

ЖЕСТКИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ В ПОДХОДЕ РЕДЖЕЗОВАННЫХ ПАРТОНОВ

А. В. Карпишков, М. А. Нефедов, В. А. Салеев, А. В. Шипилова*

Самарский национальный исследовательский университет
им. акад. С. П. Королева, Самара, Россия

Доминирующий вклад в сечения жестких процессов при высокой энергии дают процессы, характеризующиеся мультиреджевской кинематикой, в которых проявляется фундаментальное свойство квантовых калибровочных теорий поля — реджезация партонных амплитуд. Представлено краткое описание подхода реджезованных партонных амплитуд, основанного на k_T -факторизации при высоких энергиях и эффективной теории поля реджезованных глюонов и кварков Л. Н. Липатова.

Dominating contribution to the cross sections of hard processes at high energy is originating from processes in multi-Regge kinematics, in which the fundamental property of quantum gauge theories, the Reggeization of parton amplitudes, plays an important role. In the report, a short description of parton Reggeization approach, which is based on k_T factorization at high energies and effective field theory of Reggeized gluons and quarks by L. N. Lipatov, is presented.

PACS: 12.38.Bx

1. ПОДХОД РЕДЖЕЗОВАННЫХ ПАРТОНОВ

Коллинеарная партонная модель (КПМ), в которой последовательно учитываются поправки старших порядков теории возмущений по константе сильного взаимодействия $\alpha_S(Q^2)$, хорошо зарекомендовала себя при описании жестких процессов с одним жестким масштабом Q , таких как глубоконеупругое рассеяние лептонов на протонах и ядрах, адронное рождение тяжелых кварков или калибровочных бозонов [1]. При описании в КПМ процессов с несколькими жесткими масштабами возникают трудности, связанные с учетом больших логарифмических вкладов типа $[\alpha_S \log(Q_1/Q_2)]^n$ при суммировании старших порядков ряда теории возмущений. В реджевском пределе, когда масштаб жесткого процесса много меньше полной энергии столкновения, $Q \ll \sqrt{S}$, возникает необходимость учета больших логарифмических вкладов

*E-mail: saleev@samsu.ru

$[\alpha_S \log(1/x)]^n$, где $x \sim Q/\sqrt{S}$. Это достигается в подходе факторизации при высоких энергиях или k_T -факторизации, т. е. факторизации, зависящей от поперечного импульса и виртуальностей начальных партонов [2]. В этом случае сечение жесткого процесса в адронных столкновениях при высокой энергии описывается факторизационной формулой

$$d\sigma(pp \rightarrow \mathcal{H} + X) = \sum_{i,j} \Phi_i(x_1, t_1, Q^2) \otimes \Phi_j(x_2, t_2, Q^2) \otimes d\hat{\sigma}_{ij}(\mathcal{H}, t_1, t_2), \quad (1)$$

где $d\hat{\sigma}_{ij}(\mathcal{H}, t_1, t_2)$ — коэффициент жесткого рассеяния (в лидирующем приближении — сечение партонного подпроцесса $ij \rightarrow \mathcal{H}$); $\Phi(x_{1,2}, t_{1,2}, Q^2)$ — неинтегрированные партонные функции распределения (нПФР). В частном случае, когда $t_{1,2} \ll Q^2$ и виртуальностями партонов в жестком подпроцессе можно пренебречь, используется так называемая «Transverse Momentum Dependent» схема вычислений, в которой могут быть последовательно учтены большие логарифмические поправки $[\alpha_S, \log^2(Q^2/t_{1,2})]^n$ и $[\alpha_S \log(Q^2/t_{1,2})]^n$. Например, в процессах рождения массивных лептонных пар с малыми поперечными импульсами, когда $\Lambda_{\text{QCD}} \ll p_T \sim \sqrt{t_{1,2}} \ll Q \ll \sqrt{S}$. Однако в области больших поперечных импульсов $p_T \sim \sqrt{t_{1,2}} \sim x_{1,2}\sqrt{S}$ виртуальностями начальных партонов пренебречь уже нельзя. В этом случае необходимо использовать подход реджезованных партонов (РРП), который основан на свойстве БФКЛ-факторизации партонных амплитуд в реджевском пределе [2]. При этом амплитуду жесткого процесса рождения частиц можно факторизовать на калибровочно-инвариантные блоки, которые описывают рождение кластеров частиц, сильно разделенных по быстрой. Взаимодействие между такими кластерами осуществляется путем обмена t -канальными реджезованными глюонами или кварками, которые рассматриваются как новые калибровочно-инвариантные степени свободы в квантовой хромодинамике (КХД) при высоких энергиях. Удобным инструментом для построения мультiredжевской асимптотики амплитуд является эффективная калибровочно-инвариантная теория поля для высокоэнергетического предела КХД, предложенная Л. Н. Липатовым [3]. Для получения нПФР в подходе реджезованных партонов используется модель Кимбера–Мартина–Рыскина [4], позволяющая получить нПФР из известных коллинеарных ПФР, удовлетворяющих уравнениям эволюции ДГЛАП [1], путем учета поперечного импульса и виртуальностей партона на последнем шаге КХД-эволюции, с гарантией разделения по быстрой частиц, рожденных в жестком процессе, от частиц партонного каскада.

2. ЖЕСТКИЕ ПРОЦЕССЫ В РРП

При энергиях коллайдеров HERA ($\sqrt{S_{ep}} = 314$ ГэВ), Tevatron ($\sqrt{S_{pp}} = 1,8, 1,96$ ТэВ) и ЛНС ($\sqrt{S_{pp}} = 7, 13$ ТэВ) условия реджевской или мульт-

тиреджевской кинематики реализуются в процессах рождения c - и b -кварков с поперечными импульсами до 20–30 ГэВ, $p_T \ll \sqrt{S}$. В работах [5] нами были рассчитаны в ПРП p_T -спектры D - и B -мезонов во фрагментационной модели и получено хорошее согласие с экспериментальными данными коллабораций CDF, D0, CMS и ЛHCб. Спектры рождения чармониев и боттомониев, измеренные на коллайдерах Tevatron и ЛHC, также удовлетворительно описываются в схеме, основанной на ПРП и модели нерелятивистской КХД, с учетом синглетного и октетного механизмов рождения тяжелых кваркониев [6]. При энергиях ЛHC спектры одиночных струй и прямых фотонов в ПРП описываются вплоть до поперечных импульсов 100–200 ГэВ [7]. Двухчастичные корреляции по различным переменным изучались в работах [8], где было показано хорошее согласие расчетов с экспериментальными данными для парного рождения струй, пар фотонов, фотона и струи, пары b -кварковых струй.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №14-02-00021 и Министерства образования и науки РФ по Программе повышения конкурентоспособности Самарского университета на 2013–2020 гг., проект 3.5093.2017/8.9.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Collins J. C. Foundations of Perturbative QCD. Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, 2011. 624 p.
2. Ioffe B. L., Fadin V. S., Lipatov L. N. Quantum Chromodynamics: Perturbative and Nonperturbative Aspects. Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, 2010. 597 p.
3. Lipatov L. N. Gauge Invariant Effective Action for High-Energy Processes in QCD // Nucl. Phys. B. 1995. V. 452. P. 369.
4. Kimber M. A., Martin A. D., Ryskin M. G. Unintegrated Parton Distributions // Phys. Rev. D. 2001. V. 63. P. 114027.
5. Karpishkov A. V. et al. Open Charm Production in the Parton Reggeization Approach: Tevatron and the LHC // Phys. Rev. D. 2015. V. 91. P. 054009; B -meson Production in the Parton Reggeization Approach at Tevatron and the LHC // Intern. J. Mod. Phys. A. 2015. V. 30. P. 1550023.
6. Saleev V. A., Nefedov M. A., Shipilova A. V. Prompt J/Ψ Production in the Regge Limit of QCD: From Tevatron to LHC // Phys. Rev. D. 2012. V. 85. P. 074013; Prompt $\Upsilon(nS)$ Production at the LHC in the Regge Limit of QCD // Phys. Rev. D. 2013. V. 88. P. 014003.
7. Kniehl B. A. et al. Single Jet and Prompt-Photon Inclusive Production with Multi-Regge Kinematics: From Tevatron to LHC // Phys. Rev. D. 2011. V. 84. P. 074017.
8. 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;

Kniehl B. A., Nefedov M. A., Saleev V. A. Prompt-Photon plus Jet Associated Photoproduction at HERA in the Parton Reggeization Approach // *Phys. Rev. D.* 2014. V. 89. P. 114016;

Saleev V. A., Shipilova A. V. Inclusive b -Jet and bb -Dijet Production at the LHC via Reggeized Gluons // *Phys. Rev. D.* 2012. V. 86. P. 034032;

Nefedov M. A., Saleev V. A. Diphoton Production at the Tevatron and the LHC in the NLO* Approximation of the Parton Reggeization Approach // *Phys. Rev. D.* 2015. V. 92. P. 094033.