

РОЖДЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ J/ψ -МЕЗОНОВ В НРКХД И ОБОБЩЕННОЙ ПАРТОННОЙ МОДЕЛИ

© 2024 г. А. В. Карпишков^{1,2),*}, В. А. Салеев^{1,2),**}, К. К. Шилияев^{1),***}

Поступила в редакцию 18.12.2023 г.; после доработки 18.12.2023 г.; принята к публикации 18.12.2023 г.

В статье изучается рождение поляризованных J/ψ -мезонов при энергиях коллайдера NICA ($\sqrt{s} = 27$ ГэВ) в обобщенной партонной модели (ОПМ) в лидирующем порядке теории возмущений квантовой хромодинамики. Адронизация пары $c\bar{c}$ -кварков в J/ψ -мезон описывается в модели нерелятивистской квантовой хромодинамики (НРКХД). Непертурбативные параметры моделей фиксируются из сравнения с имеющимися экспериментальными данными по рождению прямых J/ψ -мезонов, полученными при энергиях $\sqrt{s} = 19.4$ ГэВ (NA3) и $\sqrt{s} = 200$ ГэВ (PHENIX).

DOI: 10.31857/S0044002724040046, EDN: JNKUNF

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из важнейших процессов в программе исследований эксперимента SPD NICA является рождение J/ψ -мезонов [1]. Планируется использовать процесс прямого рождения J/ψ как источник информации для изучения зависящих от поперечного импульса глюонных функций распределения (ГФР) в протоне, в том числе, в столкновениях линейно или поперечно поляризованных протонов. В модели факторизации, зависящей от поперечного импульса (TMD-factorization), наряду с обычной партонной плотностью $f_1^g(x, \mu, k_T)$ необходимо учитывать различные, зависящие от спина партона и протона, неколлинеарные ГФР [2]. В неполяризованном протоне это функция Буря–Малдерса $h_1^{\perp g}(x, \mu, k_T)$, которая описывает линейно поляризованные глюоны. Для ее экспериментального изучения необходимо прецизионное теоретическое описание спектра рождения J/ψ -мезонов в области малых поперечных импульсов [3]. Рождение пары $c\bar{c}$ -кварков может быть рассчитано с контролируемой точностью в рамках теории возмущений по константе сильного взаимодействия квантовой хромодинамики (КХД), но для описания непертурбативного процесса адронизации необходимо использовать модельный подход. Наиболее теоретически обоснованной моделью адронизации тяжелых кваркониев является подход нерелятивистской квантовой хромодинамики (НРКХД) [4]. В данной работе мы исследуем, насколько точно могут быть описаны p_T -спектры прямых J/ψ -мезонов в протон-

протонных столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 20$ –30 ГэВ в НРКХД и обобщенной партонной модели (ОПМ) [5], феноменологически учитывающей зависимость ГФР от поперечного импульса глюона. Впервые проведен расчет спектров рождения поляризованных J/ψ в НРКХД и ОПМ, что является дополнительным тестом модели адронизации.

2. МОДЕЛИ ФАКТОРИЗАЦИИ И АДРОНИЗАЦИИ

2.1. Факторизация в рамках обобщенной партонной модели

Простейшей феноменологической реализацией TMD-факторизации является ОПМ. В ОПМ 4-импульсы начальных партонов $q_1^\mu = x_1 p_1^\mu + y_1 p_2^\mu + q_{1T}^\mu$ и $q_2^\mu = x_2 p_2^\mu + y_2 p_1^\mu + q_{2T}^\mu$ (где $q_{iT}^\mu = (0, \mathbf{q}_{iT}, 0)$) содержат ненулевую поперечную компоненту, но находятся на массовой поверхности $(q_i)^2 = 0$. Это позволяет использовать инвариантные матричные элементы (МЭ), полученные в коллинеарной партонной модели (КПМ). При этом должно выполняться условие $y_i = \mathbf{q}_{iT}^2 / (s x_i) \ll x_i$, которое обеспечивается [6] большой массой чармония M_c , которая определяет энергетический масштаб μ , много больший поперечного импульса мезона $\mu = \sqrt{p_T^2 + M_c^2} \gg p_T$. Кроме этого, средний квадрат поперечного импульса начальных партонов должен быть меньше этого масштаба $\langle q_T^2 \rangle \simeq 1 \text{ ГэВ}^2 \ll \mu^2$.

Несмотря на то, что факторизация ОПМ не имеет формального доказательства, в ряде работ было показано [7–9], что ее можно применять для описания процессов, имеющих один жесткий энергетический масштаб, например, процессов одиночного рождения тяжелых кваркониев с малыми поперечными импульсами [10].

¹⁾ Самарский национальный исследовательский университет, Самара, Россия.

²⁾ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

* E-mail: karpishkoff@gmail.com

** E-mail: saleev@samsu.ru

*** E-mail: kirill.k.shilyaev@gmail.com

В рамках ТМД-подхода адронное сечение факторизуется на зависящие от поперечного импульса партонные функции распределения (ТМД-ПФР) i -го начального партона $F_i(x_i, \mu_F^2, q_{iT})$ и жесткий коэффициент рассеяния $d\hat{\sigma}$ следующим образом:

$$d\sigma(pp \rightarrow CX) = \sum_{a,b} \int dx_1 \int d^2q_{1T} F_a(x_1, \mu_F^2, q_{1T}) \times \\ \times \int dx_2 \int d^2q_{2T} F_b(x_2, \mu_F^2, q_{2T}) d\hat{\sigma}, \quad (1)$$

в нашем случае партонное сечение $d\hat{\sigma}$ описывает процессы $gg(q\bar{q}) \rightarrow C$, $gg(q\bar{q}) \rightarrow C + g$.

В ОПМ ТМД-ПФР записываются в факторизованном виде:

$$F_a(x_1, \mu_F^2, q_T) = f_a(x, \mu_F^2) G_a(q_T), \quad (2)$$

где $f_a(x, \mu_F^2)$ – коллинеарная ПФР партона «а». Функция $G_a(q_T)$ выбирается в виде гауссовского распределения [11] начального поперечного импульса партона «а» $G_a(q_T) = \exp[-q_T^2 / \langle q_T^2 \rangle_a] / (\pi \langle q_T^2 \rangle_a)$ с нормировочным условием $\int d^2q_T G_a(q_T) = 1$. Таким образом, ОПМ имеет один свободный параметр $\langle q_T^2 \rangle_a$ – средний квадрат поперечного импульса начального партона. В нашей работе мы извлекали его фитированием экспериментальных данных коллабораций NA3 [12] и PHENIX [13].

2.2. Рождение поляризованных чармониев в модели НРКХД

Стандартным инструментом по изучению рождения тяжелых кваркониев является НРКХД. За счет малого параметра – относительной скорости пары тяжелых кварков $v \sim \alpha_s(M_C) \sim 1/\ln M_C$ – представляется возможным осуществить разложение волновой функции кваркония в ряд теории возмущений по различным фоковским состояниям [4].

НРКХД позволяет разделить динамику на больших и малых расстояниях путем факторизации сечения рождения кваркония в виде

$$d\hat{\sigma}(ab \rightarrow CX) = \sum_n d\hat{\sigma}(ab \rightarrow c\bar{c}[n]X) \langle \mathcal{O}^C[n] \rangle,$$

где $d\hat{\sigma}$ – жесткое сечение рождения $c\bar{c}$ -пары в определенном фоковском состоянии (n нумерует наборы квантовых чисел орбитального момента, спина, полного момента и цвета), а $\langle \mathcal{O}^C[n] \rangle$ – соответствующие непертурбативные матричные элементы (НМЭ). НМЭ синглетных по цвету состояний могут быть рассчитаны в потенциальных моделях тяжелых кваркониев [14], октетные НМЭ извлекаются из экспериментальных данных.

J/ψ -мезон, основное триплетное по спину состояние, может рождаться за счет прямого рождения и через распад возбужденных состояний: $\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi + \gamma$ и $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$.

В современной физике высоких энергий описание процессов рождения поляризованных J/ψ является открытой проблемой. Информацию о поляризации J/ψ извлекают из угловых распределений лептонов в распаде $J/\psi \rightarrow l\bar{l}$. Вид углового распределения зависит от выбора системы координат [15]. В так называемой спиральной системе отсчета поляризация кваркония описывается с помощью параметра λ :

$$\lambda(p_T) = \frac{\sigma_T - 2\sigma_L}{\sigma_T + 2\sigma_L} = \frac{\sigma - 3\sigma_L}{\sigma + \sigma_L}, \quad (3)$$

где σ_T и σ_L – соответственно сечения рождения поперечно и продольно поляризованного J/ψ -мезона, а σ – сечение рождения неполяризованного J/ψ .

Вклад возбужденных состояний чармония в сечение рождения продольно поляризованного J/ψ описывается следующей формулой [16]:

$$\sigma_L^{J/\psi} = \sigma_L^{J/\psi, \text{ прямое}} + \sigma_L^{\chi_{cJ}} + \sigma_L^{\psi'} + \sigma_L^{\psi' \rightarrow \chi_{cJ}},$$

где σ_L^C – сечение рождения соответствующего состояния чармония C с последующим распадом в продольно поляризованный J/ψ -мезон.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

В работе рассмотрено рождение поляризованных и неполяризованных J/ψ -мезонов в НРКХД как с учетом синглетных по цвету, так и октетных промежуточных состояний. Для описания рождения синглетных по цвету состояний мы использовали следующие НМЭ [17]: $\langle \mathcal{O}^{J/\psi}[{}^3S_1^{(1)}] \rangle = 1.3 \text{ ГэВ}^3$, $\langle \mathcal{O}^{\psi'}[{}^3S_1^{(1)}] \rangle = 0.65 \text{ ГэВ}^3$ и $\langle \mathcal{O}^{\chi_{c0}}[{}^3P_0^{(1)}] \rangle = 0.089 \text{ ГэВ}^5$. Значения октетных НМЭ извлекались из данных коллабораций PHENIX ($\sqrt{s} = 200 \text{ ГэВ}$) [13] и NA3 ($\sqrt{s} = 19.4 \text{ ГэВ}$) [12]. Стоит отметить, что вклады состояний ${}^1S_0^{(8)}$ и ${}^3P_0^{(8)}$ трудно поддаются разделению с хорошей точностью. Поэтому фитировалась только их линейная комбинация

$$M_7^{J/\psi} = \langle \mathcal{O}^{J/\psi}[{}^1S_0^{(8)}] \rangle + 7 \cdot \langle \mathcal{O}^{J/\psi}[{}^3P_0^{(8)}] \rangle / m_c^2,$$

где $m_c = M_{J/\psi}/2$ – масса конститuentного c -кварка. Поскольку в наших вычислениях мы учитывали процессы с глюонами и кварками в начальных состояниях, то из тех же экспериментальных данных извлекались и параметры $\langle q_T^2 \rangle_g$ и $\langle q_T^2 \rangle_q$ в формуле (2). Результаты фитирования приведены в табл. 1.

Для демонстрации адекватности извлеченных параметров мы сравнили результаты вычислений с данными коллаборации NA3 на рис. 1. При кинематике эксперимента NA3 мы видим, что вклад октетного механизма рождения практически полностью описывает данные.

Масштабы факторизации μ_F и перенормировки μ_R были выбраны равными поперечной массе рождающегося состояния чармония $\mu_F = \mu_R = \xi \sqrt{p_T^2 + M_C^2}$. Для оценки неопределенности от выбора жесткого

Таблица 1. Результаты фитирования параметров ОПМ и НРКХД для рождения J/ψ и χ_{c0} из данных коллабораций PHENIX ($\sqrt{s} = 200$ ГэВ) [13] и NA3 ($\sqrt{s} = 19.4$ ГэВ) [12]

Параметр	PHENIX [13]	NA3 [12]
$\langle q_T^2 \rangle_g$, ГэВ ²	2.80	0.85
$\langle q_T^2 \rangle_q$, ГэВ ²	1.30	0.15
$M_7^{J/\psi}$, ГэВ ³	$(5.17 \pm 0.33) \times 10^{-2}$	
$\langle \mathcal{O}^{J/\psi} [{}^3S_1^{(8)}] \rangle$, ГэВ ³	$(0.00 \pm 0.26) \times 10^{-2}$	
$\langle \mathcal{O}^{\chi_{c0}} [{}^3S_1^{(8)}] \rangle$, ГэВ ³	$(4.12 \pm 3.55) \times 10^{-3}$	
$\chi^2/\text{d.o.f}$	0.52	

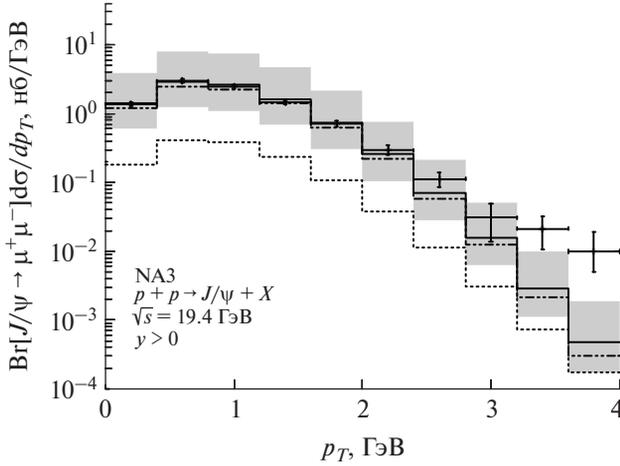


Рис. 1. Дифференциальное по поперечному импульсу p_T сечение рождения J/ψ при $\sqrt{s} = 19.4$ ГэВ. Штриховая линия отвечает синглетному вкладу, штрихпунктирная с двумя точками – октетному, сплошная – сумме вкладов. Экспериментальные данные коллаборации NA3 взяты из [12].

масштаба множитель ξ варьируется в пределах $1/2 \leq \xi \leq 2$. Полученная погрешность отображается на графиках в виде затемненной области.

На рис. 2 сравниваются результаты вычисления поляризационного параметра (3) с данными коллаборации PHENIX. Расчет в ОПМ предсказывает значительную поперечную поляризацию, $\lambda \simeq 0.4$, хотя данные PHENIX скорее показывают, что прямые J/ψ рождаются неполяризованными. На том же рисунке показаны предсказания для поляризационного параметра при энергии коллайдера NICA.

Таким образом, с полученными нами параметрами ОПМ и НРКХД удастся описать данные коллабораций NA3 и PHENIX по рождению прямых неполяризованных J/ψ -мезонов в довольно широком диапазоне поперечных импульсов. Получить адекватное

описание в НРКХД и ОПМ данных коллаборации PHENIX по спектрам поляризованных J/ψ -мезонов не удастся, что является мотивацией для проведения исследований процессов рождения поляризованных J/ψ в экспериментах коллаборации SPD NICA.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Arbuzov, A. Bacchetta, M. Butenschoen, F. G. Celiberto, U. D'Alesio, M. Deka, I. Denisenko, M. G. Echevarria, A. Efremov, N. Y. Ivanov, A. Guskov, A. Karpishkov, Ya. Klopov, B. A. Kniehl, A. Kotzinian, S. Kumano, *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **119**, 103858 (2021).
2. R. Boussarie, M. Burkardt, M. Constantinou, W. Detmold, M. Ebert, M. Engelhardt, S. Fleming, L. Gamberg, X. Ji, Z. B. Kang, C. Lee, Keh-Fei Liu, S. Liuti, T. Mehen, A. Metz, J. Negele, *et al.*, arXiv: 2304.03302 [hep-ph].
3. C. Pisano, D. Boer, S. J. Brodsky, M. G. A. Buffing, and P. J. Mulders, JHEP **1310**, 024 (2013).
4. G. T. Bodwin, E. Braaten, and G. P. Lepage, Phys. Rev. D **51**, 1125 (1995).
5. U. D'Alesio and F. Murgia, Prog. Part. Nucl. Phys. **61**, 394 (2008).
6. J. C. Collins, *Foundations of Perturbative QCD* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2011).
7. M. Anselmino, M. Boglione, and F. Murgia, Phys. Lett. B **362**, 164 (1995).
8. U. D'Alesio and F. Murgia, Phys. Rev. D **70**, 074009 (2004).
9. U. D'Alesio, F. Murgia, and C. Pisano, Phys. Rev. D **83**, 034021 (2011).
10. U. D'Alesio, F. Murgia, C. Pisano, and P. Taels, Phys. Rev. D **96**, 036011 (2017).
11. U. D'Alesio, F. Murgia, and C. Pisano, JHEP **1509**, 119 (2015).
12. NA3 Collab. (J. Badier *et al.*), Z. Phys. C **20**, 101 (1983).
13. PHENIX Collab. (A. Adare *et al.*), Phys. Rev. D **85**, 092004 (2012).
14. E. Eichten and C. Quigg, Phys. Rev. D **52**, 1726 (1995).
15. P. Faccioli, C. Lourenco and J. Seixas, Eur. Phys. J. C **69**, 657 (2010).
16. B. A. Kniehl and J. Lee, Phys. Rev. D **62**, 114027 (2000).
17. E. Braaten, B. A. Kniehl and J. Lee, Phys. Rev. D **62**, 094005 (2000).
18. PHENIX Collab. (A. Adare *et al.*), Phys. Rev. D **82**, 012001 (2010).

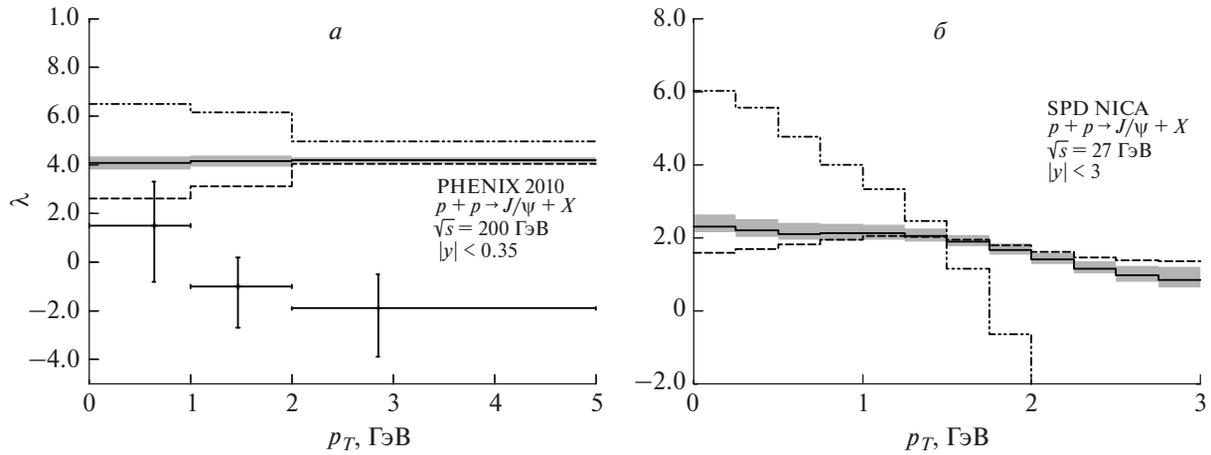


Рис. 2. Зависимость поляризации чармония от поперечного импульса p_T . *a* — сравнение с данными PHENIX [18] при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ. Вклад прямого рождения J/ψ показан штриховой линией, вклад от распада P -волновых состояний — штрихпунктирной с двумя точками, сумма вкладов — сплошной линией. *б* — предсказания для поляризаций прямого рождения J/ψ (штриховая линия), вклада от распада P -волновых состояний (штрихпунктирная с двумя точками), суммы вкладов (сплошная линия) в кинематике коллайдера NICA, $\sqrt{s} = 27$ ГэВ.

PRODUCTION OF POLARIZED J/ψ MESONS WITHIN NRQCD AND GENERALIZED PARTON MODEL

A. V. Karpishkov^{1,2}, V. A. Saleev^{1,2}, K. K. Shilyaev¹

¹*Samara National Research University, Samara, Russia*

²*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

In the present paper, we study the production of polarized J/ψ mesons at the NICA collider energy ($\sqrt{s} = 27$ GeV) within the generalized parton model (GPM) in the leading order (LO) of perturbative quantum chromodynamics (QCD). The hadronization of $c\bar{c}$ -quarks into a J/ψ -meson is described within the nonrelativistic QCD (NRQCD) model. Nonperturbative parameters of the models were fixed from a comparison with existing experimental data for production prompt J/ψ -mesons at the energies $\sqrt{s} = 19.4$ GeV (NA3) and $\sqrt{s} = 200$ GeV (PHENIX).