

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.12.01

ФИЗИКА Υ -РЕЗОНАНСОВ: ДЕСЯТЬ ЛЕТ СПУСТЯ

М. Б. Волошин, Ю. М. Зайцев

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	361
2. Ускорители и детекторы для исследования боттомония	362
3. Спектр уровней боттомония	365
3.1. Классификация уровней. 3.2. Потенциальная модель кваркония. 3.3. Вакуум КХД и динамика кваркония. 3.4. Сверхтяжелый кварконий. 3.5. Правила сумм для боттомония. 3.6. Тонкое и сверхтонкое расщепление.	
4. Радиационные переходы в боттомонии	374
5. Аннигиляционные распады	377
5.1. Однофотонная аннигиляция 3S_1 -состояний. 5.2. Адронная аннигиляция. 5.3. Аннигиляция в фотон + адроны. 5.4. Аннигиляция P -уровней. 5.5. Непертурбативные эффекты в адронной аннигиляции.	
6. Адронные переходы	382
6.1. Мультипольное разложение и переходы между 3S_1 -уровнями. 6.2. Переходы с испусканием одиночного η - или π^0 -мезона. 6.3. Проблема распада $\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \pi \pi$. 6.4. Переходы из Υ'' на 1^1P_1 -уровень.	
7. Поиск новых частиц и явлений в распадах Υ -резонансов	390
7.1. Хиггсовский бозон. 7.2. Аксион. 7.3. Распад $\Upsilon \rightarrow$ «ничто». 7.4. Глюино. 7.5. Адронные состояния в распадах боттомония.	
8. Заключение	394
9. Приложение	396
Список литературы	396

1. ВВЕДЕНИЕ

Летом 1987 г. исполняется 10 лет с тех пор, как группа Л. Ледермана опубликовала первые сообщения¹ о наблюдении Υ - и Υ' -резонансов с массами около 9,5 и 10,1 ГэВ в спектре масс $\mu^+\mu^-$ -пар, образующихся в реакции $p + \text{ядро} \rightarrow \mu^+\mu^- + X$. Эти резонансы являются уровнями связанной системы, состоящей из b -кварка и соответствующего антикварка, b -кварк — самый тяжелый из известных на опыте на сегодняшний день — несет новое квантовое число, называемое обычно «прелесть» или «красота» *). В Υ -резонансах это число, однако, скрыто, так как происходит компенсация между b и \bar{b} . Легчайшие из частиц, содержащих открытую «прелесть», — B -мезоны — имеют кварковый состав $b\bar{u}$ (B^-) и $b\bar{d}$ (B^0), и их массы равны 5,271 и 5,275 ГэВ² соответственно. В отличие от уровней системы $(b\bar{b})$ «прелестные» адроны рождаются только парами (например, $B\bar{B}$) в сильных и электромагнитных взаимодействиях.

*) Обозначение b имеет два толкования: «романтическое» — от beauty — красота, прелесть, и «ремесленное» — от bottom — низ, происходящее оттого, что b -кварк является нижней компонентой слабого дублета (t, b) (t при этом означает top — верх; t -кварк еще не наблюдался на опыте из-за еще большей, чем у b , массы). Для системы $b\bar{b}$ используется второе толкование, и она называется боттомонием по аналогии с позитронием (e^+e^-) и чармонием ($c\bar{c}$).

Начиная с 1978 г. и до настоящего времени исследования боттомония ведутся на электрон-позитронных накопительных кольцах — сначала на установке DORIS в Гамбурге (ФРГ)³, а затем на новых накопителях: CESR в Корнеллском университете в США^{4,5}, модернизированном DORIS II^{6,7} и ВЭПП-4 в Новосибирске в СССР⁸. За это время были открыты еще семь уровней системы $b\bar{b}$, лежащих ниже порога распада на пару мезонов $B\bar{B}$, и по меньшей мере три резонанса выше этого порога.

Различие между уровнями, лежащими выше и ниже порога $B\bar{B}$, заключается в том, что первые распадаются на пару $B\bar{B}$ и потому имеют довольно большие ширины — от 20 до 110 МэВ, а для вторых этот распад невозможен и их ширины примерно в тысячу раз меньше и обусловлены в основном аннигиляцией пары кварков $b\bar{b}$ в глюоны (см. ниже, в разделе 4).

Исследование системы $b\bar{b}$ представляет значительный интерес, так как она является рекордной среди наблюдаемых на опыте кварковых систем как по количеству известных (и ожидаемых) уровней, так и по нерелятивистскому характеру движения кварков в боттомонии (эти два свойства взаимосвязаны). Средняя скорость v кварков в боттомонии такова, что параметр v^2/c^2 , описывающий релятивистские эффекты, оказывается порядка 0,06, поэтому осложнения, вызываемые релятивизмом при рассмотрении динамики кварков, в боттомонии в значительной мере ослаблены, и эта система является уникальной «лабораторией», позволяющей изучать сильное взаимодействие между кварком и антикварком практически в чистом виде. (Для сравнения отметим, что в чармонии $v^2/c^2 \approx 0,2-0,25$, а в адронах, содержащих легкие кварки, этот параметр порядка единицы.) Аннигиляция b - и \bar{b} -кварков в узких резонансах происходит на расстояниях порядка комптоновской длины волны b -кварка: $1/m_b \approx 0,4 \cdot 10^{-14}$ см (мы используем систему единиц $\hbar = c = 1$). Эти расстояния лежат в области асимптотической свободы квантовой хромодинамики, и поэтому для ряда величин, характеризующих аннигиляцию, например для относительной вероятности распада Υ на жесткий γ -квант и адроны, можно получить очень определенные предсказания в терминах константы, связи квантовой хромодинамики α_s . Измерение этих величин на опыте является, тем самым, одним из наилучших способов экспериментального определения значения α_s . Наконец, продуктами аннигиляции Υ -резонансов являются всевозможные адронные состояния. Поэтому изучение продуктов распада уровней боттомония представляет значительный интерес для других задач адронной физики — для поиска новых резонансов, в том числе глюболов, различных экзотических состояний и в целом для изучения динамики адронов.

Широкие Υ -резонансы, как уже говорилось, распадаются на пары $B\bar{B}$ и тем самым являются «фабрикой» B -мезонов. Особенно усиленно используется для этой цели резонанс $\Upsilon(10575)$, который находится сразу над порогом $B\bar{B}$. B -мезоны распадаются за счет слабого взаимодействия, поэтому изучение их позволяет исследовать структуру слабого взаимодействия кварков.

Цель настоящего обзора — дать картину состояния экспериментальных данных об уровнях боттомония и теоретического понимания внутренней динамики этой системы и тяжелого кваркония сегодня — почти 10 лет спустя после открытия первых Υ -резонансов.

2. УСКОРИТЕЛИ И ДЕТЕКТОРЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ БОТТОМОНИЯ

Накопительные электрон-позитронные кольца оказались наиболее эффективными установками для исследования свойств нового семейства частиц. Преимущества встречных e^+e^- -пучков перед выведенными адронными пучками очевидны. 3S_1 -резонансы (см. раздел 3.1), имеющие квантовые числа фотона, хорошо рождаются непосредственно в аннигиляции электрона и по-

зитрона, и ширина «узких» резонансов определяется только энергетическим разбросом пучков в накопительных кольцах, который существенно лучше, чем разрешение по инвариантной массе лептонов или адронов в экспериментах на выведенных пучках с энергией в несколько десятков гигаэлектронвольт. Кроме того, на накопительных кольцах система центра масс реакции совпадает с лабораторной системой детектора, и значения энергии и импульса вторичных частиц, рождающихся в распадах различных состояний боттомония, невысоки и измеряются с хорошей точностью. Очень важным преимуществом накопительных колец является существенно более низкий уровень фона, позволяющий изучать переходы между уровнями и их распады в очень «чистых» условиях.

В настоящее время имеются три электрон-позитронных накопительных кольца, работающих в области энергий Υ -мезонов: DORIS II (ФРГ), CESR (США) и ВЭПП-4 (СССР). Основные параметры этих колец приведены в табл. I.

Таблица I

Основные параметры накопительных колец, оптимизированных для излучения $b\bar{b}$ -системы

Параметр	CESR (Итака, США)	DORIS II (Гамбург, ФРГ)	ВЭПП-4 (Новосибирск, СССР)
Длина окружности, м	770	300	380
Максимальная энергия пучков, ГэВ	2×8	$2 \times 5,6$	2×7
Разброс по энергии (при $E = 9,46$ ГэВ), МэВ	3,8	8,2	4,4
Светимость, $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$	$2 \cdot 10^{31}$	$3 \cdot 10^{31}$	$3 \cdot 10^{30}$
Экспериментальные установки: магнитные немагнитные	CLEO CUSB	ARGUS Crystal Ball	МД-1 ОЛЯ

Наиболее важной характеристикой является светимость накопительного кольца, отражающая количество сталкивающихся частиц в единицу времени и имеющая размерность $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Однако пиковая светимость, приведенная в таблице, недостаточно полно отражает реальную ситуацию. Технические состояния и надежность работы накопительного кольца могут существенно уменьшить интегральную светимость, которая наряду с акцептансом детектора в конечном счете и определяет, до какого уровня сечений исследуемых реакций можно продвинуться в эксперименте.

Экспериментальные установки, работающие в настоящее время на упомянутых выше накопительных кольцах, можно разделить на две группы. Первая группа — это специализированные детекторы, предназначенные для изучения процессов с γ -квантами в конечном состоянии (CUSB⁵ на CESR и «Crystal Ball»⁷ на DORIS II). Это компактные установки без магнитного поля, использующие кристаллы NaI(Ta) или BGO. В них имеются довольно простые системы пропорциональных камер, позволяющих измерять направление заряженных частиц. Естественно, в тех задачах, где не требуется очень точное измерение энергий γ -квантов с высокой эффективностью их регистрации, эти установки заметно уступают универсальным магнитным детекторам (CLEO⁴ на CESR, ARGUS⁶ на DORIS II и МД-1⁸ на ВЭПП-4).

На рис. 1 для иллюстрации характера используемых установок изображена схема детектора ARGUS, созданного международным сотрудничеством, в которое входят научные центры ФРГ, США, Канады, Швеции и СССР (ИТЭФ, Москва).

Вокруг точки пересечения пучков, находящейся внутри вакуумной камеры в центре установки, расположена вершинная дрейфовая камера, состоящая из 600 ячеек, параллельных оси пучка, в которых можно измерять координаты треков заряженных частиц с точностью около 50 мкм.

Основная часть установки — цилиндрическая дрейфовая камера⁹ — имеет размеры 2 м в длину и 0,9 м по радиусу и состоит из 5940 ячеек, распределенных в 36 слоев. Половина слоев имеет проволоочки, параллельные оси пучков, а остальные повернуты на небольшие углы для измерения продольной координаты. Каждая сигнальная проволоочка дает информацию о координате трека и ионизационных потерях (dE/dx) в ячейке. Точность измерения импульсов частиц — около 1 % при 1 ГэВ/с. Камеру окружают 112 сцинтилляционных счетчиков, в которых измеряется время пролета

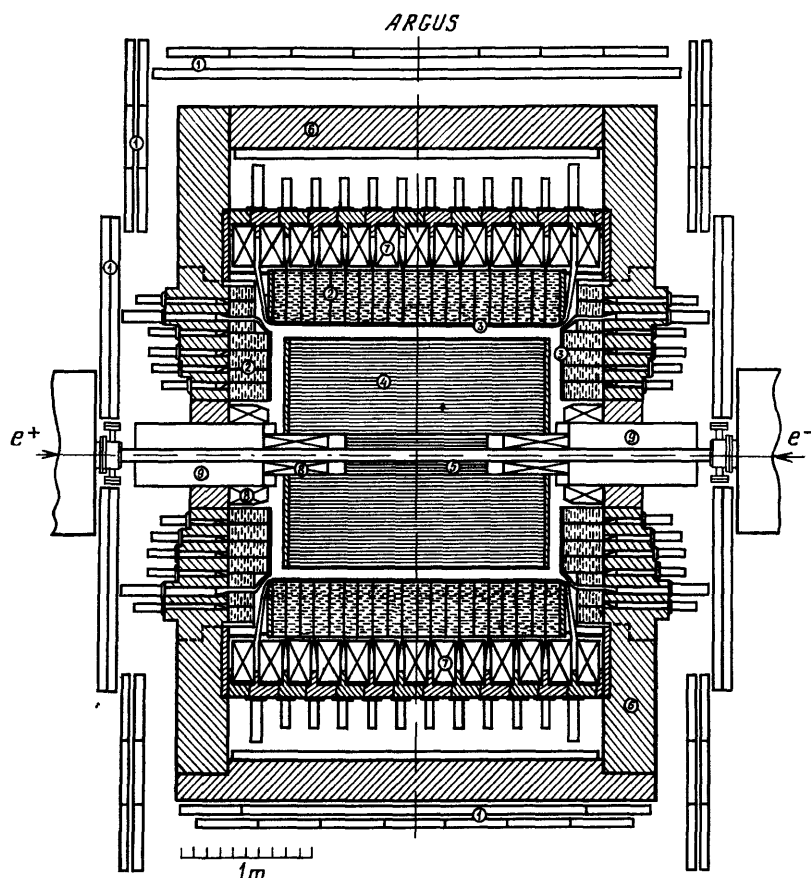


Рис. 1. Схема детектора ARGUS: разрез вдоль оси пучков.

1 — мионные камеры, 2 — ливневые счетчики, 3 — сцинтилляционные счетчики времени пролета, 4 — основная дрейфовая камера, 5 — вершинная дрейфовая камера, 6 — ярмо магнита, 7 — обмотки магнита, 8 — компенсирующая катушка, 9 — мини-бета-квадрупольная линза

частиц, и 1760 ливневых счетчиков, состоящих из «сэндвичей» свинец + сцинтиллятор. Разрешение по энергии γ -кванта составляет около 10 % при $E_\gamma = 1$ ГэВ. Все указанные камеры и счетчики находятся внутри соленоидального магнитного поля 0,8 Тл, параллельного оси пучков.

Более детальное описание установок можно найти в указанных выше оригинальных работах.

Сейчас уже создаются детекторы следующего поколения: CLEO II в Корнеллском университете и СКИФ в Новосибирске¹⁰, в которых наряду с хорошим импульсным разрешением будет и очень хорошее разрешение для γ -квантов, что заметно расширит круг исследуемых задач.

3. СПЕКТР УРОВНЕЙ БОТТОМОНИЯ

3.1. Классификация уровней

Уровни боттомония классифицируются так же, как и уровни чармония (см., например, в ^{11, 12}), по аналогии с позитронием. Каждый уровень характеризуется суммарным спином кварка и антикварка S ($S = s_b + s_{\bar{b}}$), орбитальным моментом движения кварков L , полным моментом (спином резонанса) J ($J = L + S$) и номером радиального возбуждения n_r (число нулей радиальной волновой функции). Эти величины компактно записываются в виде символа $(n_r + 1)^{2S+1}L_J$. Для значений L используются вместо цифр принятые в атомной физике буквенные символы S, P, D, F, ... Суммарный спин S может принимать только два значения 0 и 1. (Указываемая величина $2S + 1$ при этом составляет 1 или 3.) Состояния с $S = 0$ называют пара-а с $S = 1$ — орто-. Значения L и S определяют пространственную P и зарядовую C четности состояния: $P = (-1)^{L+1}$, $C = (-1)^{L+S}$. Легко заметить,

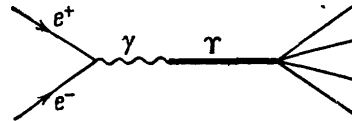


Рис. 2. Рождение и распад Υ -резонанса в e^+e^- -аннигиляции

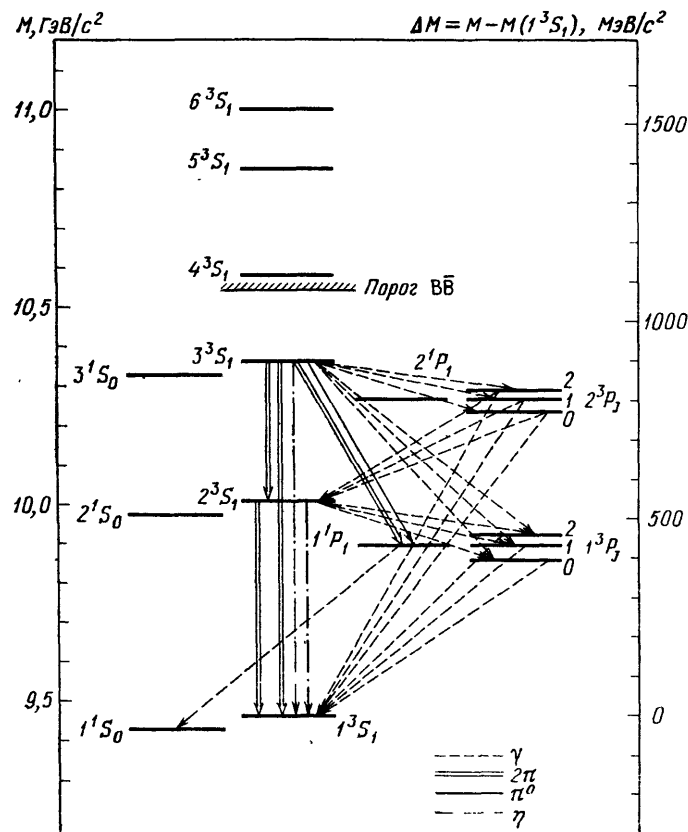


Рис. 3. Схема уровней боттомония

что 3S_1 -состояния имеют квантовые числа фотона: $J^{PC} = 1^{--}$, и поэтому наблюдаются как резонансы в сечении e^+e^- -аннигиляции — Υ -резонансы, которые непосредственно рождаются на электрон-позитронных накопителях (рис. 2). В настоящее время экспериментально обнаружены шесть Υ -резо-

нансов от Υ (1S) до Υ (6S) *). Значения масс первых трех уровней, лежащих ниже порога рождения пар $B\bar{B}$ -мезонов, измерены с очень высокой точностью^{8, 13}, существенно превышающей энергетическое разрешение накопительных колец, благодаря разработанному в Новосибирске методу резонансной деполяризации пучков¹⁴.

Остальные уровни боттомония могут быть обнаружены на опыте лишь в результате переходов из Υ -резонансов. Сейчас известны два триплет 3P_J -уровней ($J = 0, 1, 2$), называемых также χ_{bJ} -резонансами: 1^3P_J -уровни, наблюдавшиеся в переходах с испусканием γ -кванта из Υ (2S) и Υ (3S), и 2^3P_J -уровни, образующиеся в γ -переходах из Υ (3S) (рис. 3). Уровни паработтомония до сих пор не наблюдались. На рис. 3 показана система известных и ожидаемых уровней боттомония, а также наблюдаемые и некоторые из ожидаемых радиационных и адронных переходов между ними.

3.2. Потенциальная модель кваркония

Ввиду большого числа известных уровней в системе $b\bar{b}$, вычисление их положений является важным пробным камнем для моделей динамики кварков. Наиболее популярен подход, в котором взаимодействие между b и \bar{b} описывается потенциалом $V(r)$ и уровни находятся из решения нерелятивистского уравнения Шрёдингера. Для улучшения точности в ряде работ^{**)} учитываются в виде возмущения лидирующие релятивистские поправки, а также связь с каналом $B\bar{B}$, являющаяся особенно существенной при рассмотрении уровней, лежащих выше порога $B\bar{B}$.

Потенциал $V(r)$ выбирается из следующих соображений. На малых расстояниях, где применима теория возмущений в КХД, взаимодействие

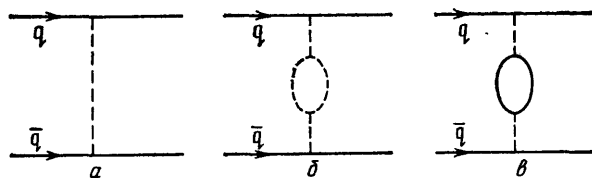


Рис. 4. Лидирующие диаграммы в теории возмущений для потенциала одноглюонного обмена.

Штриховой линией обозначен глюон, сплошной — кварк

кварков определяется одноглюонным обменом (рис. 4, а), который с учетом перенормировки константы α_s за счет радиационных поправок (рис. 4, б, в) приводит к потенциалу

$$V_{\text{p.t}}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(1/r)}{r}, \quad (1)$$

где $\alpha_s(1/r)$ логарифмически убывает при $r \rightarrow 0$ по известной формуле

$$\alpha_s = \frac{2\pi}{b \ln(1/r\Lambda)} \quad (2)$$

(b — первый коэффициент в β -функции в КХД; в существенной для системы $b\bar{b}$ области расстояний $b = 9$; см., например, в книге¹⁶). На больших расстояниях используются результаты рассмотрения КХД на пространственно-временной решетке (см., например, в обзоре¹⁷). Этот подход дает для энергии $E(r)$ кварка и антикварка, покоящихся на расстоянии r друг от друга, линейную по r функцию. Так как в потенциальной модели $E(r) = V(r)$, то для потенциала на больших расстояниях полагается

$$V_{\text{n.p.t}}(r) = \text{const} \cdot r. \quad (3)$$

*) В последнее время принято вместо штрихов у радиально-возбужденных состояний указывать номер возбуждения; так, Υ -резонанс обозначается Υ (1S), Υ' — как Υ (2S) и т. д. Мы далее будем часто использовать эту систему обозначений.

**) Подробный обзор потенциальных моделей, содержащий исчерпывающий список литературы, был опубликован несколько лет назад в УФН^{15а}, см. также^{15б}.

Ясно, что этот потенциал обеспечивает невылетание кварков. В процедуре сшивки потенциалов (1) и (3) (а также в учете различных поправок теории возмущений к $V_{pt}(r)$) заключается основное различие между существующими в литературе потенциальными моделями.

Несомненным достоинством потенциального подхода к описанию тяжелого кваркония является его простота и наглядность. Он позволяет вычислять (в рамках принятой модели потенциала) положения уровней, ширины радиационных переходов между уровнями и ширины аннигиляционных распадов. Некоторые из моделей весьма близко воспроизводят экспериментальные данные (табл. II).

Таблица II

Спектр уровней боттомония, расположенных ниже порога $B\bar{B}$, в потенциальной модели ²⁹ *).
(В скобках для состояний, уже наблюдавшихся на опыте, указаны (округленно) экспериментальные значения массы)

Состояние	Масса, МэВ	Состояние	Масса, МэВ	Состояние	Масса, МэВ	Состояние	Масса, МэВ
$1^3S_1(\Upsilon)$	9462 (9460)	$1^3P_1(\chi_{b1})$	9893(9892)	1^3D_3	10 167	2^3D_1	10 447
$1^1S_0(\eta_b)$	9427	$1^3P_0(\chi_{b0})$	9868(9860)	1^3D_2	10 162	2^1D_2	10 455
$2^3S_1(\Upsilon')$	10 013(10 023)	1^1P_1	9900	1^3D_1	10 155	1^3F_4	10 365
$2^1S_0(\eta'_b)$	9994	$2^3P_2(\chi'_{b2})$	10 266(10 271)	1^1D_2	10 163	1^3F_3	10 364
$3^3S_1(\Upsilon'')$	10 355(10 355)	$2^3P_2(\chi_{b1})$	10 252(10 255)	2^3D_3	10 459	1^3F_2	10 361
$3^1S_0(\eta''_b)$	10 339	$2^3P_0(\chi_{b0})$	10 232(10 233)	2^3D_2	10 454	1^1F_3	10 364
$1^3P_2(\chi_{b2})$	9910(9913)	2^1P_1	10 258				

*) Отличие расщеплений δ_2 и δ_3 от приведенных в разделе 3.6 связано с тем, что модель ²⁹ дает несколько завышенные значения e^+e^- ширины: $\Gamma_{ee}(\Upsilon')=0,62$ кэВ, $\Gamma_{ee}(\Upsilon'')=0,42$ кэВ.

3.3. Вакуум КХД и динамика кваркония

Серьезной трудностью потенциального описания является то, что его в действительности невозможно полностью обосновать в рамках КХД ¹⁸. Это обстоятельство, хотя и слабо, проявляется уже в теории возмущений. Именно, как замечено в работе ¹⁹, вклад графиков типа изображенного на рис. 5 в амплитуду рассеяния кварка и антикварка невозможно описать двухчастичным потенциалом взаимодействия в бесцветном состоянии. Этот вывод легко объясним. Действительно, в данных графиках в промежуточном состоянии наряду с парой $b\bar{b}$ распространяется реальный поперечный глюон. Поэтому с учетом таких диаграмм этот вклад невозможно заменить эффективным потенциалом в двухчастичном секторе, так как распространение глюона между испусканием и поглощением вносит во взаимодействие кварков запаздывание по времени, тогда как потенциал соответствует мгновенному взаимодействию. Этот эффект аналогичен известному в квантовой электродинамике явлению, приводящему к лэмбовскому сдвигу (см., например, в ²⁰) атомных уровней, возникающему за счет испускания и поглощения электроном поперечных фотонов. Лэмбовский сдвиг также невозможно описать какой-либо эффективной добавкой к потенциалу взаимодействия в атоме.

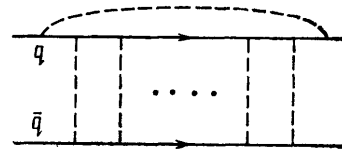


Рис. 5. Пример диаграммы теории возмущений, приводящей к непотенциальным эффектам во взаимодействии кварков

Альтернативно данный непотенциальный эффект можно рассматривать как результат взаимодействия связанной системы с вакуумными флуктуациями калибровочных полей (фотонов в КЭД и глюонов в КХД). В теории возмущений этот эффект мал — вызываемый им сдвиг уровней кваркония пропорционален α_s^2 . Причиной этой малости является то, что кварконии эффективно взаимодействует лишь с флуктуациями, длины волн которых больше или порядка размера кваркония. Если характеризовать суммарную интенсивность таких флуктуаций средним квадратом тензора напряженности поля $\langle F_{\mu\nu}^2 \rangle$, то вклад длин волн, больших, чем λ_{min} , в теории возмущений имеет вид

$$\langle F_{\mu\nu}^2 \rangle_{\lambda > \lambda_{\text{min}}} \propto \int_0^{1/\lambda_{\text{min}}} p^3 dp \propto \lambda_{\text{min}}^{-4}. \quad (4)$$

Для кулоноподобной системы $\lambda_{\text{min}} \sim (m\alpha)^{-1}$ (боровский радиус), откуда и возникает большая степень константы α_s .

Известно, однако, что в КХД длинноволновые вакуумные флуктуации глюонного поля не описываются теорией возмущений и что отличие вакуумного среднего $\langle F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a \rangle$ от определяемого этой теорией составляет конечную величину (глюонный конденсат)^{21 *}:

$$\left\langle \frac{\alpha_s}{\pi} (F_{\mu\nu}^a)^2 \right\rangle = 0,012 - 0,018 \text{ ГэВ}. \quad (5)$$

Поэтому в КХД эффекты взаимодействия с вакуумными флуктуациями не имеют малости по константе α_s .

Флуктуации, ответственные за возникновение глюонного конденсата (5), имеют фиксированный (не зависящий от параметров кваркония) масштаб длин волн λ_g и, следовательно, частот ω_g , определяемый, как и другие адронные параметры, инфракрасным масштабом в КХД Λ . Если характерные частоты кварковой системы ω_q больше, чем ω_g , то глюонное поле не успевает следовать за движением кварков, и поэтому возникает запаздывание и, как следствие, непотенциальность¹⁸.

По этой же причине энергия статических кварка и антикварка $E(r)$, вычисляемая на решетке, не соответствует, вообще говоря, потенциалу в реальном кварконии, так как при вычислении $E(r)$ частота обращения кварковой системы принудительно положена равной нулю²².

В этих условиях кажется весьма нетривиальным успешное описание тяжелого кваркония потенциальными моделями. Весьма вероятно, что указанная непотенциальность проявляется лишь на промежуточных расстояниях. На малых же расстояниях действует кулоноподобный потенциал одноглюонного обмена, а на больших (отвечающих малым импульсам кварков) применим линейный потенциал. Непотенциальность взаимодействия на промежуточных расстояниях эффективно сводится в чисто потенциальном подходе к переопределению параметров потенциала, которые в этом подходе не вычисляются, а подгоняются по наилучшему согласию с экспериментальными данными.

В любом случае использование потенциального описания в настоящее время представляется вполне оправданным, в особенности в тех вопросах, ответы на которые пока не удастся получить из исходных принципов квантовой хромодинамики.

*) Меньшее из приводимых значенное соответствует извлекаемому из сравнения с экспериментальными данными правил сумм для чармония²¹, а большее — для боттомония²⁷ (см. ниже, раздел 3.5). С учетом теоретических неопределенностей в извлечении вакуумного среднего (5) значения в приводимом интервале не противоречат анализу обеих систем.

3.4. Сверхтяжелый кварконий

Эффект глюонного конденсата в динамике тяжелого кваркония может быть очень просто учтен в ситуации, когда выполнено условие $\omega_q \gg \omega_g$ и размер кваркония намного меньше, чем λ_g . Эта ситуация реализуется для глубоких уровней систем, состоящих из очень тяжелых кварков. Действительно, если масса кварка m достаточно велика, то борковский радиус, определяемый потенциалом (1), $r_0 = [(2/3) m \alpha_s]^{-1}$, мал настолько, что локализованные на этом расстоянии кварки нечувствительны к отличию взаимодействия на больших расстояниях от описываемого формулой (1), и в основном динамика кваркония определяется потенциалом (1). При этом размер кваркония составляет порядка r_0 , а характерные частоты обращения кварков — порядка энергии связи: $\omega_q \sim m \alpha_s^2$. Видно, кстати, что ω_q растет с увеличением массы кварка.

Чтобы учесть лидирующие поправки, обусловленные взаимодействием с непертурбативными вакуумными флуктуациями, можно воспользоваться тем, что при условии $r_0 \ll \lambda_g$, $\omega_q \gg \omega_g$ можно пренебречь изменением напряженности поля флуктуации в пространстве на расстояниях порядка r_0 и во времени за время порядка $\omega_q^{-1} \ll \omega_g^{-1}$. При этом задача о сдвиге уровней сводится к вычислению КХД аналога эффекта Штарка в постоянном (но случайном) хромоэлектрическом *) поле ^{18, 23} E^a с последующим усреднением по вакуумным флуктуациям. При усреднении линейная по E^a часть сдвига зануляется, так как $\langle E^a \rangle = 0$ в силу вращательной и цветовой инвариантности вакуума, и главным является квадратичный член, пропорциональный среднему:

$$\langle E^a E^a \rangle = -\frac{1}{4} \langle F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a \rangle.$$

Последнее равенство есть следствие лоренц-инвариантности вакуума, на которой следует соотношение ¹⁸ **)

$$\langle (E^a)^2 \rangle = -\langle (H^a)^2 \rangle = -\frac{1}{4} \langle (F_{\mu\nu}^a)^2 \rangle. \quad (6)$$

Непосредственное вычисление ^{22, 23} дает для сдвига энергии уровня с главным квантовым числом $n = n_r + l + 1$ орбитальным числом l следующее выражение:

$$\frac{\delta E_{nl}}{|E_n|} = \left\langle \frac{\pi \alpha_s}{18} (F_{\mu\nu}^a)^2 \right\rangle \frac{m^2}{[(2/3) m \alpha_s / n]^6} n^2 a_{nl}, \quad (7)$$

где E_n — невозмущенное «кулоновское» значение энергии связи:

$$E_n = -\left(\frac{2}{3} \frac{m \alpha_s}{n}\right)^2 m^{-1}, \quad (8)$$

а безразмерные коэффициенты a_{nl} составляют величины порядка единицы и выражаются следующим образом через n и l :

$$a_{nl} = \frac{1}{4n^3(2l+1)} \left\{ (l+1) [F(n, l) - F(-n, l)] + \right. \\ \left. + l [F(n, -l-1) - F(-n, -l+1)] \right\}, \quad (9)$$

*) В главном нерелятивистском приближении кварки взаимодействуют лишь с составляющей поля электрического (а не магнитного) типа (в полной аналогии с взаимодействием в электродинамике).

**) Не следует удивляться, что отсюда и из (5) получается отрицательное значение для $\langle (E^a)^2 \rangle$, поскольку, как оговорено в связи с (5), эта величина является разностью между полным вакуумным средним и его значением в теории возмущений.

где

$$F(n, l) = 2n[n^2 - (l+1)^2] + (n+l+2)(n+l+1) \left[\frac{(n-l)(n+l+3)}{9n+16} + \frac{4(2n-l)^2}{9n+8} \right].$$

Можно убедиться в том, что формулу (7) нельзя воспроизвести за счет добавления к потенциалу (1) какого-либо потенциального возмущения (как локального, так и нелокального). Заметим, что для 1S-уровня из формул (7) — (9) получается следующее значение энергии связи:

$$E_{\text{св}} = 2m - M_{1S} = \left(\frac{2}{3} m\alpha_s \right)^2 m^{-1} - 1,65 \left\langle \frac{\pi\alpha_s}{18} (F_{\mu\nu}^a)^2 \right\rangle \frac{m}{[(2/3)m\alpha_s]^6},$$

что в применении к боттомонию приводит к следующей оценке:

$$2m_b - M_T \approx 190 \text{ МэВ} - (65-100) \text{ МэВ} \approx 90-125 \text{ МэВ}$$

(здесь подставлена оценка (5) величины глюонного конденсата и использованы значения $m_b = 4,8 \text{ ГэВ}$, $\alpha_s = 0,3$ (см. ниже, в разделе 3.5)). Это значение энергии связи хорошо согласуется с оценкой $130 \pm 50 \text{ МэВ}$, получаемой из правил сумм (см. раздел 3.5).

3.5. Правила сумм для боттомония

Из формулы (7) видно, что относительная величина сдвига пропорциональна n^8 . Поэтому рассмотрение взаимодействия с флуктуациями как возмущения быстро становится неприменимым с ростом n . В частности, для боттомония формула (7) плохо применима уже при $n = 2$. Причиной этого является то, что размер боттомония недостаточно мал по сравнению с λ_g , а характерные частоты не велики по сравнению с ω_g . Это заставляет искать альтернативные подходы к описанию системы $b\bar{b}$. Один из таких подходов основан на правилах сумм (ПС) ^{11, 12, 24}. Поскольку метод ПС изложен в подробных обзорах ^{11, 12, 24}, мы здесь не будем углубляться в детали, а укажем лишь отличия, характерные для боттомония, и перечислим результаты.

Напомним, что ПС являются соотношениями для интегралов от спектральных плотностей состояний кваркония в каналах с определенными квантовыми числами J^{PC} . Например, для канала с квантовыми числами 3S_1 -резонансов $J^{PC} = 1^{--}$ метод ПС дает предсказания для моментов сечения e^+e^- -аннигиляции в состоянии, содержащие тяжелые кварки:

$$M_n = \int R_b(s) (s^{n+1})^{-1} ds, \quad (8')$$

где s — квадрат полной энергии e^+ и e^- в с. п. и., а

$$R_b(s) = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow b\bar{b})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (9')$$

Кавычки в обозначении $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ означают, что речь идет не об аннигиляции в пару свободных кварков, а в адронные состояния, содержащие пару $b\bar{b}$, — Υ -резонансы и пары мезонов $B\bar{B}$. Напомним также, что вклад узкого резонанса в $R(s)$ выражается через ширину его распада на e^+e^- соотношением

$$R_{\text{res}}(s) = \frac{9\pi}{\alpha^2} \delta(s - M_{\text{res}}^2) M_{\text{res}} \Gamma_{ee}.$$

Ясно, что при достаточно большом n в моменте M_n доминирует вклад низшего резонанса. (В чармонии J/ψ -резонанс практически насыщает моменты уже при $n \geq 4$ ¹¹.) Поэтому если теоретическое выражение, вычисляемое методами КХД, применимо при таких n , то свойства низшего состояния в канале с определенным J^{PC} могут быть определены методом ПС.

В боттомонии, однако, из-за меньшей относительной разности масс резонансов вклад Υ -мезона и основных состояний в других каналах доминирует лишь при $n \gtrsim 20$. При таких n первоначально полученные для чармония выражения для моментов²⁵ непосредственно неприменимы²⁶, так как параметром, описывающим вклад теории возмущений КХД в теоретические выражения, является не α_s , а $\alpha_s n^{1/2}$. Причиной возникновения этой комбинации является то, что n -й момент определяется динамикой кварков при значениях относительной скорости $v \sim n^{-1/2}$. Теория же возмущений для кулоноподобного взаимодействия (обусловленного глюонным обменом) имеет параметр $\alpha_s/v \sim \alpha_s n^{1/2}$. Поэтому при больших n необходимо учесть кулоновское взаимодействие точно. Поскольку речь идет о лидирующих по $n \sim v^{-2}$ членах, это можно сделать чисто нерелятивистским методом — с помощью рассмотрения кулоновской функции Грина уравнения Шрёдингера. Приведем для иллюстрации ПС, возникающие в результате такого рассмотрения²⁷:

$$\int R_b(s) \exp\left(\frac{4m_b^2 - s}{4m_b^2} n\right) ds = \left(1 - \frac{16\alpha_s(m_b)}{3\pi}\right) m_b^3 \frac{9\sqrt{\pi} Q_b^2}{n^{3/2}} \left[\Phi_s(\gamma) - \left\langle \frac{\pi\alpha_s}{72} (F_{\mu\nu}^a)^2 \right\rangle \frac{n^3}{m_b^4} X_s(\gamma) \right], \quad (11)$$

где m_b — масса, а Q_b — заряд b-кварка,

$$\gamma = \frac{2}{3} \alpha_s n^{1/2} \quad (12)$$

— кулоновский параметр и функции $\Phi_s(\gamma)$ и $X_s(\gamma)$ описывают кулоновские эффекты:

$$\Phi_s(\gamma) = 1 + 2\sqrt{\pi}\gamma + \frac{2\pi^2}{3}\gamma^2 + 4\sqrt{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\gamma}{n}\right)^3 \exp\left[\left(\frac{\gamma}{n}\right)^2\right] \left(1 + \operatorname{erf} \frac{\gamma}{n}\right), \quad (13)$$

где

$$\operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt,$$

а $X_s(\gamma)$ представляется весьма громоздкой формулой, но в области $\gamma \lesssim 1,5$, представляющей интерес для боттомонии, $X_s(\gamma)$ может быть аппроксимирована простым выражением:

$$X_s(\gamma) \approx e^{-0,89\gamma} \Phi_s(\gamma).$$

Отметим, что в пределе больших n весовая функция в интеграле (11) с точностью до множителя совпадает с таковой в (8):

$$s^{-n-1} = (4m^2)^{-n-1} \exp\left(\frac{4m^2 - s}{4m^2} n\right) (1 + O(n^{-1})).$$

Можно также заметить, что в формуле (11) учтены не только все члены вида $(\alpha_s n^{1/2})^k$, но и $\alpha_s (\alpha_s n^{1/2})^k$, так как включена первая радиационная поправка $1 - (16\alpha_s/3\pi)$.

Из выражения (13) видно, насколько существен точный учет кулоновского взаимодействия: при $\gamma = 1$ (что соответствует $n \approx 25$) $\Phi_s(\gamma) \approx 50$, т. е. кулоновские эффекты меняют ответ в десятки раз.

Из анализа (11) можно извлечь следующие выводы²⁷: константа α_s , входящая в кулоновские эффекты (на расстояниях порядка 0,2 фм), должна составлять $0,30 \pm 0,03$, расстояние по массе между кварковым порогом $2m_b$ и массой Υ должно составлять $2m_b - M_\Upsilon = 130 \pm 50$ МэВ, так что $m_b \approx 4,8$ ГэВ, и, наконец, ширина распада Υ на пару e^+e^- должна составлять $\Gamma_{ee}(\Upsilon) = 1,15 \pm 0,2$ кэВ, что весьма хорошо согласуется с современным экспериментальным значением $\Gamma_{ee}(\Upsilon) = 1,22 \pm 0,05$ кэВ *).

*) Используемые в тексте экспериментальные данные приведены в приложении.

Наиболее существенной трудностью применения метода ПС к боттомонию является учет релятивистских поправок, т. е. следующего члена разложения по $1/n$ ²⁸. Для этого необходимо суммирование всех членов вида $(\alpha_s n^{1/2})^k n^{-1}$ или эквивалентно $\alpha_s^2 (\alpha_s n^{1/2})^k$ (поскольку $\alpha_s n^{1/2} \sim 1$), которые наряду с чисто релятивистскими эффектами (описываемыми гамильтонианом Брейта — Ферми) содержат радиационные поправки порядка α_s^2 . Такое вычисление до сих пор отсутствует.

Весьма чувствительно эта трудность проявляется, например, в вычислении²⁷ разности масс 1P- и 1S-уровней боттомония. С помощью ПС, аналогичных (11), но для P-волновых состояний боттомония, можно прийти к оценке $M(1P) - M(1S) = 370 \pm 30$ МэВ («интервал ошибок» здесь отражает неопределенность в параметрах α_s и $\langle (F_{\mu\nu}^a)^2 \rangle$, допустимую согласованностью ПС (11) с экспериментальными данными о Υ -резонансах). С учетом спина кварков P-уровень расщепляется на три 3P_J -резонанса ($J = 0, 1, 2$) и 1P_1 -уровень, а 1S — на 1^3S_1 ($\Upsilon(1S)$) и 1^1S_0 ($\eta_b(1S)$). На опыте разности масс составляют (МэВ): $M(\chi_{b0}) - M(\Upsilon) = 400$, $M(\chi_{b1}) - M(\Upsilon) = 432$, $M(\chi_{b2}) - M(\Upsilon) = 453$, а «центр тяжести» 1P-уровней лежит выше Υ примерно на 440 МэВ. Нерелятивистские оценки естественно сравнивать с последним числом, так как в этих оценках тонкое расщепление — релятивистский эффект — полностью отсутствует. Видно, что экспериментальное число выходит за рамки нерелятивистской оценки. Однако различие составляет такую же величину, как и тонкое расщепление 3P_J -уровней, которое может служить мерой релятивистских поправок (заметим, что масса χ_{b0} попадает в предсказываемый интервал). Поэтому указанное расхождение, возникшее из-за недооценки величины релятивистских поправок в работе²⁷, никоим образом не дискредитирует метод правил сумм в пользу потенциальных моделей (некоторые из них дали более точное предсказание масс P-состояний), а лишь иллюстрирует необходимость повышения точности ПС за счет учета релятивистских эффектов, хотя технически это представляется весьма трудной задачей по причинам, изложенным выше.

3.6. Тонкое и сверхтонкое расщепление

Зависящие от спина и орбитального момента силы в тяжелом кварконию возникают как релятивистские поправки к основному взаимодействию. Эти силы — спин-спиновые, спин-орбитальные и тензорные — приводят к расщеплению уровней с различными S и J . В рамках потенциальной модели вопрос о гамильтониане этих сил сводится к вопросу о лоренц-структуре потенциала взаимодействия. Обычно потенциал рассматривают как смесь векторного V_V (в кварковых вершинах стоят матрицы γ_μ) и скалярного V_S (в вершинах — единичные матрицы) слагаемых:

$$V(r) = V_V(r) + V_S(r). \quad (14)$$

Отсюда стандартным способом (см., например, в²⁰) нетрудно получить зависящую от спина часть гамильтониана Брейта — Ферми^{11, 13}, представляющую собой сумму спин-орбитального (V_{LS}), тензорного (V_T) и спин-спинового (V_{SS}) взаимодействий:

$$\begin{aligned} V_{LS} &= \frac{1}{2m^2 r} \left(3 \frac{dV_V}{dr} - \frac{dV_S}{dr} \right) \mathbf{L} \mathbf{S}, \\ V_T &= \frac{1}{6m^2} \left(\frac{1}{r} \frac{dV_V}{dr} - \frac{d^2 V_V}{dr^2} \right) \left(3 \frac{(\mathbf{S} \mathbf{r})(\mathbf{S} \mathbf{r})}{r^2} - \mathbf{S}^2 \right), \\ V_{SS} &= \frac{2}{3m^2} (\mathbf{s}_1 \mathbf{s}_2) \Delta V_V, \end{aligned} \quad (15)$$

где $\mathbf{S} = \mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2$ — оператор суммарного спина кварка и антикварка.

Потенциал одноглюонного обмена (1) несомненно принадлежит к векторному типу (вычислены также радиационные поправки по α_s в теории возмущений²⁹). Что касается линейной части потенциала (3), то ее обычно принимают скалярного типа.

Из выражения (15) видно, что в этом случае наиболее просто выглядит спин-спиновое взаимодействие V_{ss} , в которое дает вклад только V_V . Если V_V определяется только пертурбативным кулоноподобным потенциалом (1), то для него имеем

$$V_{ss} = \frac{32\pi}{9m^2} \alpha_s \delta(\mathbf{r}) (\mathbf{s}_1 \mathbf{s}_2). \quad (16)$$

(Зависимость α_s от расстояния должна учитывать-ся вместе с другими радиационными поправками, результат такого вычисления будет приведен ниже.)

Наличие δ -функции означает, что SS-взаимодействие происходит на расстояниях порядка m^{-1} , которые выглядят как точечные для нерелятивистской системы.) Согласно формуле (16) спин-спиновые расщепления в состояниях с $L \neq 0$

(расщепления между состояниями $^1L_J=L$ и центром тяжести уровней 3L_J) должны отсутствовать, так как волновая функция таких состояний зануляется при $r = 0$. Для расщепления между n^3S_1 - и n^1S_0 -уровнями имеем

$$M(n^3S_1) - M(n^1S_0) = \frac{32\pi}{9m^2} \alpha_s |\psi_{ns}(0)|^2. \quad (17)$$

Значение $|\psi(0)|^2$ связано с шириной распада 3S_1 -уровня на пару e^+e^- за счет процесса, изображенного на рис. 6, известной формулой

$$\Gamma(n^3S_1 \rightarrow e^+e^-) = \frac{4\pi}{m^2} \alpha^2 Q^2 |\psi_{ns}(0)|^2 \left(1 - \frac{16\alpha_s}{3\pi}\right), \quad (18)$$

где Q — заряд кварка в единицах $|e|$ ($Q_b = -1/3$), и также включена радиационная поправка в КХД. В результате для сверхтонкого расщепления S-уровня получается (с учетом радиационной поправки³⁰ к (16))

$$\delta_n = M(n^3S_1) - M(n^1S_0) = \frac{8\Gamma_{ee}}{9Q^2} \frac{\alpha_s(m)}{\alpha^2} \left(1 + 6,1 \frac{\alpha_s}{\pi}\right). \quad (19)$$

При $\alpha_s(m_b) \approx 0,17$ (см. ниже) и экспериментальных значениях e^+e^- -ширин $\Upsilon(1S) - \Upsilon(3S)$ -резонансов имеем

$$\delta_1 \approx 40 \text{ МэВ}, \quad \delta_2 \approx 18 \text{ МэВ}, \quad \delta_3 \approx 14 \text{ МэВ}.$$

В рамках подхода, описанного в разделе 3.4, не опирающегося на феноменологический потенциал конфайнмента, возникает дополнительный вклад в расщепление, обусловленный взаимодействием спинов (хромагнитных моментов) кварков с флуктуациями хромагнитной составляющей глюонного поля (аналог квадратичного эффекта Зеемана в случайном магнитном поле). В частности, в δ_1 этот вклад составляет³¹

$$\tilde{\delta}_1 = \frac{1,12}{m [(2/3m\alpha_s)]^2} \left\langle \frac{\pi\alpha_s}{18} (F_{\mu\nu}^a)^2 \right\rangle. \quad (20)$$

Константа α_s в знаменателе должна быть нормирована на размере 1S-состояния для $\Upsilon(1S)$ $\langle r \rangle \approx 1 \text{ ГэВ}^{-1}$, $\alpha_s \approx 0,3$. Поправка $\tilde{\delta}_1$ для боттомония при этом составляет около 2 МэВ, что намного меньше, чем δ_1 , так что разность масс Υ и η_b должна составлять 35—45 МэВ (с учетом неопределенностей в используемых параметрах). Интересно отметить, что для чармония формула (19) дает расщепление между J/ψ и η_c около 60 МэВ, что существенно меньше, чем экспериментальное значение 116 МэВ. С учетом же вклада (20) получается значение, близкое к экспериментальному, хотя предположение

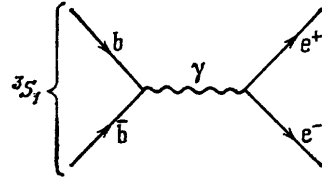


Рис. 6. Диаграмма для аннигиляции b- и \bar{b} -кварков в пару e^+e^- в Υ -мезоне (распад $\Upsilon \rightarrow e^+e^-$)

о кулоновском характере движения кварков, при котором получено соотношение (20), совершенно неприменимо к чармонию.

Вопрос о тонком расщеплении уровней ортокваркония более сложен, так как взаимодействие (15) содержит спин-орбитальные и тензорные силы. То, что существенны оба слагаемых, видно из экспериментального значения отношения расщеплений 1^3P_J -уровней в системе $b\bar{b}$:

$$\rho_1 = \frac{M(1^3P_2) - M(1^3P_1)}{M(1^3P_1) - M(1^3P_0)} = 0,67 \pm 0,04. \quad (21)$$

Для чистого спин-орбитального взаимодействия V_{LS} это отношение составляло бы 2 (согласно известному в атомной физике правилу интервалов Ланде), а для чисто тензорного V_T ($-2/5$).

Для кулоноподобного взаимодействия (1) V_{LS} и V_T оказываются пропорциональными друг другу (см. (15)):

$$V_{LS} = \frac{2\alpha_s}{m^2 r^3} \mathbf{LS}, \quad V_T = \frac{2\alpha_s}{3m^2 r^3} \left(3 \frac{(\mathbf{Sr})(\mathbf{Sr})}{r^2} - \mathbf{S}^2 \right). \quad (22)$$

При этом среднее выражения $\alpha_s/(m^2 r^3)$ по волновой функции Р-состояния сокращается в отношении ρ вида (21) и получается

$$\rho_n = \frac{4}{5} = 0,8 \text{ при любом } n, \quad (23)$$

что близко к значению ρ_1 в (21), но несколько превышает это значение. Различие «кулоновского» числа (23) и экспериментального объясняется следующим образом. В потенциальной модели, приводящей к выражению (15), линейный по r член V_s дает, согласно (15), небольшой отрицательный вклад в спин-орбитальный потенциал $\delta V_{LS} = -(\text{const}/r) \mathbf{LS}$, что несколько компенсирует пертурбативное LS-взаимодействие и уменьшает величину ρ . (К этому же эффекту приводят и радиационные поправки к потенциалам V_{LS} и V_T , приведенным в формуле (22).) В картине влияния вакуумных флуктуаций взаимодействия с полем флуктуации приводит к появлению небольшого (единицы МэВ) отрицательного вклада лишь в LS-взаимодействие и не дает поправки к тензорным силам. Поэтому и в данной картине значение ρ несколько меньше, чем 0,8, и не приводит к противоречиям.

Естественно ожидать поэтому, что отношения расщеплений Р-уровней вида (21) должны быть всегда меньше, чем 0,8, причем тем сильнее, чем больше размер Р-состояния, так как при этом сильнее непертурбативные эффекты*). Отметим, что в чармонии (размер которого существенно больше, чем боттомония) $\rho_1(c\bar{c}) = 0,48$. Для 2^3P_J -уровней $b\bar{b}$ отношение ρ_2 известно пока с плохой точностью ($\rho_2 = 0,73 \pm 0,25$). Из приведенного рассмотрения можно ожидать, что оно должно быть меньше, чем ρ_1 , из-за большего размера $2P$ -состояния.

В заключение обратим внимание на табл. II (из работы²⁹), в которой учтены радиационные поправки к пертурбативному потенциалу Брейта — Ферми и проведены вычисления в потенциальной модели — одни из самых успешных в отношении совпадения вычисленных положений уровней боттомония с известными на опыте. Вероятно, предсказываемые в этой работе положения еще неизвестных D- и F-уровней могут служить ориентиром для поиска данных состояний на опыте.

4. РАДИАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В БОТТОМОНИИ

Переходы между уровнями системы $b\bar{b}$ с испусканием фотона очень важны с практической точки зрения, так как благодаря им наблюдаются состояния боттомония, не рождающиеся напрямую в e^+e^- -аннигиляции. С теоре-

*) В потенциальной модели рост непертурбативных эффектов соответствует тому, что с увеличением размера системы возрастает относительный вклад линейной части потенциала.

тической точки зрения эти переходы вполне аналогичны переходам в атомах или в позитронии. Так, переходы между 3S_1 -уровнями (Υ -резонансами) и 3P_J -уровнями принадлежат в стандартной классификации к E1 (электрическому дипольному)-типу. Ширины этих переходов описываются следующими формулами (см., например, в ^{11,12}):

$$\Gamma(n^3S_1 \rightarrow m^3P_J + \gamma) = \frac{4}{27} (2J+1) \alpha Q_b^2 \omega^3 |I_{mn}|^2, \quad (24)$$

$$\Gamma(m^3P_J \rightarrow n'^3S_1 + \gamma) = \frac{4}{9} \alpha Q_b^2 \omega^3 |I_{mn'}|^2, \quad (25)$$

где ω — энергия фотона, а I_{mn} — матричный элемент радиуса между $|mP\rangle$ - и $|nS\rangle$ -состояниями:

$$I_{mn} = \int r R_{mP}(r) R_{nS}(r) r^2 dr \quad (26)$$

($R(r)$ — радиальная часть волновой функции).

Экспериментально 1^3P_J - и 2^3P_J -уровни надежно обнаружены ³², и усредненные положения этих уровней и вероятностей перехода приведены

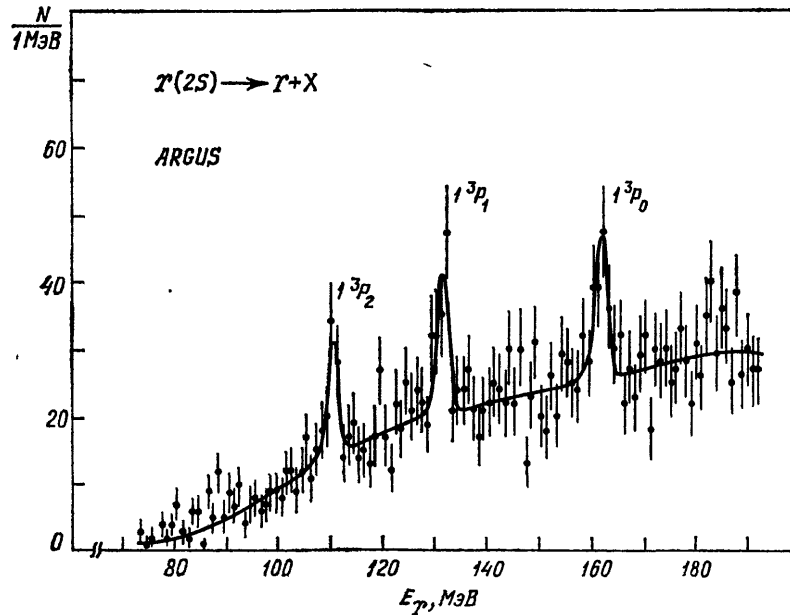


Рис. 7. Инклюзивный спектр фотонов из $\Upsilon(2S)$ -резонанса в эксперименте ARGUS ³². Кривая — наилучшая подгонка с тремя фотонными линиями с формой, заданной энергетическим разрешением детектора для конвертированных фотонов, плюс гладкий фон, описываемый полиномами Лежандра пятой степени

в приложении. Наиболее точные данные о положении 1^3P_J -уровней получены группой ARGUS. На рис. 7 приведен спектр инклюзивных фотонов, конвертировавших в e^+e^- -пару, в распаде $\Upsilon(2S)$ -мезона. Отчетливо видны три пика, соответствующие переходам

$$\Upsilon(2S) \rightarrow \gamma 1^3P_J \quad (J=0, 1, 2),$$

$$\downarrow$$

$$e^+e^-.$$

Прямых данных о значениях спина этих состояний пока нет. Но если считать, что для уровня с наименьшей массой $J=0$, а с наибольшей $J=2$, и затем разделить измеренные вероятности переходов на фактор $\omega^3 (2J+1)$,

который следует из формулы (24), то мы получим, например, для 1^3P_J -уровней отношения, близкие к единице:

$$(1,00 \pm 0,26) : 1 : (1,03 \pm 0,19).$$

При таком расположении уровней можно найти положение центра тяжести этих уровней ($M_{\text{цт}}$) по формуле

$$M_{\text{цт}} = \frac{1}{9} \sum_{J=0}^2 (2J+1) M_J,$$

где M_J — масса J -го уровня. Для 1^3P_J -уровней

$$M_{\text{цт}} = 9900,2 \pm 0,6 \text{ МэВ}.$$

Матричные элементы (26) для переходов $3S \rightarrow 2P$ и $2S \rightarrow 1P$ и тем самым ширины переходов удовлетворительно описываются потенциальными моделями¹⁵. (Экспериментальные значения ширин воспроизводятся в пределах фактора 1,5–2.) Однако для переходов $2S \rightarrow 1P$ и $1P \rightarrow 1S$ можно установить ограничения, следующие из общих принципов квантовой механики. Действительно, из основного коммутационного соотношения $[p_i, r_k] = -i\delta_{ik}$ следуют нерелятивистские правила сумм Томаса — Райхе — Куна и Вигнера для величин $m\omega |I|^2$, просуммированных по различным переходам (см. вывод и обсуждение в^{11, 12, 33}; см. также в связи с переходами в боттомонии в³⁴). В частности, первое из этих ПС имеет вид

$$\sum_i m(E_i - E_n) |I_{in}|^2 = 3 \text{ при любом } n. \quad (27)$$

(Существование соотношений такого типа можно ожидать уже из следующей оценки: $\langle p \rangle \langle r \rangle \sim 1$, $|\langle p \rangle| = m\omega \langle r \rangle$, откуда $m\omega \langle r \rangle^2 \sim 1$.) Для переходов $2S \rightarrow 1P$ правила сумм дают верхнюю границу вида

$$m\omega |I_{12}|^2 \leq 2. \quad (28)$$

В чармонии для переходов $2S \rightarrow 1P$ эта величина составляет

$$m_c\omega |I_{12}|^2 = 1 \pm 0,3.$$

Если предположить, что при переходе к боттомонию это значение меняется слабо, то для γ -переходов из 2^3S_1 - на 1^3P_J -уровни при экспериментальных значениях энерговыделения имеем

$$\Gamma(\Upsilon(2S) \rightarrow \chi_{bJ} + \gamma) = (1 \pm 0,3) \cdot \begin{cases} 0,7 \text{ кэВ} < 1,4 \text{ кэВ}, & J=0, \\ 1,2 \text{ кэВ} < 2,4 \text{ кэВ}, & J=1, \\ 1,5 \text{ кэВ} < 3,0 \text{ кэВ}, & J=2 \end{cases} \quad (29)$$

(указаны также ограничения, следующие из неравенства (28)). Экспериментальные значения ширин, определяемые из значений $\Gamma_{\text{tot}}(\Upsilon(2S))$ и $B(\Upsilon(2S) \rightarrow \chi_{bJ} + \gamma)$, составляют $1,3 \pm 0,4$, $2,0 \pm 0,5$ и $2,0 \pm 0,5$ кэВ соответственно. Видно, что центральные значения этих чисел превышают оценку (29) и, скорее, близки к верхним границам в (29). Возможно, это означает, что приводимая в таблицах² величина $\Gamma_{\text{tot}}(\Upsilon(2S))$, определяемая по значению $\Gamma_{ee}/B_{\mu\mu}$, несколько завышена.

Для переходов $1P \rightarrow 1S$ квантовомеханические неравенства имеют вид

$$1 \leq m\omega |I_{11}|^2 \leq 3. \quad (30)$$

Реально нижнюю границу можно увеличить до значения $2^{13}/3^8 \approx 1,25$, что соответствует предельному при $m \rightarrow \infty$ значению, реализующемуся на чисто кулоновской системе. Поэтому ширины переходов $1^3P_J \rightarrow 1^3S_1\gamma$ можно фиксировать в пределах фактора 1,5:

$$\Gamma(\chi_{bJ} \rightarrow \Upsilon(1S)\gamma) \approx 30 \text{ кэВ}. \quad (31)$$

Для измерения этих ширин необходимо определить абсолютные значения полных ширин χ_{bJ} -уровней. (Эта задача не решена полностью даже для аналогичных уровней в чармонии.)

Наиболее просто оцениваются теоретически ширины магнитно-дипольных M1-переходов между орто- и парауровнями. Дело в том, что оператор магнитного момента не содержит координатной зависимости, поэтому в нерелятивистском пределе разрешены только переходы с $\Delta n_r = 0$ и $\Delta L = 0$, для которых интеграл перекрытия равен единице. Ширины переходов при этом определяются формулой

$$\Gamma(n^3L_J \rightarrow n^1L_L + \gamma) = \frac{4}{3} \alpha Q_b^2 \frac{\omega^3}{m^2}. \quad (32)$$

Из-за малого энерговыделения ω эти ширины оказываются крайне малыми. Наибольшее значение $\omega \approx 35\text{--}40$ МэВ ожидается для перехода $\Upsilon(1S) \rightarrow \eta_b$. При этом ширина перехода должна составлять³⁴

$$\Gamma(\Upsilon(1S) \rightarrow \eta_b \gamma) \approx 2\text{--}3 \text{ эВ}, \quad (33)$$

что очень мало для того, чтобы этот переход можно было наблюдать в ближайшем будущем.

Что касается запрещенных M1-переходов с $\Delta n_r \neq 0$, то их амплитуды содержат малый множитель $\sim v^2/c^2$, и ширины этих переходов также очень малы, несмотря на большее энерговыделение.

5. АННИГИЛЯЦИОННЫЕ РАСПАДЫ

5.1. Однофотонная аннигиляция 3S_1 -состояний

Рождение Υ -резонансов в e^+e^- -аннигиляции обусловлено процессом, изображенным на рис. 6. С этим же механизмом связана и часть распадов этих частиц. Виртуальный фотон, образующийся при аннигиляции b и \bar{b} , может затем распасться на лептонную пару: e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ или $\tau^+\tau^-$, либо на кварковую: $q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$). Следовательно, суммарная ширина и относительная вероятность распада, обусловленная этим механизмом, составляют

$$\Gamma_{1\gamma} = \Gamma_{ee}(R + 3), \quad B_{1\gamma} = B_{\mu\mu}(R + 3), \quad (34)$$

где R — известное отношение

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

при полной энергии e^+e^- , равной массе $b\bar{b}$ -резонанса (фактически R измеряется рядом с резонансом). На опыте в этой области энергий $R \approx 3,6$ и, например, $B_{\mu\mu}(\Upsilon) = 2,8 \pm 0,2 \%$. Поэтому примерно 18 % распадов Υ -резонанса обусловлено однофотонным механизмом. Отметим также, что все характеристики событий с такими распадами Υ -резонансов идентичны характеристикам событий в континууме. В частности, например, события с распадом на пары $q\bar{q}$ должны проявлять известную двухструнную структуру.

5.2. Адронная аннигиляция

Основная доля аннигиляционных распадов боттомония (~80 %) приходится на аннигиляцию в адроны, обусловленную взаимодействием b -кварков с глюонами. Из-за большой массы b -кварка аннигиляция происходит на малых расстояниях и может быть рассмотрена в теории возмущений

КХД³⁵. В теории возмущений состояния $b\bar{b}$ с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{--}$ аннигилируют в три глюона (рис. 8). Для ширины такого распада имеет место формула

$$\frac{\Gamma(3S_1 \rightarrow 3g \rightarrow \text{адроны})}{\Gamma(3S_1 \rightarrow e^+e^-)} = \frac{10}{81\pi} \frac{\pi^2 - 9}{Q_b^2} \frac{\alpha_s^3(m_b)}{\alpha^2}. \quad (35)$$

(Обе ширины пропорциональны величине $|\psi(0)|^2$, которая сокращается в отношении (35).) Радиационная поправка³⁶ к этой формуле составляет фактор $(1 \pm 0,5\alpha_s/\pi)$, если константа α_s в (35) определена в схеме перенормировок \overline{MS} при импульсе

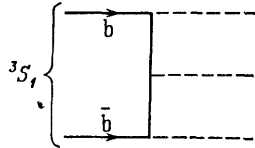


Рис. 8. Диаграмма, описывающая аннигиляцию $(b\bar{b})_{3S_1} \rightarrow$ глюоны (распад $\Upsilon \rightarrow$ адроны)

$q = 0,48 M_\Upsilon \approx m_b$.

Из формулы (35) видно, что ширина прямого распада пропорциональна α_s^3 и, следовательно, экспериментальное измерение этой величины является весьма чувствительным способом определения константы сильного взаимодействия α_s . Отношение в левой части (35) для Υ -резонанса можно получить из значения $B_{\mu\mu}$, так как полная ширина Υ складывается из $\Gamma_{1\gamma}$, Γ_{3g} и ширины распада на фотон + адроны ($\gamma + 2g$): $\Gamma_{\gamma gg}$ (см. в следующем пункте; численно $\Gamma_{\gamma gg} \approx \Gamma_{\mu\mu}$).

Отсюда имеем

$$\frac{\Gamma_{3g}}{\Gamma_{\mu\mu}} = \frac{1}{B_{\mu\mu}} - \left(R + 3 + \frac{\Gamma_{\gamma gg}}{\Gamma_{\mu\mu}} \right) \approx 28,1 \pm 2,5, \quad (36)$$

что согласно (35) дает

$$\alpha_s(m_b) = 0,168 \pm 0,005 \quad (37)$$

(это значение соответствует инфракрасному параметру КХД $\Lambda_{\overline{MS}}$, определенному в двухпетлевом приближении, $\Lambda_{\overline{MS}} = 160 \pm \pm 40 \text{ МэВ}$).

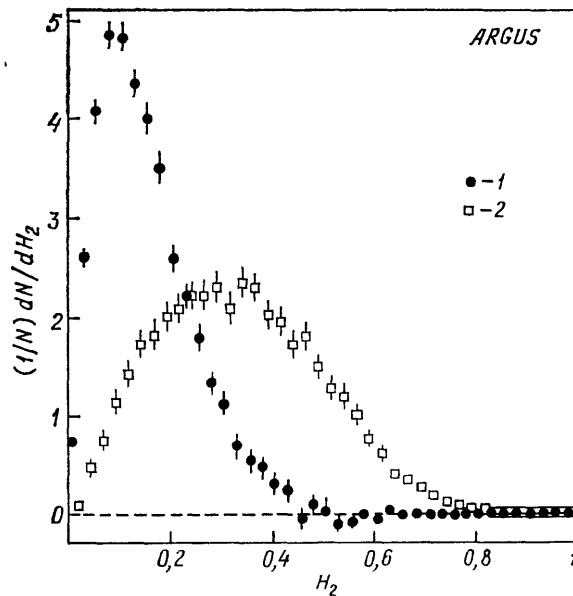


Рис. 9. Распределение числа событий по второму моменту Фокса — Вольфрама⁴⁰ для прямых распадов Υ -мезона (1) и для континуума при $s^{1/2} = 9,98 \text{ ГэВ}$ (2) в эксперименте группы ARGUS³⁷

Может возникнуть вопрос о том, насколько наблюдаемые на опыте характеристики событий распада Υ -резонансов соответствуют представлению о трехглюонной аннигиляции. Приведем в связи с этим результат группы ARGUS³⁷, которая из обработки статистических характеристик адронных распадов Υ -резонанса — сферичности³⁸, траста³⁹ и второго момента Фокса — Вольфрама⁴⁰, распределение по которому приведено на рис. 9, установила, что превышение доли двухструнных адронных распадов (т. е. распадов на пары $q\bar{q}$) Υ -мезона над ожидаемым вкладом однофотонной аннигиляции ($R B_{\mu\mu} \approx \approx 10,1 \%$) не превышает

5,3 % (на 90 %-ном уровне достоверности). Качественно, заметно большая сферичность событий распада Υ -резонансов, чем в континууме, давно из-

вестна на опыте и часто используется при экспериментальной обработке в качестве критерия отбора событий для подавления вклада «подложки» под резонансом.

5.3. Аннигиляция в фотон + адроны

Если в диаграмме на рис. 8 заменить один из глюонов на фотон, то получится график, описывающий распад 3S_1 -состояний на жесткий фотон (часто называемый прямым фотоном) и адроны. Отношение ширин определяется формулой⁴¹

$$\frac{\Gamma_{\gamma gg}}{\Gamma_{3g}} = \frac{36}{5} Q_b^2 \frac{\alpha}{\alpha_s} = \frac{4}{5} \frac{\alpha}{\alpha_s}. \quad (38)$$

Радиационная поправка к этой формуле обращается в нуль (с точностью $\pm 0,6\alpha_s/\pi$), если константа α_s в (38) нормирована в схеме \overline{MS} при $0,27 M_\Gamma \approx \approx m_b/2$ ⁴². При $\alpha_s \approx 0,17$ отношение (38) должно составлять 0,035, что соответствует $B(\Upsilon \rightarrow \gamma + 2g) \approx 2,8\%$.

Помимо полной ширины $\Gamma_{\gamma gg}$, представляет интерес также и спектр фотонов в данном распаде. Дело в том, что боттомоний в распаде на $\gamma + 2g$ служит почти точечным источником глюонов. Инвариантная масса M глюонной системы при этом прямо выражается через энергию фотона: $M^2 = M_\Gamma^2 (1 - x)$, где $x = 2E_\gamma/M_\Gamma$, $x < 1$. Таким образом, область $0,5 \leq x < 1$ позволяет исследовать фрагментацию глюонов в адроны в области инвариантных масс $45 \text{ ГэВ}^2 \leq M \leq 90 \text{ ГэВ}^2$ (при $x \leq 0,5$ выделить прямые фотоны практически невозможно из-за фона вторичных γ -квантов). Такое исследование для глюонной физики аналогично измерению отношения R для кварковой физики в e^+e^- -аннигиляции, где виртуальный фотон служит точечным источником кварков.

Для величины R известно, что она выходит на значение теории возмущений, вычисляемое по свободным кваркам при $M^2 \gtrsim 2 \text{ ГэВ}^2$. Для глюонных источников имеются теоретические основания⁴³ ожидать, что для них асимптотика теории возмущений наступает при гораздо больших значениях M^2 : $M^2 \gtrsim 20\text{--}25 \text{ ГэВ}^2$. Поэтому можно ожидать, что спектр фотонов в распаде $\Upsilon \rightarrow \gamma + \text{адроны}$ должен отличаться от предсказываемого теорией возмущений при $x \gtrsim 0,7\text{--}0,8$.

Экспериментальные данные по исследованию прямых фотонов пока довольно противоречивы, что, по-видимому, отражает значительные трудности, связанные с вычитанием очень большого фона от вторичных γ -квантов. Так, спектр прямых фотонов, полученный группой CUSB⁴⁴, хорошо описывается кривой, рассчитанной в рамках теории возмущений КХД, вплоть до значений $x \approx 0,9$ с вероятностью распада $B(\Upsilon \rightarrow \gamma + 2g) = 2,99 \pm \pm 0,59\%$, тогда как группа CLEO⁴⁵ приводит спектр прямых фотонов с максимумом в области $x \approx 0,7$, плохо описываемый кривой КХД, и со значением $B(\Upsilon \rightarrow \gamma + 2g) = 1,88 \pm 0,22\%$.

Что же касается поиска глюоболов и вообще новых резонансов в обсуждаемых распадах в области до 2 ГэВ , то, по сравнению с аналогичными распадами J/ψ -мезона, Υ -мезон, пожалуй, не имеет преимуществ, а скорее наоборот, такой поиск здесь, затруднен, так как требует существенно лучшего относительного разрешения по энергии фотона, да и относительная вероятность распада меньше, чем для J/ψ , из-за квадрата заряда кварка в формуле (38) и в основном из-за подавленности доли каждого эксклюзивного адронного канала распада Υ -мезона.

5.4. Аннигиляция Р-уровней

В картине теории возмущений 3P_0 - и 3P_2 -уровни аннигилируют в два глюона, а 3P_1 -состояние — преимущественно в глюон и пару $q\bar{q}$ ⁴⁶ (рис. 10).

Ширины этих распадов описываются формулами

$$\begin{aligned}\Gamma(^3P_0 \rightarrow 2g) &= 6\alpha_s^2 |R'_P(0)|^2 m_b^{-4}, \\ \Gamma(^3P_2 \rightarrow 2g) &= \frac{4}{15} \Gamma(^3P_0 \rightarrow 2g), \\ \Gamma(^3P_1 \rightarrow g + g\bar{g}) &\approx \frac{20}{9} \frac{\alpha_s}{\pi} \ln(mR) \Gamma(^3P_2 \rightarrow 2g),\end{aligned}\quad (39)$$

где $R'_P(0)$ — производная в нуле радиальной части волновой функции Р-уровня, а R — характерный радиус Р-состояния (последняя формула имеет логарифмическую точность). Оценка²⁷ значения $R'_P(0)$ методом правил сумм приводит к следующим ожидаемым значениям ширин:

$$\Gamma(^3P_0) \approx 360 \text{ кэВ}, \quad \Gamma(^3P_2) \approx 100 \text{ кэВ}, \quad \Gamma(^3P_1) \approx 25 \text{ кэВ} \quad (40)$$

(близкие значения предсказываются также потенциальными моделями).

Измерение абсолютных ширин является довольно сложной экспериментальной задачей. Значительно проще извлечь из опыта отношения ширин.

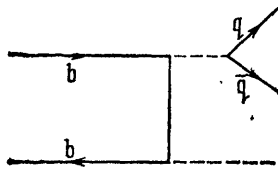


Рис. 10. Распад 3P_1 -уровня на глюон и пару $q\bar{q}$

Действительно, ширины радиационных переходов из 1^3P_J -уровней на $\Upsilon(1S)$ отличаются лишь на отношение факторов ω^3 , которое легко учесть. Поэтому отношение измеряемых величин $B(\chi_{bJ} \rightarrow \Upsilon(1S) + \gamma)$ позволяет найти отношение полных ширин χ_{bJ} -уровней. Из имеющихся данных таким способом получаются следующие оценки:

$$\frac{\Gamma(\chi_{b1})}{\Gamma(\chi_{b2})} = 0,54 \pm 0,16, \quad \frac{\Gamma(\chi_{b0})}{\Gamma(\chi_{b2})} > 2. \quad (41)$$

Если второе из этих отношений на качественном уровне по крайней мере не противоречит оценкам (40), то первое превышает ожидаемое значение. Если с уточнением экспериментальных данных это расхождение не исчезнет, то это будет означать, что либо велики нелогарифмические члены в $\Gamma(^3P_1)$, либо существенны непертурбативные эффекты.

5.5. Непертурбативные эффекты в адронной аннигиляции

Более определенное с экспериментальной стороны, чем только что обсуждавшееся, указание на присутствие непертурбативных эффектов следует из сравнения констант $\alpha_s(m_b)$ и $\alpha_s(m_c)$, извлекаемых с помощью формулы (35) из данных о ширинах Υ и J/ψ , с известной формулой для зависимости α_s от точки нормировки. Действительно, имея значение (37) для $\alpha_s(m_b)$, можно вычислить $\alpha_s(m_c)$ по формуле однопетлевого приближения:

$$\alpha_s(m_c) = \alpha_s(m_b) \left(1 - \frac{25\alpha_s(m_b)}{12\pi} \ln \frac{M_\Upsilon^2}{M_{J/\psi}^2} \right)^{-1} = 0,224 \pm 0,007. \quad (42)$$

При этом значении $\alpha_s(m_c)$ согласно формуле (35) получается $\Gamma_{3g}(J/\psi)/\Gamma_{ee}(J/\psi) = 16,2 \pm 1,5$, тогда как на опыте это отношение составляет $9,2 \pm 1,5$. Учет двухпетлевого вклада в соотношение между $\alpha_s(m_b)$ и $\alpha_s(m_c)$ только усугубляет противоречие, так как убыстряет «бег» константы α_s (поэтому $\alpha_s(m_c)$ получается несколько больше, чем в (42)). Другим примером может служить отношение отношений Γ_{3g}/Γ_{ee} для ψ' и J/ψ , которое на опыте составляет $2,1 \pm 0,5$, тогда как на основе теории возмущений, очевидно, ожидается единица.

Физической причиной, вызывающей возникновение непертурбативных эффектов в адронной аннигиляции кваркония, является⁴⁷ существование непертурбативных длинноволновых вакуумных флуктуаций глюонного поля,

которые существенно модифицируют спектральную плотность мягких глюонов по сравнению с теорией возмущений. Это отличие параметризуется вакуумным средним глюонных операторов типа (5) и более высокой размерности. Картину явления можно пояснить на примере аннигиляции 3S_1 -состояния также следующим образом. Взаимодействуя с составляющей поля флуктуаций магнитного (электрического типа), 3S_1 -состояние превращается в 1S_0 (3P_J)-цветное состояние, которое аннигилирует в два глюона. (Этот эффект аналогичен известному явлению превращения ортопозитрония в парапозитроний во внешнем магнитном поле.)

На качественном уровне ясно, что в системе $b\bar{b}$ данный эффект должен быть значительно меньше, чем в чармонии, из-за меньшего размера системы $b\bar{b}$ по сравнению с $c\bar{c}$ (при одинаковых квантовых числах). Качественно эффект поддается оценке⁴⁷ лишь для очень тяжелого кваркония в кулоновском пределе (аналогично вычислениям, описанным в разделе 3.4). При этом обнаруживается ряд особенностей непертурбативных поправок. Во-первых, параметрами, обезразмеривающими вакуумное среднее (5), являются размер кваркония и его энергия связи, а не масса кварка, во-вторых, поправки не выражаются через значение волновой функции (или ее производной в случае Р-состояния) в начале координат. Поэтому с учетом поправок отношения $\Gamma_{3g}(n^3S_1)/\Gamma_{ee}(n^3S_1)$ не являются одинаковыми для различных n . Наконец, в-третьих, относительная величина обсуждаемых поправок существенно различна для аннигиляции S- и Р-состояний. Для Р-состояний она усилена фактором $(v/c)^{-4}$ по сравнению с 3S_1 -состояниями. Неуниверсальность поправок легко понять из того, что взаимодействие с мягкими глюонными полями происходит не на малых, по сравнению с размером кваркония, расстояниях, поэтому эффект не сводится к выражению, пропорциональному волновой функции в начале координат.

Общие формулы для обсуждаемых поправок приведены в работе⁴⁷. В частности, поправка к формуле (35) для основного 1^3S_1 -состояния выглядит следующим образом:

$$\frac{\delta(\Gamma_{3g}/\Gamma_{ee})}{\Gamma_{3g}/\Gamma_{ee}}(1^3S_1) = -4,0 \frac{\pi^2 \langle \alpha_s (F_{\mu\nu}^a)^2 \rangle}{2^9 \cdot 9 (\pi^2 - 9) \alpha_s(m) [(2/3) m \alpha_s(r^{-1})]^4}. \quad (43)$$

Экстраполяция вниз по массе кварка этой формулы на Υ дает поправку к величине Γ_{3g}/Γ_{ee} около $(-0,4)\%$, а для J/ψ — примерно $(-5)\%$. Однако численный коэффициент 4,0 в формуле (43) возникает в результате вычитания двух больших чисел $(22,9 - 18,9)$, соответствующих взаимодействию с электрической и магнитной составляющими глюонного поля флуктуаций. Поскольку динамика кварков в Υ - и J/ψ -резонансах весьма далека от кулоновской, такая компенсация, вероятнее всего, не имеет места, и эффект может быть в несколько раз больше. В этом случае в аннигиляции Υ поправка была бы на процентном уровне, а аннигиляция J/ψ в адроны была бы подавлена на десятки процентов, что устранило бы описанное выше противоречие, возникающее при сравнении ширины Υ и J/ψ с формулой для эволюции α_s .

Как уже упоминалось, поправка имеет различную величину для n^3S_1 -уровней с разными n . Было бы очень интересно в связи с этим сравнить значения Γ_{3g}/Γ_{ee} для Υ , Υ' и Υ'' на уровне точности в несколько процентов. Однако требуемый уровень точности в измерении $B_{\mu\mu}$ для Υ' - и Υ'' -резонансов еще не достигнут⁴⁸, и остается надеяться на улучшение экспериментальных данных в будущем.

Отметим также, что обсуждаемый непертурбативный эффект может быть ответствен за нарушение подобия вероятностей эксклюзивных распадов различных 3S_1 -уровней. Такие примеры известны для J/ψ и ψ' . Наиболее яркий пример: $B(\psi' \rightarrow \rho\pi)/B(J/\psi \rightarrow \rho\pi) < 6 \cdot 10^{-3}$, тогда как наивно можно было бы ожидать, что относительные вероятности каждого канала распада пропорциональны $B_{\mu\mu}$ (напомним, что $B_{\mu\mu}(\psi')/B_{\mu\mu}(J/\psi) \approx 0,26$).

В случае Р-уровней поправка весьма велика, и экстраполяция кулоновских формул⁴⁷ дает $\delta\Gamma/\Gamma(\chi_{b0}) \approx 0,35$, так что возможны значительные отклонения аннигиляционных ширин Р-уровней от предсказаний теории возмущений.

Наименьшую относительную величину непертурбативная поправка составляет в отношении $\Gamma_{\gamma gg}/\Gamma_{3g}$ для 3S_1 -состояний (она отличается множителем $(-1/3)$ от поправки к Γ_{3g}/Γ_{ee}). Поэтому можно ожидать, что вычисление отношения (38) по теории возмущений применимо с точностью не хуже 1 %. Поэтому определение константы α_s из измерения этого отношения представляется надежным теоретически.

6. АДРОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ

6.1. Мультипольное разложение и переходы между 3S_1 -уровнями

Переходы между уровнями кваркония с испусканием легких мезонов (π , η) в отличие от радиационных переходов не имеют прямого аналога

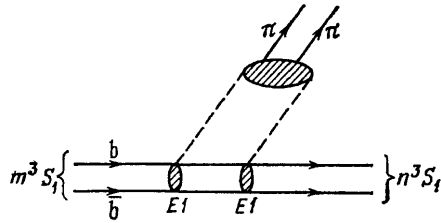


Рис. 11. Диаграмма, описывающая переход в тяжелом кварконии $m^3S_1 \rightarrow n^3S_1 + \pi\pi$.

Заштрихованные блоки на линии кваркония — E1-взаимодействие с глюонным полем (штриховые линии). Заштрихованный блок вверху — рождение глюонным полем пионов

в атомной физике. Однако отдаленная аналогия все же существует, и ее удастся использовать для описания этих переходов. Аналогия состоит в том, что в основе адронных переходов лежит испускание тяжелыми кварками глюонов. При этом, естественно, одноглюонные переходы невозможны, так как начальное и конечное состояния кваркония бесцветные. Поэтому минимальное число глюонов равно двум, поэтому аналогия имеется с двухфотонными переходами в атомах. Из-за «невылечения цвета» глюоны конвертируют в адроны — π - и η -мезоны. Таким образом, в адронном переходе происходят два процесса: испускание глюонов тяжелым кварконием и конверсия глюонов в легкие мезоны (рис. 11).

Длины волн глюонов велики по сравнению с размером кваркония (это следствие нерелятивизма системы), поэтому, так же как и для радиационных переходов, можно воспользоваться при рассмотрении взаимодействия кваркония с глюонным полем разложением по мультиполям⁴⁹. Так, главный член этого разложения — гамильтониан E1-взаимодействия — имеет вид

$$H(E_1) = -\frac{1}{2} g \xi^a \mathbf{r} \mathbf{E}^a(0), \quad (44)$$

где $g = (4\pi\alpha_s)^{1/2}$, \mathbf{r} — вектор относительного положения кварка и антикварка, а $\xi^a = t_1^a - t_2^a$ — разность цветовых генераторов, действующих на кварк (t_1^a) и антикварк (t_2^a).

Глюонная система, испускаемая во втором порядке по гамильтониану (44) в переходе между 3S_1 -состояниями, имеет квантовые числа системы $\pi\pi$. Поэтому предполагается, что переходы типа $(n^3S_1) \rightarrow (m^3S_1) + \pi\pi$ происходят во втором порядке по $H(E_1)$. Для амплитуды перехода нетрудно получить выражение вида⁵⁰

$$A_{\pi\pi} \equiv A(n^3S_1 \rightarrow m^3S_1 \pi\pi) = \langle \pi\pi | \pi \alpha_s \mathbf{E}^a \mathbf{E}^a | 0 \rangle (\psi' \psi) A_0, \quad (45)$$

где ψ' и ψ — поляризационные амплитуды начального и конечного состояний, а A_0 — кваркониевый матричный элемент

$$A_0 = (24)^{-1} \langle mS | \xi^a r_i G(E) r_i \xi^a | nS \rangle; \quad (46)$$

здесь $G(E)$ — функция Грина пары кварк-антикварк. Из-за цветовых операторов ξ^a в (46) входит функция Грина, описывающая распространение кварковой пары в октетном по цвету состоянии. Энергия E , при которой входит $G(E)$, равна остающейся энергии кварковой пары после действия одного оператора $H(E)$. Оценить величину A_0 не представляется возможным, так как неизвестно, какими состояниями насыщается цветная функция Грина. Во всяком случае, представляется разумным предположить, что при энергии в области масс узких резонансов цветное состояние пары $b\bar{b}$ возникает лишь на короткое время (малое по сравнению с характерным временем $\omega_q \sim \Delta E$, где ΔE — интервал между уровнями). (Выше порога $B\bar{B}$ цветное состояние кварковой пары $b\bar{b}$ может реализоваться в бесцветном адронном состоянии $B\bar{B}$.) В этом случае $G(E)$ должна слабо зависеть от энергии на интервале порядка ΔE и ее можно заменить константой. При этом испускание всей глюонной системы эффективно отвечает точечному взаимодействию и операторы E^a в амплитуде $\langle \pi\pi | \pi\alpha_s E^a E^a | 0 \rangle$, описывающей конверсию глюонов в π -мезоны, входят в одной пространственно-временной точке. Для локального оператора $\alpha_s(E^a)^2$ можно записать

$$\alpha_s(E^a)^2 = -\frac{\alpha_s}{4}(F_{\mu\nu}^a)^2 + \alpha_s \frac{(E^a)^2 + (H^a)^2}{2}. \quad (47)$$

Оба слагаемых в правой части связаны с тензором энергии-импульса $\theta_{\mu\nu}$. Первое слагаемое пропорционально следу $\theta_{\mu\mu}$ в пределе, когда массы u, d и s кварков равны нулю

$$-\frac{\alpha_s}{4}(F_{\mu\nu}^a)^2 = \frac{2\pi}{b}\theta_{\mu\mu}, \quad (48)$$

где $b = 9$ — первый коэффициент функции Гелл-Манна — Лоу в КХД с тремя легкими кварками. (Равенство (48) есть выражение так называемой конформной аномалии⁵¹; см. также в книге¹⁶.) Второе слагаемое в (47) пропорционально плотности энергии глюонного поля θ_{00}^G :

$$\alpha_s \frac{(E^a)^2 + (H^a)^2}{2} = \alpha_s \theta_{00}^G \quad (49)$$

(индекс G означает, что речь идет лишь о глюонной части $\theta_{\mu\nu}$).

Из соотношений (48) и (49) видно, что слагаемые в правой части (47) имеют разный порядок по α_s (аномалия фактически «съедает» α_s в $\alpha_s(F_{\mu\nu}^a)^2$). Поэтому в некотором приближении слагаемым (49) можно пренебречь вовсе. Матричный элемент $\langle \pi\pi | \theta_{\mu\mu} | 0 \rangle$ определяется в низкоэнергетическом пределе алгеброй токов. В киральном пределе (при $m_\pi^2 = 0$) имеет место соотношение⁵⁰

$$\langle \pi^+\pi^- | \theta_{\mu\mu} | 0 \rangle = q^2, \quad (50)$$

где $q = p^+ + p^-$ — полный 4-импульс системы $\pi\pi$. Таким образом, для амплитуды $\pi\pi$ -перехода можно записать

$$A_{\pi^+\pi^-} = 2\pi^2 b^{-1}(q^2 - C)(\psi'\psi)A_0, \quad (51)$$

где C — феноменологическая константа, описывающая отклонения от кирального предела, а также вклад члена (49) и других возможных поправок. Формула (51) очень хорошо согласуется с экспериментальными распределениями по инвариантной массе системы двух пионов в переходах $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-$ ⁵² и $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \pi^+\pi^-$ ⁵³ (рис. 12). Константа C при этом невелика: $C = (4,6 \pm 0,2) m_\pi^2$ для первого перехода и $C = (3,3 \pm 0,2) m_\pi^2$ для второго. Аналогичные данные о распаде $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \pi\pi$ были получены также в работах^{6, 54, 55}.

Хорошая проверка описанной картины адронных переходов между 3S_1 -уровнями может быть сделана в случае, если начальное состояние поля-

ризовано. Поскольку в мультипольном разложении при испускании двух мягких пионов доминирует $E1$ — $E1$ -переход, то спиновые квантовые числа конечного 3S_1 -состояния должны совпадать с квантовыми числами началь-

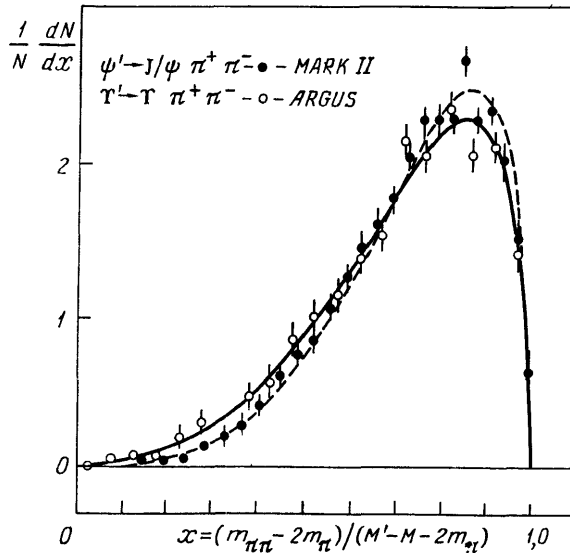


Рис. 12. Нормированное распределение по инвариантной массе системы $\pi\pi$ изданных групп MARK II ⁵² и ARGUS ⁵³.

Кривые — наилучшая подгонка по формуле (51). Параметризации ⁵⁶ и ⁵⁷ дают кривые, не отличающиеся в пределах точности рисунка

ного, и, следовательно, исходная поляризация должна сохраниться. Подобный эксперимент с поперечно поляризованными Υ' -мезонами был выполнен группой ARGUS ⁵³. Угловые распределения двух лептонов в эксклюзивном

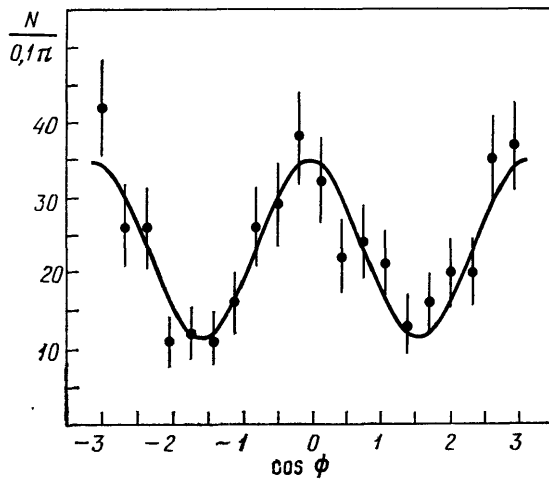


Рис. 13. Распределение по азимутальному углу ϕ электронов и мюонов в эксклюзивном распаде $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon\pi + \pi^- \rightarrow \mu^+\mu^- (e^+e^-)\pi^+\pi^-$ в эксперименте ARGUS ⁵³.

Кривая — наилучшая подгонка с $\alpha = P_+P_- = 0.75 \pm 0.10$, где P — степень поляризации пучков. Соответствующая величина для мюонов от распада $\Upsilon' \rightarrow \mu^+\mu^-$ такова: $\alpha = 0.68 \pm 0.02$

распаде $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^+\pi^-\mu^+\mu^- (e^+e^-)$ оказались подобными с распределениями мюонных пар в распаде $\Upsilon' \rightarrow \mu^+\mu^-$ ⁵³ (рис. 13) и степень поляризации Υ -мезонов оказалась равной поляризации исходных Υ' -мезонов.

Заметим также, что согласно формуле (51) система двух пионов должна быть чисто S -волновой, т. е. π -мезоны должны испускаться полностью изотропно. На опыте это поведение выполняется также с высокой точностью. Измеренная недавно ⁵³ примесь ϵ амплитуды D -волны в переходе $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon\pi\pi$ составляет лишь $|\epsilon| = 0.018^{+0.108}_{-0.009}$.

В работе ⁵⁶ проанализирован вклад в амплитуду члена (49). Он приводит к двум эффектам: во-первых, появляется D -волна, вклад которой в вероятность должен составлять порядка 1 %, и, во-вторых, поправочный член,

записанный в (51) как константа C , в действительности является малой величиной, зависящей от q^2 :

$$C \rightarrow \kappa (\Delta E)^2 \left(1 + \frac{2m_\pi^2}{q^2} \right) + O(\kappa^2), \quad (52)$$

где κ связано с долей ρ^G импульса π -мезона, несомой глюонами, соотношением

$$\kappa = \frac{9}{6\pi} \alpha_s \rho^G \approx 0,15.$$

При этом было предсказано⁵⁶, что эффективная величина C в записи вида (51) должна уменьшиться при переходе от $\psi' \rightarrow J/\psi \pi \pi$ к $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \pi \pi$.

Экспериментальные данные пока еще не могут сделать различия между постоянной величиной C и формой, определяемой соотношением (52), а также некоторыми другими моделями⁵⁷, отличающимися формой поправочного члена. Имеются также модели⁵⁸, не согласующиеся с современными данными о форме спектра по инвариантной массе системы $\pi \pi$.

6.2. Переходы с испусканием одиночного η - или π^0 -мезона

Поскольку амплитуда A_0 в формуле (50) не поддается вычислению, нельзя проверить согласие этой формулы с абсолютным значением ширины $\pi\pi$ -переходов (заметим, однако, что грубые оценки отношения значений A_0 для переходов $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \pi \pi$ и $\psi' \rightarrow J/\psi \pi \pi$ позволили правильно предсказать^{34, 57} ширину перехода $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \pi \pi$). Тем не менее, можно дополнительно проверить правильность подхода, описанного в предыдущем пункте, изучая отношение ширин $\pi\pi$ - и η -переходов. Квантовыми числами η -мезона обладает глюонная система, испускаемая в переходе $n^3S_1 \rightarrow m^3S_1$ в результате интерференции E1-взаимодействия (44) и M2-взаимодействия, описываемого гамильтонианом

$$H(M2) = -(4m)^{-1} g S_j \xi^a r_i D_i H_j^a(0), \quad (53)$$

где m — масса кварка, $S = s_1 + s_2$ — оператор полного спина, а D_i — ковариантная производная. Легко заметить, что E1- и M2-взаимодействия имеют одинаковую зависимость от r , поэтому амплитуда η -перехода выражается через тот же координатный матричный элемент A_0 ⁵⁰:

$$A_\eta \equiv A(n^3S_1 \rightarrow m^3S_1 \eta) = i(\partial_k \langle \eta | \pi \alpha_s E_k^a H_j^{a1} | 0 \rangle) m^{-1} \epsilon_{ijm} \psi_i^* \psi_m A_0. \quad (54)$$

Входящий в эту формулу матричный элемент для рождения η глюонным оператором EH определяется⁵⁹ флэйворной SU(3)-симметрией и аномалией в дивергенции аксиального тока в КХД:

$$\langle \eta | \pi \alpha_s E_k^a H_i^{a1} | 0 \rangle = \frac{1}{3\sqrt{6}} \pi^2 f_\pi m_\eta^2 \delta_{ik}, \quad (55)$$

где f_π — константа распада $\pi \rightarrow \mu \nu$, $f_\pi \approx 132$ МэВ. Таким образом, для A_η получается

$$A_\eta = \frac{\pi^2}{9} \cdot \left(\frac{3}{2} \right)^{1/2} f_\pi m_\eta^2 m^{-1} [\epsilon_{ijk} \psi_i^* \psi_j(p_\eta)_k] A_0, \quad (56)$$

где p_η — импульс η -мезона. В результате в отношении ширин η - и $\pi\pi$ -переходов неизвестная величина A_0 сокращается и отношение определяется из формул (50) и (56) только через известные величины⁵⁰:

$$\frac{\Gamma(n^3S_1 \rightarrow m^3S_1 \eta)}{d\Gamma(n^3S_1 \rightarrow m^3S_1 \pi^+ \pi^-)/dq^2} = 16\pi^2 \left(\frac{b}{9} \right)^2 f_\pi^2 \left(\frac{p_\eta}{M} \right)^2 \frac{p_\eta}{|q|} \left(\frac{m_\eta^2}{q^2 - C} \right)^2 \left(1 - \frac{4m_\pi^2}{q^2} \right)^{-1/2}, \quad (57)$$

где M — масса кваркония, а $p_\eta = |\mathbf{p}_\eta|$. Можно ожидать, что поправки к этой формуле минимальны при $q^2 = m_\eta^2$, так как при этом кварконий испытывает одинаковую отдачу. Интересно отметить, что в формулу (57) входит отношение двух квантовых аномалий — в аксиальном токе и в среде тензора энергии-импульса. В этом смысле можно сказать, что η - и $\pi\pi$ -переходы связаны с весьма глубокими истинно квантовыми свойствами квантовой хромодинамики.

Для переходов между ψ' и J/ψ из формулы (57) после интегрирования по q^2 получается отношение полных ширин $\Gamma(\psi' \rightarrow J/\psi\eta)/\Gamma(\psi' \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-)$, равное 0,10, если $M = M_{\psi'}$, и 0,14, если $M = M_{J/\psi}$. (Различие между массами уровней составляет величину порядка v^2/c^2 , не учитываемую при нерелятивистском рассмотрении тяжелого кваркония.) На опыте это отношение составляет $0,082 \pm 0,013$, что можно рассматривать как хорошее согласие с теоретическим числом, так как ожидаемая точность соотношения (55) составляет порядка 30 % (обычная точность SU(3) соотношений).

Ширина перехода $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon\eta$ пропорциональна p_η^3 и поэтому очень чувствительна к точному значению разности масс Υ' и Υ , которое близко к m_η . При значении этой разности масс 563,3 МэВ¹³ и $C = 3,2 m_\pi^2$ из формулы (57) получается

$$\Gamma(\Upsilon' \rightarrow \Upsilon\eta) \approx 5 \cdot 10^{-3} \Gamma(\Upsilon' \rightarrow \Upsilon\pi^+\pi^-).$$

Учитывая, что относительная вероятность последнего распада составляет около 20 %, приходим к выводу, что величина $B(\Upsilon' \rightarrow \Upsilon\eta)$ должна равняться примерно 0,1 %, что вдвое меньше, чем верхняя граница для этой величины, установленная на опыте группой CUSB⁵⁵ (см. в приложении). Поэтому поиск распада $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon\eta$ представляется весьма интересной и реальной задачей для эксперимента.

Несколько слов о переходах, в которых вместо η испускается π^0 -мезон. Эти переходы идут за счет нарушения изотопической симметрии массами u - и d -кварков, их амплитуды пропорциональны $m_d - m_u$. За счет разности масс глюонный оператор $E^a \mathbf{H}^a$ рождает π^0 -мезон⁶⁰:

$$\frac{\langle \pi^0 | E^a \mathbf{H}^a | 0 \rangle}{\langle \eta | E^a \mathbf{H}^a | 0 \rangle} = \sqrt{3} \frac{m_d - m_u}{m_d + m_u} \frac{m_\pi^2}{m_\eta^2}. \quad (58)$$

Для отношения ширин π^0 - и η -переходов, таким образом, получается⁶¹

$$\frac{\Gamma(n^3 S_1 \rightarrow m^3 S_1 \pi^0)}{\Gamma(n^3 S_1 \rightarrow m^3 S_1 \eta)} = 3 \left(\frac{m_d - m_u}{m_d + m_u} \right)^2 \frac{m_\pi^4}{m_\eta^4} \frac{p_\pi^3}{p_\eta^3}. \quad (59)$$

Отношение $(m_d - m_u)/(m_d + m_u)$ согласно анализу работы⁶² составляет примерно 0,3. При этом значении для отношения ширин распадов в чармонии получается

$$\frac{\Gamma(\psi' \rightarrow J/\psi \pi^0)}{\Gamma(\psi' \rightarrow J/\psi \eta)} \approx 22 \cdot 10^{-3},$$

что находится в разумном согласии с экспериментальным числом $(37 \pm 12) \times 10^{-3}$.

6.3. Проблема распада $\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon\pi\pi$

Как было обнаружено в первых опытах в 1982 г.⁶³ и подтверждено новыми данными⁶⁴, распределение по инвариантной массе системы $\pi\pi$ в переходе $\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon\pi\pi$ совершенно непохоже на спектры в переходах $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon\pi\pi$ и $\psi' \rightarrow J/\psi\pi\pi$ и не описывается формулой (51) (рис. 14).

Причина этой особенности неизвестна, и можно обсуждать различные возможные объяснения. По-видимому, следует сразу же отвергнуть объяснение на основе отклонения матричного элемента (50) от линейности по q^2

при больших q^2 за счет **$\pi\pi$ -резонансов** или по другим причинам. (Напомним, что разность масс Υ'' и Υ составляет $\Delta \approx 895$ МэВ.)

Против этого объяснения можно привести по крайней мере два возражения. Во-первых, спектр в распаде $\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \pi\pi$ отличается от описываемого

Рис. 14. Данные эксперимента CLEO⁶⁴ о распределении по инвариантной массе двух пионов в распаде

$$\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \pi^+ \pi^-$$

→ всё .

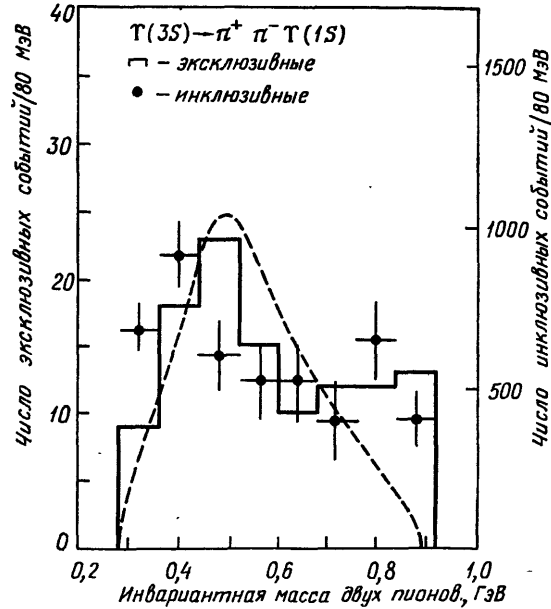
(инклюзивные события) и

$$\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \pi^+ \pi^-$$

→ $\mu^+ \mu^- (e^+ e^-)$

(эксклюзивные события).

Штриховой кривой показано распределение, возникающее в том случае, если доминирует вклад экзотического резонанса X с массой 10 245 МэВ (см. обсуждение в тексте)



формулой (51) уже при значениях q^2 , которые наблюдаются в переходах $\psi' \rightarrow J/\psi \pi\pi$ и $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \pi\pi$: $(q^2)^{1/2} \lesssim 550$ МэВ (фактически, непосредственно выше порога $q^2 = 4m_\pi^2$ имеется заметное число событий распада $\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \pi\pi$, чего не наблюдается в двух других переходах). Во-вторых, особенность по

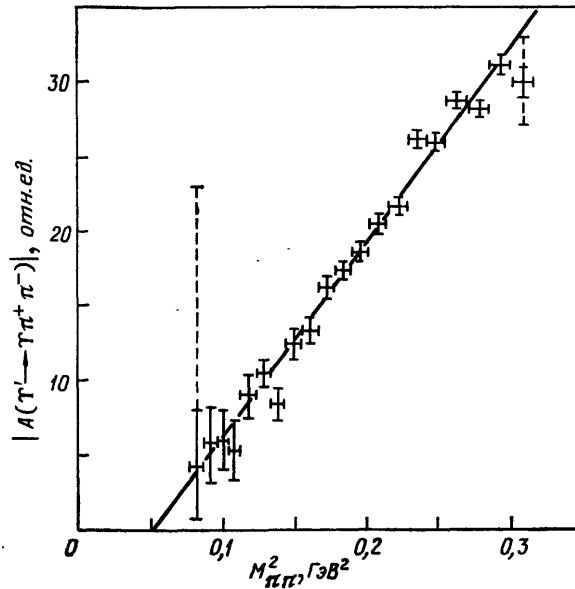


Рис. 15. Зависимость то $M_{\pi\pi}^2$ матричного элемента распада $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \pi^+ \pi^-$, извлеченного из данных группы ARGUS³³.

Штрихами показаны систематические ошибки, возникающие в двух крайних точках из-за влияния края фазового объема и экспериментального разрешения по инвариантной массе

q^2 , нарушающая линейность матричного элемента (50), ожидается⁶⁵ теоретически при массе выше 1 ГэВ, а экспериментально из анализа зависимости матричного элемента от q^2 , которую можно получить из данных работы⁵³ (рис. 15), возможный вклад следующего члена разложения по q^2 , q^4/M^2

в распад $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \pi \pi$ соответствует $M > 1$ ГэВ на 90 %-ном уровне достоверности.

Одно из возможных объяснений могло бы быть основано на том, что кваркониный матричный элемент A_0 для обсуждаемого распада очень мал. (Ширина перехода существенно меньше, чем для $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \pi \pi$, несмотря на во много раз больший фазовый объем.) Эта подавленность может сниматься эффектами отдачи b-кварков, меняющейся по фазовому объему. При этом амплитуда A_0 может сильно зависеть от q^2 . Проверкой этого объяснения может быть поиск перехода $\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \eta$, ширина которого в этом случае определяется формулой (57) при $q^2 = m_\eta^2$. Как видно из рис. 14, на интервал масс дипионной системы 520–600 МэВ приходится 10–15 % событий распада $\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \pi \pi$, откуда согласно формуле (57) можно оценить отношение ширины:

$$\frac{\Gamma(\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \eta)}{\Gamma(\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \pi \pi)} \approx 0,017 - 0,025,$$

что соответствует $B(\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \eta) \approx 0,1$ %.

Другое, более экзотическое возможное объяснение⁶⁶ состоит в том, что спектр в обсуждаемом распаде искажается резонансом X в системе $\Upsilon \pi$ (или, эквивалентно, $\Upsilon'' \pi$), лежащим близко к физической области распада. Для этого масса X должна быть ненамного (порядка десятков МэВ) больше, чем разность масс

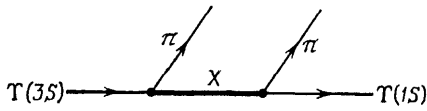


Рис. 16. Гипотетический механизм распада $\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \pi \pi$ за счет экзотического резонанса X в канале $(\Upsilon \pi)$

массы X должна быть ненамного (порядка десятков МэВ) больше, чем разность масс $M(\Upsilon'') - m_\pi = 10\,216$ МэВ. Тогда основной вклад в амплитуду распада вносит полюс X-резонанса, отвечающий процессу, изображенному на рис. 16. При этом X находится почти на массовой поверхности.

(Возможность того, что X легче, чем $M(\Upsilon'') - m_\pi$, и происходит реальный распад $\Upsilon'' \rightarrow X \pi$, исключена, так как в этом случае спектр пионов состоял бы из двух практически моноэнергетических линий.) Форма спектра пионов зависит от квантовых чисел (спина и четности) резонанса X. При $J^P = 1^+$ переходы $\Upsilon'' \rightarrow X \pi$ и $X \rightarrow \Upsilon \pi$ S-волновые и вершина пропорциональна энергии пиона (согласно PCAC). Для других волн должна входить степень импульса пиона. Теоретическая кривая на рис. 14 приведена для вклада X-полюса в случае S-волновой вершины и $M_X = 10245$ МэВ. Максимум на этой кривой отвечает тому, что один из пионов (испускаемый в вершине $\Upsilon'' \rightarrow X \pi$) преимущественно имеет энергию, близкую к минимально возможной: $\varepsilon_1 = m_\pi$, т. е. почти покоится; при этом второй пион с необходимостью имеет энергию, близкую к $\varepsilon_2 = \Delta - m_\pi$. Такая конфигурация соответствует $q^2 = 2m_\pi \Delta \approx (500 \text{ МэВ})^2$. Ясно при этом, что обсуждаемая особенность более отчетливо должна проявляться в спектре энергий пионов (который пока еще не построен экспериментаторами), чем в распределении по q^2 . Заметим, что некоторый избыток событий на рис. 14 при больших q^2 по сравнению с чисто полюсным вкладом может быть связан с небольшим вкладом амплитуды, пропорциональной q^2 .

Резонанс X мог бы проявиться в распаде $\Upsilon(4S) \rightarrow X \pi$, сигнатурой которого является моноэнергетический пион. К сожалению, однако, предсказать вероятность этого перехода весьма затруднительно. Если предположить, что вершины перехода всех Υ -резонансов в $X \pi$ одинаковы, то из значения ширины $\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \pi \pi$ можно оценить величину этой вершины, которая дает $\Gamma(\Upsilon(4S) \rightarrow X \pi) \approx 0,1$ МэВ, что соответствует относительной вероятности около 0,5 %. Однако эта оценка может быть неправильной даже по порядку величины как в одну, так и в другую сторону.

Очевидно, что резонанс X с предполагаемыми свойствами должен быть изовекторным и, следовательно, должен состоять из четырех кварков ($b\bar{b}q\bar{q}$, где $q = u$ или d). Такие четырехкварковые системы, состоящие из тяжелых

и легких кварков, время от времени обсуждаются в литературе (см., например, в ⁶⁷). Однако имевшиеся до сих пор кандидаты допускали также и стандартную интерпретацию как кварк-антикварковые системы. Не исключено, что в связи с распадом $\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \pi \pi$ будет найден первый несомненно четырехкварковый резонанс. Заметим в заключение этого раздела, что резонанс X также может доминировать и в переходе $\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon' \pi \pi$, однако из-за малого фазового объема в этом распаде (энерговыведение составляет всего около 53 МэВ) весьма затруднительно установить различие между различными зависимостями амплитуды распада от кинематических переменных.

6.4. Переходы из Υ'' на 1^1P_1 -уровень

Из-за отрицательной С-четности 1^1P_1 -состояния не могут рождаться в γ -переходах из Υ -резонансов. Однако именно по этой причине возможны пионные переходы. Переход $\Upsilon'' \rightarrow 1^1P_1 \pi \pi$ был предложен ⁵⁶ в качестве источника 1^1P_1 -резонансов на опыте. (В дальнейшем 1^1P_1 -уровень распадается в основном за счет перехода в $\eta_b \gamma$, что позволяет наблюдать также и η_b .)

Этот переход происходит в результате интерференции E1- и M1-взаимодействий с глюонами. В работе ⁵⁶ глюоны рассматривались как свободные (партонная картина) и относительная вероятность перехода $\Upsilon'' \rightarrow 1^1P_1 \pi \pi$ была оценена на уровне 1 %. Однако при энерговыведении всего около 455 МэВ партонная картина для глюонов представляется совершенно неприемлемой. Действительно, описывающий конверсию глюонов в π -мезоны в данном переходе, матричный элемент $\langle \pi^+ \pi^- | E_i^a H_k^a | 0 \rangle$ определяется ⁵⁵ долей ρ^G импульса пиона, несомой глюонами:

$$\langle \pi^+ \pi^- | \pi \alpha_s E_i^a H_k^a | 0 \rangle = \frac{1}{2} \pi \alpha_s \rho^G \varepsilon_{ikm} (\varepsilon_1 p_{2m} + \varepsilon_2 p_{1m}), \quad (60)$$

где $\varepsilon_{1,2}$, $p_{1,2}$ — значения энергии и импульса пионов. Если сравнить квадрат этой амплитуды (с учетом также состояния $\pi^0 \pi^0$) с квадратом аналогичной партонной (глюонной) амплитуды, просуммированной по цветовым и поляризационным состояниям глюонов, то получается

$$\frac{\sum |A_{\pi\pi}|^2}{\sum |A_{gg}|^2} = \frac{(3/4) (\rho^G)^2 (\varepsilon_1^2 p_2^2 + \varepsilon_2^2 p_1^2)}{16 (\omega_1^2 k_2^2 + \omega_2^2 k_1^2)}, \approx \frac{1}{80} \frac{\varepsilon_1^2 p_2^2 + \varepsilon_2^2 p_1^2}{\omega_1^2 k_2^2 + \omega_2^2 k_1^2} \quad (61)$$

($\rho^G \approx 1/2$, а $\omega_{1,2}$ и $k_{1,2}$ — значения энергии и импульса глюонов). Малый численный множитель здесь набирается в основном из-за большего, чем у пионов, числа состояний глюонов, входящего в знаменатель. Дополнительный фактор, равный примерно 0,22, возникает в результате интегрирования по фазовому объему с учетом массы π -мезонов (напомним, что глюоны безмассовы). В результате получается ⁶⁸, что ширина $\pi\pi$ -перехода должна быть почти в 400 раз меньше, чем по партонной оценке, т. е. должна быть меньше, чем 10^{-4} полной ширины Υ'' .

В результате такого подавления нарушающий изоспин переход с испусканием одиночного π^0 -мезона должен иметь на порядок большую вероятность, чем $\pi\pi$ -переход. На основе оценки конверсии глюонов в π^0 по формуле (58) получается следующее предсказание для отношения ширин:

$$\frac{\Gamma_{\pi^0}}{\Gamma_{\pi\pi}} = \frac{1120}{(\alpha_s \rho^G)^2 \Phi \Delta^6} \left(-\frac{\pi^2}{3 \sqrt{2}} \frac{m_d - m_u}{m_d + m_u} f_\pi m_\pi^2 \right)^2 \approx 20 \quad (62)$$

(где $\Phi \approx 0,22$ — вышеупомянутый фактор подавления интеграла по фазовому объему двух пионов).

Недавно группа CLEO представила данные ⁶⁴ о спектре инвариантных масс, недостающих двум пионам, в распадах Υ'' . В этом спектре имеется небольшой пик при массе около 9900 МэВ — ожидаемой массе 1^1P_1 -уровня.

Число событий в пике соответствует относительной вероятности распада $0,37 \pm 0,15$ %. Однако статистическая значимость этого пика невелика (около 2,5 стандартного отклонения). Если с улучшением статистики этот пик подтвердится на данном уровне вероятности распада, то согласно вышеизложенному можно будет сделать вывод, что здесь мы имеем дело с переходом не за счет мультипольного испускания глюонов, а за счет какого-то другого механизма. Не исключено, что и в этом случае доминирует вклад резонанса X , обсуждавшегося в предыдущем пункте.

7. ПОИСК НОВЫХ ЧАСТИЦ И ЯВЛЕНИЙ В РАСПАДАХ Υ -РЕЗОНАНСОВ

Тяжелый кварконий представляет собой очень компактный сгусток энергии, в распадах которого могут рождаться новые частицы, находящиеся пока еще в разряде гипотетических, а также происходит рождение в необычных условиях обычных известных адронов, для которых можно проверять различные модели адронной динамики.

7.1. Хиггсовский бозон

Одной из наиболее интересных возможностей является поиск хиггсовского бозона H в распаде $\Upsilon \rightarrow H\gamma$ ⁶⁹. Если связь H с b -кварками такая же, как в минимальной модели электрослабого взаимодействия с одним хиггсовским дублетом:

$$-(\sqrt{2}G)^{1/2} m_b H (\bar{b}b), \quad (63)$$

то для вероятности распада с учетом КХД радиационной поправки имеет место формула⁷⁰

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma(\Upsilon \rightarrow H\gamma)}{\Gamma(\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-)} &= \frac{Gm_b^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \left(1 - \frac{m_H^2}{m_\Upsilon^2}\right) \left(1 - \frac{4\alpha_s}{3\pi} a(\kappa)\right) \approx \\ &\approx 0,008 \left(1 - \frac{m_H^2}{m_\Upsilon^2}\right) \left(1 - \frac{4\alpha_s}{3\pi} a(\kappa)\right), \end{aligned} \quad (64)$$

где $a(\kappa)$ — функция отношения $\kappa = m_H^2/m_\Upsilon^2$, имеющая довольно сложный вид⁷⁰, но в области $0 \leq \kappa \leq 0,7$ эта функция слабо меняется около значения $a \approx 6$, а при массе m_H , близкой к m_Υ , имеет обычную кулоновскую сингулярность $(1 - \kappa)^{-1/2}$. Видно, что радиационная поправка велика — ее учет уменьшает предсказание для вероятности почти вдвое (в этих условиях, вообще говоря, необходим учет следующих порядков теории возмущений, но технически это довольно сложная задача).

Поиск обсуждаемого распада является наилучшим способом обнаружения хиггсовского бозона с массой $m_H < m_\Upsilon$. В адронных распадах Υ этот бозон рождается примерно на порядок хуже⁷¹, и события с H -бозоном не имеют такой заметной сигнатуры, как монохроматический фотон в распаде $\Upsilon \rightarrow H\gamma$. Отсутствие заметной сигнатуры также затрудняет поиск H в адронных реакциях, не связанных с Υ -резонансами.

Поиск монохроматических фотонов в распадах Υ на опыте^{72, 73} дает отрицательный результат. Наилучшее ограничение для вероятности распада, согласно предварительным данным группы CUSB⁷³, находится ниже, чем предсказывается формулой (64) без учета радиационных поправок при $1-2$ ГэВ $< m_H < 4-5$ ГэВ, однако поправка по α_s делает предсказание (64) ниже полученной верхней границы.

Группа CLEO изучала распад $\Upsilon \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-$; она исключает наличие монохроматических фотонов на уровне $B(\Upsilon \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-) < 3 \cdot 10^{-5}$ при инвариантной массе $\pi^+\pi^-$ от 0,5 до 8,5 ГэВ за исключением 3 узких областей, одна из которых расположена около массы ρ -мезона. Хиггсовский бозон с массой,

меньшей $2m_K$, должен в основном распадаться на $\pi\pi$ ⁷¹ (а не на $\mu^+\mu^-$, как считалось некоторое время тому назад⁷⁴). Теоретическое предсказание в этой области масс поэтому составляет $B(H \rightarrow \pi^+\pi^-) \gtrsim 50\%$ и

$$B(\Upsilon \rightarrow H\gamma) B(H \rightarrow \pi^+\pi^-) \gtrsim 6 \cdot 10^{-5}. \quad (65)$$

Поэтому данные⁷⁵ исключают H-бозон с массой от 0,5 до 1 ГэВ (кроме области около m_ρ), имеющий стандартную величину связи с кварками.

Связь H-бозона с лептонами и кварками жестко фиксируется теорией лишь в минимальной модели. Уже в теории с двумя дублетами появляется очень широкий спектр возможностей, и взаимодействие хиггсовских бозонов с различными фермионами может быть, вообще говоря, в различной степени усилено или ослаблено. Поэтому несомненно является осмысленным продолжать поиск распада на любом достижимом уровне точности и по различным каналам распада H (например, $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ ⁷⁶).

7.2. А к с и о н

Другой гипотетической частицей является аксион a , который призван решить проблему естественного сохранения CP-инвариантности в КХД⁷⁷. В отличие от скалярного H-бозона, аксион является псевдоскалярной очень легкой частицей (типичное значение массы $\lesssim 50$ кэВ). Если связь аксиона с b-кварком записать в виде

$$-ia(\sqrt{2}G)^{1/2}x_b m_b (\bar{b}\gamma_5 b),$$

где x_b — безразмерное число, то вероятность распада определится формулой вида⁷⁸

$$\frac{\Gamma(\Upsilon \rightarrow a\gamma)}{\Gamma(\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-)} = x_b^2 \frac{Gm_b^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \left[1 - \frac{4\alpha_s(m_b)}{3\pi} \left(\frac{\pi^2}{8} + 2 \ln 2 \right) \right] \approx 0,006x_b^2 \quad (66)$$

отметим, что поправка по α_s здесь, так же как и в случае испускания H, весьма существенна).

Если $m_a < 2m_e$, то аксион распадается на два фотона за макроскопическое время, поэтому внутри детектора распада не происходит. Полученные верхние пределы⁷⁹⁻⁸¹ для $B(\Upsilon \rightarrow a\gamma)$ в случае такого долгоживущего аксиона составляют от $3 \cdot 10^{-4 \cdot 80}$ до $8 \cdot 10^{-4 \cdot 81}$, что соответствует $x_b \lesssim 1,6$. Для аксиона, быстро распадающегося в детекторе на пару e^+e^- (что, очевидно, возможно, если $m_a > 2m_e$), получены пределы на $B(\Upsilon \rightarrow a\gamma)$ на уровне $3,1 \cdot 10^{-4 \cdot 81}$ и $5 \cdot 10^{-4 \cdot 82}$ (предел⁸¹ относится также к случаю, когда a распадается в детекторе на 2γ). При промежуточном значений времени жизни ($\sim 4 \cdot 10^{-12}$ с) при массе 1–3 МэВ эффективность поиска несколько хуже, и наилучший предел составляет⁸¹ $1,3 \cdot 10^{-3}$.

7.3. Р а с п а д $\Upsilon \rightarrow$ «н и ч т о»

В поисках аксиона для отделения от фона, вызванного процессом $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, используются «меченые» Υ -мезоны, образующиеся в распаде $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon\pi^+\pi^-$. Эти же «меченые» Υ можно использовать для поиска распада Υ на невидимые частицы. Такой распад выглядит на опыте как исчезновение Υ или распад Υ в «ничто». Распады такого типа предсказываются в целом ряде моделей. Например, в стандартной модели происходит распад $\Upsilon \rightarrow \nu\bar{\nu}$, вероятность которого для каждого типа нейтрино составляет

$$B(\Upsilon \rightarrow \nu\bar{\nu}) = \frac{9}{64} \frac{G^2 m_\Upsilon^4}{\pi^2 \alpha^2} B(\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-) \approx 6 \cdot 10^{-6}, \quad (67)$$

так что такой эксперимент можно было бы в принципе использовать для ограничения числа сортов нейтрино. В суперсимметричных моделях таким же

образом выглядел бы распад Υ на фотино и гравитино⁸³, для которого можно получить ограничение на массовый масштаб нарушения суперсимметрии или, альтернативно, нижний предел на массу гравитино. Однако реально при достижимой точности поиск распада $\Upsilon \rightarrow$ «ничто» не может конкурировать в упомянутых пунктах с ограничениями, получаемыми из поиска процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma +$ «ничто» при более высокой энергии⁸⁴. Тем не менее предел, установленный группой ARGUS⁸¹:

$$B(\Upsilon \rightarrow \text{«ничто»}) < 2,3 \% \text{ (90 \% -ный доверительный уровень)}, \quad (68)$$

дает наилучшее ограничение в модели так называемых зеркальных частиц на осцилляции «нашей» материи в зеркальную.

Напомним, что гипотеза зеркальных частиц⁸⁵ состоит в том, что имеется отдельный мир частиц, которые взаимодействуют друг с другом с помощью «своих» векторных полей (фотона и т. д.). При этом знаки нарушения Р-и С-инвариантности в зеркальном мире обрабатываются полностью противоположно. Одним из самых в определенном смысле восстанавливается симметрия между левым и правым). Было установлено⁸⁵, что из известных взаимодействий общим для

новые достаточно слабые взаимодействия могут быть общими⁸⁶ и, в частности, переводить «наши» нейтральные частицы в зеркальные. Если зеркальный мир в точности копирует наш, то масса Υ_m (будем помечать зеркальные частицы индексом m) вырождена с массой Υ , и наличие векторного взаимодействия вида

$$\frac{G_X}{\sqrt{2}} (\bar{b}\gamma_\mu b) (\bar{b}_m\gamma_\mu b_m)$$

приводило бы к осцилляциям $\Upsilon \leftrightarrow \Upsilon_m$. При этом, проосциллировав в Υ_m , Υ -мезон распадался бы на невидимые для нас зеркальные частицы⁸⁶. Вероятность этого процесса определяется формулой

$$B(\Upsilon \rightarrow \Upsilon_m \rightarrow \text{зеркальные частицы}) = \frac{729G_X^2 m_\Upsilon^4}{64\pi^2 \alpha^4} [B(\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-)]^2 = 0,3 \left(\frac{G_X}{G_F} \right)^2. \quad (69)$$

Сравнение этой формулы с экспериментальным ограничением (68) дает предел для константы взаимодействия G_X :

$$G_X \lesssim 0,3G_F. \quad (70)$$

7.4. Г л ю и н о

Популярные в настоящее время модели, основанные на суперсимметрии, требуют существования суперпартнеров глюонов — глюино. Глюино являются майорановскими частицами со спином 1/2 и образуют цветовой октет. В силу последнего обстоятельства взаимодействие глюино с глюонами несколько сильнее, чем кварков с глюонами. В частности, если глюино \hat{g} достаточно легкое, то возможен распад $\chi_{b1} \rightarrow \hat{g}\hat{g}\hat{g}$ за счет механизма, изображенного на рис. 10, в котором пара $q\bar{q}$ заменена на $\hat{g}\hat{g}$. При этом отношение ширин распада на $\hat{g}\hat{g}$ и $q\bar{q}$ при одинаковой массе q и \hat{g} определяется лишь цветовым фактором:

$$\frac{\Gamma(\chi_{b1} \rightarrow \hat{g}\hat{g}\hat{g})}{\Gamma(\chi_{b1} \rightarrow q\bar{q}g)} = 3 \quad (71)$$

(здесь также принят во внимание множитель 1/2, учитывающий тождественность майорановских глюино). В результате относительная вероятность

распада $\chi_{b1} \rightarrow g\bar{g}g$ может составлять около 20 %^{46,87}. Если учесть, что $B(\Upsilon' \rightarrow \chi_{b1} + \gamma) = 7\%$, можно ожидать, что примерно в 1,5 % распадов Υ' присутствует глюиновая пара, если масса глюино не превышает примерно 4 ГэВ.

Распадные свойства глюино зависят от конкретной модели. В наиболее популярных моделях фотино $\hat{\gamma}$ — суперпартнер фотона — легче, чем глюино, и последнее распадается на $\hat{\gamma}q\bar{q}$ за счет обмена скалярным кварком \hat{q} . Время жизни зависит от масс \hat{g} и \hat{q} и составляет

$$\tau_{\hat{g}} \approx 1,2 \cdot 10^{-11} \left(\frac{m_{\hat{q}}}{100 \text{ ГэВ}} \right)^4 \left(\frac{1 \text{ ГэВ}}{m_{\hat{g}}} \right)^5 \text{ с.} \quad (72)$$

Группа ARGUS произвела поиск вторичных вершин в детекторе, вызываемых распадом глюино⁸⁸. Отрицательный результат этого поиска исключает глюино с массой от 1 до 4,5 ГэВ и временем жизни от 10^{-11} до 10^{-9} с.

Возможно, однако, хотя и маловероятно, что фотино тяжелее, чем глюино⁸⁹. При этом глюино либо вовсе стабильно, если является легчайшей суперчастицей, либо распадается на глюон и гравитино за очень большое время, которое может составлять месяцы, годы и т. д. В этом случае распада глюино в детекторе, естественно, не происходит. Тогда, однако, в части событий должна образовываться пара тяжелых заряженных частиц, стабильных в масштабе детектора и дающих аномальную ионизацию. Действительно, легчайшим мезоноподобным адроном, образуемым глюино, может быть $(g\bar{g})$ — глюболино, которое нейтрально. Однако легчайшим кулоноподобным адроном должно быть состояние⁹⁰ $(guud)$ — глюбарино, имеющее заряд. Треки с аномальной ионизацией в распадах Υ' искали в опыте⁹¹ с целью поиска свободных кварков. Если предположить, что вероятность фрагментации глюино в глюбарино составляет не менее 10^{-2} (что существенно меньше отношения p/π , т. е. вероятности фрагментации легкого кварка в барион и подавно меньше отношения $\Lambda_c/D \sim 1$ — этой же вероятности для тяжелого s -кварка в e^+e^- аннигиляции), то отрицательный результат опыта⁹¹ исключает наличие такого (квази)стабильного глюино с массой до 4 ГэВ.

7.5. Адронные состояния в распадах боттомония

По сравнению с другими адронными процессами при аннигиляции боттомония вся энергия адронов исходит из очень компактной области. Эта особенность в принципе может приводить к образованию в распадах боттомония адронных состояний, которые не рождаются либо рождаются с малой вероятностью в других адронных реакциях. Столь необычные условия могут служить своеобразной «лабораторией» для проверки тех или иных моделей адронной динамики. В частности, в распадах Υ -мезона возможно образование различных адронных резонансов.

В настоящее время исследование адронных распадов Υ сводится к изучению лишь общих интегральных корреляционных характеристик, таких, как сферичность, траст, второй момент Фокса — Вольфрама, упомянутых в разделе 5.2. При этом убеждаются, что эти характеристики хорошо согласуются с трехглюонным механизмом аннигиляции. Однако современные детекторы с их хорошим разрешением и идентификацией частиц позволяют исследовать и более тонкие детали наблюдаемых событий. В качестве примера укажем, что в распадах Υ оказалось неожиданно много событий с барионами и даже с двойными барион-антибарионными парами. Возможно например, изучение корреляции поляризаций Λ -гиперонов в распадах $\Upsilon \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} + \text{всё}$, которые могут показать, рождаются ли Λ -гипероны независимо.

В частности, если существует $\Lambda\Lambda$ -резонанс, он может проявиться в такой корреляции.

Нашей целью является привлечь здесь внимание специалистов по моделям динамики адронов, которые в конкретных моделях могли бы предложить конкретные вопросы для исследования в распадах Υ - и Υ' -резонансов. Не исключено, что ответы на многие из таких вопросов содержатся в уже накопленной статистике событий распадов боттомония.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сегодня, через десятилетие после открытия первых уровней, боттомоний по-прежнему представляет широкое поле для экспериментальных и теоретических исследований. По существу решенные к настоящему времени вопросы физики боттомония — это лишь часть задач, «лежащих на поверхности». В подтверждение достаточно упомянуть, что до сих пор неизвестна относительная вероятность распада Υ -резонанса ни по одному эксклюзивному адронному каналу. Ряд задач, представляющих, на наш взгляд, первоочередной интерес, обсуждались выше в данном обзоре. Перечислим их еще раз: 1) уточнение значений $B_{\mu\mu}$ для возбужденных Υ -резонансов, 2) измерение спектра прямых фотонов в распаде $\Upsilon \rightarrow \gamma + \text{адроны}$ и измерение вероятности этого распада, 3) наблюдение и измерение вероятностей переходов $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon\eta$ и $\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon\eta$, 4) выяснение динамики перехода $\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon\pi\pi$. Эти задачи также фактически лежат на поверхности, и решение их на существующих установках с помощью существующих детекторов является лишь вопросом времени.

Более тонкие задачи, такие, как, например, обнаружение основного состояния боттомония η_b или измерение полных ширин χ_{bJ} -уровней, вероятно, потребуют новой, более совершенной техники эксперимента. Разумеется, как обычно бывает, со временем могут появиться новые задачи, которые будут считаться наиболее важными.

Что касается теоретических задач, связанных с физикой боттомония, то для них оценка сравнительной важности неизбежно является субъективной. Кажется, однако, несомненным, что центральным вопросом был и остается вопрос об адекватном описании взаимодействия кварков в рамках КХД. Как уже говорилось, имеющиеся методы лишь частично решают эту проблему. Потенциальное описание использует феноменологические параметры (наклон линейной части потенциала и вид ее «сшивки» с кулоноподобной частью, предполагаемая лоренц-структура потенциала), которые фитируются по данным опыта, а не вычисляются в рамках исходной теории — КХД. Кроме того, неясно, ввиду обсуждавшихся в разделе 3.3 причин, насколько вообще в КХД можно ожидать применимости потенциального подхода. С другой стороны, правила сумм, хотя и являются прямым следствием хорошо обоснованных операторных соотношений в КХД, обладают явно недостаточной предсказательной силой — например, свойства возбужденных состояний в канале с определенными квантовыми числами J^{PC} пока еще совершенно недоступны исследованию этим методом. Более того, как обсуждалось в разделе 3.5, точности, технически достижимой при вычислении коэффициентов в разложении по вакуумным средним операторов в КХД, оказалось пока недостаточно, чтобы удовлетворительно найти положение P-уровней в системе $b\bar{b}$.

Представляется также важным вопрос о вычислении непертурбативных эффектов в аннигиляции тяжелого кваркония, как в полных ширинах, так и в спектрах, в частности, в спектре прямых фотонов в распаде Υ -резонанса вблизи максимальной энергии фотона.

Еще одной интересной областью для исследования является взаимодействие тяжелого кваркония с глюонами, легкими кварками и состоящими

из них легкими мезонами. Речь идет об адронных переходах между уровнями кваркония и роли примеси пар легких кварков в тяжелом кварконии. В частности, если существует резонанс X, обсуждавшийся в разделе 6.3, то в нем пара легких кварков находится в изотриплетном состоянии. В настоящее время нам неизвестны какие-либо полезные приближения, позволяющие рассматривать динамику таких четырехкварковых систем.

Мы перечислили здесь лишь некоторые типы задач, имеющие непосредственное отношение к обсуждавшимся в этом обзоре вопросам. Разумеется, они далеко не исчерпывают полный круг вопросов. Так, например, мы совершенно не касались вопросов рождения боттомония в других процессах, кроме e^+e^- -аннигиляции, а также рассеяния его на адронах в основном из-за скудности экспериментальных данных и теоретических работ в этой области.

Таблица III (приложение)

Частица	Масса M, МэВ	Полная ширина Γ , МэВ	Моды распада	Вероятность, % (верхние пределы на 90%-ном уровне достоверности)
$\Upsilon(9460), 1^3S_1$ $\Gamma_{ee} = 1,22 \pm 0,05$ кэВ	$9460,0^a \pm 0,2$	$0,043 \pm 0,003$	e^+e^- $\mu^+\mu^-$ $\tau^+\tau^-$ $\rho\pi$ $J/\psi + X$ «Ничто» $\gamma g g$	$2,8 \pm 0,3^b$ $2,8 \pm 0,2^b$ $3,2 \pm 0,4$ $< 0,21$ 2 $< 2,3^{*1}$ $\{ 2,99 \pm 0,59^{44}$ $1,88 \pm 0,14 \pm 0,17^{45}$
$\chi_{b0}(9860), 1^3P_0$ $\chi_{b1}(9895), 1^3P_1$ $\chi_{b2}(9915), 1^3P_2$ $\Upsilon(10\,023), 2^3S_1$ $\Gamma_{ee} = 0,54 \pm 0,03$ кэВ	$9859,8 \pm 1,3$ $9891,9 \pm 0,7$ $9913,3 \pm 0,6$ $10\,023,4 \pm 0,3$	$0,030 \pm 0,007$	$\Upsilon(9460) \gamma$ $\Upsilon(9460) \gamma$ $\Upsilon(9460) \gamma$ $\mu^+\mu^-$ $\tau^+\tau^-$ $\Upsilon(9460) \pi^+\pi^-$ $\Upsilon(9460) \pi^0\pi^0$ $\Upsilon(9460) \eta$ $\chi_{b0}(9860) \gamma$ $\chi_{b1}(9895) \gamma$ $\chi_{b2}(9915) \gamma$ $\gamma g g$	< 6 35±8 22±4 1,8±0,4 1,7±1,6 18,7±1,0 ^r 8,6±1,1 ^π $< 0,2$ 4,3±1,0 6,7±0,9 6,6±0,9 3,37±1,14 ⁴⁴
$\chi_{b0}(10\,235), 2^3P_0$ $\chi_{b1}(10\,255), 2^3P_0$ $\chi_{b2}(10\,270), 2^3P_0$	10 233±5 10 255±2 10 271±2		$\Upsilon(9460) \gamma$ $\Upsilon(10\,023) \gamma$ $\Upsilon(9460) \gamma$ $\Upsilon(10\,023) \gamma$ $\Upsilon(9460) \gamma$ $\Upsilon(10\,023) \gamma$	Виден » » » » »
$\Upsilon(10\,355), 3^3S_1$ $\Gamma_{ee} = 0,40 \pm 0,03$ кэВ	$10\,355,5 \pm 0,5$	$0,012 \pm 0,010$ $-0,004$	$\mu^+\mu^-$ $\Upsilon(9460) \pi^+\pi^-$ $\Upsilon(10\,023) \pi^+\pi^-$ $\chi_{b1}(10\,255) \gamma$ $\chi_{b2}(10\,270) \gamma$	3,3±1,5 4,5±0,8 ^e 3±2 ^ж 15,6±4,2 12,7±4,1
$\Upsilon(10\,575), 4^3S_1$ $\Gamma_{ee} = 0,24 \pm 0,05$ кэВ	10 577±4	24±2		
$\Upsilon(10\,860), 5^3S_1$ $\Gamma_{ee} = 0,31 \pm 0,07$ кэВ	10 865±8	110±13		
$\Upsilon(11\,020), 6^3S_1$ $\Gamma_{ee} = 0,13 \pm 0,03$ кэВ	11 019±9	79±16		

^a $M(\Upsilon(9460)) = 9460,59 \pm 0,12$ МэВ ^{13a}.
^b $B(\Upsilon(9460) \rightarrow e^+e^-) = 2,42 \pm 0,14 \pm 0,14\%$ ⁵³.
^в $B(\Upsilon(9460) \rightarrow \mu^+\mu^-) = 2,30 \pm 0,25 \pm 0,13\%$ ⁵³,
 $2,53 \pm 0,17 \pm 0,16\%$ ⁵².
^r $B(\Upsilon(10\,023) \rightarrow \Upsilon(9460) \pi^+\pi^-) = 18,1 \pm 0,5 \pm 1,0\%$ ⁵³.
^π $B(\Upsilon(10\,023) \rightarrow \Upsilon(9460) \pi^0\pi^0) = 9,5 \pm 1,9 \pm 1,9\%$ ⁵³.
^e $B(\Upsilon(10\,355) \rightarrow \Upsilon(9460) \pi^+\pi^-) = 3,47 \pm 0,34\%$ ⁶⁴.
^ж $B(\Upsilon(10\,355) \rightarrow \Upsilon(10\,023) \pi^+\pi^-) = 2,1 \pm 0,5\%$ ⁶⁴.

Не обсуждались также теоретические модели эксклюзивных адронных распадов уровней системы $b\bar{b}$, потому что, как нам представляется, эта область еще весьма далека от той степени развития, когда ее можно будет причислить к «успехам» физики тяжелого кваркония.

Таким образом, число экспериментальных и теоретических задач велико, и не требуется большого дара предвидения, чтобы утверждать, что еще многие годы физика боттомония будет предметом значительных экспериментальных и теоретических исследований и будет представлять непреходящий интерес для понимания динамики кварков и глюонов.

9. ПРИЛОЖЕНИЕ

Мы приводим сводку экспериментальных данных об уровнях боттомония. Основная их часть воспроизведена из таблиц². Как правило, это числа, усредненные по результатам нескольких экспериментов, опубликованным до 1 декабря 1985 г. Мы также включили в табл. III(с. 395) несколько результатов, касающихся вероятностей некоторых инклюзивных мод распада Υ - и Υ' -резонансов (такие данные обычно не указываются в таблицах²), и в виде примечаний — новые данные, опубликованные после составления таблиц².

Институт теоретической и экспериментальной физики,
Москва

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Herb S. W. et al.//Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. P. 252.
Innes W. R. et al.//Ibidem. P. 1240.
2. Particle Data Group//Phys. Lett. Ser. B. 1986. V. 170. P. 1.
3. Berger Ch. et al. (PLUTO)//Ibidem. 1978. V. 76. P. 243.
Dardeen C. W. et al (DASP II)//Ibidem. P. 246.
4. Andrews D. et al. (CLEO)//Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44. P. 1108.
5. Böhringer T. et al. (CUSB)//Ibidem. P. 1111.
6. Albrecht H. et al. (ARGUS)//Phys. Lett. Ser. B. 1984. V. 134. P. 137.
7. Orgelia M. et al. (Crystal Ball)//Phys. Rev. Ser. D. 1982. V. 25. P. 2259.
Nernst R. et al. (Crystal Ball)// Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 2195.
8. Artamonov A. S. et al. (MD-1)//Phys. Lett. Ser. B. 1982. V. 118. P. 225.
9. Danilov M. et al.//Nucl. Instr. and Meth. 1983. V. 217. P. 153.
10. Аксенов Г. А. и др.//Препринт ИЯФ СО АН СССР 85-125.— Новосибирск, 1985.
11. Novikov V. A. et al.//Phys. Rep. Ser. C. 1978. V. 41. P. 1.
12. Вайнштейн А. И. и др.//УФН. 1977. Т. 123. С. 217.
13. а) Barber D. P. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1984. V. 135. P. 498.
б) Artamonov A. S. et al.//Ibidem. V. 137. P. 272.
MacKay W. W. et al.//Phys. Rev. Ser. D. 1984. V. 29. P. 2483.
Barry S. E. et al.//Zs. Phys. Kl. C. 1986. Bd 20. S. 551.
14. Середняков С. И. и др.//ЖЭТФ. 1976. Т. 71. С. 2026.
15. а) Быков А. А., Дремин И. М., Леонидов А. В.//УФН. 1984. Т. 143. С. 3.
б) Дремин И. М.//УФН. 1986. Т. 150. С. 185.
16. Волошин М. Б., Тер-Мартirosян К. А. Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц.— М.: Энергоатомиздат, 1984.
17. Макеев Ю. М.//УФН. 1984. Т. 143. С. 161.
18. Voloshin M. B.//Nucl. Phys. Ser. B. 1979. V. 154. P. 365.
19. Appelquist T., Dine M., Muzinich I.//Phys. Rev. Ser. D. 1978. V. 17. P. 2074.
20. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика.— М.: Наука, 1980.
21. Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Шифман М. А.//Письма ЖЭТФ. 1978. Т. 27. С. 60.
Shifman M. A. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1978. V. 77. P. 80.
Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I.//Nucl. Phys. Ser. B. 1979. V. 147. P. 385.
22. Волошин М. Б.//ЯФ. 1982. Т. 36. С. 247.
23. Leutwyler H.//Phys. Lett. Ser. B. 1981. V. 98. P. 447.
24. Reinders L. J., Rubinshtein H. R., Yazaki S.// Phys. Rep. 1985. V. 127. P. 1.

25. Novikov V. A. et al.//Phys. Rev. Lett. 1977. V. 38. P. 626.
26. Волошин М. Б.//ЯФ. 1979. Т. 29. С. 1368.
27. Voloshin M. B. Preprint ITEP-21.— Moscow, 1980.
28. Novikov V. A. et al.//Nucl. Phys. Ser. B. 1984. V. 237. P. 525.
29. Gupta S. N., Radford S. F., Repko W. W.//Phys. Rev. Ser. D. 1982. V. 26. P. 3305.
30. Buchmüller W., Ng Y. J., Tye S. H. H.//Ibidem. 1981. V. 24. P. 3003.
Barbieri R., Gatto R., Remiddi E.//Preprint CERN-TH. 3144.— Geneva, 1981.
31. Волошин М. Б.//ЯФ. 1982. Т. 35. С. 1016.
32. Klopferstein C. et al. (CUSB)//Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 160.
Haas P. et al. (CLEO)//Ibidem. 1984. V. 52. P. 799.
Nernst R. et al. (Crystal Ball)//Ibidem. 1985. V. 54. P. 2195.
Albrecht H. et al. (ARGUS)//Phys. Lett. Ser. B. 1985. V. 160. P. 331.
33. Jackson J. D.//Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. P. 1107.
34. Voloshin M. B., Zakharov V. I.//DESY Report F15-80/03.— Hamburg, 1980.
35. Appelquist T., Politzer H. D.//Phys. Rev. Lett. 1975. V. 34. P. 43; Phys. Rev. Ser. D. 1975. V. 12. P. 1404.
36. Mackenzie P. B., Lepage C. P.//Phys. Rev. Lett. 1981. V. 47. P. 1244.
37. Albrecht H. et al. (ARGUS)//Zs. Phys. Kl. C. 1986. Bd 31. S. 181.
38. Bjorken J. D., Brodsky S. D.//Phys. Rev. Ser. D. 1970. V. 1. P. 1416.
39. Farhi E.//Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. P. 1587.
40. Fox G. C., Wolfram S.//Ibidem. 1978. V. 41. P. 1581.
41. Chanowitz M.//Phys. Rev. Ser. D. 1975. V. 12. P. 918.
Okun L. B., Voloshin M. B.//Preprint ITEP-95.— Moscow, 1976.
42. Brodsky S. J., Lepage G. P., Mackenzie P. B.//Phys. Rev. Ser. D. 1983. V. 28. P. 228.
43. Novikov V. A. et al.//Nucl. Phys. Ser. B. 1981. V. 191. P. 301.
44. Schamberger R. D. et al. (CUSB)//Phys. Lett. Ser. B. 1984. V. 138. P. 225.
45. Csorna S. C. et al. (CLEO)//Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 1222.
46. Barbieri R., Gatto R., Remiddi E.//Phys. Lett. Ser. B. 1975. V. 61. P. 465.
47. Волошин М. Б.//ЯФ. 1984. Т. 40. С. 1039.
48. Albrecht H. et al. (ARGUS)//Zs. Phys. Kl. C. 1985. Bd 28. S. 45.
49. Gottfried K.//Phys. Rev. Lett. 1978. V. 40. P. 598.
50. Voloshin M., Zakharov V.//Ibidem. 1980. V. 45. P. 688.
51. Crewther R.//Ibidem. 1972. V. 28. P. 1421.
Chanowitz M., Ellis J.//Phys. Lett. Ser. B. 1972. V. 40. P. 397.
Collins J., Duncan L., Joglekar S.//Phys. Rev. Ser. D. 1977. V. 16. P. 438.
52. Abrams G. S. et al.//Phys. Rev. Lett. 1975. V. 34. P. 1181.
53. Albrecht H. et al. (ARGUS)//Preprint DESY-86-169.— Hamburg, 1986.
54. Besson J. et al. (CLEO)//Phys. Rev. Ser. D. 1984. V. 30. P. 1433.
Gelfman D. et al. (Crystal Ball)//Ibidem. 1985. V. 32. P. 2893.
55. Fonseca V. et al. (CUSB)//Nucl. Phys. Ser. B. 1984. V. 242. P. 31.
56. Novikov V. A., Shifman M. A.//Zs. Phys. Kl. C. 1981. Bd 8. S. 43.
57. Yan T. M.//Phys. Rev. Ser. D. 1980. V. 22. P. 1652.
Kuang Y. P., Yan T. M.//Ibidem. 1981. V. 24. P. 2874.
58. Schwinger J. et al.//Ibidem. 1975. V. 12. P. 2617.
Harrington B. J., Park S. Y., Yildiz A.//Ibidem. P. 2765.
Pham T. N., Pire B., Truong T. N.//Ibidem. 1976. V. 13. P. 620.
59. Novikov V. A. et al.//Nucl. Phys. Ser. B. 1980. V. 165. P. 55.
60. Gross D. G., Treiman S. B., Wilczek F.//Phys. Rev. Ser. D. 1979. V. 19. P. 2188.
61. Ioffe B. L., Shifman M. A.//Phys. Lett. Ser. B. 1980. V. 95. P. 99.
62. Gasser J., Leutwyler H.//Phys. Rep. Ser. C. 1982. V. 87. P. 77.
63. Mageras G. et al. (CUSB)//Phys. Lett. Ser. B. 1982. V. 118. P. 453.
Green J. et al. (CLEO)//Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P. 617.
64. Bowcock T. et al. (CLEO)//Ibidem. 1987. V. 58. P. 307.
65. Shifman M. A.//Zs. Phys. Kl. C. 1981. Bd 9. S. 347.
66. Волошин М. Б.//Письма ЖЭТФ. 1983. Т. 37. С. 58.
67. Волошин М. Б., Окунь Л. Б.//Ibidem. 1976. Т. 23. С. 369.
Jaffe R. L.//Phys. Rev. Ser. D. 1977. V. 15. P. 267.
68. Voloshin M. B. Preprint ITEP-166.— Moscow, 1985.
69. Wilczek F.//Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. P. 1304.
70. Vysotsky M. I.//Phys. Lett. Ser. B. 1980. V. 97. P. 159.
71. Voloshin M. B.//Preprint ITEP-153.— Moscow, 1985.
Высоцкий М. И., Лосев А. С.//ЯФ. 1986. Т. 44. С. 803.
72. Albrecht H. et al. (ARGUS)//Zs. Phys. Kl. C. 1985. Bd 29. P. 167.
Besson D. et al. (CLEO)//Phys. Rev. Ser. D. 1986. V. 33. P. 300.

73. Youssef S. et al. (CUSB)//Phys. Lett. Ser. B. 1984. V. 139. P. 332.
74. Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Шифман М. А.//УФН. 1980. Т. 131. С. 537.
Анселм А. А., Уралцев Н. Г., Хозе В. А.//УФН. 1985. Т. 145. С. 185.
75. Bean A. et al. (CLEO). Preprint CLNS-86/714.—1986.
76. Keh S. et al. (Crystal Ball). Paper submitted to the XXIII Intern. Conference on High Energy Physics.— Berkeley, 1986.
77. Pessei R. D., Quinn H. R.//Phys. Rev. Lett. 1977. V. 38. P. 1440; Phys. Rev. Ser. D. 1977. V. 16. P. 1791.
Weinberg S.//Phys. Rev. Lett. 1978. V. 40. P. 223.
Wilczek G.//Ibidem. P. 279.
78. Nason P. Preprint CU-TP-346.—1986.
79. Sivertz M. et al. (CUSB)//Phys. Rev. Ser. D. 1982. V. 26. P. 717.
80. Alam M. S. et al. (CLEO)//Ibidem. 1983. V. 27. P. 1665.
81. Albrecht H. et al. (ARGUS). Preprint DESY-86-077.— Hamburg, 1986.
82. Bowcock T. et al. (CLEO). Preprint CLNS-86/719.—1986.
83. Fayet P.//Phys. Rep. 1984. V. 105. P. 21.
84. Fernandez E. et al.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 1118.
Bartha G.//Ibidem. 1986. V. 56. P. 685.
85. Робзарев И. Ю., Окунь Л. Б., Померанчук И. Я.//ЯФ. 1966. Т. 3. С. 1154.
86. Okun L. B. Preprint ITEP-149— Moscow, 1983.
87. Campbell B. A. et al.//Nucl. Phys. Ser. B. 1982. V. 198. P. 1.
88. Albrecht H. et al. (ARGUS)//Phys. Lett. Ser. B. 1985. V. 167. P. 360.
89. Barbieri R., Girardello L., Masiero A.//Ibidem. 1983. V. 127. P. 428.
Farrar G.//Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 1029.
Ellis J. et al.//Nucl. Phys. Ser. B. 1984. V. 238. P. 453.
Barbieri R., Maiani L.//Ibidem. V. 243. P. 429.
Березинский В. С., Иоффе Б. Л.//ЖЭТФ. 1986. Т. 90. С. 1567.
90. Волошин М. Б., Окунь Л. Б.//ЯФ. 1986. Т. 43. С. 779.
91. Albrecht H. et al. (ARGUS)//Phys. Lett. Ser. B. 1985. V. 156. P. 134.
92. Kobel M. Report DESY-F31-86-03.— Hamburg, 1986.