

ИНКЛЮЗИВНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТЕЙ РАСПАДОВ $B^- \rightarrow D^{*0}\pi^-$ И $B^- \rightarrow D^0\pi^-$ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ BELLE И BELLE II

С. М. Захаров

*Мы сообщаем о текущем статусе измерения отношения вероятностей распадов $B(B^- \rightarrow D^{*0}\pi^-)/B(B^- \rightarrow D^0\pi^-)$ с использованием 711fb^{-1} данных эксперимента Belle и 362fb^{-1} данных эксперимента Belle II, набранных на резонансе $\Upsilon(4S)$. Числа сигнальных событий извлекаются с помощью инклюзивного метода недостающей массы: один B -мезон (B_{tag}) полностью реконструируется в адронных модах, а на сигнальной стороне реконструируется только заряженный пион. Для подавления фона используется классификатор на основе глубокой нейронной сети. Инвариантная масса оставшихся невосстановленных частиц, называемая недостающей массой, рассчитывается с использованием известного начального состояния e^+e^- , а также реконструированных B_{tag} и заряженного пиона, после чего к этому распределению применяется фит для извлечения чисел событий $D\pi$ и $D^*\pi$. В фите используются отдельные формы сигнала для правильно и неправильно реконструированных кандидатов B_{tag} . Отношение вероятностей распада остается скрытым до завершения процедуры анализа; полученная статистическая неопределенность составляет 1.7%. Для сравнения, относительные неопределенности мировых средних измерений, приведенных PDG, составляют 2.2% для $B^- \rightarrow D^0\pi^-$ и 2.9% для $B^- \rightarrow D^{*0}\pi^-$. Фиты $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$ также определяют зависящие от моды распада поправки к эффективности реконструкции B_{tag} и долям правильно реконструированных тегов. Эти поправки используются при инклюзивном измерении вероятности распада $B^- \rightarrow X(3872)K^-$.*

Ключевые слова: Belle II, вероятности распада, метод недостающей массы, физика тяжёлых ароматов, $X(3872)$.

1. Введение. Адронные двухчастичные распады B -мезонов являются важными калибровочными и проверочными каналами в физике тяжёлых ароматов. Среди них

Школа физики и астрономии, Тель-Авивский университет, Тель-Авив, 6997801, Израиль; e-mail: zakharov@mail.tau.ac.il

распады $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$ и $B^- \rightarrow D^{*0} \pi^-$ являются каналами с большим числом событий и чистыми экспериментальными сигнатурами. В этой работе зарядово-сопряжённые моды подразумеваются, если не указано иное. Текущие относительные неопределённости мировых средних значений, приведённых PDG, для их вероятностей распада составляют 2.2% и 2.9%, соответственно [1], однако в последнее время не проводилось прямых измерений их отношения:

$$R_{D^{*0}\pi/D\pi} = \frac{\mathcal{B}(B^- \rightarrow D^{*0} \pi^-)}{\mathcal{B}(B^- \rightarrow D^0 \pi^-)}.$$

Это отношение может быть измерено с более высокой точностью, чем отдельные вероятности распада, поскольку многие неопределённости, связанные с эффективностью детектора, сокращаются. С точки зрения факторизации это отношение также является теоретически чистым: общий множитель СКМ сокращается, и зависимость остаётся в основном от формфакторов переходов $B \rightarrow D$ и $B \rightarrow D^*$, а также от фазового объёма [2]. Моды $B \rightarrow D^{(*)} \pi$ также используются как нормировочные каналы в измерениях других адронных распадов B -мезонов.

В эксклюзивных измерениях восстановление распада $B^- \rightarrow D^{*0} \pi^-$ зависит от реконструкции продуктов распада D^{*0} , включая нейтральные частицы с малым импульсом из распадов $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ и $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$. Эти частицы являются источником существенных неопределённостей эффективности реконструкции. В методе недостающей массы D^0 - или D^{*0} -мезон, образующийся при распаде сигнального B -мезона, обозначаемого B_{sig} , явно не восстанавливается. Вместо этого второй B -мезон в событии, обозначаемый B_{tag} , восстанавливается вместе с заряженным пионом от B_{sig} . Поскольку продукты распада D^{*0} не восстанавливаются, измерение $R_{D^{*0}\pi/D\pi}$ практически нечувствительно к неопределённостям реконструкции π^0 -мезонов и фотонов. Поэтому полученный результат можно объединить со среднемировым значением $\mathcal{B}(B^- \rightarrow D^0 \pi^-)$, чтобы повысить точность определения $\mathcal{B}(B^- \rightarrow D^{*0} \pi^-)$.

В предыдущем анализе Belle этот метод недостающей массы применялся для измерения абсолютных вероятностей распадов, в результате чего были получены значения $(4.34 \pm 0.10 \pm 0.25) \times 10^{-3}$ для $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$ и $(4.82 \pm 0.12 \pm 0.35) \times 10^{-3}$ для $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} \pi^+$, соответственно [3]. В настоящей работе тот же метод используется для прямого измерения отношения вероятностей распадов $R_{D^{*0}\pi/D\pi}$. Кандидаты B_{tag} реконструируются с помощью пакета Full Event Interpretation (FEI) – иерархического алгоритма машинного обучения, позволяющего восстанавливать большое число эксклюзивных цепочек распада [4]. При выбранной рабочей точке эффективность реконструкции B_{tag} -мезонов

с помощью FEI составляет приблизительно 0.7% при чистоте выборки около 70%, тогда как алгоритм, использовавшийся в предыдущем анализе Belle, обеспечивал эффективность приблизительно 0.3% при чистоте около 10% [5]. К дополнительным улучшениям относятся более точное моделирование форм распределений при фитировании, включение выборки данных Belle II и использование классификатора на основе глубокой нейронной сети для подавления фона.

Для сигнальных событий форма распределения недостающей массы зависит от того, правильно ли восстановлен кандидат FEI B_{tag} . Правильно восстановленные кандидаты B_{tag} , называемые good-tag (GT) кандидатами, дают более узкий сигнальный пик, тогда как частично или неправильно восстановленные кандидаты B_{tag} , называемые bad-tag (BT) кандидатами, дают более широкие формы распределения недостающей массы. Относительная доля этих компонентов зависит от работы FEI и может различаться между данными и моделированием. Этот эффект также зависит от адронной моды, в которой восстановлен B_{tag} . Чтобы учесть это, мы используем отдельные формы сигнала для GT- и BT-кандидатов и выполняем фиты недостающей массы в категориях по моде распада B_{tag} .

Анализ $B^- \rightarrow D^{(*)0} \pi^-$ также используется для получения поправочных коэффициентов для инклюзивного измерения вероятности распада $B^- \rightarrow X(3872) K^-$. Высоко-статистическая выборка $B^- \rightarrow D^{(*)0} \pi^-$ позволяет определить поправки, зависящие от моды распада B_{tag} , к эффективности восстановления FEI и к долям GT. Эти поправки используются в анализе $B^- \rightarrow X(3872) K^-$ с меньшим числом событий, где независимые фиты во всех категориях B_{tag} статистически невозможны.

2. Выборки данных и метод недостающей массы. В этом анализе используются 711 fb^{-1} данных Belle и 362 fb^{-1} данных Belle II, набранных на резонансе $\Upsilon(4S)$. Belle и Belle II являются экспериментами на B -фабриках, работающими на асимметричных по энергии e^+e^- -коллайдерах KEKB и SuperKEKB, соответственно [5, 6]. Процесс $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)$ обеспечивает чистую кинематическую среду, в которой начальный четырёхимпульс определяется энергиями пучков, а $\Upsilon(4S)$ распадается преимущественно на пары B -мезонов.

Каждое событие рассматривается как система $B_{\text{tag}}\text{-}B_{\text{sig}}$. Кандидат B_{tag} восстанавливается алгоритмом FEI, а мягкое требование на вероятность сигнала FEI отбрасывает кандидатов с низкой вероятностью правильного восстановления B_{tag} . Затем кандидат B_{tag} отбирается с использованием массы M_{bc} , вычисляемой с учётом энергии пучка, и

разности энергий ΔE ,

$$M_{\text{bc}} = \sqrt{(E_{\text{beam}}^*)^2 - |\vec{p}_{B_{\text{tag}}}^*|^2}, \quad \Delta E = E_{B_{\text{tag}}}^* - E_{\text{beam}}^*,$$

где $E_{\text{beam}}^* = \sqrt{s}/2$. Величины со звёздочкой вычисляются в системе центра масс.

Заряженный трек, не связанный с кандидатом B_{tag} и удовлетворяющий требованию разделения каонов и пионов, используется как кандидат в сигнальный пион. Для правильно восстановленных сигнальных кандидатов этот трек соответствует пиону из $B_{\text{sig}}^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$. Затем недостающая масса определяется как

$$M_{\text{rec}} = \sqrt{\left(p_{e^+e^-}^* - p_{B_{\text{tag}}}^* - p_{\pi}^*\right)^2},$$

где $p_{e^+e^-}^*$ и p_{π}^* — четырёхимпульсы начальной e^+e^- -системы и пиона сигнальной стороны, соответственно. Распады $B^- \rightarrow D^0\pi^-$ и $B^- \rightarrow D^{*0}\pi^-$ проявляются как пики при номинальных массах D^0 и D^{*0} в спектре недостающей массы без необходимости явного восстановления продуктов распада D^0 или D^{*0} . Критерии отбора приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Критерии отбора

Переменная	Требование
M_{rec}	$1.4 < M_{\text{rec}} < 2.3 \text{ GeV}$
M_{bc}	$> 5.27 \text{ GeV}$
ΔE	$-0.15 < \Delta E < 0.10 \text{ GeV}$
P_{FEI}	> 0.01
Бинарный K/π PID	< 0.7

После восстановления B_{tag} и отбора сигнального пиона выбранный спектр недостающей массы содержит несколько несигнальных вкладов. К ним относятся континуумные события $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, комбинаторные события $B\bar{B}$, эксклюзивные моды $B\bar{B}$ со схожей топологией и примесь нейтральных B -мезонов. Эксклюзивные моды, включённые в фит, это $B \rightarrow \bar{D}^{(*)0}\rho$ и $B \rightarrow \bar{D}^{**0}\pi$. Здесь $\bar{D}^{**0}$ обозначает орбитально возбуждённые очарованные состояния, включённые в моделирование: $\bar{D}_0^*(2300)^0$, $\bar{D}_1(2430)^0$, $\bar{D}_1(2420)^0$ и $\bar{D}_2^*(2460)^0$. Эти моды появляются вблизи сигнальных пиков и вносят вклад главным образом в плечо при больших M_{rec} , с правой стороны сигнальной области, поскольку дополнительные невосстановленные частицы приводят к меньшему импульсу сигнального пиона. Распады нейтральных B -мезонов, такие как $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+}\pi^-$, также могут

попадать в спектр недостающей массы заряженных B -мезонов, если FEI неправильно приписывает заряд восстановленному кандидату B_{tag} . Это может происходить, если некоторые частицы конечного состояния из истинного распада B_{tag} не реконструируются, а одна или несколько частиц от другого B -мезона включаются в состав кандидата B_{tag} . Полученная комбинация может иметь ненулевой заряд, хотя истинный B_{tag} -мезон является нейтральным.

Континуумный и комбинаторный $B\bar{B}$ -фоны подавляются с использованием глубокой нейронной сети, основанной на архитектуре DeepSets. Классификатор использует компоненты четырёхимпульсов восстановленных заряженных треков и энергии фотонов, не приписанных кандидату B_{tag} или сигнальному пиону. Такой выбор входных переменных направлен на минимизацию корреляций с $M_{\text{гес}}$. В распределениях $M_{\text{гес}}$ для фоновых событий Монте-Карло и данных, набранных вне резонанса $\Upsilon(4S)$, искусственных пиков, обусловленных применением классификатора, не наблюдается. Если после полного отбора для одного и того же кандидата в сигнальный пион остаётся несколько кандидатов B_{tag} , сохраняется кандидат с наибольшей вероятностью сигнала FEI. Оставшиеся фоны включаются в фит как отдельные компоненты.

В анализе используются выборки моделирования Монте-Карло, учитывающие условия набора данных и предоставленные коллаборациями Belle и Belle II. Для Belle объём выборки моделирования $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$ в девять раз превышает объём экспериментальной выборки, а объём выборки $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ – в шесть раз. Часть моделирования, соответствующая объёму экспериментальной выборки, используется для обучения классификатора, ещё одна такая часть резервируется в качестве выборки, имитирующей данные, для проверки фита, а оставшиеся события используются для построения шаблонов фита. Для Belle II доступная выборка моделирования, учитывающая условия набора данных, соответствует интегральной светимости 1442 fb^{-1} . Она разделена на четыре статистически независимые части: одна используется для обучения классификатора, одна – в качестве выборки, имитирующей данные, для проверки фита, а две – для построения шаблонов фита. Разложение распределения Монте-Карло на отдельные компоненты показано на рис. 1.

3. Процедура фита. Числа сигнальных событий извлекаются из фита распределений недостающей массы методом максимального правдоподобия. Фит выполняется по категориям восстановленных адронных мод распада B_{tag} . Десять адронных мод B_{tag} с наибольшим числом событий, соответствующие конечным состояниям $\bar{D}^0\pi^+$, $\bar{D}^0\pi^+\pi^0$, $\bar{D}^0\pi^+\pi^-\pi^+$, $\bar{D}^0\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0$, $\bar{D}^{*0}\pi^+$, $\bar{D}^{*0}\pi^+\pi^0$, $\bar{D}^{*0}\pi^+\pi^-\pi^+$, $\bar{D}^{*0}\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0$, $D^-\pi^+\pi^+$

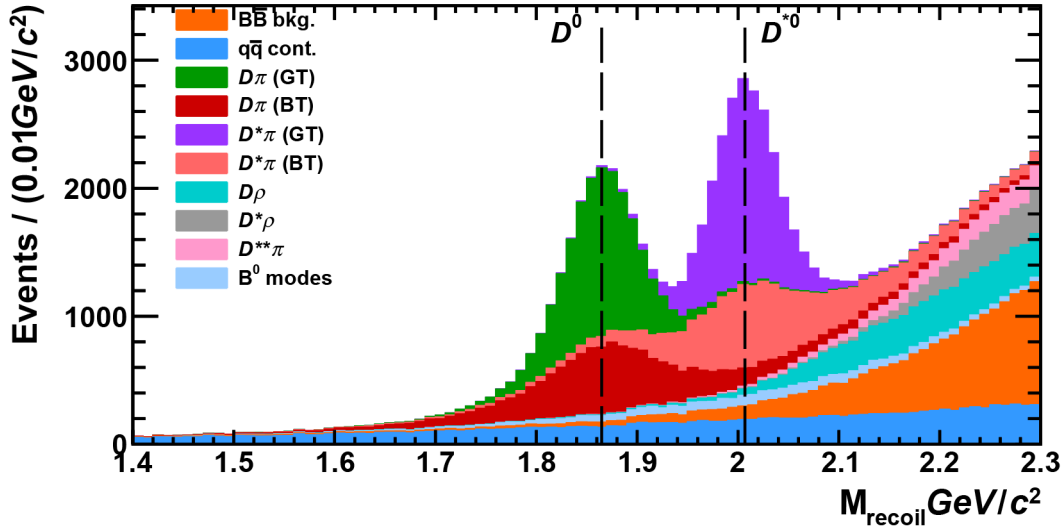


Рис. 1: Распределение M_{rec} для событий Монте-Карло Bell после полного отбора, просуммированное по всем категориям мод распада B_{tag} . Компоненты включают континуумный фон и фон от событий $B\bar{B}$, примесь от распадов нейтральных B -мезонов, сигналоподобные фоны $B^- \rightarrow \bar{D}^{(*)0}\rho$ и $B^- \rightarrow \bar{D}^{*0}\pi$, а также сигнальные компоненты $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$, разделённые на правильно и неправильно восстановленные кандидаты B_{tag} . Вертикальные штриховые линии показывают номинальные массы D^0 и D^{*0} .

и $D^-\pi^+\pi^+\pi^0$ используются как отдельные категории, а остальные моды B_{tag} объединяются в одну дополнительную категорию. Такая категоризация учитывает зависимость эффективности реконструкции с помощью FEI и форм распределений недостающей массы от моды распада B_{tag} .

Для каждой категории моды распада B_{tag} функция плотности вероятности (PDF) недостающей массы записывается как сумма компонент сигнала, сигналоподобного фона, примеси от B^0 , континуума и комбинаторного $B\bar{B}$ -фона. Компоненты сигнала соответствуют модам $B \rightarrow \bar{D}^0\pi$ и $B \rightarrow \bar{D}^{*0}\pi$. Для каждой сигнальной моды используются отдельные вклады GT и BT. Каждый вклад моделируется шаблонным распределением, построенным по биннированной гистограмме M_{rec} , полученной из моделирования Монте-Карло. Компонента GT даёт более узкий пик, тогда как компонента BT даёт более широкую структуру в той же области недостающей массы.

Отношение вероятностей распадов $R_{D^*\pi/D\pi}$ является общим свободным параметром фита. В каждой категории t , соответствующей моде распада B_{tag} , полные ожидаемые

числа сигнальных событий связаны соотношением

$$N_t(D^{*0}\pi^-) = N_t(D^0\pi^-) R_{D^{*0}\pi/D\pi} \frac{\varepsilon_t(D^{*0}\pi^-)}{\varepsilon_t(D^0\pi^-)},$$

где эффективности реконструкции определяются с помощью моделирования Монте-Карло. Для большинства мод распада B_{tag} отношение эффективностей близко к единице и, например, составляет 1.030 для категории $B^+ \rightarrow \bar{D}^0\pi^+$. Таким образом, отношение эффективностей непосредственно включается в фит, а статистические корреляции между числами сигнальных событий $D^0\pi^-$ и $D^{*0}\pi^-$ учитываются в неопределённости $R_{D^{*0}\pi/D\pi}$, получаемой из фита.

PDF сигналopodobного фона также представлены биннированными шаблонами, полученными из моделирования Монте-Карло. Для $B \rightarrow \bar{D}^{(*)0}\rho$, $B \rightarrow \bar{D}^{*0}\pi$ и примеси от нейтральных B -мезонов используются отдельные шаблонные компоненты. Континуумный фон $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ моделируется полиномом Бернштейна третьего порядка, а комбинаторный $B\bar{B}$ -фон – экспонентой от полинома третьего порядка.

Гауссовы ограничения используются для улучшения фита за счёт включения внешней информации. Для компонент $B \rightarrow \bar{D}^{(*)0}\rho$ ограничения накладываются на отношения чисел событий $N(\bar{D}^{*0}\rho)/N(\bar{D}^0\pi)$ и $N(\bar{D}^0\rho)/N(\bar{D}^0\pi)$. Центральные значения берутся из моделирования Монте-Карло и корректируются на различие между вероятностями распадов, использованными при генерации событий, и текущими значениями, приведёнными PDG. Соответствующие ширины ограничений учитывают неопределённости вероятностей распадов и статистические неопределённости моделированных выборок.

Более слабые гауссовы ограничения накладываются на отношения чисел событий $N(\bar{D}^{*0}\pi)/N(\bar{D}^0\pi)$ и $N(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+}\pi^-)/N(\bar{D}^0\pi)$. Для этих компонент центральные значения ограничений берутся из моделирования Монте-Карло, и им приписывается относительная неопределённость 50%. Большая неопределённость отражает ограниченную надёжность предсказания Монте-Карло для этих эксклюзивных фоновых вкладов. Ограничения используются только для того, чтобы не позволить этим компонентам принимать нефизичные значения.

Центральной частью процедуры является учёт доли правильно восстановленных B_{tag} . Моделирование Монте-Карло используется для определения форм распределений недостающей массы для компонент GT и VT, однако доля GT-событий GT-событий может различаться между данными и моделированием. Это различие параметризуется поправочным коэффициентом $G_t^{\text{data/MC}}$, который зависит от моды распада B_{tag} и

является свободным параметром фита:

$$G_t^{\text{data/MC}} = \frac{G_t^{\text{data}}}{G_t^{\text{MC}}},$$

где t обозначает категорию моды распада B_{tag} , а G_t – долю GT в этой категории. Мы предполагаем, что этот поправочный коэффициент зависит только от моды распада B_{tag} . Зависимость от сигнальной стороны ожидается слабой. Возможные эффекты включают небольшое различие в импульсе сигнального пиона между каналами $B \rightarrow \bar{D}^0 \pi$ и $B \rightarrow \bar{D}^{*0} \pi$, а также наличие дополнительного π^0 на сигнальной стороне из распада $\bar{D}^{*0}$. Дополнительный π^0 может влиять на долю GT, увеличивая вероятность VT-комбинаций; однако этот эффект должен описываться моделированием Монте-Карло, поскольку спектр импульса π^0 , как ожидается, воспроизводится корректно.

4. Результаты. На рис. 2 показаны характерные фиты спектров недостающей массы для данных Belle и Belle II. Для каждой выборки данных показаны две категории мод распада B_{tag} : одна с относительно большой долей правильно восстановленных B_{tag} и одна с относительно малой долей правильно восстановленных B_{tag} . Эти рисунки иллюстрируют работу фита в категориях с различным составом GT/VT-компонентов и для двух экспериментальных выборок данных.

Из этих фитов извлекаются поправки к эффективности FEI-восстановления B_{tag} как функция моды распада B_{tag} . Эти поправки определяются как отношение числа сигнальных событий, полученного из фита к данным, к соответствующему числу сигнальных событий, ожидаемому по моделированию Монте-Карло. Кроме того, в тех же категориях мод распада B_{tag} фит определяет поправки данные/МС к долям правильно восстановленных B_{tag} . Эти величины будут использованы в качестве входных ограничений при инклюзивном измерении вероятности распада $B^- \rightarrow X(3872)K^-$.

При текущем отборе и модели фита ожидаемая статистическая неопределённость для $R_{D^* \pi / D \pi}$ составляет 1.7%. Отношение вероятностей распадов остаётся скрытым до завершения процедуры анализа и оценки систематических неопределённостей.

5. Систематические неопределённости. При получении окончательного результата будут учтены систематические неопределённости, связанные с ограниченной статистикой выборок Монте-Карло, используемых для построения шаблонных функций плотности вероятности; зависящими от импульса эффективностями реконструкции трека и идентификации сигнального пиона; неопределённостями отношений эффективностей реконструкции; моделированием долей правильно восстановленных кандидатов

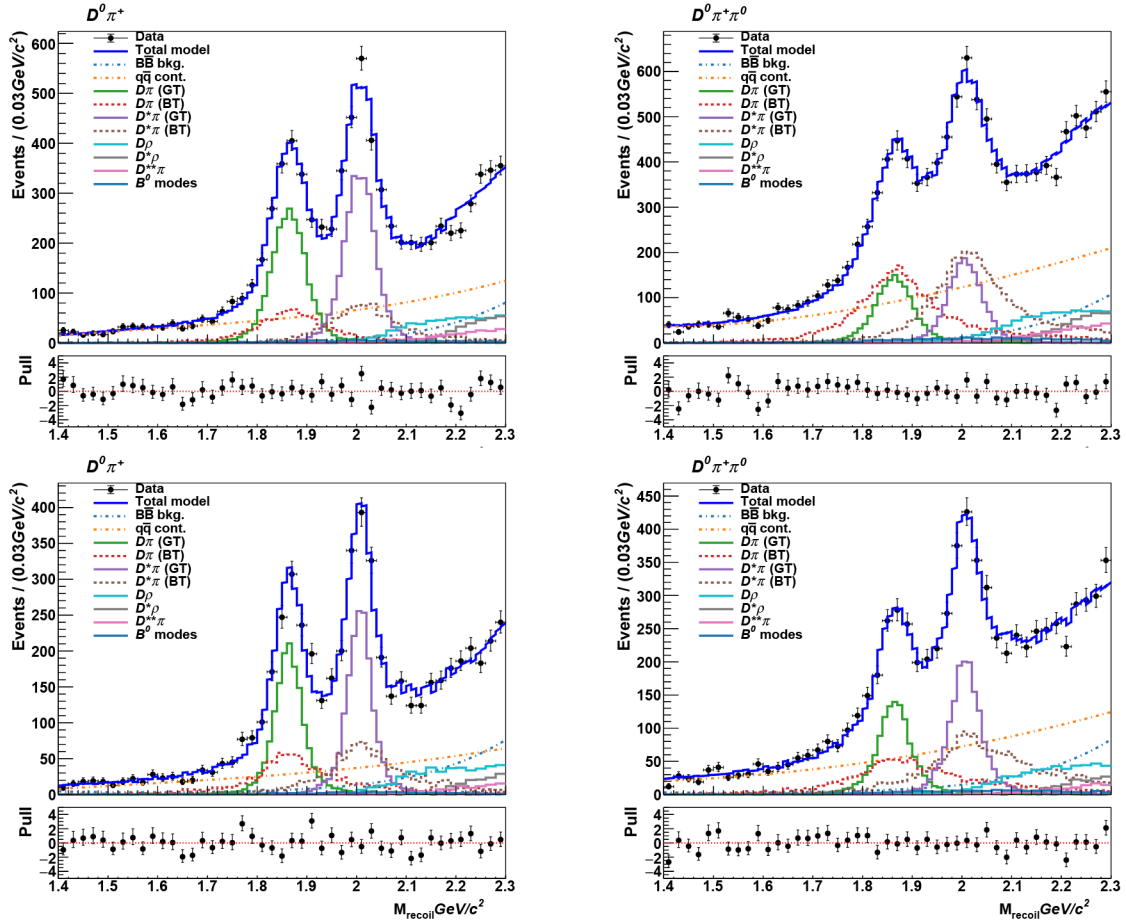


Рис. 2: Фиты распределений недостающей массы для кандидатов $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$ в данных Belle и Belle II. Верхний и нижний ряды соответствуют данным Belle и Belle II, соответственно. Левый столбец соответствует моде распада $B_{\text{tag}}^+ \rightarrow \bar{D}^0\pi^+$, в которой доля правильно восстановленных кандидатов B_{tag} больше, а правый столбец соответствует моде распада $B_{\text{tag}}^+ \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^0$, в которой эта доля меньше.

B_{tag} ; а также возможными различиями между эффективностями отбора с помощью нейронной сети для каналов $D^0\pi^-$ и $D^{*0}\pi^-$. Эти исследования продолжаются, и их результаты не включены в приведённую статистическую неопределённость.

6. Применение к анализу $B^- \rightarrow X(3872)K^-$. Поправки, полученные из фита $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$, позволяют провести инклюзивное измерение вероятности распада $\mathcal{B}(B^- \rightarrow X(3872)K^-)$. $X(3872)$ является одним из наиболее известных чармониеподобных состояний. С момента его открытия сочетание массы, близкой к порогу $D^0\bar{D}^{*0}$, узкой ширины и необычных распадов, включая сильное нарушение изоспина в каналах

$J/\psi\rho$ и $J/\psi\omega$, мотивировало широкий спектр интерпретаций, включая молекулярное состояние, тетракварк, традиционное состояние чармония и смешанные конфигурации.

Ключевой экспериментальной величиной для этих интерпретаций является инклюзивная вероятность распада $\mathcal{B}(B^- \rightarrow X(3872)K^-)$. Эту вероятность распада можно напрямую сравнить с теоретическими предсказаниями, что может указать на правильную интерпретацию $X(3872)$. Большинство экспериментальных наблюдений $X(3872)$ получено в эксклюзивных измерениях, определяющих произведения вероятностей распадов вида

$$\mathcal{B}(B^- \rightarrow X(3872)K^-) \times \mathcal{B}(X(3872) \rightarrow f),$$

где f обозначает восстановленное конечное состояние распада $X(3872)$. Следовательно, инклюзивная вероятность распада $B^- \rightarrow X(3872)K^-$ должна быть измерена независимо, чтобы извлечь абсолютные вероятности мод распада $X(3872)$.

Наиболее точное на сегодняшний день инклюзивное измерение было выполнено BaBar [7] с использованием спектра недостающей массы в $B^- \rightarrow K^- + X_{c\bar{c}}$, в результате чего было получено значение $(2.1 \pm 0.6 \pm 0.3) \times 10^{-4}$. Однако точность этого результата всё ещё ограничена. Новое измерение, выигрывающее от большей выборки данных, современного восстановления адронного B_{tag} на основе нейронных сетей, улучшенного подавления фона и более точного описания формы сигнала, как ожидается, позволит более точно определить инклюзивную вероятность распада.

Анализ $B^- \rightarrow X(3872)K^-$ следует подходу с использованием недостающей массы, применяемому в исследовании $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$. Один B -мезон восстанавливается в адронных модах, а заряженный каон восстанавливается на сигнальной стороне. По сравнению с анализом $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$, сигнальный пион заменяется каоном, а диапазон недостающей массы сдвигается в область чармония,

$$2.8 < M_{\text{rec}} < 4.0 \text{ GeV}.$$

Измерение $B^- \rightarrow X(3872)K^-$ существенно сложнее, чем измерение $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$. Вероятность распада меньше, а поскольку масса $X(3872)$ близка к верхней части спектра недостающей массы $B \rightarrow X_{c\bar{c}}K$, каон сигнальной стороны имеет сравнительно малый импульс. Это увеличивает комбинаторный фон от низкоимпульсных треков. Поэтому фит с разделением по модам распада B_{tag} , используемый в анализе $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$, не может быть применён.

Вместо этого поправочные коэффициенты $G_t^{\text{data/MC}}$, зависящие от моды распада B_{tag} и определяемые из фита $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$, могут быть использованы как внешние гаус-

совы ограничения в фите недостающей массы для $B^- \rightarrow X(3872)K^-$. Такой подход основан на предположении, что доминирующее различие между данными и МС в доле правильно восстановленных B_{tag} определяется модой восстановления B_{tag} , тогда как остаточная зависимость от частицы на сигнальной стороне является слабой. Любая оставшаяся зависимость от сигнальной стороны может быть учтена как систематическая неопределённость.

Тем самым в фите спектра недостающей массы $B^- \rightarrow X(3872)K^-$ форма сигнального шаблона ограничивается на основе данных о доле правильно восстановленных кандидатов B_{tag} .

7. Заключение. В работе представлен статус выполняемого инклюзивного измерения методом недостающей массы отношения вероятностей распадов

$$R_{D^{*0}\pi/D\pi} = \frac{\mathcal{B}(B^- \rightarrow D^{*0}\pi^-)}{\mathcal{B}(B^- \rightarrow D^0\pi^-)}$$

с использованием данных Belle и Belle II, набранных на резонансе $\Upsilon(4S)$. В анализе числа событий $B^- \rightarrow D^0\pi^-$ и $B^- \rightarrow D^{*0}\pi^-$ извлекаются из фитов спектров недостающей массы с отдельными шаблонными компонентами для правильно и неправильно восстановленных кандидатов B_{tag} . Отношение вероятностей распадов остается скрытым, пока завершаются процедура анализа и оценка систематических неопределённостей.

Каналы $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$ с большим числом событий также позволяют получить поправки данные/МС к эффективности восстановления B_{tag} и долям правильно восстановленных B_{tag} , зависящие от моды распада B_{tag} . Эти поправки будут использованы как внешние ограничения в инклюзивном фите недостающей массы для канала $B^- \rightarrow X(3872)K^-$ с меньшим числом событий, где независимые фиты в отдельных категориях мод распада B_{tag} статистически невозможны. Таким образом, данный анализ является как прямым измерением отношения вероятностей распадов, так и источником входных ограничений для инклюзивного измерения вероятности распада $B^- \rightarrow X(3872)K^-$.

Автор благодарит коллаборации Belle и Belle II за предоставленные данные, выборки моделирования Монте-Карло и программные средства, использованные в данном анализе. Автор признателен проф. Авнеру Софферу за научное руководство, поддержку и полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке грантов Израильского научного фонда, Двунационального научного фонда США и Израиля, а также Министерства алии и интеграции Израиля.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] F. Takahashi et al. (Particle Data Group), Int. J. Mod. Phys. A **41**, 2630011 (2026). DOI: 10.1142/S0217751X26300115.
- [2] M. Beneke, G. Buchalla, M. Neubert, C. T. Sachrajda, Nucl. Phys. B **591**(1–2), 313 (2000). DOI: 10.1016/S0550-3213(00)00559-9.
- [3] Y. Kato, T. Iijima (on behalf of the Belle Collaboration), Phys. Rev. D **97**(1), 012005 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevD.97.012005.
- [4] T. Keck, F. Abudinén, F. U. Bernlochner, et al., Comput. Softw. Big Sci. **3**(1), 6 (2019). DOI: 10.1007/s41781-019-0021-8.
- [5] M. Feindt, F. Keller, M. Kreps, et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **654**(1), 432 (2011). DOI: 10.1016/j.nima.2011.06.008.
- [6] A. Abashian, K. Gotow (on behalf of the Belle Collaboration), Nucl. Instrum. Meth. A **479**(1), 117 (2002). DOI: 10.1016/S0168-9002(01)02013-7.
- [7] E. Kou, P. Urquijo (on behalf of the Belle II Collaboration), Prog. Theor. Exp. Phys. **2019**(12), 123C01 (2019); Erratum: Prog. Theor. Exp. Phys. **2020**(2), 029201 (2020). DOI: 10.1093/ptep/ptaa008.
- [8] J. P. Lees, V. Poireau (on behalf of the BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **124**(15), 152001 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevLett.124.152001.

Поступила в редакцию 22 июня 2026 г.

После доработки 22 июля 2026 г.

Принята к публикации 23 июля 2026 г.

Публикуется по рекомендации оргкомитета Московской Международной Школы Физики 2026 (MISP-2026).