

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

На правах рукописи

Голубенко Анна Александровна

**ПОЛЯРИЗОВАННАЯ СТРУКТУРНАЯ ФУНКЦИЯ
ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНОГО ПИОНА
НА ПРОТОНЕ В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ**

Специальность 1.3.15 — «Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий» (01.04.16 - «Физика атомного ядра и элементарных частиц»)

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2022

Работа выполнена в Лаборатории общего и специального практикума
Научно-исследовательского института ядерной физики имени
Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова

Научный руководитель: **Исупов Евгений Леонидович**,
кандидат физико-математических наук

Официальные оппоненты: **Тарасов Виктор Викторович**,
кандидат физико-математических наук,
ФГБУ «Институт теоретической и экспериментальной физики имени А.И. Алиханова»
НИЦ «Курчатовский институт»,
научный сотрудник

Платонов Сергей Юрьевич,
доктор физико-математических наук, доцент,
Московский государственный университет имени
М.В. Ломоносова, физический факультет,
профессор

Джилавян Леонид Завенович,
доктор физико-математических наук,
ФГБУН Институт ядерных исследований РАН,
ведущий научный сотрудник

Защита состоится «17» июня 2022 г. в 15:00 часов на заседании диссертационного совета МГУ.013.2 (МГУ.01.11) Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991, Россия, г. Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 5 (19 корпус Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова), аудитория 2-15.

Диссертация находится на хранении в отделе диссертаций научной библиотеки МГУ имени М.В. Ломоносова (Ломоносовский просп., д. 27). С информацией о регистрации участия в защите и с диссертацией в электронном виде можно ознакомиться на сайте ИАС «ИСТИНА» <https://istina.msu.ru/dissertations/453194507/>.

Автореферат разослан «__» _____ 202__ г.

Ученый секретарь диссертационного совета
кандидат физико-математических наук



Л.И. Галанина

Общая характеристика работы

Актуальность темы. На сегодняшний день не вызывает сомнения, что Квантовая Хромодинамика (КХД) — истинная теория сильных взаимодействий. Успех КХД связан, в основном, с ее использованием в рамках квантовой теории возмущений для описания процессов, амплитуды которых могут быть представлены в факторизованном виде: а) жесткой части, описываемой в рамках пертурбативной КХД, и б) части, отвечающей непертурбативным сильным взаимодействиям (PDF, PDA, GPD, TMD), описываемой в рамках параметризаций и определяемой из анализа экспериментальных данных [1]. Однако такие фундаментальные явления, как кварк-глюонный конфайнмент и возникновение адронной массы, являются существенно непертурбативными и для своего исследования требуют большого массива экспериментальных данных в кинематической области, соответствующей сильным взаимодействиям в режиме большой (сравнимой с единицей) бегущей величины безразмерного параметра связи КХД α_S [2]. При использовании методов непертурбативной КХД, таких как уравнения Дайсона-Швингера, измеряемые наблюдаемые электророждения нуклонных резонансов могут быть связаны с механизмами возникновения массы адронов [3].

Процессы электророждения одиночного пиона на нуклонах являются одним из основных и наиболее изученных методов исследования спектра и структуры нуклонных резонансов N^* [3–5]. Электронный ускоритель непрерывного действия CEBAF в сочетании с детектором CLAS [6], охватывающим почти полный телесный угол эмиссии конечных частиц, предоставил большую часть доступной информации о $N\pi$ каналах электророждения при инвариантных массах конечных адронов $W < 1.8$ ГэВ и при виртуальности фотонов $Q^2 < 5.0$ ГэВ². Имеющиеся экспериментальные данные дают возможность определить переходные спиральные амплитуды электровозбуждения нуклонных резонансов (амплитуды электровозбуждения $\gamma_v p N^*$) для большинства резонансов в области масс меньше 1.8 ГэВ [3–5].

Анализ данных CLAS по амплитудам электровозбуждения N^* показал, что их структура определяется совместным вкладом внутреннего кора из трех одетых кварков и внешнего мезон-барионного облака [3; 4]. Амплитуды $A_{1/2}(Q^2)$, $A_{3/2}(Q^2)$ и $S_{1/2}(Q^2)$ чувствительны к механизмам возникновения массы адронов [2; 3] и могут быть описаны в рамках непертурбативного

подхода к КХД в формализме уравнений Дайсона-Швингера, а также с использованием феноменологических конституентных кварковых моделей [7; 8].

Основным источником информации об амплитудах электровозбуждения $\gamma_v p N^*$ в настоящее время являются дифференциальные сечения и поляризационные асимметрии основных эксклюзивных каналов электророждения мезонов на нуклонах $N\pi$, $\pi^+\pi^-p$, ηp , $K\Lambda$, $K\Sigma$ в резонансной области. Использование поляризационных наблюдаемых, таких как спиновая асимметрия пучка и связанная с ней структурная функция $\sigma_{LT'}$, открывает доступ к эффектам интерференции между различными механизмами в амплитудах электророждения мезонов на протонах и расширяет возможности для надежного извлечения амплитуд электровозбуждения нуклонных резонансов из экспериментальных данных. Поляризованная структурная функция $\sigma_{LT'}$ определяет мнимую часть билинейных произведений продольной и поперечной амплитуд. Спиновые асимметрии пучка являются важными наблюдаемыми для извлечения амплитуд электровозбуждения N^* с малыми вкладами, в частности, продольных $S_{1/2}$ амплитуд электровозбуждения $\gamma_v p N^*$, так как небольшие вклады от мнимой части продольных резонансных амплитуд могут быть усилены при их интерференции с действительной частью нерезонансных вкладов. Предыдущие исследования асимметрий, как в π^+n , так и в π^0p каналах [9] были сосредоточены в диапазоне инвариантных масс конечных адронов $W < 1.5$ ГэВ и продемонстрировали существенное влияние спиновых асимметрий пучка на извлечение продольных амплитуд электровозбуждений $S_{1/2}$ для состояний $\Delta(1232)3/2^+$ и $N(1440)1/2^+$, опубликованных в статье [5].

Однако в предыдущих работах информация о структурной функции $\sigma_{LT'}$ в области при $W > 1.5$ ГэВ существенно ограничена. Проведенные в диссертационной работе исследования значительно расширяют информацию о поляризационной структурной функции $\sigma_{LT'}$ в реакциях электророждения π^0p на протонах в области $W < 2.0$ ГэВ и для квадратов четырехимпульсов (виртуальностей) фотонов $Q^2 < 1.0$ ГэВ².

Первые и единственные в мире результаты по амплитудам электровозбуждения большинства N^* в области масс < 1.8 ГэВ из данных CLAS открыли новые возможности для изучения вкладов нуклонных резонансов

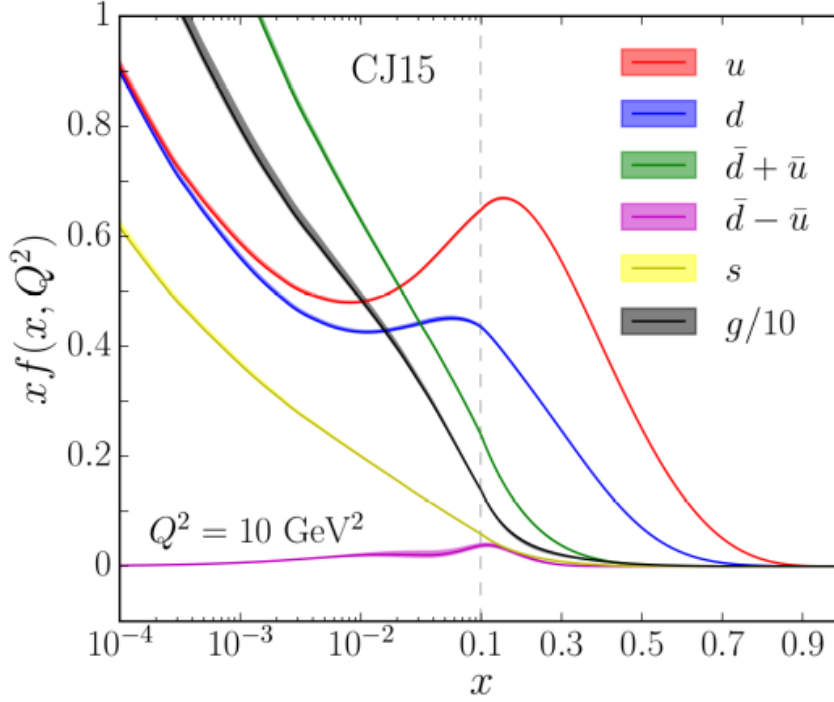


Рис. 1 — Функции партонных распределений для основного состояния протона для кварков различных ароматов (отмечены разными цветами на графике) и глюонов (уменьшенная в 10 раз). [11]

в наблюдаемые инклюзивного рассеяния электронов на протонах. Процессы инклюзивного рассеяния позволили определить функции партонных распределений в широкой области по бьеркеновской переменной x_B (рис. 1). До сих пор партонные распределения оценивались либо вне области резонансного возбуждения, либо, в теоретическом предположении о кварк-адронной дуальности [10] в области возбуждения резонансов. Поведение партонных распределений при больших значениях x_B , соответствующих резонансной области, вызывает особый интерес.

Для доступа к функциям партонных распределений требуется информация о величине вкладов нуклонных резонансов в инклюзивные структурные функции протона. Подобный анализ позволит получить первые данные о поведении партонных распределений в основном состоянии нуклона в области энергий, соответствующей возбуждению резонансов.

В рамках развитого в диссертационной работе метода, впервые оценены резонансные вклады в инклюзивные структурные функции $F_1(x_B, Q^2)$ и $F_2(x_B, Q^2)$ на основе экспериментальных данных по электровозбуждению нуклонных резонансов, что делает возможным исследования партонных рас-

пределений основного состояния нуклона при больших x_B , соответствующих резонансной области. Достоверная оценка резонансных вкладов в наблюдаемые инклюзивного рассеяния электронов в области возбуждения резонансов представляет собой первый шаг к получению функции партонного распределения основного состояния нуклона при $x_B > 0.6$, что и обуславливает мотивацию данной работы.

Цели: Данная работа посвящена экспериментальному измерению спиновых асимметрий пучка и извлечению поляризованных структурных функций. Существенной частью работы является оценка резонансного вклада в инклюзивные структурные функции.

Для достижения поставленных целей необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Произвести надежную идентификацию электронов и протонов, необходимую для предварительного отбора событий, принадлежащих исследуемым каналам реакции, содержащих только один электрон и протон.
2. Вычитание фона различного происхождения в событиях, в том числе от Бете-Гайтлеровских процессов, значительно подавляющих сигнал реакции, и окончательный отбор событий методом недостающей массы для экспериментальных событий $ep \rightarrow epX$
3. Определение спиновой асимметрии пучка и применение коррекций на центр ячеек при четырехмерном разбиении кинематического пространства и радиационных поправок.
4. Извлечение поляризационных структурных функций $\sigma_{LT'}$ из спиновых асимметрий пучка.
5. Сравнение измеренных асимметрий и вычисленных $\sigma_{LT'}$ с феноменологической моделью MAID2007 [12] с различными предположениями об амплитудах электровозбуждения нуклонных резонансов.
6. Интерполяция и экстраполяция инклюзивных структурных функций F_1 и F_2 из мировых данных и данных CLAS в кинематической области по W до 4 ГэВ и по Q^2 до 7 ГэВ².
7. Вычисление резонансного вклада в инклюзивные структурные функции F_1 и F_2 на основе данных по спиральным амплитудам электровозбуждения N^* .

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Доступные экспериментальные данные CLAS позволяют извлечь спиновую асимметрию пучка в 6500 ячейках при четырехмерном разбиении кинематического пространства по W , Q^2 , $\cos \theta_{\pi^0}$, ϕ_{π^0} со систематическими неопределенностями, не превышающими 10%.
2. Использование спиновой асимметрии пучка совместно с данными по неполяризованному сечению дает возможность вычислить поляризованную структурную функцию $\sigma_{LT'}$ со систематическими неопределенностями, не превышающими 10%.
3. Моменты Лежандра для поляризованных структурных функций $\sigma_{LT'}$ демонстрируют чувствительность к вкладам резонансных состояний $S_{31}(1620)$, $P_{13}(1720)$ и $D_{33}(1700)$.
4. Вклады нуклонных резонансов в инклюзивные структурные функции значительны ($> 40\%$) во всей области виртуальностей фотонов, перекрытой измерениями на детекторе CLAS. Резонансные максимумы в трех резонансных областях обнаруживают ярко выраженные различия в их Q^2 -эволюции. Относительные резонансные вклады в первой и третьей резонансной областях уменьшаются с Q^2 , в то время как относительные резонансные вклады во второй резонансной области оказываются Q^2 -независимыми.

Научная новизна:

1. Получена спиновая асимметрия пучка при значении кинематических переменных, соответствующей третьей резонансной области, при $0.4 < Q^2 < 1.0$ ГэВ², где мировые данные до этого отсутствовали или были ограничены.
2. Поляризованная структурная функция $\sigma_{LT'}$ электророждения нейтрального пиона на протоне впервые получена в кинематической области при $0.4 < Q^2 < 1.0$ ГэВ² и $1.5 < W < 1.8$ ГэВ.
3. Определен вклад нуклонных резонансов в инклюзивные структурные функции F_1 и F_2 на основе новейших данных CLAS по амплитудам электровозбуждения N^* .

Практическая значимость Результаты, полученные в диссертации, используются для проверки моделей реакции для одиночного электророждения мезонов в резонансной области. Полученные данные будут использованы

для извлечения в рамках феноменологических моделей амплитуд электровозбуждения и адронных параметров нуклонных резонансов.

Достоверность диссертации достигается использованием апробированных методов анализа данных, эффективность которых подтверждается согласием экспериментальных данных, полученных в ранее опубликованных работах коллаборации CLAS, и мировых данных.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались автором на следующих конференциях: XV International Seminar on Electromagnetic Interactions of Nuclei (Москва – 2018 г.), CLAS Collaboration Meeting (Ньюпорт-Ньюс, США – 2019), International conference “NUCLEUS” (Дубна – 2019 г., Санкт-Петербург – 2020 г.), Научная конференция «Ломоносовские чтения» (Москва – 2019, 2022 гг.), Научная конференция «Черенковские чтения» (Москва – 2022 г.).

Личный вклад. В написанных в соавторстве работах основные результаты, представленные в диссертации, получены автором лично. Автор принимал непосредственное участие в постановке и решении задач и подготовке публикаций.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 6 печатных изданиях, 4 из которых изданы в журналах, индексируемых Web of Science и Scopus и 2 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК.

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.

Первая глава посвящена обзору современного состояния исследований спектра и структуры нуклонных резонансов в электромагнитных процессах. Подчеркивается важная роль нуклонных резонансов в непертурбативной динамике сильных взаимодействий. Обсуждается связь наблюдаемых характеристик электророждения возбужденных состояний нуклона с фундаментальными вопросами кварк-глюонного конфаймента и формирования массы адронов.

Во второй главе описывается экспериментальная установка: электронный ускоритель CEBAF и спектрометр CLAS Национальной лаборатории им. Джефферсона (США).

Эксклюзивные измерения требуют высокой степени заполнения пучка электронного ускорителя. Электронный ускоритель CEBAF обладает частотой ускоряющих структур 1.5 ГГц, что, при минимальном временном разрешении детектирующих систем 0.67 нс, позволяет считать пучок электронов непрерывным во времени. Максимальная энергия непрерывного пучка электронов - 6.0 ГэВ.

Спектрометр CLAS перекрывает практически полный телесный угол эмиссии конечных частиц в эксклюзивных реакциях. Выбор тороидального магнитного поля для разделения и дальнейшей идентификации частиц позволяет регистрировать заряженные частицы с высоким разрешением по импульсу, детектировать частицы, вылетающие под большими полярными углами и сохранять область вокруг мишени вне действия магнитного поля, позволяющую использовать динамически поляризованные мишени. Вид детектора CLAS и линии электронного пучка представлен на рис. 2.

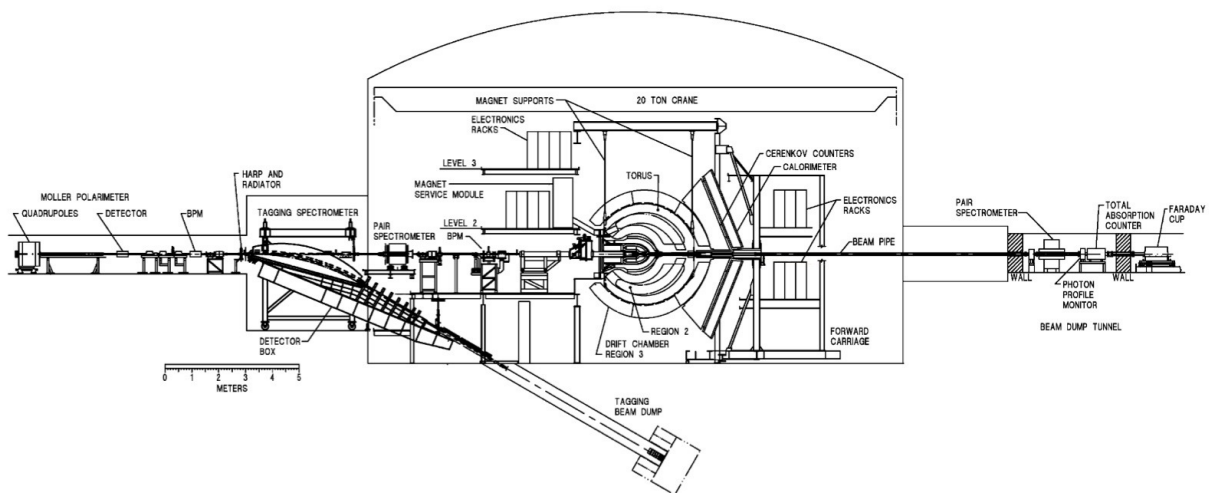


Рис. 2 — Детектор CLAS (вид сбоку)

Детектор CLAS состоит из дрейфовых камер для восстановления траекторий заряженных частиц, черенковских детекторов для разделения электронов и заряженных пионов, сцинтилляционных счетчиков, используемых для измерения времени пролета частиц, и электромагнитного калориметра, регистрирующего в том числе и нейтральные частицы.

В главе описываются основные элементы детектирующей системы и формулируются методы, позволяющие извлечь информацию о физическом событии на основе отклика различных подсистем детектора CLAS.

Третья глава посвящена улучшению методов идентификации частиц и отбору событий реакции электророждения нейтрального пиона на протоне.

Данные, использованные для отбора в настоящей работе, были получены в Hall B JLab в период с ноября 2002 по январь 2003. Продольно поляризованный электронный пучок с энергией 2.036 ГэВ направлялся на водородную мишень. Суммарный заряд на цилиндре Фарадея, собранный во время набора данных, составил 6 мКл.

Считывание событий инициировалось совпадением сигналов электромагнитного калориметра и черенковских счетчиков в одном секторе. Общее количество накопленных триггеров составило $\sim 10^9$.

В главе подробно описаны методы идентификации электронов на основе информации, полученной при помощи электромагнитного калориметра, и отбора протонов при помощи отдельных измерений скорости и импульса частиц для определения массы частицы. Дальнейший отбор событий предполагает учет геометрических областей доверия подсистем детектора, коррекцию координат вершин реакций, связанную со сдвигом центра мишени относительно линии пучка.

Для восстановления кинематических параметров π^0 в реакции $ep \rightarrow ep\pi^0$ с целью набора оптимальной статистики используется метод "недостающей массы". Для эксклюзивных событий $ep\pi^0$ в распределении инвариантной массы восстанавливаемой частицы наблюдался характерный максимум, соответствующий массе π^0 .

Наложение событий радиационного упругого рассеяния (процесс Бете-Гайтлера), которые составляют большую часть фона, с событиями рождения нейтрального пиона в распределении квадрата недостающей массы (см. рис. 3) не позволяет полностью отделить события исследуемого канала, используя только простую отсечку по значению недостающей массы. Для выделения событий реакции $ep \rightarrow ep\pi^0$ исследовались распределения трех различных кинематических переменных: азимутального угла пиона в системе центра масс "виртуальный фотон – протон" ϕ_{π^0} в зависимости от квадрата недостающей массы, разности между измеренным и рассчитанным полярным углом

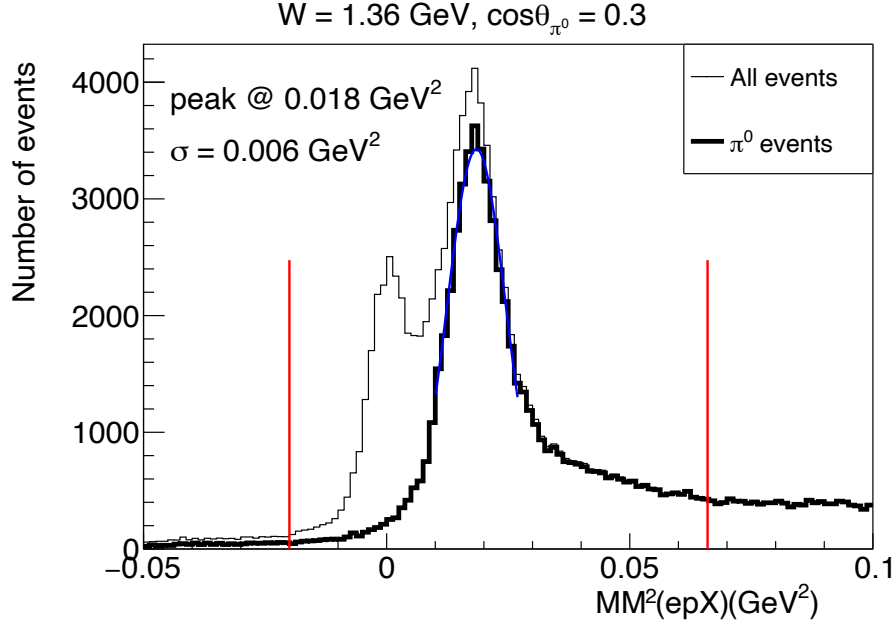


Рис. 3 — Распределение недостающей массы в реакции $ep \rightarrow epX$. Тонкой сплошной линией показано распределение недостающей массы до вычитания фоновых событий Бете-Гайтлера, толстой сплошной — распределение недостающей массы после вычитания упругих радиационных событий. Вертикальные линии обозначают область недостающей массы, использованную для идентификации реакции $ep \rightarrow ep\pi^0$.

протона θ_p в предположении пострadiационных θ_{p_1} (см. (1)) и прерадиационных событий θ_{p_2} (см. (2)). В распределении ϕ_{π^0} события, соответствующие процессам Бете-Гайтлера, концентрируются около $\phi_{\pi^0}=0$, в то время как эксклюзивные события с рождением π^0 распределены в области по ϕ_{π^0} от 0 до 2π . В случае второго и третьего распределения разностей между измеренным и рассчитанным углом протона θ_p , пост- и прерадиационные события также концентрируются вблизи 0 для событий Бете-Гайтлера в соответствующей кинематике. Локализация фоновых событий преимущественно вблизи нуля позволила отделить исследуемые события от фоновых.

$$tg\theta_1 = \left[\left(1 + \frac{E}{M_p} \right) tg \frac{\theta_{e'}}{2} \right]^{-1} \quad (1)$$

$$tg\theta_2 = \left[\left(1 + \frac{E_f}{M_p - E_f + E_f \cos\theta_{e'}} \right) tg \frac{\theta_{e'}}{2} \right]^{-1} \quad (2)$$

Кинематика реакции $ep \rightarrow ep\pi^0$ полностью определяется четырьмя переменными: W , Q^2 , $\cos\theta_{\pi^0}$, и ϕ_{π^0} . Размеры кинематических ячеек были

Таблица 1 — W и Q^2 разбиение экспериментальных данных.

Переменная	Размер ячейки	Количество ячеек	Нижняя граница	Верхняя граница
W , ГэВ	0.025	28	1.1	1.7-1.8
Q^2 , ГэВ ²	0.2-0.4	2	0.4	1.0

Таблица 2 — Разбиение по $\cos\theta_{\pi^0}$ и ϕ_{π^0} .

Переменная	Размер ячейки	Количество ячеек	Нижняя граница	Верхняя граница
$\cos\theta_{\pi^0}$	0.2	10	-1	1
ϕ_{π^0}	30°	12	0°	360°

выбраны таким образом, чтобы при дальнейшем анализе в рамках феноменологических моделей было возможным извлечение параметров нуклонных резонансов. Доступный набор данных покрывает кинематическую область в широком диапазоне по W и Q^2 (см. таблицу 1), и доступная для регистраций область детектора CLAS позволяет перекрыть почти полный телесный угол в системе центра масс (см. таблицу 2).

Далее описываются методы коррекций данных для каждой ячейки (W , Q^2 , $\cos\theta_{\pi^0}$, ϕ_{π^0}):

- Эксклюзивные события π^0 могут исходить как из объема мишени LH_2 , так и из верхних и нижних окон ячейки с мишенью. Эти окна сделаны из алюминиевой фольги толщиной 15 μm . Для оценки фоновых событий использовались измерения с пустой мишенью. Чтобы внести коррекции, к набору данных от измерений с пустой мишенью применяется точно такая же процедура идентификации частиц, включая идентификацию электронов, протонов и π^0 .
- Учет потерь событий вследствие неполного покрытия фазового пространства исследуемого канала детектором (аксептанса детектора) и эффективности регистрации событий исследуемого канала. Обе коррекции были проведены с использованием GSIM, модели детектора CLAS на основе GEANT, который учитывает фактическую геометрию и материалы систем детектора.
- Радиационные поправки. Процессы испускания радиационных фотонов начальным и конечным электронами в реакции электророждения одиночного пиона на протоне были смоделированы с исполь-

зованием подхода EXCLURAD [13]. Адронный тензор оценивался в рамках модели MAID2007 для электророждения нейтральных пионов на протонах [12]. Радиационные поправки были рассчитаны независимо в каждой из 81 (3^4) меньших ячеек, и среднее значение по этим 81 ячейкам было использовано для вычисления фактора радиационных поправок в зависимости от W и Q^2 .

- Дифференциальное сечение может изменяться нелинейно в пределах ячейки, что может привести к тому, что расчетное сечение в центре ячейки не будет совпадать со средним значением сечения в этой ячейке. Для оценки поправок, обусловленных описанным выше эффектом, был использован MAID2007 [12]. Было рассчитано сечение в центре каждой ячейки (CS_c), после чего каждая ячейка ($W, Q^2, \cos \theta_{\pi^0}, \phi_{\pi^0}$) была разделена на десять меньших ячеек, в центре каждой из которых аналогично было рассчитано сечение (CS_{av}). Затем коррекция центра ячейки была определена как отношение CS_{av} к CS_c .

Высокая статистическая точность данных потребовала тщательного изучения возможных источников систематических неопределенностей. Общий метод расчета неопределенности заключался в изменении характерных параметров, соответствующих каждому этапу процедуры анализа для количественной оценки влияния на результирующие асимметрии пучка и структурные функции. Результаты исследований систематических неопределенностей в виде вкладов от различных источников и итоговая систематическая неопределенность измерений CLAS приведены в Таблице 3.

В четвертой главе приведено описание процедуры извлечения поляризованной структурной функции $\sigma_{LT'}$ для канала $ep \rightarrow ep\pi^0$.

Структурная функция $\sigma_{LT'}$ была получена из измеренных значений спиновой асимметрии пучка $A_{LT'}$ и неполяризованных дифференциальных сечений σ_0 из предыдущего измерения на детекторе CLAS [14]:

$$A_{LT'} = \frac{\sqrt{2\epsilon_L(1-\epsilon)} \sigma_{LT'} \sin \theta_{\pi}^* \sin \phi_{\pi}^*}{\sigma_0}. \quad (3)$$

Таблица 3 — Источники и значения систематических неопределенностей.

Отбор	Неопределенности
Доля потерянной энергии	1.49%
Отбор доверительной области для электронов	3.80%
Идентификация протонов	2.44%
Отбор доверительной области для протонов	4.1%
Отбор по m_X^2	2.56%
Отбор по $\Delta\theta_1$	0.68%
Отбор по $\Delta\theta_2$	0.77%
Отбор по ϕ_{π^0}	1.92%
Нормализация	5%
Всего	8.7%

При помощи уравнения (3) были получены значения $\sigma_{LT'}$ в каждой ячейке по $(Q^2, W, \cos\theta_\pi)$ посредством наилучшего описания данных по ϕ_π угловым распределениям конечных пионов по азимутальному углу ϕ_π с величинами $\sigma_{LT'}$ как свободными параметрами (примеры спиновой асимметрии пучка как функции ϕ_{π^0} для $W > 1.5$ ГэВ приведены на рис. 4).

Систематические неопределенности $\sigma_{LT'}$ меньше, чем 10%, и появляются в основном из-за неопределенностей поляризации пучка P_e и σ_0 из доступных экспериментальных данных [14].

Полный набор полученных значений спиновой асимметрии пучка и $\sigma_{LT'}$ внесен в базу данных CLAS [15].

В **пятой главе** поляризованные структурные функции $\sigma_{LT'}$ раскладываются в ряд по полиномам Лежандра, и исследуется чувствительность полученных моментов Лежандра к вкладам различных нуклонных резонансов.

Структурная функция $\sigma_{LT'}$ чувствительна к мнимой части интерференционного члена между амплитудами реакции с поперечно и продольно поляризованным виртуальным фотоном, в то время как его действительная часть пропорциональна структурной функции σ_{LT} (4), доступной из предыдущих измерений [14]. Изучение интерференционных членов между резонансными электровозбуждениями от продольных и поперечных фотонов при помощи данных о структурных функциях σ_{LT} и $\sigma_{LT'}$, проанализированных в

BSA $W= 1.56 \text{ GeV}$, $Q^2= 0.5 \text{ GeV}^2$, $\cos \theta_\pi = -0.9$

BSA $W= 1.71 \text{ GeV}$, $Q^2= 0.5 \text{ GeV}^2$, $\cos \theta_\pi = 0.9$

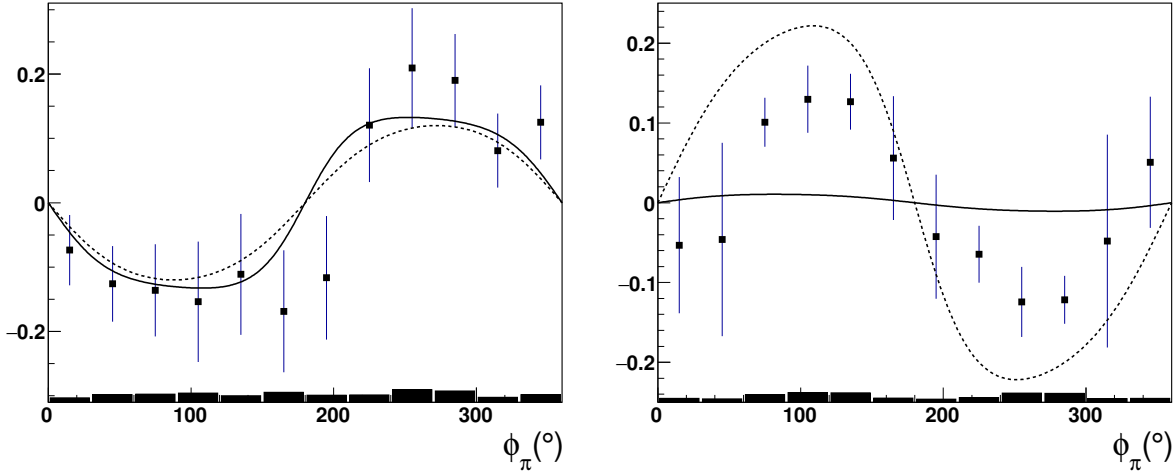


Рис. 4 — Спиновая асимметрия пучка как функция азимутального угла пиона в системе центра масс ϕ_π для реакции $ep \rightarrow ep\pi^0$ для $W=1.56 \text{ GeV}$, $Q^2 = 0.5 \text{ GeV}^2$, $\cos \theta_\pi = -0.9$ (левый) и для $W=1.71 \text{ GeV}$, $Q^2 = 0.5 \text{ GeV}^2$, $\cos \theta_\pi = 0.9$ (правый). Предсказания модели MAID2007 [12] для амплитуд электровозбуждения из MAID2007 [16] показаны сплошной линией.

Пунктирная линия представляет предсказания модели MAID2007 с амплитудами электровозбуждения CLAS [17; 18].

совокупности, позволит расширить информацию о продольных амплитудах электровозбуждения $\gamma_v p N^*$.

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{d\Omega_\pi^*} &= \frac{p_\pi^*}{k_\gamma^*} (\sigma_0 + h\sqrt{2\epsilon_L(1-\epsilon)} \sigma_{LT'} \sin \theta_\pi^* \sin \phi_\pi^*), \\ \sigma_0 &= \sigma_T + \epsilon_L \sigma_L + \epsilon \sigma_{TT} \sin^2 \theta_\pi^* \cos 2\phi_\pi^* \\ &+ \sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)} \sigma_{LT} \sin \theta_\pi^* \cos \phi_\pi^*, \end{aligned} \quad (4)$$

Для разделения вкладов электровозбуждения различных нуклонных резонансов удобно разложить структурную функцию по полиномам Лежандра в каждой ячейке (Q^2, W) , так как билинейное произведение мультиполей в моментах Лежандра D_l для разных значений l содержит вклады от нуклонных резонансов разных спинов и четностей:

$$\sigma_{LT'} = \sum_{l=0}^{l_{max}} D_l P_l(\cos\theta_\pi^*), \quad (5)$$

где l - орбитальный момент конечного состояния $\pi^0 p$. При разложении в ряд количество членов ограничивалось $l_{max} = 3$ для того, чтобы обеспечить стабильное описание $\cos\theta_\pi^*$ -зависимости структурных функций $\sigma_{LT'}$ с десятью точками в каждой (Q^2, W) ячейке.

Полученные W -зависимости моментов Лежандра D_l показаны на рис. 5. Полный набор извлеченных моментов Лежандра доступен в [15]. Полученные значения структурной функции $\sigma_{LT'}$ для электророждения $\pi^0 p$ впервые стали перекрывать третью резонансную область, поэтому в данной работе подробно анализируется чувствительность моментов Лежандра D_l к изменениям амплитуд электровозбуждения $\gamma_v p N^*$ для всех выраженных резонансов второй и третьей резонансных областей, в частности, $\Delta(1620)1/2^-$, $\Delta(1700)3/2^-$ и $N(1720)3/2^+$.

Шестая глава посвящена расчету резонансных вкладов в инклюзивные наблюдаемые на основе экспериментальных данных CLAS по амплитудам электровозбуждения нуклонных резонансов. Кроме этого были выполнены оценки инклюзивных структурных функций $F_{1,2}$ и сечений рассеяния виртуальных фотонов и электронов на протоне в недостаточно исследованной области больших виртуальностей фотонов Q^2 до 12 ГэВ^2 и W до 4 ГэВ , соответствующей кинематической области, перекрываемой новым детектором CLAS12, который начал активный набор данных в 2018 году.

Выполнена оценка вкладов нуклонных резонансов в инклюзивные сечения рассеяния электрона на протоне для состояний с известными массами M_r и спинами J_r . Расчет поперечных и продольных компонент сечения поглощения виртуальных фотонов проводился с помощью формулы Брейта-Вигнера:

$$\sigma_{L,T}^R(W, Q^2) = \frac{\pi}{q_\gamma^2} \sum_{N^*, \Delta^*} (2J_r + 1) \frac{M_r^2 \Gamma_{tot}(W) \Gamma_\gamma^{T,L}(M_r)}{(M_r^2 - W^2)^2 + M_r^2 \Gamma_{tot}^2(W)} \frac{q_\gamma}{K}. \quad (6)$$

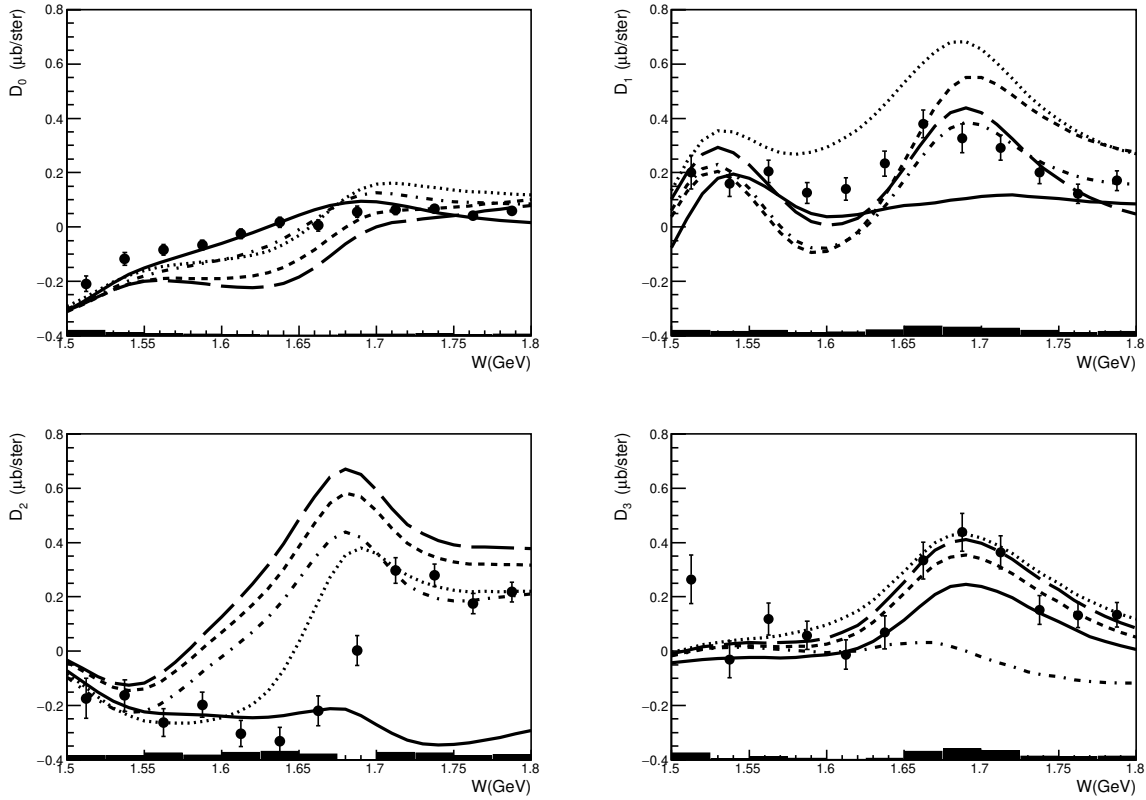


Рис. 5 — Моменты Лежандра $D_l(Q^2, W)$ ($l=0, 1, 2, 3$) структурной функции $\sigma_{LT'}$ из данных электророждения $\pi^0 p$ при $Q^2=0.4-0.6$ ГэВ²: $D_0(Q^2, W)$ (вверху слева), $D_1(Q^2, W)$ (вверху справа), $D_2(Q^2, W)$ (внизу слева), $D_3(Q^2, W)$ (внизу справа). Экспериментальные результаты показаны точками с указанием ошибок, учитывающими статистические неопределенности. Систематические неопределенности данных показаны в нижней части каждого графика темными столбиками. Вычисленные моменты D_l в модели [12] с амплитудами электровозбуждений $\gamma_v p N^*$ из [12] и из [17] показаны толстыми сплошными и пунктирными линиями соответственно. Также продемонстрированы вычисленные значения D_l в модели [12] с амплитудами электровозбуждения $\gamma_v p N^*$ из [17] при исключении вкладов от отдельных резонансов (все амплитуды их электровозбуждения полагаются равными нулю): $\Delta(1600)1/2^-$ (тонкие точечные пунктирные линии), $N(1720)3/2^+$ (тонкие штрихпунктирные пунктирные линии), $\Delta(1700)3/2^-$ (тонкие штриховые линии).

Рассматривались нуклонные резонансы $\Delta(1232)3/2^+$, $N(1440)1/2^+$, $N(1520)3/2^-$, $N(1535)1/2^-$, $\Delta(1620)1/2^-$, $N(1650)1/2^-$, $N(1675)5/2^-$, $N(1680)5/2^+$, $\Delta(1700)3/2^-$, $N(1710)1/2^+$, $N(1720)3/2^+$ со статусом 4 звезды

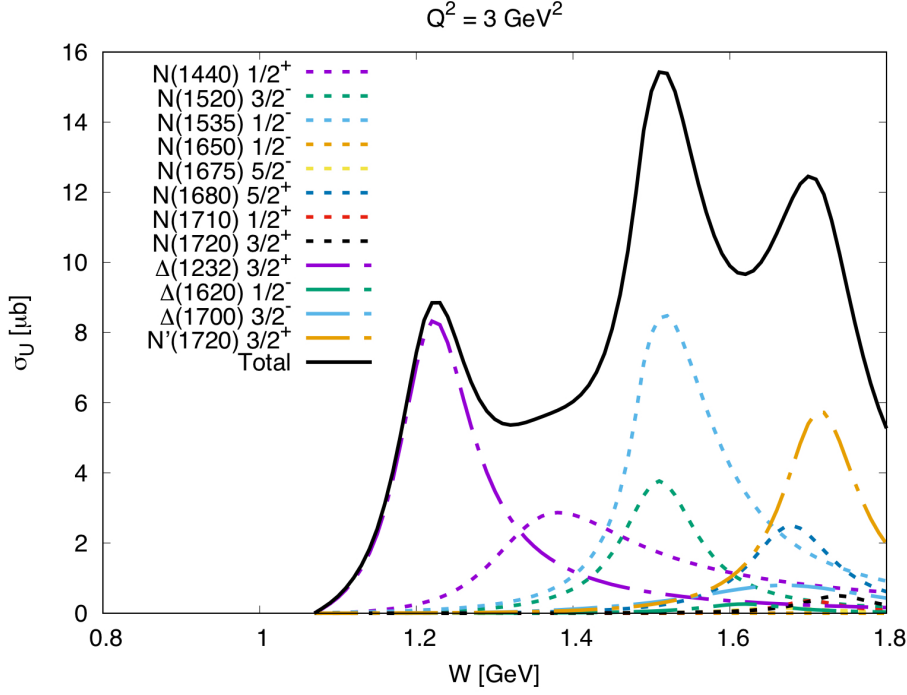


Рис. 6 — Вклады отдельных возбужденных состояний нуклона, рассчитанные по формуле (6) (пунктирные линии), в сравнении с инклюзивным сечением рассеяния электрона на протоне (сплошная линия) для $Q^2 = 3 \text{ ГэВ}^2$.

в PDG и $N'(1720)3/2^+$ с известными амплитудами электровозбуждений из анализа двухпионного канала с использованием данных CLAS [18].

Радиационные ширины резонансов вычислены на основе амплитуд электровозбуждения N^* :

$$\Gamma_r^T(M_r, Q^2) = \frac{q_{\gamma,r}^2(Q^2)}{\pi} \frac{2M_N}{(2J_r + 1)M_r} (|A_{1/2}(Q^2)|^2 + |A_{3/2}(Q^2)|^2); \quad (7)$$

$$\Gamma_r^L(M_r, Q^2) = 2 \frac{q_{\gamma,r}^2(Q^2)}{\pi} \frac{2M_N}{(2J_r + 1)M_r} |S_{1/2}(Q^2)|^2; \quad (8)$$

где $q_{\gamma,r} = q_\gamma|_{W=M_r}$.

Вклады отдельных возбужденных состояний нуклона, рассчитанные по формуле (6), в сравнении с инклюзивным сечением рассеяния электрона на протоне для $Q^2 = 3 \text{ ГэВ}^2$ показаны на рис. 6.

Далее исследуется Q^2 -эволюция вкладов возбужденных состояний нуклона в инклюзивное рассеяние электрона на протоне. Вклады нуклонных резонансов в инклюзивные структурные функции значительны ($> 40\%$) во

всей области виртуальностей фотонов, перекрытой измерениями на детекторе CLAS. Резонансные пики в трех резонансных областях обнаруживают ярко выраженные различия в их Q^2 -эволюции. Относительные резонансные вклады в первой и третьей резонансной областях уменьшаются с Q^2 , в то время как относительные резонансные вклады во второй резонансной области оказываются Q^2 -независимыми. Эти различия в Q^2 -эволюции отражают отличия внутренней структуры возбужденных состояний нуклона в трех резонансных областях, что свидетельствует о необходимости учета вкладов всех выраженных резонансов для надежного определения резонансной компоненты в наблюдаемых инклюзивного рассеяния электронов. Тот факт, что относительный вклад резонансов во второй резонансной области оказывается Q^2 -независимым, представляет большой интерес для теории структуры N^* . Полученный результат указывает на возможную связь между резонансными и нерезонансными процессами в формировании наблюдаемых инклюзивного рассеяния электронов и структуры нуклонных резонансов.

В **заключении** приведены основные результаты работы.

Публикации автора по теме диссертации:

Статьи в журналах, индексируемых Web of Science и Scopus:

1. Polarized structure function $\sigma_{LT'}$ from $\pi^0 p$ electroproduction data in the resonance region at $0.4 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 1.0 \text{ GeV}^2$ / E.L. Isupov, V.D. Burkert, A.A. Golubenko [et al.] // Phys. Rev. C (SJR 1.679; <https://www.scopus.com/sourceid/21100829284>). – 2022. – Feb. – Vol. 105, issue 2. – P. L022201. – DOI: 10.1103/PhysRevC.105.L022201.
2. *A.N. Hiller Blin, V.I. Mokeev, M. Albaladejo, C. Fernández-Ramírez, V. Mathieu, A. Pilloni, A. Szczepaniak, V.D. Burkert, V.V. Chesnokov, A.A. Golubenko, M. Vanderhaeghen.* Nucleon resonance contributions to unpolarized inclusive electron scattering // Phys. Rev. C (SJR 1.679; <https://www.scopus.com/sourceid/21100829284>). – 2019. – Sept. – Vol. 100, issue 3. – P. 035201. – DOI: 10.1103/PhysRevC.100.035201.

3. Оценка наблюдаемых инклюзивного рассеяния электронов в резонансной области на основе экспериментальных данных // А.А. Голубенко [et al.] // Физ. эл. част. и ат. ядра – 2019. – Т. 50. – В. 5 – С. 690.

Evaluation of the Inclusive Electron Scattering Observables in the Resonance Region from the Experimental Data / A.A. Golubenko [et al.] // Phys. Part. Nuclei (SJR = 0.242; <https://www.scopus.com/sourceid/29485>). – 2019. – Sept. – Vol. 50. – P. 587-592. – DOI: 10.1134/S1063779619050083.

4. *E.L. Isupov, V.V. Chesnokov, E.N. Golovach, A.A. Golubenko, B.S. Ishkhanov, V.A. Klimenko.* Electromagnetic form factors of nucleon resonances from CLAS // EPJ Web Conf. (SJR = 0.184; <https://www.scopus.com/sourceid/21100227410>). – 2019. – Vol. 222. – P.02003. – DOI: 10.1051/epjconf/201922202003.

Статьи в журналах, рекомендованных ВАК:

1. *А.А. Голубенко.* Экстраполяция структурных функций F_1 и F_2 в область виртуальностей фотона от 2 до 7 ГэВ² // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. – 2018. – № 2.
2. *А.А. Голубенко, Е.Н. Головач.* Интерполяция и экстраполяция сечений и структурных функций инклюзивного рассеяния электронов на протонах при $W < 4.0$ ГэВ и $2.0 < Q^2 < 7.0$ ГэВ² // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. – 2019. – № 3.

Список литературы

1. *Collins J. C., Soper D. E., Sterman G.* Factorization of Hard Processes in QCD // Adv.Ser.Direct.High Energy Phys. — 1988. — Vol. 5. — P. 1.
2. *Roberts C.* Empirical Consequences of Emergent Mass // Symmetry. — 2020. — Sept. — Vol. 12, no. 9. — P. 1468.
3. *Carman D. S., Joo K., Mokeev V. I.* Strong QCD Insights from Excited Nucleon Structure Studies with CLAS and CLAS12 // Few-Body Systems. — 2020. — Vol. 61, no. 3. — P. 29.
4. *Aznauryan I. G., Burkert V. D.* Electroexcitation of nucleon resonances // Prog. Part. Nucl. Phys. — 2012. — Vol. 67, no. 1. — P. 1–54.

5. Electroexcitation of nucleon resonances from CLAS data on single pion electroproduction / I. G. Aznauryan [et al.] // Phys. Rev. C. — 2009. — Nov. — Vol. 80, issue 5. — P. 055203.
6. The CEBAF large acceptance spectrometer (CLAS) / B. A. Mecking [et al.] // Nucl. Instr. and Meth. — 2003. — Vol. 503, no. 3. — P. 513–553.
7. Transition form factors and helicity amplitudes for electroexcitation of negative and positive parity nucleon resonances in a light-front quark model / I. T. Obukhovskiy [et al.] // Phys. Rev. D. — 2019. — Nov. — Vol. 100, issue 9. — P. 094013.
8. *Lyubovitskij V. E., Schmidt I.* Nucleon resonances with higher spins in soft-wall AdS/QCD // Phys. Rev. D. — 2020. — Nov. — Vol. 102, issue 9. — P. 094008.
9. Q^2 Dependence of Quadrupole Strength in the $\gamma^*p \rightarrow \Delta^+(1232) \rightarrow p\pi^0$ Transition / K. Joo [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Mar. — Vol. 88, issue 12. — P. 122001.
10. Applications of quark-hadron duality in the F_2 structure function / S. P. Malace [et al.] // Phys. Rev. C. — 2009. — Sept. — Vol. 80, issue 3. — P. 035207.
11. Constraints on large- x parton distributions from new weak boson production and deep-inelastic scattering data / A. Accardi [et al.] // Phys. Rev. D. — 2016. — June. — Vol. 93, issue 11. — P. 114017.
12. *Drechsel D., Kamalov S. S., Tiator L.* Unitary isobar model – MAID2007 // The European Physical Journal A. — 2007. — Vol. 34, no. 1. — P. 69.
13. QED radiative corrections in processes of exclusive pion electroproduction / A. Afanasev [et al.] // Physical Review D. — 2002. — Oct. — Vol. 66, no. 7.
14. Exclusive $\pi^0 p$ electroproduction off protons in the resonance region at photon virtualities $0.4 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 1 \text{ GeV}^2$ / N. Markov [et al.] // Phys. Rev. C. — 2020. — Jan. — Vol. 101, issue 1. — P. 015208.
15. CLAS Physics Database. — URL: <http://clasweb.jlab.org/physicsdb>.

16. *L. Tiator D. Drechsel S. S. K., Vanderhaeghen M.* // Eur. Phys. J. ST. — 2011. — Jan. — Vol. 198. — P. 141.
17. Fit of the Resonance Electrocouplings. — URL: <https://userweb.jlab.org/~isupov/couplings/>.
18. *Mokeev V.* Two Pion Photo- and Electroproduction with CLAS // EPJ Web of Conferences. — 2020. — Jan. — Vol. 241. — P. 03003.