

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

МАГИСТЕРСКАЯ РАБОТА

«РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ И ИНСТРУМЕНТОВ РАСЧЕТА  
НАБЛЮДАЕМЫХ ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ ОДИНОЧНОГО ПИОНА  
НА ПРОТОНЕ ИЗ ДАННЫХ ДЕТЕКТОРА CLAS»

Выполнил студент  
213М группы  
Насртдинов Алмаз Газинурович

\_\_\_\_\_

Научный руководитель:  
к.ф.-м.н. с.н.с. Исупов Евгений Леонидович

\_\_\_\_\_

Допущена к защите  
Зав. кафедрой \_\_\_\_\_

МОСКВА

2023

# Оглавление

Введение . . . . .	2
1. Описание эксклюзивных реакций электророждения мезонов на нуклоне . . . . .	8
2. Современные исследования в Лаборатории Джефферсона . . . . .	11
3. Отбор экспериментальных данных по дифференциальным сечениям реакций $\gamma_{\nu}p \rightarrow \pi^0 p$ и $\gamma_{\nu}p \rightarrow \pi^+ n$ . . . . .	13
4. Методы извлечения структурных функций из дифференциальных сечений реакций электророждения одиночного пиона на протоне .	15
5. Разделение поперечных и продольных структурных функций . . . . .	19
6. Линейная интерполяция структурных функций . . . . .	20
7. Вклады каналов электророждения $\pi^+ n$ и $\pi^0 p$ в инклюзивные реакции $ep \rightarrow e'X$ . . . . .	26
Выводы . . . . .	35
Заключение . . . . .	37
Список использованных источников . . . . .	38

## ВВЕДЕНИЕ

Начало XX века - важный этап в познании окружающего мира. Опыты Резерфорда представили миру планетарную модель атома, позднее был открыт протон, в начале 30-ых Джеймс Чедвик обнаружил нейтрон, все это в дальнейшем привело научное сообщество к изучению такой важной структуры, как атомное ядро. Возможность существования положительно заряженного ядра несла в себе множество загадок, требующих формирования новой теории, которая учитывает существование ранее неизвестной силы, позволяющей нуклонам формировать атомное ядро. Произошли первые попытки построения теории, описывающей это взаимодействие, которое позднее было названо сильным. Для теоретического описания процессов сильного взаимодействия была разработана квантовая хромодинамика (КХД), являющаяся фундаментальной теорией сильных взаимодействий.

При высоких энергиях (малые масштабы длин волн - менее 0.1 фм) квантовая хромодинамика является пертурбативной теорией с малой величиной безразмерного параметра кварк-глюонного взаимодействия  $\alpha_s$ , что отвечает режиму асимптотической свободы, описывая взаимодействие точечных кварков и глюонов. Пертурбативный подход дает отличные результаты при высоких энергиях, что было неоднократно проверено в многочисленных экспериментах, где изучались процессы при энергиях от десятков ГэВ до единиц ТэВ и квадратах переданных импульсов от 10 до 10000 ГэВ<sup>2</sup>. При уменьшении энергии пертурбативный подход перестает быть применим из-за быстрого роста параметра кварк-глюонного взаимодействия  $\alpha_s$ , обусловленного антиэкранированием глюонов. При величинах  $\alpha_s$ , сравнимых с единицей, происходит "одевание" точечных токовых кварков и калибровочных глюонов облаками виртуальных

глюонов (кварк-антикварковые пары). При дальнейшем уменьшении энергии (при масштабах длин волн более 1 фм) квантовая хромодинамика становится теорией бесцветных адронов (наблюдается конфайнмент кварков, система цветных кварков формирует бесцветный адрон).

Свойства одетых кварков и глюонов зависят от расстояния и отличаются от свойств точечных кварков и глюонов КХД. Одевание кварков и глюонов формирует почти 98% массы адронов, в то время как взаимодействие с Хиггсовским полем приводит к формированию лишь 2% массы.

В промежуточном диапазоне энергий, для которого масштабы длин волн порядка [0.1фм; 1фм], важнейшую роль играет возбуждение нуклонных резонансов. Возбужденные состояния нуклона проявляются в виде максимумов в зависимостях полных сечений поглощения реальных (рис. 0.1) и виртуальных (рис. 0.2) фотонов от величины инвариантной массы конечной адронной системы  $W$ .

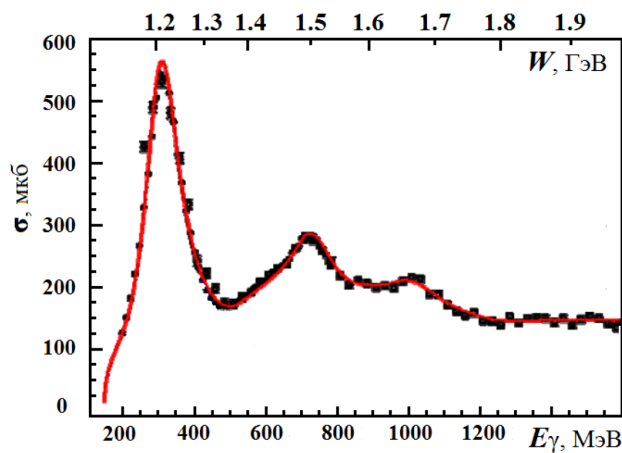


Рис. 0.1: Зависимость полного сечения поглощения реальных фотонов от величин  $E_\gamma$  и  $W$ .

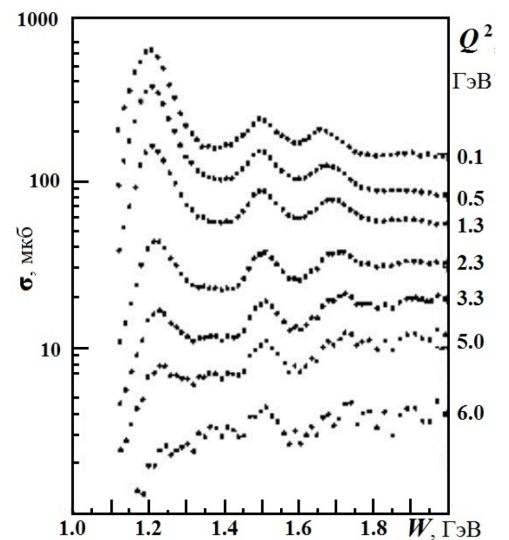


Рис. 0.2: Полное сечение поглощения виртуальных фотонов для различных  $Q^2$  как функция  $W$ .

В инклюзивных сечениях на рис. 0.1 и рис. 0.2 хорошо различимы 3 пика [3, 4]. Пик при величине массы конечной адронной системы  $W = 1.232$  ГэВ называется первым резонансным максимумом и

обусловлен вкладом резонанса  $\Delta(1232)3/2^+$ , а также совокупностью сложных нерезонансных механизмов.  $\Delta(1232)3/2^+$ -резонанс - единственное изолированное состояние в спектре возбужденных состояний нуклона. Другие максимумы сечений фотопоглощения реальных и виртуальных фотонов представляют собой суперпозицию нескольких резонансов.

Максимум в районе 1.5 ГэВ включает в себя 3 резонанса:  $N(1440)1/2^+$ ,  $N(1520)3/2^-$ ,  $N(1535)1/2^-$ . Область величин  $W$ , отвечающих вкладам этих состояний, получила название второго резонансного максимума.

Максимум в районе 1.7 ГэВ в основном обусловлен вкладами резонансов:  $N(1650)1/2^-$ ,  $N(1675)5/2^-$ ,  $N(1685)5/2^+$ ,  $\Delta(1700)3/2^-$ ,  $N(1700)1/2^+$ ,  $N(1720)3/2^+$  и состояния-кандидата  $N'(1720)5/2^+$  [5]. Эта область величин  $W$  называется третьим резонансным максимумом.

Наряду с перечисленными резонансами, в сечения фото- и электровозбуждения нуклонов также дают вклад возбужденные состояния с большими массами, однако, вследствие значительной ширины, они не проявляются в виде структур в зависимостях интегральных инклюзивных сечений возбуждения нуклонов от величины  $W$ .

Необходимо отметить, что, наряду с нуклонными резонансами, существенный вклад в инклюзивные сечения вносят нерезонансные механизмы. Инклюзивные реакции дают ограниченную информацию о процессе возбуждения резонансов, а именно - лишь значение интегрального сечения для каждого  $W$  и  $Q^2$ , поэтому анализ только инклюзивных реакций не позволяет извлечь информацию о параметрах нуклонных резонансов.

Это приводит к необходимости исследования эксклюзивных каналов распада резонансов. В эксклюзивных реакциях измеряются кинематические характеристики всех частиц в конечном состоянии, что позволяет получить более полную информацию об интегральных и дифференциальных сечениях реакций.

Исследование нуклонных резонансов начиналось с изучения рассеяния мезонов на нуклонах. Преимуществом этого метода является большое сечение взаимодействия налетающего мезона и нуклона-мишени. Этот метод, однако, имеет свои сложности, одной из которых является

тот факт, что налетающая частица не является точечной и ее структура неизвестна, что приводит к существенному усложнению интерпретации экспериментальных данных.

Широкое распространение получили реакции под действием пучка пионов. Результаты анализа процессов так называемого упругого пион-нуклонного рассеяния ( $\pi N \rightarrow \pi N$ ) и зарядового обмена (например,  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ ) до сих пор играют важную роль в спектроскопии нуклонных резонансов. Детали анализа этих реакций приведены в работах [6–9]. Однако не все резонансы могут быть обнаружены в упругом пион-нуклонном рассеянии ( $\pi N \rightarrow \pi N$ ), так как многие резонансы распадаются с испусканием мезонов, отличных от пионов, и/или с испусканием более одного мезона. Использование пучков различных долгоживущих мезонов значительно расширяет возможности спектроскопии нуклонных резонансов [10].

Исследования эксклюзивных реакций под действием реальных и виртуальных фотонов, происходящих за счет электромагнитного взаимодействия, обеспечивают предпочтительные условия для изучения возбужденных состояний нуклона по сравнению с реакциями под действием адронов, поскольку фотоны являются бесструктурными частицами, а динамика их формирования и векторы состояния хорошо описываются в квантовой электродинамике.

Эксперименты с реальными фотонами позволяют исследовать спектр возбужденных состояний нуклона. Эксперименты по электровозбуждению нуклонов позволяют изучить сечения (или другие наблюдаемые) при различных значениях виртуальности фотона  $Q^2$  (квадрат четырехимпульса виртуального фотона, взятый с обратным знаком). Величина  $Q^2$  соответствует пространственному масштабу, на котором проводится исследование резонанса, или, другими словами, — пространственному разрешению эксперимента. Изучение  $Q^2$ -эволюции различных наблюдаемых позволяет исследовать структуру резонансного состояния. Как видно из (рис. 0.2), форма инклюзивного сечения сильно отличается для разных виртуальностей фотона  $Q^2$ . Так, при  $Q^2 = 6 \text{ ГэВ}^2$ , максимум, соответствующий  $\Delta$ -резонансу, исчезает, но

второй и третий резонансные максимумы остаются. Таким образом, резонансы с различными квантовыми числами имеют разную структуру. В настоящее время вся информация о структуре возбужденных состояний нуклона получена из реакций эксклюзивного электророждения мезонов на нуклонах.

Эксперименты по фото- и электророждению мезонов на нуклоне проводятся во многих лабораториях на протяжении последних десятилетий. Использование непрерывных пучков электронов и фотонов, а также детекторов с акцептансом порядка  $4\pi$ , впервые позволило выполнить измерения с высокой точностью и почти полным перекрытием фазового пространства реакций [1]. В частности, такими характеристиками обладает детектор CLAS, позволивший накопить большую экспериментальную базу по сечениям и поляризационным наблюдаемым реакций с конечными состояниями  $\pi N$ ,  $\eta N$ ,  $\omega N$ ,  $\pi\pi N$ ,  $K\Lambda$ ,  $K\Sigma$ .

На (рис. 0.3) приведены данные CLAS [11] по выходам эксклюзивных каналов электророждения мезонов на нуклоне. Каналы рождения одного и двух пионов являются основными в сечении фото- и электророждения мезонов на нуклоне в резонансной области. Сумма интегральных сечений этих каналов составляет более 90% инклюзивного сечения. Пики в сечениях каналов  $\pi N$  и  $\pi\pi N$  свидетельствуют о чувствительности этих каналов к вкладам нуклонных резонансов.

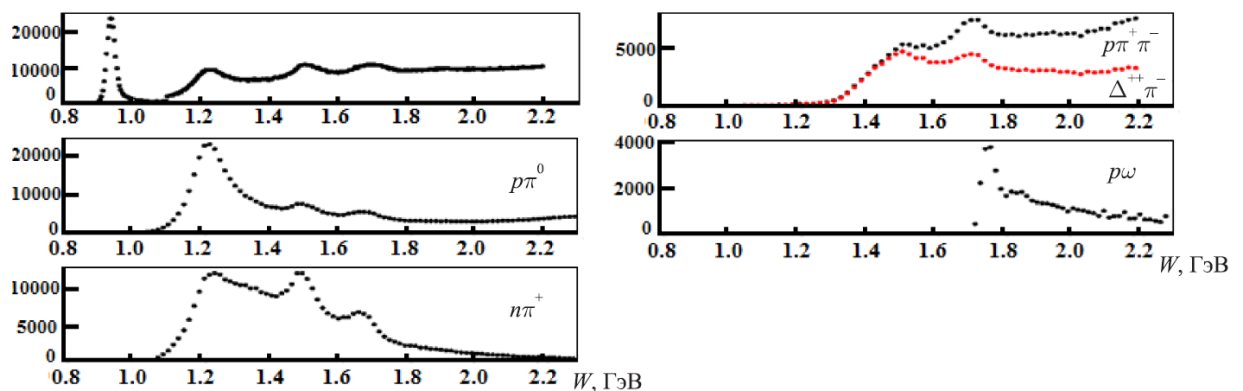


Рис. 0.3: Зависимость полного сечения поглощения реальных фотонов от величины  $W$ .

Резонансы с массой  $M_{N^*} < 1.6$  ГэВ распадаются преимущественно

по каналу  $\pi N$ , что делает этот канал основным источником информации о низколежащих нуклонных резонансах.

Сечение рождения одиночных пионов можно представить в виде:

$$\frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{\pi}} = \frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi}} + \varepsilon \cdot \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi}} \cdot \cos 2\varphi + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \cdot \frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi}} \cdot \cos \varphi,$$

$$\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi}} = \frac{d\sigma_t}{d\Omega_{\pi}} + \varepsilon \cdot \frac{d\sigma_l}{d\Omega_{\pi}},$$

где  $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi}}$ ,  $\frac{d\sigma_t}{d\Omega_{\pi}}$ ,  $\frac{d\sigma_l}{d\Omega_{\pi}}$ ,  $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi}}$ ,  $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi}}$  - неполяризованная (unpolarized), поперечная (transverse), продольная (longitudinal), продольно-поперечная (longitudinal-transverse), поперечно-поперечная (transverse-transverse) структурные функции соответственно. Структурные функции несут в себе информацию о механизмах изучаемой реакции.

Целью данной работы является извлечение структурных функций электророждения одиночных пионов на протоне и их дальнейшая интерполяция (экспериментальные данные определены лишь в ограниченном наборе точек фазового пространства), которая позволит получить значения во всей доступной области и проанализировать полученные зависимости всюду в области до 1.8 ГэВ по инвариантной массе конечной адронной системы  $W$  и виртуальности фотона  $Q^2$  до 6 ГэВ<sup>2</sup>. Также выполняется расчет дифференциальных сечений, проводится оценка вкладов эксклюзивных каналов в инклюзивные сечения реакции электророждения на протоне. В работе используются подходы и программы, позволяющие в дальнейшем использовать новые данные детектора CLAS12 и расширить объем исследуемого фазового пространства.



## 1. Описание эксклюзивных реакций электророждения мезонов на нуклоне

В настоящем разделе изложен формализм описания реакций фото- и электророждения мезонов на нуклоне, показанных на (рис. 1.1).

В процессах электророждения мезонов измеряемые дифференциальные сечения рассеяния электрона на нуклоне с образованием определенного конечного адронного состояния могут быть выражены как:

$$\frac{d^{n+2}\sigma_e}{dE_{ef}d\Omega_{ef}d^n\tau}, \quad (1.1)$$

где  $E_{ef}$  — энергия конечного электрона в лабораторной системе,  $\Omega_{ef}$  — телесный угол конечного электрона в лабораторной системе (вместо переменных  $E_{ef}$  и  $\Omega_{ef}$  могут использоваться  $W$  и  $Q^2$ ),  $d^n\tau$  — дифференциал кинематических переменных конечного адронного состояния. Кинематические переменные конечного состояния определяются числом частиц (адронов) в конечном состоянии.

В случае двух частиц (рис. 1.1) в конечном состоянии существуют 8 возможных кинематических переменных (4 компоненты четырехимпульса каждой конечной частицы). Законы сохранения импульса и энергии накладывают на них 4 условия связи, а тот факт, что конечные мезон и барион должны находиться на массовой поверхности — еще 2. Таким образом, процесс образования двух частиц в конечном состоянии описывается двумя независимыми кинематическими переменными ( $n = 2$  в формуле (1.1)), которые могут быть выбраны различными способами. Например (рис. 1.2), в случае реакций электророждения на протоне в качестве кинематических переменных конечного состояния можно выбрать следующие углы в системе центра масс начальной системы  $\gamma_v N$ :  $\theta$  — угол

между направлением движения фотона и импульсом одной из конечных частиц,  $\varphi$  — угол между плоскостью рассеяния электрона и плоскостью реакции (плоскостью, образованной начальным нуклоном и конечными частицами).

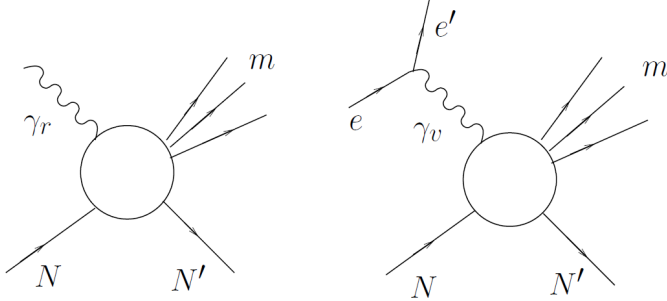


Рис. 1.1: Механизмы реакций фото- и электророждения мезонов ( $m$ ) на нуклоне ( $N$ ).

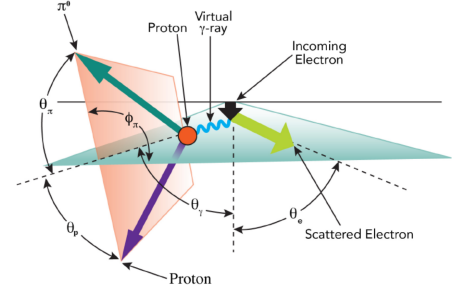


Рис. 1.2: Схема реакции электророждения на протоне.

В приближении однофотонного обмена, показанного на (рис. 1.1, слева), дифференциальное сечение электророждения мезонов может быть представлено в виде произведения потока виртуальных фотонов  $\Gamma_v$  на сечение соответствующего процесса под действием виртуальных фотонов:

$$\frac{d^{n+2}\sigma_e}{dE_{e_f}d\Omega_{e_f}d^n\tau} = \Gamma_v \frac{d^n\sigma_v}{d^n\tau}. \quad (1.2)$$

При рассмотрении реакции электровозбуждения (под действием виртуальных фотонов) в случае двух частиц в конечном состоянии получают [14] следующие выражения:

$$\frac{d^4\sigma_e}{dWdQ^2d\Omega} = \Gamma_\gamma \frac{d\sigma_{\gamma_v}}{d\Omega}, \quad (1.3)$$

$$\Gamma_\gamma(W, Q^2) = \frac{\alpha}{4\pi} \cdot \frac{1}{E_{beam}^2 m_p^2} \cdot \frac{W(W^2 - m_p^2)}{(1 - \varepsilon)Q^2}, \quad (1.4)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_T = \left( 1 + 2 \left( 1 + \frac{\nu^2}{Q^2} \right) \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right)^{-1}, \quad (1.5)$$

$$\varepsilon_L = \frac{Q^2}{\nu^2} \varepsilon_T, \quad (1.6)$$

где  $\Gamma_\gamma(W, Q^2)$  - поток виртуальных фотонов,  $E_{beam}$  - энергия начального

пучка электронов,  $Q^2$  - виртуальность фотона,  $\varepsilon$  - поляризация виртуального фотона,  $\varepsilon_L$  - продольная поляризация,  $W$  - инвариантная масса конечной адронной системы,  $m_p$  - масса протона в ГэВ,  $\alpha$  - постоянная тонкой структуры,  $\theta_e$  - полярный угол рассеяния электрона в лабораторной системе отсчета,  $\nu$  - энергия виртуального фотона.

В случае двух частиц в конечном состоянии системы сечение эксклюзивного электророждения  $N\pi$  может быть представлено [14] как:

$$\frac{d\sigma_{\gamma\nu}}{d\Omega_\pi} = \frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi} + \varepsilon \cdot \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_\pi} \cdot \cos 2\varphi + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \cdot \frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_\pi} \cdot \cos \varphi, \quad (1.7)$$

$$\frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi} = \frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi} + \varepsilon \cdot \frac{d\sigma_l}{d\Omega_\pi}, \quad (1.8)$$

где  $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi}$ ,  $\frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi}$ ,  $\frac{d\sigma_l}{d\Omega_\pi}$ ,  $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_\pi}$ ,  $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_\pi}$  - неполяризованная (unpolarized), поперечная (transverse), продольная (longitudinal), продольно-поперечная (longitudinal-transverse), поперечно-поперечная (transverse-transverse) структурные функции соответственно.

Перечисленные структурные функции зависят от инвариантной массы конечной адронной системы  $W$ , виртуальности фотона  $Q^2$ , полярного  $\theta$ , азимутального  $\varphi$  углов эмиссии конечного пиона в системе центра масс системы.

В более компактном виде выражение (1.7) принимает вид:

$$\frac{d\sigma_{\gamma\nu}}{d\Omega} = A + B \cos 2\varphi + C \cos \varphi, \quad (1.9)$$

$$\text{где } A = \frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi}, B = \varepsilon \cdot \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_\pi}, C = \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \cdot \frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_\pi}.$$

Дифференциальные сечения позволяют определить структурные функции, которые важны для получения информации об амплитудах электровозбуждения, несущих в себе информацию о сильном взаимодействии. Рассмотрение различных каналов позволяет получить независимую оценку теоретических представлений.

## 2. Современные исследования в Лаборатории Джефферсона

Лаборатория Джефферсона, основанная в 1984 году в городе Ньюпорт-Ньюс (штат Виргиния), является одним из основных центров по изучению структуры нуклона и его возбужденных состояний. Значительная часть экспериментальных данных об эксклюзивном электророждении мезонов на протоне была получена именно здесь.

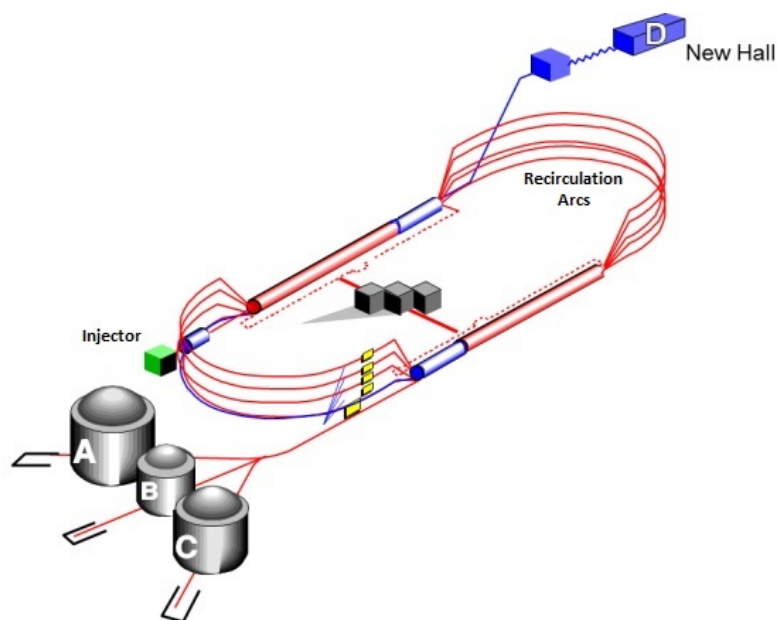


Рис. 2.1: Схема ускорительного комплекса СЕВАФ и экспериментальных залов А,В,С и D.

Данные, использованные в настоящей работе, были получены на ускорителе СЕВАФ (Continuous Electron Beam Accelerator), а также детекторе CLAS (CEBAF Large Acceptance Spectrometer) в холле В лаборатории Джефферсона.

СЕВАФ является линейным ускорителем, схема которого изображена на (рис. 2.1). Циклическая форма ускорителя позволяет многократно пропустить пучок через две прямые ускоряющие секции, в результате чего электроны могут достичь энергии 6 ГэВ.

В экспериментальном зале В находится детектор CLAS (CEBAF Large Acceptance Spectrometer), который работает там с 1997 года. Особенностью этого детектора является возможность регистрации всех частиц почти в полном телесном угле  $4\pi$ . Совокупность детекторов, входящих в спектрометр CLAS (рис. 2.2), позволяет зарегистрировать все частицы, образовавшиеся при столкновении ускоренных электронов с мишенью, а также их кинематические характеристики.

В 2012 году была проведена модернизация ускорителя CEBAF, доступная максимальная энергия пучка достигла 12 ГэВ. Также в экспериментальном зале В был установлен новый спектрометр CLAS12, оптимизированный под большие энергии пучка.

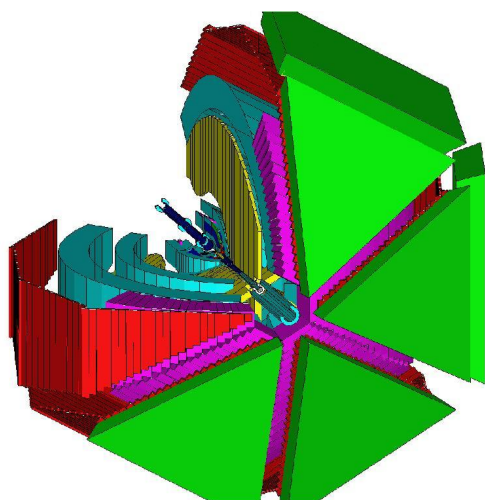


Рис. 2.2: Детектор CLAS.

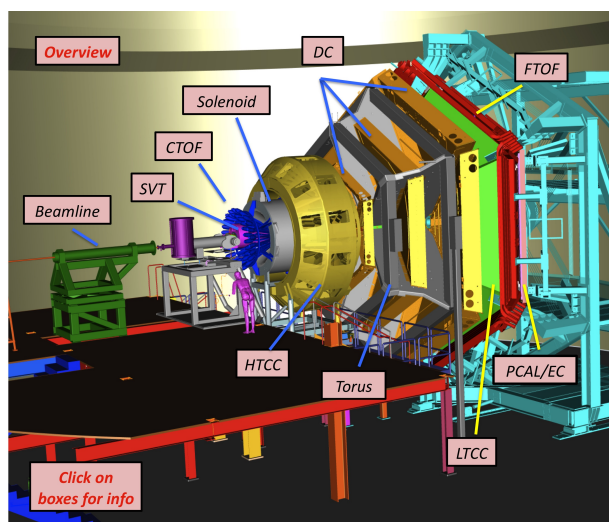


Рис. 2.3: Детектор CLAS12.

3. Отбор экспериментальных данных по дифференциальным сечениям реакций  $\gamma_{\nu}p \rightarrow \pi^0 p$  и  $\gamma_{\nu}p \rightarrow \pi^+ n$

В настоящей работе была использована экспериментальная информация по дифференциальным сечениям реакции электроорождения  $N\pi$  на протонах под действием виртуальных фотонов, доступная в базе данных CLAS [15]. Были отобраны экспериментальные данные, которые удовлетворяли следующим критериям:

- 1) Были исключены точки с относительной погрешностью более 0.7.
- 2) Была выполнена аппроксимация измеренных дифференциальных сечений в каждом интервале по  $(W, Q^2, \theta)$  в зависимости от угла  $\varphi$  согласно (1.7). Угловое распределение (1.7) представляет собой модельно-независимое описание в приближении однофотонного обмена [16]. Строились распределения отклонений от аппроксимированных значений по хи-квадрат. Получено, что наилучшая аппроксимация наблюдается в том случае, если в зависимостях с  $\chi^2 > 1.3$  отбрасываются точки, отклоняющиеся от аппроксимации более чем на 1.5 стандартных отклонения (рис. 3.1).
- 3) Данные в интервалах по  $(W, Q^2, \theta)$ , в которых содержится менее 4 точек по  $\varphi$ , исключаются.

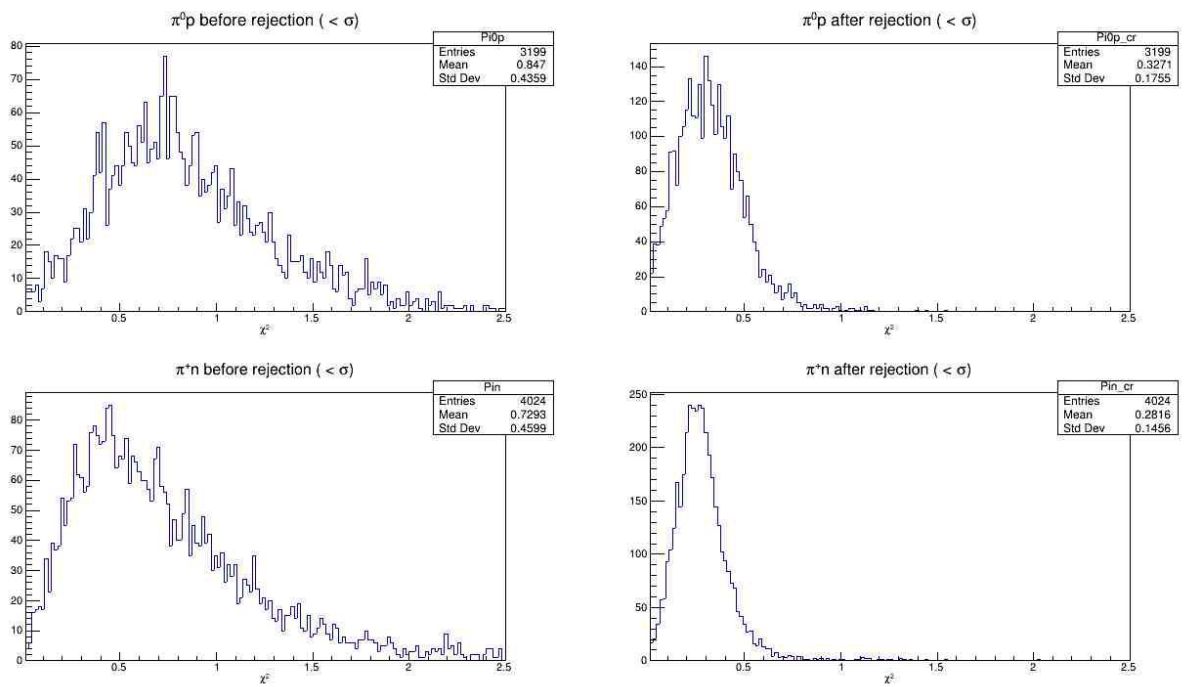


Рис. 3.1: Хи-квадрат распределения до исключения точек, отклоняющихся от аппроксимации более чем на  $1.5\sigma$ , (слева) и после отбора (справа) для каналов  $\pi^0 p$  (верхняя панель) и  $\pi^+ n$  (нижняя панель) соответственно.

4. Методы извлечения структурных функций из дифференциальных сечений реакций электророждения одиночного пиона на протоне

В работе используются различные методы извлечения структурных функций, зависящие от наличия в угловых распределениях по  $\varphi$  интервалов, где данные отсутствуют из-за существования мертвых зон детектора CLAS.

В нулевом методе предполагается, что данные покрывают полный диапазон по углу  $\varphi \in [0, 2\pi]$ . Структурные функции определяются из условия их наилучшего описания в соответствии с выражением (1.7).

Первый метод используется в случае частичного покрытия диапазона по углу  $\varphi \in [\varphi_{min}, \varphi_{max}]$ . Дифференциальное сечение в первом методе может быть выражено следующим образом:

$$\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi} \text{ method 1}} = \frac{1}{\varphi_{max} - \varphi_{min}} \times \left[ \int_{\varphi_{min}}^{\varphi_{max}} \frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{\pi_{exp}}} d\varphi - \varepsilon \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi_0}} \int_{\varphi_{min}}^{\varphi_{max}} \cos 2\varphi d\varphi - \sqrt{2\varepsilon(1 + \varepsilon)} \frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi_0}} \int_{\varphi_{min}}^{\varphi_{max}} \cos \varphi d\varphi \right], \quad (4.1)$$

где  $\frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{\pi_{exp}}}$  - измеренное дифференциальное сечение, а  $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi_0}}$  и  $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi_0}}$  оценены из аппроксимации угловых распределений в области от  $\varphi_{min}$  до  $\varphi_{max}$  согласно (1.7). Таким образом, при определении структурной функции  $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi} \text{ method 1}}$  в методе 1 используется информация из области  $[\varphi_{min}, \varphi_{max}]$ ,



где имеются экспериментальные данные, без какой-либо экстраполяции в области по  $\varphi$ , где данные отсутствуют.

Поляризационные  $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega}$  и  $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega}$  структурные функции в методе 1 оцениваются следующим образом:

$$\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{method}} = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{d\sigma_u}{d\Omega_{method}} \cdot r_{tt}, \quad (4.2)$$

$$\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{method}} = \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)}} \cdot \frac{d\sigma_u}{d\Omega_{method}} \cdot r_{lt}. \quad (4.3)$$

Входящие в (4.2) и (4.3) отношения  $r_{tt}$  и  $r_{lt}$  определяются из аппроксимации (1.7) дифференциальных сечений  $\frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{\pi_{exp}}}$  в области  $[\varphi_{min}, \varphi_{max}]$ :

$$r_{tt} = \frac{\varepsilon \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi_0}}}{\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi_0}}}, \quad (4.4)$$

$$r_{lt} = \frac{\sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi_0}}}{\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi_0}}}, \quad (4.5)$$

где  $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi_0}}$ ,  $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi_0}}$ ,  $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi_0}}$  определены из аппроксимации (1.7) в области  $[\varphi_{min}, \varphi_{max}]$ .

Во втором методе выполняется экстраполяция измеренных сечений в области по  $\varphi$  вне интервала  $[\varphi_{min}, \varphi_{max}]$  согласно выражению (1.7) с  $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi_0}}$ ,  $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi_0}}$ , определенными из аппроксимации (1.7) в области  $[\varphi_{min}, \varphi_{max}]$ .

Дифференциальное сечение во втором методе имеет вид:

$$\begin{aligned}
& \frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi \text{ method 2}}} = \\
& = \frac{1}{2\pi} \cdot \left[ \int_{\varphi_{min}}^{\varphi_{max}} \frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{\pi_{exp}}} d\varphi + \int_0^{\varphi_{min}} \left[ \frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi_0}} + \varepsilon \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi_0}} \cdot \cos 2\varphi + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi_0}} \cdot \cos \varphi \right] d\varphi + \right. \\
& \quad \left. + \int_{\varphi_{max}}^{2\pi} \left[ \frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi_0}} + \varepsilon \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi_0}} \cdot \cos 2\varphi + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi_0}} \cdot \cos \varphi \right] d\varphi \right]. \quad (4.6)
\end{aligned}$$

Неполяризованная структурная функция  $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi_{method 2}}}$  вычисляется из интеграла сечения  $\frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{\pi_{exp}}}$  в области  $\varphi$  от 0 до  $2\pi$ . При этом в интервале  $[\varphi_{min}, \varphi_{max}]$  подынтегральное выражение берется из экспериментальных данных, а вне интервала  $[\varphi_{min}, \varphi_{max}]$  определяется из экстраполяции.

Поляризационные структурные функции в методе 2 вычисляются согласно (4.2-4.5).

В третьем и четвертом методах предполагается, что имеются одна или две области соответственно, в которых данные отсутствуют из-за наличия мертвых зон детектора CLAS (рис. 4.1). Вычисления проводятся без какой-либо экстраполяции в области, в которых данные отсутствуют.

Третий метод используется в том случае, когда имеется лишь один интервал по  $\varphi$ , где отсутствуют экспериментальные данные  $\frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{\pi_{exp}}}$ . Имеющиеся экспериментальные данные аппроксимируются согласно (1.7). Из аппроксимации определяются  $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi_0}}$ ,  $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi_0}}$ ,  $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi_0}}$ , а неполяризованные

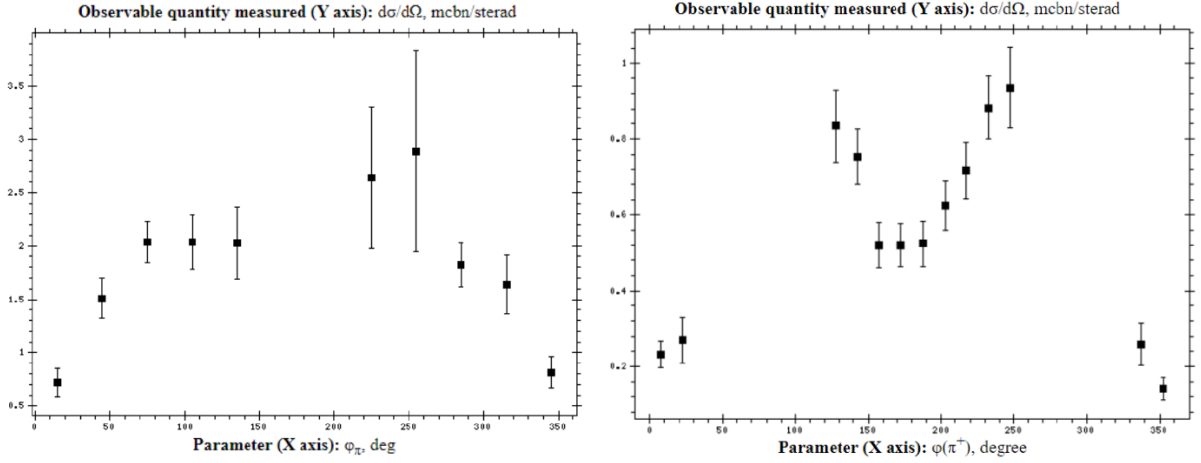


Рис. 4.1: Зависимости дифференциальных сечений от угла  $\varphi$  с одной (слева) и двумя (справа) зонами, в которых отсутствуют экспериментальные данные.

структурные функции вычисляются согласно выражению:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi \text{ method 3}}} = & \left[ \int_{\varphi_1 \min}^{\varphi_1 \max} \frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{\pi_{exp}}} d\varphi + \int_{\varphi_2 \min}^{\varphi_2 \max} \frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{\pi_{exp}}} d\varphi \right] \times \\ & \times \left( [(\varphi_1 \max - \varphi_1 \min) + (\varphi_2 \max - \varphi_2 \min)] + r_{tt} \cdot \left[ \int_{\varphi_1 \min}^{\varphi_1 \max} \cos 2\varphi d\varphi + \int_{\varphi_2 \min}^{\varphi_2 \max} \cos 2\varphi d\varphi \right] + \right. \\ & \left. + r_{lt} \cdot \left[ \int_{\varphi_1 \min}^{\varphi_1 \max} \cos \varphi d\varphi + \int_{\varphi_2 \min}^{\varphi_2 \max} \cos \varphi d\varphi \right] \right)^{-1}, \quad (4.7) \end{aligned}$$

где  $r_{tt}$  и  $r_{lt}$  вычисляются согласно (4.2-4.3). Поляризационные структурные функции  $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi_{method 3}}}$  и  $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi_{method 3}}}$  извлекаются из неполяризованных структурных функций согласно (4.4-4.5).

Четвертый метод является модификацией метода 3 в случае, когда данные по дифференциальным сечениям отсутствуют в двух интервалах по  $\varphi$ . Формула для метода 3 обобщалась добавлением к двум еще и третьего интервала по  $\varphi$ , где имеются экспериментальные данные по дифференциальным сечениям. Поляризационные структурные функции получены аналогично методу 3.

## 5. Разделение поперечных и продольных структурных функций

Поперечные  $\frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi}$  и продольные  $\frac{d\sigma_l}{d\Omega_\pi}$  структурные функции извлекаются из неполяризованных  $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi}$  структурных функций и из экспериментальных данных по величине  $R(W, Q^2)$  [28]:

$$R(W, Q^2) = \frac{\frac{d\sigma_l}{d\Omega_\pi}}{\frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi}}, \quad (5.1)$$

полученной из реакций инклюзивного рассеяния электронов. Разделение поперечной  $\frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi}$  и продольной  $\frac{d\sigma_l}{d\Omega_\pi}$  компонент выполнено в предположении одинаковой величины  $R(W, Q^2)$  для всех углов  $\theta$  при фиксированных значениях  $W$  и  $Q^2$ .

$$\frac{d\sigma_t}{d\Omega} = \frac{\frac{d\sigma_u}{d\Omega}}{1 + \varepsilon R}, \quad \frac{d\sigma_l}{d\Omega} = \frac{R \frac{d\sigma_u}{d\Omega}}{1 + \varepsilon R}.$$

Также поперечно-поперечные  $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega}$  и продольно-поперечные  $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega}$  структурные функции вычисляются наилучшим для каждого значения  $\cos \theta$  способом.

В случае полного покрытия  $\varphi$  диапазона наилучшим методом считался нулевой метод. В случае частичного покрытия по углу  $\varphi$  были использованы методы 1-4.

Для всех доступных экспериментальных значений дифференциальных сечений были посчитаны структурные функции  $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi}$ ,  $\frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi}$ ,  $\frac{d\sigma_l}{d\Omega_\pi}$ ,  $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_\pi}$ ,  $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_\pi}$ .

## 6. Линейная интерполяция структурных функций

Значения структурных функций доступны только в ограниченном наборе точек фазового пространства, для получения непрерывных зависимостей выполняется их линейная интерполяция по переменным  $(W, Q^2, \theta)$ .

Для удобства визуализации и поиска был создан веб-сайт (рис. 6.1) [17, 18], содержащий полученные структурные функции и интерполированные зависимости. Сайт обеспечивает графическое и цифровое представление информации о структурных функциях реакций электроорождения  $\pi^0 p$  и  $\pi^+ n$  в области  $W < 1.8$  ГэВ и  $Q^2 < 6$  ГэВ<sup>2</sup>.

Примеры зависимостей, полученных результате методов 0-4, приведены на рис. (6.2-6.9), а также доступны на разработанном веб-сайте [17, 18].

nasrtdinov.ag17@physics.msu.ru

Interpolation features

Введите  $W+Q^2$  или  $W+\cos(\theta)$  или  $Q^2+\cos(\theta)$  и получите зависимость структурных функций от третьей переменной  $(\cos(\theta)/W/Q^2)$

(Введите дополнительно  $E_{beam}/\epsilon$  и  $\phi$  и дополнительно получите зависимость сечения от третьей переменной  $(\cos(\theta)/W/Q^2)$ )

Введите  $W+Q^2+\cos(\theta)$ ,  $E_{beam}/\epsilon$  и получите зависимость дифф сечения от угла  $\phi$

$x_{min}$  и  $x_{max}$  позволяют вывести зависимости в необходимом диапазоне (обрезать график по оси x)

W (GeV)

Q2 (GeV2)

cos(theta)

phi (degree)

Enter BeamEnergy OR eps (optional)

Energy:  eps:

x\_axis min and max values (optional)

x\_min  x\_max

interpolation step

reaction channel:

Run

Рис. 6.1: Интерфейс разработанного веб-сайта.

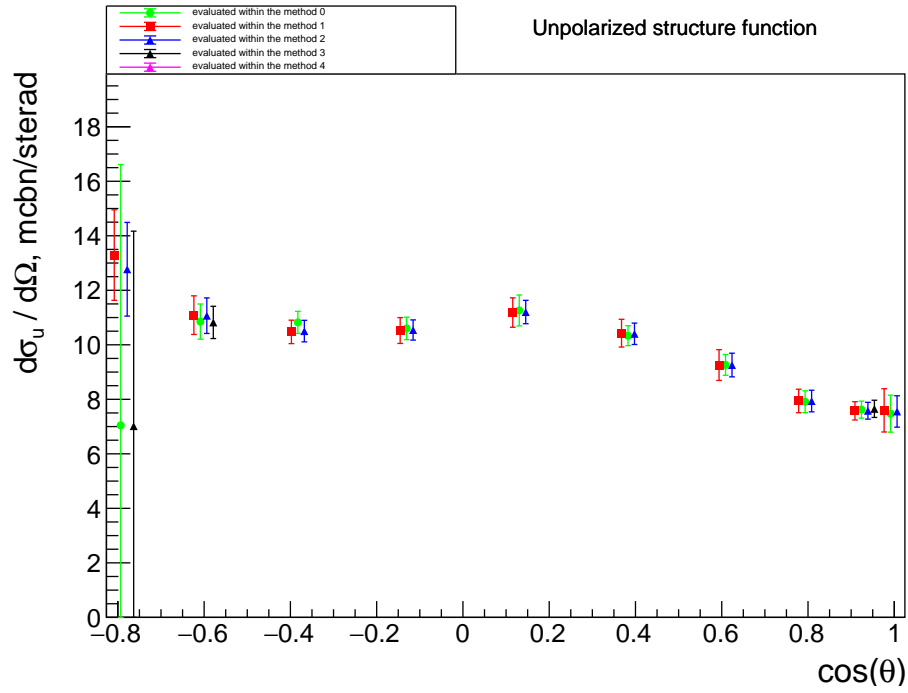


Рис. 6.2: Сравнение неполяризованных структурных функций, полученных методами 0-4, для канала  $\gamma_v p \rightarrow \pi^+ n$  при  $W_{min} = 1.16$  ГэВ,  $W_{max} = 1.18$  ГэВ,  $Q_{min}^2 = 0.25$  ГэВ<sup>2</sup>,  $Q_{max}^2 = 0.35$  ГэВ<sup>2</sup>.

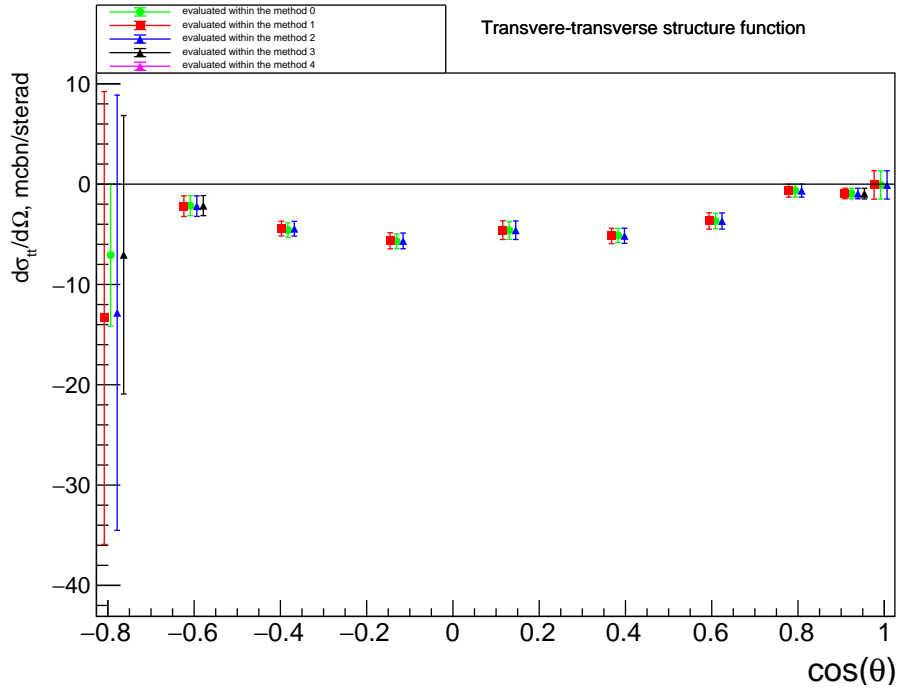


Рис. 6.3: Сравнение поперечно-поперечных структурных функций, полученных методами 0-4, для канала  $\gamma_v p \rightarrow \pi^+ n$  при  $W_{min} = 1.16$  ГэВ,  $W_{max} = 1.18$  ГэВ,  $Q_{min}^2 = 0.25$  ГэВ<sup>2</sup>,  $Q_{max}^2 = 0.35$  ГэВ<sup>2</sup>.

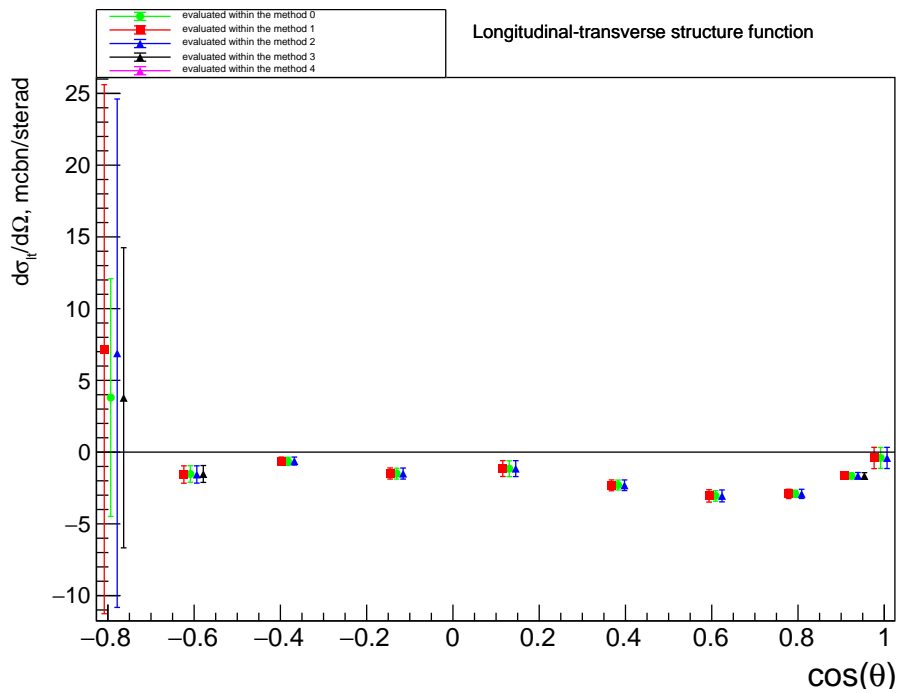
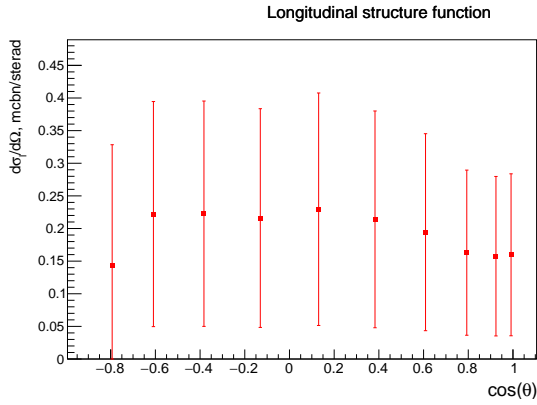
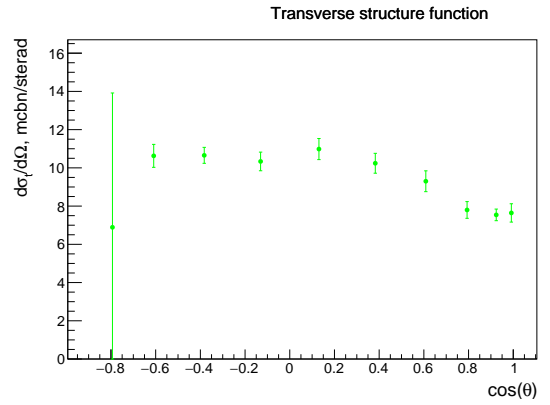


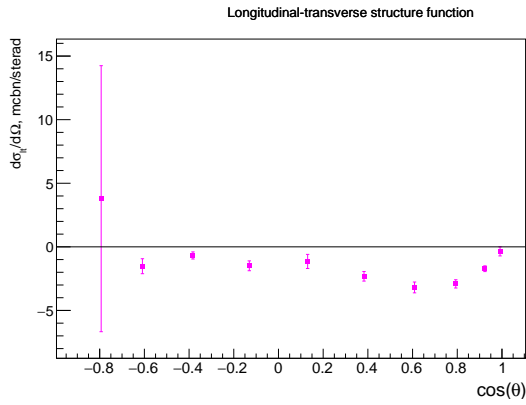
Рис. 6.4: Сравнение продольно-поперечных структурных функций, полученных методами 0-4, для канала  $\gamma_v p \rightarrow \pi^+ n$  при  $W_{min} = 1.16$  ГэВ,  $W_{max} = 1.18$  ГэВ,  $Q_{min}^2 = 0.25$  ГэВ<sup>2</sup>,  $Q_{max}^2 = 0.35$  ГэВ<sup>2</sup>.



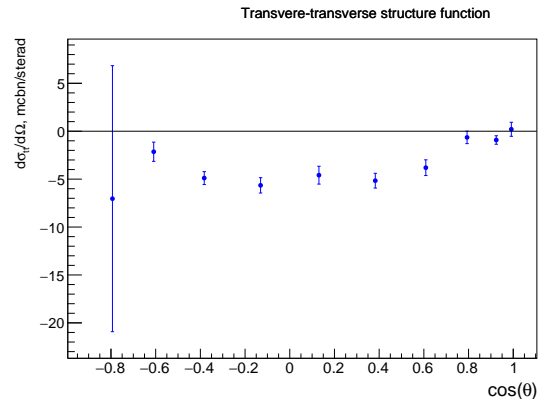
а)



б)



в)



г)

Рис. 6.5: Зависимости продольной (а), поперечной (б), продольно-поперечной (в) и поперечно-поперечной (г) структурных функций от угла эмиссии пиона в системе центра масс виртуального фотона и протона для реакции  $\gamma_p \rightarrow \pi^+ n$  при  $W_{min} = 1.16$  ГэВ,  $W_{max} = 1.18$  ГэВ,  $Q_{min}^2 = 0.25$  ГэВ<sup>2</sup>,  $Q_{max}^2 = 0.35$  ГэВ<sup>2</sup>.



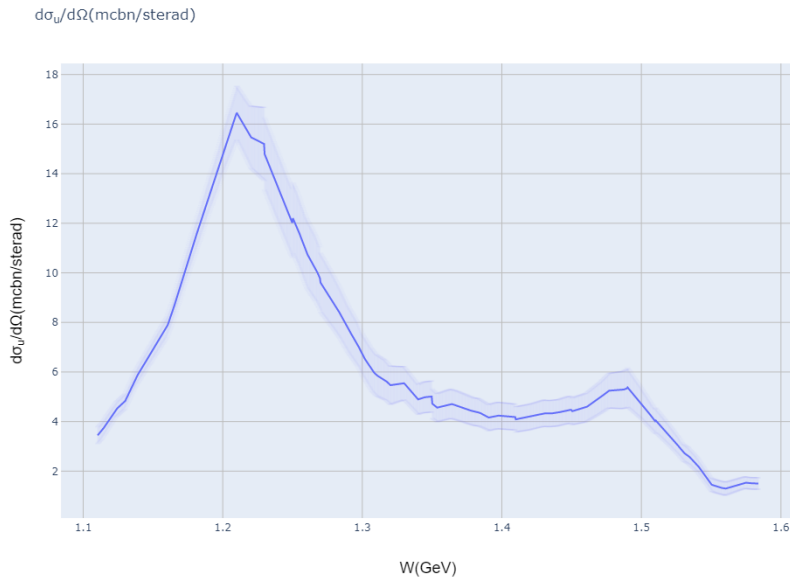


Рис. 6.6: Результат интерполяции  $\frac{d\sigma_u}{d\Omega}$  как функции  $W(\text{ГэВ})$  для канала  $\gamma_\nu p \rightarrow \pi^+ n$  при  $Q^2 = 0.35 \text{ ГэВ}^2$ ,  $\cos\theta = 0.3$ ,  $E_{beam} = 5.75 \text{ ГэВ}$ ,  $\varphi = 30^\circ$ .

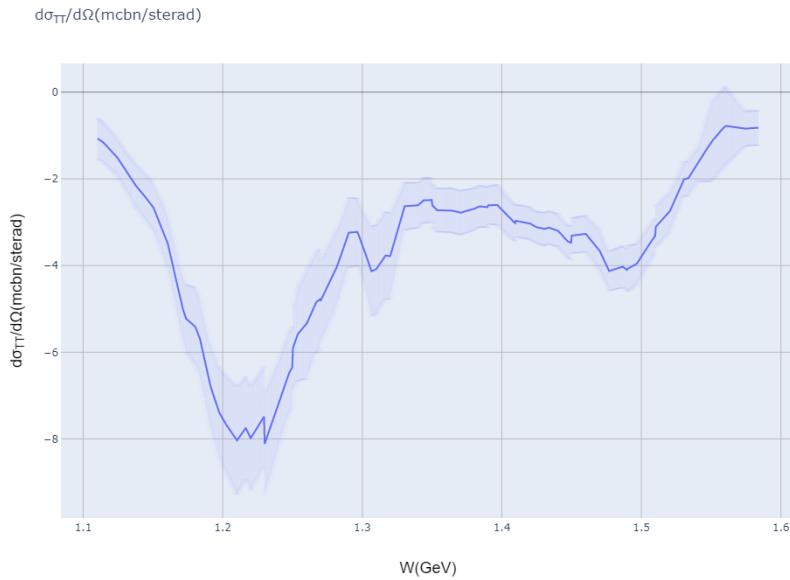


Рис. 6.7: Результат интерполяции  $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega}$  как функции  $W(\text{ГэВ})$  для канала  $\gamma_\nu p \rightarrow \pi^+ n$  при  $Q^2 = 0.35 \text{ ГэВ}^2$ ,  $\cos\theta = 0.3$ ,  $E_{beam} = 5.75 \text{ ГэВ}$ ,  $\varphi = 30^\circ$ .



Рис. 6.8: Результат интерполяции  $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega}$  как функции  $W$  (ГэВ) для канала  $\gamma_n p \rightarrow \pi^+ n$  при  $Q^2 = 0.35$  ГэВ<sup>2</sup>,  $\cos\theta = 0.3$ ,  $E_{beam} = 5.75$  ГэВ,  $\varphi = 30^\circ$ .

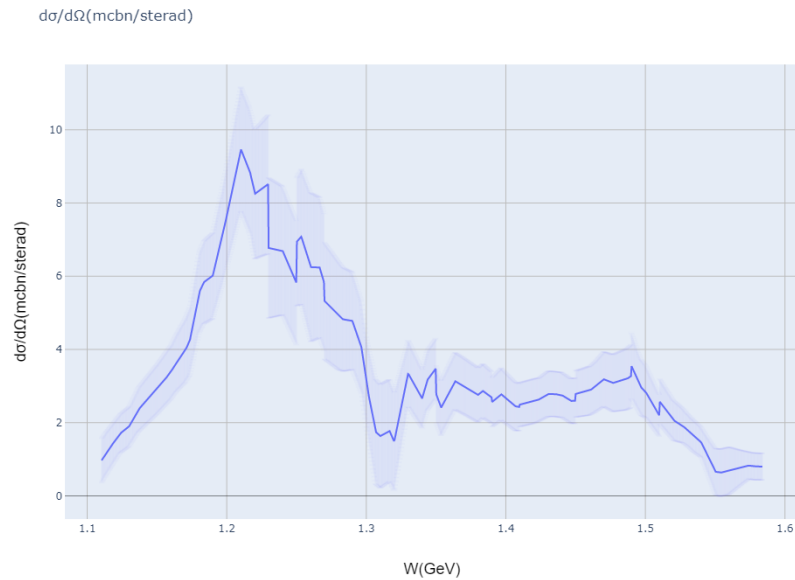


Рис. 6.9: Результат интерполяции дифференциального сечения как функции  $W$  (ГэВ) для канала  $\gamma_n p \rightarrow \pi^+ n$  при  $Q^2 = 0.35$  ГэВ<sup>2</sup>,  $\cos\theta = 0.3$ ,  $E_{beam} = 5.75$  ГэВ,  $\varphi = 30^\circ$ .

## 7. Вклады каналов электророждения $\pi^+n$ и $\pi^0p$ в инклюзивные реакции $ep \rightarrow e'X$

В ходе работы также были рассчитаны интегралы от структурных функций и дифференциальных сечений, что позволило впервые исследовать вклады эксклюзивных каналов электророждения мезонов на протонах в инклюзивные сечения взаимодействия виртуальных фотонов с протонами. На (рис. 7.1 - 7.3) показаны полученные из данных CLAS [19–21] инклюзивные сечения взаимодействия виртуальных фотонов с протонами для различных виртуальностей фотонов  $Q^2$  как функции инвариантной массы конечной адронной системы  $W$ . Также представлены вклады сечений эксклюзивных  $\pi^+n$  и  $\pi^0p$  каналов, проинтегрированные по всем кинематическим переменным, определяющим 4-импульсы конечных адронов. Для каналов  $\pi^+n$  и  $\pi^0p$  такими переменными являются полярный  $\theta$  и азимутальный  $\varphi$  углы эмиссии конечного пиона в системе центра масс. Полностью проинтегрированные сечения этих каналов при  $W = 1.3$  ГэВ получены как интегралы от неполяризованной структурной функции  $R_U$  по  $\cos\theta$ , умноженные на  $2\pi$ , как результат интегрирования независимой части углового распределения по углу  $\varphi$  от 0 до  $2\pi$ . Вклады от  $\varphi$  зависимых интерференционных структурных функций  $R_{TT}$  и  $R_{TL}$  исчезают при интегрировании по углу  $\varphi$ , как следует из (1.8).

Три резонансных максимума в  $W$  зависимостях инклюзивных сечений взаимодействия виртуальных фотонов с протонами, т.е. первая, вторая и третья резонансные области, коррелируют с резонансными пиками в  $W$  зависимостях полностью проинтегрированных сечений  $\pi^+n$  и  $\pi^0p$  каналов. В области первого резонансного максимума ( $W < 1.3$  ГэВ) инклюзивное сечение взаимодействия виртуальных фотонов с протонами является суммой вкладов интегральных сечений реакций электророждения  $\pi^+n$  и  $\pi^0p$ . Сумма интегральных сечений этих каналов, полученных

из данных CLAS Physics Database в настоящей работе, показанных на (рис. 7.1 - 7.3) синим цветом, при  $W < 1.3$  ГэВ совпадает в пределах неопределенностей с инклюзивными сечениями взаимодействия виртуальных фотонов с протонами, показанными на (рис. 7.1 - 7.3) черным цветом. Это свидетельствует о надежности результатов, полученных на детекторе CLAS по сечениям электророждения одиночных пионов и инклюзивных сечений рассеяния электронов на протонах.

В области первого резонансного максимума интегральные сечения канала  $\pi^0 p$  превышают интегральные сечения канала  $\pi^+ n$ . Такое соотношение сечений обусловлено существенным вкладом резонанса  $\Delta(1232)3/2^+$  в оба канала электророждения одиночных пионов. Вследствие изоспиновой инвариантности сильных взаимодействий амплитуда распада  $\Delta(1232)3/2^+$  резонанса с изоспином  $3/2$  и его проекцией  $1/2$  на конечное состояние  $\pi^0 p$  пропорциональна изоспиновому коэффициенту Клебша-Гордона (7.1). Амплитуда распада этого резонанса на конечное состояние  $\pi^+ n$  пропорциональна (7.2). Поскольку квадрат изоспинового коэффициента Клебша-Гордона для распада  $\Delta(1232)3/2^+$  резонанса на конечное состояние  $\pi^0 p$  вдвое превышает значение для распада на конечное состояние  $\pi^+ n$ , сечение канала  $\pi^0 p$  в первой резонансной области должно превышать сечение канала  $\pi^+ n$  при значительных резонансных вкладах в сечения обоих каналов.

$$\langle T_\pi = 1, T_{3_\pi} = 0, T_N = 1/2, T_{3_N} = 1/2 | T_\Delta = 3/2, T_{3_\Delta} = 1/2 \rangle = \sqrt{2}/3, \quad (7.1)$$

$$\langle T_\pi = 1, T_{3_\pi} = 1, T_N = 1/2, T_{3_N} = -1/2 | T_\Delta = 3/2, T_{3_\Delta} = 1/2 \rangle = \sqrt{1}/3. \quad (7.2)$$

Резонансный максимум во второй резонансной области в  $W$  зависимостях инклюзивных сечений взаимодействия виртуальных фотонов с протонами также формируется вкладами  $\pi^+ n$  и  $\pi^0 p$  каналов. Резонансные максимумы во второй резонансной области наблюдаются в  $W$  зависимостях каналов электророждения одиночных пионов. Сумма интегральных сечений эксклюзивных каналов  $\pi^+ n$  и  $\pi^0 p$  во второй резонансной области

составляет примерно половину от инклюзивного сечения взаимодействия виртуальных фотонов с протонами. Недостающая часть инклюзивного сечения формируется вкладами эксклюзивных каналов с двумя пионами в конечных состояниях  $\pi^0\pi^0p$ ,  $\pi^+\pi^0n$ ,  $\pi^+\pi^-p$ , имеющими порог 1.21 ГэВ. Также при  $W = 1.49$  ГэВ открывается канал электророждения  $\eta p$ . Во второй резонансной области интегральные сечения электророждения  $\pi^+n$  превышают интегральные сечения электророждения  $\pi^0p$ . Подобное поведение связано со значительным вкладом нуклонных резонансов ( $N^*$ ) в интегральные сечения электророждения одиночных пионов. Второй резонансный максимум формируется вкладами  $N^*$  с изоспином 1/2:  $N(1440)1/2^+$ ,  $N(1520)3/2^-$ ,  $N(1535)1/2^-$ . Вследствие изоспиновой инвариантности сильных взаимодействий, амплитуды распадов этих  $N^*$  на конечное состояние  $\pi^+n$  пропорциональны изоспиновому коэффициенту Клебша-Гордона (7.3), а на конечное состояние  $\pi^0p$  определяются изоспиновым коэффициентом Клебша-Гордона (7.4). Поскольку квадрат изоспинового коэффициента Клебша-Гордона для  $N^*$  распадов на конечное состояние  $\pi^+n$  вдвое больше, чем для распадов на конечное состояние  $\pi^0p$ , интегральные сечения канала электророждения  $\pi^+n$  во второй резонансной области должны превышать сечения электророждения  $\pi^0p$  при значительном вкладе резонансных частей в интегральные сечения этих эксклюзивных каналов.

$$\langle T_\pi = 1, T_{3_\pi} = 1, T_N = 1/2, T_{3_N} = -1/2 | T_{N^*} = 1/2, T_{3_{N^*}} = 1/2 \rangle = \sqrt{2}/3, \quad (7.3)$$

$$\langle T_\pi = 1, T_{3_\pi} = 0, T_N = 1/2, T_{3_N} = 1/2 | T_\Delta = 1/2, T_{3_\Delta} = 1/2 \rangle = -\sqrt{1}/3. \quad (7.4)$$

В настоящее время опубликованные данные по дифференциальным сечениям эксклюзивного канала  $\pi^+n$  ограничены областью  $Q^2 < 5.0$  ГэВ<sup>2</sup>, а для  $\pi^0p$  канала областью  $Q^2 < 6.0$  ГэВ<sup>2</sup>. Измерения дифференциальных сечений электророждения одиночных пионов выполняются на детекторе CLAS12 в области  $Q^2 < 9.0$  ГэВ<sup>2</sup>. Сравнение экспериментальных данных

по реакциям электророждения одиночных пионов, полученных на двух разных установках, обеспечит убедительную проверку надежности данных по сечениям электророждения одиночных пионов.

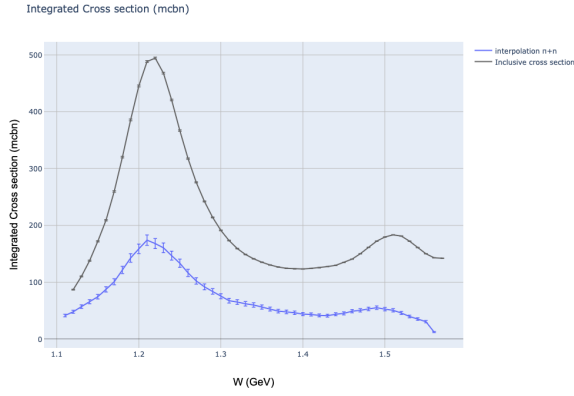
Инклюзивные сечения взаимодействия виртуальных фотонов с протонами и эксклюзивные сечения  $N\pi$  каналов в резонансной области обнаруживают ярко выраженную эволюцию с виртуальностью фотона  $Q^2$  (рис. 7.1 - 7.3). При этом наблюдаются значительные различия в  $Q^2$  эволюции перечисленных сечений в первой, второй и третьей резонансных областях. Эти различия обусловлены различиями в  $Q^2$  эволюции амплитуд электровозбуждения нуклонных резонансов, вносящих вклад в формирование резонансных пиков в трех резонансных областях. В свою очередь,  $Q^2$  зависимости амплитуд электровозбуждения  $N^*$  отражают различия структуры нуклонных резонансов.

Таким образом, исследования амплитуд электровозбуждения  $N^*$  обеспечивают уникальную информацию о многообразии проявлений динамики сильных взаимодействий в непертурбативной области, приводящей к формированию спектра  $N^*$  с разными квантовыми числами и структурой. Амплитуда электровозбуждения  $\Delta(1232)3/2^+$  резонанса, определяющего резонансный вклад в сечения в первой резонансной области, обнаруживает наиболее быстрое падение с  $Q^2$  [26] сравнительно со всеми другими возбужденными состояниями нуклона, для которых получены результаты по амплитудам электровозбуждения из исследований реакций эксклюзивного электророждения мезонов на детекторе CLAS [22, 23]. В сечения во второй резонансной области значительный вклад вносится резонансом  $N(1535)1/2^-$ , который становится наибольшим сравнительно с вкладами от  $N(1440)1/2^+$ ,  $N(1520)3/2^-$ ,  $\Delta(1600)3/2^+$  возбужденных состояний нуклона при  $Q^2 > 1.6 \text{ ГэВ}^2$ . Амплитуда электровозбуждения этого резонанса обнаруживает наиболее медленное падение с ростом  $Q^2$  сравнительно с другими известными резонансами. Третий резонансный максимум формируется вкладами нескольких возбужденных состояний нуклона  $N(1675)5/2^-$ ,  $N(1680)5/2^+$ ,  $\Delta(1700)3/2^-$ ,  $N(1720)3/2^+$ ,  $N'(1720)3/2^+$  [22, 23]. Производные для  $Q^2$ -эволюции амплитуд электровозбуждения этих

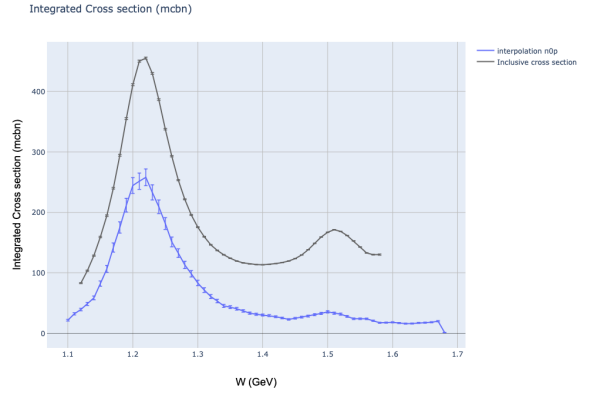
состояний лежат в промежутке между наиболее быстрой ( $\Delta(1232)3/2^+$  резонанс) и наиболее медленной ( $N(1535)1/2^-$  резонанс) эволюциями с  $Q^2$  амплитуд электровозбуждения нуклонных резонансов.

Перечисленные выше особенности  $Q^2$  эволюции амплитуд электровозбуждения  $N^*$  объясняют изменения формы зависимостей сечений электророждения  $\pi^+n$  конечного состояния с ростом  $Q^2$ , показанные на (рис. 7.1 - 7.3). При  $Q^2 < 0.6$  ГэВ<sup>2</sup> в  $\pi^+n$  сечении доминирует максимум, соответствующий первой резонансной области. Резкое уменьшение амплитуд электровозбуждения резонанса  $\Delta(1232)3/2^+$  с ростом  $Q^2$  и медленное падение амплитуд электровозбуждения резонанса  $N(1535)1/2^-$  во второй резонансной области приводит к тому, что при  $Q^2 > 1.7$  ГэВ<sup>2</sup> резонансный пик во второй резонансной области становится наиболее выраженной резонансной структурой в  $W$  зависимостях сечений электророждения  $\pi^+n$  конечного состояния. Таким образом,  $Q^2$  эволюция амплитуд электровозбуждения  $N^*$  отражается в  $Q^2$  эволюции  $W$  зависимостей инклюзивных сечений взаимодействия виртуальных фотонов с протонами и сечений эксклюзивных  $\pi^+n$  каналов.

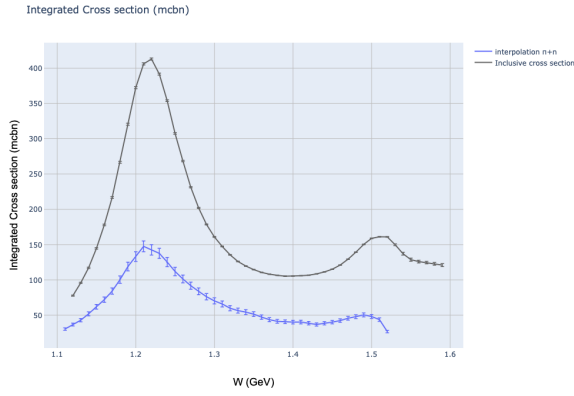
Текущий функционал веб-сайта (рис. 6.1, 7.4), реализованного в настоящей работе, позволяет получить структурные функции и дифференциальные сечения (а также их интегральные зависимости) во всей доступной экспериментальной области, что позволяет проводить дальнейшие исследования подобных особенностей и формировать теоретические гипотезы.



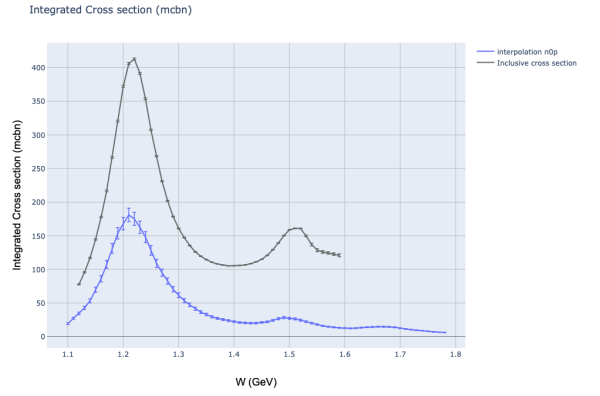
а) Канал  $\pi^+n$  при  $Q^2 = 0.35$  ГэВ<sup>2</sup>



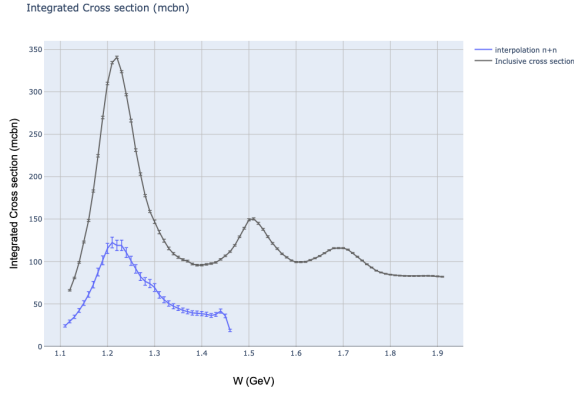
б) Канал  $\pi^0p$  при  $Q^2 = 0.35$  ГэВ<sup>2</sup>



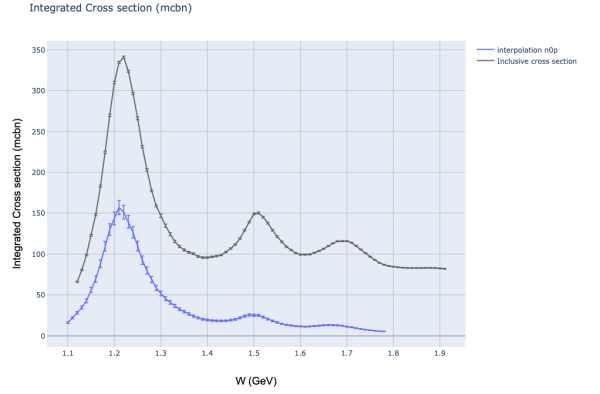
в) Канал  $\pi^+n$  при  $Q^2 = 0.45$  ГэВ<sup>2</sup>



г) Канал  $\pi^0p$  при  $Q^2 = 0.45$  ГэВ<sup>2</sup>



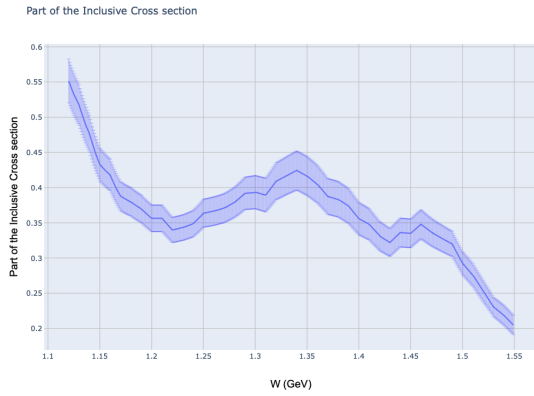
д) Канал  $\pi^+n$  при  $Q^2 = 0.55$  ГэВ<sup>2</sup>



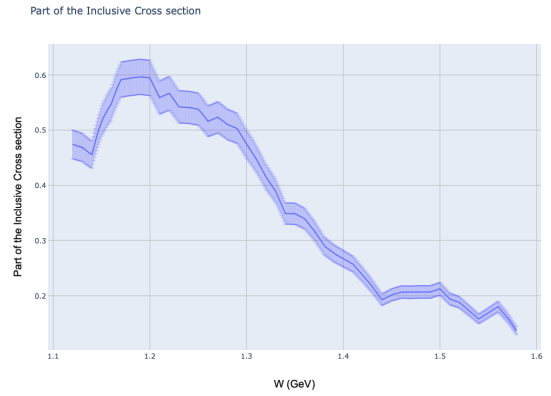
е) Канал  $\pi^0p$  при  $Q^2 = 0.55$  ГэВ<sup>2</sup>

Рис. 7.1: Вклады интегральных сечений реакций электророждения конечных состояний  $\pi^+n$  (левая колонка) и  $\pi^0p$  (правая колонка) виртуальными фотонами на протонах в инклюзивные сечения взаимодействия виртуальных фотонов с протонами, измеренные на детекторе CLAS при различных  $Q^2$ . Черная кривая соответствует инклюзивным сечениям, синяя - эксклюзивным.

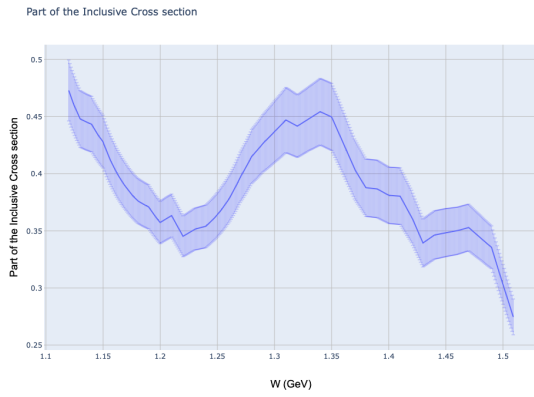




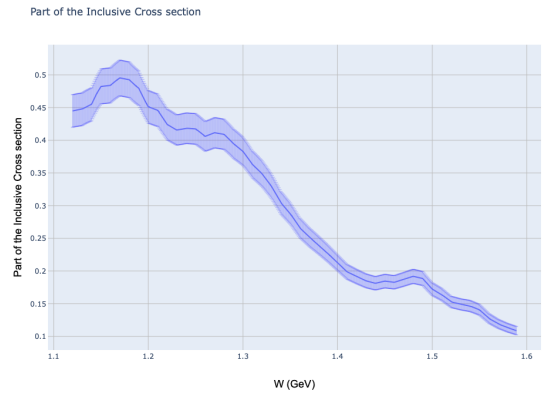
а) Канал  $\pi^+n$  при  $Q^2 = 0.35 \text{ ГэВ}^2$



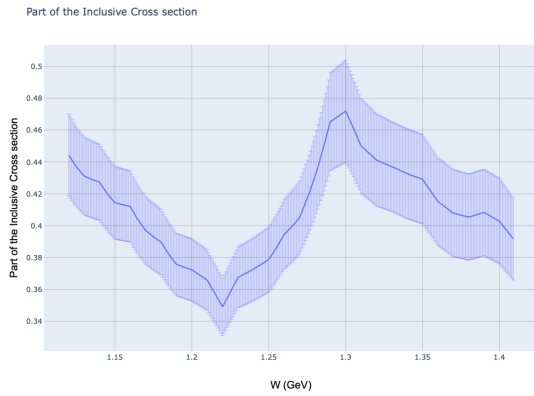
б) Канал  $\pi^0p$  при  $Q^2 = 0.35 \text{ ГэВ}^2$



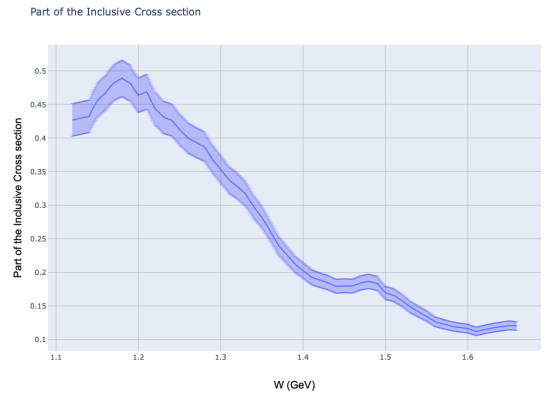
в) Канал  $\pi^+n$  при  $Q^2 = 0.45 \text{ ГэВ}^2$



г) Канал  $\pi^0p$  при  $Q^2 = 0.45 \text{ ГэВ}^2$

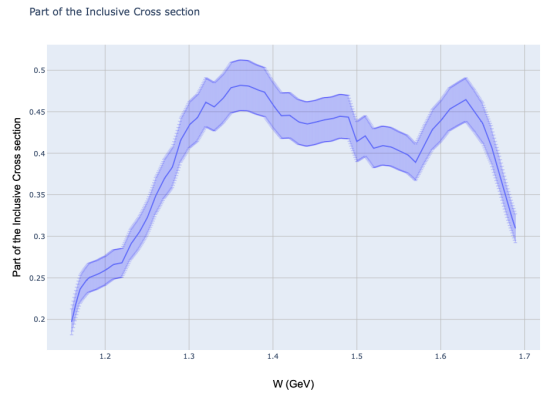
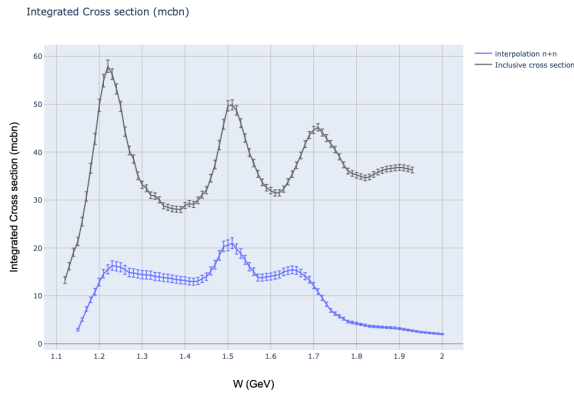


д) Канал  $\pi^+n$  при  $Q^2 = 0.55 \text{ ГэВ}^2$

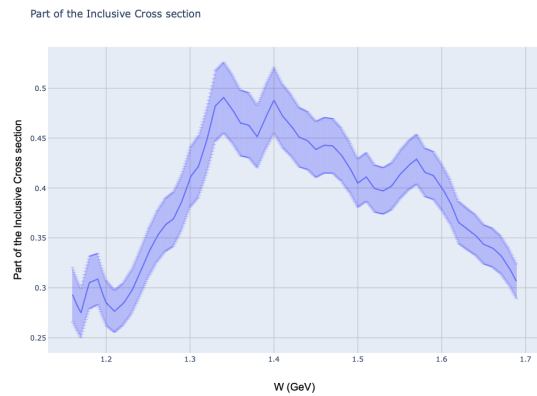
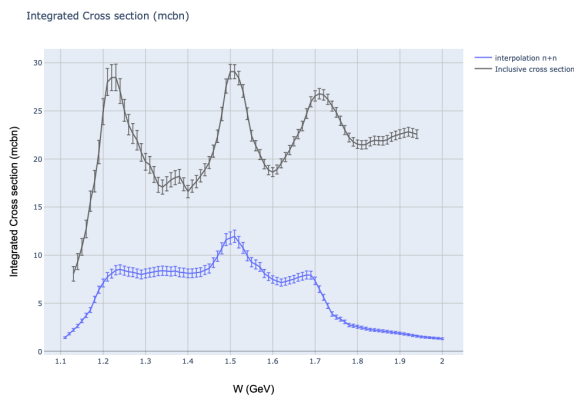


е) Канал  $\pi^0p$  при  $Q^2 = 0.55 \text{ ГэВ}^2$

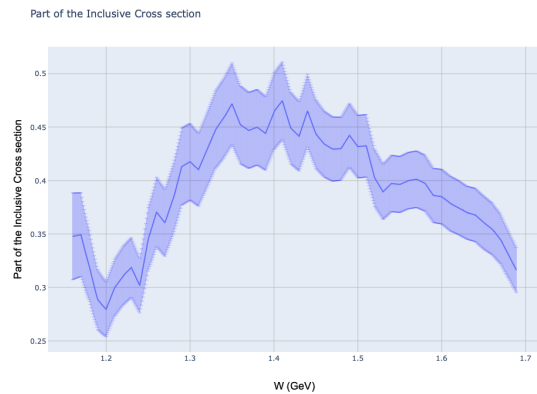
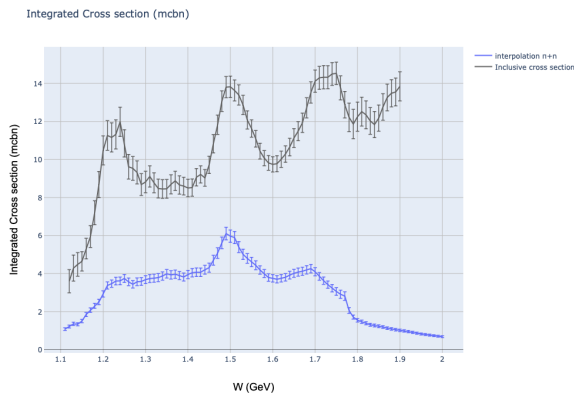
Рис. 7.2: Вклад (доля) сечений эксклюзивных каналов  $\pi^+n$  (левая колонка) и  $\pi^0p$  (правая колонка) в инклюзивных сечения взаимодействия виртуальных фотонов с протонами, измеренные на детекторе CLAS.



а) Канал  $\pi^+n$  при  $Q^2 = 1.8 \text{ ГэВ}^2$



б) Канал  $\pi^+n$  при  $Q^2 = 2.5 \text{ ГэВ}^2$



в) Канал  $\pi^+n$  при  $Q^2 = 3.5 \text{ ГэВ}^2$

Рис. 7.3: Вклады интегральных сечений реакций электророждения конечных состояния  $\pi^+n$  виртуальными фотонами на протонах в инклюзивные сечения взаимодействия виртуальных фотонов с протонами, измеренные на детекторе CLAS. Черная кривая соответствует инклюзивным сечениям, синяя - эксклюзивным. В правой колонке указаны вклады (доли) эксклюзивного канала  $\pi^+n$  в инклюзивное сечение.

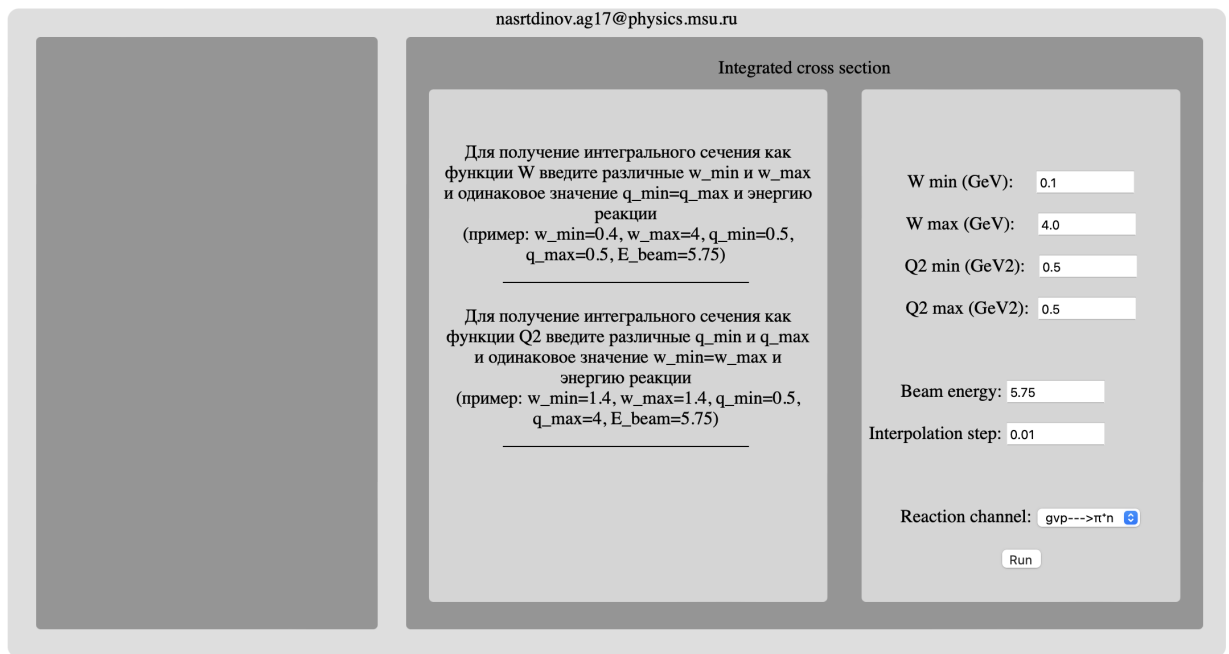


Рис. 7.4: Интерфейс веб-сайта с зависимостями для интегральных сечений.

## ВЫВОДЫ

В рамках описанного выше подхода были рассчитаны эксклюзивные структурные функции из данных CLAS по реакциям электророждения  $\pi^0 p$  и  $\pi^+ n$  в области  $W < 1.8$  ГэВ и  $Q^2 < 6.0$  ГэВ<sup>2</sup>. Данные по  $N\pi$  эксклюзивным структурным функциям представляют значительный интерес для изучения структуры нуклонных резонансов во второй и третьей резонансных областях, а также для сравнительного анализа результатов по амплитудам электровозбуждения  $\Delta(1232)3/2^+$ -резонанса.

Наблюдается (рис. 6.2-6.4) хорошее соответствие между величинами структурных функций, полученных различными методами, описанными в предыдущей части настоящей работы.

В качестве примера (рис. 6.2) сравниваются неполяризованные структурные функции в реакции  $\pi^+ n$ , полученные различными методами в зависимости от угла эмиссии пиона в системе центра масс виртуального фотона и протона. Хорошее соответствие, наблюдающееся для большинства точек, свидетельствует о надежности извлечения этих величин. Как показано на (рис. 6.2),  $\pi^+ n$  неполяризованные структурные функции, полученные в методах 1,2,4, отличаются от полученных из подгонки измеренных сечений согласно 1.7 и методу 3. Таким образом, ситуация, когда данные покрывают ограниченные интервалы по углам  $\varphi$ , делает проблематичным извлечение структурных функций из подгонки данных 1.7. В этих случаях необходимо использовать развитые в настоящей работе методы 1,2,4.

Также в качестве примера на (рис. 6.5) показаны извлеченные структурные функции для реакций электророждения положительно заряженного пиона при  $W_{min} = 1.16$  ГэВ,  $W_{max} = 1.18$  ГэВ,  $Q_{min}^2 = 0.25$  ГэВ<sup>2</sup>,  $Q_{max}^2 = 0.35$  ГэВ<sup>2</sup>. Видно, что неполяризованные

структурные функции вносят наибольший вклад в процессы эксклюзивного электророждения пионов. Вклад от поляризованных структурных функций составляет от 10% до 50% сравнительно с неполяризованными структурными функциями.

Были рассмотрены вклады эксклюзивных каналов электророждения  $\pi^0 p$  и  $\pi^+ n$  в инклюзивное сечение, получено хорошее соответствие между теоретическими и экспериментальными результатами, что свидетельствует о корректности используемых методов и экспериментальных данных, полученных на детекторе CLAS. Хорошо наблюдается динамика сильного взаимодействия при изменении инвариантной массы конечной адронной системы  $W$  и квадрата переданного импульса  $Q^2$ , что также свидетельствует о правильности существующих теоретических подходов.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из данных CLAS по дифференциальным сечениям электроорождения  $\pi^0 p$  и  $\pi^+ n$  на протонах были получены структурные функции  $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi}$ ,  $\frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi}$ ,  $\frac{d\sigma_l}{d\Omega_\pi}$ ,  $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_\pi}$ ,  $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_\pi}$  и сечения в области  $W < 1.8$  ГэВ и  $Q^2 < 6$  ГэВ<sup>2</sup>.

Выполнена линейная интерполяция полученных структурных функций, вычислены дифференциальные сечения реакций. Вычислены интегралы от структурных функций и дифференциальных сечений. Проведен первичный анализ полученных результатов, в котором наблюдается хорошее соответствие между экспериментальными данными и теорией. Полная информация об извлеченных структурных функциях и дифференциальных сечениях доступна на веб-сайтах [17, 18]. Полученные результаты представляют значительный интерес для исследования структуры возбужденных состояний нуклона во второй и третьей резонансных областях.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Crede V., Roberts W. // Rept. Prog. Phys. 2013. 76. 076301.
2. Aznauryan I.G., Burkert V.D. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2012. 67. P. 1.
3. <http://tpcsf.ihep.ac.cn>
4. Foster F., Hughes G. // Rept. Prog. Phys. 1983. 46. P. 1445.
5. Ripani M., Burkert V.D., Moiseev V. et al. // 2003. hep-ex/0304034.
6. Cutkosky R.E., Forsyth C.P., Hendrick R.E., Kelly R.L. // Phys. Rev. D. 1979. 20. P. 2804.
7. Hohler G., Kaiser F., Koch R., Pietarinen E. // Phys. Dat. 1979. 12, N 1. P. 1.
8. Koch R. // Nucl. Phys. 1986. A448. P. 707.
9. Vrana T.P., Dytman S.A., Lee T.S.H. // Phys. Rep. 2000. 328. P. 182.
10. Briscoe W.J., Doring M., Haberzettl H. et al. // 2015. arXiv:1503.07763 [hep-ph].
11. Mecking B.A. et al. // Nucl. Instrum. Meth. 2003. A503. P. 513.
12. Krusche B., Schadmand S. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2003. 51. P. 399.
13. Barker I.S., Donnachie A., Storrow J.K. // Nucl. Phys. 1975. B95. P. 347.
14. Ю.А. Скородумина и др. // ВМУ. Серия 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 2015. № 6
15. <https://clas.sinp.msu.ru>

16. Amaldi E., Fubini S., Furlan G.// Pion-Electroproduction: Electroproduction at Low Energy and Hadron Form Factors. Springer Tracts in Modern Physics, 1979.
17. <https://clas.sinp.msu.ru/almaz/>
18. [https://clas.sinp.msu.ru/almaz/index\\_new](https://clas.sinp.msu.ru/almaz/index_new)
19. M. Osipenko et al., (CLAS Collaboration) Phys. Rev. D67, 092001 (2003)
20. V.V. Chesnokov et al., Phys. Part. Nucl. 53, 184 (2022)
21. A.D. Bulgakov et al, Bull. Rus. Acad. Sci. Phys. 5, 480 (2021)
22. V.I. Mokeev and D.S. Carman, Few Body Syst. 63, 59 (2022)
23. D.S. Carman, K. Joo and V.I. Mokeev, Few Body Syst 61, 29 (2020)
24. V.I. Mokeev et al., Phys. Lett. B805, 135457 (2020)
25. V.I. Mokeev, Rev. Mex. Fis. Suppl. 3, 0308024 (2022)
26. A.N. Hiller Blin et al, Phys. Rev. C100, 035201 (2019)
27. <https://clas.sinp.msu.ru/cgi-bin/almaz/integrated/integrated.py>
28. <https://clas.sinp.msu.ru/fw/>