

К 90-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ Л.Д. ЛАНДАУ

Поиск нарушения CP-инвариантности в распадах В-мезонов

М.В. Данилов

Краткий обзор перспектив поиска нарушения CP-инвариантности в распадах В-мезонов. Основан на докладе, сделанном на заседании Президиума РАН 20 января 1998 г.

PACS numbers: 11.15.Ex, 11.30.Fs, **12.60.-i**, 13.20.He, 14.40.Nd

Содержание

1. Введение (631).
 2. Механизм нарушения CP-инвариантности (632).
2.1. Матрица Кабиббо – Кобаяши – Маскава. 2.2. Определение V_{cb} . 2.3. Определение V_{ub} . 2.4. Определение V_{td} . 2.5. Как измерить углы? 2.6. CP-нарушение за рамками Стандартной Модели.
 3. Измерение CP-асимметрии в распадах В-мезонов (636).
3.1. Эксперимент HERA-B. 3.2. В-фабрики. 3.3. Эксперименты CDF и D0. 3.4. LHC.
 4. Заключение (639).
- Список литературы (639).

1. Введение

Различие свойств материи и антиматерии является, пожалуй, одной из самых интригующих загадок природы. Без этого различия, по-видимому, не могла бы существовать наша цивилизация, так как протоны и антипротоны проаннигилировали бы на ранних стадиях развития Вселенной и не было бы вещества, из которого мы состоим.

Л.Д. Ландау внес очень важный вклад в формулировку этой проблемы — ввел понятие комбинированной инверсии, т.е. одновременного зеркального отражения и замены частиц на античастицы [1, 2]. Именно в терминах комбинированной инверсии и обсуждаются ныне различия в свойствах материи и антиматерии, ведь, как писал Л.Д. Ландау: "К⁻-мезон есть К⁺-мезон, отраженный в зеркале" [1].

Исследования в этой области ведутся в очень многих направлениях. В нашей статье мы сконцентрируемся на одном и очень перспективном направлении — на поиске различия в поведении так называемых прелестных частиц и их античастиц. Для этого создаются крупные ускорители и установки, и важные результаты должны быть получены в ближайшее время.

После краткого обсуждения истории вопроса мы расскажем о результатах, на основе которых предсказывается большое различие в свойствах прелестных и антипрелестных частиц, и сравним эксперименты, в которых это различие пытаются обнаружить.

Благодаря усилиям фантастов, понятие антиматерии теперь знакомо каждому школьнику, но рождалось оно довольно мучительно. В 1928 г. Дирак вывел свое уравнение для электронов, у которого наряду с решениями с положительной энергией были и решения с отрицательной энергией [3]. Дирак предложил интерпретировать эти решения как протоны [4]. Однако такая интерпретация подверглась серьезной критике: протоны и электроны должны были быстро аннигилировать, и, кроме того, их массы сильно различались. (Большой вклад в понимание этих вопросов внесли Оппенгеймер и И.Е. Тамм [5].) Тогда, в 1931 г., Дирак предложил для решения этой проблемы ввести совершенно новые частицы — антиэлектрон и антипротон [6]. Это была революционная идея. Насколько она была революционной, можно судить по реакции на нее знаменитого физика Паули. В 1932 г. он писал [7]: "Этот выход является уже потому неудовлетворительным, что законы природы в этой теории совершенно симметричны относительно электронов и антиэлектронов". И далее: "Мы не думаем таким образом, чтобы намеченный путь мог быть серьезно принят во внимание". В том же 1932 г. Андерсон открыл антиэлектрон [8], и воцарилась всеобщая вера в зарядовую симметрию Вселенной, т.е. в симметрию законов природы относительно материи и антиматерии. Эту симметрию называют также С-инвариантностью. Надо заметить, что концепция зарядовой симметрии нетривиальна, поскольку Вселенная, которая нас окружает, очень асимметрична. Никаких признаков заметного количества антиматерии в ней не было обнаружено, хотя такие поиски и продолжаются [9]. В 1956 г. Ли и Янг, на основе анализа экспериментальных данных по распадам К-мезонов, предсказали нарушение зеркальной симметрии, т.е. замены левого на правое [10]. Эта симметрия называется также Р-инвариантностью. В том же году Б.Л. Иоффе, Л.Б. Окунь и А.П. Рудик показали, что предсказываемое нарушение Р-инвариантности должно приводить и к нарушению С-инвариантности [11]. Такой же вывод был сделан чуть позже Ли, Оме и Янгом

М.В. Данилов. Государственный научный центр "Институт теоретической и экспериментальной физики",
117218 Москва, ул. Б. Черемушкинская 25, Россия
E-mail: danilov@iris1.itep.ru

Статья поступила 30 апреля 1998 г.

[12]. В 1957 г. нарушение зеркальной симметрии было обнаружено Ву с соавторами [13], а Гарвин, Ледерман, Вайнрич [14] и Фридман, Телегди [15] обнаружили нарушение зарядовой симметрии. Л.Д. Ландау, которому резко не нравилась асимметрия пространства относительно зеркального отражения, выдвинул гипотезу инвариантности относительно комбинированной инверсии, которую теперь называют CP-инвариантностью [1, 2]. Таким образом, на новом уровне восстанавливалась симметрия между материей и антиматерией. По-прежнему экипаж гипотетического космического корабля, приближавшегося к Земле от далекой звезды, не мог бы сообщить нам, состоит он из материи или антиматерии, не передавая кусочек вещества. Сохранение CP-, а не P-четности позволило Л.Д. Ландау [16, 2] предложить теорию двухкомпонентного нейтрино, в которой ν и $\bar{\nu}$ отличаются знаком спиральности. Аналогичные идеи обсуждались Саламом [17] и Ли и Янгом [18]. CP-инвариантность хорошо выполнялась на опыте. Однако многие авторы призывали искать ее нарушение (см., например, [19]), и такие поиски велись. В 1964 г. Кристенсон, Кронин, Фитч и Турле обнаружили небольшое нарушение CP-инвариантности в распадах K-мезонов [20]. А в 1967 г. А.Д. Сахаров [21] показал, что для объяснения барионной асимметрии Вселенной, т.е. избытка в ней материи, необходимо нарушение CP-инвариантности. Таким образом, была осознана фундаментальная роль нарушения CP-инвариантности в самом факте существования материи, а следовательно, и в существовании нашей цивилизации. Большую роль в развитии этих идей сыграли работы В.А. Кузьмина, В.А. Рубакова и М.Е. Шапошникова [22, 23]. Обзор современной ситуации с объяснением барионной асимметрии Вселенной можно найти в [24].

2. Механизм нарушения CP-инвариантности

Как известно, сейчас открыто три поколения фундаментальных фермионов, приведенных в табл. 1. Из первого поколения составлена вся та материя, которая нас окружает, а частицы второго и третьего поколения — более тяжелые, нестабильные и в конце концов распадаются на частицы первого поколения.

Таблица 1. Фундаментальные фермионы

Частицы	Заряд	Барионный заряд	Поколения		
			1	2	3
Кварки	+2/3	1/3	u	c	t
	-1/3	1/3	d	s	b
Лептоны	0	0	ν_e	ν_μ	ν_τ
	-1	0	e	μ	τ

2.1. Матрица Кабиббо–Кобаяши–Маскава

Зачем нужны три поколения? Это до сих пор неясно, хотя, возможно, они нужны, чтобы иметь различие между материей и антиматерией. Именно в случае наличия трех поколений оно возникает естественным образом [25].

Константы связей кварков разных поколений описываются так называемой матрицей Кабиббо–Кобаяши–Маскава (СКМ). Например, вероятность перехода b-кварка в c-кварк зависит от матричного элемента V_{cb} , а

вероятность перехода b-кварка в u-кварк зависит от матричного элемента V_{ub} . Всего в случае трех поколений имеется 9 комплексных элементов матрицы СКМ. Однако можно показать, что они зависят только от 4-х параметров — трех углов и фазы:

$$V_{СКМ} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}\exp(-i\delta) \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}\exp i\delta & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}\exp(-i\delta) & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}\exp i\delta & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}\exp i\delta & c_{23}c_{13} \end{pmatrix},$$

где $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ и $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$. Причем именно эта фаза и отвечает в современной теории за различие между свойствами материи и антиматерии. Параметры, определяющие матрицу СКМ, являются фундаментальными параметрами современной теории, которую обычно называют Стандартной Моделью (СМ). Они не предсказываются теорией и должны определяться экспериментально.

Часто для матрицы СКМ используется приближенная параметризация Вольфенштейна [26]:

$$V_{СКМ} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4).$$

Следуя [27, 28], мы используем следующие соотношения:

$$s_{12} = \lambda, \quad s_{23} = A\lambda^2, \quad s_{13}\exp(-i\delta) = A\lambda^3(\rho - i\eta),$$

что приводит к

$$\rho = \frac{s_{13}}{s_{12}s_{23}} \cos \delta, \quad \eta = \frac{s_{13}}{s_{12}s_{23}} \sin \delta.$$

Между элементами матрицы СКМ существует очень полезное геометрическое соотношение. Поскольку эта матрица унитарна, ее столбцы должны быть ортогональны:

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0.$$

В этом выражении матричные элементы V_{ud} и V_{tb} описывают связи кварков внутри одного и того же поколения и примерно равны единице, а матричный элемент $V_{cd} \approx -V_{us} \approx -\lambda$ описывает связь кварков первого и второго поколений и хорошо известен из полулептонных распадов K-мезонов и гиперонов: $V_{us} = 0,2205 \pm 0,0018$ [29]. Поэтому данное выражение сводится к более простому:

$$V_{ub}^* - \lambda V_{cb}^* + V_{td} \approx 0,$$

представляющему треугольник на комплексной плоскости (рис. 1). Этот треугольник называется треугольником унитарности. Его стороны определяются абсолютными величинами элементов матрицы СКМ, а углы, как мы увидим в дальнейшем, определяют различие в распадах V^0 -мезонов, которые состоят из (bd)-кварков, и их античастиц.

Перед обсуждением того, как эти углы измерять, мы расскажем об экспериментах, которые определили сто-

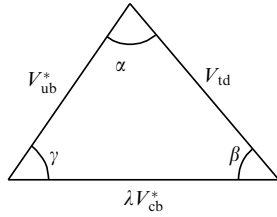


Рис. 1. Треугольник унитарности.

роны треугольника унитарности. Поскольку треугольник определяется тремя сторонами, то из этих измерений можно получить информацию и о его углах.

2.2. Определение V_{cb}

Начнем с обсуждения матричного элемента V_{cb} , определяющего связь кварков второго и третьего поколений. Обнаружение группами HRS и MAC неожиданно большого времени жизни В-мезонов [30] явилось сюрпризом и показало, что $|V_{cb}|$ примерно в 5 раз меньше, чем матричный элемент V_{us} , определяющий связь кварков первого и второго поколений. Полулептонные распады В-мезонов наиболее удобны для количественного измерения V_{cb} , поскольку лептоны не участвуют во взаимодействиях в конечном состоянии. Первоначальные измерения относительной вероятности инклюзивных полулептонных распадов В-мезонов [29] дали значения в районе 10–14%. К сожалению, в этих измерениях не разделялись лептоны от первичных, $b \rightarrow c l^- \bar{\nu}_l$, и вторичных, $c \rightarrow s l^+ \nu_l$, распадов. Необходимость вычитания фона от вторичных лептонов привела к модельной зависимости результата и большим систематическим ошибкам. Коллаборация ARGUS нашла способ решения этой проблемы [31]. В жесткой части спектра вторичные лептоны практически отсутствуют, поэтому по знаку заряда лептона можно определить распался b - или \bar{b} -кварк: b -кварки распадаются на отрицательные лептоны, а \bar{b} -кварки — на положительные. Поскольку b - и \bar{b} -кварки рождаются парами, идентифицировав один из них, мы автоматически идентифицируем и второй, а следовательно, знаем знак первичного лептона в его распаде. Это позволяет полностью исключить фон от вторичных лептонов, которые имеют противоположный заряд, и получить модельно-независимое значение относительной вероятности полулептонных распадов В-мезонов. Современные значения этой вероятности и времени жизни В-мезонов приводят [32] к

$$|V_{cb}| = (38,7 \pm 0,9 \pm 1,9) \times 10^{-3},$$

где во второй ошибке учтены неопределенности в теоретическом описании инклюзивных полулептонных распадов.

Матричный элемент V_{cb} можно определить и из относительной вероятности эксклюзивных полулептонных распадов В-мезонов на D^{*-} или D -мезоны (рис. 2), впервые обнаруженных в эксперименте ARGUS [33]. При этом необходимо оценить вероятность того, что c -кварк, возникающий при распаде b -кварка, образует со спектаторным кварком $D^{(*)}$ -мезон. Первоначально это делалось на основе различных моделей, что вносило большие

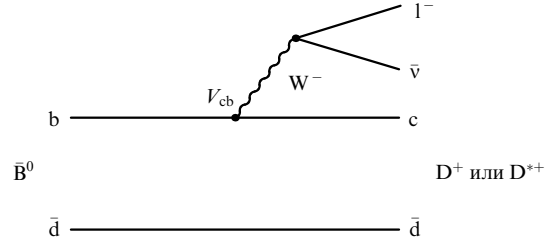


Рис. 2. Диаграмма распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+} l^- \bar{\nu}_l$.

теоретические неопределенности в извлекаемое значение V_{cb} , особенно в случае распада на D^* -мезоны. М.Б. Волошин и М.А. Шифман заметили [34], что в случае очень больших масс b - и c -кварков V_{cb} может быть извлечено из распада $B \rightarrow D^* l \bar{\nu}$ без модельных предположений. Идея их предложения проста и элегантна. При максимальном q^2 c -кварк покоится в системе центра масс b -кварка. Поэтому спектаторный кварк и виртуальные глюоны и кварк-антикварковые пары, которые окружали b -кварк, просто не замечают замены одного тяжелого кварка на другой и образуют с ним связанное состояние (D^* -мезон). Поправки, возникающие из-за конечных масс b - и c -кварков, малы и могут быть достаточно хорошо оценены. Благодаря усилиям Изгура и Вайза и многих других авторов [35] было понято, что в пределе бесконечно тяжелых масс возникают дополнительные симметрии и образовалось новое теоретическое направление — эффективная теория тяжелого кварка. В ее рамках удается с хорошей точностью извлечь значение V_{cb} из эксклюзивных полулептонных распадов $B \rightarrow D^* l \bar{\nu}$ [32]:

$$|V_{cb}| = (39,1 \pm 2,7 \pm 1,3) \times 10^{-3}.$$

Это значение V_{cb} хорошо согласуется со значением, извлеченным из анализа инклюзивных полулептонных распадов. Анализ распадов $B \rightarrow D l \bar{\nu}$ приводит к близким значениям $|V_{cb}|$, но с существенно большими неопределенностями [32].

2.3. Определение V_{ub}

Следующую сторону треугольника унитарности — V_{ub} — экспериментально определить еще труднее, поскольку оказалось, что она на порядок меньше, чем V_{cb} , а значит, все вероятности на 2 порядка меньше. Идея эксперимента очень проста. Поскольку u -кварк легче, чем c -кварк, лептоны в распаде b -кварка на u -кварк могут иметь больший импульс, чем при переходе b -кварка в c -кварк, и быть за кинематическим пределом для последнего перехода. Проблема состоит в том, что сигнал очень мал по сравнению с фоном. Поэтому эксперимент был очень трудным. Тем не менее в 1989 г. группы ARGUS и CLEO практически одновременно объявили о наблюдении перехода $b \rightarrow u l^- \bar{\nu}$ [36]. К сожалению, при извлечении значения V_{ub} из этих данных возникают большие трудности, связанные с экстраполяцией из небольшой области, где проводятся измерения на весь импульсный интервал лептонов. Современное значение $|V_{ub}/V_{cb}|$ оказывается равным [29]

$$\left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right| = 0,08 \pm 0,02.$$

Группе CLEO удалось измерить относительные вероятности распадов $B \rightarrow \rho l \nu$, $B \rightarrow \pi l \nu$ [37]. Получаемое при этом значение $|V_{ub}| = (3,3 + 0,4_{\text{экс}} \pm 0,7_{\text{теор}}) \times 10^{-3}$ согласуется со значением, полученным из инклюзивных распадов.

2.4. Определение V_{td}

Третью сторону треугольника унитарности — V_{td} — удалось оценить по частоте $B^0 \bar{B}^0$ -осцилляций. Квантовое число прелесть не сохраняется в слабых взаимодействиях. Поэтому B^0 - и \bar{B}^0 -мезоны могут переходить друг в друга за счет процессов второго порядка. Одна из доминирующих диаграмм показана на рис. 3. Поскольку B^0 - и \bar{B}^0 -частицы смешиваются, состояниями с определенной массой являются их линейные комбинации, которые имеют примерно одинаковое время жизни τ_B , но слегка различающиеся массы m_1 и m_2 . Вероятность образования \bar{B}^0 -мезонов в пучке B^0 -мезонов определяется формулой

$$\bar{n}(t) = \frac{\exp(-t/\tau_B)}{2} (1 - \cos \Delta m t),$$

где $\Delta m = m_1 - m_2$. Таким образом, в пучке B^0 -мезонов со временем появляются \bar{B}^0 -мезоны, и их доля осциллирует со временем. Частота этих осцилляций Δm пропорциональна квадрату массы t -кварка и квадрату матричного элемента V_{td} [38]:

$$\Delta m = \frac{G_F^2}{6\pi^2} B_B f_B^2 m_B |V_{tb}^* V_{td}|^2 m_t^2 F\left(\frac{m_t^2}{M_W^2}\right) \eta_{\text{КХД}}, \quad (1)$$

где G_F — константа слабого взаимодействия; $\eta_{\text{КХД}} = 0,55 \pm 0,01$ — поправка КХД [39]; $F(m_t^2/M_W^2)$ — надежно вычисляемая функция, а $f_B^2 B_B$ — параметризация адронного матричного элемента, который, можно сказать, задает вероятность \bar{b} - и d -кваркам в B^0 -мезоне оказаться в одной точке. Измерив частоту $B^0 \bar{B}^0$ -осцилляций, можно определить массу t -кварка или матричный элемент V_{td} . Вероятность перехода B^0 -мезонов в \bar{B}^0 -мезоны ожидалась очень малой, так как предсказывался не очень тяжелый t -кварк. Более того, имелись указания на существование t -кварка с массой около 40 ГэВ [40] (мы используем систему единиц, в которой $c = 1$ и $\hbar = 1$). Поэтому обнаружение коллаборацией ARGUS [41] $B^0 \bar{B}^0$ -осцилляций явилось большим сюрпризом.

Как уже говорилось, в распадах b -кварка могут возникать только отрицательно заряженные лептоны, а в распадах \bar{b} -кварка — только положительно заряженные. Поскольку b - и \bar{b} -кварки рождаются парно, то без осцилляций будут возникать только пары лептонов противоположного знака. Осцилляции будут приводить

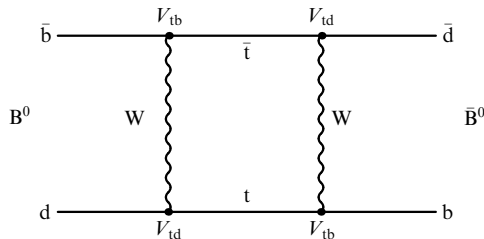


Рис. 3. Диаграмма перехода B^0 -мезона в \bar{B}^0 -мезон.

к парам лептонов одинакового знака. Их доля,

$$\frac{N_{l\pm l\pm}}{N_{ll}} \approx \frac{x^2}{2 + 2x^2},$$

зависит от параметра $x = \Delta m \tau_B$, а следовательно, от частоты осцилляций.

Изучая $\Upsilon(4S)$ -резонанс, который распадается на $B^0 \bar{B}^0$ - или $B^+ B^-$ -пары, коллаборация ARGUS обнаружила пары первичных лептонов одинакового знака и тем самым обнаружила $B^0 \bar{B}^0$ -осцилляции [41]. Более того, было полностью реконструировано событие с двумя B^0 -мезонами в конечном состоянии, что явилось самым наглядным свидетельством $B^0 \bar{B}^0$ -осцилляций. Параметр осцилляций оказался неожиданно большим:

$$x = \Delta m \tau_B = 0,73 \pm 0,15.$$

Этот результат позволил впервые оценить матричный элемент V_{td} и показал, что масса t -кварка больше 50 ГэВ.

К настоящему времени t -кварк с массой $m_t = 175 \pm 6$ ГэВ [42] обнаружен группами CDF и D0 (FNAL, США), а точность в определении параметра x существенно улучшилась благодаря экспериментам на коллайдере LEP (CERN, Швейцария):

$$x = 0,72 \pm 0,03.$$

К сожалению, точность определения величины $|V_{td}|$ улучшилась не слишком заметно из-за теоретических неопределенностей в величинах f_B и B_B . При использовании $f_B \sqrt{B_B} = 200 \pm 40$ МэВ [43] получаются следующие ограничения [32]:

$$0,005 < |V_{td}| < 0,015$$

Отношение $f_{B_d}^2 B_{B_d} / f_{B_s}^2 B_{B_s}$ предсказывается с меньшей теоретической неопределенностью. Поэтому, измерив осцилляции B_s^0 -мезонов, для которых параметр Δm_s описывается формулой, аналогичной (1), можно будет определить $|V_{td}|$ с лучшей точностью. Сейчас имеется только нижний предел [32] $\Delta m_s > 9,2 \text{ пкс}^{-1}$, что приводит к дополнительным ограничениям на V_{td} только при оптимистической оценке неопределенностей в отношении $f_{B_d}^2 B_{B_d} / f_{B_s}^2 B_{B_s}$. Мы поэтому не будем пока использовать эту информацию.

Итак, мы обсудили измерения всех трех сторон треугольника унитарности. Перед тем, как переходить к его углам, обратим внимание на очень большое различие между константами связи кварков разных поколений.

Внутри поколений константы связи примерно равны единице, естественно, в единицах константы слабого взаимодействия G_F . Между первым и вторым поколениями константы связи составляют примерно 0,2; между вторым и третьим поколениями — порядка 0,04; и еще на порядок меньше между третьим и первым. Откуда берется такая иерархия констант связи пока не ясно. Будем надеяться, что экспериментальные наблюдения помогут указать путь к более полной теории, которая ее объяснит.

2.5. Как измерить углы?

Измерение трех сторон треугольника полностью определяет его углы. К сожалению, в измерениях имеются неопределенности. Дополнительные ограничения на положение вершины треугольника унитарности возни-

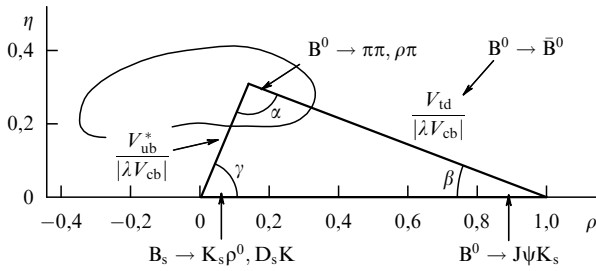


Рис. 4. Разрешенная область для вершины треугольника унитарности ($\pm 1\sigma$).

кают из анализа нарушения СР-инвариантности в распадах $K \rightarrow \pi\pi$, описываемого параметром ϵ_K . Вершина треугольника при угле α должна лежать на гиперболе, положение которой определяется параметром ϵ_K , а также m_t , V_{cb} и B_K . При учете данного требования из измерения сторон треугольника можно получить ограничения на его углы. Разрешенная область для вершины треугольника унитарности показана на рис. 4 [44]. На этом рисунке стороны треугольника нормированы на величину $\lambda|V_{cb}|$ и, таким образом, основание треугольника равно 1.

Углы треугольника унитарности оказываются большими, а они в современной теории прямо связаны с асимметрией распадов В- и \bar{B} -мезонов. Так, например, асимметрия в распадах B^0 - и \bar{B}^0 -мезонов на $J/\psi K_s^0$ определяется углом β .

Эта асимметрия возникает из-за того, что В-мезон может распасться в конечное состояние $J/\psi K_s^0$ напрямую, а может перейти сначала в \bar{B}^0 -мезон и затем распасться в то же самое конечное состояние (рис. 5). Интерференция двух возможных путей приводит к асимметрии в числе распадов В- и \bar{B} -мезонов на $J/\psi K_s^0$. Данная асимметрия зависит от угла β треугольника унитарности и от времени:

$$a_{J/\psi K_s^0}(t) = \frac{n(t) - \bar{n}(t)}{n(t) + \bar{n}(t)} = -\sin(2\beta) \sin \frac{xt}{\tau_B}. \quad (2)$$

В этом выражении $\sin 2\beta$ возникает из-за того, что в диаграммы для $B^0\bar{B}^0$ -осцилляций входит матричный элемент $V_{td} = |V_{td}| \exp(-i\beta)$, а второй множитель — $\sin(xt/\tau_B)$ — задает вероятность осцилляций.

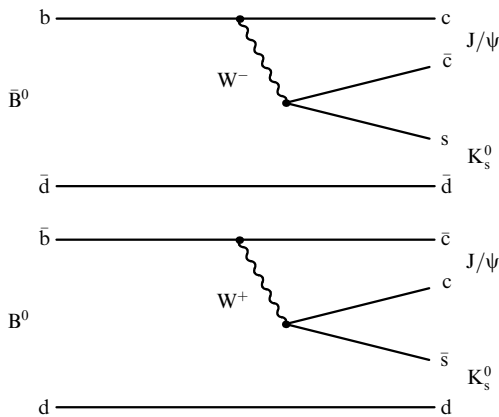


Рис. 5. Диаграммы распадов \bar{B}^0 - и B^0 -мезонов в $J/\psi K_s^0$.

Поскольку величина $x = 0,72 \pm 0,03$ довольно велика, $\sin(xt/\tau_B)$ оказывается большим при временах, сравнимых с временем жизни В-мезонов, т.е. когда еще не все В-мезоны успели распасться. Поэтому асимметрия может быть измерена: в то время, когда она становится большой, имеется еще достаточное количество В-мезонов. Таким образом, обнаружение неожиданно больших $B^0\bar{B}^0$ -осцилляций [41] открыло путь к поиску нарушения СР-инвариантности в В-мезонах.

Аналогично, асимметрия в распадах на $\pi^+\pi^-$ (рис. 6) зависит от $\beta + \gamma = \pi - \alpha$:

$$a_{\pi\pi}(t) = -\sin(2\alpha) \sin \frac{xt}{\tau_B},$$

поскольку в амплитуду распада входит матричный элемент $V_{ub} = |V_{ub}| \exp(-i\gamma)$. Правда, в этом случае, так называемые пингвинные диаграммы, одна из которых показана на рис. 7, могут вносить существенный вклад и нарушать простое соотношение между асимметрией и $\sin 2\alpha$. Но несмотря на это, угол α может быть определен [45].

Кроме приведенных примеров существует большое количество распадов, которые можно практически использовать для определения углов треугольника унитарности. Некоторые из них приведены в табл. 2 и показаны на рис. 4.

Кроме нарушения СР-инвариантности, связанного с $B^0\bar{B}^0$ -осцилляциями, возможно прямое нарушение СР-

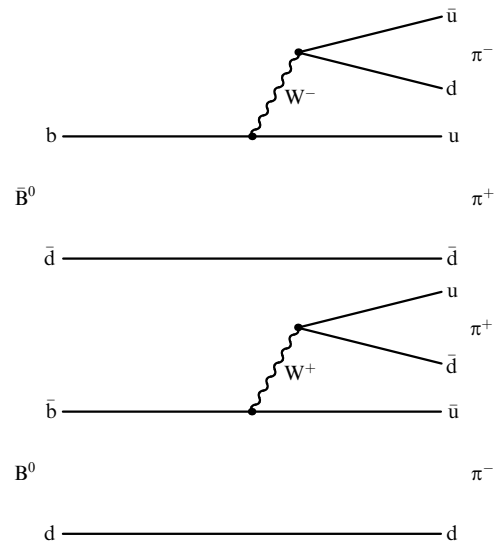


Рис. 6. Диаграммы распада $B \rightarrow \pi^+\pi^-$.

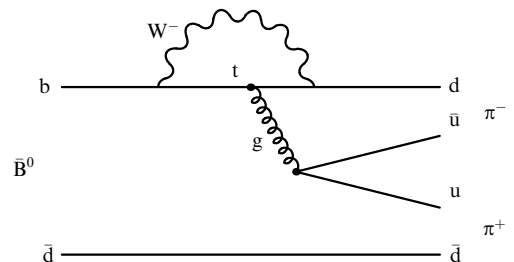


Рис. 7. Пингвинная диаграмма для распада $B \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Таблица 2. Точности определения $\sin 2\beta$ и $\sin 2\alpha$ по различным распадам в эксперименте BaBar за 1 год (10^7 с)

Распад	Br	$\sin \Phi$	σ
$J/\psi K_S^0$	$0,5 \times 10^{-3}$	$\sin 2\beta$	0,10
$J/\psi K_L^0$	$0,5 \times 10^{-3}$		0,16
$J/\psi K^{*0}$	$1,6 \times 10^{-3}$		0,19
$D^+ D^-$	6×10^{-4}		0,21
$D^{*+} D^{*-}$	7×10^{-4}		0,15
$D^{*\pm} D^\pm$	8×10^{-4}		0,15
$\pi^+ \pi^-$	$1,2 \times 10^{-5}$	$\sin 2\alpha$	0,20
$\rho\pi$	$5,8 \times 10^{-5}$		0,11
$a_1\pi$	6×10^{-5}		0,24

инвариантности, возникающее из-за интерференции парциальных амплитуд с различными слабыми и сильными фазами, например,

$$\Gamma(B^+ \rightarrow K^+ \rho^0) \neq \Gamma(B^- \rightarrow K^- \rho^0).$$

Однако обычно его трудно бывает связать с углами треугольника унитарности, и мы не будем этот вопрос здесь обсуждать.

За последнее время поиск нарушения CP-инвариантности в системе В-мезонов образовал целое направление физики элементарных частиц. Сейчас в лабораториях КЕК (Япония) и SLAC (США) строятся два специальных крупных ускорителя, так называемые В-фабрики. Создаются четыре специализированных детектора: BaBar (SLAC), Belle (КЕК), HERA-B (DESY, ФРГ) и LHCb (CERN, Швейцария). Поиск нарушения CP-инвариантности в В-мезонах включается в программу исследований на существующих установках CDF и D0 на рр-коллайдере во FNAL. Такая активность отражает большой интерес к проблеме. Ведь вполне может оказаться, что современная теория нарушения CP-инвариантности неверна или неполна, и вместо треугольника унитарности с согласующимися сторонами и углами мы получим что-то совершенно неожиданное. Тем более, что имеются веские теоретические указания на то, что нарушение CP-инвариантности в стандартной теории недостаточно для возникновения барионной асимметрии Вселенной (см., например, [46]).

2.6. CP-нарушение за рамками Стандартной Модели

Имеется много сценариев, в которых нарушение CP-инвариантности отличается от СМ и которые обычно требуют введения в нее новых частиц. Детальное рассмотрение этой проблемы можно найти, например, в [47]. Здесь мы приведем только несколько примеров.

1. Четвертое поколение кварков и лептонов. В этом случае треугольник унитарности превращается в четырехугольник. Существование четвертого поколения считается маловероятным из-за отсутствия четвертого типа нейтрино с массой меньше $M_Z/2$, но исключить эту возможность пока нельзя.

2. Нейтральные токи, меняющие аромат. Такие токи будут давать вклад в $B^0 \bar{B}^0$ -осцилляции и, следовательно, изменят предсказания СМ для CP-нарушения. В этой модели треугольник унитарности также превращается в четырехугольник, показанный на рис. 8. Если $B^0 \bar{B}^0$ -осцилляции определяются не квадратными диаграммами СМ (см. рис. 3), а новым нейтральным током, то асимметрия в распаде $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ будет зависеть от $\sin 2\bar{\beta}$, а не от $\sin 2\beta$. Таким образом, в этой модели CP-асимметрии измеряют совершенно другие углы.

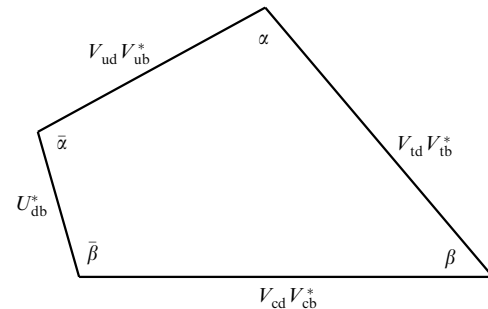


Рис. 8. Четырехугольник унитарности в модели с нейтральными токами (характеризуемыми параметром U_{db}^*), меняющими аромат.

3. Дополнительные хиггсовские дублеты. В этом случае кроме одного нейтрального бозона Хиггса, требующегося в СМ, возникают дополнительные заряженные и нейтральные хиггсовские бозоны. Заряженные бозоны могут давать вклад в $B^0 \bar{B}^0$ -смешивание за счет диаграмм, показанных на рис. 9. Это приведет к изменению в значении V_{td} , извлекаемом из частоты $B^0 \bar{B}^0$ -осцилляций. Нейтральные хиггсовские бозоны могут давать вклад в $B^0 \bar{B}^0$ -осцилляции на древесном уровне и сильно их менять по сравнению с СМ. Имеются модели, в которых CP-инвариантность нарушается за счет обмена хиггсовскими бозонами, а СКМ-матрица является реальной. При этом треугольник унитарности вырождается в прямую линию.

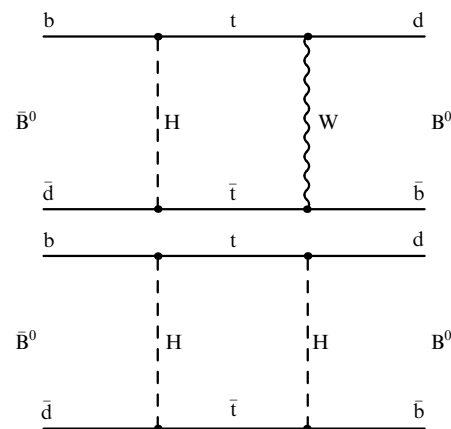


Рис. 9. Диаграммы перехода \bar{B}^0 -мезона в B^0 -мезон с обменом хиггсовскими бозонами.

Приведенные примеры иллюстрируют, что измерение CP-асимметрии в В-мезонах весьма чувствительно к "новой физике", находящейся за рамками СМ.

3. Измерение CP-асимметрии в распадах В-мезонов

Как предполагается измерять CP-асимметрию в распадах В-мезонов, мы расскажем на примере установки HERA-B, а затем прокомментируем другие подходы.

3.1. Эксперимент HERA-B

В установке HERA-B В-мезоны рождаются на тонких проволочках, окружающих внутренний пучок ускорителя.

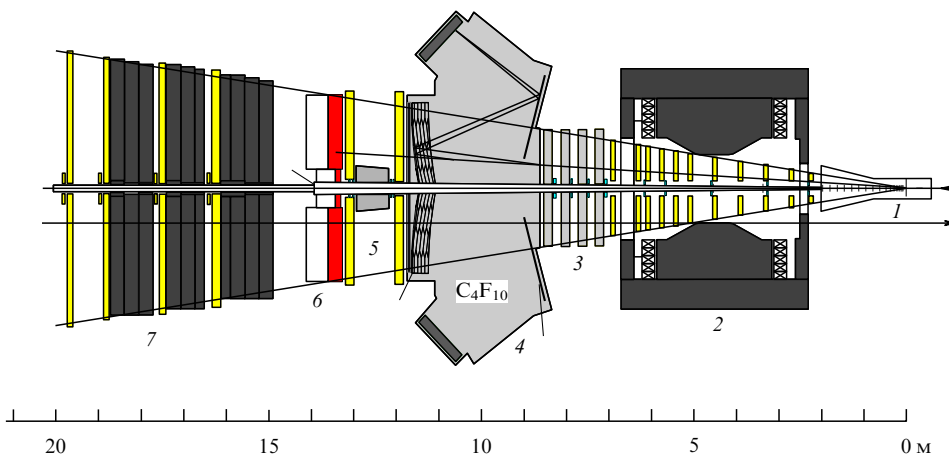


Рис. 10. Схема установки HERA-B: 1 — вершинный детектор; 2 — магнит; 3 — дрейфовые камеры; 4 — черенковский счетчик; 5 — детектор переходного излучения; 6 — электромагнитный калориметр; 7 — мюонный идентификатор.

теля HERA. Это позволяет использовать протоны из гало пучка, которые все равно были бы потеряны.

Схема установки HERA-B показана на рис. 10. В-мезоны рождаются на проволоочной мишени, вершины их распадов регистрируются кремниевыми микростриповыми детекторами. Импульсы заряженных частиц измеряются с помощью дрейфовых и газовых микростриповых камер, расположенных внутри и после магнита. К-мезоны идентифицируются с помощью черенковского счетчика, электроны — с помощью детектора переходного излучения и электромагнитного калориметра, а мюоны — с помощью мюонного идентификатора. Для считывания информации в установке используется около 600 тысяч каналов электроники. Для иллюстрации масштаба установки на рисунке 11 показан момент сборки электромагнитного калориметра.

Энергия протонов в ускорителе HERA составляет 820 ГэВ. При этой энергии сечение рождения В-мезонов примерно в миллион раз меньше неупругого сечения. С учетом относительных вероятностей распадов [29] $Br(B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0) = 5 \times 10^{-4}$, $Br(J/\psi \rightarrow l^+l^-) = 0,06$, $Br(K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = 0,69$ оказывается, что на 25 тысяч В-мезонов возникает только одно интересующее нас событие. Поэтому создание эффективной системы отбора нужных событий — эффективного триггера — является ключевой тем более, что частота взаимодействий очень высока — 40 МГц. Эта задача решается с помощью триггеров трех уровней, на каждом из которых используется все больше информации. На первом уровне с помощью калориметра и мюонных камер выделяются области в трековой системе, в которых мог пройти лептон, и там производится поиск треков. После нахождения треков вычисляется инвариантная масса пары l^+l^- и требуется, чтобы она была совместима с массой J/ψ -частицы.

С помощью специально разработанных процессоров удается осуществить все эти операции за 12 мкс и подавить фон в 200 раз, сохранив при этом более 60 % полезных событий. На втором уровне используется информация о вторичной вершине, что позволяет подавить фон еще в 25 раз. Наконец, на третьем уровне производится полная реконструкция события, что уменьшает фон еще в 20 раз.

В окончательном анализе выделение распада $B \rightarrow J/\psi K_s^0$ достигается, в основном, за счет точного вычисления инвариантной массы кандидата в В-мезон и требования, чтобы вершина распада В-мезона на несколько миллиметров отстояла от первичной. Поскольку СР-асимметрия мала при временах много меньших времени жизни В-мезона (см. (2)), требование заметной длины пролета В-мезона (вплоть до $\gamma ct \lesssim 0,7\tau_{\text{стВ}}$) практически не ухудшает точность в определении асимметрии.

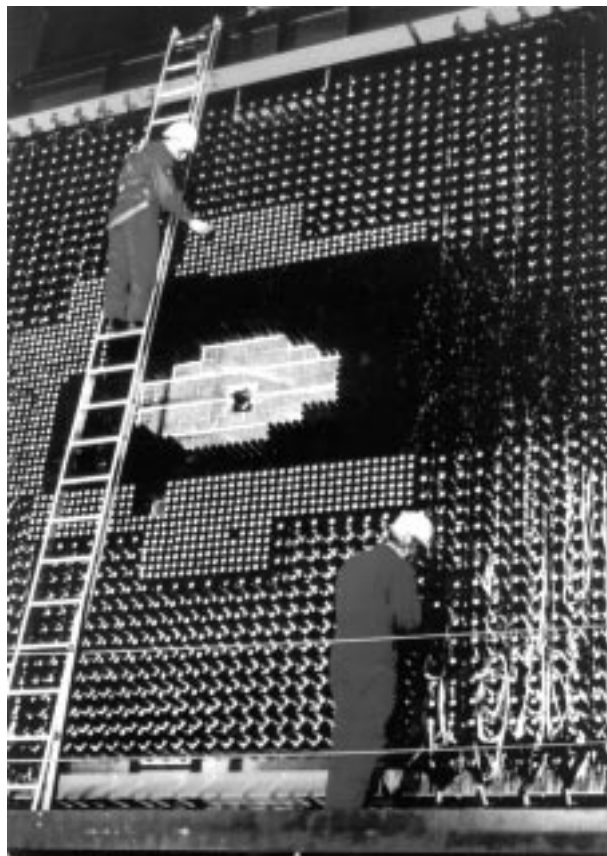


Рис. 11. Электромагнитный калориметр установки HERA-B.

Для регистрации распадов $B \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и $B \rightarrow K^- \pi^+$ был разработан специальный триггер, выделяющий треки с большим поперечным импульсом [48]. Он использует корреляцию между отклонением трека в магнитном поле и его расстоянием от оси пучка. Чем больше расстояние от пучка, тем больше угол трека и меньше его импульс для заданного p_T , а следовательно, больше отклонение в магнитном поле.

Для вычисления CP-асимметрии необходимо разделять распады B^0 - и \bar{B}^0 -мезонов. Поскольку это нельзя сделать по конечным состояниям, которые идентичны, то обычно используют информацию о второй прелестной (анти)частице, родившейся вместе с изучаемым нейтральным В-мезоном. Она может быть идентифицирована по знаку лептонов и К-мезонов, возникающих в ее распаде. Таким образом можно "пометить" изучаемый В-мезон. Прелестные мезоны и барионы содержат по определению \bar{b} -кварк и распадаются на положительные первичные лептоны и положительные вторичные К-мезоны, а их античастицы — на отрицательные. К сожалению, в распадах прелестных частиц иногда возникают также лептоны и К-мезоны другого знака, что приводит к ошибкам в идентификации. Кроме того, возможна неверная идентификация адронов как лептонов и π -мезонов как К-мезонов. Наконец, если вторая прелестная частица также является B^0 -мезоном, то она может проосциллировать в свою античастицу, что опять приведет к неверной идентификации изучаемого В-мезона. Качество идентификации описывается параметром D , который в случае эксперимента HERA-B составляет примерно 0,4.

Точность в определении углов треугольника унитарности определяется следующей формулой:

$$\Delta \sin 2\phi = \frac{\sqrt{1+B/S}}{D} \sqrt{\frac{K}{\epsilon N}},$$

где N — число зарегистрированных событий, B/S — отношение фона к сигналу, ϵ — эффективность идентификации В-мезонов, D — ее качество и K — фактор, учитывающий то, что изучаемый нейтральный В-мезон осциллирует. В эксперименте HERA-B $K \approx 2$.

На рисунке 12 показана область в плоскости $\sin 2\alpha - \sin 2\beta$, разрешенная в СМ, и ожидаемая точность

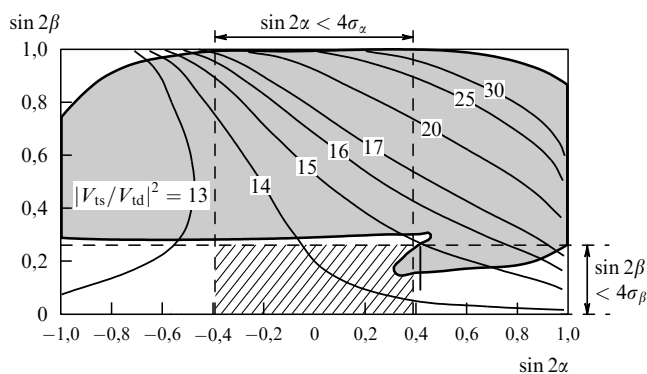


Рис. 12. Область в плоскости $\sin 2\alpha - \sin 2\beta$, разрешенная в СМ. Пунктиром показана ожидаемая точность эксперимента HERA-B на уровне 4σ . Заштрихована область, где чувствительность эксперимента недостаточна для обнаружения CP-нарушения.

эксперимента HERA-B за четыре года работы. Видно, что практически во всей разрешенной области CP-асимметрия может быть обнаружена со значимостью не менее четырех стандартных отклонений. Конечно, реальность может оказаться хуже ожиданий. Например, последние данные CLEO указывают на то, что относительная вероятность распада $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ примерно в 2 раза меньше вероятности, использованной в оценках. Но с другой стороны, кроме двух обсуждавшихся распадов для измерения углов треугольника унитарности могут использоваться и другие, например, $B^0 \rightarrow D^{*+} D^{*-}$ (угол β) и $B^0 \rightarrow \pi^+ a_1^-$ (угол α). Это должно улучшить точность.

3.2. В-фабрики

В-фабрики планируют работать в области $\Upsilon(4S)$ -резонанса, который распадается только на пары $B^+ B^-$ и $B^0 \bar{B}^0$. Это приводит к ряду преимуществ:

- 1) отсутствует фон от дополнительных частиц;
- 2) энергия В-мезонов хорошо известна, что позволяет использовать кинематические условия связи для подавления фона;
- 3) отношение сечения рождения В-мезонов к полному составляет 25 %.

B^0 - и \bar{B}^0 -мезоны рождаются в распаде $\Upsilon(4S)$ в Р-волне. Вследствие статистики Бозе они остаются в когерентном $B^0 \bar{B}^0$ -состоянии до тех пор, пока один из них не распадется. Поэтому CP-асимметрия зависит не от времени, а от разницы во временах распада двух В-мезонов:

$$a(t) \sim \sin(\Delta m \Delta t).$$

При интегрировании по Δt она превращается в 0. Поэтому для наблюдения CP-асимметрии необходимо знать по крайней мере знак Δt . Измерить Δt можно, если $\Upsilon(4S)$ рождается не в покое, а движется в лабораторной системе. Тогда $\Delta t \approx \Delta z / \gamma \beta$, где Δz — расстояние между вершинами распадов В-мезонов, β — скорость $\Upsilon(4S)$ в лабораторной системе, а $\gamma = E_{\Upsilon(4S)} / M_{\Upsilon(4S)}$.

Для того, чтобы $\Upsilon(4S)$ двигался в лабораторной системе, энергии электронов и позитронов в В-фабриках различаются. Например на В-фабрике в SLAC электроны имеют энергию 9 ГэВ, а позитроны — 3,1 ГэВ, что приводит к среднему расстоянию между точками распада В-мезонов равному 250 мкм. Для производства достаточного количества В-мезонов В-фабрики должны иметь очень высокую светимость. Проектная светимость В-фабрики в SLAC составляет $3 \times 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, что должно позволить получать 3 нейтральных В-мезона в секунду. К настоящему времени на симметричном $e^+ e^-$ -коллайдере CESR (Cornell, США), работающем также в области $\Upsilon(4S)$ -резонанса, достигнута светимость в $5,5 \times 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Детекторы для В-фабрик очень напоминают детектор CLEO, работающий на симметричном $e^+ e^-$ -коллайдере. Но в них требуется намного более совершенный вершинный детектор и лучшая идентификация частиц. Ожидаемые точности в определении $\sin 2\beta$ и $\sin 2\alpha$ приведены для детектора BaBar в табл. 2.

3.3. Эксперименты CDF и D0

Эксперименты CDF и D0, работающие на $p\bar{p}$ -коллайдере во FNAL, нацелены, в основном, на исследования взаимодействий при сверхвысоких энергиях, поиски новых частиц и явлений. Однако они имеют хороший

потенциал и для исследования В-мезонов. В эксперименте CDF уже зарегистрировано самое большое в мире число распадов $B \rightarrow J/\psi K_s^0$. Сейчас и коллайдер, и детекторы модернизируются. После модернизации коллайдер достигнет светимости $2 \times 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, что позволит, например, CDF зарегистрировать в 1999–2000 гг. 10^4 распадов В-мезонов на $J/\psi K_s^0$. К сожалению, качество (D) и эффективность (ϵ) "мечения" B^0 - и \bar{B}^0 -мезонов останутся довольно низкими даже после модернизации CDF [49]. Поэтому точность в $\sin 2\beta$ составит 0,08–0,13 и будет находиться на уровне чувствительности В-фабрик и эксперимента HERA-B, где ожидаемое число распадов на порядок меньше.

Для измерения угла α CDF создает новый триггер, требующий два трека, которые возникли из вторичной вершины. Точнее, требуется, чтобы два трека промахи-вались мимо первичного пучка как минимум на 100 мкм. Данный триггер должен позволить зарегистрировать распады $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и измерить $\sin 2\alpha$ с точностью порядка 10 %.

3.4. LHC

Изучение нарушения СР-инвариантности в распадах В-мезонов является важным направлением в программе исследований на самом крупном рр-коллайдере LHC, сооружаемом сейчас в CERN. Эти исследования будут проводиться как на универсальных детекторах ATLAS и CMS, так и на детекторе LHCb, специально оптимизированном для исследования В-мезонов. Ожидаемая точность во всех трех экспериментах второго поколения существенно (в 3–10 раз) выше точности экспериментов первого поколения. И это неудивительно, так как число В-мезонов на LHC будет на 5 порядков больше, чем на В-фабриках. При ожидаемой точности порядка 1–3 % на первый план выходят систематические ошибки. Эксперимент LHCb, который очень похож на HERA-B и использует черенковские счетчики для идентификации частиц, будет лучше других экспериментов эти ошибки контролировать.

Для полноты картины следует сказать о проекте эксперимента ВTeV на рр-коллайдере TEVATRON [50], который может быть осуществлен до начала работы LHC. Его чувствительность сравнима с чувствительностью эксперимента LHCb, однако он еще не одобрен.

Кроме того, поиски СР-нарушения, не связанного с осцилляциями В-мезонов, планируются на детекторе CLEO, работающем на симметричном e^+e^- -коллайдере CESR, который после модернизации должен достичь светимости в $2 \times 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ [51].

4. Заключение

В таблице 3 приведены характеристики различных экспериментов по поиску нарушения СР-инвариантности в В-мезонах. Ошибки в углах треугольника унитарности за один год работы установок приведены для распадов, дающих наилучшую точность. Усреднение по нескольким распадам может улучшить эту точность. В таблице 3 приведены также значения параметра x_s , до которых $B^0\bar{B}_s^0$ -осцилляции могут быть измерены в различных экспериментах. Первые три колонки относятся к экспериментам первого поколения, которые должны начать набор данных в 1999 г. Самое большое различие между ними состоит в числе рождаемых В-мезонов и в отноше-

Таблица 3. Эксперименты по поиску нарушения СР-инвариантности в В-мезонах

Ускоритель	HERA	В-фабрики	TEVATRON	LHC
Детектор	HERA-B	BaBar, BELLE	CDF, D0	LHCb
Начало работы	1999	1999	1999	2005
Тип взаимодействия	pCu	e^+e^-	p \bar{p}	pp
$\sigma_{b\bar{b}}$	12 нб	1 нб	100 мкб	500 мкб
$\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_{in}$	10^{-6}	2×10^{-1}	2×10^{-3}	5×10^{-3}
$N_{b\bar{b}}/\text{год}$	4×10^8	3×10^7	2×10^{11}	5×10^{12}
$\delta(\sin 2\beta)$	0,13	0,10	0,08	0,01
$\delta(\sin 2\alpha)$	0,2	0,11	0,10	0,03
$\delta(\gamma)$	—	—	—	0,1
x_s	17	—	20	75

нии числа полезных событий к фону. При рождении В-мезонов протонами на фиксированной мишени (HERA) самой большой проблемой является громадный фон — сечение рождения В-мезонов составляет лишь одну миллионную от неупругого сечения. На В-фабриках фон очень маленький, но и количество В-мезонов тоже невелико. Поэтому в первом случае основной проблемой является создание детектора на пределе технологических возможностей. Во втором случае основной проблемой будет создание ускорителя с беспрецедентно высокой светимостью. Наконец, для экспериментов CDF и D0 основной проблемой будет улучшение триггера и качества мечения — ϵD^2 .

Ожидаемая точность в измерении углов треугольника унитарности примерно одинакова для экспериментов первого поколения. Показанные в табл. 3 различия не существенны и скорее отражают различия в оптимизме групп. Эксперименты следующего поколения будут намного точнее. В таблице 3 приведены параметры только одного из них, специализированного эксперимента по В-физике — LHCb, который заметно превосходит по точности универсальные детекторы ATLAS и CMS, на которых также планируются исследования прелестных частиц.

Механизм нарушения СР-инвариантности до сих пор не установлен. В ближайшее время будет сделан важный шаг к его пониманию. Будут проверены предсказания большого различия в свойствах прелестных и антипрелестных частиц. Первые эксперименты будут очень трудными. Но после нескольких лет работы они имеют хороший шанс обнаружить СР-нарушение в В-мезонах, если оно описывается СМ. Эксперименты следующего поколения, начало которых планируется на 2005 г., должны позволить количественно проверить предсказания СМ и будут иметь хорошую чувствительность к возможной "новой физике".

Автору приятно выразить благодарность Б.Л. Иоффе и Л.Б. Окуню за многочисленные обсуждения и Р.Н. Чистову за помощь в подготовке данной работы.

Список литературы

1. Ландау Л.Д. *ЖЭТФ* 32 405 (1957)
2. Landau L. *Nucl. Phys.* 3 127 (1957)

3. Dirac P A M *Proc. R. Soc. London Ser. A* **117** 610 (1928); **118** 351 (1928)
4. Dirac P A M *Proc. R. Soc. London Ser. A* **126** 360 (1930)
5. Oppenheimer J R *Phys. Rev.* **35** 562 (1930); Tamm I E Z. *Phys.* **62** 545 (1930)
6. Dirac P A M *Proc. R. Soc. London Ser. A* **133** 60 (1931)
7. Паули В *Общие принципы волновой механики* (М.: Гостехиздат, 1947) с. 287
8. Anderson C D, Neddermeyer S H *Phys. Rev.* **43** 1034 (1933)
9. Ting S C C et al. *Antimatter Magnetic Spectrometer Proposal* (1995)
10. Lee T D, Yang C N *Phys. Rev.* **104** 254 (1956)
11. Иоффе Б Л, Окунь Л Б, Рудик А П *ЖЭТФ* **32** 396 (1957)
12. Lee T D, Oehme R, Yang C N *Phys. Rev.* **106** 340 (1957)
13. Wu C S et al. *Phys. Rev.* **105** 1413 (1957)
14. Garwin R L, Lederman L M, Weinrich M *Phys. Rev.* **105** 1415 (1957)
15. Friedman J I, Telegdi V L *Phys. Rev.* **105** 1681 (1957)
16. Ландау Л Д *ЖЭТФ* **32** 407 (1957)
17. Salam A *Nuovo Cimento* **5** 299 (1957)
18. Lee T D, Yang C N *Phys. Rev.* **105** 1671 (1957)
19. Окунь Л Б *Слабое взаимодействие элементарных частиц* (М.: Физматгиз, 1963)
20. Christenson J H et al. *Phys. Rev. Lett.* **13** 138 (1964)
21. Сахаров А Д *Письма в ЖЭТФ* **5** 32 (1967)
22. Кузьмин В А *Письма в ЖЭТФ* **12** 335 (1970)
23. Kuzmin V A, Rubakov V A, Shaposhnikov M E *Phys. Lett. B* **155** 36 (1985)
24. Рубаков В А, Шапошников М Е *УФН* **166** 493 (1996)
25. Kobayashi M, Maskawa K *Prog. Theor. Phys.* **49** 652 (1973)
26. Wolfenstein L *Phys. Rev. Lett.* **51** 1945 (1983)
27. Schmidtler M, Schubert K R Z. *Phys. C* **53** 347 (1992)
28. Buras A J, Lautenbacher M E, Ostermaier G *Phys. Rev. D* **50** 3433 (1994)
29. Barnett R M et al. (Particle Data Group) *Phys. Rev. D* **54** 1 (1996)
30. Brom J-M et al. (HRS Collaboration) *Phys. Lett. B* **195** 301 (1987); Ash W W et al. (MAC Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **58** 640 (1987)
31. Albrecht H et al. (ARGUS Collaboration) *Phys. Lett. B* **318** 397 (1993)
32. Gibbons L K *Plenary Talk at the 28th Int. Conf. on High Energy Phys.* (Poland, Warsaw: July 1996)
33. Albrecht H et al. (ARGUS Collaboration) *Phys. Lett. B* **197** 452 (1987); Albrecht H et al. (ARGUS Collaboration) *Phys. Lett. B* **229** 175 (1989)
34. Волошин М Б, Шифман М А *ЯФ* **45** 463 (1987); **47** 801 (1988)
35. Isgur N, Wise M B *Phys. Lett. B* **232** 113 (1989); **B 237** 527 (1990); Neubert M *Phys. Rep.* **245** 259 (1994)
36. Albrecht H et al. (ARGUS Collaboration) *Phys. Lett. B* **234** 409 (1990); Fulton R et al. (CLEO Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **64** 16 (1990)
37. Alexander J P et al. (CLEO Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **77** 5000 (1996)
38. Высоцкий М И *ЯФ* **31** 1535 (1980)
39. Buras A J, Jamin M, Weisz P H *Nucl. Phys. B* **347** 491 (1990)
40. (UA1 Collaboration) *Talk at the XXII Int. Conf. on High Energy Phys.* (Leipzig, 1984)
41. Albrecht H et al. (ARGUS Collaboration) *Phys. Lett. B* **192** 245 (1987)
42. Tipton P *Plenary Talk at the 28th Int. Conf. on High Energy Phys.* (Poland, Warsaw: July 1996)
43. Buras A J *Plenary Talk at the 28th Int. Conf. on High Energy Phys.* (Poland, Warsaw: July 1996)
44. Ali A, Giudice G F, Mannel T Z. *Phys. C* **67** 417 (1995)
45. Gronau M, London D *Phys. Rev. Lett.* **65** 3381 (1990); *Phys. Lett. B* **253** 483 (1991)
46. Gavela M B et al. *Mod. Phys. Lett. A* **9** 795 (1994)
47. Grossman Y, Nir Y, Rattazi R, Preprint CERN-TH/96-368 (1996); Gronau M, London D *Phys. Rev. D* **55** 2845 (1997)
48. Balagura V V et al. *Nucl. Instrum. Methods A* **379** 404 (1996); Lohse T et al. "HERA-B Design Report" DESY-PRC 95/01 (1995)
49. Huffman B T *Nucl. Instrum. Methods A* **384** 79 (1996)
50. Kasper P, <http://xxx.lanl.gov/hep-ex/9803012> (1998)
51. Kopp S E *Nucl. Instrum. Methods A* **384** 61 (1996)

Search for CP invariancy violation in B-meson decays

M.V. Danilov

State Scientific Center of Russian Federation "Institute for Theoretical and Experimental Physics",
ul. B. Chermushkinskaya 25, 117218 Moscow, Russia
E-mail: danilov@iris1.itep.ru

Prospects for the observation of CP invariancy violation in B-meson decays are briefly reviewed based on the talk given at the Russian Academy of Science Presidium session of January 20, 1998.

PACS numbers: 11.15.Ex, 11.30.Fs, **12.60.-i**, 13.20.He, 14.40.Nd

Bibliography — 51 references

Received 30 April 1998