

Анализ дифференциальных инклюзивных сечений рождения прямых изолированных фотонов в pp -столкновениях на детекторе ATLAS

С. К. Клушин,^{*} Л. Н. Смирнова[†]

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра общей ядерной физики. Россия,
119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

(Поступила в редакцию 10.04.2025; подписана в печать 12.04.2026)

Цель работы — исследование инклюзивных дифференциальных спектров рождения прямых изолированных фотонов в pp -столкновениях на детекторе ATLAS при энергиях соударений в системе центра масс $\sqrt{s} = 8$ и 13 ТэВ. Для анализа использованы опубликованные данные эксперимента ATLAS, размещённые в базе HEPData, и пакет обработки данных ROOT. Спектры дифференциальных сечений аппроксимируются степенной функцией, приведены параметры аппроксимации. Выполнен сравнительный анализ процессов совместного рождения прямых фотонов и Z -бозонов в ассоциации с адронными струями ($\gamma + \text{jets}$ и $Z + \text{jets}$) при энергии pp -соударений $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Полученные значения степенных показателей спектров и соотношение дифференциальных сечений Z -бозонов и прямых фотонов при высоких поперечных импульсах подтверждают предсказания квантовой хромодинамики и электрослабого сектора Стандартной модели.

PACS: 12.38.Qk; 13.85.Qk; 14.70.Bh

УДК: 539.12

Ключевые слова: прямые изолированные фотоны, протон-протонные столкновения, эксперимент ATLAS, Большой адронный коллайдер, пертурбативная квантовая хромодинамика, рождение фотонов и Z -бозонов в ассоциации со струями.

ВВЕДЕНИЕ

Рождение прямых фотонов с большими поперечными импульсами в протон-протонных взаимодействиях является одним из наиболее эффективных инструментов проверки предсказаний пертурбативной квантовой хромодинамики (пКХД). Прямыми называются фотоны, которые не являются продуктами распада адронов. Процесс их образования включает два основных механизма:

- прямое рождение, когда фотон возникает непосредственно в жестком акте взаимодействия партонов;
- фрагментационное рождение, обусловленное фрагментацией партона с высоким поперечным импульсом.

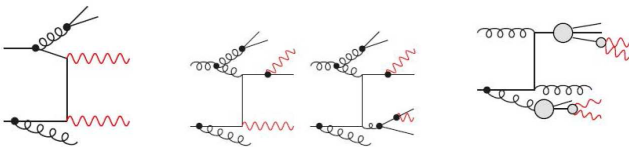


Рис. 1. прямое рождение фотонов (слева); фрагментационное рождение фотонов (по центру); рождение фотонов в результате распада резонансов (справа) [1]

Эксперимент ATLAS провёл измерения прямых изолированных фотонов в pp -столкновениях при энергиях в системе центра масс (\sqrt{s}) от 7 до 13 ТэВ [2–4]

В условиях работы Большого адронного коллайдера доминирующий вклад в сечение рождения прямых фотонов дает процесс кварк-глюонного комптоновского рассеяния $qg \rightarrow q\gamma$ (прямое рождение) [4, 5]. Эти измерения крайне чувствительными к глюонной плотности в протоне, позволяя уточнять функции распределения партонов в широком диапазоне переданных импульсов [4, 6].

В ведущем порядке квантовой хромодинамики (КХД) разделение на прямое и фрагментационное рождение четко определено, в более высоких порядках (NLO и выше) такое разделение теряет строгий наблюдаемый смысл [7]. Экспериментальное изучение этих процессов осложняется наличием значительного фона от распадов нейтральных адронов (π^0 , η). Для подавления этого фона и уменьшения вклада плохо поддающегося расчету фрагментационного механизма используется критерий изоляции E_T^{iso} . Он накладывает ограничение на суммарную поперечную энергию частиц в конусе вокруг фотона; в частности, в современных анализах используется динамический порог вида

$$E_T^{\text{iso}} < 4.2 \cdot 10^{-3} \cdot E_T^\gamma + 4.8 \text{ ГэВ}, \quad (1)$$

где E_T^γ — поперечная энергия фотона [3].

Особый теоретический и практический интерес представляет проверка масштабной инвариантности (скейлинга) дифференциальных сечений по поперечному импульсу (p_T) при разных энергиях столкновения протонов. Использование безразмерной переменной

$$x_T = \frac{2p_T}{\sqrt{s}} \quad (2)$$

* klushin.sk20@physics.msu.ru

† lns@physics.msu.ru

позволяет сопоставлять данные, полученные при различных энергиях центра масс, и судить о фундаментальных свойствах взаимодействия партонов.

При высоких энергиях pp-соударений наблюдается подобие процессов рождения прямых фотонов и Z -бозонов в ассоциации со струями ($Z + \text{jets}$ и $\gamma + \text{jets}$). Сравнение дифференциальных сечений прямых фотонов и Z -бозонов в этих процессах в области больших поперечных импульсов является критически важным для проверки электрослабого сектора Стандартной модели [8].

Целью настоящей работы является сравнение инклюзивных дифференциальных спектров рождения прямых фотонов, полученных в эксперименте ATLAS при энергиях в системе центра масс протон-протонных соударений 8 [3] и 13 ТэВ [4]; проверка явления масштабной инвариантности спектров; сравнение спектров рождения прямых фотонов и Z -бозонов в ассоциации со струями [7, 9]. Проведенные исследования служат проверкой современных теоретических моделей.

1. МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ И ОТБОРА

1.1. Детектор ATLAS [10]

Детектор ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) представляет собой многоцелевую установку с цилиндрической геометрией и осевой симметрией, предназначенную для регистрации продуктов столкновений протонов на Большом адронном коллайдере. В эксперименте используется правая система координат, начало которой находится в номинальной точке взаимодействия, ось z направлена вдоль пучка, ось x — к центру ускорительного кольца, а ось y — вертикально вверх.

Внутренний детектор ATLAS погружен в аксиальное магнитное поле напряжением 2 Тл, которое создается тонким сверхпроводящим соленоидом. Эта система обеспечивает реконструкцию треков заряженных частиц в диапазоне псевдобыстрот $|\eta| < 2.5$. В состав внутреннего детектора входят высокогранулярный кремниевый пиксельный детектор, кремниевый микростриповый детектор и трековый детектор переходного излучения.

Система калориметров детектора ATLAS обеспечивает практически полное покрытие по телесному углу в диапазоне псевдобыстроты $|\eta| < 4.9$. Электромагнитная калориметрия реализована на основе высокогранулярных детекторов со свинцовым поглотителем и активной средой из жидкого аргона. В центральной области $|\eta| < 2.5$ электромагнитный калориметр разделен на три слоя по глубине для прецизионного измерения профиля ливней, а тонкий LAr-пресемплер в области $|\eta| < 1.8$ служит для коррекции потерь энергии в материале перед калориметрами. Адронная калориметрия обеспечивается тайл-калориметром со стальным поглотителем и сцинтилляционными плитками в центральной части ($|\eta| < 1.7$), а также двумя торцевыми жид-

коаргоновыми калориметрами с медным поглотителем в области $1.5 < |\eta| < 3.2$. Область покрытия расширяется до значений псевдобыстроты $|\eta| = 4.9$ с помощью передних калориметров, оптимизированных для электромагнитных и адронных измерений.

Мюонный спектрометр ATLAS окружает калориметры и использует магнитное поле, создаваемое тремя большими сверхпроводящими тороидальными магнитами с воздушным зазором. Система включает прецизионные трековые камеры для измерения импульса мюонов в диапазоне псевдобыстрот $|\eta| < 2.7$ и быстрые детекторы для триггерной системы в диапазоне $|\eta| < 2.4$.

Для отбора физических событий используется двухступенчатая система триггера. Аппаратный триггер первого уровня (L1) использует данные калориметров и мюонных камер для снижения частоты событий с 40 МГц до примерно 100 кГц. Программный триггер высокого уровня (HLT) анализирует полную информацию детектора, обеспечивая запись отобранных событий на диск с частотой около 1 кГц. Мониторинг светимости осуществляется с помощью детектора LUCID-2, расположенного на расстоянии ± 17 м от точки взаимодействия. Эти характеристики позволили ATLAS собрать данные сеанса Run 2 с интегральной светимостью 140 fb^{-1} при энергии 13 ТэВ.

1.2. Отбор событий

Данные для исследования взяты с портала Hepdata — базы данных физики высоких энергий, содержащей опубликованные результаты измерений [11].

Критерии отбора объектов (фотонов, лептонов и струй) в настоящей работе зависят от измеряемого процесса и энергии столкновений, однако они сохраняют общую методическую преемственность в рамках эксперимента ATLAS.

Ниже приведен подробный разбор критериев для каждого объекта.

Инклюзивные изолированные фотоны при $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$ [4]

Основные критерии направлены на выделение прямых фотонов и подавление фона от адронных распадов.

Энергия: поперечная энергия фотонов $E_T^\gamma > 125 \text{ ГэВ}$.
Геометрия: псевдобыстрота фотонов $|\eta^\gamma| < 2.37$, исключая переходную область калориметра $1.37 < |\eta^\gamma| < 1.56$.

Идентификация: критерий «Tight» (жесткий), основанный на форме электромагнитного ливня в калориметре.

Изоляция: энергия в конусе $\Delta R = 0.4$ не должна превышать пороговое значение $E_T^{\text{iso}} < 4.2 \times 10^{-3} \cdot E_T^\gamma + 4.8 \text{ ГэВ}$ (1).

Отбор событий: если в событии несколько фотонов, выбирается ведущий (с наибольшим E_T^γ).

Инклюзивные изолированные фотоны при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ [3]

Критерии схожи с анализом при 13 ТэВ, но охватывают более низкую область импульсов.

Энергия: расширенный диапазон поперечных энергий фотона $25 < E_T^\gamma < 1500$ ГэВ.

Геометрия: псевдобыстрота фотонов $|\eta^\gamma| < 2.37$, исключая переходную область калориметра $1.37 < |\eta^\gamma| < 1.56$.

Идентификация: критерий «Tight» (жесткий), использование девяти переменных формы ливня для подавления фона от мезонов π^0 и η .

Изоляция: поперечная энергия в конусе $\Delta R = 0.4$ вокруг фотона не должна превышать пороговое значение $E_T^{\text{iso}} < 4.2 \times 10^{-3} \cdot E_T^\gamma + 4.8$ ГэВ (1).

Отбор событий: если в событии несколько фотонов, выбирается ведущий (с наибольшим E_T^γ).

Z-бозон в ассоциации со струями при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ [9]

Здесь критерии отбора разделены на лептонный сектор (для реконструкции Z) и адронный (для струй).

Z-бозон (распад через лептоны)

Тип распада: два лептона одного аромата и противоположного заряда (e^+e^- или $\mu^+\mu^-$).

Импульс: поперечный импульс лептона $p_T^\ell \geq 25$ ГэВ.

Геометрия: псевдобыстрота лептонов $|\eta_\ell| < 2.5$ (для электронов исключается область $1.37 < |\eta| < 1.52$).

Масса: инвариантная масса пары лептонов $71 \leq m_{\ell\ell} \leq 111$ ГэВ.

Струи

Алгоритм выделения: anti- k_t с радиусом $R = 0.4$.

Импульс: поперечный импульс струи $p_T^j \geq 100$ ГэВ.

Быстрота струи: $|y^j| < 2.5$.

Удаление перекрытий: лептоны не должны находиться ближе $\Delta R = 0.4$ к струям.

Изолированные фотоны в ассоциации со струями при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ [7]

Этот анализ объединяет требования к фотонам и струям, а также вводит топологические ограничения для изучения динамики рассеяния.

Фотоны

Энергия: поперечная энергия фотона $E_T^\gamma > 125$ ГэВ.

Геометрия: псевдобыстрота фотона $|\eta^\gamma| < 2.37$ (без переходной области $1.37 < |\eta^\gamma| < 1.56$).

Изоляция: энергия в конусе $\Delta R = 0.4$ вокруг фотона не должна превышать пороговое значение $E_T^{\text{iso}} < 4.2 \times 10^{-3} \cdot E_T^\gamma + 4.8$ ГэВ (1).

Струи

Алгоритм выделения: anti- k_t с радиусом $R = 0.4$.

Импульс: поперечный импульс струи $p_T^j > 60$ ГэВ.

Быстрота струи: $|y^j| < 2.37$.

2. АНАЛИЗ

Для исследования дифференциальных инклюзивных сечений рождения прямых изолированных фотонов использовались опубликованные экспериментальные данные детектора ATLAS, полученные из портала HEPData [11]. Обработка данных, построение спектров и их последующая аппроксимация выполнялись с использованием пакета объектно-ориентированных программ ROOT.

2.1. Анализ прямых изолированных фотонов при энергиях pp-соударений 8 и 13 ТэВ

Исследование прямых изолированных фотонов проводилось для двух энергий протон-протонных столкновений — 8 ТэВ [3] и 13 ТэВ [4] — в четырех интервалах псевдобыстрот: $|\eta| < 0.6$; $0.6 < |\eta| < 1.37$; $1.56 < |\eta| < 1.81$; $1.81 < |\eta| < 2.37$.

Центральная задача анализа — выполнение аппроксимации дифференциальных сечений в ограниченном диапазоне p_T степенной функцией вида:

$$\frac{d\sigma}{dp_T} = A \cdot p_T^B, \quad (3)$$

где B — показатель степени, определяющий наклон спектра. Использование степенной функции (3) для аппроксимации спектров прямых изолированных фотонов обосновано пертурбативной КХД: при больших поперечных импульсах (более нескольких ГэВ/с) спектры дифференциального сечения пропорциональны $1/p_T^n$, которая справедлива для кварк-кваркового рассеяния ($qq \rightarrow qq$) [12]. В рамках модели жесткого партонного рассеяния инвариантное сечение элементарных процессов в низшем порядке теории возмущений ведет себя в предельном случае как $1/p_T^4$ [13]. Зависимость структурных функций от масштаба переданных импульсов и бегущей константы связи α_s позволяют провести расчёты дифференциальных сечений с помощью генераторов. Реальные значения B (показатели степени) находятся в диапазоне от -4.5 до -5.5 для струй и от -7 до -8 для адронов для условий БАК [13]. Прямые фотоны являются «чистыми» пробами таких процессов, так как они менее чувствительны к эффектам адронизации. Степенная форма аппроксимации позволяет качественно проверить явление масштабной инвариантности (скейлинга). Аппроксимация спектров проводится по двум переменным.

На рис. 2 представлены спектры дифференциальных сечений рождения прямых изолированных фотонов в протон-протонных столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 13$ ТэВ (красные квадраты) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (синие треугольники) в разных диапазонах псевдобыстрот. В нижней части рисунка показаны сами спектры, тогда как в верхней части чёрными окружностями изображено отношение дифференциальных сечений

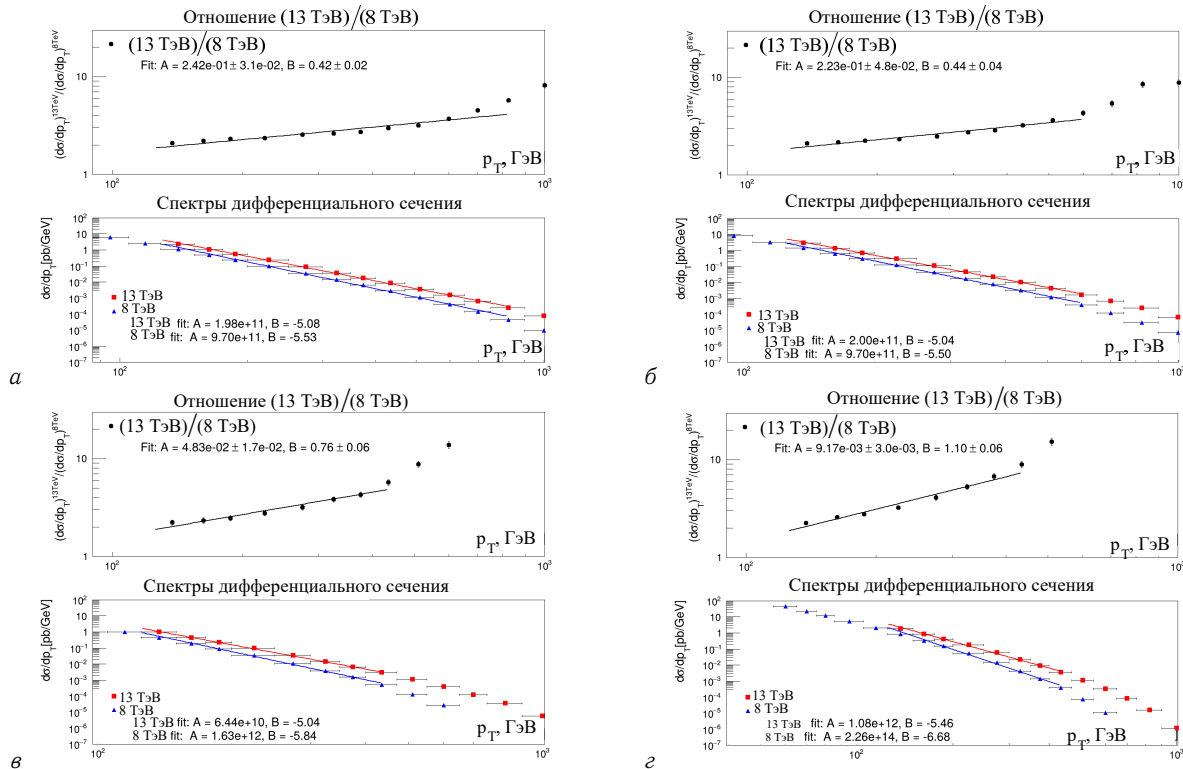


Рис. 2. В нижнем окне спектры дифференциального сечения прямых изолированных фотонов при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (синим) и $\sqrt{s} = 13$ ТэВ (красным) в зависимости от p_T , а также соответствующие линии аппроксимации. В верхнем окне отношение спектров дифференциальных сечений 13 ТэВ к 8 ТэВ (чёрным) и соответствующая линия аппроксимации. Данные приведены для различных областей псевдобыстрот: $a - |\eta| < 0.6$; $б - 0.6 < |\eta| < 1.37$; $в - 1.56 < |\eta| < 1.81$; $г - 1.81 < |\eta| < 2.37$

при энергиях столкновений протонов 13 ТэВ к соответствующим данным при 8 ТэВ.

Для обоих наборов данных была выполнена аппроксимация степенной функцией в едином диапазоне поперечных импульсов, выбранном таким образом, чтобы обеспечить сопоставимость результатов при различных энергиях столкновений. Аппроксимации показаны сплошными линиями: красной — для данных при 13 ТэВ и синей — для данных при 8 ТэВ. Кроме того, спектр отношения также был аппроксимирован степенной функцией (чёрным), что позволяет количественно охарактеризовать различие форм спектров при разных энергиях столкновений.

Установлено, что показатели степени для 8 ТэВ больше по модулю, чем для 13 ТэВ. В тоже время показатель отношения спектров в пределах погрешности согласуется с разницей показателей для 13 и 8 ТэВ. Из всего этого следует, что с ростом энергии соударения протонов спектр становится более пологим, и в данных координатах масштабная инвариантность (скейлинг) не наблюдается.

Результаты аппроксимации, включая значения показателя степени B , приведены в Таб. 1 для различных диапазонов псевдобыстроты.

На рис. 3 представлены те же спектры дифференциальных сечений рождения прямых изолированных фото-

тонов при энергиях $\sqrt{s} = 13$ ТэВ (красные квадраты) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (синие треугольники), однако аппроксимация выполнена в терминах безразмерной скейлинговой переменной x_T (2).

Использование переменной x_T приводит к смещению соответствующего диапазона аппроксимации по поперечному импульсу p_T для различных энергий столкновений, что позволяет исследовать проявления масштабной инвариантности спектров. Аппроксимация данных при 8 и 13 ТэВ проведена в едином диапазоне x_T , результаты изображены сплошными линиями синего и красного цветов соответственно.

Значения показателей степени B для 8 и 13 ТэВ совпадают в пределах погрешности во всех интервалах псевдобыстрот. Это может указывать на присутствие масштабной инвариантности в исследуемых процессах в указанном диапазоне переменных. Значения показателя степени аппроксимации в единых диапазонах x_T , приведены в Таб. 2.

2.2. Анализ рождения прямых изолированных фотонов в ассоциации со струями и Z-бозонов в ассоциации со струями при энергии pp-соударений 13 ТэВ

Проведено сравнение спектров рождения прямых изолированных фотонов в ассоциации со струями (ин-

Таблица 1. Показатели степени функции аппроксимации спектров прямых изолированных фотонов при разной энергии центра масс в различных областях псевдобыстрот в одинаковых областях поперечных импульсов p_T .

| Интервал $ \eta $ | B (8 ТэВ) | B (13 ТэВ) | B (13/8) | Интервал по p_T (ГэВ) |
|------------------------|------------------|------------------|-------------------|-------------------------|
| $ \eta < 0.6$ | -5.53 ± 0.28 | -5.08 ± 0.24 | 0.335 ± 0.024 | $125 < p_T < 825$ |
| $0.6 < \eta < 1.37$ | -5.9 ± 0.3 | -5.3 ± 0.2 | 0.55 ± 0.03 | $125 < p_T < 695$ |
| $1.56 < \eta < 1.81$ | -6.1 ± 0.4 | -5.1 ± 0.3 | 0.99 ± 0.05 | $125 < p_T < 505$ |
| $1.81 < \eta < 2.37$ | -6.7 ± 0.6 | -5.5 ± 0.4 | 1.02 ± 0.07 | $125 < p_T < 435$ |

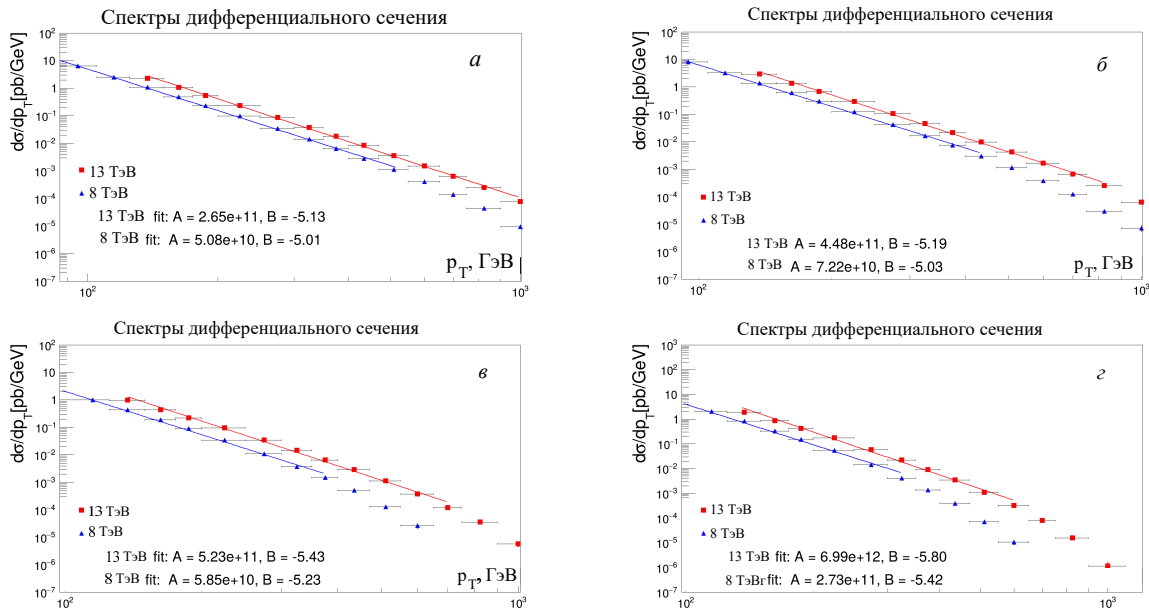


Рис. 3. Спектры дифференциального сечения прямых изолированных фотонов при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (синим) и $\sqrt{s} = 13$ ТэВ (красным) от безразмерной переменной x_T , и соответствующие линии аппроксимации. Данные приведены для различных областей псевдобыстрот: а — $|\eta| < 0.6$; б — $0.6 < |\eta| < 1.37$; в — $1.56 < |\eta| < 1.81$; г — $1.81 < |\eta| < 2.37$

тегральное сечение $\sigma_{\text{int}} = 300 \pm 10$ (сист.) ± 6 (стат.) пб [7] и Z -бозонов в ассоциации со струями (интегральное сечение $\sigma_{\text{int}} = 13.90 \pm 0.47$ (сист.) ± 0.01 (стат.) пб [9] при энергии столкновения протонов 13 ТэВ. Оба объекта являются «бесцветными» пробами жесткого взаимодействия партонов. С точки зрения квантовой хромодинамики (КХД), прямой фотон и Z -бозон при высоких энергиях могут вести себя схожим образом, так как их рождение в ассоциации со струями определяется схожими диаграммами Фейнмана [8, 9]. В отличие от струй, электрослабые бозоны менее чувствительны к эффектам адронизации, что позволяет напрямую исследовать динамику партонных столкновений.

Это дает уникальную возможность калибровки функций распределения партонов. Рождение фотонов при энергиях БАК доминируется процессом кварк-глюонного комптоновского рассеяния ($qg \rightarrow q\gamma$), что делает этот канал чрезвычайно чувствительным к глюонной плотности протона. В то же время рождение Z -бозонов через процесс Дрелла — Яна дает информацию о распределении u - и d -кварков в протоне

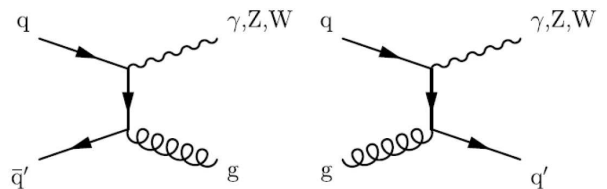


Рис. 4. Диаграммы NLO рождения одиночных векторных бозонов и одной глюонной (слева) / кварковой (справа) струей [8]

[8]. Совместный анализ процессов рождения фотонов и Z -бозонов позволяет существенно снизить теоретические неопределенности функции распределения партонов [6, 7].

Предполагается, что при больших значениях поперечного импульса, значительно превышающих массу Z -бозона, различия между фотоном и Z -бозоном, связанные с массой и кинематикой, становятся несуще-

Таблица 2. Показатели степени функции аппроксимации спектров прямых изолированных фотонов при разной энергии центра масс в различных областях псевдобыстрот в одинаковых областях x_T .

| Интервал $ \eta $ | B (8 ТэВ) | B (13 ТэВ) | Интервал по x_T |
|------------------------|------------------|------------------|----------------------|
| $ \eta < 0.6$ | -5.01 ± 0.19 | -5.13 ± 0.23 | $0.018 < x_T < 0.13$ |
| $0.6 < \eta < 1.37$ | -5.3 ± 0.2 | -5.4 ± 0.2 | $0.018 < x_T < 0.11$ |
| $1.56 < \eta < 1.81$ | -5.5 ± 0.3 | -5.8 ± 0.3 | $0.018 < x_T < 0.09$ |
| $1.81 < \eta < 2.37$ | -5.4 ± 0.4 | -5.8 ± 0.4 | $0.018 < x_T < 0.08$ |

ственными. В этом режиме отношение сечений процессов $\gamma + \text{jet}$ и $Z + \text{jet}$ должно определяться, в основном, электрослабыми константами связи и слабо зависеть от энергии, что отражает их происхождение как компонент единого электрослабого поля [8].

На рис. 5 представлены спектры дифференциальных сечений рождения Z -бозона в ассоциации со струей (красные квадраты) и прямого изолированного фотона в ассоциации со струей (синие треугольники) в протон-протонных столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. В верхней части рисунка приведён результат отношения дифференциальных сечений процессов $Z + \text{jets}$ к $\gamma + \text{jets}$ (чёрные квадраты). Отношение построено в области перекрывающихся значений поперечного импульса, что обеспечивает корректное сопоставление экспериментальных данных.

Спектры дифференциальных сечений по поперечным импульсам Z -бозонов и фотонов были аппроксимированы степенной функцией (3). Аппроксимации показаны на рисунке сплошными линиями: красной — для процесса $Z + \text{jets}$, синей — для процесса $\gamma + \text{jets}$ и чёрной штрихпунктирной — для отношения спектров.

Результаты дали следующие значения показателей степени B :

- Для $Z + \text{jet}$: $B = -4.81 \pm 0.20$.
- Для $\gamma + \text{jet}$: $B = -5.34 \pm 0.29$.
- Для $(Z + \text{jet})/(\gamma + \text{jet})$: $B = 0.37 \pm 0.04$.

Значения параметра B для спектров фотонов и Z -бозонов в диапазоне значений поперечных импульсов 100–500 ГэВ различаются на уровне двух стандартных отклонений, что подтверждает поведение отношения этих спектров.

В области p_T выше 500 ГэВ характер сечений меняется и отношение сечений тоже. Анализ отношения сечений $Z + \text{jet}/\gamma + \text{jet}$ выявил, что в области высоких поперечных импульсов (порядка 500 ГэВ) данное отношение выходит на постоянную величину, что и предсказывает теория. Полученные на данных ATLAS результаты демонстрируют согласие с аналогичными измерениями отношения сечений $Z + \text{jet}/\gamma + \text{jet}$ коллаборации CMS [8], что подтверждает универсальность наблюдаемых закономерностей для процессов электрослабого взаимодействия на БАК.

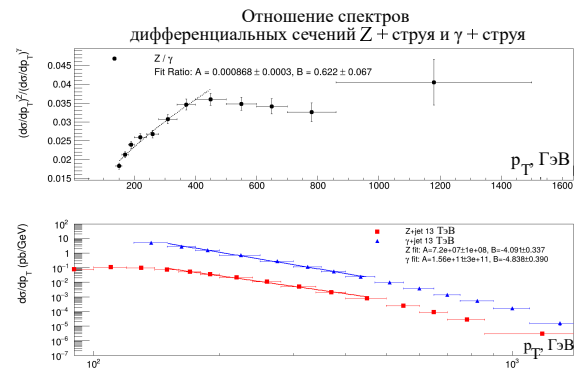


Рис. 5. В нижнем окне спектры дифференциального сечения рождения Z -бозона в ассоциации со струями (красный график) и прямых фотонов в ассоциации со струями (синий график), полученный на детекторе ATLAS при ЭЦМ $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Верхнее окно показывает результат отношения спектров дифференциальных сечений $Z + \text{струя}$ и $\gamma + \text{струя}$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Дифференциальные сечения по поперечному импульсу $d\sigma/dp_T$ прямых изолированных фотонов были построены в нескольких областях псевдобыстроты $|\eta|$. Полученные спектры имеют характерное степенное убывание в диапазоне поперечных импульсов фотона, что согласуется с ожиданиями пертурбативной квантовой хромодинамики для жёстких партонных процессов.

Для количественного описания формы спектров использована аппроксимация степенной функцией (3). Полученные значения показателя степени B лежат в диапазоне от -5 до -6 в зависимости от энергии столкновений и области псевдобыстроты. При этом для энергии 13 ТэВ спектры оказываются более пологими по сравнению с результатами при 8 ТэВ.

Анализ спектров прямых фотонов по безразмерной переменной x_T (2) продемонстрировал приближённое совпадение формы при энергиях 8 и 13 ТэВ. Это указывает на проявление масштабной инвариантности, ожидаемое в рамках пертурбативной КХД для процессов жёсткого рассеяния.

В работе проведено сравнение дифференциальных сечений процессов рождения изолированного фотона в ассоциации со струей ($\gamma + \text{jets}$) и рождения Z -

бозона в ассоциации со струей ($Z + \text{jets}$) при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ.

Отношение дифференциальных сечений Z -бозона в ассоциации со струей к прямому фотону в ассоциации со струей построено в области поперечных импульсов от 120 до 1200 ГэВ. Найденное отношение демонстрирует слабую зависимость от p_T и стремится к почти постоянному значению при поперечных импульсах, превышающих значение 500 ГэВ. Такое поведение согласуется с результатами эксперимента CMS и ожиданиями Стандартной модели, согласно которым

при $p_T \gg m_Z$ различия между спектрами γ и Z обусловлены в основном константами электрослабого взаимодействия и становятся слабо зависящими от энергии.

Таким образом, результаты анализа показывают, что спектры дифференциальных сечений для процессов $\gamma + \text{jet}$ и $Z + \text{jet}$ при высоких энергиях подчиняются общим закономерностям пертурбативной КХД, а их отношение демонстрирует поведение, согласующееся с электрослабой теорией и экспериментальными наблюдениями на БАК.

-
- [1] The ATLAS Collaboration. // JHEP **11** 169 (2021).
 [2] The ATLAS Collaboration. // Phys.Rev.D **83** 052005 (2011).
 [3] The ATLAS Collaboration. // JHEP **06** 005 (2016).
 [4] The ATLAS Collaboration. // JHEP **10** 203 (2019).
 [5] The ALICE Collaboration. // Eur. Phys. J. C. **85**. 553(2025).
 [6] The ATLAS Collaboration. // Physics Reports **1116** 57 (2025).
 [7] The ATLAS Collaboration. // Phys. Lett. B **780** 578 (2018).
 [8] The CMS Collaboration. // Physics Reports **1115** 3(2025).
 [9] The ATLAS Collaboration. // JHEP **06** 080 (2023).
 [10] The ATLAS Collaboration. // JINST **3** S08003 (2008).
 [11] HEPData database. <https://www.hepdata.net>
 [12] Wong C.-Y., Wilk G. // Phys. Rev. D **87** 114007 (2013).
 [13] Wong C.-Y., Wilk G. // Phys. Rev. D **87** 11400 (2013).

Analysis of inclusive differential cross sections of prompt isolated photon production in proton–proton collisions at the ATLAS detector

S. K. Klushin^a, L. N. Smirnova^b

Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University
 Moscow 119991, Russia

E-mail: ^aklushin.sk20@physics.msu.ru, ^blns@physics.msu.ru

The aim of this work is to study inclusive differential spectra of prompt isolated photon production in proton–proton collisions measured with the ATLAS detector at center-of-mass energies of 8 and 13 TeV. The analysis is based on published ATLAS experimental data available in the HEPData repository and processed using the ROOT software framework. The differential cross-section spectra are approximated by a power-law function, and the corresponding fit parameters are presented. A comparative analysis of associated production of prompt photons and Z bosons with hadronic jets ($\gamma + \text{jets}$ and $Z + \text{jets}$) at a center-of-mass energy of 13 TeV is performed. The obtained values of the power-law exponents and the ratio of differential cross sections for Z bosons and prompt photons at high transverse momenta are in agreement with the predictions of quantum chromodynamics and the Standard Model of electroweak interactions.

PACS: 12.38.Qk; 13.85.Qk; 14.70.Bh.

Keywords: prompt isolated photons; proton–proton collisions; ATLAS experiment; LHC; perturbative QCD; photon–jets and Z –jets production.

Received 10 April 2026.

Сведения об авторах

1. Сергей Константинович Клушин — студент; e-mail: klushin.sk20@physics.msu.ru.
2. Лидия Николаевна Смирнова — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: +7 (495) 932-89-72, e-mail: lns@physics.msu.ru.