

АДРОННОЕ РОЖДЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ КВАРКОНИЕВ В ПОДХОДЕ КВАЗИ-МУЛЬТИ-РЕДЖЕВСКОЙ КИНЕМАТИКИ

© 2005 Д.В. Васин, В.А. Салеев¹

В рамках нерелятивистской квантовой хромодинамики в лидирующем порядке по α_s и v рассмотрено адронное рождение тяжелых кваркониев ($c\bar{c}$, $b\bar{b}$) в реджевском пределе при высоких энергиях в подходе квази-мульти-реджевской кинематики. Произведено фитирование p_T -спектров различных S - и P -волновых состояний кваркониев при энергиях коллайдера Tevatron (run I и run II), и получены наборы октетных непертурбативных матричных элементов для трех различных неколлинеарных функций распределения глюонов в протоне.

Введение

Процессы рождения тяжелых кваркониев ($c\bar{c}$, $b\bar{b}$) при высоких энергиях в $p\bar{p}$ -взаимодействиях на коллайдере Tevatron [1–4] представляют значительный интерес для проверки реджевского предела квантовой хромодинамики (КХД).

Хорошо известно, что в процессах рождения тяжелых кваркониев в столкновениях протонов при высоких энергиях доминирующую роль играет глюон-глюонное слияние. Взаимодействие в начальном состоянии в случае рассматриваемых процессов описывается в рамках моделей, основанных на теории возмущений КХД. В коллинеарной партонной модели [5] динамика глюонов в начальном состоянии описывается уравнением ДГЛАП [6], при этом предполагается, что $S > \mu^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$, где \sqrt{S} — полная энергия сталкивающихся протонов, а μ — характерный масштаб жесткого процесса. При этом в уравнении эволюции ДГЛАП в лидирующем логарифмическом приближении (ЛЛП) учтен лишь вклад больших логарифмов типа $\log(\mu/\Lambda_{QCD})$, и используется коллинеарное приближение, при котором поперечный импульс начальных глюонов отсутствует.

При высоких энергиях, в так называемом реджевском ($S \gg |t| \sim \mu^2$) пределе, начинают доминировать процессы с обменом глюоном в t -канале, по-

¹Васин Дмитрий Валериевич (vasin@ssu.samara.ru), Салеев Владимир Анатольевич (saleev@ssu.samara.ru), кафедра общей и теоретической физики Самарского государственного университета, 443011, Россия, г. Самара, ул. Акад. Павлова, 1.

этому в рамках ЛЛП необходимо учитывать вклады больших логарифмов нового типа $\log(\sqrt{S}/\mu)$, что приводит к неколлинеарной динамике глюонов, которая описывается уравнением эволюции БФКЛ [7]. При этом необходимо учитывать поперечный импульс и виртуальность взаимодействующих t -канальных глюонов. Учет этих эффектов может быть выполнен в подходе k_T -факторизации [8] или в рамках подхода квази-мульти-реджевской кинематики (КМРК) [9], который основан на эффективной квантово-полевой теории с неабелевым калибровочным взаимодействием [10, 11], являющейся высокоэнергетическим пределом КХД.

В последнее десятилетие для описания процессов распада и рождения тяжелых кваркониев был развит формализм, основанный на нерелятивистской КХД (НРКХД) [12], который позволяет представить сечение рождения кваркония в партонном подпроцессе как сумму членов, в которых факторизуются жесткие амплитуды рождения тяжелых кварков и непертурбативные матричные элементы, описывающие переход системы $(Q\bar{Q})$ в конечный кварконий. НРКХД является пертурбативной теорией с двумя малыми параметрами: α_s — константа сильного взаимодействия на масштабе массы тяжелого кварка и v — относительная скорость тяжелых кварков в кварконии.

Отметим, что рождение кваркониев при энергиях $p\bar{p}$ -коллайдера Tevatron изучалось ранее в коллинеарной партонной модели (см., например, [13]) и в подходе k_T -факторизации [14, 15]. В настоящей работе, основанной на подходе КМРК, впервые применена последовательная процедура фитирования полного набора экспериментальных данных коллаборации CDF [1–4] для трех различных неколлинеарных (неинтегрированных) функций распределения глюонов в протоне.

1. Подход КМРК

В подходе квази-мульти-реджевской кинематики рассматриваются доминирующие в реджевском пределе процессы с обменом реджезованным глюоном в t -канале. Для вычисления матричных элементов процессов с участием реджезованного глюона недавно были сформулированы правила Фейнмана для индуцированных и ряда эффективных вершин взаимодействия в эффективной квантово-полевой теории с неабелевым калибровочным взаимодействием [11].

Индуцированная вершина перехода реджезованного глюона в глюон $R^\pm \rightarrow g$ (PR-вершина, рис. 1,а) имеет вид:

$$\Gamma_{ab}^{\pm\nu}(q) = i\delta^{ab} q^2 (n^\pm)^\nu, \quad (1.1)$$

где

$$(n^+)^\nu = P_1^\nu/E_1, \quad (n^-)^\nu = P_2^\nu/E_2, \quad (1.2)$$

$$(n^+ n^-) = 2, \quad (n^\pm n^\pm) = 0, \quad (1.3)$$

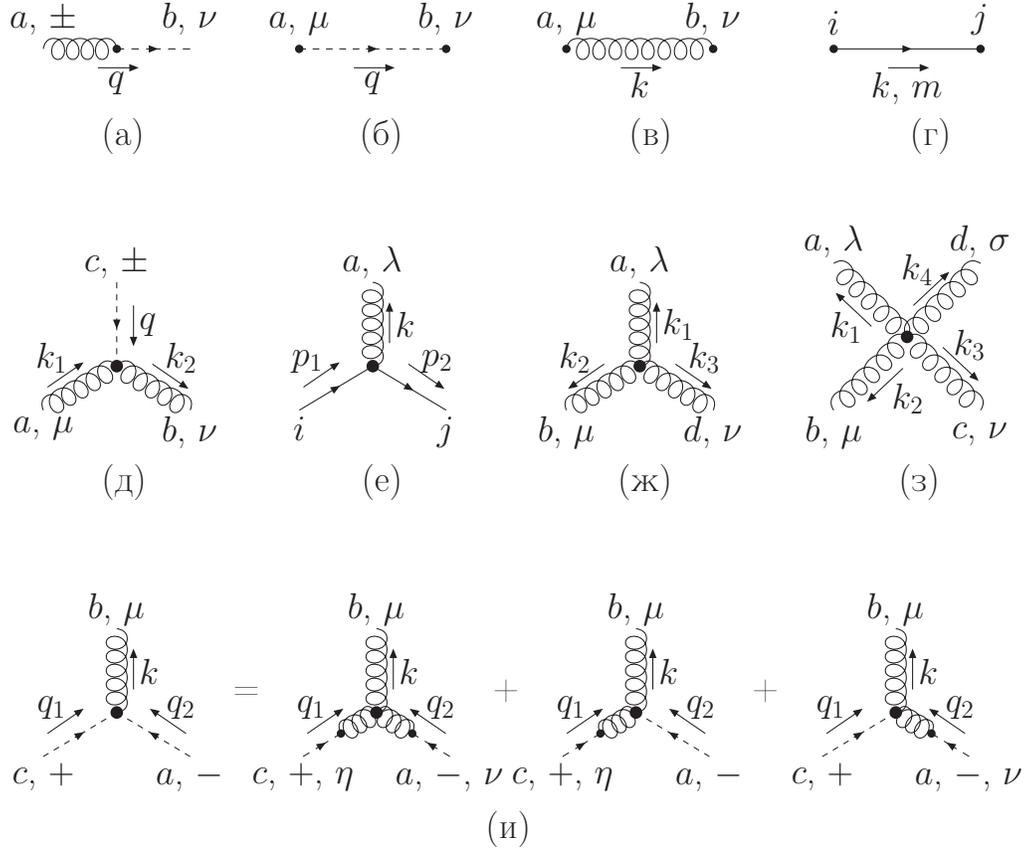


Рис. 1. Правила Фейнмана

$P_{1,2}$ — 4-импульсы сталкивающихся протонов, $E_{1,2}$ — их энергии, $S = 4E_1E_2$. По определению для любого 4-вектора k^μ : $k^\pm = (kn^\pm)$. Нетрудно видеть, что 4-импульсы реджезованных глюонов могут быть представлены в виде:

$$q_1 = q_{1T} + \frac{q_1^-}{2}n^+, \quad q_2 = q_{2T} + \frac{q_2^+}{2}n^-, \quad q_1^+ = q_2^- = 0. \quad (1.4)$$

Индукцированная вершина взаимодействия реджезованного глюона с двумя янг-миллсовскими глюонами (PPR-вершина, рис. 1,д) есть:

$$\Gamma_{acb}^{\mu\pm\nu}(k_1, q, k_2) = -g_s f^{abc} \frac{q^2}{k_1^\pm} (n^\pm)^\mu (n^\pm)^\nu. \quad (1.5)$$

Пропагатор реджезованного глюона (рис. 1,б) определяется следующим образом:

$$D_{ab}^{\mu\nu}(q) = -i\delta^{ab} \frac{1}{2q^2} [(n^+)^\mu (n^-)^\nu + (n^+)^\nu (n^-)^\mu]. \quad (1.6)$$

Лагранжиан теории [10] помимо индуцированной части, отвечающей за реджезованное глюон-глюонное взаимодействие, также включает в себя стандартную янг-миллсовскую часть, отвечающую за кварк-глюонное и

глюон-глюонное взаимодействия. Приведем для полноты изложения стандартные правила Фейнмана для этой части лагранжиана: глюонный пропагатор (рис. 1,в)

$$D_{ab}^{\mu\nu}(k) = -i\delta^{ab}\frac{g^{\mu\nu}}{k^2}, \quad (1.7)$$

кварковый пропагатор (рис. 1,г)

$$D(k, m) = i\frac{\hat{k} + m}{k^2 - m^2}, \quad (1.8)$$

кварк-глюонная вершина (рис. 1,е)

$$V_a^\mu(p_1, k, p_2) = ig_s T^a \gamma^\mu, \quad (1.9)$$

3-глюонная вершина (рис. 1,ж)

$$V_{abd}^{\lambda\mu\nu}(k_1, k_2, k_3) = -g_s f^{abd} \times \\ \times [(k_1 - k_2)^\nu g^{\lambda\mu} + (k_2 - k_3)^\lambda g^{\mu\nu} + (k_3 - k_1)^\mu g^{\nu\lambda}], \quad (1.10)$$

4-глюонная вершина (рис. 1,з)

$$V_{abcd}^{\lambda\mu\nu\sigma}(k_1, k_2, k_3, k_4) = -ig_s^2 [f^{abe} f^{cde} (g^{\lambda\nu} g^{\mu\sigma} - g^{\lambda\sigma} g^{\mu\nu}) + \\ + f^{ace} f^{bde} (g^{\lambda\mu} g^{\nu\sigma} - g^{\lambda\sigma} g^{\mu\nu}) + f^{ade} f^{bce} (g^{\lambda\nu} g^{\mu\sigma} - g^{\lambda\mu} g^{\nu\sigma})]. \quad (1.11)$$

Используя правила Фейнмана для индуцированных вершин взаимодействия (1.1), (1.5), можно получить эффективные вершины, например эффективную вершину рождения одиночного глюона двумя реджезованными глюонами $R^+ R^- \rightarrow g$ (PRR-вершина, рис. 1,и) [11]:

$$\Gamma_{cba}^{+\mu-}(q_1, k, q_2) = V_{cab}^{\eta\mu}(-q_1, -q_2, k)(n^+)^\eta (n^-)^\nu + \\ + \Gamma_{cab}^{\eta-\mu}(q_1, q_2, k)(n^+)^\eta + \Gamma_{acb}^{\nu+\mu}(q_2, q_1, k)(n^-)^\nu = \\ = 2g_s f^{cba} \left((n^-)^\mu \left(q_2^+ + \frac{q_2^-}{q_1^+} \right) - (n^+)^\mu \left(q_1^- + \frac{q_1^+}{q_2^-} \right) + (q_1 - q_2)^\mu \right), \quad (1.12)$$

где при выводе учтено, что

$$\Gamma_{ab}^{\pm\nu}(q) D_{ab}^{\mu\nu}(q) = (n^\pm)^\mu. \quad (1.13)$$

В нашей статье рассматриваются процессы лишь в лидирующем порядке по α_s . Учет следующих по α_s поправок лежит вне рамок представленной работы.

Требование калибровочной инвариантности эффективной теории [10] приводит к следующему условию для амплитуд процессов в КМРК:

$$\lim_{|q_{17,27}| \rightarrow 0} |\overline{\mathcal{A}}_{\text{QMRK}}(R + R \rightarrow \mathcal{H} + X)|^2 = 0. \quad (1.14)$$

В КМРК, адронное сечение рождения $d\sigma$ кваркония \mathcal{H} в процессе

$$p + p \rightarrow \mathcal{H} + X \quad (1.15)$$

связано с сечением рождения $d\hat{\sigma}$ в подпроцессе с участием реджезованных глюонов

$$R + R \rightarrow \mathcal{H} + X \quad (1.16)$$

следующим образом:

$$\begin{aligned} d\sigma(p + p \rightarrow \mathcal{H} + X) &= \int \frac{dx_1}{x_1} \int \frac{d^2\mathbf{q}_{1T}}{\pi} \Phi(x_1, |\mathbf{q}_{1T}|^2, \mu^2) \times \\ &\times \int \frac{dx_2}{x_2} \int \frac{d^2\mathbf{q}_{2T}}{\pi} \Phi(x_2, |\mathbf{q}_{2T}|^2, \mu^2) d\hat{\sigma}(R + R \rightarrow \mathcal{H} + X), \end{aligned} \quad (1.17)$$

где $\Phi(x, |\mathbf{q}_T|^2, \mu^2)$ — неколлинеарная функция распределения глюонов в протоне, $x_{1,2}$ — доля импульса протона, уносимая реджезованным глюоном, $x_1 = \frac{q_1^-}{2E_1}$, $x_2 = \frac{q_2^+}{2E_2}$, $\mu \sim M_T = \sqrt{M^2 + |\mathbf{p}_T|^2}$ — характерный масштаб жесткого процесса, \mathbf{p}_T — поперечный импульс конечного кваркония ($\mathbf{p}_T \in XOZ$). При этом неколлинеарная функция распределения реджезованных глюонов нормирована на стандартную коллинеарную функцию распределения глюонов в протоне:

$$xG(x, \mu^2) = \int \frac{d^2\mathbf{q}_T}{\pi} \Phi(x, |\mathbf{q}_T|^2, \mu^2), \quad (1.18)$$

а сечение подпроцесса (1.16) в пределе $\mathbf{q}_{1T} = \mathbf{q}_{2T} = 0$ переходит в сечение подпроцесса глюон-глюонного слияния, таким образом восстанавливается факторизационная формула коллинеарной партонной модели:

$$d\sigma(p + p \rightarrow \mathcal{H} + X) = \int dx_1 G(x_1, \mu^2) \int dx_2 G(x_2, \mu^2) \times d\hat{\sigma}(g + g \rightarrow \mathcal{H} + X). \quad (1.19)$$

Дифференциальное сечение подпроцесса слияния реджезованных глюонов (1.16) представлено в виде:

$$d\hat{\sigma}(R + R \rightarrow \mathcal{H} + X) = \frac{\mathcal{N}}{2x_1 x_2 S} \overline{|\mathcal{A}_{\text{QMRK}}(R + R \rightarrow \mathcal{H} + X)|^2} d\Phi, \quad (1.20)$$

где $d\Phi$ — дифференциальный фазовый объем конечных частиц, \mathcal{N} — нормировочный фактор, обеспечивающий правильный переход к коллинеарному партонному пределу,

$$\mathcal{N} = \frac{(x_1 x_2 S)^2}{16|\mathbf{q}_{1T}|^2 |\mathbf{q}_{2T}|^2}. \quad (1.21)$$

На стадии численных вычислений были использованы следующие неинтегрированные функции распределения глюонов в протоне $\Phi(x, |\mathbf{q}_T|^2, \mu^2)$: JB [17], JS [18] и KMR [19].

2. Формализм НРКХД

В рамках подхода НРКХД сечение рождения тяжелого кваркония \mathcal{H} в партон-партонном взаимодействии $\hat{\sigma}(a+b \rightarrow \mathcal{H}+X)$ может быть представлено

как сумма членов, в которых факторизуются коэффициенты, определяемые физикой жесткого взаимодействия, и матричные элементы, описывающие эффекты физики больших расстояний [12]:

$$d\hat{\sigma}(\mathcal{H}) = \sum_n d\hat{\sigma}(Q\bar{Q}[n])\langle\mathcal{O}^{\mathcal{H}}[n]\rangle. \quad (2.1)$$

Здесь n обозначает набор цветовых, спиновых и орбитальных квантовых чисел $Q\bar{Q}$ -пары, сечение рождения которой $\hat{\sigma}(Q\bar{Q}[n])$. Непертурбативный переход $Q\bar{Q}$ -пары в конечный кварконий \mathcal{H} описывается матричным элементом $\langle\mathcal{O}^{\mathcal{H}}[n]\rangle$, который может быть рассчитан в рамках непертурбативных методов КХД или извлечен из экспериментальных данных.

В случае рождения J/ψ -мезонов волновая функция физического орто-чармония может быть представлена как суперпозиция фоковских состояний:

$$\begin{aligned} |J/\psi\rangle &= \mathcal{O}(v^0)|c\bar{c}[\bar{3}S_1^{(1)}]\rangle + \mathcal{O}(v^1)|c\bar{c}[\bar{3}P_J^{(8)}]g\rangle + \\ &+ \mathcal{O}(v^2)|c\bar{c}[\bar{3}S_1^{(1,8)}]gg\rangle + \mathcal{O}(v^2)|c\bar{c}[\bar{1}S_0^{(8)}]g\rangle + \dots, \end{aligned} \quad (2.2)$$

где для определения квантовых чисел $c\bar{c}$ -пары используются обычные спектроскопические обозначения, а верхние индексы (1, 8) в круглых скобках обозначают синглетное или октетное по цвету состояние.

В модели цветовых синглетов [20] в разложении (2.2) учитывается только первое слагаемое $\sim v^0$, где v — относительная скорость тяжелых кварков в кварконии. В этом случае непертурбативный матричный элемент, например для J/ψ -мезона, $\langle\mathcal{O}^{J/\psi}[\bar{3}S_1^{(1)}]\rangle$ напрямую связан с квадратом модуля волновой функции кваркония в нуле $|\Psi(0)|^2$, который может быть рассчитан в рамках потенциальной кварковой модели [21]:

$$\langle\mathcal{O}^{J/\psi}[\bar{3}S_1^{(1)}]\rangle = 2N_c(2J+1)|\Psi(0)|^2, \quad (2.3)$$

где $N_c = 3$ и $J = 1$.

Аналогично и для P -волновых чармониев имеем:

$$\langle\mathcal{O}^{\chi_{cJ}}[\bar{3}P_J^{(1)}]\rangle = 2N_c(2J+1)|\Psi'(0)|^2, \quad (2.4)$$

где $|\Psi'(0)|^2$ — квадрат модуля производной волновой функции χ_{cJ} -мезона в нуле.

В общем случае сечение рождения кваркония \mathcal{H} через образование $Q\bar{Q}$ -пары с квантовыми числами $n = {}^{2S+1}L_J^{(1,8)}$ связано с сечением рождения состояния $[n]$ в жестком подпроцессе и непертурбативным матричным элементом перехода $\langle\mathcal{O}^{\mathcal{H}}[{}^{2S+1}L_J^{(1,8)}]\rangle$ следующим образом [12, 22]:

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}(a+b \rightarrow Q\bar{Q}[{}^{2S+1}L_J^{(1,8)}] \rightarrow \mathcal{H}) &= \\ &= \hat{\sigma}(a+b \rightarrow Q\bar{Q}[{}^{2S+1}L_J^{(1,8)}]) \frac{\langle\mathcal{O}^{\mathcal{H}}[{}^{2S+1}L_J^{(1,8)}]\rangle}{N_{\text{col}}N_{\text{pol}}}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

В случае синглетного по цвету состояния $N_{\text{col}} = 2N_c$, а в случае октетного $N_{\text{col}} = 8$, $N_{\text{pol}} = 2J+1$.

Амплитуда рождения $Q\bar{Q}$ -пары в состоянии $[n] \equiv [^{2S+1}L_J^{(1,8)}]$ может быть получена проецированием амплитуды рождения $Q\bar{Q}$ -пары с произвольными квантовыми числами.

Проекторы на состояние со значением спина 0 и 1, соответственно, имеют вид [23]:

$$\Pi_0 = \frac{1}{\sqrt{8m^3}} \left(\frac{\hat{p}}{2} - \hat{q} - m \right) \gamma_5 \left(\frac{\hat{p}}{2} + \hat{q} + m \right), \quad (2.6)$$

$$\Pi_1^\alpha = \frac{1}{\sqrt{8m^3}} \left(\frac{\hat{p}}{2} - \hat{q} - m \right) \gamma^\alpha \left(\frac{\hat{p}}{2} + \hat{q} + m \right), \quad (2.7)$$

где $\hat{p} = \gamma^\alpha p_\alpha$, p_α — 4-импульс $Q\bar{Q}$ -пары, $\hat{q} = \gamma^\alpha q_\alpha$, q_α — 4-импульс относительного движения тяжелых кварков, $m = \frac{M}{2}$ — масса тяжелого кварка, M — масса тяжелого кваркония.

Амплитуды рождения $Q\bar{Q}$ -пары в синглетном и октетном по цвету состоянии получаютс я сверткой исходной амплитуды с проекционными операторами:

$$C_1 = \frac{\delta_{ij}}{\sqrt{N_c}}, \quad (2.8)$$

$$C_8 = \sqrt{2} T_{ij}^c. \quad (2.9)$$

Проецирование на состояние с определенным значением орбитального момента L $Q\bar{Q}$ -пары выполняется путем L -кратного дифференцирования спроецированной на требуемое спиновое и цветовое состояние амплитуды по 4-импульсу относительного движения кварков, затем q полагается равным нулю. Для интересующих нас случаев с $L = 0$ и $L = 1$ можно записать:

$$\mathcal{A}(a + b \rightarrow Q\bar{Q}[^1S_0^{(1,8)}]) = \text{Tr} \left[C_{1,8} \Pi_0 \mathcal{A}(a + b \rightarrow Q\bar{Q}) \right] |_{q=0}, \quad (2.10)$$

$$\mathcal{A}(a + b \rightarrow Q\bar{Q}[^3S_1^{(1,8)}]) = \text{Tr} \left[C_{1,8} \Pi_1^\alpha \mathcal{A}(a + b \rightarrow Q\bar{Q}) \varepsilon_\alpha \right] |_{q=0}, \quad (2.11)$$

$$\mathcal{A}(a + b \rightarrow Q\bar{Q}[^3P_J^{(1,8)}]) = \frac{d}{dq_\beta} \text{Tr} \left[C_{1,8} \Pi_1^\alpha \mathcal{A}(a + b \rightarrow Q\bar{Q}) \varepsilon_{\alpha\beta} \right] |_{q=0}, \quad (2.12)$$

$$\mathcal{A}(a + b \rightarrow Q\bar{Q}[^1P_1^{(1,8)}]) = \frac{d}{dq_\beta} \text{Tr} \left[C_{1,8} \Pi_0 \mathcal{A}(a + b \rightarrow Q\bar{Q}) \varepsilon_\beta \right] |_{q=0}, \quad (2.13)$$

где $\mathcal{A}(ab \rightarrow Q\bar{Q})$ — стандартная КХД-амплитуда рождения $Q\bar{Q}$ -пары с ампутированными кварковыми линиями спиноров.

Суммирование по поляризациям частиц в конечном состоянии можно осуществить при помощи тензора

$$\mathcal{P}_{\alpha\beta}(p) = -g_{\alpha\beta} + \frac{p_\alpha p_\beta}{M^2}. \quad (2.14)$$

Суммирование по поляризациям в случае состояний $[^3S_1]$ и $[^1P_1]$, описываемых 4-векторами поляризации ε_α , дает:

$$\sum_{J_z} \varepsilon_\alpha \varepsilon_{\alpha'}^* = \mathcal{P}_{\alpha\alpha'}. \quad (2.15)$$

В случае $[{}^3P_J]$ состояний, для $J = 0, 1$ и 2 , соответствующие тензоры поляризации сворачиваются по правилам:

$$\varepsilon_{\alpha\beta}^{(0)}\varepsilon_{\alpha'\beta'}^{(0)*} = \frac{1}{3}\mathcal{P}_{\alpha\beta}\mathcal{P}_{\alpha'\beta'}, \quad (2.16)$$

$$\sum_{J_z} \varepsilon_{\alpha\beta}^{(1)}\varepsilon_{\alpha'\beta'}^{(1)*} = \frac{1}{2}(\mathcal{P}_{\alpha\alpha'}\mathcal{P}_{\beta\beta'} - \mathcal{P}_{\alpha\beta'}\mathcal{P}_{\alpha'\beta}), \quad (2.17)$$

$$\sum_{J_z} \varepsilon_{\alpha\beta}^{(2)}\varepsilon_{\alpha'\beta'}^{(2)*} = \frac{1}{2}(\mathcal{P}_{\alpha\alpha'}\mathcal{P}_{\beta\beta'} + \mathcal{P}_{\alpha\beta'}\mathcal{P}_{\alpha'\beta}) - \frac{1}{3}\mathcal{P}_{\alpha\beta}\mathcal{P}_{\alpha'\beta'}. \quad (2.18)$$

3. Адронное рождение тяжелых кваркониев

Для описания процесса рождения тяжелых кваркониев ($c\bar{c}$, $b\bar{b}$) на коллайдере Tevatron в лидирующем порядке по v необходимо учесть вклад следующих состояний в соответствующие волновые функции: $[n] = [{}^3S_1^{(1)}, {}^3S_1^{(8)}, {}^1S_0^{(8)}, {}^3P_J^{(8)}]$ если $\mathcal{H} = \psi(nS)$, $\Upsilon(nS)$, или $[n] = [{}^3P_J^{(1)}, {}^3S_1^{(8)}]$, если $\mathcal{H} = \chi_{cJ}$, χ_{bJ} , где $J = 0, 1$ или 2 . Другими словами, учесть вклад следующих партонных подпроцессов:

$$R + R \rightarrow \mathcal{H}[{}^3S_1^{(8)}, {}^1S_0^{(8)}, {}^3P_J^{(1)}, {}^3P_J^{(8)}], \quad (3.1)$$

$$R + R \rightarrow \mathcal{H}[{}^3S_1^{(1)}] + g. \quad (3.2)$$

Проведенные нами расчеты в рамках подхода КМРК показали, что квадраты модулей амплитуд процессов (3.1), (3.2) с точностью до нормировочного фактора \mathcal{N} (1.21) совпадают с соответствующими квадратами модулей амплитуд, полученными ранее в подходе k_T -факторизации [15], а именно:

$$|\overline{\mathcal{M}}_{\text{КТ}}|^2 = \mathcal{N} |\overline{\mathcal{A}}_{\text{QMRK}}|^2. \quad (3.3)$$

Аналитические формулы для квадрированных амплитуд процессов (3.1), (3.2) в подходе k_T -факторизации представлены в наших работах [16] и здесь не приводятся.

Определим кинематические переменные для процесса рождения тяжелого кваркония в $p\bar{p}$ -взаимодействиях: $p = (p_0, \mathbf{p}_T, p_3)$ — 4-импульс кваркония, u и η — быстрота и псевдобыстрота кваркония,

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{p_0 + p_3}{p_0 - p_3}\right), \quad \eta = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{|\mathbf{p}| + p_3}{|\mathbf{p}| - p_3}\right). \quad (3.4)$$

$$\xi_1 = \frac{p_0 + p_3}{2E_1}, \quad \xi_2 = \frac{p_0 - p_3}{2E_2}. \quad (3.5)$$

Учитывая кинематику подпроцесса $2 \rightarrow 1$ (3.1) и определение (1.17), дифференциальное сечение адронного рождения кваркония \mathcal{H} записывается в виде:

$$\frac{d\sigma(p + p \rightarrow \mathcal{H} + X)}{d\mathbf{p}_T dy} = \frac{|\mathbf{p}_T|}{8} \int \frac{d^2\mathbf{q}_{1T}}{|\mathbf{q}_{1T}|^2} \int \frac{d^2\mathbf{q}_{2T}}{|\mathbf{q}_{2T}|^2} \Phi(\xi_1, |\mathbf{q}_{1T}|^2, \mu^2) \times \\ \times \delta(\mathbf{q}_{1T} + \mathbf{q}_{1T} - \mathbf{p}_T) \Phi(\xi_2, |\mathbf{q}_{2T}|^2, \mu^2) |\overline{\mathcal{A}}_{\text{QMRK}}(R + R \rightarrow \mathcal{H})|^2. \quad (3.6)$$

В случае подпроцесса $2 \rightarrow 2$ (3.2) дифференциальное сечение записывается несколько иначе

$$\frac{d\sigma(p + p \rightarrow \mathcal{H} + X)}{d|\mathbf{p}_T|dy} = \frac{|\mathbf{p}_T|}{128\pi^3} \int \frac{d^2\mathbf{q}_{1T}}{|\mathbf{q}_{1T}|^2} \int \frac{d^2\mathbf{q}_{2T}}{|\mathbf{q}_{2T}|^2} \int \frac{dx_2}{x_2 - \xi_2} \times \\ \times \Phi(x_1, |\mathbf{q}_{1T}|^2, \mu^2) \Phi(x_2, |\mathbf{q}_{2T}|^2, \mu^2) |\mathcal{A}_{\text{QMRK}}(R + R \rightarrow \mathcal{H} + g)|^2, \quad (3.7)$$

где

$$x_1 = \frac{1}{(x_2 - \xi_2)S} \left((\mathbf{q}_{1T} + \mathbf{q}_{2T} - \mathbf{p}_T)^2 - M^2 - |\mathbf{p}_T|^2 + x_2 \xi_1 S \right). \quad (3.8)$$

Экспериментальные данные для p_T -спектров чармониев, полученные Коллаборацией CDF (run I) [1] ($\sqrt{S} = 1.8$ ТэВ, $5 < p_T < 20$ ГэВ, $|y| < 0.6$), включают в себя спектры J/ψ -мезонов от распадов B -мезонов, от распадов χ_{cJ} -мезонов, $\psi(2S)$ -мезонов, а также p_T -спектры прямых (direct) J/ψ . Данные CDF (run II) при энергии $\sqrt{S} = 1.96$ ТэВ [2] включают более широкую область поперечных импульсов J/ψ -мезонов: $0 < p_T < 20$ ГэВ. Однако, на сегодня выделены только два вклада в спектр J/ψ -мезонов: от распадов B -мезонов и суммарный (prompt) вклад от прямых J/ψ -мезонов, и J/ψ от распадов χ_{cJ} и $\psi(2S)$.

В настоящее время Коллаборацией CDF опубликованы данные по p_T -спектрам S -волновых боттомониев $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$ при $\sqrt{S} = 1.8$ ТэВ [3] и p_T -спектры $\Upsilon(1S)$ -мезонов в различных интервалах по быстрой скорости при $\sqrt{S} = 1.96$ ТэВ [4]. При этом $\Upsilon(3S)$ рождаются только напрямую, а спектры $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(1S)$ включают в себя прямой вклад и вклад от распадов более высоко лежащих S - и P -волновых состояний боттомония, включая каскадные переходы, например: $\Upsilon(3S) \rightarrow \chi_{b1}(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)$.

4. Результаты расчетов

В результате фитирования полного набора данных по p_T -спектрам J/ψ - и Υ -мезонов мы определили значения октетных матричных элементов для трех неколлинеарных функций распределения глюонов в протоне: JB [17], JS [18] и KMR [19]. Синглетные непертурбативные матричные элементы не фитируются, т.к. могут быть извлечены из измеренных ширин распадов $\psi(nS) \rightarrow l^+l^-$, $\Upsilon(nS) \rightarrow e^+e^-$ и $\chi_{c2} \rightarrow \gamma\gamma$ [13, 24], а если это невозможно, то используются значения, полученные теоретически в потенциальной кварковой модели [21].

В табл. 1 представлены результаты фитирования непертурбативных матричных элементов для чармониев, полученные при фитировании в коллинеарной партонной модели (ПМ) [13] и в КМРК при использовании JB [17], JS [18], и KMR [19] неинтегрированных функций распределения глюонов в протоне. Данные Коллаборации CDF по прямому рождению J/ψ -мезонов для run I [1] и run II [2] были исключены из процедуры фитирования для функции распределения JB, т.к. учет этих данных приводит

Таблица 1

Непертурбативные матричные элементы для J/ψ -, ψ' - и χ_{cJ} -мезонов

н / н	ПМ [13]	Фит JB	Фит JS	Фит KMR
$\langle \mathcal{O}^{J/\psi}[{}^3S_1^{(1)}] \rangle$, ГэВ ³	1.3	1.3	1.3	1.3
$\langle \mathcal{O}^{J/\psi}[{}^3S_1^{(8)}] \rangle$, ГэВ ³	$4.4 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$6.1 \cdot 10^{-3}$	$2.7 \cdot 10^{-3}$
$\langle \mathcal{O}^{J/\psi}[{}^1S_0^{(8)}] \rangle$, ГэВ ³	$4.3 \cdot 10^{-2}$	$6.6 \cdot 10^{-3}$	$9.0 \cdot 10^{-3}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$
$\langle \mathcal{O}^{J/\psi}[{}^3P_0^{(8)}] \rangle$, ГэВ ⁵	$2.8 \cdot 10^{-2}$	0	0	0
$\langle \mathcal{O}^{\psi'}[{}^3S_1^{(1)}] \rangle$, ГэВ ³	$6.5 \cdot 10^{-1}$	$6.5 \cdot 10^{-1}$	$6.5 \cdot 10^{-1}$	$6.5 \cdot 10^{-1}$
$\langle \mathcal{O}^{\psi'}[{}^3S_1^{(8)}] \rangle$, ГэВ ³	$4.2 \cdot 10^{-3}$	$3.0 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$8.3 \cdot 10^{-4}$
$\langle \mathcal{O}^{\psi'}[{}^1S_0^{(8)}] \rangle$, ГэВ ³	$6.9 \cdot 10^{-3}$	0	0	0
$\langle \mathcal{O}^{\psi'}[{}^3P_0^{(8)}] \rangle$, ГэВ ⁵	$3.9 \cdot 10^{-3}$	0	0	0
$\langle \mathcal{O}^{\chi_{c0}}[{}^3P_0^{(1)}] \rangle$, ГэВ ⁵	$8.9 \cdot 10^{-2}$	$8.9 \cdot 10^{-2}$	$8.9 \cdot 10^{-2}$	$8.9 \cdot 10^{-2}$
$\langle \mathcal{O}^{\chi_{c0}}[{}^3S_1^{(8)}] \rangle$, ГэВ ³	$4.4 \cdot 10^{-3}$	0	$2.2 \cdot 10^{-4}$	$4.7 \cdot 10^{-5}$
$\chi^2/\text{d.o.f}$	–	2.2	4.1	3.0

к значениям $\chi^2/\text{d.o.f} > 20$. На рис. 2 показаны рассчитанные p_T -спектры прямых J/ψ -мезонов при $\sqrt{S} = 1.8$ ТэВ, а на рис. 3 суммарный спектр (prompt) J/ψ -мезонов при $\sqrt{S} = 1.96$ ТэВ.

На рис. 2 показан p_T -спектр рождения прямых (direct) J/ψ -мезонов при $\sqrt{S} = 1.8$ ТэВ и $|\eta| < 0.6$. Кривая 1 — вклад $R + R \rightarrow J/\psi[{}^3S_1^{(8)}]$, 2 — сумма $R + R \rightarrow J/\psi[{}^1S_0^{(8)}]$ и $R + R \rightarrow J/\psi[{}^3P_J^{(8)}]$, 3 — $R + R \rightarrow g + J/\psi[{}^3S_1^{(1)}]$, 4 — сумма вкладов 1, 2 и 3. B означает относительную ширину лептонного распада J/ψ . Теоретические результаты получены с использованием неинтегрированных глюонных распределений: JB [17] — рис. 2,(а), JS [18] — рис. 2,(б) и KMR [19] — рис. 2,(в). На рис. 2 видно, что при больших $|\mathbf{p}_T| > 10$ ГэВ основной вклад в прямое (direct) рождение J/ψ -мезонов дает октетное состояние $\langle \mathcal{O}^{J/\psi}[{}^3S_1^{(8)}] \rangle$, так же как и в коллинеарной партонной модели [13]. Причем среднее по различным функциям распределения значение непертурбативного октетного матричного элемента $\langle \mathcal{O}^{J/\psi}[{}^3S_1^{(8)}] \rangle$ очень близко к значению, полученному ранее в коллинеарной партонной модели. В то же время вклад непертурбативного синглетного матричного элемента $\langle \mathcal{O}^{J/\psi}[{}^3S_1^{(1)}] \rangle$ не так мал, как в коллинеарной партонной модели, особенно в области малых p_T .

Фитирование данных для J/ψ -мезонов, рожденных в радиационных распадах χ_{cJ} -мезонов наиболее простое, т.к. имеется лишь один свободный параметр $\langle \mathcal{O}^{\chi_{c0}}[{}^3S_1^{(8)}] \rangle$. Мы подтвердили вывод работы [14], что в подходе k_T -факторизации спектры P -волновых чармониев могут быть описаны только в рамках синглетного механизма рождения. Наилучший фит получается, когда значение непертурбативного октетного матричного элемента $\langle \mathcal{O}^{\chi_{c0}}[{}^3S_1^{(8)}] \rangle$ полагается равным нулю. В случае функции распределения JB [17] при фитировании возникают нефизические отрицательные значе-

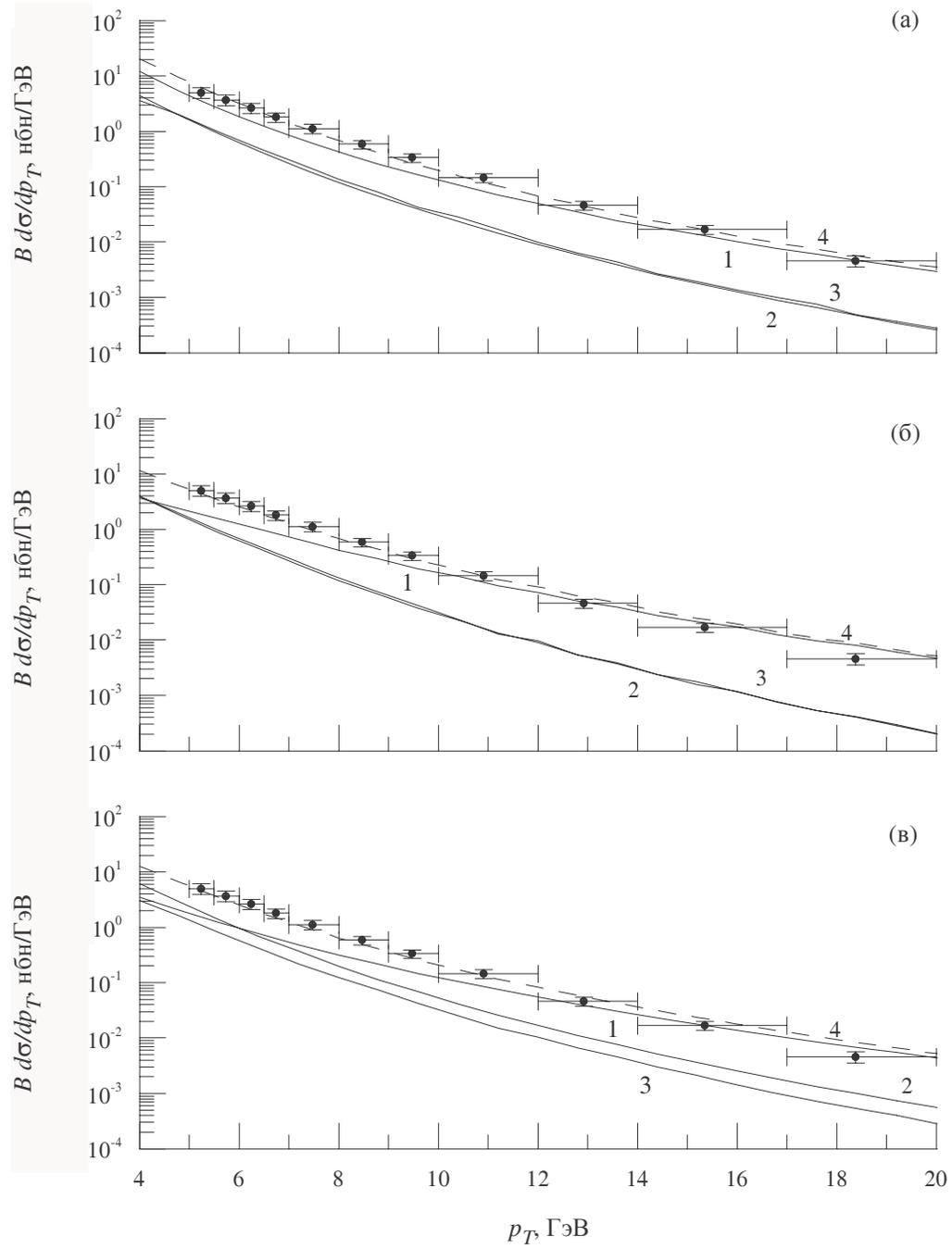


Рис. 2. Суммарный p_T -спектр рождения прямых (direct) J/ψ -мезонов при $\sqrt{S} = 1.8$ ТэВ и $|\eta| < 0.6$

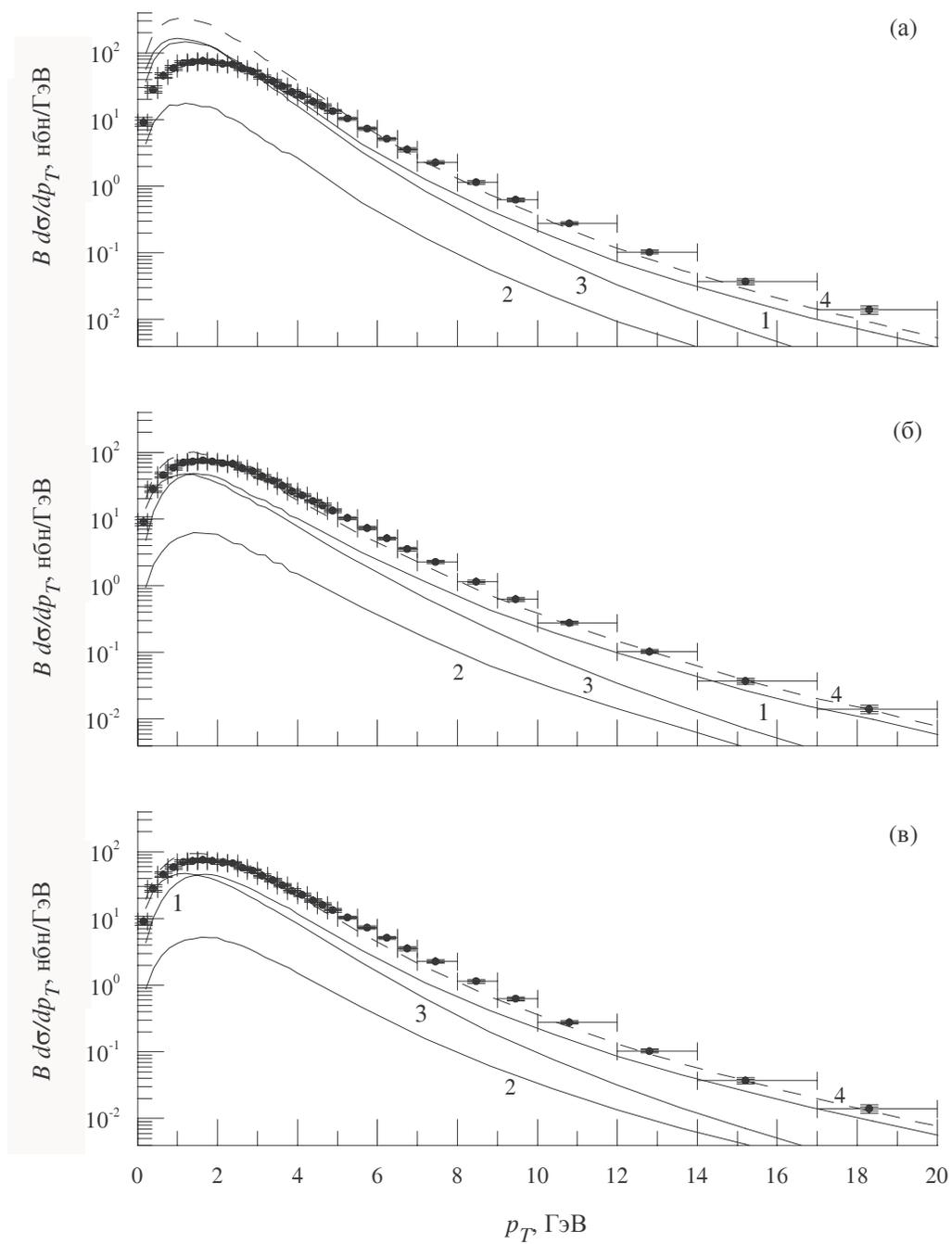


Рис. 3. Суммарный (прогр) p_T -спектр рождения J/ψ -мезонов при $\sqrt{S} = 1.96$ ТэВ и $|y| < 0.6$

ния $\langle \mathcal{O}^{\chi_0}[{}^3S_1^{(8)}] \rangle$, так как вклад синглетного непертурбативного матричного элемента превышает экспериментальные данные при $|\mathbf{p}_T| < 8$ ГэВ. Это приводит к большим значениям функции χ^2 , указывающим на невозможность достоверного описания данных с неколлинеарным распределением JB [17].

На рис. 3 представлен суммарный (prompt) p_T -спектр J/ψ -мезонов при $\sqrt{S} = 1.96$ ТэВ. Кривая 1 — это вклад прямых (direct) J/ψ -мезонов, 2 — вклад J/ψ -мезонов, полученных из распадов ψ' , 3 — вклад J/ψ -мезонов, полученных из распадов χ_{cJ} , 4 — сумма вкладов 1, 2 и 3. B означает относительную ширину лептонного распада J/ψ . Теоретические результаты получены с использованием неинтегрированных глюонных распределений: JB [17] — рис. 3,(а), JS [18] — рис. 3,(б) и KMR [19] — рис. 3,(в). Мы получили, что в области малых $|\mathbf{p}_T| < 5$ ГэВ преобладает вклад от распадов χ_{cJ} -мезонов, а в области $|\mathbf{p}_T| > 5$ ГэВ преобладает вклад прямого (direct) рождения. Вклад от распадов ψ' -мезонов не превышает нескольких процентов при всех значениях p_T . Рис. 3 показывает хорошее согласие между теоретическими предсказаниями и экспериментальными данными [2] в случае неколлинеарных функций распределения глюонов в протоне JS [18] и KMR [19]. В случае функции распределения JB [17] имеется существенное превышение в области малых $|\mathbf{p}_T| < 5$ ГэВ, и это невозможно исправить выбором непертурбативных октетных матричных элементов. Причина расхождения — в быстром росте функции распределения $\Phi(x, |\mathbf{q}_T|^2, \mu^2)$ при $|\mathbf{q}_T| \rightarrow 0$ для JB [17]. В отличие от функции распределения JB [17], функции распределения JS [18] и KMR [19] предсказывают меньшие значения $\Phi(x, |\mathbf{q}_T|^2, \mu^2)$, слабо зависящие от $|\mathbf{q}_T|$ в этой области.

Результаты фитирования октетных матричных элементов для боттомониев представлены в табл. 2. Фитирование производилось в коллинеарной партонной модели (ПМ) [24] и в КМПК при использовании JB [17], JS [18] и KMR [19] неинтегрированных функций распределения глюонов в протоне. На рис. 4 показаны рассчитанные нами с функцией распределения KMR [19] p_T -спектры $\Upsilon(1S, 2S, 3S)$ -мезонов при $\sqrt{S} = 1.8$ ТэВ. Кривая 1 — вклад октетных матричных элементов, 2 — вклад синглетных матричных элементов, 3 — сумма вкладов 1 и 2. B означает относительную ширину лептонного распада Υ -мезона, для $\Upsilon(1S)$ — рис. 4,а, $\Upsilon(2S)$ — рис. 4,б, и $\Upsilon(3S)$ — рис. 4,в. А на рис. 5 показаны p_T -спектры $\Upsilon(1S)$ при $\sqrt{S} = 1.96$ ТэВ в различных интервалах по быстройте. Полученный в результате фитирования данных с функцией распределения JS [18] набор октетных матричных элементов не позволяет с удовлетворительной достоверностью ($\chi^2 = 27$) описать данные по спектрам боттомониев, хотя спектры чармониев описывались только немного хуже, чем для функции распределения KMR [19]. Для функции распределения JB [17] ситуация обратная: в отличие от p_T -спектров чармониев, спектры боттомониев описываются удовлетворительно ($\chi^2 = 2.9$).

При расчетах использовались следующие значения парциальных ширин распадов [25]: $B(\Upsilon(3S) \rightarrow \mu^+ + \mu^-) = 0.0181$, $B(\Upsilon(2S) \rightarrow \mu^+ + \mu^-) = 0.0131$,

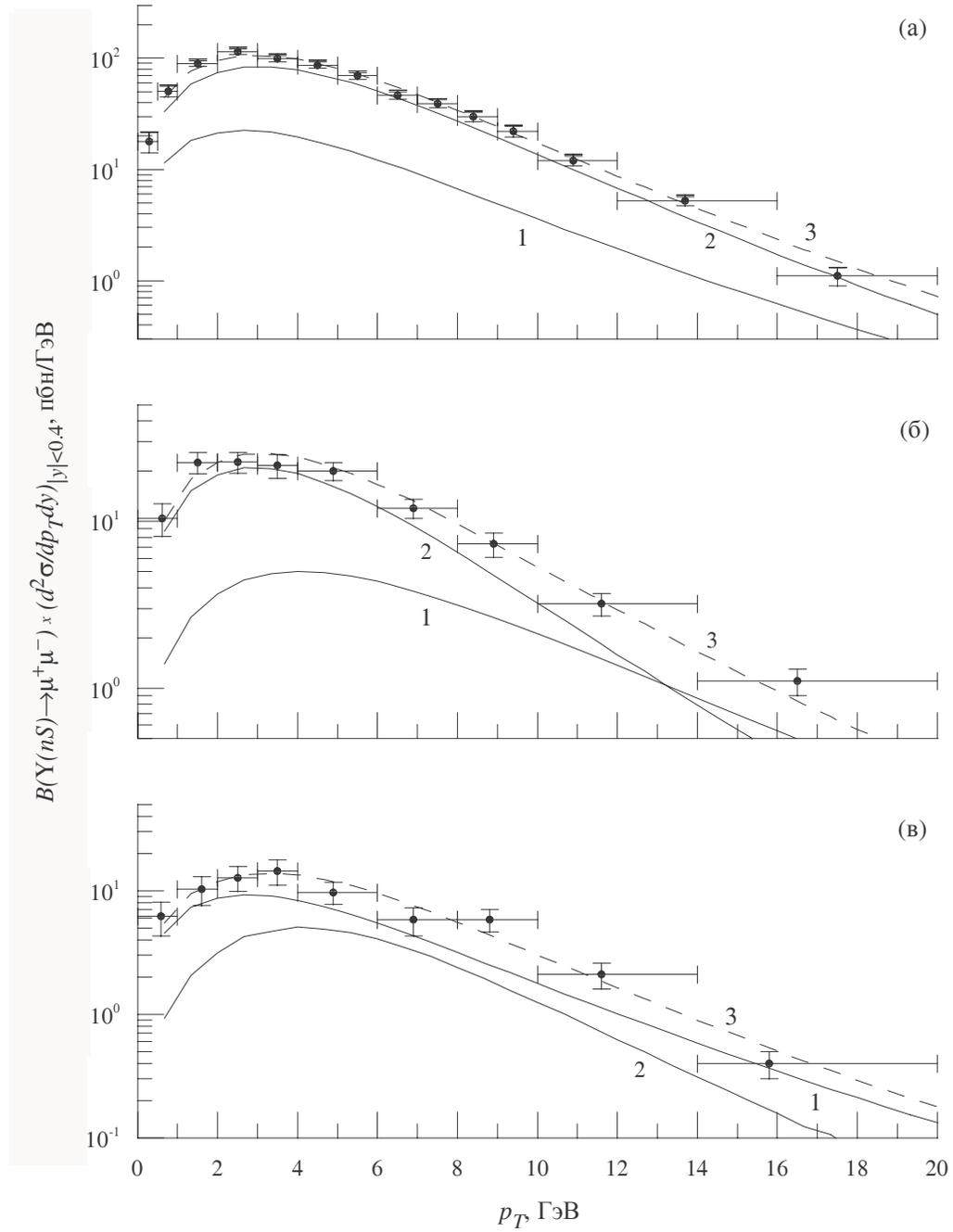


Рис. 4. Суммарный (prompt) p_T -спектр рождения Υ -мезонов, усредненный по $|y| < 0.4$ при $\sqrt{S} = 1.8$ ТэВ. Теоретические результаты получены с использованием неинтегрированного глюонного распределения KMR [19]

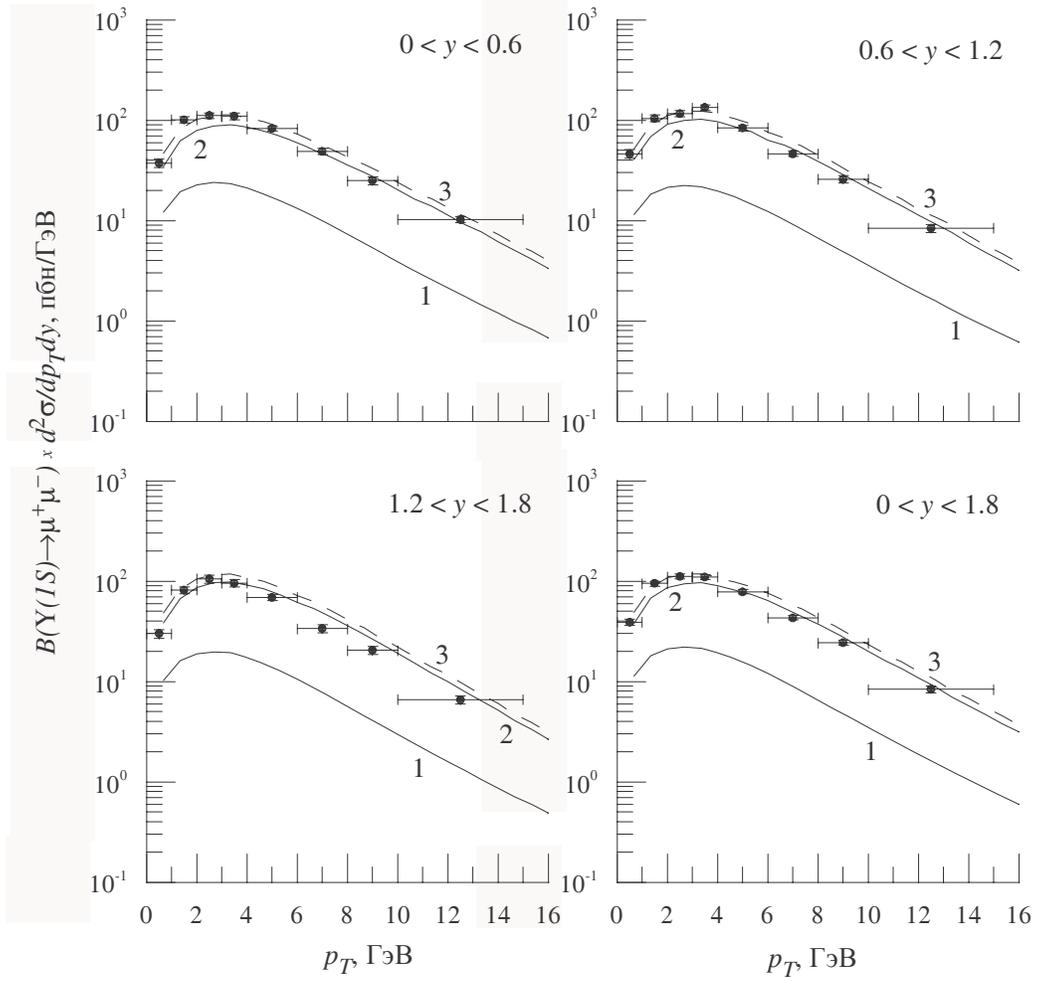


Рис. 5. Суммарный (prompt) p_T -спектр рождения $\Upsilon(1S)$ -мезонов при разных обрезающих по y при $\sqrt{S} = 1.96$ ТэВ. Обозначения такие же, как и на рис. 4

$B(\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+ + \mu^-) = 0.0248$, $B(J/\psi \rightarrow \mu^+ + \mu^-) = 6.01 \times 10^{-2}$, $B(\psi' \rightarrow J/\psi + X) = 0.576$, $B(\chi_{c0} \rightarrow J/\psi + \gamma) = 0.012$, $B(\chi_{c1} \rightarrow J/\psi + \gamma) = 0.318$ и $B(\chi_{c2} \rightarrow J/\psi + \gamma) = 0.203$. Массы составляющих кварков: $m_c = 1.55$ ГэВ и $m_b = 4.77$ ГэВ. Вероятности переходов между различными состояниями боттомония с учетом всевозможных каскадов представлены в табл. 3.

Заключение

Анализ полученных в результате Фитирования экспериментальных данных, октетных непертурбативных матричных элементов НРКХД для рассмотренных неколлинеарных функций распределения глюонов в протоне показывает, что, во-первых, функции распределения JB [17] и JS [18] не позволяют с удовлетворительной достоверностью фитировать полный набор экспериментальных данных, напротив, KMR [19] позволяет непротиворечиво фитировать p_T -спектры чармониев и боттомониев ($\chi^2 = 3.0$ и 0.5); во-вторых, непертурбативные переходы из промежуточного октетного состояния в конечное синглетное приближенно удовлетворяют условию: $\Delta L \simeq 0$ и $\Delta S \simeq 0$, т.е. являются дваждыхромозлектрическими, и сохраняют спин и орбитальный момент тяжелых кварков, как это и предсказывается принципами спиновой симметрии процессов с участием тяжелых кварков.

Авторы благодарны Б. Книллю, Э. Кураеву и О. Теряеву за интерес к работе и полезные дискуссии, а также благодарит Международный центр теоретической физики в Москве и Фонд "Династия" за финансовую поддержку.

Литература

- [1] CDF, Abe F. et al. J/ψ and $\psi(2S)$ production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. Lett., 1997. V. 79. P. 572; ibid. 1997. V. 79. P. 578; CDF, Affolder T. et al. Measurement of J/ψ and $\psi(2S)$ polarization in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. Lett., 2000. V. 85. P. 2886.
- [2] CDF, Acosta D. et al. Measurement of J/ψ meson and b -hadron production cross section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1960$ GeV // Phys. Rev., 2005. V. D71. P. 032001.
- [3] CDF, Abe F. et al. Υ production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. Lett., 1995. V. 75. P. 4358; CDF, Acosta D. et al. Υ production and polarization in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. Lett., 2002. V. 88. P. 161802.
- [4] CDF, Abazov V.M. et al. Measurement of inclusive differential cross section for $\Upsilon(1S)$ production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1960$ GeV // Phys. Rev. Lett., 2005. V. 94. P. 232001.
- [5] CTEQ, Brock R. et al. Handbook of perturbative QCD: version 1.0. // Rev. Mod. Phys., 1995. V. 67. P. 157.

- [6] Gribov V.N., Lipatov L.N. Deep inelastic $e p$ scattering in perturbation theory // Sov. J. Nucl. Phys., 1972. V. 15. P. 438; Dokshitser Yu.A. Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and $e^+ e^-$ annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics // Sov. Phys. JETP., 1977. V. 46. P. 641; Altarelli G., Parisi G. Asymptotic freedom in parton language // Nucl. Phys., 1977. V. B126. P. 298.
- [7] Kuraev E.A., Lipatov L.N., Fadin V.S. Multi - reggeon processes in the Yang-Mills theory // Sov. Phys. JETP, 1976. V. 44. P. 443; Balitskii Y.I., Lipatov L.N. The pomeron singularity in quantum chromodynamics // Sov. J. Nucl. Phys., 1978. V. 28. P. 822.
- [8] Gribov L.V., Levin E.M., Ryskin M.G. Semihard processes in QCD // Phys. Rep., 1983. V. 100. P. 1; Collins J.C., Ellis R.K. Heavy quark production in very high-energy hadron collisions // Nucl. Phys., 1991. V. 360. P. 3; Catani S., Ciafaloni M., Hautmann F. High-energy factorization and small x heavy flavor production // Nucl. Phys., 1991. V. B366. P. 135.
- [9] Fadin V.S., Lipatov L.N. Next-to-leading corrections to the BFKL equation from the gluon and quark production // Nucl. Phys., 1996. V. B477. P. 767.
- [10] Lipatov L.N. Gauge invariant effective action for high-energy processes in QCD // Nucl. Phys., 1995. V. B452. P. 369.
- [11] Antonov E.N., Lipatov L.N., Kuraev E.A., Cherednikov I.O. Feynman rules for effective regge action // Nucl. Phys., 2005. V. B721. P. 111.
- [12] Bodwin G.T., Braaten E., Lepage G.P. Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium // Phys. Rev., 1995. V. D51. P. 1125.
- [13] Braaten E., Kniehl B.A., Lee J. Polarization of prompt J/ψ at the Tevatron // Phys. Rev., 2000. V. D62. P. 094005.
- [14] Hagler P. et al. Heavy quark production as sensitive test for an improved description of high-energy hadron collisions // P. Phys. Rev., 2000. V. D62. P. 071502; Yuan F., Chao K.-T. Color singlet direct J/ψ and ψ' production at Tevatron in the k_T -factorization approach // Phys. Rev., 2001. V. D63. P. 034006; Yuan F., Chao K.-T. Polarizations of J/ψ and ψ' in hadroproduction at Tevatron in the k_T -factorization approach // Phys. Rev. Lett., 2001. V. 87. P. 022002; Hagler P. et al. Towards a solution of the charmonium production controversy: k_T -factorization versus color octet mechanism // P. Phys. Rev. Lett., 2001. V. 86. P. 1446; Baranov S.P. Highlights from the k_T -factorization approach on the quarkonium production puzzles // Phys. Rev., 2002. V. D66. P. 114003.
- [15] Saleev V.A., Vasin D.V. Direct J/ψ and ψ' hadroproduction via fragmentation in the collinear parton model and k_T -factorization approach // Phys. Rev., 2003. V. D68. P. 114013; Салеев В.А., Васин Д.В. Адронное рождение прямых J/ψ - и ψ' -мезонов в процессах фрагментации

- глюонов и c -кварков при высоких энергиях // Яд. физ., 2005. Т. 68. С. 95;
- [16] Kniehl B.A., Saleev V.A., Vasin D.V. Charmonium production at high energy in the k_T -factorization approach // в печати; Saleev V.A., Vasin D.V. On the direct J/ψ -meson hadroproduction at high energies // In Proc. First Int. Workshop "HSQCD 2004 2004. P. 73.
- [17] Blumlein J. On the k_T dependent gluon density of the proton // DESY-95-121, 1995.
- [18] Jung H., Salam G. Hadronic final state predictions from CCFM: the hadron level Monte Carlo generator CASCADE // Eur. Phys. J., 2001. V. C19. P. 351.
- [19] Kimber M.A., Martin A.D., Ryskin M.G. Unintegrated parton distributions // Phys. Rev., 2001. V. D63. P. 114027.
- [20] Berger E.L., Jones D. Inelastic photoproduction of J/ψ and Υ by gluons // Phys. Rev., 1981. V. D23. P. 1521; Baier R., Rückl R. Hadronic production of J/ψ and Υ : transverse momentum distributions // Phys. Lett., 1981. V. B102. P. 364; Gershtein S.S., Likhoded A.K., Slabospitsky S.R. Charmed particle inclusive spectra in photoproduction processes // Sov. J. Nucl. Phys., 1981. V. 34. P. 128; Картвелишвили В.Г., Лиходед А.К., Слабоспитский С.Р. Рождение D - и ψ -мезонов в адронных взаимодействиях // Яд. физ., 1978. Т. 28. С. 1315.
- [21] Eichten E.J., Quigg C. Quarkonium wave function at the origin // Phys. Rev., 1995. V. D52. P. 1726; Lucha W., Schöberl F.F., Gromes D. Bound states of quarks // Phys. Rep., 1991. V. 200. P. 127.
- [22] Maltoni F., Mangano M.L., Petrelli A. Quarkonium photoproduction at next-to-leading order // Nucl. Phys., 1998. V. B519. P. 361.
- [23] Kühn J.H., Kaplan J., Safiani E.G.O. Electromagnetic annihilation of e^+e^- into quarkonium states with even charge conjugation // Nucl. Phys., 1979. V. B157. P. 125; Guberina B., Kühn J.H., Peccei R.D., Rückl R. Rare decays of the Z^0 // Nucl. Phys., 1980. V. B174. P. 317.
- [24] Braaten E., Fleming S., Leibovich A.K. Nonrelativistic QCD analysis of bottomonium production at the Fermilab Tevatron // Phys. Rev., 2001. V. D63. P. 094006.
- [25] Eidelman S. et al. Review of particle physics // P. Phys. Lett., 2004. V. B592. P. 1.

Поступила в редакцию 10/XI/2005;
в окончательном варианте — 10/XI/2005.

HADROPRODUCTION OF HEAVY QUARKONIA IN QUASI-MULTI-REGGE KINEMATICS

© 2005 V.A. Saleev, D.V. Vasin²

The quarkonia ($c\bar{c}$, $b\bar{b}$) hadroproduction in framework of the quasi-multi-Regge kinematics and the nonrelativistic QCD at leading order in α_s and v is studied. The Tevatron data (run I and run II) for p_T -spectra are fitted to obtain the S - and P -wave. The color octet nonperturbative matrix elements at the different choice of the unintegrated gluon distribution function in a proton are obtained.

Paper received 10/XI/2005.

Paper accepted 10/XI/2005.

²Saleev Vladimir Anatolievich (saleev@ssu.samara.ru), Vasin Dmitriy Valerievich (vasin@ssu.samara.ru), Dept. of General and Theoretical Physics, Samara State University, Samara, 443011, Russia.