



Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера
Сибирского отделения Российской академии наук
(ИЯФ СО РАН)



Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ с детектором КМД-3

Иванов Вячеслав Львович

по материалам диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

по научной специальности 1.3.15. Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий

Научный руководитель: **Федотович Геннадий Васильевич**
доктор физ.-мат. наук

ОИЯИ, Дубна, 12.04.2023

План доклада

1. Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ с детектором КМД-3
2. Идентификация заряженных частиц с жидкоксереновым калориметром детектора КМД-3

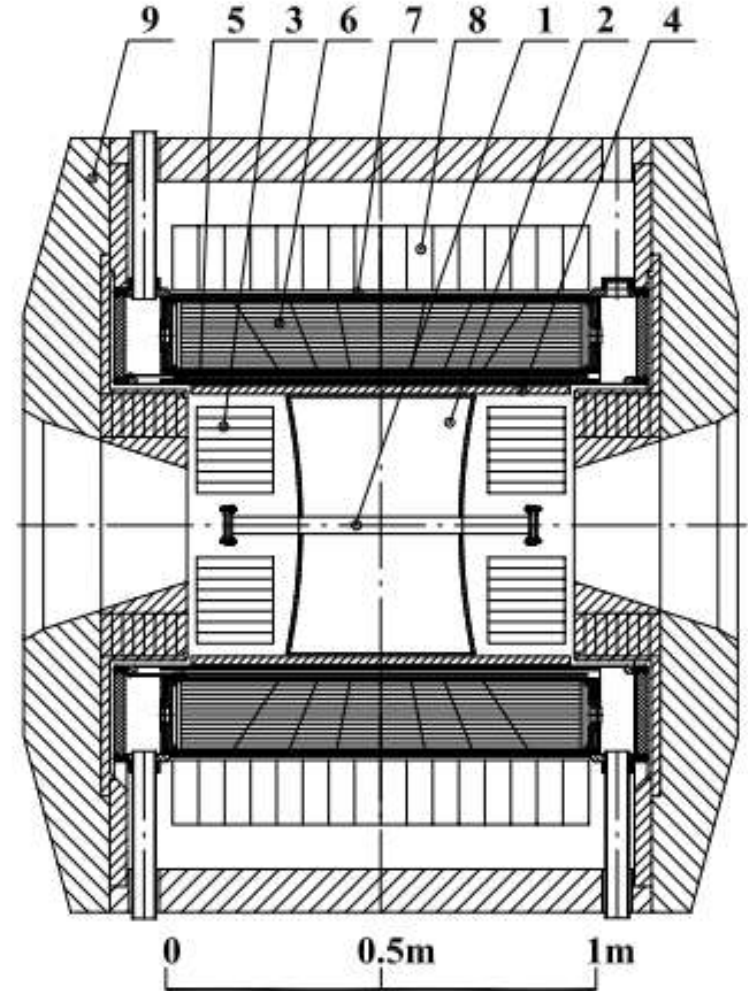
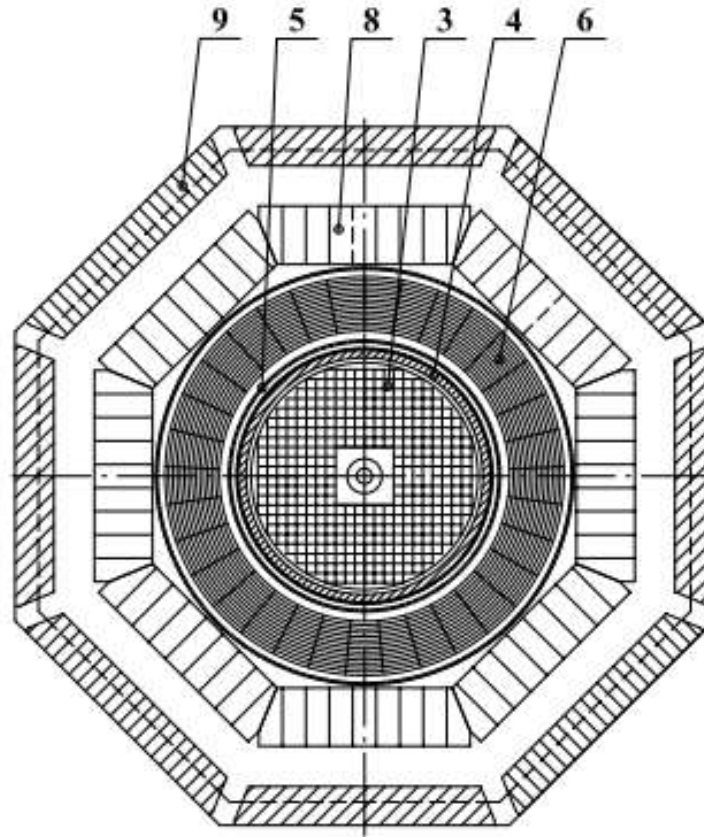
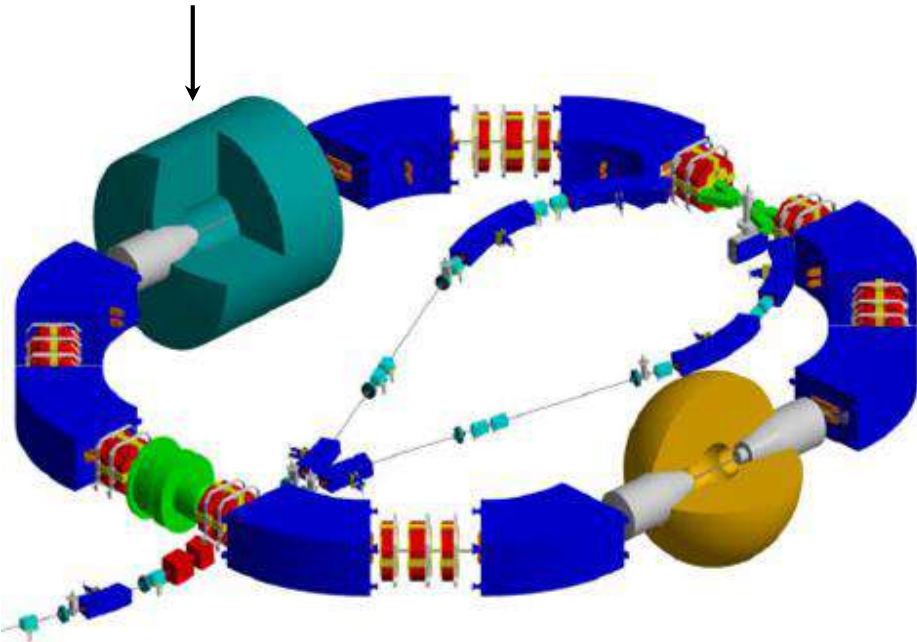
Часть 1:

Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$
с детектором КМД-3

ВЭПП-2000

Детектор КМД-3

КМД-3

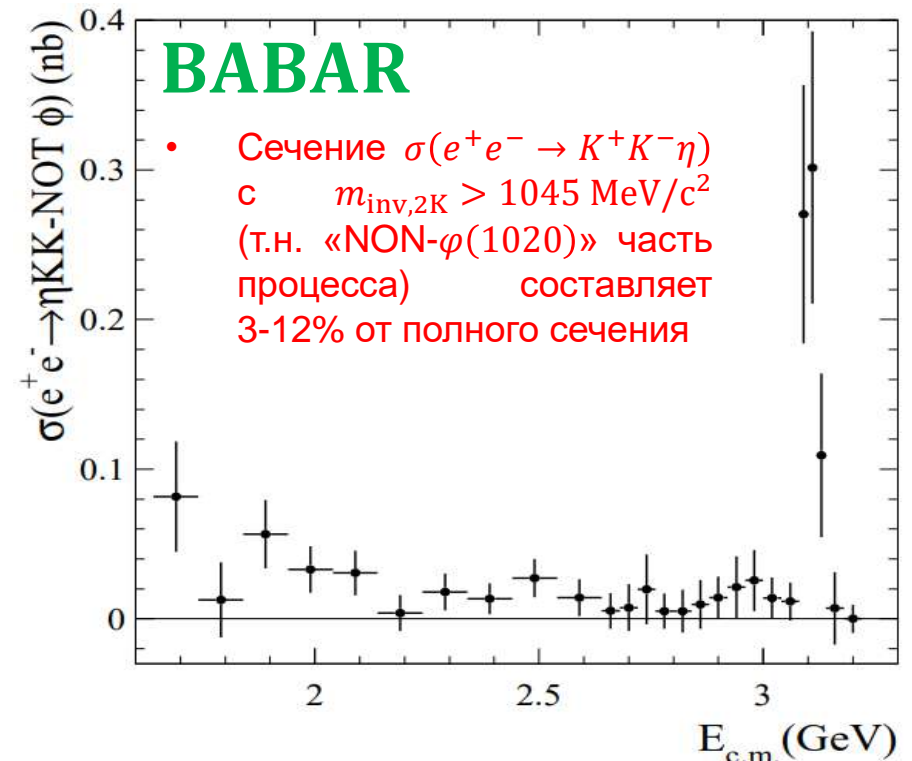
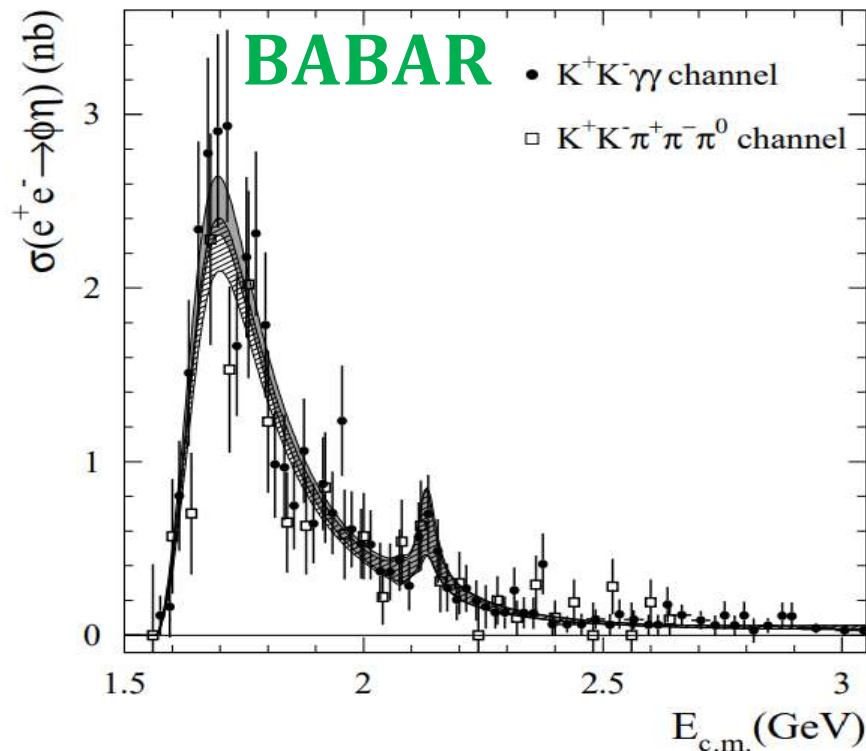


- Энергия до 2.01 ГэВ в с.ц.м.
- Достигнута светимость $L = 7 \times 10^{31} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$
- Разброс энергии в пучке ~ 0.7 МэВ
- Время между столкновениями пучков ~ 80 нс

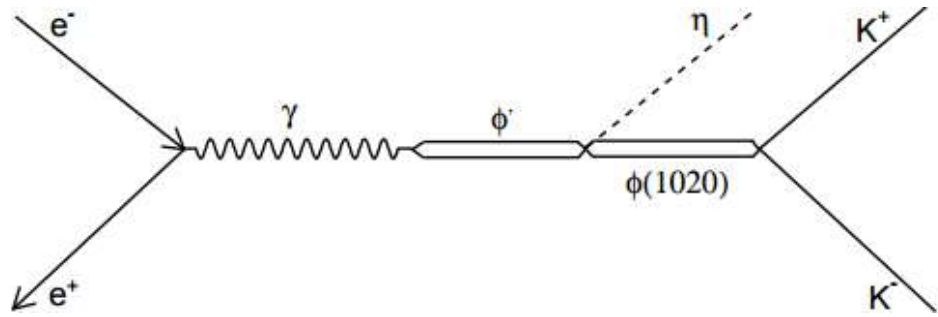
Рисунок 1.1 — Схема детектора КМД-3: 1 — вакуумная камера, 2 — дрейфовая камера, 3 — BGO калориметр, 4 — Z-камера (ZC), 5 — сверхпроводящий соленоид, 6 — LXe калориметр, 7 — время-пролетная система (TOF), 8 — CsI калориметр, 9 — ярмо.

Процесс $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$

- Процесс изучался с детектором BABAR (и, на меньшей статистике, SND):
 - в канале $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ (~ 480 сигнальных событий)
 - в канале $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (~ 250 сигнальных событий)
- Было найдено, что доминирует канал $\phi'(1680) \rightarrow \phi(1020)\eta \Rightarrow$ возможно измерение параметров $\phi'(1680)$
- Наш анализ проводился на основе интегральной светимости 59.5 пб^{-1} , набранной с КМД-3 в 2011, 2012 и 2017 гг.

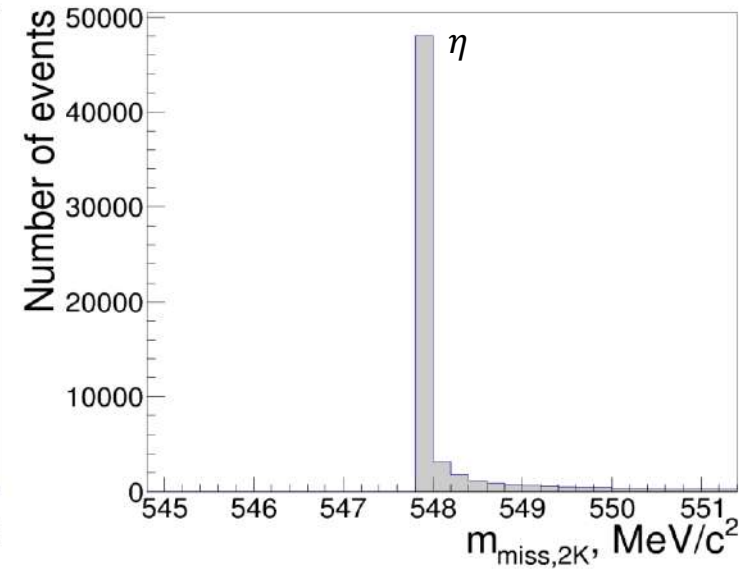
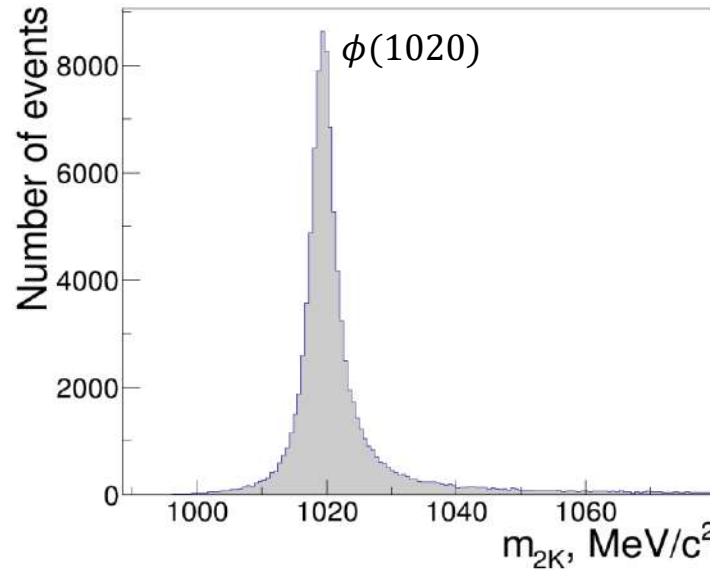


Монте-Карло генератор событий $e^+ e^- \rightarrow K^+ K^- \eta$

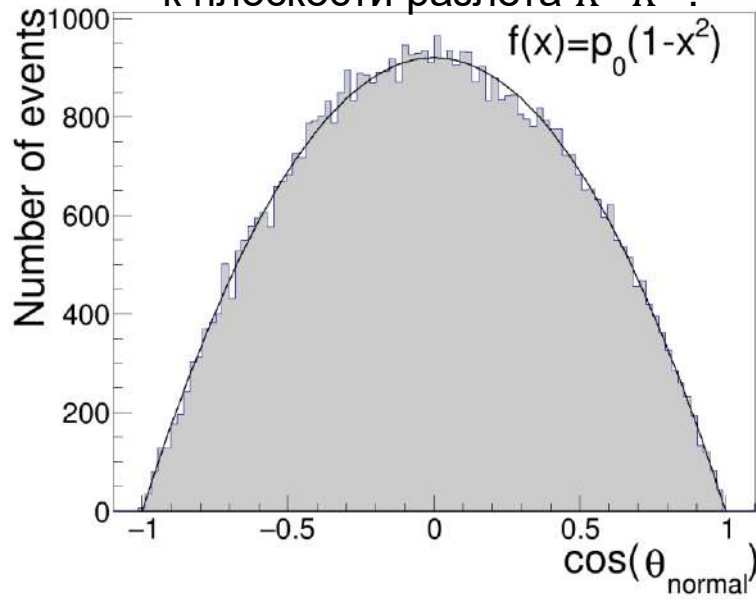


$$\sigma_{\phi\eta}(s) = \frac{27\Gamma_{\phi}m_{\phi}^2}{\pi^2|\vec{p}_{K}(m_{\phi})|^3s} F(s) \left| \frac{a_{\text{n.r.}} e^{i\Psi_{\text{n.r.}}}}{s} + \sqrt{\frac{(\Gamma_{ee}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}) \Gamma_{\phi'} m_{\phi'}^3}{|\vec{p}_{\phi}(m_{\phi'})|^3}} D_{\phi'}(s) \right|^2$$

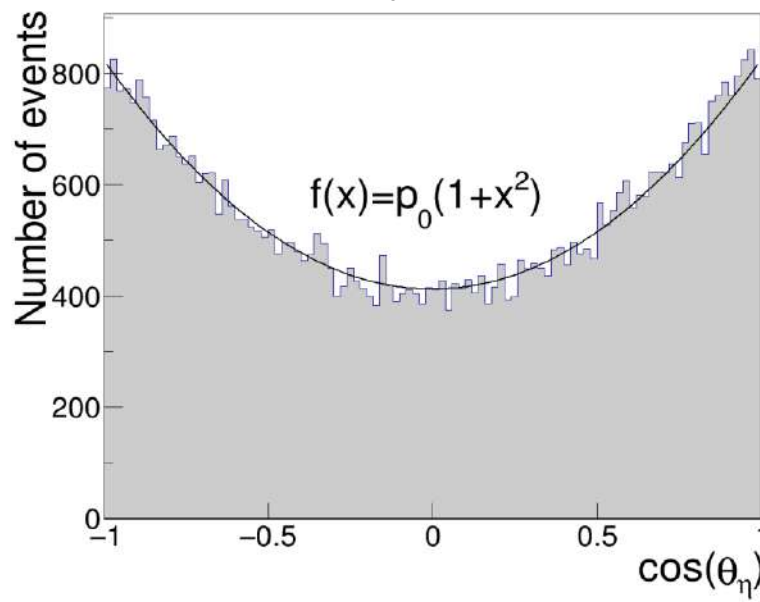
$$F(s) = \int |\vec{p}_{K^+} \times \vec{p}_{K^-}|^2 \sin^2(\theta_{\text{normal}}) |D_{\phi}(p_{\phi}^2)|^2 d\Phi_{K^+K^-\eta}(\sqrt{s}),$$



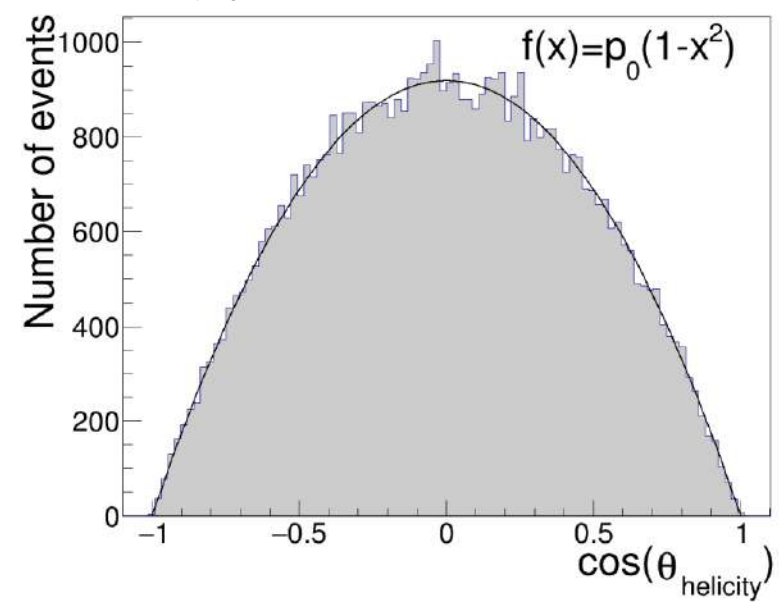
Полярный угол нормали
к плоскости разлета $K^+ K^-$:



Полярный угол вылета η :



Helicity-угол вылета K^+ в распаде ϕ :

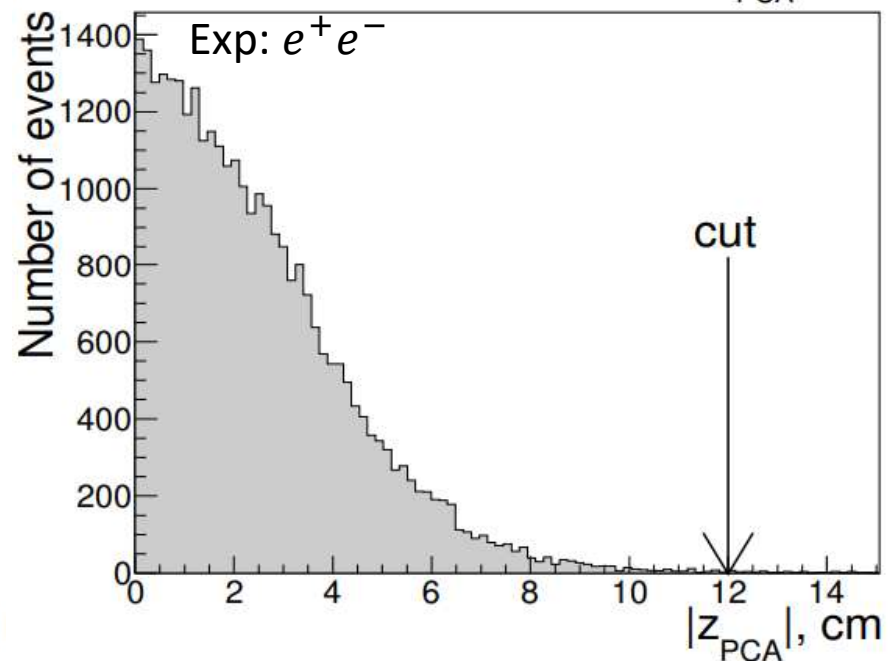
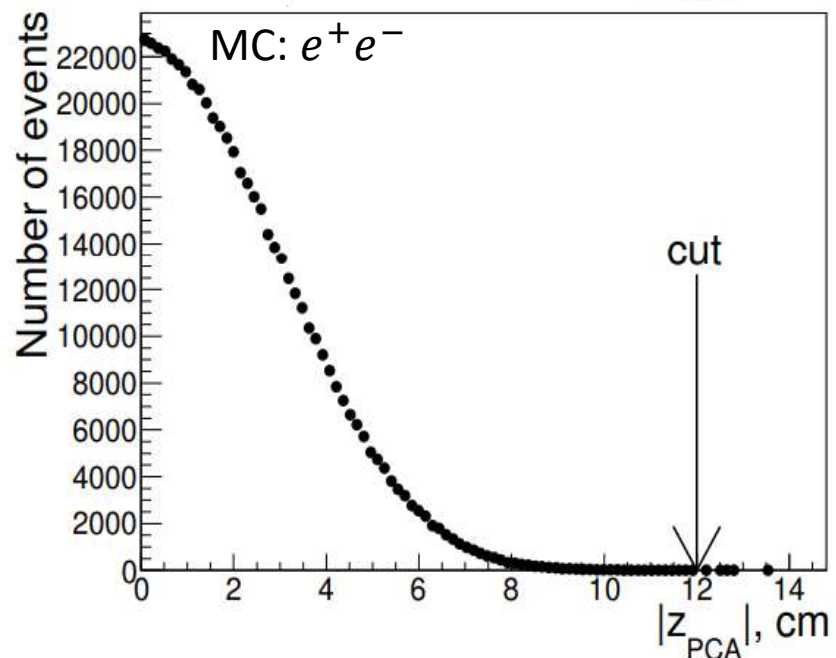
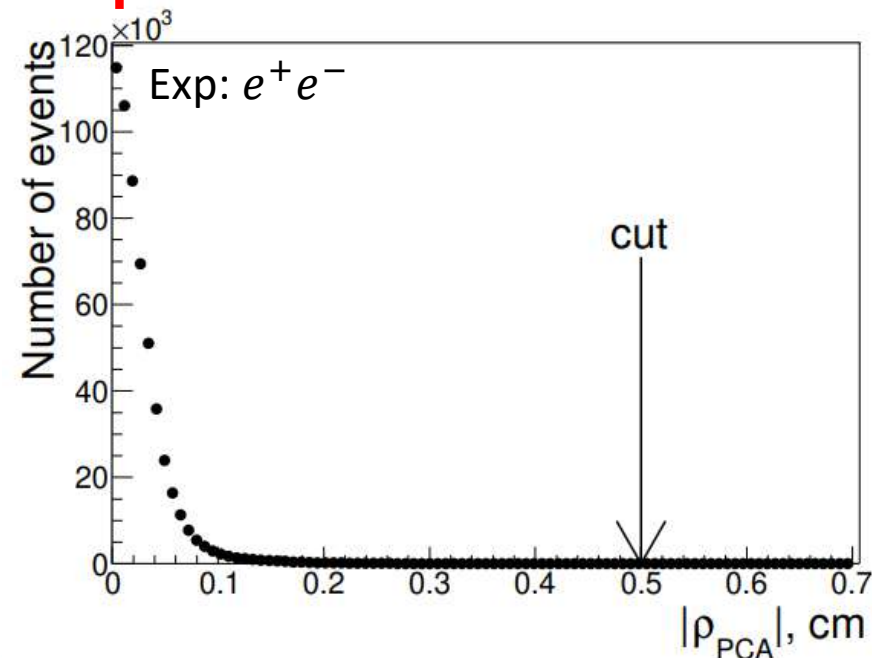
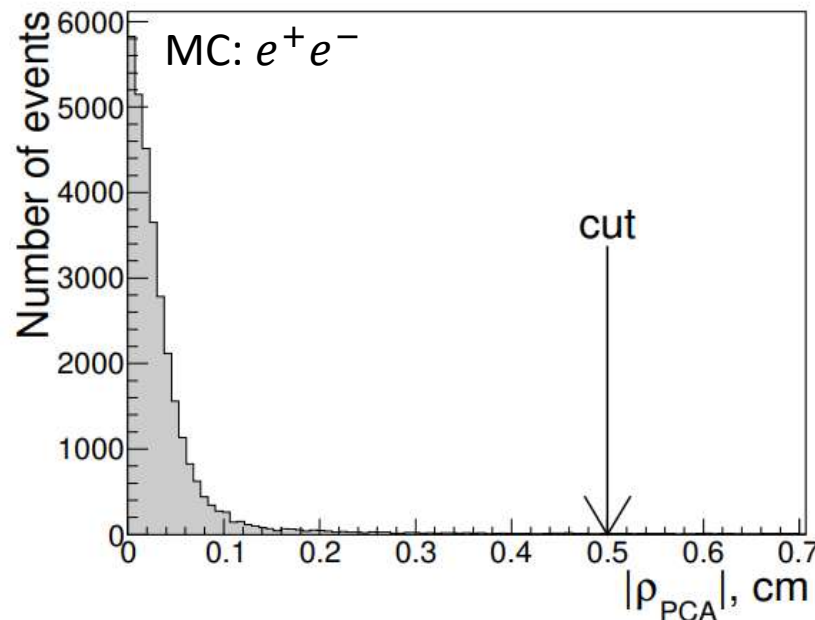


Отбор событий: «хорошие треки»

- Требуется, чтобы в событии было ровно 2 «хороших» трека с противоположными зарядами

- «Хорошим» считается трек:

1. Вылетающий из области взаимодействия пучков $|\rho| < 0.5$ см, $|z| < 12$ см
2. Имеющий полярный угол $0.9 < \theta < \pi - 0.9$
3. Поперечный импульс > 60 МэВ/с
4. Для положительно заряженной частицы удельные ионизационные потери в дрейфовой камере dE/dx_{DC} меньше, чем у протонов с соответствующим импульсом



Отбор событий: «хорошие треки»

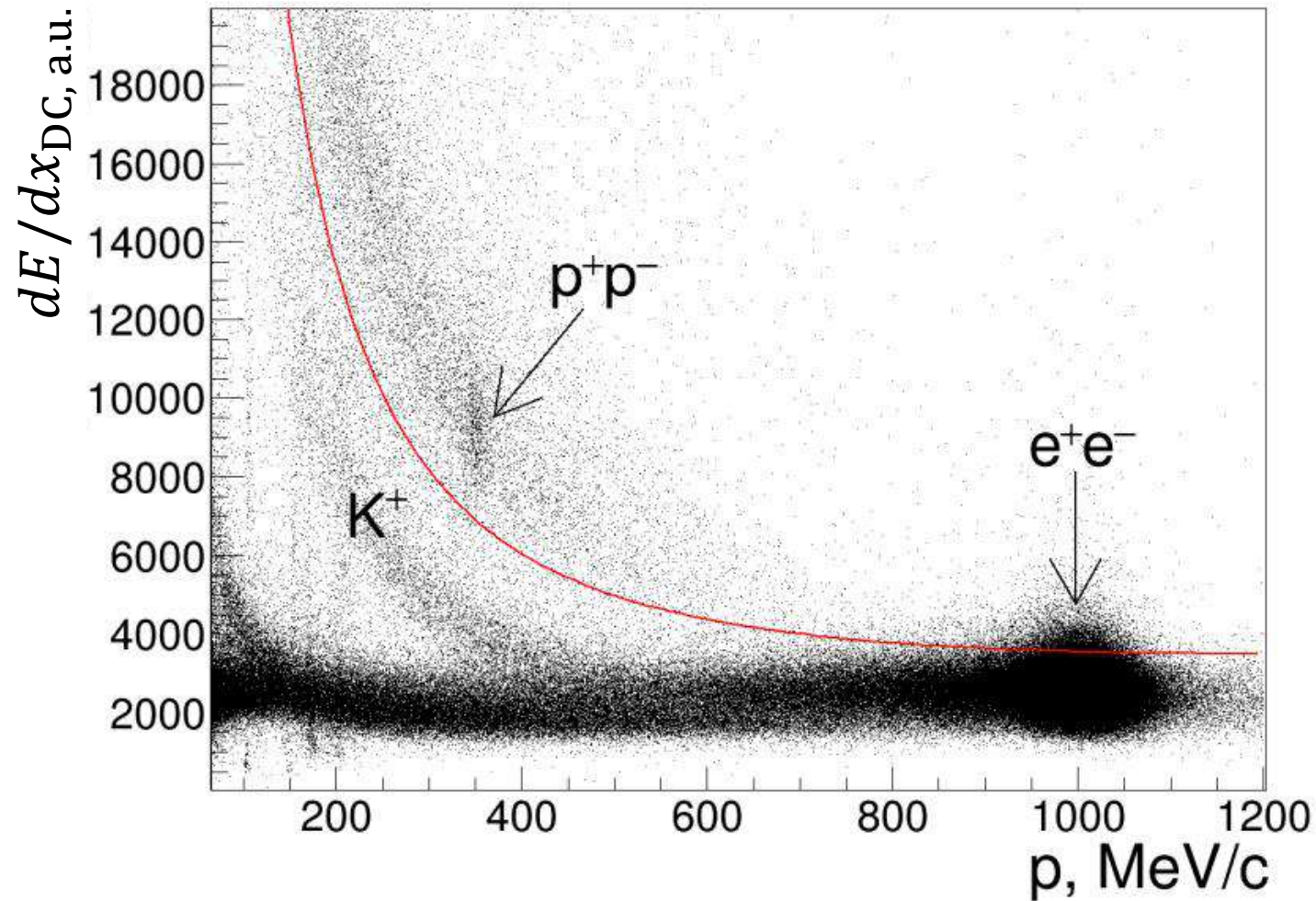


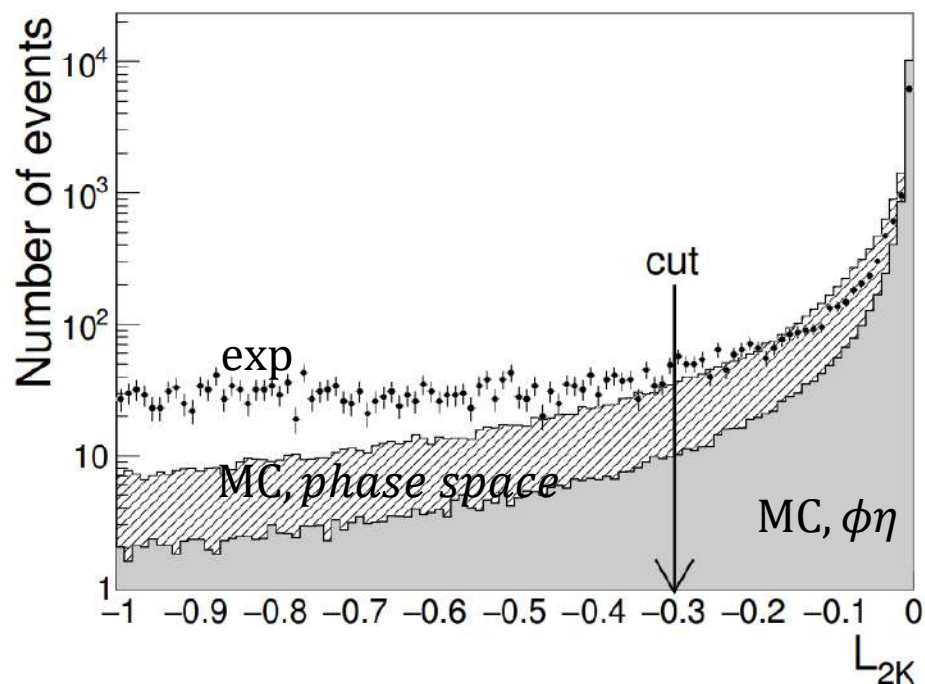
Рисунок 1.4: Распределение dE/dx_{DC} в зависимости от импульса для положительно заряженных частиц в событиях с более чем одним треком в ДК в эксперименте при $E_{c.m.} = 2,007$ ГэВ. Красная кривая соответствует $dE/dx_{DC, \text{protons}}(p)$.

Отбор событий

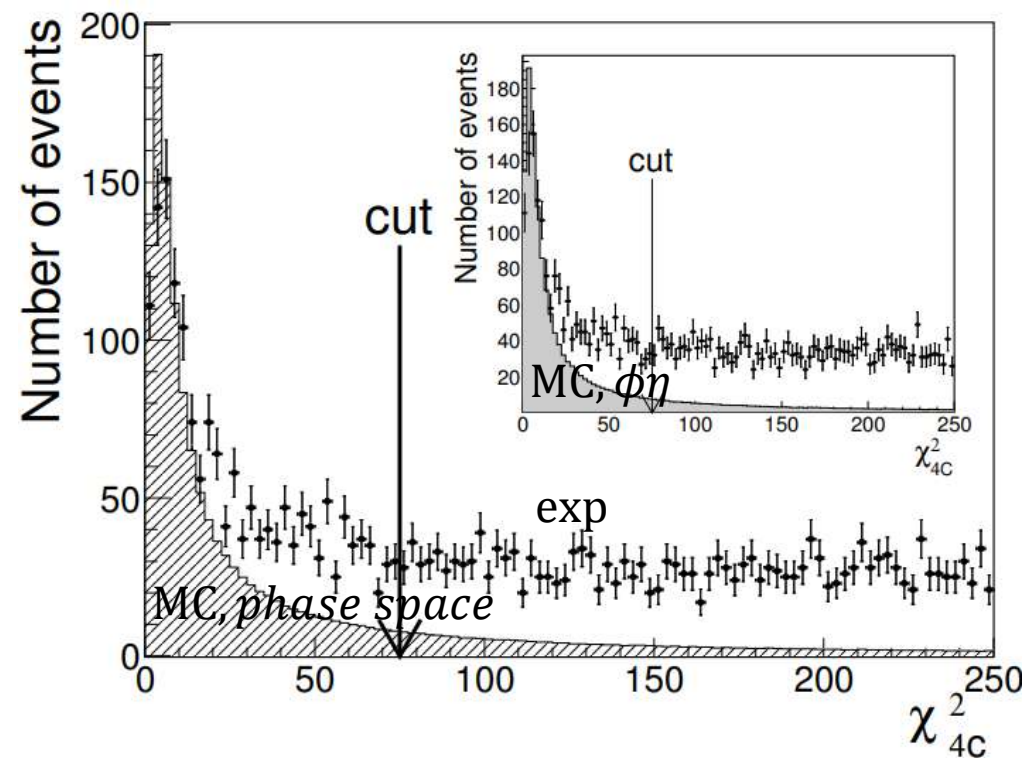
- В моделировании dE/dx_{DC} для каонов и пионов разыгрывается по функциями плотности вероятности $f_{K/\pi}(p, dE/dx_{DC})$, найденным в эксперименте в каждой точке по энергии. Вычисляется функция правдоподобия для гипотезы двух каонов:

$$L_{2K} = \sum_{i=1}^2 \ln \left(\frac{f_K(p_i, dE/dx_{DC,i})}{f_K(p_i, dE/dx_{DC,i}) + f_\pi(p_i, dE/dx_{DC,i})} \right)$$

- Для отбора каонов применяется условие $L_{2K} > -0.3$:

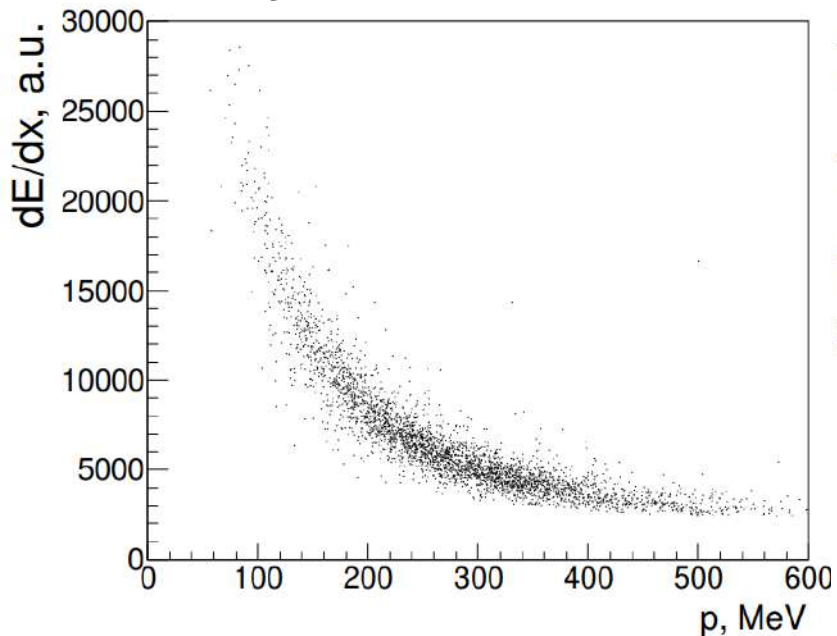


- Перебираются все пары фотонов с энергией > 40 МэВ и проводится кинематический фит (требуется сохранение энергии и импульса)
- Для (грубого) выделения сигнала требуем $\chi^2 < 75$

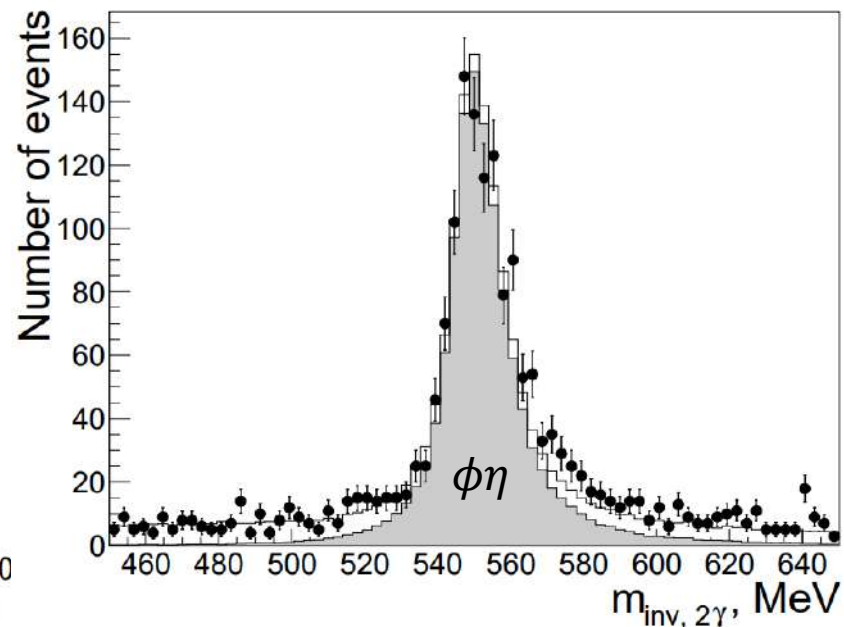


Отбор событий

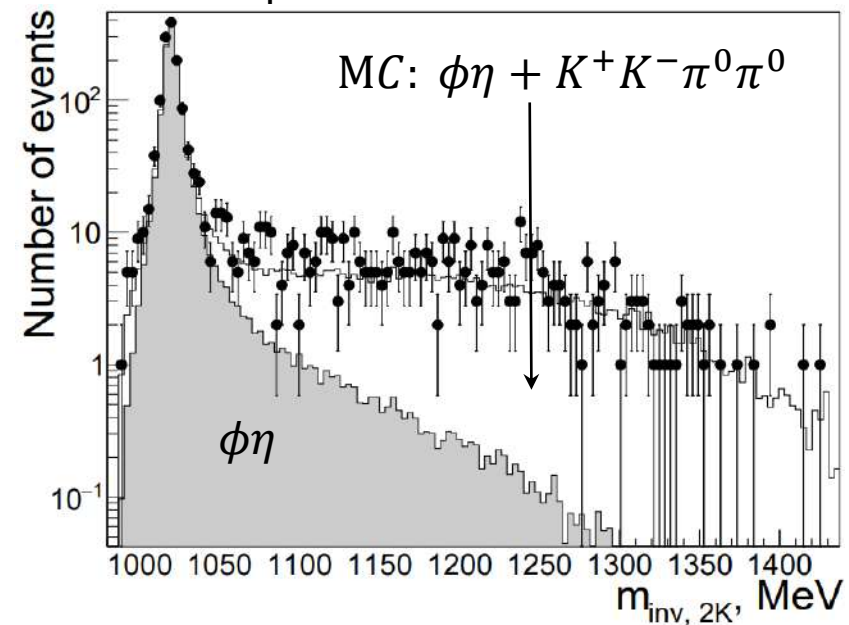
dE/dx_{DC} для отобранных событий:



Инвариантная масса фотонов:

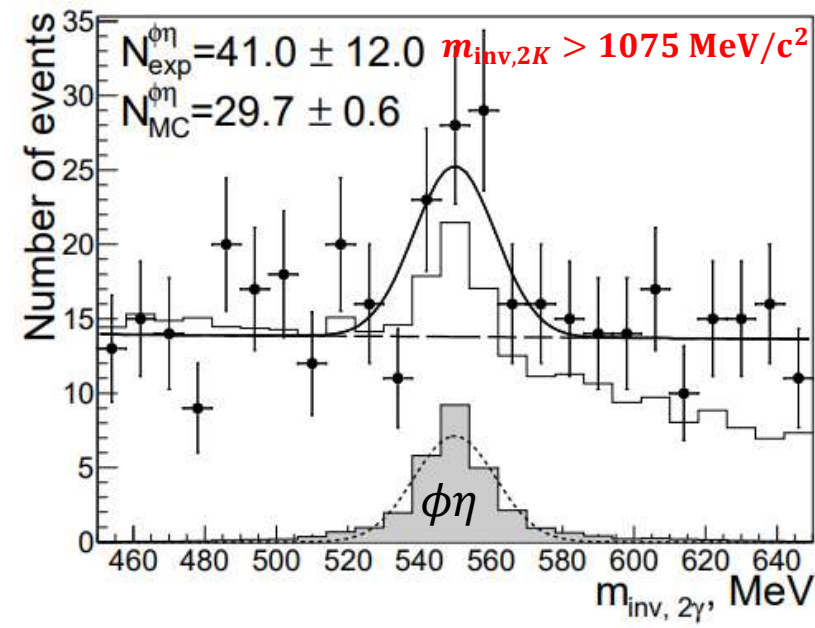
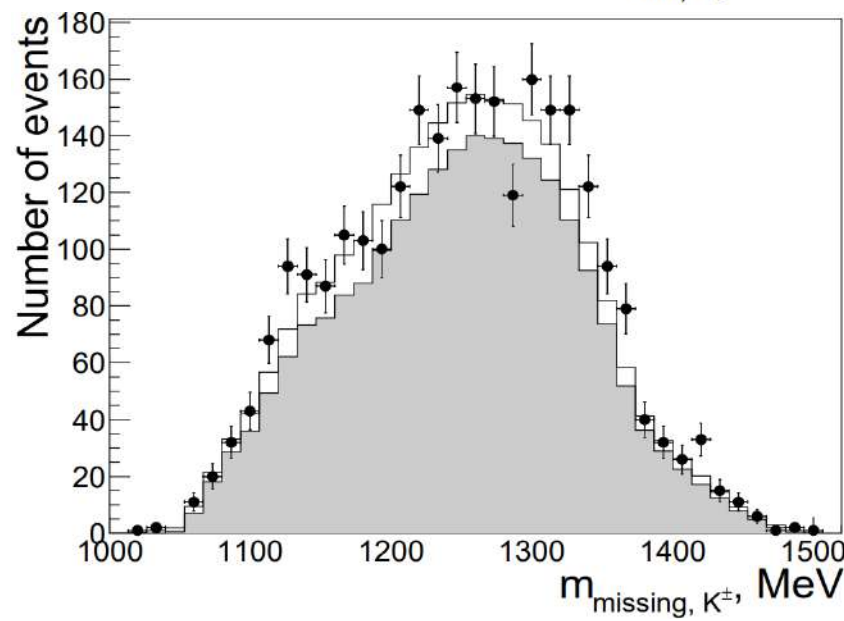


Инвариантная масса каонов:



- Основной фон – $K^+K^-\pi^0\pi^0$

- Вывод: вклада не – $\phi\eta$ механизмов на текущей статистике не наблюдается



Отбор событий

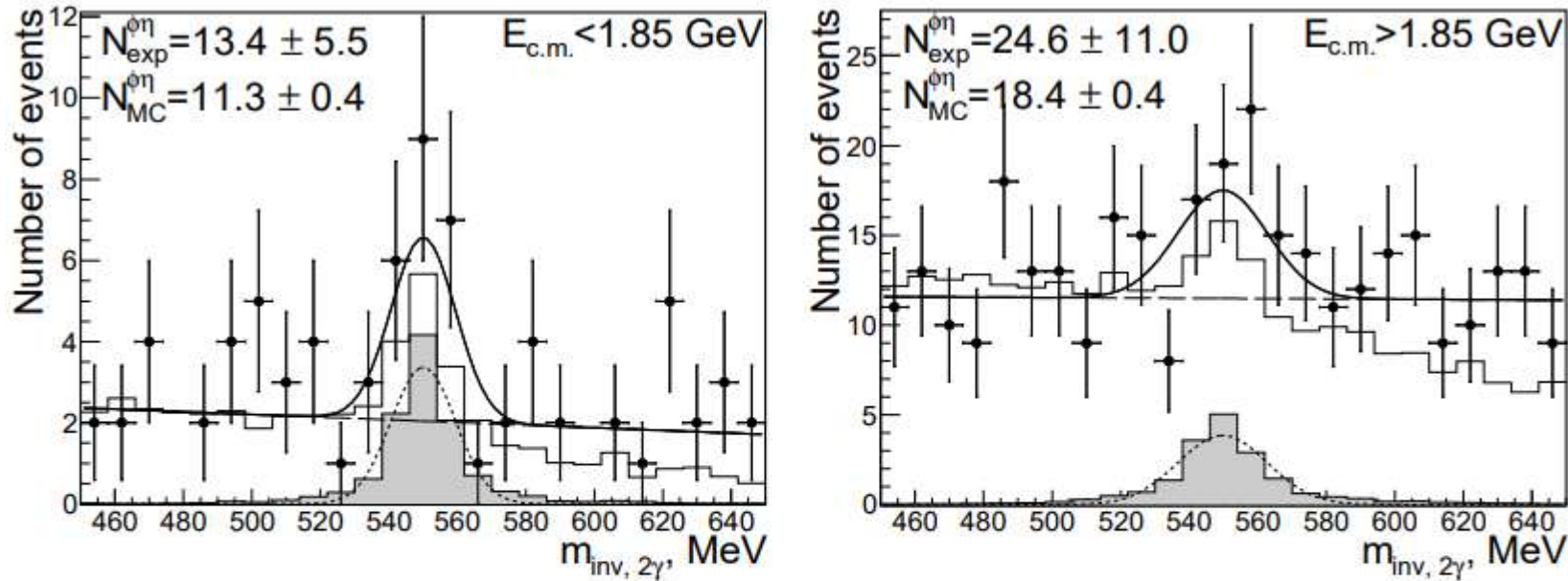
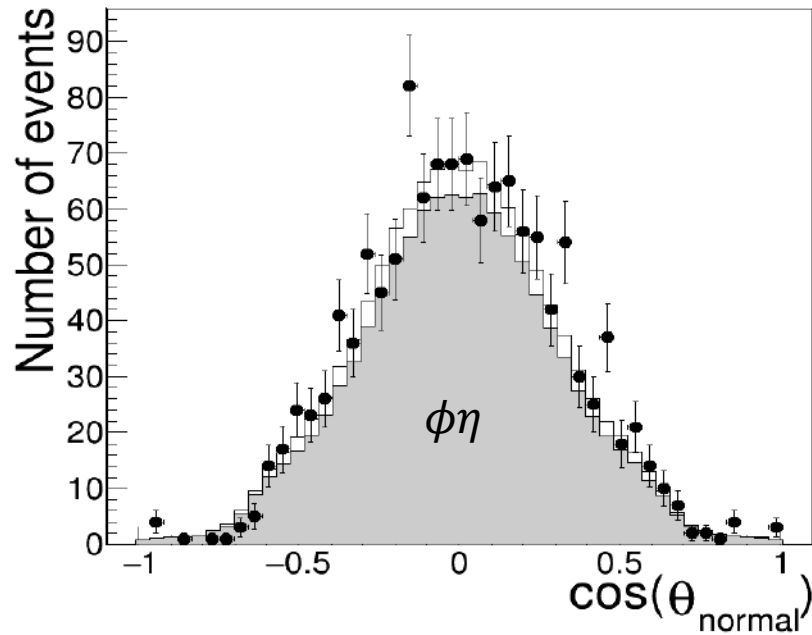


Рисунок 1.13 — Распределение $m_{\text{inv},2\gamma}$ для событий с $m_{\text{inv},2K} > 1075 \text{ МэВ}$ при $E_{c.m.} < 1,85 \text{ ГэВ}$ (слева) и $E_{c.m.} > 1,85 \text{ ГэВ}$ (справа) в эксперименте (маркеры), в моделировании процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-2\gamma$ (серая гистограмма) и в моделировании процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-2\gamma$ вместе с фоном от процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0$ (открытая гистограмма)

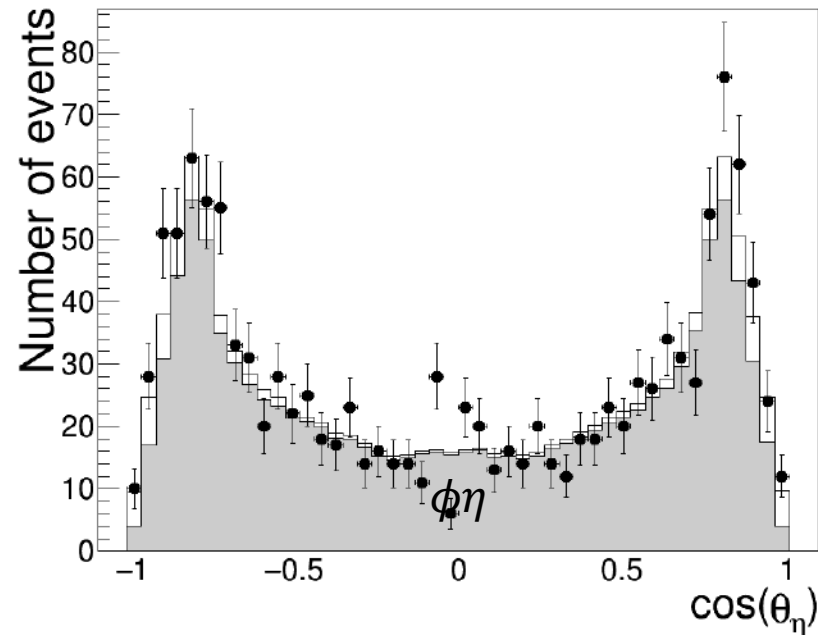
Отобранные события с $m_{\text{inv},2K} < 1050 \text{ MeV}/c^2$

- Угловые распределения частиц в отобранных в эксперименте событиях не противоречат моделированию:

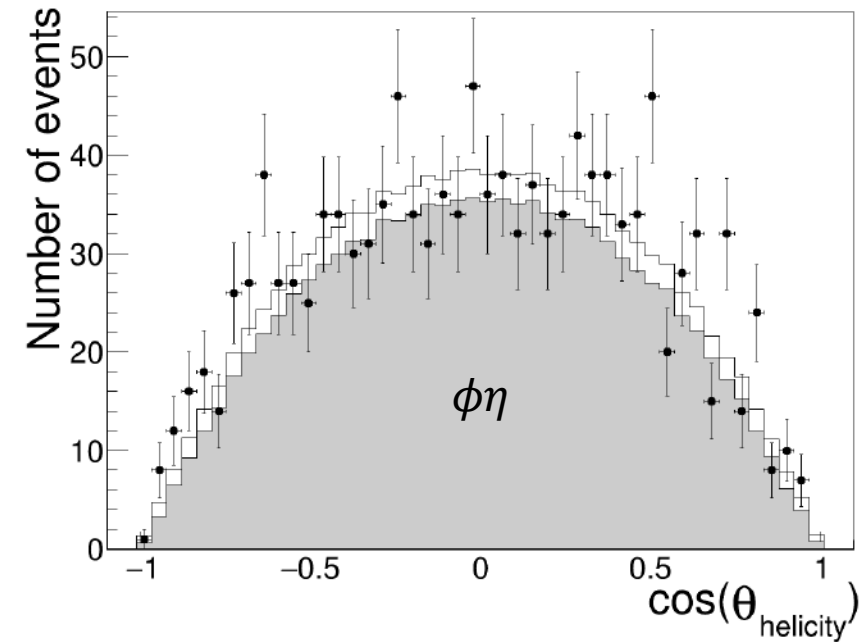
- Полярный угол нормали к плоскости разлета K^+K^- :



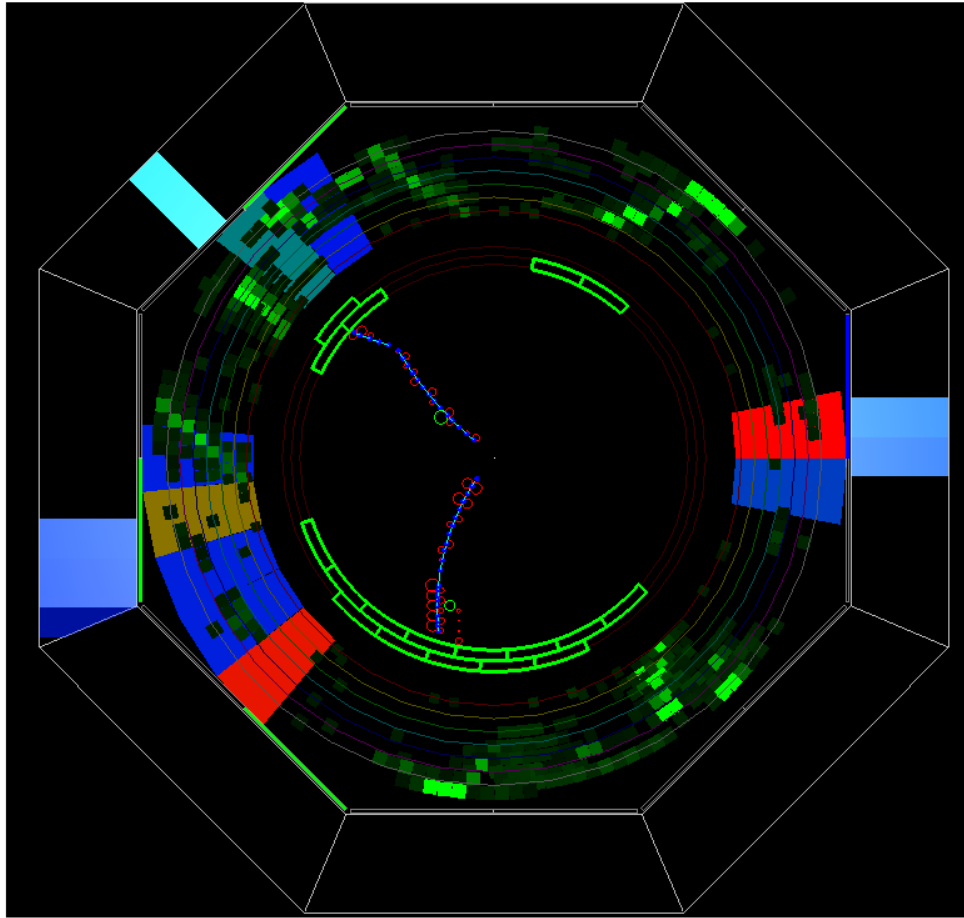
- Полярный угол вылета η :



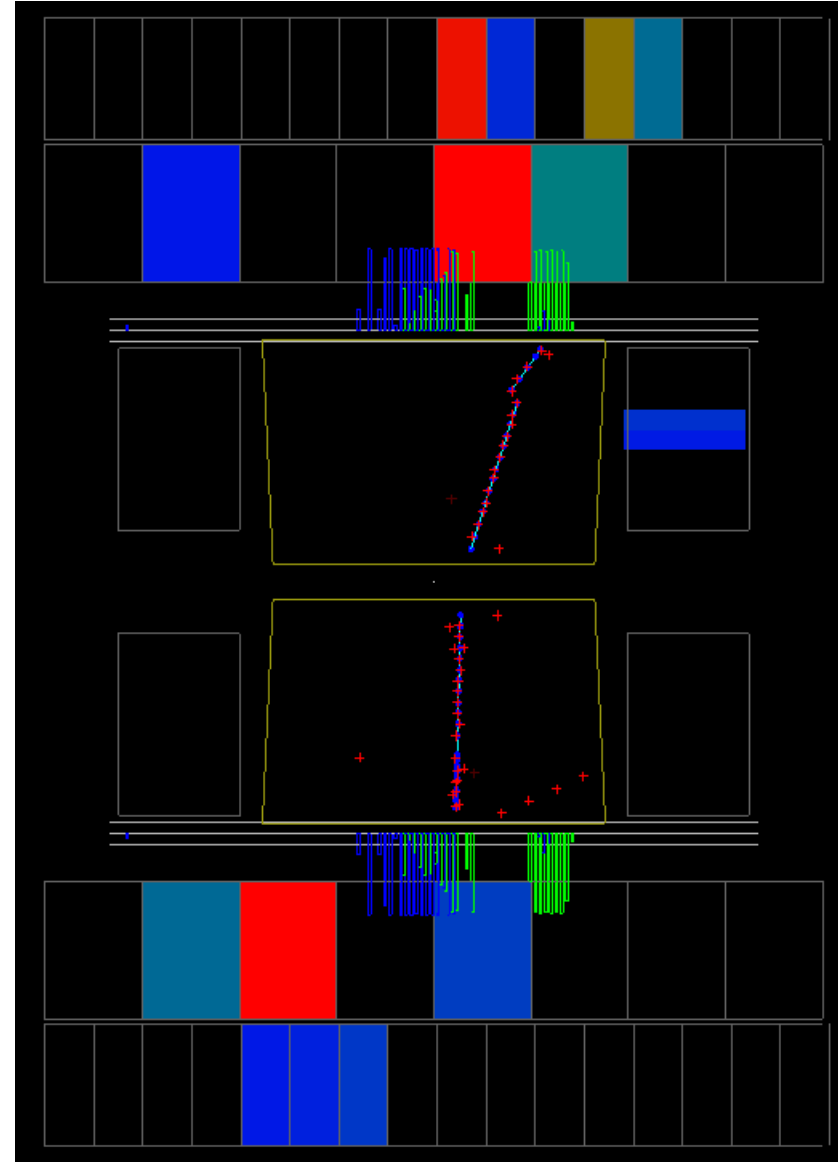
- Helicity-угол вылета K^+ в распаде ϕ :



Событие $K^+K^-\eta, \eta \rightarrow \gamma\gamma$ в детекторе КМД-3



$\rho - \varphi$ проекция

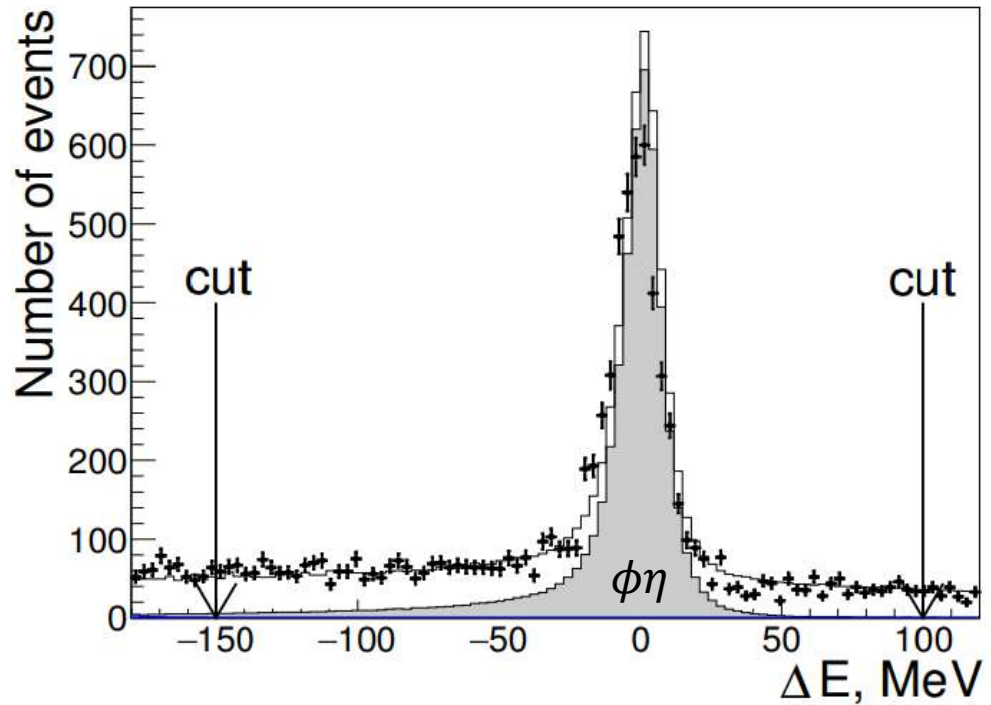
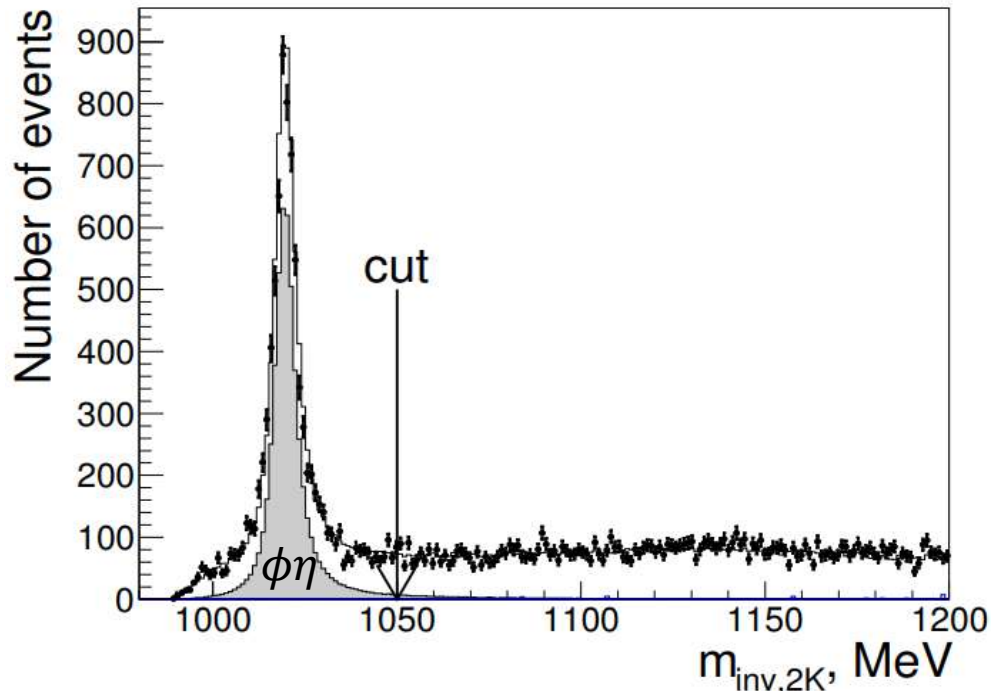


$\rho - z$ проекция

Отбор событий и разделение сигнала и фона

- В дальнейшем мы изучаем процесс как $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-\eta$, при этом η рассматривается как частица отдачи. Это позволяет увеличить число сигнальных событий (ценой увеличения фона)
- Рассматриваем события с $m_{\text{inv},2K} < 1050 \text{ MeV}/c^2$
- Основными фоновыми конечными состояниями являются $K^+K^-\pi^+\pi^-$ и $K^+K^-\pi^0\pi^0$
- Разделение сигнала и фона проводится аппроксимацией распределения «дисбаланса» энергии в событии:

$$\Delta E = \sqrt{\vec{p}_{K^+}^2 + m_{K^+}^2} + \sqrt{\vec{p}_{K^-}^2 + m_{K^-}^2} + \sqrt{(\vec{p}_{K^+} + \vec{p}_{K^-})^2 + m_{\eta}^2} - E_{\text{c.m.}}$$



Разделение сигнала и фона

- Сигнальный пик в моделировании фитируется тремя гауссами:

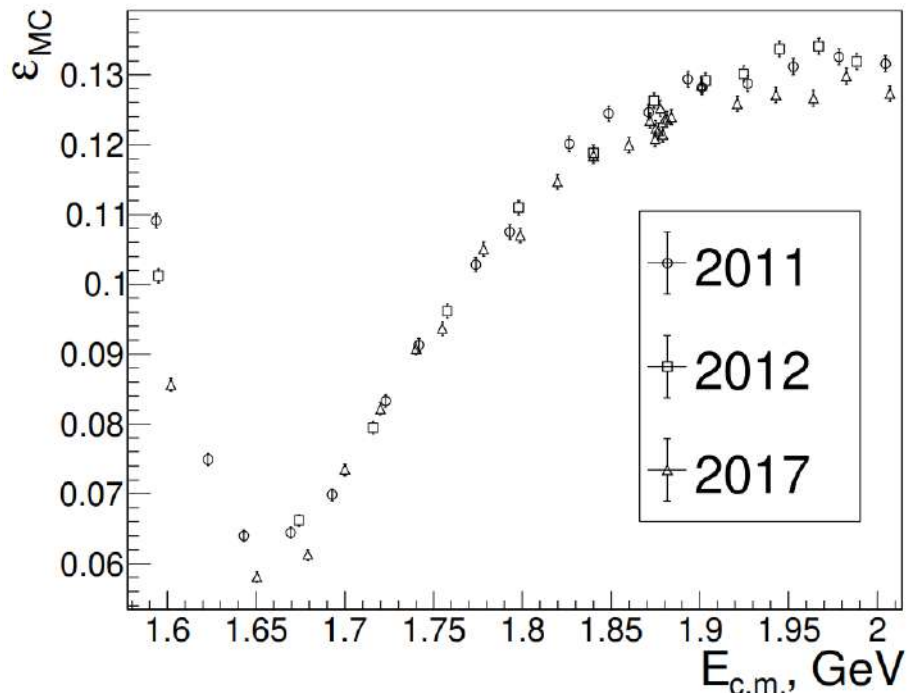
$$f_{\text{sig}}^{\text{MC}}(x) = a_0 \left(a_1 G(x, \mu_1, \sigma_1) + a_2 G(x, \mu_2, \sigma_2) + (1 - a_1 - a_2) G(x, \mu_3, \sigma_3) \right) \quad G(x, \mu, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right)$$

- В эксперименте к форме сигнального пика добавляется сдвиг δx и уширение $\delta\sigma$, фон фитируется линейной функцией:

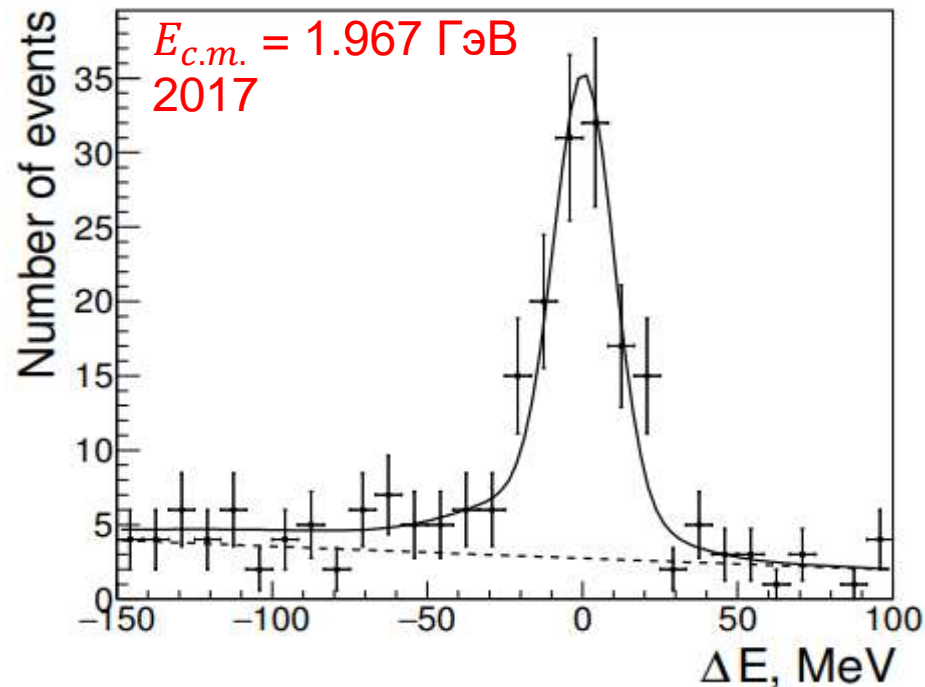
$$f_{\text{sig}}^{\text{exp}}(x) = a_0 \left(a_1 G(x, \mu_1 + \delta x, \sqrt{\sigma_1^2 + \delta\sigma^2}) + a_2 G(x, \mu_2 + \delta x, \sqrt{\sigma_2^2 + \delta\sigma^2}) + (1 - a_1 - a_2) G(x, \mu_3 + \delta x, \sqrt{\sigma_3^2 + \delta\sigma^2}) \right)$$

- Всего в эксперименте выделено 3009 ± 67 сигнальных событий

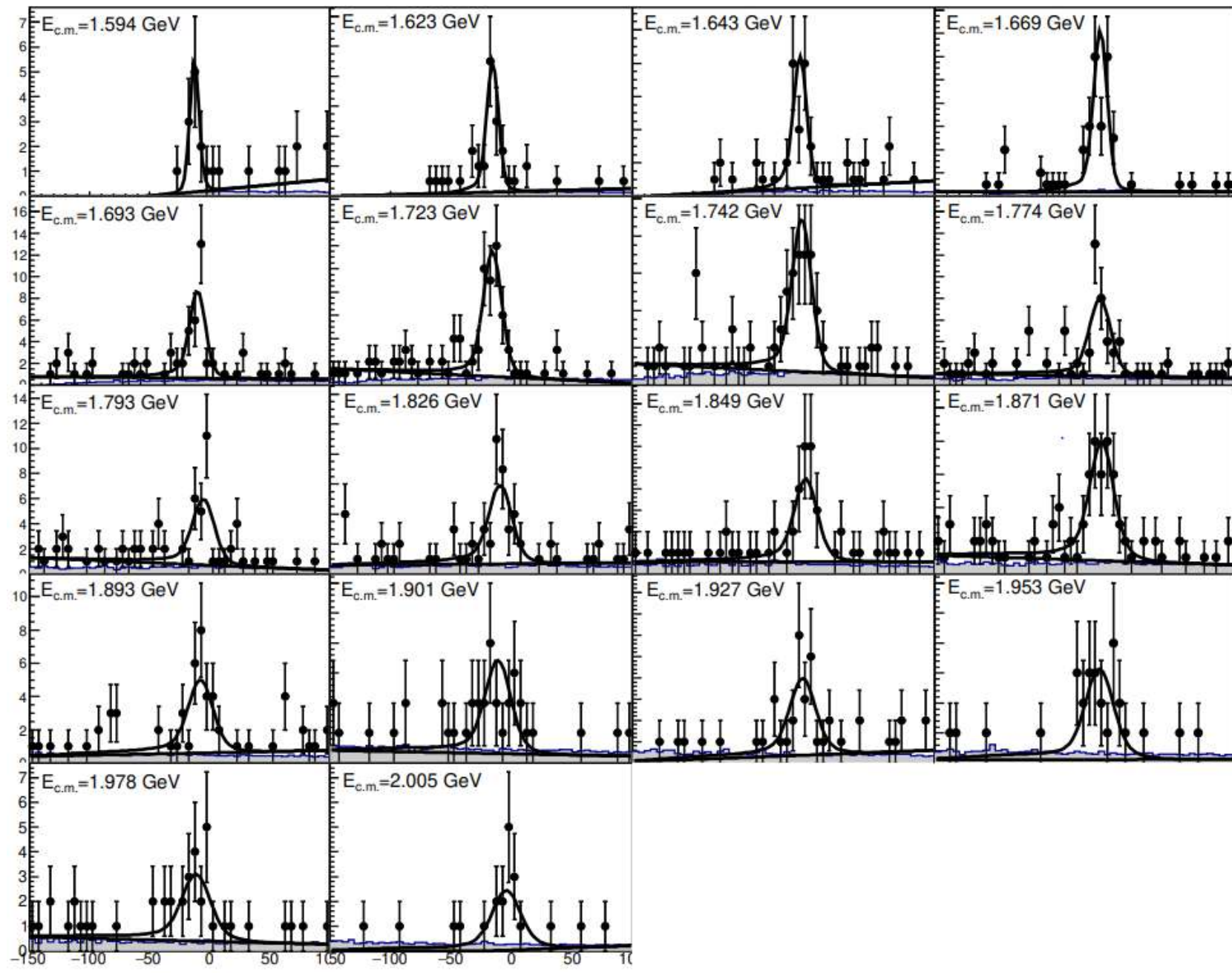
Эффективность отбора $K^+K^-\eta$ (до поправок):



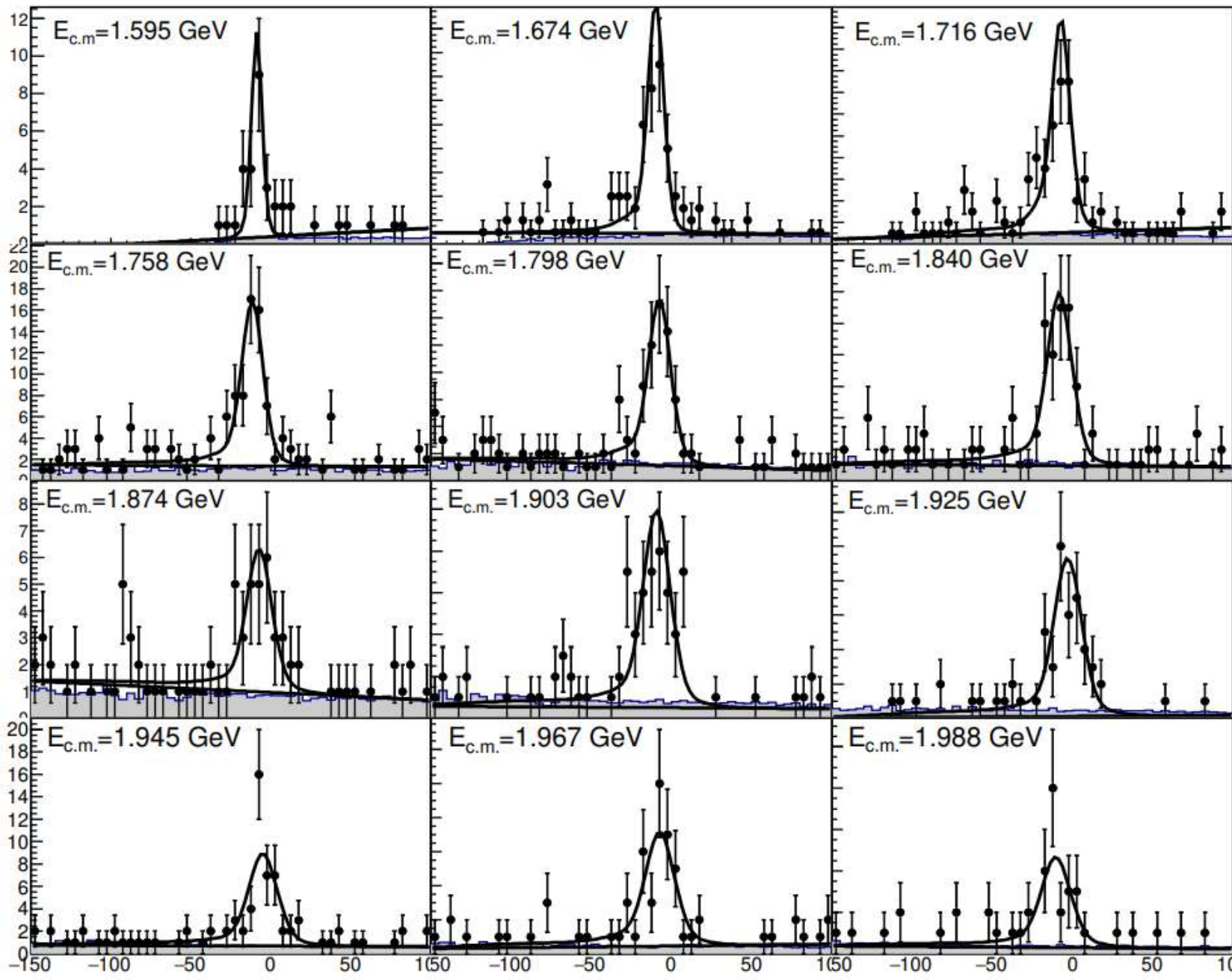
Разделение сигнала и фона:



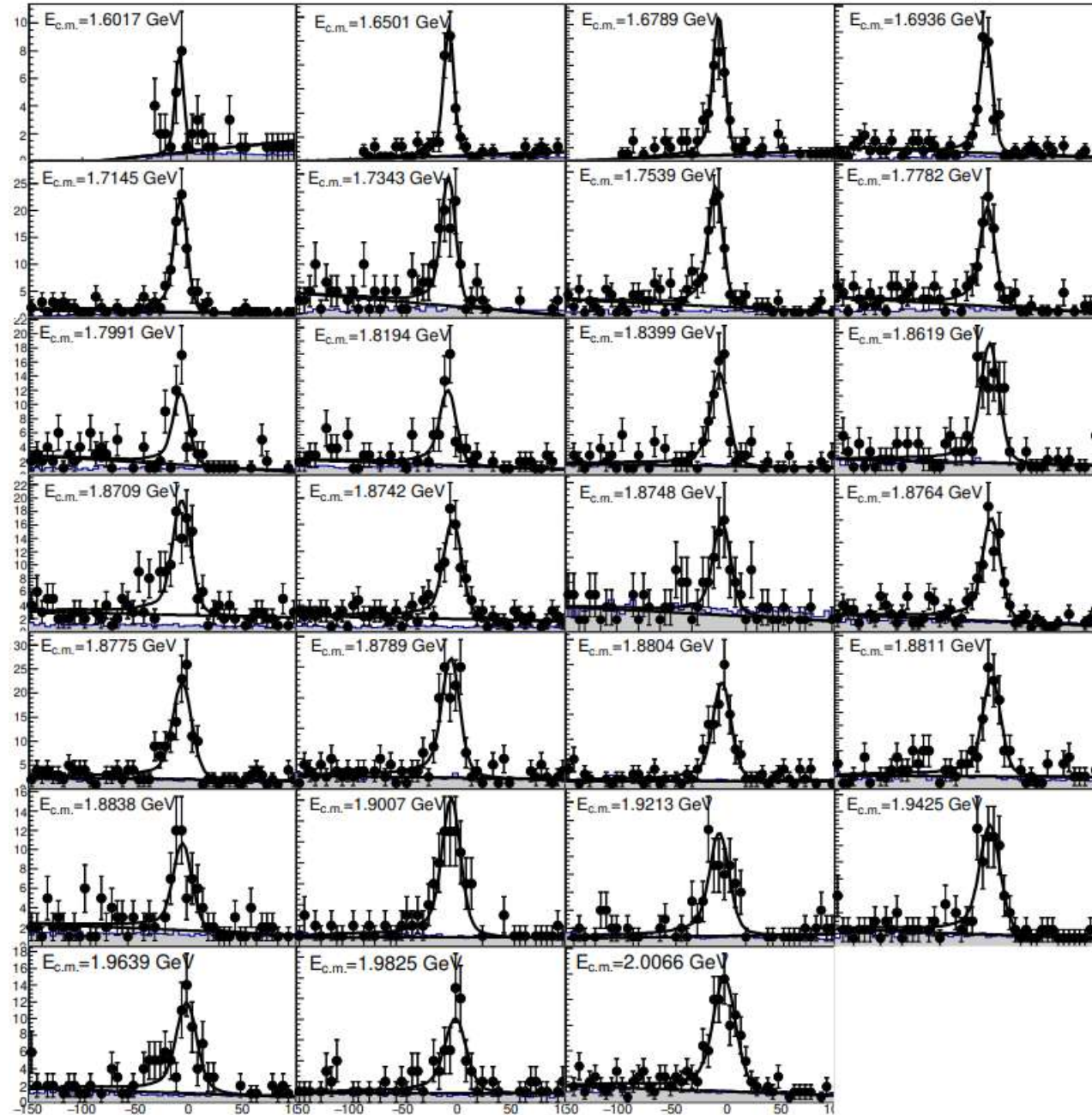
Разделение сигнала и фона (2011)



Разделение сигнала и фона (2012)



Разделение сигнала и фона (2017)

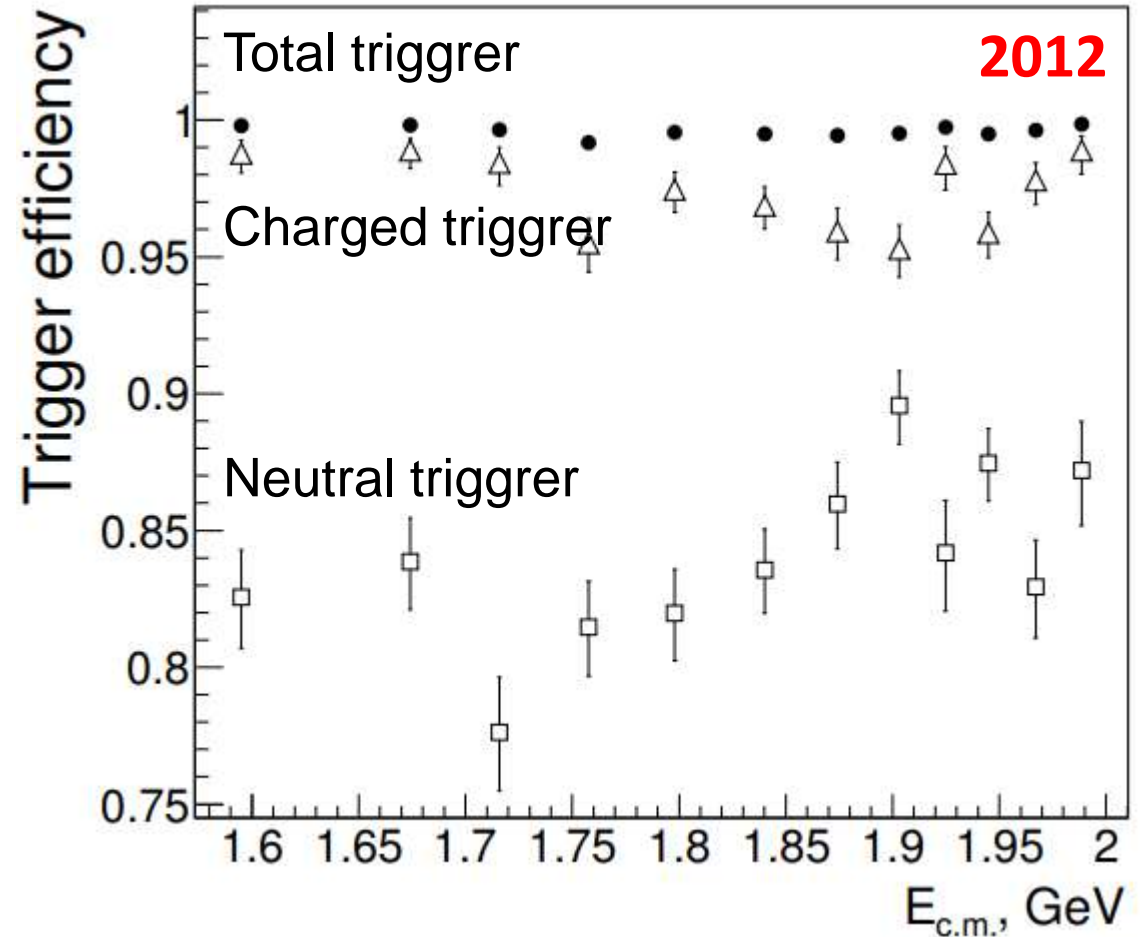


Эффективность триггера

- В моделировании триггер считается всегда сработавшим, поэтому его реальная эффективность оценивалась по данным
- $N_{NT/CT}$ – число событий, в которых сработал *только* нейтральный/заряженный триггер
- $N_{NT\&CT}$ – число событий, в которых сработали *оба* триггера

$$\varepsilon_{NT} = \frac{N_{NT\&CT}}{N_{NT\&CT} + N_{CT}}, \varepsilon_{CT} = \frac{N_{NT\&CT}}{N_{NT\&CT} + N_{NT}}$$

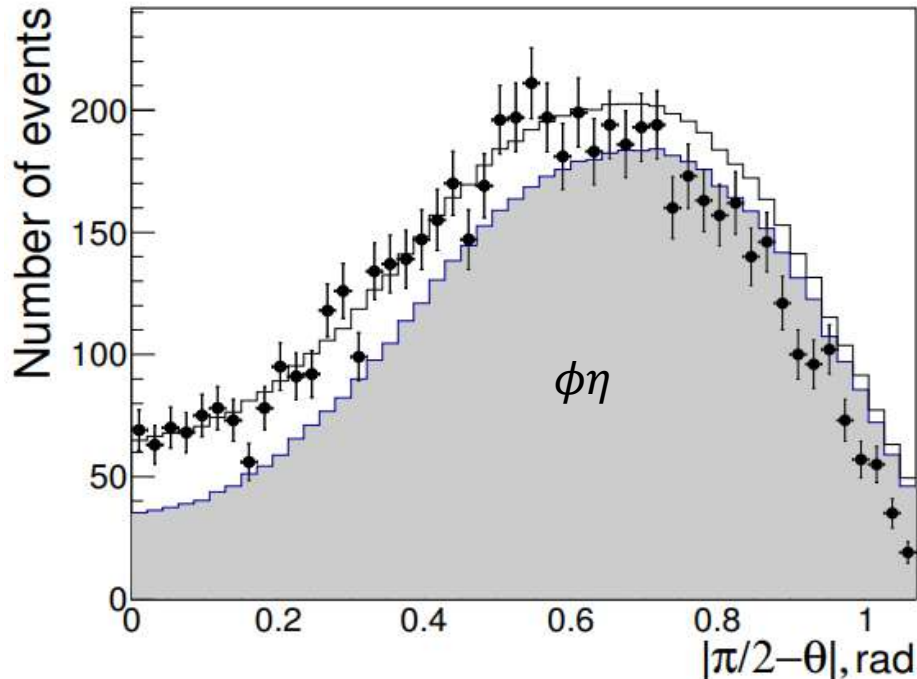
$$\varepsilon_{\text{trig}} = 1 - (1 - \varepsilon_{NT})(1 - \varepsilon_{CT})$$



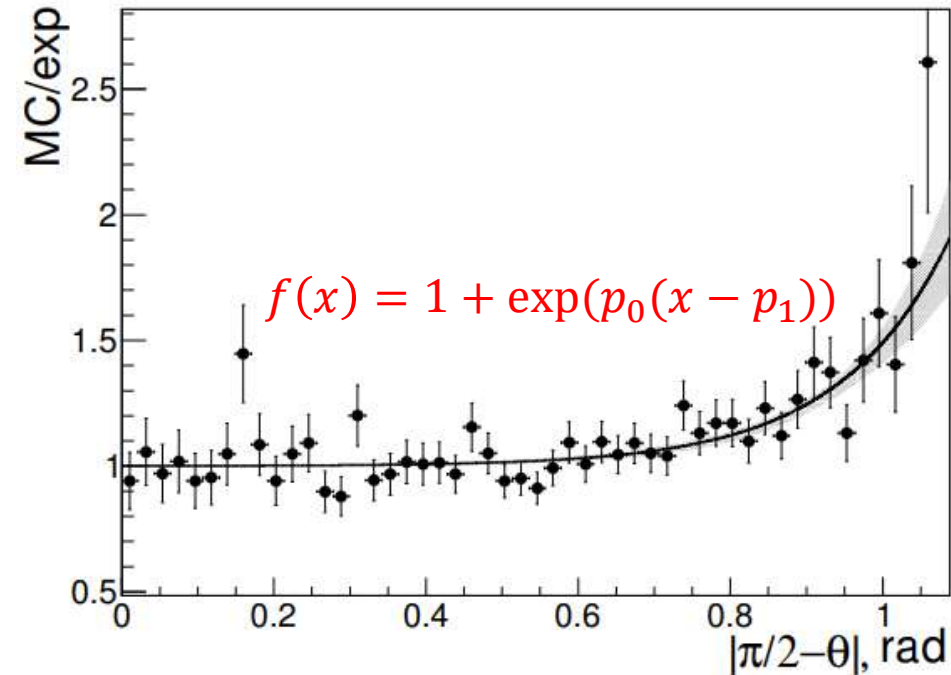
Поправки к эффективности реконструкции треков

- В области полярных углов $1.0 < \theta < \pi - 1.0$ эффективность регистрации треков каонов в моделировании и эксперименте согласуется с точностью 1% (проверено в анализах процессов $e^+e^- \rightarrow K^+K^-, K^+K^-\pi^+\pi^-$)
- Отбираем события, в которых один каон летит в «хорошую» область $1.1 < \theta < \pi - 1.1$, а второй – куда угодно
- Выбираем события под сигнальным пиком $-40 \text{ МэВ} < \Delta E < 20 \text{ МэВ}$ (т.к. кинематика сигнального процесса моделируется надежно)

Угловой спектр второго каона (полное моделирование нормировано на эксперимент в диапазоне $|\frac{\pi}{2} - \theta| < 0.5$):



Поправка $(1 + \delta)_{\text{eff}}^K$ получается путем аппроксимации отношения спектров в полном моделировании и в эксперименте:



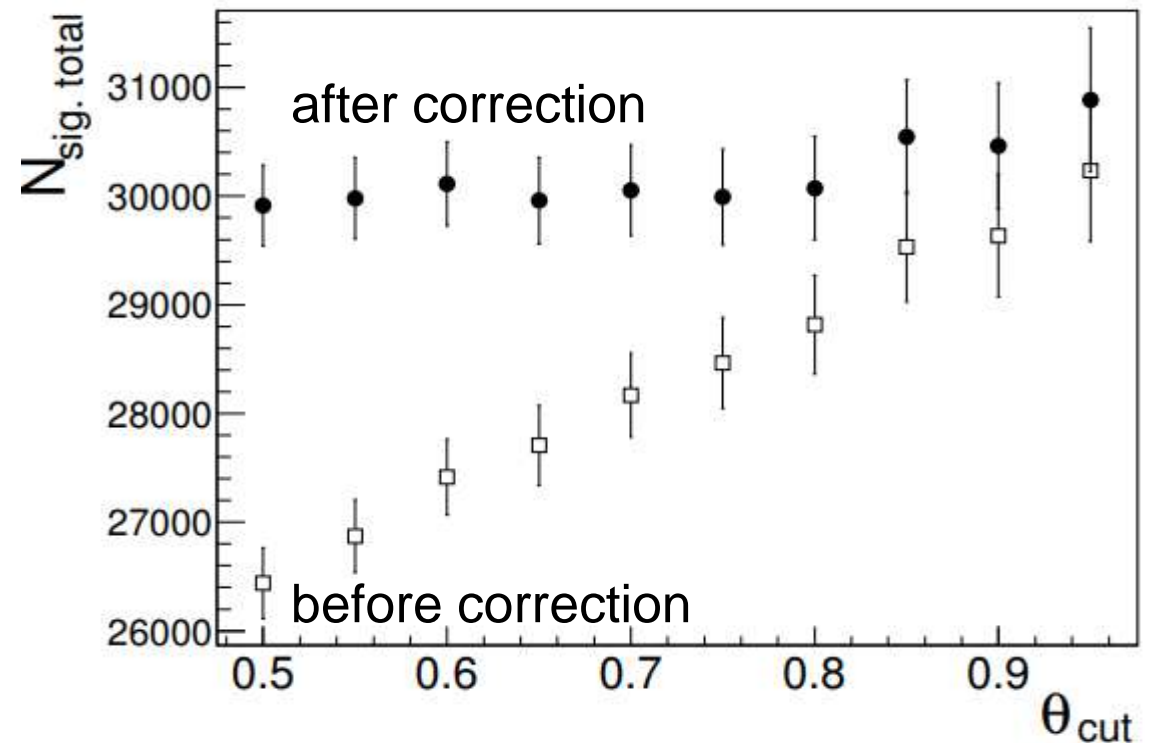
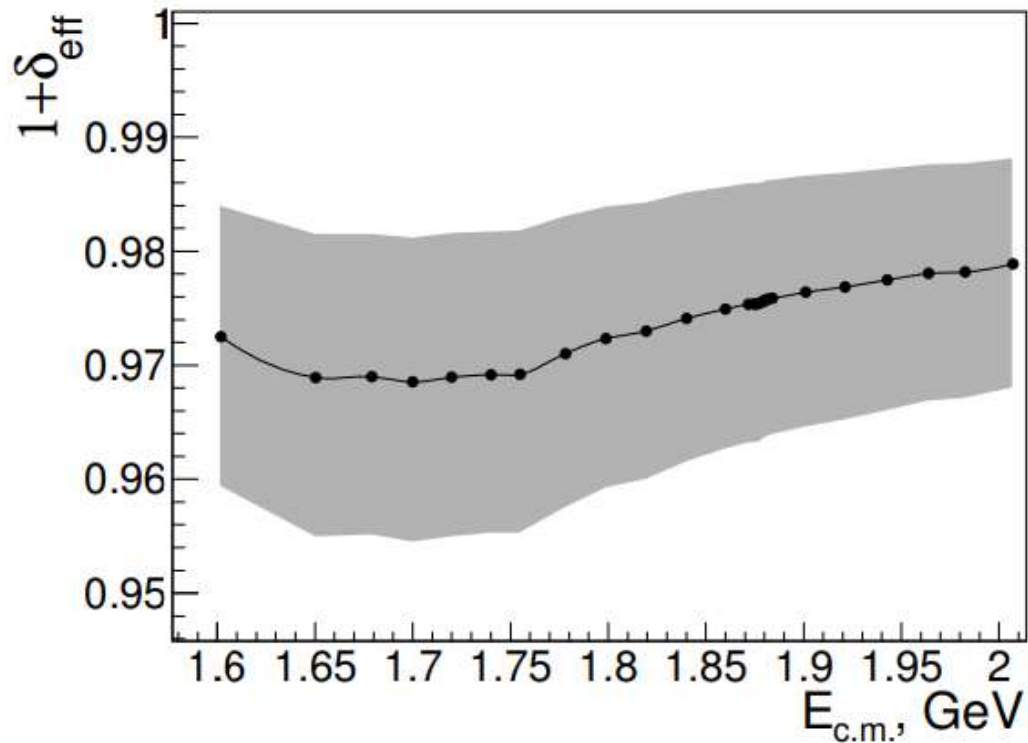
Поправки к эффективности реконструкции треков

- Поправка к эффективности отбора $K^+K^-\eta$ вычисляется как свертка поправки к эффективности для каонов с угловыми распределениями реконструированных каонов в моделировании:

$$(1 + \delta_{\text{eff}}) = \frac{1}{N_{\text{sim.rec.}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{sim.rec.}}} \frac{1}{(1 + \delta_{\text{eff}}^K(\theta_{K^-})) \cdot (1 + \delta_{\text{eff}}^K(\theta_{K^+}))}$$

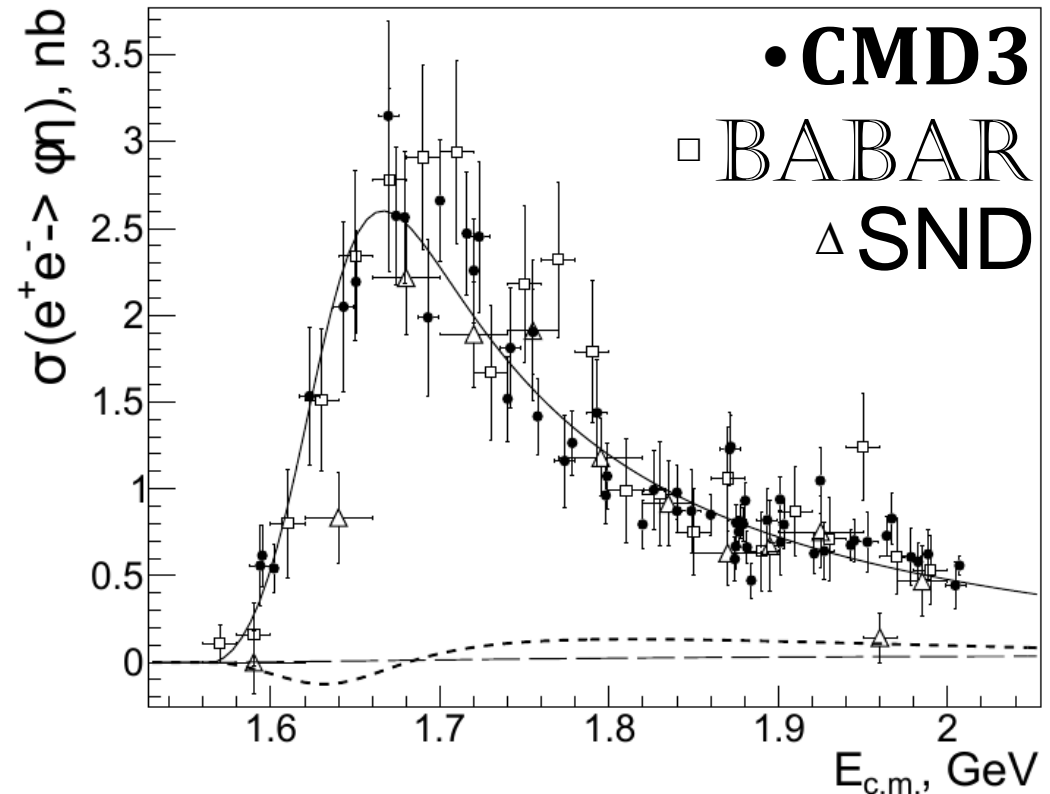
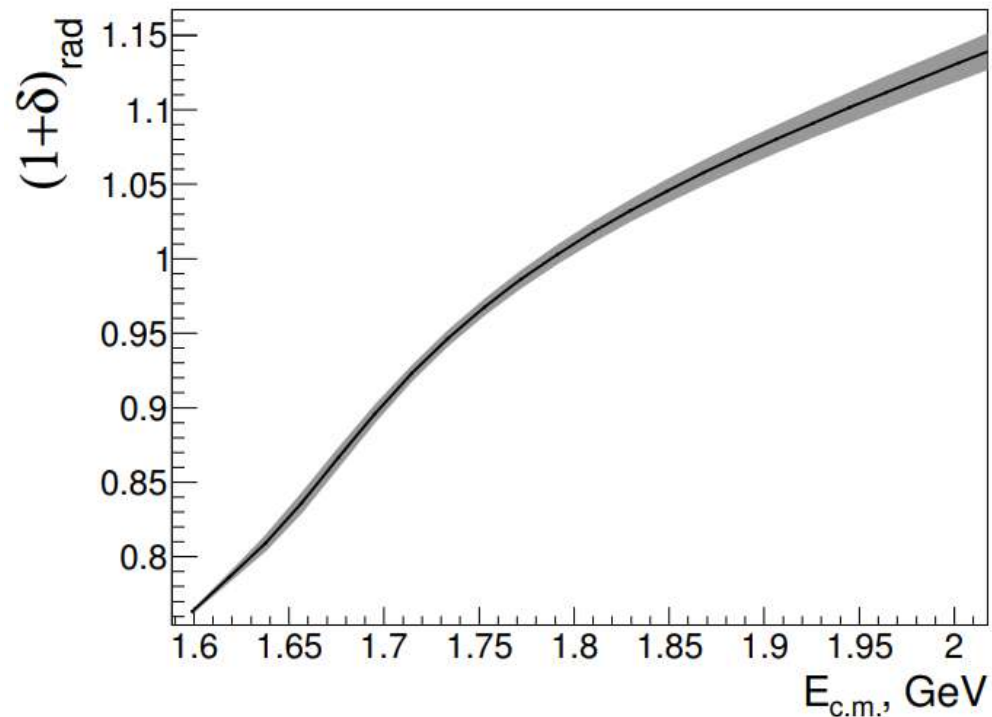
- Применение поправки делает оценку полного числа рожденных сигнальных событий не зависящей от отбора по θ :

$$N_{\text{sig.tot}} = \sum_{i=1}^{N_{\text{en.points}}} \frac{N_{\text{sig.events}}^i}{\varepsilon^i}$$



Вычисление и аппроксимация сечения

- Поправленная эффективность регистрации: $\varepsilon = \varepsilon_{\text{MC}}(1 + \delta_{\text{eff}})\varepsilon_{\text{trig}}$
- Сечение вычисляется по формуле: $\sigma_{\text{Born}} = \frac{\sigma_{\text{vis}}}{1 + \delta_{\text{rad}}} = \frac{N_{\text{sig.events}}}{L\varepsilon(1 + \delta_{\text{rad}})\mathcal{B}_{K^+K^-}^{\phi}}$
- Радиационные поправки вычисляются итерациями, на первой итерации используется сечение BaBar $1 + \delta_{\text{rad}} = \int_0^1 dx F(x, E_{\text{c.m.}}) \frac{\sigma_{\text{Born}}(E_{\text{c.m.}}\sqrt{1-x})}{\sigma_{\text{Born}}(E_{\text{c.m.}})}$



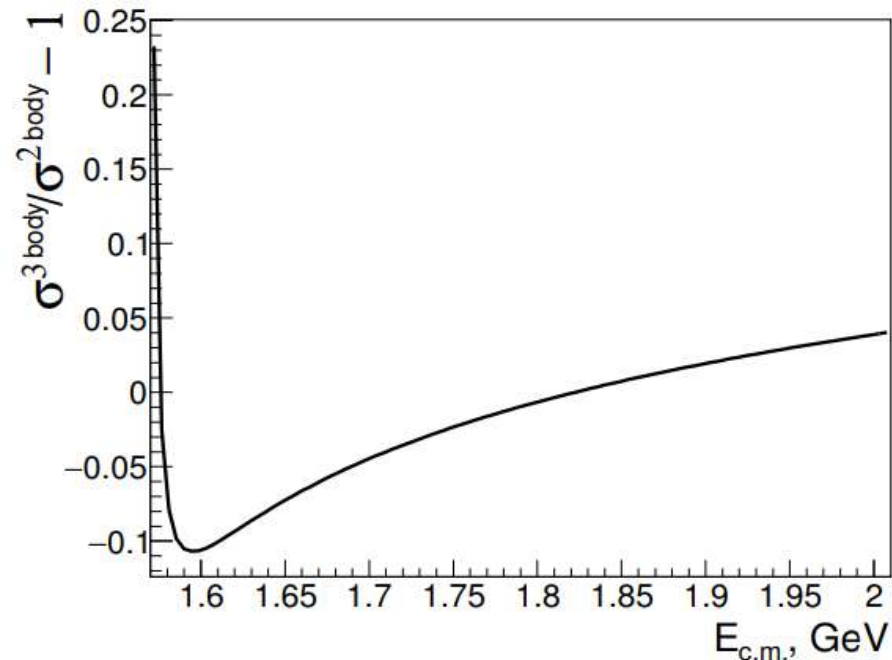
Аппроксимация сечения

- Для фита сечения можно использовать квазидвухчастичную или трехчастичную формулы:

$$\sigma_{\phi\eta}(s) = 12\pi \frac{|\vec{p}_\phi(\sqrt{s})|^3}{s^{3/2}} \left| \frac{a_{\text{n.r.}} e^{i\Psi_{\text{n.r.}}}}{s} + \sqrt{\frac{(\Gamma_{ee}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}) \Gamma_{\phi'} m_{\phi'}^3}{|\vec{p}_\phi(m_{\phi'})|^3}} D_{\phi'}(s) \right|^2$$

$$\sigma_{\phi\eta}(s) = \frac{27\Gamma_{\phi} m_{\phi}^2}{\pi^2 |\vec{p}_K(m_{\phi})|^3 s} F(s) \left| \frac{a_{\text{n.r.}} e^{i\Psi_{\text{n.r.}}}}{s} + \sqrt{\frac{(\Gamma_{ee}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}) \Gamma_{\phi'} m_{\phi'}^3}{|\vec{p}_\phi(m_{\phi'})|^3}} D_{\phi'}(s) \right|^2,$$

$$F(s) = \int |\vec{p}_{K^+} \times \vec{p}_{K^-}|^2 \sin^2(\theta_{\text{normal}}) |D_{\phi}(p_{\phi}^2)|^2 d\Phi_{K^+K^-\eta}(\sqrt{s}),$$



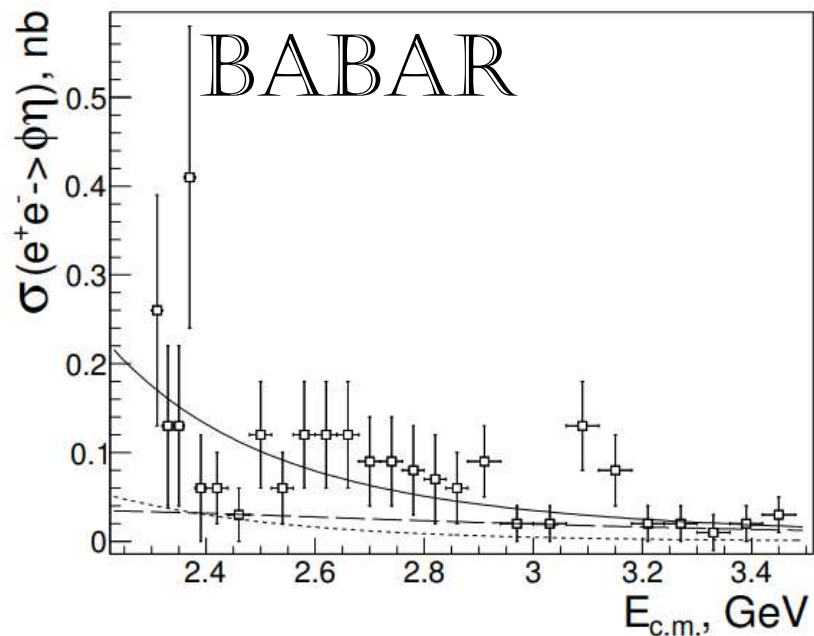
- Различие между ними сравнимо с систематической ошибкой измерения сечения (5%), поэтому мы используем трехчастичную формулу
- Зависимость ширины ϕ' (1680) от квадрата четырех-импульса учитывается как

$$\Gamma_{\phi'}(s) = \Gamma_{\phi'} \left[\mathcal{B}_{K^*(892)K}^{\phi'} \frac{\mathcal{P}_{K^*(892)K}(s)}{\mathcal{P}_{K^*(892)K}(m_{\phi'}^2)} + \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'} \frac{\mathcal{P}_{\phi\eta}(s)}{\mathcal{P}_{\phi\eta}(m_{\phi'}^2)} + \mathcal{B}_{\phi\sigma}^{\phi'} \frac{\mathcal{P}_{\phi\sigma}(s)}{\mathcal{P}_{\phi\sigma}(m_{\phi'}^2)} \right]$$

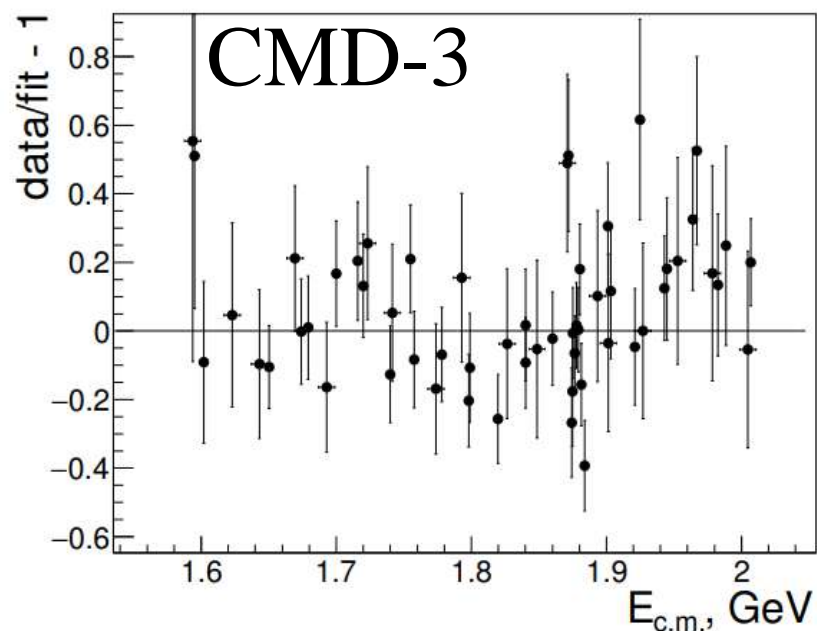
$$\mathcal{B}_{K^*(892)K}^{\phi'} = 0.7, \quad \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'} = 0.2, \quad \mathcal{B}_{\phi\sigma}^{\phi'} = 0.1$$

Аппроксимация сечения

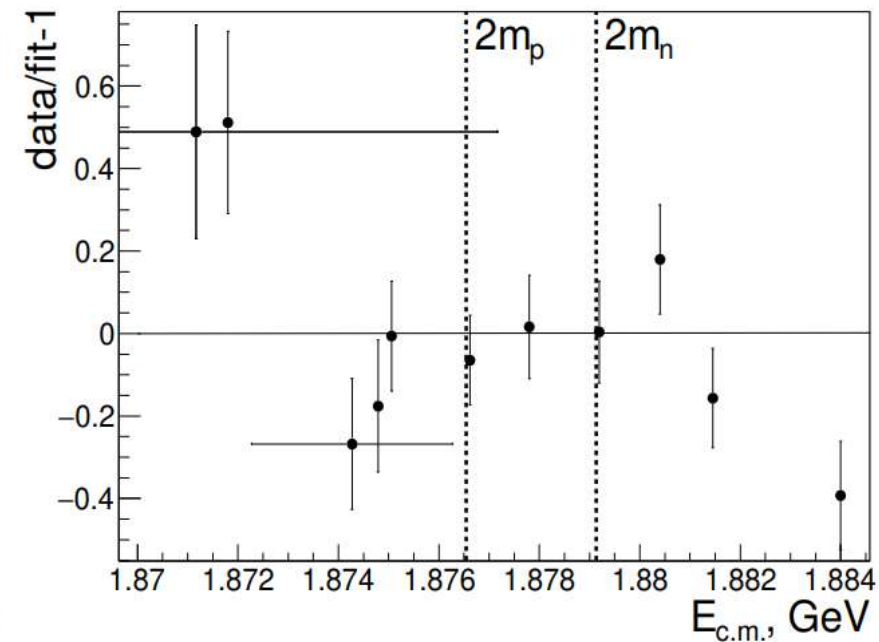
Для фиксации асимптотики сечения мы вынуждены использовать в фите данные BaBar при $\sqrt{s} > 2.3$ ГэВ



Есть намек на волнообразное отклонение данных от фита при $\sqrt{s} \sim 1.9$ ГэВ. Возможно, оно связано с неопределенностью бранчингов мод распада $\phi'(1680)$



Скачкообразного изменения сечения на пороге рождения пары нуклон-антинуклон не наблюдается



Аппроксимация сечения

CMD-3

BABAR

Параметризация через	$\Gamma_{ee}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$	$\mathcal{B}_{e^+e^-}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$
Параметр	Значение	
$\chi^2/\text{n.d.f}$	93,8/79 \approx 1,19	
$\Gamma_{ee}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$, эВ	$94 \pm 13_{\text{stat}} \pm 15_{\text{syst}}$	–
$\mathcal{B}_{e^+e^-}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$, 10^{-6}	–	$0,53 \pm 0,06_{\text{stat}} \pm 0,09_{\text{syst}}$
$m_{\phi'}$, МэВ	$1667 \pm 5_{\text{stat}} \pm 11_{\text{syst}}$	
$\Gamma_{\phi'}$, МэВ	$176 \pm 23_{\text{stat}} \pm 38_{\text{syst}}$	
$a_{\text{n.r.}}$, МэВ	$1,1 \pm 0,6_{\text{stat}}$	
$\Psi_{\text{n.r.}}$	$0,14 \pm 0,67_{\text{stat}}$	

	$\frac{\chi^2}{\text{n.d.f.}} = \frac{184.9}{160-16} = 1.28$	
R with $I = 0$	ϕ'	ϕ''
$\Gamma_{ee}^R \mathcal{B}_{KK^*(892)}^R$ (eV)	367 ± 47	–
$\Gamma_{ee}^R \mathcal{B}_{\phi\eta}^R$ (eV)	154 ± 32	1.7 ± 0.8
$1 - \mathcal{B}_{KK^*(892)}^R - \mathcal{B}_{\phi\eta}^R$	0.33 ± 0.14	–
M_R (MeV)	1709 ± 19	2127 ± 24
Γ_R (MeV)	325 ± 68	60 ± 50
$\sigma_{KK^*(892)}^{\text{bkg}}(M_{\phi'}^2)$ (nb)	0.8 ± 0.3	–
$\sigma_{\phi\eta}^{\text{bkg}}(M_{\phi'}^2)$ (nb)	$(4.7 \pm 1.4) \times 10^{-3}$	

Систематические неопределенности измерения сечения

- Мы оцениваем систематическую неопределенность, относящуюся к определенному критерию отбора, как относительную вариацию величины $N_{\text{sig.tot.}}$ при вариации (или включении/выключении) этого отбора
- Пределы варьирования отбора выбираются как можно более широкими при соблюдении двух условий: 1) отбор не подавляет значительную (>5%) долю сигнала; 2) форма фона по-прежнему разумно описывается суммарным вкладом конечных состояний $K^+K^-\pi^0\pi^0$ и $K^+K^-\pi^+\pi^-$
- Условия отбра по ρ_{PCA} , z_{PCA} , p_{\perp} и $dE/dx_{\text{DC}} < dE/dx_{\text{DC,protons}}$ для положительно заряженных частиц, применяемые на этапе отбора “хороших” треков, дают систематику 1.0, 0.5, 0.3 и 0.4%, соответственно. Эти значения оцениваются путем включения/выключения соответствующих отборов.
- Ограничение на $L_{2\text{K}}$, используемое для отбора каонов, варьировалось в пределах от -0.6 до -0.1 . Соответствующая систематика равна 0.8%.
- Ограничение на $m_{\text{inv},2\text{K}}$, использованное для отбора событий из области ϕ -мезона, варьировалось в пределах от 1050 до 1100 МэВ. Соответствующая неопределенность составляет 0.7%.
- Нижний предел распределения ΔE варьировался в пределах от -180 до -100 МэВ. Соответствующая неопределенность составляет 1%.
- Верхний предел распределения ΔE варьировался в пределах от 50 до 150 МэВ. Соответствующая неопределенность составляет 1%.
- Положение сигнального пика может быть фиксированным из моделирования ($\delta x \equiv 0$) или быть свободным параметром фита распределения ΔE в эксперименте. Связанная с этим систематическая неопределенность составляет 2%.
- Ширина сигнального пика может быть фиксирована из моделирования ($\delta\sigma \equiv 0$) или быть свободным параметром фита, соответствующая неопределенность составляет 2.5%.
- Форма фона при аппроксимации распределения ΔE в эксперименте может быть принята линейной со свободными параметрами, либо её параметры могут быть фиксированы из аппроксимации моделирования фона. Систематическая неопределенность составляет 2.3%.
- Неопределенность эффективности регистрации одиночных каонов оценивается в 1%, для пары каонов – 1.5%. Неопределенность поправки к эффективности отбора $K^+K^-\eta$, связанная с угловой зависимостью эффективности регистрации каонов (см. Раздел 1.2.3), оценивается в 1.5%.
- Систематическая ошибка измерения светимости равна 1% [25].
- Неопределенность бранчинга $\mathcal{B}_{K^+K^-}^{\phi}$ составляет $\sim 1\%$.

Систематические неопределенности измерения сечения

Источник	Значение, %
Отбор событий	1.6
Разделение сигнала и фона	4.1
Поправка к эффективности	2.1
Светимость	1
$\mathcal{B}_{K^+K^-}^\phi$	1
Итог	5.1

Систематические неопределенности параметров ϕ' (1680)

- Систематическая неопределенность измерения сечения в 5.1% вызывает аналогичную неопределенность в параметрах $\Gamma_{ee}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$ и $\mathcal{B}_{e^+e^-}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$.
- Неопределенность бранчингов мод распада ϕ' обуславливает неопределенность формы пика ϕ' в сечении. Согласно [33] относительные неопределенности $\mathcal{B}_{K^*(892)K}^{\phi'}$, $\mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$ и $\mathcal{B}_{\phi\sigma}^{\phi'}$ могут быть оценены в 15%, 30% и 15%, соответственно. Вариация бранчингов в пределах этих неопределенностей с ограничением $\mathcal{B}_{K^*(892)K}^{\phi'} + \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'} + \mathcal{B}_{\phi\sigma}^{\phi'} \equiv 1$ приводит к неопределенности в 3 эВ для $\Gamma_{ee}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$, 4 МэВ для $m_{\phi'}$ и 13 МэВ для $\Gamma_{\phi'}$.
- Вклад от неопределенности формы нерезонансной амплитуды изучался путем аппроксимации сечения с различными нерезонансными амплитудами: 0 , $a_{\text{n.r.}}$, $a_{\text{n.r.}}/s^{3/2}$, $a_{\text{n.r.}}/s$, $a_{\text{n.r.}}/\sqrt{s}$, $a_{\text{n.r.}} \cdot \sqrt{s}$, $a_{\text{n.r.}} \cdot s$, где $a_{\text{n.r.}}$ есть константа. Получающиеся неопределенности параметров ϕ' составляют 14 эВ для $\Gamma_{ee}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$, 10 МэВ для $m_{\phi'}$ и 36 МэВ для $\Gamma_{\phi'}$.

Вклад в $(g - 2)_\mu$

$$a_\mu^{\phi\eta}(E < E_{\max}) = \left(\frac{\alpha m_\mu}{3\pi}\right)^2 \int_{E_{\min}^2}^{E_{\max}^2} \frac{ds}{s^2} K(s) \cdot \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \phi\eta) |1 - \Pi(s)|^2}{\sigma_0(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

CMD-3

$$a_\mu^{\phi\eta}(E < 1.8 \text{ GeV}) = (32.1 \pm 1.5_{\text{stat}} \pm 1.6_{\text{syst}}) \times 10^{-12}$$

$$a_\mu^{\phi\eta}(E < 2.0 \text{ GeV}) = (44.0 \pm 1.5_{\text{stat}} \pm 2.2_{\text{syst}}) \times 10^{-12}$$

BABAR

$$a_\mu^{\phi\eta}(E < 1.8 \text{ GeV}) = (36 \pm 2_{\text{stat}} \pm 2_{\text{syst}}) \times 10^{-12}$$

$$a_\mu^{\phi\eta}(E < 2.0 \text{ GeV}) = (46 \pm 3_{\text{tot}}) \times 10^{-12}$$

Заключение по части 1

- Процесс $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ изучен с детектором КМД-3 на основе 59.5 пб^{-1} данных, набранных в 2011, 2012 и 2017 годах
- Наблюдается вклад только промежуточного механизма $\phi\eta \rightarrow K^+K^-\eta$
- Измерено сечение $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$, из его аппроксимации определены параметры $\phi'(1680)$
- Уточнен вклад $\phi\eta$ в $(g - 2)_\mu$

Часть 2:

Идентификация заряженных частиц
с жидкоксенонным калориметром
детектора КМД-3

LXe-калориметр детектора КМД-3

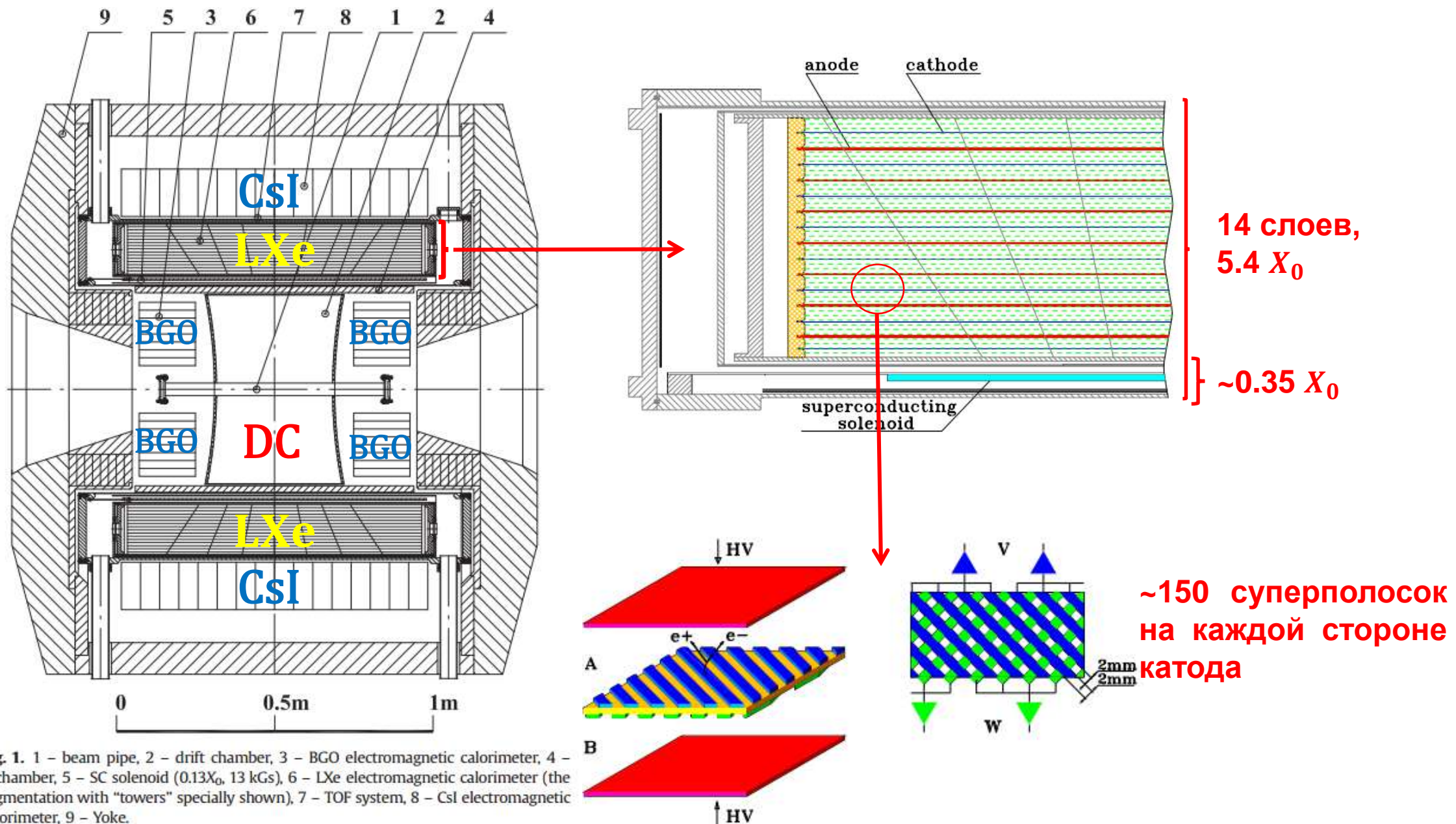
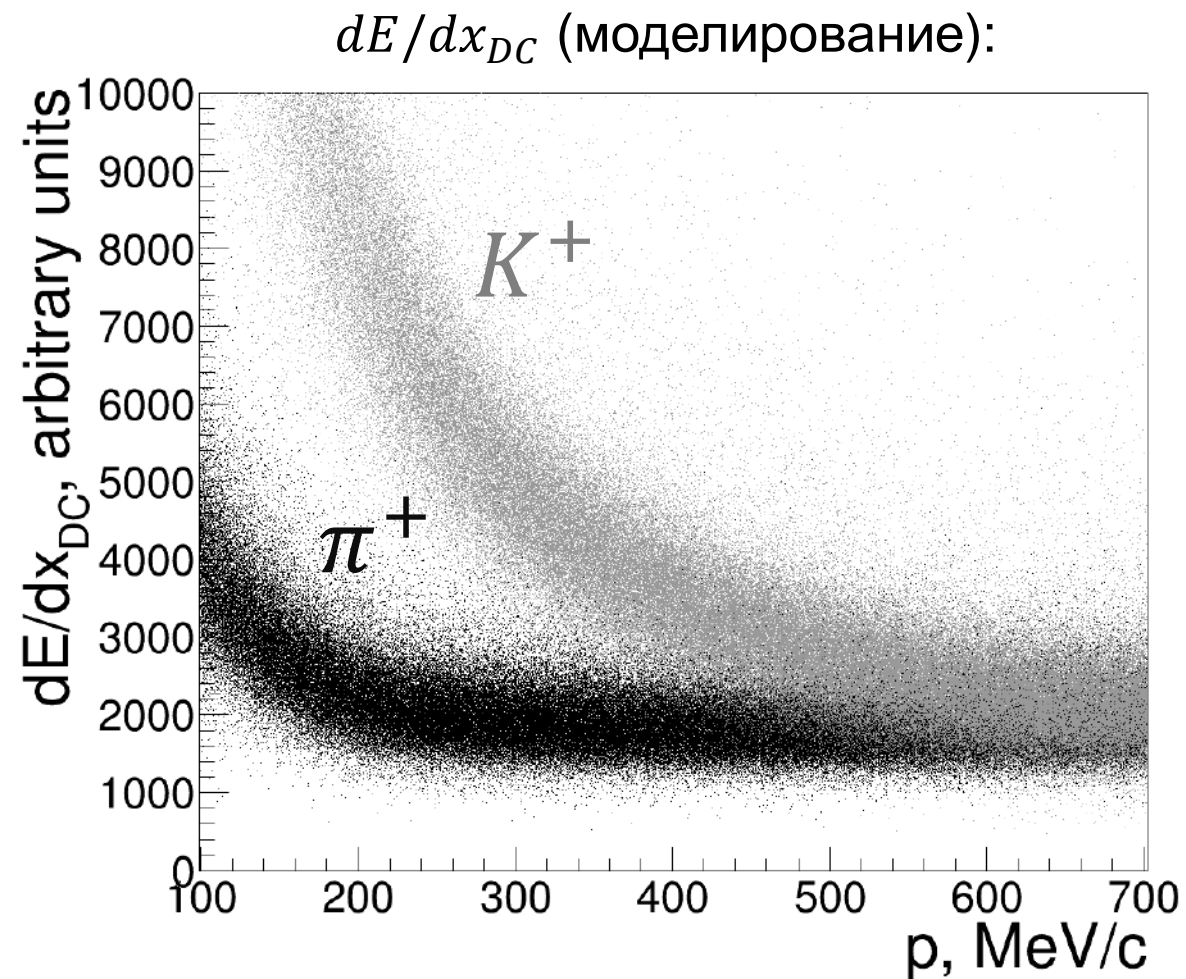


Fig. 1. 1 – beam pipe, 2 – drift chamber, 3 – BGO electromagnetic calorimeter, 4 – Z-chamber, 5 – SC solenoid ($0.13X_0$, 13 kGs), 6 – LXe electromagnetic calorimeter (the segmentation with “towers” specially shown), 7 – TOF system, 8 – CsI electromagnetic calorimeter, 9 – Yoke.

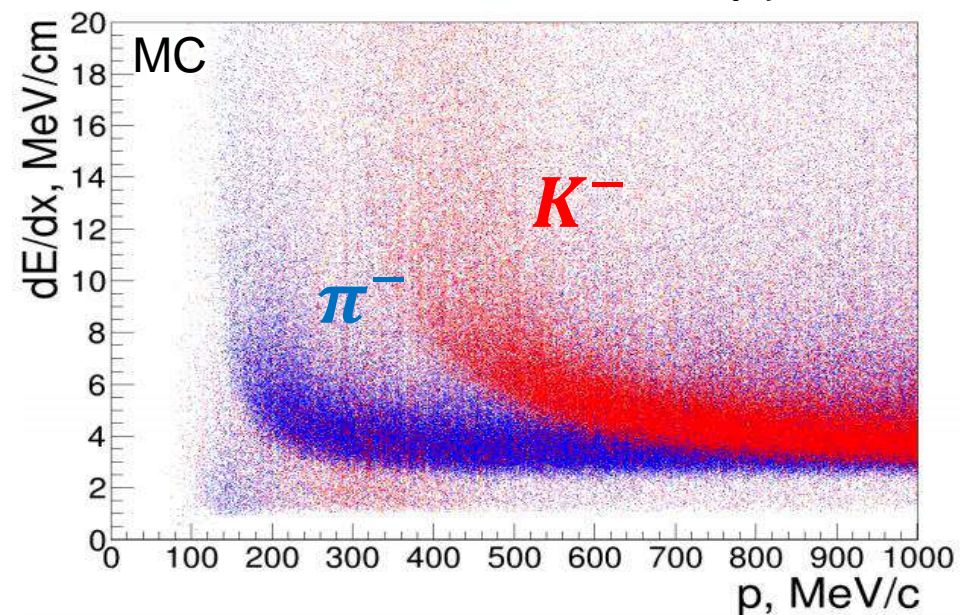
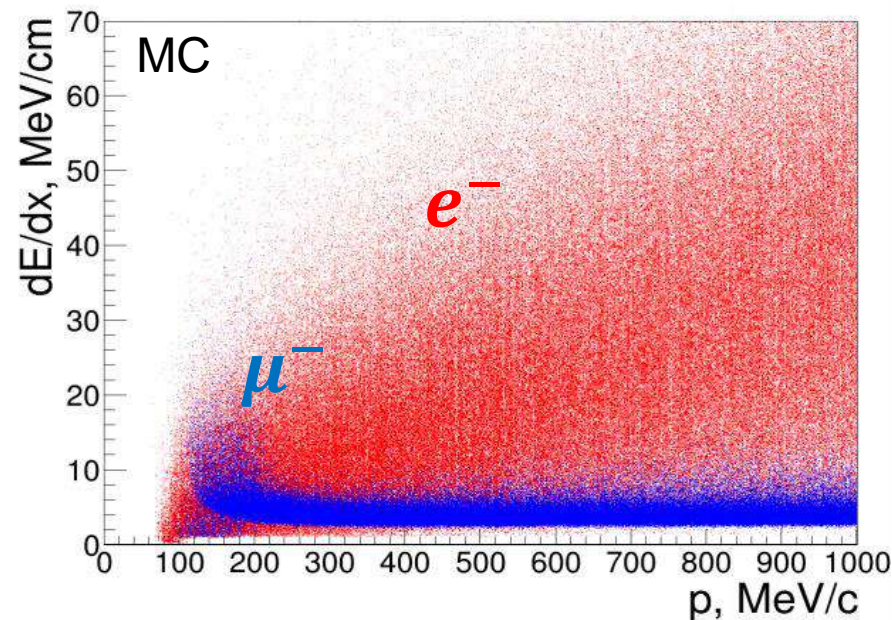
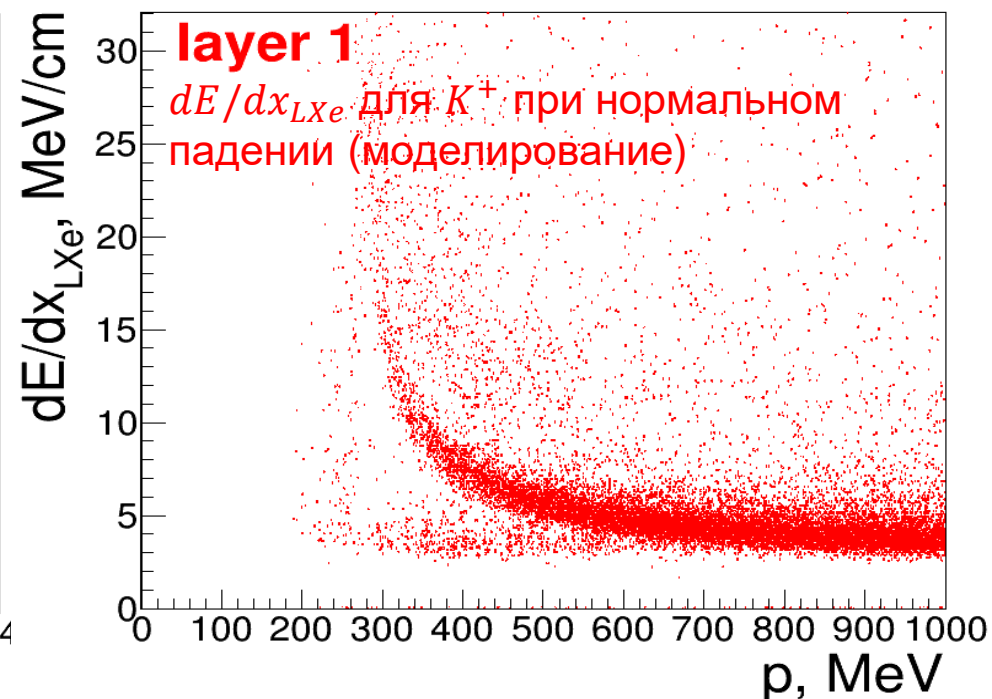
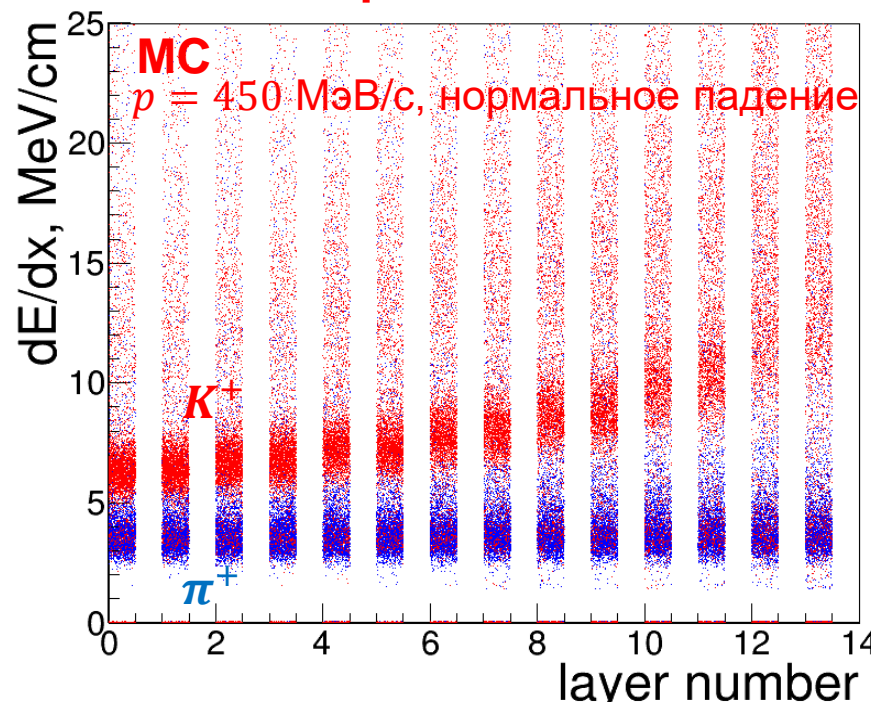
Мотивация

- Заряженные K^\pm и π^\pm на КМД-3 разделяются по dE/dx_{DC}
- Разделение одиночных K^\pm и π^\pm по dE/dx_{DC} возможно лишь до $p < 550$ MeV/c
- Для изучения конечных состояний K^+K^- , $K^+K^-\pi^0$, $K^+K^-\pi^0\pi^0$ и др. при высоких энергиях полезна или даже необходима идентификация частиц с использованием dE/dx_{LXe} в нескольких слоях LXe



Общие замечания

- dE/dx_{LXe} в среднем возрастает от слоя к слою
- Перед LXe находится заметное количество «мертвого вещества» ($\sim 0.35 X_0$). Каждый тип частицы имеет определенный пороговый импульс влета в калориметр, зависящий от угла. Для каонов порог ~ 300 MeV/c при нормальном падении, ниже порога в калориметр попадают только продукты распада или ядерного взаимодействия
- dE/dx_{LXe} зависит от углов влета частицы в калориметр (меняется скорость торможения, вероятность ядерного взаимодействия, скорость развития ливня от слоя к слою)



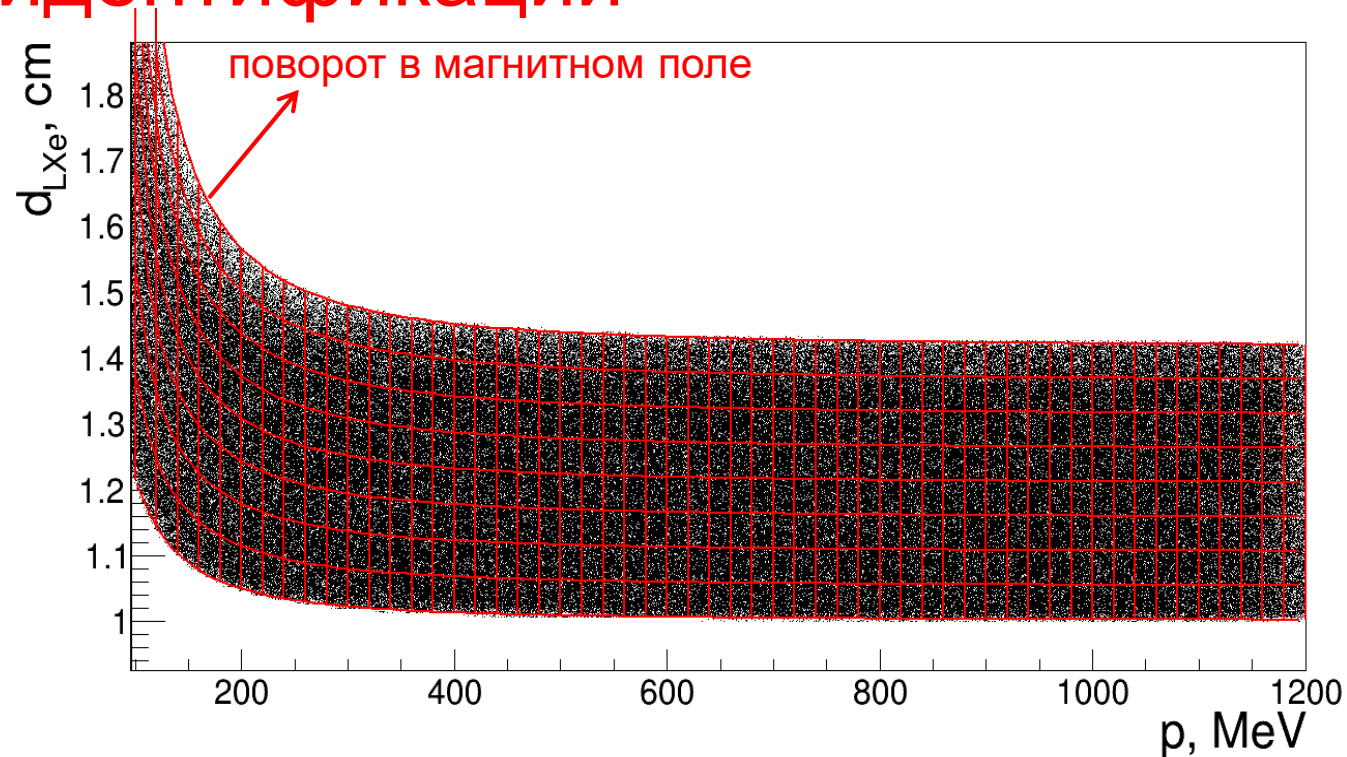
Процедура идентификации

- Для каждого трека в ДК считаются 6 откликов классификаторов BDT, натренированных на разделение определенных пар типов частиц в определенных диапазонах импульса Δp_i и ожидаемой (по экстраполяции трека из ДК) длины пролета частицы в слое LXe $\Delta d_{LXe,j}$:

$BDT(e^\pm, \mu^\pm)$, $BDT(e^\pm, \pi^\pm)$, $BDT(e^\pm, K^\pm)$,

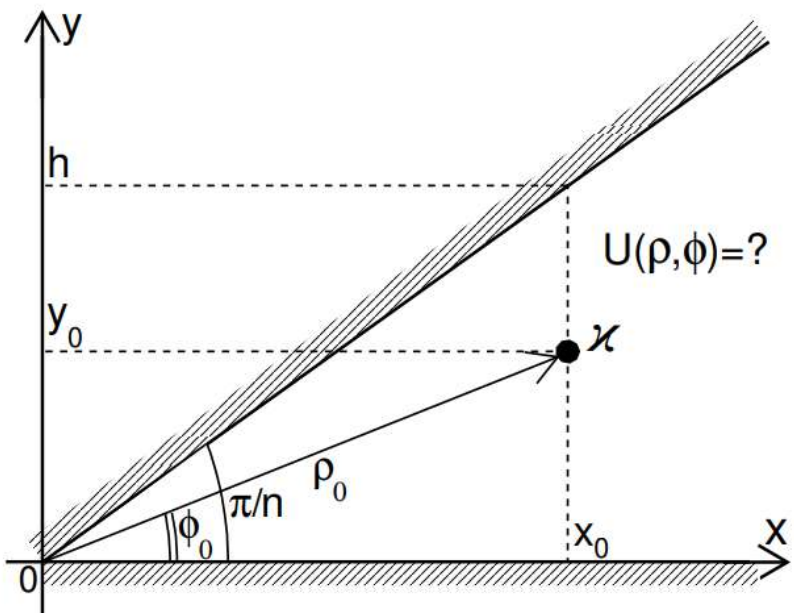
$BDT(\mu^\pm, \pi^\pm)$, $BDT(\mu^\pm, K^\pm)$, $BDT(\pi^\pm, K^\pm)$

- Входными переменными являются определенные линейные комбинации dE/dx_{LXe} в 12 слоях (внешний слой не используется из-за недолива ксенона)

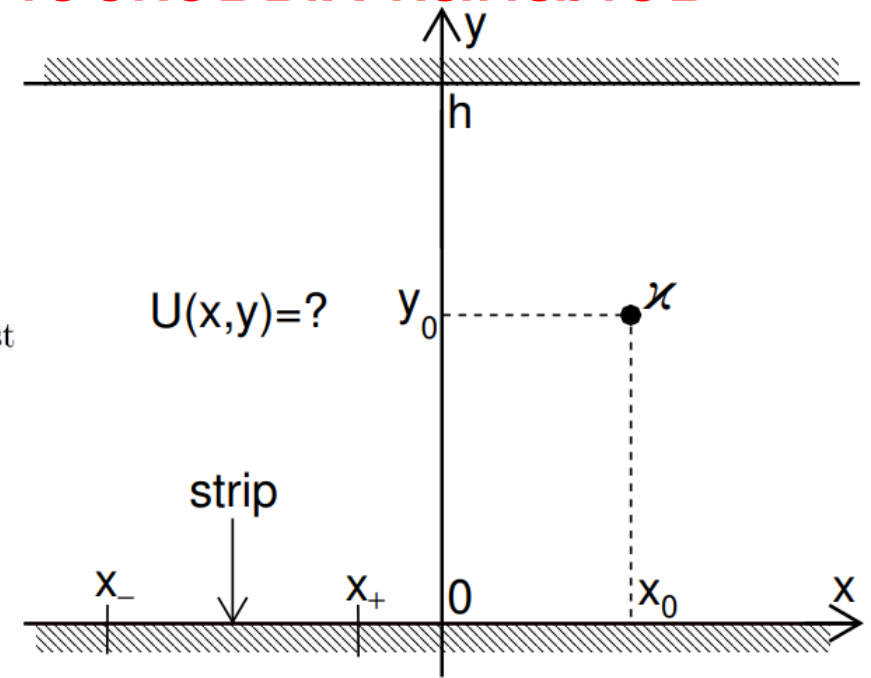


- Каждый классификатор тренируется на $\sim 150 \cdot 10^3$ смоделированных событиях. Всего используется 55 диапазонов по импульсу с шагом 20 МэВ/с (от 100 до 1200 МэВ/с) и 8 диапазонов по d_{LXe} , итого имеем $2 \times 6 \times 55 \times 8 = 5280$ классификаторов
- Помимо перечисленных выше классификаторов на основе событий со **всеми** разделяемыми типами частиц мы тренируем $2 \times 55 \times 8 = 880$ **мультиклассификаторов** BDT. Для каждого трека в ДК один мультиклассификатор вычисляет 4 отклика: **$BDT(e^\pm)$** (“электронность”), **$BDT(\mu^\pm)$** (“мюонность”), **$BDT(\pi^\pm)$** (“пионность”), **$BDT(K^\pm)$** (“каонность”), характеризующих степень схожести данной частицы с частицами соответствующего типа
- Для хорошего согласия спектров откликов BDT в эксперименте и моделировании необходима точная калибровка полосковых каналов, а также настройка их отклика в моделировании

Моделирование отклика полосковых каналов



$n \rightarrow \infty$ при $y_0, h - y_0 = \text{const}$



$$f(z) = -2\kappa \text{Ln}(z - z_0)$$

$$U(\rho, \varphi) = -2\kappa \ln \left| \frac{z^n - z_0^n}{z^n - \bar{z}_0^n} \right| = -\kappa \frac{(\rho/\rho_0)^{2n} - 2(\rho/\rho_0)^n \cos(n(\varphi - \varphi_0)) + 1}{(\rho/\rho_0)^{2n} - 2(\rho/\rho_0)^n \cos(n(\varphi + \varphi_0)) + 1}$$

$n \rightarrow \infty$ при $y_0, h - y_0 = \text{const}$

$$U(x, y) = -\kappa \ln \left(\frac{\text{ch}(\pi(x - x_0)/h) - \cos(\pi(y - y_0)/h)}{\text{ch}(\pi(x - x_0)/h) - \cos(\pi(y + y_0)/h)} \right)$$

$$q_{\text{strip}}(x_-, x_+, y_0) = \frac{\kappa}{\pi} (f(x_+ - x_0, y_0) - f(x_- - x_0, y_0)), \text{ где } f(x, y) = \text{arctg} \left(\frac{\exp(\pi x/h) - \cos(\pi y/h)}{\sin(\pi y/h)} \right)$$

Моделирование отклика полосковых каналов

- Ток в полоске от дрейфа элемента ионизации:

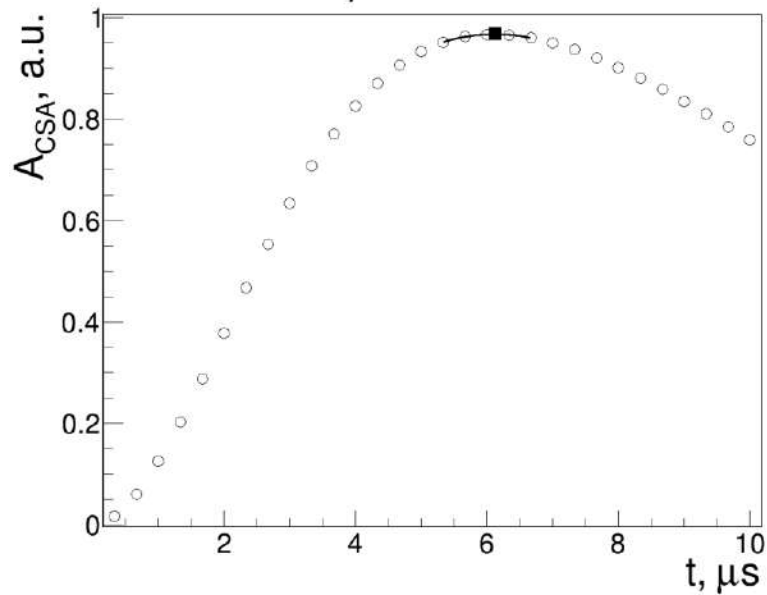
$$\delta I_{\text{strip}}(t) = \dot{q}_{\text{strip}} = \delta q \cdot v_d \cdot \exp(-v_d t / \lambda) \left(\frac{\partial f(x_+ - x_0, y)}{\partial y} - \frac{\partial f(x_- - x_0, y)}{\partial y} \right)$$

$$\frac{\partial f(x, y)}{\partial y} = \frac{1}{h} \frac{1 - \exp(\pi x / h) \cos(\pi y / h)}{\exp(2\pi x / h) - 2 \exp(\pi x / h) \cos(\pi y / h) + 1}$$

- Амплитуда полоски находится как максимум свертки токового сигнала с функцией отклика усилителя-формирователя:

$$A_{\text{out}}(t) = - \int_0^t I_{\text{strip}}(t') R(t - t') dt'$$

$$R(t) = \frac{t}{\tau} \exp(1 - t/\tau)$$



- Спектры dE/dx_{LXe} для минимально ионизирующих частиц существенно зависят от длины поглощения λ :

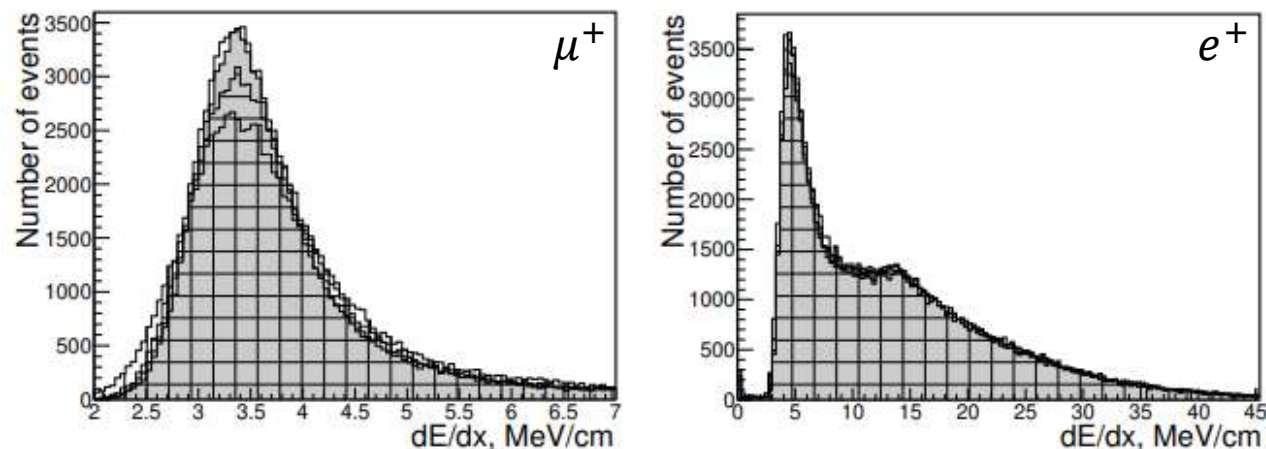


Рисунок 2.10 — Спектры dE/dx_{LXe} в 1-м слое LXe после калибровки среднего значения в моделировании с λ равным 100 мм (открытая гистограмма), 15 мм (серая гистограмма), 5 мм (горизонтальная штриховка) и 2 мм (вертикальная штриховка). Левая (правая) картинка соответствует моделированию μ^+ (e^+) с импульсом 1 ГэВ и равномерным распределением по телесному углу.

Калибровка полосковых каналов

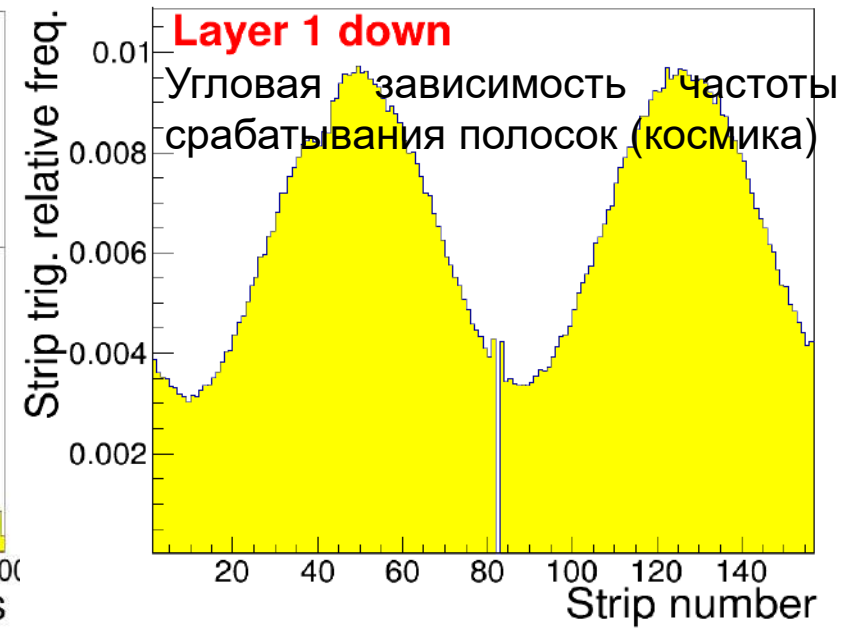
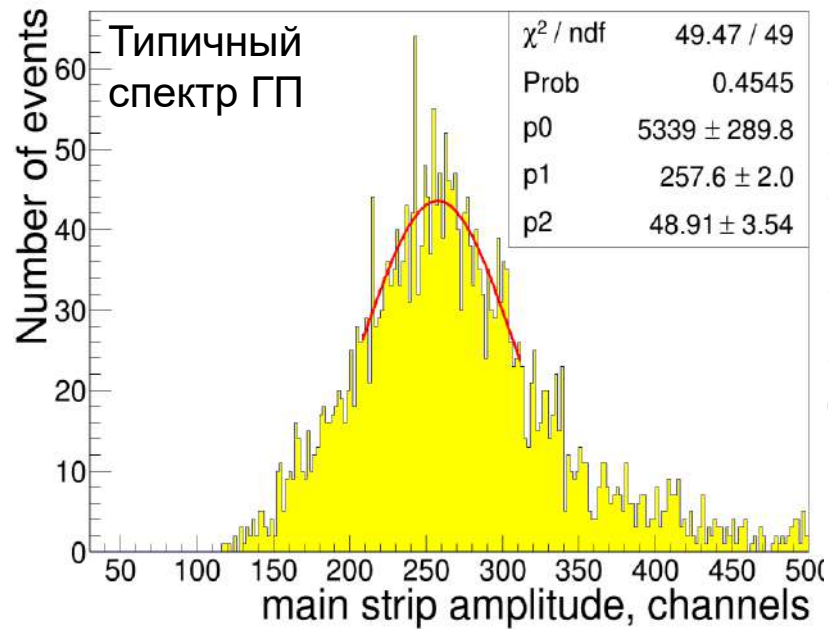
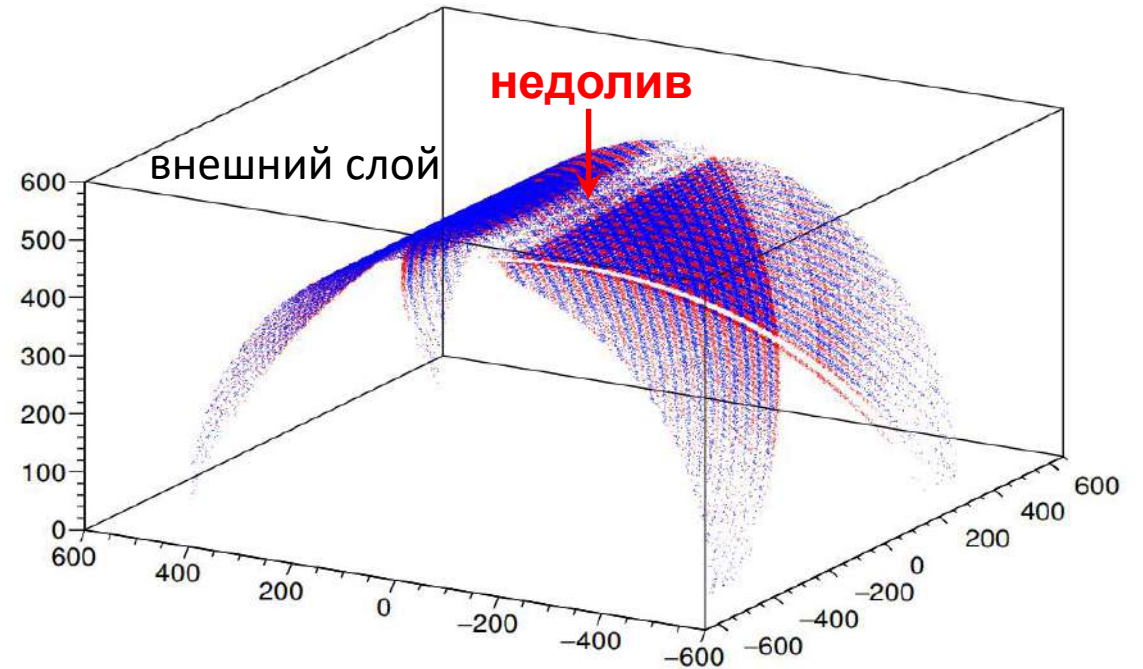
- Была разработана процедура калибровки полосок по **космическим мюонам**, включающая **три этапа**:

- 1) «Выравнивание полосок» в слое
- 2) «Выравнивание слоев»
- 3) Вычисление цены канала

Выравнивание полосок в слое

- Отбирается нецентральная космика с $p > 1 \text{ GeV}/c$, с двух концов ДК-трека пришиваются два LXe-трека, в кластерах которых отбираются главные полоски (полоски с макс. амплитудой)

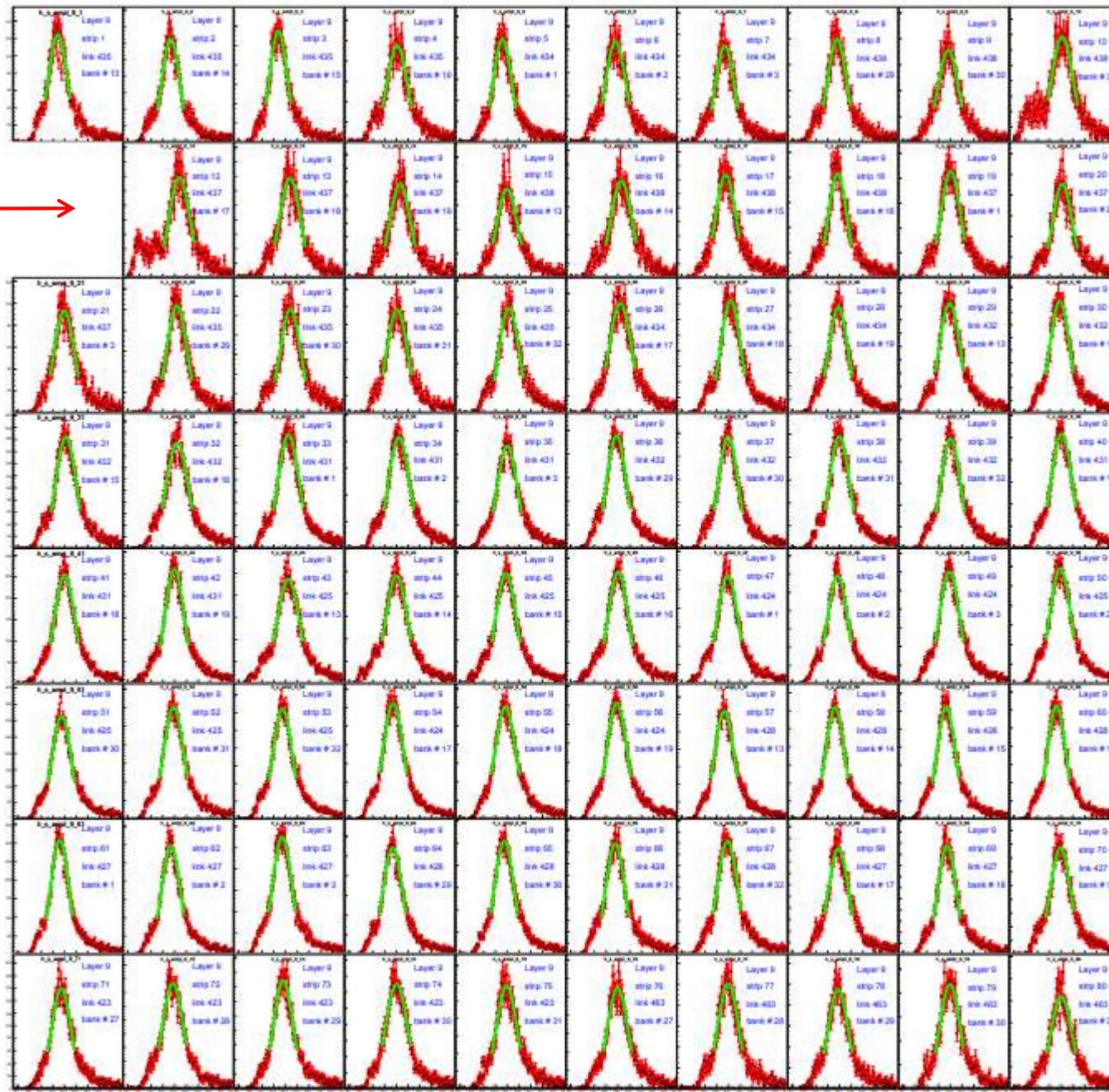
- Максимумы спектров амплитуд главных полосок (ГП), нормированных на длину пролета частицы в слое ($dE/dx_{LXe}^{main\ strip}$), калибровочным коэфф-том K_1 приводятся к среднему положению максимума на данном катоде



Выравнивание полосок в слое

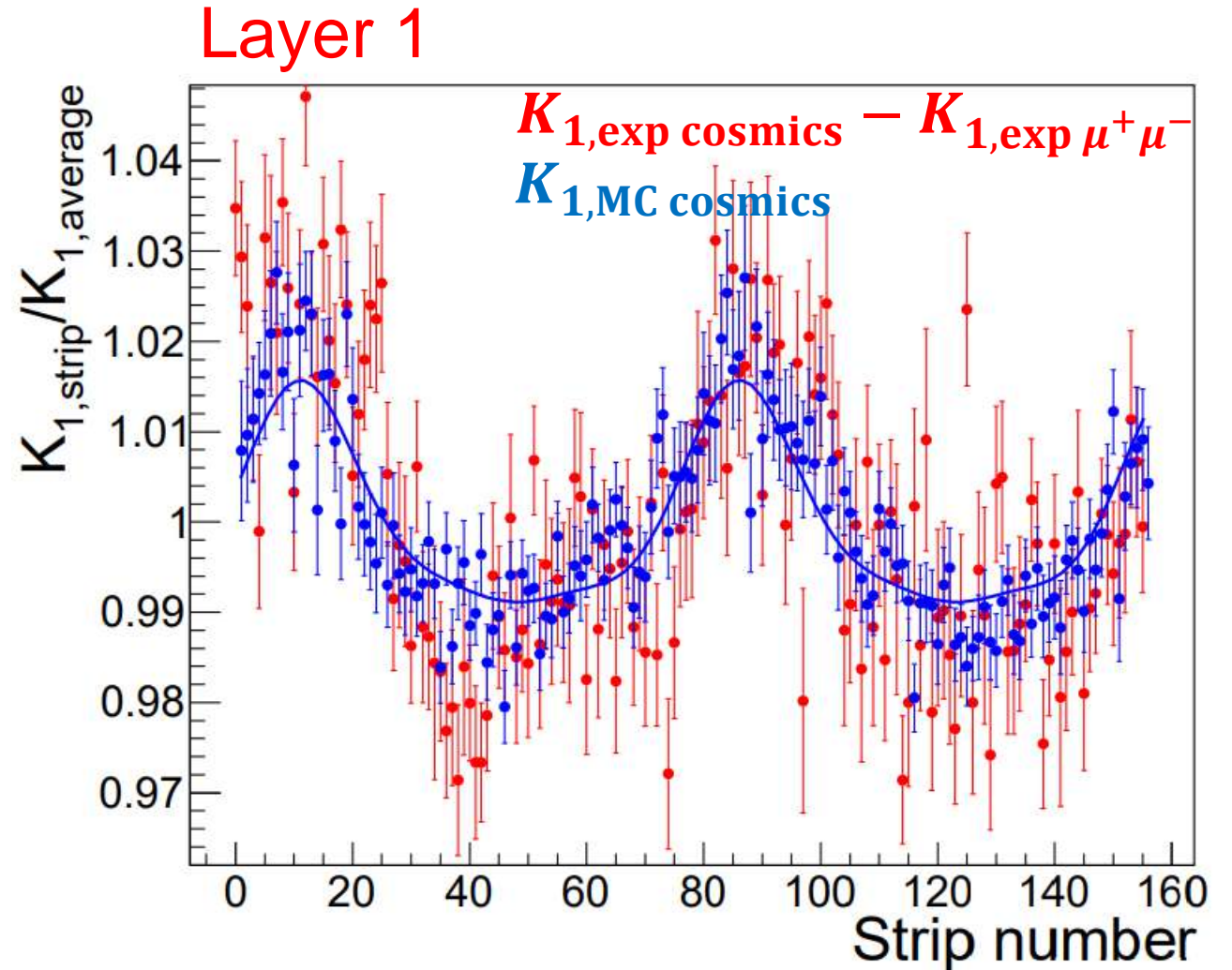
Спектры $dE/dx_{LXe}^{main\ strip}$.

«мертвый» канал \longrightarrow



Учет модуляции K_1 по азимутальному углу

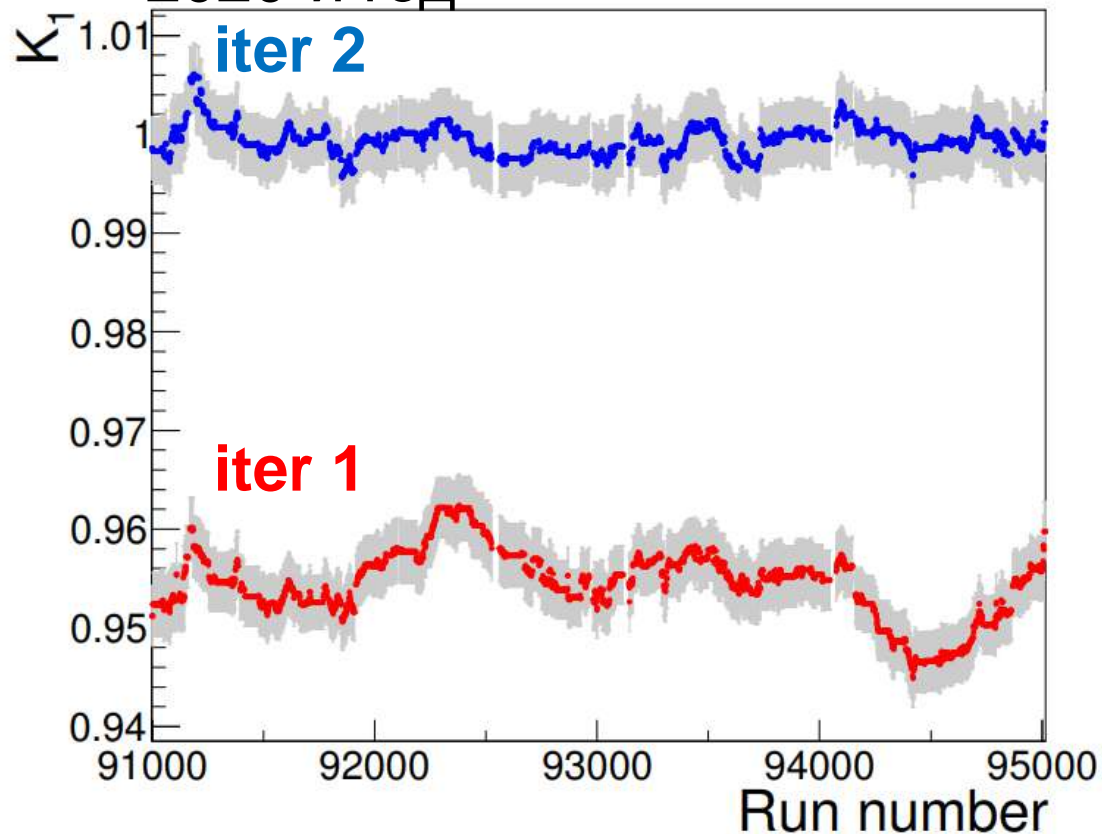
- На самом деле для космики не все полосы одинаковы, в моделировании наблюдается модуляция K_1 по $\varphi \pm 1\%$. Она связана с остаточной зависимостью спектра $dE/dx_{LXe}^{main\ strip}$ от наклона трека в слое
- Такая же модуляция наблюдается в эксперименте в разности коэффициентов K_1 , посчитанных по космике и по $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ (последний процесс, в отличие от космики, азимутально симметричен)
- Максимумы спектров ГП приводятся к этой модуляции



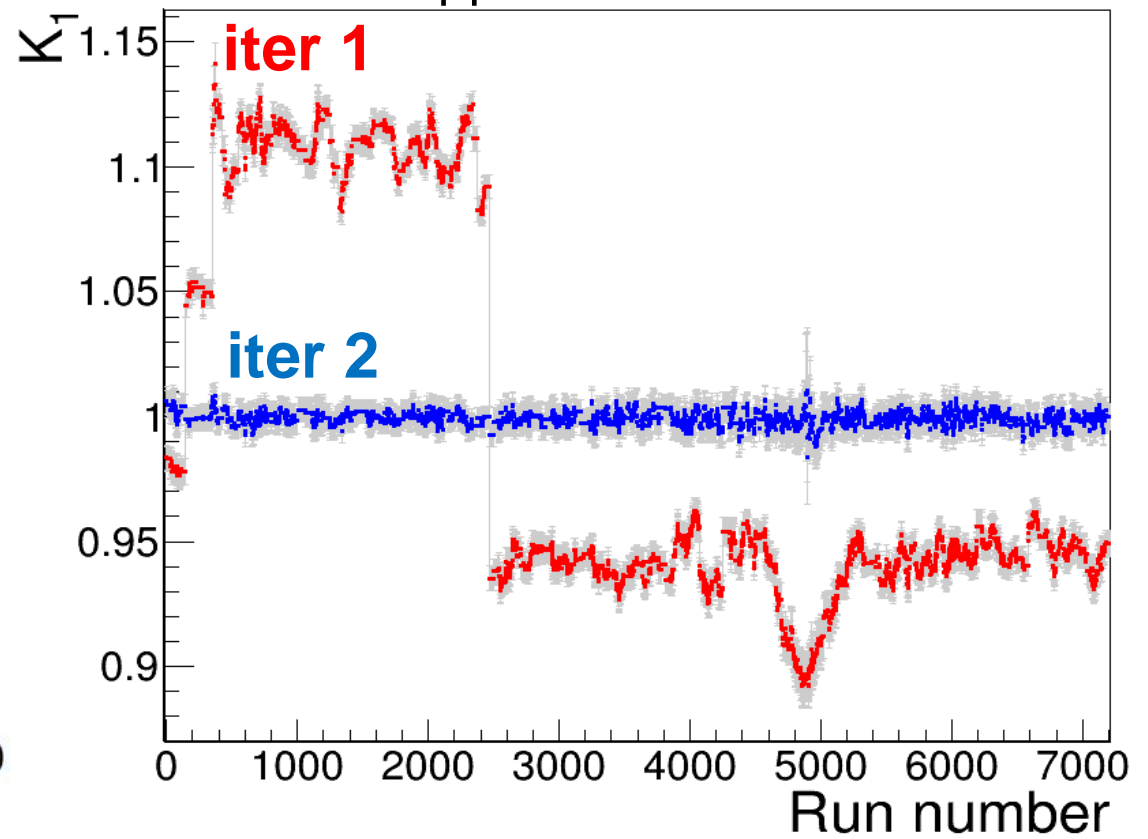
Выравнивание полосок: группировка заходов

- Для вычисления K_1 с точностью лучше 0.5% требуется ~10000 событий в гистограмме. Для достижения такой точности заходы группируются: для каждого захода вокруг него набирается минимально достаточное (для набора 10000 событий) количество ближайших по времени заходов

- Тренд K_1 для «стабильного» канала:
2020-й год

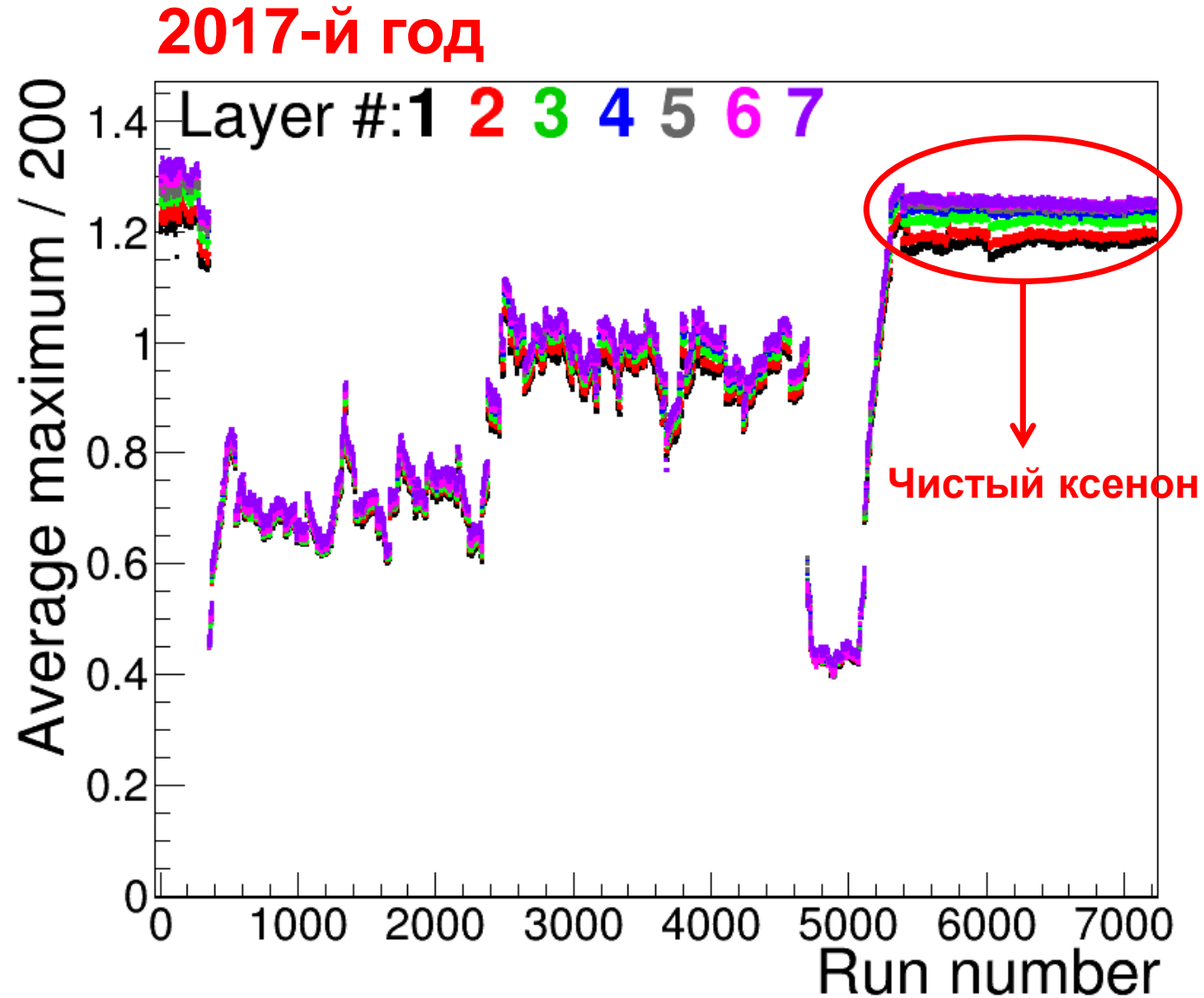


- Тренд K_1 для «нестабильного» канала:
2017-й год



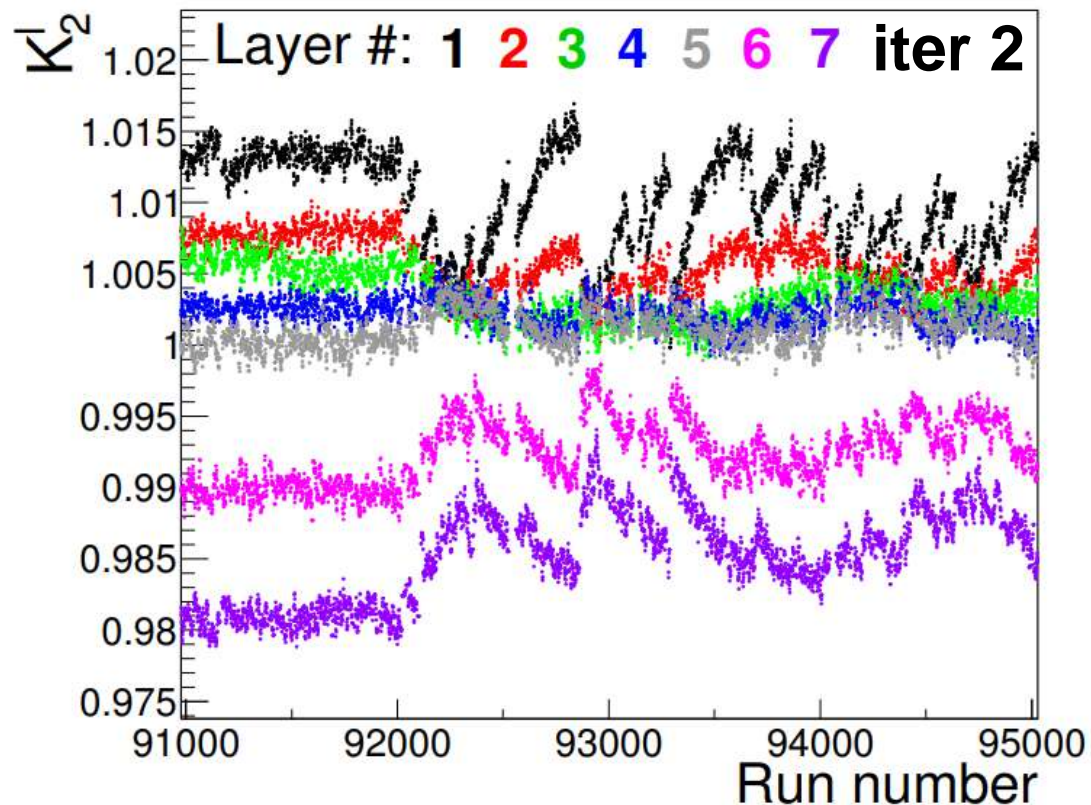
Выравнивание полосок: «грязный» ксенон

- В течение сезона варьируется чистота ксенона (доля электроотрицательных примесей). Поэтому для более правильного вычисления K_1 средняя амплитуда ГП по всем слоям предварительно калибруется - приводится к 200-м каналам (с точностью 0.5%)
- 2017-й год был отмечен «грязным» ксеноном в течение 2/3 сезона:



Выравнивание средних амплитуд кластеров между слоями

- Средние по слоям коэффициенты усиления ЗЧУ неодинаковы + есть эффект от недолива ксенона
- Поэтому проводится выравнивание средних амплитуд кластеров в слоях (приведение их к их общему среднему)
- Такая же калибровка проводится для моделирования

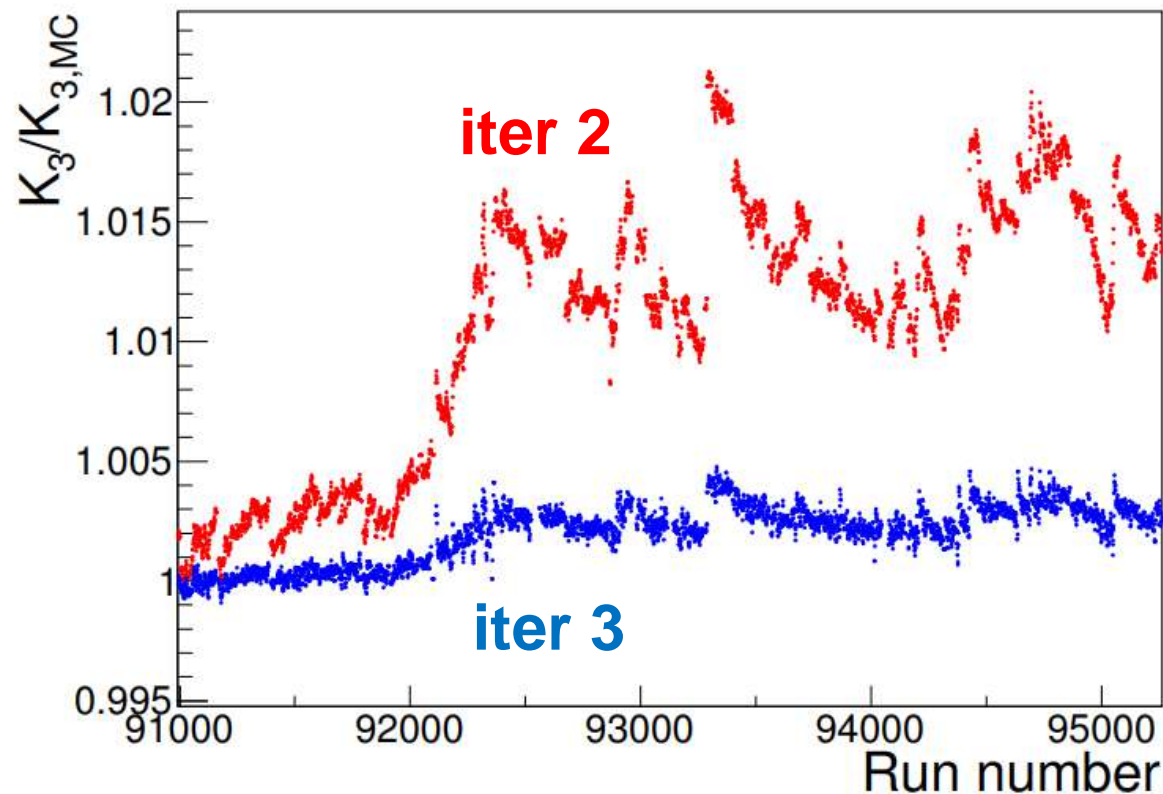


Вычисление цены канала

- Цена канала вычисляется как

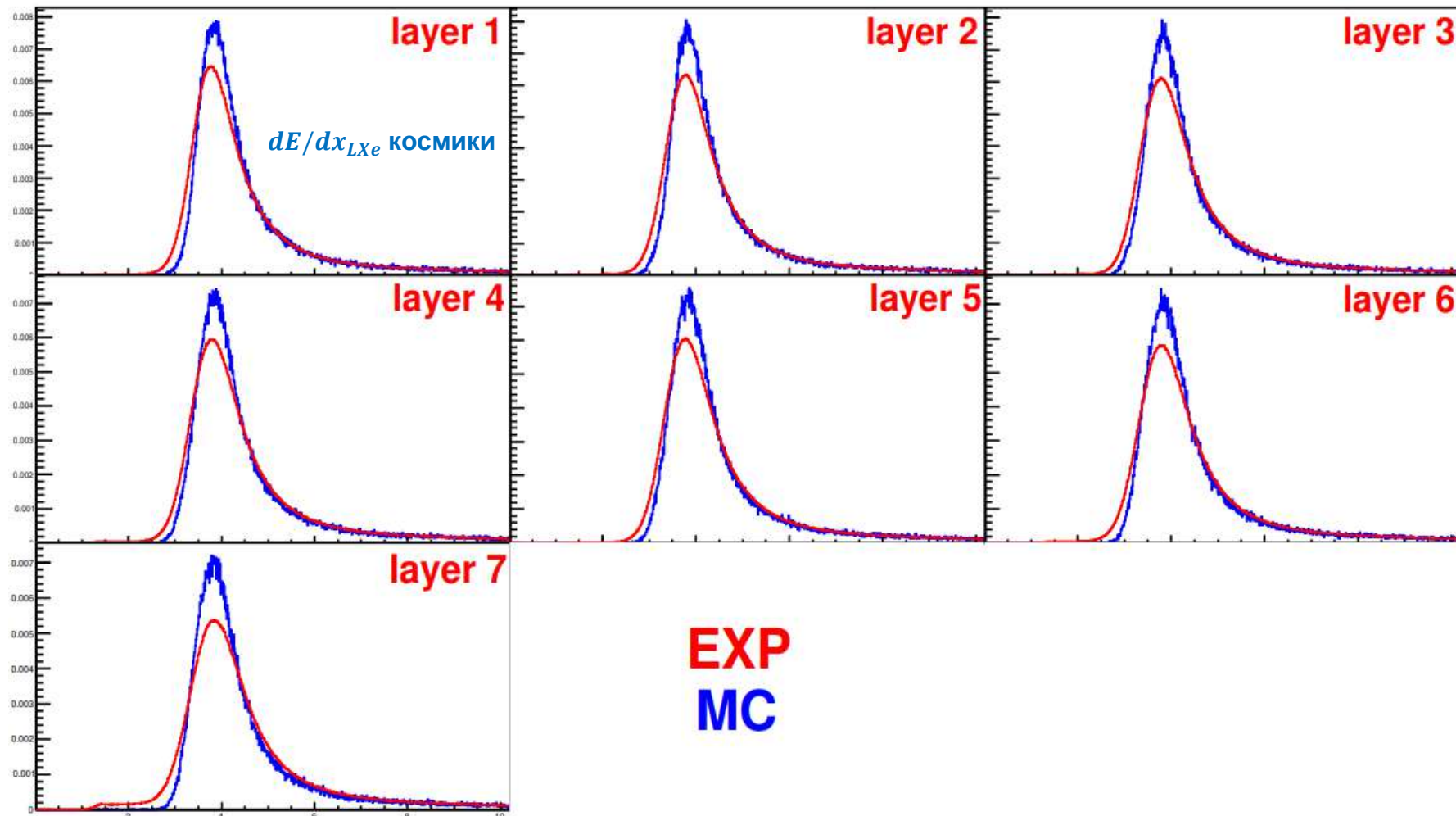
$$K_3 = \frac{\sum_{l=1}^7 \overline{dE/dx}_{\text{clust}}^{l, \text{MC}}}{\sum_{l=1}^7 \overline{dE/dx}_{\text{clust}}^{l, \text{data}}} \cdot K_{3, \text{MC}} [\text{MeV/channel}]$$

где $K_{3, \text{MC}}$ - цена канала в моделировании



Результаты калибровки

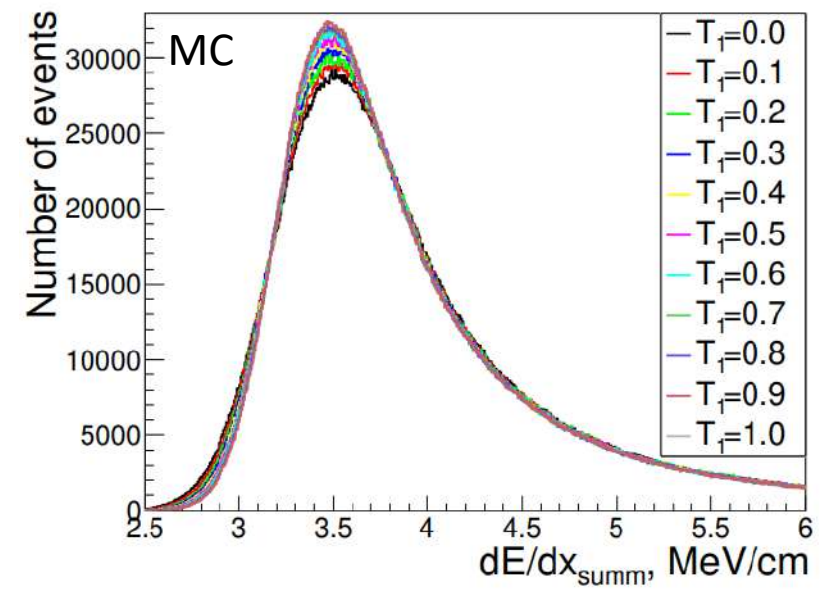
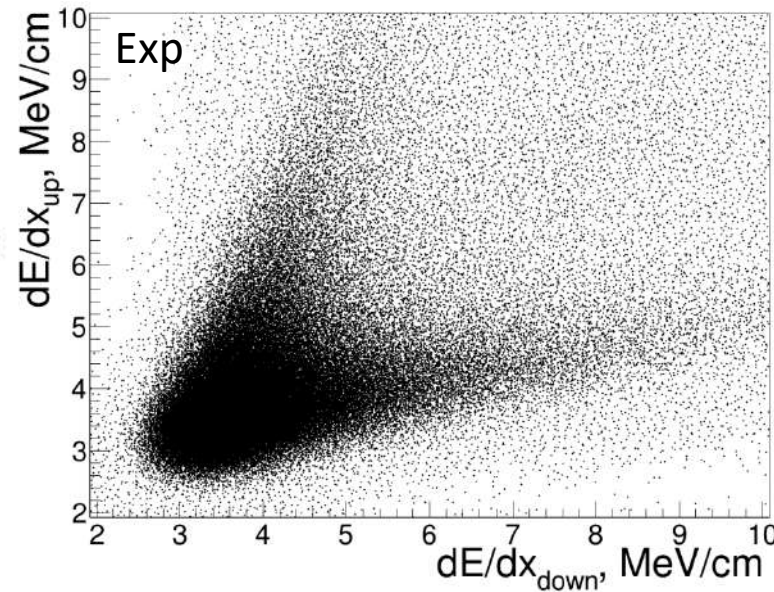
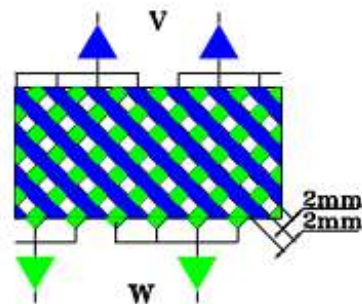
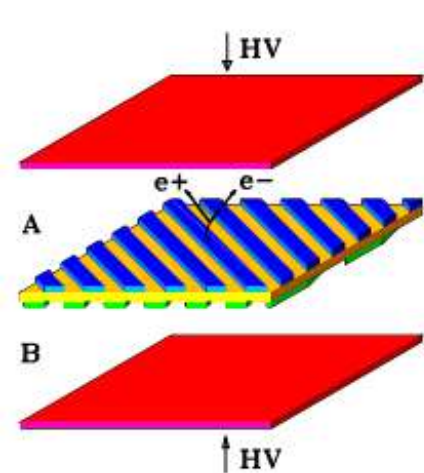
- После калибровки в экспериментальных спектрах dE/dx_{LXe} космики наблюдается уширение относительно моделирования
- Гипотеза: оно обусловлено сложной полосковой структурой катода (в моделировании катод описывается сплошной проводящей плоскостью)



Настройка МС для т.і.р.-ов

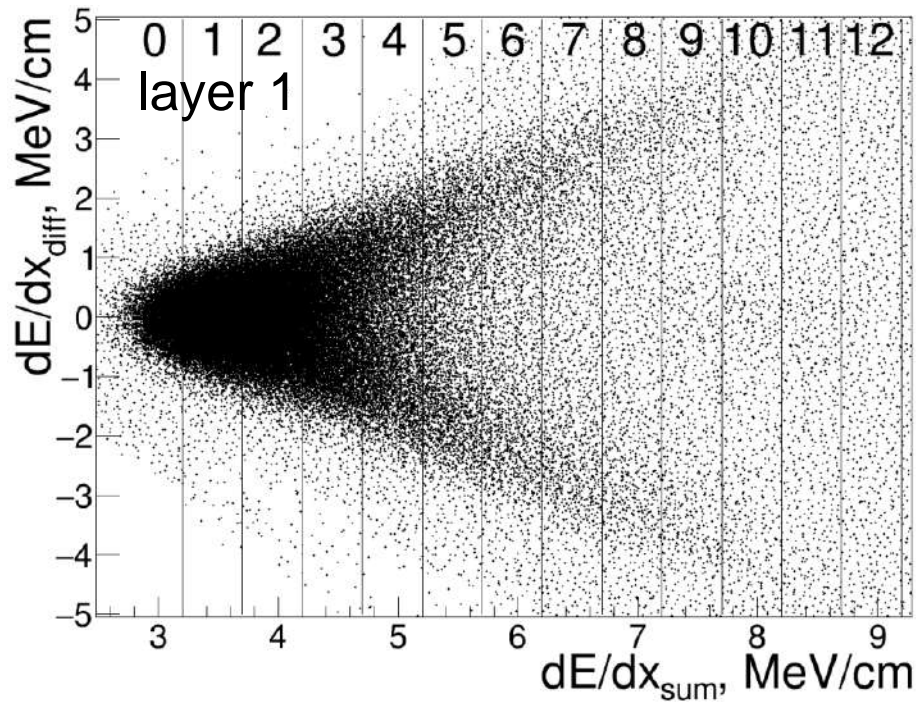
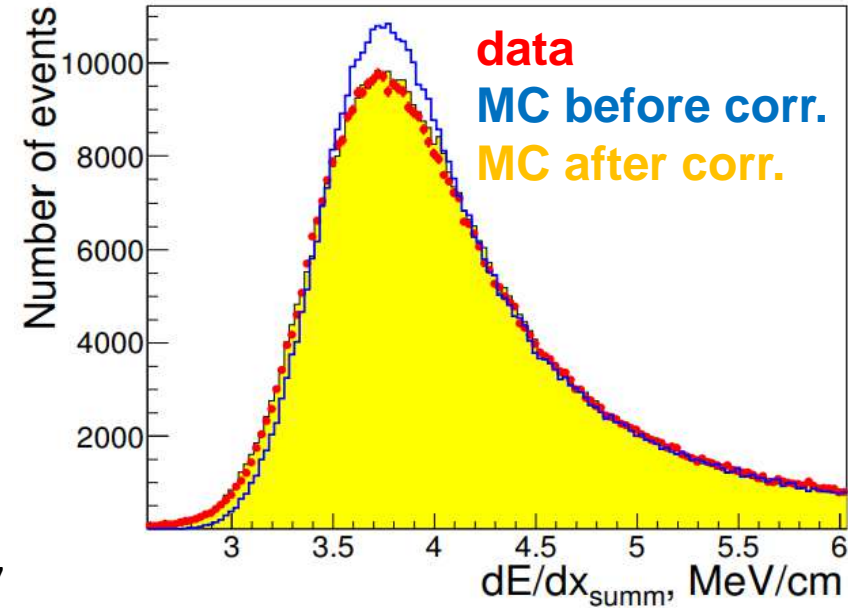
- Из-за наличия зазоров между полосками ионизация в одном зазоре наводит амплитуду в полосках другого зазора. По сравнению с обычной внутрислойной наводкой межслойная происходит с некоторым коэффициентом подавления, зависящим от положения ионизации в зазоре и от геометрии катода: ширины диэлектрика, полоски и зазора
- Средний коэффициент подавления по всем положениям ионизации в зазоре мы называем **коэффициентом прозрачности** $T_l, l = 1 \dots 7$
- Прозрачность замешивает реальные энерговыделения в амплитуды, измеренные по верхним и нижним полоскам
- В дальнейшем мы работаем с полусуммой и полуразностью «реальных» энерговыделений. **Эти величины в 6-ти слоях используются как входные переменные BDT**

$$\begin{bmatrix} dE/dx_{up}^{meas} \\ dE/dx_{low}^{meas} \end{bmatrix} = \frac{1}{1+T_l} \begin{bmatrix} 1 & T_l \\ T_l & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} dE/dx_{up}^{real} \\ dE/dx_{low}^{real} \end{bmatrix} \rightarrow \begin{bmatrix} dE/dx_{sum} \\ dE/dx_{diff} \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} dE/dx_{up}^{real} + dE/dx_{low}^{real} \\ dE/dx_{up}^{real} - dE/dx_{low}^{real} \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} dE/dx_{up}^{meas} + dE/dx_{low}^{meas} \\ (dE/dx_{up}^{meas} - dE/dx_{low}^{meas}) \cdot (1+T_l)/(1-T_l) \end{bmatrix}$$

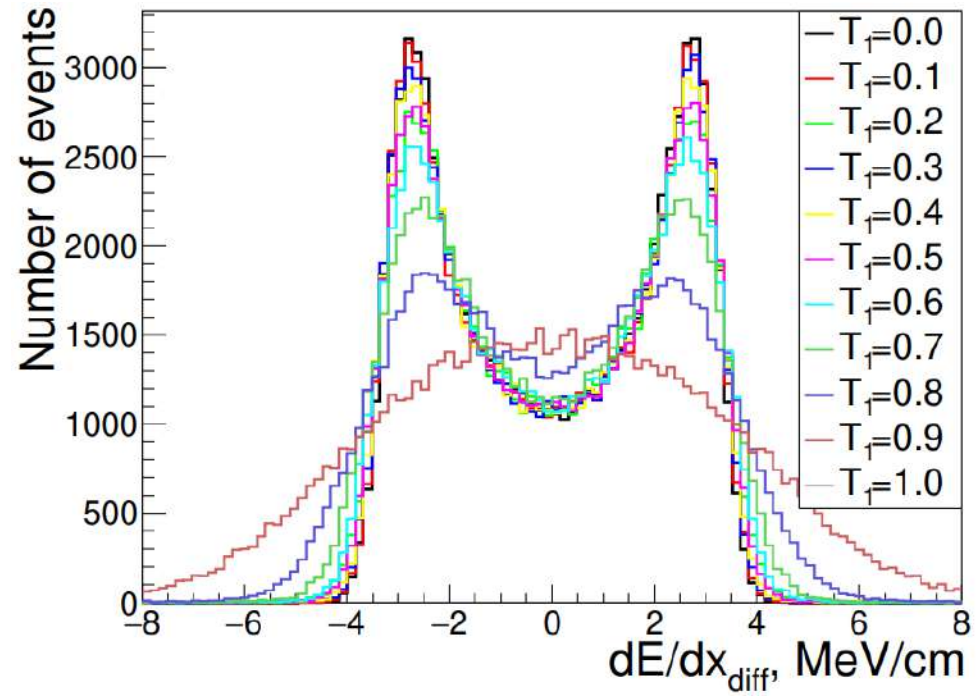


Настройка МС для т.i.p.-ов

- В экспериментальных спектрах dE/dx_{summ} для космики наблюдается уширение, моделирование было поправлено на уровне оцифровщика добавлением коррелированного шума (для каждого хита) $\sim \sqrt{E_{hit}} \cdot r$ к амплитудам верхних и нижних полосок, где r распределено по гауссу. Сигма гаусса одинакова для всех слоев
- Спектры dE/dx_{diff} в эксперименте и моделировании сравниваются в отдельных слоях по dE/dx_{summ}

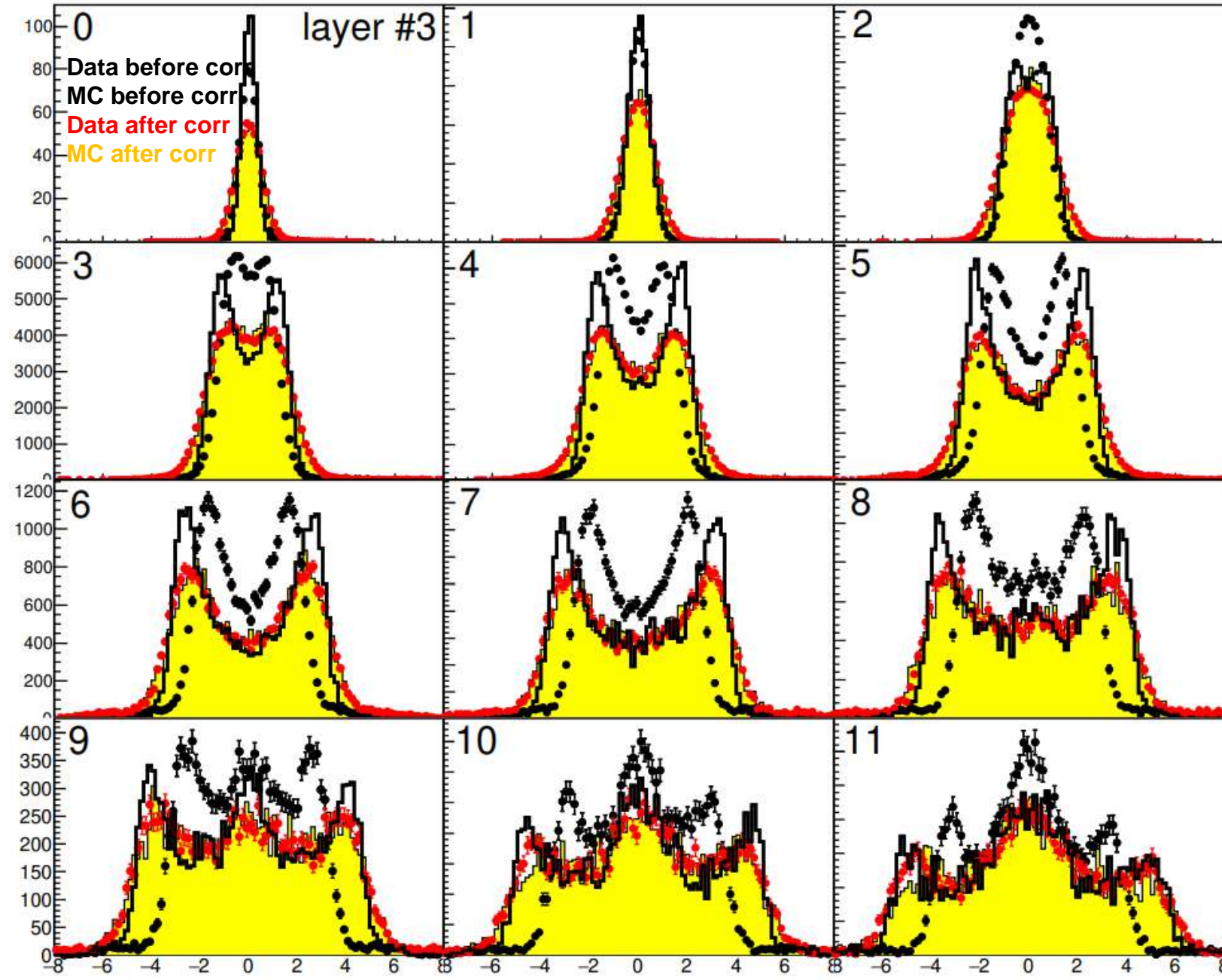


МС, слой #7

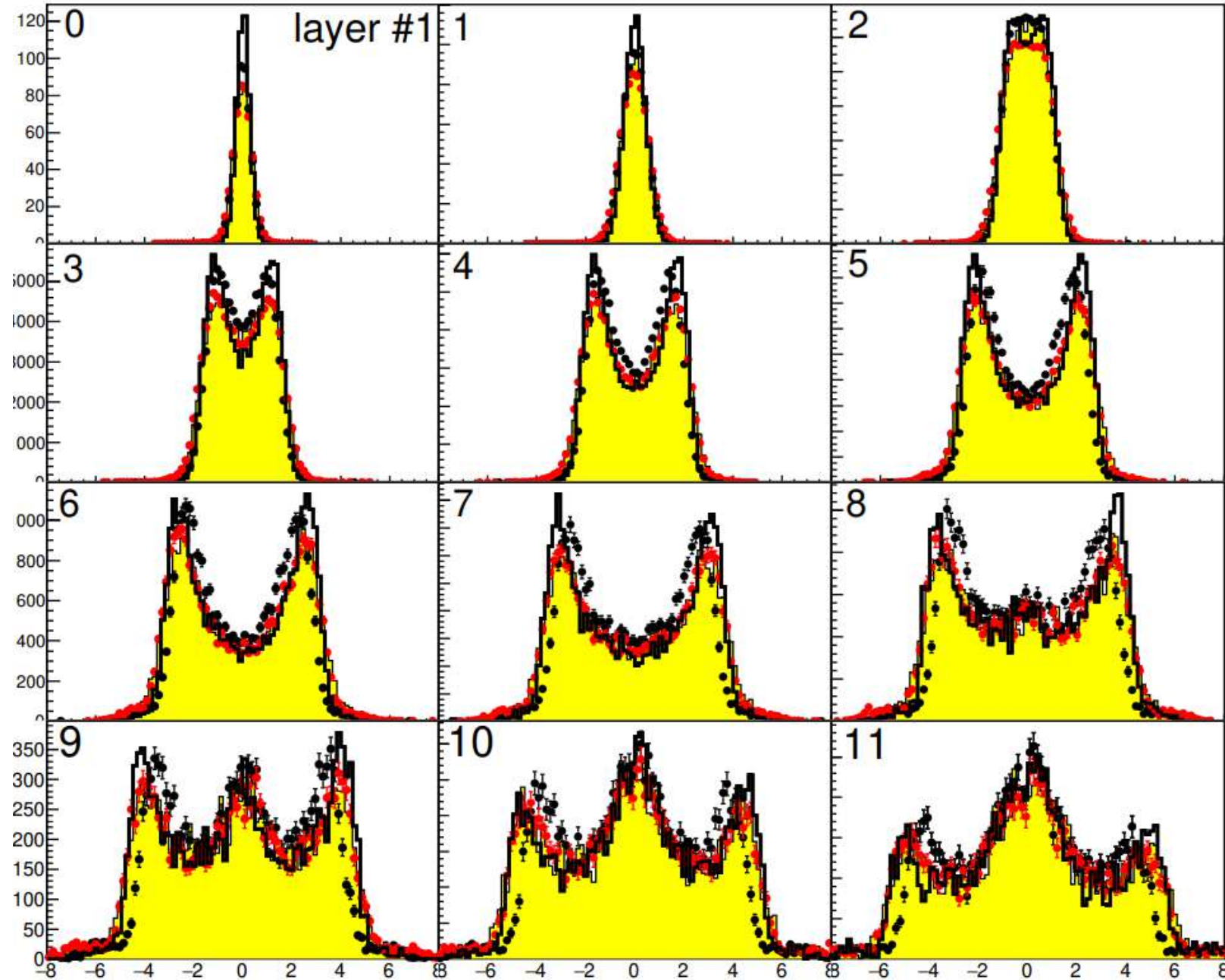


Настройка MC для m.i.p.-ов: dE/dx_{diff}

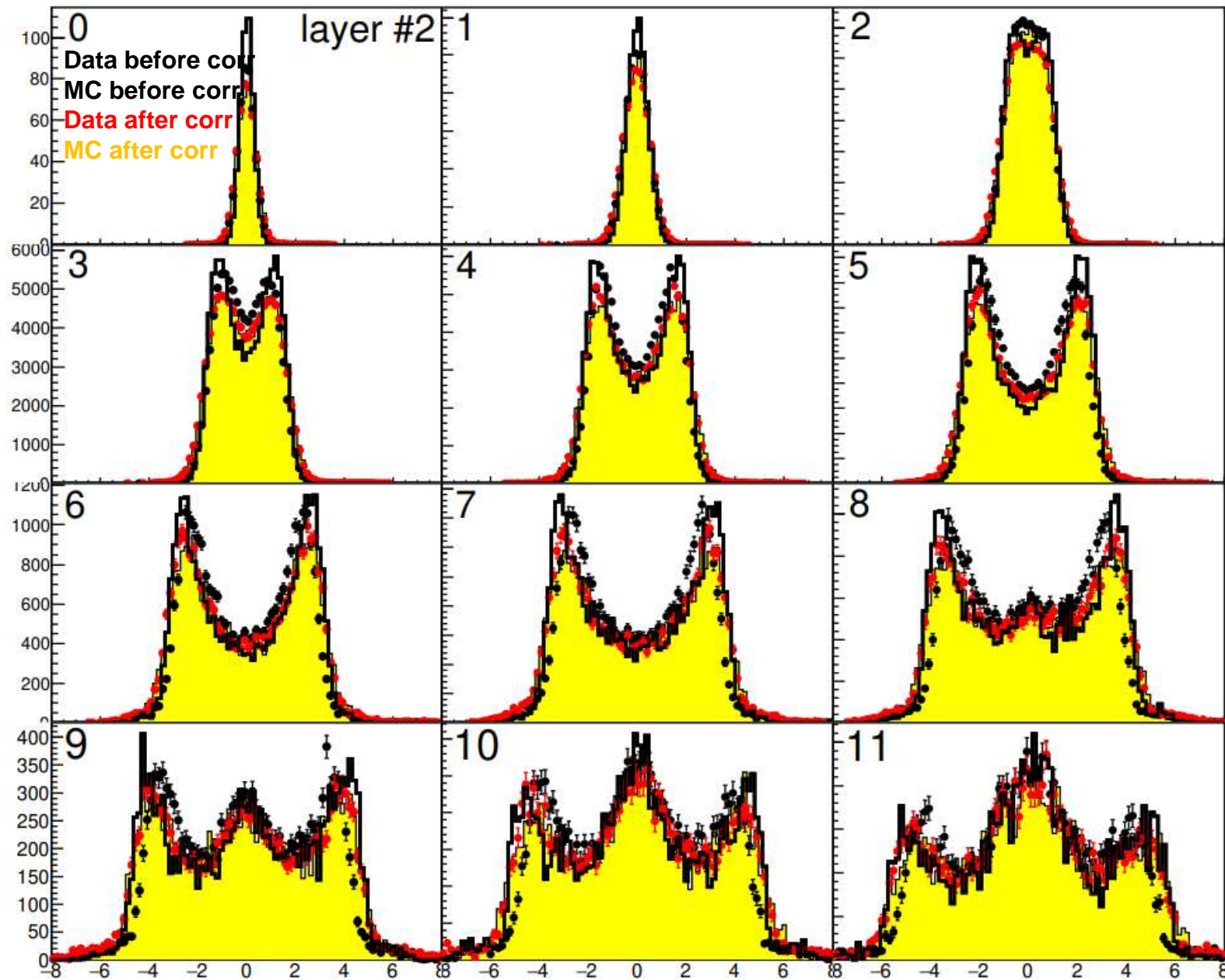
- Разное положение максимумов в эксперименте и моделировании означает неправильность априори принятого коэффициента прозрачности (0.17), разная ширина пиков – необходимость введения уширения
- Положения пиков приводятся в соответствие подбором T_l в каждом слое
- Уширение в dE/dx_{diff} вводится антикоррелированной добавкой $\sim \sqrt{E_{hit}} \cdot r$ (r распределено по гауссу) к амплитудам верхних и нижних полосок. Эта добавка имитирует перераспределение заряда между нижними и верхними полосками из-за вариации коэффициента прозрачности относительно среднего



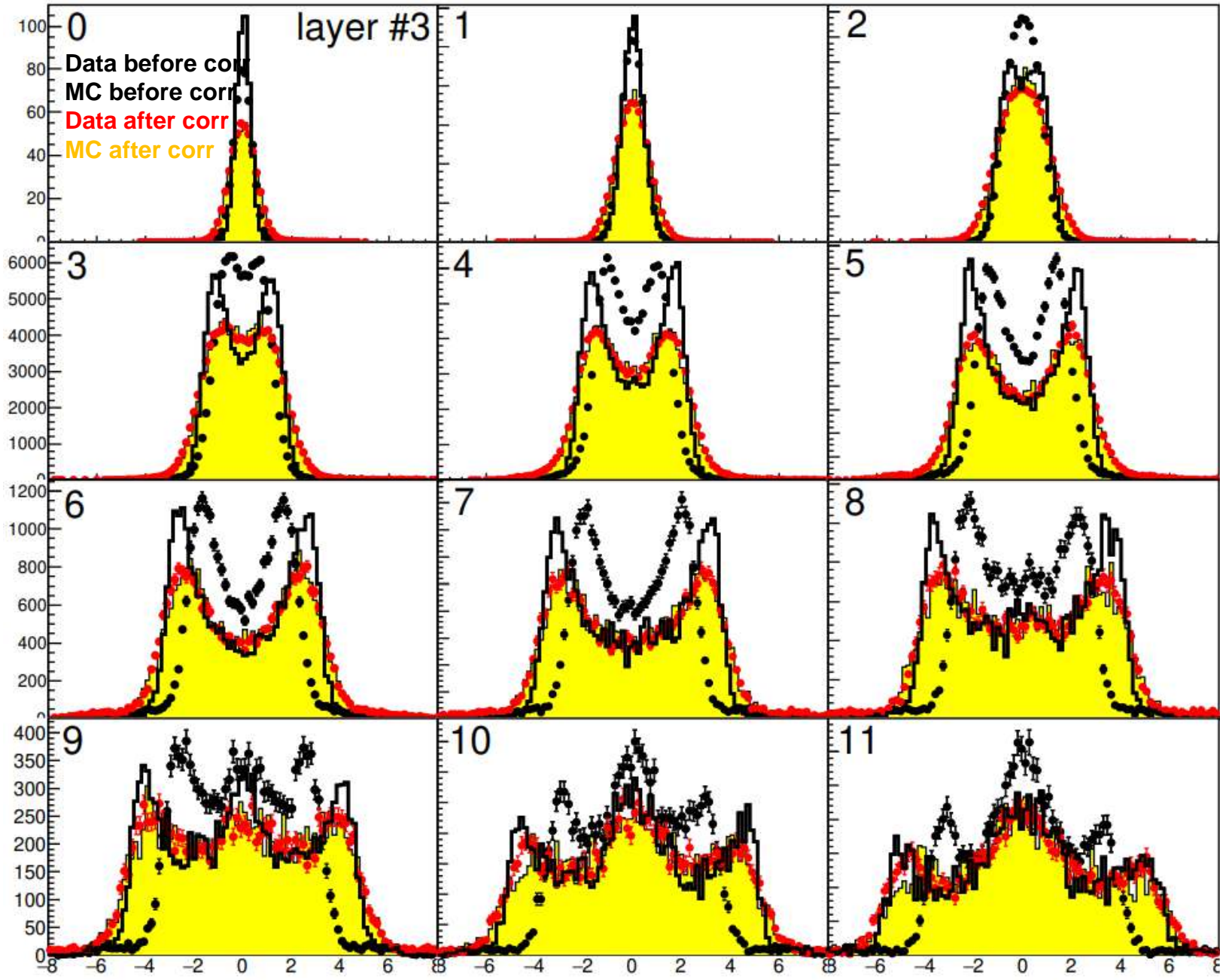
Настройка МС для т.п.р.-ов: dE/dx_{diff}



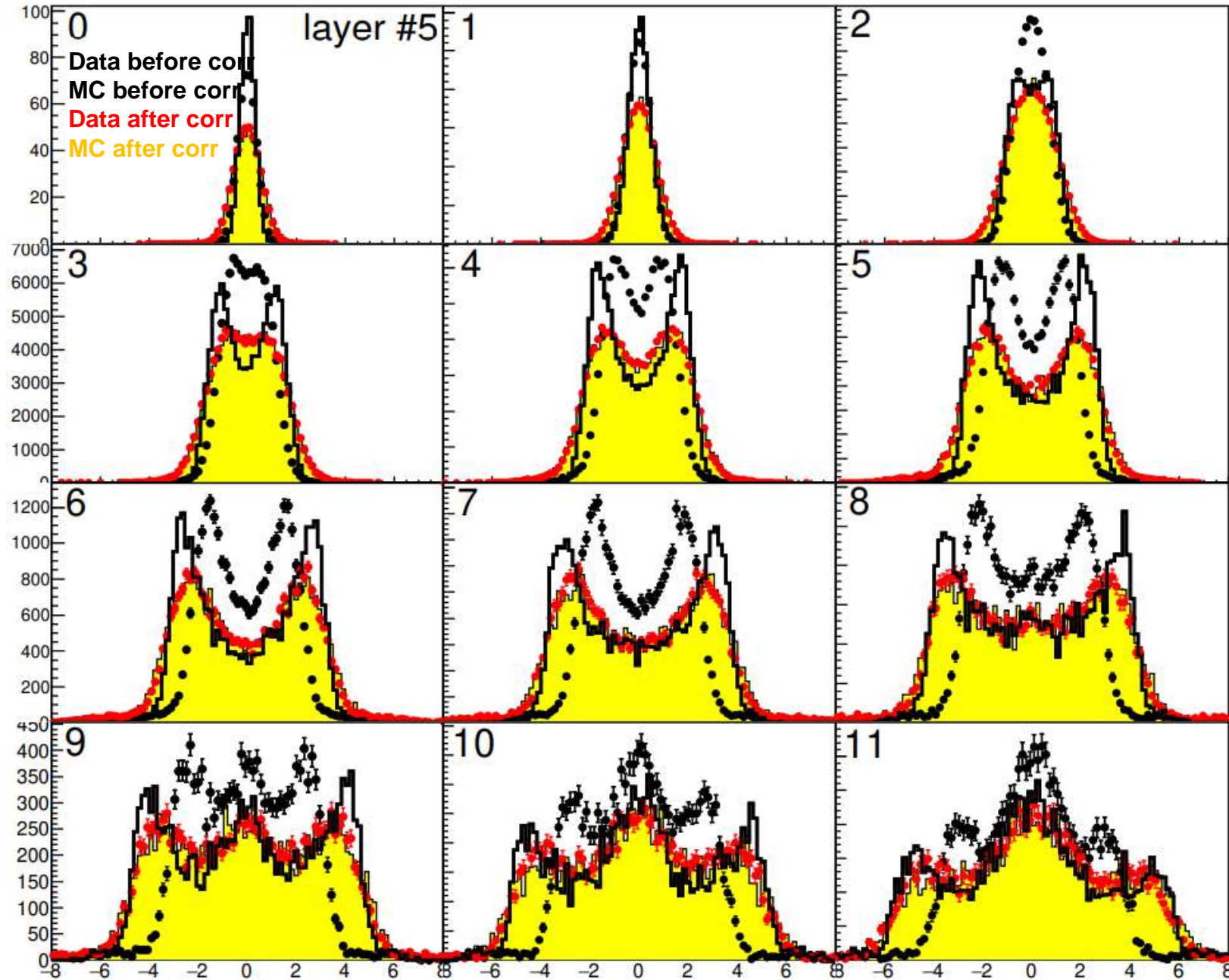
Настройка МС для т.і.р.-ов: dE/dx_{diff}



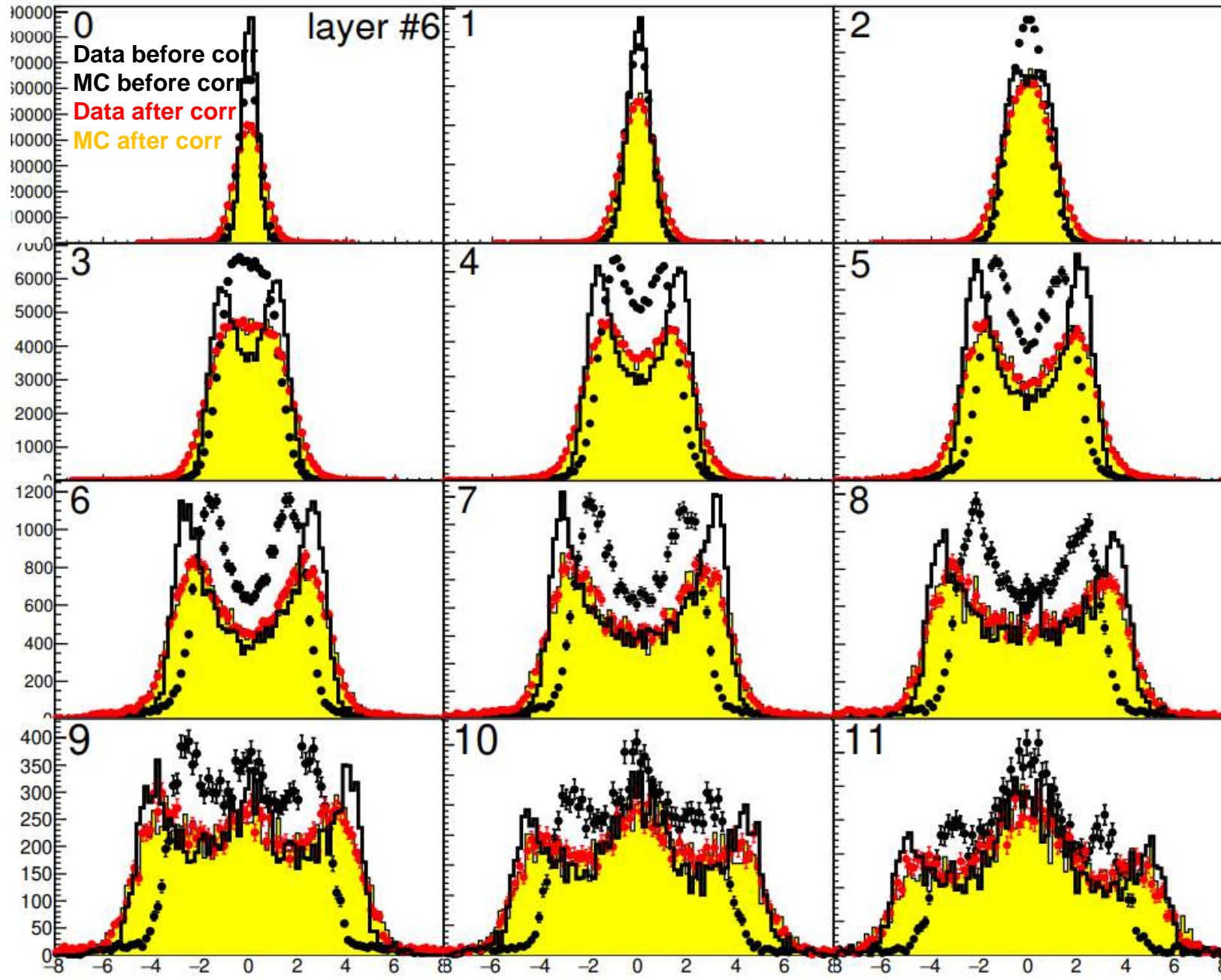
Настройка МС для т.п.р.-ов: dE/dx_{diff}



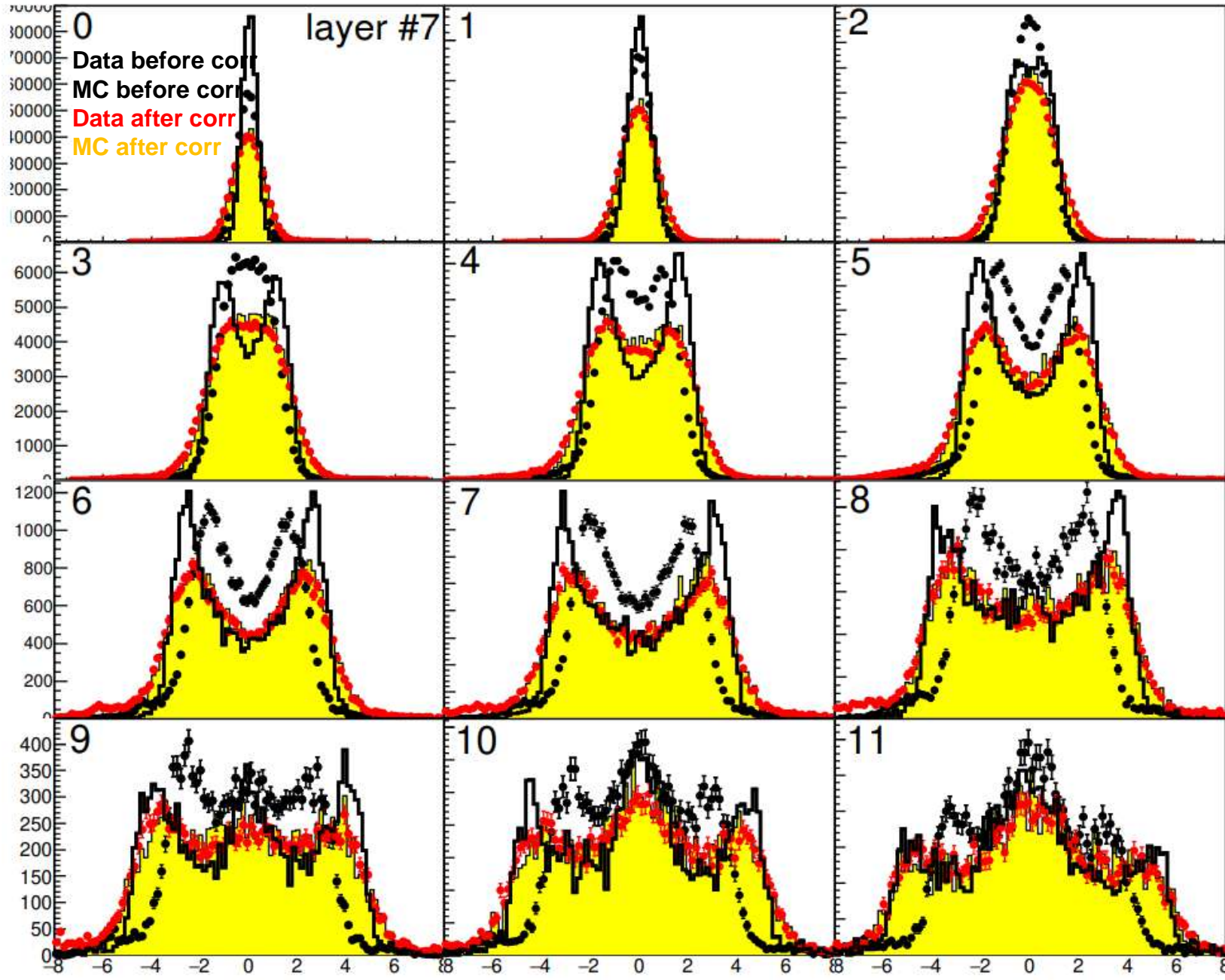
Настройка MC для т.п.р.-ов: dE/dx_{diff}



Настройка МС для т.п.р.-ов: dE/dx_{diff}

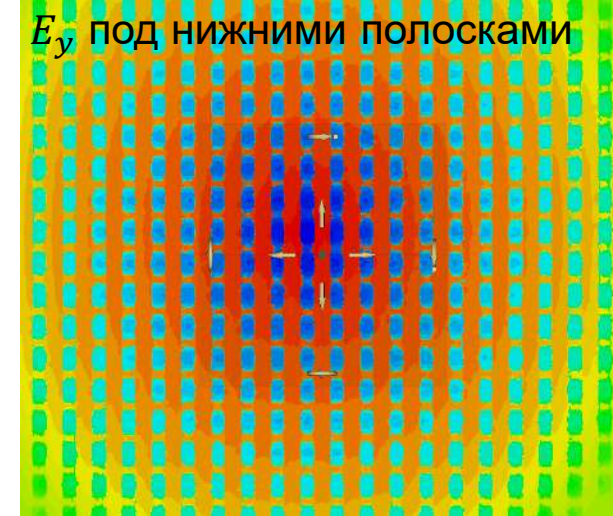
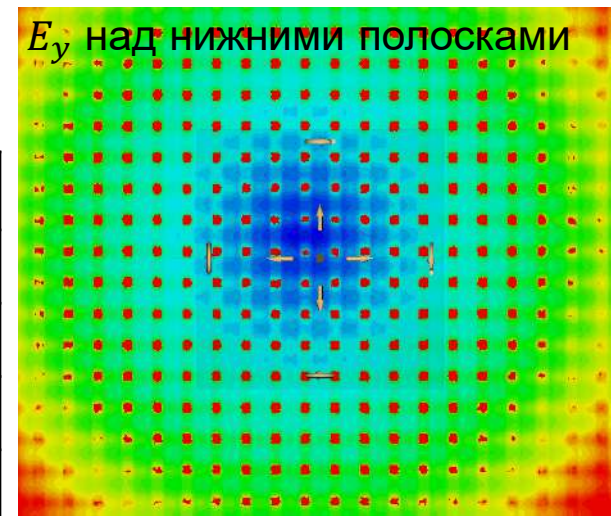
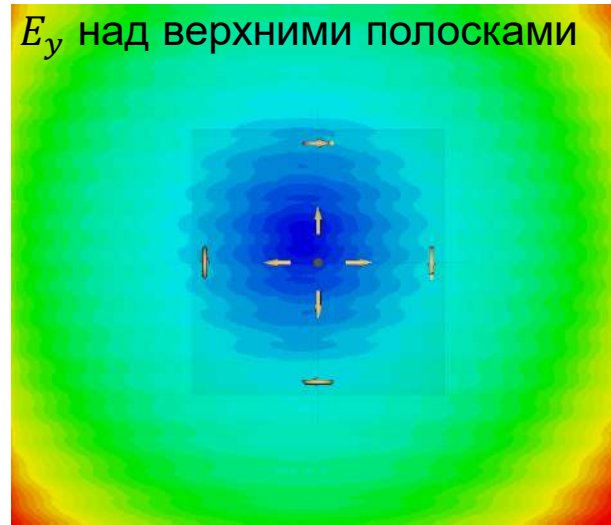
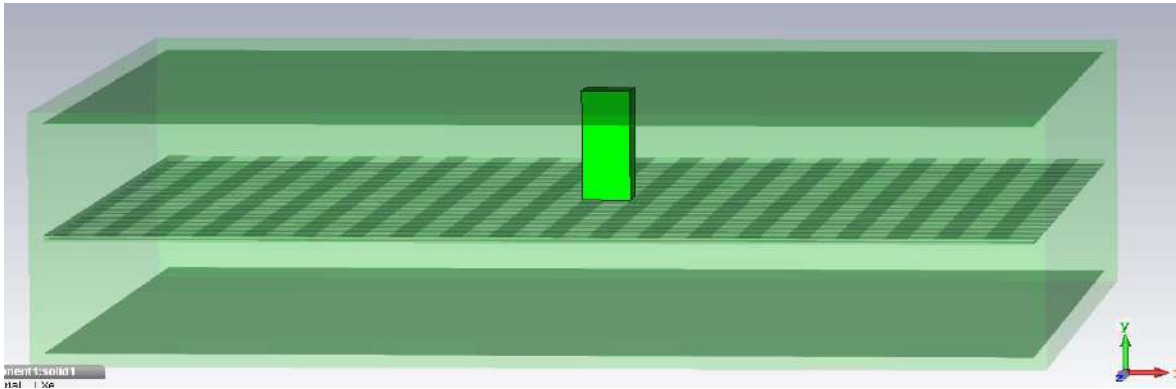


Настройка MC для т.п.р.-ов: dE/dx_{diff}



Настройка МС для т.і.р.-ов: dE/dx_{diff}

- Был опробован и другой способ определения T_l – численный расчет полей. Ставим в зазор равномерно заряженный брусок с диэл. проницаемостью ксенона, с размерами равными периоду полосковой структуры:

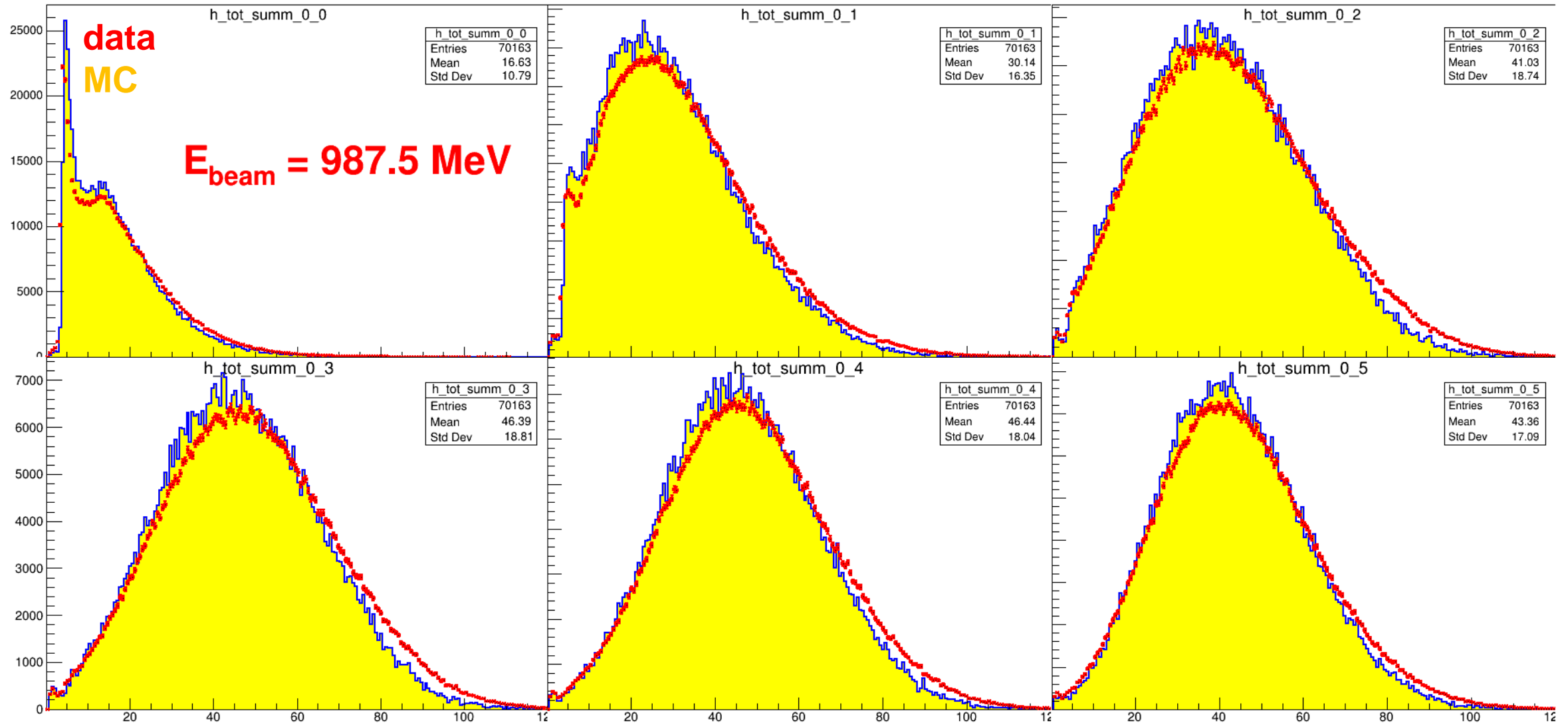


- Считаем поля и интегрируем по поверхности нижних и верхних полосок. Отношение наведенных зарядов есть T_l

Слой	T_l (field/ dE/dx_{diff})
1	0.29 / 0.23
2	0.24 / 0.22
3	0.37 / 0.35
4	0.35 / 0.32
5	0.4 / 0.35
6	0.37 / 0.33
7	0.36 / 0.33

Настройка МС для электромагнитных ливней

- Наблюдается уширение спектра dE/dx_{summ} для e^+e^- . Т.к. амплитуды большие, добавочные шумы, применяемые для m.i.p.-ов, почти не влияют на моделирование



Настройка MC для ливней

Для установления причин неточности моделирования ливней было проверено:

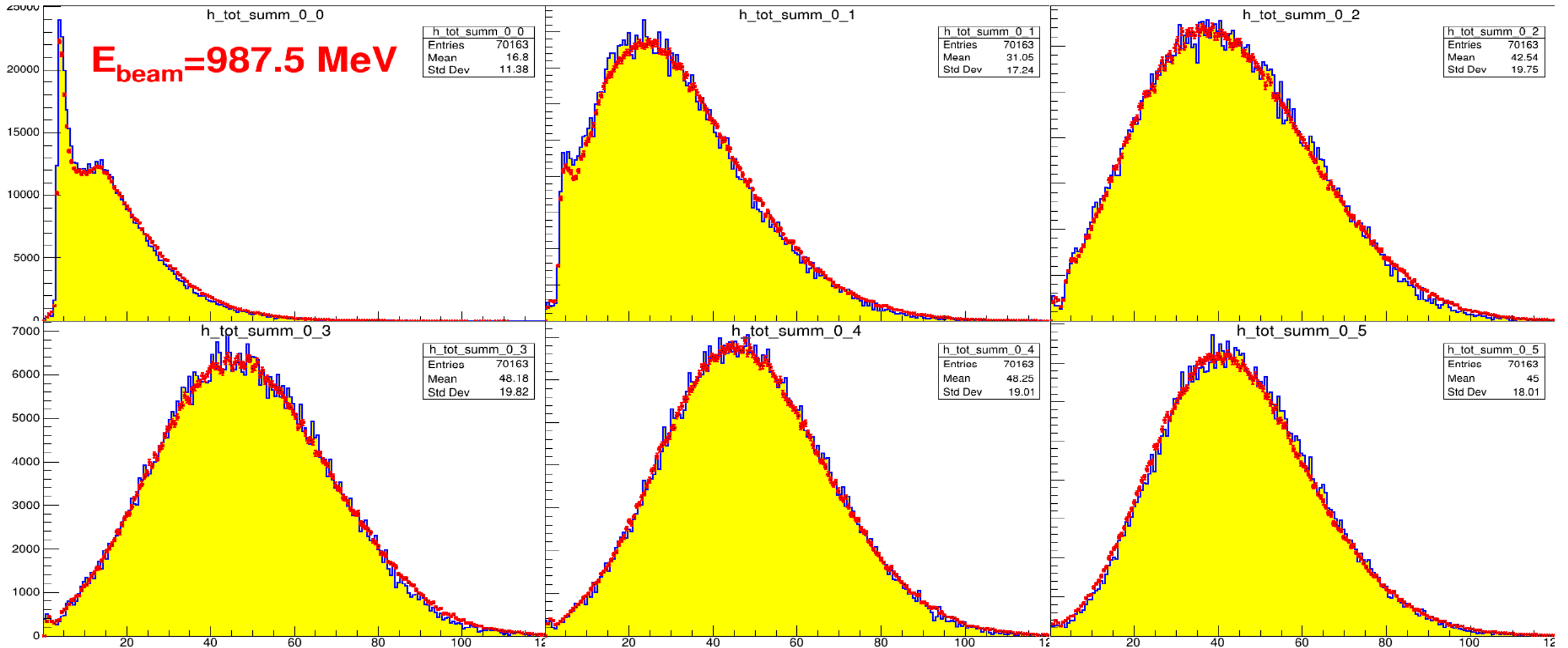
- Влияние Physics List GEANT4 – нет эффекта
- Исследовалось влияние плотности ксенона и количества мертвого вещества перед ним. Добавлялось 0.0-0.3 X_0 вещества перед калориметром, это не позволяет воспроизвести наблюдаемое отличие
- Произведено сравнение спектров dE/dx_{LXe} от e^+e^- в соответствующих точках заходов 2017 г. (грязный ксенон) и 2019 г. (чистый ксенон). Проверено, что влияние чистоты ксенона на форму спектров крайне мало. Моделирование с разными длинами поглощения ионизации подтверждает этот вывод.
- **Итог: причины неточности моделирования ливней не установлены**

Настройка МС для ливней

- Для исправления оказалось достаточно линейного преобразования спектров dE/dx для e^\pm в моделировании:

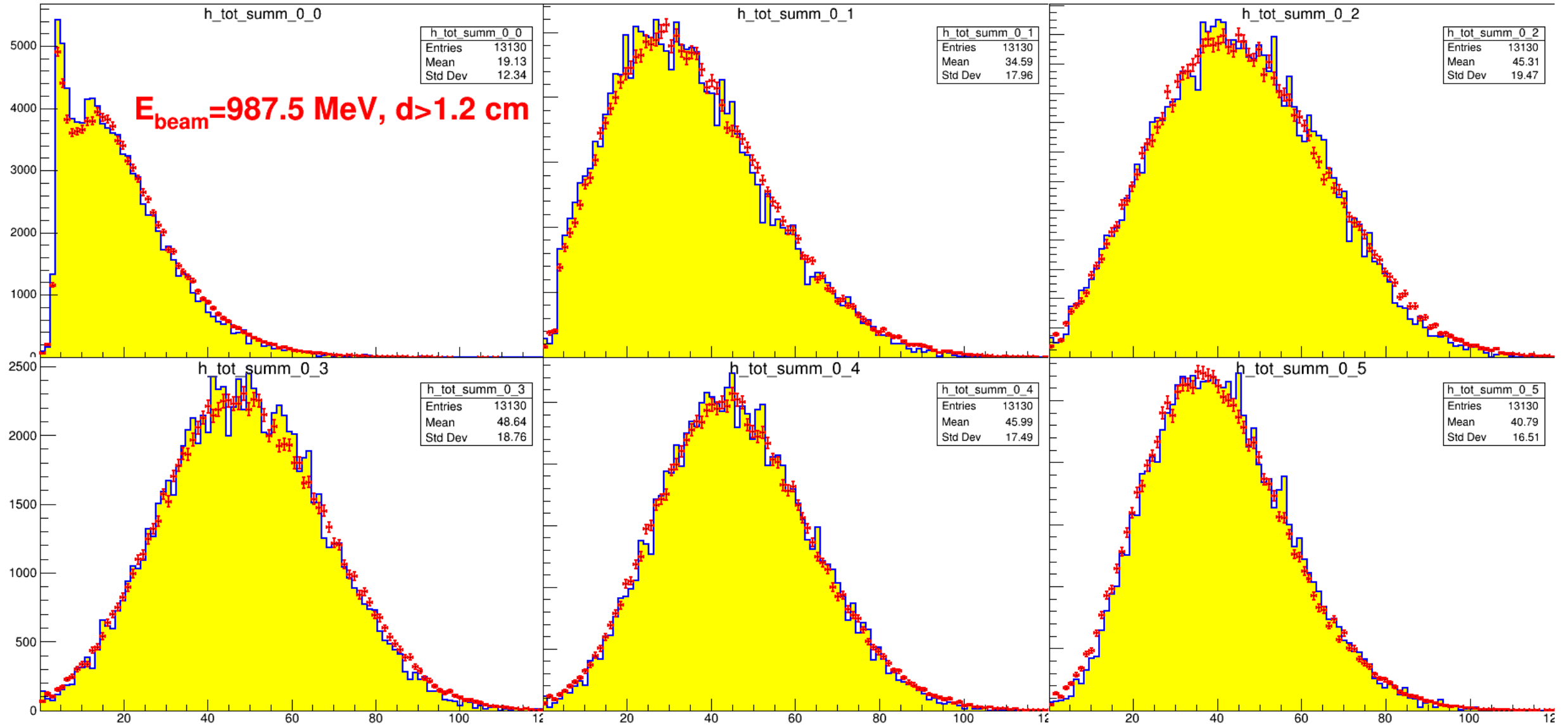
$$dE/dx[l] \rightarrow 1.055 \cdot (dE/dx[l] - 0.7)$$

- После поправки согласие приемлемое:



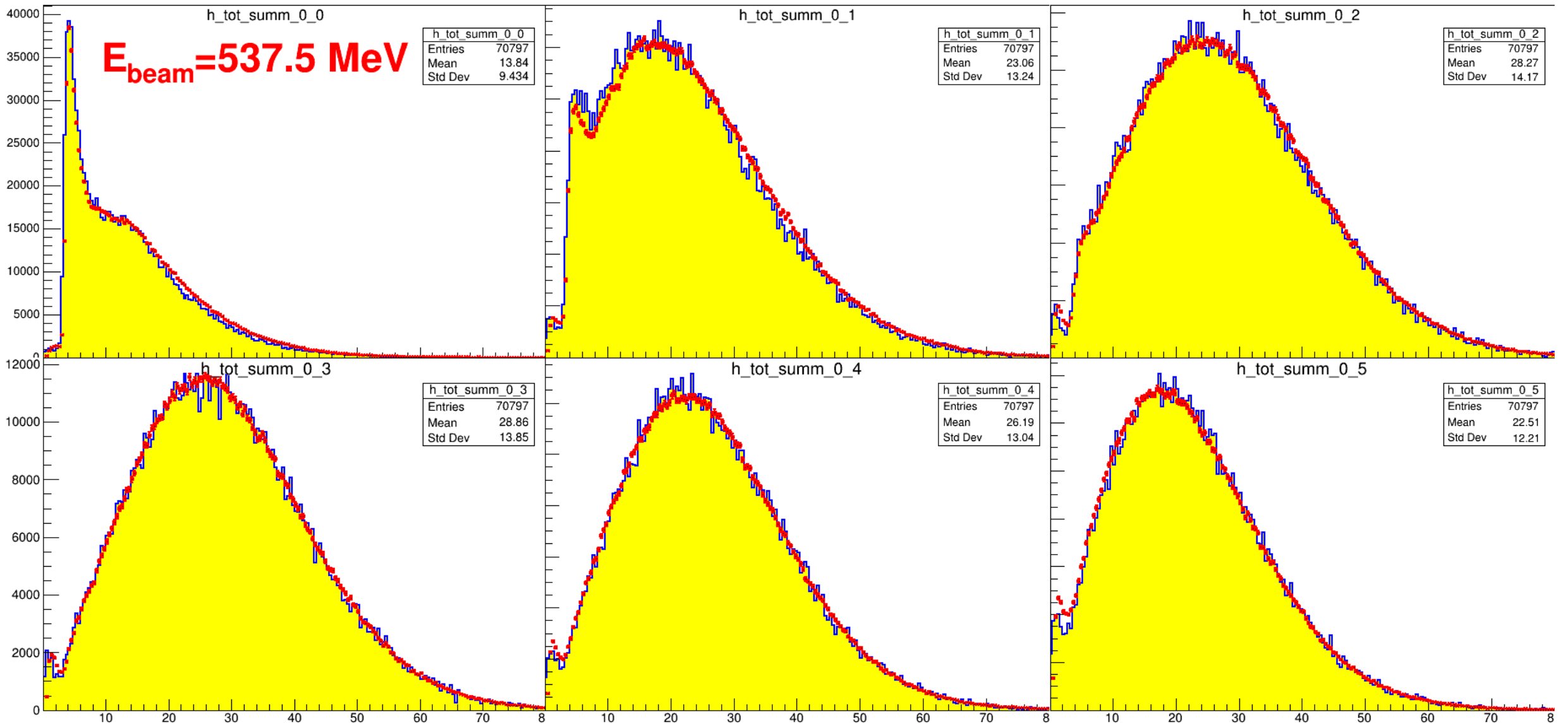
Настройка МС для ливней

- Поправка хорошо работает независимо от угла:



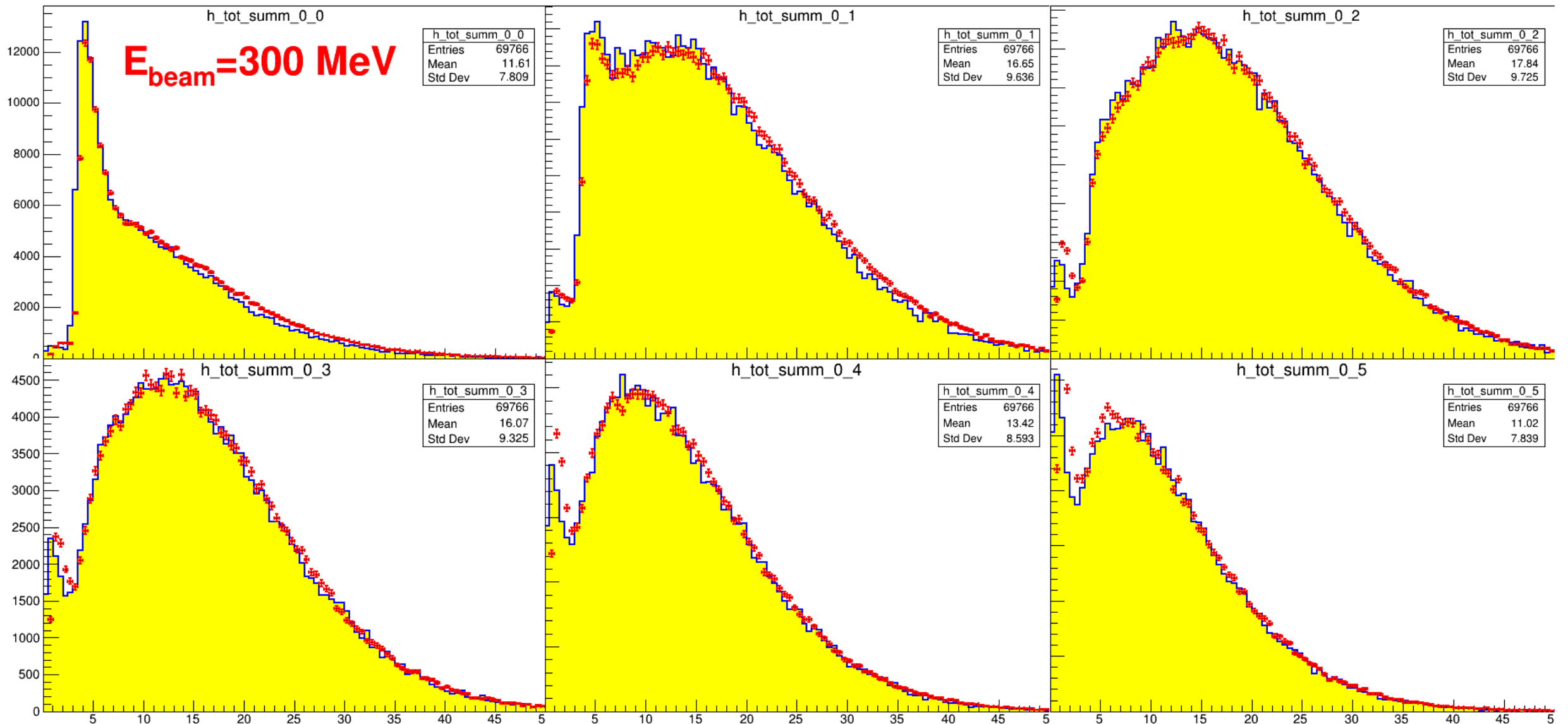
Настройка МС для ливней

- Поправка хорошо работает независимо от энергии e^\pm :

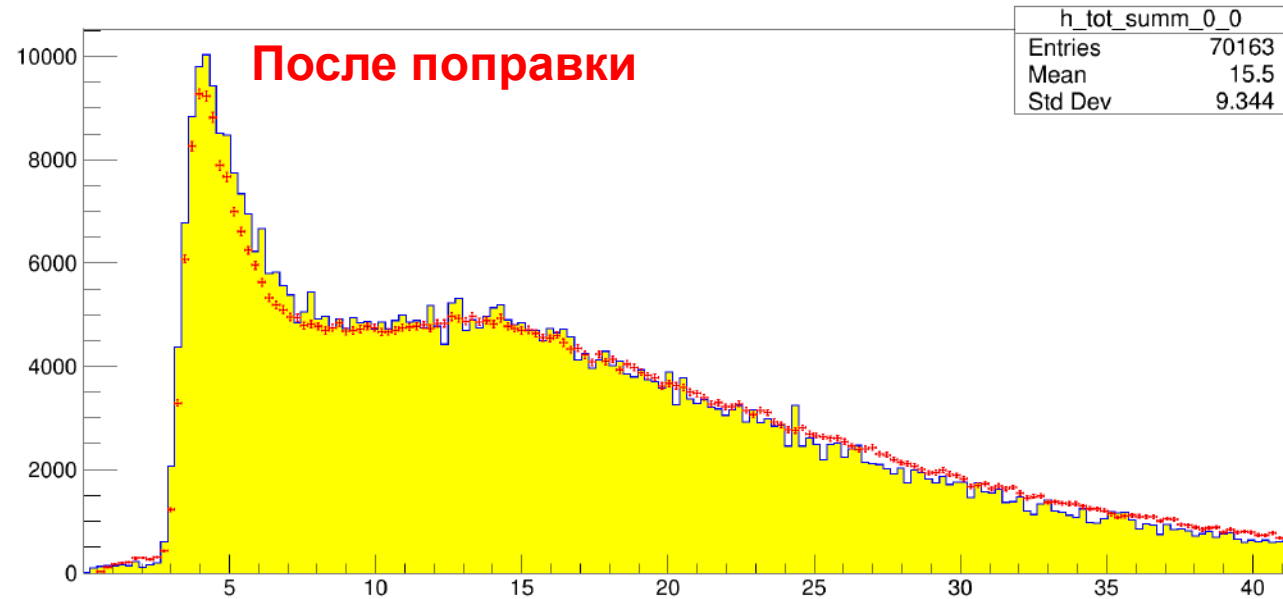
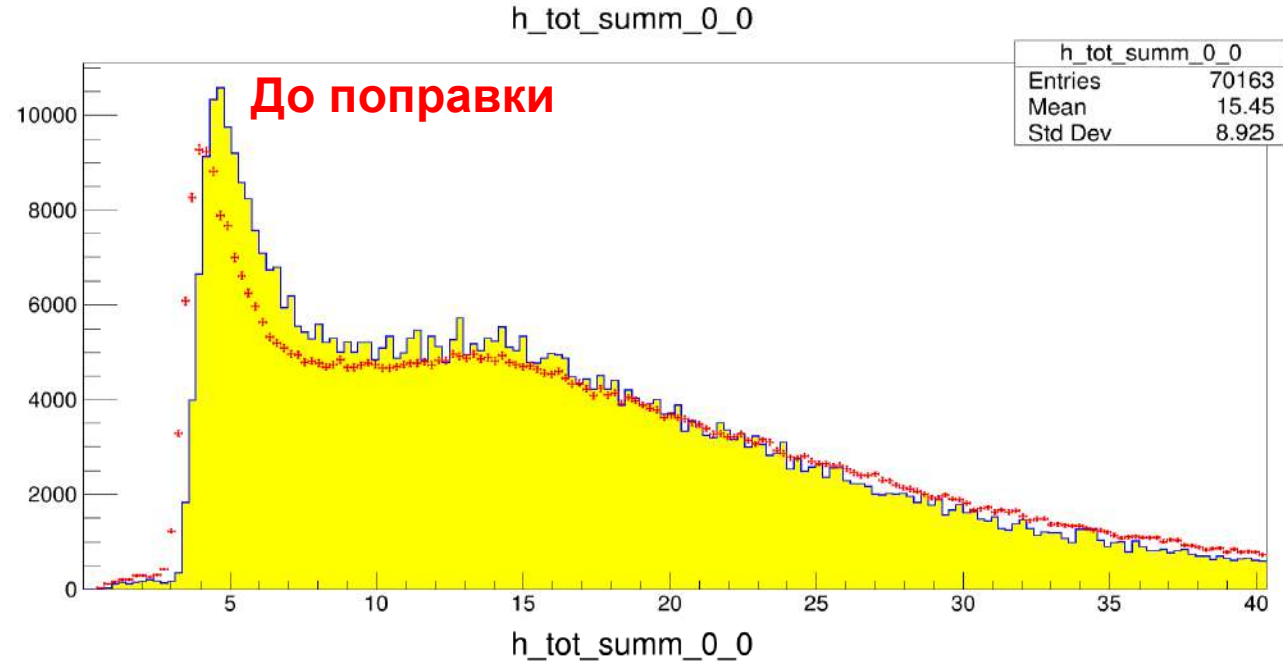


Настройка МС для ливней

- Поправка работает неплохо независимо от энергии e^\pm :

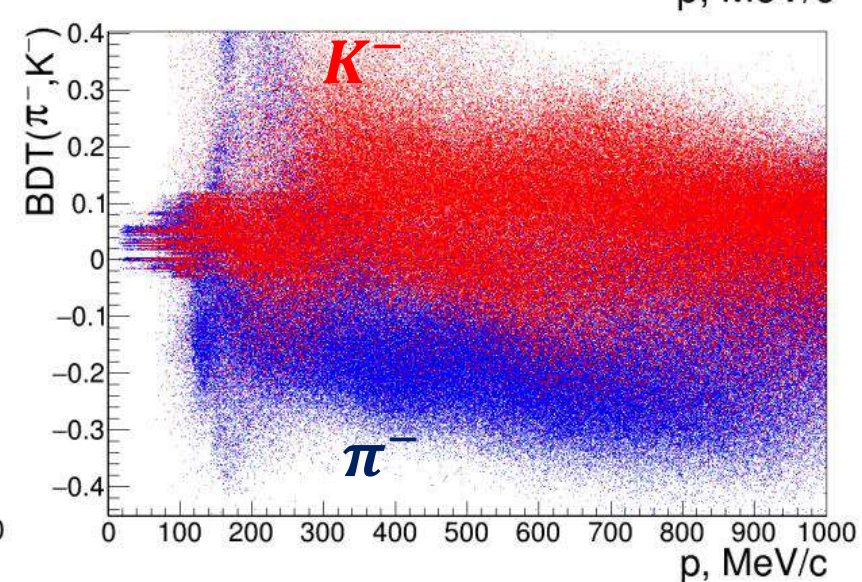
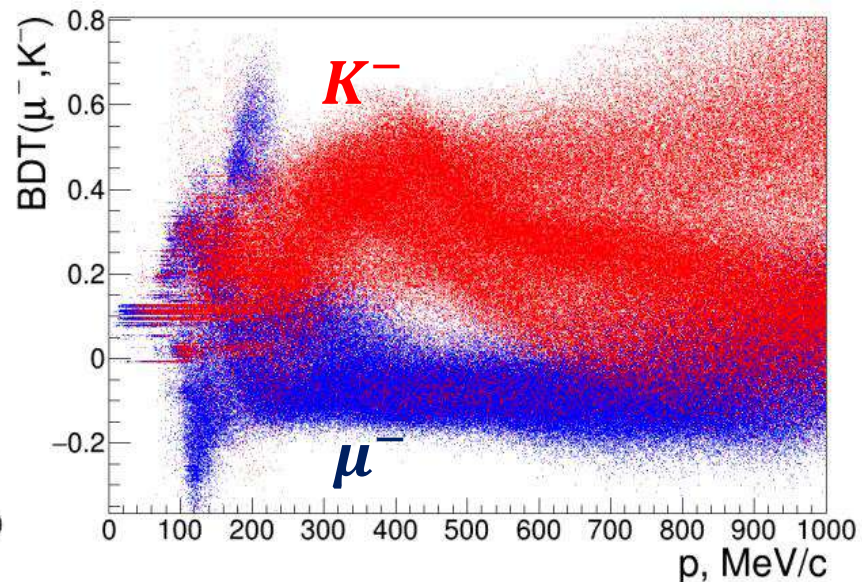
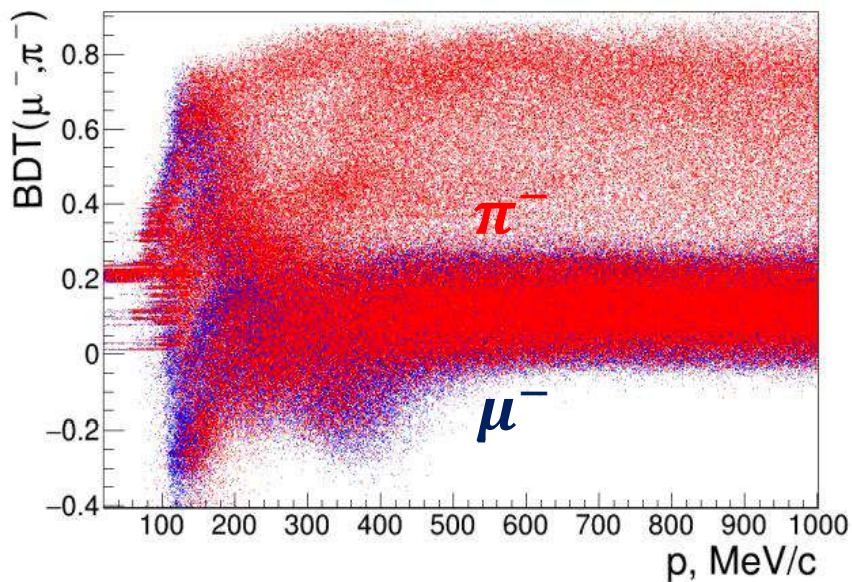
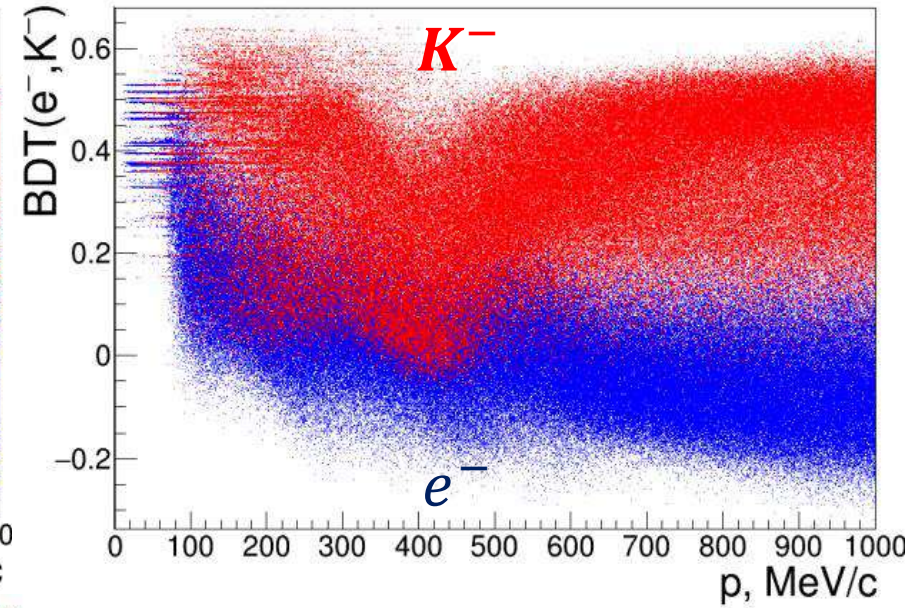
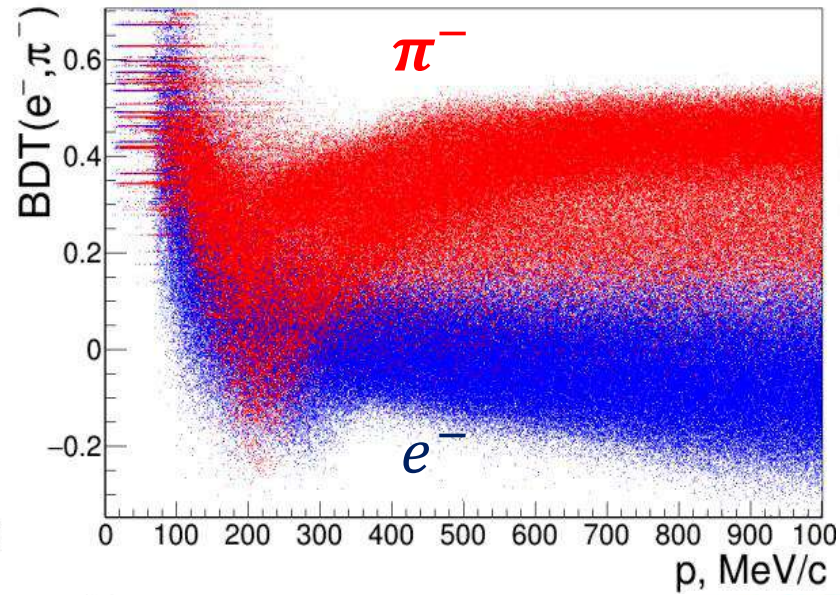
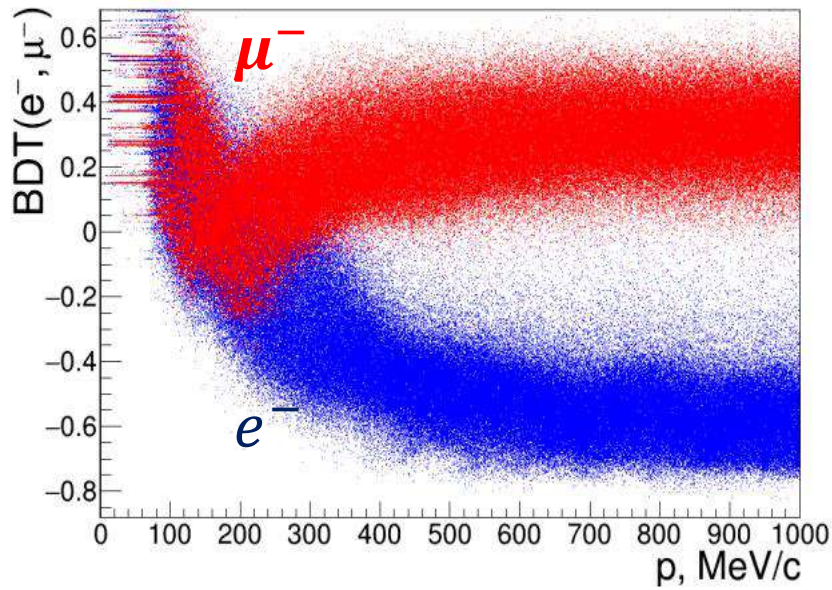


Ливень в первом слое



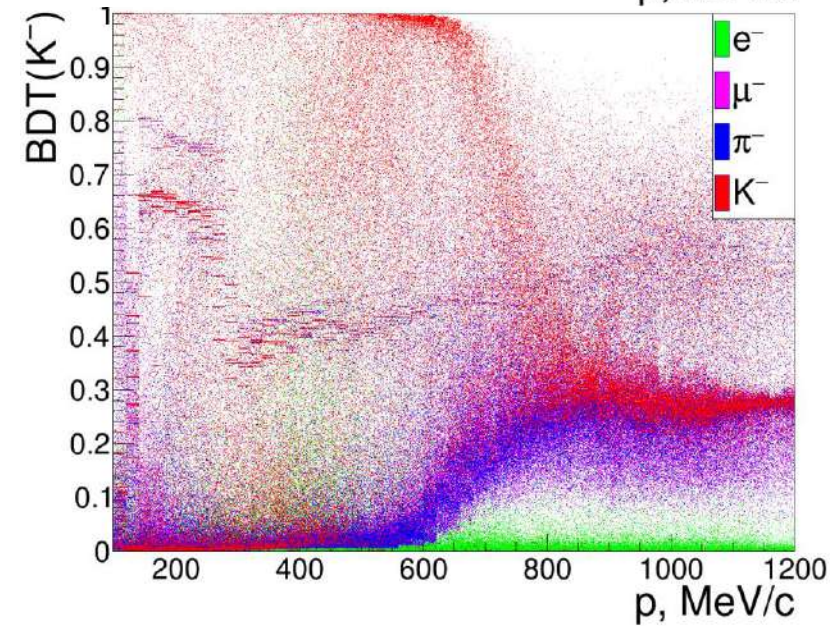
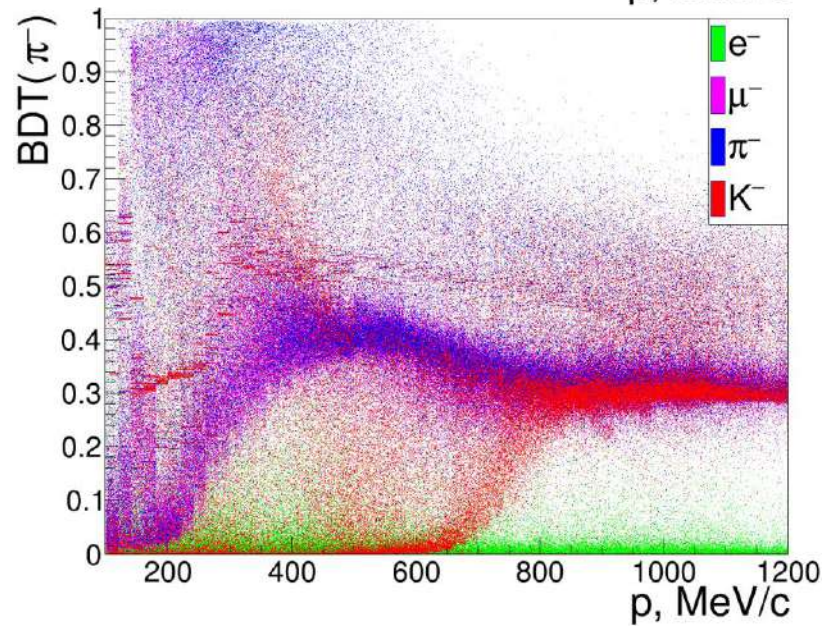
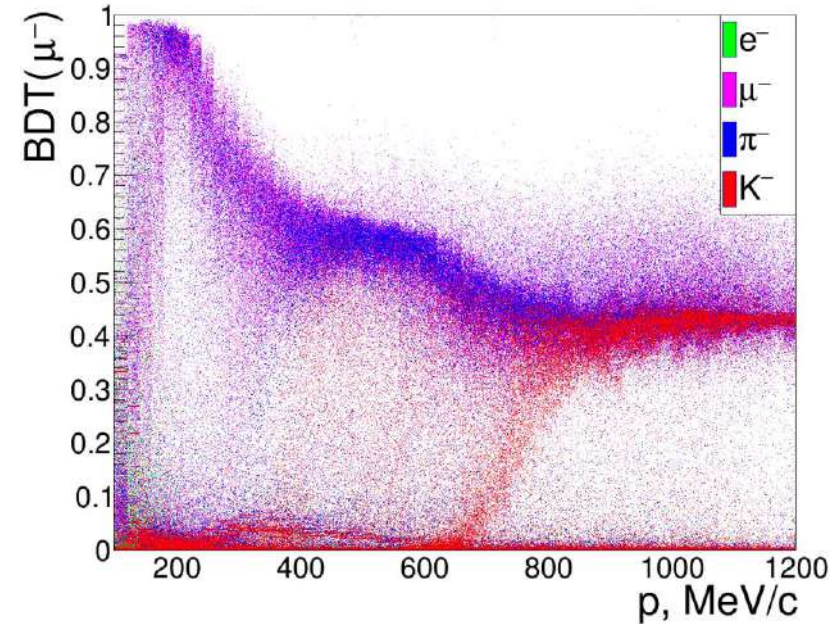
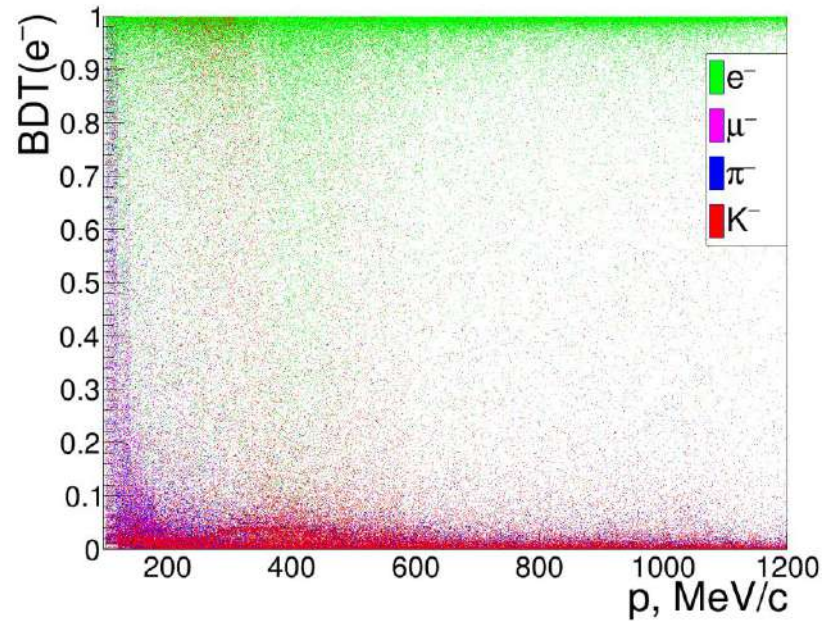
Эффективность классификаторов: общий взгляд

- Спектры откликов BDT в моделировании (распределение по d_{LXe} равномерное):



Эффективность мультиклассификаторов BDT в моделировании (распределение по d_{LXe} равномерное):

- Спектры откликов мультиклассификаторов BDT в моделировании (распределение по d_{LXe} равномерное):



data/МС сравнение спектров BDT: e^\pm

- e^\pm отбираются из событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ следующими условиями:

1) есть ровно 2 противоположно заряженных центральных ($|\rho| < 0.5$ см, $|z| < 12$ см) трека в ДК

2) полярные углы треков $1.0 < \theta < \pi - 1.0$

3) условие на коллинеарность треков по θ и φ :

$$|\theta_1 + \theta_2 - \pi| < 0.15 \text{ рад}$$

$$||\varphi_1 - \varphi_2| - \pi| < 0.15 \text{ рад}$$

4) энергия каждого из кластеров, пришитых к трекам $> E_{beam}/2$

- Спектры BDT в эксперименте и моделировании согласуются при любых энергиях e^\pm

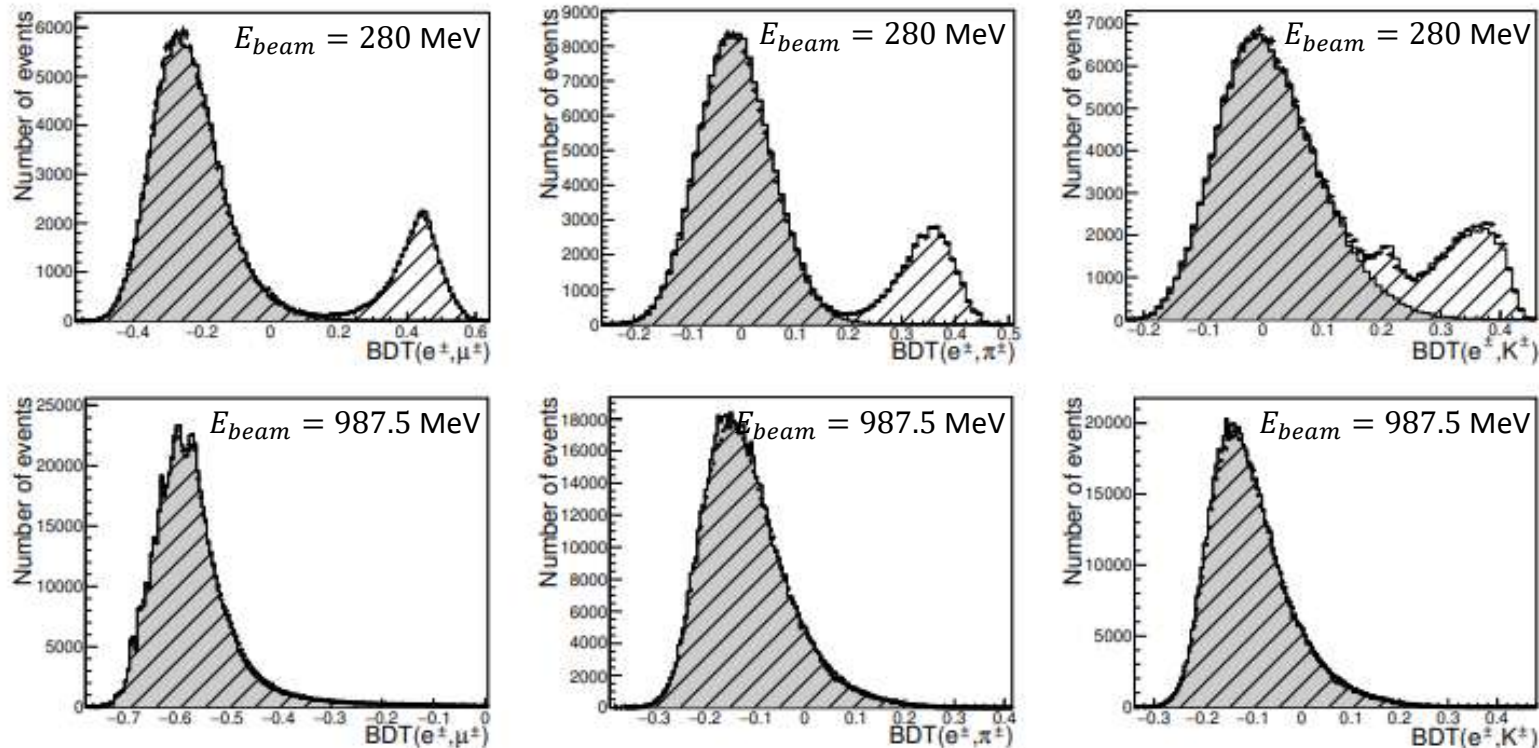


Рисунок 2.33 — Спектры $BDT(e^\pm, \mu^\pm)$ (слева), $BDT(e^\pm, \pi^\pm)$ (посередине) и $BDT(e^\pm, K^\pm)$ (справа) для заряженных частиц, выделенных условиями отбора, перечисленными в разделе 2.6.1. Маркеры соответствуют экспериментальным данным, серая гистограмма — моделированию конечного состояния e^+e^- , штрихованная гистограмма — моделированию конечных состояний e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$ и космики. Верхние картинки соответствуют энергии пучков $E_{beam} = 280$ МэВ, нижние — $E_{beam} = 987,5$ МэВ. В последнем случае примесь конечных состояний, отличных от e^+e^- , пренебрежимо мала.

data/МС сравнение спектров мультиклассификаторов BDT: e^\pm

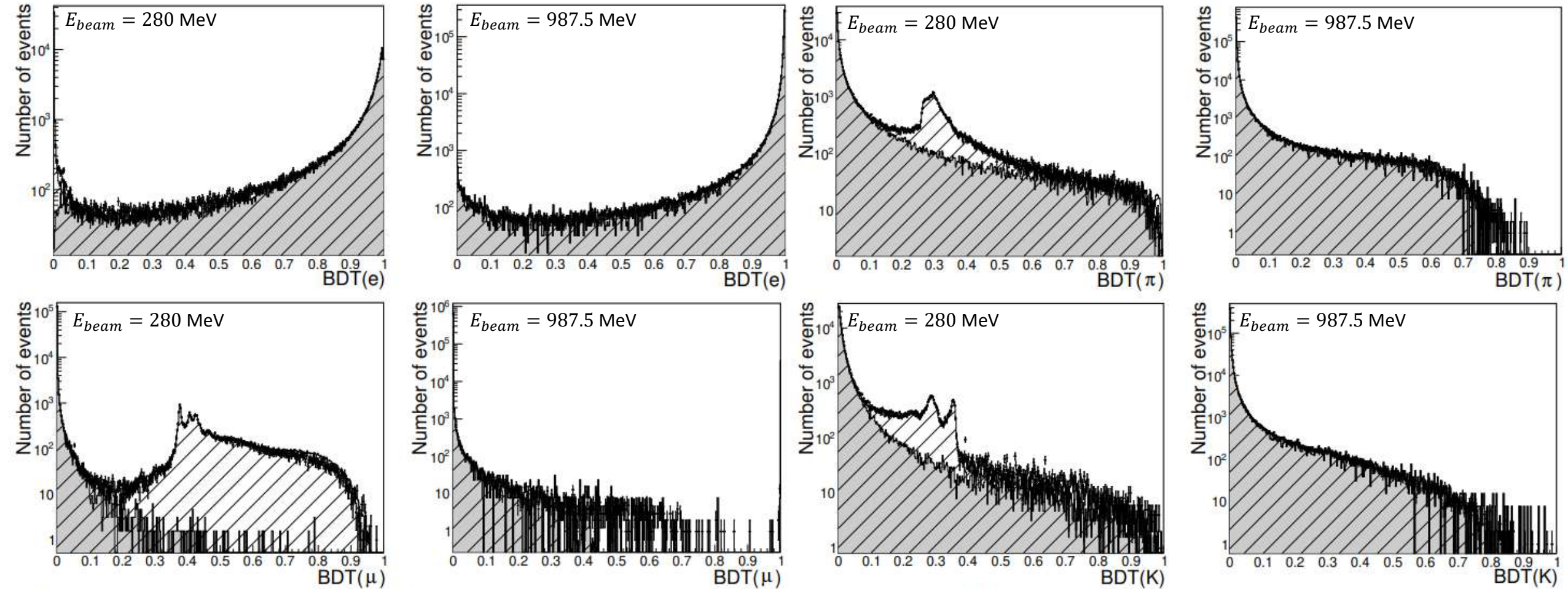


Рисунок 2.46: Спектры откликов BDT(e^\pm) (сверху) и BDT(μ^\pm) (снизу) мультиклассификатора для заряженных частиц, выделенных условиями отбора, перечисленными в разделе 2.6.1 при $E_{beam} = 280$ МэВ (слева) и $E_{beam} = 987,5$ МэВ (справа). Маркеры соответствуют экспериментальным данным, серая гистограмма – моделированию конечного состояния e^+e^- , штрихованная гистограмма – моделированию конечных состояний e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$ и космики. В случае $E_{beam} = 987,5$ МэВ примесь конечных состояний, отличных от e^+e^- , пренебрежимо мала.

Рисунок 2.47: Спектры откликов BDT(π^\pm) (сверху) и BDT(K^\pm) (снизу) мультиклассификатора для заряженных частиц, выделенных условиями отбора, перечисленными в разделе 2.6.1 при $E_{beam} = 280$ МэВ (слева) и $E_{beam} = 987,5$ МэВ (справа). Маркеры соответствуют экспериментальным данным, серая гистограмма – моделированию конечного состояния e^+e^- , штрихованная гистограмма – моделированию конечных состояний e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$ и космики. В случае $E_{beam} = 987,5$ МэВ примесь конечных состояний, отличных от e^+e^- , пренебрежимо мала.

data/МС сравнение спектров BDT: e^\pm

- В качестве *количественной* характеристики степени согласия спектров BDT в эксперименте и моделировании мы используем величину $|\varepsilon_{exp} - \varepsilon_{MC}|(BDT_{cut})$, где $\varepsilon_{exp/MC}(BDT_{cut})$ – доли отбрасываемых событий при отборе $BDT < BDT_{cut}$. С точки зрения анализа данных нас интересует только значение $|\varepsilon_{exp} - \varepsilon_{MC}|(BDT_{cut})$ вблизи предполагаемого значения BDT_{cut}

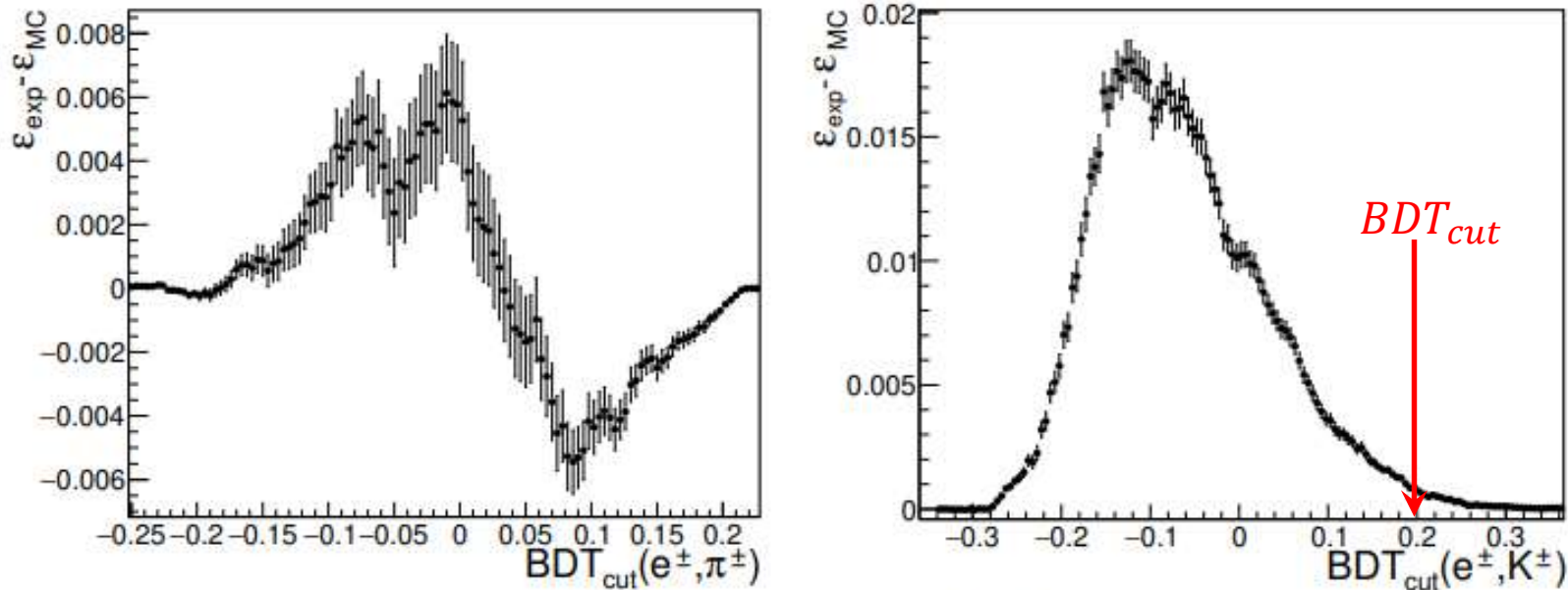


Рисунок 2.34 — Зависимость $|\varepsilon_{exp} - \varepsilon_{MC}|$ от BDT_{cut} для классификаторов $BDT(e^\pm, \pi^\pm)$ (слева) и $BDT(e^\pm, K^\pm)$ (справа) и e^\pm , отобранных из событий процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ при $E_{beam} = 280$ МэВ (слева) и $E_{beam} = 987,5$ МэВ (справа).

data/МС сравнение спектров BDT: μ^\pm

- μ^\pm отбираются из событий космики следующим набором условий:

1. есть ровно 1 нецентральный трек в ДК ($|\rho| > 3$ см);
2. импульс от 100 до 1200 МэВ/с;
3. энергосодержание частицы в калориметре < 400 МэВ

- Спектры BDT в эксперименте и моделировании хорошо согласуются

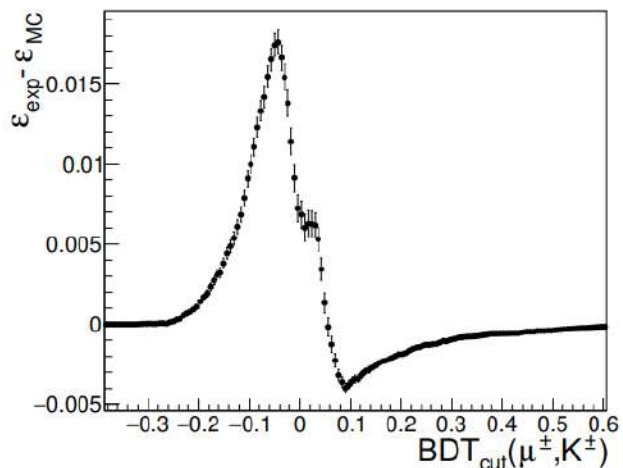


Рисунок 2.36 — Зависимость $|\varepsilon_{\text{exp}} - \varepsilon_{\text{MC}}|$ от BDT_{cut} для классификаторов $\text{BDT}(\mu^\pm, K^\pm)$ для событий космики.

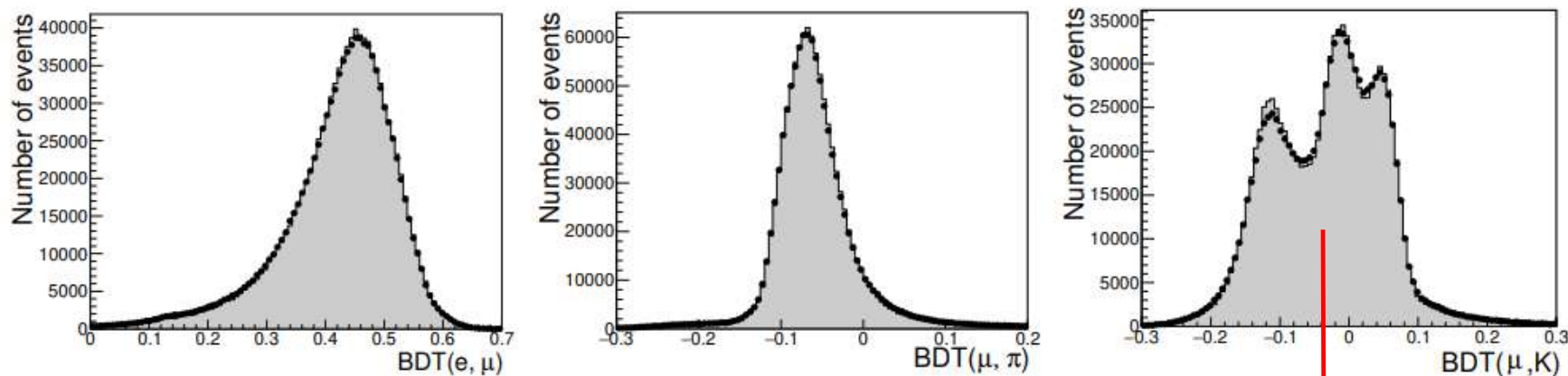


Рисунок 2.35 — Спектры $\text{BDT}(e^\pm, \mu^\pm)$ (слева), $\text{BDT}(\mu^\pm, \pi^\pm)$ (посередине) и $\text{BDT}(\mu^\pm, K^\pm)$ (справа) для космических μ^\pm с импульсом от 100 до 1200 МэВ в эксперименте (маркеры) и моделировании (серая гистограмма).

В ряде случаев в спектрах BDT наблюдаются пикующиеся структуры. Для частиц типа *bkg* и *sig* в спектре классификатора $\text{BDT}(bkg, sig)$ может наблюдаться серия пиков, если частицы типов *bkg* и/или *sig* могут претерпевать ядерные взаимодействия или распады, меняющие характер их дальнейшего взаимодействия с веществом калориметра. Например, в случае $bkg = \mu^+$ и $sig = K^+$:

- μ^+ с малыми импульсами, останавливаясь в веществе перед калориметром или внутри него, в основном распадаются на e^+ и пару нейтрино, порождая электромагнитный ливень и становясь, тем самым, более «похожими» на ядерновзаимодействующие K^+
- K^+ распадается на μ^+ и нейтрино

data/МС сравнение спектров мультиклассификаторов BDT: μ^\pm

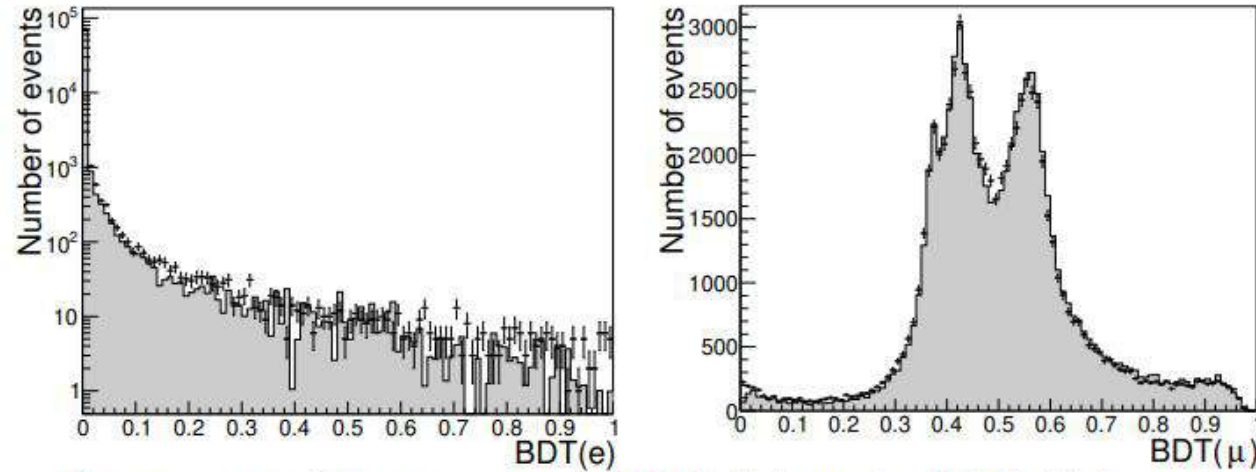


Рисунок 2.50: Спектры откликов BDT(e^\pm) (слева) и BDT(μ^\pm) (справа) мультиклассификатора для космических μ^\pm с импульсом от 100 до 1200 МэВ в эксперименте (маркеры) и моделировании (серая гистограмма).

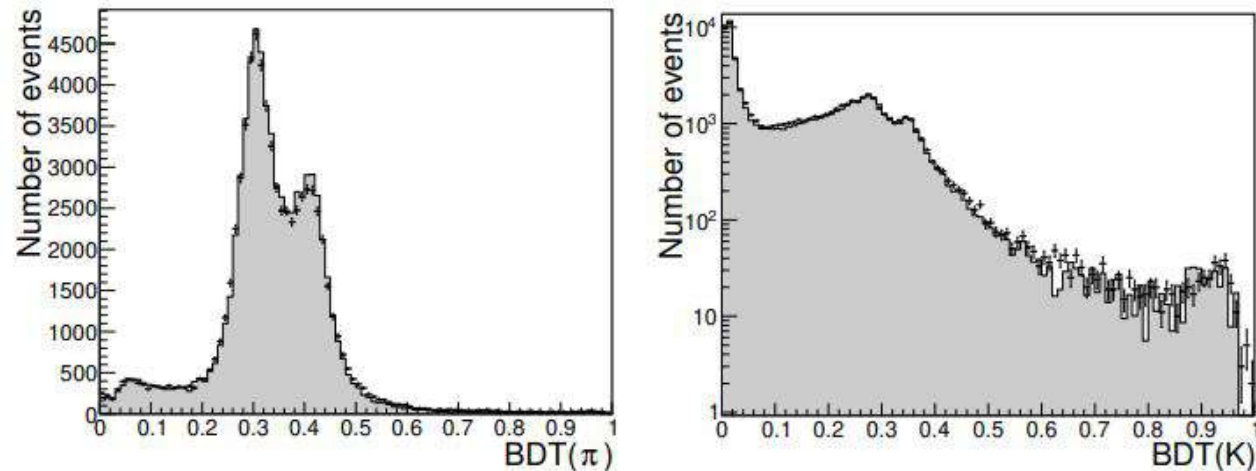


Рисунок 2.51: Спектры откликов BDT(π^\pm) (слева) и BDT(K^\pm) (справа) мультиклассификатора для космических μ^\pm с импульсом от 100 до 1200 МэВ в эксперименте (маркеры) и моделировании (серая гистограмма).

data/МС сравнение спектров BDT: π^\pm

- Набор π^\pm отбирается из событий $e^+e^- \rightarrow \phi(1020) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в пике $\phi(1020)$ следующими условиями отбора:

1) в событии ровно 2 противоположно заряженных «хороших» трека, т.е. трека с импульсами > 60 МэВ/с, $|\rho| < 0.6$ см, $|z| < 12$ см и полярными углами от 1.0 до $\pi - 1.0$ рад

2) в событии есть хотя бы одна пара фотонов с $E_\gamma > 40$ МэВ такая, что её χ^2_{4C} (в предположении сохранения энергии-импульса) вместе с парой треков < 50 . Если при этом после кин. фита $|m_{2\gamma} - m_{\pi^0}| < 40$ МэВ/с², то событие $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ считается восстановленным

- Спектры dE/dx_{sum} и dE/dx_{diff} в эксперименте и моделировании хорошо согласуются, **несмотря на возможную неточность моделирования ядерных взаимодействий**

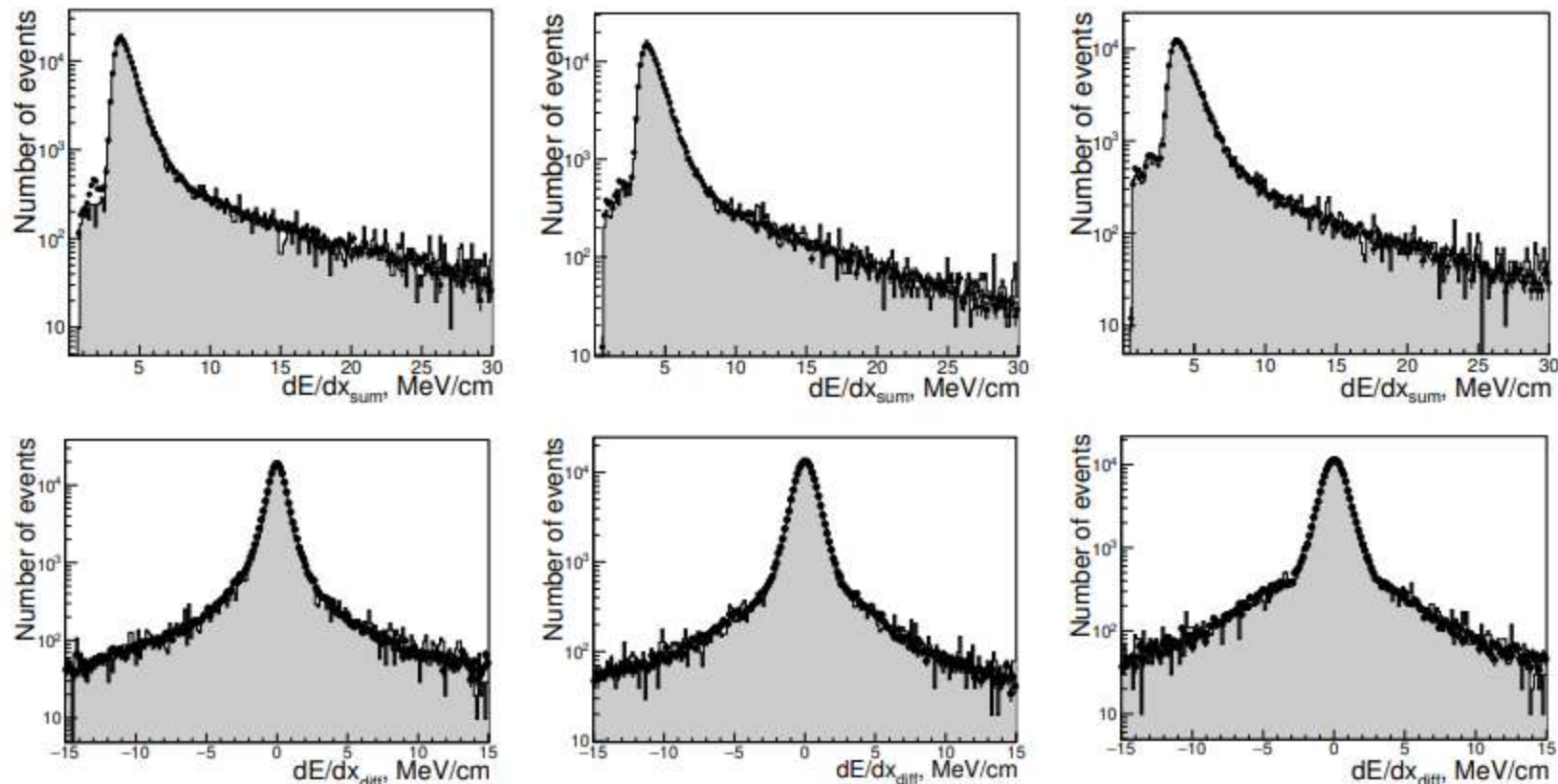


Рисунок 2.37 — Спектры dE/dx_{sum} (сверху) и dE/dx_{diff} (снизу) в 1-м (слева), 3-м (посередине) и 5-м (справа) двойных слоях для π^\pm , отобранных из событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в эксперименте (маркеры) и моделировании (серая гистограмма). Энергия в с.ц.м. равна 1019 МэВ (пик $\phi(1020)$ -мезона).

data/MC сравнение спектров BDT: π^\pm

- Спектры BDT в эксперименте и моделировании хорошо согласуются

- Сила e/π - разделения оценивается по зависимости эффективности подавления e^- от эффективности отбора π^- (ROC-кривая) для BDT(e^-, π^-) при различных импульсах

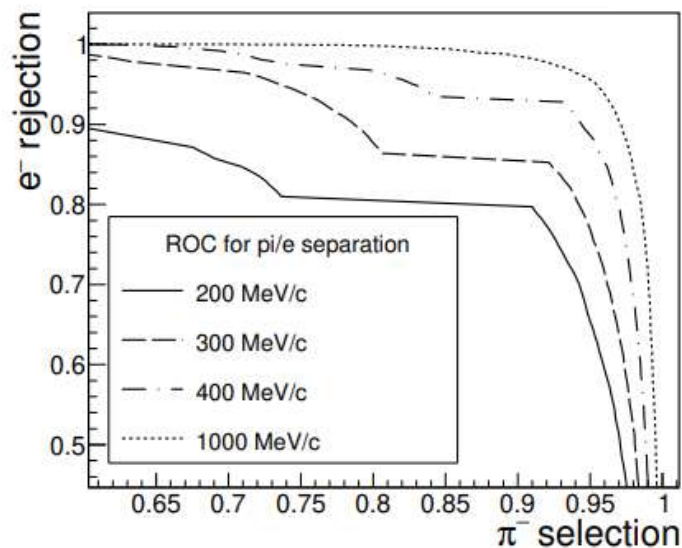


Рисунок 2.40 — ROC-кривые классификатора BDT(e^-, π^-) при различных импульсах частиц (см. легенду) согласно моделированию.

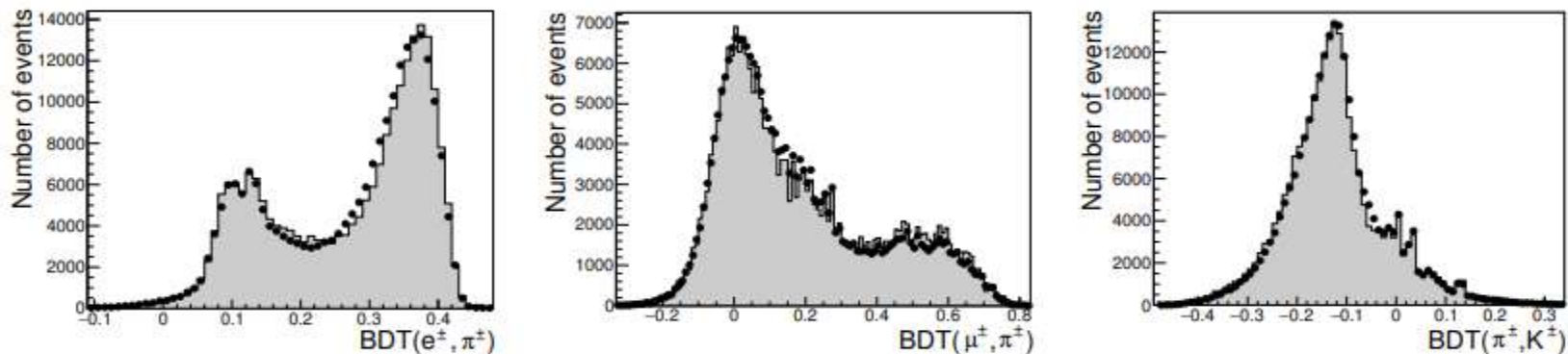


Рисунок 2.38 — Спектры BDT(e^\pm, π^\pm) (слева), BDT(μ^\pm, π^\pm) (посередине) и BDT(π^\pm, K^\pm) (справа) для π^\pm , отобранных из событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в эксперименте (маркеры) и моделировании (серая гистограмма). Энергия в с.ц.м. равна 1019 МэВ (пик $\phi(1020)$ -мезона).

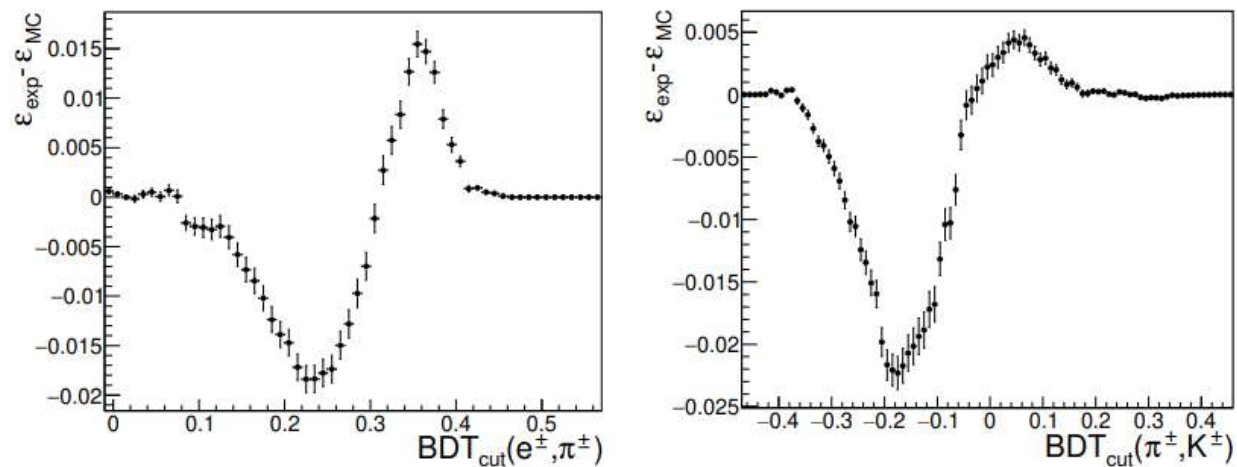


Рисунок 2.39 — Зависимость $|\epsilon_{\text{exp}} - \epsilon_{\text{MC}}|$ от BDT_{cut} для классификаторов BDT(e^\pm, π^\pm) (слева) и BDT(π^\pm, K^\pm) (справа) и π^\pm , отобранных из событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ при энергии в с.ц.м. 1019 МэВ.

data/МС сравнение спектров мультиклассификаторов BDT: π^\pm

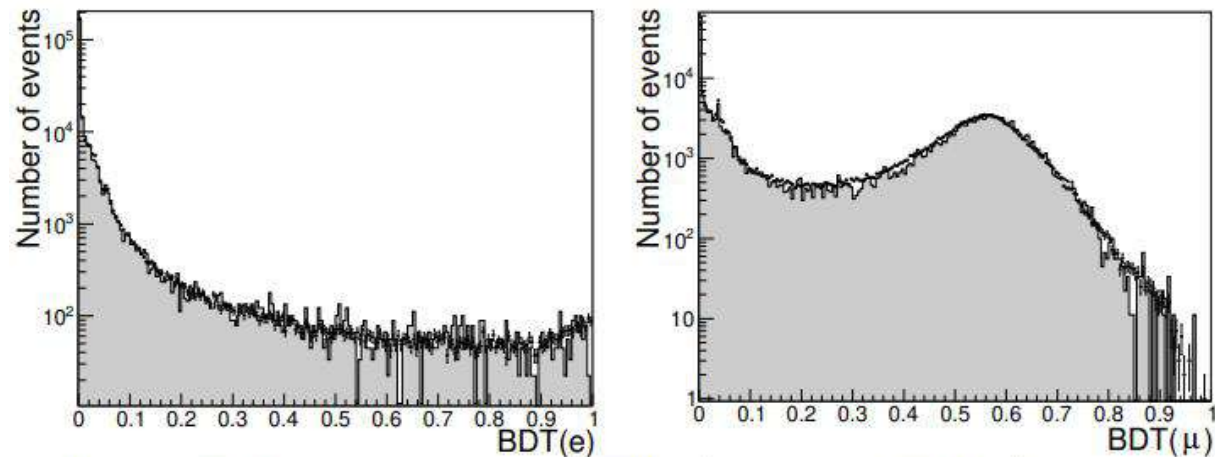


Рисунок 2.55: Спектры откликов $\text{BDT}(e^\pm)$ (слева) и $\text{BDT}(\mu^\pm)$ (справа) мультиклассификатора для π^\pm , отобранных из событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в эксперименте (маркеры) и моделировании (серая гистограмма). Энергия в с.ц.м. равна 1019 МэВ (пик $\phi(1020)$ -мезона).

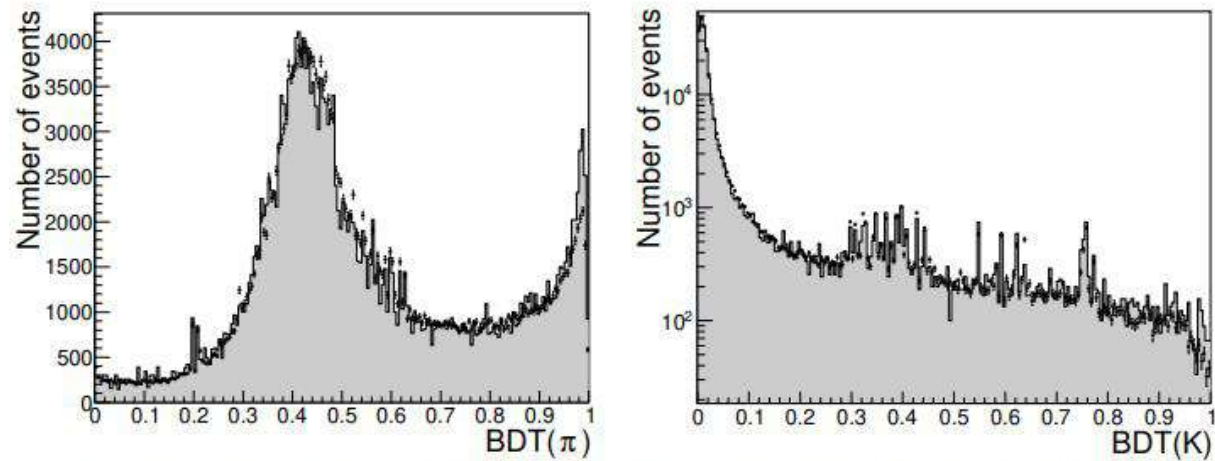


Рисунок 2.56: Спектры откликов $\text{BDT}(\pi^\pm)$ (слева) и $\text{BDT}(K^\pm)$ (справа) мультиклассификатора для π^\pm , отобранных из событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в эксперименте (маркеры) и моделировании (серая гистограмма). Энергия в с.ц.м. равна 1019 МэВ (пик $\phi(1020)$ -мезона).

data/MC сравнение спектров BDT: K^\pm

- Набор K^\pm отбирается из четырехтрековых событий $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ во всех точках по энергии заходов 2019-го года от порога реакции до 2.0 ГэВ

- K/π -разделение проводится на основе dE/dx_{DC}

- Отбор событий состоит в наложении условий на полную энергию и полный импульс частиц в событии

- Спектры dE/dx_{sum} и dE/dx_{diff} в эксперименте и моделировании неплохо согласуются

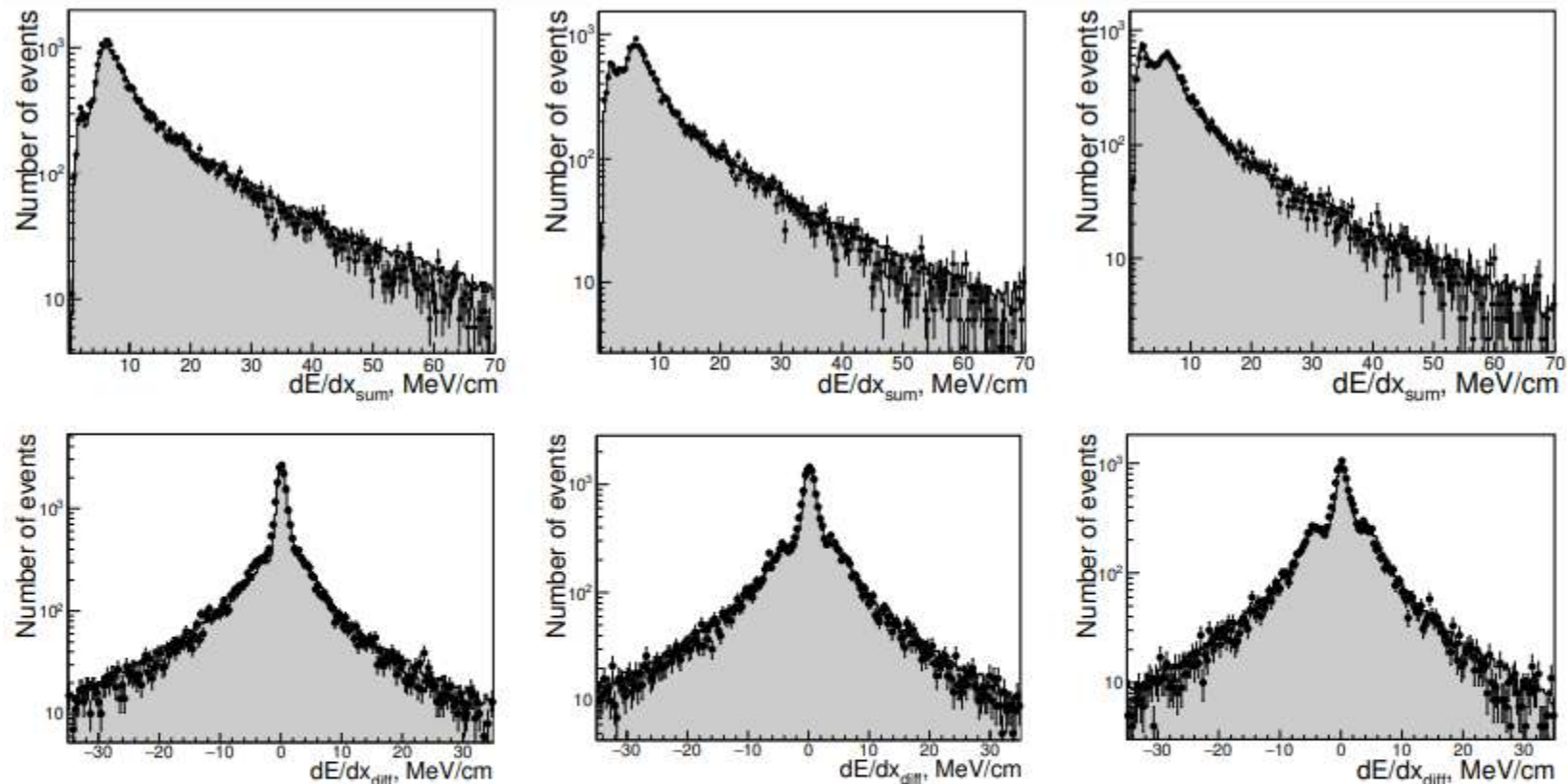


Рисунок 2.41 — Спектры dE/dx_{sum} (вверху) и dE/dx_{diff} (внизу) в 1-м (слева), 3-м (посередине) и 5-м (справа) двойных слоях для K^\pm , отобранных из событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ в эксперименте (маркеры) и моделировании (серая гистограмма). Использованы данные всех заходов 2019-го года.

data/МС сравнение спектров BDT: K^\pm

- Спектры откликов BDT в моделировании выглядят несколько искаженными при импульсах < 400 МэВ (предположительно, из-за неточности моделирования ядерных взаимодействий)
- При импульсах > 400 МэВ искажение исчезает

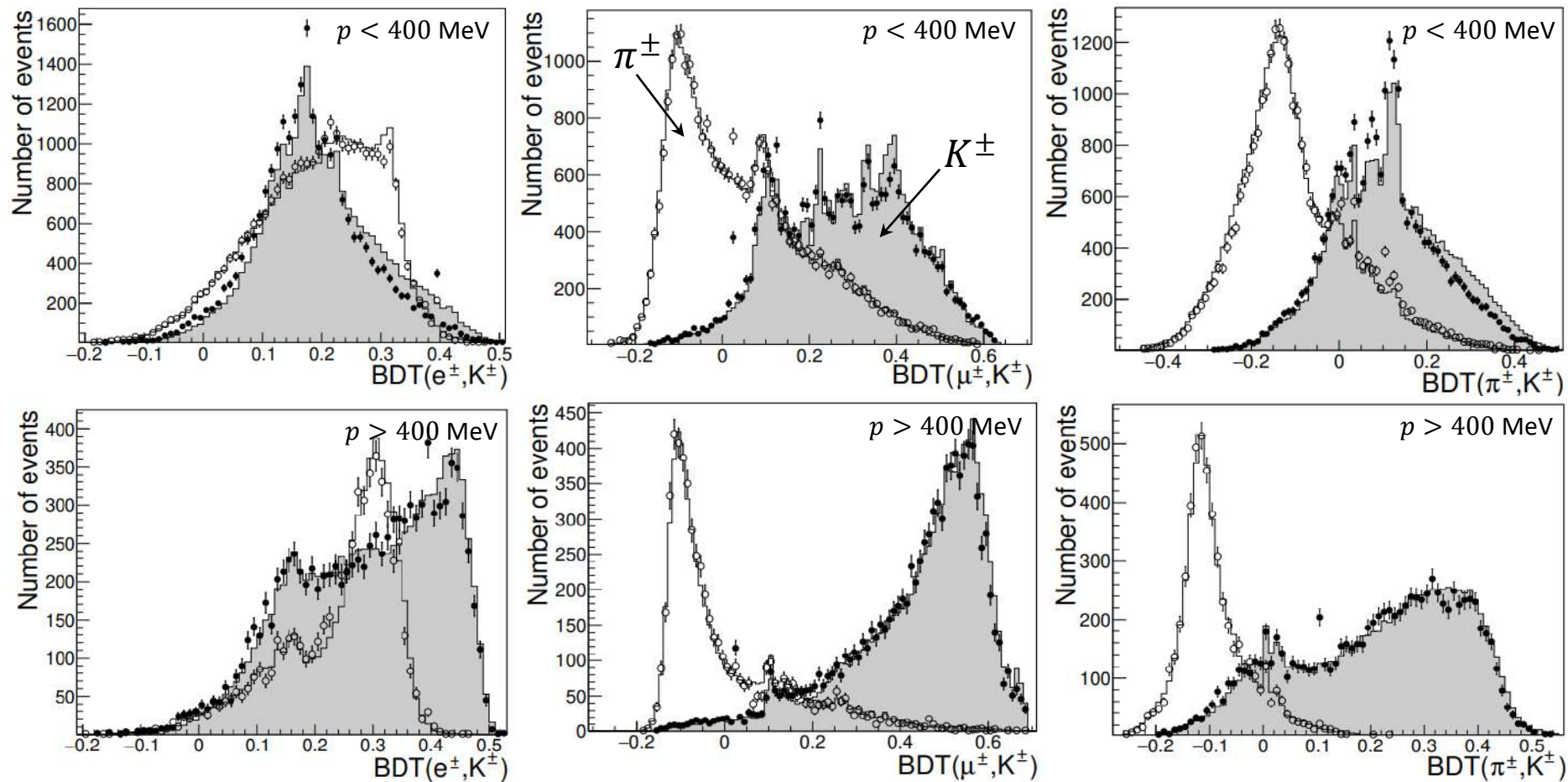


Рисунок 2.42 – Спектры $BDT(e^\pm, K^\pm)$ (сверху), $BDT(\mu^\pm, K^\pm)$ (посередине) и $BDT(\pi^\pm, K^\pm)$ (снизу) для K^\pm и π^\pm , отобранных из событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ в эксперименте (заполненные кружки для K^\pm и пустые кружки для π^\pm) и в моделировании (серая гистограмма для K^\pm и открытая гистограмма для π^\pm). Картинки слева нарисованы для частиц с импульсом меньше 400 МэВ, справа – выше 400 МэВ. Использованы данные всех заходов

data/MC сравнение спектров мультиклассификаторов BDT: K^\pm

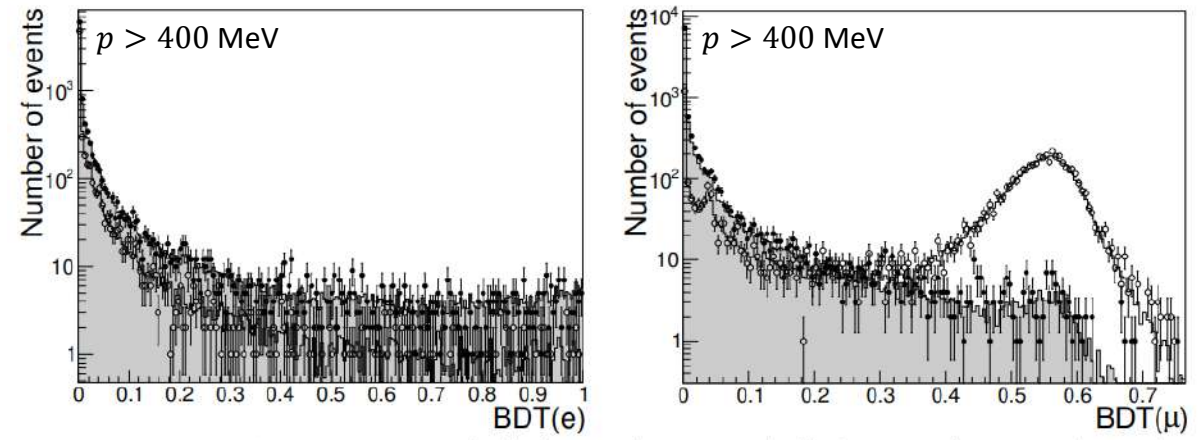


Рисунок 2.61: Спектры BDT(e^\pm) (слева) и BDT(μ^\pm) (справа) для K^\pm и π^\pm с импульсами больше 400 МэВ, отобранных из событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ в эксперименте (заполненные кружки для K^\pm и пустые кружки для π^\pm) и в моделировании (серая гистограмма для K^\pm и открытая гистограмма для π^\pm). Использованы данные всех заходов 2019-го года.

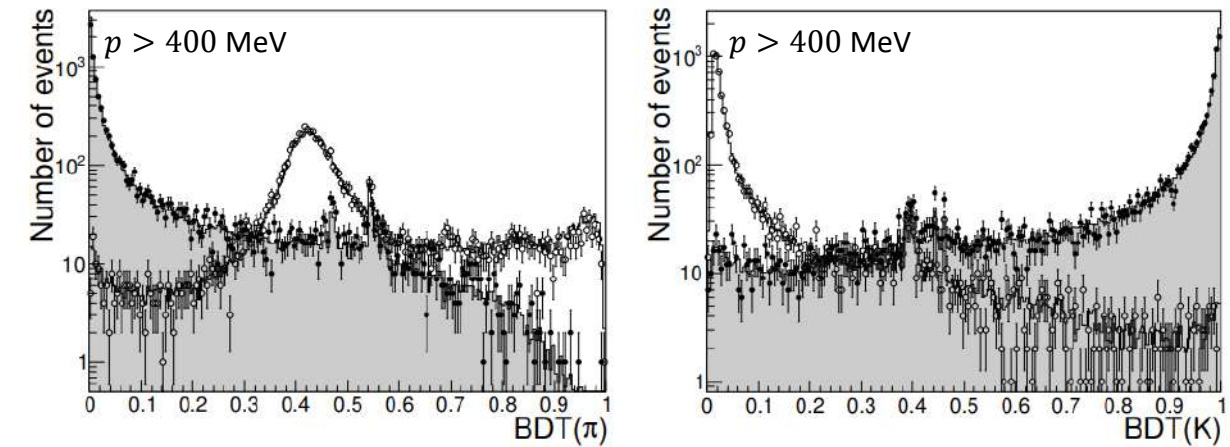


Рисунок 2.62: Спектры BDT(π^\pm) (слева) и BDT(K^\pm) (справа) для K^\pm и π^\pm с импульсами больше 400 МэВ, отобранных из событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ в эксперименте (заполненные кружки для K^\pm и пустые кружки для π^\pm) и в моделировании (серая гистограмма для K^\pm и открытая гистограмма для π^\pm). Использованы данные всех заходов 2019-го года.

data/МС сравнение спектров BDT: K^\pm

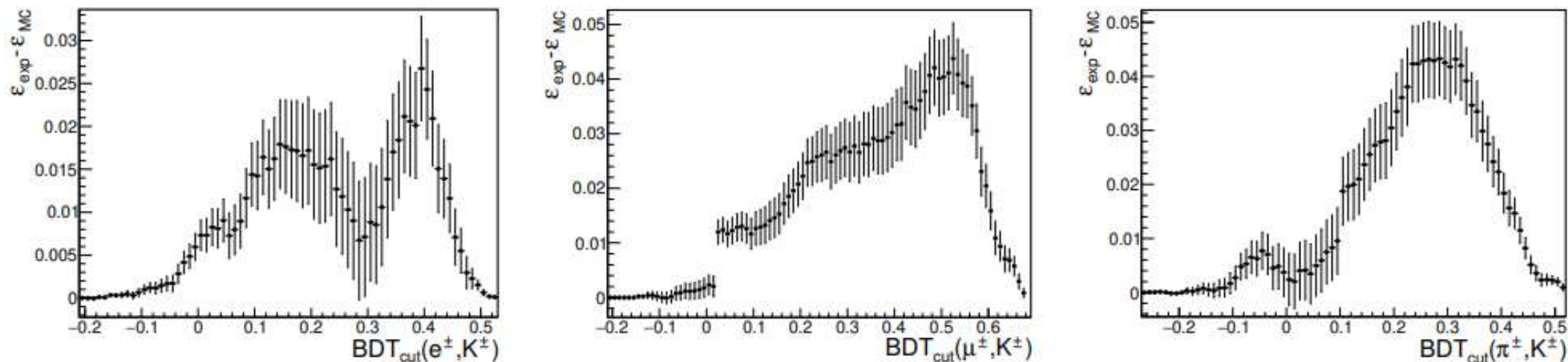


Рисунок 2.43 — Зависимость $|\epsilon_{\text{exp}} - \epsilon_{\text{MC}}|$ от BDT_{cut} для классификаторов $\text{BDT}(e^\pm, K^\pm)$ (слева), $\text{BDT}(\mu^\pm, K^\pm)$ (посередине) и $\text{BDT}(\pi^\pm, K^\pm)$ (справа) и K^\pm с импульсами больше 400 МэВ, отобранных из событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$.

data/МС сравнение спектров BDT: K^\pm

- ROC-кривые для π/K классификатора показаны (сплошные кривые) на рисунке в сравнении с аналогичными кривыми для π/K -разделения по dE/dx_{DC} (штрихованные кривые)
- Видно, что классификация по dE/dx_{LXe} работает при импульсах от 600 до 900 МэВ/с, где идентификация по ДК невозможна

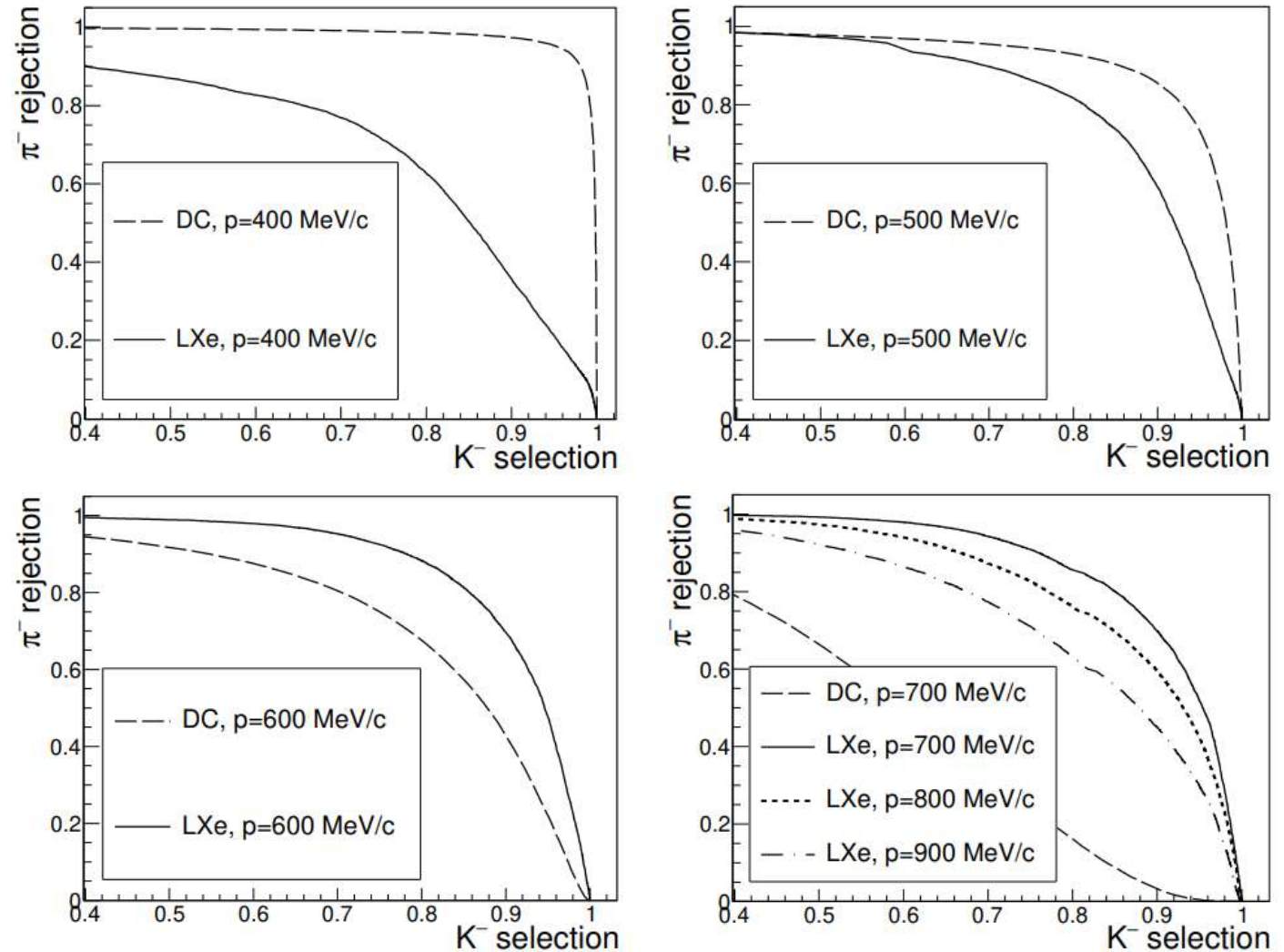
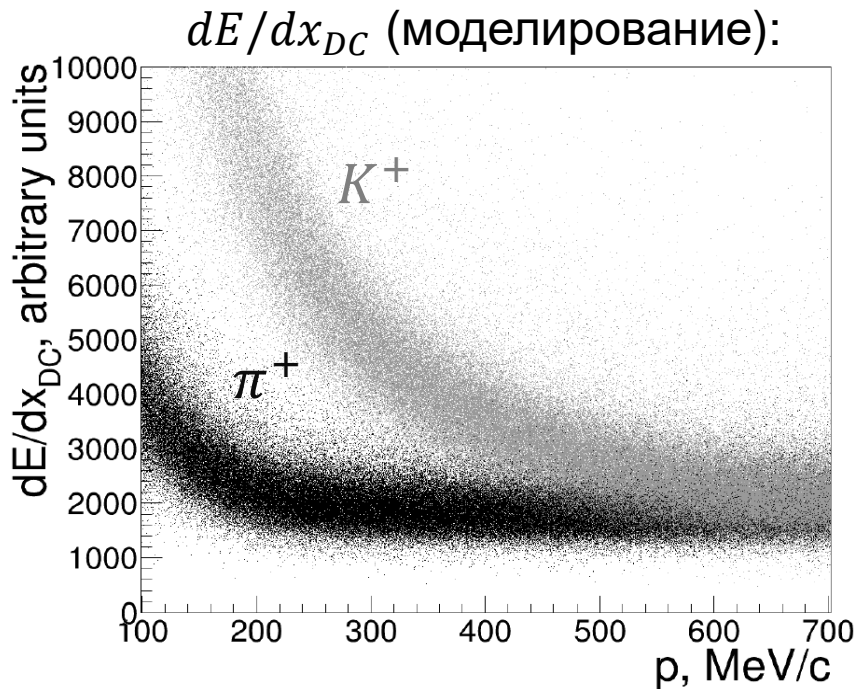
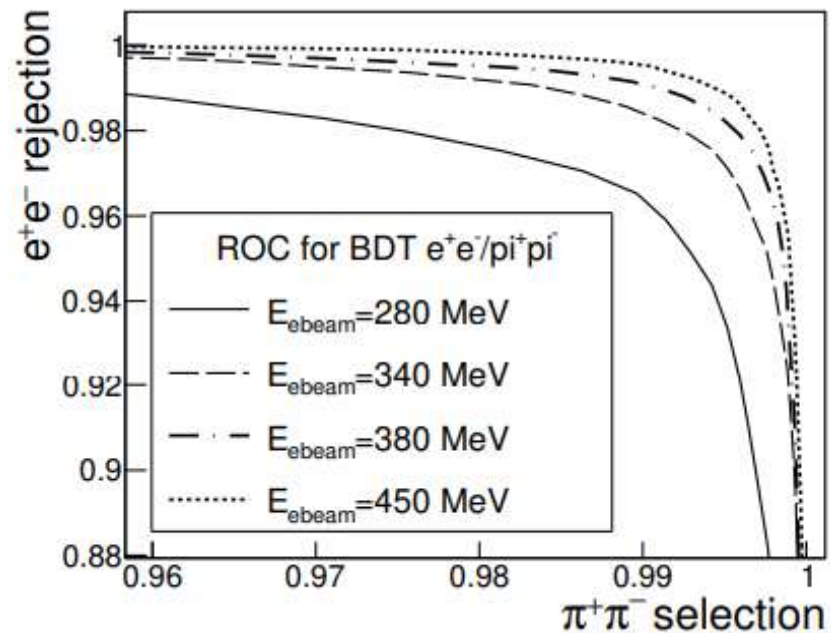
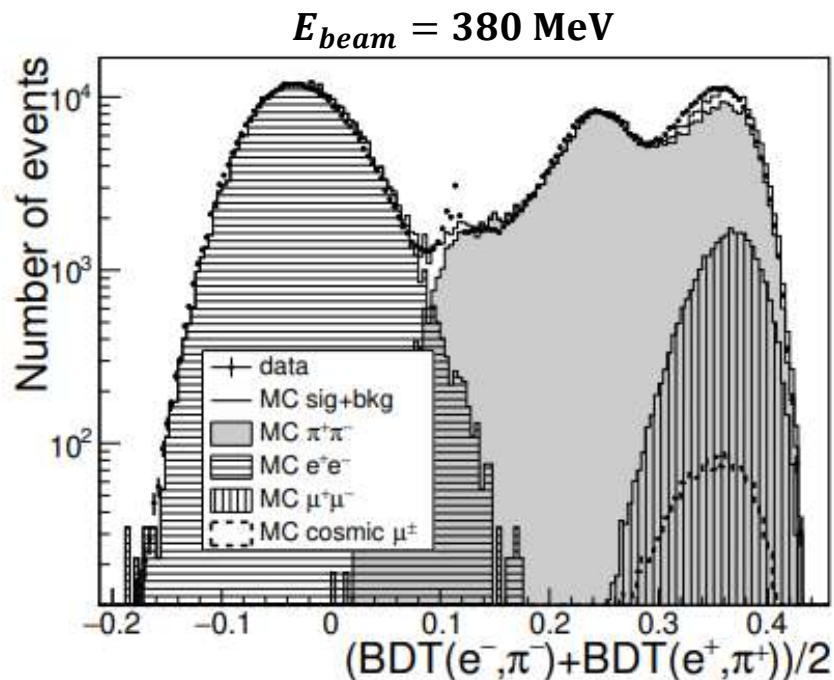
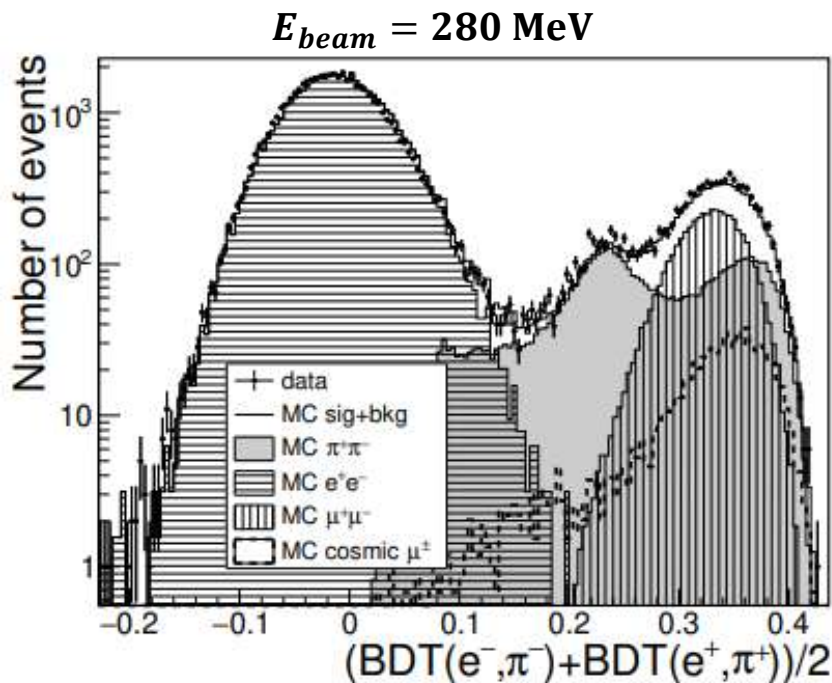
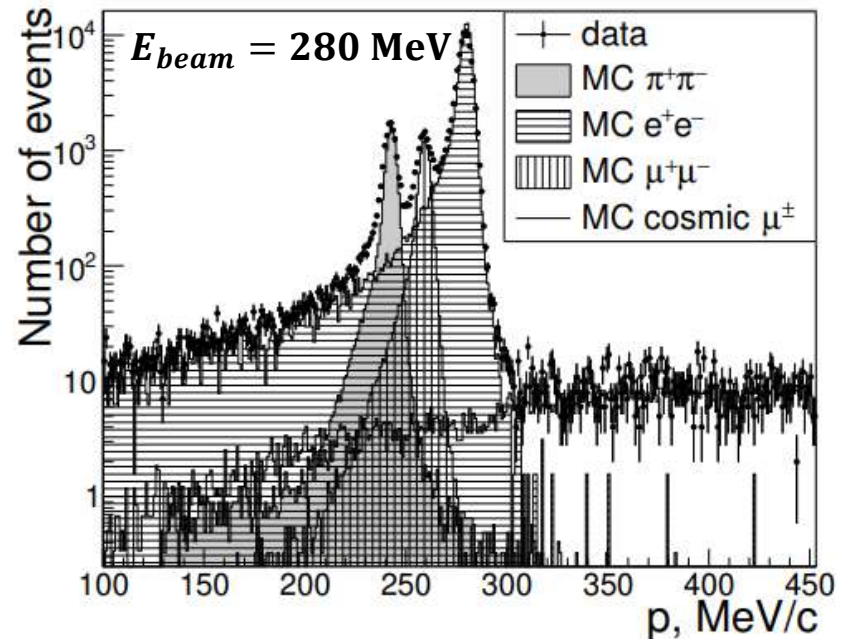


Рисунок 2.45 — ROC-кривые для π^-/K^- разделения на основе dE/dx_{DC} и классификатора BDT(π^-, K^-) для различных импульсов частиц согласно моделированию. Типы классификаторов и импульсы частиц указаны в легендах.

Пример 1: коллинеарные процессы ниже $\phi(1020)$

- Отбираются коллинеарные события при энергиях $E_{c.m.} < m_{\phi(1020)} c^2$
- Вклад космики в моделировании нормируется по событиям с импульсами $> 1.25 \cdot E_{beam}/c$
- Классификатор $(BDT(e^-, \pi^-) + BDT(e^+, \pi^+))/2$ может быть использован для e/π -разделения в задаче измерения формфактора пиона $|F_\pi|^2$



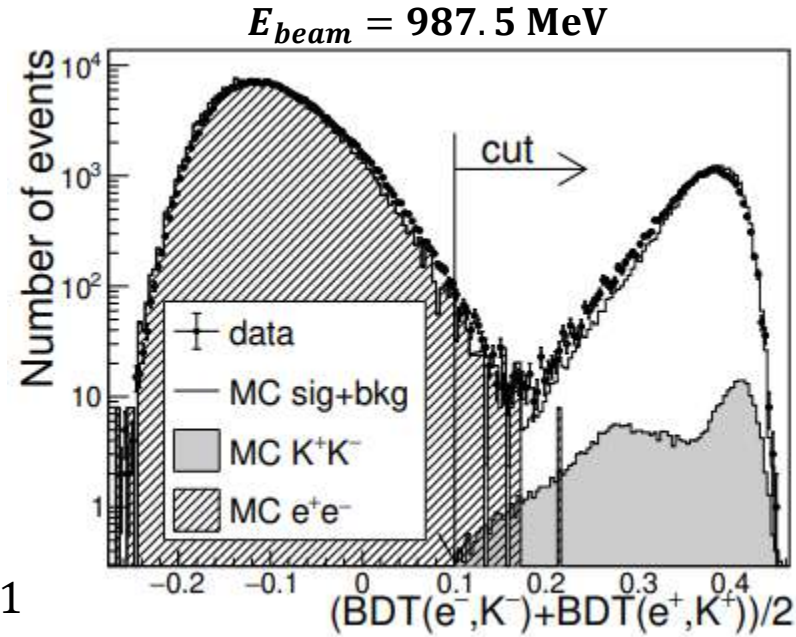
Пример 2: выделение событий $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ выше $\phi(1020)$

- Идентификация по dE/dx_{LXe} делает возможным разделение сигнала и фона в анализе процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ при энергиях выше 1.6 ГэВ

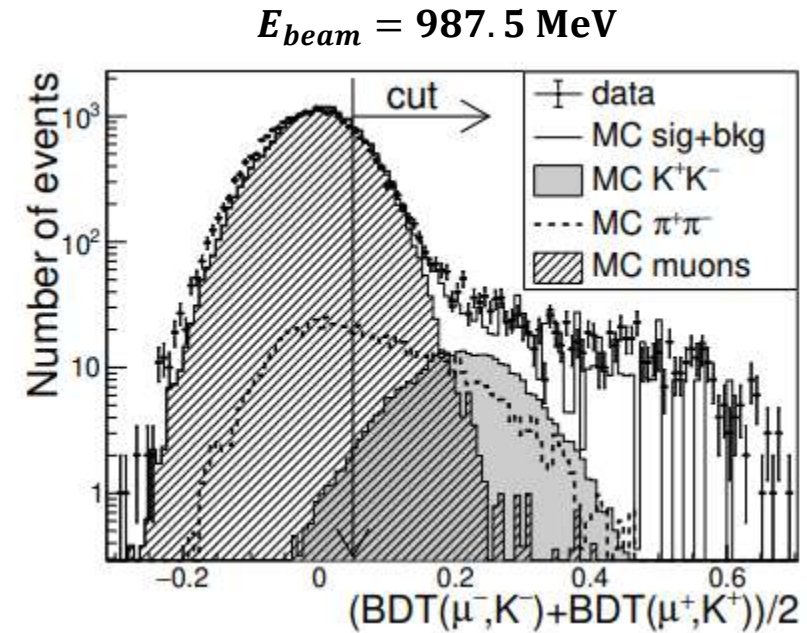
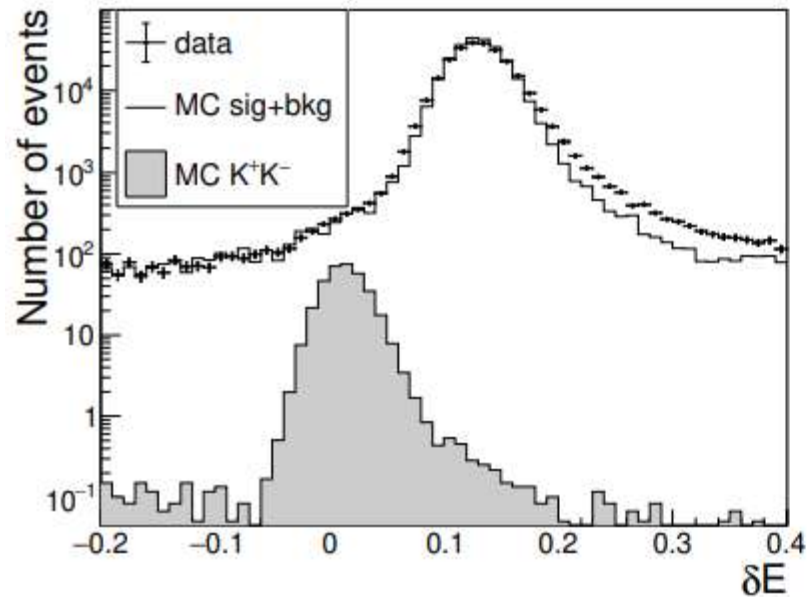
- Разделение сигнала и фона проводится по переменной δE :

$$\delta E = \frac{\sqrt{m_K^2 + p_1^2} + \sqrt{m_K^2 + p_2^2} + |p_{1,z} + p_{2,z}|}{\sqrt{s}} - 1$$

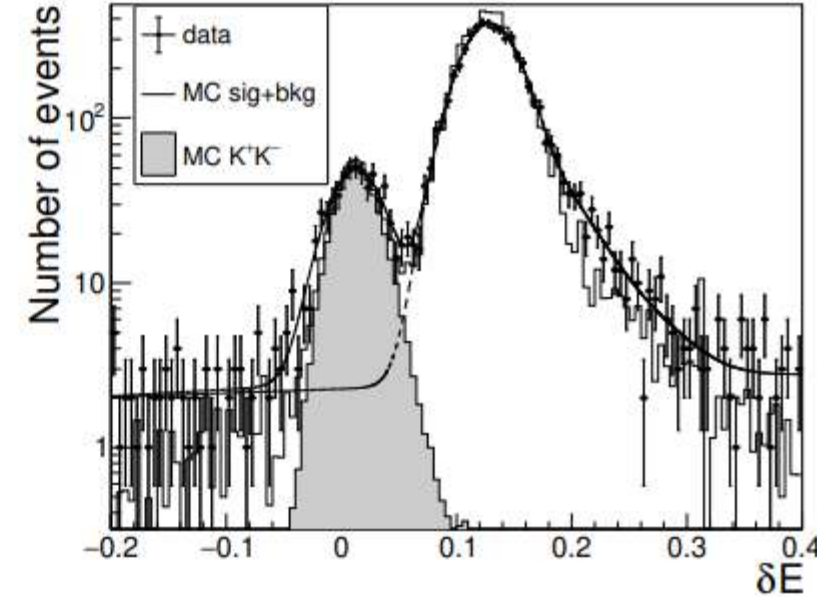
- После подавления фона разделение сигнала и фона по δE становится возможным



до подавления фона



после подавления фона



Заключение по части 2

- Была разработана процедура идентификации заряженных частиц с LXe калориметром детектора КМД-3
- Для достижения согласия спектров BDT в эксперименте и моделировании была разработана и применена процедура калибровки полосковых каналов с точностью $\lesssim 1\%$, а также проведена тщательная настройка отклика полосковых каналов в моделировании
- Было продемонстрировано согласие спектров BDT в эксперименте и моделировании для $e^\pm, \mu^\pm, \pi^\pm, K^\pm$
- Применение разработанной процедуры идентификации проиллюстрировано на примерах разделения конечных состояний $e^+e^-(\gamma)$ и $\pi^+\pi^-(\gamma)$ при $E_{c.m.} < m_{\phi(1020)}$ и отборе конечного состояния K^+K^- при $E_{c.m.} \sim 2$ ГэВ

Формальная часть

Цели и задачи

Целью первой части диссертационного исследования являлось изучение процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ с детектором КМД-3, для чего требовалось решить следующие **задачи**:

1. Выделить события процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ на основе 59.5 пб^{-1} интегральной светимости, набранной с детектором КМД-3 в 2011-2012 и 2017-м годах в диапазоне $E_{c.m.}$ от 1.59 до 2.007 ГэВ
2. На основе выделенных событий изучить промежуточную динамику процесса и измерить его видимое сечение
3. Путем аппроксимации сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ определить параметры $\phi(1680)$
4. Вычислить вклад процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ в аномальный магнитный момент мюона

Целью второй части диссертационного исследования являлась разработка процедуры идентификации заряженных частиц с использованием LXe калориметра детектора КМД-3, для чего требовалось решить следующие **задачи**:

1. Предложить идею процедуры идентификации частицы на основе информации об её энергосигнале в слоях LXe калориметра
2. Разработать и применить процедуру калибровки полосковых каналов LXe калориметра с точностью $\lesssim 1\%$
3. Произвести настройку отклика полосковых каналов в моделировании
4. Осуществить сравнение спектров откликов классификаторов, используемых для идентификации частиц, в эксперименте и моделировании для всех типов частиц
5. Продемонстрировать применение разработанной процедуры идентификации для выделения событий эксклюзивных адронных процессов

Научная новизна

1. Измерено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ в диапазоне $E_{c.m.}$ от 1,59 до 2,007 ГэВ со статистической точностью лучше, чем в предыдущих экспериментах. Аппроксимация измеренного сечения позволила определить параметры $\phi(1680)$ с лучшей к настоящему времени статистической точностью
2. Впервые была разработана процедура идентификации типа заряженной частицы с использованием информации с нескольких слоев многослойного ионизационного калориметра на основе жидкого ксенона

Теоретическая и практическая значимость исследования

1. Улучшение точности измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ позволяет уточнить его вклад в аномальный магнитный момент мюона
2. Уточнение параметров $\phi(1680)$ обладает научной ценностью и само по себе, и с точки зрения использования этих параметров для описания промежуточной динамики и сечений других адронных процессов
3. Разработанная процедура идентификации типа частицы имеет большое значение для подавления фона при анализе ряда адронных процессов с КМД-3. Кроме того, продемонстрированная в данной работе принципиальная возможность идентификации адронов с ионизационным многослойным калориметром на основе жидкого ксенона стимулирует интерес к калориметрам подобного типа

Методология и методы исследования

Методологической основой диссертационного исследования являются экспериментальные методы исследования, включая методы статистической обработки данных и моделирования методом Монте-Карло, а также методы машинного обучения (бустированные деревья принятия решений, BDT), примененные к задаче идентификации частиц

Положения, выносимые на защиту

- На основе статистики, набранной детектором КМД-3 в 2011–2012 и 2017-м годах, наблюдается только один промежуточный механизм рождения конечного состояния $K^+K^-\eta$: $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$.
- Используемая в анализе статистика позволяет измерить сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ с лучшей, чем в предыдущих экспериментах, статистической точностью, и систематической неопределенностью 5,1%.
- Аппроксимация измеренного сечения $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ позволяет определить параметры ϕ' -мезона с лучшей, чем в предыдущих экспериментах, статистической точностью и сравнимой с предыдущими измерениями систематической погрешностью.
- Разработанная процедура калибровки полосковых каналов LXe-калориметра с точностью $\lesssim 1\%$ вместе с настройкой откликов полосковых каналов в моделировании позволяет получить приемлемое согласие экспериментальных и смоделированных спектров откликов классификаторов VDT, используемых для идентификации типа заряженных частиц.
- Разработанная методика идентификации частиц с LXe-калориметром детектора КМД-3 эффективна в задачах идентификации e^\pm и π/K -разделении при импульсах 650–900 МэВ.

Степень достоверности и апробация результатов

По теме диссертации опубликовано 6 работ, из них 2 в научных журналах из списка ВАК и 4 в трудах конференций. Все 6 публикаций проиндексированы в базе данных Scopus

Результаты работы, составляющие материал диссертации, докладывались и обсуждались на научных семинарах ИЯФ СО РАН, а также на конференциях:

1. 10th International Workshop on e^+e^- collisions from Phi to Psi (PHIPSI15, Hefei, China, 2015)
2. Instrumentation for Colliding Beam Physics (INSTR17, Novosibirsk, Russia, 2017)
3. 10th International Workshop on Ring Imaging Cherenkov Detectors (RICH 2018, Moscow, Russia, 2018)
4. The European Physical Society Conference on High Energy Physics (EPS-HEP 2019, Ghent, Belgium, 2019)

Объем и структура работы

Работа состоит из введения, двух глав и заключения. Первая глава посвящена изучению процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ с детектором КМД-3. Во второй главе рассказывается о разработанной автором процедуре идентификации заряженных частиц с использованием многослойного LXe-калориметра детектора КМД-3. Объем диссертации составляет 117 страниц с 99-ю рисунками и 5-ю таблицами. Список литературы содержит 61 наименование

Личный вклад соискателя

Личный вклад автора в получение научных результатов, лежащих в основе диссертации, является определяющим. Автором лично осуществлены все этапы изучения процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$, включая создание Монте-Карло генераторов сигнального и ряда фоновых процессов, выделение сигнальных событий и определение эффективности их регистрации, измерение видимого сечения, вычисление радиационных поправок и аппроксимацию борновского сечения, оценку систематических погрешностей. Автором был предложен и реализован инклюзивный подход к изучению данного процесса, состоящий в рассмотрении η -мезона в качестве частицы отдачи. Далее, соискателем была предложена идея процедуры идентификации частиц с LXe-калориметром детектора КМД-3. Им лично был разработан пакет программного обеспечения, использующийся для калибровки полосковых каналов LXe-калориметра. Автором были определены коэффициенты прозрачности катодов LXe-калориметра и осуществлена настройка откликов полосковых каналов в моделировании минимально ионизирующих и ливнеобразующих частиц. Наконец, соискателем было продемонстрировано согласие спектров откликов классификаторов BDT, использующихся в процедуре идентификации, в эксперименте и моделировании для всех типов частиц. Вклад соискателя в опубликованные работы по теме диссертации является определяющим.

Публикации по теме диссертации (1)

1. Charged particle identification with the liquid xenon calorimeter of the CMD-3 detector / **V. L. Ivanov**, G. V. Fedotov, R. R. Akhmetshin [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2021. – Vol. 1015. – P. 165761. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.165761>. – Дата публикации: 24.08.2021. [Scopus, 17 стр.]
2. Study of the process $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ with the CMD-3 detector at the VEPP-2000 collider / **V. L. Ivanov**, G. V. Fedotov, R. R. Akhmetshin [et al.]. – Текст : электронный // Physics Letters B. – 2019. – Vol. 798. – P. 134946. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.134946>. – Дата публикации: 18.09.2019. [Scopus, 10 стр.]
3. **Ivanov, V. L.** Measurement of hadronic cross sections at CMD-3 / V. L. Ivanov. – Текст : электронный // Proceedings of Science : Proceedings of European Physical Society Conference on High Energy Physics (Ghent, 10–17 July 2019). – Italy, 2020. – Vol. 364. – P. 510. – URL: <https://doi.org/10.22323/1.364.0510>. – Дата публикации: 13.10.2020. [Scopus, 7 стр.]

Публикации по теме диссертации (2)

4. Charged particle identification using the liquid Xenon calorimeter of the CMD-3 detector / **V. L. Ivanov**, G. V. Fedotov, A. V. Anisenkov [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Proceedings of the 10th Workshop on Ring Imaging Cherenkov Detectors (Moscow, 29 July – 4 August 2018). – Netherlands, 2020. – Vol. 952. – P. 161971. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.03.026>. – Дата публикации: 13.03.2019. [**Scopus, 3 стр.**]
5. Charged particle identification with the liquid Xenon calorimeter of the CMD-3 detector / **V. L. Ivanov**, G. V. Fedotov, A. V. Anisenkov [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation : Proceedings of the International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics (Novosibirsk, 27 February – 3 March 2017). – UK, 2017. – Vol. 12, nr 09. – P. C09005. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/09/C09005>. – Дата публикации: 07.09.2017. [**Scopus, 9 стр.**]
6. Study of $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ process with the CMD-3 detector at VEPP-2000 collider / **V. L. Ivanov**, A. N. Amirkhanov, A. V. Anisenkov [et al.]. – Текст : непосредственный // Journal of University of Science and Technology of China : Proceedings of the 10th International Workshop on e^+e^- Collisions from ϕ to ψ (Hefei, 23–26 September 2015). – Hefei, 2016. – Vol. 46. – P. 502–506. [**Scopus, 5 стр.**]

BACKUP

Степень разработанности темы исследования

Относительно степени разработанности темы второй части диссертации заметим, что идентификация частицы по характеру её энерговыделения в многослойном ионизационном калориметре осуществлялась ранее во многих экспериментах. Так, сэмплинг-калориметры на основе жидкого аргона были разработаны для детекторов H1 (коллайдер HERA) [20], DØ (коллайдер Tevatron) [21] и ATLAS (коллайдер LHC) [22]. В этих калориметрах информация о продольном и поперечном профиле энерговыделения частицы использовалась, главным образом, для e^\pm/π^\pm -разделения и идентификации адронных струй. Кроме того, информация с калориметра на основе жидкого криптона использовалась для $e^\pm/\mu^\pm/\pi^\pm$ -разделения в экспериментах NA48 [23] и NA62 [24] (ЦЕРН).

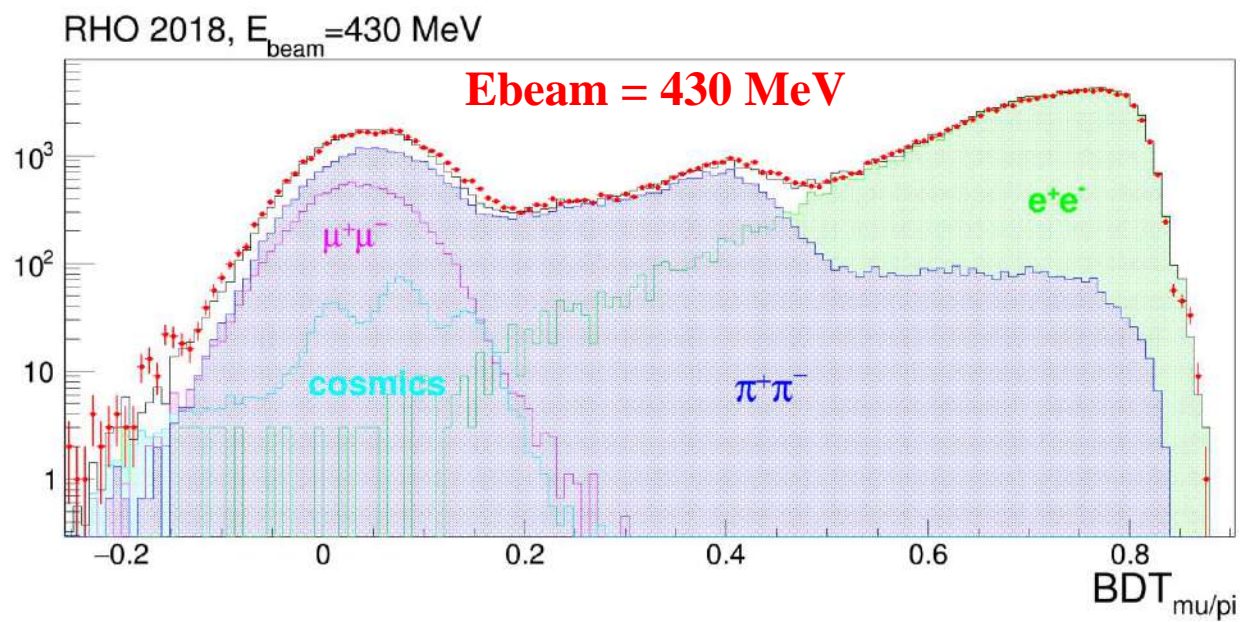
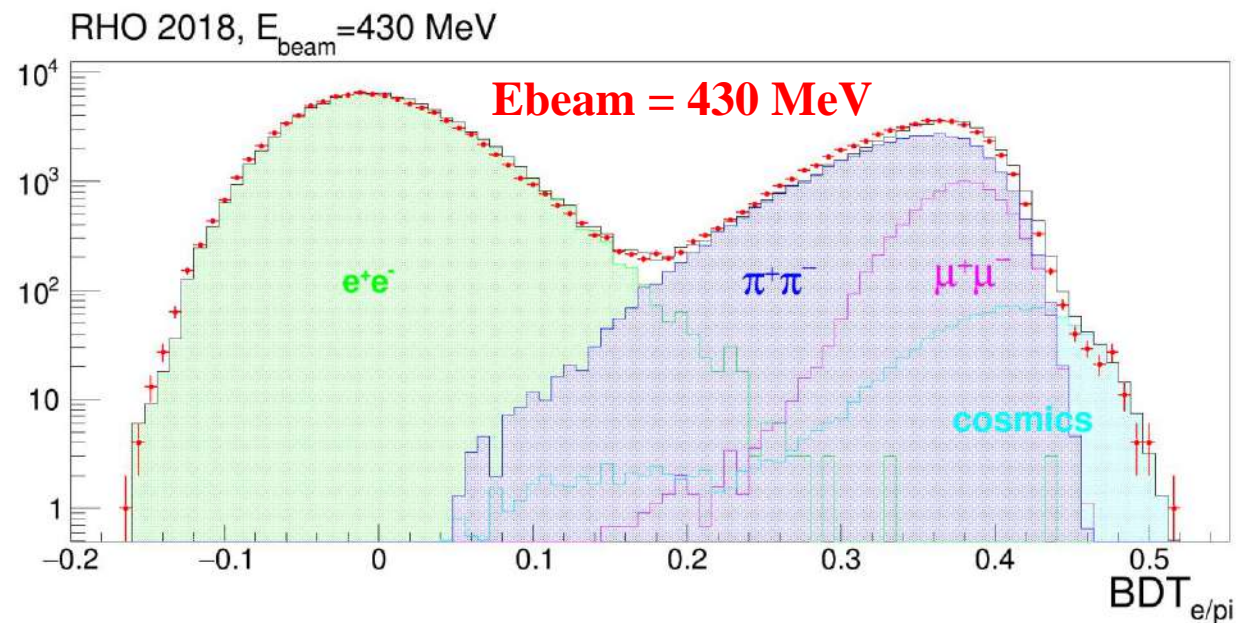
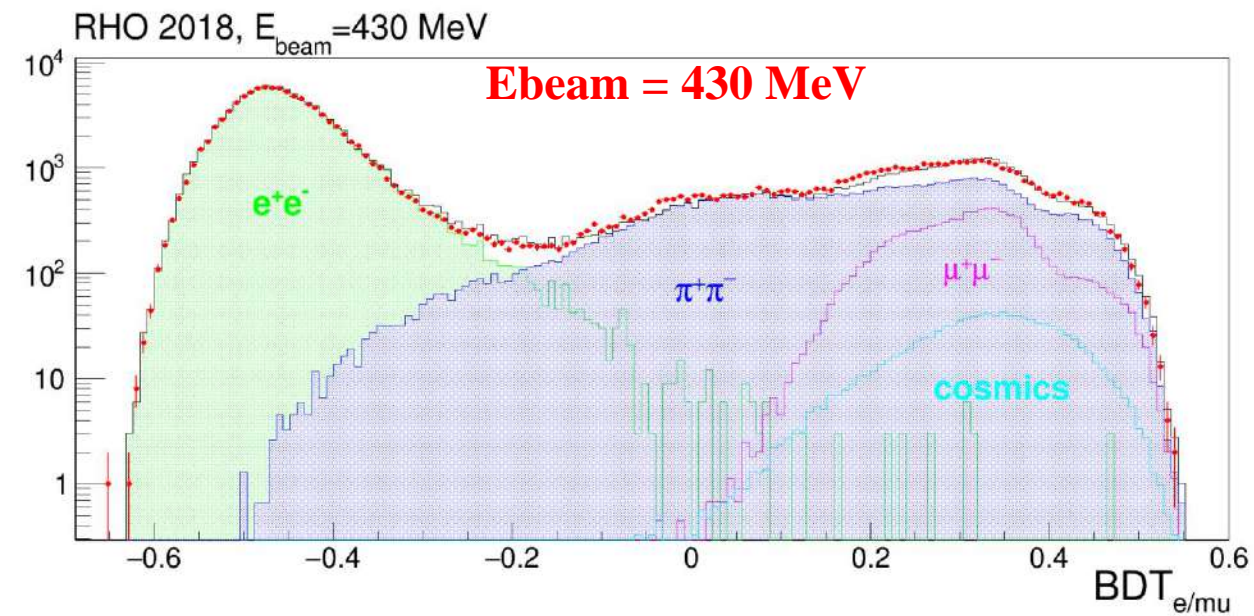
Во всех перечисленных экспериментах идентификация осуществлялась для частиц с характерными энергиями в десятки ГэВ. В силу этого мы можем утверждать, что разработанная нами процедура идентификации частиц является первым успешным опытом создания подобной процедуры для частиц с импульсами до 1 ГэВ и с использованием ксенона в качестве рабочего вещества калориметра.

Перспективы

Перспектива дальнейшего изучения процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ с детектором КМД-3 связана с увеличением доступной для анализа статистики примерно на порядок в ходе продолжающихся экспериментов на коллайдере ВЭПП-2000. Это позволит в существенно уменьшить статистические и систематические ошибки измерения сечения и измерения параметров ϕ' .

Развитие методики идентификации частиц с LXe калориметром детектора КМД-3 может заключаться в создании единой системы идентификации, использующей информацию с других подсистем детектора: дрейфовой камеры, CsI калориметра, мюонной системы. Помимо этого, в связи с разрабатываемым в настоящее время в ИЯФ СО РАН проектом детектора Супер Чарм-Тау Фабрики рекомендуется изучить возможность и целесообразность использования в последнем ионизационного калориметра на основе сжиженного благородного газа по типу LXe калориметра детектора КМД-3.

Пример: коллинеарные процессы ниже $\phi(1020)$



Пример: коллинеарные процессы ниже $\phi(1020)$

