

Федеральное Государственное Унитарное Предприятие
Государственный Научный Центр Российской Федерации
Институт Теоретической и Экспериментальной Физики
им. А. И. Алиханова

На правах рукописи

Ливенцев Дмитрий Владимирович

Измерение вероятностей распадов
 $B \rightarrow D^{(*)} \pi \ell \nu$

Специальность 01.04.16 - физика ядра и элементарных частиц

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва 2008 г.

УДК 539.12

Работа выполнена в ГНЦ РФ “Институт Теоретической и Экспериментальной Физики”, г.Москва

Научный руководитель: доктор физ.-мат. наук П. Н. Пахлов
(ИТЭФ, г. Москва)

Официальные оппоненты: доктор физ.-мат. наук Ю. М. Зайцев
(ИТЭФ, г. Москва)

доктор физ.-мат. наук Н. Г. Уральцев
(ПИЯФ РАН, г. Санкт-Петербург)

Ведущая организация: ИЯФ СО РАН
(г. Новосибирск)

Защита диссертации состоится 16 сентября 2008 г. в 14 часов на заседании диссертационного совета Д.201.002.01 в ГНЦ РФ ИТЭФ, расположенном по адресу: г. Москва, ул. Б. Черемушкинская, д. 25, конференц-зал института.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИТЭФ.

Автореферат разослан 14 августа 2008 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
кандидат физ.-мат. наук

В. В. Васильев

1. Общая характеристика работы

В диссертации описывается измерение относительных вероятностей распадов $B \rightarrow D^{(*)}\pi\ell^+\nu$ [1], изучение их резонансной структуры (вклады $B \rightarrow D^{**}\ell^+\nu$), а также исследование кинематических характеристик этих распадов [2].

Настоящая работа основывается на данных, набранных за период с 2000 по 2007 гг. в эксперименте Belle, работающем на ускорителе КЕКВ в научно-исследовательском центре КЕК (г. Цукуба, Япония). КЕКВ — асимметричный e^+e^- коллайдер с энергией пучков в системе центра масс 10.58 ГэВ, соответствующей массе $\Upsilon(4S)$ резонанса.

1.1. Актуальность темы диссертации

Полулептонные распады занимают особое положение среди слабых распадов B -мезонов. Это исключительно спектаторные процессы, обеспечивающие самое точное измерение матричных элементов V_{ub} и V_{cb} . В отличие от адронных распадов теоретические неопределённости здесь существенно меньше. Относительная инклюзивная вероятность полулептонных распадов B -мезона хорошо измерена и составляет $(10.2 \pm 0.9)\%$ для B^+ и $(10.5 \pm 0.8)\%$ для B^0 . Вместе с тем распады B -мезона в основные состояния D ($B \rightarrow D\ell^+\nu$ и $B \rightarrow D^*\ell^+\nu$) дают только 70 – 80 % полной вероятности. Так как относительная вероятность распадов $\mathcal{B}(B \rightarrow X_u\ell^+\nu)$ мала ($\sim 10^{-4}$), то “недостающие” распады следует искать среди распадов $b \rightarrow c\ell^+\nu$ в возбуждённые состояния D ($B \rightarrow D^{**}\ell^+\nu$) или в многочастичные состояния $B \rightarrow D^{(*)}n\pi\ell^+\nu$.

Для описания таких процессов применяются модели, построенные на основе эффективной теории тяжелых кварков (HQET, Heavy Quark Effective Theory). Методы HQET показали прекрасный результат в описании полулептонных распадов B -мезонов, особенно инклюзивных процессов; теория позволяет получить значение $|V_{cb}|$ с точностью лучше, чем 2%. Однако возникают определённые проблемы в описании эксклюзивных распадов. Например, правила сумм (в частности, правило сумм Уралцева) указывают на сильное доминирование распадов в узкие воз-

буждённые состояния D -мезонов над распадами в широкие состояния, в то время как некоторые экспериментальные данные дают обратную картину. При этом полного исследования таких распадов не существует, поэтому надёжное сравнение теории с экспериментом провести нельзя.

1.2. Цель диссертационной работы

Целью диссертации является измерение относительной вероятности распадов $B \rightarrow D^{(*)}\pi\ell^+\nu$, изучение резонансной структуры $D^{(*)}\pi$ и кинематических характеристик распадов $B \rightarrow D^{(**)}\ell^+\nu$, а также разработка метода тагирования полным восстановлением второго B -мезона в событии из распадов $\Upsilon(4S)$ -резонанса.

1.3. Научная новизна

Уникальные характеристики детектора Belle в сочетании с рекордной статистикой позволили осуществить исследования, описанные в диссертации.

Предложен метод тагирования исследуемого полулептонного распада B -мезона полным восстановлением второго B -мезона в событии из распадов $\Upsilon(4S)$ -резонанса. Оптимизированы критерии отбора тагирующего B -мезона для повышения точности измерения и уменьшения систематических ошибок измерения.

Впервые напрямую измерены относительные вероятности распадов $B \rightarrow D^{(*)}\pi\ell^+\nu$ для B^+ и B^0 -мезонов.

Впервые обнаружены и измерены с хорошей точностью относительные вероятности полулептонных распадов в состоянии $D_2^*(2460)$. Исследованы кинематические характеристики этих распадов: зависимость дифференциальной вероятности от переданного импульса, а также поляризация D_2^* .

Относительные вероятности полулептонных распадов в узкое состояние $D_1(2420)$ измерены с точностью, лучшей среднемировой.

Получен верхний предел на вероятности полулептонных распадов в широкое состояние $D_1'(2430)$.

При исследовании спектра инвариантных масс пары $D\pi$ из распадов $B \rightarrow D\pi\ell^+\nu$ было обнаружено значимое превышение событий над фоном в области $2.0 \text{ ГэВ}/c^2 < M(D\pi) < 2.4 \text{ ГэВ}/c^2$, совместимое с гипотезой

рождения широкого P -волнового состояния D_0^* .

1.4. Результаты, выносимые на защиту

1. Метод тагирования исследуемого полулептонного распада B -мезона полным восстановлением второго B -мезона в событии из распадов $\Upsilon(4S)$ -резонанса.

2. Первое прямое измерение относительных вероятностей распадов $B \rightarrow D^{(*)}\pi\ell^+\nu$ для B^+ и B^0 -мезонов.

3. Первое обнаружение и измерение относительных вероятностей полулептонных распадов в состоянии $D_2^*(2460)$. Исследование кинематических характеристик этих распадов.

4. Измерение относительных вероятностей полулептонных распадов в состоянии $D_1(2420)$ с точностью, лучшей среднемировой.

5. Получение верхнего предела на вероятности полулептонных распадов в широкое состояние $D_1'(2430)$.

6. Получение относительных вероятностей полулептонных распадов в широкое P -волновое состояние D_0^* .

1.5. Апробация работы и публикации

Основные материалы, изложенные в диссертации, опубликованы в работах [1, 2]. Материалы, изложенные в диссертации, докладывались в 2005-м году на 22-м Международном симпозиуме по лептон-фотонным взаимодействиям при высоких энергиях (LP2005) в Уппсале, Швеция; на Международной конференции по физике высоких энергий Европейского физического общества (HEPP-EP5 2005) в Лиссабоне, Португалия; на 4-м Международном семинаре по треугольнику унитарности СКМ в Нагойе, Япония (СКМ2006) в 2006-м году; в 2007-м году на 23-м Международном симпозиуме по лептон-фотонным взаимодействиям при высоких энергиях (LP2007) в Дигу, Корея; в 2008-м году на 9-м международном семинаре по тяжёлым кваркам и лептонам (HQL-2008) в Мельбурне, Австралия; на 43-й международной конференции Rencontres de Moriond 2008 в Ла Туиле, Италия, а также на совещаниях сотрудничества Belle. Разработанный метод тагирования полностью восстановленным B -мезоном использовался в опубликованных работах сотрудничества Belle, посвященных исследованию полулептонных распадов B -

мезонов.

1.6. Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Ее объем составляет 100 страниц, включая 38 рисунков и 12 таблиц. Список цитируемой литературы состоит из 51 наименования.

2. Краткое содержание диссертации

Во **введении** формулируется постановка задачи и приводится план расположения материала.

Первая глава описывает историю изучения и современное состояние экспериментальных исследований полулептонных распадов B -мезонов. Приведен обзор экспериментальных работ и их сравнение с теоретическими предсказаниями.

Вторая глава посвящена теоретическому описанию полулептонных распадов B -мезонов.

В рамках эффективной теории тяжёлых кварков (Heavy Quark Effective Theory, HQET) рассматриваются свойства мезонов, содержащих один тяжёлый кварк ($m_Q \gg \Lambda_{\text{QCD}}$). В пределе $m_Q \rightarrow \infty$ возникает симметрия по спину и аромату, связывающая свойства тяжёлых мезонов.

Матричные элементы полулептонных распадов $B \rightarrow D^{(*,**)}\ell^+\nu$ можно записать в общей форме через 4-скорости V и $D^{(*,**)}$, поляризацию $D^{*,**}$ и скалярные форм-факторы, которые зависят от инварианта $w \equiv v_B \cdot v_{D^{(*,**)}}$, переменной, широко используемой в HQET. При $m_Q \rightarrow \infty$ форм-факторы выражаются через функции Изгура-Вайза $\xi(w)$, $\tau_{1/2}(w)$ и $\tau_{3/2}(w)$ для дублетов (D, D^*) , (D_0^*, D_1') и (D_1, D_2^*) , соответственно. Функции Изгура-Вайза связаны соотношениями, называемыми “правилами сумм”. В предположении малости вклада распадов в более высокие состояния найдена связь между $\tau_{1/2}(w)$ и $\tau_{3/2}(w)$. Показано, что распады в узкие состояния дублета (D_1, D_2^*) должны доминировать над распадами в (D_0^*, D_1') .

В **третьей главе** дано описание экспериментальной установки: асимметричных накопительных колец КЕКВ, детектора Belle, системы триггеров для отбора различных физических процессов, а также используемой техники идентификации заряженных частиц. Детектор Belle, схема которого приведена на рис. 1, был оптимизирован для измерения CP -

нарушения в распадах B -мезонов. Элементы детектора цилиндрически-симметрично размещены вокруг точки взаимодействия пучков в магнитном поле напряженностью 1.5 Т. Магнитное поле создается при помощи сверхпроводящего соленоида. Основными компонентами детектора являются кремниевый вершинный детектор (SVD), дрейфовая камера (CDC), аэрогелевый детектор черенковского излучения (ACC), времяпролетная система (TOF), электромагнитный калориметр (ECL) на основе кристаллов CsI(Tl), сверхпроводящий магнит, а также слои мюонных камер (KLM), расположенные в ярме магнита. Основные параметры элементов установки приведены в табл. 1. Детектор покрывает телесный угол от 17° до 150° по полярному углу, что соответствует 92% от полного телесного угла 4π в системе центра масс e^+e^- пучков. Универсальный характер установки позволяет проводить измерение редких распадов B -мезонов, исследование свойств очарованных частиц, физики двухфотонных взаимодействий, распадов τ -лептона, а также поиск физических явлений за пределами Стандартной Модели.

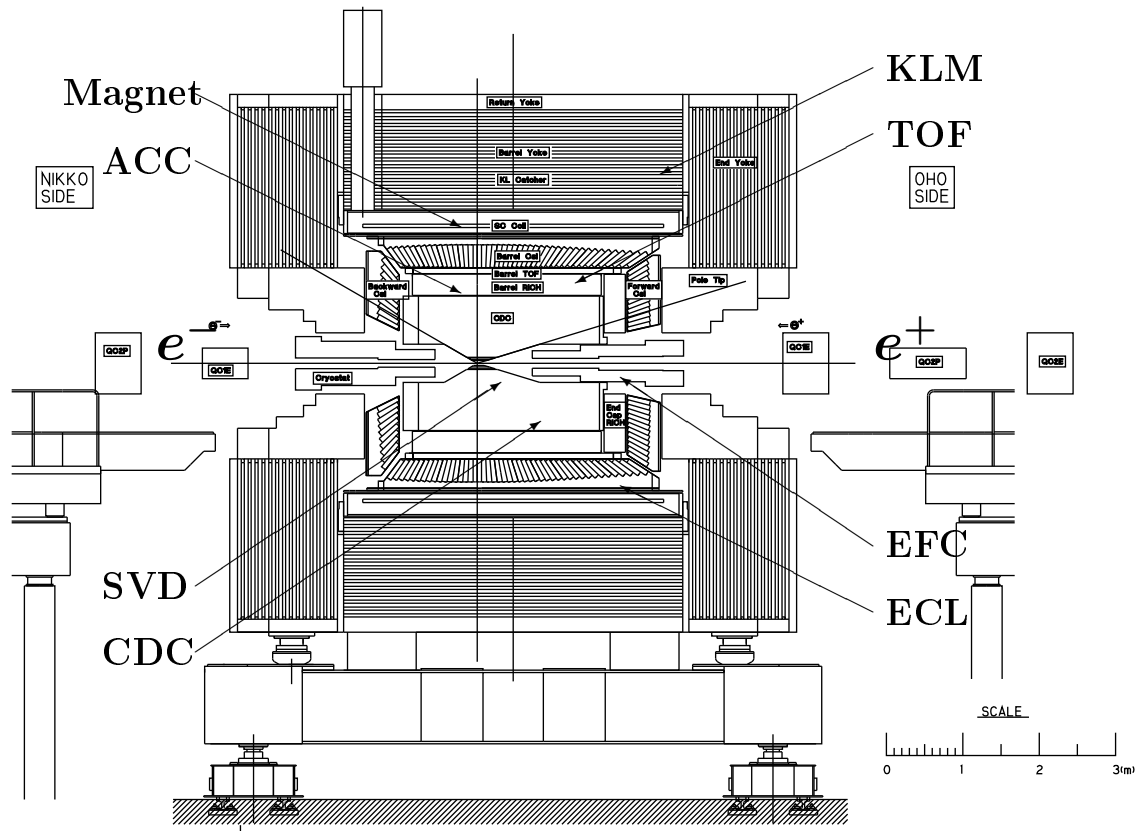


Рис. 1: Схематический вид детектора Belle.

Таблица 1: Параметры основных элементов детектора Belle.

| Элемент детектора | Тип | Конструкция | Параметры детектора |
|-------------------|--|---|--|
| SVD | Двухсторонние кремниевые сенсоры | Размер считывающего элемента $57.5 \times 33.5 \text{ мм}^2$. Размер кремниевого стрипа 25(p) / 42(n) мк. | $\sigma_{\Delta z} \sim 80 \text{ мк}$ |
| CDC | Дрейфовая камера (50% He 50% C ₂ H ₆) | 50 слоев проволочного считывания (8400 каналов), 3 слоя катодно-стрипового считывания (1792 канала) | $\sigma_{p_t}/p_t = 0.3\% \sqrt{p_t^2 + 1}$ $\sigma_{dE/dx} = 6\%$ |
| ACC | Аэрогелевые пороговые черенковские счетчики | 960 каналов в боковой области, 228 каналов в торцевой области | $N_{p.e.} \geq 6$ K/ π -разделение 1.2 – 3.5 ГэВ/c |
| TOF | Сцинтиллятор | 128 ϕ -сегментов $r = 120 \text{ см}$, $l = 3 \text{ м}$ | $\sigma_t = 100 \text{ пс}$, K/ π -разделение до 1.2 ГэВ/c |
| TSC | | 60 ϕ -сегментов | |
| ECL | Кристаллы CsI(Tl) | 6624 канала в боковой области, 1152 (+z) + 960 (-z) в торцевой области | $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.066(\%)}{E}$ $\oplus 0.81(\%)/E^{1/4}$ $\oplus 1.34(\%)$ $\sigma_{pos} = 0.5 \text{ см} \sqrt{E}$ |
| KLM | Плоско-параллельные счетчики | 14 слоев (5 см Fe + 4 см зазор) | $\sigma_\phi = \sigma_\theta = 30 \text{ мрад}$ $\sigma_t = 1 \text{ пс}$ |

Четвёртая глава посвящена описанию методики измерений с помощью тагирования полным восстановлением второго B -мезона в событиях из $\Upsilon(4S)$ резонанса.

В отличие от предыдущих работ, восстанавливавших только один B -мезон, в данной работе мы восстанавливали оба B -мезона в событии. Один (сигнальный) B -мезон восстанавливался в интересующем нас по-

лулептонном канале и в дальнейшем обозначается B_{sl} . Второй (тагирующий) B -мезон восстанавливался полностью в адронном канале распада. Мы будем обозначать его B_{tag} . Используя тагирующий и сигнальный B -мезоны, мы находим квадрат массы нейтрино как

$$M_\nu^2 = (P_{\text{beam}} - P_{\text{sl}} - P_{\text{tag}})^2,$$

где P_{beam} , P_{sl} и P_{tag} — 4-импульсы $\Upsilon(4S)$, B_{sl} и B_{tag} соответственно.

Восстановление тагирующего B -мезона служит двум целям. Во-первых, это позволяет практически полностью избавиться от вклада континуума и сильно подавить комбинаторный фон от $B\bar{B}$ -событий, когда при восстановлении полулептонного канала подмешиваются частицы от распада второго B -мезона в событии. При использовании нашего метода в событии попросту не остается лишних частиц, и, таким образом, можно с уверенностью утверждать, что все частицы, участвующие в восстановлении B_{sl} , действительно произошли из этого распада. Тем не менее, следует отметить, что это пока не позволяет учесть возможную потерю нейтральных частиц (π^0 или γ) из интересующего нас распада.

Во-вторых, восстановление B_{tag} позволяет точно определить направление импульса сигнального B -мезона, что значительно (в 10–20 раз, в зависимости от исследуемого канала распада B_{sl}) улучшает разрешение по M_ν^2 по сравнению с экспериментами, не использовавшими тагирование, и даёт возможность выделить сигнал исследуемого распада на фоне полулептонных каналов распада со схожим конечным адронным состоянием и возможными потерянными нейтральными частицами. Последние будут, очевидно, приводить к широкому (относительно сигнального) распределению в спектре M_ν^2 , сдвинутому в положительную область.

Таким образом, все возможные фоновые события удаётся подавить до приемлемого уровня. Тем не менее, метод имеет и существенный недостаток: эффективность полного восстановления B_{tag} составляет $\sim 10^{-3}$, что ведёт к существенному уменьшению числа B -мезонов, доступных для изучения. Однако большая статистика данных, набранная в ходе работы эксперимента Belle, позволяет получить достаточное количество событий во всех исследуемых каналах.

Пятая глава посвящена анализу экспериментальных данных.

Прежде чем изучать интересующие нас распады, мы проверили метод на хорошо измеренных распадах $B \rightarrow D^{(*)}\ell^+\nu$. Помимо проверки, эти

измерения использовались в качестве нормировочных для уменьшения систематической ошибки, возникающей из-за неопределенности в эффективности тагирования полным восстановлением второго B -мезона.

Источники фона в исследуемых каналах можно разбить на следующие категории:

1. Континуум, т.е. события, не связанные с рождением $\Upsilon(4S)$ -резонанса, $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, $q = u, d, s, c$;
2. Неправильно восстановленные B_{tag} с использованием частиц из другого B -мезона или ложных частиц;
3. Неправильно восстановленные B_{sl} . Их можно разделить на следующие типы:
 - 3а. комбинаторный фон под $D^{(*)}$ из B_{sl} ;
 - 3б. адроны, ошибочно идентифицированные как лептоны;
 - 3с. отражение от $B \rightarrow D^*\ell^+\nu$, восстановленных как $B \rightarrow D\ell^+\nu$ с потерянными нейтральными частицами.

Фоны всех типов, кроме (3с), можно надёжно определить и вычесть из сигнальных спектров на основании анализа данных. Чтобы оценить вклад фонов (1) и (2), мы использовали контрольные области по ΔE . Изучение данных, набранных вне резонанса $\Upsilon(4S)$, и $B\bar{B}$ -событий, смоделированных методом Монте-Карло (МС), показало, что спектр ΔE для этих фонов плоский. Таким образом, процедура использования контрольных областей по ΔE дает верную оценку этих фонов.

Фон (3а) вычитался с помощью контрольных областей по массе $D^{(*)}$. Однако существуют события, которые одновременно можно отнести как к категории (2), так и к категории (3а), и которые, таким образом, вычитались дважды. Такое перевычитание мы оценивали и компенсировали по двумерным контрольным областям $\Delta E - M(D^{(*)})$.

Для изучения фона (3б), т.е. событий, в которых адрон ошибочно идентифицировался как лептон, мы восстанавливали комбинации вида $D^{(*)}h^+$. В остальном процедура восстановления оставалась такой же, как и в случае $D^{(*)}\ell^+$. Адроны h^+ выбирались с требованием лептонного вето ($\mathcal{L}_e < 0.01$ и $\mathcal{L}_\mu < 0.1$). Полученные спектры M_ν^2 для комбинаций $D^{(*)}h^+$

затем умножались на известную вероятность ошибочной идентификации адрона как лептона, зависящую от его импульса.

Фон (3с) присутствует только в каналах $B \rightarrow D\ell^+\nu$ и вычиталась с помощью МС. Нормировка производилась по измеренным вероятностям распадов $B \rightarrow D^*\ell^+\nu$.

Для уменьшения систематической ошибки, связанной с неопределённостями в эффективности восстановления B_{tag} , мы вычисляли значение относительной вероятности распадов, используя нормировочные распады, по формуле

$$\mathcal{B}(\text{mode}) = \mathcal{B}(\text{norm}) \times \frac{N_{\text{mode}}}{N_{\text{norm}}} \times \frac{\epsilon_{\text{norm}}}{\epsilon_{\text{mode}}},$$

где $N_{\text{norm},\text{mode}}$ и $\epsilon_{\text{norm},\text{mode}}$ — количество событий и эффективность восстановления нормировочных и сигнальных каналов соответственно, $\mathcal{B}(\text{norm})$ — среднемировая относительная вероятность нормировочных распадов. Эффективности восстановления получены из моделирования. Вероятности промежуточных распадов включены в эту величину, вероятность тагирования — нет. В качестве проверки метода мы вычисляем вероятность распада $B \rightarrow D^*\ell^+\nu$.

Таблица 2: Результаты, полученные для нормировочных каналов. В измеренных относительных вероятностях распадов первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая.

| Канал | Число событий | Эфф.,% | $\mathcal{B}(\text{mode}),\%$ |
|---|---------------|--------|-------------------------------|
| $B^+ \rightarrow \bar{D}^0\ell^+\nu$ | 2320 ± 60 | 6.4 | 2.15 ± 0.22 ¹ |
| $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}\ell^+\nu$ | 700 ± 30 | 0.83 | $5.0 \pm 0.3 \pm 0.7$ |
| $B^0 \rightarrow D^-\ell^+\nu$ | 760 ± 30 | 3.7 | 2.12 ± 0.20 ¹ |
| $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu$ | 1120 ± 40 | 2.1 | $5.4 \pm 0.3 \pm 0.8$ |

На рис. 2 показаны спектры M_ν^2 для распадов $B^+ \rightarrow D^-\pi^+\ell^+\nu$, $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\ell^+\nu$, $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^-\ell^+\nu$ и $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\pi^-\ell^+\nu$. В случае $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^-\ell^+\nu$ мы накладывали вето на распад $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-}\ell^+\nu$, уже исследованный ранее. Для этого требуется $M(\bar{D}^0\pi^-) > 2.05 \text{ ГэВ}/c^2$. На всех спектрах хорошо видны пики, соответствующие исследуемым каналам.

¹Используется в качестве нормировки.

Процедура вычитания фона и подгонки для $D^{(*)}\pi\ell^+\nu$ аналогична процедуре для нормировочных каналов: вклады (1) и (2) оценивались из анализа контрольных областей по ΔE , (3a) — из анализа контрольных областей по $M(D^{(*)})$, вклад (3b) — из анализа комбинаций $D^{(*)}\pi h^+$, фон (3c) определялся, используя моделирование.

Таблица 3: Результаты, полученные для $B \rightarrow D^{(*)}\pi\ell^+\nu$. В измеренных относительных вероятностях распадов первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая.

| Канал | Число событий | Эфф.,% | $\mathcal{B}(\text{mode}),\%$ |
|---|---------------|--------|-------------------------------|
| $B^+ \rightarrow D^- \pi^+ \ell^+ \nu$ | 192 ± 19 | 2.8 | $0.40 \pm 0.04 \pm 0.06$ |
| $B^+ \rightarrow D^{*-} \pi^+ \ell^+ \nu$ | 123 ± 14 | 1.14 | $0.64 \pm 0.08 \pm 0.09$ |
| $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^- \ell^+ \nu$ | 150 ± 20 | 3.7 | $0.42 \pm 0.07 \pm 0.06$ |
| $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \pi^- \ell^+ \nu$ | 22 ± 8 | 0.40 | $0.56 \pm 0.21 \pm 0.08$ |

Для изучения резонансной структуры в системе $D^{(*)}\pi$ в распадах $B \rightarrow D^{(*)}\pi\ell^+\nu$ мы использовали события, удовлетворяющие требованию $|M_\nu^2| < 0.1 \text{ ГэВ}^2/c^4$. Эффективность этого требования не зависит от модели, используемой в МС для генерирования сигнальных событий, и близка к 100%. Фоны оценивались так же, как в случае вычисления $\mathcal{B}(B \rightarrow D^{(*)}\pi\ell^+\nu)$. Спектры инвариантных масс пар $D^{(*)}\pi$ для изучаемых распадов приведены на рис. 3. Спектры в области узких состояний D^{**} с $j = 3/2$ показаны на врезках в большем масштабе.

Чтобы получить вклады D^{**} , мы совершали одновременную небинированную подгонку сигнального и фонового спектров. Сигнальная функция включала все состояния D^{**} , дающие вклад в данное конечное состояние, каждое из которых описывалось релятивистской функцией Брейта-Вигнера с фиксированными значениями ширины и массы. Для описания нерезонансного вклада использовалась модель Гойти-Робертса. Функции, демонстрирующие результаты подгонки, показаны на рис. 3 сплошной кривой, вклад фоновой составляющей — пунктирной.

Значения, полученные в результате подгонки, приведены в табл. 4 и 6. Статистическая значимость наблюдения распадов $B \rightarrow D^{*,**}\ell^+\nu$ оценивалась как $\sqrt{-2 \ln(\mathcal{L}_0/\mathcal{L}_{max})}$, где \mathcal{L}_{max} — максимальное правдоподобие подгонки, а \mathcal{L}_0^i — правдоподобие подгонки с вкладом соответствующего

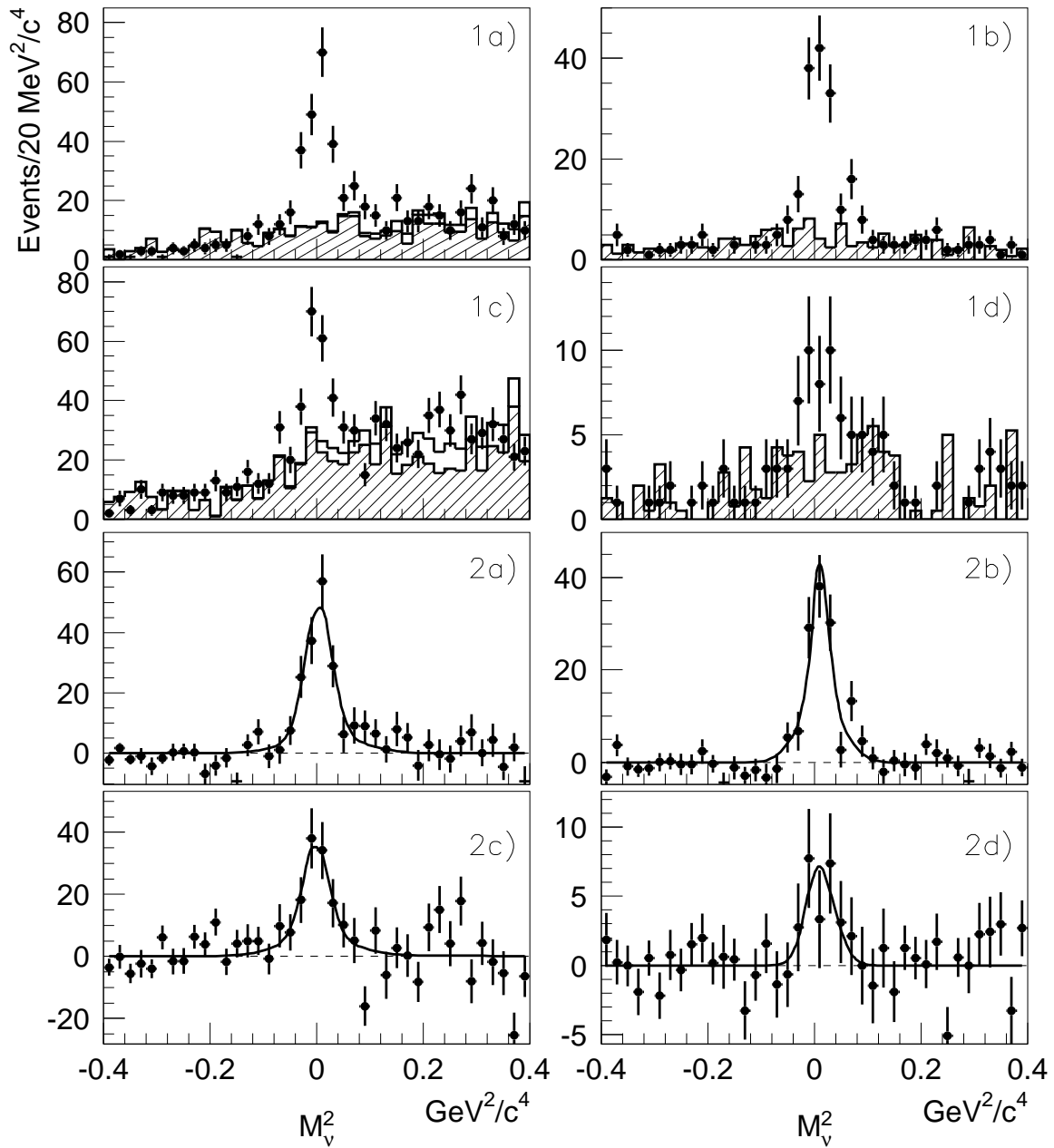


Рис. 2: Спектры M_ν^2 до (1) и после (2) вычитания фонов для: а) $B^+ \rightarrow D^- \pi^+ \ell^+ \nu$, б) $B^+ \rightarrow D^{*-} \pi^+ \ell^+ \nu$, в) $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^- \ell^+ \nu$, г) $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \pi^- \ell^+ \nu$. Кривой показан результат подгонки, описанной в тексте.

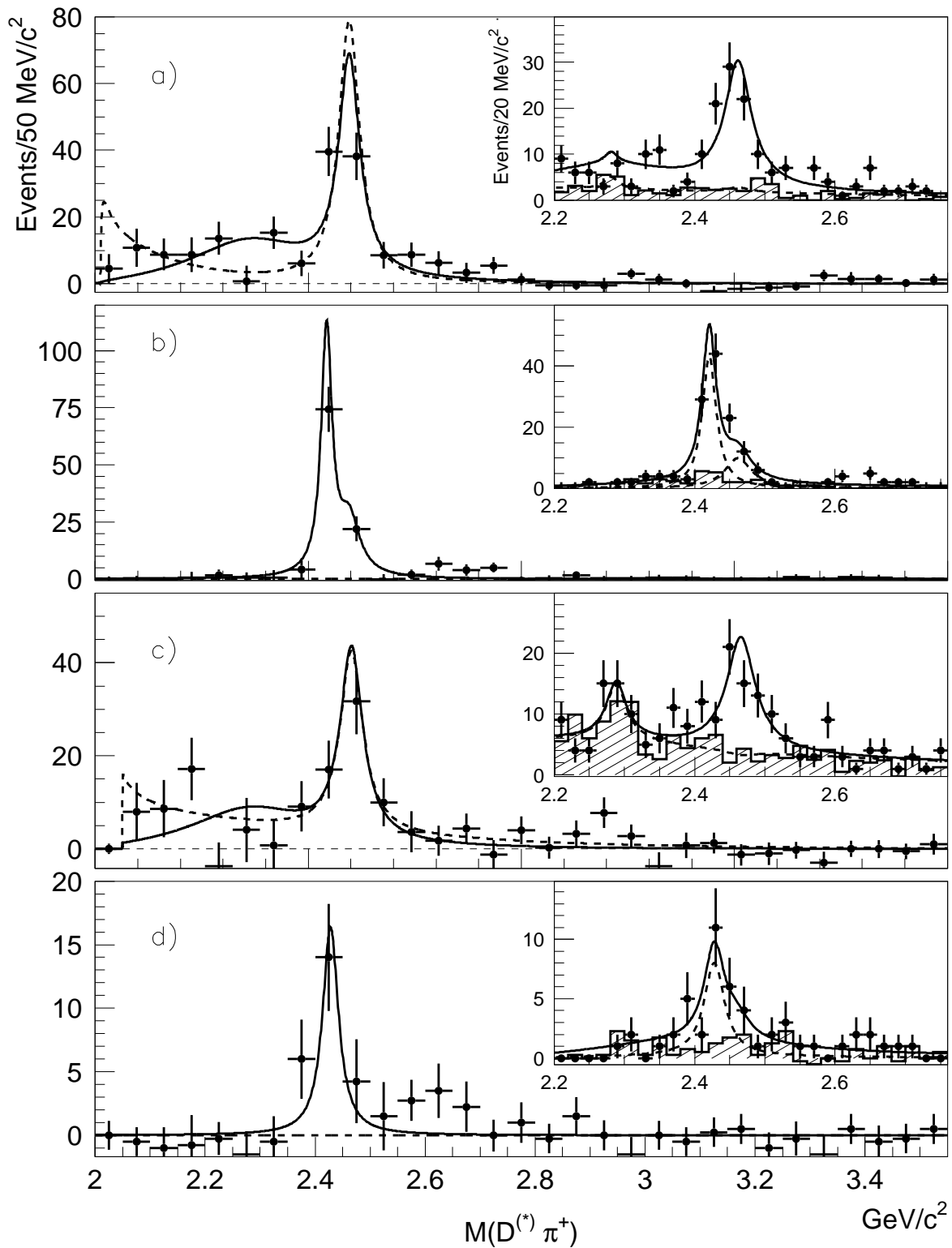


Рис. 3: Спектр масс адронной пары $D^{(*)}\pi$ для следующих каналов: a) $B^+ \rightarrow D^-\pi^+\ell^+\nu$, b) $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\ell^+\nu$, c) $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^-\ell^+\nu$, d) $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\pi^-\ell^+\nu$. На врезках показаны массовые спектры до вычитания фона в районе узких D^{**} 's. Фон показан заштрихованной гистограммой. Кривые показывают результат подгонки, описанной в тексте.

$D^{(*,**)}$, зафиксированным в нуле. Полученный результат хорошо согласуется с результатами предыдущих экспериментов. В случае использования гипотезы $D_0^* + D_2^*$ вероятность распада в D_0^* получилась большой, что противоречит теоретическим предсказаниям. Однако на существующей статистике мы не можем определённо отдать предпочтение одной из гипотез.

Таблица 4: Результаты исследования инвариантной массы пары $D\pi^+$ (гипотеза $D_0^* + D_2^*$). $\mathcal{B}(\text{mode}) \equiv \mathcal{B}(B \rightarrow D^{**}\ell^+\nu) \times \mathcal{B}(D^{**} \rightarrow D\pi^+)$. В измеренных относительных вероятностях распадов первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая.

| Канал | Число событий | $\mathcal{B}(\text{mode}),\%$ | Значимость |
|---|---------------|-------------------------------|------------|
| $B^+ \rightarrow \bar{D}_0^{*0}\ell^+\nu$ | 77 ± 14 | $0.18 \pm 0.03 \pm 0.04$ | 5.0 |
| $B^+ \rightarrow \bar{D}_2^{*0}\ell^+\nu$ | 92 ± 12 | $0.21 \pm 0.03 \pm 0.03$ | 8.2 |
| $B^0 \rightarrow D_0^{*-}\ell^+\nu$ | 51 ± 19 | $0.17 \pm 0.06 \pm 0.04$ | 2.6 |
| $B^0 \rightarrow D_2^{*-}\ell^+\nu$ | 63 ± 12 | $0.21 \pm 0.04 \pm 0.03$ | 5.5 |

Таблица 5: Результаты исследования инвариантной массы пары $D\pi^+$ (гипотеза $D_v^* + D_2^*$). $\mathcal{B}(\text{mode}) \equiv \mathcal{B}(B \rightarrow D^{*,**}\ell^+\nu) \times \mathcal{B}(D^{*,**} \rightarrow D\pi^+)$. В измеренных относительных вероятностях распадов первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая.

| Канал | Число событий | $\mathcal{B}(\text{mode}),\%$ | Значимость |
|---|---------------|-------------------------------|------------|
| $B^+ \rightarrow \bar{D}_v^{*0}\ell^+\nu$ | 53 ± 13 | $0.12 \pm 0.02 \pm 0.03$ | 6.2 |
| $B^+ \rightarrow \bar{D}_2^{*0}\ell^+\nu$ | 111 ± 10 | $0.26 \pm 0.03 \pm 0.04$ | 10.3 |
| $B^0 \rightarrow D_v^{*-}\ell^+\nu$ | 80 ± 19 | $0.26 \pm 0.06 \pm 0.07$ | 4.2 |
| $B^0 \rightarrow D_2^{*-}\ell^+\nu$ | 60 ± 12 | $0.20 \pm 0.04 \pm 0.03$ | 5.9 |

Для $D^{*,**}$, распадающихся в $D\pi$, мы исследовали распределения событий по углу поляризации, т.е. углу между импульсом π в системе покоя $D^{*,**}$ и импульсом $D^{*,**}$ в СЦМ, и по $w \equiv v_B \cdot v_{D^{*,**}}$, переменной, широко используемой в HQET.

Таблица 6: Результаты исследования инвариантной массы пары $D^*\pi$. $\mathcal{B}(\text{mode}) \equiv \mathcal{B}(B \rightarrow D^{**}\ell^+\nu) \times \mathcal{B}(D^{**} \rightarrow D^*\pi^+)$. В измеренных относительных вероятностях распадов первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая.

| Канал | Число событий | $\mathcal{B}(\text{mode}),\%$ | Значимость |
|---|---------------|-------------------------------|------------|
| $B^+ \rightarrow \bar{D}_1^{\prime 0}\ell^+\nu$ | -5 ± 11 | $< 0.07 @ 90\% \text{ C.L.}$ | |
| $B^+ \rightarrow \bar{D}_1^0\ell^+\nu$ | 81 ± 13 | $0.42 \pm 0.07 \pm 0.07$ | 6.7 |
| $B^+ \rightarrow \bar{D}_2^*0\ell^+\nu$ | 35 ± 11 | $0.18 \pm 0.06 \pm 0.03$ | 3.2 |
| $B^0 \rightarrow D_1^{\prime -}\ell^+\nu$ | 4 ± 8 | $< 0.47 @ 90\% \text{ C.L.}$ | |
| $B^0 \rightarrow D_1^-\ell^+\nu$ | 20 ± 7 | $0.54 \pm 0.19 \pm 0.09$ | 2.9 |
| $B^0 \rightarrow D_2^-\ell^+\nu$ | 1 ± 6 | $< 0.3 @ 90\% \text{ C.L.}$ | |

Чтобы получить распределение по углу поляризации для D_v^* , D_0^* и D_2^* , мы совершали одновременную подгонку спектров $M(D\pi)$ для B^+ и B^0 , построенных в интервалах по $|\cos\theta|$ с шагом 0.2. Процедура подгонки идентична той, которая использовалась для нахождения относительной вероятности распадов $B \rightarrow D^{**}\ell^+\nu$. В результате были получены числа сигнальных событий D_v^* , D_0^* и D_2^* для каждого из интервалов по $|\cos\theta|$. Эти числа, поправленные на эффективность восстановления, зависящую от выбранного интервала, изображены на рис. 4. Распределения для D_2^* , полученные в рамках гипотез $D_0^* + D_2^*$ и $D_v^* + D_2^*$, практически совпадают, поэтому на рис. 4 показан только первый вариант.

Полученные угловые распределения подгонялись сферическими гармониками Y_j^i , соответствующими спину резонанса. Для D_0^* распределение согласуется с предположением $J = 0$ (качество подгонки $\chi^2/ndf = 6.0/4$, где ndf — количество степеней свободы). Распределение для D_v^* , полученное в рамках гипотезы $D_v^* + D_2^*$, подгонялось функцией $a_0^2|Y_1^0|^2 + a_1^2|Y_1^1|^2$, где $a_0^2 + a_1^2 = 1$. В результате подгонки мы получили $a_0^2 = 0.15 \pm 0.09$, $a_1^2 = 0.85 \pm 0.09$ ($\chi^2/ndf = 18.8/4$). Большое значение χ^2/ndf демонстрирует плохое согласие распределения с аппроксимирующей функцией. Для D_2^* использовалась функция $a_0^2|Y_2^0|^2 + 4a_1^2|Y_2^1|^2 + 4a_2^2|Y_2^2|^2$, $a_0^2 + 4a_1^2 + 4a_2^2 = 1$. Подгонка выдала следующие значения: $a_0^2 = 0.74 \pm 0.10$, $a_1^2 = 0.04 \pm 0.02$ и $a_2^2 = 0.02 \pm 0.02$, что указывает на рождение D_2^* в полупертоновых распадах преимущественно с $s_z = 0$. Качество подгонки

($\chi^2/ndf = 2.0/3$) свидетельствует о хорошем согласии с гипотезой $J = 2$. Распределения, предсказанные теорией, показаны пунктирной кривой.

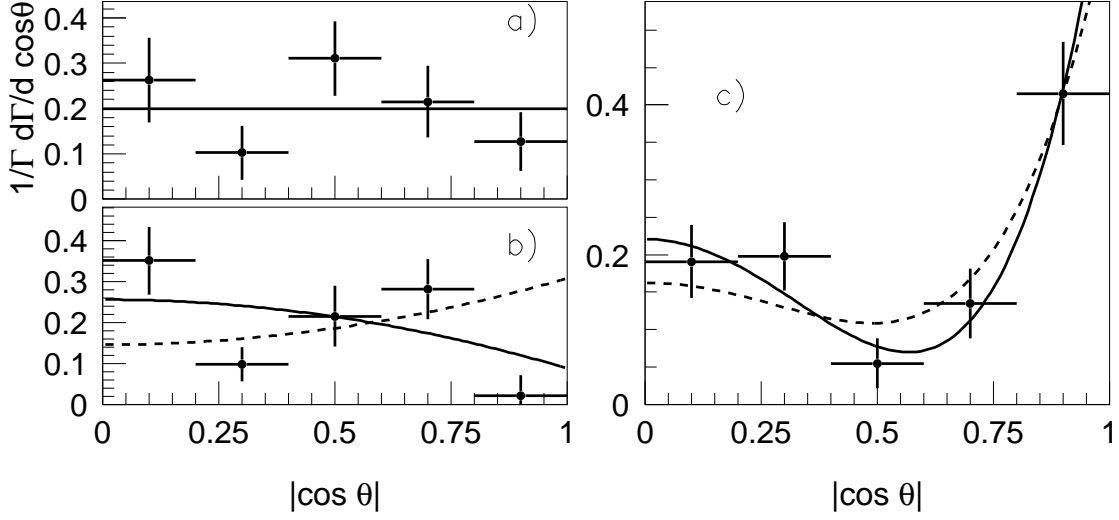


Рис. 4: Распределения по углу поляризации для *a)* D_0^* , *b)* D_v^* , *c)* D_2^* . Сплошные кривые показывают результат подгонки, описанной в тексте, пунктирные — теоретически ожидаемое распределение.

Распределения по w получены из одновременной подгонки спектров $M(D\pi)$ для B^+ и B^0 в интервалах по w . Результаты показаны на рис. 5. Как и при изучении угла поляризации, распределения для D_2^* в обеих гипотезах практически совпадают, поэтому показано только одно из них. Одновременная подгонка распределений для D_0^* и D_2^* дала $\hat{\tau}'_{3/2} = -1.8 \pm 0.3$. Используя полученные ранее вероятности распадов $B \rightarrow D_{0,2}^* \ell^+ \nu$, мы также вычислили $\tau_{3/2}(1) = 0.75$ и $\tau_{1/2}(1) = 1.28$. Полученные результаты находятся в согласии с теоретическими ожиданиями, за исключением параметра $\tau_{1/2}(1)$, значение которого существенно больше ожидаемого из-за большого значения относительной вероятности распада $B \rightarrow D_0^* \ell^+ \nu$.

В заключении представлены основные результаты работы.

1. Предложен метод тагирования исследуемого полулептонного распада B -мезона полным восстановлением второго B -мезона в событии из распадов $\Upsilon(4S)$ -резонанса. Оптимизированы критерии отбора тагирующего B -мезона для повышения точности измерения и уменьшения систематических ошибок измерения.

2. Разработанный метод восстановления полулептонных распадов B -мезонов проверен на надёжно измеренных распадах $B \rightarrow D^{(*)} \ell^+ \nu$. Полу-

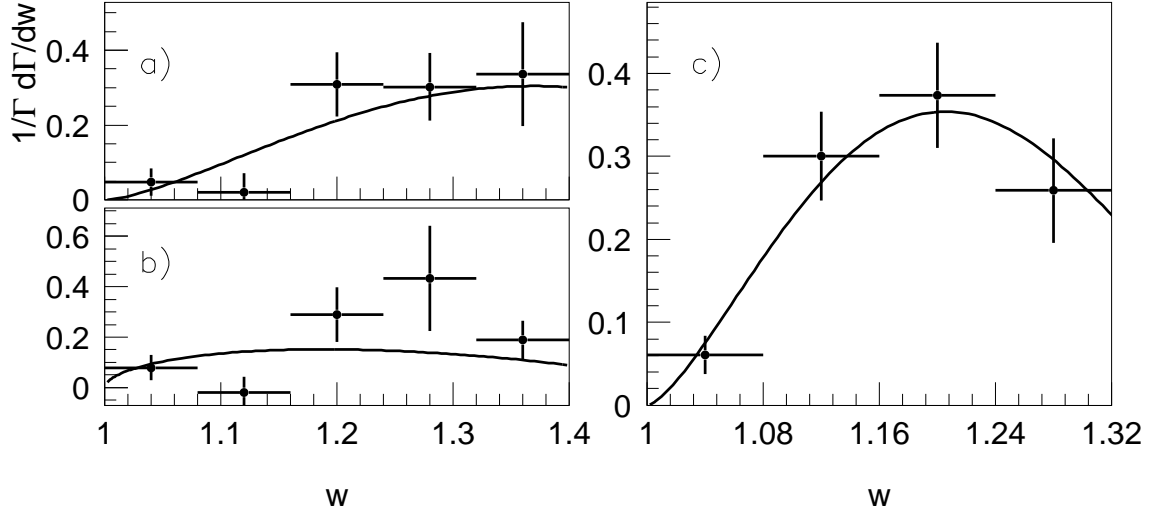


Рис. 5: Распределения по w для $a) D_0^*$, $b) D_v^*$, $c) D_2^*$. Кривые показывают результат подгонки, описанной в тексте.

ченные значения относительных вероятностей этих распадов находятся в хорошем согласии со среднемировыми значениями.

3. Впервые напрямую измерены относительные вероятности распадов $B \rightarrow D^{(*)}\pi\ell^+\nu$ для B^+ и B^0 -мезонов

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(B^+ \rightarrow D^- \pi^+ \ell^+ \nu) &= (0.40 \pm 0.04 \pm 0.06)\%, \\ \mathcal{B}(B^+ \rightarrow D^{*-} \pi^+ \ell^+ \nu) &= (0.64 \pm 0.08 \pm 0.09)\%, \\ \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^- \ell^+ \nu) &= (0.42 \pm 0.07 \pm 0.06)\%, \\ \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \pi^- \ell^+ \nu) &= (0.56 \pm 0.21 \pm 0.08)\%. \end{aligned}$$

4. В работе, выполненной на большей статистике данных, впервые обнаружены и измерены с хорошей точностью относительные вероятности полулептонных распадов в состояние $D_2^*(2460)$

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}_2^{*0} \ell^+ \nu) \times \mathcal{B}(\bar{D}_2^{*0} \rightarrow D^- \pi^+) &= (0.21 \pm 0.03 \pm 0.03)\%, \\ \mathcal{B}(B^0 \rightarrow D_2^{*-} \ell^+ \nu) \times \mathcal{B}(D_2^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-) &= (0.21 \pm 0.04 \pm 0.03)\%. \end{aligned}$$

5. Исследованы кинематические характеристики этих распадов: зависимость дифференциальной вероятности от переданного импульса, а также поляризация D_2^* . Измеренные значения параметров НQЕТ составляют

$$\tau_{3/2}(1) = 0.75, \quad \hat{\tau}'_{3/2} = -1.8 \pm 0.3.$$

6. Относительные вероятности полуплептонных распадов в состояние $D_1(2420)$ измерены с точностью, лучшей или сравнимой со среднемировой,

$$\begin{aligned}\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}_1^0 \ell^+ \nu) \times \mathcal{B}(\bar{D}_1^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+) &= (0.42 \pm 0.07 \pm 0.07)\%, \\ \mathcal{B}(B^0 \rightarrow D_1^- \ell^+ \nu) \times \mathcal{B}(D_1^- \rightarrow \bar{D}^{*0} \pi^-) &= (0.54 \pm 0.19 \pm 0.09)\%.\end{aligned}$$

7. Получен верхний предел на вероятности полуплептонных распадов в широкое состояние $D'_1(2430)$

$$\begin{aligned}\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}'_1{}^0 \ell^+ \nu) \times \mathcal{B}(\bar{D}'_1{}^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+) &< 0.07\% \quad \text{на } 90\% \text{ У.Д.}, \\ \mathcal{B}(B^0 \rightarrow D'_1{}^- \ell^+ \nu) \times \mathcal{B}(D'_1{}^- \rightarrow \bar{D}^{*0} \pi^-) &< 0.47\% \quad \text{на } 90\% \text{ У.Д.}\end{aligned}$$

8. В спектре инвариантных масс пары $D\pi$ из распадов $B \rightarrow D\pi\ell^+\nu$ обнаружено значимое превышение событий над фоном в области масс $2.0 \text{ ГэВ}/c^2 < M(D\pi) < 2.4 \text{ ГэВ}/c^2$, совместимое с гипотезой рождения широкого P -волнового состояния D_0^* . В предположении вклада этого состояния измерены относительные вероятности

$$\begin{aligned}\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}_0^{*0} \ell^+ \nu) \times \mathcal{B}(\bar{D}_0^{*0} \rightarrow D^- \pi^+) &= (0.18 \pm 0.03 \pm 0.04)\%, \\ \mathcal{B}(B^0 \rightarrow D_0^{*-} \ell^+ \nu) \times \mathcal{B}(D_0^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-) &= (0.17 \pm 0.06 \pm 0.04)\%.\end{aligned}$$

Публикации автора по теме диссертации

- [1] D. Liventsev *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. **D72**, 051109 (2005).
- [2] D. Liventsev *et al.* (Belle collaboration), Phys. Rev. **D77**, 091503 (2008).

