

На правах рукописи



Коваленко Евгений Александрович

**ИЗМЕРЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ
СОСТОЯНИЯМИ СИСТЕМЫ БОТТОМОНΙΑ С
ИЗЛУЧЕНИЕМ ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ В
ЭКСПЕРИМЕНТЕ BELLE**

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

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Новосибирск — 2026

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук.

НАУЧНЫЙ РУКОВОДИТЕЛЬ — доктор физико-математических наук, профессор РАН Гармаш Алексей Юрьевич

ОФИЦИАЛЬНЫЕ ОППОНЕНТЫ:

КУДЕНКО Юрий Григорьевич — доктор физико-математических наук, профессор, член-корреспондент РАН, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт ядерных исследований Российской академии наук», главный ведущий сотрудник;

ШЕСТАКОВ Георгий Николаевич — доктор физико-математических наук, доцент, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт математики им. С.Л. Соболева Сибирского отделения Российской академии наук», ведущий научный сотрудник;

ВЕДУЩАЯ ОРГАНИЗАЦИЯ — Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук».

Защита состоится «16» июня 2026 года в «17:00» часов на заседании диссертационного совета 24.1.162.03 на базе Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук по адресу: 630090, г. Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева, 11.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук и на сайте <https://www.inp.nsk.su/obrazovanie/dissertatsionnye-sovety#24-1-162-03>.

Автореферат разослан «15» апреля 2026 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета
доктор физико-математических наук,
профессор, член-корреспондент РАН



Фадин Виктор Сергеевич

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования

Эксперимент Belle начал работу в 1999 году в лаборатории КЕК (Япония, г. Цукуба) и был остановлен в 2010 году для дальнейшей модернизации до эксперимента Belle II. За время работы эксперимента был набран интеграл светимости порядка 1000 фб^{-1} в диапазоне энергий от 9.46 ГэВ до 11.02 ГэВ в системе центра масс (СЦМ), что соответствует резонансам $\Upsilon(1S) - \Upsilon(6S)$. Основной физической задачей эксперимента являлось изучение нарушения CP -четности в распадах B -мезонов, а также изучение физики D -мезонов, τ -лептонов и свойств тяжелых кваркониев — семейств чармония и боттомония — связанных состояний $c\bar{c}$ и $b\bar{b}$, соответственно.

Изучение адронных переходов между состояниями боттомония, в том числе с излучением псевдоскалярных π^- , η^- и η'^- -мезонов, важно для понимания их кварковой структуры. Было обнаружено, что состояния выше порога рождения $B\bar{B}$ обладают аномальными свойствами. Например, для состояния $\Upsilon(10860)$, которое обычно интерпретируется как $\Upsilon(5S)$, ширина переходов $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ ($n = 1; 2; 3$) составляет 300–400 кэВ, что на порядки больше аналогичных переходов с шириной в 0.5–5 кэВ для $\Upsilon(2S) - \Upsilon(4S)$. Для состояния $\Upsilon(10580)$, интерпретирующегося как $\Upsilon(4S)$, было обнаружено, что вероятность перехода $\Upsilon(4S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ сопоставима с вероятностью перехода $\Upsilon(4S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$, в то время как первый переход предсказывается подавленным примерно в сто раз. Кроме того, измеренная вероятность перехода $\Upsilon(4S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta'$ оказалась в пять раз меньше вероятности для $\Upsilon(4S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$, хотя ожидалась наоборот — в пять раз больше. Изучение состояний ниже порога рождения $B\bar{B}$ также важно, так как они хорошо описываются в рамках нерелятивистского разложения, что позволяет проверять эффективные теории поля, например мультипольное разложение КХД (QCDE), и изучать структуру состояний. Основная часть данного диссертационного исследования посвящена изучению процессов $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S,2S)\eta$, $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta'$, $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ и $h_b(1P,2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0$.

В 2018 году начался эксперимент Belle II — глубоко модернизированная версия эксперимента Belle с проектной светимостью в 30 раз больше, чем было достигнуто ранее. Планируется набрать порядка 50 аб^{-1} данных, что позволит изучать очень редкие процессы. Поставленная задача требует серьезного планирования набора данных, объем которых характеризуется светимостью, которую, таким образом, важно измерять в режиме реального времени. Эти измерения также необходимы для настройки параметров работы ускорителя в процессе работы. Методическая часть данного диссертационного исследования посвящена «Монитору светимости» — системе, которая измеряет светимость на основании скорости счета событий e^+e^- -рассеяния, регистрируемых на основе аналоговых сигналов с торцевых секций электромагнитного калориметра детектора Belle-II.

Степень разработанности темы исследований

Основной вклад в изучение переходов между состояниями семейства боттомония с излучением псевдоскалярных мезонов был внесен коллаборациями Belle, BaBar и CLEO. Были исследованы все возможные переходы между $\Upsilon(nS)$ состояниями с излучением пары пионов ($\Upsilon(nS) \rightarrow \Upsilon(mS)\pi^+\pi^-$ и $\Upsilon(nS) \rightarrow \Upsilon(mS)\pi^0\pi^0$, кроме $\Upsilon(4S) \rightarrow \Upsilon(mS)\pi^0\pi^0$) и обнаружены переходы $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(1P,2P)\pi^+\pi^-$. Вероятность этих переходов для $\Upsilon(5S)$ -мезона оказалась аномально большой и при анализе их динамики были обнаружены четырехкварковые состояния $Z_b (T_{b\bar{b}1})$. Для $\Upsilon(4S)$ и $\Upsilon(3S)$ также проводился поиск переходов в $h_b(1P)$ с излучением пары заряженных пионов, однако они не были обнаружены. Дипионные переходы изучались и между спин-триплетными состояниями $\chi_{bJ}(2P)$ и $\chi_{bJ}(1P)$, и между $\Upsilon_J(1D)$ и $\Upsilon(1S)$. Тем не менее, остается целый ряд дипионных переходов, требующих изучения и большего объема данных. Например, переходы между $h_b(2P) \rightarrow h_b(1P)\pi^+\pi^-$, $\eta_b(2S) \rightarrow \eta_b(1S)\pi^+\pi^-$, $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon_J(1D)\pi^+\pi^-$, $\Upsilon_J(1D) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$, и между другими малоизученными возбужденными состояниями с большим главным квантовым числом.

Изоспин-подавленные переходы с излучением одного π^0 изучались только для $\Upsilon(3S)$ и $\Upsilon(2S)$. В рамках этих исследований было обнаружено свидетельство только перехода $\Upsilon(3S) \rightarrow h_b(1P)\pi^0$, в то время как для остальных переходов поставлены верхние пределы. С излучением ω -мезона исследовались переходы $\Upsilon(4S,5S) \rightarrow \eta_b(1S,2S)\omega$, $\Upsilon(5S) \rightarrow \chi_{bJ}(1P)\omega$ и $\chi_{bJ}(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\omega$.

Переходы с излучением η -мезона изучались для всех состояний $\Upsilon(nS)$, включая переходы $\Upsilon(4S) \rightarrow h_b(1P)\eta$ и $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon_J(1D)\eta$, а также переход $\Upsilon(4S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta'$. Стоит отметить, что переходы $\Upsilon(5S)$ изучались в инклюзивном анализе и, кроме наблюдения $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon_J(1D)\eta$, было получено лишь свидетельство перехода $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)\eta$. В то время как вероятность переходов $\Upsilon(2S,3S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ согласуется с ожидаемым, для $\Upsilon(4S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ и $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)\eta$ наблюдается аномально большая вероятность, а для $\Upsilon(4S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta'$ — низкая. Использование эксклюзивных мод с полной реконструкцией событий для $\Upsilon(5S)$ может позволить произвести первое наблюдение переходов $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S,2S)\eta$ и $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta'$. Кроме того, высокая вероятность переходов $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(1P,2P)\pi^+\pi^-$ позволяет изучать свойства $h_b(1P,2P)$ мезонов, включая переходы с излучением η и π^0 мезонов, которые ранее не исследовались.

С точки зрения измерения светимости, например, коллайдеры VEPP-4, LEP и PEP II измеряли светимость по событиям e^+e^- рассеяния на малые углы. Расположение под малыми углами позволяет увеличить скорость счета событий и, как на коллайдере PEP II, измерять светимость каждого пролетающего ступка частиц. Однако, такие системы, по сравнению с Монитором светимости на эксперименте Belle II, регистрирующим события рассеяния на большие углы, значительно чувствительнее к положению места встречи пучков, фоновым

условиям и накопленному радиационному повреждению детектора, что усложняет измерение светимости в абсолютных единицах.

Цели и задачи

Целью методической части диссертационного исследования является определение оптимальных параметров работы Монитора светимости, коэффициента перевода измеренной скорости счета в величину светимости и проверка согласия результатов с независимыми измерениями, для чего потребовалось решить следующие **задачи**:

1. произвести Монте-Карло моделирование процесса регистрации событий Монитором, включая события фона;
2. изучить систематические погрешности;
3. изучить мертвое время Монитора;
4. определить оптимальные энергетические пороги и длительности дискриминаторов модуля;
5. определить сечение регистрации;
6. исследовать набранные экспериментальные данные — сравнить результаты измерений с независимым результатом и изучить скорость счета фоновых событий.

Целью основной части диссертационного исследования является изучение переходов $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S,2S)\eta$, $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta'$, $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ и $h_b(1P,2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0$, для чего потребовалось решить следующие **задачи**:

1. разработать критерии отбора и выделить события сигнальных процессов на основе данных эксперимента Belle в области $\Upsilon(5S)$ резонанса;
2. изучить фоновые процессы;
3. произвести аппроксимацию сигнальных распределений, определить видимое сечение процессов и относительную вероятность переходов;
4. изучить систематические погрешности;
5. для процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S,2S)\eta$ и $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\eta'$ измерить видимое сечение вне $\Upsilon(5S)$, проверить резонансный характер поведения сечения от энергии и вычислить борновское сечение процессов.

Научная новизна

1. Впервые наблюдались переходы $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S,2S)\eta$, измерены их относительные вероятности и борновские сечения;
2. Впервые получено свидетельство перехода $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ и измерена его относительная вероятность;
3. Впервые поставлены верхние пределы для относительной вероятности переходов $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta'$ и $h_b(1P,2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0$.

Теоретическая и практическая значимость работы

Основная практическая значимость диссертационной работы состоит в том, что выбранные параметры алгоритма отбора событий Монитором светимости позволили достичь стабильной работы модуля с пренебрежимым влиянием фона и согласием результатов измерений лучше 1 % с независимым измерением, основанном на данных со всего детектора.

Основная теоретическая значимость диссертационной работы состоит в подтверждении аномальных свойств $\Upsilon(5S)$ -резонанса, наблюдаемых в переходах $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S,2S,3S)\pi^+\pi^-$. Аномально большие относительные вероятности переходов $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S,2S)\eta$ и подавление вероятности $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta'$ относительно $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ свидетельствуют о не чистой $b\bar{b}$ структуре резонанса. Кроме того, относительная вероятность перехода $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ значительно меньше ожидаемой величины.

Методология и методы исследования

Методологической основой диссертационного исследования являются экспериментальные методы исследования, включающие методы статистической обработки данных и моделирования методом Монте-Карло.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Относительная вероятность $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S,2S)\eta$ значительно больше ожидаемой в приближении симметрии тяжелых кварков.
2. Относительная вероятность $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ значительно меньше ожидаемого значения, основанного на сравнении с вероятностью перехода $\Upsilon(3S) \rightarrow h_b(1P)\pi^0$.
3. Отношение вероятности перехода $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta'$ к $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ значительно меньше ожидаемого в предположении о чисто кварк-антикварковой структуре $\Upsilon(5S)$.
4. Вероятность переходов $h_b(1P,2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0$ с нарушением изоспина подавлена относительно $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$, в согласии с ожиданием.
5. Точность измерений Монитора светимости детектора Belle II лучше 1%, а влияние фона пренебрежимо мало.

Степень достоверности и апробация результатов

Достоверность в анализе адронных переходов обеспечивается использованием классических статистических методов и перекрестных проверок на основе Монте-Карло моделирования, а также согласием с предыдущими независимыми измерениями коллаборации Belle. Достоверность результатов работы Монитора светимости подтверждается независимыми измерениями с использованием других систем детектора Belle II.

Результаты работы докладывались на внутренних совещаниях коллабораций Belle и Belle II, опубликованы в реферируемых изданиях, а также докладывались на российских и международных конференциях:

1. Instrumentation for Colliding Beam Physics Conference (INSTR20, г. Новосибирск, Россия, 2020).
2. The European Physical Society Conference on High Energy Physics (EPS-HEP 2021, онлайн, 2021).
3. Technology & Instrumentation in Particle Physics (TIPP2023, г. Кейптаун, ЮАР, 2023).
4. The 7th international conference on particle physics and astrophysics (ICPPA-2024, г. Москва, Россия, 2024).

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 3 печатных изданиях, из них 3 статьи в рецензируемых научных журналах, рекомендованных ВАК.

Личный вклад. Все основные результаты по теме исследования получены автором лично или при его непосредственном участии. Автор принимал активное участие в проведении экспериментов, обработке и анализе экспериментальных данных с использованием собственных программ на языках C++, Python и библиотеке ROOT CERN, проведении расчетов и моделирования, в обсуждении полученных результатов и их интерпретации, представлении их на научных конференциях, а также в подготовке научных публикаций. Авторский вклад соискателя заключается:

в статьях [1] и [2] — в проведении всех этапов изучения процессов, включая разработку условий отбора, анализ фоновых процессов, определении эффективности регистрации событий на основе Монте-Карло моделирования, изучении систематических погрешностей, аппроксимации экспериментальных сигнальных распределений, вычислении сечений и относительных вероятностей переходов, подготовке графиков и написании текста публикаций;

в статье [3] — в реализации Монте-Карло моделирования Монитора светимости, оптимизации его рабочих параметров, реализации процедуры энергетической калибровки и временной синхронизации, определении видимого сечения регистрации сигнальных процессов, изучении систематических погрешностей, анализе экспериментальных данных, изучении влияния фоновых процессов и написании текста публикаций.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 5 глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 124 страницы, включая 41 рисунок и 13 таблиц. Список литературы содержит 93 наименования.

Содержание работы

Во **введении** обоснована актуальность проведения исследований, приведен обзор экспериментальных результатов по теме исследований, определена цель, сформулированы задачи, отмечена научная новизна темы исследования, показана теоретическая и практическая значимость полученных результатов, представлены научные положения, выносимые на защиту.

Первая глава посвящена описанию классификации состояний семейства боттомония — связанного состояния b - и анти- b -кварков, а также рассмотрению основных переходов между ними с излучением псевдоскалярных мезонов.

Первыми из семейства боттомония были обнаружены $\Upsilon(1S)$ и $\Upsilon(2S)$ в протон-ядерных столкновениях лабораторией FNAL в 1977 году. Дальнейшее изучение семейства боттомония происходило на e^+e^- -коллайдерах DORIS и DORIS-II в DESY, CESR (Cornell) и VEPP-4 в Новосибирске, и к 1985 году были обнаружены $\Upsilon(3S) - \Upsilon(6S)$ и $\chi_{bJ}(1P, 2P)$. Далее новые состояния боттомония не наблюдались вплоть до 2004 года, когда в эксперименте CLEO

обнаружили $\Upsilon(1D)$. Начиная с 2008 года в эксперименте BaBar обнаружили $\eta_b(1S)$, а в эксперименте Belle — $\eta_b(2S)$ и $h_b(1P,2P)$. В 2011 году в эксперименте ATLAS обнаружили $\chi_{bJ}(3P)$, а в эксперименте Belle — состояния $T_{b\bar{b}1}(10610)$ ($Z_b(10610)$) и $T_{b\bar{b}1}(10650)$ ($Z_b(10650)$), которые считаются четырехкварковыми. Последним состоянием, обнаруженным в 2019 году, является $\Upsilon(10753)$ — кандидат на $\Upsilon(3D)$ или экзотическое состояние.

Состояния выше порога рождения $B\bar{B}$ интересны своими аномальными свойствами. Так, для состояния $\Upsilon(10860)$, которое обычно интерпретируется как $\Upsilon(5S)$, ширина дипионных переходов $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ ($n = 1,2,3$) составляет 300–400 кэВ, что на несколько порядков больше аналогичных переходов с шириной в 0.5–5 кэВ для $\Upsilon(2S) - \Upsilon(4S)$. Одним из возможных объяснений такого поведения является наличие примеси легких кварков в $\Upsilon(5S)$ -состоянии, что делает его кандидатом в «экзотические» состояния. В таком случае в излучении глюонов снимается подавление по большой массе b -кварка. Именно изучение динамики этих переходов привело к обнаружению двух экзотических четырех-кварковых состояний $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$.

В то же время, для $\Upsilon(4S)$ -состояния было обнаружено преобладание переходов с излучением η -мезона над дипионными переходами несмотря на то, что в рамках мультипольного разложения КХД ожидается их подавление на несколько порядков, как и наблюдается для $\Upsilon(2S,3S)$ -состояний ниже порога рождения $B\bar{B}$. Диссертация посвящена изучению аналогичных переходов $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S,2S)\eta$, $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta'$, $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ и $h_b(1P,2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0$.

Вторая глава посвящена описанию эксперимента Belle, данные которого используются для изучения адронных переходов, и его модернизированной версии Belle II, на которой установлен Монитор светимости.

Эксперимент Belle начал набор данных в 1999 году в лаборатории КЕК (Япония, г. Цукуба) на асимметричном e^+e^- коллайдере КЕКВ. Основной физической задачей эксперимента являлось изучение нарушения CP -четности в распадах B -мезонов, а также изучение физики D -мезонов, τ -лептонов и свойств тяжелых кваркониев — семейств чармония и боттомония. Энергия электронов составляла 8 ГэВ, а позитронов — 3.5 ГэВ во время набора данных вблизи пика $\Upsilon(4S)$. Подобная асимметрия энергий необходима для изучения нарушения CP -четности в системе нейтральных B -мезонов, поскольку для этого требуется измерение длины их пробега в детекторе, что не представляется возможным на симметричном коллайдере из-за малой скорости B -мезонов. За время работы эксперимента был набран интеграл светимости порядка 1000 фб^{-1} в диапазоне энергий от 9.46 ГэВ до 11.02 ГэВ в системе центра масс, что соответствует резонансам $\Upsilon(1S) - \Upsilon(6S)$. Максимальная мгновенная светимость, характеризующая число событий в единицу времени, достигала $2.1 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что вплоть до 2022 года оставалось мировым рекордом.

В 2010 году эксперимент Belle был завершен и началась глубокая модернизация всех систем для эксперимента Belle II, закончившаяся к 2018

году. Основным отличием является использование так называемой схемы «нано-пучков». Она подразумевает многократное уменьшение размеров сгустков в месте встречи по сравнению с КЕКВ, а также больший угол встречи пучков, равный 83 мрад. Энергии электронов и позитронов составляют 7 ГэВ и 4 ГэВ, что позволяет уменьшить эмиттанс сгустка электронов, ослабить влияние эффекта Тушека на пучок позитронов и увеличивает время жизни сгустков. Благодаря подобной схеме, проектная светимость обновленного коллайдера SuperKEKB составляет $6 \times 10^{35} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что позволит набрать больший объем данных, порядка 50 аб^{-1} , необходимый для изучения очень редких распадов B - и D -мезонов. Уже в июне 2022 года эксперимент Belle II побил рекорд своего предшественника, достигнув мгновенной светимости в $4.7 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, а в декабре 2024 года рекорд был обновлен до $5.1 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Суммарный объем данных достиг 575 фб^{-1} , преимущественно на $\Upsilon(4S)$ -резонансе.

Третья глава посвящена методической части диссертации об измерении светимости в режиме реального времени на эксперименте Belle II. Эти измерения необходимы для настройки ускорителя, контроля процесса набора данных и его планирования.

Для непрерывного измерения светимости в абсолютных единицах, в ИЯФ СО РАН был разработан специальный электронный модуль «Монитор светимости». Функцией модуля является измерение скорости счета событий e^+e^- -рассеяния и событий $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ под большими углами, основываясь только на сигналах с торцов электромагнитного калориметра (ECL). Поскольку используется информация только с ECL, который не позволяет различить электроны и фотоны, то события обоих процессов не различимы и обобщенно называются сигнальными. Прямое использование сигналов только с калориметра позволяет обеспечить работу Монитора светимости независимо от глобальной системы сбора данных (DAQ) детектора Belle II. Это является важной особенностью, поскольку работа ускорителя не зависит от детектора и измерение светимости должно производиться непрерывно.

Стоит отметить, что в ускорительных экспериментах различают две светимости: произведенную ускорителем и записанную детектором. Это связано с тем, что система сбора данных тратит некоторое время на обработку сигналов с детектора, в течении которого она не готова к приему новых данных, т. е. обладает мертвым временем. Кроме того, инжекционный фон приводит к большому энерговыделению в ECL и других подсистемах, поэтому во время инжекции глобальный триггер Belle II генерирует сигнал вето инжекции, на основе которого работа DAQ приостанавливается. Суммарное мертвое время DAQ складывается из длительности вето инжекции и собственного мертвого времени. Монитор светимости учитывает сигнал вето инжекции для измерения светимости, произведенной SuperKEKB, следующим образом:

$$\mathcal{L} = \frac{N_{\text{InjV}}}{\sigma_{\text{vis}}(s) \cdot (\tau - \tau_{\text{InjV}})}, \quad (1)$$

где N_{InjV} — число сигнальных событий с учетом вето инжекции, $\sigma_{\text{vis}}(s)$ — суммарное видимое сечение регистрируемых процессов в зависимости от текущей энергии в системе центра масс, τ — длительность измерения, τ_{InjV} — продолжительность сигнала вето инжекции. Аналогично, на основании числа сигнальных событий с учетом дополнительного мертвого времени DAQ, рассчитывается мгновенная светимость, записанная детектором Belle II.

Для процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, конечные частицы летят в противоположные стороны и при попадании выделяют большую часть своей энергии в одном или двух соседних секторах торцевых частей калориметра (см. рисунок 1). На основе этой сигнатуры был разработан следующий алгоритм идентификации и счета сигнальных событий. Формируются суммы сигналов с двух соседних секторов в каждом торце калориметра, к которым применяются пороговые дискриминаторы. Сигналы секторов, противоположных относительно точки встречи пучков, должны совпадать во времени. Для подавления фоновых событий дополнительно требуется, чтобы в каждом торце энерговыделение выше определенного порога «качества» присутствовало максимум в двух соседних секторах. Если фиксируется совпадение сигналов во времени и выполнен критерий качества, то событие засчитывается как сигнальное.

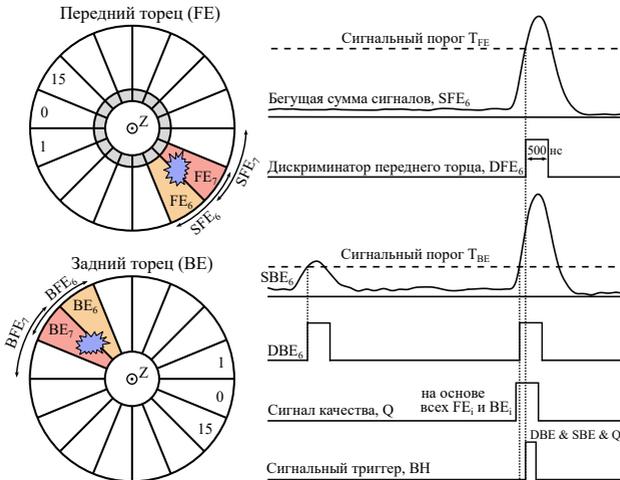


Рисунок 1 — Сигнатура сигнального события со схемой нумерации секторов и временная диаграмма логики Монитора светимости

Для корректного выставления порогов необходимо определить цену деления каналов АЦП в энергетических единицах для каждого сектора. Для этого была разработана процедура энергетической калибровки, идея которой заключается в одновременной регистрации одного и того же калибровочного

сигнала двумя различными подсистемами — Монитором светимости и глобальной системой сбора данных, которая уже откалибрована на основе физических данных и предоставляет результат в абсолютных энергетических единицах. Энергетическая калибровка проводится регулярно, примерно два раза в месяц во время плановых работ на комплексе SuperKEKB.

Для правильного учета сигналов вето инжекции и мертвого времени DAQ необходимо провести временную синхронизацию между Монитором светимости и системой глобального триггера, рассылающей эти сигналы по подсистемам детектора. Процедура синхронизации основана на сравнении относительного положения сигналов калориметра и цугов сигнала вето инжекции в Мониторе светимости и на осциллографе глобального триггера. На время синхронизации в глобальном триггере выставляется специальный паттерн вето инжекции с короткими 5 – 6 мкс цугами различной продолжительности так, чтобы можно было однозначно определить относительное положение сигналов. Корректность временной синхронизации и эффективность работы вето инжекции проверяются на основании сравнения скоростей счета фоновых событий с нарушенной топологией при наличии инжекции и без неё. После синхронизации, эти скорости счета согласуются.

Для определения видимого сечения сигнальных событий проводится Монте-Карло моделирование. Для процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ рассеяния и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ используется генератор BabaYaga@NLO, разработанный специально для измерения светимости и наиболее точно описывающий сечение этих процессов и динамику конечных частиц. Далее с помощью библиотеки GEANT4, которая моделирует прохождение сгенерированных частиц через вещество подсистем детектора, определяется энерговыделение в активном веществе калориметра. На основе этих энерговыделений восстанавливаются формы сигналов калориметра которые затем анализируются в соответствии с описанным ранее алгоритмом работы Монитора светимости. Полученное видимое сечение составляет $\sigma_{\text{vis}}^{ee} = (28.24 \pm 0.02)$ нб для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $\sigma_{\text{vis}}^{\gamma\gamma} = (0.94 \pm 0.01)$ нб для процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, где погрешность только статистическая.

На основании моделирования, были оптимизированы сигнальные пороги T_{FE} и T_{BE} , порог качества T_Q и длительности t_d и t_d^Q сигналов дискриминаторов так, чтобы минимизировать влияние фона и уменьшить мертвое время.

В качестве основных источников систематической погрешности рассмотрены следующие эффекты: точность относительного положения места встречи пучков и калориметра, погрешность используемых порогов, а также погрешность определения генератором BabaYaga@NLO сечений процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^- (\gamma\gamma)$, составляющая 0.14 %. Итоговая систематическая погрешность определена в предположении независимости всех вкладов и составляет 0.83 %, с наибольшим вкладом в 0.78 % от положения калориметра. В результате, суммарное видимое сечение составляет $\sigma_{\text{vis}}(s_0) = (29.18 \pm 0.04 \pm 0.24)$ нб, где

первая погрешность — статистическая, а вторая — систематическая. Вклад прочих процессов электрон-позитронной аннигиляции составляет порядка 0.02% и пренебрегается.

Наиболее показательным способом проверить результаты Монитора светимости является сравнение интегральных значений светимости с независимым детальным «оффлайн» анализом, основанным на полной реконструкции событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ с использованием всех подсистем детектора Belle II, с систематической погрешностью равной 0.6%. Сравнение интегральных «онлайн» и «оффлайн» светимостей показывает (см. рисунок 2) в среднем отклонение в -0.8% , что лежит в пределах суммарной систематической погрешности отношения светимостей.

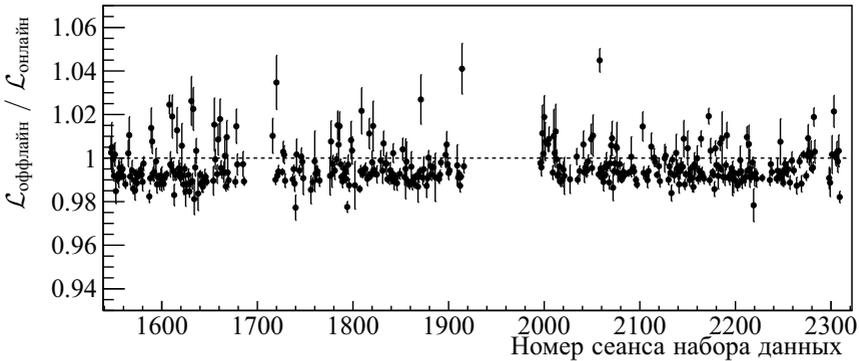


Рисунок 2 — Отношение интегральных оффлайн и онлайн светимостей в зависимости от номера сеанса набора данных для 2022 года

В четвертой главе приведено описание результатов изучения адронных переходов между $\Upsilon(5S)$ и $\Upsilon(1S,2S)$ с излучением псевдоскалярных η - или η' -мезонов.

Процесс $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\eta$ рассматривается в двух различных каналах распада: первый с $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$, $\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ и в дальнейшем обозначается как $\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$; второй с $\Upsilon(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$, $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ и обозначается как $\Upsilon(2S)\eta[3\pi]$. Процесс $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ — в одном канале с $\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$, $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ и обозначается как $\Upsilon(1S)\eta[3\pi]$. Процесс $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\eta'$ изучается в двух каналах: первый с $\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$, $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ и обозначается как $\Upsilon(1S)\eta'[\pi\pi\eta]$; второй с $\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$, $\eta' \rightarrow \rho^0\gamma$, $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и обозначается как $\Upsilon(1S)\eta'[\rho\gamma]$. Таким образом, только канал $\Upsilon(1S)\eta'[\rho\gamma]$ приводит к конечному набору частиц $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-\gamma$, в то время как в остальных случаях это $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-\gamma\gamma$.

Одной из общих особенностей всех перечисленных выше сигнальных процессов является наличие распада $\Upsilon(1S,2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ в следствии чего

Υ -мезон реконструируется по инвариантной массе двух мюонов, $M_{\mu\mu}$. Сигнальная область по $M_{\mu\mu}$ выбрана исходя из Монте-Карло моделирования как (9.235; 9.685) ГэВ/ c^2 для $\Upsilon(1S)$ и (9.76; 10.28) ГэВ/ c^2 для $\Upsilon(2S)$, что примерно соответствует $\pm 5\sigma$ диапазону. Следующая общая для всех процессов переменная — это угол расколлинеарности Ψ между суммарным импульсом нейтральных частиц и суммарным импульсом остальных четырех заряженных частиц. Для сигнального набора частиц этот угол равен π радиан в силу закона сохранения импульса, однако может отклоняться из-за конечности разрешения по импульсу и энергии. Требования на угол выбраны из соображения сохранения высокой эффективности регистрации (на уровне 97%). Последним общим критерием отбора является полная энергия E_{tot} набора конечных частиц $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-\gamma(\gamma)$, вычисляемая по формуле

$$E_{tot} = E_{\pi\pi\gamma(\gamma)} + \sqrt{M_{\Upsilon(1S,2S)}^2 + \vec{P}_{\mu\mu}^2}, \quad (2)$$

где в качестве инвариантной массы $\mu^+\mu^-$ -пары используется среднемировое значение инвариантной массы соответствующего Υ -мезона. Сигнальные области выбраны асимметричными относительно инвариантной массы встречных e^+e^- -пучков примерно на уровне $(-5\sigma, +3\sigma)$.

Для канала $\Upsilon(1S,2S)\eta[3\pi]$, нейтральный пион реконструируется из распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ по инвариантной массе двух фотонов, $M_{\gamma\gamma}$, с сигнальной областью (110; 155) МэВ/ c^2 , соответствующей стандартным значениям, используемыми коллаборацией Belle. Для канала $\Upsilon(1S)\eta'[\pi\pi\eta]$, η -мезон реконструируется в аналогичном канале $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ с сигнальной областью (450; 625) МэВ/ c^2 , что примерно соответствует $(-7\sigma, +5\sigma)$ области. Для канала $\Upsilon(1S)\eta'[\rho\gamma]$, ρ^0 -мезон реконструируется в канале $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ по инвариантной массе двух пионов, $M_{\pi\pi}$, с сигнальной областью (450; 950) МэВ/ c^2 . Для канала $\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$ переход $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ идентифицируется по параметру $\delta M_{\pi\pi} = M_{\mu\mu\pi\pi} - M_{\mu\mu}$, положение пика которой соответствует разности масс $\Delta M = M_{\Upsilon(2S)} - M_{\Upsilon(1S)} = 562$ МэВ/ c^2 . Разрешение по данному параметру составляет 4.6 МэВ/ c^2 и сигнальная область выбрана как $|\delta M_{\pi\pi} - \Delta M| < 18$ МэВ/ c^2 , в то время как для ряда остальных каналов ставится требование $|\delta M_{\pi\pi} - \Delta M| > 10$ МэВ/ c^2 для подавления перекрестных фонов между сигнальными каналами.

Основным источником фона являются электродинамические процессы типа $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma^*$, имеющие большое сечение и в результате которых рождается фотоны, которые, взаимодействуя на веществе перед CDC, могут конвертироваться в e^+e^- -пару, которая определяется как пара почти коллинеарных пионов. Для подавления фона от конверсии фотона, накладывается требование на угол между заряженными пионами $\theta_{\pi\pi} > 0.18$ рад для канала $\Upsilon(1S)\eta[3\pi]$ и $\theta_{\pi\pi} > 0.3$ рад для канала $\Upsilon(2S)\eta[3\pi]$. Такие события при добавлении фонового мягкого фотона являются заметным источником фона для канала $\Upsilon(1S)\eta'[\rho\gamma]$, но могут быть подавлены требованием на энергию фотона в СЦМ $E_\gamma^* > 80$ МэВ.

Кроме того, возможен вклад электродинамического рождения $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\eta^{(\prime)}$, который оценивается с помощью анализа экспериментальных данных с $M_{\mu\mu}$ от $8 \text{ ГэВ}/c^2$ до $9 \text{ ГэВ}/c^2$, где уже нет Υ -резонансов. С имеющейся статистикой подобный вклад не обнаружен.

Число сигнальных событий определяется с помощью аппроксимации сигнальных распределений инвариантной массы $M_{\eta^{(\prime)}}$ ($M_{\gamma\gamma}$, $M_{\pi\pi\gamma\gamma}$ или $M_{\pi\pi\eta}$) методом максимального правдоподобия (см. рисунки 3 и 4). Результаты представлены в таблице 1. Поскольку для каналов $\Upsilon(1S)\eta'[\pi\pi\eta]$ и $\Upsilon(1S)\eta'[\rho\gamma]$ не наблюдается статистически значимого сигнала, верхний предел на число сигнальных событий определяется частотным методом псевдо-экспериментов. В результате, 90 % CL верхние пределы для каналов $\Upsilon(1S)\eta'[\pi\pi\eta]$ и $\Upsilon(1S)\eta'[\rho\gamma]$ составили $N_{\text{sig}} < 2.1$ и $N_{\text{sig}} < 8.3$, соответственно.

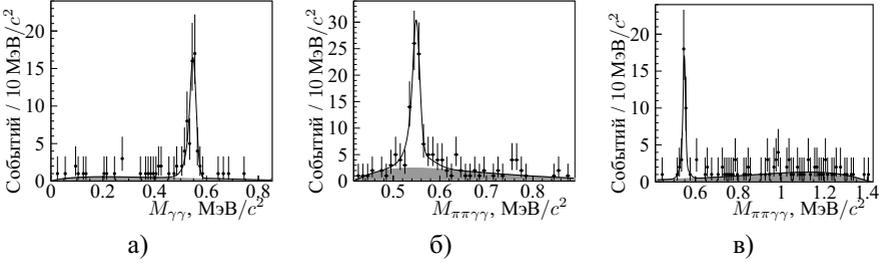


Рисунок 3 — Результат аппроксимации экспериментального распределения M_{η} ($M_{\gamma\gamma}$ или $M_{\pi\pi\gamma\gamma}$) для каналов а) $\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$, б) $\Upsilon(2S)\eta[3\pi]$ и в) $\Upsilon(1S)\eta[3\pi]$. Точки с ошибками — данные, сплошная линия — результат наилучшей аппроксимации данных, закрашенная область — вклад фоновой компоненты

Видимое сечение процесса определяется как

$$\sigma_{\text{vis}} = \frac{N_{\text{sig}}}{\mathcal{L}B\epsilon}, \quad (3)$$

где N_{sig} — число сигнальных событий, \mathcal{L} — интегральная светимость экспериментальных данных, B — произведение всех промежуточных вероятностей распадов для данного процесса и ϵ — эффективность реконструкции процесса.

Полученные значения видимого сечения можно пересчитать в относительные вероятности распада, как

$$B(\Upsilon(5S) \rightarrow X) = \frac{\sigma_{\text{vis}}(e^+e^- \rightarrow X)}{\sigma_{\text{vis}}(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(5S))}, \quad (4)$$

где $\sigma_{\text{vis}}(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(5S)) = (0.340 \pm 0.016) \text{ нб}$ — полное видимое сечение рождения $\Upsilon(5S)$. Используя средневзвешенные значения видимых сечений для

различных каналов реконструкции одного процесса, были получены следующие величины относительных вероятностей распада:

- $\mathcal{B}(\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)\eta) = (4.13 \pm 0.41 \pm 0.37) \times 10^{-3}$,
- $\mathcal{B}(\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta) = (0.85 \pm 0.15 \pm 0.08) \times 10^{-3}$,
- $\mathcal{B}(\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta') < 7.3 \times 10^{-5}$, $CL = 90\%$,

где первая погрешность — статистическая, а вторая — систематическая погрешность.

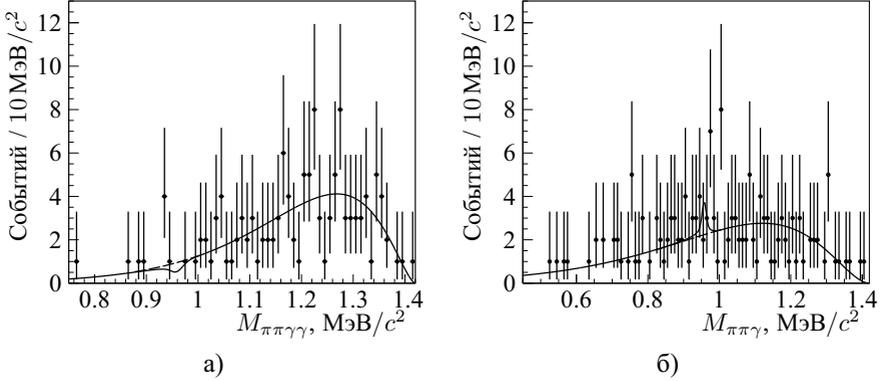


Рисунок 4 — Результат аппроксимации экспериментального распределения $M_{\eta'}$ ($M_{\pi\pi\eta'}$ или $M_{\pi\pi\gamma}$) для каналов а) $\Upsilon(1S)\eta'[\pi\pi\eta]$ и б) $\Upsilon(1S)\eta'[\rho\gamma]$. Точки с ошибками — данные, сплошная линия — результат наилучшей аппроксимации данных, пунктирная линия — вклад фоновой компоненты

Таблица 1 — Измеренное число сигнальных событий, видимое сечение и положение пика M_{η} для различных каналов реконструкции при энергии $\sqrt{s} = 10.866$ ГэВ. Приведенная погрешность является статистической. Верхние пределы соответствуют 90% доверительному интервалу

Канал	N_{sig}	σ_{vis} , пб	M_{η} , МэВ/ c^2
$\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$	59.5 ± 8.3	1.39 ± 0.19	547.8 ± 2.0
$\Upsilon(2S)\eta[3\pi]$	73.8 ± 10.7	1.39 ± 0.20	549.1 ± 1.5
$\Upsilon(1S)\eta[3\pi]$	32.6 ± 5.9	0.29 ± 0.05	547.9 ± 1.3
$\Upsilon(1S)\eta'[\pi\pi\eta]$	<2.1	<0.030	—
$\Upsilon(1S)\eta'[\rho\gamma]$	<8.3	<0.031	—

К доминирующим источникам систематических погрешностей относятся: выбор критериев отбора, погрешность эффективности реконструкции и идентификации заряженных частиц и фотонов, точность определения эффективности, выбор параметризации формы сигнального распределения, погрешность измерения промежуточных бранчингов и бинирование сигнального распределения в данных. Кроме того, для значения борновского сечения присутствует неопределенность радиационной поправки и погрешность определения интегральной светимости, составляющая 1.6%, а для величины относительной вероятности распада — 4.7% погрешность полного видимого сечения рождения $\Upsilon(5S)$ -резонанса. Суммарная систематическая погрешность варьируется от 9.2% до 13.4% в зависимости от процесса.

Дополнительно проводится анализ 10.9 фб^{-1} данных сканирования вне $\Upsilon(5S)$ -резонанса. В каждой точке по энергии было набрано лишь порядка 1 фб^{-1} интегральной светимости, поэтому, поставлены 63% верхние пределы на среднее видимое сечение процессов в диапазонах 10.63–10.77 ГэВ (ниже $\Upsilon(5S)$) и 10.93–11.02 ГэВ (выше $\Upsilon(5S)$). Наиболее точными являются пределы для $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\eta$, составляющие $< 0.45 \text{ нб}$ и $< 0.24 \text{ нб}$ ниже и выше $\Upsilon(5S)$ -резонанса, соответственно, что не противоречит предположению о чисто резонансом рождении изучаемых конечных состояний. В таком случае, борновское сечение процессов вычисляется как

$$\sigma_{vis} \frac{|1 - \Pi|^2}{1 + \delta}, \quad (5)$$

где $1 + \delta$ — радиационная поправка, рассчитанная в предположении наличия только $\Upsilon(5S)$ -резонанса и варьирующаяся от 0.63 до 0.64 в зависимости от критериев на полную энергию, а $|1 - \Pi|^2 = 0.929$ — фактор поляризации вакуума. Средневзвешенные полученные борновские сечение для изучаемых процессов составляют:

- $\sigma_B(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\eta) = (2.07 \pm 0.21 \pm 0.19) \text{ пб}$;
- $\sigma_B(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\eta) = (0.42 \pm 0.08 \pm 0.04) \text{ пб}$;
- $\sigma_B(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\eta') < 0.037 \text{ пб}$, $CL = 90\%$,

где первая погрешность — статистическая, а вторая — систематическая

Дополнительно рассчитываются отношения ширин переходов с η -мезонами и парой пионов:

$$\frac{\Gamma(\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)\eta)}{\Gamma(\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-)} = 0.52 \pm 0.06 \pm 0.04 \quad (6)$$

и

$$\frac{\Gamma(\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta)}{\Gamma(\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-)} = 0.19 \pm 0.04 \pm 0.01, \quad (7)$$

что значительно больше ожидаемых значений 0.03 для $\Upsilon(2S)$ и 0.005 для $\Upsilon(1S)$ и подтверждает аномально большие вероятности переходов $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S,2S)\eta$ по сравнению с $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S,2S)\pi^+\pi^-$, аналогично переходу

$\Upsilon(4S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$, где соотношение равно $2.41 \pm 0.40 \pm 0.12$. Также, поставлен верхний предел:

$$\frac{\Gamma(\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta')}{\Gamma(\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta)} < 0.10 \quad (CL = 90\%), \quad (8)$$

который значительно меньше ожидаемого значения порядка 12, полученного в рамках мультипольного разложения КХД.

Пятая глава посвящена изучению переходов $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta(\pi^0)$ и $h_b(1P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0$.

Общая идея заключается в полной реконструкции процесса $e^+e^- \rightarrow h_b(1P,2P)\pi^+\pi^-$ с последующими распадами $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta(\pi^0)$ либо $h_b(1P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0$, $\eta(\pi^0) \rightarrow \gamma\gamma$ и $\Upsilon(1S) \rightarrow \ell^+\ell^-$, где ℓ – электрон или мюон. Число сигнальных событий определяется с помощью аппроксимации двумерного распределения $M_{\gamma\gamma}$ vs. $M_{\pi\pi}^{\text{rec}}$, поскольку для сигнальных событий инвариантная масса двух фотонов, $M_{\gamma\gamma}$, образует пик на массах π^0 - или η -мезонов, а инвариантная масса системы отдачи к двум пионам, $M_{\pi\pi}^{\text{rec}}$, образует пик на массах $h_b(1P,2P)$ -мезонов. Масса отдачи к некоторой системе частиц X определяется как $M_X^{\text{rec}} = |P_{beam} - P_X|$, где P_{beam} и P_X – суммарный четырехимпульс пучков и системы X , соответственно.

Поскольку процесс $e^+e^- \rightarrow h_b(1P,2P)\pi^+\pi^-$ преимущественно протекает через промежуточные резонансы $Z_b(10610)$ and $Z_b(10650)$, максимальная из двух масс отдачи к одному из пионов, $M_{\pi\pm}^{\text{rec}}$, должна находиться в диапазоне 10.59–10.67 ГэВ. Также, аналогично ранее рассмотренному анализу, $\Upsilon(1S)$ -мезон реконструируется по инвариантной массе двух лептонов, $M_{\ell+\ell-}$, с сигнальной областью (9.235; 9.685) ГэВ/ c^2 .

Для улучшения разрешения по фотонам и подавления фона, применяется процедура кинематического фита всех конечных шести частиц к суммарному четырехимпульсу начальной e^+e^- -системы. Это позволяет улучшить разрешение примерно на 15–30% для переменных $\delta M_{\gamma\gamma}$ и $M_{\gamma\gamma}$, где разница масс δM_X определяется как $\delta M_X = M_{\ell\ell X} - M_{\ell\ell}$. Для сигнальных событий распределение переменной $\delta M_{\gamma\gamma}$ образует пик на разности масс $m_{h_b(1P,2P)} - m_{\Upsilon(1S)}$ с разрешением в 9 МэВ/ c^2 и 12 МэВ/ c^2 для $h_b(1P)$ - и $h_b(2P)$ -каналов, соответственно, а сигнальный интервал выбирается соответствующим $\pm 3\sigma$ диапазону.

Использование требования на χ^2 кинематического фита дополнительно позволяет подавить фоновые процессы. Для оптимизации этого требования используется поиск максимума функции $S/\sqrt{S+B}$, где B – ожидаемое число фона в сигнальной области, оцененное на основании числа фоновых событий вне сигнальной области, а S – ожидаемое число сигнальных событий в предположении 2% относительной вероятности перехода. Чтобы подавить фон от конверсии фотона на веществе SVD, накладывается требование на угол между заряженными пионами $\cos(\theta_{\pi\pi}) < 0.95$. Для подавления нерезонансных процессов $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-q\bar{q}$, основной вклад из которых идет от ω -мезона в

конечном стоянии, используется требование на инвариантную массу пары пионов и пары фотонов, $M_{\pi\pi\gamma\gamma} > 810 \text{ МэВ}/c^2$. Для подавления фона от процессов с промежуточным распадом $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$, в частности изученного ранее $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\eta$, накладывается требование $\delta M_{\pi\pi} > 581 \text{ МэВ}/c^2$.

Экспериментальное распределение $M_{\gamma\gamma}$ vs. $M_{\pi\pi}^{\text{rec}}$ приведено на рисунке 5. Относительная вероятность распада, \mathcal{B} , рассчитывается как

$$\mathcal{B} = \frac{N_{\text{sig}}}{N_{h_b(1P,2P)}^{\text{tot}} (\mathcal{B}^{\mu\mu} \epsilon_{h_b}^{\mu\mu} + \mathcal{B}^{ee} \epsilon_{h_b}^{ee})}, \quad (9)$$

где N_{sig} — полученное из двумерной аппроксимации число сигнальных событий (см. рисунок 6), $N_{h_b(1P)}^{\text{tot}} = (84.2 \pm 4.4^{+2.1}_{-1.3}) \times 10^3$, $N_{h_b(2P)}^{\text{tot}} = (98.5 \pm 8.1^{+5.5}_{-6.3}) \times 10^3$, $\mathcal{B}^{\ell\ell} = \mathcal{B}[\Upsilon(1S) \rightarrow \ell^+\ell^-] \times \mathcal{B}[\eta \rightarrow \gamma\gamma]$, и $\epsilon_{h_b}^{\ell\ell}$ — эффективность реконструкции $h_b(1P,2P)$ -мезонов в соответствующем $\ell^+\ell^-$ -канале. Число сигнальных событий $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ составляет $3.8^{+2.0}_{-1.7}$, что соответствует $\mathcal{B}[h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta] = (7.1^{+3.7}_{-3.2} \pm 0.8) \times 10^{-3}$, а статистическая значимость составляет 4.0σ без учета систематических погрешностей, и 3.5σ с учетом.

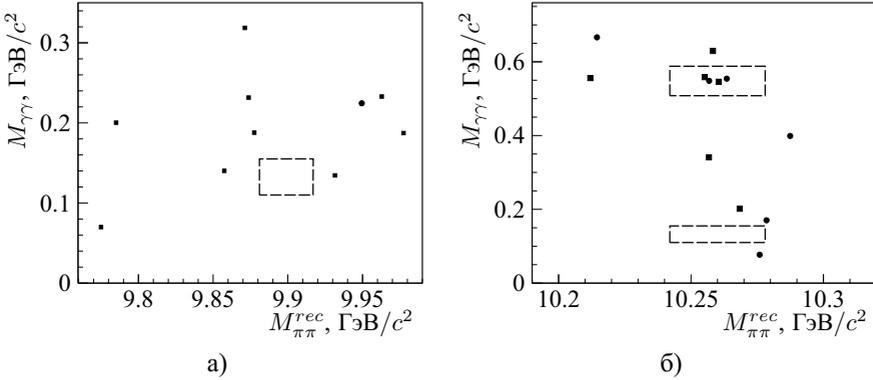


Рисунок 5 — Экспериментальное двумерное распределение $M_{\gamma\gamma}$ vs. $M_{\pi\pi}^{\text{rec}}$ для а) $h_b(1P)$ и б) $h_b(2P)$. Точки — события $\mu^+\mu^-$ канала, квадраты — события e^+e^- канала, пунктирные прямоугольники — сигнальные области

Поскольку в сигнальных областях π^0 -мезона нет событий, только верхний предел на соответствующие относительные вероятности ставится на основе метода Ролке. Этот метод также позволяет учесть систематическую погрешность, составляющую 6.5% и 11.0% для относительной вероятности распадов $h_b(1P)$ - и $h_b(2P)$ -мезонов, соответственно. Число ожидаемых фоновых событий определено из аппроксимации экспериментальных данных без сигнальной

компоненты π^0 -мезона и составляет 0.43 ± 0.15 и 0.10 ± 0.05 событий для $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$, соответственно. Полученные верхние пределы составляют $\mathcal{B}[h_b(1P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0] < 1.8 \times 10^{-3}$ и $\mathcal{B}[h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0] < 1.8 \times 10^{-3}$ при 90% доверительном уровне.

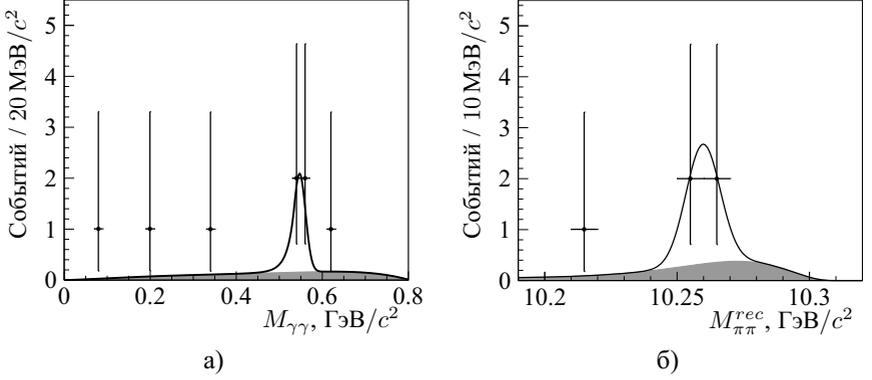


Рисунок 6 — Проекция сигнальных областей на а) $M_{\gamma\gamma}$ и б) $M_{\pi\pi}^{\text{rec}}$ для данных и результата аппроксимации. Точки с ошибками — данные, сплошная линия — результат наилучшей аппроксимации данных, закрашенная область — вклад фоновой компоненты

Доминирующим вкладом в систематическую погрешность является погрешность измерения полного числа наблюдаемых $h_b(1P,2P)$ -мезонов. Тем не менее, можно выделить и такие источники, как погрешность реконструкции и идентификации частиц, промежуточных бранчингов, эффективности регистрации и влияние выбора параметризации фона. Суммарная систематическая погрешность составляет 6.5% для $h_b(1P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0$ и 11.3(10.9)% для $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta(\pi^0)$.

Для учета возможного вклада от распада $h_b(2P) \rightarrow \chi_{bJ}(1P) [\rightarrow \Upsilon(1S)\gamma]\gamma$, была проведена аппроксимация с добавлением его компоненты в суммарную функцию. Полученное число событий этого перехода согласуется с нулем, не влияет на получаемое число сигнальных событий $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$, однако снижает статистическую значимость сигнала до 3.5σ .

Таким образом, были измерены следующие относительные вероятности переходов:

- $\mathcal{B}[h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta] = (7.1_{-3.2}^{+3.7} \pm 0.8) \times 10^{-3}$;
- $\mathcal{B}[h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0] < 1.8 \times 10^{-3}$, $CL = 90\%$;
- $\mathcal{B}[h_b(1P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0] < 1.8 \times 10^{-3}$, $CL = 90\%$.

Дополнительно вычисляется соотношение

$$\frac{\Gamma[h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta]}{\Gamma[\Upsilon(3S) \rightarrow h_b(1P)\pi^0]} = 30_{-18}^{+20} \pm 10, \quad (10)$$

где первая погрешность — это суммарная погрешность всех измерений, а вторая погрешность — теоретическая, обусловленная $\Gamma_{h_b(2P)}$. Этот результат заметно ниже ожидаемого диапазона 140–320.

В **заключении** приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

1. Впервые измерены относительные вероятности переходов $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ и $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)\eta$.
2. Получены борновские сечения процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ и $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\eta$ на $\Upsilon(5S)$ -резонансе, и верхние пределы вне $\Upsilon(5S)$, не противоречащие чисто резонансному рождению состояний.
3. Впервые измерена относительная вероятность перехода $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$, которая значительно меньше ожидаемого значения.
4. Впервые поставлены верхние пределы на относительные вероятности переходов $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta'$, $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0$ и $h_b(1P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0$. Переход $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta'$ оказался подавленным относительно $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$.
5. Реализована процедура Монте-Карло моделирования Монитора светимости для эксперимента Belle II. Получен коэффициент пересчета измеряемой скорости счета событий в абсолютную величину мгновенной светимости, изучены систематические погрешности, определены оптимальные параметры работы.
6. Реализована процедура энергетической калибровки и временной синхронизации Монитора светимости Belle II.
7. Достигнутая систематическая точность измерений Монитором светимости лучше 1 %.

Дальнейшие перспективы изучения процессов связана с набором данных детектором Belle II на энергии, соответствующей $\Upsilon(5S)$ -резонансу. Это позволит изучить адронные переходы в семействе боттомония с новым уровнем точности и надежно обнаружить переход $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$.

Список работ, опубликованных автором по теме диссертации

В рецензируемых научных изданиях, рекомендованных ВАК:

1. Study of $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S,2S)\eta$ and $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\eta'$ at $\sqrt{s} = 10.866$ GeV with the Belle detector / E. Kovalenko, A. Garmash, P. Krokovny, [et al.]. — Текст: электронный // Physical Review D. — 2021. — Vol. 104, issue 11. — P. 112006. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.104.112006>. — Дата публикации: 15.12.2021.

2. Evidence of $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ decay and search for $h_b(1P,2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0$ with the Belle Detector / E. Kovalenko [et al.]. — Текст: электронный // Physical Review Letters. — 2024. — Vol. 133, no. 26. — P. 261901. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.133.261901>. — Дата публикации: 24.12.2024.
3. Luminosity online monitor for the Belle II detector / E. Kovalenko [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2025. — Vol. 1079C. — P. 170614. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2025.170614>. — Дата публикации: 20.05.2025.

Коваленко Евгений Александрович

Измерение вероятностей переходов между состояниями системы боттомония с излучением псевдоскалярных мезонов в эксперименте Belle

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Сдано в набор 24.02.2026.

Подписано в печать 25.02.2026.

Формат 60×90 1/16 Объем 1.0 печ.л., 0.9 уч.-издл.

Тираж 100 экз. Бесплатно. Заказ № 2

Обработано на IBM PC и отпечатано на ротапринте ИЯФ СО РАН
630090, Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева, 11