

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г. И. БУДКЕРА СИБИРСКОГО
ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Коваленко Евгений Александрович

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

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

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Гармаш Алексей Юрьевич

Новосибирск – 2025

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Семейство боттомония	11
1.1 Классификация состояний	11
1.2 Мультипольное разложение	14
1.3 Экзотические состояния	20
Глава 2. Эксперименты Belle и Belle II	24
2.1 Эксперимент Belle	24
2.1.1 Ускорительный комплекс KEKB	25
2.1.2 Детектор Belle	27
2.1.3 Идентификация частиц	32
2.1.4 Данные эксперимента Belle	33
2.2 Эксперимент Belle II	33
2.2.1 Ускорительный комплекс SuperKEKB	34
2.2.2 Детектор Belle II	36
2.3 Моделирование	41
Глава 3. Мониторирование светимости в эксперименте Belle II	43
3.1 Светимость	43
3.2 Монитор светимости	46
3.3 Энергетическая калибровка	50
3.4 Временная синхронизация	52
3.5 Моделирование Монитора светимости	53
3.6 Систематические погрешности	57
3.7 Выбор рабочих параметров	59
3.8 Результаты	61
Глава 4. Изучение процессов $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S,2S)\eta$ и $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta'$	66
4.1 Отбор событий	66

4.2 Изучение ожидаемых фоновых процессов	71
4.3 Сечение на $\Upsilon(5S)$ -резонансе	76
4.4 Сечение вне $\Upsilon(5S)$ -резонанса	80
4.5 Изучение систематических погрешностей	83
4.6 Обсуждение результатов	87
Глава 5. Изучение процессов $h_b(1P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0$ и $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta(\pi^0)$	90
5.1 Отбор событий	90
5.2 Изучение ожидаемых фоновых процессов	95
5.3 Анализ экспериментальных данных	98
5.4 Изучение систематических погрешностей	101
5.5 Обсуждение результатов	102
Заключение	104
Список сокращений и условных обозначений	106
Список литературы	107
Список рисунков	119
Список таблиц	123

Введение

Актуальность темы исследования

Эксперимент Belle [1] начал работу в 1999 году в лаборатории KEK (Япония, г. Цукуба) и был остановлен в 2010 году для дальнейшей модернизации до эксперимента Belle II [2]. 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 $\Upsilon(2S) - \Upsilon(4S)$ [3]. Для состояния $\Upsilon(10580)$, интерпретирующегося как $\Upsilon(4S)$, было обнаружено [4], 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 [5] 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 (QCDME) [6], 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 [2] — глубоко модернизированная версия эксперимента Belle с проектной светимостью в 30 больше, чем было достигнуто ранее. Планируется набрать порядка 50 аф^{-1} данных, что позво-

лит 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 [1], BaBar [7] и CLEO [8]. 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 ($T_{b\bar{b}1}$) [9—12]. Для $\Upsilon(4S)$ и $\Upsilon(3S)$ также проводился поиск переходов в $h_b(1P)$ с излучением пары заряженных пионов, однако они не были обнаружены [13; 14]. Дилюционные переходы изучались и между спин-триплетными состояниями $\chi_{bJ}(2P)$ и $\chi_{bJ}(1P)$ [13], и между $\Upsilon_J(1D)$ и $\Upsilon(1S)$ [15]. Тем не менее, остается целый ряд дилюционных 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 $\Upsilon(3S) \rightarrow h_b(1P)\pi^0$ [16], в то время как для остальных переходов поставлены верхние пределы [17]. С излучением ω -мезона исследовались переходы $\Upsilon(4S,5S) \rightarrow \eta_b(1S,2S)\omega$ [18], $\Upsilon(5S) \rightarrow \chi_{bJ}(1P)\omega$ [19] и $\chi_{bJ}(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\omega$ [20].

Переходы с излучением η -мезона изучались для всех состояний $\Upsilon(nS)$, включая переходы $\Upsilon(4S) \rightarrow h_b(1P)\eta$ [21] и $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon_J(1D)\eta$ [22], а также переход $\Upsilon(4S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta'$ [5]. Стоит отметить, что переходы $\Upsilon(5S)$ изуча-

лись в инклузивном анализе и, кроме наблюдения $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon_J(1D)\eta$, было получено лишь свидетельство перехода $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)\eta$ [22]. 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 [23], LEP [24] и PEP II [25] 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 сгустка 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, наблюденных 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夸克ов.
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 коллегии Belle. Достоверность результатов работы Монитора светимости подтверждается независимыми измерениями с использованием других систем детектора Belle II.

Результаты работы докладывались на внутренних совещаниях коллегий 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 [26–28]:

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.

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 энер-

гетической 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 объём диссертации составляет 124 страницы, включая 41 рисунок и 13 таблиц. Список литературы содержит 93 наименования.

Глава 1. Семейство боттомония

1.1 Классификация состояний

Боттомоний — связанное состояние b - и анти- b -кварков. Аналогично позитронию, данные состояния характеризуются полным спином $\vec{S} = \vec{s}_b + \vec{s}_{\bar{b}}$ пары $b\bar{b}$, орбитальным моментом \vec{L} и полным угловым моментом $\vec{J} = \vec{S} + \vec{L}$. Для кварков спин $s = 1/2$, что приводит к тому, что все состояния боттомония делятся на синглетные с $S = 0$ и триплетные с $S = 1$. Радиальное возбуждение пары $b\bar{b}$ дает спектр состояний с одинаковыми L, S, J , но отличающимися по номеру радиального возбуждения n_r . Самому низко-энергетическому основному уровню соответствует $n_r = 0$, а по мере возрастания n_r растет масса состояния. Квантовые числа состояний боттомония обычно записывают в виде $(n_r + 1)^{(2S+1)} L_J$, где $L = 0; 1; 2; 3; \dots$ записывается в виде буквенного обозначения $S; P; D; F; \dots$ соответственно (см. рисунок 1.1). Тогда основное состояние с $S = 1$ и $L = 0$ обозначается как 1^3S_1 ($\Upsilon(1S)$), а первое возбужденное состояние как 2^3S_1 ($\Upsilon(2S)$).

Орбитальный момент L системы кварк-антикварк определяет пространственную четность состояния $P = (-1)^{L+1}$, а вместе с полным спином S определяет зарядовую четность $C = (-1)^{L+S}$. Для $\Upsilon(nS)$ квантовые числа $J^{PC} = 1^{--}$ совпадают с квантовыми числами фотона, благодаря чему именно эти состояния рождаются напрямую в e^+e^- -аннигиляции на коллайдерах.

Описанная выше картина не учитывает релятивистские эффекты такие как смешивание триплетных состояний с различными L и $J \neq L$ (например, 3S_1 и 3D_1). Влияние релятивистских эффектов можно оценить, исходя из масс резонансов:

$$\frac{v^2}{c^2} \sim \frac{\Delta M}{M}, \quad (1.1)$$

где ΔM — разность масс между основным и первым возбужденным состоянием боттомония, M — масса одного из состояний. Для семейства боттомония $\frac{v^2}{c^2} \sim 0.06$ — данное значение хоть и мало, однако не пренебрежимо и приводит к наблюдаемым релятивистским эффектам, что расширяет возможности для изучения структуры боттомония.

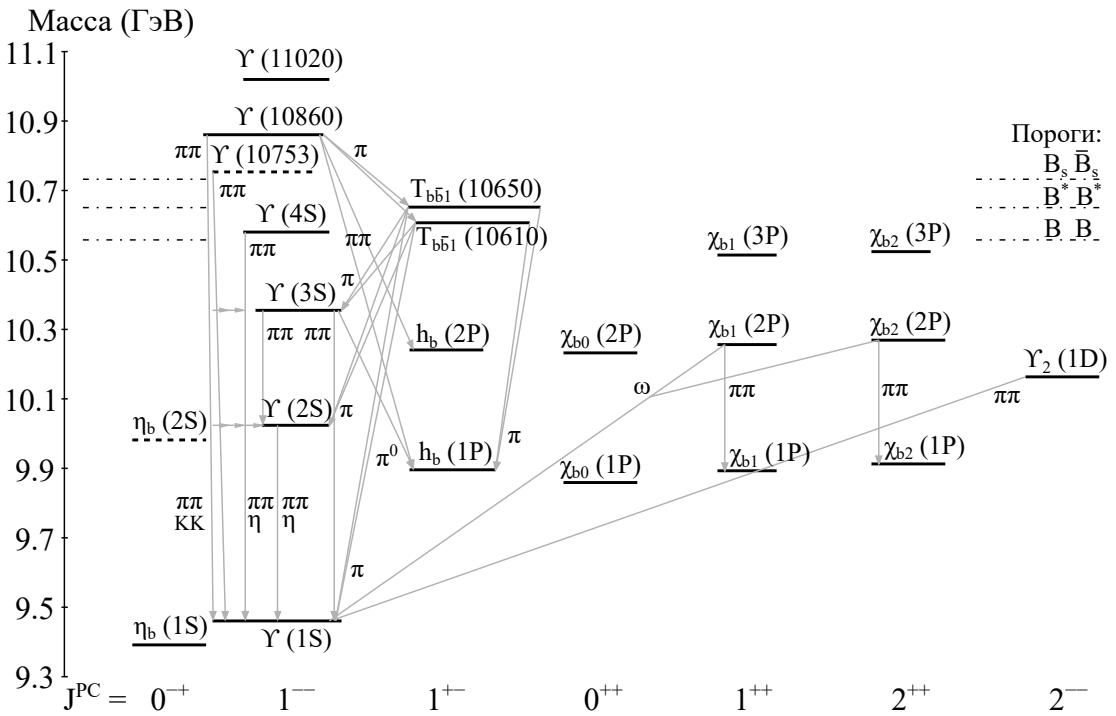


Рисунок 1.1 — Схема энергетических уровней мезонных состояний, содержащих $b\bar{b}$ пару. Стрелки иллюстрируют измеренные адронные переходы, а пунктирными линиями изображены состояния, требующие подтверждения. Адаптировано из [3]

Первыми из семейства боттомония были обнаружены $\Upsilon(1S)$ и $\Upsilon(2S)$ в протон-ядерных столкновениях лабораторией FNAL в 1977 году [29]. 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 $\Upsilon(1D)$ [30]. Начиная с 2008 года в эксперименте BaBar обнаружили $\eta_b(1S)$ [31], а в эксперименте Belle — $\eta_b(2S)$ и $h_b(1P,2P)$ [32]. В 2011 году в эксперименте ATLAS обнаружили $\chi_{bJ}(3P)$ [33], а в эксперименте Belle — состояния $T_{b\bar{b}1}(10610)$ ($Z_b(10610)$) и $T_{b\bar{b}1}(10650)$ ($Z_b(10650)$) [9], которые считаются четырехкварковыми. Последним состоянием, обнаруженным в 2019 году, является $\Upsilon(10753)$ [34] — кандидат на $\Upsilon(3D)$ или экзотическое состояние.

Подобная обширная экспериментальная база позволяет проверять теоретические предсказания на энергетические уровни боттомония. Нерелятивизм кварков в семействе боттомония наводит на мысль, что эта система может быть описана уравнением Шредингера с некоторым подходящим потенциалом по

анalogии с атомом водорода. Например, одной из наиболее развитых потенциальных моделей считается Корнельская модель [35], в которой потенциал выглядит как

$$V(r) = -\frac{k}{r} + \frac{r}{a}, \quad (1.2)$$

где k и a — свободные параметры. Предсказания подобных моделей на массы резонансов семейства боттомония согласуются с экспериментальными наблюдениями ниже порога рождения $B\bar{B}$. Для состояний выше порога было сделано большое количество предсказаний, которые сильно меняются от модели к модели — в рамках потенциальных моделей невозможно указать точность предсказаний, и, как следствие, нельзя оценить успешность конкретной модели. Тем не менее наблюдаются общие черты для спектра в моделях — общая неопределенность в положении уровней больше, чем тонкое и сверхтонкое расщепление.

Состояния выше порога рождения $B\bar{B}$ интересны также и тем, что они обладают аномальными свойствами. Так, для состояния $\Upsilon(10860)$, которое обычно интерпретируется как $\Upsilon(5S)$, ширина переходов $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(mS)\pi^+\pi^-$ ($m = 1,2,3$) составляет 300–400 кэВ, что на порядки больше аналогичных переходов с шириной в 0.5–5 кэВ для $\Upsilon(2S) - \Upsilon(4S)$ [3]. Одним из возможных объяснений такого поведения является наличие примеси легких кварков в Υ -состоянии. В таком случае в излучении глюонов снимается подавление по большой массе b -кварка [36; 37].

Кроме того, вероятность переходов $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(1P,2P)\pi^+\pi^-$ оказалась сопоставима с переходами $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(mS)\pi^+\pi^-$, в то время как в рамках спиновой симметрии тяжелых кварков (HQSS) ожидается подавление порядка 10^{-2} в силу необходимости переворота спина кварка для перехода $\Upsilon(S=1) \rightarrow h_b(S=0)$. Именно изучение динамики этих переходов привело к обнаружению двух экзотических четырех-кварковых состояний $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ в инвариантной массе $h_b(1P,2P)\pi^\pm$ и $\Upsilon(1S,2S,3S)\pi^\pm$ [9].

Аналогично, несмотря на ожидаемое подавление порядка 10^{-2} (см. раздел 1.2), для состояния $\Upsilon(10580)$, интерпретирующегося как $\Upsilon(4S)$, наблюдается превышение вероятности перехода $\Upsilon(4S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ в $2.4 \pm 0.4 \pm 0.1$ раза над $\Upsilon(4S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ [4]. Позднее для $\Upsilon(5S)$ в инклузивном анализе было обнаружено [22] подавление $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)\eta$ всего в 4 раза по сравнению с $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$. При этом, для состояний ниже порога $B\bar{B}$, предсказание подавления согласуется с измерениями — для $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$

соотношение равно $(1.62 \pm 0.22) \times 10^{-3}$ [3], а для $\Upsilon(3S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ соотношение $< 2.3 \times 10^{-3}$ [38] — в них не наблюдается аномальный рост вероятности перехода $\Upsilon(2S,3S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ по сравнению с $\Upsilon(2S,3S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$. Таким образом, анализ похожих процессов важен для понимания кварковой структуры состояний семейства боттомония выше порога рождения $B\bar{B}$.

Тем не менее, 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 [6], и изучать структуру состояний. Ожидается, что свойства спин-синглетных 1P_1 состояний $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$ [14] должны быть схожи со спин-триплетным партнерами $\chi_{b1}(1P)$ и $\chi_{b1}(2P)$ [39]. В частности, отношение R_{h_b} аннигиляционных ширин $h_b(2P)$ и $h_b(1P)$ должно быть равно аналогичному отношению $R_{\chi_{b1}}$ для $\chi_{b1}(2P)$ и $\chi_{b1}(1P)$. Однако, как оценено в работе [40], отношение $R_{h_b}/R_{\chi_{b1}}$ составляет 0.25 ± 0.25 , в то время как ожидается 1. Хотя может показаться, что данное значение подразумевает отклонение в 3.0 стандартных отклонения (σ) от ожидаемого, отношение $R_{h_b}/R_{\chi_{b1}}$ составляет $0.24^{+0.47}_{-0.24}$ с расхождением в 1.5σ от 1, если рассчитывать погрешность не формулой переноса ошибок, которая применима лишь для малых относительных погрешностей, а частотным методом и использовать актуальные измерения адронных переходов рассматриваемых мезонов. Эта оценка получена в предположении пренебрежимо малой относительной вероятности переходов $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ и $h_b(1P,2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0$, что не обязательно так. Как показано в той же работе [40] и следующем разделе, $\mathcal{B}[h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta]$ может достигать 10 %, что понизит центральное значение отношения до 0.12. Переходы с π^0 -мезоном ожидаются подавленными по изоспину.

Таким образом, измерение вероятности перехода $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ важно, поскольку ожидаемое значение может заметно усугубить наблюдаемое расхождение между свойствами состояний $h_b(1P,2P)$ и $\chi_{b1}(1P,2P)$.

1.2 Мультипольное разложение

Как уже было сказано, система тяжелых夸克ов $Q\bar{Q}$ ($m_Qc^2 \gg \Lambda_{QCD}$) является нерелятивистской, т.е. скорость夸克ов $v/c \ll 1$. Это накладывает

следующее соотношение между кинетической энергией ($E \sim m_Q v^2$), импульсом ($p \sim m_Q v$) и массой кварка: $E \ll pc \ll m_Q c^2$. Хотя задача расчета вероятностей адронных переходов в таком кварконии не является чистоperturbативной, так как $E \sim O(\Lambda_{QCD})$, однако характерный радиус $b\bar{b}$ кваркония составляет $a \sim 10^{-1}$ фм [41], а типичный импульс излучаемых глюонов составляет $k \sim \Lambda_{QCD}$, благодаря чему $ak \sim 10^{-1}$. Это позволяет, аналогично переходам с фотонами, реализовать мультипольное разложение КХД (QCDME) по степеням ak [41–44].

Впервые калибровочно-инвариантная формулировка QCDME была предложена в работе [43], где для связанного состояния тяжелых кварков $Q\bar{Q}$ вводится «одетый» кварк:

$$\Psi(x, t) \equiv U^{-1}(x, t)\psi(x), \quad (1.3)$$

где $\psi(x)$ — кварковое поле, x обозначает x_1 или x_2 и U определен как путь-упорядоченный оператор вдоль прямой от центра масс кварков $X \equiv (x_1 + x_2)/2$ к x :

$$U(x, t) \equiv P \exp \left[ig_s \int_X^x \frac{\lambda^a}{2} A^a(x', t) \cdot dx' \right], \quad (1.4)$$

где P обозначает операцию упорядочивания, а $A_\mu^a(x)$ — глюонное поле. Аналогично, вводится «одетое» поле глюонов:

$$\frac{\lambda^a}{2} A_\mu^{a'} \equiv U^{-1}(x, t) A_\mu^a(x) U(x, t) - \frac{i}{g_s} U^{-1}(x, t) \partial_\mu U(x, t). \quad (1.5)$$

В таком случае, часть лагранжиана КХД, связанная с тяжелыми кварками, записывается в виде [41; 43]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Q = & \int \bar{\Psi} \left[\gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g_s \frac{\lambda_a}{2} A_\mu^{a'} \right) - m \right] \Psi d^3x - \\ & - \frac{1}{2} \frac{g_s^2}{4\pi} \sum_{a=0}^8 \int \bar{\Psi}(x_1, t) \gamma^0 \frac{\lambda^a}{2} \Psi(x_1, t) \left| \frac{1}{x_1 - x_2} \right| \bar{\Psi}(x_2, t) \gamma^0 \frac{\lambda^a}{2} \Psi(x_2, t) d^3x_1 d^3x_2. \end{aligned} \quad (1.6)$$

Таким образом, поле $\Psi(x, t)$ выступает в роли составного кварка, взаимодействующего через статический кулоновский потенциал в потенциальной модели.

Как и в разложении электромагнитного поля в КЭД, разложение глюонного поля в ряд Тейлора в окрестностях центра масс кварк-антикварковой системы, $\vec{X} = (\vec{x}_1 + \vec{x}_2)/2$, приводит к:

$$\begin{aligned} A_0^{a'}(\vec{x}, t) &= A_0^{a'}(\vec{X}, t) - (\vec{x} - \vec{X}) \cdot \vec{E}^a(\vec{X}, t) + \dots, \\ \vec{A}^{a'}(\vec{x}, t) &= -\frac{1}{2}(\vec{x} - \vec{X}) \times \vec{B}^a(\vec{X}, t) + \dots, \end{aligned} \quad (1.7)$$

где E и B – хромо-электрическое и хромо-магнитное поле, соответственно. В таком случае, можно получить следующий гамильтониан взаимодействия [44; 45]:

$$H_I = -\frac{1}{2}\xi^a \vec{r} \cdot \vec{E}^a - \frac{1}{2m_Q} \xi^a (\vec{\Delta} \cdot \vec{B}^a) - \frac{1}{4m_Q} \xi^a S_j r_i (D_i B_j)^a + \dots, \quad (1.8)$$

где $\vec{r} = x_1 - x_2$ – относительное расстояние между кварком и антiquарком, $\xi^a = (\lambda^a - \bar{\lambda}^a)/2$ – разность цветовых генераторов, действующих на кварк и антикварк, $\vec{\Delta} = (\vec{\sigma}_Q - \vec{\sigma}_{\bar{Q}})/2$ и $\vec{S} = (\vec{\sigma}_Q + \vec{\sigma}_{\bar{Q}})/2$ – операторы разности и суммы спинов кварк-антикварковой пары, а \vec{D} – ковариантная производная КХД. Слагаемые в H_I соответствуют хромо-электрическому диполю $E1$, хромо-магнитному диполю $M1$ и хромо-магнитному квадруполью $M2$, соответственно.

Рассмотрим адронный переход между состояниями боттомония, который в общей форме выглядит как

$$\Phi_i \rightarrow \Phi_f + h, \quad (1.9)$$

где Φ_i , Φ_f и h – начальное состояние, конечное состояние кваркония и излученный адрон(ы), соответственно. В силу соображений о бесцветности начального и конечного состояния данные переходы требуют излучения кварками по крайне мере двух глюонов – т. е. второго порядка по H_I :

$$M_{if} \propto \langle \Phi_f h | H_I \mathcal{G}(E_i) H_I | \Phi_i \rangle, \quad (1.10)$$

где M_{if} – матричный элемент перехода, E_i – энергия начального состояния и \mathcal{G} – функция Грина пары тяжелых кварков. Более того, рассматривая кварконий как компактный объект взаимодействующий с мягким глюонным полем, можно предположить факторизацию амплитуды перехода на взаимодействие кварков с излучением глюонов в рамках мультипольного разложения и на рождение легких адронов операторами глюонного поля – адронизацию (см. рисунок 1.2). Например, для $E1E1$ перехода матричный элемент выглядит следующим образом:

$$M_{E1E1} \propto \langle \Phi_f | \xi^a r_i \mathcal{G} r_j \xi^a | \Phi_i \rangle \langle h | E_i^a E_j^a | 0 \rangle. \quad (1.11)$$

Кварковая часть матричного элемента может быть вычислена только в рамках потенциальных моделей, например Корнельской, как рассматривается в работе [41]. Хотя сильная модельная зависимость не позволяет указать точность теоретических предсказаний на абсолютные значения вероятностей переходов,

кварковая часть и эта модельная неопределенность могут сокращаться при рассмотрении отношения между вероятностями переходов с различными h , но между теми же Φ_i и Φ_f . Амплитуда адронизации же может быть получена на основе хиральной алгебры, аномалии КХД следа тензора энергии-импульса и аномалии аксиального тока легких夸克ов, как описано в работе [45].

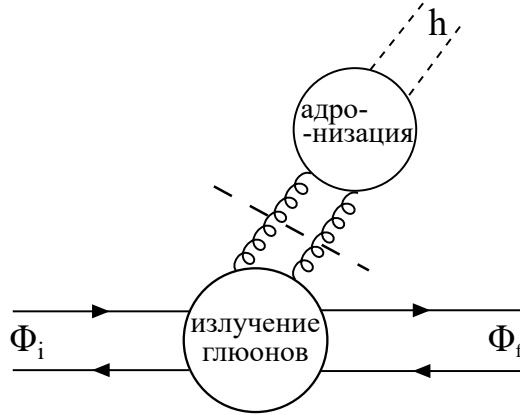


Рисунок 1.2 – Диаграмма типичного адронного перехода в одноканальном подходе. Адаптировано из [41]

В семействе боттомония разность масс варьируется от $400 \text{ МэВ}/c^2$ до $1.5 \text{ ГэВ}/c^2$, в силу чего кинематически разрешены переходы с излучением одного легкого адрона ($\pi^0, \eta^{(\prime)}, \omega, \dots$) или двух (2π или $2K$). Данная работа посвящена изучению $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(mS)\eta^{(\prime)}$ и $h_b(nP) \rightarrow \Upsilon(mS)\eta(\pi^0)$. Вероятность этих переходов можно предсказать, сравнивая с переходами $\Upsilon(nS) \rightarrow \Upsilon(mS)\pi^+\pi^-$ и $\Upsilon(nS) \rightarrow h_b(mP)\pi^0$, соответственно.

Для переходов $\Upsilon(nS) \rightarrow \Upsilon(mS)\pi^+\pi^-$ лидирующим вкладом является амплитуда с двумя хромо-электрическими дипольными глюонами $E1 \times E1$, а для переходов типа $\Upsilon(nS) \rightarrow \Upsilon(mS)\eta$ – интерференция между хромо-электрическим дипольным глюоном и хромо-магнитным квадрупольным глюоном $E1 \times M2$. Переход с хромо-магнитным $M2$ глюоном подавлен по большой массе кварка m_b , из чего естественным образом ожидается подавление вероятности переходов типа $\Upsilon(nS) \rightarrow \Upsilon(mS)\eta$ по сравнению с $\Upsilon(nS) \rightarrow \Upsilon(mS)\pi^+\pi^-$. При детальном рассмотрении можно получить следующее предсказание [45]:

$$\frac{\Gamma(\Upsilon(nS) \rightarrow \Upsilon(mS)\eta)}{\Gamma(\Upsilon(nS) \rightarrow \Upsilon(mS)\pi^+\pi^-)} = \int_{(2m_\pi)^2}^{(\Delta M)^2} \frac{64\pi^2}{25} \frac{F_\eta^2}{m_b^2 p_{\pi\pi}} \left(\frac{m_\eta^2}{m_{\pi\pi}^2} \right)^2 \times \times \left(1 - \frac{4m_\pi^2}{m_{\pi\pi}^2} \right)^{-1/2} \frac{1}{\mathcal{F}} dm_{\pi\pi}^2, \quad (1.12)$$

где $\Delta M = M_{\Upsilon(nS)} - M_{\Upsilon(mS)}$, $F_\eta \approx 130$ МэВ — константа распада η -мезона, \mathcal{F} — фактор, учитывающий массу пионов и D -волну в дипионном переходе (см. [45]). Для перехода $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)$ соотношение ожидается примерно равным 1.1×10^{-2} , а для $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S) - 1.7 \times 10^{-3}$.

Здесь можно возразить, что для состояний $\Upsilon(4S)$ и $\Upsilon(5S)$ QCDME, вероятно, плохо работает в силу большого фазового пространства и размера мезонов. Однако для чистого $Q\bar{Q}$ -состояния переходы с η -мезоном все-равно ожидаются подавленными относительно $\pi\pi$ переходов в силу нарушения SU(3) симметрии ароматов и HQSS, поскольку процессы с переворотом спина подавлены по соотношению импульса кварка к его массе $p_Q/m_Qc \ll 1$ кварка.

Исходя из смешивания η и η' мезонов, предсказывается отношение вероятностей переходов с их излучением [36]:

$$\frac{\Gamma(\Upsilon(4S/5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta')}{\Gamma(\Upsilon(4S/5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta)} \sim \theta_{\eta\eta'}^{-2} \frac{p_{\eta'}^3}{p_\eta^3}, \quad (1.13)$$

где $\theta_{\eta\eta'} \approx 0.2$ — угол смешивания между η и η' мезонами. Для $\Upsilon(4S)$ соотношение предсказывается порядка 5, что не согласуется с измеренным значением 0.20 ± 0.06 [5], в то время как для $\Upsilon(5S)$ соотношение ожидается порядка 12.

Для перехода $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ лидирующим вкладом является амплитуда с хромо-электрическим дипольным глюоном и хромо-магнитным дипольным глюоном $E1 \times M1$, а ширина перехода выражается как [40]:

$$\Gamma(h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta) = \left(\frac{\pi^2}{27} F_\eta m_\eta^2 \right)^2 |I(2P \rightarrow 1S)|^2 \frac{p_\eta}{3\pi}, \quad (1.14)$$

где p_η — импульс η -мезона и $I(2P \rightarrow 1S)$ — матричный элемент перехода между состояниями боттомония.

Амплитуда изоспин-подавленных переходов с π^0 -мезоном, при учете различия масс u - и d -кварков, рассматривается идентично амплитуде перехода с η -мезоном и может быть получена простой заменой $F_\eta m_\eta^2 \rightarrow \sqrt{3}F_\pi m_\pi^2(m_d - m_u)/(m_d + m_u)$ и $p_\eta \rightarrow p_\pi$ [45]. В таком случае, соотношение ширин этих переходов записывается как:

$$\frac{\Gamma(h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta)}{\Gamma(h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0)} = \frac{1}{3} \left(\frac{m_d + m_u}{m_d - m_u} \frac{m_\eta^2}{m_\pi^2} \right)^2 \frac{p_\eta}{p_\pi} \approx 740, \quad (1.15)$$

где учтено, что константа распада π -мезона $F_\pi \approx F_\eta$, а $\frac{m_d - m_u}{m_d + m_u} \approx 0.3$.

Кроме сравнения переходов между одними и теми же кваркониями, для получения предсказания на ширины переходов можно дополнительно использовать совершенно разные переходы, например $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ и $\Upsilon(3S) \rightarrow h_b(1P)\pi^0$:

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma(h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta)}{\Gamma(\Upsilon(3S) \rightarrow h_b(1P)\pi^0)} &= \frac{1}{3} \left(\frac{m_d + m_u}{m_d - m_u} \frac{m_\eta^2}{m_\pi^2} \right)^2 \frac{p_\eta}{p_\pi} \frac{|I(2P \rightarrow 1S)|^2}{|I(3S \rightarrow 1P)|^2} \approx \\ &\approx 1.3 \times 10^3 \frac{|I(2P \rightarrow 1S)|^2}{|I(3S \rightarrow 1P)|^2}. \end{aligned} \quad (1.16)$$

Это соотношение особенно интересно, поскольку коллаборацией BaBar было получено свидетельство перехода $\Upsilon(3S) \rightarrow h_b(1P)\pi^0$, позволяющее оценить вероятность перехода $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$. Данная оценка, безусловно, будет страдать от неопределенности в отношении матричных элементов, которые нельзя предсказать с какой-либо достоверностью; однако, как обсуждается в работе [40], разумно ожидать подавление $I(2P \rightarrow 1S)$ относительно $I(3S \rightarrow 1P)$ в 2–3 раза в силу разницы в фазовом пространстве. Это соответствует соотношению ширин переходов (см. уравнение 1.16) в диапазоне 140–320.

Для оценки ожидаемого значения $\mathcal{B}[h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta]$ необходима полная ширина $\Gamma_{h_b(2P)}$, которая не измерена. Тем не менее существует много теоретических предсказаний на эту величину, в рамках которых она находится в диапазоне 50–100 кэВ [39; 46; 47]. Используя $\Gamma_{h_b(2P)} = (75 \pm 25)$ кэВ, $\Gamma_{\Upsilon(3S)} = (20.32 \pm 1.85)$ кэВ [3], $\mathcal{B}[\Upsilon(3S) \rightarrow h_b(1P)\pi^0] \times \mathcal{B}[h_b(1P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma] = (4.3 \pm 1.1 \pm 0.9) \times 10^{-4}$ [16], $\mathcal{B}[h_b(1P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma] = (49.2 \pm 5.7^{+5.6}_{-3.3})\%$ [48] и среднее значение 240 для соотношения ширин переходов, получаем следующее предсказание:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}[h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta] &= \frac{\Gamma(h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta)}{\Gamma(\Upsilon(3S) \rightarrow h_b(1P)\pi^0)} \frac{\Gamma_{\Upsilon(3S)}}{\Gamma_{h_b(2P)}} \times \\ &\times \mathcal{B}[\Upsilon(3S) \rightarrow h_b(1P)\pi^0] \sim 5\%, \end{aligned} \quad (1.17)$$

которое может достигать 10 % с учетом неопределенности.

Альтернативным способом оценить отношение матричных элементов является сравнение радиационных переходов $h_b(2P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ и $\Upsilon(3S) \rightarrow \chi_{bJ}(1P)\gamma$ [45]:

$$\frac{\Gamma(h_b(2P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma)}{\Gamma(\Upsilon(3S) \rightarrow \chi_{bJ}(1P)\gamma)} = \frac{3}{2J+1} \frac{\omega_1^3 |I(2P \rightarrow 1S)|^2}{\omega_2^3 |I(3S \rightarrow 1P)|^2}, \quad (1.18)$$

где ω_1 и ω_2 — энергии фотонов в переходах $h_b(2P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ и $\Upsilon(3S) \rightarrow \chi_{bJ}(1P)\gamma$ соответственно. В нерелятивистском приближении можно пренебречь влиянием суммарного спина на волновые функции мезонов, благодаря чему можно ожидать отношение амплитуд в уравнение 1.18 приблизительно равным отношению в уравнении 1.16. Подставляя это отношение в уравнение 1.16 и домножая уравнение на отношение ширин $\Gamma_{h_b(2P)}$ и $\Gamma_{\Upsilon(3S)}$, для перехода к относительным вероятностям, получаем:

$$\frac{\mathcal{B}(h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta)}{\mathcal{B}(\Upsilon(3S) \rightarrow h_b(1P)\pi^0)} \approx 1.3 \times 10^3 \frac{2J+1}{3} \frac{\omega_2^3}{\omega_1^3} \frac{\mathcal{B}(h_b(2P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma)}{\mathcal{B}(\Upsilon(3S) \rightarrow \chi_{bJ}(1P)\gamma)} \approx (10 \pm 5)\%, \quad (1.19)$$

где $J = 1$, а $\mathcal{B}(h_b(2P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma) = 22 \pm 5\%$ и $\mathcal{B}(\Upsilon(3S) \rightarrow \chi_{b2}(1P)\gamma) = 1.0 \pm 0.1\%$. Отсюда также вытекает ожидание $\mathcal{B}[h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0] \sim 10^{-5}$ (см. уравнение 1.15).

1.3 Экзотические состояния

Для объяснения существования резонансов Z_b и $\Upsilon(10750)$, а также аномальных свойств $\Upsilon(4S)$ и $\Upsilon(5S)$ предлагается ряд моделей, подразумевающих существование экзотических систем, отличных от $b\bar{b}$. К ним относятся гибриды, компактные тетракварки, адро-кварконии и адронные молекулы (см. рисунок 1.3). Есть и консервативные модели, объясняющие свойства порогами рождения различных пар B -мезонов. Тем не менее ни одна из предложенных моделей не может объяснить все наблюдаемые свойства.

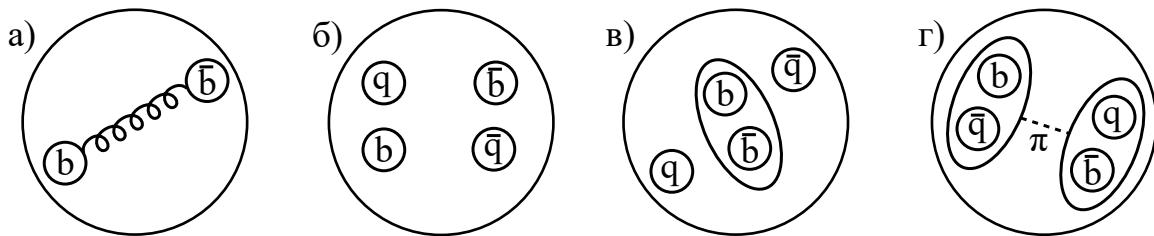


Рисунок 1.3 — Иллюстрация структуры а) гибридного мезона, б) компактного тетракварка, в) адро-кваркония и г) адронной молекулы

Отметим, что в целом наличие примеси легких кварков снимает [36] для переходов $\Upsilon(4S,5S) \rightarrow \Upsilon(1S,2S)\eta$ подавление и по SU(3) симметрии, и по

HQSS. Более того, вероятность переходов с η' -мезоном оказывается наоборот подавлена относительно переходов с η [36]:

$$\frac{\Gamma(\Upsilon(4S,5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta')}{\Gamma(\Upsilon(4S,5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta)} \sim \frac{p_{\eta'}^3}{p_\eta^3}, \quad (1.20)$$

с точностью до фактора масштаба 2. Соотношение получается равным порядка 0.35 для $\Upsilon(4S)$, что согласуется с измеренным 0.20 ± 0.06 [5]. Для $\Upsilon(5S)$ в такой модели ожидается 0.51.

Гибриды

Гибридами называются связанные состояния пары кварков и некоторого количества глюонов, $Q\bar{Q}g$ (см. рисунок 1.3а) или, иначе говоря — кварконий с возбужденной глюонной степенью свободы [49]. Поскольку изоспин глюона нулевой, то и гибриды являются изоспин-синглетами. Такие состояния могут в том числе иметь такие экзотические квантовые числа как $J^{PC} = 0^{+-}, 1^{-+}$, запрещенные для $Q\bar{Q}$ системы, благодаря чему их возможно отличить от стандартных кваркониев. Тем не менее гибридам могут иметь и тот же самый набор квантовых чисел, что и кварконий. Основными модами распада гибридов являются рождение пары B -мезонов и распад в кварконий с излучением пары пионов. Согласно разным моделям и вычислениям на решетках КХД [50–54], самые легкие гибриды обладают квантовыми числами $(0, 1, 2)^{-+}$ и 1^{--} и для боттомония лежат в диапазоне $10.7 - 11.0 \text{ ГэВ}/c^2$. Соответственно, аномальные величины дипионных переходов $\Upsilon(5S)$ можно объяснить смешиванием между кварконием и гибридом [55]. Однако, для гибридов все ещё ожидается доминирование переходов с η' над η [56], что не выполнено для $\Upsilon(4S)$ -мезона.

Тетракварки

Компактный тетракварк [57–59] — это связанное состояние дикварка и антидикварка, $[Qq][\bar{Q}\bar{q}]$ (см. рисунок 1.3б), в котором характерный размер дикварковых систем в разы меньше размера самого тетракварка — т. е. дикварк и

антидикварк разнесены в пространстве. При этом спин-спиновое взаимодействие между легкими кварками отсутствует и оно активно только внутри самих дикварков. Это приводит к тому, что тетракварк может распадаться в кварконии и с $S = 1$, и с $S = 0$ с излучением легких адронов, причем вероятность таких переходов будет подавлена относительно распада в пару B -мезонов. Подобная модель позволяет объяснить наблюдаемые свойства Z_b -мезонов, однако это делает и молекулярная модель. Более того, это требует специфического потенциала взаимодействия дикварков, механизм появления которого не объяснен и вводится исключительно феноменологически для соответствия наблюдаемым свойствам [59]. Без подобного потенциала в тетракварке, наоборот, ожидается доминирование переходов с излучением легких адронов, поскольку фазовое пространство распада в пару B -мезонов значительно меньше. В таком случае характерным признаком тетракварков является наличие пика в эксклюзивных сечениях e^+e^- -аннигиляции в кварконий с легкими мезонами, без значительного пика в полном адронном сечении [60].

Молекулы

Адронная молекула представляет собой связанное состояние пары $B\bar{B}$ мезонов — $[Q\bar{q}][\bar{Q}q']$ (см. рисунок 1.3г), обменивающихся легкими адронами, в первую очередь пионами [61]. Поскольку связь, обеспеченная этим обменом, ожидается слабой, то такие состояния должны иметь значительный размер, массу, близкую к порогу рождения $B\bar{B}$ -пары и квантовые числа, соответствующие S -волне. Так, массы мезонов $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ лежат всего на несколько МэВ/ c^2 выше порогов рождения $B\bar{B}^*$ и $B^*\bar{B}^*$, соответственно. Более того, Z_b -мезоны преимущественно распадаются именно в соответствующую пару $B\bar{B}$ мезонов и имеют квантовые числа $J^P = 1^+$, соответствующие мезонам в S -волне, в силу чего, при объяснении структуры Z_b , отдают предпочтение именно молекулярной модели [60]. Аналогично, отдается предпочтение интерпретации $\Upsilon(4S)$ - и $\Upsilon(5S)$ -резонансов как смешивания кваркония и молекулы [60], поскольку это объясняет увеличение вероятности и дипионных переходов, и излучения η -мезона, и подавление η' относительно η [36; 62].

Адро-кварконии

Адро-кварконий [45; 63] является компактным ядром кваркония $Q\bar{Q}$, который окружен возбужденным облаком легких夸克ов $q\bar{q}$ (см. рисунок 1.3в). Основная особенность таких состояний заключается в доминировании перехода в соответствующий кварконий со снятием возбуждения через излучения легких адронов. В семействе боттомония на данный момент отсутствуют кандидаты в подобные состояния.

Пороговые эффекты

Стоит отметить, что резонансы—кандидаты в экзотические кварконии вблизи порогов рождения пар мезонов на самом деле могут являться сложными пороговыми эффектами, не соответствующими физическим резонансам. Амплитуда переходов может возрастать при открытии новых каналов распадов и приводить к резонансо-подобному поведению сечения процессов сразу после порога рождения [64—66].

Глава 2. Эксперименты Belle и Belle II

2.1 Эксперимент Belle

Эксперимент Belle [1] начал работу в 1999 году и был остановлен в 2010 году для дальнейшей модернизации до эксперимента Belle II (см. раздел 2.2). Эксперимент проводился в лаборатории КЕК (Япония, г. Цукуба) на асимметричном e^+e^- коллайдере KEKB [67] с магнитным спектрометром Belle [68]. Основной физической задачей эксперимента являлось изучение нарушения CP -четности в распадах B -мезонов, а также изучение физики D -мезонов, τ -лептонов и свойств тяжелых кваркниев — 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, так как масса $\Upsilon(4S)$ -мезона лишь на $40\text{ МэВ}/c^2$ превышает порог рождения пары $B\bar{B}$. При использовании же пучков с энергиями 8 ГэВ и 3.5 ГэВ, буст системы центра масс (СЦМ), $\beta\gamma$, составляет примерно 0.39, благодаря чему B -мезоны имеют заметный импульс в лабораторной системе и в среднем пролетают 0.18 мм, что уже может быть измерено. Сравнивая время, прошедшее между распадами двух нейтральных B -мезонов, можно наблюдать осцилляции и измерить величину нарушения CP -четности в системе нейтральных B -мезонов.

За время работы 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 $21.08\text{ нб}^{-1}\cdot\text{с}^{-1}$, что вплоть до 2022 года оставалось мировым рекордом, до превышения в эксперименте Belle II. К концу работы эксперимента ежедневно набиралось порядка 1.3 фб^{-1} данных.

2.1.1 Ускорительный комплекс KEKB

Общая схема ускорительного комплекса KEKB представлена на рисунке 2.1, а достигнутые машинные параметры представлены в таблице 2.1 . Электронная пушка формирует сгусток электронов с энергией 200 кэВ и длиной в 10 пс, который поступает в линейный ускоритель, где с помощью последовательности высокочастотных (ВЧ) резонаторов разгоняется до энергии 3.7 ГэВ. ВЧ-резонаторы создают электромагнитное поле высокой частоты (114–2856 МГц), которое последовательно ускоряет заряженные частицы по мере их прохождения через структуру.

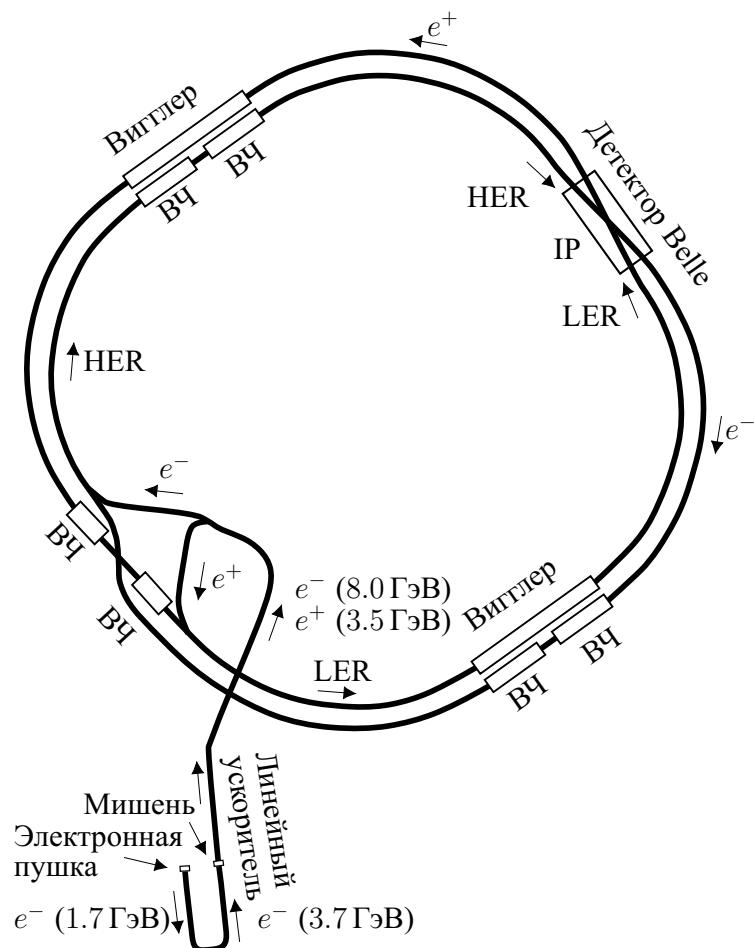


Рисунок 2.1 — Схема ускорительного комплекса KEKB. Адаптировано из [67]

Часть полученных электронов направляется на вольфрамовую мишень, где в результате взаимодействия с плотным веществом рождаются позитроны. Эти позитроны захватываются и ускоряются линейным ускорителем до энергии

3.5 ГэВ, в то время как электроны — до 8 ГэВ. После ускорения сгустки инжектируются в соответствующие кольца накопления: электроны — в HER (High Energy Ring), а позитроны — в LER (Low Energy Ring). Эти кольца расположены параллельно друг другу в одном туннеле с периметром в 3016 м, причем сталкиваются они только в одном месте встречи пучков (IP). В этом месте был размещён детектор Belle, регистрирующий продукты взаимодействия. В процессе работы в каждом кольце поддерживалось до 1584 сгустков.

Таблица 2.1 — Машинные параметры ускорительно-накопительного комплекса KEKB

Параметр	Обознач.	Значение		Ед. изм.
		LER (e^+)	HER (e^-)	
Энергия пучка	E	3.5	8	ГэВ
Ток пучка	I	1.6	1.2	А
Бета-функция в т. встречи	β_x^*/β_y^*	1200 / 5.9	1200 / 5.9	мм
Гориз. размер сгустка	σ_x^*	147	170	мкм
Вертик. размер сгустка	σ_y^*	0.94	0.94	мкм
Длина сгустка	σ_z	7	7	мм
Половинный угол встречи	φ	11		мрад
Число сгустков в кольце	n_b	1584		штук
Светимость	L	2.108×10^{34}		$\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

Вдоль туннеля установлены магнитные системы, состоящие из поворотных и фокусирующих магнитов, а также ВЧ-резонаторы, восполняющие энергию потерянную сгустками из-за синхротронного излучения. В кольце позитронов дополнительно используются вигглеры — магнитные системы, создающие чередующиеся поля, для улучшения стабильности сгустка и уменьшения его поперечного размера.

Вблизи детектора установлены две пары сверхпроводящих квадрупольных магнитных линз, фокусирующих пучки в месте встречи для обеспечения минимальных размеров и эффективности взаимодействия. Пучки сталкиваются под углом 22 мрад, что позволяет разделять их сразу после столкновения и не устанавливать дополнительные магниты для этой цели. Это также уменьшает

количество паразитных столкновений и улучшает локализацию места встречи. При изменении энергии в СЦМ энергии пучков менялись таким образом, чтобы сохранить величину буста.

2.1.2 Детектор Belle

В области взаимодействия электрон-позитронных пучков установлен детектор Belle. Элементы детектора цилиндрически симметрично расположены относительно оси электронного пучка и находятся в магнитном поле 1.5 Тл, создаваемом с помощью сверхпроводящего соленоида. Детектор включает в себя следующие подсистемы [68] (см. рисунок 2.2):

- кремниевый вершинный детектор (SVD) для измерения координат вершин распадов короткоживущих частиц;
- центральная дрейфовая камера (CDC) для измерения траектории, импульсов и ионизационных потерь dE/dx заряженных частиц;
- время-пролетная система (TOF) и аэрогелевые черенковские счетчики (ACC) для идентификации типа заряженных частиц;
- электромагнитный калориметр (ECL), для измерения энергии и координаты фотонов и электронов;
- пробежная система регистрации K_L -мезонов и мюонов (KLM).

Вершинный детектор

В Belle установлен специализированный кремниевый вершинный детектор, поскольку пространственного разрешения CDC недостаточно для измерения вершин распадов B -мезонов, что критически важно для изучения CP -нарушения.

SVD установлен непосредственно за бериллиевой вакуумной камерой вблизи места встречи пучков и изначально состоял из трех слоев на расстояниях 30.0; 45.5; 60.5 мм (SVD1). Позднее был добавлен четвертый слой на расстоянии 88.0 мм (SVD2). Каждый слой состоит из двухсторонних кремниевых полоско-

вых детекторов, которые способны измерять обе координаты точки пересечения траектории частицы, так как с одной стороны чувствительные полоски расположены вдоль оси пучка с шагом 25 мкм, а с другой — перпендикулярно, с шагом 42 мкм.

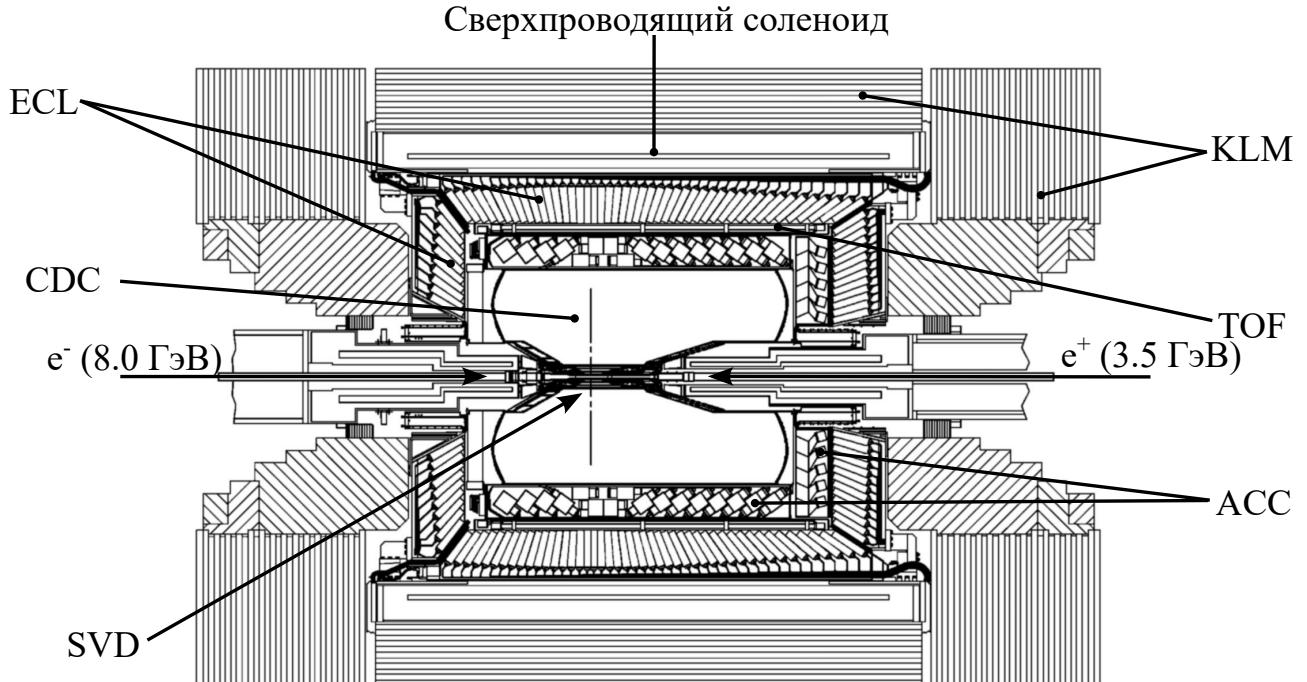


Рисунок 2.2 — Схема детектора Belle с указанием различных систем.
Адаптировано из [69]

Информация с SVD объединяется с результатами реконструкции заряженных частиц в CDC, что позволяет уточнить импульс и точку вылета трека. Итоговое пространственное разрешение параметризуется как

$$\sigma_{r\varphi}^2 = 19^2 + \left(\frac{54}{p\beta \sin^{3/2} \theta} \right)^2 ; \quad \sigma_z^2 = 42^2 + \left(\frac{44}{p\beta \sin^{3/2} \theta} \right)^2$$

для SVD1 и

$$\sigma_{r\varphi}^2 = 17^2 + \left(\frac{34}{p\beta \sin^{3/2} \theta} \right)^2 ; \quad \sigma_z^2 = 26^2 + \left(\frac{33}{p\beta \sin^{3/2} \theta} \right)^2$$

для SVD2, где p — импульс частицы в ГэВ/ c , β — скорость частицы в единицах скорости света, θ — полярный угол траектории частицы, а σ_z и $\sigma_{r\varphi}$ — пространственное разрешение вдоль оси z и в r - φ плоскости, соответственно, приведенные в мкм. Эффективность регистрации треков в SVD превышает 98.7 %.

Центральная дрейфовая камера

CDC в детекторе Belle отвечает за восстановление траекторий заряженных частиц, измерение их импульсов и ионизационных потерь dE/dx . Подсистема построена в виде цилиндра, охватывающего радиусы от 7.7 см до 88.0 см и диапазон полярных углов от 17° до 150° . Камера содержит 8400 дрейфовых ячеек прямоугольной формы размером 16×17 мм, объединяющихся в 50 слоев, часть из которых повернута под углом 42.5–72.1 мрад к оси пучков. Каждая ячейка состоит из одной сенсорной и шести потенциальных проволочек. Между сенсорной и каждой потенциальной проволочкой поддерживается разность потенциалов, необходимая для обеспечения газового зарядового усиления. Потенциальные проволочки сделаны из алюминия, сенсорные — из вольфрама с золотым покрытием, а в качестве рабочей среды используется смесь из равных частей гелия и этана ($He - C_2H_6$), имеющая высокую скорость дрейфа заряда и малое многократное рассеяние.

Пролетая через газ, заряженная частица его ионизирует. Эта первичная ионизация дрейфует в электрическом поле к сенсорной проволочке, усиливаясь вблизи неё и тем самым создавая электрический импульс. Траектория заряженных частиц восстанавливается с разрешением 100–250 мкм на основании времени, прошедшим между столкновением пучков и появлением сигнала. Наличие наклоненных слоев позволяет определять продольную координату трека.

Поскольку CDC расположена в 1.5 Тл магнитном поле, то частицы движутся по спирали, радиус которой зависит от поперечного импульса частицы. На основании кривизны этой траектории восстанавливается поперечный импульс частицы с разрешением лучше 1 %:

$$\left(\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} \right)^2 = (0.0019 p_t)^2 + 0.0034^2,$$

где p_t — поперечный импульс в ГэВ/*c*.

Амплитуда регистрируемого электрического импульса соответствует ионизационным потерям пролетающей частицы и измеряется с характерной точностью лучше 8 %. Поскольку ионизационные потери частицы при конкретном импульсе зависят от её массы, то информация о потерях позволяет идентифицировать тип пролетающей частицы. Этот метод лучше всего работает в диапазоне импульсов до 1 ГэВ/*c*.

Система идентификации частиц

Идентификационная система детектора Belle состоит из двух основных подсистем: время-пролетной системы (Time Of Flight, TOF) и системы пороговых аэрогелевых черенковских счетчиков (Aerogel Cherenkov Counter, ACC).

Система TOF состоит из 128 пластиковых сцинтиляционных счетчиков длиной 255 см, расположенных перед цилиндрической частью ECL на расстоянии 1.2 м от пучка. Заряженные частицы, пролетая через счетчик, приводят к излучению сцинтиляционного света, который регистрируется двумя фотоумножителями на торцах счетчика. Временного разрешения в 100 пс достаточно для разделения частиц с импульсами до 1.5 ГэВ/с на основании времени пролета частицы от момента взаимодействия пучков и измеренной длины её траектории в детекторе.

Система ACC состоит из 960 модулей с аэрогелем — веществом с низким коэффициентом преломления, n , варьирующимся от 1.01 до 1.03 в зависимости от положения модуля. Модули установлены как в цилиндрической части детектора, так и в переднем торце. Заряженная частица, пересекая аэрогель со скоростью выше скорости света в среде (c/n), излучает черенковский свет, который затем регистрируется фотоумножителями. Зная импульс частицы и факт регистрации черенковского света, можно определить, что масса частицы меньше некоторого значения. На основе этого разделяются пионы и каоны в диапазоне импульсов от 1.2 ГэВ/с до 3.5 ГэВ/с.

Электромагнитный калориметр

ECL служит для регистрации фотонов и электронов через измерение энергии произведенных ими электромагнитных ливней в сцинтиляционных кристаллах иодида цезия активированного таллием CsI(Tl). Калориметр охватывает диапазон полярных углов от 17° до 150° и состоит из трех частей: цилиндрической части, заднего торца и переднего торца с 6624; 860; 1252 кристаллами соответственно.

Каждый кристалл представляет собой усеченную пирамиду с сечением переднего малого торца 5×5 см и длиной 30 см, что соответствует 16.1 радиационным длинам. На заднем торце установлена акриловая пластина с двумя фотодиодами для регистрации фотонов, излученных кристаллом после пролета частицы. Ионизационные потери пролетающей частицы измеряются по количеству сцинтиляционных фотонов. При этом, электроны и фотоны излучают почти всю свою энергию в калориметре, что позволяет эффективно их идентифицировать, а разрешение по их полной энергии, E , составляет:

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{0.066\%}{E}\right)^2 + \left(\frac{0.81\%}{\sqrt[4]{E}}\right)^2 + (1.34\%)^2,$$

где энергия в ГэВ.

Пробежная система

Система KLM (K_{Long} and Muon detector) предназначена для идентификации мюонов и регистрации нейтральных каонов с импульсом выше 0.6 ГэВ/с. Она состоит из чередующихся чувствительных слоев на основе плоских искровых детекторов на стеклянных электродах (RPC) и пассивных слоев железа толщиной 4.7 см. Цилиндрическая часть состоит из 15 детекторных и 14 железных слоев, а торцевые части имеют по 14 слоев обоих типов, что суммарно соответствует примерно 3.9 длинам ядерного взаимодействия. Железные слои также являются частью ярма магнита.

Нейтральные каоны с большой вероятностью ядерно взаимодействуют с веществом, создавая каскады вторичных частиц, которые детектируются RPC, в то время как мюоны не участвуют в сильных взаимодействиях и теряют энергию только за счет ионизационных потерь, что позволяет регистрировать треки мюонов. Кластер энерговыделения в пробежной системе, которому не соответствует трек в CDC, идентифицируется как K_L , а трек, восстановленный и в CDC, и в KLM — как мюон. Более того, мюоны разделяются от заряженных пионов и каонов по глубине проникновения и величине поперечного рассеяния.

2.1.3 Идентификация частиц

Задача идентификации типа частиц является очень важной как с точки зрения подавления фона, так и с точки зрения восстановления специфических конечных состояний. В частности, идентификация важна для определения аромата B -мезона в исследовании CP -нарушения и переходов B -мезонов в конечное состояние без c -кварка.

Как уже было описано ранее, различные подсистемы детектора способны идентифицировать тип частиц в определенных интервалах по импульсу и телесному углу. Полноценная идентификация заключается в том, чтобы совместить данные со всех подсистем детектора в общую оценочную функцию. Детектор Belle способен напрямую регистрировать следующие частицы: фотоны (γ); электроны и позитроны (e^\pm); мюоны и антимюоны (μ^\pm); заряженные каоны (K^\pm); долгоживущие нейтральные каоны (K_L); протоны (p^+) и антинейтроны (\bar{n}).

Рассмотрим заряженные частицы. Для каждого трека рассчитывается функция правдоподобия \mathcal{L}_i , количественно описывающая вероятность разных идентификационных гипотез, где индекс i соответствует пяти типам заряженных частиц. Полная функция правдоподобия \mathcal{L}_i является произведением функций правдоподобия всех подсистем детектора, способных идентифицировать частицы типа i . Например, для пиона:

$$\mathcal{L}_\pi = \mathcal{L}_\pi^{dE/dx} \times \mathcal{L}_\pi^{TOF} \times \mathcal{L}_\pi^{ACC}.$$

Далее, для каждого трека на основании функций правдоподобия для различных гипотез вычисляются так называемые PID, характеризующие качество идентификационных гипотез. Так, частица идентифицируется как каон или пион по величине отношения функций правдоподобия:

$$PID(K) = \frac{\mathcal{L}_K}{\mathcal{L}_K + \mathcal{L}_\pi}; \quad PID(\pi) = 1 - PID(K).$$

Аналогичные попарные величины используют для протонов.

Идентификация электронов преимущественно базируется на информации электромагнитного калориметра и дрейфовой камеры — это кластер в ECL определенной формы, связанный с треком в CDC, где энергия, выделенная в

кластере близка к импульсу трека. Отношение функций правдоподобия определено как

$$\mathcal{P}_e = \frac{\mathcal{L}_e}{\mathcal{L}_e + \mathcal{L}_{\text{не } e}}.$$

Мюоны — треки в CDC и KLM с учетом информации с TOF и ACC. Их отношение правдоподобия определено как

$$\mathcal{P}_\mu = \frac{\mathcal{L}_\mu}{\mathcal{L}_\pi + \mathcal{L}_K + \mathcal{L}_\mu}.$$

Фотон определяется как кластер ECL размером до 5×5 кристаллов и с суммарным энерговыделением выше 40 МэВ, без соответствующего трека в CDC. Нейтральным каоном считается кластер в KLM без соответствующего трека в CDC.

2.1.4 Данные эксперимента Belle

В данной работе основным набором данных является $(118.0 \pm 1.9) \text{ фб}^{-1}$ интегральной светимости на $\Upsilon(5S)$ -резонансе. Дополнительно используются 10.9 фб^{-1} интегральной светимости из $\Upsilon(5S) - \Upsilon(6S)$ -сканирования, в рамках которого проводился набор данных в диапазоне энергий от 10.63 ГэВ до 10.77 ГэВ и от 10.93 ГэВ до 11.02 ГэВ. В каждой точке по энергии интегральная светимость составляет всего примерно 1 фб^{-1} , в силу чего данные сканирования группируются на две области: область «ниже $\Upsilon(5S)$ » от 10.63 ГэВ до 10.77 ГэВ, и область « $\Upsilon(6S)$ -резонанс» от 10.93 ГэВ до 11.02 ГэВ.

2.2 Эксперимент Belle II

В 2018 году в лаборатории высоких энергий KEK на коллайдере SuperKEKB начался эксперимент Belle II [2] — продолжение ранее описанного эксперимента Belle. Проектная светимость коллайдера составляет $6 \times 10^{35} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что в 30 раз больше предыдущего мирового рекорда, поставленного экспериментом Belle. Такая высокая светимость позволит набрать больший объем

данных, порядка 50 аб^{-1} , что позволит изучать очень редкие распады B - и D -мезонов. Подобные редкие процессы представляют интерес, поскольку Стандартная Модель не отвечает на ряд вопросов, например, почему существует только три поколения элементарных фермионов или почему во Вселенной существует асимметрия материи и антиматерии. Кроме того, Стандартная модель имеет слишком много свободных параметров, неизвестно как связанных друг с другом и не выводящихся из первичных принципов. Поэтому ведутся поиски проявления Новой Физики — новых поколений, новых частиц и новых процессов. Физическая программа эксперимента Belle II включает в себя [69]:

- изучение CP -нарушения в распадах D - и B -мезонов;
- изучение чувствительных к Новой Физике процессов;
- измерение физики тяжелых ароматов;
- изучение P -волновых состояний.

Уже в июне 2022 года эксперимент Belle II побил рекорд своего предшественника, достигнув мгновенной светимости в $4.7 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. В декабре 2024 года, после длительного перерыва на технические работы, 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.

2.2.1 Ускорительный комплекс SuperKEKB

Ускорительный комплекс SuperKEKB является существенно модернизированной версией комплекса KEKB и расположен в том же туннеле [70] (см. рисунок 2.3). Основным отличием является использование так называемой схемы «нано-пучков», впервые предложенной в проекте Итальянской SuperB-фабрики [71]. Она подразумевает многократное уменьшение размеров сгустков в месте встречи по сравнению с KEKB, а также больший угол встречи пучков, составляющий 83 мрад. Это накладывает значительные требования на разброс частиц по положению в сгустке и импульсу (эмиттанс). Энергии электронов и позитронов составляют 7 ГэВ и 4 ГэВ вместо 8 ГэВ и 3.5 ГэВ. Это уменьшает буст СЦМ до $\beta\gamma = 0.28$, однако позволяет уменьшить эмиттанс сгустка электронов, ослабить влияние эффекта Тушека на пучок позитронов и увеличивает время жизни сгустков.

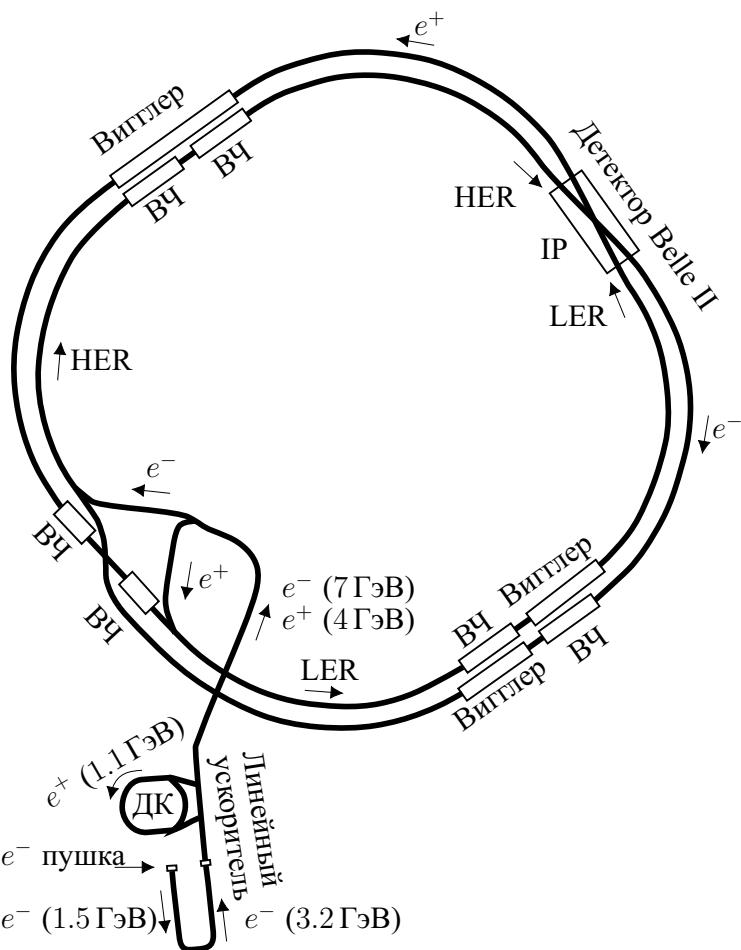


Рисунок 2.3 — Схема ускорительного комплекса SuperKEKB.
Адаптировано из [70]

Для достижения проектных параметров (см. таблицу 2.2), значительная часть оборудования была заменена или усовершенствована. Так, для линейного ускорителя была разработана фотокатодная электронная пушка с более стабильными сгустками высокого тока. Обновлен источник позитронов, включая вольфрамовую мишень, и построено демпферное кольцо (ДК), в котором сгусток позитронов при энергии 1.1 ГэВ вращается для уменьшения эмиттанса перед разгоном и инжекцией в LER. В LER была почти полностью заменена вакуумная камера на новую с покрытием из нитрида титана, что позволило подавить эффект электронного облака. Этот эффект заключается в появлении целого облака электронов в вакуумной камере из-за ионизации её вещества синхротронным излучением пучка. Также, в LER была заменена большая часть магнитов, установлены новые вигглеры для обеспечения низкого эмиттанса и дополнительная система ВЧ-резонаторов. В HER же большая часть элементов осталась неизменна, однако был установлен вигглер, часть которого ранее использовалась в LER кольце ускорителя KEKB. Системы ВЧ-резонаторов в

основе своей остались прежними, но, например, было улучшено охлаждение для работы на повышенной мощности, обеспечивающей двукратно возросшие токи пучков. Наконец, установлена полностью новая финальная фокусирующая система сверхпроводящих магнитов для реализации столкновений по схеме нано-пучков.

Таблица 2.2 – Проектные машинные параметры коллайдера SuperKEKB

Параметр	Обознач.	Значение		Ед. изм.
		LER (e^+)	HER (e^-)	
Энергия пучка	E	4	7	ГэВ
Ток пучка	I	3.60	2.62	А
Бета-функция в т. встречи	β_x^*/β_y^*	32 / 0.27	25 / 0.41	мм
Гориз. размер сгустка	σ_x^*	10.2	7.75	мкм
Вертик. размер сгустка	σ_y^*	59	59	нм
Длина пучка	σ_z	6.0	5.0	мм
Половинный угол встречи	φ	41.5		мрад
Число сгустков в кольце	n_b	2503		штук
Светимость	L	6×10^{35}		$\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

2.2.2 Детектор Belle II

В области взаимодействия электрон-позитронных пучков установлен детектор Belle II – глубоко модернизированная версия детектора Belle. С увеличением светимости и уменьшением размеров сгустков в месте встречи уровень пучкового фона радикально возрастает, что накладывает строгие требования к детектору из-за большой скорости счета полезных сигналов и связанных с фоном шумов наложения. Для обеспечения работы в условиях высоких загрузок некоторые подсистемы были заменены на новые и для остальных проведена

модернизация электроники. Детектор включает в себя следующие подсистемы [2] (см. рисунок 2.4):

- пиксельный детектор (PXD) и кремниевый вершинный детектор (SVD), измеряющие координаты вершин распадов короткоживущих частиц и вместе называются вершинным детектором (VXD);
- центральная дрейфовая камера (Central Drift Chamber, CDC), измеряющая траектории, импульсы и удельное энерговыделение dE/dx заряженных частиц;
- время-проекционные счетчики (Time-of-Propagation, TOP) и детектор черенковских колец (Aerogel Ring Imaging Cherenkov Detector, ARICH), идентифицирующие заряженные частицы;
- электромагнитный калориметр (ECL), измеряющий энергию и координаты фотонов и электронов;
- пробежная система регистрации K_L -мезонов и мюонов (KLM).

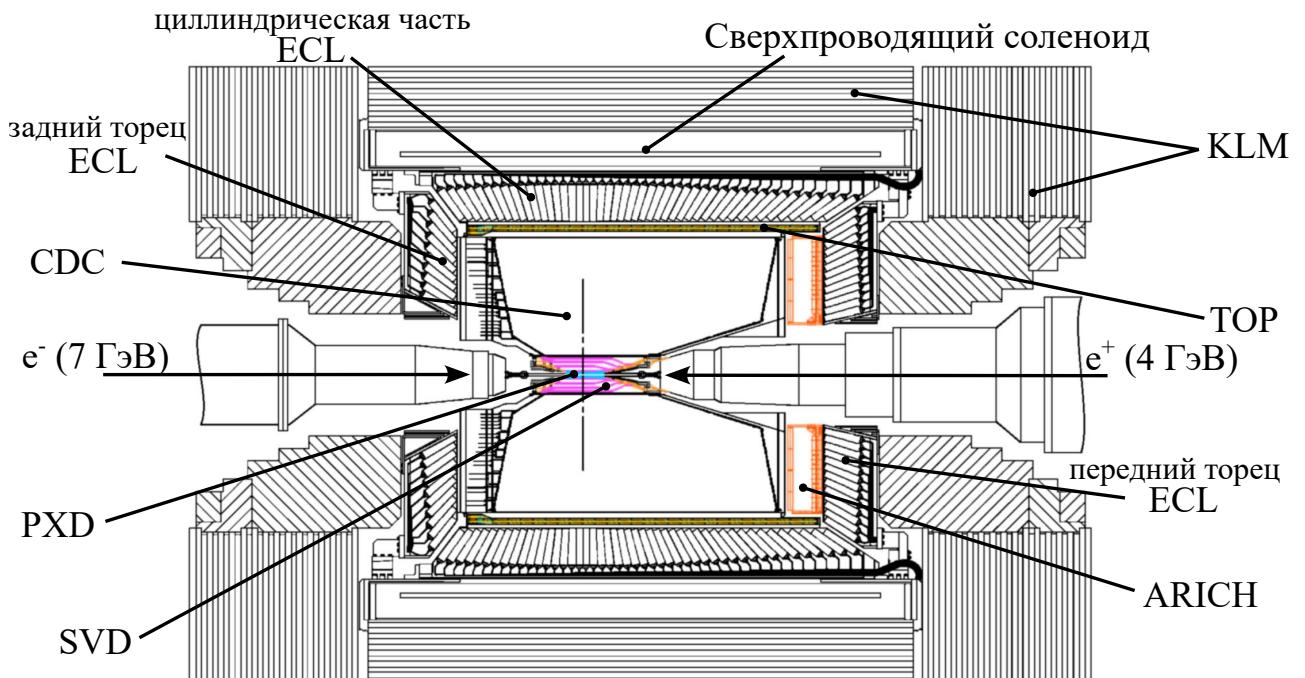


Рисунок 2.4 – Схема детектора Belle II с указанием различных систем.

Адаптировано из [69]

Вершинный детектор

В отличии от детектора Belle, где для восстановления вершины использовался только SVD, в детекторе Belle II ближе к месту встречи были добавлены два слоя пиксельных детекторов, основанных на DEPFET-матрицах, обладающих высоким пространственным разрешением порядка 10–20 мкм и высокой радиационной стойкостью. Размер SVD увеличен с 88 мм до 140 мм, что обеспечено четырьмя слоями детектора, как и раньше использующих двухсторонние кремниевые полосковые детекторы с временным разрешением в 2–3 нс, что дополняет пространственное разрешение PXD.

Центральная дрейфовая камера

Принципиальная структура CDC в детекторе Belle II не отличается от CDC Belle, однако был увеличен максимальный радиус с 880 мм до 1130 мм, количество слоев с 50 до 56, а общее количество сенсорных проволочек с 8400 до 14 336 штук. Это позволяет улучшить разрешение по импульсу частицы и эффективности реконструкции треков. Внутренний радиус увеличен с 77 мм до 160 мм, чтобы освободить место для VXD и уменьшить влияние фона.

Система идентификации частиц

Идентификация частиц полностью обновлена и состоит из время-проекционных счетчиков и детектора черенковских колец. Первая система установлена вдоль цилиндрической части электромагнитного калориметра, а вторая — перед передним торцом калориметра.

ТОР состоит из 32 кварцевых стержней длиной 2.7 м, с одной стороны которого находится сферическое зеркало, а с другой — фотоумножитель. Частица, пролетая через стержень, излучает черенковские фотоны, которые затем регистрируются с временным разрешением лучше 100 пс. Система идентифицирует

частицы по количеству излученных фотонов и времени их регистрации. Система позволяет идентифицировать частицы в широком диапазоне импульсов от $0.5 \text{ ГэВ}/c$ до $4.5 \text{ ГэВ}/c$ и эффективно разделяет пионы и каоны.

ARICH состоит из двух слоев аэрогеля с разными показателями преломления и матрицы лавинных фотодетекторов, которая регистрирует черенковские электроны, излученные частицами, пролетающими через аэрогель. Показатели преломления подобраны так, чтобы Черенковские кольца от первого и второго слоя перекрывались в плоскости фотодетекторов. Подобный подход использован впервые и позволяет существенно улучшить разрешение по измеряемому Черенковскому углу. На основании этого угла ARICH эффективно идентифицирует каоны и пионы во всем диапазоне их возможных импульсов, а также способен различать пионы, мюоны и электроны с импульсами ниже $1 \text{ ГэВ}/c$.

Пробежная система

Как и в Belle, KLM состоит из чередующихся слоев железа и детекторов частиц. Однако, в силу повышенной радиационной нагрузки, искровые детекторы в торцевых частях и первых двух слоях цилиндрической части системы были заменены на пластические сцинтилляторы. В остальных слоях цилиндрической части установлены те же искровые детекторы, что были использованы на Belle.

Электромагнитный калориметр

Основная часть калориметра — CsI(Tl) кристаллы, фотодетекторы, усилители и механическая структура — были полностью унаследованы с детектора Belle. Тем не менее, была переработана его электроника и система сбора данных (см. рисунок 2.5). Рассмотрим её подробнее, поскольку на основе сигналов с электромагнитного калориметра реализован «Монитор светимости» (см. главу 3).

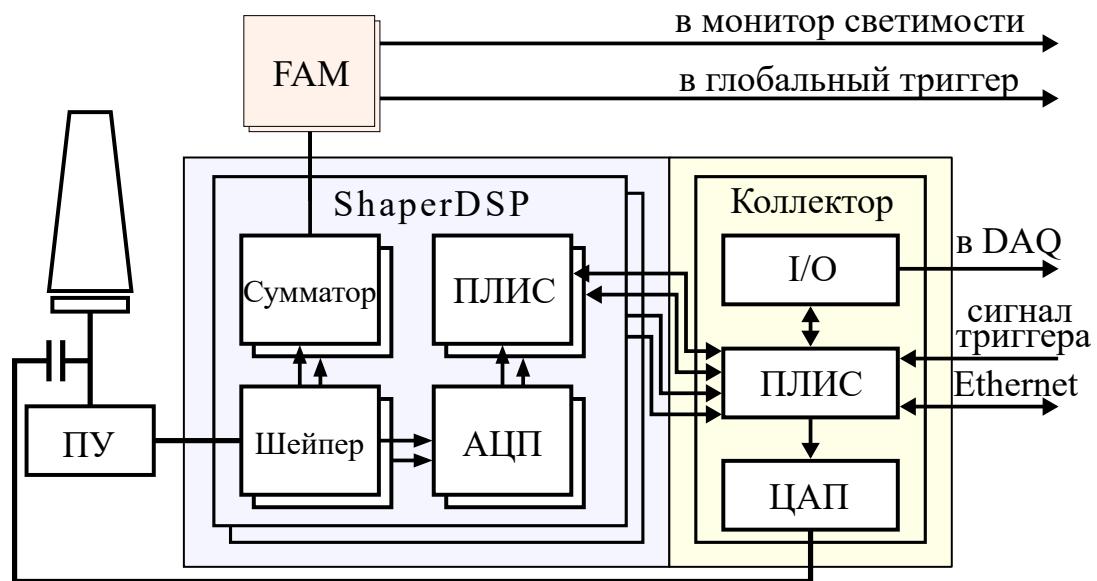


Рисунок 2.5 — Блок-схема электроники для считывания сигналов с CsI(Tl) кристаллов на Belle II

Сигнал с каждого кристалла регистрируется двумя полупроводниковыми PIN-фотодиодами. Токи фотодиодов преобразуются в напряжение с помощью зарядочувствительных предусилителей (ПУ), расположенных непосредственно на заднем торце кристалла. Импульс напряжения с предусилителя подаётся в считающий модуль ShaperDSP, имеющий 16 независимых каналов. В каждом канале модуля производится суммирование сигнала с двух предусилителей и формирование их сигнала в двух вариациях: с временем достижения максимума в 2.5 мкс, и в 0.4 мкс. Первый вариант (спектрометрический) непрерывно оцифровывается с помощью 1.7 МГц АЦП и, при получении сигнала триггера, передается в программируемую логическую интегральную схему (ПЛИС) Spartan 3, где форма сигнала аппроксимируется для определения амплитуды, времени и качества сигнала. Именно эта информация в дальнейшем используется при анализе данных с детектора Belle II.

Сигналы с временем достижения максимума в 0.4 мкс аналогово суммируются по 8–16 соседним кристаллам в рамках одного ShaperDSP, образуя триггерные ячейки (Trigger Cell, TC). Сигналы TC отправляются в Flash-ADC trigger Module (FAM), где они умножаются на конфигурационные коэффициенты, выравнивающие цену деления различных каналов в энергетических единицах. На основе выровненных сигналов либо определяются амплитуды и время срабатывания TC, либо, для торцевых частей калориметра, сигналы TC аналогово суммируются группами по 4–5 канала, образуя сектора

(см. рисунок 2.6). Для уменьшения влияния пучкового фона, самая внутренняя триггерная ячейка переднего торца не используется при формировании сигнала секторов. Амплитудно-временная информация отправляется в глобальный триггер детектора Belle II, а аналоговые сигналы секторов, по 16 штук на торец, попарно отправляются кабелями в Монитор светимости (LOM), который на основе сигналов измеряет светимость ускорителя в режиме реального времени (см. главу 3).

Вся электроника ECL распределена по 52 крейтам стандарта VME. В каждом крейте установлена плата с модулем FAM и коллектором,читывающим данные с 8–12 плат с ShaperDSP (всего 576 штук). Коллектор передает информацию в дальнейшую систему сбору данных (DAQ), а также предоставляет возможность посыпать калибровочные сигналы, генерируемые ЦАП, на ПУ кристаллов для калибровки и тестирования электроники.

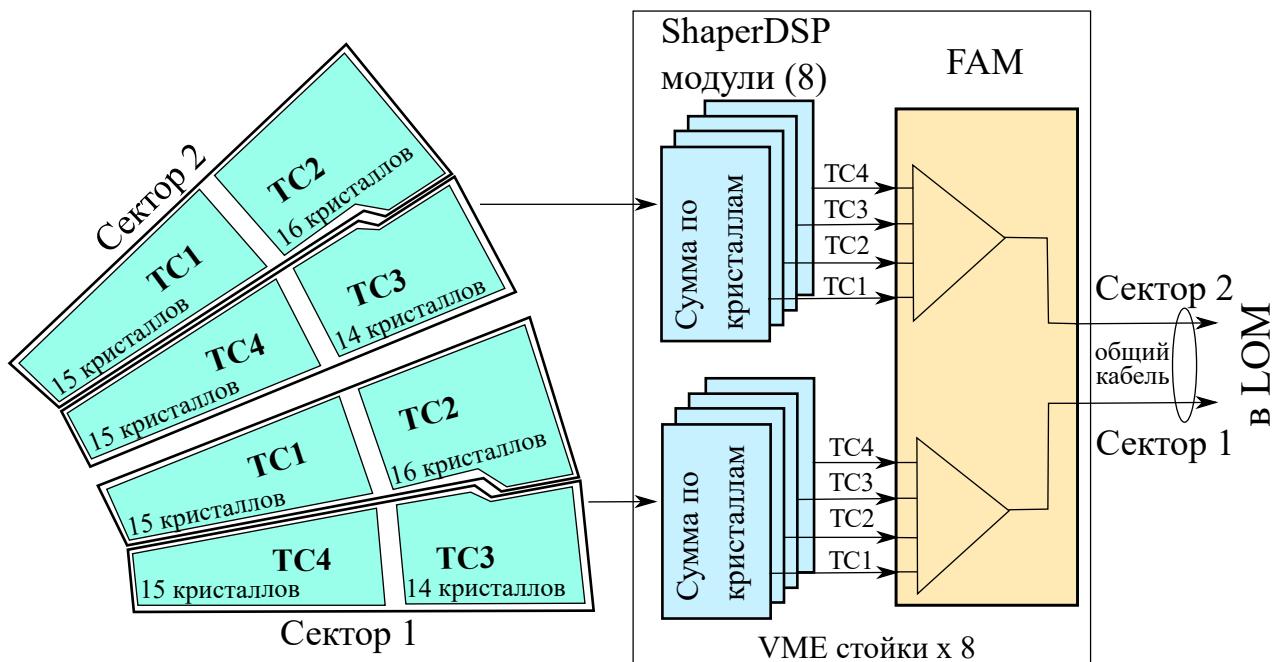


Рисунок 2.6 — Схема разбиения заднего торца ECL на триггерные ячейки и передачи сигналов в монитор светимости

2.3 Моделирование

Как в эксперименте Belle, так и в Belle II, важную часть занимает моделирование на основе метода Монте-Карло (Monte-Carlo, MC). Хотя для экс-

перимента Belle II была разработана совершенно новая программная платформа BASF2 [72] (Belle II Analysis Software), основанная на модульном подходе, общая идея МС моделирования остается неизменной. Процедура состоит из трех частей: генерация событий, моделирование взаимодействия рожденных частиц с веществом детектора и отклика его подсистем, и реконструкция частиц.

Для генерации частиц могут использоваться различные программы. В данной работе, для разыгрывания начальных параметров рожденных частиц преимущественно используются генераторы BabaYaga@NLO [73] и EvtGen [74]. Дополнительно используется модуль PHOTOS [75], моделирующий излучение заряженных частиц в конечном состоянии.

Процесс прохождения рожденных частиц через вещество детектора моделируется на основе библиотеки GEANT [76]. Для этого в моделировании детально описаны все элементы детектора, процесс их взаимодействия с пролетающими частицами и генерация сигналов электроники в том же формате, что и для экспериментальных данных. При этом учитываются изменения параметров детектора и ускорителя по мере проведения эксперимента, и проводится калибровка моделирования на основе сравнения его результатов с экспериментальными данными для хорошо изученных процессов. Кроме того, имеется возможность примешивать фоновые события, как записанные во время набора данных, так и смоделированные.

Для изучения фона при анализе процессов, коллаборацией Belle было проведено обобщенное моделирование, превышающее экспериментальную статистику в 6 раз и включает в себя следующие процессы:

- $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, $q = c, u, d, s$;
- $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(5S)$;
- $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$;
- $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$;
- $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$, $q = c, u, d, s$.

Последние три процесса будем называть «электродинамическими», где $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ включает рождение промежуточных резонансов таких как φ , ω , η' , η , или набора резонансов, например $\rho\pi$ и $\eta\pi^0$. Стоит отметить, что процессы $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$ в данном моделировании отсутствуют.

Глава 3. Мониторирование светимости в эксперименте Belle II

3.1 Светимость

Одной из наиболее важных характеристик работы ускорителя является светимость, \mathcal{L} , которая определяет количество произошедших событий того или иного процесса за единицу времени:

$$\frac{dR}{dt} = \mathcal{L} \times \sigma_p, \quad (3.1)$$

где σ_p — сечение процесса.

Рассмотрим два сталкивающихся с частотой f_{col} сгустка, внутри которых N_1 электронов и N_2 позитронов, одинаково распределенных в соответствии с трехмерным распределением Гаусса с параметрами σ_x , σ_y , σ_z , которые характеризуют поперечный, вертикальный и продольные размеры сгустков, соответственно. Рассматривая лобовое столкновение движущихся вдоль оси z пучков, светимость будет выражаться следующим образом через интеграл перекрытия плотностей за время пролета:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= KN_1N_2f_{col} \iiint_{-\infty}^{+\infty} \rho_{1x}(x)\rho_{1y}(y)\rho_{1z}(z - v_1t) \cdot \\ &\quad \cdot \rho_{2x}(x)\rho_{2y}(y)\rho_{2z}(z - v_2t) dx dy dz dt = \\ &= \frac{KN_1N_2f_{col}}{(\sqrt{2\pi})^6 \sigma_x^2 \sigma_y^2 \sigma_z^2} \iiint_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{x^2}{\sigma_x^2}} e^{-\frac{y^2}{\sigma_y^2}} e^{-\frac{(z-v_1t)^2}{2\sigma_z^2}} e^{-\frac{(z-v_2t)^2}{2\sigma_z^2}} dx dy dz dt, \end{aligned} \quad (3.2)$$

где $\vec{v}_1 = -\vec{v}_2$ — скорости первого и второго сгустка соответственно, а $K = \sqrt{(\vec{v}_1 - \vec{v}_2)^2 - (\vec{v}_1 \times \vec{v}_2)^2/c^2}$ — кинематический фактор. Поскольку при высоких энергиях скорости электронов и позитронов близки к скорости света, то $K = 2c$ и

$$\mathcal{L} = \frac{N_1N_2f_{col}}{4\pi\sigma_x\sigma_y}. \quad (3.3)$$

Частота столкновений f_{col} кратно увеличивается с количеством сгустков n_b в каждом кольце ускорителя.

Однако, в коллайдере SuperKEKB пучки сталкиваются под углом (см. рисунок 3.1a), из-за чего появляется фактор, который, при малом половинном угле

φ и $\sigma_z \gg \sigma_x$, можно интерпретировать как эффективную поправку к поперечному размеру сгустка:

$$\sigma_x^{eff} = \sqrt{\sigma_x^2 + (\sigma_z \varphi)^2}. \quad (3.4)$$

При условии $\sigma_x \ll \sigma_z \varphi$, что выполняется для SuperKEKB (10 мкм \ll 200 мкм), поперечный размер эффективно равен $\sigma_z \varphi$. Для учета различия в размерах между электронными и позитронными сгустками, необходимо заменить $2\sigma_z \sigma_y$ на $\Sigma_z \Sigma_y = \sqrt{\sigma_{z+}^2 + \sigma_{z-}^2} \sqrt{\sigma_{y+}^2 + \sigma_{y-}^2}$. Кроме того, появляется дополнительный подавляющий фактор R_L масштаба 0.7–0.8 для SuperKEKB, возникающий из-за эффекта «hourglass» — зависимости размера сгустков от расстояния до места встречи (см. рисунок 3.1б) из-за их фокусировки, и динамических эффектов, таких как взаимная фокусировка сгустков. Соответственно, светимость выражается следующим образом:

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2 n_b f_{col}}{2\pi\varphi\Sigma_z \Sigma_y} R_L. \quad (3.5)$$

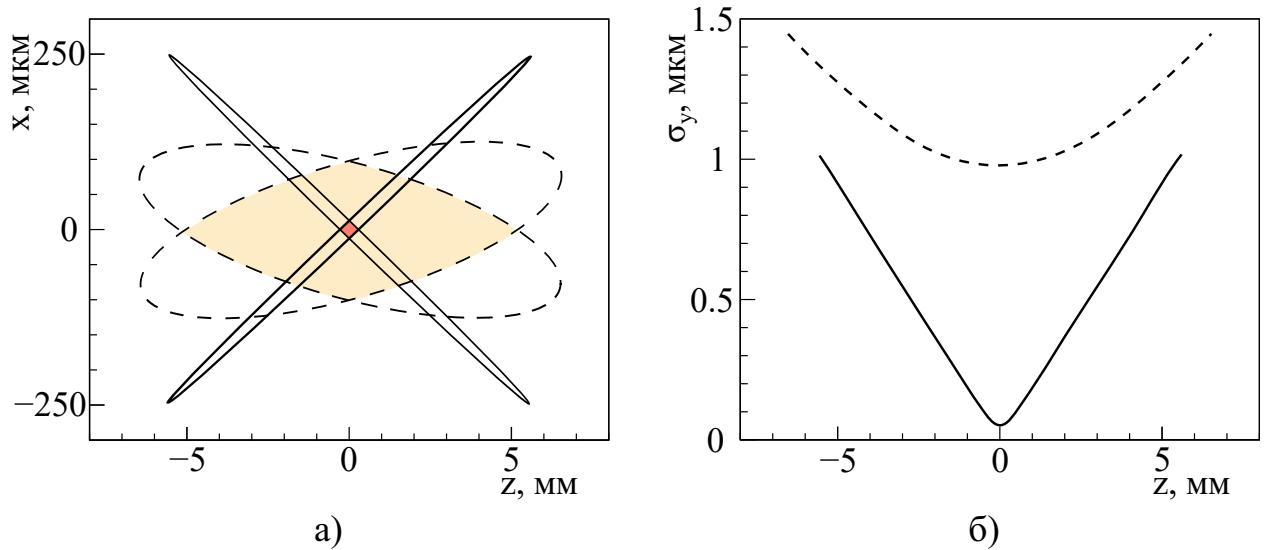


Рисунок 3.1 — Схема столкновения (а) и вертикальный размер пучков (б) для коллайдеров SuperKEKB (сплошные линии) и KEKB (пунктирные линии). Адаптировано из [70]

Для достижения желаемой светимости, экспертами ускорителя проводится целый ряд операций по оптимизации его параметров, влияющих на параметры пучков и точность их сведения в месте встречи [77]:

1. еженедельно вносятся систематические поправки в линейную магнитную оптику;

2. в начале работы, параметры орбиты пучков сначала настраиваются автоматической системой для обеспечения их столкновения, затем проводится предварительная оптимизация места встречи, которое затем фиксируется и поддерживается автоматической системой;
3. после настройки режима столкновений, значение фазы ускоряющих сверхпроводящих резонаторов сканируется и оптимизируется для точной настройки времени прибытия сгустков в место встречи;
4. в процессе работы, регулярно варьируются линейные параметры в месте встречи (см. [77]) для поиска оптимальных значений, максимизирующих светимость.

Особенно важным является регулярное выполнение последней операции, поскольку условия работы коллайдера могут постепенно меняться, что приводит к падению светимости. Для корректировки параметров коллайдера и настройки места встречи, критически необходимо измерение светимости в реальном времени.

Одним из широко применяемых подходов измерения светимости является определение скорости счета событий процесса с известным сечением, что позволяет прямо рассчитать светимость из уравнения 3.1. В этом контексте хорошо подходят квантово-электродинамические процессы рассеяния электронов на позитронах ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) и электрон-позитронной аннигиляции в пару фотонов ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$), поскольку они обладают простой сигнатурой в виде двух летящих в противоположные стороны частиц, а также существует генератор их событий с систематической погрешностью сечения ниже 0.3 %. Например, коллайдеры VEPP-4 [23], LEP [24] и PEP II [25] измеряли светимость по событиям рассеяния на малые углы. В эксперименте Belle II есть две аналогичные системы [78; 79], LumiBelle2 (Luminosity Monitoring for Belle II), основанная на алмазных детекторах, и ZDLM (Zero Degree Luminosity Monitoring), основанная на черенковских и сцинтилляционных сенсорах. Благодаря расположению на экстремально малых углах, где сечение e^+e^- рассеяния чрезвычайно большое, они способны измерять светимость каждого сгустка, пролетающего с интервалом в 4 нс, и используются в качестве быстрых систем мониторирования для настройки коллайдера. Однако, эти системы предоставляют результаты только в относительных единицах и обладают большой чувствительностью к положению места встречи, фоновым условиям и накопленному радиационному повреждению.

Для непрерывного измерения светимости в абсолютных единицах и устойчивого к фону, в ИЯФ СО РАН был разработан специальный электронный модуль «Монитор светимости» [28] и произведен в 2016 году фирмой NOTICE, Корея (см. рисунок 3.2). 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. Поскольку используется информация только с ECL, который не позволяет различить электроны и фотоны, то события обоих процессов не различимы и далее в этой главе обобщенно называются сигнальными. С другой стороны, прямое использование сигналов только с калориметра позволяет обеспечить работу Монитора светимости независимо от глобальной системы сбора данных детектора Belle II. Это является важной особенностью, поскольку работа ускорителя не зависит от детектора и измерение светимости должно производиться непрерывно.



Рисунок 3.2 – Передняя панель Монитора светимости

3.2 Монитор светимости

В процессах $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, конечные частицы летят в противоположные стороны и выделяют большую часть своей энергии в одном или двух соседних секторах торцевых частей калориметра (см. рисунок 3.3a). 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 [28]. Сигналы противоположных относительно IP секторов 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. Более подробное описание процесса работы Монитора светимости приведено далее.

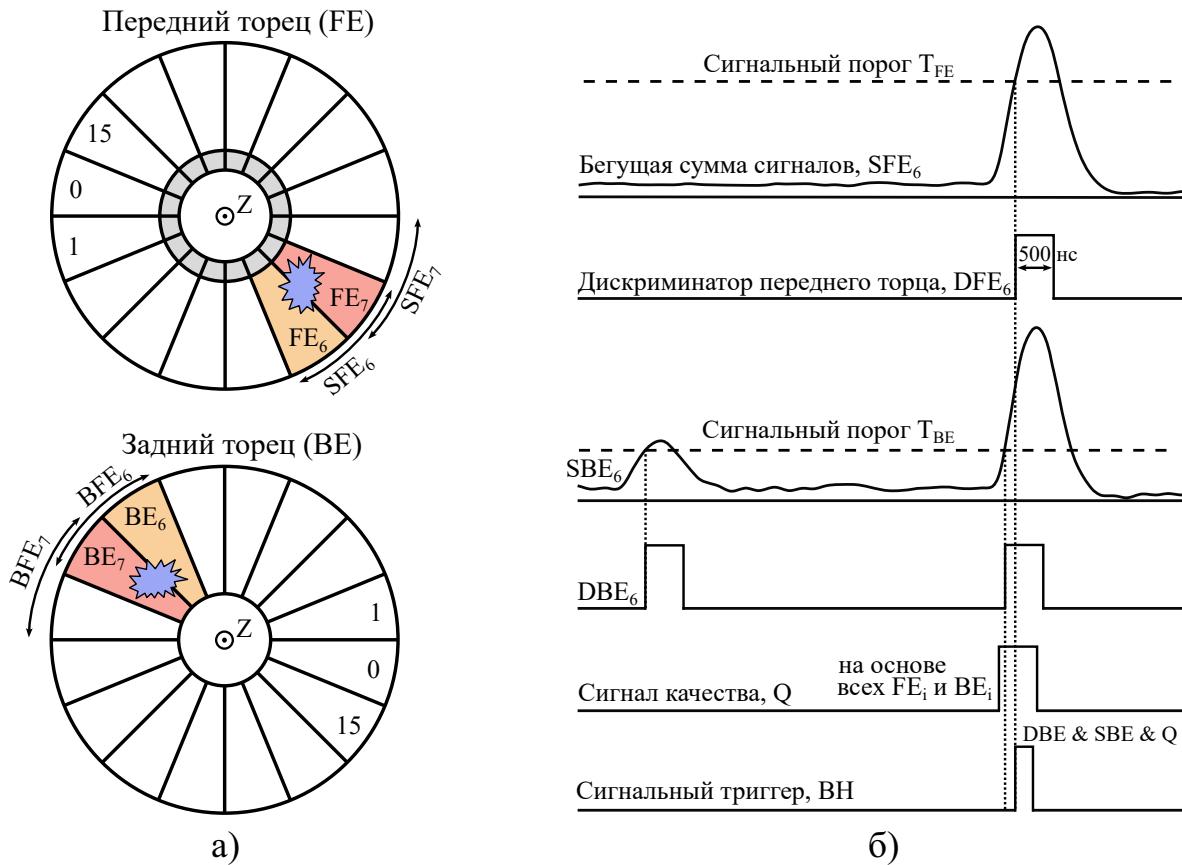


Рисунок 3.3 – Сигнатура сигнального события со схемой нумерации секторов (а) и временная диаграмма логики Монитора светимости (б). Ось Z направлена на читателя и приблизительно совпадает с направлением полета пучка электронов; серая область иллюстрирует внутреннюю триггерную ячейку переднего торца, которая не используется в Мониторе светимости

Монитор светимости представляет собой отдельный модуль, который получает аналоговые сигналы 32 секторов от модулей FAM. Полученные сигналы оцифровываются с помощью 12-битных АЦП с частотой дискретизации 30 МГц и непрерывно обрабатываются алгоритмом измерения светимости, реализованном на логической интегральной схеме Xilinx Spartan-6 (см. рисунок 3.4).

Обозначим оцифрованные сигналы с шестнадцати секторами переднего торца как FE_i , а с заднего торца как BE_j , где i и j меняются от 0 до 15. Чтобы диапазон индексов был циклическим, при дальнейшем описании логики к ним применяется оператор взятия остатка от деления на 16. Нумерация секторов заднего и переднего торцов сдвинута так, чтобы секторы с одинаковым

индексом были геометрически разнесены на 180° по азимутальному углу φ , т.е. противоположны относительно места встречи пучков (см. рисунок 3.3а).

На каждом 30 МГц такте применяются следующий алгоритм, пример временной диаграммы которого представлен на рисунке 3.3б:

1. вычисляются бегущие суммы $SFE_i = FE_i + FE_{i+1}$ и $SBE_i = BE_i + BE_{i+1}$, $i = 0 \dots 15$;
2. дискриминаторы DFE_i (DBE_i) срабатывают на время t_d , если SFE_i (SBE_i) превышает заданный порог T_{FE} (T_{BE});
3. проверяется совпадение противоположных дискриминаторов $C_i = DFE_i \& DBE_i$;
4. дискриминаторы качества срабатывают на время t_d^Q , если FE_i (BE_i) превышает порог T_{FE}^Q (T_{BE}^Q);
5. сигнал качества переднего (заднего) торца $G_f = 0$ ($G_b = 0$) выставляется равным 1, если дискриминаторы качества активны только в одном или двух соседних секторах во всем торце, а общий сигнал качества определяется как $Q = G_f \& G_b$;
6. сигнальный триггер определяется как $BH = C_i \& Q$ и соответствующий счетчик инкриминируется, если BH положителен; для избежания множественного счета одного события в разных совпадениях C_j , счетчик не инкриминируется, пока не закончится первое совпадение C_i инкриминированное счетчик.

По умолчанию параметрами алгоритма выбраны следующие значения: $T_{BE} = 1.5$ ГэВ, $T_{FE} = 4.0$ ГэВ и $T_{FE}^Q = T_{BE}^Q = 1.0$ ГэВ, $t_d = t_d^Q = 500$ нс.

Для детального анализа фоновой ситуации Монитор светимости дополнительно считает следующие типы событий:

1. с нарушенной топологией, $C_i \& !Q$, в которых дополнительные энерговыделения нарушают сигнал качества;
2. со сдвинутой топологией, $DFE_{i+8} \& DBE_i \& Q$, в которых совпадение произошло не в противоположных дискриминаторах, а под одинаковым азимутальным углом φ ;
3. с задержанным совпадением, когда сравниваются текущие сигналы переднего торца с сигналами заднего торца, задержанными на 10 мкс, что соответствует одному обороту сгустка.

Стоит отметить, что инжекция сгустков сопровождается нестабильностями в них, что приводит к попаданию большого количества частиц в детектор,

т. е. инжекционному фону. Так, энерговыделение по всему калориметру может достигать сотен ТэВ. В такой ситуации не имеет смысла записывать данные, поэтому во время инжекции глобальный триггер Belle II [80] генерирует сигнал вето инжекции, на основе которого работа DAQ приостанавливается. Сигнал вето инжекции поднимается на несколько мс непосредственно при инжекции, и на 1–3 мкс при каждом пролете инжектированного сгустка через место встречи, т. е. каждые 10 мкс, на протяжении 30 мс. Характерное мертвое время из-за инжекции составляет 4–6 %. Кроме того, система сбора данных тратит некоторое время на обработку сигналов с детектора, в течении которого она не готова к приему новых данных, т. е. обладает собственным мертвым временем около 1 % при светимости в $4.7 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Суммарное мертвое время DAQ складывается из длительности вето инжекции и собственного мертвого времени. Поэтому, в ускорительных экспериментах различают две светимости: произведенную ускорителем и записанную детектором.

Для измерения записанной светимости, Монитор светимости получает от глобального триггера сигнал суммарного мертвого времени DAQ. Кроме того, поскольку существенный инжекционный фон приводит к большому энерговыделению в ECL, то для измерения произведенной светимости Монитор светимости учитывает сигнал вето инжекции, также получаемый от глобального триггера. Для этого каждый счетчик событий в модуле имеет три вариации: 1) с учетом сигнала вето инжекции, $InjV$; 2) с учетом сигнала суммарного мертвого времени системы сбора данных Belle II; 3) без учета дополнительных сигналов. В первых двух случаях счетчики не инкриминируются, пока соответствующий сигнал активен.

Информация с Монитора светимости считывается отдельным компьютером с серверным приложением через сеть Ethernet (см. рисунок 3.4). Сервер регулярно получает от Монитора светимости следующую информацию: значения счетчиков раз в секунду; оцифрованные формы сигналов калориметра длительностью 64 мкс раз в двадцать секунд; и все регистры, в которых хранятся настройки работы модуля, раз в полторы минуты. Все считанные данные записываются на диск для последующего медленного контроля работы и анализа форм сигналов. Мгновенная светимость, произведенная SuperKEKB рассчитывается следующим образом:

$$\mathcal{L} = \frac{N_{InjV}}{\sigma_{vis}(s) \cdot (\tau - \tau_{InjV})}, \quad (3.6)$$

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 (см. раздел 3.5), 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. Полученные величины светимости, а также усредненные и интегральные значения оперативно загружаются в используемую в эксперименте Belle II единую систему контроля, из которой эксперты получают данные о работе ускорителя и детектора.

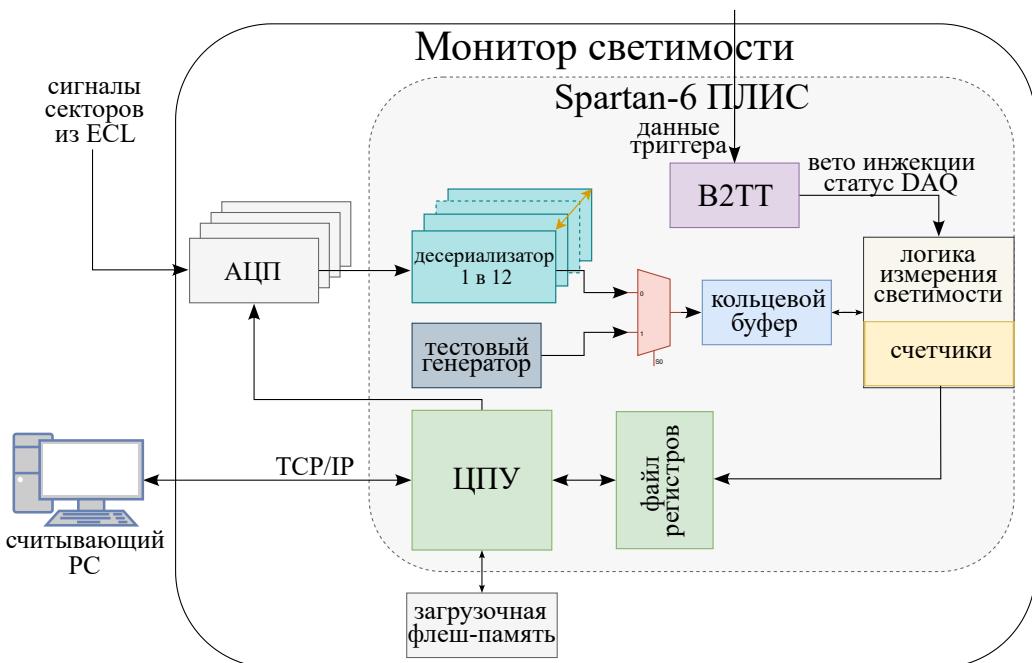


Рисунок 3.4 – Схема прошивки Монитора светимости

3.3 Энергетическая калибровка

Для корректного выставления порогов необходимо определить цену деления каналов АЦП в энергетических единицах для каждого сектора. Для этого была разработана следующая процедура энергетической калибровки.

Идея заключается в одновременной регистрации одного и того же калибровочного сигнала двумя различными подсистемами — Монитором светимости, который необходимо откалибровать, и системой сбора данных, которая уже откалибрована на основе физических данных и предоставляет результат в абсолютных энергетических единицах. Для этого с генератора импульсов подается сигнал на калибровочные входы предусилителей электромагнитного калориметра, после чего сигнал проходит полную обработку и DAQ, и Монитором светимости. Калибровочный коэффициент, η_i , для сектора определяется как отношение двух амплитуд:

$$\eta_i = \frac{A_{LOM}(\text{каналов АЦП})}{A_{DAQ}(\text{ГэВ})}, \quad (3.7)$$

где A_{DAQ} — суммарная амплитуда кристаллов ECL, соответствующая выбранному сектору, и посчитанная системой сбора данных в ГэВ; A_{LOM} — средняя амплитуда сигнала за вычетом пьедестала P_i (см. рисунок 3.5а) в каналах АЦП. В среднем, калибровочный коэффициент равен 4.5 МэВ/канал, а пьедестал составляет примерно 500 МэВ. Энергетическая калибровка проводится регулярно, примерно два раза в месяц во время плановых работ на комплексе SuperKEKB. Стабильность калибровочных коэффициентов за период набора данных в 3–4 месяца, что соответствует одному сезону непрерывного набора данных, лучше 0.5 % (см. рисунок 3.5б).

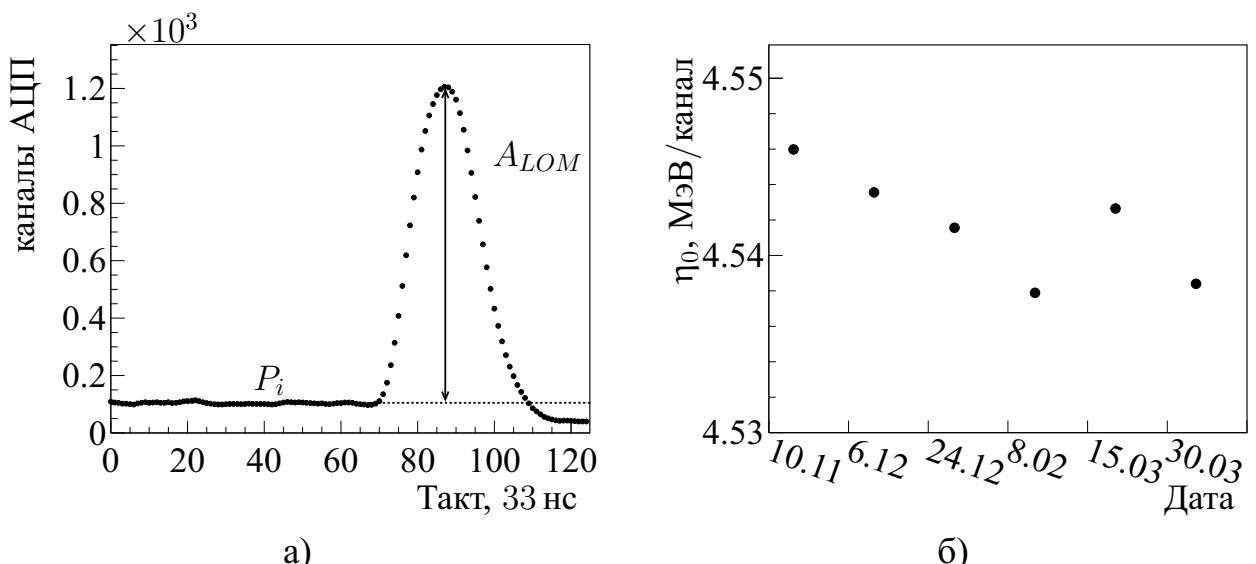


Рисунок 3.5 — Форма сигнала, регистрируемая Монитором светимости (а) и результат калибровок (б) для одного из секторов в период с Ноября 2021 по Март 2022 года

На основе полученных коэффициентов порог качества выставляется в Мониторе светимости для каждого сектора как

$$T_{i \text{ FE(BE)}}^Q(\text{каналы АЦП}) = T_{\text{FE(BE)}}^Q(\Gamma\text{ЭВ}) \times \eta_i + P_i, \quad (3.8)$$

а сигнальные пороги на бегущие суммы как

$$T_{i \text{ FE(BE)}}(\text{каналы АЦП}) = T_{\text{FE(BE)}}(\Gamma\text{ЭВ}) \times (\eta_i + \eta_{i+1})/2 + P_i + P_{i+1}, \quad (3.9)$$

где пьедесталы секторов в каналах АЦП измеряются перед началом работы, пока ускоритель не работает.

3.4 Временная синхронизация

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. Это особенно важно, поскольку инжекция сгустка сопровождается нестабильностями в нём — во время его пролета через место встречи большое количество частиц попадает в электромагнитный калориметр. Попавшие частицы выделяют десятки ТэВ во всем калориметре и приводят к тому, что калориметр, в особенности его торцевые части, становятся невосприимчивы к новым сигналам. Мертвое время Монитора светимости, связанное с этим эффектом, может достигать 5 %.

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. Сравнение показало, что сигнал вето инжекции приходит в Монитор светимости с задержкой в (2.500 ± 0.033) мкс. Поскольку инжекционный фон приходит преимущественно в начале цуга вето, для надежности триггер событий задерживается на 2.533 мкс прежде чем наложить сигнал вето.

На рисунке 3.6 представлены фоновые сигналы, связанные с пролетом одного и того же инжектированного сгустка каждые 10 мкс, а также сигнал

вето инжекции после синхронизации. Поскольку в таких инжекционных событиях зачастую задействованы все секторы, то они засчитываются как фоновые события с нарушенной топологией. Кроме проверки по сохраненным формам сигналов, корректность временной синхронизации и эффективность работы вето инжекции проверяются на основании сравнения скоростей счета этих событий. Так, без учета вето инжекции скорость счета фоновых событий может достигать 100 % от счета сигнальных событий и падает до 0.6 % после учета вето, что согласуется с уровнем фона, когда инжекция отсутствует (см. раздел 3.8).

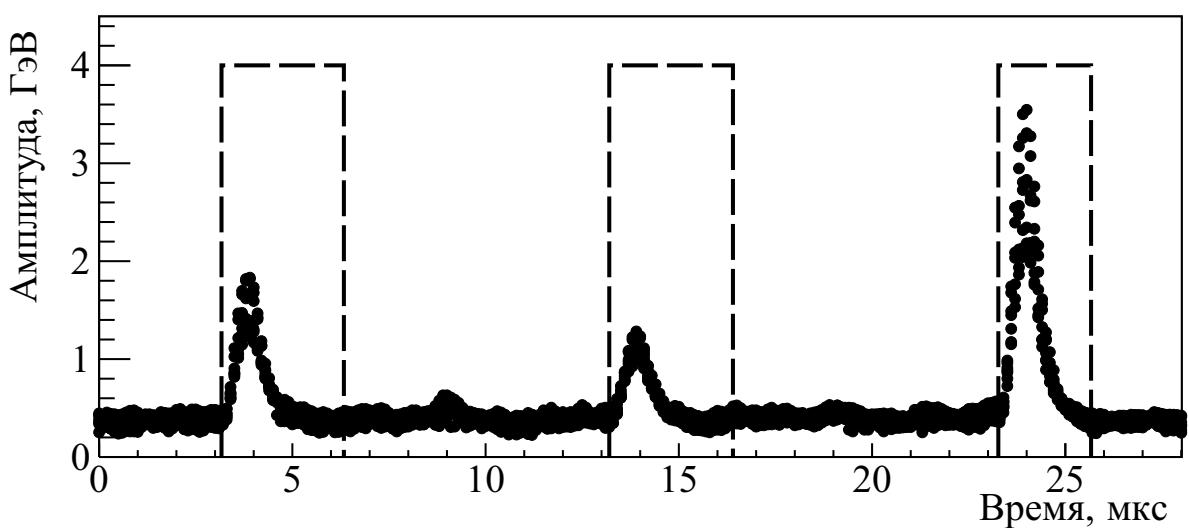


Рисунок 3.6 — Сигналы секторов заднего торца (точки) и сигнал вето инжекции после временной синхронизации (пунктирная линия)

3.5 Моделирование Монитора светимости

Для расчета светимости необходимо знание именно видимого сечения сигнальных событий, которое учитывает геометрию детектора и эффективность регистрации событий. В силу большого числа влияющих факторов, сечение определяется с помощью Монте-Карло моделирования как $\sigma_{\text{vis}} = \varepsilon \sigma$, где σ — сечение процесса, посчитанное генератором процесса, а ε — эффективность регистрации, определяемая как отношение числа зарегистрированных событий к числу сгенерированных [28].

Для моделирования процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ рассеяния и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ используется генератор BabaYaga@NLO [73], разработанный специально для измерения светимости и наиболее точно описывающий сечение этих процессов и динамику конечных частиц. Далее с помощью библиотеки GEANT4 [76], которая моделирует прохождение сгенерированных частиц через вещество подсистем детектора, определяется энерговыделение в активном веществе калориметра. На основе этих энерговыделений восстанавливаются формы сигналов, получаемых с FAM, которые суммируются в сигналы секторов торцевых частей и анализируются в соответствии с описанным ранее алгоритмом работы Монитора светимости.

Поскольку результаты работы Монитора светимости в первую очередь проверяются сравнением с результатами независимого измерения светимости [81], основанного на полной реконструкции событий с использованием всех подсистем детектора, то используются идентичные параметры генератора и в моделировании модуля. Это позволяет сократить систематическую погрешность, связанную с определением сечения e^+e^- -рассеяния. Основным параметром генератора является диапазон возможных углов рассеяния конечных частиц, выбранный от 10° до 170° в системе центра масс, так как дифференциальное сечение рассеяния расходится при малых углах. В этом диапазоне углов сечение e^+e^- -рассеяния составляет $\sigma^{ee} = (295.38 \pm 0.42)$ нб, а сечение аннигиляции в пару фотонов составляет $\sigma^{\gamma\gamma} = (5.069 \pm 0.007)$ нб [81] при энергии в СЦМ, соответствующей $\Upsilon(4S)$ -резонансу. С учетом эффективности регистрации Монитором светимости, видимое сечение составляет $\sigma_{vis}^{ee} = (28.24 \pm 0.02)$ нб для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $\sigma_{vis}^{\gamma\gamma} = (0.94 \pm 0.01)$ нб для процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, где погрешность только статистическая.

Для других энергий s в СЦМ, σ_{vis} поправляется на фактор s_0/s исходя из энергетической зависимости сечений. Зависимость эффективности регистрации от s учитывается на основании линейной аппроксимации результатов моделирования на энергиях от $\Upsilon(4S)$ - до $\Upsilon(6S)$ -резонансов. В результате, видимое сечение параметризуется следующий образом:

$$\sigma_{vis}(s) = \sigma_{vis}(s_0) \frac{s_0}{s} \left(1 + b \times (\sqrt{s} - \sqrt{s_0}) \right), \quad (3.10)$$

где энергии в ГэВ, а $b = (1.4 \pm 0.2)\% \cdot \text{ГэВ}^{-1}$.

Дополнительный вклад в видимое сечение могут давать фоновые процессы электрон-позитронной аннигиляции с рождением $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$, $e^+e^-e^+e^-$,

$e^+e^- \mu^+ \mu^-$ и $q\bar{q}$ ($q = u,d,s,c$). Для моделирования этих процессов были использованы генераторы KKMC [82], AAFH [83] и PYTHIA [84]. Суммарное сечение составляет приблизительно 64 нб, а видимое сечение регистрации Монитором светимости — 5.6×10^{-3} нб (см. таблицу 3.1), или 0.02 % от полного видимого сечения сигнальных событий, что пренебрежимо мало и в дальнейшем не учитывается.

Таблица 3.1 — Полное сечение и вклад в видимое сечение основных процессов

Процесс	σ , нб	σ_{vis} , нб
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	295.38	28.24
$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$	5.07	0.94
$e^+e^- \rightarrow e^+e^- e^+e^-$	39.55	1.26×10^{-3}
$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \mu^+ \mu^-$	18.83	0.2×10^{-3}
$e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$	1.15	0.02×10^{-3}
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.92	0.6×10^{-3}
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	3.72	3.26×10^{-3}

Таким образом, 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 (см. раздел 3.6). При проектной светимости $6 \times 10^{35} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, ожидаемая скорость счета сигнальных событий равна 18 кГц, что соответствует статистической точности измерения светимости в 0.7 % за одну секунду набора данных (см. таблицу 3.2).

При таких больших скоростях счета необходимо учесть мертвое время Монитора светимости, возникающее из-за невозможности разделить сигналы событий, произошедших близко во времени. В первую очередь это происходит из-за сигнала качества: к моменту прихода нового события все ещё могут быть активными пороговые дискриминаторы качества после прошлого события, что приведет к нарушенной топологии. Наивная оценка предполагает, что мертвое время совпадает с длительностью дискриминаторов качества и составляет $t_d^Q = 500$ нс на сигнальное событие. Однако, мертвое время возникает не только из-за засчитанных сигнальных событий, но и в целом из-за

любых событий, превышающих порог качества в 1 ГэВ в любом секторе торцевых частей ECL. Согласно Монте-Карло моделированию всех упомянутых процессов e^+e^- -аннигиляции, среднее эффективное мертвое время составляет (1384 ± 33) нс на одно сигнальное событие, что приводит к доле мертвого времени равной 2.5 % при проектной светимости. Мертвое время может быть учтено при расчете светимости в уравнении 3.6 если измерять длительность активности дискриминаторов качества непосредственно в Мониторе светимости.

Таблица 3.2 — Ожидаемая скорость счета сигнальных событий при определенной светимости без учета мертвого времени, статистическая погрешность посчитанной светимости за 1 с, мертвое время Монитора светимости

$L, \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Н ожид., Гц	Погрешность, %	Мертвое время, %
10^{34}	292	5.8	0.04
4.7×10^{34}	1372	2.7	0.19
10^{35}	2920	1.8	0.40
6×10^{35}	17 520	0.7	2.42

Результаты работы Монитора светимости показывают, что мертвое время в среднем превышает ожидание на 5 %. Это может быть объяснено наличием неучтенного в моделировании пучкового фона, поскольку его моделирование, в особенности его частоты, является крайне сложной задачей. К нему относятся процессы, происходящие по мере движения пучка по вакуумной камере ускорителя:

- Эффект Тушека;
- Рассеяние на остаточном газе;
- Однократное тормозное излучение.

Эти эффекты являются долговременными — частицы сходят с проектной орбиты и за несколько оборотов попадают в вещество ускорителя, рождая ливни, способные дать сигнал в электромагнитном калориметре и нарушить топологию. Эффект Тушека описывает кулоновское рассеяние частиц друг на друге внутри сгустка, приводящее к передаче поперечной компоненты импульса в продольную, с последующей потерей частиц из сгустка [85]. Аналогичный эффект происходит при рассеянии частиц на малый угол на остаточном газе или

тормозном излучении частицы в пучке, когда частица, испуская фотон, уходит с проектной орбиты в силу уменьшения энергии.

Здесь стоит отметить, что цель использования сигнала качества заключается именно в подавлении вклада пучкового фона и остаточного фона инжекции, который иногда может оказаться вне продолжительности сигнала вето инжекции. При превышении порогов $T_{\text{FE(BE)}}$ такие события с энерговыделением по большому числу секторов могут беспрепятственно засчитываться в качестве сигнальных если не будет использован сигнал качества.

3.6 Систематические погрешности

В качестве основных источников систематической погрешности при измерении светимости 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 % [86].

Заложенное в моделировании положение места встречи относительно калориметра может отличаться от реального, что сказывается на эффективности регистрации из-за быстро меняющегося дифференциального сечения e^+e^- -рассеяния. Влияние этого эффекта оценивается путем варьирования положения места встречи на ± 4 мм по осям x, y и на ± 5 мм по оси z . Суммарная систематическая погрешность составляет 0.78 %, с наибольшим вкладом в 0.70 % по оси z .

На эффективность регистрации влияют величины порогов (см. уравнения (3.8) и (3.9)), которые фиксируются перед началом работы. Для определения отличия между желаемым и установленным порогом анализируются сохраненные формы сигналов, из которых определяется амплитудный спектр сигнальных событий и величины пьедесталов. Согласно сравнению положения спектрального максимума с предсказанием моделирования, точность энергетической калибровки может достигать 3 % (см. рисунок 3.7a). В качестве консервативной оценки среднего эффекта по всем секторам, используется вариация в 1 %. Кроме того, поскольку в процессе набора данных значения порогов не меняются и выставлены, исходя из определенных значений пьедесталов, то изменение

их величины эффективно меняет энергетический порог для событий. Согласно экспериментальным данным, значения пьедесталов варьируются со стандартным отклонением в 30 МэВ в заднем торце ECL, и 15 МэВ в переднем торце (см. рисунок 3.76). Суммарная погрешность оценивается путем одновременного варьирования порогов T_{BE}^Q и T_{BE} на 40 МэВ и 75 МэВ, соответственно, а порогов T_{FE}^Q и T_{FE} на 25 МэВ и 70 МэВ и составляет 0.26 %.

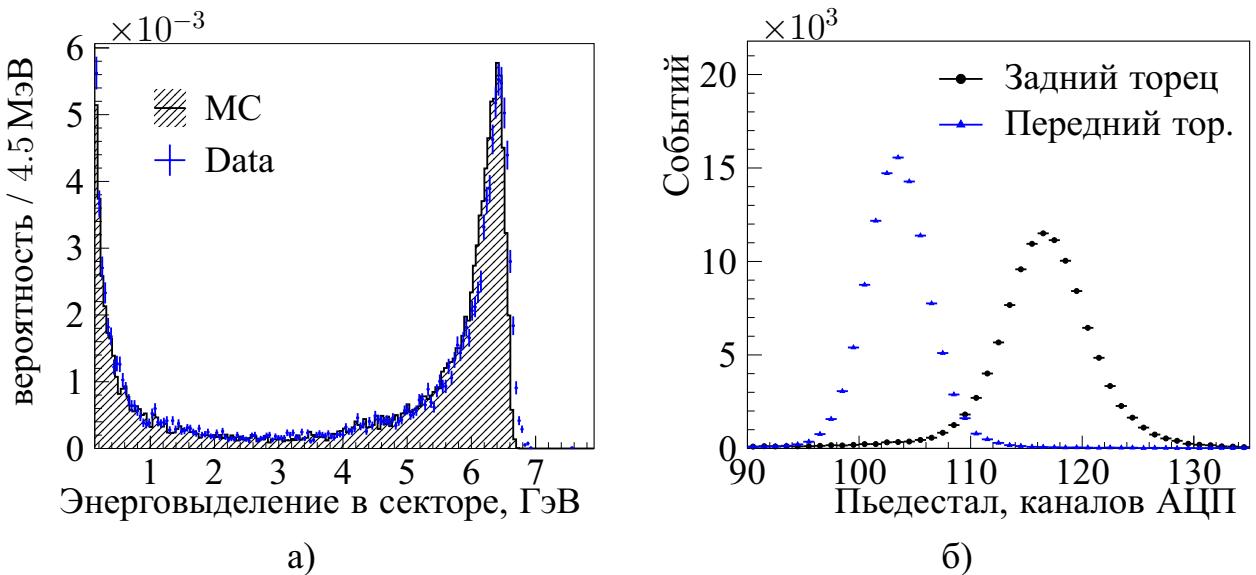


Рисунок 3.7 – Сравнение амплитудного спектра сигнальных событий в моделировании и данных (а) и величина пьедесталов для записанных сигнальных событий (б)

Поскольку моделирование процессов производится для ограниченного диапазона углов рассеяния ($\theta_{min}; \pi - \theta_{min}$), также проверяется, что видимое сечение $\sigma_{vis} = \epsilon(\theta_{min})\sigma(\theta_{min})$, где $\sigma(\theta_{min})$ – полное сечение в выбранном диапазоне углов, не зависит от выбора θ_{min} в пределах от 6° до 15° . При этом, полное сечение e^+e^- -рассеяния меняется от (848.7 ± 1.3) нб до (200.8 ± 0.3) нб, а видимое остается постоянным в пределах систематической погрешности генератора.

Дополнительно было проведено сравнение наблюдаемого и предсказанного распределения сигнальных событий по азимутальному углу, которое не является равномерным в силу наличия угла между пучками электронов и позитронов в месте встречи, равного 83 мрад. Наблюдается (см. рисунок 3.8) согласие в пределах статистической погрешности ($\chi^2/ndf = 14.6/15$).

Итоговая систематическая погрешность определена в предположении независимости всех перечисленных ранее вкладов и составляет 0.83 %.

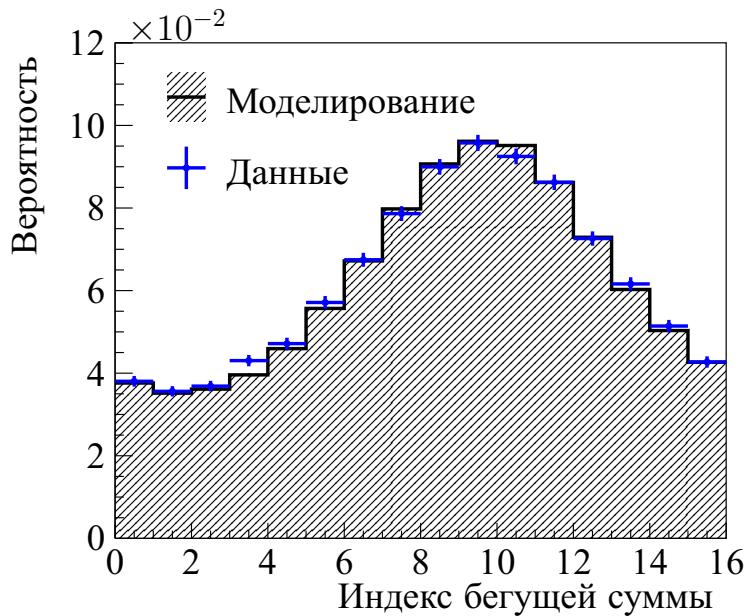


Рисунок 3.8 — Сравнение относительной вероятности регистрации сигнального события в каждой бегущей сумме для Монте-Карло моделирования и в данных

3.7 Выбор рабочих параметров

Основными параметрами, управляющими работой Монитора светимости являются:

- сигнальные пороги T_{FE} и T_{BE} ;
- порог качества T_Q ;
- длительности t_d и t_d^Q сигналов дискриминаторов.

Значение сигнальных порогов напрямую влияет на видимое сечение регистрации, задавая минимальную требуемую энергию фотонов, электронов и позитронов, попавших в калориметр. Значения порогов определяются так, чтобы уменьшить связанную с ними систематическую погрешность, вклад фоновых процессов e^+e^- -аннигиляции и пучкового фона (см. рисунок 3.9) и равны $T_{FE} = 4$ ГэВ и $T_{BE} = 2$ ГэВ. Хотя провести надежное моделирование интенсивности событий пучкового фона для проектной светимости не представляется возможным, для анализа возможного спектра этих событий используется моделирование, произведенное коллаборацией Belle II.

Порог качества T_Q определяет то, при каком энерговыделении сектор калориметра считается сработавшим, на основании чего проверяется сигнатура

события. С одной стороны, он должен быть максимальным, чтобы минимизировать вероятность нарушения сигнала качества от событий пучкового фона, а с другой стороны он должен быть не более половины от сигнальных порогов T_{FE} и T_{BE} , чтобы избежать ситуации, когда сигнал бегущих сумм превысил сигнальный порог, а сигнал отдельного сектора не превысил порог качества. Соответственно, пороги выбраны $T_{FE}^Q = 2 \text{ ГэВ}$ и $T_{BE}^Q = 1 \text{ ГэВ}$.

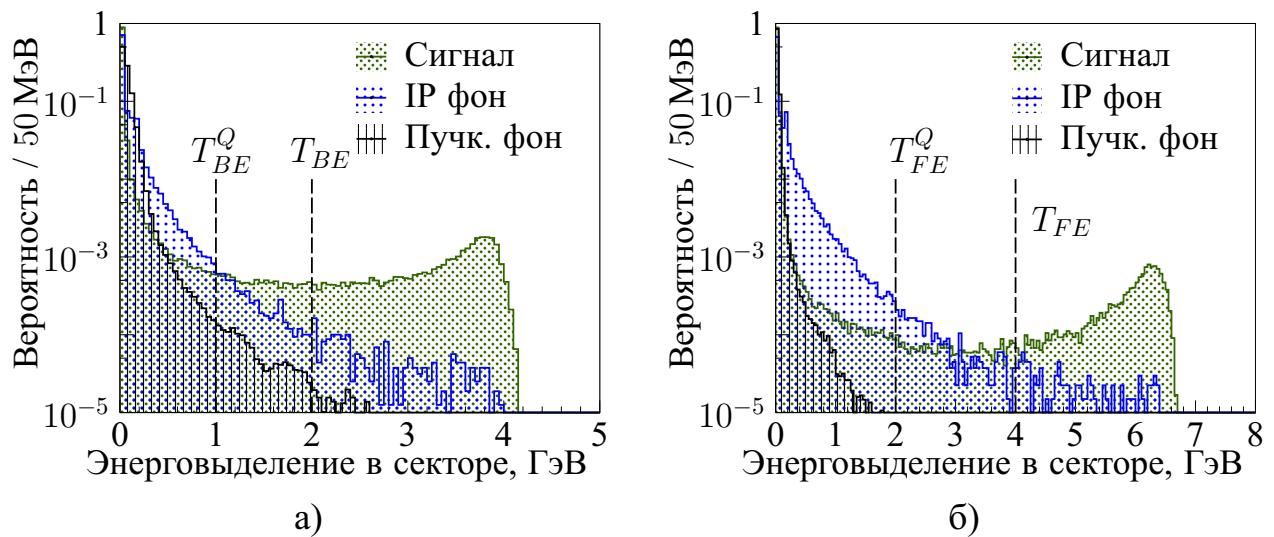


Рисунок 3.9 — Спектр энерговыделения в секторах а) заднего и б) переднего торцах калориметра от сигнальных событий, фоновых процессов e^+e^- аннигиляции (IP фон) и пучкового фона

Длительность срабатывания сигнальных дискриминаторов t_d определяет максимально возможительную задержку между превышением порогов в противоположных торцах калориметра, которая возникает из-за различия амплитуд сигналов. Длительность срабатывания дискриминаторов качества t_d^Q должна быть достаточной для наличия актуального сигнала качества при срабатывании схемы совпадений по сигнальным дискриминаторам. Поскольку обе длительности напрямую влияют на величину мертвого времени Монитора светимости, то они также должны быть минимальными, но не влияющими на эффективность регистрации для избежания систематических погрешностей. Согласно моделированию, оптимальной является длительность в 500 нс (см. рисунок 3.10).

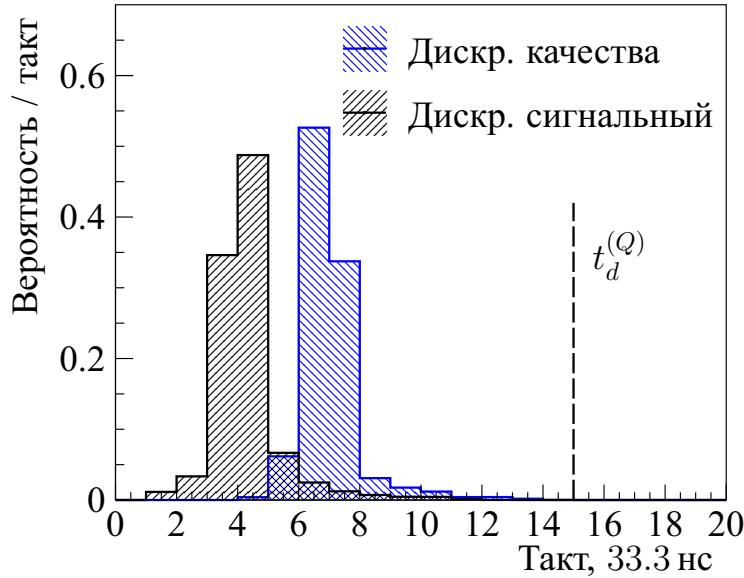


Рисунок 3.10 — Время между первым превышением порога дискриминаторами и срабатыванием схемы совпадений, согласно моделированию

3.8 Результаты

Монитор светимости демонстрирует стабильную работу и предоставляет в режиме реального времени надежную информацию о мгновенной и интегральной светимости. Он успешно используется командой ускорителя SuperKEKB для оптимизации параметров пучков и служит источником информации о ходе набора данных в эксперименте Belle II (см. рисунок 3.11).

Тем не менее, для анализа физических данных, величина «онлайн» светимости, измеренная Монитором светимости не используется. Для этих целей проводится независимое «оффлайн» измерение светимости, основанное на полной реконструкции событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ с использованием всех подсистем детектора Belle II [81], с систематической погрешностью равной 0.6 %. Благодаря использованию полной реконструкции и только цилиндрической части ECL, оффлайн результаты значительно меньше подвержены влиянию фона и являются полностью статистически независимыми от результатов Монитора светимости.

Таким образом, наиболее показательным способом проверить результаты Монитора светимости является сравнение интегральных значений светимости с

детальным «оффлайн» анализом. Причем, сравнение производится с результатом именно на основе $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ -событий, чтобы сократить систематические погрешности определения полного сечения процессов. Сравнение интегральных «онлайн» и «оффлайн» светимостей показывает (см. рисунок 3.12) в среднем расхождение в 0.8 %, что лежит в пределах суммарной систематической погрешности отношения светимостей.

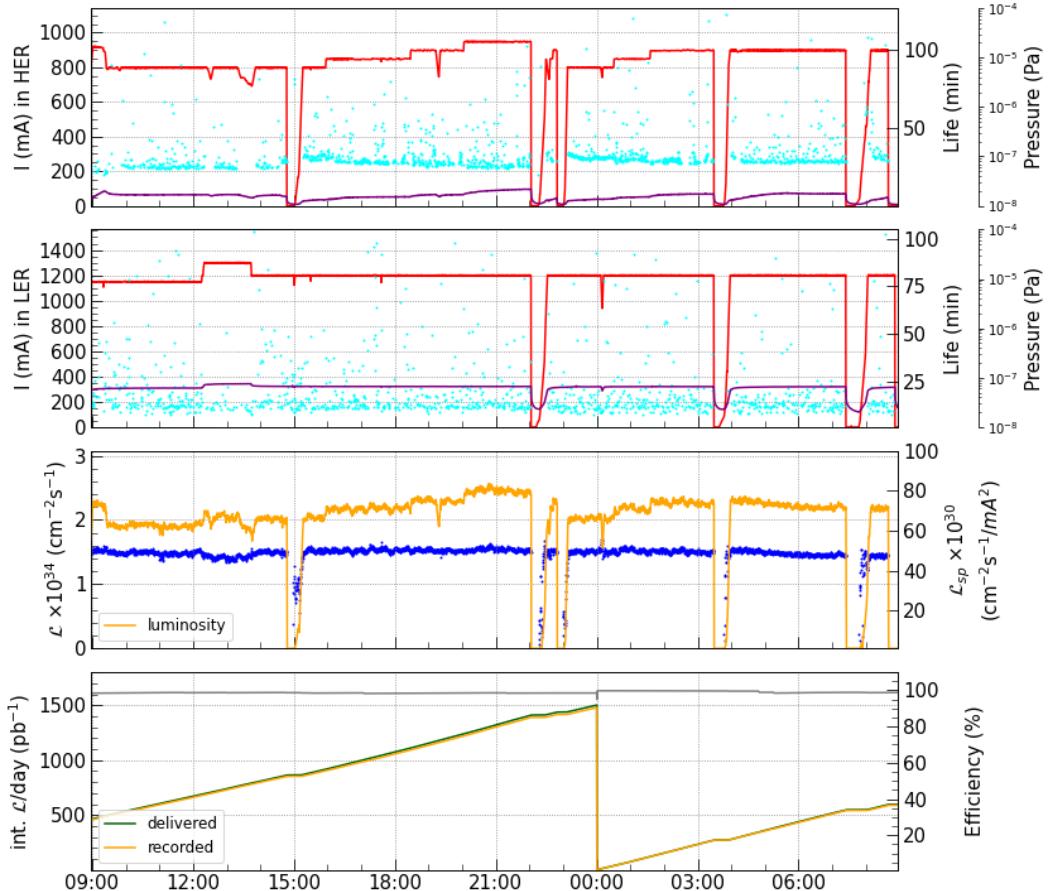


Рисунок 3.11 — Ежедневный снимок производительности комплекса SuperKEKB. Первые два графика демонстрируют ток пучка (красная линия), время жизни сгустка (бирюзовые точки) и давление газа (фиолетовая линия) для колец HER и LER. Третий график — мгновенную произведенную светимость (желтая линия), измеренную Монитором светимости, и специфическую светимость (синие точки), определенную как $\mathcal{L}_{sp} = \mathcal{L}/I_b + I_b - n_b$, где I_b — токи сгустков, а n_b — количество сгустков. Последний график — произведенную (зеленая линия) и записанную (желтая линия) интегральную светимость, а также эффективность набора данных (серая линия)

Также, важно изучить результаты счета фоновых событий с нарушенной топологией и сдвинутой топологией (см. раздел 3.2). Самыми важными из них

являются события с нарушенной топологией. Источником таких событий могут являться как сигнальные процессы, если частица произвела слишком широкий ливень в калориметре, так и отдельные события пучкового и инжекционного фона или их примешивание к сигнальным. В последнем случае, это напрямую снижает измеряемую светимость.

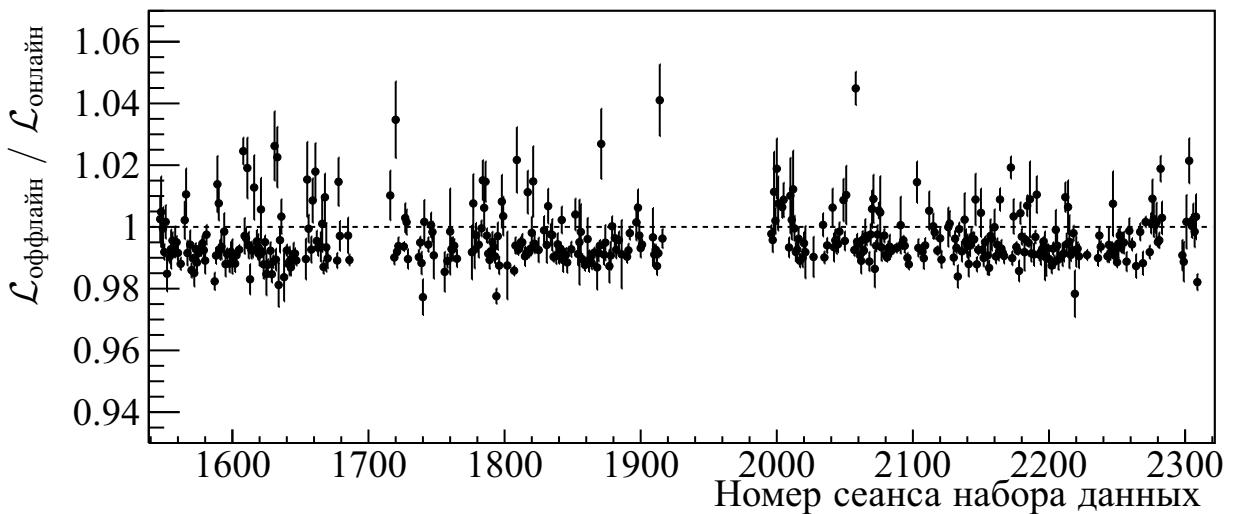


Рисунок 3.12 – Отношение интегральных оффлайн и онлайн светимостей в зависимости от номера сеанса набора данных для 2022 года

Согласно анализу данных, доля событий с нарушенной топологией от числа сигнальных событий имеет постоянную компоненту равную $(5.2 \pm 0.1) \times 10^{-3}$ и растет на 3.4×10^{-5} за каждый $\text{n}\mu\text{b}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ мгновенной светимости (см. рисунок 3.13а). Наблюдаемая постоянная компонента на $(6 \pm 1) \times 10^{-4}$ выше, чем ожидаемое из моделирования значение, обусловленное самими процессами $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. Поскольку данное расхождение не зависит от фоновой ситуации ускорителя, вероятнее всего, оно указывает на возможный систематический сдвиг, связанный с различием моделирования и эксперимента. Тем не менее, поскольку конкретная причина неизвестна и расхождение не обязано ограничиваться только долей фоновых событий, то нельзя просто внести 6×10^{-4} в качестве поправки к измеряемой светимости. В то же время, наклон зависимости доли фона от светимости согласуется с ожидаемым из моделирования и обусловлен наложением друг на друга событий сигнальных процессов при встрече последующих сгустков. Также наблюдается, что доля фона с нарушенной топологией слабо возрастает при наличии инжекции, за исключением области низкой светимости, где скорость счета сигнальных событий мала. Исходя из сравнения с результатами без инжекции, можно сделать вывод, что вето

инжекции эффективно подавляет инжекционный фон до уровня порядка 0.1 Гц, который без вето легко достигает 100 % от сигнальной скорости счета.

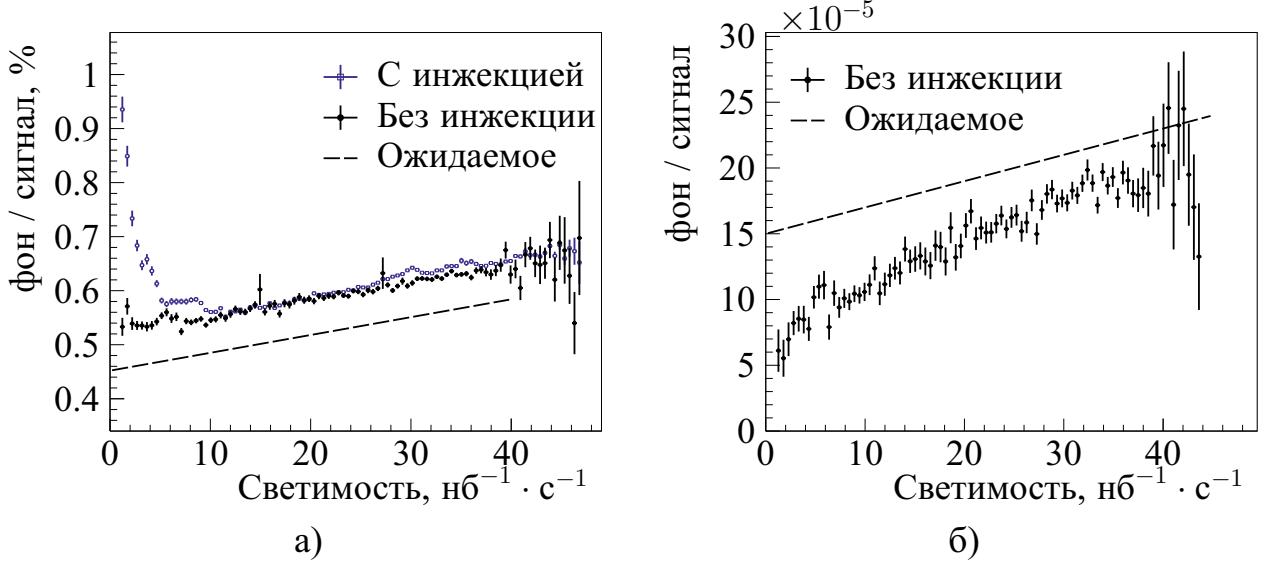


Рисунок 3.13 – Зависимость уровня фона а) с нарушенной топологией и б) со сдвинутой топологией от мгновенной светимости

Доля фоновых событий со сдвинутой топологией может быть использована для оценки количества событий, случайным образом имитирующих сигнальную сигнатуру. Она растет с увеличением светимости до уровня 0.02 % при светимости $4 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (см. рисунок 3.13б). Это указывает на то, что события пучкового фона могут привести к высокозэнергичным сигналам в пределах только одного-двух секторов в обоих торцах одновременно. Или, что более вероятно, фоновые события могут сложиться с сигнальным событием, в котором родившиеся частицы попали только в один из торцов калориметра. Доля событий со сдвинутой топологией растет быстрее ожидаемого из моделирования примерно на $(1.3 \pm 0.1) \times 10^{-6}$ за каждый $\text{нб}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ мгновенной светимости, а постоянная компонента ниже ожидаемого примерно на 10^{-4} . В моделировании эта компонента обуславливается процессом $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$, где из-за излучения высокозэнергичного фотона одна из частиц летит в цилиндрическую часть ECL, а фотон — в торцевую часть и в том же направлении по азимутальному углу, что и вторая частица. Предположительно, генератор BabaYaga@NLO значительно завышает количество таких событий. Хотя наблюдаемое расхождение представляет интерес и требует дальнейшего изучения, подобные события не дают вклад в скорость счета сигнальных событий с правильной топологией. Вклад в измеряемую светимость можно оценить, вычтя из наблюдаемой зависимостии фона (см. рисунок 3.13б) наблюдаемую постоянную

компоненту (6×10^{-5}) и ожидаемую из моделирования скорость роста доли таких событий, обусловленную наложением сигнальных событий друг на друга. Этот вклад составляет порядка 5×10^{-5} при текущей светимости, с потенциальным ростом до 1.5×10^{-3} при проектной светимости.

Таким образом, разработанный для эксперимента Belle II Монитор светимости демонстрирует стабильную и надежную работу начиная с 2017 года, измеряя в режиме реального времени мгновенную и интегральную светимость, как произведенную ускорителем, так и записанную детектором. Модуль был успешно интегрирован в процесс работы коллайдера SuperKEKB, где он играет важную роль в оптимизации параметров пучков и предоставлении данных о светимости для коллегии Belle II. Результаты измерений согласуются с независимым «оффлайн» измерением в пределах систематических погрешностей, а влияние фона мало.

Глава 4. Изучение процессов $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S,2S)\eta$ и $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta'$

4.1 Отбор событий

Данная глава посвящена изучению адронных переходов между $\Upsilon(5S)$ и $\Upsilon(1S,2S)$ с излучением η - и 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 $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-\gamma\gamma$, в то время как в остальных случаях это $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ [26].

Следующие модели генератора EvtGen используются для моделирования процессов распадов: модель «VVS P wave», описывающая распад векторной частицы в векторную и скалярную частицы в P -волне, применяется для распадов $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S,2S)\eta$ и $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta'$; модель «VLL», описывающая распад векторной частицы на пару лептонов — для распадов $\Upsilon(1S,2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$; модель « η Dalitz», описывающая распад $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ на основе экспериментальных данных; модель «PHSP», описывающая распад частицы равномерно по фазовому пространству конечных частиц, используется для всех остальных распадов.

На предварительном этапе отбираются события включающие по крайней мере пару $\mu^+\mu^-$, пару $\pi^+\pi^-$ и произвольное число фотонов. В рамках данного анализа, к мюонам относятся заряженные частицы с $\mathcal{P}_\mu > 0.1$, а к пионам все заряженные частицы с $\mathcal{P}_e < 0.99$ (см. раздел 2.1.3). Фотон — это энерговыделение в кластере кристаллов размером до 5 на 5, с суммарной энергией более 40 МэВ и без ассоциированного трека в дрейфовой камере.

Основной идеей последующего отбора сигнальных событий является разработка максимально универсальных переменных, эффективных для анализа процессов вида $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^+\pi^-\gamma(\gamma)$. Одной из общих особенностей

ностей всех перечисленных выше сигнальных процессов является наличие распада $\Upsilon(1S,2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$ вследствие 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 $(9.235; 9.685) \text{ ГэВ}/c^2$ для $\Upsilon(1S)$ и $(9.76; 10.28) \text{ ГэВ}/c^2$ для $\Upsilon(2S)$ (см. рисунок 4.1), что примерно соответствует $\pm 5\sigma$ диапазону.

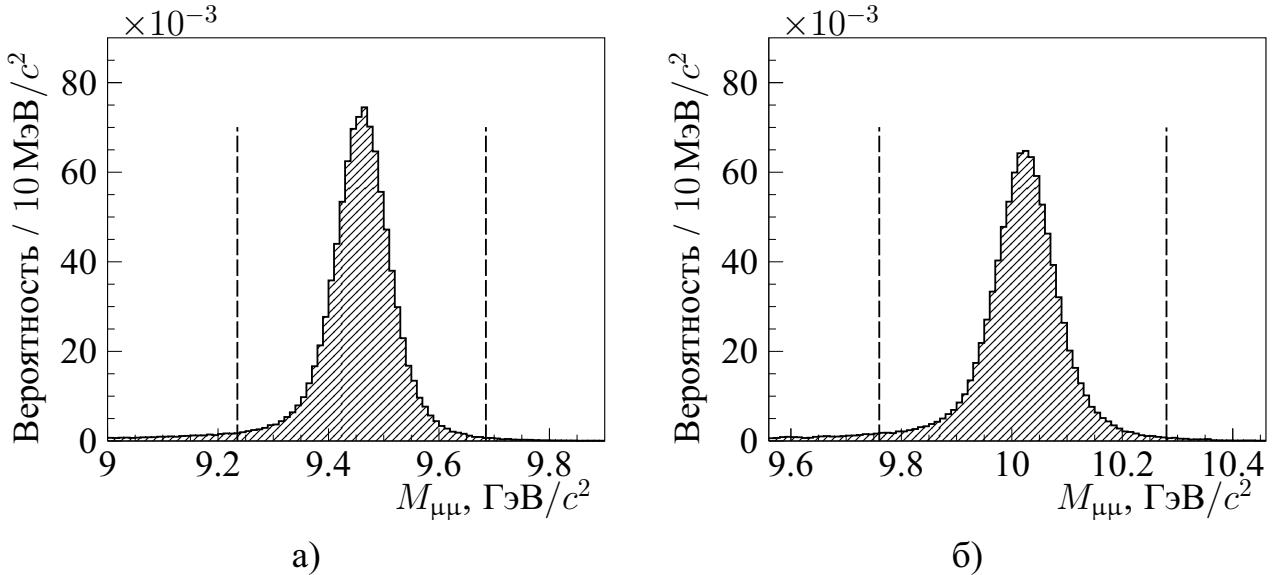


Рисунок 4.1 — Монте-Карло распределение по инвариантной массе двух мюонов, $M_{\mu\mu}$, для а) $\Upsilon(1S)$ и б) $\Upsilon(2S)$ мезонов. Вертикальными линиями показаны границы сигнальной области

Следующая общая для всех процессов переменная — это угол расколлинеарности Ψ между суммарным импульсом нейтральных частиц и суммарным импульсом 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 (см. рисунок 4.2а). Также, из-за процессов излучения фотонов в начальном состоянии, восстановленный импульс искомого конечного набора частиц может быть ненулевым в СЦМ. Требования на угол выбраны из соображения сохранения высокой эффективности регистрации (на уровне 97 %). Кроме того, в случае, когда наблюдается несколько комбинаций частиц прошедших все критерии отбора, выбирается комбинации со значением угла Ψ ближайшим к π .

Последним общим критерием отбора является полная энергия E_{tot} набора конечных частиц $\mu^+ \mu^- \pi^+ \pi^- \gamma(\gamma)$, вычисляемая по формуле

$$E_{tot} = E_{\pi\pi\gamma(\gamma)} + \sqrt{M_{\Upsilon(1S,2S)}^2 + \vec{P}_{\mu\mu}^2}, \quad (4.1)$$

где в качестве инвариантной массы $\mu^+\mu^-$ -пары используется среднемировое значение инвариантной массы соответствующего Υ -мезона [3]. Такой подход позволяет улучшить разрешение по полной энергии, практически полностью исключив вклад разрешения по $M_{\mu\mu}$, абсолютное значение которого составляет примерно $50 \text{ МэВ}/c^2$ (см. рисунок 4.1) и сопоставимо с суммарным вкладом всех остальных слагаемых в E_{tot} . Распределение по полной энергии является асимметричным (см. рисунок 4.2б) из-за флюктуации энерговыделения в калориметре и тормозного излучения заряженными частицами. Сигнальные области выбраны асимметричными относительно инвариантной массы встречных e^+e^- -пучков примерно на уровне $(-5\sigma, +3\sigma)$, где σ — стандартное отклонение из аппроксимации функцией CrystalBall (см. уравнение 4.2). Дополнительные критерии отбора для выбора конкретных процессов описаны далее.

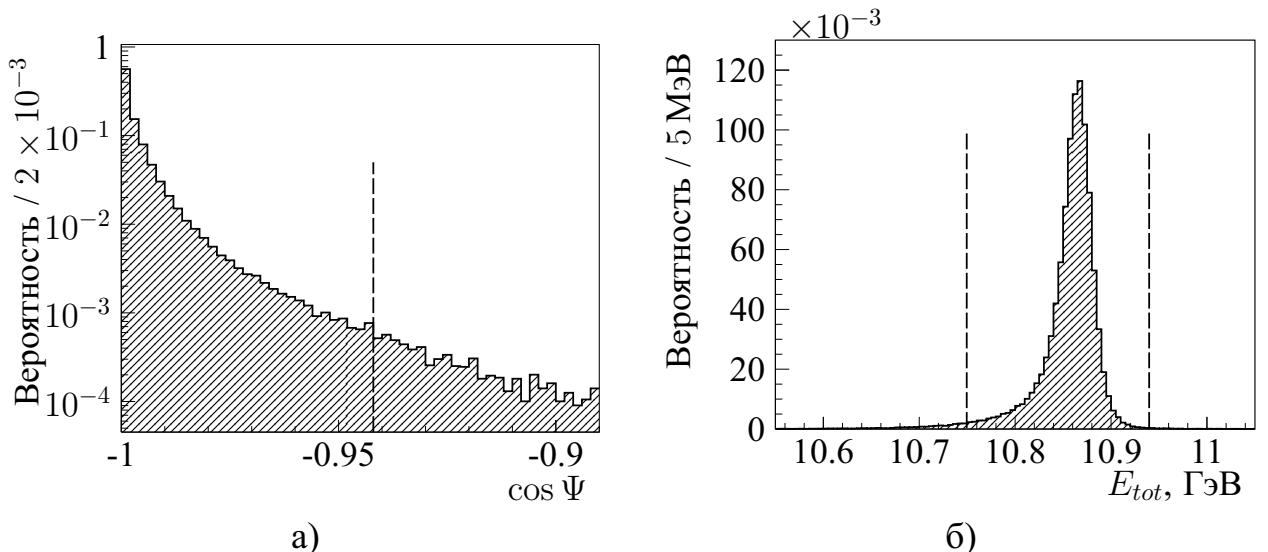


Рисунок 4.2 — Пример Монте-Карло распределений: а) угол расколлинеарности, Ψ , для канала $\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$ сигнальная область находится слева от вертикальной линии; б) полная энергия, E_{tot} , для канала $\Upsilon(1S)\eta[3\pi]$, вертикальными линиями показаны границы сигнальной области

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 $(110; 155) \text{ МэВ}/c^2$ (см. рисунок 4.3а), 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 $(450; 625) \text{ МэВ}/c^2$, что примерно соответствует $(-7\sigma, +5\sigma)$ области аналогично

полной энергии (см. рисунок 4.3б). 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 (см. рисунок 4.4а).

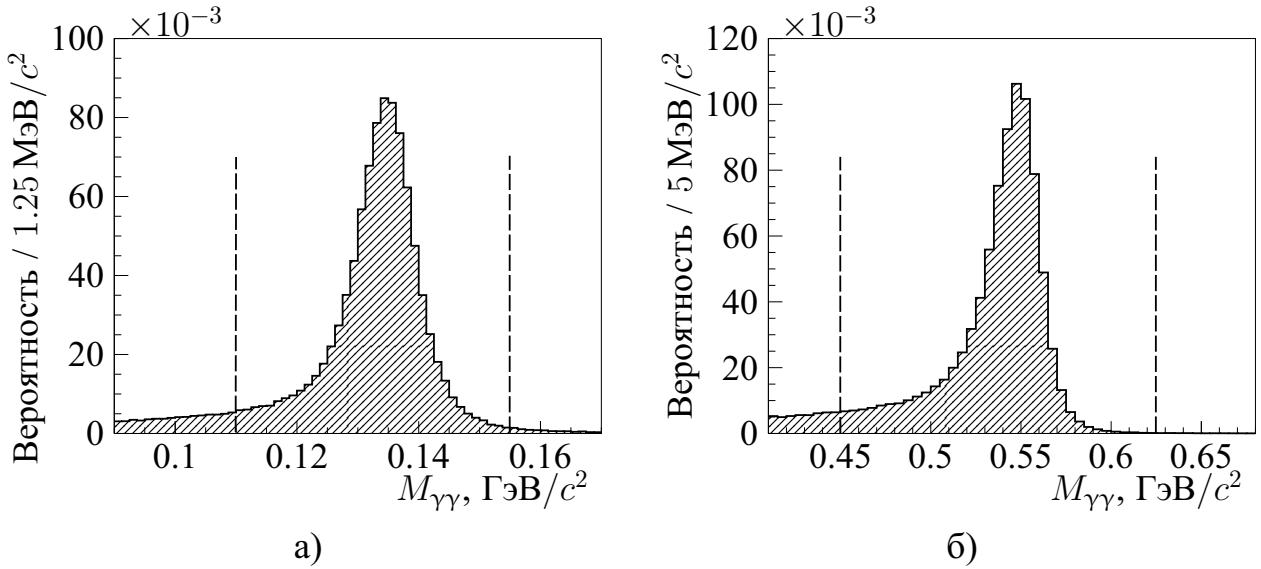


Рисунок 4.3 — Пример Монте-Карло распределения инвариантной массы двух фотонов, $M_{\gamma\gamma}$, для: а) π^0 -мезона в канале $\Upsilon(1S)\eta[3\pi]$; б) η -мезона в канале $\Upsilon(1S)\eta'[\pi\pi\eta]$

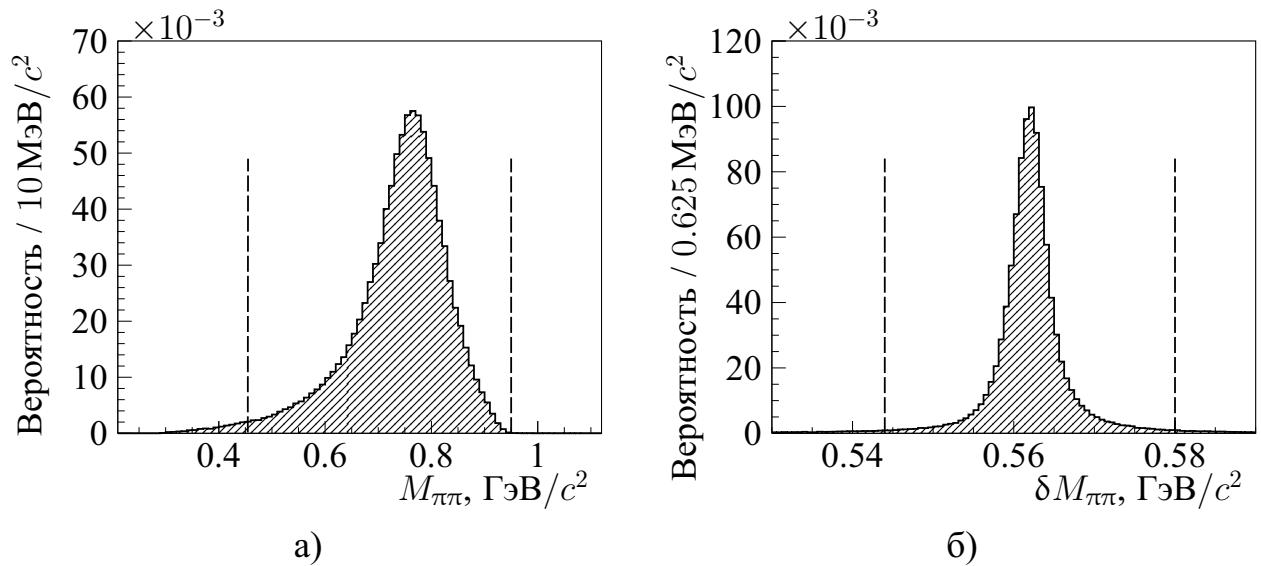


Рисунок 4.4 — Пример Монте-Карло распределений: а) инвариантная масса двух пионов, $M_{\pi\pi}$, для ρ^0 -мезона в канале $\Upsilon(1S)\eta'[\rho\gamma]$; б) параметр $\delta M_{\pi\pi} = M_{\mu\mu\pi\pi} - M_{\mu\mu}$ для канала $\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$

Для канала $\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$ в силу двухчастичности процесса η -мезон монохроматичен, что позволяет вычислить границы энергетического спектра фотонов при распаде $\eta \rightarrow \gamma\gamma$. При энергии $\sqrt{s} = 10.866$ ГэВ, импульс η -мезона

в СЦМ равен $615 \text{ МэВ}/c$, а спектр фотонов равномерно распределен от 105 МэВ до 715 МэВ , что позволяет поставить требование на минимальную энергию фотонов $E_\gamma^* > 100 \text{ МэВ}$ и существенно уменьшить комбинаторный фон.

Также, для канала $\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$ $\Upsilon(2S)$ -мезон реконструируется из распада $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ с последующим распадом $\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$. Данный распад можно идентифицировать по инвариантной массе $M_{\mu\mu\pi\pi}$, соответствующей массе $\Upsilon(2S)$ -резонанса, однако разрешение по $M_{\mu\mu\pi\pi}$ определяется преимущественно разрешением по импульсу мюонов и составляет порядка $50 \text{ МэВ}/c^2$ аналогично $M_{\mu\mu}$. Более эффективным способом выделения сигнала $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ является использование переменной $\delta M_{\pi\pi} = M_{\mu\mu\pi\pi} - M_{\mu\mu}$ — в таком подходе сокращаются коррелирующие погрешности исходящие от реконструкции импульсов мюонов, а положение пика соответствует разности масс $\Delta M = M_{\Upsilon(2S)} - M_{\Upsilon(1S)} = 562 \text{ МэВ}/c^2$. Разрешение по данному параметру составляет $4.6 \text{ МэВ}/c^2$ и сигнальная область выбрана как $|\delta M_{\pi\pi} - \Delta M| < 18 \text{ МэВ}/c^2$ (см. рисунок 4.4б).

Следующие дополнительные критерии отбора направлены на подавление специфических источников фонов (см. раздел 4.2). Так, для каналов с $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, чтобы подавить фон от конверсии фотона в e^+e^- пару на веществе SVD, накладывается требование на угол между заряженными пионами, $\theta_{\pi\pi}$. Для подавления перекрестного фона между изучаемыми каналами, для каналов $\Upsilon(1S)\eta[3\pi]$, $\Upsilon(1S)\eta'[\rho\gamma]$ и $\Upsilon(1S)\eta'[\pi\pi\eta]$ накладывается вето на распад $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$: $|\delta M_{\pi\pi} - \Delta M| > 10 \text{ МэВ}/c^2$. Для канала $\Upsilon(1S)\eta'[\rho\gamma]$, также ставятся следующие требования: на массу отдачи к паре пионов, $M_{\pi\pi}^{\text{rec}} = \sqrt{s + M_{\pi\pi}^2 - 2\sqrt{s}E_{\pi\pi}}$: $|M_{\pi\pi}^{\text{rec}} - M_{\Upsilon(2S)}| > 20 \text{ МэВ}/c^2$ для подавления фона от $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$, где подхватывается фотон, испущенный мюоном; $|\delta M_{\pi\pi} - (M_{\Upsilon(3S)} - M_{\Upsilon(1S)})| > 10 \text{ МэВ}/c^2$ для подавления перехода $\Upsilon(3S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$; энергия фотона в СЦМ $E_\gamma^* > 80 \text{ МэВ}$, для подавления фона от случайных мягких фотонов.

Во всех каналах в качестве сигнального выбрано распределение по инвариантной массе $M_{\eta,\eta'} (M_{\gamma\gamma}, M_{\pi\pi\gamma\gamma} \text{ или } M_{\pi\pi\eta\gamma})$. Как обсуждается в разделе 4.2, при энергии в СЦМ, соответствующей $\Upsilon(5S)$ -резонансу, отсутствуют фоновые переходы между состояниями боттомония с рождением η - и η' -мезонов в комбинации с $\Upsilon(1S,2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Эффективность реконструкции ε определяется на основе Монте-Карло моделирования процессов, аппроксимируя сигнальное распределение для со-

бытий, прошедших соответствующие условия отбора. Аппроксимация производится с помощью суммы функции Гаусса и функции CrystalBall:

$$F(x) = A \cdot e^{-\frac{(x-b_1)^2}{2\sigma_1^2}} + B \cdot \begin{cases} e^{-\frac{(x-b_2)^2}{2\sigma_2^2}} & \text{для } \frac{x-b_2}{\sigma_2} > -\alpha \\ C \cdot (D - \frac{x-b_2}{\sigma_2})^{-n} & \text{для } \frac{x-b_2}{\sigma_2} \leq -\alpha \end{cases}, \quad (4.2)$$

где $C = (\frac{n}{|\alpha|})^n \cdot e^{-\frac{\alpha^2}{2}}$, $D = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|$; остальные параметры $A, B, b_1, b_2, \sigma_1, \sigma_2, n, \alpha$ являются свободными. Полученные эффективности реконструкции и полный список критериев отбора представлены в таблицах 4.1 и 4.2.

Таблица 4.1 – Критерии отбора процессов и полученные эффективности регистрации, где $\delta M = M_{\mu\mu\pi\pi} - M_{\mu\mu}$ и $\Delta M_2 = M_{\Upsilon(2S)} - M_{\Upsilon(1S)} = 562 \text{ МэВ}/c^2$

Критерий	$\Upsilon(2S)\eta[3\pi]$	$\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$	$\Upsilon(1S)\eta[3\pi]$
$M_{\mu\mu}$ ($\text{ГэВ}/c^2$)	(9.76; 10.28)	(9.235; 9.685)	(9.235; 9.685)
Ψ (рад)	≥ 2	≥ 2.8	≥ 2.7
E_{tot} (ГэВ)	(10.775; 10.92)	(10.80; 10.955)	(10.75; 10.94)
$M_{\gamma\gamma}$ ($\text{МэВ}/c^2$)	(110; 155)	—	(110; 155)
δM ($\text{МэВ}/c^2$)	—	$ \delta M - \Delta M_2 < 18$	$ \delta M - \Delta M_2 > 10$
$\theta_{\pi\pi}$ (рад)	≥ 0.3	—	≥ 0.18
E_{γ}^* (МэВ)	—	> 100	—
ε (%)	10.25 ± 0.03	20.73 ± 0.04	17.02 ± 0.03

4.2 Изучение ожидаемых фоновых процессов

Важным этапом анализа является понимание возможных фоновых процессов, которые могут имитировать изучаемый сигнал. Ввиду того, что в качестве сигнального распределения используется инвариантная масса частиц, образующих η - и η' -мезонов, наиболее опасным фоном являются другие переходы между состояниями боттомония с излучением этих мезонов.

Масса $\Upsilon(2S)$ -мезона составляет $10\,023\,\text{МэВ}/c^2$, $\Upsilon(1S) - 9460\,\text{МэВ}/c^2$, в то время как $M_\eta = 548\,\text{МэВ}/c^2$ и $M_{\eta'} = 958\,\text{МэВ}/c^2$. Таким образом, в переходах между состояниями боттомония η' -мезон может родиться только в процессе $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta'$, который является сигнальным.

Таблица 4.2 — Критерии отбора процессов и полученные эффективности регистрации, где $M_{\pi\pi}^{\text{rec}} = \sqrt{s + M_{\pi\pi}^2 - 2\sqrt{s}E_{\pi\pi}}$, $\delta M = M_{\mu\mu\pi\pi} - M_{\mu\mu}$ и $\Delta M_2 = M_{\Upsilon(2S)} - M_{\Upsilon(1S)} = 562\,\text{МэВ}/c^2$, $\Delta M_3 = M_{\Upsilon(3S)} - M_{\Upsilon(1S)} = 894\,\text{МэВ}/c^2$

Критерий	$\Upsilon(1S)\eta'[\pi\pi\eta]$	$\Upsilon(1S)\eta'[\rho\gamma]$
$M_{\mu\mu}$ ($\text{ГэВ}/c^2$)	(9.235; 9.685)	(9.235; 9.685)
Ψ (рад)	≥ 2.8	≥ 2.5
E_{tot} (ГэВ)	(10.75; 10.94)	(10.75; 10.94)
$M_{\gamma\gamma}$ ($\text{МэВ}/c^2$)	(450; 625)	—
δM ($\text{МэВ}/c^2$)	$ \delta M - \Delta M_2 > 10$	$ \delta M - \Delta M_{2,3} > 10$
E_γ^* (МэВ)	—	> 80
$M_{\pi\pi}$ ($\text{МэВ}/c^2$)	—	(450; 950)
$M_{\pi\pi}^{\text{rec}}$ ($\text{МэВ}/c^2$)	—	$ M_{\pi\pi}^{\text{rec}} - M_{\Upsilon(2S)} > 20$
ε (%)	13.35 ± 0.03	29.25 ± 0.05

С η -мезоном ситуация сложнее — он может рождаться в переходах $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1D)\eta$ или $\Upsilon(2S,3S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$. В распаде $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1D)\eta$ существенными каналами распада являются $\Upsilon(1D) \rightarrow \chi_{bJ}\gamma \rightarrow \Upsilon(1S)\gamma\gamma$ и $\Upsilon(1D) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$. Однако, в первом случае возникают лишние два энергичных фотона, из-за чего такой фон сильно подавлен требованием на полную энергию. Во втором случае, при $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, получается нужное конечное состояние, но такой вклад существенно подавлен по требованию на величину $M_{\mu\mu\pi\pi} - M_{\mu\mu}$. Возможным источником рождения $\Upsilon(2S,3S)$ -мезонов являются переходы $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S,3S)\pi^+\pi^-$, в которых образуется набор конечных частиц в точности совпадающий с исследуемыми процессами. Однако количество таких событий существенно подавлено промежуточными бранчингами переходов $\Upsilon(2S,3S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ и дополнительно уменьшается требованием

на величину $M_{\mu\mu\pi\pi} - M_{\mu\mu}$, которая отличается от сигнального значения на $280 \text{ МэВ}/c^2$ и $50 \text{ МэВ}/c^2$ для $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$, соответственно.

Заметим, что источником $\Upsilon(2S)$ -мезонов может быть сам изучаемый процесс $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)\eta$, где $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ и один из η -мезонов распадается в $\pi^+\pi^-\pi^0$ или $\pi^+\pi^-\gamma$, а второй — в $\gamma\gamma$. При потере π^0 или одного из фотонов, такие события могут пройти критерии отбора для канала $\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$. Тем не менее, эти процессы подавлены промежуточными бранчингами фактором порядка 4×10^{-4} даже без учета подавления по критериям отбора.

Кроме того, необходимо учесть возможность перекрестных наводок между сигнальными каналами. Например, для каналов $\Upsilon(1S)\eta[3\pi]$ и $\Upsilon(1S)\eta'$ заметным источником фона является канал $\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$, в которой $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$. На рисунке 4.5 представлено распределение по параметру $M_{\mu\mu\pi\pi} - M_{\mu\mu}$ для событий, прошедших критерии отбора для каналов $\Upsilon(1S)\eta'$, где хорошо виден вклад $\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$ в виде пика в области $562 \text{ МэВ}/c^2$. Это связано с тем, что для этих каналов не отслеживается происхождение $\Upsilon(1S)$ -мезона. Такой фон не является пикующимся в силу отличающихся сигнальных распределений, однако легко проходит общие универсальные критерии отбора и ухудшает общую фоновую ситуацию. Для подавления данного фона, накладывается вето на распад $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$: $|M_{\mu\mu\pi\pi} - M_{\mu\mu} - 562| > 10 \text{ МэВ}/c^2$, которое слабо влияет эффективность к сигналу.

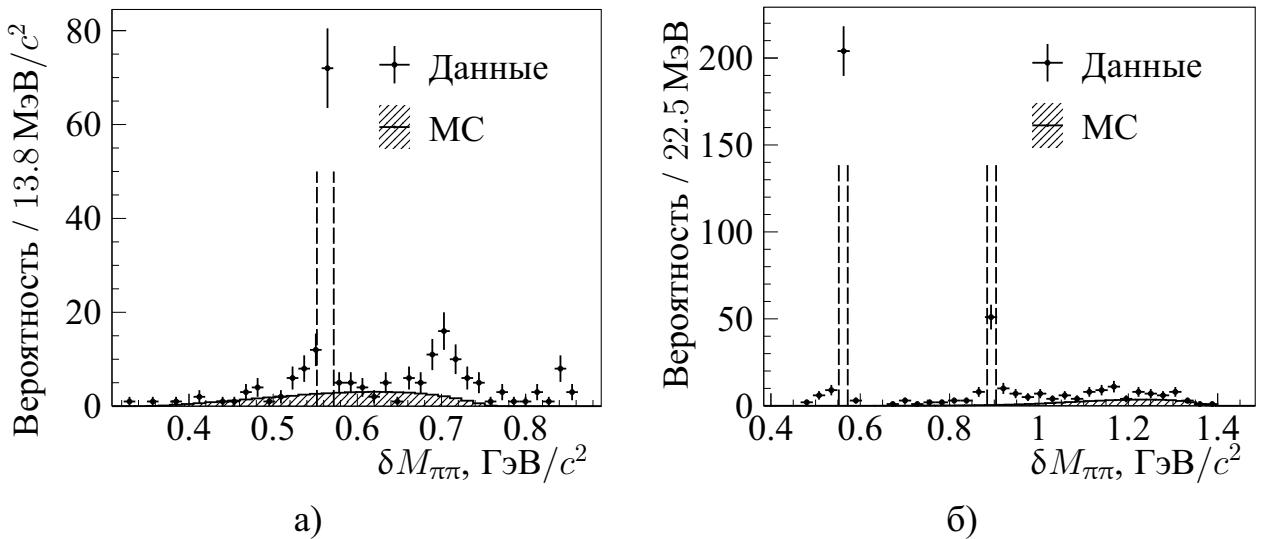


Рисунок 4.5 — Экспериментальное распределение параметра $\delta M_{\pi\pi}$ для каналов а) $\Upsilon(1S)\eta'[\pi\pi\eta]$ и б) $\Upsilon(1S)\eta'[\rho\gamma]$ в сравнении с Монте-Карло моделированием, нормированным на 50 сигнальных событий. Вертикальными линиями показаны исключаемые области

Для канала $\Upsilon(1S)\eta'[\rho\gamma]$, заметный вклад ожидается и наблюдается от процессов $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(3S)[\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-]\pi^+\pi^-$ (см. рисунок 4.5б) и $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)[\chi_{bJ}(1P)]\pi^+\pi^-$, где $\chi_{bJ}(1P) \rightarrow \Upsilon(1S)\gamma$ (см. рисунок 4.6а). В первом случае может потеряться пара пионов, вместо которой берется фоновый фотон — для подавления таких событий используется требование $|M_{\mu\mu\pi\pi} - M_{\mu\mu} - (M_{\Upsilon(3S)} - M_{\Upsilon(1S)})| > 10 \text{ МэВ}/c^2$, где $M_{\Upsilon(3S)} - M_{\Upsilon(1S)} = 894 \text{ МэВ}/c^2$. Во втором случае, может потеряться мягкий фотон из распада $\Upsilon(2S) \rightarrow \chi_{bJ}(1P)\gamma$, оставив искомый набор из пяти конечных частиц с подходящей полной энергией. Этот вклад подавляется требованием $|M_{\pi\pi}^{rec} - M_{\Upsilon(2S)}| > 20 \text{ МэВ}/c^2$, где $M_{\pi\pi}^{rec} = \sqrt{s + M_{\pi\pi}^2 - 2\sqrt{s}E_{\pi\pi}}$, что примерно соответствует $\pm 3\sigma$ диапазону.

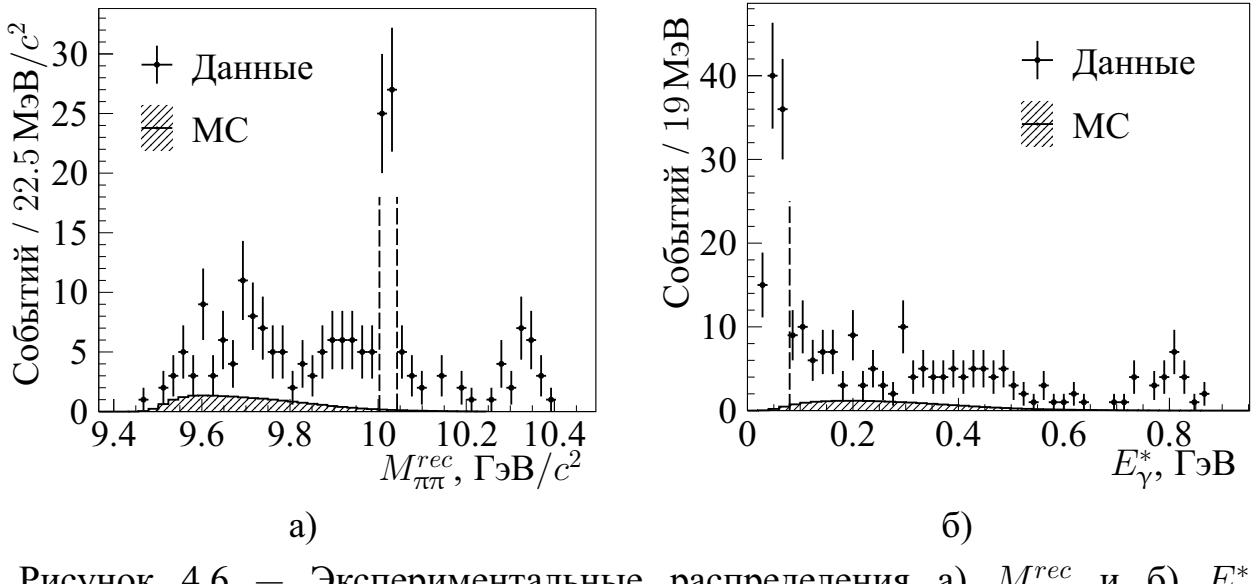


Рисунок 4.6 — Экспериментальные распределения а) $M_{\pi\pi}^{rec}$ и б) E_γ^* для канала $\Upsilon(1S)\eta'[\rho\gamma]$ в сравнении с Монте-Карло моделированием, нормированным на 20 сигнальных событий. Для а) вертикальными линиями показана исключаемая область; для б) исключается область левее вертикальной линии

Оставшаяся часть фона является нерезонансной, с широким распределением по сигнальной переменной $M_{\eta,\eta'}$, что приводит лишь к появлению некоторой подложки, которую можно аппроксимировать гладкой функцией. Для оценки общей фоновой ситуации используется обобщенное Монте-Карло моделирование (см. раздел 2.3), на основании которого отдельные существенные вклады были обнаружены только для каналов $\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$ и $\Upsilon(1S)\eta'[\rho\gamma]$. Так, доминирующим источником нерезонансного фона для канала $\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$ является процесс $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^0\pi^0$, который, когда отбираются два фотона из

разных π^0 -мезонов, дает в сигнальном распределении $M_{\gamma\gamma}$ широкое куполообразное распределение в диапазоне от $50 \text{ МэВ}/c^2$ до $850 \text{ МэВ}/c^2$ с максимумом недалеко от положения сигнального η -мезона (см. рисунок 4.7а). Для подавления данного фона нижняя граница по полной энергии для канала $\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$ поднимается с 10.74 ГэВ до 10.80 ГэВ — при таком отборе ожидаемое число фоновых событий от $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^0\pi^0$ падает с 20 до 5 (см. рисунок 4.7б) при снижении эффективности реконструкции сигнала на 10 %.

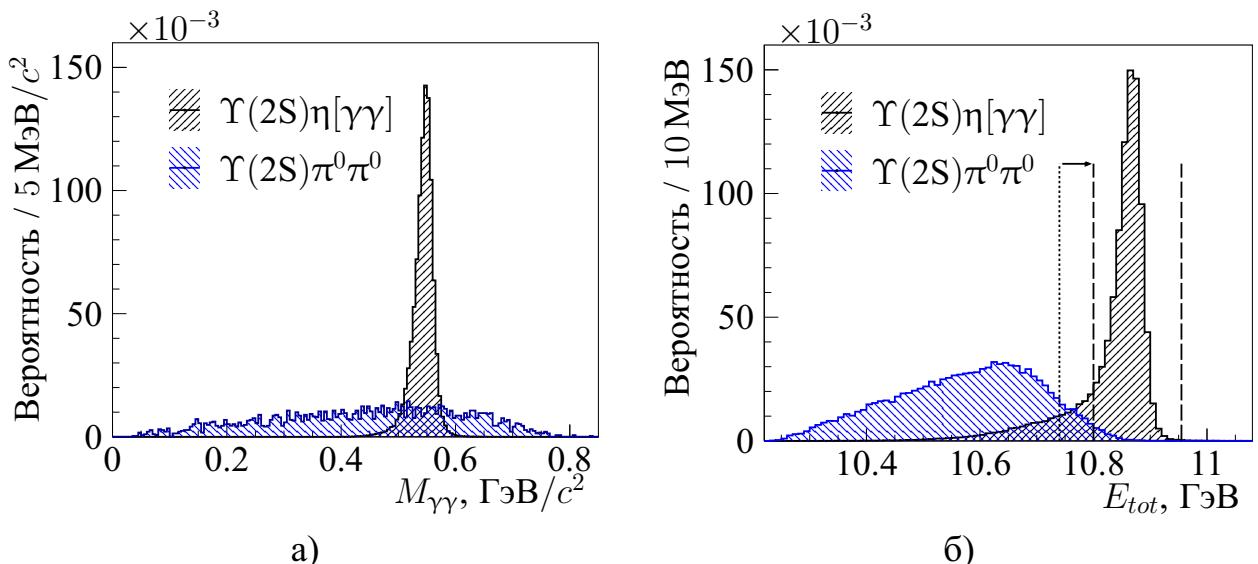


Рисунок 4.7 — Монте-Карло распределение по переменным а) $M_{\gamma\gamma}$ и б) E_{tot} для сигнального канала $\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$ и процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^0\pi^0$

Кроме того, существенным 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 СЦМ, могут конвертироваться в e^+e^- , которые определяются как пара почти коллинеарных пионов (см. рисунок 4.8). Для подавления фона от конверсии фотона, накладывается требование на угол между заряженными пионами $\theta_{\pi\pi} > 0.18 \text{ рад}$ для канала $\Upsilon(1S)\eta[3\pi]$ и $\theta_{\pi\pi} > 0.3 \text{ рад}$ для канала $\Upsilon(2S)\eta[3\pi]$. При добавлении фонового мягкого фотона, события с конверсией фотона также являются заметным источником фона для канала $\Upsilon(1S)\eta'[\rho\gamma]$, но могут быть подавлены требованием на энергию фотона в СЦМ $E_\gamma^* > 80 \text{ МэВ}$ (см. рисунок 4.6б).

Кроме всего прочего, возможен вклад электродинамических процессов $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\eta$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\eta'$, которые оцениваются с помощью ана-

лиза 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.

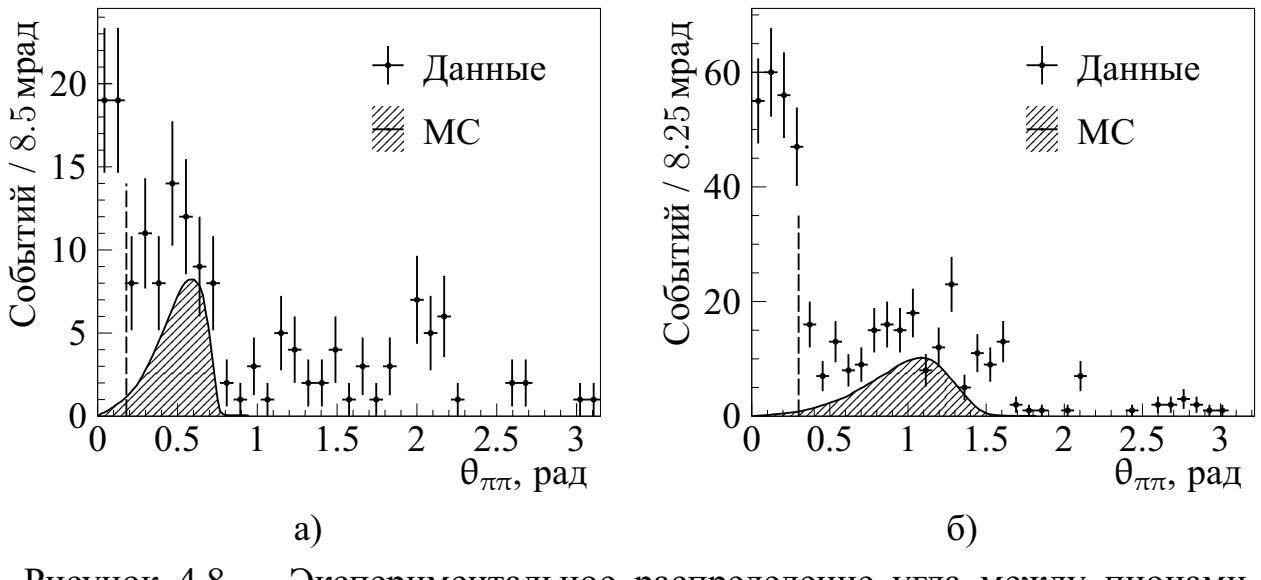


Рисунок 4.8 — Экспериментальное распределение угла между пионами, $\theta_{\pi\pi}$, для каналов а) $\Upsilon(1S)\eta[3\pi]$ и б) $\Upsilon(2S)\eta[3\pi]$, в сравнении с сигнальным Монте-Карло распределением. Исключается область левее вертикальных линий

4.3 Сечение на $\Upsilon(5S)$ -резонансе

Число сигнальных событий определяется с помощью аппроксимации распределений по инвариантной массе $M_{\eta,\eta'}$ ($M_{\gamma\gamma}$, $M_{\pi\pi\gamma\gamma}$ или $M_{\pi\pi\gamma}$) методом максимального правдоподобия (см. рисунки 4.9 и 4.10). Функция аппроксимации состоит из описанной ранее сигнальной компоненты и гладкой фоновой компоненты $(x - p_1)^{p_2} e^{p_3 x}$, где p_1 , p_2 , p_3 — свободные параметры. Все параметры сигнальной компоненты, кроме числа событий и положения пика, зафиксированы в соответствии с аппроксимацией Монте-Карло распределения соответствующего сигнального канала.

Для каналов $\Upsilon(1S)\eta'[\pi\pi\eta]$ и $\Upsilon(1S)\eta'[\rho\gamma]$, число сигнальных событий составляет $N_{\text{sig}} = -1.76 \pm 3.30$ и $N_{\text{sig}} = 3.30 \pm 4.41$, соответственно, при аппроксимации с положением пика, фиксированном на $M_{\eta'} = 957.78 \text{ МэВ}/c^2$ [3].

Поскольку не наблюдается статистически значимого сигнала, верхний предел на число сигнальных событий определяется частотным методом псевдоэкспериментов. В рамках этого метода многократно моделируется сигнальное распределение — каждый раз разыгрывается число фоновых событий согласно распределению Пуассона со средним, равным числу событий в данных, а также добавляется некоторое заданное количество сигнальных событий. Для каждого события, величина $M_{\pi\pi\gamma(\gamma)}$ генерируется в соответствии либо с полученной на данных формой фоновой компоненты, либо с сигнальным распределением.

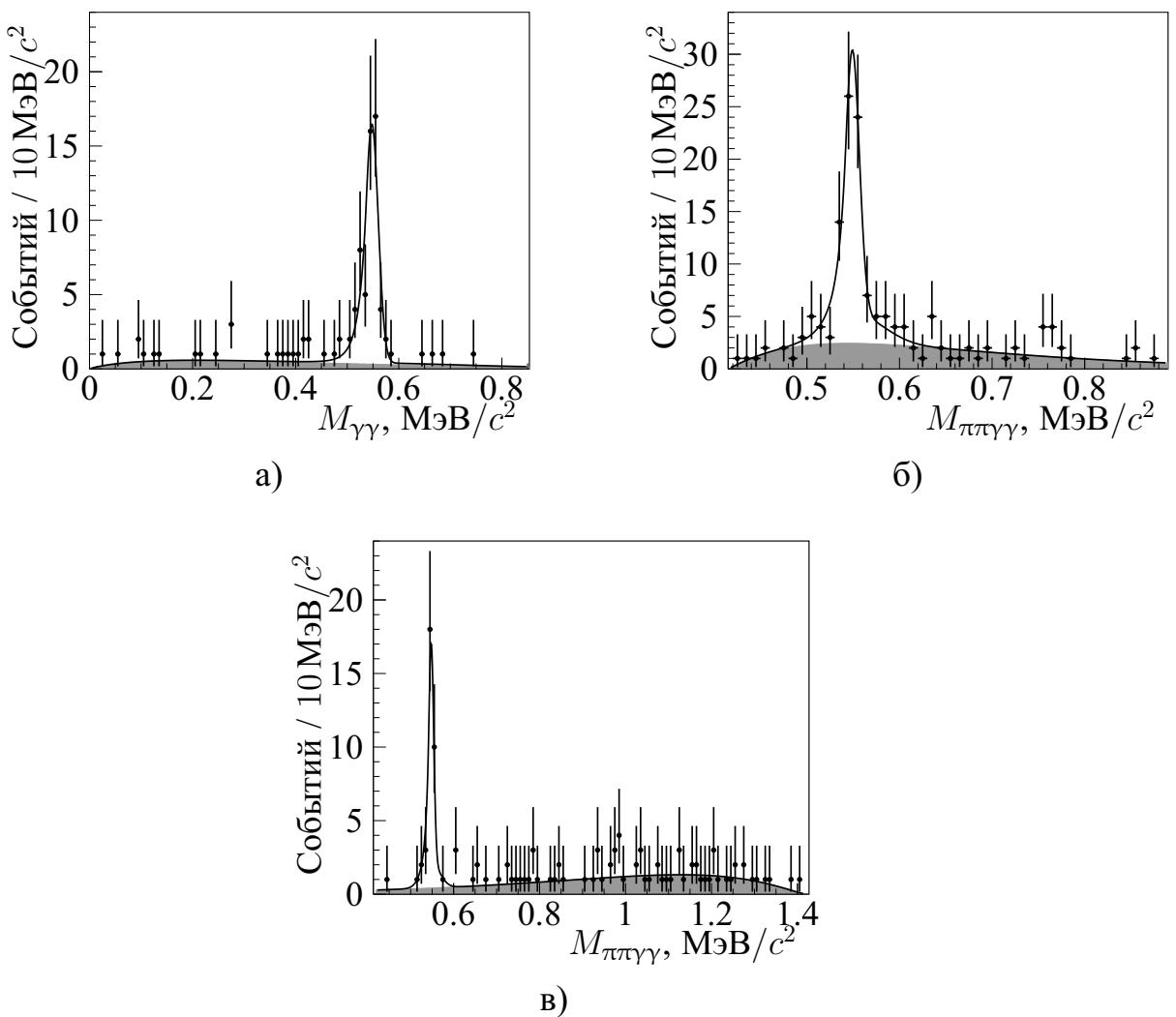


Рисунок 4.9 — Результат аппроксимации экспериментального распределения M_η ($M_{\gamma\gamma}$ или $M_{\pi\pi\gamma\gamma}$) для каналов а) $\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$, б) $\Upsilon(2S)\eta[3\pi]$ и в) $\Upsilon(1S)\eta[3\pi]$. Точки с ошибками — данные, сплошная линия — результат наилучшей аппроксимации данных, закрашенная область — вклад фоновой компоненты

Затем, полученное распределение $M_{\pi\pi\gamma(\gamma)}$ аппроксимируется тем же самым способом, что и данные, восстанавливая число сигнальных событий. Доверительный уровень, CL , рассчитывается как доля псевдо-экспериментов, в которых восстановленное число сигнальных событий больше полученного из данных N_{sig} . То есть, это соответствует вероятности, с которой может быть измерено сигнальных событий больше, чем наблюдается в данных, если сигнальных событий было строго некоторое заданное число. Страна зависимость CL от добавляемого числа сигнальных событий и используя метод линейной интерполяции, можно определить число добавленных сигнальных событий, при котором достигается 90 % CL и которое соответствует искомому 90 % верхнему пределу на N_{sig} . 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.

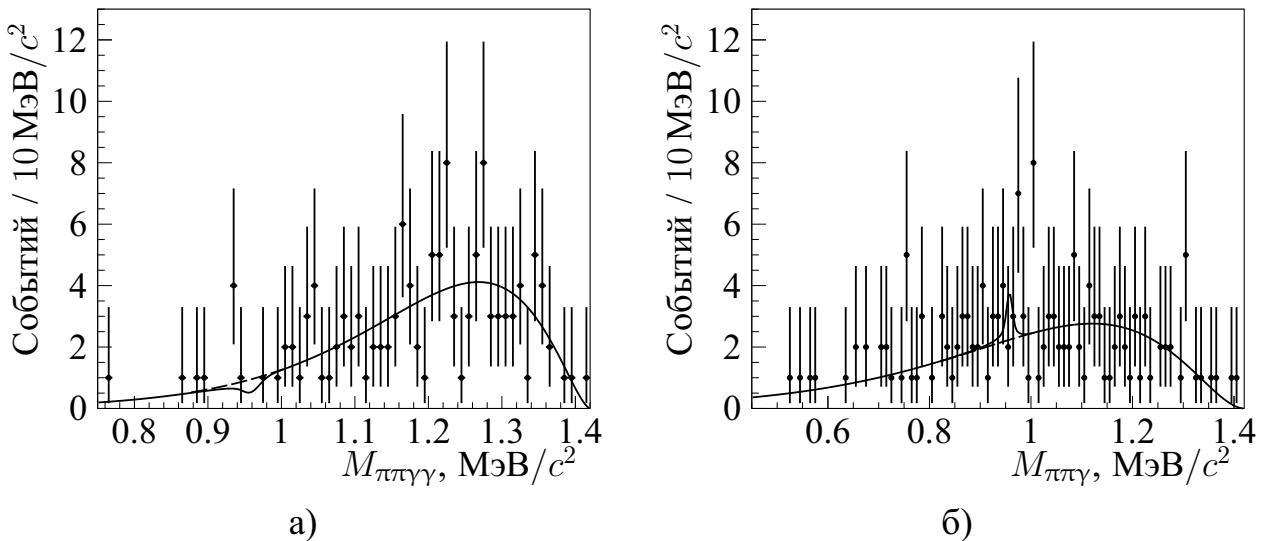


Рисунок 4.10 — Результат аппроксимации экспериментального распределения $M_{\eta'}$ ($M_{\pi\pi\gamma\gamma}$ или $M_{\pi\pi\gamma}$) для каналов а) $\Upsilon(1S)\eta'[\pi\pi\eta]$ и б) $\Upsilon(1S)\eta'[\rho\gamma]$. Точки с ошибками — данные, сплошная линия — результат наилучшей аппроксимации данных, пунктирная линия — вклад фоновой компоненты

Видимое сечение процесса определяется как

$$\sigma_{\text{vis}} = \frac{N_{\text{sig}}}{\mathcal{L}B\varepsilon}, \quad (4.3)$$

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.

Результаты представлены в таблице 4.3. Дополнительно проверено, что полученное из аппроксимации положение пика η -мезона согласуется с табличным значением $M_\eta = (547.86 \pm 0.02) \text{ МэВ}/c^2$ с учетом статистической погрешности.

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

$$\mathcal{B}(\Upsilon(5S) \rightarrow X) = \frac{\sigma_{\text{vis}}(e^+e^- \rightarrow X)}{\sigma_{\text{vis}}(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(5S))}, \quad (4.4)$$

где $\sigma_{\text{vis}}(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(5S)) = (0.340 \pm 0.016) \text{ нб}$ [87] — 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 (см. раздел 4.5).

Таблица 4.3 — Измеренное число сигнальных событий, видимое сечение и положение пика M_η для различных каналов реконструкции при энергии $\sqrt{s} = 10.866 \text{ ГэВ}$. Приведенная погрешность является статистической. Верхние пределы соответствуют 90 % доверительному интервалу

Канал	N_{sig}	σ_{vis} , нб	$M_\eta, \text{МэВ}/c^2$
$\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$	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	—

Статистическая значимость для каналов $\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$, $\Upsilon(2S)\eta[3\pi]$ и $\Upsilon(1S)\eta[3\pi]$ оценивается как $\sqrt{2 \log [\mathcal{L}(N)/\mathcal{L}(0)]}$, где $\mathcal{L}(N)/\mathcal{L}(0)$ — отношение значений функции правдоподобия для аппроксимации, включающей сигнальную компоненту с числом событий N , и аппроксимации только фоновой компонентой. Полученные значимости составляют 12.8σ , 10.5σ и 10.2σ , соответственно. Таким образом, произведено первое наблюдение процессов

$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\eta$ и $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ при энергии $\sqrt{s} = 10.866$ ГэВ. Ставя требование $520 \text{ МэВ}/c^2 < M_\eta < 580 \text{ МэВ}/c^2$ для этих трех каналов, также проверяется наличие явных пиков в распределении $M_{\mu\mu}$ (см. рисунок 4.11), согласующихся с предположением о рождении η -мезонов именно в процессах с рождением $\Upsilon(1S,2S)$ -мезонов.

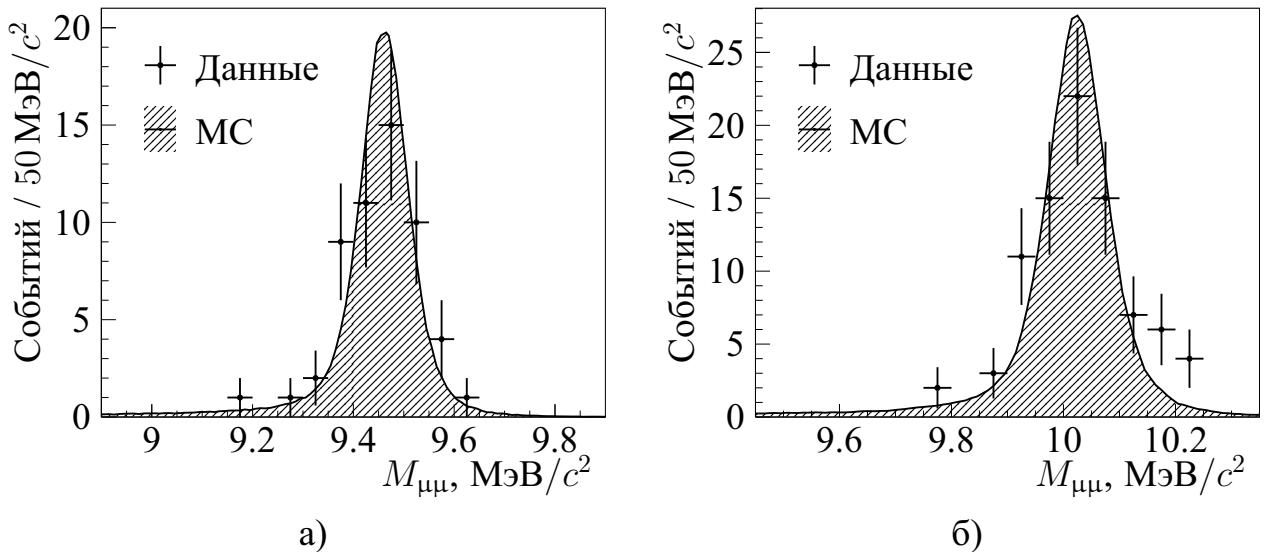


Рисунок 4.11 — Экспериментальное распределение $M_{\mu\mu}$ с требованием $520 \text{ МэВ}/c^2 < M_\eta < 580 \text{ МэВ}/c^2$ для каналов а) $\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$, и б) $\Upsilon(2S)\eta[3\pi]$, в сравнении с моделированием, нормированным на число событий в данных

4.4 Сечение вне $\Upsilon(5S)$ -резонанса

При e^+e^- -столкновениях всегда существует процесс, когда электрон или позитрон испускает радиационный фотон ещё в начальном состоянии. В таком случае при e^+e^- -аннигиляции полная энергия конечного состояния будет меньше заданной и все процессы будут происходить с сечением, соответствующим меньшей энергии. При этом излученный в начальном состоянии фотон зачастую не регистрируется или не учитывается и такое событие все ещё может пройти критерий отбора по полной энергии. Это означает, что в действительности при анализе наблюдается не борновское сечение процесса, а некоторое

видимое сечение, определяемое как:

$$\sigma_{vis} = \frac{\sigma_B(s)}{|1 - \Pi|^2} \int_0^\varepsilon \frac{\sigma_B(s(1-x))}{\sigma_B(s)} W(x,s) dx, \quad (4.5)$$

где $\sigma_B(s)$ – борновское сечение процесса, $|1 - \Pi|^2 = 0.929$ – фактор поляризации вакуума [22; 88], ε – максимально позволительное в анализе отклонение от номинального значения s (в долях), зависящее от нижней границы требования на полную энергию, а $W(x,s)$ – радиатор Кураева–Фадина [89; 90], описывающий вероятность излучения фотона определенной энергии в начальном состоянии. Здесь стоит отметить, что в данной формуле заложена зависимость эффективности реконструкции согласно функции Хевисайда, $\Theta(\varepsilon - x)$.

Радиационная поправка $1 + \delta$ определяется как значение интеграла в уравнении 4.5. Для её расчета необходимо знать поведение сечения процессов, которое можно исследовать на основании данных сканирования (см. раздел 2.1.1). В каждой точке сканирования по энергии было набрано порядка 1 фб⁻¹ интегральной светимости, однако в таком случае ожидаемое число событий не превышает 0.5 штук ни для одного из изучаемых процессов. По этой причине, данные сканирования объединяются в две области: 10.63–10.77 ГэВ и 10.93–11.02 ГэВ, лежащие ниже и выше $\Upsilon(5S)$ -резонанса, соответственно. Эти данные были проанализированы идентично основному набору данных за исключением требования на полную энергию – сигнальная область по энергии сдвигалась на соответствующую энергию с сохранением общей ширины [26].

Анализ показывает, что в этих диапазонах наблюдается не более одного сигнального события (см. таблицу 4.4). В таком случае, в качестве оценки верхнего предела с доверительным интервалом в 63 %, на основании распределения Пуассона с нулевым ожидаемым фоном, можно принять $N_{sig} < 1$ и посчитать соответствующий верхний предел на сечение, усредняя по различным каналам одного процесса (см. таблицу 4.5). Для процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ и $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\eta'$ верхний предел на сечение вне $\Upsilon(5S)$ -резонанса превышает измеренное значение вблизи пика $\Upsilon(5S)$, а для процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\eta$ предел не противоречит предположению о чисто резонансном рождении изучаемых конечных состояний. Таким образом, для вычисления радиационной поправки используется резонансная модель со следующими параметрами $\Upsilon(5S)$ резонанса: $M_{\Upsilon(5S)} = 10\,890 \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma_{\Upsilon(5S)} = 51 \text{ МэВ}$ [91]. Для используемых критериев на полную энергию, радиационная поправка $1 + \delta$ варьируется от 0.63 до 0.64.

Таблица 4.4 — Результаты анализа данных сканирования. N_{sig} — число сигнальных событий и N_{tot} — суммарное число событий в сигнальном распределении.

Канал	\sqrt{s} диапазон, ГэВ	L , фб $^{-1}$	N_{sig}	N_{tot}
$\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$	10.63–10.77	3.8	0	2
	10.93–11.02	7.1	1.0 ± 1.0	2
$\Upsilon(2S)\eta[3\pi]$	10.63–10.77	3.8	1.0 ± 1.0	1
	10.93–11.02	7.1	0	1
$\Upsilon(1S)\eta'[\pi\pi\eta]$	10.63–10.77	3.8	0	3
	10.93–11.02	7.1	0	8
$\Upsilon(1S)\eta'[\rho\gamma]$	10.63–10.77	3.8	0.8 ± 1.2	3
	10.93–11.02	7.1	1.3 ± 1.8	18
$\Upsilon(1S)\eta[3\pi]$	10.63–10.77	3.8	0	1
	10.93–11.02	7.1	1.0 ± 1.0	3

Таблица 4.5 — Сравнение видимых сечений вне и на $\Upsilon(5S)$ резонансе. Верхние пределы вне резонанса соответствуют 63 % доверительному интервалу

Канал	$\sigma_{\text{vis},\pi\bar{\nu}}$		
	10.63–10.77 ГэВ	на $\Upsilon(5S)$	10.93–11.02 ГэВ
$\Upsilon(2S)\eta$	<0.45	1.39 ± 0.14	<0.24
$\Upsilon(1S)\eta'$	<0.116	<0.023	<0.062
$\Upsilon(1S)\eta[3\pi]$	<0.27	0.29 ± 0.05	<0.14

Борновское сечение вычисляется по формуле

$$\sigma_B = \sigma_{\text{vis}} \frac{|1 - \Pi|^2}{1 + \delta}. \quad (4.6)$$

Средневзвешенные значения 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 (см. раздел 4.5).

4.5 Изучение систематических погрешностей

К доминирующими источниками 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 погрешность рассчитана как квадратичная сумма всех вкладов и представлена в таблицах 4.6 и 4.7. При расчете средневзвешенных значений, общие систематические погрешности не усредняются, а учитываются отдельно после усреднения. Для каналов $\Upsilon(1S)\eta'$, систематические погрешности, которые невозможно изучить в силу отсутствия сигнальных событий, в качестве оценки взяты идентичными каналу $\Upsilon(1S)\eta[3\pi]$, а итоговые погрешности для верхних пределов считаются мультипликативными и учитываются повышением верхних пределов на соответствующую величину. Отдельные вклады в систематическую погрешность описаны далее.

Для определения влияния критериев отбора отслеживалась стабильность посчитанного сечения при варьировании трех общих критериев отбора. Ширина диапазона по полной энергии E_{tot} варьировалась на 60 МэВ от номинальных значений, нижняя граница на угол расколлинеарности Ψ варьировалась от 2 рад до 2.8 рад, а ширина сигнальной области по $M_{\mu\mu}$ варьировалась на 200 МэВ/ c^2 от номинальных значений. В качестве оценки систематической погрешности берется максимальное отклонение сечения от номинального значения. Итоговая погрешность от критериев отбора представлена в виде квадратичной суммы этих трех источников.

Таблица 4.6 — Систематические погрешности борновского сечения σ_B и относительной вероятности распада \mathcal{B} для различных каналов реконструкции процессов $\Upsilon(1S,2S)\eta$. Источники с «*» используются только для \mathcal{B} , а с «**» — для σ_B

Источник	Погрешность, %		
	$\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$	$\Upsilon(2S)\eta[3\pi]$	$\Upsilon(1S)\eta[3\pi]$
Сечение рождения $\Upsilon(5S)$ *		4.7	
Реконструкция треков		2.7	
Идентификация мюонов		2.0	
Светимость \mathcal{L} **		1.4	
PHOTOS		1.0	
Радиационная поправка **	4.3	5.1	5.7
Реконструкция фотонов	3.0	3.0	3.0
Промежуточные бранчинги	2.5	8.9	2.4
Критерии отбора	6.0	6.6	5.6
Разрешение M_η	2.1	1.4	1.1
Параметризация сигнала	1.0	1.4	1.4
Параметризация фона	1.5	1.0	1.1
Бинирование	0.3	2.1	0.8
Итоговая погрешность \mathcal{B}	9.7	13.2	9.2
Итоговая погрешность σ_B	9.6	13.4	9.8

Важными факторами, влияющими на эффективность регистрации событий, являются эффективности реконструкции и идентификации заряженных частиц и фотонов. Однако величины, определенные из Монте-Карло моделирования, могут отличаться от наблюдаемого в эксперименте. Согласно независимым исследованиям коллаборации, например основанных на анализе процесса $D^{*-} \rightarrow \pi^- D^0 [K_S^0 \pi^+ \pi^-]$, систематическая погрешность эффективности реконструкции треков заряженных пионов составляет 1 %, а для высокоэнергичных мюонов — 0.35 % [11]. Погрешность эффективности реконструкции фотонов, в

частности изученная по инклузивному распаду η -мезона, составляет 1.5 %. Эффективность идентификации мюонов определяется с погрешностью в 1 % на один мюон, согласно анализу процесса $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ [11]. Таким образом, для изучаемого конечного набора частиц $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ систематическая погрешность эффективности составляет 2.7 % от реконструкции заряженных треков, 3 % от реконструкции фотонов и 2 % от идентификации мюонов.

Таблица 4.7 — Систематические погрешности борновского сечения σ_B и относительной вероятности распада B для каналов процесса $\Upsilon(1S)\eta'$. Источники с «*» используются только для B , а с «**» — для σ_B . Погрешность источников с «***» взята идентичной каналу $\Upsilon(1S)\eta[3\pi]$

Источник	Погрешность, %	
	$\Upsilon(1S)\eta'[\pi\pi\eta]$	$\Upsilon(1S)\eta'[\rho\gamma]$
Сечение рождения $\Upsilon(5S)$ *	4.7	
Реконструкция треков	2.7	
Идентификация мюонов	2.0	
Светимость \mathcal{L} **	1.4	
PHOTOS	1.0	
Радиационная поправка **	5.7	
Критерии отбора ***	5.6	
Разрешение $M_{\eta'}$ ***	1.1	
Параметризация сигнала ***	1.4	
Параметризация фона ***	1.1	
Бинирование ***	0.8	
Реконструкция фотонов	3.0	1.5
Промежуточные бранчинги	2.7	2.4
Итоговая погрешность B	9.3	8.8
Итоговая погрешность σ_B	10.0	9.5

Для описания излучения заряженных частиц в моделировании используется модуль PHOTOS, модельная точность которого является систематической

погрешностью. Для оценки погрешности данного метода были смоделированы каналы $\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$ и $\Upsilon(2S)\eta[3\pi]$ без использования модуля PHOTOS — для обоих процессов сечение выросло на 9 %. Наибольшее влияние на эффективность регистрации дает излучение мюонов в силу их большой энергии — излученные фотоны способны унести достаточно энергии из системы, чтобы выйти за пределы отбора по полной энергии. Модельная точность модуля PHOTOS лучше нескольких процентов [75] и, поскольку влияние модуля на сечение порядка 9 %, то влияние модельной неопределенности оценивается на уровне меньше 1 %.

Другим источником погрешности является расхождение разрешений по импульсам и энергиям частиц между моделированием и экспериментом. В частности это приводит к тому, что ширины распределений в Монте-Карло моделировании уже, чем наблюдается в эксперименте. Для определения характерного расхождения в экспериментальных данных были отобраны инклюзивные события с $\Upsilon(1S)$ -мезоном в переходе $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ с помощью требования на $|M_{\mu\mu\pi\pi} - M_{\mu\mu} - 562| < 18 \text{ МэВ}/c^2$. Аппроксимация полученного экспериментального распределения $M_{\mu\mu}$ с помощью суммы функций Гаусса и линейной функции показывает разрешение в $(54.0 \pm 1.5) \text{ МэВ}/c^2$, что на 8 % больше ширины в $50 \text{ МэВ}/c^2$, полученной из моделирования (см. рисунок 4.11). Данное расхождение является характерным и для остальных распределений, в силу чего, для оценки соответствующей систематической погрешности, ширины сигнальных распределений $M_{\eta,\eta'}$ брались на 10 % больше при аппроксимации данных. Дополнительно, ширина сигнальных распределений использовалась в качестве свободного параметра при аппроксимации экспериментальных данных — полученные значения ширины согласуются с результатами моделирования в пределах статистической неопределенности. Максимальные отклонения сечений от номинальных значений в этих двух подходах взяты за оценку вклада в систематическую погрешность моделирования.

Для определения систематической погрешности, связанной с параметризацией сигнального распределения, рассмотрены несколько дополнительных способов параметризации: только функцией CrystalBall или только функцией Гаусса. Погрешность, связанная с параметризацией фона определялась путем варьирования диапазона аппроксимации. В качестве оценки систематической погрешности берется максимальное отклонение сечения от номинального метода.

Номинальная ширина бина при аппроксимации экспериментальных распределений составляет $10 \text{ МэВ}/c^2$, изменение которой также может повлиять на результат аппроксимации и является систематической погрешностью. Для изучения данного эффекта, аппроксимация повторялась с шириной бина 5, 8 и $12 \text{ МэВ}/c^2$, а в качестве погрешности используется максимальное отклонение сечения от стандартного значения.

Также, для расчетов используются следующие промежуточные бранчинги, точность измерения которых вносит неопределенность в сечение измеряемых процессов: $\mathcal{B}(\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (2.48 \pm 0.05)\%$, $\mathcal{B}(\Upsilon(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (1.93 \pm 0.17)\%$, $\mathcal{B}(\eta \rightarrow \gamma\gamma) = (39.41 \pm 0.20)\%$, $\mathcal{B}(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) = (22.92 \pm 0.28)\%$, $\mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = (98.823 \pm 0.034)\%$, $\mathcal{B}(\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S) \pi^+ \pi^-) = (17.85 \pm 0.26)\%$, $\mathcal{B}(\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma) = (29.5 \pm 0.4)\%$ и $\mathcal{B}(\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta) = (42.6 \pm 0.7)\%$ [91].

Для борновского сечения, погрешность определения величины радиационной поправки связана с возможным наличием нерезонансного вклада. Для определения погрешности, энергетическая зависимость сечения параметризовалась суммой функции Брейта—Вигнера для описания $\Upsilon(5S)$ -резонанса и постоянной подложки, амплитудой в 27% от полного сечения при $\sqrt{s} = 10.866 \text{ ГэВ}$, что соответствует верхнему пределу на нерезонансный вклад (см. таблицу 4.5) после пересчета в борновское сечение. При такой форме сечения, радиационная поправка меняется от ранее определенного значения на 4.3–5.7% в зависимости от канала, что используется в качестве систематической погрешности.

4.6 Обсуждение результатов

В данном анализе были измерены следующие относительные вероятности переходов:

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

Для $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)\eta$ и $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ статистическая значимость превышает 10σ , что соответствует первому наблюдению этих распадов.

Также, определены следующие борновские сечения:

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

Результаты согласуются с предыдущими результатами $\sigma_B(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\eta) = 1.02 \pm 0.30 \pm 0.17$ пб и $\sigma_B(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\eta) < 0.49$ пб [22], полученными в инклюзивном анализе массы отдачи к η -мезону. Для $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\eta$, расхождение составляет примерно 2.3σ , что не противоречит статистическим флуктуациям.

В предположении чисто резонансного рождения, используя $\sigma_B(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-) = 2.27 \pm 0.12 \pm 0.14$ пб, $\sigma_B(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-) = 4.07 \pm 0.16 \pm 0.45$ пб [11], полученные борновские сечения пересчитываются в отношения ширин переходов:

$$\frac{\Gamma(\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)\eta)}{\Gamma(\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-)} = 0.52 \pm 0.06 \pm 0.04 \quad (4.7)$$

и

$$\frac{\Gamma(\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta)}{\Gamma(\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-)} = 0.19 \pm 0.04 \pm 0.01, \quad (4.8)$$

которые значительно больше ожидаемых значений 0.03 для $\Upsilon(2S)$ и 0.005 для $\Upsilon(1S)$ и подтверждают 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 $2.41 \pm 0.40 \pm 0.12$ [4]. Кроме того, на отношение между процессами $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta'$ и $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ получен верхний предел

$$\frac{\Gamma(\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta')}{\Gamma(\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta)} < 0.10 \quad (CL = 90\%), \quad (4.9)$$

который значительно меньше ожидаемого значения порядка 12, полученного в рамках QCDME (см. раздел 1.2).

Как предложено в работах [36; 37], одним из возможных объяснений подобного поведения вероятностей и величин соотношений может являться наличие примеси легких кварков к основному $b\bar{b}$ состоянию или наличие неучтенных амплитуд переходов. В таком случае, в волновой функции $\Upsilon(5S)$ может присутствовать примесь $B_s^*\bar{B}_s^*$ состояний (их порог рождения 10.83 ГэВ), что могло бы привести к увеличению сечений процессов $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S,2S)\eta$ и $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S)\eta'$, а также, противоположно предсказанию QCDME (см. уравнение 1.13), к преобладанию процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S/2S)\eta$ относительно $e^+e^- \rightarrow$

$\Upsilon(1S)\eta'$ [37]:

$$\frac{\Gamma(\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta')}{\Gamma(\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta)} \approx \frac{p_{\eta'}^3}{2p_\eta^3} = 0.25, \quad (4.10)$$

что не противоречит измеренному значению. Подобное подавление наблюдается и для $\Upsilon(4S)$ -мезона, для которого это соотношение равно 0.20 ± 0.06 [5], что согласуется с ожидаемым значением в случае наличия примеси состояний с легкими кварками.

Кроме того, используя $\sigma_B(\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(1P)\eta) < 0.76$ пб [22], получаем:

$$\frac{\Gamma(\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(1P)\eta)}{\Gamma(\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta)} < 1.8, \quad (4.11)$$

в то время как для $\Upsilon(4S)$ это соотношение равно 12.8 [3], что может служить дополнительной информацией при анализе возможной структуры этих резонансов.

Дополнительный набор данных в районе $\Upsilon(5S)$ -резонанса в эксперименте Belle II позволит изучить адронные переходы в семействе боттомония с новым уровнем точности.

Глава 5. Изучение процессов $h_b(1P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0$ и $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta(\pi^0)$

5.1 Отбор событий

Данная глава посвящена изучению адронных переходов между $h_b(1P,2P)$ и $\Upsilon(1S)$ с излучением η - и π^0 -мезонов. Общая идея заключается в полной реконструкции процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(5S) \rightarrow h_b(1P,2P)\pi^+\pi^-$ 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 [27]. 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. Здесь и далее, 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.

Для оптимизации критериев отбора используется Монте-Карло моделирование аналогичное описанному в предыдущей главе. Для распада $\Upsilon(1S) \rightarrow \ell^+\ell^-$ используется модель «VLL» с корректным описанием распада векторной частицы на пару лептонов. Трех-частичный процесс $e^+e^- \rightarrow h_b(1P,2P)\pi^+\pi^-$ смоделирован согласно модели «PHSP», а затем взвешен в соответствии с распределением по $M_{\pi^\pm}^{\text{rec}}$, полученному в работе [9]. Для остальных распадов используется модель «PHSP».

Разделим процесс реконструкции на два этапа: реконструкция пары заряженных пионов и реконструкция остальных частиц из распада $h_b(1P,2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta(\pi^0)$. Реконструкция пары пионов повторяет требования, используемые в работе [48], поскольку измеренное в ней число событий с $h_b(1P,2P)$ -мезонами используется для расчета относительной вероятности распада. На данном этапе выбираются заряженные частицы с треками, удовлетворяющими $dr < 0.3$ см и $|dz| < 2.0$ см, где dr и dz — поперечное и продольное расстояние от трека до точки встречи пучков. Частица считается пионом, если удовлетворяет следующим требованиям на идентификацию: $PID(\pi) > 0.1$, $\frac{\mathcal{L}_\pi}{\mathcal{L}_p + \mathcal{L}_\pi} > 0.1$ и $\mathcal{P}_e < 0.9$ (см. раздел 2.1.3). При таких условиях эффективность идентификации пионов

составляет 99 %, а вероятность ошибочной идентификации электронов и каонов — 8 % и 4 %, соответственно. Поскольку процесс $e^+e^- \rightarrow h_b(1P,2P)\pi^+\pi^-$ преимущественно протекает через промежуточные резонансы $Z_b(10610)$ and $Z_b(10650)$ [9], максимальная из двух масс отдачи к одному из пионов, $M_{\pi^\pm}^{\text{rec}}$, должна находиться в диапазоне 10.59–10.67 ГэВ.

Далее рассмотрим реконструкцию пары лептонов и пары фотонов в промежуточном процессе $h_b(1P,2P) \rightarrow \Upsilon(1S)[\rightarrow \ell^+\ell^-]\eta(\pi^0)[\rightarrow \gamma\gamma]$. Для лептонов условия на треки идентичны пионам, а требования для идентификации следующие: мюоны должны удовлетворять условию $\mathcal{P}_\mu > 0.1$, а электроны должны иметь $\mathcal{P}_e > 0.9$. Эффективность идентификации мюонов при этом составляет 93 %, а электронов — 94 %. Поскольку в распаде $\Upsilon(1S) \rightarrow \ell^+\ell^-$ лептоны имеют большой импульс, вероятность неправильной идентификации пренебрежимо мала. Аналогично ранее рассмотренному анализу, $\Upsilon(1S)$ -мезон реконструируется по инвариантной массе двух лептонов, $M_{\ell^+\ell^-}$, с сигнальной областью $(9.235; 9.685) \text{ ГэВ}/c^2$. Для улучшения разрешения в e^+e^- -канале производится процедура восстановления фотона тормозного излучения — четырехимпульс фотонов, пришедших из конуса с углом в 15 мрад от направления трека электрона, прибавляется к четырехимпульсу электрона.

Для улучшения разрешения по фотонам и подавления фона, к событиям, прошедшим описанные ранее критерии отбора, применяется процедура кинематической реконструкции всех конечных шести частиц к суммарному четырехимпульсу начальной e^+e^- -системы. Это позволяет улучшить разрешение примерно на 15–30 % для переменных $\delta M_{\gamma\gamma}$ (см. рисунок 5.1) и $M_{\gamma\gamma}$ (см. рисунок 5.2), 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 $9 \text{ МэВ}/c^2$ и $12 \text{ МэВ}/c^2$ для $h_b(1P)$ - и $h_b(2P)$ -каналов, соответственно (см. рисунок 5.1), а сигнальный интервал выбирается соответствующим $\pm 3\sigma$ диапазону.

В случае нескольких кандидатов в событии, выбирается кандидат с наименьшим значением χ^2 кинематической реконструкции. Также, использование требования на χ^2 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.

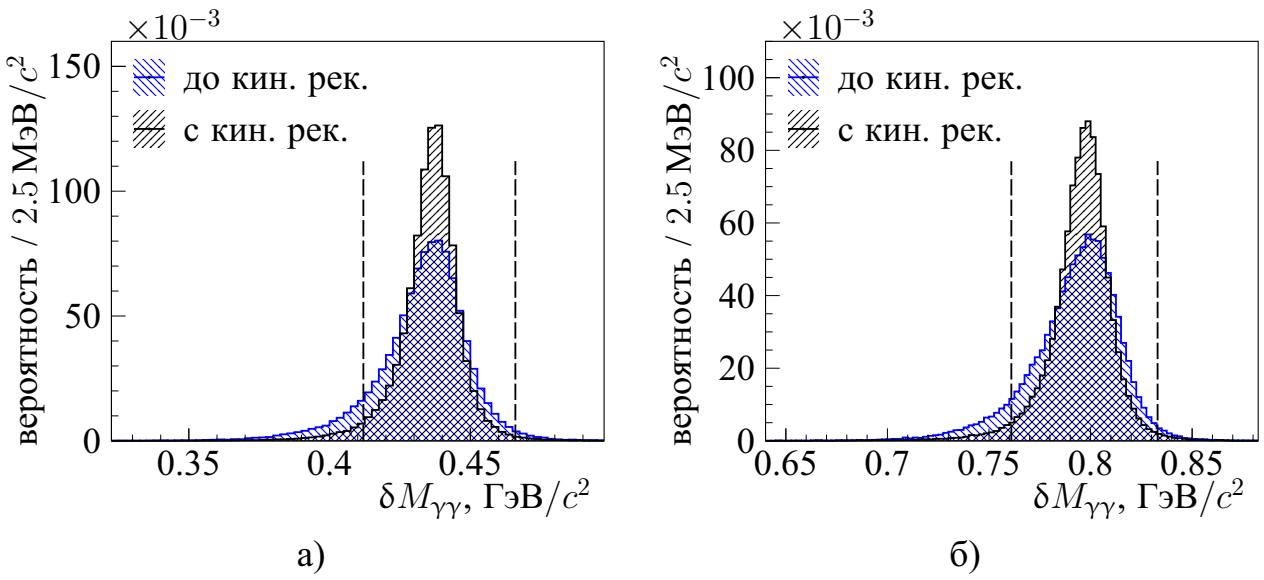


Рисунок 5.1 — Монте-Карло распределение по переменной $\delta M_{\gamma\gamma}$ для а) $h_b(1P)$ и б) $h_b(2P)$ до и после кинематической реконструкции

Используемая 2 % вероятность отличается от предсказанных 10 %, поскольку в последнем случае ожидаемое число сигнальных событий достигает 35 в мюонном канале, что сопоставимо с предыдущим анализом и было бы достоверно обнаружено во время изучения фона в распределении $M_{\pi\pi}^{\text{rec}}$ для канала $\Upsilon(1S)\eta'[\pi\pi\eta]$. Выбранная же вероятность примерно соответствует достоверному (при имеющейся статистике) обнаружению процесса в каждой лептонном канале.

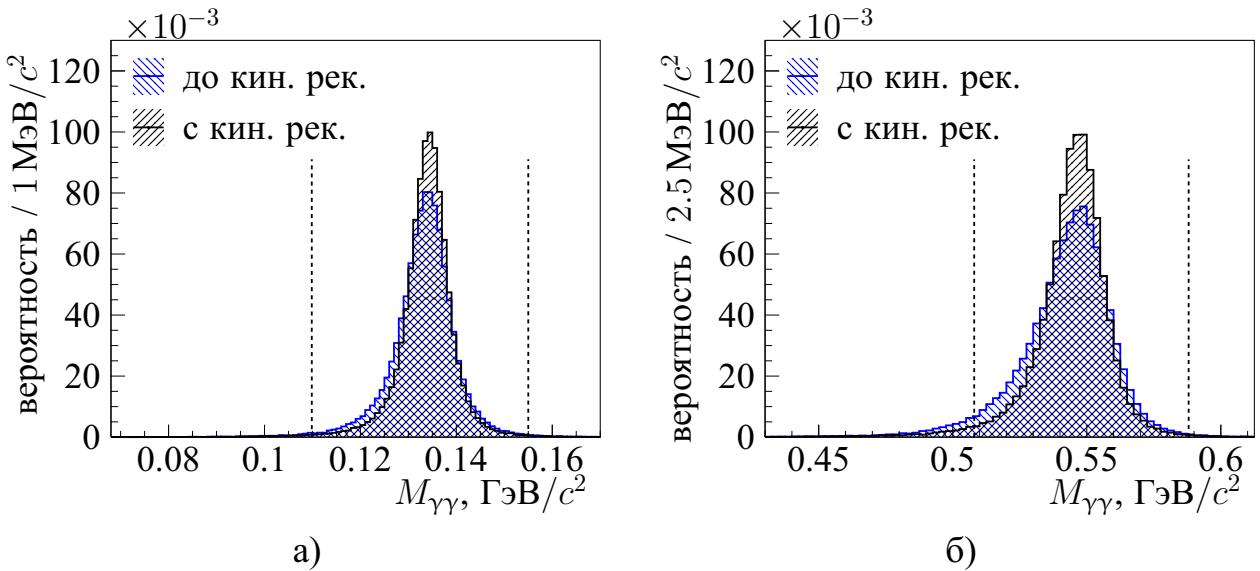


Рисунок 5.2 — Монте-Карло распределение по массе двух фотонов, $M_{\gamma\gamma}$, для а) $h_b(1P)$ и б) $h_b(2P)$ до и после кинематической реконструкции.

Вертикальные линии иллюстрируют сигнальную область

Сигнальная область по переменной $M_{\pi\pi}^{\text{rec}}$ определена как $(9.881; 9.917)$ ГэВ/ c^2 для $h_b(1\text{P})$ и $(10.242; 10.278)$ ГэВ/ c^2 для $h_b(2\text{P})$ (см. рисунок 5.3), что соответствует 3σ диапазону. Вне сигнальных областей по $M_{\pi\pi}^{\text{rec}}$, изучаемый диапазон ограничен $(9.75; 9.99)$ ГэВ/ c^2 и $(10.19; 10.32)$ ГэВ/ c^2 , чтобы исключить лежащие рядом резонансы $\Upsilon(2\text{S})$, $\Upsilon(1\text{D})$ и $\Upsilon(3\text{S})$. Сигнальная область по переменной $M_{\gamma\gamma}$ определена как $(110; 155)$ МэВ/ c^2 для π^0 , что является стандартным значением, используемым коллаборацией Belle, и $(508; 588)$ МэВ/ c^2 для η (см. рисунок 5.2), что соответствует 3σ диапазону. В результате оптимизации (см. рисунок 5.4), были выбраны требования $\chi^2 < 100$ и $\chi^2 < 55$ для каналов с $h_b(1\text{P})$ и $h_b(2\text{P})$, соответственно.

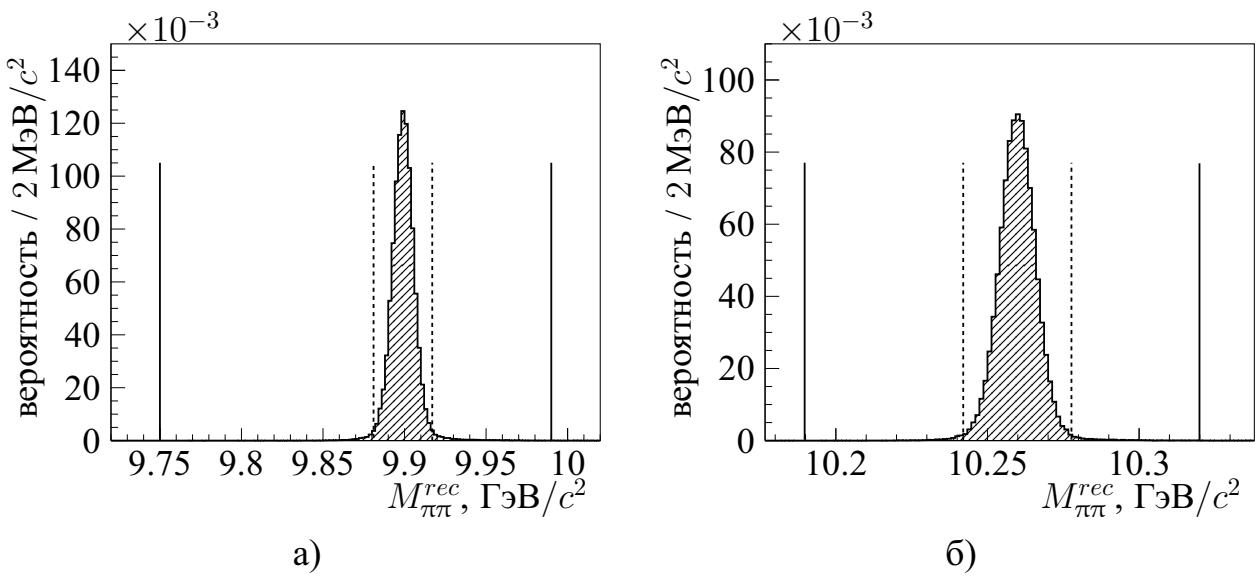


Рисунок 5.3 — Монте-Карло распределение массы отдачи к паре пионов, $M_{\pi\pi}^{\text{rec}}$, для а) $h_b(1\text{P})$ и б) $h_b(2\text{P})$ до и после кинематической реконструкции. Сплошные вертикальные линии иллюстрируют изучаемую область, а пунктирные — сигнальную

Следующие дополнительные критерии отбора направленны на подавление специфических источников фона (см. раздел 5.2). Так, 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, $M_{\pi\pi\gamma\gamma} > 810$ МэВ/ c^2 . Для подавления фона от процессов с промежуточным распадом $\Upsilon(2\text{S}) \rightarrow \Upsilon(1\text{S})\pi^+\pi^-$, в частности изученного ранее $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2\text{S})\eta$, накладывается требование $\delta M_{\pi\pi} > 581$ МэВ/ c^2 .

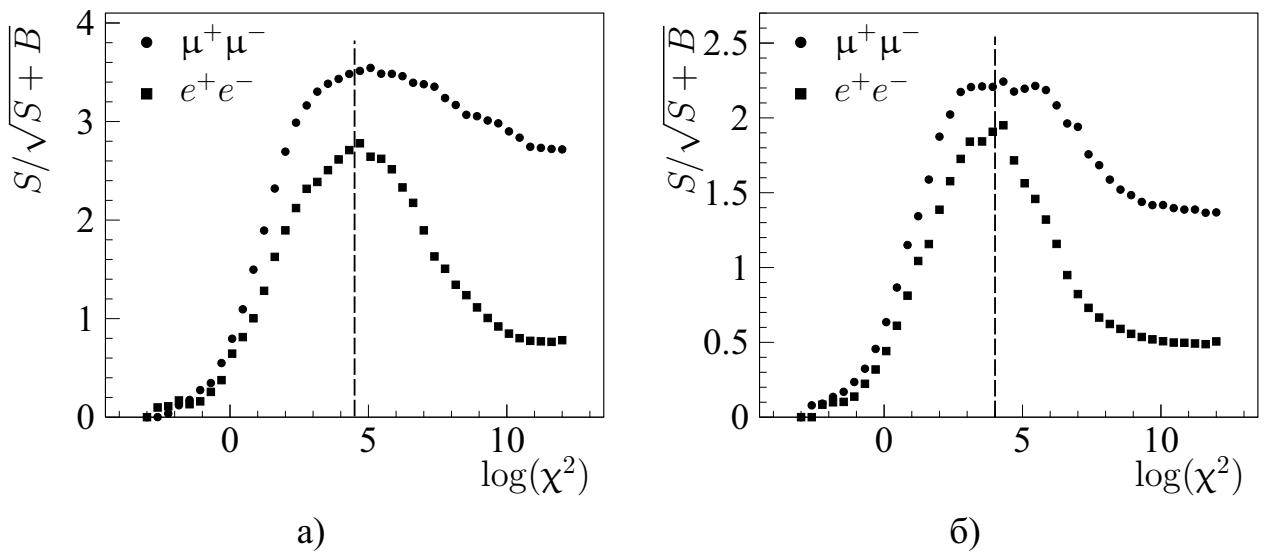


Рисунок 5.4 – Зависимость функции $S/\sqrt{S+B}$ от критерия отбора на χ^2 кинематической реконструкции для а) $h_b(1P)$ и б) $h_b(2P)$. Вертикальная линия иллюстрирует выбранное значение

Эффективность реконструкции $h_b(1P,2P)$ -мезонов, ε_{h_b} (см. таблицу 5.1), определяется на основании Монте-Карло моделирования как $N_{\text{rec}}/N_{\pi\pi}$, где N_{rec} — число полностью реконструированных сигнальных событий, $N_{\pi\pi}$ — число событий, в которых была реконструирована пара пионов в соответствии с описанными ранее требованиями из работы [48].

Таблица 5.1 – Критерии отбора и эффективности реконструкции

Критерий	$h_b(2\text{P}) \rightarrow \Upsilon(1\text{S})\eta(\pi^0)$	$h_b(1\text{P}) \rightarrow \Upsilon(1\text{S})\pi^0$
$M_{\pi^\pm}^{\text{rec}} (\Gamma \Theta B / c^2)$	(10.59; 10.67)	(10.59; 10.67)
$M_{\ell\ell} (\Gamma \Theta B / c^2)$	(9.235; 9.685)	(9.235; 9.685)
$\delta M_{\gamma\gamma} (\Gamma \Theta B / c^2)$	(761; 833)	(412; 466)
$\delta M_{\pi\pi} (\Gamma \Theta B / c^2)$	> 581	—
$M_{\pi\pi\gamma\gamma} (\Gamma \Theta B / c^2)$	> 810	> 810
$\cos \theta_{\pi\pi}$	< 0.95	< 0.95
χ^2	< 55	< 100
$\varepsilon_{h_b}^{\mu\mu} (\%)$	33.1 ± 0.3 (25.6 ± 0.2)	24.8 ± 0.2
$\varepsilon_{h_b}^{ee} (\%)$	23.7 ± 0.2 (18.8 ± 0.2)	18.7 ± 0.2

5.2 Изучение ожидаемых фоновых процессов

Существенные фоновые процессы, которые производят пики в обеих проекциях сигнального распределения $M_{\gamma\gamma}$ vs. $M_{\pi\pi}^{\text{rec}}$, отсутствуют. Однако, процессы со схожим конечным состоянием и рождением π^0 - и η -мезонов, все-равно остаются источником фона, который может существенно повлиять на измерение числа сигнальных событий. К ним можно отнести $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1D,2S)\eta [\rightarrow \gamma\gamma]$ с последующим распадом $\Upsilon(1D,2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$, $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S,3S)[\rightarrow \Upsilon(1S)\eta]\pi^+\pi^-$, $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta [\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0]$, $\Upsilon(5S) \rightarrow \chi_{bJ}(1P)[\rightarrow \Upsilon(1S)\gamma]\omega$. Кроме того, особенно для e^+e^- -канала, можно ожидать существенный фон от электродинамических процессов типа $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-q\bar{q}$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma^{(*)}$, где рождаются φ -, ω -, η' -, η -мезоны, а электроны идентифицируются как пионы, или происходит конверсия фотона на веществе SVD.

В первую очередь, аналогично предыдущему анализу, накладывается условие $\cos\theta_{\pi^+\pi^-} < 0.95$ для подавления фона от конверсии фотонов на веществе SVD [27].

Далее, проанализируем общую фоновую ситуацию, сравнив экспериментальные данные с обобщенным Монте-Карло моделированием (см. раздел 2.3), добавив измеренные ранее процессы $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S,2S)\eta$. Процессы с рождением $\Upsilon(1D)$ в данном моделировании отсутствуют, поскольку их вероятность, как и вероятности распадов $\Upsilon(1D)$, в основном не были измерены. Для этой проверки отберем наше конечное состояние $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ следующим образом: используется требование $8 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{\ell\ell} < 9 \text{ ГэВ}/c^2$ для изучения нерезонансного фона или $9.235 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{\ell\ell} < 9.685 \text{ ГэВ}/c^2$ для выделения $\Upsilon(1S)$ -резонанса, $\cos\theta_{\pi^+\pi^-} < 0.95$, а затем проводится процедура кинематической реконструкции с требованием $\chi^2 < 55$ для выполнения закона сохранения четырехимпульса.

В сравнении данных и МС для $8 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{\ell\ell} < 9 \text{ ГэВ}/c^2$ (см. рисунок 5.5) наблюдается значительное расхождение для $M_{\pi\pi}^{\text{rec}} < 9 \text{ ГэВ}/c^2$, обусловленное отсутствием в моделировании событий $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-(\gamma)$, где фотон конвертирует на веществе SVD в пару электронов, идентифицированных как пара пионов. Хотя требование $\cos\theta_{\pi^+\pi^-} < 0.95$ отбрасывает большую часть подобного фона, таких событий все ещё остается заметное количество из-за большого сечения e^+e^- -рассеяния. Тем не менее, этот фон не является суще-

ственным для текущего анализа, так как в распределении по $M_{\pi\pi}^{rec}$ он лежит ниже сигнальных диапазонов (см. рисунок 5.6а). Рассматривая события выше этого фона по $M_{\pi\pi}^{rec}$, в распределении по $M_{\gamma\gamma}$ (см. рисунки 5.5б и 5.6б) обнаруживается, что ожидаемое количество π^0 - и η -мезонов значительно завышено, а уровень нерезонансного фона занижен.

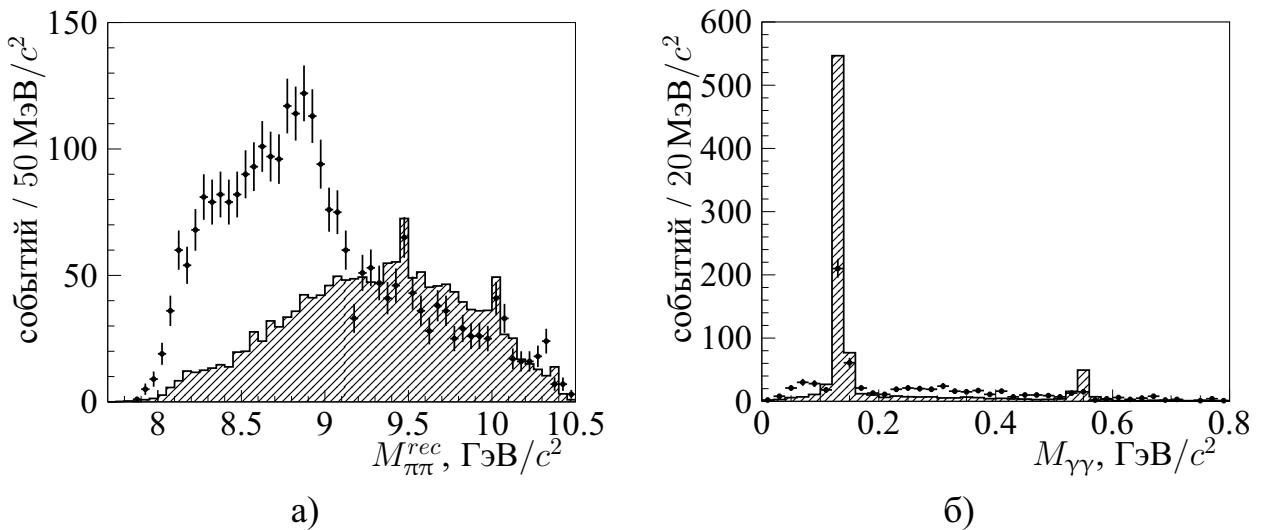


Рисунок 5.5 — Экспериментальные распределения а) $M_{\pi\pi}^{rec}$ и б) $M_{\gamma\gamma}$ (при $M_{\pi\pi}^{rec} > 9.25 \text{ ГэВ}/c^2$) в сравнении с ожидаемым фоном из моделирования для диапазона $8 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{\ell\ell} < 9 \text{ ГэВ}/c^2$. Точками изображены данные, а гистограмма — результаты Монте-Карло моделирования

События в диапазоне $8 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{\ell\ell} < 9 \text{ ГэВ}/c^2$ (см. рисунок 5.6б) почти полностью обусловлены электродинамическими процессами, для которых, по всей видимости, заложены некорректные сечения рождения или динамика распада, в то время как нерезонансный фон также может быть занижен из-за недооценки в моделировании вероятности реконструкции фоновых фотонов. Последнее предположение дополнительно подтверждается тем, что в диапазоне $9.235 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{\ell\ell} < 9.685 \text{ ГэВ}/c^2$ ожидаемое число событий перехода $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ значительно занижено (см. рисунок 5.6а), поскольку при рождении $\Upsilon(2S)$ в процессе $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ отсутствуют фотоны в конечном состоянии. Нерезонансный фон в распределении $M_{\gamma\gamma}$ (см. рисунок 5.6б) также отчасти занижен из-за отсутствия в моделировании процессов с $\Upsilon(1D)$ -мезонами.

Таким образом, это моделирование нельзя использовать для расчета ожидаемого числа фоновых событий, особенно числа π^0 - и η -мезонов. Однако,

поскольку характер формы ожидаемых и наблюдаемых распределений в целом согласуется, то моделирование используется для описания формы фона от электродинамических процессов, разделяя на π^0 -компоненту и нерезонансную гладкую компоненту. Число ожидаемых η -мезонов из электродинамических процессов пренебрежимо мало после накладывания остальных критериев отбора, в силу чего отдельная компонента не используется при аппроксимации данных. Полученные формы фона близки к линейным на масштабе рассматриваемых значений $M_{\pi\pi}^{rec}$ и $M_{\gamma\gamma}$, а альтернативные описания формы фона рассматриваются в рамках изучения систематических погрешностей.

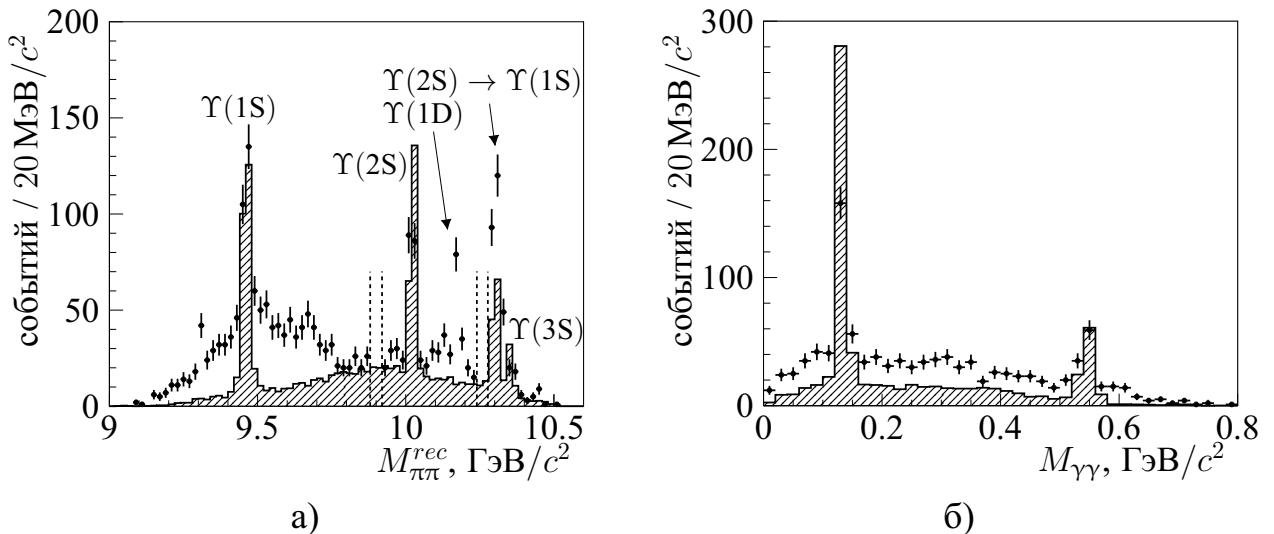


Рисунок 5.6 — Экспериментальные распределения а) $M_{\pi\pi}^{rec}$ и б) $M_{\gamma\gamma}$ (при $M_{\pi\pi}^{rec} > 9.75 \text{ ГэВ}/c^2$) в сравнении с ожидаемым фоном из моделирования для сигнального диапазона $9.235 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{\ell\ell} < 9.685 \text{ ГэВ}/c^2$. Точками изображены данные, гистограмма — результаты Монте-Карло моделирования, а вертикальные линии иллюстрируют сигнальные области

С точки зрения фоновых процессов от распада $\Upsilon(5S)$, наиболее существенным является рождение $\Upsilon(2S)$ -мезона с последующим распадом $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$. Таких событий значительное количество, они лежат близко к сигнальной области $h_b(2P)$ (Рис. 5.6а), а вместе с $\Upsilon(2S)$ могут рождаться искомые π^0 - ($\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^0\pi^0$) и η -мезоны ($\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)\eta$). Для подавления переходов $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ используется требование $\delta M_{\pi\pi} > 581 \text{ МэВ}/c^2$ (см. рисунок 4.4б), благодаря которому исключается 99.7 % таких событий, сохраняя 91.5 % сигнала. Ожидаемое число событий, прошедших этот отбор составляет 0.2 штук, из которых π^0 — 0.01, а η — 0.08, что мало и в дальнейшем пренебрегается. Аналогичным фоном является рождение $\Upsilon(1D)$ -мезонов

в процессах $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1D)\eta$ и $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1D)\pi^+\pi^-$ с последующим распадом $\Upsilon(1D) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$. Однако, события этих процессов лежат около $10.16\text{ ГэВ}/c^2$ в распределении $M_{\pi\pi}^{rec}$ (см. рисунок 5.6а), что достаточно далеко от сигнальной области $h_b(2P)$ -мезона.

Для подавления фона от $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-\omega [\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0]$, который дает пик при $M_{\pi\pi\gamma\gamma} = 782\text{ МэВ}/c^2$ и является значительным фоном для измерения переходов с π^0 -мезоном, ставится требование $M_{\pi\pi\gamma\gamma} > 810\text{ МэВ}/c^2$. Это требование отсеивает 97 % фоновых событий, не влияет на сигнальный канал с η -мезоном и сохраняет 90 % сигнальных событий с π^0 . Кроме того, это требование подавляет π^0 -мезоны из процесса $\Upsilon(5S) \rightarrow \chi_{bJ}(1P)[\rightarrow \Upsilon(1S)\gamma]\omega$, однако не подавляет комбинаций с фотонами не из π^0 , что приводит к ожиданию около 4 событий в изучаемом диапазоне. Этот процесс ожидается основным источником фона, равномерно распределенного по сигнальному двухмерному распределению, и для его учета используется отдельная компонента в аппроксимации.

Ещё одним возможным фоновым процессом является $e^+e^- \rightarrow h_b(1P,2P)\pi^+\pi^-$, где $h_b(2P)$ распадается каскадом через $\chi_{bJ}(1P)[\rightarrow \Upsilon(1S)\gamma]\gamma$, и который полностью аналогичен сигнальному процессу за исключением отсутствия резонанса в $M_{\gamma\gamma}$. Независимый анализ коллаборации Belle не обнаружил данный процесс [92], однако в данной работе эффективность реконструкции этого процесса выше, поэтому возможный вклад $h_b(2P) \rightarrow \chi_{bJ}(1P)\gamma$ рассматривается в качестве систематической погрешности, как описано далее.

5.3 Анализ экспериментальных данных

Экспериментальное распределение $M_{\gamma\gamma}$ vs. $M_{\pi\pi}^{rec}$ приведено на рисунке 5.7. В силу малого числа событий, мюонный и электронный каналы объединяются для определения числа сигнальных событий. Поскольку в сигнальных областях π^0 -мезона нет событий, только верхний предел на соответствующие относительные вероятности ставится на основе метода счета событий, описанного далее.

Для η -мезона, число сигнальных событий определяется с помощью аппроксимации методом максимального правдоподобия суммой сигнальной компоненты, компоненты $\Upsilon(5S) \rightarrow \chi_{bJ}(1P)[\rightarrow \Upsilon(1S)\gamma]\pi^+\pi^-\pi^0$, компоненты

для описания оставшегося равномерно распределенного фона и компоненты, описывающей равномерно распределенные π^0 -мезоны. Форма всех компонент зафиксирована на основании соответствующих Монте-Карло моделей и только их амплитуда варьируется. Сигнальная компонента параметризована как произведение функции CrystalBall (см. уравнение 4.2) по $M_{\gamma\gamma}$ и функции Гаусса по $M_{\pi\pi}^{\text{rec}}$. Для описания фона используется пороговая функция $f(x) = (x - p_1)^{p_2} e^{p_3 x}$: компоненты $\Upsilon(5S) \rightarrow \chi_{bJ}(1P) [\rightarrow \Upsilon(1S)\gamma] \pi^+ \pi^- \pi^0$ и равномерного фона раздельно параметризованы произведением $f(M_{\gamma\gamma}) \times f(M_{\pi\pi}^{\text{rec}})$. Компонента фоновых π^0 -мезонов параметризована произведением функции CrystalBall по $M_{\gamma\gamma}$ и $f(M_{\pi\pi}^{\text{rec}})$ по $M_{\pi\pi}^{\text{rec}}$. Результаты аппроксимации представлены на рисунке 5.8.

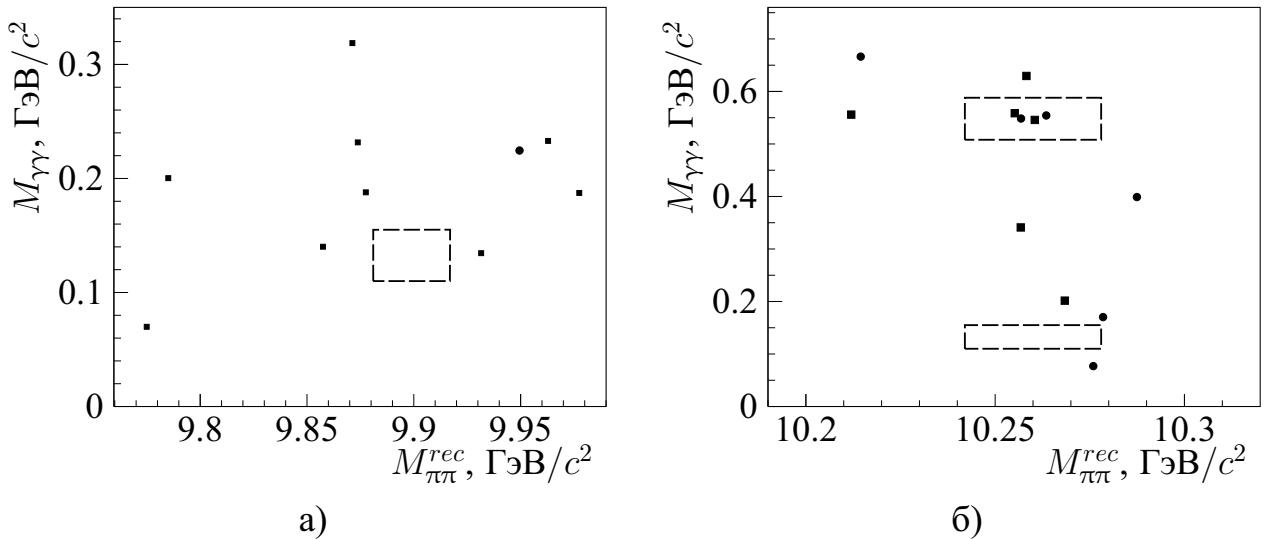


Рисунок 5.7 – Экспериментальное двумерное распределение $M_{\gamma\gamma}$ vs. $M_{\pi\pi}^{\text{rec}}$ для а) $h_b(1P)$ и б) $h_b(2P)$. Точки – события $\mu^+ \mu^-$ -канала, квадраты – события $e^+ e^-$ -канала, пунктирные прямоугольники – сигнальные области

Относительная вероятность распада, \mathcal{B} , рассчитывается как

$$\mathcal{B} = \frac{N_{\text{sig}}}{N_{h_b(1P,2P)}^{\text{tot}} (\mathcal{B}^{\mu\mu} \varepsilon_{h_b}^{\mu\mu} + \mathcal{B}^{ee} \varepsilon_{h_b}^{ee})}, \quad (5.1)$$

где N_{sig} – полученное число сигнальных событий, $N_{h_b(1P)}^{\text{tot}} = (84.2 \pm 4.4^{+2.1}_{-1.3}) \times 10^3$, $N_{h_b(2P)}^{\text{tot}} = (98.5 \pm 8.1^{+5.5}_{-6.3}) \times 10^3$ [48], $\mathcal{B}^{\ell\ell} = \mathcal{B}[\Upsilon(1S) \rightarrow \ell^+ \ell^-] \times \mathcal{B}[\eta \rightarrow \gamma\gamma]$, и $\varepsilon_{h_b}^{\ell\ell}$ – 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 (см. раздел 5.4). Здесь, статистическая значимость определяется как $\sqrt{2 \log [\mathcal{L}(N_{\text{sig}})/\mathcal{L}(0)]}$, где $\mathcal{L}(N_{\text{sig}})$ и $\mathcal{L}(0)$ — значения функции правдоподобия при аппроксимации данных с сигнальной функцией и без нее, соответственно.

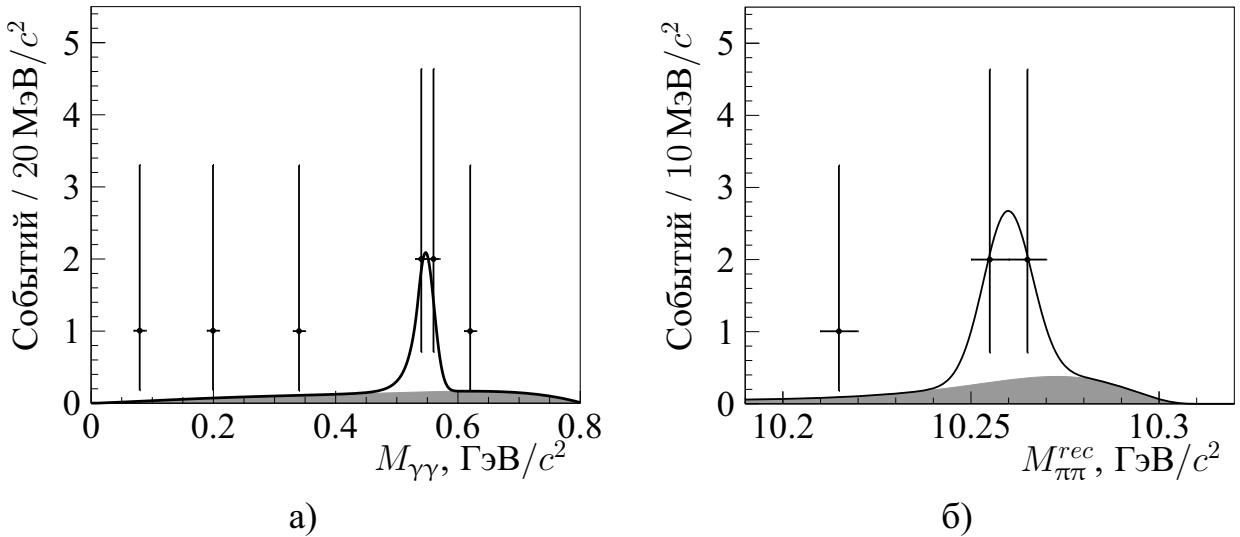


Рисунок 5.8 — Проекции сигнальных областей на а) $M_{\gamma\gamma}$ и б) $M_{\pi\pi}^{\text{rec}}$ для данных и результата аппроксимации. Точки с ошибками — данные, сплошная линия — результат наилучшей аппроксимации данных, закрашенная область — вклад фоновой компоненты

Для определения верхнего предела на относительную вероятность распадов $h_b(1\text{P},2\text{P}) \rightarrow \Upsilon(1\text{S})\pi^0$, используется метод Ролке [93]. Этот метод основан на teste отношения правдоподобия, в котором используется функция правдоподобия для малого числа сигнальных событий, распределенных по Пуассону, с учетом наличия фоновых событий, число которых может быть известно с погрешностью. Этот метод также позволяет учесть систематическую погрешность, составляющую 6.5 % и 11.0 % для относительной вероятности распадов $h_b(1\text{P})$ - и $h_b(2\text{P})$ -мезонов, соответственно (см. раздел 5.4). 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 $h_b(1\text{P})$ и $h_b(2\text{P})$, соответственно. Полученные верхние пределы составляют $\mathcal{B}[h_b(1\text{P}) \rightarrow \Upsilon(1\text{S})\pi^0] < 1.8 \times 10^{-3}$ и $\mathcal{B}[h_b(2\text{P}) \rightarrow \Upsilon(1\text{S})\pi^0] < 1.8 \times 10^{-3}$ при 90 % доверительном уровне.

5.4 Изучение систематических погрешностей

Для величины относительной вероятности распада доминирующим вкладом является именно погрешность измерения полного числа наблюдаемых $h_b(1P,2P)$ -мезонов, составляющая 5.6 % и 10.1 %, соответственно [48]. Тем не менее, можно выделить и такие источники, как погрешность реконструкции и идентификации частиц (как было описано в предыдущей главе), промежуточных бранчингов, эффективности регистрации и влияние выбора параметризации фона. Так, систематическая погрешность реконструкции и идентификации частиц конечного состояния $\ell^+\ell^-\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ составляет 0.7 % от реконструкции треков лептонов, 2.0 % (2.8 %) от идентификации мюонов (электронов) и 3.0 % от эффективности реконструкции фотонов. Систематические погрешности связанные с парой пионов сокращаются, поскольку их эффективность реконструкции исключена из рассмотрения в данном анализе и включена в полное число наблюдаемых $h_b(1P,2P)$ -мезонов. В данном анализе используются следующие промежуточные бранчинги: $\mathcal{B}[\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-] = (2.48 \pm 0.04) \%$, $\mathcal{B}[\Upsilon(1S) \rightarrow e^+e^-] = (2.39 \pm 0.08) \%$, $\mathcal{B}[\eta \rightarrow \gamma\gamma] = (39.41 \pm 0.20) \%$ [3]. Аналогично предыдущему анализу, систематическая погрешность от модуля PHOTOS оценивается в 1 %.

Для распада $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$, погрешность от параметризации фона определена путем аппроксимации данных с дополнительными способами параметризации равномерной фоновой компоненты: либо константной функцией, либо функцией $f(M_{\pi\pi}^{\text{rec}})$, в которой брались свободные параметры вместо фиксированных из Монте-Карло моделирования. Максимальное отклонение полученного числа сигнальных событий, составившее 3 %, взято в качестве систематической погрешности.

Для учета возможного вклада от распада $h_b(2P) \rightarrow \chi_{bJ}(1P)[\rightarrow \Upsilon(1S)\gamma]\gamma$, была проведена аппроксимация с добавлением компоненты, параметризованной функцией Гаусса по $M_{\pi\pi}^{\text{rec}}$ и $f(M_{\gamma\gamma})$ и зафиксированной на основании Монте-Карло моделирования. Для учета результатов независимого анализа [92] этого процесса, в котором сигнал не был обнаружен, к функции правдоподобия добавляется дополнительное слагаемое $\exp(-N_{\chi_{bJ}(1P)\gamma}/2.7)$, соответствующее распределению Пуассона с нулевым числом наблюденных событий и ожидаемым числом событий $h_b(2P) \rightarrow \chi_{bJ}(1P)\gamma$, полученным из

нашей аппроксимации и скорректированным на отношение эффективностей реконструкции. Полученное из аппроксимации число событий этого распада 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 .

Поскольку оба лептонных канала рассматриваются одновременно, то итоговая погрешность рассчитывается для суммы $\mathcal{B}^{\mu\mu}\varepsilon_{h_b}^{\mu\mu} + \mathcal{B}^{ee}\varepsilon_{h_b}^{ee}$ в соответствии с формулой переноса ошибок. Полученные погрешности представлены в таблице 5.2.

Таблица 5.2 — Систематические погрешности бранчингов процессов $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta(\pi^0)$ и $h_b(1P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0$

Источник	Погрешность, %		
	$h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$	$h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0$	$h_b(1P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0$
Реконструкция фотонов	3.0		
Идентификация лептонов	1.7; 3.4		
PHOTOS	1.0		
Реконструкция треков	0.7		
$N_{h_b(1P,2P)}^{\text{tot}}$	10.2	10.2	5.6
Параметризация фона	3	—	—
Промежуточные бранчинги	2.1; 2.2	2.0; 2.1	2.0; 2.1
Эффективность	0.7; 0.8	0.8; 1.1	0.8; 1.1
Итоговая	11.3	10.9	6.5

5.5 Обсуждение результатов

В данном анализе были измерены следующие относительные вероятности переходов:

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

$$-\mathcal{B}[h_b(1P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0] < 1.8 \times 10^{-3}, CL = 90\%.$$

Для распада $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ статистическая значимость составляет 3.5σ с учетом систематических погрешностей, что соответствует первому свидетельству этого распада.

Полученная относительная вероятность распада $\mathcal{B}[h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta]$ слабо влияет на отношение $R_{h_b}/R_{\chi_{b1}}$ — его центральное значение уменьшается с 0.24 до 0.23. Однако, вероятность отличается от ожидаемого значения масштаба 10 % (см. раздел 1.2). Подставляя значение $\mathcal{B}[h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta]$ в уравнение 1.17, получается отношение

$$\frac{\Gamma[h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta]}{\Gamma[\Upsilon(3S) \rightarrow h_b(1P)\pi^0]} = 30^{+20}_{-18} \pm 10, \quad (5.2)$$

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. Такое расхождение может быть объяснено неточностями в модели предсказания или отличием полной ширины $h_b(2P)$ -резонанса от ожидаемого значения в (75 ± 25) кэВ.

Заключение

Основные результаты работы 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 энергию, соответствующую $\Upsilon(5S)$ -резонансу. Это позволит изучить адронные переходы в семействе боттомония с новым уровнем точности и надежно обнаружить переход $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$.

В заключение я хочу выразить благодарность и большую признательность научному руководителю Гармашу А. Ю. за поддержку, помощь, обсуждение результатов и научное руководство. Отдельно хочу поблагодарить Ремнева М. А. за неоценимую техническую помощь при работе с Монитором светимости, Усову Ю. В. за разработку электроники и Шебалину В. Е. за разработку встроенного программного обеспечения. Я благодарен Бондарю А. Е., Шварцу Б. А., Кузьмину А. С. и Мизюку Р. В. за ценные советы и обсуждение результатов.

Хотелось бы также поблагодарить всех коллег лаборатории З-З и сотрудников коллабораций Belle и Belle II, в рамках которых выполнена эта работа, а также руководство ИЯФ СО РАН за поддержку участия в экспериментах.

Список сокращений и условных обозначений

ACC	Aerogel Cherenkov Counters (Аэрогелевые черенковские счетчики)
ARICH	Aerogel Ring Imaging Cherenkov Detector (Детектор черенковских колец)
BASF2	Belle II Analysis Software
CDC	Central Drift Chamber (Центральная дрейфовая камера)
DAQ	Data AQuisition system (Система сбора данных)
ECL	Electromagnetic CaLorimeter (Электромагнитный калориметр)
FAM	Flash-ADC trigger Module
HER	High Energy Ring (Высокоэнергичное кольцо, с электронами)
HQSS	Heavy Quark Spin Symmetry (Спиновая симметрия тяжелых кварков)
IP	Interaction Point (Место встречи пучков)
KLM	K-Long and Muon detector (Пробежная система)
LER	Low Energy Ring (Низкоэнергичное кольцо, с позитронами)
LOM	Luminosity Online Monitor (Монитор светимости)
PXD	PiXel Detector (Пиксельный детектор)
SVD	Silicon Vertex Detector (Кремниевый вершинный детектор)
TOF	Time-Of-Flight system (Время-пролетная система)
TOP	Time-Of-Propagation (Время-проекционные счетчики)
VXD	VerteX Detector (Вершинный детектор), комбинация SVD и PXD
ВЧ	Высокочастотный резонатор
ДК	Демпферное кольцо позитронов
ПУ	Предусилитель

Список литературы

1. Physics Achievements from the Belle Experiment / J. Brodzicka [et al.]. — Текст : электронный // PTEP. — 2012. — Vol. 2012. — P. 04D001. — URL: <https://doi.org/10.1093/ptep/pts072> (дата обращения: 10.10.2025).
2. Kahn, J. The Belle II Experiment / J. Kahn. — Текст : электронный // CERN-BINP Workshop for Young Scientists in e+e- Colliders. — 2017. — P. 45—54. — URL: <https://doi.org/10.23727/CERN-Proceedings-2017-001.45> (дата обращения: 10.10.2025).
3. Review of particle physics / S. Navas [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. D. — 2024. — Vol. 110, no. 3. — P. 030001. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.110.030001> (дата обращения: 10.10.2025).
4. Study of hadronic transitions between Upsilon states and observation of $\Upsilon(4S) \rightarrow \eta\Upsilon(1S)$ decay / B. Aubert [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. D. — 2008. — Vol. 78. — P. 112002. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.78.112002> (дата обращения: 10.10.2025).
5. Observation of $\Upsilon(4S) \rightarrow \eta'\Upsilon(1S)$ / E. Guido [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. Lett. — 2018. — Vol. 121, no. 6. — P. 062001. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.062001> (дата обращения: 10.10.2025).
6. Voloshin, M. B. On dynamics of heavy quarks in a non-perturbative QCD vacuum / M. B. Voloshin. — Текст : электронный // Nucl. Phys. B. — 1979. — Vol. 154. — P. 365—380. — URL: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(79\)90037-3](https://doi.org/10.1016/0550-3213(79)90037-3) (дата обращения: 10.10.2025).
7. De Nardo, G. BaBar experiment status and recent results / G. De Nardo. — Текст : электронный // Lect. Notes Phys. / ed. by D. Blaschke, M. A. Ivanov, T. Mannel. — 2004. — Vol. 647. — P. 129—146. — URL: https://doi.org/10.1007/978-3-540-40975-5_5 (дата обращения: 10.10.2025).
8. The CLEO Detector / D. Andrews [et al.]. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. Meth. — 1983. — Vol. 211. — P. 47. — URL: [https://doi.org/10.1016/0167-5087\(83\)90556-2](https://doi.org/10.1016/0167-5087(83)90556-2) (дата обращения: 10.10.2025).

9. Observation of two charged bottomonium-like resonances in $\Upsilon(5S)$ decays / A. Bondar [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Vol. 108. — P. 122001. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.122001> (дата обращения: 10.10.2025).
10. Energy scan of the $e^+e^- \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$ ($n = 1,2$) cross sections and evidence for $\Upsilon(11020)$ decays into charged bottomonium-like states / A. Abdesselam [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. Lett. — 2016. — Vol. 117, no. 14. — P. 142001. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.142001> (дата обращения: 10.10.2025).
11. Amplitude analysis of $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ at $\sqrt{s} = 10.865\text{GeV}$ / A. Gar-mash [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. D. — 2015. — Vol. 91, no. 7. — P. 072003. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.91.072003> (дата обращения: 10.10.2025).
12. First observation of the $Z_{\bar{b}}^0(10610)$ in a Dalitz analysis of $\Upsilon(10860) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$ / P. Krokovny [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. D. — 2013. — Vol. 88, no. 5. — P. 052016. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.052016> (дата обращения: 10.10.2025).
13. Study of di-pion bottomonium transitions and search for the $h_b(1P)$ state / J. P. Lees [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. D. — 2011. — Vol. 84. — P. 011104. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.84.011104> (дата обращения: 10.10.2025).
14. First observation of the P -wave spin-singlet bottomonium states $h_b(1P)$ and $h_b(2P)$ / I. Adachi [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Vol. 108. — P. 032001. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.032001> (дата обращения: 10.10.2025).
15. Observation of the $\Upsilon 1^3D_J$ Bottomonium State through Decays to $\pi^+\pi^-\Upsilon 1S$ / P. del Amo Sanchez [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. D. — 2010. — Vol. 82. — P. 111102. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.82.111102> (дата обращения: 10.10.2025).
16. Evidence for the $h_b(1P)$ meson in the decay $\Upsilon(3S) \rightarrow \pi^0 h_b(1P)$ / J. P. Lees [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. D. — 2011. — Vol. 84. — P. 091101. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.84.091101> (дата обращения: 10.10.2025).

17. Observation of $\Upsilon(2S) \rightarrow \eta\Upsilon(1S)$ and search for related transitions / Q. He [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. Lett. — 2008. — Vol. 101. — P. 192001. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.192001> (дата обращения: 10.10.2025).
18. Search for transitions from $\Upsilon(4S)$ and $\Upsilon(5S)$ to $\eta_b(1S)$ and $\eta_b(2S)$ with emission of an ω meson / P. Osokin [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. D. — 2020. — Vol. 102, no. 9. — P. 092011. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.092011> (дата обращения: 10.10.2025).
19. Observation of $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\chi_{bJ}$ and Search for $X_b \rightarrow \omega\Upsilon(1S)$ at $\sqrt{s} = 10.867$ GeV / X. H. He [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Vol. 113, no. 14. — P. 142001. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.142001> (дата обращения: 10.10.2025).
20. Observation of the hadronic transitions $\chi_{b1,2}(2P) \rightarrow \omega\Upsilon(1S)$ / H. Severini [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. Lett. / ed. by H. W. K. Cheung, T. S. Pratt. — 2004. — Vol. 92. — P. 222002. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.222002> (дата обращения: 10.10.2025).
21. First observation of the hadronic transition $\Upsilon(4S) \rightarrow \eta h_b(1P)$ and new measurement of the $h_b(1P)$ and $\eta_b(1S)$ parameters / U. Tamponi [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Vol. 115, no. 14. — P. 142001. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.142001> (дата обращения: 10.10.2025).
22. Inclusive study of bottomonium production in association with an η meson in e^+e^- annihilations near $\Upsilon(5S)$ / U. Tamponi [et al.]. — Текст : электронный // Eur. Phys. J. C. — 2018. — Vol. 78, no. 8. — P. 633. — URL: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6086-4> (дата обращения: 10.10.2025).
23. Luminosity Measurement With the MD-1 Detector at VEPP-4 / A. E. Blinov [et al.]. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. Meth. A. — 1988. — Vol. 273. — P. 31—39. — URL: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(88\)90794-2](https://doi.org/10.1016/0168-9002(88)90794-2) (дата обращения: 10.10.2025).

24. Online luminosity measurements at LEP / P. Castro [et al.]. — Текст : электронный // AIP Conf. Proc. / ed. by A. H. Lumpkin, C. E. Eyberger. — 1997. — Vol. 390, no. 1. — P. 430—437. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.52299> (дата обращения: 10.10.2025).
25. Ecklund, S. A Fast luminosity monitor system for PEP-II / S. Ecklund, C. Field, G. Mazaheri. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2001. — Vol. 463. — P. 68—76. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00451-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00451-X) (дата обращения: 10.10.2025).
26. 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 обращения: 10.10.2025).
27. 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 обращения: 10.10.2025).
28. 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 обращения: 10.10.2025).
29. Observation of Structure in the Υ Region / W. R. Innes [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. Lett. — 1977. — Vol. 39. — P. 1240—1242. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.39.1240> (дата обращения: 10.10.2025).
30. First observation of a $\Upsilon(1D)$ state / G. Bonvicini [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. D. — 2004. — Vol. 70. — P. 032001. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.70.032001> (дата обращения: 10.10.2025).

31. Observation of the bottomonium ground state in the decay $\Upsilon(3S) \rightarrow \gamma\eta_b$ / B. Aubert [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. Lett. — 2008. — Vol. 101. — P. 071801. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.071801> (дата обращения: 10.10.2025).
32. Evidence for the $\eta_b(2S)$ and observation of $h_b(1P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ and $h_b(2P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ / R. Mizuk [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Vol. 109. — P. 232002. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.232002> (дата обращения: 10.10.2025).
33. Observation of a new χ_b state in radiative transitions to $\Upsilon(1S)$ and $\Upsilon(2S)$ at ATLAS / G. Aad [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Vol. 108. — P. 152001. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.152001> (дата обращения: 10.10.2025).
34. Observation of a new structure near 10.75 GeV in the energy dependence of the $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ ($n = 1, 2, 3$) section / R. Mizuk [et al.]. — Текст : электронный // JHEP. — 2019. — Vol. 10. — P. 220. — URL: [https://doi.org/10.1007/JHEP10\(2019\)220](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2019)220) (дата обращения: 10.10.2025).
35. *Eichten, E. J.* New states above charm threshold / E. J. Eichten, K. Lane, C. Quigg. — Текст : электронный // Phys. Rev. D. — 2006. — Vol. 73. — P. 014014. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.73.014014> (дата обращения: 10.10.2025).
36. *Voloshin, M.* Hadronic transitions from $\Upsilon(4S)$ as a probe of four-quark admixture / M. Voloshin. — Текст : электронный // Mod. Phys. Lett. A. — 2011. — Vol. 26. — P. 773–778. — URL: <https://doi.org/10.1142/S0217732311035390> (дата обращения: 10.10.2025).
37. *Voloshin, M.* Heavy quark spin symmetry breaking in near-threshold $J^{PC} = 1^{--}$ quarkonium-like resonances / M. Voloshin. — Текст : электронный // Phys. Rev. D. — 2012. — Vol. 85. — P. 034024. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.034024> (дата обращения: 10.10.2025).
38. Study of $\Upsilon(3S,2S) \rightarrow \eta\Upsilon(1S)$ and $\Upsilon(3S,2S) \rightarrow \pi^+\pi^-\Upsilon(1S)$ hadronic transitions / J. Lees [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. D. — 2011. — Vol. 84. — P. 092003. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.84.092003> (дата обращения: 10.10.2025).

39. *Godfrey, S.* Production of singlet P wave $c\bar{c}$ and $b\bar{b}$ states / S. Godfrey, J. L. Rosner. — Текст : электронный // Phys. Rev. D. — 2002. — Vol. 66. — P. 014012. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.66.014012> (дата обращения: 10.10.2025).
40. *Li, X.* Remarks on decays of $h_b(2P)$ / X. Li, M. B. Voloshin. — Текст : электронный // Phys. Rev. D. — 2012. — Vol. 86. — P. 094013. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.094013> (дата обращения: 10.10.2025).
41. *Kuang, Y.-P.* QCD multipole expansion and hadronic transitions in heavy quarkonium systems / Y.-P. Kuang. — Текст : электронный // Front. Phys. China. — 2006. — Vol. 1. — P. 19–37. — URL: <https://doi.org/10.1007/s11467-005-0012-6> (дата обращения: 10.10.2025).
42. *Gottfried, K.* Hadronic Transitions Between Quark - anti-Quark Bound States / K. Gottfried. — Текст : электронный // Phys. Rev. Lett. — 1978. — Vol. 40. — P. 598. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.40.598> (дата обращения: 10.10.2025).
43. *Yan, T.-M.* Hadronic Transitions Between Heavy Quark States in Quantum Chromodynamics / T.-M. Yan. — Текст : электронный // Phys. Rev. D. — 1980. — Vol. 22. — P. 1652. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.22.1652> (дата обращения: 10.10.2025).
44. *Kuang, Y.-P.* Predictions for Hadronic Transitions in the B anti-B System / Y.-P. Kuang, T.-M. Yan. — Текст : электронный // Phys. Rev. D. — 1981. — Vol. 24. — P. 2874. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.24.2874> (дата обращения: 10.10.2025).
45. *Voloshin, M.* Charmonium / M. Voloshin. — Текст : электронный // Prog. Part. Nucl. Phys. — 2008. — Vol. 61. — P. 455–511. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2008.02.001> (дата обращения: 10.10.2025).
46. *Ebert, D.* Properties of heavy quarkonia and B_c mesons in the relativistic quark model / D. Ebert, R. N. Faustov, V. O. Galkin. — Текст : электронный // Phys. Rev. D. — 2003. — Vol. 67. — P. 014027. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.67.014027> (дата обращения: 10.10.2025).
47. *Bottomonium spectrum revisited* / J. Segovia [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. D. — 2016. — Vol. 93, no. 7. — P. 074027. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.074027> (дата обращения: 10.10.2025).

48. Evidence for the $\eta_b(2S)$ and observation of $h_b(1P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ and $h_b(2P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ / R. Mizuk [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Vol. 109. — P. 232002. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.232002> (дата обращения: 10.10.2025).
49. Meyer, C. A. Hybrid Mesons / C. A. Meyer, E. S. Swanson. — Текст : электронный // Prog. Part. Nucl. Phys. — 2015. — Vol. 82. — P. 21–58. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2015.03.001> (дата обращения: 10.10.2025).
50. Close, F. E. The Production and decay of hybrid mesons by flux tube breaking / F. E. Close, P. R. Page. — Текст : электронный // Nucl. Phys. B. — 1995. — Vol. 443. — P. 233–254. — URL: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(95\)00085-7](https://doi.org/10.1016/0550-3213(95)00085-7) (дата обращения: 10.10.2025).
51. General, I. J. QCD Coulomb gauge approach to hybrid mesons / I. J. General, S. R. Cotanch, F. J. Llanes-Estrada. — Текст : электронный // Eur. Phys. J. C. — 2007. — Vol. 51. — P. 347–358. — URL: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-007-0298-3> (дата обращения: 10.10.2025).
52. Simonov, Y. A. Mixing of meson, hybrid, and glueball states / Y. A. Simonov. — Текст : электронный // Phys. Atom. Nucl. — 2001. — Vol. 64. — P. 1876–1886. — URL: <https://doi.org/10.1134/1.1414936> (дата обращения: 10.10.2025).
53. Quarkonium Hybrids with Nonrelativistic Effective Field Theories / M. Berwein [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. D. — 2015. — Vol. 92, no. 11. — P. 114019. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.114019> (дата обращения: 10.10.2025).
54. Excited and exotic charmonium, D_s and D meson spectra for two light quark masses from lattice QCD / G. K. C. Cheung [et al.]. — Текст : электронный // JHEP. — 2016. — Vol. 12. — P. 089. — URL: [https://doi.org/10.1007/JHEP12\(2016\)089](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2016)089) (дата обращения: 10.10.2025).
55. Bruschini, R. Strong decays of the lowest bottomonium hybrid within an extended Born–Oppenheimer framework / R. Bruschini, P. González. — Текст : электронный // Eur. Phys. J. C. — 2021. — Vol. 81, no. 1. — P. 74. — URL: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-08872-9> (дата обращения: 10.10.2025).

56. *Tarrús Castellà, J.* Exotic bottomonium hadronic transitions / J. Tarrús Castellà. — Текст : электронный // EPJ Web Conf. — 2022. — Vol. 274. — P. 04011. — URL: <https://doi.org/10.1051/epjconf/202227404011> (дата обращения: 10.10.2025).
57. *Jaffe, R. J.* Multiquark hadrons. I. Phenomenology of $Q^2\bar{Q}^2$ mesons / R. J. Jaffe. — Текст : электронный // Phys. Rev. D. — 1977. — Jan. — Vol. 15, issue 1. — P. 267–280. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.15.267> (дата обращения: 10.10.2025).
58. *Selem, A.* Hadron systematics and emergent diquarks / A. Selem, F. Wilczek. — Текст : электронный // Ringberg Workshop on New Trends in HERA Physics 2005. — 02/2006. — P. 337–356. — URL: https://doi.org/10.1142/9789812773524_0030 (дата обращения: 10.10.2025).
59. *Maiani, L.* A Theory of X and Z Multiquark Resonances / L. Maiani, A. D. Polosa, V. Riquer. — Текст : электронный // Phys. Lett. B. — 2018. — Vol. 778. — P. 247–251. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.01.039> (дата обращения: 10.10.2025).
60. *Bondar, A. E.* Bottomonium-like states: Physics case for energy scan above the $B\bar{B}$ threshold at Belle-II / A. E. Bondar, R. V. Mizuk, M. B. Voloshin. — Текст : электронный // Mod. Phys. Lett. A. — 2017. — Vol. 32, no. 04. — P. 1750025. — URL: <https://doi.org/10.1142/S0217732317500250> (дата обращения: 10.10.2025).
61. Hadronic molecules / F.-K. Guo [et al.]. — Текст : электронный // Rev. Mod. Phys. — 2018. — Vol. 90, no. 1. — P. 015004. — URL: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.90.015004> (дата обращения: 10.10.2025).
62. *Meng, C.* $\Upsilon(4S,5S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ eta transitions in the rescattering model and the new BaBar measurement / C. Meng, K.-T. Chao. — Текст : электронный // Phys. Rev. D. — 2008. — Vol. 78. — P. 074001. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.78.074001> (дата обращения: 10.10.2025).
63. *Dubynskiy, S.* Hadro-Charmonium / S. Dubynskiy, M. B. Voloshin. — Текст : электронный // Phys. Lett. B. — 2008. — Vol. 666. — P. 344–346. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2008.07.086> (дата обращения: 10.10.2025).

64. *Bugg, D. V.* How Resonances can synchronise with Thresholds / D. V. Bugg. — Текст : электронный // J. Phys. G. — 2008. — Vol. 35. — P. 075005. — URL: <https://doi.org/10.1088/0954-3899/35/7/075005> (дата обращения: 10.10.2025).
65. *Bugg, D. V.* An Explanation of Belle states $Z_b(10610)$ and $Z_b(10650)$ / D. V. Bugg. — Текст : электронный // EPL. — 2011. — Vol. 96, no. 1. — P. 11002. — URL: <https://doi.org/10.1209/0295-5075/96/11002> (дата обращения: 10.10.2025).
66. *Swanson, E. S.* Z_b and Z_c Exotic States as Coupled Channel Cusps / E. S. Swanson. — Текст : электронный // Phys. Rev. D. — 2015. — Vol. 91, no. 3. — P. 034009. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.91.034009> (дата обращения: 10.10.2025).
67. *Kurokawa, S.* Overview of the KEKB accelerators / S. Kurokawa, E. Kikutani. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2003. — Vol. 499. — P. 1–7. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01771-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01771-0) (дата обращения: 10.10.2025).
68. The Belle Detector / A. Abashian [et al.]. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. — 2002. — Vol. 479. — P. 117–232. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)02013-7](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)02013-7) (дата обращения: 10.10.2025).
69. Belle II technical design report / T. Abe [et al.]. — Текст : электронный. — 2010. — URL: <https://doi.org/10.48550/arXiv.1011.0352> (дата обращения: 10.10.2025).
70. *Akai, K.* SuperKEKB Collider / K. Akai, K. Furukawa, H. Koiso. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2018. — Vol. 907. — P. 188–199. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.08.017> (дата обращения: 10.10.2025).
71. SuperB: A High-Luminosity Asymmetric e+ e- Super Flavor Factory. Conceptual Design Report / M. Bona [et al.]. — Текст : электронный. — 05/2007. — URL: <https://arxiv.org/abs/0709.0451> (дата обращения: 10.10.2025).

72. *Moll, A.* The software framework of the Belle II experiment / A. Moll. — Текст : электронный // J. Phys. Conf. Ser. / ed. by S. C. Lin. — 2011. — Vol. 331. — P. 032024. — URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/331/3/032024> (дата обращения: 10.10.2025).
73. The BABAYAGA event generator / C. M. Carloni Calame [et al.]. — Текст : электронный // Nucl. Phys. B Proc. Suppl. / ed. by M. Incagli, G. Venanzoni. — 2004. — Vol. 131. — P. 48—55. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2004.02.008> (дата обращения: 10.10.2025).
74. *Lange, D.* The EvtGen particle decay simulation package / D. Lange. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. Meth. A / ed. by S. Erhan, P. Schlein, Y. Rozen. — 2001. — Vol. 462. — P. 152—155. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00089-4](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00089-4) (дата обращения: 10.10.2025).
75. *Davidson, N.* PHOTOS interface in C++: Technical and Physics Documentation / N. Davidson, T. Przedzinski, Z. Was. — Текст : электронный // Comput. Phys. Commun. — 2016. — Vol. 199. — P. 86—101. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2015.09.013> (дата обращения: 10.10.2025).
76. GEANT4: A Simulation toolkit / S. Agostinelli [et al.]. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2003. — Vol. 506. — P. 250—303. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8) (дата обращения: 10.10.2025).
77. Luminosity performance of SuperKEKB / D. Zhou [et al.]. — Текст : электронный // JINST. — 2024. — Vol. 19, no. 02. — T02002. — URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/19/02/T02002> (дата обращения: 10.10.2025).
78. First Tests of Superkekb Fast Luminosity Monitors During 2018 Phase-2 Commissioning / C. Pang [et al.]. — Текст : электронный // 9th International Particle Accelerator Conference. — 06/2018. — URL: <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2018-WEPAL038> (дата обращения: 10.10.2025).
79. A fast luminosity monitor based on diamond detectors for the SuperKEKB collider / C. G. Pang [et al.]. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2019. — Vol. 931. — P. 225—235. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.03.071> (дата обращения: 10.10.2025).

80. Nakao, M. Timing distribution for the Belle II data acquistion system / M. Nakao. — Текст : электронный // JINST. — 2012. — Vol. 7. — P. C01028. — URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/7/01/C01028> (дата обращения: 10.10.2025).
81. Measurement of the integrated luminosity of data samples collected during 2019-2022 by the Belle II experiment / I. Adachi [et al.]. — Текст : электронный // Chin. Phys. C. — 2025. — Vol. 49, no. 1. — P. 013001. — URL: <https://doi.org/10.1088/1674-1137/ad806c> (дата обращения: 10.10.2025).
82. Jadach, S. The Precision Monte Carlo event generator K K for two fermion final states in e+ e- collisions / S. Jadach, B. F. L. Ward, Z. Was. — Текст : электронный // Comput. Phys. Commun. — 2000. — Vol. 130. — P. 260—325. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0010-4655\(00\)00048-5](https://doi.org/10.1016/S0010-4655(00)00048-5) (дата обращения: 10.10.2025).
83. Berends, F. A. Complete Lowest Order Calculations for Four Lepton Final States in electron-Positron Collisions / F. A. Berends, P. H. Daverveldt, R. Kleiss. — Текст : электронный // Nucl. Phys. B. — 1985. — Vol. 253. — P. 441—463. — URL: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(85\)90541-3](https://doi.org/10.1016/0550-3213(85)90541-3) (дата обращения: 10.10.2025).
84. An introduction to PYTHIA 8.2 / T. Sjöstrand [et al.]. — Текст : электронный // Comput. Phys. Commun. — 2015. — Vol. 191. — P. 159—177. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2015.01.024> (дата обращения: 10.10.2025).
85. Improved simulation of beam backgrounds and collimation at SuperKEKB / A. Natochii [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. Accel. Beams. — 2021. — Vol. 24, no. 8. — P. 081001. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.24.081001> (дата обращения: 10.10.2025).
86. Matching perturbative and parton shower corrections to Bhabha process at flavour factories / G. Balossini [et al.]. — Текст : электронный // Nucl. Phys. — 2006. — Vol. B758. — P. 227—253. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2006.09.022> (дата обращения: 10.10.2025).
87. Precise measurement of the branching fractions for $B_s \rightarrow D_s^{(*)+} D_s^{(*)-}$ and first measurement of the $D_s^{*+} D_s^{*-}$ polarization using e^+e^- collisions / S. Esen [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. D. — 2013. — Vol. 87,

- no. 3. — Р. 031101. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.87.031101> (дата обращения: 10.10.2025).
88. Quest for precision in hadronic cross sections at low energy: Monte Carlo tools vs. experimental data / S. Actis [et al.]. — Текст : электронный // Eur. Phys. J. C. — 2010. — Vol. 66. — Р. 585–686. — URL: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1251-4> (дата обращения: 10.10.2025).
 89. Kuraev, E. On Radiative Corrections to e+ e- Single Photon Annihilation at High-Energy / E. Kuraev, V. S. Fadin. — Текст : непосредственный // Sov. J. Nucl. Phys. — 1985. — Vol. 41. — Р. 466–472.
 90. Spectroscopy at B factories using hard photon emission / M. Benayoun [et al.]. — Текст : электронный // Mod. Phys. Lett. A / ed. by T. Bressani, A. Feliciello, A. Filippi. — 1999. — Vol. 14. — Р. 2605–2614. — URL: <https://doi.org/10.1142/S021773239900273X> (дата обращения: 10.10.2025).
 91. Review of Particle Physics / M. Tanabashi [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. D. — 2018. — Vol. 98, no. 3. — Р. 030001. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001> (дата обращения: 10.10.2025).
 92. Search for $h_b(2P) \rightarrow \gamma\chi_{bJ}(1P)$ at $s=10.860$ GeV / A. Boschetti [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. D. — 2025. — Vol. 111, no. 1. — Р. L011102. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.111.L011102> (дата обращения: 10.10.2025).
 93. Rolke, W. A. Limits and confidence intervals in the presence of nuisance parameters / W. A. Rolke, A. M. Lopez, J. Conrad. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. Meth. A / ed. by L. Lyons, M. Karagoz. — 2005. — Vol. 551. — Р. 493–503. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.05.068> (дата обращения: 10.10.2025).

Список рисунков

1.1 Схема энергетических уровней мезонных состояний, содержащих $b\bar{b}$ пару	12
1.2 Диаграмма типичного адронного перехода в одноканальном подходе. Адаптировано из [41]	17
1.3 Иллюстрация структуры а) гибридного мезона, б) компактного тетракварка, в) адро-кваркония и г) адронной молекулы	20
2.1 Схема ускорительного комплекса KEKB. Адаптировано из [67]	25
2.2 Схема детектора Belle с указанием различных систем. Адаптировано из [69]	28
2.3 Схема ускорительного комплекса SuperKEKB. Адаптировано из [70]	35
2.4 Схема детектора Belle II с указанием различных систем. Адаптировано из [69]	37
2.5 Блок-схема электроники для считывания сигналов с CsI(Tl) кристаллов на Belle II	40
2.6 Схема разбиения заднего торца ECL на триггерные ячейки и передачи сигналов в монитор светимости	41
3.1 Схема столкновения (а) и вертикальный размер пучков (б) для коллайдеров SuperKEKB (сплошные линии) и KEKB (пунктирные линии). Адаптировано из [70]	44
3.2 Передняя панель Монитора светимости	46
3.3 Сигнатура сигнального события и временная диаграмма логики Монитора светимости	47
3.4 Схема прошивки Монитора светимости	50
3.5 Форма сигнала, регистрируемая Монитором светимости (а) и результат калибровок (б) для одного из секторов в период с Ноября 2021 по Март 2022 года	51
3.6 Сигналы секторов заднего торца (точки) и сигнал вето инжекции после временной синхронизации (пунктирная линия)	53
3.7 Сравнение амплитудного спектра сигнальных событий в моделировании и данных (а) и величина пьедесталов для записанных сигнальных событий (б)	58

3.8 Сравнение относительной вероятности регистрации сигнального события в каждой бегущей сумме для Монте-Карло моделирования и в данных	59
3.9 Спектр энерговыделения в секторах а) заднего и б) переднего торцах калориметра от сигнальных событий, фоновых процессов e^+e^- аннигиляции (IP фон) и пучкового фона	60
3.10 Время между первым превышением порога дискриминаторами и срабатыванием схемы совпадений, согласно моделированию	61
3.11 Ежедневный снимок производительности комплекса SuperKEKB . .	62
3.12 Отношение интегральных оффлайн и онлайн светимостей в зависимости от номера сеанса набора данных для 2022 года	63
3.13 Зависимость уровня фона а) с нарушенной топологией и б) со сдвинутой топологией от мгновенной светимости	64
 4.1 Монте-Карло распределение по инвариантной массе двух мюонов, $M_{\mu\mu}$, для а) $\Upsilon(1S)$ и б) $\Upsilon(2S)$ мезонов. Вертикальными линиями показаны границы сигнальной области	67
4.2 Пример Монте-Карло распределений: а) угол расколлинеарности, Ψ , для канала $\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$ сигнальная область находится слева от вертикальной линии; б) полная энергия, E_{tot} , для канала $\Upsilon(1S)\eta[3\pi]$, вертикальными линиями показаны границы сигнальной области	68
4.3 Пример Монте-Карло распределения инвариантной массы двух фотонов, $M_{\gamma\gamma}$, для: а) π^0 -мезона в канале $\Upsilon(1S)\eta[3\pi]$; б) η -мезона в канале $\Upsilon(1S)\eta'[\pi\pi\eta]$	69
4.4 Пример Монте-Карло распределений: а) инвариантная масса двух пионов, $M_{\pi\pi}$, для ρ^0 -мезона в канале $\Upsilon(1S)\eta'[\rho\gamma]$; б) параметр $\delta M_{\pi\pi} = M_{\mu\mu\pi\pi} - M_{\mu\mu}$ для канала $\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$	69
4.5 Экспериментальное распределение параметра $\delta M_{\pi\pi}$ для каналов а) $\Upsilon(1S)\eta'[\pi\pi\eta]$ и б) $\Upsilon(1S)\eta'[\rho\gamma]$ в сравнении с Монте-Карло моделированием, нормированным на 50 сигнальных событий. Вертикальными линиями показаны исключаемые области	73

4.6 Экспериментальные распределения а) $M_{\pi\pi}^{rec}$ и б) E_γ^* для канала $\Upsilon(1S)\eta'[\rho\gamma]$ в сравнении с Монте-Карло моделированием, нормированным на 20 сигнальных событий. Для а) вертикальными линиями показана исключаемая область; для б) исключается область левее вертикальной линии	74
4.7 Монте-Карло распределение по переменным а) $M_{\gamma\gamma}$ и б) E_{tot} для сигнального канала $\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$ и процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^0\pi^0$. . .	75
4.8 Экспериментальное распределение угла между пионами, $\theta_{\pi\pi}$, для каналов а) $\Upsilon(1S)\eta[3\pi]$ и б) $\Upsilon(2S)\eta[3\pi]$, в сравнении с сигнальным Монте-Карло распределением. Исключается область левее вертикальных линий	76
4.9 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	77
4.10 Результат аппроксимации экспериментального распределения $M_{\eta'}$ ($M_{\pi\pi\gamma\gamma}$ 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	78
4.11 Экспериментальное распределение $M_{\mu\mu}$ с требованием $520 \text{ МэВ}/c^2 < M_\eta < 580 \text{ МэВ}/c^2$ для каналов а) $\Upsilon(2S)\eta[\gamma\gamma]$, и б) $\Upsilon(2S)\eta[3\pi]$, в сравнении с моделированием, нормированным на число событий в данных	80
5.1 Монте-Карло распределение по переменной $\delta M_{\gamma\gamma}$ для а) $h_b(1P)$ и б) $h_b(2P)$ до и после кинематической реконструкции	92
5.2 Монте-Карло распределение по массе двух фотонов, $M_{\gamma\gamma}$, для а) $h_b(1P)$ и б) $h_b(2P)$ до и после кинематической реконструкции. Вертикальные линии иллюстрируют сигнальную область	92
5.3 Монте-Карло распределение массы отдачи к паре пионов, $M_{\pi\pi}^{rec}$, для а) $h_b(1P)$ и б) $h_b(2P)$ до и после кинематической реконструкции. Сплошные вертикальные линии иллюстрируют изучаемую область, а пунктирные — сигнальную	93

5.4 Зависимость функции $S/\sqrt{S + B}$ от критерия отбора на χ^2 кинематической реконструкции для а) $h_b(1P)$ и б) $h_b(2P)$. Вертикальная линия иллюстрирует выбранное значение	94
5.5 Экспериментальные распределения а) $M_{\pi\pi}^{rec}$ и б) $M_{\gamma\gamma}$ (при $M_{\pi\pi}^{rec} > 9.25 \text{ ГэВ}/c^2$) в сравнении с ожидаемым фоном из моделирования для диапазона $8 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{\ell\ell} < 9 \text{ ГэВ}/c^2$. Точками изображены данные, а гистограмма — результаты Монте-Карло моделирования	96
5.6 Экспериментальные распределения а) $M_{\pi\pi}^{rec}$ и б) $M_{\gamma\gamma}$ (при $M_{\pi\pi}^{rec} > 9.75 \text{ ГэВ}/c^2$) в сравнении с ожидаемым фоном из моделирования для сигнального диапазона $9.235 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{\ell\ell} < 9.685 \text{ ГэВ}/c^2$. Точками изображены данные, гистограмма — результаты Монте-Карло моделирования, а вертикальные линии иллюстрируют сигнальные области	97
5.7 Экспериментальное двумерное распределение $M_{\gamma\gamma}$ vs. $M_{\pi\pi}^{rec}$ для а) $h_b(1P)$ и б) $h_b(2P)$. Точки — события $\mu^+ \mu^-$ -канала, квадраты — события $e^+ e^-$ -канала, пунктирные прямоугольники — сигнальные области	99
5.8 Проекции сигнальных областей на а) $M_{\gamma\gamma}$ и б) $M_{\pi\pi}^{rec}$ для данных и результата аппроксимации. Точки с ошибками — данные, сплошная линия — результат наилучшей аппроксимации данных, закрашенная область — вклад фоновой компоненты	100

Список таблиц

2.1	Машинные параметры ускорительно-накопительного комплекса KEKB	26
2.2	Проектные машинные параметры коллайдера SuperKEKB	36
3.1	Полное сечение и вклад в видимое сечение основных процессов . . .	55
3.2	Ожидаемая скорость счета сигнальных событий при определенной светимости без учета мертвого времени, статистическая погрешность посчитанной светимости за 1 с, мертвое время Монитора светимости	56
4.1	Критерии отбора процессов и полученные эффективности регистрации, где $\delta M = M_{\mu\mu\pi\pi} - M_{\mu\mu}$ и $\Delta M_2 = M_{\Upsilon(2S)} - M_{\Upsilon(1S)} = 562 \text{ МэВ}/c^2$	71
4.2	Критерии отбора процессов и полученные эффективности регистрации, где $M_{\pi\pi}^{\text{rec}} = \sqrt{s + M_{\pi\pi}^2 - 2\sqrt{s}E_{\pi\pi}}$, $\delta M = M_{\mu\mu\pi\pi} - M_{\mu\mu}$ и $\Delta M_2 = M_{\Upsilon(2S)} - M_{\Upsilon(1S)} = 562 \text{ МэВ}/c^2$, $\Delta M_3 = M_{\Upsilon(3S)} - M_{\Upsilon(1S)} = 894 \text{ МэВ}/c^2$	72
4.3	Измеренное число сигнальных событий, видимое сечение и положение пика M_η для различных каналов реконструкции при энергии $\sqrt{s} = 10.866 \text{ ГэВ}$. Приведенная погрешность является статистической. Верхние пределы соответствуют 90 % доверительному интервалу	79
4.4	Результаты анализа данных сканирования	82
4.5	Сравнение видимых сечений вне и на $\Upsilon(5S)$ резонансе	82
4.6	Систематические погрешности борновского сечения σ_B и относительной вероятности распада \mathcal{B} для различных каналов реконструкции процессов $\Upsilon(1S,2S)\eta$. Источники с «*» используются только для \mathcal{B} , а с «**» — для σ_B	84
4.7	Систематические погрешности борновского сечения σ_B и относительной вероятности распада \mathcal{B} для каналов процесса $\Upsilon(1S)\eta'$. Источники с «*» используются только для \mathcal{B} , а с «**» — для σ_B . Погрешность источников с «***» взята идентичной каналу $\Upsilon(1S)\eta[3\pi]$	85

5.1 Критерии отбора и эффективности реконструкции	94
5.2 Систематические погрешности бранчингов процессов $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta(\pi^0)$ и $h_b(1P) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0$	102