

Symetria CP

- ❖ Symetria CP - przypomnienie z wykładu 5
- ❖ Niezachowanie CP w sektorze mezonów pięknych
- ❖ Dlaczego badanie symetrii CP jest ważne
- asymetria barionowa we Wszechświecie

Dla zainteresowanych

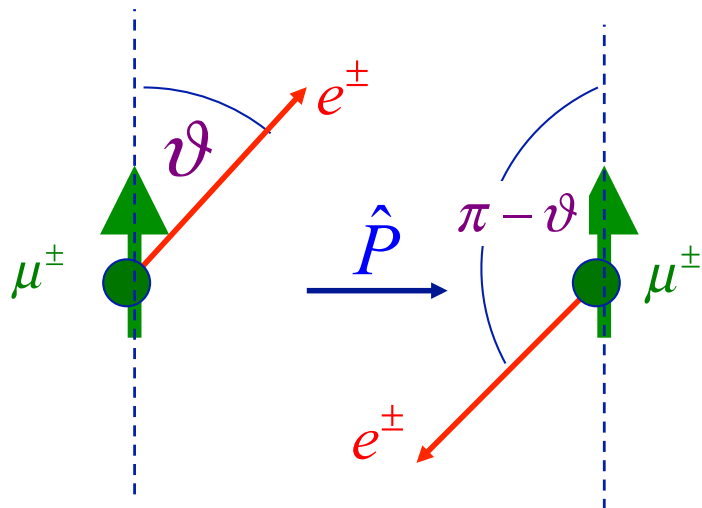
- ❖ Mieszanie K^0
- ❖ Niezachowanie CP w sektorze mezonów dziwnych
- ❖ Oscylacje dziwności

Symetria CP w rozpadach spolaryzowanych mionów

Rozkłady kątowe dla: $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$

$$f_{\pm}(\vartheta) = \text{const} \left(1 + \frac{\alpha_{\pm}}{3} \cos \vartheta \right) \quad \boxed{\alpha_- = -\alpha_+ = -1,00 \pm 0,04}$$

⇒ C nie jest zachowane.



$f_{\pm}(\vartheta) \neq f_{\pm}(\pi - \vartheta)$ ⇒ P nie jest zachowane.

Ale widzimy, że:

$$f_+(\vartheta) = f_-(\pi - \vartheta)$$

Czyli obowiązuje symetria CP

Symetria CP dla neutrin

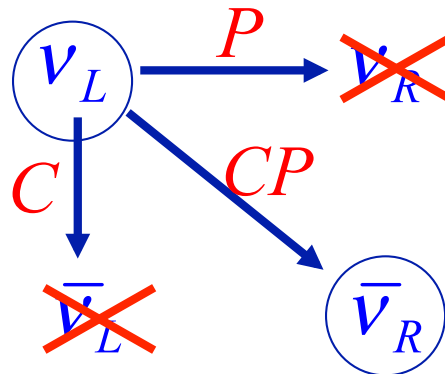
Zgodnie z r-niem Diraca dla cząstek bezmasowych
(albo ultrarelatywistycznych)

$$H = \pm 1$$

$$H = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{s \cdot p}$$

Z doświadczenia: obserwowano tylko
lewoskretne neutrina
i prawoskretne antyneutrina

Działanie transformacji P , C i CP :

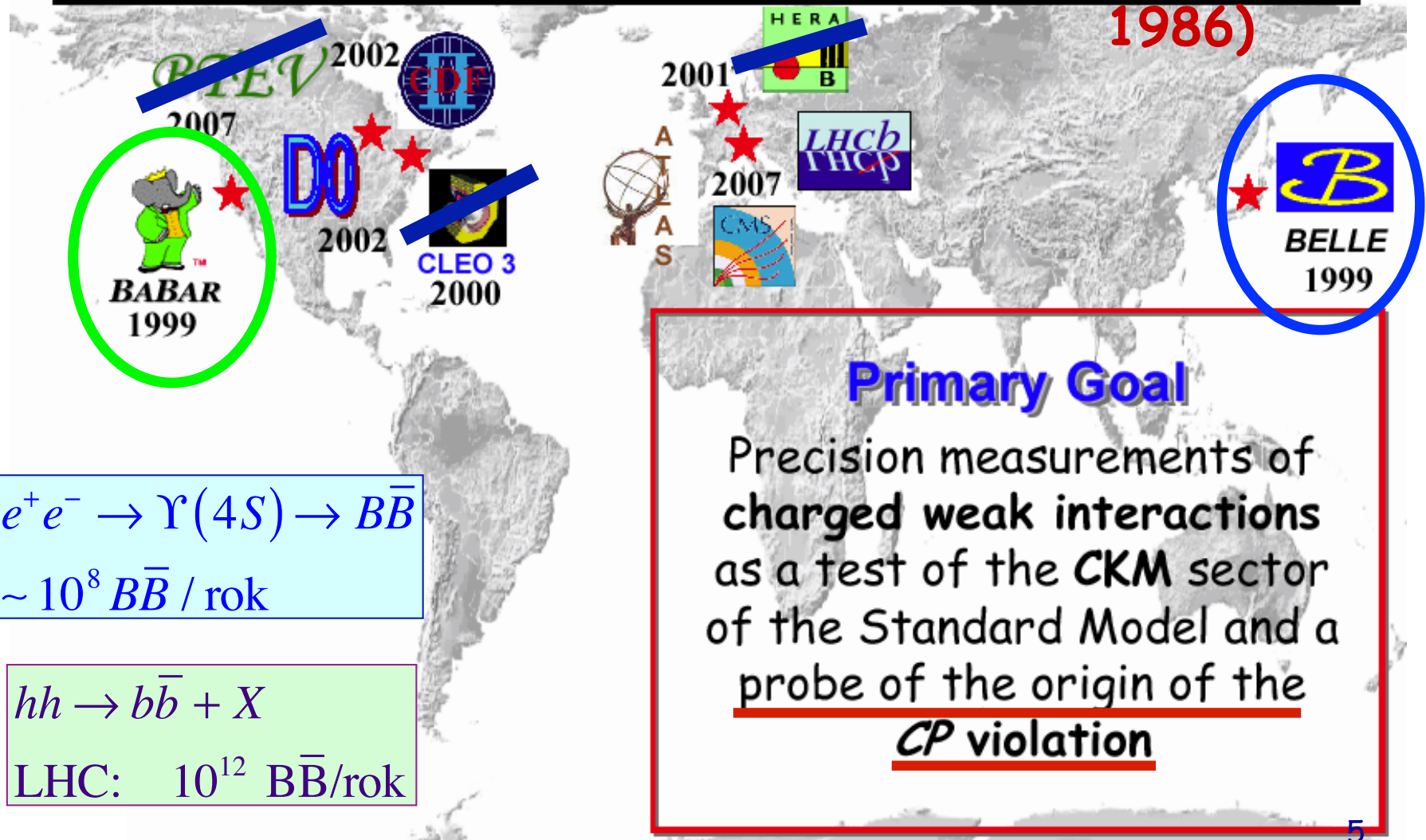


Ale doświadczalnie stwierdzono łamanie symetrii CP

Najpierw w 1963 r bardzo mały efekt w rozpadach K^0
a od kilku lat większ efekty w badaniach mezonów pięknych B

Fabryki mezonów B

Genesis of Worldwide Effort (od 1986)



$$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$$

$$\sim 10^8 B\bar{B} / \text{rok}$$

$$hh \rightarrow b\bar{b} + X$$

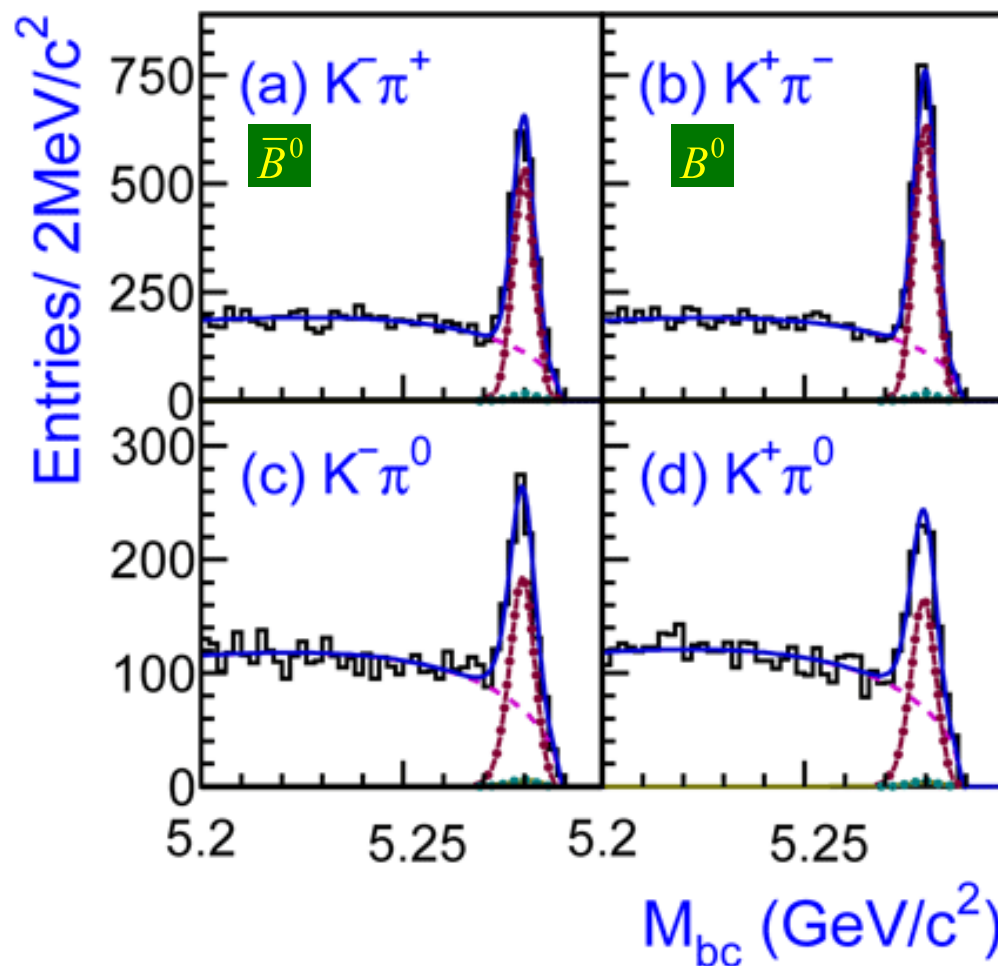
$$\text{LHC: } 10^{12} B\bar{B}/\text{rok}$$

Łamanie CP - 2008 (Belle)

Nature, 42, 332
20/03/2008

535 milionów par:

$\bar{B} B$



$$B^0 \rightarrow K^+ \pi^- : 2241 \pm 57$$

$$\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+ : 1856 \pm 52$$

$$\Gamma(B^- \rightarrow K^- \pi^0) > \Gamma(B^+ \rightarrow K^+ \pi^0)$$

Inne efekty łamania CP
w rozpadach neutralnych
i naładowanych mezonach B

Łamanie CP - macierz CKM

Kobayashi i Maskawa szukając wytłumaczenia łamania CP zaproponowali macierz mieszania kwarków dla 3 generacji (zwana macierzą CKM):

Na wykładzie 5: Symetria leptonowo-kwarkowa stosuje się do dubletów:

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

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

Macierz powinna być unitarna $V^\dagger V = 1$ i zawierać 4 rzeczywiste, mierzalne parametry np: 3 kąty mieszania i **1 zespoloną fazę np. δ** .

W funkcji falowej taka faza występuje: $\psi(t) \sim \exp[i(\omega t + \delta)]$

Taka funkcja NIE jest niezmiennicza względem transformacji odwrócenia czasu $t \rightarrow -t$, a w konsekwencji łamie symetrię CP (przy zachowaniu symetrii CPT).

Parametryzacja macierzy CKM przez kąty Eulera

$$c_{ij} = \cos \theta_{ij} \quad s_{ij} = \sin \theta_{ij}$$

$$V = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix}$$

4 rzeczywiste parametry CKM są obok mas kwarków i bozonów W,Z wolnymi parametrami Modelu Standardowego i muszą być wyznaczone doświadczalnie.

Ostatnie wyniki wskazują, że: $\delta \simeq 63^\circ$

Asymetria barionowa we Wszechświecie

Teoria i doświadczenie wymagają, aby cząstki (naładowane) występowały w parach **cząstka-antycząstka**.

W modelu wczesnego Wszechświata cząstki powstają i znikają parami: **kreacja i anihilacja par**.

Jednak obserwacje wskazują, że Wszechświat jest zdominowany przez bariony (brak antybarionów).


$$B_{\text{Universe}} = 0$$

$$L_{\text{Universe}} = 0$$

Obserwacje są oparte na procesie anihilacji:

$$p + \bar{p} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + \dots\dots$$


$$\gamma + \gamma$$

Np. gdyby w układzie słonecznym były ciała z antymaterii, to każde oddziaływanie cząstek wiatru słonecznego prowadziłoby do obserwacji kwantów gamma o energiach kilkuset MeV.

Ale nie obserwuje się.

Asymetria barionowa we Wszechświecie

Inne obserwacje:

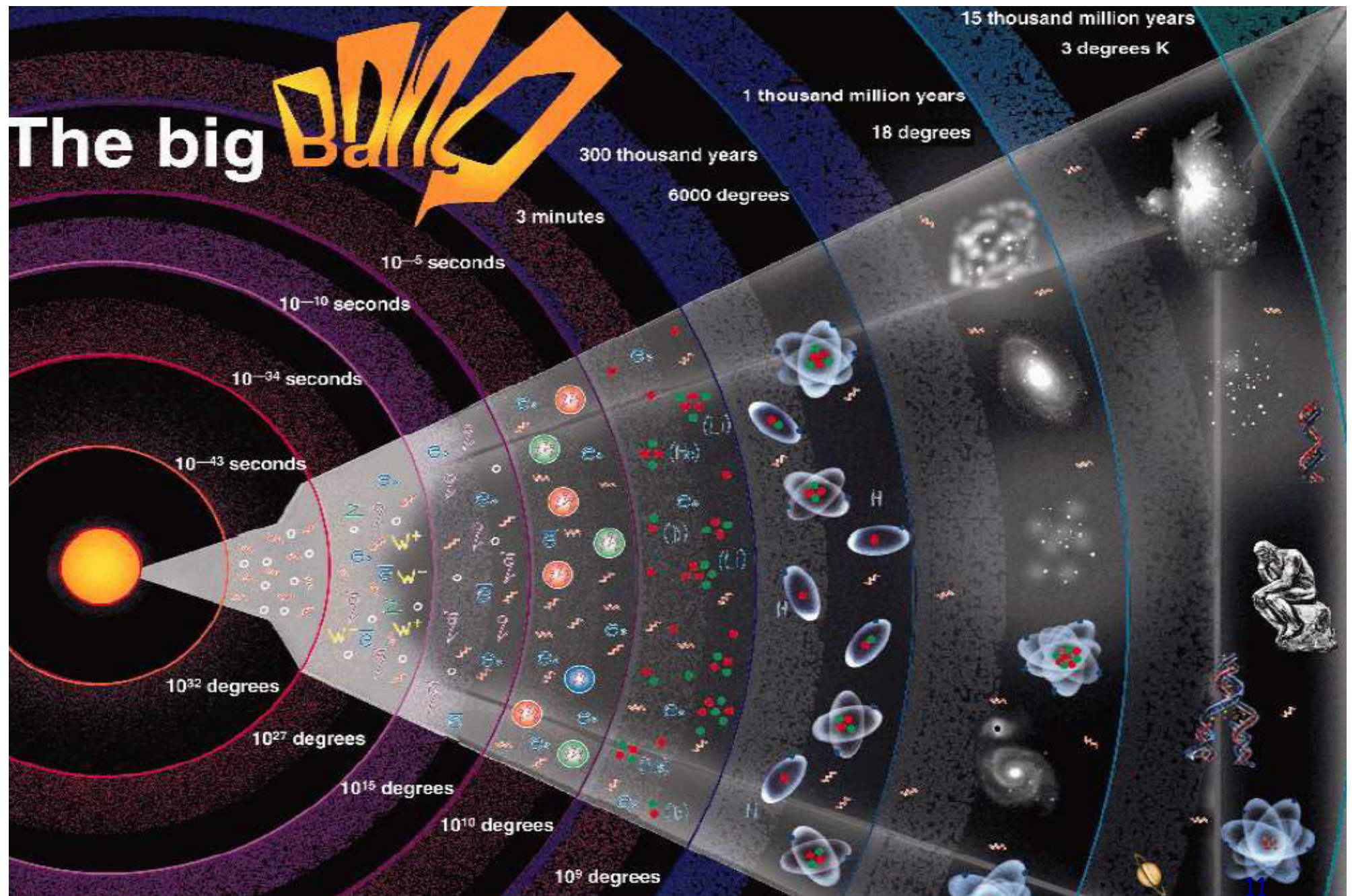
Promienie kosmiczne – niosą informacje z całej Galaktyki:
jedyne obserwowane antycząstki to antyprotony, w ilości oczekiwanej z oddziaływań wtórnych protonów z gazem międzygwiezdny.

Obserwacje **gamm** z naszej **Galaktyki** prowadzą do ograniczenia: $\frac{\bar{B}}{B} < 10^{-15}$

Dla **klastrów galaktyk** ta granica to: $\frac{\bar{B}}{B} < 10^{-5}$

Obserwowana we Wszechświecie gęstość barionów w przeliczeniu na 1 foton tła mikrofalowego: $\frac{N_B}{N_\gamma} \approx 10^{-9}$ czyli $B_{\text{Universe}} > 0$

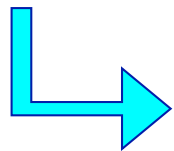
A tymczasem zakładając symetryczny wczesny Wszechświat uzyskuje się ograniczenie (z Modelu Stand) $\frac{N_B}{N_\gamma} < 10^{-18}$



Asymetria barionowa - warunki Sacharowa

W 1967 Sacharow zaproponował następujące warunki do uzyskania obserwowanej asymetrii barionowej z idealnie symetrycznego wczesnego Wszechświata:

- ❖ Możliwe są oddziaływania łamiące zachowanie liczby barionowej B
- ❖ Symetria CP jest łamana (stosunki rozgałęzień dla rozpadów cząstek i antycząstek są różne)
- ❖ Procesy łamiące B i CP następują przy braku równowagi termodynamicznej



Żeby wytłumaczyć asymetrię barionową trzeba dobrze zrozumieć łamanie symetrii CP

Więcej o wczesnym Wszechświecie w następnym wykładzie.

Podsumowanie łamania CP

- ❖ Większość zjawisk i oddziaływań (silne, elektromagnetyczne) jest symetryczna względem CP

Ale

- ❖ Istnieje bezwzględna, fundamentalna różnica między materią i antymaterią np:

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow l^+ \nu \pi^-) - \Gamma(K_L^0 \rightarrow l^- \nu \pi^+)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow l^+ \nu \pi^-) + \Gamma(K_L^0 \rightarrow l^- \nu \pi^+)} \approx 0,003$$

- ❖ Wszystkie obserwowane efekty można wytłumaczyć przez macierz CKM z zespoloną fazą:

$$\delta \simeq 63^\circ$$

- ❖ Jednak dotychczas obserwowane efekty łamania CP w sektorze kwarków nie tłumaczą obserwowanej asymetrii materii we Wszechświecie

Może rozwiązanie zagadki w łamaniu CP w sektorze neutrin
(eksperyment T2K i in.)??

Dalej dla zainteresowanych:

Łamanie CP w rozpadach mezonów K

- ❖ Mieszanie K^0
- ❖ Niezachowanie CP w sektorze mezonów dziwnych
- ❖ Oscylacje dziwności

CP dla pionów

Zauważmy, że dla fotonu mamy:

$$\hat{C}\gamma = \pm 1 \cdot \gamma \Rightarrow C(\gamma) = (\pm 1)^2 = 1$$

Oddz. elmgł. zachowują C stąd:

$$C(\pi^0) = +1 \quad \text{bo} \quad \pi^0 \rightarrow 2\gamma$$

Natomiast:

$$\begin{aligned} \hat{C}\pi^+ &= +\pi^- \text{ oraz } \hat{C}\pi^- = +\pi^+ \Rightarrow \hat{C}(\pi^+\pi^-) = (-1)^L (\pi^+\pi^-) \\ \text{oraz } C(\pi^+\pi^-\pi^0) &= C(\pi^+\pi^-) \cdot C(\pi^0) = (-1)^L \end{aligned}$$

Wiemy, że parzystości:

$$\begin{aligned} P(\pi) &= -1 \quad \text{oraz} \quad P(\pi\pi) = (-1)^L \\ P(\pi\pi\pi) &= (-1)^L \cdot P(\pi) \cdot (-1)^l = -1 \quad \text{bo} \quad 0 = \vec{J}_\pi = \vec{L} \otimes \vec{l} \end{aligned}$$

L to względny moment orbitalny pary pionów, a l to mom. orb. 3-ciego względem pary

$$\begin{aligned} CP(\pi^0\pi^0) &= [CP(\pi^0)]^2 = (-1)^2 = +1 \\ CP(\pi^+\pi^-) &= C(\pi^+\pi^-) \cdot P(\pi^+\pi^-) = (-1)^L \cdot (-1)^L = +1 \end{aligned}$$

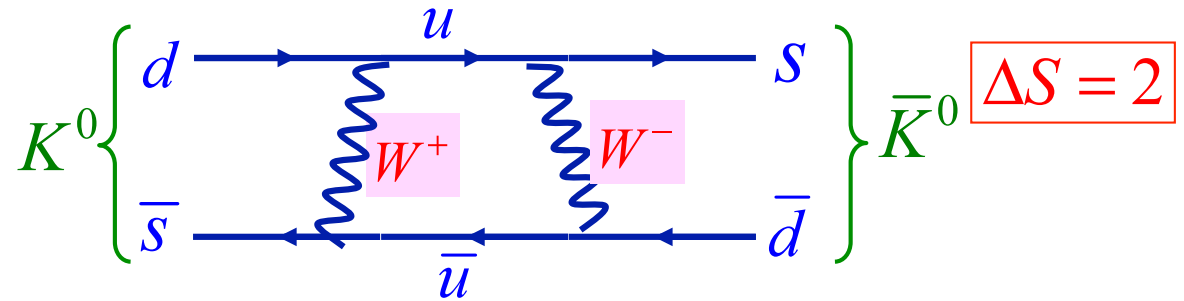
$$\begin{aligned} CP(\pi^0\pi^0\pi^0) &= [CP(\pi^0)]^3 = (-1)^3 = -1 \\ CP(\pi^+\pi^-\pi^0) &= (-1)^{L+1} = -1 \quad \text{dla } L=0 \end{aligned}$$

$$CP(2\pi) = +1$$

$$CP(3\pi) = -1 \quad \text{dla } L=0$$

Mieszanie $K^0 - \bar{K}^0$

W oddz. słabych
niezachowanie dziwności
(oraz innych zapachów)
powoduje mieszanie:



Nie ma „dobrych”, zachowanych liczb
kwantowych, które odróżniałyby stany: K^0 i $\bar{K}^0$

Dlatego obserwowanymi cząstkami
są pewne kombinacje liniowe: $aK^0 + b\bar{K}^0$

Szukamy takich kombinacji, które są stanami własnymi CP

Mieszanie $K^0 - \bar{K}^0$

Szukamy takich kombinacji, które są stanami własnymi CP

$$C |K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle \quad C |\bar{K}^0\rangle = -|K^0\rangle$$

$$P |K^0\rangle = -|K^0\rangle \quad P |\bar{K}^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle$$

$$CP |K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle \quad CP |\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle$$

A stany własne CP :

$$\begin{aligned} |K_1^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle \} & CP &= 1 \\ |K_2^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle \} & CP &= -1 \end{aligned}$$

Jeśli CP jest zachowane to powinny zachodzić rozpady:

$$K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-, \quad K_1^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$$

$$K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0, \quad K_2^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$$

Bo: $CP(\pi\pi) = 1$

$CP(\pi\pi\pi) = -1$ bo $Q \equiv M_K - 3m_\pi = 85 \text{ MeV} \Rightarrow L=0$

Mieszanie $K^0 - \bar{K}^0$

Jeśli CP jest zachowane to powinny zachodzić rozpady:

$$K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-, \quad K_1^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$$

$$K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0, \quad K_2^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$$

Obserwowane są:

$$K_{s(short)}^0 \quad \tau = 0,9 \cdot 10^{-10} \text{ s}$$

$$K_{L(long)}^0 \quad \tau = 0,5 \cdot 10^{-7} \text{ s}$$

(bo b. małe Q reakcji)

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \quad B=0,31$$

$$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 \quad B=0,21$$

$$K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \quad B=0,69$$

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \quad B=0,13$$

Wygląda na to, że:

$$K_s^0 = K_1^0$$

$$K_L^0 = K_2^0$$

Ale w 1964 zaobserwowano
b. rzadkie rozpady:

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \quad B=10^{-3}$$



niezachowanie
CP

Niezachowanie CP

Obserwacja
b. rzadkich rozpadów:

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \quad B=10^{-3}$$



niezachowanie
CP

Czyli obserwowane cząstki:
nie są identyczne
ze stanami własnymi CP:

$$K_S^0, K_L^0$$

~~$$K_S^0 = K_1^0$$~~
~~$$K_L^0 = K_2^0$$~~

Musimy obserwowane stany skonstruować ze stanów o $CP=1$ i $CP=-1$:

$$\begin{aligned} |K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} \left\{ \epsilon |K_1^0\rangle + |K_2^0\rangle \right\} \\ |K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} \left\{ |K_1^0\rangle - \epsilon |K_2^0\rangle \right\} \\ |\epsilon| &= 2,3 \cdot 10^{-3} \end{aligned}$$

parametr łamiący CP

Regeneracja K_S^0

Obserwacja:



$$\begin{aligned} K_S^0 &\rightarrow \pi\pi \\ K_L^0 &\rightarrow \pi\pi\pi \end{aligned}$$

W dalszym ciągu **zaniedbujemy mały efekt łamania CP**:

$$|K_S^0\rangle = |K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle \}$$

$$|K_L^0\rangle = |K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle \}$$

Pamiętamy, że $\begin{aligned} |K^0\rangle &= (d\bar{s}) \\ |\bar{K}^0\rangle &= (\bar{d}s) \end{aligned}$ to **stany oddziaływań silnych**, czyli w oddziaływaniach zachowują dziwność i dlatego są w różnym stopniu absorbowane w materii, a więc zmienia się ich względna proporcja.

Np. zachodzi reakcja: $\bar{K}^0 + p \rightarrow \pi^+ + \Lambda^0$
 a nie ma odpowiedniej reakcji dla: K^0 bo $K^0 + p \rightarrow \pi^+ + \bar{\Lambda}$
 nie zachowuje liczby barionowej

Regeneracja K_S^0

Założmy, że absorpcja zmniejszyła składową $|K^0\rangle$ o czynnik f
a składową $|\bar{K}^0\rangle$ o czynnik $\bar{f}$

Po przejściu przez absorber:

$$|K_L^0\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} \{ f |K^0\rangle - \bar{f} |\bar{K}^0\rangle \} = \frac{f + \bar{f}}{2} |K_L^0\rangle + \frac{f - \bar{f}}{2} |K_S^0\rangle$$

Regeneracja jeśli: $\bar{f} \neq f$

Oscylacje dziwności

Pomijam

Założmy, że w chwili początkowej mamy:

$$|K^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |K_S^0\rangle + |K_L^0\rangle \}$$

Po czasie t : $\rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} \{ a_S(t) |K_S^0\rangle + a_L(t) |K_L^0\rangle \}$

gdzie $a_\alpha(t) = e^{-im_\alpha t} e^{-\Gamma_\alpha t/2}$ $\alpha=S,L$

Stany K_S^0 i K_L^0 rozpadają się z czasami życia: $\tau_\alpha = \frac{1}{\Gamma_\alpha}$ $\tau_S = 0,9 \cdot 10^{-10} \text{ s}$
 $\tau_L = 0,5 \cdot 10^{-7} \text{ s}$

Po czasie: $\tau_S \ll t < \tau_L$ zostaje tylko składowa K_L^0

A dla $t \sim \tau_S$ warto zapisać:

$$|K^0\rangle \rightarrow \{ A(t) |K^0\rangle + \bar{A}(t) |\bar{K}^0\rangle \}$$

gdzie

$$A(t) = \frac{1}{2} [a_S(t) + a_L(t)]$$

$$\bar{A}(t) = \frac{1}{2} [a_S(t) - a_L(t)]$$

Oscylacje dziwności

Pomijam

$$|K^0\rangle \rightarrow \{A(t)|K^0\rangle + \bar{A}(t)|\bar{K}^0\rangle\}$$

gdzie

$$A(t) = \frac{1}{2}[a_S(t) + a_L(t)]$$

$$\bar{A}(t) = \frac{1}{2}[a_S(t) - a_L(t)]$$

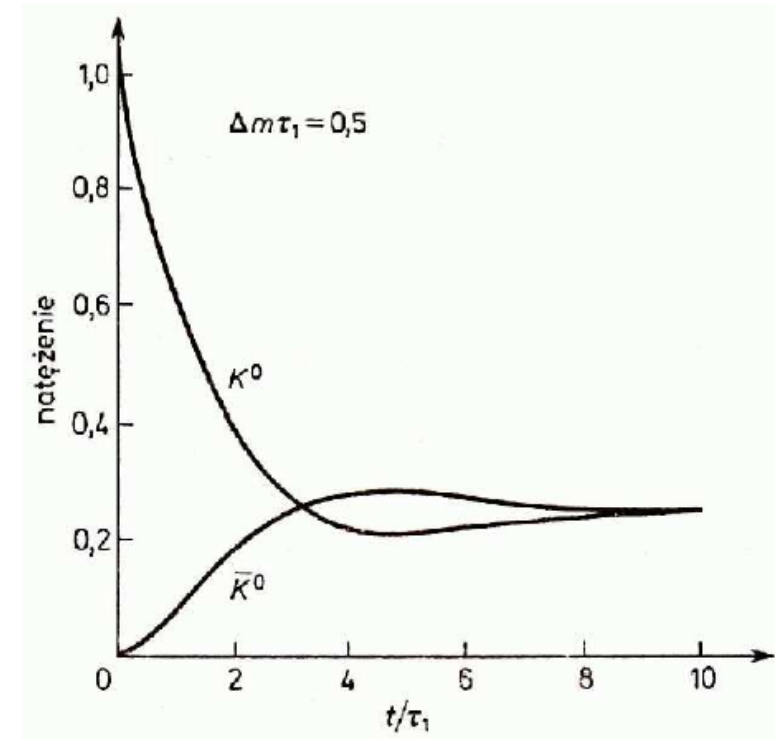
Wtedy natężenia obu składowych:

$$I(K^0) \equiv |A(t)|^2 = \frac{1}{4} \left\{ e^{-\Gamma_S t} + e^{-\Gamma_L t} + 2e^{-(\Gamma_S + \Gamma_L)\frac{t}{2}} \cos(\Delta m \cdot t) \right\}$$

$$I(\bar{K}^0) \equiv |\bar{A}(t)|^2 = \frac{1}{4} \left\{ e^{-\Gamma_S t} + e^{-\Gamma_L t} - 2e^{-(\Gamma_S + \Gamma_L)\frac{t}{2}} \cos(\Delta m \cdot t) \right\}$$

$$\Delta m = |m_S - m_L|$$

$$m(K_L^0) - m(K_S^0) = 3,5 \cdot 10^{-12} \text{ MeV}$$



Podsumowanie własności mezonów $K^0, \bar{K}^0$

Produkcja K^0 i $\bar{K}^0$

- są produkowane w oddz. silnych lub elektromagn. zachowujących dziwność S
- są stanami własnymi tych oddziaływań

Rozpady K^0 i $\bar{K}^0$

W rozpadach dziwność nie jest zachowana (mezony K są najlżejszymi dziwnymi mezonami) i rozpady następują na skutek oddz. słabych

Zakładając zachowanie CP :

możliwe są 2 stany końcowe rozpadów: $\pi\pi$ ($CP=+1$) oraz $\pi\pi\pi$ ($CP=-1$) oraz rozpady o b. różnych czasach życia:

$$K_S^0 \rightarrow \pi\pi \quad \text{oraz} \quad K_L^0 \rightarrow \pi\pi\pi$$

Ale zaobserwowano b. mały efekt $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$ z prawdop. ok 0.001
niezachowanie CP

Podsumowanie własności mezonów $K^0, \bar{K}^0$

Niezachowanie CP powoduje, że: K_S^0 i K_L^0

nie mają określonych wartości CP i są mieszankami stanów o określonych wartościach CP:

$$\begin{aligned} |K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} \left\{ \epsilon |K_1^0\rangle + |K_2^0\rangle \right\} & CP(K_1^0) &= +1 \\ |K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} \left\{ |K_1^0\rangle - \epsilon |K_2^0\rangle \right\} & CP(K_2^0) &= -1 \\ |\epsilon| &= 2,3 \cdot 10^{-3} \end{aligned}$$

Obserwacja **regeneracji** K^0 w materii potwierdza mieszanie stanów K i umożliwia pomiar różnicy mas:

$$m(K_L^0) - m(K_S^0) = 3,5 \cdot 10^{-12} \text{ MeV}$$

Niezmienniczość CPT

Wiele wskazuje na to, że zachowana jest symetria:

CPT

Wymaga ona aby były takie same:
masy cząstek i antycząstek

Wynika z niej również, że łamanie *CP* jest równoważne łamaniu *T*

Masy i czasy życia mezonów $K^0, \bar{K}^0$

Mezony $K^0, \bar{K}^0$ mają określone masy:

$$m(K^0) = m(\bar{K}^0) \equiv M = 497,672 \pm 0,031 \text{ MeV}$$

$$\frac{|m(K^0) - m(\bar{K}^0)|}{M} < 10^{-18}$$

potwierdzenie CPT

Ale nie mają określonych czasów życia, bo rozpadają się ich mieszanki.

Z kolei stany K_L^0, K_S^0 mają określone czasy życia
ale mają trochę różne masy:

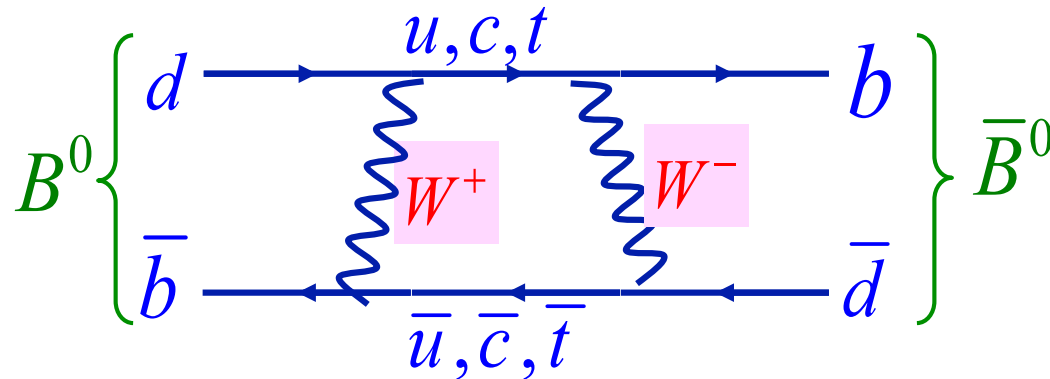
$$\begin{aligned}\tau_S &= 0,9 \cdot 10^{-10} \text{ s} \\ \tau_L &= 0,5 \cdot 10^{-7} \text{ s}\end{aligned}$$

$$\frac{m(K_L^0) - m(K_S^0)}{m(K^0)} = 0,7 \cdot 10^{-14}$$

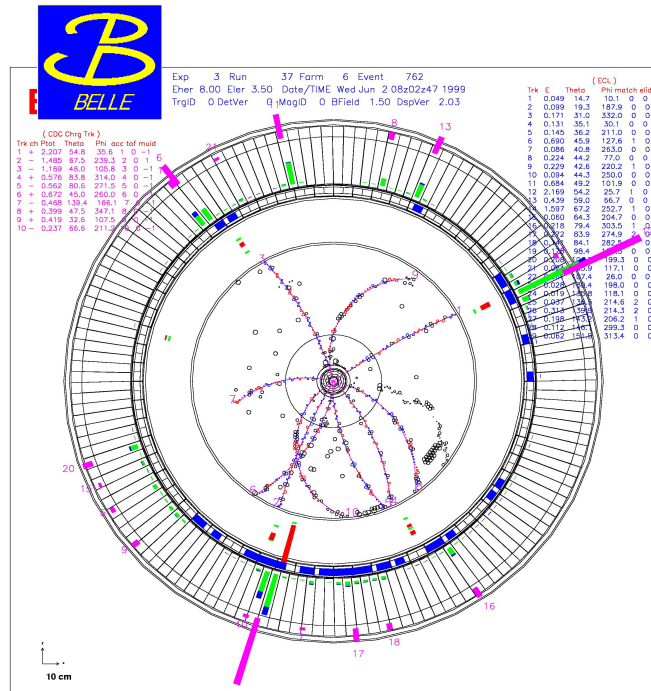
Mieszanie $B^0 - \bar{B}^0$

Mieszanie mezonów B jest większe niż mieszanie mezonów K, bo w diagramie poniżej wkłady różnych kwarków pośrednich wchodzi z m^2 wraz z elementami macierzy CKM. Diagram z kwarkiem t jest najważniejszy a jest on proporcjonalny do elementu:

$$V_{tb} \gg V_{td}$$



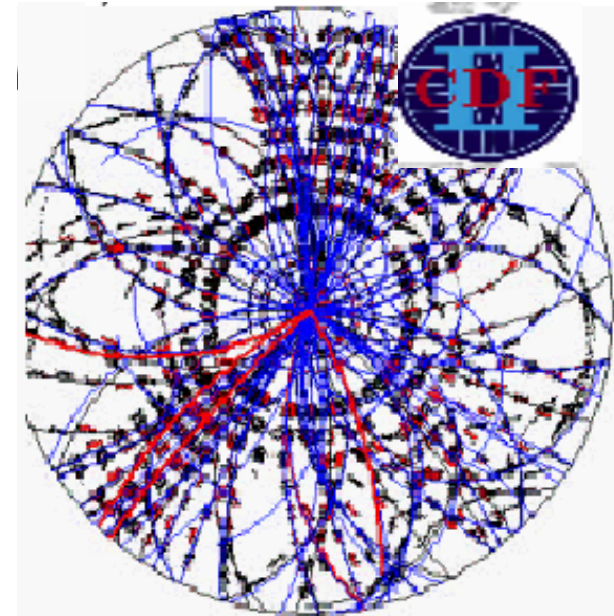
Fabryki B czy zderzenia hadronów



$$\Upsilon(4S) \rightarrow \bar{B}B$$

bez dodatkowych cząstek!

$$B^0 \rightarrow J/\psi + K_s$$

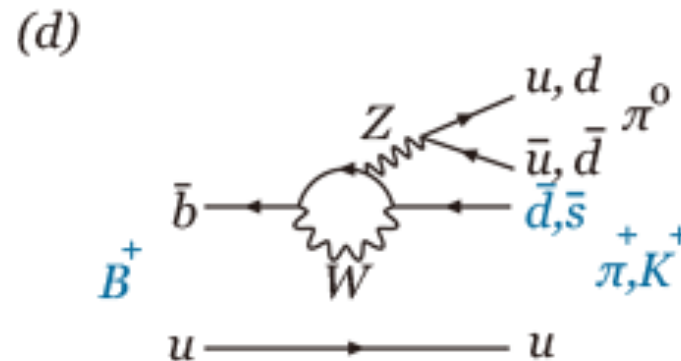
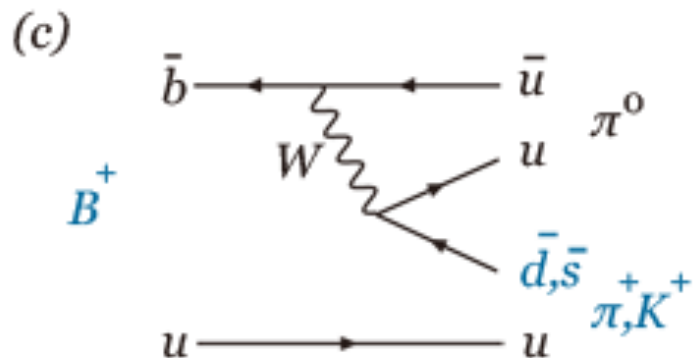
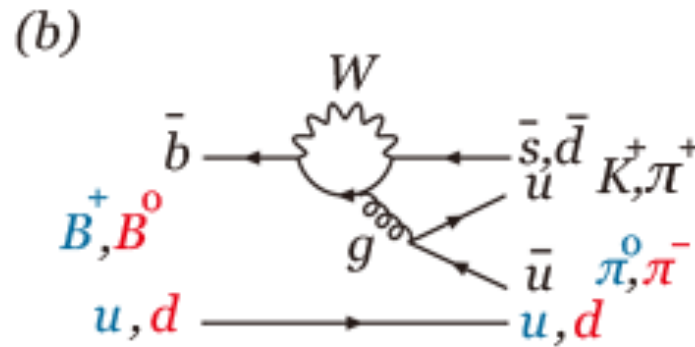
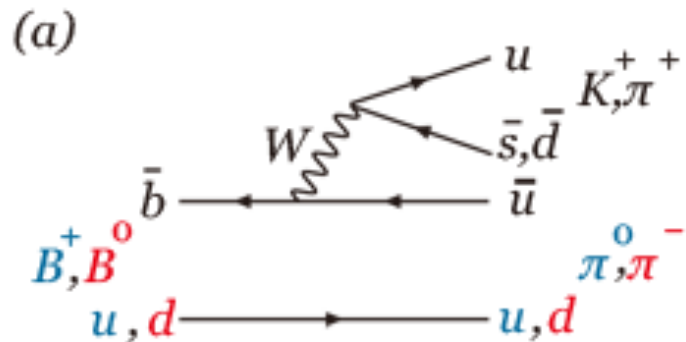


$$\bar{p}p(2 \text{ TeV}) \rightarrow \bar{b}b + X$$

Łamanie CP - 2008

Dotychczas sądzono, że te diagramy dominują ale wg. nich efekty CP powinny być takie same dla B^0 jak i B^+

A może te diagramy też ważne?
Nowa fizyka??



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

$$B^+ \rightarrow K^+ \pi^-$$

Konieczne dalsze badania

Parametryzacja Wolfensteina CKM

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}$$

$$s_{13}e^{i\delta} = A\lambda^3(\rho + i\eta)$$

Np prawd. rozpadów:

$$B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow J/\psi + K_S^0$$

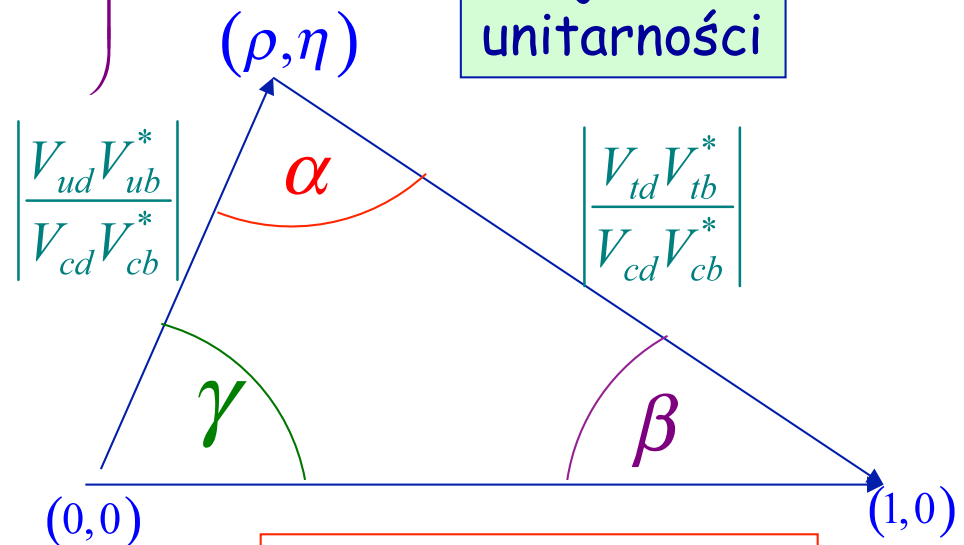
$$\approx e^{-\frac{t}{\tau}}(1 \pm \sin 2\beta \sin \Delta mt)$$

Mieszanie $B^0 - \bar{B}^0$

Macierz CKM powinna być unitarna tzn $V^\dagger V = 1$

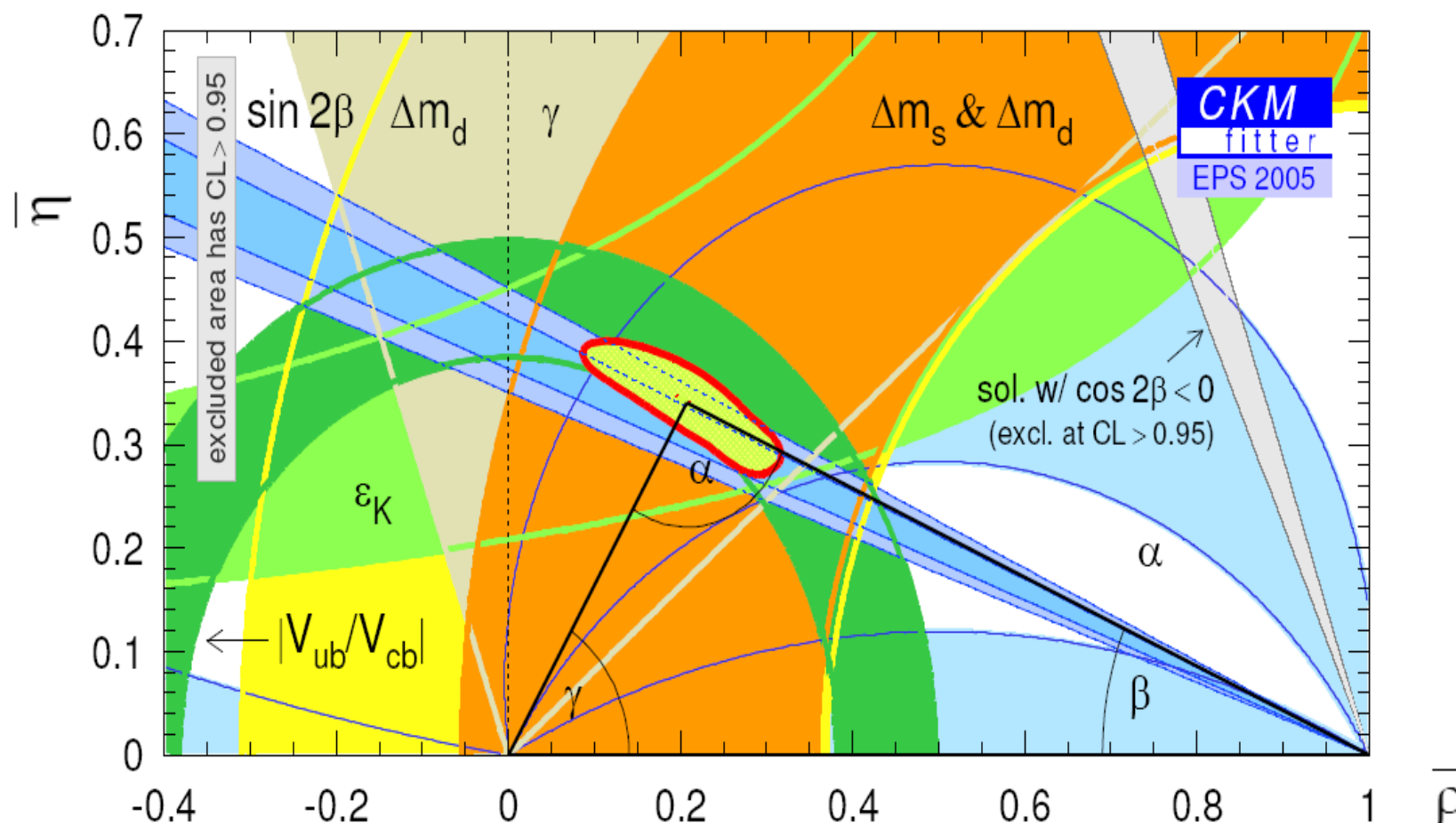
$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$$

Trójkąt unitarności



Jesli $\alpha + \beta + \gamma \neq \pi$
to fizyka poza SM 31

Parametry trójkąta unitarnego



$$\alpha + \beta + \gamma = \left(184^{+20}_{-15}\right)^{\circ}$$



nie widać efektów poza
Modelem Standardowym