

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

## Суперфабрика прелестных адронов Belle II

В.И. Жукова, А.В. Нефедьев, П.Н. Пахлов, С.И. Эйдельман

В 2018 году на электрон-позитронном коллайдере SuperKEKB в Исследовательском центре физики высоких энергий KEK (Япония) начал работу эксперимент Belle II, предназначенный для детального изучения В-мезонов. Этому событию предшествовала длительная и весьма успешная история В-фабрик предыдущих поколений, в том числе эксперимента Belle, преемником и продолжателем которого стал Belle II. Эксперимент Belle II является уникальным, не имеющим ни аналогов, ни непосредственных конкурентов в мире. Спектр задач, стоящих перед ним, весьма широк — он простирается от исследования свойств адронных состояний, содержащих тяжёлые кварки, до проведения прецизионных измерений по поиску Новой физики за пределами Стандартной модели. Целью данной статьи является ознакомление широкой физической аудитории с ключевыми особенностями и специфическими характеристиками эксперимента Belle II, со стоящими перед ним амбициозными целями и конкретными задачами, с ожидаемыми результатами его работы, а также с надеждами, связанными с её успешным выполнением.

**Ключевые слова:** физика высоких энергий, элементарные частицы, современный ускорительный эксперимент, физическая программа эксперимента, суперфабрика прелести Belle-II

PACS numbers: 12.10.-g, 13.25.-k, 29.20.-c

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.10.038847>

### Содержание

1. Введение (492).
2. Элементарные сведения о Стандартной модели (494).
3. Супер-В-фабрика Belle II (497).
  - 3.1. Эксперименты на электрон-позитронных коллайдерах.
  - 3.2. Экспериментальная установка Belle II.
4. Прецизионные измерения и поиски Новой физики в распадах В-мезонов (502).
  - 4.1. Треугольник унитарности.
  - 4.2. Треугольник унитарности: сегодня и в перспективе 10 лет.
  - 4.3. Распады В-мезона.
5. Проверка Стандартной модели и поиск Новой физики в лептонном секторе (510).
  - 5.1. Измерение  $R$  и аномальный магнитный момент мюона.
  - 5.2. Исследования  $\tau$ -лептона и тест лептонной универсальности.
  - 5.3. Поиски Новой физики в распадах  $\tau$ .
  - 5.4. Полулептонные распады  $\tau$ -лептона.
6. Адронная физика (516).
7. Заключение (519).

Список литературы (519).

### 1. Введение

Единая теория всего — построенная из первых принципов фундаментальная теория, описывающая все физические явления, — возможно, является лишь недостижимой в принципе мечтой учёных. Несмотря на призрачность надежды создать такую теорию, современная физика уже обладает мощным инструментом, вобравшим в себя всю совокупность знаний, накопленных человечеством за многие столетия. Этот инструмент принято называть Стандартной моделью, подчёркивая тем самым его монументальность и универсальность. Тем не менее Стандартная модель с момента своего рождения скромно претендовала лишь на роль эффективной теории, позволяющей с приемлемой точностью описывать явления в ограниченной энергетической области. Тот факт, что за 50 лет, прошедших со времени рождения Стандартной модели, и точность, и энергетический диапазон её предсказательной силы намного превзошли самые смелые ожидания её приверженцев, никоим образом не меняет нашего представления о том, что должна существовать более фундаментальная теория, включающая в себя Стандартную модель в качестве низкоэнергетического приближения. А значит, либо при какой-то энергии возникнет что-то, не вписывающееся в Стандартную модель, либо в какой-то момент станет заметной неточность приближений её описания мира и давно желанная теория следующего поколения обнаружит себя. Эти ожидаемые отклонения от предсказаний Стандартной модели принято называть Новой физикой.

Ключевой идеей Стандартной модели является объединение нескольких известных типов взаимодействий на основе ряда базовых принципов, к которым можно от-

В.И. Жукова<sup>(1)</sup>, А.В. Нефедьев<sup>(1,\*),</sup> П.Н. Пахлов<sup>(1),</sup>

С.И. Эйдельман<sup>(1,2,3)</sup>

(1) Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,  
Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация

(2) Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН,  
просп. Академика Лаврентьева 11, 630090 Новосибирск,  
Российская Федерация

(3) Новосибирский государственный университет,  
ул. Пирогова 2, 630090 Новосибирск, Российская Федерация  
E-mail: (\*) nefediev@lebedev.ru

Статья поступила 10 августа 2020 г.,  
после доработки 25 сентября 2020 г.

нести релятивистскую инвариантность, калибровочную симметрию, а также спонтанное нарушение её электрослабой подгруппы посредством механизма Хиггса. Первым примером успешного объединения взаимодействий различных типов является созданная во второй половине XIX в. теория электромагнетизма, венцом которой стала система уравнений Максвелла, описывающая электрические и магнитные явления в рамках единого подхода. Следующей важной вехой в истории становления теории явились создание в начале XX в. нерелятивистской квантовой механики, а затем, уже в середине XX в., завершение её релятивистского обобщения для электромагнитных явлений, которое в современной литературе принято называть квантовой электродинамикой (КЭД).

Таким образом, физикам потребовалось примерно 100 лет для перехода от классического описания электрических зарядов и их взаимодействия к описанию электромагнитных явлений в терминах квантов полей, в том числе фотонов — безмассовых переносчиков электромагнитного взаимодействия. При этом в полной мере была осознана и учтена важная роль калибровочной инвариантности электромагнитных взаимодействий, переросшей из курьёзного артефакта в один из основополагающих принципов построения теории. В дальнейшем калибровочный принцип позволил описать слабые и сильные взаимодействия — сначала в рамках отдельных теорий, а затем и в рамках единого подхода с КЭД, который в итоге и получил название Стандартной модели. Роль механизма Хиггса, придавшего массы переносчикам слабого взаимодействия, не нарушил при этом ключевые свойства перенормируемости теории, также трудно переоценить.

История создания Стандартной модели напоминает строительство домика из деталей лего: новая экспериментальная информация по мере своего появления естественным образом встраивалась в уже существующий каркас, чаще всего приводя скорее к количественным, чем к качественным изменениям теории. Достаточно упомянуть экспериментальное наблюдение нейтринных осцилляций и тем самым доказательство существования у нейтрино ненулевой массы. Несмотря на то что в изначальной версии Стандартной модели нейтрино считались безмассовыми, включение их масс не потребовало серьёзной перестройки теории, хотя и добавило к нерешённым проблемам Стандартной модели вопрос происхождения и иерархии масс нейтрино. Однако одновременно с этим появление массы нейтрино сняло ряд принципиальных вопросов к теории, поскольку существование в ней строго безмассовых состояний указывало бы на наличие дополнительных симметрий, которые не были заложены в Стандартную модель. В некоторых случаях, например в ситуациях с третьим поколением夸克ов, нейтральными токами или бозоном Хиггса, теоретические предсказания новых частиц предшествовали их экспериментальному обнаружению, причём в последнем случае экспериментального подтверждения пришлось ждать более 40 лет. Долгожданное открытие хиггсовского бозона [1, 2] в 2012 г. без преувеличения можно считать триумфом Стандартной модели.

Удивительная гибкость Стандартной модели, позволяющая ей сохранять жизнеспособность, несмотря на все экспериментальные вызовы, имеет, однако, и негативную сторону: отсутствие принципов, жёстко регламентирующих рамки модели, и связанное с этим многообразие

допустимых ингредиентов и свободных параметров с необъяснённой иерархией подчёркивают "нефундаментальность" этой теории. Последнее наряду с другими недостатками, такими как невозможность описать гравитационное взаимодействие, объяснить существование и природу тёмной материи и тёмной энергии или барионную асимметрию Вселенной, указывают на необходимость поиска более фундаментальной теории, чем Стандартная модель.

Несмотря на большое число теоретических идей и попыток выйти за рамки Стандартной модели (суперсимметрия, дополнительные измерения, дополнительные поколения частиц, техни цвет и т.п.), на данный момент ни одна из них не может претендовать на роль генеральной линии развития теоретической физики. Выходом из сложившейся ситуации могли бы стать прорыв в экспериментальных исследованиях и обнаружение какого-либо нового явления, выходящего за рамки существующей физической парадигмы и подсказывающего вектор дальнейшего развития теории. Для достижения этой цели необходимо проводить прецизионные измерения и искать либо статистически значимые отклонения экспериментальных результатов от теоретических для процессов, точно описываемых Стандартной моделью, либо сигналы событий, для которых Стандартная модель предсказывает или полный запрет, или крайне малые значения, лежащие существенно за пределами достижимости в современном эксперименте. Примером первого подхода является измерение сторон и углов треугольника унитарности (об этом пойдёт речь в разделе 2), тогда как примером второго может служить поиск процессов с нарушением лептонного аромата, таких как

$$\mu^- \rightarrow e^- + \gamma \text{ или } \mu^- \rightarrow e^- + e^+ + e^- . \quad (1)$$

Интересным и до сих пор одним из самых загадочных свойств нашего мира является существование у всех частиц материи дублёров, тяжёлых и нестабильных. Электрон и электронное нейтрино, и- и д-кварки составляют первое поколение частиц материи. Их достаточно для построения окружающего нас мира, и, казалось бы, природа могла ограничиться созданием лишь этого первого поколения, но почему-то проявила излишнее усердие и создала их целых три.

Раздел Стандартной модели, в котором рассматривается и изучается мир за пределами первого поколения фермионов, называется физикой ароматов (Flavour Physics) — он в основном и является предметом настоящей статьи. В отношении новых поколений лептонов и кварков Стандартная модель проявила удивительную безучастность: они не требуются, но и не запрещаются ею<sup>1</sup>. Стандартная модель не способна вывести число поколений в природе из своих базисных постулатов, зато с успехом предсказала многие из них (причём не только сам факт их существования, но иногда и их свойства), основываясь на экспериментальных измерениях, посредством которых можно "учуять" присутствие в мире новых тяжёлых частиц. Так, из малости вероятности распада

<sup>1</sup> Здесь стоит оговориться, что упрёк в безучастности природы, возможно, не совсем справедлив — ею создано ровно столько поколений частиц, сколько необходимо для нашего существования. При этом, правда, непонятно, в какой именно член лагранжиана Стандартной модели заложен собственно сам факт нашего существования.

$K^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-$  был "выведен" очарованный кварк, на основании факта нарушения комбинированной  $CP$ -чётности предсказано третье поколение кварков, а после обнаружения осцилляций нейтральных В-мезонов стало ясно, что масса  $t$ -кварка много больше, чем ожидалось. Физика ароматов даёт самый большой вклад в число свободных параметров Стандартной модели, что ещё раз подчёркивает, насколько неопределён и нефундаментален этот сектор Стандартной модели. Поэтому и существует надежда, что именно он сможет дать подсказку в поисках более фундаментальной теории.

В завершение введения сделаем ещё одно важное замечание. Физика тяжёлых ароматов, в особенности физика В-мезонов, непосредственно связана с весьма загадочным явлением в природе — нарушением комбинированной  $CP$ -инвариантности, которому посвящено множество обзоров (см., например, [3, 4]). Упомянем здесь только об одной проблеме, связанной с  $CP$ -нарушением: в Стандартной модели его недостаточно для объяснения существования нашей Вселенной. Это, по-видимому, означает, что Стандартная модель неполна и должны существовать другие источники  $CP$ -нарушения, потому что... мы существуем! В большинстве расширений (пока гипотетических) Стандартной модели содержатся дополнительные источники  $CP$ -нарушения. Если какая-либо из этих теорий верна, то первое представление о физике за пределами Стандартной модели может быть получено именно из исследований  $CP$ -нарушения.

Эксперимент Belle II как раз и нацелен на прецизионное изучение физики тяжёлых ароматов, в частности на очень точное измерение  $CP$ -нарушения в процессах, которые могут быть надёжно предсказаны Стандартной моделью, и на выявление любых разногласий, указывающих на наличие Новой физики.

Целью настоящей статьи является описание новых возможностей, открывающихся перед физическим сообществом в связи с началом работы эксперимента Belle II. Особое внимание уделяется тем задачам, в которых именно Belle II имеет преимущество перед другими современными экспериментами в области физики высоких энергий, в первую очередь перед экспериментами на Большом адронном коллайдере (Large Hadron Collider, LHC). Полное описание физической программы эксперимента Belle II можно найти в работе [5].

Структура статьи следующая. Раздел 2 содержит элементарные сведения о Стандартной модели, необходимые для понимания материала статьи. В разделе 3 кратко излагается история экспериментов на электрон-позитронных коллайдерах, а затем подробно обсуждается детектор Belle II. Разделы 4 и 5 содержат описание наиболее интересных и многообещающих измерений, связанных с проверкой Стандартной модели и поисками Новой физики за её пределами. Эти измерения запланированы в эксперименте Belle II, и в них он обладает неоспоримым лидерством среди других экспериментов. Некоторым аспектам изучения адронной физики в эксперименте Belle II посвящён раздел 6. Заключительные замечания приведены в разделе 7.

## 2. Элементарные сведения о Стандартной модели

В этом разделе приводятся элементарные сведения о Стандартной модели и вводятся некоторые понятия и

определения, необходимые для понимания дальнейшего текста статьи. Более подробные сведения о Стандартной модели и входящих в её состав теориях читатель может почерпнуть из многочисленных учебников и монографий, а с современной ситуацией, сложившейся в физике частиц, ознакомиться, например, с помощью обзоров [6–8]. В компактном и удобном для практических применений виде информация о Стандартной модели, значения её параметров, а также измеренные свойства различных частиц содержится в регулярно обновляемом обзоре коллаборации Particle Data Group (PDG) [9].

Стандартная модель — это калибровочная теория, в которой взаимодействия переносят 12 калибровочных бозонов — частиц со спином 1 (безмассовые фотон и восемь глюонов, а также массивные  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозоны). Помимо калибровочных полей в теорию фундаментальным образом вписаны поля материи — фермионы: лептоны и кварки. При этом нейтрино (нейтральные лептоны) участвуют только в слабых взаимодействиях, заряженные лептоны (электрон, мюон и  $t$ -лептон) — в электромагнитных и слабых, а кварки — во взаимодействиях всех трёх типов. Массу калибровочным бозонам электрослабого сектора и фермионам даёт неисчезающее значение вакуумного среднего для скалярного поля — таким образом в скалярном секторе теории возникает бозон Хиггса, участвующий только в слабых взаимодействиях.

Шесть лептонов и шесть ароматов кварковых полей группируются в три поколения — по два лептона и два кварка в каждом:

$$\begin{array}{cccc} \text{Поколение} & \text{I} & \text{II} & \text{III} \\ \text{Лептоны} & \begin{pmatrix} v'_e \\ e \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} v'_\mu \\ \mu \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} v'_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \\ \text{Кварки} & \begin{pmatrix} u' \\ d \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} c' \\ s \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} t' \\ b \end{pmatrix}, \end{array} \quad (2)$$

где штрихи в обозначении верхних фермионов связаны со смешиванием массовых и слабых собственных состояний и будет пояснён ниже. Важно отметить, что помеченные штрихом лептоны и кварки всех трёх поколений одинаково взаимодействуют с калибровочными бозонами, поэтому являются неразличимыми с точки зрения слабого, электромагнитного и сильного взаимодействий — они различаются лишь взаимодействием с хиггсовским полем, что приводит к иерархии масс фермионов. В случае лептонов данное явление называется лептонной универсальностью, экспериментальная проверка которой представляет собой один из важных тестов Стандартной модели, а в случае кварков оно приводит к унитарности матрицы смешивания, также являющейся предметом доскональной проверки со стороны эксперимента.

Простейший из теорий, входящих в Стандартную модель, является квантовая электродинамика, построенная на калибровочной группе  $U(1)$ . КЭД представляется сегодня (хотя, возможно, это слишком самонадеянно) полностью понятой.

Отличительной особенностью слабых взаимодействий — второй калибровочной теории, входящей в состав Стандартной модели, — является то, что в каждом из трёх поколений левые и правые фермионные состояния по-разному взаимодействуют с калибровочными полями, отвечающими калибровочной группе  $SU(2)$ : левые фермионы взаимодействуют с полем-переносчиком,

тогда как правые — не взаимодействуют<sup>2</sup>. Почему природа выделила одну из киральностей, до сих пор неизвестно. В Стандартной модели это нарушение зеркальной симметрии просто постулируется, для того чтобы достичь согласования с экспериментом. Этот постулат, однако, нуждается в самой тщательной проверке, поскольку существует немало расширений Стандартной модели, предсказывающих примесь правых токов в амплитудах измеряемых процессов, которые могли бы быть таким образом обнаружены.

Ещё одной важной отличительной особенностью слабых взаимодействий является тот факт, что кварковые поля взаимодействуют не массовыми состояниями, а некоторыми своими комбинациями:

$$\begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где матрица смешивания массовых и слабых собственных состояний  $V$  называется матрицей Кабиббо–Кобаяси–Маскавы (в англоязычной литературе — СКМ-матрица). Смешивание происходит из-за того, что слабое взаимодействие и хиггсовское поле, дающее кваркам массы, "не договорились" о том, какой夸克 к какому поколению отнести. Они как бы смотрят на夸ки под разными углами. Мы не знаем, почему это произошло, — знаем лишь, что нам неизвестны фундаментальные запреты, способные этому помешать.

СКМ-матрица является унитарной ( $V^\dagger V = VV^\dagger = 1$ ) вследствие калибровочной симметрии слабого взаимодействия, нарушенной хиггсовским механизмом, но изначально поставленной во главу угла построения Стандартной модели. Калибровочная инвариантность в неабелевой группе ( $SU(2)$  в случае слабого взаимодействия) требует, чтобы константа взаимодействия всех трёх поколений夸ков с полями-переносчиками была одной и той же. Эта универсальность константы и приводит к унитарному повороту. Мы подробнее остановимся на проверке этого свойства в разделе 4.1.

Важной особенностью СКМ-матрицы в случае трёх и более поколений夸ков является её принципиальная комплексность: разные элементы матрицы могут содержать разные комплексные фазы, в отличие от элементов матрицы смешивания двух поколений — фаза всех её четырёх элементов одинакова и ненаблюдаема. Важно отметить, что "могут содержать" ещё не означает, что содержат. Удивительно даже не то, что в данном случае восторжествовал тоталитарный принцип Гелл-Мана ("всё, что не запрещено, является обязательным") и матрица действительно оказалась комплексной, а то, что эта, вроде бы ничем не сдерживаемая, комплексность СКМ-матрицы оказалась на удивление малой. Действительно, детерминант Ярлскога (см. определение величин в пояснении к формуле (5) ниже)  $J = |\epsilon^{ijk} \text{Im}(V_{il} V_{jl} V_{kl})| \sim A^2 \lambda^6 \eta$  (где  $\epsilon^{ijk}$  — символ Леви-Чивиты) [10], являющийся мерой "комплексности" унитарной матрицы, равен примерно  $10^{-5}$ , хотя у случайно сгенерированной унитарной матрицы  $3 \times 3$  он был бы равномерно распределён от 0 до 1/8.

Таким образом, мы можем быть уверены в том, что СКМ-матрица формировалась природой далеко не слу-

<sup>2</sup> Следует оговориться, что после нарушения калибровочной симметрии хиггсовским полем правые фермионы начинают взаимодействовать с  $Z^0$ -бозоном.

чайным образом, хотя пока и не знаем, из каких именно соображений природа при этом исходила. Однако даже столь малая комплексность приводит к одному из самых загадочных явлений физики —  $CP$ -нарушению.

Не менее удивительным свойством СКМ-матрицы является её (выясненная экспериментально) близость к единичной матрице [9]:

$$V = \begin{pmatrix} 0,97401 \pm 0,00011 & 0,22650 \pm 0,00048 & 0,00361_{-0,00009}^{+0,00011} \\ 0,22636 \pm 0,00048 & 0,97320 \pm 0,00011 & 0,04053_{-0,00061}^{+0,00083} \\ 0,00854_{-0,00016}^{+0,00023} & 0,03978_{-0,00060}^{+0,00082} & 0,999172_{-0,000035}^{+0,000024} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

нашедшая отражение в параметризации Вольфенштейна [11]. В этой параметризации малость отклонения от единичной матрицы явно подчёркнута разложением в ряд по малому параметру  $\lambda \equiv \sin \theta = 0,22658 \pm 0,00044$ , где  $\theta$  — угол Кабиббо. С точностью до членов порядка  $\lambda^3$  СКМ-матрица в этой параметризации выглядит следующим образом:

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2} \lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2} \lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

причём все остальные параметры ( $A, \rho, \eta$ ) считаются по порядку величины сравнимыми с единицей.

Одной из главных задач физики ароматов в целом и эксперимента Belle II в частности является проверка самосогласованности СКМ-механизма смешивания夸ков, о чём речь пойдёт в разделе 4. Не менее важными представляются задачи по изучению распадов  $b$ -夸ка в более лёгкие夸ковые ароматы  $q$  без изменения заряда — в  $d$ - и  $s$ -夸ки (в связи с этим в англоязычной литературе часто используется аббревиатура FCNC от Flavor Changing Neutral Currents — изменяющие аромат нейтральные токи). В Стандартной модели такие процессы запрещены на древесном уровне и в низшем порядке теории возмущений они описываются однопетлевыми диаграммами с обменом  $W$ -бозонами (так называемые пингвинные диаграммы<sup>3</sup> и бокс-диаграммы) (рис. 1).

Следствием разного взаимодействия левых и правых фермионов с  $W$ -бозоном является, например, практически однозначно фиксированная поляризация фотона в распаде  $b \rightarrow s\gamma$ , поскольку в рамках Стандартной модели вклад оператора, обеспечивающего правую поляризацию фотона, подавлен по сравнению с вкладом оператора, отвечающего за его левую поляризацию, отношением масс странного и прелестного夸ков  $m_s/m_b \ll 1$  (см. также обсуждение ниже в этом разделе). В результате с очень высокой точностью фотон является левополяризованным. Отсутствие других вкладов в амплитуду перехода  $b \rightarrow s\gamma$  очень важно с точки зрения минимизации вклада адронных эффектов и, следовательно, для повышения и лучшего контроля точности теоретических предсказаний в целом. Таким образом, экспериментальное обнаружение в таком распаде заметной примеси право-

<sup>3</sup> Диаграммы такого типа впервые были предложены в работе [12], а своё название получили несколько позднее благодаря Джону Эллису (см., например, работу [13] и содержащиеся в ней ссылки). Пример фейнмановской диаграммы для перехода  $b \rightarrow s\gamma$  в "пингвинном" исполнении показан на рис. 1.

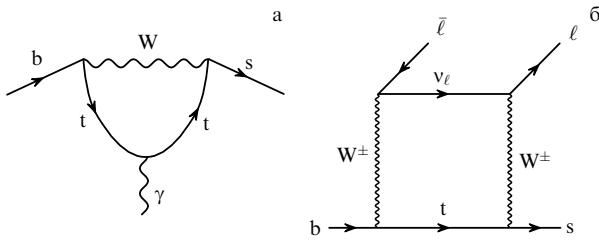


Рис. 1. Примеры петлевых диаграмм, описывающих процессы с изменением кваркового аромата: "пингвинная" диаграмма перехода  $b \rightarrow s\gamma$  (а) и бокс-диаграмма, соответствующая переходу  $b \rightarrow s\ell\bar{\ell}$  (б).  $W$  —  $W$ -бозон,  $t$  —  $t$ -кварк,  $v_\ell$  — нейтрино, соответствующее лептону  $\ell$ .

поляризованного фотона означало бы проявление Новой физики.

Вычисления пингвинных процессов существенно упрощаются, если заметить, что характерные для них масштабы порядка массы  $b$ -кварка ( $m_b \sim 4,3$  ГэВ [9]), тогда как физика, связанная с  $W$ -бозоном, бозоном Хиггса и  $t$ -кварком, проявляется на существенно более высокой электрослабой шкале, порядка 100 ГэВ. По этой причине в пингвинных диаграммах взаимодействия, передаваемые через такие обмены, можно считать короткодействующими и заменять их точечными вершинами с эффективными константами, называемыми вильсоновскими коэффициентами  $C_i$ . Эффективный гамильтониан взаимодействия принимает в этом случае вид [14, 15]

$$H_{\text{SM}}^{\text{eff}} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} V_{tq}^* V_{tb} \sum_i C_i Q_i, \quad (6)$$

где  $q = d, s$ , константа Ферми  $G_F = 1,166 \times 10^{-5}$  ГэВ $^{-2}$ , через  $Q_i$  обозначены соответствующие операторы. Мы не станем останавливаться на явном виде этих операторов, а лишь кратко обсудим физический смысл наиболее важных из них. Так, операторы  $Q_1$  и  $Q_2$  описывают взаимодействие кварковых токов, а операторы  $Q_7$  и  $Q_8$  — фотонное и глюонное дипольные взаимодействия соответственно. Для изучения распадов вида  $b \rightarrow q\ell^+\ell^-$  ( $\ell = e, \mu, t$ ) и  $b \rightarrow q\nu\bar{\nu}$  необходимо дополнитель но добавить операторы  $Q_9$ ,  $Q_{10}$  и  $Q_L^\ell$ , отвечающие за взаимодействие кварковых и лептонных токов.

Остановимся немного подробнее на операторе  $Q_7$ , который понадобится нам в дальнейшем.  $Q_7$  смешивает левые и правые компоненты кварков, что достигается вставкой массового оператора на внешнюю  $b$ -кварковую линию пингвинной диаграммы (см. рис. 1). Такая вставка пропорциональна массе кварка, поэтому  $Q_7 \propto m_b$ . Аналогичный оператор с массовой вставкой на внешней линии лёгкого кварка  $Q'_7 \propto m_q$  вводится с вильсоновским коэффициентом  $C'_7$ . При этом, поскольку  $m_b \gg m_q$  ( $q = d, s$ ), в рамках Стандартной модели доминирующий вклад обеспечивает именно оператор  $Q_7$ , а  $Q'_7$  вносит лишь несущественную поправку. Важно заметить, что поляризации фотона в операторах  $Q_7$  и  $Q'_7$  различны, поэтому, как обсуждалось выше, с очень высокой точностью Стандартная модель предсказывает именно левую поляризацию фотона в слабых распадах вида  $b \rightarrow q\gamma$ .

Точность вычисления амплитуд различных процессов в эффективной теории, заданной гамильтонианом (6), определяется величиной отброшенных членов, т.е. отношением  $m_b^2/m_W^2 \sim 10^{-3}$ . Кроме того, поскольку характерный масштаб сильных взаимодействий  $\Lambda_{\text{QCD}} \simeq 350$  МэВ

мал по сравнению с  $m_b$ , необходимо в полной мере учитывать глюонные обмены между кварками. В области энергий порядка  $m_W$  сильная константа связи  $\alpha_s$  достаточно мала, что позволяет прибегнуть к вычислениям по теории возмущений, ограничившись низшим порядком по  $\alpha_s$ , при котором достигается требуемая точность. Вильсоновские коэффициенты на данном масштабе определяются из требования совпадения (с точностью до членов порядка  $m_b^2/m_W^2$ ) амплитуд, вычисленных в точной и эффективной теориях. При этом для изучения процессов слабых распадов  $B$ -мезонов требуется, чтобы были известны вильсоновские коэффициенты на масштабах порядка  $m_b$ , что достигается использованием ренорм-группового анализа.

Важно отметить, что полученные таким образом вильсоновские коэффициенты являются универсальными, т.е. они не меняются от процесса к процессу. Все коэффициенты  $C_i$ , необходимые для вычисления процессов вида  $b \rightarrow s\gamma$ , известны в порядке NNLO (от англ. Next-to-Next-to-Leading Order), т.е. с учётом поправок по сильным взаимодействиям в следующем за первым порядком к лидирующему приближению и после суммирования логарифмически усиленных эффектов в порядке  $\alpha_s^2$  [16]. В настоящий момент такая теоретическая точность в основном превосходит точность экспериментальных данных, однако за счёт большой статистики Belle II имеет хорошие шансы существенно улучшить экспериментальную ситуацию (см. раздел 4). В рассматриваемом эффективном подходе Новая физика может проявляться двумя способами: через модификацию вильсоновских коэффициентов  $C_i$  и через возникновение новых операторных структур  $Q_i$ , отсутствующих в Стандартной модели.

В отличие от электрического заряда, заряд сильных взаимодействий (цвет) не наблюдается в открытом состоянии. Соответствующее явление получило название удержания или конфайнмента (от англ. confinement — удержание) цвета. Иначе говоря, наблюдаемые адроны (т.е. сильно взаимодействующие частицы) должны иметь синглетную по цвету волновую функцию. Нетрудно убедиться в том, что простейшими адронами являются кварк-антикварковые мезоны и трёхкварковые барионы. Впрочем, неабелев характер калибровочной группы сильных взаимодействий  $SU(3)$  позволяет строить и более сложные бесцветные комбинации, в особенности если в состав адрона вводятся глюоны. Примером таких состояний могут являться гибридные мезоны (или просто гибриды), содержащие в своём составе не только кварк-антикварковую пару, но и глюоны или глюболы, состоящие из одних лишь глюонов. Адроны, имеющие более сложный состав, чем кварк-антикварковый мезон или трёхкварковый барион, принято называть экзотическими. К числу таких экзотических адронов можно также отнести тетра- и пентакварки, адрокварконии и адронные молекулы и т.п. Обзор экспериментальной информации и теоретических подходов для экзотических адронов, содержащих тяжёлые (с и б) кварки, дан в работе [17]. Возможности эксперимента Belle II по поиску и изучению экзотических адронных состояний кратко обсуждаются в разделе 6.

Присутствие в спектре сильных взаимодействий адронных состояний приводит к тому, что зависимость от энергии сечения электрон-позитронной аннигиляции в кварк-антикварковые пары может сильно отличаться от аналогичной зависимости сечения аннигиляции в лепто-

ны, в частности в мюоны. По этой причине важной для изучения величиной является так называемое  $R$ -отношение, определяемое как

$$R = \frac{\sum_q \sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \sum_q R_q. \quad (7)$$

В отсутствие адронов данное отношение (с точностью до поправок более высокого порядка по константе взаимодействия) должно было бы иметь вид ступенчатой функции, "прыгающей" на некоторую постоянную величину вверх при достижении энергией порога рождения очередного кваркового аромата, когда в сумме по  $q$  появляется новое слагаемое. Однако присутствие в спектре сильных взаимодействий многокварковых состояний приводит к тому, что отношение (7) является весьма нетривиальной функцией энергии. В разделе 5.1 изучение величины  $R$  в эксперименте Belle II обсуждается в связи с проблемой измерения аномального магнитного момента мюона.

### 3. Супер-В-фабрика Belle II

#### 3.1. Эксперименты на электрон-позитронных коллайдерах

В рамках Стандартной модели электроны и позитроны участвуют в электромагнитных и слабых взаимодействиях, причём калибровочные константы обеих теорий очень малы, так что наибольшую вероятность имеют процессы с наименьшим возможным числом актов взаимодействия. По этой причине при энергиях много меньше массы  $Z$ -бозона ( $m_Z = 91,1876 \pm 0,0021$  ГэВ [9]) доминирующим процессом является аннигиляция  $e^+e^-$ -пары в один виртуальный фотон, который затем может переходить в пары электрически заряженных частиц: в лептонные или кварк-антикварковые. При этом, поскольку частицы в конечном состоянии являются массивными, энергия сталкивающихся пучков должна пре-восходить некоторое критическое значение (порог), чтобы соответствующая реакция могла осуществиться. Для проверки Стандартной модели и поисков Новой физики интерес в первую очередь представляют процессы с образованием тяжёлых лептонов или адронов. В последнем случае процесс протекает через конверсию виртуального фотона в векторный кварконий, содержащий тяжёлую кварк-антикварковую пару  $\bar{Q}Q$ , и его последующий распад по каналу с открытым ароматом в конечном состоянии, т.е. на пару тяжёло-лёгких мезонов ( $\bar{Q}q$ ) + ( $\bar{Q}Q$ ), где через  $q$  обозначен лёгкий ( $u$ ,  $d$  или  $s$ ) кварк.

Первый электрон-позитронный коллайдер был построен в основанной в 1955 г. Национальной лаборатории Фраскати (Италия). Работа на коллайдере началась в 1959 г. Сначала в лаборатории ставились эксперименты лишь с электронным пучком, однако в 1960 г. австрийский физик Бруно Тушек предложил исследовать столкновения электронов и позитронов, циркулирующих по накопительному кольцу в противоположных направлениях. Так появился первый в мире  $e^+e^-$ -коллайдер AdA (от итал. Anello di Accumulazione) с энергиями пучков по 250 МэВ каждый. К сожалению, светимость (количество соударений в единицу времени на единицу площади перечного сечения) этой установки была недостаточной для получения реальных физических результатов, поэтому

му AdA показал лишь принципиальную возможность создания коллайдера — установки со встречными пучками.

Независимые работы по созданию коллайдеров велись параллельно в Новосибирске под руководством Г.И. Будкера и в лаборатории SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) в Стэнфорде (США) под руководством Б. Рихтера. Практически одновременно в 1964 г. и в Новосибирске, и в Стэнфорде удалось впервые в мире получить столкновения двух электронных пучков, а уже в 1965 г. в Новосибирске начались эксперименты на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-2 (ВЭПП — аббревиатура от "встречные электрон-позитронные пучки").

Очень быстро физики поняли, что электрон-позитронные коллайдеры предоставляют уникальную возможность рождать адроны и исследовать их свойства в очень чистых условиях. В различных лабораториях мира с 1970-х годов велись эксперименты на таких установках, которые дали множество результатов, заметно улучшивших наше понимание элементарных частиц и их взаимодействий. Постепенно физики пришли к мысли о необходимости создания коллайдеров, работающих в сравнительно небольшом диапазоне энергии с максимально возможной светимостью — так называемых фабрик. В настоящее время в мире работает несколько таких установок.

Так, в Национальной лаборатории Фраскати до сих пор действует экспериментальная установка DAΦNE (Double Annular φ Factory for Nice Experiments), запуск которой состоялся ещё в 2002 г. Установка была создана для работы в области энергии векторного ф-мезона с массой  $1019,461 \pm 0,016$  МэВ [9], в связи с чем получила название "φ-фабрика". Наиболее известным (хотя и далеко не единственным) экспериментом, проводимым на этой установке, стал эксперимент KLOE (K-LOng Experiment) [18, 19], целью которого было изучение свойств ф-мезона, а также  $CP$ -нарушения в нейтральных К-мезонах. Действительно, поскольку ф-мезон расположен очень близко к  $K\bar{K}$ -порогу, несколько выше него, то с вероятностью более 80 % он распадается именно в каон-антикаонную пару. В 2010 г. после модернизации ускорительного комплекса начался эксперимент KLOE-2 [20].

Коллайдер ВЭПП-2000, работающий в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук (ИЯФ СО РАН) в Новосибирске с 2010 г., охватывает диапазон энергии в системе центра масс от 320 МэВ до 2 ГэВ и представляет собой фабрику лёгких векторных мезонов:  $\rho$ ,  $\omega$  и  $\phi$ , а также их возбуждений. На ВЭПП-2000 ведутся два эксперимента: КМД-3 (Криогенный магнитный детектор 3) [21] и СНД (Сферический нейтральный детектор) [22]. Получаемая на них информация очень важна для понимания непертurbативного режима сильных взаимодействий с участием трёх лёгких кварков:  $u$ ,  $d$  и  $s$ .

Следующим интересным для экспериментальных исследований на электрон-позитронных коллайдерах диапазоном энергий являются энергии в области рождения векторных состояний, содержащих  $c\bar{s}$ -пару. Самым лёгким представителем этого семейства адронов является  $J/\psi$ -мезон с массой  $M_{J/\psi} = 3096,900 \pm 0,006$  МэВ [9] (см. рис. 11 в разделе 6). При несколько более высокой энергии (примерно 3,55 ГэВ) начинается рождение лептонной пары  $\tau^+\tau^-$ , что также открывает новые возможности исследования физики как в рамках Стандартной модели, так и за её пределами (физика  $\tau$ -лептона подробно обсуждается в разделе 5.2). По этой причине соответствую-

щие ускорительные комплексы принято называть чарм-тау-фабриками (или с-т-фабриками).

Современная работающая фабрика такого типа находится в Институте физики высоких энергий в Пекине (Китай). Эксперимент BES III (Beijing Spectrometer III) с 2008 г. проводится с использованием ускорительного комплекса BEPC II (Beijing Electron-Positron Collider II). Диаметр кольца 240 м, энергия сталкивающихся пучков может варьироваться от 2 до 4,63 ГэВ (недавно завершилась модернизация коллайдера, в результате которой максимальная энергия достигнет 4,9 ГэВ), а светимость составляет  $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . BES III является продолжением экспериментов предыдущих поколений (BES I и BES II), так же как и ускорительный комплекс BEPC II является модернизацией комплекса BEPC, строительство которого началось в 1984 г., а модернизация была проведена в 2004–2008 гг. Более подробную информацию об этом эксперименте можно найти в работе [23].

В настоящий момент активно обсуждаются проекты дальнейшего развития с-т-фабрик — создания супер-с-т-фабрик, в том числе в России на базе ИЯФ СО РАН в Новосибирске. Предлагаемая экспериментальная установка должна работать в диапазоне энергий от 2 до 6 ГэВ и обеспечивать беспрецедентно высокую светимость —  $10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , которая на два порядка превосходит светимость, достигнутую сегодня в мире в этом диапазоне энергии [24].

Наконец, электрон-позитронные коллайдеры, работающие в области энергий рождения векторных боттомониев, т.е. адронов, содержащих  $\bar{b}b$ -пару, принято называть В-фабриками. Причина такого названия кроется в специфическом выборе основной энергии работы такого коллайдера — подавляющее большинство данных соответствующие эксперименты набирают при энергии пучков вблизи векторного резонанса  $\Upsilon(4S)$  с массой  $10,5794 \pm 0,0012$  ГэВ [9]. Выбор энергии не случаен — данное состояние лежит немного выше порога рождения пары прелестных мезонов  $B^0\bar{B}^0$  (см. рис. 12 в разделе 6), поэтому почти со 100-процентной вероятностью оно распадается именно по этому каналу.

Для появления и успешной работы В-фабрик сыграли свою роль несколько основных факторов. Во-первых, время жизни  $b$ -кварка достаточно велико для того, чтобы он "успевал" связаться с другими кварками и образовать адронное состояние (для самого тяжёлого  $t$ -кварка это уже не так). Как результат, В-мезон — легчайший из адронов, содержащих в своём составе  $b$ -кварк, — также имеет достаточно большое время жизни, и поэтому он доступен для экспериментального изучения. Кроме того, как установил в 1987 г. эксперимент ARGUS (A Russian–German–United States–Swedish collaboration) [25],  $B^0$ - и  $\bar{B}^0$ -мезоны сильно смешиваются [26], что открывает широкие возможности по изучению с их помощью  $CP$ -нарушения.

Таким образом, главным побудительным мотивом строительства В-фабрик явилась возможность экспериментального измерения параметров матрицы СКМ и изучения связанной с ней физики. Этому способствовал и быстрый прогресс в технологии использования накопительных колец в  $e^+e^-$ -соударениях, который позволил обеспечить светимость, достаточную для набора большой статистики за относительно короткое время — за 30 лет с момента запуска в 1980 г. коллайдера CESR (Cornell Electron Storage Ring) число рождаемых в  $e^+e^-$ -

соударениях В-мезонов увеличилось на пять порядков! В результате на момент закрытия экспериментов на В-фабриках предыдущего поколения — BaBar [27] в 2008 г. и Belle [28] в 2010 г. — ими были набраны интегральные светимости  $530 \text{ фб}^{-1}$  и более  $1000 \text{ фб}^{-1}$  соответственно.

Одновременная работа по крайней мере двух конкурирующих экспериментов является эффективным способом своевременного подтверждения или опровержения того или иного наблюдения, сделанного в одном из них. Как указывалось выше, до недавнего времени работали и набирали данные эксперименты BaBar в Стенфорде и Belle в Цукубе. Предполагалось, что оба эксперимента получат дальнейшее развитие в виде супер-В-фабрик. Так, преемником BaBar должен был стать SuperB [29] в Тор-Вергата (Италия), а преемником Belle — эксперимент Belle II [30] там же, в Цукубе. К сожалению, из-за экономического кризиса в Европе проект SuperB был закрыт в 2012 г., в то время как Belle II продолжился и был успешно запущен в 2018 г.

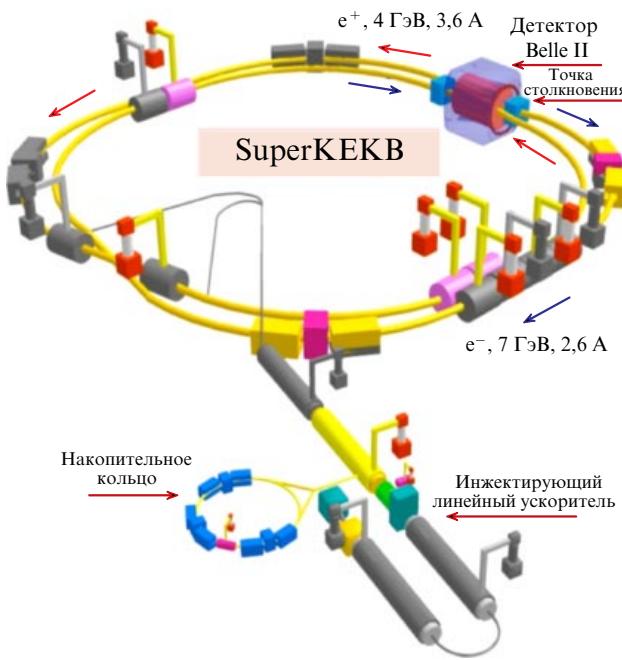
Ичерпывающее описание истории и развития В-фабрик предыдущих поколений, а также решавшихся на них физических задач и полученных результатов по состоянию на 2014 г. дано в обзоре [31].

### 3.2. Экспериментальная установка Belle II

**3.2.1. Общие сведения.** В современных экспериментах по физике фундаментальных взаимодействий для поиска Новой физики используются два основных подхода. С одной стороны, это увеличение энергии сталкивающихся пучков для поиска новых частиц в более широком энергетическом диапазоне. При этом чувствительность к прямому рождению новой частицы зависит от величины соответствующего сечения и объёма накопленных данных. С другой стороны, возможно проведение сверхточных измерений уже известных процессов для обнаружения отклонений от предсказаний Стандартной модели.

Несомненными мировыми лидерами для реализации первого подхода являются эксперименты на LHC, способные обнаружить новые частицы, возникающие в протон-протонных столкновениях при энергии центра масс вплоть до 14 ТэВ. В то же время эксперимент Belle II демонстрирует лидерство во втором подходе — его основной задачей как эксперимента на В-фабрике нового поколения являются поиск Новой физики через измерение подавленных процессов и повышение точности извлечения значений различных физических величин из таких измерений. В случае обнаружения расхождений с предсказаниями Стандартной модели их можно будет интерпретировать с точки зрения различных моделей Новой физики.

В будущем существенный вклад в такие исследования могут внести новые эксперименты на базе электрон-позитронных коллайдеров. Так, на 2030-е годы запланировано начало работы кольцевого коллайдера CEPC (Circular Electron-Positron Collider) в Китае с энергией в центре масс до 240 ГэВ [32], а также в стадии активного обсуждения находится дальнейшее развитие экспериментов FCC (Future Circular Collider) [33] в ЦЕРНе. Обсуждаются также возможности строительства линейного электрон-позитронного коллайдера (см., например, работу [34] и содержащиеся в ней ссылки), на котором, как ожидается, должны быть достижимы энергии вплоть до 1 ТэВ. Однако в настоящий момент даже конкретное



**Рис. 2.** (В цвете онлайн.) Схема Супер-В-фабрики, используемой в эксперименте Belle II. (Рисунок с сайта коллаборации.)

место строительства такого ускорителя не определено окончательно.

Для реализации поставленных задач эксперименту Belle II требуется ускоритель на встречных асимметричных (с неравной энергией) e<sup>+</sup>e<sup>-</sup>-пучках с рекордно высокой светимостью (в 40 раз превышающей светимость ускорителя в эксперименте предыдущего поколения Belle) и детектор, обеспечивающий:

- эффективное восстановление заряженных треков;
- высокое пространственное и энергетическое разрешение фотонов;
- идентификацию заряженных треков и кластеров нейтральных частиц;
- прецизионное измерение положения заряженных треков в пространстве. Кроме того, этот ускоритель должен иметь эффективный триггер и быстродействующую систему записи данных.

На рисунке 2 приведена схема экспериментальной установки SuperKEKB, используемой в эксперименте Belle II. Ключевыми элементами установки являются накопительные кольца для электронов и позитронов, пересекающиеся в одной точке, в которой смонтирован детектор. Различные элементы ускорительного комплекса SuperKEKB и детектора Belle II подробнее обсуждаются в разделах 3.2.2 и 3.2.3.

**3.2.2. Ускорительный комплекс SuperKEKB.** Экспериментальный комплекс SuperKEKB является глубокой модернизацией предшествующего проекта KEKB с целью значительного увеличения (приблизительно в 40 раз) мгновенной светимости. Установка, расположенная в Исследовательском центре физики высоких энергий KEK в городе Цукуба, предназначена для столкновения пучков электронов и позитронов при энергии системы центра масс в области векторных  $\Upsilon$ -резонансов (см. раздел 3.1). Как обычно для В-фабрики, большая часть данных будет набрана при энергии рождения  $\Upsilon(4S)$ ,

распадающегося на мезонную пару  $B\bar{B}$ . Подобранная таким образом энергия в системе центра масс пучков обеспечивает очень чистый набор  $B\bar{B}$ -пар в квантово-коррелированном состоянии с квантовыми числами  $J^{PC} = 1^{--}$ . В отличие от адрон-адронных соударений (например, протон-протонных экспериментов на LHC), столкновения электронного и позитронного пучков характеризуются крайне низким уровнем фона, который позволяет эффективно восстанавливать конечные состояния, в том числе фотоны из распадов мезонов  $\pi^0$ ,  $\rho^\pm$ ,  $\eta$ ,  $\eta'$  и  $K_L^0$ . Данное свойство эксперимента Belle II делает его уникальным инструментом прецизионных измерений для проверки Стандартной модели.

Как отмечалось в разделе 3.1, светимость ускорителя определяется числом столкновений частиц в единицу времени и поперечными размерами сгустков частиц. Максимальное число частиц в сгустке ограничено так называемым эффектом встречи: при определённом заряде сгустка влияние встречного пучка оказывается настолько велико, что движение частиц в накопителе становится неустойчивым. При этом увеличение числа сгустков в накопительном кольце ускорителя сопряжено также с рядом технических проблем (необходимостью компенсации энергетических потерь на синхротронное излучение, охлаждения вакуумной камеры, подавления коллективной неустойчивости пучков), в связи с чем оно возможно лишь до определённого предела, причём этот предел был достигнут уже на установке предыдущего поколения KEKB.

Таким образом, поскольку проектная светимость ускорительного комплекса SuperKEKB в 40 раз превышает светимость, достигнутую на ускорителе KEKB, потребовалось существенное обновление всего ускорительного комплекса [35]. Ключевыми изменениями, приводящими к столь радикальному увеличению светимости, являются уменьшение поперечного размера пучка в точке столкновения примерно в 20 раз (от 1 мкм до 50 нм), а также двукратное увеличение токов по сравнению с токами в KEKB. Такая стратегия известна как схема "нанопучков", предложенная П. Раймонди при проектировании итальянской SuperB-фабрики [29]. Кроме того, заряженные пучки теперь сталкиваются под ещё большим углом — 83 мрад в SuperKEKB по сравнению с 22 мрад в KEKB. Это позволяет уменьшить число паразитных столкновений в области детектора, а также устраняет необходимость использования разделяющих магнитов, отнимающих полезный объём у детектора.

Ускоритель является асимметричным, т.е. согласно проекту он имеет неравные энергии электронного и позитронного пучков для обеспечения буста центра масс образовавшихся в результате реакции частиц в лабораторной системе отсчёта (здесь проявляется одно из важных отличий экспериментов Belle и Belle II от экспериментов на с-т-фабриках, например от BES III (см. раздел 3.1)). Так, родившиеся в результате столкновения B- и D-мезоны до своего распада успевают преодолеть в детекторе значительные расстояния, позволяя проводить точные измерения времени жизни, параметров смешивания и нарушения CP-симметрии. Несколько меньшая асимметрия энергии пучка в SuperKEKB по сравнению с таковой на установке KEKB (7 и 4 ГэВ вместо 8 и 3,5 ГэВ для электронов и позитронов соответственно) была выбрана для уменьшения потерь из-за рассеяния Тушека (внутрипучкового рассеяния частиц друг на друге, которое

может приводить к выходу частиц за пределы накопителя) в низкоэнергетическом пучке. Ожидается, что это хотя и несколько уменьшит пространственное разделение  $B$ -мезонов, обеспечит преимущество в диапазоне доступных телесных углов для изучения распадов, в которых конечное состояние полностью не восстанавливается (*missing energy decays*), например при анализе процессов с нейтрино в конечном состоянии, требующих хорошей герметичности детектора.

**3.2.3. Детектор Belle II.** Детектор Belle II установлен в точке пересечения электронного и позитронного пучков. В отличие от детектора в эксперименте Belle, новый детектор призван работать в условиях 40-кратного увеличения светимости ускорителя и, следовательно, должен иметь возможность регистрировать события со скоростью счёта, в 40 раз более высокой, чем ранее, и с большей в 10–20 раз загрузкой от фоновых процессов. В частности, требования к новому детектору можно сформулировать следующим образом:

- отличное разрешение по восстановлению вершины распада (порядка 50 мкм);
- высокая эффективность восстановления заряженных треков в широком диапазоне импульсов (вплоть до нескольких сотен МэВ);
- улучшенное восстановление треков заряженных частиц с импульсами до 50 МэВ;
- хорошее импульсное разрешение во всём кинематическом диапазоне эксперимента (до 8 ГэВ);
- точное измерение энергии и направления движения фотонов с энергией от нескольких десятков МэВ до 8 ГэВ, а также эффективное обнаружение фотонов с энергией от 30 МэВ и более;
- наличие высокоэффективной системы идентификации частиц для разделения пионов, каонов, протонов, электронов и мюонов во всём кинематическом диапазоне эксперимента;
- покрытие детектором полного (почти) телесного угла;
- наличие быстрого и эффективного триггера;
- оснащённость системой сбора данных, способной хранить большие объёмы информации.

Схема детектора Belle II представлена на рис. 3. Элементы детектора цилиндрически-симметрично расположены вокруг точки взаимодействия пучков в магнитном поле напряжённостью 1,5 Тл. Несмотря на то что внешне новый детектор выглядит очень похожим на своего предшественника и имеет тот же сверхпроводящий магнит, все остальные его компоненты являются либо абсолютно новыми, либо значительно модернизированными [30].

Основными компонентами детектора являются: вершинный детектор (VerteX Detector, VXD); дрейфовая камера (Central Drift Chamber, CDC); система идентификации частиц, состоящая из двух подсистем: времязадерживающей системы (Time-Of-Propagation, TOP) и черенковского кольцевого детектора на основе аэрогеля (Aerogel Ring Imaging CHerenkov counter, ARICH); кристаллический электромагнитный калориметр (Electromagnetic Crystal Calorimeter, ECL); детектор  $K_L^0$ -мезонов и мюонов ( $K$ -Long-Muon detector, KLM); триггер и система сбора и записи данных (Data AcQuisition, DAQ). Ниже дано краткое описание каждой подсистемы по отдельности.

• *Вершинный детектор.* Кремниевый вершинный детектор позволяет восстанавливать пространственное по-

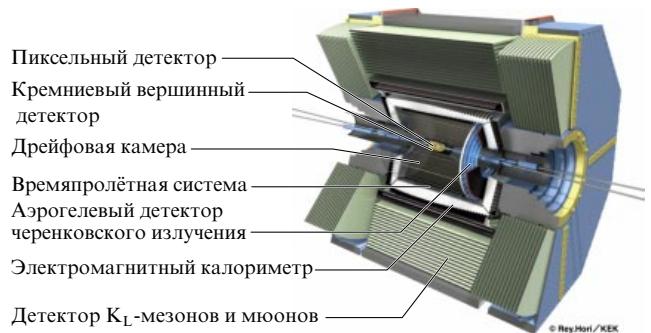


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Схематическое изображение детектора Belle II. (Рисунок с сайта коллаборации.)

ложение треков частиц вблизи точки взаимодействия электронного и позитронного пучков. Новый вершинный детектор состоит из двух подсистем: кремниевого пиксельного детектора (PiXel Detector, PXD) и кремниевого вершинного детектора (Silicon Vertex Detector, SVD), вместе представляющих собой шесть кремниевых слоёв, расположенных вокруг берилиевой вакуумной трубы. Для первых двух слоёв, составляющих PXD, используются пиксельные сенсоры, а для оставшихся четырёх, относящихся к SVD, — двусторонние кремниевые. По сравнению с вершинным детектором, использовавшимся в Belle, берилиевая труба и первые два слоя детектора (пиксельный детектор) находятся ближе к точке взаимодействия, а самый внешний слой детектора имеет теперь значительно больший радиус (144 мм в Belle II вместо 88 мм в Belle). В результате ожидается существенное улучшение определения положения вершины взаимодействия, а также увеличение эффективности восстановления распадов  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$  с сигналами в вершинном детекторе.

• *Дрейфовая камера.* Центральная дрейфовая камера (CDC) имеет три важные функции. Во-первых, в ней восстанавливаются заряженные треки и с высокой точностью измеряются их импульсы. Во-вторых, CDC предоставляет информацию для идентификации частиц с импульсами примерно до 1 ГэВ, используя измерения ионизационных потерь в газовом объёме камеры. Треки с малым импульсом, которые не достигают системы идентификации частиц, могут быть идентифицированы с использованием только информации, полученной от CDC. Наконец, дрейфовая камера обеспечивает эффективные и надёжные сигналы запуска триггера первого уровня. По сравнению с дрейфовой камерой, использовавшейся в эксперименте Belle, новая камера имеет больший радиус (1130 мм вместо 880 мм). Кроме того, чтобы можно было работать с высокой частотой событий и с повышенным уровнем фона, современная камера имеет меньшие дрейфовые ячейки, чем та, которая использовалась ранее в Belle.

Конструкция CDC, подробно описанная в работе [30], включает в себя 14336 чувствительных проволочек, сгруппированных в 56 слоёв, с аксиальной ориентацией (вдоль магнитного поля) или стереоориентацией (под малыми углами к оси детектора). Комбинируя информацию из аксиальных слоёв и стереослоёв, можно восстановить трёхмерное положение спирали трека частицы.

В качестве рабочего газа дрейфовой камеры, как и в Belle, используется смесь, состоящая из гелия и этана в

равных долях. Лёгкий газ выбран для уменьшения многократного рассеяния заряженных треков в объёме камеры. В отличие от аргоновых смесей, такой газ имеет меньшее сечение фотоэлектронного взаимодействия, что помогает снизить влияние синхротронного излучения на работу детектора.

- *Система идентификации частиц.* Для идентификации заряженных частиц, летящих под большими углами к направлению пучков, служит система измерения времени пролёта (ТОР) [36, 37], расположенная цилиндрически-симметрично вокруг оси пучков. Система представляет собой особый вид черенковского детектора, в котором информация об изображении черенковского кольца определяется временем прихода и местом взаимодействия черенковских фотонов на фотодетекторе на одном конце кварцевого стержня длиной 2,6 м. Система содержит 16 модулей, каждый из которых состоит из кварцевого стержня шириной 45 см и толщиной 2 см с небольшим клином (длиной около 10 см) на конце. Такой клин вводит некоторую дополнительную точечную визуализацию, немного ослабляет требования к точности синхронизации и уменьшает загруженность фотодетектора [37]. У выходного окна клина установлены два ряда из 16 быстрых многоанодных детекторов фотонов.

Для идентификации заряженных частиц, летящих под малыми углами к направлению пучков, в передней торцевой области используется черенковский кольцевой детектор на основе аэрогеля (ARICH). Такой детектор должен быть способен регистрировать низкоэнергетические пионы, а также хорошо разделять пионы и каоны в импульсном интервале от 0,4 до 4 ГэВ  $s^{-1}$ . Выбор аэрогеля в качестве рабочего вещества обусловлен его крайне низким показателем преломления  $n$  (по сравнению с показателями преломления других материалов). Поскольку для излучения черенковского света скорости частиц, проходящих через аэрогель, должны превысить порог  $v > c/n$ , для идентификации быстрых частиц необходимо, чтобы  $n$  был близок к единице.

Ключевой особенностью детектора ARICH является большое число черенковских фотонов, которое увеличено с помощью нового метода: для улучшения фокусировки используются два слоя аэрогеля с одинаковой толщиной, но с разными показателями преломления. Выбором подходящих показателей преломления (используются  $n = 1,045$  и  $n = 1,055$  [38, 39]) можно уменьшить вклад, вносимый в общее разрешение черенковского угла заряженной частицы неопределенностью положения точки излучения.

В качестве чувствительного к одному фотону датчика высокой зернистости используется гибридный лавинный фотонный детектор (Hybrid Avalanche Photo Detector, HAPD), разработанный совместно с компанией Hamamatsu [40, 41]. В таком датчике площадью  $73 \times 73$  мм $^2$  фотоэлектроны ускоряются под действием разности потенциалов 8 кВ и детектируются лавинными фотодиодами (Avalanche Photo-Diodes, APDs).

- *Электромагнитный калориметр.* Кристаллический электромагнитный калориметр (ECL) предназначен для измерения энергии и направления импульсов фотонов, а также для идентификации электронов, а именно для отделения их от адронов (в частности, от пионов) посредством сравнения энергии кластера и импульса соответствующего заряженного трека в дрейфовой камере. Калориметр собран из 8736 кристаллических модулей (в

качестве кристалла используется йодид цезия, легированный таллием, CsI-Tl), имеющих характерные размеры  $30 \times 5,5 \times 5,5$  см. Длина модуля (30 см) соответствует примерно 16 радиационным длинам. Считывание сигналов производится с помощью кремниевых фотодиодов (по два на каждый кристалл) с чувствительной поверхностью размером  $2 \times 1$  см. Калориметр покрывает 90 % полного телесного угла в системе центра масс. В эксперименте Belle II используются те же кристаллы CsI-Tl, предустановлены и опорные структуры, которые использовались ранее в эксперименте Belle, в то время как считающая электроника и программное обеспечение для восстановления характеристик событий были полностью обновлены.

- *Детектор мюонов и K<sub>L</sub>-мезонов.* Мюонная система (KLM), состоящая из железных пластин толщиной 4,7 см, чередующихся с активными элементами детектора, расположена вне сверхпроводящего соленоида [42]. Железные пластины служат экраном для магнитного поля вокруг детектора и одновременно позволяют восстанавливать направление K<sub>L</sub><sup>0</sup>-мезонов, вызывающих в железе адронные ливни.

Мюонная система эксперимента Belle, в которой в качестве активных элементов использовались высокорезистивные плоскопараллельные камеры (Resistive Plate Chambers, RPC), продемонстрировала хорошие характеристики в течение всего времени набора данных. Однако, по сравнению с Belle, в Belle II в некоторых областях детектора (в торцах и во внутренних цилиндрических слоях) ожидаются большие фоновые загрузки из-за нейтронов, которые в основном образуются в электромагнитных ливнях в результате фоновых реакций (например, радиационного баба-рассеяния). Продолжительное "мёртвое" время RPC при восстановлении электрического поля после разряда значительно снижает эффективность восстановления при высоких фоновых загрузках. Получающееся в результате число случаев ложной идентификации мюонов в торцевой области спектрометра и двух его внутренних цилиндрических слоях могло бы стать настолько высоким, что такой детектор оказался бы бесполезным [30]. Для решения этой проблемы RPC были заменены слоями сцинтилляционных полосок с волокном, сдвигающим длину волн, информация с которых считывается кремниевыми фотодумпликаторами SiPM (Silicon PhotoMultiplier), в качестве датчиков света [43].

- *Триггер.* Триггерная система Belle II играет важную роль в отборе событий во время сбора данных. Поскольку различных задач физического анализа, требующих специальных триггеров, в эксперименте Belle II будет гораздо больше, чем в Belle, все такие триггеры должны работать эффективно в условиях гораздо более высоких фоновых загрузок, ожидаемых от SuperKEKB, а кроме того, они должны удовлетворять требованиям системы сбора данных (DAQ). Хорошо спроектированная триггерная система — залог возможности проведения широкого спектра физических исследований, которые не были доступны на В-фабриках предыдущего поколения. На Belle II (так же как и на Belle) эффективность триггера для большинства распадов В-мезонов близка к 100 % для событий, восстанавливаемых с помощью автономных алгоритмов. Однако помимо В-физики на Belle II планируется изучать процессы, топология которых аналогична таковой фоновых процессов (например, τ-физику или двухфотонную физику). Для того чтобы удовлетворить

требованиям нового эксперимента, триггерная схема, используемая в Belle, была усовершенствована и дополнена онлайн-алгоритмами. Подробное описание триггерной системы и системы сбора данных эксперимента Belle II можно найти в работе [30].

## 4. Прецизионные измерения и поиски Новой физики в распадах В-мезонов

### 4.1. Треугольник унитарности

Один из важных вопросов, на который предстоит ответить эксперименту Belle II, — это вопрос о том, существуют ли в секторе кварков новые комплексные фазы, помимо предоставленных СКМ-механизмом смешивания. Для ответа на этот вопрос необходимо сначала представить полную картину  $CP$ -нарушения в рамках СКМ-механизма, которая даёт представление о фазах СКМ-матрицы, а затем искать искажения этой картины вследствие возможных вкладов Новой физики. Очень наглядное, удобное для понимания и экспериментальной проверки изображение даёт так называемый треугольник унитарности. Подробная экспликация этого треугольника дана в работе [4], поэтому здесь мы лишь кратко повторим основные идеи его происхождения и способы измерения его углов и сторон, а затем подробно остановимся на том, какой точности добились В-фабрики за время своей работы с момента публикации обзора [4] и каких новых результатов в этой области можно ожидать от эксперимента Belle II.

Условие унитарности СКМ-матрицы (см. определение (3))  $VV^\dagger = 1$  разворачивается в девять условий, накладываемых на её элементы:  $\sum_i V_{ij}^* V_{ik} = \delta_{jk}$ , представляющих собой равную нулю или единице сумму трёх комплексных чисел, каждое из которых можно наглядно изобразить в виде вектора на комплексной плоскости. Из них три условия (для  $j = k$ ) соответствуют четырёхугольникам, а шесть (для  $j \neq k$ ) — треугольникам. Четырёхугольники и четыре из шести треугольников оказываются малопригодными для экспериментальной проверки ввиду несоизмеримости своих сторон: фактически они вырождаются в отрезок, так что проверять что-либо можно только в случае беспрецедентно высокой точности измерений. Зато два оставшихся треугольника действительно похожи на треугольники общего вида из школьного учебника геометрии, у которых все стороны имеют неравные длины одного порядка и ни один из углов не склоняется в нулевой. Рассмотрим один из этих треугольников ( $j = u, k = b$ ):

$$V_{ud} V_{ub}^* + V_{cd} V_{cb}^* + V_{td} V_{tb}^* = 0, \quad (8)$$

имеющий непосредственное отношение к распадам  $B^-$  и  $B^+$ -мезонов. Соотношение (8) удобно разделить по членно на  $|V_{cd} V_{cb}^*|$ , так что длина одной из сторон треугольника обращается в единицу, а координаты противолежащей вершины обозначаются как  $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$  (рис. 4).

Измерения различных параметров в распадах В-мезонов позволяют вычислить каждую сторону и каждый угол треугольника унитарности независимо от других. Если распады В-мезонов не содержат вкладов Новой физики, то для треугольника унитарности будут выполняться все известные из школьного курса геометрии соотношения, такие как теорема косинусов или теорема

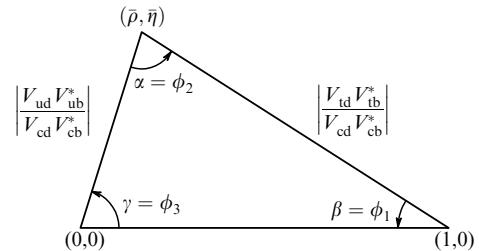


Рис. 4. Схематическое изображение треугольника унитарности, определённого в уравнении (8), после нормирования его основания на 1. (Из обзора PDG [9].)

сумме углов треугольника. Эта проверка была важной задачей уже закончивших набор данных В-фабрик, и она по-прежнему остаётся главнейшей задачей для нового эксперимента Belle II. Поскольку длина основания треугольника фиксирована выбранной нормировкой на единицу, измерение любых двух его других элементов (углов или сторон) однозначно определяет целиком весь треугольник. При этом любое последующее измерение становится проверкой евклидовости комплексной плоскости констант смешивания кварков, что равносильно проверке справедливости Стандартной модели, поскольку Новая физика может привести к деформации этой плоскости.

**4.1.1. Углы треугольника унитарности.** Обсудим измерения углов треугольника унитарности. В параметризации Вольфенштейна (5) углы треугольника унитарности являются фазами двух элементов СКМ-матрицы ( $V_{ub} = |V_{ub}| \exp(i\gamma)$ ,  $V_{td} = |V_{td}| \exp(i\beta)$ ), в то время как все остальные элементы — действительные. Для измерения какого-либо из углов необходимо подобрать такие распады В-мезонов, в которые вносят вклад сразу две диаграммы с фазами, различающимися именно на этот угол, и измерить  $CP$ -нарушение в таком распаде. Для этих измерений можно использовать непрямое  $CP$ -нарушение через осцилляции нейтральных В-мезонов, при котором вторая диаграмма, содержащая  $B^0 \bar{B}^0$ -осцилляции, приобретает под их действием дополнительную фазу ( $\beta$  в случае  $B_d^0 \bar{B}_d^0$  и 0 в случае  $B_s^0 \bar{B}_s^0$ ). Подробный вывод связи углов треугольника унитарности с параметром  $CP$ -нарушения на примере угла  $\beta$  дан в обзоре [4]. Для простоты ниже будем называть амплитудой процесса амплитуду первой диаграммы, а дополнительную фазу, приобретаемую второй диаграммой, — фазой осцилляций.

Первоначальная идея основывалась на использовании именно непрямого  $CP$ -нарушения, что позволяет избежать теоретических неопределённостей, связанных с адронными поправками (не вычисляемыми в рамках квантовой хромодинамики (КХД) сильными фазами и формфакторами распадов). С этой целью предлагалось измерять углы треугольника унитарности, подбирая соответствующие распады, а именно:

— угол  $\beta$  в переходе  $b \rightarrow c\bar{s}$  измерять, например, в распаде  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  с действительной амплитудой и фазой осцилляций  $\beta$ ;

— угол  $\alpha$  в переходе  $b \rightarrow u\bar{d}$  — например, в распаде  $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  с амплитудой распада, имеющей фазу  $\gamma$ , и фазой осцилляций  $\beta$ . Таким образом определяется угол  $180^\circ - \gamma - \beta$ , который в Стандартной модели является углом  $\alpha$ ;

— угол  $\gamma$  в переходе  $b \rightarrow u\bar{c}s$  — например, в распаде  $B_s^0 \rightarrow D_s^+ K^-$  с фазой амплитуды распада  $\gamma$  и с нулевой фазой  $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -осцилляций.

Такие измерения были бы действительно свободными от теоретических неопределённостей, если бы все эти распады не получали вклада от пингвинных диаграмм, способных сильно искажить измерение, да ещё и неконтролируемым образом, как отмечено в работах [44, 45]. Ниже показано, как для каждого из углов удалось избежать модельных ошибок, связанных с невозможностью точного вычисления амплитуд, включающих в себя сильное взаимодействие адронов. Кроме теоретических неопределённостей важно также обсудить способ контролировать экспериментальные ошибки. Так, при оценке точности, достигаемой экспериментом Belle II, необходимо учитывать, что систематическая ошибка не всегда уменьшается с возрастанием интегральной светимости. Часть ошибки определяется контрольными образцами данных, количество которых, как и сигнальных, также растёт с увеличением статистики данных, но иногда встречаются и неустранимые систематические ошибки, уменьшить которые не удается. К счастью, в случае нижеприведённых измерений последние почти не встречаются.

• Угол  $\beta$ . На сегодняшний день угол  $\beta$  является наиболее точно измеренным параметром треугольника унитарности. С одной стороны, это измерение вносит очень важный вклад в глобальную аппроксимацию параметров кваркового смешивания, фиксируя остальные параметры при предположении справедливости Стандартной модели с лучшей точностью, чем можно достичь их прямым измерением. С другой стороны, проверка самосогласованности треугольника унитарности требует ещё хотя бы двух измерений с подобной точностью (которых, как обсуждается ниже, к сожалению, пока нет). Тем не менее удобно начать построение треугольника именно с угла  $\beta$ , извлекаемого из параметра зависящего от времени (непрямого)  $CP$ -нарушения в распаде  $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ , измеряющего относительную фазу  $B_d^0 \bar{B}_d^0$ -смешивания и амплитуды распада. Генерируемая в этом случае зависящая от времени жизни асимметрия выражается как

$$A_{CP}(t) \equiv \frac{N(B^0(t) \rightarrow f) - N(\bar{B}^0(t) \rightarrow f)}{N(B^0(t) \rightarrow f) + N(\bar{B}^0(t) \rightarrow f)} = S_f \sin(\Delta m_d t) + A_f \cos(\Delta m_d t), \quad (9)$$

где  $S_f$  и  $A_f$  — параметры непрямого и прямого  $CP$ -нарушения в канале распада  $B^0 \rightarrow f$  соответственно,  $\Delta m_d$  — разница масс двух массовых собственных состояний  $B_d^0$ -мезонов.

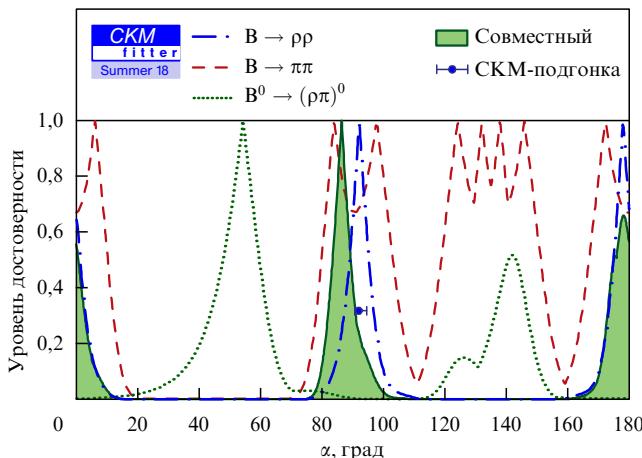
Как показано в обзоре [4], величина непрямого  $CP$ -нарушения  $S_{J/\psi K_s^0}$  оказывается с хорошей точностью равной  $\sin(2\beta)$ . Небольшая поправка к этому равенству вследствие дополнительного вклада в распад от пингвинной диаграммы ( $S_{J/\psi K_s^0} = \sin(2\beta) + \Delta S_{J/\psi K_s^0} = \sin[2(\beta + \delta_{J/\psi K_s^0})]$ ) пока намного меньше современной экспериментальной ошибки, благодаря тому что пингвинный вклад имеет почти ту же фазу, что и древесная диаграмма. Современные оценки  $\delta_{J/\psi K_s^0}$  позволяют надеяться, что и при дальнейшем увеличении экспериментальной точности приблизительно в пять раз пингвинный вклад не будет вносить слишком большую неопределённость. Однако остаётся вопрос о том, насколько надёжны имеющиеся теоретические оценки.

Важным параметром, контролирующим фазу пингвинного вклада, является параметр прямого  $CP$ -нарушения  $A_{J/\psi K_s^0}$ , который должен обращаться в нуль, если пингвинный вклад не вносит дополнительной фазы. Текущее значение  $A_{J/\psi K_s^0}$ , полученное в эксперименте Belle, действительно хорошо согласуется с нулем ( $0,015 \pm 0,021 \pm 0,045$  [46]), причём в результате работы эксперимента Belle II ошибка в нём должна уменьшиться в четыре раза.

В эксперименте Belle II систематическая ошибка в основном контролируется на данных и остаётся меньше статистической ошибки. По этой причине окончательная точность измерения угла  $\beta$  будет улучшаться пропорционально статистике, набранной в эксперименте. Следует отметить, что эксперименты на LHC, в частности LHCb (LHC beauty experiment), достигнут, возможно, даже лучшей точности в измерении  $\sin(2\beta)$ . При этом свой уникальный вклад Belle II внесёт в устранение неоднозначности извлечения из измеренного синуса двойного угла самого значения угла  $\beta$ , измерив с хорошей точностью также  $\cos(2\beta)$  из параметра  $CP$ -асимметрии в распадах  $B^0 \rightarrow D^0 h^0$ , где  $h^0$  — любой истинно нейтральный лёгкий адрон:  $\pi^0, \eta, \omega$  и т.д. Первое такое измерение уже выполнено в совместной работе Belle и BaBar [47], где впервые обнаружено статистически значимое  $CP$ -нарушение и показано, что  $\cos(2\beta) > 0$ . В будущем станет возможным сопоставлять значения  $\sin(2\beta)$  и  $\cos(2\beta)$  как независимые измерения параметра  $\beta$  в двух процессах с различными древесными диаграммами для проверки самосогласованности Стандартной модели.

• Угол  $\alpha$ . Измерение угла  $\alpha$  оказалось гораздо сложнее. Параметр непрямой  $CP$ -асимметрии  $S_{+-}$  в распаде  $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  (см. формулу (9); нижний индекс отвечает зарядам двух  $\pi$ -мезонов в конечном состоянии) был бы равен  $\sin(2\alpha)$ , если бы к древесной диаграмме распада не примешивалась пингвинная амплитуда с дополнительной фазой, связанной с углом  $\beta$ . Экспериментально выяснено, что эта примесь существенна, как следует из большой величины прямого  $CP$ -нарушения и высокой вероятности распада  $B^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ . Потребовалось немало усилий, чтобы извлечь угол  $\alpha$  из многочисленных всевозможных измерений распадов  $B \rightarrow \pi\pi$ . Идея основана на разнице изотопических структур древесных и пингвинных переходов: в первых могут присутствовать переходы с изменением изоспина на  $3/2$  и  $1/2$ , а во-вторых — только переходы с изменением на  $1/2$ . В статье [48] показано, что шесть амплитуд распадов  $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ,  $B^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ ,  $B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$  и их зарядово-сопряжённые амплитуды связаны изоспиновыми соотношениями, и дан способ извлечения угла  $\alpha$  из анализа таких соотношений. Полный изоспиновый анализ позволяет вычислить искомый угол с восьмикратной неоднозначностью, но с относительно малыми модельными ошибками, которые пока не являются проблемой измерения. Метод подробно излагается в обзоре [4], поэтому здесь мы обсудим лишь результаты, которых добились за 10 лет две  $B$ -фабрики: Belle и BaBar.

Входными переменными метода являются  $B_{+-}, B_{++}, B_{00}, S_{+-}, A_{+-}, A_{00}$ , где величины  $B$  обозначают усреднённые вероятности самого распада и соответствующего  $CP$ -сопряжённого распада,  $S$  и  $A$  — значения параметра непрямого и прямого  $CP$ -нарушений соответственно (см. формулу (9)). Нижние индексы отвечают зарядам двух  $\pi$ -мезонов в конечном состоянии. В списке пере-



**Рис. 5.** (В цвете онлайн.) Уровень достоверности для значений угла  $\alpha$ , полученный из изоспинового анализа  $b \rightarrow u$ -распадов, и разрешённые интервалы для значений  $\alpha$ . Пунктирные, штриховые и штрих-пунктирные линии соответствуют ограничениям из анализа распадов  $B \rightarrow \pi\pi$ ,  $B \rightarrow \rho\rho$  и  $B \rightarrow \rho\pi$  соответственно. (Адаптированный рисунок с сайта коллаборации CKMfitter.)

менных отсутствует  $S_{00}$ , ответственная за непрямое  $CP$ -нарушение в распаде  $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ . Её измерение в существующих экспериментах невозможно, поскольку требует восстановления вершины распада, что проблематично для полностью нейтрального конечного состояния. Добавление этой переменной должно сыграть важную роль в будущем измерении с данными Belle II.

Сегодняшние среднемировые значения всех параметров представлены в табл. 2 статьи [49], там же приведены решения для угла  $\alpha$  с использованием программы Монте-Карло, генерирующей шесть приведённых выше наблюдаемых при предположении, что они имеют гауссовые распределения, и с вычислением величин  $\chi^2$ , соответствующих разным значениям искомого угла. Минимального значения  $\chi^2$  достигает при четырёх значениях  $\alpha$ :  $95,0^\circ$ ,  $128,9^\circ$ ,  $141,1^\circ$ ,  $175^\circ$  (рис. 5), хотя изначально метод предполагал восьмикратную неоднозначность в решении. Это является результатом некоторого "везения" — одна из фаз анализа оказалась близкой к нулю, тем самым частично сократив многозначность.

Примечательно, что повышения точности определения угла  $\alpha$  можно достичь, лишь уменьшив ошибку всех шести переменных, в то время как уменьшение ошибки лишь одной переменной почти не оказывает влияния на результат. И здесь вклад именно эксперимента Belle II будет решающим. Хотя эксперименты на LHC позволяют очень точно измерить параметры заряженной моды  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , возможно, даже лучше Belle II, однако моды с  $\pi^0$  в экспериментах на LHC практически недостижимы для изучения ввиду огромного нейтрального фона и невозможности привязки  $\pi^0$  к вершине распада  $B$ -мезона. Более того, на Belle II возможно измерение  $S_{00}$  с использованием конверсионных фотонов. Здесь свою положительную роль сыграло утяжеление детектора (вообще говоря, нежелательное), поскольку для возможности восстанавливать треки при больших загрузках потребовалось больше слоёв вершинного детектора, что увеличило количество материала и соответственно вероятность фотонной конверсии. Дополнительная переменная  $S_{00}$ , хотя и не столь точно измеренная, позволит отличать решения вблизи  $\alpha = 129^\circ$  и  $141^\circ$ , дающие  $S_{00} \simeq -0,70$ , от

решений вблизи  $\alpha = 95^\circ$  и  $175^\circ$ , где  $S_{00}$  меняет знак и равняется приблизительно 0,67. Ожидаемая точность измерения основных параметров для извлечения  $\alpha$  в распадах  $B \rightarrow \pi\pi$  на данных эксперимента Belle II будет повышена в 3–10 раз, причём относительно скромное повышение в три раза обусловлено неустранимой систематической ошибкой. Таким образом, в эксперименте Belle II впервые будет использована переменная  $S_{00}$ , измеренная с точностью  $\pm 0,28(\text{стат.}) \pm 0,03(\text{систем.})$  [5].

Для измерения угла  $\alpha$  подходят ещё несколько обусловленных переходами  $b \rightarrow u$  и конечных состояний, таких как  $B \rightarrow \rho\rho$  и  $B \rightarrow \pi\rho$ . В них также присутствуют пингвинные вклады, поэтому всё вышеизложенное о сложном изоспиновом анализе для извлечения величины  $\alpha$  остаётся в силе и здесь. Не вдаваясь в подробности, приведём только результаты, полученные из этих мод:  $\alpha = (86,4^{+4,5}_{-4,3})^\circ$  (см. рис. 5) и второе решение  $(-1,8^{+4,3}_{-5,1})^\circ$ . Как видно из рис. 5, несмотря на более сложные конечные состояния, точность измерения иногда превышает достигнутую в распадах  $B \rightarrow \pi\pi$ , а неоднозначности в решении не всегда пересекаются с таковыми в  $B \rightarrow \pi\pi$ . При этом лучшая точность и меньшая неоднозначность в модах  $\rho\rho$  и  $\pi\rho$  являются результатом того, что вследствие случайных причин в данных конечных состояниях пингвинные вклады меньше, чем в моде  $\pi\pi$ .

В заключение подчеркнём ещё раз, что для дальнейшего улучшения точности измерения угла  $\alpha$  крайне важны все конечные состояния, включая содержащие нейтральные пионы, а значит, Belle II со своей способностью чисто их восстанавливать просто необходим. Точность определения угла  $\alpha$ , ожидаемая при достижении запланированной накопленной светимости в Belle II, составит примерно  $0,6^\circ$  [5], причём неоднозначность решения будет полностью устранена благодаря использованию всех возможных мод распада и новой переменной  $S_{00}$ .

- **Угол  $\gamma$ .** Для измерения последнего угла треугольника унитарности,  $\gamma$ , удалось подобрать распад  $B^+ \rightarrow D^0 K^+$  без пингвинных поправок, поэтому метод теоретически чист. Напомним, что для измерения угла необходимо организовать интерференцию двух диаграмм с разными CKM-фазами (и разными сильными фазами), чего можно достичь, лишь "перепутав"  $D^0$  и  $\bar{D}^0$  в конечном состоянии (см. рис. 5 в обзоре [4]). Плата за отсутствие теоретических неопределённостей — двойная. С одной стороны, для измерения приходится использовать прямое  $CP$ -нарушение, что привносит дополнительный неизвестный параметр — малоинтересную разность сильных фаз, которую приходится измерять попутно с искомым углом  $\gamma$ . Очевидно, что лишняя неизвестная величина понижает точность измерения. С другой стороны, проблема состоит в редкости распадов, используемых для измерения. Поэтому угол  $\gamma$ , хотя он и определяется с меньшей теоретической неоднозначностью, чем  $\alpha$ , остаётся со статистической точки зрения самым плохо измеренным углом треугольника унитарности.

Наиболее простым способом перепутывания  $D^0$  и  $\bar{D}^0$  является использование тех каналов распада  $D^0$ -мезона, которые не различают его аромат, например  $D^0 \rightarrow K^+ K^-$ . Такой метод относительно прост, но страдает от малости статистики. Более перспективный метод, обсуждаемый в [4], основан на использовании трёхчастичных распадов  $D^0$ , таких как  $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ . В таком конечном состоянии перепутывание  $D^0$  и  $\bar{D}^0$  не является стопроцентным, а зависит от масс промежуточных ре-

зонансов в системе  $K_S^0\pi^+\pi^-$ . Однако из-за необходимости правильно учитывать вклад всех промежуточных резонансов возникает модельная ошибка, которая при существующей статистике хотя и не является доминирующей, но станет таковой при дальнейшем уменьшении статистической ошибки.

За 10 лет набора данных на В-фабриках для измерения угла  $\gamma$  удалось достичь точности в  $5^\circ$  без неоднозначностей и с минимальной модельной ошибкой. В будущем Belle II планирует не только сократить статистическую и систематическую ошибки в 4–5 раз, но и уменьшить модельную ошибку, зафиксировав модель распада  $D_{CP}^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$  из данных эксперимента BES III или планируемого эксперимента на супер-с-т-фабрике [24]. Несмотря на существенное улучшение точности, следует признать, что Belle II, по-видимому, не станет лидером этого измерения. Поскольку конечное состояние полностью заряженное, в этом измерении LHCb не только не проигрывает Belle II в точности, но и превосходит его благодаря возможности извлечь этот же угол из зависящей от времени  $CP$ -асимметрии в распаде  $B_s \rightarrow D_s^\pm K^\mp$ .

**4.1.2. Стороны треугольника унитарности.** Измерение сторон треугольника унитарности связано с извлечением элементов СКМ-матрицы по модулю из вероятностей распадов или параметров  $B^0\bar{B}^0$ -осцилляций. В решении этой задачи не всё зависит от мастерства экспериментаторов. Многое определяется способностью теории точно предсказать связь между фундаментальными константами и измерениями. В отличие от измерения углов треугольника, измерения его сторон требуют, чтобы были известны формфакторы распадов или адронные константы мезонов, которые нельзя вычислить из первых принципов КХД. Часто для сокращения теоретических неопределённостей приходится прибегать к различного рода ухищрениям. Но, даже преуспев благодаря этим ухищрениям в удержании теоретических погрешностей на уровне статистической точности В-фабрик, в будущем для улучшения точности на Belle II без теоретического прогресса не обойтись.

К счастью, за последнее десятилетие теория получила такой мощный инструмент изучения непертурбативных аспектов КХД с контролируемой и систематически улучшающейся точностью, как расчёты на решётках. Вычисления в рамках решёточной КХД проводятся независимыми международными коллаборациями, которые не только ведут собственно расчёты, но и могут экстраполировать свою ожидаемую точность на будущее.

Отметим, что в последнее время существенный прогресс в расчётах достигнут не только вследствие фантастического увеличения быстродействия компьютеров, но и в большей мере благодаря успешности многочисленных проверок решёточных расчётов в эксперименте. Это позволяет надеяться, что усилия экспериментаторов по повышению точности не пропадут даром и теоретическая точность не будет являться препятствием в достижении поставленной цели.

• Сторона напротив угла  $\beta$ . Сторона треугольника унитарности, противолежащая углу  $\beta$ , равна  $|V_{ud}V_{ub}/(V_{cd}V_{cb})|$ . Для её измерения должны быть известны модули четырёх элементов СКМ-матрицы. Два из них определены с прекрасной точностью [9]:

$$|V_{ud}| = 0,97370 \pm 0,00014, \quad |V_{cd}| = 0,221 \pm 0,004, \quad (10)$$

так что остаётся лишь повысить точность измерения двух оставшихся элементов:  $|V_{cb}|$  и  $|V_{ub}|$ . Их лучше всего измерять в полулептонных переходах  $b \rightarrow c\ell^-\bar{\nu}$  и  $b \rightarrow u\ell^-\bar{\nu}$ , поскольку в полулептонных распадах половина конечных частиц не участвует в сильных взаимодействиях и тем самым уменьшает (хотя и не устраняет полностью) необходимость опираться на теоретические расчёты. Поэтому именно Belle II, а не эксперименты на LHC, в которых восстановление конечных состояний снейтрино не может быть надёжно осуществлено, позволит точно измерить эту сторону треугольника.

Значение  $|V_{cb}|$  уже сейчас измерено на В-фабриках с неплохой (несколько процентов) точностью с использованием эксклюзивных распадов  $B \rightarrow D^{(*)}\ell^-\bar{\nu}$  [9]:

$$\begin{aligned} |V_{cb}|_{D^*\ell\nu} &= (39,05 \pm 0,47(\text{эксп.}) \pm 0,58(\text{теор.})) \times 10^{-3}, \\ |V_{cb}|_{D\ell\nu} &= (39,18 \pm 0,94(\text{эксп.}) \pm 0,36(\text{теор.})) \times 10^{-3}, \end{aligned} \quad (11)$$

где первая ошибка определяется экспериментом, а вторая возникает из-за теоретических неопределённостей. Два измерения прекрасно согласуются между собой, но вызывает беспокойство тот факт, что эксклюзивное измерение (из вероятности  $B \rightarrow X_c\ell^-\bar{\nu}$ , где  $X_c$  — сумма по всем возможным очарованным адронам в конечном состоянии) лежит на три стандартных отклонения ( $3\sigma$ ) выше:

$$|V_{cb}|_{\text{exclusive}} = (42,19 \pm 0,78) \times 10^{-3}. \quad (12)$$

В связи с этим задача Belle II состоит в том, чтобы ещё раз перепроверить все указанные измерения с большей точностью и убедиться, что предсказания теории, использованные при извлечении  $|V_{cb}|$ , согласуются со всеми кинематическими характеристиками распадов. В частности, для эксклюзивного метода необходимо убедиться в том, что формы импульсного спектра лептонов и спектра масс  $X_c$ , предсказанных решёточной КХД, совпадают с данными и, если это так, получить надёжное измерение.

Определение  $|V_{ub}|$  из инклузивных распадов  $B \rightarrow X_u\ell^-\bar{\nu}$  весьма сложно из-за большого фона от распадов  $B \rightarrow X_c\ell^-\bar{\nu}$ . В той небольшой области фазового пространства, где этот фон кинематически запрещён, теоретические неопределённости являются максимальными и не позволяют извлечь  $|V_{ub}|$  с разумной теоретической точностью. Альтернативно можно использовать эксклюзивные распады, такие как  $B \rightarrow \pi(\rho)\ell^-\bar{\nu}$ , полностью восстанавливая второй В-мезон в событии, но для этого нужна поистине огромная статистика, причём в таких измерениях сейчас доминирует именно статистическая неопределённость. Усредняя всё, что удалось сделать на В-фабриках на настоящий момент, PDG приводит следующее значение  $|V_{ub}|$  с точностью немногим лучше 10%:

$$|V_{ub}| = (3,82 \pm 0,24) \times 10^{-3}. \quad (13)$$

Цель Belle II состоит в том, чтобы достичь точности определения  $|V_{ub}|$  на уровне 1% (т.е. повысить точность в 10 раз!), применяя все доступные экспериментальные и теоретические подходы. Главным здесь будет метод, использующий эксклюзивные распады  $B \rightarrow \pi\ell^+\nu$  и  $B_s \rightarrow K\ell^+\nu$ , поскольку для них уже сейчас доминирует не точность теории, а статистическая ошибка эксперимента. Хотя второй распад ещё даже не обнаружен, его станет

возможным измерить, привлекая данные, набранные при энергии рождения  $\Upsilon(10860)$ -резонанса (см. рис. 12 в разделе 6), так что более тяжёлый мезон в конечном состоянии ( $K$  вместо  $\pi$ ) позволит сделать более точное теоретическое предсказание. При применении этого метода в Belle II  $|V_{ub}|$  и его ожидаемая точность будут извлекаться из одновременной подгонки зависимости дифференциальной ширины полулептонного распада  $B_{(s)} \rightarrow \pi(K)\ell^+\nu$  от переданного импульса ( $q^2 = (P_B - P_{\pi(K)})^2$ ) для экспериментальных данных и моделирования (с его статистическими и систематическими ошибками) КХД на решётках. Такая одновременная подгонка позволит уравновесить тот факт, что экспериментальные измерения ширины наиболее точны при больших импульсах адрона в конечном состоянии, тогда как формфакторы лучше всего вычисляются при малых  $q^2$ . Если формы зависимости от  $q^2$  в эксперименте и решёточной КХД совпадут, то можно быть уверенными в правильности измерения  $|V_{ub}|$ .

• *Сторона напротив угла  $\gamma$ .* Для определения стороны, противолежащей углу  $\gamma$ , необходимо измерить отношение  $V_{td}V_{tb}^*/(V_{cd}V_{cb}^*)$  (см. рис. 4). Для упрощения этого отношения можно воспользоваться другим соотношением (треугольником) унитарности:

$$V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0,$$

который вырождается в отрезок, поскольку в нём одна из сторон (первый член в левой части приведённого выше условия) пренебрежимо мала, так что  $V_{cb}^* = -V_{ts}V_{tb}^*/V_{cs}$ . Используя полученное соотношение, находим:

$$\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} = -\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}} \frac{V_{ts}V_{tb}^*}{V_{cs}} = -\frac{V_{td}V_{cs}}{V_{ts}V_{cd}} = -\frac{V_{td}}{V_{ts}} \sin \theta,$$

где, как и ранее, через  $\theta$  обозначен угол Кабибо (см. формулу (5) и текст перед ней). Таким образом, задача свелась к измерению отношения  $|V_{td}/V_{ts}|$ , в котором часть теоретических неопределённостей сокращается. Измерение этого отношения непосредственно в распадах  $t$ -кварка было бы с теоретической точки зрения очень чистым, однако экспериментально оно недостижимо из-за практической невозможности различать струи, образованные  $s$ - и  $d$ -кварками. Единственные доступные процессы с  $B$ -мезонами, в которых присутствуют эти матричные элементы, очевидно, должны включать петлевые или бокс-диаграммы, поскольку  $t$ -кварк может присутствовать только виртуально. Это отношение можно извлечь из параметров смешивания  $B_d^0\bar{B}_d^0$  и  $B_s^0\bar{B}_s^0$ ,  $\Delta m_d$  и  $\Delta m_s$ , измеренных  $B$ -фабриками и LHCb с очень высокой точностью [9]:

$$\begin{aligned} \Delta m_d &= (0,5065 \pm 0,0019) \text{ пс}^{-1}, \\ \Delta m_s &= (17,749 \pm 0,020) \text{ пс}^{-1}. \end{aligned} \quad (14)$$

Для извлечения значений искомых элементов матрицы необходимо также знать вакуумные константы ( $f_{d,s}$ ) и "bag"-параметры ( $B_{d,s}$ ), отвечающие за вероятность нахождения кварк-антикварковой пары в одной точке внутри мезона. Их значения вычислены в КХД на решётках с точностью примерно 4 %, однако в отношении часть неопределённостей сокращается [9]:

$$\frac{f_s \sqrt{B_s}}{f_d \sqrt{B_d}} = 1,206 \pm 0,038, \quad (15)$$

давая возможность найти искомое отношение с относительно неплохой точностью:

$$\left| \frac{V_{td}}{V_{ts}} \right| = 0,205 \pm 0,001(\text{эксп.}) \pm 0,006(\text{теор.}). \quad (16)$$

Таким образом, пока всё определяется теоретическими ошибками и эксперимент может лишь помочь их контролировать, поставляя различные точные измерения для сравнения с теоретическими расчётами.

Альтернативный метод определения  $|V_{td}/V_{ts}|$  основан на измерении отношения вероятностей пингвинных радиационных распадов  $B \rightarrow \rho\gamma$  и  $B \rightarrow K^*\gamma$ . Этот метод пока сильно проигрывает по точности [9]:

$$\left| \frac{V_{td}}{V_{ts}} \right| = 0,220 \pm 0,016(\text{эксп.}) \pm 0,037(\text{теор.}). \quad (17)$$

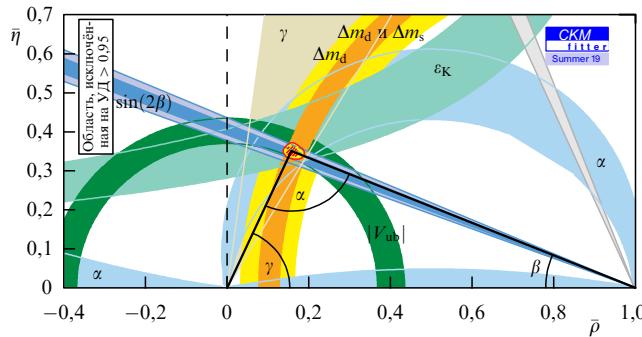
В экспериментальной части это связано с относительно плохой идентификацией адронов на  $B$ -фабриках, не позволяющей выделить слабый сигнал  $B \rightarrow \rho\gamma$  на фоне доминирующего сигнала  $B \rightarrow K^*\gamma$ , а в теоретической — с тем, что для сравнения с результатами эксперимента пришлось усреднить нейтральные и заряженные  $B$ -мезоны, причём из-за дополнительной диаграммы с  $W$ -аннигиляцией теоретическая неопределённость в последних гораздо больше. В перспективе благодаря прекрасной идентификации заряженных адронов в эксперименте Belle II на полной статистике, соответствующей интегральной светимости  $50 \text{ ab}^{-1}$ , можно будет измерить  $B(B \rightarrow \rho(\omega)\gamma)$  с относительной точностью 4 % [5]. Одновременно можно ожидать и прогресса в теоретических расчётах. Всё это делает данный метод конкурентоспособным по отношению к описанному выше первому методу.

## 4.2. Треугольник унитарности: сегодня и в перспективе 10 лет

Приведённые в разделе 4.1 обсуждения измерения углов и сторон треугольника унитарности позволяют взглянуть в целом на картину достижений по метрологии треугольника за более чем 10-летнюю работу  $B$ -фабрик и подключившегося к ним эксперимента LHCb (измерения других параметров  $CP$ -нарушения проводились также в экспериментах CMS (Compact Muon Solenoid) [50] и ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) [51]).

Поскольку основание треугольника было положено равным единице, координаты его основания равны  $(0, 0)$  и  $(1, 0)$  (см. рис. 4). Каждое из пяти описанных в этом разделе измерений, если бы оно являлось абсолютно точным, определяло бы линию, на которой может располагаться вершина треугольника унитарности (здесь уместно вспомнить школьные задачи на построение треугольника с помощью циркуля и линейки). Например, геометрическое место точек положения вершины определяется: окружностями с центром в точке  $(0, 0)$  и  $(1, 0)$ , если точно известна соответствующая боковая сторона; лучом, если известен прилегающий к основанию угол, и дугой, опирающейся на основание, если известен угол, противолежащий основанию. Пять независимых измерений означают, что треугольник оказывается переопределённым. Именно в этом и заключалась цель: не выяснить точное положение вершины, которое нам почти наверняка ничего не скажет, а проверить, не противоречат ли эти пять измерений друг другу.

Нагляднее всего картину получившегося треугольника, наверное, можно охарактеризовать рисунком колла-



**Рис. 6.** (В цвете онлайн.) Подгонка вершины треугольника унитарности из всех измерений его параметров. Цветные области представляют разрешённые положения вершины треугольника в пределах одного стандартного отклонения, допускаемые из разных измерений: синий и серый углы и голубая область между дугами получены из измерений углов  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\alpha$  соответственно; тёмно-зелёное и оранжевое кольца — области, разрешённые из измерений сторон треугольника  $|V_{ub}|$  и  $|V_{td}|$  соответственно; светло-зелёная область, ограниченная гиперболами, получена из измерения параметра  $\varepsilon_K$ . (Адаптированный рисунок с сайта коллаборации CKMfitter.)

борации CKMfitter [52], занимающейся усреднением и одновременным представлением экспериментальных и теоретических результатов. Эта задача весьма нетривиальна ввиду наличия у результатов измерений статистических, систематических и теоретических неопределённостей, корректный учёт которых требует немалых усилий. Ошибки измерений приводят к тому, что чёткие линии ограничений (лучи, окружности, дуга окружности) размываются и становятся полосами, внутри которых положение вершины вероятно, скажем, с уровнем достоверности (УД) 67 %, соответствующим одному стандартному отклонению. Поучительно, в частности, посмотреть, пересекутся ли все полосы в одном месте. Результат CKMfitter представлен на рис. 6, из которого видно, что все пять измерений согласуются довольно хорошо.

Полосы, явно "промахивающиеся" мимо вершины, не должны вводить читателя в заблуждение, поскольку они показывают вторые решения в случае их наличия (например, вследствие неоднозначности извлечения уг-

лов  $\alpha$  или  $\beta$ ). Обратим также внимание на широкую полосу, по форме напоминающую гиперболу, демонстрирующую внешнее для В-физики ограничение, которое извлечено из параметра  $\varepsilon_K$  непрямого  $CP$ -нарушения в системе  $K^0 - \bar{K}^0$ . Наблюдаемое согласие означает, что Стандартная модель в очередной раз успешно преодолела непростое испытание. Кроме того, очевидно, что вклад Новой физики, даже если он есть, существенно меньше вклада стандартной физики. Предположив, что Новая физика даёт вклад только в бокс-диаграммы, его можно охарактеризовать дополнительным членом в выражении для амплитуды  $B^0\bar{B}^0$ -осцилляций:

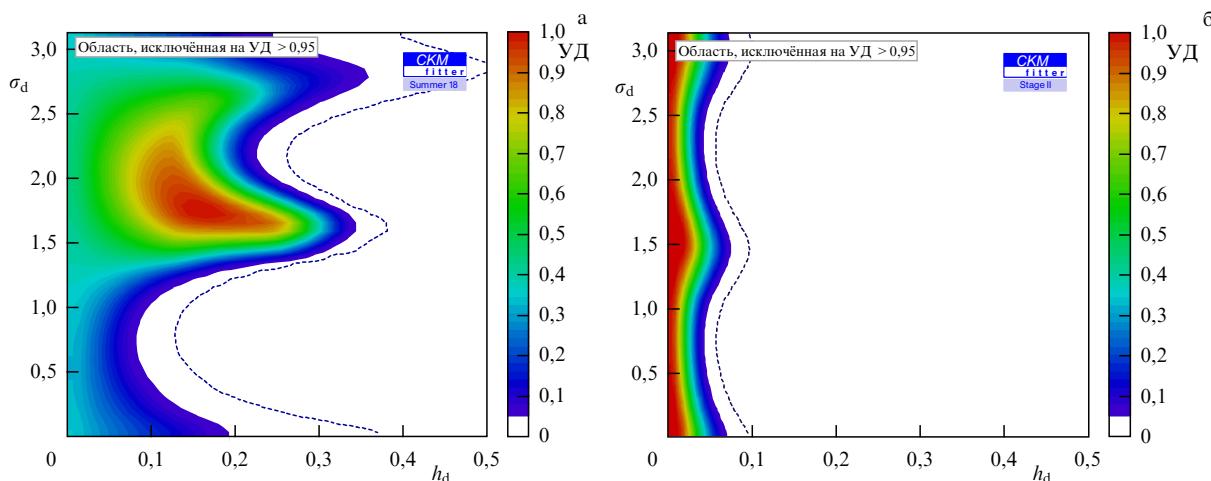
$$M_{12}^d = (M_{12}^d)_{SM} + (M_{12}^d)_{NP} = (M_{12}^d)_{SM} [1 + h \exp(i\sigma_d)], \quad (18)$$

где  $h$  — отношение амплитуд Новой физики и Стандартной модели,  $\sigma_d$  — относительная фаза Новой физики. Ограничения, полученные из результатов, описанных выше, показаны на рис. 7а. Как видно из рисунка, амплитуда вклада Новой физики в процессы с В-мезонами пока ограничена только на уровне 0,1–0,3 (отметим, что до начала работы В-фабрик это ограничение было больше единицы).

Эксперимент Belle II повысит точность отдельных измерений в 4–10 раз. Можно экстраполировать, как это отразится на области исключения Новой физики: ограничения на  $|h|$  будут на уровне 0,04–0,07 (см. рис. 7б). Можно пойти ещё дальше и оценить, какое ограничение на энергетическую шкалу Новой физики  $A_{NP}$  мы сможем получить через 10 лет. Амплитуды процессов с петлями ведут себя как  $1/A_{NP}^2$ , поэтому уже сейчас эксперименты по изучению В-мезонов чувствительны к процессам при энергии, примерно в 10 раз большей шкалы электрослабой теории, т.е. превышающей шкалу, достигнутую на LHC, а Belle II превзойдёт это достижение ещё как минимум на порядок.

#### 4.3. Распады В-мезона

Как обсуждалось в разделе 2, процессы с нейтральными токами, изменяющими ароматы夸克ов,  $b \rightarrow q\gamma$  и  $b \rightarrow q\ell^+\ell^-$  (как и в разделе 2, здесь и далее под лёгким夸ком  $q$  понимается d- или s-夸к), представляют



**Рис. 7.** (В цвете онлайн.) Верхний предел амплитуды вклада Новой физики в  $B^0\bar{B}^0$ -смешивание: на настоящий момент (а) и ожидаемый через 10 лет работы Belle II (б). Области разной степени достоверности показаны разными цветами — от наиболее вероятной (красной) до маловероятной (синей). Верхние пределы на УД 95 % показаны пунктирной кривой. Оценка выполнена коллаборацией CKMfitter. (Адаптированный рисунок с сайта коллаборации CKMfitter.)

особый интерес для изучения, поскольку такие переходы чувствительны к Новой физике. Стандартная модель предсказывает вероятность переходов с изменением ароматов кварков на уровне  $10^{-6}$ , однако она очень чувствительна к виду и количеству частиц, участвующих в этих процессах. По этой причине изучение редких распадов В-мезонов является мощным инструментом поиска Новой физики, поскольку новые частицы, возникновение которых возможно за пределами Стандартной модели, могут значительно изменять вероятности распадов и угловые распределения частиц в конечном состоянии. Кроме того, радиационные электрослабые "пингвинные" распады В-мезонов прекрасно подходят для поиска Новой физики, благодаря тому что конечные состояния, содержащие фотоны или пары лептонов, могут быть с высокой точностью рассчитаны теоретически, и измерены экспериментально.

Инклузивные измерения переходов  $b \rightarrow q\gamma$  и  $b \rightarrow q\ell^+\ell^-$  труднодоступны в эксперименте LHCb, так же как и измерения распадов В-мезонов в конечные состояния, содержащие пару фотонов, нейтрино или  $\tau$ -лептонов. Таким образом, Belle II оказывается единственным экспериментом, который в ближайшем будущем сможет предоставить подробную новую информацию о процессах, изменяющих аромат кварков.

Физическая программа эксперимента Belle II в этой области исследований сосредоточена на измерении инклузивных распадов  $B \rightarrow X_{d,s}\gamma$  и  $B \rightarrow X_{d,s}\ell^+\ell^-$  (здесь и далее  $X_{d,s}$  — мезон, содержащий d- или s-кварк), а также редких распадов  $B_{d,s} \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $B \rightarrow K^*\bar{v}\bar{v}$ ,  $B_{d,s} \rightarrow \tau^+\tau^-$  и  $B \rightarrow K^{(*)}\tau^+\tau^-$ . В разделах 4.3.1–4.3.4 эти процессы рассмотрены по отдельности.

**4.3.1. Процесс  $B \rightarrow K^*\gamma$ .** Радиационный переход  $b \rightarrow s\gamma$  впервые был обнаружен коллаборацией CLEO в 1993 г. при изучении процесса  $B \rightarrow K^*\gamma$  [53], который является экспериментально самым чистым инклузивным распадом вида  $B \rightarrow X_s\gamma$ . На сегодняшний день этот распад представляет большой интерес для поисков Новой физики, поскольку позволяет измерить такие важные величины, как поляризация фотона, а также изоспиновую асимметрию и  $CP$ -асимметрию.

Как обсуждалось в разделе 2, Стандартная модель предсказывает, что поляризация фотона, излучаемого в электрослабой "пингвинной" петле  $b \rightarrow s\gamma$ , будет преимущественно левой (с точностью до петлевых поправок, подавленных малым отношением масс  $m_s/m_b \sim 0,03$ ). Это обусловлено тем, что W-бозоны взаимодействуют только с "левыми" кварками. Кроме того, некоторые расширения Стандартной модели, согласующиеся со всеми доступными на текущий момент измерениями [54–60], предсказывают возможность усиления правосторонней компоненты поляризации фотона благодаря возможному присутствию в петле тяжёлого фермиона. Таким образом, изучение поляризации фотона в данном процессе на ожидаемой большой статистике в эксперименте Belle II позволит или обнаружить отклонение от Стандартной модели, или установить на него сильное верхнее ограничение.

Надо заметить, что измерения самих парциальных вероятностей переходов  $B \rightarrow K^*\gamma$  и  $\bar{B} \rightarrow \bar{K}^*\gamma$  дают лишь слабые ограничения на Новую физику, поскольку предсказания Стандартной модели страдают от больших неопределённостей в адронных формфакторах. В то же

время изоспиновая асимметрия

$$\Delta_{0+} = \frac{\Gamma(B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma) - \Gamma(B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma)}{\Gamma(B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma) + \Gamma(B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma)} \quad (19)$$

и прямая  $CP$ -асимметрия

$$A_{CP} = \frac{\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{K}^*\gamma) - \Gamma(B \rightarrow K^*\gamma)}{\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{K}^*\gamma) + \Gamma(B \rightarrow K^*\gamma)}, \quad (20)$$

где  $\Gamma$  — ширины соответствующих распадов, являются теоретически существенно более "чистыми" наблюдаемыми, поскольку при их вычислении указанные теоретические неопределённости сокращаются.

Распад  $B \rightarrow K^*\gamma$  исследовался в нескольких экспериментах, в частности CLEO [61], Belle [62], BaBar [63] и LHCb [64]. В 2017 г. коллаборация Belle сообщила [65] о первом статистически значимом экспериментальном наблюдении нарушения изоспина (со значимостью в  $3,1\sigma$ ) в распаде  $B \rightarrow K^*\gamma$ :

$$\Delta_{0+}(K^*\gamma) = \left( 6,2 \pm 1,5 (\text{стат.}) \pm 0,6 (\text{систем.}) \pm 1,2 \left( \frac{f_{+-}}{f_{00}} \right) \right) \%, \quad (21)$$

где последняя ошибка вызвана неопределённостью в отношении количества рождённых  $B^+B^-$ - и  $B^0\bar{B}^0$ -пар в распадах векторного боттомония  $\Upsilon(4S)$  ( $f_{+-}$  и  $f_{00}$  соответственно) и в первом измерении разности значений  $CP$ -асимметрии для процессов  $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma$  и  $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma$ :

$$\Delta A_{CP} = (2,4 \pm 2,8 (\text{стат.}) \pm 0,5 (\text{систем.})) \%, \quad (22)$$

которая совместима с нулюм.

Все до сих пор измеренные значения асимметрий (19) и (20) в пределах ошибок согласуются с предсказаниями Стандартной модели. Однако на данный момент точность измерений уступает точности теоретических расчётов. Так, например, предсказания Стандартной модели для изоспиновой асимметрии колеблются в пределах от 2 % до 8 % с характерной неопределённостью порядка 2 % [66–71]. Для  $CP$ -асимметрии имеется теоретическое предсказание [72]

$$A_{CP}^{\text{SM}}(B^0 \rightarrow K^0\gamma) = (0,3 \pm 0,1) \%. \quad (23)$$

Заметим также, что на данный момент в экспериментальных результатах преобладает статистическая неопределённость, для уменьшения которой необходимо большее количество набранных данных. Таким образом, эксперимент Belle II, проектная светимость которого должна примерно в 40 раз превзойти светимость, достигнутую его предшественником Belle, как ничто другое, подходит для решения задачи по радикальному уменьшению статистической погрешности измерений.

В эксперименте Belle II  $K^*$ -мезоны могут восстанавливаться в следующих каналах распада:  $K^-\pi^0$ ,  $K_S^0\pi^-$ ,  $K^-\pi^+$  и  $K_S^0\pi^0$ . При этом, комбинируя  $K^*$ -мезон с жёстким фотоном, можно восстановить кандидата на роль В-мезона. Конечные состояния  $K^-\pi^0$ ,  $K_S^0\pi^-$  и  $K^-\pi^+$  являются собственными состояниями в базисе ароматов, потому их можно использовать для измерения величины  $CP$ -асимметрии, в то время как канал  $K_S^0\pi^0$  с тагированием аромата второго В-мезона позволяет измерить зависимость  $CP$ -асимметрии от времени. В последнем случае для распадов нейтрального В-мезона в собственное  $CP$ -состояние скорость распада зависит от времени

как

$$P(\Delta t, q) = \frac{\exp(-|\Delta t|/\tau_{B^0})}{4\tau_{B^0}} \times \\ \times (1+q[S \sin(\Delta m_d \Delta t) + A \cos(\Delta m_d \Delta t)]), \quad (24)$$

где  $S$  и  $A$  — параметры, определяющие нарушение  $CP$ -симметрии,  $\tau_{B^0}$  — время жизни  $B^0$ -мезона,  $\Delta t$  — разность времён распада  $B^0$ - и  $\bar{B}^0$ -мезонов,  $\Delta m_d$  — разность масс  $B^0$ - и  $\bar{B}^0$ -мезонов,  $q = 1$  соответствует распаду  $B^0$ -мезона, а  $q = -1$  — распаду  $\bar{B}^0$ -мезона. Величина (24) зависит от вильсоновских коэффициентов  $C_7$  и  $C'_7$  (см. раздел 2), поэтому она чувствительна к поляризации фотона в конечном состоянии.

При измерении изоспиновой асимметрии  $A_{0+}(K^*\gamma)$  в эксперименте Belle II уже при набранной интегральной светимости  $5 \text{ ab}^{-1}$  (т.е. примерно на десятой части ожидаемой статистики за всё время работы эксперимента) доминирующей окажется обусловленная неопределенностью в количестве рожденных  $B^+B^-$ - и  $B^0\bar{B}^0$ -пар систематическая неопределенность, составляющая 0,5% (здесь также достигнут существенный прогресс по сравнению с экспериментом Belle) (см. формулу (21)). Однако эта неопределенность уже в пять раз меньше, чем в самом современном теоретическом предсказании Стандартной модели.

При измерении прямой  $CP$ -асимметрии в эксперименте Belle II по-прежнему будет доминировать статистическая ошибка. Соответствующие неопределённости оцениваются как 0,2% и 0,3% для  $A_{CP}(B^0 \rightarrow K^0\gamma)$  и  $A_{CP}(B^+ \rightarrow K^+\gamma)$  соответственно, что в восемь раз пре-восходит по точности предыдущий результат Belle [65]. Теоретическая оценка (23) по-прежнему имеет меньшую неопределенность, чем результат, достичимый в эксперименте Belle II, однако максимально точное экспериментальное измерение величины  $A_{CP}(B^0 \rightarrow K^0\gamma)$  является важной задачей.

**4.3.2. Процесс  $B \rightarrow K^*\ell^+\ell^-$ .** Инклузивные распады  $B \rightarrow X_q \ell^+\ell^-$  обеспечивают сведения о б-кварковом секторе, дополняя информацию, извлечённую из инклузивных распадов  $B \rightarrow X_q \gamma$ .

Переход  $b \rightarrow s \ell^+\ell^-$  впервые наблюдался в эксперименте Belle в 2001 г. в распаде  $B \rightarrow K\ell^+\ell^-$  [73]. Спустя два года коллаборация Belle представила также результаты обнаружения распада  $B \rightarrow K^*\ell^+\ell^-$  [74]. Экспериментальное исследование этих двух процессов открыло многообещающий путь к поиску Новой физики в электрослабых "пингвинных" распадах  $B$ -мезонов.

В частности, интерес представляет угловой анализ распада  $B^0 \rightarrow K^*\ell^+\ell^-$ . Угловое распределение продуктов, из описывающих его 12 переменных, определяется тремя углами (углом между направлением  $\ell^+$  в системе покоя дилептона  $\ell^+\ell^-$  и направлением вылета дилептона  $\ell^+\ell^-$  в системе покоя  $B$ -мезона, углом между направлением  $K$ -мезона в системе покоя  $K^*$  и направлением вылета  $K^*$  в системе покоя  $B$ -мезона, а также углом между плоскостью дилептона  $\ell^+\ell^-$  и плоскостью распада  $K^*$ ) и квадратом дилептонной массы  $q^2$ . В области малых значений  $q^2$  результат чувствителен ко вкладу правого "пингвинного" оператора  $Q'_7$  (см. раздел 2) [75–78] и, следовательно, важен для оценки влияния Новой физики.

В настоящее время основные неопределённости в теоретических предсказаниях значений угловых переменных обусловлены неизвестными поправками порядка

$\mathcal{O}(\Lambda_{\text{QCD}}/m_b)$  и неопределенностями в вычислении адронных формфакторов. Попытки уменьшения этих неопределённостей привели к введению "оптимизированных" переменных, определяемых через отношения, в которых существенная часть зависимости от формфакторов сокращается, так что оптимизированные переменные менее чувствительны к теоретическим неопределенностям (см. обсуждение в разделе 4.1).

В 2013 г., основываясь на набранных данных, соответствующих интегральной светимости  $1 \text{ fb}^{-1}$ , коллаборация LHCb заявила об обнаружении расхождения с предсказаниями Стандартной модели для одной из оптимизированных переменных в угловом анализе процесса  $B^0 \rightarrow K^{*0}\mu^+\mu^-$  [79]. Спустя два года коллаборация LHCb повторила угловой анализ того же процесса, используя все набранные в ходе первого периода работы (Run I) данные, соответствующие интегральной светимости  $3 \text{ fb}^{-1}$ , и подтвердила обнаруженное расхождение на уровне  $3,3\sigma$  [80]. Вскоре коллаборация Belle провела угловой анализ процессов  $B^0 \rightarrow K^{*0}\mu^+\mu^-$  и  $B^0 \rightarrow K^{*0}e^+e^-$ , используя всю статистику набранных данных (около  $711 \text{ fb}^{-1}$ ) [81]. Полученный результат соглашается с результатом LHCb [82].

Заявленное отклонение от Стандартной модели подчёркивает необходимость дальнейшего детального изучения процесса  $B^0 \rightarrow K^{*0}\mu^+\mu^-$  для уменьшения экспериментальной неопределенности. В частности, для эксперимента Belle II возможно значительное уменьшение систематических ошибок благодаря использованию результатов, полученных ранее в эксперименте Belle. Например, разницу между результатами моделирования и данными можно оценить непосредственно из распада  $B \rightarrow J/\psi K^*$ , детально измеренного в эксперименте Belle. Ожидается, что точность результатов измерений обеих лептонных (электронной и мюонной) мод, полученных с использованием данных эксперимента Belle II, соответствующих интегральной светимости всего  $2,8 \text{ ab}^{-1}$ , будет сравнима с точностью результатов LHCb, полученных при анализе только мюонного канала при интегральной светимости  $3 \text{ fb}^{-1}$ . Очевидно, что анализ всей совокупности данных (интегральная светимость порядка  $50 \text{ ab}^{-1}$ ), которые планируется в итоге набрать в эксперименте Belle II, позволит достичь результатов, значительно превосходящих по точности результаты эксперимента LHCb, и либо снять противоречие со Стандартной моделью, либо подтвердить его на качественно новом уровне.

Другими интересными для исследований величинами являются отношение вероятностей электронной и мюонной мод распада и асимметрия вперёд–назад как функция  $q^2$ .

**4.3.3. Процессы  $B \rightarrow K^{(*)}v\bar{v}$ .** Распады  $B \rightarrow K^{(*)}v\bar{v}$  также идеально подходят для поиска Новой физики, оказывавшей влияние на переход  $b \rightarrow s$  [83–85]. С теоретической точки зрения редкие распады  $B$ -мезона в конечные состояния, содержащие пару нейтрино, относятся к наиболее "чистым" среди процессов с нейтральными токами, изменяющими ароматы кварков (см. раздел 2). Поскольку нейтрино электрически нейтрально, в этих распадах факторизация адронных и лептонных токов является точной, в отличие от таковой для других распадов  $B$ -мезонов. Таким образом, прецизионное измерение процессов  $B \rightarrow K^{(*)}v\bar{v}$  должно позволить извлечь формфакторы перехода  $B \rightarrow K^{(*)}$  с высокой точностью.

С процессами  $B \rightarrow K^{(*)}v\bar{v}$  тесно связаны и другие распады  $B$ -мезона, протекающие через образование некоторого экзотического состояния, которое в свою очередь распадается в пару нейтрино. Исследования таких сигналов очень интересны в контексте проблемы поиска тёмной материи и могут позволить исследовать связь между Стандартной моделью и так называемым тёмным сектором Вселенной [86].

Поиски процессов  $B \rightarrow K^{(*)}v\bar{v}$  с  $K^+$ ,  $K^{*+}$  и  $K^{*0}$  в конечном состоянии проводились коллаборациями Belle и BaBar с использованием метода адронного [87, 88] и полулептонного [89, 90] тагирования. Установленные в результате этих исследований верхние пределы вероятностей таких процессов в 2–5 раз превышают предсказания Стандартной модели [83]. Таким образом, повышение точности измерения процессов  $B \rightarrow K^{(*)}v\bar{v}$  является крайне важной задачей. При этом, даже если Новая физика не даёт никаких новых вкладов в переходы  $b \rightarrow sv\bar{v}$ , все три указанных выше распада вида  $B \rightarrow K^{(*)}v\bar{v}$  будут наблюдаться в эксперименте Belle II уже при наборе данных, соответствующих интегральной светимости всего  $10 \text{ ab}^{-1}$ , тогда как на большей в пять раз полной статистике, соответствующей интегральной светимости  $50 \text{ ab}^{-1}$ , точность измерения вероятностей таких процессов будет составлять около 10 %, что сопоставимо с неопределённостями теоретических предсказаний в рамках Стандартной модели.

После экспериментального обнаружения распадов  $B \rightarrow K^{(*)+}v\bar{v}$  и  $B \rightarrow K^{(*)0}v\bar{v}$  важными для измерения величинами становятся отношение вероятностей этих двух процессов и поляризация образовавшегося  $K^*$ -мезона. Так, ожидаемая точность измерения продольной компоненты поляризации  $K^*$  с использованием полной статистики Belle II составит около 8 % как для заряженного, так и для нейтрального каона, что сопоставимо с неопределённостью предсказаний Стандартной модели, составляющей около 3 %.

**4.3.4. Процесс  $B \rightarrow v\bar{v}$ .** В Стандартной модели распад  $B^0 \rightarrow v\bar{v}$  происходит тремя возможными способами — соответствующие фейнмановские диаграммы приведены на рис. 8а. Теоретические расчёты показывают, что амплитуда такого процесса подавлена ничтожно малым множителем  $(m_v/m_B)^2$  (здесь  $m_v$  и  $m_B$  — масса нейтрино и масса  $B$ -мезона соответственно), так что вероятность протекания исследуемого процесса оказывается существенно ниже значений, достижимых в эксперименте на сегодняшний день. Однако эта вероятность может оказаться усиленной за счёт вклада Новой физики, если отвечающие ей новые состояния также принимают участие в процессе, приводя к конечным состояниям со слабо взаимодействующими частицами, таким образом обеспечивая ту же сигнатуру, что и распад  $B^0 \rightarrow v\bar{v}$  (см. диаграммы на рис. 8б). Следует отметить, что экспериментально распад  $B^0 \rightarrow v\bar{v}$  идентифицируется по отсутствию в детекторе дочерних частиц от одного из  $B$ -мезонов и он неотличим от других распадов с большим числом нейтрино или другими невидимыми частицами (например, гипотетическими частицами тёмной материи). В работе [92] показано, что вероятность распадов  $B$ -мезонов в четырёхнейтринные конечные состояния существенно превышает вероятность переходов в двухнейтринные состояния, поэтому такие переходы также должны приниматься во внимание при интерпретации

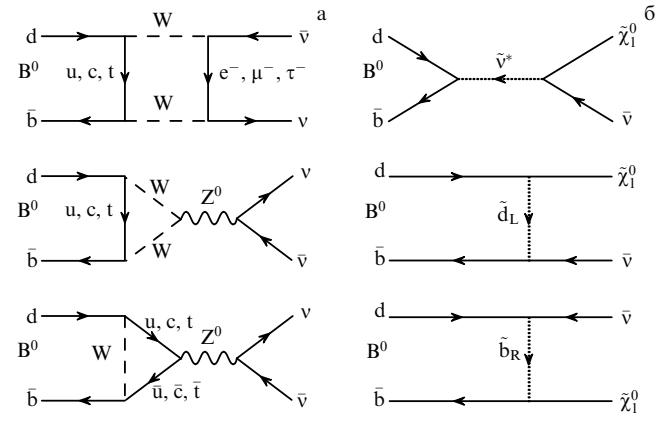


Рис. 8. Фейнмановские диаграммы, описывающие процессы (а)  $B^0 \rightarrow v\bar{v}$  в Стандартной модели и (б)  $B^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \bar{v}$  с участием гипотетических частиц Новой физики. (Из работы [91].)

результатов поиска распадов  $B^0 \rightarrow \text{"ничто"}$  с точки зрения присутствия Новой физики.

Распады  $B^0 \rightarrow v\bar{v}$  и в невидимые конечные состояния исследовались коллаборациями BaBar [91] и Belle [93] с помощью метода адронного тагирования. Ни одной из коллабораций не удалось обнаружить значимый сигнал, поэтому были установлены лишь верхние пределы вероятностей таких процессов с достоверностью на уровне 90 %, составляющие  $2,4 \times 10^{-5}$  и  $1,3 \times 10^{-4}$  соответственно.

Анализ Belle [93] проведён с использованием старого метода адронного тагирования, который впоследствии был улучшен. Кроме того, наложение дополнительных требований для подавления континуумных и  $\tau^+\tau^-$ -фонов также способствует дальнейшему улучшению точности измерений. В сочетании с большей статистикой данных, которую планируется набрать в эксперименте Belle II, ожидается, что эффективность восстановления с помощью адронного тагирования возрастёт в пять раз. Также ожидается, что анализ с использованием полулептонного тагирования позволит установить верхние ограничения на вероятности распадов  $B^0$ -мезона в невидимые конечные состояния с точностью, в три раза превышающей достигнутую с использованием адронного тагирования. Благодаря сочетанию методов адронного и полулептонного тагирования при анализе полной статистики эксперимента Belle II может быть установлен верхний предел  $\text{Br}(B^0 \rightarrow v\bar{v}) \sim 1,5 \times 10^{-6}$ . Кроме того, комбинированный анализ с использованием этих двух методов тагирования позволит также исследовать процесс  $B_s \rightarrow v\bar{v}$ , который до сих пор ещё экспериментально не изучен, и установить верхний предел относительной вероятности данного процесса на уровне  $\text{Br}(B_s \rightarrow v\bar{v}) \sim 1,5 \times 10^{-6}$ .

## 5. Проверка Стандартной модели и поиск Новой физики в лептонном секторе

В этом разделе мы рассмотрим некоторые проблемы в лептонном секторе Стандартной модели, связанные с мюоном и  $\tau$ -лептоном, которые представляются весьма перспективными для исследования в эксперименте Belle II.

## 5.1. Измерение $R$

### и аномальный магнитный момент мюона

Как известно, самое точное измерение аномального магнитного момента мюона (в дальнейшем  $a_\mu$ ), выполненное в Брукхейвенской национальной лаборатории [94], превышает теоретическое предсказание в Стандартной модели, основанное на экспериментальных данных по  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны, примерно на  $3,7\sigma$  [95]. Для того чтобы понять, является ли такое расхождение статистической флуктуацией или проявлением Новой физики, в настоящее время проводится новое измерение  $a_\mu$  в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми (США) [96] и готовится ещё один эксперимент в лаборатории J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) (Япония) [97], причём в каждом из них планируется повышение точности определения  $a_\mu$  в четыре раза. Это приводит к необходимости повышения точности и теоретического предсказания, наибольший вклад в неопределённость которого вносит адронная поляризация вакуума. Расчёт этого эффекта возможен из первых принципов (вычисления на решётках) или с помощью прецизионного измерения полного сечения  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны (отношения  $R$ ) (см. формулу (7)) [98].

Belle II обладает уникальной возможностью заметно повысить точность измерения величины  $R$  в диапазоне энергии в системе центра масс от порога рождения адронов до примерно 5 ГэВ, используя метод излучения из начального состояния [99]. Более конкретно, этот метод позволяет измерить с высокой точностью сечение  $e^+e^-$ -аннигиляции во всевозможные адронные конечные состояния. Испускание  $\gamma$ -кванта высокой энергии начальным электроном (позитроном) приводит к тому, что аннигиляция происходит при заметно меньшей энергии, так что рождающаяся при этом адронная система имеет большой импульс и движется внутри конуса с малым углом раствора, что приводит к регистрации адронов с высокой вероятностью, слабо зависящей от механизма рождения. Это позволяет заметно подавить систематические эффекты, связанные с неточным знанием механизма рождения адронов. Высокая эффективность такого метода измерения  $R$ , являющегося комплементарным традиционному методу сканирования, была доказана в последние годы успешными экспериментами на  $e^+e^-$ -фабриках — экспериментами BaBar, Belle, KLOE и BES III [98].

Интегральная светимость, планируемая в эксперименте Belle II, на два порядка превысит набранную ранее, что позволит не только уточнить сечения основных процессов в этой области энергий, но и повысить чувствительность к плохо изученным или ещё не наблюдавшимся конечным состояниям. Повышение точности информации об адронной поляризации вакуума при низких энергиях важно не только для уточнения предсказания величины  $a_\mu$ , но и для определения таких фундаментальных величин, как бегущая постоянная тонкой структуры  $\alpha(s)$ , массы лёгких夸克ов [100],夸克овые и глюонные конденсаты [101] и др.

## 5.2. Исследования $\tau$ -лептона

### и тест лептонной универсальности

Лептон  $\tau$  и его нейтрино  $\nu_\tau$  — два из шести фундаментальных лептонов Стандартной модели (см. раздел 2 и, в частности, формулу (2)). Как самый тяжёлый лептон,  $\tau$  распадается и на другие лептоны, и на адроны: PDG в

Таблица 1. Эксперименты по изучению  $\tau$ -лептонов

Эксперимент	Интегральная светимость, $\text{fb}^{-1}$	Число пар $\tau$ -лептонов, $10^6$
LEP (пик Z-бозона)	0,34	0,33
CLEO (10,6 ГэВ)	13,8	12,6
BaBar (10,6 ГэВ)	469	431
Belle (10,6 ГэВ)	980	902
Belle II	$5 \times 10^4$	$4,6 \times 10^4$

своём последнем издании насчитывает свыше 200 различных мод распада  $\tau$  [9]. Хотя полуlepтонные и лептонные распады адронов с  $\tau$ -лептоном в конечном состоянии широко используются в экспериментах на LHC [102, 103], из-за обязательного наличия в конечном состоянии любого распада  $\tau$ -лептона соответствующего нейтрино  $\nu_\tau$  детальное изучение распадов  $\tau$  в экспериментах на адронных коллайдерах практически весьма затруднительно. Поэтому на первый план в качестве источников  $\tau$ -лептонов выступают  $e^+e^-$ -коллайдеры, на которых  $\tau$ -лептоны рождаются в реакции  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  с большим сечением, составляющим 0,92 нб при энергии  $\Upsilon(4S)$ -резонанса, что делает В-фабрику также фабрикой  $\tau$ -лептонов, производящей  $0,92 \times 10^6 \tau^+\tau^-$ -пар на 1  $\text{fb}^{-1}$  интегральной светимости.

Рождаясь в указанном выше электромагнитном процессе,  $\tau$ -лептон распадается по слабому взаимодействию, причём в 65 % случаев в конечном состоянии распада имеются адроны, так что описание таких распадов требует учёта эффектов сильного взаимодействия посредством введения адронных формфакторов.

Таким образом, изучение рождения и распадов  $\tau$  даёт возможность исследовать все разрешённые в Стандартной модели взаимодействия, а также искать эффекты Новой физики. Следует также отметить, что в распадах  $\tau$  преобладают конечные состояния всего с одной заряженной частицей (85 % случаев), так что, без преувеличения, исследование  $\tau$ -лептонов — это чистая лаборатория без адронов в начальном состоянии и с небольшим их количеством в конечном. Поэтому не случайно, что серьёзный прогресс в исследовании свойств  $\tau$ -лептона после 2005 г. связан именно с В-фабриками.

В таблице 1 приведены значения интегральной светимости и полного числа  $\tau^+\tau^-$ -пар, рождённых в различных экспериментах. Как видно, планируемая в эксперименте Belle II интегральная светимость  $50 \text{ ab}^{-1}$  соответствует рождению  $46 \times 10^6$  пар  $\tau$ -лептонов, что сделает возможным изучение и поиск их редких распадов с относительными вероятностями на уровне  $10^{-9} - 10^{-10}$ .

Проверка лептонной универсальности Стандартной модели (см. раздел 2) требует измерений с супервысокой точностью массы, времени жизни и относительной вероятности распада  $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$  или  $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ . Остановимся на каждом из этих измерений более подробно.

**5.2.1. Измерение массы  $\tau$ -лептона.** Точное измерение массы  $\tau$  играет особую роль, поскольку ширина распада  $\tau$  пропорциональна пятой степени его массы, так что любые тесты Стандартной модели критическим образом зависят от величины массы и точности её определения. Наиболее точные измерения массы выполнены так называемым пороговым методом, в котором энергетическая зависимость сечения рождения пары  $\tau$ -лептонов измеряется вблизи порога рождения. В настоящее время

наиболее точное определение массы  $\tau$  выполнено на детекторе BES III [104]:  $m_\tau = 1776,91 \pm 0,12^{+0,10}_{-0,13}$  МэВ.

На В-фабриках используется метод псевдомассы, разработанный и впервые применённый на детекторе ARGUS [105]. В этом методе масса оценивается по краю спектра инвариантной массы всех зарегистрированных продуктов распада, причём отдельно измеряются массы как положительно, так и отрицательно заряженного  $\tau$ -лептона, что позволяет провести проверку *CPT*-инвариантности. В наиболее точном измерении этим методом, выполненном на детекторе Belle, получен результат  $m_\tau = 1776,61 \pm 0,13 \pm 0,35$  МэВ [106]. Анализ систематических неопределённостей в этом измерении показывает, что, используя традиционный для данного метода распад  $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$ , можно оптимистически надеяться достичь на Belle II систематической неопределённости порядка 0,15 МэВ (т.е. уменьшить её более чем в два раза). Дальнейшее повышение точности потребует усовершенствования принятой методики, например использования других мод распада с более тяжёлыми конечными частицами типа распада  $\tau^- \rightarrow K^-K_S^0\nu_\tau$ , в которых край спектра псевдомассы значительно сдвигается к массе  $\tau^-$ .

**5.2.2. Измерение времени жизни  $\tau$ -лептона.** На асимметричном коллайдере угол между направлениями импульсов  $\tau$ -лептонов, рождающихся в процессе  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ , не равен  $180^\circ$  в лабораторной системе отсчёта, так что точку их рождения можно установить по пересечению двух траекторий, которые определяются вершинами распада и направлениями импульсов  $\tau$ -лептонов. Определение направления каждого  $\tau$  в лабораторной системе сводится к решению квадратного уравнения, так что имеются два решения. Эта особенность экспериментов на асимметричной В-фабрике позволила определить с высокой точностью время жизни  $\tau$ -лептона [107].

Используя свыше 630 млн рождённых пар  $\tau^+\tau^-$ , а также полностью кинематически восстановленные события, в которых каждый  $\tau$  распадается на  $3\pi\nu_\tau$ , коллегия Belle получила время жизни  $\tau$ -лептона  $(290,17 \pm 0,53 \pm 0,33) \times 10^{-15}$  с, что в 1,6 раза точнее среднемирового значения, основанного преимущественно на измерениях на LEP (Large Electron-Positron collider) [9]. Также впервые было выполнено измерение разницы между временами жизни положительно и отрицательно заряженных  $\tau$ , которая составила  $|\langle\tau_{\tau^+}\rangle - \langle\tau_{\tau^-}\rangle|/\langle\tau\rangle < 7,0 \times 10^{-3}$  на уровне достоверности 90 %. Видно, что с увеличением статистики на Belle II возможно значительное уменьшение статистической неопределённости. Кроме того, в систематической неопределённости измерения Belle доминирует вклад, связанный с точностью выравнивания вершинного детектора, так что можно надеяться избежать вклада этого эффекта или по крайней мере заметно подавить его в принципиально новой соответствующей подсистеме нового детектора (см. раздел 3.2.3).

**5.2.3. Относительная вероятность распада  $\tau^- \rightarrow e^-(\mu^-)\bar{\nu}_e(\bar{\nu}_\mu)\nu_\tau$ .** Измерение абсолютной величины вероятности этого распада, как и других распадов с одной заряженной частицей в конечном состоянии, является весьма непростой задачей, поскольку вероятности распадов  $\tau^-$  в  $e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ ,  $\mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$  и  $h^-\nu_\tau$  (здесь  $h = \pi, K$ ) сильно коррелированы. Самые точные измерения этих вероятностей среди экспериментов при энергии  $\Upsilon(4S)$  и соответствующей

кинематике выполнены в экспериментах CLEO [108] и BaBar [109] (интегральные светимости 3,56 и 467 фб<sup>-1</sup> соответственно). Интересно, что систематические неопределённости этих измерений сравнимы, несмотря на 130-кратное превышение интегральной светимости в эксперименте BaBar.

Стоит отметить, что прецизионное измерение вероятности лептонного распада требует хорошего понимания эффектов высшего порядка, в частности, отдельного измерения радиационных распадов с реальным  $\gamma$ -квантлом в конечном состоянии. Такое измерение недавно было проведено на детекторе BaBar [110], в котором на интегральной светимости 431 фб<sup>-1</sup> были измерены оба радиационных распада:  $\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau\gamma$  и  $\tau^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau\gamma$  — с точностью, многократно превышающей прежнюю. Если для мюонного распада результат измерения находится в хорошем согласии с теорией, то для электронного распада измеренная вероятность отличается от теоретически предсказанный на  $3,5\sigma$  [111].

Подобно изучению структуры электрослабого взаимодействия в лептонном распаде мюона [112], детальное изучение спин-спиновых корреляций  $\tau^+$  и  $\tau^-$ , рождающихся в процессе  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ , позволяет определить так называемые параметры Мишеля, которые выражаются через константы общего лагранжиана электрослабого взаимодействия и полностью определяют дифференциальное сечение этого процесса [113]. Изучение параметров Мишеля в лептонных распадах  $\tau$  с использованием набранной на Belle интегральной светимости 485 фб<sup>-1</sup> показало, что их статистические погрешности находятся уже на уровне  $10^{-3}$ , а суммарная систематическая погрешность, обусловленная физическими и детекторными поправками, ниже 1 % [114].

Важную роль играют систематические эффекты, связанные с поправками на вероятность регистрации и эффективность триггера. В эксперименте Belle II ожидаемая статистическая погрешность составляет  $10^{-4}$ , так что доминируют систематические неопределённости, для уменьшения которых необходима высокая и равномерная эффективность двухтрекового триггера.

Общий вывод относительно проверки лептонной универсальности понятен: детальнейший анализ систематических эффектов должен позволить заметно повысить точность, что не кажется невозможным при ожидаемой гигантской статистике эксперимента Belle II.

### 5.3. Поиски Новой физики в распадах $\tau$

**5.3.1. Электрический дипольный момент  $\tau$ -лептона.** Ненулевое значение электрического дипольного момента (ЭДМ) запрещено как  $T$ -инвариантностью, так и  $P$ -инвариантностью. Самое сильное прямое экспериментальное ограничение на ЭДМ  $\tau$ -лептона  $d_\tau$  на уровне  $10^{-17}e$  [см] было получено в эксперименте Belle с использованием лишь малой части полной набранной статистики [115]. Возможное повышение точности при наборе большей интегральной светимости будет основано на том же методе оптимальных наблюдаемых [116, 117], в котором достигается максимальная чувствительность к  $d_\tau$ . Квадрат матрицы плотности для процесса  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  даётся суммой вклада Стандартной модели  $\mathcal{M}_{\text{SM}}^2$ , ЭДМ-слагаемого  $|d_\tau|^2 \mathcal{M}_d^2$  и интерференционного члена:

$$\mathcal{M}_{\text{prod}}^2 = \mathcal{M}_{\text{SM}}^2 + \mathcal{M}_{\text{Re}}^2 \text{Re}(d_\tau) + \mathcal{M}_{\text{Im}}^2 \text{Im}(d_\tau) + \mathcal{M}_{d^2}^2 |d_\tau|^2, \quad (25)$$

где  $\text{Re}(d_\tau)(\text{Im}(d_\tau))$  — действительная (мнимая) часть ЭДМ. Оптимальные наблюдаемые определены как

$$\mathcal{O}_{\text{Re}} = \frac{\mathcal{M}_{\text{Re}}^2}{\mathcal{M}_{\text{SM}}^2}, \quad \mathcal{O}_{\text{Im}} = \frac{\mathcal{M}_{\text{Im}}^2}{\mathcal{M}_{\text{SM}}^2}, \quad (26)$$

и их численные значения извлекаются с использованием наиболее вероятных значений спинов и направления импульса  $\tau$ -лептонов —  $S_\pm$  и  $\hat{k}$  соответственно. Средние значения  $\mathcal{O}_{\text{Re}}$  и  $\mathcal{O}_{\text{Im}}$  пропорциональны значению ЭДМ и поэтому имеют к нему максимальную чувствительность, для повышения которой измеряют как можно больше мод распада, как, например, восемь мод в работе [115]. Анализ систематических погрешностей позволяет надеяться на достижение результата  $|\text{Re}, \text{Im}(d_\tau)| \leq 10^{-18} - 10^{-19} e \text{ [см.]}$ .

**5.3.2. Аномальный магнитный момент  $\tau$ -лептона.** Предсказание Стандартной модели для аномального магнитного момента  $\tau$ -лептона или, точнее, для аномальной части его магнитного момента составляет  $a_\tau = (1,17721 \pm 0,00005) \times 10^{-3}$  [118]. Любое значимое отличие измеренного значения от предсказанного может означать проявление Новой физики. В большинстве моделей Новой физики эффект её влияния на  $a_\ell$  пропорционален квадрату массы лептона, так что  $\tau$ -лептон в  $(m_\tau/m_\mu)^2 \approx 283$  раза более чувствителен к эффектам Новой физики, чем мюон. Этим объясняется большой интерес к измерению  $a_\tau$ . Достигнутое на сегодняшний день экспериментальное разрешение для аномального магнитного момента составляет примерно  $10^{-2}$ , что на порядок больше самой величины, предсказываемой Стандартной моделью. При этом из-за малого времени жизни  $\tau$  определение  $a_\tau$  посредством измерения прецессии спина в магнитном поле, как в случае экспериментов с электроном и мюоном, невозможно. Существующие ограничения были получены в эксперименте DELPHI на LEP2 при измерении полного сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$  при энергиях между 183 и 208 ГэВ [119]:  $-0,052 < a_\tau < 0,013$  на уровне достоверности 95 % или  $a_\tau = -0,018 \pm 0,017$ .

В работе [120] проанализирована возможность применения альтернативных методов к определению величины  $a_\tau$ . Для этой цели проводилось моделирование процесса  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  с дальнейшим распадом обоих  $\tau$  в условиях эксперимента Belle. Сначала была проверена старая идея использования так называемых радиационных нулей [121], т.е. обнулений квадрата матричного элемента, возникающих в особых кинематических случаях радиационного распада  $\tau^- \rightarrow \ell^-\nu_\tau\bar{\nu}_\ell/\gamma$ . Моделирование показало, что этот метод практически не даёт возможности улучшить чувствительность к  $a_\tau$ . Более перспективным оказывается использование полной информации о событиях во всём фазовом пространстве (не-бинарированная аппроксимация методом максимального правдоподобия), когда  $\tau$ -лептон с сигнальной стороны распадается радиационным образом. Из результатов моделирования следует, что такой метод не даёт улучшения при измерении электрического дипольного момента, однако в условиях огромной статистики,ющей на Belle II, позволяет повысить чувствительность к аномальному магнитному моменту.

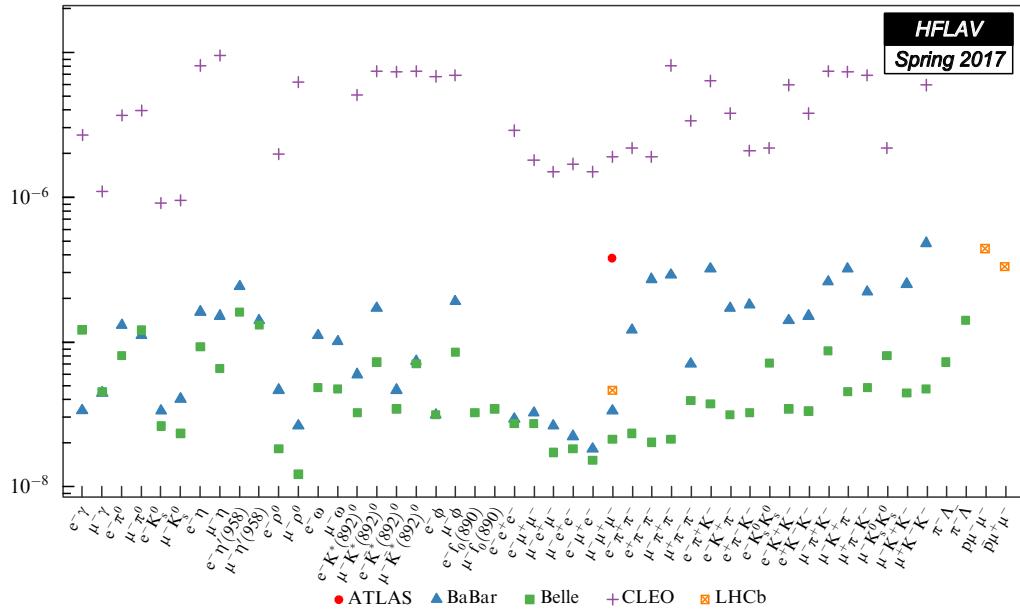
**5.3.3. Поиск распадов  $\tau$  с нарушением лептонного аромата.** В Стандартной модели лептонный аромат сохраняется, а

нейтрино являются безмассовыми. Наблюдение нейтринных осцилляций продемонстрировало, что в природе это не так и в нейтринном секторе лептонный аромат не сохраняется. Однако последнее не означает, что и у заряженных лептонов он также обязательно нарушается и процессы с его нарушением будут наблюдаваться в ближайшем будущем. Даже если расширить Стандартную модель и включить в неё массы нейтрино, которые генерируются механизмом Хиггса, процессы с нарушением лептонного аромата у заряженных лептонов подавлены четвёртой степенью этой массы, так что результатирующие вероятности оказываются пренебрежимо малыми (например, вероятность распада  $\tau^- \rightarrow \mu^-\gamma$  менее чем  $10^{-53}$ ).

В природе симметрии, связанные с лептонным ароматом, не являются точными, а носят (в меру нашего современного их понимания) лишь случайный характер. При этом многие теории за пределами Стандартной модели с характерной массовой шкалой порядка нескольких ТэВ предсказывают существование в секторе заряженных лептонов взаимодействий с нарушением лептонного аромата на уровне, достижимом в эксперименте уже в ближайшем будущем [5]. Из-за большой массы  $\tau$  изучение его распадов с нарушением лептонного аромата даёт гораздо большие возможности по сравнению с изучением распадов мюона. Так, например, появляется большое число конечных состояний с одним или двумя мезонами, что позволяет проверить константы связи между кварками и лептонами для взаимодействий с нарушением лептонного аромата. Более того, можно искать экзотические распады типа  $\tau^+ \rightarrow \mu^-\bar{e}^+\bar{e}^+$  с нарушением всех возможных лептонных симметрий, а также распад  $\tau^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ , в котором дополнительное не сохраняется барионное число. На рисунке 9 [122] приведены верхние пределы вероятностей распадов с нарушением лептонного аромата, дающие полную картину поиска таких распадов  $\tau$  в различных экспериментах.

Переходя к эксперименту Belle II с интегральной светимостью, большей на два порядка, можно надеяться, что для мод распада, в которых все конечные частицы являются заряженными, т.е. восстанавливаемыми практически без фона, например, для  $\tau^- \rightarrow \mu^-\bar{e}^+\bar{e}^-$ , удастся установить более строгие, чем на Belle, верхние пределы, достигающие уровня  $\mathcal{O}(10^{-10})$ . Для распадов типа  $\tau^- \rightarrow \mu^-\gamma$ , в которых фон есть, достижение уровня, лучшего чем  $10^{-9}$ , представляется осуществимым, но может потребовать специальных, более сложных методов анализа.

**5.3.4.  $CP$ -нарушение в распадах  $\tau$ .** В Стандартной модели с тремя поколениями  $CP$ -нарушение объясняется механизмом Кобаяси–Маскавы, согласно которому  $CP$ -нарушение имеется в кварковом секторе и отсутствует в лептонном (см. раздел 2). По этой причине изучение  $CP$ -нарушения в адронных распадах  $\tau$  даёт интересную возможность поиска Новой физики путём обнаружения нового источника  $CP$ -нарушения, которого нет в механизме Кобаяси–Маскавы. В частности, обнаружение  $CP$ -нарушения в распадах  $\tau$  будет означать, что в  $\tau-\nu_\tau$ -токе и/или  $d-u$ - или  $s-u$ -токе присутствует новый тип взаимодействия помимо индуцируемого в Стандартной модели  $K^0-\bar{K}^0$ -смешиванием. В настоящее время имеются два измерения  $CP$ -асимметрии в экспериментах BaBar и Belle.



**Рис. 9.** (В цвете онлайн.) Экспериментально установленные верхние пределы вероятностей распадов  $\tau$  с нарушением лептонного аромата. (Из работы [122].)

Коллаборация BaBar предприняла попытку измерения  $CP$ -асимметрии, изучив разницу ширин распадов  $\tau^+ \rightarrow \pi^+ K_S^0 \bar{v}_\tau$  и  $\tau^- \rightarrow \pi^- K_S^0 v_\tau$  [123]:

$$\mathcal{A}_\tau = \frac{\Gamma(\tau^+ \rightarrow \pi^+ K_S^0 \bar{v}_\tau) - \Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- K_S^0 v_\tau)}{\Gamma(\tau^+ \rightarrow \pi^+ K_S^0 \bar{v}_\tau) + \Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- K_S^0 v_\tau)}. \quad (27)$$

В Стандартной модели эта асимметрия отлична от нуля из-за  $K^0 - \bar{K}^0$ -смешивания и в предположении  $CP$ -инвариантности выражается через параметр смешивания каонов  $\epsilon$  [124, 125]:

$$\mathcal{A}_\tau^{\text{SM}} \approx 2\text{Re}\epsilon \approx (0,36 \pm 0,01)\%, \quad (28)$$

При этом результат BaBar составляет

$$\mathcal{A}_\tau = (-0,36 \pm 0,23 \pm 0,11)\%, \quad (29)$$

т.е. отстоит от предсказания Стандартной модели на  $2,8\sigma$ . Сравнимый уровень  $CP$ -нарушения, также обусловленный смешиванием каонов, должен наблюдаться в распадах D-мезона:

$$\mathcal{A}_D = \frac{\Gamma(D^+ \rightarrow \pi^+ K_S^0) - \Gamma(D^- \rightarrow \pi^- K_S^0)}{\Gamma(D^+ \rightarrow \pi^+ K_S^0) + \Gamma(D^- \rightarrow \pi^- K_S^0)}. \quad (30)$$

Эта асимметрия связана с  $CP$ -асимметрией  $\tau$ -лектона как  $\mathcal{A}_\tau = -\mathcal{A}_D$  [125]. Из экспериментальных данных средняя  $CP$ -асимметрия D-мезона составляет  $\mathcal{A}_D = (-0,41 \pm 0,09)\%$ , т.е. известна гораздо точнее, чем  $\mathcal{A}_\tau$ .

Коллаборация Belle провела поиск  $CP$ -нарушения принципиально другим методом, используя угловые наблюдаемые в распаде  $\tau^- \rightarrow \pi^- K_S^0 v_\tau$  для определения асимметрии вперёд–назад  $\mathcal{A}_{FB}^{CP}$  на данных, соответствующих интегральной светимости  $699 \text{ fb}^{-1}$  [126]. Как известно, в области масс  $M(\pi^- K_S^0) < m_\tau$  имеется несколько широких перекрывающихся резонансов с различными квантовыми числами, анализ которых необходим для определения  $\mathcal{A}^{CP}$ . Следует отметить, что в эксперименте Belle практически все вклады в систематическую неопределенность величины  $\mathcal{A}^{CP}$  были связаны с детекторными эффектами и оценивались по контрольному набору данных, в которых один  $\tau$  распадался на три заряженных

пиона и нейтрино. Так как этот источник систематической неопределенности зависит от статистики контрольного набора, ожидается, что в Belle II неопределенность будет уменьшена пропорционально возрастанию интегральной светимости, в отличие от неопределенности в эксперименте Belle.

Таким образом, при полной светимости  $50 \text{ ab}^{-1}$  можно ожидать уменьшения как статистической, так и систематической неопределенности в  $\sqrt{70}$  раз, т.е. получить  $|\mathcal{A}^{CP}| < (0,4 - 2,6) \times 10^{-4}$  с уровнем достоверности 90 % при предположении, что центральное значение  $\mathcal{A}^{CP}$  равно 0. При столь высокой точности извлечение параметров  $CP$ -нарушения должно осуществляться вместе с определением формфакторов.

Таким образом, более точное измерение  $\mathcal{A}_\tau$  и  $\mathcal{A}^{CP}$ , безусловно, является одной из приоритетных задач Belle II. Другие возможные варианты поиска  $CP$ -нарушения в распадах  $\tau$  обсуждаются в обзоре [5].

## 5.4. Полулептонные распады $\tau$ -лектона

В этом разделе мы кратко рассмотрим полулептонные (далее для простоты — адронные) распады  $\tau$ -лектона и перспективы их исследования в эксперименте Belle II.

### 5.4.1. Распады $\tau$ -лектона в конечные состояния без открытой странности

На долю адронных распадов  $\tau$ -лектона в конечные состояния без открытой странности, т.е. караббо-неподавленных распадов, приходится около 62 % всех распадов  $\tau$  [9]. Регистрируя всевозможные конечные состояния такого типа, из спектров масс рождающейся адронной системы можно получить так называемые спектральные функции, соответствующие различным наборам квантовых чисел системы адронов. Эта непростая задача была решена в экспериментах OPAL (Omni Purpose Apparatus for LEP) [127] и ALEPH [128] на  $e^+e^-$ -коллайдере LEP. Несмотря на сравнительно невысокую точность этих измерений, из них можно извлечь фундаментальные параметры КХД, в частности получить одно из самых точных значений сильной константы связи

$\alpha_s(m_\tau^2)$  [129]. Прецизионное измерение спектральных функций — одна из важных задач эксперимента Belle II. Основные адронные распады  $\tau$ -лептона, прежде всего кабибо-неподавленные распады в конечные состояния с несколькими пионами ( $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\nu_\tau$ ,  $\tau^- \rightarrow (3\pi)^-\nu_\tau$ ,  $\tau^- \rightarrow (4\pi)^-\nu_\tau$ , ...), измерены с хорошей точностью [9]. Для распадов, в которых пионная система находится в изовекторном состоянии, в частности распадов с чётным числом конечных пионов (а также распадов в  $\omega^-$ ,  $\eta\pi^+\pi^-$ , ...), существует соотношение между полным сечением  $e^+e^- \rightarrow H^0$  при энергии  $\sqrt{q^2}$  и дифференциальным сечением распада  $\tau^- \rightarrow H^-\nu_\tau$ , где  $H$  — адронная система с массой  $q$ , основанное на сохранении векторного тока (Conservation of Vector Current, CVC) [130, 131]:

$$\frac{d\Gamma}{dq^2} = \frac{G_F |V_{ud}|^2 S_{EW}}{32\pi^2 m_\tau^3} (m_\tau^2 - q^2)^2 (m_\tau^2 + 2q^2) v_1(q^2),$$

$$v_1(q^2) = \frac{q^2 \sigma_{e^+e^-}^{I=1}(q^2)}{4\pi\alpha^2}, \quad (31)$$

где  $S_{EW} = 1,0201 \pm 0,0003$  — электрослабая поправка [132]. В работе [133] впервые была проведена систематическая проверка этого соотношения для различных конечных адронных состояний, основанная на всей совокупности экспериментальных данных по  $e^+e^-$ -аннигиляции и распадам  $\tau$ , имевшихся к тому времени, и показано, что указанные соотношения выполняются с точностью 5–10 %, что не противоречит ожидаемой точности выполнения изоспиновой симметрии.

По мере накопления экспериментальных данных и повышения точности их измерений картина начала меняться. Так, анализ, проведённый в 2002–2003 гг., показал, что спектральные функции из распадов  $\tau$  лежат систематически выше соответствующих функций из  $e^+e^-$ -аннигиляции [134, 135]. В более позднем анализе, выполненном в работе [136], утверждается, что разногласия в величине спектральных функций практически исчезают при корректном учёте  $\rho$ - $\gamma$ -смешивания. Тем не менее проблема точного вычисления поправок, обусловленных нарушением изоспиновой симметрии, остаётся, и полное её понимание потребует как новых, основанных на более точных измерениях адронных спектров в  $\tau$ -распадах тестов CVC-соотношений, которые станут возможными в эксперименте Belle II, так и новых теоретических усилий.

Опыт эксперимента CLEO [137] показал, что даже при сравнительно небольшой статистике распада  $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\pi^0\nu_\tau$  можно получить интересную информацию о структуре  $a_1(1260)$ -мезона. Это позволяет надеяться, что прецизионное измерение распада  $\tau$  в три пиона, в котором возможны две зарядовые комбинации конечных частиц ( $\pi^-\pi^+\pi^-$  и  $\pi^-\pi^0\pi^0$ ), заметно улучшит наше понимание распадов  $a_1(1260)$ -мезона и его возможных возбуждений.

**5.4.2. Кабибо-подавленные распады и каонная спектроскопия.** На кабибо-подавленные распады, т.е. распады с открытой странностью, приходится немногим менее 3 % всех распадов  $\tau$ -лептона [9]. Это распады в конечные состояния с одним каоном ( $K^-$  или  $\bar{K}^0$ ) плюс некоторое число пионов и/или  $\eta$ -мезон и в три каона (с небольшой вероятностью<sup>4</sup>). Регистрация всех возможных конечных

состояний и измерение распределения по массе адронной системы (стренной спектральной функции) позволяет оценить массу странного кварка и элемент  $V_{us}$  СКМ-матрицы [138]. Как и в случае распадов без открытой странности, эта задача до сих пор не решена на В-фабриках, и в расчётах используются старые результаты по определению спектральных функций на ALEPH [139] и OPAL [140].

Экспериментально известно, что в большом числе случаев рождающаяся адронная система образует резонансное состояние — возбуждённый каон. Спектроскопия таких состояний в настоящее время плохо изучена. Последнее систематическое изучение возбуждённых каонов проводилось свыше 30 лет назад в  $K^-p$ -столкновениях в эксперименте LASS (Large Aperture Solenoid Spectrometer) (см. обзор [141] и приведённую там литературу). За исключением  $K_0^*(700)$  или  $\kappa$ , на доказательство существования которого были затрачены заметные усилия [9], с того времени новая экспериментальная информация о возбуждённых состояниях  $K$ -мезонов поступала преимущественно из немногочисленных экспериментов с амплитудным анализом в распадах мезонов  $D$  [142] и  $B$  [143].

Во всех указанных экспериментах  $K^*$ -состояния рождаются в сопровождении других адронов, причём адроны присутствуют и в начальном состоянии, что приводит к плохо контролируемым эффектам сильного взаимодействия и возможным неучтённым систематическим погрешностям. Эти серьёзные недостатки отсутствуют, если продукты распада  $K^*$ -мезона рождаются в распаде  $\tau$ -лептона. Тогда никаких других адронов в процессе нет, что облегчает интерпретацию результатов и уменьшает систематические эффекты. Примером такого исследования является изучение распада  $\tau^- \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$ , в котором анализ статистики около 7000 событий позволил выделить мезоны  $K_1(1270)$  и  $K_1(1400)$  [144]. К сожалению, из-за близости исследованных состояний и их большой ширины эта статистика оказывается недостаточной для проведения точного измерения. В эксперименте с высокой статистикой, как, например, при изучении распада  $\tau^- \rightarrow K_S^0\pi^-\nu_\tau$  на Belle, использование свыше 53 тыс. событий позволило измерить массу и ширину  $K^*(892)$ -мезона с наилучшей в мире точностью [145].

В настоящее время известны 12  $K^*$ -состояний с массой, меньшей массы  $\tau$ -лептона. Значительное увеличение статистики на Belle II в сочетании с развитыми в последние годы усовершенствованными методами амплитудного анализа [146] сделает возможным детальное изучение этих мезонов и их распадов и тем самым позволит заметно улучшить наше понимание сильного взаимодействия с участием  $s$ -кварка.

**5.4.3. Поиски токов второго рода в распадах  $\tau$ -лептона.** Адронные токи можно классифицировать по их квантовым числам  $J^{PG}$ , спину, чётности и  $G$ -чётности как токи первого рода (First-Class Currents, FCC) с квантовыми числами  $J^{PG} = 0^{++}(\sigma)$ ,  $0^{--}(\pi)$ ,  $1^{+-}(a_1)$ ,  $1^{-+}(\rho)$  [147] и токи второго рода (Second-Class Currents, SCC) с  $J^{PG} = 0^{+-}(a_0)$ ,  $0^{-+}(\eta)$ ,  $1^{++}(b_1)$ ,  $1^{--}(\omega)$ , которые до сих пор не открыты.  $G$ -чётность объединяет зарядовую и изоспиновую симметрии. Последняя нарушается, так как  $m_u \neq m_d$  и  $q_u \neq q_d$ . Однако, поскольку эти нарушения невелики,  $G$ -чётность является хорошей приближённой симметрией сильных взаимодействий. По этой причине в Стандартной модели для определённых квантовых чисел  $J^P$  адронные системы с  $G$ -чётностью, соответствующей

<sup>4</sup> Относительная вероятность для моды распада  $\tau^- \rightarrow K^-K^+K^-\nu_\tau$  приблизительно  $2 \times 10^{-5}$ .

слабому левостороннему кварковому (лёгкие кварки) току, являются разрешёнными и легко рождаются. При этом адронные системы с "неправильной"  $G$ -чётностью имеют SCC-квантовые числа и оказываются подавленными. В Стандартной модели небольшое нарушение  $G$ -чётности индуцируется нарушением изоспиновой симметрии, приводящей к *индукцируемым SCC*. Помимо этого подавленного эффекта могут существовать "истинные", обусловленные Новой физикой слабые SCC, которые проявляются в превышении значений вероятностей, ожидаемых от нарушения изоспиновой симметрии или от фона, вычисляемого в Стандартной модели.

Открытие распада  $\tau^- \rightarrow b_1^- v_\tau$  или  $\tau^- \rightarrow a_0^- v_\tau$  стало бы чётким проявлением SCC [148]. Для наиболее часто обсуждаемого SCC распада  $\tau^- \rightarrow \eta\pi^- v_\tau$  теория предсказывает парциальную вероятность на уровне  $10^{-5} - 10^{-6}$ . Малость этой величины делает его чувствительным к различным фоновым процессам, для лучшего понимания которых коллаборация Belle осуществила поиск всевозможных эксплозивных распадов с  $\eta$ -мезоном в конечном состоянии [149]. В поиске BaBar использовалась мода распада  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , в которой помимо доминирующего фона от распада  $\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\pi^0 v_\tau$  заметный вклад дают и другие процессы. В будущем весьма перспективным может оказаться распад  $\eta \rightarrow 2\gamma$ , хотя и для него есть существенный фоновый вклад от распадов  $\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\pi^0 v_\tau$  и  $\tau^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 v_\tau$ . Тем не менее при парциальной вероятности  $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \eta\pi^- v_\tau) \sim 1 \times 10^{-5}$ , ожидаемой в теории, статистика Belle II должна гарантированно обеспечить открытие токов второго рода. В этом случае Новая физика может проявить себя через аномально большую вероятность такого распада и позволит установить ограничения на возможный обмен заряженным бозоном Хиггса [150].

Вероятность распада  $\tau^- \rightarrow \omega\pi^- v_\tau$ , протекающего через адронный векторный ток, наведённый векторными мезонами  $\rho, \rho', \rho'', \dots$ , порядка 2 %. Однако токи второго рода также могут давать вклад в этот процесс, например, через  $b_1(1235)$ -резонанс, что приведёт к изменению распределения по углу между нормалью к плоскости распада  $\omega$  и направлением четвёртого пиона в системе покоя  $\omega$ -мезона. Ожидаемые формы таких распределений приведены в работе [151]. Коллаборация BaBar использовала статистику при интегральной светимости  $347,3 \text{ фб}^{-1}$  для поиска SCC-вклада и установила верхний предел на уровне  $1,4 \times 10^{-4}$  [152] при теоретической оценке  $2,5 \times 10^{-5}$  [153]. Простая оценка показывает, что на Belle II при примерно в 1400 раз большей светимости можно надеяться на наблюдение SCC также и в этом распаде  $\tau$ .

## 6. Адронная физика

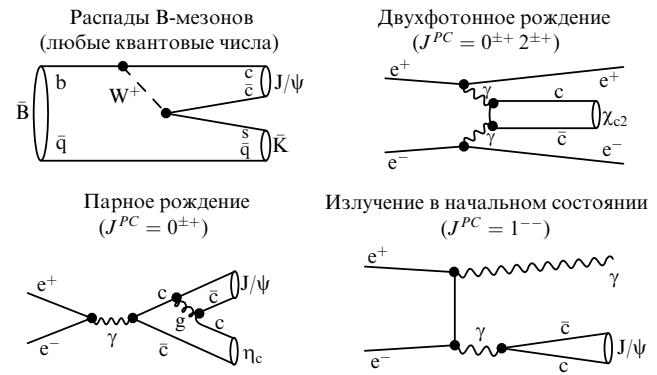
Эксперимент Belle II, как и предшествовавшие ему эксперименты на В-фабриках, предоставляет уникальные возможности по поиску и исследованию адронных состояний, содержащих тяжёлые кварки. Современная классификация таких состояний в соответствии с PDG [9] приведена в табл. 2.

Векторные боттомонии  $\Upsilon$  рождаются в  $e^+e^-$ -соударениях непосредственно через аннигиляцию электрон-позитронной пары в виртуальный фотон. Для этого достаточно зафиксировать инвариантную энергию  $e^+e^-$ -пары вблизи массы соответствующего резонанса  $m_\Upsilon$  и набрать необходимую для анализа статистику. Боттомонии с

**Таблица 2.** Классификация состояний, содержащих тяжёлую  $Q\bar{Q}$ -пару\*, принятая PDG [9] (из обзора [17])

$PC$	$-+$	$+-$	$--$	$++$
Изоспин	$Q\bar{Q}$ -пара			
$I = 0$	$c\bar{c}$	$\eta_c$	$h_c$	
$I = 0$	$b\bar{b}$	$\eta_b$	$h_b$	$\Upsilon$
$I = 1$	$c\bar{c}$	$\Pi_c$	$Z_c$	$R_c$
$I = 1$	$b\bar{b}$	$\Pi_b$	$Z_b$	$R_b$
				$\chi_c$
				$\chi_b$
				$W_c$
				$W_b$

\* Для изовекторных состояний под  $C$  подразумевается зарядовая чётность электрически нейтрального состояния. В некоторых случаях обозначение состояния содержит также дополнительный индекс, указывающий на его полный момент  $J$  (см. рис. 11 и 12). Если квантовые числа состояния ещё не определены, ему временно присваивается обозначение  $X$ .



**Рис. 10.** Механизмы рождения чармониев на В-фабриках. (Из работы [154].)

другими квантовыми числами рождаются при этом в распадах векторов  $\Upsilon$  с испусканием лёгких адронов (например, пионов или  $\eta$ -мезонов) и фотонов. Именно возможность надёжно детектировать такие частицы, в особенности нейтральные, делает эксперимент Belle II уникальным инструментом в изучении адронных состояний, содержащих тяжёлые кварки.

Рождение на В-фабриках чармониев с различными квантовыми числами возможно посредством нескольких механизмов — основные из них проиллюстрированы на рис. 10. Как и в случае боттомониев, легче всего рождаются векторные чармонии. На рисунках 11 и 12 приведены экспериментально обнаруженные на сегодняшний день состояния, содержащие тяжёлую кварк-антикварковую ( $c\bar{c}$  или  $b\bar{b}$ ) пару. Многие из них были найдены и изучены именно в экспериментах на В-фабриках, причём коллаборация Belle внесла в эти исследования большой вклад. В качестве примера достаточно упомянуть исследование наиболее низколежащих (а значит, представляющих наибольшую трудность для экспериментального изучения) состояний в спектре чармония и боттомония — псевдоскалярных состояний  $\eta_c(1S)$ ,  $\eta_c(2S)$  [155] и  $\eta_b(1S)$  [156],  $\eta_b(2P)$  [157] или аксиально-векторных состояний  $h_b(1P)$  и  $h_b(2P)$  [157, 158]. С другой стороны, эксперимент Belle внёс существенный вклад в обнаружение кандидатов на роль ранее неизвестных чармониев (например,  $\chi_{c0}(2P)$  [159]) и боттомониев (например,  $\Upsilon(10750)$  [160]). Недавно коллаборацией Belle впервые был обнаружен радиационный переход из векторного боттомония в аксиально-векторный чармоний  $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\chi_{c1}$  [161]. Важной задачей для Belle II является обнаружение предсказанных кварковой моделью осталь-

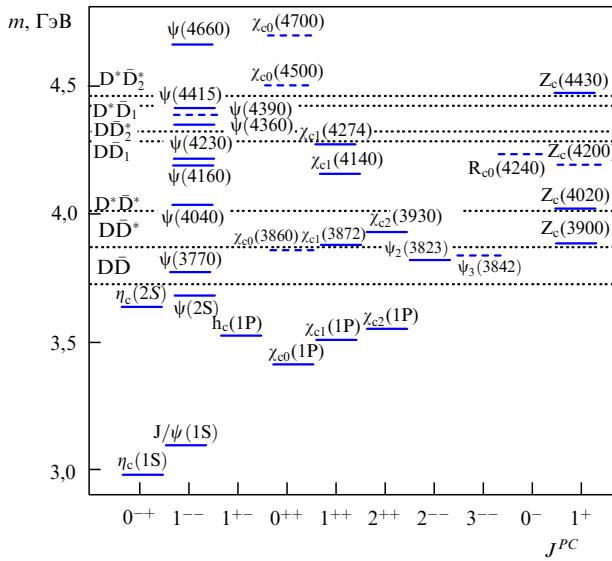


Рис. 11. Спектр экспериментально обнаруженных чармониев. Состояния, считающиеся надёжно установленными (в соответствии с классификацией PDG), отмечены сплошной линией, а требующие подтверждения — штриховой. После символа, обозначающего название состояния (см. табл. 2), в скобках приведена его измеренная масса или явно указаны квантовые числа  $Q\bar{Q}$ -пары, если данное состояние хорошо описывается кварковой моделью как обычновенный кварк-антикварковый мезон. (Из обзора [17].)

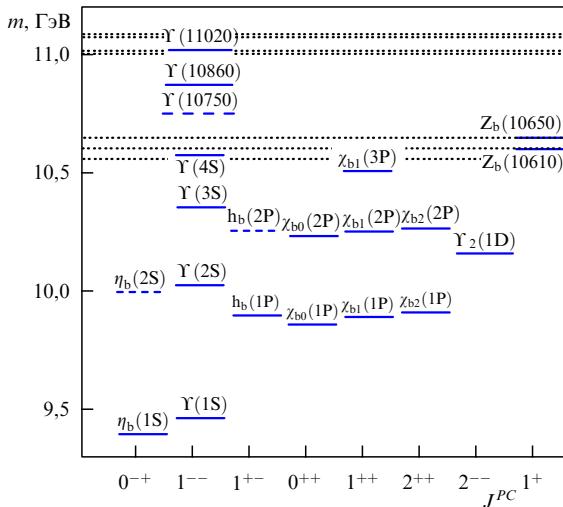


Рис. 12. То же, что на рис. 11, но для спектра боттомония.

ных состояний, лежащих ниже порога рождения открытого аромата, например тензорного чармония  $\eta_{c2}(1D)$ . Кварковая модель предсказывает его в области энергии 3,74 ГэВ (см., например, [162]). Экспериментальные поиски этого состояния можно проводить в цепочке распада В-мезона  $B \rightarrow \eta_{c2}(1D)K \rightarrow h_c(1P)\gamma K \rightarrow \eta_c(1S)\gamma\gamma K$  с дальнейшим распадом  $\eta_c(1S)$  в адронные каналы. Такая задача невыполнима в эксперименте LHCb, однако для Belle II она представляется вполне решаемой. Подробную информацию о перспективах исследований боттомониев и боттомониеподобных состояний в эксперименте Belle II можно почерпнуть из обзора [163].

Важным результатом, полученным в эксперименте Belle и доступным для дальнейшего существенного улучшения в эксперименте Belle II, является измерение экс-

плозивных сечений электрон-позитронной аннигиляции в состояния с открытым очарованием [164] (новые данные Belle существенно превосходят по точности все предыдущие аналогичные измерения, выполненные коллегиями CLEO, BaBar, а также самой Belle примерно 10 годами ранее). Теоретический анализ таких данных в рамках унитарных подходов связанных каналов должен позволить извлечь из подгонок модельно-независимым образом параметры векторных состояний в спектре чармония и боттомония [165]. Альтернативным источником информации о таких эксплозивных сечениях может являться эксперимент BES III.

Возможности эксперимента Belle II будут превосходить возможности эксперимента Belle кратно увеличению светимости и, следовательно, набранной статистики. Это, в частности, откроет перспективы для установления квантовых чисел состояний, для которых соответствующий анализ на статистике Belle не представляется выполнимым, а кроме того, позволит сделать сканирование по энергии не только в более широком диапазоне, чем на В-фабриках предыдущего поколения, но и с существенно меньшим шагом.

Перечисление заслуг эксперимента Belle и надежд, связанных с возможностями эксперимента Belle II, в области адронной физики было бы далеко не полным без упоминания экзотических адронов. Из рисунков 11 и 12 видно, что некоторые адронные состояния, например с изоспином  $I = 1$  (см. соответствующие обозначения в табл. 2), явно содержат не только тяжёлую  $Q\bar{Q}$ -пару, но и лёгкие кварки, что автоматически относит такие адроны к разряду экзотических (не кварк-антикварковых состояний) (см. раздел 2) и делает их крайне интересными объектами как экспериментальных, так и теоретических исследований. Остановимся более подробно на возможностях эксперимента Belle II по изучению таких адронов.

После ноябрьской революции 1974 г. (экспериментального открытия очарованного кварка) и последовавшим вскоре (в 1977 г.) обнаружением  $b$ -кварка спектроскопия адронов, содержащих эти тяжёлые кварки, развивалась экспоненциально и весьма предсказуемо. В экспериментах наблюдалось новые состояния чармонииев и боттомонииев, которые хорошо описывались кварковой моделью как кварк-антикварковые мезоны. Ввиду того что и с-кварк, и  $b$ -кварк являются достаточно тяжёлыми по сравнению с характерным масштабом КХД ( $m_c, m_b \gg \Lambda_{\text{QCD}}$ ), хорошее описание тяжёлых кваркониев достигается уже в рамках простейшей нерелятивистской кварковой модели, подобной корнельской [166]. Переход к возбуждённым чармониям и боттомониям означал в данном случае учёт релятивистских поправок, однако никто не ожидал на этом пути никаких сюрпризов.

Так продолжалось вплоть до 2003 г., когда коллегия Belle обнаружила в спектре чармония состояние  $X(3872)$  со свойствами, идущими вразрез с предсказаниями кварковой модели [167]. Любопытно отметить, что несмотря на широчайший круг проблем, изучавшихся в эксперименте Belle, на данный момент именно эта работа коллегии является наиболее цитируемой. Обзор современного статуса состояния  $X(3872)$  можно найти в работе [17], описание его свойств в рамках одной из наиболее успешных моделей экзотических адронов — молекулярной модели — в работе [168].

За прошедшие с 2003 г. почти два десятилетия было открыто около 20 экзотических чармониеподобных и бот-

томониеподобных состояний. Для того чтобы убедиться в существенном прогрессе в данной области спектроскопии адронов, достаточно обратиться к обзору [154], в котором обрисована ситуация с экзотическим чармонием по состоянию на конец первого десятилетия XXI в. В частности, тогда число обнаруженных экзотических состояний было меньше 10, в то время как сейчас полное число заявленных экзотических состояний в спектре чармония превышает 20, причём примерно половина из них считаются подтверждёнными и надёжно установленными (см. рис. 11 и 12)<sup>5</sup>.

Нетрудно заметить, что одной из ключевых особенностей  $X(3872)$  является его чрезвычайно близкое расположение к нейтральному порогу  $D\bar{D}^*$ , который, вне всякого сомнения, должен оказывать сильное влияние на формирование и свойства этого чармониеподобного состояния (о более современном и точном измерении свойств данного состояния см. работу [169]). Более того, справедливо утверждение, что самим фактом своего обнаружения экзотические адронные состояния обязаны возможностям современного эксперимента, в первую очередь В-фабрик, проводить измерения в области энергии выше порога рождения открытого аромата, т.е. в области, где кинематически разрешён распад тяжёлого адрона на пару тяжёло-лёгких мезонов, находящихся в относительной  $S$ -волне (с нулевым относительным угловым моментом).

Проиллюстрируем возможности эксперимента Belle II в исследовании свойств экзотических адронов на примере состояний  $Z_b(10610)$  и  $Z_b(10650)$  в спектре боттомония (см. рис. 12). В 2011 г. эти состояния были обнаружены коллаборацией Belle в двухпионных распадах  $\Upsilon(10860)$  на более низко лежащие векторные боттомонии  $\Upsilon(nS)$  ( $n = 1, 2, 3$ ) и аксиально-векторные боттомонии  $h_b(mP)$  ( $m = 1, 2$ ) [170]. Несколько позднее эти же состояния коллаборация Belle увидела и в каналах распада  $\Upsilon(10860)$  на конечные состояния с открытым ароматом  $\pi B^{(*)}\bar{B}^*$  [171–173]. Экзотическая природа боттомониев  $Z_b$  очевидна уже из того, что они проявляются как пики в массовых распределениях  $\Upsilon(nS)\pi^\pm$  и  $h_b(mP)\pi^\pm$ , т.е., с одной стороны, явно содержат пару  $b\bar{b}$ , а с другой стороны, являются заряженными (имеют изоспин 1), что достижимо лишь после добавления в систему по крайней мере пары лёгких кварков. Таким образом, минимальный состав данных состояний является четырёхкварковым.

Основными конкурирующими теоретическими подходами, претендующими на описание данных по модам рождения и распада состояний  $Z_b$ , являются молекулярная и тетракварковая модели. Подробное описание данных подходов и соответствующие ссылки можно найти в обзорах [163, 174] по молекулярной модели, а также в обзоре [175] по тетракварковой модели. Надо заметить, что молекулярная модель  $Z_b$ , предложенная вскоре после их экспериментального обнаружения [176], позволила разрешить одну из основных загадок, связанных с двухпионными распадами боттомония  $\Upsilon(10860)$ . Проблема состояла в том, что для построения из кварка и антикварка состояния с квантовыми числами вектора ( $J^{PC} = 1^{--}$ ) спины кварков должны быть выстроены в одном направлении, т.е. суммарный спин кварков  $S_{b\bar{b}} = 1$ , тогда как

для построения аксиально-векторного состояния ( $J^{PC} = 1^{+-}$ ) должно быть  $S_{b\bar{b}} = 0$ . Следовательно, переходы из векторного боттомония в другой векторный боттомоний идут без переворота спина тяжёлого кварка, а в аксиально-векторный боттомоний — с переворотом. Поскольку зависящие от спина операторы в гамильтониане содержат массу соответствующей частицы в знаменателе, вероятность переворота спина тяжёлого  $b$ -кварка подавлена малым отношением  $\Lambda_{QCD}/m_b \ll 1$ . Применительно к распадам вида  $\Upsilon(10860) \rightarrow \pi\pi\Upsilon(nS)$  ( $n = 1, 2, 3$ ) и  $\Upsilon(10860) \rightarrow \pi\pi h_b(mP)$  ( $m = 1, 2$ ) данное утверждение означает существенное (до двух порядков) подавление вероятности последних процессов по сравнению с первыми. Однако экспериментально было обнаружено, что указанные распады идут с примерно одинаковыми вероятностями [170].

Для объяснения полученного результата в работе [176] было сделано предположение, что изучаемые распады протекают не напрямую, а в виде каскада через образование в промежуточном состоянии изовекторных боттомониев  $Z_b$  и  $Z'_b$  с квантовыми числами  $J^{PC} = 1^{+-}$  (здесь и далее имеется в виду зарядовая чётность нейтральной компоненты изовектора), лежащих вблизи порогов  $B\bar{B}^*$  и  $B^*\bar{B}^*$  соответственно. Если теперь предположить, что их волновые функции представляют собой две ортогональные суперпозиции состояний с разными ориентациями спинов тяжёлых кварков, т.е. с  $S_{b\bar{b}} = 0$  и  $S_{b\bar{b}} = 1$ , то переходы в конечные состояния с  $\Upsilon$  и  $h_b$  протекают через разные компоненты этих волновых функций, относительный вес которых одинаков, что и объясняет близкие вероятности таких переходов.

Данный вывод является примером предсказания так называемой симметрии спина тяжёлого кварка, которая позволяет устанавливать и другие соотношения между парциальными вероятностями распадов молекулярных состояний  $Z_b$  (см., например, работы [177, 178]). Более того, данная симметрия предсказывает также существование молекулярных состояний с другими квантовыми числами, отличающимися от квантовых чисел  $Z_b$  ориентацией спинов кварков. Такие состояния называются спиновыми партнёрами, и при данном полном momente состояния  $J$  (рассматриваются только  $S$ -волновые молекулы, так что угловой момент равен нулю) их спиновые волновые функции составлены из комбинаций вида  $[S_{Q\bar{Q}} \otimes S_{q\bar{q}}]_J$ , где  $S_{Q\bar{Q}}$  и  $S_{q\bar{q}}$  — полные спины тяжёлой и лёгкой кварк-антинварковой пары соответственно [177]. Спиновые партнёры состояний  $Z_b$ , традиционно обозначаемые как  $W_{bJ}$ , имеют квантовые числа  $J^{PC} = 0^{++}, 1^{++}, 2^{++}$  (имеются два состояния  $0^{++}$ ) и располагаются вблизи порогов  $B\bar{B}$ ,  $B\bar{B}^*$  и  $B^*\bar{B}^*$  [163, 176–180]. Поскольку боттомонии  $W_{bJ}$  имеют отрицательную  $G$ -чётность, они могут рождаться в радиационных распадах вектора  $\Upsilon(10860)$  — соответствующая схема распадов изображена на рис. 13. Модельно-независимые предсказания для формы линий спиновых партнёров  $W_{bJ}$  в различных каналах, а также относительные парциальные вероятности таких распадов можно найти в работе [180].

Важно отметить, что обнаружение состояний  $Z_b$  стало возможным лишь после того, как коллаборация Belle повысила энергию сталкивающихся пучков примерно до 11 ГэВ (набор данных проводился при энергиях вблизи массы  $\Upsilon(10860)$  и  $\Upsilon(11020)$ ), что на несколько сотен МэВ превышает "стандартную" энергию работы В-фабрик при массе резонанса  $\Upsilon(4S)$ . Аналогичные измерения,

<sup>5</sup> На рисунке 12 используется номенклатура состояний в соответствии с табл. 2, так что состояние  $X(3872)$  обозначено на нём как  $X_{cl}(3872)$  в соответствии с его квантовыми числами  $J^{PC} = 1^{++}$  [9].

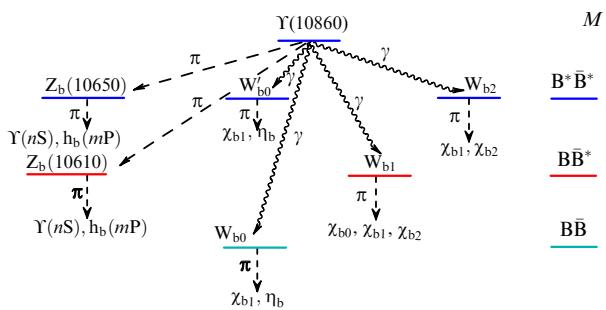


Рис. 13. (В цвете онлайн.) Схема рождения и распада состояний  $Z_b$  и их предсказанных спиновых партнёров  $W_{bJ}$ . (Из работы [180].)

однако с существенно большей статистикой ожидаются в эксперименте Belle II, что крайне важно для обнаружения спиновых партнёров состояний  $Z_b$ . Действительно, из-за другого механизма рождения состояний  $W_{bJ}$  по сравнению с таковыми  $Z_b$  (радиационные распады вместо пионных) ожидается, что соответствующие вероятности для партнёров будут примерно на два порядка меньше, чем для  $Z_b$ . По этой причине данные, набранные в эксперименте Belle, представляются недостаточными для поиска в них состояний  $W_{bJ}$ . Однако существенное увеличение светимости и, как результат, значительно более высокая статистика, ожидаемая в эксперименте Belle II, должны позволить провести анализ данных с целью поиска спиновых партнёров  $W_{bJ}$ .

В заключение данного раздела заметим, что эксперименты на LHC поставляют также много ценной информации по адронам, содержащим тяжёлые кварки. Приведём лишь несколько интересных и значимых наблюдений, сделанных в последнее время коллаборацией LHCb в данной области. Так, в работе [181] получены свидетельства существования узких пентакварковых состояний (за год, прошедший с момента публикации этих результатов, количество цитирований работы LHCb уже исчислялось несколькими сотнями), а в работе [182] обнаружен кандидат на роль истинного чармония  $\psi_3(3842)$  с квантовыми числами  $3^{--}$  (см. рис. 11). В работе [183] обсуждается подавление вероятности рождения чармониеподобного состояния  $\chi_{c1}(3872)$  по сравнению с вероятностью рождения истинного чармония  $\psi(2S)$  (см. рис. 11) в протон-протонных столкновениях при энергии 8 ТэВ. Кроме того, в обоих случаях имеет место убывание этой вероятности с возрастанием множественности рождающихся заряженных частиц. Такое поведение является уникальным для непосредственного рождения чармониев в pp-соударениях, поскольку аналогичные вероятности их рождения в слабых распадах В-мезонов ведут себя иначе.

В работе [184] детально исследуется форма линии  $\chi_{c1}(3872)$  в конечном состоянии  $\pi\pi J/\psi$  и впервые получено значение его брейт-вигнеровской ширины (в отличие от верхнего предела такой ширины, установленного и несколько раз уточнявшегося ранее на В-фабриках). Кроме того, сделана попытка извлечения положения полюсов амплитуды, отвечающих данному состоянию. В работе [169] получены относительные вероятности рождения чармониев  $\psi_2(3823)$  и  $\chi_{c1}(3872)$  в слабых распадах В-мезонов, а также уточнена ширина состояния  $\chi_{c1}(3872)$ .

Наконец, в работе [185] измерена вероятность парного рождения векторных чармониев  $J/\psi$  в протон-протон-

ных столкновениях в диапазоне энергий от 6,2 до 7,4 ГэВ и обнаружены нетривиальные структуры в соответствующей форме линии, происхождение которых было приписано вкладу четырёхкварковых адронных состояний, состоящих только из очарованных кварков. Последнее наблюдение сразу же вызвало живое обсуждение в научном сообществе и привело к появлению уже нескольких десятков теоретических работ, посвящённых попыткам объяснения экспериментальных данных [186–203].

Некоторые исследования кваркониев проводились также в экспериментах ATLAS [204] и CMS [205].

## 7. Заключение

На протяжении веков — всего времени своего развития — наука не переставала удивлять учёных. Наверное, ни одно поистине важное открытие или наблюдение не было сделано рутинно предсказуемо, а почти всегда проходило случайно и совсем не там, где его ожидали. Повидимому, так будет всегда. Впрочем, это вовсе не означает, что серьёзные научные исследования не нужно планировать и тщательно готовить. Эксперимент Belle II является хорошим примером такого планомерного подхода. Немаловажной особенностью этого международного проекта является широкое участие в нём учёных из ведущих институтов и университетов по всему миру, демонстрирующее широкую географию сотрудничества.

Не исключено, что именно эксперимент Belle II даст ключ к пониманию того, что сейчас ещё кажется необъяснимым, позволит выйти за рамки Стандартной модели и сделать ещё один шаг к построению Единой теории всего. Но, даже если такой цели и не удастся достичь в полной мере, можно быть уверенным, что колossalная работа по подготовке и проведению эксперимента Belle II, несомненно, не пропадёт даром — он непременно продвинет нас в понимании основ мира, в котором мы живём.

В одном обзоре нельзя описать все возможности эксперимента Belle II, поэтому мы постарались кратко упомянуть наиболее интересные и многообещающие, с нашей точки зрения, исследования, которые могли бы быть в нём проведены. Ввиду отсутствия в настоящий момент других работающих В-фабрик — прямых конкурентов Belle II<sup>6</sup> — результаты этого эксперимента будут иметь огромную важность для физики высоких энергий. Время покажет, насколько справедливыми были наши суждения и ожидания, а нам остаётся только пожелать Belle II многолетней плодотворной работы и многих интересных и удивительных результатов.

Авторы выражают признательность Р. Мизюку за полезные обсуждения. Исследование выполнено при финансовой поддержке Российской фондом фундаментальных исследований в рамках научного проекта 19-12-50167.

## Список литературы

1. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **716** 30 (2012)
2. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Lett. B* **716** 1 (2012)
3. Данилов М В УФН **168** 631 (1998); Danilov M V *Phys. Usp.* **41** 559 (1998)

<sup>6</sup> Как обсуждалось в разделе 3.1, изначально предполагалась одновременная с Belle II работа фабрики прелести SuperB [206, 207], однако ввиду экономических трудностей данный проект был в итоге закрыт.

4. Бондарь А Е, Пахлов П Н, Полуэктов А О УФН **177** 697 (2007); Bondar A E, Pakhlov P N, Poluektov A O *Phys. Usp.* **50** 669 (2007)
5. Kou E et al. *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2019** 123C01 (2019); *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2020** 029201 (2020) Erratum
6. Боос Э Э УФН **184** 985 (2014); Boos E *Phys. Usp.* **57** 912 (2014)
7. Казаков Д И УФН **184** 1004 (2014); Kazakov D I *Phys. Usp.* **57** 930 (2014)
8. Казаков Д И УФН **189** 387 (2019); Kazakov D I *Phys. Usp.* **62** 364 (2019)
9. Zyla P A et al. (Particle Data Group) *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2020** 083C01 (2020)
10. Jarlskog C *Phys. Rev. Lett.* **55** 1039 (1985)
11. Wolfenstein L *Phys. Rev. Lett.* **51** 1945 (1983)
12. Вайнштейн А И, Захаров В И, Шифман М А *Письма в ЖЭТФ* **22** 123 (1975); Vainshtein A I, Zakharov V I, Shifman M A *JETP Lett.* **22** 55 (1975)
13. Shifman M A, in *ITEP Lectures in Particle Physics and Field Theory* Vol. 1 (World Scientific Lecture Notes in Physics, Vol. 62, Ed. M A Shifman) (Singapore: World Scientific, 1999) pp. v–xi
14. Buchalla G, Buras A J, Lautenbacher M E *Rev. Mod. Phys.* **68** 1125 (1996)
15. Chetyrkin K, Misiak M, Münz M *Phys. Lett. B* **400** 206 (1997); *Phys. Lett. B* **425** 414 (1998) Erratum
16. Czakon M, Haisch U, Misiak M *J. High Energ. Phys.* **2007** (3) 008 (2007)
17. Brambilla N et al. *Phys. Rep.* **873** 1 (2020)
18. Adinolfi M et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **488** 51 (2002)
19. Adinolfi M et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **482** 364 (2002)
20. Amelino-Camelia G et al. *Eur. Phys. J. C* **68** 619 (2010)
21. Khazin B *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **181–182** 376 (2008)
22. Achasov M N et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **598** 31 (2009)
23. Ablikim M et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **614** 345 (2010)
24. Бондарь А Е и др. *Ядерная физика* **76** 1132 (2013); Bondar A E et al. *Phys. Atom. Nucl.* **76** 1072 (2013)
25. Albrecht H et al. (ARGUS Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **275** 1 (1989)
26. Albrecht H et al. (ARGUS Collab.) *Phys. Lett. B* **192** 245 (1987)
27. Aubert B et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **479** 1 (2002)
28. Abashian A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **479** 117 (2002)
29. Bona M et al. (SuperB Collab.), arXiv:0709.0451
30. Abe T et al., arXiv:1011.0352; KEK Report 2010-1 (Eds Z Doležal, S Uno) (Tsukuba-shi: High Energy Accelerator Research Organization, 2010)
31. Bevan A J et al. *Eur. Phys. J. C* **74** 3026 (2014)
32. Circular Electron Positron Collider (CEPC), <http://cepc.ihep.ac.cn>
33. CERN. Future Circular Collider (FCC), <http://fcc.web.cern.ch>
34. Behnke T et al., arXiv:1306.6327
35. Ohnishi Y et al. *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2013** 03A011 (2013)
36. Akatsu M et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **440** 124 (2000)
37. Starić M et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **595** 252 (2008)
38. Iijima T et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **548** 383 (2005)
39. Križan P, Korpar S, Iijima T *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **565** 457 (2006)
40. Nishida S et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **595** 150 (2008)
41. Nishida S et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **766** 28 (2014)
42. Aushev T et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **789** 134 (2015)
43. Balagura V et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **564** 590 (2006)
44. London D, Peccei R D *Phys. Lett. B* **223** 257 (1989)
45. Gronau M *Phys. Rev. Lett.* **63** 1451 (1989)
46. Adachi I et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **108** 171802 (2012)
47. Adachi I et al. (BABAR Collab., Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **121** 261801 (2018)
48. Gronau M, London D *Phys. Rev. Lett.* **65** 3381 (1990)
49. Gronau M, Rosner J L *Phys. Lett. B* **763** 228 (2016)
50. Khachatryan V et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **757** 97 (2016)
51. Aaboud M et al. (ATLAS Collab.) *J. High Energ. Phys.* **2016** (6) 081 (2016)
52. Charles J et al. *Eur. Phys. J. C* **41** 1 (2005)
53. Ammar R et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 674 (1993)
54. Bertolini S, Borzumati F, Masiero A *Nucl. Phys. B* **294** 321 (1987)
55. Baer H, Brhlik M *Phys. Rev. D* **55** 3201 (1997)
56. Hewett J L, Wells J D *Phys. Rev. D* **55** 5549 (1997)
57. Carena M et al. *Phys. Lett. B* **499** 141 (2001)
58. Fujikawa K, Yamada A *Phys. Rev. D* **49** 5890 (1994)
59. Babu K S, Fujikawa K, Yamada A *Phys. Lett. B* **333** 196 (1994)
60. Cho P, Misiak M *Phys. Rev. D* **49** 5894 (1994)
61. Coan T E et al. (CLEO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **84** 5283 (2000)
62. Nakao M et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. D* **69** 112001 (2004)
63. Aubert B et al. (BABAR Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **103** 211802 (2009)
64. Aaij R et al. (LHCb Collab.) *Nucl. Phys. B* **867** 1 (2013)
65. Horiguchi T et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **119** 191802 (2017)
66. Matsumori M, Sanda A I, Keum Y-Y *Phys. Rev. D* **72** 014013 (2005)
67. Lyon J, Zwicky R *Phys. Rev. D* **88** 094004 (2013)
68. Beneke M, Feldmann Th, Seidel D *Eur. Phys. J. C* **41** 173 (2005)
69. Ball P, Jones G W, Zwicky R *Phys. Rev. D* **75** 054004 (2007)
70. Kagan A L, Neubert M *Phys. Lett. B* **539** 227 (2002)
71. Ahmadyy M, Sandapen R *Phys. Rev. D* **88** 014042 (2013)
72. Paul A, Straub D M J *High Energ. Phys.* **2017** (4) 027 (2017)
73. Abe K et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **88** 021801 (2001)
74. Ishikawa A et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **91** 261601 (2003)
75. Jäger S, Martin Camalich J *Phys. Rev. D* **93** 014028 (2016)
76. Jäger S, Martin Camalich J *J. High Energ. Phys.* **2013** (5) 043 (2013)
77. Bećirević D, Schneider E *Nucl. Phys. B* **854** 321 (2012)
78. Grossman Y, Pirjol D *J. High Energ. Phys.* **2000** (6) 029 (2000)
79. Aaij R et al. (LHCb Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **111** 191801 (2013)
80. Aaij R et al. (LHCb Collab.) *J. High Energ. Phys.* **2016** (2) 104 (2016)
81. Wehle S et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **118** 111801 (2017)
82. Altmannshofer W et al. *Eur. Phys. J. C* **77** 377 (2017)
83. Buras A J et al. *J. High Energ. Phys.* **2015** (2) 184 (2015)
84. Altmannshofer W et al. *J. High Energ. Phys.* **2009** (4) 022 (2009)
85. Kamenik J F, Smith C *Phys. Lett. B* **680** 471 (2009)
86. Kamenik J F, Smith C *J. High Energ. Phys.* **2012** (3) 090 (2012)
87. Lutz O et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. D* **87** 111103(R) (2013)
88. Lees J P et al. (BABAR Collab.) *Phys. Rev. D* **87** 112005 (2013)
89. Grygier J et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. D* **96** 091101(R) (2017); *Phys. Rev. D* **97** 099902 (2018) Publisher's Note
90. del Amo Sanchez P et al. (BABAR Collab.) *Phys. Rev. D* **82** 112002 (2010)
91. Lees J P et al. (BABAR Collab.) *Phys. Rev. D* **86** 051105(R) (2012)
92. Bhattacharya B, Grant C M, Petrov A A *Phys. Rev. D* **99** 093010 (2019)
93. Hsu C-L et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. D* **86** 032002 (2012)
94. Bennett G W et al. (Muon g-2 Collab.) *Phys. Rev. D* **73** 072003 (2006)
95. Davier M et al. *Eur. Phys. J. C* **80** 241 (2020); *Eur. Phys. J. C* **80** 410 (2020) Erratum
96. Logashenko I et al. *J. Phys. Chem. Ref. Data* **44** 031211 (2015)
97. Abe M et al. *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2019** 053C02 (2019)
98. Aoyama T et al. *Phys. Rep.* **887** 1 (2020)
99. Druzhinin V P et al. *Rev. Mod. Phys.* **83** 1545 (2011)
100. Shifman M A, Vainshtein A I, Zakharov V I *Nucl. Phys. B* **147** 448 (1979)
101. Eidelman S I, Kurdadze L M, Vainshtein A I *Phys. Lett. B* **82** 278 (1979)
102. Sirunyan A M et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **779** 283 (2018)
103. Aaboud M et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Rev. D* **99** 072001 (2019)
104. Ablikim M et al. (BESIII Collab.) *Phys. Rev. D* **90** 012001 (2014)
105. Albrecht H et al. (ARGUS Collab.) *Phys. Lett. B* **292** 221 (1992)
106. Belous K et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **99** 011801 (2007)
107. Belous K et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **112** 031801 (2014)
108. Anastassov A et al. (CLEO Collab.) *Phys. Rev. D* **55** 2559 (1997); *Phys. Rev. D* **58** 119903 (1998) Erratum
109. Aubert B et al. (BABAR Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **105** 051602 (2010)
110. Lees J P et al. (BaBar Collab.) *Phys. Rev. D* **91** 051103(R) (2015)
111. Fael M, Mercolli L, Passera M *J. High Energ. Phys.* **2015** (7) 153 (2015)
112. Fetscher W, Gerber H-J, Johnson K F *Phys. Lett. B* **173** 102 (1986)
113. Tamai K *Nucl. Phys. B* **668** 385 (2003)
114. Epifanov D A (Belle Collab.) *Nucl. Part. Phys. Proc.* **287–288** 7 (2017)
115. Inami K et al. (Belle Collab.) *Phys. Lett. B* **551** 16 (2003)
116. Bernreuther W, Nachtmann O, Overmann P *Phys. Rev. D* **48** 78 (1993)
117. Atwood D, Soni A *Phys. Rev. D* **45** 2405 (1992)
118. Eidelman S, Passera M *Mod. Phys. Lett. A* **22** 159 (2007)
119. Abdallah J et al. (DELPHI Collab.) *Eur. Phys. J. C* **35** 159 (2004)
120. Eidelman S et al. *J. High Energ. Phys.* **2016** (3) 140 (2016)
121. Laursen M L, Samuel M A, Sen A *Phys. Rev. D* **29** 2652 (1984); *Phys. Rev. D* **56** 3155 (1997) Erratum
122. Amhis Y et al. *Eur. Phys. J. C* **77** 895 (2017)
123. Lees J P et al. (BABAR Collab.) *Phys. Rev. D* **85** 031102(R) (2012); *Phys. Rev. D* **85** 099904 (2012) Erratum
124. Bigi I I, Sanda A I *Phys. Lett. B* **625** 47 (2005)
125. Grossman Y, Nir Y J *High Energ. Phys.* **2012** (4) 002 (2012)
126. Bischofberger M et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **107** 131801 (2011)

127. Ackerstaff K et al. (OPAL Collab.) *Eur. Phys. J. C* **7** 571 (1999)
128. Davier M et al. *Eur. Phys. J. C* **74** 2803 (2014)
129. Pich A, Rodriguez-Sánchez A *Phys. Rev. D* **94** 034027 (2016)
130. Tsai Y-S *Phys. Rev. D* **4** 2821 (1971); *Phys. Rev. D* **13** 771 (1976) Erratum
131. Thacker H B, Sakurai J *J Phys. Lett. B* **36** 103 (1971)
132. Marciano W J, Sirlin A *Phys. Rev. Lett.* **61** 1815 (1988)
133. Eidelman S I, Ivanchenko V N *Phys. Lett. B* **257** 437 (1991)
134. Davier M et al. *Eur. Phys. J. C* **27** 497 (2003)
135. Davier M et al *Eur. Phys. J. C* **31** 503 (2003)
136. Jegerlehner F, Szafron R *Eur. Phys. J. C* **71** 1632 (2011)
137. Asner D M et al. (CLEO Collab.) *Phys. Rev. D* **61** 012002 (2000)
138. Antonelli M et al. *J. High Energ. Phys.* **2013** (10) 070 (2013)
139. Barate R et al. (ALEPH Collab.) *Eur. Phys. J. C* **11** 599 (1999)
140. Abbiendi G et al. (OPAL Collab.) *Eur. Phys. J. C* **35** 437 (2004)
141. Aston D et al. *AIP Conf. Proc.* **176** 750 (1988)
142. Aaij R et al. (LHCb Collab.) *Eur. Phys. J. C* **78** 443 (2018)
143. Guler H et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. D* **83** 032005 (2011)
144. Asner D M et al. (CLEO Collab.) *Phys. Rev. D* **62** 072006 (2000)
145. Epifanov D et al. (Belle Collab.) *Phys. Lett. B* **654** 65 (2007)
146. Grube B, in *Proc. of the 18th Intern. Conf. on Hadron Spectroscopy and Structure, HADRON2019, Guilin, China, 16–21 August 2019* (Eds F-K Guo, W-H Liang) (Singapore: World Scientific, 2019) p. 43; arXiv:1912.01352
147. Weinberg S *Phys. Rev.* **112** 1375 (1958)
148. Leroy C, Pesteau J *Phys. Lett. B* **72** 398 (1978)
149. Inami K et al. (Belle Collab.) *Phys. Lett. B* **672** 209 (2009)
150. Descotes-Genon S, Moussallam B *Eur. Phys. J. C* **74** 2946 (2014)
151. Chung S U et al. *Phys. Rev.* **165** 1491 (1968)
152. Aubert B et al. (BABAR Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **103** 041802 (2009)
153. Paver N, Riazuddin *Phys. Rev. D* **86** 037302 (2012)
154. Пахлова Г В, Пахлов П Н, Эйдельман С И *УФН* **180** 225 (2010); Pakhlova G V, Pakhlov P N, Eidel'man S I *Phys. Usp.* **53** 219 (2010)
155. Xu Q N et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. D* **98** 072001 (2018)
156. Fulsons B G et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **121** 232001 (2018)
157. Mizuk R et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **109** 232002 (2012)
158. Tamponi U et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **115** 142001 (2015)
159. Chilikin K et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. D* **95** 112003 (2017)
160. Mizuk R et al. (Belle Collab.) *J. High Energ. Phys.* **2019** (10) 220 (2019)
161. Katrenko P et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **124** 122001 (2020)
162. Ferretti J, Galatà G, Santopinto E *Phys. Rev. C* **88** 015207 (2013)
163. Bondar A E, Mizuk R V, Voloshin M B *Mod. Phys. Lett. A* **32** 1750025 (2017)
164. Zhukova V et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. D* **97** 012002 (2018)
165. Углов Т В др. *Письма в ЖЭТФ* **105** 3 (2017); Uglov T V et al. *JETP Lett.* **105** 1 (2017)
166. Eichten E et al. *Phys. Rev. D* **17** 3090 (1978); *Phys. Rev. D* **21** 313 (1980) Erratum
167. Choi S-K et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **91** 262001 (2003)
168. Калашникова Ю С, Недедьев А В *УФН* **189** 603 (2019); Kalashnikova Yu S, Nefediev A V *Phys. Usp.* **62** 568 (2019)
169. Aaij R et al. (LHCb Collab.) *J. High Energ. Phys.* **2020** (08) 123 (2020)
170. Bondar A et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **108** 122001 (2012)
171. Adachi I, in *Proc. of the 9th Intern. Conf. on Flavor Physics and CP Violation, Maale HaChamisha, Israel, May 23–27, 2011* (Ed. A Soffer) (Menlo Park, Calif.: SLAC National Accelerator Laboratory, 2011)
172. Adachi I et al. (Belle Collab.), arXiv:1209.6450
173. Garmash A et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **116** 212001 (2016)
174. Guo F-K et al. *Rev. Mod. Phys.* **90** 015004 (2018)
175. Esposito A et al. *Int. J. Mod. Phys. A* **30** 1530002 (2015)
176. Bondar A E et al. *Phys. Rev. D* **84** 054010 (2011)
177. Voloshin M B *Phys. Rev. D* **84** 031502(R) (2011)
178. Mehen T, Powell J W *Phys. Rev. D* **84** 114013 (2011)
179. Baru V et al. *J. High Energ. Phys.* **2017** (6) 158 (2017)
180. Baru V et al. *Phys. Rev. D* **99** 094013 (2019)
181. Aaij R et al. (LHCb Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **122** 222001 (2019)
182. Aaij R et al. (LHCb Collab.) *J. High Energ. Phys.* **2019** (7) 035 (2019)
183. Aaij R et al. (LHCb Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **126** 092001 (2021)
184. Aaij R et al. (LHCb Collab.) *Phys. Rev. D* **102** 092005 (2020)
185. Aaij R et al. (LHCb Collab.) *Sci. Bull.* **65** 1983 (2020)
186. Liu M-S et al., arXiv:2006.11952
187. Wang Z-G *Chinese Phys.* **44** 113106 (2020)
188. Jin X et al. *Eur. Phys. J. C* **80** 1083 (2020)
189. Yang G et al., arXiv:2006.13756
190. Lü Q-F, Chen D-Y, Dong Y-B *Eur. Phys. J. C* **80** 871 (2020)
191. Chen H-X et al. *Sci. Bull.* **65** 1994 (2020)
192. Wang X-Y et al. *Phys. Rev. D* **102** 116014 (2020)
193. Sonnenschein J, Weissman D *Eur. Phys. J. C* **81** 25 (2021)
194. Albuquerque R M et al. *Phys. Rev. D* **102** 094001 (2020)
195. Giron J F, Lebed R F *Phys. Rev. D* **102** 074003 (2020)
196. Maiani L, arXiv:2008.01637
197. Richard J M *Sci. Bull.* **65** 1954 (2020)
198. Wang J Z et al., arXiv:2009.02100
199. Chao K-T, Zhu S-L *Sci. Bull.* **65** 1952 (2020)
200. Maciula R, Schäfer W, Szczurek A *Phys. Lett. B* **812** 136010 (2021)
201. Karliner M, Rosner J L *Phys. Rev. D* **102** 114039 (2020)
202. Wang Z-G *Int. J. Mod. Phys. A* **36** 2150014 (2021)
203. Dong X-K, Baru V, Guo F-K, Hanhart C, Nefediev A *Phys. Rev. Lett.* **126** 132001 (2021)
204. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **108** 152001 (2012)
205. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **734** 261 (2014)
206. Baszczyk M et al. (SuperB Collab.), arXiv:1306.5655
207. Drutskoy A G et al. *Eur. Phys. J. A* **49** 7 (2013)

## Super-factory of bottomed hadrons Belle II

V.I. Zhukova<sup>(1)</sup>, A.V. Nefediev<sup>(1,\*)</sup>, P.N. Pakhlov<sup>(1)</sup>, S.I. Eidel'man<sup>(1,2,3)</sup>

<sup>(1)</sup> Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prospekt 53, 119991 Moscow, Russian Federation

<sup>(2)</sup> Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, prospekt Akademika Lavrent'eva 11, 630090 Novosibirsk, Russian Federation

<sup>(3)</sup> Novosibirsk State University, ul. Pirogova 2, 630090 Novosibirsk, Russian Federation

E-mail: <sup>(\*)</sup> nefediev@lebedev.ru

In 2018, the Belle II experiment, aimed at detailed studies of B-mesons, started operation at the Super-KEKB electron–positron collider at KEK (Japan). This was preceded by the long and quite successful work of the B-factories of previous generations, including the Belle experiment, to which Belle II is a successor. This experiment is unique, having no counterparts or competitors in the world. The spectrum of problems it is aimed at is quite broad: from studies of hadronic states containing heavy quarks to precision measurements and the search for New Physics beyond the Standard Model. This review describes specific features of the Belle II experiment, its ambitious goals and specific tasks, expected results of its work, and hopes related to its successful implementation.

**Keywords:** high-energy physics, elementary particles, contemporary accelerator experiment, physical program of experiment, super-factory Belle II

PACS numbers: 12.10.-g, 13.25.-k, 29.20.-c

Bibliography — 207 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **191** (5) 492–521 (2021)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.10.038847>

Received 10 August 2020, revised 25 September 2020

*Physics – Uspekhi* **64** (5) (2021)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2020.10.038847>