Skalarne prądy zmieniające zapach w minimalnym supersymetrycznym modelu standardowym

Łucja Sławianowska
Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Lucja.Slawianowska@fuw.edu.pl

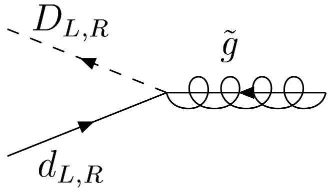
PLAN

1. Model supersymetryczny (MSSM)
   - Podstawowe parametry
   - Źródła łamania zapachu: minimalne (MFV) i nieminimalne
   - Skalarne prądy zmieniające zapach (SFCNC), $\tan\beta \gg 1$
2. Minimalne łamanie zapachu
   - Rozpad $B^0_{s,d} \to \mu^+\mu^-$
   - Rozpady $B \to Kl^+l^-$ i $B \to X_s l^+l^-$
   - B^0_s-$\bar{B}^0_s$
   - Korelacje
3. Niemimalne łamanie zapachu
   - Metoda wstawek masowych
   - Ograniczenia doświadczalne na wstawki
   - Asymetria łamiąca CP w rozpadach $B^0_{s,d} \to \mu^+\mu^-$ i $B_d \to \Phi K_s$
4. Podsumowanie

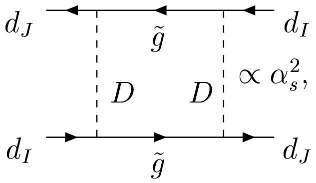
Supersymetria (miękko złamana)

$$\mathcal{L}_{soft} = -U_R^* m_U^2 U_R - U_L^* m_Q^2 U_L - D_R^* m_D^2 D_R - D_L^* m_Q^2 D_L$$
$$+H_u^0 U_R A_U U_L + H_d^0 D_R A_D D_L$$

Przejście do bazy elektrosłabej: $d_L = \mathbf{D}_L d_L$, $D_L^* = D_L \tilde{\mathbf{D}}_L^\dagger$



$\propto \mathcal{K} = \tilde{\mathbf{D}}^\dagger{}_L \mathbf{D}_L$



$\propto \alpha_s^2, \quad \Delta\mathcal{A} \sim \frac{\alpha_S^2}{M_{\rm SUSY}^2} < \alpha_{\rm EM} G_F \left(\frac{m_c}{M_W}\right)^2$

$M_{\rm SUSY} \gtrsim 10\mathrm{TeV} \to$ bardzo efektywne tłumienie: $\mathcal{K} \propto \mathbf{1}$ lub degeneracja skwarków.

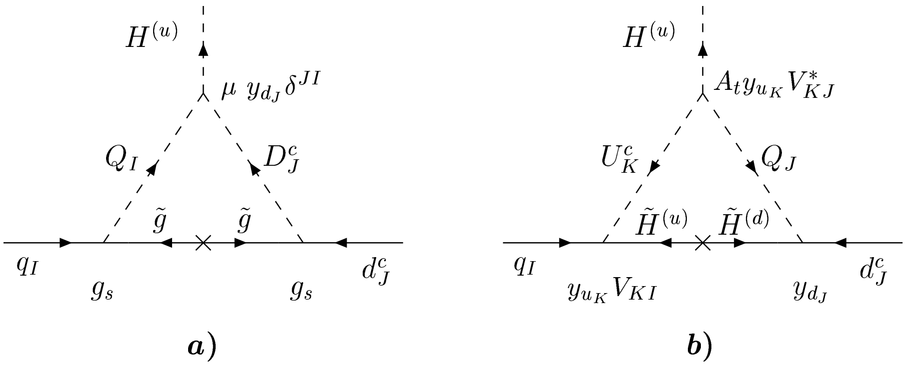
Generyczne wkłady SUSY (K^0-$\bar{K}^0$): $\mathcal{A} \sim \alpha_S^2 \sum_{ij} \mathcal{K}_{iJ}\mathcal{K}_{iI}^*\mathcal{K}_{jJ}\mathcal{K}_{jI}^* f(m_{\tilde{g}}\tilde{M}_i, \tilde{M}_j)$

Pytanie o mechanizm łamania supersymetrii

Minimalne łamanie zapachu (MFV) lub nieminimalne

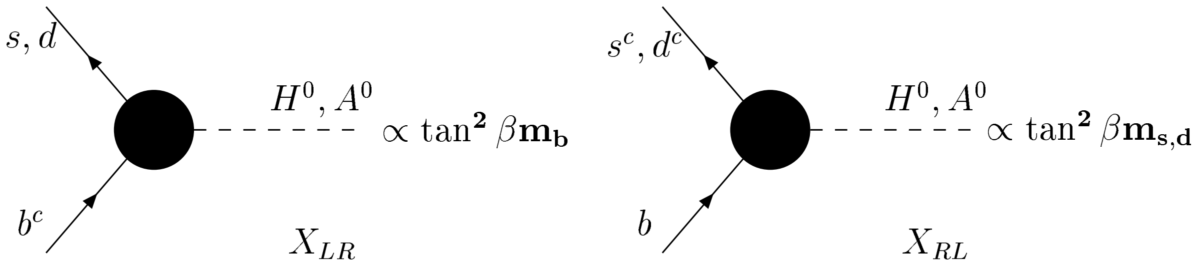
$\mathcal{K} \propto \mathbf{1} \to$ CKM jedynym źródłem FV i CPV

SFCNC — ważne efekty dla $\tan\beta \gg 1$

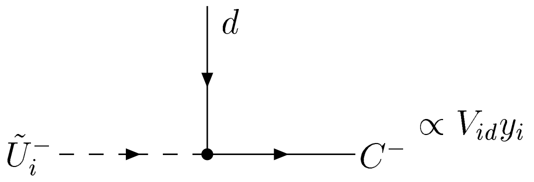


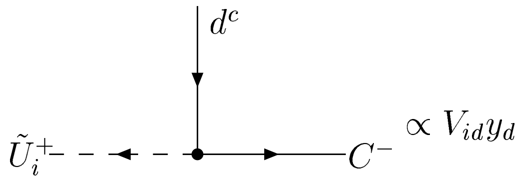
Poniżej skali SUSY model z H_u i H_d sprzężonymi do kwarków dolnych $\to$ ogólny model 2HDM $\to$ FCNC przenoszone przez bozony Higgsa (SFCNC)

Efektywne sprzężenia naruszające zapach SFCNC:



MFV SUSY





dominacja y_t jedynie y_b duże

$\rightarrow$ łamanie GIM $\rightarrow$ procesy z kwarkiem b

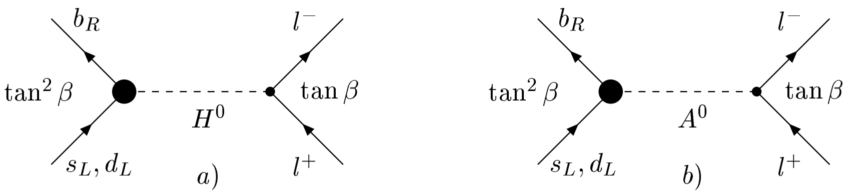
Duże efekty w $B \rightarrow X_s \gamma$ dla $\tan\beta \gg 1 \rightarrow$ ograniczenia na przestrzeń parametrów MSSM.

Rozpady B^0

Ograniczenia eksperymentalne:

$BR(B_d^0 \to \mu^+\mu^-) < 1.5 \times 10^{-7}$ BaBar,
$BR(B_s^0 \to \mu^+\mu^-) < 5.8 \times 10^{-7}$ CDF.

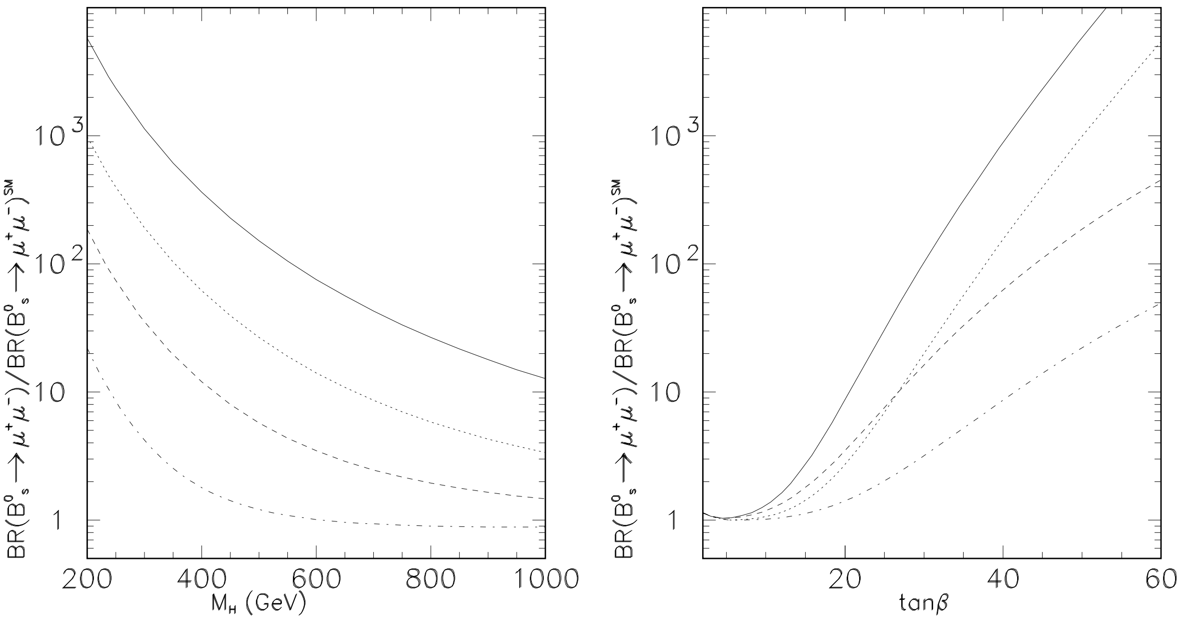
Przewidywania SM:
$BR(B_d^0 \to \mu^+\mu^-) \approx 1.4 \times 10^{-10}$.
$BR(B_s^0 \to \mu^+\mu^-) \approx 3.5 \times 10^{-9}$,



$BR(B_{s,d}^0 \to l^+l^-) \approx \frac{\tan^6\beta}{M_A^4}$ może znacznie przewyższać ograniczenia eksperymentalne

Własności:

- Duże efekty dla dużego mieszania lewo i prawochiralnych stopów
- $\propto 1/M_{A^0}^2$
- $\propto (M_{SUSY})^0$ (nie odprzęgają się)
- $B \to X_s\gamma$ ich nie ogranicza



Duże efekty możliwe nawet dla $M_{H^+} \sim 500$ GeV.

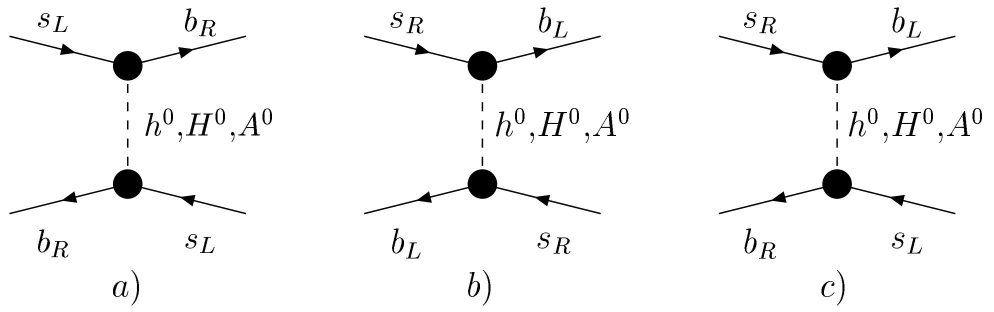
Efekty sprzężeń FV w $B \to X_s l^+ l^-$ i $B \to K l^+ l^-$ (F.Krüger, G.Hiller, A.Ali, E.Lunghi, C.Greub i in.) rzędu niepewności teoretycznych w Modelu Standardowym (P.Chankowski, Ł.S.)

Mogą być widoczne w $\frac{BR(B\to X_s\mu^+\mu^-)}{BR(B\to X_s e^+e^-)}$ (wzrost $\sim 30\%$ w porównaniu z 1), ale wielkość ta musi być mierzona bezpośrednio (F. Krüger, G.Hiller)

Jak dotąd $B_s^0 \to \mu^+\mu^-$ ogranicza najsilniej $X_{LR,RL}$.

"Dwupingwiny"

Diagramy dające wkład do B_s^0-$\bar{B}_s^0$

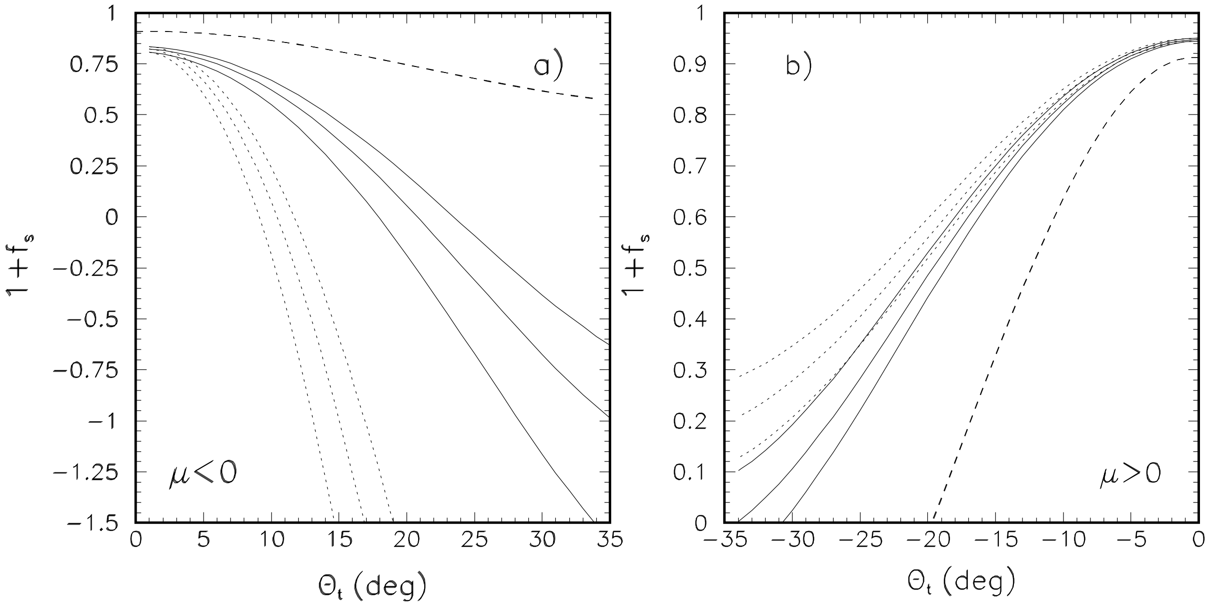


$a):\ \mathcal{A} \propto \left(\frac{1}{M_{H^0}^2} - \frac{1}{M_{A^0}^2}\right) m_b^2 \tan^4\beta$ tłumione ($M_{H^0} \approx M_{A^0}$)

$c):\ \mathcal{A} \propto -\left(\frac{1}{M_{H^0}^2} + \frac{1}{M_{A^0}^2}\right) m_b m_s \tan^4\beta$ porównywalne z wkładem SM (mimo tłumienia przez m_s)

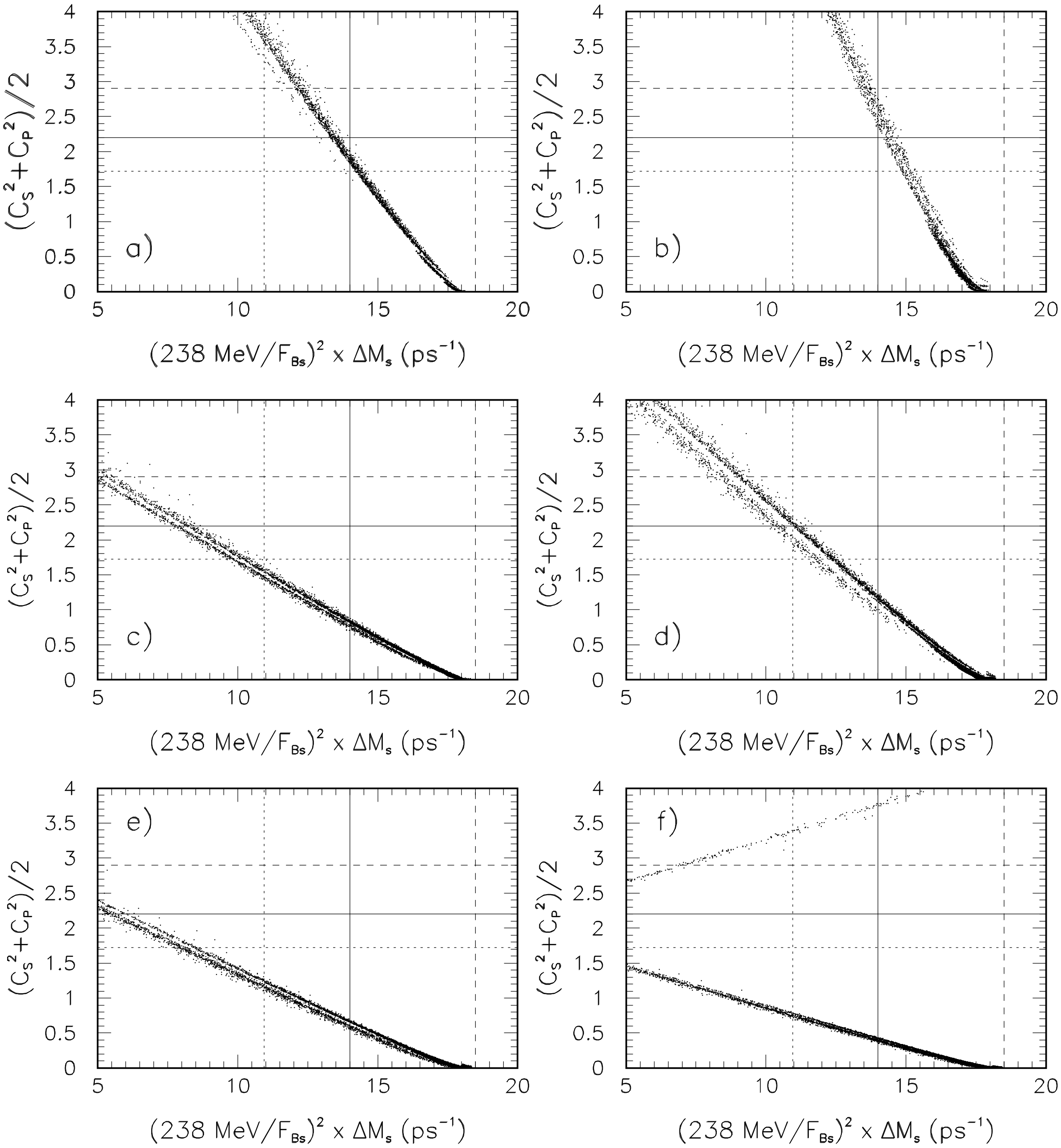
$\tan\beta \gg 1 \rightarrow$ ujemny wkład do ΔM_s, zaś ΔM_d i ε_K prawie bez zmian ($F^s < S_0$, $F^d \approx F^\varepsilon \approx S_0$)

Wzmocnienie wkładu do ΔM_s przez efekty QCD

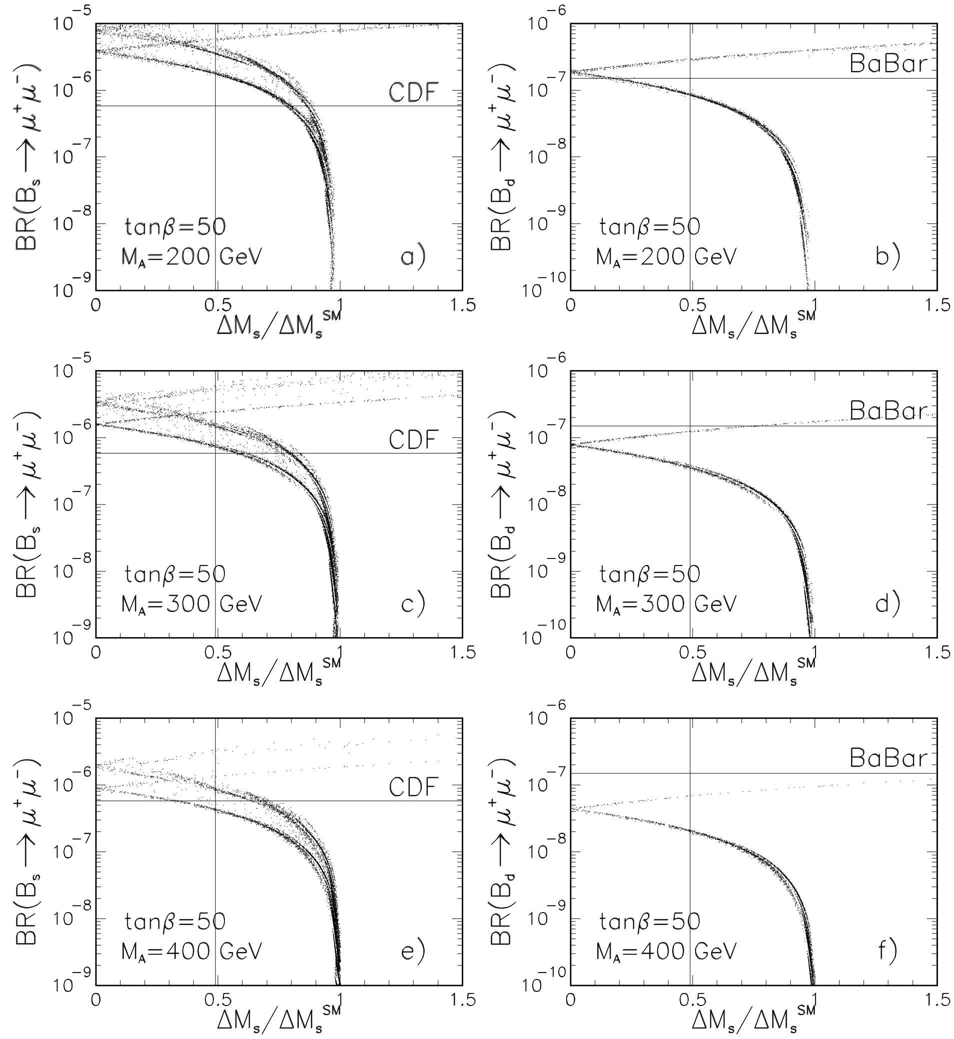


Ograniczenie: $0.48 \left[\frac{\Delta M_s}{14.4/ps}\right] < |F^s| \rightarrow$ dodatkowe ograniczenia na przestrzeń parametrów MSSM

Różnica między $\mu > 0$ i $\mu < 0 \rightarrow$ ze zsumowania dużych logarytmów



a)
b)
c)
d)
e)
f)
$(C_S^2+C_P^2)/2$
$(238\ \mathrm{MeV}/F_{Bs})^2 \times \Delta M_s\ (\mathrm{ps}^{-1})$



Korelacja w modelach z minimalnym łamaniem zapachu. $BR(B_d^0 \to \mu^+\mu^-) \gtrsim 4 \times 10^{-8} \to$ inne (niż CKM) źródła łamania zapachu.

Nieminimalne łamanie zapachu

Macierze mas skwarków ($\mathcal{M}_D^2 :\ 6 \times 6$, $m_{D,Q}^2, A_d :\ 3 \times 3$):

$$\mathcal{M}_D^2 = \left[\begin{array}{cc} m_Q^2 & v_d A_d \\ v_d A_d & m_D^2 \end{array} \right]$$

Wstawki masowe: $(\delta_{LL}) \equiv \frac{(m_Q^2)}{\langle \mathcal{M}^2 \rangle}$, $(\delta_{RR}) \equiv \frac{(m_D^2)}{\langle \mathcal{M}^2 \rangle}$, itd.

Ograniczone głównie przez $\bar{K}^0$-K^0, $\bar{B}^0$-B^0

Silne ograniczenia na wstawki mieszające 1 i 2 generację, znacznie słabsze na mieszanie z 3.

$(\Delta \mathcal{M}_D^2)_{LL,RR}^{31} < 0.2 \left(\frac{M_D, m_{\tilde{g}^2}}{1\mathrm{TeV}} \right)$

$(\Delta \mathcal{M}_D^2)_{LR}^{32} < 0.07 \left(\frac{M_Q}{1\mathrm{TeV}} \right)$ i
$\left(\Delta \mathcal{M}_D^2\right)_{LL,RR}^{13} < 0.07 \left(\frac{M_D, m_{\tilde{g}^2}}{1\mathrm{TeV}} \right)$.

Asymetrie łamiące CP

Interferencja: fazy mieszania i rozpadu:

$$|B^0_{\rm ph}(t)\rangle = g_+(t)|B^0\rangle + \left(\frac{q}{p}\right) g_-(t)|\bar{B}^0\rangle$$

$$|\bar{B}^0_{\rm ph}(t)\rangle = g_+(t)|\bar{B}^0\rangle + \left(\frac{p}{q}\right) g_-(t)|B^0\rangle$$

$$g_+(t) = e^{-iM_B t}e^{-\frac{\Gamma}{2}t}\cos\left[\Delta M_B(t/2)\right]$$

$$g_-(t) = e^{-iM_B t}e^{-\frac{\Gamma}{2}t}\, i\ \sin\left[\Delta M_B(t/2)\right]$$

W SM i MFV MSSM — zaniedbywalnie małe
(równość faz wkładu drzewowego i pętlowego)
W nieminimalnym MSSM — możliwe duże efekty.

Asymetria scałkowana po czasie:

$$A_1 = \frac{\int_0^\infty dt\Gamma(B^0_{\rm ph}(t)\to l^-_L l^+_L) - \int_0^\infty dt\Gamma(\bar{B}^0_{\rm ph}(t)\to l^-_R l^+_R)}{\int_0^\infty dt\Gamma(B^0_{\rm ph}(t)\to l^-_L l^+_L) + \int_0^\infty dt\Gamma(\bar{B}^0_{\rm ph}(t)\to l^-_R l^+_R)}$$

$$A_1 = \frac{\frac{1}{2}x^2\left(|\lambda_L|^2 - |\lambda_R|^{-2}\right) - x\mathrm{Im}\left(\lambda_L - \lambda_R^{-1}\right)}{2 + x^2 + \frac{1}{2}x^2\left(|\lambda_L|^2 + |\lambda_R|^{-2}\right) - x\mathrm{Im}\left(\lambda_L + \lambda_R^{-1}\right)}$$

gdzie: $x \equiv \Delta M_B/\Gamma$, $\lambda_L \equiv \frac{q}{p}\frac{\bar{\mathcal{A}}_L}{\mathcal{A}_L}$, $\lambda_R \equiv \frac{q}{p}\frac{\bar{\mathcal{A}}_R}{\mathcal{A}_R}$.

$$A_1 = \frac{-2x\mathrm{Im}\lambda_L}{2 + x^2 + x^2|\lambda_L|^2}, \quad A_2 = \frac{-2x\mathrm{Im}\lambda_R}{2 + x^2 + x^2|\lambda_R|^2}.$$

Maksymalne wartości: $A_{1,2}^{\max} = (2 + x^2)^{-1/2} \to B_s^0$: $A_{1,2} < 5$%, dla B_d^0 $A_{1,2} \sim 63$%.

Dwie możliwości

- Faza φ łamiąca CP w $A_t\mu$ (brak FV w $\mathcal{M}^2_{U,D}$)
  $\lambda_{L,R} = e^{2i\varphi}\frac{1\mp\sqrt{1-4m_l^2/M_B^2}}{1\pm\sqrt{1-4m_l^2/M_B^2}}$
  Asymetria niezależna od parametrów MSSM (oprócz φ).
  Duża dla $B_d^0 \to \tau^-\tau^+$: $A_1 \approx -0.09 \times \sin(2\varphi)$, $A_2 \approx -0.37 \times \sin(2\varphi)$.

- Niezerowe wstawki w $\mathcal{M}^2_{U,D}$
  Np. $\left(\mathcal{M}^2_D\right)^{31}_{LL}$, Wówczas $\varphi \to \varphi_{td} + \varphi'$
  $\varphi_{td} = \arg(\lambda^*_{td})$ ($= \beta$), φ' — faza $\mu^* \left(\mathcal{M}^2_D\right)^{31*}_{LL}$.

Asymetria może być niezerowa nawet dla wszystkich parametrów MSSM rzeczywistych.

Podsumowanie

- Interesujący scenariusz *nowej fizyki*:
  SUSY z $\tan\beta \gg 1 \to$ SFCNC

- Korelacje — możliwość rozróżnienia między minimalnym a nieminimalnym łamaniem zapachu

- Jeśli SUSY jest prawdziwą teorią, istnieje wiele miejsc (jak $B^0_{s,d} \to \mu^+\mu^-$ i $B^0_{s,d}$-$\bar{B}^0_{s,d}$), gdzie można ją zaobserwować (nawet, jeśli cząstki supersymetryczne są ciężkie)!