

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.12.01

ЧАРМОНИИ И КВАНТОВАЯ ХРОМОДИНАМИКА

А. И. Вайнштейн, М. Б. Волошин, В. И. Захаров,
В. А. Новиков, Л. Б. Окунь, М. А. Шифман

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	217
1. Чармонии и глюоны	218
а) Основные экспериментальные факты (218). б) Квантовая хромодинамика (КХД) (222). в) Асимптотическая свобода в КХД (225). г) Невылетание кварков и глюонов (228). д) Релятивистская потенциальная модель чармония (229).	
2. Аннигиляция чармония в квантовой хромодинамике. Нерелятивистский подход	231
3. Радиационные переходы в чармонии	235
а) Электрические дипольные переходы и P -уровни орточармония (235). б) Парачармоний (237).	
4. Молекулярный чармоний	239
а) Экспериментальные данные и интерпретация (239). б) Динамика системы $D\bar{D}$ (240). в) Угловые корреляции продуктов распада в пике $4,028 \text{ Гэв}$ (241). г) Некоторые выводы (242).	
5. Дисперсионная теория чармония	243
а) Правила сумм (243). б) Глюонные поправки к правилам сумм (248).	
6. Другие процессы с очарованными частицами	251
Заключение	253
Цитированная литература	254

ВВЕДЕНИЕ

Этот обзор посвящен теоретической интерпретации свойств чармония — системы узких адронных резонансов с массами в интервале около $3-4 \text{ Гэв}$. Мы обсудим классификацию уровней чармония, их электромагнитные и сильные распады. В основе всего рассмотрения лежит гипотеза о том, что чармоний состоит из очарованного кварка c и очарованного антикварка \bar{c} , а сильные взаимодействия этих кварков между собой и с другими более легкими кварками осуществляются обменом глюонами. Согласно теоретической гипотезе глюоны — это электрически нейтральные векторные частицы с равной нулю механической массой. Как кварки, так и глюоны обладают специфическими зарядами — источниками сильного взаимодействия, которые получили название цветовых зарядов. Кварки существуют в трех цветовых разновидностях, глюоны — в восьми.

Теория взаимодействия цветных кварков и цветных глюонов — квантовая хромодинамика — еще не завершена, и далеко не все физики, работающие в области теории элементарных частиц, считают ее реальным кандидатом на роль окончательной теории сильных взаимодействий. Однако уже сегодня квантовая хромодинамика, являющаяся, подобно квантовой электродинамике, перенормируемой теорией, объясняет целый ряд свойств как чармония, так и обычных адронов. Свойства эти относятся в основном к малым расстояниям, меньшим или порядка 10^{-14} см . Основ-

ной нерешенной проблемой квантовой хромодинамики является сегодня проблема невылетаия цветных кварков и глюонов из бесцветных адронов. Проблема невылетаия (пленения, конфайнмента) — это проблема больших расстояний порядка 10^{-13} см.

Дальнейшее экспериментальное и теоретическое исследование чармония может привести к количественной проверке некоторых предсказаний квантовой хромодинамики и, тем самым, — к прогрессу в создании теории сильного взаимодействия.

Обзор построен следующим образом. В гл. 1 приведены основные экспериментальные данные, относящиеся к чармонию, кратко объясняется понятие чарма (очарования) и дано введение в квантовую хромодинамику. В частности, объясняется, каким образом в квантовой хромодинамике сильное взаимодействие ослабевает на малых расстояниях (это свойство получило в литературе название асимптотической свободы). Гл. 2—4 посвящены описанию следствий нерелятивистской модели чармония, рассматривающей c - и \bar{c} -кварки в чармонии как тяжелые нерелятивистские частицы, находящиеся в потенциале с бесконечно высокими стенками. В гл. 2 рассчитаны ширины аннигиляции чармония в фотоны и обычные адроны, в гл. 3 — радиационные переходы между уровнями чармония. Если в гл. 2—3 рассматриваются уровни чармония, лежащие ниже 4 Гэв , причем эти уровни описываются как уровни атомоподобной системы, то в гл. 4 рассматриваются уровни чармония, лежащие выше 4 Гэв . Последние интерпретируются как молекулярный чармоний, состоящий из двух очарованных адронов, например, D - и \bar{D} -мезонов, каждый из которых состоит из тяжелых и легких кварков. В гл. 5 аннигиляция чармония рассматривается вне рамок нерелятивистской модели на основе таких общих свойств теории, как асимптотическая свобода, унитарность и аналитичность. Полученные здесь правила сумм дают ряд четких предсказаний для ширин уровней чармония и позволяют определить массу глубоко-виртуального c -кварка, которая оказывается равной $1,25 \text{ Гэв}$.

В гл. 6 кратко обсуждаются результаты расчетов, проведенных в рамках квантовой хромодинамики и относящихся к другим явлениям: фоторождению очарованных частиц, лептонным распадам очарованных мезонов, нелептонным распадам странных частиц.

1. ЧАРМОНИИ И ГЛЮОНЫ

а) Основные экспериментальные факты

Об открытии чармония было объявлено в ноябре 1974 г. двумя независимыми группами — MIT — BNL, руководимой Сэмюэлем Тингом (см. ^{1а}) и SLAC — LBL, руководимой Бёртоном Рихтером (см. ^{1б}). Обе группы наблюдали одну и ту же новую частицу, которая была обозначена первой группой буквой J , а второй — ψ . Это открытие, принесшее Тингу и Рихтеру Нобелевскую премию по физике 1976 г., вызвало цепную реакцию блестящих экспериментальных находок и очень интересных теоретических исследований *).

Практически сразу же после открытия J/ψ было осознано ³, что эта частица является всего лишь одним из уровней (наиболее заметным) системы, названной чармонием. Согласно теоретической гипотезе чармоний является связанной системой, состоящей из так называемого очарованного c -кварка и его антикварка \bar{c} . О существовании очарованных кварков теоретики подозревали с 1964 года. Впервые возможность их существования

*) Ранний обзор этих исследований см. ^{2а}.

обсуждалась Харой ⁴ и Бьёркеном и Глэшоу ^{5а} (см. также ^{5б}), стремившимися построить симметричную картину четырех кварков (*u, d, s, c*) и четырех лептонов (*ν_e, e, ν_μ, μ*). Необходимость в четвертом кварке стала особенно настоятельной после того, как Глэшоу, Иллиопулос и Майани ⁶ показали, что с его помощью можно решить некоторые серьезные трудности теории слабых взаимодействий каонов. Спин *c*-кварков, так же как и остальных кварков, равен 1/2, заряд — дробный, $Q_c = 2/3$ (заряды других кварков равны соответственно $Q_u = 2/3, Q_d = Q_s = -1/3$), и масса *c*-кварков велика, порядка 2 Гэв.

J/ψ-частица является основным ³*S*₁-состоянием чармония. (Мы используем обычные спектроскопические обозначения ^{2*S*+1}*L_J*, где *J* — полный угловой момент системы, составленный из орбитального момента *L* и спинового *S*.) Четность этого состояния отрицательна ($P = (-1)^{L+1} = -1$), и зарядовая четность также отрицательна ($C = (-1)^{L+S} = -1$). Мы видим, что *J/ψ* имеет такие же квантовые числа, как и фотон, $J^{PC} = 1^{--}$, однако эта частица очень массивна, $M_{J/ψ} = 3095 \pm 4$ Мэв. Она гораздо более массивна, чем все остальные мезоны, которые были известны к моменту открытия *J/ψ*.

Однако наиболее поразительной характеристикой *J/ψ*-мезона является не столько его большая масса, сколько его малая ширина. Его распад на адроны всего лишь на порядок более интенсивен, чем распад на пару лептонов e^+e^- или $\mu^+\mu^-$:

$$\Gamma_{tot}^{J/\psi} = 69 \pm 7 \text{ кэв}, \quad \Gamma(J/\psi \rightarrow e^+e^-) = 5,0 \pm 0,4 \text{ кэв}.$$

Распад на пару лептонов происходит за счет электромагнитного взаимодействия (рис. 1). Не существует каких-либо правил отбора, запрещающих распадам типа «*J/ψ* → адроны» происходить за счет сильного взаимодействия. Однако нормальные ширины сильных распадов тяжелых мезонов по крайней мере на три порядка превышают значение ширины *J/ψ*. Таким образом, в распадах *J/ψ* проявляется очень своеобразная, очень слабая форма сильного взаимодействия. Имеются серьезные теоретические основания считать, что дальнейшее изучение этой формы сильного взаимодействия, в сочетании с другими формами, проявляющими себя в других свойствах чармония, может в конечном итоге привести к построению полной теоретической схемы сильного взаимодействия.

Следующий уровень чармония, ψ' , был открыт в SLAC ⁷ десятью днями позже *J/ψ*. Так же как и *J/ψ*, этот уровень выглядит как очень узкий резонанс в сечении e^+e^- -аннигиляции. Масса ψ' составляет 3684 ± 5 Мэв, его ширина $\Gamma_{tot} = 228 \pm 56$ кэв, $\Gamma(\psi' \rightarrow e^+e^-) = 2,1 \pm 0,3$ кэв, и его квантовые числа $J^{PC} = 1^{--}$. В рамках модели чармония ψ' является ²³*S*₁-состоянием, где «2» означает, что это есть первое радиальное возбуждение ³*S*₁-состояния. Наблюдаемые распады ψ' можно разделить на четыре основных класса:

- а) распады $\psi' \rightarrow e^+e^-$ и $\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-$ с относительной вероятностью $B \sim 1\%$ для каждого из этих распадов;
- б) сильные распады на обычные адроны (в основном на π - и *K*-мезоны) ⁸, $B \sim 10\%$;
- в) сильные распады с образованием *J/ψ* в конечном состоянии:

$$B(\psi' \rightarrow J/\psi \pi) \approx 49\% \text{ (см. } ^9),$$

$$B(\psi' \rightarrow J/\psi \eta) \approx 4\% \text{ (см. } ^{10});$$

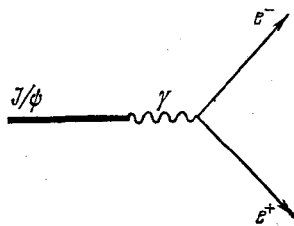


Рис. 1. Распад *J/ψ*-мезона на электрон-позитронную пару.

г) электромагнитные каскадные переходы с испусканием двух фотонов или одного фотона и адронов. (Некоторые из этих переходов также приводят к J/ψ в конечном состоянии.) Доля таких распадов $B \sim 30\%$.

Наиболее интересными из распадов ψ' являются электромагнитные переходы г), которые впервые наблюдались в DESY¹¹.

Эти переходы выявили существование группы уровней чармония, названных χ -частицами. Свойства некоторых из χ -частиц известны сейчас весьма надежно, однако все еще остается нерешенным целый ряд экспериментальных проблем, касающихся не только идентификации всех этих ур-

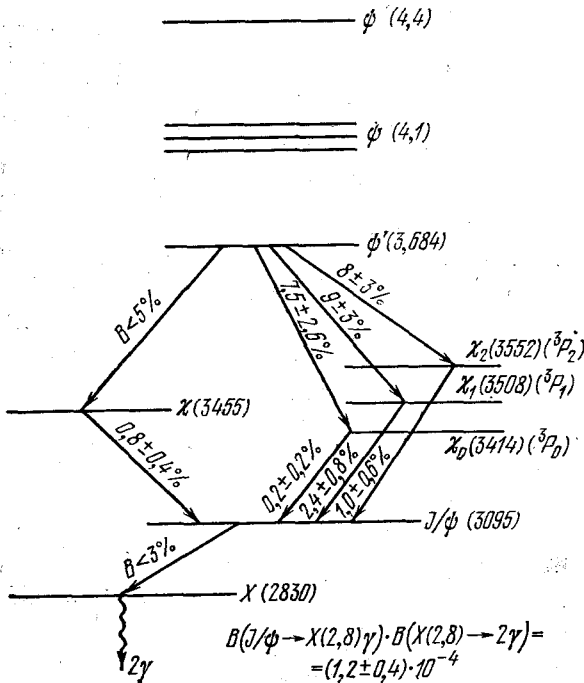


Рис. 2. Семейство уровней чармония и радиационные переходы между ними.

Для распадов $\psi' \rightarrow \chi\gamma$ приведены относительные вероятности $B(\psi' \rightarrow \chi\gamma)$. Для распадов $\chi \rightarrow J/\psi\gamma$ приведены произведения $B(\psi' \rightarrow \chi\gamma) B(\chi \rightarrow J/\psi\gamma)$.

реходов уровней чармония указаны на рис. 2. На этом же рисунке изображены еще две группы частиц. Во-первых, в левой части схемы изображены два уровня $X(2830)$ и $\chi(3455)$, которые являются кандидатами в парачармонии с квантовыми числами $JPC = 0^{-+}$, соответственно 1^1S_0 (называемый также η_c) и 2^1S_0 (η_c'). Во-вторых, в верхней части схемы указаны две структуры $\psi(4100)$ и $\psi(4400)$ с квантовыми числами фотона $JPC = 1^{-}$. Подъем в сечении e^+e^- -аннигиляции при энергии 4,1 Гэв не описывается кривой Брейта — Вигнера. Очень правдоподобно, что соответствующая структура является проявлением трех наложенных друг на друга резонансов. Электронные ширины каждого из них около 0,5 кэв¹³. Максимум сечения находится при энергии 4,028 Гэв.

Сделаем сначала несколько замечаний о кандидатах в парачармонии с $JPC = 0^{-+}$. Состояние $X(2830)$ наблюдалось в DESY¹⁴, однако его существование не подтверждается пока группой SLAC — LBL. Теоретически ожидалось, что разность масс $M_{J/\psi} - M_{\eta_c}$ должна быть в несколь-

ней, но даже вопроса о существовании некоторых из них. Теоретически было предсказано существование между J/ψ и ψ' трех триплетных P -уровней: 3P_0 , 3P_1 и 3P_2 , с квантовыми числами $JPC = 0^{++}$, 1^{++} , 2^{++} . Эти состояния имеют положительную C -четность, и, следовательно, возможны распады $\psi' \rightarrow ^3P_J + \gamma$ и $^3P_J \rightarrow J/\psi + \gamma$, очень похожие на радиационные переходы в обычных атомах. Наиболее вероятное соответствие между квантовыми числами и χ -уровнями следующее¹²:

- $0^{++} \leftrightarrow \chi_0(3415),$
 $M = 3414 \pm 4 \text{ Мэв},$
- $1^{++} \leftrightarrow \chi_1(3500),$
 $M = 3508 \pm 4 \text{ Мэв},$
- $2^{++} \leftrightarrow \chi_2(3550),$
 $M = 3552 \pm 6 \text{ Мэв}.$

Экспериментальные числа для относительных вероятностей радиационных пе-

ко раз меньше, чем 250 Мэв. Если, тем не менее, X (2830) действительно является η_c -мезоном, то по теоретическим оценкам относительная вероятность распада $J/\psi \rightarrow X(2830) + \gamma$ должна быть намного больше, чем верхняя граница, полученная в SLAC⁸. Что касается $\chi(3455)$, то в SLAC наблюдалось¹⁵ три или четыре события, отвечающие каскаду

$$\begin{array}{c} \psi' \rightarrow \chi(3445) + \gamma \\ | \\ \longrightarrow J/\psi + \gamma, \end{array}$$

и, возможно, одно событие в DESY. Проблема с интерпретаций $\chi(3455)$ как η_c состоит в том, что относительная вероятность распада $\chi(3455) \rightarrow J/\psi + \gamma$, наблюдаемая на опыте, на два порядка превышает теоретические оценки. Более подробно проблема парачармония рассматривается в гл. 3.

Обратимся теперь к состояниям $\psi(4,1)$ и $\psi(4,4)$. Хотя электронные ширины этих уровней того же порядка, что и у ψ' :

$$\Gamma(\psi(4,1) \rightarrow e^+e^-) \approx 2 \text{ кэв}, \quad \Gamma(\psi(4,4) \rightarrow e^+e^-) = 0,44 \pm 0,14 \text{ кэв (см. } 14),$$

их полные ширины на три порядка больше, чем у J/ψ и ψ' :

$$\Gamma_{\text{tot}}(\psi(4,1)) \sim 150 \text{ Мэв}, \quad \Gamma_{\text{tot}}(\psi(4,4)) = 33 \pm 10 \text{ Мэв}.$$

Как уже упоминалось, весьма вероятно, что $\psi(4,1)$ является суперпозицией нескольких резонансов. Теоретическая интерпретация $\psi(4,1)$ и $\psi(4,4)$ далека от полной определенности, однако большие полные ширины этих резонансов находятся в согласии с теоретическими ожиданиями. Основное различие между $\psi(4,1)$ и $\psi(4,4)$, с одной стороны, и J/ψ и ψ' , с другой, состоит в том, что для первых открыты новые каналы распада, а именно каналы распада на пары очарованных мезонов.

Существование очарованных мезонов было предсказано уже в первой работе Бьёркена и Глэшоу⁵. Очарованный мезон является связанным состоянием очарованного кварка c и одного из легких антикварков. Для псевдоскалярных ($J^P = 0^-$) и некоторых ($J^P = 1^-$) мезонов используются следующие обозначения — табл. I. D -мезоны были открыты в SLAC

Таблица I

Кварковый состав	$c\bar{u}$	$c\bar{d}$	$c\bar{s}$	$\bar{c}u$	$\bar{c}d$	$\bar{c}s$
Псевдоскаляры	D^0	D^+	F^+	\bar{D}^0	D^-	F^-
Векторы	D^{*0}	D^{*+}	F^{*+}	\bar{D}^{*0}	D^{*-}	F^{*-}

в 1976 г. по их рождению в e^+e^- -аннигиляции и последующим распадам на $K^\mp \pi^\pm$, $K^\mp \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp$ и $K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$. Массы D -мезонов оказались равными^{16, 17} $M_{D^0} = 1865 \pm 15 \text{ Мэв}$, $M_{D^+} = 1876 \pm 15 \text{ Мэв}$. Таким образом, $\psi(4,1)$ и $\psi(4,4)$ находятся выше порога образования пары $D\bar{D}$. В распадах $\psi(4,1)$ и $\psi(4,4)$ на $D\bar{D}$ c -кварки сохраняются и поэтому такие распады не подавлены, в отличие от распадов J/ψ и ψ' , находящихся ниже порога рождения $D\bar{D}$. В последнем случае пара кварков $c\bar{s}$ должна аннигилировать в процессе распада. Имеются также экспериментальные доказательства существования векторных D^* -мезонов. Массы этих частиц составляют около 2,01 Гэв,

и они распадаются за счет сильного взаимодействия на πD и за счет электромагнитного на γD .

Возможно, что структура в e^+e^- -аннигиляции в районе 4 ГэВ обусловлена P -волновыми резонансами в системах $D\bar{D}$, $D^*\bar{D}^*$ и $D^*\bar{D} - D\bar{D}^*$ (Волошин, Окунь¹⁸). Мы называем такие объекты чармониевыми молекулами и рассматриваем их далее. В частности, есть основания полагать, что пик при $4,028 \text{ ГэВ}$ является $D^*\bar{D}^*$ -молекулой¹⁹.

Согласно теоретической схеме чарм сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях, поэтому распады D - и F -мезонов должны происходить за счет слабого взаимодействия. Так как слабые взаимодействия не сохраняют четность, то в этих распадах должны проявляться эффекты несохранения четности. Веское доказательство нарушения четности в распадах D -мезонов было получено в SLAC²⁰ с помощью построения графика Далица для распадов $D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\mp \pi^\mp$.

Полулептонные распады D -мезонов наблюдались в DESY²¹. Таким образом, в этом вопросе согласие между теорией и экспериментом блестящее. Мы не будем дальше обсуждать слабые взаимодействия, так как основной предмет данного обзора составляют сильные и электромагнитные свойства чармония.

В заключение этого раздела перечислим основные факты, доказывающие существование нового квантового числа — «очарования»:

- 1) узкие резонансы J/ψ и ψ' ;
- 2) широкие пики в районе 4 ГэВ ;
- 3) промежуточные χ -уровни;
- 4) D -мезоны, распадающиеся с несохранением четности;
- 5) возбужденные состояния — D^* -мезоны.

Поведение отношения

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

также находится в соответствии с представлением об «очаровании»; вблизи 4 ГэВ это отношение претерпевает заметный «скачок».

Детальное обсуждение экспериментальных данных, а также исчерпывающий перечень ссылок приведены в обзорах^{22,23}.

Ниже мы попытаемся описать положение уровней чармония и ширины их электромагнитных и адронных распадов. Основой нашего обсуждения является теория сильно взаимодействующих кварков и глюонов — так называемая квантовая хромодинамика (КХД).

б) К в а н т о в а я х р о м о д и н а м и к а (КХД)

Термин «хромодинамика», придуманный Гелл-Манном, относится к основному свойству кварков, которое мы собираемся сейчас обсуждать, а именно к цвету. Понятие «цвет» возникло почти так же давно, как и понятие «чарм». Впервые оно было введено в теорию²⁴⁻²⁷ для того, чтобы разрешить известный парадокс парастатистики кварков: три идентичных фермиона (s -кварка) находятся в одном и том же состоянии, образуя Ω^- -гиперон.

Согласно гипотезе цвета каждый кварк существует в трех разновидностях, все свойства которых, за исключением одного, являются полностью идентичными. Отличаются они только величиной некоторого нового квантового числа, которое Гелл-Манн позднее назвал цветом. Удобно ввести красный, синий и желтый цвета. В этой терминологии все существующие адроны можно назвать белыми — бесцветными. Бариионы состоят из кварков трех различных цветов, например, $\Omega^- = \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} s^\alpha s^\beta s^\gamma / \sqrt{6}$, где

$\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$ — повністю антисиметричний тензор, а $\alpha, \beta, \gamma = 1, 2, 3$ — кольорові індекси. Таким образом, встановлюється принцип Паулі. Мезони являються білими станами з кварка і антикварка, наприклад, $\pi^+ = \bar{d}_\alpha u^\alpha / \sqrt{3} = (\bar{d}_1 u^1 + \bar{d}_2 u^2 + \bar{d}_3 u^3) / \sqrt{3}$.

Така структура адронних станів означає існування нової групи симетрії $SU(3)'$ (де штрих відзначає кольорову групу від звичайної групи $SU(3)$ сортів (ароматів)). В відмінність від сортової $SU(3)$, група $SU(3)'$ являється не наближеною, а точною групою симетрії. Кварки утворюють триплет по $SU(3)'$, тоді як адрони являються синглетами. По аналогії з квантовою електродинамікою передбачають, що сили, діючі між кварками, обумовлені обміном векторними безмасовими частинками, названими глюонами. По відношенню до групи кваркових ароматів глюони являються синглетами і, в частині, вони електрично нейтральні.

В КХД взаємодія визначається кольоровим $SU(3)'$ -зарядом точно так же, як в КЕД воно визначається електричним зарядом. Відмінна особливість КХД полягає в тому, що глюони самі мають кольоровий заряд, тоді як фотон електрично нейтральний. Це означає, що глюони безпосередньо пов'язані один з одним, і, таким чином, рівняння глюонних полів нелінійні. Вперше теорія такого типу була запропонована Янгом і Міллом в 1954 р. ²⁸.

Ми переходимо тепер до опису лагранжиана теорії. Він має наступний вигляд:

$$L = \sum_q \bar{q} (i\gamma_\mu D_\mu - m_q) q - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a; \tag{1.1}$$

здесь q позначає кваркове поле, і сума береться по всім сортам, $q = u, d, s, c, \dots$. Що стосується кольорових степенів свободи, то вони підразумеваються в цих позначеннях, наприклад, $\bar{q}q = \bar{q}_\alpha q^\alpha$ ($\alpha = 1, 2, 3$). Далі, D_μ — коваріантна похідна:

$$D_\mu q = \left(\partial_\mu - \frac{i}{2} g \lambda^a b_\mu^a \right) q,$$

g — універсальна кварк-глюонна константа зв'язи ($g^2/4\pi \equiv \alpha_s$), b_μ^a — глюонне поле ($a = 1, 2, \dots, 8$), λ_a^a — звичайні $SU(3)$ -матриці Гелл-Манна:

$$\text{Sp}(\lambda^a \lambda^b) = 2\delta^{ab}, \quad [\lambda^a, \lambda^b] = 2if^{abc}\lambda^c;$$

здесь f^{abc} — структурні константи групи $SU(3)$: вони повністю антисиметричні по всім трьом індексам і задовольняють співвідношенню

$$f^{abc} f^{abd} = 3\delta^{cd}.$$

Тензор напруженості глюонного поля $G_{\mu\nu}^a$ визначений наступним чином:

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu b_\nu^a - \partial_\nu b_\mu^a + gf^{abc} b_\mu^b b_\nu^c.$$

Лагранжیان (1.1) інваріантний відносно калибровочного перетворення виду

$$q \rightarrow Sq, \quad \lambda^a b_\mu^a \rightarrow S^{-1} \lambda^a b_\mu^a S + \frac{2i}{g} S^{-1} \partial_\mu S,$$

де S — довільна унітарна ($SS^\dagger = 1$) і унімодулярна ($\det S = 1$) матриця, залежна від просторово-часових координат.

Калибровочна інваріантність означає, що векторне поле b_μ^a містить ненаблюдавану частину і для квантування теорії необхідно видалити нефізичні компоненти або ж зафіксувати їх. Приклад

такого устранения дает кулоновская калибровка. В этой калибровке на поле b_μ^a наложено условие трехмерной поперечности:

$$\partial_m b_m^a = 0 \quad (m = 1, 2, 3).$$

Таким образом, остаются только две пространственные компоненты $(b_m^a)_\perp$, отвечающие двум поляризационным состояниям глюона. Что касается

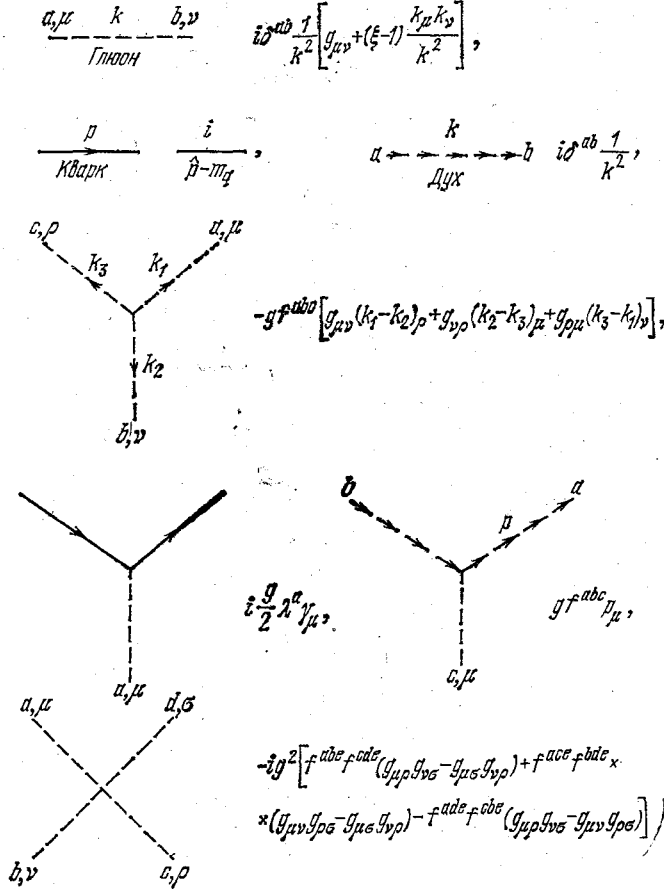


Рис. 3. Правила Фейнмана для квантовой хромодинамики.

временной компоненты, b_0^a , то уравнение для нее не содержит производных по времени и b_0^a можно выразить через $(b_m^a)_\perp$, соответствующие сопряженные канонические импульсы $(\pi_m^a)_\perp$ и кварковые поля. После этого квантование очевидно *).

Так называемая аксиальная калибровка дает другой пример описания, свободного от нефизических степеней свободы. Эта калибровка определяется условием $b_3^a = 0$. Однако при вычислениях удобно пользоваться явно лоренц-ковариантным описанием. Для этого необходимо введение нефизических полей ³⁰. Ковариантная калибровка фиксируется добавлением к лагранжиану калибровочно инвариантного члена $(1/2\xi) (\partial_\mu b_\mu^a)^2$.

*) Необходимо отметить, однако, в этой связи, что для полей Янга — Миллса достаточно большой напряженности даже кулоновская калибровка не фиксирует поля однозначно (Грибов ²⁹). Этот эффект, однако, несуществен в рамках теории возмущений.

В случае КЭД такая модификация лагранжиана не портит теорию, так как вклады нефизических продольных и времениподобных фотонов взаимно сокращаются. Как было указано Фейнманом ³⁰, в случае поля Янга — Миллса ситуация иная и введение такого члена в лагранжиан приводит к нарушению унитарности. Поэтому, чтобы в свою очередь устранить нарушающий унитарность нефизический вклад, вводятся вспомогательные поля Фаддеева — Попова — де Витта ³¹. С помощью континуальных интегралов было показано ^{31, 32}, что добавление в лагранжиан члена

$$\Delta L = -\frac{1}{2\xi} (\partial_\mu b_\mu^a)^2 + \partial_\mu \varphi^{*a} (\partial_\mu \varphi^a + g f^{abc} b_\mu^b \varphi^c) \quad (1.2)$$

не меняет физический сектор теории. При квантовании полей φ должны использоваться антикоммутаторы, так что при вычислении диаграммы каждая замкнутая петля с φ -полем дает множитель (-1) . Правила Фейнмана, отвечающие $L + \Delta L$ (см. (1.1) и (1.2)), приведены на рис. 3. Из рис. 3 видно, что часто используемая калибровка Ландау соответствует пределу $\xi = 0$.

в) Асимптотическая свобода в КХД

В этом разделе мы попытаемся пояснить, каким образом переход от одного векторного поля (случай КЭД) к мультиплету векторных полей (КХД) принципиально меняет поведение взаимодействия на малых расстояниях ^{33, 34}.

Напомним сначала ситуацию в КЭД. Вопрос о взаимодействии двух зарядов на малых расстояниях может быть сформулирован как вопрос о соотношении затравочного и наблюдаемого зарядов частицы. Действительно, взаимодействие на малых расстояниях, изучаемое в процессах



Рис. 4. Электромагнитное взаимодействие двух тяжелых частиц в низшем порядке по константе связи (а) и с учетом экранировки исходных зарядов виртуальной электрон-позитронной парой (б).

На рисунке штрих-пунктирная линия обозначает «кулоновский» фотон.

с большими переданными импульсами, определяется затравочным зарядом. Наблюдаемый же заряд определяет коэффициент в законе Кулона на больших расстояниях.

Приведенная формулировка позволяет дать качественный ответ на вопрос о влиянии вакуумных флуктуаций. Ясно, что рождение виртуальной электрон-позитронной пары приводит к уменьшению исходного заряда, поскольку он притягивает к себе компоненту пары с зарядом, противоположным собственному. Это явление экранировки изучалось Ландау и Померанчуком ³⁵ и привело к постановке знаменитой проблемы нуля заряда, состоящей в том, что любой конечный затравочный заряд экранируется до нуля (см. прекрасный обзор Берестецкого ³⁶).

Для дальнейшего целесообразно пояснить экранировку заряда в КЭД на языке графиков Фейнмана. Рассмотрим электромагнитное взаимодействие двух тяжелых (пробных) зарядов. В низшем порядке оно описывается диаграммой рис. 4, а:

$$M^{(0)} = \frac{4\pi\alpha}{q^2} \Gamma_\mu^{(1)} \Gamma_\mu^{(2)},$$

где q — импульс виртуального фотона, $\Gamma_{\mu}^{(1,2)}$ — электромагнитные вершины. Из сохранения электромагнитного тока следует соотношение $q_0\Gamma_0 = q_3\Gamma_3$ (мы выбрали ось z по трехмерному импульсу фотона), которое можно использовать для исключения Γ_3 :

$$M^{(0)} = \frac{4\pi\alpha}{q^2} \left[\Gamma_0^{(1)}\Gamma_0^{(2)} \left(1 - \frac{q_0^2}{q^2} \right) - (\Gamma_1^{(1)}\Gamma_1^{(2)} + \Gamma_2^{(1)}\Gamma_2^{(2)}) \right] = \\ = -4\pi\alpha \left[\frac{1}{q_3^2} \Gamma_0^{(1)}\Gamma_0^{(2)} + \frac{1}{q^2} (\Gamma_1^{(1)}\Gamma_1^{(2)} + \Gamma_2^{(1)}\Gamma_2^{(2)}) \right].$$

Первый член является фурье-образом кулоновского взаимодействия. Про него можно сказать, что он возник от обмена кулоновским квантом, помня, однако, что реальной «кулоновской» частицы не существует. Это видно, в частности, из равенства нулю мнимой части пропагатора $1/q_3^2$, в отличие от члена $(\Gamma_1^{(1)}\Gamma_1^{(2)} + \Gamma_2^{(1)}\Gamma_2^{(2)})/q^2$. Этот последний член описывает обмен фотоном с поперечной поляризацией и в координатном пространстве отвечает запаздывающему взаимодействию. В рассматриваемом случае тяжелых зарядов доминирующей является, очевидно, кулоновская часть взаимодействия.

Диаграмма рис. 4, б описывает поправку к кулоновскому взаимодействию, возникающую от виртуальной электрон-позитронной пары. Для суммы диаграмм рис. 4 в пределе $|q|^2 \gg m_e^2$ имеет место выражение (в системе центра масс)

$$M^{(0)} + M^{(1)} \approx M^{(0)} \left(1 - \frac{\alpha_0}{3\pi} \ln \frac{\Lambda^2}{q^2} \right)$$

здесь α_0 — затравочная константа, отвечающая параметру обрезания Λ . Отрицательный знак поправки является следствием унитарности и анали-

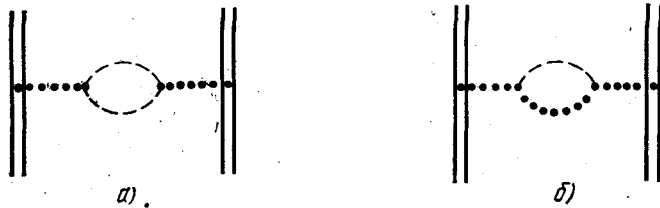


Рис. 5. Экранировка взаимодействия двух цветных зарядов в квантовой хромодинамике.

На рисунке пунктирная линия обозначает «кулоновский» глюон, а штриховая — поперечный глюон.

тичности, поскольку абсорбтивная часть логарифмической поправки, связанная с промежуточным состоянием e^+e^- , положительна. Это утверждение о знаке в точности соответствует известной из квантовой механики теореме о том, что поправка второго порядка всегда уменьшает энергию основного состояния.

Из сказанного видно, что утверждение об экранировке взаимодействия является весьма общим. Специфическим свойством КХД, приводящим к смене знака, является существование вакуумных флуктуаций нового типа, не определяемых мнимой частью амплитуды (реальными промежуточными состояниями). Чтобы пояснить, откуда берутся такие вклады, напомним, что в КХД взаимодействие определяется цветом, который играет роль, аналогичную роли электрического заряда в КЭД. Поскольку глюоны образуют цветовой мультиплет, т. е. имеют цветовой заряд не равный нулю, то они взаимодействуют между собой. Значит, глюон, как и кварк, является источником глюонного поля. Поэтому возникает поляризация глюонного вакуума, которая описывается диаграммами рис. 5.

В этих диаграммах мы, следуя Хрипловичу ³⁷, выделили явно вклад поперечно-поляризованных глюонов и кулоновских квантов. Появление как «естественной» вершины взаимодействия кулоновского кванта с двумя поперечными, так и вершины, в которую входят два кулоновских и один поперечный квант, является «отметкой» неабелевости теории.

То, что вклад диаграммы рис. 5, а приводит к экранировке, видно из тех же рассуждений, что и в КЭД. Однако эти рассуждения не определяют знак диаграммы рис. 5, б, поскольку мнимая часть этой диаграммы равна нулю. Действительно, кулоновское поле не отвечает распространению физической частицы (его пропагатор $1/q^2$ не имеет мнимой части) и, следовательно, диаграмма рис. 5, б не имеет сечения по физическим состояниям.

В том, что диаграммы рис. 5, а и б имеют противоположные знаки, можно убедиться из следующих рассуждений. Разрежем в обоих графиках рис. 5 верхние линии в петле, отвечающие поперечному глюону. Внутренние части этих графиков удобно нарисовать в виде, приведенном на рис. 6. График рис. 6, а содержит обмен поперечным глюоном, в то время как график рис. 6, б описывает обмен кулоновоподобным глюоном. Ответ для этих графиков можно угадать, воспользовавшись аналогией с электродинамикой.

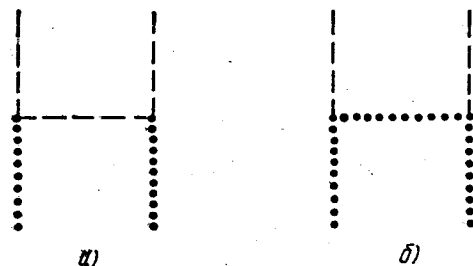


Рис. 6. Взаимодействие, связанное с обменом поперечным глюоном (а) и с обменом «кулоновским» глюоном (б).

Именно, обмен кулоновским квантом приводит к закону Кулона, а обмен поперечными — к закону Био — Савара для взаимодействия токов, причем два одноименных заряда отталкиваются, а два параллельных тока притягиваются. Таким образом, мы приходим к выводу, что диаграммы рис. 6 дают вклады разных знаков: следовательно, диаграмма рис. 5, а отвечает экранировке, а диаграмма рис. 5, б приводит к антиэкранировке. Явный ответ таков:

$$M = M^{(0)} \left(1 - \frac{\alpha_s^{(0)}}{4\pi} \ln \frac{\Lambda^2}{q^2} + \frac{12\alpha_s^{(0)}}{4\pi} \ln \frac{\Lambda^2}{q^2} \right), \quad (1.3)$$

где $\alpha_s^{(0)}$ — затравочная константа сильного взаимодействия. Второе слагаемое в правой части относится к диаграмме рис. 5, а, а третье — к диаграмме рис. 5, б ³⁷. Таким образом, антиэкранирующий вклад в 12 раз больше экранирующего.

Пара «кварк — антикварк» каждого сорта добавляет к амплитуде (1.3) обычное экранирующее

$$- \frac{2}{3} \frac{\alpha_s^{(0)}}{4\pi} \ln \frac{\Lambda^2}{q^2}, \quad |q| \gg \text{масс кварков}. \quad (1.4)$$

Эффективная константа связи $\alpha_s(q^2)$ определяется через амплитуду рассеяния двух тяжелых тел:

$$M(q) = \frac{4\pi\alpha_s(q^2)}{q^2} \Gamma_\mu^{(1)} \Gamma_\mu^{(2)}; \quad (1.5)$$

здесь $\Gamma_\mu^{(1,2)}$ — вершины, описывающие взаимодействие цвета с глюонным полем, а q — переданный импульс. (Внимание: при обсуждении эффективного заряда в КЭД мы использовали то же самое обозначение $\Gamma_\mu^{(1,2)}$ для электромагнитных вершин, которые, конечно же, не совпадают

с вершинами в КХД. Последние, в частности, содержат цветовые индексы, не выписанные явно в выражении (1.5). Подразумевается, что они включены в $\Gamma_\mu^{(1,2)}$.)

Результирующее выражение для эффективной константы связи в логарифмическом приближении имеет вид

$$\alpha_s(q^2) = \alpha_s^{(0)} \left[1 + \left(11 - \frac{2}{3} N \right) \frac{\alpha_s^{(0)}}{4\pi} \ln \frac{\Lambda^2}{q^2} \right], \quad (1.6)$$

где N — число «работающих» кварковых ароматов. (Точное значение слова «работающих» станет понятно несколько ниже.)

При учете высших порядков возникает ряд $\sim [\alpha_s^{(0)} \ln(\Lambda^2/q^2)]^n$, общепринятый и наиболее простой способ суммирования которого дает ренормализационная группа³⁸⁻⁴⁰. Из перенормируемости КХД следует, что величина $d(\alpha_s(q^2))/d \ln q^2$, будучи выраженной через $\alpha_s(q^2)$, не содержит параметра обрезания Λ . Тогда просто из размерных соображений следует, что $d\alpha_s(q^2)/d \ln q^2$ — функция одного только аргумента — $\alpha_s(q^2)$. Так, например, дифференцируя (1.6), получаем

$$\frac{d\alpha_s(q^2)}{d \ln q^2} = - \left(11 - \frac{2}{3} N \right) \frac{\alpha_s^2(q^2)}{4\pi}, \quad (1.7)$$

и непосредственное интегрирование дает

$$\alpha_s(q^2) = \frac{\alpha_s(q_0^2)}{1 + [11 - (2/3)N] [\alpha_s(q_0^2)/4\pi] \ln(q^2/q_0^2)} \rightarrow 0 \quad \text{при} \quad q^2 \rightarrow \infty. \quad (1.8)$$

Это и есть знаменитая формула асимптотической свободы^{33, 34}.

Несколько слов об эффектах, обусловленных массами кварков. Удобно ввести временно следующую терминологию. Назовем «тяжелыми» кварки с массой $m^2 \gg q^2$, q_0^2 , кварки же с массой $m^2 \ll q^2$, q_0^2 назовем «легкими». Вклад «тяжелых» кварков в формуле (1.8) пренебрежимо мал, он подавлен степенным образом $\sim q^2/m^2$. Это обстоятельство кажется почти очевидным, детальное доказательство можно найти в работе⁴¹. Таким образом, параметр N в (1.8) «считает» только «легкие» кварки. Учет массы «легких» кварков приводит также к малым степенным поправкам $\sim m^2/q^2$. Кварки с промежуточной массой $m^2 \sim q^2$ или $\sim q_0^2$ дают (нелогарифмические) поправки порядка $\alpha_s(q^2 \approx m^2)$.

В заключение отметим, что в стандартной модели с четырьмя кварковыми ароматами и тремя цветами при $q^2 \rightarrow \infty$

$$\alpha_s(q^2) \sim \frac{1}{(25/12\pi) \ln(q^2/q_0^2)}.$$

г) Невылетание кварков и глюонов

Обсуждаемые нами объекты, кварки и глюоны, никогда не наблюдались в свободном виде. Этот факт может показаться удивительным, поскольку все говорит за то, что кварки, по крайней мере глубоко внутри адронов, — легкие^{42, 43а}:

$$m_u + m_d \approx 10 \text{ Мэв}, \quad m_s \approx 150 \text{ Мэв}.$$

Одним из наиболее убедительных аргументов в пользу малости механической (затравочной) массы кварков является успех предсказаний, основанных на киральной симметрии, и в частности, правил сумм Вайнберга^{43б}, при выводе которых пренебрегается массой кварка по сравнению с адронными массами. Описание глубоко-неупругого eN - и νN -рассеяния при переданных импульсах $Q^2 \gtrsim 1 \text{ Гэв}^2$ с помощью безмассовых кварков-пар-

тонов также находится в хорошем согласии с экспериментальными данными. Кроме того, для реализации точной цветовой калибровочной симметрии $SU(3)$ глюоны тоже должны считаться безмассовыми. Таким образом, причины отсутствия на опыте кварков и глюонов должны быть не кинематическими, а динамическими, т. е. следует искать силы, постоянно удерживающие цветные объекты внутри адронов.

В литературе имеется ряд моделей (в основном описательного характера) таких механизмов удержания кварков. Количественная теория невылетания пока еще не построена. По-видимому, образование адронов и удержание кварков происходит на больших расстояниях. Если продолжить формулу (1.8) для эффективного заряда, описывающую асимптотическую свободу квантовой хромодинамики на малых расстояниях, в области больших расстояний, то она будет давать рост заряда с ростом расстояния и в конце концов заряд станет не малым, а порядка единицы. В этой области уже неприменима теория возмущений (а также и сама формула для эффективного заряда (1.8)). С другой стороны, насколько нам известна сейчас величина константы на малых расстояниях ($\alpha(m_\psi) = 0,2$), расстояния, на которых «портится» теория возмущений, как раз отвечают ожидаемому радиусу удержания кварков. Хотя количественные расчеты в этой области отсутствуют, всеобщая надежда состоит в том, что та же самая теория — квантовая хромодинамика, которая столь успешно описывает свойства адронов на малых расстояниях, на больших расстояниях обеспечит силы, удерживающие любые цветные объекты (кварки, глюоны, дикварки и т. д.).

Наиболее адекватный нашей физической интуиции язык потенциала и сил, действующих между кварками, относится, по существу, лишь к нерелятивистской потенциальной модели. Из известных в настоящее время адронов эти наглядные представления можно испробовать в качестве динамической модели, по-видимому, лишь для уровней чармония. Поэтому не исключено, что именно изучение свойств чармония позволит от интуитивных ожиданий проложить путь к количественной теории невылетания кварков.

д) Нерелятивистская потенциальная модель чармония

Насколько мы сейчас можем судить о механизме невылетания кварков, он обусловлен взаимодействием кварков на расстояниях, во всяком случае больших, чем $(1 \text{ Гэв})^{-1}$ (по крайней мере, мы знаем, что при передаваемых импульсах $Q^2 \gg 1 \text{ Гэв}^2$ кварки в нуклоне, например, при неупругом eN -рассеянии, можно считать почти свободными). Весьма правдоподобно, что радиус взаимодействия, удерживающего кварки, составляет $(0,5 \text{ Гэв})^{-1}$ или даже $(2m_\pi)^{-1}$. Рассмотрим мезон, состоящий из кварка и антикварка. Поскольку радиус системы R , грубо говоря, совпадает с радиусом невылетания, то из соотношения неопределенностей оцениваем характерные импульсы кварка и антикварка: $p \sim 1/R$. Если массы составляющих адронов кварков порядка $1/R$, то такие адроны можно лишь в очень грубом приближении рассматривать нерелятивистски и эта ситуация реализуется в обычных частицах. Однако если кварки достаточно массивны, то нерелятивистская картина становится адекватной для динамического описания свойств адрона. Поскольку уровни чармония (J/ψ , ψ' , χ) весьма массивны в масштабе величины R^{-1} , то можно думать, что в чармонии реализуется эта вторая возможность и его с определенной степенью точности можно рассматривать как нерелятивистскую систему. Дополнительным аргументом в пользу применимости нерелятивистского

рассмотрения является экспериментальный факт наличия целого спектра состояний чармония, разности масс которых (200—600 $Mэв$) малы по сравнению с их массами (3—4 $Гэв$).

Так или иначе, имеет прямой смысл попытаться описать наблюдаемые свойства уровней чармония с помощью нерелятивистского потенциального подхода^{3, 43в}. При построении такой нерелятивистской модели важную роль играет выбор потенциала взаимодействия, связывающего кварки. Известно, что на малых расстояниях взаимодействие имеет почти кулоновскую форму $V(r) \sim 1/r$, тогда как на больших расстояниях для того, чтобы обеспечить невылетание, потенциал не должен стремиться к нулю, а должен продолжать расти. Скорость роста потенциала неизвестна, неизвестно даже, является ли этот рост степенным и продолжается ли он до бесконечности. Большинство расчетов в литературе⁴⁴⁻⁴⁸ приведено для потенциала, который на больших расстояниях растет линейно. Именно, потенциал выбирается в виде

$$V(r) = -\frac{\tilde{\alpha}}{r} + gr + V_0, \quad (1.9)$$

где $\tilde{\alpha}$, g , V_0 — подгоночные параметры, значения которых, приводимые различными авторами, близки к следующим:

$$\tilde{\alpha} = 0,27, \quad g = 0,25 \text{ } Гэв^2, \quad V_0 = -0,76 \text{ } Гэв.$$

(Подгонка массы кварка для этой модели дает $m = 1,65 \text{ } Гэв$.) График потенциала (1.9) изображен схематически на рис. 7. Поскольку очертания потенциала напоминают воронку, то ниже мы будем называть его просто воронкой. Линейный рост потенциала с расстоянием при больших r предсказывается, например, моделью струн. Легко, однако, представить себе другие типы потенциала, обеспечивающие невылетание, например, потенциал с крутой стенкой при $r = R_0$, или же потенциал гармонического осциллятора. Последний потенциал приятно отличается от первых двух тем, что

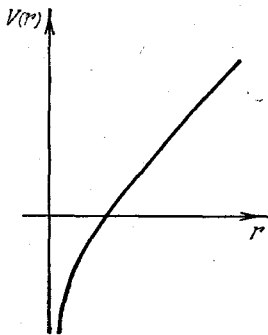


Рис. 7. Гипотетический потенциал взаимодействия c - и \bar{c} -кварков типа «воронки».

если пренебречь кулоновским взаимодействием кварков на малых расстояниях, то все волновые функции и матричные элементы вычисляются явно и имеют простой вид.

Поэтому ниже мы часто будем прибегать к осцилляторным волновым функциям для оценки порядка величины матричных элементов. При этом качественно, а во многих случаях и количественно, результаты согласуются с вычисляемыми в модели «воронки» с помощью численного решения уравнения Шрёдингера.

Основные свойства трехмерного гармонического осциллятора описаны в задачке Флюгге⁴⁹. Осцилляторный потенциал мы запишем в виде

$$V(r) = \frac{\tilde{m}\omega_0^2 r^2}{2},$$

где $\tilde{m} = m/2$ приведенная масса системы (m — масса c -кварка). Как \tilde{m} , так и ω_0 следует рассматривать как подгоночные параметры. Энергетический параметр ω_0 можно подобрать, например, так, чтобы воспроизвести разность масс $2S$ - и $1S$ -состояний (ψ' - и J/ψ -мезонов), тогда $\omega_0 \approx 300 \text{ } Мэв$. Рассмотрение распада $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ дает $\tilde{m}\omega_0 \approx 0,35 \text{ } Гэв^2$ и, следовательно, $\tilde{m} = 1,17 \text{ } Гэв$, или $m \approx 2,3 \text{ } Гэв$. (В случае воронки $m = 1,65 \text{ } Гэв$.)

В следующих двух главах мы перейдем к систематическому описанию нерелятивистской модели чармония. Как будет видно из дальнейшего, возникает развитая качественная картина «мира скрытого очарования». Становятся понятными основные свойства целого спектра уровней. Можно думать, что потенциальный подход, являясь первым, довольно грубым, но необходимым шагом, сыграет свою роль при построении будущей теории невылетания.

2. АННИГИЛЯЦИЯ ЧАРМОНИЯ В КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКЕ. НЕРЕЛЯТИВИСТСКИЙ ПОДХОД

Как уже упоминалось выше, чармоний — наиболее нерелятивистская из всех известных в настоящее время кварковых систем. Поэтому естественно, что первые вычисления вероятностей распадов чармония были проведены в рамках потенциальной модели. Иными словами, решалась простая нерелятивистская задача о связанном состоянии двух тел — кварка c и антикварка \bar{c} , взаимодействие которых характеризуется каким-либо потенциалом, например, осциллятором или воронкой. Ясно, что любой расчет подобного рода не может претендовать на высокую точность и носит сугубо прикладной характер.

В этой главе вычислены ширины электромагнитной и адронной аннигиляции уровней чармония. В потенциальной модели ширины выражаются через $R(r \rightarrow 0)$, где $R(r)$ — радиальная часть волновой функции c и \bar{c} , а r — относительное расстояние.

Процедура сводится фактически к следующему. Сначала находится амплитуда для перехода пары свободных покоящихся кварков, например, $c\bar{c} \rightarrow e^+e^-$ (рис. 8, а), которая затем пересчитывается на вероятность умножением на $|R(0)|^2$ для S -волновых распадов, $|R'(0)|^2$ для P -волновых распадов и т. д.

Наиболее надежно вычисляются ширины электромагнитной аннигиляции. Рассмотрим, например, распад $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, описываемый диаграммой рис. 8, а.

Матричный элемент превращения J/ψ -мезона в виртуальный фотон имеет вид $Q_c e \langle 0 | j_i | \psi_j \rangle$, где Q_c — заряд c -кварка. Если ввести спиновую функцию триплетного состояния c и \bar{c} : $\chi = (1/\sqrt{2}) \bar{c} c$, где c — нерелятивистский спинор, описывающий c -кварк, то электромагнитный ток имеет вид $\mathbf{j} = -\sqrt{2} \chi$, а векторная волновая функция J/ψ -мезона имеет вид $\psi = \chi \psi_S(\mathbf{p})$. Индекс S указывает на то, что c и \bar{c} находятся в J/ψ -мезоне в S -волне, а \mathbf{p} — относительный импульс c - и \bar{c} -кварков. В результате мы получаем

$$Q_c e \langle 0 | j_i | \psi_j \rangle = \sqrt{2} \delta_{ij} Q_c e \int \psi_S(\mathbf{p}) \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} = \delta_{ij} Q_c e \psi_S(r=0) \sqrt{2} \sqrt{3}, \quad (2.4)$$

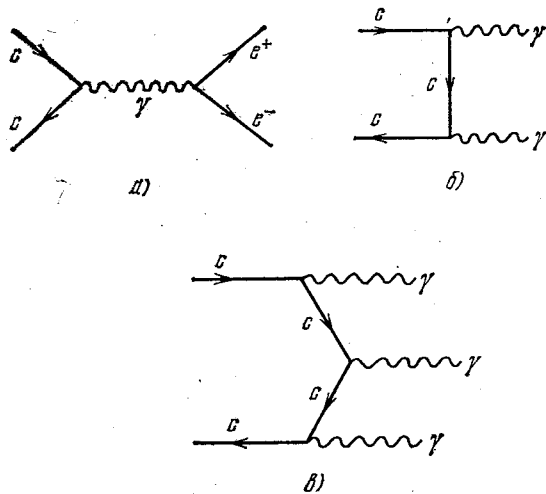


Рис. 8. Процессы, ответственные за аннигиляцию чармония в электрон-позитронную пару (а), в два фотона (б) и в три фотона (в).

где $\psi_S(0) = R_S(0)/\sqrt{4\pi}$, а множитель $\sqrt{3}$ возникает от учета цвета. Соответствующее выражение для вероятности распада $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ имеет вид

$$\Gamma(1^3S_1 \rightarrow e^+e^-) = \frac{4\alpha^2 Q_c^2}{M^2} |R_S(0)|^2; \quad (2.2)$$

здесь R_S — радиальная часть S -волновой ψ -функции, нормированная условием $\int R_S^2(r) r^2 dr = 1$, M — масса мезона.

В нерелятивистском приближении мы пренебрегаем различием между массой уровня M и суммой масс c - и \bar{c} -кварков. Поэтому в выражение для ширины разных уровней чармония входит в этом приближении одна и та же масса M — какая-то средняя масса нерелятивистского чармония. Это приводит к неопределенности теоретических предсказаний порядка фактора 2.

Двухфотонные и трехфотонные распады уровней чармония описываются соответственно диаграммами рис. 8, б и в и вычисляются аналогичным образом^{3, 44, 50-54}.

$$\frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow 3\gamma)}{\Gamma(J/\psi \rightarrow e^+e^-)} = \frac{\Gamma(\psi' \rightarrow 3\gamma)}{\Gamma(\psi' \rightarrow e^+e^-)} = \frac{4(\pi^2 - 9)}{3\pi} \alpha Q_c^4 = 5,32 \cdot 10^{-4}, \quad (2.3)$$

$$\frac{\Gamma(\eta_c \rightarrow 2\gamma)}{\Gamma(J/\psi \rightarrow e^+e^-)} = 3Q_c^2 = 4/3, \quad (2.4)$$

$$\frac{\Gamma(\chi_0^0 \rightarrow 2\gamma)}{\Gamma(\eta_c \rightarrow 2\gamma)} = 9 \left(\frac{R'_{1P}(0)}{m R_{1S}(0)} \right)^2 \approx 0,5, \quad (2.5)$$

$$\frac{\Gamma(\chi_2 \rightarrow 2\gamma)}{\Gamma(\chi_0 \rightarrow 2\gamma)} = \frac{4}{15}. \quad (2.6)$$

$$\frac{\Gamma(1^3D_1 \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(J/\psi \rightarrow e^+e^-)} \approx 50 \left(\frac{R'_{1D}(0)}{M^2 R_{1S}(0)} \right)^2 \approx 2,5 \cdot 10^{-2}, \quad (2.7)$$

$$\frac{\Gamma(1^1D_2 \rightarrow 2\gamma)}{\Gamma(\eta_c \rightarrow 2\gamma)} = \left(\frac{R'_{1D}(0)}{m_c^2 R_{1S}(0)} \right)^2 \approx 10^{-2}. \quad (2.8)$$

Численные оценки в формулах (2.5), (2.7), (2.8), содержащих отношение волновых функций, приведены для осцилляторного потенциала, для которого

$$\frac{R'_{1P}(0)}{R_{1S}(0)} = \frac{m_c \omega_0}{3}, \quad \frac{R'_{1D}(0)}{R_{1S}(0)} = \frac{4}{15} (m_c \omega_0)^2. \quad (2.9)$$

Значения параметров m_c , ω_0 приводилось в гл. 1.

Следует отметить неожиданно большое отношение вероятностей двухфотонной аннигиляции χ_0 - и η_c -мезонов (см. (2.5)), которая порядка единицы, несмотря на то, что первому из них отвечает аннигиляция c и \bar{c} в P -волне, а второму — в S -волне.

Из приведенных выше распадов только для двух ширины известны на опыте: это $\Gamma(J/\psi \rightarrow e^+e^-) = 5 \text{ кэВ}$ и $\Gamma(\psi' \rightarrow e^+e^-) = 2 \text{ кэВ}$. В осцилляторной модели их ширины должны относиться как 2:3. Подавленность распада ψ' может иметь несколько причин: большая примесь 3D_1 -состояния c - и \bar{c} -кварков в волновой функции ψ' -мезона, большая примесь $D\bar{D}$ -мезонов в этой волновой функции, и, наконец, главное: осцилляторный потенциал может быть очень непохож на истинный потенциал между двумя кварками.

Возможно, что распад $X(2,83) \rightarrow 2\gamma$, наблюдавшийся в DESY, является распадом $\eta_c \rightarrow 2\gamma$. Однако в этом случае известна лишь нижняя граница для относительной ширины $B(X(2,83) \rightarrow 2\gamma) > 4 \cdot 10^{-3}$. Эта величина, как будет показано, существенно выше того, что пред-

сказывает теория. Что касается остальных электромагнитных аннигиляционных распадов, то они на опыте пока не наблюдались.

Перейдем к обсуждению адронных ширин уровней чармония. В рамках КХД аннигиляция чармония на обычные адроны отвечает следующей картине. Сначала пара $c\bar{c}$ на малых расстояниях, порядка комптоновской длины волны c -кварков, переходит в глюоны (рис. 9), которые затем на больших расстояниях, порядка радиуса невыедания, трансформируются в наблюдаемые частицы — π -мезоны, K -мезоны, нуклоны и т. д. Механизм трансформации нам неизвестен, и мы практически ничего не можем сказать об относительной вероятности распада по тому или иному эксклюзивному каналу. Тем не менее полная вероятность может быть найдена. Как заметили Аппельквист и Политцер³, полная ширина аннигиляции чармония в обычные адроны должна быть примерно равна вероятности перехода в глюоны. Подобный рецепт наверняка не удивит читателя,

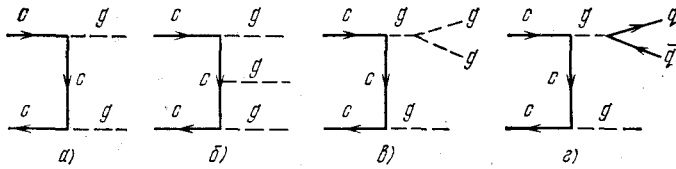


Рис. 9. Диаграммы, описывающие аннигиляцию системы $c\bar{c}$ в два глюона (а), в три глюона (б, в) и в пару легких кварков $q\bar{q}$ и глюон (г).

Здесь и далее глюон обозначается буквой g и изображается штриховой линией.

знакомого с партонной моделью и привыкшего к тому, что вероятность перехода партона в адроны считается равной единице. В данном случае в роли партонно выступают глюоны.

Квантовая хромодинамика унаследовала это свойство партонной модели. Так, например, в гл. 5 мы покажем, что сечение

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \text{обычные адроны}) \quad (2.10)$$

при больших энергиях $E = \sqrt{S}$ совпадает с соответствующим кварковым сечением

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \bar{u}u + \bar{d}d + \bar{s}s) = \frac{4\pi\alpha^2}{S} (Q_u^2 + Q_d^2 + Q_s^2) \quad (2.11)$$

с точностью до малой поправки $\sim \alpha_s(s)$. Рецепт Аппельквиста — Политцера, гласящий, что, скажем, вероятность « $J/\psi \rightarrow$ адроны» совпадает с вероятностью « $J/\psi \rightarrow 3$ глюона» с точностью $\alpha_s(4m_c^2)$, является непосредственным обобщением. Отличие сводится к тому, что вместо кварков выступают глюоны, а роль «внешнего источника» вместо виртуального фотона играет пара $c\bar{c}$.

Итак, задача заключается в вычислении аннигиляции уровней чармония в минимальное кинематически разрешенное число глюонов. Для η_c, χ_0, χ_2 -мезонов и 1D_2 -уровня — это двухглюонные распады, для J/ψ и ψ' -мезонов — распады на три глюона (см. рис. 9, а, б) Мезон $\chi_1 \equiv (^3P_1)$ представляет собой особый случай, который мы обсудим несколько ниже.

Глюонные ширины нетрудно вычислить, так как мы уже знаем выражения для ширин двухфотонной и трехфотонной аннигиляции, и соответствующие диаграммы подобны. Чтобы произвести пересчет, надо в каждой вершине заменить Q_{ce} на $g\lambda^a/2$, где λ^a ($a = 1, 2, \dots, 8$) — $SU(3)$ -матрицы Гелл-Манна, а $g^2 = 4\pi\alpha_s$, подобно тому как $e^2 = 4\pi\alpha$. При этом

замене «2 фотона \rightarrow 2 глюона» отвечает множитель ^{50, 52}

$$\frac{9\alpha_s^2}{8\alpha^2} \approx 845, \quad (2.12)$$

а замене «3 фотона \rightarrow 3 глюона» — множитель ^{3, 44}

$$\frac{135\alpha_s^3}{128\alpha^3} \approx 2,17 \cdot 10^4. \quad (2.13)$$

Аннигиляция $c\bar{c}$ в глюоны происходит на расстояниях порядка комптоновской длины волны c -кварка, так что эффективная кварк-глюонная константа, входящая в соотношения (2.12) и (2.13), отвечает расстояниям $\sim 1/m_c$, или, что то же самое, виртуальным импульсам $p^2 \approx -m_c^2$. Численные оценки в (2.12), (2.13) приведены для значения $\alpha_s = 0,2$, получающегося из анализа распадов J/ψ . Действительно, ^{3, 44}

$$\frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow \text{адроны})}{\Gamma(J/\psi \rightarrow e^+e^-)} = \frac{5}{18} \frac{(\pi^2 - 9)}{\pi} \frac{\alpha_s^3}{\alpha^2}. \quad (2.14)$$

(Здесь подразумевается прямая, не через виртуальный фотон, аннигиляция J/ψ в адроны.) На опыте это отношение равно, примерно, 10, откуда и следует значение $\alpha_s \approx 0,2$.

Для ширины аннигиляции η_c -, χ_0 -, χ_2 -мезонов и 1D_2 -уровня в адроны мы получаем соответственно значения 6 Мэв , $\sim 3 \text{ Мэв}$, $\sim 0,8 \text{ Мэв}$ и $\sim 60 \text{ кэв}$.

1P_1 -уровень, имеющий отрицательную C -четность, в два глюона не переходит, а подобно J/ψ распадается на три глюона (см. рис. 9, б). Вероятность распада $^1P_1 \rightarrow 3g$ легко вычислить в так называемом логарифмическом приближении. Дело в том, что для 1P_1 -состояния при энергии связи нерелятивистских c - и \bar{c} -кварков, стремящейся к нулю, амплитуда имеет инфракрасную расходимость, так что

$$\frac{\Gamma(^1P_1 \rightarrow 3g)}{\Gamma(\chi_0 \rightarrow 2g)} \approx \frac{10}{27} \frac{\alpha_s}{\pi} \ln MR; \quad (2.15)$$

здесь R — радиус невылечения, $R \sim 1/300 \text{ Мэв}$. При $\ln MR \sim 2$ получаем для этого отношения величину $\sim 5\%$.

Вероятность распада $^1P_1 \rightarrow 3g$, так же как и в случае J/ψ , получается простым пересчетом формул КЭД, а именно, используется результат Алексеева ⁵⁵ для 1P_1 -уровня позитрония.

Что касается уровня 3P_1 , то в силу известного запрета Ландау — Померанчука — Янга ^{56, 57} его распад на два глюона невозможен. Трехглюонный же распад не сводится к ответу, известному в квантовой электродинамике, так как дают вклад диаграммы, специфичные для КХД (см. рис. 9, в). Эти диаграммы описывают превращение 3P_1 -состояния в два глюона, один из которых реальный, а другой — виртуальный, причем последний уже на малых расстояниях $\sim 1/m_c$ переходит в $2g$. Поскольку реальный и виртуальный глюоны не тождественны друг другу, запрет Ландау — Померанчука — Янга на подобный переход не распространяется.

Если попытаться вычислить распад $^3P_1 \rightarrow 3g$ в логарифмическом приближении, то оказывается, что член, содержащий $\ln mR$, в сумме диаграмм рис. 9, б, в сокращается. Подобный член остается, однако, в диаграмме рис. 9, г, описывающей переход 3P_1 -уровня в глюон и пару $q\bar{q}$, где q — легкий кварк: u , d или s . Таким образом, полная адронная ширина 3P_1 -состояния дается в основном не трехглюонной аннигиляцией, а аннигиляцией на $gq\bar{q}$, причем пара $q\bar{q}$ рождается на малых расстояниях $\sim 1/m_c$.

Отношение ширин $\chi_1 \rightarrow g\bar{q}q$ и $\chi_0 \rightarrow gg$ равно $(4\alpha_s/9\pi) \ln MR \sim 1/15$, так что адронная ширина χ_1 -мезона должна быть меньше, чем у χ_0 и даже χ_2 ($\Gamma(\chi_1 \rightarrow \text{адроны}) \sim 100-400 \text{ кэВ}$). Отношение ширин ${}^1P_1 \rightarrow 3g$ и ${}^3P_1 \rightarrow g\bar{q}q$ равно 5/6.

Адронные ширины триплетных P -уровней пока не измерены (синглетного P -уровня вообще не наблюдали), но об их величине можно судить по относительным вероятностям адронной аннигиляции и радиационных переходов $\chi_J \rightarrow J/\psi + \gamma$. Как будет показано в следующей главе, эти относительные вероятности находятся в хорошем согласии с теорией.

Ширины аннигиляции в e^+e^- , 2γ и $2g$, вычисленные в этой главе в рамках потенциальной модели чармония, мы еще раз вычислим в гл. 5 на основе дисперсионных правил сумм. Мы увидим, что согласие результатов, полученных двумя различными методами, весьма хорошее.

В заключение этой главы заметим, что для J/ψ -мезона заметную долю должны составлять распады на фотон + адроны. Эта доля может быть определена путем сравнения диаграммы типа рис. 10 с диаграммой рис. 9, б. При этом получается ^{52, 58, 59}

$$\frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma + \text{адроны})}{\Gamma(J/\psi \rightarrow \text{адроны})} = \frac{16}{5} \frac{\alpha}{\alpha_s} \approx 0,12. \quad (2.16)$$

Следовательно, фотон-адронная ширина должна составлять около 5.5 кэВ для J/ψ и около 2,3 кэВ для ψ' . Следует подчеркнуть, что речь идет не о внутреннем тормозном излучении, а о жестком структурном излучении. Ожидаемая вероятность излучения фотона практически линейно растет с ростом энергии последнего.

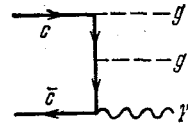


Рис. 10. Диаграмма, описывающая аннигиляцию системы $c\bar{c}$ в фотон и два глюона и ответственная за распады типа $J/\psi \rightarrow \gamma + \text{адроны}$.

3. РАДИАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ЧАРМОНИИ

Если аннигиляция чармония происходит на малых расстояниях, то радиационные переходы между уровнями чармония существенно зависят от поведения волновых функций на больших расстояниях.

Радиационные переходы в чармонии очень похожи на радиационные переходы в обычных атомах. Так же как и последние, они делятся на электрические и магнитные. Наибольшими ширинами обладают электрические переходы с участием P -уровней чармония: χ_0 , χ_1 и χ_2 .

а) Электрические дипольные переходы и P -уровни орточармония

Поскольку длина волны фотона велика по сравнению с размерами чармония, то для ширин радиационных переходов $\psi' \rightarrow \chi_J + \gamma$ и $\chi_J \rightarrow J/\psi + \gamma$ справедливы обычные дипольные формулы (см., например, ⁶²):

$$\Gamma(2^3S_1 \rightarrow 1^3P_J + \gamma) = (2J + 1) \frac{4}{27} \alpha Q_c^2 \omega^3 |\langle r \rangle_2|^2, \quad (3.1)$$

$$\Gamma(1^3P_J \rightarrow 1^3S_1 + \gamma) = \frac{4}{9} \alpha Q_c^2 \omega^3 |\langle r \rangle_1|^2, \quad (3.2)$$

где

$$\langle r \rangle_a = \int_0^\infty R_{aS}(r) R_{1P}(r) r^3 dr \quad (a = 1, 2);$$

здесь J — угловой момент 3P_J -уровня, ω — частота перехода, $R(r)$ — радиальные волновые функции. Оценки $M2$ -переходов и релятивистских поправок (некоторые из них могут быть вычислены в настоящее время) дают основания думать, что формулы для ширин справедливы с точностью до фактора 2. В случае осцилляторного потенциала $|\langle r \rangle_1|^2 = 3/(2\lambda)$, где $|\langle r \rangle_2|^2 = 1/\lambda$, а $\lambda = m_c \omega_0^2/2 = 0,35 \text{ Гэв}^2$. В случае потенциала типа воронки ответ может быть получен лишь численно. В табл. II приведены

Таблица II

Уровень	$\Gamma(\psi' \rightarrow \chi_J + \gamma)$, кэв		$\Gamma(\chi_J \rightarrow J/\psi + \gamma)$, кэв			
	Осциллятор	Воронка	Верхняя граница	Осциллятор	Воронка	Нижняя граница
$\chi_0(3,41)$	27	38	200	200	155	100
$\chi_1(3,50)$	22	34	400	430	320	320
$\chi_2(3,55)$	16	30	500	580	355	300

значения ширин, вычисленные для потенциалов типа осциллятора и типа воронки ^{44-46, 52, 60}.

В таблице приведены также верхние и нижние границы для ширин переходов $\chi \rightarrow J/\psi + \gamma$, которые, как заметил Джексон ⁶¹, могут быть получены из правил сумм, аналогичных хорошо известным правилам сумм для атомов. Эти правила сумм не зависят от конкретного вида нерелятивистского потенциала, в котором происходит радиационный переход. Они являются следствием коммутационных соотношений между координатой и импульсом $[r_k, p_l] = i\delta_{kl}$ и полноты системы волновых функций, описывающих нерелятивистскую систему (см. книгу Бете и Солпитера ⁶²). Верхние границы дает правило сумм Томаса — Райхе — Куна, нижние — правило сумм Вигнера:

$$\frac{4}{3} \frac{\alpha}{m_c} \omega_J^2 \geq \Gamma(\chi_J \rightarrow J/\psi + \gamma) \geq \frac{4}{9} \frac{\alpha}{m_c} Q_c^2 \omega_J^2 + \frac{3}{2J+1} \left(\frac{\omega_J}{\omega_J'} \right)^2 \Gamma(\psi' \rightarrow \chi_J + \gamma); \quad (3.3)$$

здесь m_c — масса c -кварка в потенциальной модели. Согласно наилучшим подгонкам (для потенциалов типа воронки) $m_c^{\text{exp}} = 1,65 \text{ Гэв}$, ω_J — энергия фотона в переходе $\chi_J \rightarrow J/\psi + \gamma$, а ω_J' — в переходе $\psi' \rightarrow \chi_J + \gamma$. К сожалению, спиновые эффекты учтены в этих соотношениях только путем подстановки в правила сумм наблюдаемых энергий переходов ω_J и ω_J' вместо некоторой спиново-усредненной энергии ω_0 .

Учет влияния спина на матричные элементы переходов может дать поправки порядка десятков процентов. (То обстоятельство, что в таблице осцилляторная ширина для χ_1 и χ_2 оказалась выше верхней границы, связано с непоследовательным учетом спиновых эффектов. Мы специально обращаем внимание на это несоответствие, чтобы подчеркнуть приближенный характер приводимых теоретических предсказаний.)

На опыте ширины всех трех переходов $\psi' \rightarrow \chi_J + \gamma$ составляют примерно 20 ± 7 кэв (см. гл. 1), что качественно согласуется с предсказанием теории. Заметим, что при ином выборе квантовых чисел χ_J -уровней ширины переходов $\psi' \rightarrow \chi_J + \gamma$ из-за факторов $(2J+1)$ и $(\omega_J')^3$ сильно отличались бы друг от друга, так что факт согласия теории и опыта не тривиален.

Для переходов $\chi_J \rightarrow \psi\gamma$ на опыте измеряются лишь относительные ширины $B(\chi_J \rightarrow \psi\gamma)$, вычислить которые мы можем, воспользовавшись теоретическими значениями для ширин адронной аннигиляции мезо-

нов. Эти последние составляют для χ_0^- , χ_1^- , χ_2^- -мезонов соответственно (3—4,5) *Мэв*, (0,1—0,4) *Мэв* и (1—2) *Мэв*. (Для χ_0 и χ_2 меньшие значения ближе к тому, что дает потенциальный расчет, а большие — дисперсионный.) Сопоставляя это с границами для $\Gamma(\chi_J \rightarrow \psi\gamma)$, получаем

$$2\% \leq B(\chi_0 \rightarrow \psi\gamma) \leq 7\%, \quad 30\% \leq B(\chi_1 \rightarrow \psi\gamma) \leq 80\%, \\ 13\% \leq B(\chi_2 \rightarrow \psi\gamma) \leq 30\%.$$

Напомним, что на опыте соответствующие значения лежат в следующих пределах (0 ÷ 5)%, (13 ÷ 53)%, (3 ÷ 27)%, так что имеется качественное согласие теории и опыта.

Если считать, что согласие в переходах $\psi' \rightarrow \chi_J + \gamma$ свидетельствует о том, что расчеты электрических дипольных переходов надежны, то данные по переходам $\chi_J \rightarrow \psi + \gamma$ могут быть использованы для проверки того, насколько правильны глюонные расчеты адронной аннигиляции *P*-уровней. Серьезным качественным подтверждением правильности этих расчетов является то, что отношение ширины радиационного перехода и адронной аннигиляции максимально именно для χ_1 -уровня, для которого аннигиляция в два глюона запрещена.

б) Парачармонии

Ситуация с уровнями парачармония ($1^1S_0(\eta_c)$, $2^1S_0(\eta'_c)$, 1^1P_1 , 1^1D_2) гораздо менее утешительна.

Рассмотрим, к каким трудностям приводит идентификация η_c с наблюдавшейся в DESY частицей *X* (2,83) и η'_c с уровнем ψ (3,45). Ширина радиационного *M1*-перехода $J/\psi \rightarrow \eta_c\gamma$ дается формулой

$$\Gamma(1^3S_1 \rightarrow 1^1S_0 + \gamma) = \frac{16}{3} \mu^2 \omega^3 I^2; \quad (3.4)$$

где

$$I = \int_0^\infty R_{3S_1}(r) R_{1S_0}(r) r^2 dr, \quad \omega = M_{J/\psi} - M_{\eta_c},$$

μ — магнитный момент *c*-кварка. Если пренебречь спиновыми силами, то $R_{3S_1} = R_{1S_0}$ и $I = 1$. Если, далее, принять, что магнитный момент *c*-кварка равен его голому значению:

$$\mu = \mu_0 = \frac{Q_c \sqrt{\alpha}}{2m_c},$$

то

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow \eta_c\gamma) \approx \frac{4}{3} \frac{Q_c^2 \alpha \omega^3}{m_c^2} \approx 1,6 \text{ (кэв)} \left(\frac{\omega}{100 \text{ (Мэв)}} \right)^3.$$

Та же формула справедлива и для перехода $\psi' \rightarrow \eta'_c + \gamma$. Таким образом, если $\eta_c = X$ (2,83), а $\eta'_c = \chi$ (3,45), то

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow X(2,83) + \gamma) \approx 25 \text{ кэв}, \quad \Gamma(\psi' \rightarrow \chi(3,45) + \gamma) \approx 12 \text{ кэв}.$$

На опыте эти ширины не измерены, но установлены верхние границы:

$$B(J/\psi \rightarrow X(2,83) + \gamma) < 3\%, \quad B(\psi' \rightarrow \chi(3,45) + \gamma) < 5\%.$$

Измерены также произведения (см. рис. 2)

$$B(J/\psi \rightarrow X(2,83) + \gamma) B(X(2,83) \rightarrow 2\gamma) = (1,2 \pm 0,5) 10^{-4}, \\ B(\psi' \rightarrow \chi(3,45) + \gamma) B(\chi(3,45) \rightarrow J/\psi + \gamma) = (8 \pm 4) 10^{-3},$$

так что $B(X(2,83) \rightarrow 2\gamma) > (4 \pm 1,6) \cdot 10^{-3}$, вместо $1,2 \cdot 10^{-3}$ по глюонной теории, а $B(\chi(3,45) \rightarrow J/\psi + \gamma) > (16 \pm 8)\%$. Последнее число находится в разительном противоречии с теоретическими оценками ширины адронной аннигиляции η_c -мезона. Действительно, если $\Gamma(\psi' \rightarrow \eta_c + \gamma) < < 12 \text{ кэв}$, а $\Gamma(\eta_c \rightarrow \text{адроны}) = (1-4) \text{ Мэв}$, то вместо 16% мы должны были бы иметь величину, меньшую процента.

Приведенные выше оценки ширины $M1$ -переходов $J/\psi \rightarrow \eta_c \gamma$, $\psi' \rightarrow \eta_c \gamma$ можно несколько уменьшить, если учесть, что из-за спиновых эффектов $I < 1$ (для распадов $\phi \rightarrow \eta \gamma$, $\rho \rightarrow \pi \gamma$, $K^* \rightarrow K \gamma$ $I \sim 0,7-0,8$), а $\mu \neq \mu_0$; однако, как легко видеть, разрешить таким образом все три противоречия между теорией и опытом не удастся. (Если $\mu < \mu_0$, как это, по-видимому, следует из верхней границы для распада $\psi \rightarrow X(2,83) + \gamma$, то противоречие в случае распада $\psi' \rightarrow \eta_c \gamma$ только усилится.) Таким образом, гипотеза о том, что $X(2,83)$ и $\chi(3,45)$ являются соответственно η_c - и η_c' -мезонами, наталкивается на серьезные трудности.

Перейдем теперь к уровням 1D_2 и 1P_1 и, в частности, обсудим, не может ли уровень $\chi(3,45)$ быть 1D_2 -уровнем. (Эту гипотезу выдвинул Харари⁶³.) Наивное применение уравнения Брейта — Ферми не исключает того, что этот уровень может оказаться таким легким, однако наиболее правдоподобные значения его массы лежат на 100—200 Мэв выше (при этом следует ожидать, что масса 1P_1 около 3,15 Мэв).

Вероятность перехода $\psi' \rightarrow {}^1D_2 \gamma$ резко зависит от того, какова примесь 3D_1 -состояния в волновой функции ψ' -мезона, относительно которого обычно предполагают, что в основном он отвечает 2^3S_1 -состоянию. Если эта примесь равна нулю, то ширина перехода $\psi' \rightarrow {}^1D_2 \gamma$ ничтожна: $\sim 4 \text{ эв}$. Немного больше ширина перехода ${}^1D_2 \rightarrow J/\psi + \gamma$: $\sim 15 \text{ эв}$, если J/ψ не содержит примеси ${}^1^3D_1$ -состояния. Если же волновые функции ψ' и ψ представляют собой суперпозиции

$$2^3S_1 + \varepsilon' ({}^1^3D_1) \quad \text{и} \quad 1^3S_1 + \varepsilon ({}^1^3D_1),$$

то переходы — магнитные дипольные и их ширины составляют:

$$\Gamma(\psi' \rightarrow {}^1D_2 + \gamma) \approx 20 (\text{кэв}) (\varepsilon')^2,$$

$$\Gamma({}^1D_2 \rightarrow \psi + \gamma) \approx 40 (\text{кэв}) (\varepsilon)^2.$$

Для того чтобы 1D_2 -уровень мог исполнять роль $\chi(3,45)$, необходимо, чтобы $(\varepsilon')^2 \leq 0,7$, $\varepsilon^2 \approx 0,5$. Такие примеси кажутся слишком большими.

Если разность масс 1D_2 - и 1P_1 -уровней достаточно велика, то в радиационных переходах 1D_2 -уровня должен доминировать $E1$ -переход ${}^1D_2 \rightarrow {}^1P_1 + \gamma$, ширина которого в осцилляторной модели равна $12 \text{ кэв} \times (\omega/100 \text{ Мэв})^3$. (Напомним, что ожидаемая ширина адронной аннигиляции 1D_2 -уровня примерно $60 \div 100 \text{ кэв}$.)

Что касается дальнейшей судьбы 1P_1 -уровня, то она сильно зависит от его массы: ожидаемая ширина его адронной аннигиляции 100 — 400 кэв, а ширина $E1$ -перехода в η_c -мезон — 6 кэв $(\omega/100 \text{ Мэв})^3$.

Резюмируя содержание этой главы, можно сказать, что в настоящее время имеется качественное и во многих пунктах количественное понимание спектроскопии уровней орточармония и радиационных переходов между ними. Что касается уровней парачармония, то здесь имеется целый ряд экспериментальных и теоретических нерешенных вопросов, выяснение которых должно в ближайшее время дать важную информацию для понимания свойств взаимодействия очарованных кварков и структуры чармония в целом.

4. МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ЧАРМОНИЙ

а) Экспериментальные данные и интерпретация

В этой главе мы обсудим возможную природу резонансной структуры в e^+e^- -аннигиляции при энергии 4,1 и 4,4 Гэв. Как уже отмечалось во введении, резонанс $\psi(4,4)$ описывается кривой Брейта — Вигнера с параметрами $\Gamma_{\text{tot}} = 33 \pm 10$ Мэв, $\Gamma(\psi(4,4) \rightarrow e^+e^-) = 440 \pm 140$ эв. Структура вблизи 4,1 Гэв выглядит как суперпозиция двух и трех резонансных пиков, наиболее яркий из которых расположен при энергии $\sqrt{s} = 4028$ Мэв. Очень интересны распадные свойства этого, последнего, резонанса. Мы имеем в виду распады на пары очарованных мезонов. Оказалось, что величины сечений $\sigma(D^0\bar{D}^0)$, $\sigma(D^0\bar{D}^{*0} + D^{*0}\bar{D}^0)$ и $\sigma(D^{*0}\bar{D}^{*0})$ в пике 4,028 относятся как 1:~8:~11, ^{16, 19} тогда как энергосделения для каждого из этих каналов составляют соответственно ~300 Мэв, ~160 Мэв, ~18 Мэв $M(D^0) \approx 1865$ Мэв, $M(D^{*0}) \approx 2005$ Мэв, что отвечает величинам импульса p в СЦМ 750 Мэв, 550 Мэв, 190 Мэв. Поскольку каждая из пар очарованных мезонов рождается в P -волне (из-за сохранения пространственной четности), то истинной «мерой взаимодействия» служит величина $f^2 = \sigma/p^3$. Из приведенных выше чисел находим

$$f^2(D^0\bar{D}^0): f^2(D^0\bar{D}^{*0}) + f^2(D^{*0}\bar{D}^0): f^2(D^{*0}\bar{D}^{*0}) = 1: \sim 20: \sim 680. \quad (4.1)$$

Удивительность соотношения (4.1) становится еще более ясной, если принять во внимание, что в простой нерелятивистской модели вместо отношения (4.1) получается ⁶⁴ соотношение

$$1:4:7. \quad (4.2)$$

Действительно, процесс образования очарованных мезонов описывается диаграммой рис. 11 *). Этой диаграмме отвечает амплитуда A , спиновая структура которой (в нерелятивистском приближении как по s -кваркам, так и, что существенно, по q -кваркам) такова:

$$A \sim (j_l^+ \sigma_l^+ c) (p_k q^+ \sigma_k q). \quad (4.3)$$

Здесь j_l — электромагнитный электронный ток, c и q — нерелятивистские спиноры, σ_l — матрицы Паули, p_k — импульс любого из кварков в СЦМ, и мы выписали лишь P -волновую часть амплитуды, так как именно она ответственна за рождение пар очарованных мезонов. В соотношении (4.3) учтено, что в нерелятивистском пределе кварки c и \bar{c} рождаются фотоном в состоянии с орбитальным моментом, равным нулю, и полным спином, равным единице, и что в процессе образования D -мезонов спины s -кварков не переворачиваются.

Перегруппировав теперь с помощью преобразования Фирца спиноры в формуле (4.3) так, чтобы образовались комбинации, непосредственно отвечающие очарованным мезонам, $(c^+q) \sim D$, $(c^+ \sigma_m q) \sim D_m^*$, получаем

$$A \sim (j_p) \bar{D}D + i\epsilon_{lkm} j_l p_k (\bar{D}D_m^* - \bar{D}_m^* D) + j_l p_k \left(\bar{D}_i^* D_k^* + \bar{D}_k^* D_i^* - \frac{2}{3} \delta_{kl} \bar{D}_m^* D_m^* \right) - \frac{1}{3} (j_p) (\bar{D}_m^* D_m^*). \quad (4.4)$$

*) Альтернативный механизм, когда фотон рождает пару легких кварков $q\bar{q}$, а пара cc подхватывается из «вакуума», дает пренебрежимо малый вклад из-за большой массы s -кварка.

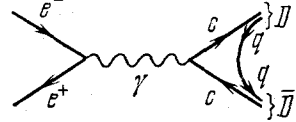


Рис. 11. Рождение молекул $D\bar{D}$ в e^+e^- -аннигиляции.

Первый член описывает рождение пар $D\bar{D}$, второй — $D^*\bar{D}$ и $D\bar{D}^*$, третий — образование $D^*\bar{D}^*$ в состоянии 5P_1 , т. е. с полным спином $S = 2$, и, наконец, четвертый — рождение $D^*\bar{D}^*$ в состоянии 1P_1 , т. е. с полным спином $S = 0$. Результат (4.2) теперь почти очевиден. Нужно лишь возвести в квадрат каждый из матричных элементов в (4.4) и просуммировать по спином D^* . Ответ удобно привести в том виде, как он получается до суммирования вкладов $S = 2$ и $S = 0$ в канале \bar{D}^*D^* :

$$f^2(D\bar{D}): [f^2(D\bar{D}^*) + f^2(D^*\bar{D})]: f^2(D^*\bar{D}^*, {}^5P_1): f^2(D^*\bar{D}^*, {}^1P_1) = \\ = 1: 4: \frac{20}{3}: \frac{1}{3}. \quad (4.5)$$

Подводя итог, можно утверждать, что рождение пар $D\bar{D}^*$, $\bar{D}D^*$ при $\sqrt{s} = 4,028 \text{ ГэВ}$ усилено по отношению к парам $D\bar{D}$ примерно в пять раз, а рождение пар $D^*\bar{D}^*$ — по крайней мере в сто раз. Естественное объяснение этого факта состоит в том, что пик при $\sqrt{s} = 4,028 \text{ ГэВ}$ является P -волновым резонансом в системе $D^*\bar{D}^*$, т. е. что он построен из пары D^* - и \bar{D}^* -мезонов¹⁹. Изотопический спин этого резонанса равен нулю, так как он рождается $\bar{c}\gamma_{\mu c}$ -компонентой электромагнитного тока (см. рис. 11). Существование подобных состояний, которые естественно называть адронными молекулами, поскольку они состоят из адронных «атомов»-мезонов, было предсказано ранее¹⁸ на основе соображений, которые изложены ниже на примере системы $D\bar{D}$.

б) Динамика системы $D\bar{D}$

Отличительной чертой очарованных мезонов является то, что наряду с тяжелым c -кварком они содержат легкие кварки (u, d, s) и поэтому могут испускать и поглощать обычные мезоны, например, ρ, ω, ϕ и т. д. (рис. 12).

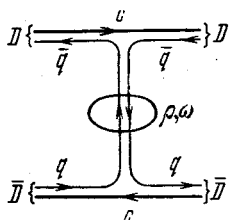


Рис. 12. Обмен легкими кварками между D - и \bar{D} -мезонами.

Обмениваемые кварк и антикварк образуют ρ - и ω -мезоны. Этот обмен приводит к потенциалу типа Юкавы между D и \bar{D} .

Обмен этими мезонами приводит к сильному взаимодействию между D и \bar{D} с радиусом $r_0 \approx m_{\omega}^{-1} \approx m_{\rho}^{-1}$, большим, по сравнению с комптоновской длиной $1/m_D$. Ответ на вопрос, могут или нет возникнуть уровни в системе $D\bar{D}$, зависит от того, насколько сильно это взаимодействие. Попытаемся оценить его, ограничившись ρ - и ω -обменами*).

Запишем потенциал, действующий между D и \bar{D} , в виде

$$U^{(T)} = U_0 + \tau_1 \tau_2 U_1 = U_0 + [2T(T+1) - 3] U_1; \quad (4.6)$$

где T — полный изоспин системы $D\bar{D}$ ($T = 0, 1$). Тогда если U_0 (U_1) обусловлено ω (ρ)-обменом, то в статическом пределе

$$U_0 = -\alpha_{\omega} \frac{1}{r} e^{-r/r_0}, \quad U_1 = \alpha_{\rho} \frac{1}{r} e^{-r/r_0},$$

где $\alpha_{\omega} = g_{\omega D\bar{D}}^2$, $\alpha_{\rho} = g_{\rho D\bar{D}}^2$ — стандартным образом нормированные константы взаимодействия ω и ρ с $D\bar{D}$. Результирующее выражение для потенциала взаимодействия в канале с определенным изоспином таково:

$$U^{T=0(1)} = -\alpha^{0(1)} \frac{1}{r} e^{-r/r_0}, \quad (4.7)$$

$$\alpha^{(0)} = \alpha_{\omega} + 3\alpha_{\rho}, \quad \alpha^{(1)} = \alpha_{\omega} - \alpha_{\rho}.$$

*) Такой подход аналогичен рассмотрению системы $N\bar{N}$ с помощью потенциала одномезонного обмена⁶⁵.

Константы α_ω и α_ρ на опыте не известны, однако определенную информацию о них можно получить, привлекая ту или иную модель. Так, например, можно ожидать, что $\alpha^{(1)} \ll \alpha^{(0)}$. Действительно, как в модели векторной доминантности, так и в дуальной модели $\alpha_\omega = \alpha_\rho$. В рамках кварковой модели с использованием (не вполне однозначных) данных по константам $\rho(\omega) N\bar{N}$ получается ¹⁸

$$2,8 \lesssim \alpha^{(0)} \lesssim 4,4, \quad 0 \lesssim \alpha^{(1)} \lesssim 1,7. \quad (4.8)$$

Критерий существования в данном потенциале связанного уровня с данным угловым моментом J_0 может быть сформулирован на языке реджевских траекторий. Масса уровня M_0 определяется тем, при каком значении $M = M_0$ реджевская траектория $J(M)$ пересекает прямую $J = J_0$. Реджевская траектория для потенциала Юкавы характеризуется параметром $G = \alpha m_D r_0$. Как показали Лавлейс и Массон ⁶⁶, $1S$ -уровень возникает при $G \gtrsim 1,7$, а $1P$ имеет резонансный характер (находится выше порога) при $7,3 \lesssim G \lesssim 9,0$ и стабилен при $G \gtrsim 9,0$. Исходя из оценки (4.8) и учитывая, что $m_D r_0 \approx 2,5$, можно полагать, что одномезонный обмен приводит к образованию по крайней мере изосинглетных S - и P -уровней молекулярного типа. Напомним, что пик $4,028$ является, по-видимому, именно изосинглетным состоянием.

В положении и ширине предсказываемых уровней имеется значительная неопределенность. Что касается P -уровня, то превышение его массы над порогом не должно быть больше, чем ~ 30 Мэв, так как именно такова высота центробежного барьера при $G \sim 8$.

Для резонансов молекулярного типа помимо «упругих» распадов на $D\bar{D}$ возможны переходы с испусканием на «атомарные» уровни чармония с испусканием обычных мезонов, например, распады на $\psi + 2\pi$, $\eta_c + 2\pi$, $\psi + \eta$, $\eta_c + \eta$ и т. д.

Отметим, что взаимодействие между очарованным барионом C и антибарионом \bar{C} должно быть еще более сильным, чем в системе $D\bar{D}$, так как в барионах больше легких кварков. Поэтому если существуют молекулы типа $D\bar{D}$, то определенно должны существовать молекулы типа $C\bar{C}$. Можно представить себе также мультиадронные молекулы, например, $DDD\bar{D}$ или $C\bar{C}C\bar{C}$. Во всяком случае кажется весьма вероятным существование богатой молекулярной спектроскопии чармония.

Приведенные выше оценки не дают ответа на вопрос, почему наблюдаемая на опыте чармониевая молекула возникла в системе $D^*\bar{D}^*$, а не $D\bar{D}$. Дело в том, что ответ на этот вопрос зависит от спиновых сил, которые мы не рассматривали ввиду полного незнания таковых. Дальнейшее теоретическое и экспериментальное исследование молекулярного чармония позволит установить их свойства. В этом отношении особенно интересны были бы измерения угловых корреляций в распадах молекулярного чармония.

в) Угловые корреляции продуктов распада в пике $4,028$ Гэв

Богатую информацию о внутренней структуре чармониевой молекулы $4,028$ Гэв дало бы исследование угловых корреляций. Так, распределение $D^*\bar{D}^*$ в 1P_1 -состоянии пропорционально $(1 - \cos^2 \theta)$, где θ — угол между направлениями вылета D^* и начальных e^+e^- -пучков, в то

время как распределение в 5P_1 -состоянии таково: $1 - (1/7) \cos^2 \theta$. Далее, для 5P_1 -пары покоящихся $D^{*+}D^{*-}$ (скоростью $D^{*\pm}$ -мезонов в пике $4,028 \text{ Гэв}$ можно пренебречь, так как она $< 0,1 \text{ с}$) угловое распределение π -мезонов, получающихся от распадов $D^{*\pm} \rightarrow D^{\pm}\pi$, имеет вид $1 - (21/47) \cos^2 \theta$, тогда как для 1P_1 -состояния π -мезоны распределены изотропно.

Наиболее четко различие 5P_1 - и 1P_1 -состояний проявляется в распределении по углу φ между плоскостями распадов $D^* \rightarrow D\pi$ и $\bar{D}^* \rightarrow \bar{D}\pi$. Для чистого 1P_1 -состояния это распределение пропорционально $\cos^2 \varphi$, а для ${}^5P_1 - [1 + (1/3) \cos^2 \varphi]$.

Если окажется, что молекула $4,28 \text{ Гэв}$ есть, в основном, 1P_1 -состояние пары $D^*\bar{D}^*$, то усиление канала $D^*\bar{D}^*$ по сравнению с $D\bar{D}$ будет составлять не ~ 100 , как оценено выше, а около 2000 , поскольку «естественное» отношение $f^2(D^*\bar{D}^*, {}^1P_1) : f^2(D\bar{D}) = 1 : 3$; если же, наоборот, окажется, что угловые корреляции отвечают 5P_1 -структуре молекулы $4,028 \text{ Гэв}$, то с большой вероятностью следует ожидать существования 1P_1 -молекулы $D^*\bar{D}^*$ при меньшей массе, скорее всего, ниже порога $2M_{D^*}$. Ширина распада такой молекулы на e^+e^- должна быть примерно в двадцать раз меньше, чем у $4,028 \text{ Гэв}$ ($f^2({}^1P_1) : f^2({}^5P_1) = 1 : 20$). Полная же ее ширина также должна быть меньше, поскольку, будучи ниже порога $D^*\bar{D}^*$, она не может распадаться по этому каналу.

г) Некоторые выводы

Представление о молекулярном чармонии, предложенное до фактического открытия молекулы $4,028 \text{ Гэв}$, оказалось правильным, по крайней мере в одном случае. Можно ожидать, что существуют и другие молекулы, кроме $4,028 \text{ Гэв}$. К сожалению, теоретический анализ спектроскопии и свойств молекулярных состояний в настоящее время находится на уровне, близком к чисто качественному. Так, например, довольно очевидно, что должны существовать S -волновые изоскалярные молекулы (поскольку существует P -волновая — пик $4,028 \text{ Гэв}$). Однако оценки дают для энергии связи S -волновых молекул величину порядка 2 Гэв , так что их, конечно же, следует рассматривать не как димезонные, а как истинно четырехкварковые образования⁶⁷⁻⁷⁰. Методы анализа четырехкварковых систем отсутствуют, мы даже не знаем критерия — как отличить молекулярное состояние $D\bar{D}$ от атомарного cc , поскольку в случае изоскалярной молекулы их квантовые числа совпадают. О молекулярном характере состояния можно однозначно судить лишь в том случае, если его квантовые числа не могут быть реализованы в системе cc , например, в случае изовекторного состояния. (О наличии s -кварков можно судить по малости полной ширины, наличию и ширинам переходов на атомарные уровни чармония и т. д.) Однако существование таких состояний весьма проблематично, так как выше мы видели, что в изовекторном состоянии пары $D\bar{D}$ потенциал взаимодействия мал. (Если бы оно даже и существовало, то практически не проявлялось бы в e^+e^- -аннигиляции.)

Еще одним очевидным вопросом, однозначного ответа на который дать сейчас, по-видимому, нельзя, является следующий: если существует молекула $D^*\bar{D}^*$, то существуют ли и при какой массе молекулы $D\bar{D}^*$ и $D\bar{D}$? Кроме того, в e^+e^- -аннигиляции могут быть два $D^*\bar{D}^*$ -резонанса: 5P_1 и 1P_1 или две их ортогональные комбинации. Если остальные молекулярные состояния, кроме $4,028 \text{ Гэв}$, не будут обнаружены, то это может означать, что важную роль в образовании молекулы $4,028 \text{ Гэв}$ играют

спин-спиновые силы, действующие между D^* и \bar{D}^* . В этом случае почти очевидно, что состояние $4,028 \text{ Гэв}$ должно быть 1P_1 -состоянием. С другой стороны, это же утверждение может быть проверено с помощью обсуждавшихся выше угловых корреляций.

Так или иначе, можно полагать, что изучение таких своеобразных объектов, как адронные молекулы, может принести немало нового. Например, изучение молекулярного чармония является едва ли не единственным способом исследования сильного взаимодействия очарованных адронов между собой.

5. ДИСПЕРСИОННАЯ ТЕОРИЯ ЧАРМОНИЯ

В этой главе описан новый подход ^{71, 72} к проблеме чармония, основывающийся только на асимптотической свободе КХД и дисперсионных соотношениях. Из дальнейшего изложения будет видно, что этот подход прекрасно работает именно в случае адронов, состоящих из тяжелых кварков, и позволяет получить целый спектр предсказаний для констант распада уровней чармония.

а) Правила сумм

Рассмотрим процесс образования пары очарованных частиц при столкновении электрона и позитрона с пространственноподобным суммарным 4-импульсом q : $q^2 < 0$. Очевидно, что реально такой процесс идти не может в силу сохранения энергии-импульса, а может идти лишь виртуально. При этом в силу принципа неопределенности частицы возникают на время меньшее или порядка $\tau \sim (4m_D^2 - q^2)^{-1/2}$, где m_D — масса D -мезона, самой легкой из очарованных частиц, и расходятся на расстояние, не большее ct . Даже при $q^2 = 0$ это расстояние значительно меньше радиуса невылетания. Если справедлива квантовая хромодинамика, то на таких малых расстояниях должна иметь место асимптотическая свобода и можно считать взаимодействие кварков с глюонами достаточно слабым. В нулевом порядке по этому взаимодействию вклад «очарования» в амплитуду упругого e^+e^- -рассеяния описывается голой петлей c -кварков

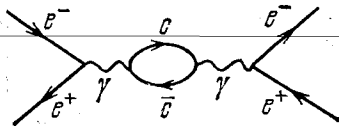


Рис. 13. Вклад очарованных кварков в амплитуду упругого e^+e^- -рассеяния.

(рис. 13), которую чисто формально мы можем выразить через дисперсионный интеграл от сечения рождения голых кварков. С другой стороны, эта же амплитуда выражается через дисперсионный интеграл от сечения рождения реальных очарованных частиц как со скрытым чармом $J/\psi, \psi', \dots$, так и пар $D\bar{D}, F\bar{F}$ и т. д. В результате с точностью до членов $\sim \alpha_s$ получаем соотношение

$$\frac{s^2}{\pi} \int \frac{\sigma(s') ds'}{s' - s} = \frac{s^2}{\pi} \int_{4m_c^2} \frac{\sigma_0(s') ds'}{s' - s}, \tag{5.1}$$

которое является основой дисперсионного метода исследования чармония. Интеграл в левой части этого соотношения содержит вклады полюсов $J/\psi, \psi'$ и континуума физических состояний, начинающихся при $(2m_D)^2$ (рис. 14). Интеграл в правой части тривиально вычисляется, поскольку диаграмме рис. 13 отвечает

$$\sigma_0 = \frac{4\pi \alpha^2 Q_c^2}{s} \frac{3 - v^2}{2} v, \tag{5.2}$$

где $1 - v^2 = 4m^2/s$. Из соотношения (5.1), если рассмотреть его при $s \rightarrow -\infty$, сразу же следует, что при $s' \rightarrow +\infty$, $\sigma(s') \rightarrow \sigma_0(s')$. Действительно, пусть при $s' \rightarrow \infty$ $\sigma(s') \rightarrow c/s'$ и $\sigma_0(s') \rightarrow c_0/s'$, и константы c и c_0 не совпадают. Тогда разность между левой и правой частями (5.1) асимптотически стремилась бы при $s \rightarrow -\infty$ к $(c - c_0)(s/\pi) \ln(-s)$. Это противоречит тому факту, что точность, с которой выполняется соотношение (5.1) при $s \rightarrow -\infty$, составляет

$$\frac{s}{\pi^2} \ln(-s) \alpha_s(s) \sim s.$$

Таким образом, асимптотически физическое сечение рождения чарма стремится к своему голому кварковому значению $4\pi\alpha_s^2 Q_c^2/s$. Это обстоятельство впервые было отмечено Ашпельквистом и Джорджи (см. ^{73, 74}), которые вычисляли также поправку, пропорциональную α_s .

Эксперимент в ограниченной области энергий, обладающий ограниченной точностью и не вполне однозначно интерпретируемый из-за вклада тяжелого лептона и, возможно, новых сортов кварков, — не противоречит тому, что при $s \gg (4\Gamma_{\text{эВ}})^2$ $\sigma \approx \sigma_0$ и мы в дальнейшем будем опираться на это равенство.

От области $|s| \rightarrow \infty$ обратимся теперь к $s = 0$. И в этом случае соображения, основанные на асимптотической свободе, остаются справедливыми. Вклад «очарования» в амплитуду, индуцированную виртуальным

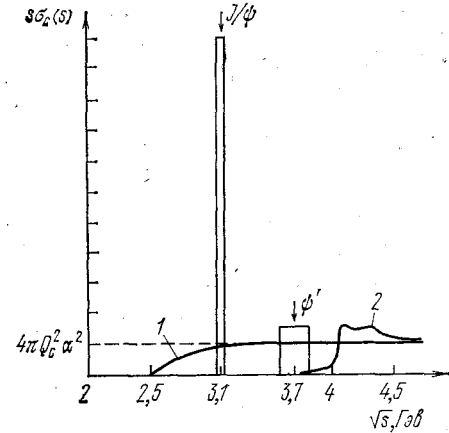


Рис. 14. Зависимость от энергии величины $S\sigma_c(s)$, где $\sigma(s)$ — сечение e^+e^- -аннигиляции в адроны со скрытым и явным очарованием.

Вклад J/ψ - и ψ' -мезонов изображен условно прямоугольниками. Ширина прямоугольников в 1000 раз больше полных ширин соответствующих мезонов, а высота уменьшена таким образом, что площадь прямоугольников соответствует экспериментальным значениям интегралов $\int \sigma_c(s) ds/\sqrt{s}$. Кривая 1 отвечает сечению аннигиляции e^+e^- в пару $c\bar{c}$ -кварков (см. формулу (5.2)); кривая 2 схематически изображает сечение e^+e^- -аннигиляции в очарованные адроны в соответствии с имеющимися данными и теоретическими ожиданиями.

фотоном (см. рис. 13), даже при малой виртуальности фотона можно вычислять разложением в ряд по малой константе кварк-глюонного взаимодействия $\alpha_s(4m_c^2)$. Этот простой факт, на который впервые обратили внимание Шифман, Вайнштейн и Захаров ⁷⁵, приводит, как мы покажем ниже, к далеко идущим следствиям.

Итак, рассмотрим соотношение (5.1) при $s \rightarrow 0$. Дифференцируя (5.1) по s при $s = 0$ $n - 1$ раз, получим

$$\int \frac{\sigma(s') ds'}{(s')^n} = \int_{4m_c^2}^{\infty} \frac{\sigma_0(s') ds'}{(s')^n}. \quad (5.3)$$

Ясно, что чем больше n , тем меньшими s' будут определяться интегралы. Но именно при малых s' сечение σ и σ_0 отличаются сильнее всего (см. рис. 14), так что при достаточно больших n соотношение (5.3) должно сильно нарушаться. Численные расчеты показывают, что, скажем, при $n = 3,4$ соотношение (5.3) выполняется еще с точностью в несколько процентов, а, с другой стороны, вклад области $s > 4m_D^2$ уже мал ($\approx 8\%$), так что в основном левая часть соотношения (5.3) насыщается вкладом

J/ψ -мезона *):

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow J/\psi) = 12\pi^2\delta(s - M^2) \frac{\Gamma_{ee}}{M}, \quad (5.4)$$

где M — масса J/ψ , а $\Gamma_{e^+e^-}$ — ширина распада $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. Подставляя (5.4) в (5.3), мы можем вычислить ширину Γ_{ee} , выразив ее через массу J/ψ -мезона и заряд кварка Q_c ⁷¹:

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow e^+e^-) \approx \frac{Q_c^2 \alpha^2 M}{3\pi} \frac{(64/315)^4}{(32/231)^3} \approx 5 \text{ кэв}. \quad (5.5)$$

Это соотношение прекрасно согласуется с опытом. Теоретические предсказания в правой части формулы (5.3) содержат один неизвестный параметр, который условно назовем массой c -кварка. Разумеется, поскольку кварки не вылетают, массу следует рассматривать лишь как параметр, входящий в пропагатор кварка. Значение массы, определенное из (5.3), оказывается равным

$$m_c = 1,25 \text{ Гэв}. \quad (5.6)$$

Поскольку интеграл в петле рис. 13 при $s = 0$ сходится на значениях $p_c^2 \approx -m_c^2$, где p_c — 4-импульс c -кварка, то упомянутое значение $1,25 \text{ Гэв}$ — это массовый член пропагатора глубоко виртуального c -кварка с $p_c^2 \approx -m_c^2$. Для времени-подобных c -кварков с $p_c^2 > 0$ масса должна быть больше. Ясно, что понятие массы для кварка является в известной мере условным. Тем не менее найденное выше значение m_c является узловым параметром для физики чармония, определяя свойства не только J/ψ , но и других уровней чармония. Итак, физическое сечение рождения чарма и голое кварковое сечение не только должны равняться друг другу при $s \rightarrow \infty$, но в некотором усредненном интегральном смысле равны друг другу и при малых s . Такое соответствие называют иногда дуальностью, говоря, что соответствующие сечения дуальны друг другу.

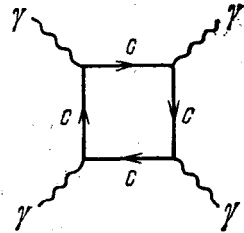


Рис. 15. Вклад очарованных кварков в рассеяние фотона на фотоне.

Интеграл от голого кваркового сечения в интервале от $4m_c^2$ до $4m_D^2$ дуален (равен) интегралу от J/ψ - и ψ' -резонансов.

Обратимся теперь к другому процессу, а именно, к рождению чарма при столкновении двух фотонов. И в этом случае должны иметь место интегральные соотношения (5.3), причем с той же величиной $m_c = 1,25 \text{ Гэв}$. Снова оказывается, что интеграл от сечения образования думя фотонами пары голых кварков $c + \bar{c}$ (см. рис. 15), взятый в пределах от $4m_c^2$ до $4m_D^2$, дуален вкладу резонансов, но на этот раз с положительной C -четностью: $\eta_c, \eta_c' (J^P = 0^-)$, $\chi_0 (J^P = 0^+)$, $\chi_2 (J^P = 2^+)$, которые могут распадаться на два фронта. Рассматривая по отдельности сечения столкновения фотонов с параллельными и перпендикулярными поляризациями, σ_{\parallel} и σ_{\perp} , нетрудно показать, что вклады $0^-, 0^+$ и 2^+ мезонов в σ_{\parallel} и σ_{\perp} составляют соответственно

$$(0, 16, 40 \text{ и } 16, 0, 40) \times \pi^2 \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}}{M} \delta(S - M^2). \quad (5.7)$$

*) Подобная ситуация, в принципе, не может осуществляться для обычных адронов. Действительно, если бы мы интересовались вкладом легких кварков u, d, s в амплитуду упругого e^+e^- -рассеяния, то нашли бы, что асимптотическая свобода дает надежные предсказания лишь при больших отрицательных s , скажем, $s = -3 \text{ Гэв}^2$. При этом дисперсионный интеграл от физического сечения в (5.4) набирается вне резонансной области при $s' \leq 3 \text{ Гэв}^2$, и мы получаем, практически, лишь информацию о сечении в области континуума.

Если, кроме того, дополнительно принять, что отношение фотонных ширины для χ_0 и χ_2 равно $15/4$, как это дает нерелятивистская теория^{50, 52} (см. формулу (2.6)), то из правил сумм (5.3) для σ_{\parallel} можно получить, что $\Gamma(\chi_0 \rightarrow 2\gamma) = 5 \pm 0,5$ кэв. Из правил сумм для σ_{\perp} можно найти тогда, задавая массы η_c и η'_c , фотонные ширины этих мезонов. Если принять, что $\eta_c = X(2,83)$, то $\Gamma(\eta_c \rightarrow 2\gamma) \approx 3,5$ кэв, при этом $\Gamma(\eta'_c \rightarrow 2\gamma)$ примерно такая же, если $M_{\eta'_c} = 3,45$ Гэв, и несколько больше, если масса η'_c больше. Это очень непохоже на отношение электромагнитных распадов J/ψ и ψ' : $\Gamma(\psi' \rightarrow e^+e^-)/\Gamma(J/\psi \rightarrow e^+e^-) \approx 0,4$. В то же время наиболее правильное применение нерелятивистской потенциальной модели чармония дает

$$\frac{\Gamma(\psi' \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(J/\psi \rightarrow e^+e^-)} \approx \frac{\Gamma(\eta'_c \rightarrow 2\gamma)}{\Gamma(\eta_c \rightarrow 2\gamma)},$$

поскольку $|\psi(0)|^2$ в S -волновом орто- и пара-чармонии должны быть одинаковы. Это противоречие указывает на то, что либо η_c существенно тяжелее, чем $X(2,83)$, например, $M_{\eta_c} \approx 3$ Гэв (тогда $\Gamma(\eta_c \rightarrow 2\gamma) \approx 6$ кэв, $\Gamma(\eta'_c \rightarrow 2\gamma) \ll \Gamma(\eta_c \rightarrow 2\gamma)$), либо сверхтонкое взаимодействие и ${}^3S_1 \leftrightarrow {}^3D_1$ -перемешивание в чармонии очень сильны, в отличие от того, что обычно предполагается в нерелятивистской модели. В последнем случае, возможно, например, что уровень $3,45$ является 1D_2 -уровнем, а η'_c лежит выше.

Зная фотонные ширины, мы можем, умножив их на $(9/8)\alpha_s^2/\alpha^2 \approx 850$, найти ширины распада на два глюона, которые, по предположению (см. гл. 2), равны полным адронным ширинам. В результате мы получаем

$$\Gamma(\chi_0 \rightarrow \text{адроны}) \approx 3,9 - 4,6 \text{ Мэв},$$

$$\Gamma(\chi_2 \rightarrow \text{адроны}) \approx 1,0 - 1,2 \text{ Мэв},$$

$$\Gamma(\eta_c \rightarrow \text{адроны}) \approx 3 \text{ Мэв, если } M_{\eta_c} = 2,83 \text{ Гэв,} \\ \approx 5 \text{ Мэв, если } M_{\eta_c} = 3 \text{ Гэв.}$$

Это довольно близко к тем числам, которые дает потенциальная модель: соответственно 3 Мэв, $0,8$ Мэв и 6 Мэв.

Мы видим, таким образом, что дисперсионный анализ чармония, основанный на таких общих свойствах квантовой хромодинамики, как асимптотическая свобода, аналитичность и унитарность, подтверждает в общих чертах правильность нерелятивистской модели чармония, основанной на потенциалах типа осциллятора или воронки, обеспечивающих невылетание кварков. Асимптотическая свобода на малых расстояниях, пленение кварков на больших расстояниях, существование узких уровней чармония и партоноподобное сечение образования чарма выше $2m_D$ — все это хорошо согласуется между собой.

Выше мы применяли дисперсионное соотношение к рождению чарма электромагнитным током. Чтобы выделить вклад мезонов с данными квантовыми числами и особенно мезонов, отвечающих высоким орбитальным состояниям, например, 1D_2 , удобно воспользоваться искусственным приемом⁷²: ввести фиктивные токи с нужными нам квантовыми числами, например, $(\bar{c}c)$ для χ_0 -мезона, $(\bar{c}\gamma_5 c)$ для η_c , $(\bar{c}\gamma_{\mu} \gamma_5 c)$ для χ_1 , $\bar{c}(p_{\nu}\gamma_{\mu} + \gamma_{\nu}p_{\mu} - (2/3)\eta_{\mu\nu}\hat{p})c$ для χ_2 , $\bar{c}(p_{\mu}p_{\nu} - (1/3)\eta_{\mu\nu}p^2)\gamma_5 c$ для 1D_2 -уровня. Здесь $\eta_{\mu\nu} = \epsilon_{\mu\nu} - (q_{\mu}q_{\nu}/q^2)$, $q = k_c + k_{\bar{c}}$, $p = k_c - k_{\bar{c}}$. Рассмотрим сначала так называемые двуугольные диаграммы, описывающие поляризацию $c\bar{c}$ -вакуума этими фиктивными токами (рис. 16) и используем вновь дуальность интеграла от петель кварковой петли в пределах от $4m_c^2$ до $4m_D^2$

и вклада соответствующих резонансов. Мы можем, рассматривая в (5.3) интегральные моменты с $n = 1, 2, 3, 4$, в принципе найти теперь массы резонансов и их эффективные константы связи g с фиктивными токами.

Таблица III

	$V(r) = \frac{\tilde{m}\omega r^2}{2}$	$\tilde{V}(r) = -\frac{\tilde{\alpha}}{r} + gr$	$V(r) = -\frac{\tilde{\alpha}}{r}$	Дисперсионные правила сумм
$ R_S(0) ^2$	$0,5 \Gamma_{\partial\partial}^3$	$0,5 \Gamma_{\partial\partial}^3$	$0,1 \Gamma_{\partial\partial}^3$	$0,5 \Gamma_{\partial\partial}^3$ для J/ψ $0,2 M_{\eta_c} = 2,85 \Gamma_{\partial\partial}$ $0,45 M_{\eta_c} = 3 \Gamma_{\partial\partial}$ } для η_c
$ R_P'(0) ^2$	$0,12 \Gamma_{\partial\partial}^5$	$0,09 \Gamma_{\partial\partial}^5$	$1 \cdot 10^{-4} \Gamma_{\partial\partial}^5$	$0,14 - 0,21 \Gamma_{\partial\partial}^7$
$ R_D''(0) ^2$	$0,066 \Gamma_{\partial\partial}^7$	$0,07 \Gamma_{\partial\partial}^7$	$1,5 \cdot 10^{-6} \Gamma_{\partial\partial}^7$	$0,03 \Gamma_{\partial\partial}^7 : M = 3,45$ $0,08 \Gamma_{\partial\partial}^7 : M = 3,7 - 3,8$

Эти константы связи однозначно связаны с величинами $\psi(0)$ для S -волновых состояний, $\psi'(0)$ для P -волновых, $\psi''(0)$ для D -волновых и т. д. Результаты вычислений собраны в табл. III.

Предсказания для $|R_S(0)|^2$, $|R_P'(0)|^2$ и $|R_D''(0)|^2$, полученные из дисперсионных правил сумм, зависят от массы состояния и в этом смысле учитывают «сверхтонкое» расщепление уровней чармония. Исследования этих результатов с вычислениями в потенциальных моделях

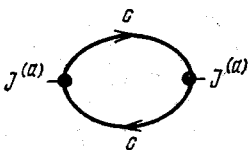


Рис. 16. Поляризация вакуума внешним током $J^{(a)}$.

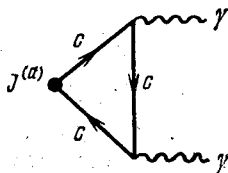


Рис. 17. Треугольная диаграмма, описывающая переход внешнего тока $J^{(a)}$ в два фотона.

ясно видно, что дисперсионные правила сумм качественно согласуются с потенциалами, которые отвечают невылетанию кварков («осциллятор» и «воронка») и резко противоречат потенциалам типа кулоновского.

Рассмотрим теперь более сложные треугольные диаграммы (рис. 17), которые изображают рождение фиктивным током двух фотонов. Этим диаграммам дуальны вклады резонансов, пропорциональные $g \sqrt{\Gamma_{\gamma\gamma}}$. Подставляя значения g , определенные из двуугольных диаграмм, мы можем найти таким образом $\Gamma_{\gamma\gamma}$. Оказывается, что для η_c и χ_0 они очень близки к тем, что были получены выше путем рассмотрения столкновения двух фотонов. Таким образом, мы видим, что метод фиктивных токов работает хорошо. Применим его теперь к распадам мезонов с $J = 2$. Для 3P_2 получим $\Gamma(\chi_2 \rightarrow 2\gamma) \approx 2 \pm 0,3 \text{ кэв}$, что несколько выше, чем получалось из нерелятивистского расчета ($\sim 1,3 \text{ кэв}$). Ширина 1D_2 уровня, положение которого пока не известно, зависит от его массы, $\Gamma({}^1D_2 \rightarrow 2\gamma) = 115 \pm 25 \text{ эв}$, если $M_D = 3,45$. Соответствующая адронная ширина $\Gamma({}^1D_2 \rightarrow \text{адроны})$ должна составлять при этом примерно 100 кэв .

б) Г л ю о н н ы е п о п р а в к и к п р а в и л а м с у м м

В основе дисперсионных правил сумм (5.3) лежит предположение о том, что константа сильного взаимодействия глюонов с кварками α_s на малых расстояниях достаточно мала. Из сравнения адронной ширины J/ψ с глюонными расчетами следует, что α_s в этом случае примерно равна 0,2. Ниже мы приведем результаты вычисления поправок первого порядка по α_s к дисперсионным правилам сумм и обсудим поправки более высоких порядков.

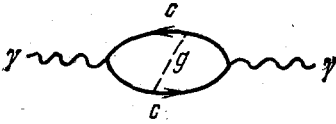


Рис. 18. Пример диаграммы, приводящей к поправкам порядка α_s к поляризации очарованного вакуума.

Поправка первого порядка по α_s отвечает диаграммам с обменом одним виртуальным глюоном (рис. 18). Учет одноглюонного обмена приводит к тому, что величина $\sigma_1(s)$, определяемая соотношением (5.2), входящая в правило сумм (5.3) и полученная

в нулевом порядке по α_s , должна быть заменена величиной

$$\sigma_1(s) = \frac{4\pi\alpha_s^2 Q_c^2}{s} \frac{3-v^2}{2} v \left\{ 1 + \frac{4}{3} \alpha_s \left[\frac{\pi}{2v} - \frac{3+v}{4} \left(\frac{\pi}{2} - \frac{3}{4\pi} \right) \right] \right\}. \quad (5.9)$$

Формула (5.9), полученная Швингером⁷⁶, — интерполяционная. Она совпадает с точной формулой при $v = 0$ и $v = 1$ и отклоняется от нее не более, чем на 1% во всем интервале изменения v . Кроме того, следует учесть поправку порядка α_s к массе c -кварка. Дело в том, что масса, входящая в определение скорости в выражении (5.9): $v^2 = 1 - (4m_c^2/s)$, связана глубоко виртуальной массой m_c соотношением

$$\frac{m_c}{m_c^*} = 1 - \frac{2\alpha_s \ln 2}{\pi}, \quad (5.10)$$

если использовать калибровку Ландау для глюонного поля. То обстоятельство, что m_c зависит от калибровки, не должно вызывать удивления. Действительно, только в наблюдаемых величинах зависимость от калибровки выпадает. Глубоко же виртуальная масса m_c определяется через пропагатор кварка вне массовой поверхности, который калибровочно неинвариантен. Тем не менее, ответ разумно выражать именно через m_c , так как при этом глюонные поправки минимальны, а конечные формулы от калибровки все равно не зависят. Введем безразмерные коэффициенты $A_n^{(1,0)}$ и A_n :

$$A_n^{(1,0)}(A_n) = \frac{(4m_c^2)^n}{4\pi Q_c^2 \alpha_s^2} \int \frac{ds}{s^n} \sigma_{1,0}(s), \quad (5.11)$$

здесь верхние индексы у $A_n^{(1,0)}$ указывают порядок теории возмущений по α_s . Тогда для первых пяти моментов n легко вычислить теоретические значения $A_n^{(1)}$:

$$\begin{aligned} A_1^{(1)} &= \frac{4}{5} (1 + 0,73\alpha_s), & A_2^{(1)} &= \frac{12}{33} (1 + 0,71\alpha_s), \\ A_3^{(1)} &= \frac{64}{315} (1 + 0,51\alpha_s), & A_4^{(1)} &= \frac{32}{231} (1 + 0,22\alpha_s), \\ A_5^{(1)} &= \frac{512}{5005} (1 - 0,14\alpha_s). \end{aligned} \quad (5.12)$$

Поскольку все интегралы по виртуальным петлям сходятся при $p^2 \approx -m_c^2$, то константа α_s , входящая в (5.12), отвечает расстояниям $\sim m_c^{-1}$. Мы используем для нее значение, найденное по ширине $J/\psi \rightarrow$ адроны (см. гл. 1)

$$\alpha_s(p^2 = -m_c^2) = 0,2. \quad (5.13)$$

Что касается массы c -кварка, определенной с учетом членов $\sim \alpha_s$, то ее значение практически не меняется по сравнению с оценкой (5.6). (Напомним, что параметр m_c зависит от калибровки. Наше утверждение относится к калибровке Ландау.)

В табл. IV теоретические значения $A_n^{(1)}$, $A_n^{(0)}$, вычисленные при $\alpha_s = 0,2$, $m_c = 1,25 \text{ Гэв}$, сопоставлены с соответствующими экспериментальными числами A_n , причем отдельно показан вклад в A_n J/ψ - и ψ' -мезонов и континуума, который в известной степени произвольно взят в виде

Таблица IV

Теория			Эксперимент			
n	$A_n^{(0)}$	$A_n^{(1)}$	J/ψ	ψ'	Континуум	A_n (сумма)
1	0,800	0,917	0,420	0,103	0,391	0,914
2	0,343	0,391	0,274	0,048	0,077	0,398
3	0,203	0,224	0,178	0,023	0,021	0,222
4	0,139	0,144	0,116	0,011	0,005	0,132
5	0,102	0,099	0,076	0,004	0,002	0,082

$(4\pi\alpha^2 Q_c^2/s) \theta (s - 16 \text{ Гэв})^2$. Из-за малого вклада континуума неопределенность, связанная с тем, что он плохо известен в переходной области, не сильно сказывается на величинах A_n , начиная с $n = 2$.

Как видно из табл. IV, поправка, связанная с α_s , несколько улучшает согласие теории и опыта, которые расходятся при $n = 2$ на 1%, а при $n = 4$ на 10%. (При $n = 7$ расхождение составляет $\sim 50\%$.) Следует подчеркнуть, что именно эта согласованность первых четырех моментов с опытом в случае поляризации очарованного вакуума является основой всех наших расчетов и позволяет надеяться на их достоверность и в других случаях, когда мы обращаемся к C -четным уровням чармония. Вторым важным аргументом в пользу правильности излагаемого здесь подхода к аннигиляции C -четных уровней является согласованность оценок ширины, полученных с помощью правил сумм для рассеяния света на свете, с одной стороны, и из рассмотрения двуугольников, — с другой. Такое согласие возможно лишь при массах резонансов, близких к экспериментальным и поэтому не является тривиальным.

Возрастающее с ростом n расхождение между теорией и опытом указывает на то, что существенную роль при больших n начинают играть другие поправки как более высокого порядка по α_s , так и степенные поправки типа $(1/Rm_c)^k$, где R — радиус невылетания, которые мы пока не умеем вычислять.

Если попытаться оценить только главные члены порядка α_s^2 и α_s^3 , то следует проигнорировать вклад главной при малых v и больших n кулоноподобной поправки $2\pi\alpha_s/3v$ в выражении (5.8). При этом расхождение между теорией и опытом несколько уменьшается, но все равно остается значительным, так что дело, по-видимому, не в высших порядках по α_s . Вопрос о «кулоновских» поправках тесно связан с вопросом о том, как сказывается на правилах сумм поведение при больших расстояниях потенциала, притягивающего кварк и антикварк друг к другу. Ясно, что поведение потенциала на больших расстояниях решающим образом сказывается на свойствах высоких уровней. Например, если «оторвать хвост» кулоновского потенциала при r таком, что $m^{-1} \ll r \ll (m\alpha)^{-1}$, то исчезнут все уровни. Однако на значениях $A_n^{\text{теор}}$ модификация потенциала при таких r сказывается лишь экспоненциально слабо, как e^{-mcr}

поскольку величина $A_n^{\text{теор}}$ определяется в основном вкладом малых расстояний: на расстояниях $r \gg 1/m_c$ глубоко виртуальный кварк бывает экспоненциально редко. Именно в слабой зависимости значений $A_n^{\text{теор}}$ от поведения взаимодействий между кварками на больших расстояниях заключена сила дисперсионного подхода.

При обсуждении поправок высших порядков по α_s , обычно наиболее опасными считаются такие диаграммы, которые при малых s имеют инфракрасные расходимости (рис. 19). Эти диаграммы, в отличие от простой кварковой петли, содержат безмассовые (или почти безмассовые) промежуточные состояния по s , состоящие либо из глюонов g , либо из легких кварков q , либо из тех и других вместе. Для этих легких частиц при $s = 0$ асимптотическая свобода не действует, так как, в отличие от тяжелых c -кварков, они не являются в этих условиях глубоко виртуальными и их сильное взаимодействие при $s = 0$ является истинно сильным. Особенно

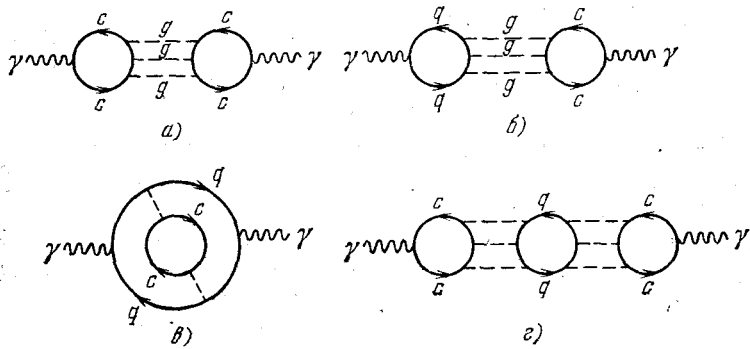


Рис. 19. Примеры диаграмм, приводящих к смешиванию тяжелых и легких кварков в высоком порядке по константе связи α_s .

опасными кажутся такие диаграммы в высших моментах, при больших n , когда их вклад в дисперсионный интеграл делится на s^n . Возникающие при этом инфракрасные расходимости могли бы с лихвой перекрыть малость типа α_s^3 .

В действительности, как мы сейчас покажем, эти диаграммы совершенно не опасны. Напомним, что ψ и ψ' очень плохо переходят в обычные адроны. Их адронные распады на 3—4 порядка подавлены по сравнению с распадами обычных резонансов. То же относится и к сечениям их рождения в столкновениях обычных адронов. В то же время их рождение в сталкивающихся пучках e^+e^- совершенно не подавлено: электронные ширины J/ψ и ψ' того же порядка, что у ρ , ω , ϕ . Поэтому при обсуждении электронных ширины J/ψ и ψ' можно не учитывать диаграммы типа рис. 19, б и в, в которых фотон взаимодействует с q -кварком, а не прямо с c -кварком. Вклад этих диаграмм в физической области не превышает процентов от вклада диаграммы рис. 13, и пренебрежение ими в физической области (т. е. при $s \gg m_c^2$) вполне законно. Но это означает, что мы можем последовательно рассматривать электромагнитные ширины чармония, попросту «выключив» электрические заряды легких кварков.

Однако при этом исключаются из рассмотрения не все опасные диаграммы, некоторые из них (типа рис. 9, а и г) остаются. Но и эти диаграммы не представляют серьезной угрозы. Дело в том, что все инфракрасные расходимости связаны не с образованием очарованных частиц, а с образованием обычных адронных состояний, не содержащих даже скрытого чарма: физический разрез в дисперсионном интеграле начинается с $(3m_\pi)^2$.

Таким образом, эти инфракрасные части диаграммы описывают вклад виртуальных s -кварков в рождении обычных адронов, которыми мы не интересуемся. Вклад же виртуальных легких частиц в рождение очарованных частиц начинается с $s = m_c^2$ и инфракрасных расходимостей не содержит. Поэтому его малость определяется порядком теории возмущений по α_s и не превышает α_s^3 .

6. ДРУГИЕ ПРОЦЕССЫ С ОЧАРОВАННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Тяжелый кварк, помимо чармония, входит также в состав мезонов с явным очарованием (D, F, \dots). Используя квантовую хромодинамику, можно получить поэтому определенные предсказания для сечений рождения этих частиц в разных пучках. Важно, что одна и та же масса m_c определяет масштаб этих сечений и, если теория правильна, возникают интересные соотношения между разными величинами.

В качестве примера приведем правило сумм для сечения фоторождения очарованных частиц σ_c^{γ} (Шифман и др. ⁷⁵):

$$\int_{\text{порог}}^{\infty} \frac{d\nu}{\nu^2} \sigma_c^{\gamma} = \frac{22\pi}{405} \alpha \alpha_s (m_c) \frac{m_N}{m_c^4} \rho (Q^2 = m_c^2), \quad (6.1)$$

здесь ν — энергия фотона в ЛС, $\rho (Q^2 = m_c^2)$ — доля импульса нуклона, приходящаяся на глюоны. Эта доля может быть независимо определена из глубоководноупругого электророждения обычных частиц при $Q^2 = m_c^2$ и равна примерно 1/2. Вывод правила сумм (6.1) связан с рассмотрением диаграммы рис. 20 в пределе, когда 4-импульс фотона стремится к нулю.

Численно правая часть соотношения (6.1) составляет примерно 20 нб/Гэв, если для m_c и $\alpha_s(m_c)$ принять значения, определенные в теории чармония. Сечение фоторождения J/ψ , измеренное на опыте, дает интегральный вклад в левую часть равенства порядка 1 нб/Гэв. Таким образом, сечение фоторождения пар D^+D^- -мезонов и других очарованных частиц должно более чем на порядок превышать сечение фоторождения J/ψ -мезона.

Аналогичные правила сумм возникают для электро- и нейтринного рождения чарма.

Дисперсионные правила сумм, аналогичные чармонию, могут быть получены для слабых распадов псевдоскалярных очарованных мезонов, $D \rightarrow \mu\nu$ и $F \rightarrow \mu\nu$, и для сечений дифракционного рождения векторных мезонов D^* и F^* при столкновении нейтрино с нуклонами (Новиков и др. ⁷¹). В частности, из этих правил сумм следуют неравенства:

$$\Gamma (F \rightarrow \mu\nu) < 5,3 \cdot 10^{19} \text{ сек}^{-1},$$

$$\frac{g_{F^*}^2}{4\pi} > 3,6, \quad (6.2)$$

где g_{F^*} — стандартным образом нормированные константы перехода тока c_{F^*} в F^* . Следует подчеркнуть, однако, что в этом случае ожидаемые степенные поправки к голым кварковым петлям должны быть велики, так как один из кварков легкий (см. рис. 21).

Виртуальные переходы в промежуточные состояния с очарованными кварками играют важную роль в слабых взаимодействиях обычных

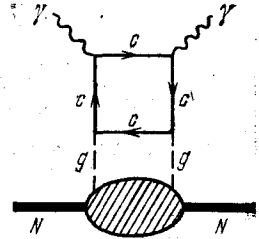


Рис. 20. Вклад очарованных кварков в амплитуду комптоновского рассеяния фотона на нуклоне. В пределе частоты фотона стремящейся к нулю поправки к этой диаграмме малы и она определяет правую часть соотношения (6.1).

частиц. В частности, в стандартной четырёхкварковой схеме Глэшоу — Иллиопулоса — Майани ⁶ разность масс $K_L - K_S$ -мезонов неплохо описывается кварковой диаграммой рис. 22. Учет глюонных обменов практически не меняет результата (см. Вайнштейн и др. ⁷⁷). Ответ здесь пропорционален m_c^2 .

Квантовая хромодинамика дает возможность теоретически объяснить правило $\Delta T = 1/2$ для нелептонных распадов странных частиц. Доминирующей оказывается диаграмма рис. 23, дающая глюонные монополярный

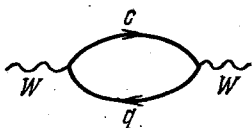


Рис. 21. Вклад с-кварков в поляризационный оператор W -бозона в нулевом порядке по константе связи сильных взаимодействий.

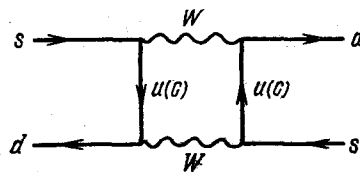


Рис. 22. Простейшая кварковая диаграмма для разности масс $K_L - K_S$ -мезонов.

и анопольный моменты перехода d -кварка в s -кварк (Вайнштейн, Захаров, Шифман ⁷⁸). Поскольку изоспин глюонов равен нулю, то эта диаграмма очевидно подчиняется правилу отбора $\Delta T = 1/2$. Доминирующая

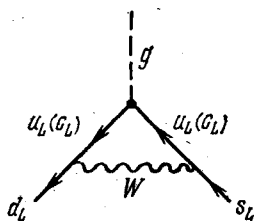


Рис. 23. Монополярный и анопольный переход $s \rightarrow d +$ глюон.

Индекс «L» означает левовинтовой спинор, например $d_L \equiv (1 + \gamma_5) d/2$.

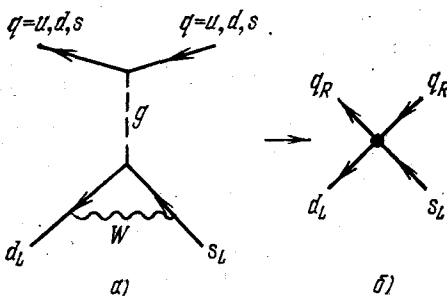


Рис. 24. Вклад в эффективный гамильтониан слабых нелептонных взаимодействий с изменением странности, связанный с переходом, изображенным на рис. 23.

Поскольку нижняя вершина на диаграмме а) обращается в нуль для реальных глюонов, то диаграмма а) сводится к эффективному точечному четырехфермионному взаимодействию, представленному на рис. б); q_R обозначает правовинтовую компоненту кваркового поля $q_R = (1 + \gamma_5) q/2$.

роль диаграммы связана с тем, что она приводит к эффективному четырехфермионному взаимодействию с участием не только левых кварков в сохраняющей четности нижней вершине на диаграмме рис. 24, а, но также и правых кварков (в сохраняющей четность верхней (сильной) вершине). Соответствующий член в эффективном гамильтониане слабых нелептонных взаимодействий имеет структуру

$$H^{\text{eff}} (\Delta s = 1) = \sqrt{2} G_F \sin \theta_C \cos \theta_C [(\bar{s}_L u_R) (\bar{u}_R d_L) + (\bar{s}_L d_R) (\bar{d}_R d_L) + (\bar{s}_L s_R) (\bar{s}_R d_L)] + \dots \quad \Psi_{L,R} \equiv \frac{1}{2} (1 \pm \gamma_5) \Psi, \quad (6.3)$$

где G_F — фермиевская четырехфермионная константа, θ_C — угол Кабиббо. Коэффициент C учитывает эффекты сильного взаимодействия на малых расстояниях. Он практически не зависит от выбора модели слабого взаимодействия и близок к единице ⁷⁸. В результате эффективное четырехфермионное взаимодействие с $\Delta T = 1/2$ переводит левые кварки в правые и дает матричные элементы слабого испускания π -мезонов, которые больше, чем обычные матричные элементы, обусловленные левыми токами, в отношении $m_\pi/(m_u + m_d)$, где m_π — физическая масса пиона, m_u и m_d — механические массы u - и d -кварков (их оценка приведена в гл. 1, раздел 4). Таким образом, возникает весьма нетривиальная связь между точностью правила $\Delta T = 1/2$ и малостью масс легких кварков. Исследование вклада гамильтониана (6.3) в амплитуды распадов $K \rightarrow 2\pi$, 3π , $\Lambda \rightarrow N\pi$, $\Omega \rightarrow \Xi\pi$ и т. д. дает числа, совпадающие с экспериментальными значениями по знаку и близкие к ним по величине ⁷⁸.

Остановимся кратко на возможности применения дисперсионного подхода и асимптотической свободы к процессам с u -, d -, s -кварками и к гипотетическим состояниям типа чармония, построенным из новых, еще более тяжелых кварков.

Для легких кварков асимптотической свободой можно пользоваться только при больших пространственноподобных внешних импульсах. Простые дисперсионные правила сумм существуют поэтому только для двугольных, но не для треугольных или четырехугольных диаграмм. Из рассмотрения двугольных диаграмм в рамках квантовой хромодинамики следуют хорошо известные правила сумм Вайнберга ^{43а} (см. также ⁷⁹). Однако из-за необходимости исключить континуум, порог для которого лежит в этом случае низко, правила сумм Вайнберга налагают на свойства обычных мезонов значительно более слабые ограничения, чем s -кварковые правила сумм на свойства уровней чармония.

Дисперсионные правила сумм могут оказаться плодотворными при рассмотрении уровней «ония» (термин принадлежит Бьёркену), состоящего из кварков значительно более тяжелых, чем s -кварки, скажем, с массой, порядка 10 Гэв . В этом случае порог парного рождения новых частиц может быть также заметно больше энергии уровней «ония» и правила сумм могут насыщаться резонансами. Не вдаваясь в детали обсуждения, отметим, что система уровней «ония» может быть значительно более богатой, чем у чармония, если потенциал между тяжелыми кварками того же типа, что и в чармонии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Открытие и дальнейшее изучение свойств чармония подтверждает основные идеи кварковой модели адронов и представления о свойствах взаимодействия кварков на малых расстояниях, сложившиеся в последние годы. Чармония является уникальной системой как благодаря богатству уровней, так и благодаря большой массе кварка. Уровни чармония с массой меньше 4 Гэв являются самым наглядным и убедительным примером кварковой спектроскопии адронов. Изучение радиационных переходов подтверждает простые оценки атомарной модели чармония.

Благодаря большой массе, s -кварк является прекрасным пробным телом для исследования свойств сильных взаимодействий на малых расстояниях. В рамках дисперсионных правил сумм свойства волновой функции s - и s -кварков для низших уровней чармония практически однозначно определяются голыми кварковыми петлями при нулевых внешних импульсах. Успех правил сумм для рождения чарма в e^+e^- -столкновениях позволяет надеяться на правильность предсказаний квантовой хромоди-

намики для широкого круга процессов рождения чарма в столкновениях фотонов и лептонов с адронами.

Обсуждаемая картина, видимо, не является еще окончательной, и дальнейшие экспериментальные данные могут оказаться решающими. Трудно сомневаться в том, что дальнейшее изучение свойств чармония принесет не только подтверждение сложившихся представлений, но и поставит новые вопросы. Прекрасным примером такого рода является открытие чармониевой молекулы с массой $4,028 \text{ Гэв}$. Известные трудности вызывает сейчас интерпретация свойств парачармония (η_c -, η_c' -мезоны). Не исключено, что эти трудности связаны с какими-то фундаментальными проблемами.

Институт теоретической и экспериментальной
физики, Москва

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. а) J. J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33, 1404 (1974).
б) J. E. Augustin et al., *ibid.*, p. 1406.
2. В. И. Захаров, Б. Л. Иоффе, Л. Б. Окунь, УФН 117, 227 (1975).
3. T. Appelquist; H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. 34, 43 (1975).
4. Y. Nara, Phys. Rev. B134, 701 (1964).
5. а) J. D. Bjorken, S. L. Glashow, Phys. Lett. 11, 255 (1964).
б) Л. К. Окунь, *ibid.* 12, 250.
В. В. Владимировский, Препринты ИТЭФ (Москва), № 262 (1964); № 290 (1964); № 353 (1965).
6. S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. D2, 1285 (1970).
7. G. S. Abrams et al., Phys. Rev. Lett. 33, 1453 (1974).
8. G. J. Feldman, SLAC Summer Institute in Particle Physics, SLAC-PUB-1851 (1976).
9. G. S. Abrams et al., Phys. Rev. Lett. 34, 1181 (1975).
10. W. Tannenbaum, J. S. Whitaker, G. S. Abrams, *ibid.* 36, 402 (1976).
11. W. Braunschweig, V. V. Martyn, H. G. Sander et al., Phys. Lett. B57, 407 (1975).
12. M. C. Chanowitz, F. J. Gilman, *ibid.* B63, 178 (1976).
13. R. F. Schwitters, Rapporteur Talk at 1976 Tbilisi Conference.
14. W. Braunschweig et al., Preprint DESY 77/02, January 1977.
15. J. Siegrist, G. A. Abrams, A. M. Boyarski et al., Phys. Rev. Lett. 36, 700 (1976).
16. G. Goldhaber, F. M. Pierre, G. S. Abrams et al., *ibid.* 37, 255 (1976).
17. I. Peruzzi, M. Piccolo, G. J. Feldman et al., *ibid.*, p. 569.
18. М. Б. Волошин, Л. Б. Окунь, Письма ЖЭТФ 23, 369 (1976).
19. A. De Rujula, H. Georgi, S. L. Glashow, Phys. Rev. Lett. 37, 398 (1976).
20. J. E. Wiss, G. Goldhaber, G. S. Abrams, *ibid.*, p. 1531.
21. J. Burmeister, L. Griegee et al., Phys. Lett. B64, 369 (1976).
22. B. H. Wiik, G. Wolf, Preprint DESY 77/01 (1977).
23. G. Goldhaber, Invited Talk at the Intern. Conference on Production of Particles with New Quantum Number, LBL-4884, Madison, 1976.
24. O. W. Greenberg, Phys. Rev. Lett. 13, 598 (1964).
25. Н. Н. Боголюбов, Б. В. Струминский, А. Н. Тавхелидзе, Препринт ОИЯИ Д-1968, Дубна, 1965.
26. Y. Miyamoto, Progr. Theor. Phys., Suppl. Extra No. 187 (1965).
27. M. Y. Han, Y. Nambu, Phys. Rev. B139, 1038 (1965).
28. C. N. Yang, R. Mills, *ibid.*, 96, 191 (1954).
29. В. Н. Грибов, в кн. XII Зимняя школа физики ЛИЯФ, т. 1, Л., ЛИЯФ АН СССР 1977, с. 147.
30. R. P. Feynman, Acta Phys. Polon. 24, 697 (1973).
31. B. S. De Witt, Phys. Rev. 162, 1195 (1967).
Л. Д. Фаддеев, В. Н. Попов, Phys. Lett. B25, 29 (1967).
32. G. 't Hooft, Nucl. Phys. B33, 173 (1971).
33. D. Gross, F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. 30, 1343 (1973).
34. H. Politzer, *ibid.* 30, 1346 (1973).
35. Л. Д. Ландау, И. Я. Померанчук, ДАН СССР 102, 489 (1955).
36. В. Б. Берестецкий, УФН 120, 439 (1976).

37. И. Б. Хриплович, ЯФ 10, 409 (1969).
38. M. Gell-Mann, F. Low, Phys. Rev. 95, 1300 (1954).
39. Л. В. Овсянников, ДАН СССР 109, 1121 (1956).
K. Sumanzik, Comm. Math. Phys. 23, 49 (1971).
C. G. Callan, Phys. Rev. D5, 3202 (1972).
40. Н. Н. Боголюбов и Д. В. Ширков, Введение в теорию квантованных полей, М., Гостехиздат, 1957.
41. T. Appelquist, J. Carozzone, Phys. Rev. D11, 2856 (1975).
42. H. Leutwyler, Phys. Lett. B48, 45 (1974); Nucl. Phys. B76, 413 (1974).
- 43) а) M. Gell-Mann, in: Oppenheimer Lectures 1974. Princeton Preprint, 1975.
б) S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 18, 507 (1967).
в) A. De Rujula, S. L. Glashow, ibid. 34, 49 (1975).
44. T. Appelquist, A. De Rujula, S. L. Glashow, H. D. Politzer, ibid., p. 365.
45. E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita et al., ibid., p. 369.
46. P. Barbieri, TH-2036 CERN (1975).
47. J. Pumplin, W. Repko, A. Sato, Phys. Rev. Lett. 35, 1538 (1975).
48. J. S. Kang, H. J. Schnitzer, Phys. Rev. D12, 841 (1975).
49. З. Флюгге, Задачи по квантовой механике, т. 1, М., «Мир», 1974, с. 175.
50. R. Barbieri, R. Gatto, R. Kogerler, Phys. Lett. B60, 183 (1976).
51. R. Barbieri, R. Gatto, E. Remiddi, ibid. B61, 465.
52. L. B. Okun, M. B. Voloshin, Preprint ITEP-152, Moscow, 1976.
53. M. B. Voloshin, Preprint ITEP-44, Moscow, 1977.
54. A. Ore, J. L. Powell, Phys. Rev. 75, 1696 (1949).
55. А. И. Алексеев, ЖЭТФ 36, 1839 (1959).
56. Л. Д. Ландау, ДАН СССР 60, 207 (1948).
57. И. Я. Померанчук, ibid., с. 213.
58. M. S. Chanowitz, Phys. Rev. D12, 918 (1975).
59. L. B. Okun, M. B. Voloshin, Preprint ITEP-95, Moscow, 1976.
60. М. И. Высоцкий, ЯФ 25, 141 (1977).
61. J. D. Jackson, Phys. Rev. Lett. 37, 1107 (1976).
62. Г. Бете, Э. Солпитер, Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, М., 1960.
63. H. Nagari, Phys. Lett. B64, 469 (1976).
64. H. De Rujula, H. Georgi, S. L. Glashow, Phys. Rev. Lett. 37, 398 (1976).
65. И. С. Шапиро, УФН 109, 431 (1973).
66. C. Lovelace, D. Masson, in: Proc. of 1962 Conference on High Energy Physics, CERN, Geneva, 1962, p. 510.
67. H. Lipkin, Phys. Lett. B45, 267 (1967); B58, 97 (1975).
68. A. D. Dolgov, L. B. Okun, V. I. Zakharov, ibid. B49, 453 (1974).
69. C. Rosenzweig, Phys. Rev. Lett. 36, 697 (1976).
70. N. Bander, G. L. Shaw, P. Thomas, S. Meshkov, ibid., p. 695.
71. V. A. Novikov, L. B. Okun, M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, M. B. Voloshin, V. I. Zakharov, ibid. 38, 626 (1977).
72. V. A. Novikov, L. B. Okun, M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, M. B. Voloshin, V. I. Zakharov, Phys. Lett. B67, 409 (1977).
73. T. Appelquist, H. Georgi, Phys. Rev. D8, 4000 (1973).
74. A. Zee, ibid., p. 4038.
75. M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, V. I. Zakharov, Phys. Lett. B65, 255 (1976).
76. Ю. Швингер, Частицы. Источники. Поля, т. 2, М., «Мир», с. 432.
77. А. И. Вайнштейн, В. И. Захаров, В. А. Новиков, М. А. Шифман, ЯФ 23, 1024 (1976); Phys. Rev. D16, 11 (1977).
78. А. И. Вайнштейн, В. И. Захаров, М. А. Шифман, ЖЭТФ 72, 1280 (1977); Nucl. Phys. B120, 316 (1977).
79. L. Bernard, A. Duncan, J. Lo Sacco, S. Weinberg, Phys. Rev. D12, 792 (1975).