

РОЖДЕНИЕ η_c -МЕЗОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ В ПРОТОН-ПРОТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

А. В. Ануфриев^{1,*}, В. А. Салеев^{1,2,**}

¹ Самарский университет, Самара, Россия

² Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассматривается рождение η_c -мезонов при энергиях БАК в подходе реджезации партонов и лидирующем порядке теории возмущений квантовой хромодинамики. Адронизация пары кварк–антикварк ($c\bar{c}$) в η_c описывается в рамках нерелятивистской КХД и с использованием модели испарения цвета. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными для сечения рождения η_c в протон-протонных столкновениях, полученными коллаборацией LHCb. Сделаны предсказания для кинематических условий экспериментов коллаборации LHCb и ATLAS при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ.

We discuss the η_c -meson production at LHC energies in the parton Reggeization approach and leading order of perturbative quantum chromodynamics. The hadronization of quark–antiquark $c\bar{c}$ pair into η_c is described within the framework of nonrelativistic QCD and using the color evaporation model. Results of calculations are compared with experimental data for η_c production cross section in proton–proton collisions obtained by the LHCb collaboration. Predictions for kinematic conditions of the LHCb and ATLAS collaboration experiments at energy $\sqrt{s} = 13$ TeV are made.

PACS: 12.38.Bx; 13.90.Ni; 14.40.Lb

ВВЕДЕНИЕ

Тяжелые кварконии являются объектами пристального изучения с 1970-х гг., когда был открыт J/ψ -мезон. Расчет сечений рождения кваркониев может быть проведен в рамках теории возмущений квантовой хромодинамики из-за малости константы сильного взаимодействия на масштабе, равном массе тяжелого кварка $\alpha_S = 0,2 \sim 0,3$. Процесс адронизации кварков имеет непертурбативную природу и может быть описан в рамках подхода нерелятивистской КХД (НРКХД) [1], который основан на малости относительной скорости кварк-антикварка в связанном состоянии. В модели цветowych синглетов (МЦС) [2] предполагается, что пара

* E-mail: anufrievav2000@mail.ru

** E-mail: saleev@samsu.ru

$c\bar{c}$ образуется с квантовыми числами конечного кваркония в синглетном по цвету состоянии. Более феноменологическое описание адронизации дается в рамках модели испарения цвета (МИЦ) [3]. В настоящее время накоплено большое количество экспериментальных данных по рождению J/ψ -мезонов в адронных взаимодействиях при энергиях от $\sqrt{s} = 19$ ГэВ до $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. С другой стороны, только одно измерение сечения рождения основного состояния чармония — η_c -мезона — было проведено коллаборацией LHCb на Большом адронном коллайдере [4].

1. ПОДХОД РЕДЖЕЗАЦИИ ПАРТОНОВ

Высокие энергии, соответствующие реджевскому пределу КХД ($\sqrt{s} \gg \mu$, где μ — характерный жесткий масштаб), требуют учета неколлинеарной динамики глюонов, которая описывается уравнением эволюции Балицкого–Фадина–Кураева–Липатова (БФКЛ) [5]. В работах [6, 7] был предложен подход реджезации партон (ПРП), в основу которого положен эффект реджезации амплитуд в квантовой хромодинамике в высокоэнергетическом пределе мультiredжевской кинематики. В этом подходе партоны трактуются как реджеоны или как реджезованные глюоны и кварки.

Для работы непосредственно с реджеонами Л. Н. Липатовым была предложена эффективная теория поля [8], в которой определено неабелево калибровочно-инвариантное действие, включающее поля реджезованных глюонов и реджезованных кварков. Правила Фейнмана в эффективной теории поля Липатова могут быть построены по аналогии со стандартными правилами Фейнмана КХД с использованием калибровочно-инвариантных блоков — эффективных вершин.

В рамках БФКЛ-формализма рассматриваются неинтегрированные партонные функции распределения (нПФР) реджезованных глюонов и кварков, связанные с коллинеарным ПФР условием нормировки:

$$xf_g^p(x, \mu^2) = \int^{\mu^2} \Phi_g^p(x, t, \mu^2) dt.$$

В ПРП предполагается, что сечение жесткого адронного процесса факторизуется как свертка партонного сечения с нПФР реджезованного глюона в протоне [9]:

$$d\sigma(p + p \rightarrow \eta_c + X) = \int \frac{dx_1}{x_1} \int \frac{d^2q_{1T}}{\pi} \Phi_g^p(x_1, t_1, \mu^2) \int \frac{dx_2}{x_2} \times \\ \times \int \frac{d^2q_{2T}}{\pi} \Phi_g^p(x_2, t_2, \mu^2) d\hat{\sigma}(R + R \rightarrow \eta_c + X), \quad (1)$$

где $t_1 = |q_{1T}|^2$, $t_2 = |q_{2T}|^2$, x_1 и x_2 — доли импульса протона, переданные реджезованным глюонам.

нПФР можно найти в рамках подхода, предложенного Кимбером, Мартиным и Рыскиным [10]:

$$\Phi_i(x, t, \mu^2) = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \frac{T_i(t, \mu^2, x)}{t} \times \sum_{j=q, \bar{q}, g} \int_x^1 dz P_{ji}(z) \tilde{f}_j\left(\frac{x}{z}, t\right) \theta(\Delta(t, \mu^2) - z), \quad (2)$$

где $\Delta(t, \mu^2) = \sqrt{t}/(\sqrt{t} + \sqrt{\mu^2})$, $\tilde{f}_i(x, \mu^2) = x f_i(x, \mu^2)$, $P_{ji}(z)$ — функции расщепления Докшицера–Грибова–Липатова–Альтарелли–Паризи (ДГЛАП), а функция $T_i(t, \mu^2, x)$ — формфактор Судакова, удовлетворяющий граничным условиям $T_i(t = 0, \mu^2, x) = 0$ и $T_i(t = \mu^2, \mu^2, x) = 1$, формула для которого приведена в работе [11].

2. МЕХАНИЗМЫ АДРОНИЗАЦИИ $c\bar{c} \rightarrow \eta_c$

В случае рождения η_c -мезонов в рамках НРКХД волновая функция физического состояния может быть представлена как суперпозиция фокковских состояний:

$$|\eta_c\rangle = \mathcal{O}(v^0) |c\bar{c}[^1S_0^{(1)}]\rangle + \mathcal{O}(v^1) |c\bar{c}[^1P_1^{(8)}]g\rangle + \mathcal{O}(v^2) |c\bar{c}[^3S_1^{(8)}]g\rangle + \mathcal{O}(v^2) |c\bar{c}[^1S_0^{(1)}]gg\rangle + \dots, \quad (3)$$

где квантовые числа $c\bar{c}$ -пар описываются обычными спектроскопическими обозначениями, а верхние индексы (1, 8) в круглых скобках обозначают синглетное или октетное цветное состояние. МЦС учитывает только первый член $\sim v^0$. Сечение рождения η_c в МЦС факторизуется на сечение рождения состояния $[^1S_0^{(1)}]$ в жестком подпроцессе (пертурбативная часть) и непертурбативный матричный элемент (НМЭ) перехода $\langle \mathcal{O}^{\eta_c} [^1S_0^{(1)}] \rangle$ (непертурбативная часть):

$$\hat{\sigma}(a + b \rightarrow c\bar{c}[^1S_0^{(1)}] \rightarrow \eta_c) = \hat{\sigma}(a + b \rightarrow c\bar{c}[^1S_0^{(1)}]) \frac{\langle \mathcal{O}^{\eta_c} [^1S_0^{(1)}] \rangle}{6}. \quad (4)$$

Амплитуды рождения кварк-антикварковой пары в состояниях $^1S_0^{(1)}$ и $^3S_1^{(8)}$, которые рассматриваются в данной работе, могут быть записаны в виде [12]

$$\overline{|M(R + R \rightarrow \mathcal{H}[^1S_0^{(1)}]|^2)} = \frac{2}{9} \pi^2 \alpha_s^2 \frac{\langle \mathcal{O}^{\mathcal{H}} [^1S_0^{(1)}] \rangle}{M^3} F[^1S_0](t_1, t_2, \lambda_q), \quad (5)$$

$$\overline{|M(R + R \rightarrow \mathcal{H}[^3S_1^{(8)}]|^2)} = \frac{1}{2} \pi^2 \alpha_s^2 \frac{\langle \mathcal{O}^{\mathcal{H}} [^3S_1^{(8)}] \rangle}{M^3} F[^3S_1](t_1, t_2, \lambda_q), \quad (6)$$

$$F^{[1S_0]}(t_1, t_2, \lambda_q) = \frac{2M^2 \lambda_q^2 \sin^2(\phi)}{(M^2 + t_1 + t_2)^2},$$

$$F^{[3S_1]}(t_1, t_2, \lambda_q) = \frac{\lambda_q [(t_1 + t_2)^2 + M^2(t_1 + t_2 - 2\sqrt{t_1 t_2} \cos \phi)]}{(M^2 + t_1 + t_2)^2},$$

где R обозначает реджезованный глюон, $\lambda_q = x_1 x_2 S = M^2 + t_1 + t_2 + 2\sqrt{t_1 t_2} \cos \phi$ — угол между начальными поперечными импульсами.

Другой широко используемой моделью адронизации пары $c\bar{c}$ в чармоний является МИЦ, улучшенная версия которой (УМИЦ) представлена в [13]. Сечение рождения η_c -мезонов связано с сечением образования пары $c\bar{c}$ в УМИЦ следующим образом:

$$\sigma(p + p \rightarrow \eta_c + X) = \mathcal{F}^{\eta_c} \int_M^{2m_D} \frac{d\sigma(p + p \rightarrow c + \bar{c} + X)}{dM_{c\bar{c}}} dM_{c\bar{c}}, \quad (7)$$

где $M_{c\bar{c}}$ — инвариантная масса $c\bar{c}$ -пары с 4-импульсом $p_{c\bar{c}}^\mu = p_c^\mu + p_{\bar{c}}^\mu$; m_D — масса самого легкого D -мезона. Чтобы учесть кинематический эффект, связанный с разницей в массах промежуточного состояния и конечного чармония, 4-импульсы пары $c\bar{c}$ и η_c -мезона выражают соотношением $p^\mu = (M/M_{c\bar{c}})p_{c\bar{c}}^\mu$. Универсальный параметр \mathcal{F}^{η_c} рассматривается как вероятность превращения пары $c\bar{c}$ с инвариантной массой $M < M_{c\bar{c}} < 2m_D$ в η_c -мезон.

В [14] параметр \mathcal{F} был найден для инклюзивного рождения J/ψ -мезонов при энергиях БАК. В наших расчетах будем полагать $\mathcal{F}^{\eta_c} = \mathcal{F}^{J/\psi} = 0,02$.

Амплитуда рождения процесса $R + R \rightarrow c + \bar{c}$ в рамках ПРП УМИЦ была получена в [15].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

При численных расчетах масштаб факторизации выбирался равным $\mu = \xi M_T$, где поперечная масса конечного состояния $M_T^2 = M^2 + p_T^2$, а ξ варьируется от 1/2 до 2 относительно его стандартного значения 1, чтобы оценить теоретическую неопределенность из-за свободы выбора масштаба, что показано на рисунках закрашенными полосами.

Дифференциальные сечения рождения η_c -мезонов в ПРП рассчитаны в рамках моделей адронизации МЦС, НРКХД и УМИЦ. Среди всех октетных вкладов ряда НРКХД наибольшим является вклад состояния ${}^3S_1^{(8)}$. Расчет с рассмотрением вклада ${}^1S_0^{(8)}$ дает чрезвычайно малое сечение по сравнению с сечением вклада ${}^1S_0^{(1)}$ и на соответствующих рисунках не показан.

На рис. 1, 2 произведено сравнение экспериментальных данных, полученных коллаборацией LHCb при энергии $\sqrt{s} = 7, 8$ ТэВ, с численными результатами, полученными в МЦС и НРКХД, а также в рамках модели

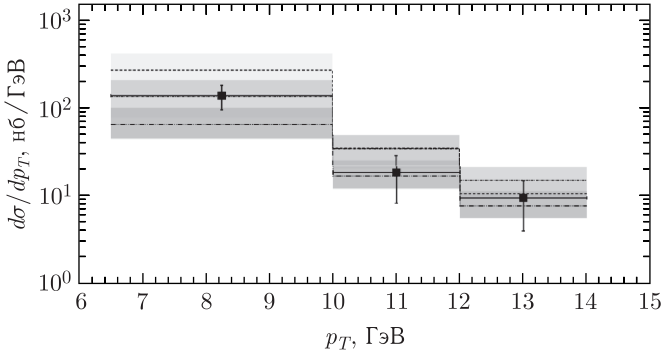


Рис. 1. Сравнение результатов расчетов с данными ЛНСб при энергии 7 ТэВ в рамках подходов НРКХД и УМИЦ, $2,5 < y < 4,5$. Точки показывают экспериментальные результаты ЛНСб с соответствующими погрешностями, штриховая кривая соответствует вкладу синглетного состояния $^1S_0^{(1)}$, штрихпунктирная — вкладу октетного состояния $^3S_1^{(8)}$, штрихпунктирная с двумя точками — расчетам в УМИЦ

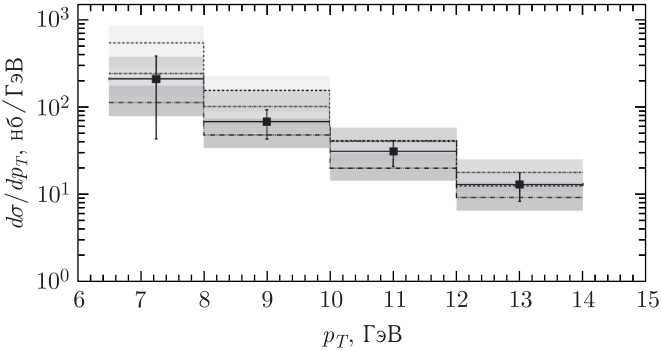


Рис. 2. Сравнение результатов расчетов с данными ЛНСб при энергии 8 ТэВ в рамках подходов НРКХД и УМИЦ, $2,5 < y < 4,5$. Обозначения гистограмм, как на рис. 1

УМИЦ. Расчеты для кинематических условий коллаборации ЛНСб выполнены для диапазона быстрот $2,5 < y < 4,5$. На рис. 3, 4 представлены численные предсказания для ЛНСб и ATLAS при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Для расчетов при кинематических условиях коллаборации ATLAS выбран центральный диапазон быстрот $|y| < 2,5$.

Расчеты ПРП в лидирующем приближении теории возмущений согласуются с экспериментальными данными ЛНСб в пределах неопределенности теоретических расчетов и экспериментальных ошибок. Как видно из рис. 1, 2, вклад состояния $^3S_1^{(8)}$ в сечение рождения η_c -мезонов оказывается сравнимым со вкладом синглета $^1S_0^{(1)}$, которого достаточно для описания данных ЛНСб. Таким образом, расчеты в ПРП для моделей

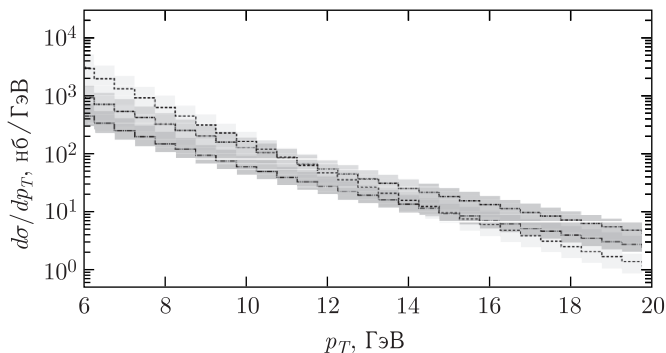


Рис. 3. Предсказания для LHCb при энергии 13 ТэВ, $2,5 < y < 4,5$. Обозначения гистограмм, как на рис. 1

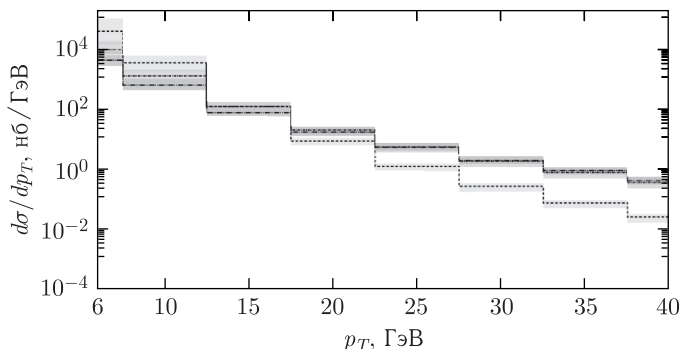


Рис. 4. Предсказания для ATLAS при энергии 13 ТэВ, $|y| < 2,5$. Обозначения гистограмм, как на рис. 1

МЦС и НРКХД подтверждают вывод, полученный при расчетах в следующем за лидирующем приближении по константе сильного взаимодействия в рамках коллинейрной партонной модели в работе [16]. Кривые, соответствующие ПРП УМИЦ, лежат ниже МЦС при $\mathcal{F}_{\eta_c} = \mathcal{F}_{J/\psi}$, но согласуются с данными в пределах неопределенности теоретических расчетов и экспериментальных ошибок. Это может указывать на то, что выбор адронного фактора $\mathcal{F}_{\eta_c} = \mathcal{F}_{J/\psi}$ является недостаточно обоснованным.

Работа А. В. Ануфриева выполнена при поддержке Программы целевого финансирования научно-исследовательских работ научных групп, сотрудничающих в рамках мегапроекта «Комплекс NICA» (договор № 100-01529).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bodwin G. T., Braaten E., Lepage G. P. Rigorous QCD Analysis of Inclusive Annihilation and Production of Heavy Quarkonium // Phys. Rev. D. 1995. V. 51. P. 1125–1171.

2. *Baier R., Ruckl R.* Hadronic Collisions: A Quarkonium Factory // *Z. Phys. C.* 1983. V. 19. P. 251.
3. *Fritzsch H.* Producing Heavy Quark Flavors in Hadronic Collisions: A Test of Quantum Chromodynamics // *Phys. Lett. B.* 1997. V. 67. P. 217–221.
4. *Aaij R., Abellan Beteta C., Adeva B. et al.* Measurement of the $\eta_c(1S)$ Production Cross-Section in Proton–Proton Collisions via the Decay $\eta_c(1S) \rightarrow p\bar{p}$ // *Eur. Phys. J. C.* 2015. V. 75. P. 311.
5. *Ioffe B. I., Fadin V. S., Lipatov L. N.* Quantum Chromodynamics: Perturbative and Nonperturbative Aspects // *Cont. Phys.* 2011. V. 52, No. 5. P. 481–482.
6. *Nefedov M. A., Saleev V. A., Shipilova A. V.* Dijet Azimuthal Decorrelations at the LHC in the Parton Reggeization Approach // *Phys. Rev. D.* 2013. V. 87. P. 094030.
7. *Karpishkov A. V., Nefedov M. A., Saleev V. A.* $B\bar{B}$ Angular Correlations at the LHC in the Parton Reggeization Approach Merged with Higher-Order Matrix Elements // *Phys. Rev. D.* 2017. V. 96. P. 096019.
8. *Lipatov L. N.* Gauge Invariant Effective Action for High-Energy Processes in QCD // *Nucl. Phys. B.* 1995. V. 452. P. 369.
9. *Gribov L. V., Levin E. M., Ryskin M. G.* Semihard Processes in QCD // *Phys. Rep.* 1983. V. 100. P. 1–150.
10. *Kimber M. A., Martin A. D., Ryskin M. G.* Unintegrated Parton Distributions and Prompt Photon Hadroproduction // *Eur. Phys. J. C.* 2000. V. 12. P. 655.
11. *Nefedov M. A., Saleev V. A.* High-Energy Factorization for Drell–Yan Process in pp and $p\bar{p}$ Collisions with New Unintegrated PDFs // *Phys. Rev. D.* 2020. V. 102. P. 114018.
12. *Kniehl B. A., Vasin D. V., Saleev V. A.* Charmonium Production at High Energy in the k_T -Factorization Approach // *Phys. Rev. D.* 2006. V. 73. P. 074022.
13. *Ma Y. Q., Vogt R.* Quarkonium Production in an Improved Color Evaporation Model // *Phys. Rev. D.* 2016. V. 94. P. 114029.
14. *Chernyshev A. A., Saleev V. A.* Single and Pair J/ψ Production in the Improved Color Evaporation Model Using the Parton Reggeization Approach // *Phys. Rev. D.* 2022. V. 106, No. 11. P. 114006.
15. *Collins J. C., Ellis R. K.* Heavy-Quark Production in Very High Energy Hadron Collisions // *Nucl. Phys. B.* 1991. V. 360. P. 3–30.
16. *Butenschoen M., He Zhi-Guo, Kniehl B. A.* η_c Production at the LHC Challenges Nonrelativistic QCD Factorization // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V. 114. P. 092004.