

$b \rightarrow c\bar{u}q$ ($q = d, s$) 崩壊 に対する新物理の解析

梅枝宏之（吉林大学）

arXiv: 2605.22088

共同研究者: Xuanning Guo, Albertus Hariwangsa Panuluh, Jinglong Zhu

Flavor Frontier 2026 岩手大学 上田キャンパス 2026年9月2日 – 9月4日

イントロダクション: $b \rightarrow c$ 崩壊過程

Inclusive: 全ての崩壊を包括的に議論

理論解析: 比較的 **易** (long distanceの寄与を系統的に扱う
解析手法有)

行列要素: $\langle f|O|B\rangle$ long-distance によるQCD補正を受ける部分 ← 摂動論が適用不可

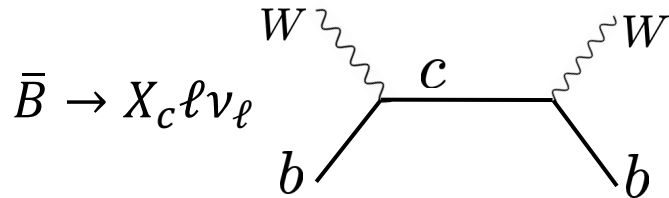
O : 有効演算子 f : 終状態

Exclusive: 特定の終状態を議論

理論解析: **難** (D, π 等の束縛状態に関する詳細な情報を要するため)

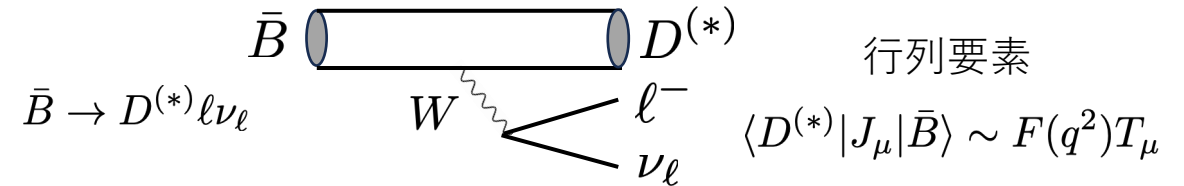
プロセスごとに異なる解析

Semi-leptonic (Inclusive)



行列要素: 実験データ(moment of dist)から決定

Semi-leptonic (Exclusive)

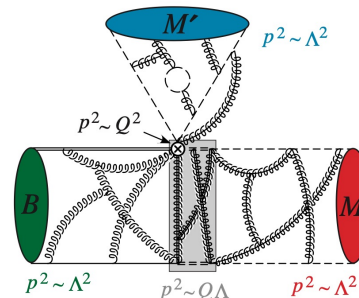


形状因子(F): lattice QCDや実験データなどから決定



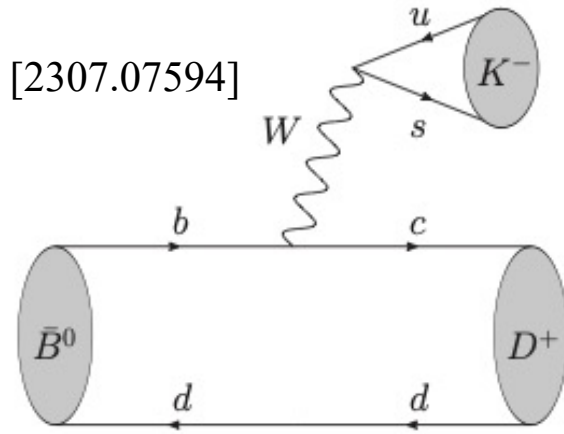
Non-leptonic (exclusive)

$B \rightarrow MM'$
[0401188]



● QCDのshort-distance & long distance の
寄与を分ける明示的な手法を要する。

$\bar{B}^0 \rightarrow D^+ K^-$ 崩壊 (color-allowed process)



- Tree-diagramのみが寄与し、Penguin diagram を含まない
→ 比較的クリーンな過程

Beneke, Buchalla, Neubert and Sachrajda [9905312]

- 理論手法として QCD factorization (QCDF) があり、
Next-to-next-to leading order (NNLO) の精度での解析
が与えられている。

Huber, Krankl and Li [1606.23888]

観測量の表式 $\text{Br}[\bar{B} \rightarrow DK] = \frac{\tau_B |\mathbf{p}|}{8\pi M_B^2} |\mathcal{A}|^2$

$$\mathcal{A} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{us}^* a_1 (M_B^2 - M_D^2) f_K f_0^{BD}(M_K^2)$$

a_1 : (主に) short-distance の寄与によって評価される係数

$$a_1 = \underbrace{C_2 + \frac{C_1}{N_c}}_{\text{LO}} + (\text{NLO}) + \dots$$

有効理論 $\Delta B = 1$

$$\mathcal{H}_{\text{eff}}^{\Delta B=1} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{uq}^* [C_1^q(\mu) \mathcal{Q}_1^q + C_2^q(\mu) \mathcal{Q}_2^q] + \text{h.c.}$$

演算子の定義 $\begin{cases} \mathcal{Q}_1^q = (\bar{c}^\alpha b^\beta)_{V-A} (\bar{q}^\beta u^\alpha)_{V-A} \\ \mathcal{Q}_2^q = (\bar{c}^\alpha b^\alpha)_{V-A} (\bar{q}^\beta u^\beta)_{V-A} \end{cases}$

Long-distance の部分: f_K (崩壊定数) と f_0^{BD} (形状因子)

Branching ratio に対する理論・実験の比較

10⁻³ unit

● QCDFによる予言値は実験値より大きな値を取っている。

$b \rightarrow c\bar{u}d$	QCDF	PDG
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	4.42 ± 0.21	2.98 ± 0.13
$B_s^0 \rightarrow D_s^{*-} \pi^+$	$4.3^{+0.9}_{-0.8}$	$1.9^{+0.5}_{-0.4}$

$b \rightarrow c\bar{u}s$	QCDF	PDG
$B^0 \rightarrow D^- K^+$	0.326 ± 0.015	0.205 ± 0.008
$B^0 \rightarrow D^{*-} K^+$	$0.327^{+0.039}_{-0.034}$	0.216 ± 0.008

理論の文献 Bordone, Huber, Gubernari, and van Dyk [2007.10338]

● データを説明するために崩壊振幅に対して概ね 15 ~ 20 %程度の負の補正が必要。

不一致に対する標準模型の枠組み内でのアプローチ

- (1) $1/m_b$ 展開による高次補正: Soft-gluon exchangeの寄与をLight-cone sum rules (LCSRs)に基づき解析 [2007.10338]
 b もしくは c クォークとスペクテータークォークの間のグルーオン交換 (q $\bar{q}$ g Fock state)
—両者とも実験値を説明するには補正として小さすぎる (特に後者は $\mathcal{O}(\Lambda_{\text{had}}^2 m_c/m_b^3)$ で抑制)
- (2) 終状態相互作用 : SU(3)(およびU(3)) 対称性に基づく rescattering (Endo, Iguro and Mishima [2109.10811]).
—標準模型ではColor-allowed と suppressed の過程を同時に説明できない。
- (3) LCSRs に基づく行列要素の解析 (Piscopo and Rusov [2307.07594])
—twist 5, 6の寄与を含むことで従来よりもnon-factorizable partが大きくなり(4~5%程度)、Brを説明できる可能性を指摘

この手法でのBranching ratio $\mathcal{O}(100\%)$ の不定性 c.f.) ~5%の誤差 in 通常のSM解析(擬スカラー) → 不一致を解決するかに関して明確な結論は得られず

新物理に基づく $b \rightarrow c\bar{u}q$ puzzle の議論

Model-dependent approach Kitahara and Iguro [2008.01086]

Atkinson, Englert, Kirk and Tetlalmatzi-Xolocotzi [2411.00940] Araz, Englert, Kirk, and Tetlalmatzi-Xolocotzi [2604.25998]

Model-independent approach ✓

—Weak effective theory (WET) 及びこれを簡略化した場合に対して新物理由来のWilson 係数を議論 Cai, Deng, Li, and Yang [2103.04138]

● Branching ratio 以外に他の観測量からの実験的制限を満たすか? ✓

(1) B 中間子のlifetime (τ_B) (2) $B^0 - \bar{B}^0$ 混合の $\Delta\Gamma$ 及びCP対称性の破れ (3) ユニタリティ三角形の角度 (γ)

上記の観測量(の一部)からの制限を考慮した解析: Lenz, Müller, Piscopo, and Rusov [2211.02724]

Meiser, van Dyk, and Virto [2411.09458] Guo, Panuluh, Umeeda, Zhu [2605.22088]

● 終状態相互作用 + 新物理の場合: Endo, Iguro and Mishima [2109.10811]; Panuluh, Tanaka, and Umeeda [2408.15466]

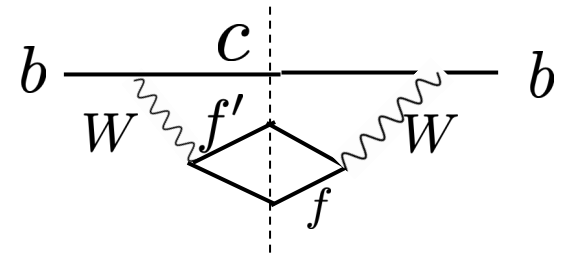
● $b \rightarrow c\bar{u}q$ 崩壊に対する直接的CP対称性の破れの議論 Guo, Panuluh, Umeeda, Zhu [2605.22088]



B 中間子の lifetime (1)

Total width: $\Gamma_B = \frac{1}{2M_B} \text{Im} \int d^4x \langle B | iT[H_W(x)H_W(0)] | B \rangle = \tau_B^{-1}$

光学定理:



$\Delta B = 0$ 過程

終状態についての和

{	Non-leptonic崩壊	$b \rightarrow c\bar{u}d, c\bar{u}s, c\bar{c}d, c\bar{c}s$
	Semi-leptonic崩壊	$b \rightarrow ce^-\bar{\nu}_e, c\mu^-\bar{\nu}_\mu, c\tau^-\bar{\nu}_\tau$

+ $b \rightarrow u$ 遷移: CKM suppressed

● 新物理を考える場合: $b \rightarrow c\bar{u}q$ 崩壊を通した寄与

● 理論手法: $1/m_b$ を展開パラメータと見なす解析 (演算子積展開(OPE))

$$\Gamma_B = \Gamma \left(C_0 + \frac{C_2}{m_b^2} + \frac{C_3}{m_b^3} + \frac{C_4}{m_b^4} + \dots \right) \quad \text{Inclusive = sum of exclusive に基づく}$$

B 中間子の lifetime (2): 非レプトンの的な寄与

Egner, Fael, Lenz, Piscopo, Rusov,
Schonwald, and Steinhauser [2412.14035]

(A) 三体崩壊 $b \rightarrow c\bar{q}q'$ (2-quark op.)

(B) スペクテーター効果 $\bar{b}q \rightarrow \bar{b}q$ (4-quark op.)

$$\Gamma(B_q) = \Gamma_3 + \Gamma_5 \frac{\langle \mathcal{O}_5 \rangle}{m_b^2} + \Gamma_6 \frac{\langle \mathcal{O}_6 \rangle}{m_b^3} + \dots + \underbrace{16\pi^2 \left(\tilde{\Gamma}_6 \frac{\langle \tilde{\mathcal{O}}_6 \rangle}{m_b^3} + \tilde{\Gamma}_7 \frac{\langle \tilde{\mathcal{O}}_7 \rangle}{m_b^4} + \dots \right)}_{\substack{d: \text{dimension of operator} \\ d = 3, 5, 6, 7.}}$$

Γ_d : short-distance $\langle \mathcal{O}_d \rangle$: long-distance

3体崩壊との位相空間因子の違いによる $\mathcal{O}(10^2)$ enhancement

Short-distance QCD補正

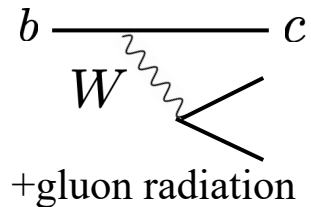
$$\Gamma_d = \Gamma_d^{(0)} + \frac{\alpha_s}{\pi} \Gamma_d^{(1)} + \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 \Gamma_d^{(2)} + \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^3 \Gamma_d^{(3)} + \dots,$$

$d=3$ $\langle B_d | \bar{b}_v b_v | B_q \rangle / (2m_{B_q}) = 1$ Long-distance の補正が無く, short-distanceのみで決定される. b_v : HQET field

$d=4$ 寄与する演算子が無い (CGG/BUV 定理)

Chay, Georgi and Grinstein Phys. Lett. B247 (1990) 399;
Bigi, Uraltsev and Vainshtein, Phys. Lett. B293 (1992) 430; (E) B297 (1993) 477.

(A)



$$d=5 \left\{ \begin{array}{l} 2m_{B_q} \mu_\pi^2(B_q) = -\langle B_q | \bar{b}_v (iD_\mu) (iD^\mu) b_v | B_q \rangle, \\ 2m_{B_q} \mu_G^2(B_q) = \langle B_q | \bar{b}_v (iD_\mu) (iD_\nu) (-i\sigma^{\mu\nu}) b_v | B_q \rangle \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} d=6 \text{ (Darwin項)} \\ 2m_{B_q} \rho_D^3(B_q) = \langle B_q | \bar{b}_v (iD_\mu) (iv \cdot D) (iD^\mu) b_v | B_q \rangle \end{array}$$

$d=5, 6$ の行列要素は $B \rightarrow X_c \ell \nu_\ell$ 崩壊の実験データを fit して決めた値を利用 @3-loop

Bordone, Capdevila, and Gambino
[2107.00604]

B 中間子の lifetime (3): スペクテータ効果の寄与

(A) 三体崩壊 $b \rightarrow c\bar{q}q'$ (2-quark op.)

(B) スペクテータ効果 $\bar{b}q \rightarrow \bar{b}q$ (4-quark op.)

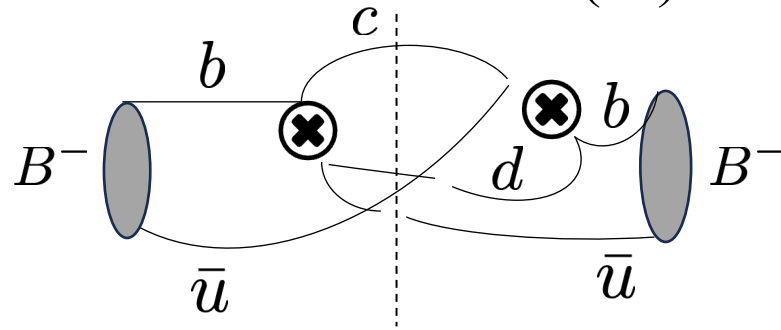
$$\Gamma(B_q) = \Gamma_3 + \Gamma_5 \frac{\langle \mathcal{O}_5 \rangle}{m_b^2} + \Gamma_6 \frac{\langle \mathcal{O}_6 \rangle}{m_b^3} + \dots + 16\pi^2 \left(\tilde{\Gamma}_6 \frac{\langle \tilde{\mathcal{O}}_6 \rangle}{m_b^3} + \tilde{\Gamma}_7 \frac{\langle \tilde{\mathcal{O}}_7 \rangle}{m_b^4} + \dots \right)$$

d : dimension of operator
 $d = 3, 5, 6, 7$.

Γ_d : short-distance $\langle \mathcal{O}_d \rangle$: long-distance

3体崩壊との位相空間因子の違いによる $\mathcal{O}(10^2)$ enhancement

(B) Pauli interference (PI)

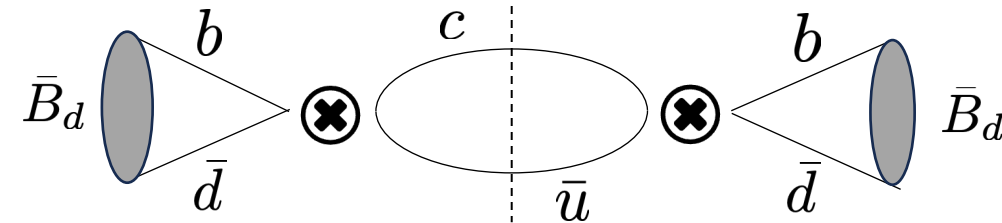


⊗: 新物理を含むvertex

	Γ_{dec}	Γ_{ann}	Γ_{int}	Γ_{semi}	Γ_{tot}	$\tau(10^{-12}\text{s})$	$\tau_{\text{expt}}(10^{-12}\text{s})$
B^+	3.102	0	-0.267	1.000	3.834	1.717	1.638 ± 0.004
B_d^0	3.102	0.039	0	1.000	4.141	1.590	1.520 ± 0.004
B_s^0	3.102	0.053	0	1.000	4.155	1.584	1.510 ± 0.005

↑ ↑ Cheng [1807.00916]
 $\Gamma_{\text{WA}}/\Gamma_{\text{PI}} = \mathcal{O}(0.1)$

Weak annihilation (WA)



Vacuum insertion approximation (VIA) を取る極限で
ヘリシティ抑制される小さい寄与

$d = 6 \quad \Delta B = 0$

$$O_1^q \equiv Q_1^q \equiv \bar{b}\gamma_\mu(1-\gamma_5)q\bar{q}\gamma^\mu(1-\gamma_5)b,$$

$$O_2^q \equiv Q_2^q \equiv \bar{b}(1-\gamma_5)q\bar{q}(1+\gamma_5)b,$$

$$O_3^q \equiv T_1^q \equiv \bar{b}\gamma_\mu(1-\gamma_5)T^a q\bar{q}\gamma^\mu(1-\gamma_5)T^a b,$$

$$O_4^q \equiv T_2^q \equiv \bar{b}(1-\gamma_5)T^a q\bar{q}(1+\gamma_5)T^a b,$$

行列要素の定義 $\overline{\langle O_i^{q'} \rangle}_{B_q} \equiv \langle B_q | O_i^{q'} | B_q \rangle$

$$\overline{\langle Q_i \rangle}_{B^+}(\mu) = A_i f_{B^+}^2 M_{B^+}^2 B_i(\mu)$$

$$\overline{\langle T_i \rangle}_{B^+}(\mu) = A_i f_{B^+}^2 M_{B^+}^2 \epsilon_i(\mu)$$

$$A_1 = 1 \quad A_2 = \frac{M_{B^+}^2}{(m_b^{\text{OS}} + m_u)^2}$$

For $d=7$

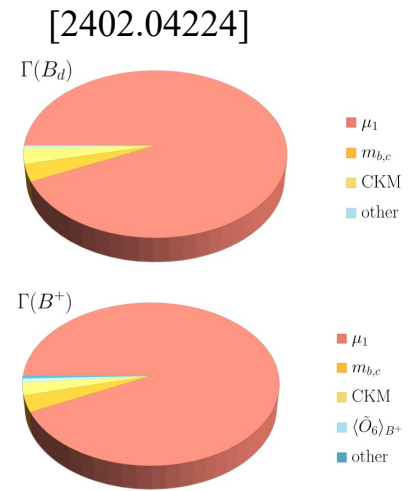
VIA を利用

B 中間子の lifetime (4): 理論と実験の比較

Observable	LO	NLO	NNLO	Exp. value
$\Gamma(B^+)[\text{ps}^{-1}]$	$0.666^{+0.108}_{-0.124}$	$0.593^{+0.047}_{-0.061}$	$0.587^{+0.025}_{-0.035}$	0.6105 ± 0.0015
$\Gamma(B_d)[\text{ps}^{-1}]$	$0.688^{+0.118}_{-0.128}$	$0.642^{+0.049}_{-0.064}$	$0.636^{+0.028}_{-0.037}$	0.6592 ± 0.0017
$\Gamma(B_s)[\text{ps}^{-1}]$	$0.680^{+0.116}_{-0.127}$	$0.633^{+0.048}_{-0.063}$	$0.628^{+0.027}_{-0.035}$	0.6579 ± 0.0022

Lenz, Piscopo, Rusov,
Schonwald, and Steinhauser [2412.14035]

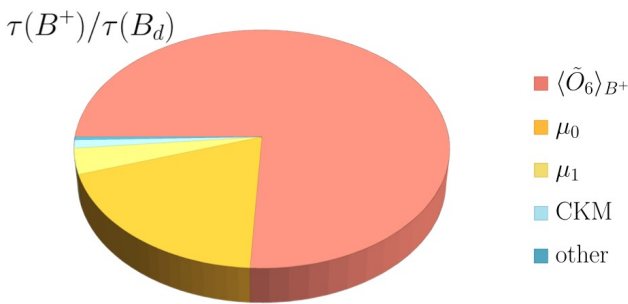
精度	理論(NNLO)	実験
$\Gamma(B^+)$	4.3 – 6.0%	0.2%
$\Gamma(B_d)$	4.4 – 5.8%	0.3%
$\Gamma(B_s)$	4.3 – 5.6%	0.3%



Dominant uncertainty
Renormalization scale dep.

Observable	LO	NLO	Exp. value
$\tau(B^+)/\tau(B_d)$	$1.036^{+0.036}_{-0.027}$	$1.081^{+0.014}_{-0.016}$	1.076 ± 0.004
$\tau(B_s)/\tau(B_d)$	$1.0132^{+0.0070}_{-0.0072}$	$[1.0131^{+0.0073}_{-0.0074}]^*$	1.0032 ± 0.0032

精度	理論(NLO)	実験
$\frac{\tau(B^+)}{\tau(B_d)}$	1.3 – 1.5%	0.4%
$\frac{\tau(B_s)}{\tau(B_d)}$	0.7%	0.3%



Dominant uncertainty
d=6 Matrix element

- 理論的不定性が大きく、誤差の範囲内で実験と一致.
- τ_{B^+}/τ_{B_d} の方が理論的不定性が小さいため、(τ_{B_d} と比べると) 新物理に対するより強い制限を与える。

$B^0 - \bar{B}^0$ mixing の観測量と新物理の寄与

$$H = \begin{pmatrix} M - \frac{i}{2}\Gamma & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* & M - \frac{i}{2}\Gamma \end{pmatrix}$$

M_{12} : off-shell
 Γ_{12} : on-shell

質量固有状態

$$\begin{cases} |B_{qL}^0\rangle &= p_q |B_q^0\rangle + q_q |\bar{B}_q^0\rangle \\ |B_{qH}^0\rangle &= p_q |B_q^0\rangle - q_q |\bar{B}_q^0\rangle \end{cases}$$

観測量

質量差
 $\Delta m_q = m_{qH} - m_{qL}$

崩壊幅の差
 $\Delta \Gamma_q = \Gamma_{qL} - \Gamma_{qH}$

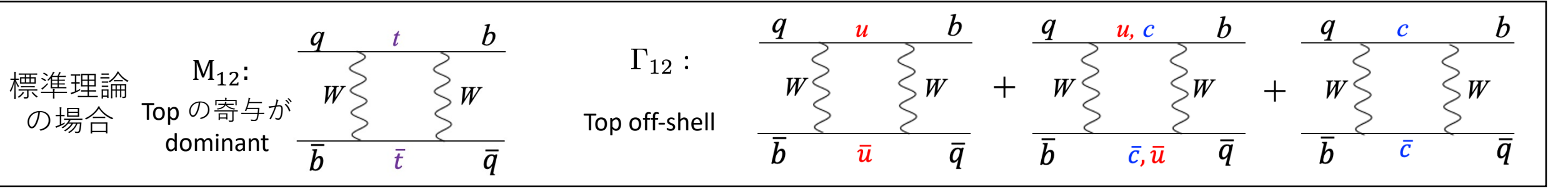
CP対称性の破れ
 $q_q/p_q \neq 1$

CP対称性の破れに感度を持つ量
Semi-leptonic asymmetry

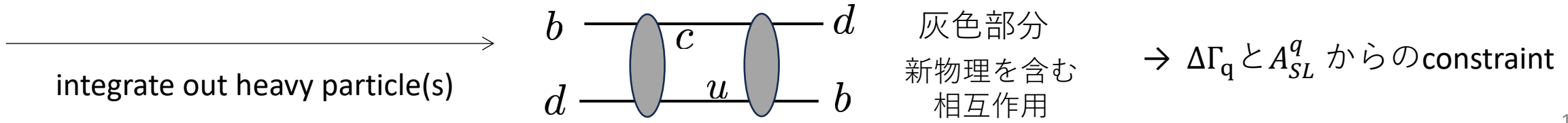
$$\mathcal{A}_{\text{SL}}^d = \frac{N(\bar{B}^0(t) \rightarrow \ell^+ \nu_\ell X) - N(B^0(t) \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell X)}{N(\bar{B}^0(t) \rightarrow \ell^+ \nu_\ell X) + N(B^0(t) \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell X)} = \frac{|p_q/q_q|^2 - |q_q/p_q|^2}{|p_q/q_q|^2 + |q_q/p_q|^2}$$

Mass matrix
に基づく表式

$$\Delta m_q \simeq 2|M_{12}^q| \qquad \Delta \Gamma_q \simeq 2|\Gamma_{12}^q| \cos \phi_{12}^q \qquad \mathcal{A}_{\text{SL}}^q \simeq \text{Im} \left(\frac{\Gamma_{12}^q}{M_{12}^q} \right)$$



新物理($b \rightarrow c\bar{u}d$)の寄与 $\rightarrow \Gamma_{12}$ の二番目のダイアグラム



$B^0 - \bar{B}^0$ mixing の観測量と新物理の寄与

Lenz and Nierste
[0612167]

Mass difference $M_{12} = \frac{G_F^2 M_{B_s}}{12\pi^2} M_W^2 (V_{tb} V_{ts}^*)^2 \hat{\eta}_B S_0(x_t) f_{B_s}^2 B$

Width difference $\Gamma_{12}^s = - \left[\lambda_c^2 \Gamma_{12}^{cc} + 2 \lambda_c \lambda_u \Gamma_{12}^{uc} + \lambda_u^2 \Gamma_{12}^{uu} \right] \quad \lambda_i = V_{ib} V_{is}^* \ (i = u, c, b)$

(OPE による解析) $\Gamma_{12}^{ab} = \frac{G_F^2 m_b^2}{24\pi M_{B_s}} \left[\underbrace{G^{ab} \langle B_s | Q | \bar{B}_s \rangle - G_S^{ab} \langle B_s | Q_S | \bar{B}_s \rangle}_{\text{Leading}} + \underbrace{\Gamma_{12,1/m_b}^{ab}}_{1/m_b \text{ 展開の補正}} \right]$

$\Delta B = 2$ 有効演算子 $\begin{cases} Q = \bar{s}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b_\alpha \bar{s}_\beta \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b_\beta \\ Q_S = \bar{s}_\alpha (1 + \gamma_5) b_\alpha \bar{s}_\beta (1 + \gamma_5) b_\beta \end{cases}$ 行列要素 $\begin{cases} \langle B_s | Q | \bar{B}_s \rangle = \frac{8}{3} M_{B_s}^2 f_{B_s}^2 B \\ \langle B_s | Q_S | \bar{B}_s \rangle = -\frac{5}{3} \frac{M_{B_s}^2}{(m_b + m_s)^2} M_{B_s}^2 f_{B_s}^2 B_S \end{cases}$

標準理論 $A_{\text{SL,SM}}^d = -0.00051 \pm 0.00005 \quad A_{\text{SL,SM}}^s = 0.000022 \pm 0.000002 \quad \Delta\Gamma_{d,\text{SM}} = 0.0027 \pm 0.0004 \text{ ps}^{-1} \quad \Delta\Gamma_{s,\text{SM}} = 0.091 \pm 0.015 \text{ ps}^{-1}$

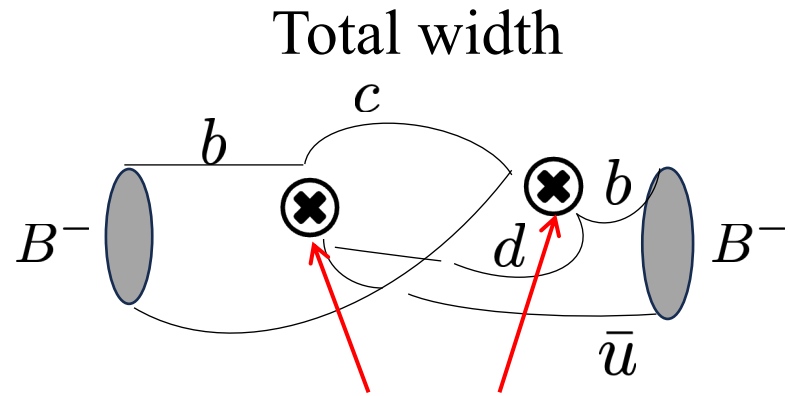
HFLAV $A_{\text{SL,Exp}}^d = -0.0021 \pm 0.0017 \quad A_{\text{SL,Exp}}^s = -0.0006 \pm 0.0028 \quad \left. \frac{\Delta\Gamma_d}{\Gamma_{B_d^0}} \right|_{\text{Exp}} = 0.001 \pm 0.010 \quad \Delta\Gamma_s = +0.083 \pm 0.005 \text{ ps}^{-1}$

SM from Albrecht, Bernlochner, Lenz, and Rusov [2402.04224] 実験的不定性に対して将来的にLHCbでの改善が期待されている(B_d 混合)。

LHCb Run 1-5 (300 fb⁻¹) [1812.07638] $\delta(\mathcal{A}_{SL}^d)_{\text{future}} = 0.0002 \quad \delta\left(\frac{\Delta\Gamma_d}{\Gamma_d}\right)_{\text{future}} = 1 \times 10^{-3} \quad \text{LHCb Upgrade II [1808.08865]}$

不定性が現状の~ 1/10.

$\Delta B = 1$ の演算子の寄与



$\Delta B = 1$ のWilson 係数に関して二次

PIの寄与

$$\Gamma_{\text{int}}(B^+) = \frac{G_F^2 m_b^2}{\pi} |V_{cb} V_{ud}|^2 |\psi_{b\bar{q}}^B(0)|^2 (1-x)^2 \quad \text{Cheng [1807.00916]}$$

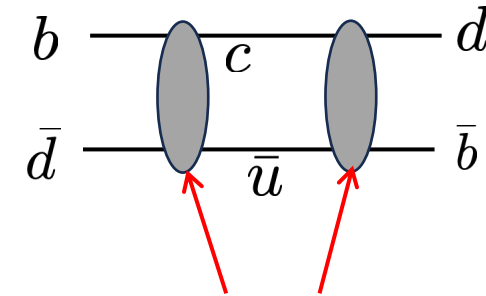
$$\times \left\{ \underbrace{(2N_c \text{Re}(C_1^* C_2) + |C_1|^2 + |C_2|^2)}_{\text{short-distance part}} \left[B_1 - \left(\frac{1+x}{1-x} \rho_3^u + \frac{1}{2} \rho_5^u \right) \left(\frac{m_B^2}{m_b^2} - 1 \right) \right] \right.$$

$$\left. + 6 \underbrace{(|C_1|^2 + |C_2|^2)}_{\text{new physics constraint}} \left[\epsilon_1 - \left(\frac{1+x}{1-x} \sigma_3^u + \frac{1}{2} \sigma_5^u \right) \left(\frac{m_B^2}{m_b^2} - 1 \right) \right] \right\},$$

short-distance part は C_1 and C_2 への依存性を持つ

新物理へのconstraint

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



Total widthと同様

$$D_k^{cu}(\mu_2) = \sum_{i,j=1,2} \overbrace{C_i^*(\mu_1) C_j^*(\mu_1)} F_{k,ij}^{cu}(\mu_1, \mu_2) + \frac{\alpha_s}{4\pi} \overbrace{(C_2^*(\mu_1))^2} P_{k,22}^{cu}(\mu_1, \mu_2)$$

$$+ \frac{\alpha_s}{4\pi} \underbrace{C_2^* C_{8G}^*}_{\text{new physics constraint}} (P_{k,28}^c + P_{k,28}^u) + \sum_{i=1,2} \sum_{r=3,6} \underbrace{C_i^* C_r^*}_{\text{new physics constraint}} (P_{k,ir}^c + P_{k,ir}^u),$$

Ciuchini, Franco, Lubicz, Mescia, and Tarantino [0308029]

$b \rightarrow c\bar{u}q$ puzzle の模型に依存しない解析

Lenz, Muller, Piscopo and Rusov
[2211.02724]

$$\mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{NP}}(x) = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{ud}^* \sum_{i=1}^{10} [C_i^{\text{NP}} Q_i(x) + C_i'^{\text{NP}} Q_i'(x)] + \text{h.c.},$$

標準模型の場合 $\rightarrow$ V-A カレントのみ

$$\mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{SM}}(x) = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{ud}^* [C_1^{\text{SM}} Q_1(x) + C_2^{\text{SM}} Q_2(x)] + \text{h.c.},$$

$$\mathcal{H}_{\text{eff}} \equiv \mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{SM}} + \mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{NP}}, \quad \vec{C} \equiv \vec{C}^{\text{SM}} + \vec{C}^{\text{NP}}, \quad \vec{C}' \equiv \vec{C}'^{\text{NP}}.$$

有効演算子の定義

$$\Delta B = 1$$

$$Q_1 = (\bar{c}^i \gamma_\mu P_L b^i)(\bar{d}^j \gamma^\mu P_L u^j),$$

$$Q_3 = (\bar{c}^i \gamma_\mu P_R b^i)(\bar{d}^j \gamma^\mu P_L u^j),$$

$$Q_5 = (\bar{c}^i P_L b^i)(\bar{d}^j P_R u^j),$$

$$Q_7 = (\bar{c}^i P_R b^i)(\bar{d}^j P_R u^j),$$

$$Q_9 = (\bar{c}^i \sigma_{\mu\nu} P_R b^i)(\bar{d}^j \sigma^{\mu\nu} P_R u^j),$$

chirality flipped sector

$$Q_i' = Q_i|_{P_L \leftrightarrow P_R}$$

$$Q_2 = (\bar{c}^i \gamma_\mu P_L b^j)(\bar{d}^j \gamma^\mu P_L u^i),$$

$$Q_4 = (\bar{c}^i \gamma_\mu P_R b^j)(\bar{d}^j \gamma^\mu P_L u^i),$$

$$Q_6 = (\bar{c}^i P_L b^j)(\bar{d}^j P_R u^i),$$

$$Q_8 = (\bar{c}^i P_R b^j)(\bar{d}^j P_R u^i),$$

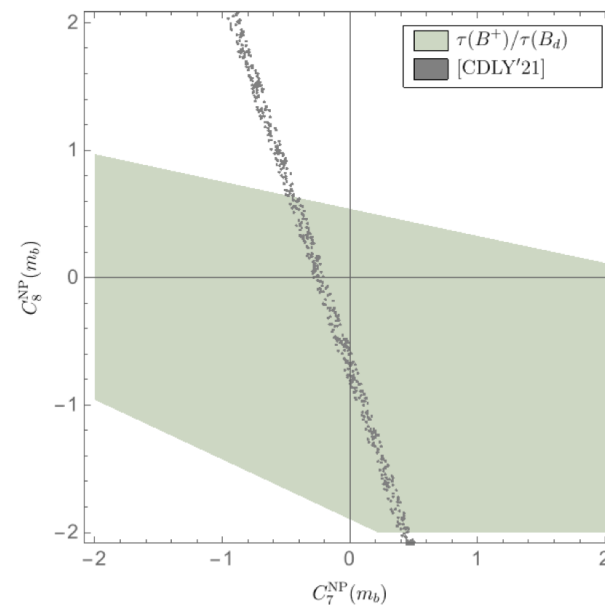
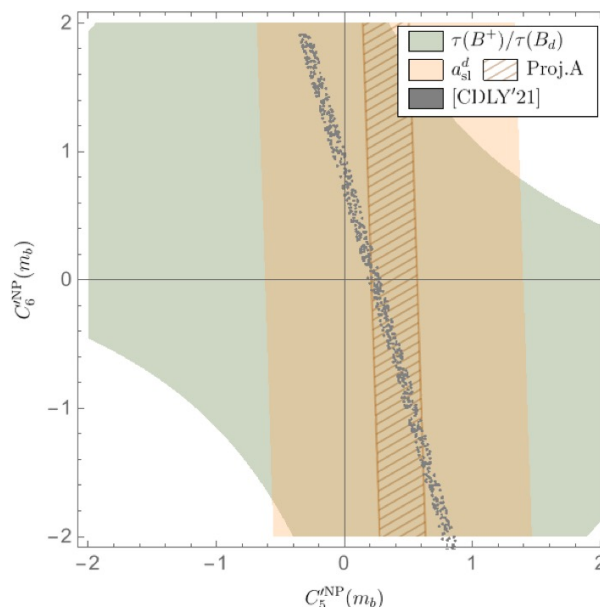
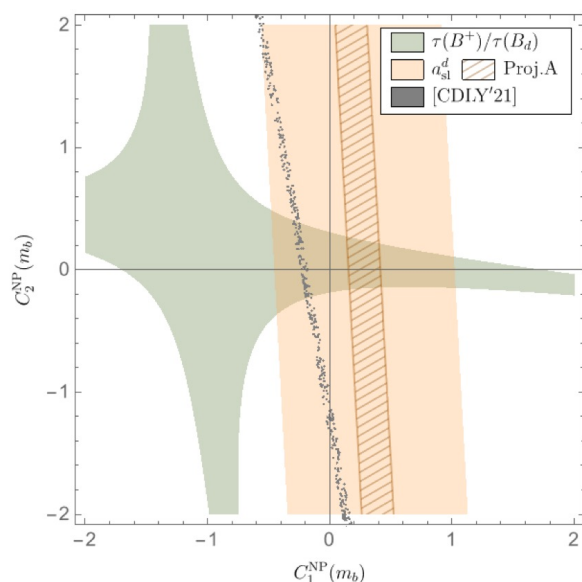
$$Q_{10} = (\bar{c}^i \sigma_{\mu\nu} P_R b^j)(\bar{d}^j \sigma^{\mu\nu} P_R u^i).$$

● τ_{B^+}/τ_{B_d} および A_{SL}^d からの実験的制限を考慮した解析

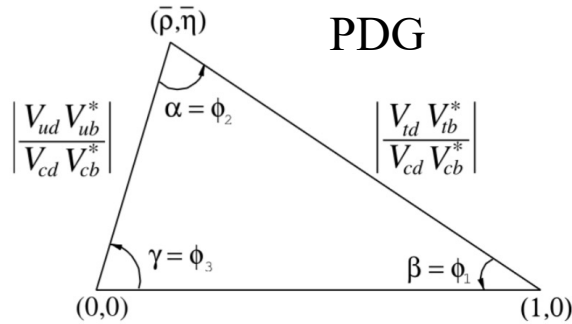
● 新物理由来の Wilson 係数の内、2つを non-zero の実数に取る解析

黒点: branching ratio を説明できる領域

$\rightarrow$ 実験的制限を同時に説明できるパラメータ領域有



ユニタリー三角形の角度に対する $b \rightarrow c\bar{u}q$ 崩壊からの補正



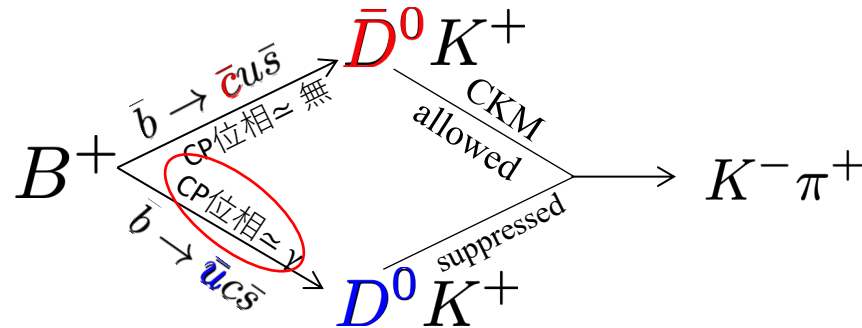
$$\gamma = \phi_3 = \arg \left(- \frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right) \text{ を決定する手法として}$$

Gronau-London-Wyler (GLW) 及び Atwood-Dunietz-Soni (ADS) 等が挙げられる.

Phys. Lett. B 253, 483 (1991); 265, 172 (1991) Phys. Rev. Lett., 78, 3257 (1997); Rev. D, 63, 036005 (2001)

ADS の場合

$$B^+ \rightarrow (K^- \pi^+)_D K^+ \quad (\text{and its } CP \text{ conjugate})$$



この過程に対する CP asymmetry

$$A_{\text{ADS}} = \frac{\Gamma(B^- \rightarrow [K^+ \pi^-]_D K^-) - \Gamma(B^+ \rightarrow [K^- \pi^+]_D K^+)}{\Gamma(B^- \rightarrow [K^+ \pi^-]_D K^-) + \Gamma(B^+ \rightarrow [K^- \pi^+]_D K^+)} \\ = \frac{2r_B r_D \sin(\delta_B + \delta_D) \sin(\gamma)}{r_B^2 + r_D^2 + 2r_B r_D \cos(\delta_B + \delta_D) \cos(\gamma)}$$

● 異なる崩壊過程の干渉により γ に対して感度を持つ

● 新物理の補正が $b \rightarrow c\bar{u}q$ に有る場合、 $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+$ (上)に新たなCP位相が生じる

● 実験で測られた γ_{exp} はユニタリー三角形の角度(γ)そのものではなく、新物理の位相の分だけ値がずれる。

$$\gamma_{\text{exp}} = \gamma \longrightarrow \gamma_{\text{exp}} = \gamma + \gamma_{\text{NP}}$$

標準模型の場合

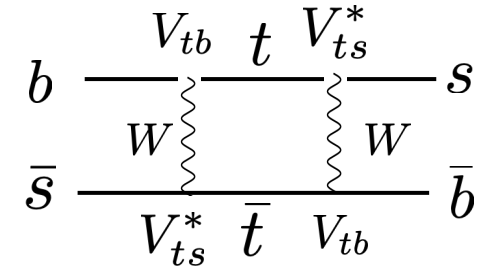
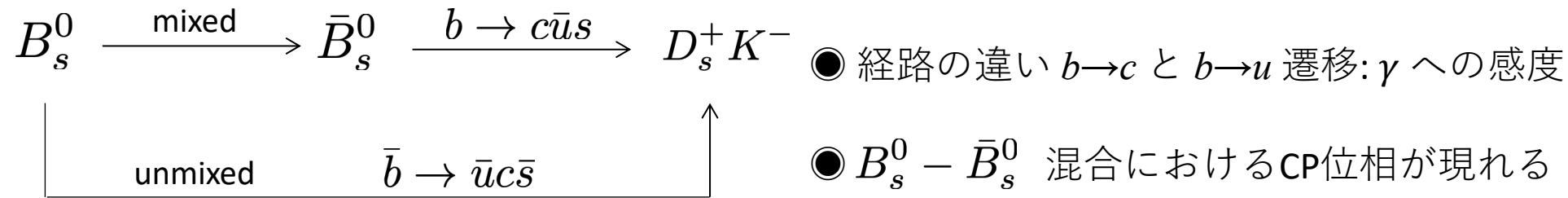
新物理によるシフト

$\phi_q + \gamma$ の決定手法 $q = s, d$

Fleischer [0304027]

$$\phi_q = 2\beta_q \quad \text{ユニタリティ三角形の角度の一つ} \quad \beta_s \equiv \arg \left(-\frac{V_{ts} V_{tb}^*}{V_{cs} V_{cb}^*} \right)$$

$q=s$ の場合 (d の場合も同様) $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ mixing を含む 崩壊過程を議論



Time-dependent rate asymmetry

係数の決定 LHCb [1712.07428]

$$\frac{\Gamma(B_s^0(t) \rightarrow D_s^+ K^-) - \Gamma(\bar{B}_s^0(t) \rightarrow D_s^+ K^-)}{\Gamma(B_s^0(t) \rightarrow D_s^+ K^-) + \Gamma(\bar{B}_s^0(t) \rightarrow D_s^+ K^-)} = \frac{C \cos(\Delta M_s t) + S \sin(\Delta M_s t)}{\cosh(y_s t / \tau_{B_s}) + \mathcal{A}_{\Delta\Gamma} \sinh(y_s t / \tau_{B_s})}$$

Observables	
$C = -0.73 \pm 0.15$	$\bar{C} = +0.73 \pm 0.15$
$S = +0.49 \pm 0.21$	$\bar{S} = +0.52 \pm 0.21$
$\mathcal{A}_{\Delta\Gamma} = +0.31 \pm 0.32$	$\bar{\mathcal{A}}_{\Delta\Gamma} = +0.39 \pm 0.32$
$\langle S \rangle_+ = 0.50 \pm 0.15$	$\langle S \rangle_- = 0.02 \pm 0.15$
$\langle \mathcal{A}_{\Delta\Gamma} \rangle_+ = 0.35 \pm 0.23$	$\langle \mathcal{A}_{\Delta\Gamma} \rangle_- = 0.04 \pm 0.23$

● $D_s^+ K^- \rightarrow D_s^- K^+$ と置き換えた過程を更に考え、それらの係数を bar を付けた量として定義

$$\text{Re } \xi = \frac{\mathcal{A}_{\Delta\Gamma}}{1+C}, \quad \text{Im } \xi = \frac{S}{1+C}, \quad C = -\bar{C} \text{ を仮定 (直接的 CP の破れがない場合)}$$

決定された量の combination $\bar{\xi}_q \times \xi_q = e^{-i2(\phi_q + \gamma)}$ 理論的不定性がキャンセルし、 $\phi_q + \gamma$ を実験から extract できる。

ϕ_q に関しては、他の process で測定されたデータを使う。 → クリーンな γ の決定手法

γ/ϕ_3 と $B \rightarrow \bar{D}K$ puzzle に関する解析

Fleischer and Malami
[2109.04950]; [2110.04240]

崩壊振幅の新物理由来の部分をパラメータとして導入

$$\left\{ \begin{array}{ll} \bar{b} \rightarrow \bar{c}u\bar{s} & A(B_s^0 \rightarrow D_s^- K^+) = A(B_s^0 \rightarrow D_s^- K^+)_{\text{SM}} [1 + \bar{\rho} e^{i\bar{\delta}} e^{-i\bar{\varphi}}] \\ b \rightarrow u\bar{c}s & A(\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^- K^+) = A(\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^- K^+)_{\text{SM}} [1 + \rho e^{i\delta} e^{+i\varphi}] \end{array} \right. \quad \begin{array}{ll} \rho : \text{新物理の寄与の大きさ normalized by the SM} \\ \delta : \text{Strong phase} & \varphi : \text{weak phase} \end{array}$$

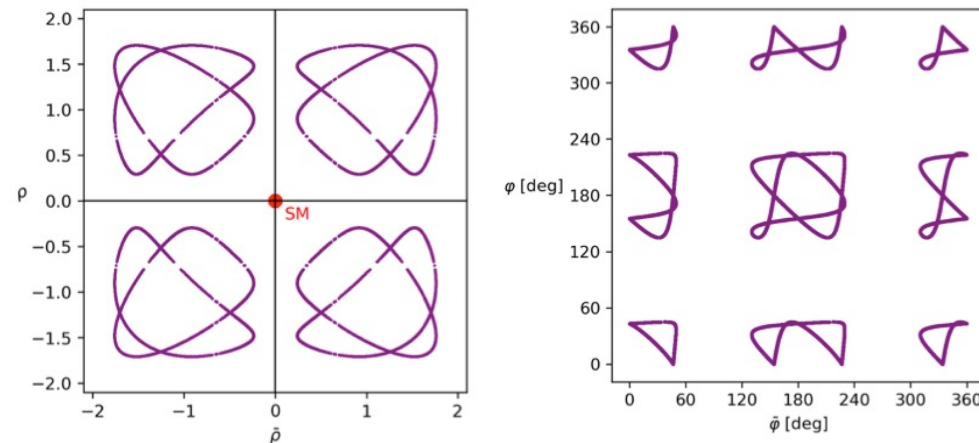
Used data: LHCb [1712.07428]	New result LHCb [2412.14074]	LHCb Combined [2412.14074]
$\gamma = (128_{-22}^{+17})^\circ \sim 3\sigma$ の不一致 c.f.) HFLAV 2025 summer $\gamma = (66.4_{-2.8}^{+2.7})^\circ$	$\gamma = (74 \pm 12)^\circ$	$\gamma = (81_{-11}^{+12})^\circ$

新物理による修正因子

$$\xi \times \bar{\xi} = e^{-i2(\phi_s + \gamma)} \left[\frac{1 + \rho e^{i\delta} e^{+i\varphi}}{1 + \rho e^{i\delta} e^{-i\varphi}} \right] \left[\frac{1 + \bar{\rho} e^{i\bar{\delta}} e^{+i\bar{\varphi}}}{1 + \bar{\rho} e^{i\bar{\delta}} e^{-i\bar{\varphi}}} \right]$$

$\delta = \bar{\delta} = 0^\circ$ と取る場合

許容される
パラメータ
Branching ratios
と γ を説明



直接的CP対称性の破れが0となる ← LHCbの解析に対応

- 明白でない点
- (1) Lifetimeなどの実験制限を満たすのか。
 - (2) 新物理が有る場合、他の観測量(CPVなど)で検証できるのか
 - (3) γ の値のアップデートによる修正
 - (4) 直接的CPの破れがある場合どうなるか

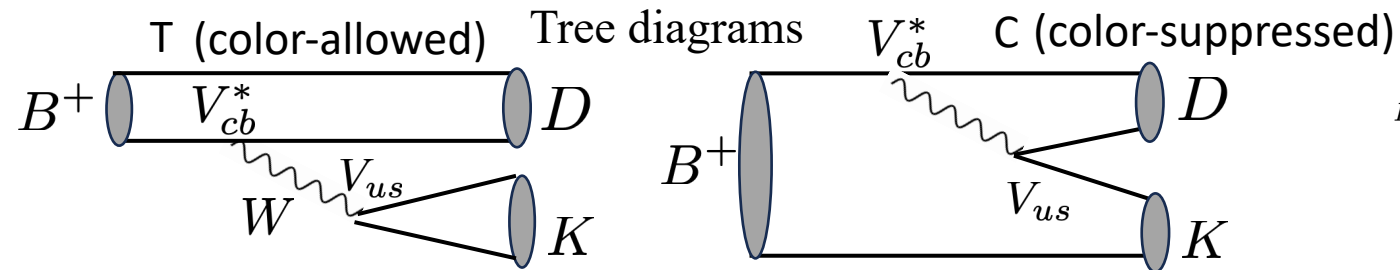
↔ Wilson 係数に基づく新物理の解析 (本研究)

Direct CP asymmetry

● Decay amplitude に対する CP violation として定義される量 $A_{CP} = \frac{\text{Br}[\bar{B} \rightarrow \bar{f}] - \text{Br}[B \rightarrow f]}{\text{Br}[\bar{B} \rightarrow \bar{f}] + \text{Br}[B \rightarrow f]}$

Strong phase と CP phase による表式 $A_{CP} \propto \sin \delta \sin \theta$ $A_{CP} \neq 0$ の為には $\delta \neq 0, \theta \neq 0$ が必要
 π π

● $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+$ の場合



上記の場合、相対的な CP 位相=0 となる (共通の CKM 因子)

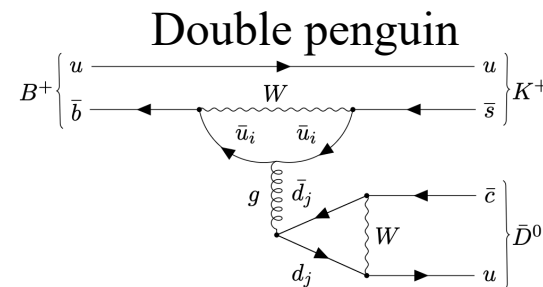
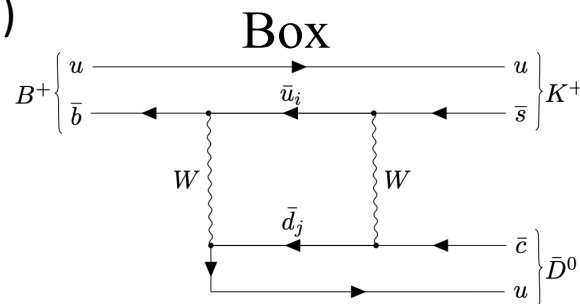
→ これにより標準理論の場合 $A_{CP} \simeq 0$ となる。(高次補正は $\mathcal{O}(10^{-7})$ 程度)

● 実験で $A_{CP} \neq 0$ が測定された場合、新物理の兆候と見なすことができる

● CP 位相: $b \rightarrow c\bar{u}q$ 崩壊における新物理の寄与

● Strong phase: perturbative QCD (pQCD) による T+C の評価

標準模型の枠組みでの高次補正 (CP 位相有り)



[1212.6281]

Numerical results

Xuanning Guo, Albertus Hariwangsa Panuluh, HU, Jinglong Zhu
[arXiv: 2605.22088]

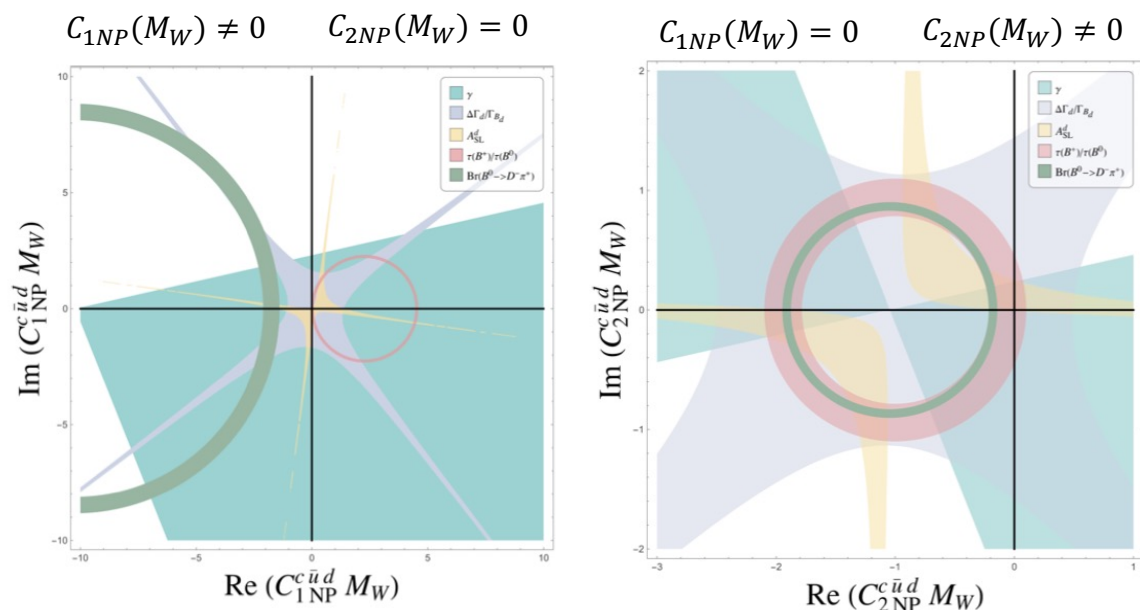
新物理のWilson coefficientに対する制限

$$C_i(M_W) = C_i^{\text{SM}}(M_W) + C_i^{\text{NP}}(M_W) \quad (i = 1, 2) \quad C_i^{\text{NP}}(M_W) : \text{複素パラメータ}$$

実験的制限 $\left\{ \begin{array}{ll} \gamma, & \Delta\Gamma_d/\Gamma_d, & A_d^{\text{SL}}, & \tau(B^+)/\tau(B_d), & \text{Br}[B^0 \rightarrow D^- \pi^+] & b \rightarrow c\bar{u}d \\ & \Delta\Gamma_s/\Gamma_s & A_s^{\text{SL}} & & \text{Br}[B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+] & b \rightarrow c\bar{u}s \end{array} \right.$

$$\left\{ \begin{array}{l} C_1^{\text{SM}}(M_W) = 0 \\ C_2^{\text{SM}}(M_W) = 1 \end{array} \right.$$

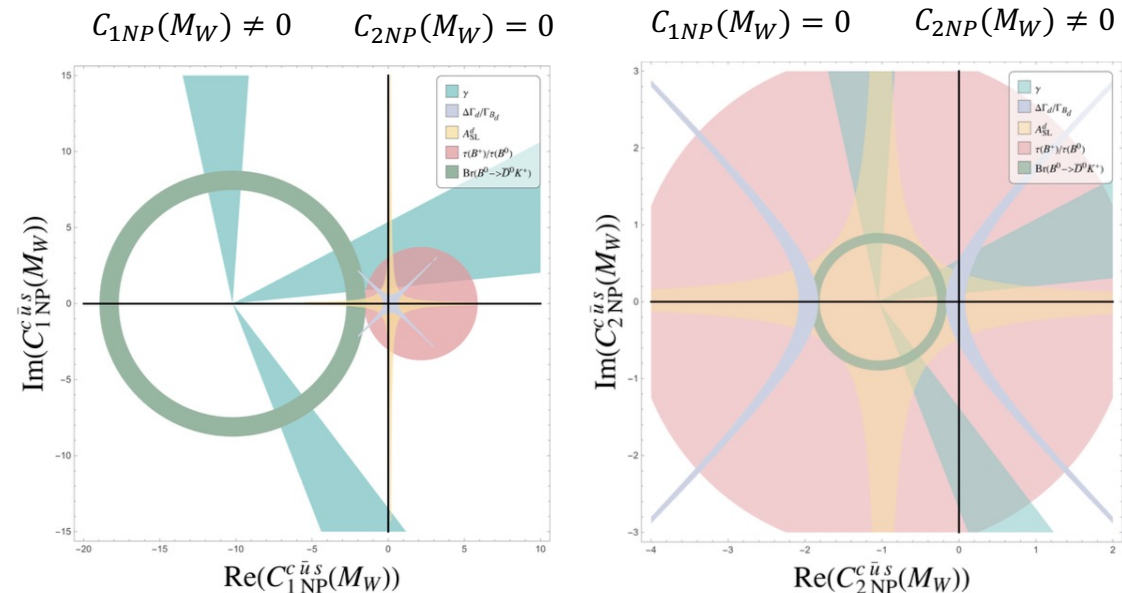
$b \rightarrow c\bar{u}d$



右図の場合実験的制限を同時に説明できる
パラメータ領域が有る

Color: 実験の制限を満たす1σの領域

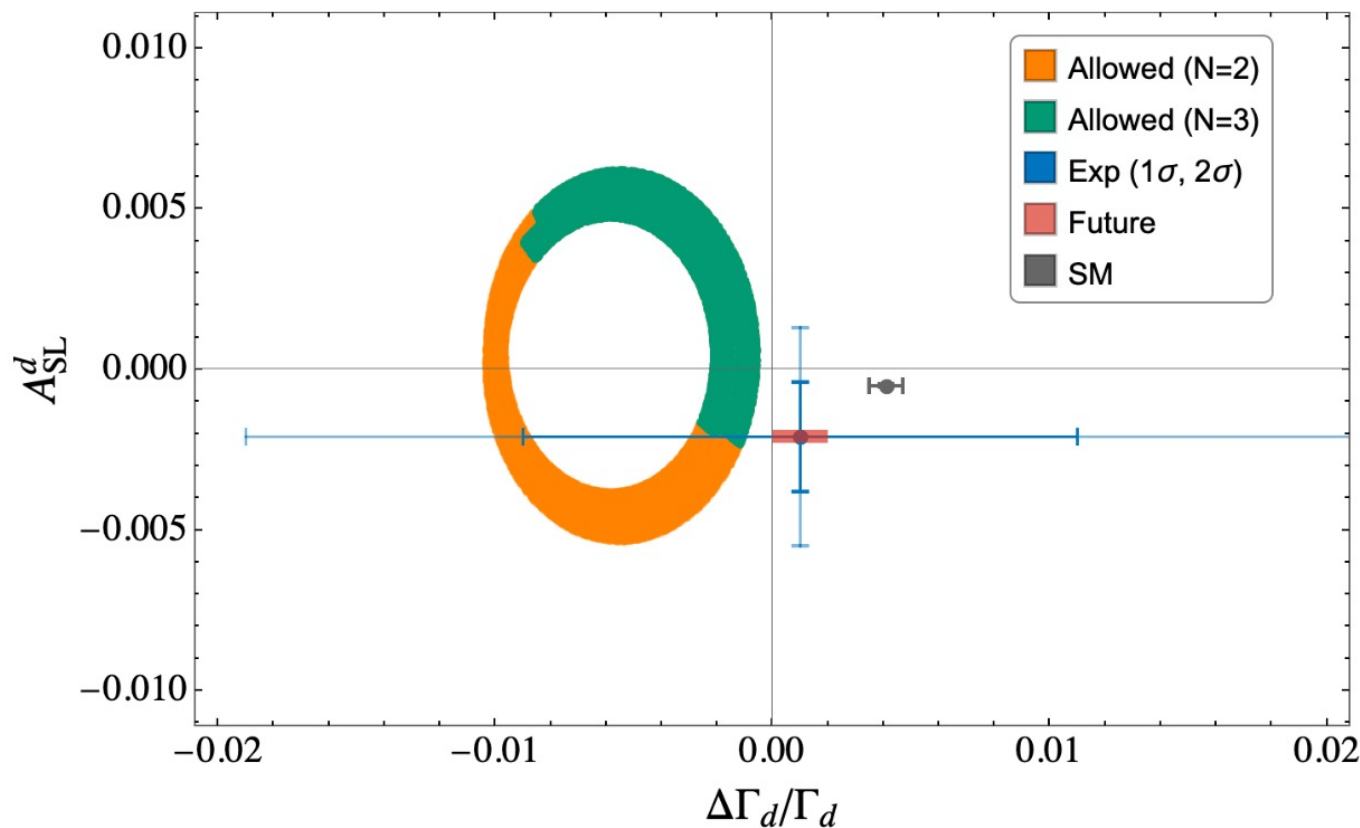
$b \rightarrow c\bar{u}s$



Lifetime ratioの実験的制限(ピンクの領域)が緩く
図示した領域のほとんどがallowed region

Color: 2σの領域

$B_d^0 - \bar{B}_d^0$ mixing の観測量 (将来的な検証可能性)



$$\begin{cases} C_{1NP}(M_W) = 0 \\ C_{2NP}(M_W) \neq 0 \end{cases} \quad \text{の場合}$$

青: HFLAV

Future: LHCbの将来実験の
不定性の大きさを示すバンド

グレー: 標準理論

オレンジ: $\text{Br}[B_d \rightarrow D^- \pi^+]$ 及び lifetime ratioの制限を満たす領域 (緑の背面にも有り)

緑: 上記に加えて、 γ の制限を加えて得られた領域

● 将来の LHCb実験でテストできるパラメータ領域を含む

● γ の実験的制限を考慮することにより、予言される領域が狭まる

$A_{CP}(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+)$ に対する結果

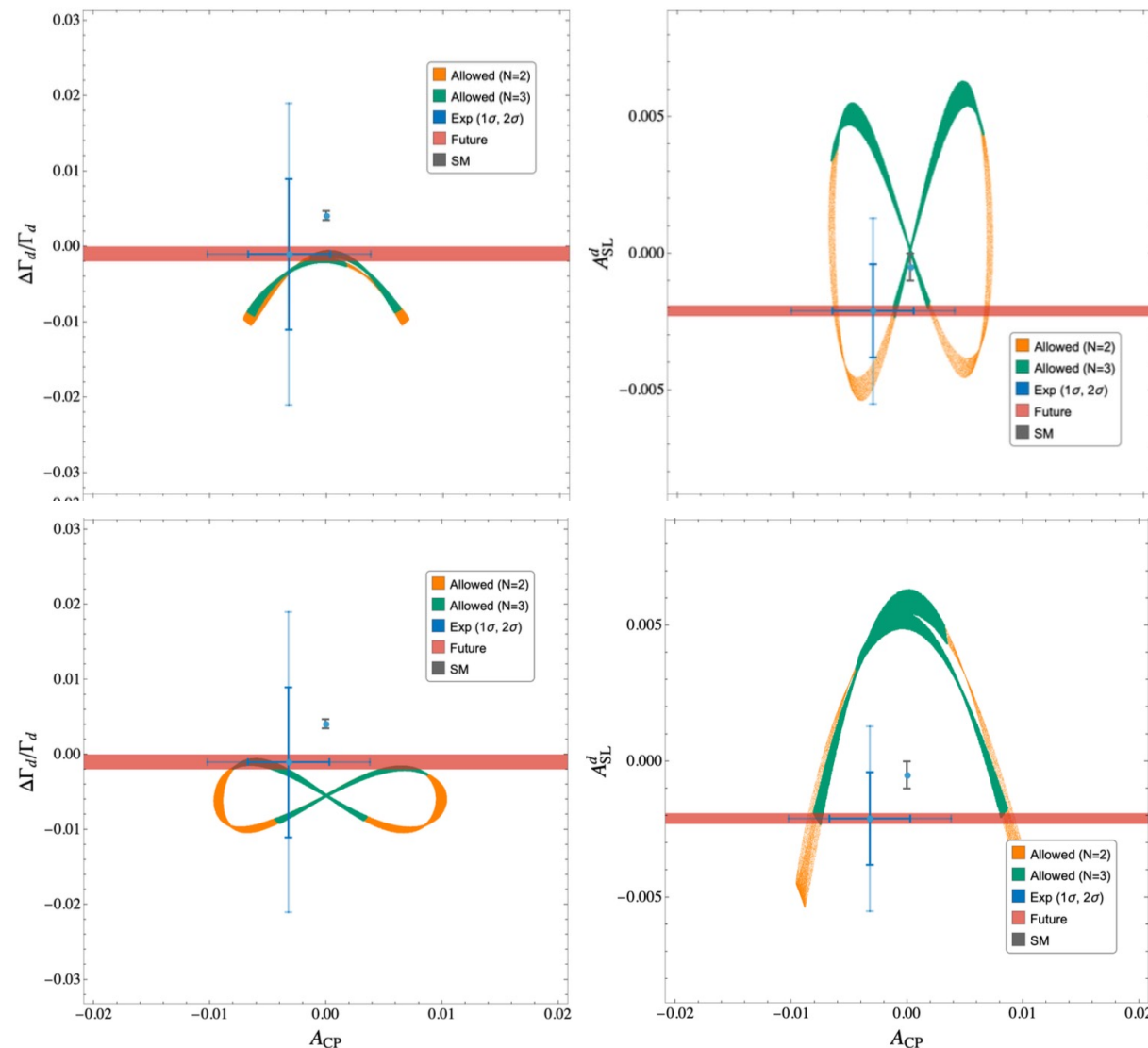
Xuanning Guo, Albertus Hariwangsa Panuluh,
HU, Jinglong Zhu [arXiv: 2605.22088]

$$\begin{cases} C_1^{NP}(M_W) = 0.01 \\ C_1^{NP}(M_W) = 0.01 - 0.01i \end{cases} \quad \text{に固定} \quad \text{(それぞれ上下の図に対応)}$$

$C_2^{NP}(M_W)$: 実験の制限を 1σ 以内に満たす範囲内でscan

PDG $A_{CP}(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+) = (-3.2 \pm 3.5) \times 10^{-3}$

→ この場合最大で $O(10^{-2})$ 程度の
直接的CP対称性の破れが可能



結論

- $b \rightarrow c\bar{u}q$ ($q = d, s$) 遷移によって生じるcolor-allowed 崩壊の部分分岐比に対して、QCDFの予言値と実験値の間の不一致が指摘されている。
- QCDの高次効果による説明、および新物理の可能性の双方が議論されている。
- 後者を考える場合、 $b \rightarrow c\bar{u}q$ 崩壊と関連する他の観測量 ($\tau_{B^+}/\tau_{B_d}, \Delta\Gamma_q, A_{SL}^q$)からの実験的制限を考える必要がある。
- 新物理の寄与がCP位相を含む場合 γ からの実験的制限が加わり、直接的CP対称性の破れがnon-zeroになる可能性が生じる。
- 将来の $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ mixing に対する精密測定及び $B^+ \rightarrow \bar{D}^0\pi^+$ におけるCP対称性の破れを通した新物理の検証可能性を議論した。

Back up

Input data

$$\gamma/\phi_3$$

$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+$	$8.5^\circ < \gamma < 16.5^\circ$	[39]
	$84.5^\circ < \gamma < 95.5^\circ$	
	$163.3^\circ < \gamma < 171.5^\circ$	
$\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ K^-$	$62^\circ < \gamma < 86^\circ \text{ modulo } 180^\circ$	[49]
	$101^\circ < \gamma < 145^\circ \text{ modulo } 180^\circ$	[50]
$B_d \rightarrow D^{*-} \pi^+$	$-6.96^\circ < \gamma < 96.44^\circ \text{ modulo } 180^\circ$	[51]
	$-19.16^\circ < \gamma < 108.64^\circ \text{ modulo } 180^\circ$	[52]
	$-5.46^\circ < \gamma < 94.94^\circ \text{ modulo } 180^\circ$	[53]
$B^0 \rightarrow D^- \pi^+$	$5^\circ < \gamma < 86^\circ \text{ modulo } 180^\circ$	[54]

- [39] I. Adachi *et al.* (Belle, Belle-II), JHEP **05**, 212, arXiv:2308.05048 [hep-ex].
- [49] R. Aaij *et al.* (LHCb), JHEP **03**, 059, arXiv:1712.07428 [hep-ex].
- [50] R. Aaij *et al.* (LHCb), JHEP **03**, 139, arXiv:2412.14074 [hep-ex].
- [51] B. Aubert *et al.* (BaBar), Phys. Rev. D **71**, 112003 (2005), arXiv:hep-ex/0504035.
- [52] F. J. Ronga *et al.* (Belle), Phys. Rev. D **73**, 092003 (2006), arXiv:hep-ex/0604013.
- [53] B. Aubert *et al.* (BaBar), Phys. Rev. D **73**, 111101 (2006), arXiv:hep-ex/0602049.
- [54] R. Aaij *et al.* (LHCb), JHEP **06**, 084, arXiv:1805.03448 [hep-ex].

Branching ratio
(PDG)

$Br(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+)$	$(3.64 \pm 0.15) \times 10^{-4}$	$Br(B^0 \rightarrow D^- K^+)$	$(2.05 \pm 0.08) \times 10^{-4}$
$Br(\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ K^-)$	$(2.25 \pm 0.12) \times 10^{-4}$	$Br(\bar{B}^0 \rightarrow D^+ K^-)$	$(2.05 \pm 0.08) \times 10^{-4}$
$Br(B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+)$	$(2.66 \pm 0.07) \times 10^{-3}$	$Br(B_s^0 \rightarrow D_s^{*-} \pi^+)$	$(1.9_{-0.4}^{+0.5}) \times 10^{-3}$
$Br(B^0 \rightarrow D^- \pi^+)$	$(2.51 \pm 0.08) \times 10^{-3}$	$Br(B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+)$	$(2.98 \pm 0.14) \times 10^{-3}$