

Федеральное государственное
бюджетное учреждение науки

Физический институт
имени П.Н. Лебедева



Российской академии наук

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

НОВЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ КОМПЛЕКСНЫХ ФАЗ В РАСПАДАХ ТЯЖЕЛЫХ АДРОНОВ В НЕЙТРАЛЬНЫЕ КАОНЫ

Попов Виталий Евгеньевич

Научный руководитель:
д.ф.-м.н., чл.-корр. РАН, Пахлов Павел Николаевич

ПЛАН ДОКЛАДА

- Основные положения;
- Мотивация;
- Статус измерений сильной фазы в распаде $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$;
- Метод 1: измерение сильных фаз с использованием полулептонных распадов каонов;
- Метод 2: измерение сильных фаз с использованием распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$;
- Оценка потенциальной точности предложенных методов для эксперимента Belle II и эксперимента на Супер $c - \tau$ -фабрике;
- Измерение сильных фаз в распадах $D^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+$, $D_s^+ \rightarrow K_S^0 K^+$, $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0$ в эксперименте Belle;
- Настройка работы системы регистрации мюонов и долгоживущих нейтральных каонов (EKLM) эксперимента Belle II.

ПОЛОЖЕНИЯ, ВЫНОСИМЫЕ НА ЗАЩИТУ

- Новый метод измерения разности сильных фаз в распадах очарованных адронов с использованием полулептонных распадов нейтральных каонов. Феноменологический анализ эволюции суперпозиции странности нейтральных каонов, рожденных в распадах очарованных адронов, в собственные состояния аромата;
- Разработка метода экспериментального восстановления полулептонных распадов нейтральных каонов с потерянным нейтрино в конечном состоянии и оценка его эффективности и выбор критериев подавления фона;
- Новый метод измерения разности сильных фаз в распадах очарованных адронов с использованием распада $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Феноменологический анализ эволюции суперпозиции нейтральных каонов, рожденных в распадах тяжелых адронов, в CP собственные состояния

ПОЛОЖЕНИЯ, ВЫНОСИМЫЕ НА ЗАЩИТУ

- Теоретические предсказания для значений разностей сильных фаз в распадах $D_s^\pm \rightarrow K_S K^\pm$, $D^+ \rightarrow K_S \pi^+$ и $D^{*+} \rightarrow (K_S \pi^0)_D \pi^+$, полученные на основе $SU(3)_f$ симметрии ароматов;
- Обоснование требований для перспективных экспериментальных установок для достижения максимальной точности, используя предложенные методы;
- Оценка потенциальной точности для обоих методов в эксперименте Belle II и эксперименте на Супер $c - \tau$ фабрике (СЧТФ);
- Оценка систематической погрешности, вносимой регенерацией нейтральных каонов на веществе детектора, в измерение разности сильных фаз. Оценка значения неопределенности, связанной со смешиванием в системе $D^0 - \bar{D}^0$;
- Разработка и автоматизация метода калибровки кремниевых фотоумножителей для системы регистрации мюонов и долгоживущих нейтральных каонов эксперимента Belle II. Оценка фонов ускорителя Super KEKB в мюонной системе.

ЛИЧНЫЙ ВКЛАД

Выполнил феноменологический анализ эволюции суперпозиции странности нейтральных каонов, рожденных в распадах очарованных адронов, и показал возможность измерения разности сильных фаз рождения с помощью анализа зависящей от времени вероятности распада каонов как в полуплептонном конечном состоянии, так и в конечном состоянии $\pi^+\pi^-$. Автор подготовил публикации по результатам работы, представил несколько докладов.

Выполнил анализ данных эксперимента Belle и показал применимость разработанного им метода в реальном эксперименте.

Производил настройку считывающей электроники для системы сбора данных системы регистрации мюонов и долгоживущих нейтральных каонов эксперимента Belle II, в котором будут осуществлены предложенные измерения.


ПУБЛИКАЦИИ

- P. Pakhlov, V. Popov, “Measurement of D^0 - \bar{D}^0 mixing parameters using semileptonic decays of neutral kaon”, JHEP 02, 160 (2020);
- V. Popov, “Strong-Phase Measurement in Charmed-Hadron Decays in Belle II Experiment and $c - \tau$ Factory”, Phys. Atom. Nucl. 83, no.6, 980-983 (2020);
- E. Kou, ..., V. Popov, et al. Belle II, “The Belle II Physics Book”, PTEP 2019, no.12, 123C01 (2019);
- P. Pakhlov, V. Popov, “Time-dependent study of $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ decays for flavour physics measurements”, JHEP 09, 092 (2021)

МОТИВАЦИЯ

Нарушение CP в Кабиббо-подавленных (CS) распадах:


$$\Delta A_{CP} = A_{CP}(K^+K^-) - A_{CP}(\pi^+\pi^-) = (-15.4 \pm 2.9) \times 10^{-4}$$

Phys. Rev. Lett. **122**, no.21,211803(2019) 

Зависящее от времени CP -нарушение отсутствует:

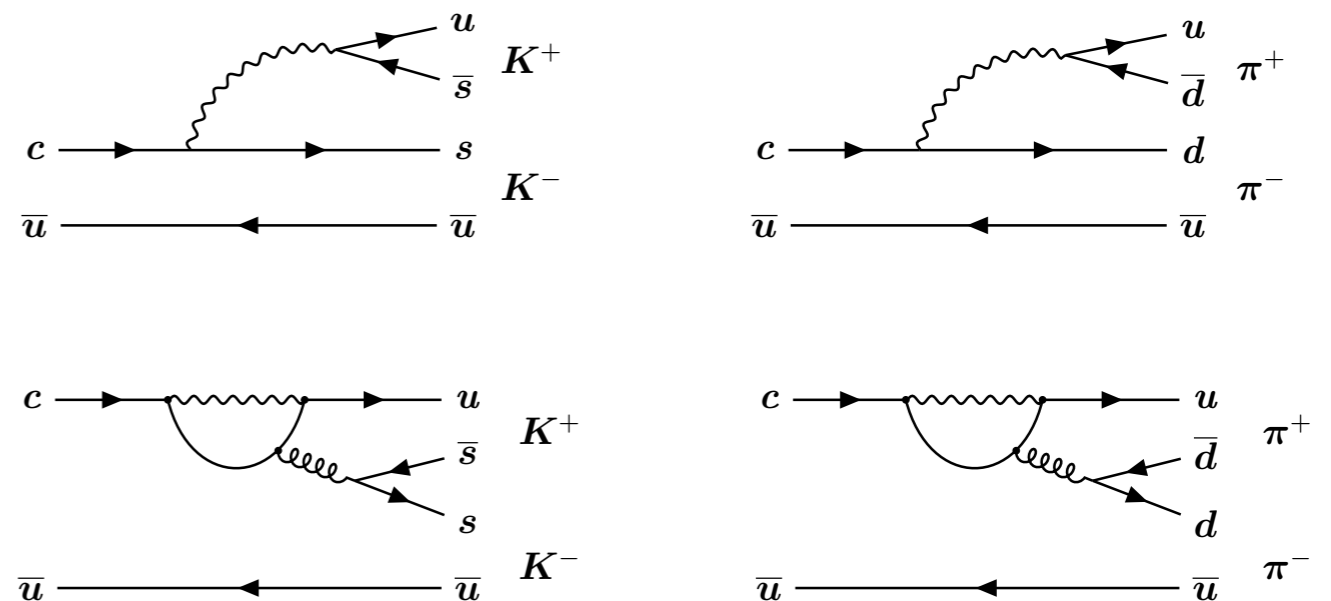
$$\Delta Y_{KK} = (-2.3 \pm 1.5 \pm 0.3) \times 10^{-4}$$

$$\Delta Y_{\pi\pi} = (-4.0 \pm 2.8 \pm 0.4) \times 10^{-4}$$

Phys. Rev. D **104** 072010(2021) 

Древесные и пингвинные диаграммы

$$D^0 \rightarrow K^+K^-(\pi^+\pi^-)$$



Оценка CP -нарушения в рамках СМ — $\mathcal{O}(\alpha_s/\pi) \frac{V_{ub} V_{cb}^*}{V_{us} V_{cs}^*} \sim 10^{-4}$.

Является ли это проявлением Новой физики (НФ) или такой эффект может быть объяснен в рамках Стандартной модели (СМ)?

JHEP **04**(2012), 060

МОТИВАЦИЯ

“С другой стороны столь же обилен поток теоретических работ, посвященных описанию двухчастичных нелептонных распадов. Как всегда, это означает, что ни в одной из работ не было дано полное решение проблемы, которая оказалась весьма сложной.”

М. Шифман, УФН **151** 193–227 (1987)

$SU(3)_f$ подход позволяет обойтись без прямого вычисления адронного матричного элемента и значительно упрощает описание. При таком подходе диаграммы, соответствующие вкладам различных токов, организуются в топологические группы и вкладов различных топологий определяются на основании $SU(3)_f$ -симметрии ароматов

Кабиббо-разрешенные распады (CF):

$$\begin{aligned} A_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+} &= \frac{1}{5}(3T - 2C - K)e^{i\delta_{1/2}} + \frac{2}{5}(T + C + \kappa) \\ A_{D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0} &= -\frac{1}{5\sqrt{2}}(3T - 2C - K)e^{i\delta_{1/2}} + \frac{3}{5\sqrt{2}}(T + C + \kappa) \\ A_{D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+} &= (T + C + \kappa) \\ A_{D_s^+ \rightarrow \bar{K}^0 K^+} &= -\frac{1}{5}(2T - 3C + \Delta)e^{i\delta'_1} + \frac{2}{5}(T + C + \kappa), \end{aligned}$$

Дважды Кабиббо-подавленные распады (DCS):

$$\begin{aligned} A_{D^0 \rightarrow K^+ \pi^-} &= -\frac{1}{5}(3T - 2C + K)e^{i\delta_{1/2}} - \frac{2}{5}(T + C + \kappa') \\ A_{D^0 \rightarrow K^0 \pi^0} &= \frac{1}{5\sqrt{2}}(3T - 2C + K)e^{i\delta_{1/2}} - \frac{3}{5\sqrt{2}}(T + C + \kappa') \\ A_{D^+ \rightarrow K^0 \pi^+} &= \frac{1}{5}(2T - 3C + \Delta - K')e^{i\delta_{1/2}} - \frac{2}{5}(T + C + \kappa') \\ A_{D_s^+ \rightarrow K^0 K^+} &= -(T + C + \kappa'). \end{aligned}$$

Для модели объясняющей CP-нарушение взаимодействиями в конечном состоянии:

$$\delta_s^{0+} = (108 \pm 4)^\circ \quad \delta^{0+} = (-76 \pm 4)^\circ \quad \delta^{00} = (-3 \pm 6)^\circ$$

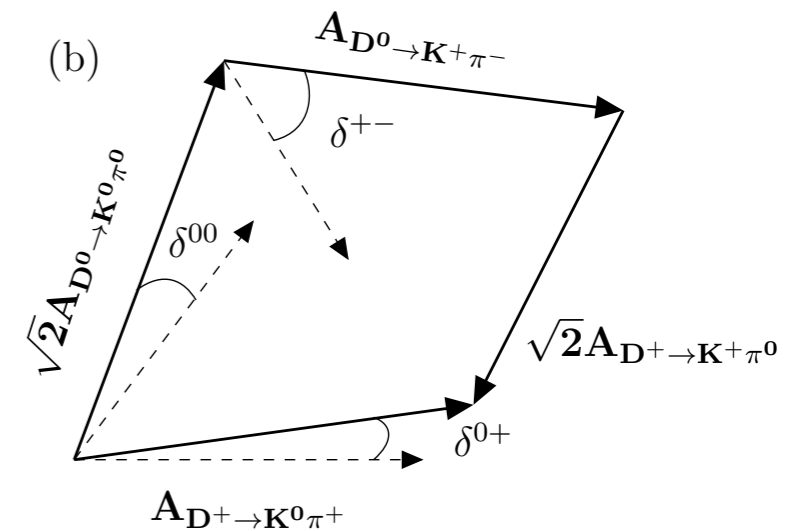
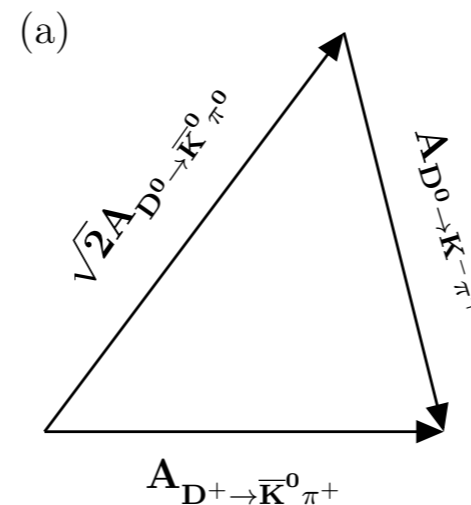
ПРИМЕНИМОСТИ СИММЕТРИИ АРОМАТОВ

Проверку адекватности подхода, основанного на симметрии ароматов можно выполнить с использованием правил сумм для распадов очарованных адронов.

$SU(2)_f$ мультиплеты

$$\Pi_j^i = \begin{pmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} & \pi^+ \\ \pi^- & -\frac{\pi^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad K^i = \begin{pmatrix} K^+ \\ K^0 \end{pmatrix},$$

$$\bar{K}_i = \begin{pmatrix} K^- & \bar{K}^0 \end{pmatrix}, \quad D^i = \begin{pmatrix} D^0 \\ D^+ \end{pmatrix}.$$



Правила сумм:

$$\sqrt{2} A_{D^0 \to \bar{K}^0 \pi^0} + A_{D^0 \to K^- \pi^+} - A_{D^+ \to \bar{K}^0 \pi^+} = 0$$

$$\sqrt{2} A_{D^0 \to K^0 \pi^0} + A_{D^0 \to K^+ \pi^-} + \sqrt{2} A_{D^+ \to K^+ \pi^0} - A_{D^+ \to K^0 \pi^+} = 0$$

CF

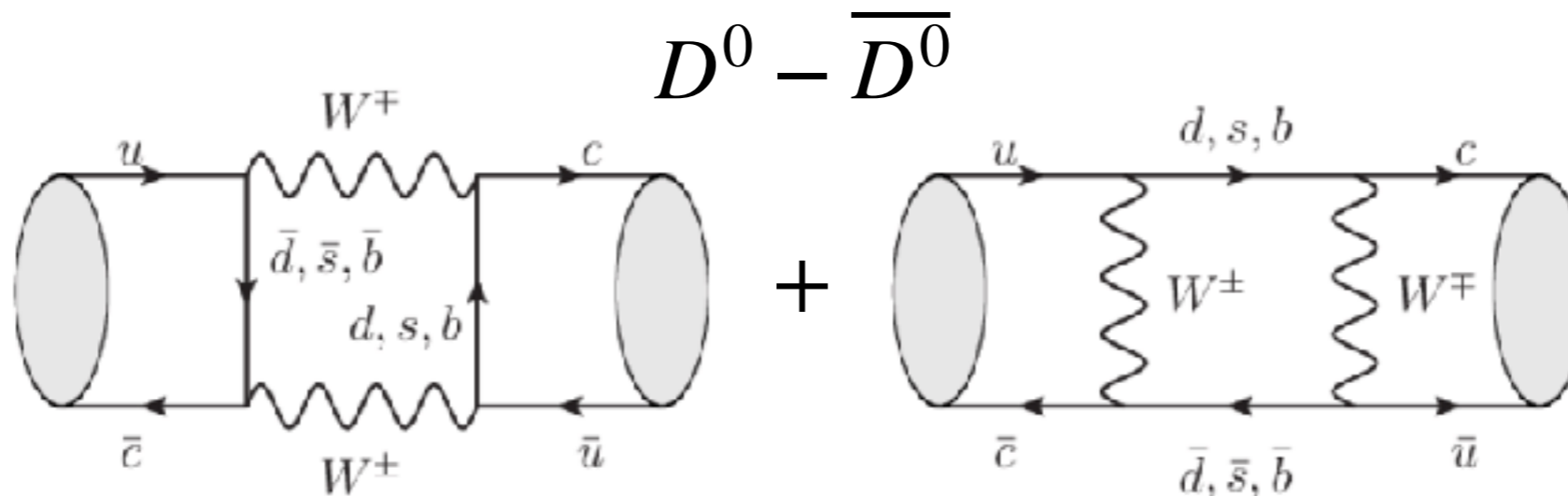
DCS

SU(2)

$$\epsilon = \frac{m_u - m_d}{\Lambda_{QCD}} \sim 1\%$$

Y. Grossman, D.J. Robinson
JHEP **1304**, 067 (2013)

МОТИВАЦИЯ: СМЕШИВАНИЕ ОЧАРОВАННЫХ АДРОНОВ



Вероятность распада D^0 -мезонов для распадов неправильного знака:

$$R^+(t) = \left(r_D + \left| \frac{q}{p} \right| \sqrt{r_D} (y' \cos \phi_D - x' \sin \phi_D) \Gamma t + \left| \frac{q}{p} \right|^2 \frac{(\Gamma t)^2}{4} (x^2 + y^2) \right) e^{-\Gamma t},$$

$$R^-(t) = \left(\bar{r}_D + \left| \frac{p}{q} \right| \sqrt{\bar{r}_D} (y' \cos \phi_D + x' \sin \phi_D) \Gamma t + \left| \frac{p}{q} \right|^2 \frac{(\Gamma t)^2}{4} (x^2 + y^2) \right) e^{-\Gamma t},$$

$$D^{*\pm} \rightarrow D^0 (\rightarrow K^{\mp} \pi^{\pm}) \pi_s^{\pm}$$

$$x' \equiv x \cos(\delta_{K\pi}) + y \sin(\delta_{K\pi});$$

$$y' \equiv y \cos(\delta_{K\pi}) - x \sin(\delta_{K\pi});$$



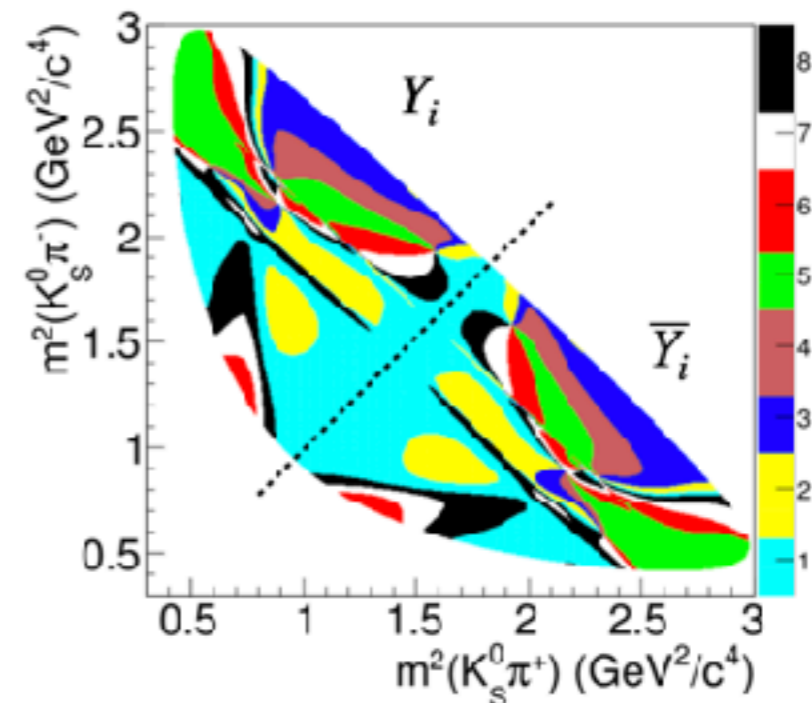
Для измерения истинных параметров смешивания необходимо независимое измерение параметров DCS распадов.

СТАТУС ИЗМЕРЕНИЙ

Измерение разности сильных фаз возможно в условиях экспериментов CLEO-c и BESIII, где D^0 -мезоны рождаются в квантово-запутанном состоянии.

$$\Psi(3770) \rightarrow D\bar{D} : \quad \Psi_{D\bar{D}} = \frac{1}{\sqrt{2}} [|D_{phys}^0(t)\rangle |\bar{D}_{phys}^0(t)\rangle - |\bar{D}_{phys}^0(t)\rangle |D_{phys}^0(t)\rangle]$$

| Mode | Correlated | Uncorrelated | |
|-----------------------|--|-----------------|-----------------|
| $K^-\pi^+$ | $1 + R_{WS}$ | $1 + R_{WS}$ | |
| S_+ | 2 | 2 | |
| S_- | 2 | 2 | |
| Y_k | $1 + Q_k$ | $1 + Q_k$ | |
| $K^-\pi^+, K^-\pi^+$ | $R_M[(1 + R_{WS})^2 - 4r \cos \delta (r \cos \delta + y)]$ | R_{WS} | } $\cos \delta$ |
| $K^-\pi^+, K^+\pi^-$ | $(1 + R_{WS})^2 - 4r \cos \delta (r \cos \delta + y)$ | $1 + R_{WS}^2$ | |
| $K^-\pi^+, S_+$ | $1 + R_{WS} + 2r \cos \delta + y$ | $1 + R_{WS}$ | |
| $K^-\pi^+, S_-$ | $1 + R_{WS} - 2r \cos \delta - y$ | $1 + R_{WS}$ | |
| $K^-\pi^+, \ell^-$ | $1 - ry \cos \delta - rx \sin \delta$ | 1 | |
| $K^-\pi^+, \ell^+$ | $r^2(1 - ry \cos \delta - rx \sin \delta)$ | R_{WS} | |
| $K^-\pi^+, \bar{Y}_i$ | $(1 + R_{WS})(1 + Q_i) - r^2 - \rho_i^2$ | $1 + R_{WS}Q_i$ | } $\sin \delta$ |
| $K^-\pi^+, Y_i$ | $(1 + R_{WS})(1 + Q_i) - 1 - r^2 \rho_i^2$ | $R_{WS} + Q_i$ | |



Phys. Rev. D **86**,112001(2012)

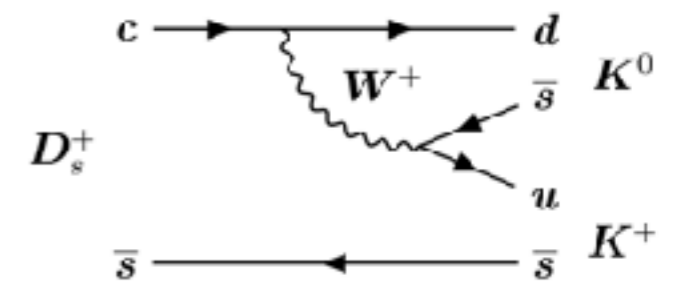
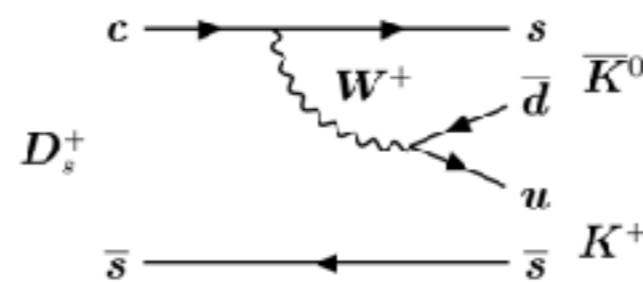
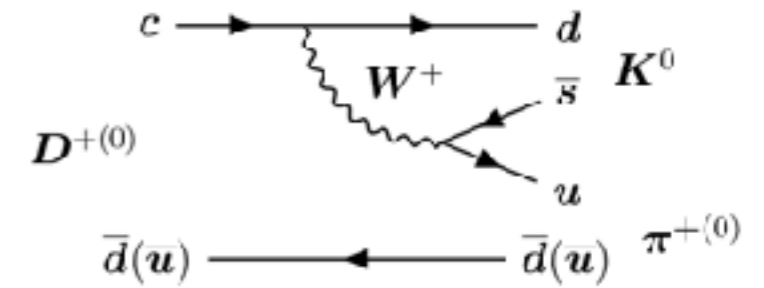
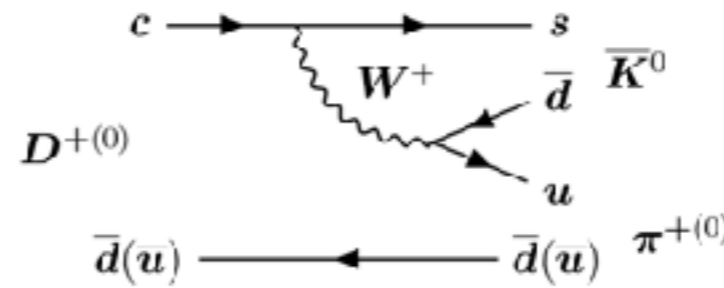
| Year | Experiment | Parameter | Fit Result | Comment |
|------|------------|---------------|--|---|
| 2012 | CLEO-c | R_D | $(0.533 \pm 0.107 \pm 0.045)\%$ | 0.82 fb ⁻¹ at $\Psi(3770)$ resonance |
| | | χ^2 | $(0.06 \pm 0.23 \pm 0.11)\%$ | |
| | | y | $(4.2 \pm 2.0 \pm 1.0)\%$ | |
| | | $\cos \delta$ | $0.81^{+0.22}_{-0.18}{}^{+0.07}_{-0.05}$ | |
| | | $\sin \delta$ | $-0.01 \pm 0.41 \pm 0.04$ | |
| 2014 | BESIII | $\cos \delta$ | $1.02 \pm 0.11 \pm 0.06 \pm 0.01$ | 2.92 fb ⁻¹ at $\Psi(3770)$ resonance |

ПОЛУЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ КАОНОВ

Начальное состояние

— суперпозиция $a | K^0 \rangle + b | \bar{K}^0 \rangle$:

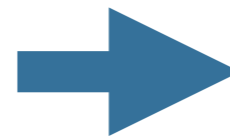
- D^+/D^- , $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$,
- D^0/\bar{D}^0 , $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0$,
- D_s^+/D_s^- , $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^0 K^+$,



Уравнение Шрёдингера:
$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} K^0(t) \\ \bar{K}^0(t) \end{pmatrix} = \left(\mathbf{M} - \frac{i}{2} \mathbf{\Gamma} \right) \begin{pmatrix} K^0(t) \\ \bar{K}^0(t) \end{pmatrix}$$

$$|K^0(t)\rangle = \frac{1-\varepsilon}{\sqrt{2}} e^{-i\lambda_S t} |K_S\rangle + \frac{1-\varepsilon}{\sqrt{2}} e^{-i\lambda_L t} |K_L\rangle$$

$$|\bar{K}^0(t)\rangle = \frac{1+\varepsilon}{\sqrt{2}} e^{-i\lambda_S t} |K_S\rangle - \frac{1+\varepsilon}{\sqrt{2}} e^{-i\lambda_L t} |K_L\rangle$$



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

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

СТАТУС ИЗМЕРЕНИЙ

Для начальной суперпозиции $a|K^0\rangle + b|\bar{K}^0\rangle$ зависящие от времени вероятности распада

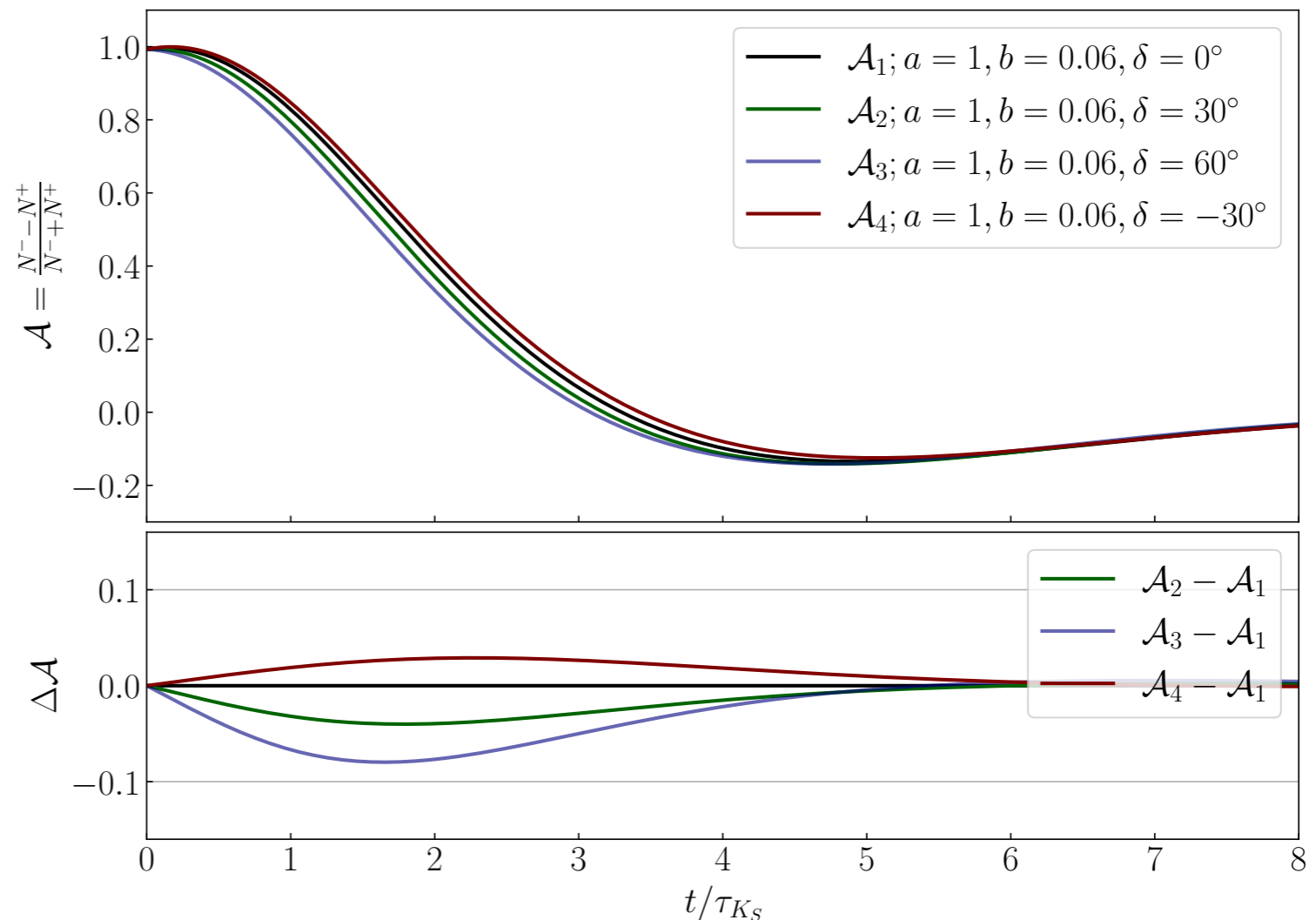


$$R(t) = \frac{1}{4}e^{-\Gamma t}|A_{l^+}|^2 \left[|a|^2 K_+ + \left| b \frac{p}{q} \right|^2 K_- + 2\text{Re} \left\{ ab \frac{p}{q} (1 - e^{\Delta\Gamma t} + 2i \sin(\Delta mt) e^{\frac{1}{2}\Delta\Gamma t}) \right\} \right]$$

$$\bar{R}(t) = \frac{1}{4}e^{-\Gamma t}|A_{l^-}|^2 \left[|a|^2 K_- + \left| b \frac{q}{p} \right|^2 K_+ + 2\text{Re} \left\{ ab \frac{q}{p} (1 - e^{\Delta\Gamma t} + 2i \sin(\Delta mt) e^{\frac{1}{2}\Delta\Gamma t}) \right\} \right]$$

$$K_{\pm} = 1 \pm 2 \cos(\Delta mt) e^{\frac{1}{2}\Delta\Gamma t} + e^{\Delta\Gamma t}$$

Третий член в выражениях представляет собой интерференцию полулептонных распадов, рожденных в начальный момент времени K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов. Сильная фаза, δ , входит в оба выражения и благодаря интерференции K^0 - \bar{K}^0 -амплитуд такое измерение можно выполнить без тригонометрической неопределенности.



РЕКОНСТРУКЦИЯ

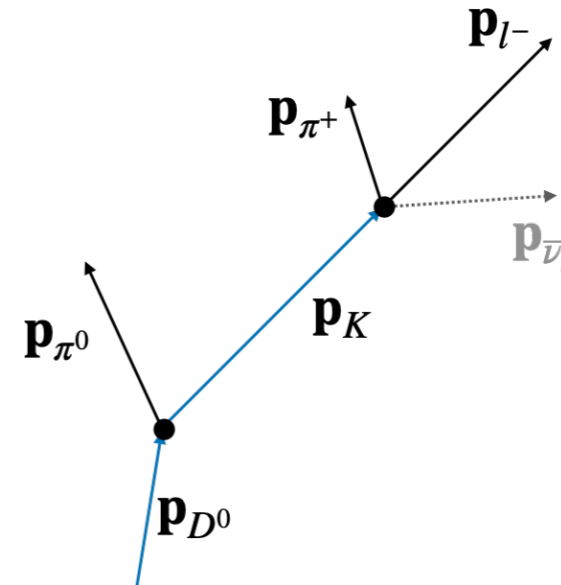
Из закона сохранения 4-импульса:

$$(P_{K^0} - P_{\pi l})^2 = P_\nu^2$$

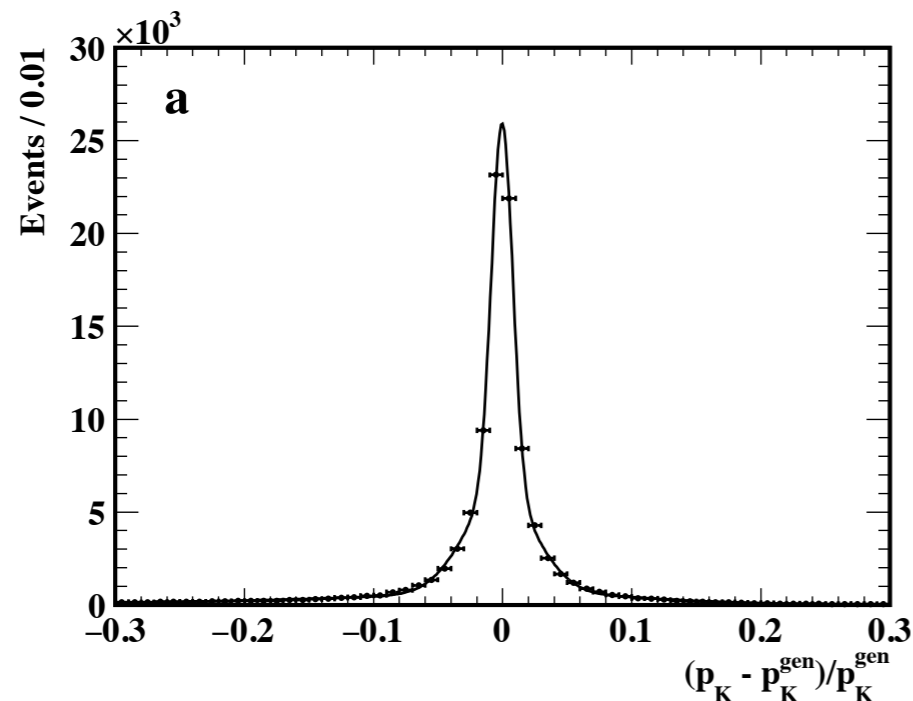
Можно получить два решения для импульса каона:

$$|\mathbf{p}_K|_{(1,2)} = -\frac{p_{\pi l} \cos \theta (m_K^2 + m_{\pi l}^2) \pm \sqrt{t}}{2(p_{\pi l}^2 \cos^2 \theta - E_{\pi l}^2)},$$

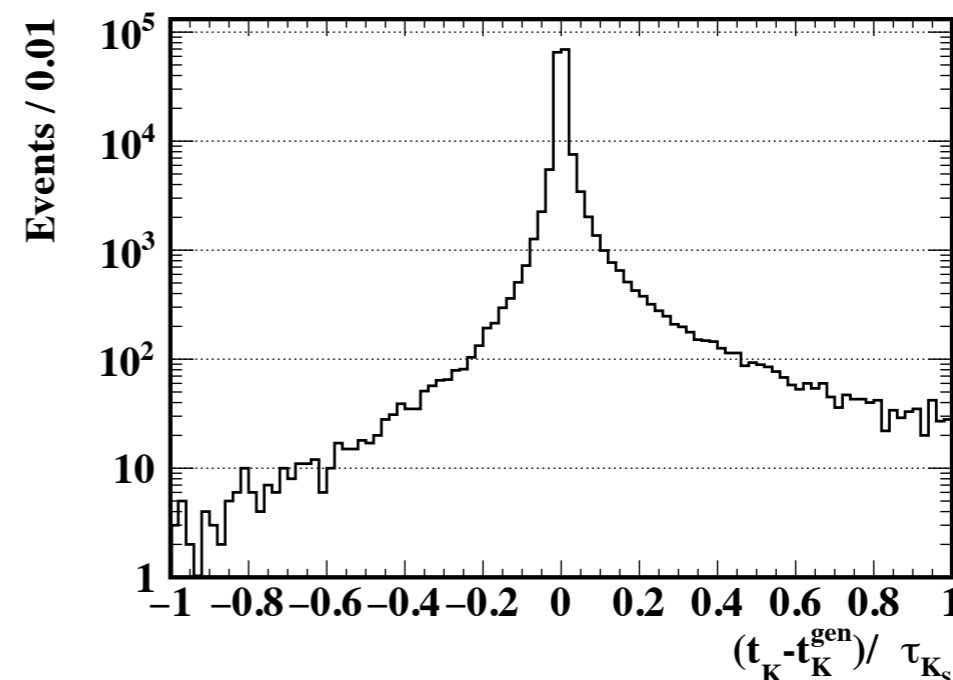
$$t = E_{\pi l}^2 (4m_K^2 p_{\pi l}^2 \cos^2 \theta - 4E_{\pi l}^2 m_K^2 + m_{\pi l}^2 (m_K^2 + m_{\pi l}^2))$$



Импульсное разрешение K^0



Разрешение по времени жизни K^0

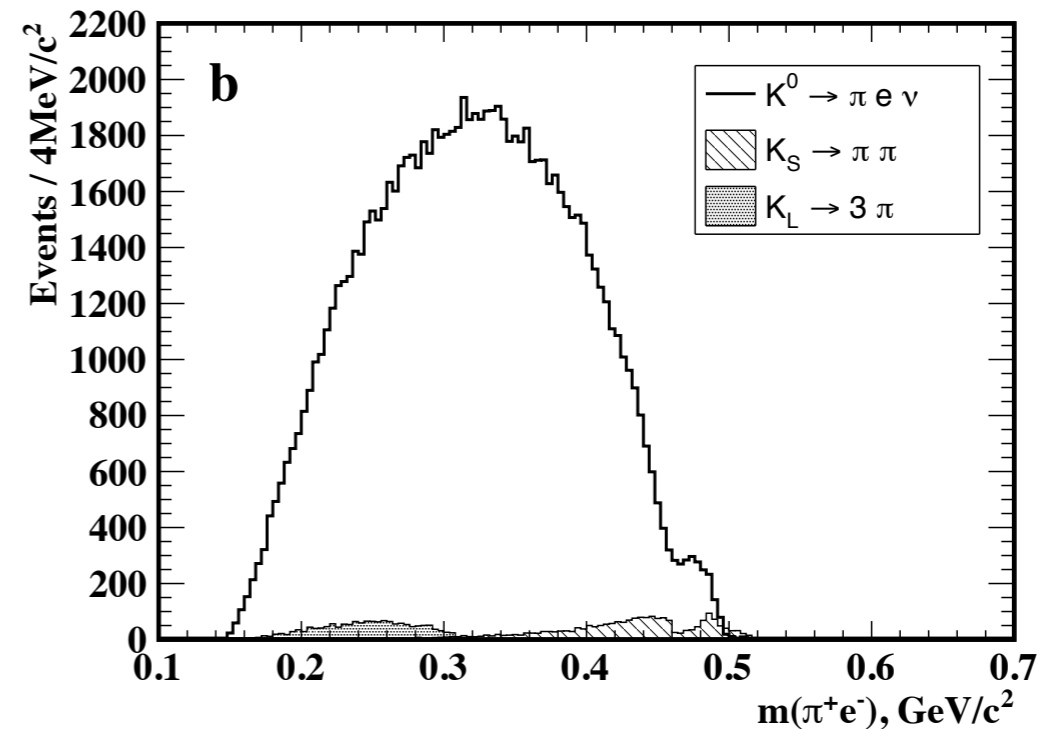
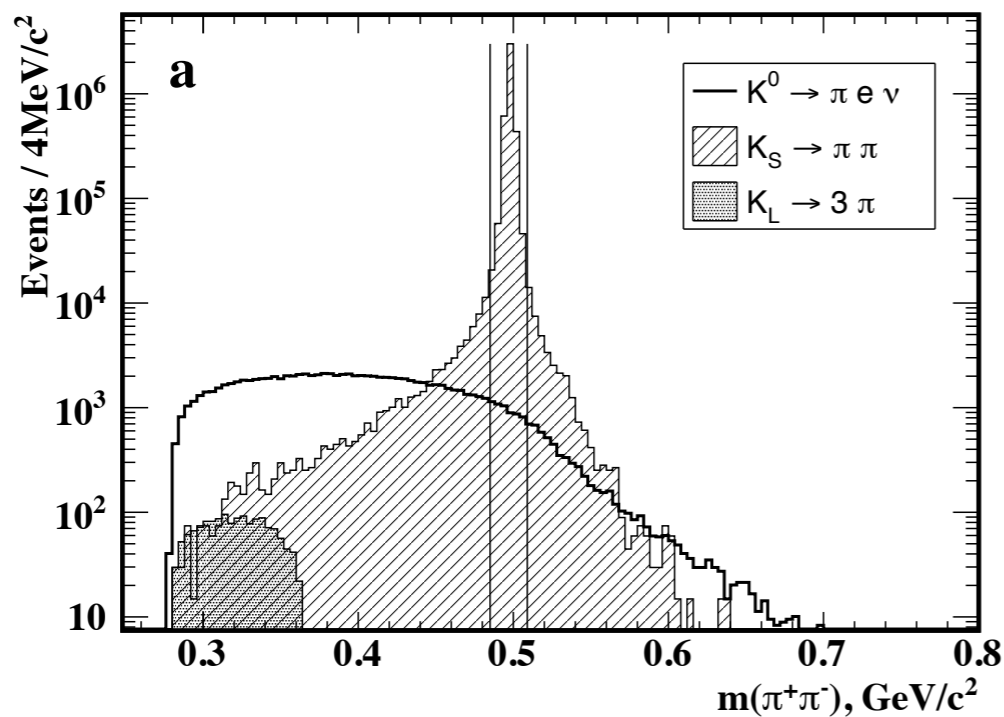


ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ ИСТОЧНИКИ ФОНА

- Фон из первичной вершины;

На малых времена жизни нет чувствительности к измерению разности сильных фаз и фон из первичной вершины можно эффективно подавить .

- Истинные вторичные вершины: $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$, $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.



Требование идентификации ($\text{misID} \sim 1..2\%$) и вето на K_S позволяют эффективно подавить фон от истинных вторичных вершин.

CP-НАРУШЕНИЕ В СМЕШИВАНИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ

Амплитуды:

$$|K^0(t)\rangle = \frac{1 - \varepsilon}{\sqrt{2}} e^{-i\lambda_S t} |K_S\rangle + \frac{1 - \varepsilon}{\sqrt{2}} e^{-i\lambda_L t} |K_L\rangle$$

$$|\bar{K}^0(t)\rangle = \frac{1 + \varepsilon}{\sqrt{2}} e^{-i\lambda_S t} |K_S\rangle - \frac{1 + \varepsilon}{\sqrt{2}} e^{-i\lambda_L t} |K_L\rangle$$

Зависящая от времени вероятность распада:

$$\bar{\mathcal{R}}(\mathcal{R}) \equiv \frac{1 \pm 2\text{Re}(\varepsilon)}{2} |A_{fS}|^2 \left[e^{-\Gamma_S t} + |\eta_{+-}|^2 e^{-\Gamma_L t} - \mp 2|\eta_{+-}| e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_L + \Gamma_S)t} \cos(\Delta m t - \varphi_{+-}) \right]$$

CPLEAR results:

Phys.Lett.B 456 (1999)

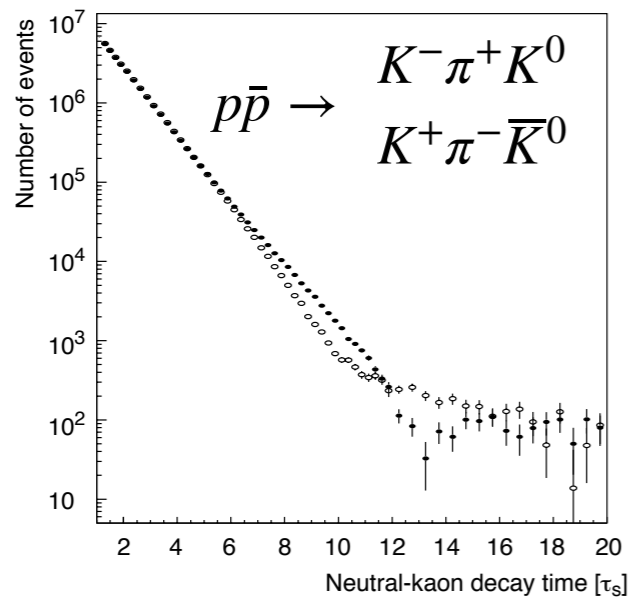
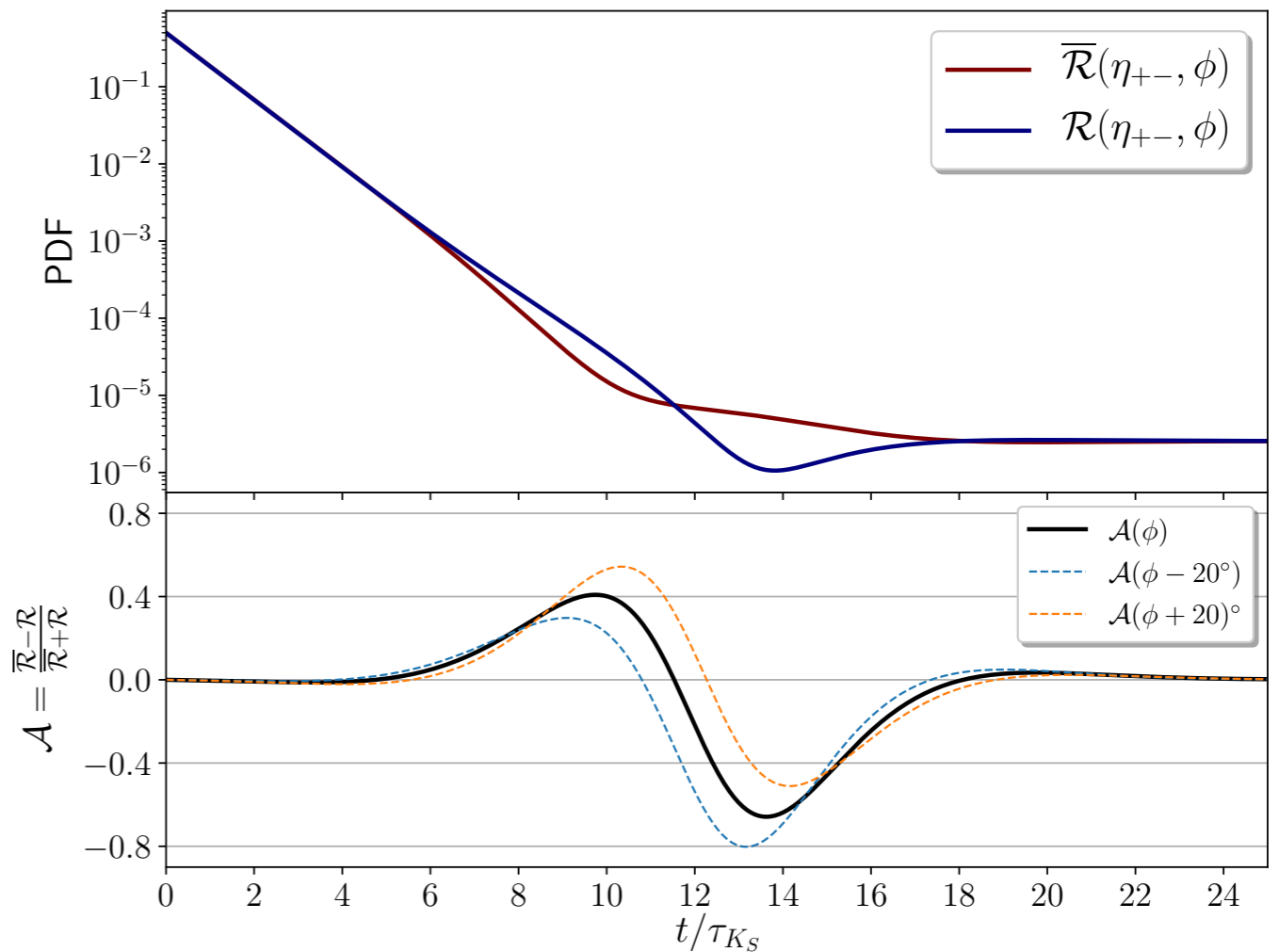


Fig. 16. The measured decay rates for K^0 (\circ) and \bar{K}^0 (\bullet) after acceptance correction and background subtraction

World average:

$$|\eta_{+-}| = (2.232 \pm 0.011) \times 10^{-3}$$

$$\varphi_{+-} = 43.51 \pm 0.05$$



ИЗМЕРЕНИЕ СИЛЬНЫХ ФАЗ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$

Для процесса $D \rightarrow K_S X$ амплитуды:

$$\langle f | H_{wk} | D^0 \rangle = \langle f | H_{wk} | \bar{K}^0 \rangle + \sqrt{r_D} e^{i\delta} \langle f | H_{wk} | K^0 \rangle$$

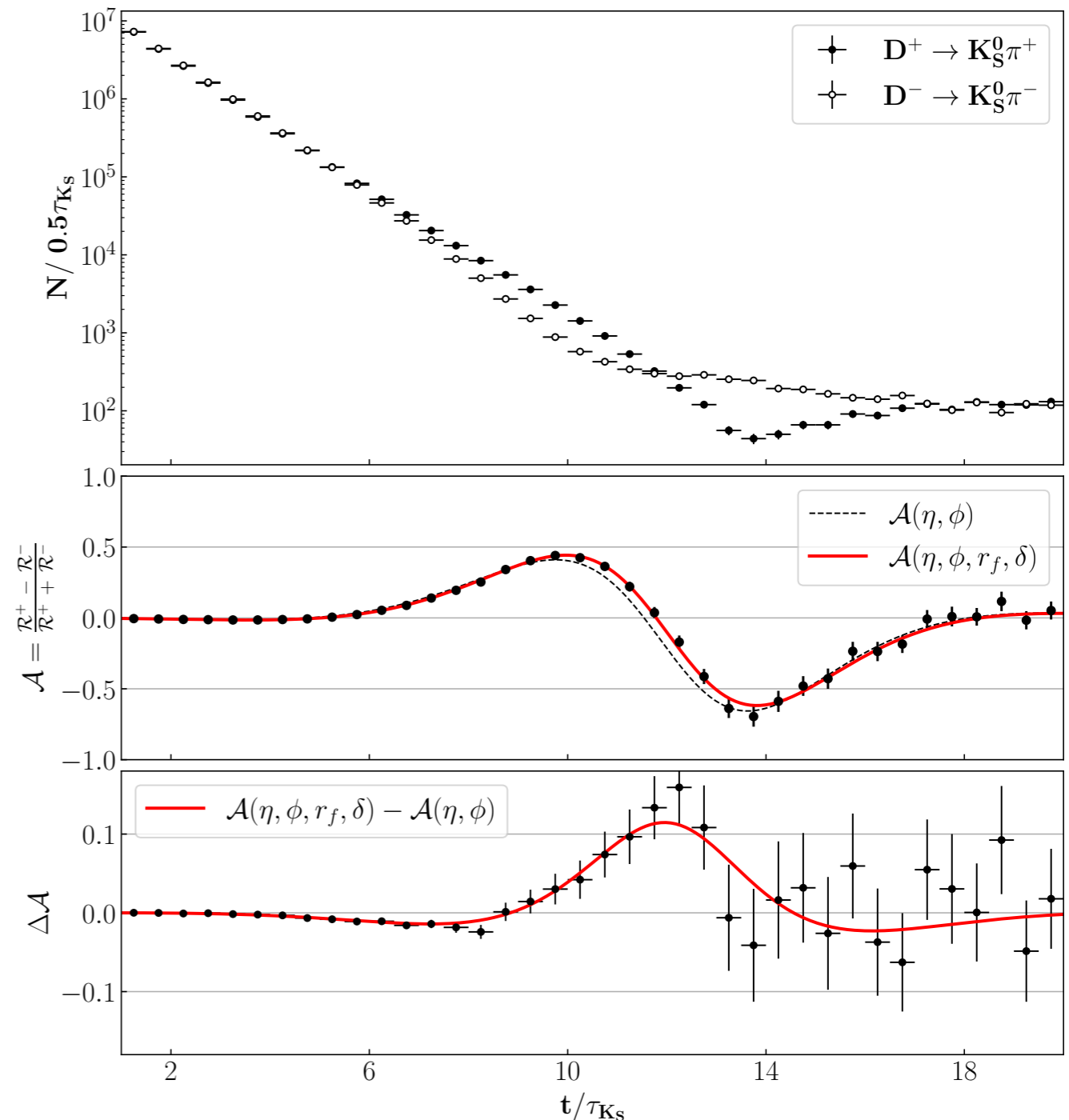
$$\langle f | H_{wk} | \bar{D}^0 \rangle = \sqrt{r_D} e^{i\delta} \langle f | H_{wk} | \bar{K}^0 \rangle + \langle f | H_{wk} | K^0 \rangle$$

Зависящие от времени вероятности распада $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$:

$$\begin{aligned} \mathcal{R}^+(t) &\equiv |\Psi^+(t)|^2 = \bar{\mathcal{R}}(t) + r_f \mathcal{R}(t) \\ &+ \sqrt{r_f} (\cos \delta + 2|\eta_{+-}| \sin \delta \sin \phi_{+-}) \times (e^{-\Gamma_S t} - |\eta_{+-}|^2 e^{-\Gamma_L t}) \\ &+ 2\sqrt{r_f} |\eta_{+-}| \left(\sin \delta + 2|\eta_{+-}| \cos \delta \sin \phi_{+-} \right) e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_L + \Gamma_S)t} \sin(\Delta m t - \phi_{+-}), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{R}^-(t) &\equiv |\Psi^-(t)|^2 = \mathcal{R}(t) + r_f \bar{\mathcal{R}}(t) \\ &+ \sqrt{r_f} (\cos \delta - 2|\eta_{+-}| \sin \delta \sin \phi_{+-}) \times (e^{-\Gamma_S t} - |\eta_{+-}|^2 e^{-\Gamma_L t}) \\ &- 2\sqrt{r_f} |\eta_{+-}| \left(\sin \delta - 2|\eta_{+-}| \cos \delta \sin \phi_{+-} \right) e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_L + \Gamma_S)t} \sin(\Delta m t - \phi_{+-}). \end{aligned}$$

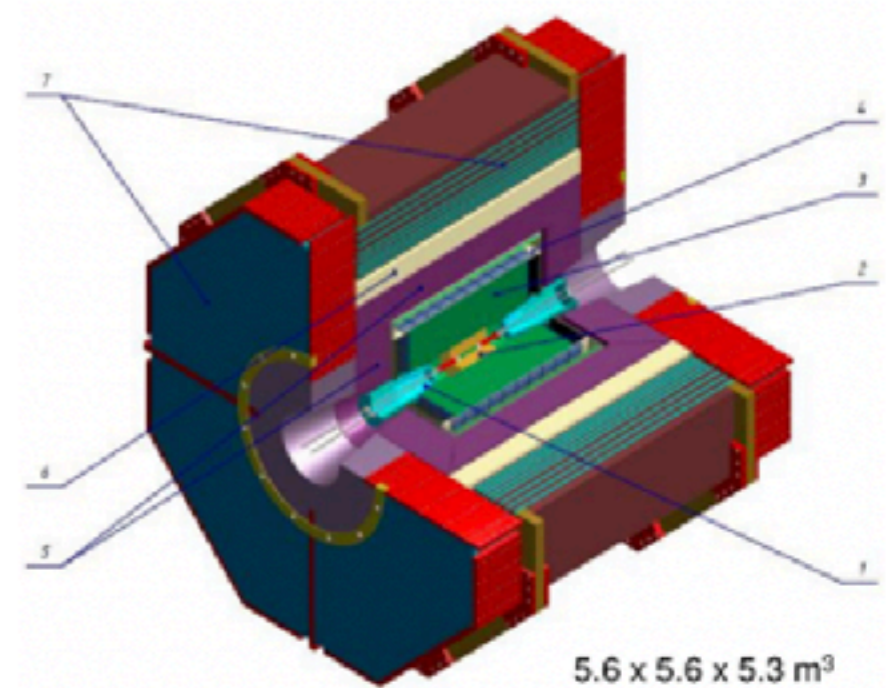
Разность сильных фаз и отношение модулей амплитуд могут быть измерены без тригонометрической неопределенности.



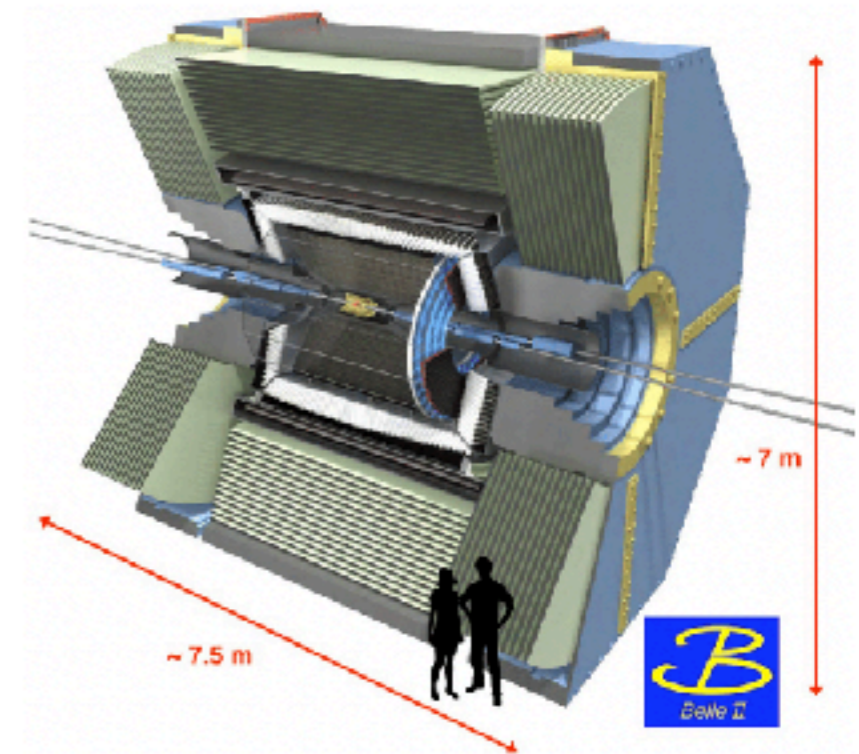
ЭКСПЕРИМЕНТЫ

| Требование | СЧТФ | Belle II |
|--|----------------------|----------------------|
| Хорошее пространственное разрешение $\sim 100\mu\text{m}$ | ✓ | ✓ |
| Большая дрейфовая камера/ низкоэнерг. каоны | ✓ | ✓ |
| Хорошее импульсное разрешение $\sigma_p/p < 0.01$ | ✓ | ✓ |
| Идентификация адронов | ✓ | ✓ |
| Интегральная светимость | 10 ab^{-1} | 50 ab^{-1} |

Супер Чарм-Тау фабрика (СЧТФ)



Belle II



ОЦЕНКА ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ТОЧНОСТИ: $K^0 \rightarrow \pi \ell \nu_\ell$

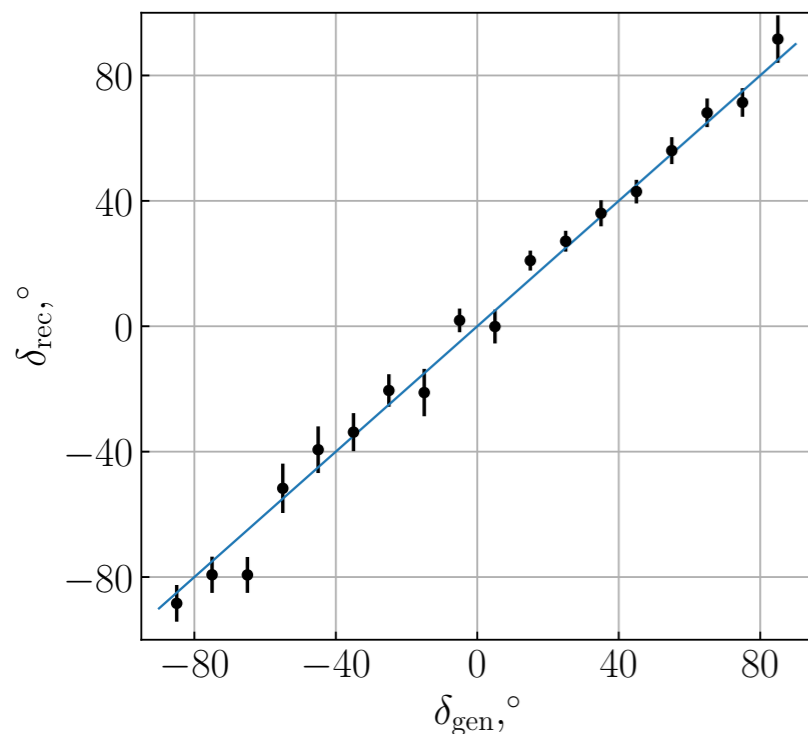
Оценка потенциальной точности выполнялась с помощью моделирования методом Монте-Карло.

Подгонка (χ^2) осуществлялась одновременно для RS и WS распределений.

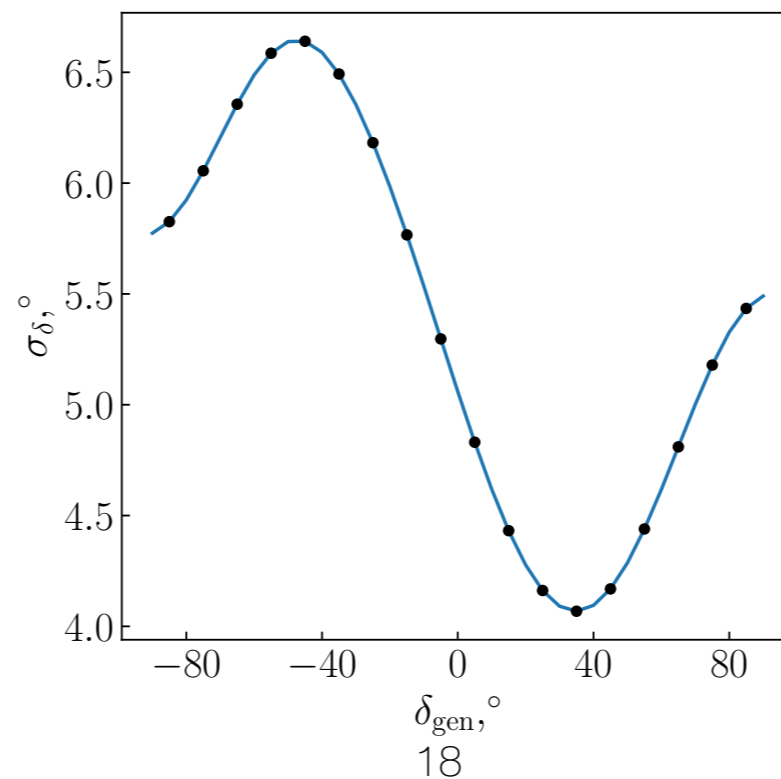
Ожидаемая статистика распадов:

| Мода распада | Belle II, $\times 10^4$ | СЧТФ, $\times 10^4$ |
|-----------------------------|-------------------------|---------------------|
| $D^0 \rightarrow K_S \pi^0$ | 9 | 6 |
| $D^+ \rightarrow K_S \pi^+$ | 12 | 15 |
| $D_s^+ \rightarrow K_S K^+$ | 6 | 12 |

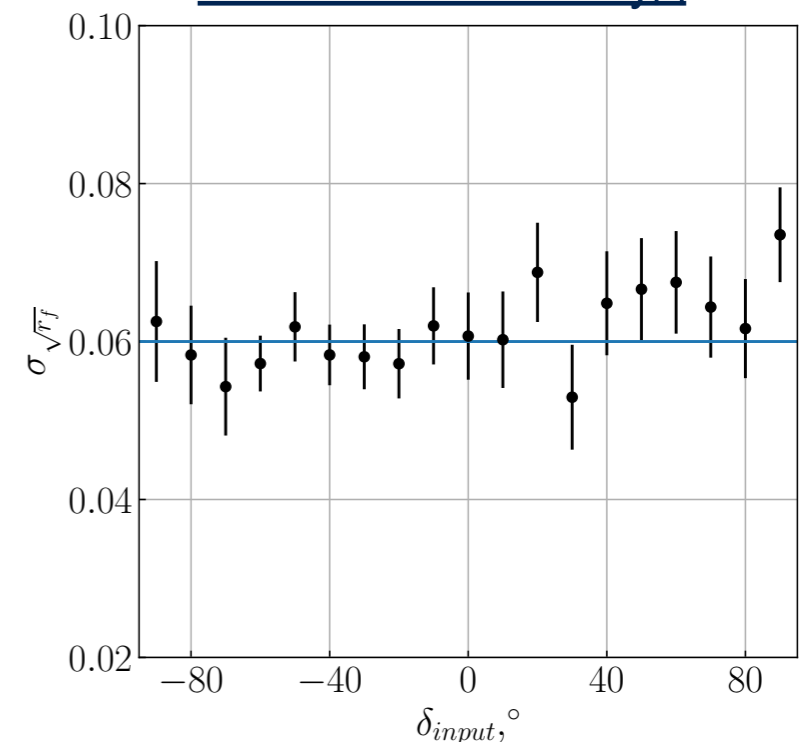
Разность сильных фаз



Разность сильных фаз



Отношение модулей CF и DCS амплитуд

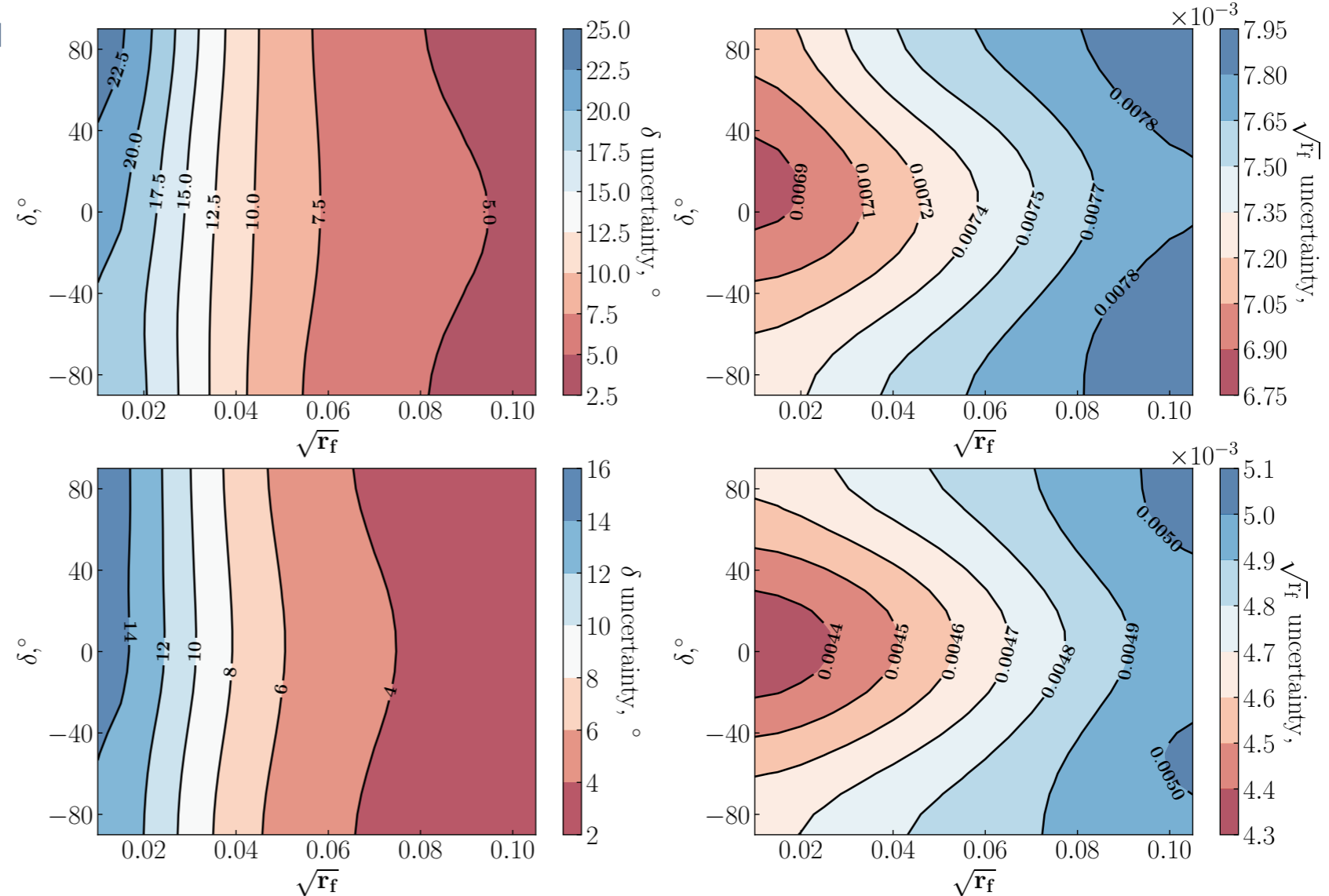
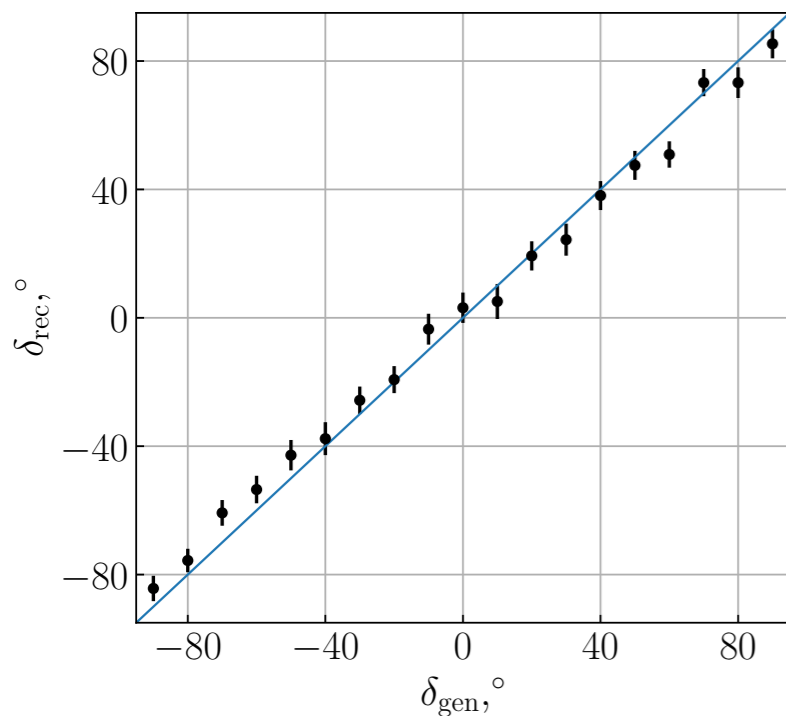


ОЦЕНКА ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ТОЧНОСТИ: $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$

Параметр отношения амплитуд не был измерен ни для одной из мод с K_S^0 в конечном состоянии. В связи с этим было выполнено сканирование по r_f, δ .

Скан по параметрам DCS распадов (20M, 40M)

Оценка потенциальной точности выполнена при помощи МС. Тригонометрическая неопределенность в измерении отсутствует.



ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ K^0 -МЕЗОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ ДЕТЕКТОРА

Сохранение странности в сильном взаимодействии приводит к неравенству амплитуд рассеяния для K^0 и \bar{K}^0 на веществе детектора — $\Delta f \neq 0$. Эффекты регенерации нейтральных каонов могут имитировать CP-нарушение и вносить неопределенность в измерение разности сильных фаз.

Для учета регенерации уравнения эволюции должны быть модифицированы:

$$i\partial_t \begin{pmatrix} K^0(t) \\ \bar{K}^0(t) \end{pmatrix} = \left(\mathbf{M} - \frac{i}{2}\mathbf{\Gamma} \right) \begin{pmatrix} K^0(t) \\ \bar{K}^0(t) \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \chi & 0 \\ 0 & \bar{\chi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} K^0(t) \\ \bar{K}^0(t) \end{pmatrix}, \text{ где } \chi(\bar{\chi}) = \frac{2\pi N}{m} f(\bar{f})$$

С учетом этого уравнения эволюции примут вид:

$$\alpha_{S,L} = e^{-i\Sigma t} \left[\alpha_{S,L}^0 \cos \left(\frac{\Delta\lambda}{2} \sqrt{1+4r^2} t \right) \pm i \frac{\alpha_{S,L}^0 \mp 2r\alpha_{L,S}^0}{\sqrt{1+4r^2}} \sin \left(\frac{\Delta\lambda}{2} \sqrt{1+4r^2} t \right) \right], \text{ где } r = \frac{1}{2} \frac{\Delta\chi}{\Delta\lambda}$$

Используя разложение по параметру регенерации:

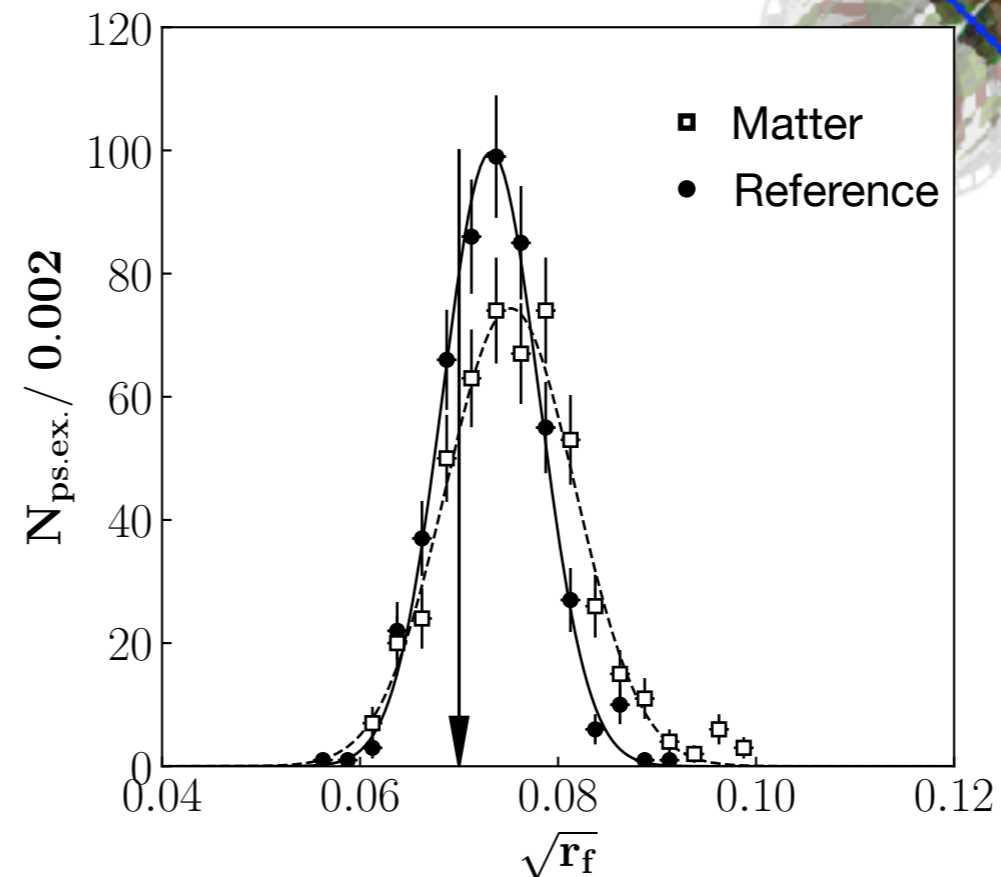
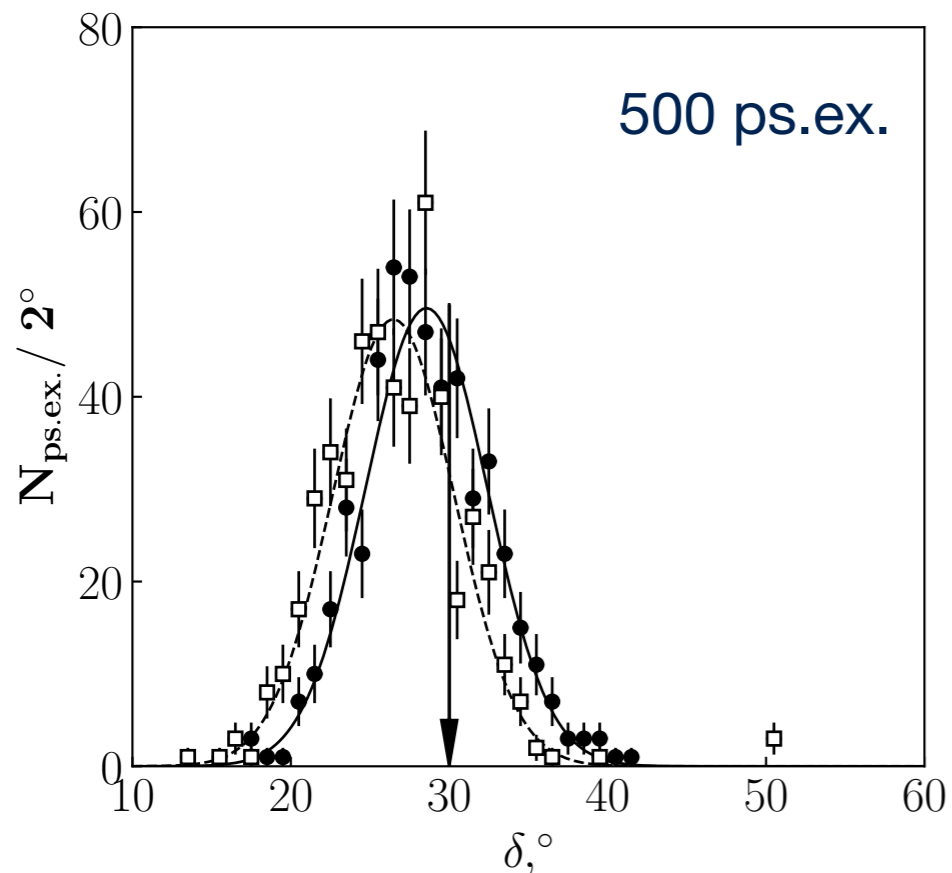
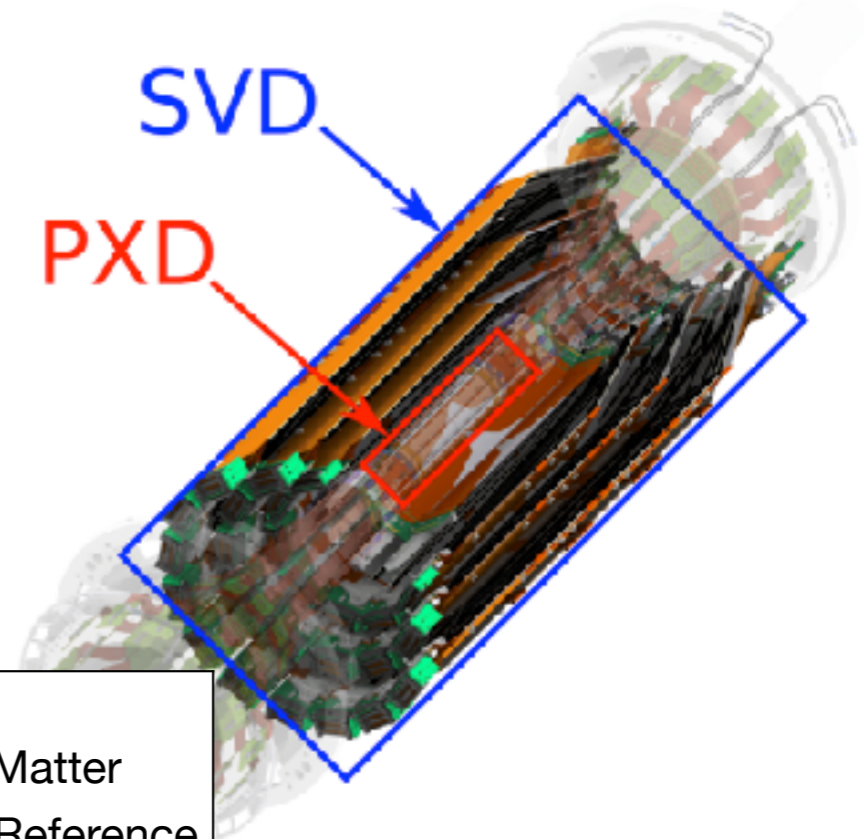
$$\begin{aligned} \alpha_S(t) &= e^{\frac{1}{2}(\chi+\bar{\chi})t} e^{-i\lambda_S t} (\alpha_S^0 + \zeta \alpha_L^0 e^{-i\Delta\lambda t}) \\ \alpha_L(t) &= e^{\frac{1}{2}(\chi+\bar{\chi})t} e^{-i\lambda_L t} (\alpha_L^0 + \zeta \alpha_S^0). \end{aligned} \quad \text{где геометрический параметр регенерации определен, как } \zeta = r \left(1 - e^{i\Delta\lambda \frac{Lm}{p}} \right)$$

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ K^0 -МЕЗОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ ДЕТЕКТОРА

Оценка вклада регенерации была выполнена для Belle II.

Be — 1 мм, Si — $L_{1,2} = 50\text{мкм}$, $L_{3-6} = 300\text{мкм}$

| Материал | σ_{tot} , (mb) | $\text{Re}\Delta f$, fm | $\text{Im}\Delta f$, fm |
|----------|-----------------------|--------------------------|--------------------------|
| Si | 553.0 | -7.5 | -12.9 |
| Be | 219.1 | -3.9 | -6.2 |



ОЦЕНКА ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ТОЧНОСТИ

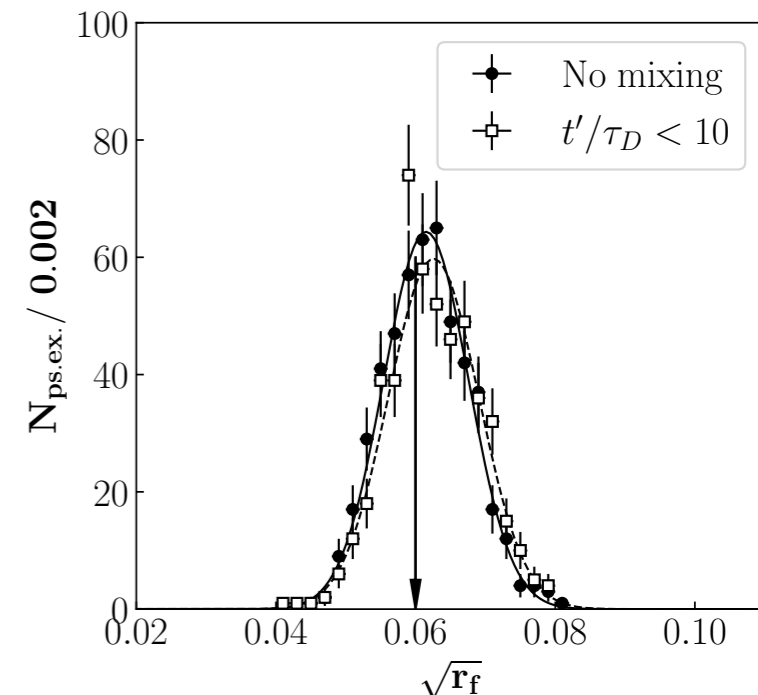
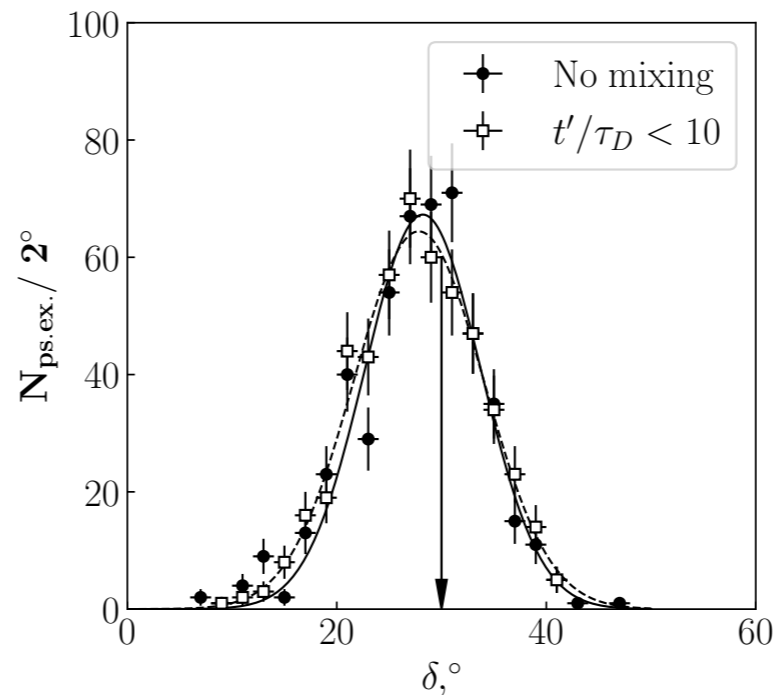
Наличие $D^0-\bar{D}^0$ смешивания может внести неопределенность в измерение разности сильных фаз в распаде $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0$. Для оценки вклада смешивания в системе очарованных адронов необходимо рассмотреть одновременно эволюцию K_S^0 и D^0 -мезонов.

$$a^+(t') \equiv \langle \bar{K}^0 \pi^0 | H | D_{phys}^0(t') \rangle = A_{D^0} [f_+(t') - \sqrt{r_f} e^{i(\delta+\phi)} f_-(t')] \\ b^+(t') \equiv \langle K^0 \pi^0 | H | D_{phys}^0(t') \rangle = A_{D^0} [\sqrt{r_f} e^{i(\delta-\phi)} f_+(t') - f_-(t')]$$

World average:

$$x = (0.43_{-0.11}^{+0.10}) \% \\ y = (0.60 \pm 0.06) \% \\ \phi = (0.08 \pm 0.31)^\circ$$

Параметры смешивания в системе $D^0 - \bar{D}^0$ малы, а экспериментально разрешение по времени жизни D скорее всего не позволит выполнить анализ с учетом t_D . В работе была исследована возможность проинтегрировать по t_D .



ОЦЕНКА ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ТОЧНОСТИ

$$\Psi_{D\bar{D}} = \frac{1}{\sqrt{2}} [|D_{phys}^0(t)\rangle |\bar{D}_{phys}^0(t)\rangle - |\bar{D}_{phys}^0(t)\rangle |D_{phys}^0(t)\rangle]$$

| | J/ψ | $\psi(2S)$ | $\psi(3770)$ | $\psi(4040)$ | $\psi(4160)$ | $\psi(4415)$ |
|-----------------------|-------------|------------|-----------------|--------------|-----------------|--------------|
| $M, \text{ GeV}$ | 3.097 | 3.686 | 3.773 | 4.039 | 4.191 | 4.421 |
| $\Gamma, \text{ MeV}$ | 0.093 | 0.286 | 27.2 | 80 | 70 | 62 |
| $\sigma, \text{ nb}$ | ~ 3400 | ~ 640 | ~ 6 | ~ 10 | ~ 6 | ~ 4 |
| $L, \text{ fb}^{-1}$ | 300 | 150 | 300 | 10 | 100 | 25 |
| N | 10^{12} | 10^{11} | 2×10^9 | 10^8 | 6×10^8 | 10^8 |

Для скоррелированной пары D^0 -мезонов

зависящая от времени вероятность распада в конечные состояния f_1, f_2 дается выражением:

$$R(f_1, t_1, f_2, t_2) \propto |A_{f_1}|^2 |A_{f_2}|^2 e^{-\Gamma(t_1+t_2)} \left[\frac{1}{2} |\xi + \zeta|^2 e^{-\Delta\Gamma/2(t_2-t_1)} + \frac{1}{2} |\xi - \zeta|^2 e^{\Delta\Gamma/2(t_2-t_1)} - (|\xi|^2 - |\zeta|^2) \cos(\Delta m(t_2 - t_1)) + 2\text{Im}(\xi^* \zeta) \sin(\Delta m(t_2 - t_1)) \right]$$

где $\zeta = \frac{\bar{A}_{f_2}}{A_{f_2}} - \frac{\bar{A}_{f_1}}{A_{f_1}}$, $\xi = \left(\frac{p}{q}\right)_D - \left(\frac{q}{p}\right)_D \frac{\bar{A}_{f_1}}{A_{f_1}} \frac{\bar{A}_{f_2}}{A_{f_2}}$

Тогда для пары конечных состояний:

$$\{ \mathbf{D} \rightarrow \mathbf{K}^- \pi^+; \mathbf{D} \rightarrow \bar{\mathbf{K}}^0 \pi^0 \}$$

$$R(t_1, t_2) \propto e^{-\Gamma(t_1+t_2)} \left[\left(\left| \frac{p}{q} \right|^2 + \left| \frac{q}{p} \right|^2 r_D^{00} r_D^{-+} - 2\sqrt{r_D^{00}} \sqrt{r_D^{-+}} \cos(\delta^{00} + \delta^{-+}) \right) + \left(r_D^{00} + r_D^{-+} - 2\sqrt{r_D^{00}} \sqrt{r_D^{-+}} \cos(\delta^{00} - \delta^{-+}) \right) \frac{(\Gamma t)^2}{2} (y^2 - x^2) + 2\sqrt{r_D^{00}} \left(\frac{p}{q} y'' - \frac{q}{p} r_D^{-+} y' \right) + 2\sqrt{r_D^{-+}} \left(\frac{q}{p} r_D^{00} y' - \frac{p}{q} y'' \right) \right]$$

ПЕРСПЕКТИВЫ МЕТОДОВ

Измерение $\sin 2\beta$ и $\cos 2\beta$

$$|B^0(t)\rangle = e^{-i\frac{M_1+M_2}{2}t} e^{-\frac{\Gamma}{2}t} \left[\cos\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) |B^0\rangle + i\left(\frac{q}{p}\right)_B \sin\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) |\bar{B}^0\rangle \right]$$

$$|\bar{B}^0(t)\rangle = e^{-i\frac{M_1+M_2}{2}t} e^{-\frac{\Gamma}{2}t} \left[i\left(\frac{p}{q}\right)_B \cos\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) |B^0\rangle + \sin\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) |\bar{B}^0\rangle \right]$$

$$a_{CP} = \frac{P(\bar{B}^0 \rightarrow f) - P(B^0 \rightarrow f)}{P(\bar{B}^0 \rightarrow f) + P(B^0 \rightarrow f)} = \frac{|\lambda|^2 - 1}{|\lambda|^2 + 1} \cos(\Delta mt) + \frac{\text{Im}\lambda}{|\lambda|^2 + 1} \sin(\Delta mt) \equiv$$

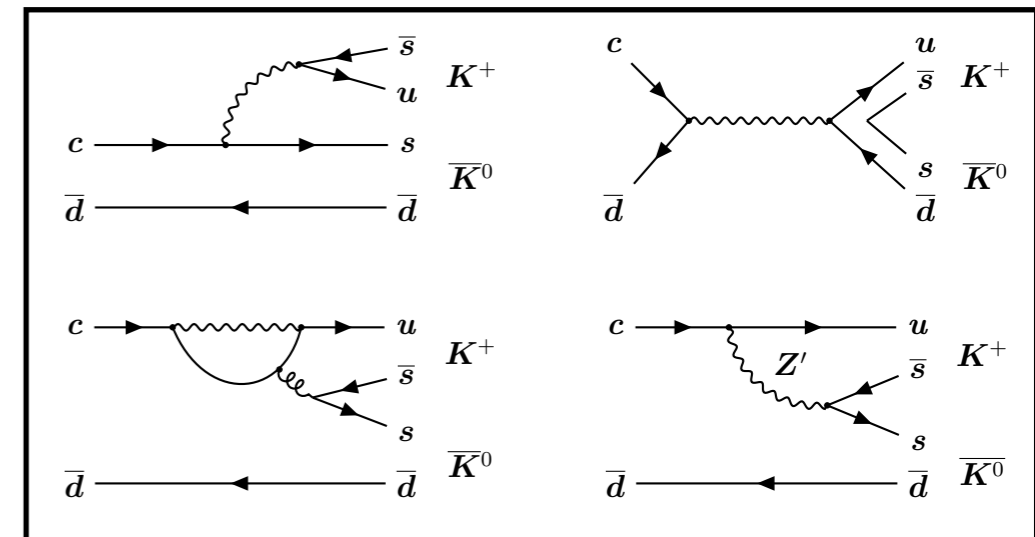
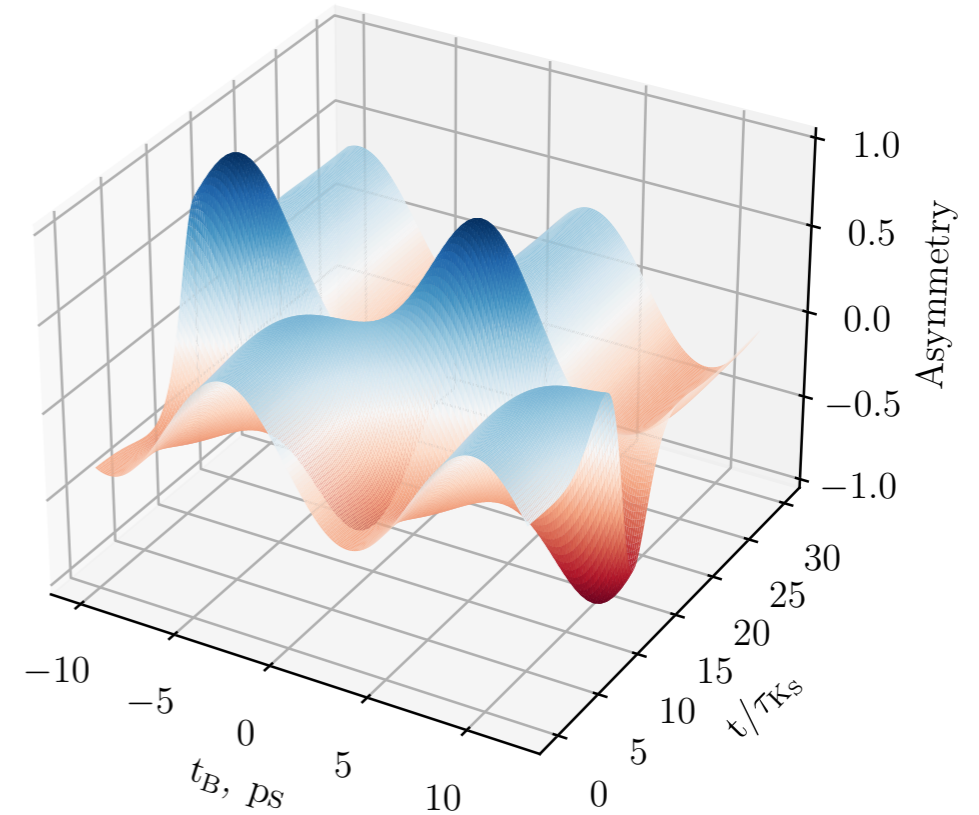
$$\equiv -C_f \cos(\Delta mt) + S_f \sin(\Delta mt),$$

Измерение α

$$A_{B \rightarrow \pi\pi} \sim s_{12}^3 T + s_{12}^3 P \quad \lambda = \left[e^{2i\alpha} \frac{1 + |P/T| e^{i(\delta+\gamma)}}{1 + |P/T| e^{i(\delta-\gamma)}} \right]$$

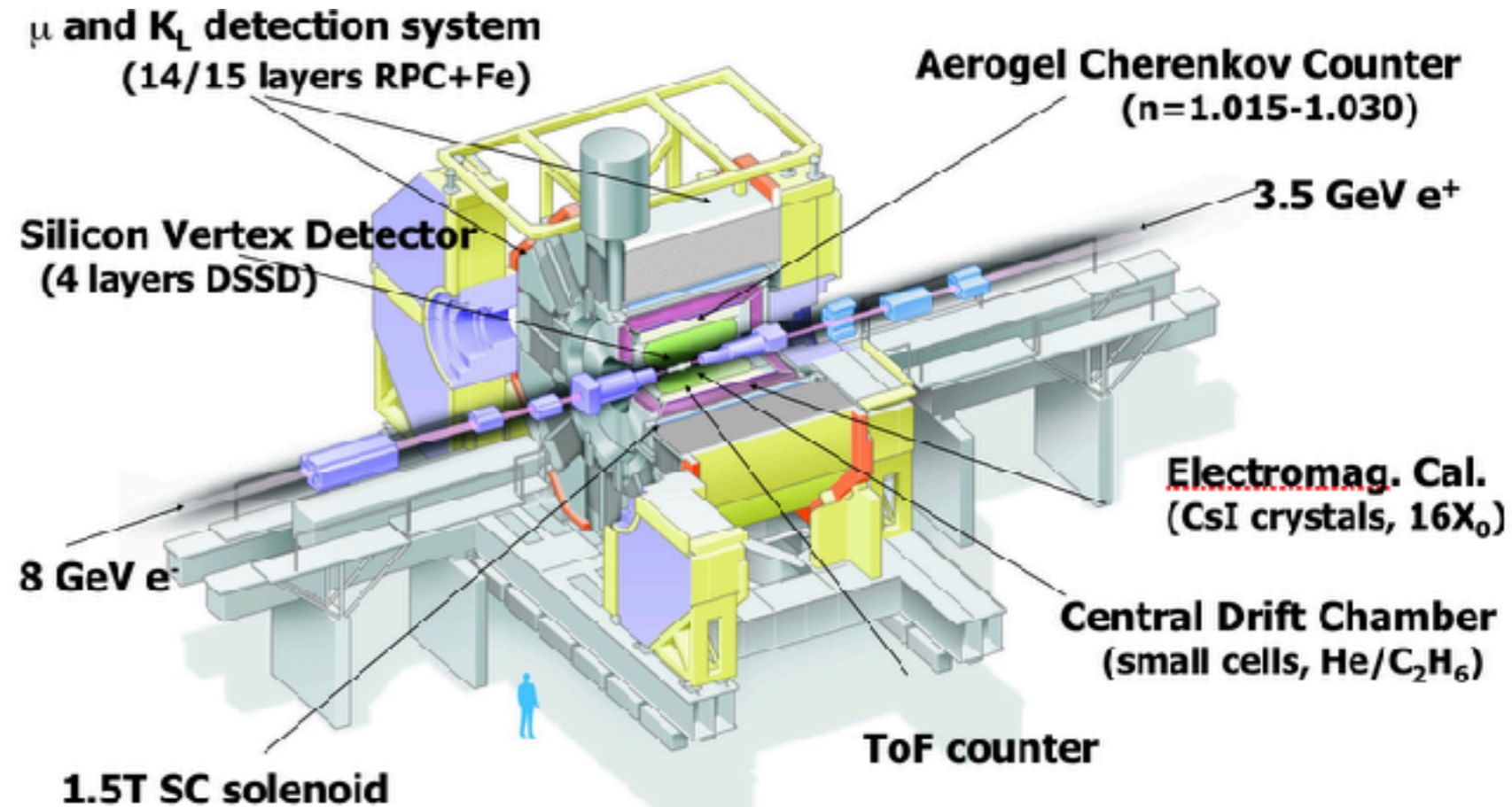
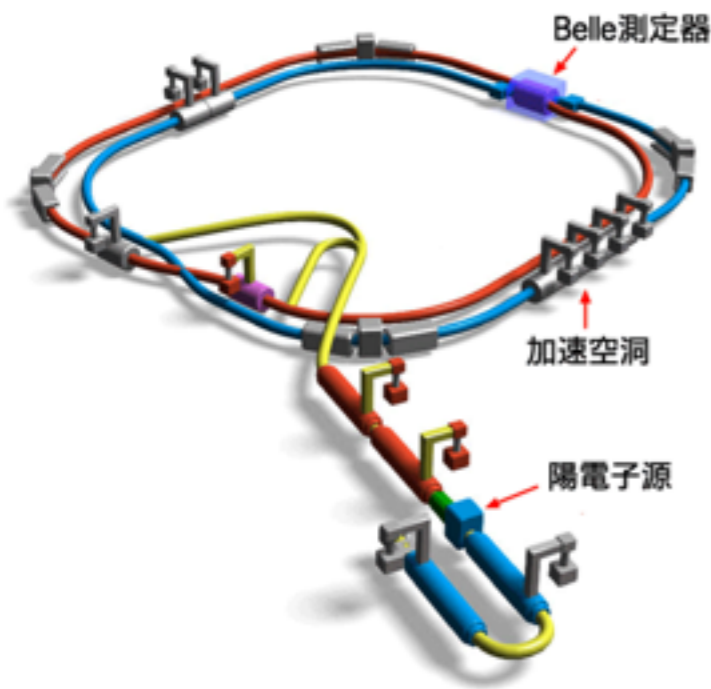
$$A_{B \rightarrow K\pi} \sim s_{12}^4 T + s_{12}^2 P$$

Поиск Новой физики в КП распадах в нейтральные каоны.



ЭКСПЕРИМЕНТ BELLE

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



| Resonance | On-peak luminosity (fb^{-1}) | Off-peak luminosity (fb^{-1}) | Number of resonances |
|---------------------|----------------------------------|-----------------------------------|--------------------------------|
| $\Upsilon(1S)$ | 5.7 | 1.8 | 102×10^6 |
| $\Upsilon(2S)$ | 24.9 | 1.7 | 158×10^6 |
| $\Upsilon(3S)$ | 2.9 | 0.25 | 11×10^6 |
| $\Upsilon(4S)$ SVD1 | 140.0 | 15.6 | $152 \times 10^6 B\bar{B}$ |
| $\Upsilon(4S)$ SVD2 | 571.0 | 73.8 | $620 \times 10^6 B\bar{B}$ |
| $\Upsilon(5S)$ | 121.4 | 1.7 | $7.1 \times 10^6 B_s\bar{B}_s$ |
| Scan | | 27.6 | |

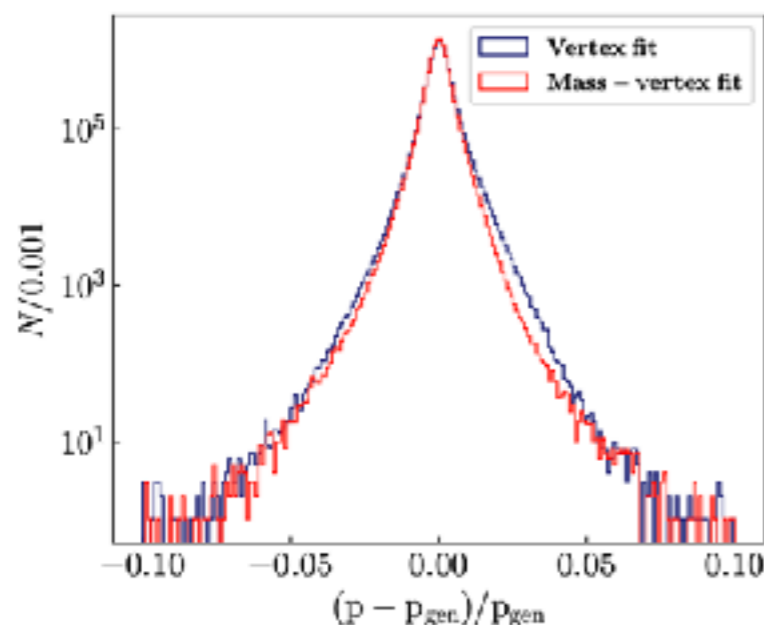
ОТБОР СОБЫТИЙ $D_S^\pm \rightarrow K_S K^\pm$, $D^+ \rightarrow K_S \pi^+$ И $D^0 \rightarrow K_S \pi^0$

Данные: $\Upsilon(4S) + \Upsilon(5S) + \text{Scan}$, 951 fb^{-1}

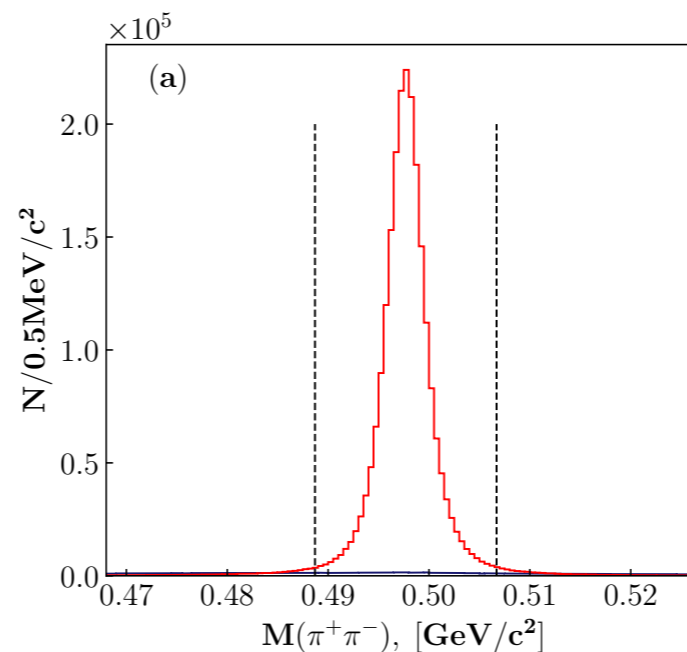
Предварительный отбор:

- Заряженные треки должны происходить из первичной вершины $dr < 0.5$, $dz < 2$ для K^+ ;
- Идентификация заряженных адронов : $K/\pi > 0.6$, $\pi/K > 0.1$;
- Фит в вершину и массу для K_S и фит в вершину для очарованных адронов;

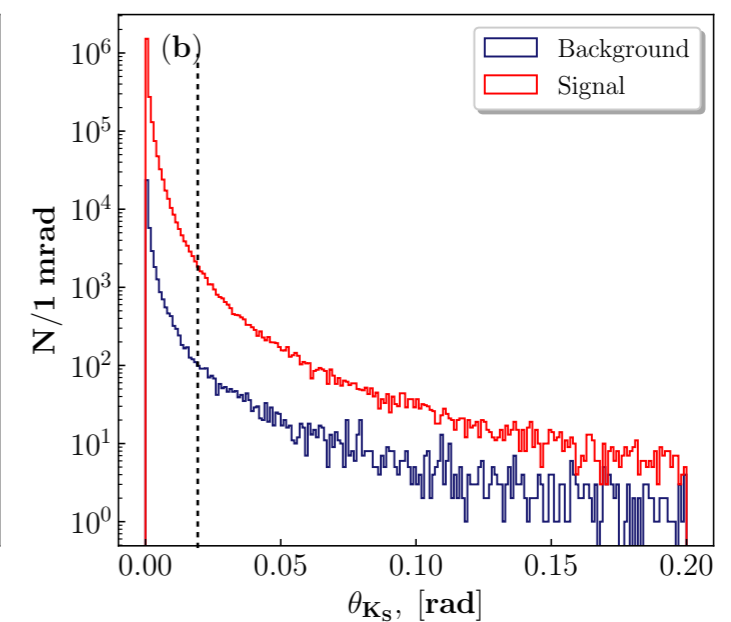
Фит в вершину и массу K_S улучшает импульсное разрешение на 12%



NeuroBias



Угол между импульсом K_S и направлением на первичную вершину



ОТБОР СОБЫТИЙ

Для данного анализа особенно важны низкоэнергетические каоны и поэтому нельзя пренебречь событиями

$B \rightarrow DX$.

$$D_s : P_{cms} > 1.4/1.9$$

$$D^+ : P_{cms} > 1.3/2.0$$

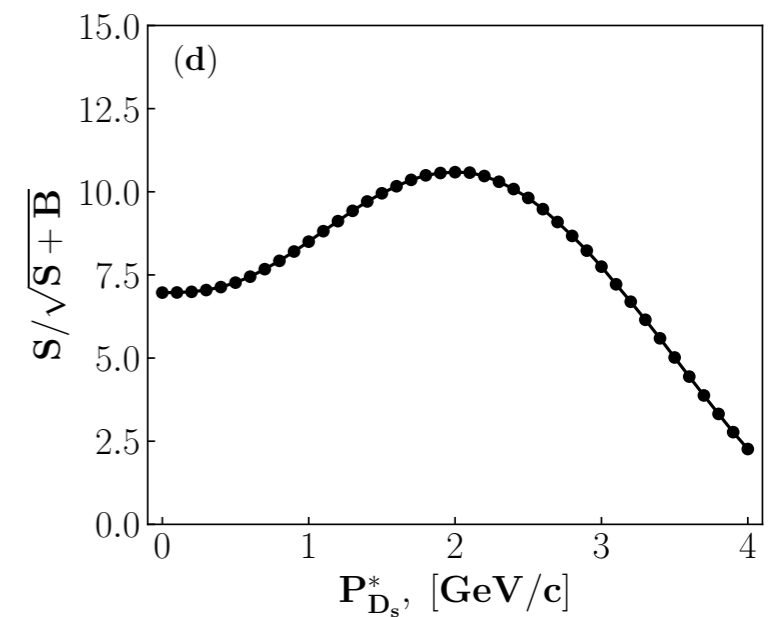
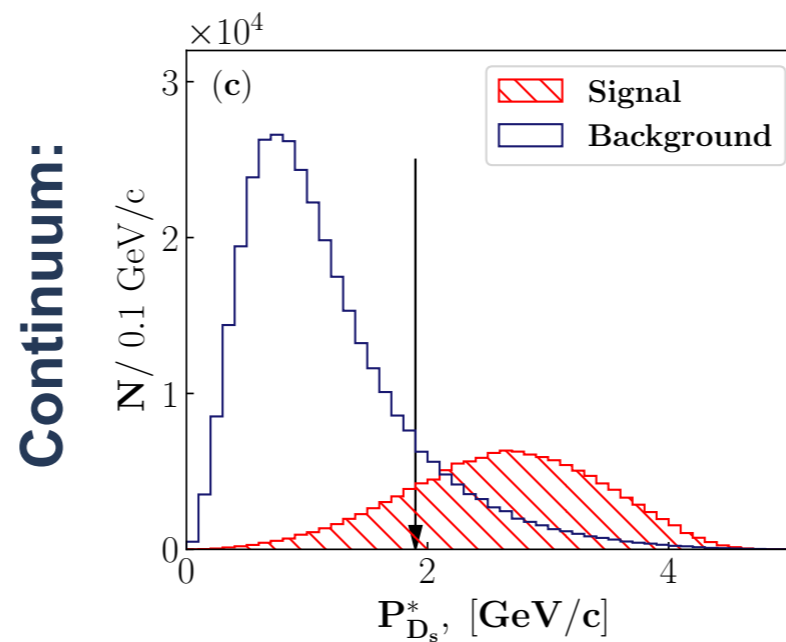
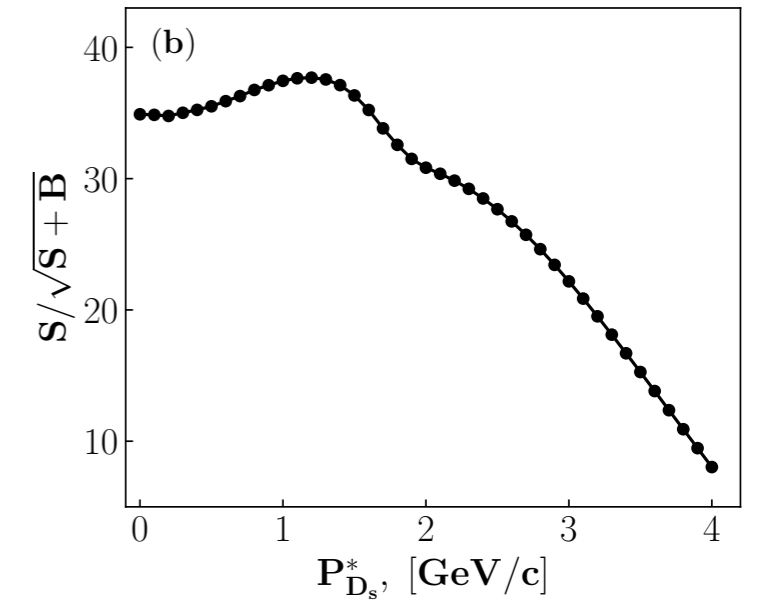
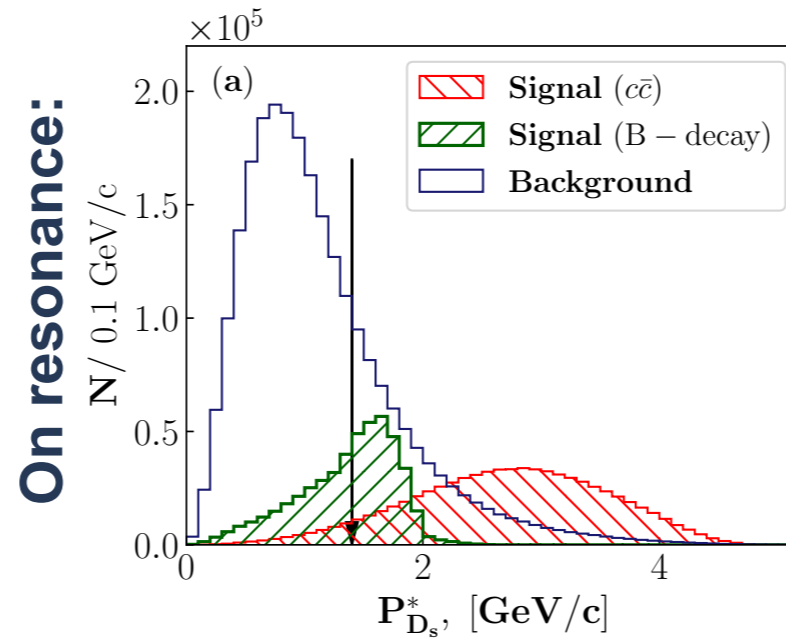
$$D^0 : P_{cms} > 0.7/1.3$$

Угол между направлением вылета каона в системе покоя D-мезона и обратным направлением D-мезона в с.ц.м.

$$D_s : \cos \theta_{hel} < 0.85$$

$$D^+ : \cos \theta_{hel} < 0.8$$

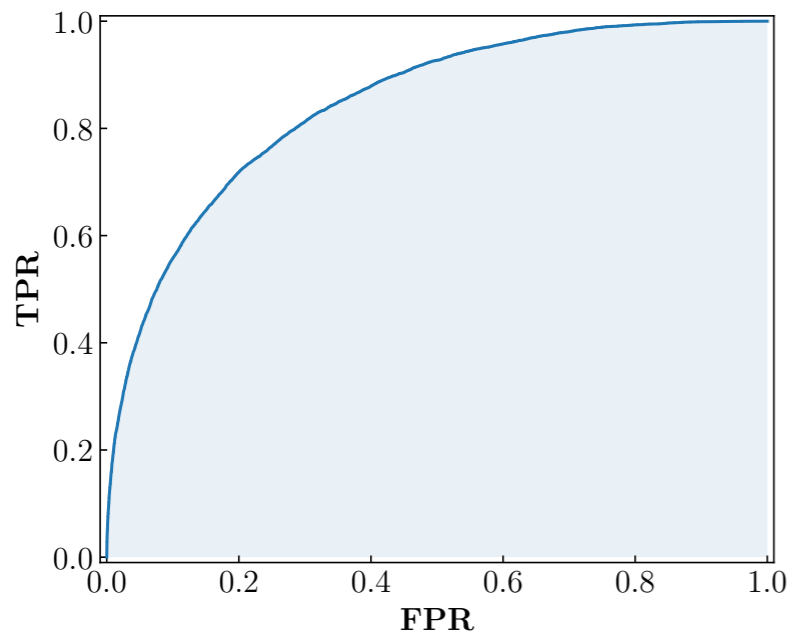
$$D^0 : \cos \theta_{hel} < 0.9$$



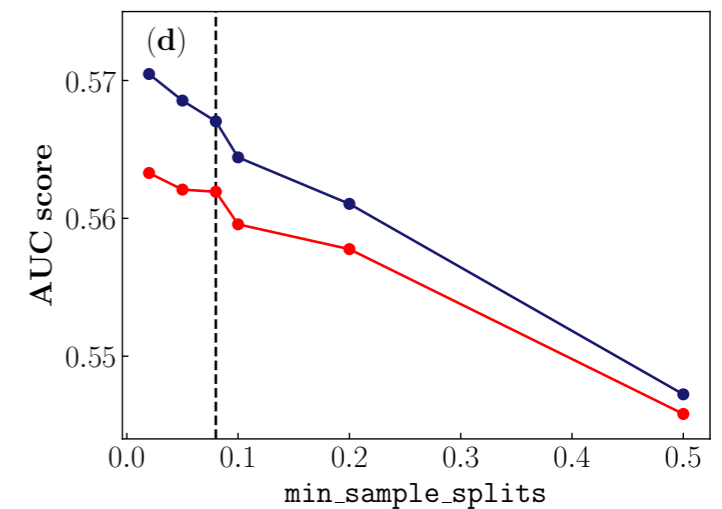
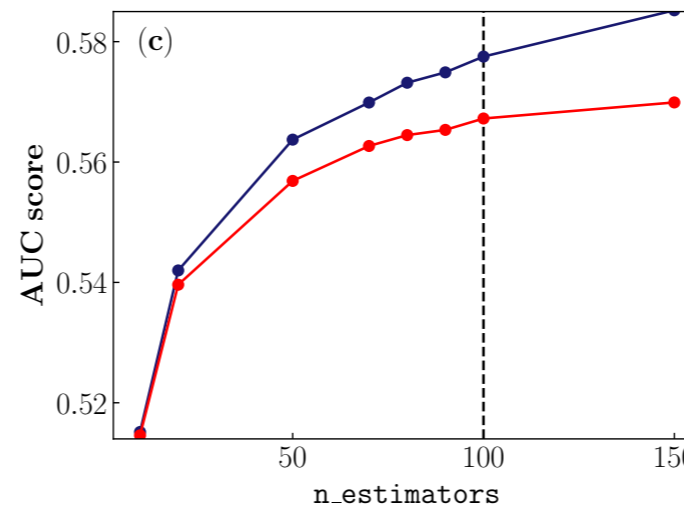
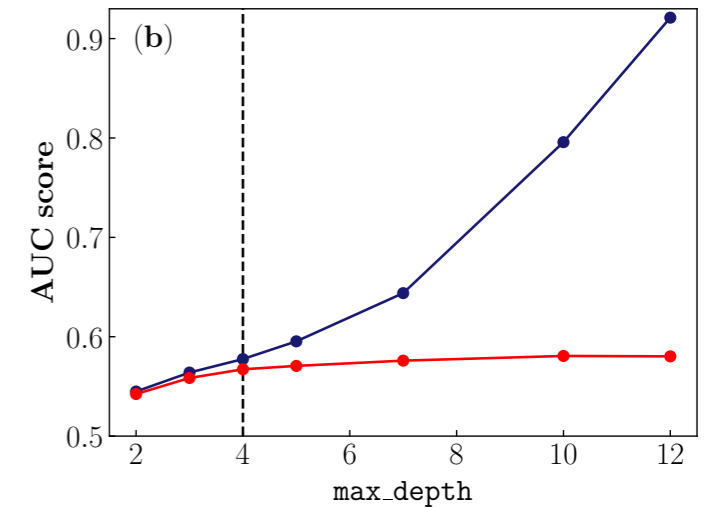
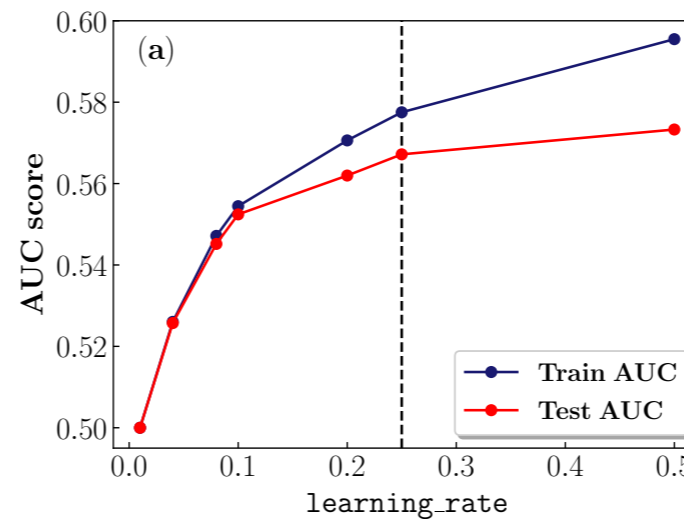
ПАРАМЕТРЫ ДЛЯ МОДЕЛИ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ (BDT)

Переменные для отбора:

dr , $\mathcal{L}(\pi/\mu)$ и χ^2 для π^+ , π^- , $\cos \theta_{D_s}^{hel}$, $\mathcal{L}(K/\pi)$ и $\mathcal{L}(K/p)$, l_{D_s} , угол между импульсом и направлением на первичную вершину для D -мезона.

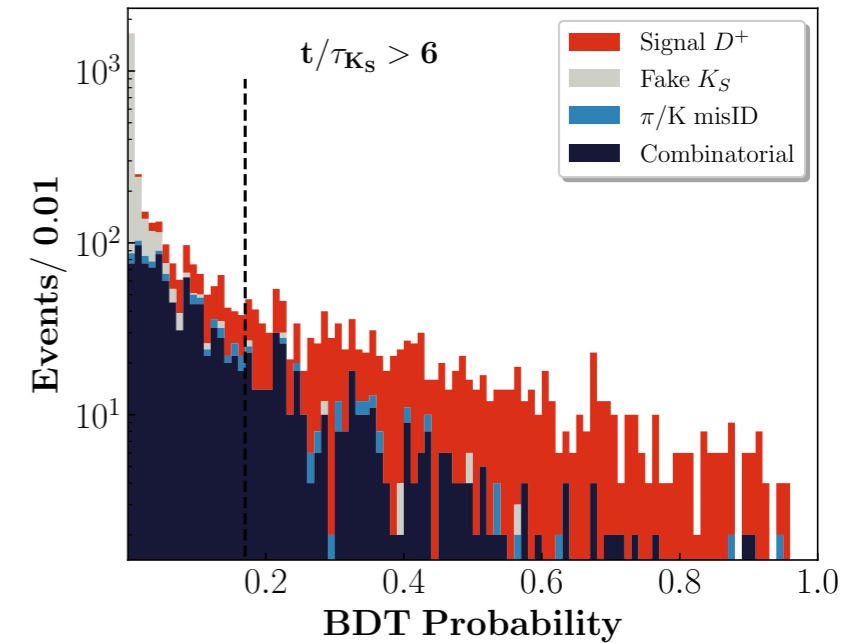
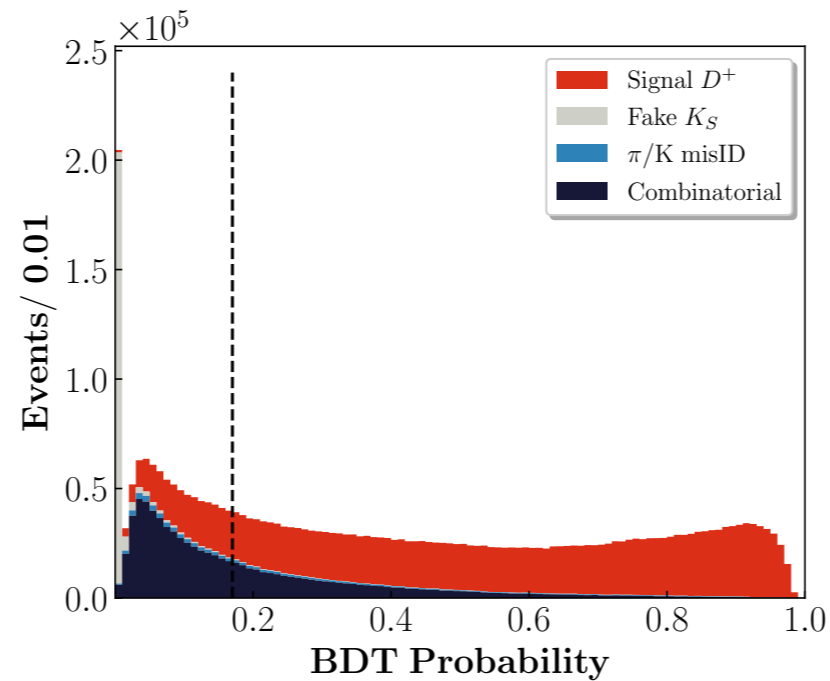


Параметры BDT выбирались при помощи кривой характеристической функции приемника. Такой метод позволяет повысить эффективность работы модели.



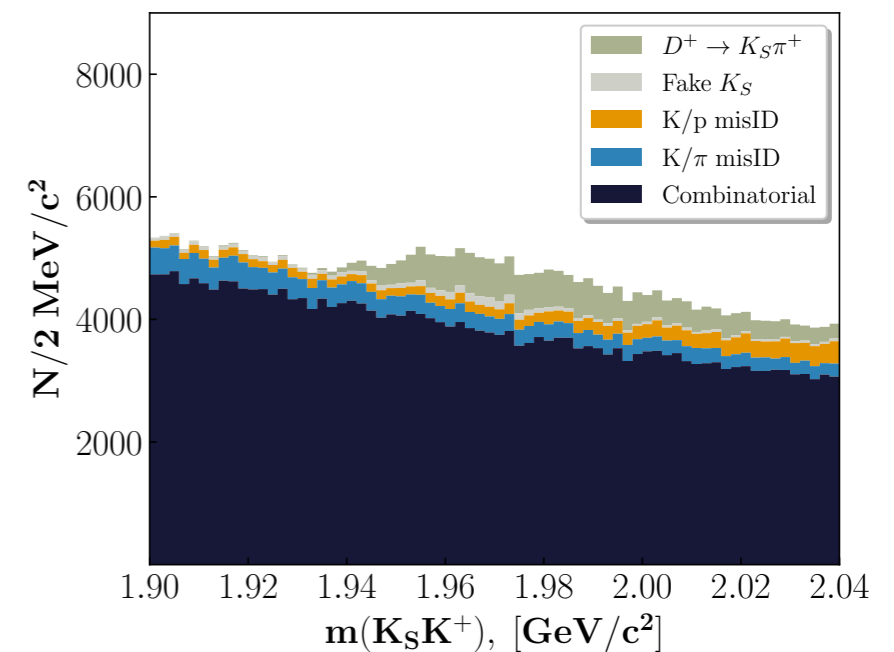
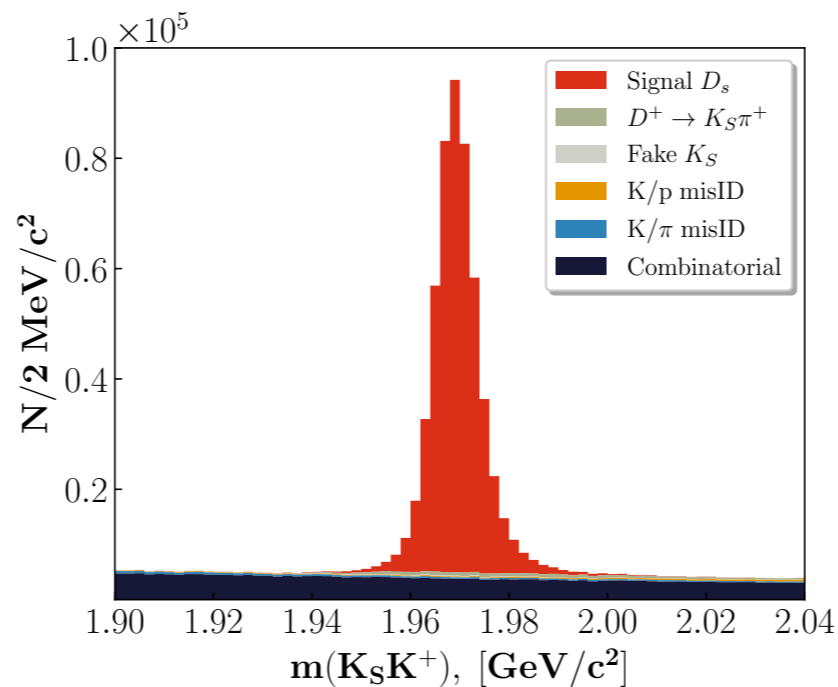
ИССЛЕДОВАНИЕ ФОНОВ НА МОДЕЛИРОВАНИИ

Модель машинного обучения показала способность с высокой эффективностью подавлять фоны от неправильно реконструированного K_S -кандидата.



Основные источники фона — комбинаторика и неправильная идентификация заряженных адронов.

Для распада $D_s^+ \rightarrow K_S K^+$ источником фоновых событий является процесс $D^+ \rightarrow K_S \pi^+$.



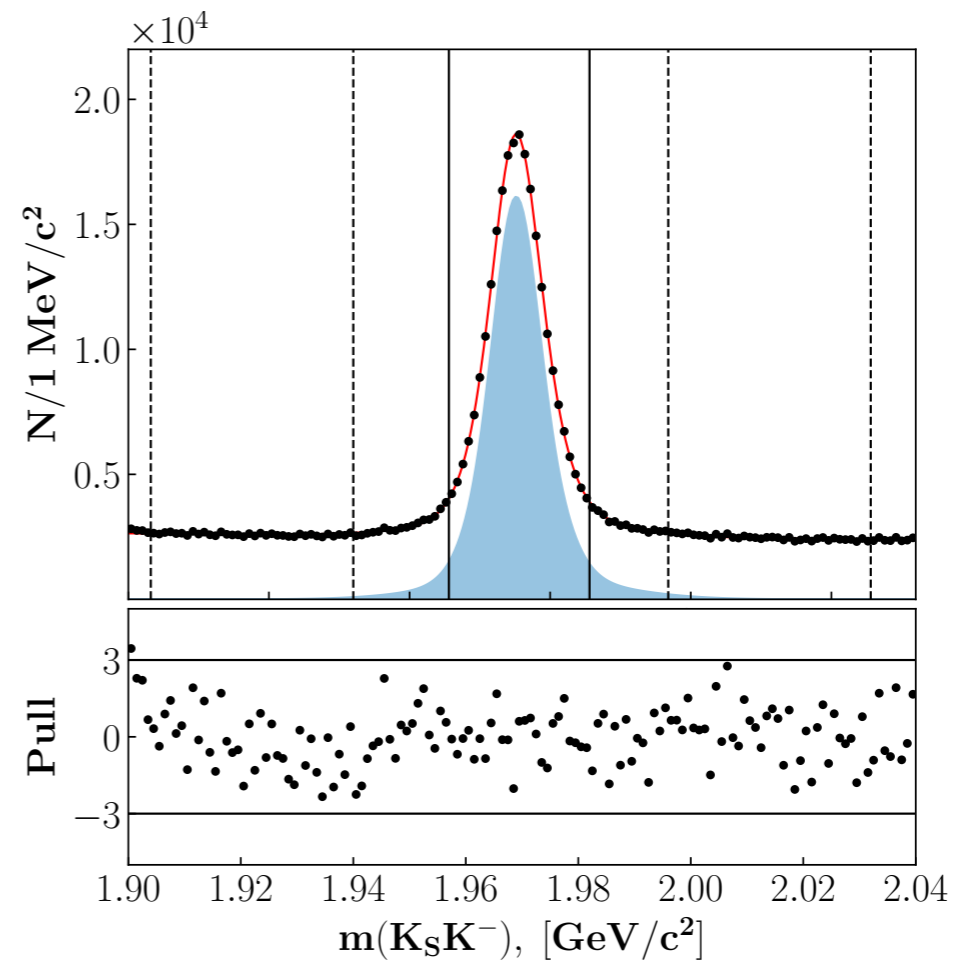
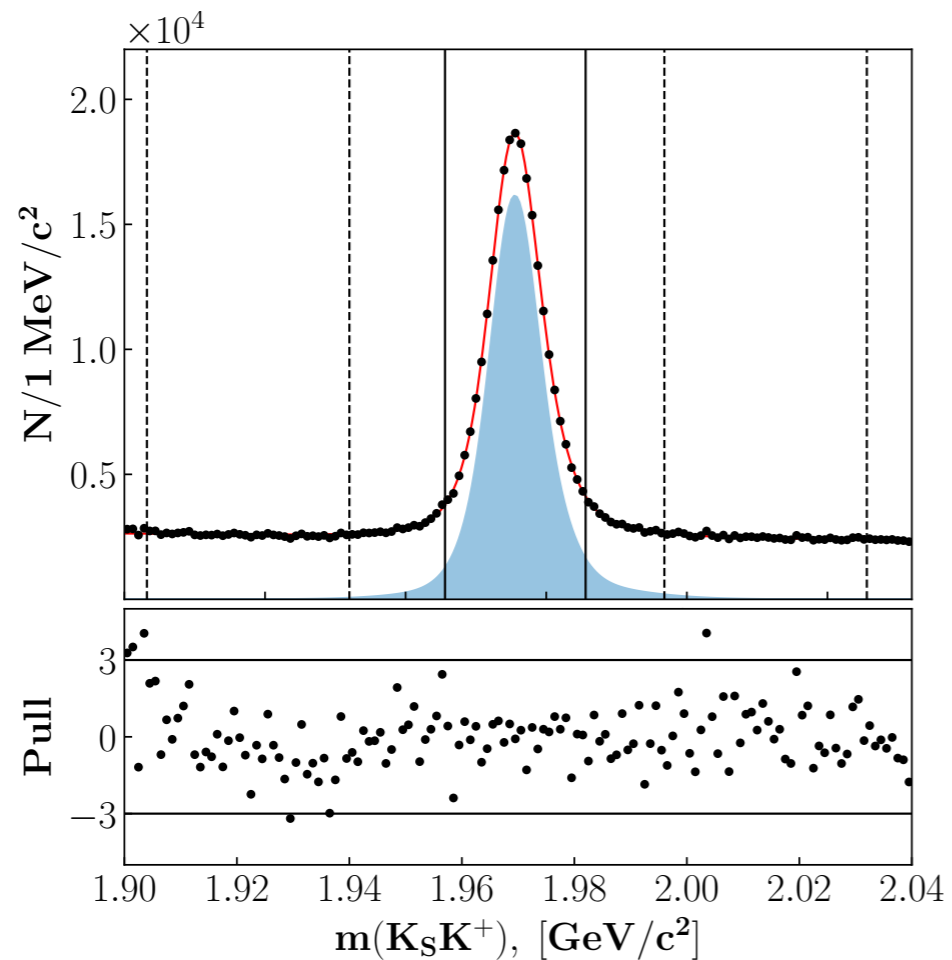
ВОССТАНОВЛЕНИЕ РАСПАДА $D_s^\pm \rightarrow K_S K^\pm$

Сигнальная область: $|m(K_S K^\pm) - M_{D_s}| < 12 \text{ MeV}/c^2$

Контрольные интервалы: $1.904 < m_{D_s} < 1.940$;
 $1.996 < m_{D_s} < 2.032$

$$F = G_1(\mu_1, \sigma_1, N) + G_2(\mu_1, \sigma_2, N) + G_3(\mu_3, \sigma_3, N) + P_2$$

| | N_{sig} | Purity |
|---------|---------------------------|--------|
| D_s^+ | $(190 \pm 1) \times 10^3$ | 78 % |
| D_s^- | $(192 \pm 1) \times 10^3$ | 78 % |



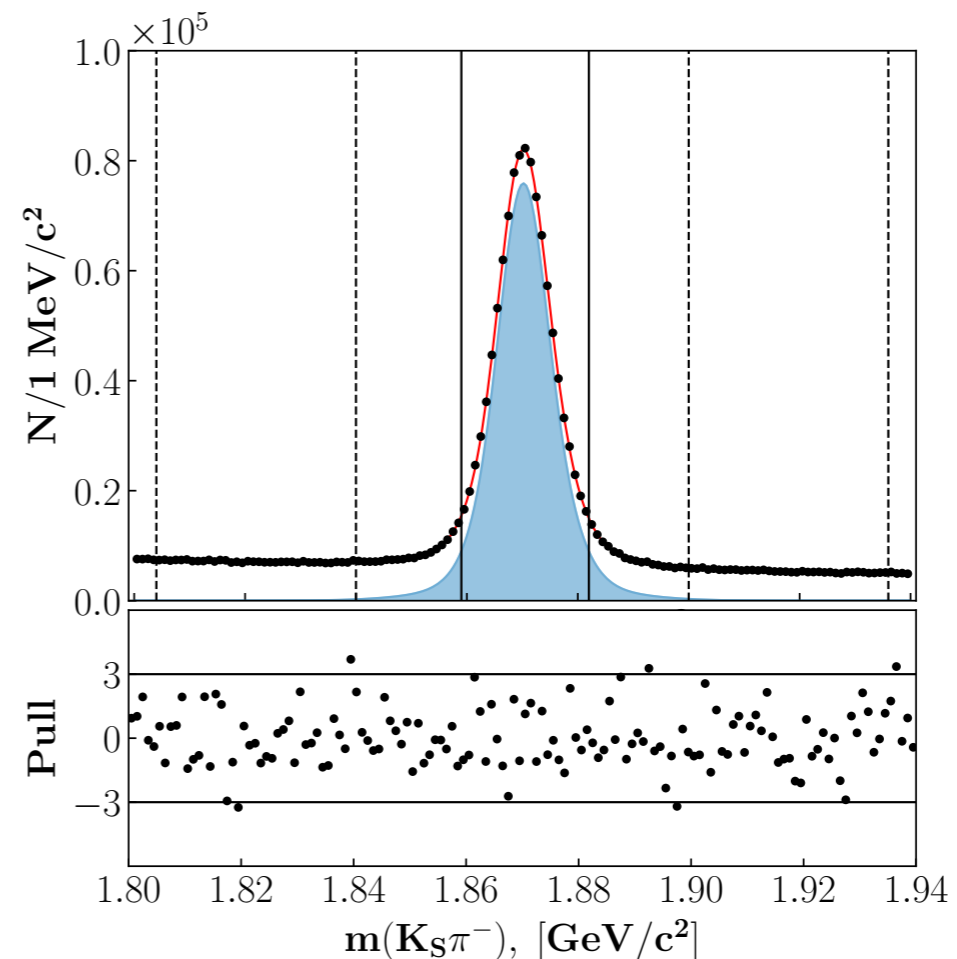
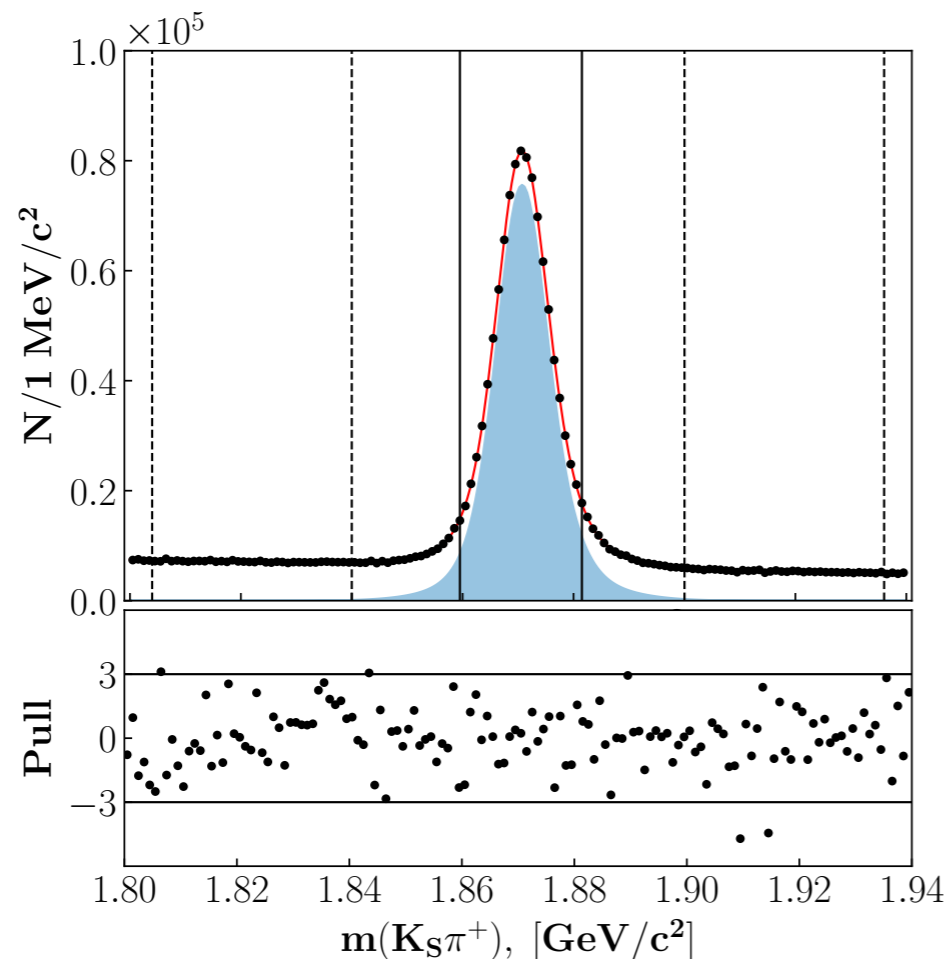
ВОССТАНОВЛЕНИЕ РАСПАДА $D^+ \rightarrow K_S \pi^+$

Сигнальная область: $|m(K_S \pi^+) - M_{D_s}| < 11 \text{ MeV}/c^2$

Контрольные интервалы: $1.807 < m(K_S \pi) < 1.840$;
 $1.900 < m(K_S \pi) < 1.933$

| | N_{sig} | Purity |
|-------|---------------------------|--------|
| D^+ | $(893 \pm 4) \times 10^3$ | 88 % |
| D^- | $(906 \pm 4) \times 10^3$ | 88 % |

$$F = G_1(\mu_1, \sigma_1, N) + G_2(\mu_2, \sigma_2, N) + G_3(\mu_3, \sigma_3, N) + P_2$$



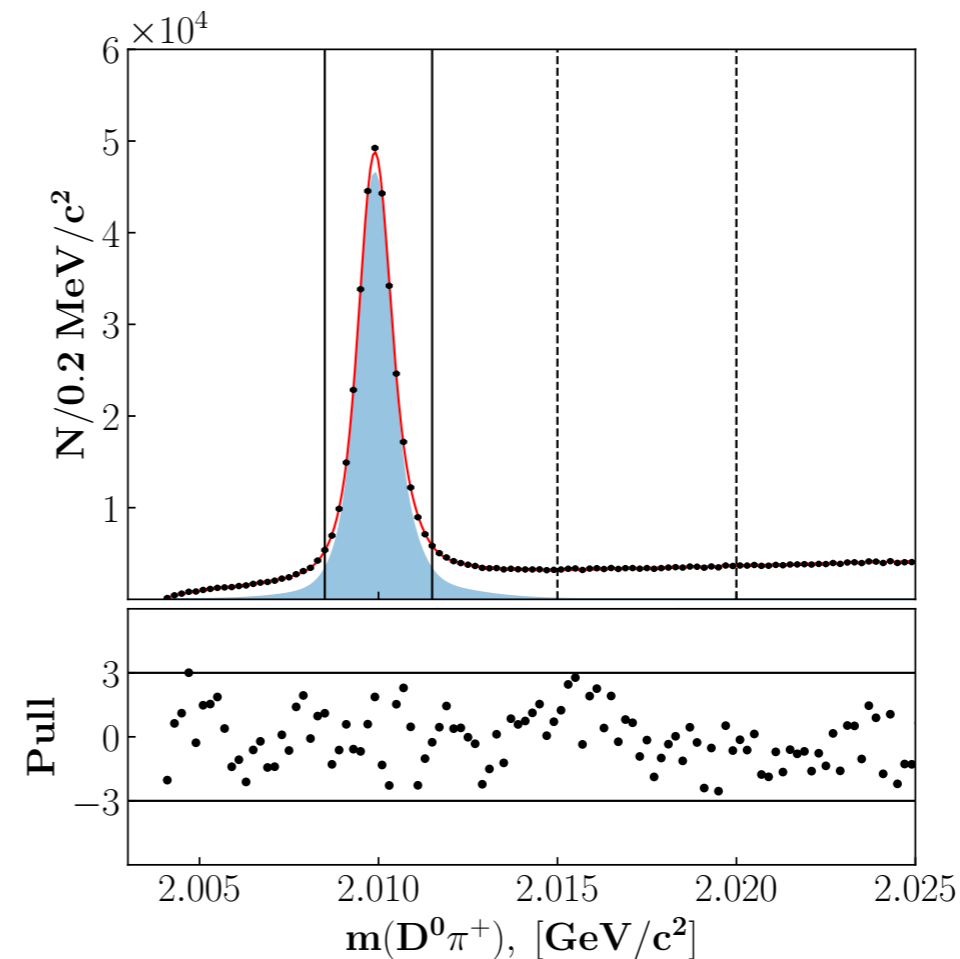
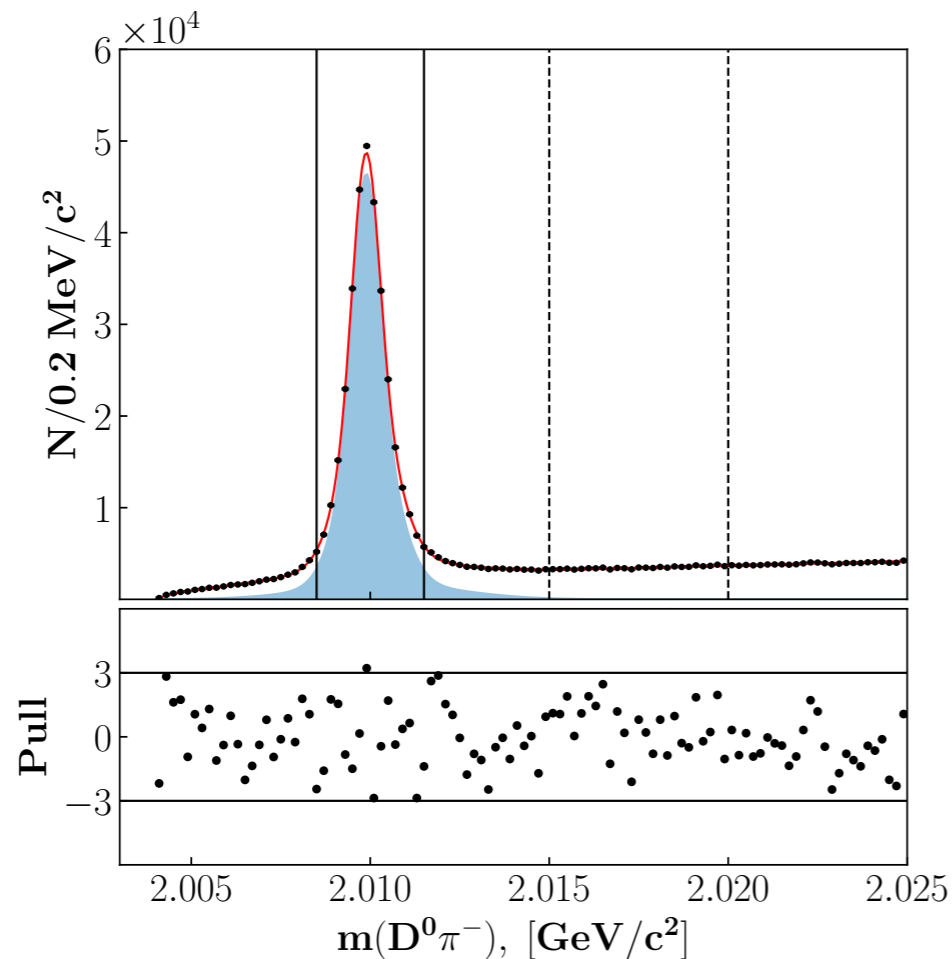
ВОССТАНОВЛЕНИЕ РАСПАДА $D^{*+} \rightarrow (K_S\pi^0)_D\pi^+$

Сигральная область: $|m(D^0\pi) - M_{D^*}| < 1.5 \text{ MeV}/c^2$

Контрольный интервал: $2.015 < m(D^*) < 2.020$

$$F = G_1(\mu_1, \sigma_1, N) + G_2(\mu_2, \sigma_2, N) + G_3(\mu_3, \sigma_3, N) + P_{2(1/2)}$$

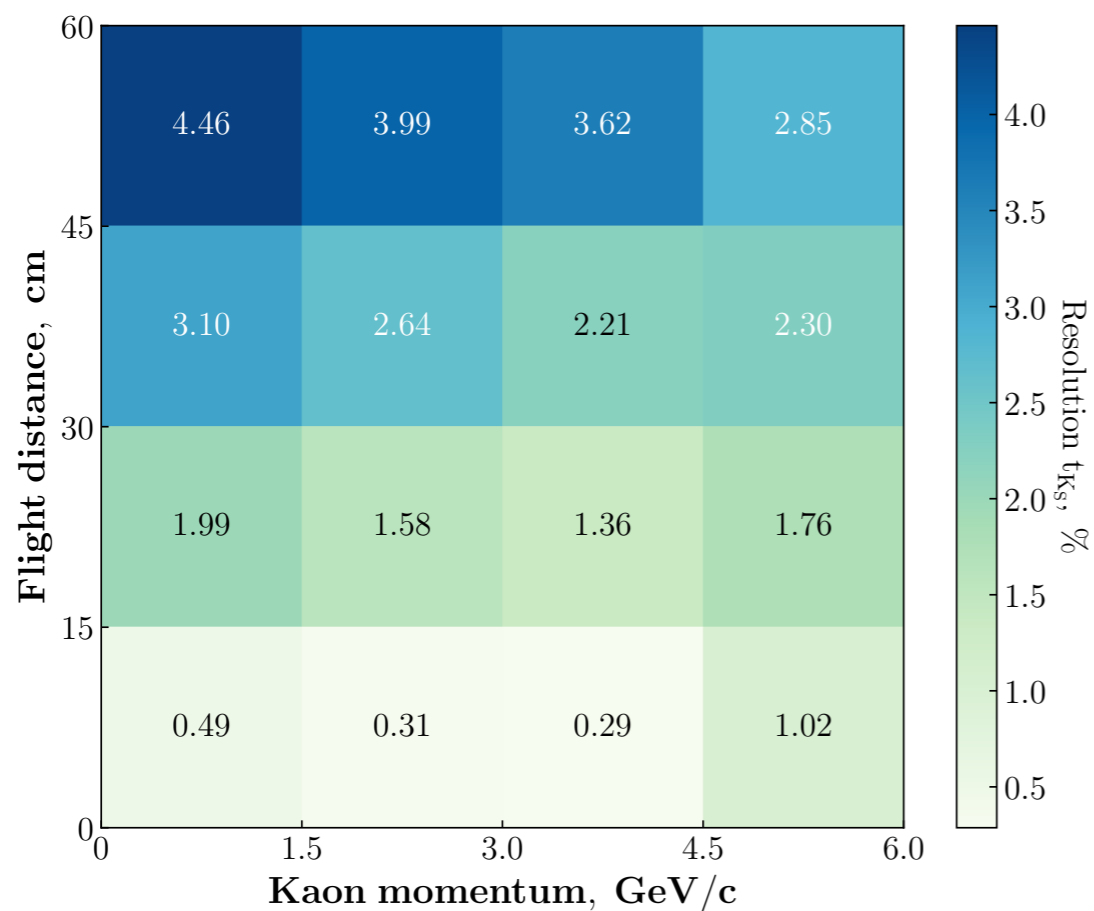
| | N_{sig} | Purity |
|----------|---------------------------|--------|
| D^{*+} | $(302 \pm 2) \times 10^3$ | 90 % |
| D^{*-} | $(301 \pm 2) \times 10^3$ | 90 % |



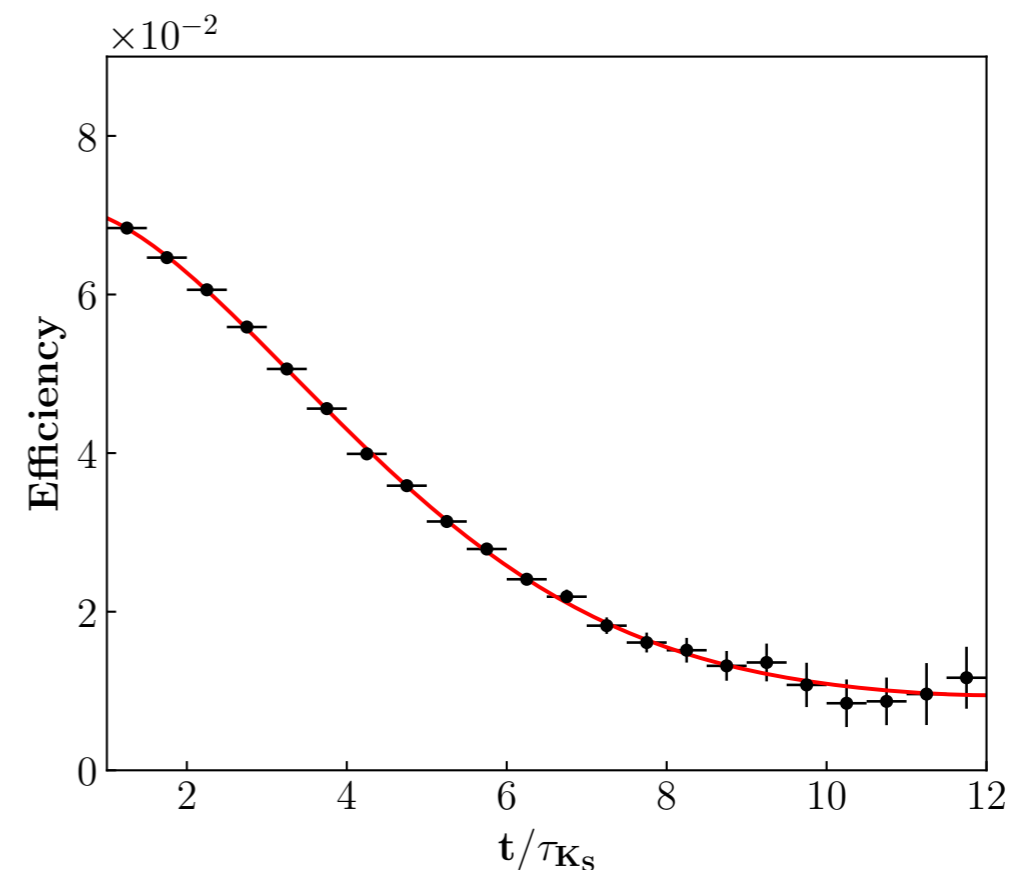
РАЗРЕШЕНИЕ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ

- Эффективность восстановления была получена с помощью моделирования методом Монте-Карло.
- Разрешение по времени жизни нейтрального каона для большинства событий находится на уровне 1..2%, а в общем случае не превышает 5%.

Разрешение по времени жизни K_S -мезона



Эффективность восстановления (Generic MC)

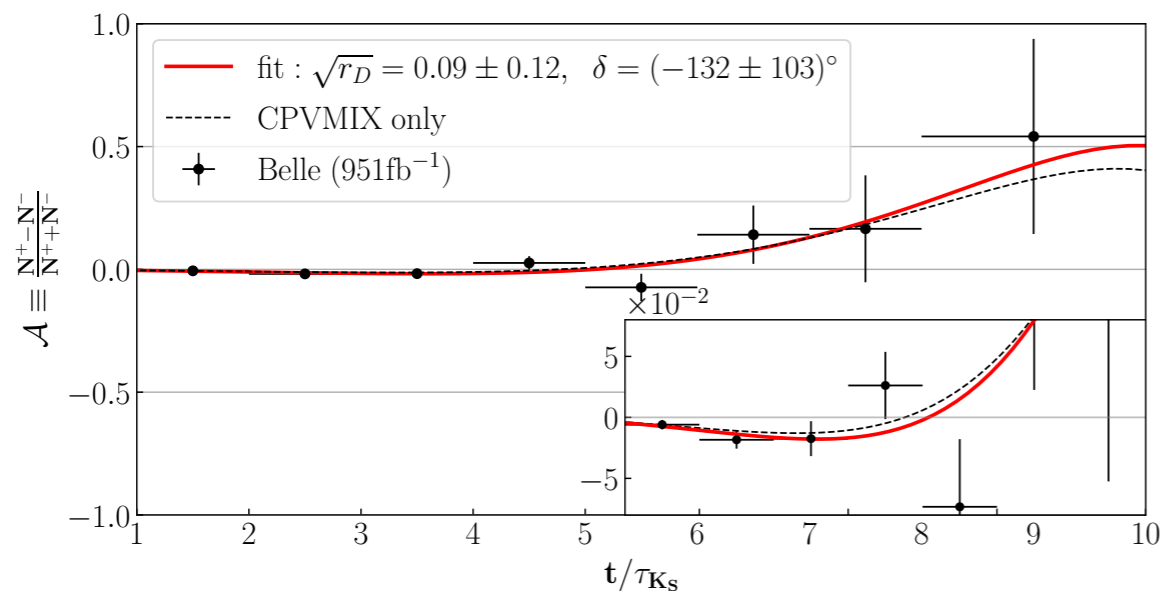


ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

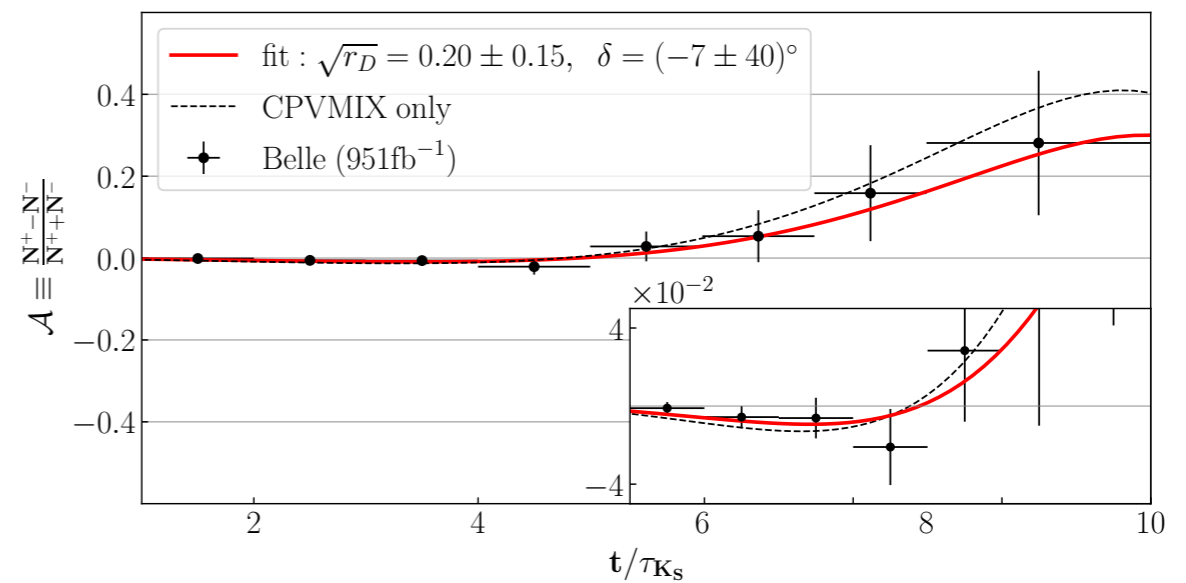
Фитирование выполнялось методом наибольшего правдоподобия одновременно распределений по времени жизни для D-мезонов обоих знаков. В результате получены значения:

| Мода распада | $\sqrt{r_f}$ | $\delta, ^\circ$ |
|-----------------------------|-----------------|------------------|
| $D^+ \rightarrow K_S \pi^+$ | 0.07 ± 0.10 | -56 ± 61 |
| $D_s^+ \rightarrow K_S K^+$ | 0.09 ± 0.12 | -132 ± 103 |
| $D^0 \rightarrow K_S \pi^0$ | 0.20 ± 0.15 | -7 ± 40 |

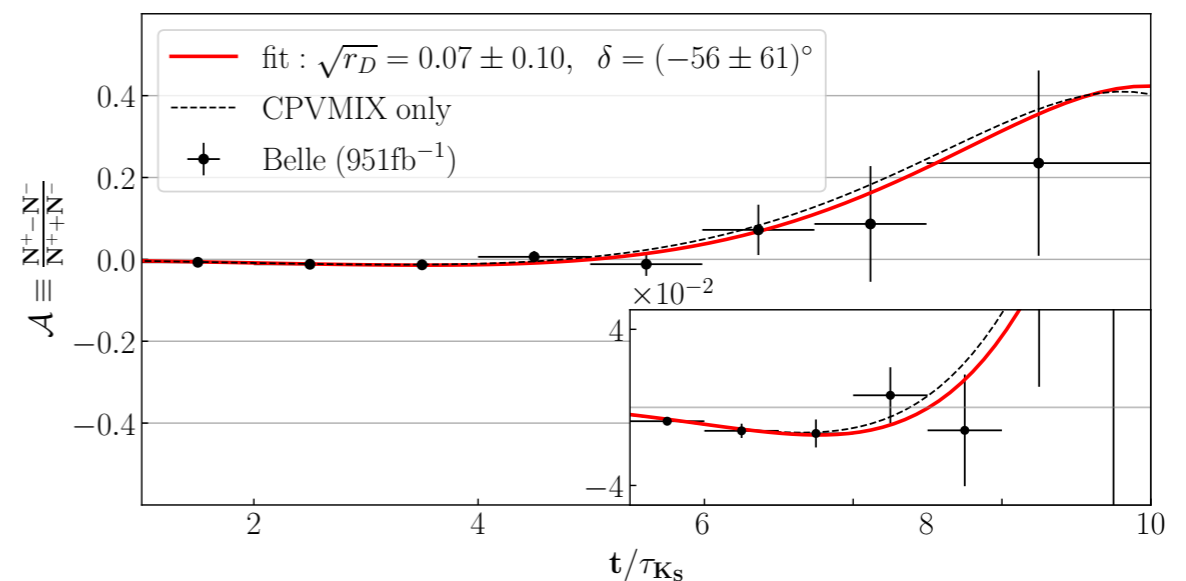
$$D_s^\pm \rightarrow K_S K^\pm$$



$$D^{*+} \rightarrow (K_S \pi^0)_D \pi^+$$

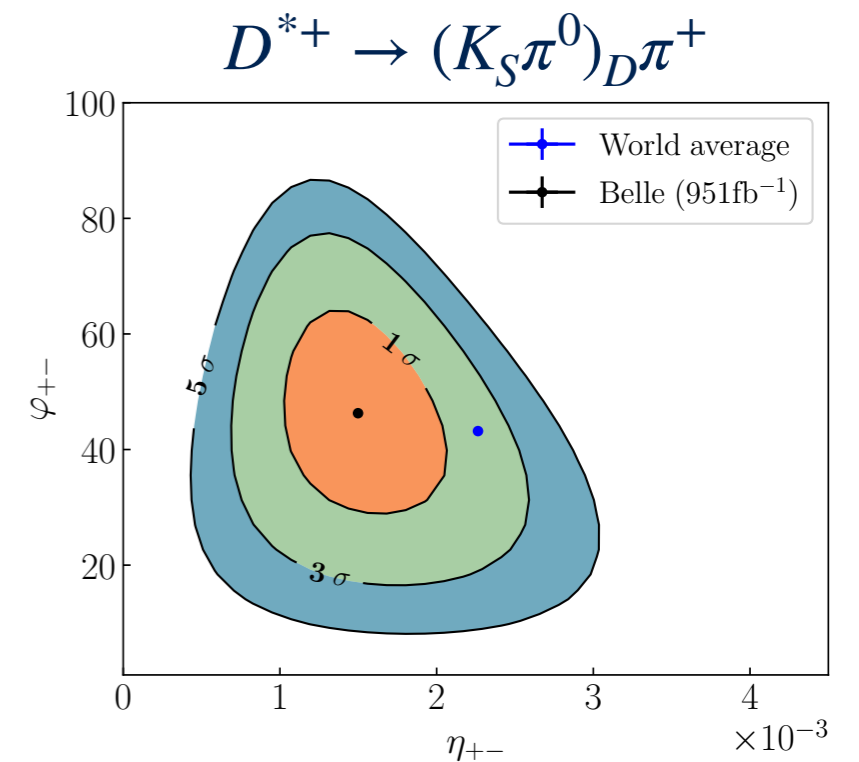
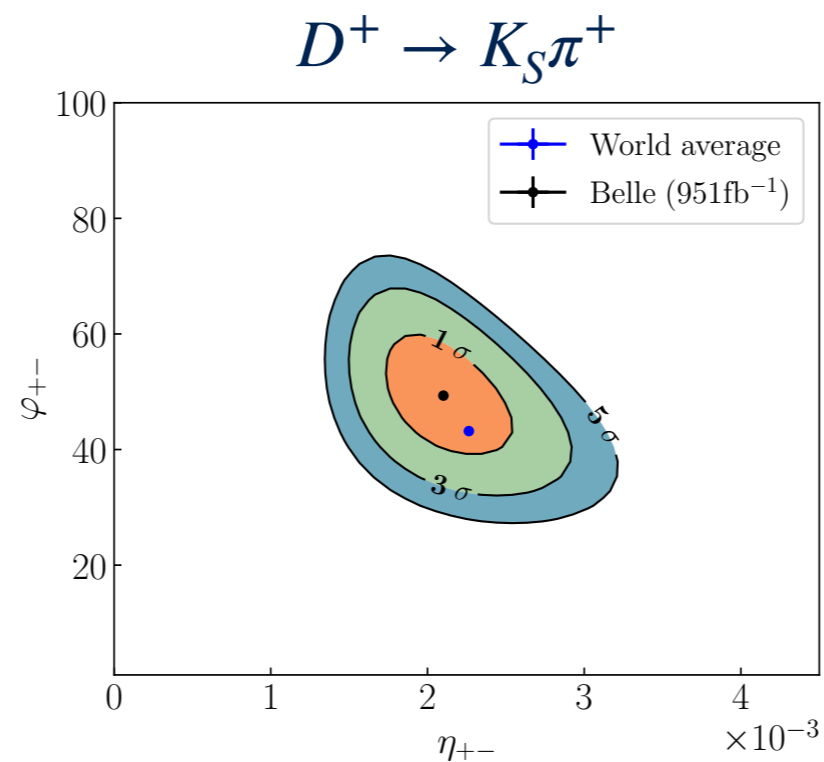
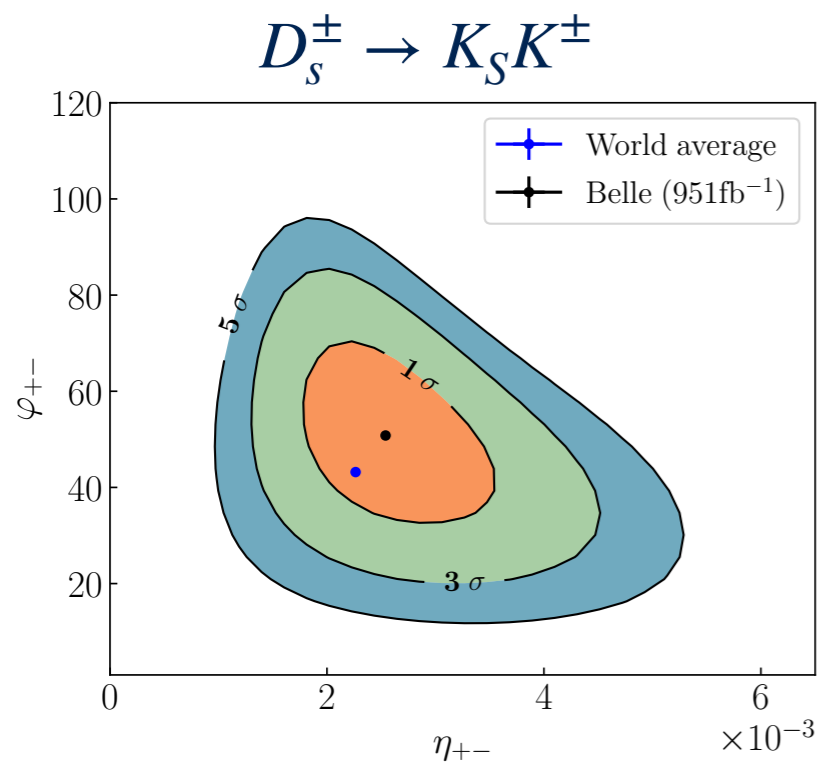


$$D^+ \rightarrow K_S \pi^+$$



ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

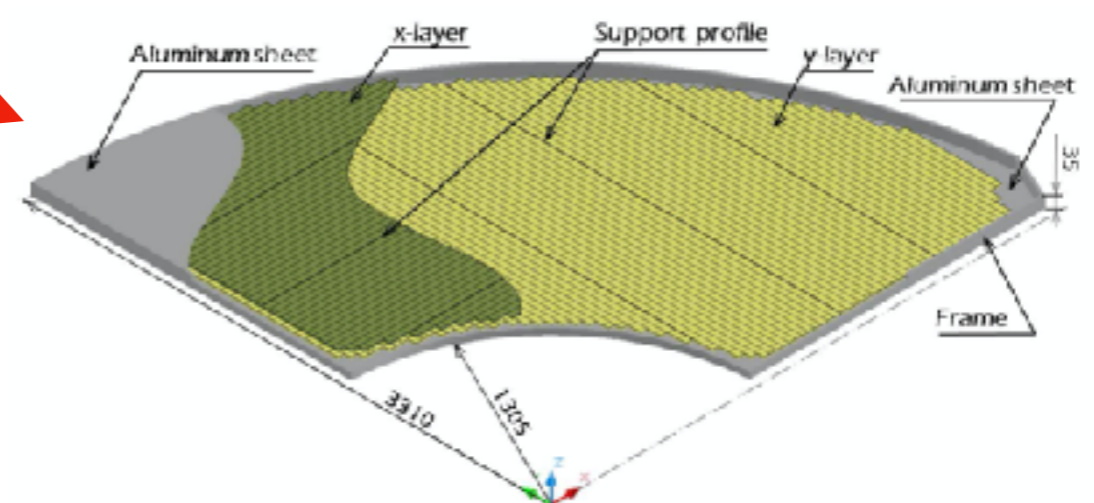
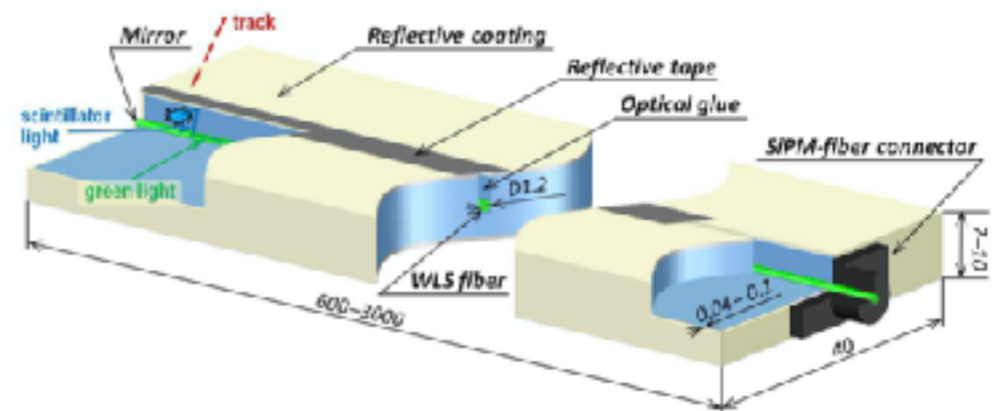
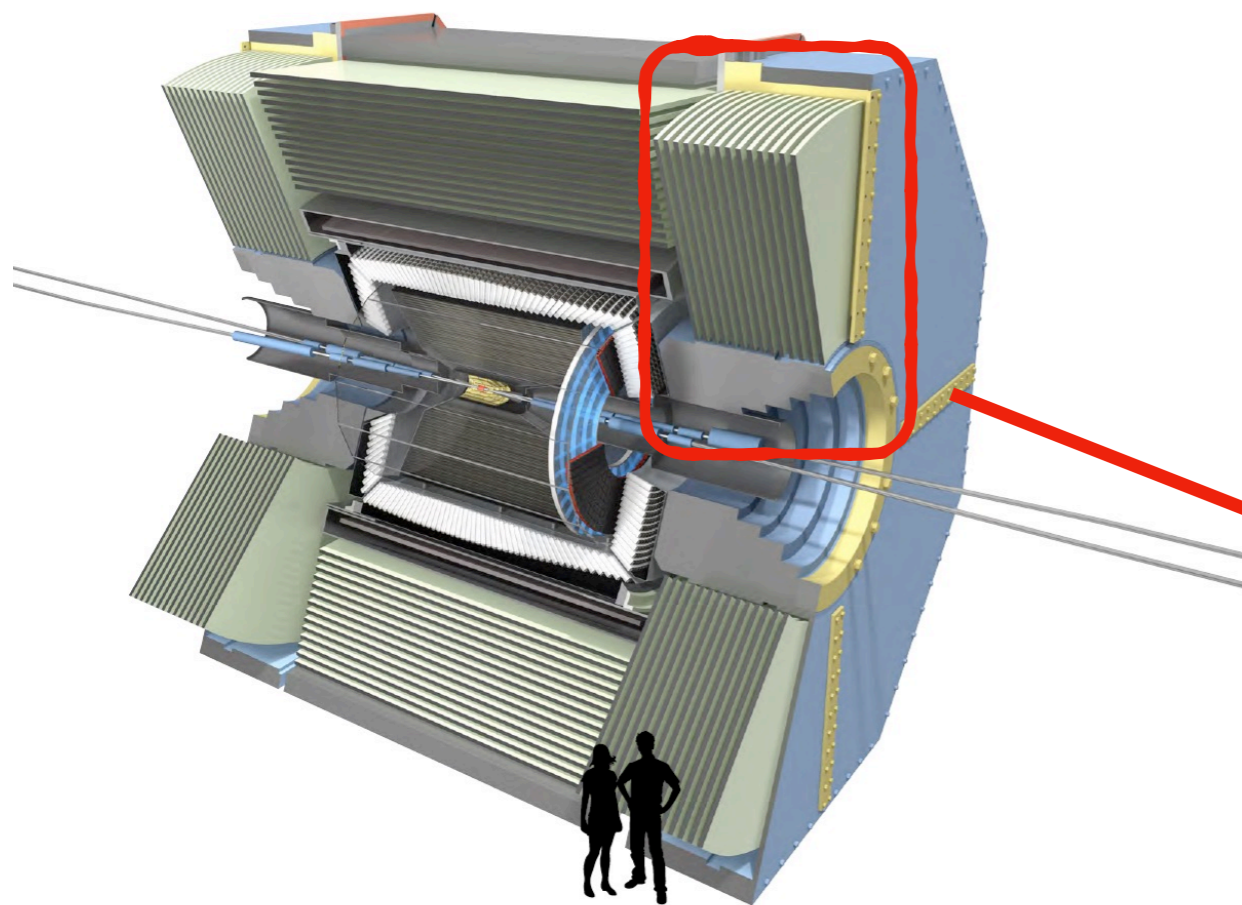
- Выполнено восстановление распадов на данных Belle ;
- Несмотря на отсутствие значимости измерения параметров DCS распадов нарушение CP -инвариантности в распадах каонов наблюдается на уровне значимости более 5σ для всех исследуемых распадов;



KLM BELLE II

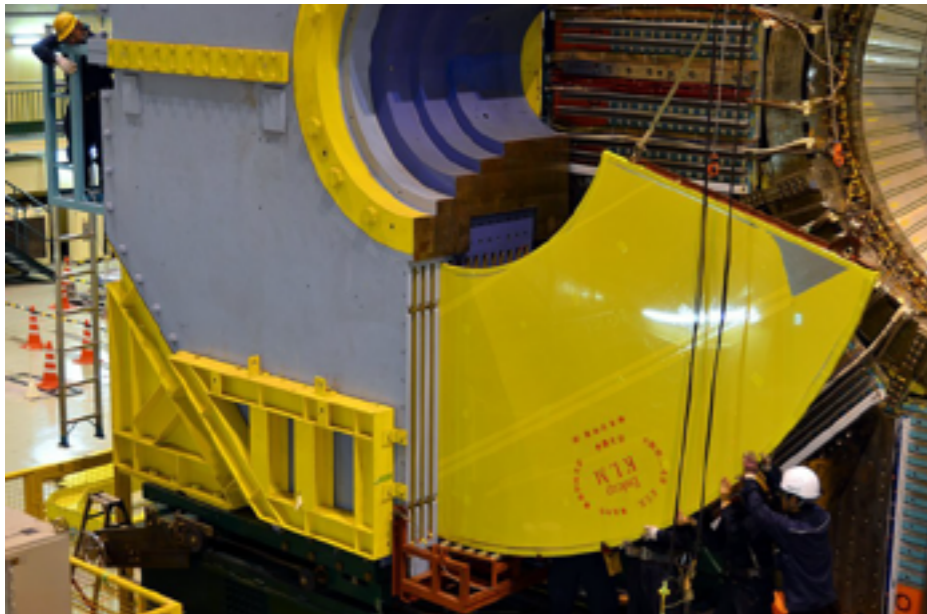
Основной задачей фабрики прелестных адронов следующего поколения является поиск Новой физики в прецизионном измерении параметров редких процессов и повышение точности измерений фундаментальных параметров Стандартной модели.

Светимость SuperKEKB выше в 40 раз: RPC → Сцинтиллятор



NIM A789,134 – 142(2015)

УСТАНОВКА И ПОДКЛЮЧЕНИЕ EKLM



Число рабочих стрипов в мюонной системе.

EKLM Backward

| | | | | | | | | | | | | | |
|--------|------------|------------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| Сектор | EB0 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 149 | 150 | 150 | 150 |
| | EB1 | 150 | 150 | 150 | 150 | 149 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 149 | 150 |
| | EB2 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 149 | 150 |
| | EB3 | 149 | 150 | 150 | 150 | 135 | 148 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 |
| | | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 |
| | | Номер слоя | | | | | | | | | | | |

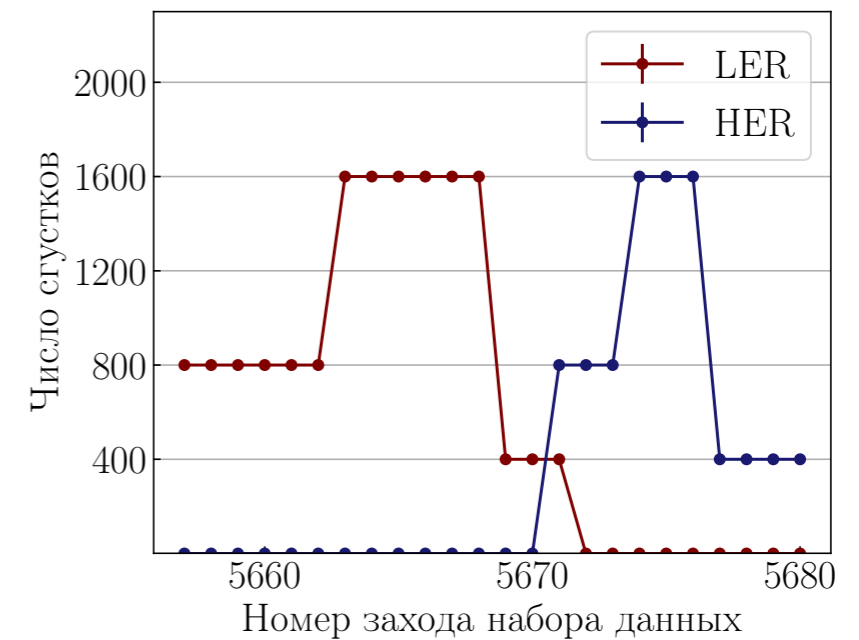
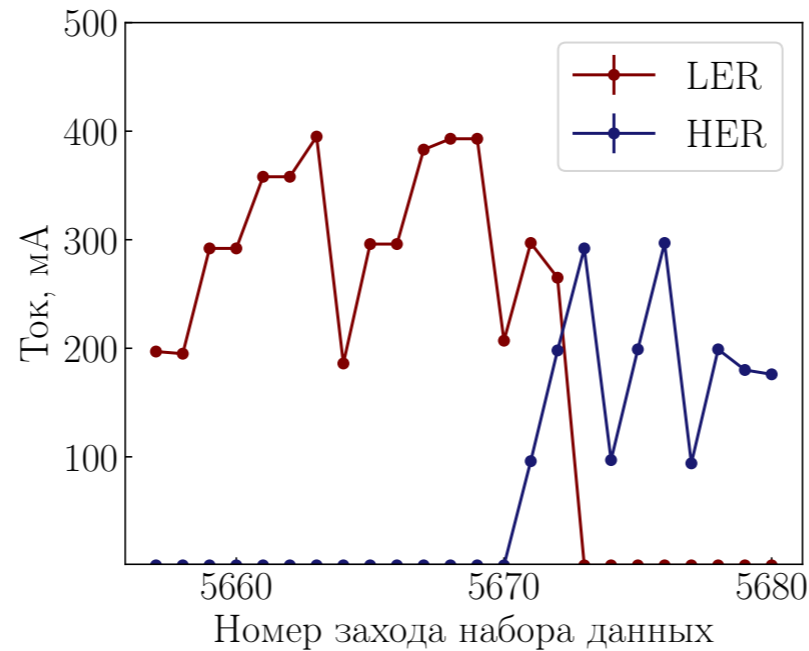
EKLM Forward

| | | | | | | | | | | | | | | | |
|--------|------------|------------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| Сектор | EF0 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 149 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 |
| | EF1 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 |
| | EF2 | 149 | 150 | 150 | 150 | 150 | 149 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 |
| | EF3 | 150 | 150 | 150 | 150 | 148 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 150 | 149 | 150 |
| | | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 |
| | | Номер слоя | | | | | | | | | | | | | |

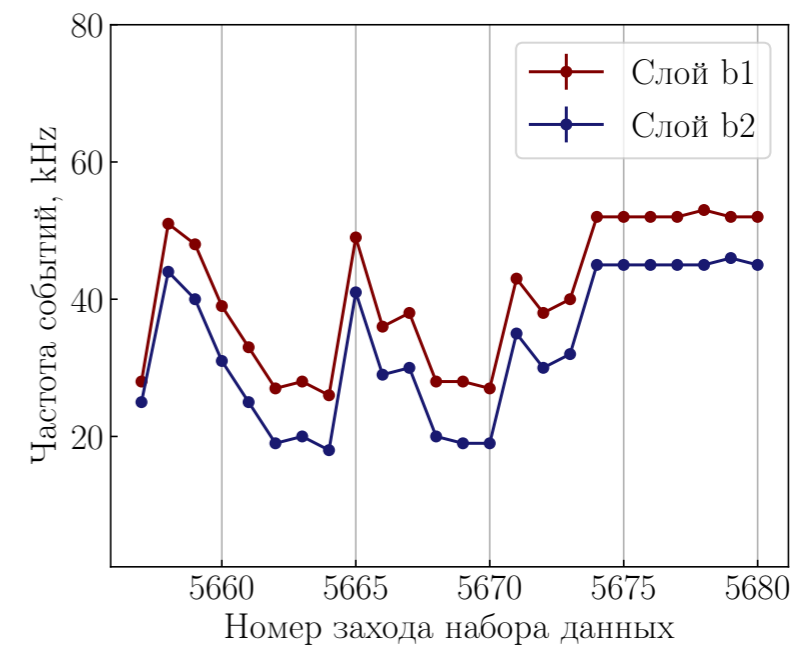
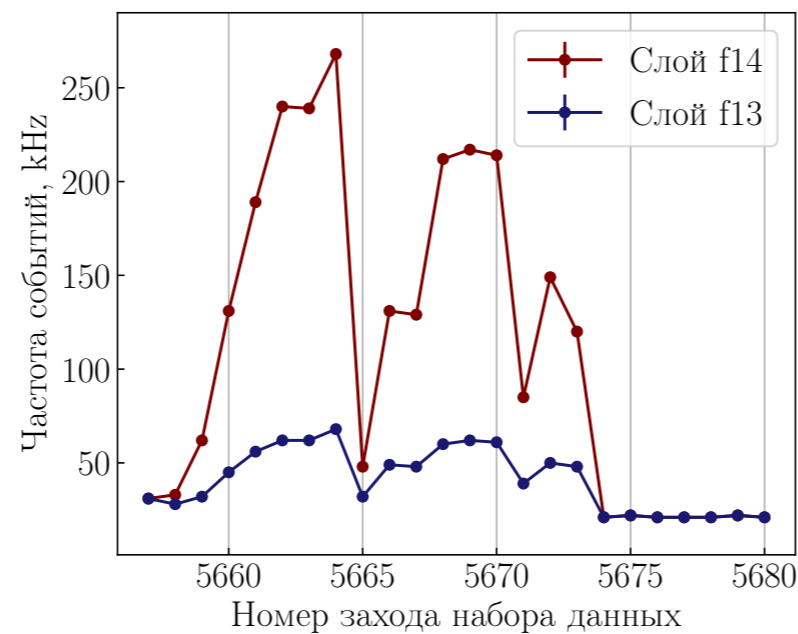
УСКОРИТЕЛЬНЫЕ ФОНЫ В ЕКЛМ

Конфигурации работы ускорителя

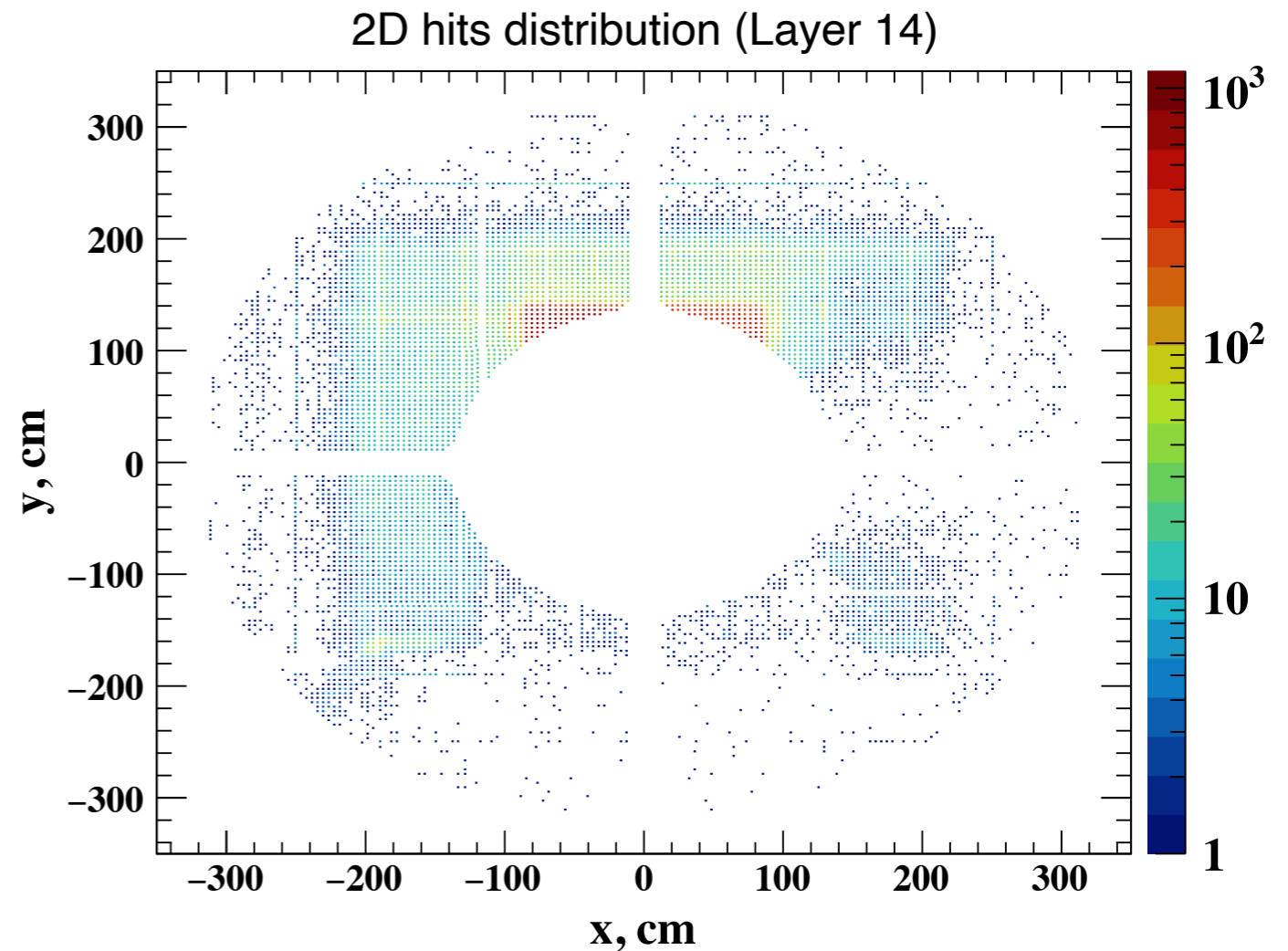
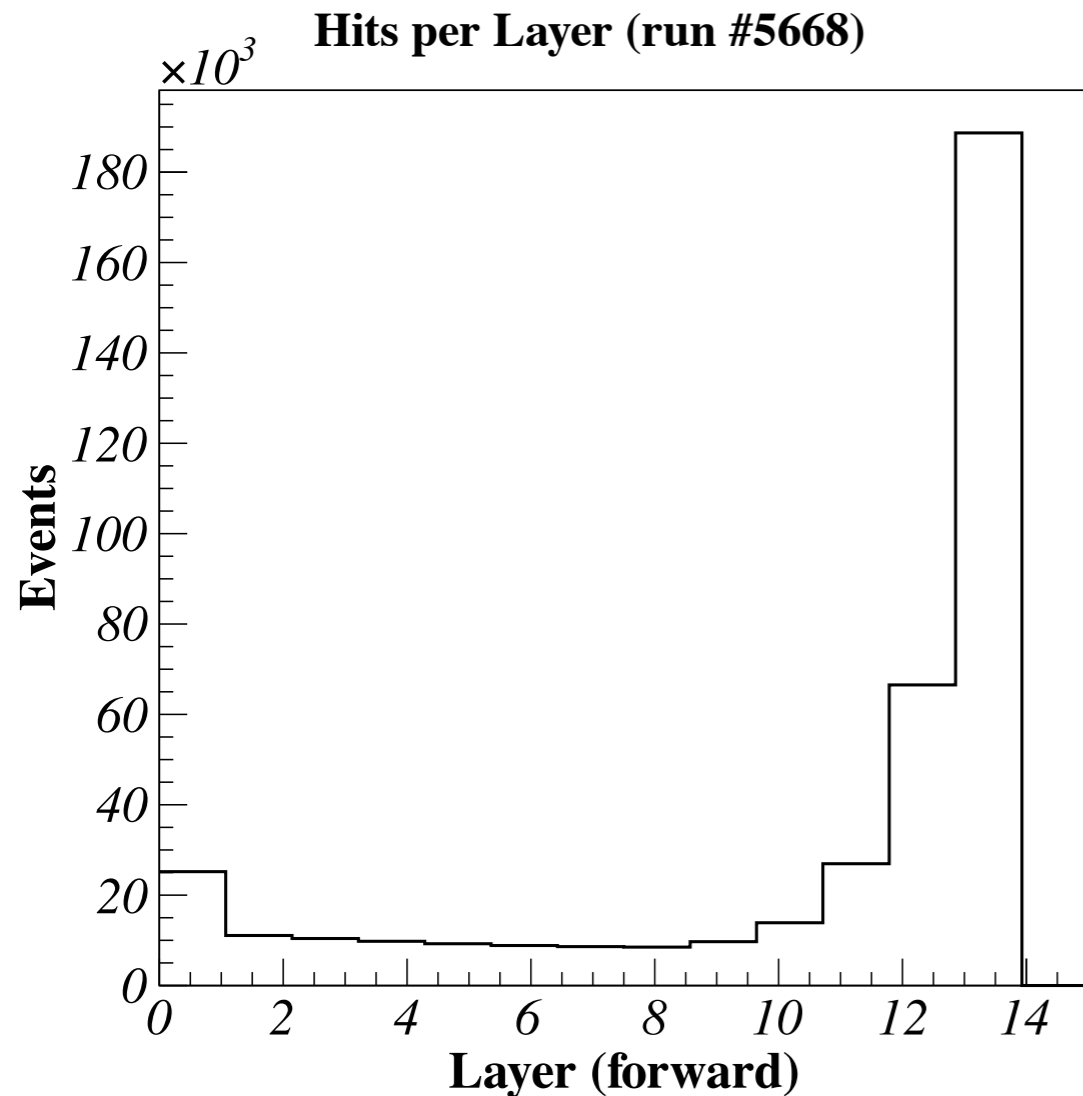
Для оценки ускорительных фонов были произведены специальные заходы набора данных, когда в рабочем состоянии находилось только одно из накопительных колец. Основная задача таких заходов — поиск оптимальной конфигурации работы ускорителя.



Частота событий в ЕКЛМ



KLM BELLE II



Максимальная нагрузка одного стрипа — 22 kHz;
Допустимо DAQ — 160 kHz.



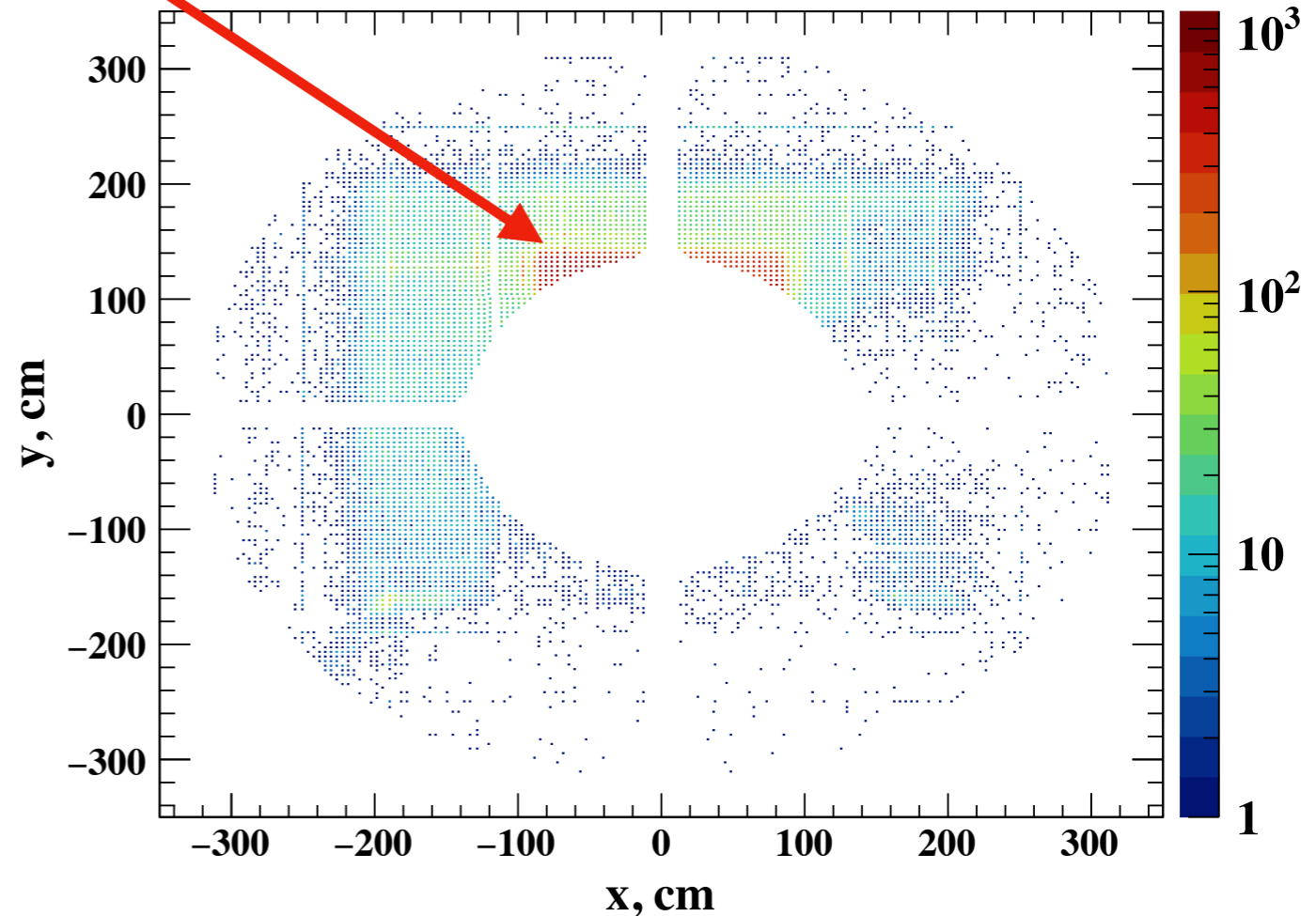
Оптимизация сигнального окна;
Установка дополнительной защиты;
Повышение порога.

KLM BELLE II

Отсутствует нейтронная защита



2D hits distribution (Layer 14)



Максимальная загрузка одного стрипа — 22 kHz;
Допустимо DAQ — 160 kHz.

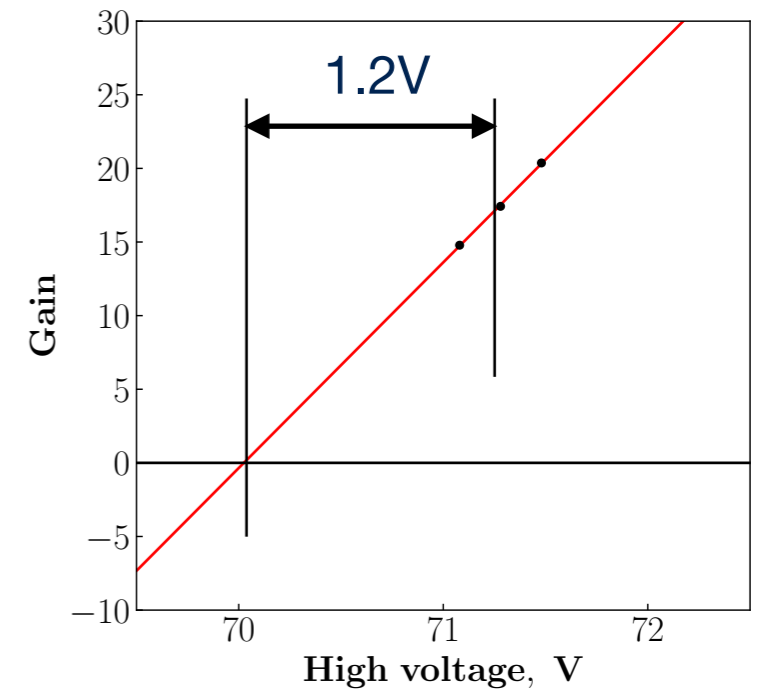
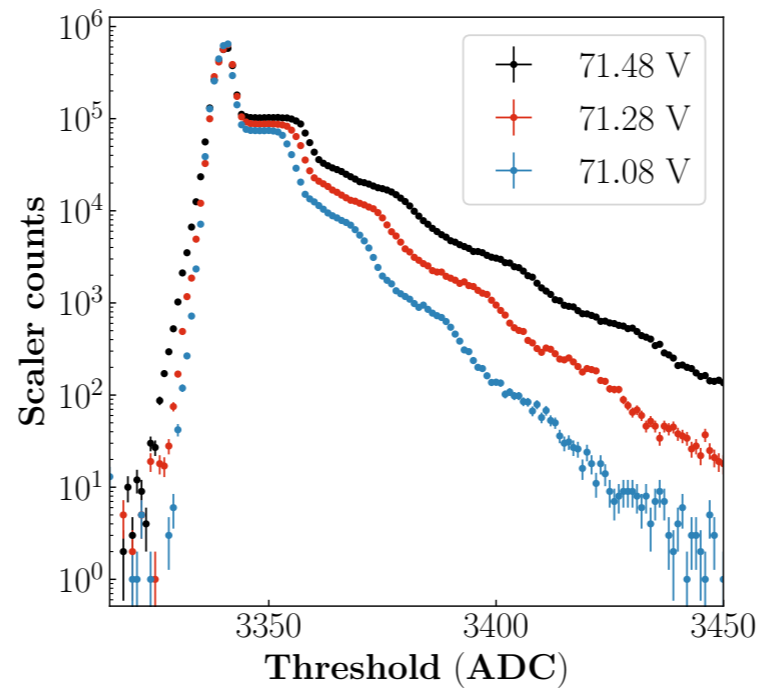


Оптимизация сигнального окна;
Установка дополнительной защиты;
Повышение порога.

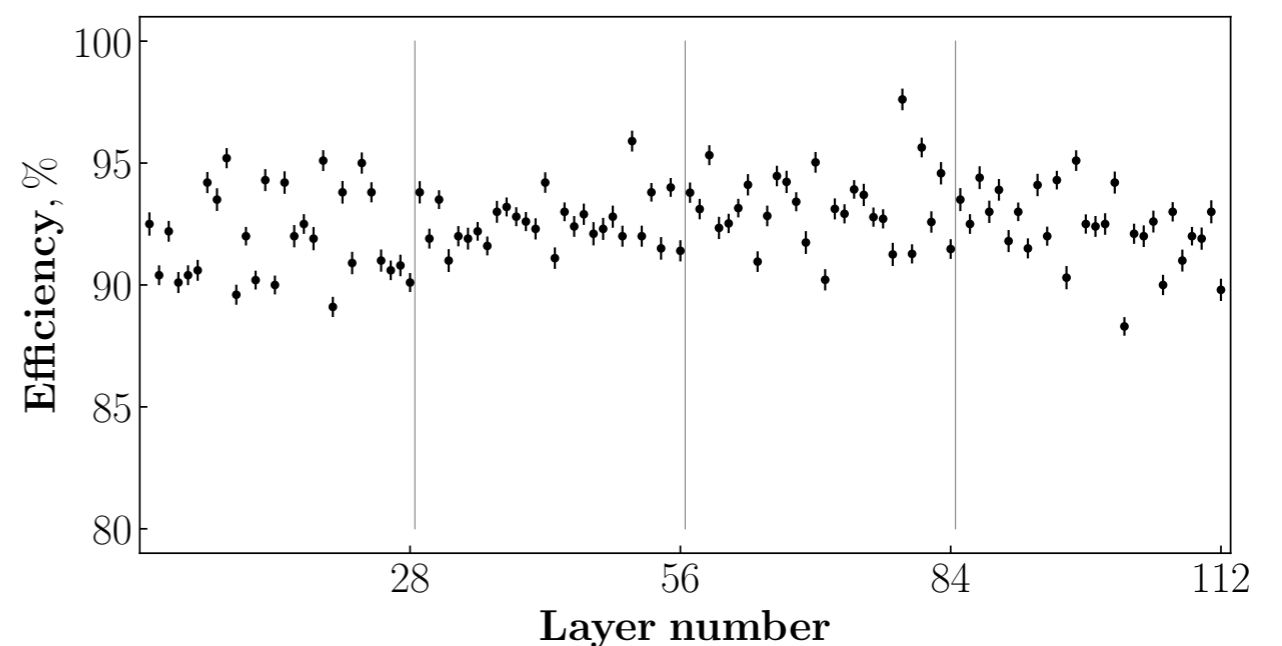
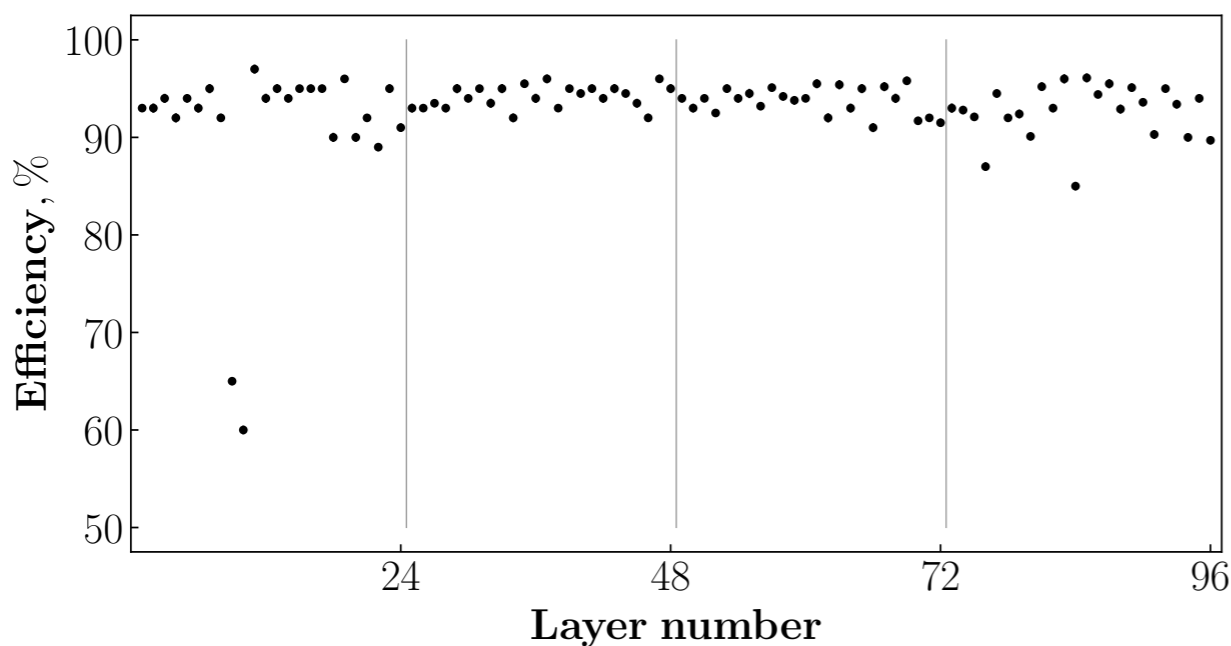
КАЛИБРОВКА КФУ ЕКЛМ

Для поддержания эффективности работы ЕКЛМ была разработана процедура калибровки подстроечного напряжения.

Оптимальная точка на 1.2В выше напряжения пробоя. Для определения напряжения пробоя выполняется сканирование по 3 точкам.



Эффективность модулей ЕКЛМ находится на уровне (90..95)%.



ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Новый метод измерения разности сильных фаз в распадах очарованных адронов с использованием полулептонных распадов нейтральных каонов. Феноменологический анализ эволюции суперпозиции странности нейтральных каонов, рожденных в распадах очарованных адронов, в собственные состояния аромата;
- Разработка метода экспериментального восстановления полулептонных распадов нейтральных каонов с потерянным нейтрино в конечном состоянии и оценка его эффективности и выбор критериев подавления фона;
- Новый метод измерения разности сильных фаз в распадах очарованных адронов с использованием распада $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Феноменологический анализ эволюции суперпозиции нейтральных каонов, рожденных в распадах тяжелых адронов, в CP собственные состояния

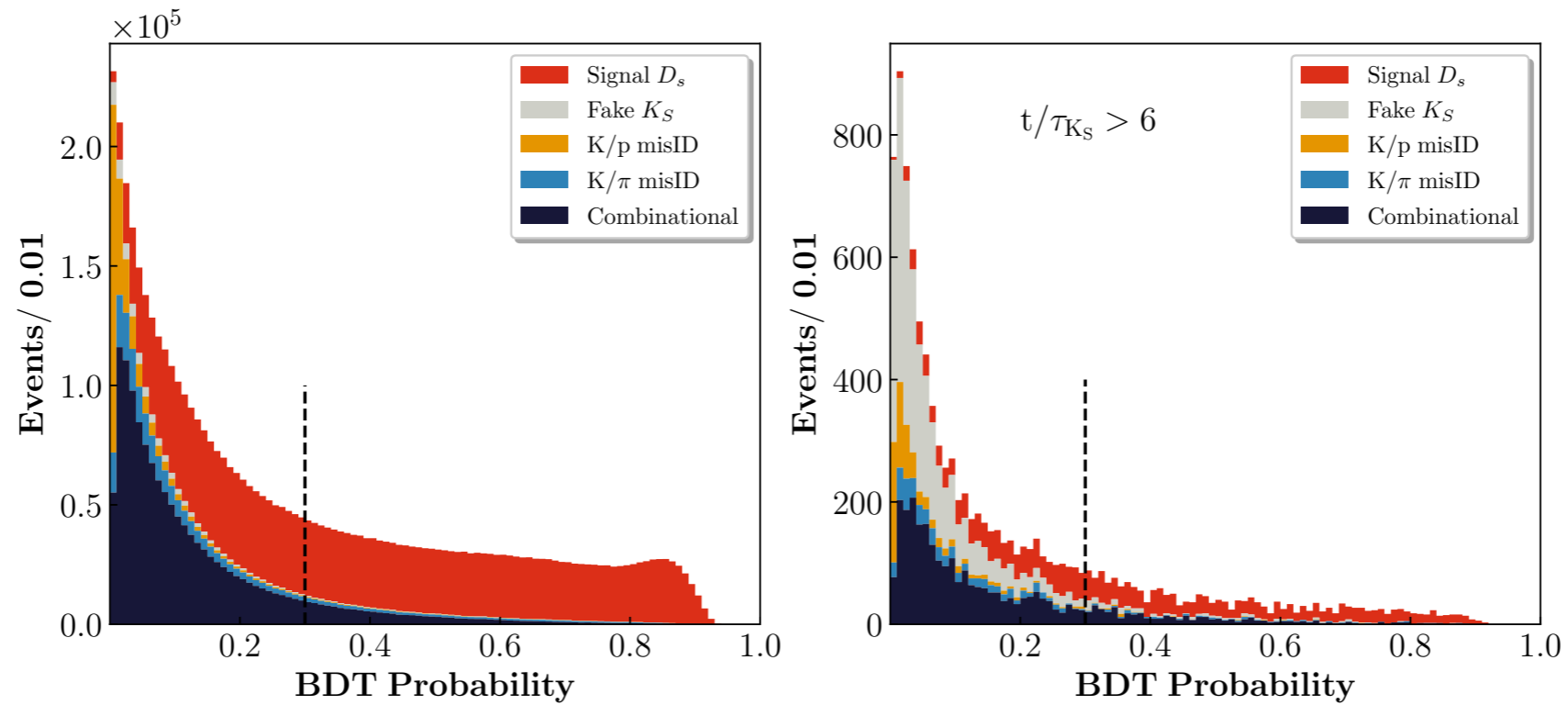
ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Теоретические предсказания для значений разностей сильных фаз в распадах $D_s^\pm \rightarrow K_S K^\pm$, $D^+ \rightarrow K_S \pi^+$ и $D^{*+} \rightarrow (K_S \pi^0)_D \pi^+$, полученные на основе $SU(3)_f$ симметрии ароматов;
- Обоснование требований для перспективных экспериментальных установок для достижения максимальной точности, используя предложенные методы;
- Оценка потенциальной точности для обоих методов в эксперименте Belle II и эксперименте на Супер $c - \tau$ фабрике (СЧТФ);
- Оценка систематической погрешности, вносимой регенерацией нейтральных каонов на веществе детектора, в измерение разности сильных фаз. Оценка значения неопределенности, связанной со смешиванием в системе $D^0 - \bar{D}^0$;
- Разработка и автоматизация метода калибровки кремниевых фотоумножителей для системы регистрации мюонов и долгоживущих нейтральных каонов эксперимента Belle II. Оценка фонов ускорителя Super KEKB в мюонной системе.

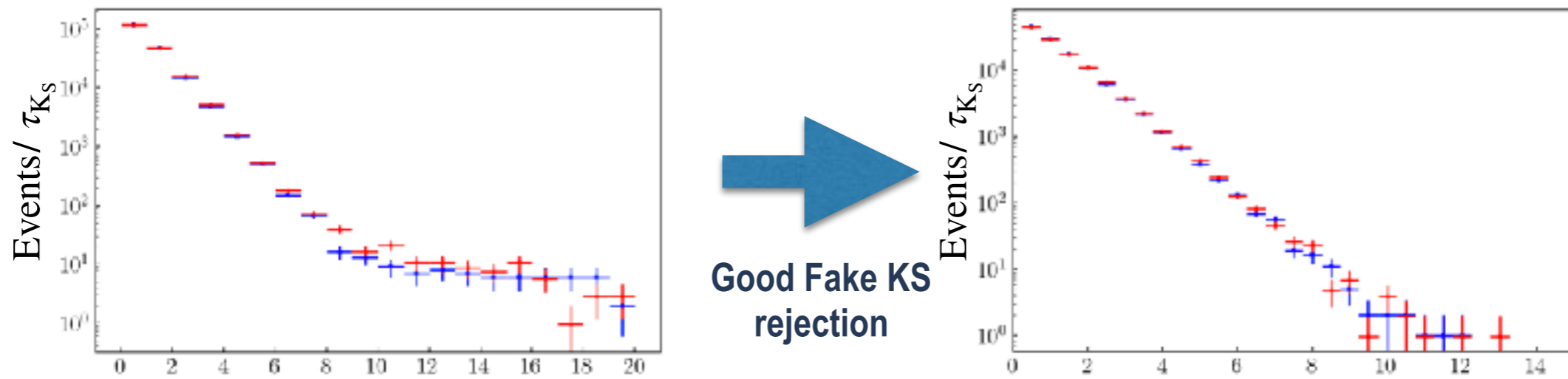


BACKUP SLIDES

ПОДАВЛЕНИЕ ФОНА ОТ

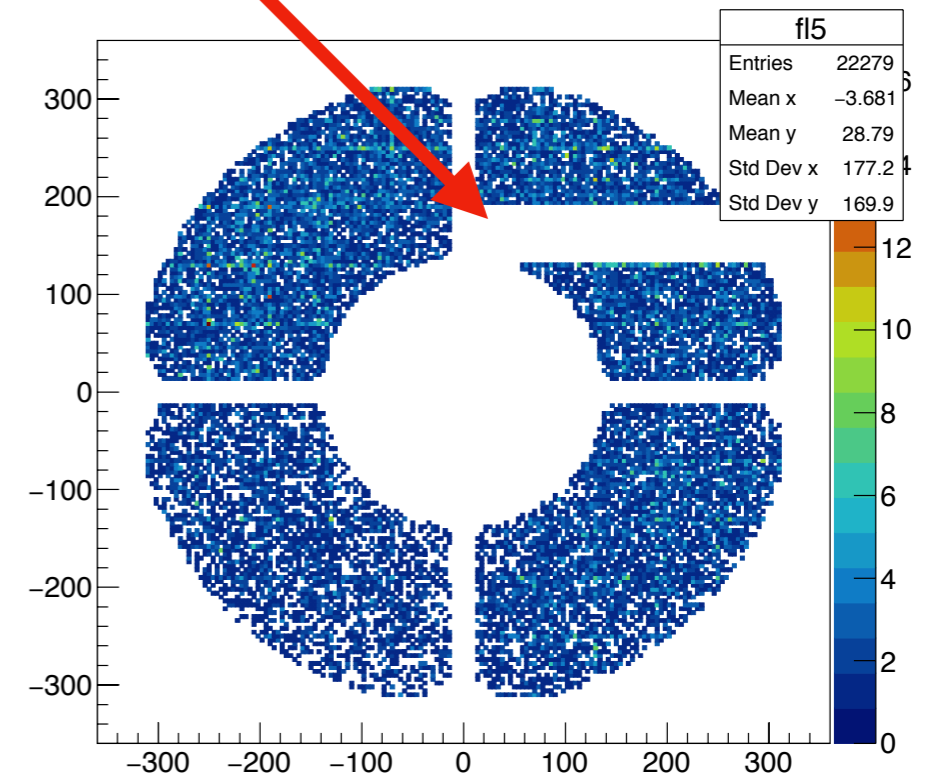
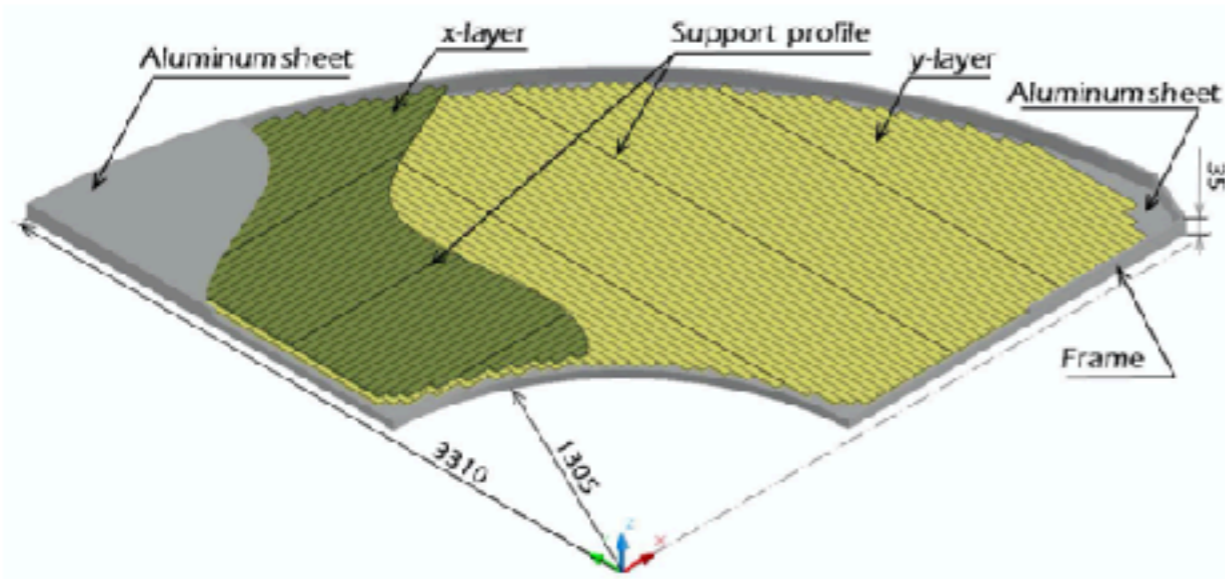
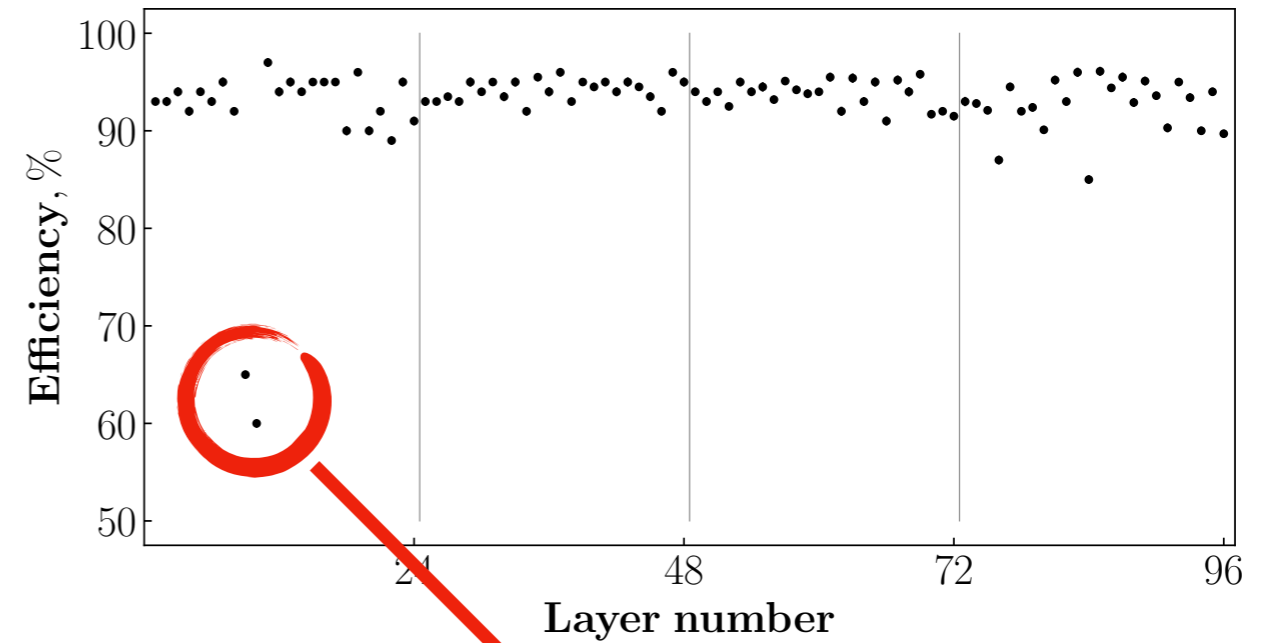


Left and right D_s sidebands before and after BDT selection.

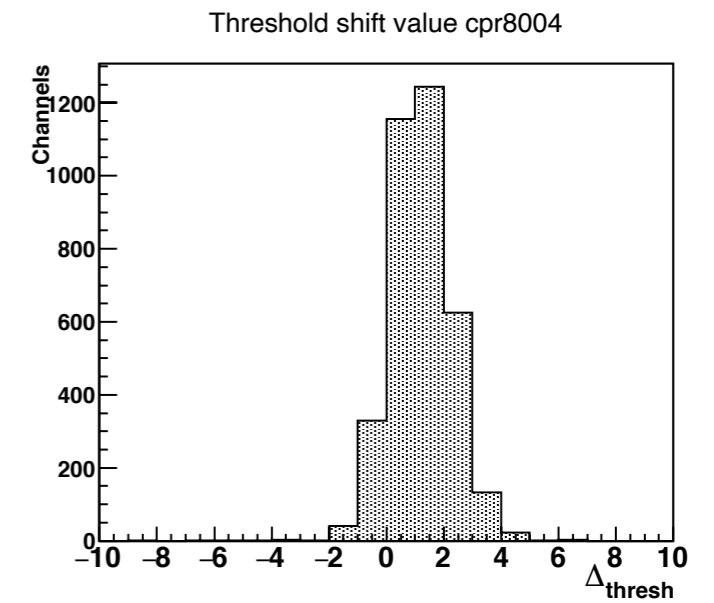
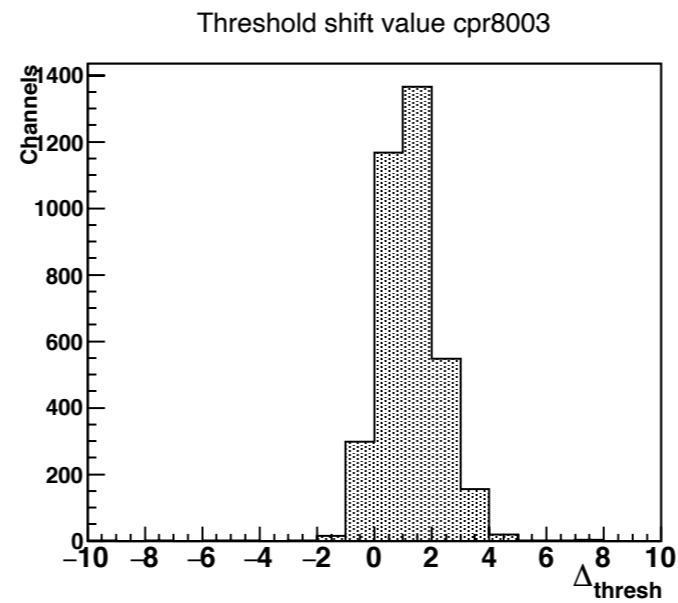
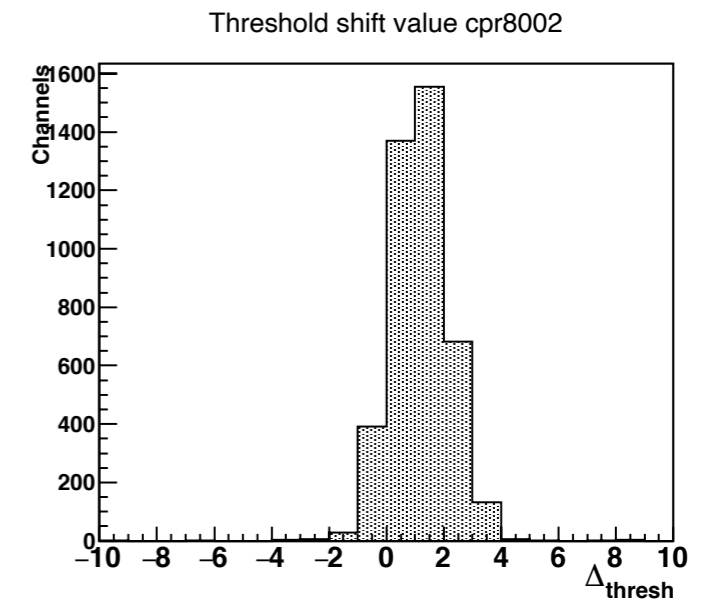
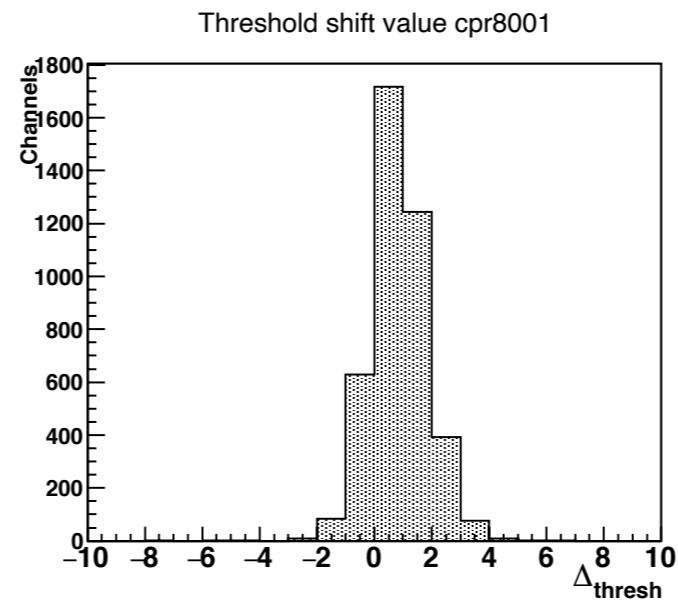
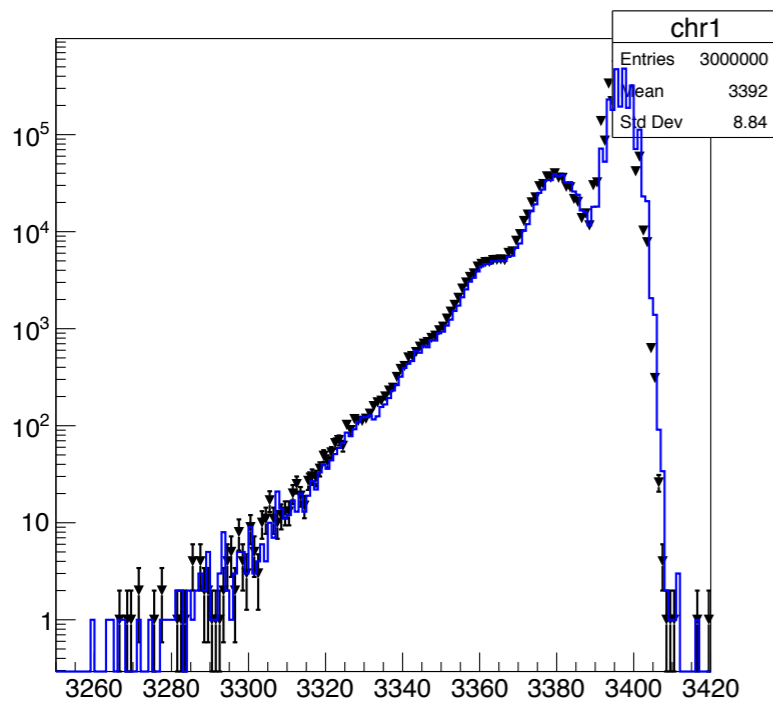


НЕРАБОЧИЕ СТРИПЫ В ЕКЛМ

Низкая эффективность в одном из слоев ЕКЛМ связана с нерабочим сегментом в 5 слое.



ПРОВЕРКА СТАБИЛЬНОСТИ КАЛИБРОВОК

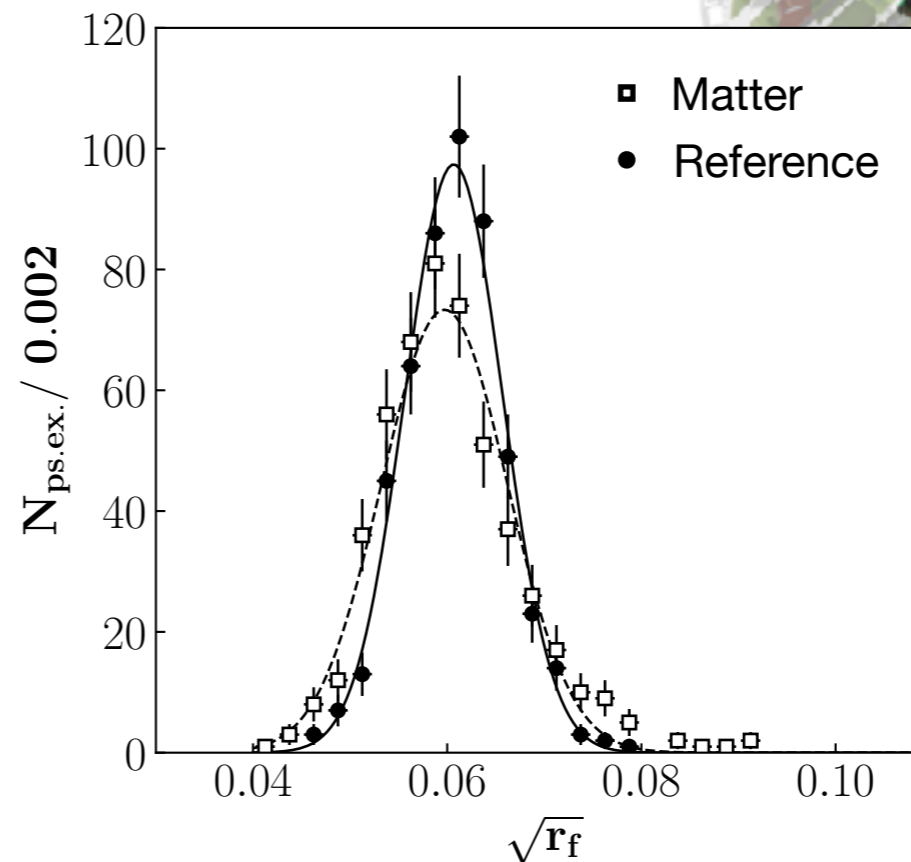
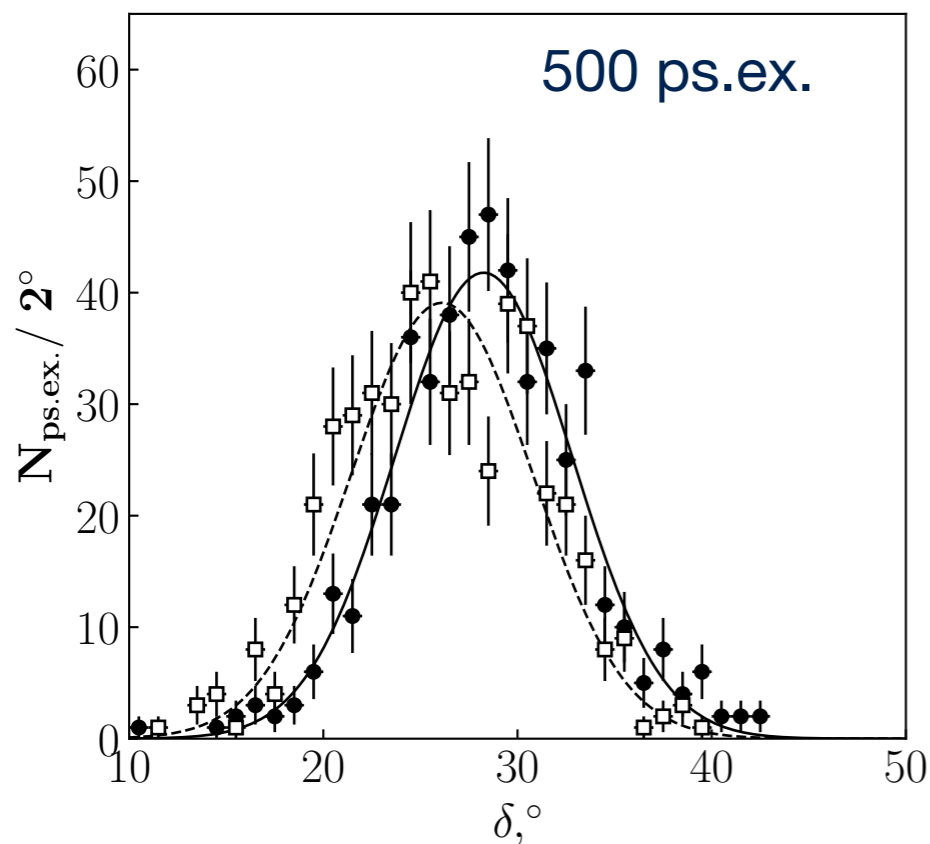
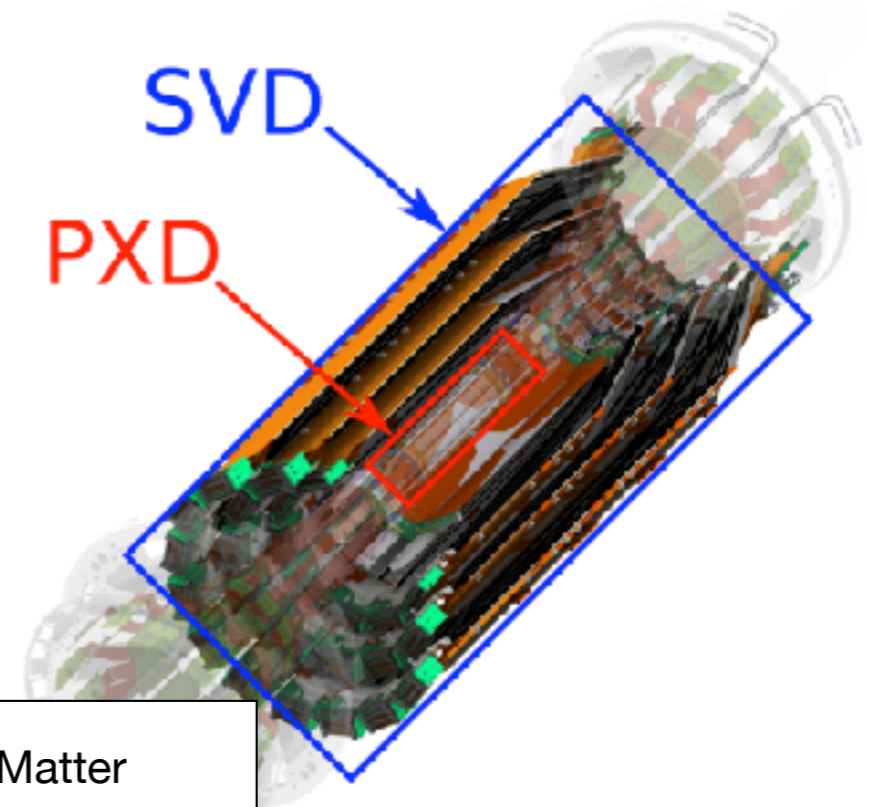


ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ K^0 -МЕЗОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ ДЕТЕКТОРА

Оценка вклада регенерации была выполнена для Belle II.

Be — 1 мм, Si — $L_{1,2} = 50\text{мкм}$, $L_{3-6} = 300\text{мкм}$

| Материал | σ_{tot} , (mb) | $\text{Re}\Delta f$, fm | $\text{Im}\Delta f$, fm |
|----------|-----------------------|--------------------------|--------------------------|
| Si | 553.0 | -7.5 | -12.9 |
| Be | 219.1 | -3.9 | -6.2 |

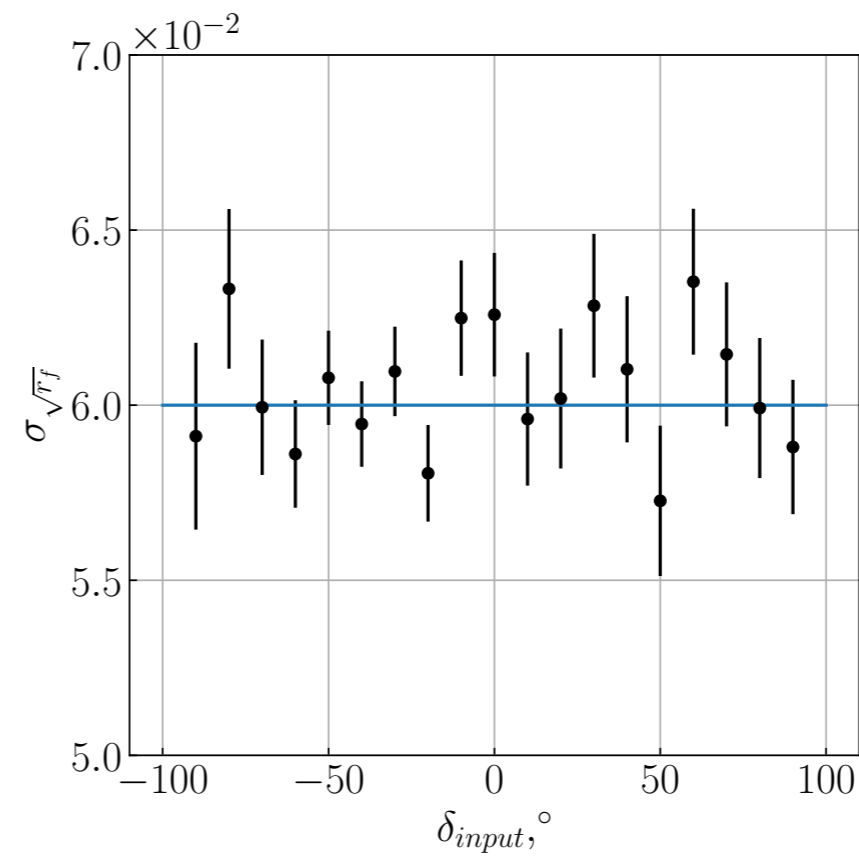
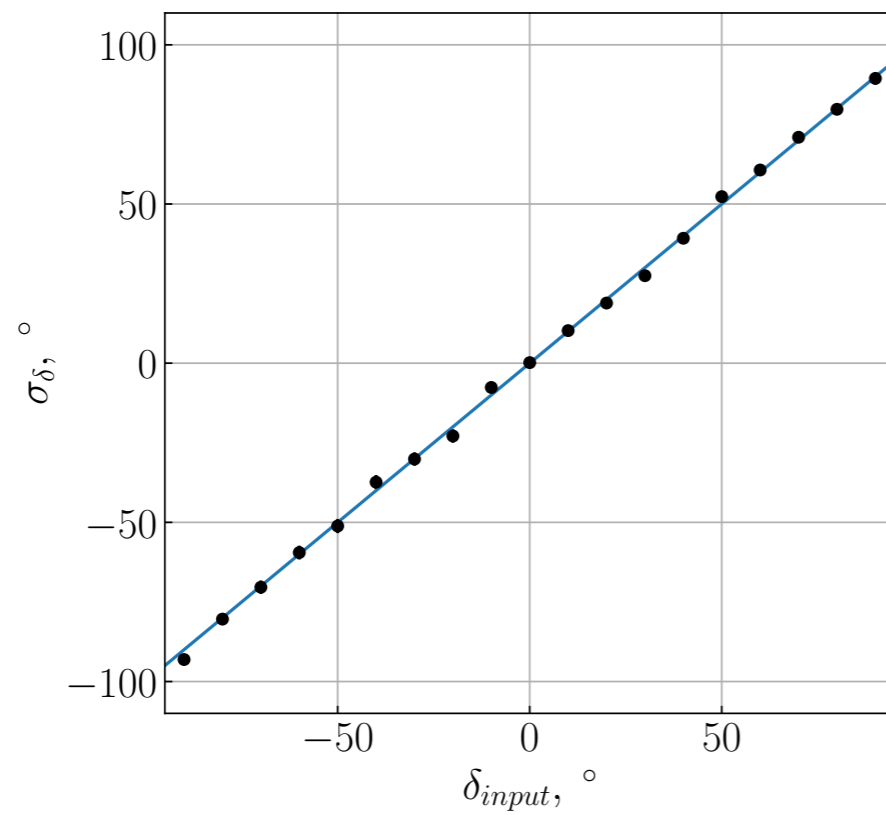


КРИТЕРИИ ОТБОРА

Примененные критерии отбора для распадов очарованных адронов.

| Критерий отбора | $D^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+$ | $D_s^+ \rightarrow K_S^0 K^+$ | $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0$ |
|--|--|--|-------------------------------|
| Прицельные параметры заряженных треков | $dr < 1, \quad dz < 4$ | | |
| Масса K_S^0 -кандидата | $ m(\pi^+ \pi^-) - M_{K_S^0} < 0.008 \text{ GeV}/c^2$ | | |
| Отбор K_S^0 (NeuroBias) | $\text{nb.vlike} > 0.85, \quad \text{nb.nolam} > 0.9$ | | |
| Идентификация | $R_{\pi/K} > 0.6$ | $R_{K/\pi} > 0.75$ $R_{K/p} > 0.01$ | — |
| \mathbf{P}^* , (cont/ $B\bar{B}$), GeV/c | $>2.0/1.3$ | $>1.9/1.4$ | $>1.3/0.7$ |
| $\cos \theta^{hel}$ | <0.8 | <0.85 | <0.9 |
| $\theta_{K_S^0}$ | $\theta_{K_S^0} < 20 \text{ mrad}$ | | |
| χ_D^2 | <20 | <15 | — |
| $\cos \theta_D$ | >0.8 | — | — |
| E_γ^{min} , MeV (barrel/endcap) | — | — | $>60/120$ |

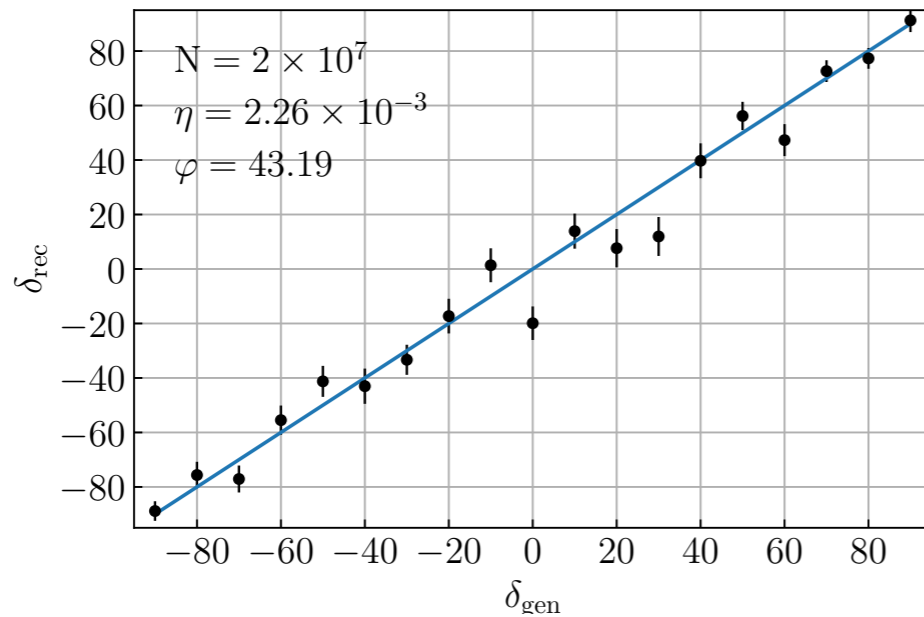
ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ ДЛЯ СТАТИСТИКИ BELLE2*10



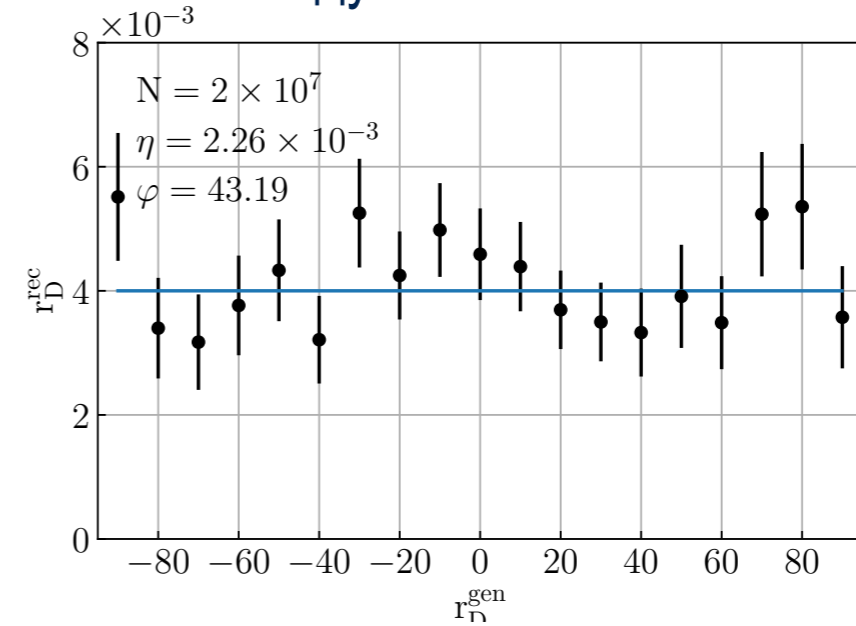
ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ ДЛЯ СТАТИСТИКИ BELLE2*10

Belle 2

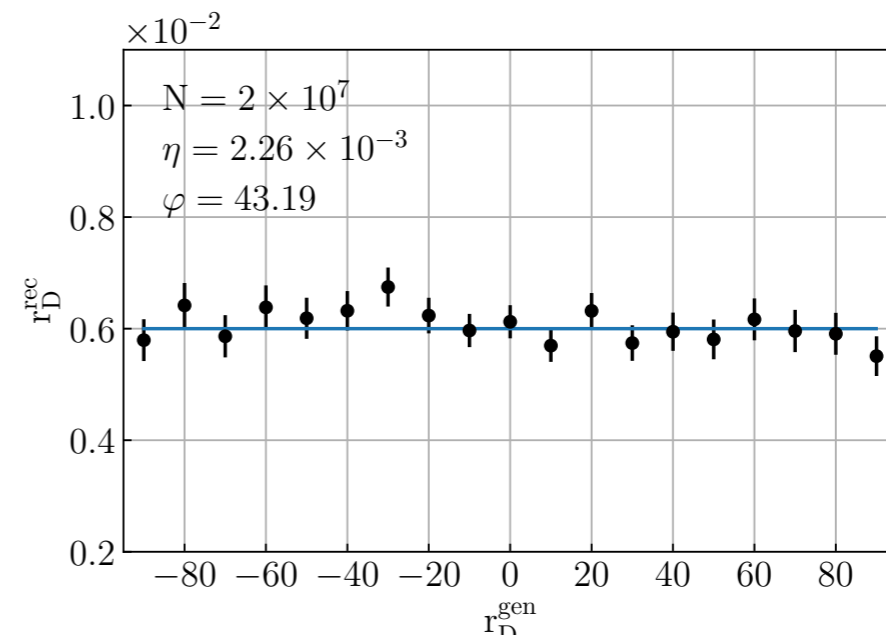
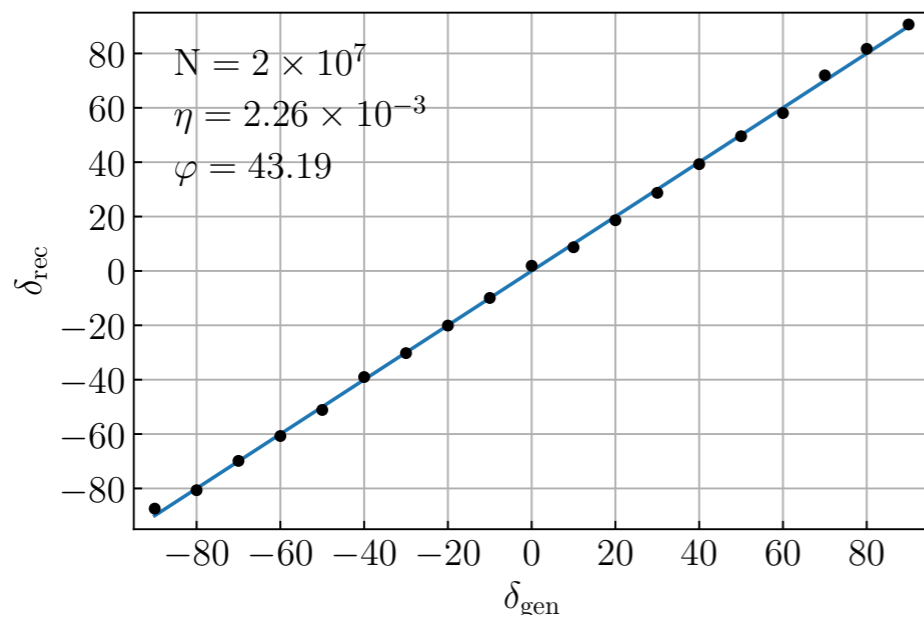
Разность сильных фаз



Отношение модулей CF и DCS амплитуд

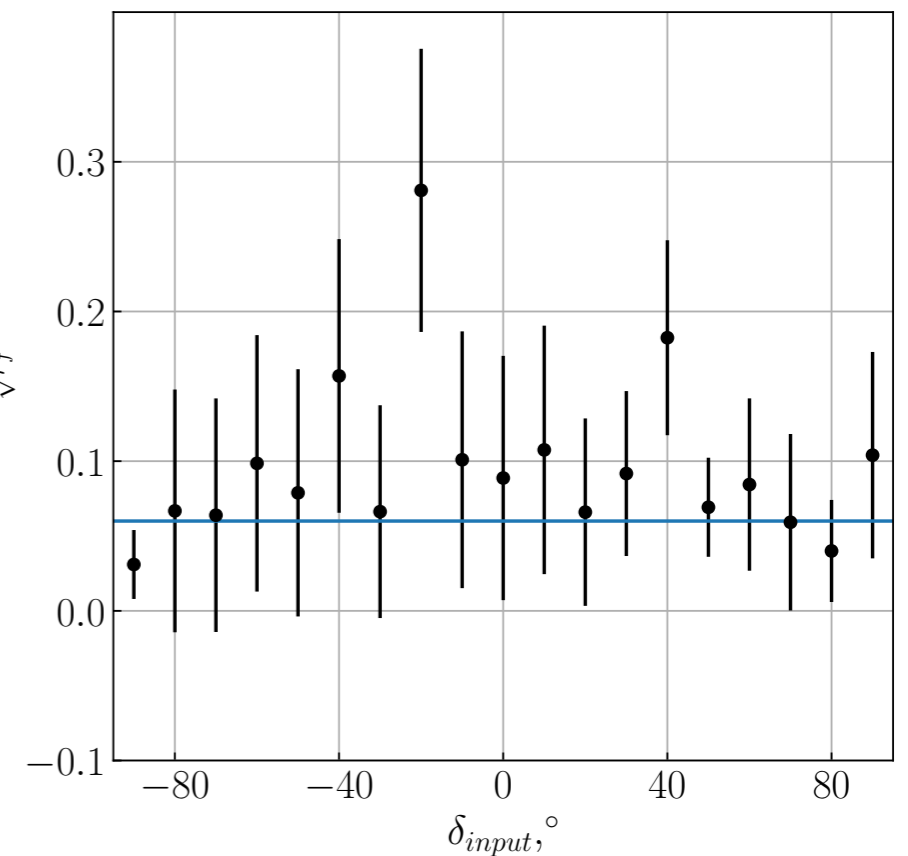
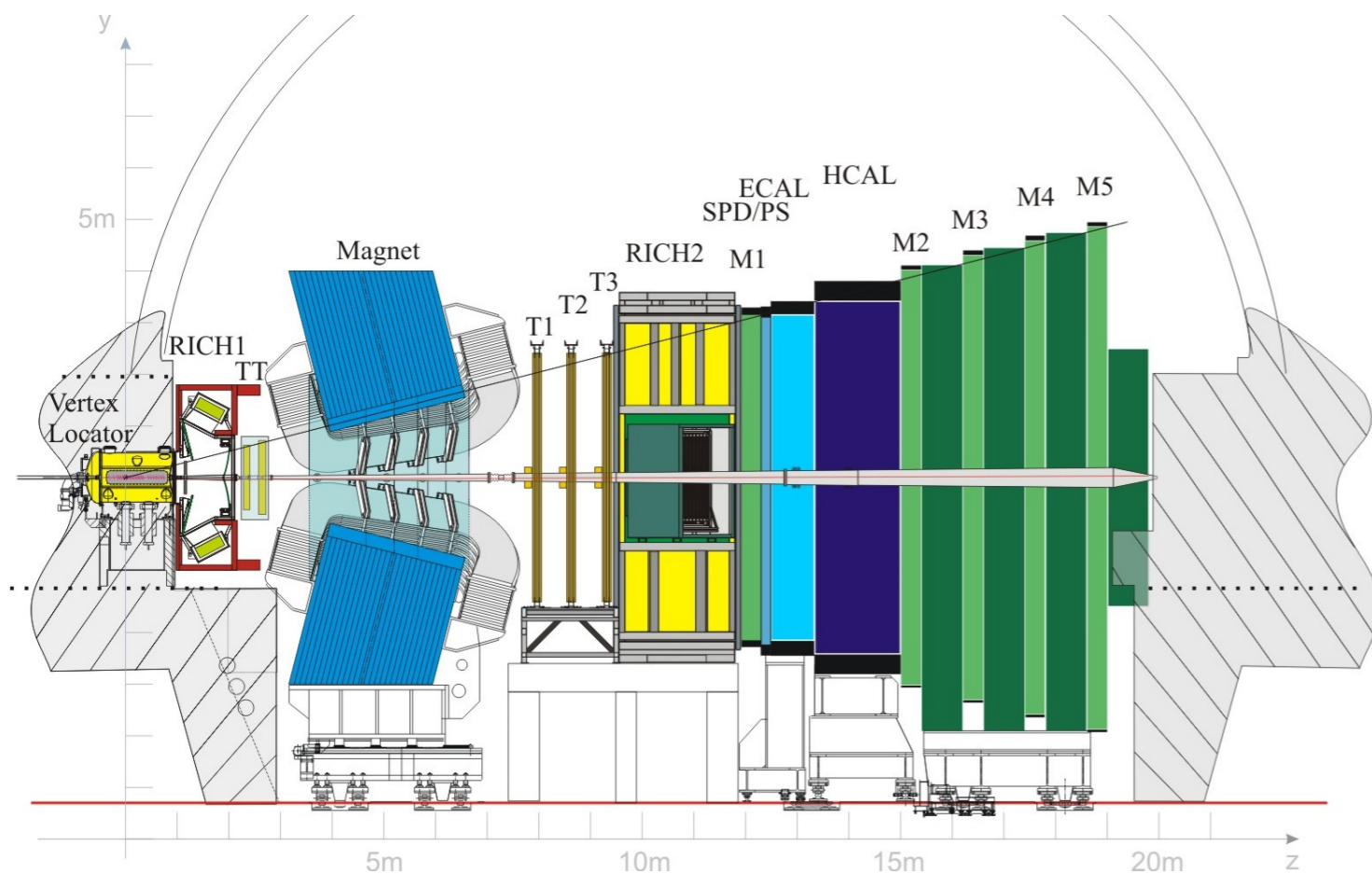


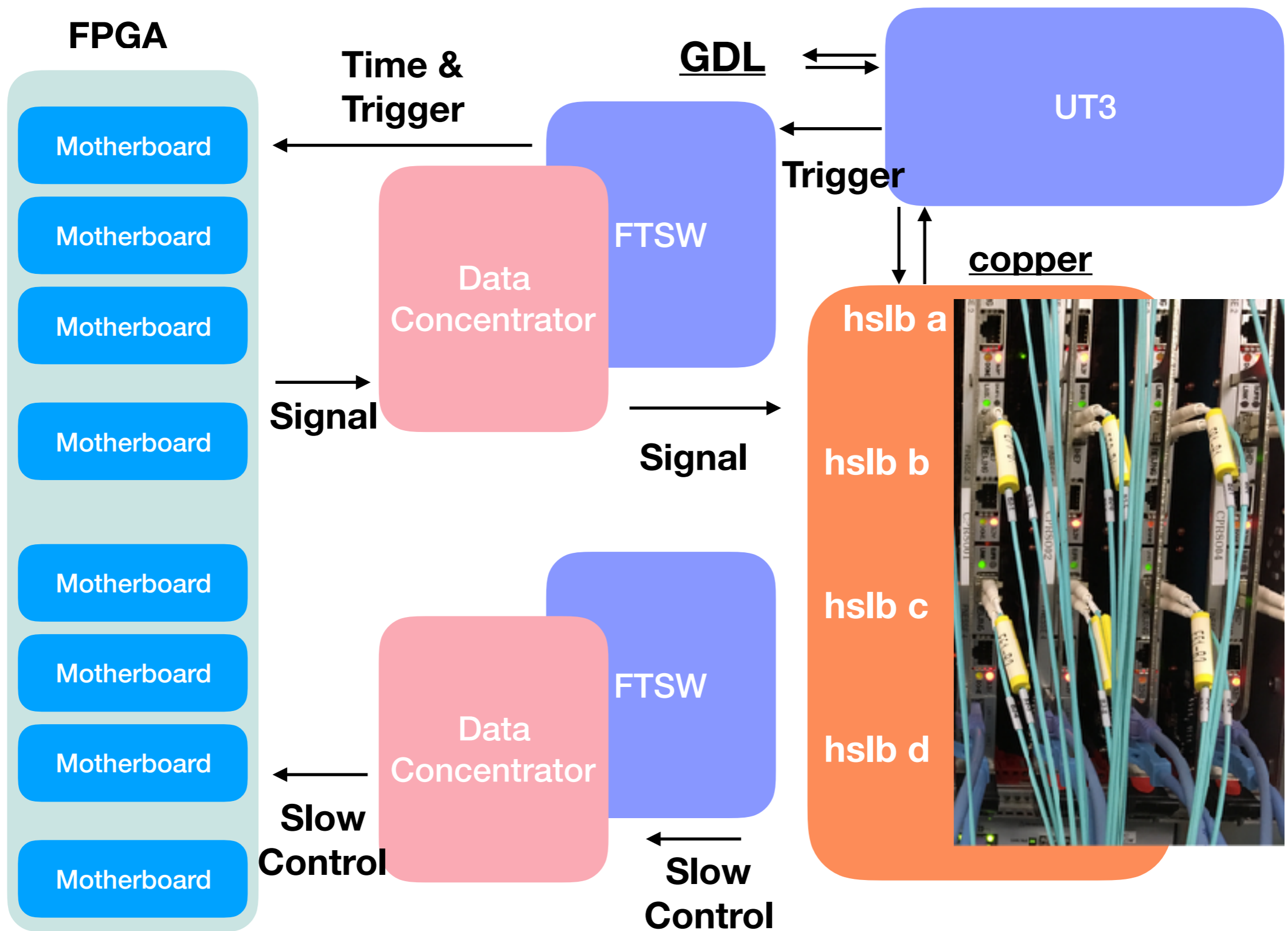
10 x(Belle 2)



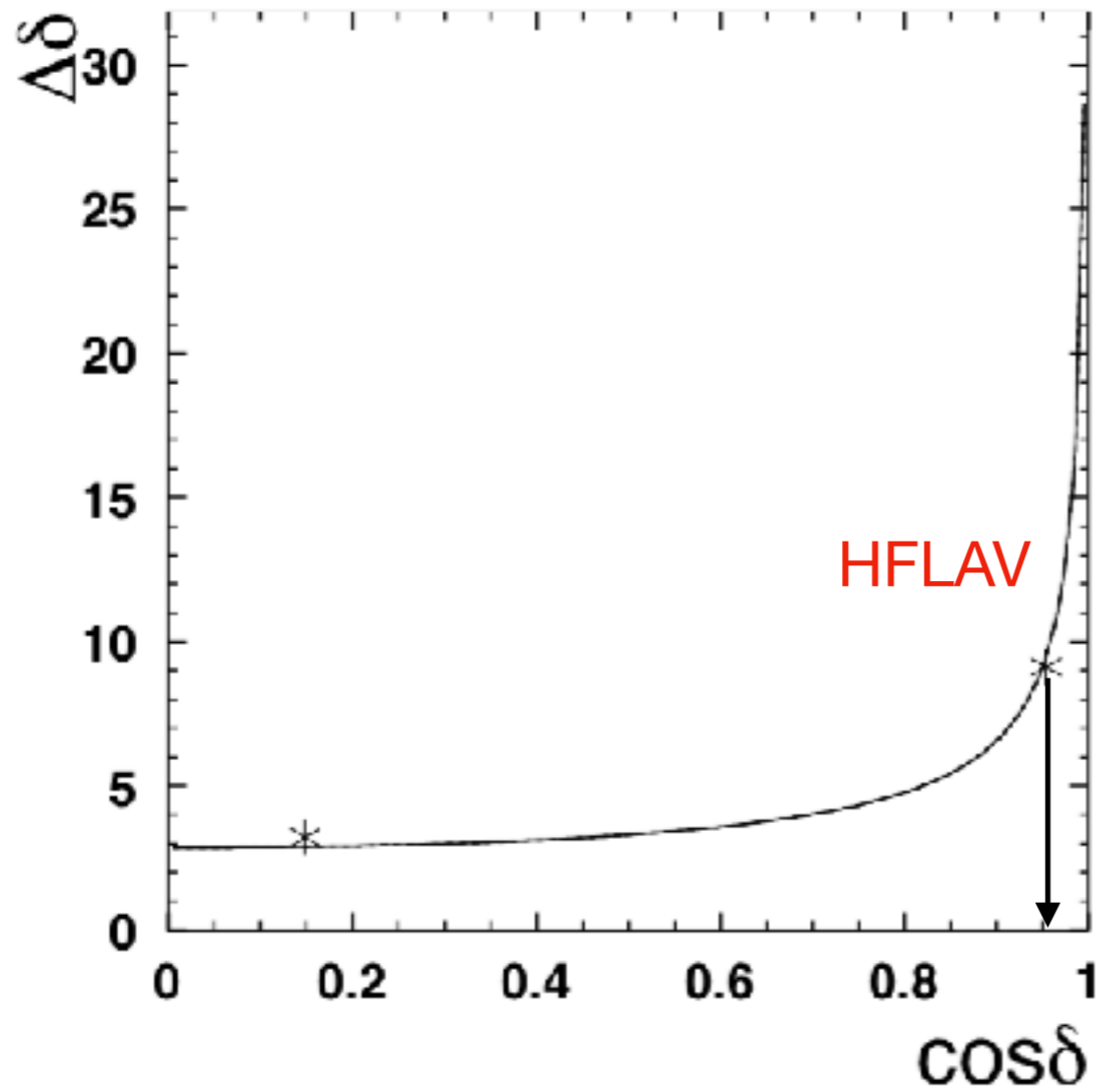
ИЗМЕРЕНИЯ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ LHCb

Эксперимент LHCb удовлетворяет большинству требований, предъявляемых к экспериментам для выполнения измерения разности сильных фаз. Однако при типичных импульсах K_S -мезона $\sim 5 \text{ GeV}/c$ только каоны с малыми временами жизни распадутся внутри чувствительного объема детектора.





BESIII – 72 mil. D-anti-D



Разность сильных фаз

