

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени М.В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

УДК 539.12

Малышев Максим Алексеевич

**ПРОЦЕССЫ РОЖДЕНИЯ
ПРЯМЫХ ФОТОНОВ И ЛЕПТОННЫХ ПАР
В ПОДХОДЕ k_T -ФАКТОРИЗАЦИИ КВАНТОВОЙ
ХРОМОДИНАМИКИ**

Специальность 01.04.23 —

«Физика высоких энергий»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физ.-мат. наук

в.н.с. НИИЯФ МГУ Зотов Н.П.

Москва – 2014

Содержание

Введение	4
1 Теоретический подход к исследованию процессов рождения в столкновениях частиц высоких энергий	9
1.1 Уравнения КХД-эволюции партонных распределений в протоне	9
1.1.1 Структурные функции глубоконеупругого рассеяния и партонные распределения	9
1.1.2 Уравнения Докшицера-Грибова-Липатова-Альтарелли-Паризи (DGLAP)	15
1.2 Физика малых x и k_T -факторизация квантовой хромодинамики	17
1.2.1 Современный статус k_T -факторизации	19
1.2.2 Уравнение Балицкого-Фадина-Кураева-Липатова (BFKL)	21
1.2.3 Уравнение Катани-Чиафалони-Фиорани-Маркезини (CCFM)	23
1.3 Сечения процессов высоких энергий и неинтегрированные функции распределения партонов в k_T -факторизационном подходе	26
1.3.1 Функции распределения Кимбера-Мартина-Рыскина (KMR)	27
1.3.2 Функции распределения Катани-Чиафалони-Фиорани-Маркезини (CCFM)	29
1.3.3 Кинематика и сечения процессов высоких энергий в k_T -факторизационном подходе	31
2 Процессы рождения прямых фотонов и лептонных пар на современных коллайдерах в коллинеарном приближении и k_T-факторизационном подходе КХД	34
2.1 Статус исследования процессов рождения прямых фотонов	34
2.2 Статус исследования процессов рождения лептонных пар	38
3 Матричные элементы процессов рождения прямых фотонов и лептонных пар в подходе k_T-факторизации	40
3.1 Матричные элементы для инклюзивного рождения прямых фотонов в адронных столкновениях	40
3.2 Матричные элементы для фоторождения прямых фотонов	43

3.3	Матричные элементы для ассоциативного рождения прямых фотонов и тяжелых кварков в адрон-адронных столкновениях при энергиях коллайдеров Tevatron и LHC	46
3.4	Матричные элементы для рождения лептонных пар при энергиях коллайдеров Tevatron и LHC	48
4	Численные результаты исследования процессов рождения прямых фотонов и лептонных пар в подходе k_T-факторизации	50
4.1	Инклюзивное рождение прямых фотонов при энергиях коллайдеров LHC и HERA	50
4.2	Ассоциативное рождение прямых фотонов со струями при энергии коллайдера HERA	53
4.3	Ассоциативное рождение прямых фотонов с b, c -струями при энергиях коллайдеров Tevatron и LHC	61
4.4	Рождение лептонных пар при энергиях коллайдеров Tevatron и LHC	64
	Заключение	73
	Благодарности	74
	Список литературы	74

Введение

В настоящее время общепринятой теорией сильного взаимодействия, определяющего структуру и динамику адронов, является квантовая хромодинамика (КХД), в основе которой лежит представление о фундаментальных частицах — кварках и глюонах, несущих особый заряд, называемый цветом [1]. Кварки в современном представлении являются точечными частицами с дробным (по отношению к электрону) электрическим зарядом, взаимодействующими посредством обмена глюонами — квантами калибровочного векторного поля. Адроны состоят либо из трех кварков (барионы), либо из пары кварк-антикварк (мезоны) и не имеют цветового заряда. Важной особенностью КХД является то, что соответствующая константа связи велика при низких энергиях, что приводит к неприменимости теории возмущений и конфайнменту (невыветанию) кварков в адронах. В то же время, благодаря явлению асимптотической свободы, при высоких энергиях можно использовать фундаментальные степени свободы (т.е. кварки и глюоны) и работать в рамках обычной пертурбативной теории. КХД является неотъемлемой частью Стандартной модели, которая в связи с недавним экспериментальным открытием бозона Хиггса значительно упрочилась как базовая теория физики элементарных частиц.

Теория возмущений КХД приводит к тому, что партонные (кварковые и глюонные) функции распределения зависят от масштаба жесткого подпроцесса, $\mu^2 \sim Q^2$. Их поведение определяется эволюционными уравнениями. Точный вид этих уравнений зависит от точности, с которой учитываются логарифмические вклады типа $\ln \mu^2/\Lambda^2$ и $\ln 1/x$. Суммирование слагаемых вида $\alpha_s^n \ln^n \mu^2$ в ведущем логарифмическом приближении КХД приводит к уравнениям эволюции DGLAP [2–5]. При этом производится учет диаграмм лестничного типа с обменами глюонами и кварками. В этих диаграммах поперечные импульсы испускаемых партонов строго упорядочены по \mathbf{k}_T (т.е. $\mathbf{k}_{iT}^2 \ll \mathbf{k}_{i+1T}^2$), поэтому поперечными импульсами кварков и глюонов, участвующих в жестком взаимодействии, можно пренебречь по сравнению с μ^2 (коллинеарное приближение). Однако в области высоких энергий (малых x) необходимо учитывать также слагаемые, пропорциональные степеням $\ln 1/x$. Суммирование таких членов приводит к так называемым неинтегрированным (т.е. зависящим от поперечного импульса \mathbf{k}_T) функциям распределения глюонов $f(x, \mathbf{k}_T^2)$, которые определяют вероятность обнаружить внутри протона глюон, несущий долю x продольного импульса начального протона и обладающий поперечным импульсом \mathbf{k}_T . Эти функции подчиняются уравнениям эволюции BFKL [6–8] или CCFM [9–12]. При этом поперечные импульсы испускаемых глюонов не упорядочены вдоль цепочки эволюции. С

помощью уравнения CCFM также суммируются слагаемые вида $\ln 1/(1-x)$ и вводится угловое упорядочение испусканий глюонов, которое позволяет корректно учесть эффекты когерентности. Как было показано в работе [12], уравнение эволюции CCFM в пределе асимптотических энергий сводится к уравнению BFKL и эквивалентно уравнению DGLAP при больших x и μ^2 . Такой подход приводит к обобщению факторизации функций распределения и матричных элементов жесткого партонного подпроцесса за коллинеарное приближение КХД. Эту обобщенную факторизацию называют k_T -факторизацией [13–16] (для более детального рассмотрения смотрите обзоры [17–19]).

Уравнение BFKL предсказывает быстрый рост глюонных плотностей при малых x ($\sim x^{-\Delta}$, где $1 + \Delta$ — интерсепт так называемого жесткого Померона BFKL). Такое поведение ведет к нарушению условия унитарности [13], поэтому ясно, что на определенном масштабе партонная динамика должна видоизмениться вследствие учета некоторых дополнительных факторов. Действительно, предсказываемый уравнениями эволюции партонных распределений быстрый рост плотностей глюонов и морских кварков при $x \rightarrow 0$ приводит к нелинейному взаимодействию партонов внутри протона, что в результате дает замедление роста партонных плотностей, известное как эффект насыщения. Соответствующая физика может быть описана нелинейным уравнением Балицкого-Ковчегова [17–21]. Эти нелинейные взаимодействия приводят к образованию партонной системы, близкой к равновесной, с некоторым определенным значением среднего поперечного импульса k_T и соответствующей шкалой насыщения $Q_s(x)$. Такого рода система получила название конденсата цветного стекла (Color Glass Condensate, CGC) [22, 23] и может быть представлена как Бозе-конденсат глюонов с медленным по сравнению с естественными временными масштабами изменением полей. Соответствующий подход опирается на понятия классических цветных полей, порождаемых некоторым распределением случайных цветных источников, которые возникают вследствие быстрого движения партонов.

В настоящей работе в рамках k_T -факторизации рассматриваются процессы инклюзивного и ассоциативного рождения прямых фотонов со струями в адронных и электрон-протонных столкновениях при энергиях коллайдеров Tevatron, LHC и HERA [24]. Фотоны называются прямыми, если они испускаются непосредственно взаимодействующими кварками. В этом случае можно получить более "чистый" сигнал, чем, например, в случае рождения тяжелых кварков, т.к. нет необходимости вводить дополнительные механизмы адронизации в конечном состоянии. Отдельный интерес представляет исследование полуйнклюзивного рождения прямых фотонов, когда в эксперименте регистрируется также ассоциированная адронная струя. Считается, что в таких процессах ярче проявляются эф-

фекты, не учитываемые стандартным коллинеарным подходом КХД. Определенным усовершенствованием анализа рождения прямых фотонов с ассоциированной струей является тагирование струй, как, например, регистрация адронных струй от тяжелых кварков в недавнем анализе коллабораций DØ [25–27] и CDF [28,29]. Наконец, логичным продолжением исследования рождения прямых фотонов является изучение рождения лептонных пар, являющихся результатом распада виртуального фотона или промежуточного Z -бозона. Этот процесс позволяет исследовать партонные распределения в области чрезвычайно малых x (вплоть до $\sim 10^{-6}$ в эксперименте LHCb). В данной работе мы рассматриваем процесс рождения лептонных пар при энергиях коллайдеров Tevatron и LHC.

Основной целью диссертации является исследование в рамках k_T -факторизационного подхода КХД процессов инклюзивного и ассоциативного со струями рождения прямых фотонов и рождения лептонных пар при энергиях современных коллайдеров с целью получения адекватного описания современных экспериментальных данных, а также поиска эффектов физики малых x и универсальных партонных распределений.

На защиту выносятся следующие основные результаты, определяющие научную новизну работы:

1. В рамках k_T -факторизационного подхода КХД проведены расчеты полных и дифференциальных сечений процессов инклюзивного рождения прямых фотонов при энергиях коллайдера LHC. Показано, что экспериментальные данные коллабораций CMS [30] и ATLAS [31] могут быть описаны с помощью неинтегрированных функций распределения Кимбера-Мартина-Рыскина (KMR) [32, 33], а также набором A_0 [34], полученным из численного решения уравнений Катани-Чиафалони-Фиорани-Маркезини, с учетом вкладов от морских кварков на ранней стадии эволюции партонного каскада. Были вычислены матричные элементы вне массовой оболочки для подпроцессов $q^*g^* \rightarrow \gamma q$ и $q^*\bar{q}^* \rightarrow \gamma g$.
2. В рамках k_T -факторизационного подхода КХД проведены расчеты полных и дифференциальных сечений инклюзивного и ассоциативного рождения прямых фотонов при энергиях коллайдера HERA. С помощью функций распределения KMR [32, 33] и рассмотрения матричных элементов подпроцессов $2 \rightarrow 3$ совместно с вкладом от "box"-подпроцесса было получено лучшее описание экспериментальных данных коллаборации ZEUS [35] в более широкой кинематической области. Был вычислен матричный элемент вне массовой оболочки для подпроцесса $\gamma g^* \rightarrow \gamma q\bar{q}$, и было показано,

что этот вклад совместно с вкладом подпроцесса $\gamma q \rightarrow \gamma qg$ эффективно включают вклады от подпроцессов $2 \rightarrow 2$ в k_T -факторизационном подходе.

3. В рамках k_T -факторизационного подхода КХД проведены расчеты полных и дифференциальных сечений процессов ассоциативного рождения прямых фотонов с адронными струями от тяжелых (b и c) кварков при энергиях коллайдера Tevatron. Было получено лучшее описание экспериментальных данных коллабораций $D\emptyset$ [25, 26] и CDF [28, 29] по сравнению с результатами вычислений в рамках стандартного коллинеарного подхода в следующем за главным порядке теории возмущений КХД. Были вычислены матричные элементы вне массовой оболочки для подпроцессов $q^*Q \rightarrow \gamma qQ$ и $q^*\bar{q}^* \rightarrow \gamma q\bar{q}$. Получены предсказания для сечений рассмотренных процессов при энергиях коллайдера LHC.
4. В рамках k_T -факторизационного подхода КХД проведены расчеты полных и дифференциальных сечений процессов рождения лептонных пар при энергиях коллайдеров Tevatron и LHC. Было получено хорошее описание большого набора экспериментальных данных коллабораций CDF [38–41], $D\emptyset$ [42] и CMS [43]. Был вычислен матричный элемент вне массовой оболочки для подпроцесса $qg^* \rightarrow ql^+l^-$.

Все перечисленные выше результаты были получены либо самим автором, либо при его определяющем участии. Достоверность результатов обеспечивается строгостью используемых автором методов квантовой теории поля и физики высоких энергий, применением современных систем символьных вычислений, а также сравнением полученных результатов с экспериментальными данными, многие из которых являются критичными к основным характеристикам k_T -факторизационного подхода.

Полученные в работе результаты по рождению прямых фотонов с тяжелыми кварками были использованы при анализе экспериментальных данных коллаборациями $D\emptyset$ и CDF на коллайдере Tevatron, а результаты для фоторождения прямых фотонов на коллайдере HERA были использованы коллаборацией ZEUS. Вычисления для коллабораций $D\emptyset$ и ZEUS продолжаются. Эти и другие результаты, полученные в данной работе, могут быть использованы для исследования различных процессов в физике высоких энергий в НИИЯФ МГУ, ОИЯИ, ГНЦ ИФВЭ, ИЯИ, ФИАН, в других международных научных центрах, а также в различных студенческих курсах. Вычисленные в работе немассовые матричные элементы различных подпроцессов КХД могут быть включены в Монте-Карло генераторы для получения и анализа экспериментальных данных.

Общее число публикаций — 8. Основные результаты диссертации опубликованы в работах [44–47] и докладывались на международных конференциях Photon'2011, Спа (Бельгия); QFTNER'2011, Сочи; DIS'2012, Бонн (Германия); XXI балдинский семинар по проблемам физики высоких энергий "Релятивистская ядерная физика и квантовая хромодинамика", Дубна, 2012; QFTNER'2013, Санкт-Петербург; Летняя школа "Физика тяжелых кварков и адронов", Дубна, 2013.

Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и списка цитированной литературы. Объем диссертации составляет 89 страниц. Диссертация содержит 31 рисунок и 1 таблицу. Список литературы содержит 185 ссылок.

В первой главе представлен обзор литературы о теоретическом и экспериментальном статусе исследования структуры адронов. В рамках КХД описаны различные методы исследования партонных распределений в адронах; выписаны основные уравнения, описывающие эволюцию этих распределений; изложены основные положения k_T -факторизационного подхода; описаны используемые в данной работе неинтегрированные функции распределения.

Во второй главе кратко обозначено современное состояние исследования процессов рождения прямых фотонов и лептонных пар в коллайдерных экспериментах.

В третьей главе описано вычисление матричных элементов подпроцессов КХД для процессов рождения прямых фотонов в электрон-протонных и адронных столкновениях, а также для рождения лептонных пар в адронных столкновениях.

В четвертой главе k_T -факторизационный подход применяется для исследования процессов инклюзивного и ассоциативного со струями (в том числе со струями тяжелых кварков) рождения прямых фотонов, а также электрон-позитронных пар при энергиях коллайдеров HERA, Tevatron и LHC.

В заключении кратко сформулированы основные результаты работы и обсуждаются перспективы дальнейших исследований.

1 Теоретический подход к исследованию процессов рождения в столкновениях частиц высоких энергий

1.1 Уравнения КХД-эволюции партонных распределений в протоне

1.1.1 Структурные функции глубоконеупругого рассеяния и партонные распределения

Глубоконеупругое рассеяние лептонов на нуклонах дает важную информацию об их структуре. Такое исследование подобно опыту Резерфорда. Резерфорд, рассматривая рассеяние α -частиц на атомах, сделал вывод о существовании сложной структуры атома. Оказалось, что атом состоит из "точечного" положительного ядра и окружающих его электронов. Если использовать электроны более высокой энергии, то можно наблюдать упругое рассеяние на ядре. Однако при еще больших энергиях, в сечении будет доминировать вклад от упругого рассеяния на объектах, составляющих ядро — протонах и нейтронах. Таким образом, с увеличением энергии рассеиваемого электрона мы проникаем на все более глубокий уровень материи. Можно ожидать, что точно также мы сможем разрешить и структуру протона.

Оказывается, что структура нуклона хорошо описывается партонной моделью. Партоны — это составляющие нуклона, на которых и происходит рассеяние высокоэнергетичных электронов. Роль партонов в нуклоне играют валентные кварки. Нуклон состоит из трех кварков, которые обеспечивают его квантовые числа: заряд, спин, изоспин, барионное число и др. Кроме того, в нуклоне происходит постоянное рождение кварк-антикварковых пар. Получающиеся при этом кварки называются морскими. Наконец, существует нейтральная составляющая, которую "не видно" при электромагнитном рассеянии. Этими частицами являются глюоны — кванты сильного взаимодействия.

Следуя [48, 49], рассмотрим глубоконеупругое рассеяние электрона на протоне

$$e(k) + p(p) \rightarrow e'(k') + X(p_X). \quad (1)$$

Прежде всего, введем необходимые обозначения и будем далее пренебрегать массой электрона. В лабораторной системе 4-импульсы протона и электрона выписываются в следу-

ющем виде:

$$\begin{aligned} p &= (M, 0, 0, 0), \\ k &= (E, \mathbf{k}), \\ k' &= (E', \mathbf{k}'). \end{aligned} \quad (2)$$

Определим дополнительные кинематические переменные следующим образом:

$$q \equiv k - k', \quad (3)$$

$$\nu \equiv \frac{(pq)}{M} = E - E', \quad (4)$$

$$Q^2 \equiv -q^2 = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (5)$$

где θ — угол рассеяния электрона.

Поскольку конечное состояние X не является отдельным фермионом, который описывается дираковским спинором, запишем сечение в виде:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2 E'}{q^4 E} L_{(e)}^{\mu\nu} W_{\mu\nu}. \quad (6)$$

Здесь лептонный тензор $L_{(e)}^{\mu\nu}$ имеет вид:

$$L_{(e)}^{\mu\nu} = 2(k'^{\nu} k^{\mu} + k^{\nu} k'^{\mu} - (k'k)g^{\mu\nu}), \quad (7)$$

а адронный тензор $W_{\mu\nu}$ определяется как

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \sum_n \langle p | J_{\mu}^+ | n \rangle \langle n | J_{\nu} | p \rangle (2\pi)^3 \delta^{(4)}(p + q - p_n). \quad (8)$$

Если изначально протон неполяризован, то в наиболее общем виде $W_{\mu\nu}$ должен быть построен из $g_{\mu\nu}$ и компонент векторов p и q . Матрицы γ_{μ} не входят в рассмотрение, так как сечение уже просуммировано и усреднено по спинам. Таким образом, адронный тензор имеет вид:

$$W^{\mu\nu} = -W_1 g^{\mu\nu} + \frac{W_2}{M^2} p^{\mu} p^{\nu} + \frac{W_4}{M^2} q^{\mu} q^{\nu} + \frac{W_5}{M^2} (p^{\mu} q^{\nu} + q^{\mu} p^{\nu}). \quad (9)$$

Тензор $L_{(e)}^{\mu\nu}$ симметричен, поэтому свертка возможных антисимметричных членов $W^{\mu\nu}$ с $L_{\mu\nu}$ зануляется. Поэтому такие члены не включаются в выражение для адронного тензора. Можно также убедиться, что $q^{\mu} L_{\mu\nu}^{(e)} = q^{\nu} L_{\mu\nu}^{(e)} = 0$.

Из закона сохранения тока $\partial_{\mu} J^{\mu} = 0 \Rightarrow q_{\mu} J^{\mu} = 0$ получаем, что $q_{\mu} W^{\mu\nu} = q_{\nu} W^{\mu\nu} = 0$.

Из этого условия получаем:

$$-W_1 + \frac{W_4}{M^2} q^2 + \frac{W_5}{M^2} (pq) = 0, \quad (10)$$

$$\frac{W_2}{M^2} (pq) + \frac{W_5}{M^2} q^2 = 0. \quad (11)$$

Поэтому только два неупругих формфактора независимы:

$$W_5 = -\frac{(pq)}{q^2}W_2, \quad (12)$$

$$W_4 = \frac{M^2}{q^2}W_1 - \frac{W_5}{q^2}(pq) = \frac{M^2}{q^2}W_1 + \left(\frac{(pq)}{q^2}\right)^2 W_2. \quad (13)$$

Таким образом, можно выразить адронный тензор через два независимых форм-фактора:

$$W^{\mu\nu} = W_1 \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) + \frac{W_2}{M^2} \left(p^\mu - \frac{(pq)}{q^2}q^\mu \right) \left(p^\nu - \frac{(pq)}{q^2}q^\nu \right). \quad (14)$$

Тогда, сворачивая (7) с (14) и используя формулы (2), можно получить:

$$L_{\mu\nu}^{(e)}W^{\mu\nu} = 4EE' \left(2W_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2 \cos^2 \frac{\theta}{2} \right). \quad (15)$$

Окончательно для искомого сечения получим:

$$\frac{d^2\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{(2\alpha E')^2}{q^4} \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} W_2(\nu, q^2) + 2W_1(\nu, q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right). \quad (16)$$

Для точечных дираковских частиц получим:

$$2MW_1^{pt} = -\frac{q^2}{2M\nu} \delta \left(1 + \frac{q^2}{2M\nu} \right), \quad (17)$$

$$\nu W_2^{pt} = \delta \left(1 + \frac{q^2}{2M\nu} \right). \quad (18)$$

Эти комбинации зависят только от безразмерного отношения $\omega = -2M\nu/q^2$ и не зависят ни от какого масштаба масс.

При фиксированном значении $\omega = 2M\nu/Q^2$ наблюдается явление бьёркеновского скейлинга, а именно:

$$MW_1(\nu, Q^2) \xrightarrow{Q^2 \rightarrow \infty} F_1(\omega), \quad (19)$$

$$\nu W_2(\nu, Q^2) \xrightarrow{Q^2 \rightarrow \infty} F_2(\omega). \quad (20)$$

Это означает, что при фиксированном ω неупругие структурные функции не зависят от Q^2 . На самом деле КХД предсказывает нарушение скейлинга (см. Раздел 1.1.2). Тем не менее, поскольку это нарушение происходит логарифмически по Q^2 , приближенный бьёркеновский скейлинг все же имеет место.

Уменьшая длину волны фотона, мы можем "видеть" протон во все более и более мелком масштабе. Если протон — составная частица, то такие высокоэнергетичные фотоны должны "увидеть" его структуру. При этом, мы сможем наблюдать упругое рассеяние электрона на партонах, и формфакторы приобретут вид (17) — (18), только масса протона

M заменится на массу партона m . Таким образом, если неупругие структурные функции не зависят от Q^2 при фиксированном ω , то можно сделать вывод о наличии внутри протона свободных партонов. Такое поведение действительно наблюдалось в экспериментах на Стэнфордском линейном ускорителе.

Перейдем теперь к непосредственному описанию партонной модели. Введем распределение партонов по доле продольного импульса:

$$f_i(x) \equiv \frac{dP_i}{dx}. \quad (21)$$

f_i — это плотность вероятности взаимодействия фотона с партоном, несущим долю x импульса исходного протона p . Все доли x в сумме должны давать единицу, поэтому:

$$\sum_{i'} \int dx x f_{i'}(x) = 1. \quad (22)$$

Рассмотрим кинематику процессов при переходе от протона к партонной модели:

$$E \rightarrow xE, \quad (23)$$

$$p_L \rightarrow xp_L, \quad (24)$$

$$p_T = 0 \rightarrow p_T = 0, \quad (25)$$

$$M \rightarrow m = \sqrt{x^2 E^2 - x^2 p_L^2} = xM. \quad (26)$$

Здесь мы приписали партону переменную массу xM , чего, строго говоря, делать нельзя: если импульс партона равен xp , то его энергия будет равна xE только тогда, когда $m = M = 0$. Отсюда следует, что при распаде массивной частицы угол между продуктами распада должен быть отличен от нуля. Поэтому следует взять систему отсчета, в которой $|\mathbf{p}| \gg m, M$. Тогда все последующее изложение будет точным.

Используя (17) и (18), а также известные свойства δ -функции, можно получить:

$$\nu W_2 \rightarrow F_2(\omega) = x\delta\left(x - \frac{1}{\omega}\right), \quad (27)$$

$$MW_1 \rightarrow F_1(\omega) = \frac{\omega}{2}\delta\left(1 - \frac{1}{x\omega}\right). \quad (28)$$

Таким образом,

$$F_1(x) = \frac{1}{2x}F_2(x). \quad (29)$$

Суммируя F по всем партонам, и усредняя по распределению (21), получаем:

$$F_2(x) = \sum_i \int dx e_i^2 f_i(x) x \delta\left(x - \frac{1}{\omega}\right) = \sum_i e_i^2 f_i(x) x. \quad (30)$$

Здесь e_i - это заряд соответствующего партона. Таким образом, получаем:

$$\nu W_2(\nu, Q^2) \rightarrow F_2(x) = \sum_i e_i^2 f_i(x)x, \quad (31)$$

$$MW_1(\nu, Q^2) \rightarrow F_1(x) = \frac{1}{2x}F_2(x). \quad (32)$$

Здесь $x = 1/\omega = Q^2/2M\nu$: наличие δ -функции говорит о том, что виртуальный фотон может быть поглощен партоном только при определенном значении x .

Далее преобразуем сечение (16), учитывая соотношения (31), (32) и (29). Перейдя к переменным x и y , где $y \equiv pq/pk = 1 - pk/pk' = 1 - E'/E = \nu/E$, мы можем переписать неупругое сечение в виде:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{8\pi\alpha^2 EM}{Q^4} \left[\left(1 - y - \frac{Mxy}{2E}\right) F_2 + xy^2 F_1 \right]. \quad (33)$$

Учтем, что $M\nu_{\max}x^2y^2 = Q^2/4ME$, где $\nu_{\max} = E$. Тогда получим:

$$M\nu_{\max} \frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{2\pi\alpha^2}{x^2y^2} \left[xy^2 F_1 + \left(1 - y - \frac{Mxy}{2\nu_{\max}}\right) F_2 \right]. \quad (34)$$

Пренебрегая массами и учитывая, что при этом $s \approx 2pk = 2ME$, а также формулы (29) и (31), можно преобразовать сечение партонной модели следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dx dy} &= \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4} 4ME \left[(1 - y - Mxy) F_2 + xy^2 F_1 \right] = \\ &= \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4} 4ME F_2 \left(1 - y - \frac{Mxy}{2E} + \frac{y^2}{2} \right) \approx \\ &\approx \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4} s F_2 ((1 - y)^2 + 1) = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4} s (1 + (1 - y)^2) \sum_i e_i^2 x f_i(x). \end{aligned} \quad (35)$$

Эта формула связывает экспериментально измеримое сечение со структурной функцией протона $F_2 = \sum_i e_i^2 x f_i(x)$, где сумма берется по всем кваркам и антикваркам. Таким образом, мы можем получить информацию о кварковой составляющей протона. То же самое можно проделать для электрон-нейтронного рассеяния, можно рассмотреть также рассеяние нейтрино на адроне.

Тем не менее, таким образом нельзя получить данные о глюонной составляющей, поскольку глюонные функции распределения не входят в выражение для сечения. В то же время глюоны переносят порядка 50% импульса протона. Чтобы показать это, рассмотрим интеграл:

$$\int_0^1 dx x(u + \bar{u} + d + \bar{d} + s + \bar{s}) = 1 - \varepsilon_g. \quad (36)$$

Здесь ε_g — доля импульса, переносимая глюонами. Интегрируя структурные функции протона F_2^{ep} и нейтрона F_2^{en} и пренебрегая вкладом s -кварков, можно получить:

$$\int_0^1 dx F_2^{ep}(x) = \frac{4}{9}\varepsilon_u + \frac{1}{9}\varepsilon_d = 0,18, \quad (37)$$

$$\int_0^1 dx F_2^{en}(x) = \frac{4}{9}\varepsilon_d + \frac{1}{9}\varepsilon_u = 0,12, \quad (38)$$

где ε — это соответствующие доли импульса u - и d -кварков:

$$\varepsilon_u \equiv \int_0^1 dx x(u + \bar{u}), \quad (39)$$

$$\varepsilon_d \equiv \int_0^1 dx x(d + \bar{d}). \quad (40)$$

Решая систему (37)—(38), находим, что $\varepsilon_u = 0,36$, $\varepsilon_d = 0,18$. Таким образом, для доли импульса, переносимой глюонами, получаем:

$$\varepsilon_g \approx 1 - \varepsilon_u - \varepsilon_d = 0,46. \quad (41)$$

Информацию о глюонных распределениях можно получить, если рассматривать ситуацию, когда скейлинг нарушен, следовательно, имеет место эволюция партонов, когда кварки начинают рождаться из глюонов (см. Раздел 1.1.2). В работах [50–53] были предложены определенные процедуры для получения глюонной функции распределения при малых значениях переменной $x < 10^{-2}$. Так, пренебрегая вкладом кварков при таких малых x , можно получить следующие соотношения в главном (LO) и следующем за главным (NLO) порядках теории возмущений КХД соответственно:

$$xg(x, Q^2) \simeq \frac{\partial F_2(x/2, Q^2)}{\partial \ln Q^2} \frac{1}{(40/27)\alpha_S(Q^2)/4\pi}, \quad (42)$$

$$xg(x, Q^2) \simeq \frac{\partial F_2(x/2, Q^2)}{\partial \ln Q^2} \frac{1}{(40/27 + 7.96\alpha_S/4\pi)\alpha_S(Q^2)/4\pi} - \frac{(20/9)\alpha_S/4\pi}{40/27 + 7.96\alpha_S/4\pi} N(x/2, Q^2), \quad (43)$$

где функция $N(x, Q^2)$ зависит от $xg(x, Q^2)$ при достаточно больших значениях $x > 10^{-2}$ и может быть хорошо определена из экспериментальных данных.

Согласно методу работ [50, 51], продольная структурная функция $F_L(x, Q^2) \equiv F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2)$ в NLO-приближении КХД может быть записана как:

$$F_L(x, Q^2) = \frac{\alpha_S(Q^2)}{4\pi} \left[\frac{16}{3} I_F(x, Q^2) + 8 \sum_i e_i I_G(x, Q^2) \right], \quad (44)$$

где

$$I_F(x, Q^2) = \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(\frac{x}{y}\right)^2 F_2(y, Q^2), \quad (45)$$

$$I_G(x, Q^2) = \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(\frac{x}{y}\right)^2 \left(1 - \frac{x}{y}\right) yg(y, Q^2). \quad (46)$$

При малых $x < 10^{-2}$ справедливы следующие соотношения [51]:

$$I_F(x, Q^2) = \frac{1}{2} F_2(2x, Q^2), \quad (47)$$

$$I_G(x, Q^2) = \frac{1}{5.9} xg\left(\frac{x}{0.4}, Q^2\right), \quad (48)$$

поэтому

$$xg(x, Q^2) = 1.77 \left[\frac{3\pi}{2\alpha_S(Q^2)} F_L(0.4x, Q^2) - F_2(0.8x, Q^2) \right]. \quad (49)$$

1.1.2 Уравнения Докшицера-Грибова-Липатова-Альтарелли-Паризи (DGLAP)

Как было отмечено в выше, бёркеновский скейлинг нарушается в логарифмическом масштабе. Такое поведение структурных функций может означать, что валентные кварки сами по себе имеют структуру. С другой стороны, это явление предсказывается квантовой хромодинамикой: кварки могут испускать глюоны, которые уносят часть их импульса. Таким образом виртуальный фотон с достаточно высоким Q^2 может "разрешать" кварк во все более уменьшающемся масштабе $\sim 1/Q^2$. Далее введем новое обозначение для масштаба $\mu^2 \equiv Q^2$.

Такое поведение называется эволюцией партонов и описывается соответствующими эволюционными уравнениями. При выводе таких уравнений приходится суммировать слагаемые, содержащие так называемые большие логарифмы $\alpha_S^n(\mu^2) \ln^n \mu^2/\Lambda^2$, $\alpha_S^n(\mu^2) \ln^n 1/x$, $\alpha_S^n(\mu^2) \ln^n 1/(1-x)$.

Уравнения Докшицера-Грибова-Липатова-Альтарелли-Паризи (DGLAP) [2–5] суммируют большие логарифмы $\alpha_S^n(\mu^2) \ln^n \mu^2/\Lambda^2$, возникающие в результате множественного испускания глюонов, и имеют вид:

$$\frac{\partial q_i(x, \mu^2)}{\partial \ln(\mu^2/\Lambda^2)} = \frac{\alpha_S(\mu^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} (P_{qq}(x/z)q_i(z, \mu^2) + P_{qg}(x/z)g(z, \mu^2)), \quad (50)$$

$$\frac{\partial g(x, \mu^2)}{\partial \ln(\mu^2/\Lambda^2)} = \frac{\alpha_S(\mu^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} (P_{gq}(x/z)q_i(z, \mu^2) + P_{gg}(x/z)g(z, \mu^2)), \quad (51)$$

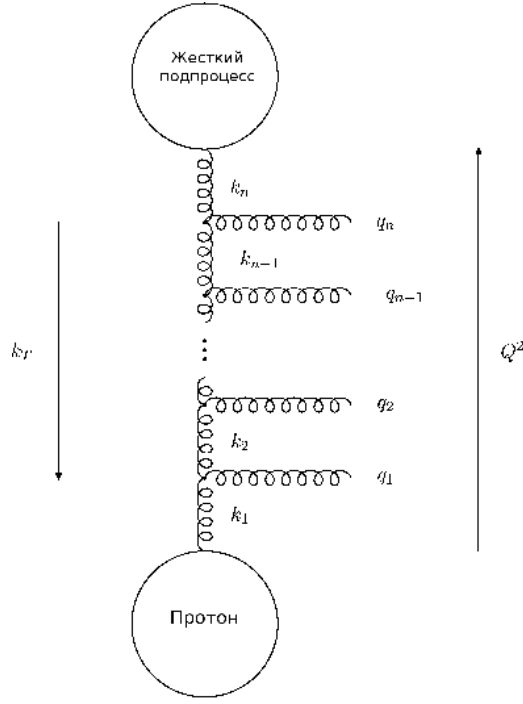


Рис. 1: Схематическое изображение эволюции DGLAP.

где $q_i(x, \mu^2)$ и $g(x, \mu^2)$ — кварковые и глюонные функции распределения соответственно, а функции расщепления $P_{ij}(x)$, задающие плотность вероятности рождения партона i из партона j , имеют следующий вид в лидирующем порядке теории возмущений КХД:

$$P_{qq}(x) = \frac{4}{3} \left[\frac{1+x^2}{(1-x)_+} + \frac{3}{2} \delta(1-x) \right], \quad (52)$$

$$P_{qg}(x) = \frac{4}{3} \left[\frac{1+(1-x)^2}{x} \right], \quad (53)$$

$$P_{gq}(x) = \frac{1}{2} [x^2 + (1-x)^2], \quad (54)$$

$$P_{gg}(x) = 6 \left[\frac{1-x}{x} + \frac{x}{(1-x)_+} + x(1-x) + \left(\frac{11}{12} - \frac{n_f}{18} \right) \delta(1-x) \right], \quad (55)$$

где n_f — число кварковых ароматов, участвующих в эволюции, а также введен функционал $1/(1-x)_+$:

$$\int_0^1 dx \frac{f(x)}{(1-x)_+} \equiv \int_0^1 dx \frac{f(x) - f(1)}{(1-x)}. \quad (56)$$

Отметим, что при выводе уравнений (50)–(51) существенно, что импульсы испускаемых глюонов строго упорядочены (см. Рис. 1):

$$q_{1T} \ll q_{2T} \ll \dots \ll q_{nT}. \quad (57)$$

В том же приближении бегущая константа связи $\alpha_S(\mu^2)$ вычисляется из ренормгруппового уравнения в однопетлевом приближении:

$$\frac{d\alpha_S}{d \ln(\mu^2/\Lambda^2)} = -\frac{b}{4\pi} \alpha_S^2, \quad (58)$$

где $b = 11 - 2n_f/3$. Решением этого уравнения будет:

$$\alpha_S(\mu^2) = \frac{4\pi}{b \ln(\mu^2/\Lambda^2)}. \quad (59)$$

Решение уравнений (50)–(51) совместно с (59) позволяет вычислить партонные распределения для любого значения μ^2 при заданных начальных условиях. Сложностью, однако, является то, что эти начальные условия определяются режимом сильной связи и не вычисляются в рамках пертурбативной КХД. Их можно определить эмпирически из экспериментов по глубоконеупругому рассеянию при заданном $Q_0^2 \sim 1 \text{ ГэВ}^2$ (см. Раздел 1.1.1). Решения уравнений DGLAP в NLO приближении дают хорошее описание экспериментальных данных (см., например, измерения структурных функций на коллайдере HERA [54, 55]).

1.2 Физика малых x и k_T -факторизация квантовой хромодинамики

Согласно теореме факторизации [56–59], сечение процесса высоких энергий представимо в виде свертки партонных распределений, включающих непертурбативные эффекты больших расстояний, с партонными матричными элементами, вычисляемыми методами теории возмущений. Так, например, для процесса инклюзивного рождения прямого фотона в адронных столкновениях, формула для дифференциального сечения в коллинеарной факторизации будет иметь вид:

$$d\sigma(A + B \rightarrow \gamma + X) = \int dx_1 dx_2 \sum_{i,j} f_{i/A}(x_1, \mu^2) f_{j/B}(x_2, \mu^2) d\hat{\sigma}(i + j \rightarrow \gamma + X), \quad (60)$$

где $f_{i/A}(x, \mu^2)$ и $f_{j/B}(x, \mu^2)$ — функции распределения партонов i и j в адронах A и B соответственно, μ^2 — характерный энергетический масштаб жесткого партонного подпроцесса $i + j \rightarrow \gamma + X$ с сечением $d\hat{\sigma}$. При этом функции распределения могут быть получены из уравнений DGLAP (50)–(51).

Однако, в области энергий современных коллайдеров предположения партонной модели о коллинеарной факторизации функций распределения партонов и сечений подпроцессов могут нарушаться: сечения подпроцессов и функции распределения начинают зависеть от поперечного импульса партонов k_T [6–8, 13–16]. Области малых значений x оказывается более адекватен k_T -факторизационный подход КХД, основанный на уравнении эволюции VFKL. В нем вместо коллинеарных функций распределения используются так называемые

неинтегрированные партонные плотности, зависящие от k_T . В таком случае дифференциальное сечение (60) можно записать в следующем виде:

$$d\sigma(A + B \rightarrow \gamma + X) = \int dx_1 dx_2 \times \\ \times \sum_{i,j} \int d^2\mathbf{k}_{1T} d^2\mathbf{k}_{2T} f_{i/A}(x_1, \mathbf{k}_{1T}^2) f_{j/B}(x_2, \mathbf{k}_{2T}^2) d\hat{\sigma}(i^* + j^* \rightarrow \gamma + X). \quad (61)$$

Отметим, что теперь партонны i и j находятся вне массовой оболочки и обладают виртуальной массой $m^2 = k^2 \sim -\mathbf{k}_T^2$. Следовательно, поляризационный тензор начальных виртуальных частиц должен быть модифицирован по сравнению со стандартным выражением [6–8, 13–16].

Так рассмотрим для начала виртуальный глюон с 4-импульсом k , испущенный кварком, находящимся на массовой поверхности и обладающим 4-импульсом p : $q(p) \rightarrow q'(p') + g(k)$. Вычисляя шпур вдоль кварковой линии, получим:

$$\sum \epsilon^\mu \epsilon^{*\nu} \sim L_{(e)}^{\mu\nu} = g^2 \text{Sp}[(\hat{p}' + m_q)\gamma^\mu(\hat{p} + m_q)\gamma^\nu]/k^2 = g^2[8p^\mu p^\nu - 4(pk)g^{\mu\nu}]/k^2, \quad (62)$$

где m_q — масса кварка. Пренебрегая в области малых x вторым слагаемым в формуле (62), с помощью разложения Судакова $k^\mu = xp^\mu + k_T^\mu$ получим:

$$\sum \epsilon^\mu \epsilon^{*\nu} = \frac{k_T^\mu k_T^\nu}{\mathbf{k}_T^2}. \quad (63)$$

В пределе $\mathbf{k}_T^2 \rightarrow 0$ выражение (63) переходит в стандартное выражение:

$$\sum \epsilon^\mu \epsilon^{*\nu} = -g^{\mu\nu}. \quad (64)$$

Пусть теперь начальный кварк, находящийся на массовой поверхности, излучает квант (например, глюон) и становится немассовым кварком с 4-импульсом k . Для соответствующей диаграммы запишем [60]:

$$|\mathcal{M}|^2 \sim \text{Sp} \left[\bar{\mathcal{T}}^\mu \frac{\hat{k} + m_q}{k^2 - m_q^2} \gamma^\nu u(p) \bar{u}(p) \gamma_\nu \frac{\hat{k} + m_q}{k^2 - m_q^2} \mathcal{T}_\mu \right] / (k^2)^2, \quad (65)$$

где \mathcal{T} — это та часть начального матричного элемента, которая осталась неизменной. Выражение между $\bar{\mathcal{T}}^\mu$ и \mathcal{T}_μ теперь играет роль спиновой матрицы плотности для кварков вне массовой оболочки. Используя условие $u(p)\bar{u}(p) = \hat{p} + m_q$ и выполняя соответствующие преобразования алгебры γ -матриц в безмассовом пределе ($m_q \rightarrow 0$), получим:

$$|\mathcal{M}|^2 \sim \bar{\mathcal{T}}^\mu (2k^2 \hat{p} - 4(pk)\hat{k}) \mathcal{T}_\mu. \quad (66)$$

Используя судаковское разложение $k = xp + k_T$ и пренебрегая в пределе малых x вторым слагаемым в скобках в выражении (66), получим:

$$|\mathcal{M}|^2 \sim \frac{2}{xk^2} \mathcal{T}^\mu x \hat{p} \mathcal{T}_\mu. \quad (67)$$

Таким образом, спиновая матрица плотности кварков вне массовой оболочки дается выражением $x\hat{p}$, тогда как фактор $2/xk^2$ должен быть отнесен к кварковой функции распределения.

Окончательно выпишем спиновую матрицу плотности немассового кварка с импульсом $k = xP + k_T$ в пределе $m_q \rightarrow 0$ в так называемом приближении малых x :

$$\sum_s u^s(k) \bar{u}^s(k) = x\hat{P}, \quad (68)$$

где P - импульс начального протона. Легко показать, что в пределе $k_T \rightarrow 0$ на массовой оболочке будем иметь:

$$\sum_s u^s(k) \bar{u}^s(k) = \hat{k}. \quad (69)$$

1.2.1 Современный статус k_T -факторизации

Важной задачей современных теоретических исследований является поиск точной формулировки k_T -факторизации. Теоретическое обоснование k_T -факторизации оказывается значительно более сложным по сравнению с коллинеарной факторизацией: в последней происходят важные сокращения после выполнения интегрирования по партонным импульсам, тогда как в k_T -факторизации соответствующее интегрирование не производится. Несмотря на эту сложность, в вопросе доказательства k_T -факторизации в последнее время наметился значительный прогресс (см., например, работы [61–64]). Недавно, исходя из требований факторизации, наибольшей универсальности и внутренней согласованности, было получено новое определение k_T -зависимых партонных распределений [65]. Было показано, что k_T -факторизация имеет место в рождении адронов и струй в противоположных направлениях в e^+e^- -аннигиляции, процессе рождения лептонных пар Дрелла-Яна и полуйнклюзивном глубоконеупругом рассеянии. Так, например, выражение для адронного тензора, следующее из вывода факторизации [65], содержит слагаемое $Y(Q, q_T)$, обеспечивающее согласование в области больших q_T , в которой k_T -факторизация перестает работать. Что касается процессов рождения струй или адронов в адронных столкновениях (а также в процессах рождения кваркониев и бозонов Хиггса), то ситуация оказывается более сложной, но и в этих случаях в последнее время были получены обнадеживающие результаты в доказательстве k_T -факторизации [66–69].

В адророждении k_T -факторизационный подход основывается на работах [14–16]. В соответствующей факторизационной формуле в физической калибровке ($nA = 0, n^\mu = aP_1^\mu + bP_2^\mu$) партонные сечения сворачиваются с неинтегрированными функциями распределения, определяемыми из уравнения ВФКЛ [15]. Такой подход достаточно широко используется в феноменологических вычислениях. В частности, процедура пересуммирования инклюзивных жестких сечений в главном исчезающем порядке теории возмущений КХД в k_T -факторизации была использована для изучения рождения прямых фотонов [70, 71] и процесса Дрелла-Яна [72].

Отдельным вопросом является доказательство калибровочной инвариантности амплитуд подпроцессов, вычисленных в рамках k_T -факторизационного подхода. Рассмотрим случай рождения калибровочного бозона в глюон-глюонном слиянии [73] (см. также [74]).

$$g^*(k_1) + g^*(k_2) \rightarrow q + \bar{q} + W(Z) \quad (70)$$

Вообще говоря, необходимо рассматривать расширенный набор диаграмм, включая такие, в которых немассовые глюоны излучаются протонами (адронами), лежащими на массовой поверхности. Полный набор таких диаграмм в первом исчезающем порядке теории возмущений КХД будет содержать нефакторизуемые диаграммы (см. Рис. 2), которые в сумме дадут некоторую эффективную вершину. В калибровке Фейнмана она примет вид липатовской вершины [75]:

$$\Gamma^\nu(k_1, k_2) = \frac{2P_1 P_2}{s} \left(\frac{2k_1^2 + M_T^2}{\beta s} P_1^\nu - \frac{2k_2^2 + M_T^2}{\alpha s} P_2^\nu - (k_{1T} - k_{2T})^\nu \right), \quad (71)$$

где $P_{1,2}$ — импульсы начальных протонов, импульсы глюонов выражаются как $k_1 = \alpha P_1 + k_{1T}$, $k_2 = \beta P_2 + k_{2T}$, а $M_T^2 = \hat{s} + (\mathbf{k}_{1T}^2 + \mathbf{k}_{2T}^2)$. Липатовская вершина, как можно показать, удовлетворяет тождеству Уорда $\Gamma^\nu(k_1, k_2)k_\nu = 0$. Пренебрегая обмениваемым импульсом при взаимодействии глюонов с входящими частицами, можно получить эйкональную вершину, которая не зависит от спина частицы:

$$\bar{u}(\lambda'_1, P_1 - k_1) \gamma^\mu u(\lambda_1, P_1) \rightarrow 2P_1^\mu \delta_{\lambda'_1 \lambda_1}. \quad (72)$$

Далее оказывается возможным удалить внешние кварковые линии и ассоциировать с внешними глюонами нефизические поляризации $\epsilon_i^\mu = \sqrt{2}P_i^\mu / \sqrt{s}$. Можно выбрать специальную физическую калибровку $n \bullet A = 0$ ($n^\mu = aP_1^\mu + bP_2^\mu$). Свертка эйкональной вершины с глюонным тензором поляризации в такой калибровке дает:

$$d_{\mu\nu}^{(n)}(k) = -g_{\mu\nu} + \frac{n_\mu k_\nu + k_\mu n_\nu}{nk} - n^2 \frac{k_\mu k_\nu}{(nk)^2} \quad (73)$$

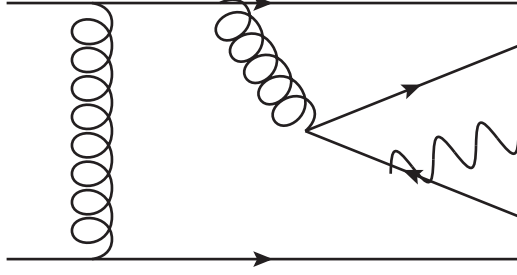


Рис. 2: Пример нефакторизуемой диаграммы для процесса рождения калибровочного бозона в pp -столкновениях.

$$P_1^\mu d_{\mu\nu}^{(n)}(k_1) = k_{1T\nu}/\alpha, \quad (74)$$

$$P_2^\mu d_{\mu\nu}^{(n)}(k_2) = k_{2T\nu}/\beta. \quad (75)$$

Это приводит к тому, что нефакторизуемые диаграммы дают нулевой вклад, поскольку $P_1^\mu d_{\mu\nu}^{(n)} P_2^\nu = 0$. Поэтому липатовская вершина может быть заменена обычной трехглюонной вершиной с учетом выражения (63) для поляризационного тензора немассовых глюонов. Это обеспечивает калибровочную инвариантность исследуемых подпроцессов.

Недавно было показано, что k_T - и коллинеарную факторизации можно представить как результат некоторого приближения более общей (полностью неинтегрированной) факторизации [76, 77]. При этом было получено, что k_T -факторизация сводится к коллинеарной, если партонные распределения имеют острый максимум по k_T , а 4-импульсы частиц, входящих в жесткий подпроцесс пространственноподобны.

Феноменологических исследования, основанные на k_T -факторизационном подходе КХД, ведутся достаточно интенсивно уже в течение двух десятилетий. Здесь из большого количества работ отметим только некоторые из них (см. также обзоры [17–19]). В частности, были изучены процессы рождения тяжелых кварков [78–86], бозонов Хиггса [87–89], J/ψ -мезонов [90–95] и др., а также структурные функции протона [96, 97]. Краткий обзор исследований процессов рождения прямых фотонов и лептонных пар в рамках k_T -факторизационного подхода дан в Главе 2.

1.2.2 Уравнение Балицкого-Фадина-Кураева-Липатова (BFKL)

Как было упомянуто в Разделе 1.1.2, при выводе уравнений DGLAP производится суммирование слагаемых, содержащих большие логарифмы вида $\alpha_S^n(\mu^2) \ln^n \mu^2/\Lambda_{QCD}^2$. В то же время, при высоких энергиях \sqrt{s} , а следовательно, при малых значениях $x \sim 1/\sqrt{s}$, становятся важны слагаемые, пропорциональные $\alpha_S^n(\mu^2) \ln^n s/\Lambda_{QCD}^2 \sim \alpha_S^n(\mu^2) \ln^n 1/x$. Учет таких членов возможен в рамках подхода Балицкого-Фадина-Кураева-Липатова

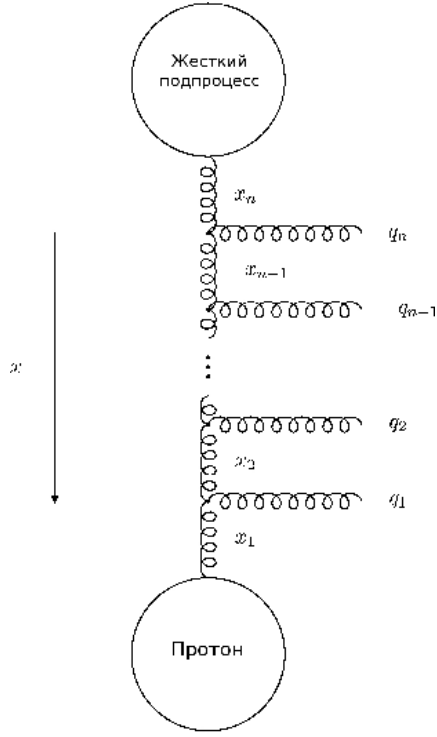


Рис. 3: Схематическое изображение эволюции BFKL.

(BFKL) [6–8]. Этот подход позволяет получить поведение структурных функций в области малых x и приводит к неинтегрированным (т.е. зависящим от поперечного импульса партона \mathbf{k}_T) функциям распределения партонов.

Уравнение BFKL для глюонной функции распределения можно получить, рассматривая глюонную лестницу, аналогичную той, которая используется для вывода уравнения DGLAP. Однако, условие сильного упорядочивания DGLAP (57) в случае подхода BFKL не имеет места. Вместо него используется упорядочение по доле продольного импульса:

$$x_1 \gg x_2 \gg \dots \gg x_n. \quad (76)$$

Соответствующая лестница изображена на Рис. 3.

Уравнение BFKL для глюонной функции распределения в лидирующем логарифмическом (по $\ln 1/x$) приближении может быть представлено в виде:

$$f_g(x, \mathbf{k}_T^2) = f_g^0(x, \mathbf{k}_T^2) + \bar{\alpha}_S \mathbf{k}_T^2 \int_x^1 \frac{dz}{z} \int_{Q_0^2}^{\infty} \frac{d\mathbf{k}'_T{}^2}{\mathbf{k}_T^2} \times \left[\frac{f_g(x/z, \mathbf{k}'_T{}^2) - f_g(x/z, \mathbf{k}_T^2)}{|\mathbf{k}'_T{}^2 - \mathbf{k}_T^2|} + \frac{f_g(x/z, \mathbf{k}'_T{}^2)}{\sqrt{4\mathbf{k}'_T{}^4 + \mathbf{k}_T^4}} \right], \quad (77)$$

где $f_g(x, \mathbf{k}_T^2)$ — неинтегрированная функция распределения глюонов и введено обозначение $\bar{\alpha}_S \equiv 3\alpha_S/\pi$.

Неинтегрированная функция распределения $f_g(x, \mathbf{k}_T^2)$ связана со стандартной коллинеарной функцией $xg(x, \mu^2)$ формальным соотношением:

$$xg(x, \mu^2) \sim \int \frac{d\mathbf{k}_T^2}{\mathbf{k}_T^2} f_g(x, \mathbf{k}_T^2). \quad (78)$$

Из уравнения (77) можно получить следующее поведение структурной функции в области малых x :

$$F_2(x, Q^2) \sim \frac{x^{-\Delta}}{\sqrt{Q^2}}, \quad (79)$$

где $\Delta = \bar{\alpha}_S \ln 2 \simeq 0.53$ при $\alpha_S \simeq 0.2$; параметр Δ связан с пересечением траектории Померона $\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1 + \Delta$. Такой вид зависимости $\sim x^{-\Delta}$ приводит к росту сечений $\sim s^{\Delta}$, что соответствует результатам теории полюсов Редже (см., например, [98]) при высоких энергиях. Таки образом, уравнение ВФКЛ устанавливает связь между КХД и теорией полюсов Редже. Как отмечалось во введении, такой рост сечений приводит к нарушению условия унитарности, а описание экспериментальных данных, полученных на ep -коллайдере HERA, приводит к меньшему значению эффективного $\Delta \sim 0.3$.

Корректный учет следующего за главным порядка уравнения ВФКЛ (NLO ВФКЛ) был произведен в работах [99,100]. Был рассмотрен процесс столкновения фотонов с большими виртуальностями, и были получены предсказания в NLO ВФКЛ-приближении, хорошо согласующиеся с экспериментальными данными.

В экспериментах динамику ВФКЛ можно протестировать на таких процессах, как рождение струй вперед (с большими псевдобыстротами) или рождение двух струй сопоставимых поперечных импульсов, разделенных большим интервалом по псевдобыстроте. На коллайдере HERA было изучено рождение струй вперед [101, 102] и было показано, что предсказания подхода ВФКЛ в главном логарифмическом приближении находятся в лучшем согласии с данными, чем результаты теории DGLAP (см. также обзоры [17–19]). Для корректного описания экспериментальных данных в подходе DGLAP необходимо было учитывать некоторые дополнительные вклады. Исследование предсказаний ВФКЛ-эволюции в следующем за главным логарифмическом приближении при энергиях ЛНС интенсивно проводятся в настоящее время (см., например, [103]).

1.2.3 Уравнение Катани-Чиафалони-Фиорани-Маркезини (CCFM)

В подходе Катани-Чиафалони-Фиорани-Маркезини [9–12] помимо членов с $\alpha_S^n \ln^n 1/x$ производится суммирование также членов с большими логарифмами вида $\alpha_S^n \ln^n 1/(1-x)$. Кроме того, учитывается эффект цветовой когерентности.

Суть явления цветовой когерентности состоит в следующем. Рассмотрим немассовый глюон, распадающийся в два вторичных глюона, расходящихся под углом θ_1 . Один из них пусть далее испускает еще один глюон под углом θ_2 , причем $\theta_2 > \theta_1$. Тогда в момент испускания поперечная компонента длины волны этого глюона больше, чем поперечное пространственное разделение пары вторичных глюонов. В этом случае этот глюон не может разрешить цвета каждого из пары вторичных глюонов, но может разрешить цвет первоначального глюона. Таким образом, амплитуда такого процесса идентична амплитуде процесса, в котором конечный глюон испускается под углом θ_2 непосредственно первичным глюоном. Цветовая когерентность приводит к тому, что последовательное испускание глюонов в каскаде упорядочено по углам раствора, т.е. $\theta_i < \theta_{i-1}$.

Максимально допустимый угол Ξ определяется жестким подпроцессом рождения кварковой пары, на которой происходит рассеяние виртуального фотона (см. Рис. 4). В переменных Судакова импульс кварковой пары можно записать как:

$$p_q + p_{\bar{q}} = \Upsilon(P_1 + \Xi P_2) + \mathbf{Q}_T, \quad (80)$$

где $P_{1,2}$ — 4-импульсы начальных частиц. Аналогично для глюонов из каскада запишем:

$$q_i = v_i(P_1 + \xi_i P_2) + q_{iT}, \quad (81)$$

$$\xi_i = \frac{q_{iT}^2}{s v_i^2}, \quad (82)$$

где $v_i = (1 - z_i)x_{i-1}$, $x_i = z_i x_{i-1}$, а $s = (P_1 + P_2)^2$. Переменная ξ_i связана с углом испускания глюона по отношению к первоначальному протону, а x_i и v_i — доли импульсов промежуточного и испущенного глюонов соответственно. z_i — это отношение долей энергии при рождении i -ого глюона из $i - 1$ -ого, а q_{iT} — поперечный импульс испущенного глюона.

Теперь условие углового упорядочивания можно записать в виде:

$$\xi_0 < \xi_1 < \dots < \xi_n < \Xi, \quad (83)$$

или иначе

$$z_{i-1} \bar{q}_{i-1} < \bar{q}_i, \quad (84)$$

где введены масштабированные поперечные импульсы \bar{q}_i :

$$\bar{q}_i = x_{i-1} \sqrt{s \xi_i} = \frac{q_{iT}}{1 - z_i}. \quad (85)$$

Отметим, что условие (84) переходит в упорядочивание по поперечным импульсам (57) при больших z , тогда как при $z \rightarrow 0$ поперечные импульсы не упорядочены.

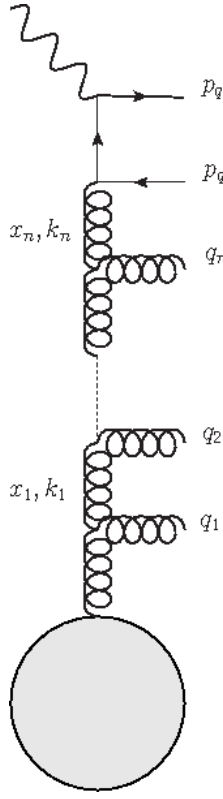


Рис. 4: Каскад испускания глюонов в эволюции ССФМ.

Уравнение эволюции ССФМ можно записать в виде [12]:

$$\bar{q}^2 \frac{d}{d\bar{q}^2} \frac{x\mathcal{A}(x, \mathbf{k}_T^2, \bar{q}^2)}{\Delta_S(\bar{q}^2, Q_0^2)} = \int dz \frac{d\phi}{2\pi} \frac{\tilde{P}(z, (\bar{q}/z)^2, k_T^2)}{\Delta_S(\bar{q}^2, Q_0^2)} x' \mathcal{A}(x', \mathbf{k}'_T^2, (\bar{q}/z)^2), \quad (86)$$

где $z = x/x'$, а $\mathbf{k}'_T = (1-z)/z\mathbf{q} + \mathbf{k}_T$, причем вектор \mathbf{q} имеет азимутальный угол ϕ . Неинтегрированная глюонная функция распределения $x\mathcal{A}(x, \mathbf{k}_T^2, \mu^2)$ связана со стандартной коллинеарной функцией формальным соотношением:

$$xg(x, \mu^2) \sim \int_0^{\mu^2} d\mathbf{k}_T^2 x\mathcal{A}(x, \mathbf{k}_T^2, \mu^2). \quad (87)$$

Судаковский форм-фактор Δ_S дается формулой:

$$\Delta_S(\bar{q}^2, Q_0^2) = \exp \left(- \int_{Q_0^2}^{\bar{q}^2} \frac{dq^2}{q^2} \int_0^{1-Q_0/q} dz \frac{\bar{\alpha}_S(q^2(1-z)^2)}{1-z} \right). \quad (88)$$

Функция расщепления \tilde{P} выписывается в виде:

$$\tilde{P}_g(z_i, r_i^2, k_{iT}^2) = \frac{\bar{\alpha}_S(r_i^2(1-z_i)^2)}{1-z_i} + \frac{\bar{\alpha}_S(k_{iT}^2)}{z_i} \Delta_{ns}(z_i, r_i^2, k_{iT}^2), \quad (89)$$

где несудаковский форм-фактор задается выражением:

$$\ln \Delta_{ns}(z_i, r_i^2, k_{iT}^2) = -\bar{\alpha}_S \int_{z_i}^1 \frac{dz'}{z'} \int \frac{dq^2}{q^2} \Theta(k_{iT} - q) \Theta(q - z' r_i). \quad (90)$$

Поскольку верхний предел интеграла по z' ограничен Θ -функциями $z_i \leq z' \leq \min(1, k_{iT}/r_i)$, несудаковский формфактор можно переписать в следующем виде:

$$\ln \Delta_{ns} = -\bar{\alpha}_S(k_{iT}^2) \ln \left(\frac{z_0}{z_i} \right) \ln \left(\frac{k_{iT}^2}{z_0 z_i r_i^2} \right), \quad (91)$$

где

$$z = \begin{cases} 1, & \text{если } k_{iT}/r_i > 1; \\ k_{iT}/q_i, & \text{если } z_i < k_{iT}/r_i \leq 1; \\ z_i, & \text{если } k_{iT}/r_i \leq z_i. \end{cases} \quad (92)$$

Уравнение ССФМ определенным образом "связывает" уравнения DGLAP и BFKL, поскольку в пределе асимптотических энергий оно почти эквивалентно уравнению BFKL [104–106], а при больших x и Q^2 похоже на уравнение DGLAP.

Важным преимуществом подхода ССФМ по сравнению с подходом BFKL является то, что первый можно относительно просто использовать для создания генераторов событий, которые позволяют исследовать неинклюзивные процессы и проводить количественное сравнение с экспериментальными данными. Таким генератором является, например, генератор CASCADE [107]. Он используется наряду с другими Монте-Карло генераторами при анализе различных экспериментальных данных (см., например, недавние работы [108, 109]).

1.3 Сечения процессов высоких энергий и неинтегрированные функции распределения партонов в k_T -факторизационном подходе

В коллинеарном подходе, основанном на уравнениях эволюции DGLAP, рассматриваются функции распределения партонов, зависящие только от переменной x и масштаба μ^2 . Вследствие условия сильного упорядочивания (57) поперечный импульс входящего партона пренебрежимо мал $\mathbf{k}_T \ll \mu^2$, поэтому коллинеарные распределения от него не зависят. В то же время в подходах BFKL и ССФМ зависимость плотностей партонов от поперечного импульса получается естественным образом. Такие функции распределения называются неинтегрированными и являются необходимым компонентом k_T -факторизационного подхода.

В данной работе использовались 2 набора неинтегрированных распределений — функции Кимбера-Мартина-Рыскина [32, 33] и функции ССФМ [34].

1.3.1 Функции распределения Кимбера-Мартина-Рыскина (KMR)

В рамках подхода KMR поперечный импульс начальных кварков и глюонов возникает на последнем этапе партонной эволюции. Метод KMR предлагает ослабить условие сильного упорядочивания DGLAP (57). Эффективно такая процедура будет учитывать большую часть следующих за главными логарифмических членов, т.е. слагаемых типа $\alpha_S(\alpha_S \ln \mu^2)^{n-1}$ (в главном логарифмическом приближении учитываются только члены типа $(\alpha_S \ln \mu^2)^n$).

Сама процедура состоит в следующем. Исходя из уравнений DGLAP в главном порядке (50)–(51), взятых на масштабе k_T , запишем:

$$\frac{\partial a(x, k_T^2)}{\partial \ln k_T^2} = \frac{\alpha_S(k_T^2)}{2\pi} \sum_{b=q,g} \left(\int_x^1 dz P_{ab}(z) b\left(\frac{x}{z}, k_T^2\right) - a(x, k_T^2) \int_0^1 d\zeta \zeta P_{ba}(\zeta) \right). \quad (93)$$

Здесь P_{ab} - функции расщепления. Два слагаемых в правой части уравнения соответствуют реальному испусканию и виртуальным вкладам соответственно. Дополнительный фактор ζ во втором слагаемом позволяет избежать двойного учета партонов из s и t каналов. Фактор ζ эквивалентен фактору $1/2$, когда мы интегрируем по ζ и суммируем по b .

Виртуальные (петлевые) вклады можно просуммировать во всех порядках, используя форм-фактор Судакова,

$$T_a(k_T^2, \mu^2) \equiv \exp \left(- \int_{k_T^2}^{\mu^2} \frac{d\kappa_T^2}{\kappa_T^2} \frac{\alpha_S(\kappa_T^2)}{2\pi} \sum_b \int_0^1 d\zeta \zeta P_{ba}(\zeta) \right), \quad (94)$$

который дает вероятность эволюции от масштаба k_T до масштаба μ без испускания партона. Дифференцируя это выражение получим

$$\frac{1}{T_a(k_T^2, \mu^2)} \frac{\partial T_a(k_T^2, \mu^2)}{\partial \ln k_T^2} = \frac{\alpha_S(k_T^2)}{2\pi} \sum_b \int_0^1 d\zeta \zeta P_{ba}(\zeta), \quad (95)$$

так что уравнение DGLAP переписется в виде

$$\frac{\partial a(x, k_T^2)}{\partial \ln k_T^2} = \frac{\alpha_S(k_T^2)}{2\pi} \sum_{b=q,g} \left(\int_x^1 dz P_{ab}(z) b\left(\frac{x}{z}, k_T^2\right) - \frac{a(x, k_T^2)}{T_a(k_T^2, \mu^2)} \frac{\partial T_a(k_T^2, \mu^2)}{\partial \ln k_T^2} \right). \quad (96)$$

Неинтегрированная функция распределения определяется как

$$\begin{aligned} f_a(x, k_T^2, \mu^2) &\equiv \frac{\partial}{\partial \ln k_T^2} [a(x, k_T^2) T_a(k_T^2, \mu^2)] = \\ &= T_a(k_T^2, \mu^2) \frac{\alpha_S(k_T^2)}{2\pi} \sum_b \int_x^1 dz P_{ab}(z) b\left(\frac{x}{z}, k_T^2\right). \end{aligned} \quad (97)$$

Это определение имеет смысл в области $k_T > \mu_0$, где $\mu_0 \sim 1$ ГэВ - это минимальный масштаб, при котором действительно уравнение DGLAP. Интегрируя по поперечному импульсу до факторизационного масштаба, получаем:

$$\int_{\mu_0^2}^{\mu^2} \frac{dk_T^2}{k_T^2} f_a(x, k_T^2, \mu^2) = [a(x, k_T^2) T_a(k_T^2, \mu^2)]_{k_T=\mu_0}^{k_T=\mu} = a(x, \mu^2) - a(x, \mu_0^2) T_a(\mu_0^2, \mu^2). \quad (98)$$

Таким образом, нормировочное условие (78) будет удовлетворено, если мы определим

$$\frac{1}{k_T^2} f_a(x, k_T^2, \mu^2) \Big|_{k_T < \mu_0} = \frac{1}{\mu_0^2} a(x, \mu_0^2) T_a(\mu_0^2, \mu^2), \quad (99)$$

так что партонные плотности в протоне являются константами для $k_T < \mu_0$ при фиксированных x и μ .

До сих пор мы игнорировали сингулярное поведение нерегуляризованных функций расщепления $P_{ab}(z)$ при $z = 1$, что соответствует испусканию мягкого глюона. Эти сингулярности взаимно сокращаются в реальных и виртуальных частях уравнения DGLAP (93). После суммирования виртуальной части во всех порядках в форм-факторе Судакова (94) необходимо регуляризовать эти сингулярности для того, чтобы можно было определить неинтегрированные функции распределения. Сингулярности говорят нам о присутствии физического эффекта, который мы еще не учли. Здесь таким эффектом является угловое упорядочение (см. Раздел 1.2.3).

Применим ограничение углового упорядочения согласно [32] к последнему этапу эволюции. Для всех остальных эволюционных этапов сильное упорядочение по поперечному импульсу автоматически даст угловое упорядочение. Условие углового упорядочения дает:

$$z \frac{k_T}{1-z} < \mu \iff z < \frac{\mu}{\mu + k_T}. \quad (100)$$

μ полностью определяется из кинематики подпроцесса:

$$\mu = Q \frac{x}{x_B} \sqrt{\frac{1-\beta}{x/x_B - 1}}, \quad (101)$$

где $Q = \sqrt{-q^2}$, q — импульс виртуального фотона, взаимодействующего с партоном в жестком подпроцессе, $x_B \equiv Q^2/2(Pq)$ — переменная Бьёркена, P — импульс протона, β — коэффициент в разложении Судакова $k = xP + k_T - \beta(q + x_B P)$.

Уравнение (100) применяется только к тем функциям расщепления в реальной части уравнения DGLAP, в которые учитывают испускание глюона в s -канале. Вследствие унитарности та же форма обрезания должна быть выбрана и для виртуальной части. Определим $z_{max} = 1 - z_{min} = \mu/(\mu + \kappa_T)$ и подставим $\Theta(z_{max} - z)$ в форм-фактор Судакова для

тех функций расщепления, в которых глюон испускается в s -канале, а $\Theta(z - z_{min})$ для тех функций, в которых глюон испускается в t -канале. Тогда окончательно получим [32, 33]:

$$f_q(x, k_T^2, \mu^2) = T_q(k_T^2, \mu^2) \frac{\alpha_S(k_T^2)}{2\pi} \times \\ \times \int_x^1 dz \left[P_{qq}(z) \frac{x}{z} q\left(\frac{x}{z}, k_T^2\right) \Theta\left(\frac{\mu}{\mu + k_T} - z\right) + P_{qg}(z) \frac{x}{z} g\left(\frac{x}{z}, k_T^2\right) \right] \quad (102)$$

и

$$f_g(x, k_T^2, \mu^2) = T_g(k_T^2, \mu^2) \frac{\alpha_S(k_T^2)}{2\pi} \times \\ \times \int_x^1 dz \left[\sum_q P_{gq}(z) \frac{x}{z} q\left(\frac{x}{z}, k_T^2\right) + P_{gg}(z) \frac{x}{z} g\left(\frac{x}{z}, k_T^2\right) \Theta\left(\frac{\mu}{\mu + k_T} - z\right) \right], \quad (103)$$

где $P_{qq}(z)$, $P_{qg}(z)$, $P_{gq}(z)$ — стандартные функции расщепления DGLAP в лидирующем порядке (52), $q(x, \mu^2)$ и $g(x, \mu^2)$ — обычные (коллинеарные) кварковые и глюонные распределения, удовлетворяющие уравнениям DGLAP (50)–(51), а T_q и T_g — кварковый и глюонный форм-факторы Судакова:

$$T_q(k_T^2, \mu^2) = T_q(k_T^2, \mu^2) = \exp\left(-\int_{k_T^2}^{\mu^2} \frac{d\kappa_T^2}{\kappa_T^2} \frac{\alpha_S(\kappa_T^2)}{2\pi} \int_0^{z_{max}} dz P_{qq}(z)\right), \quad (104)$$

$$T_g(k_T^2, \mu^2) = \exp\left[-\int_{k_T^2}^{\mu^2} \frac{d\kappa_T^2}{\kappa_T^2} \frac{\alpha_S(\kappa_T^2)}{2\pi} \left(\int_{z_{min}}^{z_{max}} dz z P_{gg}(z) + n_f \int_0^1 dz P_{qg}(z)\right)\right]. \quad (105)$$

В численных расчетах мы использовали параметризации партонных распределений $q(x, \mu^2)$ и $g(x, \mu^2)$ из наборов Глюка-Рейи-Фогта (GRV) [110, 111] (только для инклюзивного рождения прямых фотонов при энергиях коллайдера ЛНС) и Мартина-Стирлинга-Торна-Уатта (MSTW) [112].

1.3.2 Функции распределения Катани-Чиафалони-Фиорани-Маркезини (CCFM)

Другой вариант неинтегрированной функции распределения глюонов, используемой в данной работе для изучения инклюзивного рождения прямых фотонов при энергиях коллайдера ЛНС, был получен в работе [34] при численном решении уравнения эволюции CCFM, в котором все входные параметры были подобраны так, чтобы корректно описывалась протонная структурная функция $F_2(x, \mu^2)$.

Для уравнения CCFM (86) были выбраны начальные условия вида:

$$x f_g^0(x, k_T^2, \mu_0^2) = N x^{p_0} (1-x)^{p_1} \exp(-k_T^2/k_0^2), \quad (106)$$

где N — нормировочная константа, а p_0, p_1, k_0 — подгоночные параметры. Эти параметры были подобраны так, чтобы описать структурную функцию протона $F_2(x, \mu^2)$. Были получены два набора: ССФМ А0 и ССФМ В0. Функции распределения А0 и В0 отличаются друг от друга выбором значений параметра k_0 и параметра мягкого обрезания k_T^{cut} . С помощью обоих распределений достигается одинаково хорошее описание функции $F_2(x, \mu^2)$. Однако в данной работе используется только набор ССФМ А0, который показал лучшие результаты при описании экспериментальных данных широкого класса процессов рождения при высоких энергиях.

Неинтегрированные глюонные распределения, полученные из уравнения ССФМ, необходимо дополнить неинтегрированными кварковыми распределениями. Отметим, что в настоящее время такие распределения изучены недостаточно хорошо. Функции распределения валентных кварков в рамках ССФМ были получены в работе [113]. Недавно также было предложено определение для функций распределения морских кварков [114, 115] с помощью функции расщепления глюонов, зависящей от их поперечного импульса на основании интегрального уравнения для глюонной функции Грина в случае k_T -факторизации.

Для вычисления кварковых распределений в настоящей работе мы будем следовать схеме, предложенной в [116]. Неинтегрированные кварковые распределения были представлены в виде (см. Рис. 5):

$$f_q(x, \mathbf{k}_T^2, \mu^2) = f_q^{(v)}(x, \mathbf{k}_T^2, \mu^2) + f_q^{(g)}(x, \mathbf{k}_T^2, \mu^2) + f_q^{(s)}(x, \mathbf{k}_T^2, \mu^2), \quad (107)$$

где $f_q^{(v)}(x, \mathbf{k}_T^2, \mu^2)$ — неинтегрированные функции распределения валентных кварков [113], а $f_q^{(g)}(x, \mathbf{k}_T^2, \mu^2)$ и $f_q^{(s)}(x, \mathbf{k}_T^2, \mu^2)$ представляют собой вклады морских кварков, возникающих на последнем и на предыдущих этапах глюонной эволюции, соответственно. Вклад морских кварков, появляющихся на последнем этапе глюонной эволюции, $f_q^{(g)}(x, \mathbf{k}_T^2, \mu^2)$, может быть учтен с помощью подпроцесса глюон-глюонного слияния $g^*g^* \rightarrow \gamma q\bar{q}$ [116]. Для того чтобы оценить вклад от морских кварков, возникающих на ранних этапах эволюции ("reduced sea" [116]) используется процедура, основанная на специфических свойствах схемы КМР. Модифицируя (102) так, что сохраняется только первый член, а второй опускается, и оставляя только морской кварк в первом члене (102), мы исключаем валентный кварк и морской кварк из последнего этапа эволюции. Таким образом учитывается только вклад $f_q^{(s)}(x, \mathbf{k}_T^2, \mu^2)$ в $f_q(x, \mathbf{k}_T^2, \mu^2)$.

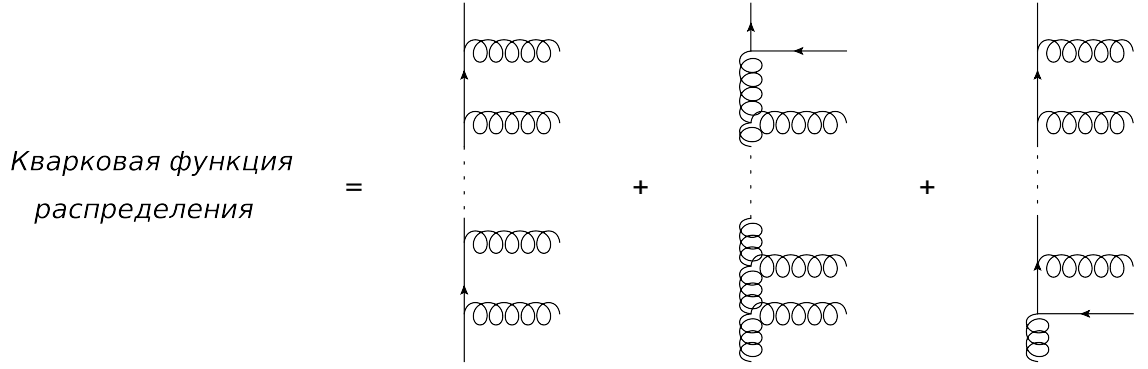


Рис. 5: Схематичное изображение выражения (107). Слева направо изображены вклады от валентных кварков ($f_q^{(v)}$), от морских кварков из последнего этапа эволюции ($f_q^{(g)}$) и от морских кварков из более ранних этапов эволюции ($f_q^{(s)}$).

1.3.3 Кинематика и сечения процессов высоких энергий в k_T -факторизационном подходе

Рассмотрим кинематику процессов с учетом поперечных импульсов начальных частиц. При этом мы ограничиваемся подпроцессами $2 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 3$. Будем обозначать импульсы входящих партонов $k_{1,2}$, а импульсы исходящих частиц — $p_{1,2,3}$. Начальные адроны имеют импульсы $P_{1,2}$. В системе центра масс сталкивающихся частиц имеем:

$$P_1 = \frac{\sqrt{S}}{2}(1, 0, 0, 1), \quad (108)$$

$$P_2 = \frac{\sqrt{S}}{2}(1, 0, 0, -1), \quad (109)$$

где \sqrt{S} — полная энергия рассматриваемого процесса. Здесь мы пренебрегаем массами сталкивающихся протонов. Тогда начальные партоны имеют следующие 4-импульсы в пределе высоких энергий:

$$k_{1,2} = x_{1,2}P_{1,2} + k_{1,2T}, \quad (110)$$

Где $k_{1,2T}$ — соответствующие поперечные 4-импульсы. Отметим, что, вообще говоря, $\mathbf{k}_{1,2T}^2 = -k_{1,2T}^2 \neq 0^1$. Из законов сохранения тогда можно легко получить следующие равенства для подпроцессов $2 \rightarrow 2$:

$$\mathbf{k}_{1T} + \mathbf{k}_{2T} = \mathbf{p}_{1T} + \mathbf{p}_{2T}, \quad (111)$$

$$x_1\sqrt{S} = m_{1T}e^{y_1} + m_{2T}e^{y_2}, \quad (112)$$

$$x_2\sqrt{S} = m_{1T}e^{-y_1} + m_{2T}e^{-y_2}. \quad (113)$$

¹В случае фоторождения $\mathbf{k}_{1T}^2 = 0$, если начальной частицей является реальный фотон.

Аналогично для подпроцессов $2 \rightarrow 3$:

$$\mathbf{k}_{1T} + \mathbf{k}_{2T} = \mathbf{p}_{1T} + \mathbf{p}_{2T} + \mathbf{p}_{3T}, \quad (114)$$

$$x_1 \sqrt{S} = m_{1T} e^{y_1} + m_{2T} e^{y_2} + m_{3T} e^{y_3}, \quad (115)$$

$$x_2 \sqrt{S} = m_{1T} e^{-y_1} + m_{2T} e^{-y_2} + m_{3T} e^{-y_3}. \quad (116)$$

Здесь $p_{1,2,3T}$ — поперечные импульсы исходящих частиц, $y_{1,2,3} = 1/2 \ln((E + p_{1,2,3T})/(E - p_{1,2,3T}))$ — их быстроты, а $m_{1,2,3T} = \sqrt{m_{1,2,3}^2 + \mathbf{p}_{1,2,3T}^2}$ — так называемые поперечные массы.

В общем случае сечение рождения частиц при высоких энергиях в k_T -факторизационном подходе КХД может быть представлено в виде:

$$d\sigma = \sum_{a,b} \int \frac{dx_1}{x_1} f_a(x_1, \mathbf{k}_{1T}^2, \mu^2) d\mathbf{k}_{1T}^2 \frac{d\phi_1}{2\pi} \times \\ \times \int \frac{dx_2}{x_2} f_b(x_2, \mathbf{k}_{2T}^2, \mu^2) d\mathbf{k}_{2T}^2 \frac{d\phi_2}{2\pi} d\hat{\sigma}(ab \rightarrow cd(e)). \quad (117)$$

Здесь $a\dots e = q, g$; $d\hat{\sigma}$ — сечение партонного подпроцесса, а начальные партоны a и b имеют азимутальные углы ϕ_1 и ϕ_2 . Элемент многочастичного фазового пространства $\prod d^3 p_i / (2E_i) \delta^{(4)}(\sum p^{in} - \sum p^{out})$ можно параметризовать в терминах поперечных импульсов, быстрот и азимутальных углов:

$$\frac{d^3 p_i}{2E_i} = \frac{\pi}{2} d\mathbf{p}_{iT}^2 dy_i \frac{d\phi_i}{2\pi}. \quad (118)$$

Если мы рассматриваем подпроцесс $2 \rightarrow 2$, из (117) можно получить следующее выражение:

$$\sigma = \sum_{a,b} \int \frac{\mathbf{p}_{1T}}{8\pi(x_1 x_2 S)^2} \overline{|\mathcal{M}(ab \rightarrow cd)|^2} f_a(x_1, \mathbf{k}_{1T}^2) \times \\ \times f_b(x_2, \mathbf{k}_{2T}^2) d\mathbf{k}_{1T}^2 d\mathbf{k}_{2T}^2 d\mathbf{p}_{1T} dy_1 dy_2 \frac{d\phi_1}{2\pi} \frac{d\phi_2}{2\pi} \frac{d\psi_1}{2\pi}. \quad (119)$$

Здесь $\overline{|\mathcal{M}|^2}(ab \rightarrow \gamma c)$ — квадрат матричного элемента соответствующего партонного подпроцесса вне массовой оболочки, а ψ_1 — азимутальный угол выходящей частицы. Аналогично для подпроцесса $2 \rightarrow 3$ можно получить:

$$\sigma = \sum_{a,b} \int \frac{1}{256\pi^3(x_1 x_2 S)^2} \overline{|\mathcal{M}(ab \rightarrow cde)|^2} f_a(x_1, \mathbf{k}_{1T}^2) \times \\ \times f_b(x_2, \mathbf{k}_{2T}^2) d\mathbf{k}_{1T}^2 d\mathbf{k}_{2T}^2 d\mathbf{p}_{1T}^2 d\mathbf{p}_{2T}^2 dy_1 dy_2 dy_3 \frac{d\phi_1}{2\pi} \frac{d\phi_2}{2\pi} \frac{d\psi_1}{2\pi} \frac{d\psi_2}{2\pi}. \quad (120)$$

Выражения для рождения прямых фотонов в фоторождении на коллайдере HERA будут выглядеть несколько проще, так как в этом случае используются только подпроцессы

с реальным входящим фотоном (см. Раздел 3.2). Требуется лишь учесть, что $\mathbf{k}_{1T}^2 = 0$, а фотон несет долю импульса y начального электрона. Тогда для подпроцессов $2 \rightarrow 2$ ("box"-подпроцесс) и $2 \rightarrow 3$ получим, соответственно:

$$\sigma(\gamma p \rightarrow \gamma X) = \int \frac{E_T^\gamma}{8\pi y(x_2 S)^2} \overline{|\mathcal{M}(\gamma g \rightarrow \gamma g)|^2} f_g(x_2, \mathbf{k}_{2T}^2, \mu^2) \times \quad (121)$$

$$\times dy^\gamma dE_T^\gamma d\mathbf{k}_{2T}^2 \frac{d\phi_2}{2\pi} \frac{d\psi^\gamma}{2\pi},$$

$$\sigma(\gamma p \rightarrow \gamma X) = \sum \int \frac{E_T^\gamma}{128\pi^3 y(x_2 S)^2} \overline{|\mathcal{M}(\gamma q(g^*) \rightarrow \gamma qg(\bar{q}))|^2} f_{q(g)}(x_2, \mathbf{k}_{2T}^2, \mu^2) \times \quad (122)$$

$$\times dy_1 dy_2 dy^\gamma dE_T^\gamma d\mathbf{k}_{2T}^2 \frac{d\phi_2}{2\pi} \frac{d\psi_1}{2\pi} \frac{d\psi_2}{2\pi} \frac{d\psi^\gamma}{2\pi},$$

где ψ^γ — азимутальный угол фотона в конечном состоянии, а суммирование в последней формуле производится по начальным кваркам, входящими в подпроцесс. Кроме того, следует помнить, что в эксперименте измеряются сечения рождения прямых фотонов в ep -столкновениях, так что формулы (121) и (122), выписанные для γp -столкновений, необходимо свернуть с фотонным потоком в электроде:

$$d\sigma(ep \rightarrow e' + \gamma + X) = \int f_{\gamma/e}(y) d\sigma(\gamma p \rightarrow \gamma + X) dy. \quad (123)$$

В данной работе мы используем приближение Вайцекера-Уильямса для распределения тормозных фотонов в электроде [117, 118]:

$$f_{\gamma/e}(y) = \frac{\alpha}{2\pi} \left(\frac{1 + (1 - y)^2}{y} \ln \frac{Q_{\max}^2}{Q_{\min}^2} + 2m_e^2 y \left(\frac{1}{Q_{\max}^2} - \frac{1}{Q_{\min}^2} \right) \right), \quad (124)$$

где m_e — это масса электрона, $Q_{\min}^2 = m_e^2 y^2 / (1 - y)^2$ и $Q_{\max}^2 = 1 \text{ ГэВ}^2$, что является типичным значением для экспериментов на коллайдере HERA.

2 Процессы рождения прямых фотонов и лептонных пар на современных коллайдерах в коллинеарном приближении и k_T -факторизационном подходе КХД

2.1 Статус исследования процессов рождения прямых фотонов

Исследование структуры адронов и соответствующей динамики партонов является достаточно нетривиальной задачей в связи с тем, что кварки и глюоны не наблюдаются в свободном состоянии. Поэтому изучение их взаимодействий производится опосредованно: изучаются продукты столкновения бесцветных частиц, которые сами по себе являются в большинстве своем также адронными состояниями. Так сечение для инклюзивного рождения адрона можно записать как (ср. с (60)):

$$d\sigma(A + B \rightarrow H + X) = \int dx_1 dx_2 \times \\ \times \sum_{i,j,k} f_{i/A}(x_1, \mu^2) f_{j/B}(x_2, \mu^2) \int dz d\hat{\sigma}(i + j \rightarrow k + X) D_{k \rightarrow H}(z, \mu^2), \quad (125)$$

где $D_{k \rightarrow H}(z, \mu^2)$ — функция фрагментации партона k в адрон H , которая имеет непертурбативную природу.

С этой точки зрения более интересным является процесс рождения прямых фотонов. Фотоны называются прямыми, если они рождаются непосредственно в жестком подпроцессе. Они противопоставляются вторичным фотонам, которые являются результатом электромагнитных распадов рождающихся частиц, например $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0\gamma$ и др.

Помимо того, что рождение прямых фотонов дает возможность исследовать партоновые распределения в адронах, оно также важно и с других точек зрения. Так, поскольку сечение рождения прямых фотонов в главном порядке теории возмущений КХД пропорционально постоянной сильной связи α_S , оно может быть использовано для определения Λ_{QCD} [119]. Также этот процесс важен как фоновый к процессам рождения бозонов Хиггса (в канале распада $H \rightarrow \gamma\gamma$) и для процессов новой физики, например в поисках частиц темной материи, в теориях с большими дополнительными измерениями, в моделях с расширенным хиггсовским сектором, техницветом или 4-м поколением фермионов [120–123].

Что касается рождения прямых фотонов в электрон-протонных столкновениях, то здесь выделяют два случая. При больших виртуальностях обмениваемого фотона ($Q^2 \gtrsim$

1 ГэВ²) говорят, что происходит рождение прямого фотона в режиме глубоконеупругого рассеяния. При этом фотон может рождаться также из начального или конечного лептона. Данный процесс в настоящей работе не рассматривается². Когда обмениваемый фотон практически лежит на массовой оболочке ($Q^2 \lesssim 1 \text{ ГэВ}^2$), говорят о фоторождении. При этом выделяют прямые вклады, в которых этот квазиреальный фотон непосредственно взаимодействует с протонными составляющими, и так называемые разрешенные вклады, когда фотон флуктуирует в адронное состояние, которое в свою очередь взаимодействует с протоном. Такое деление в то же время достаточно условно и пропадает при рассмотрении следующего за главным порядком теории возмущений.

Кроме инклюзивного рождения прямых фотонов рассматривают также ассоциативное рождение со струями. Такие полуинклюзивные процессы интересны с той точки зрения, что они должны быть особенно чувствительны к деталям партонной динамики. При этом в эксперименте можно регистрировать определенный класс струй, например, ограничиться только рассмотрением струй тяжелых (c или b) кварков. Подобная спецификация позволяет проводить более четкое соответствие между экспериментальными данными и теоретическими предсказаниями. Кроме того, изучение процессов рождения прямых фотонов с ассоциированными тяжелыми кварками позволяет проверить модели с так называемыми внутренними очарованием и прелестью [124]. В таких моделях предполагается наличие внутри адронов партонов, живущих в течение временного масштаба, независимого от масштаба жесткого процесса [125–127]. Наконец, состояния с конечным фотоном и тяжелым кварком могут являться фоновыми к процессам новой физики, например, рождению пары чарджино и нейтралино в некоторых суперсимметричных расширениях стандартной модели [128].

Первые наблюдения рождения прямых фотонов относятся к работе коллайдера ISR [129]. При этом и по сегодняшний день процессы рождения прямых фотонов остаются в фокусе внимания экспериментаторов. Так регулярно выходят работы по рождению прямых фотонов при энергиях коллайдера LHC коллабораций CMS [30, 130] и ATLAS [31, 131, 132]. Продолжается анализ данных, полученных в ходе работы коллайдеров HERA и Tevatron. В частности, исследовано фоторождение прямых фотонов со струями коллаборациями H1 [133] и ZEUS [134]. Из последних работ отметим также исследование процесса ассоциативного рождения прямых фотонов с тяжелыми кварками коллаборациями DØ [25, 26] и CDF [28, 29].

²Описание рождения прямых фотонов в глубоконеупругом рассеянии в рамках k_T -факторизационного подхода можно найти в работе [60].

Важной задачей экспериментального анализа является выделение сигнала от прямых фотонов на фоне на порядки превосходящего его "шума" вторичных фотонов. Для этого, в частности, производится численное моделирование сигнала и фона и изучаются профили электромагнитных сигналов в калориметрах. Важным условием, налагаемым на рождаемые фотоны, является так называемое условие изоляции. Говорят, что фотон изолирован, если суммарная адронная поперечная энергия E_T^{had} внутри конуса апертуры R в плоскости псевдо-быстроты η и азимутального угла φ с осью вдоль направления движения фотона меньше некоторого значения E^{max} :

$$E_T^{\text{had}} \leq E^{\text{max}}, \text{ если } (\eta^{\text{had}} - \eta)^2 + (\varphi^{\text{had}} - \varphi)^2 \leq R^2. \quad (126)$$

Это условие позволяет уменьшить фон вторичных фотонов.

Теоретически рождение прямых фотонов можно описать с помощью двух механизмов. Первый, собственно прямой, состоит в том, что фотон проявляет себя как бесцветный фотон с высоким поперечным импульсом p_T . Он участвует в жестком подпроцессе и обычно хорошо пространственно отделен от адронного окружения. В другом механизме, который называют фрагментационным, фотон является продуктом коллинеарной фрагментации цветного партона с высоким p_T . Технически фрагментационный вклад можно получить путем вычисления пертурбативных по константе сильной связи α_S поправок к прямому вкладу. Возникающие при этом коллинеарные сингулярности факторизуются согласно факторизационной теореме и относятся к функциям фрагментации партона k в фотон, $D_{k \rightarrow \gamma}(z, M_F)$, которые определяются в некоторой фрагментационной схеме на некотором (произвольном) фрагментационном масштабе M_F . При этом сечение рождения прямых фотонов можно записать как:

$$\sigma^\gamma = \sigma^{\text{прям}}(M_F) + \sum_k \sigma_k^{\text{фрагм}}(M_F) \otimes D_{k \rightarrow \gamma}(M_F). \quad (127)$$

Отметим, что фрагментационные фотоны обычно сопровождаются адронными струями, так что условие изоляции (126) значительно подавляет фрагментационный вклад в сечение [135, 136].

Что касается теоретического описания рождения прямых фотонов, то стандартом является описание в коллинеарном подходе в следующем за главным порядке теории возмущений (NLO) [135–139]. Удастся получить хорошее согласие для инклюзивного рождения прямых фотонов. В то же время, имеются некоторые сложности с описанием ассоциативного рождения фотонов со струями (см., например, работы [25, 28, 140, 141]).

В k_T -факторизационном подходе процессы инклюзивного рождения прямых фотонов при энергиях коллайдеров Tevatron и HERA были рассмотрены в работах [36, 37, 116, 142–

145]. Было достигнуто [36, 37, 116, 144, 145] хорошее описание экспериментальных данных коллабораций DØ, CDF, ZEUS и H1. Кроме того, в работе [146] был изучен процесс ассоциативного рождения прямых фотонов и тяжелых (c , b) кварков (а также мюонов, возникающих из последующего полуплеptonного распада этих кварков), а в работах [36, 37] — ассоциативного рождения прямых фотонов и струй в электрон-протонных столкновениях. Для обоих процессов было получено хорошее согласие результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными. Следует отметить, что в работе [142] не учитывалась зависимость матричных элементов партонных подпроцессов от поперечных импульсов как начальных глюонов, так и кварков. В работах [116, 144, 145] использовались матричные элементы, зависящие от поперечного импульса только начальных глюонов. Таким образом, во всех этих расчетах [116, 142–145] присутствует некоторая внутренняя несогласованность. Одной из целей исследований настоящей работы является устранение этой несогласованности, уточнение ранее полученных теоретических предсказаний [116, 144, 145] и их обобщение на случай ассоциативного рождения фотонов со струями в более широкой кинематической области. Для этого, в частности, матричные элементы соответствующих партонных подпроцессов будут впервые вычислены с учетом поперечных импульсов как начальных глюонов, так и кварков. Эти матричные элементы будут использоваться в численных расчетах вместе с неинтегрированными распределениями кварков и глюонов, полученных с помощью уравнения CCFM и формализма KMR. Одной из дополнительных мотиваций исследований является тот факт, что для описания экспериментальных данных процессов рождения прямых фотонов в рамках обычного (коллинеарного) приближения КХД, основанного на уравнениях DGLAP, требуется вводить ("руками") поперечные импульсы начальных партонов (~ 3 ГэВ). В рамках k_T -факторизационного подхода эти поперечные импульсы генерируются вследствие неколлинеарной эволюции партонного каскада согласно уравнениям VFKL или CCFM.

Другой проблемой является то, что подход работы [146], основанный на матричном элементе глюон-глюонного слияния, дает заниженные результаты для новых данных коллабораций DØ и CDF, особенно в области средних и больших поперечных импульсов. К недостаткам работ [36, 37] можно также отнести некоторое разногласие в форме предсказанных и экспериментальных распределений по переменной доли импульса начального фотона x в промежуточной зоне между разрешенной и прямой областями ($0.6 < x_\gamma < 0.9$). Кроме того, основанный на этих работах подход не дает правильного описания самых новых данных, полученных коллаборацией ZEUS в более широкой кинематической области эксперимента. Для устранения этих проблем в рамках k_T -факторизационного подхода бу-

дут аккуратно учтены процессы более высоких порядков КХД. Это позволит, в частности, улучшить описание ассоциативного рождения прямых фотонов со струями вследствие более точной кинематики рождения струй.

2.2 Статус исследования процессов рождения лептонных пар

С процессом рождения прямых фотонов тесно связан процесс рождения лептонных пар. Этот процесс также является электромагнитным тестом жесткого рассеяния. Он несколько более сложен в связи с наличием дополнительной кинематической переменной — дилептонной инвариантной массы. Рождение массивной лептонной пары с большим поперечным импульсом представляет собой классический пример задачи с двумя большими масштабами.

В адронных столкновениях лептонная пара l^+l^- в главном порядке теории возмущений рождается в процессе аннигиляции кварка и антикварка, известном как процесс Дрелла-Яна [147]. В результате аннигиляции может рождаться как виртуальный фотон, так и Z -бозон, которые распадаются пару лептон-антилептон. Поэтому такой процесс позволяет изучать механизм рождения Z -бозонов.

Особенностью процесса рождения лептонных пар является тот факт, что в области малых инвариантных масс рождающейся лептонной пары в передней области можно изучать плотности распределения партонов в адронах и соответствующую эволюционную динамику для очень малых значений x вплоть до значений $\sim 10^{-6}$. Кроме того, исследование рождения лептонных пар важно как изучение фона к таким процессам, как рождение бозона Хиггса, пар топ-кварков, дибозонов, а также в свете поиска новой физики, которые могут проявляться как дилептонные резонансы (Z' -бозоны, гравитоны Рэндалла-Сундрума, технимезоны и др.) [148–150]. Также рождение дилептонов имеет большое сечение и хорошо регистрируется экспериментальными установками, так что оно может быть использовано для контроля светимости коллайдера и калибровки детекторов.

Экспериментальное изучение процессов рождения лептонных пар ведет свою историю с эксперимента на BNL [151]. Был обнаружен излом на графике в районе $M_{ll} \sim 3$ ГэВ. Этот излом объясняется рождением J/ψ -мезонов, которые также были открыты именно при исследовании рождения дилептонов [152, 153]. По настоящее время процесс рождения лептонных пар достаточно интенсивно исследуется экспериментаторами [154, 155].

Теоретические исследования рождения лептонных пар имеют длинную историю. Этот процесс является одним из немногих, для которого строго доказана коллинеарная фак-

торизация в адронных столкновениях [156–159]. В рамках этого подхода были получены результаты в следующем за главным (NLO) порядке теории возмущений КХД [160–162], а затем и в следующем за следующим за главным (NNLO) порядке теории возмущений КХД [163, 164]. Недавно были получены полностью эксклюзивные NNLO результаты, включающие лептонный распад промежуточного Z -бозона [165–168]. Эти результаты согласуются с данными коллайдеров Tevatron и LHC в пределах экспериментальных и теоретических погрешностей. Пертурбативные вычисления в коллинеарной факторизации расходятся при малых поперечных импульсах дилептона $p_T \ll M_{ll}$ пропорционально $\ln M_{ll}/p_T$, возникающих вследствие испускания мягких и коллинеарных глюонов. Таким образом, необходима специальная техника пересуммирования [169–175]. Подобное пересуммирование может быть сделано либо в пространстве поперечных импульсов [176], либо в пространстве прицельных параметров [177]. Различия между этими двумя формализмами обсуждаются в работе [178]. Эти традиционные вычисления объединяют теорию возмущений в фиксированном порядке с аналитическим пересуммированием вкладов диаграмм теории возмущений КХД.

Что касается процесса рождения лептонных пар в рамках k_T -факторизационного подхода, то он был ранее рассмотрен в работе [179]. В этой работе авторы учитывали только диаграммы с обменом виртуального фотона и поэтому сконцентрировались на задаче описания данных, полученных в экспериментах RHIC и UA1. Более общее рассмотрение высокоэнергетического пересуммирования для процесса рождения лептонных пар было рассмотрено в работе [72], в которой в рамках k_T -факторизационного подхода был продемонстрирован способ факторизовать возникающие сингулярности и жесткие коэффициентные функции и вычислен кварк-глюонный импакт-фактор.

В рамках данной работы были включены диаграммы, учитывающие обмен Z -бозоном, и дан систематический анализ современных экспериментальных данных, полученных при энергиях коллайдеров Tevatron и LHC.

3 Матричные элементы процессов рождения прямых фотонов и лептонных пар в подходе

k_T -факторизации

Как уже было упомянуто, в общем случае сечение физических процессов в рамках k_T -факторизационного подхода КХД определяется сверткой неинтегрированных партонных распределений с матричными элементами соответствующих жестких подпроцессов. Поскольку поперечные импульсы испускаемых партонов больше не упорядочены, эти матричные элементы необходимо вычислять более точно, чем обычно делают в рамках коллинеарного приближения КХД: требуется учитывать их зависимость от поперечных импульсов начальных партонов. Эти партоны находятся вне массовой оболочки и обладают виртуальной массой, пропорциональной квадрату их поперечного импульса, поэтому их поляризационный тензор отличается от обычного поляризационного тензора для частиц, находящихся на массовой поверхности.

В данной работе для входящих немассовых глюонов используется правило (63). Что касается начальных кварков, то приближение (68) разумно применять тогда, когда вклад области малых значений x в сечение исследуемого процесса значителен. В противном случае можно использовать стандартное правило суммирования поляризаций (69), а учесть поперечный импульс кварка только в кинематике. В представленной работе правило (68) тестируется для процессов инклюзивного рождения прямых фотонов при энергиях коллайдера LHC, а также ассоциативного рождения прямых фотонов с тяжелыми кварками при энергиях коллайдеров Tevatron и LHC.

В остальном вычисление фейнмановских диаграмм ничем не отличается стандартного. В случае, когда необходимо вычислять громоздкие шпурсы, используется система аналитических вычислений FORM [180].

3.1 Матричные элементы для инклюзивного рождения прямых фотонов в адронных столкновениях

Для изучения инклюзивного рождения прямых фотонов при энергиях коллайдера LHC, как и в случае коллайдера Tevatron [116], достаточно ограничиться подпроцесса-



Рис. 6: Диаграммы Фейнмана для процесса $g^*q^* \rightarrow \gamma q$ в низшем порядке теории возмущений.

ми $2 \rightarrow 2$ и подпроцессом глюонного слияния:

$$g^*(k_1) + q^*(k_2) \rightarrow \gamma(p_1) + q(p_2) \quad (128)$$

$$q^*(k_1) + \bar{q}^*(k_2) \rightarrow \gamma(p_1) + g(p_2) \quad (129)$$

$$g^*(k_1) + g^*(k_2) \rightarrow q(p_1) + \bar{q}(p_2) + \gamma(p) \quad (130)$$

В данной работе матричные элементы для подпроцессов (128) и (129) были впервые вычислены с учетом поперечного импульса не только входящих глюонов, но и кварков [44].

Первым рассмотрим комптоновский подпроцесс КХД (128). В низшем порядке теории возмущений этот подпроцесс описывается двумя диаграммами Фейнмана для каждого аромата кварка (Рис. 6). Используя известные правила Фейнмана, можно выписать выражение для амплитуды.

$$\mathcal{M} = -\epsilon_\mu e_\nu^* e_q e g \bar{u}^s(p_2) \left(\gamma^\nu \frac{\hat{k}_1 + \hat{k}_2}{(k_1 + k_2)^2 - m^2} \gamma^\mu + \gamma^\mu \frac{\hat{k}_2 - \hat{p}_2}{(k_2 - p_2)^2 - m^2} \gamma^\nu \right) t^a u^r(k_2) \quad (131)$$

Здесь ϵ_μ и e_ν - векторы поляризации глюона и фотона соответственно, e_q - заряд кварка в единицах элементарного заряда, e - заряд электрона, g - сильный заряд, s и r - индексы поляризации кварков, $\hat{a} \equiv \gamma_\mu a^\mu$, t^a - генераторы группы $SU(3)$. Суммирование и усреднение по цветам проводится стандартным методом. Оно дает цветовой множитель $C_F = 1/6$. Суммирование по поляризациям начальных кварка и глюона проводится с помощью соотношений (63) и (68).

В пределе $m^2 \rightarrow 0$ можно получить следующее выражение:

$$\begin{aligned} |\overline{\mathcal{M}}|^2 = & -\frac{1}{2} e_q^2 e^2 g^2 C_F x_2 \left(\frac{4\mathbf{k}_{1T}^2 x_1 S}{ts} - \frac{32(p_1 P_2)(p_2 k_{1T})(p_2 k_{1T})}{t^2 \mathbf{k}_{1T}^2} - \frac{16(p_1 k_{1T})(p_2 k_{1T}) x_1 S}{st \mathbf{k}_{1T}^2} - \right. \\ & - \frac{32(p_1 P_2)(p_2 k_{1T})}{st} + \frac{8(p_1 P_2) \mathbf{k}_{1T}^2}{t^2} + \frac{16(p_1 P_2)}{t} - \frac{8(p_2 P_2) \mathbf{k}_{2T}^2}{st} + \\ & \left. + \frac{8(p_2 P_2) \mathbf{k}_{1T}^2}{st} + \frac{8(p_2 P_2)}{s} + \frac{8(p_2 P_2)}{t} \right) \quad (132) \end{aligned}$$

Здесь введены следующие обозначения: s, t - переменные Мандельштама [1]; в нашем случае $s = (k_1 + k_2)^2 = (p_1 + p_2)^2 = -\mathbf{k}_{1T}^2 - \mathbf{k}_{2T}^2 + 2(k_1 k_2) \simeq 2(p_1 p_2)$, $t = (k_1 - p_2)^2 = (k_2 - p_1)^2 \simeq$



Рис. 7: Диаграммы Фейнмана для процесса $q^* \bar{q}^* \rightarrow \gamma g$ в низшем порядке теории возмущений.

$-\mathbf{k}_{1T}^2 - 2(k_1 p_2) \simeq -\mathbf{k}_{2T}^2 - 2(k_2 p_1)$; $P_{1,2}$ - векторы частиц, испускающих входящие глюон и кварк, $k_{1,2} = x_{1,2} P_{1,2} + k_{1,2T}$; $S = (P_1 + P_2)^2 \simeq 2(P_1 P_2)$. Усредняя (132) по азимутальным углам входящих партонов и переходя к пределу $\mathbf{k}_{1T}^2 \rightarrow 0$ и $\mathbf{k}_{2T}^2 \rightarrow 0$, получим хорошо известный результат [49]:

$$\overline{|\mathcal{M}^{(\text{coll})}|^2} = -2e_q^2 e^2 g^2 C_F \left(\frac{t}{s} + \frac{s}{t} \right) \quad (133)$$

Совершенно аналогично для аннигиляционного подпроцесса $q^* \bar{q}^* \rightarrow \gamma g$ (Рис. 7) имеем:

$$\mathcal{M} = -e_\mu^* \epsilon_\nu^* g e e_q \bar{v}^s(k_2) \left(\frac{\gamma^\nu (\hat{k}_1 - \hat{p}_1) \gamma^\mu}{(k_1 - p_1)^2 - m^2} + \frac{\gamma^\mu (\hat{k}_1 - \hat{p}_2) \gamma^\nu}{(k_1 - p_2)^2 - m^2} \right) t^a u^r(k_1) \quad (134)$$

Усреднение по цветам и суммирование по поляризациям выходящих глюона и фотона проводятся стандартным образом. Усреднение по поляризациям начальных кварка и антикварка производится с помощью выражения (68). Таким образом, в пределе $m^2 \rightarrow 0$ для квадрата модуля матричного элемента получим:

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = e_q^2 e^2 g^2 C_F x_1 x_2 \left(-\frac{8(p_2 P_2)(p_1 P_1)}{t^2} + \frac{4S \mathbf{k}_{2T}^2}{ut} + \frac{4S \mathbf{k}_{1T}^2}{ut} - \frac{2S}{t} - \frac{8(p_1 P_2)(p_2 P_1)}{u^2} - \frac{2S}{u} \right) \quad (135)$$

Здесь цветовой множитель $C_F = 4/9$; переменные Мандельстама $t = (p_1 - k_1)^2 = (p_2 - k_2)^2 \simeq -\mathbf{k}_{1T}^2 - 2(p_1 k_1) \simeq -\mathbf{k}_{2T}^2 - 2(p_2 k_2)$, $u = (p_1 - k_2)^2 = (p_2 - k_1)^2 \simeq -\mathbf{k}_{2T}^2 - 2(p_1 k_2) \simeq -\mathbf{k}_{1T}^2 - 2(p_2 k_1)$. Переходя к коллинеарному пределу, получим:

$$\overline{|\mathcal{M}^{(\text{coll})}|^2} = 2e_q^2 e^2 g^2 C_F \left(\frac{u}{t} + \frac{t}{u} \right) \quad (136)$$

Этот результат совпадает с известным выражением для электрон-позитронной аннигиляции с точностью до цветового множителя и замены $g^2 \rightarrow e^2$, $e_q \rightarrow 1$ [49].

Что касается подпроцесса глюон-глюонного слияния, он был вычислен в рамках работы [145]. Как было отмечено в Разделе 1.3.2, с помощью этого подпроцесса производится учет вклада морских кварков, возникающих на последнем этапе эволюции.

3.2 Матричные элементы для фоторождения прямых фотонов

Ранее в работах [36, 37] при изучении инклюзивного и ассоциативного со струей фоторождения прямых фотонов в рамках k_T -факторизации рассматривались подпроцессы $2 \rightarrow 2$. В дополнение к подпроцессам с разрешенным фотоном (128)³ и (129), в которых входящий фотон флуктуирует в адронное состояние и глюон или кварк из этой адронной флуктуации участвует в жестком взаимодействии, добавляется прямой подпроцесс:

$$\gamma(k_1) + q^*(k_2) \rightarrow \gamma(p_1) + q(p_2) \quad (137)$$

В данной работе для описания новых данных колабрации ZEUS было проведено несколько расширенное исследование [47]. Так мы использовали подпроцессы порядка $\mathcal{O}(\alpha^2\alpha_s)$:

$$\gamma(k_1) + q(k_2) \rightarrow \gamma(p_1) + g(p_2) + q(p_3), \quad (138)$$

$$\gamma(k_1) + g^*(k_2) \rightarrow \gamma(p_1) + q(p_2) + \bar{q}(p_3). \quad (139)$$

Диаграммы для этих подпроцессов изображены на Рис. 8.

Кроме того, был включен "box"-подпроцесс:

$$\gamma(k_1) + g(k_2) \rightarrow \gamma(p_1) + g(p_2). \quad (140)$$

Хотя этот подпроцесс и более высокого порядка $\mathcal{O}(\alpha^2\alpha_s^2)$, он, как известно [137], значителен вследствие высокой глюонной светимости в рассматриваемой кинематической области и включается в вычисления в рамках стандартной КХД [138].

Отметим, что в отличие от коллинеарного приближения КХД, подпроцессы (128), (129) и (137) эффективно учтены в (138) и (139) в k_T -факторизационном подходе⁴.

Амплитуды для подпроцессов (138) и (137) могут быть выписаны следующим образом:

$$\mathcal{M}(\gamma q \rightarrow \gamma g q) = e^2 e_q^2 g t^a \epsilon_\lambda(k_1) \epsilon_\mu^*(p_1) \epsilon_\nu^*(p_2) \sum_{i=1}^6 \mathcal{F}_i^{\mu\nu\lambda}, \quad (141)$$

$$\mathcal{M}(\gamma g^* \rightarrow \gamma q \bar{q}) = e^2 e_q^2 g t^a \epsilon_\mu(k_1) \epsilon_\nu(k_2) \epsilon_\lambda^*(p_1) \sum_{i=1}^6 \mathcal{G}_i^{\mu\nu\lambda}, \quad (142)$$

³Помимо подпроцесса $gq \rightarrow \gamma q$, в который входит кварк из начального фотона и глюон из начального протона, нужно учитывать также и подпроцесс, в котором глюон исходит из фотона, а кварк из протона — $gq \rightarrow \gamma q$.

⁴Неучтенным остается только подпроцесс $gq \rightarrow \gamma q$. Однако, согласно оценкам работы [36], этот механизм дает лишь несколько процентов от общего вклада в сечение в кинематической области экспериментов H1 и ZEUS, так что этим вкладом можно пренебречь.

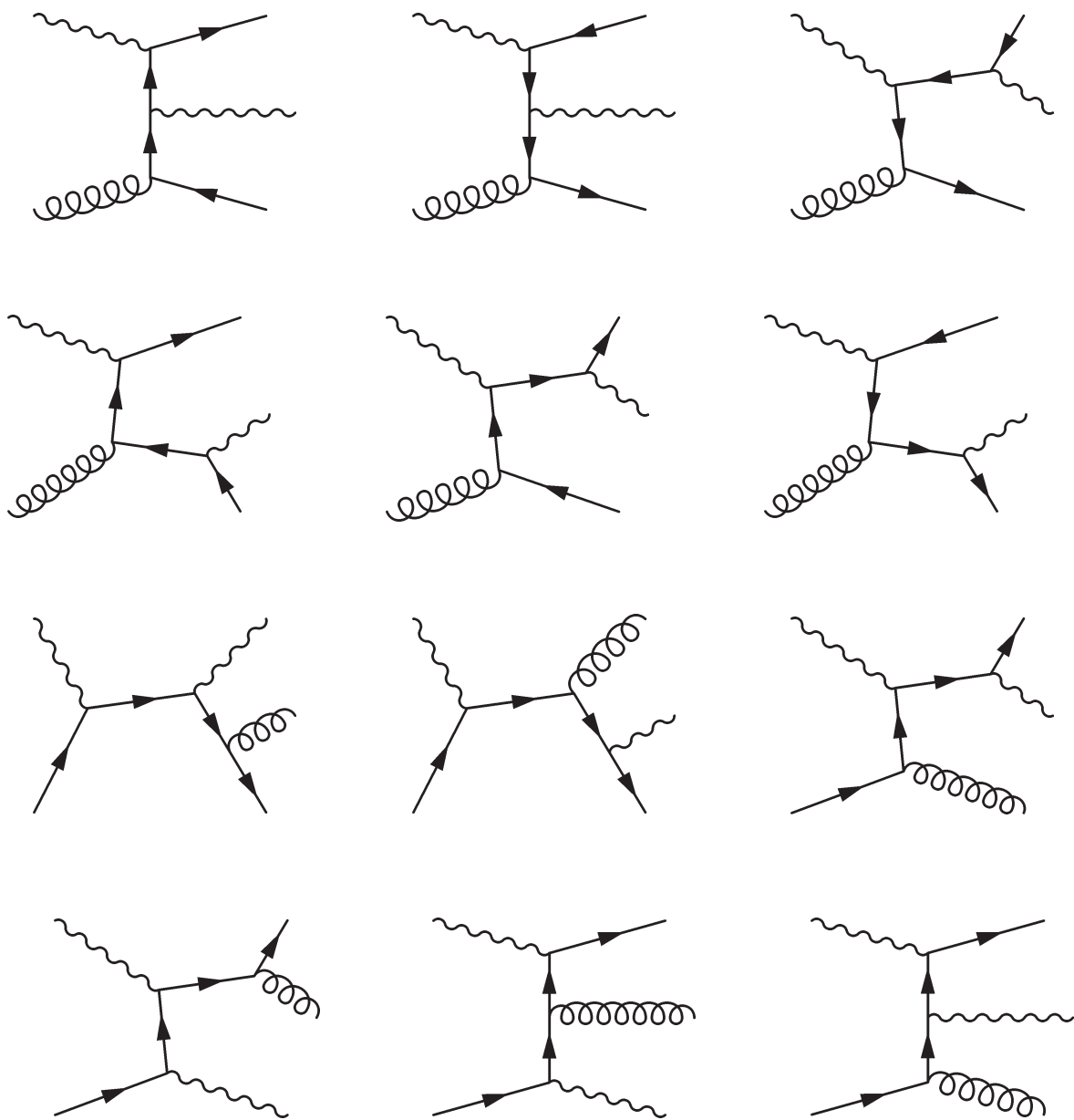


Рис. 8: Диаграммы $2 \rightarrow 3$, необходимые для изучения процесса инклюзивного и ассоциативного со струей рождения прямых фотонов в электрон-протонных столкновениях при энергиях коллайдера HERA.

где

$$\mathcal{F}_1^{\mu\nu\lambda} = \bar{u}(p_3)\gamma^\nu \frac{\hat{p}_2 + \hat{p}_3 + m}{(p_2 + p_3)^2 - m^2} \gamma^\mu \frac{\hat{k}_1 + \hat{k}_2 + m}{(k_1 + k_2)^2 - m^2} \gamma^\lambda u(k_2), \quad (143)$$

$$\mathcal{F}_2^{\mu\nu\lambda} = \bar{u}(p_3)\gamma^\mu \frac{\hat{p}_1 + \hat{p}_3 + m}{(p_1 + p_3)^2 - m^2} \gamma^\nu \frac{\hat{k}_1 + \hat{k}_2 + m}{(k_1 + k_2)^2 - m^2} \gamma^\lambda u(k_2), \quad (144)$$

$$\mathcal{F}_3^{\mu\nu\lambda} = \bar{u}(p_3)\gamma^\nu \frac{\hat{p}_2 + \hat{p}_3 + m}{(p_2 + p_3)^2 - m^2} \gamma^\lambda \frac{\hat{k}_2 - \hat{p}_1 + m}{(k_2 - p_1)^2 - m^2} \gamma^\mu u(k_2), \quad (145)$$

$$\mathcal{F}_4^{\mu\nu\lambda} = \bar{u}(p_3)\gamma^\lambda \frac{\hat{p}_3 - \hat{k}_1 + m}{(p_3 - k_1)^2 - m^2} \gamma^\mu \frac{\hat{k}_2 - \hat{p}_2 + m}{(k_2 - p_2)^2 - m^2} \gamma^\nu u(k_2), \quad (146)$$

$$\mathcal{F}_5^{\mu\nu\lambda} = \bar{u}(p_3)\gamma^\mu \frac{\hat{p}_1 + \hat{p}_3 + m}{(p_1 + p_3)^2 - m^2} \gamma^\lambda \frac{\hat{k}_2 - \hat{p}_2 + m}{(k_2 - p_2)^2 - m^2} \gamma^\nu u(k_2), \quad (147)$$

$$\mathcal{F}_6^{\mu\nu\lambda} = \bar{u}(p_3)\gamma^\lambda \frac{\hat{p}_3 - \hat{k}_1 + m}{(p_3 - k_1)^2 - m^2} \gamma^\nu \frac{\hat{k}_2 - \hat{p}_3 + m}{(k_2 - p_3)^2 - m^2} \gamma^\mu u(k_2), \quad (148)$$

и

$$\mathcal{G}_1^{\mu\nu\lambda} = \bar{u}(p_2)\gamma^\lambda \frac{\hat{p}_2 - \hat{p}_1 + m}{(p_2 - p_1)^2 - m^2} \gamma^\mu \frac{\hat{k}_2 - \hat{p}_3 + m}{(k_2 - p_3)^2 - m^2} \gamma^\nu u(p_3), \quad (149)$$

$$\mathcal{G}_2^{\mu\nu\lambda} = \bar{u}(p_2)\gamma^\mu \frac{\hat{p}_2 - \hat{k}_1 + m}{(p_2 - k_1)^2 - m^2} \gamma^\lambda \frac{\hat{k}_2 - \hat{p}_3 + m}{(k_2 - p_3)^2 - m^2} \gamma^\nu u(p_3), \quad (150)$$

$$\mathcal{G}_3^{\mu\nu\lambda} = \bar{u}(p_2)\gamma^\mu \frac{\hat{k}_1 - \hat{p}_2 - m}{(k_1 - p_2)^2 - m^2} \gamma^\nu \frac{\hat{p}_3 + \hat{p}_1 - m}{(p_3 + p_1)^2 - m^2} \gamma^\lambda u(p_3), \quad (151)$$

$$\mathcal{G}_4^{\mu\nu\lambda} = \bar{u}(p_2)\gamma^\lambda \frac{\hat{p}_2 - \hat{p}_1 + m}{(p_2 - p_1)^2 - m^2} \gamma^\nu \frac{\hat{k}_1 - \hat{p}_3 + m}{(k_1 - p_3)^2 - m^2} \gamma^\mu u(p_3), \quad (152)$$

$$\mathcal{G}_5^{\mu\nu\lambda} = \bar{u}(p_2)\gamma^\nu \frac{\hat{p}_2 - \hat{k}_2 + m}{(p_2 - k_2)^2 - m^2} \gamma^\lambda \frac{\hat{k}_1 - \hat{p}_3 + m}{(k_1 - p_3)^2 - m^2} \gamma^\mu u(p_3), \quad (153)$$

$$\mathcal{G}_6^{\mu\nu\lambda} = \bar{u}(p_2)\gamma^\nu \frac{\hat{k}_2 - \hat{p}_2 - m}{(k_2 - p_2)^2 - m^2} \gamma^\mu \frac{\hat{p}_3 + \hat{p}_1 - m}{(p_3 + p_1)^2 - m^2} \gamma^\lambda u(p_3). \quad (154)$$

При вычислениях мы используем стандартное правило для поляризационной матрицы плотности кварков, т.е. пренебрегаем их немассовостью.

Что касается "box"-подпроцесса (140), соответствующая амплитуда в пределе $\mathbf{k}_{2T}^2 \rightarrow 0$ была вычислена довольно давно. Простое аналитическое выражение выписано, например, в работе [181]. В нашем феноменологическом исследовании мы применяем это выражение, но в то же время сохраняем точную немассовую кинематику (для более подробного описания см. [182]).

3.3 Матричные элементы для ассоциативного рождения прямых фотонов и тяжелых кварков в адрон-адронных столкновениях при энергиях коллайдеров Tevatron и ЛHC

Впервые k_T -факторизационный подход был применен к процессу рождения прямых фотонов с ассоциированными c - или b -кварками в работе [146]. Это рассмотрение было основано на подпроцессе глюонного слияния:

$$g^*(k_1) + g^*(k_2) \rightarrow Q(p_1) + \bar{Q}(p_2) + \gamma(p). \quad (155)$$

Здесь и далее Q означает тяжелый (c или b) кварк. В области относительно малых p_T^γ , где этот подпроцесс доминирует, было получено достаточно хорошее описание данных коллаборации Tevatron [183, 184]. Однако, подпроцессы с начальными кварками становятся более важными в области средних и больших p_T^γ и поэтому должны быть также включены в рассмотрение. В рамках данной работы [46] к подпроцессу (156) добавляются два дополнительных подпроцесса порядка $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s^2)$:

$$q^*(k_1) + \bar{q}^*(k_2) \rightarrow Q(p_1) + \bar{Q}(p_2) + \gamma(p), \quad (156)$$

$$q^*(k_1) + Q(k_2) \rightarrow q(p_1) + Q(p_2) + \gamma(p). \quad (157)$$

Диаграммы Фейнмана для этих подпроцессов изображены на Рис. 9. Соответствующие амплитуды можно выписать следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(q^*\bar{q}^* \rightarrow \gamma Q\bar{Q}) &= ee_q g^2 t^a \delta^{ab} t^b \frac{1}{(p_1 + p_2)^2} \epsilon_\lambda(p) L_{q\bar{q}}^{(1)\mu\lambda} L_{q\bar{q}}^{(1)\nu} g_{\mu\nu} + \\ &+ ee_Q g^2 t^a \delta^{ab} t^b \frac{1}{(k_1 + k_2)^2} \epsilon_\lambda(p) L_{q\bar{q}}^{(2)\mu} L_{q\bar{q}}^{(2)\nu\lambda} g_{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (158)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(q^*Q \rightarrow \gamma qQ) &= ee_q g^2 t^a \delta^{ab} t^b \frac{1}{(k_2 - p_2)^2} \epsilon_\lambda(p) L_{qQ}^{(1)\mu\lambda} L_{qQ}^{(1)\nu} g_{\mu\nu} + \\ &+ ee_Q g^2 t^a \delta^{ab} t^b \frac{1}{(k_1 - p_1)^2} \epsilon_\lambda(p) L_{qQ}^{(2)\mu} L_{qQ}^{(2)\nu\lambda} g_{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (159)$$

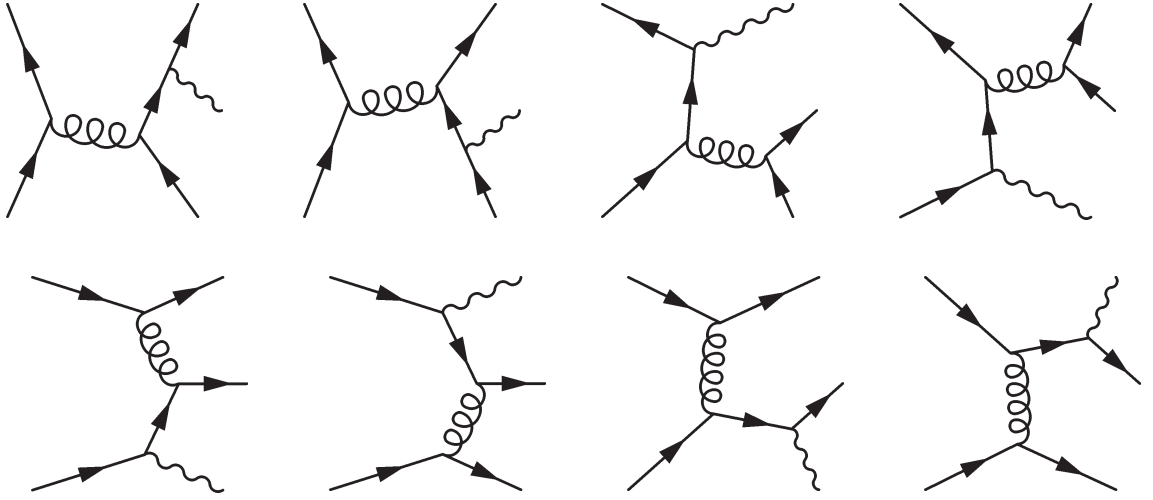


Рис. 9: Диаграммы, необходимые для изучения процесса ассоциативного с тяжелым кварком рождения прямых фотонов в адрон-адронных столкновениях при энергиях коллайдеров Tevatron и LHC.

где

$$L_{q\bar{q}}^{(1)\mu\lambda} = \bar{u}(k_2) \left[\gamma^\mu \frac{\hat{k}_1 - \hat{p} + m_q}{(k_1 - p)^2 - m_q^2} \gamma^\lambda + \gamma^\lambda \frac{-\hat{k}_2 + \hat{p} + m_q}{(-k_2 + p)^2 - m_q^2} \gamma^\mu \right] u(k_1), \quad (160)$$

$$L_{q\bar{q}}^{(1)\nu} = \bar{u}(p_1) \gamma^\nu u(p_2), \quad (161)$$

$$L_{q\bar{q}}^{(2)\nu\lambda} = \bar{u}(p_1) \left[\gamma^\nu \frac{-\hat{p}_2 - \hat{p} + m_Q}{(-p_2 - p)^2 - m_Q^2} \gamma^\lambda + \gamma^\lambda \frac{\hat{p}_1 + \hat{p} + m_Q}{(p_1 + p)^2 - m_Q^2} \gamma^\nu \right] u(p_2), \quad (162)$$

$$L_{q\bar{q}}^{(2)\mu} = \bar{u}(k_2) \gamma^\mu u(k_1), \quad (163)$$

$$L_{qQ}^{(1)\mu\lambda} = \bar{u}(p_1) \left[\gamma^\lambda \frac{\hat{p}_1 + \hat{p} + m_q}{(p_1 + p)^2 - m_q^2} \gamma^\mu + \gamma^\mu \frac{\hat{k}_1 - \hat{p} + m_q}{(k_1 - p)^2 - m_q^2} \gamma^\lambda \right] u(k_1), \quad (164)$$

$$L_{qQ}^{(1)\nu} = \bar{u}(p_2) \gamma^\nu u(k_2), \quad (165)$$

$$L_{qQ}^{(2)\nu\lambda} = \bar{u}(p_2) \left[\gamma^\lambda \frac{\hat{p}_2 + \hat{p} + m_Q}{(p_2 + p)^2 - m_Q^2} \gamma^\nu + \gamma^\nu \frac{\hat{k}_2 - \hat{p} + m_Q}{(k_2 - p)^2 - m_Q^2} \gamma^\lambda \right] u(k_2), \quad (166)$$

$$L_{qQ}^{(2)\mu} = \bar{u}(p_1) \gamma^\mu u(k_1). \quad (167)$$

Здесь e , e_q и e_Q — электрические заряды электрона, легкого и тяжелого кварков, m_q и m_Q — массы легкого и тяжелого кварков.

Суммирование по поляризациям выходящих кварков, а также входящих тяжелых кварков производится стандартным образом, тогда как спиновая матрица плотности для входящих легких кварков имеет вид (68). В остальном вычисления производится так же, как и в предыдущих разделах.

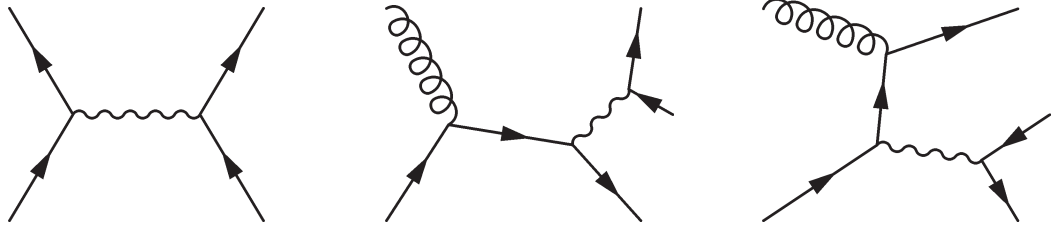


Рис. 10: Диаграммы подпроцессов рождения лептонных пар, используемых в данной работе.

3.4 Матричные элементы для рождения лептонных пар при энергиях коллайдеров Tevatron и LHC

В рамках данной работы [45] для описания процессов рождения лептонных пар рассматриваются следующие подпроцессы порядка $\mathcal{O}(\alpha)$ и $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s)$:

$$q(k_1) + \bar{q}(k_2) \rightarrow \gamma^*/Z \rightarrow l^+(p_1) + l^-(p_2), \quad (168)$$

$$q(k_1) + g^*(k_2) \rightarrow \gamma^*/Z + q \rightarrow l^+(p_1) + l^-(p_2) + q(p_3). \quad (169)$$

Соответствующие диаграммы Фейнмана изображены на Рис. 10.

Также в порядке $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s)$ имеется подпроцесс

$$q(k_1) + \bar{q}(k_2) \rightarrow \gamma^*/Z + g \rightarrow l^+(p_1) + l^-(p_2) + g(p_3), \quad (170)$$

но его вклад в сечение эффективно учтен подпроцессом (168) с помощью излучения глюона в начальном состоянии. Отметим, что в стандартной коллинеарной факторизации КХД все три подпроцесса (168)–(170) должны учитываться по отдельности.

Матричные элементы подпроцессов (168) и (169) можно выписать следующим образом:

$$\mathcal{M}_1^\gamma = ie^2 e_q \bar{v}_{s_1}(k_2) \gamma^\mu u_{s_2}(k_1) \frac{g_{\mu\nu}}{s} \bar{u}_{r_1}(p_1) \gamma^\nu v_{r_2}(p_2), \quad (171)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_1^Z &= i \frac{g_w^2}{4 \cos^2 \theta_W} \bar{v}_{s_1}(k_2) \gamma^\mu (C_V^q - C_A^q \gamma^5) u_{s_2}(k_1) \times \\ &\times \left(g_{\mu\nu} - \frac{(k_1 + k_2)_\mu (k_1 + k_2)_\nu}{m_Z^2} \right) \frac{\bar{u}_{r_1}(p_1) \gamma^\nu (C_V^e - C_A^e \gamma^5) v_{r_2}(p_2)}{(s - m_Z^2 - im_Z \Gamma_Z)}, \end{aligned} \quad (172)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_2^\gamma &= -e^2 e_q g_s t^a \epsilon_\mu(k_2) \bar{u}_{s_1}(k_1) \left(\gamma^\nu \frac{\hat{k}_1 + \hat{k}_2}{s} \gamma^\mu + \gamma^\mu \frac{-\hat{k}_2 + \hat{p}_3}{(-k_2 + p_3)^2} \gamma^\nu \right) u_{s_2}(p_3) \times \\ &\times \frac{g_{\nu\rho}}{(p_1 + p_2)^2} \bar{u}_{r_1}(p_1) \gamma^\rho v_{r_2}(p_2), \end{aligned} \quad (173)$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_2^Z &= -\frac{g_w^2 g_s}{4 \cos^2 \theta_W} t^a \epsilon_\mu(k_2) \times \\
&\times \bar{u}_{s_1}(k_1) \left(\gamma^\nu (C_V^q - C_A^q \gamma^5) \frac{\hat{k}_1 + \hat{k}_2}{s} \gamma^\mu + \gamma^\mu \frac{-\hat{k}_2 + \hat{p}_3}{(-k_2 + p_3)^2} \gamma^\nu (C_V^q - C_A^q \gamma^5) \right) u_{s_2}(p_3) \times \\
&\times \left(g_{\rho\nu} - \frac{(p_1 + p_2)_\rho (p_1 + p_2)_\nu}{m_Z^2} \right) \frac{\bar{u}_{r_1}(p_1) \gamma^\rho (C_V^e - C_A^e \gamma^5) v_{r_2}(p_2)}{(p_1 + p_2)^2 - m_Z^2 - im_Z \Gamma_Z},
\end{aligned} \tag{174}$$

где $s = (k_1 + k_2)^2$, g_w и g_s — слабый и сильный заряды, m_Z and Γ_Z — масса и полная ширина распада Z -бозона, θ_W — угол Вайнберга, а C_V and C_A — векторная и аксиальная константы. Мы пренебрегаем массами и виртуальностями начальных кварков и берем пропагатор промежуточного бозона в форме Брейта-Вигнера. Вычисление проводится с использованием стандартного правила суммирования по поляризациям кварков, для начального глюона используется правило (63). Полученное в ходе анализа выражение для комптоновского подпроцесса $qg \rightarrow q\gamma^*$ совпало с результатом работы [72].

Как было отмечено в Разделе 1.3.1, судаковские форм-факторы $T_q(\mathbf{k}_T^2, \mu^2)$ и $T_g(\mathbf{k}_T^2, \mu^2)$ дают возможность учесть логарифмические петлевые поправки к вычисляемым сечениям. Чтобы включить также нелогарифмические петлевые поправки, мы используем подход, предложенный в работе [185]. Было показано, что большая часть этих поправок к сечению кварк-антикварковой аннигиляции (168) может быть учтена эффективным K -фактором:

$$K = \exp \left[C_F \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \pi^2 \right], \tag{175}$$

где цветовой множитель берется равным $C_F = 4/3$. В работах [178, 185] для удаления неосновных поправок также был предложен специальный выбор масштаба $\mu^2 = \mathbf{p}_T^{4/3} M^{2/3}$. Мы используем этот масштаб для вычисления константы сильной связи в (175).

4 Численные результаты исследования процессов рождения прямых фотонов и лептонных пар в подходе k_T -факторизации

В численных расчетах ренормализационный и факторизационный масштабы были выбраны равными $\mu_R^2 = \mu_F^2 = \mu^2$, причем в случае рождения прямых фотонов $\mu = \xi p_T^\gamma$, а для рождения лептонных пар $\mu = \xi M_\ell$. Для изучения теоретических неопределенностей, связанных с выбором μ , значения параметра ξ варьировались в пределах $1/2 < \xi < 2$. Также массы легких кварков были положены равными нулю, а для $\alpha_s(\mu_R^2)$ использовалось стандартное выражение (59) при $N_F = 4$ и $\Lambda_{QCD} = 200$ МэВ, что соответствует значению $\alpha_s(M_Z^2) = 0.1232$. При вычислении сечений рождения прямых фотонов и b, c -струй, значения масс тяжелых кварков были взяты равными $m_c = 1.5$ ГэВ и $m_b = 4.75$ ГэВ.

Мы не используем концепцию фрагментационных функций (см. Разд. 2.1). Однако, как и в традиционных расчетах, можно отдельно рассмотреть прямой и фрагментационный вклады в вычисленные сечения. Они зависят от фрагментационного масштаба μ^2 . В наших вычислениях μ — это инвариантная масса рожденного фотона и исходящего кварка, и мы ограничиваем прямой вклад областью $\mu \geq M = 1$ ГэВ для того, чтобы устранить коллинеарные расходимости в прямом сечении. Затем массы легких кварков m_q можно приравнять нулю. Численный эффект от выбора M достаточно мал. Он менее важен, чем другие теоретические неопределенности (связанные с выбором ренормализационного и факторизационного масштабов).

При вычислении сечений рождения прямых фотонов были использованы изоляционные критерии (126), аналогичные экспериментальным. Так для адророждения были взяты $R \sim 0.4$ и $E^{\max} \sim 1$ ГэВ, а для фоторождения $R = 1$ и $E^{\max} = 0.1 E_T^\gamma$. Как было отмечено в Разделе 2.1, изоляция позволяет эффективно уменьшить вклад фрагментационных фотонов (до 10%), что позволяет пренебречь им в данной работе.

4.1 Инклюзивное рождение прямых фотонов при энергиях коллайдеров LHC и HERA

Недавно коллаборациями CMS и ATLAS были получены первые данные для сечений инклюзивного рождения прямых фотонов на коллайдере LHC [30,31]. В этом эксперименте рассматривались протон-протонные столкновения с энергией в системе центра масс $\sqrt{S} =$

7 ТэВ. В работе [44] анализ этих данных в рамках подхода k_T -факторизации был проведен впервые.

На Рис. 11 представлено дифференциальное сечение инклюзивного рождения прямых фотонов в протон-протонных столкновениях в сравнении с данными [30, 31]. В анализе коллаборации CMS требовалось, чтобы фотоны имели быстроты $|y^\gamma| < 1.45$ и поперечные энергии выше 21 ГэВ. Данные коллаборации ATLAS были измерены при $15 < E_T^\gamma < 100$ ГэВ, $|y^\gamma| < 0.6$, $0.6 < |y^\gamma| < 1.37$ и $1.52 < y^\gamma < 1.81$. Можно видеть, что теоретические гистограммы хорошо описывают экспериментально измеренное дифференциальное сечение в пределах погрешностей.

Экспериментальные данные для инклюзивного рождения прямых фотонов на коллайдере HERA были получены как коллаборацией H1, так и коллаборацией ZEUS. Данные H1 [133] были получены в следующей кинематической области⁵: $6 < E_T^\gamma < 15$ ГэВ и $-1.0 < \eta^\gamma < 2.4$. Доля y энергии электрона, передаваемой фотону ограничена диапазоном $0.1 < y < 0.7$. Последние измерения коллаборации ZEUS [35] относятся к области, определяемой $6 < E_T^\gamma < 15$ ГэВ, $-0.7 < \eta^\gamma < 0.9$ и $0.2 < y < 0.7$.

Распределения по поперечному импульсу и псевдобыстроте для инклюзивного рождения прямого фотона показаны на Рис. 12 — 13 в сравнении с данными коллабораций H1 и ZEUS [35, 133]. На левых панелях сплошные гистограммы соответствуют предсказаниям при стандартном масштабе. Пунктирные гистограммы представляют теоретические неопределенности, оцениваемые методом, описанным выше. Можно видеть, что наши предсказания достаточно хорошо описывают полный набор полученных экспериментальных данных. Более того, форма и абсолютная нормировка измеренных сечений адекватно воспроизводится в пределах теоретических и экспериментальных неопределенностей. Дополнительно мы изображаем предсказания, основанные на $2 \rightarrow 2$ подпроцессах (128), (129) и (137), как было сделано в предыдущих работах [36, 37] для более ограниченной кинематической области наблюдения (точечные гистограммы на левых панелях)⁶. Можно видеть некоторое увеличение вычисленных сечений вследствие, в частности, "box"-подпроцесса (140), включенного в настоящее рассмотрение. Относительные вклады различных подпроцессов в сечение рождения прямых фотонов показаны на правых панелях

⁵Здесь и далее для электрон-протонного рассеяния кинематические величины даны в лабораторной системе с положительным направлением оси OZ , задаваемым направлением протонного пучка.

⁶Изображенные результаты, основанные на $2 \rightarrow 2$ подпроцессах слегка отличаются от представленных в работах [36, 37], так как первые были получены с помощью партонных распределений MSTW вместо более старых функций GRV94 в качестве входных распределений в процедуре KMR.

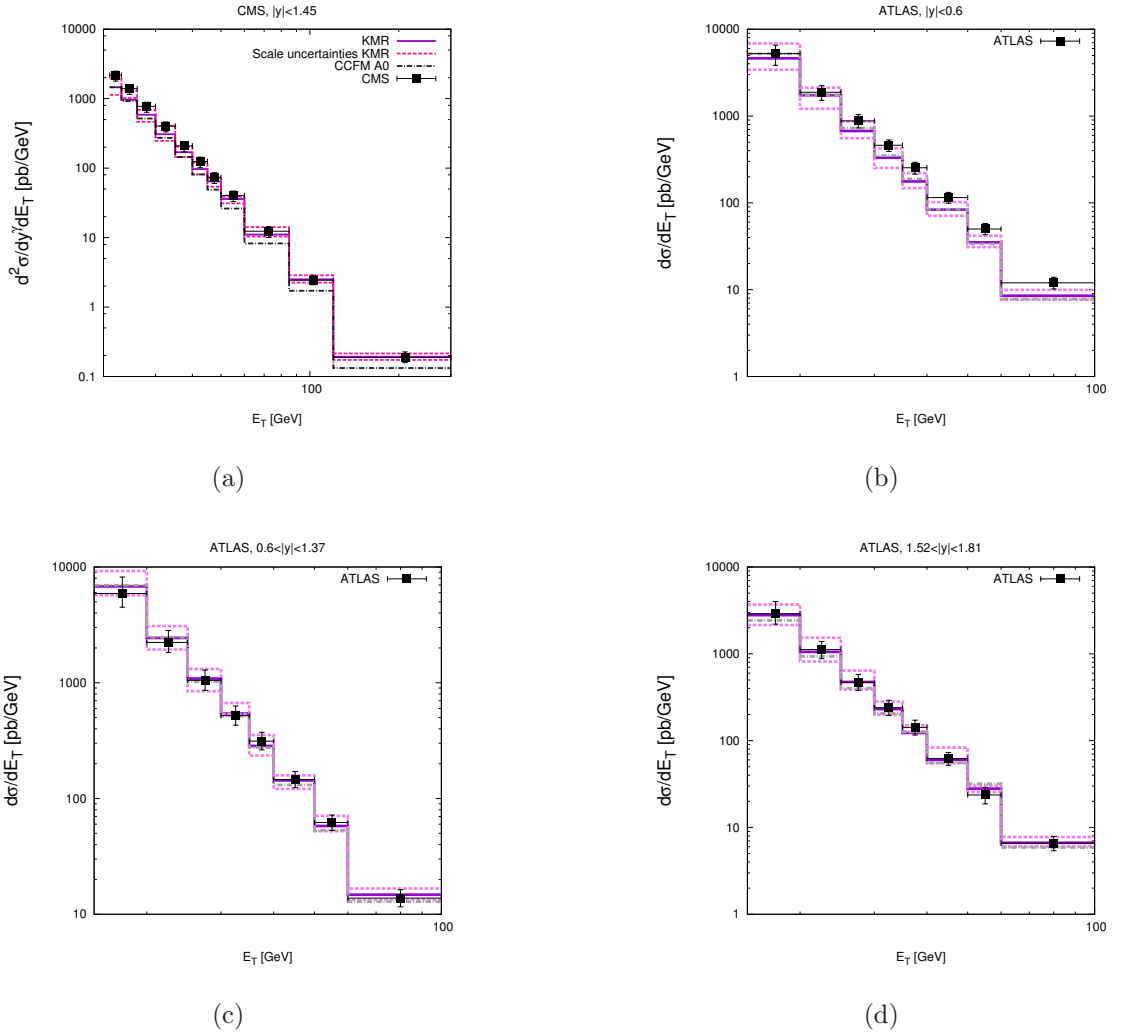


Рис. 11: Дифференциальное сечение инклюзивного рождения прямых фотонов на коллайдере LHC в рамках \mathbf{k}_T -факторизации с функциями распределения KMR (сплошная гистограмма) с вариацией масштаба (пунктирные гистограммы) и CCFM A0 (штрих-пунктирная гистограмма). Экспериментальные данные коллабораций CMS [30] и ATLAS [31].

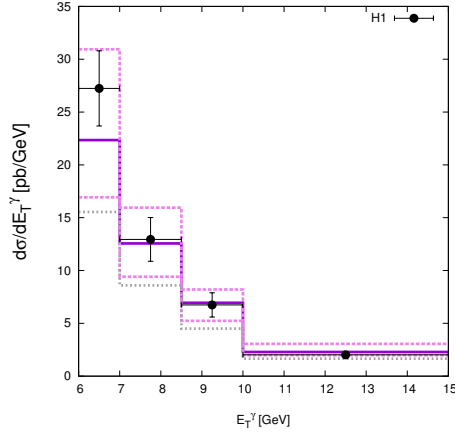
Рис. 12 — 13. Видно, что в то время как подпроцесс (138) доминирует, "box"-подпроцесс (140) дает значительный вклад в пресказываемое сечение, особенно при отрицательных псевдобыстротах фотона. В этой области вклад "box"-подпроцесса сравним с вкладом подпроцесса (139) и достигает $\sim 15\%$ суммарного сечения инклюзивного фоторождения прямых фотонов.

4.2 Ассоциативное рождение прямых фотонов со струями при энергии коллайдера HERA

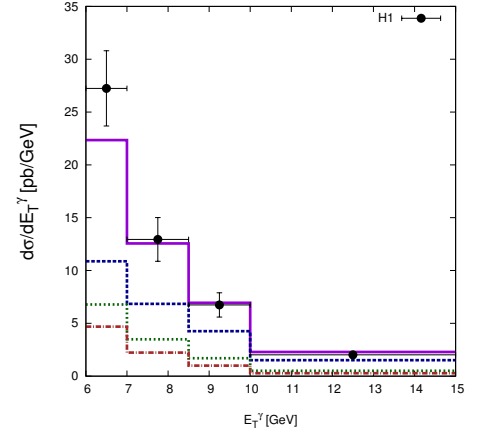
Далее мы рассматриваем рождение прямого фотона с ассоциированной адронной струей. В случае фоторождения прямых фотонов с ассоциированной струей ограничения на поперечный импульс и псевдобыстроту прямого фотона такие же, как и в для инклюзивного рождения. Для струй в анализе коллабораций H1 и ZEUS вводятся следующие обрезания: $E_T^{\text{jet}} > 4.5$ ГэВ, $-1.3 < \eta^{\text{jet}} < 2.3$ и $4 < E_T^{\text{jet}} < 35$ ГэВ, $-1.5 < \eta^{\text{jet}} < 1.8$, соответственно. Данные [35, 133] были получены при энергии электрона $E_e = 27.6$ ГэВ и энергии протона $E_p = 920$ ГэВ.

В предыдущем рассмотрении [36, 37] для того, чтобы вычислить сечения полуинклюзивного рождения было использовано некоторое приближение. Так было отмечено, что рожденный фотон сопровождается некоторым количеством партонов, испущенных в ходе партонной эволюции. В среднем партонный поперечный импульс уменьшается по мере отдаления от жесткого взаимодействия к протону. В качестве приближения было положено, что партон k' , испущенный на последнем шаге эволюции, компенсирует весь поперечный импульс партона, участвующего в жестком подпроцессе, т.е. $\mathbf{k}'_T \simeq -\mathbf{k}_T$. Все остальные испущенные партонны собираются вместе в протонном остатке, который, по предположению, несет пренебрежимо малый поперечный импульс по сравнению с \mathbf{k}'_T . Этот партон порождает адронную струю с $E_T^{\text{jet}} = |\mathbf{k}'_T|$ в добавок к струе, рождаемой в жестком подпроцессе. Их этих адронных струй выбирается одна, несущая наибольшую поперечную энергию [36, 37]. В настоящей работе используется то же приближение. Однако, так как мы используем подпроцессы $2 \rightarrow 3$, а не $2 \rightarrow 2$, кинематика рождения струй описывается более точно, чем это было сделано ранее, потому что рождение струй преимущественно происходит в жестком подпроцессе.

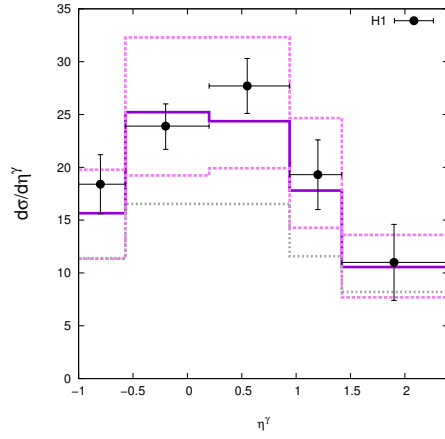
Наши численные предсказания показаны на Рис. 14 — 17 (на левых панелях) в сравнении с данными коллабораций H1 и ZEUS [35, 133]. Относительные вклады различных подпроцессов показаны на правых панелях. Можно видеть, что ситуация очень похожа



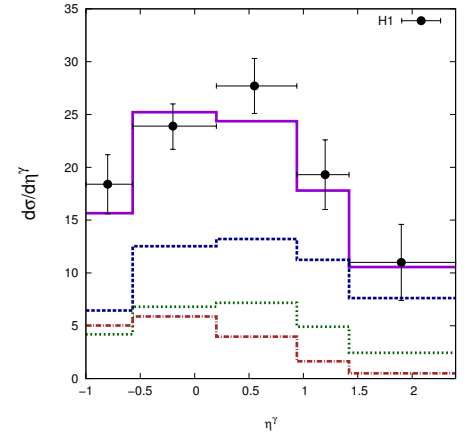
(a)



(b)

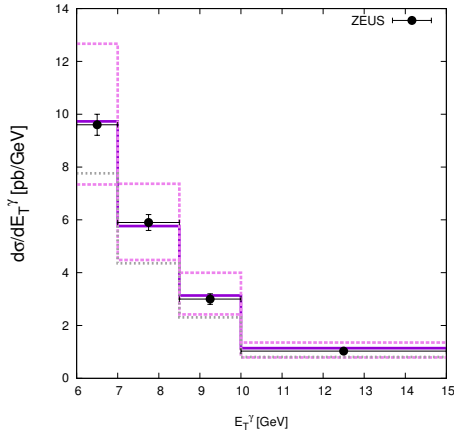


(c)

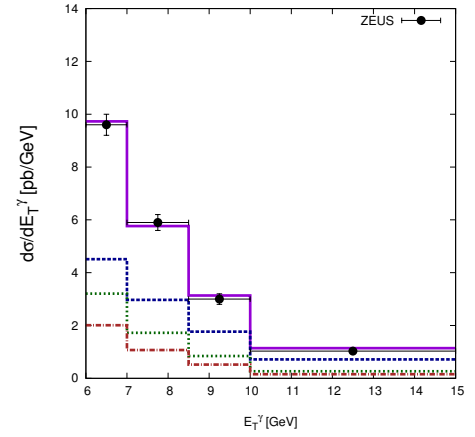


(d)

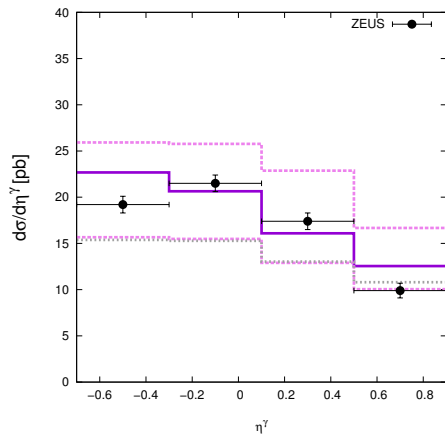
Рис. 12: Сечение инклюзивного фоторождения прямых фотонов как функция поперечного импульса E_T^γ и псевдобыстроты прямого фотона η^γ на коллайдере HERA. Левая панель: сплошная гистограмма соответствует предсказаниям KMR при стандартном масштабе $\mu = E_T^\gamma$, тогда как верхняя и нижняя пунктирная гистограммы соответствуют вариациям масштаба, описанным в тексте; точечная гистограмма соответствует результатам, полученным в предыдущих работах [36, 37]. Правая панель: сплошная гистограмма соответствует суммарному сечению; пунктирная, точечная и штрих-пунктирная гистограммы соответствуют вкладам от $\gamma q \rightarrow \gamma dq$, $\gamma d \rightarrow \gamma d\bar{q}$ and $\gamma d \rightarrow \gamma d$ соответственно. Экспериментальные данные коллаборации H1 [133].



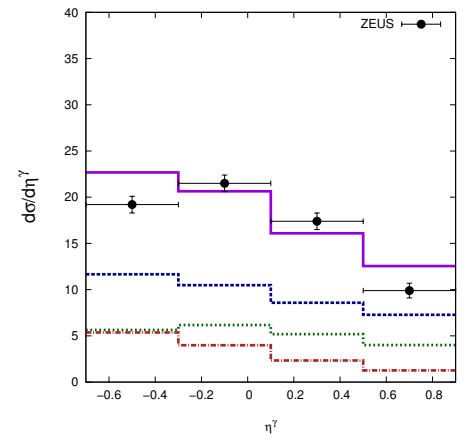
(a)



(b)



(c)



(d)

Рис. 13: Сечение инклюзивного фоторождения прямых фотонов как функция поперечного импульса E_T^γ и псевдобыстроты прямого фотона η^γ на коллайдере HERA. Обозначения гистограмм те же, что и на Рис. 12. Экспериментальные данные коллаборации ZEUS [35].

на случай инклюзивного рождения. Достаточно хорошее описание данных получено для большинства измеренных распределений за исключением распределений по η^{jet} , где есть некоторое разногласие в форме. То же несогласие в форме распределений по η^{jet} наблюдается для предсказаний на основе подпроцессов $2 \rightarrow 2$ (128),(129) и (137). Возможная причина такого разногласия может быть связана с приближением в определении струй, описанным выше и используемым в обоих вычислениях. Можно заметить, что предсказания, даваемые предыдущей схемой, показывают результаты, которые имеют тенденцию недооценивать данные, полученные в более широкой кинематической области, в то время как подход, основанный на подпроцессах $2 \rightarrow 3$ (138) — (140) показывает лучшее согласие с последними экспериментальными данными. Можно видеть, что "box"-вклад (140) важен и в случае рождения прямых фотонов с ассоциированной струей. Также видно, что его вклад сравним с подпроцессом $\gamma q \rightarrow \gamma qg$.

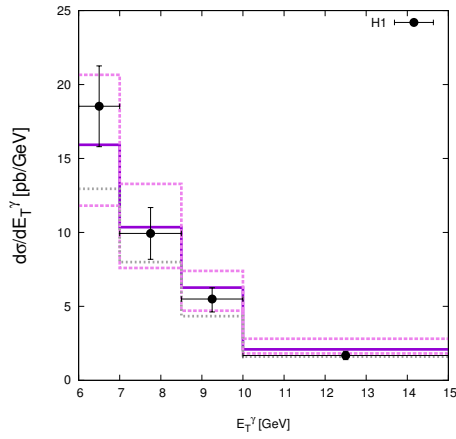
Другими важными переменными в исследовании фоторождения прямых фотонов являются продольные импульсы партонов в сталкивающихся частицах. В анализе коллаборации ZEUS [35] доля импульса начального фотона вводится следующим образом:

$$x_\gamma^{\text{obs}} = \frac{E_T^\gamma e^{-\eta^\gamma} + E_T^{\text{jet}} e^{-\eta^{\text{jet}}}}{2yE_e}. \quad (176)$$

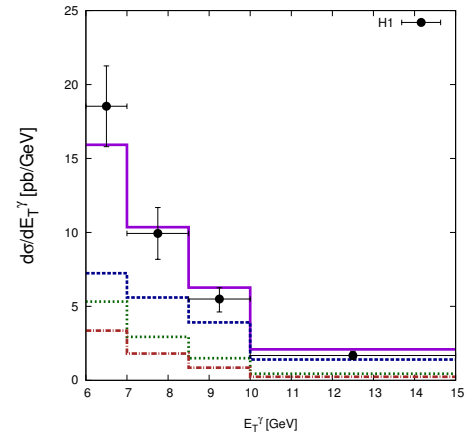
При $x_\gamma^{\text{obs}} > 0.85$ сечение доминируется вкладами реального фотона, тогда как при малых x_γ^{obs} преобладают вклады разрешенного фотона. Коллаборация H1 вводит переменные x_γ^{LO} и x_p^{LO} [133] задаваемые следующим образом:

$$x_\gamma^{\text{LO}} = \frac{E_T^\gamma (e^{-\eta^\gamma} + e^{-\eta^{\text{jet}}})}{2yE_e}, \quad x_p^{\text{LO}} = \frac{E_T^\gamma (e^{-\eta^\gamma} + e^{\eta^{\text{jet}}})}{2E_p}. \quad (177)$$

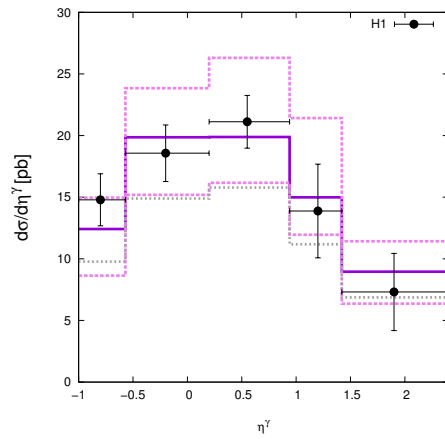
Наши предсказания для этих наблюдаемых показаны на Рис. 18 — 19 в сравнении с данными H1 и ZEUS. Мы демонстрируем, что в рамках k_T -факторизации, подпроцессы (138) и (139) позволяют учесть как прямые, так и разрешенные вклады без использования концепции партонных плотностей в фотоне. Можно видеть, что прямая область $x_\gamma^{\text{obs}} > 0.85$ доминируется подпроцессом (138), который включает вклады от (137). В области разрешенного фотона, где $x_\gamma^{\text{obs}} < 0.85$, вклад от подпроцесса (139) становится более важным, так как он содержит разрешенную составляющую (128). Мы отмечаем, что наш подход, основанный на $2 \rightarrow 3$ подпроцессах (138) — (140) показывает лучшее согласие с экспериментальными данными для более широкой кинематической области при промежуточных $0.6 < x_\gamma^{\text{obs}} < 0.9$ по сравнению с подходом, основанным на $2 \rightarrow 2$ подпроцессах (128),(129) и (137). Это результат более точного рассмотрения струй в новом подходе.



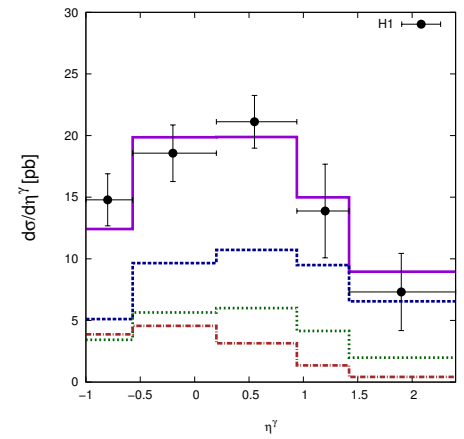
(a)



(b)

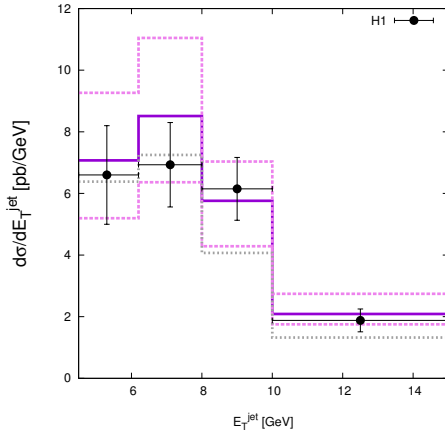


(c)

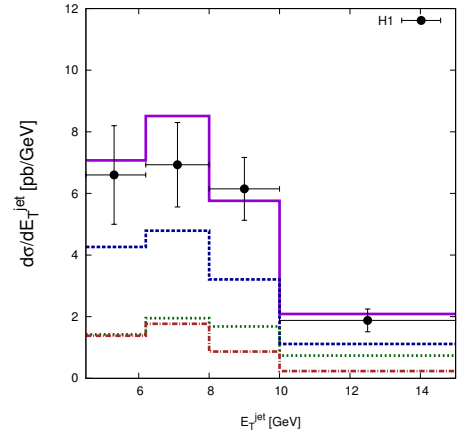


(d)

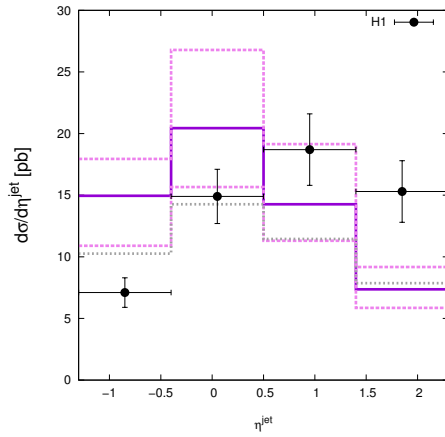
Рис. 14: Сечение ассоциированного со струей фоторождения прямого фотона как функция поперечной энергии E_T^γ и псевдобыстроты η^γ на коллайдере HERA. Обозначения гистограмм те же, что и на Рис. 12. Экспериментальные данные коллаборации H1 [133].



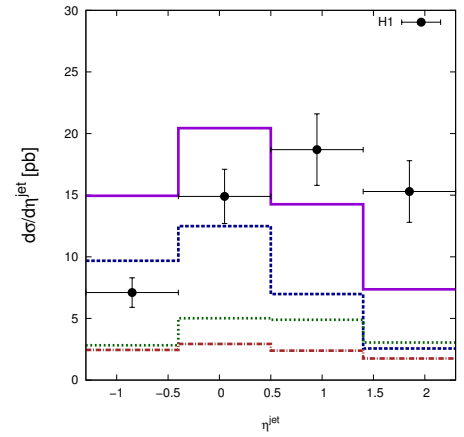
(a)



(b)

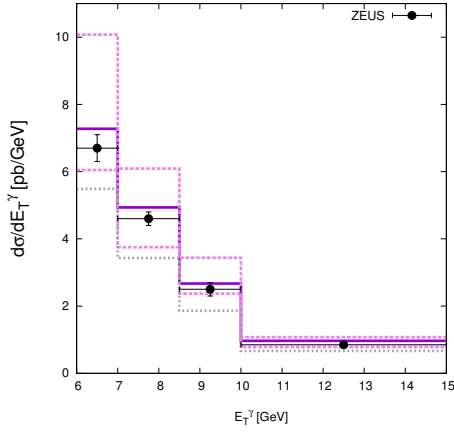


(c)

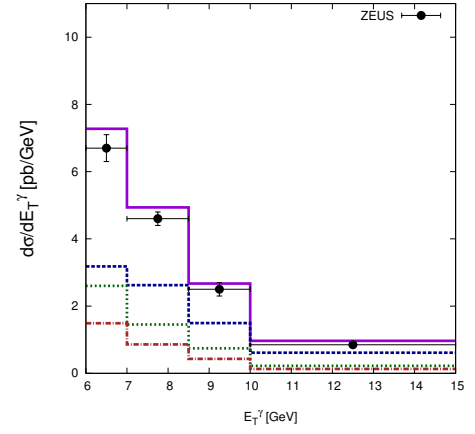


(d)

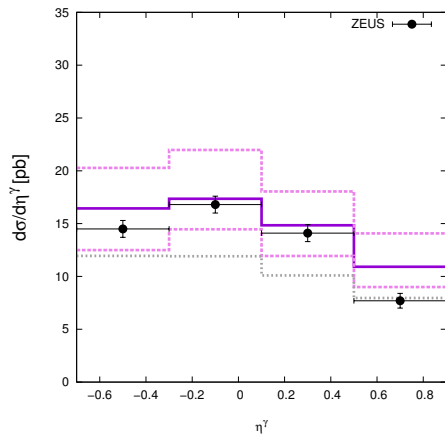
Рис. 15: Сечение ассоциированного со струей фоторождения прямого фотона как функция поперечной энергии E_T^{jet} и псевдобыстроты η^{jet} на коллайдере HERA. Обозначения гистограмм те же, что и на Рис. 12. Экспериментальные данные коллаборации H1 [133].



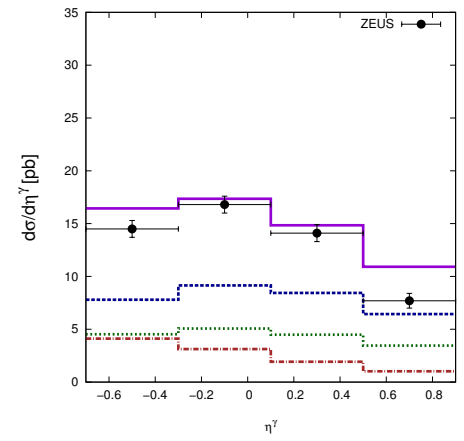
(a)



(b)

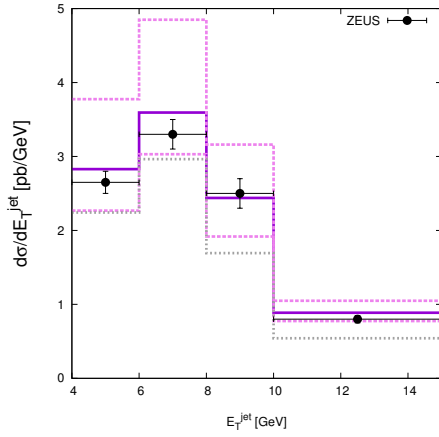


(c)

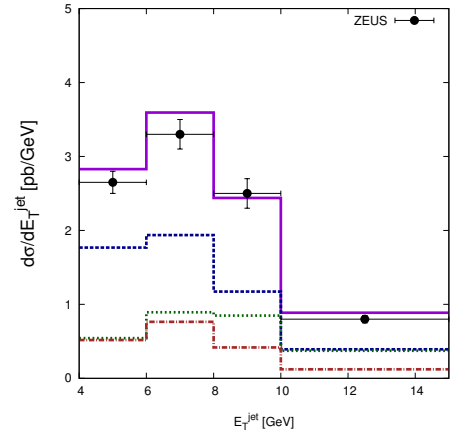


(d)

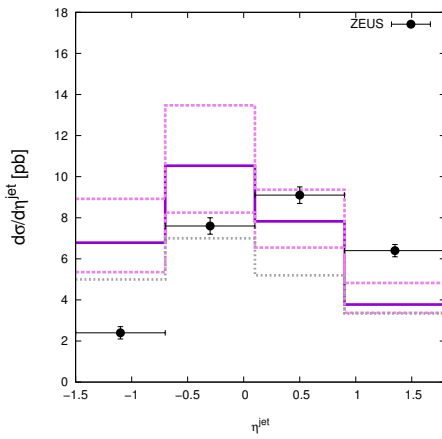
Рис. 16: Сечение ассоциированного со струей фоторождения прямого фотона как функция поперечной энергии E_T^γ и псевдобыстроты η^γ на коллайдере HERA. Обозначения гистограмм те же, что и на Рис. 12. Экспериментальные данные коллаборации ZEUS [35].



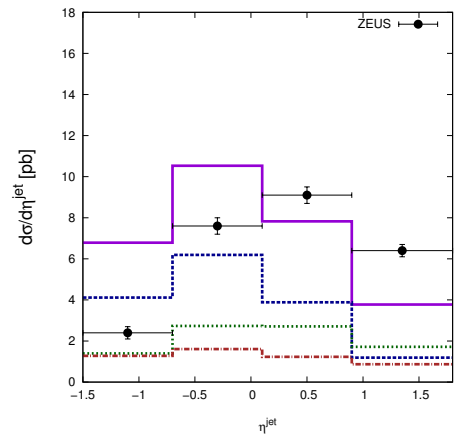
(a)



(b)



(c)



(d)

Рис. 17: Сечение ассоциированного со струей фоторождения прямого фотона как функция поперечной энергии E_T^{jet} и псевдобыстроты η^{jet} на коллайдере HERA. Обозначения гистограмм те же, что и на Рис. 12. Экспериментальные данные коллаборации ZEUS [35].

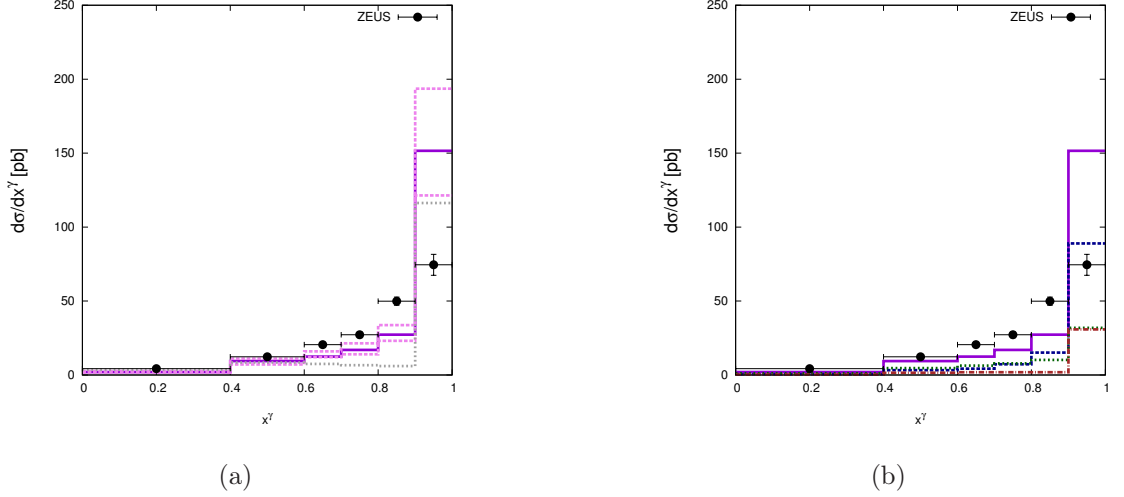
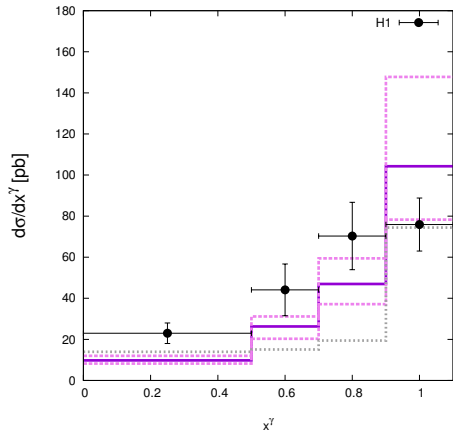


Рис. 18: Сечение ассоциированного со струей фоторождения прямого фотона как функция продольного импульса партонa в начальном фотоне x_γ^{obs} на коллайдере HERA. Обозначения гистограмм те же, что и на Рис. 12. Экспериментальные данные коллаборации ZEUS [35].

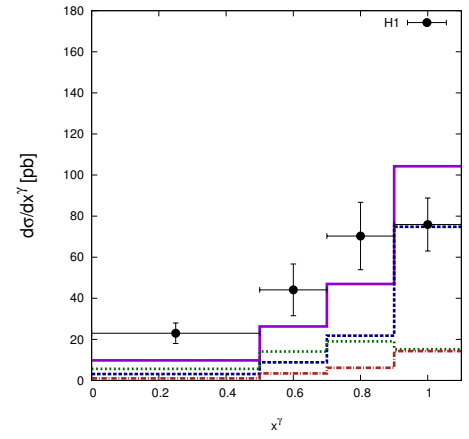
Также для иллюстрации на Рис. 20 мы изображаем графики из экспериментальной работы [134], где наши результаты ("LMZ") наряду с результатами в рамках коллинеарного подхода ("FGH") в NLO используются для описания экспериментальных данных по фоторождению прямых фотонов со струями.

4.3 Ассоциативное рождение прямых фотонов с b, c -струями при энергиях коллайдеров Tevatron и LHC

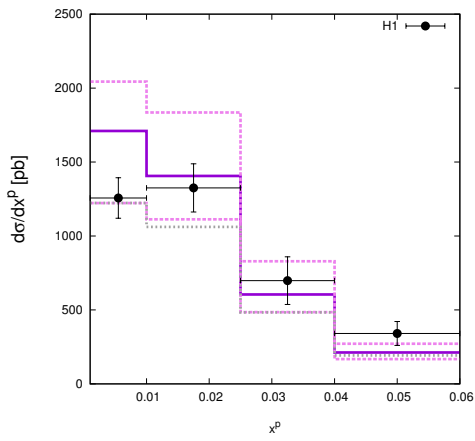
На Рис. 21–25 представлены наши результаты [46] для рождения прямых фотонов с ассоциированным тяжелым кварком. Результаты сравниваются с данными, полученными коллаборациями DØ и CDF при $\sqrt{s} = 1960$ ГэВ [25, 26, 28, 29]. Для сравнения также изображены предсказания следующего за главным порядком теории возмущений КХД [139]. Можно видеть, что полный набор экспериментальных данных достаточно хорошо описывается k_T -факторизационным подходом. Также видно, что форма и абсолютная нормировка измеренных дифференциальных сечений адекватно воспроизводятся. Однако в случае рождения $\gamma + c$ -струи, ситуация несколько хуже: мы нашли существенное расхождение между нашими предсказаниями и ранними данными коллаборации DØ [26] при высоких p_T (см. Рис. 24). Можно, однако, заметить, что недавние данные коллаборации CDF [28] для рождения прямого фотона с c -струей хорошо описываются k_T -факторизационным



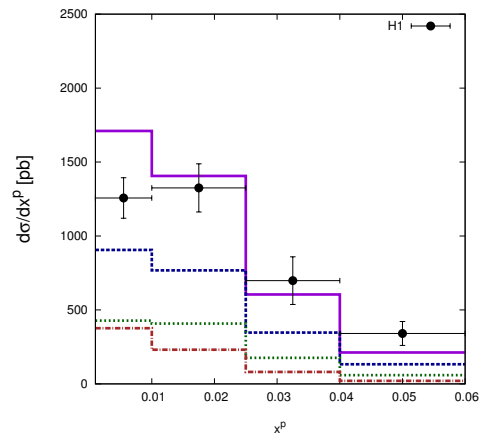
(a)



(b)



(c)



(d)

Рис. 19: Сечение ассоциированного со струей фоторождения прямого фотона как функция переменных x_γ^{LO} и x_p^{LO} на коллайдере HERA. Обозначения гистограм те же, что и на Рис. 12. Экспериментальные данные коллаборации H1 [133].

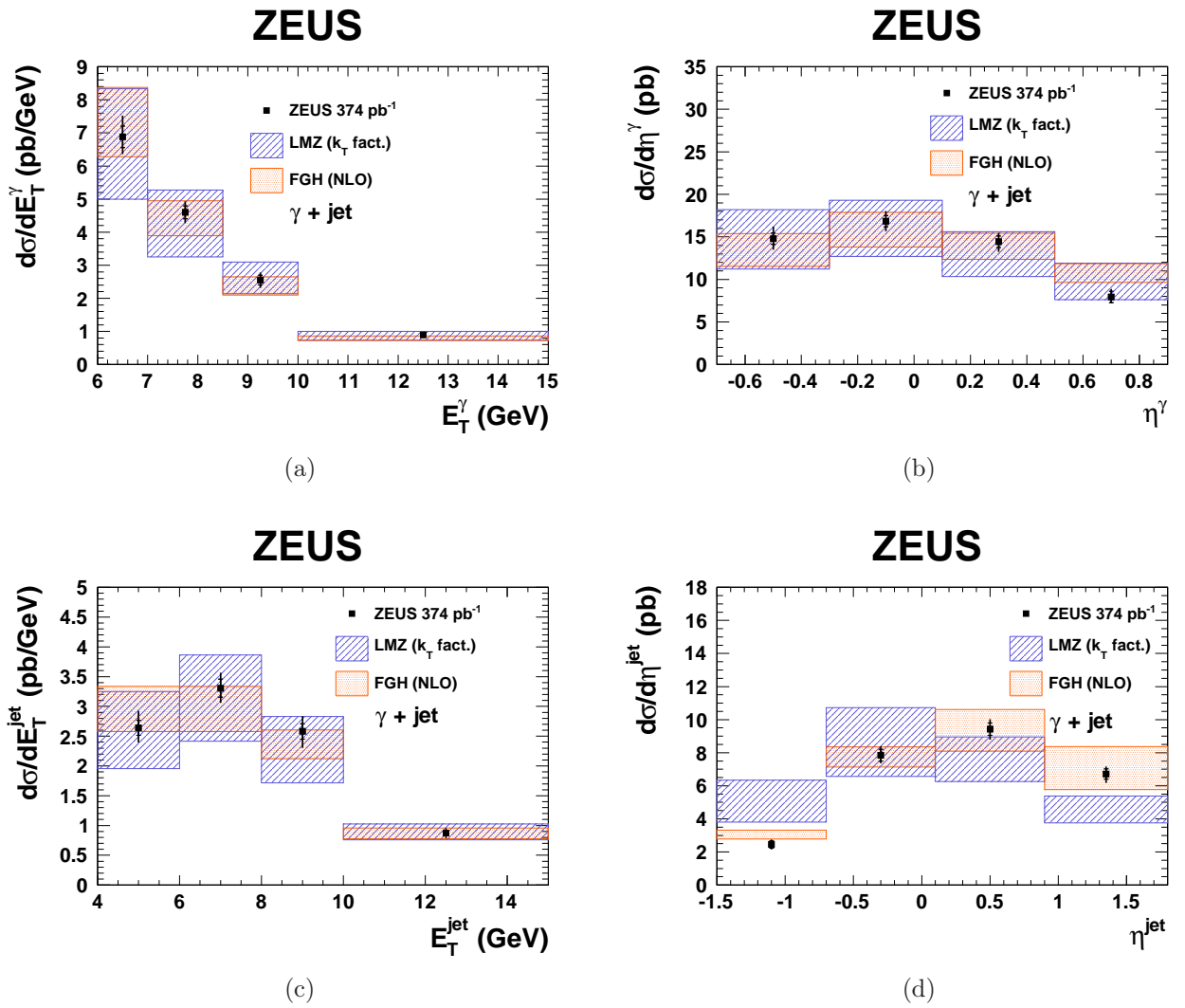


Рис. 20: Сечение ассоциированного со струей фоторождения прямого фотона на коллайдере HERA. Рисунки взяты из работы [134].

подходом во всем диапазоне p_T (см. Рис. 25). Эта проблема оставалась нерешенной до последнего времени, но новые экспериментальные данные коллаборации $D\emptyset$ [27] находятся в хорошем согласии с предсказаниями k_T -факторизационного подхода.

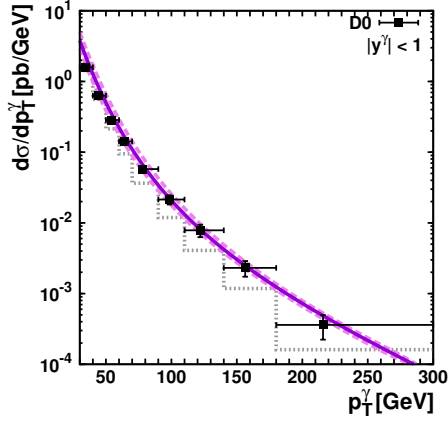
Также для сравнения на Рис. 26 мы показываем графики из экспериментальных работ коллабораций $D\emptyset$ и CDF [25,27,28], на которых наряду с нашими результатами ("k_T fact.") представлены также результаты вычислений, полученные в коллинеарном подходе (NLO) и с использованием различных генераторов Монте-Карло.

В данной работе мы также делаем предсказания для энергий коллайдера LHC. Мы определяем кинематическую область следующими параметрами: $|y^\gamma| < 2.5$, $25 < p_T^\gamma < 400$ ГэВ, $|y^{\text{jet}}| < 2.2$ и $18 < p_T^{\text{jet}} < 200$ ГэВ. Наши предсказания для дифференциального сечения рождения $\gamma + b$ как функции поперечного импульса фотона p_T^γ и быстроты y^γ показаны на Рис. 27.

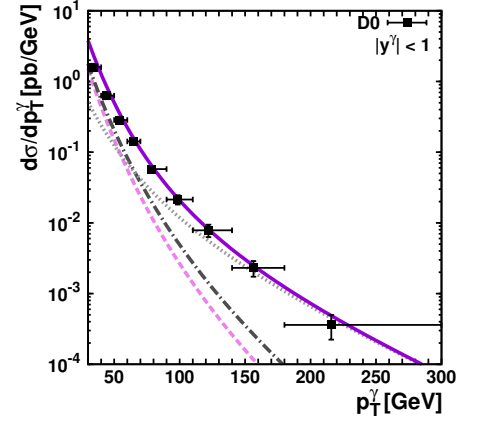
4.4 Рождение лептонных пар при энергиях коллайдеров Tevatron и LHC

Результаты наших вычислений представлены на Рис. 28 — 30 в сравнении с экспериментальными данными коллабораций $D\emptyset$ [42], CDF [38–41] и CMS [43]. Сплошные гистограммы получены с фиксированным факторизационным и ренормализационным масштабом при стандартном значении $\mu = M_{ll}$, тогда как верхняя и нижняя пунктирные гистограммы соответствуют вариации масштаба, как это было объяснено выше. Предсказанные полные сечения перечислены в Табл. 1. Можно видеть, что данные, полученные на коллайдерах Tevatron и LHC, достаточно хорошо описываются k_T -факторизационным подходом во всем диапазоне инвариантных масс. Наши предсказания только слегка переоценивают распределения по быстротам дилептонной пары в области пика Z -бозона $66 < M < 116$ ГэВ, но согласуются с данными в пределах неопределенностей. Следует особенно подчеркнуть теоретическое описание распределения по поперечному импульсу, измеренного коллаборацией CDF, так как эта наблюдаемая сильно зависит от используемых неинтегрированных партонных плотностей.

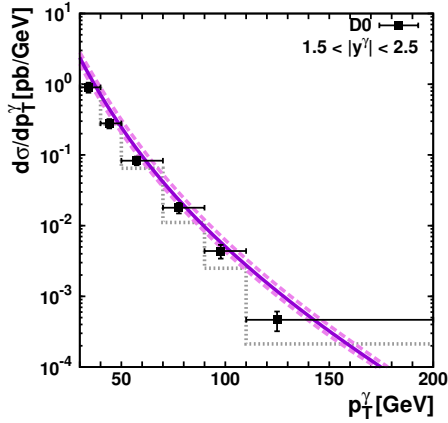
Относительные вклады кварк-антикварковой аннигиляции и комптоновского процесса КХД в сечение рождения лептонных пар при энергиях коллайдеров Tevatron и LHC показаны на Рис. 31 как функции разности азимутальных углов между поперечными импульсами образуемых лептонов. Заметим, что эта наблюдаемая сингулярна в коллинеарном приближении КХД вследствие кинематики рождения лептонов в противоположных



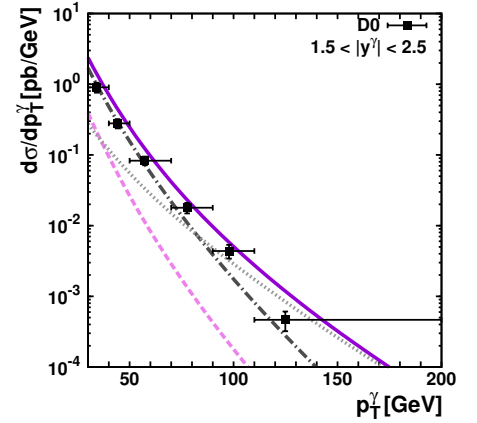
(a)



(b)

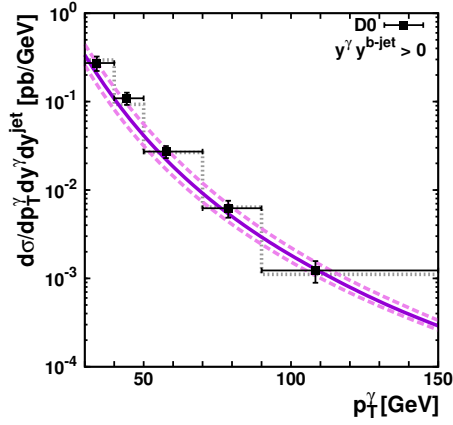


(c)

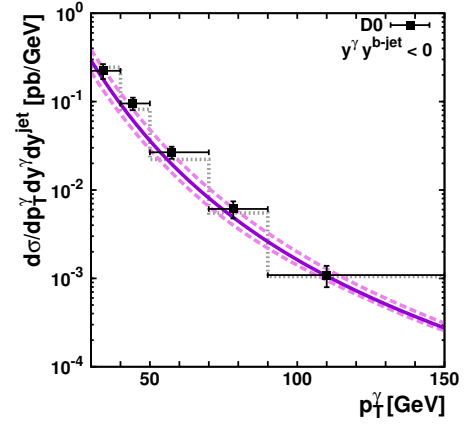


(d)

Рис. 21: Сечение ассоциативного рождения прямого фотона с b -струей как функция поперечного импульса прямого фотона p_T^γ в кинематической области, определяемой $|y^{jet}| < 1.5$ и $p_T^{jet} > 15$ ГэВ при $\sqrt{s} = 1960$ ГэВ. Левые панели: сплошная кривая соответствует предсказаниям KMR при стандартном масштабе $\mu = E_T$, в то время как верхняя и нижняя пунктирные кривые соответствуют масштабным вариациям, описанным в тексте. Точечная гистограмма показывает предсказания следующего за главным порядком теории возмущений КХД [139], выписанные в [25]. Правые панели: различные вклады в сечение рождения $\gamma + b$. Пунктирная, точечная и штрих-пунктирная линии соответствуют вкладам от subprocessов $g^*g^* \rightarrow \gamma Q\bar{Q}$, $q^*\bar{q}^* \rightarrow \gamma Q\bar{Q}$ и $q^*Q \rightarrow \gamma qQ$, соответственно. Сплошная кривая представляет их сумму. Экспериментальные данные коллаборации DØ [25].

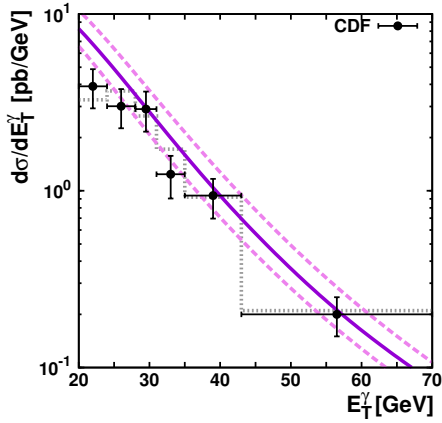


(a)

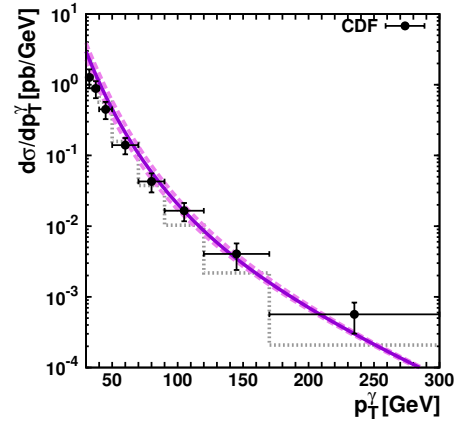


(b)

Рис. 22: Сечение ассоциативного рождения прямого фотона с b -струей как функция поперечного импульса прямого фотона в кинематической области, определяемой $|y^\gamma| < 1.0$, $|y^{jet}| < 0.8$ и $p_T^{jet} > 15$ ГэВ при $\sqrt{s} = 1960$ ГэВ. Обозначения те же, что и на левой панели Рис. 21. Экспериментальные данные коллаборации $D\bar{0}$ [26].

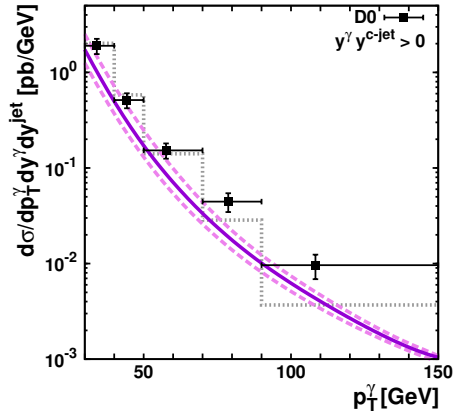


(a)

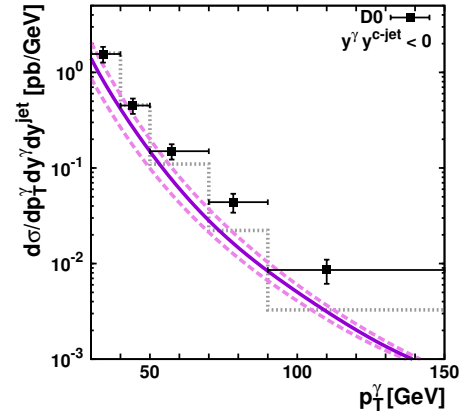


(b)

Рис. 23: Сечение ассоциативного рождения прямого фотона с b -струей как функция поперечного импульса прямого фотона в кинематической области, определяемой $|y^\gamma| < 1.0$, $|y^{jet}| < 1.5$ и $p_T^{jet} > 20$ ГэВ (a) и $|\eta^\gamma| < 1.1$, $|\eta^{jet}| < 1.5$ и $p_T^{jet} > 20$ ГэВ (b) при $\sqrt{s} = 1960$ ГэВ. Обозначения те же, что и на Рис. 22. Экспериментальные данные коллаборации CDF [28, 29].

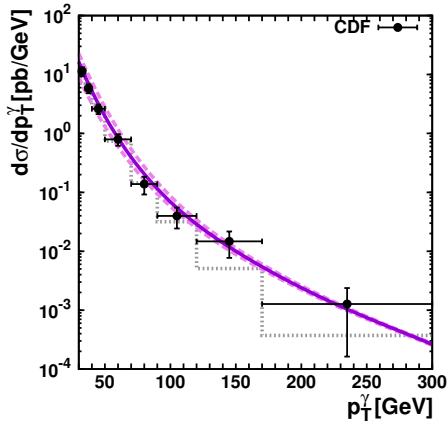


(a)

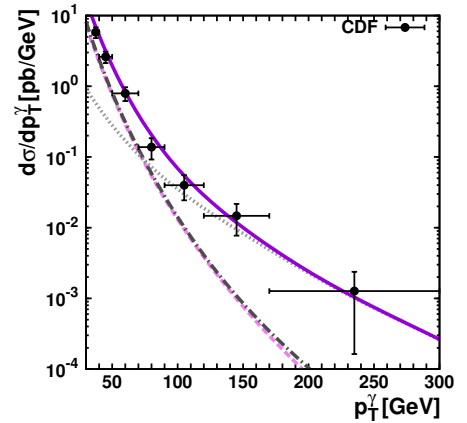


(b)

Рис. 24: Сечение ассоциативного рождения прямого фотона с s -струей как функция поперечного импульса прямого фотона в кинематической области, определяемой $|y^\gamma| < 1.0$, $|y^{jet}| < 0.8$ и $p_T^{jet} > 15$ ГэВ при $\sqrt{s} = 1960$ ГэВ. Обозначения те же, что и на Рис. 22. Экспериментальные данные коллаборации $D0$ [26].

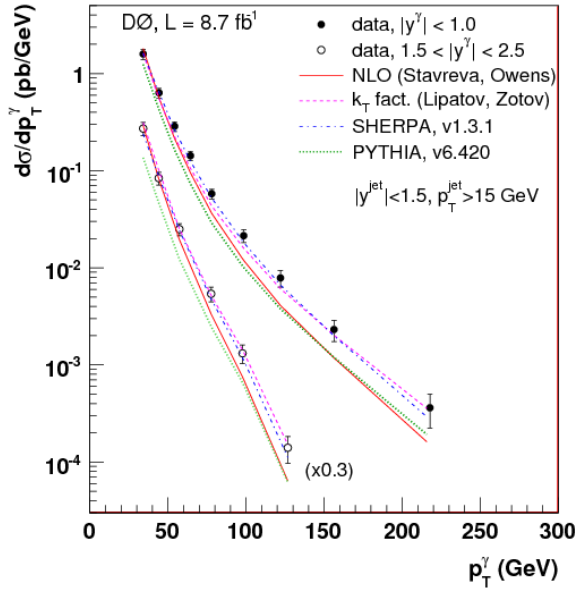


(a)

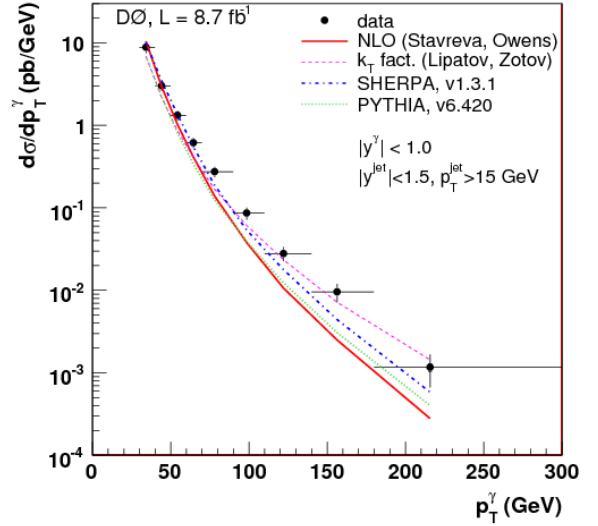


(b)

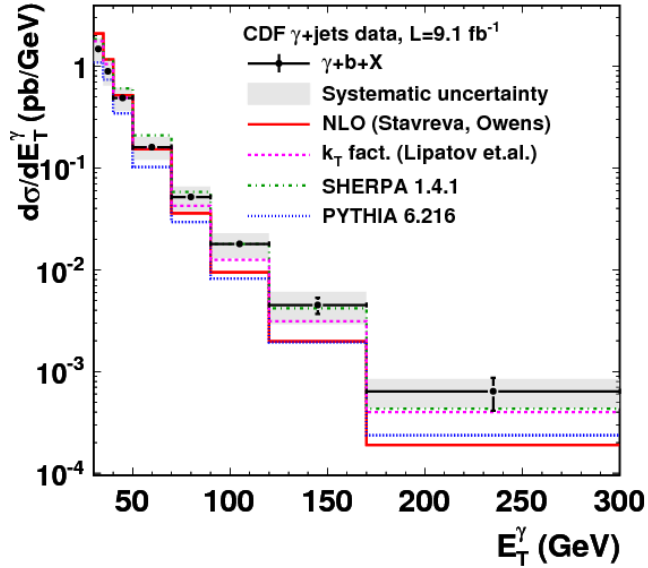
Рис. 25: Сечение ассоциативного рождения прямого фотона с s -струей как функция поперечного импульса прямого фотона в кинематической области, определяемой $|y^\gamma| < 1.0$, $|y^{jet}| < 1.5$ и $p_T^{jet} > 20$ ГэВ при $\sqrt{s} = 1960$ ГэВ. Обозначения те же, что и на Рис. 21. Экспериментальные данные коллаборации CDF [28].



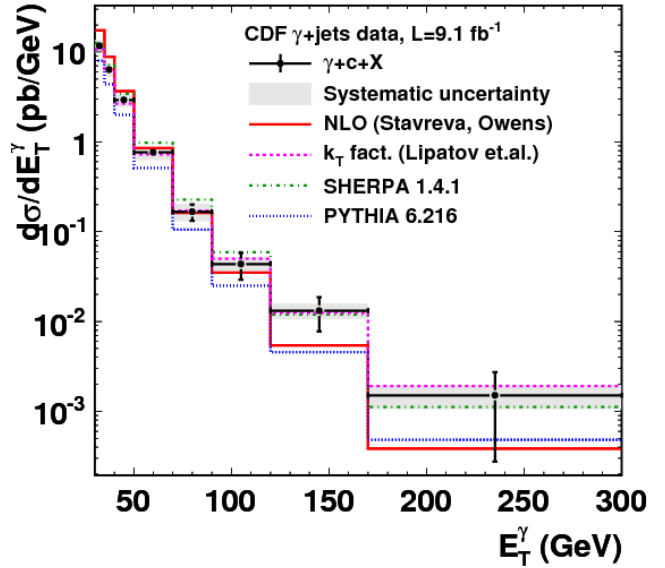
(a)



(b)



(c)



(d)

Рис. 26: Сечение ассоциативного рождения прямого фотона с b - и c -струей как функция поперечного импульса прямого фотона p_T^γ . Рисунки взяты из статей [25, 27, 28].

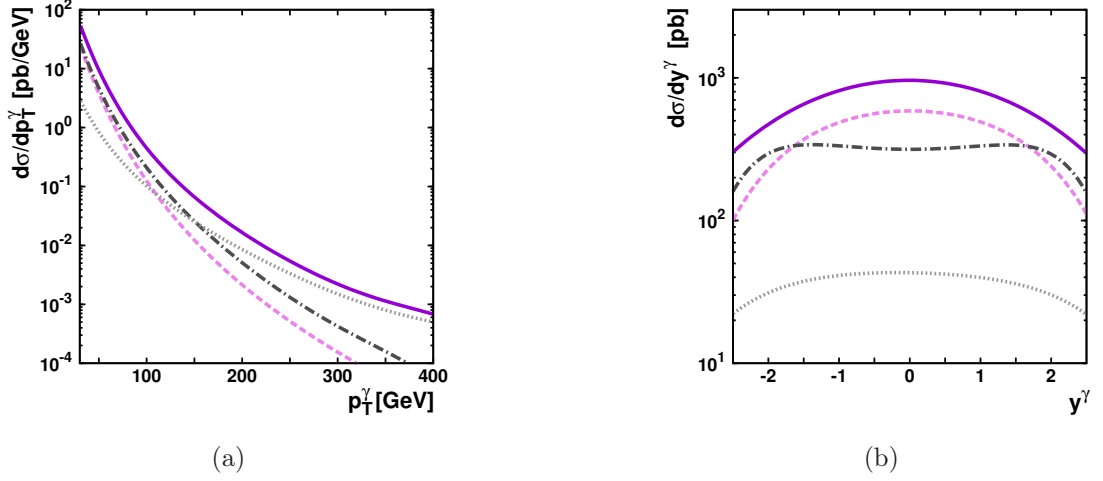
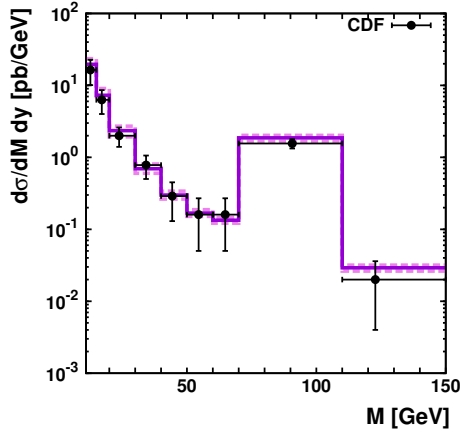
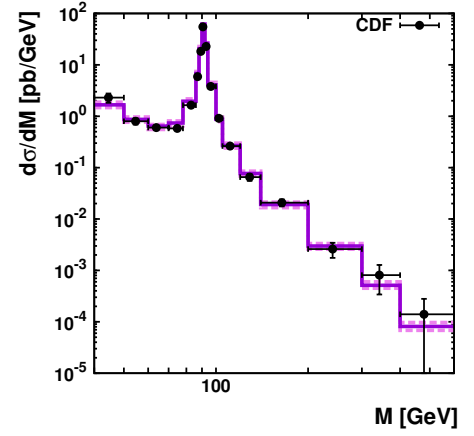


Рис. 27: Сечение ассоциативного рождения прямого фотона с b -струей как функция поперечного импульса прямого фотона p_T^γ (a) и быстроты y^γ (b) в кинематической области, определяемой $|y^\gamma| < 2.5$, $25 < p_T^\gamma < 400$ ГэВ, $|y^{jet}| < 2.2$ и $18 < p_T^{jet} < 200$ ГэВ при $\sqrt{s} = 7000$ ГэВ. Обозначения те же, что и на правой панели Рис. 21.

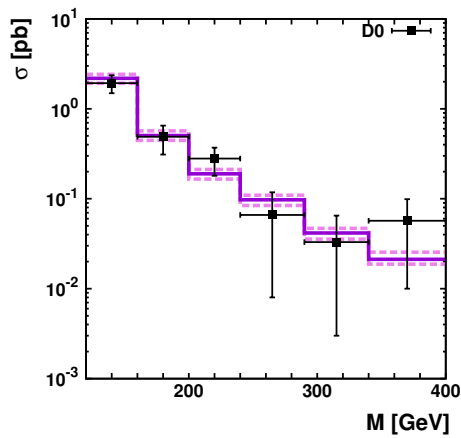
направлениях. Это контрастирует с k_T -факторизационным подходом, в котором, как было отмечено выше, конечный поперечный импульс лептонной пары генерируется уже в главном порядке в подпроцессе кварк-антикварковой аннигиляции (168). Можно видеть, что последняя доминирует при больших значениях $\Delta\phi \sim \pi$ для энергий коллайдеров Tevatron и ЛНС, тогда как при $\Delta\phi < \pi/2$ подпроцессы кварк-антикварковой аннигиляции и комптоновского рассеяния КХД дают примерно равный вклад. Заметим, что здесь мы не использовали никаких ограничений на конечное фазовое пространство.



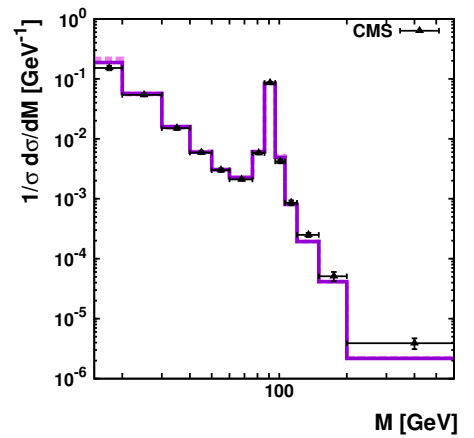
(a)



(b)



(c)



(d)

Рис. 28: Полные и дифференциальные сечения рождения лептонных пар в $pp\bar{p}$ - и pp -столкновениях при энергиях коллайдеров *Tevatron* и *LHC* как функции инвариантных масс дилептонов M . Сплошные гистограммы соответствуют результатам, полученным с помощью партонных плотностей *KMR*. Верхняя и нижняя пунктирная гистограммы соответствуют вариациям масштаба, как было описано в тексте. Экспериментальные данные коллабораций *D0* [42], *CDF* [38, 40] и *CMS* [43].

Источник	$\sigma(66 < M < 116 \text{ ГэВ}), \text{ пб}$	$\sigma(M > 116 \text{ ГэВ}), \text{ пб}$
k_T -факторизация (KMR)	285 ± 31	3.7 ± 0.4
NNLO пКХД [41]	227 ± 9	3.3
Данные CDF [41]	$250 \pm 4 \text{ (стат.)} \pm 10 \text{ (сист.)}$	$4.0 \pm 0.4 \text{ (стат.+сист.)} \pm 0.2 \text{ (свет.)}$

Таблица 1: Полные сечения рождения лептонных пар в $p\bar{p}$ -столкновениях при $\sqrt{s} = 1800 \text{ ГэВ}$.

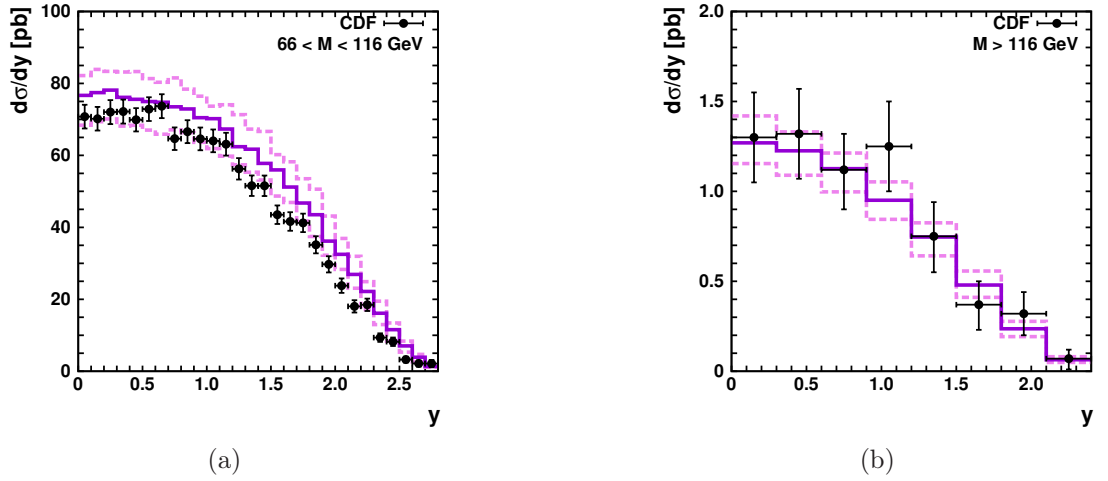
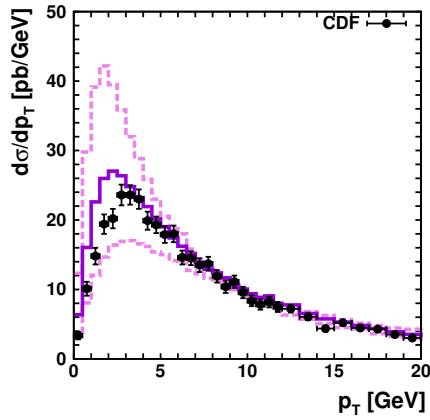
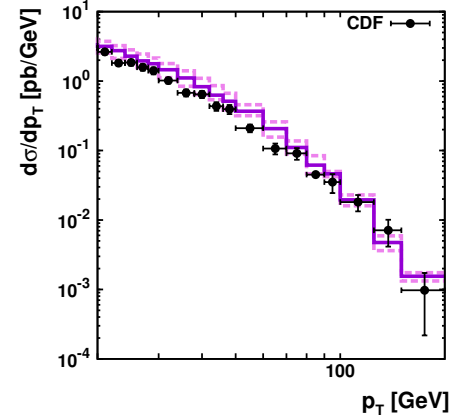


Рис. 29: Дифференциальные сечения рождения дилептонов $d\sigma/dy$ при $\sqrt{s} = 1800 \text{ TeV}$ в сравнении с данными коллаборации CDF [41]. Обозначения гистограмм те же, что и на Рис. 28.

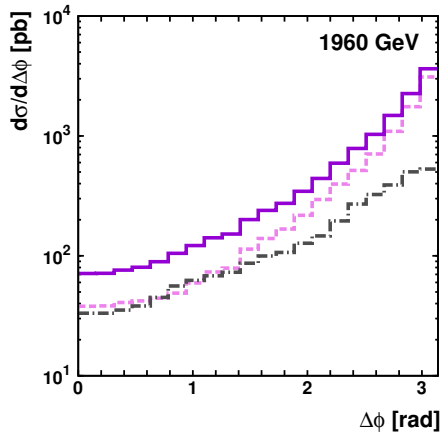


(a)

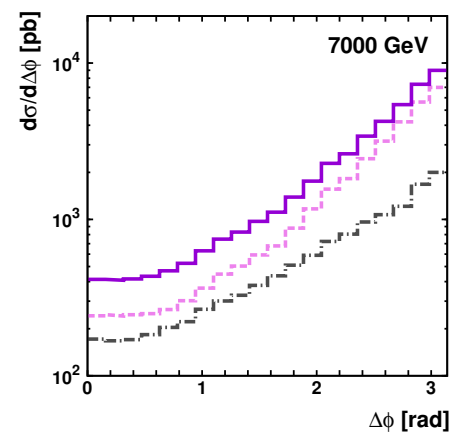


(b)

Рис. 30: Дифференциальные сечения рождения дилептонов $d\sigma/dp_T$ при $\sqrt{s} = 1800$ ГэВ в сравнении с данными [39]. Обозначения гистограмм те же, что и на Рис. 28.



(a)



(b)

Рис. 31: Отдельные вклады в сечение рождения лептонных пар в $p\bar{p}$ - и pp -столкновениях при энергиях коллайдеров Tevatron и ЛHC как функции разности азимутальных углов образованных лептонов. Пунктирная и штрих-пунктирная гистограммы соответствуют вкладам кварк-антикварковой аннигиляции и комптоновского рассеяния КХД соответственно. Сплошная гистограмма показывает сумму этих вкладов.

Заключение

В диссертации с целью получения адекватного описания современных экспериментальных данных, а также поиска эффектов физики малых x и универсальных партонных распределений в рамках k_T -факторизационного подхода КХД были исследованы процессы инклюзивного и ассоциативного со струями рождения прямых фотонов и рождения лептонных пар при энергиях современных коллайдеров. В работе были получены следующие основные результаты:

1. В рамках k_T -факторизационного подхода КХД проведены расчеты полных и дифференциальных сечений процесса инклюзивного рождения прямых фотонов при энергиях коллайдера LHC. Показано, что экспериментальные данные коллабораций CMS и ATLAS могут быть описаны с помощью неинтегрированных функций распределения Кимбера-Мартина-Рыскина (KMR), а также набором A_0 , полученным из численного решения уравнений Катани-Чиафалони-Фиорани-Маркезини, с учетом вкладов от морских кварков на ранней стадии эволюции партонного каскада. Были вычислены матричные элементы вне массовой оболочки для подпроцессов $q^*g^* \rightarrow \gamma q$ и $q^*\bar{q}^* \rightarrow \gamma g$.
2. В рамках k_T -факторизационного подхода КХД проведены расчеты полных и дифференциальных сечений процессов инклюзивного и ассоциативного рождения прямых фотонов при энергиях коллайдера HERA. С помощью функций распределения KMR и рассмотрения матричных элементов подпроцессов $2 \rightarrow 3$ совместно с вкладом от "box"-подпроцесса было получено описание экспериментальных данных коллаборации ZEUS в более широкой кинематической области. Был вычислен матричный элемент вне массовой оболочки для подпроцесса $\gamma g^* \rightarrow \gamma q\bar{q}$, и было показано, что этот вклад совместно с вкладом подпроцесса $\gamma q \rightarrow \gamma qg$ эффективно включают вклады от подпроцессов $2 \rightarrow 2$ в k_T -факторизационном подходе.
3. В рамках k_T -факторизационного подхода КХД проведены расчеты полных и дифференциальных сечений процессов ассоциативного рождения прямых фотонов с адронными струями от тяжелых (b и c) кварков при энергиях коллайдера Tevatron. Было получено лучшее описание экспериментальных данных коллабораций $D\emptyset$ и CDF по сравнению с результатами вычислений в рамках стандартного коллинеарного подхода в следующем за главным порядке теории возмущений КХД. Были вычислены матричные элементы вне массовой оболочки для подпроцессов $q^*Q \rightarrow \gamma qQ$

и $q^*\bar{q}^* \rightarrow \gamma q\bar{q}$. Получены предсказания для сечений рассмотренных процессов при энергиях коллайдера ЛНС.

4. В рамках k_T -факторизационного подхода КХД проведены расчеты полных и дифференциальных сечений процесса рождения лептонных пар при энергиях коллайдеров Tevatron и ЛНС. Было получено хорошее описание большого набора экспериментальных данных коллабораций CDF, D0 и CMS. Был вычислен матричный элемент вне массовой оболочки для подпроцесса $qg^* \rightarrow ql^+l^-$.

Результаты диссертации опубликованы в работах [44–47].

Благодарности

Данная работа выполнена под руководством доктора физико-математических наук Н.П. Зотова. Я выражаю искреннюю благодарность Николаю Петровичу за предложенное направление исследования, поддержку и ценные советы.

Эта работа не состоялась бы без помощи А.В. Липатова в написании программ на начальном этапе исследований и полезных обсуждений в процессе совместной работы.

Благодарю К.В. Степаньянца, А.М. Снигирева и П.А. Томази-Вшивцеву за замечательные курсы лекций, которые я прослушал во время обучения в аспирантуре.

Большое спасибо коллективу кафедры квантовой теории и физики высоких энергий, в частности А.Г. Лоскутовой, А.В. Толоконникову, Д.А. Славнову и К.А. Свешникову. Также хочется поблагодарить весь коллектив Отдела теоретической физики высоких энергий, в частности Е.Г. Боос, М.Н. Смолякова и В.И. Саврина.

Все время подготовки диссертации я был окружен неравнодушными, отзывчивыми людьми. Без такого дружелюбного отношения, я уверен, эта работа не состоялась бы.

Список литературы

1. Пескин, М., Шрёдер, Д. Введение в квантовую теорию поля. — Ижевск: НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика", 2001.
2. Грибов, В.Н., Липатов, Л.Н. Глубоко неупругое ep -рассеяние в теории возмущений // ЯФ. 1972. Т. 15. № 4. С. 781–807.
3. Грибов, В.Н., Липатов, Л.Н. Аннигиляция e^+e^- -пар и глубоко неупругое ep -рассеяние в теории возмущений // ЯФ. 1972. Т. 15. № 6. С. 1218–1237.

4. Altarelli, G., Parisi, G. Asymptotic Freedom in Parton Language // Nucl. Phys. B. 1977. Т. 126. С. 298—318.
5. Докшицер, Ю.Л. Вычисление структурных функций для глубоко неупругого рассеяния и e^+e^- аннигиляция в теории возмущений квантовой хромодинамики // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. С. 1216—1241.
6. Кураев, Э.А., Липатов, Л.Н., Фадин, В.С. Мульти-реджевские процессы в теории Янга-Миллса // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. С. 840—855.
7. Кураев, Э.А., Липатов, Л.Н., Фадин, В.С. Особенность Померанчука в неабелевых калибровочных теориях // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. С. 377—389.
8. Балицкий, Я.Я., Липатов, Л.Н. О Померанчуковской особенности в квантовой хромодинамике // ЯФ. 1978. Т. 28. № 2. С. 1597—1611.
9. Ciafaloni, M. Coherence effects in initial jets at small Q^2/s // Nucl. Phys. B. 1988. Т. 296. С. 49—74.
10. Catani, S., Fiorani, F., Marchesini, G. QCD Coherence in Initial State Radiation // Phys. Lett. B. 1990. Т. 234. С. 339—345.
11. Catani, S., Fiorani, F., Marchesini, G. Small- x behaviour of initial state radiation in perturbative QCD // Nucl. Phys. B. 1990. Т. 336. С. 18—85.
12. Marchesini, G. QCD coherence in the structure function and associated distributions at small x // Nucl. Phys. B. 1995. Т. 445. С. 49—85.
13. Gribov, L.V., Levin, E.M., Ryskin, M.G. Semihard Processes in QCD // Phys. Rep. 1983. Т. 100. С. 1—150.
14. Левин, Е.М. и др. Рождение тяжелых кварков в полужестких взаимодействиях нуклонов // ЯФ. 1991. Т. 53. № 4. С. 1059—1077.
15. Catani, S., Ciafaloni, M., Hautmann, F. High-energy factorization and small x heavy flavor production // Nucl. Phys. B. 1991. Т. 366. С. 135—188.
16. Collins, J.C., Ellis, R.K. Heavy quark production in very high-energy hadron collisions // Nucl. Phys. B. 1991. Т. 360. С. 3—30.

17. Andersson, B. et al. (Small- x Collaboration). Small x phenomenology: Summary and status // Eur. Phys. J. C. 2002. T. 25. C. 77–101.
18. Andersen, J. et al. (Small- x Collaboration). Small x phenomenology: Summary and status // Eur. Phys. J. C. 2004. T. 35. C. 67–98.
19. Andersen, J. et al. (Small- x Collaboration). Small x Phenomenology: Summary of the 3rd Lund Small x Workshop in 2004 // Eur. Phys. J. C. 2006. T. 48. C. 53–105.
20. Balitsky, I.I. Operator expansion for high-energy scattering // Nucl. Phys. B. 1996. T. 463. C. 99–160.
21. Kovchegov, Y.V. Small- x F_2 structure function of a nucleus including multiple Pomeron exchanges // Phys. Rev. D. 1999. T. 60. C. 034008.
22. Gyulassy, M., McLerran, L. New forms of QCD matter discovered at RHIC // Nucl. Phys. A. 2005. T. 750. C. 30–160.
23. Леонидов, А.В. Плотная глюонная материя в соударениях ядер // УФН. 2005. Т. 175. № 4. С. 345–366.
24. Blair, R.E. et al. Direct photon production at HERA, the Tevatron and the LHC // Proceedings of the workshop: HERA and the LHC workshop series on the implications of HERA for LHC physics. 2009. C. 681–698.
25. Abazov, V.M. et al. (DØ Collaboration). Measurement of the photon+b-jet production differential cross section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys. Lett. B. 2012. T. 714. C. 32.
26. Abazov, V.M. et al. (DØ Collaboration). Measurement of $\gamma+b+X$ and $\gamma+c+X$ production cross sections in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2009. T. 102. C. 192002.
27. Abazov, V.M. et al. (DØ Collaboration). Measurement of differential $\gamma+c$ -jet cross sections and the ratio of $\gamma+c$ and $\gamma+b$ cross sections in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys. Lett. B. 2013. T. 719. C. 354.
28. Aaltonen, T. et al. (CDF Collaboration). Measurement of the Cross Section for Direct-Photon Production in Association with a Heavy Quark in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2013. T. 111. C. 042003.

29. Aaltonen, T. et al. (CDF Collaboration). A study of the associated production of photons and b-quark jets in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys. Rev. D. 2010. T. 81. C. 052006.
30. Khachatryan, V. et al. (CMS Collaboration). Measurement of the Isolated Prompt Photon Production Cross Section in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2011. T. 106. C. 082001.
31. Aad, G. et al. (Atlas Collaboration). Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector // Phys. Rev. D. 2011. T. 83. C. 052005.
32. Kimber, M.A., Martin, A.D., Ryskin, M.G. Unintegrated parton distributions // Phys. Rev. D. 2001. T. 63. C. 114027.
33. Watt, G., Martin, A.D., Ryskin, M.G. Unintegrated parton distributions and inclusive jet production at HERA // Eur. Phys. J. C. 2003. T. 31. C. 73–89.
34. Jung, H. Un-integrated PDFs in CCFM // Proceedings of XII International Workshop on Deep Inelastic Scattering DIS 2004. 2004. C. 299–302.
35. Iudin, A. (for the ZEUS Collaboration). Measurement of isolated photons with and without accompanying jets at HERA // PoS. 2013. T. DIS 2013. C. 148.
36. Lipatov, A.V., Zotov, N.P. Prompt photon photoproduction at HERA in the k_T -factorization approach // Phys. Rev. D. 2005. T. 72. C. 054002.
37. Lipatov, A.V., Zotov, N.P. Study of non-collinear parton dynamics in the prompt photon photoproduction at HERA // Phys. Rev. D. 2010. T. 81. C. 094027.
38. Abe, F. et al. (CDF Collaboration). Measurement of Drell-Yan electron and muon pair differential cross sections in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. D. 1994. T. 49. C. 1–6.
39. Affolder, T. et al. (CDF Collaboration). Transverse Momentum and Total Cross Section of e^+e^- Pairs in the Z -Boson Region from $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2000. T. 84. C. 845–850.
40. Affolder, T. et al. (CDF Collaboration). Measurement of $d\sigma/dM$ and Forward-Backward Charge Asymmetry for High-Mass Drell-Yan e^+e^- Pairs from $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2001. T. 87. C. 131802.

41. Affolder, T. et al. (CDF Collaboration). Measurement of $d\sigma/dy$ for high mass Drell-Yan e^+e^- Pairs from $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. D. 2001. T. 63. C. 011101.
42. Abbott, B. et al. (DØ Collaboration). Measurement of the high mass Drell-Yan cross-section and limits on quark electron compositeness scales // Phys. Rev. Lett. 1999. T. 82. C. 4769–4774.
43. Chatrchyan, S. et al. (CMS Collaboration). Measurement of the Drell-Yan cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // JHEP. 2011. T. 1110. C. 007.
44. Lipatov, A.V., Malyshev, M.A., Zotov, N.P. Testing for k_T -factorization with inclusive prompt photon production at LHC // Phys. Lett. B. 2011. T. 699. C. 93–97.
45. Lipatov, A.V., Malyshev, M.A., Zotov, N.P. Drell-Yan lepton pair production at high energies in the k_T -factorization approach // JHEP. 2011. T. 1112. C. 117.
46. Lipatov, A.V., Malyshev, M.A., Zotov, N.P. Prompt photon and associated heavy quark production at hadron colliders with k_T -factorization // JHEP. 2012. T. 1205. C. 104.
47. Lipatov, A.V., Malyshev, M.A., Zotov, N.P. Extended study of prompt photon photoproduction at HERA with k_T -factorization // Phys. Rev. D. 2013. T. 88. C. 074001.
48. Клоуз, Ф. Кварки и партоны. Введение в теорию. — М.:Мир, 1982.
49. Хелзен, Х., Мартин, А. Кварки и лептоны: Введение в физику частиц. — М.:Мир, 1987.
50. Altarelli, G., Martinelli, G. Transverse Momentum of Jets in Electroproduction from Quantum Chromodynamics // Phys. Lett. B. 1978. T. 76. C. 89–94.
51. Cooper-Sarker, A.M. et al. Measurement of the longitudinal structure function and the small x gluon density of the proton // Z. Phys. C. 1988. T. 39. C. 281–290.
52. Prytz, K. Approximate determination of the gluon density at low- x from the F_2 scaling violations // Phys. Lett. B. 1993. T. 311. C. 286–290.
53. Prytz, K. An approximate next-to-leading order relation between the low- x F_2 scaling violations and the gluon density // Phys. Lett. B. 1994. T. 332. C. 393–397.
54. Chekanov, S. et al. (ZEUS Collaboration). Measurement of the Longitudinal Proton Structure Function at HERA // Phys. Lett. B. 2009. T. 682. C. 8–22.

55. Aaron, F.D. et al. (H1 Collaboration). Measurement of the inclusive $e^\pm p$ scattering cross section at high inelasticity y and of the structure function F_L // Eur. Phys. J. C. 2011. T. 71. C. 1579.
56. Ефремов, А.В., Радюшкин, А.В. Теоретико-полевой подход к процессам с большой передачей импульса. I. Глубоконеупругое рассеяние // ТМФ. 1980. Т. 44. № 1. С. 17—33.
57. Ефремов, А.В., Радюшкин, А.В. Теоретико-полевой подход к процессам с большой передачей импульса. II. Рождение массивных лептонных пар // ТМФ. 1980. Т. 44. № 2. С. 157—171.
58. Ефремов, А.В., Радюшкин, А.В. Теоретико-полевой подход к процессам с большой передачей импульса. III. Калибровочные теории // ТМФ. 1980. Т. 44. № 3. С. 327—341.
59. Collins, J.C., Soper, D.E., Sterman, G. Factorization of Hard Processes in QCD // Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. 1988. Т. 5. С. 1.
60. Baranov, S.P., Lipatov, A.V., Zotov, N.P. Deep inelastic prompt photon production at HERA in the k_T -factorization approach // Phys. Rev. D. 2010. Т. 81. C. 094034. Phys. Rev. D **81**, 094034 (2010).
61. Dominguez, F. et al. Universality of Unintegrated Gluon Distributions at small x // Phys. Rev. D. 2011. Т. 83. C. 105005
62. Aybat, S.M., Rogers, T.C. TMD Parton Distribution and Fragmentation Functions with QCD Evolution // Phys. Rev. D. 2011. Т. 83. C. 114042.
63. Cherednikov, I.O. Theory of transverse-momentum parton densities: Solving the puzzle of divergences // Proceedings of XL International Symposium on Multiparticle Dynamics. 2011. C. 263—268.
64. Cherednikov, I.O., Stefanis N.G. Transverse-momentum-dependent parton distributions at the edge of the lightcone // Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser. 2011. Т. 4. C. 135—145.
65. Collins, J.C. Foundations of Perturbative QCD. Cambridge University Press, 2011.
66. Zhou, G.-L. TMD-Factorization in Hadron-Hadron Collision // arxiv:1312.1594 [hep-ph]. 2013.

67. Ma, J.P., Wang, J.X., Zhao, S. TMD Factorization for Quarkonium Production at Low Transverse Momentum // Phys. Rev. D. 2013. T. 88. C. 014027.
68. Sun, P., Yuan, C.-P., Yuan, F. Heavy Quarkonium Production at Low P_t in NRQCD with Soft Gluon Resummation // Phys. Rev. D. 2013. T. 88. C. 054008.
69. Sun, P., Xiao, B.-W., Yuan, F. Gluon Distribution Functions and Higgs Boson Production at Moderate Transverse Momentum // Phys. Rev. D. 2011. T. 84. C. 094005.
70. Diana, G. High-energy resummation in direct photon production // Nucl. Phys. B. 2010. T. 824. C. 154–167.
71. Diana, G., Rojo, J., Ball, R.D. High energy resummation of direct photon production at hadronic colliders // Phys. Lett. B. 2010. T. 693. C. 430–437.
72. Marzani, S., Ball, R.D. High Energy Resummation of Drell-Yan Processes // Nucl. Phys. B. 2009. T. 814. C. 246–264.
73. Deak, M., Schwennsen, F. Z and W^\pm production associated with quark-antiquark pair in k_T -factorization at the LHC // JHEP. 2008. T. 0809. C. 035.
74. Baranov, S.P., Lipatov, A.V., Zotov, N.P. Production of electroweak gauge bosons in off-shell gluon-gluon fusion // Phys. Rev. D. 2008. T. 78. C. 014025.
75. Липатов, Л.Н. Реджезация векторного мезона и вакуумная особенность в неабелевых калибровочных теориях // ЯФ. 1976. Т. 23. № 3. С. 642–656.
76. Ermolaev, B.I., Greco, M., Troyan, S.I. New look at the QCD factorization // arxiv:1111.0556 [hep-ph]. 2011.
77. Ermolaev, B.I., Greco, M., Troyan, S.I. QCD Factorization for Forward Hadron Scattering at High Energies // Eur. Phys. J. C. 2012. T. 72. C. 1953.
78. Рыскин, М.Г., Шуваев, А.Г., Шабельский, Ю.М. Рождение чарма в адронных процессах в рамках k_T -факторизации // ЯФ. 2001. Т. 64. №1. С. 123–134.
79. Saleev, V.A., Zotov, N.P. Heavy quark photoproduction in the semihard approach at HERA and beyond // Mod. Phys. Lett. A. 1996. T. 11. C. 25–35.
80. Baranov, S.P., Smizanka, M. Semihard b quark production at high-energies versus data and other approaches // Phys. Rev. D. 2000. T. 62. C. 014012.

81. Hägler Ph. et al. Heavy quark production as sensitive test for an improved description of high-energy hadron collisions // Phys. Rev. D. 2000. T. 62. C. 071502.
82. Szczurek, A. Heavy quark production at collider energies: Some selected topics // Acta Phys. Polon. Supp. 2012. T. 5. C. 387–392.
83. Lipatov, A.V., Lonnblad, L., Zotov, N.P. Study of the linked dipole chain model in heavy quark production at the Tevatron // JHEP. 2004. T. 0401. C. 010.
84. Lipatov, A.V., Zotov, N.P. Beauty photoproduction at HERA: k_T -factorization versus experimental data // Phys. Rev. D. 2006. T. 73. C. 114018.
85. Lipatov, A.V., Zotov, N.P. Deep inelastic beauty production at HERA in the k_T -factorization approach // JHEP. 2006. T. 0608. C. 043.
86. Jung H. et al. Investigation of beauty production and parton shower effects at LHC // Phys. Rev. D. 2012. T. 85. C. 034035.
87. Gawron, A., Kwiecinski, J. Resummation effects in Higgs boson transverse momentum distribution within the framework of unintegrated parton distributions // Phys. Rev. D. 2004. T. 70. C. 014003.
88. Lipatov, A.V., Zotov, N.P. Higgs boson production at hadron colliders in the k_T -factorization approach // Eur. Phys. J. C. 2005. T. 44. C. 559–566.
89. Pasechnik, R.S., Teryaev, O.V., Szczurek, A. Scalar Higgs boson production in a fusion of two off-shell gluons // Eur. Phys. J. C. 2006. T. 47. C. 429–435.
90. Hägler Ph. et al. Direct J/ψ hadroproduction in k_{\perp} -factorization and the color octet mechanism // Phys. Rev. D. 2001. T. 63. C. 077501.
91. Lipatov, A.V., Zotov, N.P. Inelastic J/ψ production at HERA in the color singlet model with k_T -factorization // Eur. Phys. J. C. 2003. T. 27. C. 87–99.
92. Зотов, Н.П., Катков, И.И., Липатов, А.В. Исследование неупругого электророждения J/ψ -мезонов на коллайдере HERA в полужестком подходе КХД // ЯФ. 2006. Т. 69. № 12. С. 2090–2100.
93. Baranov, S.P., Lipatov, A.V., Zotov, N.P. Inclusive J/ψ photoproduction and polarization at HERA in the k_T -factorization approach // Eur. Phys. J. C. 2001. T. 71. C. 1631.

94. Baranov, S.P., Lipatov, A.V., Zotov, N.P. Prompt J/ψ photoproduction at LHC: new evidence for the k_T -factorization // Phys.Rev. D. 2012. Т. 85. С. 014034.
95. Иванов, И.П., Николаев, Н.Н., Савин, А.А. Дифракционное рождение векторных мезонов на коллайдере HERA: проверка КХД в мягкой и жесткой областях // ЭЧАЯ. 2006. Т. 37. № 1. С. 1—85.
96. Kotikov, A.V., Lipatov, A.V., Zotov, N.P. The contribution of off-shell gluons to the structure functions F_2^c and F_L^c and the unintegrated gluon distributions // Eur.Phys.J. C. 2002. Т. 26. С. 51—66.
97. Kotikov, A.V., Lipatov, A.V., Zotov, N.P. Structure function F_L : a study of experimental data at fixed W // Nucl.Phys.Proc.Suppl. 2005. Т. 146. С. 231—233.
98. Forshaw, J.R., Ross, D.A. Quantum Chromodynamics and the Pomeron. Cambridge University Press, 1997.
99. Brodsky, S.J. et al. The QCD Pomeron with Optimal Renormalization // Письма в ЖЭТФ. 1999. Т. 70. № 3. С. 161—166.
100. Brodsky, S.J. et al. High-energy QCD asymptotics of photon-photon collisions // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 76. № 5. С. 306—309.
101. Breitweg, J. et al. (ZEUS Collaboration). Forward jet production in deep inelastic scattering at HERA // Eur.Phys.J. C. 1999. Т. 6. С. 239—252.
102. Adloff, C. et al. (H1 Collaboration). Forward jet and particle production at HERA // Nucl.Phys. B. 1999. Т. 538. С. 3—22.
103. Кепка, О., Marquet, C., Royon, C. Gaps between jets in hadronic collisions // Phys.Rev. D. 2011. Т. 83. С. 034036.
104. Forshaw, J.R., Sabio Vera, A. QCD coherence and jet rates in small x deep inelastic scattering // Phys.Rev. D. 1998. Т. 440. С. 141—150.
105. Webber, B.R. Jet rates in deep inelastic scattering at small x // Phys.Rev. D. 1998. Т. 444. С. 81—85.
106. Salam, G. Soft emissions and the equivalence of BFKL and CCFM final states // JHEP. 1999. Т. 9903. С. 009.

107. Jung, H. et al. The CCFM Monte Carlo generator CASCADE version 2.2.03 // Eur.Phys. J. C. 2010. T. 70. C. 1237–1249.
108. Alexa, C. et al. (H1 Collaboration). Measurement of Charged Particle Spectra in Deep-Inelastic ep Scattering at HERA // Eur.Phys. J. C. 2013. T. 73. C. 2406.
109. Chatrchyan, S. et al. (CMS Collaboration). Study of the underlying event at forward rapidity in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9, 2.76,$ and 7 TeV // JHEP. 2013. T. 1304. C. 072.
110. Gluck, M., Reya, E., Vogt, A. Photonic parton distributions // Phys.Rev. D. 1992. T. 46. C. 1973–1979.
111. Gluck, M., Reya, E., Vogt, A. Dynamical parton distributions of the proton and small x physics // Z.Phys. C. 1995. T. 67. C. 433–448.
112. Martin, A.D. et al. Parton distributions for the LHC // Eur.Phys. J. C. 2009. T. 63. C. 189.
113. Deak, M., Jung, H., Kutak, K. Valence quarks and k_T factorisation. Proc. of XVI Int. Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Topics, London, England, April 2008.
114. Hautmann, F., Hentschinski, M., Jung, H. Forward Z -boson production and the unintegrated sea quark density // Nucl.Phys. B. 2012. T. 865. C. 54–66.
115. Hautmann, F., Hentschinski, M., Jung, H. TMD PDFs: A Monte Carlo implementation for the sea quark distribution // DESY-12-081. 2012.
116. Lipatov, A.V., Zotov, N.P. Relevance of the quark component in prompt photon and electroweak gauge boson production at high energies // J.Phys. G. 2009. T. 36. C. 125008.
117. von Weizsäcker, C.F. Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen // Z.Phys. 1934. T. 88. C. 612–625.
118. Williams, E.J. Nature of the high-energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae // Phys.Rev. 1934. T. 45. C. 729–730. Phys.Rev. **45**, 729 (1934).
119. Aurenche, P. et al. The Gluon Contents of the Nucleon Probed with Real and Virtual Photons // Phys.Rev. D. 1989. T. 39. C. 3275–3286.

120. Aaltonen, T. et al. (CDF Collaboration). Search for Anomalous Production of Events with Two Photons and Additional Energetic Objects at CDF // Phys.Rev. D. 2010. T. 82. C. 052005.
121. Abazov, V. et al. (DØ Collaboration). Search for large extra dimensions via single photon plus missing energy final states at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys.Rev.Lett. 2008. T. 101. C. 011601.
122. Aad, G. et al. (ATLAS Collaboration). Search for Dark Matter Candidates and Large Extra Dimensions in Events with a Photon and Missing Transverse Momentum in pp Collision Data at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS Detector // Phys.Rev.Lett. 2013. T. 110. C. 011802.
123. Chatrchyan, S. et al. (CMS Collaboration). Search for Dark Matter and Large Extra Dimensions in pp Collisions Yielding a Photon and Missing Transverse Energy // Phys.Rev.Lett. 2012. T. 108. C. 261803.
124. Bednyakov, B.A. et al. Searching for intrinsic charm in the proton at the LHC // EPJ Web Conf. 2013. T. 60. C. 20047.
125. Brodsky, S. et al. The Intrinsic Charm of the Proton // Phys. Lett. B. 1980. T. 93. C. 451—455.
126. Brodsky, S., Peterson, C., Sakai, N. Intrinsic Heavy Quark States // Phys. Rev. D. 1981. T. 23. C. 2745—2757.
127. Литвин, В.А., Лиходед, А.К. Непертурбативная модель внутреннего чарма и рождение чарма // ЯФ. 1999. Т. 62. № 4. С. 728—741.
128. Affolder, T. et al. (CDF Collaboration). Searches for new physics in events with a photon and b -quark jet at CDF // Phys. Rev. D. 2002. T. 65. C. 052006.
129. Darriulat, R. et al. Large transverse momentum photons from high-energy proton-proton collisions // Nucl. Phys. B. 1976. T. 110. C. 365—379.
130. Chatrchyan, S. et al. (CMS Collaboration). Measurement of the Differential Cross Section for Isolated Prompt Photon Production in pp Collisions at 7 TeV // Phys. Rev. D. 2011. T. 84. C. 052011.

131. Aad, G. et al. (ATLAS Collaboration). Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using 35 pb⁻¹ of ATLAS data // Phys. Lett. B. 2011. T. 706. C. 150–455.
132. Aad, G. et al. (ATLAS Collaboration). Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ with the ATLAS detector using 4.6 fb⁻¹ // CERN-PH-EP-2013-164. 2013.
133. Aaron, F.D. et al. (H1 Collaboration). Prompt Photons in Photoproduction at HERA // Eur. Phys. J. C. 2010. T. 66. C. 17–33.
134. Abramowicz, H. et al. (ZEUS Collaboration). Photoproduction of Isolated Photons, Inclusively and with a Jet, at HERA // DESY-13-234. 2013.
135. Catani, S. et al. Cross-section of isolated prompt photons in hadron hadron collisions // JHEP. 2002. T. 0205. C. 028.
136. Aurenche, P. et al. A New critical study of photon production in hadronic collisions // Phys. Rev. D. 2006. T. 73. C. 094007.
137. Zembrzuski, A., Krawczyk, M. Photoproduction of isolated photon and jet at the DESY HERA. // IFT-2003-27. 2003.
138. Fontannaz, M., Heinrich, G. Isolated photon + jet photoproduction as a tool to constrain the gluon distribution in the proton and the photon // Eur. Phys. J. C. 2004. T. 34. C. 191–199.
139. Stavreva, T., Owens, J. Direct photon production in association with a heavy quark at hadron colliders // Phys. Rev. D. 2009. T. 79. C. 054017.
140. Aad, G. et al. (ATLAS Collaboration). Measurement of the production cross section of an isolated photon associated with jets in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector // Phys. Rev. D. 2012. T. 85. C. 092014.
141. Abazov, V.M. et al. (DØ Collaboration). Measurement of the differential cross section of photon plus jet production in $p\bar{p}$ collisions $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys. Rev. D. 2013. T. 88. C. 072008.
142. Kimber, M.A., Martin, A.D., Ryskin, M.G. Unintegrated parton distributions and prompt photon hadroproduction // Eur. Phys. J. C. 2000. T. 12. C. 655 – 661.

143. Pietrycki, T., Szczurek, A., Direct photon production in pp and p anti-p collisions at high energies // Int. J. Mod. Phys. A. 2007. T. 22. C. 541—545.
144. Lipatov, A.V., Zotov, N.P. Prompt photon hadroproduction at high energies in the k_T -factorization approach // J. Phys. G. 2007. T. 34. C. 219.
145. Baranov, S.P., Lipatov, A.V., Zotov, N.P. Prompt photon hadroproduction at high energies in off-shell gluon-gluon fusion // Phys. Rev. D. 2008. T. 77. C. 074024.
146. Baranov, S.P., Lipatov, A.V., Zotov, N.P. Associated production of prompt photons and heavy quarks in off-shell gluon-gluon fusion // Eur. Phys. J. C. 2008. T. 56, C. 371 — 378.
147. Drell, S.D., Yan, T.M. Massive Lepton Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High-Energies // Phys. Rev. Lett. 1970. T. 25. C. 316—320.
148. Aad, G. et al. (ATLAS Collaboration). Search for high-mass resonances decaying to dilepton final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector // JHEP. 2012. T. 1211. C. 138.
149. Боос, Э.Э. и др. Поиски W' - и Z' -бозонов в моделях с большими дополнительными измерениями // ТМФ. 2012. Т. 170. № 1. С. 110—117.
150. Boos, E.E. et al. The specificity of searches for W' , Z' and γ' coming from extra dimensions // arXiv:1311.5968 [hep-ph]. 2013.
151. Christenson, J.H. et al. Observation of massive muon pairs in hadron collisions // Phys. Rev. Lett. 1970. T. 25. C. 1523—320.
152. Albert, J.J. et al. (E598 Collaboration). Experimental Observation of a Heavy Particle J // Phys. Rev. Lett. 1974. T. 33. C. 1404—1406.
153. Augustin J.E. et al. (SLAC-SP-017 Colaboration). Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation // Phys. Rev. Lett. 1974. T. 33. C. 1406—1408.
154. Chatrchyan, S. et al. (CMS Collaboration). Measurement of the Drell-Yan Cross Section in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // JHEP. 2011. T. 1110. C. 007.
155. Anderson, J. (for LHCb Collaboration). Inclusive low mass Drell-Yan production in the forward region at $\sqrt{s} = 7$ TeV // XX International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS 2012). 2013. C. 211—214.

156. Collins, J.C., Soper, D.E., Sterman, G. Does the Drell-Yan Cross-section Factorize? // Phys. Lett. B. 1982. T. 109. C. 388–392.
157. Collins, J.C., Soper, D.E., Sterman, G. All-order factorization for Drell-Yan cross sections // Phys. Lett. B. 1984. T. 134. C. 263–392.
158. Collins, J.C., Soper, D.E., Sterman, G. Factorization for Short Distance Hadron-Hadron Scattering // Nucl. Phys. B. 1985. T. 261. C. 105–142.
159. Collins, J.C., Soper, D.E., Sterman, G. Soft Gluons and Factorization // Nucl. Phys. B. 1988. T. 308. C. 833–856.
160. Altarelli, G., Ellis, R.K., Martinelli, G. Leptoproduction and Drell-Yan Processes Beyond the Leading Approximation in Chromodynamics // Nucl. Phys. B. 1978. T. 143. C. 521–856.
161. Altarelli, G., Ellis, R.K., Martinelli, G. Large Perturbative Corrections to the Drell-Yan Process in QCD // Nucl. Phys. B. 1979. T. 157. C. 461–497.
162. Kubar-Andre, J., Paige, F.E. Gluon Corrections to the Drell-Yan Model // Phys. Rev. D. 1979. T. 19. C. 221–229.
163. Matsuura, T., van der Marck, S.C., van Neerven, W.L. The Calculation of the Second Order Soft and Virtual Contributions to the Drell-Yan Cross-Section // Nucl. Phys. B. 1989. T. 319. C. 570–622.
164. Hamberg, R., van Neerven, W.L., Matsuura, T. A Complete calculation of the order α_s^2 correction to the Drell-Yan K factor // Nucl. Phys. B. 1991. T. 359. C. 343–405.
165. Melnikov, K., Petriello, F. The W boson production cross section at the LHC through $O(\alpha_s^2)$ // Phys. Rev. Lett. 2006. T. 96. C. 231803.
166. Melnikov, K., Petriello, F. Electroweak gauge boson production at hadron colliders through $O(\alpha_s^2)$ // Phys. Rev. D. 2006. T. 74. C. 114017.
167. Catani, S. et al. Vector boson production at hadron colliders: a fully exclusive QCD calculation at NNLO // Phys. Rev. Lett. 2009. T. 103. C. 082001.
168. Catani, S., Ferrera, G., Grazzini, M. W Boson Production at Hadron Colliders: The Lepton Charge Asymmetry in NNLO QCD // JHEP. 2010. T. 1005. C. 006.

169. Collins, J.C., Soper, D.E., Sterman, G. Transverse Momentum Distribution in Drell-Yan Pair and W and Z Boson Production // Nucl.Phys. B. 1985. T. 250. C. 199–224.
170. Collins, J.C., Soper, D.E. Back-To-Back Jets in QCD // Nucl.Phys. B. 1981. T. 193. C. 381–443.
171. Davies, C., Webber, B., Stirling, W.J. Drell-Yan Cross-Sections at Small Transverse Momentum // Nucl.Phys. B. 1985. T. 256. C. 413–433.
172. Davies, C., Stirling, W.J. Nonleading Corrections to the Drell-Yan Cross-Section at Small Transverse Momentum // Nucl.Phys. B. 1984. T. 244. C. 337–348.
173. Altarelli, G. et al. Vector Boson Production at Colliders: A Theoretical Reappraisal // Nucl.Phys. B. 1984. T. 246. C. 12–44.
174. Arnold, P.B., Kauffman, R. W and Z production at next-to-leading order: From large q_t to small // Nucl.Phys. B. 1991. T. 349. C. 381–413.
175. Ladinsky, G.A., Yuan, C.P. The Nonperturbative regime in QCD resummation for gauge boson production at hadron colliders // Phys.Rev. D. 1994. T. 50. C. 4239–4243.
176. Ellis, R.K., Veseli, S. W and Z transverse momentum distributions: Resummation in q_T space // Nucl.Phys. B. 1998. T. 511. C. 649–669.
177. Balazs, C., Yuan, C.P. Soft gluon effects on lepton pairs at hadron colliders // Phys.Rev. D. 1997. T. 56. C. 5558–5583.
178. Kulesza, A., Stirling, W.J. Sudakov logarithm resummation in transverse momentum space for electroweak boson production at hadron colliders // Nucl.Phys. B. 1999. T. 599. C. 279–305.
179. Szczurek, A., Slipek, G. Parton transverse momenta and Drell-Yan dilepton production // Phys.Rev. D. 2008. T. 78. C. 114007.
180. Kuipers, J. et al. FORM version 4.0 // Comput.Phys.Commun. 2013. T. 184. C. 1453–1467.
181. Berger, E.L., Braaten, E., Field, R.D. Large p_T Production of Single and Double Photons in Proton Proton and Pion-Proton Collisions// Nucl.Phys. B. 1984. T. 239. C. 52–92.

182. Lipatov, A.V. Isolated prompt photon pair production at hadron colliders with k_T -factorization // JHEP. 2013. T. 1302. C. 009.
183. Affolder, T. et al. (CDF Collaboration). Cross section and heavy quark composition of $\gamma + \mu$ events produced in $p\bar{p}$ collisions // Phys. Rev. D. 2002. T. 65. C. 012003.
184. Abe, F. et al. (CDF Collaboration). Measurement of the associated $\gamma + \mu^\pm$ production cross section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. D. 1999. T. 60. C. 092003.
185. Watt, G. Martin, A.D., Ryskin, M.G. Unintegrated parton distributions and electroweak boson production at hadron colliders // Phys. Rev. D. 2004. T. 70. C. 014012.