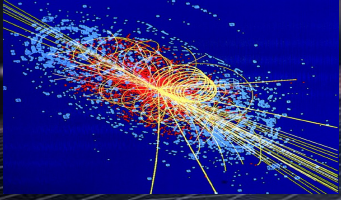


Wszechświat cząstek elementarnych



WYKŁAD 9

Maria Krawczyk, Wydział Fizyki UW

21.IV.2010

Teoria cząstek elementarnych- opis zdarzeń
Rachunek zaburzeń i nieskończoności
Renormalizacja
Prawdopodobieństwo procesów
dla dużych energii
i konieczność istnienia cząstki Higgsa

Teoria cząstek elementarnych – opis zdarzeń

- Występują efekty relatywistyczne i kwantowe. Procesy powstawania i znikania cząstek, oraz ich mieszania i rozpady → opis w ramach **Kwantowej Teorii Pola**

(Quantum Field Theory QFT)

- Technika obliczeniowa QFT
 - rachunek zaburzeń: drzewa (tree) i pętle (poprawki kwantowe)
 - język obrazkowy (diagramy Feynmana)

Teoria cząstek elementarnych

- 1948 – nowa faza mechaniki kwantowej (kw. teorii pola) precyzyjne pomiary wymagały precyzyjnych obliczeń
→ powstała wygodna **metoda Feynmana**:
- Metoda Feynmana: diagramy i reguły Feynmana-
to dziś uniwersalne narzędzie fizyki cząstek
pierwsze zastosowanie w elektrodynamice kwantowej (QED)
- QED opisuje oddz. elektronów z fotonami; ALE trudności bo poprawki kwantowe - **nieskończone**. Sposób obejścia
→ **procedura renormalizacji**
- Oddziaływania słabe – jeszcze większe TRUDNOŚCI.
Propozycja: **nowe oddziaływanie, nowe cząstki** →
teoria oddz. elektroślabych z bozonami W/Z i cząstką Higgsa renormalizowalna (podlegająca procedurze renormalizacji)
- Nagroda Nobla: Glashow, Salam, Weinberg 1979 (W/Z)
t'Hooft, Veltman 1999 (renormalizowalność)

Teoria relatywistyczna

(szczególna teoria względności)

- Najbardziej bezpośredni przejaw efektów relatywistycznych w fizyce cząstek elementarnych to czas życia cząstek – dłuższy, jeśli cząstka się porusza (*jest to tzw. dylatacja czasu*)
Miony, które powstają w górnych warstwach atmosfery docierają na powierzchnię Ziemi tylko dzięki wydłużonemu czasowi życia (inaczej przebyłyby tylko ok. 660 m).

Podobny efekt - skrócenie (długości) Lorentza

- Istotna rola pomiaru → transformacja Lorentza wiąże pomiary w różnych układach odniesienia (analog transf. Galileusza)
Szczególna teoria względności Einsteina opiera się o postulaty:
 - Niezmiennicości relatywistycznej względem zmiany układu odniesienia (dla układów poruszających się ze stałą prędkością)
 - Stałą prędkość światła w układach odniesienia poruszających się ze stałą prędkością względem siebie (*bardzo nieintuicyjne*)

Niezmienniczość Lorentza, niezmienniczość Poincare

- Niezmienniczość praw względem obrotów i zmiany układu odniesienia (poruszających się ze stałymi prędkościami) → niezmienniczość Lorentza

Niezmienniczość Lorentza plus niezmienniczość względem przesunięć w czasie i przestrzeni → niezmienniczość Poincare

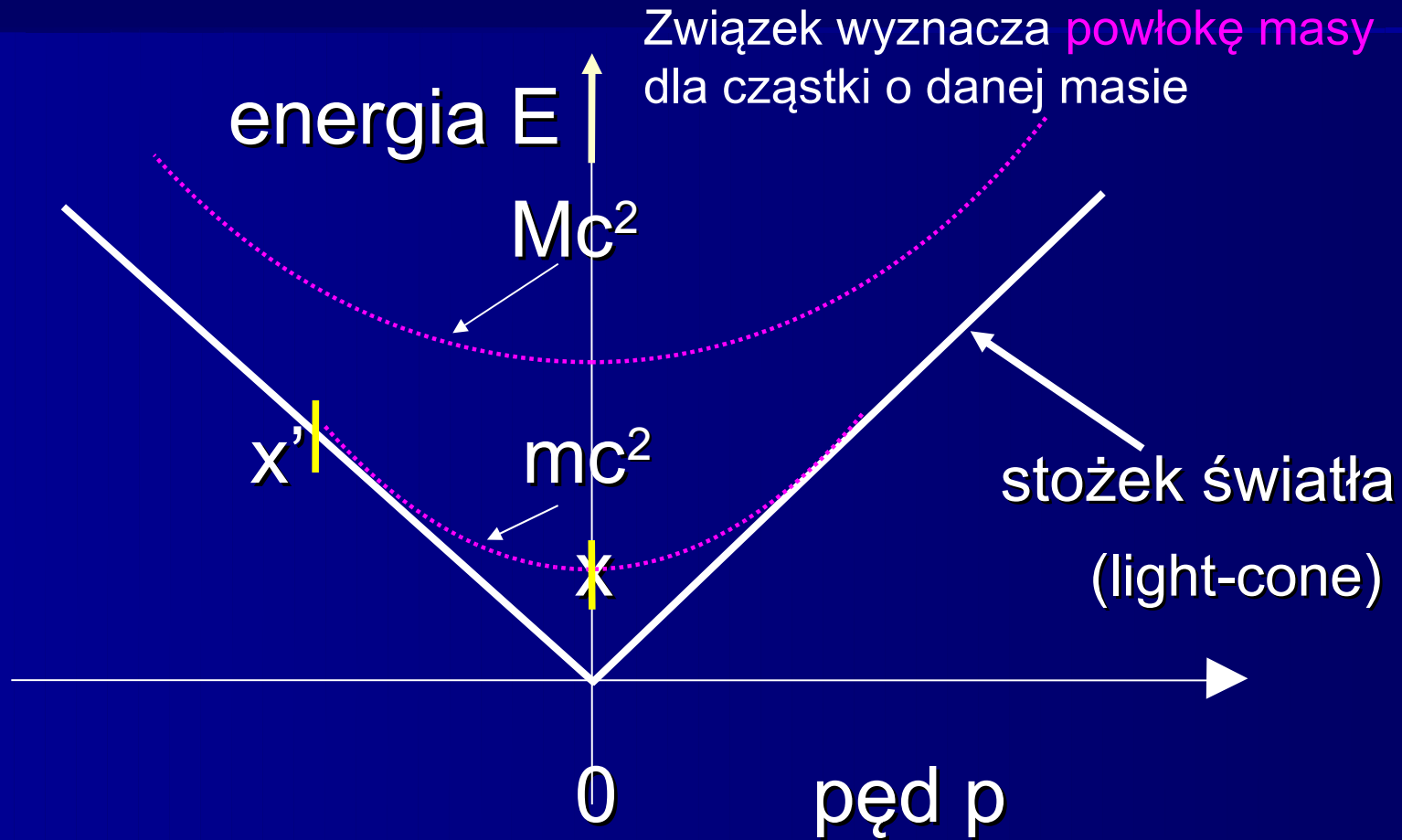
NIE WSZYSTKO JEST WZGLĘDNE!!

Jeśli proces fizyczny jest zabroniony w jakimś układzie odniesienia to jest zabroniony w każdym układzie, np rozpad cząstki

- Do opisu nieraz wygodny pewien konkretny układ

Energia i pęd dla cząstki swobodnej

$$E = c\sqrt{p^2 + m^2c^2}$$

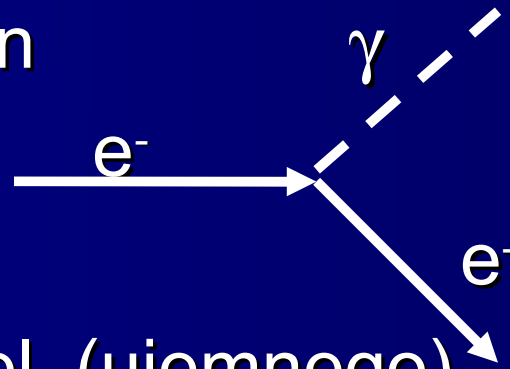


zmiana układu odniesienia: $x \rightarrow x'$
(cząstka na **powłoce masy**)

Diagramy Feynmana - pętle

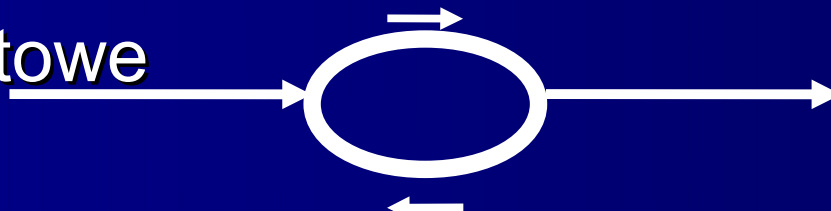
- Diagramy – cząstki reprezentujemy przez linie a akt oddziaływania przez punkt przecięcia (wierzchołek)

- Emisja fotonu przez elektron
(diagram drzewowy)



strzałki – tu przepływ ład. el. (ujemnego)

- Poprawki kwantowe
to np. pętle



Zasada zachowania energii i pędu

- Dla wszystkich procesów rozpadów i rozpraszania cząstek spełniona jest zasada zachowania energii i pędu
- Dla swobodnego elektronu proces $e \rightarrow e \gamma$ nie może być zrealizowany. Dlaczego?
Spoczywający elektron ma najniższą możliwą energią, po emisji fotonu nie może mieć mniejszej.
A jeśli w jednym układzie jest to niemożliwe to w innym układzie też nie jest możliwe

Jest to możliwe dla elektronu w atomie, bo elektron przechodzi do niższego stanu. W materii emisja fotonów też jest możliwa \rightarrow promieniowanie hamowania (bremsstrahlung)

- Dla swobodnego fotonu rozpad $\gamma \rightarrow e^+e^-$ też nie jest możliwy, bo obserwator lecący w kierunku fotonu widzi foton o niższym pędzie (czyli energii, bo $E=pc$).

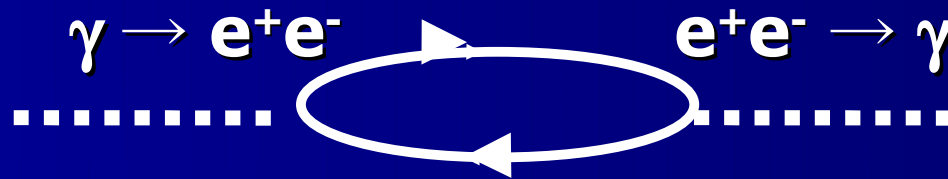
Ale w pobliżu jądra – może

Linie wewnętrzne w diagramach

Mechanika kwantowa pozwala na istnienie cząstek z niedostępnymi energiami (tzn. niezgodnymi z zasadami zachowania), ale przez krótki czas zgodnie z

zasadą Heinsenberga: $\Delta E \sim 1/\Delta t$

Np. elektrony mogą mieć zerową, ujemną energię lub bardzo dużą energię. Wtedy procesy kreacji i anihilacji par możliwe → a więc i np. pętle



Cząstki wirtualne to są cząstki dla których $E^2 \neq p^2 + m^2$ ($c=1$) (cząstki „poza powłoką masy”) - istnieją krótko i nie są obserwowane bezpośrednio

Cząstki wirtualne

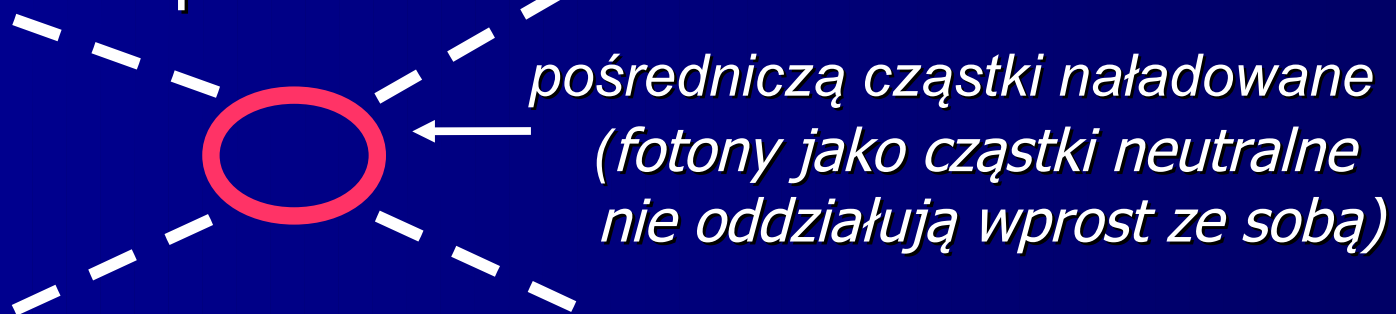
Przykład: W zderzeniu dwóch cząstek **a, b** produkowane są dwie cząstki **c, d**: $a+b \rightarrow c+d$



Dzięki cząstkom wirtualnym:

- uwzględniamy interferencję (jeśli w zderzeniu ab produkcja cd możliwa jest na dwa sposoby to jak przechodzenie światła przed dwie szczeliny)
- możliwe jest rozpraszanie światła na świetle

$\gamma \gamma \rightarrow \gamma \gamma$



Amplitudy prawdopodobieństwa i prawdopodobieństwa procesów

- Jeżeli znamy własności cząstek i sprzężeń możemy obliczyć prawdopodobieństwa procesów
- Cząstki początkowe wytwarzamy lub przygotowujemy ale końcowe możemy tylko obserwować
- Interferencja: z określonego stanu początkowego do określonego stanu końcowego na wiele sposobów (*kanały procesu*) -wiele diagramów należy uwzględnić
(→ **suma amplitud prawdopodobieństwa**
nie samych prawdopodobieństw)

Pytanie: który konkretnie proces się zdarzył – to jak pytanie którą szczeliną przeszedł foton ...

Nieskończoności

- Opis procesu: uwzględniamy wszystkie możliwe diagramy (procesy) pozwalające na przejście od stanu początkowego do stanu końcowego.
- Występują cząstki wirtualne o różnych energiach, w tym z dowolnie wielkimi energiami. Sumowanie po wkładach od takich cząstek może prowadzić do nieskończonego prawdopodobieństwa badanego procesu.
- Pytanie: czy wkłady od takich procesów z wirtualnymi cząstkami daleko poza powłoką masy są jakoś tłumione? Nierzaz nie są ...

Tłumienie wkładu od pętli

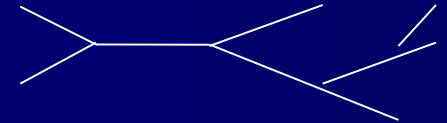
- Zwykle tłumienie większe dla cząstek bardziej wirtualnych (*bardziej poza powłoką masy*)
- Tłumienie zależy od typu cząstki, szczególnie istotny jest spin cząstki wirtualnej
(W procesach zachowuje się całkowity moment pędu: jeżeli w stanie początkowym występuje cząstka ze spinem, to w stanie końcowym wystąpi cząstka ze spinem albo cząstki bezspinowe ale ze wzajemnym momentem pędu)
- Im spin większy tym mniejsze tłumienie dla dużych wirtualności → **problemy z cząstkami ze spinem 1**
- Tłumienie zależy też od typu sprzężenia

Kasowanie się nieskończoności

- Problem z fotonem ? – nie, bo nieskończone wkłady od różnych diagramów QED kasują się, co wykazali w 1948 Feynman, Tomonaga, Schwinger (Nobel 1964)
- QED prowadzi do skończonych przewidywań i to bardzo precyzyjnych przewidywań – np. dla anomального momentu magnetycznego mionu
- Dla oddziaływań słabych w bozonami W i Z (też spin 1) – problem jest większy, ale uwzględnienie nowych oddziaływań i nowych diagramów pomaga

Rachunek zaburzeń

- Przewidywania teoretyczne dla określonego procesu: musimy sumować wkłady, w tym z większą liczbą wierzchołków



- Ale to jest nieskończony szereg...
- W wielu wypadkach nie musimy sumować do końca – np. w QED mała stała sprzężenia

$$\alpha = e^2 / (4 \pi) \sim 1/137$$

i następny człon w szeregu prop. do α^2 – mały $\sim 1\%$

- Rachunek zaburzeń (r.perturbacyjny) - im więcej wyrazów w szeregu uwzględnimy (wyrazów wyższego rzędu w stałej sprzężenia) tym większa precyzja przewidywań teorii

Przykład: Anomalny moment magnetyczny mionu (lub $g-2|_\mu$) wg. Jegerlehner, Eidelman, J. Miller 2006-7

Dla cząstki fund. o spinie 1/2 najprostszy akt oddziaływania z polem e-m $\rightarrow g=2$

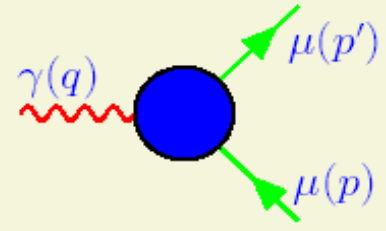
$(g-2)_\mu$

① The Anomalous Magnetic Moment of the Muon

$$\vec{\mu} = g_\mu \frac{e\hbar}{2m_\mu c} \vec{s} ; \quad g_\mu = 2 (1 + a_\mu)$$

Dirac: $g_\mu = 2$, a_μ muon anomaly

Stern, Gerlach 22: $g_e = 2$; Kusch, Foley 48: $g_e = 2 (1.00119 \pm 0.00005)$



$$= (-ie) \bar{u}(p') \left[\gamma^\mu F_1(q^2) + i \frac{\sigma^{\mu\nu} q_\nu}{2m_\mu} F_2(q^2) \right] u(p)$$

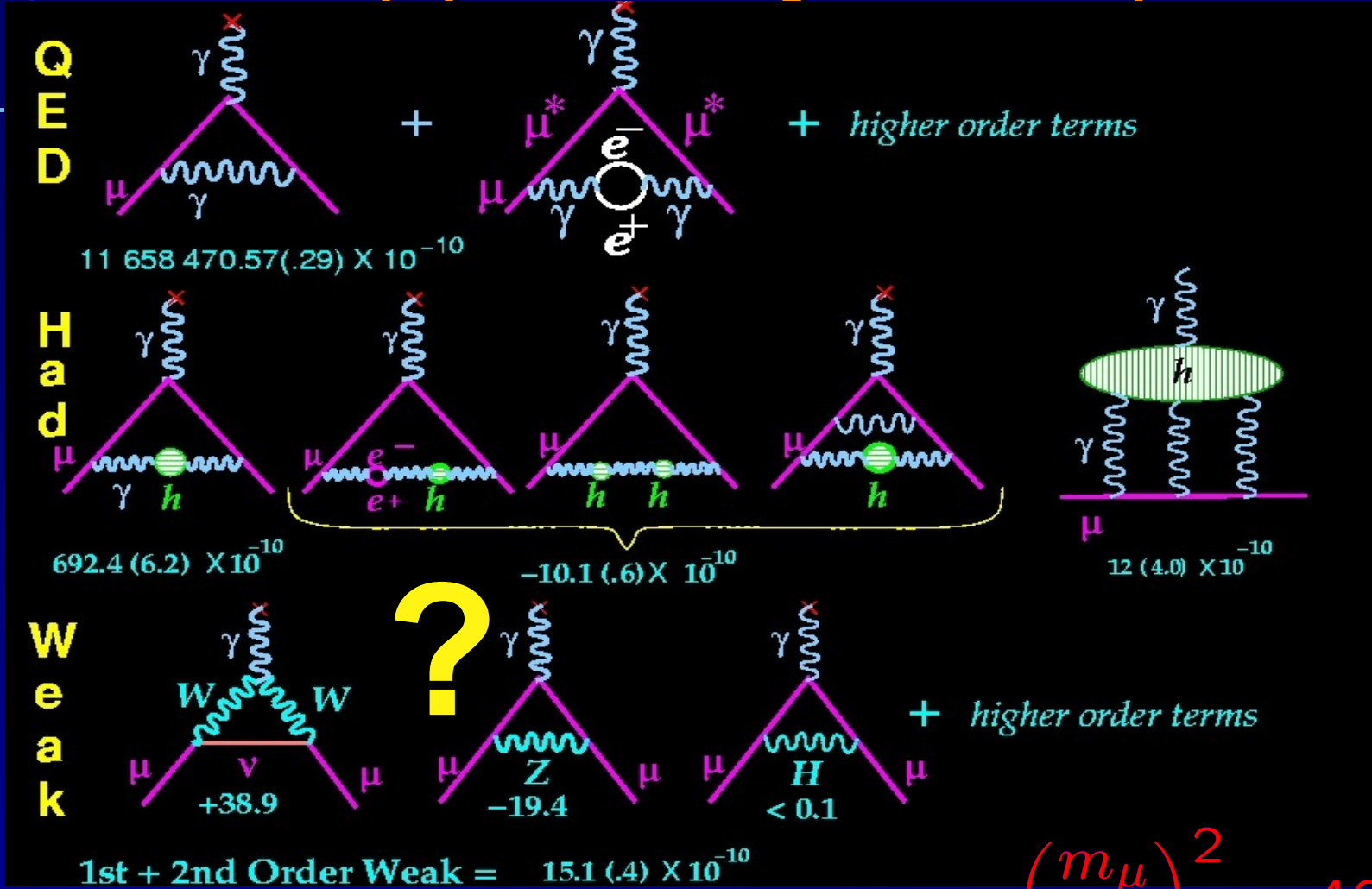
$$F_1(0) = 1 ; \quad F_2(0) = a_\mu$$

a_μ responsible for the Larmor precession
directly proportional at magic energy ~ 3.1 GeV

CERN, BNL g-2 experimen

$$\vec{\omega}_a = \frac{e}{m} \left[a_\mu \vec{B} - \left(a_\mu - \frac{1}{\gamma^2 - 1} \right) \vec{\beta} \times \vec{E} \right]_{E \sim 3.1 \text{ GeV}} \text{ at "magic } \gamma \text{"} \simeq \frac{e}{m} \left[a_\mu \vec{B} \right]$$

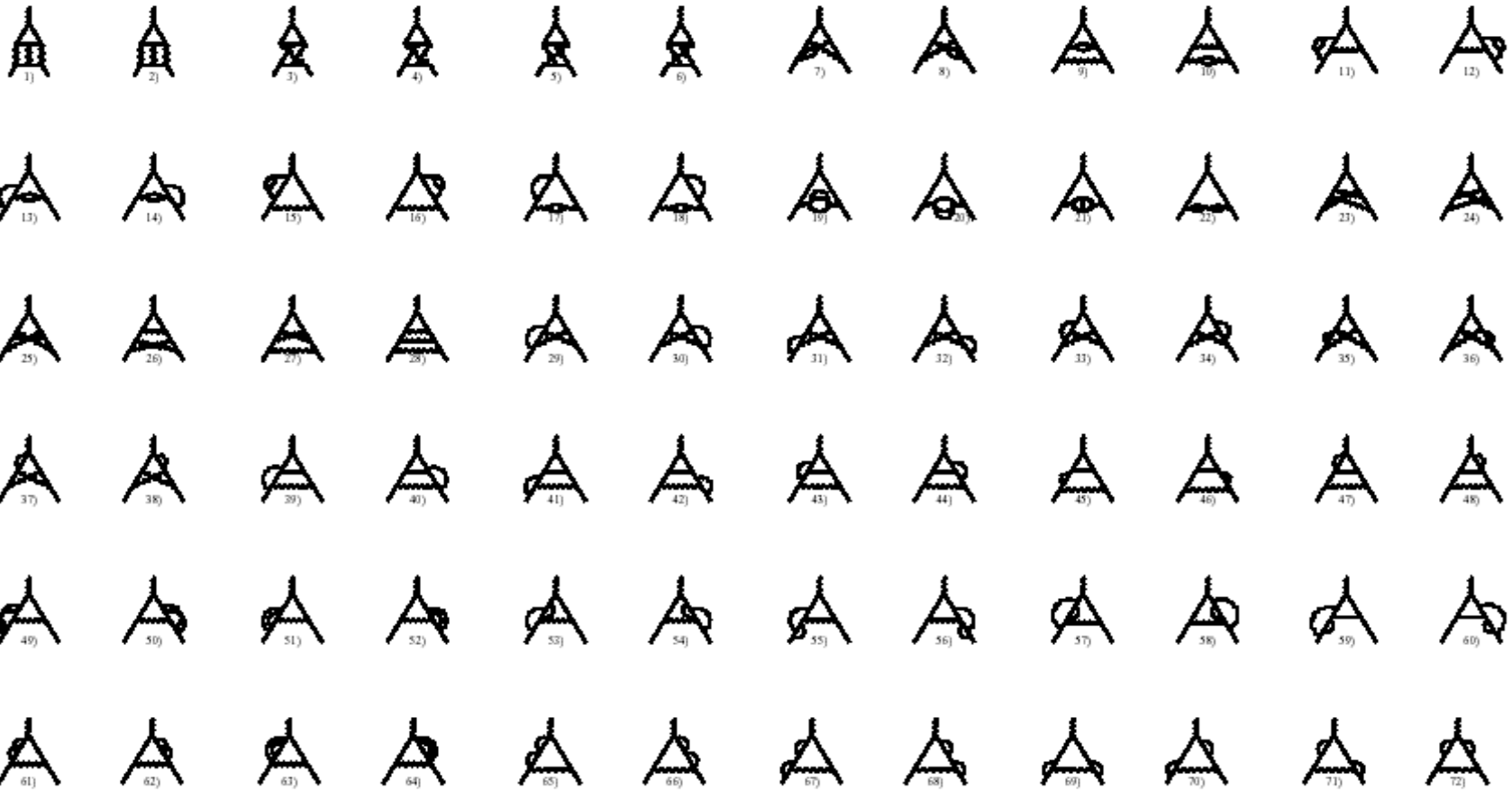
Model Standardowy: wkłady QED, od hadronów (h) i oddziaływań EW (W/Z i H)



e vs. μ : relative contribution of heavier things $\left(\frac{m_\mu}{m_e}\right)^2 \simeq 40,000$

3 rd order QED contributions

3-i rząd szeregu perturbacyjnego QED dla $g=2$



QED Contribution a_μ^{QED}

$$\begin{aligned} a_\mu^{\text{QED}} \cdot 10^{10} &= \sum C_i \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^i = & 11614097.3 \text{ (1-loop)} \\ &+ & 41321.8 \text{ (2-loop)} \\ &+ & 3014.2 \text{ (3-loop)} \\ &+ & 38.1 \text{ (4-loop)} \\ &+ & 0.4 \text{ (5-loop)} \end{aligned}$$

Terms up to α^3 are known analytically, a recent more accurate numerical calculation of the α^4 terms and the leading $\log \alpha^5$ terms gave (T. Kinoshita and M. Nio, 2005; A.L. Kataev, 2006):

$$a_\mu^{\text{QED}} = (116584719.4 \pm 1.4) \cdot 10^{-11}.$$

From the latest value of a_e (G. Gabrielse et al., 2006; M. Passera, 2006):

$$\alpha^{-1} = 137.035999710(96), \quad a_\mu^{\text{QED}} = (116584718.09 \pm 0.14 \pm 0.08) \cdot 10^{-11}.$$

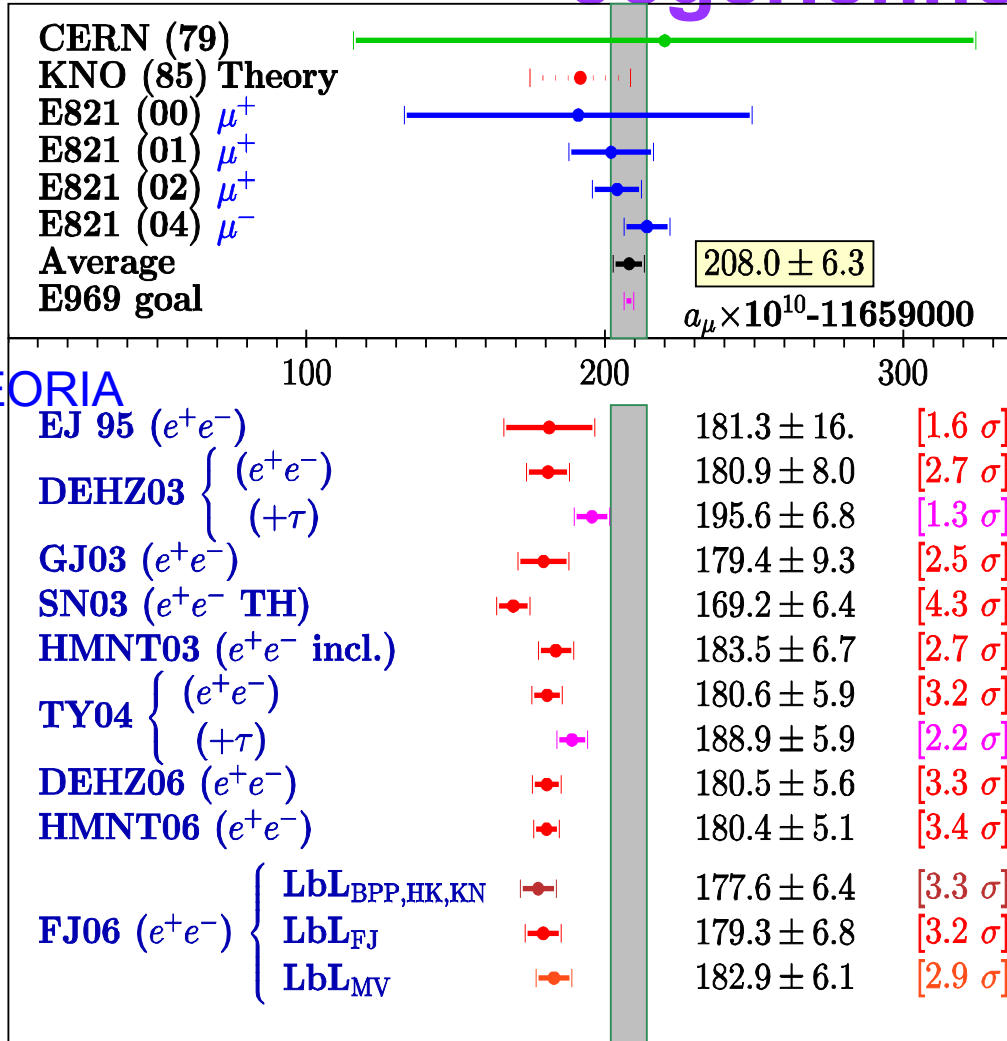
The errors are due to: a/ $\mathcal{O}(\alpha^5)$, b/ α

$g-2|_{\mu}$: dane-teoria (MS)

DANE

Jegerlehner'07

New Physics?

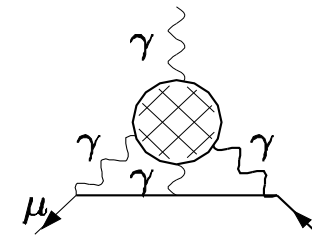
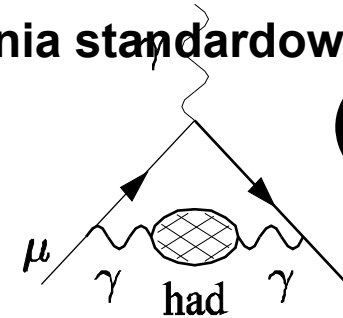


$$\delta a_{\mu} = (287 \pm 91) 10^{-11}$$

niezgodność na poziomie 3.2

odchylenia standardowego

(3.2 σ)



TEORIA

The BNL muon storage ring



www.g-2.bnl.gov

Małe, b. precyzyjne doświadczenie przy niskich energiach - www.g-2.bnl.gov

Kasowanie nieskończoności - idea renormalizacji

- Idea renormalizacji pochodzi od Kramersa (1938) - w QED nieskończoności występują tylko w kilku wyrażeniach, związanych z masą i ładunkiem elektrycznym. Posługując się wielkościami mierzonymi w dośw. pozbywamy się nieskończoności w następujący sposób:

Niech A -wyrażenie dla wielkości fizycznej, poprawka pierwszego rzędu Δ zawiera nieskończony wkład Δ' ,

$$A = e_0(1 + \Delta) + \dots = e_0(1 + \Delta' + \dots)(1 + \Delta'' + \dots) = e_{\text{fiz}}(1 + \Delta'' + \dots),$$

czyli przewidywania dla wielkości fiz. A skończone (Δ'' - skończone)

(+... wyrazy wyższego rzędu w ładunku elektrycznym)

Przykład: nieskończoności nie ma w końcowych wyrażeniach dla anormalnego momentu magnetycznego mionu ani elektronu. Występują na etapach pośrednich i są takie same w wyrażeniach dla ładunku elektrycznego jak i mom. magn. Możemy wyrazić jedno przez drugie, a dla ładunku elektrycznego przyjąć wartość doświadczalną...

Renormalizacja - trik bardzo skuteczny

- Ładunek elektryczny jest wolnym (wyjściowym) parametrem QED, masa elektronu m_e – też.
- Teoria nie przewiduje wartości tych parametrów → możemy w nich ukryć nieskończoności i posługiwać się parametrami fiz. mierzonymi w doświadczeniu np. e_{fiz}
- Jeżeli nieskończoności tylko w wyrażeniach dla wolnych parametrów teorii → **teoria renormalizowalna**
- Tak skonstruowana teoria QED w bardzo dobrej zgodności z danymi *(porównaj np. wyniki dla g-2)*

Nierenormalizowalność

- Są teorie z nieskończonościami zawartymi nie tylko w wolnych parametrach
- Długo sądzono, że teorie z cząstkami o spinie 1, ale innymi niż foton, są nierenormalizowalne
- Dziś wiemy, że można mieć renormalizowalne teorie z cząstkami o spinie 1 – o ile są to teorie z cechowaniem (**gauge theories**), dokładnie
→ **teorie nieabelowe (Yanga-Millsa)**
- Grawitacja inna – to teoria z cechowaniem, ale nierenormalizowalna

Przewidywania dla dużych energii

- Źle, jeśli prawdopodobieństwo procesów rośnie z energią, gdyż może przekroczyć 1 (100%)
- Rozpraszanie Comptona – każdy diagram daje wkład rosnący z energią, ale suma diagramów – OK (kasowanie)
- Kasowanie wynika ze struktury teorii (symetria cechowania)

Obliczenia prawdopodobieństw-reguły Feynmana

Reguły gry (reguły Feynmana)

Każdej linii i wierzchołkowi w diagramach Feynmana przypisujemy określony **czynnik**. Tu śledzimy tylko energię E .

Linie:

- Wchodzący lub wychodzący foton (w danym procesie) (i każda cząstka wektorowa o **spinie 1**) – czynnik E
Foton wirtualny – czynnik 1
- Wchodząca lub wychodząca cząstka o **spinie $\frac{1}{2}$** - czynnik \sqrt{E} , wirtualna cząstka o spinie $\frac{1}{2}$ - czynnik $1/E$
- Wchodząca lub wychodząca cząstka o **spinie 0** - czynnik 1, wirtualna cząstka o spinie 0 - czynnik $1/E^2$

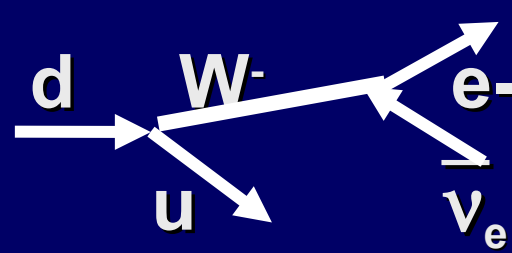
Wierzchołki:

- Ale są jeszcze **dodatkowe czynniki** wynikające ze sprzężeń, np. wirtualny W sprzęgający się do dwóch rzeczywistych (na powłoce masy) cząstek z obu końców – czynnik $1/E^2$

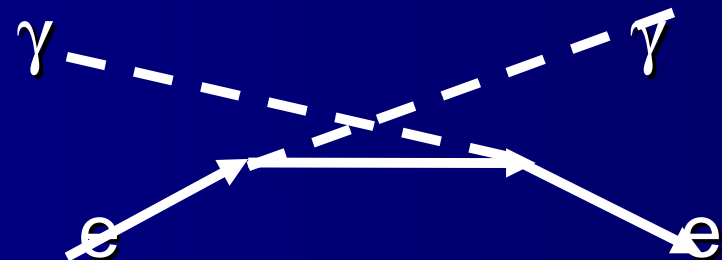
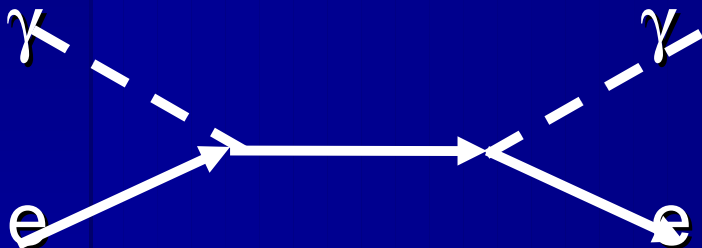
Mnożymy czynniki \rightarrow **amplituda prawdopodobieństwa A**
(prawdopodobieństwo = $|A|^2$)

Rozpad $d \rightarrow u e \bar{\nu}_e$

Oddziaływania elektrosłabe (EW)



- W jest bardzo masywne (80.4 GeV), więc w tym rozpadzie kwarku d (masa $\sim \text{MeV}$) bozon W jest bardzo wirtualny, daleko poza powłoką masy (rozpad $d (W^-)$ i rozpad $\bar{d} (W^+)$)
- W ma spin 1 \rightarrow kłopoty z renormalizowalnością ?
- Aby dokładnie przedyskutować ten problem najpierw przeanalizujemy rozpraszanie Comptona (dwa diagramy) $\gamma e \rightarrow \gamma e$ (QED)



Gramy: proces Comptona w oparciu o reguły Feynmana

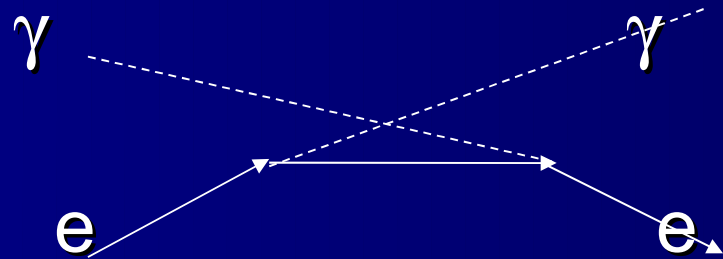
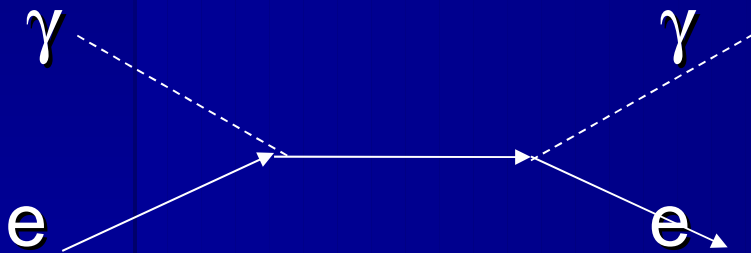
Dla tego procesu amplituda rośnie z energią jak

$$E^2 (\sqrt{E})^2 \frac{1}{E} = E^2$$

(zaś prawdopodobieństwo E^4)

Złe zachowanie każdego z diagramów, ale w sumie (dodajemy amplitudy!) kasują się te wkłady i uzyskany wynik jest niezależny od energii

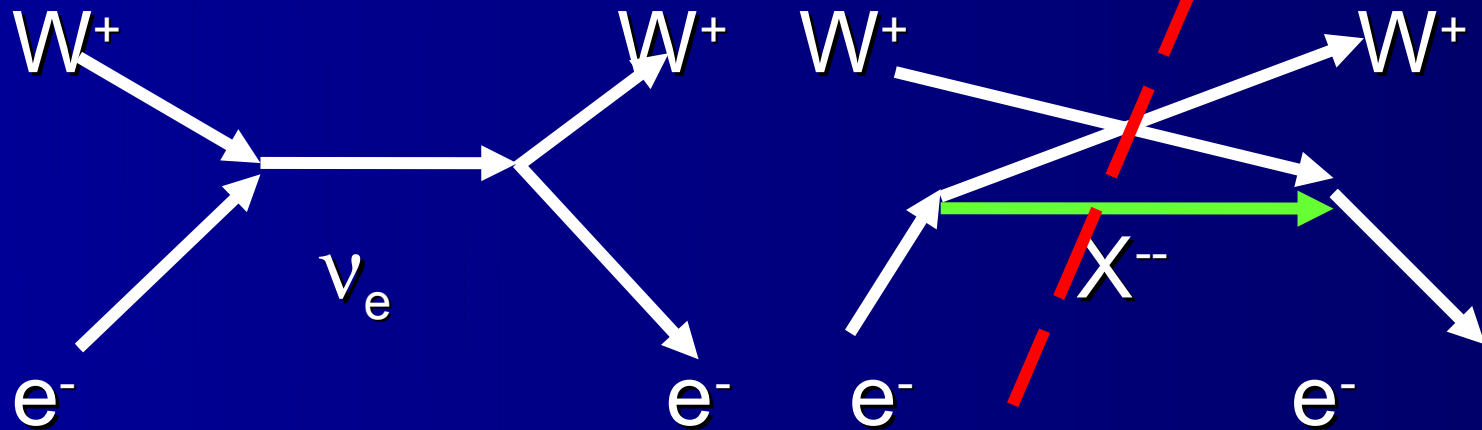
$$\gamma e \rightarrow \gamma e$$



Rozpraszanie bpzpnów W

Tu strzałki na liniach
oznaczają pędy

- Zastępując γ przez W



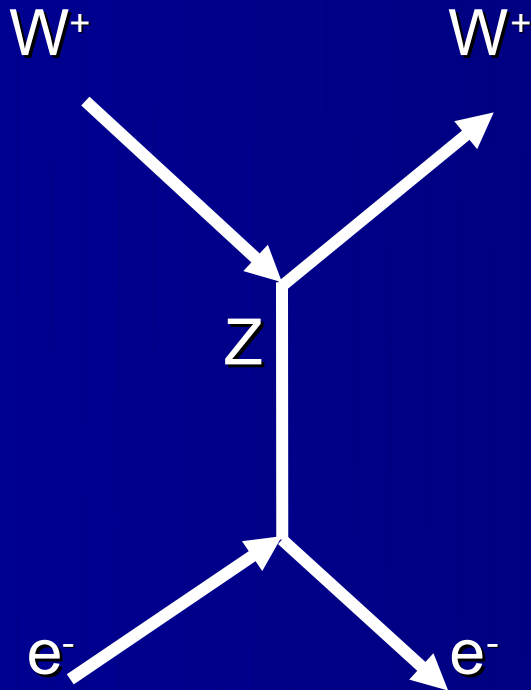
Zachowanie ładunku: X^{--} podwójnie naładowana cząstka:

ale taka cząstka nie istnieje!

Zachowanie złe (amplituda): $E^2 (\sqrt{E})^2 1/E = E^2$

Neutralny bozon Z konieczny!

- Uwzględniając diagram z bozonem Z



Zachowanie $E^2 (\sqrt{E})^2$ (**wierzchołek $WWZ \sim E$**)/ $E^2 = E^2$, i dobry znak sprzężenia WWZ – kasowanie jak dla procesu Comptona !

Cena za dobre zachowanie z E: nowa cząstka bozon Z z określonym oddziaływaniem

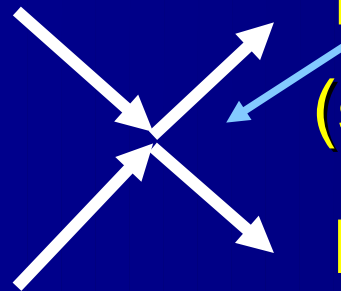
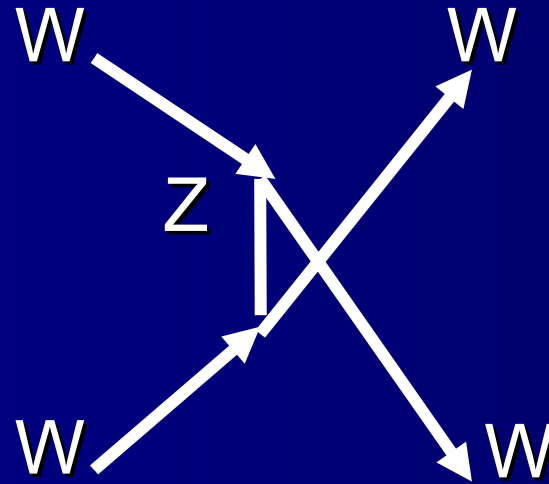
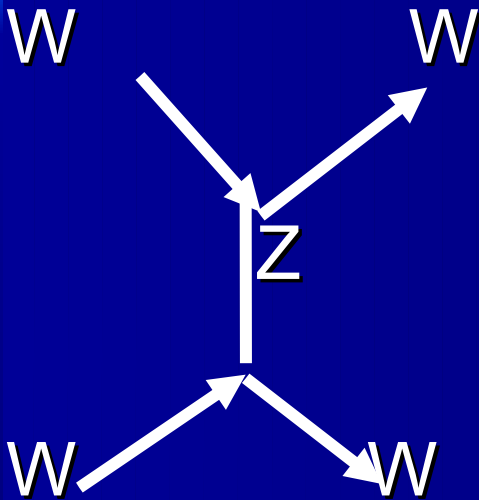
Znaleziono ją – to bozon Z !

→ sukces teorii

Rozpraszanie bozonów W na sobie

$\sim E^4$ (bo $E^4 E^2/E^2$) - coraz gorzej...

- Procesy z samymi bozonami W : $WW \rightarrow WW$



Nowy typ procesu
(samoodziaływanie bozonów W)

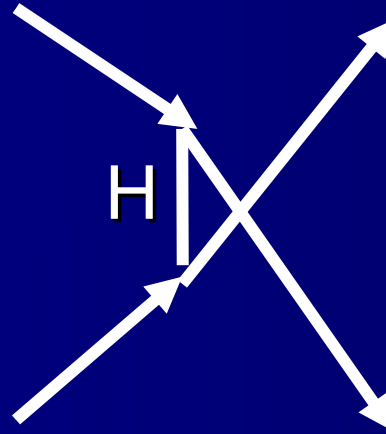
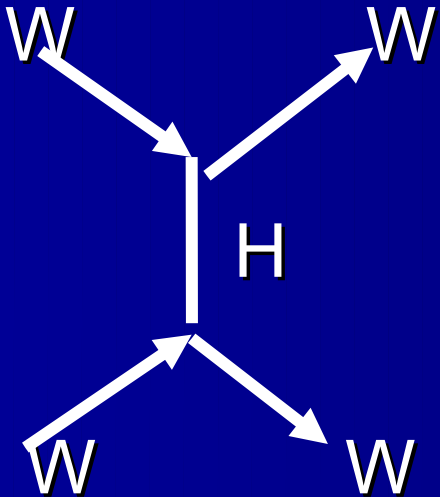
kasowanie E^4 ale nie E^2

Człon E^2 to w istocie to człon $E^2 M^2$ - uwaga: potrzebna cząstka Higgsa!

- Z analizy wymiarowej wynika, że w amplitudzie pozostają człony typu $E^2 M^2$
(M- masa bozonów W lub Z)
- Musimy jeszcze dodać jakiś wkład tak aby te człony usunąć: najprostsz diagram z wymianą cząstki o spinie 0 sprzęgającej się odpowiednio do W i Z
(bozon H)

Rozpraszanie bozonów W na sobie

- wkład od H:



Sprzężenia proporcjonalne do mas cząstek do których H się sprzęga → **dobre zachowanie dla procesu $WW \rightarrow WW$ ($i ZZ \rightarrow ZZ, WZ \rightarrow WZ$)**

Koniec?

- Konieczność istnienia cząstki H - sprzęga się do każdej cząstki masywnej
- Nie znaleziona dotychczas
- Oczekujemy: masa ok. 100 – 200 GeV
- Teoria oddziaływań EW –renormalizowalna, tylko H potrzeba i zamykamy teorię (Model Standardowy)

Generacja masy?

- Ponieważ H sprzęga się do masy zakłada się powszechnie, że cząstka Higgsa jest również związana z generacją mas cząstek

Spontaniczne łamanie symetrii → przewidywania dotyczące cząstki H identyczne jak z tej analizy prawdopodobieństw dla rozpraszania $WW \rightarrow WW$

- Masy- więc oczekiwany związek z grawitacją (i strukturą Wszechświata) - o tym później

Samo-oddziaływanie cząstek H

- Dwie cząstki H przyciągają się- mogą powstać stany związane, a pewna część energii ujemna (en. wiązania)
- Stan związany wielu (nieskończenie wielu) cząstek H i całkowita energia ujemna takiego stanu. Jest on rozciągły przestrzennie..
- Takie obiekty mogły powstać na początku Wszechświata, i oddziaływanie grawitacyjne
→ Wszechświat wielkości piłki futbolowej (zakrzywienie Wszechświata)
- Teorie, że Wszechświat był początkowo zakrzywiony w przeciwny sposób i po wystąpieniu stanów H zniesienie krzywizny → dziś Wszechświat płaski

Więcej na następnych wykładach

„The theory ends here” -

Veltman

- Samo-oddziaływanie H proporcjonalne do masy H
- Dla dużych mas (>500 GeV) załamuje się rachunek zaburzeń
- *„The theory ends here. We need help. Experiments must clear up this mess.”*
→ LHC pp,
ILC e^+e^- (PLC $\gamma\gamma$, $e\gamma$)

Problemy Modelu Standardowego

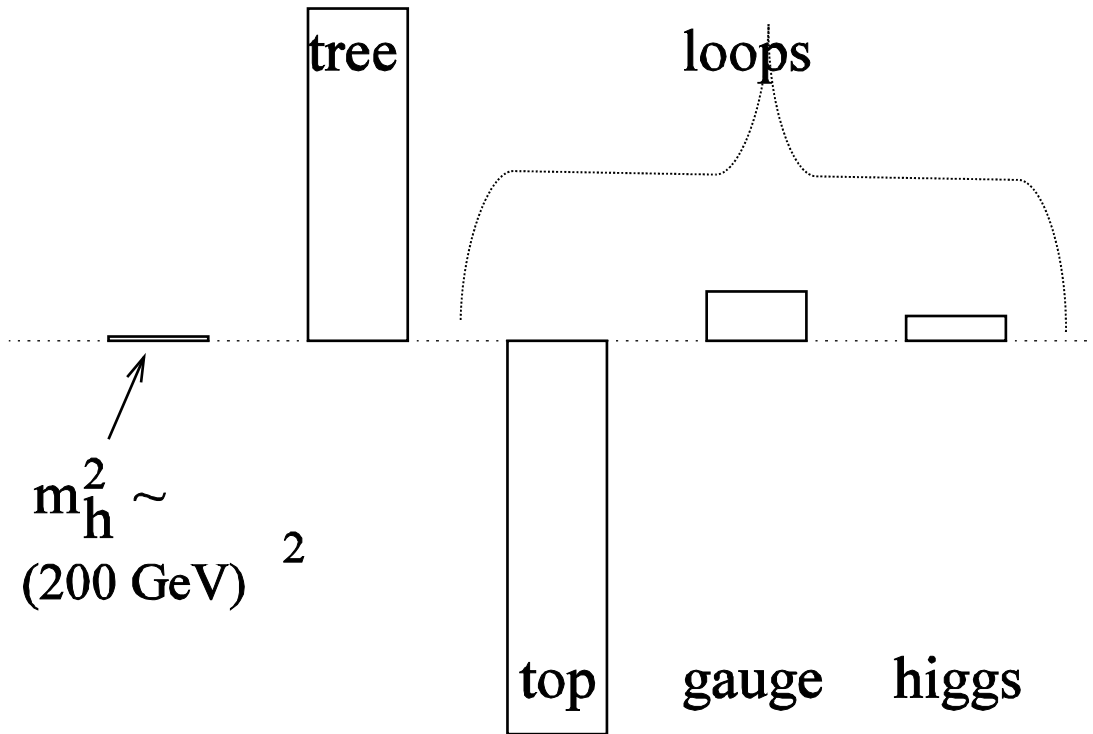
- Wiele parametrow (np. masy)
- Dlaczego trzy rodziny?
- Niezerowa masa neutrin
- **Problem hierarchii (i fine tuning)**, związany z

$$M_H (\sim 100 \text{ GeV}) \ll M_{\text{Planck}} (10^{19} \text{ GeV})$$

- Grawitacja?
- Opisuje 4 % wszechświata – brak kandydatów na ciemną materię

Odstępstwa od Modelu? No, i gdzie jest Higgs?

Fine tuning



Wysokość prostokątów odpowiada wielkości wkładów

Poprawki kwantowe do masy cząstki Higgsa - od pętli z kwarkami (w tym kwarkiem top), z bozonami cechowania W/Z, i z cząstkami Higgsa muszą się bardzo precyzyjnie skracać z wkładem najniższego rzędu (tree), aby uzyskać przewidywanie na masę cząstki Higgsa około 200 GeV (*precyzyjne dopasowanie*)

Pytania do wykładu 9

Czy fakt rozpadu cząstki zależy od układu odniesienia?

Czy cząstka swobodna i cząstka na powłoce masy to to samo?

Dlaczego swobodny pozyton nie może wypromieniować foton i pozostać na powłoce masy?

Co to jest cząstka wirtualna?

Każdemu diagramowi Feynmana odpowiada określona amplituda A prawdopodobieństwa opisującą przejście od stanu początkowego do końcowego. Jeśli kilka diagramów (kanałów procesu) jest możliwych to ile wynosi całkowite prawdopodobieństwo procesu: suma $|A|^2$ czy $|\text{suma } A|^2$?

Czy elektrodynamika kwantowa prowadzi do nieskończonych wyrażeń na etapach pośrednich?

Porównaj wielkości jedno- i dwupętlowej poprawki QED dla anomalnego momentu magnetycznego mionu

Z jaką dokładnością znamy anomalny moment magnetyczny dla mionu (doświadczenie minus przewidywanie teor.)?

Kiedy teoria jest renormalizowalna?

Poprawne zachowanie dla bardzo dużych energii prawdopodobieństwa procesów EW wymaga istnienia cząstki o spinie 0 (skalarnej). Jak taka cząstka sprzęga się do bozonów Z?

Czy wystarczy jedna cząstka Higgsa aby procesy $WW \rightarrow WW$, $WZ \rightarrow WZ$ i $ZZ \rightarrow ZZ$ miały dobre zachowanie dla bardzo dużych energii?