Измерение формфактора полулептонного распада Λ_c-бариона.

15 Октября 2024

Содержание

1. Введение

1.1. Мотивация

Предпосылки открытия очарованного бариона Λ_c появились в 1975 году, когда в результате наблюдения аномалии в распаде $e^+e^- \to e^+ + \mu^- + E_{miss}$ (см. **[PhysRevLett1975]**) было высказано предположение о существовании заряженного лёгкого очарованного бариона. Открытие на достаточном уровне значимости произошло более чем 10 лет спустя на коллайдере SPEAR (см. **[Avery1988]**) по распаду $\Lambda_c \to pK^-\pi^+$.

Λ_c, будучи самым лёгким из очарованных барионов, распадается исключительно посредством слабого взаимодействия, что позволяет изолировать и исследовать вклад этого взаимодействия в барионных системах. В частности, канал $\Lambda_c \to \Lambda l\nu_l$, где $l = e, \mu$, а распад с продуктом $l = \tau$ подавлен в силу закона сохранения 4-импульса:

$$m_{\Lambda_c} = 2.28646\,\mathrm{GeV} < 2.89261\,\mathrm{GeV} = 1.77693\,\mathrm{GeV} + 1.11568\,\mathrm{GeV} = m_\tau + m_\Lambda.$$

Бранчинговые отношения для полулептонных распадов $\Lambda_c \to \Lambda l\nu_l$, где $l = e, \mu$, были измерены в нескольких работах. Для канала $\Lambda_c \to \Lambda e\nu_e$ измеренное бранчинговое отношение составляет $B(\Lambda_c \to \Lambda e\nu_e) = 3.56 \pm 0.13\%$, как указано в статье [**CLEO2023**]. Для канала $\Lambda_c \to \Lambda\mu\nu_\mu$ измеренное бранчинговое отношение равно $B(\Lambda_c \to \Lambda\mu\nu_\mu) = 3.48 \pm 0.17\%$ согласно [**CLEO2023**].

Полулептонные распады Λ_c являются удобным и относительно простым случаем для исследования переходов тяжелого кварка в лёгкий, что позволяет точнее проверять предсказания теоретических моделей, таких как эффективная теория тяжёлых кварков (HQET) и квантовая хромодинамика на решётке (LQCD). Проверка этих моделей с помощью экспериментов может не только подтвердить их верность, но и выявить отклонения от стандартной модели, что потенциально указывает на существование новой физики, включая новые взаимодействия или экзотические частицы.

1.2. Отличие от работы CLEO

Измерение форм-фактора $\Lambda_c \to \Lambda l\nu_l$ важно для проверки результатов предыдущего эксперимента **[CLEO2023]**, в котором был измерен форм-фактор $\Lambda_c \to \Lambda e\nu_e$. Важно сравнить методологические и экспериментальные аспекты текущего исследования с работой команды CLEO.

Прежде всего, команда CLEO сделала предположение о том, что спин бариона Λ равномерно распределён. Это предположение оказывает влияние на значение спиральности, которое напрямую входит в уравнение для форм-фактора. В данной работе предлагается более точное измерение распределения направлений спина, основанное на анализе распада в канале $\Lambda_c^+ \to \Lambda\pi^+$. Этот подход позволяет уменьшить систематические ошибки и повысить точность вычислений.

Второе важное отличие заключается в использовании независимого источника данных. В то время как команда CLEO использовала данные, собранные с детектора "CLEO"на Корнельском электронном накопительном кольце (Cornell Electron Storage Ring), в настоящей работе анализ проводился на детекторе "Belle установленном на ускорителе "KEK". Это не только обеспечивает независимую проверку результатов, но и позволяет уточнить их с учётом различий в экспериментальных установках.

Наконец, команда CLEO не проводила анализа полулептонного распада $\Lambda_c \to \Lambda\mu\nu_\mu$, что является существенным упущением. В данном исследовании этот канал был тщательно изучен, что позволяет расширить понимание полулептонных распадов и улучшить тесты на универсальность лептонов.

Таким образом, данная работа вносит вклад в дальнейшее изучение свойств бариона Λ_c и уточнение результатов, полученных в предыдущих исследованиях.

1.3. Модели и теоретические предсказания

Как уже было сказано выше, на данный момент существуют численные методы вычисления форм-факторов, основанные на различных приближениях или моделях. Все они дают различные результаты (см. таблицу 1). Поскольку сильное взаимодействие сложно поддаётся теоретическим расчётам из-за отсутствия малого параметра, результаты могут быть проверены только экспериментально.

Таблица 1. Форм-факторы полулептонных распадов $\Lambda_c \to \Lambda$ для $q^2 = 0$.

Form Factor	$\mathfrak{F}_1^V(0)$	$\mathfrak{F}_2^V(0)$	$\mathfrak{F}_3^V(0)$	$\mathfrak{F}_1^A(0)$	$\mathfrak{F}_2^A(0)$	$\mathfrak{F}_3^A(0)$
[QCD2021]	0.687(138)	0.486(117)	0.164(80)	0.539(101)	-0.388(100)	-0.359(283)
[BagModel1989]	0.35	0.09	0.25	0.61	-0.04	-0.11
[RQM2016]	1.14	0.072	0.252	0.517	-0.697	-0.471
[QSR2009]	0.665	0.285	—	0.665	-0.285	—
[LFCQM2018]	0.468	0.222	—	0.407	-0.035	—

2. Экспериментальная установка

2.1. Коллайдер KEK

Ускоритель KEKB является электрон-позитронным коллайдером, состоящим из двух колец, пересекающихся в одной точке под углом 22 mrad, что позволяет измерять CP-асимметрию. Пучки электронов и позитронов сталкиваются с энергией 8 GeV и 3.5 GeV соответственно. Пучки рождаются на фотонной фабрике и, проходя через линейный ускоритель, где разгоняются до скорости, близкой к скорости света, передаются в основные кольца. В режиме накопления пучка подача происходит непрерывно, а в нормальном режиме сбора данных - периодически, раз в несколько миллисекунд.

Основной целью было производство большого количества B-мезонов. Работа ускорителя началась в декабре 1998 года и закончилась в конце июня 2010 года. За это время KEKB установил мировой рекорд по светимости - $2.11 \times 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$, который на сегодняшний день был превзойдён только на коллайдере SuperKEKB - усовершенствованной версии, собранной на основе KEKB. За все время было собрано $825.547 fb^{-1}$.

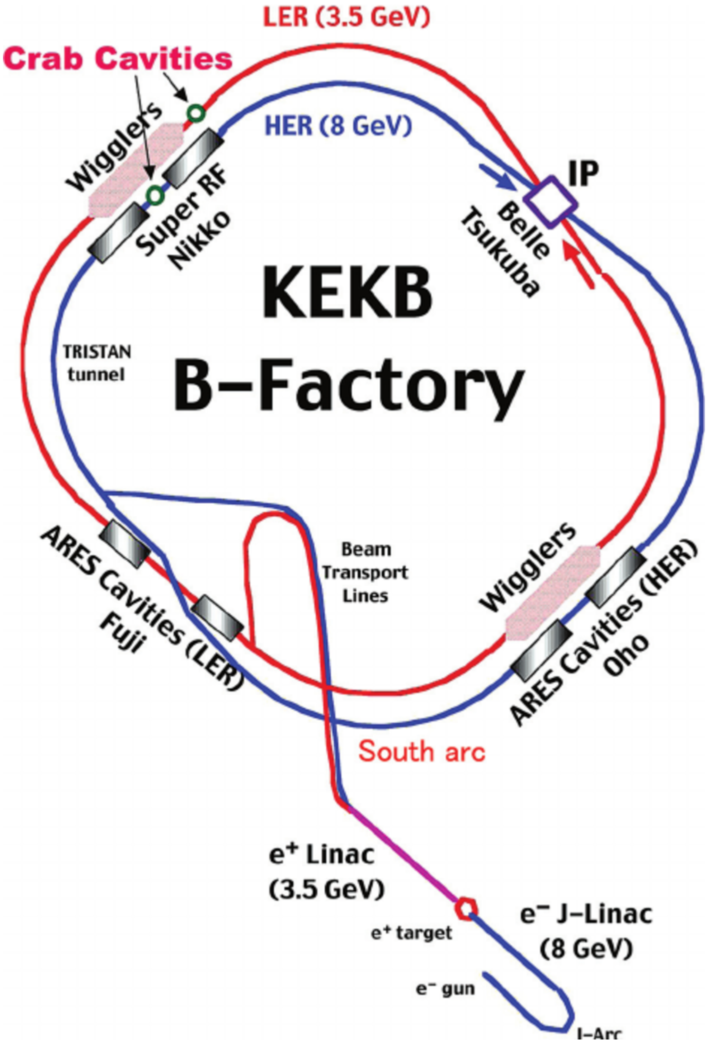


Рис. 1. Ускорительный комплекс KEKB

2.2. Детектор Belle

Детектор Belle охватывал весь азимутальный угол, а также перекрывал часть полярного угла от 17° до 150°, что соответствует 0.74 полного телесного угла. Установка окружала точку взаимодействия и состояла из вершинного кремниевого детектора (SVD), центральной дрейфовой камеры (CDC) из 50 цилиндрических слоёв, массива аэрогелевых черенковских счётчиков (ACC), системы измерения времени пролёта (TOF) из сцинтилляционных счётчиков, электромагнитного калориметра (ECL), изготовленного из кристалов йодида цезия (CsI), и переднего калориметра (EFC), расположенных внутри сверхпроводящего соленоида, обеспечивающего магнитное поле величиной $1.5 Tl$. В железном ярме электромагнита был расположен детектор K_L^0 мезонов и μ (KLM), составленный из стеклянных резистивных плоских камер. Общий вид детектора Belle показан на рис. 2.

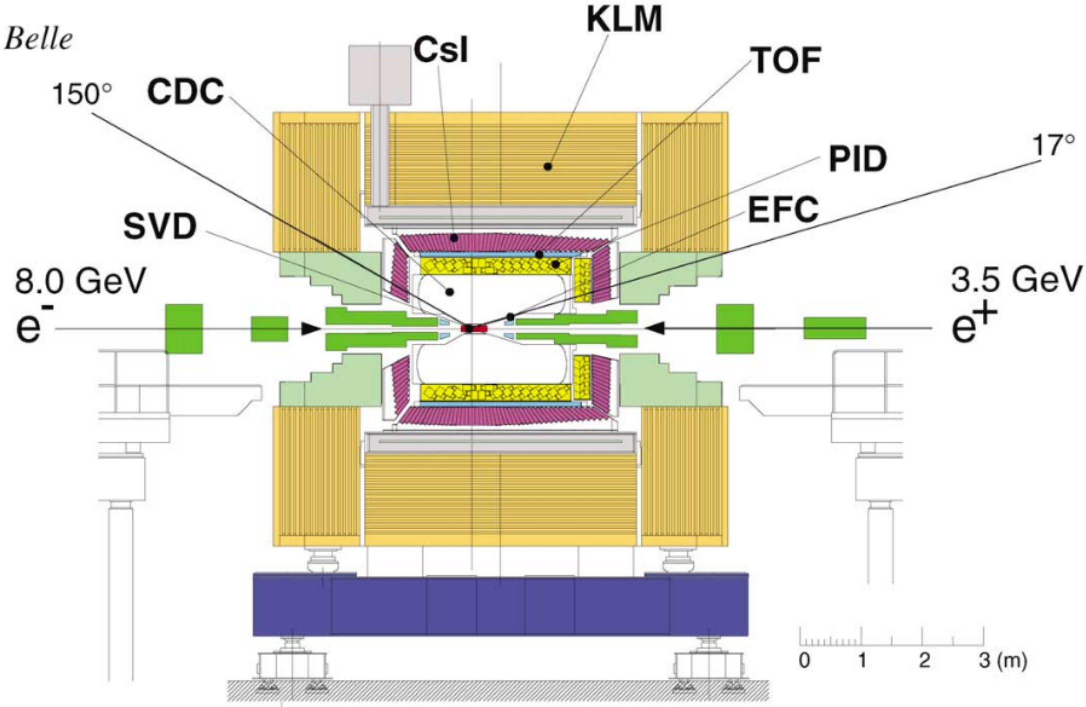


Рис. 2. Декткор Belle в сечении

3. Методы измерения

3.1. SVD

Кремниевый вершинный детектор (рис. 3), расположенный непосредственно у точки взаимодействия, служит для определения её точного местоположения. Он состоит из тонких слоёв, охватывающих угловой диапазон от 23° до 139°, расположенных внахлёст и разделённых на секции, в которых при пролёте частиц образуются электронно-дырочные пары. Благодаря большому сечению взаимодействия, высокой плотности материала и низкой энергии взаимодействия, полупроводниковые детекторы обладают высокой точностью при измерении широкого диапазона энергий частиц. Это позволяет определять точку взаимодействия с точностью до $100\mu m$. Однако, несмотря на значительно более высокую точность по сравнению с газовыми детекторами, монтаж большого количества слоёв усложнён из-за возможных сильных отклонений трека в результате многократного взаимодействия с плотными кристаллами кремния.

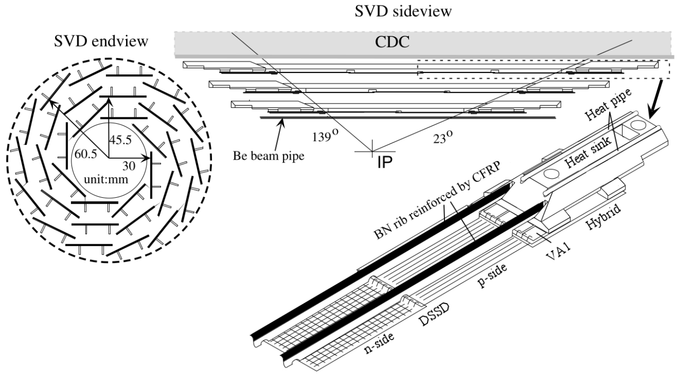


Рис. 3. Схематическое изображение SVD.

3.2. Система идентификации заряженных адронов

Система включает в себя три основные детектора: CDC, TOF и ACC.

CDC (центральная дрейфовая камера) представляет собой вытянутый цилиндр, слегка деформированный для эффективного охвата полярного угла от 17° до 150°. Камера заполнена смесью газов He и C_2H_6, что минимизирует влияние на трек частицы и обеспечивает максимальную эффективность ионизации. Высвобождающиеся электроны движутся к тонким алюминиевым проволокам, натянутым внутри объёма CDC (рис. 4). На проволоки подаётся напряжение порядка $20kV/cm$. При достижении электронами проволок происходит лавинное умножение электронов, что фиксируется системой. Вся камера находится в магнитном поле с индукцией около $1.5T$, что позволяет измерять импульс частицы по кривизне её трека. Также потери энергии на ионизацию позволяют оценить массу частицы, что, в свою очередь, помогает в идентификации заряженных частиц.

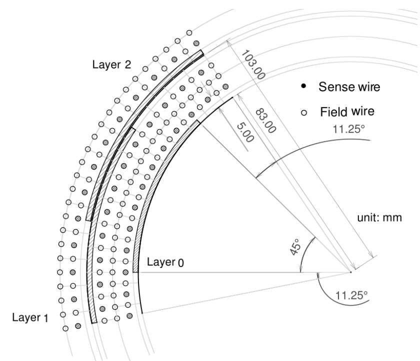


Рис. 4. Конфигурация слоёв проволок в центральной дрейфовой камере (CDC).

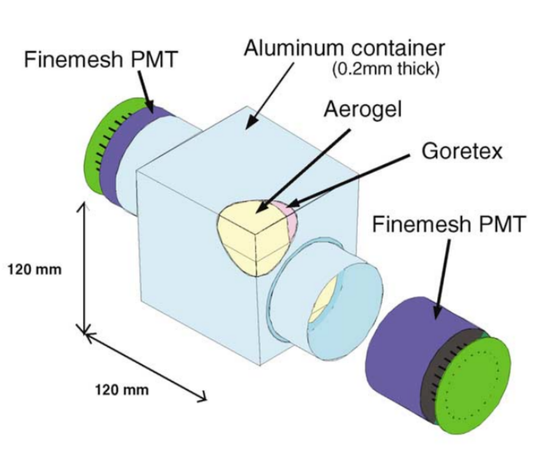


Рис. 5. Детектор черенковского излучения (ACC).

ACC (детектор черенковского излучения) состоит из отдельных модулей размером $12 \times 12 \times 12$ см, расположенных цилиндрически и разделённых на 240, 240 и 360 модулей, ориентированных под различными углами для эффективного захвата частиц. Дополнительно имеется 228 счётчиков, установленных на торцевой стороне для учёта частиц, движущихся в определённом направлении из-за особенностей распределения импульса. Частицы, пролетающие через арогелевые среды, заполняющие модули ACC, возбуждают фотоны, длина волны которых зависит от заряда, импульса и массы частицы.

TOF (времяпролётный детектор) — это система пластиковых сцинтилляционных счётчиков, расположенных вдоль всей системы, предназначенная для разделения каонов и пионов при импульсах менее $1.2GeV$. Такое разделение основано на принципе работы: отклик в 128 сцинтилляционных счётчиках сравнивается с длиной трека, рассчитанной путём экстраполяции из трековой системы.

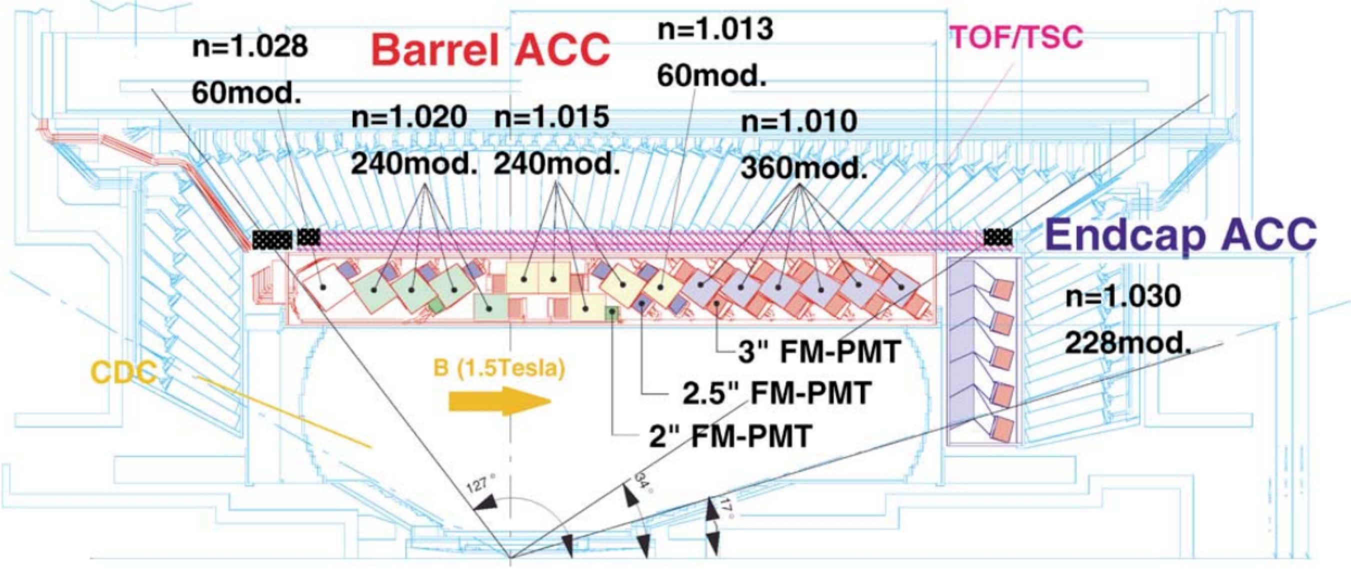


Рис. 6. Полная система идентификации заряженных частиц (ACC, CDC и TOF).

Следующий абзац применим для всех подсистем Belle не только для ACC, CDC и TOF, но входе идетефикации заряженных адронов эти при играют наибольшую роль и пример разобран них. На основе данных ACC, CDC и TOF, вычисляются значения правдоподобия трека, классификации его как конкретной частици, для каждого детектора: $L_{ACC}(p, a)$ для ACC, $L_{TOF}(p, a)$ для TOF и $L_{CDC}(p, a)$ для CDC, где p — это гипотеза о типе частицы, a — трек. (аналогичные значения правдоподобия формируют все под системы Belle). Общая функция правдоподобия рассчитывается как произведение отдельных функций $L(p, a) = L_{ACC}(p, a) \cdot L_{TOF}(p, a) \cdot L_{CDC}(p, a)$. Затем для двух гипотез о типе частицы вычисляется показатель PID (отношение правдоподобий):

$$\mathfrak{L}(a)_{p_1/p_2} = \frac{L(p_1, a)}{L(p_1, a) + L(p_2, a)}, \tag{3.1}$$

где p_1 и p_2 — два возможных типа частицы, a — трек.

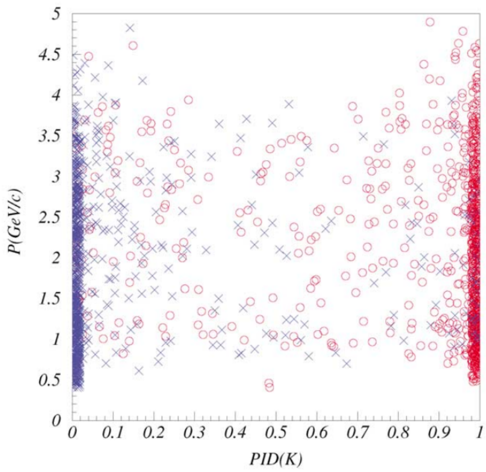


Рис. 7. Рапределение PID для K - синие кресты и π - красные окружности

3.3. ECL (CsI)

Электромагнитный калориметр ссотои из сегментов направленных в к точке взаимодействия. Система создана для идентефикации и измерения энергий фотононов и электронов рождаемых в большом количестве входе электроно позитронноый анигиляции. Принцип работы основан на рождении электромагнитного ливня в ходе ракции $e^- \rightarrow \gamma e^- \rightarrow 2e^- e^+ \rightarrow ....$ В силу своего раположения и устройства исправно идентефицируются частици с импульсом более $0.6 GeV$, так как до этого частицу необходимо преодотеть SVD, CDC, TOF, ACC и слои металла отделяющих их.

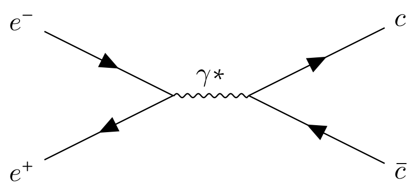
3.4. KLM

Наиболее далеко от точки взаимодействия установлен KLM. Его главной задачей является идентификация мюонов, которые пролетают калориметр без развития ливня, что уменьшает различия от заряженных адронов и затрудняет идентификацию. Дектектор состоит из 14 железных слоев, K_L мезоны проходя через слои металла порождают ливни инов. При этом частици идентефицируются по глубине прникнования в слои металла. Аналогично как для ECL эффективно идетефицировать KLM способен частици с импульсами более $1 Gev$.

4. Отбор каналов тагирования

4.1. Тагирование Λ_c

Для восстановления распадов Λ_c-барионов и определения импульса недетектируемого нейтрино применяется тагирование по заряду, аромату и барионному числу. Будем предполагать, что Λ_c образуется из $\bar{c}$-кварка и подхваченных из вакуума недостающих кварков. В таком случае будем называть систему центромасс c-кварка X_c, то есть неизвестная очарованная частица, которая фактически может быть не одной, а несколькими частицами сразу.



Для того чтобы определить состав X_c, необходимо, чтобы соблюдались законы сохранения барионного числа, аромата, заряда, а также 4-импульса. Такая технология называется тагированием. В результате получим, что в X_c будет входить хотя бы один барион и кварки ucd, а также любые пары $q\bar{q}$. В итоге возможны следующие варианты X_c. Также важно понимать, что чем больше частиц содержит X_c, тем менее вероятно событие с такой комбинацией, так как новые частицы требуют дополнительных кварковых пар, создание которых требует больше энергии. Кроме того, при добавлении новых частиц время работы программы увеличивается экспоненциально, так как сложность алгоритма $\mathcal{O}(\prod_n N_n)$ (где N_n количестов задетектированных частиц типа n в событии).

В работе рассматриваются $X_c \to \Lambda_c^{tag}; \Lambda_c^{tag}\pi^-\pi^+; \Lambda_c^{tag}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-; D^0p; D^+p\pi^-; D^{*0}p; D^{*+}p\pi^-$, чтобы отличать Λ_c котрую тагируемую от тагирующей (той что является продуктом X_c), вторую обозначаим как Λ_c^{tag}. Каналы распада прочих частиц будем импользовать заведомо изветные самые эффективные каналы, согласно [**PDGTablesBar**] для барионов и [**PDGTablesMes**] для мезонов.

Particle	Channels
D^0	$K^-\pi^+; K^-\pi^+\pi^+\pi^-; K^-K^+; K_s^0\pi^+\pi^-; K_s^0\pi^0; K^+K^-K_s^0$
D^+	$K^-\pi^+\pi^+; K_s^0\pi^+; K_s^0\pi^+\pi^+\pi^-; K^+K^-\pi^+$
Λ_c^{tag+}	$pK^-\pi^+; \Lambda^0\pi^+; \Lambda^0\pi^+\pi^0; pK_s^0\pi^0$
D^{*0}	$D^0\pi^0; D^0\gamma$
D^{*+}	$D^+\pi^0; D^0\pi^+$
π^0	$\gamma\gamma$
K_s^0	$\pi^+\pi^-$

4.2. Критерии отбора

В данном разделе изложены критерии отбора, принятые на основании работы [**BelleDetector2002**] и описанном в 3. Имея на набор треков и их параметров, надо их классифицировать по типу частици оставившей этот трек.

• Фотоны классифицированы, но используемые при реконструкции событий, наложим дополнительное ограничение $E_\gamma > 50$ MeV, поскольку фотоны с меньшей энергией трудно отличимы тормозных или индуцированных в сичтеме токов, что может привести к ошибочной интерпретации их как сигнальных фотонов.

• Идентификация частиц по (PID):

Как уже известно для треков формируется значение правдоподобия $L(p, a)$ и в поледствии PID значение $\mathfrak{L}_{p_1/p_2}(a)$, поэтому на треки котрые хотим идентифицировать как частицу p наложим следующие ограничения:

Гипотеза	Критекрий
$p\&\bar{p}$	$\mathfrak{L}_{p/K} < 0.6; \mathfrak{L}_{p/\pi} > 0.6$
$K^\pm$	$\mathfrak{L}_{p/K} < 0.4; \mathfrak{L}_{K/\pi} > 0.6$
$\pi^\pm$	все заряженные треки, не прошедшие идентификацию по вышеуказанным критериям

• K_s^0-мезоны реконструируются по распаду $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$ из кандидатов, отобранных с помощью стандартного инструмента V0finder и собранных в таблице MdstVee2. Критерии отбора следующие:

$$\left|M_{K_s^0} - M_{K_s^0}^{real}\right| < 30\text{ MeV};\ \rho_{K_s^0} > 1\text{ мм};\ z_{K_s^0} > 1\text{ см};\ \cos\theta_{K_s^0} > 0.99$$

где $M_{K_s^0}^{real}$ = 497.611 MeV, $M_{K_s^0}$ — инвариантная масса пионов ($\pi^+\pi^-$), собранных в K_s^0-мезон, $z_{K_s^0}$ и $\rho_{K_s^0}$ — цилиндрические координаты реконструированной вершины распада K_s^0-мезона в лабораторной системе отсчёта, а $\cos\theta_{K_s^0}$ — азимутальный угол между импульсом K_s^0 и направлением на его вершину распада.

• π^0 -мезоны восстанавливались в распаде на два фотона, которые в свою очередь реконструировались по кластерам энерговыделения в ECL. Критерии отбора:

$$\left|M_{\pi^0} - M_{\pi^0}^{real}\right| < 15MeV$$

После отбора стандартно были установлены погрешности для импульсов фотонов и выполнены фиты в вершину и массу.

• Отбор D -мезонов:

$$\begin{array}{c|c}
D^0 & \left|M_{D^0} - M_{D^0}^{real}\right| < 15MeV \\
D^\pm & \left|M_{D^\pm} - M_{D^\pm}^{real}\right| < 15MeV \\
D^{*\pm} & \left|M_{D^{*\pm}} - M_{D^{*\pm}}^{real}\right| < 3MeV \\
D^{*0} & \left|M_{D^{*0}} - M_{D^{*0}}^{real}\right| < 3MeV
\end{array}$$

Где $M_{D^\pm}^{real} = 1864.83MeV; M_{D^0}^{real} = 1869.65MeV; M_{D^{*\pm}}^{real} = 2010.26; M_{D^{*0}}^{real} = 2006.85MeV$. Так де на $D*$-мезоны накладываем ограничение:

$$\left|M_{D^*} - M_D^d\right| < 15MeV \tag{4.1}$$

Где M_D^d — масса D-мезона используемого для кобинации соответствующего. D^*. Так как ошибка собранного D^* мезона карелирует с собранным предврительно D-мезоном.

• Для отбора $\Lambda \to p\pi$ требуем

$$\left|M_{\Lambda_c} - M_{\Lambda_c}^{real}\right| < 30 \text{ MeV};\ \rho_{\Lambda_c} > 1 \text{ mm};\ z_{\Lambda_c} > 1 \text{ cm};\ \cos\theta_{\Lambda_c} > 0.99;\ \mathfrak{L}_{p/K} > 0.6$$

4.3. Итог сбора данных

Проведя описанную выше реконструкцию событий на x fb из y fb доступных, были получены следующие распределения событий. Для аппроксимации распределений был использован бинированный алгоритм максимального правдоподобия с предположением о распределении внутри бина по Пуассону и общим распределением:

$$F(x, args) = (1 - A)\cdot f_{\text{continuum}} + A\cdot f_{\text{signal}} \tag{4.2}$$

$$\begin{aligned}
f_{\text{continuum}}(x; A_1, \lambda, \mu, \sigma_1, c_0, c_1, c_2, c_3, c_4) = &A_1 \cdot f_{\text{exp}}(x-\mu;\lambda) \\
&+ (1 - A_1)\cdot N(x; 2.65, \sigma_1) \\
&+ c_0 \cdot \tilde{T}_0(x - \Lambda_c) \\
&+ c_1 \cdot \tilde{T}_1(x - \Lambda_c) \\
&+ c_2 \cdot \tilde{T}_2(x - \Lambda_c) \\
&+ c_3 \cdot \tilde{T}_3(x - \Lambda_c) \\
&+ c_4 \cdot \tilde{T}_4(x - \Lambda_c)
\end{aligned} \tag{4.3}$$

$$f_{\text{signal}}(x; A, A_1, \lambda, \mu, \sigma, \sigma_1, c_0, c_1, c_2, c_3, c_4) = \cdot N(x; \Lambda_c, \sigma) \tag{4.4}$$

Определения функций:

1. f_{exp} Экспоненциальная функция с нормировкой на отрезке $[a, b]$:

$$f_{\text{exp}}(x; \lambda, a, b) = \frac{\lambda e^{\lambda x}}{e^{\lambda b} - e^{\lambda a}} \tag{4.5}$$

2. $\tilde{T}_0(x - \Lambda_c)$ Поиномы чебышева Чебышева с нормировкой на отрезке $[a, b]$:

$$\tilde{T}_n(x; a, b) = \frac{T_n(x)}{\text{norm}_n(a, b)} \tag{4.6}$$

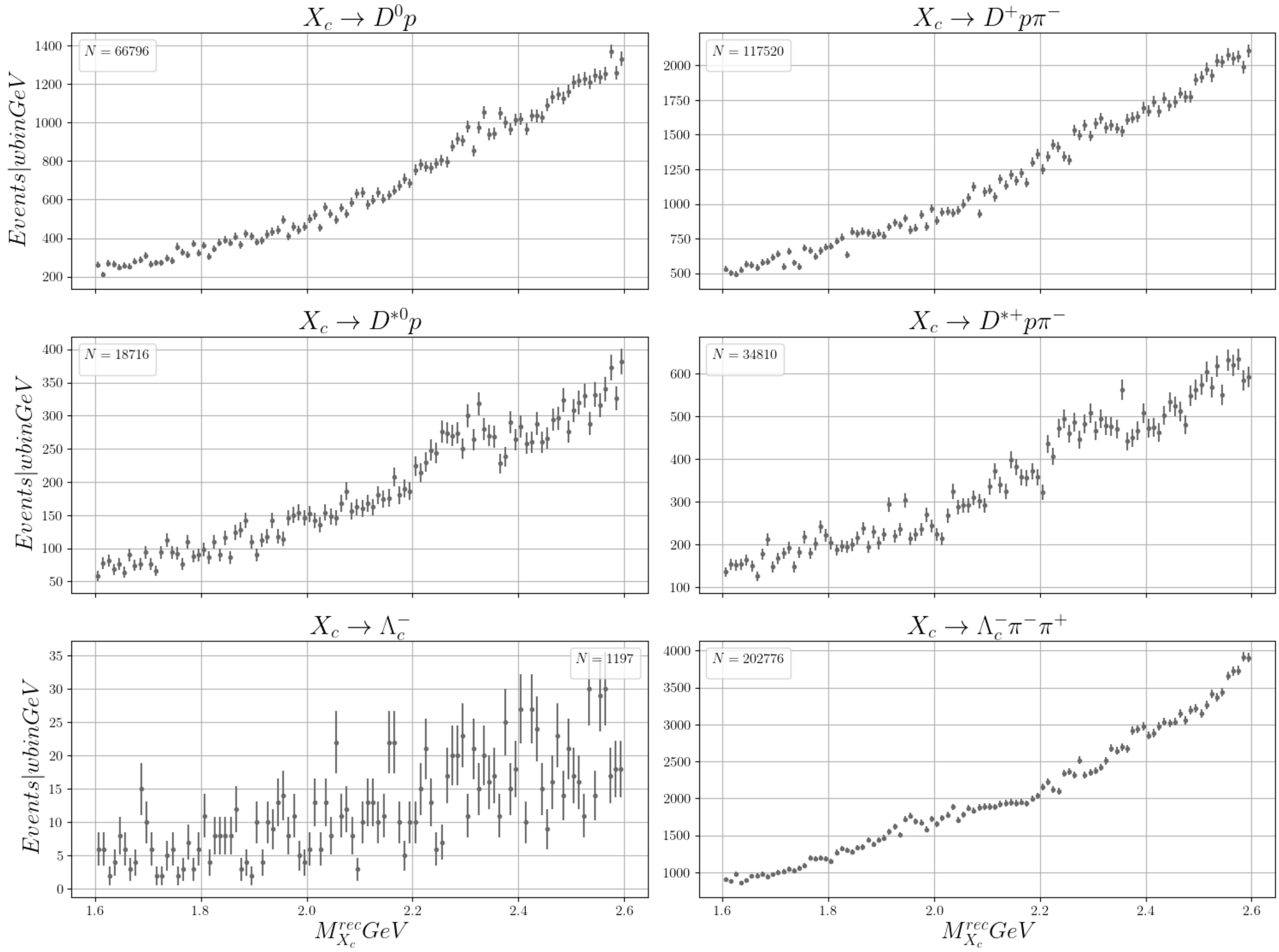


Рис. 8. Распрееление количества событий по каналам X_c.

Как мы види канал $X_c \to \Lambda_c^-$ имет очень мальнькое количество событий, селедовательно его не разумная трата машиновремени. В свою очередь канал $X_c \to \Lambda_c^- \pi^- \pi^+$ очень маленькое отношение фона к общему количеству сигнальных событий $\frac{3896}{202776} = 0.019$ и очень широкое распределение, что в дельнашейшем даст очень большой вклад в погрешность расчетов.

Так же подробное рассмотрение каналов (рис. 9), показало что канал $D^{*0} \to \gamma D^0$, тоже имеет очень широкое распределение, что тоже даст нам большую погрешность.

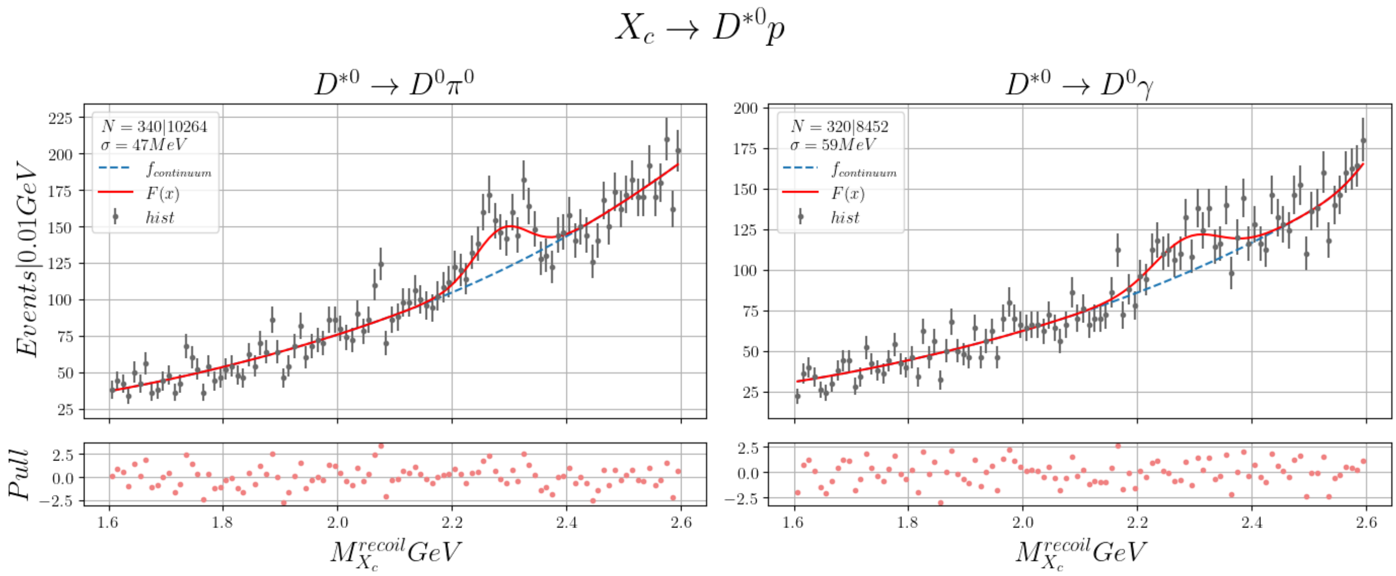


Рис. 9. Распреелние количества событий по каналам D^{*0} в канале $X_c \to D^{*0}p$.

4.4. Итог отбора каналов тагирования

По итогу педложенных критериев отбора на всех данных собранных (рис. 10) Belle удалось, затагировать 21828 и 9860 событий в каналах $X_c \to D^0p; D^+p\pi^-$, $X_c \to D^{*0}p; D^{*+}p\pi^-$ соответственно.

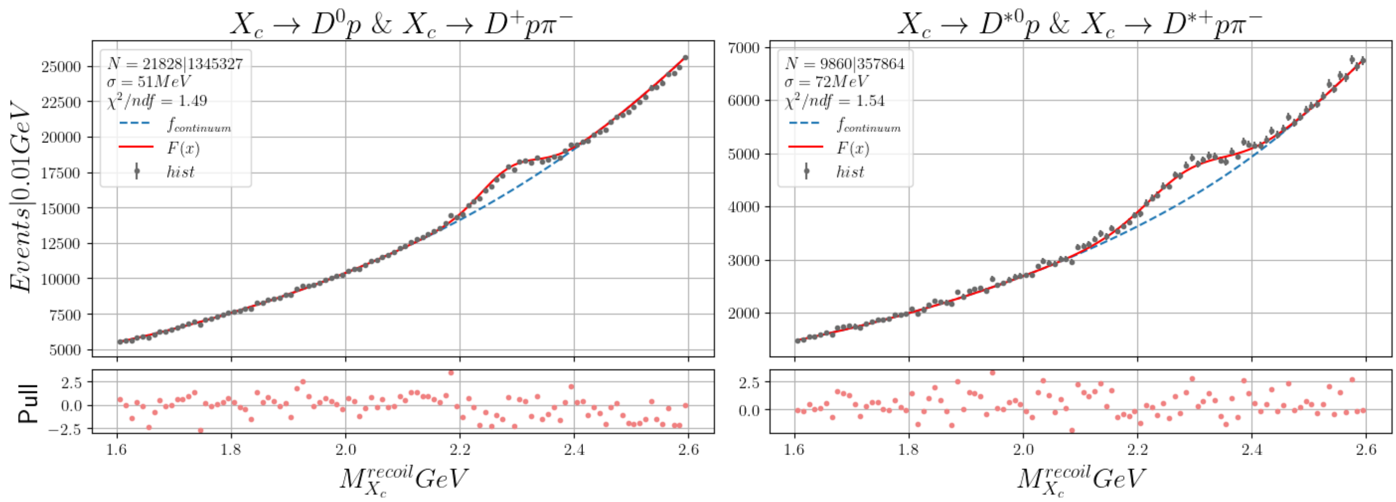


Рис. 10. Распреелние количества событий по каналам.

5. Исследование природы фона и выделение сигнала

Для исследования природы фона были использованы события, сгенерированные методом Монте-Карло. Для соответствия отобранным данным критерии отбора были выбраны аналогичными. Также была выполнена дополнительная операция — фитирование по массе и по вершине.

Среди множества идентифицированных дочерних продуктов распада частицы ξ можно использовать известные свойства импульсов этих продуктов, исходящих из вершины распада, для корректировки измеренных импульсов. Это позволяет улучшить точность, соответствуя гипотезе (далее этот метод будет называться «фитом в вершину»). Аналогично, исходя из известной инвариантной массы для ξ, импульсы дочерних частиц могут быть скорректированы так, чтобы $M_p = \sqrt{\sum_n (p_n)_\gamma (p_n)^\gamma}$ совпадала с M_ξ^{real}, где p_n — 4-импульс, соответствующий d_n. Этот метод будет называться «фитом в массу». Для этих целей использовались алгоритмы фита в вершину и массу, принятые в коллаборации KEK.

В результате отбора было получено распределение восстановленной массы Λ_c (рис. 11).

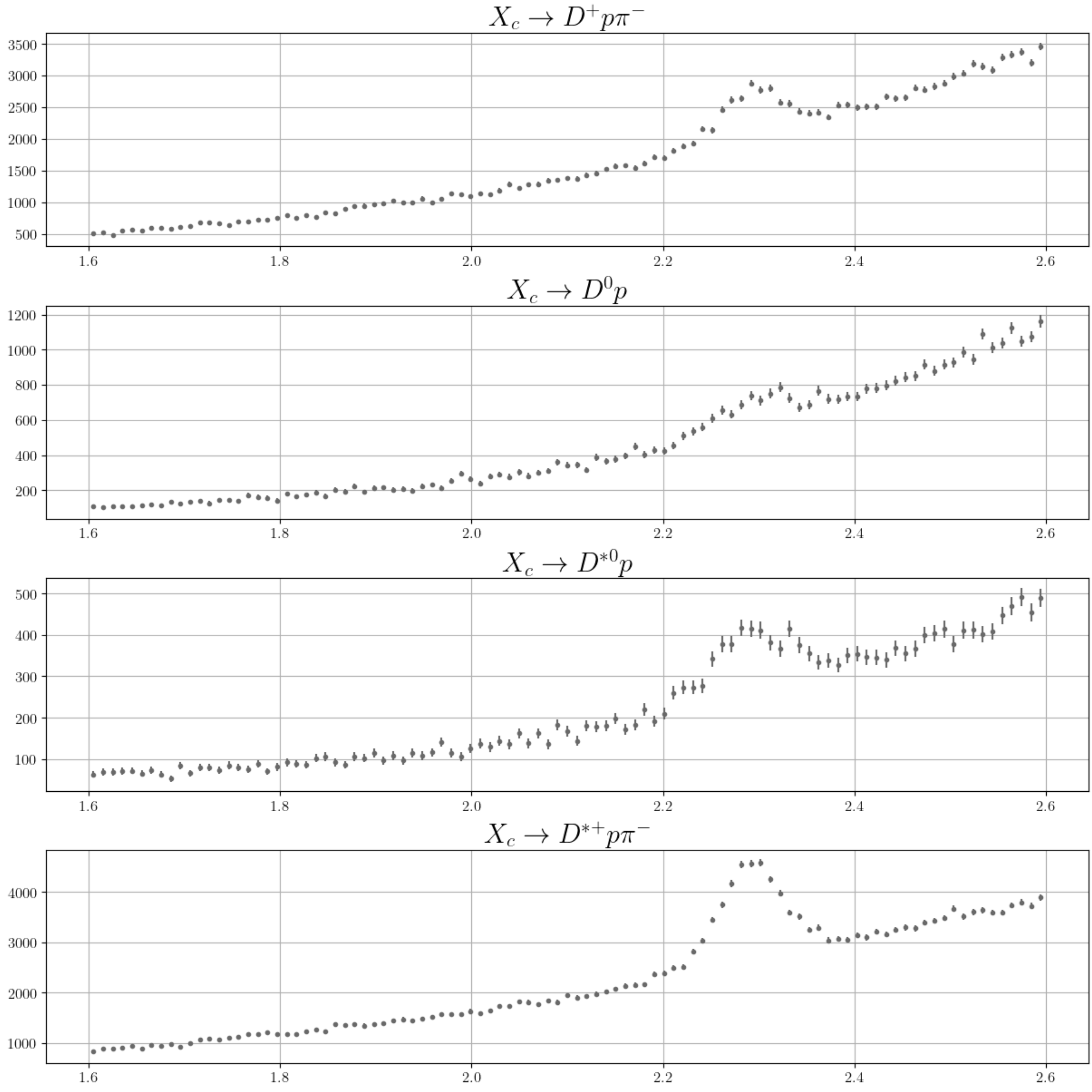


Рис. 11. Распределение количества событий по каналам.

Также в этих событиях была выделена энергия Λ_c (если она присутствует); если нет, то $E_{\Lambda_c} = 0$ соответственно. Для выделения сигнальных событий проводится проверка:

- Каждая детектируемая частица правильно идентифицирована, то есть треку была присвоена верная гипотеза на основе информации из Монте-Карло.
- $|E_{\mathrm{beam}} - E_{X_c} - E_{\Lambda_c}| < 0.015$ ГэВ, где E_{beam} — энергия пучков.
- Проверяется, что каждая комбинированная частица действительно существовала и распалась по предполагаемому каналу, а дочерние частицы правильно присвоены.

В итоге получаем распределение (рис. 12).

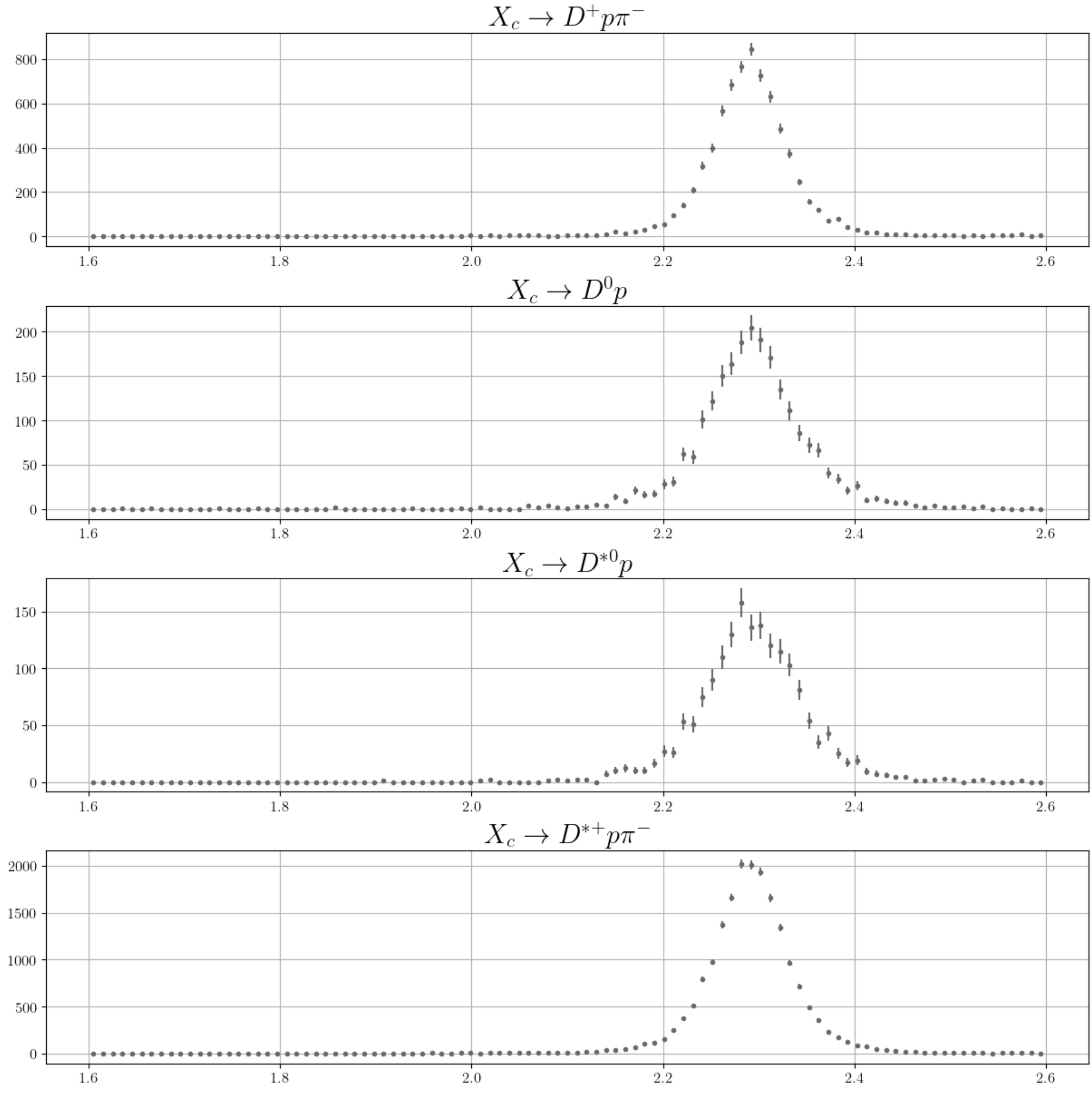


Рис. 12. Распределение сигнальных событий по каналам.

Распределение аппроксимировалось функцией из трёх гауссианов для каналов с заряженными треками и из двух гауссианов для каналов с нейтральными треками с произвольной нормировкой (где N — количество событий, вычисленное методом максимального правдоподобия, N_r — истинное количество событий). Использование нескольких гауссианов обусловлено различием разрешения каналов D-мезонов:

$$f_{\text{sig}} = C_{\text{sig}} \sum_{i=1}^{2,3} A_i N_i(x) \tag{5.1}$$

где $\sum_i A_i = 1$ для сохранения нормировки. Итог аппроксимации (рис. 13).

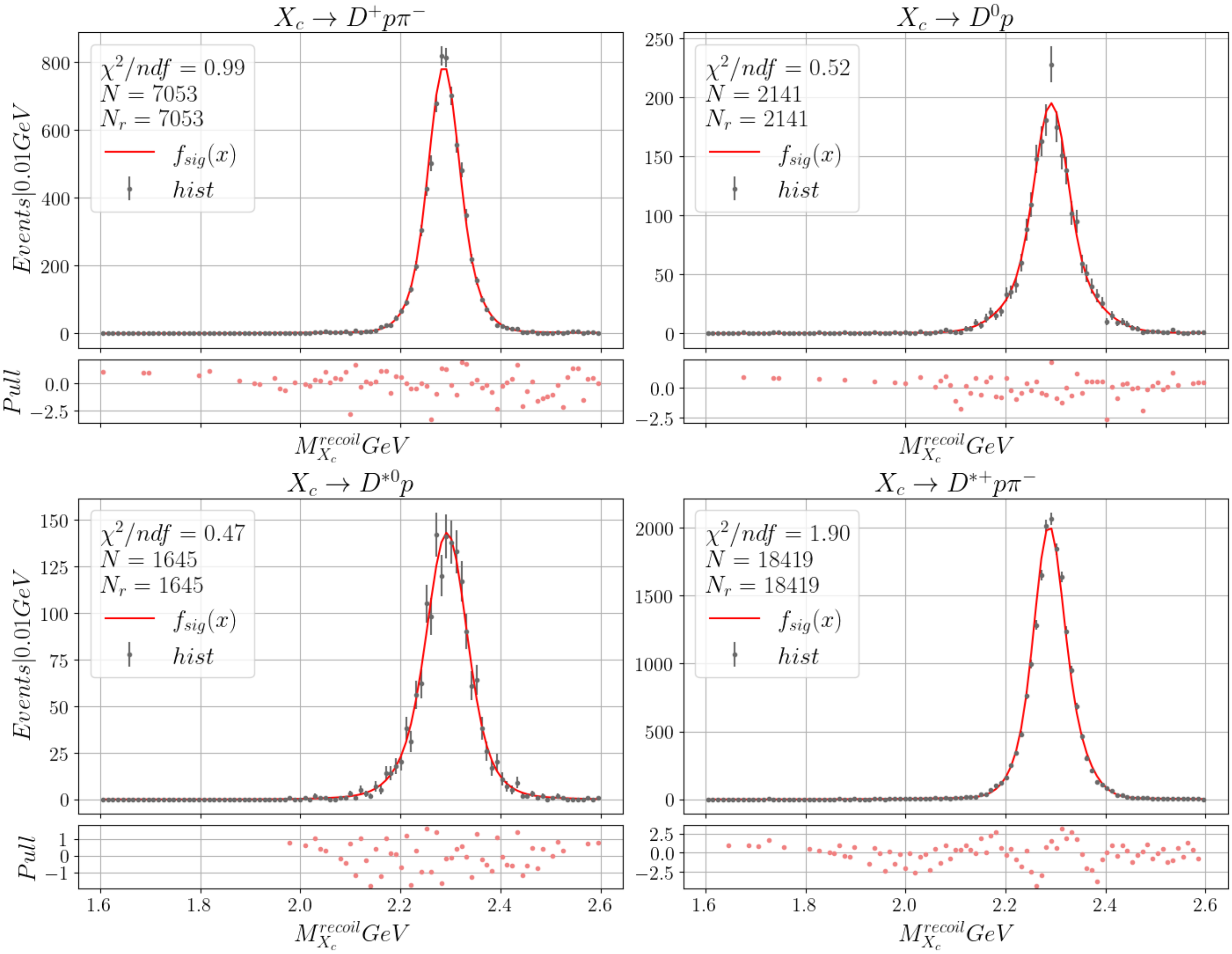


Рис. 13. Распределение сигнальных событий по каналам.

Помимо сигнала рассматриваются два вида фоновых событий. Первый описывает потери в детекторе с критериями отбора:

- Каждая детектируемая частица правильно идентифицирована, то есть треку была присвоена верная гипотеза на основе информации из Монте-Карло.
- $E_{\text{beam}} - E_{X_c} - E_{\Lambda_c} > 0.015$ ГэВ.

В итоге получено распределение (рис. 14).

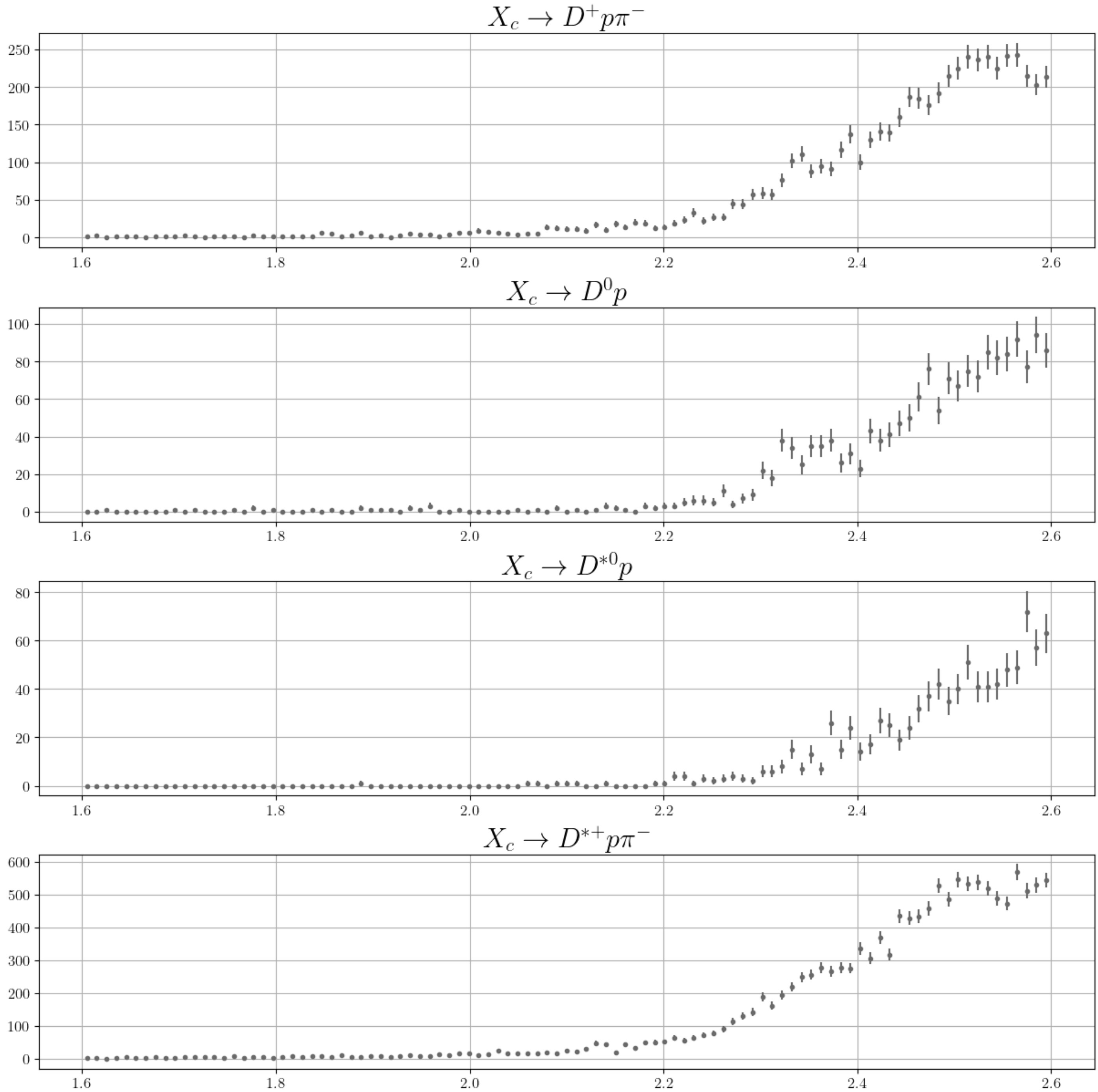


Рис. 14. Распределение событий с потерями.

Распределение показывает рост от M_{Λ_c}, так как если частица потеряна, то восстановленная масса должна быть:

$$p_{X_c} + p_{\Lambda_c} + p_{\text{lost}} = p_{\text{beam}} \implies |p_{\text{beam}} - p_{X_c}| = |p_{\Lambda_c} + p_{\text{lost}}| \tag{5.2}$$

Для описания распределения использовались два корня, начинающих рост от M_{Λ_c} (потеря фотона) и $M_{\Lambda_c} + M_{\pi^0}$ (потеря π^0-мезона). Размытие распределений согласовано с размытием пика сигнала, и корни свёртываются с функцией распределения сигнала. В итоге распределение аппроксимировалось функцией:

$$F_{\text{lost}} = C_{\text{lost}} \int f_{\text{sig}}(x) \cdot f_{\text{lost}}(x - s) dx \tag{5.3}$$

где

$$f_{\text{lost}}(x) = c_1 \sqrt{(x - M_\pi) \cdot \theta\,(x - M_\pi)} + c_2 \sqrt{x \cdot \theta\,(x)} \tag{5.4}$$

Результат подгонки (рис. 15).

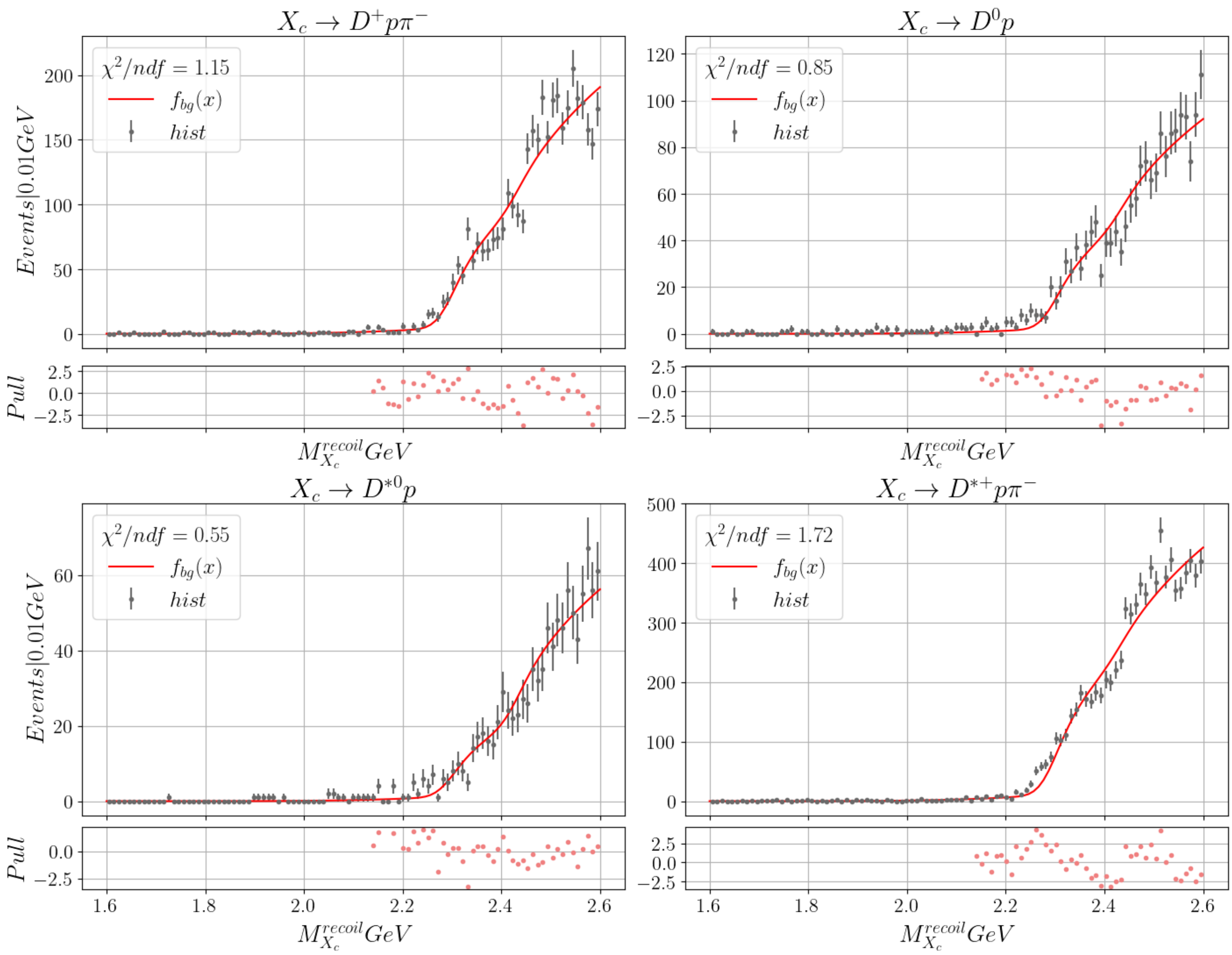


Рис. 15. Распределение событий с потерями.

Второй вид фона — комбинаторный, его распределение представлено на рис. 16.

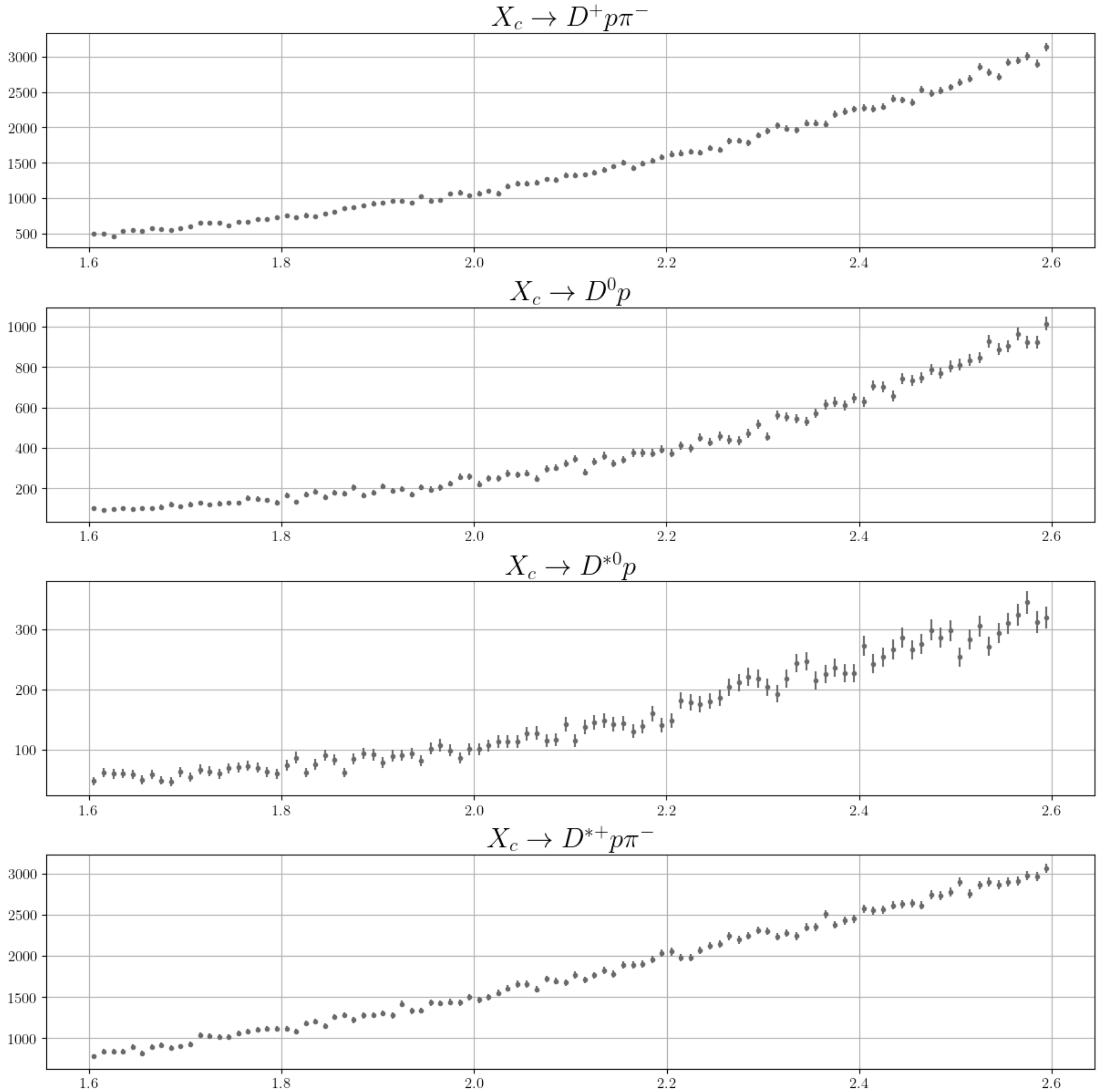


Рис. 16. Распределение событий комбинаторного фона.

Комбинаторный фон стандартно описывается экспонентой, так как вероятность ошибочной идентификации частиц и формирования X_c увеличивается с количеством частиц в событии. Для улучшения описания в распределение добавлен линейный полином.

Аппроксимация распределения выполнялась функцией:

$$F_{\text{comb}} = \exp\left[(x-\mu)\,\lambda\right] + c_0 + c_1 x \tag{5.5}$$

Результат подгонки (рис. 17).

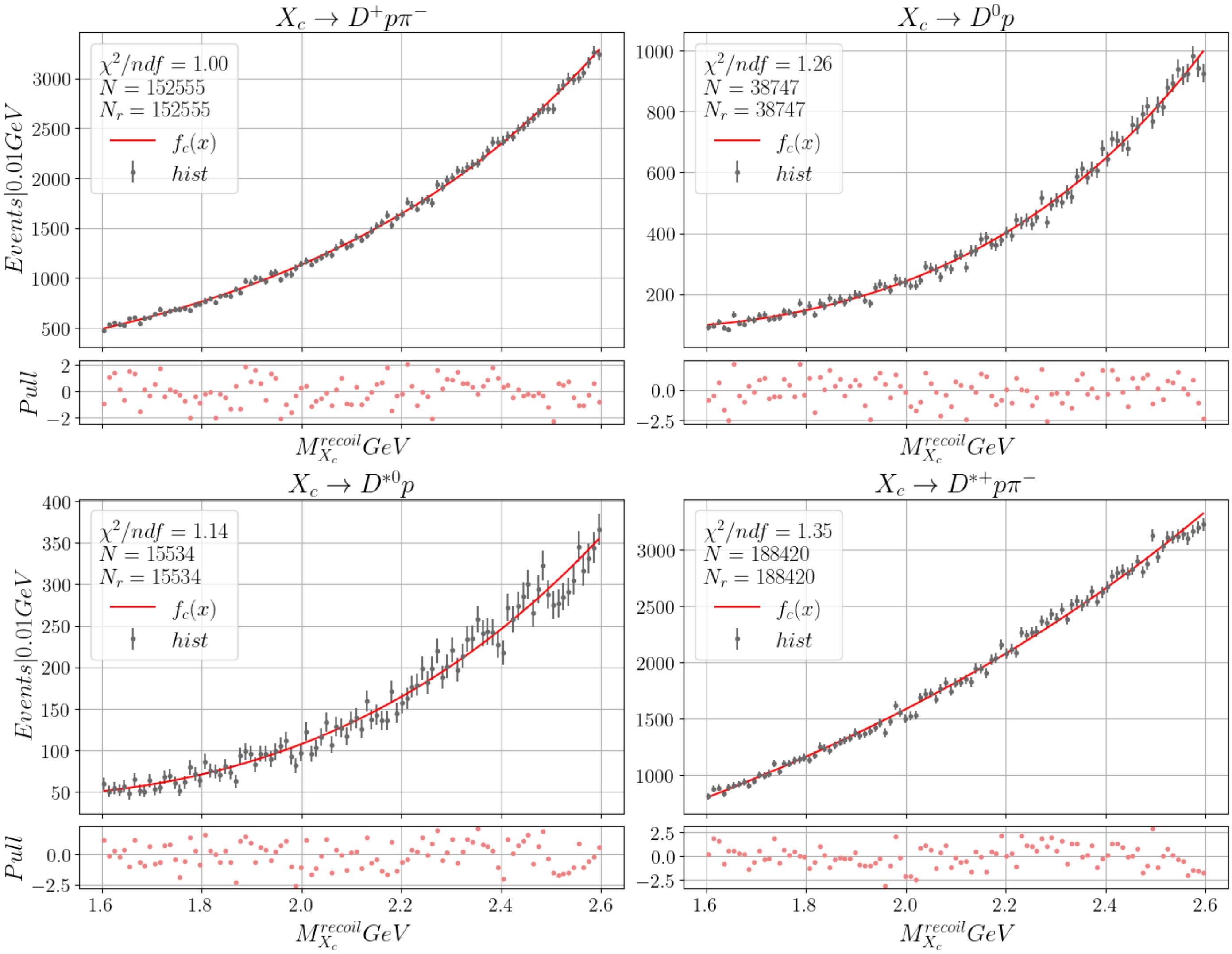


Рис. 17. Распределение событий комбинаторного фона.

6. Поиск Λ_c

6.1. Критерии отбора

На основе выбранных нами каналов X_c, описанных в предыдущем разделе, отбираются события, удовлетворяющие условию:

$$|p_{e^+} + p_{e^-} - p_{X_c}|^2 \leqslant 3 \text{ GeV}^2 \tag{6.1}$$

В идеальных условиях это выражение должно быть равно квадрату массы Λ_c, $M_{\Lambda_c}^{\text{real}} = 2226.46$ MeV. Таким образом, данное ограничение позволяет исключить множество событий, соответствующих возбужденным состояниям Λ_c или содержащих ошибки в восстановлении треков.

Для отобранных событий осуществляется сборка Λ_c барионов по каналам $\Lambda_c^+ \to \Lambda\pi^+$, $\Lambda_c^+ \to \Lambda\nu_e e^+$ и $\Lambda_c^+ \to \Lambda\nu_\mu\mu^+$.

- Для отбора $e^\pm$ требуем $p_{e^\pm} \geqslant 0.6$ GeV, чтобы частицы достигли внутреннего детектора SVD, где они участвуют в электронно-фотонном каскаде $e^- \to \gamma e^- \to 2e^-e^+$. Это позволяет эффективно идентифицировать электроны, поэтому критерий на $L(e) > 0.1$ не является строгим.
- Для отбора $\mu^\pm$ также требуем $p_{\mu^\pm} \geqslant 0.6$ GeV, чтобы они достигли детектора KLM, где их идентификация ещё более надёжна. Требуется $L(\mu) > 0.01$.
- Для отбора $\Lambda \to p\pi$ предъявляются следующие требования:

$$\left|M_\Lambda - M_\Lambda^{\text{real}}\right| < 30 \text{ MeV}; \ \rho_\Lambda > 1 \text{ mm}; \ z_\Lambda > 1 \text{ cm}; \ \cos\theta_\Lambda > 0.99.$$

- Комбинируем Λ_c с массовым окном 50 MeV.
- Независимо от [**BelleDetector2002**], среди множества идентифицированных дочерних продуктов распада частицы ξ можно использовать известные свойства импульсов этих продуктов, исходящих из вершины распада, для корректировки измеренных импульсов. Это позволяет улучшить точность, соответствуя гипотезе (далее этот метод будет называться "фитом в вершину"). Аналогично, исходя из известной инвариантной массы для ξ, импульсы дочерних частиц могут быть скорректированы так, чтобы $M_p = \sqrt{\sum_n (p_n)_\gamma (p_n)^\gamma}$ совпадала с M_ξ^{real}, где p_n — 4-импульс, соответствующий d_n. Этот метод будет называться "фитом в массу". Для этих целей использованы алгоритмы фита в вершину и массу, принятые в коллаборации KEK и описанные в [**Krohn2021**].

Итоговая процедура включает фиты в вершину, а затем в массу для всех собранных частиц: $\Lambda_c, D^\pm, D^0, D^{*\pm}, D^{*0}, \Lambda, K_s^0$.

- Импульс X_c фитируется таким образом, чтобы $|p_{e^+} + p_{e^-} - p_{X_c}|^2 = M_{\Lambda_c}^2$, что подробно описано в приложении 2.

6.2. Результаты отбора

В результате отбора было получено 3846 событий в канале $\Lambda\pi$ и 5149 — в канале $\Lambda_c \to \Lambda\ell\nu_\ell$. Однако среди событий всё ещё остаётся множество неправильно идентифицированных случаев (например, $X_c \to D^{*0}p \to D^0\pi^0 p$ и $X_c \to D^0\pi^0 p$ могут быть перепутаны, так как в восстановлении участвуют одинаковые частицы), либо могут быть утеряны треки (например, в случае $\pi \to \gamma\gamma$ возможна потеря одного фотона). Поэтому перед анализом данных будет проведён дополнительный отбор лучших кандидатов, который описан в следующем разделе.

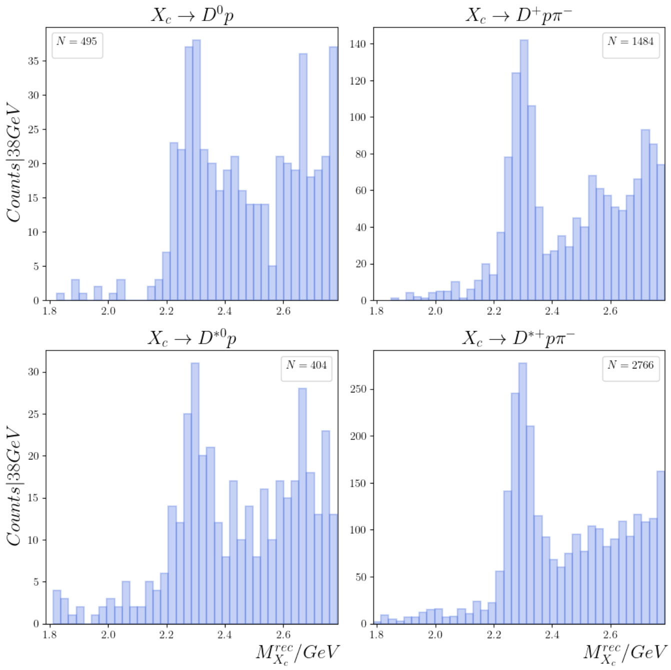


Рис. 18. Распределение отобранных событий по восстановленной массе Λ_c до фита для канала $\Lambda_c \to \Lambda \ell \nu_\ell$.

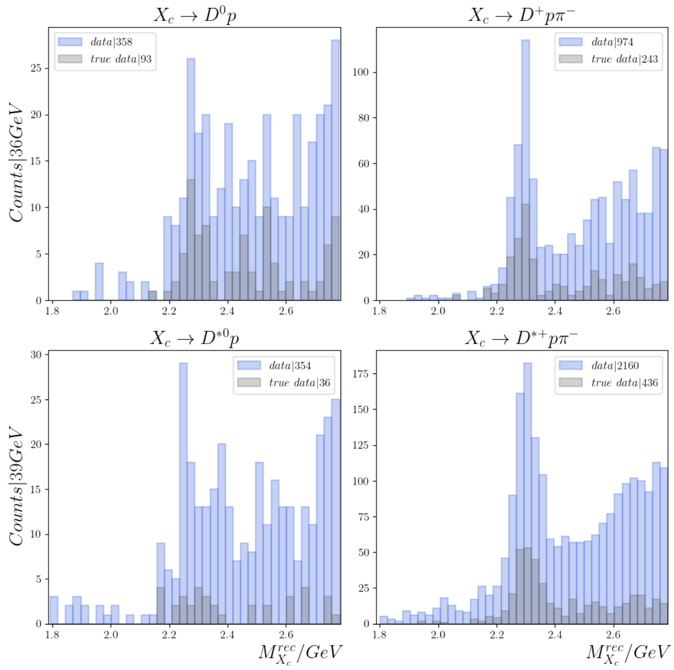


Рис. 19. Распределение отобранных событий по восстановленной массе Λ_c до фита для канала $\Lambda_c \to \Lambda \pi$.

7. Анализ Monte Carlo

Генерация и отбор событий.

Для отбора наилучших кандидатов было предложено использовать события, сгенерированные с помощью MC для распада $e^+e^- \to c\bar{c}$. На основе полученной статистики предлагается обучить модель Random Forest для отбора истинных событий на тагирующей стороне. Поскольку основной целью данной работы является измерение формфактора Λ_c, модель не будет использоваться для идентификации кандидатов на Λ_c в исследуемой стороне.

Применяя аналогичные критерии отбора к тагирующей стороне, был добавлен канал $\Lambda_c^{\mathrm{tag}} \to pK\pi$, что позволило увеличить статистическую значимость, исключив при этом канал $\Lambda_c \to \Lambda\ell\nu_\ell$ из анализа тагирующей стороны. В результате этого отбора удалось выделить следующее количество событий.

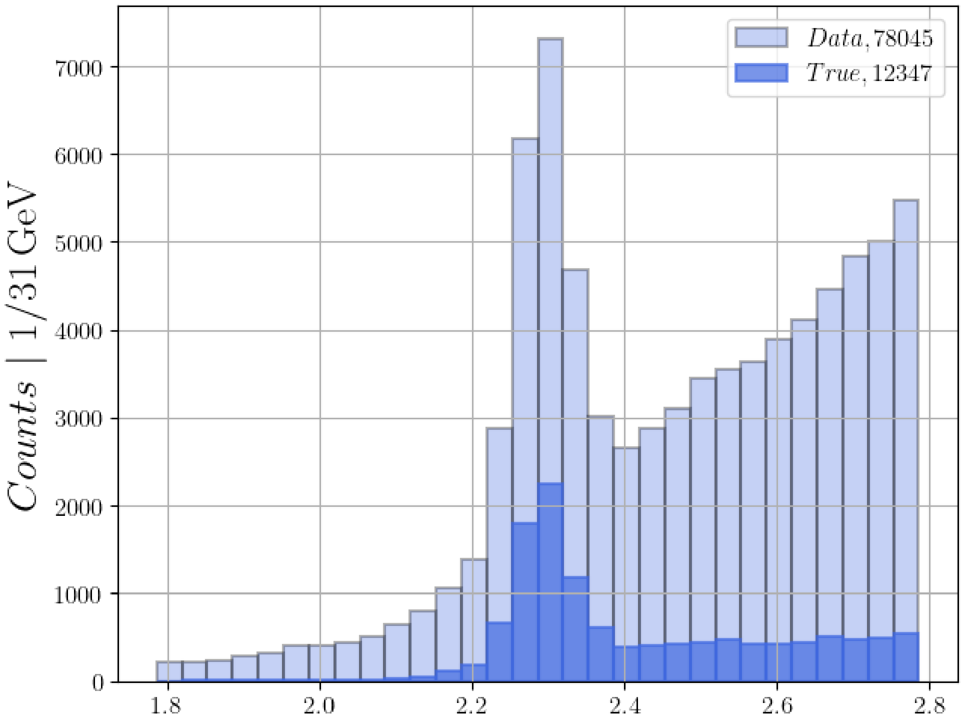


Рис. 20. Сгенерированные и истинные события в MC, распределение по восстановленной массе Λ_c.

7.1. Отбор истинных кандидатов в событиях Monte Carlo

В качестве признаков использовались: $M_{\Lambda_c}^{rec}, |p_{ach}|, M_{ach}, |p_\pi|, M_\pi, |p_{X_c}|, |p_{X_c}|, M_{X_c}, E_{cm}, |p_{cm}|$, и углы между всеми импульсами в системе центра масс и главное предполагаемый канал распада X_c, были введены следующие обозначения ach — носистель $\bar{c}$, cm — система центра масс. Целевая метка определялась из информации присвоенным MC генератором.

Для обучения был использован Random Forest классификатор с количеством деревьев 4000, глубиной деревьев до 200 и настройкой параметров для борьбы с несбалансированностью классов. Модель обучалась на 60% данных, оставшиеся 40% использовались для тестировани.

Поскольку в одном событии может быть несколько комбинаций, на каждом шаге выполнялась фильтрация кандидатов. Сначала отбирались события с вероятностью больше порога $L = 0.4$, а затем среди всех кандидатов в одном событии выбирался лучший на основе максимальной вероятност

Для оценки производительности модели был построен ROC-кривая (рис. 21) и рассчитана площадь под кривой (AUC). Кроме того, предсказанные вероятности были использованы для выбора порога вероятности, выше которого событие классифицируется как содержащее истинного кандидат

Были построены гистограммы (рис. 22) для сравнения истинных и предсказанных кандидатов, а также для анализа ошибок классификации (FP, FN, TP, TN). Это позволило оценить распределение признаков для разных категорий событий и уточнить работу классификатора на тестовой выборке.

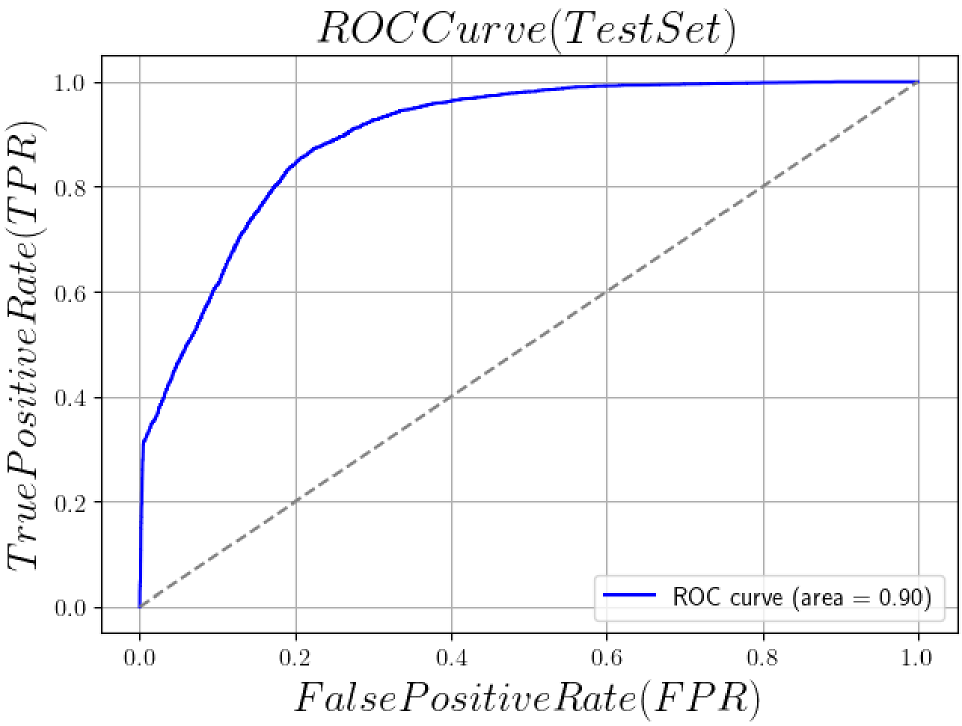


Рис. 21. ROC кривая классификатора.

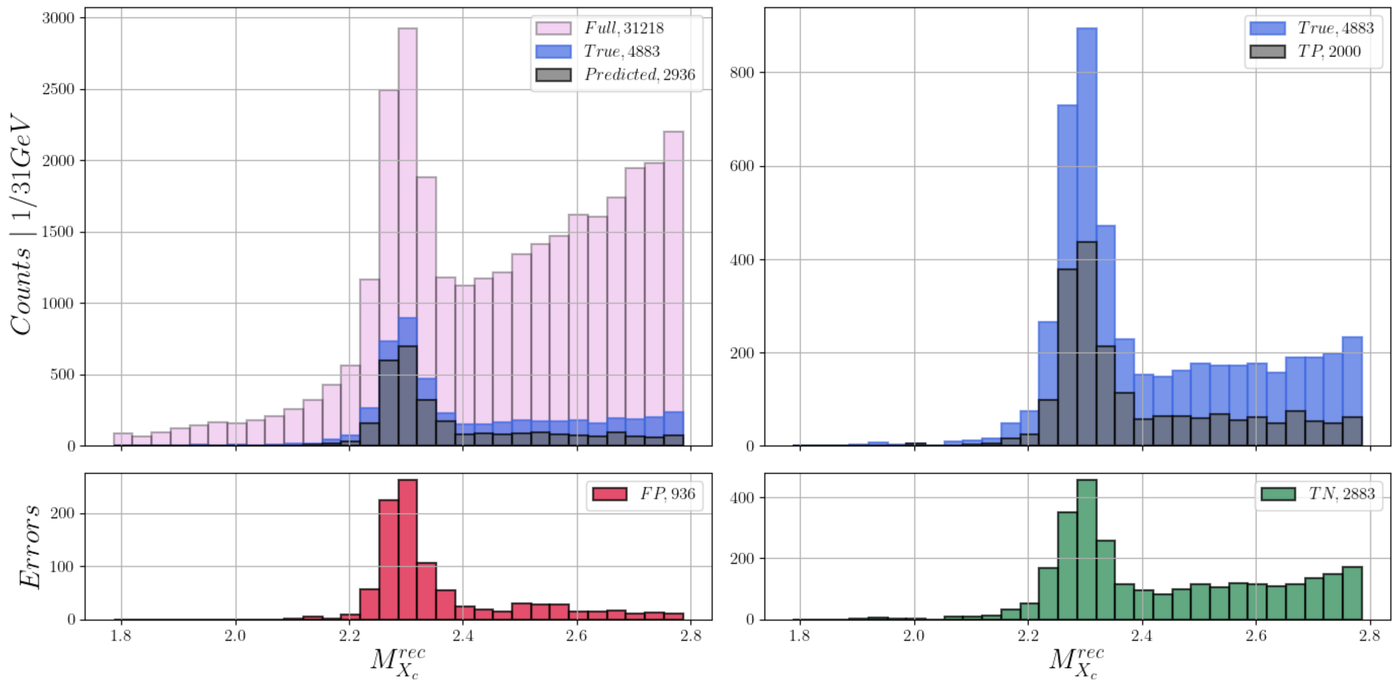


Рис. 22. Результаты классификатора на тестовой выборке.

Таким образом данные полученные в разделе 6 так же проходят через данный классификатор.

На данный момент классификатор и дальнеишие аппроксимации все еще улучшаются, поэтому результаты не являются окончательными.

8. Измерение продольной поляризации $\Lambda_c \to \Lambda\pi$

8.1. Теория спирального формализма

С помощью формализма спиральных амплитуд **[Richman]** можно описать процесс $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ и получить его угловое распределение с учётом продольной поляризации. На рис. 23 показаны определения наблюдаемых величин.

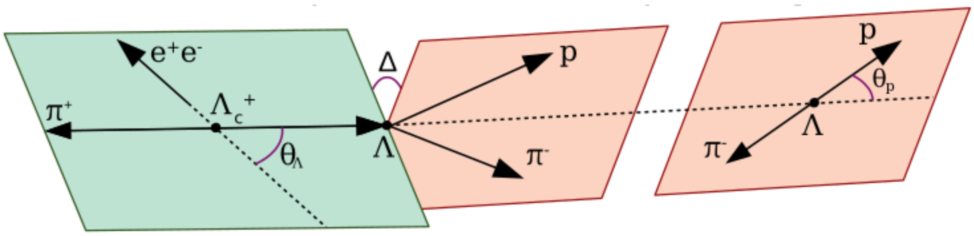


Рис. 23. Определение переменных.

Амплитуда записывается следующим образом:

$$A_{\lambda_{\Lambda_c}\lambda_{\Lambda_p}} = \sum_{\lambda_{\Lambda_c}} A_{\lambda_{\Lambda_c}} D^{1/2\dagger}_{\lambda_{\Lambda_c}\lambda_{\Lambda_p}} (\varphi_\Lambda, \theta_\Lambda, -\varphi_\Lambda)\, D^{1/2\dagger}_{\lambda_{\Lambda_c}\lambda_{\Lambda_p}} B_{\lambda_{\Lambda_p}} D^{1/2}_{\lambda_{\Lambda_c}\lambda_{\Lambda_p}} (\varphi_p, \theta_p, -\varphi_p) \tag{8.1}$$

Где λ_{Λ_p} — спиральность протона, $A_{\lambda_{\Lambda_c}}$ — спиральная амплитуда $\Lambda_c \to \Lambda\pi^+$, $B_{\lambda_{\Lambda_c}}$ — спиральная амплитуда $\Lambda_c \to \Lambda\pi^-$, $\theta_\Lambda, \varphi_\Lambda$ — полярные углы импульса Λ в системе Λ_c, $\theta_p, \varphi_\Lambda$ — полярные углы импульса протона в системе Λ, $D^{j\dagger}_{m'm}$ — коэфиценты матрици Вигнера.

Угловое распределение, нормированное на единицу, в зависимости от спиральности Λ_c-бариона:

$$\frac{dW_{\lambda_{\Lambda_c}}}{d\cos\theta_p d\cos\theta_p d\varphi_{\lambda_{\Lambda_c}}\varphi_{\lambda_{\Lambda_p}}} = N \sum_{\lambda_{\Lambda_p}} \left|A_{\lambda_{\Lambda_c}\lambda_{\Lambda_p}}\right|^2 \tag{8.2}$$

Полное угловое распределение можно разложить по поляризациям

$$dW = \frac{1+P_L}{2} dW_{+1/2} + \frac{1-P_L}{2} dW_{-1/2} \tag{8.3}$$

где P_L — величина проекции вектора поляризации Λ_c-бариона на его импульс. После преобразований и сокращения общего множителя формула углового распределения имеет вид:

$$f^{\Lambda\pi}_{sig} \sim \frac{dW_{\lambda_{\Lambda_c}}}{d\cos\theta_p d\cos\theta_p d\varphi_{\lambda_{\Lambda_c}}\varphi_{\lambda_{\Lambda_p}}} = 1 + \alpha_\Lambda\alpha_{\Lambda_c}\cos\theta_p + P\left[\cos(\alpha_\Lambda + \alpha_{\Lambda_c}\cos\theta_p) - \alpha_\Lambda\sqrt{1-\alpha^2_{\Lambda_c}}\cos(\delta+\Delta)\cos\theta_p\cos\theta_\Lambda\right] \tag{8.4}$$

Где $\Delta = \varphi_p - \varphi_\Lambda$, $\delta = \arg\left(A_{1/2}A^\dagger_{-1/2}\right)$ — фаза между спиральными амплитудами, α_{Λ_c} и α_Λ — параметры ассиметрии:

$$\alpha_{\Lambda_c} = \frac{\left|A_{1/2}\right|^2 - \left|A_{-1/2}\right|^2}{\left|A_{1/2}\right|^2 + \left|A_{-1/2}\right|^2};\ \alpha_{\Lambda_c} = \frac{\left|B_{1/2}\right|^2 - \left|B_{-1/2}\right|^2}{\left|B_{1/2}\right|^2 + \left|B_{-1/2}\right|^2} \tag{8.5}$$

8.2. Измерения продольной поляризации

Методом максимального правдоподобия выполнена небинированная аппроксимация углового распределения в отобранных событиях $\Lambda_c \to \Lambda\pi$. При этом P_L и δ считались неизвестными свободными параметрами, тогда как для параметров асимметрии были взяты средние табличные значения $\alpha_\Lambda = 0.732$ и $\alpha_{\Lambda_c} = -0.84$. Функция распределения вероятности (PDF) сигнала:

$$f^{\Lambda\pi}_S(x, \xi, P_L, \delta) = \frac{\varepsilon_{\Lambda\pi} f^{\Lambda\pi}_{sig}(x, P_l, \delta)}{\int \varepsilon_{\Lambda\pi}(x,\xi)\, f^{\Lambda\pi}_{sig}} \tag{8.6}$$

где $\mathbf{x} = (\Delta, \cos\theta_p, \cos\theta_\Lambda)$ — переменные, от которых зависит $f^{\Lambda\pi}_{sig}$, $\xi = \left(\left|p^{CM}_{\Lambda_c}\right|, \cos\theta^{CM}_{\Lambda_c}\right)$ — переменные, не входящие явно образом в $f^{\Lambda\pi}_{sig}$, но влияющие на эффективность реконструкции событий, $\varepsilon_{\Lambda\Lambda}$ — полная эффективность восстановления, которая была получена следующим образом: для каждого бина двумерной гистограммы эффективности реконструкции (рис. 24) с сигнальными событиями создавалась трёхмерная гистограмма, разбита на 3×2×2 бина по переменным **x**, в каждом бине которой вычислялось отношение количества восстановленных событий к количеству сгенерированных. Многомерный интеграл в знаменателе $f_S^{\Lambda\pi}$ вычислялся численно.

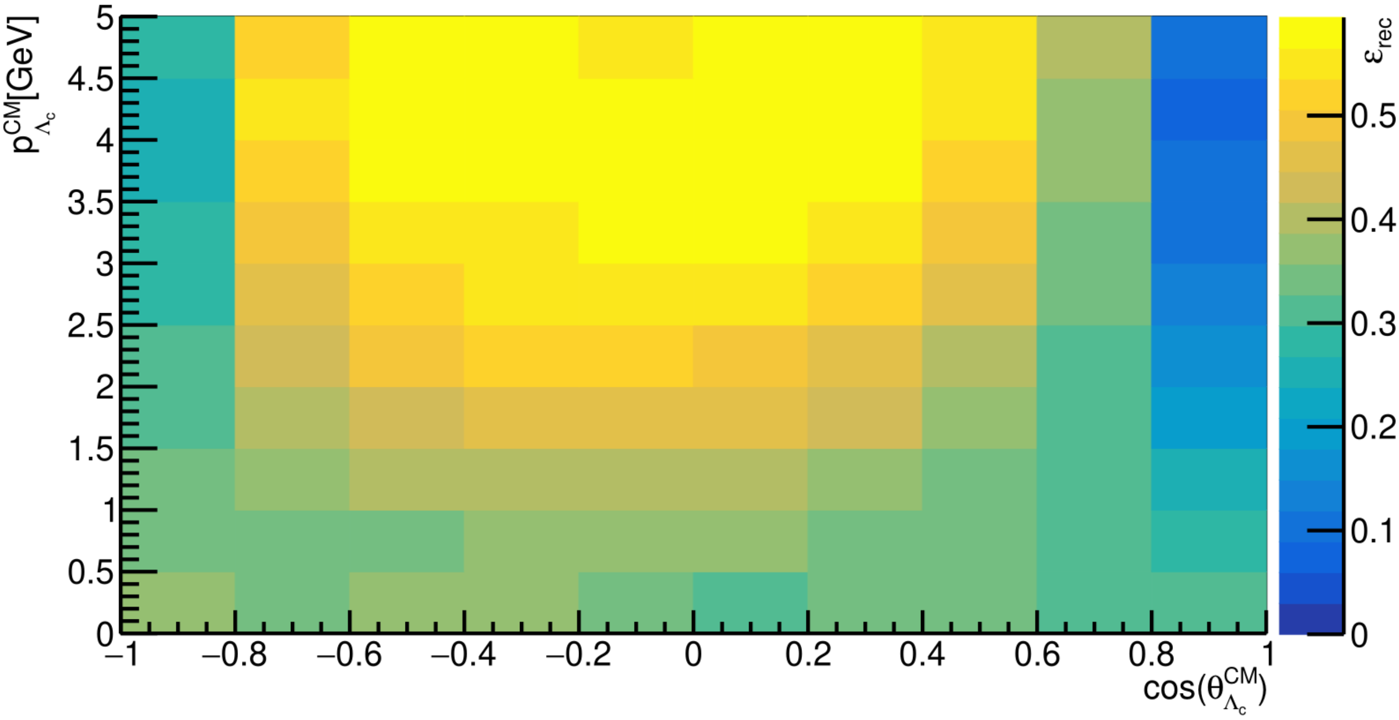


Рис. 24. Эффективность реконструкции распадов $\Lambda_c \to \pi\Lambda$ в зависимости от косинуса полярного угла и величины импульса Λ_c-бариона в системе центра масс.

Результат аппроксимации:

$$P_L = 0.64 \pm 0.16, \delta = 151.18^\circ \pm 41.2^\circ \tag{8.7}$$

На рис. 25 представлены одномерные гистограммы с отобранными из экспериментальных данных.

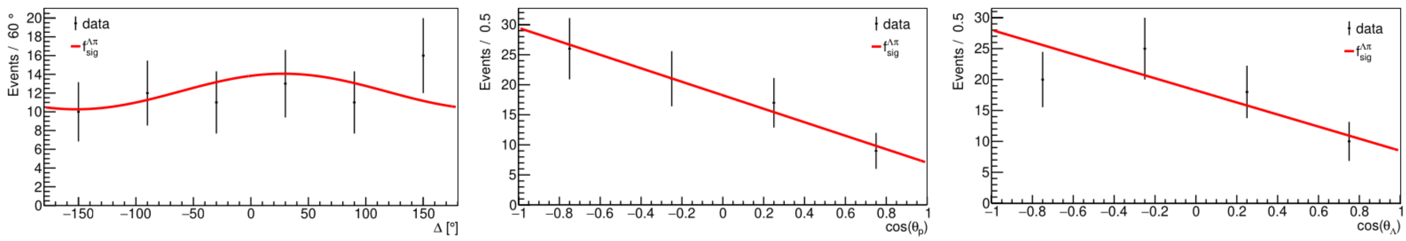


Рис. 25. Одномерные распределения событий $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ с наложенной функцией f_{sig} с полученными параметрами

9. Измерение формфактора полулептонных распадов Λ_c

9.1. Теория

Процедура измерения формфакторов в распадах $\Lambda_c \to \Lambda l \nu_l$ уловому распредлению. Переменные углового распределения представлены на (рис. 26).

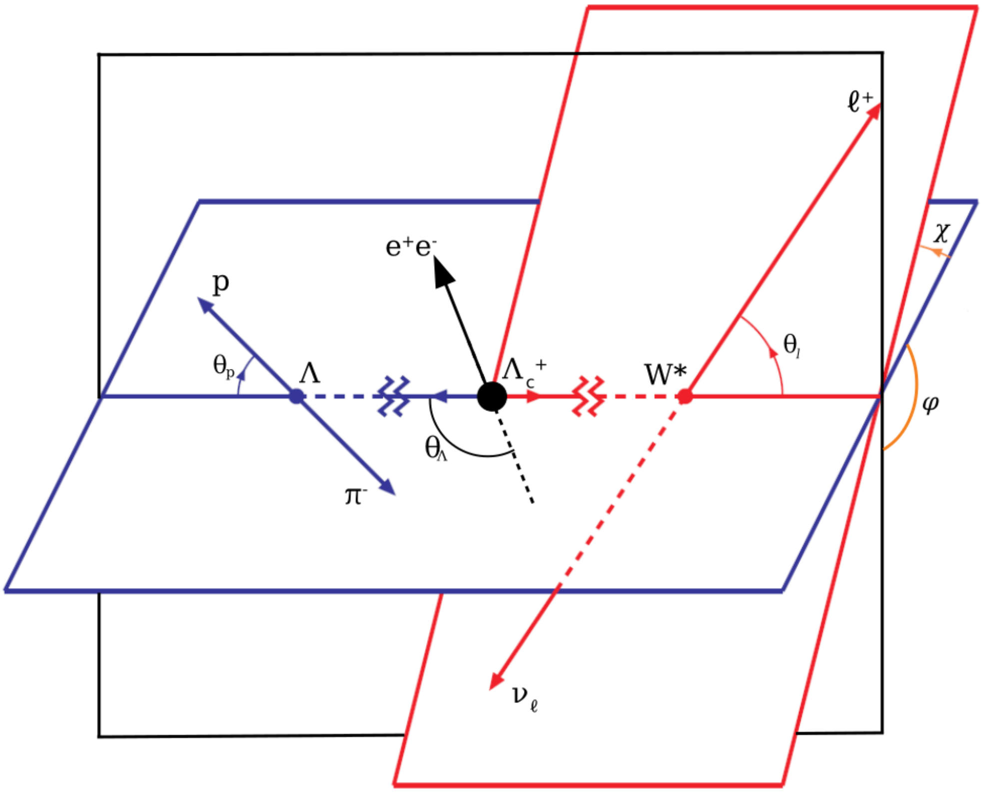


Рис. 26. Определение переменных углового распределения в распадах $\Lambda_c \to \Lambda l \nu_l$.

Амплитуда распадов $\Lambda_c \to \Lambda W^*, W^* \to l^+\nu_l, \Lambda \to p\pi$:

$$M_{\lambda_{\Lambda_c}\lambda_p\lambda_l\lambda_\nu} = \sum_{\lambda_\Lambda, J, \lambda_W} H_{\lambda_\Lambda,\lambda_W} D^{\frac{1}{2}\dagger}_{\lambda_{\Lambda_c},\lambda_\Lambda-\lambda_W}(\varphi_\Lambda,\theta_\Lambda,-\varphi_\Lambda) B_{\lambda_p} D^{\frac{1}{2}\dagger}_{\lambda_\Lambda,\lambda_p}(\varphi_p,\theta_p,-\varphi_p) h_{\lambda_l,\lambda_\nu} D^{J\dagger}_{\lambda_W,\lambda_l-\lambda_\nu}(\varphi_l,\theta_l,-\varphi_l), \tag{9.1}$$

где θ_l, φ_l — полярный и азимутальный углы импульса лептона в системе отсчёта W^*-бозона, имеющую ось z, которая направлена противоположно импульсу Λ_c^+-бариона, λ_l — спиральность лептона, λ_ν — спиральность нейтрино, которая принимает значения $-\frac{1}{2}$ у ν_l, $\frac{1}{2}$ у $\bar{\nu}_l$, то есть зависит от знака заряда. Для вычисления спиральной амплитуды $h_{\lambda_l,\lambda_\nu}$, в системе покоя W^*-бозона, ось z направлена вдоль импульса лептона $\vec{p}_l$ и использовались выражения биспиноров:

$$\bar{u}_l\left(\pm\frac{1}{2}\right) = \sqrt{E_l + m_l}\left(\chi^\dagger_\pm, \frac{\mp|\vec{p}_l|}{E_l + m_l}\chi^\dagger_\pm\right), \quad \bar{u}_l\left(-\frac{1}{2}\right) = \sqrt{E_\nu}\left(\chi^\dagger_-, \chi^\dagger_-\right), \tag{9.2}$$

$$v_l\left(\pm\frac{1}{2}\right) = \sqrt{E_l + m_l}\left(\frac{\mp|\vec{p}_l|}{E_l + m_l}\chi_\pm, \chi_\pm\right), \quad v_\nu\left(+\frac{1}{2}\right) = \sqrt{E_\nu}\left(-\chi_-, -\chi_-\right), \tag{9.3}$$

$$v_\nu\left(+\frac{1}{2}\right) = \sqrt{E_\nu}\left(-\chi_-, -\chi_-\right), \tag{9.4}$$

4-векторы поляризации виртуального W-бозона: $\varepsilon^\mu(t) = (1;0,0,0), \varepsilon^\mu(0) = (0;0,0,1), \varepsilon^\mu(\pm1) = \frac{1}{\sqrt{2}}(0;\mp1,-i,0)$. Вследствие сохранения полного момента импульса $\lambda_W = \lambda_l - \lambda_\nu$ и вида слабого тока из СМ:

$$h_{\lambda_l=\frac{1}{2},\lambda_\nu=\frac{1}{2}} = \bar{u}_l\left(-\frac{1}{2}\right)\gamma^\mu(1+\gamma_5)v_\nu\left(+\frac{1}{2}\right)\begin{cases}\varepsilon_\mu(-1)\\ \varepsilon_\mu(t), \varepsilon_\mu(0)\end{cases}, \tag{9.5}$$

$$h_{\lambda_l=\pm\frac{1}{2},\lambda_\nu=-\frac{1}{2}} = \bar{u}_l\left(-\frac{1}{2}\right)\gamma^\mu(1+\gamma_5)v_l\left(\pm\frac{1}{2}\right)\begin{cases}\varepsilon_\mu(1)\\ \varepsilon_\mu(t),\varepsilon_\mu(0)\end{cases}. \tag{9.6}$$

спиральные амплитуды $h_{\lambda_l,\lambda_\nu}$ подразделяются на два случая, связанные с произошедшим или не произошедшим переворотом спина лептона, то есть изменением его спиральности на противоположную после распада W^*-бозона:

$$\text{без переворота спина}\,(\lambda_W = \mp1): \ \left|h_{\lambda_l=\mp1/2,\lambda_\nu=\pm1/2}\right|^2 = 8\left(q^2-m_l^2\right) \tag{9.7}$$

$$\text{перворотом спина}\,(\lambda_W = t,0): \ \left|h_{\lambda_l=\pm1/2,\lambda_\nu=\pm1/2}\right|^2 = 8\frac{m_l^2}{2q^2}\left(q^2-m_l^2\right) \tag{9.8}$$

Так как порядка сотни восстановленных сигнальных событий недостаточно для измерения всех шести формфакторов в общем случае, были сделаны предположения:

- $m_l = 0$;
- $H_{\lambda_\Lambda\lambda_W} \in \mathbb{R}$;
- Распад $\Lambda_c \to \Lambda l\nu_l$ происходит согласно теории тяжелых квакров тоесть $c \to sW^*$;
- Вид формфакторов соответствует модели KK согласованой с торией тяжелых кварков.

Предоложения, писанные выше были также сделаны в работе [**CLEO2023**], но в отличие от них в данной работе не делается предположения о равномерном распределении направления спина Λ, а распределен согласно измерениям продленным в разделе 8.

Проделывая вычиления аналогичные 8.1-8.4 получим из:

$$\frac{d\Gamma}{dq^2 d\cos\theta_\ell d\cos\theta_p d\cos\theta_d d\varphi_\ell d\varphi_p d\chi} = p\sum_{\lambda_W\lambda_l\lambda_\nu}\left|M_{\lambda_{\Lambda_c}\lambda_p\lambda_l\lambda_\nu}\right|^2 \tag{9.9}$$

$$d\Gamma = \frac{1+P_L}{2}d\Gamma_{+1/2} + \frac{1-P_L}{2}d\Gamma_{-1/2} \tag{9.10}$$

Упрощённая форма углового распределения:

$$\begin{aligned}
\frac{d\Gamma}{dq^2 d\cos\theta_\ell d\cos\theta_p d\cos\theta_d d\varphi_\ell d\varphi_p d\chi} &\propto q^2\sqrt{Q_+Q_-}f_{\text{sig}}^{\Lambda_\ell\nu_\ell}\times \\
&\Big\{H_{1\frac{1}{2}}^2\left(1-P_L\cos\theta_\Lambda\right)\left(1+\alpha_\Lambda\cos\theta_p\right)\left(1\pm\cos\theta_\ell\right)^2 + \\
&+ H_{-1\frac{1}{2}}^2\left(1+P_L\cos\theta_\Lambda\right)\left(1-\alpha_\Lambda\cos\theta_p\right)\left(1\mp\cos\theta_\ell\right)^2 + \\
&+ 2\sin^2\theta_\ell\left[H_{0\frac{1}{2}}^2\left(1+P_L\cos\theta_\Lambda\right)\left(1+\alpha_\Lambda\cos\theta_p\right) + H_{0\frac{1}{2}}^2\left(1-P_L\cos\theta_\Lambda\right)\left(1-\alpha_\Lambda\cos\theta_p\right)\right] - \\
&- 2\sqrt{2}\alpha_\Lambda\sin\theta_p\sin\theta_\ell\cos\chi\left[H_{1\frac{1}{2}}H_{0\frac{1}{2}}\left(1-P_L\cos\theta_\Lambda\right)\left(1\mp\cos\theta_\ell\right) + H_{-1\frac{1}{2}}H_{0\frac{1}{2}}\left(1+P_L\cos\theta_\Lambda\right)\left(1\pm\cos\theta_\ell\right)\right] - \\
&- 2\alpha_\Lambda P_L\sin\theta_\Lambda\sin\theta_p\sin^2\theta_\ell\left[2H_{0\frac{1}{2}}H_{0\frac{1}{2}}\cos\varphi + H_{1\frac{1}{2}}H_{-1\frac{1}{2}}\cos(\varphi+2\chi)\right] + \\
&+ 2\sqrt{2}P_L\sin\theta_\Lambda\sin\theta_\ell\cos(\varphi+\chi)\left[H_{1\frac{1}{2}}H_{0\frac{1}{2}}\left(1+\alpha_\Lambda\cos\theta_p\right)\left(1\pm\cos\theta_\ell\right)\right] \\
&+ H_{-1\frac{1}{2}}H_{0\frac{1}{2}}\left(1-\alpha_\Lambda\cos\theta_p\right)\left(1\mp\cos\theta_\ell\right)\Big\}
\end{aligned} \tag{9.11}$$

9.2. Измерения продольной поляризации

В итоге сигнальная фанкция:

$$f_S^{\Lambda l\nu}(\mathbf{y},\xi;R,M_{\text{pole}}) = \frac{\varepsilon_{\Lambda l\nu}(\mathbf{y},\xi)f_{\text{sig}}^{\Lambda l\nu}(\mathbf{y};R,M_{\text{pole}})}{\int\varepsilon_{\Lambda l\nu}(\mathbf{y},\xi)f_{\text{sig}}^{\Lambda l\nu}(\mathbf{y};R,M_{\text{pole}})d\mathbf{y}d\xi}, \tag{9.12}$$

где R, M_{pole} — параметры из модели , характеризующие форму и отношение двух независимых формфакторов, $\mathbf{y} = (q^2,\cos\theta_\Lambda,\cos\theta_p,\cos\theta_l,\varphi,\chi)$ — переменные, от которых зависит $f_{\text{sig}}^{\Lambda l\nu}$, $\xi = (|p_{\Lambda_c}^{\text{CM}}|,\cos\theta_{\Lambda_c}^{\text{CM}})$ — переменные, не входящие явным образом в $f_{\text{sig}}^{\Lambda l\nu}$, но влияющие на эффективность реконструкции событий; $\varepsilon_{\Lambda l\nu}$ — полная эффективность восстановления, которая была получена следующим образом: для каждого бина двумерной гистограммы эффективности реконструкции (рис. 27) с сигнальными событиями создавалась многомерная гистограмма, разбитая на $5\times2\times2\times2\times3\times3$ бина по переменным $\mathbf{y}$, в каждом бине которой вычислялось отношение количества восстановленных событий к количеству сгенерированных. Многомерный интеграл в знаменателе $f_S^{\Lambda l\nu}$ вычислялся численно.

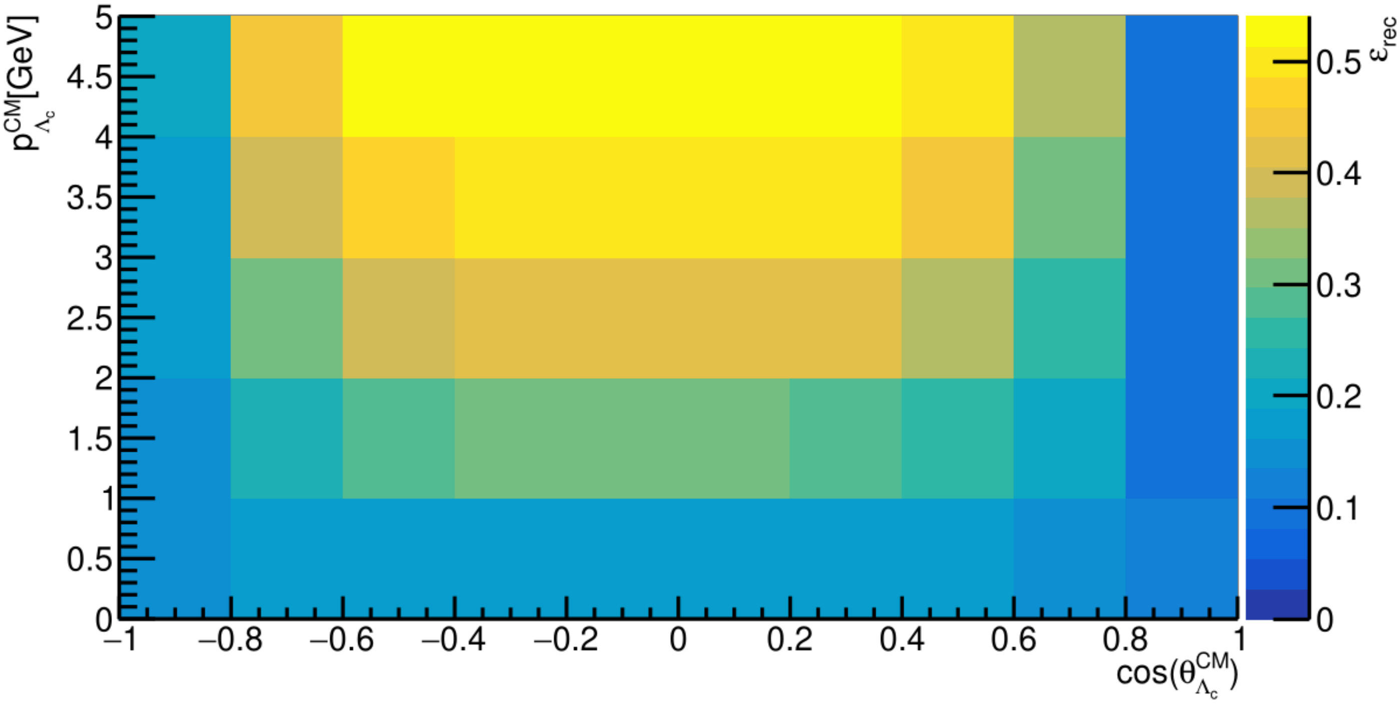


Рис. 27. Эффективность реконструкции распадов $\Lambda_c \to \Lambda e \nu_e$ в зависимости от косинуса полярного угла и величины импульса Λ_c-бариона в системе центра масс.

Результы подгонки параметров методом максимального прадоподобия изображены на рис. 28

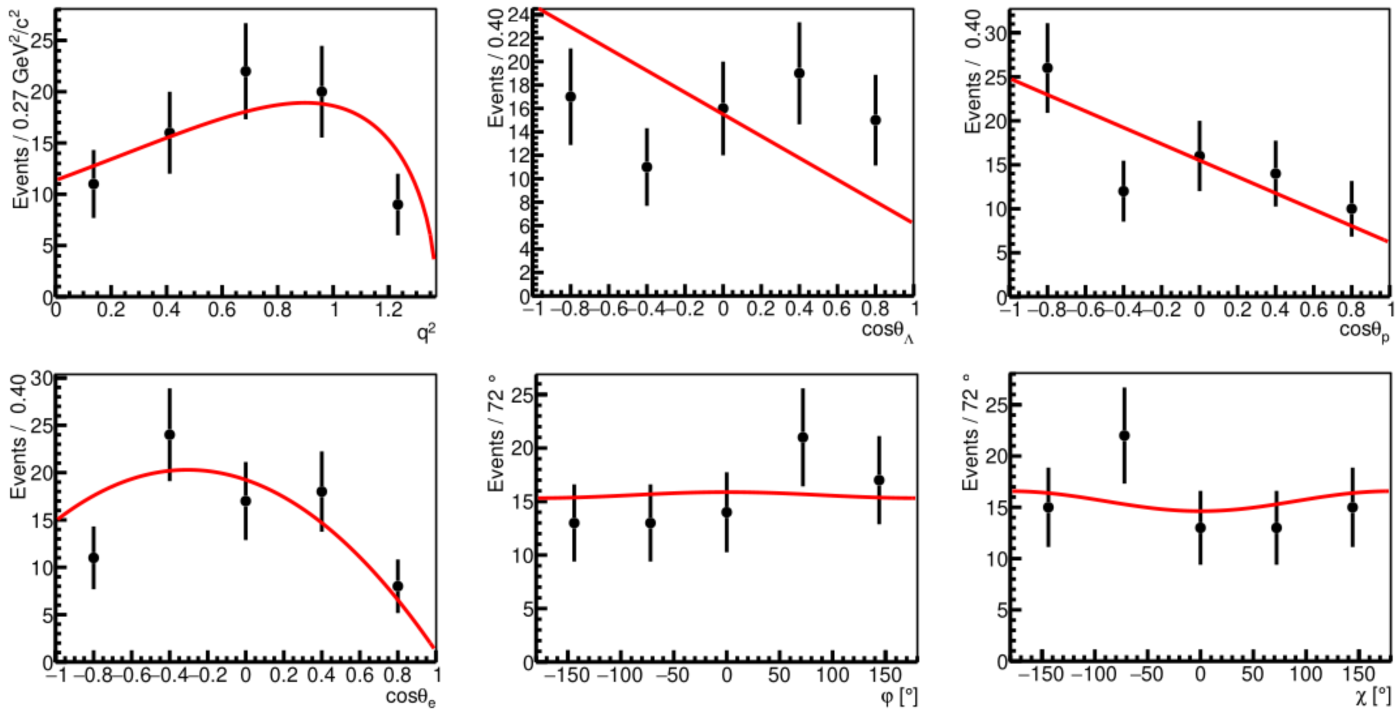
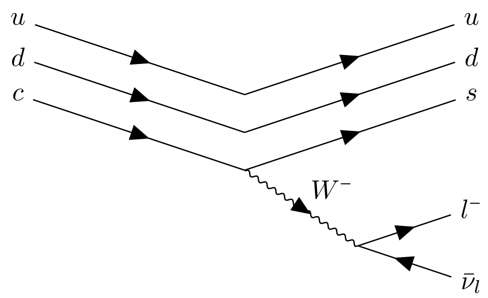


Рис. 28. Одномерные распределения событий $\Lambda_c \to \Lambda e \nu_e$ с наложенной функцией f_{sig} с полученными параметрами

$$\Lambda_c \to \Lambda e \nu_e: \; R = -0.52 \pm 0.13, \; M_{pole} = 1.820.19 GeV \tag{9.13}$$

Appendix 1: Метод вычисления формфактора

Λ_c-барион состоит из ucd кварков. В ходе распада $\Lambda_c \to \Lambda l \nu_l$ происходит переход $c \to s$ посредством испускания W^+-бозона, то есть правильно будет записать $c \to sW^+$. W^+ распадается на $W^+ \to l^+ \nu_l$, в итоге оставшиеся кварки uds формируются в Λ-барион. Таким образом, получим следующую фейнмановскую диаграмму.



Переход $\Lambda_c \to \Lambda$ индуцируется слабым током j_μ, который можно разложить по аксиальной и векторной частям: $j_\mu = j^A_\mu + j^V_\mu$. Обозначим волновые функции частиц $B_{\Lambda_c}(p_{\Lambda_c}, M_{\Lambda_c}) \to B_\Lambda(p_\Lambda, M_\Lambda) + l(p_l, m_l) + \nu_l(p_\nu, m = 0)$. Формфакторы выражаются как:

$$\langle B_{\Lambda_c}(p_{\Lambda_c}, M_{\Lambda_c})| j^V_\nu |B_\Lambda(p_\Lambda, M_\Lambda)\rangle = u^\dagger_\Lambda \left(\mathfrak{F}^V_1(q^2)\gamma_\nu + \frac{\mathfrak{F}^V_2}{M_{\Lambda_c}}(q^2)\sigma_{\mu\nu}q^\nu + \frac{\mathfrak{F}^V_3}{M_{\Lambda_c}}(q^2) q_\mu \right) u_{\Lambda_c} \tag{9.14}$$

$$\langle B_{\Lambda_c}(p_{\Lambda_c}, M_{\Lambda_c})| j^A_\nu |B_\Lambda(p_\Lambda, M_\Lambda)\rangle = u^\dagger_\Lambda \left(\mathfrak{F}^A_1(q^2)\gamma_\nu + \frac{\mathfrak{F}^A_2}{M_{\Lambda_c}}(q^2)\sigma_{\mu\nu}q^\nu + \frac{\mathfrak{F}^A_3}{M_{\Lambda_c}}(q^2) q_\mu \right) \gamma_5 u_{\Lambda_c} \tag{9.15}$$

Где γ_μ — матрицы Дирака, q_μ — 4-импульс W^+-бозона, $\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)$.

Из уравнения Дирака мы знаем, что биспинор нерелятивистской частицы выглядит как:

$$u = \begin{pmatrix} \varphi_\pm \\ \chi_\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_\pm \\ \dfrac{\mp p}{E - M^2}\chi_\pm \end{pmatrix}; \varphi_\pm = \frac{\mp p}{E - M^2}\chi_\pm. \tag{9.16}$$

Где p, E, M — импульс, энергия и масса частицы в произвольной системе отсчета, χ, φ — связанные друг с другом спиноры частицы. Но можно рассматривать процесс в системе отсчета Λ_c, тогда биспинор Λ_c примет вид:

$$u_{\Lambda_c} = \sqrt{2M_{\Lambda_c}} \begin{pmatrix} \chi_\pm \\ 0 \end{pmatrix}, \tag{9.17}$$

а биспинор Λ:

$$u_\Lambda = \sqrt{E_\Lambda + M_\Lambda} \begin{pmatrix} \chi_\pm \\ \dfrac{\mp |p_{\Lambda_c}|}{E - M^2}\chi_\pm \end{pmatrix}. \tag{9.18}$$

Где χ — соответствующие спиноры частиц:

$$\chi_+ = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}; \quad \chi_- = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \tag{9.19}$$

А 4-импульс W-бозона в той же системе отсчета примет вид:

$$q^\mu = \begin{pmatrix} q_0 \\ 0 \\ 0 \\ -p \end{pmatrix}. \tag{9.20}$$

Спиральность определяется как:

$$H_{\lambda_\Lambda \lambda_w} = H^V_{\lambda_\Lambda \lambda_w} + H^A_{\lambda_\Lambda \lambda_w} \tag{9.21}$$

$$H^{V,A}_{\lambda_\Lambda \lambda_w} = \langle B_{\Lambda_c}(p_{\Lambda_c}, M_{\Lambda_c})| j^{V,A}_\nu |B_\Lambda(p_\Lambda, M_\Lambda)\rangle \varepsilon^\nu(\lambda_w) \tag{9.22}$$

И в системе отсчета Λ_c 4-вектор поляризации, первое число показывает проекцию спина на импульс, а второе — полный спин:

$$\varepsilon^\nu(0,0) = \frac{1}{q}\begin{pmatrix} q \\ 0 \\ 0 \\ -p \end{pmatrix}, \quad \varepsilon^\nu(\pm 1, 1) = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ \pm 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \varepsilon^\nu(0,1) = \frac{1}{q}\begin{pmatrix} p \\ 0 \\ 0 \\ -q \end{pmatrix} \tag{9.23}$$

Из законов сохранения импульса и энергии можно также вывести, что:

$$q_0 = \frac{1}{2M_{\Lambda_c}}\left(M^2_{\Lambda_c} - M^2_\Lambda + q^2\right), \tag{9.24}$$

$$p = |\vec{p}_2| = \frac{1}{2M_{\Lambda_c}}\sqrt{\left(M_{\Lambda_c} + M_\Lambda\right)^2 - q^2}\sqrt{\left(M_{\Lambda_c} - M_\Lambda\right)^2 - q^2}, \tag{9.25}$$

Простая подстановка 9.23 и 9.15 в 9.22 даст нам:

$$H^V_{\frac{1}{2}t} = \frac{\sqrt{Q_+}}{\sqrt{q^2}}\left(F^V_1\left(M_{\Lambda_c} - M_\Lambda\right) + F^V_3\frac{q^2}{M_{\Lambda_c}}\right), \tag{9.26}$$

$$H^V_{\frac{1}{2}1} = \sqrt{2Q_-}\left(-F^V_1 - F^V_2\frac{M_{\Lambda_c} + M_\Lambda}{M_{\Lambda_c}}\right), \tag{9.27}$$

$$H^V_{\frac{1}{2}0} = \frac{\sqrt{Q_-}}{\sqrt{q^2}}\left(F^V_1\left(M_{\Lambda_c} + M_\Lambda\right) + F^V_2\frac{q^2}{M_{\Lambda_c}}\right), \tag{9.28}$$

$$H^A_{\frac{1}{2}t} = \frac{\sqrt{Q_-}}{\sqrt{q^2}}\left(-F^A_1\left(M_{\Lambda_c} + M_\Lambda\right) + F^A_3\frac{q^2}{M_{\Lambda_c}}\right), \tag{9.29}$$

$$H^A_{\frac{1}{2}1} = \sqrt{2Q_+}\left(F^A_1 - F^A_2\frac{M_{\Lambda_c} - M_\Lambda}{M_{\Lambda_c}}\right), \tag{9.30}$$

$$H^A_{\frac{1}{2}0} = \frac{\sqrt{Q_+}}{\sqrt{q^2}}\left(-F^A_1\left(M_{\Lambda_c} - M_\Lambda\right) + F^A_2\frac{q^2}{M_{\Lambda_c}}\right), \tag{9.31}$$

при этом выполняются следующие соотношения чётности:

$$H^V_{-\lambda_\Lambda, -\lambda_W} = H^V_{\lambda_\Lambda, \lambda_W}, \quad H^A_{-\lambda_\Lambda, -\lambda_W} = -H^A_{\lambda_\Lambda, \lambda_W}. \tag{9.32}$$

Для удобства записи было введено обозначение t как проекция 0 в случае полного спина 0.

Appendix 2: Алгоритм фита в массу потеряной частици

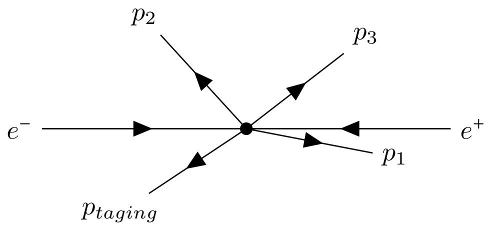


Рис. 29. Схема распада.

Дано: p_1, p_2, p_3 — это 4-импульсы продуктов распада (тагирующих выбранную частицу), представленных на рис. 29. Также известны матрицы ковариаций компонент 3-импульса Ξ_1, Ξ_2, Ξ_3 для соответствующих частиц. p_{beam} — это 4-импульс системы (p_{beam}), а M_{rec} — это масса недостающей (тагируемой) частицы.

Для поиска оптимального решения используется метод множителей Лагранжа. Поскольку мы минимизируем изменения импульсов с учётом их ошибок, применяем следующую функцию:

$$\chi^2 = \sum_n (p_n)_i \left(\Xi_n^{-1}\right)_{ij} (p_n)_j \tag{9.33}$$

Функция Лагранжа с наложением ограничения имеет вид:

$$M_{\text{rec}}^2 - (p_{\text{beam}} - \sum_n p_n)_\mu (p_{\text{beam}} - \sum_n p_n)^\mu = 0 \tag{9.34}$$

Полная функция Лагранжа с множителем Лагранжа λ записывается следующим образом:

$$\mathcal{L}(p_n, \lambda) = sum_n (p_n)_i \left(\Xi_n^{-1}\right)_{ij} (p_n)_j + \lambda \left(M_{\text{rec}}^2 - (p_{\text{beam}} - \sum_n p_n)_\mu (p_{\text{beam}} - \sum_n p_n)^\mu \right) \tag{9.35}$$

Для минимизации используется метод Ньютона-Рафсона. На каждом шаге вычисляются градиент (первая производная) и гессиан (матрица вторых производных) функции Лагранжа:

$$\nabla \mathcal{L}(x_n) = c_n, \Delta \otimes \Delta \mathcal{L}(x_n) = \hat{A}_n \tag{9.36}$$

где x_n — это вектор параметров на n-м шаге. Затем на каждом шаге решается система уравнений для обновления параметров:

$$\hat{A}_n \, \delta x_{n+1} = -c_n \tag{9.37}$$

После чего параметры обновляются:

$$x_{n+1} = x_n + \delta x_{n+1}. \tag{9.38}$$

10. Литература

Список литературы

[1] Abashian A., et al. The Belle Detector // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 2002. V. 479. P. 117–232.

[2] Avery P., Blanco R., Liu K., et al. Observation of the Charmed Baryon Λ_c^+ at SPEAR // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 50. P. 747-750. DOI: 10.1103/PhysRevLett.50.747.

[3] Perez-Marcial R., Huerta R., Garcia A., Avila-Aoki M. Predictions for semileptonic decays of charm baryons. 2. Nonrelativistic and MIT bag quark models // Phys. Rev. D. 1989. V. 40. P. 2955. DOI: 10.1103/PhysRevD.40.2955.

[4] Bahtiyar H., Can K. U., Oka M., Takahashi T. T. $\Lambda_c \to \Lambda$ Form Factors in Lattice QCD // Phys. Rev. D. 2021. V. 102. P. 114505. DOI: 10.1103/PhysRevD.102.114505.

[5] Abashian A., et al. The Belle Detector // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 2002. V. 479. P. 117–232.

[6] Eisenstein B. I., Alexander J. P., Berkelman K. Study of the Semileptonic Decay $\Lambda_c \to \Lambda e \nu_e$ // Physical Review D. 2022. V. 105. P. 012007. DOI: 10.1103/PhysRevD.105.012007.

[7] Dobbs S., Metreveli Z., Seth K. K. Study of $\Lambda_c^+ \to \Lambda \mu^+ \nu_\mu$ and test of lepton flavor universality with $\Lambda_c^+ \to \Lambda l^+ \nu_l$ decays // Physical Review D. 2023. V. 106. P. 032005. DOI: 10.1103/PhysRevD.106.032005.

[8] Gutsche T., Ivanov M. A., Korner J. G., Lyubovitskij V. E., Santorelli P. Semileptonic decays $\Lambda_c \to \Lambda \ell \nu$ in the covariant quark model // Phys. Rev. D. 2016. V. 93. P. 034008. DOI: 10.1103/PhysRevD.93.034008.

[9] Geng C. Q., Liu C. W., Tsai T. H. Semileptonic weak decays of antitriplet charmed baryons in the light-front formalism // Phys. Rev. D. 2021. V. 103. P. 054018. DOI: 10.1103/PhysRevD.103.054018.

[10] Krohn J.-F., Urquijo P., Abudinén F., et al. Global Decay Chain Vertex Fitting at B-Factories // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 2021. V. 988. P. 164891.

[11] Zhao Z. X. Weak decays of heavy baryons in the light-front approach // Chin. Phys. C. 2018. V. 42. P. 093101. DOI: 10.1088/1674-1137/42/9/093101.

[12] Geng C. Q., Liu C. W., Tsai T. H. Semileptonic weak decays of antitriplet charmed baryons in the light-front formalism // Phys. Rev. D. 2021. V. 103. P. 054018. DOI: 10.1103/PhysRevD.103.054018.

[13] Liu Y. L., Huang M. Q., Wang D. W. Improved analysis on the semi-leptonic decay $\Lambda_c \to \Lambda l \nu$ from QCD light-cone sum rules // Phys. Rev. D. 2009. V. 80. P. 074011. DOI: 10.1103/PhysRevD.80.074011.

[14] Navas S., et al. (Particle Data Group). Review of Particle Physics // Phys. Rev. D. 2024. V. 110. 3. P. 030001.(2024)

[15] Navas S. et al. (Particle Data Group). Review of Particle Physics // Phys. Rev. D. 2024. V. 110. № 3. P. 030001. (2024)

[16] Perl M. L., Abrams G. S., Boyarski A. M., et al. Evidence for Anomalous Lepton Production in e^+e^- Annihilation // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. P. 1129-1132. DOI: 10.1103/PhysRevLett.35.1129.

[17] Bahtiyar H., Can K. U., Oka M., Takahashi T. T. $\Lambda_c \to \Lambda$ Form Factors in Lattice QCD // Phys. Rev. D. 2021. V. 102. P. 114505. DOI: 10.1103/PhysRevD.102.114505.

[18] Liu Y. L., Huang M. Q., Wang D. W. Improved analysis on the semi-leptonic decay $\Lambda_c \to \Lambda l \nu$ from QCD light-cone sum rules // Phys. Rev. D. 2009. V. 80. P. 074011. DOI: 10.1103/PhysRevD.80.074011.

[19] Richman J. D. An Experimenter's Guide to the Helicity Formalism // J. D. Richman // CALT-68-1148.

[20] Faustov R. N., Galkin V. O. Semileptonic decays of Λ_c baryons in the relativistic quark model // Eur. Phys. J. C. 2016. V. 76. P. 628. DOI: 10.1140/epjc/s10052-016-4492-z.

11. Вывод

В данной работе было проведено исследование полулептонных распадов бариона Λ_c, с целью измерения его продольной поляризации в каналах $\Lambda_c \to \Lambda e \nu_e ; \Lambda \pi$ и форм-факторов в канеле $\Lambda_c \to \Lambda_c e \nu_e$. Экспериментальные данные, собранные с помощью детектора Belle на коллайдере KEK, Почти на полной статистике эксперимента Belle было отобрано около 20 тысяч распадов Λ_c-барионов в процессе $e^+e^- \to \Lambda_c X_c$ путём восстановления частиц в наборе X_c и использования законов сохранения энергии и импульса, а также обученной на MC данный моделью.

Среди тагированных Λ_c были отобраны события с распадами $\Lambda_c \to \Lambda \pi$. Для них получена формула углового распределения, с помощью аппроксимации которой была измерена продольная поляризация тагированных Λ_c-барионов: $P_L = 0.64 \pm 0.16$, что соответствует ожиданиям теоретических моделей и подтверждает их состоятельность.

Среди тагированных Λ_c были отобраны события с распадами $\Lambda_c \to \Lambda l \nu_l$. Для них получена упрощенная формула углового распределения, с помощью аппроксимации которой была измерена продольная поляризация тагированных Λ_c-барионов:

$$\Lambda_c \to \Lambda e \nu_e : \; R = -0.52 \pm 0.13, \; M_{pole} = 1.820.19 GeV \tag{11.1}$$

Задающих форм-факторы.

Полученные на данный момет разультаты согласуются, с полученными CLEO результатами, использующих назависимые данные и иное приближение.