

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
ИМ. В. И. ВЕКслЕРА И А. М. БАЛДИНА

На правах рукописи



Крышень Евгений Леонидович

**Фоторождение векторных мезонов
в ультрапериферических столкновениях
на Большом Адронном Коллайдере**

Специальность: 1.3.15 – физика атомного ядра и элементарных частиц,
физика высоких энергий

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна – 2024

Работа выполнена в *Петербургском институте ядерной физики им. Б. П. Константинова Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”*.

Официальные оппоненты: Ледницки Рихард

доктор физико-математических наук, Объединенный институт ядерных исследований, главный научный сотрудник

Лохтин Игорь Петрович

доктор физико-математических наук, профессор РАН, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, ведущий научный сотрудник

Полухина Наталья Геннадьевна

доктор физико-математических наук, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, высококвалифицированный главный научный сотрудник

С электронной версией диссертации можно ознакомиться на официальном сайте Объединенного института ядерных исследований в информационно-телекоммуникационной сети «Интернет» по адресу:

<https://dissertations.jinr.ru/ru/Councils/ParticlePhysicsCouncil>

С печатной версией диссертации можно ознакомиться в Научно-технической библиотеке ОИЯИ (г. Дубна, Московская область, ул. Жолио-Кюри, д. 6).

Ученый секретарь диссертационного совета,
кандидат физико-математических наук

В. А. Арефьев

Общая характеристика работы

Актуальность работы

Калибровочная теория сильных взаимодействий, квантовая хромодинамика (КХД), успешно описывает динамику кварков и глюонов и является одной из ключевых составляющих Стандартной модели. Расчеты в пертурбативной КХД, описывающие взаимодействия при больших переданных импульсах и малых расстояниях, прекрасно согласуются с экспериментальными данными. Но на больших расстояниях, соответствующих малым переданным импульсам, теория возмущений в КХД становится неприменимой. Многие процессы в этом непертурбативном режиме по-прежнему далеки от полного понимания. Одним из ключевых вопросов в непертурбативной КХД является структура нуклонов и ядер, которая обычно изучается в терминах партонных функций распределения, описывающих плотность вероятности нахождения партона с определенной долей продольного импульса x нуклона при масштабе разрешения μ^2 . Партонные функции распределения определяются из экспериментальных данных, в основном из экспериментов по глубоко неупругому рассеянию [1]. Благодаря факторизации, то есть тому факту, что интерференционные эффекты между процессами на больших и малых расстояниях являются пренебрежимо малыми, партонные функции, определенные в экспериментах по глубоко неупругому рассеянию, оказываются универсальными и активно используются для расчета сечений жестких процессов.

Одной из ключевых особенностей поведения функции распределения глюонов, измеренных в экспериментах по глубоко неупругому рассеянию, является быстрый степенной рост с уменьшением значений x . Однако, ожидается, что при достаточно малых x нелинейные эффекты, связанные с рекомбинацией глюонов при больших плотностях, приведут к “насыщению” глюонной функции распределения [2]. Тем не менее до настоящего времени явных доказательств насыщения не обнаружено.

Кроме того, функции распределения партонов внутри ядра существенно изменяются по сравнению с партонными функциями протона. В частности, ядерные партонные распределения при $x < 10^{-2}$ демонстрируют явное подавление по сравнению с протонными функциями, что объясняется эффектом ядерных экранировок [3]. Для описания партонных распределений ядер активно используют различные параметризации, основанные на глобальной аппроксимации данных по глубоко неупругому рассеянию на ядрах и рождению двуструй-

ных событий и электрослабых бозонов в p–Pb столкновениях. Эти параметризации характеризуются большими неопределенностями из-за ограниченного кинематического покрытия доступных данных. В частности, ядерные функции распределения глюонов при малых значениях $x < 10^{-3}$ до настоящего времени практически не были ограничены экспериментальными данными.

Измерение сечений фоторождения тяжелых векторных мезонов в процессе $\gamma A \rightarrow V A$ является одним из многообещающих инструментов для изучения глюонной плотности в протоне и глюонных экранировок в ядрах при малых x на масштабе порядка $\frac{1}{4}m_V^2$, где m_V — масса векторного мезона. Это связано с тем фактом, что в лидирующем порядке теории возмущений КХД эксклюзивные сечения фоторождения векторных мезонов оказываются пропорциональными квадрату глюонной плотности адрона-мишени [4]. Кроме того, измерение сечений фоторождения ρ^0 -мезонов при больших энергиях позволяет изучать ядерные экранировки на более мягких масштабах в непертурбативной области [5].

Для изучения сечений фоторождения векторных мезонов можно использовать ультрапериферические столкновения (УПС) тяжелых ионов, которые характеризуются прицельными параметрами больше суммы радиусов сталкивающихся ядер [6]. В приближении Вайцзеккера-Вильямса релятивистские ядра можно рассматривать как источники квазиреальных фотонов, потоки которых пропорциональны квадрату заряда ядра. Ультрапериферические столкновения тяжелых ионов на Большом Адронном Коллайдере (БАК) предоставляют уникальную возможность измерения сечений фоторождения векторных мезонов в новом ранее недоступном диапазоне энергий.

Цель диссертационной работы. Основная цель диссертационной работы состоит в исследовании фоторождения векторных мезонов в ультрапериферических столкновениях, которое включает как проведение теоретических расчетов, так и экспериментальные измерения на установке ALICE на БАК. Для достижения этой цели были поставлены следующие задачи:

- Расчет сечений фоторождения тяжелых векторных мезонов в приближении лидирующих твистов в ультрапериферических Pb–Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ.
- Расчет сечений фоторождения легких векторных мезонов в подходе Грибова-Глаубера в ультрапериферических Pb–Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ и в Xe–Xe столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ ТэВ.

- Разработка триггерной стратегии для набора данных в ультрапериферических столкновениях в эксперименте ALICE.
- Измерение энергетической зависимости сечений эксклюзивного рождения J/ψ в ультрапериферических p–Pb столкновениях при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ и 8.16 ТэВ в эксперименте ALICE.
- Измерение сечений рождения J/ψ и $\psi(2S)$ мезонов в ультрапериферических Pb–Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ. Извлечение энергетической зависимости сечений когерентного фоторождения J/ψ мезонов и фактора ядерного подавления из сечений, измеренных в УПС, сопровождающихся диссоциацией одного или обоих сталкивающихся ядер.
- Измерение сечений когерентного рождения ρ^0 -мезонов в центральной области быстрот в ультрапериферических Pb–Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ и в Xe–Xe столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ ТэВ. Исследование A -зависимости измеренных сечений.
- Изучение возможностей исследования фотон-протонных, фотон-ядерных и фотон-фотонных взаимодействий в эксперименте ALICE в будущих сеансах работы Большого Адронного Коллайдера.

Научная новизна. В представленном цикле работ сечения фоторождения тяжелых векторных мезонов были впервые измерены с использованием ультрапериферических столкновений.

В ультрапериферических p–Pb столкновениях впервые измерены сечения эксклюзивного фоторождения J/ψ на протоне. По сравнению с результатами по фоторождению J/ψ , полученными на коллайдере HERA, диапазон энергий расширен более чем в два раза. Степенная зависимость сечения, измеренная вплоть до энергии фотон-протонных столкновений $W_{\gamma p} \approx 700$ ГэВ, свидетельствует об отсутствии явных сигналов насыщения глюонных плотностей вплоть до бьеркеновских $x \sim 10^{-5}$.

Когерентное сечение фоторождения J/ψ впервые измерено на ядрах свинца в широком диапазоне энергий от 20 до 800 ГэВ. Из измеренных факторов подавления J/ψ впервые получено надежное экспериментальное свидетельство о значительных эффектах глюонных экранировок при малых $x \sim 10^{-5}$.

Впервые измерено сечение рождения ρ^0 -мезонов в ультрапериферических Pb–Pb и Xe–Xe столкновениях и исследована A -зависимость сечения когерентного фоторождения ρ^0 -мезонов. Наблюдаемое подавление сечений по сравне-

нию с импульсным приближением свидетельствует о важности учета грибовских экранировок.

Разработанные в проведенном цикле работ методики обработки экспериментальных данных широко используются в экспериментах на БАК для анализа УПС. Выполненные измерения позволяют проверить предсказания различных моделей фоторождения векторных мезонов на протонах и ядрах.

Научная и практическая значимость. Проведенные измерения сечений фоторождения тяжелых векторных мезонов и глюонных экранировок являются критически важными для точного описания начального состояния ядроядерных столкновений и интерпретации всех измерений, проводимых в столкновениях тяжелых ионов на БАК. В частности, точность описания жестких процессов сильно зависит от продольного распределения импульсов глюонов внутри ядра, описываемых глюонными функциями распределения, а распределение и флуктуации глюонной плотности в плоскости прицельных параметров важны для правильной интерпретации наблюдаемых величин, связанных с азимутальной анизотропией импульсов частиц и многочастичными корреляциями.

Проведенные измерения сечений фоторождения ρ^0 -мезонов свидетельствуют о важности учета грибовских экранировок в столкновениях ядер при высоких энергиях.

Разработанные методики изучения процессов фоторождения векторных мезонов в ультрапериферических столкновениях оказываются востребованными и в других измерениях, например в исследованиях фотон-фотонных взаимодействий в УПС тяжелых ионов и измерениях центральных дифракционных событий в протон-протонных столкновениях. Проведенные исследования возможных измерений фотон-протонных, фотон-ядерных и фотон-фотонных взаимодействий в будущих сеансах работы БАК необходимы для планирования работы эксперимента ALICE и стратегии анализа данных.

Положения, выносимые на защиту:

- Результаты расчетов сечений когерентного и некогерентного фоторождения тяжелых векторных мезонов в зависимости от быстроты и квадрата переданного импульса в ультрапериферических Pb–Pb столкновениях в приближении лидирующих твистов.
- Результаты расчетов сечений когерентного и некогерентного фоторождения легких векторных мезонов в зависимости от быстроты в ультрапериферических Pb–Pb столкновениях в формализме Грибова-Глаубера.

- Методика извлечения глюонных экранировок из экспериментальных измерений когерентного рождения тяжелых векторных мезонов в ультрапериферических столкновениях.
- Результаты измерений энергетической зависимости сечений эксклюзивного фоторождения J/ψ на протоне в диапазоне энергий от 20 до 700 ГэВ, извлеченные из сечений рождения J/ψ в зависимости от быстроты в ультрапериферических p - Pb столкновениях. Измеренные сечения свидетельствуют об отсутствии явных сигналов насыщения глюонных плотностей вплоть до бьеркеновских $x \sim 10^{-5}$.
- Результаты измерений сечения когерентного рождения J/ψ в центральной и форвардной области быстрот в ультрапериферических Pb - Pb столкновениях при энергии 5.02 ТэВ. Расчеты в приближении лидирующих твистов находятся в согласии с измеренными сечениями в широкой области быстрот, кроме промежуточной области $y \approx 2.5$, где измеренные сечения оказываются значительно выше предсказаний.
- Результаты измерений сечения когерентного рождения $\psi(2S)$ мезонов в ультрапериферических Pb - Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ, свидетельствующих о том, что эффекты ядерного подавления оказываются близкими по величине для 1S и 2S состояний чармония.
- Результаты измерений сечения когерентного рождения J/ψ в ультрапериферических Pb - Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ, сопровождающихся дополнительным обменом фотонами и диссоциацией одного или обоих сталкивающихся ядер. Из измеренных сечений извлечена энергетическая зависимость сечений когерентного фоторождения J/ψ мезонов вплоть до энергий $W_{\gamma N} \sim 800$ ГэВ и фактор ядерного подавления, который можно использовать в качестве фактора глюонных экранировок в широком диапазоне бьеркеновских x от 10^{-2} до 10^{-5} на масштабе $\mu^2 \approx 3$ ГэВ².
- Результаты измерений t -зависимости сечений когерентного фоторождения J/ψ в ультрапериферических Pb - Pb столкновениях, которые можно использовать для исследования эффектов подавления глюонной плотности в плоскости прицельных параметров. Результаты согласуются с предсказаниями в рамках приближения лидирующих твистов.
- Результаты измерений t -зависимости сечений некогерентного фоторождения

ния J/ψ в ультрапериферических Pb–Pb столкновениях, которые свидетельствуют о важности учета флуктуаций плотности партонов в ядрах.

- Результаты измерений сечения когерентного рождения ρ^0 -мезонов в ультрапериферических Pb–Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ и Xe–Xe столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ ТэВ. Измеренные сечения находятся в согласии с расчетами в рамках модели Грибова-Глаубера, что свидетельствует о важности учета грибовских экранировок. Измерения сечений фоторождения ρ^0 -мезонов, сопровождающихся дополнительным обменом фотонами и диссоциацией одного или обоих сталкивающихся ядер, находятся в хорошем согласии с предсказаниями моделей.
- Результаты расчетов ожидаемых статистических и систематических погрешностей факторов ядерного подавления для J/ψ , $\psi(2S)$ и $\Upsilon(1S)$ мезонов, которые могут быть измерены в ультрапериферических Pb–Pb столкновениях в будущих сеансах работы Большого Адронного Коллайдера.

Достоверность. Достоверность и обоснованность полученных результатов и выводов базируется на использовании современных экспериментальных методик физики высоких энергий и общепринятых методов математической статистики, а также на сопоставлении полученных результатов с данными других экспериментов и теоретическими расчетами. Достоверность результатов также подтверждается их апробацией на международных конференциях и публикациями в реферируемых научных изданиях.

Апробация результатов работы.

Результаты, представленные в диссертации, докладывались на более чем 20-ти международных конференциях, среди которых можно выделить доклады на Quark Matter в 2017 году, Rencontres de Moriond в 2013 году, Deep Inelastic Scattering Conference в 2019 году, Large Hadron Collider Physics Conference в 2015, 2018 и 2022 годах, International workshop on Multiple Partonic Interactions at the LHC в 2022 году, International Conference on Particle Physics and Astrophysics в 2022 году, International Workshop on Tau Lepton Physics в 2021 году, EUPHANY Conference в 2019 году, International Workshop on High Energy Physics and Quantum Field Theory в 2015 году, Ломоносовской конференции в 2023 году, Балдинской конференции в 2019 году и других конференциях.

Результаты также представлялись на международных семинарах: два семинара CERN LHC Seminar в 2013 и 2019 годах, LHCC Open Session в 2021 году,

EMMI NQM Seminar в GSI в 2019 году, EMMI Physics day в 2017 году, Collider Cross Talk в CERN в 2014 году и др.

Полный список докладов на конференциях и семинарах представлен в конце диссертации.

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 35 печатных работах, из них 28 статей в рецензируемых журналах и 6 статей в сборниках трудов конференций.

Личный вклад автора.

Автор данной работы принимал активное участие в проведении эксперимента ALICE и наборе данных. Помимо участия в сменах, в 2012–2016 годах автор выполнял функции координатора триггерной системы (до 2014 года – в роли заместителя), в задачи которого входила разработка и реализация триггерной стратегии эксперимента, сбор и обсуждение требований к триггеру и условиям набора данных, координация работы и модернизация центрального триггерного процессора и триггерных подсистем, оценка качества набранных данных и координация стратегии отбора событий на уровне анализа данных. Начиная с 2014 года по настоящее время, автор руководит рабочей группой по отбору событий, в функции которой входит оценка качества набранных данных, определение интегральной светимости, исследование и оптимизация критериев режекции фоновых событий, разработка и поддержка общего программного обеспечения, включающего стандартизованные алгоритмы отбора. С 2019 года автор входит в координационный комитет группы подготовки данных.

В 2017–2019 годах автор выполнял функции координатора рабочей группы по физике дифракционных и ультрапериферических событий, отвечал за координацию работы трех групп анализа данных, разработку триггерной стратегии для отбора дифракционных и ультрапериферических событий, подготовку Монте-Карло данных, рецензирование статей, докладов и материалов конференций. Начиная с 2021 года, автор является членом комитета по конференциям и отвечает за рецензирование аннотаций и докладов, представляемых участниками коллаборации по тематике ультрапериферических и дифракционных событий.

Автор принимал активное участие в анализе данных ультрапериферических столкновений. Основной вклад автора состоит в следующем:

- Автор отвечал за формирование триггерной стратегии для регистрации ультрапериферических столкновений, включая внедрение изменений в ал-

горитмы формирования триггерных сигналов детекторов SPD и TOF. В частности был предложен и внедрен триггер для регистрации эксклюзивного рождения J/ψ в промежуточной области быстрот, в которой один из лептонов распада регистрируется в центральном барреле, а второй в мюонном спектрометре эксперимента.

- Автор разработал стратегию и программное обеспечение для расчета интегральной светимости ультрапериферических столкновений, включая процедуру определения калибровочных сечений, учет мертвого времени, учет пайлапа, учет эффективности вето и определение систематической погрешности светимости. Разработанная процедура была изложена в двух внутренних нотах и использовалась при получении всех результатов, изложенных в данной работе.
- Автор отвечал за подготовку Монте-Карло данных, которые использовались для определения эффективности реконструкции векторных мезонов и для аппроксимации спектров по инвариантной массе и поперечному импульсу в большинстве изложенных в данной работе результатов.
- Автор разработал алгоритмы и программное обеспечение для определения триггерной эффективности детекторов TOF и SPD на основе реальных данных. Результаты были изложены во внутренней ноте коллаборации ALICE и использовались в большинстве физических анализов в области быстрот центрального барреля.
- Автор внес определяющий вклад в анализ данных p-Pb столкновений 2013 года и Pb-Pb столкновений 2015 и 2018 годов, включая анализ спектров по инвариантной массе и поперечному импульсу, расчет сечений фоторождения векторных мезонов и систематических погрешностей.
- Автор принимал активное участие в интерпретации полученных результатов и их сравнении с теоретическими предсказаниями и входил в комитеты по написанию или внутреннему рецензированию большинства статей, результаты которых представлены в данной работе.
- Автор отвечал за разработку программы исследований и стратегии извлечения глюонных экранировок из сечений фоторождения векторных мезонов в будущих сеансах Run 3 и Run 4 работы коллайдера, включая определение ожидаемых систематических погрешностей.
- Автор предложил и совместно с аспирантом Н. А. Бурмасовым разрабо-

тал программу исследований фотон-фотонных столкновений в будущих сеансах работы коллайдера, включая исследования рассеяния света на свете, поиски аксионоподобных частиц и измерения аномального магнитного момента тау-лептонов из сечений рождения пар тау-лептонов в ультрапериферических столкновениях.

Автор также активно участвовал в проведении теоретических расчетов сечений фоторождения векторных мезонов в коллаборации с В. Гузеем, М. Жаловым и М. Стрикманом. В частности, автором была разработана процедура извлечения фактора глюонных экранировок из данных ALICE по фоторождению J/ψ в УПС, включая определение систематических погрешностей; проведен анализ экспериментальных результатов по фоторождению векторных мезонов на протоне; проведены расчеты сечений с использованием параметризации глюонных экранировок EPS09; проанализированы экспериментальные измерения фотоядерных сечений и связанные с ними погрешности определения потоков в различных нейтронных классах.

Автор выступал в качестве рецензента по тематике ультрапериферических столкновениях в ведущих научных изданиях: Physics Letters B, European Physics Journal C, Journal of High Energy Physics, Nuclear Physics A.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 6-ти глав, заключения, списка докладов на конференциях и семинарах, списка основных публикаций по теме диссертации и списка цитированной литературы. Объем диссертации составляет 199 страниц и включает 75 рисунков и 30 таблиц. Список основных публикаций по теме диссертации содержит 35 наименований, а список цитированной литературы — 225 наименований.

Содержание работы

Во введении обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения.

В первой главе представлены теоретические подходы, используемые для описания процессов фоторождения векторных мезонов в ультрапериферических столкновениях ядер. Дифференциальное сечение рождения векторных мезонов в УПС в зависимости от быстроты векторного мезона y можно выразить в виде [6]:

$$\frac{d\sigma_{AA \rightarrow AAV}(y)}{dy} = n_\gamma(y)\sigma_{\gamma A \rightarrow AV}(y) + n_\gamma(-y)\sigma_{\gamma A \rightarrow AV}(-y). \quad (1)$$

Здесь $n_\gamma(y)$ — поток квазиреальных фотонов с энергией $\omega = \frac{m_V}{2}e^{-y}$, а $\sigma_{\gamma A \rightarrow AV}(y)$ — сечение фоторождения векторного мезона V в процессе $\gamma A \rightarrow AV$ при инвариантной энергии фотон-нуклонных столкновений $W_{\gamma p} = \sqrt{2E_N m_V}e^{-y/2}$, где E_N — энергия пучка на нуклон, m_V — масса векторного мезона. Поток $n_\gamma(\omega)$ может быть рассчитан в приближении эквивалентных фотонов как:

$$n_\gamma(\omega) = \int d^2\vec{b} \Gamma_{AA}(b) n_\gamma(\omega, b), \quad (2)$$

Функцию $\Gamma_{AA}(b)$, которая описывает вероятность отсутствия адронных взаимодействий между ядрами в зависимости от прицельного параметра b , можно с хорошей точностью рассчитать в оптическом пределе модели Глаубера. Для расчета функции $n_\gamma(\omega, b)$, описывающей поток фотонов в зависимости от прицельного параметра, обычно используют приближение потока фотонов от точечной частицы с зарядом Z :

$$n_\gamma(\omega, b) = \frac{Z^2 \alpha}{\pi^2} \frac{\zeta^2}{b^2} \left[K_1^2(\zeta) + \frac{1}{\gamma_L^2} K_0^2(\zeta) \right] \quad (3)$$

где α — постоянная тонкой структуры, γ_L — лоренц-фактор ядра, $K_0(\zeta)$ и $K_1(\zeta)$ — модифицированные функции Бесселя с аргументом $\zeta = \frac{b\omega}{\gamma_L}$.

Процесс фоторождения векторных мезонов может сопровождаться дополнительным обменом фотонами между взаимодействующими ядрами, который обычно приводит к электромагнитной диссоциации одного или обоих ядер с испусканием одного или нескольких нейтронов вдоль оси пучка. Эти нейтроны можно зарегистрировать в форвардных калориметрах ZDC и разделить события с фоторождением векторных мезонов на три класса: $0n0n$ — отсутствие нейтронов с обеих сторон, $0nXn$ — регистрация нейтронов с одной из сторон, $XnXn$ — регистрация нейтронов с обеих сторон от точки взаимодействия. Вероятность электромагнитной диссоциации ядер можно рассчитать с хорошей точностью, используя экспериментальные данные по сечению фотоядерного взаимодействия. Соответствующие потоки фотонов с испусканием нейтронов в канале $i = (0n0n, 0nXn, XnXn)$ можно выразить в виде:

$$n_\gamma^i(\omega) = \int d^2\vec{b} P_i(b) \Gamma_{AA}(b) n_\gamma(\omega, b), \quad (4)$$

где $P_i(b)$ — вероятность дополнительного обмена фотоном при прицельном параметре b . Измерения сечений рождения векторных мезонов в различных ней-

тронных классах позволяют разделить вклады двух слагаемых в уравнении (1) в форвардной области быстрот. Для этого надо провести измерения сечений $\sigma_{AA \rightarrow AAV}$ в различных классах, а затем извлечь соответствующие фотоядерные сечения $\sigma_{\gamma A \rightarrow AV}(\pm y)$, соответствующие высоким и низким энергиям фотонов, путем решения системы линейных уравнений [7]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{AA \rightarrow AAV}^{0n0n}(y)}{dy} &= n_{\gamma}^{0n0n}(y)\sigma_{\gamma A \rightarrow AV}(y) + n_{\gamma}^{0n0n}(-y)\sigma_{\gamma A \rightarrow AV}(-y), \\ \frac{d\sigma_{AA \rightarrow AAV}^{0nXn}(y)}{dy} &= n_{\gamma}^{0nXn}(y)\sigma_{\gamma A \rightarrow AV}(y) + n_{\gamma}^{0nXn}(-y)\sigma_{\gamma A \rightarrow AV}(-y). \end{aligned} \quad (5)$$

Во втором разделе первой главы приводится обзор результатов по фоторождению векторных мезонов на протоне, полученных в экспериментах с фиксированной мишенью и на коллайдере HERA, а также теоретических подходов, которые используются для описания этих результатов.

Для описания фоторождения легких векторных мезонов на протонах широко используется модель векторной доминантности, основанная на предположении, что фотон, взаимодействуя с адронами, предварительно переходит в векторные мезоны ρ^0 , ω , ϕ и их возбужденные состояния. Сечение фоторождения легких векторных мезонов при больших энергиях растет как $\sigma \sim W_{\gamma p}^{0.2}$, что хорошо описывается в теории полюсов Редже с параметризацией померонной траектории, полученной из анализа сечений адрон-адронного рассеяния.

С другой стороны для описания процесса фоторождения тяжелых векторных мезонов (J/ψ , $\psi(2S)$, Υ) широко используются расчеты в формализме цветовых диполей пертурбативной КХД, в котором фоторождение протекает за счет флуктуации фотона в кварк-антикварковую пару, которая рассеивается на партонах протона-мишени с образованием векторного мезона. В лидирующем порядке теории возмущений форвардное сечение эксклюзивного фоторождения векторного мезона V пропорционально квадрату глюонной плотности [4]:

$$\left. \frac{d\sigma_{\gamma p \rightarrow Vp}(W_{\gamma p})}{dt} \right|_{t=0} = \frac{\pi^3 \Gamma_{ee} m_V^3}{48 \alpha \mu^8} \alpha_s^2(\mu^2) [xg_p(x, \mu^2)]^2, \quad (6)$$

где Γ_{ee} — ширина распада $V \rightarrow e^+e^-$, $\alpha_s(\mu^2)$ — константа сильного взаимодействия; $xg_p(x, \mu^2)$ — глюонная плотность в протоне при бьеркеновском $x = m_V^2/W_{\gamma p}^2$ и масштабе $\mu^2 \approx \frac{1}{4}m_V^2$. Измеренное сечение эксклюзивного фоторождения J/ψ хорошо описывается степенной зависимостью $\sigma \sim W_{\gamma p}^{0.8}$, что соответствует степенному росту глюонной плотности при малых бьеркеновских x .

В третьем разделе обсуждается эффект ядерных экранировок, который проявляется в подавлении сечения рассеяния фотонов и адронов на ядрах по сравнению с суммой сечений на отдельных нуклонах. В формализме Глаубера [8], подавление сечений объясняется деструктивной интерференцией амплитуд однократного и многократного рассеяния адронов на нуклонах ядра. При этом в глауберовской модели учитываются только упругие перерассеяния в промежуточном состоянии. Теория экранировок с учетом дифракционных промежуточных состояний была разработана Грибовым [9].

Эффект экранировок также проявляется в подавлении партонных функций распределения в ядрах $f_A(x, \mu^2)$ по сравнению с суммой партонных распределений $f_N(x, \mu^2)$ отдельных нуклонов ядра при малых бьеркеновских x . Этот эффект обычно описывается фактором ядерных экранировок:

$$R(x, \mu^2) = \frac{f_A(x, \mu^2)}{Af_N(x, \mu^2)} \quad (7)$$

Ядерные партонные распределения в основном исследовались в экспериментах по измерению глубоко неупругого рассеяния (ГНР) и процесса Дрелла-Яна на ядрах. Из-за ограниченной кинематической области измерений этих экспериментов современные параметризации ядерных партонных распределений и фактора ядерных экранировок имеют большие неопределенности, см. например [10]. Глюонные функции распределения в области малых $x < 10^{-3}$ и малых μ^2 практически не ограничены экспериментальными данными.

Ядерные экранировки партонных распределений также могут быть рассчитаны в приближении лидирующих твистов (LTA — Leading Twist Approximation), основанном на обобщении формализма многократного рассеяния Грибова-Глаубера для описания глубоко неупругого рассеяния, теоремах о факторизации инклюзивных и жестких дифракционных процессов в ГНР и результатах измерений дифракционных функций распределения на коллайдере HERA [11]. В этом формализме фактор глюонных экранировок определяется двумя эффективными сечениями $\sigma_2(x, \mu^2)$ и $\sigma_3(x, \mu^2)$:

$$R_g(x, \mu^2) = 1 - \frac{\sigma_2(x, \mu^2)}{\sigma_3(x, \mu^2)} \left(1 - \frac{2 \int d^2\vec{b} [1 - e^{-\frac{\sigma_3(x, \mu^2)}{2} T_A(b)}]}{A\sigma_3(x, \mu^2)} \right). \quad (8)$$

Здесь $T_A(b)$ — оптическая плотность ядра, сечение $\sigma_2(x, \mu^2)$ описывает рассеяние кварк-глюонных конфигураций волновой функции фотона на двух нуклонах и определяется из сечения дифракционной диссоциации на нуклоне и

дифракционных партонных распределений, а $\sigma_3(x, \mu^2)$ описывает мягкие взаимодействия кварк-глюонных флуктуаций в волновой функции фотона с тремя и более нуклонами ядра.

Четвертый раздел первой главы посвящен расчетам сечений фоторождения легких векторных мезонов ρ^0 и ϕ в ультрапериферических Pb–Pb и Xe–Xe столкновениях на БАК. В расчетах используется подход, основанный на модели векторной доминантности и формализме Грибова-Глаубера [12]. В этом подходе сечение когерентного фоторождения векторного мезона V на ядре может быть записано в виде:

$$\sigma_{\gamma A \rightarrow V A}^{\text{GGM}} = \left(\frac{e}{f_V} \right)^2 \int d^2\vec{b} \left| \int d\sigma P_V(\sigma) \left(1 - e^{-\frac{\sigma}{2} T_A(b)} \right) \right|^2, \quad (9)$$

где f_V определяется по ширине распада $V \rightarrow e^+ e^-$. Выражение (9) можно интерпретировать следующим образом: фотон флуктуирует в векторный мезон V , который взаимодействует с ядром в виде когерентной суперпозиции различных дифракционных состояний, вес которых определяется распределением $P_V(\sigma)$, где σ — сечение взаимодействия этих состояний с ядром. В рамках этой модели были рассчитаны сечения когерентного фоторождения ρ^0 и ϕ -мезонов в зависимости от быстроты в различных нейтронных классах в ультрапериферических Pb–Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ ТэВ [A1], а также в Xe–Xe столкновениях при энергии $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.44$ ТэВ [A2].

В рамках этого формализма также получено выражение для сечения квазиупругого некогерентного сечения фоторождения легких векторных мезонов:

$$\sigma_{\gamma A \rightarrow V A'}^{\text{GGM}} = \left(\frac{e}{f_V} \right)^2 \int d^2\vec{b} T_A(b) \left(\int d\sigma P_V(\sigma) \frac{\sigma}{\sqrt{16\pi B}} \exp \left[-\frac{\sigma}{2} T_A(b) \right] \right)^2, \quad (10)$$

где B — наклон t -зависимости сечения $V N$ рассеяния, а также рассчитано сечение некогерентного рождения с учетом вклада событий с диссоциацией нуклона мишени [A3].

В пятом разделе первой главы представлены расчеты сечений тяжелых векторных мезонов J/ψ , $\psi(2S)$ и $\Upsilon(1S)$ в ультрапериферических Pb–Pb столкновениях в рамках пертурбативной КХД [A1]. Сечение когерентного фоторождения на ядре можно рассчитать с использованием форвардных сечений фоторождения на протоне и фактора глюонных экранировок:

$$\sigma_{\gamma A \rightarrow V A}(W_{\gamma p}) = \frac{d\sigma_{\gamma p \rightarrow V p}(W_{\gamma p})}{dt} \Big|_{t=0} R_g^2(x, \mu^2) \Phi_A(t_{\min}), \quad (11)$$

где $\Phi_A(t_{\min})$ — интеграл от квадрата ядерного форм-фактора по t , начиная с $t_{\min} = -[m_V^2/(4\omega\gamma_L)]^2$. Сечения когерентного фоторождения J/ψ , $\psi(2S)$ и $\Upsilon(1S)$ -мезонов были рассчитаны с использованием двух вариантов фактора глюонных экранировок $R_g(x, \mu^2)$ [A1]: из параметризации ядерных партонных распределений EPS09 [10] и в приближении лидирующих твистов.

В шестом разделе первой главы обсуждается подход цветowych диполей, изначально предложенный в работе [13] для расчета сечений рассеяния адронов на ядрах. В дипольной модели фотон представляется в виде суперпозиции долгоживущих кварк-антикварковых, кварк-антикварк-глюонных, и т.д., диполей, которые упруго рассеиваются на нуклонах ядра. В этом подходе ядерную амплитуду рассеяния $\mathcal{M}_{\gamma A \rightarrow VA}^{\text{DM}}$ можно выразить в виде:

$$\mathcal{M}_{\gamma A \rightarrow VA}^{\text{DM}} = 2 \int d^2\vec{r} \int \frac{dz}{4\pi} \int d^2\vec{b} [\Psi_V^* \Psi_\gamma] \left(1 - e^{-\frac{1}{2}\sigma(r)T_A(b)} \right), \quad (12)$$

где Ψ_γ и Ψ_V — волновые функции фотона и векторного мезона, $\sigma(r)$ — сечение рассеяния диполя на нуклоне. Интегрирование производится по прицельному параметру \vec{b} , поперечному размеру диполя \vec{r} и доле импульса z кварка (антикварка) от полного импульса фотона. Применение дипольной модели [14, 15] для расчетов когерентного фоторождения J/ψ на ядрах приводит к завышенным сечениям по сравнению с данными, так как экранировки для $q\bar{q}$ диполей малых размеров с $r \sim 0.3$ фм, характерных для J/ψ , оказываются достаточно слабыми. Учет высших фоковских состояний, таких как $q\bar{q}g$, позволяет лучше описать экспериментальные данные, см. например [16]. Расчеты в дипольной модели с использованием начального состояния на основе решений уравнения Балицкого-Ковчегова [17], и в модели хот-спотов, основанной на учете пространственных флуктуаций глюонной плотности, также позволяют описать экспериментальные данные [18].

Результаты первой главы опубликованы в работах [A1, A2, A4, A3, A5].

Во второй главе рассмотрены особенности измерения сечений рождения векторных мезонов в ультрапериферических столкновениях на экспериментальной установке ALICE. В начале главы приведен список наборов данных, которые использовались для получения результатов, представленных в диссертации. Основные результаты получены на данных p-Pb, Pb-Pb и Xe-Xe столкновений, набранных в сеансах Run 1 и 2, то есть в период с 2010 по 2018 годы.

В первом разделе главы приводится краткое описание различных детекторов экспериментальной установки ALICE, которые использовались в анали-

зе данных. Экспериментальной сигнатурой фоторождения векторных мезонов в ультрапериферических столкновениях является регистрация дочерних заряженных частиц из распада векторного мезона без какой-либо другой активности в детекторах. Продукты распада векторных мезонов регистрировались либо в центральном барреле эксперимента в области псевдобыстрот $|\eta| < 0.9$, либо в форвардном мюонном спектрометре, покрывающем область $-4.0 < \eta < -2.5$.

Для анализа событий в центральной области быстрот использовались три основных детектора центрального барреля: внутренняя трековая система ITS, времяпроекционная камера TPC и времяпролетный детектор TOF, расположенные внутри соленоида, обеспечивающего магнитное поле $B = 0.5$ Т в номинальном режиме работы. Мюонный спектрометр, который использовался для регистрации мюонов в форвардной области, состоит из абсорбера для отбора мюонов, пяти трековых станций, одна из которых расположена внутри дипольного магнита, мюонного фильтра и четырех станций мюонного триггера. Для подавления адронных столкновений использовались форвардные детекторы V0 и AD, каждый из которых состоит из двух наборов пластиковых сцинтилляторов по обе стороны от точки взаимодействия. Калориметры нулевого угла ZNA и ZNC, расположенные на расстоянии ± 112.5 м от точки взаимодействия, использовались для регистрации форвардных нейтронов и разделения ультрапериферических событий по нейтронным классам.

Во втором разделе приведено описание триггерной системы эксперимента и детально разобраны особенности триггерного отбора ультрапериферических событий. Необходимость отбора на уровне триггера в эксперименте ALICE была связана с ограниченными возможностями записи событий из-за большого мертвого времени считывания, до 2 мс на одно событие. Триггерные условия подбирались таким образом, чтобы обеспечить приемлемую скорость счета ультрапериферических триггеров (порядка нескольких десятков Гц) и минимизировать триггерные требования. Для регистрации димюонных распадов чармония в форвардной области использовались мюонные триггерные станции с требованием одного или двух треков выше определенного порога по поперечному импульсу. Для отбора распадов векторных мезонов в центральной области быстрот использовались логические комбинации триггерных сигналов в детекторах ITS и TOF, в которых также накладывались ограничения на топологию сработавших каналов. Для режекции адронных событий накладывались требования на отсутствие сигналов в форвардных детекторах V0 и AD.

В третьем разделе второй главы представлены критерии отбора треков и событий в области быстрот центрального барреля и мюонного спектрометра на этапе анализа данных. Основным требованием являлось наличие ровно двух реконструированных разнозаряженных треков без другой активности в детекторе. Для идентификации типа частиц в центральной области быстрот использовалась информация о потерях энергии в ТРС.

В четвертом разделе второй главы представлена методика определения интегральной светимости, которая использовалась для нормировки измеренных спектров векторных мезонов и расчета сечений. Интегральная светимость исследуемой выборки определялась по “видимой” интегральной светимости, скорректированной на мертвое время детектора. Видимая светимость в свою очередь рассчитывалась по скорости счета событий для выбранного калибровочного процесса R_{ref} , деленной на “видимое” сечение этого процесса σ_{ref} . В качестве счетчиков калибровочных процессов в ядро-ядерных столкновениях использовались два типа триггеров: триггеры на события электромагнитной диссоциации ядер в калориметрах нулевого угла и триггеры на центральные события, основанные на сигналах в детекторе V0. Для определения соответствующих калибровочных сечений использовались как расчеты в различных феноменологических моделях, так и результаты экспериментальных измерений в сканах ван-дер-Меера.

В пятом разделе второй главы приведена методика учета эффектов пайлапа, то есть наложения фоновых адронных или электромагнитных столкновений в одном временном интервале с сигнальными событиями. Фоновые процессы могут приводить к появлению сигналов в форвардных детекторах и, как следствие, к режекции сигнальных ультрапериферических событий на уровне триггера или анализа данных. Наиболее значимым фоновым процессом оказывается образование электрон-позитронных пар $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$. Вероятность режекции ультрапериферических событий из-за этого фона в детекторе V0 достигает 8%. Для определения вероятности пайлапа и режекции событий использовались события, набранные с так называемым zero-bias триггером, в котором накладывалось только требование на пересечение пучков ядер без дополнительных условий на активность в детекторах.

В шестом разделе второй главы описана процедура Монте-Карло моделирования экспериментальной установки, которая использовалась для определения эффективности реконструкции векторных мезонов в ультраперифериче-

ских столкновениях и получения кинематических распределений для аппроксимации реконструированных спектров по инвариантной массе и поперечному импульсу. В качестве Монте-Карло генератора событий в основном использовался генератор ультрапериферических событий STARlight. Для получения основных результатов, приведенных в диссертации, использовались следующие наборы Монте-Карло данных: когерентное и некогерентное рождение ρ^0 -мезонов в канале распада $\pi^+\pi^-$, когерентное и некогерентное рождение J/ψ и $\psi(2S)$ в каналах распада e^+e^- и $\mu^+\mu^-$, когерентное и некогерентное рождение $\psi(2S)$ в каналах распада $e^+e^-\pi^+\pi^-$ и $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$, рождение димюонов и диэлектронов в процессе $\gamma\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-$. Моделирование распадов векторных мезонов было проведено в предположении поперечной поляризации частиц, основанном на гипотезе сохранения киральности в процессе фоторождения.

Результаты второй главы опубликованы в работах [A6, A7, A8].

В третьей главе представлены результаты эксперимента ALICE по измерению процесса фоторождения J/ψ в ультрапериферических p–Pb столкновениях. В этом случае основным источником фотонов выступают ядра свинца, что позволяет измерять энергетическую зависимость сечения фоторождения J/ψ на протоне и исследовать поведение глюонной плотности в протоне при малых x . Результаты, представленные в диссертации, основаны на двух сеансах набора p–Pb столкновений: при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ в сеансе 2013 года [A9, A10] и при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ ТэВ в сеансе 2016 года [A11].

Измерения выходов J/ψ были проведены в дилептонном канале распада в трех конфигурациях: оба мюона в аксептансе мюонного спектрометра; оба мюона или электрона в области псевдобыстрот центрального барреля; один из мюонов в мюонном спектрометре, а второй — в центральном барреле эксперимента. Кроме того, измерения были проведены для двух конфигураций пучков. В p–Pb столкновениях, когда протон налетает в сторону отрицательных псевдобыстрот, измерения в области мюонного спектрометра позволяют исследовать область малых энергий фотонов. Pb–p столкновения с инвертированными направлениями протонного и ядерного пучков позволяют проводить измерения распадов J/ψ в области больших $W_{\gamma p}$, соответствующих малым x глюонов. Использование трех вариантов измерения дилептонных распадов J/ψ и двух конфигураций пучков в наборе данных 2013 года позволило извлечь выходы эксклюзивного рождения J/ψ в широком диапазоне по быстрой от -3.6 до 4.0 . Из-за триггерных ограничений в данных 2016 года сечения J/ψ были изме-

рены только в области быстрот мюонного спектрометра в конфигурации p–Pb столкновений, соответствующей диапазону малых энергий $W_{\gamma p}$ от 27 до 57 ГэВ.

Выходы J/ψ в анализе данных 2013 года были получены путем аппроксимации распределений по инвариантной массе дилептонов функцией Crystal Ball для описания сигнала J/ψ и экспоненциальной функции для описания фона, основной вклад в который связан с нерезонансным рождением дилептонных пар в процессе $\gamma\gamma \rightarrow \ell\ell$. В полученных выходах J/ψ значительную долю составляет вклад процесса $\gamma p \rightarrow J/\psi X$ с диссоциацией протона-мишени, который характеризуется значительно бóльшими поперечными импульсами J/ψ . Вклад эксклюзивного фоторождения J/ψ был получен путем аппроксимации спектров по поперечному импульсу димюонов в области массы J/ψ с использованием характерных распределений для эксклюзивного и диссоциативного фоторождения J/ψ . Выходы были также поправлены на ожидаемую долю событий фоторождения на ядрах, около 4%, и на вклад вторичных J/ψ из распада $\psi(2S)$ -мезонов, который составил от 2 до 11% в зависимости от диапазона по быстроте. Эта оценка была получена с использованием отношения сечений $\psi(2S)$ и J/ψ -мезонов, измеренных на коллайдере HERA.

В анализе данных 2016 года помимо выходов эксклюзивного фоторождения J/ψ были также измерены выходы, соответствующие фоторождению J/ψ с диссоциацией протона-мишени. В отличие от анализа данных 2013 года для разделения вкладов двух процессов использовалась техника sPlot, позволяющая одновременно аппроксимировать спектры по инвариантной массе и поперечному импульсу.

В результате были получены дифференциальные сечения эксклюзивного фоторождения J/ψ в p–Pb столкновениях в девяти интервалах по быстроте на данных 2013 года и двух интервалах на данных 2016 года. Сечения, измеренные в УПС, связаны с фотоядерным сечением:

$$\frac{d\sigma_{pPb \rightarrow pPb J/\psi}}{dy} = n_{\gamma}(y) \sigma_{\gamma p \rightarrow J/\psi p}(W_{\gamma p}) \quad (13)$$

На рисунке 1 представлена энергетическая зависимость сечения $\sigma_{\gamma p \rightarrow J/\psi p}(W_{\gamma p})$, извлеченная из измеренных сечений с использованием потоков $n_{\gamma}(y)$, рассчитанных в STARlight. Измеренное сечение охватывает широкий диапазон значений энергии $W_{\gamma p}$ от 24 ГэВ до 706 ГэВ, который соответствует трем порядкам бьеркеновских x от 2×10^{-2} до 2×10^{-5} . Поведение сечения в этом широком кинематическом диапазоне может быть описано степенным законом $W_{\gamma p}^{\delta}$ с пока-

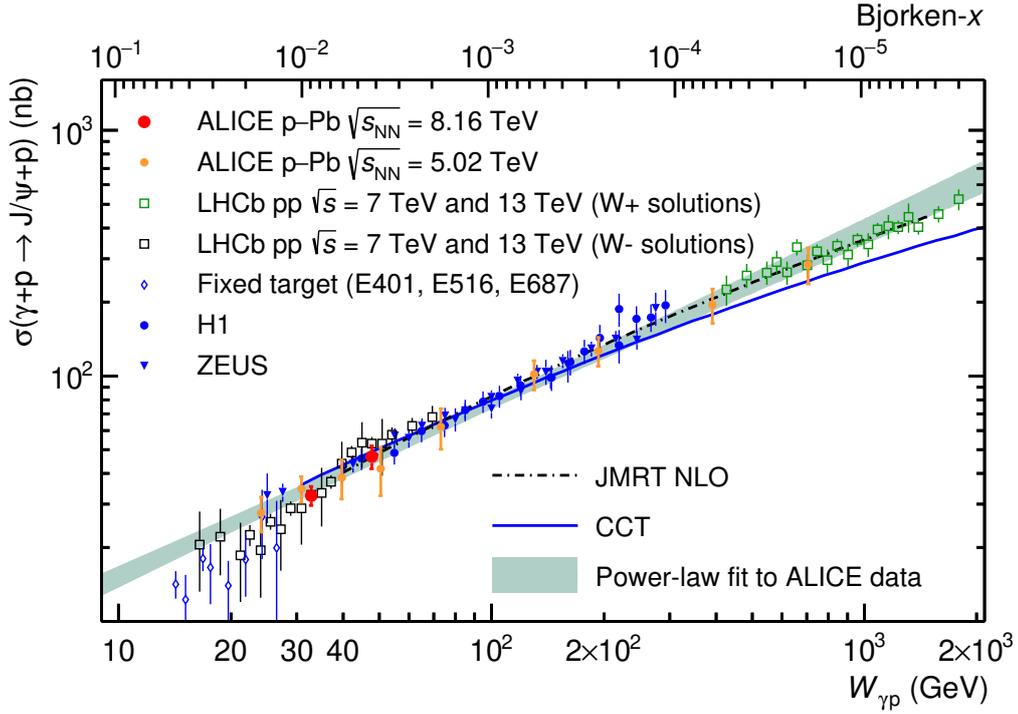


Рис. 1. Сечение эксклюзивного фоторождения J/ψ на протонах в зависимости от энергии $W_{\gamma p}$, измеренное ALICE в ультрапериферических p–Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ [A9, A10] и 8.16 ТэВ [A11], в сравнении с результатами других экспериментов и предсказаниями теоретических моделей.

затем степени $\delta = 0.70 \pm 0.04$. Это поведение указывает на то, что плотность глюонов в протоне продолжает расти по степенному закону с уменьшением x , без явных признаков насыщения. Измеренные сечения хорошо согласуются с результатами экспериментов H1 и ZEUS, полученными в электрон-протонных столкновениях на коллайдере HERA, и с сечениями эксклюзивного фоторождения J/ψ , извлеченными из измерений в протон-протонных столкновениях в эксперименте LHCb на коллайдере БАК.

На рисунке 1 также представлены предсказания различных моделей. Расчеты группы JMRT в рамках пертурбативной КХД [19], а также расчеты в рамках модели цветных диполей, в которых учтена энергетическая зависимость флуктуаций глюонной плотности в плоскости прицельных параметров [20], хорошо согласуются с экспериментальными данными. Модели, включающие эффекты насыщения, например модель [21], не показанная на рисунке, также хорошо описывают данные в рассматриваемом диапазоне энергий. Таким образом, измеренные сечения свидетельствуют об отсутствии явных признаков насыщения глюонных плотностей вплоть до бьеркеновских $x \sim 10^{-5}$.

Более яркое проявление эффектов насыщения можно ожидать в энергетиче-

ческой зависимости сечения фоторождения J/ψ с диссоциацией протона-мишени, которое чувствительно к флуктуациям глюонной плотности в плоскости прицельных параметров [20]. С ростом глюонной плотности ожидается уменьшение флуктуаций, что может привести к уменьшению сечений $\sigma_{\gamma p \rightarrow J/\psi X}(W_{\gamma p})$ с ростом $W_{\gamma p}$ уже при энергиях, доступных на БАК. В эксперименте ALICE сечения фоторождения J/ψ с диссоциацией протона мишени были измерены на данных 2016 года в области энергий от 27 до 57 ТэВ. В этом диапазоне сечения хорошо согласуются с результатами эксперимента H1 и с предсказаниями модели [20]. В сеансе Run 3 диапазон измерений будет расширен до энергий порядка 1 ТэВ, что позволит лучше исследовать роль эффекта насыщения глюонной плотности при высоких энергиях.

Результаты третьей главы опубликованы в работах [A9, A10, A11, A12, A13].

В четвертой главе представлены результаты эксперимента ALICE по измерению процесса фоторождения J/ψ и $\psi(2S)$ -мезонов в ультрапериферических Pb–Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ [A14, A15] на данных 2011 года и при энергии 5.02 ТэВ [A16, A17, A18] на данных 2015 и 2018 годов.

В первом разделе приведены сечения когерентного фоторождения J/ψ , измеренные экспериментом ALICE в центральной области быстрот ($|y| < 0.9$) и в области быстрот мюонного спектрометра ($-3.6 < y < -2.6$). Также на примере этих данных представлена методика извлечения глюонных экранировок, основанная на расчете фактора ядерного подавления $S(W_{\gamma p})$, который определяется как корень из отношения экспериментально измеренного фотоядерного сечения к сечению в импульсном приближении [A19]:

$$S(W_{\gamma p}) \equiv \sqrt{\frac{\sigma_{\gamma A \rightarrow V A}^{\text{exp}}(W_{\gamma p})}{\sigma_{\gamma A \rightarrow V A}^{\text{IA}}(W_{\gamma p})}}. \quad (14)$$

По аналогии с расчетами когерентного сечения в пертурбативной КХД, см. уравнение (11), сечение в импульсном приближении $\sigma_{\gamma A \rightarrow V A}^{\text{IA}}(W_{\gamma p})$ можно рассчитать в предположении отсутствия ядерных эффектов с использованием экспериментальных данных по фоторождению векторного мезона V на протоне:

$$\sigma_{\gamma A \rightarrow V A}^{\text{IA}}(W_{\gamma p}) = \left. \frac{d\sigma_{\gamma p \rightarrow V p}(W_{\gamma p})}{dt} \right|_{t=0} \Phi_A(t_{\min}). \quad (15)$$

Что касается фотоядерного сечения $\sigma_{\gamma A \rightarrow V A}^{\text{exp}}(W_{\gamma p})$, в центральной области быстрот его можно однозначно вычислить из измеренных в эксперименте ALICE

сечений, так как вклад обеих частей в выражении (1) соответствует одинаковой энергии $W_{\gamma p} = 92.4$ ГэВ. С другой стороны, в форвардной области быстрой $-3.6 < y < -2.6$ основной вклад в измеренное сечение дает слагаемое, соответствующее малым энергиям $W_{\gamma p} \approx 20$ ГэВ. Пренебрегая вкладом больших $W_{\gamma p}$ (около 5%), можно извлечь фотоядерное сечение $\sigma_{\gamma A \rightarrow VA}^{\text{exp}}$ при энергии $W_{\gamma p} = 19.6$ ГэВ, соответствующей быстрой $y = -3.1$. С использованием предложенной методики были получены следующие значения фактора ядерного подавления:

$$S(W_{\gamma p} = 19.6 \text{ ГэВ}) = 0.74_{-0.12}^{+0.11}, \quad S(W_{\gamma p} = 92.4 \text{ ГэВ}) = 0.61_{-0.04}^{+0.05}. \quad (16)$$

В лидирующем порядке пертурбативной КХД фактор ядерного подавления при этих энергиях можно напрямую интерпретировать как фактор глюонных экранировок $R_g(x, \mu^2)$ при $x = 0.022$ и $x = 0.001$ на масштабе $\mu^2 = \frac{1}{4}m_{J/\psi}^2 \approx 2.4$ ГэВ². Результаты проведенного анализа можно считать первым свидетельством сильных глюонных экранировок в процессе фоторождения J/ψ в ультрапериферических столкновениях тяжелых ионов при энергиях БАК.

Во втором разделе четвертой главы обсуждаются детали анализа данных по фоторождению J/ψ и $\psi(2S)$ мезонов в ультрапериферических Pb–Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ. Измерения выходов J/ψ в центральном барреле были проведены в диэлектронном и димюонном каналах распада в трех интервалах по быстрой: $|y| < 0.15$, $0.15 < |y| < 0.35$ и $0.35 < |y| < 0.8$. Кроме того, большая выборка данных 2018 года позволила измерить выход J/ψ в канале $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$. Также были измерены выходы $\psi(2S)$ в трех каналах распада: $\psi(2S) \rightarrow \ell^+\ell^-$, $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$ и $\psi(2S) \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-$. Анализ данных мюонного спектрометра был проведен в димюонном канале в шести интервалах по быстрой.

Выходы J/ψ и $\psi(2S)$ были получены путем аппроксимации распределений по инвариантной массе дилептонов функцией Crystal Ball для описания сигналов J/ψ и $\psi(2S)$, а также экспоненциальной функции для описания фона, основной вклад в который связан с нерезонансным рождением дилептонных пар в процессе $\gamma\gamma \rightarrow \ell\ell$ ¹. В полученных выходах значительную долю составляет вклад некогерентного фоторождения J/ψ и $\psi(2S)$ на ядрах, который характеризуется значительно бóльшими поперечными импульсами. Вклад когерентного фоторождения был получен путем аппроксимации спектров по поперечному

¹ Для описания эффектов, связанных с порогом димюонного триггера в форвардной области, использовалось произведение экспоненциальной функции и полинома четвертой степени.

импульсу дилептонов в области масс соответствующих векторных мезонов с использованием характерных распределений для когерентного и некогерентного процессов. Выходы J/ψ были также поправлены на долю вторичных J/ψ из распада $\psi(2S)$ -мезонов, который составил от 3.5 до 5.5% в зависимости от диапазона по быстроте. Эта оценка была получена с использованием отношения выходов $\psi(2S)$ и J/ψ -мезонов, полученных в этих измерениях.

В третьем разделе четвертой главы представлен анализ систематических погрешностей, связанных с измерениями сечений когерентного рождения J/ψ и $\psi(2S)$ -мезонов в центральной и форвардной области быстрот. В форвардной области основной вклад в погрешность сечений J/ψ вносят неопределенности, связанные с эффективностью мюонного триггера ($\pm 6\%$), интегральной светимостью ($\pm 5\%$) и эффективностью вето (до -6%). В центральной области быстрот основной вклад вносят погрешности, связанные с эффективностью вето ($\pm 3\%$), светимостью ($\pm 2.7\%$) и эффективностью привязки треков в TPC и ITS ($\pm 2.8\%$). Доминирующий вклад в погрешность измерения сечений $\psi(2S)$ мезонов вносят неопределенности, связанные с эффективностью вето ($\pm 10\%$).

На рисунке 2 представлены измеренные экспериментом ALICE сечения когерентного рождения J/ψ и $\psi(2S)$ мезонов в зависимости от быстроты. Сравнение данных с зависимостью, полученной в рамках импульсного приближения, представляет одно из наиболее явных свидетельств значительных глюонных экранировок. В области центральных быстрот фактор ядерного подавления, рассчитанный по формуле (14), составляет 0.64 ± 0.04 для J/ψ и 0.66 ± 0.06 для $\psi(2S)$. Полученный фактор ядерного подавления отражает величину глюонных экранировок для бьеркеновских x в области $(0.3, 1.4) \times 10^{-3}$ и находится в хорошем согласии с фактором глюонных экранировок, извлеченных из анализа данных по фоторождению J/ψ в ультрапериферических столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ, см. уравнение (16).

Поведение сечений в зависимости от быстроты не полностью воспроизводится моделями. Предсказания модели STARlight [22], включающей только глауберовские экранировки, оказываются выше данных, особенно в центральной области быстрот. Модели цветowych диполей IPsat [14] и BGK-I [15], включающие насыщение, также существенно отклоняются от данных. С другой стороны, модель хот-спотов GG-HS [18], также включающая эффекты насыщения, и приближение лидирующих твистов [A1], обозначенное на рисунке как LTA, дают наилучшее описание зависимости от быстроты. На рисунке 2 также показана

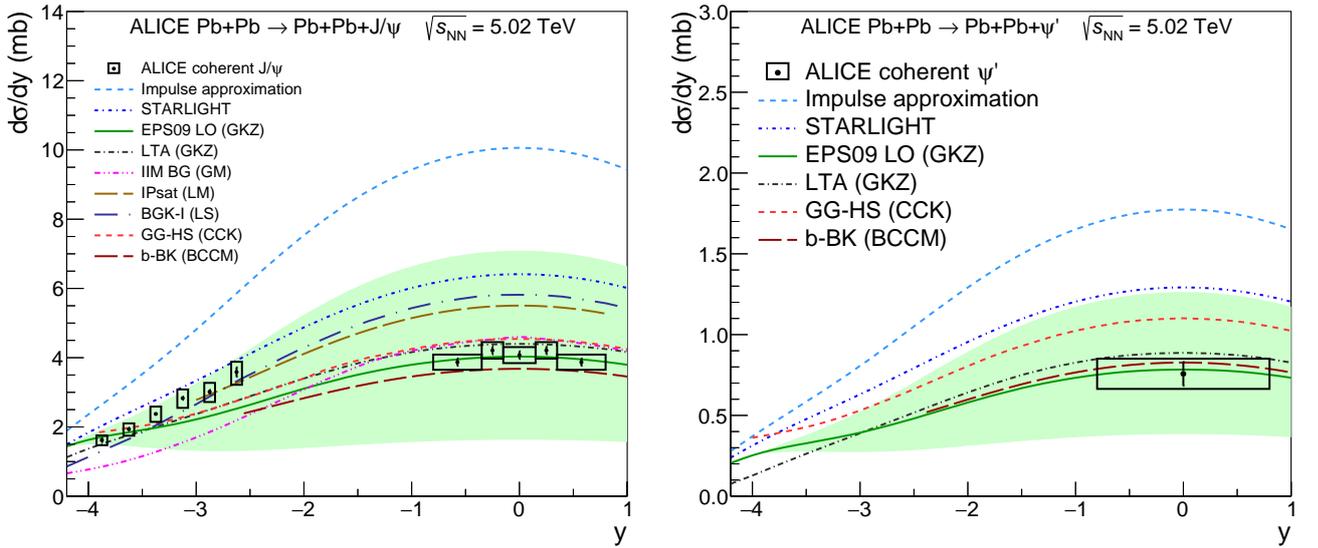


Рис. 2. Зависимость сечений когерентного рождения J/ψ (слева) и $\psi(2S)$ (справа) от быстроты, измеренная в ультрапериферических Pb–Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ в эксперименте ALICE [A17].

широкая полоса, соответствующая неопределенностям модели из работы [A1], основанной на параметризации ядерных партонных плотностей EPS09 [10], что иллюстрирует потенциал данных ALICE по улучшению неопределенностей параметризаций ядерных экранировок.

Измеренные сечения фоторождения J/ψ находятся в хорошем согласии с данными коллаборации LHCb [23] в области быстрот $2.0 < y < 4.5$ и с результатами коллаборации CMS в промежуточной области быстрот $1.6 < y < 2.4$ [24], что свидетельствует о достоверности измерений эксперимента ALICE.

Наличие двух вкладов в измеренное сечение, соответствующих малым и большим энергиям $W_{\gamma p}$, не позволяет однозначно интерпретировать данные в форвардной области быстрот. Для разделения этих вкладов экспериментом ALICE были проведены измерения когерентного сечения J/ψ в различных нейтронных классах. Эти результаты изложены в пятом разделе четвертой главы. Сечения когерентного рождения J/ψ в $0n0n$, $0nXn$ и $XnXn$ классах были измерены с использованием нейтронных калориметров нулевого угла ZNA и ZNC. Димьюонные события в форвардной области были разделены на три интервала по быстроте: $2.5 < |y| < 3.0$, $3.0 < |y| < 3.5$ и $3.5 < |y| < 4.0$. В центральной области события были разделены на два интервала по быстроте: $|y| < 0.2$ и $0.2 < |y| < 0.8$. При извлечении сигнала J/ψ в различных классах учитывались эффективность детектирования нейтронов, которая составила около 93%, а также вероятность пайлапа, который приводит к “миграции” событий из клас-

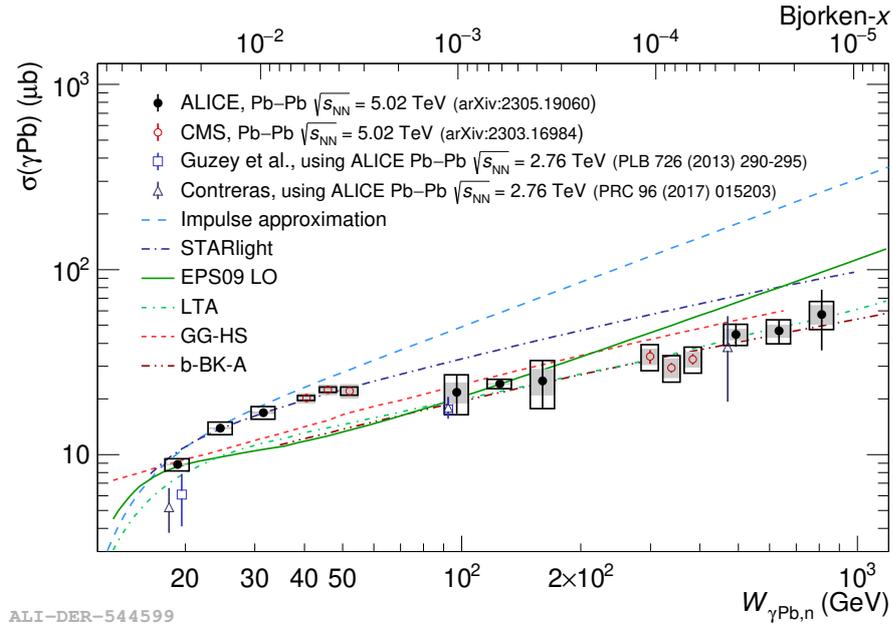


Рис. 3. Измеренные экспериментом ALICE сечения когерентного фоторождения J/ψ на ядрах свинца в зависимости от энергии $W_{\gamma\text{Pb}}$ (нижняя ось) и бьеркеновского x (верхняя ось) в сравнении с предсказаниями различных моделей [A20].

са $0n0n$ в класс $0nXn$ и из класса $0nXn$ в класс $XnXn$.

Фотоядерные сечения $\sigma_{\gamma\text{Pb}}$ были получены путем минимизации величины χ^2 , определенной на основе разницы левой и правой частей уравнений (5). Измеренные фотоядерные сечения показаны на рисунке 3 в сравнении с результатами различных моделей. Расчеты, проведенные в импульсном приближении, а также с использованием генератора STARlight, оказываются систематически выше измеренных сечений, хоть и согласуются с данными при энергии $W_{\gamma\text{Pb}}$ ниже 40 ГэВ. Предсказания моделей EPS09, LTA [A1], b-BK-A [17] и GG-HS [18] не описывают данные в области энергий от 25 до 35 ГэВ, но лучше согласуются с данными при более высоких энергиях.

В седьмом разделе четвертой главы на основе измеренных фотоядерных сечений и расчетов в импульсном приближении был рассчитан фактор ядерного подавления, см. уравнение (14), представленный на рисунке 4 в сравнении с предсказаниями различных моделей. Измеренный фактор ядерного подавления, отражающий степень глюонных экранировок, постепенно спадает до значений ~ 0.5 при наиболее высокой энергии, соответствующей $x \sim 10^{-5}$. Модели LTA, b-BK-A и GG-HS хорошо описывают измеренный фактор подавления при энергиях выше 35 ГэВ. Параметризация EPS09 в целом неплохо описывает данные при промежуточных энергиях, но при высоких энергиях, соответствующих малым бьеркеновским $x \sim 10^{-5}$, она выходит на константу, в то время как

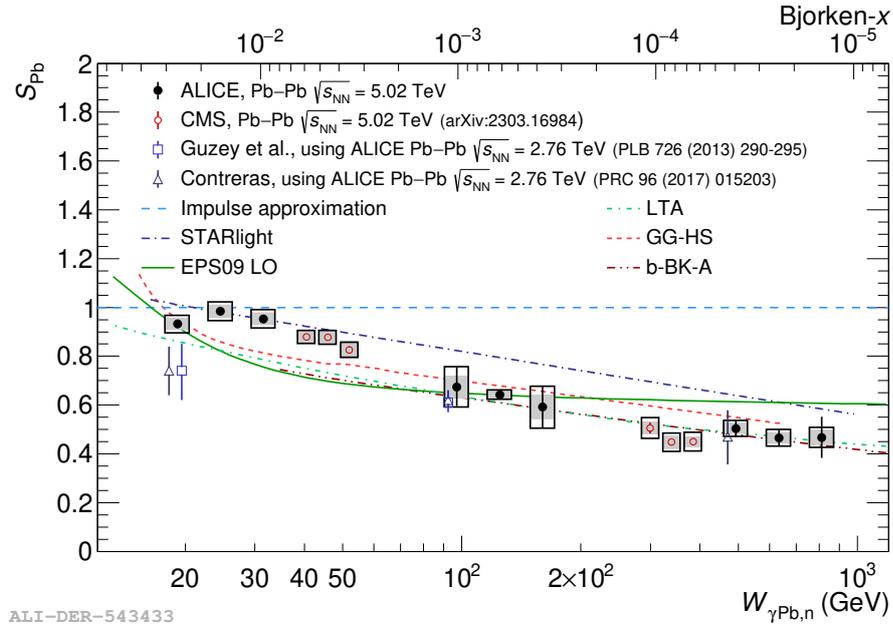


Рис. 4. Фактор ядерного подавления для процесса когерентного фоторождения J/ψ на ядрах свинца, извлеченный экспериментом ALICE, в зависимости от энергии $W_{\gamma\text{Pb}}$ (нижняя ось) и бьеркеновского x (верхняя ось) в сравнении с предсказаниями различных моделей [A20].

измеренный фактор продолжает понижаться с ростом энергии.

В восьмом разделе четвертой главы представлены измерения t -зависимости сечения фоторождения J/ψ в области центральных быстрот при энергии $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ ТэВ. В первом приближении значение t однозначно определяется по квадрату поперечного импульса J/ψ . Поскольку переданный поперечный импульс является Фурье-образом прицельного параметра, эти измерения позволяют получить информацию о распределении плотности глюонов в плоскости, перпендикулярной движению ядер. При этом когерентное сечение соответствует распределению средней плотности, а некогерентное — пространственным флуктуациям плотности глюонов.

При малых t , соответствующих когерентному рождению J/ψ , оказываются важными эффекты, связанные с импульсным разрешением детекторов центрального барреля и ненулевым поперечным импульсом фотонов, испускаемых ядрами свинца, что приводит к отклонению распределения по квадрату поперечного импульса J/ψ от измеряемой t -зависимости. Для учета этих эффектов была проведена процедура обратной свертки.

Сечение фоторождения J/ψ было получено из сечения, измеренного в ультрапериферических столкновениях, путем деления на удвоенный поток фотонов n_γ , соответствующий центральной области быстрот. На рисунке 5 представлена измеренная t -зависимость сечения когерентного и некогерентного фото-

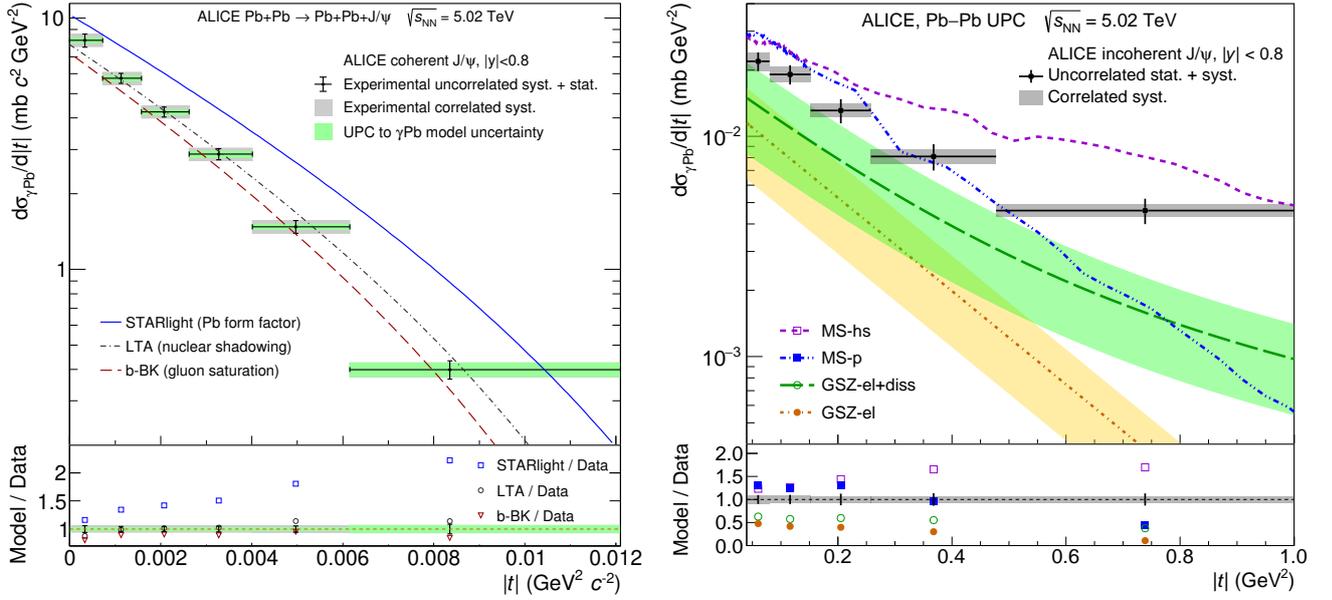


Рис. 5. $|t|$ -зависимость сечения когерентного (слева) и некогерентного (справа) фоторождения J/ψ , извлеченная из распределения по квадрату поперечного импульса J/ψ , в центральной области быстрот в сравнении с теоретическими моделями [A18, A21].

рождения J/ψ в сравнении с теоретическими моделями.

Форма измеренного распределения по t для когерентного сечения фоторождения J/ψ отклоняется от простой зависимости на основе форм-фактора, используемой в модели STARlight [22], но хорошо воспроизводится моделями, включающими глюонные экранировки в рамках приближения лидирующих твистов LTA [25] или эффекты насыщения глюонов в дипольной модели b-BK [26]. Что касается некогерентного сечения, модели GSZ-el и MS-p, не учитывающие флуктуации глюонной плотности, предсказывают значительно более крутую зависимость от t по сравнению с данными. Включение флуктуаций глюонной плотности в этих моделях (MS-hs и GSZ-el+diss) позволяет значительно лучше описать наклон t -зависимости, что подтверждает важную роль субнуклонных степеней свободы в некогерентном процессе. Тем не менее ни одна из моделей не воспроизводит абсолютную нормировку измеренного некогерентного сечения.

Результаты четвертой главы опубликованы в работах [A14, A15, A16, A17, A19, A22, A20, A18, A21, A4, A12, A23, A24, A25, A26, A27, A13, A28].

Пятая глава посвящена измерениям когерентного сечения фоторождения ρ^0 -мезонов, которые расширяют исследования структуры ядер в область мягких масштабов переданного импульса. Измерения были проведены в дипионном канале распада в области центральных быстрот в Pb-Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76 \text{ ТэВ}$ [A29] и 5.02 ТэВ [A30], а также в Xe-Xe столкно-

вениях при энергии 5.44 ТэВ [A31]. Результаты и детали анализа этих данных приведены в первом, втором и третьем разделах пятой главы соответственно.

Для извлечения когерентного сечения ρ^0 -мезонов спектры по инвариантной массе пионных пар, скорректированные на светимость и эффективность реконструкции событий, было аппроксимированы суммой двух функций: функцией Сединга, которая используется для описания широких резонансов, интерферирующих с континуумом, и члена M , отвечающего за вклад процесса $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$, который невозможно отделить по потерям энергии в ТРС из-за близких масс пионов и мюонов в конечном состоянии:

$$\frac{d^2\sigma}{dm dy} = |A \cdot BW_\rho + B|^2 + M, \quad (17)$$

где A — нормировочный параметр функции Брейта-Вигнера для ρ^0 -мезона (BW_ρ), а B — амплитуда нерезонансного рождения $\pi^+\pi^-$ пар.

Измеренные сечения были скорректированы на долю событий некогерентного фоторождения ρ^0 -мезонов в области малых $p_T < 0.15$ ГэВ/с, которая была определена путем аппроксимации спектра по поперечному импульсу при больших $p_T > 0.15$ ГэВ/с с использованием параметризации p_T -распределений некогерентного процесса.

Расчеты в модели векторной доминантности GKZ [A1], учитывающей экранировки в формализме Грибова-Глаубера, хорошо описывают измеренные сечения как в Pb–Pb, так и в Xe–Xe столкновениях. При этом модели, учитывающие только глауберовские экранировки, дают существенно завышенные оценки по сравнению с экспериментальными данными, что свидетельствует о важности учета грибовских поправок. Удовлетворительное описание данных было также получено в дипольной модели хот-спотов ССКТ [18].

Сечения были измерены для различных классов событий в зависимости от наличия форвардных нейтронов из-за электромагнитной диссоциации ядер. Модели, описывающие вероятность электромагнитной диссоциации из-за дополнительного обмена фотонами, согласуются с наблюдаемыми сечениями. Это дает дополнительную уверенность в том, что метод, предложенный в работе [7], можно надежно применять для разделения вкладов низких и высоких энергий фотонов в форвардной области.

Измерения в Pb–Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ и в Xe–Xe столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ ТэВ в области центральных быстрот соответствуют примерно одинаковой энергии фотон-нуклонного взаи-

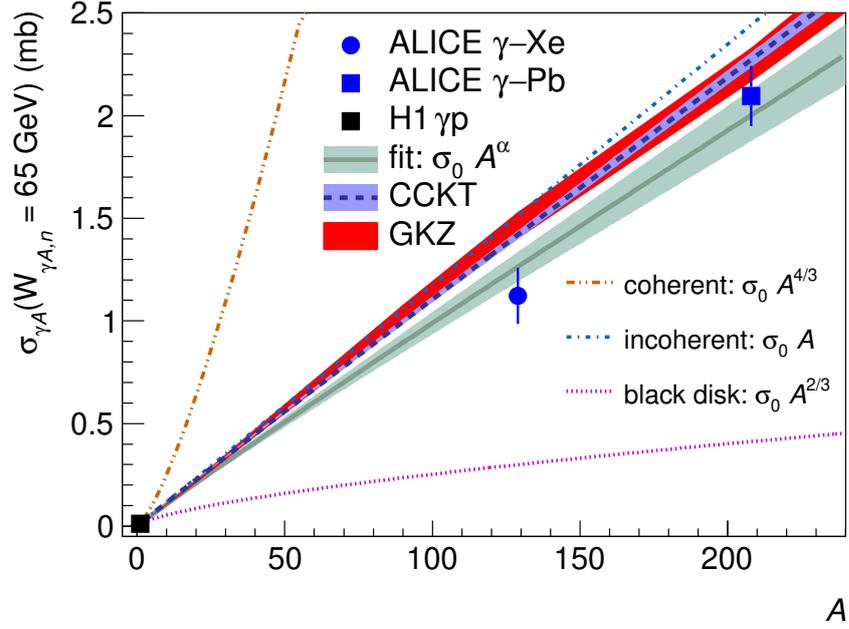


Рис. 6. Измеренная зависимость сечения когерентного фоторождения ρ^0 -мезона от A в сравнении с предсказаниями различных моделей [A31].

модействия: $W_{\gamma p} = 62$ ГэВ для Pb–Pb и $W_{\gamma p} = 65$ ГэВ для Xe–Xe столкновений. Это позволяет рассмотреть зависимость фотоядерного сечения от атомного номера A при энергии $W_{\gamma p} \approx 65$ ГэВ. На рисунке 6 представлены результаты расчета фотоядерного сечения в зависимости от A . Поведение измеренного сечения значительно отличается от степенной зависимости с параметром $\alpha = 4/3$, соответствующей импульсному приближению, что свидетельствует о значительных эффектах ядерных экранировок. При этом при энергии $W_{\gamma A} = 65$ ГэВ измеренные фотоядерные сечения еще очень далеки от режима черного диска, для которого ожидается зависимость $A^{2/3}$.

Результаты пятой главы опубликованы в работах [A29, A30, A31, A13].

Шестая глава посвящена исследованию возможностей изучения фотон-ядерных и фотон-фотонных взаимодействий на установке ALICE в будущих сеансах работы БАК. Проведенные исследования показали, что увеличенная светимость и переход в режим непрерывного считывания данных в сеансах Run 3 и Run 4 позволяют увеличить выборку событий с фоторождением векторных мезонов практически на два порядка, что открывает новые возможности и направления исследований [A32]. В частности, измерения различных состояний кваркония (J/ψ , $\psi(2S)$ и $\Upsilon(1S)$) позволят исследовать зависимость глюонных экранировок не только от x , но и от масштаба μ^2 , а детальные измерения t -зависимости сечений фоторождения J/ψ и ρ^0 -мезонов дают возможность извлечения зависимости ядерных экранировок от прицельного параметра как на

мягких, так и на жестких масштабах. Фактор ядерных экранировок может быть также измерен в широком диапазоне по x и μ^2 в исследованиях фоторождения двуструйных событий и пар D -мезонов.

В p–Pb столкновениях также появляются новые направления исследований. В частности, анализ распределений по поперечному импульсу может позволить разделить вклады, соответствующие фоторождению J/ψ на протоне и на ядрах в широком диапазоне энергий, и исследовать глюонные экранировки в ядрах вплоть до $x \sim 10^{-5}$ вторым, независимым способом.

Широкие возможности также открываются для поиска новой физики в фотон-фотонных взаимодействиях. Примером возможных процессов, доступных для изучения в ультрапериферических столкновениях ядер, является резонансное рождение аксионоподобных частиц ($\gamma\gamma \rightarrow a \rightarrow \gamma\gamma$) на фоне непрерывного спектра рассеяния света на свете. Предлагаемый в настоящее время эксперимент ALICE 3 [27], который заменит эксперимент ALICE в 2030-х годах, позволит улучшить пределы на константу связи аксионоподобных частиц в малоисследованной области промежуточных масс от 50 МэВ до 5 ГэВ до уровня порядка 1 ТэВ^{-1} [A33].

Вторым примером поиска проявлений новой физики в фотон-фотонных взаимодействиях является возможность измерения аномального магнитного момента тау-лептона a_τ в процессе $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$, который можно исследовать в ультрапериферических столкновениях на БАК. Спектры электронов и мюонов из распадов τ по поперечному импульсу оказываются чувствительны к значению a_τ . Эксперимент ALICE предоставляет возможности измерений процесса $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$ в области малых поперечных импульсов лептонов из распада τ , что позволяет в несколько раз улучшить пределы на значение a_τ [A34, A35].

Результаты шестой главы опубликованы в работах [A32, A33, A34, A35].

В заключении перечислены основные результаты диссертации.

Основные публикации по теме диссертации

- A1. Guzey V., Kryshen E., Zhalov M. Coherent photoproduction of vector mesons in ultraperipheral heavy ion collisions: Update for run 2 at the CERN Large Hadron Collider // *Phys. Rev. C*. 2016. Vol. 93. P. 055206.
- A2. Guzey V., Kryshen E., Zhalov M. Photoproduction of light vector mesons in Xe–Xe ultraperipheral collisions at the LHC and the nuclear density of Xe-129 // *Phys. Lett. B*. 2018. Vol. 782. P. 251.

- A3. *Guzey V., Kryshen E., Zhalov M.* Incoherent ρ meson photoproduction in ultraperipheral nuclear collisions at the CERN Large Hadron Collider // [Phys. Rev. C](#). 2020. Vol. 102. P. 015208.
- A4. *Guzey V., Kryshen E., Strikman M., Zhalov M.* Nuclear suppression from coherent J/ψ photoproduction at the Large Hadron Collider // [Phys. Lett. B](#). 2021. Vol. 816. P. 136202.
- A5. *Kryshen E., Strikman M., Zhalov M.* Photoproduction of J/ψ with neutron tagging in ultraperipheral collisions of nuclei at RHIC and at the LHC // [Phys. Rev. C](#). 2023. Vol. 108. P. 024904.
- A6. *Abelev B., Kryshen E. et al.* Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC // [Int. J. Mod. Phys. A](#). 2014. Vol. 29. P. 1430044.
- A7. *Acharya S., Kryshen E. et al.* ALICE luminosity determination for Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV // [JINST](#). 2024. Vol. 19. P. P02039.
- A8. *Abelev B., Kryshen E. et al.* Measurement of visible cross sections in proton-lead collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV in van der Meer scans with the ALICE detector // [JINST](#). 2014. Vol. 9. P. P11003.
- A9. *Abelev B., Kryshen E. et al.* Exclusive J/ψ photoproduction off protons in ultra-peripheral p-Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV // [Phys. Rev. Lett.](#) 2014. Vol. 113. P. 232504.
- A10. *Acharya S., Kryshen E. et al.* Energy dependence of exclusive J/ψ photoproduction off protons in ultra-peripheral p–Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV // [Eur. Phys. J. C](#). 2019. Vol. 79. P. 402.
- A11. *Acharya S., Kryshen E. et al.* Exclusive and dissociative J/ψ photoproduction, and exclusive dimuon production, in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 8.16$ TeV // [Phys. Rev. D](#). 2023. Vol. 108. P. 112004.
- A12. *Kryshen E.* Heavy vector meson photoproduction in ultra-peripheral collisions at the LHC // [Acta Phys. Polon. B](#). 2019. Vol. 50. P. 1095.
- A13. *Kryshen E.* Overview of ALICE results on ultra-peripheral collisions // [EPJ Web Conf](#). 2019. Vol. 204. P. 01011.
- A14. *Abelev B., Kryshen E. et al.* Coherent J/ψ photoproduction in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV // [Phys. Lett. B](#). 2013. Vol. 718. P. 1273.
- A15. *Abbas E., Kryshen E. et al.* Charmonium and e^+e^- pair photoproduction at mid-rapidity in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2.76$ TeV // [Eur. Phys. J. C](#). 2013. Vol. 73. P. 2617.
- A16. *Acharya S., Kryshen E. et al.* Coherent J/ψ photoproduction at forward ra-

- pidity in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV // [Phys. Lett. B](#). 2019. Vol. 798. P. 134926.
- A17. *Acharya S., Kryshen E. et al.* Coherent J/ψ and ψ' photoproduction at midrapidity in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV // [Eur. Phys. J. C](#). 2021. Vol. 81. P. 712.
- A18. *Acharya S., Kryshen E. et al.* First measurement of the $|t|$ -dependence of coherent J/ψ photonuclear production // [Phys. Lett. B](#). 2021. Vol. 817. P. 136280.
- A19. *Guzey V., Kryshen E., Strikman M., Zhalov M.* Evidence for nuclear gluon shadowing from the ALICE measurements of PbPb ultraperipheral exclusive J/ψ production // [Phys. Lett. B](#). 2013. Vol. 726. P. 290.
- A20. *Acharya S., Kryshen E. et al.* Energy dependence of coherent photonuclear production of J/ψ mesons in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV // [JHEP](#). 2023. Vol. 10. P. 119.
- A21. *Acharya S., Kryshen E. et al.* First measurement of the $|t|$ -dependence of incoherent J/ψ photonuclear production. Accepted for publication in *Phys. Rev. Lett.* arXiv:[2305.06169](#).
- A22. *Adam J., Kryshen E. et al.* Coherent $\psi(2S)$ photoproduction in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV // [Phys. Lett. B](#). 2015. Vol. 751. P. 358.
- A23. *Kryshen E.* Photoproduction of heavy vector mesons in ultra-peripheral Pb-Pb collisions // [Nucl. Phys. A](#). 2017. Vol. 967. P. 273.
- A24. *Kryshen E. L.* ALICE status and plans // [PoS](#). 2012. Vol. IHEP-LHC-2012. P. 002.
- A25. *Kryshen E.* Diffraction and ultraperipheral collisions at ALICE // Proceedings of 48th Rencontres de Moriond Conference on QCD and High Energy Interactions. 2013. P. 269.
- A26. *Kryshen E.* ALICE results on vector meson photoproduction in ultra-peripheral p-Pb and Pb-Pb collisions // Proceedings of the 20th International Conference on Particles and Nuclei. 2014. P. 199.
- A27. *Kryshen E.* QCD at forward rapidity, in ultra-peripheral collisions, and multi-parton interactions // [PoS](#). 2018. Vol. LHCP2018. P. 108.
- A28. *Kryshen E.* Recent ALICE results on coherent J/ψ photoproduction in ultra-peripheral Pb-Pb collisions // [PoS](#). 2019. Vol. DIS2019. P. 056.
- A29. *Adam J., Kryshen E. et al.* Coherent ρ^0 photoproduction in ultra-peripheral

- Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV // [JHEP](#). 2015. Vol. 09. P. 095.
- A30. *Acharya S., Kryshen E. et al.* Coherent photoproduction of ρ^0 vector mesons in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV // [JHEP](#). 2020. Vol. 06. P. 035.
- A31. *Acharya S., Kryshen E. et al.* First measurement of coherent ρ^0 photoproduction in ultra-peripheral Xe–Xe collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.44$ TeV // [Phys. Lett. B](#). 2021. Vol. 820. P. 136481.
- A32. *Citron Z., Kryshen E. et al.* Report from Working Group 5: Future physics opportunities for high-density QCD at the LHC with heavy-ion and proton beams // [CERN Yellow Rep. Monogr](#). 2019. Vol. 7. P. 1159.
- A33. *d’Enterria D., Kryshen E. et al.* Opportunities for new physics searches with heavy ions at colliders // [J. Phys. G](#). 2023. Vol. 50. P. 050501.
- A34. *Burmasov N., Kryshen E., Buehler P., Lavicka R.* Upcgen: A Monte Carlo simulation program for dilepton pair production in ultra-peripheral collisions of heavy ions // [Comput. Phys. Commun](#). 2022. Vol. 277. P. 108388.
- A35. *Burmasov N., Kryshen E., Bühler P., Lavicka R.* Feasibility studies of tau-lepton anomalous magnetic moment measurements in ultraperipheral collisions at the LHC // [Phys. Part. Nucl](#). 2023. Vol. 54. P. 590.

Цитированная литература

1. *Abramowicz H. et al.* Combination of measurements of inclusive deep inelastic $e^\pm p$ scattering cross sections and QCD analysis of HERA data // [Eur. Phys. J. C](#). 2015. Vol. 75. P. 580.
2. *Gribov L. V., Levin E. M., Ryskin M. G.* Semihard processes in QCD // [Phys. Rept](#). 1983. Vol. 100. P. 1.
3. *Armesto N.* Nuclear shadowing // [J. Phys. G](#). 2006. Vol. 32. P. R367.
4. *Ryskin M. G.* Diffractive J/ψ electroproduction in LLA QCD // [Z. Phys. C](#). 1993. Vol. 57. P. 89.
5. *Frankfurt L., Strikman M., Zhalov M.* Signals for black body limit in coherent ultraperipheral heavy ion collisions // [Phys. Lett. B](#). 2002. Vol. 537. P. 51.
6. *Baltz A. J. et al.* The physics of ultraperipheral collisions at the LHC // [Phys. Rept](#). 2008. Vol. 458. P. 1.
7. *Guzey V., Strikman M., Zhalov M.* Disentangling coherent and incoherent quasielastic J/ψ photoproduction on nuclei by neutron tagging in ultraperipheral ion collisions at the LHC // [Eur. Phys. J. C](#). 2014. Vol. 74. P. 2942.

8. *Glauber R. J.* High-energy collision theory // Lectures in Theoretical Physics. New York: Interscience, 1959. P. 315.
9. *Gribov V. N.* Glauber corrections and the interaction between high-energy hadrons and nuclei // Sov. Phys. JETP. 1969. Vol. 29. P. 483.
10. *Eskola K. J., Paukkunen H., Salgado C. A.* EPS09: A new generation of NLO and LO nuclear parton distribution functions // [JHEP](#). 2009. Vol. 04. P. 065.
11. *Frankfurt L., Guzey V., Strikman M.* Leading twist nuclear shadowing phenomena in hard processes with nuclei // [Phys. Rept.](#) 2012. Vol. 512. P. 255.
12. *Frankfurt L., Guzey V., Strikman M., Zhalov M.* Nuclear shadowing in photoproduction of ρ mesons in ultraperipheral nucleus collisions at RHIC and the LHC // [Phys. Lett. B](#). 2016. Vol. 752. P. 51.
13. *Kopeliovich B. Z., Lapidus L. I., Zamolodchikov A. B.* Dynamics of color in hadron diffraction on nuclei // JETP Lett. 1981. Vol. 33. P. 595.
14. *Lappi T., Mantysaari H.* J/ψ production in ultraperipheral Pb+Pb and p +Pb collisions at energies available at the CERN Large Hadron Collider // [Phys. Rev. C](#). 2013. Vol. 87. P. 032201.
15. *Luszczak A., Schäfer W.* Coherent photoproduction of J/ψ in nucleus-nucleus collisions in the color dipole approach // [Phys. Rev. C](#). 2019. Vol. 99. P. 044905.
16. *Kopeliovich B. Z., Krelina M., Nemchik J., Potashnikova I. K.* Ultraperipheral nuclear collisions as a source of heavy quarkonia // [Phys. Rev. D](#). 2023. Vol. 107. P. 054005.
17. *Bendova D., Cepila J., Contreras J. G., Matas M.* Photonuclear J/ψ production at the LHC: Proton-based versus nuclear dipole scattering amplitudes // [Phys. Lett. B](#). 2021. Vol. 817. P. 136306.
18. *Cepila J., Contreras J. G., Krelina M.* Coherent and incoherent J/ψ photonuclear production in an energy-dependent hot-spot model // [Phys. Rev. C](#). 2018. Vol. 97. P. 024901.
19. *Jones S.P., Martin A.D., Ryskin M.G., Teubner T.* Probes of the small x gluon via exclusive J/ψ and Υ production at HERA and the LHC // [JHEP](#). 2013. Vol. 11. P. 085.
20. *Cepila J., Contreras J.G., Tapia Takaki J. D.* Energy dependence of dissociative J/ψ photoproduction as a signature of gluon saturation at the LHC // [Phys. Lett. B](#). 2017. Vol. 766. P. 186.
21. *Armesto N., Rezaeian A.* Exclusive vector meson production at high energies and gluon saturation // [Phys. Rev. D](#). 2014. Vol. 90. P. 054003.

22. *Klein S. et al.* STARlight: A Monte Carlo simulation program for ultraperipheral collisions of relativistic ions // [Comput. Phys. Commun.](#) 2017. Vol. 212. P. 258.
23. *Aaij R. et al.* Study of exclusive photoproduction of charmonium in ultra-peripheral lead-lead collisions // [JHEP.](#) 2023. Vol. 06. P. 146.
24. *Tumasyan A. et al.* Probing small Bjorken- x nuclear gluonic structure via coherent J/ψ photoproduction in ultraperipheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV // [Phys. Rev. Lett.](#) 2023. Vol. 131. P. 262301.
25. *Guzey V., Strikman M., Zhalov M.* Accessing transverse nucleon and gluon distributions in heavy nuclei using coherent vector meson photoproduction at high energies in ion ultraperipheral collisions // [Phys. Rev. C.](#) 2017. Vol. 95. P. 025204.
26. *Bendova D., Cepila J., Contreras J.G., Matas M.* Solution to the Balitsky-Kovchegov equation with the collinearly improved kernel including impact-parameter dependence // [Phys. Rev. D.](#) 2019. Vol. 100. P. 054015.
27. *ALICE Collaboration.* Letter of intent for ALICE 3: A next-generation heavy-ion experiment at the LHC. [arXiv:2211.02491](#).