rightarrow e)} \Gamma_{\tau \rightarrow e} = \frac{1}{0.178} \frac{G_F^2}{192\pi^3} m_\tau^5$$

Jeśli G_F uniwersalne to $\longrightarrow \frac{\tau_\tau}{\tau_\mu} = 0.178 \frac{m_\mu^5}{m_\tau^5}$

Proszę sprawdzić !

Uniwersalność słabego sprzężenia-rozpad leptonu τ



Przewidywanie teorii
Fermiego:

$$\frac{Br(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)}{Br(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} = 0.9726$$

< 1 ze względu na
przestrzeń fazową

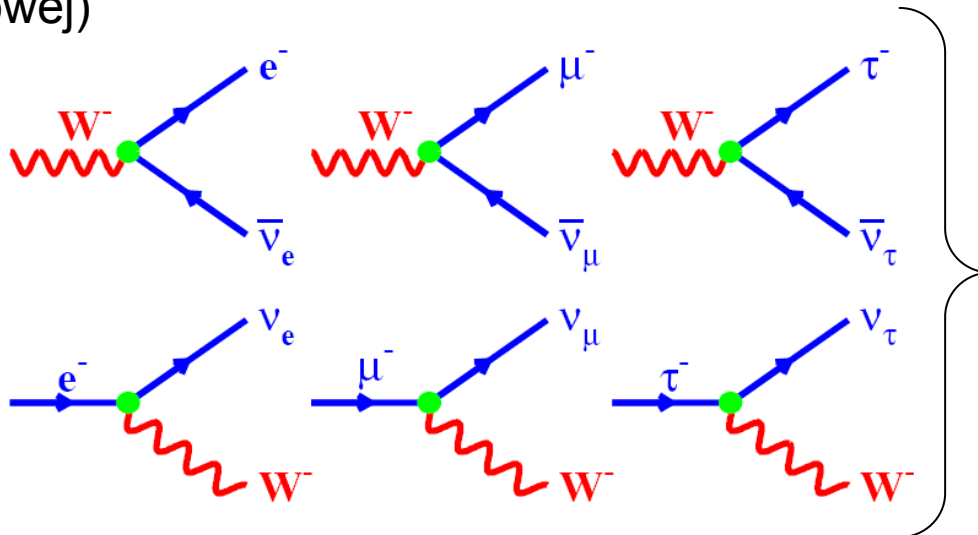
Wynik pomiaru: 0.974 ± 0.005

Model Standardowy: słabe sprzężenia leptonów

- Słabe sprzężenia leptonów : wymiana W^+ lub W^-
- Analogia : oddziaływanie QED wymiana ładunku elektrycznego = prąd e.m.
Oddziaływanie słabe = wymiana ładunku słabego = słabego izospinu
- Leptony występują w dubletach

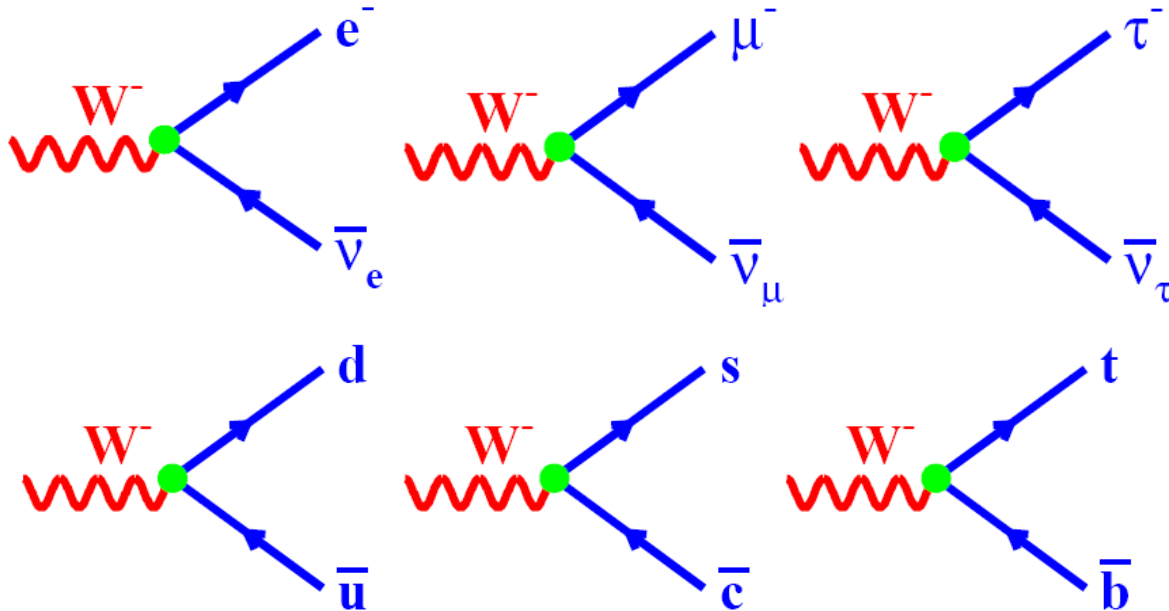
$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

- Bozony W sprzęgają cząstki w tym samym dublecie (zachowanie liczby leptonowej)



Jedna
uniwersalna
stała
sprzężenia

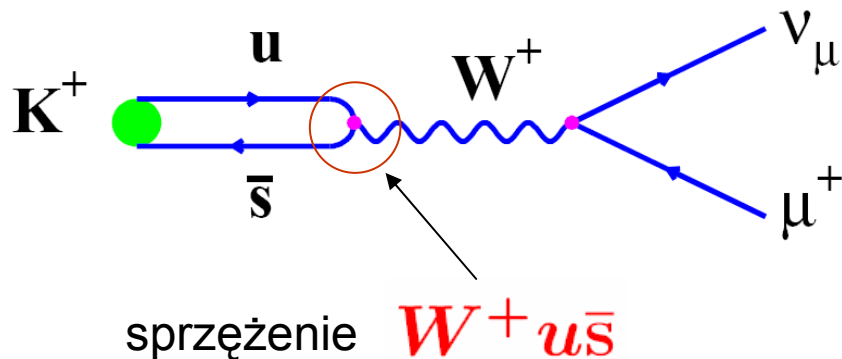
Model Standardowy : słabe sprzężenia kwaków



Leptony: sprzężenie wewnątrz jednej rodziny

Kwarki : sprzężenia wewnątrz rodziny ?
Nie!

Przykład:



Mieszanie kwarków (cztery zapachy)

- Stany kwantowe kwarków które biorą udział w słabych oddziaływaniach są ortonormalnymi kombinacjami stanów kwantowych biorących udział w silnych oddziaływaniach czyli stanów o określonym zapachu (d,s)
- Mieszanie określa **kąt Cabibbo θ_c**

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

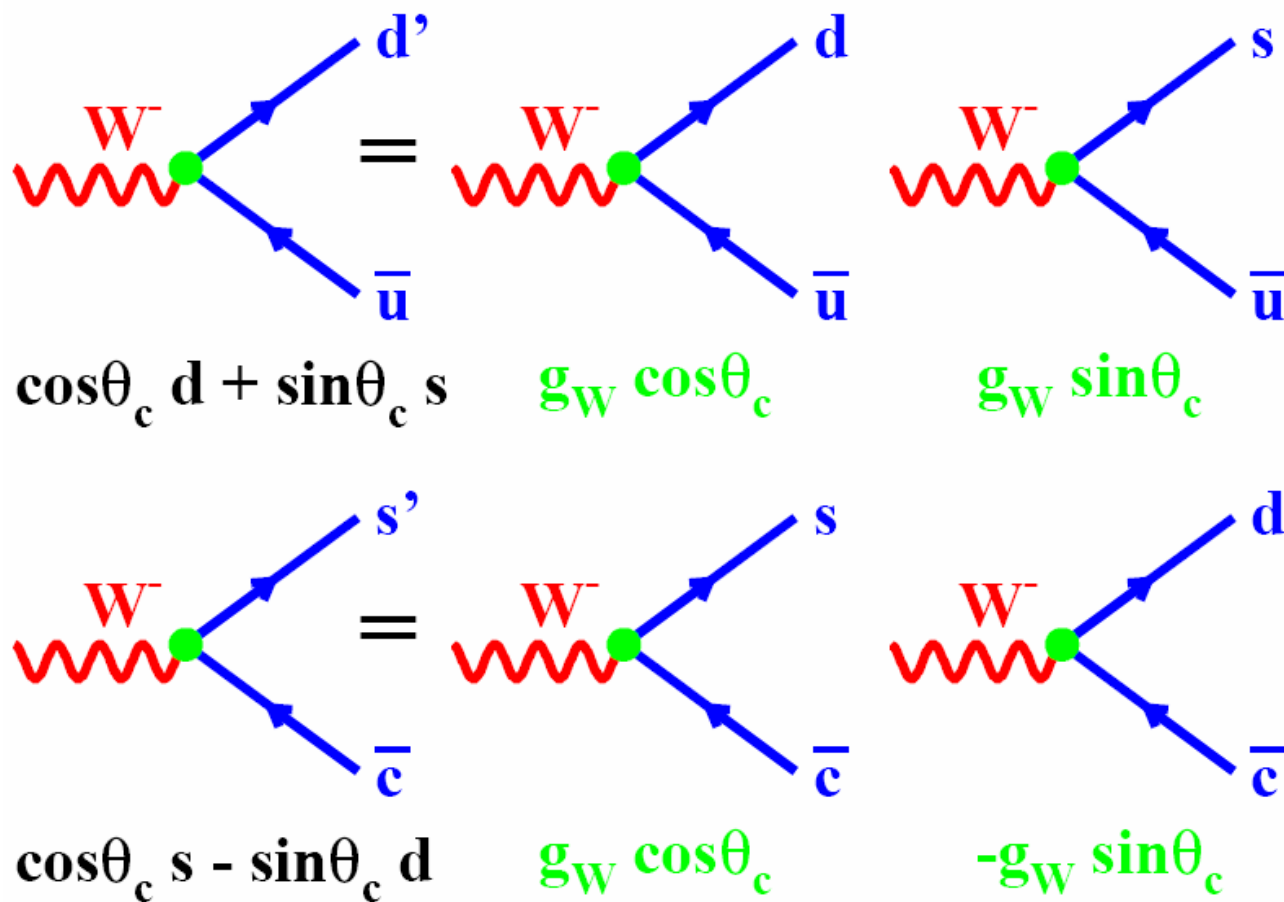
Stany własne słabego oddziaływania

Stany własne silnego oddziaływania

$$d' = \cos \theta_c d + \sin \theta_c s$$

$$s' = \cos \theta_c s - \sin \theta_c d$$

Mieszanie kwarków (cztery zapachy)



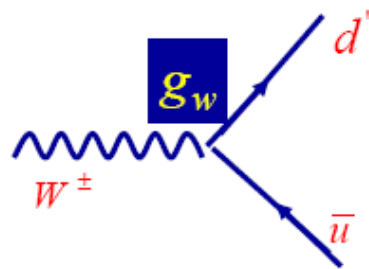
eksperymentalnie

$$\theta_c = 13^\circ$$

Mieszanie kwarków (cztery zapachy)

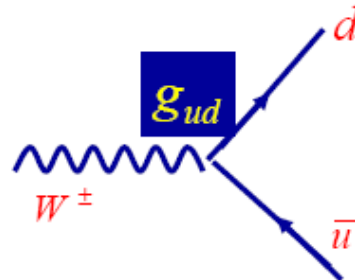
Symetria kwarkowo-leptonowa stosuje się do dubletów:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \cos \vartheta_c + s \sin \vartheta_c \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ -d \sin \vartheta_c + s \cos \vartheta_c \end{pmatrix}$$



$$d' = d \cos \vartheta_c + s \sin \vartheta_c$$

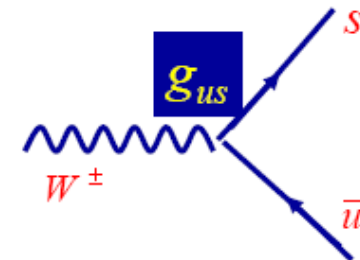
oraz:



$$g_{ud} = g_w \cos \vartheta_c$$

$$g_{cs} = g_{ud}$$

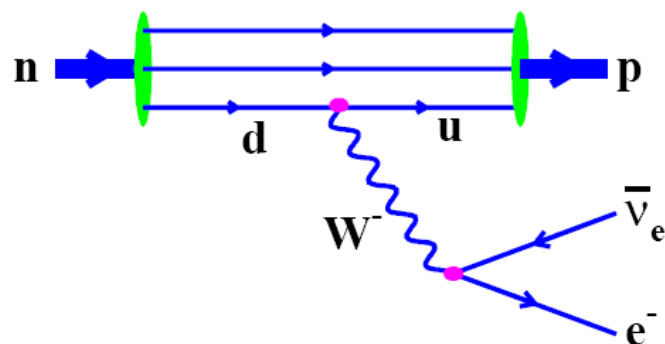
+



$$g_{us} = g_w \sin \vartheta_c$$

$$g_{cd} = -g_{us}$$

Jądrowy rozpad beta z punktu widzenia kwarków



$$G_{\mu} = (1.16632 \pm 0.00002) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

$$G_{\beta} = (1.136 \pm 0.003) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

$$ud \propto g_w \cos \theta_c \longrightarrow (G_{\beta})^2 \propto |M|^2 \propto \cos^2 \theta_c$$

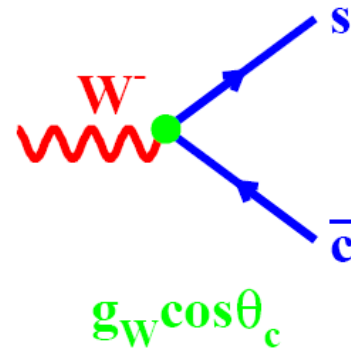
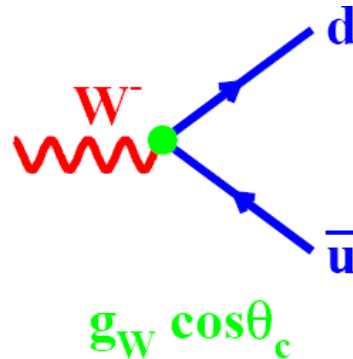
Oczekujemy : $G_{\beta} = \cos \theta_c G_{\mu}$

Eksperymentalnie $1.16632 \times \cos 13^{\circ} = 1.136$

Rozpady Cabibbo tłumione i uprzywilejowane

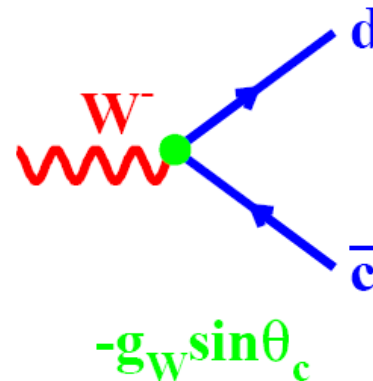
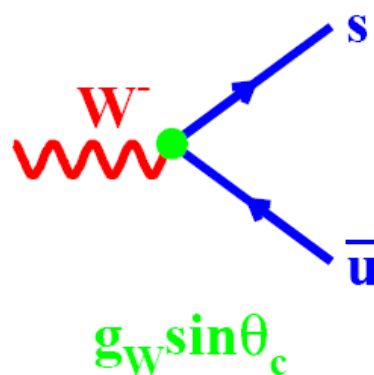
„rozpad Cabibbo uprzywilejowany”

$$|M|^2 \propto \cos^2 \theta_c$$



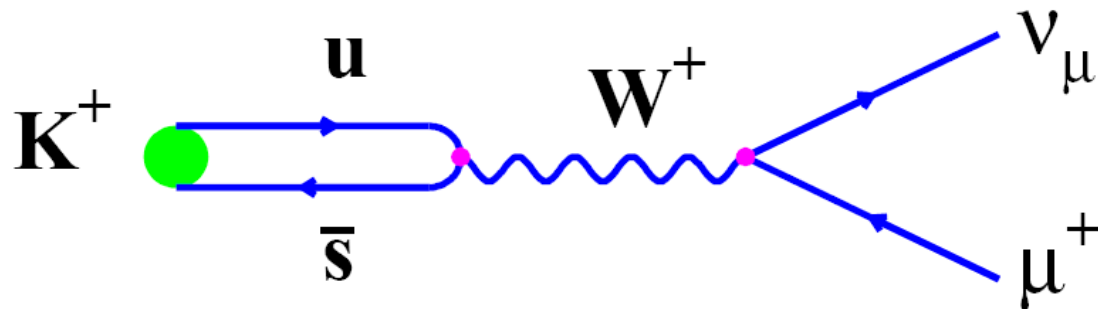
„Rozpad Cabibbo tłumiony”

$$|M|^2 \propto \sin^2 \theta_c$$

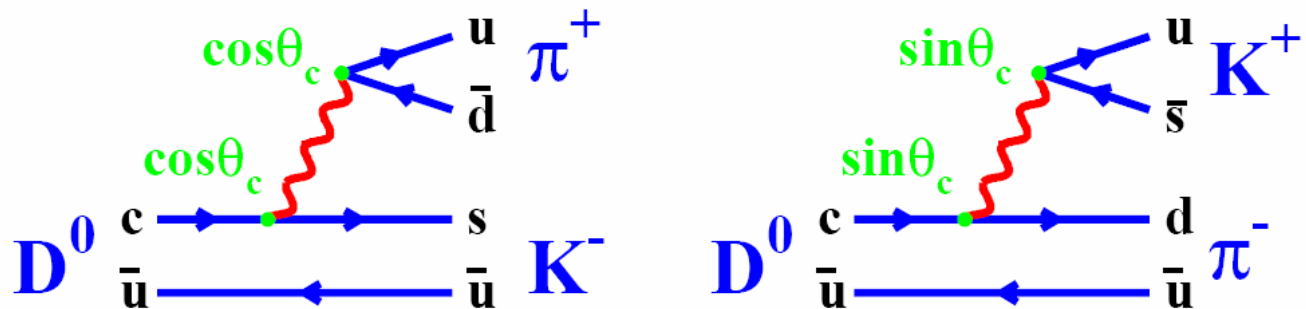


Przykłady procesów Cabibbo tłumionych i uprzywilejowanych

$$\underline{K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu}$$

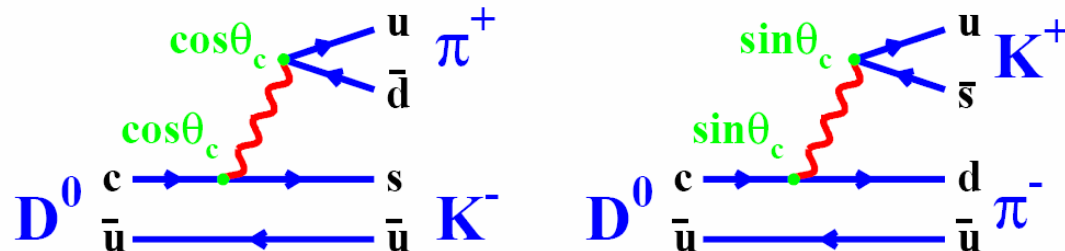


$$\underline{D^0 \rightarrow K^- \pi^+, D^0 \rightarrow K^+ \pi^-}$$



Przykłady procesów Cabibbo tłumionych i uprzywilejowanych

EXAMPLE: $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$



$$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow K^+ \pi^-)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)} = \frac{\sin^4 \theta_c}{\cos^4 \theta_c} \approx 0.0028$$

Pomiar

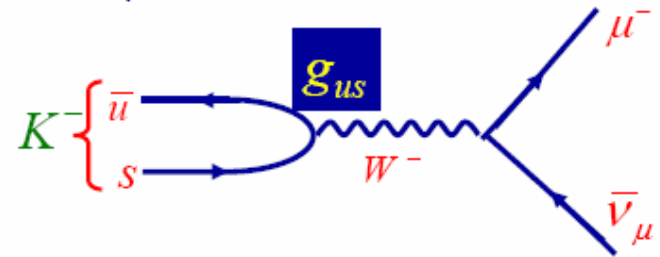
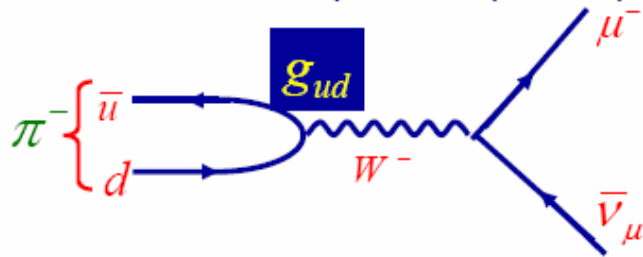
$$0.0038 \pm 0.0008$$

$$D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$$

jest podwójnie Cabibbo tłumiony

Wyznaczanie kąta Cabibbo z rozpadów

Porównanie prawdop. rozpadów umożliwia wyznaczenie kąta Cabibbo:



$$\frac{\Gamma(K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu)} \propto \frac{g_{us}^2}{g_{ud}^2} = \tan^2 \vartheta_c$$

po uwzględnieniu
detali dostaje się:

$$\tan \vartheta_c = 0.226 \pm 0.002$$

$$\vartheta_c = 12.7^\circ \pm 0.1^\circ$$

Rozpady hadronów powabnych (zawierających kwarki c):

$$\frac{g_{cd}^2}{g_{cs}^2} = \tan^2 \vartheta_c = \frac{1}{20}$$

najczęściej wśród produktów
rozpadów są dziwne hadrony:

$$c \rightarrow s + l^+ + \nu_l$$

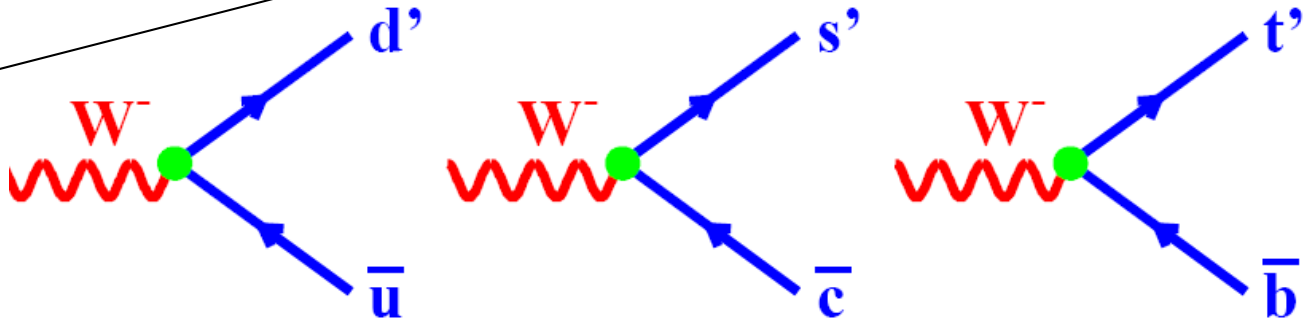
$$c \rightarrow s + u + \bar{d}$$

Mieszanie kwarków dla trzech rodzin

Teoria Cabibbo rozszerzona na trzy rodziny: teoria

Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

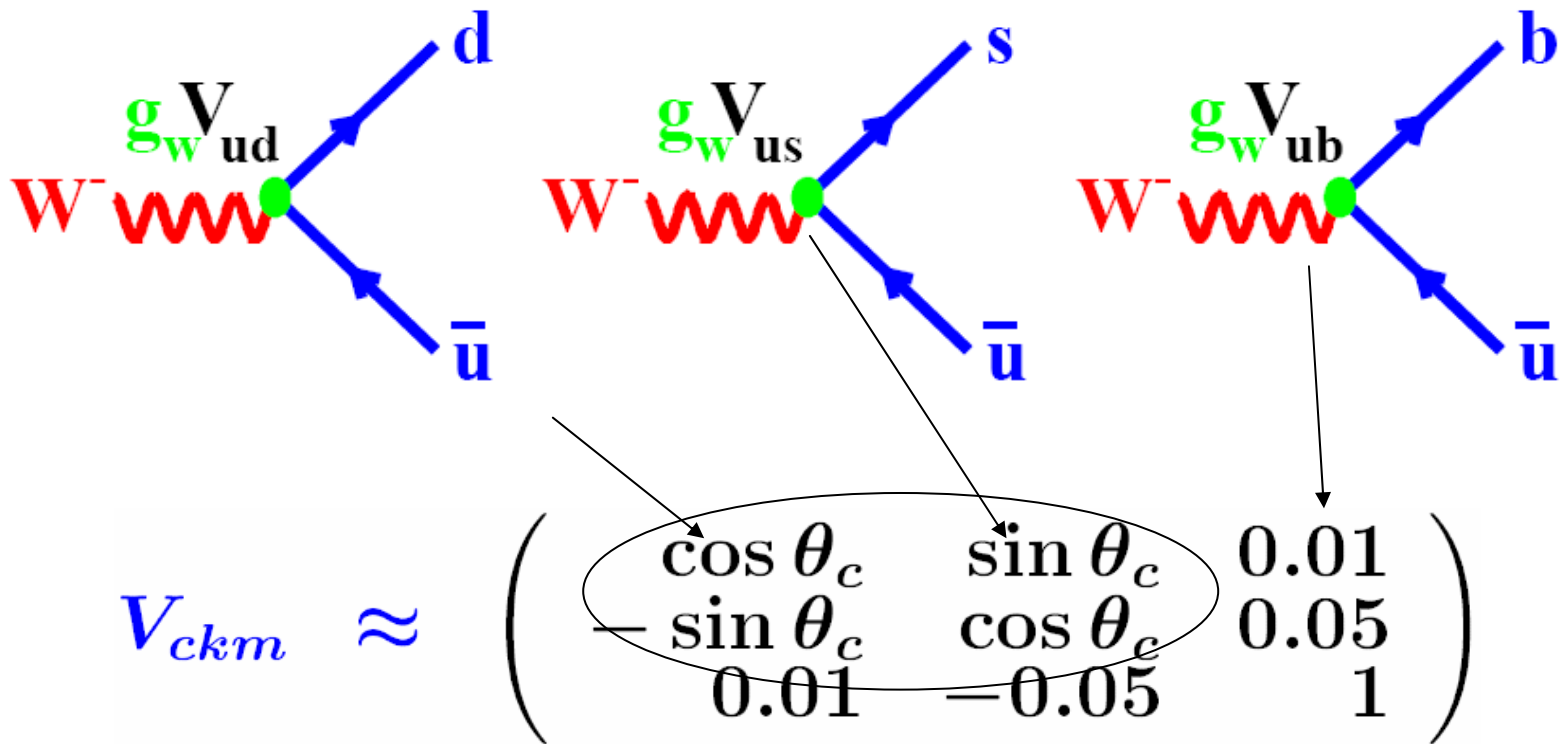
Nobel 2008



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

Macierz CKM

Zmiana zapachu w teorii CKM



- Przejścia w tej samej rodzinie są uprzywilejowane
- Przejścia pomiędzy sąsiednimi rodzinami są tłumione
- Przejścia pomiędzy skrajnymi rodzinami są silnie tłumione

Przybliżone wyrażenie dla macierzy CKM

$$V_{ckm} \approx \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & \lambda^3 \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda^2 \\ \lambda^3 & -\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\lambda = \sin \theta_c$$

Powyższe wyrażenie stanowi regułę empiryczną : macierz CKM jest w istocie jednym z parametrów modelu standardowego

Mieszanie kwarków : posumownie

Mieszanie dwóch rodzin kwarków można zapisać:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \vartheta_c & \sin \vartheta_c \\ -\sin \vartheta_c & \cos \vartheta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

ϑ_c - kąt Cabibbo

Mieszanie trzech rodzin opisuje
macierz **CKM**
(Cabibbo, Kobayashi, Maskawa)

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

Symetria leptonowo-kwarkowa
stosuje się do dubletów:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}$$

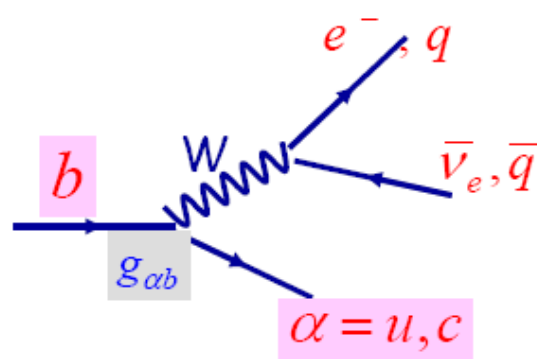
Stałe sprzężenia:

$$g_{\alpha\beta} = g_w V_{\alpha\beta} \quad (\alpha = u, c, t; \quad \beta = d, s, b)$$

Wg. Particle Data Group (<http://pdg.lbl.gov/2006/>)

$$V \equiv \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.97 & 0.23 & 0.004 \\ 0.23 & 0.96 & 0.04 \\ 0.007 & 0.04 & 0.77 \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} \cos \vartheta_c & \sin \vartheta_c & 0 \\ -\sin \vartheta_c & \cos \vartheta_c & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Gdyby istotnie $V_{ub} = V_{cb} = 0$ to kwark b byłby stabilny - byłoby: $g_{ub} = g_{cb} = 0$



Mezony B (zawierające kwark b) rozpadają się z czasem $\sim 10^{-12}s$, czyli dłuższym niż czas życia leptonu tau: $\sim 10^{-13}s$, pomimo, że energetycznie rozpad b jest znacznie korzystniejszy:

$$\frac{\tau_b}{\tau_\tau} \approx \left(\frac{m_\tau}{m_b} \right)^5 = 0.01 \quad \text{czyli istotnie musi być:}$$

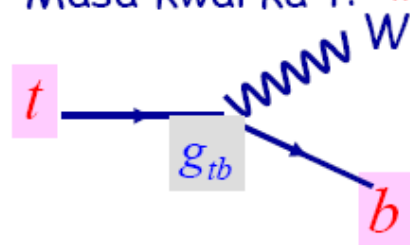
$$g_{cb} = g_w V_{cb} \ll g_w$$

Mieszanie kwarków - kwark t

$$V \equiv \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.97 & 0.23 & 0.004 \\ 0.23 & 0.96 & 0.04 \\ 0.007 & 0.04 & 0.77 \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} \cos \vartheta_c & \sin \vartheta_c & 0 \\ -\sin \vartheta_c & \cos \vartheta_c & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$t \rightarrow q + W^+ \\ (q=d,s,b)$$

Masa kwarka t: $m_t = 174 \text{ GeV} > m_w$ czyli możliwy jest rozpad:
ale skoro:



$$V_{td} \approx V_{ts} \approx 0$$

$$V_{tb} \approx 1$$



$$t \rightarrow b + W^+$$

oraz

$$g_{tb} = g_w$$

Z analizy wymiarowej szerokość:

$$\Gamma(t \rightarrow b + W) \approx \alpha_w m_t \approx 1 \text{ GeV}$$

$$\text{gdzie } \alpha_w = \frac{g_w^2}{4\pi}$$

Dokładniej:

$$\Gamma = 1.7 \text{ GeV}$$

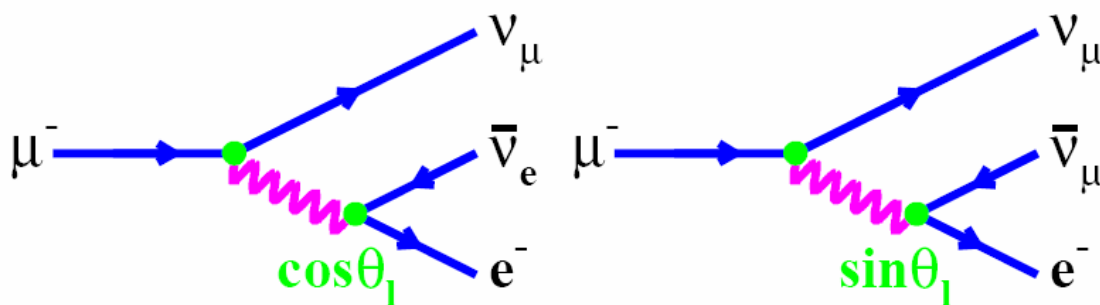


$$\tau_t \approx 4 \cdot 10^{-25} \text{ s}$$

Macierz mieszania dla leptonów ?

Czy dla leptonów istnieje analog macierzy CKM ? Dziś wiemy że tak, ale jeszcze 10 lat temu nie było to oczywiste (oscylacje neutrin – osobny wykład)

- Istotna różnica : kwarki oddziałują słabo i silnie, mieszanie widoczne w rozpadach ponieważ niezachowanie liczb kwantowych (np. dziwności)
- Druga istotna różnica ; neutrina niskich energii nie obserwowalne w eksperymentach spektroskopowych



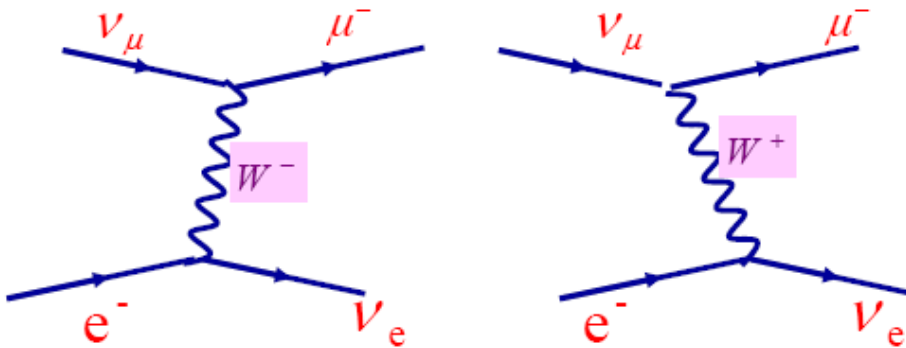
$$|M|^2 \propto g_w^2 (\cos^2 \theta_l + \sin^2 \theta_l)$$



Nawet jeżeli jest mieszanie to w takim eksperymencie nie da się go zaobserwować

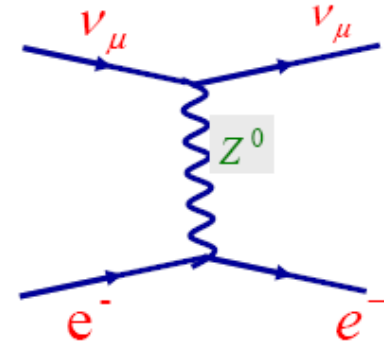
Oddziaływania neutrin w Modelu Standardowym

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e$$



Reakcje z wymianą prądów
naładowanych: CC (charged current)

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$$



Reakcje z wymianą prądów
neutralnych: NC (neutral
current)

masy bozonów
pośredniczących:

$$M_W = 80.403 \pm 0.029 \text{ GeV}$$

$$M_Z = 91.188 \pm 0.002 \text{ GeV}$$

Przypadek oddziaływania neutrino w detektorze Gargamele

(komora
pęcherzykowa)
1973

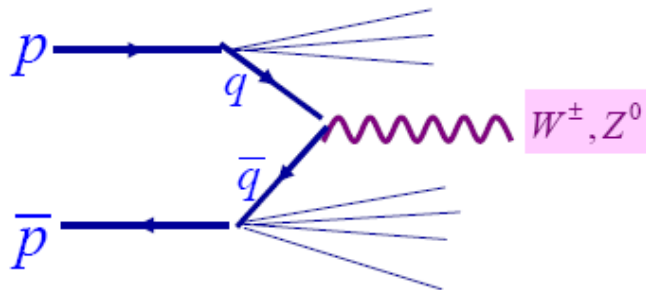
Z wierzchołka nie
wychodzi żaden mion

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \nu_{\mu} + X$$

61055

Ciężkie bozony pośredniczące : odkrycie

Odkryte w reakcjach:



energia $p\bar{p}$ musi być odpowiednio duża, bo każdy z kwarków niesie tylko część energii.

$$\begin{aligned}\bar{p} + p &\rightarrow W^+ + X^- \\ \bar{p} + p &\rightarrow W^- + X^+ \\ \bar{p} + p &\rightarrow Z^0 + X^0\end{aligned}$$

gdzie X to stany hadronowe dozwolone przez prawa zachowania

Rozpady **leptonowe** dające największą szansę identyfikacji:

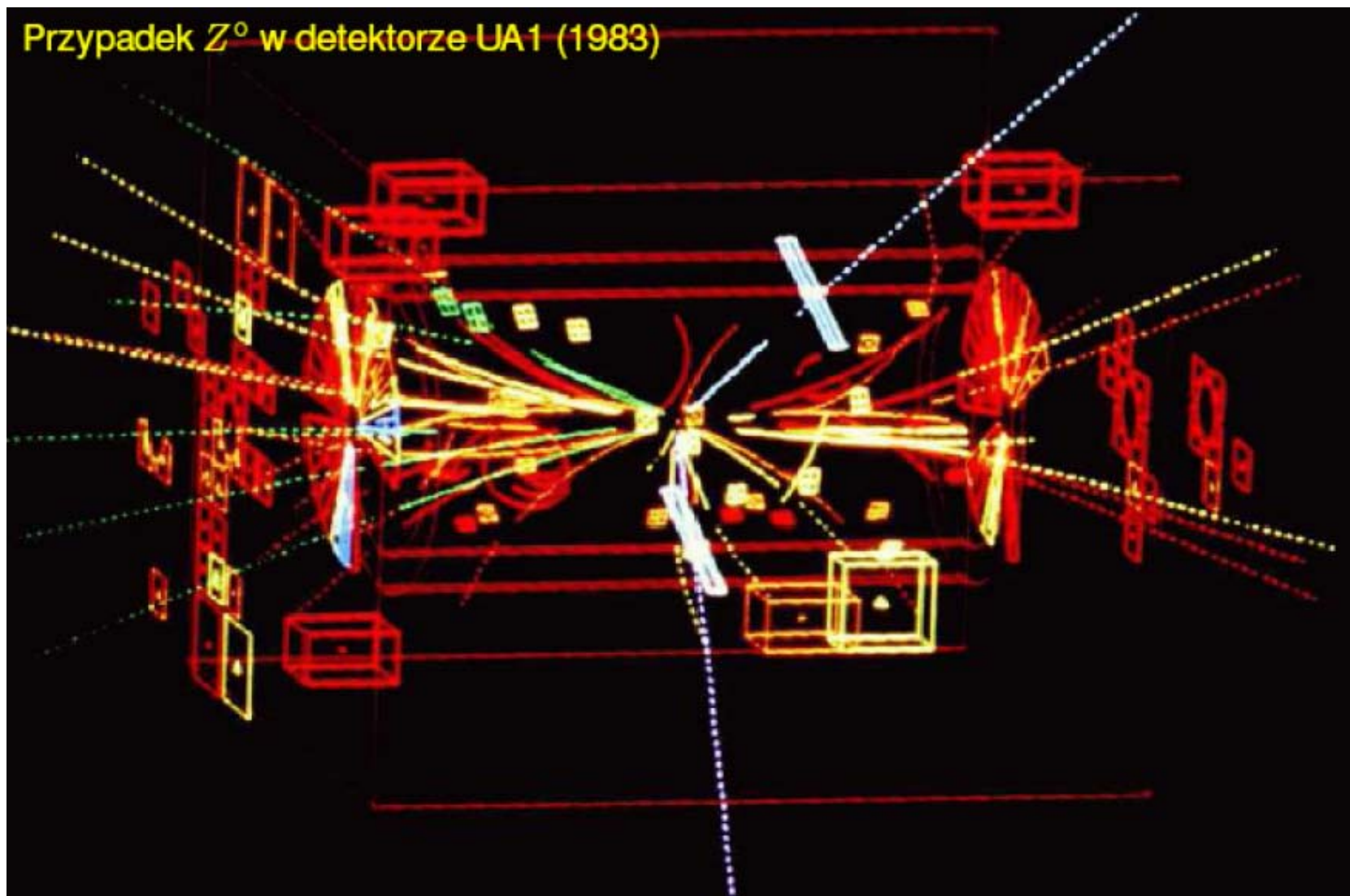
$$W^+ \rightarrow l^+ + \nu_l$$

$$W^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}_l$$

$$Z^0 \rightarrow l^+ + l^- \text{ gdzie } l^\pm = \mu \text{ lub } e$$

- Odkryte w 1983 w CERN.
- Kolajder **$Spp\bar{p}S$** 270 + 270 GeV
- eksperymenty: UA1 i UA2
- tło: 10^7 przypadków na
1 przyp. sygnału

Przypadek Z^0 w detektorze UA1 (1983)



DELPHI Interactive Analysis
 Beam: 10.5 GeV Run: 23430 Date: 28 Feb 1992
 Events: 581 Cuts: 000000
 Status: 0-New-1992 Date: 29-Apr-1992

12	13	14	15	16	17	18	19
40	41	42	43	44	45	46	47
48	49	50	51	52	53	54	55
56	57	58	59	60	61	62	63
64	65	66	67	68	69	70	71

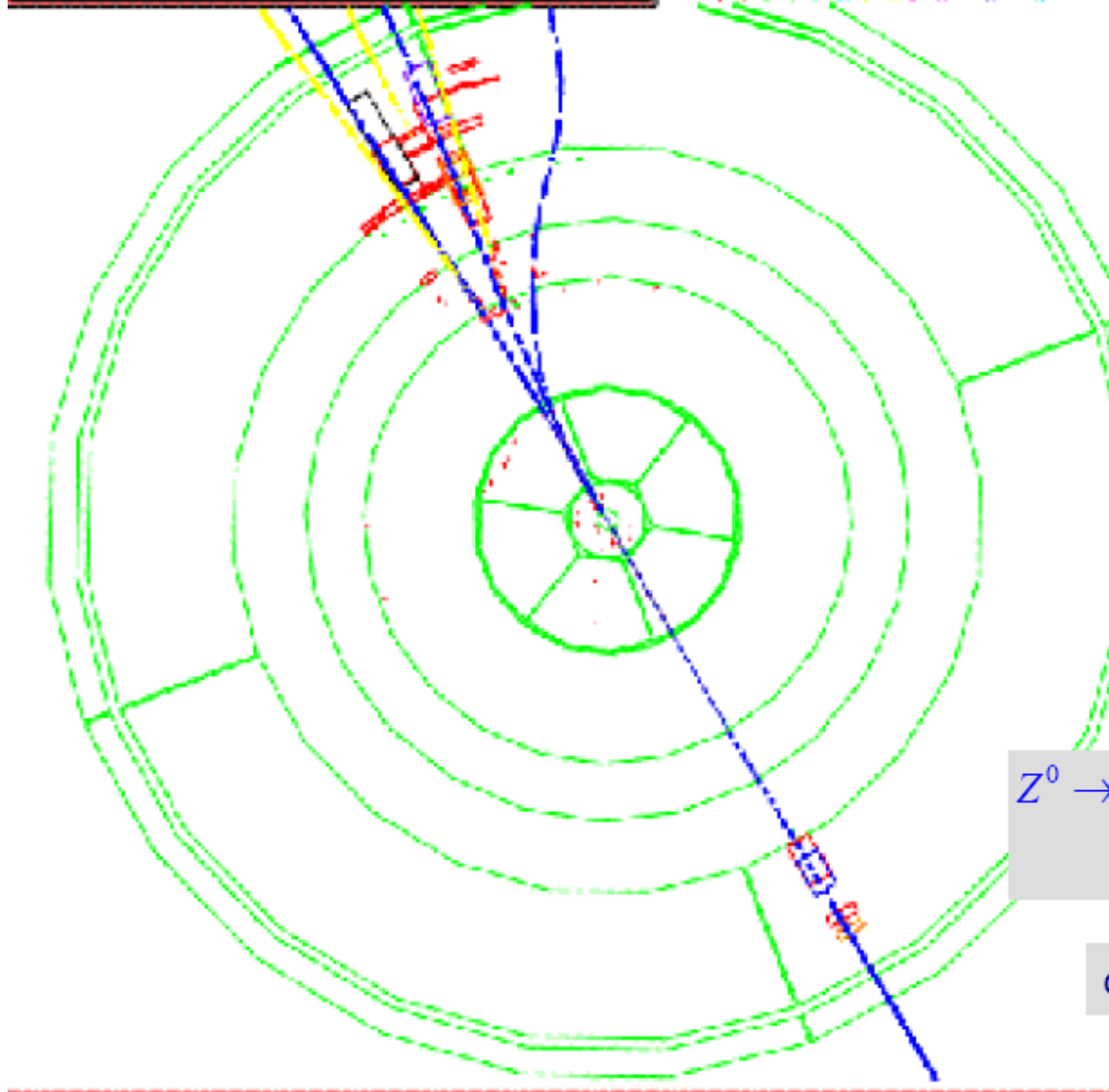
Rozpad Z^0 w detektorze Delphi

W zderzeniu $e+e^-$

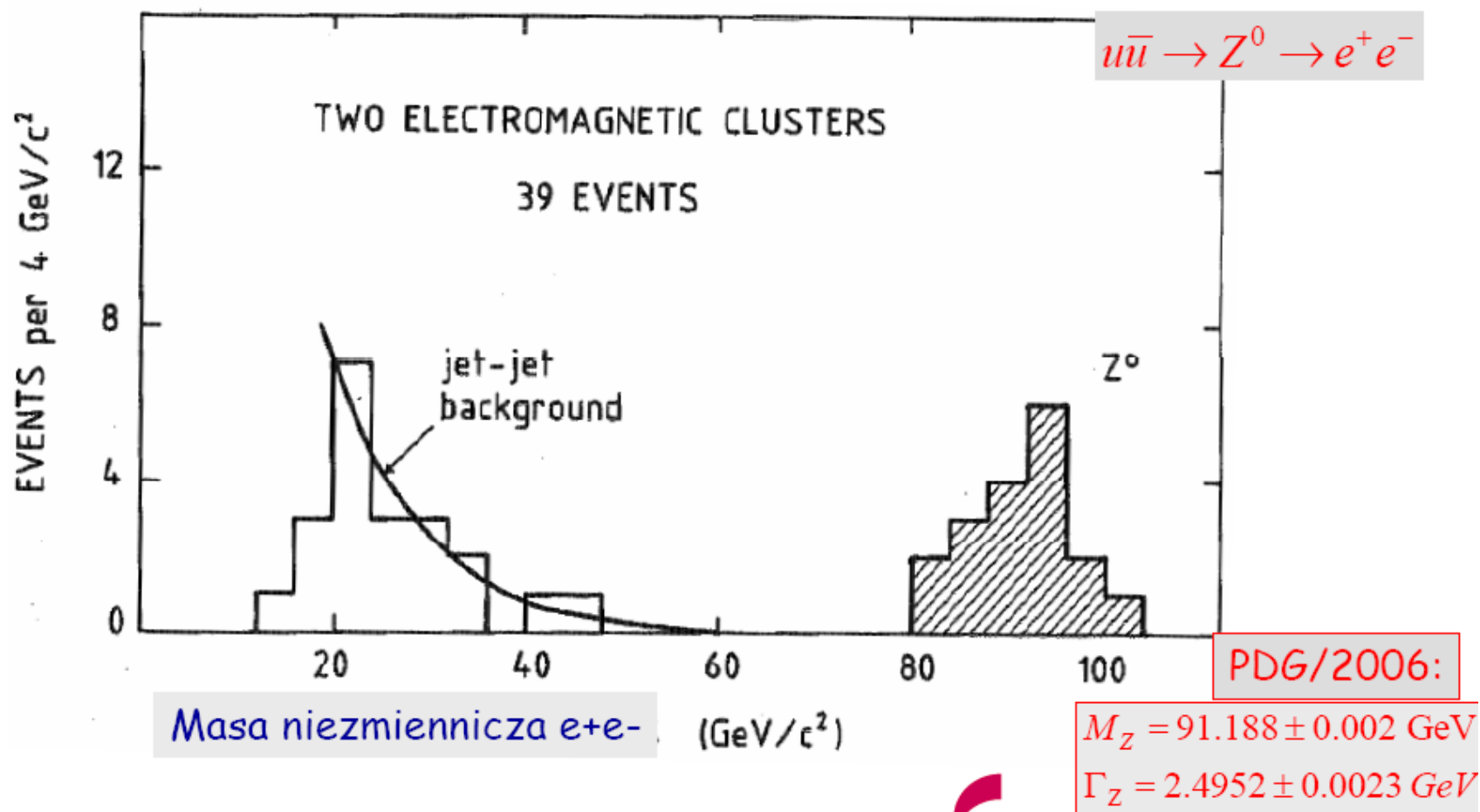
$$Z^0 \rightarrow \tau^+ + \tau^-$$

$\searrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau \quad \searrow \nu_\tau + \text{hadrony}$

duże pędy poprzeczne



Wyniki UA1 - rozpady Z^0



D. Kiełczewska, wykład 5

czas życia: $\tau = 2.6 \cdot 10^{-25} \text{ s}$

Wyniki UA1

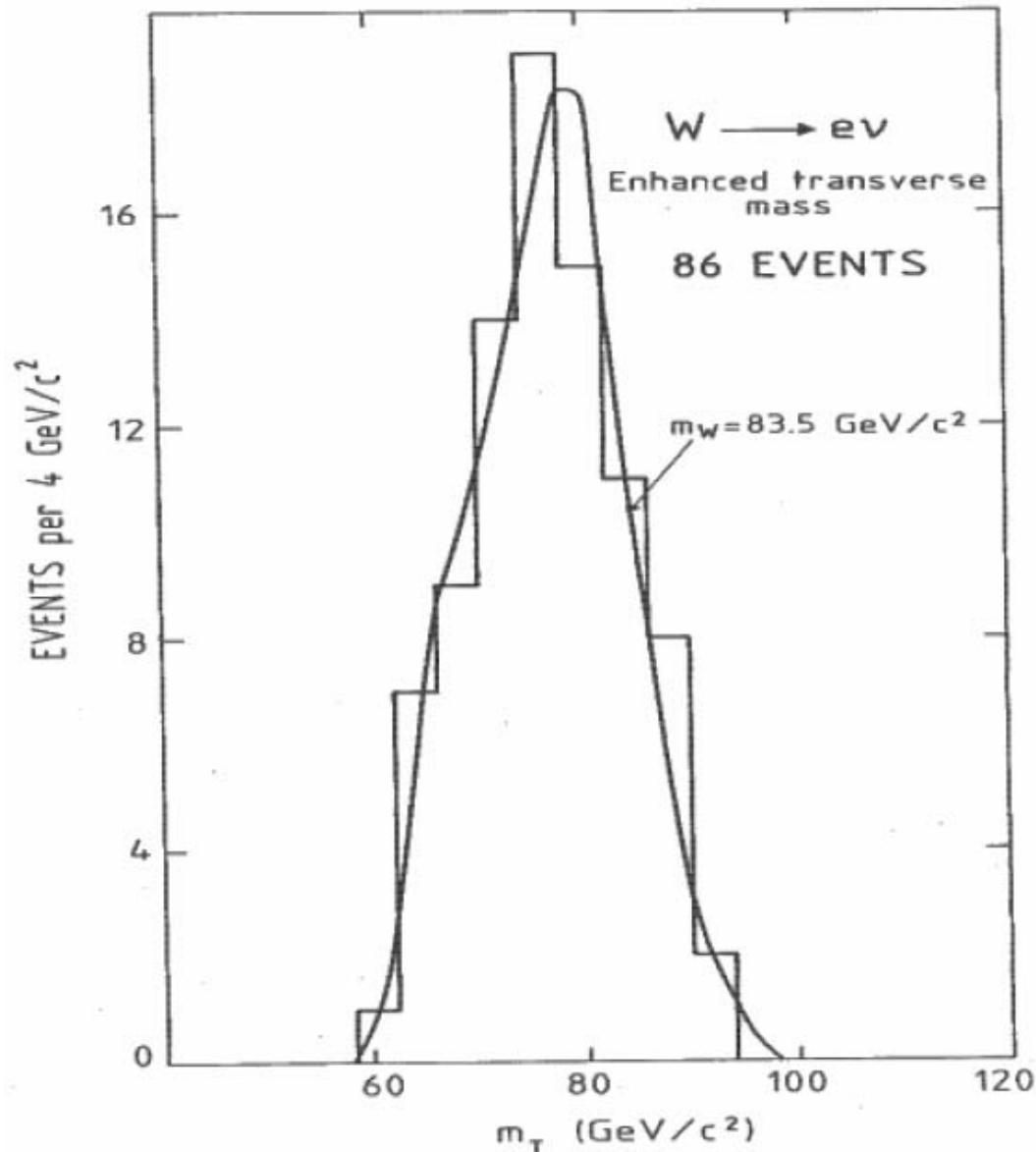
$$u\bar{d} \rightarrow W^+ \rightarrow e^+ \nu_e$$

niezachowanie
pędu poprzecznego

$$M_W = 80.423 \pm 0.039 \text{ GeV}$$

$$\Gamma_W = 2.118 \pm 0.042 \text{ GeV}$$

czas życia: $\tau = 3.1 \cdot 10^{-25} \text{ s}$



Masa W w detektorze OPAL (LEP)

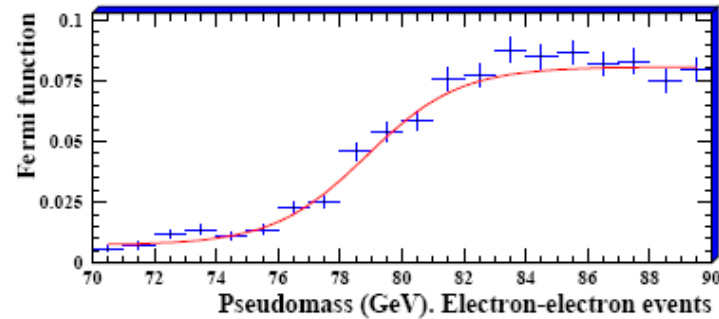


Fig. 1: Fit to the pseudomass distribution generated with a W mass of 80.33 GeV at a center-of-mass energy of 189 GeV. The crosses correspond to the Monte Carlo data and the curve to the Fermi function which fit the pseudomass. The distribution contains the information which comes from electron-electron events only.

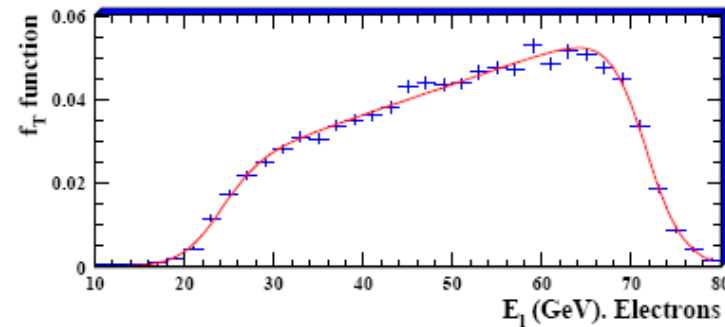


Fig. 2: Fit to the leptonic energy distribution generated with a W mass of 80.33 GeV at a center-of-mass energy of 189 GeV. The crosses correspond to the Monte Carlo data and the curve to the total function (Two Fermi functions and a linear) which fit the leptonic energy. The distribution contains electrons only.