

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ им. М. В. ЛОМОНОСОВА  
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ  
КАФЕДРА АНГЛИЙСКОГО ЯЗЫКА

РЕФЕРАТ  
по дисциплине  
«Английский язык»  
на тему  
«Экспериментальная физика высоких энергий»

Выполнил аспирант  
Гусейнов Абдул-Керим Демирович

Научный руководитель:  
д.ф.-м.н. Бережной Александр Викторович

Преподаватель:  
к. филол. н. Плотникова Анна Вячеславовна

# Содержание

Введение	3
1 Измерения очарованных барионов на CDF	5
2 Адронная спектроскопия на $B$ -фабриках	7
3 Многочастичные процессы $e^+e^-$ аннигиляции	12
Заключение	15
Глоссарий	16
Список литературы	19

# Введение

Современное представление о вселенной основывается на Стандартной модели физики частиц. Она содержит три поколения фермионов, но из шести кварков и шести лептонов лишь два кварка и два лептона составляют подавляющее большинство материи во вселенной. Вклад остальных поколений, возможно, заключается в создании асимметрии между материей и антиматерией, без которой вещество превратилось бы обратно в излучение еще в ранней вселенной. Для ответа на вопрос о предназначении второго и третьего поколений фермионов нужны измерения  $CP$ -симметрии, но не только они.

Квантовая хромодинамика входит в Стандартную модель и описывает взаимодействия кварков и глюонов. Теоретические вычисления в рамках КХД существенно осложнены ввиду большой величины константы сильного взаимодействия  $\alpha_s$ . Вычисления с помощью теории возмущений оказываются попросту невозможны в области малых квадратов переданных импульсов. Именно такой сценарий реализуется при объединении кварков в адроны. Сложности теории возмущений заставляют физиков искать другие подходы к теории, включая феноменологические модели, вычисления на решетке и прочее. Проверка таких теорий позволяет получать и улучшать знания о взаимодействии кварков, а следовательно, и о вселенной.

Адроны, содержащие хотя бы один тяжелый  $c$  или  $b$  кварк называются тяжелыми адронами. Они предоставляют уникальные возможности для изучения и проверки квантовой хромодинамики. Благодаря большой константе связи  $\alpha_s$  при малых передачах импульса, теория возмущений в КХД непригодна для теоретических исследований каких-либо адронов, включая тяжелые. В то же время, присутствие тяжелого кварка дает хоть какую-то начальную точку и позволяет проводить нечеткие аналогии с хорошо известными и хорошо изученными электромагнитными системами. А аналогии можно затем модифицировать и усилить. Именно поэтому множество различных подходов было разработано для описания тяжелых адронов, включая, например, эффективную теорию тяжелых кварков, релятивистские потенциальные модели, КХД на решетке и правила сумм КХД.

Современная физика высоких энергий проводится на ускорителях частиц, включая как электронные, так и адронные. Достигаемые на них энергии центра масс поднимаются вплоть до 14 ТэВ на Большом адронном коллайдере. Однако отдельный интерес представляют  $B$ -фабрики, где энергия подобрана специально для попадания в резонанс

$\Upsilon(4S)$ , распадающийся в пару  $B\bar{B}$ . Детекторы в современной физике высоких энергий крайне сложны, а для анализа данных применяются многоступенчатые методы, требующие тщательного и внимательного подхода на каждом шаге. Данный реферат посвящен некоторым актуальным анализам коллабораций CDF, CLEO, Belle и BaBar и проведенным ими измерениям в физике тяжелых адронов и физике высоких энергий в целом.

# 1 Измерения очарованных барионов на CDF

Базовую структуру тяжелого адрона можно, в определенном смысле, представить как атом водорода в КХД. Мезоны составлены из тяжелого кварка и легкого кварка и слегка больше похожи на атомное ядро с вращающимся вокруг него электроном по сравнению с барионами, которые состоят из тяжелого кварка и легкого дикуарка. Однако это сходство настолько мало само по себе, что разница между мезонами и барионами в конечном итоге пренебрежима. В результате было сделано множество теоретических предсказаний насчет многочисленных тяжелых барионов и их резонансных состояний. Изученный же анализ имеет дело с шестью резонансными состояниями очарованных барионов  $\Lambda_c$  и  $\Sigma_c$ .

На время проведения анализа [1] всемирные средние значения масс и естественных ширин изучаемых резонансов уже были измерены несколькими коллаборациями. Однако наборы экспериментальных данных еще не были настолько большими и точными как те, которые использовались для анализа. Это в особенности касается  $\Lambda_c$  резонансов.

Экспериментальные данные были собраны детектором CDF II на Тэватроне, который располагался в Фермилабе в США, в период с 2002 по 2009 год. Объем данных соответствует  $5.2 \text{ fb}^{-1}$  интегральной светимости. Из ключевых элементов детектора CDF можно назвать его трековую систему, позволяющую измерять импульсы заряженных частиц, калориметры, измеряющие кинетические энергии, а также сенсор времени пролета. При обработке информации с детектора совместное использование этих систем позволяет идентифицировать частицы.

Отбор событий для анализа проводился в несколько этапов с использованием нейронных сетей на каждом из них. Сначала производится отбор кандидатов  $\Lambda_c$  (основного состояния) в спектре  $pK^-\pi^+$ . Затем – отбор кандидатов  $\Sigma_c(2455)$  в спектре инвариантных масс  $\Lambda_c^+\pi^\pm$ . А затем – отбор кандидатов  $\Lambda_c(2625)^+$  в спектре  $\Lambda_c^+\pi^+\pi^-$ .

Отбор кандидатов  $\Lambda_c$  сам по себе производится в две стадии. Сначала применяются некоторые свободные критерии отбора предназначенные для подавления самых очевидных компонент фона. Затем, нейронная сеть обучается выявлять характеристики сигнальных событий и отличать их от комбинаторного фона. Вся тренировка проводится исключительно на экспериментальных данных. Поэтому, для предотвращения перетренировки и искажений, полный набор данных случайным образом разделяется на две половины, а две независимые нейронные сети обучаются на одной половине, а затем применяются к другой.

Подобная двухстадийная процедура с двумя под-наборами данных затем повторяется для спектра  $\Lambda_c \pi$  для улучшения качества сигнала. Только наиболее выдающийся пик (соответствующий  $\Sigma_c(2455)$ ) используется для отбора, но результат все равно применяется для измерения обоих резонансов.

И аналогичная же процедура применяется к спектру  $\Lambda_c \pi \pi$ . Как и раньше, только наиболее выдающийся пик (в этом случае соответствующий  $\Lambda_c(2625)$ ) используется для тренировки нейросети.

Для аппроксимации спектров  $\Lambda_c \pi$  используется модель с тремя фоновыми и двумя сигнальными компонентами. Фоны описывают полностью случайные комбинации треков, комбинации реальных  $\Lambda_c$  со случайными пионами, а также распады резонанса  $\Lambda_c(2625)$ . Фоны моделируются полиномами, а сигналы – функциями Брейта-Вигнера. Пограничная область исключена из фита для упрощения модели.

Для спектра  $\Lambda_c \pi \pi$  используется аналогичная модель, содержащая 3 фона и 2 сигнала. Третья фоновая компонента здесь обусловлена комбинациями реальных  $\Sigma_c$  частиц со случайными пионами. Таким образом, присутствует перекрестный вклад между спектрами  $\Lambda_c \pi \pi$  и  $\Lambda_c \pi$ . Большой особенностью является то, что резонанс  $\Lambda_c(2595)$  невозможно описать простой симметричной функцией Брейта-Вигнера. Благодаря чрезвычайной близости его массы к порогу образования пары  $\Sigma_c \pi$  необходима довольно сложная модель, в которой естественная ширина зависима от массы.

Таким образом, параметры резонансов измеряются описанными тремя фитами. Следующим шагом было измерение систематических погрешностей. CDF рассматривает следующие их источники: модель разрешения, масштабирование момента, индивидуально определенное для детектора, а также модель аппроксимации. В конечном итоге CDF предоставляет следующие измерения масс и ширин изученных резонансов:

$$\begin{aligned}
\Sigma_c(2455)^{++} : \quad \Delta M &= 167.44 \pm 0.04 \pm 0.12 \text{ МэВ}, \quad \Gamma = 2.34 \pm 0.13 \pm 0.45 \text{ МэВ}, \\
\Sigma_c(2455)^0 : \quad \Delta M &= 167.28 \pm 0.03 \pm 0.12 \text{ МэВ}, \quad \Gamma = 1.65 \pm 0.11 \pm 0.49 \text{ МэВ}, \\
\Sigma_c(2520)^{++} : \quad \Delta M &= 230.73 \pm 0.56 \pm 0.16 \text{ МэВ}, \quad \Gamma = 15.0 \pm 2.1 \pm 1.4 \text{ МэВ}, \\
\Sigma_c(2520)^0 : \quad \Delta M &= 232.88 \pm 0.43 \pm 0.16 \text{ МэВ}, \quad \Gamma = 12.5 \pm 1.8 \pm 1.4 \text{ МэВ}, \\
\Lambda_c(2595)^+ : \quad \Delta M &= 305.79 \pm 0.14 \pm 0.20 \text{ МэВ}, \quad \Gamma = 2.59 \pm 0.30 \pm 0.47 \text{ МэВ}, \\
\Lambda_c(2625)^+ : \quad \Delta M &= 314.65 \pm 0.04 \pm 0.12.
\end{aligned}$$

## 2 Адронная спектроскопия на $B$ -фабриках

Изучение распадов очарованных и прелестных мезонов представляют большой интерес и большую ценность для физики элементарных частиц. Во-первых, они хорошо дополняют измерения тяжелых барионов, которые были затронуты в предыдущем разделе. Во-вторых, наличие антибарионов в конечном состоянии позволяет проверить гипотезу, что более вероятны распады, при которых барион и антибарион находятся ближе друг к другу в фазовом пространстве. В-третьих, тяжелые мезоны могут быть скалярными, что существенно упрощает измерения спинов конечных частиц. В работе коллаборации BaBar [2] измеряются вероятности распадов  $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p})$  и  $\mathcal{B}(B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^-)$ , а также резонансы в спектре  $\Lambda_c^+ \pi^-$ .

Экспериментальные данные, использованные для анализа, были собраны детектором BaBar, расположенном на  $e^+e^-$  коллайдере с асимметричной энергией PEP-II в SLAC, США. В точке соударения электроны с энергией 9 ГэВ сталкиваются с позитронами с энергией 3.1 ГэВ вблизи резонанса  $\Upsilon(4S)$  при энергии центра масс 10.58 ГэВ. Собранные данные содержат  $383 \times 10^6$  реакций  $ee \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ . Среди основных частей детектора BaBar можно назвать вершинный детектор, дрейфовую камеру, а также детекторы Черенковского излучения.

Восстановление  $\Lambda_c^+$  производится одновременно в 5 каналах:  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ ,  $pK_S^0$ ,  $pK_S^0\pi^+\pi^-$ ,  $\Lambda\pi^+$ ,  $\Lambda\pi^+\pi^-\pi^+$  (последний используется только при изучении распада  $B^-$ ). Фоновые события в анализе обусловлены как сторонними распадами прелестных мезонов, так и событиями континуума  $ee \rightarrow qq$ . Для внесения поправок, учитывающих способ подсчета событий, используется Монте-Карло моделирование. Эффективности регистрации распадов с разными каналами регистрации  $\Lambda_c$  рассчитываются независимо, а для канала  $B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^-$  фазовое пространство конечных частиц делится на ячейки согласно кинематическим характеристикам. Максимальные вариации между ячейками достигают 50%, но крайне редки.

Величины сигналов извлекаются при помощи одновременной аппроксимации спектров переменных  $m_m = \sqrt{(q_{e^+e^-} - q_{\Lambda_c^+ \bar{p}(\pi^-)})^2}$  и  $m_r = \sqrt{(q_{\Lambda_c^+ \bar{p}(\pi^-)})^2} - m_B$ , где  $q_X$  — четырехимпульс комбинаций частиц. Переменная  $m_m$  содержит разницу между энергиями импульсами начальной системы (электрон-позитрон) и одного из продуктов аннигиляции (одного из  $B$ -мезонов) и связана с энергией отдачи другого  $B$ -мезона, рожденного в электро-позитронном столкновении. Переменная  $m_r$  выражает отклонение массы  $B$ -мезона, восстановленной в событии, с известным табличным значением его массы.

Спектры  $m_m$  и  $m_r$  событий с разными каналами реконструкции бариона  $\Lambda_c$  аппроксимируются одновременно. При этом распады  $\bar{B}^0$  и  $B^-$  не связаны между собой, поэтому для каждого из них отдельно производится описанная одновременная аппроксимация. Модели спектров строятся в виде суммы сигнала и фона. Фон моделируется пороговой функцией, умноженной на полином, а сигнал – различными модификациями функции Гаусса. Числа сигнальных событий в изучаемых спектрах, особенно для распада  $\bar{B}^0$ , малы, поэтому необходимо убедиться в их достоверности. Дополнительная проверка с использованием статистических экспериментов подтвердила отсутствие искажений.

Для распада  $\bar{B}^0$  полученные числа событий в четырех спектрах затем корректируются для учета эффективности регистрации и восстановления каждого канала и используются для вычисления удельной вероятности распада. Для  $B^-$  корректировка усложняется за счет необходимости учитывать распределение по фазовому пространству. Результат вышеупомянутой аппроксимации используется для определения чисел событий в каждой ячейке фазового пространства, к которым затем корректировка применяется индивидуально. Полученные величины вероятностей распадов, вычисленные с использованием разных каналов регистрации  $\Lambda_c$ , объединяются в конечный результат при помощи линейной комбинации, коэффициенты в которой подобраны так, чтобы погрешность результата была минимальна. Полученные величины равны  $\mathcal{B}(\bar{B}^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p}) = (1.89 \pm 0.21 \pm 0.06 \pm 0.49) \times 10^{-5}$ ,  $\mathcal{B}(B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^-) = (3.38 \pm 0.12 \pm 0.12 \pm 0.88) \times 10^{-4}$ , где первая погрешность статистическая, вторая – систематическая, а третья обусловлена погрешностью  $\mathcal{B}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)$ . Отношение вероятностей распадов дает  $\frac{\mathcal{B}(B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^-)}{\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p})} = 15.4 \pm 1.8 \pm 0.3$ . То есть добавление лишь одного пиона в распад увеличивает его вероятность в 15 раз. Данный результат поддерживает гипотезу, что распады, в которых барион и антибарион находятся ближе друг к другу в фазовом пространстве, значительно более вероятны.

Приведенные выше систематические погрешности измеряются отдельно. Среди источников систематической погрешности можно выделить неточности при подсчете зарегистрированных  $B\bar{B}$  событий, неточности в относительных вероятностях каналов распада  $\Lambda_c^+$ , ограниченный размер выборки моделирования, погрешности алгоритма вычисления треков частиц, вершин столкновения и идентификации частиц. Также присутствует вклад от систематики модели аппроксимации спектра инвариантных масс. Наибольшими оказываются вклады вероятностей каналов  $\Lambda_c^+$ , трековой системы и модели аппроксимации. Систематические погрешности считаются независимыми для разных каналов восстановления  $\Lambda_c^+$  и складываются квадратично.



Для распада с большим числом событий,  $B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^-$ , есть смысл исследовать резонансную структуру. Для этого с помощью методики sPlot строится спектр инвариантных масс  $m(\Lambda_c^+ \pi^-)$  частиц распада  $B^-$ . В спектре отчетливо видны пики, соответствующие резонансам  $\Sigma_c(2455)^0$  и  $\Sigma_c(2800)^0$ , но не резонансу  $\Sigma_c(2520)^0$ . Их спектров удастся извлечь величины естественных ширин и масс резонансов:  $\Gamma(\Sigma_c(2455)^0) = 2.6 \pm 0.5 \pm 0.3$  МэВ,  $m(\Sigma_c(2800)^0) = 2846 \pm 8 \pm 10$  МэВ,  $\Gamma(\Sigma_c(2455)^0) = 86 \pm_{-22}^{+33} \pm 12$  МэВ. Очарованный изотриплет  $\Sigma_c(2800)$  был впервые обнаружен коллаборацией Belle в анализе инклюзивных спектров  $\Lambda_c^+ \pi$  [3]. Поскольку пики сравнительно небольшие, требуется дополнительная проверка. Было проведено несколько проверок. Во-первых, наблюдаемые резонансы не обусловлены отражением  $\Delta$  бариона, поскольку пики сохраняются при ограничении массы  $m(p \pi^-)$ . Во-вторых, пики действительно соответствуют реальной частице, распадающейся в  $\Lambda_c^+ \pi^-$ , поскольку они наблюдаются во всех каналах регистрации  $\Lambda_c^+$ , то есть вне зависимости от конкретного распада  $\Lambda_c^+$ . Наибольшие вклады в систематическую погрешность чисел событий и параметров очарованных барионов вносили способ разбиения спектра масс на ячейки, а также модели резонансной и нерезонансной компонент.

Найденные числа событий, соответствующие распадам с образованием возбужденных очарованных барионов, далее используются для вычисления относительных вероятностей протекания распада  $B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^-$  по данным каналам. Они оказались равны

$$\frac{\mathcal{B}(B^- \rightarrow \Sigma_c(2455)^0 \bar{p})}{\mathcal{B}(B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^-)} = (12.3 \pm 1.2 \pm 0.8) \times 10^{-2},$$

$$\frac{\mathcal{B}(B^- \rightarrow \Sigma_c(2800)^0 \bar{p})}{\mathcal{B}(B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^-)} = (11.7 \pm 2.3 \pm 2.4) \times 10^{-2}.$$

То есть четверть всех распадов происходит через резонансы. Для  $\Sigma_c(2520)^0$ , пик которого не наблюдается, оценена верхняя граница

$$\frac{\mathcal{B}(B^- \rightarrow \Sigma_c(2520)^0 \bar{p})}{\mathcal{B}(B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^-)} < 0.9 \times 10^{-2} \text{ (90\% C.L.)}.$$

Пик  $\Sigma_c(2455)^0$  в спектре достаточно велик, и есть смысл изучить угловое распределение конечных частиц, что позволит определить квантовые числа  $J^P$  резонанса. Это измерение осложняется тем фактом, что эффективности регистрации и восстановления событий существенно зависят от геометрии распада, что искажает угловые распределения. Проверка гипотез с разными спинами осуществляется следующим образом. Идеальные теоретические распределения используются для генерации 500 выборок, эквивалентных экспериментальной по числу событий. Для каждой выборки вычисляется

разность логарифмов функций правдоподобия, соответствующих двум конкурирующим гипотезам:  $J = \frac{1}{2}$  и  $J = \frac{3}{2}$ . Распределение разностей логарифмов затем сравнивается с разностью, вычисленной для реальных экспериментальных данных. Положение экспериментальной точки согласуется с гипотезой  $J = \frac{1}{2}^+$ .

Таким образом, было проведено измерение относительных вероятностей распадов  $\bar{B}^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p}$  и  $B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^-$ , а также измерено их отношение, которые, как оказалось, поддерживает теорию, что распады прелестных мезонов с барионом и антибарионом в конечном состоянии предпочтительнее, если барион и антибарион находятся ближе друг к другу в фазовом пространстве. Также были измерены удельные вероятности распада  $B^-$  через резонансы  $\Sigma_c(2455)^0$  и  $\Sigma_c(2800)^0$ . Для самих резонансов были вычислены массы и ширины. Кроме того, было обнаружено, что спин  $\Sigma_c(2455)^0$  равен  $\frac{1}{2}^+$ .

Помимо очарованных барионных резонансов  $\Sigma_c$  интерес представляют барионы  $\Lambda_c$ , имеющие нулевой изоспин. ВаВаг проводила их измерения на основе инклюзивных спектров  $D^0 p$ , в которых  $D^0$  восстанавливается в каналах  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  и  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$  [4]. Спектр  $D^0 p$ , будучи инклюзивным, включает все события без разбора, а значит имеет очень большой фон. На каждом этапе анализа необходимо проводить проверки, что наблюдаемые пики соответствуют именно предполагаемым процессам. Для этого сигнальные события вблизи массы  $D^0$  сравниваются с контрольными, расположенными дальше от нее в спектре  $K\pi$  (или  $K3\pi$ ). Кроме того, проверяются спектры с  $\bar{D}^0$ , то есть с неправильными знаками частиц. В спектрах  $D^0 p$  действительно наблюдаются подобные уникальные пики, которые, как считается, соответствуют резонансам  $\Lambda_c(2880)^+$  и  $\Lambda_c(2940)^+$ . Используя модель, состоящую из пороговой функции, фазового объема и функций Брейта-Вигнера, из спектра извлекаются параметры этих резонансов: их массы и ширины. Они оказываются равны

$$\Lambda_c(2880)^+ : m = 2881.9 \pm 0.1 \pm 0.5 \text{ МэВ}, \quad \Gamma = 5.8 \pm 1.5 \pm 1.1 \text{ МэВ},$$

$$\Lambda_c(2940)^+ : m = 2939.8 \pm 1.3 \pm 1.0 \text{ МэВ}, \quad \Gamma = 17.5 \pm 5.2 \pm 5.9 \text{ МэВ}.$$

Систематические погрешности обусловлены как моделью спектра, так и ограниченным знанием массы  $D^0$ . Полученные величины для  $\Lambda_c(2880)^+$  хорошо согласуются с измерениями CLEO [5].

К данным результатам добавляются измерения, проведенные коллаборацией Belle. Помимо массы и ширины этого бариона они измеряют его спин-четность [6]. Измерения спин-четности основаны на угловых распределениях и проверяют три альтернативные гипотезы: спин  $\frac{1}{2}$ ,  $\frac{3}{2}$  и  $\frac{5}{2}$ . Количество событий, извлекаемых из экспериментального спектра масс, хоть и мало, но позволяет отвергнуть первые две гипотезы со значимостью

5.5 и 4.5 стандартных отклонений, соответственно. Предпочтительной остается гипотеза спина  $\frac{5}{2}$ . Приведенные коллаборацией Belle измерения относительных вероятностей распада этого бариона тоже подтверждают данный спин, но еще и позволяют сделать заключение о четности. Отрицательная четность дала бы отношение парциальных ширин распада  $\Lambda_c(2880)^+$  через  $\Sigma_c(2520)\pi$  и  $\Sigma_c(2455)\pi$  в шесть раз больше, чем наблюдается в эксперименте. Положительная четность, в свою очередь, хорошо согласуется с результатом.

Среди более недавних работ Belle можно найти наиболее точное измерение резонанса  $\Lambda_c(2625)^+$  [7]. Его естественная ширина настолько мала, что на ее величину существует лишь верхний предел. Даже в последней работе, использовавшей полную статистику, собранную детектором Belle, не удастся измерить его ширину с достаточной точностью. Большим препятствием является, очевидно, разрешение детектора. Единственной возможностью его учесть служит моделирование эксперимента методом Монте-Карло, но оно не может быть идеальным. Отличия в ширине гауссова разрешения между моделированием и экспериментом служат наибольшим источником систематической погрешности. Именно она и не позволяет достичь желаемой точности.

Тем не менее, статистика Belle крайне высока и позволяет измерить другие характеристики  $\Lambda_c(2625)^+$ . Коллаборация использует двумерные распределения по квадратам масс конечных частиц – диаграмму Далица. Аппроксимируя экспериментальные данные двумерной функцией, состоящей из нескольких компонент, удастся извлечь числа событий определенных каналов распада  $\Lambda_c(2625)^+$ . Основным конечным результатом является полноценное подтверждение наличия резонансных распадов бариона  $\Lambda_c(2625)^+$ , содержащих  $\Sigma_c(2455)$ . Их вероятности были измерены впервые и оказались равны

$$\frac{\mathcal{B}(\Lambda_c(2625)^+ \rightarrow \Sigma_c(2455)^0 \pi^+)}{\mathcal{B}(\Lambda_c(2625)^+ \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)} = (5.19 \pm 0.23 \pm 0.40)\%,$$

$$\frac{\mathcal{B}(\Lambda_c(2625)^+ \rightarrow \Sigma_c(2455)^{++} \pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_c(2625)^+ \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)} = (5.13 \pm 0.26 \pm 0.32)\%.$$

### 3 Многочастичные процессы $e^+e^-$ аннигиляции

Электрон-позитронные ускорители, работающие в области энергии центра масс вблизи 10.5 ГэВ, предоставляют возможность изучения крайне редких распадов благодаря высокой светимости и хорошей точности теоретических вычислений в рамках Стандартной модели. В то же время, свойства процессов электрон-позитронной аннигиляции при меньших энергиях тоже представляют большой интерес, особенно для процессов с легкими мезонами. При этом жертвовать энергией столкновения или тратить финансы на новую конфигурацию детектора оказывается не обязательно. Одним из возможных решений являются процессы с излучением в начальном состоянии. Излучение в начальном состоянии включает события типа  $ee \rightarrow ee\gamma \rightarrow X\gamma$ , где  $\gamma$  несет очень большой импульс и был рожден уже в начальном  $ee$  состоянии, предшествовавшем реакции  $ee \rightarrow X$ . Излучение в начальном состоянии позволяет исследовать широкий диапазон эффективных энергий центра масс ниже полной энергии центра масс  $ee$ . Это дает возможность изучать сечения реакций при низкой энергии, пользуясь высокой светимостью  $B$ -фабрик. Дополнительный интерес обусловлен исследованиями  $g-2$  мюона, для теоретических вычислений которых в рамках Стандартной модели необходимы сечения при низких энергиях. Кроме того, излучение в начальном состоянии способствует адронной резонансной спектроскопии. В работе [8] изучаются процессы  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\pi^0$  и  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\eta$  при энергиях центра масс от порога до 4.35 ГэВ, используя явление излучения в начальном состоянии.

Набор данных, используемый для анализа, были собраны детектором BaBar, расположенном на  $e^+e^-$  коллайдере с асимметричной энергией на SLAC в США. Использовались эффективные энергии центра масс вплоть до 4.35 ГэВ, выше которой появляется фон от  $\Upsilon(4S)$  резонанса. Набор данных соответствует интегральной светимости  $468.6 \text{ фб}^{-1}$ . Среди основных элементов детектора можно назвать вершинный детектор, дрейфовую камеру, а также детекторы Черенковского излучения.

При моделировании изучаемых распадов  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\pi^0$  и  $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\eta$  рассматривались различные цепи, в том числе включающие промежуточные мезоны  $\omega(782)$ ,  $f_0(980)$ ,  $\rho(770)$ , а также распады, равномерно распределенные по фазовому объему. Помимо сигнальных событий, наборы данных моделирования включают фоновые процессы как с испусканием фотона в начальном состоянии, так и без.

Для изучаемых конечных состояний отбор событий существенно осложнен ввиду наличия нескольких нейтральных пионов. Базовым критерием отбора было наличие двух

треков пионов и как минимум семи фотонов. Фотон с наибольшей энергией считался испущенным электрон-позитронной парой в начальном состоянии. Остальные 6 фотонов группируются в 2 пары с массой вблизи  $m_\pi$  и два независимых фотона, которые могут соответствовать как  $\pi^0$ , так и  $\eta$ . Каждое событие аппроксимируется сигнальной гипотезой  $ee \rightarrow \pi^+\pi^-3\pi^0\gamma$  и фоновой гипотезой  $ee \rightarrow \pi^+\pi^-2\pi^0\gamma$ , которая имеет гораздо большее сечение.  $\chi^2$  данного фита используется дальше для вычета фона. Двухмерное распределение событий по инвариантной массе третьей пары фотонов и упомянутому  $\chi^2$  показывает, что в спектре масс  $m_{\gamma\gamma}$  более явно видны пики  $\pi^0$  и  $\eta$  в области, где  $\chi^2$  мало, то есть вероятность события быть фоновым меньше. В связи с этим, сигнальной считается область  $\chi^2$  от 0 до 60, а фоновой – от 60 до 120. Двухмерные распределения по инвариантным массам  $m_{\gamma\gamma}$  и  $m_{\pi^+\pi^-2\pi^0\gamma\gamma}$  поддерживают выбранные ограничения, поскольку в сигнальных событиях наблюдаются отчетливые пики  $\pi^0$  и  $\eta$  вне зависимости от  $m_{\pi^+\pi^-2\pi^0\gamma\gamma}$ , а среди фоновых событий мезонных пиков нет. Модельные спектры этих же величин близки к экспериментальным для всех рассматриваемых каналов процесса  $ee \rightarrow \pi^+\pi^-3\pi^0$ .

Далее необходимо вычислить эффективности регистрации и восстановления событий в зависимости от энергии центра масс. Рассматриваются Монте-Карло спектры  $m(\gamma\gamma)$  и  $m(3\pi)$  для событий  $ee \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  и  $ee \rightarrow \omega\pi^0\pi^0$ . Из событий сигнальной области  $\chi^2 < 60$  вычитаются события контрольной (фоновой) области больших  $\chi^2$  так же, как и для экспериментальных данных. Полученные распределения аппроксимируются для извлечения чисел событий в пиках резонансов. Данная процедура повторяется для множества ячеек в спектре  $m(\pi^+\pi^-3\pi^0)$ , а полученная зависимость соответствует эффективности восстановления событий в зависимости от этой массы.

Вычисление сечения реакции  $ee \rightarrow \pi^+\pi^-3\pi^0$  в эксперименте абсолютно аналогично: для ячеек в спектре  $m(\pi^+\pi^-3\pi^0)$  определяются числа событий под пиком, соответствующим  $\pi^0$  в экспериментальном распределении  $m(\gamma\gamma)$ . То же самое делается для контрольных событий,  $\chi^2$  которых велико. Таким образом находится спектр масс  $5\pi$  изучаемого процесса, который затем еще пригодится для нахождения промежуточных состояний, через которые проходит система  $ee$  до  $5\pi$ . Однако перед этим следует изучить резонансную структуру в комбинациях трех пионов, где ожидаются мезоны  $\eta$  и  $\omega$ . Инвариантная масса  $3\pi^0$  имеет четкий пик вблизи массы  $\eta$ , который виден даже в двухмерных спектрах как против  $m(\pi^+\pi^-)$ , так и против  $m(5\pi)$ . Более внимательное изучение позволяет увидеть даже одновременный резонанс в спектрах  $m(3\pi^0)$  и  $m(\pi^+\pi^-)$ , соответствующий процессу  $ee \rightarrow \eta\rho$ . Вычисление чисел событий в пиках ме-

зона  $\eta$  в ячейках по  $m(5\pi)$  позволяет найти сечение данного процесса. Аналогичным образом исследуется спектр масс  $\pi^+\pi^-\pi^0$ , содержащий явный пик  $\omega$ . Сечение этого процесса оказывается примерно вдвое меньше предыдущего, что соответствует базовым представлениям об изоспиновой симметрии. В конце концов, можно рассмотреть спектр  $\pi^\pm\pi^0$ , в котором ожидаются пики  $\rho^\pm$ . Числа событий в индивидуальных пиках спектров  $\pi^+\pi^0$  и  $\pi^-\pi^0$  достаточно велики и позволяют извлечь сечение в зависимости от энергии центра масс. Однако отчетливо видны события, соответствующие коррелированному рождению двух  $\rho$  мезонов, то есть процессу  $ee \rightarrow \rho^+\rho^-\pi^0$ . Статистика для этого двойного резонанса уже слишком мала.

Точно такие же действия затем производятся для изучения процесса  $ee \rightarrow \pi^+\pi^-2\pi^0\eta$  с единственной разницей, что в спектре  $m(\gamma\gamma)$  аппроксимируется не пик  $\pi^0$ , а пик  $\eta$ . Модели фита выглядят подобно уже описанному, а методы совершенно одинаковы. Существенно более низкая статистика, однако, не позволяет настолько же детально изучить резонансную структуру. Тем не менее, пики  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  и  $\rho \rightarrow \pi\pi^0$  все же наблюдаются.

Измеренные сечения процессов  $ee \rightarrow 5\pi$  и  $ee \rightarrow 4\pi\eta$  в зависимости от энергии в системе центра масс представляют особый интерес, поскольку содержат информацию о  $ee$  аннигиляции не только в континууме, но и в областях чармониев  $J/\psi$  и  $\psi(2S)$ . Данные спектры позволяют впервые измерить вероятности распадов указанных чармониев на некоторые промежуточные состояния мезонов, включающие  $\pi$ ,  $\omega$ ,  $\rho$ .

## Заключение

Ускорители частиц и коллайдеры позволяют исследовать поведение элементарных частиц в экстремальных ситуациях, которые, возможно, не так часто реализуются в природе на Земле, но играют важнейшую роль в космических процессах. Само создание вселенной обусловлено тонкостями взаимодействия между элементарными частицами. А исследованием этих тонкостей занимается современная физика высоких энергий.

Десятилетия прогресса физики ускорителей и технологий детекторов предоставляют возможности детального изучения крайне редких процессов, включая различные резонансные каналы распадов прелестных адронов. Объемы данных, собираемые детекторами физики высоких энергий, крайне велики, но и методы анализа экспериментальных данных не стоят на месте. Используемые в изученных работах подходы к построению спектров, извлечению чисел событий и измерению параметров резонансов отражают современные методики проведения физических анализов.

Несомненно, особую важность имеют результаты самих анализов. Рассмотренные работы представляют первые наблюдения нескольких резонансных и многочастичных процессов, а также первые измерения свойств адронных резонансов, включая массы, естественные ширины и спин-четности. Полученные величины находятся в хорошем согласии с теоретическими предсказаниями Стандартной модели и позволяют уточнить актуальные на данный момент феноменологические модели адронов.

В частности, нашла подтверждение гипотеза, что распады прелестных мезонов с образованием бариона и антибариона в конечном состоянии более вероятны, если барион и антибарион находятся ближе друг к другу в фазовом пространстве. Это проявляется, например, в отношении вероятностей распадов  $\bar{B}^0$  и  $B^-$  [2]:

$$\frac{\mathcal{B}(B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^-)}{\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p})} = 15.4 \pm 1.8.$$

Внесение лишь одного пиона в распад  $B$ -мезона увеличивает его вероятность более чем на порядок. Для сравнения, распады прелестных барионов при добавлении легких мезонов типично, если возрастают, то на величину от 1.5 до 4 раз [9].

# Глоссарий

absorption	[əb'zɔrpʃən]	поглощение
approximation	[əˌprɒksə'meɪʃən]	приближение
baryon	['beri,ən]	барион
bias	['biəs]	искажение
bottom (hadron)	['bɒdəm]	прелестный
center of mass	['sendər əf mæs]	центр масс
charge conjugate	[tʃɑrdʒ 'kændʒəgət]	зарядово сопряженный
charmed (hadron)	['tʃɑrmd]	очарованный
coherence	[kou'hiərəns]	когерентность
collaboration	[kəˌləbə'reɪʃən]	коллаборация
collision	[kəliʒən]	столкновение
confidence level	['kɒnfədəns 'levəl]	уровень доверия
consistent with	[kən'sistənt wið]	согласуется с
constraint	[kən'streɪnt]	ограничение
contribution	[kəntri'bjuʃən]	вклад
coupling constant	['kʌpliŋ 'kɑ:nstənt]	константа взаимодействия
cross-feed	[kras fi:d]	перекрестный вклад
cross-section	[kras sekʃən]	сечение
Dalitz plot	['dalits plɑ:t]	диаграмма Далица
decay	[di'keɪ]	распад
degree of freedom	[di'gri əf 'fri:dəm]	степень свободы
denominator	[di'nɒmənəɪdər]	знаменатель
density	['densədi]	плотность
efficiency	[ɪ'fiʃənsi]	эффективность
estimate	['estəmeɪt]	оценивать
event selection	[ɪ'vent sə'lekʃən]	отбор событий
excitation	[ˌeksəɪ'teɪʃən]	возбуждение
fluctuation	[ˌflʌktʃu'eɪʃən]	колебания
frame of reference	[freɪm əf 'refərəns]	система отсчета
framework (of a theory)	['freɪmwɜrk]	рамки
ground state	['graʊnd steɪt]	основное состояние
hadron	['hædrɔ:n]	адрон



half life	[hæf laɪf]	период полураспада
heavy quark	[ˈhevi kwɑːk]	тяжелый кварк
hypothesis	[haɪˈpɒθəsɪs]	гипотеза
intermediate	[ˈɪntərmiðiət]	промежуточный
invariant mass	[ɪnˈveriənt məs]	инвариантная масса
lattice QCD	[ˈlædəs kju si di]	КХД на решетке
leading order	[ˈliːdɪŋ ˈɔːdə]	в первом приближении
likelihood	[ˈlaɪklihʊd]	правдоподобие
linear	[ˈliːniər]	линейный
longitudinal	[ˌlɒndʒəˈtʊdɪnəl]	продольный
luminosity	[ˌluməˈnəsədi]	светимость
mainly	[ˈmemli]	преимущественно
mass spectrum	[məs ˈspektrəm]	спектр масс
mass splitting	[məs ˈsplɪtɪŋ]	расщепление масс
matter	[ˈmædə]	вещество
measurement	[ˈmeʒərmənt]	измерение
meson	[ˈmɪzən]	мезон
momentum	[məˈmentəm]	импульс
natural width	[ˈnætʃərəl wɪdθ]	естественная ширина
negligible	[ˈneglɪdʒəbəl]	пренебрежимый
neural network	[ˈnʊrəl ˈnetwɜːk]	нейронная сеть
normalization	[ˌnɔːrmələˈzeɪʃən]	нормировка
numerator	[ˈnumərəɪdə]	числитель
observation	[ˌɒbzəˈveɪʃən]	наблюдение
parity	[ˈperədi]	четность
partial width	[ˈpɑːʃəl ˈwɪdθ]	парциальная ширина
particle	[ˈpɑːdɪkəl]	частица
perturbative QCD	[pərˈtɜːbədɪv kju si di]	теория возмущений КХД
phase space	[feɪz speɪs]	фазовое пространство
physics	[ˈfɪzɪks]	физика
plane	[pleɪn]	плоскость
pole models	[pəʊl ˈmɒdəls]	полюсные модели
polynomial	[ˌpɒliˈnɒmiəl]	полином

probability	[ˌprəbəˈbɪlədi]	вероятность
production	[prəˈdʌkʃən]	рождение
projection	[prəˈdʒekʃən]	проекция
propagation	[ˌprəpəˈgeɪʃən]	распространение
proper decay time	[ˈprɒpər dɪˈkeɪ taɪm]	собственное время распада
proximity	[prɒkˈsɪmədi]	близость
quadratic	[kwədˈrædɪk]	квадратичный
quantum chromodynamics	[ˈkwɒntəm ˌkroʊmədaɪˌnæmɪks]	квантовая хромодинамика
quark mixing	[kwɜːk ˈmɪksɪŋ]	смешивание кварков
radiation	[ˌreɪdɪˈeɪʃən]	излучение
random variable	[ˈrændəm ˈvəriəbəl]	случайная переменная
range	[reɪndʒ]	диапазон
recoil energy	[rɪˈkɔɪl ˈenərɜːdʒi]	энергия отдачи
reconstruction (of a track)	[ˌrɪkənˈstrʌkʃən]	восстановление
resolution	[rezəˈluʃən]	разрешение
resonance	[ˈresənəns]	резонанс
rest frame	[rest freɪm]	система покоя
rough estimate	[rʌf ˈestəmət]	грубая оценка
saturation	[ˌsætʃəˈreɪʃən]	насыщение
scaling factor	[ˈskeɪlɪŋ ˈfæktər]	параметр масштабирования
scattering	[ˈskædəɪŋ]	рассеяние
simulation	[ˌsɪmjəˈleɪʃən]	моделирование
special relativity	[ˈspeʃəl ˌreləˈtɪvədi]	специальная теория относительности
threshold	[ˈθrefˈhoʊld]	порог
transpose	[trænˈspəʊz]	транспонировать
transverse	[trænsˈvɜːs]	перпендикулярный
uncertainty	[ʌnˈsɜːtnɪti]	погрешность
uniform (distribution)	[ˈjunəfɔːm]	равномерный
universe	[ˈjunəvɜːs]	вселенная
vertex	[ˈvɜːdeks]	вершина
violation	[ˌvaɪəˈleɪʃən]	нарушение
yield	[jɪɪld]	число событий

## Список литературы

- [1] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), “Measurements of the properties of  $\Lambda_c(2595)$ ,  $\Lambda_c(2625)$ ,  $\Sigma_c(2455)$ , and  $\Sigma_c(2520)$  baryons,” *Phys. Rev. D* **84**, 012003 (2011).
- [2] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), “Measurements of  $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p})$  and  $\mathcal{B}(B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^-)$  and Studies of  $\Lambda_c^+ \pi^-$  Resonances,” *Phys. Rev. D* **78**, 112003 (2008).
- [3] R. Mizuk *et al.* (Belle Collaboration), “Observation of an isotriplet of excited charmed baryons decaying to  $\Lambda_c^+ \pi$ ,” *Phys. Rev. Lett.* **94**, 122002 (2005).
- [4] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), “Observation of a charmed baryon decaying to  $D^0 p$  at a mass near 2.94-GeV/ $c^2$ ,” *Phys. Rev. Lett.* **98**, 012001 (2007).
- [5] M. Artuso *et al.* (CLEO Collaboration), “Observation of new states decaying into  $\Lambda_c^+ \pi^- \pi^+$ ,” *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4479-4482 (2001).
- [6] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), “Experimental constraints on the possible  $J^{*}P$  quantum numbers of the  $\Lambda_c(2880)^+$ ,” *Phys. Rev. Lett.* **98**, 262001 (2007).
- [7] D. Wang *et al.* (Belle Collaboration), “Measurement of the mass and width of the  $\Lambda_c(2625)^+$  charmed baryon and the branching ratios of  $\Lambda_c(2625)^+ \rightarrow \Sigma_c^0 \pi^+$  and  $\Lambda_c(2625)^+ \rightarrow \Sigma_c^{++} \pi^-$ ,” *Phys. Rev. D* **107**, 032008 (2023).
- [8] J. P. Lees *et al.* (BaBar Collaboration), “Study of the reactions  $e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0$  and  $\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0 \eta$  at center-of-mass energies from threshold to 4.35 GeV using initial-state radiation,” *Phys. Rev. D* **98**, 112015 (2018).
- [9] P.A. Zyla *et al.* (Particle Data Group), *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2020, 083C01 (2020).