

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**

539.12.01

**ТЯЖЕЛЫЕ КВАРКИ****B. A. Хозе, M. A. Шифман****СОДЕРЖАНИЕ**

Введение . . . . .	3
1. Основные экспериментальные факты . . . . .	5
а) с-кварки (5). б) b-кварки (12).	
2. Теория тяжелых кваркониев . . . . .	20
а) Спектр (20). б) Лептоны и фотонные распады (29). в) Адронные распады (35).	
3. Мезоны с открытым ароматом . . . . .	42
а) Спектр (43). б) Константы чисто лептонных распадов (44). в) Полные ширины (46). г) Предасимптотические эффекты (47). д) Эксклюзивные слабые распады (50).	
4. Тяжелые кварки и слабые взаимодействия . . . . .	51
а) Феноменология смешивания кварков (51). б) Слабые нейтральные токи тяжелых кварков (55). в) Фабрика неуловимых скалярных частиц (57).	
5. Тяжелые кварки и теория возмущений КХД . . . . .	59
а) Распределения тяжелых адронов в струях (60). б) Проверка спина и четности глюона (62). в) Множественности адронов в распадах кваркониев (63).	
6. Топоний, каким он мог бы быть . . . . .	65
7. Перспективы . . . . .	69
Цитированная литература . . . . .	70

**ВВЕДЕНИЕ**

Изучение тяжелых кварков занимает исключительно важное место в современной физике высоких энергий. Достаточно напомнить, что сама кварковая модель окончательно утвердилась лишь после их открытия, которое оказало огромное влияние на все последующее развитие эксперимента и теории. Оно стимулировало быстрый прогресс в таких исходно разных направлениях, как квантовая хромодинамика (КХД) и модели электрослабого взаимодействия. Не случайно открытие первого тяжелого кварка (очарованный с-кварк<sup>1</sup>), было отмечено Нобелевской премией<sup>2</sup>.

Первоначальные сведения о с-кварке содержатся в обзорах<sup>3,4</sup>, которые, как предполагается, известны читателю. Полезную информацию можно найти также в обзорах<sup>5-12</sup>, посвященных смежным вопросам; впрочем, знакомство с ними не является обязательным.

В последние два-три года получено множество новых данных: существенно расширилось семейство чармония, обнаружен более тяжелый кварк (прелестный b-кварк<sup>13</sup>; см. также<sup>8</sup>), изучаются прямые проявления глюонов. В связи с этим возникла необходимость систематизировать весь этот материал, изложить новейшее развитие с единой позиции. В этом обзоре мы будем исходить из общей теоретической картины, которая теперь уже приобрела вполне ясные очертания,— картины, основанной на КХД.

<sup>1\*</sup>

Первая из семейства новых частиц,  $J/\psi$ , была открыта восемь лет назад<sup>1</sup>, однако это событие сегодня уже кажется далекой историей. От пионерской работы Аппельквиста и Политцера<sup>14</sup>, разъяснившей природу чармония, до современных изощренных методов пройден огромный путь. На начальном этапе считалось, что «чармоний вполне может быть атомом «водорода» физики сильных взаимодействий. Значительная часть адронной физики тогда может быть связана со спектроскопией чармония точно так же, как молекулярные спектры связаны со спектром водорода»<sup>15</sup>. В определенном смысле, хотя и не буквально, это предвидение подтвердилось.

В настоящее время существует количественное описание всех аспектов тяжелого кваркония. Иногда точность описания лучше, иногда чуть хуже, поскольку полное решение проблемы конфайнмента все-таки отсутствует. В целом мы понимаем, как устроена эта система, настолько хорошо, что зачастую можем использовать ее в качестве пробника сильных взаимодействий в том же смысле, как мы используем встречные  $e^+e^-$ -пучки. Этот пробник уникален, так как дает прямую информацию о свойствах глюонной среды, заполняющей физический вакуум, в то время как более традиционные зонды,  $\gamma^*$  и  $W$ , связаны с кварками. Кроме того, тяжелый кваркний — прекрасный полигон для исследования слабых взаимодействий, в том числе в их наиболее нетривиальных проявлениях (хиггсы, аксионы, . . .; см., например, <sup>10</sup>).

Говоря о теории тяжелого кваркония, следует понимать, что в своем современном виде она еще не «доросла» до теории атома водорода. Разработано несколько «стандартных» подходов, однако никому еще не удалось пройти весь путь от фундаментального лагранжиана КХД до реальных экспериментальных чисел (масс, ширина и т. д.) без привлечения дополнительных предположений. Наиболее близок к фундаментальной хромодинамике так называемый метод правил сумм, основанный на представлении о сложной непертурбативной структуре вакуума КХД. К сожалению, этот метод не является полностью универсальным. Весьма популярна нерелятивистская потенциальная модель, восходящая фактически к пионерской работе<sup>14</sup>. Иногда используются старые рецепты и модели — мешки, квark-адронная дуальность и т. д., — которые, впрочем, наполняются новым содержанием. Ниже мы вкратце охарактеризуем теоретические инструменты, используемые в анализе тяжелого кваркония, и обсудим конкретные факты. Вполне естественно, что упор будет сделан на недавние результаты, причем мы постараемся отобрать ключевые моменты \*). Отбор «основных» результатов, конечно, носит субъективный характер. В частности, мы обсуждаем физику, связанную с  $e^+e^-$ -столкновениями, и оставляем в стороне такие вопросы, как фото-, адро- и нейтринно-образование тяжелых квarks. Заинтересованный читатель может обратиться к обзорам<sup>23,24,28</sup>. В чисто теоретическом аспекте добавим, что мы не акцентируем внимания на нерелятивистской потенциальной модели, которая послужила базисом для большого количества работ по тяжелым квarks. Дело в том, что существуют прекрасные обзоры<sup>29</sup>, написанные специалистами (сводка последних результатов дана в<sup>30</sup>).

Наряду с вопросами, непосредственно относящимися к тяжелому кварконию, будут обсуждены некоторые смежные проблемы, в которых

\*) Использованные нами экспериментальные факты базируются главным образом на результатах, представленных на лептон-фотонный симпозиум 1981 г. в Бонне<sup>16-24</sup> и XXI Международную конференцию по физике высоких энергий<sup>25-27</sup> (Париж, 1982). Как правило, в тексте цитируются лишь те данные, которые не успели попасть в последнее издание таблиц PDG<sup>31</sup>.

кварконий выступает, скорее, как плацдарм для теоретического наступления.

Мы начинаем обзор с изложения основных экспериментальных фактов, накопленных за истекшее пятилетие (гл. 1). Здесь мы ставим своей целью снабдить читателя информацией, важной с теоретической точки зрения. Теоретическая интерпретация этого материала дана в гл. 2—5, занимающих центральное место в обзоре. Рассмотрены такие вопросы, как спектр масс тяжелых частиц, их лептонные и адронные распады, эффекты, связанные со слабым взаимодействием. В гл. 5 обсуждается применение методов теории возмущений КХД к процессам с участием тяжелых кварков. Ожидаемые свойства топония — системы, построенной из шестого, пока еще не открытого кварка  $t$ , кратко рассмотрены в гл. 6.

Наконец, в последней гл. 7 перечислены направления экспериментальных и теоретических исследований, представляющиеся сейчас наиболее перспективными.

## 1. ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ФАКТЫ

### a) с - квартки

За 6 лет, истекших после опубликования обзора<sup>4</sup>, экспериментальная физика с-кварков продолжала интенсивно развиваться. В  $e^+e^-$ -столкновениях исследования в основном шли в следующих направлениях: 1) детальный анализ радиационных переходов между уровнями чармония; 2) поиски недостающих уровней (в частности \*),  $1^1S_0$ ,  $2^1S_0$ ,  $1^3P_1$ , ...); 3) изучение радиационных распадов  $J/\psi$ -мезона и поиск новых адронных состояний, лежащих ниже  $J/\psi$ ; 4) исследование свойств адронов с открытым очарованием.

Существенный прогресс в исследовании свойств чармония был достигнут, благодаря использованию в Стэнфорде на установке SPEAR нейтрального детектора Crystal Ball (CB). В своей основе CB представляет сферическую оболочку, составленную из кристаллов NaI(Tl), и позволяет регистрировать фотоны с высокой точностью (разрешение по энергии  $E_\gamma$  фотона  $\Delta E_\gamma/E_\gamma = 2,7\%/(E_\gamma^{1/4}$  (ГэВ)), разрешение по углу  $1-2^\circ$ ). Полная статистика, накопленная CB, составляет  $\sim 2,2 \cdot 10^6 J/\psi$ -мезонов и  $\sim 1,8 \cdot 10^6 \psi'$ -мезонов. В настоящее время детектор CB перевезен в Гамбург для измерений на установке DORIS.

1) Чармоний. Известные уровни чармония, расположенные ниже порога рождения  $D\bar{D}$ , и радиационные переходы между ними представлены на рис. 1.

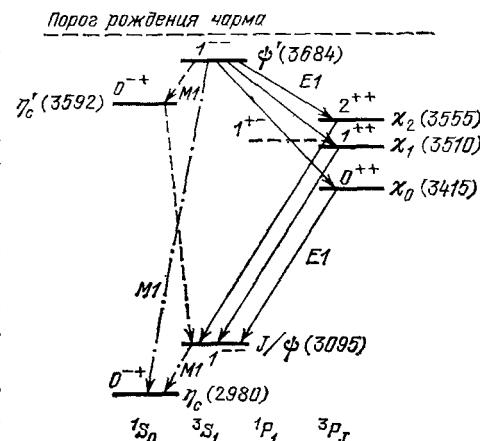


Рис. 1. Схема уровней чармония и радиационные переходы между ними. E1 — переходы обозначены склонными линиями, наблюдаемые M1-переходы — штрих-пунктирными линиями. Ненаблюденные состояния (переходы) обозначены штриховыми линиями.

<sup>4)</sup> Мы используем спектроскопические обозначения  $(n_r + 1)^{(2S+1)}L_J$ , где  $n_r$  — радиальное квантовое число (число нулей в радиальной волновой функции).

**1.1)  $\psi$ -мезоны.** Выше порога рождения чарма в сечении  $e^+e^- \rightarrow$  адроны обнаружен резонанс  $\psi''$  (3770), являющийся «фабрикой» D-мезонов ( $M_{\psi''} = 2M_{D^0} \approx 40$  МэВ). За  $\psi''$  наблюдается еще ряд резонансных структур. Параметры и предполагаемые квантовые числа этих состояний приведены в табл. I. Здесь же для полноты приведены параметры  $J/\psi$  и  $\psi'$ .

Таблица I

Параметры  $J/\psi$ ,  $\psi'$  и более высоких векторных состояний  $cc$ , отвечающих резонансным структурам в сечении  $\sigma(e^+e^- \rightarrow$  адроны)

	Масса, МэВ	$n^{2S+1}L_J$ *)	$\Gamma$ , МэВ	$\Gamma(\psi \rightarrow e^+e^-)$ , кэВ
$J/\psi$	$3096,93 \pm 0,09$ **)	$1^3S_1$	$0,063 \pm 0,009$	$4,6 \pm 0,4$
$\psi'$	$3686,0 \pm 0,10$ <sup>32</sup>	$2^3S_1$	$0,215 \pm 0,040$	$2,05 \pm 0,2$
$\psi''$	$3770 \pm 3$	$1^3D_1$	$25 \pm 3$	$0,26 \pm 0,05$
$\psi(4030)$	$4030 \pm 5$	$3^3S_1$	$52 \pm 10$	$0,75 \pm 0,10$
$\psi(4160)$	$4159 \pm 20$	$2^3D_1$	$78 \pm 20$	$0,77 \pm 0,23$
$\psi(4415)$	$4415 \pm 6$	$4^3S_1$	$43 \pm 20$	$0,49 \pm 0,13$

\*) Здесь и далее (см. ниже, табл. VII) значения квантовых чисел подбирались, исходя из расчетов в потенциальных моделях <sup>29,30</sup>. Отметим, что  $n = n_r + 1$ ; см. сноску к с. 5.

\*\*) Здесь и далее ссылка на конкретную группу, выполнившую измерение, дается лишь тогда, когда ее результат наиболее точен, либо в случае существенного расхождения данных разных групп. В остальных случаях приводятся мировые средние результаты измерений.

мезонов. В частности, представлены прецизионные измерения их масс, выполненные в Новосибирске <sup>32</sup> с помощью оригинального метода резонансной деполяризации  $e^\pm$ -пучков.

**1.2) C-четные состояния.** Их изучение проводилось в инклюзивных спектрах фотонов от распадов  $\psi'$  и  $J/\psi$ , а также в каналах  $J/\psi \rightarrow \gamma +$  адроны,  $J/\psi \rightarrow 3\gamma$ ,  $\psi' \rightarrow \gamma +$  адроны,  $\psi' \rightarrow 2\gamma + J/\psi$ . Сейчас надежно установлены пять состояний: три  ${}^3P_J$ -уровня,  $\chi_0$ ,  $\chi_1$ ,  $\chi_2$  <sup>33</sup> и два состояния парачармония  $\eta_c$  (2980) <sup>34,35</sup> и  $\eta'_c$  (3592) <sup>36</sup>. Последние идентифицируются как  ${}^1S_0$ - и  ${}^2S_0$ -уровни. Рис. 2 иллюстрирует инклюзивный спектр фотонов в радиационном распаде  $\psi'$  <sup>16</sup>.

**1.3) Распады  $\psi' \rightarrow J/\psi + \eta$ ,  $\psi' \rightarrow J/\psi + \pi^0$ .** Дополнительным, но весьма интересным результатом изучения каскадных радиационных переходов между  $\psi'$  и  $J/\psi$  является наблюдение распадов  $\psi' \rightarrow J/\psi + \eta$  и  $\psi' \rightarrow J/\psi + \pi^0$ . Последний распад нарушает изотопическую симметрию, и отношение ширин этих распадов позволяет провести «прямое» измерение токовых масс夸克ов.

Группа СВ предприняла попытку обнаружить неуловимый  ${}^1P_1$  ( $J^{PC} = 1^{+-}$ )-уровень чармония по распаду  $\psi' \rightarrow \pi^0 ({}^1P_1)$  и каскаду  $\psi' \rightarrow \pi^0 ({}^1P_1)$  <sup>37</sup>. Для ожидаемого интервала масс  $M ({}^1P_1)$  (см. формулу (2.20)) получены ограничения (с 95% с.л.)

$$\text{BR} (\psi' \rightarrow \pi^0 P_1) < 0,42\%, \quad \text{BR} (\psi' \rightarrow \pi^0 P_1) \times \text{BR} ({}^1P_1 \rightarrow \gamma \eta_c) < 0,20\% \quad (\text{при } M ({}^1P_1) = 3,50 - 3,515 \text{ ГэВ}), \quad (1.1)$$

$$\text{BR} (\psi' \rightarrow \pi^0 P_1) < 0,55\%, \quad \text{BR} (\psi' \rightarrow \pi^0 P_1) \text{BR} ({}^1P_1 \rightarrow \gamma \eta_c) < 0,14\% \quad (\text{при } M ({}^1P_1) = 3,515 - 3,525 \text{ ГэВ}). \quad (1.2)$$

2) Распады  $J/\psi \rightarrow \gamma + \text{легкие адроны}$ . В глюонной физике этот процесс является аналогом знаменитой  $e^+e^-$ -аннигиляции. На кварт-глюонном языке мы говорим, что

$$Q\bar{Q} \rightarrow gg\gamma, gg \rightarrow \text{легкие адроны} \quad (1.3)$$

(двуухглюонная система находится в бесцветном состоянии).

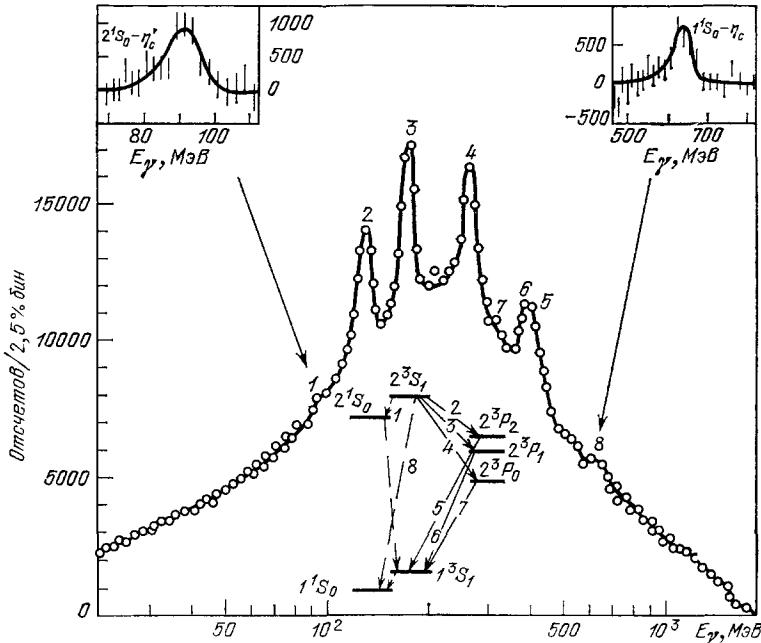


Рис. 2. Инклюзивный спектр фотонов в радиационном распаде  $\psi'$ , измеренный группой СВ 16.

Наблюдаемые пики сопоставлены с радиационными переходами между уровнями чармония. Сверху представлены распределения в области  $\eta_c$ - и  $\eta_c'$ -резонансов (фон вычен).

Регулируя энергию фотона, мы одновременно регулируем инвариантную массу адронной системы:

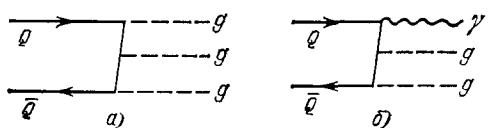
$$m_{\text{легк.адр}}^2 = M^2(1-x), \quad x = \frac{2E_\gamma}{M}.$$

В низшем порядке теории возмущений КХД из сравнения диаграмм рис. 3, следует <sup>38</sup>, что

$$\delta_\gamma = \frac{\Gamma_{\gamma gg}}{\Gamma_{gg}} = \frac{36}{5} Q_q^2 \frac{\alpha}{\alpha_s(m^2)}, \quad (1.4)$$

где  $Q_q$  — электромагнитный заряд кварка. В этом приближении спектр фотонов по  $x$  практически линейно растет во всей области изменения  $x$ .

Рис. 3. Диаграммы, отвечающие переходам кваркония  $Q\bar{Q} \rightarrow 3g$  (а) и  $Q\bar{Q} \rightarrow \gamma gg$  (б).



Отождествляя  $\Gamma_{\gamma gg}$  с  $\Gamma \rightarrow (J/\psi \rightarrow \gamma + \text{легкие адроны})$ , мы предполагаем, что выполняется глюон-адронная дуальность. В действительности она нарушается при больших  $x$  (малых  $m_{\text{адр}}^2$ ). Если все же принять, что  $\Gamma_{\gamma gg} = \Gamma (J/\psi \rightarrow \gamma + \text{легкие адроны})$ , то относительная вероятность ради-

ационного перехода  $J/\psi$  в легкие адроны связана с  $\delta_\gamma$  соотношением  
 $BR(J/\psi \rightarrow \gamma + \text{легкие адроны}) =$

$$= \frac{\delta_\gamma}{1 + \delta_\gamma} [1 - (R+2) BR(J/\psi \rightarrow e^+e^-) - BR(J/\psi \rightarrow \gamma\eta_c)],$$

где

$$R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-). \quad (1.5)$$

При  $\alpha_s = 0,18$  получаем  $BR(J/\psi \rightarrow \gamma + \text{легкие адроны}) \approx 8\%$ .

На опыте выход инклюзивных фотонов надежно идентифицируется лишь при  $x \geq 0,5$ . При меньших значениях  $x$  велики ошибки, связанные с вычитанием вклада двухфотонных распадов  $\eta$ - и  $\pi^0$ -мезонов от адронных распадов  $J/\psi$ . Из данных, полученных на SPEAR<sup>39</sup>, следует, что полный

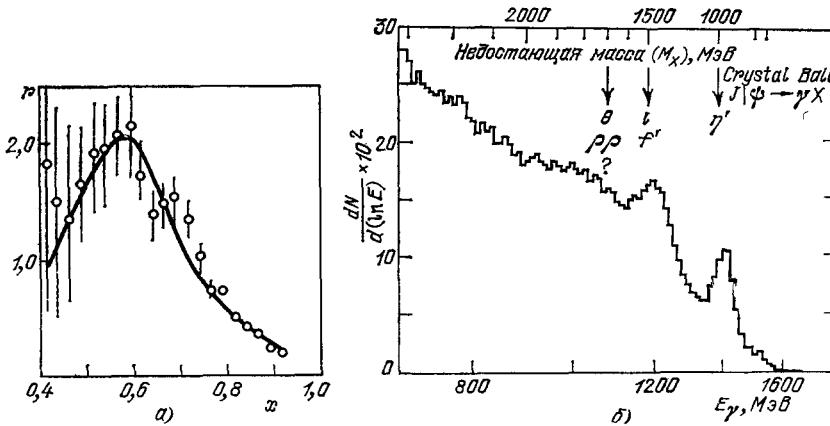


Рис. 4. а) Нормированный инклюзивный спектр фотонов от распада  $J/\psi r = (dN/dx)_{\text{эксп}}/(dN/dx)_{\text{КХД}}$ , низший порядок). Брейт-вигнеровская кривая отвечает обработке, включающей широкий тензорный резонанс с массой  $M = 2 \text{ ГэВ}$  и  $\Gamma = 0,6 \text{ ГэВ}$ ; экспериментальные точки взяты из работы<sup>39</sup>; б) Спектр фотонов от распада  $J/\psi \rightarrow \gamma + \text{легкие адроны}$  в области  $E_\gamma$  от 0,8 до 1,6 ГэВ<sup>26</sup>.

выход  $\gamma$ -квантов неплохо согласуется с (1.5), в то время как форма спектра фотонов резко отлична от теоретико-возмущенного предсказания<sup>38</sup> (рис. 4, а). Из рис. 4, а видно, что в области промежуточных значений  $x = 0,5 - 0,7$  отношение  $(dN/dx)_{\text{эксп}}/(dN/dx)_{\text{теор}}$  заметно превышает 1, что может быть связано с какими-то резонансными структурами. При больших  $x$  это отношение меньше 1. Однако более детальные измерения инклюзивных фотонов показали, что эта область насыщена пиками, отвечающими радиационным переходам  $J/\psi$  как в известные мезоны ( $\pi^0, \eta, \eta', f, f'$ ), так и в новые состояния<sup>16, 25, 40</sup> (рис. 4, б и табл. II).

Два из них,  $\iota$  и  $\theta$ , прочно получили «права гражданства», так как наблюдались в разных каналах двумя группами (табл. III). Кроме этих надежно установленных мезонов в распадах  $J/\psi$  обнаружены еще и другие (возможно, резонансные) структуры. Речь идет прежде всего о пике в канале  $J/\psi \rightarrow \gamma\rho^0\rho^0$ <sup>43</sup>. Если фитировать его кривой Брейта — Вигнера<sup>43</sup>, то

$$M_{\rho\rho} = 1650 \pm 50 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{\text{tot}} = 200 \pm 100 \text{ МэВ},$$

и, кроме того,

$$BR(J/\psi \rightarrow \gamma\rho^0\rho^0, m_{\rho\rho} < 2 \text{ ГэВ}) = (1,25 \pm 0,35 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}.$$

Не исключено, что этот пик является проявлением  $\theta$ -мезона, и в этом случае  $\rho\rho$  — одна из важных мод распада  $\theta$ . Имеющиеся данные недостаточны для того, чтобы подтвердить или опровергнуть эту гипотезу.

Таблица II

Эксклюзивные радиационные распады  $J/\psi$ 

Канал распада	BR ( $\times 10^{-4}$ )	Примечания
$J/\psi \rightarrow \gamma\pi^0$	$(3,6 \pm 1,1 \pm 0,8) \cdot 10^{-1}$	CB <sup>41</sup>
$J/\psi \rightarrow \gamma\eta'$	$36 \pm 5$	
$J/\psi \rightarrow \gamma\eta$	$8,6 \pm 0,9$	$\frac{BR(J/\psi \rightarrow \gamma\eta')}{BR(J/\psi \rightarrow \gamma\eta)} = 4,7 \pm 0,6$ , CB <sup>41</sup>
$J/\psi \rightarrow \gamma f(1270)$	$15 \pm 4$	CB <sup>42</sup> , $f \rightarrow \pi^0\pi^0$ . $x = A_1/A_0 = 0,88 \pm 0,13$ ; $y = A_2/A_0 = 0,04 \pm 0,19$ ( $A_\lambda$ — амплитуды распада $f$ со спиральностью $\lambda = 0, 1, 2$ )
$J/\psi \rightarrow \gamma f'(1515)$		
$f' \rightarrow K\bar{K}$	$(1,6 \pm 0,5 \pm 0,8)$	MARK-II
$f' \rightarrow \eta\eta$	$(0,9 \pm 0,9)$	CB

Таблица III

Параметры новых состояний  $\iota$  и  $\theta^{25}$ 

Параметр	Группа MARK-II	Группа Crystal Ball
$M_\iota$ , МэВ	$1440_{-16}^{+10}$	$1440_{-16}^{+20}$
$\Gamma(\iota \rightarrow \text{всё})$ , МэВ	$50_{-20}^{+30}$	$55_{-30}^{+20}$
$J^\rho$	—	$0^-$ (наблюдался канал $\iota \rightarrow \delta\pi$ )
$C$	+	+
$BR(J/\psi \rightarrow \gamma\iota) BR(\iota \rightarrow K\bar{K}\pi)$	$(4,3 \pm 1,7) \cdot 10^{-3}$	$(4,0 \pm 1,2) \cdot 10^{-3}$
$BR(J/\psi \rightarrow \gamma\iota) BR(\iota \rightarrow \eta\pi\pi)$	—	$< 2 \cdot 10^{-3}$ (90 % с. л.)
$M_\theta$ , МэВ	$1700_{-20}^{+20}$ (наблюдался канал $\theta \rightarrow K^+K^-$ , двухрезонансная подгонка)	$1670_{-50}^{+50}$ (наблюдался канал $\theta \rightarrow 2\eta$ , двухрезонансная подгонка)
$\Gamma(\theta \rightarrow \text{всё})$ , МэВ	$156 \pm 30$	$160 \pm 80$
$J^{\rho C}$	$2^{++}$ , 95 % с. л.	—
$BR(J/\psi \rightarrow \gamma\theta) BR(\theta \rightarrow \eta\eta)$	—	$(3,8 \pm 1,6) \cdot 10^{-4}$
$BR(J/\psi \rightarrow \gamma\theta) BR(\theta \rightarrow K\bar{K})$	$(12,4 \pm 1,8 \pm 5,0) \cdot 10^{-4}$	—
$BR(J/\psi \rightarrow \gamma\theta) BR(\theta \rightarrow \pi\pi)$	$2,4 \cdot 10^{-4}$ (90 % с. л.)	$< 6 \cdot 10^{-4}$

Широкое усиление наблюдалось в каналах  $J/\psi \rightarrow \gamma\eta\pi^+\pi^-$ ,  $\gamma\eta\pi^0\pi^0$ <sup>25</sup>.  
При описании брейт-вигнеровской кривой

$$M_{\eta\pi\pi} = 1710 \pm 45 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{\text{tot}} = 530 \pm 110 \text{ МэВ}.$$

Количество событий в пике  $\sim 5 \cdot 10^2$ , а соответствующая относительная вероятность составляет

$$BR(J/\psi \rightarrow \gamma\eta\pi^+\pi^-) = (3,5 \pm 0,2 \pm 0,7) \cdot 10^{-3},$$

$$BR(J/\psi \rightarrow \gamma\eta\pi^0\pi^0) = (2,3 \pm 0,3 \pm 0,8) \cdot 10^{-3}.$$

(Отметим, что эти числа сравнимы с наиболее интенсивными из ранее известных радиационных распадов:  $BR(J/\psi \rightarrow \gamma\eta') \sim 4 \cdot 10^{-3}$ ,  $BR(J/\psi \rightarrow \gamma f) \sim 1 \cdot 10^{-3}$ ).

Указания на другие мезоны — кандидаты в глюболлы — получены в адронных реакциях. Мы не будем касаться этих данных, заинтересованный читатель может обратиться к докладу<sup>25</sup> или оригинальным работам.

Мезоны  $\iota$  и  $\theta$  в литературе сейчас рассматриваются как серьезные кандидаты в глюболлы, т. е. связанные состояния глюонов. Существуют аргументы за и против такой интерпретации, часть из которых будет рассмотрена в гл. 2. Во всяком случае, следует иметь в виду, что низшие псевдоскалярный и тензорные ионеты уже целиком заполнены (изоскалярные состояния  $0^{-+} - \eta, \eta'; 2^{++} - f(1270), f'(1515)$ ).

3) О ча р о в а н н ы е а д р о н ы. 3.1) D-мезоны ( $c\bar{u}$ ,  $c\bar{d}$ ). Они сейчас уже достаточно хорошо изучены. Имеется два дублета: бесспиновые  $D^0$  и  $D^+$  и векторные  $D^{*0}$  и  $D^{*+}$ . Исследование их свойств проводится главным образом в резонансе  $\psi''$  ( $\psi'' \rightarrow D\bar{D}$  практически полностью) и в пике  $\psi$  (4030). Значение масс D-мезонов и основные нелептонные распады

Таблица IV  
Параметры  $D^*$ -мезонов<sup>44</sup>

	Канал распада	$BR, \%$	Примечание
$D^{*0}$	$D^0\pi^0$	$47 \pm 9$	Предполагается изотропия вылета D относительно направления движения $D^*$ в реакции $e^+e^- \rightarrow D^*\bar{D}^* \rightarrow D^+ \dots$
	$D^0\gamma$	$53 \pm 9$	
$D^{*+}$	$D^0\pi^+$	$44 \pm 7$	
	$D^+\pi^0$	$28 \pm 7$	
	$D^+\gamma$	$28 \pm 10$	

приведены в<sup>31</sup>. Новые данные по  $D^*$  собраны в табл. IV. Средние множественности заряженных частиц в распадах D

$$\langle n_{ch} \rangle_{D^0} = 2,46 \pm 0,14, \quad \langle n_{ch} \rangle_{D^+} = 2,16 \pm 0,16. \quad (1.6)$$

Измерение полулептонных распадов D-мезонов позволяет получить весьма важную информацию о распаде  $s \rightarrow se^+\nu_e$ . Поскольку для этого перехода  $\Delta T = 0$ , то можно ожидать, что ширины полулептонных распадов  $D^0$  и  $D^+$  практически равны:

$$\Gamma(D^0 \rightarrow e^+ + \nu_e + X) = \Gamma(D^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + X).$$

Отсюда сразу же следует, что отношение времен жизни  $D^+$ - и  $D^0$ -мезонов:

$$\frac{\tau_{D^+}}{\tau_{D^0}} = \frac{BR(D^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + X)}{BR(D^0 \rightarrow e^+ + \nu_e + X)}. \quad (1.7)$$

Экспериментальная ситуация здесь развивалась довольно драматически. Измеренное в SLAC значение  $BR(D^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + X)$  ( $19^{+4}_{-3}\%$ ) оказалось близким к ожиданиям для распада свободного с-кварка  $\sim 1/5$  (рис. 5). В то же время в тех же экспериментах возникало существенно меньшее значение для  $BR(D^0 \rightarrow e^+ + \nu_e + X)$ , и тем самым отношение  $\tau_{D^+}/\tau_{D^0}$  оказывалось большим (например, по данным DELCO<sup>45</sup>,  $\tau_{D^+}/\tau_{D^0} > > 4,3$ ). Такая большая разница — в несколько раз — времен жизни  $D^0$  —  $D^+$ , вроде бы, подтверждалась и прямыми измерениями на протон-

ных ускорителях в ядерных эмульсиях: см. табл. V и <sup>12, 23, 24</sup>. Наблюдавшаяся аномалия  $\tau_{D^+}/\tau_{D^0}$  породила большой всплеск теоретических спекуляций; см., например, <sup>46</sup>. Забегая вперед, укажем, что разумные теоретические оценки для отношения  $\tau_{D^+}/\tau_{D^0}$  дают число, близкое к единице и уж,

Таблица V

Времена жизни очарованных частиц <sup>26</sup>

Эксперимент *)	FNAL ( $\nu$ ), E531	CERN ( $\pi p$ ), NA16	CERN ( $\pi$ ), NA18	CERN ( $\nu$ ), NA1	SLAC ( $e^+e^-$ ), MARK II	SLAC ( $\nu$ ), BC 72/73
$\tau(D^0)$ , $10^{-13}$ с	$+1,0$ 3,2 $-0,7$ (14)	$+1,4$ 3,9 $-0,9$ (14)	$+2,6$ 4,1 $-1,3$ (9)	—	$+2,5$ 3,7 $-1,5$ (13)	$+3,0$ 7,7 $-2,5$ (13)
$\tau(D^+)$ , $10^{-13}$ с	$+6,6$ 11,4 $-4,4$ (11)	$+4,4$ 9,2 $-2,5$ (13)	$+4,4$ 6,3 $-2,3$ (7)	$+3,1$ 9,5 $-1,9$ (98)	—	$+3,0$ 7,3 $-2,5$ (14)
$R = \frac{\tau(D^+)}{\tau(D^0)}$	$+2,5$ 3,6 $-1,5$	$+1,5$ 2,4 $-0,8$	$1,5 \pm 1$	—	—	$+0,7$ 0,9 $-0,4$
$\tau(F^+)$ , $10^{-13}$ с	$+1,8$ 2,0 $-0,8$ (3)	$+1,7$ 1,9 $-0,8$ (3)	$+5,0$ 4,4 $-1,7$ (5)	$+5,0$ 5,0 $-2,5$ (5)	—	—
$\tau(\Lambda_c^+)$ , $10^{-13}$ с	$+1,0$ 2,3 $-0,6$ (8)	$+1,4$ 1,9 $-0,7$ (4)	—	—	—	—

\*) В скобках указано число событий.

во всяком случае, не большее 1,5—2. Однако под напором экспериментальных данных многие теоретики дрогнули и предложили целый ряд моделей, «объясняющих»  $\tau_{D^+}/\tau_{D^0}$ -аномалию и «предсказывающих»  $\tau_{D^+}/\tau_{D^0} \sim 5-10$ .

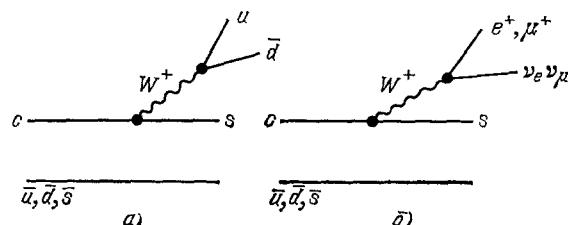


Рис. 5. Диаграммы, описывающие распады очарованных мезонов в приближении распада свободного кварка ( $\Delta C = \Delta S$ ).

В начале 1982 г. ситуация, видимо, начала приходить в норму после появления данных по прямому измерению времен жизни  $D^0$ - и  $D^+$ -мезонов, выполненных в SLAC в эксперименте по фоторождению в водородной пузырьковой камере при  $E = 20$  ГэВ. Значение <sup>26</sup>  $\tau_{D^\pm} = (7,3^{+3,0}_{-2,5}) \cdot 10^{-13}$  с при этом оказалось близким к эмульсионным данным и к ожиданиям в модели распада свободного кварка ( $\tau_c = 6,5 \cdot 10^{-13}$  с). В то же время значение  $\tau_{D^0} = (7,7^{+3,5}_{-2,5}) \cdot 10^{-13}$  с, найденное в SLAC, стало заметно больше, чем в прежних измерениях; см. табл. V <sup>26</sup>.

Отметим также, что полулеptonные распады, видимо, практически полностью исчерпываются трехчастичными каналами  $D \rightarrow K^*$  (890),  $e\nu_e$  ( $37 \pm 16\%$ ) и  $D \rightarrow K e\nu_e$  ( $55 \pm 14\%$ ) <sup>47</sup>.

3.2) F-мезон ( $\bar{c}s$ ). Ситуация здесь не является устоявшейся. Предварительные результаты группы DASP<sup>48</sup>, свидетельствовавшие о рождении в  $e^+e^-$ -столкновениях F-мезона с массой  $M_F = 2030 \pm 60$  МэВ и  $F^*$  с массой  $M_{F^*} = 2140 \pm 60$  МэВ (по реакциям  $e^+e^- \rightarrow FF^*$ ,  $F^*\bar{F}^*$ ) не подтверждились другими, более поздними, экспериментами СВ<sup>49</sup>. Существование F сейчас твердо установлено лишь в опытах на протонных ускорителях ( $M_F = 2020 \pm 15$  МэВ). Утверждается<sup>12, 26</sup>, что эмульсионным данным отвечает значение  $\tau_F = (2,0^{+1.8}_{-0.8}) \cdot 10^{-13}$  с. Более поздние измерения дают большее число

$$\tau_{F^+} = (4 - 5) \cdot 10^{-13} \text{ с}, \quad (1.8)$$

правда, с очень большой ошибкой (см. табл. V). Можно надеяться, что с увеличением статистики эксперимент стабилизируется на уровне (1.8). Действительно, значение  $\tau_F \sim 2 \cdot 10^{-13}$  с, так же как и приведенное ниже число для  $\tau_{\Lambda_c}$ , выглядит странным с теоретической точки зрения. Как будет показано в гл. 3, времена жизни *всех* очарованных частиц должны совпадать с точностью до предасимптотических поправок ( $\sim 0$  (50%)) с наивной оценкой  $\tau_c \approx 6,5 \cdot 10^{-13}$  с.

3.3) *Очарованные барионы*  $\Lambda_c$  (cud),  $\Sigma_c$  (cdd, cud, ciu). На протонных ускорителях получена многообразная экспериментальная информация об образовании  $\Lambda_c$  и имеются указания на обнаружение  $\Sigma_c^+$ ,  $\Sigma_c^{++}$ . Из этих измерений следует  $\tau_{\Lambda_c} = (1,5 - 3) \cdot 10^{-13}$ <sup>26</sup>. В  $e^+e^-$ -столкновениях очарованные барионы обнаружены по резкому увеличению инклузивного выхода  $p$ ,  $\bar{p}$ ,  $\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}$  при  $W \approx 4,5$  ГэВ<sup>50</sup>. Масса  $\Lambda_c$  составляет  $2282,2 \pm 3,1$  МэВ, относительные вероятности распадов приведены в таблицах<sup>51</sup>.

Изучая выходы инклузивных электронов в  $e^+e^-$ -аннигиляции при энергии  $W = 4,5 - 6,8$  ГэВ (события, содержащие барионы) группа MARK-II измерила<sup>51</sup> полуlepтонные распады очарованных барионов:

$$BR(\Lambda_c \rightarrow e^+ \nu_e X) = 4,5 \pm 1,7\%.$$

Как уже отмечалось выше, значение  $BR(\Lambda_c \rightarrow e^+ \nu_e X)$ , так же как и  $\tau_{\Lambda_c}$ , представляется на наш взгляд заниженным в несколько раз (подробности см. в гл. 3).

### б) б - кварки

В мае — июне 1977 г. произошло новое яркое событие в физике частиц. Объединенная группа CFS, возглавляемая Л. Ледерманом, обнаружила на протонном ускорителе FNAL (США) новое семейство тяжелых частиц с массами порядка 10 ГэВ<sup>18</sup>. Эти частицы, названные  $\Upsilon$ -мезонами, были найдены по спектру масс  $\mu^+ \mu^-$  в протон-ядерных столкновениях (рис. 6).

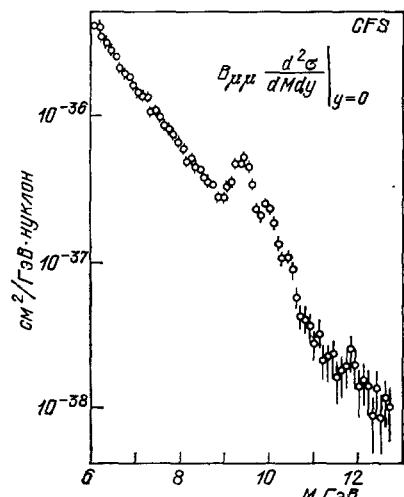


Рис. 6. Спектр масс  $\mu^+ \mu^-$ -пары, измеренный в  $p - N$ -соударениях при  $p = 400$  ГэВ/с<sup>13</sup>.

Новое открытие выдержало «испытание огнем», когда вскоре после первых наблюдений  $\Upsilon$ -мезонов вспыхнул пожар на экспериментальной установке, а после ликвидации его последствий были воспроизведены те же результаты. Дальнейшее увеличение статистики позволило сделать

утверждение о том, что данные лучше всего описываются в предположении о наличии трех узких пиков, отвечающих мезонам  $\Gamma$ ,  $\Gamma'$ ,  $\Gamma''$  с массами  $\sim 9,46$  ГэВ,  $\sim 10$  ГэВ и  $\sim 10,4$  ГэВ соответственно.

Сразу же после открытия  $\Gamma$ -мезонов наибольшую популярность завоевала гипотеза о том, что история с  $J/\psi$  повторилась, и мы стали свидетелями проявления еще более тяжелого кварка  $b$  с массой  $M_b \approx 4,8$  ГэВ и с новым квантовым числом «прелестью» (от англ. beauty \*)), сохраняющимся в сильных взаимодействиях;  $\Gamma$ -мезоны при этом являются частицами со скрытой прелестью, т. е. соответствуют 1<sup>--</sup>-уровням кваркония  $b\bar{b}$  (ботония).

Для окончательного доказательства существования нового кварка и детального изучения его свойств нужны были, как и в случае  $J/\psi$ -мезонов, опыты по  $e^+e^-$ -аннигиляции. Действовавшие в то время установки

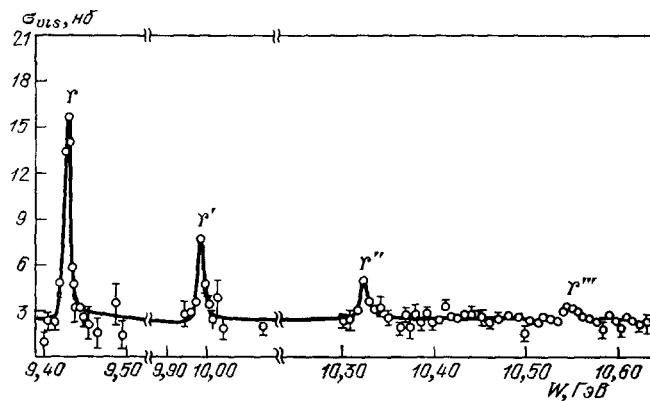


Рис. 7. Наблюдаемое сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow$  адроны в области  $\Gamma$ -резонансов по измерениям группы CLEO <sup>17</sup>.

со встречными  $e^+e^-$ -пучками имели энергию, недостаточную для охоты на  $\Gamma$ . Но сразу же после объявления результатов CFS была начата модификация установки DORIS, и уже в конце апреля — начале мая 1978 г. две группы PLUTO <sup>52</sup> и DASP-2 <sup>53</sup> обнаружили узкий пик в сечении  $e^+e^-$ -аннигиляции, отвечающий  $\Gamma$ -мезону с массой  $M_\Gamma \approx 9,46$  ГэВ. К концу августа 1978 г. на DORIS наблюдался уже также и пик  $\Gamma'$  с массой  $M_{\Gamma'} \approx \approx 10,02$  ГэВ <sup>54</sup>. Наблюдаемые ширины  $\Gamma$  и  $\Gamma'$  хорошо согласовывались с рассчитанным для DORIS энергетическим разрешением, так что собственные их ширины оказались весьма малы ( $\ll 20$  МэВ). Это явилось наиболее важным аргументом в пользу истолкования  $\Gamma$ -мезонов как связанных состояний новых кварков.

Резонансы  $\Gamma$  и  $\Gamma'$  были найдены также на вступившей в строй в 1979 г. установке CESR (Корнелл, США). Здесь же был обнаружен еще один узкий резонанс  $\Gamma''$  с  $M_{\Gamma''} \approx 10,35$  ГэВ <sup>55,56</sup> и, наконец, широкий резонанс  $\Gamma'''$  с  $M_{\Gamma'''} \approx 10,57$  ГэВ и шириной  $\Gamma$ , примерно вдвое превышающей разрешение по энергии пучков CESR ( $\Gamma = 14 \pm 5$  МэВ). Эта ширина более чем на два порядка превышает истинную ширину  $\Gamma$ -мезона, что означает отсутствие запрета Цвейга — Иизуки в распаде  $\Gamma'''$ . Как показал дальнейший анализ, этот резонанс является аналогом  $\psi$  (3770) и представляет собой фабрику  $B$ -мезонов (т. е. мезонов, составленных из кварков  $b\bar{u}$ ,  $b\bar{d}$ ):  $\Gamma''' \rightarrow B\bar{B}$ . Никаких новых состояний  $\tilde{\Gamma}$  в области между  $\Gamma''$  и  $\Gamma'''$  не найдено <sup>18</sup> ( $\Gamma(\tilde{\Gamma} \rightarrow e^+e^-) < 0,03$  кэВ). Для иллюстрации на рис. 7 приведены результаты измерений сечения  $e^+e^- \rightarrow$  адроны в области  $\Gamma$ -резонансов.

\* ) В литературе можно встретить и другое наименование нового кварка — botom, т. е. нижний кварк (в новом кварковом дублете).

Заметим, что наблюдаемое сравнительно небольшое превышение сечений в  $\Upsilon$ -резонансе над фоном — всего в несколько раз, по сравнению со случаем  $J/\psi$ -мезона (где отношение резонанса к фону составило примерно два порядка) — связано как с существенным ухудшением разрешения по энергии в  $e^+e^-$ -пучках и ростом фона, так и с малостью заряда нового кварка  $Q_b = -1/3$ <sup>69</sup>. Как показали измерения отношения  $R$  при энергиях  $W = 10,40 - 11,60$  ГэВ, выше  $\Upsilon''$  резонанса наблюдается рост в среднем на величину  $\bar{R} \approx 0,2$  (систематические ошибки практически сокращаются при вычитании). Измерение других характеристик  $e^+e^-$ -аннигиляции (множественность, форма адронных событий, выходы прямых лептонов) также подтверждают такой рост сечения. Эти результаты хорошо согласуются с предположением о том, что заряд нового кварка  $Q_b = -1/3$ , тогда  $\Delta\bar{R}_{\text{теор}} = 3Q_b^2 = 1/3$ .

1) Свойства  $\Upsilon$ -резонансов. На рис. 8 схематически проиллюстрированы уровни  $b\bar{b}$ -кваркония (боттония) и ожидаемые переходы между ними. В отличие от чармония, здесь пока надежно установлены лишь  $\Upsilon$  ( $n^3S_1$ )-уровни<sup>17</sup>, а также возбужденные Р-уровни ( $2^3P_J$ )<sup>25</sup>. Это неудивительно, поскольку мир прелестных частиц существенно более юный и, кроме того, накопленная здесь, статистика примерно на два порядка ниже, чем в случае чармония.

Рис. 8. Семейство уровней  $b\bar{b}$ -кваркония.

Сплошные линии соответствуют наблюденным состояниям (переходам). Ненаблюдавшиеся состояния (переходы) обозначены штриховыми линиями. Штрих-пунктирной линией обозначен переход  $\Upsilon''$  на основной Р-уровень  $1^3P_J$ . Наблюдение этого перехода не является абсолютно достоверным фактом (см. текст).

Известные на сегодня значения параметра  $\Upsilon$ -резонансов приведены в табл. VI, VII.

Как следует из табл. VI, ширина прямых распадов  $\Upsilon \rightarrow 3g \rightarrow$  адроны

$$\Gamma(\Upsilon \rightarrow 3g) \approx \Gamma_R - (3 + R(W = 10 \text{ ГэВ})) \Gamma(\Upsilon \rightarrow e^+e^-) \quad (1.9)$$

оказывается равной примерно  $\Gamma(\Upsilon \rightarrow 3g) \approx 27,5^{+6}_{-5}$  кэВ, что заметно меньше  $\Gamma(J/\psi \rightarrow 3g) \approx 44$  кэВ. Этот факт указывает на падение цветовой константы  $\alpha_s$  с ростом переданного импульса и является ярким свидетельством в пользу асимптотической свободы (подробнее см. раздел б) гл. 2).

В прямых (неэлектромагнитных) распадах  $\Upsilon$  детально исследовалась форма событий с тем, чтобы подтвердить их трехглюонную природу  $\Upsilon \rightarrow 3g$  (подробнее см. <sup>11, 63</sup>). В полном согласии с КХД распределения по восьми различным топологическим характеристикам в распаде  $\Upsilon$  хорошо согласовывались с 3-глюонной моделью, в то время как вне резонанса эти распределения лучше всего соответствовали образованию кварк-антикварковой пары. Подтверждение трехструйности в адронных распадах  $\Upsilon$  явилось исторически первым прямым проявлением глюонов. Лишь из-за недостаточной энергии глюонных струй самого по себе этого факта было недостаточно для декларации об открытии глюонов, последовавшей после

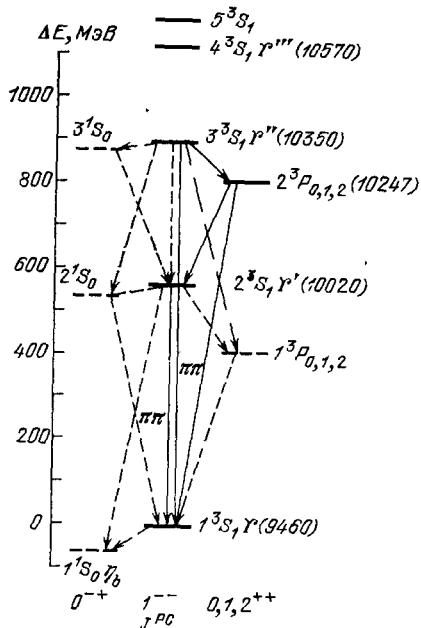


Таблица VI

Параметры  $\Upsilon$ -мезона<sup>18, 31 \*)</sup>

		Примечания
$M_\Upsilon$ , МэВ	$9459,7 \pm 0,6$	Новосибирск. Метод резонансной деполяризации <sup>60</sup>
$BR(\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-)$ , %	$3,2 \pm 0,4$	Предполагалось: $BR(\Upsilon \rightarrow e^+e^-) = BR(\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-)$
$\Gamma(\Upsilon \rightarrow e^+e^-)$ , кэВ	$1,18 \pm 0,04$	
$\Gamma_\Upsilon$ , кэВ	$36,9 \pm 4,8$	
$\langle n_{\Upsilon}^{ch} \rangle$	$7,9 \pm 0,6$ <sup>61</sup>	Данные DASP-2. Множественности соответствуют прямым распадам резонансов. Вне резонанса $\langle n_{off}^{ch} \rangle = 6,9 \pm 0,6$
$\langle n_{\Upsilon}^{p+\bar{p}} \rangle$	$0,64 \pm 0,16$ (DASP-2) <sup>61</sup> $0,59 \pm 0,05$ (CLEO)	В фоне $\langle n_{off}^{p+\bar{p}} \rangle = 0,27 \pm 0,02$ (CLEO)
$\langle n_{\Upsilon}^{\Lambda+\bar{\Lambda}} \rangle$	$0,25 \pm 0,03$	В фоне $\langle n_{off}^{\Lambda+\bar{\Lambda}} \rangle = 0,08 \pm 0,01$ (CLEO)

\*) Группа CLEO: Preprints CLNS 82/536, CLNS 82/547.

Таблица VII

Параметры  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$  и  $\Upsilon'''$ -резонансов<sup>18, 62 \*)</sup>

	$\Upsilon'$	$\Upsilon''$	$\Upsilon'''$
$M - M_\Upsilon$ , МэВ	$559,5 \pm 0,3$ (CLEO)	$890,7 \pm 0,5$ (CLEO)	$1113,0 \pm 1$
$n_{2S+1}L_J$	$2^3S_1$	$3^3S_1$	$4^3S_1$
$\Gamma(\Upsilon(nS) \rightarrow e^+e^-)$ , кэВ	$0,54 \pm 0,03$	$0,42 \pm 0,03$ (CLEO)	$0,275 \pm 0,06$
$BR(\Upsilon(nS) \rightarrow e^+e^-)$ , %	$1,6 \pm 1,0$ (CLEO) $2,0 \pm 0,4$ **)	$3,2 \pm 1,6$ (CLEO)	$(1,9 \pm 0,8) \cdot 10^{-3}$
$\Gamma_{tot}(\Upsilon(nS))$ , кэВ	$27,3 \pm 4,7$	$13,1 \pm 6,6$	
$\Gamma(\Upsilon(nS)) \rightarrow 3g$ , кэВ	$13,0 \pm 3,4$	$8,7 \pm 2,6$	
$BR(\Upsilon(nS) \rightarrow \Upsilon + \pi^+\pi^-)$ , %	$19,2 \pm 2,6$	$4,9 \pm 0,9 \pm 0,5$	
$\langle n_{\Upsilon'}^{ch} \rangle$	$8,93 \pm 0,26$		$11,5 \pm 0,4$
$\langle n_{\Upsilon'}^{\Lambda+\bar{\Lambda}} \rangle$	$0,31 \pm 0,03$	$0,15 \pm 0,03$	$0,006 \pm 0,06$
$\langle n_{\Upsilon'}^{p+\bar{p}} \rangle$	$0,41 \pm 0,08$	$0,47 \pm 0,02$	$0,21 \pm 0,15$

\*) См. примечание к табл. VI.

\*\*) Полная ширина  $\Gamma_{\Upsilon'}$  находится по формуле

$$\Gamma_{\Upsilon'} = \left[ \frac{\Gamma(\Upsilon' \rightarrow e^+e^-)}{BR(\Upsilon' \rightarrow \mu^+\mu^-)} + \Gamma(\Upsilon' \rightarrow \gamma P) \right] (1 - BR(\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \pi\pi))^{-1},$$

где  $\Gamma(\Upsilon' \rightarrow \gamma P)$  оценивается соотношением  $\frac{\Gamma(\Upsilon' \rightarrow \gamma P)}{\Gamma(\psi' \rightarrow \gamma P)} \approx \left( \frac{Q_b}{Q_c} \right)^2 \frac{m_c^2}{m_b^2}$ .

наблюдения тормозных глюонов в процессе  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g \rightarrow$  адроны на установке PETRA (Гамбург) при  $W \geq 30$  ГэВ (см., например,<sup>11</sup>).

Предприняты первые попытки оценить ширину радиационного распада  $\Gamma \rightarrow gg\gamma \rightarrow \gamma +$  адроны<sup>64</sup>, откуда следует весьма слабое ограничение  $\Gamma(\Gamma \rightarrow gg\gamma)/\Gamma(\Gamma \rightarrow 3g) < 27\%$  (ср. с (1.4),  $\delta\zeta \approx 3.5\%$ ).

Весьма важные характеристики векторного боттония — полная и чисто адронная («трехглюонная») ширины. Если для основного состояния  $\Gamma$  эти параметры измерены непосредственно, то для  $\Gamma'$ ,  $\Gamma''$  приходится прибегать к теоретической реконструкции<sup>18</sup>. Рассмотрим для определенности  $\Gamma'$ . Полная ширина  $\Gamma_{\text{tot}}(\Gamma') = \Gamma(\Gamma' \rightarrow 3g) + \Gamma(\Gamma' \rightarrow \gamma \rightarrow \dots) + \dots + \Gamma(\Gamma' \rightarrow \pi\pi\Gamma) + \Gamma(\Gamma' \rightarrow \gamma + \text{P-уровни}) +$  пренебрежимо малые каналы. Далее, для двух первых членов, очевидно, можно принять

$$\Gamma(\Gamma' \rightarrow 3g) + \Gamma(\Gamma' \rightarrow \gamma \rightarrow \dots) = \frac{\Gamma(\Gamma' \rightarrow e^+e^-)}{\text{BR}(\Gamma \rightarrow \mu^+\mu^-)}.$$

Кроме того,

$$\Gamma(\Gamma' \rightarrow \pi\pi\Gamma) = \Gamma_{\text{tot}}(\Gamma') [\text{BR}(\Gamma' \rightarrow \pi\pi\Gamma)]^{-1},$$

а ширина радиационных E1-переходов на P-уровни оценивается теоретически либо в потенциальных моделях, либо простым масштабным пересчетом соответствующих чисел для  $\psi'$ . В случае  $\Gamma''$  имеются прямые экспериментальные данные для  $\text{BR}(\Gamma'' \rightarrow \gamma\text{P})$ , которые, впрочем, хорошо согласуются с модельными расчетами (см. ниже). Таким образом, восстанавливаем полную ширину  $\Gamma'$ ,  $\Gamma''$  и их трехглюонные ширины. Результаты приведены в табл. VII.

Далеко идущие следствия для теории имеют недавние измерения пионного спектра в распадах  $\Gamma' \rightarrow \Gamma\pi^+\pi^-$  и  $\Gamma'' \rightarrow \Gamma\pi^+\pi^-$ <sup>65</sup>. Если в первом

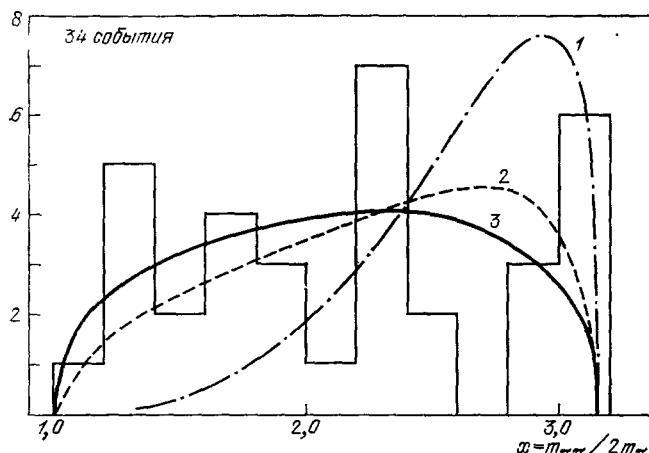


Рис. 9. Распределение по инвариантной массе пионов в распаде  $\Gamma'' \rightarrow \Gamma\pi^+\pi^-$ <sup>65</sup>.

Кривая 1 — аналогичное распределение для  $\psi' \rightarrow J/\psi\pi\pi$ , кривая 2 — фазовый объем, кривая 3 — наилучшая подгонка.

распаде распределение по инвариантной массе пионов (всего 17 событий) совместимо с аналогичным распределением для  $\psi' \rightarrow J/\psi\pi\pi$ , то во втором распаде мы имеем резко иную картину (рис. 9). Распределение по  $m_{\pi\pi}$  совершенно плоское, и это обстоятельство невозможно объяснить в рамках стандартных теоретических конструкций. Более подробно мы обсудим этот вопрос в гл. 2.

Несколько слов о наблюдении P-уровней боттония в E1-радиационных переходах. Наиболее четкий результат относится к переходу на возбужденные P-уровни

$$\Gamma'' \rightarrow \gamma + 2^3P_J,$$

который изучался как по инклузивному спектру фотонов  $\Gamma'' \rightarrow \gamma + \dots$ , так и в каскадах  $\Gamma'' \rightarrow \gamma + 2^3P_J \rightarrow 2\gamma + \Gamma, 2\gamma + \Gamma'$ <sup>25</sup>. Существующая статистика позволяет сделать следующие выводы:

$$M(2P, b\bar{b}) \approx 10,250 \text{ ГэВ} \quad (\text{ошибка} \leq 2 \text{ МэВ}),$$

$$\text{BR}(\Gamma'' \rightarrow \gamma + 2^3P_J) = 34 \pm 3\%,$$

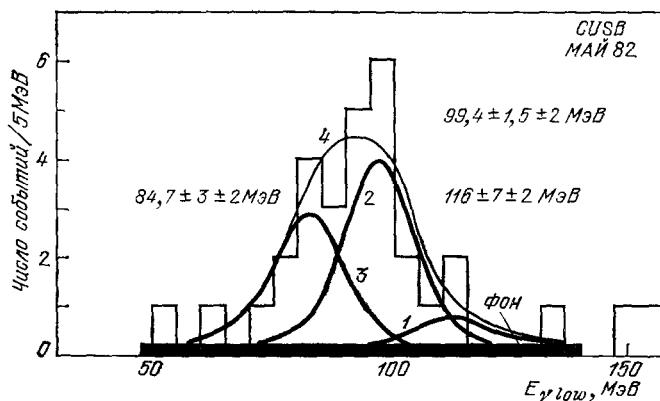
$$\left. \begin{aligned} \text{BR}(\Gamma'' \rightarrow \gamma + 2^3P_J) \text{BR}(2^3P_J \rightarrow 2^3S_1 + \gamma) &= 5,9 \pm 2,1\%, \\ \text{BR}(\Gamma'' \rightarrow \gamma + 2^3P_J) / \text{BR}(2^3P_J \rightarrow 1^3S_1 + \gamma) &= 3,6 \pm 1,2\%. \end{aligned} \right\} \quad (1.10)$$

Удается даже разрешить уровни, отвечающие разным спинам (рис. 10).

Ситуация с основным Р-уровнем боттония более противоречива. Группа CUSB, изучавшая спектр инклузивных фотонов в распаде  $\Gamma''$ ,

Рис. 10. Спектр фотонов в каскаде  $\Gamma'' \rightarrow \gamma + 2^3P_J \rightarrow 2\gamma + \Gamma$  (фон вычен, взято из доклада<sup>25</sup>).

Кривые 1—3 — отвечают переходам  $\Gamma'' \rightarrow \gamma + 2^3P_J$ , где  $J = 0, 1, 2$ . Кривая 4 — суммарный вклад всех переходов.



не обнаружила пика, который можно было бы сопоставить переходу в 1P-состояние. В то же время, экспериментаторы из группы CLEO утверждают, что видят сигнал, отвечающий эксклюзивному каскаду  $\Gamma'' \rightarrow \gamma_1 + (1^3P_J) \rightarrow \gamma_1 + \gamma_2 + \Gamma \rightarrow \gamma_1 \gamma_2 \mu^+ \mu^-$  с  $E_{\gamma_1} \simeq 410$  МэВ. Если считать, что этот сигнал действительно отражает переход на основное Р-состояние боттония, то

$$M(1^3P_J, b\bar{b}) = 9,93 \text{ ГэВ},$$

$$\text{BR}(\Gamma'' \rightarrow \gamma 1^3P_J) \text{BR}(1^3P_J \rightarrow \gamma \Gamma) = 3,1 \pm 2,2\%.$$

Однако подобный вывод представляется преждевременным как с экспериментальной, так и с теоретической точек зрения. Экспериментальное отношение «сигнал/фон», по-видимому, слишком мало для того, чтобы можно было сделать статистически обеспеченное утверждение. Для нас, конечно, более важен теоретический аргумент. Существующий анализ правил сумм КХД не позволяет поднять массу основного Р-уровня выше 9,86 ГэВ. Большинство потенциальных расчетов также дают меньше, чем 9,90 ГэВ. Более подробное обсуждение см. в гл. 2.

Отметим также, что ранее группа CUSB изучала радиационные переходы на Р-уровни, используя тот факт, что, в отличие от  $\Gamma'' \rightarrow 3g, 3^3P_{0,2}$ -уровни распадаются преимущественно в двухглюонное состояние. Это должно приводить к примеси двухструйных событий в  $\Gamma', \Gamma''$  за счет каскадов  $\Gamma(nS) \rightarrow \gamma + (n^3P_{0,2})$ . Хотя в такой статистической процедуре заведомо имеется ряд неоднозначностей, она позволила все же получить следующую информацию<sup>18</sup>:

$$\text{BR}(\Gamma(2S) \rightarrow \gamma + (1^3P_{0,2})) = 8 \pm 2\%,$$

$$\text{BR}(\Gamma(3S) \rightarrow \gamma + (2^3P_{0,2})) = 20 \pm 3\%. \quad (1.11)$$

Добавление с равными весами переходов в  ${}^3P_1$ -уровни приводит к значениям BR ( $\Gamma(nS) \rightarrow \gamma + (n^3P_J)$ ), в  $\sim 1,5$  раз большим. Таким образом, второе число в (1.11) прекрасно согласуется с прямым измерением (1.10).

2) Прелестные адроны. Мезоны и барионы, в состав которых входит один  $b$ -кварк, называются прелестными. Наиболее доступны для исследования В-мезоны ( $\bar{B}^0 - b\bar{d}$ ,  $B^- - b\bar{u}$ ), так как они интенсивно рождаются в резонансе  $\Upsilon''$ . Недавно группа CLEO впервые наблюдала В-мезоны, реконструировав следующие моды распадов:

$$\begin{aligned} B^\pm &\rightarrow \bar{D}^0(D^0)\pi^\pm, \quad \bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^+\pi^-, \\ B^0(\bar{B}^0) &\rightarrow D^{*\pm}\pi^\pm, \quad B^\pm \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm\pi^\pm. \end{aligned}$$

Все относительные вероятности — порядка нескольких процентов. Кроме того, имеется довольно богатая косвенная информация.

2.1) *Масса*  $M_B$  удовлетворяет неравенству

$$M_{\Gamma''} < 2M_B < M_{\Gamma'''}$$

На опыте установлено<sup>17,18</sup>, что мода  $\Gamma''' \rightarrow B^*B^-$  составляет небольшую долю полной ширины  $\Gamma'''$ , так что канал  $\Gamma''' \rightarrow B\bar{B}$  является основной модой распада. Современные значения масс В-мезонов таковы:

$$\begin{aligned} M_{B^0} &= 5274,5 \pm 1,4 \text{ МэВ}, \\ M_{B^\pm} &= 5274,0 \pm 2,1 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (1.12)$$

2.2) *Выходы К-мезонов*. Слабые распады В-мезонов, окончательно подтвердившие природу нового кварка  $b$ , были вначале обнаружены по

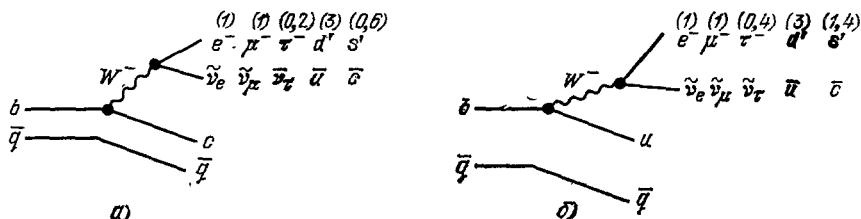


Рис. 11. Квакковые диаграммы для распадов В-мезона в приближении распада свободного кварка.

В скобках указаны отношения соответствующих [парциальных ширин] в  $\Gamma(b \rightarrow e^- \bar{\nu}_e c (u))$ , вычисленные с учетом цветовых факторов и эффектов фазового объема.

существенному увеличению выхода К-мезонов и инклузивных лептонов в  $\Upsilon''$ -резонансе. Из них следует важная информация о структуре теории слабого взаимодействия. Вся совокупность данных, включая и топологические характеристики адронных событий, указывает на то, что имеет место образование и последующий распад пары частиц  $B\bar{B}$  с массой около 5,3 ГэВ, причем для  $b$ -кварка доминирует переход  $b \rightarrow c + W^-$ <sup>17,18</sup>

(рис. 11, a), как и ожидалось в стандартной шестиквакковой модели. В частности, такой распад должен приводить к большему числу К-мезонов в конечном состоянии за счет перехода  $B\bar{B} \rightarrow D\bar{D}X \rightarrow K\bar{K} + \dots$ . Как показывают расчеты по методу Монте-Карло, величина  $\rho_K = \frac{\sigma_{B\bar{B}}(K)}{\sigma_{off}(K)}$  — отношение выходов ( $K^\pm + K^0$ ) в  $B\bar{B}$ -событиях и в нерезонансной области — должна быть равна  $\approx 1,8$  для  $b \rightarrow cW^-$ .

перехода (см. рис. 11, а) и  $\rho_K \approx 1$  для случая  $b \rightarrow uW^-$  (рис. 11, б); на опыте  $(\rho_K)_{\text{эксп}} = 1,9 \pm 0,3^{62}$ .

Малость перехода  $b \rightarrow uW^-$  подтверждается и формой спектра электронов в полулептонных распадах  $B \rightarrow e\nu_e X$ .

2.3) *Полулептонные распады.* В резонансе  $\Upsilon'''$  выход электронов резко возрастает: измеряя выход электронов (мюонов), изучают полулептонные распады  $B$ -мезонов.

Спектры инклюзивных лептонов и распределения по множественности в событиях с лептонами согласуются с предположением о том, что в полулептонных распадах  $B$  важную (может быть, определяющую) роль играют трехчастичные распады  $B \rightarrow D(D^*) l\nu_l$ .

Наблюдаемая форма лептонных спектров отвечает распаду свободного  $b$ -кварка с образованием адронной системы  $X = D + \dots$  с массой  $\sim 2$  ГэВ. Возможность того, что эффективная масса адронов  $M_X \lesssim 1$  ГэВ опытом отвергается. Это — четкий аргумент в пользу доминантности перехода  $b \rightarrow cW^-$ , так как в случае  $b \rightarrow uW^-$  масса системы  $X$  может быть и заметно меньше 2 ГэВ.

Количественно<sup>26</sup>

$$\text{BR}(B \rightarrow e\nu_e X_u)/\text{BR}(B \rightarrow e\nu_e X_c) \leq 0,093 \text{ (90% c.l.)},$$

что подразумевает (см. гл. 4)

$$\left| \frac{U_{bu}}{U_{bc}} \right| \leq 0,21. \quad (1.13)$$

Данные в  $\Upsilon'''$ -резонансе позволили определить средние множественности заряженных частиц (адроны + лептоны) в чисто адронных и полулептонных распадах  $B$ -мезона<sup>66</sup>:

$$\begin{aligned} \langle n^{\text{ch}} \rangle_B^h &= 6,3 \pm 0,2 \pm 0,2 \quad \langle n^{\text{ch}} \rangle_B^{\text{s.l.}} = 4,1 \pm 0,35 \pm 0,2, \\ \langle n^{\text{ch}} \rangle_B^{\text{tot}} &= 5,75 \pm 0,1 \pm 0,2 \end{aligned} \quad (1.14)$$

Видно, что множественность в распаде  $B$  велика, так что становится понятной трудность наблюдения отдельных эксклюзивных каналов.

Результаты измерения вероятностей полулептонных распадов  $B$  приведены в табл. VIII. В пределах ошибок они согласуются между собой.

Таблица VIII  
Относительные вероятности распадов  $B \rightarrow l\nu_l X$ <sup>26</sup>

$\text{BR}(B \rightarrow e\nu_e X)$	$\text{BR}(B \rightarrow \mu\nu_\mu X)$
$0,127 \pm 0,017 \pm 0,013$ (CLEO)	$0,122 \pm 0,017 \pm 0,031$ (CLEO)
$0,131 \pm 0,012 \pm 0,020$ (CUSB)	$0,15 \pm 0,035 \pm 0,035$ (TASSO)
$0,11 \pm 0,03 \pm 0,02$ (MARK-II)	$0,093 \pm 0,029 \pm 0,020$ (MARK-J)
$0,136 \pm 0,05 \pm 0,04$ (TASSO)	

и оказываются ниже, чем предсказание для случая распада свободного кварка  $b$  (см. рис. 11), где с учетом эффектов фазового объема ожидается  $\text{BR}(b \rightarrow c + e^- + \bar{\nu}_e) \approx 16\%$ ; см. например,<sup>67\*</sup>). Можно думать, что с течением времени экспериментальные значения  $\text{BR}(b \rightarrow c + e^- + \bar{\nu}_e)$ , особенно для случая  $l = \mu$ , придут в соответствие с этим числом.

\*). Усиление нелептонного гамильтонiana за счет жестких глюонов незначительно снижает это число (примерно до 15%; см. книгу<sup>7</sup>).

Заметим, что, измеряя выходы инклузивных лептонов с импульсами, большими, чем допускается в распаде  $B \rightarrow D e^+ e^-$ , можно получить однозначную информацию о переходе  $b \rightarrow u W^-$ .

Изучая спектр масс инклузивных  $e^+ e^-$ -пар, экспериментаторы получили ограничение на ожидаемый в стандартной модели распад  $B \rightarrow l \rightarrow J/\psi + X^{26}$ :

$\downarrow_{e^+ e^-}$

$$\text{BR}(B \rightarrow J/\psi + X) \leq 1.4\% \quad (90\% \text{ c.l.}) \quad (1.15)$$

2.4) Время жизни  $B$ -мезона. Группа JADE на установке PETRA определила верхнюю границу на время жизни  $B$ -мезона <sup>26,68</sup>:

$$(\tau_B)_{\text{эксп}} < 1.4 \cdot 10^{-12} \text{ с} \quad (95 \text{ c.l.}), \quad (1.16)$$

установив ограничения на распадную длину  $B$  по событиям с инклузивными мюонами. Тем самым возникает новое ограничение снизу на углы смешивания夸克ов (см. раздел а) гл. 4). Заметим, что, исходя из существующей информации об углах смешивания, можно ожидать

$$\tau_B = 10^{-13} - 10^{-14} \text{ с.} \quad (1.17)$$

2.5) Нестандартные модели. Все имеющиеся данные по распадам  $B$ -мезонов согласуются со стандартной шестиварьковой моделью слабого взаимодействия (см. раздел а) гл. 4). Кроме того, имеется ряд четких экспериментальных аргументов <sup>17,20</sup> против различных нестандартных и экзотических моделей.

Наконец, распады  $B$ -мезонов закрывают существование заряженных хиггсовских бозонов  $H^\pm$  с массами  $2 \text{ ГэВ} < m_H < m_b$ . Дело в том, что данные по инклузивному выходу лептонов и измерение энергии, уносимой заряженными адронами в распаде  $B$ -мезона, полностью отвергают доминирующую роль каскадов

$$b \rightarrow q H^- \xrightarrow{\substack{| \\ \downarrow \\ l \rightarrow \tau^+ \bar{\nu}_\tau, c \bar{s}}} \quad (1.18)$$

ожидаемых в случае существования  $H^-$  в указанном интервале масс.

## 2. ТЕОРИЯ ТЯЖЕЛЫХ КВАРКОНИЕВ

### а) Спектр

1) Кварки и их массы. Как мы видели, существование двух тяжелых夸克ов  $c$  и  $b$  надежно установлено. Их электрический заряд равен  $2/3$  и  $-1/3$ , и они образуют семейство чармония и боттония соответственно. Считается, что должен существовать третий тяжелый夸克  $t$ , еще не обнаруженный экспериментально, с зарядом  $2/3$ .

Наиболее важная характеристика тяжелых夸克ов — это их масса. Поскольку夸克 не вылетают, невозможно взвесить изолированный夸克 в том же смысле, как взвешивают, скажем, мюоны. Все же можно ввести понятие так называемого токового夸克, т. е.夸克, лишенного глюонной шубы (более точно, исключаются лишь мягкие глюоны; жесткие глюоны приводят к логарифмическим эффектам, которые легко учесть).

Масса токового夸克 зависит от точки нормировки и входит во все вычисления, основанные на фундаментальной хромодинамике. Для  $c$  и  $b$ -夸克 она была определена <sup>69,70</sup> из правил сумм КХД:

$$m_c \approx 1,40 \text{ ГэВ}, \quad m_b \approx 4,80 \text{ ГэВ}. \quad (2.1)$$

Здесь приводятся числа, относящиеся к так называемой массе на массовой поверхности — калибровочно инвариантной величине, хорошо определенной в теории возмущений. (Отметим, что в <sup>71</sup> получено несколько меньшее значение  $m_b \approx 4,71$  ГэВ.) Евклидова масса, также часто упоминаемая в литературе <sup>69</sup>, зависит от калибровки. Скажем, в калибровке Ландау

$$m(p^2 = -m^2) = m(p^2 = m^2) \left( 1 - \frac{2\alpha_s \ln 2}{\pi} + \dots \right),$$

причем коэффициент перед  $\alpha_s$  изменяется при переходе к другой калибровке. Для очарованных кварков в настоящее время существует много независимых оценок евклидовой массы <sup>69,72-74</sup>. Они все согласуются друг с другом и с (2.1):

$$m_c \approx 1,26 \text{ ГэВ} \quad (p^2 = -m_c^2, \text{ калибровка Ландау}). \quad (2.2)$$

К сожалению, ситуация с b-кварками хуже. В литературе <sup>74,71</sup>  $m_b$  (евклидова)  $\approx 4,26$  ГэВ, а это число представляется слишком малым: для того чтобы согласовываться с оценкой (2.1), оно должно быть больше приблизительно на 150 МэВ. Видно, что этот вопрос требует дальнейшего анализа.

Те, кто работают с конституентными кварками, обычно получают существенно большие массы. Это естественно, поскольку они включают в свои кварки глюонное облако.

Следует отметить, что

$$M_{J/\psi} > 2m_c, \quad (2.3)$$

но

$$M_\Gamma < 2m_b, \quad 2m_b - M_\Gamma \approx 130 \text{ МэВ} \quad (2.4)$$

В то время как соотношение (2.3) совершенно понятно, соотношение (2.4) может вызвать удивление. Действительно, эффекты конфайнмента увеличивают массу резонанса по сравнению с удвоенной массой кварка. Что же случилось в системе  $b\bar{b}$ ? В семействе  $\Upsilon$  кулоновское притяжение становится численно существенным и перекомпенсирует положительный сдвиг масс, вызванный силами невылетания.

Что же касается гипотетического t-кварка, его отсутствие в опытах на установке PETRA <sup>20,21</sup> означает, что

$$m_t > 18,3 \text{ ГэВ}. \quad (2.5)$$

Теперь, чтобы понять спектр кваркония, мы должны знать помимо кварковых масс природу связывающих сил. Согласно современным взглядам кварки живут в сложной среде — непертурбативном вакууме КХД, плотно заселенном длинноволновыми флюктуациями глюонного поля. Эти непертурбативные флюктуации понижают плотность энергии вакуума по сравнению с теорией возмущений. Если «вспрыснуть» теперь в вакуум пару  $Q\bar{Q}$ , то цветное поле кварков несколько замораживает флюктуации в окружающей области <sup>75</sup>, что приводит к эффективному притяжению между  $Q$  и  $\bar{Q}$ .

Важно понимать, что в реальных системах типа  $J/\psi$  или  $\Upsilon$  сила притяжения, вообще говоря, не описывается статическим потенциалом <sup>76</sup>. Действительно, воздействие на глюонную среду может быть сведено к потенциалу только в том случае, если у нее есть достаточно времени для того, чтобы подстроиться под (медленное) движение кварков. Другими словами, условие потенциальности таково:

$$\omega_{\text{夸克}} \ll \omega_{\text{ glue}}, \quad (2.6)$$

где  $\omega$  обозначает характерную частоту. В семействе чармония и боттония характерные частоты порядка

$$\omega_{\text{quark}} \sim M_{\psi'} - M_\psi \sim M_{\Gamma'} - M_\Gamma \sim 0,6 \text{ ГэВ} \quad (2.7)$$

и частоты, присущие глюонной среде, приблизительно такие же. Справедливость мультипольного разложения (см. ниже) подразумевает даже, что  $\omega_{\text{glue}} < \omega_{\text{quark}}$ . Если так, можно ожидать больших отклонений от потенциальной картины, особенно для чармония. Это ожидание подтверждается в определенном смысле недавним анализом различных релятивистских эффектов <sup>77</sup>. Разумеется, с увеличением массы кварка все большую роль играют обычные кулоновские силы, связанные с одноглюонным обменом. При  $m_Q \rightarrow \infty$  низколежащие уровни кваркония — чисто кулоновские (см. п. 3)).

2) Глюонный конденсат. Особые свойства вакуума КХД, ответственные за формирование спектра, еще не поняты окончательно. Все же известны некоторые грубые характеристики. Например, суммарный эффект длинноволновых глюонных флуктуаций измеряется вакуумным матричным элементом от квадрата глюонного поля

$$\langle \text{vac} | G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a | \text{vac} \rangle \neq 0. \quad (2.8)$$

С одной стороны, этот параметр сводится непосредственным образом к плотности энергии вакуума <sup>78</sup>

$$\varepsilon_{\text{vac}} = \frac{1}{4} \langle \text{vac} | \theta_{\mu\mu} | \text{vac} \rangle \approx -\frac{9}{32} \left\langle \frac{\alpha_s}{\pi} G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a \right\rangle, \quad (2.9)$$

где  $\theta_{\mu\nu}$  — тензор энергии-импульса. Здесь использовано то обстоятельство, что  $\theta_{\mu\mu}$  определяется в КХД так называемой треугольной аномалией <sup>78</sup>:

$$\theta_{\mu\mu} = \frac{\beta(\alpha_s)}{4\alpha_s} G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a + \sum_q m_q \bar{q} q \approx -\frac{9\alpha_s}{8\pi} G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a,$$

где  $\beta(\alpha_s)$  — функция Гелл-Манна — Лоу. С другой стороны, глюонный конденсат (2.8) играет выделенную роль в физике тяжелого кваркония. Почему? Пара  $Q\bar{Q}$ , образующая уровень кваркония, находится в бесцветном состоянии, и, следовательно, ее связь с вакуумными полями — дипольного типа:

$$H_{\text{int}} = -\frac{1}{2} g (t_1^a - t_2^a) \mathbf{r} \mathbf{E}^a, \quad (2.10)$$

где  $\mathbf{E}^a$  — хромоэлектрическое поле и  $t_{1,2}$  обозначают цветовые SU(3)-генераторы, действующие на кварковые и антикварковые индексы соответственно. Если рассматривать переходы между бесцветными состояниями, то первый член по  $H_{\text{int}}$  обращается в нуль, и главный эффект сводится к члену второго порядка, пропорциональному

$$\langle \mathbf{E}^a \mathbf{E}^a \rangle = -\frac{1}{4} \langle G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a \rangle,$$

плюс следующие итерации.

Вакуумное ожидание (2.8) было введено в работе <sup>79</sup>, где его величина была найдена из правил сумм для чармония:

$$\left\langle \text{vac} \left| \frac{\alpha_s}{\pi} G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a \right| \text{vac} \right\rangle \approx 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ ГэВ}^4. \quad (2.11)$$

Более поздние работы <sup>70, 71, 80, 81</sup>, основанные на сходных принципах, но использующие больше данных, указывают, что это вакуумное ожидание может быть в действительности больше на 10—40%.

Сравнивая (2.11) и (2.9), мы видим, что  $\epsilon_{vac}$  отрицательно. Это находится в полном соответствии с тем обстоятельством, что в теории с невылетанием непертурбативные флуктуации должны понижать плотность энергии вакуума.

3) Преклоновское предование. В одном конкретном случае информации, закодированной в (2.11), достаточно для того, чтобы построить истинную и исчерпывающую теорию уровней кваркония. Если масса кварка  $m$  достаточно велика, кварки связываются в основном кулоновскими силами на расстояниях порядка  $k_n^{-1}$ , где  $k_n$  определяется следующим соотношением:

$$k_n = \frac{m}{n} \frac{2}{3} \alpha_s(k_n) \quad (2.12)$$

( $n$  — главное квантовое число, а  $m$  — масса кварка). При больших  $k_n$  радиус орбиты мал по сравнению с характерной длиной волны вакуумных флуктуаций и, следовательно.

$$|r D_\mu G_{\alpha\beta}| \ll |G_{\alpha\beta}|. \quad (2.13)$$

Это означает, что можно пренебречь всеми непертурбативными эффектами более высокого порядка. Жизнь кварков становится простой: они образуют кулоновскую систему, которая испытывает, однако, влияние внешнего постоянного поля. Это поле: а) слабое, б) хаотически ориентированное, в) хромоэлектрическое (поправки, связанные с хромомагнитным полем, подавлены двумя степенями  $\alpha_s(k_n)$ ).

Будучи поставленной таким образом, задача имеет элегантное и точное решение (основанное на операторном разложении), которое было получено Волошином и Лейтивлером<sup>76,82–84</sup>. Им удалось найти аналитический ответ для сдвигов уровней, именно:

$$M_{nl} = 2m - \frac{k_n^2}{m} \left( 1 - \frac{m^2}{k_n^6} n^2 a_{nl} \left\langle \frac{\pi \alpha_s}{18} |G^2| \right\rangle \right), \quad (2.14)$$

где  $l$  — орбитальный угловой момент и  $a_{nl}$  — известная коэффициентная функция порядка единицы, скажем,  $a_{10} \approx 1,65$ ,  $a_{20} \approx 1,78$  и т. д. ( $m$  обозначает так называемую массу на массовой поверхности; см. обсуждение выше). Эта формула видимо, может быть полезна для феноменологии  $t\bar{t}$ ; она еще более важна с теоретической точки зрения, поскольку дает количественный ответ на вопрос, при каких массах кварка устанавливается кулоновская картина.

Параметром разложения в формуле (2.14), очевидно, является комбинация

$$2 \frac{m^2}{k_n^6} n^2 \left\langle \frac{\pi \alpha_s}{18} G^2 \right\rangle,$$

которая становится порядка единицы для  $b\bar{b}$ . (Имеется в виду основное состояние,  $k_1(b\bar{b}) \approx 0,96$  ГэВ, при  $\alpha_s(1$  ГэВ) = 0,3, т. е.  $\Lambda_{\overline{\text{MS}}} = 100$  МэВ). Для более легких кварков связывающая сила не имеет ничего общего с кулоновским взаимодействием, и последнее пренебрежимо мало. Наоборот, более тяжелые кварки образуют почти совершенные кулоновские уровни с очень небольшими отклонениями. Семейство  $\Gamma$ -мезонов лежит где-то посередине — здесь кулоновские члены конкурируют с непертурбативными.

Поучительно рассмотреть также  $n$ -зависимость, которая оказывается очень острой. Уже первый возбужденный уровень  $b\bar{b}$  полностью некулоновский. Для  $n = 2$  нижняя граница кулоновской области отодвигается

к  $m \gtrsim 20$  ГэВ. При такой массе кварка число возбужденных уровней ниже порога континуума довольно велико<sup>85</sup>:

$$N \approx 2 \sqrt{\frac{m t}{m_c}} \gtrsim 7 - 8,$$

и можно наблюдать целый спектр динамических сценариев в одном и том же  $Q\bar{Q}$ -семействе.

Большой практический интерес представляет результат для  $\Gamma (1^3S_1 \rightarrow e^+e^-)$ :

$$\Gamma = \Gamma_{\text{Coul}} \left| 1 + \frac{A_Z}{A_\gamma} \right|^2 \left( 1 + \frac{m^2}{k_1^2} 4,93 \left\langle \frac{\pi \alpha_s}{18} G^2 \right\rangle \right). \quad (2.15)$$

Здесь приведено выражение, полученное Волошиным; формула Лейтвилера несколько отличается.  $\Gamma_{\text{Coul}}$  — чисто кулоновская ширина:

$$\Gamma_{\text{Coul}} = 4\pi (Q_q)^2 \frac{\alpha^2}{m^2} \frac{k_1^3}{\pi} \left( 1 - \frac{16 \alpha_s(m)}{3\pi} \right), \quad (2.16)$$

$Q_q$  — заряд кварка, а поправочный фактор  $|1 + (A_Z/A_\gamma)|^2$  связан с Z-бозонным вкладом<sup>86,87</sup>. Более подробно этот фактор обсуждается в гл. 6. Кривая для приведенной ширины

$$\Gamma_{\text{pr}} \equiv \Gamma (1^3S_1 \rightarrow e^+e^-) \left( Q_q^2 \left| 1 + \frac{A_Z}{A_\gamma} \right|^2 \right)^{-1} \quad (2.17)$$

изображена на рис. 12. Она удивительно плоская в области  $m \gtrsim 10$  ГэВ, где результату можно верить.

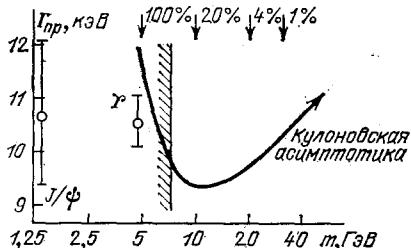


Рис. 12. Теоретическое предсказание для приведенной лептонной ширины (2.17) в зависимости от массы кварка.  
Экспериментальные точки для  $J/\psi$  и  $\Gamma$  изображены для сравнения. Числа в верхней части графика указывают на относительную величину поправки  $\langle G^2 \rangle$ .

Интересно, что в рамках этого же подхода можно оценить и спиновые расщепления. Скажем, расщепление в основном состоянии ( $n = 1$ ) таково<sup>88</sup>:

$$M (1^3S_1) - M (1^1S_0) =$$

$$= \frac{132\pi}{9} \frac{\alpha_s(m)}{m^2} |\psi_1(0)|^2 + \left\langle \frac{\pi \alpha_s}{18} G^2 \right\rangle (4mk_1^2)^{-1} \cdot \frac{688}{153}, \quad (2.18)$$

где  $\psi_1(0)$  — волновая функция, также содержащая два различных члена:

$$|\psi_1(0)|^2 = \frac{k_1^3}{\pi} \left( 1 + 4,93 \frac{m^2}{k_1^6} \left\langle \frac{\pi \alpha_s}{18} G^2 \right\rangle \right). \quad (2.19)$$

Подставляя сюда массу b-кварка  $m_b = 4,8$  ГэВ, получаем приблизительно 90 МэВ. К сожалению, при такой массе параметр разложения плохой, порядка единицы, и нет причин полагать, что непертурбативные члены более высокого порядка несущественны.

В работе<sup>89</sup> отмечено, что главный эффект сводится просто к перенормировке  $|\psi_1(0)|^2$ , а другие непертурбативные вклады при разумных

предположениях ограничены сверху ( $\lesssim 5$  МэВ для  $b\bar{b}$ ). С другой стороны,  $|\psi_1(0)|^2$  известно феноменологически, из  $\Gamma(\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-)$ . Таким способом получаем

$$M_\Upsilon - M_{\eta_b} \approx 8\Gamma_{\mu\mu}(\Upsilon) \frac{\alpha_s(m_b)}{\alpha^2} \left( 1 + 6,1 \frac{\alpha_s(m_b)}{\pi} \right) + \\ + \left\langle \frac{\pi\alpha_s}{18} G^2 \right\rangle (4mk_F^2)^{-1} \frac{1688}{153} \approx 36 \text{ МэВ}, \quad (2.20)$$

где включены также поправки  $O(\alpha_s)$ , найденные в <sup>88</sup>. Как ни удивительно, эта формула дает разумный ответ для  $J/\psi$  ( $\sim 60 + 30 \approx 90$  МэВ), хотя, конечно, использовать ее для чармония незаконно.

Вне всяких сомнений, при такой малой разности масс экспериментальные поиски  $\eta_b$  становятся чрезвычайно трудной, но благородной задачей.

Формулы для сверхтонкого расщепления 1Р- и 2Р-уровней, аналогичные (2.18), были получены в работе <sup>90</sup>. К сожалению, при переходе от  $L = 0$  к  $L = 1$  область применимости метода резко сдвигается в сторону больших масс. Мы не приводим здесь аналитических выражений для

$$\Delta_1 = M(^1P_1) - M(^3P_0), \quad \Delta_2 = M(^1P_1) - M(^3P_1), \quad \Delta_3 = M(^3P_2) - M(^1P_1),$$

полученных в <sup>90</sup>, из-за их громоздкости. Приближение становится оправданным при  $m \gtrsim 40$  ГэВ, и для кварков с массой 40–50 ГэВ, занимающих 1Р-уровни, имеем  $\Delta_1 \approx 9$  МэВ,  $\Delta_2 \approx 2$  МэВ,  $\Delta_3 \approx 3$  МэВ.

4) Чармоний и боттоний. Размер чармония и боттония слишком велик для того, чтобы непосредственно применять технику, описанную выше. Весьма мощный альтернативный подход — правила сумм КХД, позволяющие получить точные предсказания для наименее высоких уровней с разными квантовыми числами в терминах фундаментальных параметров.

Рассмотрим, скажем, векторный канал в чармонии. Спектральная плотность  $R_c$  определяется стандартным образом:

$$R_c = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{чарм}) [\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)]^{-1},$$

где  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{чарм})$  включает  $J/\psi$ , более высокие резонансы и очарованный континuum. Известно, что современная КХД не разрешает отдельные резонансные структуры, и предсказывается только усредненное сечение. Таким образом, приходится сделать формально шаг назад по сравнению с ситуацией, обсуждавшейся выше. Вместо конкретного уровня рассмотрим теперь взвешенные суммы по многим уровням. Если, однако, весовая функция достаточно острая, сумма может практически насыщаться наименее высоким состоянием, и мы приходим к (квази)теории таких состояний.

Иными словами, все зависит от нашей способности вычислять интегралы  $\int R_c(s) f(s) ds$  с крутыми весовыми функциями (степенного или экспоненциального типа). Первое систематическое исследование подобных интегралов в рамках КХД было предпринято в работах <sup>91–93</sup>, а за последние несколько лет в этом направлении достигнут значительный прогресс. В настоящее время правила сумм КХД апробированы не только в тяжелом кварконии, но и в таких задачах, как спектр легких мезонов <sup>73</sup> и барионов <sup>94</sup>, форм-факторы при промежуточных значениях  $Q^2$  <sup>95</sup>, трехчастичные константы связи, например роул <sup>96</sup>, и т. д.

Основные теоретические шаги просты. Стартуем с двухточечной функции с подходящими квантовыми числами; например, для того чтобы проанализировать  $R_c$ , выбираем

$$\Pi_{\mu\nu} = i \int dx e^{iqx} \langle 0 | T \{ \bar{c} \gamma_\mu c(x), \bar{c} \gamma_\nu c(0) \} | 0 \rangle. \quad (2.21)$$

Простейший график, дающий вклад в  $\Pi_{\mu\nu}$ , изображен на рис. 13, а). Благодаря знаменитой асимптотической свободе, этот график — единственный выживавший в глубоко евклидовой области  $Q^2$ . В однозначном соответствии с асимптотической свободой — триивиальное гладкое поведение  $R_c(s)$  при больших  $s$ .

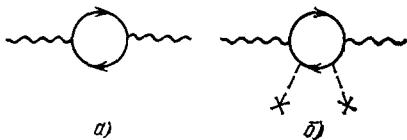


Рис. 13. а) Диаграмма наинизшего порядка для корреляционной функции (2.21) (сплошные линии изображают тяжелые кварки, а волнистые линии — токи); б) связь кварков в вакуумными полями (штриховые линии обозначают глюоны).

Когда мы продвигаемся от евклидовой области к физической, становятся существенны взаимодействия, которые привносят некий дополнительный массовый масштаб. Соответственно гладкая кривая для  $R_c(s)$  становится менее гладкой при меньших  $s$ , и возникают резонансные структуры.

Взаимодействие, которое вступает в игру первым и оказывается самым существенным, изображено на рис. 13, б). Крестики на глюонных линиях

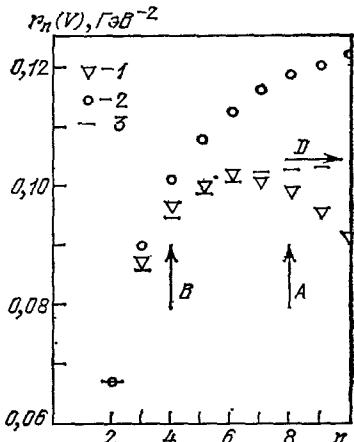


Рис. 14. Отношение моментов в зависимости от  $n$  (определения см. в (2.22)).

Стрелка A отмечает 20%-й уровень поправки ( $G^2$ ). Стрелка B разделяет области малой и большой экспериментальной неопределенности: направо от этой стрелки неопределенность  $\leq 1\%$ . Стрелка D показывает асимптотическое значение  $r_n$ . 1 — степенные поправки включены, 2 — без степенных поправок, 3 — эксперимент.

указывают, что они непертурбативные, и диаграмма сводится к вакуумному ожиданию (2.8), помноженному на известную функцию от  $Q^2$ <sup>72-74,79</sup>.

С другой стороны,  $\Pi_{\mu\nu}$  можно выразить через  $R_c$  с помощью общего дисперсионного соотношения. Таким образом, свойства резонансов оказываются связанными с фундаментальными вакуумными параметрами.

Опустим изложение «технических» деталей. Заинтересованный читатель может обратиться к оригинальным работам<sup>71-74</sup>. Для того чтобы проиллюстрировать характерные черты метода, воспроизведем график из одной из первых статей<sup>73</sup> (рис. 14). Он дает отношение моментов

$$r_n = \int \frac{R_c(s)}{s^{n+1}} ds \cdot \left[ \int \frac{R_c(s)}{s^n} ds \right]^{-1} = \\ = \frac{n^2 - 1}{n^2 + (3/2)n} \frac{1}{4m_c^2} \left[ 1 - \frac{(6n+14)n(n+1)(n+2)}{(2n+3)(2n+5)\zeta} \left\langle \frac{4}{9} \pi \alpha_s G^2 \right\rangle \frac{1}{(4m_c^2)^{1/2}} + \dots \right] \quad (2.22)$$

в зависимости от  $n$ . При больших  $n$  все вклады за исключением  $J/\psi$  вымирают, и  $r_n \rightarrow M_{\psi}^{-2}$ . Конечно, в современной теории мы не можем устремить  $n$  к бесконечности в математическом смысле, так как непертурбативные поправки «взрываются». Однако при  $n = 5-6$  (это число уже велико в физическом смысле) член, пропорциональный  $\langle G^2 \rangle$ , еще находится под контролем. С другой стороны, при таких  $n$  вклад  $J/\psi$  превышает 95%. Таким образом, масса  $J/\psi$  выражается через массу кварка с точностью до 1%.

Исторически задача была обращена: масса кварка и  $\langle G^2 \rangle$  были подогнаны таким образом, чтобы воспроизвести  $M_{J/\psi}$ . С этими параметрами в руках можно получить однозначные предсказания для масс наименее

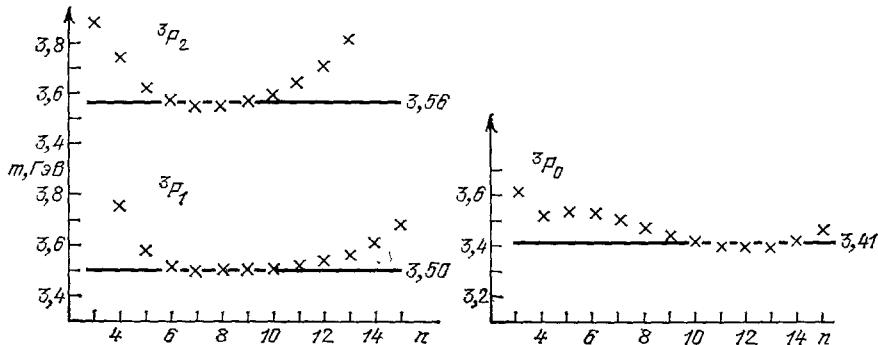


Рис. 15. Массы Р-уровней чармония из правил сумм КХД.  
Задимствовано из работы <sup>74</sup>.

состояний с другими квантовыми числами. Недавние результаты для Р-уровней чармония, полученные в <sup>74</sup>, приведены на рис. 15. Во всех случаях имеется плато стабильности (это обстоятельство связано с техническими улучшениями, разработанными в <sup>74</sup>). Положение плато находится в прекрасном согласии с экспериментальными значениями массы. Авторы предсказывают также положение труднодоступного  ${}^1P_1$ -уровня:

$$M({}^1P_1) = 3,51 \pm 0,01 \text{ ГэВ.} \quad (2.23)$$

По видимому, это наиболее точная и надежная оценка, существующая сегодня, и, видимо, она будет подтверждена после открытия уровня \*).

Возможно, многие еще помнят драматическую историю  $\eta_c$ -частицы. Она была найдена сначала в неправильном месте, 2,83 ГэВ, в то время как из правил сумм вытекает <sup>72</sup> \*\*)

$$m_{\eta_c} = 3,00 \pm 0,03 \text{ ГэВ.}$$

Открытие состояния 2,98 ГэВ в Стенфорде <sup>34,35</sup> было, таким образом, одним из важнейших успехов КХД.

\* ) Напомним (см. раздел а) гл. 1), что состояние  ${}^1P_1$  ( $J^{PC} = 1^{+-}$ ) не может наблюдаться ни как резонанс в прямом канале  $e^+e^-$ -аннигиляции, ни в распаде  $\psi' \rightarrow \gamma {}^1P_1$ . Каскад  $\psi' \rightarrow \chi_2 \rightarrow \gamma\gamma {}^1P_1$  ожидается подавленным из-за малой разности масс  $\chi_2$  и  ${}^1P_1$ . Поиски перехода  $\psi' \rightarrow \pi^{01} {}^1P_1$  <sup>37</sup> пока не увенчались успехом. Более того, верхняя граница на ВР ( $\psi' \rightarrow \pi^{01} {}^1P_1$ ) уже несколько ниже, чем существующие, правда, довольно грубые теоретические оценки; подробности см. в <sup>37</sup>. Надежды на обнаружение  ${}^1P_1$ -уровня связывают сейчас с каскадом  $\psi' \rightarrow \eta_c' \rightarrow \gamma\gamma {}^1P_1$ .

\*\*) Х (2,83) сразу же вызвал подозрения из-за ожидаемой большой ширины  $J/\psi \rightarrow \gamma X$ , следующей из наивной оценки М1-перехода (см., например, <sup>97</sup>).

Аналогичный анализ для семейства боттония затруднен необходимостью учитывать кулоновское взаимодействие. Все трудности были преодолены, одна за другой, в работах <sup>70,98</sup>, где использовался нерелятивистский вариант борелевской техники. Сначала рассматривается канал  $1^-$ , и извлекается точное значение массы  $b$ -кварка, которое уже цитировалось. Затем исследуется более сложная проблема расщепления  $1S - 1P$ . Окончательный результат для  $M(1P)$  таков <sup>70</sup>:

$$M(1P, b\bar{b}) = 9,83 \pm 0,03 \text{ ГэВ.} \quad (2.24)$$

Близкое число 9,80 ГэВ, получено Бертельманом несколько иным способом <sup>71</sup>. Интересно отметить, что различные потенциальные модели дают здесь спектр предсказаний, простирающийся от 9,86 до 9,94 (наиболее типичное число 9,90; см. ниже).

Сверхтонкое расщепление в боттонии также изучалось в рамках правил сумм, и было получено <sup>99</sup>

$$M_{\Gamma} - M_{\eta_b} \approx 30 \text{ МэВ.} \quad (2.25)$$

Эффект глюонного конденсата здесь оказывается весьма скромным,  $\lesssim 5$  МэВ. Результат (2.25) очень хорошо согласуется с оценкой (2.20) и, таким образом, является надежным.

Позднее буквально тот же метод был применен в работе <sup>74</sup>, где получено, однако,  $\Delta M \approx 60$  МэВ. Это число завышено, видимо, из-за того, что авторы <sup>74</sup> пренебрегли кулоновскими поправками.

Правила сумм КХД нечувствительны к положению радиальных возбуждений. Что касается расщепления  ${}^3P_J$ -уровней, то его можно, в принципе, найти с помощью правил сумм, однако до сих пор это не было сделано. Так что в обоих случаях приходится полагаться на потенциальную модель. Исчерпывающий анализ семейства боттония с учетом релятивистских поправок  $\sim (\nu/c)^2$  дан в <sup>77</sup>. Авторы используют по существу потенциал Эйхтена и др. <sup>29</sup> (потенциал «воронки»). Для того чтобы учесть спиновую зависимость, строится гамильтониан Брейта — Ферми, причем сингулярность в начале координат, связанная с кулоном, искусственно сглаживается на расстояниях  $\lesssim 1/m_Q$ . Положение уровней и собственные функции определяются путем численного решения уравнения с гамильтонианом Брейта — Ферми. Авторы считают, что линейная часть потенциала — лоренц-скаляр: только в этом случае удается воспроизвести спектр в чармонии. Все подгоночные параметры фиксируются по чармонию, где отклонения теоретических результатов от опыта оказываются не больше 20—30 МэВ. Затем получены предсказания для боттония (табл. IX). В случае  ${}^2S_1$ - и  ${}^3P_J$ -уровней совпадение с опытом очень хорошее. По-видимому, примерно такой же точности (10—20 МэВ) следует ожидать и для  $1P$ -уровней, центр тяжести которых согласно <sup>77</sup> расположен в 9,90 ГэВ.

Этот последний результат и особенно предсказание правил сумм (2.24) — веский довод, ставящий под сомнение факт наблюдения  $\Gamma \rightarrow \Gamma(1P, b\bar{b}) + \gamma$  с  $E_\gamma \approx 410$  МэВ (соответствующая масса  $1P$ -уровня равна 9,93 ГэВ; см. гл. 1).

Отметим, что расчет <sup>77</sup> дает слишком большое сверхтонкое расщепление  ${}^1S_0 - {}^1S_1$ , примерно втройе превышающее правильный ответ (ср. с (2.20)). Авторы <sup>77</sup> отмечают ненадежность своих предсказаний для сверхтонких расщеплений, так как они чувствительны к способу «размазки» сингулярности в начале координат. Как обычно, в потенциальных моделях, не удается также воспроизвести лептонные ширины  $n$   ${}^3S_1$ -уровней (см. ниже).

Таблица IX

Связанные состояния  $\bar{b}b$  в потенциальной модели<sup>77</sup>.  
Для каждого уровня дано его положение (в МэВ) по отношению к  $\Gamma(1^3S_1)$

Уровень	Нерелятивистское приближение	С учетом поправки ( $v/c)^2$	Эксперимент <sup>25, 62</sup>	Уровень	Нерелятивистское приближение	С учетом поправки ( $v/c)^2$	Эксперимент <sup>25, 62</sup>
$3^3D_1$	1278	1231		$2^3P_1$	838	801	$790 \pm 5$
$4^3S_1$	1204	1160	$1113 \pm 1$	$2^3P_0$		761	$773 \pm 8$
$4^1S_0$		1133		$2^1P_1$		809	
$3^3P_2$		1091		$1^3D_1$	734	710	
$3^3P_1$	1120	1074		$2^3S_1$	585	560	$560 \pm 0,3$
$3^3P_0$		1037		$2^1S_0$		520	
$3^1P_1$		1081		$1^3P_2$		478	
$2^3D_1$	1026	991		$1^3P_1$	483	456	
$3^3S_1$	928	895	$890,7 \pm 0,5$	$1^3P_0$		407	
$3^1S_0$		864		$1^1P_1$		465	
$2^3P_2$		820	$804 \pm 5$	$1^1S_0$	0	-101	

## б) Лептонные и фотонные распады

1) Лептонные ширины. Те же правила сумм, которые столь полезны в спектроскопии, дают одновременно лептонные ширины основных уровней. Все релятивистские эффекты, перенормировки и т. п. учитываются автоматически. Для  $J/\psi$  результат известен уже несколько лет<sup>69, 72, 73</sup>. Он находится в прекрасном согласии с экспериментом, и, видимо, дальнейшие комментарии излишни. Ситуация с  $\Gamma$  более «живая». Из-за больших кулоновских факторов, появляющихся в правилах сумм, вероятность этого распада очень чувствительна к значению  $\alpha_s$ . Теория требует<sup>70</sup>

$$\Gamma(\Gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 1,15 \pm 0,20 \text{ кэВ}$$

и

$$\alpha_s(1 \text{ ГэВ}) = 0,3 \pm 0,03, \quad (2.26)$$

что отвечает  $\Lambda_{\overline{\text{MS}}} \approx 100 - 150$  МэВ. Выйти за эти пределы невозможно, по крайней мере, если правильны наши основные представления.

Для  $\Gamma(\Gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-)$  экспериментальный результат таков (см. табл. VI):  $\Gamma(\Gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 1,17 \pm 0,05$  кэВ.

Что касается кварк-глюонной константы связи, то (2.26) также приветствуется современными данными. Большая совокупность результатов измерений глубоконеупругого лептон-фотонного и фотон-фотонного рассеяния, свойства трехструйных событий в  $e^+e^-$ -аннигиляции и ряд других характеристик (подробности см., например, в<sup>100</sup>) показывают, что мировое среднее для  $\Lambda_{\overline{\text{MS}}}$ <sup>\*)</sup>

$$\Lambda_{\overline{\text{MS}}} = 160^{+100}_{-80} \text{ МэВ.} \quad (2.27)$$

С этим значением согласуется также величина  $\text{BR}(\Gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 3,3 \pm 0,5\%$  (подробное обсуждение см. в<sup>99</sup>). Следует напомнить, что правила сумм КХД<sup>73</sup> никогда не допускали значений  $\alpha_s$ , существенно превышающих

<sup>\*)</sup> Определение параметра  $\Lambda_{\overline{\text{MS}}}$  см. в работе<sup>101</sup>.

$\sim 0,3$  (еще несколько лет назад было принято считать, что  $\Lambda \approx 500 - 700$  МэВ).

В принципе, метод правил сумм позволяет определить и другие ширины, например  $\Gamma(\eta_c \rightarrow 2\gamma)$ . Технически эта задача несколько более сложная, чем в случае электронных ширин, так как вместо двухточечных функций приходится анализировать трехточечные функции типа

$$\langle 0 | T \{ \bar{c}(0) \gamma_5 c(0), j_\mu^{\text{em}}(x), j_\nu^{\text{em}}(y) \} | 0 \rangle. \quad (2.28)$$

Для того чтобы предсказание было надежным, необходимо, конечно, учесть как эффекты глюонного конденсата, так и обычные глюонные обмены. Первые шаги в этом направлении сделаны в работах <sup>102</sup>, где найдены члены  $\sim G^2$  в трехточечной функции (2.28). Видно, что непертурбативные эффекты существенны, и ширина  $\eta_c \rightarrow 2\gamma$  получается несколько меньше — примерно 4,5 кэВ согласно <sup>102a</sup>, чем в наивной нерелятивистской модели, которая дает 6—6,5 кэВ. Буквально число 4,5 кэВ почти не отличается от старой оценки <sup>69</sup>, полученной из правил сумм в их примитивной форме (т. е. без глюонного конденсата). Конечно, не включив глюонный конденсат, невозможно уверенно оценить точность предсказания. Результаты работы <sup>102</sup> позволяют достичь той же степени надежности, что и в задаче об электронных ширинах.

Как уже отмечалось, правила сумм нечувствительны к радиальным возбуждениям и не фиксируют с достаточной точностью ни их массы, ни константы связи. Потенциальные модели также непригодны для оценок  $|\psi(0)|^2$  — величины, определяющей  $\Gamma(n^3S_1 \rightarrow e^+e^-)$  и  $\Gamma(n^1S_0 \rightarrow 2\gamma)$ . В частности, в <sup>77</sup>  $|\psi(0)|^2$  для  $\Gamma, \Gamma', \Gamma''$  систематически вдвое превышает экспериментальные значения. Более того, согласно <sup>77</sup> сверхтонкое взаимодействие в 3—4 раза усиливает (!)  $|\psi(0)|^2$  для  $1^1S_0$  по сравнению с  $1^3S_1$  — результат, резко противоречащий предсказаниям правил сумм, см. предыдущий абзац. Однако в отношениях  $\Gamma(n^3S_1 \rightarrow e^+e^-)/\Gamma(1^3S_1 \rightarrow e^+e^-)$  непотенциальные эффекты, по-видимому, сокращаются (табл. X).

Таблица X  
Отношения  $\Gamma(n^3S_1 \rightarrow e^+e^-)/\Gamma(1^3S_1 \rightarrow e^+e^-)$  в потенциальной модели

Состояние	Бухмюller и Тай <sup>29</sup>	Мартэн <sup>103</sup>	Эксперимент <sup>18</sup>
$2S_1, \Gamma'$	0,44	0,51	$0,46 \pm 0,02$
$3S_1, \Gamma''$	0,32	0,35	$0,34 \pm 0,02$
$4S_1, \Gamma'''$	0,26	0,27	$0,23 \pm 0,02$

2) Другие методы, другие направления. Потенциальная модель уже упоминалась в связи с различными аспектами физики кваркония. Также часто используется традиционная локальная дуальность <sup>104</sup>, которая говорит, что

$$\int_{s_0 - \Delta s}^{s_0 + \Delta s} \sigma_{\text{phys}}(s) ds = \int_{s_0 - \Delta s}^{s_0 + \Delta s} \sigma_{\text{bare quark}}(s) ds. \quad (2.29)$$

Не следует требовать, однако, от этих моделей больше, чем они реально могут дать.

Важно отдавать отчет, что потенциал, описывающий спектр чармония и боттония, — не что иное как некий *эффективный* потенциал. Настоящая статическая энергия могла бы проявиться в высоко возбужденных уровнях (слегка ниже порога континуума). Здесь расстояния между уровнями

малы и кварковые частоты намного меньше, чем частоты, характеризующие глюонную среду. Другими словами, в этом случае потенциальный язык полностью оправдан с теоретической точки зрения.

Потенциальная модель незаменима для ориентации и дает хорошую общую картину; однако она не может (и не должна) отвечать на все тонкие вопросы такие, как сверхтонкие расщепления, точное определение вероятностей лептонных распадов и т. д.

Наивные соотношения дуальности типа (2.29) обычно эксплуатируются для того, чтобы извлечь из них константы, связывающие мезоны с различными токами. Известно, что амплитуды

$$\langle 0 | \bar{c} \gamma_\mu c | J/\psi \rangle, \quad \langle 0 | \bar{c} \gamma_\mu c | \psi' \rangle, \dots$$

хорошо воспроизводятся таким образом.

Происхождение дуальности совершенно прозрачно в квазиклассической трактовке уравнения Шрёдингера<sup>105</sup>; она, в действительности, имеет более общую природу и объясняется тем, что взаимодействие выключается на малых расстояниях. Рассмотрим виртуальный фотон большой энергии  $E$ , который превращается в пару  $Q\bar{Q}$ . Превращение происходит на расстояниях порядка  $E^{-1}$ , и его вероятность пропорциональна  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{голые кварки})$ . Только на значительно больших расстояниях  $\sim E/\Lambda^2$  эффекты невылетания включаются полностью. Они играют роль большого ящика, который делает спектр дискретным. Сумма по близким дискретным уровням, очевидно, воспроизводит  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{голые кварки})$  с точностью до членов порядка  $E^{-k}$  ( $k > 0$ ).

Таким образом, локальная дуальность для высоко возбужденных состояний — довольно тривиальный факт. Ее справедливость для наимизшего состояния  $J/\psi$  представляется более удивительной, и, как показывают правила сумм КХД, является следствием специфической структуры вакуума. Отметим, что далеко не для всех токов наимизшие состояния подчиняются локальной дуальности.

С увеличением массы кварка точность соотношений (2.29) становится хуже. В чисто кулоновской ситуации кулоновские полюса должны быть добавлены «руками» к правой части (2.29), так что процедура становится почти бессмысленной.

Можно убедиться, что стандартная дуальность неприменима также для мезонов с высоким спином,  $J \geq 3^{106}$ .

Во многих случаях вместо наивных формул (2.29) КХД предлагает более рафинированный вариант:

$$\int_{\text{порог}}^{\infty} \sigma_{\text{phys}}(s) f(s) ds = \int_{4m_c^2}^{\infty} \sigma_{\text{quark}}(s) f(s) ds \quad (2.30)$$

со специфическими весовыми функциями  $f(s) \sim s^{-n}$ . Уравнения такого типа основаны на асимптотической свободе и дисперсионных соотношениях<sup>93, 69</sup>. Массы резонансов и положение порога континуума закладываются «руками», константы связи резонансов представляют собой желаемый выход. Работа<sup>107</sup> посвящена радиационным переходам  $\psi' \rightarrow \chi\psi$  и  $\chi \rightarrow J/\psi\gamma$ . В ней вводятся трехточечные функции

$$\int e^{-i(kx+qy)} \langle 0 | T \{ j_1(0) j_\mu^{\text{em}}(x) j_2(y) \} | 0 \rangle dx dy, \quad (2.31)$$

где  $j_1$  и  $j_2$  — внешние токи с подходящими квантовыми числами, скажем,  $j_1 = \bar{c}c$  и  $j_\mu^{\text{em}} = \bar{c}\gamma_\mu c$ . В евклидовой области существуют два альтернатив-

ных выражения для матричного элемента (2.30) (рис. 16), что приводит к некоторой переопределенной системе уравнений. Приближенные решения этих уравнений приведены в табл. XI.

Для сравнения эта таблица содержит также числа, полученные в потенциальной модели<sup>77</sup>. Релятивистская поправка<sup>77</sup> особенно велика в переходах  $\psi' \rightarrow \chi_{0,1}\gamma$ .

3) Фотонные переходы. Они играют выделенную роль, открывая богатый мир  $C$ -четных уровней чармония. Что касается электрических дипольных переходов, на этой теоретической сцене за последние

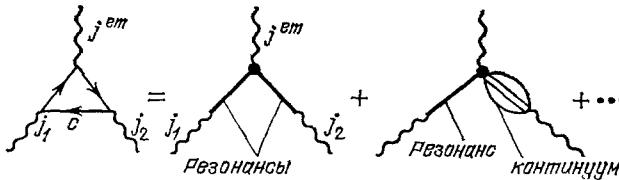


Рис. 16. Графическое представление соотношений КХД-дuality.

годы не произошло ничего драматического. Результаты, полученные в потенциальных моделях, в рамках дисперсионного подхода и из нерелятивистских правил сумм<sup>108</sup> (Томас — Райхе — Кюн и т. д.) мирно сосуществуют, ожидая будущего развития. Некоторые из них собраны в

Таблица XI  
Радиационные распады в чармонии ( $\Gamma$ , кэВ)

Мода распада	Работа <sup>107</sup>	Потенциальная модель <sup>77</sup>		Эксперимент <sup>18,108</sup>
		Нерелятивистское приближение	С поправками $\sim (v/c)^2$	
$\psi' \rightarrow \chi_0\gamma$	8	45	19	$21 \pm 4$
$\psi' \rightarrow \chi_1\gamma$	31	40	31	$19 \pm 4$
$\psi' \rightarrow \chi_2\gamma$	31	27	27	$17 \pm 4$
$\chi_0 \rightarrow J/\psi\gamma$	108	121	128	$100 \pm 40$
$\chi_1 \rightarrow J/\psi\gamma$	160	250	270	$< 700$
$\chi_2 \rightarrow J/\psi\gamma$	136	362	347	$330 \pm 165$

табл. XI, XII, которые для сравнения содержат также экспериментальные данные. Отметим здесь, что согласно данным группы СВ величина  $\Gamma(\psi' \rightarrow \gamma\chi_J)/E_\gamma^3(2J+1)$  примерно одинакова для всех  $\chi_J$ -состояний, а именно,  $1,00 \pm 0,07$ ;  $1,05 \pm 0,08$ ;  $1,37 \pm 0,09$  для  $J = 0, 1, 2$ <sup>109</sup>. Аналогичные данные группы CUSB в семействе боттония таковы<sup>25</sup>:

$$\begin{aligned} \Gamma(\Gamma'' \rightarrow 2^3P_J + \gamma) [E_\gamma^3(2J+1)]^{-1} = \\ = 1,03 \pm 0,5 (J=0), \quad 1 (J=1), \quad 0,95 \pm 0,3 (J=2). \end{aligned} \quad (2.31)$$

Подобное поведение естественно для нерелятивистской модели кваркония. Следует помнить, однако, что релятивистские поправки велики, особенно в чармонии, так что, возможно, мы имеем дело с простым совпадением.

Несколько слов о M1-переходах. Разрешенные распады типа  $J/\psi \rightarrow \eta_c\gamma$  должны описываться с хорошей точностью простейшей формулой

$$\Gamma(1^3S_1 \rightarrow 1^1S_0 + \gamma) = \frac{16}{3} \mu^2 \omega^3, \quad (2.32)$$

где  $\mu$  — дираковский магнитный момент,  $\mu = (\text{заряд кварка}) \sqrt{\alpha}/2m$ . Иногда делают произвольное предположение, согласно которому с- и b-кварки могут обладать большим аномальным магнитным моментом, что,

Таблица XII

Радиационные переходы в боттонии<sup>17</sup>

Переход	Релативистское значение $\langle r \rangle$ , Фм	$J$	$\langle r \rangle, \text{Фм}$ с учетом поправки ( $v/c$ ) <sup>2</sup>	$\Gamma_{\text{рад}}, \text{кэВ}$	$E_{\gamma}, \text{кэВ}$	Относительная вероятность радиационного перехода, эксперимент
$3^3P_J \rightarrow 3^3S_1$	0,47	0	0,55	8,0	141	
		1	0,48	12	177	
		2	0,44	14	194	
$3^1P_J \rightarrow 3^1S_0$			0,39	15	215	
$3^3P_J \rightarrow 2^3S_1$	0,064	0	0,026	0,69	466	
		1	0,055	3,9	501	
		2	0,067	6,1	518	
$3^1P_1 \rightarrow 2^1S_0$			0,069	7,7	546	
$3^3S_1 \rightarrow 2^3P_J$	-0,52	0	-0,42	1,3	133	BR ( $3^3S_1 \rightarrow 2^3P_J$ )
		1	-0,49	1,9	94	
		2	-0,53	1,8	75	$(34 \pm 3\%)^{25}$
$3^1S_0 \rightarrow 2^1P_1$			-0,54	1,3	55	
$2^3P_J \rightarrow 2^3S_1$	0,34	0	0,39	12	199	
		1	0,35	16	238	
		2	0,32	17	257	
$2^1P_1 \rightarrow 2^1S_0$			0,28	18	285	
$2^3P_J \rightarrow 1^3S_1$	0,051	0	0,022	2,1	733	
		1	0,043	9,3	770	
		2	0,053	15	787	
$2^1P_1 \rightarrow 1^1S_0$			0,054	21	870	
$2^3S_1 \rightarrow 1^3P_J$	-0,33	0	-0,27	0,78	152	BR ( $2^3S_1 \rightarrow 1^3P_J$ )
		1	-0,34	1,01	103	$= 12 \pm 3\%^{18}$
		2	-0,33	0,96	82	
$2^1S_0 \rightarrow 1^1P_1$	0,19	0	-0,34	0,53	55	
		1	0,20	26	399	
		2	0,20	36	446	
$1^3P_J \rightarrow 1^3S_1$			0,20	39	467	
$1^1P_1 \rightarrow 1^1S_0$			0,16	46	550	

конечно, делает несправедливым соотношение (2.32). Это предположение неверно. Вывод формулы (2.32) контролируется теорией; более того, поправки к ней вычислимы и малы. В действительности можно показать, что<sup>110, 111</sup>

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow \eta_c \gamma) = \frac{2}{9} \frac{\Gamma(\eta_c \rightarrow 2\gamma)}{\Gamma(J/\psi \rightarrow e^+e^-)} \alpha \frac{M_\psi^4}{M_{\eta_c}^3} \left(1 - \frac{M_{\eta_c}^2}{M_\psi^2}\right)^3 (1 - 0,2\alpha_s), \quad (2.33)$$

где

$$\Gamma(\eta_c \rightarrow 2\gamma)/\Gamma(J/\psi \rightarrow e^+e^-) = 3Q_q^2 \left[ 1 + O\left(\alpha_s, \frac{\mu_{\text{nonpert}}}{m}\right) \right], \quad (2.34)$$

и сходное соотношение имеет место для  $\Upsilon$ . Легко понять, почему нет больших поправок к магнитному моменту в переходах типа  $J/\psi \rightarrow \eta_c \gamma$ . Рассмотрим амплитуду  $\eta_c \rightarrow 2\gamma$  и представим ее в форме дисперсионного интеграла по одному из фотонов. Доминирующий вклад приходит от  $J/\psi$ . Другие состояния отделены большой «дыркой»,  $\delta^2 = 2M \Delta M$  (где  $\Delta M \sim M_\psi - M_{\eta_c}$ ), и их вклад порядка  $O(\alpha_s(\delta^2))$ . Таким образом, мы приходим к (2.33), причем поправки определяются малыми расстояниями<sup>110, 111</sup>.

Наивно ожидалось, что отношение  $\Gamma(\eta_c \rightarrow 2\gamma)/\Gamma(J/\psi \rightarrow e^+e^-)$  близко к  $4/3$ , и тогда  $\Gamma(J/\psi \rightarrow \eta_c \gamma) \approx 2,5$  кэВ. Пертурбативные поправки стре-

мятся увеличить отношение  $\Gamma(\eta_c \rightarrow 2\gamma)/\Gamma(J/\psi \rightarrow e^+e^-)$ , давая  $4/3 \cdot 1,12$  вместо  $4/3$ , однако непертурбативные эффекты работают в другую сторону (см. раздел 1), п. 1.1)).

Минимальное значение, которое позволяет современная теория<sup>102</sup>, составляет  $\Gamma(\eta_c \rightarrow 2\gamma)/\Gamma(J/\psi \rightarrow e^+e^-) = 0,8$ . При этом  $\Gamma(\eta_c \rightarrow 2\gamma) \approx \approx 4$  кэВ и  $\Gamma(J/\psi \rightarrow \eta_c\gamma) \approx 1,5$  кэВ. С другой стороны, согласно<sup>25</sup>,  $\Gamma(J/\psi \rightarrow \eta_c\gamma)_{\text{эксп}} = 0,76^{+0,23}_{-0,20}$  кэВ. Экспериментальный результат расположжен ниже теоретического предсказания, которое кажется абсолютно надежным, на три стандартных отклонения. Для того чтобы воспроизвести 0,8 кэВ теоретически, нужно предположить, что  $\Gamma(\eta_c \rightarrow 2\gamma)$  вдвое меньше, чем ожидается. Отметим, что если  $\Gamma(\eta_c \rightarrow 2\gamma) \approx 2$  кэВ, немедленно возникают неприятности в других местах<sup>69</sup>, в частности, чудовищные нарушения рецепта Аппельквиста — Политцера, которые невозможно понять никоим образом.

В семействе  $b\bar{b}$  малая разность масс  $M_\Gamma - M_{\eta_b}$  затрудняет поиски распада. Числа выглядят действительно пессимистично

$$\Gamma(\Gamma \rightarrow \eta_b\gamma) \sim 2 \text{ эВ} \quad \text{и} \quad \text{BR}(\Gamma \rightarrow \eta_b\gamma) \sim 10^{-4}.$$

К сожалению, достичь  $\eta_b$  не легче, стартуя и с  $\Gamma'$ .

Распады типа  $\Gamma' \rightarrow \eta_b\gamma$  или  $\psi' \rightarrow \eta_c\gamma$  запрещены в нерелятивистском пределе. Распад  $\psi'$  видят экспериментально с шириной<sup>16,35</sup>  $\Gamma(\psi' \rightarrow \eta_c\gamma) = 0,6 \pm 0,2$  кэВ. Таким образом, отклонения от нерелятивистского приближения должны быть существенны. Что говорит об этом теория?

Недавно были приведены аргументы в пользу того, что<sup>111</sup> переход  $\psi' \rightarrow \eta_c\gamma$  в основном связан с примесью глюонов в волновой функции  $\psi'$ . Аргументация такова. Если справедлива локальная дуальность, то амплитуду

$$A(\gamma \rightarrow \psi') A(\psi' \rightarrow \eta_c\gamma) \quad (2.35)$$

можно заменить, в дуальном смысле, на

$$A(\gamma \rightarrow \text{кварки, глюоны}) A(\text{кварки, глюоны} \rightarrow \gamma). \quad (2.36)$$

Последнее произведение, конечно, легко вычисляется, что фиксирует, в свою очередь,  $A(\psi' \rightarrow \eta_c\gamma)$ . Теоретический результат совместим с  $\Gamma(\psi' \rightarrow \eta_c\gamma)_{\text{эксп}}$ . Что более важно, численно главный вклад в (2.36) приходит от промежуточного состояния  $cc\bar{s}\bar{s}$ . Естественно интерпретировать это обстоятельство как глюонную примесь в  $\psi'$ . Одновременно предсказывается довольно большая ширина  $\Gamma(\psi'' \rightarrow \eta_c\gamma)$ :

$$\Gamma(\psi'' \rightarrow \eta_c\gamma) \sim 1 \text{ кэВ}, \quad (2.37)$$

— намного больше, чем в стандартных потенциальных моделях, в которых переход  $\psi'' \rightarrow \eta_c\gamma$  сильно запрещен. К сожалению, последнюю оценку несложно проверить экспериментально, поскольку соответствующая относительная вероятность не превышает  $5 \cdot 10^{-5}$ .

Для  $\Gamma'$  вероятность распада подавлена по сравнению с  $\psi' \rightarrow \eta_c\gamma$  по крайней мере следующим фактором:

$$\frac{1}{4} \left( \frac{M_\psi}{M_\Gamma} \right)^2 \left( \frac{\alpha_s(\Gamma)}{\alpha_s(\psi')} \right)^2 \cdot 0,8 \sim \frac{1}{100}. \quad (2.38)$$

Здесь отношение констант связи характеризует глюонную примесь, а  $0,8$  отражает фазовый объем. Комбинируя с  $\Gamma(\psi' \rightarrow \eta_c\gamma)_{\text{эксп}}$ , получаем

$$\Gamma(\Gamma' \rightarrow \eta_b\gamma)_{\text{теор}} \leq 8 \text{ эВ}. \quad (2.39)$$

Соответствующая относительная вероятность меньше, чем  $5 \cdot 10^{-4}$ .

## в) Адронные распады

1) Тяжелый кварконий и «старые» адроны. Вопросы, обсуждавшиеся до сих пор, относятся в основном к тяжелым кваркам и их взаимоотношениям с окружающей вакуумной средой. Теперь перейдем к другому фундаментальному аспекту — связи тяжелого кваркония со «старыми» адронами. Теоретические и экспериментальные исследования в этой области дают информацию о структуре систем  $Q\bar{Q}$ , глюболов и традиционных «старых» адронов. Во многих случаях эта информация уникальна, ее невозможно получить другим способом.

2) Инклузивные адронные распады. Знаменитый рецепт Аппельквиста — Политцера<sup>14</sup> предписывает вместо суммирования по большому числу эксклюзивных каналов вычислить элементарные процессы

$$Q\bar{Q} \rightarrow 2g, 3g \text{ или } q\bar{q}g.$$

Это замечательное изобретение применимо, вне всякого сомнения, к асимптотически тяжелым состояниям  $Q\bar{Q}$ . Мы интересуемся, однако, чармонием и боттонием, а здесь различные предасимптотические поправки могут быть существенны.

Рецепт Аппельквиста — Политцера предполагает идеальную глюонно-адронную дуальность. Для легких кварков<sup>9</sup>  $9 \text{ ГэВ}^2 (\approx M_{\eta_c}^2)$  — это действительно уже асимптотическая область, где адронное сечение совпадает с кварковым. Справедливо ли это и для глюонов?

Выход на асимптотический режим определяется непертурбативными эффектами — вряд ли сегодня можно сомневаться в этом обстоятельстве. Последние кардинально различны в кварковом и глюонном каналах. Глюонные токи связаны с вакуумными полями значительно сильнее, чем кварковые (рис. 17; дальнейшие детали см. в<sup>112</sup>), и в итоге асимптотический режим начинается для глюонов при больших энергиях.

Определить количественно, какова граничная энергия, — далеко не простая задача. Все же некоторые оценки существуют в литературе. В работе<sup>112</sup> показано, что

$$(s_0)_{\text{глюона}} = 6 - 16 \text{ ГэВ}^2, \quad (2.40)$$

где  $s_0$  обозначает границу асимптотической области. Если так, то семейство чармония находится в опасной близости от критической зоны или даже внутри нее. Поэтому были бы неудивительны некоторые (умеренные) отклонения от пертурбативных формул для с-с-аннигиляции. С другой стороны,  $b\bar{b}$ -аннигиляция должна описываться этими формулами с хорошей точностью.

Эксперимент указывает на следующее. Рецепт Аппельквиста — Политцера, по-видимому, выполняется в чармонии и боттонии в каналах  $1^-$  и  $2^+$  и нарушается для  $C$ -четных уровней чармония с  $J^P = 0^\pm$ . Аномально поздний выход на асимптотику именно в каналах со спином нуль предсказывался теоретически<sup>112</sup>. Причина заключается в очень сильном взаимодействии глюонов с прямыми инстанционными флуктуациями в вакууме, которое возможно только при нулевом полном спине.

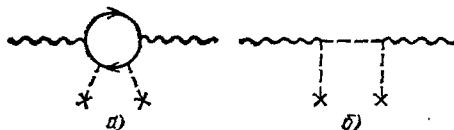


Рис. 17. Эффекты, связанные с глюонным конденсатом, в корреляционных функциях кваркового и глюонного тока. В глюонном случае (б) имеем дело с борновскими графиками. В кварковом случае (а) диаграммы обязательно содержат петли. Каждая дополнительная петля приводит к подавлению порядка  $\sim 1/16\pi^2$ .

Покажем сначала, что  $\text{BR}(\Gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{\text{эксп}}$  подтверждает, помимо прочего, применимость предписания Аппельквиста — Политцера.

Действительно, стартя с  $\Gamma(\Gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 1,17 \pm 0,05$  кэВ и  $\text{BR}(\Gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 3,3 \pm 0,5\%$ , получаем, что  $\Gamma_{\text{tot}}(\Gamma) = 35,5 \pm 7$  кэВ, или  $\Gamma_{\text{direct, hadr}}(\Gamma) = 27 \pm 6$  кэВ. Приравняем адронную и глюонную ширины и воспользуемся формулой

$$\frac{\Gamma_{\text{sg}}(\Gamma)}{\Gamma_{\mu\mu}(\Gamma)} = \frac{10}{81} \frac{\pi^2 - 9}{\pi} \frac{\alpha_s^3(m_b)}{\alpha^2 Q_b^2} [1 + (1,1 \pm 0,5) \frac{\alpha_s}{\pi}], \quad (2.41)$$

где поправка  $O(\alpha_s)$  (в  $\overline{\text{MS}}$ -схеме) найдена в <sup>113</sup>. Отсюда определяется кварк-глюонная константа,  $\alpha_s(m_b) = 0,156 \pm 0,013$ . Стандартная ренормгрупповая формула теперь дает  $\alpha_s(m_c) = 0,210 \pm 0,028$ , что приводит, в свою очередь, к

$$\frac{\Gamma_{\text{sg}}(J/\psi)}{\Gamma_{\mu\mu}(J/\psi)} = 15,5 \pm 6. \quad (2.42)$$

Согласие с экспериментальным числом  $9,2 \pm 2,4$  вполне удовлетворительное.

С другой стороны, мы знаем теперь адронные ширины  $\eta_c$  и  $\chi_0$  (табл. XIII). Их фотонные ширины более или менее фиксированы теорети-

Таблица XIII  
Ширины  $C$ -четных уровней чармония

	$\eta_c$	$\eta'_c$	$\chi_0$	$\chi_1$	$\chi_2$
$\Gamma, \text{МэВ}$	$12,4 \pm 3,4$	$< 8$ (95 % с. л.)	$16,5 \pm 1,5$	$1,7^{+0,3}_{-0,7}$ $0,75 \pm 0,3$ *)	$2,1^{+1,0}_{-0,7}$ **)

\*) Предположено выполнение соотношения

$$\Gamma(\chi_1 \rightarrow \gamma_1 J/\psi) = \Gamma(\chi_0 \rightarrow \gamma_0 J/\psi) \left( \frac{k_{\gamma_1}}{k_{\gamma_0}} \right)^3.$$

\*\*) Значения  $\Gamma_{\chi J}$  в таблице отвечают инклузивному распаду  $\psi' \rightarrow \gamma \chi J$ ; из каскада  $\psi' \rightarrow \gamma \chi_2 \rightarrow \gamma \gamma J/\psi \rightarrow \gamma \gamma l^+ l^-$  следует  $\Gamma_{\chi_2} = 4 \pm 2$  МэВ <sup>109</sup>.

чески <sup>69,110</sup> ( $\sim 4,5$  и  $4,5 - 5,5$  кэВ соответственно), и можно сравнить отношения  $\Gamma_{\text{hadr}}(\eta_c)/\Gamma(\eta_c \rightarrow 2\gamma)$  и  $\Gamma_{\text{hadr}}(\chi_0)/\Gamma(\chi_0 \rightarrow 2\gamma)$  с

$$\Gamma(c\bar{c} \rightarrow 2g)/\Gamma(c\bar{c} \rightarrow 2\gamma). \quad (2.43)$$

Была проделана огромная работа для того, чтобы учесть пертурбативную поправку первого порядка в отношениях типа (2.43) <sup>114,113,115</sup>. В случае  $\eta_c$ , например, было найдено <sup>114</sup>, что

$$\frac{\Gamma(c\bar{c} \rightarrow 2g)}{\Gamma(c\bar{c} \rightarrow 2\gamma)} = \frac{9}{8} \left( \frac{\alpha_s(m_c)}{\alpha} \right)^2 \left( 1 + 9,2 \frac{\alpha_s}{\pi} \right), \quad (2.44)$$

где  $m_c$  — масса кварка, и коэффициент перед  $\alpha_s$  зависит от ренормализационной процедуры ((2.44) относится к схеме  $\overline{\text{MS}}$ ).

При  $\alpha_s(m_c) = 0,2$  поправка  $O(\alpha_s)$  достигает 50% — существенно, но не опасно в том смысле, что пертурбативный ряд, по-видимому, еще контролируется теорией и не «взрывается».

Подставляя значения двухфотонных ширин, получаем  $\Gamma_{\text{hadr}}(\eta_c) \approx \approx 6$  МэВ, а аналогичный результат для  $\chi_0$  таков:  $6,2 - 7,6$  МэВ. Экспери-

ментальные данные, процитированные в табл. XIII, систематически вдвое превышают эти числа. Отметим, что если  $\Gamma(\eta_c \rightarrow 2\gamma) \approx 2$  кэВ, как это получается из  $\Gamma(J/\psi \rightarrow \eta_c \gamma)$  (см. выше), то расхождение достигает факто-ра 4 в случае  $\eta_c$  — возможность, которую трудно представить.

Наконец, в тензорном канале (т. е. для  $\chi_2$ ) рецепт Аппельквиста — Политцера прекрасно работает и дает  $1,7 - 2,3$  МэВ для  $\Gamma_{\text{hadr}}(\chi_2)$ , в то время как экспериментальная ширина  $\chi_2$  составляет  $\Gamma(\chi_2)_{\text{эксп}} = = 2,1 \pm 1$  МэВ (см. табл. XIII). Итак, аномалия имеет место только для спина нуль. Как уже отмечалось, возможность такой ситуации была предсказана теоретически<sup>112</sup>.

Возвращаясь к техническим аспектам, уместно привести несколько выражений<sup>114, 115</sup>, вывод которых потребовал большой вычислительной работы:

$$\frac{B(0^{-+})}{B(0^{++})} = \begin{cases} 1 + 0,9 \frac{\alpha_s}{\pi} (\bar{c}\bar{c}) \\ 1 + 2,1 \frac{\alpha_s}{\pi} (\bar{b}\bar{b}), \end{cases} \quad \frac{B(2^{++})}{B(0^{++})} = \begin{cases} 1 + 6,5 \frac{\alpha_s}{\pi} (\bar{c}\bar{c}), \\ 1 + 4,0 \frac{\alpha_s}{\pi} (\bar{b}\bar{b}), \end{cases} \quad (2.45)$$

где  $B(J^{PC}) = \Gamma(J^{PC} \rightarrow 2\gamma)/\Gamma(J^{PC} \rightarrow \text{глюоны})$ . Эти отношения удобны, потому что ответ не зависит от ренормализационной процедуры. Большое практическое значение имеет недавний результат<sup>113</sup>:

$$\Gamma(Q\bar{Q}, 1^- \rightarrow \text{глюоны}) = \Gamma_0 \begin{cases} 1 - (3,8 \pm 0,5) \frac{\alpha_s}{\pi} (\bar{c}\bar{c}), \\ 1 - (4,2 \pm 0,5) \frac{\alpha_s}{\pi} (\bar{b}\bar{b}). \end{cases} \quad (2.46)$$

Дальнейшие детали и численные примеры можно найти в статье Барбиери и др.<sup>88</sup>, которая дает хороший обзор всего предмета.

3) Адронные переходы между уровнями кварков и антикварков. Распады типа

$$\psi' \rightarrow J/\psi \pi \pi \quad \text{или} \quad \Upsilon'' \rightarrow \eta \Upsilon \quad \text{и т. п.} \quad (2.47)$$

зондируют глюонное содержание обычных адронов. Переходы типа (2.47) можно рассматривать как процесс, протекающий в две стадии: сначала испускание мягких глюонов тяжелыми кварками на относительно малых расстояниях, и затем конверсия глюонов в легкие адроны на относительно больших расстояниях. Поскольку размер кваркония мал по сравнению с размером старых адронов, то можно последовательно использовать хорошо известное мультипольное разложение для описания испускания глюонов<sup>116-119</sup>.

Только лишь факторизация (плюс симметрийные свойства амплитуд перехода) дает множество предсказаний для относительных ширин, например<sup>118</sup>

$$\left. \begin{aligned} d\Gamma(2^3S_1 \rightarrow 1^3S_1 + 2\pi) &= d\Gamma(2^1S_0 \rightarrow 1^1S_0 + 2\pi), \\ d\Gamma(1^3D_3 \rightarrow 1^3S_1 + 2\pi) &= d\Gamma(1^1D_2 \rightarrow 1^1S_0 + 2\pi), \\ \dots &\dots \end{aligned} \right\} \quad (2.48)$$

Более интригует уникальная возможность проверки низкоэнергетических теорем КХД. В рамках мультипольного разложения справедливы следующие соотношения<sup>120</sup>:

$$\begin{aligned} A(n_i^3S_1 \rightarrow n_f^3S_1 + \pi\pi) &= C_1 \langle 0 | E^a E^a | \pi\pi \rangle + \text{высшие мультиполи} \\ A(n_i^3S_1 \rightarrow n_f^3S_1 + \eta) &= C_2 \langle 0 | [E^a H^a] | \eta \rangle + \text{высшие мультиполи}, \end{aligned}$$

где  $E^a$  и  $H_a$  — хромоэлектрическое и хромомагнитное поле соответственно, а коэффициенты  $C_1$ ,  $C_2$  кодируют информацию о тяжелом кварконии. Эти коэффициенты пропорциональны друг другу, так что в отношении амплитуд все неизвестные факторы сокращаются; более того, приняв ту или иную модель кваркония, их можно найти явно<sup>121</sup>.

На первый взгляд кажется невозможным вычислить такие нетривиальные матричные элементы, как

$$\langle 0 | E^a E^a | \pi\pi \rangle, \quad \langle 0 | [E^a H^a] | \eta \rangle,$$

которые отражают конверсию глюонов в мезоны на больших расстояниях. Как ни удивительно, это можно сделать, исходя только из первых принципов. Эти матричные элементы связаны с так называемыми треугольными аномалиями в шпуре тензора энергии-импульса и в дивергенции аксиального тока. Ответы так привлекательны, что стоит проиллюстрировать их несколькими примерами. Скажем,  $\langle 0 | E^a E^a | \pi\pi \rangle$  сводится к некой комбинации следующих величин<sup>120,122</sup>:  $m_{\pi\pi}^2$ ,  $b$ ,  $\rho^G(\mu)$ ,  $\alpha_s(\mu)$  ( $b$  — первый коэффициент в функции Гелл-Манна — Лоу,  $\rho^G$  — доля импульса пиона, приходящаяся на глюоны;  $\mu$  — точка нормировки порядка обратного радиуса кваркония).

Отношение  $\Gamma(\psi' \rightarrow J/\psi \pi\pi)/\Gamma(\psi' \rightarrow J/\psi \eta)$  было вычислено в работе<sup>120</sup> и оказалось в прекрасном согласии с экспериментом. Для боттония предсказывается

$$\frac{\Gamma(\Gamma' \rightarrow \Gamma\eta)}{\Gamma(\Gamma' \rightarrow \Gamma\pi\pi)} \approx 4 \cdot 10^{-3} \left( \frac{M_{\Gamma'} - M_\Gamma - M_\eta}{10 \text{ МэВ}} \right)^3, \quad \frac{\Gamma(\Gamma'' \rightarrow \Gamma\eta)}{\Gamma(\Gamma'' \rightarrow \Gamma\pi\pi)} \approx 2 \cdot 10^{-2}.$$

Форма пионного спектра также поддается теоретическому описанию<sup>123</sup>. Именно,

$$\frac{d\Gamma}{dq^2} \sim \left\{ \left[ q^2 - \kappa (\Delta M)^2 \left( 1 + \frac{2m_\pi^2}{q^2} \right) \right]^2 + \frac{\kappa^2}{5} [(\Delta M)^2 - q^2]^2 \left( 1 - \frac{4m_\pi^2}{q^2} \right)^2 \right\}, \quad (2.50)$$

где  $q^2 \equiv m_{\pi\pi}^2$ ,  $\Delta M = M(Q\bar{Q})_f - M(Q\bar{Q})_i$ ,  $\kappa = \frac{b}{6\pi} \alpha_s(\mu) \rho^G(\mu) \approx 0,2$  для чармония. Второй член  $\kappa^2/5$  в (2.50) связан с D-волнивым вкладом, и, таким образом, подавление D-волны ( $\kappa^2/5 \sim 1/125$ ) объясняется теоретически. Отметим, что значение  $\kappa$  неуниверсально: в  $\Gamma' \rightarrow \Gamma \pi\pi$  этот параметр должен быть меньше приблизительно в полтора-два раза.

Размер  $\Gamma''$  довольно большой, и поэтому точность подхода в переходе  $\Gamma'' \rightarrow \Gamma \pi\pi$  несколько хуже. Все же и здесь можно ожидать, что  $\kappa \sim 1/5$ . Тогда, пренебрегая малыми поправками в (2.51), получаем

$$\sqrt{\frac{d\Gamma}{dq^2}} \sim q^2 - Cm_\pi^2, \quad C = 3 - 4. \quad (2.51)$$

Линейный рост по  $q^2$  вплоть до 0,3 ГэВ<sup>2</sup> в полном соответствии с (2.51), наблюден в распадах  $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$  и  $\Gamma' \rightarrow \Gamma \pi^+ \pi^-$ . Если работает мультипольное разложение, точно такое же поведение  $\sqrt{d\Gamma/dq^2}$  в этой области  $q^2$  должно иметь место и в распаде  $\Gamma'' \rightarrow \Gamma \pi^+ \pi^-$ . Взглянув на рис. 9, убеждаемся, что эксперимент свидетельствует скорее в пользу того, что  $\sqrt{d\Gamma/dq^2} \approx \text{const}$ . Подобное поведение пионного спектра трудно понять с теоретической точки зрения. Возможное объяснение было предложено Волошином, который заметил следующее. Пионный спектр в распаде  $\Gamma'' \rightarrow \Gamma \pi\pi$  мог бы быть плоским, если бы вблизи  $\Gamma''$  существовал бы уровень боттония

молекулярного типа, назовем его X, с квантовыми числами  $I = 1$  и  $J^P = 1^+$ . Тогда распад шел бы по цепочке

$$\Gamma'' \rightarrow X_{\text{вирт}} + \pi,$$

$$\longrightarrow \Gamma + \pi.$$

Из-за близости X-полюса, мультипольное разложение было бы неприменимо. Проходит ли это объяснение с экспериментальной точки зрения? Этот вопрос пока остается открытым.

Для очень тяжелых кварков, образующих кулоновские уровни, кварк-кониевые коэффициенты  $C_1, C_2$  в (2.49) вычислимые, и, следовательно, абсолютные ширины однозначно фиксируются. Реальные с- и b-кварки, однако, недостаточно тяжелы, и приходится привлекать модели. Одна из них развита в работе <sup>121</sup>. Возможно, наиболее интересная находка здесь — неожиданное подавление перехода  $\Gamma'' \rightarrow \Gamma \pi\pi$  из-за сокращений в  $C_1$ . Оказывается, что  $\Gamma(\Gamma'' \rightarrow \Gamma \pi\pi)$  должно быть меньше, чем  $\Gamma(\Gamma' \rightarrow \Gamma \pi\pi)$ , несмотря на возросший фазовый объем.

Как обсуждалось в разделе б) гл. 1, усредненное значение  $BR(\Gamma'' \rightarrow \Gamma \pi^+ \pi^-) = 4,9 \pm 1,1\%$ . Иными словами,  $\Gamma(\Gamma'' \rightarrow \Gamma \pi^+ \pi^-) \sim \sim 1$  кэВ, что следует сравнивать с  $\Gamma(\Gamma' \rightarrow \Gamma \pi^+ \pi^-)_{\text{эксп}} = 5,2 \pm 1,5$  кэВ. Подавление налицо, и это показывает, что модель <sup>121</sup> неплоха, по крайней мере, на качественном уровне.

Наиболее важный вывод, который хотелось бы сделать, — это применимость мультипольного разложения.

Если читатель еще не полностью убежден уже приведенными фактами, стоит добавить несколько слов о  $\Gamma' \rightarrow \Gamma \pi\pi$ . В рамках мультипольного разложения

$$C_1 \sim \langle n_i | {}^3S_1 | (t_1^a - t_2^a) | r_i G_{(8)} (\varepsilon_n) r_i (t_1^a - t_2^a) | | n_i | {}^3S_1 \rangle,$$

где  $G_{(8)}$  — нерелятивистская функция Грина октетного по цвету состояния. Другими словами, следует ожидать, что

$$\frac{\Gamma(\Gamma' \rightarrow \Gamma \pi\pi)}{\Gamma(\psi' \rightarrow J/\psi \pi\pi)} \approx \left( \frac{\langle r^2 \rangle_{\Gamma'}}{\langle r^2 \rangle_{\psi'}} \right)^2 \approx \frac{1}{16}, \quad (2.52)$$

или  $\Gamma(\Gamma' \rightarrow \Gamma \pi\pi) \approx 6,8$  кэВ. Это ожидание очень хорошо согласуется с данными (см. выше).

Адронные переходы многообещающи еще в одном отношении. Каскад

$$\Gamma^* \rightarrow 1^1P_1 + \pi\pi$$

$$\longrightarrow 1^1S_0 + \gamma$$

представляет собой наилучший способ для обнаружения сразу двух труднодоступных уровней  $b\bar{b}$ :  $1^1P_1$  и  $1^1S_0$ . Узким местом этой цепочки является первый распад, чья относительная вероятность невелика. Согласно <sup>121</sup> она составляет около процента, однако нужны дальнейшие усилия для того, чтобы избавиться от теоретических неопределенностей, присущих этой работе. Коль скоро  $1^1P_1$ -уровень достигнут, проблема  $1^1P_1$  решена: почти каждый второй распад  $1^1P_1$  — это

$$1^1P_1 \rightarrow 1^1S_0 + \gamma.$$

Последнее замечание касается распадов с нарушением изотопической симметрии  $\psi' \rightarrow J/\psi\pi^0$  или  $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon\pi^0$ . Они измеряют непосредственно массы токовых кварков. Более точно, справедлива следующая теорема <sup>123</sup>:

$$\frac{\bar{\Gamma}(\psi' \rightarrow J/\psi\pi^0)}{\bar{\Gamma}(\psi' \rightarrow J/\psi\eta)} = \left( \frac{3\sqrt{3}}{4} \frac{m_d - m_u}{m_s} \right)^2 \left( \frac{|\mathbf{p}_\pi|}{|\mathbf{p}_\eta|} \right)^3 \left[ 1 + O\left(\frac{m_q}{\mu}\right) \right], \quad (2.53)$$

где  $m_q$  обозначает массу u-, d- или s-кварка, а  $\mu$  — характерный масштаб сильных взаимодействий (несколько сотен МэВ). Аналогичное соотношение справедливо, конечно, и для  $\Upsilon$ .

Согласно данным СВ <sup>33</sup> отношение ширин в левой части (2.53) составляет  $(4.1 \pm 1.5) \cdot 10^{-2}$ , что, в свою очередь, дает

$$\frac{m_s}{m_d - m_u} = 29 \pm 6.$$

Этот результат, по-видимому, не противоречит стандартным значениям масс кварков:  $m_d = 7.5$  МэВ,  $m_u = 4$  МэВ,  $m_s = 150$  МэВ (при этом  $m_s/(m_d - m_u) \approx 42$ ).

4)  $J/\psi \rightarrow \gamma +$  легкие адроны,  $\Upsilon \rightarrow \gamma +$  легкие адроны. Как обсуждалось в разделе а) гл. 1 (см. п. 2)), наблюдаемая форма спектра фотонов в распаде  $J/\psi \rightarrow \gamma +$  легкие адроны отличается от предсказаний кварк-глюонной модели (см. рис. 3, б), в то время как интегральная вероятность примерно совпадает.

Вопросы номер один таковы: «какие состояния насыщают интегральную вероятность?» и «при каком значении  $m_{\text{легк.адр}}^2$  устанавливается партонный режим?». Последний параметр — граница асимптотической области — является важной динамической характеристикой. Для легких кварков, как мы знаем из  $e^+e^-$ -аннигиляции, она расположена вблизи 1,5 ГэВ<sup>2</sup>, но есть причины полагать, что этот масштаб неуниверсален. В работе <sup>112</sup> были приведены аргументы в пользу того, что в глюонном секторе граница сдвигается вверх по энергии,  $s_0 \geq 6$  ГэВ<sup>2</sup> (см. (2.40)). Если это так, истинный глюонный континuum вряд ли может быть исследован в радиационных распадах  $J/\psi$ , и это становится прерогативой физики  $\Upsilon$  ( $x < 0.94$ ).

С другой стороны, рождение резонансов гораздо легче изучать, стараясь с  $J/\psi$ . Обычно полагают, что пара  $gg$  материализуется в виде глюбала, в основном  $2^+$ -глюбала. Это заключение, видимо, основано на пертурбативном анализе работы <sup>124</sup>. Хотелось бы подчеркнуть, что в эксклюзивных распадах типа

$$J/\psi \rightarrow \gamma + \text{мезон} \quad (2.54)$$

ситуация далеко не столь проста. Действительно, в каналах  $O^\pm$  прямые непертурбативные флуктуации эффективно перемешивают кварковые и глюонные степени свободы, так что рождение кварковых мезонов вовсе не подавлено <sup>112</sup>.

Для  $2^+$  непертурбативное смешивание мало, однако существует другой эффект, о котором часто забывают. Глюоны испускаются в процессе анигиляции на расстояниях  $\sim 1/m$ . Другими словами, глюонный источник сводится к  $\theta_{\mu\nu}^G(m)$ , где  $m$  обозначает точку нормировки, а  $\theta_{\mu\nu}^G$  — глюонная часть тензора энергии-импульса. С другой стороны, характерная виртуальность в мезонной волновой функции порядка  $R_{\text{conf}}^{-1}$  (несколько сот МэВ), и необходимо учесть эволюцию от  $m$  до  $R_{\text{conf}}^{-1}$ . В итоге возникает стандартное логарифмическое смешивание

$$\bar{\theta}_{\mu\nu}^G(m) \Rightarrow \theta_{\mu\nu}^G(R_{\text{conf}}^{-1}) + \varepsilon \theta_{\mu\nu}^G(R_{\text{conf}}^{-1}), \quad (2.55)$$

причём параметр смешивания  $\varepsilon$  порядка единицы (рис. 18). Это объясняет, в частности, почему классический кварковый мезон  $f$  рождается в реакции (2.54) без заметного подавления.

Все же, вне всякого сомнения, конечное адронное состояние в этом распаде обогащено различными необычными состояниями.

В качестве кандидатов в глюболы сейчас обсуждаются состояния  $\psi$  (1440) и  $\theta$  (1640) (см. табл. II). Разберем их по очереди. В пользу глюонной интерпретации  $\psi$  обычно приводят такие аргументы<sup>16, 126</sup>: заполненность низшего кваркового псевдоскалярного ионета; большая (по сравнению с обычными мезонами, кроме  $\eta'$ ) вероятность перехода  $J/\psi \rightarrow \psi(1440)$  и доминантность распадного канала  $\psi \rightarrow \delta\pi$ .

На наш взгляд эти аргументы неубедительны (см. ниже), и мы не склонны считать  $\psi$  глюболовом, поскольку правила сумм предсказывают<sup>112</sup>, что псевдоскалярный глюонный должен лежать заметно выше,  $M(0^-, \text{glue}) = 2 - 2,5 \text{ ГэВ}$ . Если так,  $\psi$ -мезон мог бы быть радиальным возбуждением  $\eta'$ .

Относительно большая ширина  $\Gamma(J/\psi \rightarrow \psi\gamma)$  кажется естественной в рамках стандартной дуальности. Действительно,

$$\frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow \psi\gamma)}{\Gamma(J/\psi \rightarrow \eta'\gamma)} = \left| \langle 0 | j_p | \psi \rangle \right|^2 \left( \frac{|p_\psi|}{|p_{\eta'}|} \right)^3, \quad (2.56)$$

где

$$j_p = \frac{3\alpha_s}{8\pi} G_{\mu\nu}^a G_{\alpha\beta}^a \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}.$$

Если ввести корреляционную функцию глюонных токов

$$P(q^2) = i \int d^4x e^{iqx} \langle 0 | T\{j_p(x), j_p(0)\} | 0 \rangle,$$

то, как известно,  $\eta'$  дуален интервалу  $0 - 5 \text{ ГэВ}^2$  в соответствующей спектральной плотности:

$$|\langle 0 | j_p | \eta' \rangle|^2 = \frac{1}{\pi} \int_0^5 \text{Im } P_0(s) ds, \quad \text{Im } P_0(s) = \frac{9s^2}{8\pi^3} \alpha_s^2(s).$$

Если даже  $\psi$ -мезон дуален следующему интервалу шириной  $1 \text{ ГэВ}^2$  (т. е. интервал дуальности простирается от  $5$  до  $6 \text{ ГэВ}^2$ ), то его вычет в  $j_p$  примерно такой же, как у  $\eta'$ , и отношение (2.56) близко к единице.

Что касается  $\theta(1640)$ , то статус тензорного глюония для этого мезона не противоречил бы правилам сумм КХД. Оценки  $M(2^+, \text{glue})$  дают от  $1,3$  до  $2 \text{ ГэВ}$ .

Стоит отметить, правда, некоторую проблему, возникающую в связи с распадами  $\theta \rightarrow 2\pi$  и  $\theta \rightarrow 2\eta$ . Предположив, что  $\theta$  — унитарный синглет и что амплитуды его распада  $SU(3)$ -симметричны, получаем

$$\Gamma(\theta \rightarrow \pi^+\pi^- + \pi^0\pi^0) \approx 4 \cdot 3 \Gamma(\theta \rightarrow \eta\eta), \quad (2.57)$$

где фактор  $4$  в правой части связан с фазовым объемом и D-волновой природой распадов. Экспериментально  $\Gamma(\theta \rightarrow 2\pi) \ll \Gamma(\theta \rightarrow 2\eta)$  (см. табл. III). Оба исходных предположения, ведущих к (2.57), сейчас фактически отвергнуты. Согласно<sup>126</sup> из-за близости масс  $\theta$  и  $f'(1515)$  нельзя пренебречь смешиванием этих мезонов, что эффективно приводит к некоторой примеси

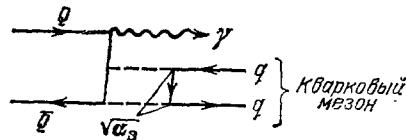


Рис. 18. Эксклюзивная радиационная аннигиляция  $J/\psi \rightarrow \psi\gamma$  ( $\Gamma$ ).

Дополнительные факторы  $\sqrt{\alpha_s}$  (ср. Прис. 3, б) компенсируются большим логарифмом  $\ln M^2 R_{\text{conf}}^{-2}$ , возникшим из-за интегрирования по петле.

странных кварков в волновой функции  $\theta$ . Кроме того, амплитуды распадов на пару голдстоуновских мезонов не подчиняются  $SU(3)_L$ . Амплитуда  $\theta\eta\eta'$  усиlena из-за заметной примеси глюонов в волновой функции  $\eta$ , которые проникают в  $\eta$  через смешивание  $\eta\eta'$ . По этой же причине должен быть весьма существен распад  $\theta \rightarrow \eta\eta'$ <sup>27</sup>.

Вообще, выяснение глюониевой природы того или иного мезона оказывается чрезвычайно сложным делом. Все предложенные в литературе тесты: а) малая полная ширина, б) большой сигнал в  $J/\psi \rightarrow \gamma X$ , в) синглетность по  $SU(3)_L$  и унитарная симметрия амплитуд распада опровергаются контрпримерами; подробнее см. доклад<sup>25</sup>.

Среди других мод распада  $J/\psi$  и  $\Upsilon$  следует упомянуть  $\gamma\eta$  и  $\gamma\eta'$ . Отношение соответствующих ширин сводится<sup>128</sup> к

$$\frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow \eta'\gamma)}{\Gamma(J/\psi \rightarrow \eta\gamma)} = \left| \frac{\langle 0 | \alpha_s G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_{\mu\nu}^a | \eta' \rangle}{\langle 0 | \alpha_s G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_{\mu\nu}^a | \eta \rangle} \right|^2 \left( \frac{|p_{\eta'}|}{|p_\eta|} \right)^3.$$

В то время как знаменатель здесь фиксируется только симметрийными свойствами, числитель содержит в высшей степени нетривиальную информацию о связи глюонов с  $\eta'$ . Несколько моделей предлагает свои собственные ответы для  $\langle 0 | \alpha_s G \tilde{G} | \eta' \rangle$ <sup>128-133</sup>. Экспериментальный результат СВ (см. табл. II)

$$\frac{\Gamma_{\eta'\gamma}}{\Gamma_{\eta\gamma}} = 4,7 \pm 0,6$$

приводит к следующей величине:

$$\left\langle 0 \left| \frac{3\alpha_s}{4\pi} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_{\mu\nu}^a \right| \eta' \right\rangle = M_{\eta'}^2 (120 - 140 \text{ МэВ}), \quad (2.58)$$

в согласии с оценками, основанными на КХД<sup>112</sup>.

### 3. МЕЗОНЫ С ОТКРЫТЫМ АРОМАТОМ

До сих пор мы обсуждали системы типа  $Q\bar{Q}$ , где  $Q$  — тяжелый кварк  $s$ ,  $b$  или  $t$ . Аромат кварка в этих мезонах скрыт, так как экранируется таким же антиварком. С теоретической точки зрения совершенно очевидно (и это подтверждается на опыте), что должны существовать адроны с открытым ароматом. Если рассматривать только мезоны, включающие тяжелый кварк, то существенно различных комбинаций — двенадцать:

$$(\bar{c}s, \bar{c}\bar{d}, \bar{c}\bar{s}), (\bar{b}u, \bar{b}\bar{d}, \bar{b}\bar{s}), (\bar{t}u, \bar{t}\bar{d}, \bar{t}\bar{s}), (\bar{c}\bar{b}, \bar{c}\bar{t}, \bar{b}\bar{t}). \quad (3.1)$$

В последних трех случаях, когда мы имеем дело со связанным состоянием двух тяжелых夸克ов, теория кваркония в существенных элементах не отличается от  $Q\bar{Q}$ . Любой вопрос, относящийся к  $\bar{c}\bar{b}$  или  $\bar{c}\bar{t}$ , решается в той мере, в какой он решен для  $cc$ , и мы не узнаем практически ничего нового. Конечно, численно оценки выглядят различно, и если читатель заинтересуется какой-либо конкретной величиной, ему придется повторить выкладки заново, воспользовавшись одним из методов, описанных выше (см. гл. 2). Не останавливаясь на этом вопросе более подробно, отметим только, что система  $\bar{b}\bar{t}$ , по-видимому, очень любопытна с точки зрения электрослабых эффектов.

Наоборот, анализ мезонов типа  $Q\bar{q}$  может дать новую важную информацию о структуре КХД-вакуума. Эти мезоны занимают в иерархии адронов промежуточное положение между традиционными «старыми» адронами с одной стороны, и чармонием и боттонием, с другой. Они устроены

проще легких адронов, поскольку тяжелый кварк выступает в роли статического центра, что тривиализует некоторые проблемы. Но они могут служить пробником таких эффектов, которые недоступны (или почти недоступны) в чармонии и боттонии, например кварковый конденсат в вакууме.

Теоретическое описание  $Q\bar{q}$  обладает рядом особенностей. Какие задачи вообще кажутся интересными в связи с этими мезонами? Прежде всего — спектр, расщепление уровней с квантовыми числами  $J^P = 0^\pm, 1^\pm$  и т. д. Как мы увидим ниже, наилегчайшими являются псевдоскалярные мезоны — ситуация, к которой мы уже давно привыкли. Таким образом, псевдоскалярные мезоны  $D$ , в распадаются только за счет слабого взаимодействия. Вычисление их полных ширин — узел, соединяющий воедино слабые распады кварков и эффекты сильного взаимодействия, которые особенно существенны для  $c\bar{q}$ . Несколько просты асимптотические формулы ( $m_Q \rightarrow \infty$ ), настолько же запутан вопрос о предасимптотических поправках. По-видимому, значительно яснее ситуация с инклузивными полулептонными распадами. Наконец, еще один интересный аспект — распады типа  $D$  ( $B$ )  $\rightarrow l\nu$  (где  $l = e, \mu$  или  $\tau$ ). Правила сумм КХД позволяют определить константы таких распадов,  $f_D$  ( $f_B$ ), с довольно хорошей точностью.

Все эти сюжеты мы вкратце обсудим ниже. Стоит отметить, что в последнее время наметилось и быстро развивается экспериментально и теоретически еще одно направление, превратившееся в целую индустрию. Мы имеем в виду эксклюзивные нелептонные распады  $D$ -мезонов (см. раздел а) гл. 1, п. 3)). В принципе, они дают богатую информацию о динамике кварков и глюонов. К сожалению, сколько-нибудь адекватное изложение этого материала уело бы нас далеко в сторону, и мы вынуждены ограничиться несколькими фрагментарными замечаниями.]

### a) Спектр

Массы мезонов с открытым чармом и прелестью в рамках правил сумм обсуждались в работах<sup>134, 135</sup>. В отличие от чармония и боттония, ответ драматически зависит от кваркового конденсата в вакууме:

$$\langle vac | \bar{\psi} \psi | vac \rangle \neq 0, \quad (3.2)$$

где  $\psi = u, d$  или  $s$ . О существовании кваркового конденсата (3.2) известно на протяжении многих лет<sup>136</sup>, однако все это время он проявлялся только в пионной физике.

Диаграммы, доминирующие в токовой корреляционной функции, приведены на рис. 19, где в качестве примера выбран ток с кварковым

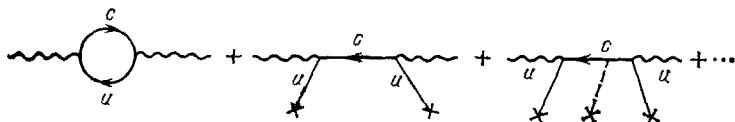


Рис. 19. Диаграммы, определяющие коррелятор  
 $i \int e^{i p x} d^4x \langle 0 | T \{ \bar{c} \Gamma u(x), \bar{u} \Gamma c(0) \} | 0 \rangle$ , где  $\Gamma = 1, \gamma_5$  или  $\gamma_\mu$ .

содержанием ( $\bar{c}u$ ). Крестик на кварковой и глюонной линии, как обычно, означает, что соответствующее поле — вакуумное, т. е. образует вакуумный конденсат.

В пределе  $m_Q \rightarrow \infty$  состояния, отличающиеся только направлением спина кварка, очевидно, вырождены. Иными словами,  $m(J^{PC} = 0^{-+}) = m(J^{PC} = 1^{--})$  и  $m(J^{PC} = 0^{++}) = m(J^{PC} = 1^{++})$ . С уменьшением  $m_Q$  появляется некоторая спиновая зависимость. Чтобы дать представление о величине эффекта, приведем результат Райндерса и др., относящийся к системе  $b\bar{q}$ . Согласно<sup>134</sup>, расщепление между псевдоскаляром и вектором составляет около 50 МэВ. Близкое число получается для расщепления между скаляром и аксиалом \*). Оба предсказания все еще ожидают своего экспериментального подтверждения.

В системе  $c\bar{q}$  имеются хорошие данные о D- и D\*-мезонах<sup>31</sup>. На опыте разность масс  $D^* - D$  составляет примерно 140 МэВ. К сожалению, полный анализ правил сумм КХД в этом случае пока не завершен, и это число 140 МэВ можно сравнить только с нерелятивистской моделью<sup>137</sup>.

Что касается орбитальных возбуждений, то здесь в КХД-теории царит полное единодушие. В обеих работах<sup>134, 135</sup> отмечен поразительно большой эффект кваркового конденсата, который индуцирует большие расщепления между состояниями с противоположной четностью, т. е.  $\Delta m_0 = m(J^P = 0^{-+}) - m(J^P = 0^{++})$  и  $\Delta m_1 = m(J^P = 1^{--}) - m(J^P = 1^{++})$ . Результаты работ<sup>134, 135</sup> суммированы в табл. XIV (цифры несколько округлены). Технические детали различны: нерелятивистская борелизация в одном случае и моментная техника в другом, но предсказания

Таблица XIV

Массы мезонов с кварковым содержанием  $b\bar{u}$  (или  $b\bar{d}$ ).  
Теоретическая неопределенность приблизительно 100 МэВ

Квантовые числа $J^{PC}$	Масса, ГэВ	
	Работа 134	Работа 135
$0^{-+}, 1^{--}$	5,3	5,2
$0^{++}, 1^{++}$	6,1	6,0

хорошо согласуются в пределах теоретической неопределенности порядка 100 МэВ. Разность масс между состояниями с положительной и отрицательной четностью составляет 0,8 ГэВ. В системе  $c\bar{q}$  следует ожидать еще большего расщепления  $\Delta m_0$  и  $\Delta m_1$ . Для сравнения напомним, что потенциальная модель дает в этом случае всего 0,5 ГэВ<sup>137</sup>. Поэтому вопрос о поиске на опыте скалярного партнера D-мезона представляется чрезвычайно важным.

Подчеркнем еще раз, что анализ, основанный на правилах сумм КХД, не нуждается в каких-либо модельных предположениях: фундаментальные вакуумные параметры немедленно переводятся на язык наблюдаемых величин.

#### б) Константы чисто лептонных распадов

Распады на пару  $l\nu$  возможны для мезонов с кварковым содержанием  $c\bar{s}$  (F-мезон),  $c\bar{d}$  ( $D^+$ -мезон) и  $b\bar{u}$  ( $B^-$ -мезон). Второй распад подавлен

\* ) Аналогичный результат, около 50 МэВ, дают и потенциальные модели<sup>29</sup>.

по сравнению с первым по Кабиббо, отношение вероятностей  $\sim \text{tg}^2 \theta_C$  (см. ниже). Как известно, переход псевдоскалярной частицы в левое нейтрино и заряженный лептон по кинематическим причинам пропорционален массе лептона, так что наиболее вероятны распады на пару  $\tau\nu$ . Например,

$$\frac{\Gamma(D^+ \rightarrow \tau^+\nu)}{\Gamma(D^+ \rightarrow \mu^+\nu)} = \left(\frac{m_\tau}{m_\mu}\right)^2 \left[\frac{1 - (m_\tau^2/m_D^2)}{1 - (m_\mu^2/m_D^2)}\right]^2 \approx 2,5, \quad (3.3)$$

где множитель в квадратных скобках отражает различие в фазовых объемах. В случае  $F^+$  и  $B^-$  доминантность  $\tau$  становится абсолютной.

Что касается  $\text{BR}(D(B) \rightarrow \tau\nu)$ , то это определяется как шириной перехода в  $\tau\nu$ , так и полной шириной распадающегося мезона. Оставив пока в стороне вопрос о полной ширине, займемся абсолютным значением  $\Gamma(D(B) \rightarrow \tau\nu)$ .

Удобно ввести константы  $f_D$ ,  $f_B$ , параметризующие соответствующие амплитуды по аналогии с хорошо известной  $f_\pi$ :

$$\langle D(B) | \bar{Q} \gamma_\mu \gamma_5 q | 0 \rangle = -if_{D(B)} p_\mu. \quad (3.4)$$

Тогда для относительных вероятностей получаем

$$\begin{aligned} \text{BR}(D^+ \rightarrow \tau^+\nu) &= 2,5 \cdot 10^{-4} \left(\frac{f_D}{f_\pi}\right)^2, \\ \text{BR}(F^+ \rightarrow \tau^+\nu) &= 3,3 \cdot 10^{-2} \left(\frac{f_F}{f_\pi}\right)^2, \end{aligned} \quad (3.5)$$

где для полной ширины  $D^+$  мы воспользовались близким к экспериментальному значением  $\Gamma_{\text{tot}}(D^+) = 1,25 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$  (см. раздел а) гл. 1, п. 3)) и предположили, что  $\Gamma_{\text{tot}}(F^+) \approx \Gamma_{\text{tot}}(D^+)$  (см. ниже). Отметим здесь же, что, изучая распределение вторичных частиц в каскаде

$$\begin{array}{c} F^+ \rightarrow \tau^+ + \nu_\tau, \\ \mid \qquad \longrightarrow \pi^+ (\rho^+) + \bar{\nu}_\tau, \end{array} \quad (3.6)$$

можно, в принципе, получить ограничение на массу  $\nu_\tau$ <sup>138</sup>.

Ключевой вопрос: насколько сильно константы  $f_D$  и  $f_B$  отличаются от  $f_\pi \approx 133 \text{ МэВ}$ ? (Константы  $f_D$  и  $f_F$  равны с точностью  $O(10\%)$ .) Ответить на этот вопрос можно, анализируя двухточечные функции, индуцированные током  $\bar{Q} \gamma_\mu \gamma_5 q$ , в рамках метода правил сумм. Не останавливаясь на деталях — процедура совершенно стандартная; процитируем результат работы<sup>135</sup>:

$$f_D \approx 200 \text{ МэВ}, \quad f_B \approx 140 \text{ МэВ}. \quad (3.7)$$

Сходные правила сумм были рассмотрены в<sup>134</sup>, где было получено несколько большее значение  $f_B$ . Это обстоятельство, по-видимому, связано с недооценкой роли континуума, порог которого был отодвинут в<sup>134</sup> слишком высоко. В любом случае эти числа намного меньше, чем предложенные в свое время в ходе теоретических «спекуляций», призванных объяснить «аномалию  $D^+/D^0$ ». Как уже упоминалось в гл. 1 (см. п. 3) раздела а)), необходимость в подобных гипотезах, по-видимому, отпала.

Результат, зафиксированный в (3.7), находится в хорошем согласии с феноменологической тенденцией. Действительно,  $f_D/f_\pi \approx 1,5$ . С другой стороны, на опыте известно, что утяжеление одного из夸ков от 0 до

150 МэВ (мы имеем в виду  $s$ -кварк) приводит к возрастанию константы на одну четверть:

$$\left(\frac{f_K}{f_\pi}\right)_{\text{эксп}} \approx 1,27. \quad (3.8)$$

Поучительно сравнить (3.7) с результатами, основанными на других принципах. Скажем, предсказания  $^{139}$  наивной модели мешков в несколько раз больше. Будущие эксперименты выберут, конечно, правильную схему.

Если принять, что  $f_D \approx f_F \approx 230$  МэВ, то

$$\text{BR} (D^+ \rightarrow \tau\nu) \approx 6 \cdot 10^{-4}, \quad \text{BR} (F^+ \rightarrow \tau^+\nu) \approx 0,07.$$

### в) Полные ширины

Если  $m_Q \rightarrow \infty$  и мы не интересуемся конкретными каналами, а суммируем по всем модам, то партонная модель вполне адекватна. Инклузивная вероятность распада  $Q\bar{q}$  определяется просто вероятностью слабого перехода кварка  $Q$  в три легких фермиона, а кварк  $\bar{q}$  выступает в роли пассивного спектатора. Процесс изображен на рис. 5, где, в пренебрежении запрещенными по Кабибо каналами,  $c \rightarrow s u \bar{d}, s \mu^+ \nu, s e^+ \nu$ .

Виртуальные жесткие глюоны (рис. 20) несколько усиливают нелептонные моды, однако даже при  $m_c = 1,5$  ГэВ эффект невелик,  $\sim 10\%$



Рис. 20. Диаграмма распада  $c \rightarrow s u \bar{d}$  с учетом жестких виртуальных глюонов. Жирная точка соответствует слабому гамильтониану.

в вероятности, и с ростом массы кварка падает еще более. Самое главное, логарифмические поправки, связанные с жесткими глюонами, хорошо изучены и не таят в себе никаких сюрпризов (см., например, книгу <sup>7</sup>).

Если пренебречь логарифмическими перенормировками вовсе, то время жизни  $s$ -кварка получается из времени жизни мюона простым масштабным пересчетом:

$$\tau_c = \frac{1}{5} \left( \frac{m_\mu}{m_c} \right)^5 \tau_\mu, \quad (3.9)$$

где фактор  $1/5$  отражает то обстоятельство, что число доступных каналов = 5 ( $s e \nu, s \mu \nu, s u \bar{d}_i, i = 1, 2, 3$  — цветовой индекс). Заметим, что при этом  $\text{BR} (D \rightarrow e \nu X) \approx 0,2$ , что хорошо согласуется с опытом в случае  $D^+$ .

Какую массу кварка следует подставить в эту формулу, токовую или конституентную? Может быть, — массу  $D$ -мезона? По-настоящему ответить на этот вопрос можно только в том случае, если известно, каковы предасимптотические непертурбативные поправки. В асимптотике, при  $m_c \rightarrow \infty$ , различие между токовой и конституентной массой  $s$ -кварка и массой  $D$ -мезона было бы несущественно. В реальном мире числа таковы: 1,40; 1,55 и 1,86 ГэВ. В двух экстремальных случаях разброс оценок для  $\tau_c$  составляет  $(1,86/1,40)^5 \approx 5$ . Еще большая неопределенность возникла бы, если бы мы попытались учесть массу  $s$ -кварка в конечном состоянии. Взяв конституентный кварк,  $m_s \approx 500$  МэВ, мы уменьшили бы доступный фазовый объем вдвое.

Все эти рассуждения приведены только для того, чтобы продемонстрировать острую необходимость хотя бы грубого понимания предасимптотических непертурбативных эффектов. Именно они превращают токовую массу, фигурирующую на малых расстояниях, в конституентную, и дают

наиболее существенные отклонения от партонной модели. К сожалению, последовательный анализ подобных эффектов, основанный на КХД, все еще отсутствует. Ниже мы вкратце обсудим одну из поправок (интерференционную), которая формально подавлена степенями  $1/m_c$ , но фактически оказывается порядка 0,5 в распадах D-мезонов из-за больших численных факторов. О некоторых поправках точно известно, что они существуют и, возможно, не малы, однако теоретики не знают даже, с какой стороны подступиться к их оценке.

Столь неудовлетворительная теоретическая ситуация привела к предложению вообще отказаться, по крайней мере, в случае D-мезонов, от асимптотических формул и вычислять  $\Gamma_{\text{tot}}$  суммированием по всем доступным двухчастичным и квазидвухчастичным модам<sup>140</sup>. Теоретический результат неплохо согласуется с экспериментальным временем жизни, и, что более важно,  $\Gamma_{\text{tot}}(D^+)$  и  $\Gamma_{\text{tot}}(D^0)$  оказываются примерно равными. Дальнейшие детали читатель может почерпнуть в оригинальной работе<sup>140</sup>.

Столь радикальный шаг, как отказ от кварково-партонных формул для D-мезонов, кажется все-таки излишним. Не имея в руках последовательного теоретического аппарата, можно положиться на интуицию, которая подсказывает, что в (3.9) входит масса конституентного с-кварка,  $m_c = 1,55 \text{ ГэВ}$ , а массой странного кварка в конечном состоянии можно пренебречь. Тогда

$$\Gamma_{\text{tot}}^{-1}(D^+) \approx \Gamma_{\text{tot}}^{-1}(D^0) \approx 6,5 \cdot 10^{-13} \text{ с}, \quad (3.10)$$

в прекрасном согласии с последними данными: см. раздел а) гл. 1<sup>26</sup>. Вдохновленные этим успехом, ожидаем, что время жизни F-мезона также близко к этой цифре,  $6,5 \cdot 10^{-13} \text{ с}$  \*). По-видимому, непертурбативные поправки, имеющие разные фазы, «деструктивно интерферируют», и их суммарный эффект сводится в основном к перенормировке  $m_c$ .

В случае B-мезонов вопрос о том, какую массу подставить в формулу типа (3.9), вообще маловажен, так как неопределенность сравнительно невелика. С другой стороны, информация об углах смешивания кварков еще далеко не полна (см. раздел а) гл. 4). Как обсуждалось в гл. 1 (см. раздел б), п. 2)), эксперимент указывает на доминантность перехода b-кварка в с, а не u. Относительная вероятность полелептонного распада  $\text{BR}(B \rightarrow e\nu X) \approx 15-16\%$  в зависимости от предположений о массах  $m_c$  и  $m_b$ <sup>67,141</sup>.

### г) Предасимптотические эффекты

Как уже отмечалось, в пределе  $m_Q \rightarrow \infty$  время жизни мезона совпадает с временем жизни Q (рис. 5, 11, 20). Существует множество поправок разной природы, вымирающих как степень  $1/m_Q$ . Примеры приведены на рис. 21. Часть диаграмм зависит от аромата спектатора (рис. 21, а, б). Именно этот вклад ответственен за разницу времен жизни  $D^+$ ,  $D^0$ , F и т. д. В других диаграммах (рис. 21, в — д) аромат спектатора несуществен. Как всегда, крестик на линиях означает взаимодействие с вакуумными полями. Диаграммы рис. 21, г, д описывают нарастание массы кварка за счет глюонного и кваркового конденсатов — на интуитивном языке превращение токовой массы в конституентную.

\*) Поскольку мы считаем, что нелептонные распады F определяются графиком рис. 5, а, конечное состояние в нелептонных распадах содержит пару  $s\bar{s}$ , и, следовательно, обогащено  $\eta$ ,  $K\bar{K}$ , ...

В этом разделе мы сконцентрируемся на очень простом эффекте, связанным с принципом Паули. Вернемся к диаграмме рис. 5 и предположим сначала, что мы имеем дело с мезоном  $D^+$ . Тогда при интегрировании по фазовому объему вновь рожденного  $\bar{d}$  мы неизбежно попадаем в область

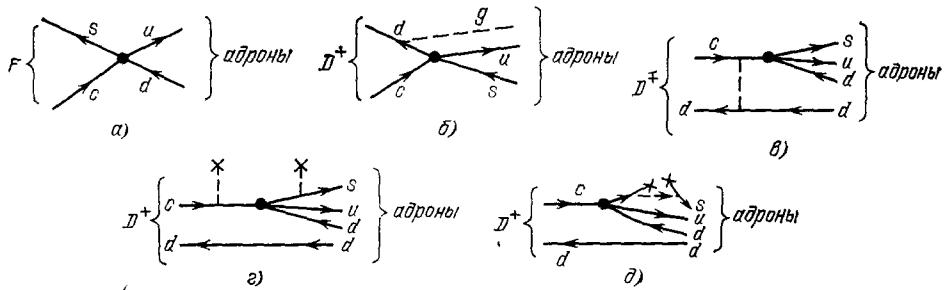


Рис. 21. Примеры диаграмм, отвечающих поправкам  $\sim 1/m_q^2$  к распадам тяжелых мезонов.

импульсов, уже занятую спектаторным  $\bar{d}$ -кварком. Принцип Паули запрещает двум одинаковым кваркам занимать одно и то же положение в фазовом пространстве. Ничего подобного не происходит в случае  $D^0$ , где спектаторный кварк  $u$ . Разумеется, принцип Паули срабатывает только в ограниченной области фазового пространства, где импульсы  $\bar{d}$ -кварков примерно совпадают, в то время как полный фазовый объем быстро растет

$$\Gamma_{\text{hadr}}(D^+) \approx \text{Im} \left[ D^+ \left\{ \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} \right. \right] + D^+ \left\{ \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} \right. \right]$$

Рис. 22. Интерференционный вклад в адронную ширину распада  $D^+$ -мезона.

с  $m_Q$ . Однако, конкретно, в распадах  $D$ -мезонов эта «ограниченная» область занимает заметную долю фазового объема.

Интерференционный вклад на языке графиков Фейнмана изображен на рис. 22 \*).

Не останавливаясь на деталях вычислений, приведем ответ, который был получен несколько лет назад М. Б. Волошином и одним из авторов (М. Ш.):

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{hadr}}(D^+) = & \frac{1}{m_D} \left\langle D^+ \left| \frac{G_F^2 m_c^5}{64\pi^3} \frac{1}{2} \bar{c}(1+\gamma_5)c - \right. \right. \\ & - \frac{G_F^2}{4\pi} m_c^2 \left\{ \frac{1}{2} (C_+^2 + C_-^2) [\bar{c}_i \gamma_\mu (1+\gamma_5) d_j] [\bar{d}_j \gamma_\mu (1+\gamma_5) c_i] + \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{2} (C_+^2 - C_-^2) [\bar{c} \gamma_\mu (1+\gamma_5) d] [\bar{d} \gamma_\mu (1+\gamma_5) c] \right\} \right| D^+ \right\rangle, \quad (3.11) \end{aligned}$$

\*). Близкое по духу рассмотрение интерференционных эффектов дано в работах <sup>142</sup>, с окончательными результатами которых мы, однако, не согласны.

где  $C_{\pm}$  — известные коэффициенты, описывающие перенормировку операторов

$$(\bar{c}s)_L (\bar{d}u)_L \pm (\bar{c}u)_L (\bar{d}s)_L$$

жесткими глюонами (см., например, книгу <sup>7</sup>).

Предположим на минуту, что цветовые степени свободы у кварков отсутствуют, и  $C_+ = C_- = 1$ . Учитывая, что

$$\langle D^+ | \bar{c}c | D^+ \rangle \approx 2m_D, \quad \langle D^+ | \bar{c}\gamma_\mu \gamma_5 d | 0 \rangle = -if_D p_\mu,$$

$$\langle 0 | \bar{d}\gamma_\mu \gamma_5 c | D^+ \rangle = if_D p_\mu,$$

мы пришли бы к выводу, что интерференционный член уменьшает вероятность распада, в полном соответствии с принципом Паули:

$$\begin{aligned} \{\Gamma_{\text{hadr}}(D^+)\}_{\text{без цвета}} &\approx \frac{G_F^2 m_c^6}{64\pi^3} - \frac{G_F^2}{4\pi} m_c^2 \frac{1}{m_D} \langle D^+ | (c\gamma_\mu \gamma_5 d) (\bar{c}\gamma_\mu \gamma_5 d)^+ | D^+ \rangle \approx \\ &\approx \frac{G_F^2 m_c^6}{64\pi^3} - \frac{G_F^2}{4\pi} m_c^2 m_D f_D^2. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Оказывается, что если включить цветовые знаки, ответ перестает быть однозначным. Дело в том, что теперь два  $\bar{d}$ -кварка даже с одинаковыми импульсами могут находиться в разных цветовых состояниях, так что интерференция может быть и деструктивной, и конструктивной. Следует учесть также то обстоятельство, что коэффициенты  $C_{\pm}$  отличны от единицы,  $C_+^2 \approx 1/\sqrt{2}$ ,  $C_-^2 \approx 2$  (см. <sup>7</sup>).

Что касается величины эффекта, то она зависит от того, чему равны матричные элементы по  $D$ -мезону от четырехфермионных операторов.

Наивная факторизация (т. е. насыщение вакуумом в промежуточном состоянии), возможно, не очень хороша в количественном аспекте, так

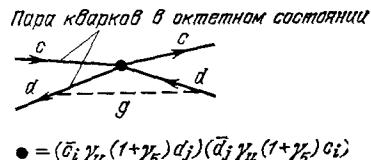


Рис. 23. Нефакторизующийся вклад в матричный элемент по  $D$ -мезону от четырехфермионных операторов.

как согласно <sup>143</sup> нефакторизующийся вклад (рис. 23) порядка факторизующегося.

Если тем не менее с целью ориентации воспользоваться факторизацией, то добавка к  $\Gamma_{\text{hadr}}(D^+)$  оказывается положительной (конструктивная интерференция):

$$\frac{\Delta \Gamma}{\Gamma_{\text{parton}}} = 16\pi^2 \frac{f_D^2}{m_c^2} \left[ \frac{1}{2} (C_-^2 - C_+^2) - \frac{1}{6} (C_-^2 + C_+^2) \right] \approx \frac{16\pi^2}{3} \frac{f_D^2}{m_c^2}. \quad (3.13)$$

Фактор  $f_D^2/m_c^2 \rightarrow 0$  при  $m_c \rightarrow \infty$ . В реальном мире он составляет  $\sim 10^{-2}$ , но это подавление компенсируется численным множителем  $(16\pi^2/3) \sim 50$ . Откуда берутся столь большие числа? Причина совершенно прозрачна — партонный механизм соответствует трехчастичному распаду кварка, интерференционный — двухчастичному. Отношение (объемаренных) фазовых объемов порядка  $4\pi^2$ . По той же самой причине, вообще говоря, усилен аннигиляционный график (рис. 21, a). (Правда, для псевдоскалярных мезонов он запрещен по киральности.)

Подведем итог. Естественный масштаб предасимптотических степенных поправок, по крайней мере некоторых, таков:

$$4\pi^2 \frac{f_Q^2}{m_Q^2} \approx \begin{cases} 0,5 & \text{для F- и D-мезонов,} \\ 0,05 & \text{для B-мезонов.} \end{cases}$$

В распадах  $\bar{c}\bar{q}$  можно, в принципе, ожидать заметных отклонений от партонных предсказаний ( $\lesssim 100\%$ ). В распадах  $(b\bar{q})$  и тем более  $(t\bar{q})$  партонная картина должна работать с хорошей точностью.

#### д) Эксклюзивные слабые распады

За небольшим исключением, внимание теоретиков пока сконцентрировано на распадах D-мезонов. Здесь сложилась крайне запутанная ситуация. С одной стороны, на опыте наблюдалось большое количество отдельных мод, но статистические и систематические ошибки измерений все еще велики (см. <sup>31</sup>). С другой стороны, теоретическое понимание, к сожалению, также не находится на должной высоте. Предложено довольно много моделей <sup>144</sup>, <sup>145</sup>. Но каждая из них содержит элемент неопределенности, и не всегда ясна связь с первыми принципами. Обзор моделей можно найти в <sup>46</sup>.

Для того чтобы проиллюстрировать нетривиальный характер проблем, превращающихся, по существу, в загадки о кварк-глюонной динамике, приведем лишь один пример — отношение ширин:

$$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{K}^0\pi^0)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)} = \dots \quad (3.14)$$

Если принять наивную кварковую модель, то амплитуды этих распадов описываются диаграммами рис. 24. Тогда для отношения ширин получаем

$$\frac{\Gamma_{\bar{K}^0\pi^0}}{\Gamma_{K^-\pi^+}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{9} \frac{(2C_+ - C_-)^2}{\left(\frac{2}{3}C_+ + C_-\right)^2}, \quad (3.15)$$

где фактор  $1/2$  связан с изотопией, а  $1/9$  — с цветом (пара  $ud$ , превращающаяся в  $\pi^+$ , с самого начала находится в белом по цвету состоянии, а выделить такое состояние в распаде на  $\bar{K}^0\pi^0$  можно, лишь потеряв тройку

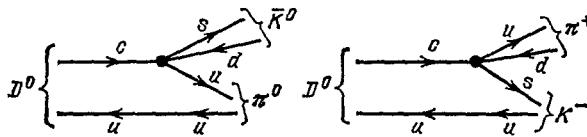


Рис. 24. Диаграммы, описывающие распады  $D^0 \rightarrow \bar{K}^0\pi^0$  и  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  (в приближении распада  $c$  — кварка).

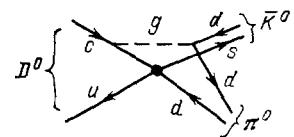


Рис. 25. Предасимптотический вклад в распад  $D^0 \rightarrow \pi^0\bar{K}^0$

в амплитуде). Далее, коэффициенты  $C_+$ ,  $C_-$ , связанные с жесткими глюонами, приведены в <sup>7</sup>,  $(2C_+ - C_-)^2 / [(2/3)C_+ + C_-]^2 \approx 2 \cdot 10^{-2}$ . Таким образом, согласно наивной кварковой модели  $\Gamma_{\bar{K}^0\pi^0}/\Gamma_{K^-\pi^+} \sim 10^{-3}$ . Экспериментально  $BR(D^0 \rightarrow \bar{K}^0\pi^0)$  и  $BR(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)$  — одного порядка величины. Конtrast с теоретическим ожиданием достаточно разителен. Возможно, следует учесть графики рис. 25, которые, по мнению авторов работы <sup>144</sup>, усилены численно и исправляют ситуацию.

Если надежная теория эксклюзивных слабых распадов очарованных частиц все еще не создана, то встает вопрос, насколько велики наши шансы на успех в будущем. Ведь известно много застарелых задач из области традиционных сильных взаимодействий, которые так и не нашли своего решения. На наш взгляд, определенный прогресс здесь весьма вероятен. Оптимизм внушает то обстоятельство, что имеется большой параметр, масса с-кварка, умело используя который, можно значительно улучшить качество теоретического описания.

#### 4. ТЯЖЕЛЫЕ КВАРКИ И СЛАБЫЕ ВЗАЙМОДЕЙСТВИЯ

Распады тяжелых кварков представляют собой прекрасный полигон для исследования структуры слабых взаимодействий. Они не только позволяют изучить стандартную шестикварковую модель и получить информацию об углах смешивания кварков, но также проливают свет на свойства таких экзотических объектов, как хиггсовские бозоны и аксион.

В этой главе мы кратко обсудим сведения о параметрах смешивания кварков. Отметим, что этому вопросу посвящен недавний обзор<sup>5</sup>, в котором читатель найдет подробное обсуждение и исчерпывающий список литературы. Мы рассмотрим также распады тяжелых адронов с образованием хиггсовских бозонов и аксиона. Полезная информация по этой теме содержится в<sup>10, 146, 147</sup>. Наконец, специальный раздел посвящен слабым нейтральным токам тяжелых кварков. Мы не будем практически касаться нарушения *CP*-инвариантности и смешивания тяжелых нейтральных мезонов, отсылая читателя к<sup>7, 5</sup>.

##### а) Феноменология смешивания кварков

Открытие b-кварка (и третьего заряженного лептона  $\tau$ ) привело к естественной замене четырехкварковой модели Глэшоу — Илиопулоса — Майами<sup>148</sup> шестикварковой моделью Кобаяши — Маскавы (КМ)<sup>149</sup> с тремя левыми кварковыми дублетами

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L, \quad q_B = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) q \quad (4.1)$$

и правыми синглетами

$$u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R, \quad q_R = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) q; \quad (4.2)$$

здесь  $t$  — шестой, пока неоткрытый кварк, современная нижняя граница на его массу  $m_t > 18,3$  ГэВ<sup>20, 21</sup>.

В общем виде слабый заряженный ток кварков  $j_\mu$  можно записать как

$$j_\mu = (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t})_L \gamma_\mu U \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L, \quad (4.3)$$

где  $U$  — унитарная матрица  $3 \times 3$  ( $UU^+ = 1$ ). Для матрицы  $U$  часто используется параметризация Кобаяши — Маскавы<sup>149</sup> в терминах трех

эйлеровских углов вращений в пространстве ароматов  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$  и фазы  $\delta$ , связанной с нарушением  $CP$ -инвариантности \*):

$$U = c \begin{pmatrix} d & s & b \\ u & \begin{pmatrix} c_1 & s_1 c_3 & s_1 s_3 \\ -s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - e^{i\delta} s_2 s_3 & c_1 c_2 s_3 + e^{i\delta} s_2 c_3 \\ t & s_1 s_2 & -c_1 s_2 c_3 - e^{i\delta} c_2 s_3 & -c_1 s_2 s_3 + e^{i\delta} c_2 c_3 \end{pmatrix} \end{pmatrix}, \quad (4.4)$$

где  $c_i = \cos \theta_i$ ,  $s_i = \sin \theta_i$ .

Как следует из (4.3), (4.4), экспериментальные данные по различным слабым переходам позволяют определять матричные элементы  $U_{ik}$ .

1)  $U_{ud}$ . На опыте полностью известен лишь угол  $\theta_1$ . Действительно, поскольку  $U_{ud} = c_1$ , то  $\theta_1$  может быть отождествлен с углом Кабиббо  $\theta_C$ , значение которого измеряется в  $\beta$ -распадах с сохранением странности:

$$c_1 = 0,9737 \pm 0,0025, s_1 = 0,2270^{+0,0104}_{-0,0110}. \quad (4.5)$$

2)  $U_{us}$ . Как нетрудно видеть, в пределе  $\theta_2, \theta_3 \rightarrow 0$  матрица  $U$  связывает  $(d, s)$ -кварки с  $(u, c)$ , а кварк  $b$  только с  $t$ -кварком. Поэтому обсуждавшиеся в гл. 1 (раздел б) и 3 распады  $b$ -кварка имеют место лишь при ненулевых значениях  $s_3$  и/или  $s_2$ . Ограничения на угол  $\theta_3$  возникают из данных по полуlepтонным распадам К-мезонов и гиперонов в силу  $U_{us} = s_1 c_3$ :  $|s_1 c_3| \simeq 0,219 \pm 0,002$ . При известном  $\theta_1$  отсюда следует, что  $c_3$  близко к 1. С учетом всех неопределенностей <sup>46,150</sup>

$$|\sin \theta_3| = 0,28^{+0,24}_{-0,28}. \quad (4.6)$$

3)  $U_{ub}$ . Переход  $b \rightarrow uW^-$  определяется матричным элементом  $U_{ub} = s_1 s_3$ . Из условия унитарности

$$|U_{ud}|^2 + |U_{us}|^2 + |U_{ub}|^2 = 1 \quad (4.7)$$

и измеренных значений  $|U_{ud}|$  и  $|U_{us}|$  следует, что величина  $|U_{ub}|$  мала:

$$|U_{ub}| = 0,06^{+0,03}_{-0,06}, \quad (4.7a)$$

в полном согласии со всей совокупностью данных по распадам В-мезонов (см. раздел б) гл. 1). Как уже отмечалось в гл. 1, современный эксперимент не позволяет пока получить более точную информацию о доле  $b \rightarrow uW^-$ -распадов. При  $\theta_3 = 0$  кабиббовская универсальность выполнялась бы точно, а фазовый множитель  $e^{i\delta}$  мог бы быть исключен переопределением фазы  $b$ -кварка. Необходимо отметить, что получение более строгих ограничений на угол  $\theta_3$  представляет существенный интерес с точки зрения изучения проблемы  $CP$ -несохранения. В частности, если бы из опыта следовало, что  $s_3 \ll s_1 \sim s_2$ , то фаза  $\delta$  могла бы быть порядка 1. Если же  $s_3 \sim s_2 \sim s_1$ , то  $\delta \sim 10^{-2}$ .

4)  $U_{cd}$ . Величина матричного элемента  $U_{cd} = -s_1 c_2$  довольно точно фиксируется из анализа системы  $K_L - K_S$ . (Виртуальный с-кварк вносит вклад в переход  $K^0 - \bar{K}^0$ .) В работе <sup>5</sup> получено

$$0,19 \leqslant |U_{cd}| \leqslant 0,23. \quad (4.8)$$

\* ) Выбор знака фаз здесь соответствует книге <sup>7</sup>. Напомним также, что в минимальной  $SU(2) \times U(1)$  модели с одним дублетом хиггсовских бозонов в случае четырехкварковой схемы  $CP$ -нарушение не может быть введено естественным образом.

Практически такое же ограничение на  $|U_{cd}|$  следует из данных по рождению чарма в нейтринных реакциях, точнее говоря, имеется в виду разность сечений

$$\sigma(v_\mu(d+s) \rightarrow \mu^- c X) - \sigma(\bar{v}_\mu(\bar{d}+\bar{s}) \rightarrow \mu^+ \bar{c} X).$$

Сравнивая (4.5) и (4.8) видим, что  $c_2$  близок к единице и угол  $\theta_2$  невелик. Количественно

$$|s_2| < 0,5.$$

5)  $U_{cs}$ . Наиболее прямой способ измерения  $U_{cs} = (c_1 c_2 c_3 - e^{i\delta} s_2 s_3)$  — это распады  $D \rightarrow K^* e v_e$ ,  $K e v_e$ . Следует помнить, что до тех пор, пока  $t$ -кварк не найден, они представляют собой наилучший источник экспериментальной информации об угле  $\theta_2$ . К сожалению, на опыте ситуация с полулептонными эксклюзивными распадами  $D$  пока не вполне установилась. Все же можно воспользоваться данными по  $D^+$ , которые не подвергались существенной ревизии. Анализ спектра электронов в распаде  $D^+ \rightarrow e^+ X$  показывает, что примерно половина событий в  $D^+ \rightarrow e^+ X$  связана с каналом  $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 e^+ v_e$ . Отсюда следует, что

$$\Gamma(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 e^+ v_e) \approx \frac{1}{2} \Gamma(D^+ \rightarrow e^+ X) = (1 \pm 0,5) \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}.$$

С другой стороны, теоретически

$$\Gamma(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 e^+ v_e) \approx 1,5 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1} |f_+^{D \rightarrow K}(0)|^2 |U_{cs}|^2,$$

и, если формфактор  $f_+^{D \rightarrow K}(0)$ , описывающий переход  $D \rightarrow K$  на векторном токе, близок к единице, то

$$|U_{cs}| = 0,8 \pm 0,2.$$

В действительности, можно думать, что  $f_+^{D \rightarrow K}(0) \sim 0,5$ . и тогда  $|U_{cs}| \approx 1$ . Анализ системы  $K_L - K_S$  дает близкое ограничение<sup>5</sup>  $0,8 < |U_{cs}| < 1,0$ .

6)  $U_{cb}$ . Как следует из обсуждений в разделе б) гл. 1 (см. п. 2)) все существующие данные о распадах В-мезонов подтверждают гипотезу о том, что

$$\left| \frac{U_{cb}}{U_{ub}} \right| \gg 1;$$

см. также (1.13). В зависимости от предположений о фазе  $\delta$  существующая информация о матричных элементах  $U_{cb}$  и  $U_{cs}$ ,  $U_{cd}$  может быть подытожена в терминах совместных ограничений на углы  $\theta_2$  и  $\theta_3$  (см., например,<sup>5</sup>).

Как уже отмечалось в разделе б) гл. 1 (см. п. 2)), из существующего ограничения на время жизни В-мезона (формула (1.16)) можно получить комбинированную нижнюю границу на углы смешивания кварков. В самом деле, например, в предположении о распаде свободного  $b$ -кварка (см. рис. 11) с учетом эффектов фазового объема имеем при  $m_b = 4,8 \text{ ГэВ}$ , например,<sup>67,141</sup>

$$\tau_B \approx \frac{1}{3} \tau_\mu \left( \frac{m_\mu}{m_b} \right)^5 \frac{1}{(|U_{cb}|^2 + 2,5 |U_{ub}|^2)} = \frac{3,7 \cdot 10^{-15} \text{ с}}{|U_{cb}|^2 + 2,5 |U_{ub}|^2}. \quad (4' .8)$$

Согласно (1.16) должно выполняться неравенство

$$(|U_{cb}|^2 + 2,5 |U_{ub}|^2) > 2,6 \cdot 10^{-3}.$$

Комбинируя его с (1.13) и условием унитарности матрицы  $KM$ , имеем

$$0,57 > |U_{cb}| > 0,05.$$

Доминирующий переход  $b$ -кварка  $b \rightarrow c + W^-$  должен приводить к образованию очарованных адронов и к сравнительно большой множественности частиц в конечном состоянии при распаде В-мезона, что и подтверждается опытом (см. раздел б) гл. 2)). Примерно в 1/5 адронных случаев происходит переход  $b \rightarrow c + W^- \rightarrow c + \bar{c}s$ , причем система  $\bar{c}s$  имеет массу преимущественно меньшую, чем  $2M_D$ , и, таким образом, переходит в состояние чармония (рис. 26). Поэтому ожидалась сравнительно большая относительная вероятность для перехода  $B \rightarrow J/\psi + X$ <sup>151</sup>:

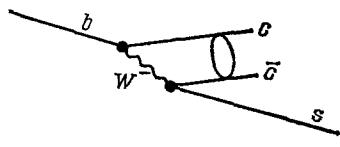


Рис. 26. Диаграмма для распада  $B \rightarrow J/\psi + X$ .

$BR(B \rightarrow J/\psi + X) \approx 1-3\%$ . Второе число отвечает предположению о том, что образование бесцветного связанного  $\bar{c}s$ -состояния происходит с единичной вероятностью.

Наблюдение этого распада на опыте примерно с вероятностью  $\sim 1\%$  явилось бы дополнительным аргументом в пользу доминантисти перехода  $b \rightarrow c$ . Большой интерес представляет здесь изучение эксклюзивных каналов, поскольку имеются аргументы<sup>151</sup> в пользу того, что конечное состояние должно быть сравнительно малочастичным типа  $J/\psi + K_L$ .

Прелестный барион  $\Lambda_b = bud$  также мог бы иметь существенный (на уровне 1–2%) канал распада  $\Lambda_b \rightarrow J/\psi \bar{K}$  ( $\Lambda\pi$ ).

7)  $U_{td}(s, b)$ . Естественно, прямая экспериментальная информация об этих матричных элементах будет доступна лишь после обнаружения  $t$ -кварка. Преимущественным должен быть переход  $t \rightarrow b$ . Особенно интересен  $U_{td} = s_1 s_2$ , позволяющий определить степень малости угла  $\theta_2$ . Для этого на опыте будет необходимо исследовать переход  $t \rightarrow e^+ \bar{\nu}_e + \text{пионы}$ .

Из унитарности матрицы КМ следуют ограничения:

$$|U_{td}| < 0,13, \quad |U_{ts}| < 0,56, \quad 0,82 < |U_{tb}| < 0,99$$

Важное ограничение на угол  $\theta_2$  следует из теоретического рассмотрения вклада  $t$ -кварков в переходы  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$  (рис. 27). Чтобы этот вклад

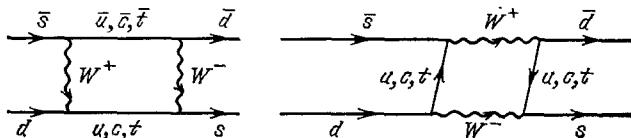


Рис. 27. Диаграммы, определяющие разность масс  $K_L^0 - K_S^0$ .

в разность масс  $K_L^0 - K_S^0$  (пропорциональный  $m_t^2 s_2^4$ ) не был бы слишком велик по сравнению с  $s$ -кварком, необходимо считать, что<sup>152</sup>  $\operatorname{tg} \theta_2 \lesssim \sqrt{\frac{m_c}{m_t}} \lesssim 0,3$ . С другой стороны, поскольку при  $m_c \approx 1,40$  ГэВ вклад  $t$ -кварка существен, угол  $\theta_2$  не может быть слишком малым. Этот вывод подтверждается также и анализом  $CP$ -нарушения в системе  $K^0 - \bar{K}^0$  (см., например, книгу<sup>7</sup>).

Часто используется и отличная от (4.4) параметризация матрицы смешивания в терминах трех других углов  $\theta, \beta, \gamma$  ( $0 \leq \theta, \beta \leq \pi/2, -\pi/2 \leq \gamma \leq \pi$ ) и новой фазы  $\delta' \leq \pi/2$ <sup>153</sup>:

$$U = \begin{pmatrix} c_\beta c_\theta & c_\beta s_\theta & s_\beta \\ -c_\gamma c_\theta s_\beta e^{i\delta'} & c_\gamma c_\theta - s_\gamma s_\theta s_\beta e^{i\delta'} & s_\gamma c_\beta e^{i\delta'} \\ -s_\beta c_\gamma c_\theta + s_\gamma s_\theta e^{-i\delta'} & -c_\gamma s_\beta s_\theta - s_\gamma c_\theta e^{-i\delta'} & c_\gamma c_\beta \end{pmatrix}; \quad (4.9)$$

здесь  $c_{\theta, \beta, \gamma} = \cos(\theta, \beta, \gamma)$ ,  $s_{\theta, \beta, \gamma} = \sin(\theta, \beta, \gamma)$ .

Угол  $\theta$  совпадает с кабибовским углом  $\theta_c$ , но при  $\beta \neq 0$  кабибовская универсальность нарушается:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{U_{us}}{U_{ud}}, \quad |U_{us}|^2 + |U_{ud}|^2 = \cos^2 \beta < 1.$$

Эта параметризация особенно удобна для описания слабых переходов  $b$ -кварка, поскольку углы  $\beta$  и  $\gamma$  непосредственно связаны с его распадами:

$$\begin{aligned} \sin \beta &= U_{ub}, \quad |\sin \gamma \cos \beta| \approx |U_{cb}|, \\ \operatorname{tg} \gamma &= \left| \frac{U_{cb}}{U_{tb}} \right|. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Малость нарушения кабибовской универсальности (ср. (4.7), (4.7a)) приводит к малости угла  $\beta$ :  $\beta \lesssim 6 \cdot 10^{-2} \approx \theta/4$ . Ограничения на угол  $\gamma$  возникают, в частности, из данных по  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ -переходам. В качестве иллюстрации на рис. 28 представлена сводка имеющихся ограничений<sup>68</sup> на величины  $\sin \beta$  и  $|\sin \gamma|$ , следующих из универсальности слабой связи, данных по разности масс  $K_L^0 - K_S^0$  и измерений верхней границы  $\tau_B$  (см. формулы (1.16) и (4.10)). Заштрихованы области значений  $\sin \beta$ ,  $|\sin \gamma|$ , исключенные современным опытом, левый нижний угол отвечает значениям  $\tau_B < 1,4 \cdot 10^{-12}$  с<sup>68</sup>.

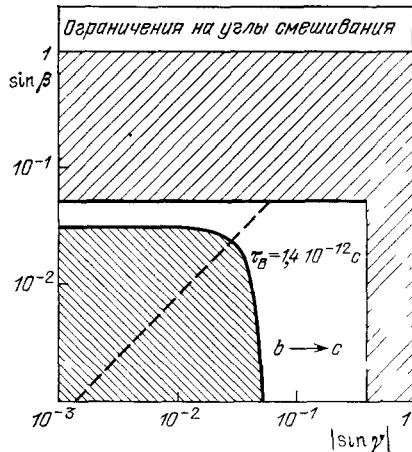


Рис. 28. Существующие ограничения на углы смешивания кварков, изображенные в плоскости  $\sin \beta$ ,  $|\sin \gamma|$ <sup>68</sup>.

Область в левом нижнем углу соответствует  $\tau_B < 1,4 \cdot 10^{-12}$  с. Исключенные области заштрихованы. Значения левее штриховой линии исключаются данными CLEO по выходам К-мезонов в  $B\bar{B}$ -событиях.

### б) Слабые нейтральные токи тяжелых кварков

В стандартной модели Глэшоу — Вайнберга — Салама<sup>9,154</sup> слабому нейтральному току кварков

$$(j_\mu^0) = \frac{1}{2} \sum_q (v_q \bar{q} \gamma^\mu q + a_q \bar{q} \gamma^\mu \gamma_5 q) \quad (4.11)$$

отвечают следующие значения векторных и аксиальных констант:

$$\begin{aligned} a_{u, c, t} &= 1, & v_{u, c, t} &= 1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W, \\ a_{d, s, b} &= -1 = a_e, & v_{d, s, b} &= -1 + \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W, \end{aligned} \quad (4.12)$$

где  $\theta_W$  — угол Вайнберга ( $(\sin^2 \theta_W)_{\text{эксп}} = 0,229 \pm 0,009$ ).

Существующие экспериментальные данные по выходам  $J/\psi$ -мезонов в нейтринных реакциях (рис. 29), а также по сечениям образования адронов в  $e^+e^-$ -аннигиляции (рис. 30) согласуются с предположением стандартной модели о том, что токи  $cc$  и  $uu$  имеют одинаковую структуру.

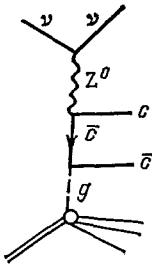


Рис. 29. Диаграмма, описывающая образование  $cc$ -состояния в нейтринной реакции.

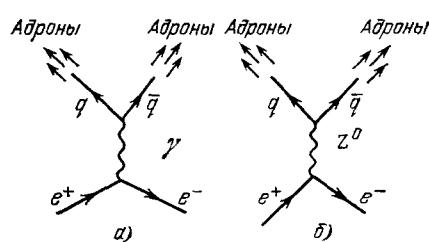


Рис. 30. Диаграммы низшего порядка для процесса  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ .

Кроме того, данные по  $e^+e^-$ -аннигиляции исключают возможность аномально больших констант в нейтральном токе  $b\bar{b}$ .

Детальная информация о нейтральных токах тяжелых квarkов может быть получена в  $e^+e^-$ -столкновениях при исследовании распределений по полярному  $\theta$  и азимутальному  $\phi$  (в случае поляризованных начальных частиц) углам вылета струй, порожденных этими квarkами (см., например, <sup>67,156</sup>). В отличие от случая легких квarkов, эти струи могут быть вполне однозначно идентифицированы по специфическим распадам соответствующих лидирующих тяжелых адронов — так называемый метод меченых квarkов <sup>67,156</sup> (см. гл. 5, раздел а)). Один из ярких каналов — фрагментация с-квarkов в  $D^*$ -мезоны, которые весьма четко и однозначно проявляются на опыте. Другой вариант — детектирование жестких мюонов определенного знака от полулептонных распадов тяжелых частиц. При этом выходы с и  $b$ -квarkов могут быть надежно разделены с помощью отбора по импульсам регистрируемых частиц.

В частности, большой интерес представляет измерение асимметрии вперед — назад для чарма и прелести:

$$A_C^q = \frac{d\sigma_q(\theta) - d\sigma_q(\pi - \theta)}{d\sigma_q(\theta) + d\sigma_q(\pi - \theta)}, \quad (4.13)$$

позволяющее найти параметр  $a_q$ .

При  $W^2 \ll M_Z^2$  величина  $A_C^q$  определяется интерференцией диаграмм рис. 30 и равна

$$A_C^q = \rho_C^q \frac{2 \cos \theta}{1 + \cos^2 \theta}, \quad (4.14)$$

где

$$\rho_C^q \approx 0,11 \frac{a_q a_q}{Q_q} \left( \frac{W}{35 \text{ ГэВ}} \right)^2 \left( 1 - \frac{W^2}{M_Z^2} \right)^{-1} \quad (4.15)$$

(ср. (6.2), (6.3)).

Согласно (4.15), для с-квarkов эффект должен быть в полтора, а для  $b$ -квarkов в три раза больше, чем в случае  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Асимметрия быстро растет с энергией и, как показывают расчеты по более точным формулам, при  $W \approx 60$  ГэВ величина  $\rho_C^b \approx -0,8$ , после чего эффект

начинает убывать<sup>67</sup>. Прецизионное измерение  $A_C^q$  в достаточно широком интервале энергий может позволить определить массу  $M_z$  по пропагаторному эффекту.

Константы  $v_q$  могут быть найдены в опытах с продольно поляризованными начальными  $e^-$ ,  $e^+$ . Например, при спиральности электрона  $\lambda$  в интегральном сечении процесса  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  появляется Р-нечетная корреляция

$$A_P^q = \frac{1}{\lambda} \frac{\sigma_q(\lambda) - \sigma_q}{\sigma_q} \approx -\frac{v_q}{a_q} \rho_C^q \quad (W^2 \ll M_z^2). \quad (4.16)$$

Эта корреляция особенно существенна в случае  $b$ -кварка: при  $W \approx 40$  ГэВ  $A_P^b \approx 0,4$  ( $A_P^c \approx 0,1$ ).

Красивая возможность изучения взаимодействия нейтрального аксиального тока электронов с векторным током  $c$ - и  $b$ -кварков непосредственно в  $J/\psi$ - и  $\Upsilon$ -пиках обсуждалась в работе<sup>156</sup>. Зависимость полного сечения рождения адронов от знака продольной поляризации должна приводить к относительному эффекту  $A_P^b \approx 1,6 \cdot 10^{-2}$  в  $\Upsilon$ -резонансе и  $A_P^c \approx 4 \cdot 10^{-4}$  в  $J/\psi$ -резонансе. Особенно ярко этот эффект проявится в случае  $t$ -кварка, где (ниже  $Z^0$ ) величина  $A_P^t$  становится  $\sim 1$ .

Другая возможность состоит в измерении продольной поляризации конечных  $\mu^+\mu^-$  ( $\tau^+\tau^-$ ) в узком резонансе.

### в) Фабрика неуловимых скалярных частиц

Распады адронов, содержащих тяжелые кварки, являются одним из наилучших источников информации о различных экзотических объектах, возникающих в теории. К ним, в частности, относятся хиггсовские бозоны (см., например,<sup>10, 146</sup>) и аксион (см., например,<sup>147</sup>), константы взаимодействия которых с кварками пропорциональны  $m_q$ .

В минимальной стандартной модели электрослабого взаимодействия (с одним дублетом хиггсовских частиц)<sup>154, 9</sup> фигурирует физический нейтральный бозон  $H^0$ , а в моделях, содержащих несколько мультиплетов скалярных частиц, появляются физические заряженные частицы  $H^\pm$ . Экспериментальный поиск скалярных бозонов  $H$  является одной из первоочередных задач современной физики. Однако не случайно эти частицы получили название неуловимых. С одной стороны, современная теория пока однозначно не отвечает на вопрос об их массах и структуре хиггсовского сектора. С другой стороны, ожидаемые сечения рождения  $H$ -бозонов, как правило, очень малы, а идентификация конечного состояния оказывается достаточно сложной проблемой.

Поскольку в стандартной модели константы взаимодействия хиггсовских бозонов с кварками имеют порядок  $\sqrt{G_F V \bar{2} m_q}$ , то распады тяжелых кваркониев  $Q\bar{Q}$  оказываются достаточно интенсивным источником бозонов  $H^0$  с массой  $m_H < 2m_Q$ . В частности, для векторного кваркония  $V_Q$  вероятность распада  $V_Q \rightarrow H^0 + \gamma$  определяется соотношением (см. рис. 31)<sup>157</sup>

$$\frac{\Gamma(V_Q \rightarrow H^0 \gamma)}{\Gamma(V_Q \rightarrow \mu^+ \mu^-)} = \frac{G m_q^2}{\sqrt{2} \pi \alpha} \left( 1 - \frac{m_H^2}{M_V^2} \right). \quad (4.17)$$

Например, в случае  $\Upsilon$ -мезона из этого соотношения следует (при  $m_H^2/M_V^2 \ll 1$ )  $BR(\Upsilon \rightarrow H^0 \gamma) \approx 3 \cdot 10^{-4}$ , что позволяет надеяться на возможность поиска этого распада по монохроматическим фотонам. Если  $m_H \geq 4$  ГэВ, то основными каналами его распада должны быть  $H^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ , с.с. Отме-

тим, что в стандартной модели с одним хиггсовским дублетом из требования стабильности вакуума и применимости теории возмущений возникает ограничение<sup>158</sup>

$$1 \text{ ТэВ} \geq m_H \geq 7 \text{ ГэВ}.$$

В моделях с несколькими дублетами могут быть и более легкие скалярные частицы. В настоящее время группа *CB* проводит анализ данных по распаду  $J/\psi \rightarrow \gamma \mu^+ \mu^-$ <sup>41</sup> для того, чтобы получить ограничение на каскадный переход  $J/\psi \rightarrow \gamma H^0 \rightarrow \gamma \mu^+ \mu^-$  при  $400 \text{ МэВ} \leq m_H \leq 3 \text{ ГэВ}$ .

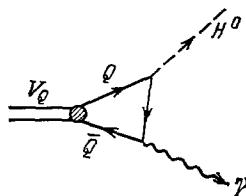


Рис. 31. Диаграмма, описывающая распад векторного кваркония  $V_Q \rightarrow H^0 + \gamma$ .

В случае  $t$ -кварка отношение (4.17) резко возрастает и с учетом современного ограничения  $m_t > 18,3 \text{ ГэВ}$  нетрудно получить, что  $\frac{\Gamma(V_t \rightarrow H^0 \gamma)}{\Gamma(V_t \rightarrow \mu^+ \mu^-)} > 0,12$  (если только масса  $m_t$  не превышает заметно  $M_Z/2$ ).

Перейдем теперь к вопросу о заряженных хиггсовских бозонах  $H^\pm$ . Если бы такой объект существовал, причем с массой  $m_H < m_b - m_c$ , то  $b$ -кварк распадался бы целиком за счет полуслабого перехода  $b \rightarrow H^- c$ :

$$\frac{\Gamma(b \rightarrow H^- c)}{\Gamma(b \rightarrow \bar{c} u d')} \approx \frac{6\pi^2}{G m_b^2} \sim 10^5.$$

При этом в распаде  $H^-$  в случае  $m_{H^\pm} > 2 \text{ ГэВ}$  доминировали бы каналы  $H^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau, \bar{c} s$ , имеющие весьма характерные экспериментальные проявления. Как мы видели в разделе б) гл. 1 (см. п. 2)), данные по распадам В-мезона отвергают такую возможность. Более того, анализ данных по  $e^+ e^-$ -аннигиляциям при значениях  $W \geq 30 \text{ ГэВ}$  исключает возможность существования  $H^\pm$  с массами в интервале 5–15 ГэВ и каналами распада  $H^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau, \bar{c} s$ <sup>20, 21</sup>.

Поэтому сейчас основные надежды на обнаружение  $H^\pm$ -бозонов связывают с распадом  $t$ -кварка:  $t \rightarrow H^\pm + b$ .

Распады тяжелых кваркониев дают весьма важную информацию о таком теоретическом изобретении, как аксион (а) — новая очень легкая псевдоскалярная частица, приводящая, в частности, к натурализации  $CP$ -инвариантности сильных взаимодействий (например, <sup>147</sup>). В последние годы ведутся интенсивные поиски такого объекта в экспериментах на протонных и электронных ускорителях, на реакторах, а также при изучении распадов возбужденных ядер.

В стандартной теории аксиона<sup>159, 160</sup> константа его взаимодействия с  $u, c, t$ -кварками имеет порядок  $\sqrt{G \sqrt{2} m_q x}$ , а с  $d, s, b$ -кварками —  $\sqrt{G \sqrt{2} m_q / x}$ ;  $x$  — стандартный параметр в теории аксиона, равный отношению вакуумных средних двух хиггсовских полей. Как и в случае распада  $V_Q \rightarrow H^0 + \gamma$ , отношение ширины  $V_Q \rightarrow a + \gamma$  к лептонной ширине, например, для  $J/\psi$ -мезона есть (ср. (4.17))

$$\frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow a + \gamma)}{\Gamma(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)} = \frac{G m_c^2 x^2}{V \sqrt{2} \pi \alpha} \quad (4.18)$$

(соответствующая формула для  $b$ -кварка отличается заменой фактора  $x^2 \rightarrow 1/x^2$ ).

Группа СВ выполнила эксперимент <sup>161</sup> по поиску распада  $J/\psi$  на фотон (с  $E_\gamma \approx m_{J/\psi}/2$ ) и долгоживущий невзаимодействующий объект с малой массой  $m_a < 1$  ГэВ (аксион или другой экзотический объект с подобными свойствами). На статистике  $\sim 2 \cdot 10^6 J/\psi$  событий получена верхняя граница для относительной вероятности распада  $J/\psi \rightarrow a + \gamma$ :

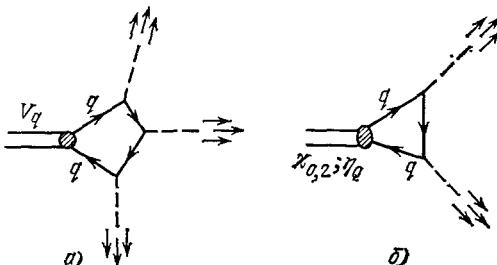
$$\text{BR} (J/\psi \rightarrow a + \gamma) < 1,4 \cdot 10^{-5} \text{ (90% c.l.)}. \quad (4.19)$$

Сравнивая (4.18) с (4.19) при известном значении  $\text{BR} (J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ , нетрудно получить ограничение на параметр  $x < 0,6$ . Тем самым, например, сразу же отвергается значение  $x = 3$ , признанное предпочтительным в опытах Файсснера <sup>162</sup>, претендовавших на обнаружение аксиона.

Так как  $\text{BR} (\Gamma \rightarrow a\gamma) \sim M_\Gamma^2$ , а произведение  $\text{BR} (\Gamma \rightarrow a\gamma) \times \text{BR} (J/\psi \rightarrow a\gamma)$  не зависит от  $x$  и однозначно предсказывается для стандартного аксиона Вайнберга — Вильчека, большой интерес приобрел совместный анализ реакций  $J/\psi \rightarrow a\gamma$  и  $\Gamma \rightarrow a\gamma$ . Полученные данные по монохроматическим фотонам в реакциях  $\Gamma \rightarrow a\gamma$  (LENA) и  $\Gamma'' \rightarrow a\gamma$  (CUSB) отвергают существование аксиона со стандартными свойствами <sup>14</sup>. Подчеркнем, что в поисках аксиона распады тяжелых кварков продемонстрировали существенно более высокую эффективность, чем другие методы исследования. По-видимому, и в будущем распады тяжелых кварков будут самым жестким испытанием для новых аксионных моделей.

## 5. ТЯЖЕЛЫЕ КВАРКИ И ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ КХД

Поскольку физика тяжелых кварков связана с малыми расстояниями, где действует асимптотическая свобода, многие проблемы в применении к ним выглядят существенно проще, чем для легких кварков. Большая



величина массы кварка позволяет использовать стандартные методы теории возмущений (ТВ), например суммирование главных логарифмов (см., например, <sup>11, 163, 164</sup>) для описания конечного состояния в различных жестких процессах, в первую очередь, для функции фрагментации тяжелого кварка. Объединяя ТВ результаты с партонными соображениями, можно получить замкнутую картину рождения и адронизации тяжелых кварков, в которой эффекты тормозного излучения и конфайнмента органично соединяются.

<sup>14</sup>Кроме того, распады тяжелых кваркониев являются, в принципе, наиболее чистым источником глюонных струй. При этом векторные кварконии могут распадаться на три глюона, тогда как псевдоскалярные и Р-волновые состояния с  $JPC = 2^{++}, 0^{++}$  могут переходить и в два глюона (рис. 32). Изучение распадов тяжелых кваркониев дает, таким образом, важную информацию о свойствах струи, порожденной глюоном, в част-

ности о специфике адронизации глюонов. С излучением глюонных струй связано и определение квантовых чисел глюона (спина, четности и т. д.). Здесь необходимо помнить, что ТВ не является самосогласованным приближением, и всегда приходится считаться с влиянием эффектов, ею не контролируемых. Эксперименты подобного типа позволяют выявлять условия, при которых конфайнмент не препятствует цветным партонам проявляться как индивидуальным объектам с вполне определенными свойствами. Тем самым накапливается информация о том, несколько «мягким» является механизм обесцвечивания.

Наконец, отметим, что поскольку в КХД интенсивность испускания мягких глюонов глюоном в  $9/4$  раз больше, чем кварком, то появляется принципиальная возможность сравнить выходы частиц разного сорта в распадах кваркониев и в  $e^+e^-$ -аннигиляции (например, <sup>11, 164</sup>). Тем самым проверяются следствия картины каскадного размножения глюонов и их последующей адронизации.

Здесь мы кратко обсудим вопрос о спектре тяжелых адронов в  $e^+e^-$ -аннигиляции, проверку спин-четности глюона, а также КХД-представления о выходах адронов разного сорта в распадах кваркониев.

### а) Распределения тяжелых адронов в струях

Обсудим вначале, к каким специфическим особенностям в глюонном тормозном излучении и адронизации приводит большая масса кварка Q  $M_Q$ <sup>67, 164</sup>. Считаем  $M_Q R \gg 1$ , где  $R$  — характерная величина радиуса обесцвечивания, определяемого непертurbативным взаимодействием тормозных глюонов с  $k_\perp \sim R^{-1}$  ( $\alpha_s(k_\perp^2 \sim R^{-2}) \sim 1$ ) и вакуумным конденсатом легких夸克ов:  $R^{-1} \approx 250 - 300$  Мэв. Из-за массивности Q время формирования тормозного излучения с энергией  $\omega$  и поперечным импульсом  $k_\perp$

$$t_{\text{изл}} \approx \frac{E_Q z (1-z)}{k_\perp^2 + M_Q^2 z^2}$$

при  $z \sim 1$  всегда параметрически меньше времени адронизации глюона  $t_{\text{адрон}} \approx \omega R^2$ , когда взаимодействие становится сильным. Для энергичных глюонов характерные  $k_\perp \gtrsim M_Q$ , и интенсивно испускаются лишь параметрически мягкие глюоны с  $z \lesssim (M_Q R^{-1}) \ll 1$ ,  $k_\perp \sim R$ . Отсюда следует важный вывод о том, что потеря энергии тяжелым кварком на излучение невелика и контролируется ТВ<sup>67, 155, 164</sup>. На этом пути находит объяснение яркий эффект лидирования тяжелых кварков (и адронов)<sup>165</sup>, кинематически напоминающий лидирование барионов в pp-взаимодействии.

Если параметр  $M_Q R$  достаточно велик, то спектры адронов  $H_Q$ , содержащих тяжелые Q-кварки, должны практически совпадать со спектром кварка Q:  $|x_Q - x_{H_Q}| \lesssim (M_Q R)^{-1}$  при  $1 - x_{Q, H_Q} \gg (1/M_Q R)$  ( $x_{Q, H_Q} = 2E_{Q, H_Q}/W$ ). При проведении суммирования по всем видам адронов с кварком Q согласие должно еще больше улучшиться. При  $|1 - x_{H_Q}| < 1/M_Q R$  спектры  $H_Q$  падают как степени  $(1 - x_{H_Q})$ .

Поскольку масштаб расстояний, существенных в жестком излучении глюонов кварками Q, определяется величиной  $M_Q^{-1} \ll R$ , то при  $(1 - x_Q) \gg 1/M_Q R$  спектр Q полностью описывается ТВ и является инфракрасно-стабильной величиной.

Инклузивное распределение  $\bar{D}_Q(x)$  кварка Q в процессе  $e^+e^- \rightarrow Q(x) + \dots$  при этом дается в главном логарифмическом приближении

(ГЛП) формулой<sup>164,166</sup>

$$\bar{D}_Q^{\text{ГЛП}}(x, W) = \int \frac{di}{2\pi i} x^{-j} \exp \left\{ \Delta\xi \cdot C_2 \left[ 3 + \frac{2}{j(j+1)} - 4\psi(j+1) - 4\gamma_E \right] \right\}, \quad (5.1)$$

где  $\psi$  — известная функция  $\Gamma'/\Gamma$ ,  $\gamma_E = 0,577 \dots$  — константа Эйлера,

$$C_2 = \frac{N^2 - 1}{2N}, \quad \Delta\xi = \xi(W^2) - \xi(M_Q^2) = \frac{1}{b} \ln \frac{\alpha_s(M_Q^2)}{\alpha_s(W^2)}; \quad (5.2)$$

$$b = \frac{11}{3} N - \frac{2}{3} n_f = 9 \quad (\text{u, d, s-кварки});$$

здесь  $N$  — число цветов ( $N = 3$ ),  $n_f$  — число «размороженных» кварков. Интегрирование в (5.1) идет по контуру, параллельному мнимой оси, правее всех особенностей, т. е. при  $\text{Re } j > 0$ . Распределение (5.1) растет с увеличением  $x$ . При произвольных  $\Delta\xi$  и  $x$  величину  $\bar{D}_Q^{\text{ГЛП}}(x)$  можно найти численно. Однако при реальных энергиях величина  $\Delta\xi$ , например, для  $b$ -кварка невелика, и можно использовать простые интерполяции, например

$$\bar{D}_Q(x) \approx N(\Delta\xi) \frac{1+x^2}{2} (1-x)^{-1+4C_2\Delta\xi}, \quad (5.3)$$

где  $N(\Delta\xi)$  определяется условиями нормировки. Более точные расчеты позволяют, в принципе, найти логарифмические поправки к ГЛП-формуле (5.1) в виде ряда по  $\alpha_s$ .

Для средней доли энергии, уносимой тяжелым кварком, в ГЛП можно получить

$$\langle x_Q \rangle^{\text{ГЛП}} = e^{-8C_2\Delta\xi/3} = \left( \frac{\alpha_s(M_Q^2)}{\alpha_s(W^2)} \right)^{-32/81}, \quad (5.4)$$

что соответствует результатам для валентных кварков в адроне при глубоко неупругом рассеянии<sup>167</sup>. Для  $c$ -кварка это означает, что при современных энергиях ( $W \approx 30-40$  ГэВ) он теряет лишь около четверти своего импульса на излучение:  $\langle x_c \rangle \approx 0,75$ ;  $b$ -кварк еще более скромно тратит свою энергию:  $\langle x_b \rangle \approx 0,85$ . Экспериментальная проверка этих предсказаний ТВ представляет большой интерес. Появившиеся недавно первые данные по рождению чарма подтверждают теоретические ожидания:  $\langle x_c \rangle_{\text{эксп}} \approx 0,7$ .

Свойства струй, порожденных тяжелыми кварками, исследуются на опыте по «триггерным» распадам дочерних тяжелых адронов, которые уносят почти весь импульс тяжелого кварка. Например, может регистрироваться переход  $c \rightarrow D^* + \dots$  или жесткие лептоны от полулептонных распадов  $Q$ . Анализ спектров лептонов дает возможность не только выделить события с тяжелыми кварками, но и разделить между собой вклады различных тяжелых кварков. Кроме того, можно различить струи кварка и глюона, кварка и антикварка. Это обстоятельство открывает путь к исследованию не только проблем сильных взаимодействий, например свойств глюона<sup>155,176</sup>, но и проявлений слабых взаимодействий тяжелых кварков (см. раздел б) гл. 4). Разделение событий с  $b$ - и  $c$ -кварками можно осуществить, используя отбор по поперечному (к оси адронной струи) импульсу лептонов  $p_\perp^l$ : условие  $p_\perp^l > 1,2 - 1,5$  ГэВ соответствует в основном событиям с  $b$ -кварками<sup>67</sup>. Можно указать и другие характерные проявления событий с тяжелыми кварками в  $e^+e^-$ -аннигиляции. Так, в них наряду с лептоном должна наблюдаться заметная потеря энергии (уносимой нейтрином) и видимая нескомпенсированность поперечных импульсов.

### б) Проверка спина и четности глюона

В настоящее время разработан целый ряд методов ТВ определения спина и четности глюона, которые уже подвергались испытанию опытом (см., например, <sup>11, 16, 168</sup>). В совокупности они отдают предпочтение гипотезе  $J_g^{PC} = 1^-$ . Однако интерпретация любых экспериментов по изучению свойств夸克ов и глюонов требует дополнительных предположений, связанных, в частности, с процессом их адронизации. Поэтому особенно важно измерять квантовые числа партонов в различных экспериментах, так чтобы проверять разные ступени в иерархии гипотез об адронизации (см. <sup>11</sup>). В этом случае сравнение результатов означает проверку как предсказаний теоретико-волновой механики КХД, так и представлений о характере связи партонов и адронов, т. е. о конфайнменте.

Чтобы оценить, насколько критично к специфике теории то или иное предсказание КХД, принято сравнивать его с предсказаниями других моделей, в частности с измененными квантовыми числами глюона. Конечно, следует помнить, что такие модели являются лишь вспомогательными, так как не представляют собой вариантов последовательной теории. Например, асимптотическую свободу, на которую указывают, в частности, наблюдаемые свойства夸克ониев, удается реализовать лишь в калиброчных теориях. В этом отношении хромодинамика не имеет конкурентов.

1) Распады тяжелых夸克ониев. Наиболее надежным подтверждением спина и четности глюона представляется сравнение ширин распада тяжелых夸克ониев, поскольку оно базируется лишь на минимальном предположении о полноте партонных состояний <sup>168, 169</sup>. В частности, для величины отношения ширин прямых адронных распадов ( $\Gamma^{\text{dir}}$ ) псевдоскалярного ( ${}^1S_0$ ) и векторного ( ${}^3S_1$ ) состояний

$$r^S = \frac{\Gamma^{\text{dir}}({}^1S_0)}{\Gamma^{\text{dir}}({}^3S_1)}. \quad (5.5)$$

КХД предсказывает значение  $r_{\text{KHD}}^S \sim 6 (\alpha_s/\pi)^{-1} (1 + O(\alpha_s))$  (см. рис. 32). Например, в случае  $J/\psi$  и  $\eta_c r_{\text{KHD}}^S \sim 10^2$ ; см. гл. 2. Близкое значение ожидается и для случая  $\Upsilon$ ,  $\eta_c$ .

Если же глюоны псевдоскалярны ( $J_g^P = 0^-$ ), то  ${}^1S_0$  состояние не может распадаться на  $gg$  и оба состояния  ${}^1S_0$  и  ${}^3S_1$  переходят в три глюона, несмотря на разную  $C$ -четность. При этом различие ширин становится существенно меньше, чем при  $J_g^P = 1^-$ . Так в случае  $J/\psi$ - и  $\eta_c$ -состояний ожидалось бы <sup>168</sup>  $r_p^S \approx 10$ . При  $J_g^P = 1^+$  теоретически ожидаемая ширина  $\Gamma^{\text{dir}}({}^1S_0)$  значительно меньше, чем в стандартном случае  $J_g^P = 1^-$ , и, может быть, даже меньше, чем  $\Gamma^{\text{dir}}({}^3S_1)$ .

Если же  $J_g^P = 0^+$ , то  ${}^3S_1$  по-прежнему может распадаться на три глюона, но в прямом распаде  ${}^1S_0$  образуется не меньше четырех глюонов. При этом можно ожидать  $\Gamma_{\eta_c}^{\text{tot}} < \Gamma_{J/\psi}^{\text{tot}}$ .

Таким образом, наблюдаемое на опыте для  $J/\psi$  и  $\eta_c$  отношение  $r_{\text{эксп}}^S \approx \approx (3 \pm 1) \cdot 10^2$  (см. табл. XIII) прекрасно согласуется со стандартным глюоном КХД и отвергает другие рассмотренные возможности. Еще более надежную проверку  $J_g^P$  дадут измерения ширин S-волновых состояний  $b\bar{b}$ .

Предложенное в работе <sup>169</sup> сравнение ширин распада состояний  ${}^3P_0$  и  ${}^3P_2$  также требует лишь полноты партонных состояний.

2)  $\Upsilon \rightarrow 3g$ . Использование трехструйных процессов  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$  и  $\Upsilon \rightarrow 3g$  <sup>170-172, 63, 17</sup> для изучения спина глюона требует более серьезных гипотез, в первую очередь о том, что адроны «запоминают» направление вылета

и свойства породивших их партонов (так называемая гипотеза мягкого обесцвечивания<sup>163</sup>).

На опыте в  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ -резонансах измерены распределения оси вытянутости событий  $T^*$ ) относительно направления начальных  $e^+e^-$ -пучков  $\sim 1 + \alpha_T \cos^2 \theta$  ( $(\alpha_T)_{\text{эксп}} = 0,35 \pm 0,11$ <sup>62</sup>) и нормали к плоскости вылета глюонов  $\sim 1 + \alpha_N \cos^2 \beta$  ( $(\alpha_N)_{\text{эксп}} = -(0,29 \pm 0,06)$ <sup>62</sup>).| Они хорошо согласуются с ожиданиями КХД<sup>171</sup> ( $(\alpha_T)_{\text{КХД}} = 0,39$ ,  $(\alpha_N)_{\text{КХД}} = -0,33$  и полностью отвергают гипотезы  $J_g^P = 0^-$  и  $0^+$ .

3)  $J/\psi \rightarrow \gamma f \rightarrow \gamma \pi\pi$ <sup>173</sup>,  $2^3S_1 \rightarrow \pi^+\pi^- (1^3S_1)$ <sup>116,118</sup>. Эти распады в приближении двухглюонного обмена иллюстрируются рис. 33. Их изучение занимает следующие ступени в «иерархии» гипотез.

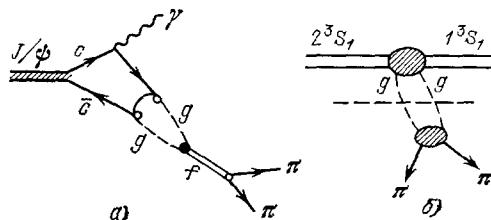


Рис. 33. Графическое представление распадов  $J/\psi \rightarrow \gamma f \rightarrow \pi^+\pi^-$  (a) и  $(2^3S_1) \rightarrow (1^3S_1) \pi^+\pi^-$  (b).

В частности, для распада  $J/\psi \rightarrow \gamma f$  использовалось предположение о безмассовости промежуточных глюонов, а расчеты<sup>173</sup> включали еще и дополнительные предположения. Поэтому не удивительно отсутствие хорошего согласия предсказания<sup>173</sup> с опытом, следующее из измерений поляризационного состояния  $f$ -мезона в радиационном распаде<sup>42</sup> (ср. примечание к табл. II с  $x_{\text{теор}} = 0,76$ ,  $y_{\text{теор}} \approx 0,54$ ).

Как было показано в<sup>116,118</sup> при использовании мультипольного разложения глюонных полей отношение ширин каскадных переходов  $\psi'$  и  $\Upsilon'$

$$k = \frac{\Gamma(\Upsilon' \rightarrow \Upsilon'\pi\pi)}{\Gamma(\psi' \rightarrow J/\psi\pi\pi)} \quad (5.6)$$

существенным образом должно зависеть<sup>1</sup> от спина глюона:  $k_{\text{КХД}} \approx 0,1$ ,  $k_{0+} \approx 1$ . Дело в том, что в отличие от скалярного случая, КХД-амплитуда процесса, пропорциональна  $\langle r^2 \rangle$  (см. раздел в гл. 2 и формулу (2.52)).

Экспериментальный результат  $k_{\text{эксп}} = (8,5 \pm 6) \cdot 10^{-2}$ <sup>62</sup> отдает явное предпочтение КХД-ожиданию.

Тот факт, что различные перечисленные методы согласуются между собой в определении спина глюона, весьма важен, так как оправдывает наши представления о свойствах конфайнмента. В частности, находит дополнительное экспериментальное подтверждение гипотеза мягкого обесцвечивания.

### в) Множественности адронов в распадах квarkониев

Экспериментальные данные по множественному образованию адронов в  $e^+e^-$ -аннигиляции при высоких энергиях<sup>23,174</sup> качественно хорошо подтверждают специфические для ТВ КХД яркие предсказания картины каскадного размножения глюонов (например,<sup>11,164</sup>): резкое ускорение роста средней множественности заряженных частиц  $\langle n_{\text{ch}} \rangle$  с увеличением  $W$ , характерная структура плато и т. д. С этой же картиной согласуется

\* ) Ось  $T$  близка к направлению наиболее энергичной глюонной струи; подробнее см.<sup>11</sup>.

и наблюдаемый рост выхода барионов ( $p$ ,  $\bar{p}$  и  $\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}$ ) в адронных струях<sup>164</sup>. Кроме того, последний факт указывает на то, что при фрагментации глюонов в адроны формирование легких глюболов не играет определяющей роли (насыщенность конечного состояния глюболовами с  $m_g < 2,5$  ГэВ приводила бы к падению относительного выхода барионов).

В дважды логарифмическом приближении ТВ КХД существует общая функциональная техника для вычисления асимптотик различных характеристик образования адронов в струях: множественностей, спектров, корреляторов и т. д.<sup>175</sup>. При использовании известных распределений глюонов в распадах кваркониев эта техника может быть применена и к вычислениям характеристик множественного рождения частиц в этих распадах в случае, когда относительные углы вылета глюонов достаточно велики. Однако при более или менее симметричных конфигурациях в распаде  $V_Q \rightarrow 3g$  можно получить простые соотношения, связывающие непосредственно экспериментальные характеристики в прямых распадах кваркониев с соответствующими величинами в  $e^+e^-$ -аннигиляции при  $W = (2/3) M_{V_Q}$ <sup>11</sup>. При этом уменьшается роль теоретических неоднозначностей, например, связанных с учетом поправок к дважды логарифмическим формулам ТВ. Следует, однако, сделать оговорку о том, что полученные ниже оценки могут оказаться в достаточной мере грубыми, в частности, из-за того, что реально трехструйные симметричные конфигурации глюонов в распаде  $V_Q$  не являются абсолютно доминирующими.

Здесь мы остановимся лишь на выходах адронов разного сорта  $h$  в прямых распадах кваркония  $V_Q$ . Средние множественности  $\langle n_h(V_Q) \rangle$  можно связать с вкладом тормозных глюонов в соответствующие множественности в  $e^+e^-$ -аннигиляции  $\langle n_h(e^+e^-) \rangle$  с помощью соотношения<sup>11,164</sup>

$$\langle n_h(V_Q) \rangle = \frac{3}{2} \cdot \frac{9}{4} \Delta \left\langle n_h \left( e^+e^-, W = \frac{2}{3} M_{V_Q} \right) \right\rangle + \langle n_h(J/\psi) \rangle, \quad (5.7)$$

где  $\Delta(n_h)$  — прирост множественности в  $e^+e^-$ -аннигиляции при увеличении энергии от  $\sim 2$  ГэВ до  $W$ . Множитель  $3/2$  учитывает переход от двух струй к трем, а  $9/4$  — большую вероятность испускания мягких глюонов глюоном, по сравнению с кварком (например,<sup>176</sup>).

Для  $\Gamma$ -мезона формула (5.7) дает разумную оценку множественности заряженных частиц ( $n_{ch}(\Gamma) \approx 8-10$ ). Для  $t$ -кваркония (топония) в интервале масс 40—50 ГэВ оценка  $\langle n_{ch}(\Gamma) \rangle$  составляет 35—40.

Поскольку при небольших энергиях  $e^+e^-$ -аннигиляции  $W \lesssim 3$  ГэВ выходы барионов малы (при  $W \approx 3$  ГэВ,  $n_p(e^+e^-) = (2 \pm 1) \cdot 10^{-2}$ ) практически всю наблюдаемую множественность нелидирующих барионов можно связать с каскадным размножением ТВ-глюонов, заменив  $\Delta \langle n_{\bar{p}}(e^+e^-) \rangle$  в (5.7) на  $\langle n_{\bar{p}}(e^+e^-) \rangle$ . Отсюда сразу же следует предсказание, что множественность барионов в прямых распадах кваркония должна быть заметно выше, чем в фоне<sup>164</sup>. Интересно, что такая ситуация реализуется уже в случае  $J/\psi$ -мезона. Например,  $n_{\bar{p}}(J/\psi) \approx (6,3 \pm 1,8) \cdot 10^{-2}$ <sup>177</sup>, что в 2—3 раза выше, чем вне резонанса. Этот результат можно рассматривать как аргумент в пользу трехглюонной природы прямых распадов  $J/\psi$ . При использовании данных по выходам  $p$ ,  $\bar{p}$  и  $\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}$  в  $e^+e^-$ -столкновениях (например,<sup>23</sup>) в случае  $\Gamma$ -резонанса формула (5.8) приводит к значениям  $\langle n_{p+\bar{p}}(\Gamma) \rangle = 0,74 \pm 0,08$  и  $\langle n_{\Lambda+\bar{\Lambda}}(\Gamma) \rangle = 0,22 \pm 0,04$ , хорошо соглашающимся с опытом (см. табл. VI).

Следует подчеркнуть, что в рамках рассматриваемой картины подобными оказываются приrostы множественностей адронов разного сорта,

связанные с выходом ТВ-глюонов. В случае  $t$ -кваркония, где предасимптотические эффекты, связанные с величиной подложки невелики, следует ожидать примерно одинаковое отношение выхода барионов к мезонам в резонансе и вне его.

## 6. ТОПОНИЙ, КАКИМ ОН МОГ БЫ БЫТЬ

Сверхтяжелый кварконий может представлять изумительный мир, в котором слабое электромагнитное и сильное взаимодействия будут играть роли обратные по отношению к тому, что кажется нам привычным. Эффекты слабого взаимодействия, пренебрежимо малые в чармонии и боттонии, могут оказаться существенными или даже доминирующими для  $t\bar{t}$ . Все

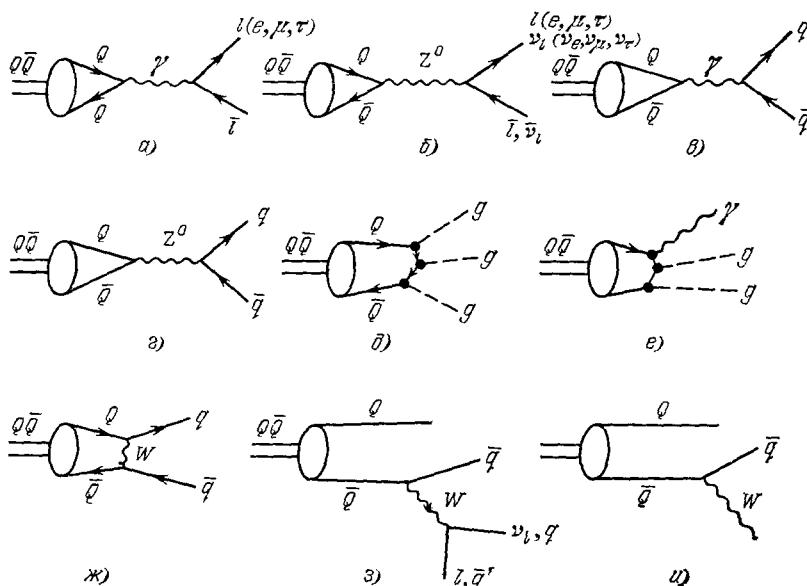


Рис. 34. Основные диаграммы, отвечающие распадам сверхтяжелого векторного кваркония  $Q\bar{Q}$ .

прозрачно здесь с теоретической точки зрения — кулоновское описание справедливо в пределах, определяемых теорией, — но распадные свойства действительно очень своеобразны. Здесь мы кратко остановимся на рассмотрении ожидаемых свойств топония  $T = 1^3S_1$ -состояния  $t\bar{t}$  (более подробное изложение этого круга вопросов можно найти, например, в <sup>86, 87, 141</sup>). Как уже отмечалось, с топонием связывают надежды на осуществление глюонной «фабрики», которая позволит детально исследовать свойства глюонов и специфику процесса их адронизации. Уникальны и возможности исследования свойств слабых взаимодействий в распадах  $T$  (см. гл. 4).

Ожидаемые свойства  $T$  самым существенным образом зависят от значения его массы  $M_T$ . К сожалению, существующие теоретические предсказания для этой величины простираются в широком диапазоне значений: от величин, лишь слегка превышающих достигнутый на опыте уровень  $\geq 37,6$  ГэВ, до  $M_T \approx 150$  ГэВ (например, <sup>178</sup>) и выше.

Основные распады сверхтяжелого векторного кваркония  $Q\bar{Q}$  могут быть описаны диаграммами рис. 34. Кроме того, могут, в принципе, про-

исходить переходы с участием хиггсовских бозонов, например,  $Q\bar{Q} \rightarrow Z^0 H, \dots$  (см. рис. 34).

Обратим особое внимание на переходы, описываемые диаграммами рис. 34, з и рис. 34, и, которые отвечают слабым распадам одного из кварков внутри тяжелого кваркония. В случае  $t$ -кварка диаграмме рис. 34 з отвечает переход:

$$t\bar{t} \rightarrow t + \bar{b} + \text{лектоны или адроны.} \quad (6.1)$$

При этом  $t$ - и  $\bar{b}$ -кварки могут переходить в новый адрон  $t\bar{q}$  и  $B$ -мезон, либо формировать сверхтяжелый адрон  $t\bar{b}$ . Таким образом, возникает реальная возможность исследовать новые элементы матрицы смешивания кварков  $U$  (в частности  $U_{tb}$  см. (4.4) и раздел (а) главы 4). Вклад распадов (6.1) в полную ширину  $T$  становится заметным ( $> 5\%$ ) при  $m_t > 25 \text{ ГэВ}$  и возрастает с ростом массы  $t$ -кварка, при  $M_Z < M_T < 2M_W$  он становится доминирующим (см. ниже). На опыте они могут быть надежно зарегистрированы, например, по жестким лептонам от перехода  $W^- \rightarrow e\bar{v}_e$  или от полулептонного распада  $t$ -кварка. При  $m_t > M_W$  работает диаграмма рис. 34, и.

Остановимся теперь на диаграммах рис. 34, а—ж. Все они отвечают аннигиляции  $Q\bar{Q}$  на малых расстояниях (и потому носят название аннигиляционных) и пропорциональны квадрату кварковой волновой функции в нуле. С учетом  $\gamma$  и  $Z^0$ -обменов (см. рис. 34, а, б) лептонная ширина  $\Gamma(T \rightarrow e^+e^-)$  определяется соотношением (ср. (2.17), раздел (б) главы 4 и (4.11)) \*)

$$\Gamma(T \rightarrow e^+e^-) = \Gamma_T^e \left[ 1 - \frac{2v_e v_t R_Z}{Q_t} + \frac{(v_e^2 + a_e^2) v_t^2 R_Z^2}{Q_t^2} \right], \quad (6.2)$$

где

$$R_Z = \frac{G}{8\pi\alpha\sqrt{2}} \frac{M_T^2 M_Z^2}{M_T^2 - M_Z^2} \approx 5,5 \cdot 10^{-2} \left( \frac{M_T}{35 \text{ ГэВ}} \right)^2 \frac{1}{(M_T^2/M_Z^2) - 1}, \quad (6.3)$$

а  $\Gamma_T^e \equiv \Gamma(T \rightarrow e^+e^-)_{\text{кэд}}$  — есть чисто электромагнитный вклад в лептонную ширину  $T$ . Аксиальная  $a_t$  и векторная  $v_t$  константы для  $t$ -кварка определяются в стандартной модели <sup>9, 154</sup> формулами (4.12), а для электрона

$$a_e = -1, \quad v_e = (4 \sin^2 \theta_W - 1), \quad (6.4)$$

т. е.  $v_e \ll 1$ , так как  $\sin^2 \theta_W \approx 0,23$ . Напомним (см. п. 3 раздела (а) гл. 2), что величина  $\Gamma_T^e$  сравнительно слабо зависит от массы кварка, и энергетическая зависимость лептонной ширины практически полностью определяется последним членом в квадратных скобках в (6.2). В частности,  $\Gamma(T \rightarrow e^+e^-)$  резко возрастает при значениях  $M_T$  вблизи  $M_Z$ .

Поскольку для нейтрино  $v_\nu = a_\nu = 1$ , то ширина перехода  $T \rightarrow \nu\nu$  (см. рис. 34, б)) определяется формулой

$$\Gamma(T \rightarrow \nu\nu) = 2\Gamma_T^e \frac{v_t^2}{Q_t^2} R_Z^2. \quad (6.5)$$

При  $M_T \sim M_Z$  переход  $T \rightarrow \sum \nu\nu$  составляет заметную ( $0,1 - 0,2$ ) долю полной ширины  $T$ , и его наблюдение, например, по радиационному хвосту:  $e^+e^- \rightarrow T + \gamma$  <sup>179</sup> представляет существенный интерес, в частности, с точки

\*) Вблизи пика  $Z^0$  выражение (6.2) изменяется, в частности, из-за модификации  $R_Z$  радиационными эффектами и учетом  $\Gamma_Z$  (подробности см. <sup>179 180</sup>).

зрения получения информации о числе поколений лептонов. С другой стороны, распад  $T \rightarrow vv$  мог бы наблюдаться при изучении каскада \*)

$$2^3S_1 \rightarrow 1^3S_1 + \pi^+ + \pi^- \quad (6.6)$$

$\downarrow$   
 $v\bar{v}$

Ширина распада  $T \rightarrow q\bar{q}$  за счет диаграмм рис. 34 в, г имеет вид (ср. (6.2))

$$\Gamma(T \rightarrow q\bar{q}) = 3\Gamma_T^e \left[ Q_q^2 - \frac{2v_q v_t Q_{q\bar{q}}}{Q_t} R_Z + \frac{(v_q^2 + a_q^2) R_Z^2}{Q_t^2} \right]. \quad (6.7)$$

Отметим, что в случае перехода  $T \rightarrow b\bar{b}$  к амплитуде, описываемой рис. 34, г, необходимо добавить вклад  $t$ -канального обмена  $W$ -бозоном (рис. 34, ж). Сам  $W$ -обмен приводит к вкладу в полную ширину, равному при  $U_{cb} = 1^{181}$

$$\Gamma_W^T = \frac{1}{2} \frac{M_T^4}{[M_W^2 + (1/4) M_T^2]^2} \left( \frac{R_t^e}{Q_t^2} \right). \quad (6.8)$$

На рис. 35 приведена зависимость от массы  $T$  отношения  $r_f^T$

$$r_f^T = \frac{\Gamma(T \rightarrow f\bar{f})}{\Gamma_T^e}, \quad f = e, v, q, \quad (6.9)$$

ширины  $\Gamma(T \rightarrow f\bar{f})$  к электромагнитной ширине  $\Gamma_T^e$ . Здесь же для сравнения приведено отношение  $r_{3g}^T = \Gamma(T \rightarrow 3g)/\Gamma_T^e$ , вычисленное с помощью формулы типа (2.41). Как видно из этого рисунка (см. также ниже), с ростом  $M_T$  относительный вклад трехглюонной аннигиляции уменьшается, и при  $M_T \geq 60$  ГэВ не превышает 30%.

Отличие  $d\bar{d}$ - и  $b\bar{b}$ -вкладов связано, главным образом, с конструктивной интерференцией диаграмм рис. 34, в, г с диаграммой рис. 34, ж). Вблизи  $Z^0$  ( $M_T$  80—90 ГэВ) поведение каналов  $T \rightarrow f\bar{f}$  полностью определяется полюсным членом, модифицированным в соответствии с <sup>179,180</sup> (см. сноску к с. 66). Дальнейший рост массы кварка приводит к яркому «переплетению» различных сил. Например, вблизи от  $Z$ -полюса лептонные ширины возбужденных состояний, лежащих ближе к  $Z$ , должны быть больше, чем лептонная ширина основного уровня <sup>182</sup>.

Отметим, что переходы  $T \rightarrow q\bar{q}$  на опыте будут приводить к двухструйным конфигурациям, причем канал  $T \rightarrow b\bar{b}$  может быть выделен без особых затруднений за счет специфических особенностей распада  $b$ -кварков (см. гл. 1, раздел б) и гл. 4, раздел а).

При  $M_T \geq 100$  ГэВ с обсуждавшимися выше аннигиляционными переходами начинают сравниваться каналы  $T \rightarrow H^0\gamma$  (см. формулу (4.17)),  $T \rightarrow Z^0\gamma$ ,  $T \rightarrow H^0Z^0$ . Однако, как уже подчеркивалось, доминирующими

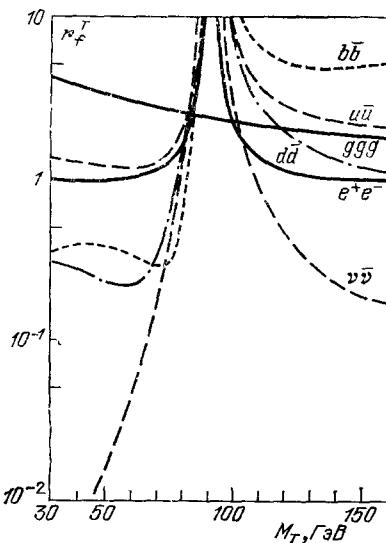


Рис. 35. Зависимость от массы топонания отношений  $r_f^T = \frac{\Gamma(T \rightarrow f\bar{f})}{\Gamma(T \rightarrow e^+e^-)_{\text{кэд}}}$  и  $r_{ggg}^T = \frac{\Gamma(T \rightarrow ggg)}{\Gamma(T \rightarrow e^+e^-)_{\text{кэд}}} \quad ^{187}$ .

\*) Возможность получения ограничений на распад  $1^3S_1 \rightarrow v\bar{v}$  по каскаду (6.6) интенсивно обсуждалась сразу же после открытия  $J/\psi$ - и  $\psi'$ -мезонов (например, <sup>187</sup>).

при таких энергиях становятся распады свободного  $t$ -кварка (см. рис. 34, з и и). Дело в том, что в отличие от аннигиляционных графиков (где за исключением эффектов  $Z^0$ -полюса зависимость от  $M_T$  довольно слабая) в данном случае соответствующий вклад в полную ширину  $T$  пропорционален  $m_t^5$ .

При  $m_t < M_W$ , пренебрегая всеми фермионными массами, кроме  $m_t$  и  $m_b$ , и полагая  $|U_{tb}| = 1$ , выражение для  $\Gamma_{t \rightarrow W+...}^T$  можно записать в виде

$$\Gamma_{t \rightarrow W+...}^T = 2 \cdot 9 \frac{G^2 m_t^5}{192\pi^3} f \left( \frac{m_t^2}{M_W^2}, \frac{m_b^2}{M_W^2} \right). \quad (6.10)$$

Здесь фактор 9 отражает наличие 9 разрешенных распадовых каналов. Функция  $f$  учитывает эффекты, связанные с фазовым объемом и пропагатором  $W$  (рис. 36). На рис. 37, взятом из<sup>87</sup>, проведено сравнение величин

$$\begin{aligned} \Gamma(T \rightarrow 3g), \Gamma_f^T = \\ = \sum_{f=l, v, q} \Gamma(T \rightarrow ff) \text{ и } 18\Gamma(t \rightarrow b \mu \nu) \end{aligned}$$

при разных значениях массы  $M_T$ . Как видно из этого рисунка распад

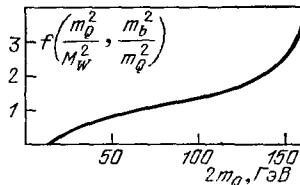


Рис. 36 Функция  $f(m_Q^2/M_W^2, m_b^2/m_Q^2)$

при  $m_b \approx 5$  ГэВ,  $M_W = 80$  ГэВ.

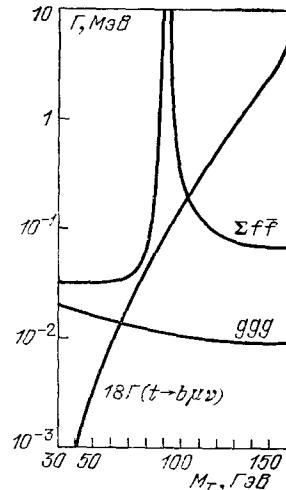


Рис. 37. Сравнение ширин распадов

$T \rightarrow 3g$ ,  $T \rightarrow \sum_{f=e, v, q} ff$  и  $t \rightarrow b \mu \nu$ <sup>87</sup>.

свободного кварка становится заметным  $\left( \frac{\Gamma_{t \rightarrow W+...}^T}{\Gamma_T} \geq 6\% \right)$ , начиная с  $M_T \geq 50$  ГэВ; при  $M_T \geq 70$  ГэВ его вероятность примерно вдвое превосходит  $\Gamma(T \rightarrow 3g)$  и составляет  $\sim 1/9$  полной ширины  $T$ ,  $\Gamma_T$ .

При  $M_T > 2M_W$  доминирующим становится распад  $t$ -кварка с образованием реального  $W$ -бозона (см. диаграмму рис. 34 и). Соответствующая ширина распада  $T \rightarrow W + \dots$  равна ( $U_{tb} \approx 1$ )

$$\Gamma(T \rightarrow W + \dots) = 2 \frac{G}{8\pi V \bar{2}} m_t^3 \left( 1 + 2 \frac{M_W^2}{m_t^2} \right) \left( 1 - \frac{M_W^2}{m_t^2} \right)^2. \quad (6.11)$$

Подчеркнем, что различные адронные каналы распадов  $T$  на опыте могут быть разделены, если принять во внимание характерные отличия отвечающих им событий. Так, переходам типа  $T \rightarrow qq$  отвечают преимущественно двухструйные события,  $T \rightarrow 3g$  соответствует планарная топология, а распады свободного  $t$ -кварка приводят, в среднем, к изотропным событиям. Кроме того, как уже отмечалось, в последнем случае должны наблюдаться жесткие прямые лептоны, скоррелированные с  $K$ -мезонами (от распадов  $b$ -кварка).

В пике Т-резонанса сечение  $e^+e^-$ -аннигиляции, отвечающее распаду свободного  $t$ -кварка, равно<sup>179</sup>

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow tt)_{\text{free quark decay}} = R_{\text{free quark decay}} \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-), \quad (6.12)$$

$$R_{\text{free quark decay}} = \frac{9}{2\alpha^2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left( \frac{\Gamma(T \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma_T} \right) \left( \frac{\Gamma_{t \rightarrow W+...}^T}{\sigma} \right) \left( \frac{2\sqrt{2}\sigma}{M_T} \right)^{\beta}, \quad (6.13)$$

где

$$\beta = \frac{4\alpha}{\pi} \left[ \ln \left( \frac{M_T}{m_e} \right) - \frac{1}{2} \right],$$

а  $\sigma$  — разброс по энергиям в  $e^+e^-$ -пучках ( $\sigma \sim W^2$ ). Отметим, что при  $M_T \leq 70$  ГэВ величина  $\Gamma(T \rightarrow e^+e^-)/\Gamma_T$ , а следовательно, и отношение  $R_{\text{free quark decay}}$  слабо зависит от кварковой волновой функции.

Сечения, соответствующие другим каналам распада Т,  $\Gamma(T \rightarrow f')$ , могут быть получены из (6.12) заменой  $\Gamma_{t \rightarrow W+...}^T \rightarrow \Gamma(T \rightarrow f')$ .

Как мы видим, возможности наблюдения и детального исследования Т на опыте существенным образом зависят от величины  $\sigma$  (например,<sup>59</sup>). Так, для топония с массой  $M_T \approx 40-50$  ГэВ при  $\sigma$  (в МэВ) =  $22 \cdot 10^{-3} M_T^2$  (в ГэВ<sup>2</sup>) (что соответствует установке PETRA) получаем, что максимум сечения превышает фон в 2—3 раза в адронном канале и в 1,5—2,5 раза в мюонном канале. Таким образом, измерение лептонной ширины и восстановление полной ширины не должно встретить затруднений. Заметим, что при  $M_T > M_Z$  вероятности исследования топония затрудняются из-за большого вклада радиационного хвоста  $Z^0$ , от которого следует «отстраиваться»<sup>155, 179</sup>.

## 7. ПЕРСПЕКТИВЫ

Несмотря на то что о тяжелых кварках сейчас мы знаем уже довольно много, эта область не кажется исчерпанной. Здесь еще можно ожидать ярких и важных открытий. В частности, обнаружение  $t$ -кварка и измерение его массы может оказать существенное влияние на дальнейшее развитие теории кварков и лептонов. Более того,  $t$ -кварки могут стать уникальной фабрикой экзотических объектов таких, как хиггсовские частицы и т. п. Не исключена также возможность, что будет обнаружено и четвертое поколение кварков (если оно существует в природе).

В секторах очарованных и прелестных частиц остается еще множество нерешенных проблем. Информация, которую здесь можно получить, касается, в основном, свойств сильного взаимодействия, в частности, специфики глюодинамики. Как всегда, наиболее привлекательными кажутся те рубежи, которые еще не взяты современной теорией. С этой точки зрения удивительно богаты системы  $s\bar{q}$  и  $b\bar{q}$  — очарованные и прелестные частицы. Здесь нужно будет разобраться с эксклюзивными слабыми распадами, научиться вычислять переходные форм-факторы типа  $f_+^{D \rightarrow K}$ , окончательно решить проблему времени жизни всех очарованных адронов. Интересен анализ переходов типа  $D^* \rightarrow D\gamma$ ,  $D^* \rightarrow D\pi$ . Разумеется, немало белых пятен осталось в семействе чармония и особенно боттония. Некоторые Р-уровни все еще ожидают своего открытия. Возможные сюрпризы таят в себе радиальные возбуждения  $J/\psi$ , расположенные выше 4 ГэВ. Важная информация может быть получена в адронных переходах между уровнями чармония (боттония) и в радиационных распадах  $J/\psi$ ,  $\Upsilon$ .

Накапливая данные о различных распадах тяжелых адронов, мы получаем информацию об элементах матрицы смешивания кварков. Особенно актуальны сведения о переходах  $b$ -кварка в кварки  $s$  и  $u$ .

Прогресс в физике тяжелых夸克ов был удивительно быстрым. Список главных теоретических и экспериментальных находок последних лет включает не менее 10—15 пунктов, и, что более важно, все новые усилия в этой области наверняка оккупятся.

Авторы благодарны Я. И. Азимову, А. И. Вайнштейну, М. Б. Волошину, Ю. Л. Докшицеру, В. И. Захарову, Б. Л. Иоффе, В. А. Новикову и Л. Б. Окуню за многочисленные обсуждения затронутых здесь вопросов. Мы признательны также Элиотту Блуму и Курту Готфриду, которые информировали нас о некоторых новых экспериментальных и теоретических результатах.

Ленинградский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова  
АН СССР

Институт теоретической и экспериментальной физики,  
Москва

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Aubert J. J. et al. (MIT-BNL Collab.).— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 1404.  
Augustin J. E. et al. (SLAC-LBL Collab.).— Ibid., p. 1406.
2. Richter B.— УФН, 1978, т. 125, с. 201.  
Ting C.— Ibid., с. 227.
3. Захаров В. И., Иоффе Б. Л., Окунь Л. Б.— УФН, 1975, т. 117, с. 227.
4. Вайнштейн А. И. и др.— УФН, 1977, т. 123, с. 217.
5. Chau L. L.— Phys. Rept., 1983 (in press).
6. Глэшоу III.— УФН, 1976, т. 119, с. 715.
7. Окунь Л. Б. Лентоны и кварки.— М.: Наука, 1981.
8. Ледерман Л.— УФН, 1979, т. 128, с. 693.
9. Вайнберг С.— УФН, 1980, т. 132, с. 201.  
Глэшоу III.— Ibid., с. 219.  
Салам А.— Ibid., с. 229.
10. Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Шифман М. А.— УФН, 1980, т. 131, с. 537.
11. Азимов Я. И., Докшицер Ю. Л., Хозе В. А.— УФН, 1980, т. 132, с. 443.
12. Trilling G.— Phys. Rept., 1981, v. 75, p. 57.
13. Herb S. W. et al. (CFS Collab.).— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 252.  
Innes W. R. et al. (CFS Collab.).— Ibid., p. 1240.
14. Appelquist T., Politzer H. D.— Ibid., 1975, v. 34, p. 43.
15. Eichten E. et al.— Ibid., p. 369.
16. Scharré D. L.— In: Proc. of the 1981 Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies. Bonn, August 1981/Ed. by W. Pfeil.— Universität Bonn, 1981.— P. 163.
17. Silverman A.— Ibid.— P. 138.
18. Schamberger D.— Ibid.— P. 217.
19. Bienlein J. K.— Ibid.— P. 190.
20. Bürger J.— Ibid.— P. 115.
21. Branson J. G.— Ibid.— P. 279.
22. Felst H. E.— Ibid.— P. 52.
23. Treille D.— Ibid.— P. 750.
24. Fisk H. E.— Ibid.— P. 703.  
Foá L.— Ibid.— P. 775.
25. Bloom E. D.— In: Proc. of the XXI Intern. Conference on High Energy Physics. /Ed. P. Petiau, M. Porneuf—Paris, 1982.— P. 407.
26. Kalman G.— Ibid.— P. 431.
27. Rubbia C.— Ibid.— P. 765.
28. Heusch C. A. Lecture presented at the SLAC Summer Institute on Particle Physics. July-August 1981; Preprint SLAC-PUB-2876.— January 1982.
29. Gottfried K.— In: Proc. of the Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies.— Hambrug, 1977; Lecture at Int. School on Nucl. Physics. Erice, 1981; Progr. Part. and Nucl. Phys.; 1981, v. 8, p. 49.  
Jackson J. D.— In: Proc. of the 1977 European Conference on Particle Physics.— Budapest, 1977.— V. 1, p. 603.  
Appelquist T., Barnett N. M., Lane K. D.— Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1978, v. 28, p. 387.

- Jackson J. D., Quigg C., Rosner J. L.—In: Proc. of the 19th Intern. Conference on High Energy Physics—Tokyo, 1978.—P. 824.
- Krammer M., Krasemann H.—Acta Phys. Austr., 1979, Suppl. XXI, p. 259.
- Quigg C., Rosner J. L.—Phys. Rept., 1979, v. 56, p. 169.
- Eichten E. et al.—Phys. Rev. Ser. D, 1980, v. 21, p. 203.
- Buchmuller W., Tye S.—Ibid., 1981, v. 24, p. 132.
30. Martin A. Talk at the XXI Intern. Conference on High Energy Physics. Paris, 1982; Preprint Ref. TH. 3397-CERN.—1982.
31. PDG.—Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 111, p. 1.
32. Zholentz A. A. et al.—Ibid., 1980, v. 96, p. 214.
33. Oreglia M. et al. (Crystal Ball).—Phys. Rev. Ser. D, 1982, v. 25, p. 2259.
34. Himmel T. M. et al. (MARK II Collab.).—Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 1146. Himmel T. M. Ph. D. Thesis: SLAC Report-223.—1979.
35. Partridge R. et al. (CB Collab.).—Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 1150.
36. Edwards C. et al. (CB Collab.).—Ibid., 1982, v. 48, p. 70.
37. Porter F. C. (CB Collab.).—Talk at the 17th Rencontre de Moriond, Les Arcs, January 1982.
38. Chanowitz M.—Phys. Rev. Ser. D, 1975, v. 12, p. 918.  
Okun L. B., Voloshin M. B. Preprint ITEP-95.—Moscow, 1976.
39. Abrams G. S. et al. (MARK II Collab.).—Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 114.  
Ronan M. T. et al. (MARK I-LGW Collab.).—Ibid., p. 367.  
Aschman D. (CB Collab.). Preprint SLAC-PUB-2550.—1980.
40. Scharrer D. L. et al. (MARK II Collab.).—Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 97, p. 329.
41. Königsmann K. C. Preprint SLAC PUB-2910.—1982.  
Gillchries M. G.—Preprint CLNS 82/545.—1982.
42. Edwards C. et al. (CB Collab.).—Phys. Rev. Ser. D, 1982, v. 25, p. 3065.
43. Burke D. L. (Mark II Collab.).—Phys. Rev. Lett., 1982, v. 49, p. 632.
44. Coles M. W. et al. (Mark II Collab.). Preprint SLAC-PUB-2916.—1982.
45. Bacino W. et al. (DELCO Collab.).—Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 329.
46. Hitlin D.—In: Proc. of SLAC Summer Institute on Particle Physics, 1980: SLAC Report No. 239/Ed. by A. Mosher.—Stanford, 1981.—P. 67;  
Harari H.—Ibid.—P. 141.
47. Kirkby J.—In: Proc. of the IX Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies.—Batavia, Ill., 1979.
48. Brandelik R. et al. (DASP Collab.).—Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 80, p. 412; Zs. Phys. Ser. C, 1979, Bd. 1, S. 233.
49. Bloom E. D. et al. (CB Collab.).—Цит. в <sup>46</sup> сб.—P. 349.  
Coyne D. G.—In: Proc. of Vanderbilt Symposium on High Energy  $e^+e^-$  Interactions. Nashville, 1980.—SLAC Pub-2563, 1980.
50. Abrams G. S. et al. (MARK II Collab.).—Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 10.
51. Vella E. et al. (Mark II Collab.).—Ibid., 1982, v. 48, p. 1515.
52. Berger Ch. et al. (PLUTO Collab.).—Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 76, p. 243.
53. Darden C. W. et al. (DASP-2 Collab.).—Ibid., p. 246.
54. Bienlein J. K. et al. (DESY-Heidelberg Collab.).—Ibid., 1978, v. 78, p. 360.  
Darden C. W. et al. (DASP-2 Collab.).—Ibid., p. 364.
55. Böhringer T. et al. (CUSB Collab.).—Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 1111.
56. Andrews D. et al. (CLEO Collab.).—Ibid., p. 1108; v. 45, p. 219.
57. Niczyporuk B. et al. (LENA Collab.).—Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 92;  
Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 99, p. 169.
58. Finochiaro G. et al. (CUSB Collab.).—Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 222.
59. Онучин А. П., Хозе В. А. Лекция на XIII Зимней школе ЛИЯФ: Препринт ЛИЯФ № 408.—Ленинград, май 1978.
60. Artamonov A. S. et al. Preprint IYaF-82-94.—Novosibirsk, 1982.
61. Albrecht H. et al. (DASP-2 Collab.).—Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 102, p. 291.
62. Moneti G. Preprint HEPSY.—(Syracuse Univ.)-4-82. 1982,
63. Brandt S. (PLUTO Collab.).—In: Proc. of the Intern. Conference on High Energy Physics.—Geneva, June-July 1979.—V. 2, p. 338.
64. Berger C. et al (PLUTO Collab.).—Zs. Phys. Ser. C, 1981, Bd. 8, S. 101.
65. Green J. et al.—Phys. Rev. Lett., 1982, v. 49, p. 617.
66. Alam M. S. et al.—Ibid., 1982, v. 49, p. 357.
67. Азимов Я. И., Докшицер Ю. Л., Хозе В. А.—ЯФ, 1982, т. 36, с. 1510.
68. Bartel W. et al. (JADE Collab.).—Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 114, p. 71.
69. Novikov V. A. et al.—Phys. Rept., 1978, v. 41, p. 1.
70. Voloshin M. B.—Preprint ITÉP-21.—Moscow, 1980.
71. Bertlmann R. A.—Nucl. Phys. Ser. B, 1982, v. 204, p. 387.

72. Shifman M., Vainshtein A., Voloshin M., Zakharov V.—  
Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 77, p. 80.
73. Shifman M., Vainshtein A., Zakharov V.—Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 147, p. 385, 448.
74. Reinders L. J., Rubinstein H. R., Yazaki S.—Ibid., 1981, v. 186, p. 109.
75. Callan C., Dashen R., Gross D.—Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 19, p. 1826.  
Shuryak E.—Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 79, p. 135.
76. Voloshin M. B.—Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 154, p. 365.
77. McClary R., Byers N. Preprint UCLA/82 ITEP/12.—Los Angeles, 1982.
78. Crewther R.—Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, p. 1421.  
Chanowitz M., Ellis J.—Phys. Lett. Ser. B, 1972, v. 40, p. 397.  
Collins J., Duncan A., Joglekar S.—Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 16, p. 438.
79. Вайнштейн А. И. и др.—Письма ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 60.
80. Eidelman S. et al.—Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 82, p. 278.
81. Bertlmann R. A.—Acta Phys. Austr., 1981, v. 53, p. 305.
82. Voloshin M. Preprint ITEP-54.—Moscow, 1979.
83. Leutwyler H.—Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 98, p. 447.
84. Voloshin M. Preprint ITEP-30.—Moscow, 1981.
85. Quigg C., Rosner J. L.—Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 72, p. 462.
86. Pakvasa S. et al.—Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 20, p. 2862.  
Goggi G., Penso G.—Nucl. Phys. Ser. B, 1980, v. 165, p. 429.  
Buchmüller W., Tye S.—Phys. Rev. Ser. D, 1981, v. 24, p. 132.
87. Kühn J. H.—Acta Phys. Polon. Ser. B, 1981, v. 12, p. 347.
88. Buchmüller W., Ng Y. J., Tye S.—Phys. Rev. Ser. D, 1982, v. 24, p. 3003.  
Barbieri R., Gatto R., Remiddi E.—Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 106, p. 497.
89. Волошин М. Б.—ЯФ, 1982, т. 35, с. 1016.
90. Морозов А. Ю.—ЯФ, 1982, т. 36, с. 1302.
91. Appelquist T., Georgi H.—Phys. Rev. Ser. D, 1973, v. 8, p. 4000.  
Zee A.—Ibid., p. 4038.
92. Poggio E., Quinn H., Weinberg S.—Ibid., 1976, v. 13, p. 1958.
93. Novikov V. et al.—Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 626; Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 67, p. 409.
94. Ioffe B. L.—Nucl. Phys. Ser. B, 1981, v. 188, p. 317; v. 191, p. 591.  
Chung Y. et al.—Nucl. Phys. Ser. B, 1982, v. 197, p. 55.  
Беляев В. М., Иоффе Б. Л.—ЖЭТФ, 1982, т. 38, с. 876.
95. Ioffe B. L., Smilga A. V. Preprint ITEP-100.—Moscow, 1982.  
Нестеренко В. А., Радюшкин А. В.—Письма ЖЭТФ, 1982, т. 35, с. 395.
96. Eletsky V. L., Ioffe B. L., Kogan Ya. I. Preprint ITEP-98.—Moscow, 1982.
97. Франкфурт Л. Л., Хозе В. А.—В кн.: Материалы X Зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц, Л., 1975.—Ч. II, с. 196.  
Азимов Я. И., Франкфурт Л. Л., Хозе В. А.—В кн.: Физика элементарных частиц: Материалы XII Зимней школы ЛИЯФ. Л., 1977.—Ч. I, с. 72.
98. Волошин М. Б.—ЯФ, 1979, т. 29, с. 1368.
99. Voloshin M., Zakharov V. DESY internal report F-15-80/03.—1981.
100. Buras A. J.—Цит. в <sup>16</sup> сб.—Р. 636.
101. Bardeen W. A. et al.—Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 18, p. 3998.
102. a) Reinders L. J., Rubinstein H. R., Yazaki S.—Preprint RL-82-017.—1982.  
6) Kirschner R., Schiller A. Preprint KMU-HEP 82-10.—Leipzig, 1982.
103. Martin A.—Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 100, p. 511.
104. Bramon A., Etim E., Greco M.—Ibid., 1972, v. 41, p. 609.  
Sakurai J. J.—Ibid., 1973, v. 46, p. 207.
105. Krammer M., Leal-Pereira P.—Rev. Bras. Fis., 1976, v. 6, p. 7.  
Quigg C., Rosner J.—Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 17, p. 2364.  
Bell J. S., Pasupathy A.—Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 83, p. 389.
106. Шифман М. А.—ЯФ, 1982, т. 36, с. 1290.
107. Khodjamirian A. Preprint EFI-427(34)-80.—Erevan, 1980.
108. Jackson J. D.—Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 1107.
109. Gaizer J. E. Preprint SLAC-PUB-2887.—1982.
110. Shifman M.—Zs. Phys. Ser. C, 1980, v. 4, p. 345.

111. Shifman M., Vysotsky M.— *Ibid.*, 1981, Bd. 10, S. 131.  
 112. Novikov V. et al.— *Nucl. Phys. Ser. B*, 1981, v. 191, p. 301.  
 113. Mackenzie P. B., Lepage G. P.— *Phys. Rev. Lett.*, 1981, v. 47, p. 1244.  
 114. Barbieri R. et al.— *Nucl. Phys. Ser. B*, 1979, v. 154, p. 535.  
     Hagiwara K. et al.— *Ibid.*, 1980, v. 177, p. 461.  
 115. Barbieri R., Caffo M., Gatto R., Remiddi E.— *Phys. Lett. Ser. B*, 1981, v. 95, p. 93.  
 116. Gottfried K.— *Phys. Rev. Lett.*, 1978, v. 40, p. 538.  
 117. Voloshin M.— *Nucl. Phys. Ser. B*, 1979, v. 154, p. 365.  
     Peskin M.— *Ibid.*, v. 156, p. 365;  
     Bhanot G., Peskin M.— *Ibid.*, p. 391.  
 118. Yan T. M.— *Phys. Rev. Ser. D*, 1980, v. 22, p. 1652.  
 119. Shizuya K.— *Ibid.*, v. 23, p. 1180.  
 120. Voloshin M., Zakharov V.— *Phys. Rev. Lett.*, 1980, v. 45, p. 688.  
 121. Kuang Y. P., Yan T. M.— *Phys. Rev. Ser. D*, 1981, v. 24, p. 2874.  
 122. Novikov V., Shifman M.— *Zs. Phys. Ser. C*, 1981, Bd. 8, S. 43.  
 123. Ioffe B. L., Shifman M. A.— *Phys. Lett. Ser. B*, 1980, v. 95, p. 99.  
 124. Billoire A. et al.— *Ibid.*, 1979, v. 80, p. 381.  
 125. Ishikawa K.— *Phys. Rev. Lett.*, 1981, v. 46, p. 978.  
     Chanowitz M.— *Ibid.*, p. 984.  
     Donoghue J. F., Johnson K., Li B. A.— *Phys. Lett. Ser. B*, 1981, v. 99, p. 416.  
 126. Schnitzer H. J. Brandies preprint.—1981.  
 127. Schechter J. Preprint 82-12.—Göteborg, 1982.  
 128. Novikov V. et al.— *Nucl. Phys. Ser. B*, 1980, v. 165, p. 55.  
 129. Witten E.— *Ibid.*, v. 156, p. 269.  
     Veneziano G.— *Ibid.*, v. 159, p. 213.  
     Dyakonov D., Eides M. Preprint LINP-639.—Leningrad, 1981.  
 130. Novikov V. et al.— *Phys. Lett. Ser. B*, 1979, v. 86, p. 347.  
 131. Goldberg H.— *Phys. Rev. Lett.*, 1980, v. 44, p. 363.  
 132. Milton K. A. et al.— *Phys. Rev. Ser. D*, 1980, v. 22, p. 1647.  
 133. Parisi G., Petronzio R.— *Phys. Lett. Ser. B*, 1980, v. 94, p. 51.  
 134. Reinders L. J., Rubinstejn H. R., Yazaki S.— *Ibid.*, 1981, v. 104, p. 305.  
 135. Shuzhak E. V.— *Nucl. Phys. Ser. B*, 1982, v. 198, p. 83.  
 136. Gell-Mann M., Oakes R., Renner B.— *Phys. Rev.*, 1968, v. 175, p. 2195.  
 137. Eichten E. et al.— *Phys. Rev. Ser. B*, 1980, v. 21, p. 203.  
 138. Жижин Е.Д., Ломоносова Т.А., Никитин Ю.П., Хозе В.А.—  
     ЯФ, 1982, т. 36, с. 930.  
 139. Jaffe R. L., Kiskis J.— *Phys. Rev. Ser. D*, 1976, v. 13, p. 1355.  
     Donoghue J. F., Golowich E.— *Ibid.*, v. 14, p. 1386.  
 140. Dulyan L. S., Khodjamirian A. Y. Preprint EFI-410(17)-80.—Erevan, 1980.  
 141. Leville J. P.— In: Proc. of CLEO Collaboration Workshop: Preprint CLNS  
     54/505, CLEO 84/05.—1984; UM, HE 84-11.—1984.  
 142. Peccati R. D., Rückl R. Preprint MPI-P AE/pTh 75-81.—1981.  
     Altarelli G., Maiiani L. Preprint CERN-TH-3367.—1982.  
 143. Bander M., Silverman D., Soni A.— *Phys. Rev. Lett.*, 1980, v. 44, p. 7, 962.  
 144. Chernyak V. L., Zhitnisky A. R.— *Nucl. Phys. Ser. B*, 1982, v. 201, p. 492.  
 145. Khodjamirian A. Y. Preprint EFI-508 (51).—Erevan, 1981.  
 146. Barbellini G. et al. Preprint DESY 79/27.—May 1979.  
     Ali A. Preprint DESY 81-060.—September 1981.  
 147. Анесельм А. А., Уральцев Н. Г.— В кн.: Физика высоких энергий:  
     Материалы XVII зимней школы ЛИЯФ. Л.—1982.— Т. 1, с. 81.  
 148. Glashow S. L., Iliopoulos J., Maiiani L.— *Phys. Rev. Ser. D*, 1980, v. 2, p. 1285.  
 149. Kobayashi M., Maskawa T.— *Progr. Theor. Phys.*, 1973, v. 49, p. 652.  
 150. Shrock R. E., Wang L. L.— *Phys. Rev. Lett.*, 1978, v. 41, p. 1692.  
     Shrock R. E., Treiman S. B., Wang L. L.— *Ibid.*, 1979, v. 42, p. 1589.  
 151. Fritzsch H.— *Phys. Lett. Ser. B*, 1979, v. 86, p. 164, 343.  
 152. Ellis J., Gaillard M. K., Nanopoulos D. V., Rudaz S.— *Nucl. Phys. Ser. B*, 1977, v. 131, p. 285.  
 153. Maiiani L.— In: Proc. of the 1977 Intern. Symposium on Lepton and Photon  
     Interactions at High Energies/Ed. by F. Gutbrod.—Hamburg, 1977.—P. 867.  
 154. Glashow S. L.— *Nucl. Phys.*, 1961, v. 22, p. 579.  
     Weinberg S.— *Phys. Rev. Lett.*, 1967, v. 19, p. 1264.

- Salam A.—In: *Elementary Particle Theory*/Ed. by N. Swartholm.—Stockholm: Almqvist and Wiksell, 1968.—P. 367.
155. Иоффе Б. Л., Хозе В. А.—Физ. ЭЧАЯ, 1978, т. 9, с. 118.  
Азимов Я. И., Докшицер Ю. Л., Хозе В. А.—В кн. *Физика высоких энергий*; (Материалы XVI Зимней школы ЛИЯФ).—Л., 1981.—Т. 1, с. 26.
156. Сковородин Ю. И., Хриплович И. Б.—ЯФ, 1981, т. 30, с. 602.
157. Wilczek F.—Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 1304.
158. Линде А. Д.—Письма ЖЭТФ, 1976, т. 23, с. 73.  
Weinberg S.—Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 294.
159. Weinberg S.—Ibid., 1978, v. 40, p. 223.
160. Wilczek F.—Ibid., p. 279.
161. Edwards C. et al. (CB collab.).—Ibid., 1982, v. 48, p. 903.
162. Faissner et al.—Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 103, p. 234.
163. Dokshitzer Yu. L., Dyakonov D. I., Troyan S. I.—Phys. Rept., 1980, v. 58, p. 270.
164. Азимов Я. И., Докшицер Ю. Л., Хозе В. А.—Цит. в<sup>147</sup> сб.—Т. 1, с. 162.
165. Хозе В. А., Азимов Я. И., Франкфурт Л. Л.—В кн.: Труды XVIII Международной конференции по физике высоких энергий, Тбилиси, 1976, Дубна ОИЯИ, 1977.—Т. II, с. B10.  
Suzuki M.—Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 71, p. 139.  
Bjorken J. D.—Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 17, p. 171
166. Докшицер Ю. Л.—ЖЭТФ, 1977, т. 71, с. 1216.
167. Вайнштейн А. И. и др.—Письма ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 376.  
Parisi G., Petronzio R.—Phys. Lett. Ser. B, 1976, v. 62, p. 331.
168. Азимов Я. И., Докшицер Ю. Л., Хозе В. А.—ЯФ, 1981, т. 34, с. 1130.
169. Barbieri R., Gatto R., Kögerler R.—Phys. Lett. Ser. B, 1976, v. 60, p. 183.  
Jackson J. D. Preprint TH 2730-CERN.—August 1979.
170. Ellis J., Karliner I.—Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 148, p. 141.  
Ellis J., Gaillard M. K., Ross G. L.—Ibid., 1976, v. 111, p. 253.
171. Koller K., Krasemann H.—Phys. Lett. Ser. B., 1979, v. 88, p. 119.  
Koller K., Krasemann H., Walsh J. F.—Zs. Phys. Ser. C, 1979, Bd. 1, S. 71.
172. Berger et al. (PLUTO Collab.).—Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 78, p. 176.  
Berger Ch. et al. (PLUTO Collab.).—Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 82, p. 449.
173. Grammer M.—Ibid., 1978, v. 74, p. 361.
174. Brandelik et al. (TASSO Collab.).—Ibid., 1986, v. 89, p. 418.
175. Dokshitzer Yu. L., Fadin V. S., Khoze V. A.—Phys. Lett. Ser. B., v. 111, p. 242.
176. Иоффе Б. Л.—В кн. *Физика высоких энергий* (Материалы XIII Зимней школы ЛИЯФ).—Л., 1978.—Т. II, с. 84.
177. Braunschweig W. et al. (DASP Collab.).—Phys. Lett. Ser. B, 1976, v. 63, p. 115.  
Brandelik R. et al. (DASP Collab.).—Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 148, p. 189.
178. Nagiwara T.—Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 84, p. 465.
179. Липатов Л. Н., Хозе В. А.—В кн.: Материалы X Зимней школы ЛИЯФ.—Л., 1975.—Ч. II, с. 409.
180. Baier V. N., Fadin V. S., Khoze V. A., Kurakov E. A.—Phys. Rept., 1981, v. 78, p. 293.
181. Goggi G., Pensolo G.—Nucl. Phys. Ser. B, 1980, v. 165, p. 429.
182. Buchmüller W., Tye S.—Phys. Rev. Ser. B, 1981, v. 24, p. 132.