

ФРАГМЕНТАЦИОННОЕ ФОТОРОЖДЕНИЕ J/ψ МЕЗОНОВ В ПОДХОДЕ КВАЗИ-МУЛЬТИ-РЕДЖЕВСКОЙ КИНЕМАТИКИ

© 2007 В.А. Салеев, А.В. Шипилова¹

В работе изучается фоторождение J/ψ -мезонов на коллайдере HERA в процессах слияния и фрагментации в рамках коллинеарной партонной модели (КПМ) и подхода квази-мульти-реджевской кинематики (КМРК), используя формализм теории возмущений нерелятивистской квантовой хромодинамики (НРКХД) в лидирующем приближении по константе сильного взаимодействия α_s и относительной скорости составляющих кварков v .

Введение

Измерения p_T -спектров прямых J/ψ -мезонов, проведенные коллаборацией CDF на коллайдере Tevatron [1]–[4] и коллаборациями ZEUS и H1 на коллайдере HERA [5, 6], послужили толчком к интенсивному развитию в течение последнего десятилетия феноменологии и теории процессов рождения тяжелых кваркониев. Однако современное теоретическое понимание этих процессов имеет два серьезных недостатка: во-первых, ни одна из существующих моделей не описывает все имеющиеся экспериментальные данные; во-вторых, каждая модель имеет ряд внутренних противоречий. Сегодня стало понятно, что процессы рождения тяжелых кваркониев имеют сложную физическую природу и требуют для описания привлечения новых физических идей.

Исследуемые в работе процессы рождения J/ψ -мезонов при высоких энергиях в ep -взаимодействиях на коллайдере HERA представляют значительный интерес для проверки реджевского предела КХД и КХД-мотивированных моделей, описывающих процессы адронизации тяжелых кварков. Теоретической основой моделей, претендующих на описание существующих экспериментальных данных по p_T -спектрам тяжелых мезонов и кваркониев на коллайдерах Tevatron, HERA и LEP2 является гипотеза факторизации физики больших и малых расстояний в процессах рождения тяжелых кваркониев при высоких энергиях.

Хорошо известно, что в процессах рождения тяжелых кваркониев в электрон-протонных соударениях при высоких энергиях доминирующую роль играет фотон-глюонное слияние. Взаимодействие в начальном состоянии в случае рассматриваемых процессов описывается в рамках моделей, основанных на теории возмущений КХД. В коллинеарной партонной модели (КПМ) [7] динамика глюонов в начальном состоянии описывается уравнением Докшицера-Грибова-Липатова-Алтарелли-Паризи (ДГЛАП) [8]–[10], при этом предполагается, что $S > \mu^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$, где $\sqrt{S}$ —

¹Салеев Владимир Анатольевич (saleev@ssu.samara.ru), Шипилова Александра Викторовна (alexshipilova@ssu.samara.ru), кафедра общей и теоретической физики Самарского государственного университета, 443011, Россия, г. Самара, ул. Акад. Павлова, 1.

полная энергия сталкивающихся протонов и электронов в системе центра масс, μ — характерный масштаб жесткого процесса, Λ_{QCD} — асимптотический масштабный параметр КХД. При этом, в уравнении эволюции ДГЛАП в лидирующем логарифмическом приближении (ЛЛП) учтен лишь вклад больших логарифмов типа $\ln(\mu/\Lambda_{QCD})$, и используется коллинеарное приближение, при котором поперечным импульсом начальных глюонов относительно оси реакции пренебрегают.

При высоких энергиях, в так называемом реджевском ($S \gg |t| \sim \mu^2$) пределе, начинают доминировать процессы с обменом глюоном в t -канале, поэтому в рамках ЛЛП необходимо учитывать вклады больших логарифмов нового типа $\ln(\sqrt{S}/\mu)$, что приводит к неколлинеарной динамике глюонов, которая описывается уравнением эволюции Балицкого-Фадина-Кураева-Липатова (БФКЛ) [11, 12]. При этом необходимо учитывать поперечный импульс и виртуальность взаимодействующих t -канальных глюонов. Учет этих эффектов может быть выполнен в подходе k_T -факторизации [13]–[15] или в рамках подхода квази-мульти-реджевской кинематики (КМРК) [16], который основан на эффективной квантово-полевой теории с неабелевым калибровочным взаимодействием [17, 18], являющейся высокоэнергетическим пределом КХД. Однако, подход k_T -факторизации имеет хорошо известные принципиальные трудности [19, 20] при расчетах в следующем за лидирующим (НЛО) порядке теории возмущений. Напротив, подход КМРК допускает принципиальное решение этих проблем в НЛО [16], [21]–[24].

В последнее десятилетие, для описания процессов распада и рождения тяжелых кваркониев был развит формализм нерелятивистской квантовой хромодинамики (НРКХД) [25], который позволяет представить сечение рождения кваркония в партонном подпроцессе как сумму членов, в которых факторизуются жесткие амплитуды рождения тяжелых кварков и непертурбативные матричные элементы (НМЭ), описывающие переход системы $Q\bar{Q}$ в конечный кварконий. Используя формализм НРКХД, можно рассчитать не только сечение партонных процессов рождения кваркониев в результате слияния Q - и $\bar{Q}$ -кварков, но и универсальные функции фрагментации партонов в различные состояния кваркониев [26]–[29]. НРКХД является пертурбативной теорией с двумя малыми параметрами: α_s — константой сильного взаимодействия на масштабе массы тяжелого кварка и v — относительной скоростью тяжелых кварков в кварконии.

Одной из центральных проблем в физике высоких энергий является определение относительной роли механизмов слияния и фрагментации при адронизации кварков и глюонов. Механизмы слияния и фрагментации основаны на различных предположениях о способе обесцвечивания кварковой или глюонной струи, что напрямую связано с проблемой синглетного и октетного механизма образования тяжелых кваркониев. Предложенная ранее для описания непертурбативного перехода $Q\bar{Q}$ -пары в конечный кварконий модель цветовых синглетов (МЦС) [30]–[32] была естественным образом обобщена в рамках формализма НРКХД. При этом учитывается рождение $Q\bar{Q}$ -пары не только в синглетном по цвету состоянии, но и в октетном. Более того, оказалось, что в ряде процессов октетный механизм рождения является доминирующим.

1. Теоретические модели

Изложение формализма НРКХД можно найти в оригинальной работе [25], а также в наших предыдущих публикациях [33]–[36].

Основные положения подхода КМРК изложены в работах [16]–[18], [21]–[24].

Фейнмановские правила для расчета амплитуд с участием реджезованных частиц представлены в работах [18, 37].

Фрагментационное рождение тяжелых кваркониев в подходе КМРК изучалось ранее в работах [33, 34], но в случае адрон-адронных взаимодействий. В данной работе изучается случай фоторождения и учитывается ряд новых эффектов в процессах эволюции функций фрагментации, поэтому мы остановимся на описании фрагментационной модели более подробно.

Реализация условия фрагментационного приближения, при котором имеет место факторизация процесса рождения тяжелого кварка и его превращения в конечный мезон, происходит только при $p_T \gg M_H$, где M_H — масса H -мезона. В этой области сечение рождения H -мезона может быть представлено в виде

$$d\sigma(a + b \rightarrow H + X) = \sum_i \int d\xi D_i^H(\xi, \mu) d\sigma(a + b \rightarrow i + X), \quad (1.1)$$

где сумма берется по всем типам партонов i , которые фрагментируют в адрон H , μ — характерный масштаб жесткого процесса рассеяния, ξ — параметр фрагментации.

В случае $p_T \gg m_c$ мы рассматриваем c -кварки и J/ψ -мезоны, представляющие из себя 3S_1 состояние $c\bar{c}$ -пары, как безмассовые частицы, поэтому параметр фрагментации ξ связан с 4-импульсами c -кварка и J/ψ -мезона следующим образом: $p^\mu = \xi p_1^\mu$, где p^μ — 4-импульс J/ψ -мезона, p_1^μ — 4-импульс c -кварка.

Мы используем ненулевую массу c -кварка только в определении начального масштаба факторизации $\mu_0 = M = 2m_c$, и, соответственно, в определении $\mu = \sqrt{p_T^2 + 4m_c^2}$.

Универсальные функции фрагментации $D_a^H(\xi, \mu)$ партона a в физический адрон H дают вероятность найти адрон H с долей 4-импульса ξ в партоне a (кварке или глюоне), имеющем поперечный импульс вплоть до μ [38].

Способы вычисления функций фрагментации в тяжелые кварконии на начальном масштабе факторизации $\mu = \mu_0 = 2m_c$ в лидирующем приближении в рамках формализма НРКХД хорошо известны [26]–[29]. Детальные формулы, описывающие фрагментацию глюонов и c -кварков в чармонии через различные промежуточные состояния $c\bar{c}$ -пары представлены, например, в работе [39]. Начнем с функций фрагментации c -кварков $D_c^{J/\psi}(\xi, \mu_0)$ и глюонов $D_g^{J/\psi}(\xi, \mu_0)$ при начальном значении $\mu = \mu_0 = 2m_c$ в J/ψ -мезон:

$$\begin{aligned} D_c^{J/\psi}(\xi, \mu_0) &= \frac{\alpha_s^2(\mu_0)}{m_c^3} d_c^{[1,^3S_1]}(\xi) \langle O^{J/\psi}[^3S_1^{(1)}] \rangle + \\ &+ \frac{\alpha_s^2(\mu_0)}{m_c^3} d_c^{[8,^3S_1]}(\xi) \langle O^{J/\psi}[^3S_1^{(8)}] \rangle, \end{aligned} \quad (1.2)$$

$$D_g^{J/\psi}(\xi, \mu_0) = \frac{\alpha_s(\mu_0)}{m_c^3} d_g^{[8,^3S_1]}(\xi) \langle O^{J/\psi}[^3S_1^{(8)}] \rangle. \quad (1.3)$$

Здесь коэффициентные функции $d_a^{[nl]}(\xi)$, которые мы берем из работы [39], имеют вид:

$$\begin{aligned} d_c^{[1,^3S_1]}(\xi) &= \frac{32}{3} d_c^{[8,^3S_1]}(\xi) = \frac{16\xi(1-\xi)^2}{243(2-\xi)^6} \times \\ &\times (16 - 32\xi + 72\xi^2 - 32\xi^3 + 5\xi^4), \end{aligned} \quad (1.4)$$

$$d_g^{[8,^3S_1]}(\xi) = \frac{\pi}{24} \delta(1-\xi). \quad (1.5)$$

Так как функции фрагментации значительно изменяются при изменении μ^2 от 1 до 10^3 ГэВ² в реакциях, проводимых на современных ускорителях, то зависимость от μ^2 необходимо учитывать.

Основными источниками $c\bar{c}$ -мезонов в области больших поперечных импульсов являются процессы фрагментации глюонов и c -кварков. Вероятность фрагментации легких кварков в $c\bar{c}$ -мезоны ничтожно мала. Тогда в формуле (1.1) $a, i = g, c, \bar{c}$. Обычно предполагается, что в эволюционных уравнениях, описывающих процессы фрагментации партонов в $c\bar{c}$ -мезоны, доминирует вклад, связанный с испусканием глюонов начальным партоном. Более точный подход при описании КХД-эволюции функций фрагментации c -кварков и глюонов в $c\bar{c}$ -мезоны учитывает вклад недиагональных переходов $c \leftrightarrow g$ в процессе КХД-эволюции. В первом приближении КХД-эволюция функций фрагментации глюона или c -кварка описывается независимыми уравнениями ДГЛАП, которые учитывают только процессы испускания глюонов:

$$\mu^2 \frac{dD_c^H(\xi, \mu)}{d\mu^2} = \int_z^1 \frac{d\xi}{\xi} P_{c \rightarrow c}^{(T)}\left(\frac{z}{\xi}, \alpha_s(\mu)\right) D_c^H(\xi, \mu), \quad (1.6)$$

$$\mu^2 \frac{dD_g^H(\xi, \mu)}{d\mu^2} = \int_z^1 \frac{d\xi}{\xi} P_{g \rightarrow g}^{(T)}\left(\frac{z}{\xi}, \alpha_s(\mu)\right) D_g^H(\xi, \mu), \quad (1.7)$$

$$P_{a \rightarrow b}^{(T)}(z, \alpha_s(\mu)) = \frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} P_{a \rightarrow b}^{(0,T)}(z); \quad \alpha_s(\mu) = \frac{4\pi}{b_0 \ln(\mu^2/\Lambda^2)}; \quad b_0 = \frac{11}{3}N_c - \frac{2}{3}N_f, \quad (1.8)$$

где $N_c = 3$ — число цветов, $N_f = 3$ — число активных кварковых ароматов, $P_{a \rightarrow b}^{(T)}(z, \alpha_s(\mu))$ — времениподобные функции расщепления партона a в партон b в лидирующем порядке теории возмущений по $\alpha_s(\mu)$.

Однако, при больших $\mu^2 \gg \mu_0^2$ в эволюционных уравнениях необходимо учитывать недиагональные переходы $c \leftrightarrow g$, обусловленные партонными процессами $c(\bar{c}) \rightarrow c(\bar{c}) + g$ и $g \rightarrow c + \bar{c}$. Тогда уравнения эволюции записываются следующим образом:

$$\mu^2 \frac{dD_a^H(\xi, \mu)}{d\mu^2} = \sum_b \int_z^1 \frac{d\xi}{\xi} P_{a \rightarrow b}^{(T)}\left(\frac{z}{\xi}, \alpha_s(\mu)\right) D_b^H(\xi, \mu), \quad (1.9)$$

где $a = g, c, \bar{c}$. Функции расщепления партонов имеют вид [40]:

$$P_{c \rightarrow c}^{(0,T)}(z) = \frac{4}{3} \left(\frac{1+z^2}{(1-z)_+} \right) + 2\delta(1-z), \quad (1.10)$$

$$P_{c \rightarrow g}^{(0,T)}(z) = \frac{4}{3} \left(\frac{1+(1-z)^2}{z} \right), \quad (1.11)$$

$$P_{g \rightarrow c}^{(0,T)}(z) = \frac{1}{2} \left(z^2 + (1-z)^2 \right), \quad (1.12)$$

$$P_{g \rightarrow g}^{(0,T)}(z) = \left(\frac{11}{2} - \frac{1}{3} \right) \delta(1-z) + 6 \left[\left(\frac{1}{1-z} \right)_+ + \frac{1}{z} - 2 + z - z^2 \right]. \quad (1.13)$$

Обобщенная функция $\left(\frac{1}{1-z} \right)_+$ определяется следующим образом:

$$\int_0^1 dx \frac{f(x)}{(1-x)_+} = \int_0^1 dx \frac{f(x) - f(1)}{(1-x)}. \quad (1.14)$$

Так как система уравнений (1.9) не может быть решена аналитически, применяются различные численные методы. Мы решаем эту систему с помощью метода преобразования Меллина.

Метод преобразования Меллина [33, 34, 41] выбран нами потому, что с его помощью мы можем получить аналитическое решение исходной системы уравнений в пространстве меллиновских моментов. Свертки в правых частях уравнений решаемой системы после выполнения над ними указанного преобразования становятся обычными произведениями двух моментов — момента функции расщепления и момента функции фрагментации.

Прямое и обратное преобразования Меллина определяются следующим образом:

$$F(n) = \int_0^1 x^{n-1} F(x) dx, \quad F(x) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} F(n), \quad (1.15)$$

где верхний предел интегрирования по x берется равным 1, так как функции фрагментации равны 0 при $x \geq 1$. В обратное преобразование Меллина входит произвольная константа c , которая выбирается таким образом, чтобы интеграл $\int_0^1 F(x)x^{c-1} dx$ был абсолютно сходящимся. На практике обратное преобразование Меллина вычисляется после деформирования контура интегрирования, делая замену комплексной переменной интегрирования n на действительную t по формуле $n = c + te^{i\phi}$. Таким образом, имеем:

$$F(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty dt \operatorname{Im}[e^{i\phi} z^{-c-te^{i\phi}} F(n = c + te^{i\phi})]. \quad (1.16)$$

Итак, применим преобразование Меллина к системе (1.9):

$$\begin{aligned} \frac{dD_c^H(n, \rho)}{d\rho} &= \frac{2}{b_0} [P_{c \rightarrow c}^{(0,T)}(n) D_c^H(n, \rho) + P_{c \rightarrow g}^{(0,T)}(n) D_g^H(n, \rho)], \\ \frac{dD_g^H(n, \rho)}{d\rho} &= \frac{2}{b_0} [2P_{g \rightarrow c}^{(0,T)}(n) D_c^H(n, \rho) + P_{g \rightarrow g}^{(0,T)}(n) D_g^H(n, \rho)], \end{aligned} \quad (1.17)$$

где $\rho = \ln[\ln(\mu^2/\Lambda^2)]$. Меллиновские моменты функций расщепления имеют вид:

$$P_{c \rightarrow c}^{(0,T)}(n) = \frac{4}{3} \left(\frac{3}{2} - 2\gamma - \frac{1}{n} - \frac{1}{(1+n)} - 2\Psi^{(0)}(n) \right), \quad (1.18)$$

$$P_{c \rightarrow g}^{(0,T)}(n) = \frac{4}{3} \frac{(2+n+n^2)}{-n+n^3}, \quad (1.19)$$

$$P_{g \rightarrow c}^{(0,T)}(n) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{n} - \frac{2}{(1+n)} + \frac{2}{(2+n)} \right), \quad (1.20)$$

$$P_{g \rightarrow g}^{(0,T)}(n) = \frac{31}{6} - 6\gamma + \frac{6}{n-1} - \frac{12}{n} + \frac{6}{1+n} - \frac{6}{2+n} - 6\Psi^{(0)}(n), \quad (1.21)$$

где $\Psi^{(0)}(n) = -\sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{n+k}$, $\gamma \simeq 0.577216$ — постоянная Эйлера.

Моменты коэффициентных функций записываются в виде:

$$d_c^{[1^3S_1]}(n) = \frac{32}{3} d_c^{[8^3S_1]}(n) = \frac{16}{243} \left[\frac{1}{2} \frac{{}_2F_1(6, n+1, n+4, \frac{1}{2})}{6+11n+6n^2+n^3} - \frac{{}_2F_1(6, n+2, n+5, \frac{1}{2})}{(2+n)(3+n)(4+n)} + \frac{9}{4} \frac{{}_2F_1(6, n+3, n+6, \frac{1}{2})}{(3+n)(4+n)(5+n)} - \frac{{}_2F_1(6, n+4, n+7, \frac{1}{2})}{(4+n)(5+n)(6+n)} + \frac{5}{32} \frac{{}_2F_1(8, n+5, n+8, \frac{1}{2})}{(5+n)(6+n)(7+n)} \right], \quad (1.22)$$

$$d_g^{[8^3S_1]}(n) = \frac{\pi}{24}, \quad (1.23)$$

где ${}_2F_1(\alpha, \beta, \gamma, \delta)$ — гипергеометрическая функция.

Для получения функций фрагментации в ξ -пространстве необходимо выполнить обратное преобразование (1.16). В наших расчетах мы использовали значения $c = 1.1$ и $\phi = 3\pi/4$, обеспечивающие быструю сходимость интегралов по контуру при численном интегрировании.

Для иллюстрации зависимости функций фрагментации от ξ и μ мы представим на рис. 1 функции фрагментации c -кварка и глюона в J/ψ -мезоны при различных значениях μ . Пунктирные линии получены пренебрегая $c \leftrightarrow g$ -переходами при эволюции; сплошные линии получены с использованием системы (1.9), в которой учитываются недиагональные переходы между c -кварками и глюонами в процессе эволюции.

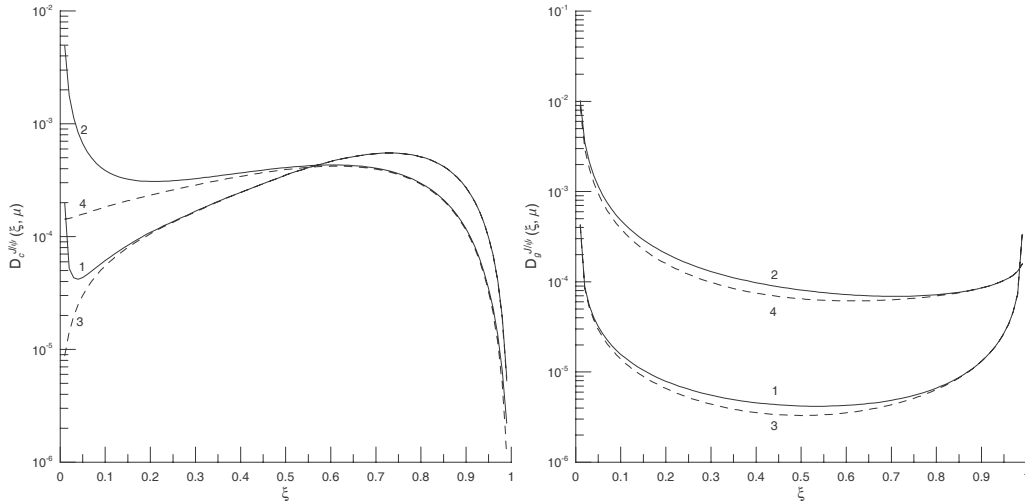


Рис. 1. Функции фрагментации при $\mu^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$ и $\mu^2 = 300 \text{ ГэВ}^2$, кривые 1(3) и 2(4), соответственно.

2. Амплитуды и сечения процессов

Исходя из того, что мы рассматриваем фрагментацию в чармонии глюонов и c -кварков, необходимо учесть вклады партонных подпроцессов низшего порядка теории возмущений по α_s , в которых рождаются глюоны и c -кварки. В КПМ мы

учитываем следующие подпроцессы:

$$\gamma + g \rightarrow c + \bar{c}, \quad (2.1)$$

$$\gamma + q(\bar{q}) \rightarrow g + q(\bar{q}), \quad (2.2)$$

где $q = u, d, s$. Квадраты модулей амплитуд подпроцессов (2.1) и (2.2) хорошо известны. В рамках подхода КМРК мы имеем только один партонный подпроцесс в ЛЛП:

$$\gamma + R \rightarrow c + \bar{c}, \quad (2.3)$$

который описывается фейнмановскими диаграммами, представленными на рис. 2. Здесь R — реджезованный глюон.

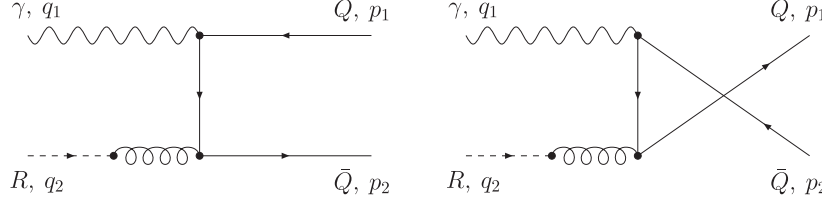


Рис. 2. Фейнмановские диаграммы для процесса $\gamma + R \rightarrow c + \bar{c}$.

В соответствии с [18], амплитуда подпроцесса (2.3) может быть представлена следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(\gamma + R \rightarrow c + \bar{c}) &= -ig_s e_c e T^a \bar{U}(p_1, m_c) [\gamma^\alpha \frac{\hat{p}_1 - \hat{q}_1 + m_c}{(p_1 - q_1)^2 - m_c^2} \gamma^\beta + \\ &+ \gamma^\beta \frac{\hat{p}_1 - \hat{q}_2 + m_c}{(p_1 - q_2)^2 - m_c^2} \gamma^\alpha] V(p_2, m_c) \epsilon^\alpha(q_1) (n^-)^\beta, \end{aligned} \quad (2.4)$$

где $(n^-)^\mu = P_N^\mu / E_N$, $p_N^\mu = E_N(1, 0, 0, 1)$ — 4-импульс протона, E_N — энергия протона, $\epsilon^\alpha(q_1)$ — 4-вектор поляризации фотона, $k^- = (k \cdot n^-)$ для любого 4-вектора k^μ . Заметим, что 4-импульс реджезованного глюона может быть представлен в следующем виде:

$$q_2^\mu = x_2 E_N (n^-)^\mu + q_{2T}^\mu, \quad (2.5)$$

где $q_{2T}^\mu = (0, \mathbf{q}_{2T}, 0)$, $q_2^2 = q_{2T}^2 = -\mathbf{q}_{2T}^2$, x_2 — доля продольного импульса протона, уносимая реджезованным глюоном.

Квадрат модуля амплитуды (2.4) имеет вид:

$$\begin{aligned} \overline{|\mathcal{A}(\gamma + R \rightarrow c + \bar{c})|^2} &= \frac{64\pi^2 e_c^2 \alpha_s \alpha}{\tilde{t}^2 \tilde{u}^2} \times \\ &\times [2m_c^2 (\tilde{t} p_1^- - \tilde{u} p_2^-)^2 + t_2 \tilde{u} \tilde{t} ((p_1^-)^2 + (p_2^-)^2)], \end{aligned} \quad (2.6)$$

где черта означает усреднение (суммирование) по всем возможным цветам и спинам частиц в начальном (конечном) состояниях, $\tilde{u} = \hat{u} - m_c^2$, $\hat{u} = (q_1 - p_2)^2$, $\tilde{t} = \hat{t} - m_c^2$, $\hat{t} = (q_1 - p_1)^2$, $\alpha = e^2/4\pi$, $\alpha_s = g_s^2/4\pi$, $t_2 = -q_2^2$, $e_c = +2/3$. Полученный результат (2.6) удовлетворяет условиям калибровочной инвариантности,

$$\lim_{t_2 \rightarrow 0} |\mathcal{A}(\gamma + R \rightarrow c + \bar{c})|^2 = 0, \quad (2.7)$$

и находится в согласии с формулой из работы [14], записанной в рамках подхода k_T -факторизации, если мы воспользуемся соотношением между амплитудами в КМРК и подходе k_T -факторизации [35]:

$$|\mathcal{A}_{KT}(\gamma + R \rightarrow c + \bar{c})|^2 = \frac{(x_2 E_N)^2}{t_2} |\mathcal{A}(\gamma + R \rightarrow c + \bar{c})|^2. \quad (2.8)$$

На коллайдере HERA были измерены сечения рождения прямых J/ψ -мезонов в широких пределах изменения кинематических переменных $W^2 = (P_N + q_1)^2$, $Q^2 = -q_1^2$, $x_1 = (P_N \cdot q_1)/(P_N \cdot k)$, $z = (P_N \cdot p)/(P_N \cdot q_1)$ и p_T , где P_N^μ , k^μ , k'^μ , $q_1^\mu = k^\mu - k'^\mu$ и p^μ — 4-импульсы исходного протона, исходного лептона, рассеянного лептона, виртуального фотона и рожденного J/ψ -мезона, соответственно, как при фоторождении [5], при малых значениях Q^2 , так и в глубоконеупругом рассеянии [6], при больших значениях Q^2 . При значительно больших значениях Q^2 виртуальный фотон ведет себя как точечный объект, взаимодействуя напрямую с кварками, в то время как при малых значениях Q^2 он может взаимодействовать и как точечный объект («direct» фоторождение), и через свою кварк-глюонную компоненту («resolved» фоторождение). Фоторождение в так называемых «resolved» взаимодействиях вносит значительный вклад только при малых значениях z и p_T . Предметом нашего исследования являются процессы фоторождения только при больших p_T и $Q^2 \approx 0$.

В области высоких энергий и малых Q^2 ($Q^2 \ll s$) сечение электророждения J/ψ -мезонов $e + p \rightarrow e + J/\psi + X$ выражается через сечение фоторождения $\gamma + p \rightarrow J/\psi + X$ с использованием приближения квазиреальных фотонов Вильямса-Вайцеккера:

$$\sigma(ep \rightarrow eJ/\psi X) = \int \sigma(\gamma p \rightarrow eJ/\psi X) f_{\gamma/e}(x_1) dx_1, \quad (2.9)$$

где $f_{\gamma/e}(x_1)$ определяет спектр виртуальных фотонов $f_{\gamma^*/e}(x_1, Q^2)$, проинтегрированный по Q^2 в кинематических пределах от $Q_{\min}^2 = m_e^2 x_1^2/(1-x_1)$ до $Q_{\max}^2$, $x_1 = W^2/s$. $Q_{\max}^2$ определяется экспериментальными условиями, таким образом $Q_{\max}^2 = 1 \text{ ГэВ}^2$ [5]. Спектр эквивалентных виртуальных фотонов $f_{\gamma^*/e}(x_1, Q^2)$ представляется в виде [42, 43]:

$$f_{\gamma^*/e}(x_1, Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi} \left(\frac{1 + (1-x_1)^2}{x_1 Q^2} - \frac{2m_e^2 x_1}{Q^4} \right). \quad (2.10)$$

Спектр квазиреальных фотонов Вайцеккера-Вильямса получается из (2.10) интегрированием по Q^2 [44]:

$$f_{\gamma/e}(x_1) = \frac{\alpha}{2\pi} \left[\frac{1 + (1-x_1)^2}{x_1} \ln \frac{Q_{\max}^2}{Q_{\min}^2} + 2m_e^2 x_1 \left(\frac{1}{Q_{\min}^2} - \frac{1}{Q_{\max}^2} \right) \right]. \quad (2.11)$$

В ep -соударениях рождение J/ψ -мезонов может происходить как напрямую (direct), так и через распады более тяжелых чармониев и B -мезонов. В рассматриваемых нами кинематических пределах значительными являются только вклады от распадов $\psi' \rightarrow J/\psi X$. В используемом приближении мы можем учесть эти вклады следующим образом:

$$\begin{aligned} d\sigma(ep \rightarrow J/\psi X) &= d\sigma^{\text{direct}}(ep \rightarrow J/\psi X) + \\ &+ d\sigma^{\text{direct}}(ep \rightarrow \psi' X) \text{Br}(\psi' \rightarrow J/\psi X), \end{aligned} \quad (2.12)$$

где $\text{Br}(\psi' \rightarrow J/\psi X)$ — относительная ширина распада, $d\sigma^{\text{direct}}(ep \rightarrow \psi' X)$ формально получается из $d\sigma^{\text{direct}}(ep \rightarrow J/\psi X)$ после замены $\langle O^{J/\psi}[n] \rangle \rightarrow \langle O^{\psi'}[n] \rangle$.

Мы используем следующие численные значения НМЭ [35]:

$$\begin{aligned} \langle O^{J/\psi}[^3S_1^{(1)}] \rangle &= 1.3 \text{ ГэВ}^3, \quad \langle O^{J/\psi}[^3S_1^{(8)}] \rangle = 0.0044 \text{ ГэВ}^3, \\ \langle O^{\psi'}[^3S_1^{(1)}] \rangle &= 0.65 \text{ ГэВ}^3, \quad \langle O^{\psi'}[^3S_1^{(8)}] \rangle = 0.0042 \text{ ГэВ}^3. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Экспериментально наблюдаются только адроны, кварки в свободном состоянии экспериментально не обнаружены. Поэтому связь процессов взаимодействия на уровне кварков, описываемых методами КХД, и на уровне адронов, наблюдаемых на эксперименте, требует дополнительных модельных предположений. Так,

в стандартной партонной модели вводятся феноменологические функции распределения кварков и глюонов в адроне, а также функции фрагментации кварков и глюонов в адроны.

Связь сечения адронного процесса, в данном случае $\sigma(ep \rightarrow eJ/\psi X, S)$, с сечением взаимодействия кварков и глюонов в жестком процессе рассеяния, например, (2.1), определяется в КПМ соотношением:

$$\begin{aligned} \sigma^{PM}(ep \rightarrow J/\psi X, S) &= \int dx_2 G(x_2, \mu) \int dx_1 f_{\gamma/e}(x_1) \times \\ &\times \int d\xi D_c^{J/\psi}(\xi, \mu) \delta(\gamma g \rightarrow cX, \hat{s}), \end{aligned} \quad (2.14)$$

где S — квадрат полной энергии электрона и протона в системе их центра масс, $G(x_2, \mu)$ — коллинеарная функция распределения глюонов в протоне, $q_2 = x_2 p_N$ — 4-импульс глюона, x_2 — доля импульса протона, переносимая глюоном, μ — характерный масштаб жесткого процесса рассеяния. Эволюция глюонной функции распределения $G(x_2, \mu)$ в рамках теории возмущений КХД описывается уравнением эволюции ДГЛАП. В наших расчетах для $G(x_2, \mu)$ мы используем численную параметризацию CTEQ (Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD) [45].

Используя соотношение (2.14), можно записать дваждыдифференциальное сечение фоторождения J/ψ -мезона в результате подпроцесса (2.1) в КПМ следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{ep}}{dz dp_T^2} &= \int_{x_{1,\min}}^1 dx_1 f_{\gamma/e}(x_1) \int_{\xi_{\min}}^1 \frac{d\xi}{\xi} D_{c \rightarrow J/\psi}(\xi, \mu) \times \\ &\times \frac{|\mathcal{M}(\gamma + g \rightarrow c + \bar{c})|^2 x_2 G(x_2, \mu)}{16\pi z(\xi - z)(x_1 x_2 S)^2}, \end{aligned} \quad (2.15)$$

где

$$x_2 = \frac{p_T^2}{zx_1 S(\xi - z)}, \quad x_{1,\min} = \frac{p_T^2}{zS(1 - z)}, \quad \xi_{\min} = z + \frac{p_T^2}{x_1 z S}.$$

Формула для партонного подпроцесса (2.2) выглядит аналогично (2.15).

В подходе КМРК дваждыдифференциальное сечение рождения прямых J/ψ -мезонов записывается в виде:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{ep}}{dz dp_T^2} &= \frac{1}{8(2\pi)^2} \int d\phi_2 \int \frac{d\mathbf{q}_{2T}^2}{\mathbf{q}_{2T}^2} \int dx_1 f_{\gamma/e}(x_1) \int \frac{d\xi}{\xi} D_{c \rightarrow J/\psi}(\xi, \mu) \times \\ &\times \frac{(x_2 E_N)^2 \Phi(x_2, \mathbf{q}_{2T}^2, \mu)}{z(\xi - z)(x_1 x_2 S)^2} |\mathcal{A}(\gamma + R \rightarrow c + \bar{c})|^2, \end{aligned} \quad (2.16)$$

где ϕ_2 — угол между $\mathbf{q}_{2T}$ и поперечным импульсом $\mathbf{p}_T$ J/ψ -мезона, $\Phi(x_2, \mathbf{q}_{2T}^2, \mu^2)$ — неинтегрированная функция распределения реджезованных глюонов. Формально коллинеарная и неинтегрированная глюонные функции распределения связаны следующим образом:

$$x_2 G(x_2, \mu) = \int_0^{\mu^2} d\mathbf{q}_{2T}^2 \Phi(x_2, \mathbf{q}_{2T}^2, \mu), \quad (2.17)$$

поэтому нормировки выражений (2.15) и (2.16) совпадают. В наших численных расчетах мы использовали неинтегрированную глюонную функцию распределения Кимбера, Мартина и Рыскина [46], которая в рамках подхода КМРК [35, 37] дает наилучшее описание спектров рождения тяжелых кваркониев, измеренных на коллайдере Tevatron [1]–[4], [47]–[49].

Для сравнения предсказаний моделей фрагментации и слияния мы вычисляем сечения фоторождения J/ψ -мезонов также в модели слияния. Известно, что основной вклад в сечения рождения J/ψ -мезонов в ep -соударениях при высоких энергиях дают процессы фотон-глюонного слияния. В рамках факторизационной схемы КХД сечение рождения J/ψ -мезона зависит от функции распределения глюонов в протоне, жесткой амплитуды фоторождения $c\bar{c}$ -пары и механизма образования бесцветного конечного состояния с квантовыми числами J/ψ -мезона. Таким образом, мы полагаем, что мягкие взаимодействия в начальном состоянии описываются глюонной функцией распределения, жесткая амплитуда партонного подпроцесса вычисляется с использованием пертурбативной теории КХД по α_s , и мягкий процесс перехода $c\bar{c}$ -пары в J/ψ -мезон описывается в рамках НРКХД. J/ψ -мезон может быть образован в результате действия двух механизмов: в синглетном механизме $c\bar{c}$ -пара рождается сразу в синглетном по цвету состоянии, а в октетном механизме $c\bar{c}$ -пара рождается в октетном по цвету состоянии и в результате мягкого процесса на больших расстояниях преобразуется в конечное синглетное по цвету состояние. При вычислениях в рамках модели слияния в КПМ в ЛЛП мы используем квадрированные амплитуды для вклада синглетного механизма из работы [30]–[32] и для вклада октетного механизма из работы [50], в подходе КМРК мы используем аналитические результаты из работ [35, 51].

В КПМ в модели слияния дваждыдифференциальное сечение рождения прямых J/ψ -мезонов записывается в виде:

$$\frac{d\sigma^{ep}}{dzdp_T^2} = \int_{x_{1,\min}}^1 dx_1 f_{\gamma/e}(x_1) \frac{|M(\gamma + g \rightarrow J/\psi + g)|^2 x_2 G(x_2, \mu^2)}{16\pi(x_1 x_2 S)^2 z(1-z)}, \quad (2.18)$$

где

$$x_2 = \frac{M^2(1-z) + p_T^2}{zx_1 S(1-z)}, \quad x_{1,\min} = \frac{M^2(1-z) + p_T^2}{zS(1-z)}. \quad (2.19)$$

Аналогичная формула в КМРК выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{ep}}{dzdp_T^2} &= \int dx_1 f_{\gamma/e}(x_1) \int d\phi_2 \int d\mathbf{q}_{2T}^2 \times \\ &\times \frac{|M(\gamma + R \rightarrow J/\psi + X)|^2 \Phi(x_2, \mathbf{q}_{2T}^2, \mu)}{32\pi^2(x_1 x_2 S)^2 z(1-z)}, \end{aligned} \quad (2.20)$$

где

$$x_2 = \frac{M^2(1-z) + p_T^2 + z\mathbf{q}_{2T}^2 - 2z\mathbf{q}_{2T}\mathbf{p}_T}{zx_1 S(1-z)}. \quad (2.21)$$

3. Результаты расчетов

Сравним спектры по p_T J/ψ -мезонов, полученные с использованием моделей слияния и фрагментации в подходе КМРК. Как было показано ранее [35, 51], мы можем описать экспериментальные данные с коллайдера HERA [5, 6] в модели слияния без учета вклада цветового октета, т.е. в МЦС [30]–[32] (см. кривую 1 на рис. 3, КМРК). Мы наблюдаем хорошее согласие для всех экспериментальных точек вплоть до $p_T^2 = 50 \text{ ГэВ}^2$. Предсказание модели фрагментации представлено на рис. 3, КМРК только для $p_T^2 > 10 \text{ ГэВ}^2$ (кривая 2). Мы видим, что кривая 2 приближается к кривой 1 с увеличением p_T^2 , но лежит ниже для всех $p_T^2 < 10^3 \text{ ГэВ}^2$. Результат такой же, как и для адророждения J/ψ -мезонов [33]–[35], хотя в фоторождении доминирует фрагментация c -кварка через синглетное по цвету $^3S_1^{(1)}$

состояние $c\bar{c}$ -пары, противоположно адророждению, где доминирует фрагментация глюонов через октетное состояние $^3S_1^{(8)}$. Таким образом, мы видим, что в подходе КМРК наклон спектра по p_T существенно зависит от поперечного импульса начального реджезованного глюона, который подчиняется неинтегрированной функции распределения, и оба механизма рождения, слияния и фрагментации, имеют похожие наклоны к оси p_T при больших поперечных импульсах J/ψ -мезона.

Ситуация в соответствующих вычислениях в КПМ изучалась ранее в работах [39, 52]. Было показано, что приблизительно при $p_T^2 \geq 100 \text{ ГэВ}^2$ фрагментационное рождение c -кварком превышает вклад в модели слияния с синглетными по цвету амплитудами. Отметим, что ни один из обсуждаемых подходов, фрагментации и слияния в МЦС, не описывает экспериментальные данные. Однако, если мы учтем вклад октета по цвету, используя численные значения НМЭ, полученные из данных с коллайдера Tevatron, видно, что модель слияния хорошо описывает экспериментальные данные, как это показано на рис. 3, КПМ (кривая 1). Вклад в модели фрагментации также возрастает из-за дополнительного слагаемого от фрагментации глюона через состояние $^3S_1^{(8)}$ в партонном подпроцессе $\gamma + q \rightarrow g + q$ (кривая 6 на рис. 3, КПМ). Более того, при $p_T^2 > 500 \text{ ГэВ}^2$ фрагментация глюона превышает фрагментацию c -кварка (кривая 5), но их сумма (кривая 4) по-прежнему меньше предсказания модели слияния в подходе НРКХД вплоть до $p_T^2 = 2 \cdot 10^3 \text{ ГэВ}^2$.

Для полноты описания мы представляем спектры J/ψ -мезонов по z , полученные в подходе КМРК (рис. 4, КМРК) и в КПМ (рис. 4, КПМ), с экспериментальными данными с коллайдера HERA при $p_T > 3 \text{ ГэВ}$ [6]. Мы видим, что в обоих подходах механизм слияния доминирует при всех z , кроме области очень малых $z < 0.1 \text{ ГэВ}$. Хорошо известно, что при малых z становится важным «resolved» фоторождение J/ψ -мезонов. Однако, представляется очевидным, что в «resolved» фоторождении связь между механизмами слияния и фрагментации такая же, как и в «direct» фоторождении.

Заключение

Нами получены спектры рождения J/ψ -мезонов на коллайдере HERA в подходе КМРК и КПМ в рамках моделей слияния и фрагментации.

В подходе КМРК в рамках модели слияния в МЦС получено хорошее согласие с экспериментальными данными с коллайдера HERA для всех значений поперечного импульса p_T , что согласуется с результатами более ранних работ [35] и [51].

Показано, что работая в рамках НРКХД в КПМ и подходе КМРК, мы предсказываем главную роль механизма слияния по сравнению с механизмом фрагментации в фоторождении J/ψ -мезонов для всех поперечных импульсов чармониев. Таким образом, можно утверждать, что невозможно извлечь функции фрагментации c -кварка или глюона в J/ψ -мезоны из данных по фоторождению, аналогично случаю процессов адророждения, как было показано ранее [33, 34].

Авторы благодарят Б. Книся и Д. Васина за полезное обсуждение полученных в работе результатов. А. Ш. благодарит фонд некоммерческих программ «Династия» и Международный центр фундаментальной физики за финансовую поддержку.

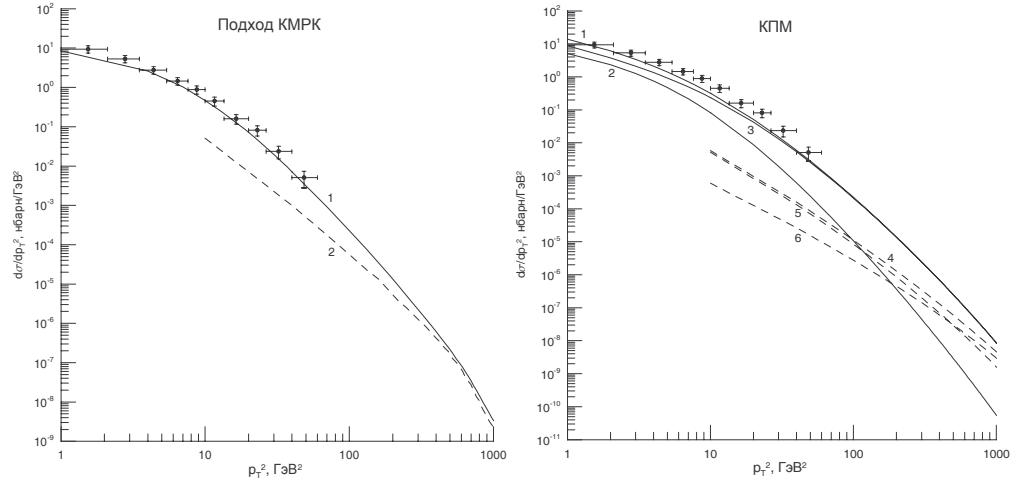


Рис. 3. p_T -спектры J/ψ -мезонов в $e p$ -соударениях при $E_p = 820$ ГэВ, $E_e = 27.5$ ГэВ, $60 \text{ ГэВ} < W < 240 \text{ ГэВ}$, $Q^2 < 1 \text{ ГэВ}^2$ и $0.3 < z < 0.9$. В рамках подхода КМРК: вклад в модели слияния (кривая 1), вклад в модели фрагментации (кривая 2); в КПМ: полный вклад в модели слияния (кривая 1), синглетный вклад в модели слияния (кривая 2), октетный вклад в модели слияния (кривая 3), полный вклад в модели фрагментации (кривая 4), синглетный вклад в модели фрагментации (кривая 5), октетный вклад в модели фрагментации (кривая 6)

Литература

- [1] Abe, F. J/ψ and $\psi(2S)$ production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.8$ TeV / F.Abe [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1997. – V. 79. – P. 572–577.
- [2] Production of J/ψ mesons from χ_c meson decays in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.8$ TeV / F.Abe [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1997. – V. 79. – P. 578–583.
- [3] Measurement of J/ψ and $\psi(2S)$ polarization in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.8$ TeV / T.Affolder [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2000. – V. 85. – P. 2886–2891.
- [4] Measurement of the J/ψ meson and b -hadron production cross sections in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.960$ GeV / D.Acosta [et al.] // Phys. Rev. D. – 2005. – V. 71. – P. 032001-1–032001-26.
- [5] Measurements of inelastic J/ψ and ψ' photoproduction at HERA / S.Chekanov [et al.] // Eur. Phys. J. C. – 2003. – V. 27. – P. 173–188.
- [6] Search for QCD instanton induced processes in deep inelastic scattering at HERA / C.Adloff [et al.] // Eur. Phys. J. C. – 2002. – V. 25. – P. 495–509.
- [7] Handbook of perturbative QCD: version 1.0 / R.Brock [et al.] // Rev. Mod. Phys. – 1995. – V. 67. – P. 157–248.
- [8] Gribov, V.N. Deep inelastic ep scattering in perturbation theory / V.N.Gribov, L.N.Lipatov // Sov. J. Nucl. Phys. – 1972. – V. 15. – P. 438–450 [ЯФ. – 1972. – T. 15. – С. 781–807].
- [9] Dokshitzer, Yu.L. Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and e^+e^- annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics / Yu.L.Dokshitzer // Sov. Phys. JETP. – 1977. – V. 46. – P. 641–653 [ЖЭТФ. – 1977. – T. 73. – С. 1216–1240].
- [10] Altarelli, G. Asymptotic freedom in parton language / G.Altarelli, G.Parisi // Nucl. Phys. B. – 1977. – V. 126. – P. 298–318.

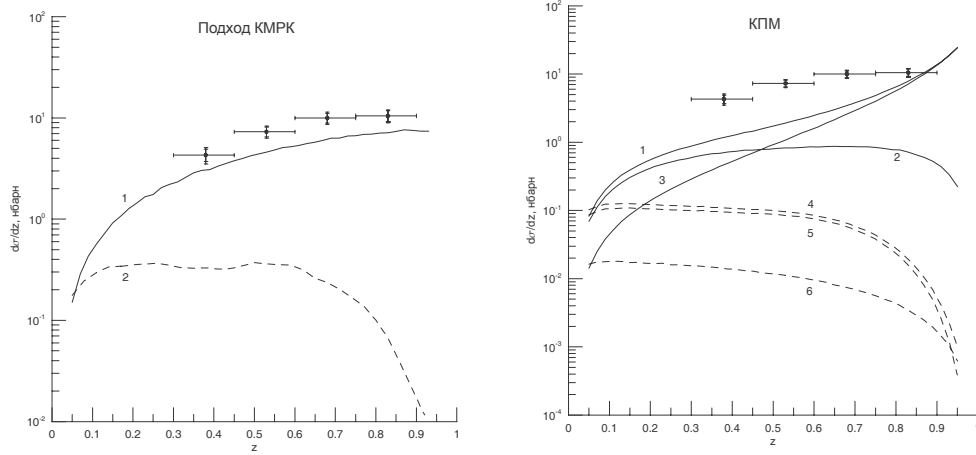


Рис. 4. z -спектры J/ψ -мезонов в ep соударениях при $E_p = 820$ ГэВ, $E_e = 27.5$ ГэВ, $60 \text{ ГэВ} < W < 240 \text{ ГэВ}$, $Q^2 < 1 \text{ ГэВ}^2$ и $p_T > 3 \text{ ГэВ}$. В рамках подхода КМРК: вклад в модели слияния (кривая 1), вклад в модели фрагментации (кривая 2); в КПМ: полный вклад в модели слияния (кривая 1), синглетный вклад в модели слияния (кривая 2), октетный вклад в модели слияния (кривая 3), полный вклад в модели фрагментации (кривая 4), синглетный вклад в модели фрагментации (кривая 5), октетный вклад в модели фрагментации (кривая 6)

- [11] Kuraev, E.A. Multi-reggeon processes in the Yang-Mills theory / E.A.Kuraev, L.N.Lipatov, V.S.Fadin // Sov. Phys. JETP. – 1976. – V. 44. – P. 443–450 [ЖЭТФ. – 1976. – Т. 71. – С. 840–855].
- [12] Balitsky, I.I. The Pomeron singularity in quantum chromodynamics / I.I.Balitsky, L.N.Lipatov // Sov. J. Nucl. Phys. – 1978. – V. 28. – P. 822–829 [ЯФ. – 1978. – Т. 28. – С. 1597–1611].
- [13] Gribov, L.V. Semihard processes in QCD / L.V.Gribov, E.M.Levin, M.G.Ryskin // Phys. Rep. – 1983. – V. 100. – P. 1–150.
- [14] Catani, S. High-energy factorization and small x heavy flavor production / S.Catani, M.Ciafaloni, F.Hautmann // Nucl. Phys. B. – 1991. – V. 366. – P. 135–188.
- [15] Collins, J.C. Heavy quark production in very high-energy hadron collisions / J.C.Collins, R.K.Ellis // Nucl. Phys. B. – 1991. – V. 360. – P. 3–30.
- [16] Fadin, V.S. Next-to-leading corrections to the BFKL equation from the gluon and quark production / V.S.Fadin, L.N.Lipatov // Nucl. Phys. B. – 1996. – V. 477. – P. 767–808.
- [17] Lipatov, L.N. Gauge invariant effective action for high-energy processes in QCD / L.N.Lipatov // Nucl. Phys. B. – 1995. – V. 452 – P. 369–400.
- [18] Feynman rules for effective Regge action / E.N.Antonov [et al.] // Nucl. Phys. B. – 2005. – V. 721. – P. 111–135.
- [19] Small x phenomenology: summary and status / B.Andersson [et al.] // Eur. Phys. J. C. – 2002. – V. 25. – P. 77–101.
- [20] Small x phenomenology: summary and status / R.Jeppe [et al.] // Eur. Phys. J. C. – 2004. – V. 35. – P. 67–98.
- [21] Fadin, V.S. One-loop correction to the BFKL kernel from two gluon production / V.S.Fadin, M.I.Kotsky, L.N.Lipatov // Phys. Lett. B. – 1997. – V. 415. – P. 97–103.

- [22] Leonidov, A. Minijet transverse-energy production in the next-to-leading order in hadron and nuclear collisions / A. Leonidov, D. Ostrovsky // Eur. Phys. J. C. – 1999. – V. 11. – P. 495–499.
- [23] Ostrovsky, D. NLO correction to one particle inclusive production at high-energies / D. Ostrovsky // Phys. Rev. D. – 2000. – V. 62. – P. 054028-1–054028-10.
- [24] Fadin, V.S. Radiative corrections to QCD amplitudes in quasimulti-Regge kinematics / V.S. Fadin, M.G. Kozlov, A.V. Reznichenko // Phys. Atom. Nucl. – 2004. – V. 67. – P. 359–375 [ЯФ. – 2004. – Т. 67. – С. 377–393].
- [25] Bodwin, G.T. Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium / G.T. Bodwin, E. Braaten, G.P. Lepage // Phys. Rev. D. – 1995. – V. 51. – P. 1125–1171; Erratum-ibid. // Phys. Rev. D. – 1997. – V. 55. – P. 5853.
- [26] Braaten, E. Z_0 decay into charmonium via charm quark fragmentation / E. Braaten, K. Cheung, T.C. Yuan // Phys. Rev. D. – 1993. – V. 48. – P. 4230–4235.
- [27] Braaten, E. Gluon fragmentation into P wave heavy quarkonium / E. Braaten, T.C. Yuan // Phys. Rev. D. – 1994. – V. 50. – P. 3176–3180.
- [28] Braaten, E. Gluon fragmentation into spin triplet S wave quarkonium / E. Braaten, T.C. Yuan // Phys. Rev. D. – 1995. – V. 52. – P. 6627–6629.
- [29] Braaten, E. Next-to-leading order calculation of the color octet 3S_1 gluon fragmentation function / E. Braaten, J. Lee // Nucl. Phys. B. – 2000. – V. 586. – P. 427–439.
- [30] Kartvelishvili, V.G. D meson and ψ meson production in hadronic interactions / V.G. Kartvelishvili, A.K. Likhoded, S.R. Slabospitsky // Sov. J. Nucl. Phys. – 1978. – V. 28. – P. 678 [ЯФ. – 1978. – Т. 28. – С. 1315–1322].
- [31] Berger, E.L. Inelastic photoproduction of J/ψ and Υ by gluons / E.L. Berger, D. Jones // Phys. Rev. D. – 1981. – V. 23. – P. 1521–1530.
- [32] Baier, R. Hadronic production of J/ψ and Υ : transverse momentum distributions / R. Baier, R. Rückl // Phys. Lett. B. – 1981. – V. 102. – P. 364–370.
- [33] Saleev, V.A. Hadroproduction of direct J/ψ and ψ' mesons in the fragmentation of gluons and c quarks at high energies / V.A. Saleev, D.V. Vasin // Phys. Atom. Nucl. – 2005. – V. 68. – P. 94–103 [ЯФ. – 2005. – Т. 68. – С. 95–105].
- [34] Saleev, V.A. Direct J/ψ and ψ' hadroproduction via fragmentation in the collinear parton model and k_T -factorization approach / V.A. Saleev, D.V. Vasin // Phys. Rev. D. – 2003. – V. 68. – P. 114013.
- [35] Kniehl, B.A. Charmonium production at high energy in the k_T -factorization approach / B.A. Kniehl, D.V. Vasin, V.A. Saleev // Phys. Rev. D. – 2006. – V. 73. – P. 074022.
- [36] Saleev, V.A. Relative contributions of fusion and fragmentation mechanisms in J/ψ photoproduction at high energy / V.A. Saleev, A.V. Shipilova // Phys. Rev. D. – 2007. – V. 75. – P. 034012-1–034012-7.
- [37] Kniehl, B.A. Bottomonium production in the Regge limit of QCD / B.A. Kniehl, V.A. Saleev, D.V. Vasin // Phys. Rev. D. – 2006. – V. 74. – P. 014024.
- [38] Андреев, И.В. Хромодинамика и жесткие процессы при высоких энергиях / И.В. Андреев. – М.: Наука, 1981. – 192 с.
- [39] Kniehl, B.A. Charmonium production via fragmentation at DESY HERA / B.A. Kniehl, G. Kramer // Phys. Rev. D. – 1997. – V. 56. – P. 5820–5833.

- [40] Review of particle physics. Particle data group / Particle Data Group, S.Eidelman [et al.] // Phys. Lett. B. – 2004. – V. 592. – P. 1.
- [41] Kumaho, S. Comparison of numerical solutions for Q^2 evolution equations / S.Kumaho, T.-H.Nagai // Journal of Computational Physics. – 2004. – V. 201. – P. 651–664.
- [42] Weizsacker, C.F. Radiation emitted in collisions of very fast electrons / C.F.Weizsacker // Z. Phys. – 1934. – V. 88. – P. 612–625.
- [43] Williams, E.J. Nature of the high-energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae / E.J.Williams // Phys. Rev. – 1934. – V. 45. – P. 729–730.
- [44] Improving the Weizsacker-Williams approximation in electron-proton collisions / S.Frixione [et. al.] // Phys. Lett. B. – 1993. – V. 319. – P. 339–345.
- [45] Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions / H.L.Lai [et al.] // Eur. Phys. J. C. – 2000. – V. 12. – P. 375–392.
- [46] Kimber, M.A. Unintegrated parton distributions / M.A.Kimber, A.D.Martin, M.G.Ryskin // Phys. Rev. D. – 2001. – V. 63. – P. 114027.
- [47] Υ production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.8$ TeV / F.Abe [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1995. – V. 75. – P. 4358.
- [48] Υ production and polarization in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.8$ TeV / D.Acosta [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2002. – V. 88. – P. 161802.
- [49] Measurement of inclusive differential cross sections for $\Upsilon(1S)$ production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.96$ TeV / V.M.Abazov [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2005. – V. 94. – P. 232001.
- [50] Beneke, M. Inelastic photoproduction of polarized J/ψ / M.Beneke, M.Kramer, M.Vanttinen // Phys. Rev. D. – 1998. – V. 57. – P. 4258–4274.
- [51] Saleev, V.A. Photoproduction of J/ψ mesons at high-energies in parton model and k_T factorization approach / V.A.Saleev // Phys. Rev. D. – 2002. – V. 65. – P. 054041.
- [52] Godbole, R.M. J/ψ production via fragmentation at HERA / R.M.Godbole, D.P.Roy, K.Sridhar // Phys. Lett. B. – 1996. – V. 373. – P. 328–333.

Поступила в редакцию 26/XII/2006;
в окончательном варианте — 26/XII/2006.

J/ψ PHOTOPRODUCTION VIA FRAGMENTATION IN THE QUASI-MULTI-REGGE KINEMATICS APPROACH

© 2007 V.A. Saleev, A.V. Shipilova²

We study J/ψ photoproduction via the fusion and fragmentation mechanisms at the HERA Collider within the frameworks of the collinear parton model and the quasi-multi-Regge kinematics approach using the factorization formalism of nonrelativistic QCD at leading order in the strong coupling constant α_s and the relative velocity v of the bound quarks.

Paper received 26/*XII*/2007.

Paper accepted 26/*XII*/2007.

²Saleev Vladimir Anatolievich (saleev@ssu.samara.ru), Shipilova Alexandra Victorovna (alexshipilova@ssu.samara.ru), Dept. of General and Theoretical Physics, Samara State University, Samara, 443011, Russia.