

На правах рукописи



Руденко Александр Сергеевич

**Формфакторы $f_1(1285)$ мезона и асимметрии
в e^+e^- -аннигиляции и распадах частиц**

01.04.02 – теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

**диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук**

Новосибирск – 2020

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

НАУЧНЫЙ РУКОВОДИТЕЛЬ:

МИЛЬШТЕЙН — доктор физико-математических наук, профессор,
Александр Федеральное государственное бюджетное учреждение
Ильич науки Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера
Сибирского отделения Российской академии наук, г. Новосибирск.

ОФИЦИАЛЬНЫЕ ОППОНЕНТЫ:

КОЖЕВНИКОВ — доктор физико-математических наук, доцент,
Аркадий Федеральное государственное бюджетное учреждение
Алексеевич науки Институт математики им. С.Л. Соболева
Сибирского отделения Российской академии наук, г. Новосибирск, ведущий научный сотрудник.

МИЗЮК — доктор физико-математических наук, член-
Роман корреспондент РАН, Федеральное государственное
Владимирович бюджетное учреждение науки Физический инсти-
тут имени П.Н. Лебедева Российской академии наук, г. Москва, главный научный сотрудник.

ВЕДУЩАЯ — Федеральное государственное бюджетное учрежде-
ОРГАНИЗАЦИЯ ние науки Институт теоретической физики им. Л.Д.
Ландау Российской академии наук, г. Черноголовка.

Защита диссертации состоится « 30 » сентября 2020 г. в « 10:00 » на заседании диссертационного совета Д 003.016.02 Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук.

Адрес: 630090, г. Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева, 11.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук и на сайте http://www.inp.nsk.su/images/diss/Rudenko_disser.pdf

Автореферат разослан « 21 » июля 2020 г.

Учёный секретарь диссертационного совета

д.ф.-м.н., профессор, чл.-корр. РАН



В.С. Фадин

Общая характеристика работы

Актуальность темы

Идея исследования рождения C -чётных адронных резонансов на e^+e^- коллайдерах была выдвинута много лет тому назад, практически одновременно с появлением самих электрон-позитронных коллайдеров. С тех пор было проведено несколько экспериментов по поиску прямого рождения C -чётных резонансов в e^+e^- столкновениях. В итоге были установлены очень низкие верхние пределы на электронные ширины некоторых C -чётных мезонов. Недавно в ИЯФ СО РАН был начат эксперимент по поиску прямого рождения C -чётного псевдовекторного 1^{++} мезона $f_1(1285)$ в e^+e^- аннигиляции. Поэтому возникла необходимость получить теоретические предсказания для ширины распада $f_1(1285) \rightarrow e^+e^-$ и, соответственно, сечения прямого рождения $f_1(1285)$ мезона в e^+e^- столкновениях. Экспериментальные и теоретические исследования двухфотонного рождения $f_1(1285)$ мезона очень интересны ещё и потому, что частица со спином $S = 1$ не может рождаться в столкновении двух реальных фотонов из-за их тождественности. Однако $f_1(1285)$ мезон может рождаться либо в столкновении двух виртуальных фотонов, либо одного виртуального и одного реального фотонов. Таким образом, вероятность этих процессов может быть чувствительна к внутренней структуре $f_1(1285)$ мезона, то есть к зависимости его формфакторов от виртуальностей фотонов. К сожалению, в настоящее время квантовая хромодинамика не может предсказать вид соответствующих формфакторов при умеренных виртуальностях фотонов. Некоторые предсказания для формфакторов существуют только в области очень больших виртуальностей, хотя даже в этом случае конкретный вид формфакторов зависит от неизвестных волновых функций $f_1(1285)$ мезона. Таким образом, чтобы понять особенности процессов рождения $f_1(1285)$ мезона, необходимо использовать феноменологическую параметризацию формфакторов, которая должна быть согласована с имеющимися экспериментальными данными.

Поскольку основным каналом распада $f_1(1285)$ мезона является распад $f_1(1285) \rightarrow \eta\pi\pi$, относительная вероятность которого составляет около 52%, для экспериментального изучения прямого рождения $f_1(1285)$ мезона в e^+e^- столкновениях можно использовать процесс аннигиляции $e^+e^- \rightarrow f_1(1285) \rightarrow \eta\pi\pi$. При этом реакция $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ протекает не только через двухфотонную аннигиляцию с промежуточным

$f_1(1285)$ мезоном, C -чётность которого положительна, но и через однофотонную аннигиляцию с промежуточными векторными мезонами $\rho(770)$ и $\rho(1450)$, C -чётность которых отрицательна. Сечение двухфотонного процесса $e^+e^- \rightarrow f_1(1285) \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ очень сложно измерить экспериментально, так как оно подавлено дополнительным малым множителем α^2 по сравнению с сечением однофотонного процесса $e^+e^- \rightarrow \rho \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$. Поэтому экспериментальное исследование рождения $f_1(1285)$ мезона в реакции $e^+e^- \rightarrow f_1(1285) \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ можно проводить посредством изучения зарядовой асимметрии, которая возникает в этой реакции из-за интерференции C -нечётной однофотонной и C -чётной двухфотонной амплитуд.

Изучение асимметрий вообще является очень важной областью исследований в физике элементарных частиц. Так, например, нарушение T -инвариантности обычно пытаются найти при экспериментальном изучении T -нечётных корреляций в распадах частиц. В этой связи очень перспективным является исследование распадов нейтральных K мезонов, поскольку именно в распадах нейтральных K мезонов были открыты два типа нарушения CP -инвариантности. В частности, несомненный интерес представляет изучение T -нечётных импульсных корреляций в распадах нейтральных K мезонов.

В настоящее время рассматривается проект создания в ИЯФ СО РАН электрон-позитронного коллайдера высокой светимости (Супер s - τ фабрики) с продольно поляризованным электронным пучком. Одной из основных целей экспериментов на Супер s - τ фабрике является исследование электрослабых процессов, в частности прецизионное измерение величины $\sin^2 \theta_W$, где θ_W – угол Вайнберга (угол электрослабого смешивания). Для этого предполагается использовать реакцию аннигиляции $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow [\Lambda \rightarrow p\pi^-][\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+]$, которая может протекать как через виртуальный фотон, так и через виртуальный Z бозон, что приводит к зависимости сечения данного процесса от поляризации электронов и, соответственно, к наличию лево-правой асимметрии \mathcal{A}_{LR} . Для получения экспериментального значения $\sin^2 \theta_W$ необходимо измерить две величины: асимметрию \mathcal{A}_{LR} и среднюю поляризацию электронного пучка \mathcal{P}_e . Однако, измеряя величину \mathcal{P}_e в реальном времени, трудно получить её значение с необходимой точностью, даже при наличии большой статистики. Альтернативный метод измерения величины \mathcal{P}_e , предложенный в нашей работе, основан непосредственно на анализе эксперименталь-

ных данных, в частности на анализе угловых распределений в процессе $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow [\Lambda \rightarrow p\pi^-][\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+]$. Таким образом, одной из целей нашей работы был расчёт угловых распределений в данной реакции аннигиляции, в которой участвуют продольно поляризованные электроны и неполяризованные позитроны.

Цель работы

Целью работы, положенной в основу диссертации, является нахождение параметризации формфакторов $f_1(1285)$ мезона, которая согласуется с имеющимися экспериментальными данными, вычисление с использованием этой параметризации сечения рождения $f_1(1285)$ мезона в электрон-позитронной аннигиляции, и в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^- f_1(1285)$, а также исследование различного рода асимметрий в e^+e^- -аннигиляции и распадах частиц.

Личный вклад автора

Личный вклад автора в получение научных результатов, лежащих в основе диссертации, является определяющим. Автор вычислил в рамках Стандартной модели T -нечётную асимметрию в радиационных полуплептонных распадах нейтральных K мезонов. Данная асимметрия связана с T -нечётными тройными импульсными корреляциями, возникающими в этих распадах из-за электромагнитного взаимодействия в конечном состоянии. Автор предложил параметризацию электромагнитных формфакторов $f_1(1285)$ мезона, которая хорошо согласуется с имеющимися экспериментальными данными о распаде $f_1(1285) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, о процессе прямого рождения $f_1(1285)$ мезона в e^+e^- столкновениях, $e^+e^- \rightarrow f_1(1285)$, и о процессе $e^+e^- \rightarrow e^+e^- f_1(1285)$. С использованием этой параметризации автор получил теоретические предсказания для электронной ширины распада $f_1(1285)$ мезона и, соответственно, полного сечения прямого рождения $f_1(1285)$ мезона в e^+e^- аннигиляции. Автор вычислил зарядовую асимметрию в процессе $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$, возникающую из-за интерференции между C -чётной двухфотонной амплитудой $e^+e^- \rightarrow f_1(1285) \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ и C -нечётной однофотонной амплитудой $e^+e^- \rightarrow \rho \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$. Автор вычислил угловое распределение в реакции $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow [\Lambda \rightarrow p\pi^-][\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+]$ для случая продольно поляризованного электронного пучка.

Научная новизна

В рамках Стандартной модели впервые вычислена T -нечётная асимметрия в радиационных полулептонных распадах нейтральных K мезонов. Впервые предложена параметризация электромагнитных формфакторов $f_1(1285)$ мезона, которая хорошо согласуется с имеющимися экспериментальными данными о распаде $f_1(1285) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, о процессе прямого рождения $f_1(1285)$ мезона в e^+e^- столкновениях, $e^+e^- \rightarrow f_1(1285)$, и о процессе $e^+e^- \rightarrow e^+e^- f_1(1285)$. Впервые получены теоретические предсказания для электронной ширины распада $f_1(1285)$ мезона и полного сечения прямого рождения $f_1(1285)$ мезона в e^+e^- аннигиляции. Впервые вычислена зарядовая асимметрия в процессе $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$, возникающая из-за интерференции между C -чётной двухфотонной амплитудой $e^+e^- \rightarrow f_1(1285) \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ и C -нечётной однофотонной амплитудой $e^+e^- \rightarrow \rho \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$. Впервые вычислено угловое распределение в реакции $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow [\Lambda \rightarrow p\pi^-][\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+]$ для случая продольно поляризованного электронного пучка.

Научная и практическая ценность

В настоящее время нет экспериментальных данных по измерению T -нечётной асимметрии в распадах нейтральных K мезонов. Однако такие измерения представляют несомненный интерес. Согласно вычислениям автора величина этой асимметрии в Стандартной модели довольно мала, поэтому обнаружение в эксперименте большей величины асимметрии могло бы быть указанием на существование эффектов за пределами Стандартной модели.

Другим основным направлением поиска физики за пределами Стандартной модели является измерение аномального магнитного момента мюона a_μ . Адронный вклад в a_μ не может быть рассчитан теоретически с необходимой точностью. Этот вклад извлекается из экспериментальных данных по e^+e^- -аннигиляции в адроны. Таким образом, точное измерение сечения этого процесса представляет собой одну из основных экспериментальных задач в физике высоких энергий. В том числе нужны данные по двухфотонным процессам, в частности по прямому рождению адронных резонансов с положительной C -чётностью. Феноменологическая параметризация электромагнитных формфакторов C -чётного $f_1(1285)$ мезона, предложенная автором, согласуется с экспериментальными

ми данными. Таким образом, построенная автором феноменологическая модель имеет предсказательную силу и позволяет лучше понять особенности процессов рождения $f_1(1285)$ мезона в e^+e^- -аннигиляции.

Ещё одним направлением поиска физики за пределами Стандартной модели являются прецизионные измерения параметров электрослабого взаимодействия. Вычисленное автором угловое распределение в реакции $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow [\Lambda \rightarrow p\pi^-][\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+]$ для случая продольно поляризованного электронного пучка необходимо для измерения средней поляризации электронного пучка \mathcal{P}_e на планируемой Супер $c\text{-}\tau$ фабрике. Это измерение в свою очередь необходимо для прецизионного измерения величины $\sin^2 \theta_W$, где θ_W – угол Вайнберга (угол электрослабого смешивания).

Основные положения, выносимые на защиту

- Вычислена T -нечётная асимметрия, возникающая из-за электромагнитного взаимодействия в конечном состоянии, в распадах $K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e \gamma$ и $K^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu \gamma$.
- Предложена параметризация формфакторов $f_1(1285)$ мезона, которая согласуется с имеющимися экспериментальными данными.
- Получены теоретические предсказания для электронной ширины распада $f_1(1285)$ мезона и, соответственно, сечения рождения $f_1(1285)$ мезона в e^+e^- аннигиляции.
- Вычислена зарядовая асимметрия в процессе $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$, возникающая из-за интерференции между амплитудами $e^+e^- \rightarrow f_1(1285) \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ и $e^+e^- \rightarrow \rho \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$.
- Получено угловое распределение в реакции $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow [\Lambda \rightarrow p\pi^-][\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+]$ для случая продольно поляризованного электронного пучка.

Апробация результатов

Основные результаты диссертации неоднократно докладывались и обсуждались на научных семинарах в ИЯФ СО РАН и на следующих международных и российских конференциях: 6th International Conference on New Frontiers in Physics (Колимбари, Крит, Греция, 2017), QED and

QCD Effects in Atomic and Hadron Physics (Ланьчжоу, Китай, 2018), сессия-конференция секции ядерной физики ОФН РАН (Новосибирск, Россия, 2020).

По материалам диссертации опубликованы 4 научные работы 1-4 в международных рецензируемых журналах, входящих в список ВАК.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Общий объём диссертации составляет 79 страниц, включая 30 рисунков и 2 таблицы. Список литературы содержит 64 наименования.

Содержание работы

Во введении обоснована актуальность диссертационной работы, сформулированы её цели, обсуждены научная новизна и практическая значимость диссертации, а также представлены выносимые на защиту результаты.

Первая глава диссертации основана на работе 1 и посвящена вычислению T -нечётной асимметрии A_ξ в радиационных полуплептонных распадах нейтральных K мезонов, $K^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l \gamma$ ($K_{l3\gamma}^0$), где l^+ – положительно заряженный лептон (позитрон e^+ или мюон μ^+), ν_l – соответствующее нейтрино. Эта асимметрия связана с T -нечётной наблюдаемой ξ и определяется как

$$A_\xi = \frac{N_{\xi>0} - N_{\xi<0}}{N_{\xi>0} + N_{\xi<0}}, \quad (1)$$

где $N_{\xi>0}$ и $N_{\xi<0}$ – число распадов, для которых $\xi > 0$ и $\xi < 0$, соответственно. T -нечётная наблюдаемая ξ представляет собой смешанное произведение трёх импульсов конечных частиц, и мы определяем её как $\xi = \mathbf{q} \cdot [\mathbf{p}_l \times \mathbf{p}_\pi] / M_K^3$, где M_K – масса K^0 мезона, \mathbf{q} , \mathbf{p}_l и \mathbf{p}_π – импульсы фотона, лептона и π^- мезона, соответственно. Наличие ненулевой асимметрии A_ξ означает, что эти импульсы скоррелированы, то есть фотон в данных распадах излучается преимущественно в ту или иную сторону относительно плоскости, образованной векторами \mathbf{p}_l и \mathbf{p}_π .

В обсуждаемую T -нечётную асимметрию A_ξ могут давать вклад гипотетические взаимодействия за пределами Стандартной модели, поэтому экспериментальное измерение этой асимметрии очень важно. Заме-

тим, что T -нечётные импульсные корреляции возникают в Стандартной модели не только из-за нарушения T -инвариантности, но и из-за взаимодействий в конечном состоянии, которые сохраняют T -инвариантность. При этом в распадах K^0 мезона, $K^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l \gamma$, и в соответствующих распадах его античастицы \bar{K}^0 мезона, $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l \gamma$, асимметрии A_ξ будут одинаковы, если T -инвариантность сохраняется, и будут отличаться, если T -инвариантность нарушается. Следовательно, измерение разности асимметрий в распадах K^0 и \bar{K}^0 мезонов позволит однозначно судить о наличии взаимодействий, нарушающих T -инвариантность. Однако, если в эксперименте по измерению асимметрии A_ξ используются распады только K^0 либо только \bar{K}^0 мезонов, то, чтобы правильно интерпретировать результаты эксперимента, необходимо знать величину A_ξ в рамках Стандартной модели.

Исследования T -нечётных импульсных корреляций в распадах заряженных K мезонов показали, что асимметрия, обусловленная сильным взаимодействием, в этих распадах на два порядка меньше, чем асимметрия, обусловленная электромагнитным взаимодействием [1]. Мы предполагаем, что и в распадах нейтральных K мезонов основной вклад в асимметрию A_ξ также даёт электромагнитное взаимодействие.

T -нечётные тройные импульсные корреляции $\xi = \mathbf{q} \cdot [\mathbf{p}_l \times \mathbf{p}_\pi] / M_K^3$ в вероятности распадов $K^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l \gamma$ возникают в Стандартной модели из интерференционного слагаемого $2 \operatorname{Re}(\mathcal{M}_{tree}^\dagger \mathcal{A}_{loop})$, где \mathcal{M}_{tree} – древесная амплитуда распада и \mathcal{A}_{loop} – антиэрмитова часть петлевых поправок к ней. Из-за малости константы электромагнитного взаимодействия основной вклад дают, разумеется, однопетлевые поправки.

В результате численных вычислений мы получаем следующие значения для асимметрии A_ξ в распадах $K^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l \gamma$:

$$\begin{aligned} A_\xi(K^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu \gamma) &= -1 \times 10^{-4}, \\ A_\xi(K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e \gamma) &= -4.5 \times 10^{-4}. \end{aligned} \tag{2}$$

Здесь на энергию фотона и угол между импульсами фотона и лептона наложены ограничения: $\omega \geq 30$ МэВ и $\theta_{l\gamma} \geq 20^\circ$.

Точность наших результатов для асимметрии A_ξ можно оценить по вкладу структурного излучения, который не превышает 20% в случае $l = e$, но может быть значительно больше в случае $l = \mu$.

В настоящее время нет экспериментальных данных по измерению асимметрии A_ξ в распадах нейтральных K мезонов. Однако такие измерения представляют несомненный интерес. Согласно нашим вычислениям величина этой асимметрии в Стандартной модели довольно мала (2), поэтому обнаружение в эксперименте большей величины могло бы быть указанием на существование эффектов за пределами Стандартной модели.

Во второй главе диссертации, следуя работе 2, мы рассматриваем одну из параметризаций электромагнитных формфакторов $f_1(1285)$ мезона. С использованием этой параметризации получены теоретические предсказания для экспериментально измеримых величин, в частности для электронной ширины распада $f_1(1285)$ мезона, $\Gamma(f_1(1285) \rightarrow e^+e^-)$ и полного сечения прямого рождения $f_1(1285)$ мезона в e^+e^- аннигиляции, $\sigma(e^+e^- \rightarrow f_1(1285))$.

Так как $f_1(1285)$ мезон является C -чётным, то он распадается на электрон-позитронную пару через два виртуальных фотона. При этом амплитуда перехода $f_1(1285)$ мезона в два виртуальных фотона, $f_1(1285) \rightarrow \gamma^*\gamma^*$, параметризуется в общем случае двумя безразмерными формфакторами, $F_1(q_1^2, q_2^2)$ и $F_2(q_1^2, q_2^2)$, где q_1 и q_2 – импульсы виртуальных фотонов. Явный вид этих формфакторов неизвестен, поэтому, чтобы вычислить ширину данного распада, нужно найти некоторую параметризацию этих формфакторов, которая будет находиться в согласии с экспериментальными данными.

Для нахождения такой параметризации мы действуем в духе модели векторной доминантности и предполагаем, что главный вклад в амплитуду $\mathcal{M}(f_1(1285) \rightarrow e^+e^-)$ даёт промежуточное состояние, когда оба виртуальных фотона взаимодействуют с $f_1(1285)$ мезоном посредством промежуточных векторных мезонов. Анализ экспериментальных данных свидетельствует о том, что этими векторными мезонами являются ρ^0 мезоны. Так, в работе [2] было показано, что один из основных распадов $f_1(1285)$ мезона, распад $f_1(1285) \rightarrow 4\pi$, относительная вероятность которого составляет около 33%, происходит главным образом через промежуточное $\rho\rho$ состояние. Ещё одним свидетельством в пользу сильного $f_1(1285)\rho^0\rho^0$ взаимодействия является довольно большая, около 5.5% [3], относительная вероятность радиационного распада $f_1(1285) \rightarrow \rho^0\gamma$. В итоге мы за-

писываем формфакторы F_1 и F_2 в следующем виде:

$$\begin{aligned} F_1(q_1^2, q_2^2) &= \frac{g_{\rho\gamma} g_1 (m_\rho^2 - im_\rho \Gamma_\rho) (q_2^2 - q_1^2)}{(q_1^2 - m_\rho^2 + im_\rho \Gamma_\rho) (q_2^2 - m_\rho^2 + im_\rho \Gamma_\rho)}, \\ F_2(q_1^2, q_2^2) &= \frac{g_{\rho\gamma} g_2 (m_\rho^2 - im_\rho \Gamma_\rho) (-m_\rho^2)}{(q_1^2 - m_\rho^2 + im_\rho \Gamma_\rho) (q_2^2 - m_\rho^2 + im_\rho \Gamma_\rho)}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $g_{\rho\gamma}$ – безразмерная константа перехода ρ^0 мезона в фотон, g_1 и g_2 – комплексные константы в амплитуде распада $f_1(1285) \rightarrow \rho^0 \gamma$, m_ρ и Γ_ρ – масса и ширина ρ^0 мезона.

Из экспериментальных данных можно получить ограничения на константы g_1 и g_2 . Ширина распада $f_1(1285) \rightarrow \rho^0 \gamma$ зависит не только от абсолютных величин этих констант $|g_1|$ и $|g_2|$, но и от их относительной фазы δ . Ещё одно соотношение между параметрами $|g_1|$, $|g_2|$ и δ можно получить из поляризационных экспериментов. Так, в эксперименте коллаборации VES [4] были измерены угловые распределения в распаде $f_1(1285) \rightarrow \rho^0 \gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ и получено экспериментальное значение отношения ρ_{LL}/ρ_{TT} , где ρ_{LL} и ρ_{TT} – элементы матрицы плотности, отвечающие продольно и поперечно поляризованным ρ^0 мезонам, соответственно. В результате из этих данных можно найти $|g_2|$. Что касается величины $|g_1|$, то её можно выразить через $\cos \delta$. Таким образом, в нашей модели остаётся только один свободный параметр – фаза δ .

Рассматриваемая параметризация должна также удовлетворять следующему требованию: относительная вероятность распада $f_1(1285) \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$, вычисленная с использованием этой параметризации, должна находиться в согласии с экспериментальными данными. Предсказания нашей модели совпадают со средним экспериментальным значением, $\mathcal{B}(f_1(1285) \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-) = 11.0\%$, при одном из двух возможных значений фазы:

$$\delta \approx 0.67 \pi \quad \text{либо} \quad \delta \approx 1.25 \pi. \quad (4)$$

Однако в пределах одного стандартного отклонения фаза δ может принимать фактически любое значение. Поэтому в дальнейшем мы продолжим считать δ свободным параметром.

В результате вычислений получаем следующие теоретические пред-

сказания для ширины распада $f_1(1285) \rightarrow e^+e^-$:

$$\Gamma(f_1(1285) \rightarrow e^+e^-) \approx \begin{cases} 0.13 \text{ эВ} & \text{при } \delta \approx 0.67 \pi, \\ 0.14 \text{ эВ} & \text{при } \delta \approx 1.25 \pi, \end{cases} \quad (5)$$

для относительной вероятности распада $f_1(1285) \rightarrow e^+e^-$:

$$\mathcal{B}(f_1(1285) \rightarrow e^+e^-) \approx \begin{cases} 5.5 \cdot 10^{-9} & \text{при } \delta \approx 0.67 \pi, \\ 5.8 \cdot 10^{-9} & \text{при } \delta \approx 1.25 \pi, \end{cases} \quad (6)$$

а также для полного сечения прямого рождения $f_1(1285)$ мезона в e^+e^- аннигиляции:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow f_1(1285)) \approx \begin{cases} 49 \text{ пб} & \text{при } \delta \approx 0.67 \pi, \\ 52 \text{ пб} & \text{при } \delta \approx 1.25 \pi. \end{cases} \quad (7)$$

Если же считать фазу δ свободным параметром, то получаем следующие консервативные оценки для ширины распада $f_1(1285) \rightarrow e^+e^-$:

$$\Gamma(f_1(1285) \rightarrow e^+e^-) \simeq 0.07 \div 0.19 \text{ эВ}, \quad (8)$$

для относительной вероятности распада $f_1(1285) \rightarrow e^+e^-$:

$$\mathcal{B}(f_1(1285) \rightarrow e^+e^-) \simeq (3 \div 8) \cdot 10^{-9}, \quad (9)$$

а также для полного сечения прямого рождения $f_1(1285)$ мезона в e^+e^- аннигиляции:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow f_1(1285)) \simeq (27 \div 72) \text{ пб}. \quad (10)$$

Наши теоретические предсказания находятся в очень хорошем согласии с недавно полученными в ИЯФ СО РАН экспериментальными значениями [5] для относительной вероятности распада $f_1(1285) \rightarrow e^+e^-$:

$$\mathcal{B}(f_1(1285) \rightarrow e^+e^-) = (5.1_{-2.7}^{+3.7}) \cdot 10^{-9}, \quad (11)$$

а также для полного сечения прямого рождения $f_1(1285)$ мезона в e^+e^- аннигиляции:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow f_1(1285)) = 45_{-24}^{+33} \text{ пб}. \quad (12)$$

В третьей главе диссертации, следуя работе 2 и используя параметризацию формфакторов $f_1(1285)$ мезона, рассмотренную во второй главе, мы вычисляем сечение процесса $e^+e^- \rightarrow f_1(1285) \rightarrow \eta\pi\pi$ и зарядовую асимметрию в реакции $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$.

Поскольку основным каналом распада $f_1(1285)$ мезона является распад $f_1(1285) \rightarrow \eta\pi\pi$, относительная вероятность которого составляет около 52% [3], для экспериментального изучения прямого рождения $f_1(1285)$ мезона в e^+e^- столкновениях можно использовать процесс аннигиляции $e^+e^- \rightarrow f_1(1285) \rightarrow \eta\pi\pi$. При этом реакция $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ протекает не только через двухфотонную аннигиляцию с промежуточным $f_1(1285)$ мезоном, C -чётность которого положительна, но и через однофотонную аннигиляцию с промежуточными векторными мезонами $\rho(770)$ и $\rho(1450)$, C -чётность которых отрицательна. Сечение двухфотонного процесса $e^+e^- \rightarrow f_1(1285) \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ очень сложно измерить экспериментально, так как оно подавлено дополнительным малым множителем α^2 по сравнению с сечением однофотонного процесса $e^+e^- \rightarrow \rho \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$. Поэтому экспериментальное исследование рождения $f_1(1285)$ мезона в реакции $e^+e^- \rightarrow f_1(1285) \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ можно проводить посредством изучения зарядовой асимметрии, которая возникает в этой реакции из-за интерференции C -нечётной однофотонной и C -чётной двухфотонной амплитуд.

Распад $f_1(1285) \rightarrow \eta\pi\pi$ происходит главным образом через промежуточные скалярные мезоны $a_0(980)$, которые так же, как и π мезоны, образуют изотриплет. Относительная вероятность такого канала распада составляет приблизительно 70% [3]. Предполагая, что $a_0(980)$ мезоны распадаются только в конечное состояние $\eta\pi$ получаем следующую консервативную оценку для обсуждаемого сечения:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow f_1(1285) \rightarrow a_0(980)\pi \rightarrow \eta\pi\pi) \simeq 7.8 \div 30 \text{ пб.} \quad (13)$$

При этом для среднего значения данного сечения имеем

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow f_1(1285) \rightarrow a_0(980)\pi \rightarrow \eta\pi\pi) \approx \begin{cases} 17.7 \text{ пб} & \text{при } \delta \approx 0.67\pi, \\ 18.6 \text{ пб} & \text{при } \delta \approx 1.25\pi, \end{cases} \quad (14)$$

где δ – относительная фаза комплексных констант g_1 и g_2 , входящих в выражение для амплитуды распада $f_1(1285) \rightarrow \rho^0\gamma$.

Интерференция между однофотонной и двухфотонной амплитудами процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ является P - и C -нечётной, поэтому она не даёт вклада в полное сечение, но может приводить к зарядовой асимметрии в дифференциальном сечении. Определим зарядовую асимметрию в процессе $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ как

$$A = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-}, \quad (15)$$

где $\sigma^+ = \sigma_1^+ + \sigma_2^+ + \sigma_{int}^+$ – сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$, проинтегрированное по фазовому объёму в области $\{\cos\theta_\eta > 0, \cos\theta_\pi > 0\}$, аналогично $\sigma^- = \sigma_1^- + \sigma_2^- + \sigma_{int}^-$ – сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$, проинтегрированное по фазовому объёму в области $\{\cos\theta_\eta > 0, \cos\theta_\pi < 0\}$. Здесь σ_1 и σ_2 – сечение однофотонной и двухфотонной аннигиляции, σ_{int} – вклад в сечение от интерференции однофотонной и двухфотонной амплитуд, θ_η – угол между импульсами η мезона и позитрона в системе центра масс начальных электрона и позитрона, θ_π – угол между импульсами π^+ мезона и η мезона в системе центра масс $\pi^+\pi^-$ мезонов.

Так как квадраты обеих амплитуд являются чётными функциями величин $\cos\theta_\eta$ и $\cos\theta_\pi$, а интерференционный член является нечётной функцией этих величин, то выражение для зарядовой асимметрии A упрощается следующим образом:

$$A = \frac{\sigma_{int}^+}{\sigma_1^+ + \sigma_2^+}. \quad (16)$$

Помимо фазы δ интерференционный член содержит ещё один свободный параметр – относительную фазу ϕ , возникающую из-за того, что произведение соответствующих констант связи является, вообще говоря, комплексным числом. Зависимость зарядовой асимметрии A от относительной фазы ϕ , вычисленная при двух значениях фазы, $\delta \approx 0.7\pi$ и $\delta \approx 1.3\pi$, показана на рисунке 1.

Из рисунка 1 видно, что величина зарядовой асимметрии в процессе $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ существенно зависит от фазы ϕ . В частности, существуют значения ϕ , при которых асимметрия обращается в нуль. С другой стороны, при некоторых значениях фазы ϕ зарядовая асимметрия может быть довольно большой, порядка 10%.

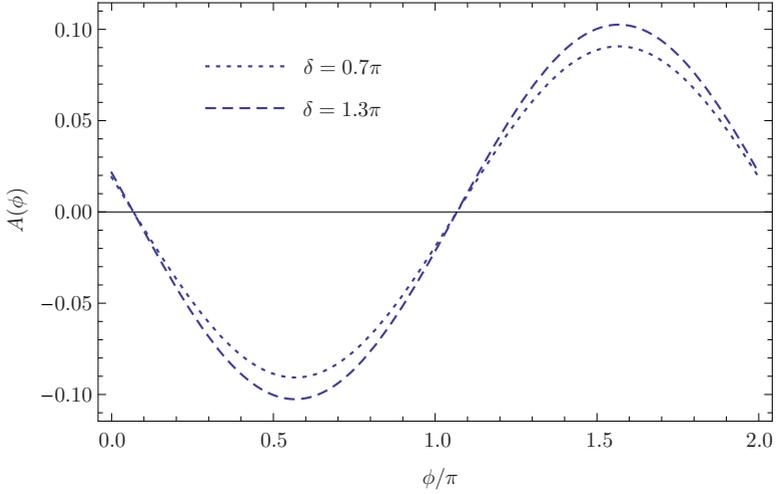


Рис. 1. Зависимость зарядовой асимметрии A от относительной фазы ϕ при различных значениях фазы δ

В четвёртой главе, которая основана на работе [3](#), рассмотрена другая параметризация формфакторов $f_1(1285)$ мезона. Необходимость такого рассмотрения связана с тем, что модель, предложенная во второй главе диссертации, недостаточно хорошо описывает процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^- f_1(1285)$. Рассмотренная в четвёртой главе параметризация формфакторов $f_1(1285)$ мезона находится в согласии со всеми имеющимися экспериментальными результатами, в том числе и для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- f_1(1285)$.

Реакция $e^+e^- \rightarrow e^+e^- f_1(1285)$ была экспериментально изучена коллаборацией L3 [\[6\]](#). В этом эксперименте был измерен параметр $\tilde{\Gamma}_{\gamma\gamma}$, который определяется как

$$\tilde{\Gamma}_{\gamma\gamma} = \lim_{Q^2 \rightarrow 0} \frac{m_f^2}{Q^2} \Gamma_{\gamma\gamma^*}^{TS}, \quad (17)$$

где m_f – масса $f_1(1285)$ мезона, $\Gamma_{\gamma\gamma^*}^{TS}$ – ширина распада $f_1(1285)$ мезона на два фотона, один из которых является реальным, $q_1^2 = 0$, а другой – виртуальным и продольно поляризованным, $Q^2 = -q_2^2 > 0$ – виртуальность второго фотона.

Коллаборация L3 также исследовала зависимость сечения рождения $f_1(1285)$ мезона в столкновении реального и виртуального фотонов, $\sigma(\gamma\gamma^* \rightarrow f_1(1285))$, от виртуальности второго фотона Q^2 . Данное сечение было параметризовано в работе [6] как

$$\sigma(\gamma\gamma^* \rightarrow f_1(1285)) = \frac{48\pi\tilde{\Gamma}_{\gamma\gamma}\Gamma_f}{(s - m_f^2)^2 + m_f^2\Gamma_f^2} (1+x)x \left(1 + \frac{x}{2}\right) F_0(Q^2), \quad (18)$$

где Γ_f – ширина $f_1(1285)$ мезона, $x = Q^2/m_f^2$, $F_0(Q^2)$ – эффективный формфактор, который выглядит следующим образом

$$F_0(Q^2) = \frac{1}{(1 + Q^2/\Lambda_0^2)^4}, \quad (19)$$

где Λ_0 – свободный параметр, экспериментальное значение которого было получено в результате фитирования: $\Lambda_0 = 1.04 \pm 0.06 \pm 0.05$ ГэВ.

Теоретические расчёты, выполненные с использованием параметризации (3) в приближении $\Gamma_\rho \ll m_\rho$, приводят к следующему выражению для эффективного формфактора:

$$F_0(Q^2) = \frac{1}{(1 + Q^2/m_\rho^2)^2}. \quad (20)$$

В работе [6] было проведено специальное исследование такого формфактора и показано, что он не согласуется с экспериментальными данными. Таким образом, параметризация (3) не подходит для описания процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- f_1(1285)$ и, следовательно, нужно найти другую, более подходящую параметризацию.

Как было показано во второй главе, параметризация (3), основанная на модели векторной доминантности, хорошо описывает экспериментальные данные о процессах $f_1(1285) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ и $e^+e^- \rightarrow f_1(1285)$. Следовательно, чтобы новая параметризация не противоречила этим экспериментальным данным, разумно считать, что она также должна быть основана на модели векторной доминантности. Однако, поскольку формфакторы (3) в области больших виртуальностей фотонов убывают недостаточно быстро, мы выбираем новую параметризацию так, чтобы асимптотическое поведение формфакторов находилось в согласии с предска-

заниями квантовой хромодинамики [7]. В результате мы представляем формфакторы для амплитуды перехода $f_1(1285)$ мезона в два виртуальных фотона, $f_1(1285) \rightarrow \gamma^* \gamma^*$, в виде

$$\begin{aligned} F_1(q_1^2, q_2^2) &= \frac{g_1 m_f^3 (q_2^2 - q_1^2)}{q(q_1^2 - \mu_\rho^2)(q_2^2 - \mu_\rho^2)}, \\ F_2(q_1^2, q_2^2) &= \frac{g_2 m_f^5}{q(q_1^2 - \mu_\rho^2)(q_2^2 - \mu_\rho^2)}, \end{aligned} \quad (21)$$

где g_1 и g_2 – комплексные константы, $\mu_\rho^2 = m_\rho^2 - im_\rho \Gamma_\rho$. Величина q в знаменателях выглядит следующим образом:

$$q = \frac{1}{m_f} \sqrt{\nu^2 - q_1^2 q_2^2}, \quad \text{где } \nu = q_1 q_2 = \frac{1}{2} (m_f^2 - q_1^2 - q_2^2), \quad (22)$$

и в системе покоя $f_1(1285)$ мезона равна абсолютному значению импульса фотонов, $q = |\mathbf{q}_1| = |\mathbf{q}_2|$. Наличие величины q в знаменателях обеспечивает правильное поведение формфакторов при очень больших виртуальностях, в соответствии с предсказаниями квантовой хромодинамики [7].

Вычисления с использованием новой параметризации показывают, что сечение $\sigma(\gamma\gamma^* \rightarrow f_1(1285))$ выражается формулой (18), в которой эффективный формфактор имеет вид:

$$F_0^{th}(Q^2) = \frac{2 + x|1 - (1+x)g_1/g_2|^2}{(2+x)(1+x)^2(1+x/a^2)^2}, \quad \text{где } x = \frac{Q^2}{m_f^2} \text{ и } a = \frac{m_\rho}{m_f}. \quad (23)$$

Обозначение $F_0(Q^2)$ мы сохраним для функции (19), в которой параметр Λ_0 принимает своё экспериментальное значение. Так как g_1 и g_2 являются комплексными числами, то отношение g_1/g_2 представляется в виде $g_1/g_2 = |g_1/g_2| e^{i\phi}$, где ϕ – относительная фаза этих чисел.

Сравнение функций $F_0(Q^2)$ и $F_0^{th}(Q^2)$ показано на рисунке 2, где функция $F_0(Q^2)$ изображена сплошной линией, $F_0^{th}(Q^2)$ при $\phi = \pi$ – штриховой линией и $F_0^{th}(Q^2)$ при $\phi = 0$ – пунктирной линией. Видно, что функции $F_0^{th}(Q^2)$ при $\phi = \pi$ и $F_0(Q^2)$ хорошо согласуются между собой.

Для сечения $\sigma(e^+e^- \rightarrow f_1(1285))$ мы получаем следующие теорети-

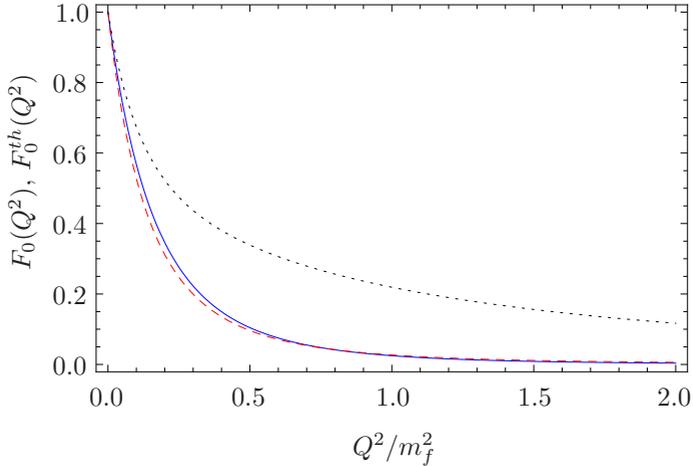


Рис. 2. Сравнение функций $F_0(Q^2)$ (сплошная линия), $F_0^{th}(Q^2)$ при $\phi = \pi$ (штриховая линия) и $F_0^{th}(Q^2)$ при $\phi = 0$ (пунктирная линия). При всех остальных значениях фазы ϕ график функции $F_0^{th}(Q^2)$ лежит в области между штриховой и пунктирной линиями

ческие предсказания:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow f_1(1285)) = \begin{cases} (6 \pm 2) \text{ пб} & \text{при } \phi = 0, \\ (31 \pm 16) \text{ пб} & \text{при } \phi = \pi. \end{cases} \quad (24)$$

Сравнивая их с экспериментальным результатом [5]

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow f_1(1285)) = 45_{-24}^{+33} \text{ пб}, \quad (25)$$

мы приходим к заключению, что хорошее согласие теории с экспериментом достигается при значении фазы $\phi = \pi$.

Пятая глава диссертации основана на работе 4 и посвящена расчёту угловых распределений в реакции аннигиляции $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow [\Lambda \rightarrow p\pi^-][\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+]$, в которой участвуют продольно поляризованные электроны и неполяризованные позитроны.

Дифференциальное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow [\Lambda \rightarrow p\pi^-][\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+]$ в случае неполяризованных пучков было ранее получено в работе [8]. Нашей целью является обобщить результат работы [8] и получить

соответствующее дифференциальное сечение для случая поляризованного электронного пучка.

Данное дифференциальное сечение можно представить в виде

$$d\sigma \propto \mathcal{W}(\zeta) d(\cos \theta) d\Omega_1 d\Omega_2, \quad (26)$$

где $\zeta \equiv (\theta, \theta_1, \phi_1, \theta_2, \phi_2)$ – пятимерный вектор, $d\Omega_1 = d\cos\theta_1 d\phi_1$, $d\Omega_2 = d\cos\theta_2 d\phi_2$. Здесь θ – угол между импульсами электрона и Λ бариона в лабораторной системе отсчёта, θ_1 и ϕ_1 – полярный и азимутальный углы вылета протона в системе покоя Λ бариона, θ_2 и ϕ_2 – полярный и азимутальный углы вылета антипротона в системе покоя $\bar{\Lambda}$ бариона.

В итоге, наши вычисления приводят к следующему результату для функции $\mathcal{W}(\zeta)$:

$$\begin{aligned} \mathcal{W}(\zeta) = & 1 + \eta \mathcal{F}_5 + \beta_1 \beta_2 \left(\mathcal{F}_1 + \sqrt{1 - \eta^2} \cos(\Delta\Phi) \mathcal{F}_2 + \eta \mathcal{F}_6 \right) \\ & + \sqrt{1 - \eta^2} \sin(\Delta\Phi) (\beta_1 \mathcal{F}_3 + \beta_2 \mathcal{F}_4) \\ & + \xi \left[(1 + \eta)(\beta_1 \mathcal{G}_1 + \beta_2 \mathcal{G}_2) + \sqrt{1 - \eta^2} \cos(\Delta\Phi) (\beta_1 \mathcal{G}_3 + \beta_2 \mathcal{G}_4) \right. \\ & \left. + \sqrt{1 - \eta^2} \beta_1 \beta_2 \sin(\Delta\Phi) \mathcal{G}_5 \right], \end{aligned} \quad (27)$$

где η , β_1 , β_2 и $\Delta\Phi$ – безразмерные параметры, ξ – удвоенная спиральность электрона ($\xi = -1$ соответствует левополяризованному электрону, а $\xi = +1$ – правополяризованному). Угловая зависимость в (27) определяется функциями \mathcal{F}_1 - \mathcal{F}_6 и \mathcal{G}_1 - \mathcal{G}_5 :

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_1 &= \sin^2 \theta \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \phi_1 \cos \phi_2 + \cos^2 \theta \cos \theta_1 \cos \theta_2, \\ \mathcal{F}_2 &= \sin \theta \cos \theta (\sin \theta_1 \cos \theta_2 \cos \phi_1 + \cos \theta_1 \sin \theta_2 \cos \phi_2), \\ \mathcal{F}_3 &= \sin \theta \cos \theta \sin \theta_1 \sin \phi_1, \\ \mathcal{F}_4 &= \sin \theta \cos \theta \sin \theta_2 \sin \phi_2, \\ \mathcal{F}_5 &= \cos^2 \theta, \\ \mathcal{F}_6 &= \cos \theta_1 \cos \theta_2 - \sin^2 \theta \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin \phi_1 \sin \phi_2, \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{G}_1 &= \cos \theta \cos \theta_1, \\
\mathcal{G}_2 &= \cos \theta \cos \theta_2, \\
\mathcal{G}_3 &= \sin \theta \sin \theta_1 \cos \phi_1, \\
\mathcal{G}_4 &= \sin \theta \sin \theta_2 \cos \phi_2, \\
\mathcal{G}_5 &= \sin \theta (\sin \theta_1 \cos \theta_2 \sin \phi_1 + \cos \theta_1 \sin \theta_2 \sin \phi_2).
\end{aligned} \tag{29}$$

В случае неполяризованных электронов, $\xi = 0$, обсуждаемое дифференциальное сечение зависит только от функций \mathcal{F}_1 - \mathcal{F}_6 и не зависит от \mathcal{G}_1 - \mathcal{G}_5 . Формулы (28) были получены ранее в работе [8], выражения (29) являются новым результатом.

В заключении перечислены основные результаты, полученные в диссертации:

- В рамках Стандартной модели впервые вычислена T -нечётная асимметрия A_ξ в радиационных полупептонных распадах нейтральных K мезонов, $K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e \gamma$ и $K^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu \gamma$. Данная асимметрия связана с T -нечётными тройными импульсными корреляциями $\xi = \mathbf{q} \cdot [\mathbf{p}_l \times \mathbf{p}_\pi] / M_K^3$, возникающими в этих распадах из-за электромагнитного взаимодействия в конечном состоянии. Согласно нашим вычислениям значения данной асимметрии в Стандартной модели довольно малы и составляют $A_\xi \approx -1 \times 10^{-4}$ и $A_\xi \approx -4.5 \times 10^{-4}$ в распадах $K^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu \gamma$ и $K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e \gamma$, соответственно. Таким образом, обнаружение в эксперименте большей величины A_ξ могло бы быть указанием на существование эффeктов за пределами Стандартной модели.
- Предложена параметризация электромагнитных формфакторов $f_1(1285)$ мезона, которая хорошо согласуется с экспериментальными данными о распаде $f_1(1285) \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ и о процессе прямого рождения $f_1(1285)$ мезона в $e^+ e^-$ столкновениях, $e^+ e^- \rightarrow f_1(1285)$. С использованием этой параметризации получены теоретические предсказания для электронной ширины распада $f_1(1285)$ мезона и, соответственно, полного сечения прямого рождения $f_1(1285)$ мезона в $e^+ e^-$ аннигиляции, $\sigma(e^+ e^- \rightarrow f_1(1285)) \approx 50$ пб. Это значение хорошо согласуется с недавно полученным экспериментальным результатом, $\sigma(e^+ e^- \rightarrow f_1(1285)) = 45_{-24}^{+33}$ пб [5].

- С использованием предложенной параметризации формфакторов $f_1(1285)$ мезона вычислена зарядовая асимметрия в процессе $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$, возникающая из-за интерференции между C -чётной двухфотонной амплитудой $e^+e^- \rightarrow f_1(1285) \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ и C -нечётной одnofотонной амплитудой $e^+e^- \rightarrow \rho \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$. Согласно нашим вычислениям величина этой асимметрии может быть довольно большой, порядка 10%.
- Поскольку предложенная параметризация формфакторов $f_1(1285)$ мезона недостаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными о процессе $e^+e^- \rightarrow e^+e^- f_1(1285)$, найдена другая параметризация формфакторов $f_1(1285)$ мезона, которая находится в согласии со всеми имеющимися экспериментальными результатами, в том числе и для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- f_1(1285)$.
- Получено угловое распределение в реакции $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow [\Lambda \rightarrow p\pi^-][\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+]$ для случая продольно поляризованного электронного пучка. В проекте Супер c - τ фабрики данное угловое распределение предполагается использовать для измерения средней поляризации электронного пучка \mathcal{P}_e и, в конечном итоге, измерения величины $\sin^2 \theta_W$, где θ_W – угол Вайнберга (угол электрослабого смешивания).

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Rudenko A. S. $K_{l3\gamma}^0$ decays: Branching ratios and T -odd momenta correlations // [Phys. Rev.](#) 2011. Vol. D84. P. 016001. [Erratum: [Phys. Rev.](#) 2012. Vol. D86. P. 119903].
2. Rudenko A. S. $f_1(1285) \rightarrow e^+e^-$ decay and direct f_1 production in e^+e^- collisions // [Phys. Rev.](#) 2017. Vol. D96, no. 7. P. 076004.
3. Milstein A. I., Rudenko A. S. Consistent analysis of $f_1(1285)$ meson form factors // [Phys. Lett.](#) 2020. Vol. B800. P. 135117.
4. Bondar A., Grabovsky A., Reznichenko A., Rudenko A., Vorobyev V. Measurement of the weak mixing angle at a Super Charm-Tau factory with data-driven monitoring of the average electron beam polarization // [JHEP.](#) 2020. Vol. 03. P. 076.

Список литературы

- [1] Müller E. H., Kubis B., Meißner U.-G. T -odd correlations in radiative K_{l3}^+ decays and chiral perturbation theory // [Eur. Phys. J.](#) 2006. Vol. C48. P. 427–440.
- [2] Barberis D. et al. A spin analysis of the 4π channels produced in central pp interactions at 450 GeV/c // [Phys. Lett.](#) 2000. Vol. B471. P. 440–448.
- [3] Patrignani C. et al. Review of particle physics // [Chin. Phys.](#) 2016. Vol. C40, no. 10. P. 100001.
- [4] Amelin D. V. et al. Study of the decay $f_1(1285) \rightarrow \rho^0(770)\gamma$ // [Z. Phys.](#) 1995. Vol. C66. P. 71–76.
- [5] Achasov M. N. et al. Search for direct production of the $f_1(1285)$ resonance in e^+e^- collisions // [Phys. Lett.](#) 2020. Vol. B800. P. 135074.
- [6] Achard P. et al. $f_1(1285)$ formation in two photon collisions at LEP // [Phys. Lett.](#) 2002. Vol. B526. P. 269–277.
- [7] Köpp G., Walsh T. F., Zerwas P. M. Hadron production in virtual photon-photon annihilation // [Nucl. Phys.](#) 1974. Vol. B70. P. 461–485.
- [8] Fäldt G., Kupsc A. Hadronic structure functions in the $e^+e^- \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ reaction // [Phys. Lett.](#) 2017. Vol. B772. P. 16–20.

Руденко Александр Сергеевич

**Формфакторы $f_1(1285)$ мезона и асимметрии
в e^+e^- -аннигиляции и распадах частиц**

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Сдано в набор 02.07.2020 Подписано в печать 03.07.2020
Формат 60x90 1/16 Объем 1.0 усл.печ.л., 0.8 уч.-издл.
Тираж 100 экз. Бесплатно. Заказ №3.

Обработано на IBM PC и отпечатано
на ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.