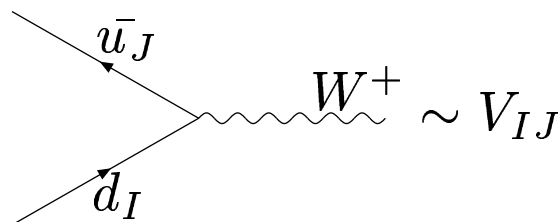


Motywacja do dokładnego wyznaczenia elementów macierzy Cabbibo-Kobayashi-Maskawy (V_{CKM})

- macierz V_{CKM} opisuje łamanie CP i niezachowanie zapachu



- w Modelu Standardowym jest to jedyne źródło łamania CP i niezachowania zapachu
- łamanie CP jest konieczne w teorii bariogenezy
- Model Standardowy 'za mało łamie CP', aby dało się wyjaśnić $\frac{n_{barion}}{n_{foton}} \sim 10^{-9}$

Macierz Cabbibo-Kobayashi-Maskawy (V_{CKM})

$$V_{CKM} = \begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix} \quad (1)$$

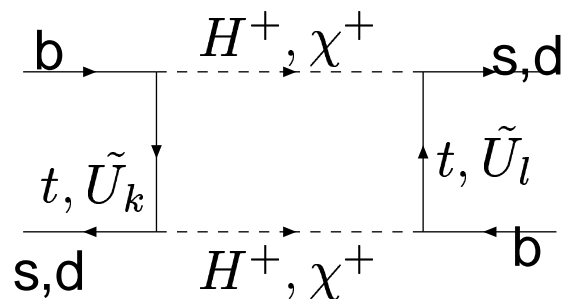
Macierz ta w przypadku trzech generacji kwarków sparametryzowana jest przez trzy kąty i fazę δ . Faza ta jest w Modelu Standardowym jedynym źródłem łamania CP. Elementy V_{CKM} wyznacza się doświadczalnie – badając drzewowe lub pętlowe procesy czułe na odpowiednie elementy macierzy.

V_{ij}	wartość	proces
$ V_{us} $	0.2205 ± 0.0018	$K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$
$ V_{cb} $	0.041 ± 0.002	$B \rightarrow X_c^* l \bar{\nu}_l$
$ V_{ub} $	0.00349 ± 0.00076	$B \rightarrow X_u^* l \bar{\nu}_l$

$|V_{td}|$ i $|V_{ts}|$ - wyznacza się z procesów pętlowych.

Klasyfikacja rozszerzeń Modelu Standardowego ze względu na źródła łamania CP:

1. Macierz V_{CKM} jako jedyne źródło łamania CP i niezachowania zapachu: wtedy wzmocnienie efektów łamania CP dokonuje się poprzez nowe cząstki dające wkład do amplitud procesów typu FCNC (*flavour changing neutral current*). Na przykład w supersymetrii, lub modelu dwudoubletowym mamy



Efekty te są szczególnie istotne w fizyce kwarku b ($B_{s,d}^0 - \bar{B}_{s,d}^0$, rzadkie rozpady mezonów B), gdyż w wierzchołkach pojawia się stała Yukawy topu albo bottomu (duża dla $\tan \beta \gg 1$). Ponadto, procesy z udziałem kwarku b są intensywnie badane eksperymentalnie.

Przykłady: $B_s \rightarrow X_s \gamma$ (CLEO), $B \rightarrow \Psi K_S$ (BELLE, BaBar),

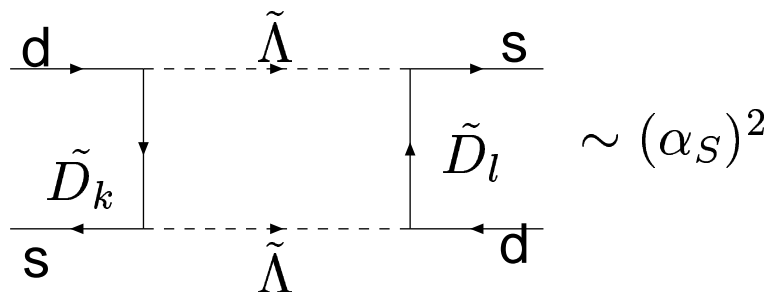
$B \rightarrow l\bar{l}$ (CLEO)

Klasyfikacja rozszerzeń Modelu Standardowego ze względu na źródła łamania CP (c.d.):

2. Nowe źródła (tzn. inne niż V_{CKM}) łamania CP i niezachowania zapachu (*flavour violation*) – niediagonalne w zapachach macierze mas sfermionów ($u \rightarrow \tilde{U}_L, \tilde{U}_R$)

$$\mathcal{M}_D^2 = \begin{bmatrix} (\mathcal{M}_D^2)_{LL} & (\mathcal{M}_D^2)_{LR} \\ (\mathcal{M}_D^2)_{RL} & (\mathcal{M}_D^2)_{RR} \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$(\mathcal{M}_D^2)_{XY}$ $X, Y = L, R$ to macierze 3×3 .
Zmiana generacji - w wierzchołkach oddziaływania kwark-skwark-gluino itp.



Opis procesów rzadkich przez H_{eff}

Zajmujemy się procesami o $\Delta F = 2$, ponieważ tych używamy do wyznaczenia niektórych elementów macierzy V_{CKM} – konkretnie V_{td} i V_{ts} (mieszanie kaonów i neutralnych mezonów B^0).

Teoria powyżej skali M_W to na przykład: Model Standardowy (SM), Model Dwudubletowy (2HDM), Minimalny Supersymetryczny Model Standardowy (MSSM).

Efektywny opis poniżej skali M_W poprzez hamiltonian efektywny:

$$H_{eff} = \sum_i C_i Q^i \quad (3)$$

umożliwia uwzględnienie poprawek QCD.

C_i – współczynniki Wilsona, Q^i – lokalne operatory zbudowane z pól fermionowych.

Wszystkie możliwe operatory (jest ich 10) wymiaru 6 dające wkład do H_{eff} z $\Delta F = 2$ to:

$$Q^{VLL} = (\bar{d}_J \gamma_\mu P_L d_I) (\bar{d}_J \gamma^\mu P_L d_I),$$

$$Q_1^{LR} = (\bar{d}_J \gamma_\mu P_L d_I) (\bar{d}_J \gamma^\mu P_R d_I),$$

$$Q_2^{LR} = (\bar{d}_J P_L d_I) (\bar{d}_J P_R d_I),$$

$$Q_1^{SLL} = (\bar{d}_J P_L d_I) (\bar{d}_J P_L d_I),$$

$$Q_2^{SLL} = (\bar{d}_J \sigma_{\mu\nu} P_L d_I) (\bar{d}_J \sigma^{\mu\nu} P_L d_I),$$

+ to samo $L \leftrightarrow R$, (4)

gdzie I, J - wskaźniki zapachowe.

Elementy macierzowe Q^x między odpowiednimi stanami hadronowymi wymagają znalezienia parametrów hadronowych (dane z rachunków na sieciach):

$$\begin{aligned}\langle \bar{K}^0 | Q^{VLL} | K^0 \rangle &= \frac{8}{3} M_{K^0}^2 f_K^2 \hat{B}_K, \\ \langle \bar{B}^0 | Q^{VLL} | B^0 \rangle &= \frac{8}{3} \hat{B}_{B_d} F_{B_d}^2 M_{B^0}^2\end{aligned}\quad (7)$$

$$\hat{B}_K = 0.85 \pm 0.15,$$

$$\sqrt{\hat{B}_{B_d} F_{B_d}} = 230 \text{ MeV} \pm 40 \text{ MeV},$$

$$\sqrt{\hat{B}_{B_s} F_{B_s}} = 265 \text{ MeV} \pm 40 \text{ MeV}.$$

Uwaga:

- wciąż są tu duże niepewności!
- elementy macierzowe między operatorami innymi niż operator z Modelu Standardowego, nie są jeszcze policzone.

Klasyfikacja modeli z V_{CKM} jako jedynym źródłem łamania CP

Na poziomie H_{eff} można przeprowadzić klasyfikację modeli (z V_{CKM} jako jedynym źródłem łamania CP i zmiany generacji), która jest wygodna z fenomenologicznego punktu widzenia.

1. Modele 'podobne do Model Standardowego'.

$$H_{eff}^{SM} = C^{VLL} Q^{VLL}$$

Ponadto, w takich modelach w H_{eff} można wyfaktoryzować elementy macierzy V_{CKM} .

Wkład od t i W^\pm do H_{eff} można zatem zapisać:

$$H_{eff}^{\Delta F=2} = \frac{G_F^2 M_W^2}{16\pi^2} \lambda_t \sum_i \tilde{C}_i(\mu) Q_i \quad (8)$$

gdzie

$$\begin{aligned} \lambda_t &= V_{ts} V_{td}^* \quad \text{dla } K^0 - \bar{K}^0 \\ \lambda_t &= V_{td} V_{tb}^* \quad \text{dla } B_d^0 - \bar{B}_d^0 \\ \lambda_t &= V_{ts} V_{tb}^* \quad \text{dla } B_s^0 - \bar{B}_s^0 \end{aligned} \quad (9)$$

\tilde{C}_i są tu rzeczywiste.

Klasyfikacja modeli z V_{CKM} jako jedynym źródłem łamania CP - c.d.

2. model GMFV (Generalized Minimal Flavour Violation)

możliwe wkłady do współczynników Wilsona przy wszystkich 10 operatorach z $\Delta F = 2$

Ponieważ V_{CKM} jest w modelach (2., 3.) jedynym źródłem łamania CP i zmiany generacji, to w H_{eff} możemy wyfaktoryzować elementy macierzy V_{CKM} ze współczynników Wilsona tak, jak w SM.

w SM wkłady do \tilde{C}_i dla $K^0 - \bar{K}^0$, $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ i $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ są takie same (dane przez jedną funkcję), podobnie w MFV.

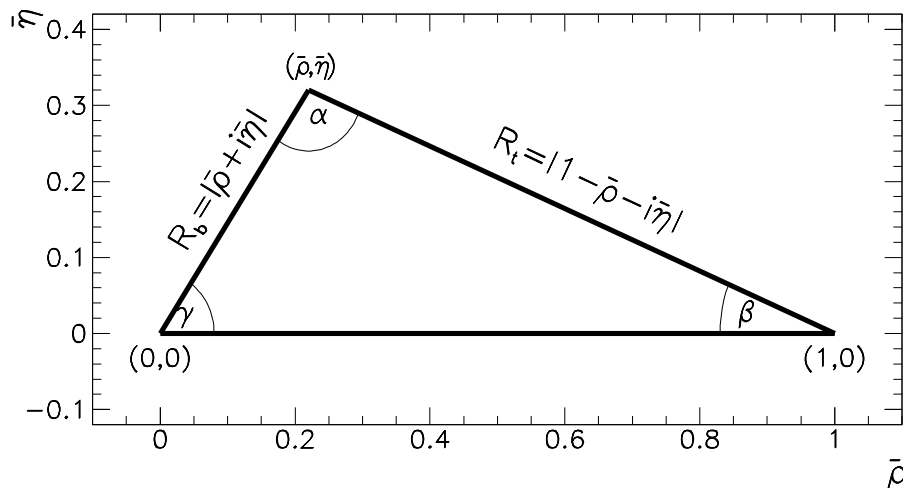
W GMFV tak nie jest.

Parametryzacja Wolfensteina

$$V_{CKM} = \begin{bmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\varrho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \varrho - i\eta) & \lambda^2/2 & 1 \end{bmatrix} \quad (10)$$

Parametry Wolfensteina: λ , A , $\bar{\varrho}$, $\bar{\eta}$, gdzie A i λ wyznacza się z procesów drzewowych.
Jedna z relacji ortogonalności

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0. \quad (11)$$



boki trójkąta unitarności: 1 , R_b , R_t .

$$R_b \equiv \frac{|V_{ud}V_{ub}^*|}{|V_{cd}V_{cb}^*|} = \sqrt{\bar{\varrho}^2 + \bar{\eta}^2} = \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) \frac{1}{\lambda} \left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right| \quad (12)$$

$$R_t \equiv \frac{|V_{td}V_{tb}^*|}{|V_{cd}V_{cb}^*|} = \sqrt{(1 - \bar{\varrho})^2 + \bar{\eta}^2} = \frac{1}{\lambda} \left| \frac{V_{td}}{V_{cb}} \right| \quad (13)$$

Formuły na $\Delta M_{d,s}$ i ε_K w Modelu Standardowym:

- różnica mas neutralnych mezonów B :

$$\Delta M_q = \frac{G_F^2 M_W^2}{6\pi^2} M_{B_q} \eta_B \hat{B}_{B_q} F_{B_q}^2 |V_{tq}|^2 S_0(x_t), \quad q = d, s \quad (14)$$

gdzie $S_0(x_t)$ z $x_t = m_t^2/M_W^2$ jest funkcją która pochodzi z diagramu z wymianą (t, W^\pm) (w SM)
 $S_0(x_t) \approx 2.38 \pm 0.11$ dla $\bar{m}_t(m_t) = (166 \pm 5)$ GeV.

$$\Delta M_s / \Delta M_d \text{ i } \Delta M_d$$

– $\Delta M_d = (0.487 \pm 0.009) / ps$ - duży błąd,

głównie z niepewności $\sqrt{\hat{B}_{B_d} F_{B_d}}$

– $\Delta M_s \geq 15.0 / ps$, czyli $\frac{\Delta M_s}{\Delta M_d} \geq 30$,

$$\xi = \frac{\sqrt{\hat{B}_{B_s} F_{B_s}}}{\sqrt{\hat{B}_{B_d} F_{B_d}}} = 1.15 \pm 0.06$$

- nie znamy ΔM_s , tylko górne ograniczenie

- ε_K opisujący łamanie CP w układzie neutralnych kaonów:

$$\bar{\eta} \left[(1 - \bar{\rho}) A^2 \eta_2 S_0(x_t) + P_c(\varepsilon) \right] A^2 \hat{B}_K = 0.204 \quad (15)$$

$\sin 2\beta$ mierzony w rozpadzie

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

$\sin 2\beta$ wyznaczany jest przez pomiar asymetrii łamiącej CP ($a_{\psi K_S}$) w rozpadzie $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow \psi K_S$. Asymetria ta jest zdefiniowana jako

$$a_f = \frac{A(i \rightarrow f) - A(\bar{i} \rightarrow \bar{f})}{A(i \rightarrow f) + A(\bar{i} \rightarrow \bar{f})}.$$

Dlaczego $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow \psi K_S$ mierzy $\sin 2\beta$?

Amplituda tego procesu składa się z:

- amplitudy mieszania $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ ($\sim |V_{td}V_{tb}^*|^2$),
- amplitudy rozpadu $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow \psi K_S$, która jest w przybliżeniu jest rzeczywista o ile zaniedbamy wkład pewnego diagramu pętlowego (który jest Cabbibo-tłumiony),
- amplitudy mieszania $K^0 - \bar{K}^0$, która również jest rzeczywista.

Kąt β , a dokładniej właśnie $\sin 2\beta$ jest fazą amplitudy mieszania $B_d^0 - \bar{B}_d^0$.

Dlaczego $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow \psi K_S$ mierzy $\sin 2\beta$?

Ostatnie wyniki eksperymentalne:

$$a_{\psi K_S} = \begin{cases} 0.59 \pm 0.14 \pm 0.05 & (\text{BaBar}) \\ 0.99 \pm 0.14 \pm 0.06 & (\text{Belle}) \\ 0.79_{-0.44}^{+0.41} & (\text{CDF}) \\ 0.84_{-1.04}^{+0.82} \pm 0.16 & (\text{ALEPH}) \end{cases} \quad (16)$$

Trójkąt unitarności w modelach GMFV i MFV

Są trzy procesy, z których będziemy wyznaczać 'brakujące' elementy V_{CKM} , wygodnie jest więc każdy proces sparametryzować osobną funkcją:

$$\begin{aligned} F_{tt}^d &= S_0(x_t)[1 + f_d] && \text{(dla } \varepsilon), && (17) \\ F_{tt}^s &= S_0(x_t)[1 + f_s] && \text{(dla } \Delta M_d), \\ F_{tt}^\varepsilon &= S_0(x_t)[1 + f_\varepsilon] && \text{(dla } \Delta M_s) \end{aligned}$$

w MFV jest $F_{tt}^d = F_{tt}^s = F_{tt}^\varepsilon$.

w SM: $f_d = f_s = f_\varepsilon = 0$, $F_{tt}^d = F_{tt}^s = F_{tt}^\varepsilon = S_0(x_t)$

Formuła na ε_K w GMFV:

$$\bar{\eta} [(1 - \bar{\varrho})A^2\eta_2F_{tt}^\varepsilon + P_c(\varepsilon)] A^2\hat{B}_K = 0.204 \quad (18)$$

Formuła na ΔM_q w GMFV:

$$\Delta M_q = \frac{G_F^2 M_W^2}{6\pi^2} M_{B_q} \eta_B \hat{B}_{B_q} F_{B_q}^2 |V_{tq}|^2 F_{tt}^q, \quad q = d, s \quad (19)$$

Tak jak poprzednio, R_t wyznaczamy na dwa sposoby:

z ΔM_d i $\Delta M_d/\Delta M_s$ wyznaczamy odpowiednio:

$$R_t = 1.084 \frac{R_0}{A} \frac{1}{\sqrt{F_{tt}^d}} \quad (20)$$

$$R_0 \equiv \sqrt{\frac{\Delta M_d}{0.487/\text{ps}}} \left[\frac{230 \text{ MeV}}{\sqrt{\hat{B}_{B_d} F_{B_d}}} \right] \sqrt{\frac{0.55}{\eta_B}}$$

oraz

$$R_t = 0.819 \xi \sqrt{\frac{\Delta M_d}{0.487/\text{ps}}} \sqrt{\frac{15/\text{ps}}{\Delta M_s}} \sqrt{R_{sd}}, \quad (21)$$

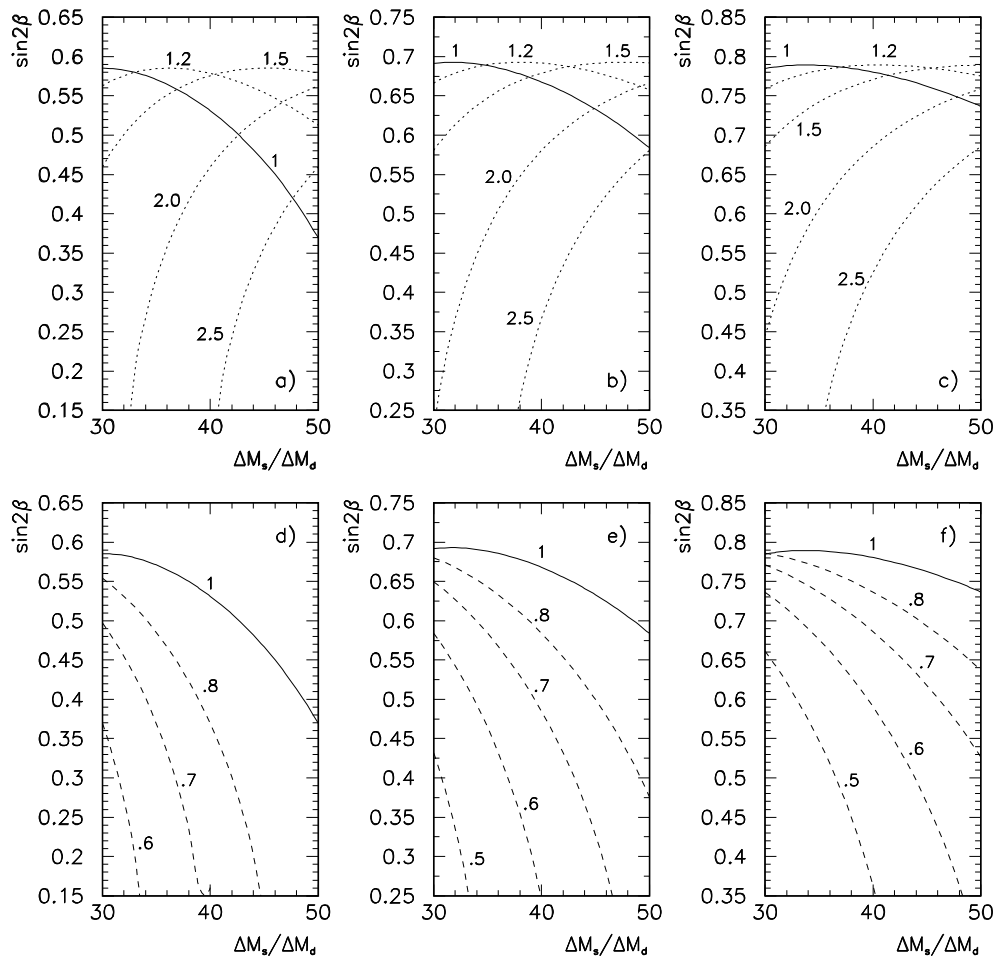
$$R_{sd} = \frac{1 + f_s}{1 + f_d} \quad (22)$$

Rozróżnianie między modelami GMFV a MFV:

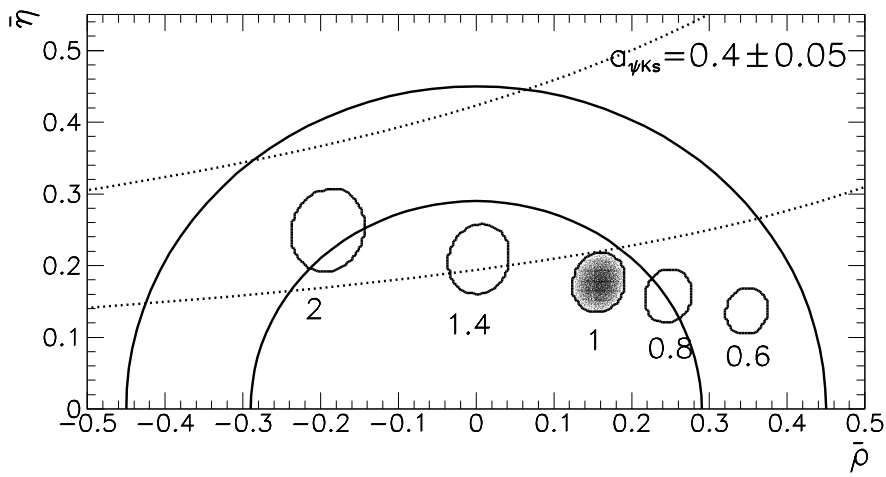
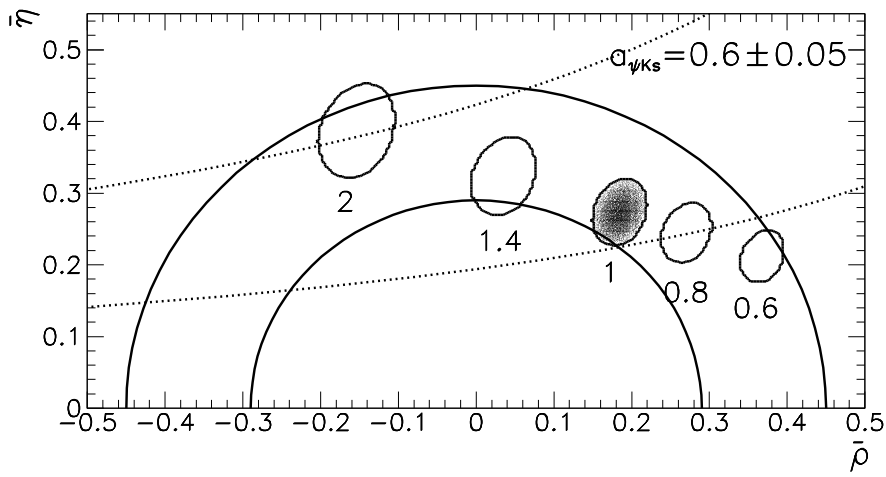
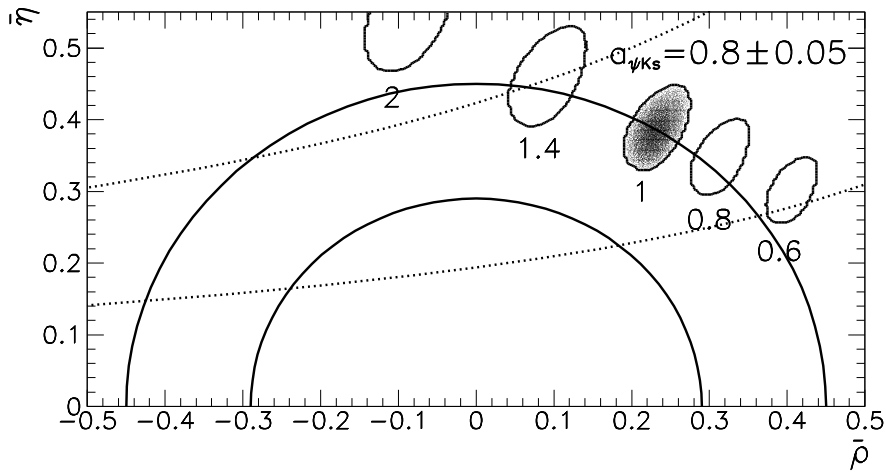
Pytanie: jak można eksperymentalnie sprawdzić, czy mamy odstępstwo od MFV?:

- jeżeli zmierzony $\sin 2\beta$ byłby mały (mniejszy od 0.42), to eliminuje to klasę modeli MFV.
W MFV istnieje absolutna dolna granica na $\sin 2\beta$. Otrzymuje się ją ze skombinowania przewidywań na ΔM_d i ε_K . Przy założeniu, że $F_{tt}^d = F_{tt}^\varepsilon$ (MFV), z przeskanowania po przestrzeni parametrów otrzymuje się, że $\sin 2\beta_{min} = 0.42$.
- jeżeli zmierzony $\sin 2\beta$ jest powyżej tej granicy, to badamy korelację między $\Delta M_d/\Delta M_s$, $\sin 2\beta$ i innymi wielkościami jak np. ε_K czy γ

- 'strategia A': jeżeli zmierzmy $\Delta M_d/\Delta M_s$, to dla wybranego R_{sd} znamy R_t - wyznaczamy $\sin 2\beta$ (i porównujemy z doświadczeniem):



- 'strategia B': jeżeli zmierzmy $\Delta M_d/\Delta M_s$ i $\sin 2\beta$, to możemy wyznaczyć γ (i porównać z doświadczeniem)



Pytanie: jak można w danym modelu znaleźć ograniczenia na funkcje $F_{tt}^{d,s,\varepsilon}$?

- z pomiaru ΔM_s dostajemy formułę na funkcję F_{ff}^s (tą samą formułę można otrzymać z porównania ze sobą R_t wyznaczonego z $\Delta M_d/\Delta M_s$ i z ΔM_d):

$$1 + f_s = 0.80 \left[\frac{2.38}{S_0(x_t)} \right] \left[\frac{265 \text{ MeV}}{\sqrt{\hat{B}_{B_s} F_{B_s}}} \right]^2 \left[\frac{0.55}{\eta_B} \right] \left[\frac{0.041}{|V_{ts}|} \right]^2 \left[\frac{\Delta M_s}{15/\text{ps}} \right]$$

Przeskanowanie w zakresie niepewności po parametrach daje przedział:

$$0.52 \left[\frac{\Delta M_s}{15/\text{ps}} \right] < 1 + f_s < 1.29 \left[\frac{\Delta M_s}{15/\text{ps}} \right] \quad (24)$$

(obecnie daje to $1 + f_s > 0.52$.)

następnie, mamy ograniczenia na R_t wynikające z unitarności macierzy V_{CKM} :

$$1 - R_b < R_t < 1 + R_b \quad (25)$$

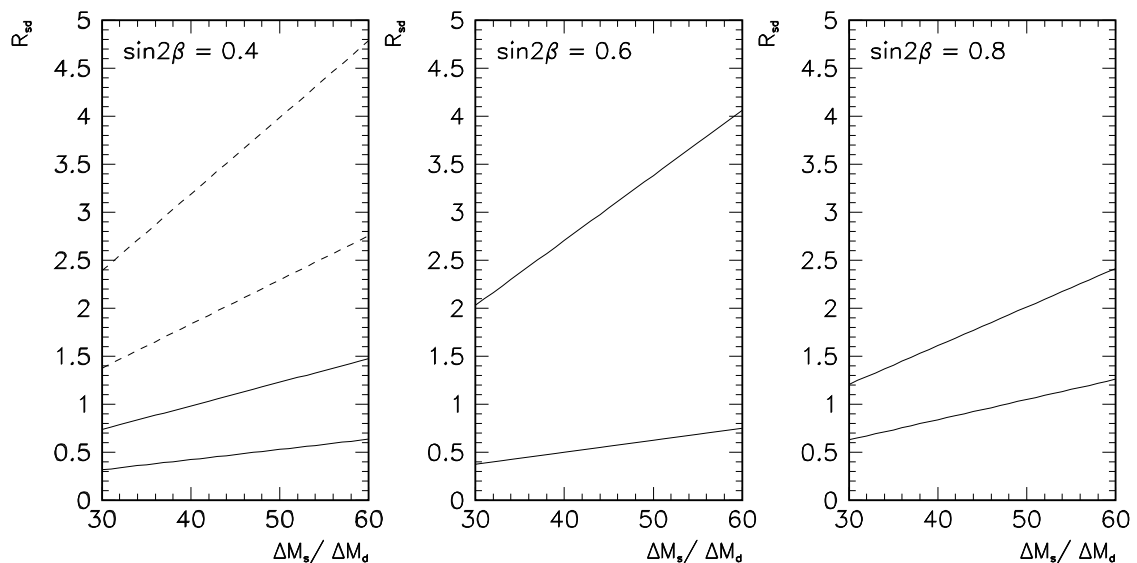
co daje $0.54 < R_t < 1.46$. to ograniczenie może być dalej użyte do ograniczenia $1 + f_d$ lub R_{sd} :

$$0.20 < 1 + f_d < 4.24 \quad (26)$$

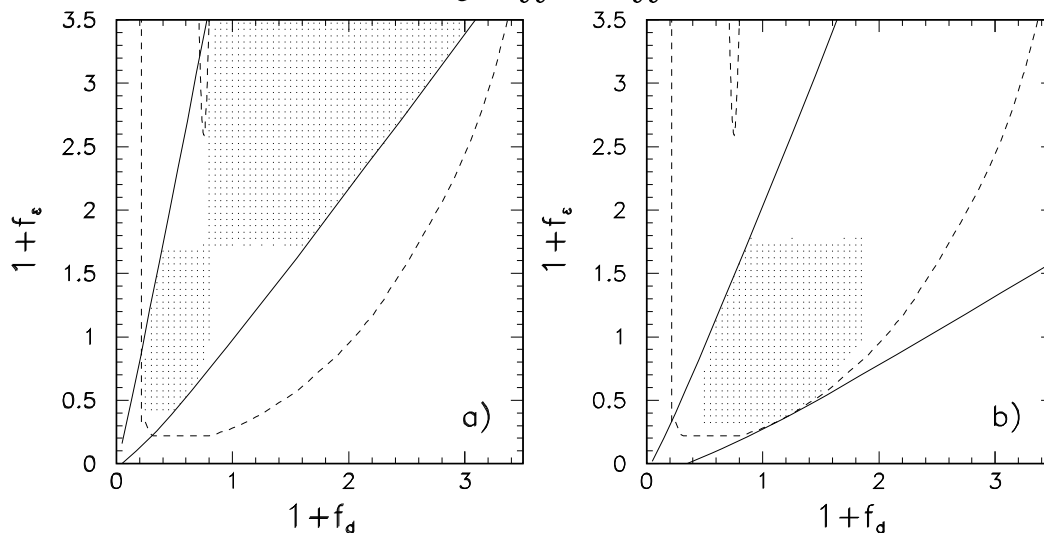
oraz

$$0.29 \left[\frac{\Delta M_s}{15/ps} \right] < R_{sd} < 2.73 \left[\frac{\Delta M_s}{15/ps} \right]. \quad (27)$$

- z pomiaru $\sin 2\beta$ i R_b możemy dostać silniejsze ograniczenia na R_{sd} (jeżeli znamy $\sin 2\beta$ i R_b , to znamy R_t).



- jeżeli jeszcze wykorzystamy informacje o wyniku eksperymentalnym na ε_K , to możemy skorelować ze sobą F_{tt}^ε i F_{tt}^d .



Wyznaczamy ϱ , η z:

- ΔM_d , ε i R_b (obszar ograniczony kreskowaną linią),
- ΔM_d , ε i R_b (obszar ograniczony liniami ciągłymi),
- ΔM_d , $\varepsilon \sin 2\beta = 0.4$ i R_b (obszar zakropkowany).

Przykłady modeli GMFV

1. 2HDM(II) z dużym $\tan \beta$

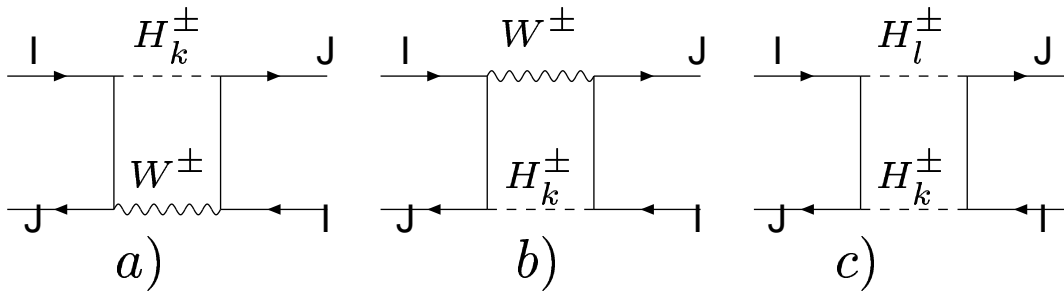
drzewowe sprzężenie naładowanego skalara Higgsa ($H_k^+ \equiv (H^+, G^+)$) do kwarków:

$$L_{\text{int}} = H_k^+ \bar{u}_A V_{AI} (a_L^{AIk} P_L + a_R^{AIk} P_R) d_I + \text{Hc.} \quad (28)$$

gdzie

$$a_L^{AIk} = \frac{e}{\sqrt{2}s_W} \frac{m_{u_A}}{M_W} \times \begin{cases} \cot \bar{\beta} & \text{for } k = 1 \\ 1 & \text{for } k = 2 \end{cases} \quad (29)$$

$$a_R^{AIk} = \frac{e}{\sqrt{2}s_W} \frac{m_{d_I}}{M_W} \times \begin{cases} \tan \bar{\beta} & \text{for } k = 1 \\ -1 & \text{for } k = 2 \end{cases} \quad (30)$$



Rysunek 1: Diagramy pudełkowe w rozszerzonym sektorze Higgsa

dominujące wkłady do współczynników Wilsona:
diagram z $W^\pm H^\mp$:

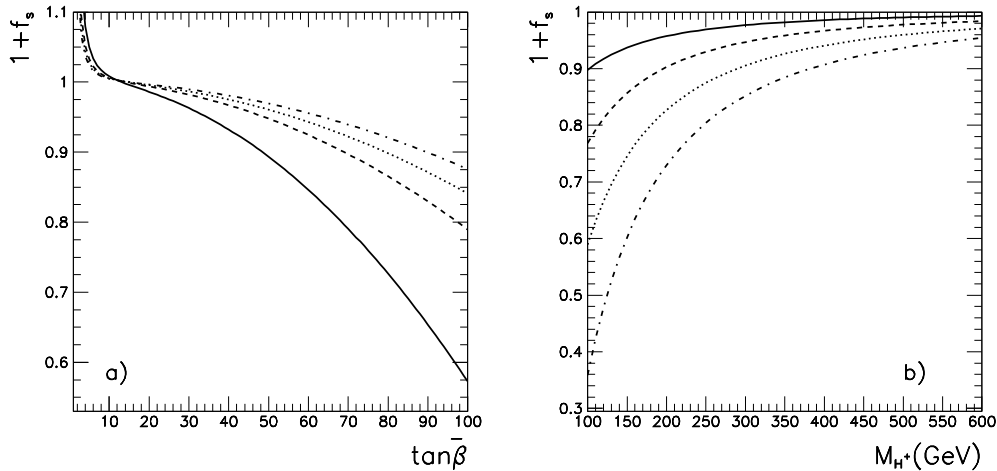
$$\delta^{(+)} C_2^{\text{LR}} \sim -\frac{8 m_{d_I} m_{d_J}}{3 m_t^2} \tan^2 \bar{\beta}$$

diagram z $H^\pm H^\mp$:

$$\delta^{(+)} C_2^{\text{LR}} \sim -\frac{4 m_{d_I} m_{d_J}}{3 M_W^2} \tan^2 \bar{\beta} \quad (31)$$

Widać, że dla dużego $\tan \bar{\beta}$ największy wkład pochodzi od $\delta^{(+)} C_2^{\text{LR}}$. Wkład ten ma przeciwny znak niż wkład diagramu z tW^\pm i może

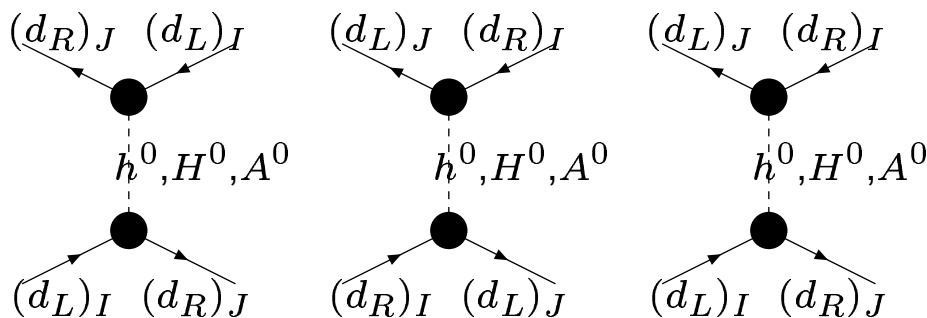
znacząco wpływać na amplitudę $\bar{B}_s^0 - B_s^0$
 (analogiczny wkład do $\bar{B}_d^0 - B_d^0$ i kaonów jest
 tłumiony przez czynniki masowe.)

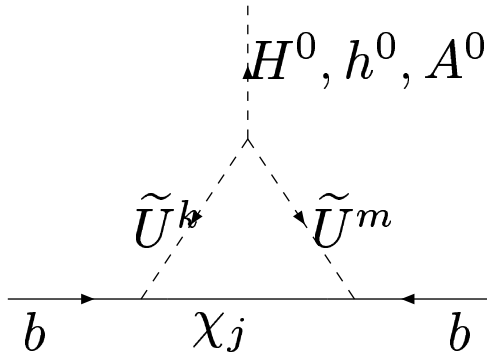


Te wkłady są w modelu 2HDM silnie
 ograniczone przez wyniki eksperymentalne na
 $B_s \rightarrow X_s \gamma$.

2. MSSM z dużym $\tan \beta$, ciężkimi cząstkami supersymetrycznymi i lekkim sektorem Higgsa

- jednopętlowe wkłady diagramów pudełkowych z cząstkami supersymetrycznymi w pętli są zanedbywalne
- wkłady diagramów pudełkowych z naładowanym skalarom Higgsa i kwarkiem t mogą być duże (ograniczenie wynikające z $b \rightarrow s\gamma$ jest tu słabsze niż w Modelu Dwudoubletowym)
- poprawki dwupętlowe, pochodzące z jednopętlowych poprawek do sprzężeń kwarków dolnych z neutralnymi skalarami Higgsa, mogą być bardzo duże





Poprawka jednopętlowa do wierzchołka $\bar{b}b$ -neutralny Higgs w MSSM (w pętli wkład chargin i stopów), proporcjonalna do $\tan \beta^2$.

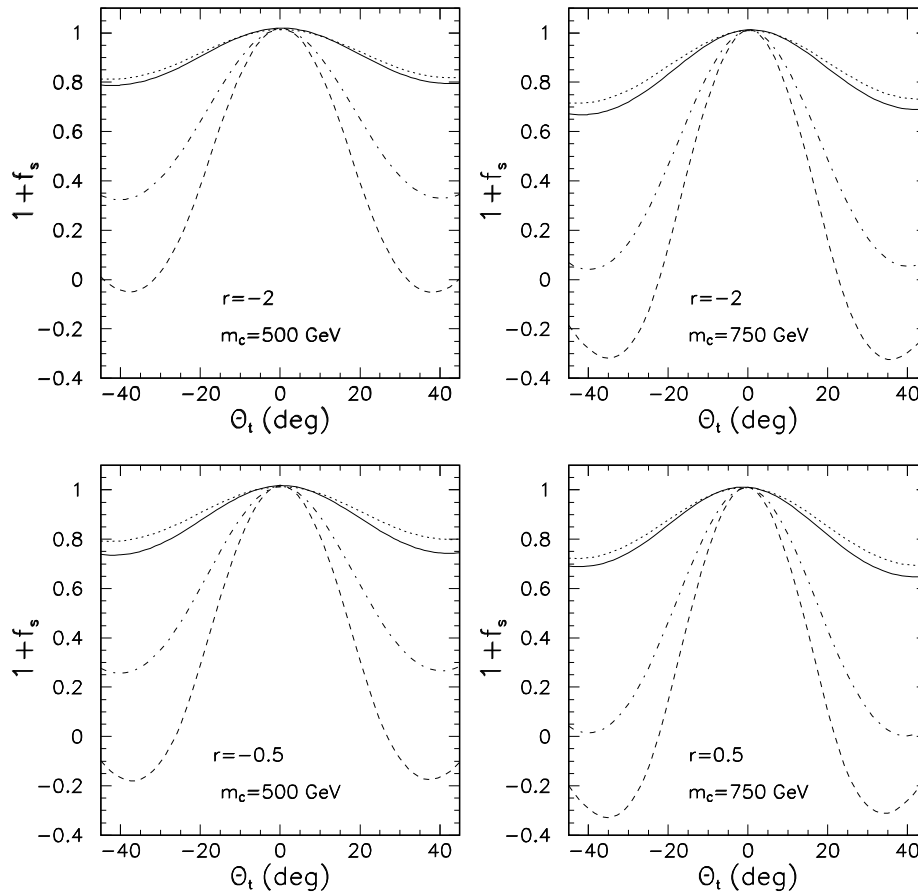
Identyczne diagramy dają wkład do amplitudy $B \rightarrow \bar{l}l$, więc znalezione w tym procesie bardzo silne efekty mogą być częściowo ograniczone przez mieszanie neutralnych mezonów B .

Wkłady diagramów (przedstawionych na poprzednim rysunku) do współczynników Wilsona:

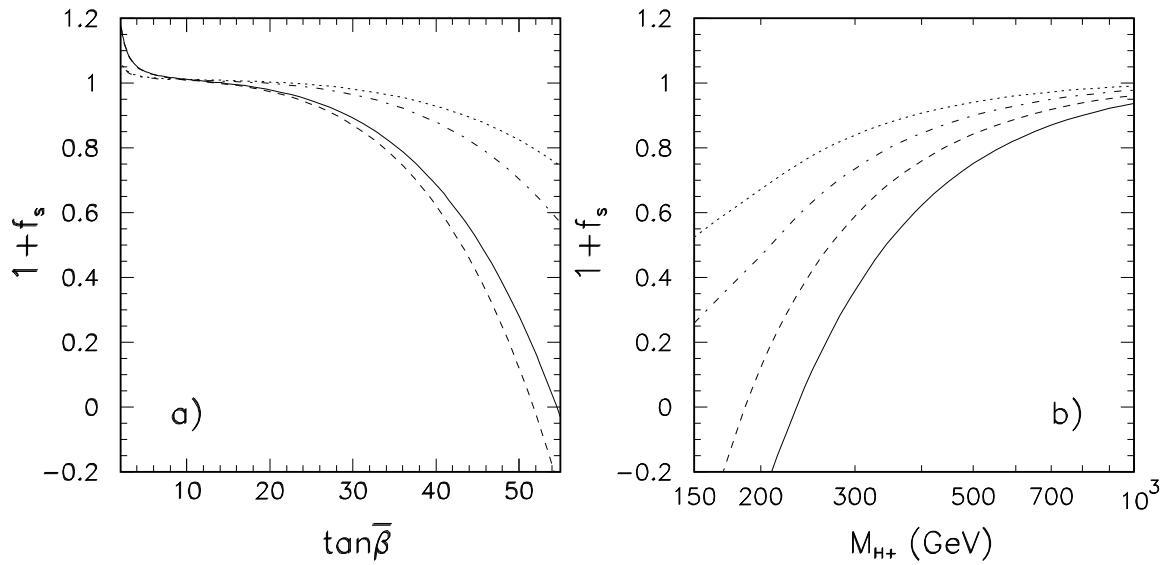
$$\begin{aligned}\delta^{(0)}C_1^{\text{SLL}} &= -\frac{\alpha_{EM}}{4\pi s_W^2} \frac{m_t^4}{M_W^4} m_{d_J}^2 X_{tC}^2 \tan^4 \bar{\beta} \mathcal{F}_- \\ \delta^{(0)}C_1^{\text{SRR}} &= -\frac{\alpha_{EM}}{4\pi s_W^2} \frac{m_t^4}{M_W^4} m_{d_I}^2 X_{tC}^2 \tan^4 \bar{\beta} \mathcal{F}_- \quad (32) \\ \delta^{(0)}C_2^{\text{LR}} &= -\frac{\alpha_{EM}}{2\pi s_W^2} \frac{m_t^4}{M_W^4} m_{d_J} m_{d_I} X_{tC}^2 \tan^4 \bar{\beta} \mathcal{F}_+ .\end{aligned}$$

gdzie $X_{tC} = \sum_{j=1}^2 Z_+^{2j} Z_-^{2j} \frac{A_t}{m_{C_j}} H_2(x_1^{t/C_j}, x_2^{t/C_j})$,
 $x_i^{t/C_j} = M_{\tilde{t}_i}^2 / m_{C_j}^2$, $i = 1, 2$, $j = 1, 2$,

$$\mathcal{F}_{\mp} \equiv \left[\frac{\cos^2 \bar{\alpha}}{M_H^2} + \frac{\sin^2 \bar{\alpha}}{M_h^2} \mp \frac{\sin^2 \bar{\beta}}{M_A^2} \right] \quad (33)$$



$1 + f_s$ w MSSM jako funkcja kąta mieszania stopów dla różnych mas lżejszego chargina i składu chargina ($r \equiv M_2/\mu$). Ciągła, kreskowana, kropkowana i kreskowana-kropkowana linia odpowiada następującym masom stopów (w GeV) (500,650), (500,850), (700,850) i (700,1000).



$1 + f_s$ w MSSM dla masy lżejszego chargina 750 GeV, $r \equiv M_2/\mu = -0.5$ i masy stopów (w GeV) (500,850), (700,1000), (500,850) i (600,1100) (ciągła, kreskowana, kropkowana i kreskowana-kropkowana linia odpowiednio) jako funkcja a) $\tan \bar{\beta}$ and b) M_{H^+} . Na rysunku a) ciągła i kreskowana (kropkowana i kreskowana-kropkowana) linia odpowiada $M_{H^+} = 200$ (600) GeV, a na rysunku b) ciągła i kreskowana (kropkowana i kreskowana-kropkowana) linia odpowiada $\tan \bar{\beta} = 50$ (35).

Konkluzje

- Macierz V_{CKM} – jedyne źródło łamania CP i niezachowania zapachu? Czy są inne inne źródła, jeśli tak, to jakie, i jak to wpływa na modele (rozszerzenia Modelu Standardowego)?
- Klasy rozszerzeń Modelu Standardowego, klasyfikacja (na poziomie H_{eff}) w zależności od różnicy w stosunku do Modelu Standardowego. Jak macierz V_{CKM} fituje dane eksperymentalne w tych modelach?
- Na razie nie ma niezgodności z Modelem Standardowym, więc jednak, że jest dużo miejsca na wkłady on 'nowej fizyki'.
- Ograniczenia wynikające z obecnych i przyszłych danych eksperymentalnych na nowe modele, możliwość wykluczania modeli.
- Przykłady modeli - 2HDM(II) i MSSM.