

Образование и распады связанных состояний тяжелых кварков в сильных и электрослабых взаимодействиях

В. Г. Картвелишвили, Е. Г. Чиковани, Ш. М. Эсакия

Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

В обзоре изложен ковариантный подход для описания амплитуд процессов, содержащих связанные состояния тяжелых кварков, основанный на теории возмущений КХД и нерелятивистской потенциальной модели.

В рамках этого подхода проводится всесторонний анализ экспериментальных данных по лепто-, фото- и адророждению различных состояний кваркония. Представлены четкие предсказания модели относительно процессов нейтринного образования связанных состояний тяжелых кварков с разными ароматами, а также возможности наблюдения зарядово-четных состояний боттония и хиггсовского бозона в эксклюзивных процессах, содержащих векторное состояние кваркония.

In this review a covariant approach to describe amplitudes containing heavy quarks bound states is given based on QCD perturbation theory and nonrelativistic potential model.

Within the framework of this approach a comprehensive analysis of experimental data on lepto-, photo- and hadroproduction of different quarkonium states is carried out. Precise predictions of the model on processes of neutrino production of heavy quark bound states with different flavours are presented as well as a possibility of an observation of charge-parity systems of bottonium and Higgs boson in exclusive processes containing quarkonium vector states.

ВВЕДЕНИЕ

После открытия J/ψ -частицы изучение свойств тяжелых кварков стало одним из ведущих направлений в физике высоких энергий. Некоторые особенности J/ψ -мезона и других состояний чармония стимулировали быстрое развитие теории сильных взаимодействий — квантовой хромодинамики (КХД). Существование четвертого, очарованного кварка позволило преодолеть некоторые трудности теории слабых взаимодействий каонов, а исследование распадов частиц с открытым очарованием прояснило токовую структуру стандартной модели электрослабых взаимодействий. Дальнейший прогресс в этих направлениях связан с открытием боттония (семейства Υ) и B -мезонов — частиц, содержащих пятый b -кварк.

К настоящему времени выполнено большое количество экспериментальных и теоретических работ, на основе которых сформировались единые представления о динамике связанных состояний тяжелых кварков. Наиболее обоснованными и адекватными подходами являются метод дисперсионных правил сумм [1, 2] и нерелятивистская потенциальная модель [3—5], в рамках которых удалось получить количественное описание практически всех известных свойств кваркония ($Q\bar{Q}$).

Применимость теории возмущений КХД на расстояниях порядка m_Q^{-1} позволило на этой основе исследовать процессы образования кваркония, изучить различные аспекты взаимодействия фундаментальных объектов и приблизиться к пониманию стадии адронизации. Важнейшие характеристики процессов лепто-, фото- и адророждения кваркония могут быть описаны в рамках единой модели, основанной на следующих предположениях:

1. Тяжелые кварки образуются в результате сильного взаимодействия легких конstituентов — кварков и глюонов — из начальных адронов или же в результате электрослабого взаимодействия этих конstituентов с фундаментальными калибровочными бозонами γ , Z^0 и W^\pm .

2. Кварковая и глюонная структура начальных адронов такая же, как и структура в глубоконеупругих и других жестких процессах.

3. Мезоны, состоящие из тяжелых кварков, являются нерелятивистскими связанными состояниями, волновые функции которых могут быть вычислены в рамках потенциальной модели.

4. Связь рассматриваемых состояний с калибровочными бозонами g , γ , Z^0 и W^\pm может быть найдена в ведущем порядке теории возмущений КХД и стандартной модели электрослабого взаимодействия.

Эти предположения сформировались в результате анализа всего комплекса экспериментальных данных по физике тяжелых кварков с точки зрения современных теоретических представлений о динамике адронов.

В настоящей работе на основе перечисленных предположений проведено исследование процессов образования и распада связанных состояний тяжелых кварков. Первый раздел посвящен изложению ковариантного формализма вычисления амплитуды таких процессов и показана связь данного подхода с нерелятивистской потенциальной моделью. Во втором разделе рассмотрены некоторые вопросы образования J/ψ и ψ' -мезонов, а также пар J/ψ -частиц в адрон-адронных взаимодействиях и указано на возможность наблюдения зарядово-четных состояний боттония в моде $J/\psi + J/\psi$. Изучение инклюзивного рождения связанных состояний тяжелых кварков в глубоконеупругих лептон-адронных взаимодействиях проводится в третьем разделе. Здесь же рассмотрено образование различных состояний чармония в распадах частиц с открытой прелестью. Возможность ре-

гистрации хиггсовского бозона в реакциях с участием векторного кваркония обсуждается в четвертом разделе, а в заключении кратко сформулированы основные выводы и указано на неприменимость данного подхода при анализе свойств связанных состояний новых тяжелых объектов.

1. СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ ТЯЖЕЛЫХ КВАРКОВ

Большинство экспериментальных данных по спектроскопии, радиационным переходам и распадам различных состояний кваркония удалось количественно описать в рамках нерелятивистской потенциальной модели, применимость которой была обусловлена рядом специфических свойств этих частиц (см., например, [3—5]). В частности, тонкое и сверхтонкое расщепление уровней кваркония мало по сравнению с их массами, а адронные ширины на несколько порядков меньше нормальных ширин сильных распадов тяжелых мезонов, что указывает на проявление очень слабой формы сильного взаимодействия и малость энергии связи тяжелых кварков в связанном состоянии.

При построении потенциальной модели важную роль играет выбор явного вида потенциала взаимодействия $V(r)$, общего для кварков с разным ароматом. На рис. 1 представлены различные потенциалы, успешно описывающие спектроскопию ψ - и Υ -семейств, а также эффективные радиусы соответствующих состояний [5]. Исследование свойств $(c\bar{c})$ - и $(b\bar{b})$ -систем позволило практически однозначно установить вид потенциала в интервале расстояний от 0,1 до 1 фм, а открытие и изучение спектра $(t\bar{t})$ дало бы возможность судить о поведении потенциала при меньших расстояниях. С теоретической точки зрения наиболее предпочтительными представляются потенциалы, зависимость которых от относительного расстояния r мотивирована КХД [6]: $V(r) \sim (r \ln r)^{-1}$ при $r \rightarrow 0$ (одноглюонный обмен с учетом асимптотической свободы) и $V(r) \sim r$ при $r \rightarrow \infty$ (невыветание кварков на больших расстояниях). Такие потенциалы представлены сплошной и пунктирной кривыми на рис. 1.

В потенциальной модели ширины электромагнитной и адронной аннигиляции уровней кваркония $(Q\bar{Q}) = (c\bar{c}), (b\bar{b}) \dots$ выражаются

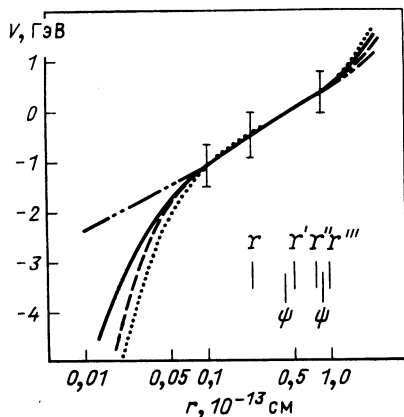


Рис. 1. Потенциалы, описывающие спектроскопию кваркония, и эффективные радиусы различных векторных состояний [5]

через значение радиальной волновой функции $R(r)$ или ее производной $R'(r)$ вблизи начала координат, $r \rightarrow 0$. Вычисленные в рамках теории возмущений квантовой электродинамики амплитуды переходов пары свободных, покоящихся кварков $Q\bar{Q}$ в e^+e^- , 3γ (состояния с $J^{PC} = 1^{--}$) и $\gamma\gamma$ (зарядово-четные состояния 0^{-+} , 0^{++} , 2^{++}) после разложения по парциальным волнам для получения вероятностей распадов проецируются на соответствующие начальные спиновые состояния и умножаются на $R_0(0)$ для S -волновых и на $R'_1(0)$ для

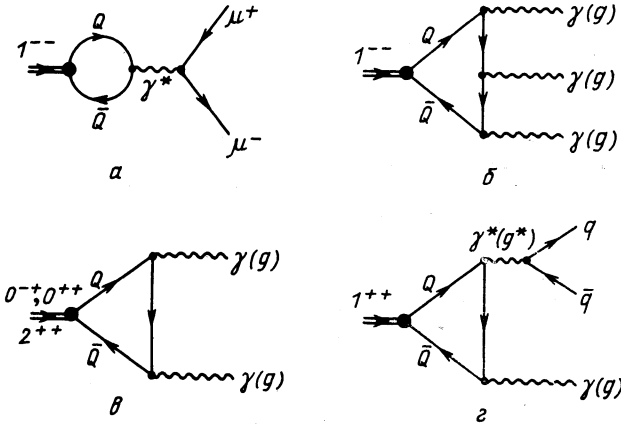


Рис. 2. Основные диаграммы распадов различных состояний кваркония

P -волновых уровней кваркония. Диаграммы, описывающие перечисленные распады в ведущем порядке теории возмущений, представлены на рис. 2. Ширины электромагнитных распадов S -волновых состояний кваркония в таком приближении равны [7, 8]:

$$\Gamma({}^3S_1 \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\alpha^2 e_Q^2}{M^2} |R_0(0)|^2; \quad (1)$$

$$\Gamma({}^3S_1 \rightarrow 3\gamma) = \frac{16(\pi^2 - 9)\alpha^3 e_Q^6}{3\pi M^2} |R_0(0)|^2; \quad (2)$$

$$\Gamma({}^1S_0 \rightarrow 2\gamma) = \frac{12\alpha^2 e_Q^4}{M^2} |R_0(0)|^2, \quad (3)$$

где e_Q — заряд тяжелого кварка Q , а M — масса соответствующего состояния.

При рассмотрении адронных распадов кваркония в рамках КХД предполагается, что пара $Q\bar{Q}$ на малых расстояниях порядка комптоновской длины волны тяжелого кварка Q переходит в глюоны, которые затем трансформируются в наблюдаемые адроны на расстояниях порядка радиуса конфайнмента с вероятностью, равной единице [9]. Распад 1^{--} -состояния ($Q\bar{Q}$) на один или два глюона запре-

щен правилами отбора по цвету и зарядовой четности, а разрешенный распад на три глюона (рис. 2, б) является процессом третьего порядка по «бегущей» константе связи сильного взаимодействия α_s , причем из-за большой массы кваркония значение α_s мало: $\alpha_s(M_{\bar{q}q}^2) \simeq 0,2$, $\alpha_s(M_{\bar{q}q}^2) \simeq 0,15$. Для состояний с положительной C -четностью разрешен распад на два глюона * (рис. 2, в), что качественно объясняет большое различие адронных ширин зарядово-четных и нечетных уровней. Ширины адронных распадов P -волновых состояний кваркония в рамках потенциальной модели в ведущем порядке по α_s равны [8—10]

$$\Gamma(^3P_0 \rightarrow 2g) = \frac{96\alpha_s^2}{M^4} |R_1'(0)|^2; \quad (4)$$

$$\Gamma(^3P_1 \rightarrow q\bar{q}g) = \frac{4\alpha_s}{9\pi} \ln \frac{M}{\mu} \Gamma(^3P_0 \rightarrow 2g); \quad (5)$$

$$\Gamma(^3P_2 \rightarrow 2g) = \frac{128}{5} \frac{\alpha_s^2}{M^4} |R_1'(0)|^2, \quad (6)$$

где $\mu \simeq 300$ МэВ — величина, обратная радиусу невылетания. Для получения ширины распада 1S_0 -состояния в два глюона в формуле (3) следует произвести замену $e_s^4 \alpha^2 \rightarrow 2\alpha_s^2/9$, а распад 3S_1 -уровня в три глюона описывается формулой (2) с заменой $\alpha^3 e_q^3 \rightarrow 5\alpha_s^3/54$.

Ширины рассмотренных электромагнитных и сильных распадов кваркония в основном хорошо согласуются с существующими экспериментальными данными, хотя адронные ширины скалярного и псевдоскалярного кваркония несколько превышают значения, вычисленные по вышесприведенным формулам (см. [11] и цитированную там литературу). В состояниях с другими квантовыми числами поправки высших порядков теории возмущений КХД составляют примерно 10—20% [12]. Такой же порядок имеют поправки, связанные с учетом относительного движения кварков в связанном состоянии [13]. В потенциальной модели удалось также описать радиационные переходы между состояниями кваркония с противоположной зарядовой четностью [3—5]. Успешное применение модели стимулировало дальнейшие исследования физики тяжелых кварков в рамках КХД и привело к созданию ряда подходов для описания динамики процессов образования кваркония в различных взаимодействиях.

Общий формализм для вычисления амплитуд. Изучение процессов образования состояний кваркония в рамках потенциальной модели затруднено ввиду ее явной нековариантности и сложности учета релятивистских эффектов. Наиболее адекватным и обоснованным способом описания связанных состояний фундаментальных объектов в квантовой теории поля является формализм Бете — Солпитера [14]. В таком формализме связанное состояние кварка Q с импульсом p_1 и антикварка \bar{Q} с импульсом p_2 описывается волновой функцией

* 1^{++} -состояние не может распадаться на два тождественных бозона, поэтому основным в этом случае является распад по каналу $q\bar{q}g$ (рис. 2, г).

$\Psi(P, q)$, где $P = p_1 + p_2$ и $2q = p_1 - p_2$ — полный и относительный импульсы соответственно. Пусть матричный элемент $T(P, q)$ описывает взаимодействие свободных кварков $Q\bar{Q}$ друг с другом и (или) другими фундаментальными частицами. В рассматриваемом подходе амплитуда $A(P)$, описывающая процесс образования или распада связанного состояния $(Q\bar{Q})$, представляется в виде свертки волновой функции Бете — Солпитера $\Psi(P, q)$ и матричного элемента $\tilde{T}(P, q)$ с усеченными спинорными линиями тяжелых кварков:

$$A(P) = \int d^4q \Psi_{ij}(P, q) \tilde{T}_{ji}(P, q), \quad (7)$$

где амплитуды $T(P, q)$ и $\tilde{T}(P, q)$ связаны следующим соотношением:

$$T(P, q) = \bar{v}_j(P/2 - q) u_i(P/2 + q) \tilde{T}_{ji}(P, q), \quad (8)$$

а $u_i(P/2 + q)$ и $\bar{v}_j(P/2 - q)$ — спиноры, описывающие кварки Q и \bar{Q} . Для простоты мы явно не выписали зависимость амплитуд A , T и \tilde{T} от других кинематических переменных.

В системе покоя кваркония относительный импульс и энергия связи тяжелых кварков малы по сравнению с массой состояния M . Это позволяет представить волновую функцию $\Psi^{JLS}(P, q)$ связанного состояния $(Q\bar{Q})$ с полным моментом J , орбитальным моментом L и полным спином S в следующем виде [15]:

$$\begin{aligned} \Psi_{ij}^{JLS}(P, q) = & \sqrt{2M} \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \delta(Pq) \sum_{L_z, S_z} \psi_{LL_z}(\mathbf{q}) \langle LL_z, SS_z | JJ_z \rangle \times \\ & \times \sum_{s_1, s_2} \left\langle \frac{1}{2} s_1, \frac{1}{2} s_2 | SS_z \right\rangle u_i(P/2 + q) \bar{v}_j(P/2 - q). \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $\psi_{LL_z}(\mathbf{q})$ — нерелятивистская волновая функция связанного состояния, скобки $\langle | \rangle$ — коэффициенты Клебша — Гордана, а сумма по проекциям спинов тяжелых кварков s_1 и s_2 играет роль спинового проекционного оператора. В таком приближении относительная энергия кварков q_0 в системе центра масс равна нулю, что эквивалентно интегрированию по относительному времени в конфигурационном пространстве. Отметим, что подобная связь между волновыми функциями $\Psi^{JLS}(P, q)$ и $\psi_{LL_z}(\mathbf{q})$ осуществляется в одном из подходов квазипотенциального формализма [16].

Согласно вышеизложенным предположениям функция (9) может быть представлена в ковариантной форме:

$$\Psi_{ij}^{JLS}(P, q) = \frac{\delta(Pq) \Phi_L(-q^2)}{\sqrt{2M} 4\pi^2} \left(-\frac{M^2}{4q^2} \right)^{L/2} \Pi_{ij}^{JLS}(P, q), \quad (10)$$

где $\Phi_L(q^2)$ — радиальная часть волновой функции $\psi_{LL_z}(q)$, нормированная условием

$$\int d^3q |\psi_{LL_z}(q)|^2 = 1, \quad \int q^2 d|\mathbf{q}| |\Phi_L(q^2)|^2 = 1, \quad (11)$$

а вся зависимость от спиновых и угловых переменных включена в оператор Π_{ij}^{JLS} :

$$\Pi^{JLS}(P, q) = (\hat{P}/2 + \hat{q} + m_Q) \hat{O}^{JLS} (-\hat{P}/2 + \hat{q} + m_Q). \quad (12)$$

Явный вид вершинного оператора \hat{O}^{JLS} определяется квантовыми числами связанного состояния J^{PC} ($P = (-1)^{L+1}$, $C = (-1)^{L+S}$) и может быть установлен из общих соображений. Проекционный оператор $\Pi^{JLS}(P, q)$ выделяет состояние $(Q\bar{Q})$ с заданными квантовыми числами и в ведущем порядке по q^2/M^2 удовлетворяет условию нормировки

$$\text{Sp} \{(\Pi^{JLS})^+ \Pi^{JLS}\} = (-1)^S 2M^4 (2J+1) \left(-\frac{4q^2}{M^2}\right)^L. \quad (13)$$

Подставляя волновую функцию (10) в формулу (7), получаем следующее выражение для амплитуды $A(P)$:

$$A(P) = \int d^4q \frac{\delta(Pq)}{\sqrt{2M}} \frac{\Phi_L(-q^2)}{4\pi^2} \left(-\frac{M^2}{4q^2}\right)^{L/2} \Pi_{ij}^{JLS}(P, q) \tilde{T}_{ji}(P, q). \quad (14)$$

Формула (14) позволяет воспроизвести результаты нерелятивистской потенциальной модели по распадам и радиационным переходам состояний кваркония и составляет основу наших дальнейших вычислений.

S-волновые состояния кваркония. Основным синглетному и триплетному состояниям кваркония $(Q\bar{Q})$ соответствуют следующие вершинные операторы \hat{O}^{JLS} :

$$J^{PC} = 0^{-+}, \quad \hat{O}^{000} = \gamma_5; \quad (15)$$

$$J^{PC} = 1^{-}, \quad \hat{O}^{101} = \gamma_\mu \varepsilon_\mu, \quad (16)$$

где вектор поляризации ε_μ удовлетворяет условию

$$\sum_{\text{пол}} \varepsilon_\mu \varepsilon_\nu^* = -g_{\mu\nu} + \frac{P_\mu P_\nu}{M^2} \equiv G_{\mu\nu}. \quad (17)$$

В приближении слабой связи $-q^2 \ll M^2$ в произведении $\Pi^{J0S} \tilde{T}$ ведущим является член, не зависящий от q^2 . В этом случае в выражении (14) можно выполнить интегрирование по d^4q независимо от явного вида матричного элемента \tilde{T} :

$$A(P)|_{L=0} = C_0 \Pi_{ij}^{J0S}(P, 0) \tilde{T}_{ji}(P, 0), \quad (18)$$

где константа C_0 выражается через значение радиальной волновой функции S -волнового состояния $R_0(r)$ в начале координат:

$$C_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2}{M^3}} \int \mathbf{q}^2 d|\mathbf{q}| \Phi_0(\mathbf{q}^2) = \frac{R_0(0)}{\sqrt{4\pi M^3}}. \quad (19)$$

Полученные формулы нетрудно обобщить на случай мезонов, состоящих из тяжелого кварка Q_1 и тяжелого антикварка \bar{Q}_2 с разными ароматами и массами m_1, m_2 соответственно [17]. В этом случае проекционный оператор $\Pi^{J^{0S}}$ имеет вид

$$\Pi^{J^{0S}}(P, q) = (\kappa \hat{P} + \hat{q} + m_1) \hat{O}^{J^{0S}} (-(1-\kappa) \hat{P} + \hat{q} + m_2) \frac{1}{4\kappa(1-\kappa)}, \quad (20)$$

где $\kappa = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{m_1^2 - m_2^2}{M^2} \right)$. В пределе $q^2 \rightarrow 0$, $\kappa = m_1/M$, $M = m_1 + m_2$ и формулы (15)–(19) для S -волнового состояния справедливы также в случае $m_1 \neq m_2$.

P -волновые состояния кваркония. При $L = 1$ существуют четыре состояния кваркония, которым соответствуют следующие вершинные операторы $\hat{O}^{J^{1S}}$:

$$J^{PC} = 1^{+-}, \quad \hat{O}^{110} = 2\sqrt{3} \frac{q_\mu}{M} \gamma_5 \varepsilon_\mu; \quad (21)$$

$$0^{++}, \quad \hat{O}^{011} = 1; \quad (22)$$

$$1^{++}, \quad \hat{O}^{111} = \sqrt{\frac{3}{2}} \gamma_\mu \gamma_5 \varepsilon_\mu; \quad (23)$$

$$2^{++}, \quad \hat{O}^{211} = 2\sqrt{3} \frac{q_\mu \gamma_\nu}{M} \varepsilon_{\mu\nu}, \quad (24)$$

где $\varepsilon_{\mu\nu}$ и ε_μ — поляризационные тензоры, удовлетворяющие условиям:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\mu\nu} &= \varepsilon_{\nu\mu}, \quad P_\mu \varepsilon_{\mu\nu} = 0, \quad \varepsilon_{\mu\mu} = 0, \\ \sum_{\text{пол}} \varepsilon_{\mu\nu} \varepsilon_{\rho\sigma}^* &= \frac{1}{2} (G_{\mu\rho} G_{\nu\sigma} + G_{\mu\sigma} G_{\nu\rho}) - \frac{1}{3} G_{\mu\nu} G_{\rho\sigma} \end{aligned} \quad (25)$$

и (17) соответственно.

Для P -волновых состояний в ведущем порядке по q^2 вклад в амплитуду $A(P)$ дает член вида

$$\Pi^{J^{1S}}(P, q) \tilde{T}(P, q) = q_\mu q_\nu B_{\mu\nu}(P)$$

и после интегрирования (14) по d^4q имеем*:

$$A(P)|_{L=1} = C_1 (P_\mu P_\nu - M^2 g_{\mu\nu}) B_{\mu\nu}(P). \quad (26)$$

* При интегрировании по угловым переменным удобно применить формулу

$$\int d^4q \delta(Pq) f(q^2) \frac{1}{\sqrt{-q^2}} q_\mu q_\nu = \frac{4\pi}{3M} \left(-g_{\mu\nu} + \frac{P_\mu P_\nu}{M^2} \right) \int \frac{1}{2} q^2 d^2f(q^2),$$

где f — произвольная функция.

Значение константы C_1 определяется производной радиальной волновой функции P -состояния $R_1(r)$ в начале координат:

$$C_1 = \frac{1}{3} \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{2}{M^5}} \int |\mathbf{q}|^3 d|\mathbf{q}| \Phi_1(\mathbf{q}^2) = -\frac{iR_1'(0)}{\sqrt{16\pi M^5}}. \quad (27)$$

Ковариантная схема вычисления амплитуд. В основе наших рассуждений лежат предположения о том, что тяжелые кварки в связанном состоянии находятся на массовой поверхности, а это приводит к условиям $(Pq) = 0$ и $M^2/4 + q^2 = m_Q^2$, причем $-q^2 \ll M^2$. Такое приближение соответствует следующему выбору функции Φ_L :

$$\Phi_L(-q^2) = 4\pi^2 \sqrt{\frac{M}{2}} \left(-\frac{4q^2}{M^2}\right)^{L/2} F_L(q^2) \delta(M^2/4 + q^2 - m_Q^2), \quad (28)$$

где вершинные функции $F_L(q^2)$ для $L=0, 1$ равны:

$$F_0(q^2) = \frac{R_0(0)}{\sqrt{4\pi^3 M^3}} \left(-\frac{M^2}{q^2}\right)^{1/2}; \quad (29)$$

$$F_1(q^2) = -\frac{3iR_1'(0)}{\sqrt{16\pi^3 M^5}} \left(-\frac{M^2}{q^2}\right)^{3/2}. \quad (30)$$

Подставляя (28) в выражение для амплитуды (14), окончательно имеем:

$$A(P) = \int d^4q F_L(q^2) \delta[(P/2 + q)^2 - m_Q^2] \delta[(P/2 - q)^2 - m_Q^2] \times \\ \times (\hat{P}/2 + \hat{q} + m_Q) \hat{O}^{JLS} (-\hat{P}/2 + \hat{q} + m_Q) \tilde{T}(P, q). \quad (31)$$

Такая запись позволяет вычислять амплитуды процессов с участием связанных состояний тяжелых кварков с помощью обычных правил Фейнмана. При этом в вершину кварк-антикварк-мезон следует подставить оператор $(1/\pi i)^2 F_L(q^2) \hat{O}^{JLS}$ и учитывать лишь мнимые части пропагаторов тяжелых кварков, входящих в эту вершину. Данная формулировка является явно ковариантной и дает возможность избавиться как от разложения амплитуд по парциальным волнам, так и от возможных ультрафиолетовых расходимостей при интегрировании по замкнутым петлям, включающим вершину кварк-антикварк-мезон. Это существенно упрощает вычисление амплитуд процессов образования и распада кваркония, особенно в высших порядках теории возмущений.

2. АДРОННОЕ РОЖДЕНИЕ СОСТОЯНИЙ КВАРКОНИЯ

Основой теоретического рассмотрения процессов адронного рождения кваркония является картина взаимодействия, согласно которой тяжелые кварки Q рождаются парами в результате жесткого столкновения конститuentов — легких кварков, антикварков и глюонов — из начальных адронов, а из образовавшихся пар $Q\bar{Q}$ форми-

руются связанные состояния. При этом предполагается, что в случае достаточно тяжелых кварков либо больших поперечных импульсов излучением мягких глюонов и другими непертурбативными поправками можно пренебречь и вычислять сечения соответствующих подпроцессов в рамках теории возмущений КХД. Некоторые диаграммы, описывающие такие процессы в низшем порядке по константе связи α_s , представлены на рис. 3. Амплитуды этих подпроцессов тесно связаны с амплитудами распада соответствующих состояний кваркония, представленными на рис. 2; однако, в отличие от последних, для получения наблюдаемых адронных сечений сечения подпроцессов

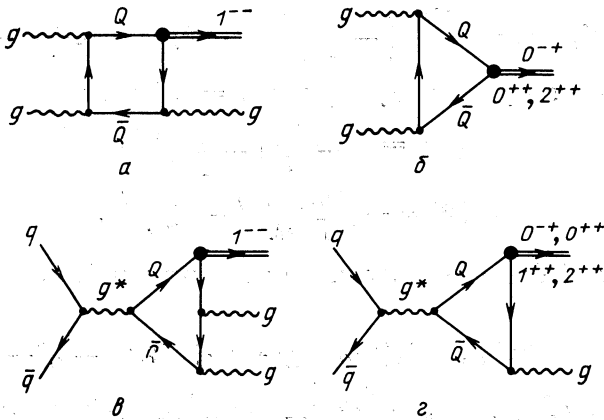


Рис. 3. Основные диаграммы, описывающие подпроцессы образования различных состояний кваркония в адрон-адронных взаимодействиях

рис. 3, а-г следует свернуть с партонными структурными функциями начальных адронов в соответствии с формализмом партонной модели.

Инклюзивное рождение состояний кваркония в адронных взаимодействиях в рассматриваемой модели широко обсуждалось в литературе (см., например, [8, 18—21]). Здесь мы ограничимся рассмотрением некоторых процессов, которые могут служить критическим тестом основных предположений модели.

Излучение жестких глюонов и фотонов в процессе образования J/ψ - и ψ' -частиц. В нуклон-нуклонном взаимодействии при высоких энергиях основной вклад в сечение образования J/ψ и ψ' должны давать подпроцессы глюон-глюонного взаимодействия [21] (рис. 3, а, б). При этом подпроцесс рис. 3, а является практически единственным источником ψ' -мезона, тогда как J/ψ -частица может рождаться также в результате радиационных распадов χ_J -уровней чармония (рис. 3, б). Если формирование связанных состояний ($c\bar{c}$) происходит на малых расстояниях $\sim 1/m_c$, то при вычислении сечения подпроцесса $g + g \rightarrow J/\psi (\psi') + g$ можно применить приведенную

выше схему расчета, а излучение глюона рассматривать в рамках теории возмущений КХД. В этом случае сечение образования прямых J/ψ -частиц без ассоциированных резонансных γ -квантов $\sigma(\psi_{пр}) \sim \sim C_0^2(\psi)/M_\psi^2$, а сечение рождения ψ' -мезона $\sigma(\psi') \sim C_0^2(\psi')/M_{\psi'}^2$. Поэтому [18]

$$1 - \frac{\sigma(\psi + \gamma_{рез})}{\sigma(\psi_{полн})} = \frac{\sigma(\psi_{пр})}{\sigma(\psi_{полн})} = \frac{C_0^2(\psi)}{C_0^2(\psi')} \frac{\sigma(\psi')}{\sigma(\psi_{полн})} \approx 4,5 \frac{\sigma(\psi')}{\sigma(\psi_{полн})}, \quad (32)$$

где $\sigma(\psi_{полн}) \approx \sigma(\psi_{пр}) + \sigma(\psi + \gamma_{рез})$. Соотношение (32) должно также выполняться в случае pN - и $\pi^\pm N$ -взаимодействий, так как аналогичную аргументацию можно провести и для партонных подпроцессов, описывающих кварк-антикварковую аннигиляцию [21] (рис. 3, в, г). Следует подчеркнуть, что это соотношение не содержит неопределенностей, связанных с явным видом функции распределения кварков и глюонов, и не зависит от конкретного значения константы связи α_s , которое не обязательно совпадает в процессах распада и образования состояний кваркония. Существующие экспериментальные данные указывают на справедливость соотношения (32) как для pN -взаимодействий [22]

$$1 - (0,47 \pm 0,08) = 4,5 (0,15 \pm 0,05), \quad (33)$$

так и для $\pi^- N$ -взаимодействий [23]

$$1 - (0,34 \pm 0,05) = 4,5 (0,17 \pm 0,05), \quad (34)$$

что подтверждает справедливость основных положений модели. Действительно, если обесцвечивание пары $c\bar{c}$ и формирование связанных состояний J/ψ и ψ' происходит на больших расстояниях порядка радиуса невязлечения («мягкое обесцвечивание» [24]), то нет оснований ожидать, что соответствующие сечения пропорциональны значениям $|R_{\psi, \psi'}^\psi(0)|^2$ и вместо 4,5 в формулах (32)–(34) следует ожидать значение, близкое к 1, что противоречит экспериментальным данным.

Исследование инклюзивных спектров J/ψ -мезонов в $\pi^- N$ - или pN -взаимодействиях при низких энергиях является еще одним критическим тестом справедливости модели. В таких реакциях кварк-антикварковый вклад (рис. 3, в, г) полностью доминирует*, так что распределение J/ψ -мезонов по приведенному продольному импульсу x определяется формой функций распределения $f_{1,2}^q(x)$ валентных кварков в начальных адронах. В моделях мягкого обесцвечивания [24] излучение мягких глюонов в конечном состоянии не влияет на кинематику образования J/ψ , так что

$$\frac{d\sigma(\psi)}{dx} \sim \frac{x_1 x_2 f_1^q(x_1) f_2^q(x_2)}{x_1 + x_2}, \quad (35)$$

$$x_{1,2} = \frac{1}{2} (\sqrt{x^2 + 4M_\psi^2/s} \pm x).$$

* Так, например, $\sigma(pp \rightarrow \psi X)/\sigma(p\bar{p} \rightarrow \psi X) = 0,19 \pm 0,03$ при энергии $\sqrt{s} = 8,7$ ГэВ [25].

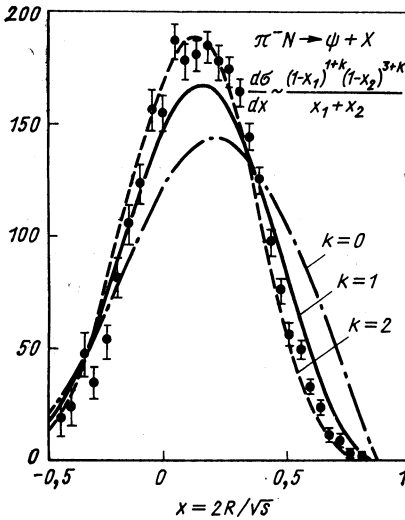


Рис. 4. Распределение J/ψ -мезона по продольному импульсу в π^-N -взаимодействиях при $P_{\text{лаб}} = 40$ ГэВ в сравнении с модельными предсказаниями вида $(1-x_1)^{1+k} (1-x_2)^{3+k} / (x_1+x_2)$ для $k = 0, 1, 2$. Кривые нормированы на равную площадь

Если же сечения подпроцессов $\bar{q}q \rightarrow \chi_J + g$ и $qq \rightarrow J/\psi gg$ вычислены по теории возмущений КХД, то учет кинематики излучения жестких глюонов приводит к следующей x -зависимости инклюзивного сечения [26]:

$$\frac{d\sigma(\psi)}{dx} \sim \frac{x_1 x_2}{x_1 + x_2} f_{\bar{q}}^{\bar{q}}(x_1) f_q^q(x_2) \times [(1-x_1)(1-x_2)]^k, \quad (36)$$

где $k = 1$ и 2 соответственно. Из рис. 4 видно, что описание инклюзивного спектра J/ψ -частиц в π^-N -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 8,7$ ГэВ линейной комбинацией вкладов вида (36) явно предпочтительнее, чем распределением (35), ожидаемым в модели с мягким обесцвечиванием.

К сожалению, точность экспериментальных данных не позволяет достоверно выяснить относительный вес вкладов от подпроцессов, изображенных на рис. 3, e и g , либо получить информацию об угловой зависимости дифференциальных сечений этих подпроцессов, так как излученные глюоны не наблюдаются на эксперименте и по их фазовому объему производится интегрирование. Намного более информативным являлся бы процесс образования J/ψ - или ψ' -мезонов совместно с жестким нерезонансным γ -квантом, регистрировать который проще, чем глюонную струю.

Рассмотрим с этой точки зрения процесс образования J/ψ - и ψ' -мезонов в pN -взаимодействиях в области высоких энергий $p_{\text{лаб}} \cong \cong 200$ ГэВ, где доминирующим является глюон-глюонный механизм. Наряду с подпроцессами, представленными на рис. 3, a и b , следует рассмотреть также подпроцесс $gg \rightarrow J/\psi + \gamma$, описываемый диаграммой, которую можно получить из рис. 3, a , заменив конечный глюон γ -квантом. Дифференциальное сечение такого подпроцесса, вычисленное в рамках вышеописанного подхода, равно:

$$\frac{\hat{d}\sigma}{\hat{d}t} (gg \rightarrow V + \gamma) = \frac{\pi \alpha_s^2 e_q^2 M_V^3 \Gamma(V \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{3 \alpha s^2} \times \frac{\hat{s}^2 (\hat{s} - M_V^2)^2 + \hat{t}^2 (\hat{t} - M_V^2)^2 + \hat{u}^2 (\hat{u} - M_V^2)}{(\hat{s} - M_V^2)^2 (\hat{t} - M_V^2)^2 (\hat{u} - M_V^2)^2}, \quad (37)$$

где $V = J/\psi$, ψ' , а \hat{s} , \hat{t} и \hat{u} — мандельстаммовские переменные для подпроцесса. Отметим, что зависимость сечения (37) от кинематических переменных такая же, как и для подпроцесса $gg \rightarrow V + g$.

Отношение сечений составляет

$$\frac{\hat{\sigma}(gg \rightarrow V + \gamma)}{\hat{\sigma}(gg \rightarrow V + g)} = \frac{16}{5} \frac{\alpha}{\alpha_s(M_V^2)} \approx 0,08, \quad (38)$$

так что сечение процесса образования J/ψ - и ψ' -частиц, с излучением жесткого γ -кванта составляет несколько процентов от полного сечения рождения этих частиц и может быть измерено с достаточно высокой точностью. Инвариантное сечение дважды инклюзивного процесса $pN \rightarrow V + \gamma + X$ имеет вид

$$E_V E_\gamma \frac{d\sigma}{dp_{\parallel}^\psi dp_{\parallel}^\gamma dp_{\perp}^2} = x_1 f_p^g(x_1) x_2 f_N^g(x_2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(\hat{s}, \hat{t}), \quad (39)$$

где E , p_{\parallel} и p_{\perp} — энергии, продольные и поперечные импульсы соответствующих частиц (в рассматриваемом приближении $\mathbf{p}_{\perp}^\psi = -\mathbf{p}_{\perp}^\gamma \equiv \mathbf{p}_{\perp}$), $x_{1,2} = [(E_\psi + E_\gamma) \pm (p_{\parallel}^\psi + p_{\parallel}^\gamma)]/V s$, $z_{\pm} \equiv (E_\psi \pm p_{\parallel}^\psi)/V s$, а кинематические инварианты подпроцесса выражаются через наблюдаемые величины следующим образом:

$$\hat{s} = x_1 x_2 s; \quad \hat{t} = M_V^2 - x_1 z_- s; \quad \hat{u} = M_V^2 - x_2 z_+ s. \quad (40)$$

Сечение (3) содержит дифференциальное сечение подпроцесса $gg \rightarrow V + \gamma$ в явном, непроинтегрированном виде, что дает уникальную возможность непосредственного экспериментального исследования сечения партонного подпроцесса, если известен вид функций распределения глюонов в нуклонах $f_N^g(x)$ *.

Кроме того, измерение отношения сечения образования ψ' -мезона совместно с γ -квантом к полному сечению рождения ψ' , является на основе соотношения (38) независимым способом определения значения бегущей константы связи α_s .

Адронное образование пар J/ψ -мезонов. В связи с тем что при анализе многомуонных событий в $\pi^- N$ -взаимодействиях ($P_{\text{лаб}} = 150$ и 280 ГэВ) были получены указания на образование пар J/ψ -мезонов [27], определенный интерес представляет описание парного рождения J/ψ в рамках вышеописанной модели без введения новых предположений.

Отметим, что образование большой инвариантной массы $\geq 2M_\psi$ при относительно невысоких энергиях $\tau \equiv M_{\psi\psi}^2/s \geq 0,136$ и $0,073$ соответственно при 150 и 280 ГэВ наиболее вероятно в подпроцессе аннигиляции валентного \bar{u} -кварка из π^- с валентным u -кварком из

* Вид глюонных структурных функций можно установить из данных по фоторождению тяжелых кварков или из анализа дифференциальных спектров χ_L -состояний в адронных взаимодействиях.

нуклона (рис. 5, а). Инклюзивное сечение процесса $\pi^- N \rightarrow \psi + \psi + X$ можно записать в следующем виде:

$$\frac{d\sigma(\pi^- N \rightarrow \psi\psi X)}{dz_1 dz_2 d\hat{s}} = \frac{2f_u^{\pi^-}(x_1) f_u^N(x_2)}{s(x_1+x_2)} \frac{d\sigma(\bar{u}u \rightarrow \psi\psi)}{d\omega}, \quad (41)$$

где $z_{1,2}$ — приведенные продольные импульсы J/ψ -мезонов; \hat{s} — квадрат инвариантной массы пары $\psi\psi$, а $x_{1,2} = \frac{1}{2}(\sqrt{(z_1+z_2)^2 + 4\hat{s}/s} \pm (z_1+z_2))$. Дифференциальное сечение партонного подпроцесса,

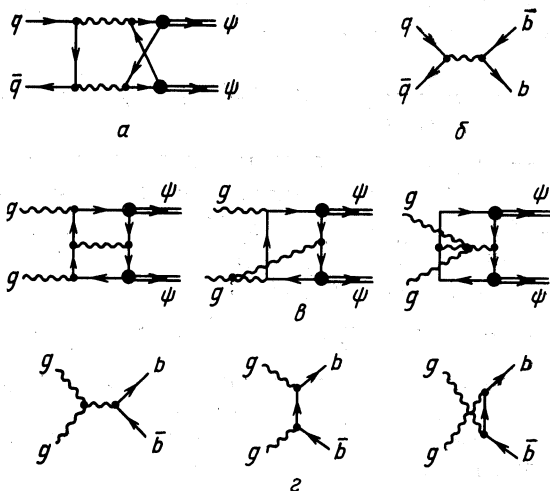


Рис. 5. Диаграммы, описывающие подпроцессы парного рождения J/ψ -мезонов:

а, е — механизм прямого образования; б, г — через распады b -кварков

изображенного на рис. 5, а, в рассматриваемом приближении равно [28, 29]

$$\frac{d\hat{\sigma}(\bar{u}u \rightarrow \psi\psi)}{d\omega} = \frac{2\pi}{3M_\psi^2} \left(\frac{\alpha_s}{\alpha}\right)^4 \left(\frac{\Gamma(\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)}{M_\psi}\right)^2 \lambda^3 \left[1 + \lambda - \omega^2 + \frac{3}{2}(1 - \lambda - \omega^2)\omega^2\right], \quad (42)$$

где $\omega = (\hat{t} - \hat{s})/2 = (z_1 - z_2)/[z_1 + z_2] + 4\hat{s}/s^{1/2}$, а $\lambda = 4M_\psi^2/s$. Полное инклюзивное сечение образования пары $\psi\psi$ для $\alpha_s = 0,3$ оказывается равным $8 \cdot 10^{-36}$ ($1,6 \cdot 10^{-35}$) см^2 при $P_{\text{лаб}} = 150$ (280) ГэВ. Это несколько ниже экспериментальных оценок $(1,8 \pm 0,8) \cdot 10^{-35}$ и $(3 \pm 1) \times 10^{-35} \text{см}^2$ соответственно. Вспомним, однако, что теоретические предсказания сечения процесса адронного рождения лептонных пар, основанные на механизме Дрелла — Яна, также оказываются в $k =$

$= 2,2 \pm 0,4$ раз меньше экспериментально наблюдаемых значений [30]. Наличие « k -фактора» связывают с излучением глюонов начальными кварками до аннигиляции [31], что в равной мере справедливо и для рассматриваемого нами процесса, отличающегося от процесса образования лептонных пар в нашем приближении лишь заменой $\hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-)$ на $\sigma(u\bar{u} \rightarrow \psi\psi)$. С учетом сказанного вычисленное по

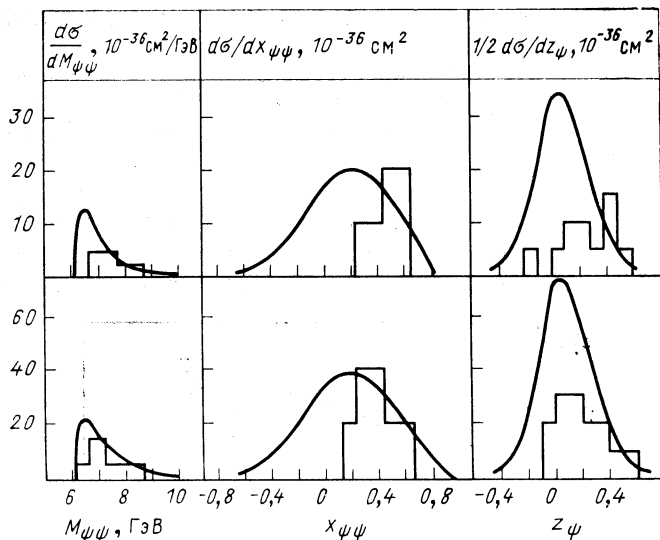


Рис. 6. Инклюзивные распределения пар J/ψ по инвариантной массе $M_{\psi\psi}$, приведенному продольному импульсу пары $x_{\psi\psi}$ и приведенному продольному импульсу одного из J/ψ -мезонов из пары z_{ψ} при $P_{\text{лаб}} = 150$ ГэВ (верхний рисунок) и 280 ГэВ (нижний). Теоретические кривые нормированы на сечения $1,6 \cdot 10^{-35}$ и $3,2 \cdot 10^{-35}$ см² соответственно; нормировка экспериментальных данных произвольна

формуле (41) сечение образования пар J/ψ -мезонов должно быть домножено на $k = 2,2$, что согласуется с экспериментально наблюдаемым значением. Дополнительным указанием на справедливость проведенной аналогии является близость средних поперечных импульсов лептонных пар J/ψ -мезонов с одинаковой инвариантной массой 6–8 ГэВ при одной и той же начальной энергии 150 ГэВ: $(1,07 \pm 0,05)$ ГэВ [32] и $(0,9 \pm 0,10)$ ГэВ [27] соответственно.

На рис. 6 представлены инклюзивные распределения $\psi\psi$ -системы по различным кинематическим переменным. Сравнение с экспериментальными данными носит иллюстративный характер, так как нам не известна зависимость эффективности экспериментальной установки от этих переменных.

С ростом энергии сталкивающихся частиц относительный вклад рассмотренного подпроцесса $q\bar{q} \rightarrow \psi\psi$ будет падать. Соответственно

возрастут вклады подпроцессов с участием глюонов (рис. 5, *в*). Энергетическая зависимость вкладов подпроцессов $q\bar{q} \rightarrow \psi\psi$ и $gg \rightarrow \psi\psi$ для pp -взаимодействия представлена на рис. 7, *а* [33], а явный вид сечения глюонного подпроцесса мы не выписываем из-за его громоздкости [33, 34]. В случае pp -взаимодействия вклад кварк-антикварковой аннигиляции пренебрежимо мал. Экспериментально измеренные сечения процесса $pp \rightarrow \psi\psi X$ при 400 ГэВ $(2,7 \pm 1,0) \cdot 10^{-35} \text{ см}^2$ [35] в 4 раза превышает теоретическое предсказание, что также можно отнести за счет поправок высших порядков КХД.

Еще одним источником пар J/ψ -мезонов могут явиться распады мезонов с открытой прелестью по каналу $J/\psi + X$, относительная вероятность которых равна $(1,2 \pm 0,3)\%$ (см. разд. 3). Теоретические и экспериментальные исследования [33, 35, 36] показали, что при низких энергиях $\sqrt{s} \leq 100$ ГэВ вклад от такого механизма образования $J/\psi + J/\psi$, представленной на рис. 7, *а* кривыми 3, 4, мал, однако при энергиях $\sqrt{s} \geq 200$ ГэВ парное рождение J/ψ -частиц может служить эффективным способом регистрации B -мезонов [37].

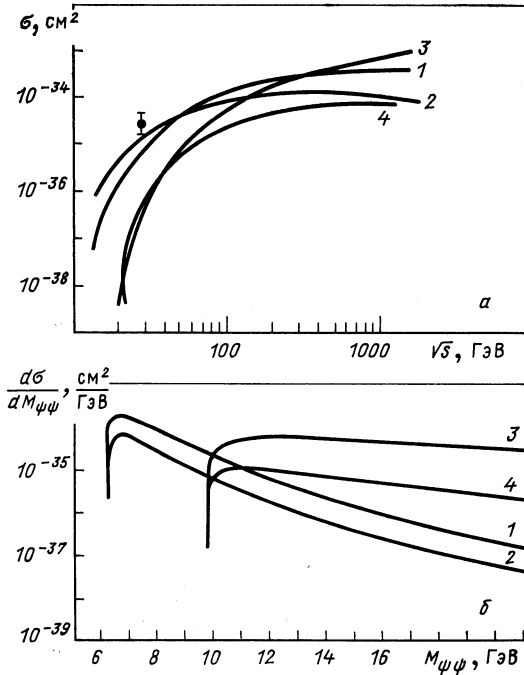


Рис. 7. Вклады различных подпроцессов в полное сечение (*а*) и в распределения по инвариантной массе $M_{\psi\psi}$ при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ (*б*) для парного рождения J/ψ -мезонов в pp -взаимодействиях:

кривые 1—4 описывают вклады подпроцессов $gg \rightarrow \psi\psi$, $q\bar{q} \rightarrow \psi\psi$, $gg \rightarrow b\bar{b}$, $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}$ соответственно. Экспериментальная точка соответствует реакции pp при $P_{\text{лаб}} = 400$ ГэВ

Анализ распределений по инвариантной массе пар $\psi\psi$ позволяет четко разделить вклады рассмотренных механизмов. Из рис. 7, б видно, что при малых инвариантных массах ($M_{\psi\psi} < 10$ ГэВ) доминирует механизм «прямого» образования (рис. 5, а, в), тогда как область $M_{\psi\psi} > 10$ ГэВ насыщается в основном вкладом от распадов b -кварков (рис. 5, б, в).

Распады $\chi_b^J \rightarrow \psi\psi$. Все попытки экспериментального исследования адронного рождения χ_c^J -состояний свелись к поиску χ_c^J в моде $J/\psi + \gamma$, что связано с простотой наблюдения 1^{--} -состояний по легко

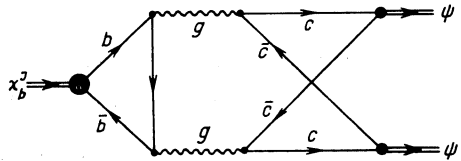


Рис. 8. Диаграммы распада 0^{++} - и 2^{++} -состояний боттония по каналу $J/\psi + J/\psi$

идентифицируемому каналу $\mu^+\mu^-$. Несмотря на некоторые успехи в этом направлении (см. [38] и цитируемую там литературу) имеются и существенные трудности, связанные с необходимостью обеспечения хорошего разрешения по энергии фотона одновременно с высокой эффективностью его регистрации. К настоящему времени эти условия удалось выполнить лишь в работе [39], где авторы раздельно наблюдали 1^{++} - и 2^{++} -состояния чармония. Отсутствие сигнала от 0^{++} -уровня объясняется как малой относительной вероятностью распада $\chi_c^0 \rightarrow J/\psi + \gamma$, так и интенсивным фоном γ -квантов от распадов нейтральных пионов.

Трудности детектирования зарядово-четных уровней чармония (cc) становятся еще серьезнее для случая S -четных состояний боттония ($b\bar{b}$) при попытке их наблюдения в моде $\Upsilon + \gamma$. Действительно:

- а) инклюзивное сечение χ_b^J -состояний существенно меньше, чем χ_c^J ;
- б) тонкое расщепление P -уровней боттония также существенно меньше;

в) при высоких энергиях, необходимых для образования ($b\bar{b}$)-состояний, сильно возрастает фон от распадов $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

Ниже рассмотрен другой способ регистрации χ_b^0 - и χ_b^2 -состояний, основанный на распадах $\chi_b^J \rightarrow J/\psi + J/\psi$. Диаграмма, описывающая такие распады в ведущем порядке по α_s , представлена на рис. 8. Опуская детали вычислений, приведем выражение для относительных вероятностей распадов [40]:

$$\left. \begin{aligned}
 B(\chi_b^0 \rightarrow \psi\psi) &= \frac{\Gamma(\chi_b^0 \rightarrow \psi\psi)}{\Gamma(\chi_b^0 \rightarrow gg)} = \\
 &= 48 \frac{\alpha_s^2}{\alpha^4} \frac{M_\psi^2 \Gamma(\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)}{M_b^4} \beta_0 \left(1 - \frac{2}{3} \beta_0^2 + \beta_0^4 \right);
 \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

$$B(\chi_b^2 \rightarrow \psi\psi) = \frac{\Gamma(\chi_b^2 \rightarrow \psi\psi)}{\Gamma(\chi_b^2 \rightarrow gg)} =$$

$$= 720 \frac{\alpha_s^2}{\alpha^4} \frac{M_\psi^2 \Gamma(\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{M_\psi^4} \beta_2 \left(1 - \frac{2}{3} \beta_2^2 + \frac{1}{10} \beta_2^4 \right),$$

где $\beta_J \equiv (1 - 4M_\psi^2/M_J^2)$, а M_J — масса соответствующих χ_J -состояний. Подстановка численных значений приводит к следующим результатам ($\alpha_s = 0,3$):

$$\left. \begin{aligned} B(\chi_b^0 \rightarrow \psi\psi) &\approx 3 \cdot 10^{-5}; \\ B(\chi_b^2 \rightarrow \psi\psi) &\approx 3 \cdot 10^{-4}. \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

Инклюзивное сечение образования χ_b^0 - и χ_b^2 -состояний в pp -взаимодействиях в области энергий $\sqrt{s} = 200 \div 250$ ГэВ, вычисленное в рамках рассматриваемого подхода, составляет $(4 \div 8) \cdot 10^{-32}$ и $(5 \div 10) \cdot 10^{-32}$ см² соответственно [40]. Сечение фонового процесса — образования пар J/ψ -мезонов в этой области энергий — при инвариантной массе пар $\psi\psi$ $M_{\psi\psi} \simeq 10$ ГэВ равно $d\sigma/dM_{\psi\psi} \simeq (1,5 \div 3,0) \times 10^{-35}$ см²/ГэВ (см. рис. 7, б). Отношение сигнала от распадов $\chi_b^J \rightarrow \psi\psi$ к фону от континуума равно единице в случае $B(\chi_b \rightarrow \psi\psi) = 10^{-4}$, если разрешение по $M_{\psi\psi}$ порядка 200 МэВ. В таких условиях наблюдение χ_b^J -состояний боттония в моде $J/\psi + J/\psi$ представляется вполне реальным.

3. СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ ТЯЖЕЛЫХ КВАРКОВ В ЭЛЕКТРОСЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

В результате изучения глубоконеупругих лептон-адронных столкновений удалось достичь более полного понимания структуры адронов и динамики сильных взаимодействий. Дальнейшее продвижение в этом направлении связано, в первую очередь, с исследованием инклюзивного образования частиц, содержащих тяжелые кварки в γN^- , $e(\mu) N^-$, $\nu(\bar{\nu}) N^-$ -взаимодействиях. Так, измерение инклюзивных спектров J/ψ - и D -мезонов в фотон-адронных и лептон-адронных взаимодействиях позволяет получить информацию о распределении глюонов в нуклонах при различных значениях Q^2 , а исследование инклюзивного рождения состояний кваркония с различной зарядовой четностью в нейтринных взаимодействиях дает возможность по отдельности изучить векторную и аксиальную часть слабого нейтрального тока. Теоретическое рассмотрение таких процессов в рамках различных моделей является чувствительным способом определения справедливости их основополагающих предположений.

Фото- и электророждение кваркония. В результате взаимодействия фотона с глюоном из начального адрона образуется пара $Q\bar{Q}$, которая находится в октётном цветовом состоянии, и для формирования бесцветного состояния необходимо излучение глюонов. В мо-

дели мягкого обесцвечивания, основанной на соображениях дуальности [41], излучение глюонов происходит непертурбативным образом и нет оснований ожидать подавления образования C -четных уровней кваркония по сравнению с C -нечетными. Поэтому сечение рождения J/ψ -мезона от распадов χ_J -состояний должно составлять примерно половину полного инклюзивного сечения J/ψ , так же как и в адрон-адронных взаимодействиях. Напротив, в рассматриваемой модели формирование связанных состояний ($Q\bar{Q}$) может быть описано в рамках теории возмущений КХД. При этом распады $\chi_J \rightarrow \psi + \gamma$ дают пренебрежимо малый вклад в сечение образования J/ψ -мезона, так как соответствующие подпроцессы имеют более высокий порядок по α_s по сравнению с подпроцессами прямого образования J/ψ - и ψ' -частиц. Отношение выходов J/ψ - и ψ' -мезонов в такой модели определяется отношением квадратов соответствующих вершинных констант $C_0(\psi, \psi')$ [см. формулу (19)]:

$$\frac{\sigma(\gamma^* N \rightarrow \psi' X)}{\sigma(\gamma^* N \rightarrow J/\psi X)} = \frac{C_0^2(\psi')}{C_0^2(\psi)} \approx 0,22, \quad (45)$$

что хорошо согласуется с экспериментальным значением $0,21 \pm 0,04$ [42].

Диаграмма, описывающая процесс виртуального фоторождения векторного мезона $V = J/\psi, \psi', \Upsilon \dots$

$$\gamma^* + N \rightarrow V + X \quad (46)$$

в ведущем порядке по α_s , представлена на рис. 9. Помимо обычных переменных $Q^2 \equiv -q^2$ и $\nu = (Pq)$ при описании реакции (46) удобно ввести переменные $z = (Pp)/\nu$ и p_{\perp}^2 . В системе покоя мишени z — доля энергии γ -кванта, уносимая мезоном V , а p_{\perp} — поперечный импульс мезона относительно направления импульса q . Мандельштамовские переменные подпроцесса $\gamma^* + g \rightarrow V + g$ выражаются через наблюдаемые z и p_{\perp}^2 следующим образом:

$$\hat{s} = 2x\nu - Q^2; \quad \hat{t} = -2x\nu(1-z); \quad \hat{u} = M_V^2 - 2x\nu z, \quad (47)$$

где x — доля импульса нуклона, уносимая начальным глюоном:

$$x = \frac{Q^2}{2\nu} + \frac{p_{\perp}^2 + (1-z)M_V^2}{2\nu z(1-z)}. \quad (48)$$

В случае реального γ -кванта, $Q^2 = 0$, сечение подпроцесса $\gamma + g \rightarrow V + g$ в точности совпадает с сечением ранее рассмотренного подпроцесса $gg \rightarrow V + \gamma$, описываемого формулой (37), и для

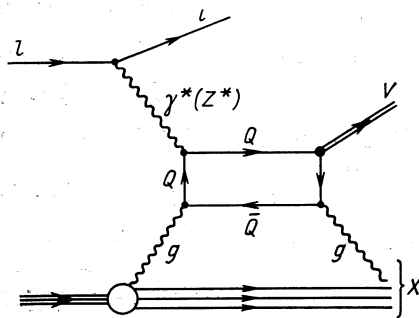


Рис. 9. Диаграмма, описывающая глубоконеупругое рождение векторного кваркония в низшем порядке по α_s

реакции (46) имеем [43]:

$$\frac{d\sigma(\gamma N \rightarrow V + X)}{dt dx} = G(x) \frac{d\hat{\sigma}}{dt}(\gamma g \rightarrow V + g), \quad (49)$$

где $G(x)$ — функция распределения глюонов в нуклоне, а кинематические инварианты реакции (46) связаны с инвариантами подпроцесса следующим образом: $\hat{s} = sx$, $\hat{t} = t$, $\hat{u} = M_V^2 - sz$. Аналогичные вычисления выполнены и в более общем случае виртуального фоторождения векторного кваркония (см. [44] и цитируемую там литературу), однако мы здесь не приводим соответствующих формул из-за их громоздкости.

Для получения полного сечения и распределения по отдельным переменным определим область допустимых значений последних

$$0 \leq p_{\perp}^2 \leq (1-z)[(2\nu - Q^2)z - M_V^2], \quad \frac{M_V^2}{2\nu - Q^2} \leq z \leq 1 \quad (50)$$

при фиксированных Q^2 и ν , удовлетворяющих условиям

$$2\nu - Q^2 \geq M_V^2, \quad M_V^2 \leq 2\nu \leq s. \quad (51)$$

Напротив, при фиксированных значениях z и p_{\perp}^2 , удовлетворяющих условиям

$$sz(1-z) - M_V^2(1-z) - p_{\perp}^2 \geq 0, \quad M_V^2/s \leq z \leq 1, \quad (52)$$

переменные Q^2 и ν изменяются в следующих пределах:

$$2\nu - Q^2 \geq \frac{p_{\perp}^2 + (1-z)M_V^2}{z(1-z)}, \quad M_V^2 \leq 2\nu \leq s. \quad (53)$$

Отметим, что при анализе кинематики рассматриваемого процесса мы всюду пренебрегаем массой нуклона M_N .

Для применимости партонного приближения инвариантная масса адронной системы X должна быть довольно большой, $M_X \gtrsim 2$ ГэВ [45], так как при малых значениях M_X становятся существенными специфические упругие и квазиупругие адронные каналы, вклад которых не учитывается нами даже в усредненном виде. Это ограничение в переменных z и p_{\perp}^2 имеет вид

$$1 - z > \frac{zM_X^2 + p_{\perp}^2}{sz - M_V^2}, \quad (54)$$

так что наше приближение неприменимо в узкой области $z = 1$.

В обычных глубоконеупругих процессах характерный масштаб области взаимодействия задается квадратом импульса виртуального γ -кванта $Q^2 = -q^2$. Применимость партонного подхода и теории возмущений КХД к описываемым процессам определяется областью достаточно больших $Q^2 \gtrsim Q_0^2$, таких, что эффективная константа связи КХД

$$\alpha_s(\hat{Q}^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N) \ln(\hat{Q}^2/\Lambda)} \quad (55)$$

при соответствующих значениях $\hat{Q}^2 = Q^2$ достаточно мала [в формуле (55) N — число «активных» ароматов]. Однако в случае инклюзивного образования адрона с большой массой и (или) большим поперечным импульсом в глубоконеупругой реакции для обеспечения малости эффективных расстояний не требуется больших значений Q^2 и существует определенный произвол в выборе характерного масштаба \hat{Q}^2 . Одна из возможностей заключается в выборе $\hat{Q}^2 = |\hat{t}|$ [43]. При этом требование $|\hat{t}| \cong Q_0^2$ приводит к следующему ограничению на допустимую в модели область изменения переменной z :

$$1 - z \geq \frac{Q_0^2 - p_{\perp}^2}{M_V^2 + Q_0^2 + zQ^2}, \quad (56)$$

что исключает применимость теории возмущений в области $z \simeq 1$. Возможен и иной выбор масштаба \hat{Q}^2 , например $\hat{Q}^2 = \hat{s}$ или $\hat{Q}^2 = M_V^2 + p_{\perp}^2$ [46], который не налагает дополнительных ограничений на кинематические переменные в случае образования тяжелых кварков. В любом случае необходимо учитывать \hat{Q}^2 -зависимость функции $G(x)$, т. е. нарушение скейлинга в функции распределения глюонов в нуклоне. Можно ограничиться наиболее простым способом учета этого нарушения, выбрав функцию $G(x)$ в виде

$$G(x) = \frac{n+1}{2x} (1-x)^n, \quad (57)$$

где $n = 5$ в случае чармония и $n = 6$ в случае боттония. Такой выбор с достаточной точностью воспроизводит более сложные параметризации [46]. Параметр Λ в формуле (55) полагается равным 0,3 ГэВ, что соответствует $\alpha_s(M_{\psi}^2) \approx 0,3$ и $\alpha_s(M_V^2) \approx 0,2$.

Сравнение модельных расчетов с экспериментальными данными различных групп по глубоконеупругому рождению J/ψ -мезона в μN -взаимодействиях представлены на рис. 10—12 [47]. Видно, что модель хорошо воспроизводит дифференциальные спектры по переменным z и p_{\perp}^2 , а также поведение сечения процесса (46) в зависимости от Q^2 . Однако полное сечение реакции (46) в 4—5 раз меньше экспериментально наблюдаемого [43, 44]. Отметим, что подобное несоответствие имеет место и при одиночном, и при парном адрон-

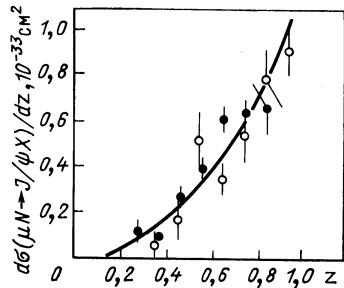


Рис. 10. Сравнение теоретического предсказания для z -распределения дифференциального сечения глубоконеупругого мюоруждения J/ψ -мезона с данными ВФР-группы (темные точки) и ЕМС (светлые точки)

ном образовании J/ψ -мезонов, что может быть связано как с поправками высших порядков по α_s , так и с релятивистскими эффектами в связанном состоянии $(\bar{c}c)$, приводящими к понижению эффективного порога реакции [44].

Наиболее интересны предсказания модели для угловых распределений лептонной пары от распада векторного кваркония и ее зависимость от виртуальности фотона [44]. Эти результаты в большей

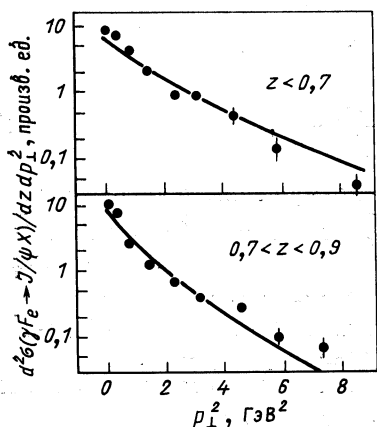


Рис. 11. Сравнение теоретического предсказания для p_{\perp}^2 -распределения дважды дифференциального сечения виртуального фоторождения J/ψ -мезона с данными ВФР-группы в различных областях z .

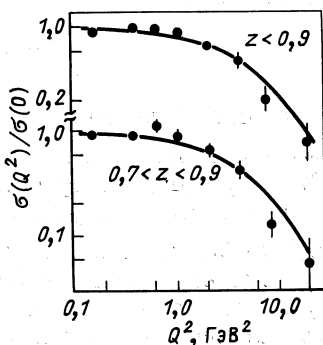


Рис. 12. Сравнение предсказания модели с данными ВФР-группы для Q^2 -зависимости сечения виртуального фоторождения J/ψ -мезона

степени свободны от вышеупомянутых неопределенностей и поэтому могут служить чувствительным способом проверки модели, однако большие погрешности в существующих экспериментальных данных не позволяют пока сделать однозначного вывода.

Нейтринное рождение кваркония. В отличие от электророждения кваркония в глубоконеупругих нейтринных реакциях образование зарядово-четных состояний происходит в том же порядке по α_s , что и зарядово-нечетных. Поэтому вклад в сечение рождения J/ψ от распадов χ_{J-} -уровней будет существенным. J/ψ - и ψ' -частицы рождаются посредством векторной части слабого нейтрального тока в подпроцессе $Z^{0*} + g \rightarrow J/\psi (\psi') + g$, который полностью аналогичен подпроцессу $\gamma^* + g \rightarrow J/\psi (\psi') + g$, рассмотренному выше. Сечения этих подпроцессов связаны следующим образом:

$$\sigma(Z^{0*}g \rightarrow J/\psi g) = \frac{9M_Z^2 G \left(1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W\right)}{32\sqrt{2}\pi\alpha} \sigma(\gamma^*g \rightarrow J/\psi g).$$

Зарядово-четные χ_J -состояния рождаются через аксиальную область слабого нейтрального тока. Из-за малости отношения $g_V/g_A = \left(1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W\right)^2 \approx 0,15$ выход χ_J -состояний ожидается существенно большим, чем прямых J/ψ . Однако точные вычисления показывают [44], что χ_J -уровни рождаются в основном в упругой области, т. е. при малых значениях энергии адронной системы E_X , чего нельзя сказать относительно J/ψ и ψ' . Так, при $E_X \gtrsim M_N \sigma(\chi_1)/\sigma(J/\psi) \sim \sim 10$, в то время как в области $E_X \gtrsim 10$ ГэВ это отношение порядка единицы. При $E_N = 60$ ГэВ и $E_X \gtrsim 5$ ГэВ сечение образования J/ψ -мезона с учетом вкладов от распада χ_J -уровней составляет $\sigma(\nu N \rightarrow J/\psi X) \approx 10^{-42}$ см². Экспериментально измеренное сечение [48] при $\langle E_N \rangle = 60$ ГэВ и $E_X > 10$ ГэВ равно $\approx 4 \cdot 10^{-41}$ см². Столь большое расхождение между модельным и экспериментально наблюдаемым сечением можно объяснить тем, что в области малых E_X доминирует дифракционный механизм рождения. Дальнейшее экспериментальное исследование в глубоконеупругой области может служить еще одним тестом справедливости рассматриваемой модели.

Нейтринное рождение связанных состояний тяжелых кварков с разными ароматами. Взаимодействие слабого заряженного тока с глюоном может привести к образованию пары тяжелых кварков $Q_1 \bar{Q}_2$:

$$\left. \begin{aligned} W^+ + g &\rightarrow \bar{s} + c, & W^+ + g &\rightarrow \bar{b} + c; \\ W^- + g &\rightarrow s + \bar{c}, & W^- + g &\rightarrow b + \bar{c}. \end{aligned} \right\} \quad (58)$$

При рассмотрении процессов такого рода [49, 50] обычно предполагается, что адронизация каждого из конечных кварков происходит независимо; это приводит к ассоциативному рождению странной и очарованной или же очарованной и прелестной частиц. Однако пара тяжелых кварков в реакциях (58) может после обесцвечивания сформировать связанное состояние с соответствующими квантовыми числами $H^+ \equiv (sc)$ или $(\bar{b}c)$, $H^- \equiv (s\bar{c})$ или $(b\bar{c})$. Ниже мы рассмотрим инклюзивное рождение псевдоскалярных мезонов H^\pm в реакциях [17]

$$\nu N \rightarrow l^- + H^+ + X, \quad (59a)$$

$$\bar{\nu} N \rightarrow l^+ + H^- + X. \quad (59b)$$

По нашему мнению, процессы типа (59) занимают промежуточное положение между процессами образования частиц со скрытым очарованием и прелестью, с одной стороны, и рождением связанных состояний тяжелых кварков с легкими, с другой. Использование вышеизложенной модели для описания реакции (59) позволяет рас-

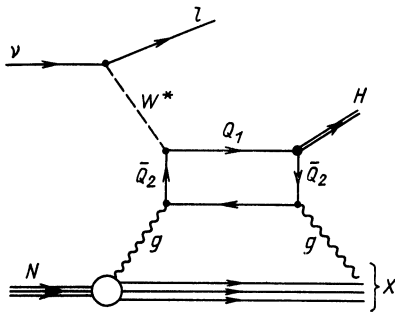


Рис. 13. Диаграмма, описывающая нейтринное рождение связанных состояний тяжелых кварков с разными ароматами в низшем порядке по α_s

ширять область ее применимости на случай образования частиц с открытыми ароматами.

Диаграмма, соответствующая процессам (59) в рассматриваемом приближении, представлена на рис. 13. В низшем порядке теории

возмущений электрослабого взаимодействия дифференциальные сечения реакций (59) записываются в виде

$$d\sigma^{\nu, \bar{\nu}} = \frac{1}{2(2\pi)^6 s} \frac{g^4}{(g^2 - M_W^2)^2} L_{\mu\nu}^{\nu, \bar{\nu}} \hat{W}_{\mu\nu}^{\nu, \bar{\nu}} \frac{d^3 q_2}{2q_2^0} \frac{d^3 p}{2p^0}. \quad (60)$$

Тензор $L_{\mu\nu}^{\nu, \bar{\nu}}$ определяет лептонную часть процесса и представляет собой произведение слабых заряженных лептонных токов, просуммированное по спиновым состояниям конечного лептона,

$$L_{\mu\nu}^{\nu, \bar{\nu}} = \sum_{\text{спин}} \left(j_{\mu}^{\nu, \bar{\nu}} \right)^+ j_{\nu}^{\nu, \bar{\nu}} = 8 [q_{1\mu} q_{2\nu} + q_{1\nu} q_{2\mu} - (q_1 q_2) g_{\mu\nu} \mp i \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q_{1\rho} q_{2\sigma}], \quad (61)$$

где q_1 и q_2 — 4-импульсы начального нейтрино и конечного лептона соответственно. Тензор $\hat{W}_{\mu\nu}^{\nu, \bar{\nu}}$, описывающий адронный блок, определяется следующим образом:

$$\hat{W}_{\mu\nu}^{\nu, \bar{\nu}}(P; p, q) = \sum_{\text{спин}} \sum_X (2\pi)^4 \delta^4(P + q - p_X - p) \times \\ \times \langle P | (J_{\mu}^{\nu, \bar{\nu}})^+ | p, X \rangle \langle p, X | J_{\nu}^{\nu, \bar{\nu}} | P \rangle. \quad (62)$$

Здесь P , p и p_X — 4-импульсы начального нуклона, конечного мезона $H = (Q_1 \bar{Q}_2)$ и адронной системы X соответственно; $q = q_1 - q_2$ — импульс виртуального W -бозона, а M_W — его масса; g — константа взаимодействия заряженного тока $g^2 = \frac{G}{\sqrt{2}} M_W^2$; $s = (P + q_1)^2$ — квадрат полной энергии. С учетом условий эрмитовой сопряженности слабых адронных токов $J_{\mu}^{\nu, \bar{\nu}}$, инвариантности относительно обращения времени, локальности и калибровочной инвариантности, в пренебрежении массой конечного лептона величина

$\hat{W}_{\mu\nu}^{y,\bar{v}}$ может быть представлена в следующем виде:

$$\begin{aligned} \hat{W}_{\mu\nu}^{y,\bar{v}}(P; p, q) = & -g_{\mu\nu}\hat{W}_1^{y,\bar{v}} + P_\mu P_\nu \hat{W}_2^{y,\bar{v}} + P_\mu P_\nu \hat{W}_3^{y,\bar{v}} + \\ & + \frac{1}{2}(P_\mu P_\nu + P_\nu P_\mu)\hat{W}_4^{y,\bar{v}} + \frac{i}{2}\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\left[P_\rho q_\sigma \hat{W}_5^{y,\bar{v}} + P_\rho p_\sigma \hat{W}_6^{y,\bar{v}} + \right. \\ & \left. + p_\rho q_\sigma \hat{W}_7^{y,\bar{v}}\right], \end{aligned} \quad (63)$$

причем структурные функции $\hat{W}_i^{y,\bar{v}}$ зависят от инвариантных переменных $v = (Pq)$, q^2 , (Pp) и (pq) .

В партонном приближении тензор

$$\hat{W}_{\mu\nu}^{y,\bar{v}} = \frac{\pi}{(Pp) - (Pq)} G(x) \sum_{\text{пол}} T_\mu^+ T_\nu, \quad (64)$$

где $G(x)$ — функция распределения глюона в начальном нуклоне; T_μ — матричный элемент подпроцесса

$$W^* + g \rightarrow H + g, \quad (65)$$

а $\sum_{\text{пол}}$ обозначает суммирование по поляризации и цвету конечных частиц и усреднение по поляризации и цвету начальных. Возводя в квадрат матричный элемент подпроцесса (65), усредняя по начальным спиновым и цветовым состояниям и суммируя по конечным, получим следующее выражение для структурных функций $\hat{W}_i^{y,\bar{v}}$:

$$\left. \begin{aligned} \hat{W}_1^{y,\bar{v}} &= \hat{W}_0 \hat{t} (\hat{s}\hat{u} - M^2 q^2) [(q^2 + \hat{t} - M^2)^2 + (2\kappa - 1)^2 (\hat{s} - \hat{u})^2]; \\ \hat{W}_2^{y,\bar{v}} &= 4\hat{W}_0 x^2 (\hat{s}\hat{u} - M^2 q^2) [(2\kappa - 1)^2 ((\hat{s} + \hat{u})^2 - 4M^2 q^2) - \\ & - (q^2 + \hat{t} - M^2)^2]; \\ \hat{W}_3^{y,\bar{v}} &= 4\hat{W}_0 (2\kappa - 1)^2 [(2\kappa - 1)^2 ((\hat{s}\hat{u} - M^2 q^2)^2 + M^4 \hat{t}^2) - \\ & - (\hat{s}\hat{u} - M^2 q^2)^2 - 2q^2 \hat{t} (\hat{s}\hat{u} - M^2 q^2) + M^4 \hat{t}^2]; \\ \hat{W}_4^{y,\bar{v}} &= -\frac{1}{x} \hat{W}_2^{y,\bar{v}}, \quad \hat{W}_5^{y,\bar{v}} = \hat{W}_6^{y,\bar{v}} = 0; \\ \hat{W}_7^{y,\bar{v}} &= \pm 8(2\kappa - 1) \hat{W}_0 \hat{t} (\hat{s}\hat{u} - M^2 q^2) (q^2 + \hat{t} - M^2), \end{aligned} \right\} \quad (66)$$

где $\kappa = m_{Q_1}/M$ ($M = m_{Q_1} + m_{Q_2}$) и $\hat{W}_0 = \frac{1}{24} \frac{G(x)}{v(1-z)} \times$

$$\times \frac{2^{13} \pi^3 \alpha_s^2 C_0^2 |U_{Q_1 Q_2}|^2 M^2 (q^2 - M^2)^2}{(\hat{s} - M^2)^2 (\hat{u} - M^2)^2 [(q^2 + \hat{t} - M^2)^2 - (2\kappa - 1)^2 (q^2 - t - M^2)^2]}. \quad (67)$$

В выражении (67) вершинная константа вычисляется по формуле (19), а $U_{Q_1 Q_2}$ — элемент матрицы Кобаяши — Маскава, определяющий переход $Q_1 \rightarrow Q_2$.

Свертывая адронную часть (63) с лептонной (69), проводя интегрирование по азимуту вектора \mathbf{p} и переходя к переменным Q^2 , ν , z и p_{\perp}^2 , определенным аналогично случаю электророждения кваркония, получаем следующее выражение для дифференциального сечения процессов (59) [51]:

$$\frac{d\sigma^{\nu, \bar{\nu}}}{dQ^2 d\nu dz dp_{\perp}^2} = \frac{1}{4(2\pi)^5 s^2} \frac{g^4}{(Q^2 + M_W^2)^2} \frac{1}{z} \{ 2Q^2 \tilde{W}_1^{\nu, \bar{\nu}} + s(s - 2\nu) \tilde{W}_2^{\nu, \bar{\nu}} \mp Q^2(s - \nu) \tilde{W}_3^{\nu, \bar{\nu}} \}. \quad (68)$$

Структурные функции $\tilde{W}_i^{\nu, \bar{\nu}}$ выражаются через $\hat{W}_i^{\nu, \bar{\nu}}$ следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{W}_1^{\nu, \bar{\nu}} &= 2\pi \hat{W}_1^{\nu, \bar{\nu}} + \pi p_{\perp}^2 \hat{W}_3^{\nu, \bar{\nu}}; \\ \tilde{W}_2^{\nu, \bar{\nu}} &= 2\pi \left(1 - \frac{p_{\perp}^2 + M^2 + Q^2 z^2}{2\nu x z} \right) \hat{W}_2^{\nu, \bar{\nu}} + \\ &+ \pi \frac{(p_{\perp}^2 + M^2 + Q^2 z^2)^2 + 2Q^2 p_{\perp}^2 z^2}{2\nu^2 z^2} \hat{W}_3^{\nu, \bar{\nu}}; \\ \tilde{W}_3^{\nu, \bar{\nu}} &= \pi \frac{p_{\perp}^2 + M^2 + Q^2 z^2}{\nu z} \hat{W}_7^{\nu, \bar{\nu}}. \end{aligned} \right\} \quad (69)$$

где переменная x определена в (48), так что область допустимых значений переменных Q^2 , ν , z и p_{\perp}^2 ограничивается неравенствами (50) — (53).

Прежде чем перейти к обсуждению результатов, рассмотрим масштабные свойства процессов (59). Анализ размерностей указывает на то, что при не слишком высоких энергиях $s \ll M_W^2$ инклюзивное сечение нейтринного образования связанных состояний тяжелых кварков с массой M можно представить в следующем виде:

$$\sigma(M^2, s) \approx G^2 M^2 F(M^2/s) \sim \frac{M^2}{M_W^2} F(M^2/s), \quad (70)$$

где F — безразмерная функция. Это означает, что при одинаковом отношении M^2/s и прочих равных условиях сечение пропорционально квадрату массы рождаемой частицы. Такая ситуация является специфической для слабых процессов из-за наличия двух размерных величин — массы мезона M и массы калибровочного бозона M_W . Напомним, что в процессах фото-, электро- и адророждения состояний тяжелых кварков инклюзивное сечение обратно пропорционально квадрату массы последнего. В действительности в соотношении (70), основанном на простом размерном анализе, не учитывается ряд факторов. В частности, величина C_0 , связанная с волновой функцией состояния $(Q_1 \bar{Q}_2)$, существенно зависит от масс составляющих кварков (см. разд. 1). Кроме того, эффективная константа связи α_s и форма глюонной структурной функции зависят от характерных виртуаль-

ностей в подпроцессе (65). В выражении для сечения присутствует также угол смешивания, определяющий переход Q_1 в Q_2 . Учет указанных факторов приводит к нарушению соотношения (70).

При определении вершинных констант $C_0(F)$ и $C_0(B_c)$ можно воспользоваться результатом нерелятивистской потенциальной модели для волновых функций в начале координат. В случае феноменологического степенного потенциала $V(r) \sim r^n$ [4]

$$|R_0^H(0)|^2 = |R_0^\psi(0)|^2 = \left(\frac{M}{M_\psi} \right)^{\frac{3}{2+n}}, \quad (71)$$

где $R_0^\psi(0)$ связано с лептонной шириной J/ψ -мезона по формуле (1) и равно $|R_0^\psi(0)|^2 \approx 0,49 \text{ ГэВ}^3$, а параметр η полагается равным 0,1. Значение параметра $\Lambda = 0,3 \text{ ГэВ}$ [см. (55)] соответствует $\alpha_s(M_F^2) \approx 0,35$ и $\alpha_s(M_{B_c}^2) \approx 0,25$, где $M_F = 2 \text{ ГэВ}$, $M_{B_c} = 6,3 \text{ ГэВ}$ при следующих значениях масс кварков: $m_s = 0,5 \text{ ГэВ}$, $m_c = 1,5 \text{ ГэВ}$, $m_b = 4,8 \text{ ГэВ}$. Функцию распределения глюонов мы опять выбрали в виде (57) с $n = 5$ для F -мезонов и $n = 6$ для B_c -мезонов.

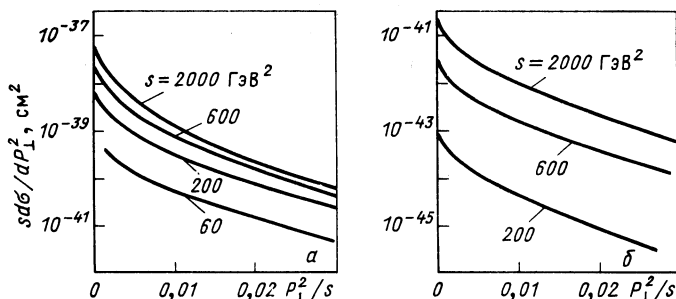


Рис. 14. z -зависимость дифференциального сечения процесса (59) для F -мезонов (а) и B_c -мезонов (б) при различных значениях s

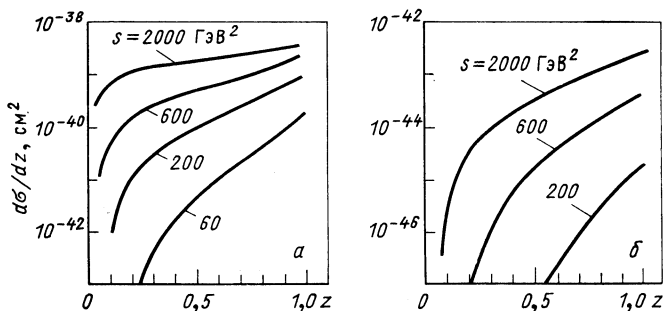


Рис. 15. p_\perp^2 -зависимость дифференциального сечения процесса (59) для F -мезонов (а) и B_c -мезонов (б) при различных значениях s

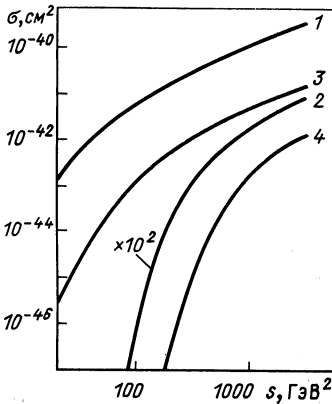


Рис. 16. Сечение нейтринного образования F -, η_c -, η_b -, B_c -мезонов (кривые 1—4 соответственно) в зависимости от полной энергии

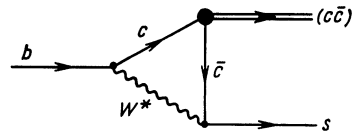


Рис. 17. Диаграмма, описывающая образование различных состояний чармония в распадах b -кварка

Дифференциальные спектры по переменным z и p_{\perp}^2 , полученные в результате численного интегрирования выражения (68), представлены на рис. 14, 15. В рамках простой партонной модели дифференциальное сечение $d\sigma/dz$ связано с глюонной структурной функцией нуклона: $d\sigma/dz \sim G(1-z)$ (см., например, [41]). Анализ z -распределений F - и B_c -мезонов, представленных на рис. 14, показывает, что в нашем приближении также доминирует область z , близких к единице, хотя с ростом энергии возрастает роль малых z , что связано с потерей энергии парой $Q_1\bar{Q}_2$ на излучение глюона. Из рис. 15 видно, что форма распределения по переменной p_{\perp}^2/s практически не зависит от энергии. Это соответствует линейному росту среднего квадрата поперечного импульса $\langle p_{\perp}^2 \rangle$ рождаемого мезона с ростом s . Так, $\langle p_{\perp}^2 \rangle$ для F -мезона равно: 0,8; 1,8; 4,3 ГэВ² при $s = 200; 600; 2000$ ГэВ² соответственно. Столь высокие значения поперечного импульса пара $Q_1\bar{Q}_2$ приобретает, очевидно, в результате излучения глюона, необходимого для перехода в бесцветное состояние. Отметим, что в области больших $p_{\perp} \gtrsim 1$ ГэВ рассматриваемый нами механизм образования F -мезона является доминирующим, хотя в области малых p_{\perp} возможно существование других конкурирующих подпроцессов.

На рис. 16 приведена s -зависимость полного сечения образования F - и B_c -мезонов в процессе (59). При высоких энергиях $s \gtrsim 200$ ГэВ² сечение образования F -мезона, по нашим оценкам, составляет примерно $3 \cdot 10^{-5}$ полного сечения взаимодействия заряженных токов. Существующий произвол в выборе значений параметров [таких, как эффективные массы кварков, $R(0)$, углы смешивания и т. п.], не влияющий на форму дифференциальных спектров, может в несколько раз изменить значение полного инклюзивного сечения образования

F - и B_c -мезонов. Существенный вклад в сечение могут дать также радиационные распады векторных состояний F^* и B_c^* , относительная вероятность которых ожидается близкой к единице.

Отметим, что при рассмотрении нейтринного образования псевдоскалярных состояний кваркония η_c и η_b посредством аксиальной части слабого нейтрального тока [52] можно воспользоваться формулами (66) — (69) с соответствующими модификациями. В частности, следует положить $\kappa = 1/2$ и $|U_{Q_1 Q_2}| = 1$, а также $\frac{G}{\sqrt{2}} M_W^2$ заменить $\frac{1}{2} \frac{G}{\sqrt{2}} M_Z^2$ и подставить значения всех остальных параметров (α_s , $R(0)$, n) для соответствующих частиц. Дифференциальные распределения по различным кинематическим переменным во многом аналогичны распределениям для F - и B_c -мезонов, а зависимость сечения от начальной энергии нейтрино для η_c - и η_b -частиц представлена на рис. 16 кривыми 2 и 3 соответственно.

Образование чармония в распадах B -мезонов. Распад B -мезона по каналу $J/\psi + X$ исключительно интересен по нескольким причинам. Во-первых, ширина такого распада может быть надежно вычислена в спектральной модели и выявлена роль глюонов в процессе слабых распадов тяжелых кварков [53, 54]. Во-вторых, распад прелестных мезонов и барионов по каналу $J/\psi + X$ обладает хорошей сигнатурой и удобен для наблюдения, поэтому точное значение вероятности распада важно для определения сечения рождения открытой прелести [53].

Ширина распада свободного b -кварка по каналу $(c\bar{c}) + s$ может быть вычислена в рамках вышеизложенного формализма. Диаграмма, описывающая такой распад в ведущем порядке теории возмущений, представлена на рис. 17. В таком приближении образование χ_0 - и χ_2 -состояний чармония запрещено правилами отбора. Вычисление вероятностей распадов, проведенное с использованием формул разд. 1, приводит к следующим выражениям для ширин:

$$\Gamma(b \rightarrow \eta_c + s) = AC_0^2 M_\eta \lambda^{1/2} (m_b^2; m_s^2, M_\eta^2) [(m_b^2 - m_s^2)^2 - M_\eta^2 (m_b^2 + m_s^2)]; \quad (72)$$

$$\Gamma(b \rightarrow J/\psi + s) = AC_0^2 M_\psi^2 \lambda^{1/2} (m_b^2; m_s^2, M_\psi^2) \times \\ \times [(m_b^2 - m_s^2)^2 + M_\psi^2 (m_b^2 + m_s^2)]; \quad (73)$$

$$\Gamma(b \rightarrow \chi_1 + s) = \frac{1}{3} AC_1^2 M_{\chi_1}^2 \lambda^{1/2} (m_b^2; m_s^2, M_{\chi_1}^2) [(m_b^2 - m_s^2)^2 + \\ + M_{\chi_1}^2 (m_b^2 + m_s^2)], \quad (74)$$

где $A = 16\pi^2 \Gamma_0 |U_{bc}|^2 |U_{cs}|^2 / m_b^2$; $\Gamma_0 = G^2 m_b^5 / (492 \pi^3)$; m_b и m_s — массы соответствующих кварков, а вершинные константы C_0 и C_1 определены в разд. 1. Вероятности образования различных состояний чармония, вычисленные по формулам (72) — (74), связаны сле-

дующим соотношением:

$$\eta_c : J/\psi : \chi_1 : \psi' \approx 0,55 : 1 : 0,25 : 0,30. \quad (75)$$

Полную ширину распада b -кварка в таком приближении, пренебрегая переходом $b \rightarrow u$, определим следующим образом:

$$\Gamma(b \rightarrow c + X) = \Gamma_0 |U_{bc}|^2 \sum_{jl} K_{jl} |U_{jl}|^2 I(m_c^2, m_s^2, m_l^2). \quad (76)$$

Суммирование в (76) производится по всевозможным каналам распада: $jl = ev, \mu\nu, \tau\nu, \bar{u}d, \bar{u}s, \bar{c}d, \bar{c}s$; при этом цветовой коэффициент K_{jl} равен 1 для лептонов и 3 для кварков, а U_{jl} обозначает соответствующие элементы матрицы Кобаяши — Маскава. Интеграл по трехмерному фазовому объему нормирован таким образом, что $I(0, 0, 0) = 1$.

Относительную вероятность инклюзивного образования J/ψ -мезона с учетом распадов χ_1 - и ψ' -мезонов по каналам $J/\psi + X$ нетрудно вычислить с помощью формул (72) — (76):

$$B(b \rightarrow J/\psi + X) = (1,64 + 0,25 \cdot 0,26 + 0,3 \cdot 0,53)\% \approx 1,8\%.$$

Однако следует отметить, что неопределенности, связанные с выбором значений эффективных масс кварков, приводят к некоторому изменению полученного результата.

Разными экспериментальными группами измеренные значения [55]

$$B_{\text{эксп}}(B \rightarrow J/\psi + X) = \begin{cases} (1,37_{-0,5}^{+0,6})\% (\text{ARGUS}) \\ (1,09 \pm 0,16 \pm 0,21)\% (\text{CLEO}) \end{cases}$$

находятся в разумном согласии с результатом модели, что подтверждает справедливость предположения о возможности рассмотрения процесса обесцвечивания для тяжелых кварков в рамках теории возмущений. Действительно, относительная вероятность образования пары cc в синглетном цветовом состоянии составляет 1/9 вероятности распада b -кварка по каналу $c + \bar{c} + s$, которая может быть вычислена по формуле (76):

$$B(b \rightarrow (c\bar{c})_{\text{цв, сингл}} + s) \approx \frac{1}{9} \cdot 25\% \approx 2,8\%, \quad (77)$$

тогда как, суммируя вклады различных состояний чармония ($i = \eta_c, J/\psi, \chi_1, \psi'$), имеем:

$$\sum_i B(b \rightarrow (c\bar{c})_i + s) = 1,64 (0,55 + 1 + 0,25 + 0,30) \approx 3,4\%. \quad (78)$$

Близость оценок (77) и (78) указывает на то, что вероятность образования пары cc в синглетном состоянии по цвету полностью насыщается образованием состояний кваркония (некоторое различие в оценках связано, по-видимому, с неопределенностью в значениях

масс кварков). Последнее обстоятельство указывает на необходимость фактора $1/9$ в (77) и малость роли цветowych обменов глюонами, что подтверждает применимость спектаторной модели в распадах тяжелых мезонов.

4. КВАРКОНИЙ В ПРОЦЕССАХ ОБРАЗОВАНИЯ И РАСПАДА ХИГГСОВСКИХ ЧАСТИЦ

После открытия W^\pm и Z^0 калибровочных бозонов единственной недостающей компонентой в стандартной $SU(2) \times U(1)$ -модели электрослабого взаимодействия является нейтральный хиггсовский бозон H^0 , поиск которого в настоящее время представляется одной из важнейших задач физики частиц.

Трудности наблюдения H^0 -бозона связаны с тем, что масса H^0 является свободным параметром в стандартной модели, значение которого может находиться в широком интервале — от 7 до 1000 ГэВ (см. обзоры [56, 57]). Поскольку константы связи хиггсовского бозона с другими фундаментальными частицами пропорциональны массе последних, H^0 распадается в основном на кварки, лептоны и калибровочные бозоны с массой, максимально допустимой из кинематических соображений. Парциальные ширины распада H^0 по фермионным каналам возрастают пропорционально M_{H^0} , тогда как ширины распадов $H^0 \rightarrow W^+W^-$, Z^0Z^0 ведут себя как $M_{H^0}^3$. Для хиггсовской частицы с массой $M_{H^0} < 2M_W$ основными являются адронные моды распада, не имеющие хороших сигнатурных свойств, по которым наблюдение H^0 -бозона сильно затруднено из-за крайне малого отношения сигнал/фон. В интервале масс $2M_W \lesssim M_{H^0} \lesssim 600$ ГэВ определенные надежды возлагаются на хорошо идентифицируемые моды распада $H^0 \rightarrow W^+W^-$, $H^0 \rightarrow Z^0Z^0$. Еще более тяжелая хиггсовская частица становится, по-видимому, практически недоступной для наблюдения из-за быстрого роста ее полной ширины.

Определенный интерес представляет поиск характерных мод распада H^0 с четкой сигнатурой. Удобными для наблюдения модами распада тяжелых частиц с точки зрения простоты регистрации и хороших фоновых условий являются распады с участием векторных состояний кваркония J/ψ , Υ , T [40] и (или) жестких γ -квантов и реальных Z^0 -бозонов. Кроме того, исследование некоторых эксклюзивных реакций образования хиггсовских частиц также может оказаться полезным для наблюдения H^0 -бозонов в канале недостающей массы.

Тяжелые векторные мезоны в распадах хиггсовских частиц. При относительно малых значениях массы H^0 -бозона, $M_{H^0} \lesssim 2M_W$ последний распадается в основном на пару тяжелых кварков, которые могут впоследствии сформировать связанное состояние. Наибольший интерес представляют распады с участием 1^{--} -состояний кваркония, что связано с наличием у таких состояний легко идентифицируемой моды распада на лептонную пару.

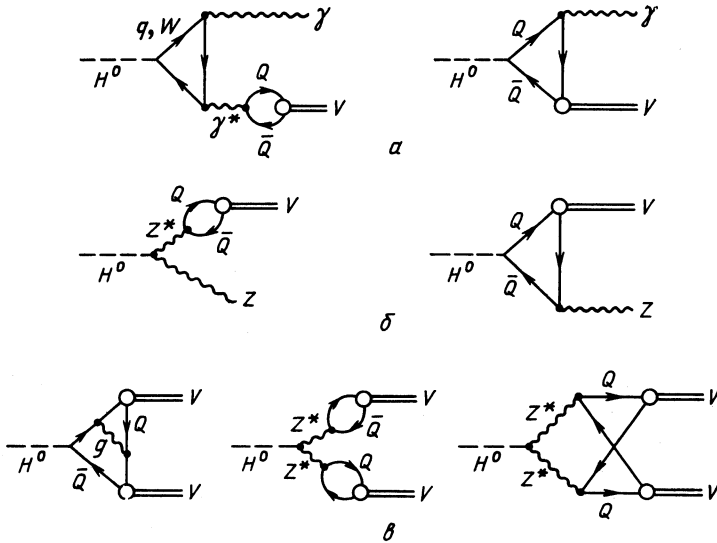


Рис. 18. Основные диаграммы, описывающие распады $H^0 \rightarrow V + \gamma$ (а), $H^0 \rightarrow V + Z^0$ (б) и $H^0 \rightarrow V + V$ (в)

Ниже рассмотрены распады хиггсовской частицы по следующим каналам:

$$H^0 \rightarrow V + \gamma; \tag{79}$$

$$H^0 \rightarrow V + Z^0; \tag{80}$$

$$H^0 \rightarrow V + V, \tag{81}$$

где $V = J/\psi, \Upsilon, T$. Диаграммы, описывающие указанные процессы в ведущих порядках теории возмущений КХД и стандартной модели электрослабых взаимодействий, представлены на рис. 18, а, б, в соответственно. Не вдаваясь в детали довольно громоздких вычислений, приведем окончательные выражения для ширины распадов (79) — (81) [58]:

$$\Gamma(H \rightarrow V + \gamma) = \frac{3\sqrt{2}}{8} G\alpha C_0^2 e_Q^2 \left(1 - \frac{M_V^2}{M_{H^0}^2}\right) M_{H^0}^3 \times \\ \times \left\{ \frac{\alpha}{\pi} \left(7 - \frac{4}{3} \sum_F e_F^2\right) \left(1 - \frac{M_V^2}{M_{H^0}^2}\right) + 4 \frac{M_V^2}{M_{H^0}^2} \right\}^2; \tag{82}$$

$$\Gamma(H \rightarrow V + Z^0) = \frac{3G^2 a^2 C_0^2 M_V^2 \lambda^{1/2} |d|^2}{4\pi M_{H^0}^3 (M_{H^0}^2 + M_Z^2 - M_V^2)^2} \times \\ \times \{M_Z^2 M_V^2 (\lambda + 4M_V^2 M_Z^2) |d|^{-2} + 2(\lambda + 12M_V^2 M_Z^2) (\lambda + 4M_Z^2 M_{H^0}^2) + \\ + 12M_V^2 (M_V^2 - M_Z^2) [(M_{H^0}^2 - M_V^2)^2 - M_Z^2]\}; \tag{83}$$

$$\Gamma(H \rightarrow VV) = \frac{64\pi}{9} G\sqrt{2} \alpha_s^2 C_0^4 \frac{M_V^4}{M_{H^0}} (1 - v^2) (3 + 2v^2 + 3v^4). \tag{84}$$

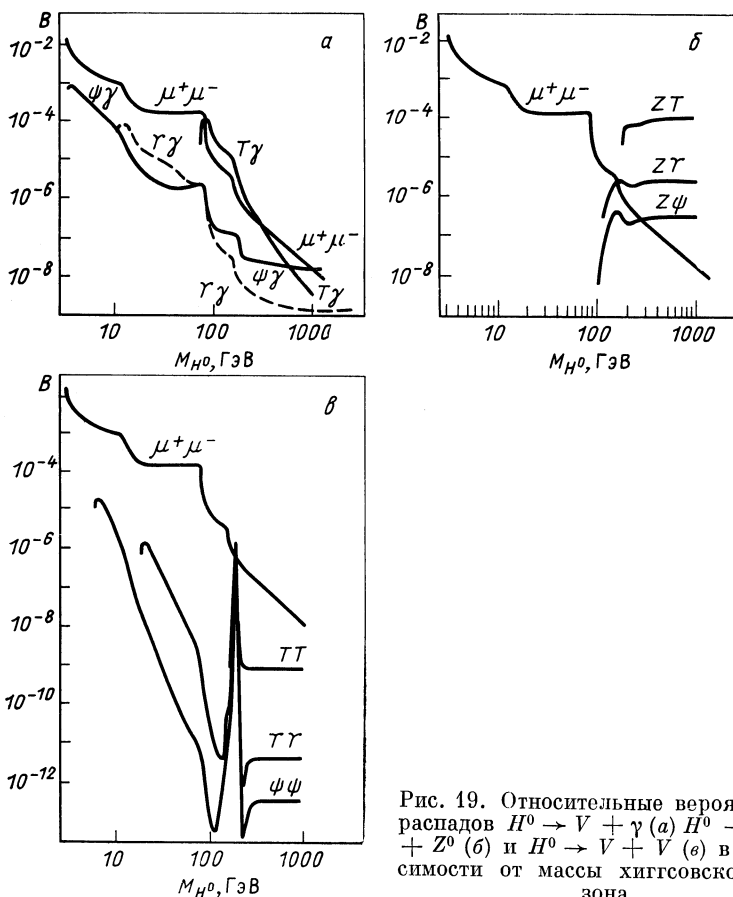


Рис. 19. Относительные вероятности распадов $H^0 \rightarrow V + \gamma$ (а) $H^0 \rightarrow V + Z^0$ (б) и $H^0 \rightarrow V + V$ (в) в зависимости от массы хиггсовского бозона

В формулах (82) — (84) введены следующие обозначения: \sum_F подразумевает суммирование по тяжелым фермионам с массой $\geq 0,2 M_{H^0}$ и зарядом e_F ; $v = (1 - 4M_V^2/M_{H^0}^2)^{1/2}$; $a = 1 - 4 |e_Q| \sin^2 \theta_W$; $\lambda = [M_{H^0}^2 - (M_V - M_Z)^2] [M_{H^0}^2 - (M_V + M_Z)^2]$; $d = M_Z^2 / (M_V^2 - M_Z^2 + i\Gamma_Z M_Z)$. Отметим, что выражение (84) справедливо при $M_V^2/M_Z^2 \ll 1$, $M_{H^0}^2/M_Z^2 \ll 1$. В этом случае основной вклад дает крайне левая диаграмма, представленная на рис. 18, в. Остальные две диаграммы дают существенный вклад при $M_{H^0} \gtrsim M_Z$ (точную формулу см. [58]).

Относительные вероятности распадов (79) — (81) представлены на рис. 19, а, б, в соответственно для случаев $V = J/\psi$, Υ и T^* .

* Мы рассматриваем топоний с массой $M_T = 80$ ГэВ и лептонной шириной $\Gamma(T \rightarrow \mu^+\mu^-) = 5$ кэВ.

На рисунках для сравнения представлена также относительная вероятность распада хиггсовского бозона на пару мюонов. Отметим, что в моделях с несколькими дублетами скалярных частиц масса H^0 не ограничена снизу значением 7—10 ГэВ, поэтому рассматривается интервал масс от 1 до 10^3 ГэВ. Из рисунков видно, что вычисленные вероятности, вообще говоря, малы, однако достигают уровня 10^{-3} — 10^{-4} в определенных интервалах масс H^0 -бозонов. Это означает, что рассмотренные моды распада, обладающие четкими сигнатурными свойствами и хорошим отношением сигнал/фон в процессах образования H^0 -частиц по сравнению с основными модами распада хиггсовских бозонов, могут быть полезны для наблюдения H^0 -частиц на строящихся в настоящее время ускорителях, рассчитанных на большую энергию и высокие светимости сталкивающихся частиц.

Совместное образование кваркония и хиггсовского бозона в e^+e^- -аннигиляции. Из изложенного выше следует, что при относительно

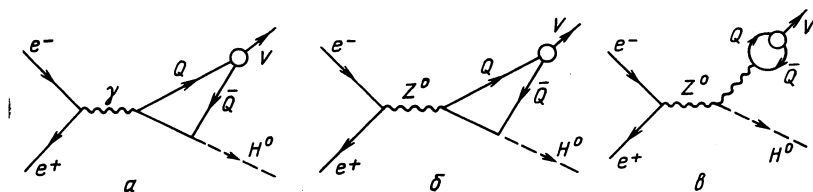


Рис. 20. Диаграммы, описывающие процесс $e^+e^- \rightarrow H^0 + V$ в низшем порядке по константе связи электрослабого взаимодействия

малой массе ($M_{H^0} \ll 2M_W$) характерные моды распадов H^0 с четкой сигнатурой имеют малые относительные вероятности, тогда как выделение хиггсовского бозона по основным модам распада затруднено наличием большого адронного фона. Поэтому наблюдение H^0 -бозона может оказаться более предпочтительным в эксклюзивных, чем в инклюзивных реакциях, даже если сечение образования H^0 в последнем случае существенно выше [59].

Ниже рассматривается ассоциативное рождение хиггсовской частицы с тяжелым векторным мезоном V ($V = J/\psi, \Upsilon, T$) в реакции

$$e^+e^- \rightarrow H^0 + V. \tag{85}$$

Процесс (85) имеет четкую сигнатуру, связанную с наличием моды распада $V \rightarrow \mu^+\mu^-$, и в определенной кинематической области позволяет достичь хорошего отношения сигнал/фон.

В ведущем порядке теории возмущений по константе связи электрослабого взаимодействия основной вклад в процесс (85) дают диаграммы, представленные на рис. 20.

Дифференциальное сечение реакции (85) в СЦМ равно [60]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 6\alpha^2 C_0^2 G \sqrt{2} M_V^4 \frac{\lambda^{1/2}(s, M_V^2, M_H^2)}{s^2} \sum_{i,j} A_i^\dagger A_j, \tag{86}$$

где A_i ($i = 1, 2, 3$) — матричные элементы соответствующих диаграмм рис. 20, a , b , c :

$$|A_1|^2 = e_Q^2 D_1^2 E_V^2 (1 + \cos^2 \theta + M_V^2 / E_V^2 \sin^2 \theta); \quad (87a)$$

$$|A_2|^2 = (a_e^2 + v_e^2) (v_Q / e_Q)^2 s^2 D_2^2 |A_1|^2; \quad (87б)$$

$$|A_3|^2 = (a_e^2 + v_e^2) v_Q^2 M_Z^2 s D_3^2 D_3^2 (1 + \cos^2 \theta + E_V^2 / M_V^2 \sin^2 \theta); \quad (87в)$$

$$A_1^\dagger A_2 + A_2^\dagger A_1 = 2v_e (v_Q / |e_Q|) s (s - M_Z^2) D_2^2 |A_1|^2; \quad (87г)$$

$$A_1^\dagger A_3 + A_3^\dagger A_1 = -4v_e v_Q |e_Q| M_Z^2 s^{1/2} \times \\ \times [(s - M_Z^2) (M_V^2 - M_Z^2) - \Gamma_Z^2 M_Z^2] D_1 D_3^2 D_3^2 E_V; \quad (87д)$$

$$A_2^\dagger A_3 + A_3^\dagger A_2 = -2(a_e^2 + v_e^2) v_Q^2 M_Z^2 (M_V^2 - M_Z^2) s^{3/2} D_1 D_2^2 D_3^2 E_V. \quad (87е)$$

В выражениях (87) введены следующие обозначения:

$$a_e = 1 / (2 \sin 2\theta_W), \quad D_1 = (s + M_{H^0}^2 - M_V^2)^{-1} \\ v_e = (1 - 4 \sin^2 \theta_W) / (2 \sin 2\theta_W), \quad D_2 = |s - M_Z^2 + i\Gamma_Z M_Z|^{-1}, \\ v_Q = (1 - 4|e_Q| \sin^2 \theta_W) / (2 \sin 2\theta_W); \quad D_3 = |M_V^2 - M_Z^2 + i\Gamma_Z M_Z|^{-1};$$

E_V — энергия мезона V ; θ — угол рассеяния.

Процесс (87) был рассмотрен в [61], где учитывался вклад только от механизма, представленного на рис. 20, c . Результаты расчетов, приведенные выше, указывают, однако, на то, что механизмы, представленные на рис. 20, a , b , не менее существенны. В качестве иллюстрации на рис. 21 приведены относительные вклады различных членов $A_i^\dagger A_j$ в полное сечение реакции (85) в зависимости от \sqrt{s} при $M_H = 7$ ГэВ для случаев $V = \Upsilon$ (рис. 21, a) и $V = T$ (рис. 21, b), откуда следует необходимость учета всех рассмотренных механизмов. Зависимость сечения от \sqrt{s} для разных масс H^0 -бозона приведена на рис. 22. Расчеты показывают, что за исключением околопороговой области сечение слабо зависит от массы H^0 -бозона. Можно отметить также, что в случае $V = T$ в окрестности $\sqrt{s} = M_Z$ образование хиггсовской частицы происходит практически изотропно в с.ц.м.

В процессе e^+e^- -аннигиляции возможно также образование H^0 -бозона совместно с возбужденными состояниями кваркония, которые с большой вероятностью распадаются по каналу $V + \dots$. Из-за малого энерговыделения в таких распадах указанные процессы практически неотличимы от реакции (85), поэтому экспериментально наблюдаемое сечение, по нашим оценкам, должно приблизительно в 2 раза превышать вычисленное по формулам (86), (87).

Оценки сечений фоновых процессов инклюзивного образования мезонов V в e^+e^- -аннигиляции указывают на практическое отсутствие фона в случае $V = T$, а также в случае $V = \Upsilon$, если $x = = 2E_V / \sqrt{s} \geq 0,7$ [62], тогда как для $V = J/\psi$ существует сильный фон от распадов $B \rightarrow J/\psi + X$ (см. разд. 3). Отношение сечения реак-

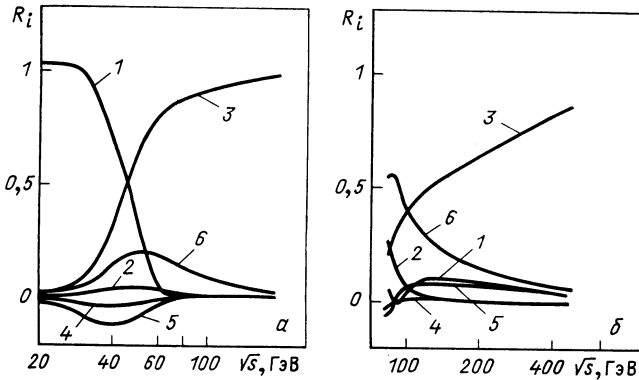


Рис. 21. Зависимость от энергии относительных вкладов R_i выражений (87а) — (87е) (кривые 1–6 соответственно) в полное сечение реакции (85) при $M_H = 7$ ГэВ для случаев $V = \gamma$ (а) и $V = T$, $M_T = 80$ ГэВ (б)

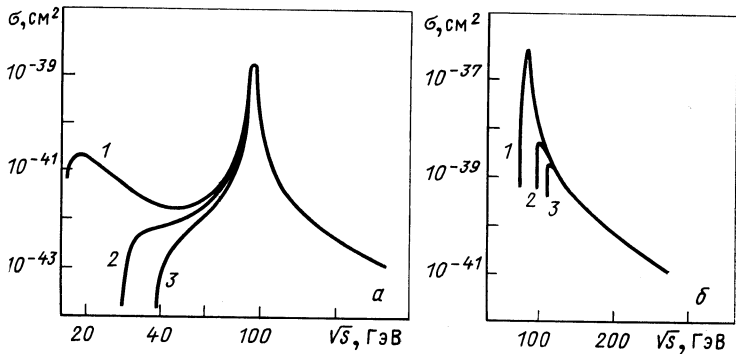


Рис. 22. Зависимость от энергии сечения реакции (85) для случаев $V = \gamma$ (а) и $V = T$, $M_T = 80$ ГэВ (б)

ции $e^+e^- \rightarrow \gamma(T) + H^0$ к полному сечению $e^+e^- \rightarrow$ адроны — порядка 10^{-7} (10^{-4}) при $M_V + M_{H^0} \leq \sqrt{s} \leq 2M_Z$ и слабо зависит от массы H^0 -бозона, что указывает на реальность поиска хиггсовского бозона в таких процессах не только на строящихся в настоящее время SLC и LEP, но и на существующих ускорителях PEP и PETRA.

Образование H^0 -бозонов в распадах тяжелых кварков. В определенных условиях (при $M_{H^0} < M_V$) наиболее перспективным является поиск H^0 -бозона в радиационных распадах векторного кваркonia [кросс-канал процесса (79)]. Ширина такого распада определяется соотношением (рис. 23) [63]

$$\Gamma(V \rightarrow H^0 + \gamma) = \frac{GM_V^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha} \left(1 - \frac{M_{H^0}^2}{M_V^2}\right) \Gamma(V \rightarrow \mu^+\mu^-). \quad (88)$$

При $M_{H^0}^2/M_V^2 \ll 1$ относительная вероятность такого процесса равна $6,4 \cdot 10^{-5}$ в случае J/ψ и $2,6 \cdot 10^{-4}$ в случае Υ . Для топония из (88) следует

$$\frac{\Gamma(T \rightarrow H^0 + \gamma)}{\Gamma(T \rightarrow \mu^+\mu^-)} \approx 0,58 \left(\frac{M_T}{80 \text{ ГэВ}} \right)^2. \quad (89)$$

Отметим, что поправки к формуле (88), связанные с учетом релятивистских эффектов [64] и высших порядков теории возмущений КХД [65] при определенных значениях массы хиггсовского бозона, приводят к существенному изменению вероятности распада. Учет

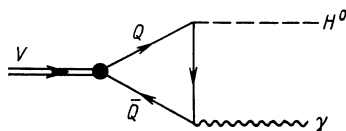


Рис. 23. Диаграмма, описывающая распад векторного кваркония по каналу $H^0 + \gamma$

эффектов слабых взаимодействий в отношении (89) пренебрежимо мал, однако полная ширина топония Γ_T в значительной степени определяется этими вкладками и сильно зависит от массы M_T (см., например, [66]). В частности, при $m_t = 40$ ГэВ

$$B(T \rightarrow H^0 + \gamma) \approx 2 \cdot 10^{-2} \left(1 - \frac{M_{H^0}^2}{M_T^2} \right).$$

С точки зрения поиска хиггсовского бозона в радиационных распадах топония наибольший интерес вызывают эксперименты на e^+e^- -пучках непосредственно в T -резонансе. Что касается pp - и $\bar{p}p$ -взаимодействий, то здесь фоновая ситуация, связанная с большим вкладом прямых фотонов, выглядит достаточно сложной.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложенный в данной работе подход для описания амплитуд процессов с участием связанных состояний тяжелых кварков основан на тех же предположениях, что и нерелятивистская потенциальная модель кваркония, и позволяет легко воспроизвести основные результаты последней. В то же время рассмотренный подход обладает целым рядом преимуществ, так как дает возможность вычислять амплитуды рассматриваемых процессов по обычным правилам Фейнмана, с учетом некоторых модификаций, связанных с трактовкой вершины перехода кварк — антикварк — мезон. Эти модификации включают подстановку в указанную вершину спинного оператора, обеспечивающего выделение связанного состояния с нужными квантовыми числами, и требование близости входящих в эту вершину кварков к массовой поверхности. Такая формулировка позволяет избавиться как от разложения амплитуд по парциальным волнам, так и от расходимостей, связанных с интегрированием по замкнутым

фермионным петлям, и существенно упрощает вычисления в высших порядках теории возмущений.

В рамках данного подхода с привлечением дополнительных предположений о структуре обычных адронов удалось описать большой набор экспериментальных данных по инклюзивному образованию различных состояний кваркония в сильных и электрослабых взаимодействиях. В частности, из анализа экспериментальных данных по фото- и адророждению J/ψ - и ψ' -частиц следует, что процесс образования и формирования бесцветных состояний тяжелых кварков может быть рассмотрен по теории возмущений КХД, причем учет кинематики излучения жестких глюонов позволяет правильно воспроизвести спектры J/ψ -мезонов. Изучение процессов инклюзивного образования J/ψ -частиц и других состояний чармония в распадах мезонов с открытой прелестью также подтверждает справедливость вывода о возможности учета эффектов сильного взаимодействия тяжелых кварков в рамках теории возмущений КХД. Тем не менее некоторые предсказания модели не совсем свободны от неопределенностей, связанных с учетом высших поправок КХД и релятивистских эффектов в связанных состояниях. Однако, следует отметить, что эти неопределенности не отражаются на основных выводах модели и могут привести лишь к изменению абсолютной нормировки.

Расширение области применения модели на случай нейтринного образования связанных состояний тяжелых кварков как со скрытым, так и с открытым ароматом может служить еще одним критическим тестом справедливости ее основополагающих предположений. Недостаточная статистическая обеспеченность существующих данных не позволяет провести детальное сравнение полученных распределений с экспериментально измеренными, однако полное инклюзивное сечение образования F -мезона имеет правильный порядок величины.

Кроме того, представленные эксклюзивные процессы образования и распада хиггсовского бозона с участием векторного состояния кваркония в определенных интервалах массы H^0 -бозона могут быть полезны при поиске последнего, что связано с наличием у векторного кваркония легко идентифицируемой моды распада на лептонную пару.

В заключение отметим, что рассмотренный подход можно обобщить на случай связанных состояний новых фундаментальных объектов с большой массой, существование которых предсказывается в суперсимметричных теориях, и вычислить различные характеристики процессов образования и распада таких частиц, что необходимо для выделения реакций, в которых наблюдение новых частиц наиболее вероятно.

Авторы выражают глубокую признательность Н. С. Амаглобели, А. М. Балдину, А. Н. Тавхелидзе, Ф. Г. Ткебучава за интерес к настоящей работе. Авторы искренне благодарны А. К. Лиходеду за сотрудничество и полезные замечания, а также В. Р. Гарсеванишвили, Л. А. Слепченко, Т. П. Топурия, А. А. Хелашвили за ценные советы и плодотворные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Logunov A. A., Soloviev L. D., Tavkhelidze A. N.//Phys. Lett. 1967. Vol. 24B. P. 181—183.
2. Novikov V. A., Okun L. B., Shifman M. A. e.a.//Phys. Rept. 1978. Vol. 41C. P. 1—133; Хозе В. А., Шифман М. А.//УФН. 1983. Т. 140. С. 3—74.
3. Вайнштейн А. И., Волошин М. Б., Захаров В. И. и др.//УФН. 1977. Т. 123. С. 217—255.
4. Eichten E., Gottfried T., Kinoshita K. D. e.a.//Phys. Rev. 1978. Vol. D17; P. 3090—3117; Quigg C., Rosner J. L.//Phys. Rept. 1979. Vol. C56. P. 167—235.
5. Быков А. А., Дремин И. М., Леонидов А. В.//УФН. 1986. Т. 143. С. 3—32; Дремин И. М.//УФН. 1986. Т. 150. С. 185—217.
6. Buchmuller W., Tye S.-H. H.//Phys. Rev. 1981. Vol. D24. P. 132—157.
7. Richardson J. L.//Phys. Lett. 1979. Vol. 82B. P. 272—274; Buchmuller W., Grunberg G., Tye S.-H. H.//Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 45. P. 103—106; Ibid. Vol. 45. P. 587(E).
8. Маргвеев В. А., Струминский Б. В., Тавхелидзе А. Н. Препринт ОИЯИ P-2524, Дубна, 1965; Van Royen R., Weisskopf V. F.//Nuovo Cimento. 1967. Vol. 50. P. 617—645.
9. Barbieri R., Gatto R., Kogerler R.//Phys. Lett. 1976. Vol. 60B. P. 183—188.
10. Appelquist T., Politzer H. D.//Phys. Rev. Lett. 1975. Vol. 34. P. 43—45.
11. Barbieri R., Gatto R., Remiddi E.//Phys. Lett. 1976. Vol. 61B. P. 465—468.
12. Cooper S.//Proc. 1985. Intern. Europhys. Conf. on High Energy Physics. Laterza Bari. 1985. P. 947—976.
13. Barbieri R., Curci G., D'Emilio E., Remiddi E.//Nucl. Phys. 1979. Vol. B154. P. 535—546; Celmaster W.//Phys. Rev. 1979. Vol. D19. P. 1517—1521; Barbieri R., Caffo M., Gatto R., Remiddi E.//Nucl. Phys. 1981. Vol. B192. P. 61—66.
14. Poggio E., Schnitzer H.//Phys. Rev. 1979. Vol. D20. P. 1175—1186; Ibid. 1980. Vol. D21. P. 2034—2036; Michael C., Payne E. P.//Phys. Lett. 1980. Vol. 91B. P. 441—446.
15. Bethe H. A., Salpeter E. E.//Phys. Rev. 1951. Vol. 84. P. 1232—1242.
16. Kuhn H., Kaplan J., Safiani E. G. O.//Nucl. Phys. 1979. Vol. B157. P. 125—144.
17. Logunov A. A., Tavkhelidze A. N.//Nuovo Cimento. 1963. Vol. 29. P. 380—399; Кадышевский В. Г., Тавхелидзе А. Н.//Проблемы теоретической физики. Сборник посвященный Н. Н. Боголюбову в связи с его 60-летием. М.: Наука. 1969. С. 261—277.
18. Картвелишвили В. Г., Чиковани Е. Г., Эсакия Ш. М.//ЯФ. 1985. Т. 42. С. 941—949.
19. Картвелишвили В. Г., Лиходед А. К., Слабоспицкий С. Р.//ЯФ. 1978. Т. 28. С. 1315—1322.
20. Chang C. H.//Nucl. Phys. 1980. Vol. B172. P. 425—434.
21. Baier R., Ruckl R.//Phys. Lett. 1981. Vol. 102B. P. 364—370; Baier R., Ruckl R.//Z. Phys. 1983. Vol. C19. P. 251—266.
22. Clavelli L., Cox P. H., Harms B.//Phys. Rev. 1984. Vol. D29. P. 57—62.
23. Cobb J. H., Iwota S., Palmer R. B. e.a.//Phys. Lett. 1978. Vol. 72B. P. 497—499; Clark A. G., Darriulat P., Eggert K. e.a.//Nucl. Phys. 1978. Vol. B142. P. 29—52.
24. McEven J. G.//Proc. XX Conf. on High Energy Physics. Madison. 1980. Vol. 2. P. 196—201; Anderson K. J., Coleman R. N., Karhi K. P. e.a.//Phys. Rev. 1980. Vol. D21. P. 3075—3079.
25. Fritsch H.//Phys. Lett. 1977. Vol. 67B. P. 217—221.
26. Corden M. J., Dowell J. D., Garvey J. e.a.//Phys. Lett. 1981. Vol. 98B. P. 220—224.
27. Картвелишвили В. Г., Лиходед А. К.//ЯФ. 1984. Т. 39. С. 474—477.
28. Badier J., Boucrot J., Bourotte J. e.a.//Phys. Lett. 1982. Vol. 114B. P. 457—460.

28. Eccleston R. E., Scott D. M.//Phys. Lett. 1983. Vol. 120B. P. 237—239.
 29. Картвелишвили В. Г., Эсакия Ш. М.//ЯФ. 1983. Т. 38. С. 722—726.
 30. Badier J., Boucrot J., Bourotte J. e.a.//Preprint CERN/EP 80—150. 1980.
 31. Curci G., Furmanski W., Petroncio R.//Nucl. Phys. 1980. Vol. B175. P. 27—92.
 32. Badier J., Boucrot J., Bourotte J. e.a.//Phys. Lett. 1979. Vol. 89B. P. 145—150.
 33. Humpert B., Mery P.//Z. Phys. 1983. Vol. C20. P. 83—93.
 34. Eccleston R. E., Scott D. M.//Z. Phys. 1983. Vol. C19. P. 29—35.
 35. Badier J., Boucrot J., Bourotte J. e.a.//Phys. Lett. 1985. Vol. 158B. P. 85—91.
 36. Badier J., Boucrot J., Bourotte J. e.a.//Phys. Lett. 1983. Vol. 124B. P. 535—542.
 37. Barger V., Halzen F., Keung V. Y.//Phys. Lett. 1982. Vol. 119B. P. 453—455.
 38. Бинон Ф., Гуанер М., Донсков С. В. и др.//ЯФ. 1984. Т. 39. С. 640—648.
 39. Abolins M. A., Barate R., Bareyre P. e.a.//Phys. Lett. 1979. Vol. 82B. P. 145—154.
 40. Картвелишвили В. Г., Лиходед А. К., Эсакия Ш. М.//Тр. Международного семинара «Кварки-84». Тбилиси, 1984, М.: Изд. ИЯИ, 1985. С. 98—104.
 41. Fritzsh H., Streng K. H.//Phys. Lett. 1978. Vol. 72B. P. 385—389; Duke D. W., Owens J. F.//Phys. Lett. 1980. Vol. 96B. P. 184—188; Duke D. W., Owens J. F.//Phys. Rev. 1981. Vol. D23. P. 1671—1674; Tajima T., Watanabe T.//Phys. Rev. 1981. Vol. D23. P. 1517—1520.
 42. Nash T.//Proc. 1983 Intern. Simp. on Lepton and Photon Interactions. Cornell Univ. N.Y., 1983. P. 329. (Preprint FERMILAB-CONF-83/75 EXP).
 43. Berger E., Jones D.//Phys. Rev. 1981. Vol. D23. P. 1521—1530.
 44. Baier R., Ruckl R.//Nucl. Phys. 1982. Vol. B201. P. 1—15.
 45. Фирман П. Взаимодействие фотонов с адронами: Пер. с англ. М.: Мир, 1975.
 46. Baier R., Engels J., Peterson B.//Z. Phys. 1979. Vol. C2. P. 265—278; Ibid. 1980. Vol. C6. P. 309—316.
 47. Aubert J. J., Bassompierre G., Becks K. H. e.a.//Phys. Lett. 1980. Vol. 89B. P. 267—270; Strovnik M.//Talk presented at the Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energy. Bonn. 1981.
 48. Kleinknecht K.//Talk presented at the XVI Rencontre de Moriond. Les Arcs. March. 1981.
 49. Babcock J., Sivers D.//Phys. Rev. 1978. Vol. D18. P. 2301—2307.
 50. Кребс А. Б., Кулиев Р. Г., Никитин Ю. П.//ЯФ. 1983. Т. 37. С. 946—958.
 51. Darbaidze Y. Z., Esakia Sh. M., Garsevanishvili V. R., Menteshashvili Z. R.//Fortschr. Phys. 1980. Vol. 28. P. 501—525.
 52. Картвелишвили В. Г., Чиковани Е. Г., Эсакия Ш. М.//Тр. VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий и квантовой теории поля. Протвино, 1984. С. 343—355.
 53. Fritzsche H.//Phys. Lett. 1979. Vol. 86B. P. 343—346.
 54. Kuhn J. H., Nussinov S., Ruckl R.//Z. Phys. 1980. Vol. C5. P. 117—120; Kuhn J. H., Ruckl R.//Phys. Lett. 1984. Vol. 135B. P. 477—480.
 55. Albrecht H., Binder U., Harder G. e.a. (ARGUS Collaboration)//Phys. Lett. 1985. Vol. 162B. P. 395—399; Alam M. S., Katayama N., Kim I. J. e.a. (CLEO Collaboration)//Phys. Rev. 1986. Vol. D34. P. 3279—3285.
 56. Ансельм А. А., Уральцев Н. Г., Хозе В. А.//УФН. 1985. Т. 145. С. 185—223.
 57. Jarlskog C. Bergen report 159. February 1985.
 58. Дорошенко М. Г., Картвелишвили В. Г., Чиковани Е. Г., Эсакия Ш. М.//ЯФ. 1987. Т. 46. С. 800—804.
 59. Bjorken J. D., SLAC report, SLAC-198, 1976; Jones D., Petcov S. T.//Phys. Lett. 1979. Vol. 84B. P. 440—444.

60. Картвелишвили В. Г., Чиковани Е. Г., Эсакия Ш. М.//Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. С. 412—414.
61. Gaemers K.//Phys. Lett. 1982. Vol. 119B. P. 212—214.
62. Clavelli L.//Phys. Rev. 1982. Vol. D26. P. 1610—1617.
63. Wilczek F.//Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 39. P. 1304—1306.
64. Азнаурян И. Г., Григорян С. Г., Матинян С. Г.//Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. С. 499—501.
65. Vysotsky M. I.//Phys. Lett. 1980. Vol. 97B. P. 159—162.
66. Chainchian M., Hayashi M.//Phys. Rev. 1985. Vol. D32. P. 144—153.