

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

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

МАГИСТЕРСКАЯ РАБОТА

«ОЦЕНКА ВКЛАДОВ РЕАКЦИИ ЭКСКЛЮЗИВНОГО  
ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ ЗАРЯЖЕННОГО ПИОНА НА ПРОТОНЕ В  
ИНКЛЮЗИВНЫЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ»

Выполнил студент  
213М группы  
Сорокин Станислав Алексеевич

\_\_\_\_\_

Научный руководитель:  
к.ф.-м.н., асс. Русова Анна Александровна

\_\_\_\_\_

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

МОСКВА

2025

# Оглавление

Введение . . . . .	3
1. Экспериментальная установка . . . . .	6
2. Ускорительный комплекс CEBAF . . . . .	10
3. Детектор CLAS . . . . .	11
3.1. Магнитная система . . . . .	13
3.2. Дрейфовые камеры . . . . .	15
3.3. Черенковские счетчики . . . . .	16
3.4. Времяпролетные счетчики . . . . .	17
3.5. Электромагнитный калориметр . . . . .	18
4. Детектор CLAS12 . . . . .	19
4.1. Передний детектор . . . . .	20
4.2. Центральный детектор . . . . .	21
5. База данных CLAS . . . . .	23
6. Формализм описания электророждения мезонов на нуклонах . . . . .	26
7. Неполяризованная структурная функция и методы ее извлечения . . . . .	29
7.1. Метод 0 . . . . .	29
7.2. Метод 1 . . . . .	30
7.3. Метод 2 . . . . .	31
7.4. Метод 3 . . . . .	31
8. Экстраполяция неполяризованной структурной функции . . . . .	32
9. Интерполяция структурных функций $F_1$ и $F_2$ . . . . .	34

10.Сравнение вкладов каналов $\pi^+n$ и $\pi^0p$ в инклюзивную структурную функцию $F_2$ . . . . .	36
Заключение . . . . .	45
Список использованных источников . . . . .	46

## ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные исследования Эрнеста Резерфорда 1911 года, основанные на анализе рассеяния  $\alpha$ -частиц на золотой фольге, стали поворотным моментом в понимании структуры атома. Модель, предложенная Резерфордом, постулировала существование компактного положительно заряженного ядра диаметром менее  $10^{-12}$  см, окружённого электронами. Этот вывод был сделан благодаря статистическому анализу углового распределения рассеянных частиц, показавшему, что большинство из них проходило сквозь фольгу, тогда как некоторые отклонялись на значительные углы. Метод зондирования внутренней структуры объектов с помощью рассеяния пробных частиц, разработанный Резерфордом, остаётся фундаментальным в современной физике.

Открытие атомного ядра положило начало исследованиям его состава. К середине XX века было установлено, что ядра состоят из протонов и нейтронов. Долгое время эти частицы считались точечными, однако эксперименты 1970-х годов на Стэнфордском линейном ускорителе (SLAC) выявили их внутреннюю структуру. Рассеяние электронов с длиной волны  $\lambda < 10^{-13}$  см продемонстрировало угловые распределения, аналогичные резерфордовским, что свидетельствовало о наличии субкомпонентов — кварков и глюонов. Ричард Фейнман, интерпретируя эти данные, ввёл концепцию «партонов» как точечных составляющих нуклонов.

Формирование нуклонов и их эволюция как сложной системы кварков и глюонов обеспечивается сильным взаимодействием, для описания которого была разработана теория квантовой хромодинамики. При этом сильное взаимодействие имеет характерные особенности при разных масштабах энергий.

При больших энергиях, когда длина волны пробной частицы достаточно мала, константа сильного взаимодействия  $\alpha_s$  много меньше единицы. Это позволяет использовать ее для функционального разложения взаимодействия в ряд по малому параметру. В результате расчеты могут быть выполнены с высокой точностью, что делает возможным предсказание различных физических явлений и описание уже наблюдаемых. Область энергий, в которой применим такой подход, называется пертурбативной. Поскольку величина  $\alpha_s$  определяет интенсивность взаимодействия, то в пертурбативной области энергий наблюдается так называемое состояние асимптотической свободы – когда кварки и глюоны ведут себя как свободные частицы.

При уменьшении энергетического масштаба, константа сильного взаимодействия растет. Приближение  $\alpha_s$  к единице соответствует состоянию адронизации кварков и глюонов, а именно наблюдается взаимодействие конститuentных кварков и коллективных состояний глюонов. Таким образом, в непертурбативной области ситуация значительно усложняется, и формирование трехкварковой структуры нуклона из моря виртуальных кварк-антикварковых пар является одной из фундаментальных проблем современной физики.

Особым проявлением динамики сильного взаимодействия в непертурбативной области является образование резонансных состояний нуклонов при неупругом рассеянии электронов. На рис. 1 изображена зависимость полного сечения поглощения виртуальных фотонов  $\sigma_t$  от инвариантной массы конечной адронной системы  $W$  при различных значениях виртуальности фотонов  $Q^2$  [10]. Выделяется 3 резонансные области: при значениях  $W$  около 1.23 ГэВ, 1.5 ГэВ и 1.7 ГэВ. Для получения полной информации о параметрах нуклонных резонансов необходимо изучать не только инклюзивный канал реакции, но и эксклюзивные каналы. Распад нуклонных резонансов происходит преимущественно с образованием пионов - легчайших мезонов.

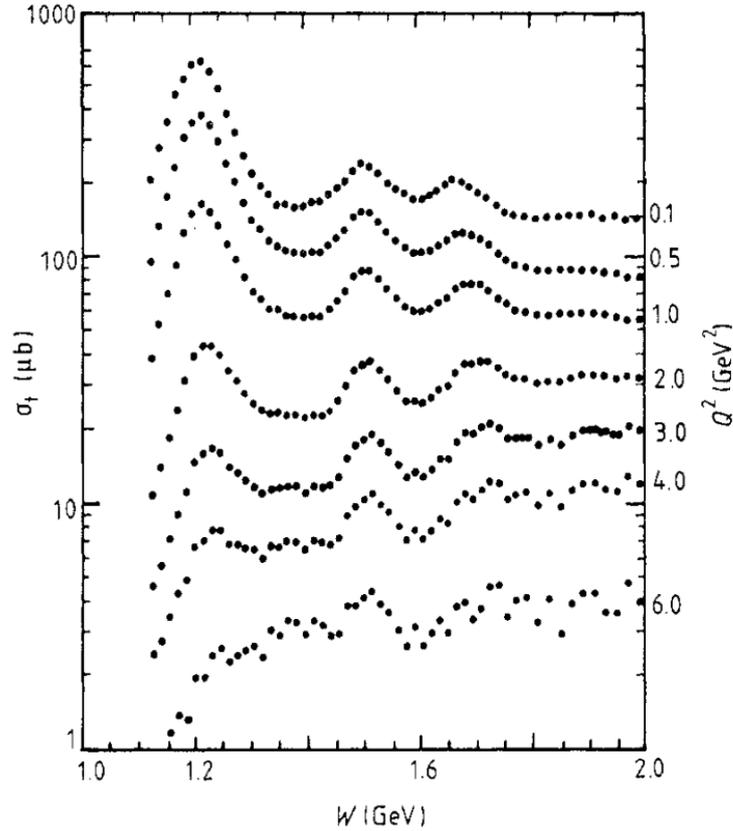


Рис. 1: Зависимость полного сечения поглощения виртуальных фотонов  $\sigma_t$  от инвариантной массы конечной адронной системы  $W$  при различных значениях виртуальности фотонов  $Q^2$ .

Лаборатория Джефферсона - один из ведущих научных центров, где проводятся эксперименты, направленные на изучение параметров нуклонных резонансов, и получают самую подробную информацию по каналам электро рождения пионов. Данные по каналам одиночного электро рождения имеются на текущий момент в областях массы конечной адронной системы  $W < 2.01$  ГэВ и виртуальности фотона  $Q^2 < 4.16$  ГэВ<sup>2</sup>.

Целью данной работы является оценка вкладов в реакции эксклюзивного электро рождения одиночного пиона на протоне в инклюзивные наблюдаемые в области инвариантной массы конечной адронной системы  $W < 2.01$  ГэВ и виртуальности фотона  $Q^2 < 4.16$  ГэВ<sup>2</sup>. В роли инклюзивных наблюдаемых выступают структурные функции  $F_1$  и  $F_2$ . Они, в свою очередь, позволят получить информацию об амплитудах электро возбуждения нуклонных резонансов.



Основными рабочими элементами экспериментальных исследований в Лаборатории Джефферсона являются:

1. Ускорительный комплекс CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility): установка, которая обеспечивает ускорение электронов до высоких энергий и генерацию пучков высокоэнергетических фотонов. Она состоит из нескольких ускорительных секций, которые позволяют достигать энергий до 11 ГэВ и создавать высокоинтенсивные пучки.
2. Экспериментальные залы (Hall A, Hall B, Hall C и Hall D): помещения, где проводятся эксперименты по изучению структуры атомных ядер, фундаментальных взаимодействий между частицами и других явлений в физике элементарных частиц. Каждый зал оснащен современными детекторами и спектрометрами, которые позволяют регистрировать различные виды частиц и измерять их параметры.
3. Компьютерные системы: компьютеры и программное обеспечение, которые используются для управления экспериментами, обработки и анализа данных. В Лаборатории Джефферсона используются высокопроизводительные вычислительные кластеры, которые позволяют обрабатывать и анализировать огромные объемы данных, полученных в результате экспериментов.
4. Технические подразделения: различные подразделения Лаборатории Джефферсона, которые отвечают за разработку и производство уникальных компонентов и устройств, необходимых для проведения экспериментов. Это могут быть электроника, механика, оптика, радиационная безопасность и другие направления.

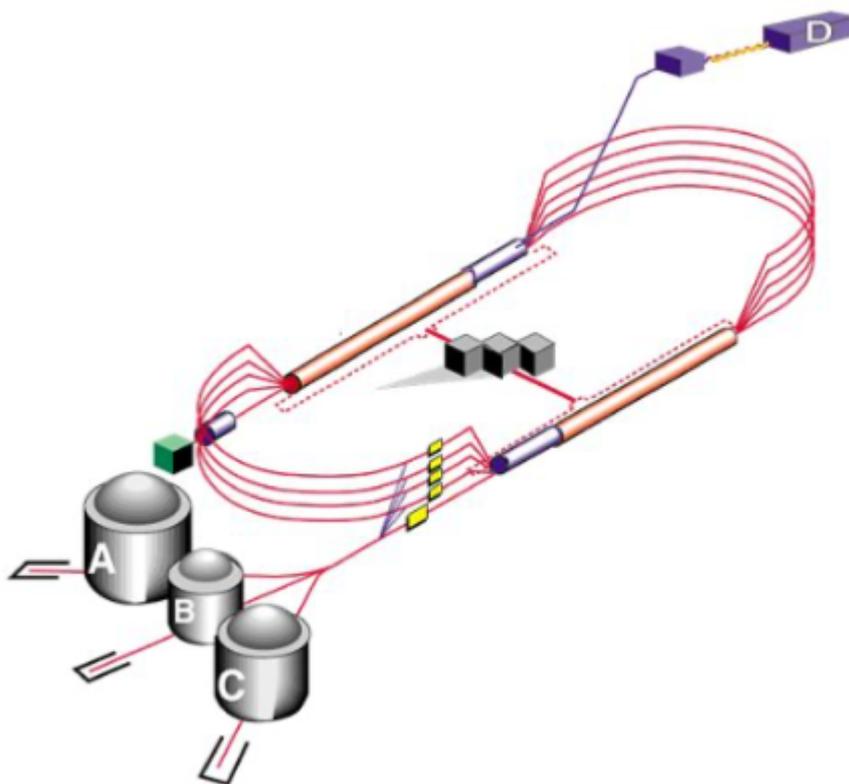


Рис. 1.2: Схематическое изображение ускорительного комплекса CEBAF с расположением экспериментальных залов.

Кратко рассмотрим экспериментальные залы с их предназначениями:

- В зале А (Hall A) находится экспериментальная установка HRS (High Resolution Spectrometers), которая предназначена для измерения угловых распределений рассеянных электронов и выбиваемых нуклонов, а также для определения спин-зависимых эффектов в ядре. Эта установка состоит из магнитных спектрометров, которые позволяют измерять импульсы заряженных частиц с высокой точностью, а также различные детекторы, которые регистрируют рассеянные электроны и нуклоны.
- В зале В (Hall B) находится одна из самых крупных экспериментальных установок Лаборатории Джефферсона - CLAS12 (CEBAF Large Acceptance Spectrometer), которая представляет собой современную систему детекторов, разработанную специально для измерения реакций под действием высокоэнергетических электронов. CLAS12 позволяет изучать характеристики ядерных структур

на микроскопическом уровне, а также проводить исследования в области физики элементарных частиц, таких как изучение мезонов и гиперонов.

- В зале С (Hall C) находится экспериментальная установка Super BigBite Spectrometer, которая разработана для измерения магнитных моментов протонов, нейтронов и ядер. Эта установка состоит из нескольких магнитных спектрометров и детекторов, которые позволяют регистрировать рассеянные электроны с высокой разрешающей способностью.
- В зале D (Hall D) расположена установка GlueX, которая предназначена для изучения структуры тяжелых кваркониев - мезонов, состоящих из кварков и антикварков. Эта установка использует пучки фотонов с высокой энергией, чтобы создавать системы кварк-антикварк и изучать их свойства.

Дальнейшее внимание в работе будет сконцентрировано на данных, полученных в зале В при помощи ускорителя CEBAF и детектора CLAS – предшествующей версии детектора CLAS12, поскольку на момент написания текущей работы данные по дифференциальным сечениям еще не были извлечены с нового детектора CLAS12.

## 2. Ускорительный комплекс CEBAF

CEBAF состоит из двух ускорителей, соединенных поворотными магнитами. Электронный пучок формируется в инжекторе облучением лазером GaAs-катода, затем электроны попадают в ускорительный тоннель, где разгоняются при помощи сверхпроводящих радиочастотных модулей. Поворотные магниты представляют собой по пять арок с каждой стороны, в которых пучок направляется и фокусируется квадрупольными и дипольными магнитами, благодаря чему электроны многократно проходят через линейные ускорители. Одной из ключевых особенностей CEBAF является частота импульсов, которая составляет 499 МГц, что позволяет говорить о непрерывности пучка.

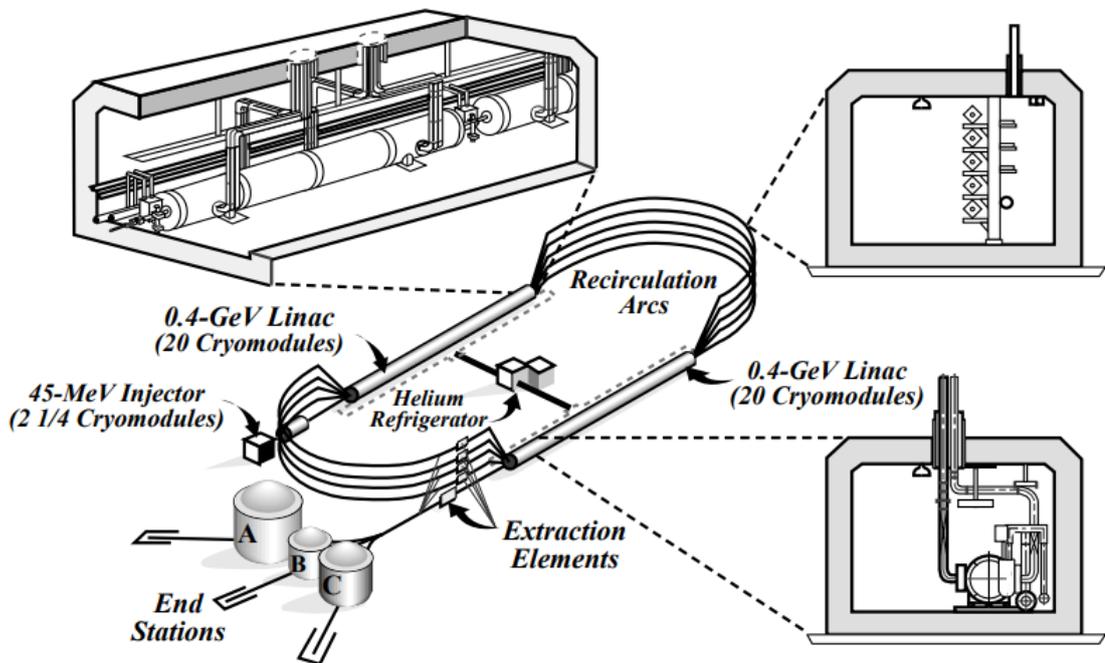


Рис. 2.1: Схематическое изображение ускорительного комплекса CEBAF.

### 3. Детектор CLAS

В основе конструкции CLAS лежит тороидальное магнитное поле [5]. Основными требованиями, определяющими этот выбор, были возможность измерения заряженных частиц с хорошим разрешением по импульсу, обеспечение регистрации заряженных частиц под большими углами и сохранение свободной от магнитного поля области вокруг мишени, что позволяет использовать поляризованные мишени.

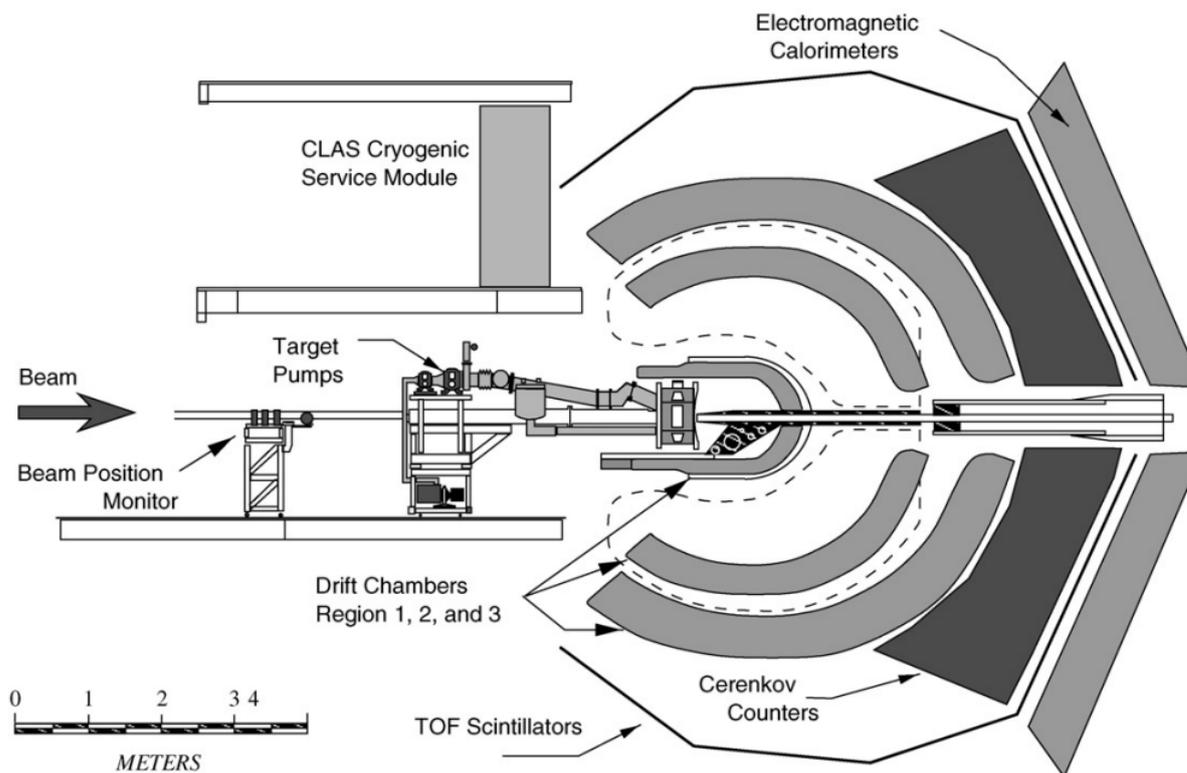


Рис. 3.1: CLAS с обозначением главных элементов.

Магнитное поле CLAS генерируется шестью сверхпроводящими катушками, расположенными вокруг линии пучка. Система обнаружения частиц состоит из дрейфовых камер для определения траекторий заряженных частиц, газовых черенковских счетчиков для идентификации электронов, сцинтилляционных счетчиков для измерения времени пролета

(TOF) и электромагнитных калориметров для обнаружения электронов и фотонов. Сегменты оснащены индивидуальными приборами, образуя шесть по существу независимых магнитных спектрометров с общей мишенью, триггером и системой сбора данных (DAQ).

Для того чтобы CLAS мог работать как с электронными, так и с фотонными пучками, необходимы некоторые изменения в конфигурации. Для экспериментов по рассеянию электронов небольшой перпендикулярно-проводящий малый тороид окружает мишень, чтобы электроны с низким импульсом, образующиеся при меллеровском рассеянии в мишени, не попадали во внутренние дрейфовые камеры. Катушки малого тороида показаны на рис. 3.2. Для экспериментов с мечеными фотонами тормозного излучения малый тороид заменяется сцинтилляционным счетчиком, который обеспечивает быстрый вход в триггер и определяет правильное время старта для измерений TOF.

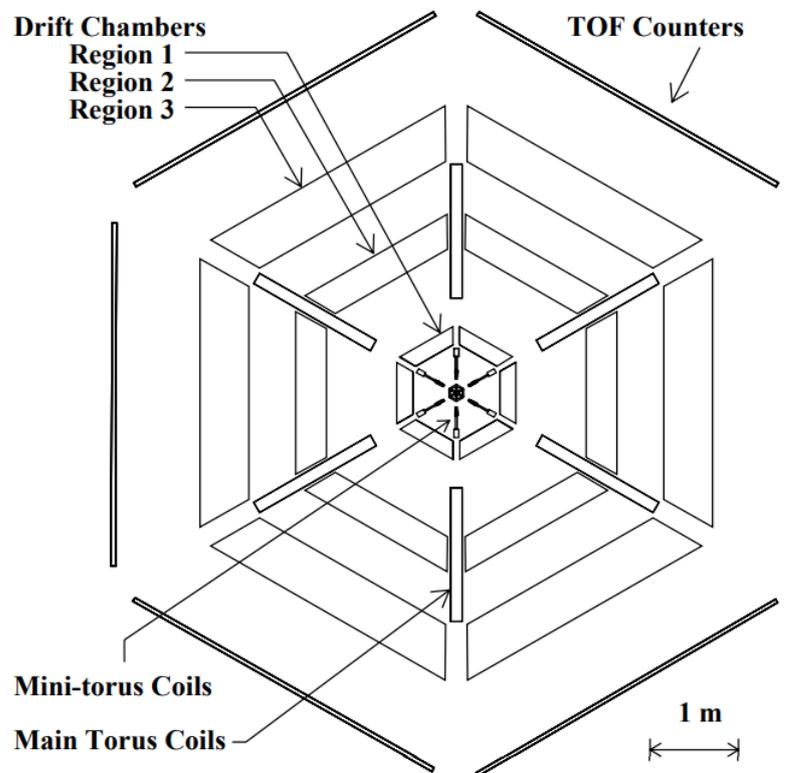


Рис. 3.2: CLAS в перпендикулярном к направлению пучка разрезе.

Для считывания и преобразования данных используется двухуровневая система запуска. Триггер уровня 1 может воспринимать

любую быструю информацию от счетчиков ТОФ, счетчиков Черенкова и электромагнитных калориметров. Триггер уровня 2 добавляет грубый поиск трека, используя шаблоны попаданий в дрейфовые камеры. Система DAQ собирает оцифрованные данные и сохраняет информацию для последующего анализа в автономном режиме.

### 3.1. Магнитная система

Магнитное поле для анализа импульса заряженных частиц создается шестью сверхпроводящими катушками, расположенными тороидальной геометрией вокруг линии электронного пучка. В системе нет железа, поэтому магнитное поле рассчитывается непосредственно по току в катушках. Расположение катушек и контуры постоянной абсолютной напряженности поля показаны на рис. 3.3. Магнит имеет диаметр около 5 м и длину 5 м. На рис. 3.4 показаны векторы магнитного поля в плоскости, перпендикулярной оси тора в положении мишени.

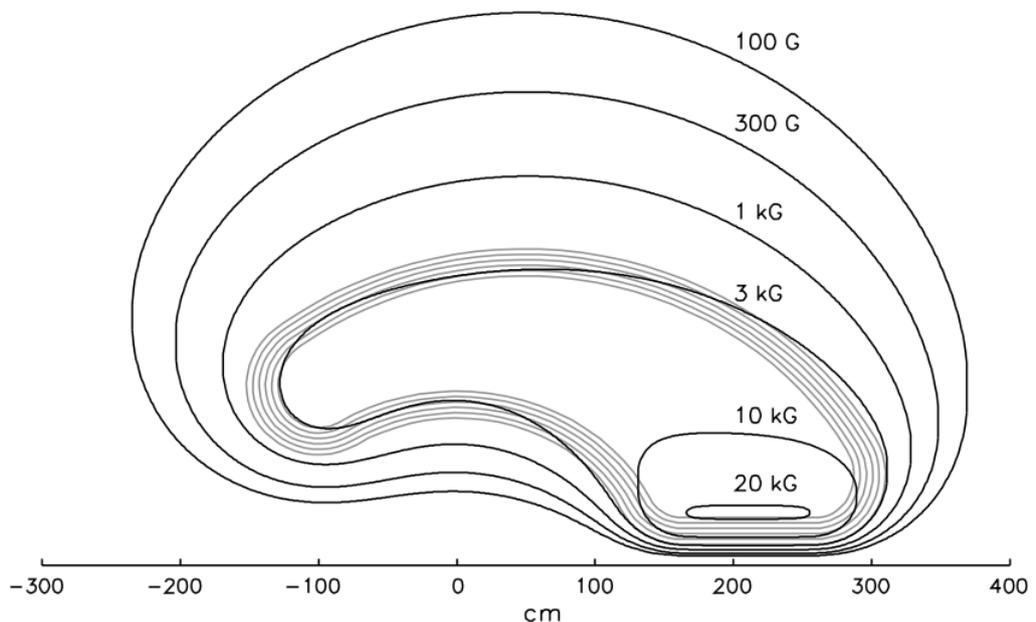


Рис. 3.3: Магнитное поле между двумя катушками. На заднем плане показана проекция катушки.

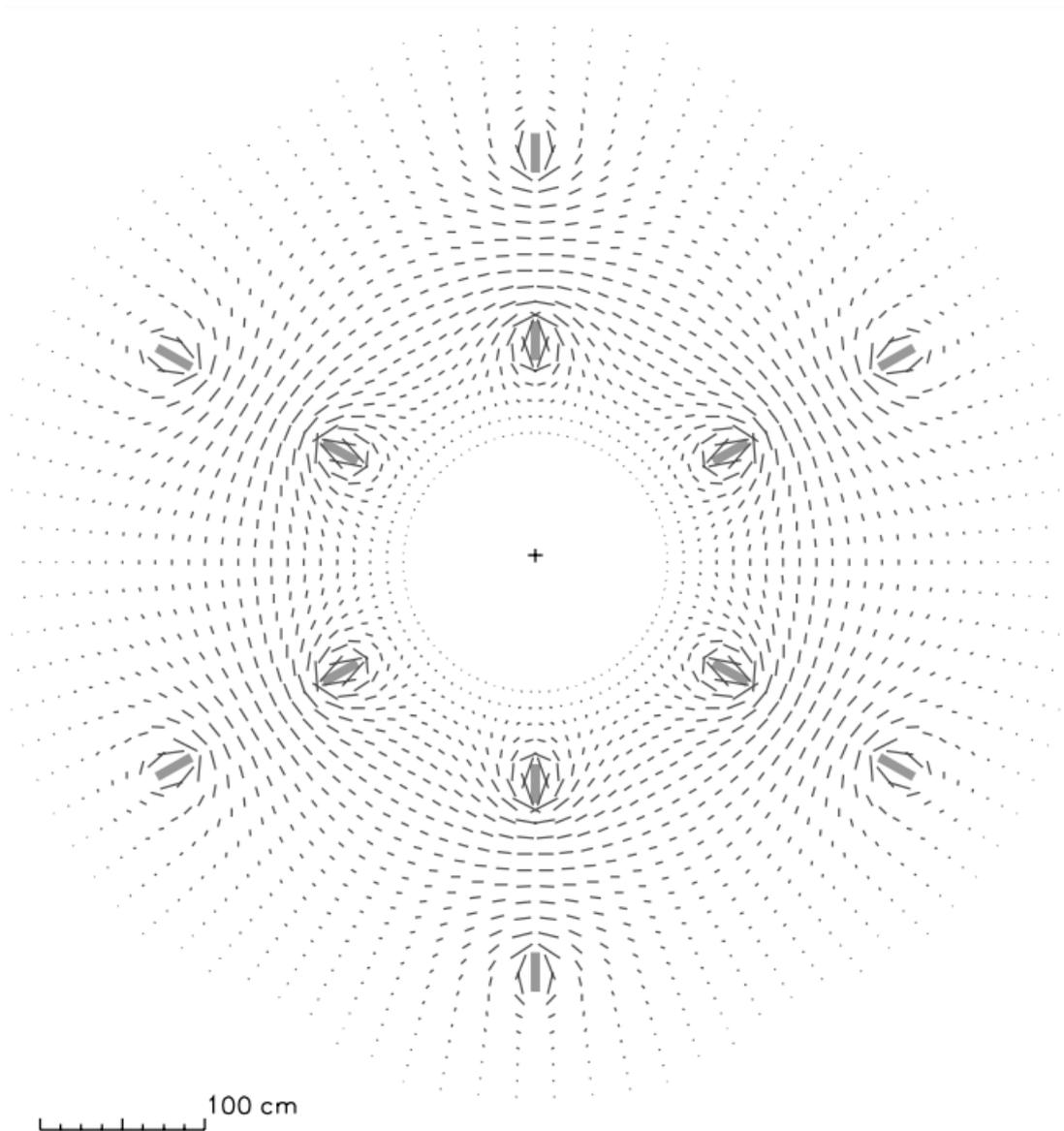


Рис. 3.4: Магнитное поле в поперечном к направлению пучка сечении.

Основная составляющая поля находится в азимутальном направлении; однако вблизи катушек наблюдаются значительные отклонения от чистого азимутального направления поля. Влияние этих отклонений на траектории частиц сводится к минимуму благодаря круглой внутренней форме катушки: частицы, вылетающие из мишени, не испытывают значительного отклонения в азимутальной плоскости при пересечении внутренней границы катушки.

Почечная форма катушек приводит к большому интегралу поля для частиц, летящих вперед (обычно с большим импульсом), и меньшему интегралу поля для частиц, испускаемых под большими углами. В то же

время, такая геометрия катушки сохраняет центральный свободный от поля объем для работы с поляризованной мишенью.

### 3.2. Дрейфовые камеры

Тороидальный магнит CLAS отклоняет заряженные частицы в сторону или от оси пучка, но оставляет азимутальный угол практически неизменным. Катушки магнита разделяют детектор на шесть независимых секторов. Для упрощения конструкции детектора было построено 18 отдельных дрейфовых камер, расположенных в каждом из шести секторов. Эти радиальные позиции называются регионами. Шесть камер "первого региона" (R1) окружают мишень в области малого магнитного поля, шесть камер "второго региона" (R2) расположены между катушками магнитов в области высокого поля вблизи точки максимального отклонения трека от прямой линии, а шесть камер "третьего региона" (R3) расположены вне катушек магнитов. Эти относительные положения показаны на рис. 3.1 и рис. 3.2.

Для оптимального заполнения объема клиновидного сектора, корпуса камер были спроектированы таким образом, чтобы поддерживать провода, натянутые между двумя концевыми пластинами, каждая из которых параллельна соседней плоскости витка и, таким образом, наклонена на  $60^\circ$  по отношению друг к другу. Такая конструкция обеспечивает максимальную чувствительность к кривизне трека.

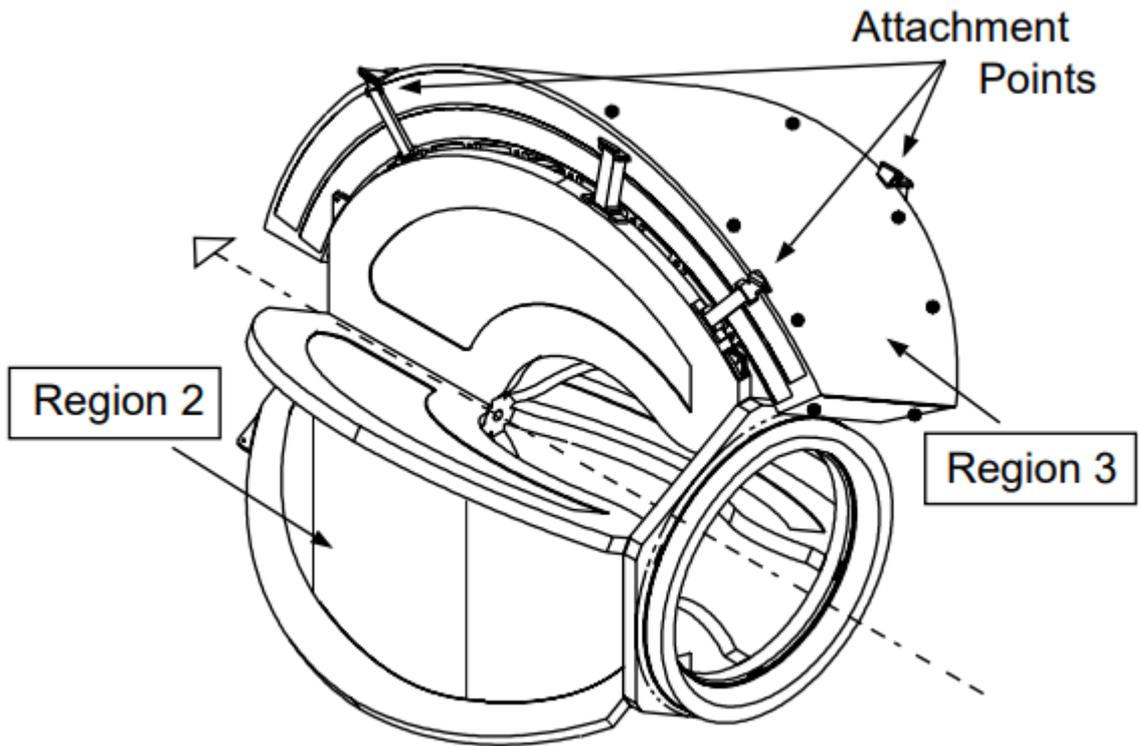


Рис. 3.5: Схематическое устройство дрейфовой камеры.

### 3.3. Черенковские счетчики

Черенковский счетчик (СС) позволяет идентифицировать электроны и отделять электроны от пионов. Конструкция черенковского детектора направлена на достижение максимального покрытия телесного угла в каждом из шести секторов до угла  $\theta = 45^\circ$  с минимально возможным количеством материала (для предотвращения ухудшения энергетического разрешения). Это достигается путем размещения светособирающих конусов и фотоумножителей (РМТ) в областях, которые уже затемнены катушками магнитов, и покрытия зеркалами как можно большей части доступного пространства (см. рис. 3.6). Поскольку траектории заряженных частиц лежат приблизительно в плоскостях с постоянным азимутальным углом, размещение фотоумножителей в тени катушек магнитов не влияет на угловое покрытие.

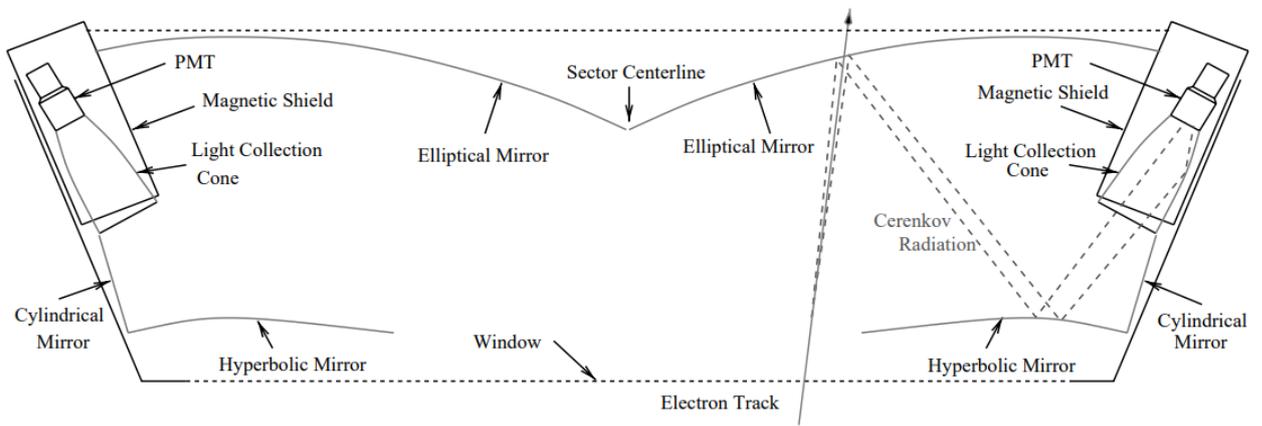


Рис. 3.6: Схема черенковского счетчика.

В качестве черенковского излучателя в детекторе используется перфторбутан ( $C_4F_{10}$ ) с показателем преломления 1.00153. Это обеспечивает высокий выход фотонов и порог импульса пионов 2.5 ГэВ/с: этот газ также обладает отличными свойствами пропускания света с короткими длинами волн. Каждый сектор детектора вмещает приблизительно шесть кубических метров газа. Система рециркуляции газа поддерживает постоянное давление в объеме газа и удаляет из него примеси.

#### 3.4. Времяпролетные счетчики

Времяпролетные счетчики служат для идентификации заряженных частиц посредством регистрации их времени пролета в рабочем веществе и представляют собой систему пластин сцинтиллятора, расположенную между черенковскими счетчиками и электромагнитным калориметром [6]. Вспышки в сцинтилляторах попадают в фотоумножители, на выходе которых считывается сигнал частотой до 100 кГц при светимости  $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Временное разрешение системы времени пролета составляет от 80 пс до 160 пс, что позволяет разделять пионы и каоны с импульсами до 2 ГэВ/с.

### 3.5. Электромагнитный калориметр

Электромагнитный калориметр разделен на секторы вследствие геометрии тороидального магнита. Каждый сектор – это последовательно расположенные слои сцинтиллятора и свинца, толщина которых подобрана таким образом, что в калориметре поглощается приблизительно треть всей энергии электромагнитного ливня. Система позволяет детектировать электроны с энергией свыше 500 МэВ, фотоны с энергией от 200 МэВ, в том числе восстанавливать четырехимпульсы  $\pi^0$  и  $\eta$  мезонов по их распаду на  $2\gamma$ , а также регистрировать нейтроны с эффективностью  $\sim 50\%$ .

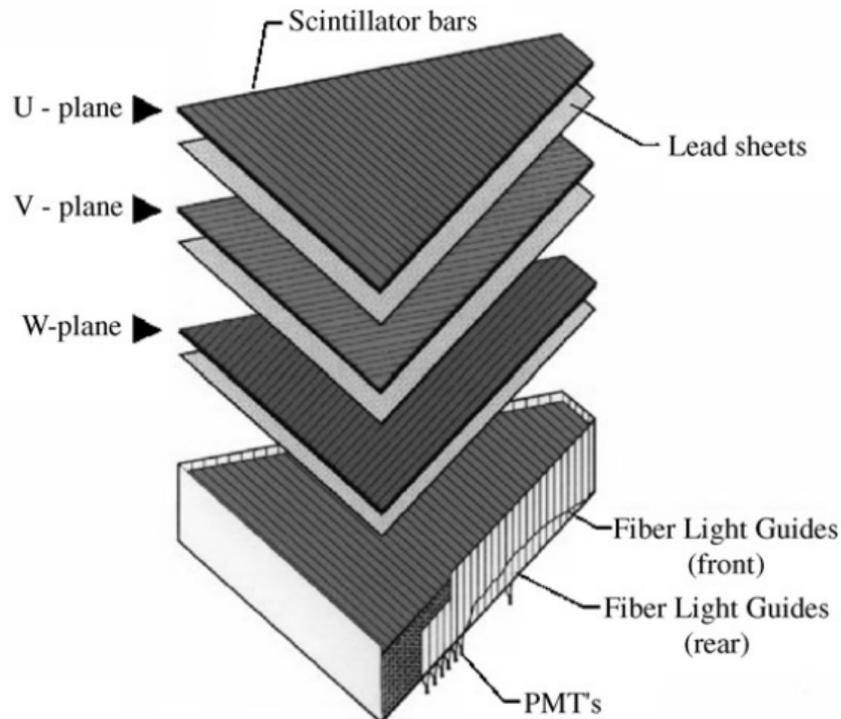


Рис. 3.7: Схема одного из секторов электромагнитного калориметра.

#### 4. Детектор CLAS12

За время работы лаборатории Джефферсона были проведены масштабные усовершенствования установок, главным результатом которых стало увеличение энергии ускорителя CEBAF с 6 ГэВ до 11 ГэВ, а также введение в эксплуатацию в 2017 году модернизированную версию детектора CLAS – детектор CLAS12.

Основные новые возможности CLAS12 включают работу со светимостью  $10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ , что на порядок выше, чем у предыдущего CLAS, что позволит проводить точные измерения многих эксклюзивных реакций [7]. CLAS12 также обладает улучшенными возможностями идентификации частиц под большими полярными углами. Детекторная система состоит из двух основных частей с различными функциями - переднего детектора (FD) и центрального детектора (CD). Они описаны ниже.

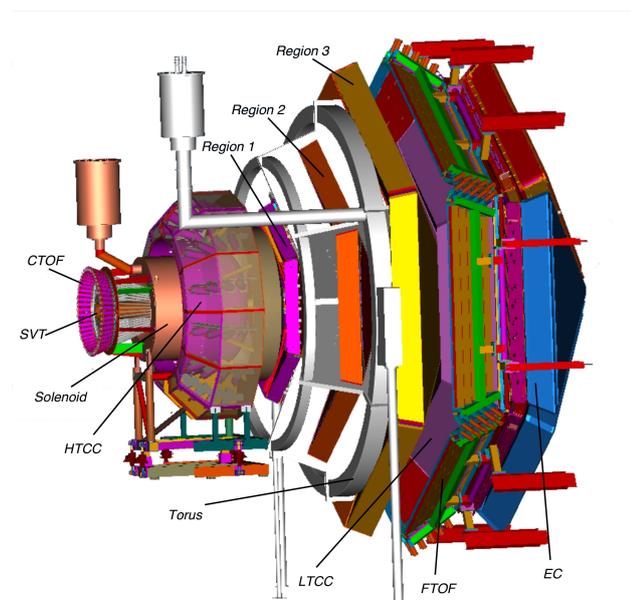


Рис. 4.1: Схема детектора CLAS12.

#### 4.1. Передний детектор

Улучшенное разделение электронов и пионов при более высоких импульсах достигается с помощью пороговых газовых черенковских счетчиков для обнаружения заряженных пионов с импульсами выше 5 ГэВ/с. Новый высокопороговый черенковский счетчик (НТСС) расположен перед тороидальным магнитом и спроектирован таким образом, чтобы присутствовало минимальное количество материала для проходящих через НТСС заряженных частиц. Это позволит минимизировать многократное рассеяние и его влияние на разрешение по импульсу. Для достижения этой цели в качестве основы для зеркальной системы были выбраны композитные материалы с низкой массой, которые представляют собой менее 150 мг/см плотности материала.

В основе переднего детектора лежит новый сверхпроводящий тороидальный магнит. Как и в CLAS, новый магнит состоит из шести сверхпроводящих катушек, расположенных симметрично по радиальному направлению, но в отличие от CLAS, охватывает только диапазон от  $5^\circ$  до  $40^\circ$  полярного угла  $\theta$ . Отслеживание заряженных частиц осуществляется с помощью набора из 3 областей дрейфовых камер (DC), расположенных перед, между и после катушек тороидального магнита. Отслеживание осуществляется в каждой области с помощью 12 слоев шестиугольных дрейфовых камер, расположенных под углом  $6^\circ$ . Такое расположение обеспечивает хорошее угловое разрешение как в полярных, так и в азимутальных углах. Система дрейфовых камер обеспечивает 36 измерений для заряженного трека и имеет достаточную разрешающую способность для реконструкции трека.

За тороидальным магнитом и дрейфовыми камерами следуют низкопороговые черенковские счетчики (ЛТСС). Они обеспечивают идентификацию заряженных пионов для импульсов  $p > 3$  ГэВ/с. Детекторы ЛТСС использовались в CLAS, но в настоящее время они модернизированы для обеспечения улучшенного отклика на заряженные пионы. За ЛТСС следуют три области пластиковых сцинтилляторов для точного измерения времени пролета (FTOF) для идентификации

заряженных частиц. При равном выходе пионов, каонов и протонов FTOF позволяет получить разделение пионов и каонов для импульсов до 3 ГэВ/с и разделение каонов и протонов до 4.5 ГэВ/с с точностью  $4\sigma$ . Для части экспериментальной программы идентификация пионов и каонов необходима для импульсов до 8 ГэВ/с. Это может быть достигнуто путем замены отдельных детекторов LTCC детекторами Ring Imaging Cherenkov (RICH).

## 4.2. Центральный детектор

В основе центрального детектора лежит компактный сверхпроводящий магнит соленоид с максимальным центральным магнитным полем 5 Тл. Соленоидальный магнит обеспечивает анализ импульса для заряженных треков под полярными углами от  $35^\circ$  до  $135^\circ$ . Он также защищает трековые детекторы от интенсивных фоновых электронов и действует как поляризующее поле для твердотельных мишеней. Общий размер соленоида ограничен 2 м в диаметре, что позволяет использовать свободное пространство диаметром всего 80 см для размещения детекторов.

Отслеживание заряженных частиц в центральном детекторе обеспечивается кремниевым вершинным трекером (SVT), в котором используется технология кремниевых полос. SVT изготовлен из 8 слоев кремниевых датчиков и обеспечивает регистрацию для полярного угла от  $35^\circ$  до  $135^\circ$ . При больших радиусах 3 двойных слоя микросетчатых (MM) газовых детекторов обеспечивают дополнительное отслеживание, что значительно улучшает разрешение по импульсу и полярному углу.

Идентификация частиц достигается с помощью центральной времяпролетной системы (CTOF), состоящей из 48 полос пластикового сцинтиллятора, оснащенного 96 фотоумножителями, которые обеспечивают двустороннее считывание света и временное разрешение  $\delta T < 60$  пс. Световоды специальной формы направляют свет сцинтиллятора в область пониженного магнитного поля, где используется комбинация пассивного и активного магнитного экранирования,

позволяющая работать фотоумножителям. Короткий путь пролета от мишени до СТОФ позволяет идентифицировать частицы в диапазоне импульсов до 1.2 ГэВ/с и 0.65 ГэВ/с для  $\pi/p$  и  $\pi/K$  разделения соответственно.

Для некоторых экспериментов необходимо обнаружение быстрых нейтронов. Для этого будет использоваться центральный нейтронный детектор (CND), представляющий собой “бочку”, состоящую из 3 слоев 48 сцинтилляторных полос, который обеспечивает обнаружение нейтронов с эффективностью 10-15%.

## 5. База данных CLAS

За время работы детекторов CLAS и CLAS12 был накоплен большой объем экспериментальных данных, который требует дальнейшего хранения и анализа. Для этих целей совместно Лабораторией Джефферсона и НИИЯФ МГУ была разработана база данных CLAS, которая содержит в себе экспериментальные данные, полученные коллаборацией CLAS, начиная с 1996 года [17]. Это данные по дифференциальным, интегральным сечениям и различным поляризационным асимметриям для большинства эксклюзивных каналов электророждения мезонов на нуклонах, а также данные по инклюзивным и полуинклюзивным сечениям рассеяния электронов на нуклонах при инвариантной массе  $W < 3$  ГэВ и виртуальности фотонов  $Q^2 < 5$  ГэВ<sup>2</sup>.

База данных имеет web-интерфейс, который позволяет получить доступ к данным через сеть Интернет, предоставляет возможность поиска данных по множеству параметров. Среди них исследуемая реакция – тип пучка (электронный или фотонный), мишень и конечное состояние, состояние поляризации пучка, мишени и конечного состояния; кинематические переменные – инвариантная масса конечного состояния  $W$ , виртуальность фотона  $Q^2$ , переменная Бьёркена  $x_B$ , энергия реального фотона  $E_\gamma$  (для случая фоторождения мезонов). Возможно задать одну или несколько из около 200 наблюдаемых, данные по которым присутствуют в базе. Возможен поиск по совокупности параметров, по диапазону значений или по средним значениям переменных. Есть поиск по названию, авторам и году проведения эксперимента.

**CLAS Physics Database**

[JLab](#) | [Search](#) | [Overview](#) | [Login](#) | [Edit](#) | [Register](#)

*Search form for the data related to the CLAS physics*

You are not logged in. [Login](#).

Select reaction:			
Beam:	Target:	Final state:	
<input type="text" value="any"/>	<input type="text" value="any"/>	<input type="text" value="any"/>	
polarization:	polarization:	polarization:	
<input type="text" value="any"/>	<input type="text" value="any"/>	<input type="text" value="any"/>	
Select kinematics range:			
<input type="checkbox"/> Search for average values			
$Q^2_{min}$ [GeV] <sup>2</sup> :	<input type="text"/>	$Q^2_{max}$ [GeV] <sup>2</sup> :	<input type="text"/>
$W_{min}$ [GeV]:	<input type="text"/>	$W_{max}$ [GeV]:	<input type="text"/>
$x_{min}$ :	<input type="text"/>	$x_{max}$ :	<input type="text"/>
$EY_{min}$ [GeV]:	<input type="text"/>	$EY_{max}$ [GeV]:	<input type="text"/>
Select observables:			
Quantity measured:	<input type="text" value="any"/> <input type="text" value="dσ/dΩ (exclusive)"/> <input type="text" value="dσ/dΩ (quasi-free)"/> <input type="text" value="σ (exclusive)"/> <input type="text" value="sigma"/> <input type="text" value="sigma (quasi-free)"/>		
Additional search criteria:			
Spokespersons:	<input type="text"/>		
Year:	<input type="text"/>		
Experiment identifier(s):	<input type="text"/>		
Text table options			
<input type="checkbox"/> Show results as a plain text table		<input type="checkbox"/> Show average value for W, Q <sup>2</sup> ranges	
<input type="checkbox"/> Add W and Q <sup>2</sup> columns		<a href="#">How to save text data</a>	
<a href="#">[-] Search Results Table Composition</a>			
<b>Available fields:</b>		<b>Fields selected for output:</b>	
<input type="text" value="Final state polarization"/> <input type="text" value="Beam"/> <input type="text" value="Beam polarization"/> <input type="text" value="Target"/> <input type="text" value="Target polarization"/> <input type="text" value="x min"/> <input type="text" value="x max"/> <input type="text" value="EY min"/> <input type="text" value="EY max"/> <input type="text" value="W"/>	<input type="text" value="&gt;"/> <input type="text" value="&lt;"/> <input type="text" value="&gt;&gt;"/> <input type="text" value="&lt;&lt;"/> <input type="text" value="Up"/> <input type="text" value="Dn"/>	<input type="text" value="Measurement identifier"/> <input type="text" value="Final state"/> <input type="text" value="Q^2min"/> <input type="text" value="Q^2max"/> <input type="text" value="W min"/> <input type="text" value="W max"/> <input type="text" value="Quantity"/> <input type="text" value="Experiment title"/> <input type="text" value="Authors"/> <input type="text" value="Year"/>	
Limit: <input type="text" value="100"/> <input type="button" value="Clear form"/> <input type="button" value="Start search"/> <input type="checkbox"/> Results in a new window			

Member of CLAS Collaboration are encouraged to send available data to the CLAS Physics Database.

You can use our [data editing interface](#) (preferred) to enter your structured data or submit your data in arbitrary format using this [submission form](#).

If you have any questions, suggestions or comments, please, feel free to contact developers: [clasdb@depni.sinp.msu.ru](mailto:clasdb@depni.sinp.msu.ru)

Рис. 5.1: Внешний вид страницы поиска данных CLAS Physics Database [17].

Выдача данных имеет визуализацию в виде графиков и таблиц, существует возможность загрузить данные в текстовом виде для дальнейшей компьютерной обработки. Доступна также библиографическая информация о публикациях, связанных с экспериментальными данными, ссылки на полные тексты публикаций.

## 6. Формализм описания электророждения мезонов на нуклонах

Рассмотрим формализм описания электророждения мезонов на нуклонах. В эксперименте наблюдаемой величиной является дифференциальное сечение рассеяния электронов на нуклонах с образованием определенного конечного адронного состояния:

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

где  $E_{ef}$  – энергия рассеянного электрона,  $\Omega_{ef}$  – его телесный угол,  $d\tau^n$  – дифференциал кинематических переменных конечного адронного состояния,  $n$  – число частиц в конечном состоянии за исключением рассеянного электрона.

Рассматривая однофотонное приближение, дифференциальное сечение электророждения мезонов может быть представлено как дифференциальное сечение рождения мезона под действием виртуального фотона  $\frac{d^n\sigma_{\gamma_v}}{d\tau^n}$ , которым обменивается рассеиваемый электрон с нуклоном, помноженное на поток виртуальных фотонов  $\Gamma_{\gamma_v}$ :

$$\frac{d^{n+2}\sigma_e}{dE_{ef}d\Omega_{ef}d\tau^n} = \Gamma_{\gamma_v} \frac{d^n\sigma_{\gamma_v}}{d\tau^n}.$$

При этом вместо  $E_{ef}$  и  $\Omega_{ef}$  можно использовать инвариантную массу конечного адронного состояния  $W$  и виртуальность фотона  $Q^2$ .  $W$  и  $Q^2$  определяются следующим образом:

$$W = \sqrt{(q + P_N)^2},$$

$$Q^2 = -q^2 = -(P_{e'} - P_e)^2,$$

где  $q$  – переданный электроном четырехимпульс,  $P_N$ ,  $P_e$ ,  $P_{e'}$  –

четырёхимпульсы нуклона, начального и конечного электронов соответственно.

Будем рассматривать эксклюзивные реакции электророждения одиночных пионов на протонной мишени. То есть, в конечном состоянии кроме рассеянного электрона имеется нуклон и  $\pi$ -мезон. Тогда дифференциальное сечение выглядит следующим образом:

$$\frac{d^4\sigma_e}{dWdQ^2d\Omega} = \Gamma_{\gamma_v} \frac{d\sigma_{\gamma_v}}{d\Omega}. \quad (1)$$

Поток виртуальных фотонов определяется следующим выражением:

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

где  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры,  $E_{beam}$  – энергия электронного пучка,  $m_p$  – масса протона в ГэВ,  $\varepsilon$  – поляризация виртуального фотона, формула для которого:

$$\varepsilon = \left( 1 + 2 \left( 1 + \frac{\nu^2}{Q^2} \right) \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right)^{-1}, \quad (3)$$

где  $\nu$  – энергия виртуального фотона,  $\theta_e$  – полярный угол рассеяния электрона.

Дифференциальное сечение рождения пиона под действием виртуального фотона, если пучок электронов неполяризован, можно представить следующим образом:

$$\frac{d\sigma_{\gamma_v}}{d\Omega_\pi} = \frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi} + \varepsilon \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_\pi} \cdot \cos 2\varphi + \sqrt{2\varepsilon(1 + \varepsilon)} \frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_\pi} \cdot \cos \varphi, \quad (4)$$

где  $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi}$ ,  $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_\pi}$  и  $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_\pi}$  – неполяризованная, поперечно-поперечная и продольно-поперечная структурные функции соответственно,  $\varphi$  – угол между плоскостью рассеяния электрона и плоскостью реакции (см. рис. 6.1). Важно отметить, что представленные структурные функции отличны от структурных функций  $F_1$  и  $F_2$ , определение которых будет ниже.

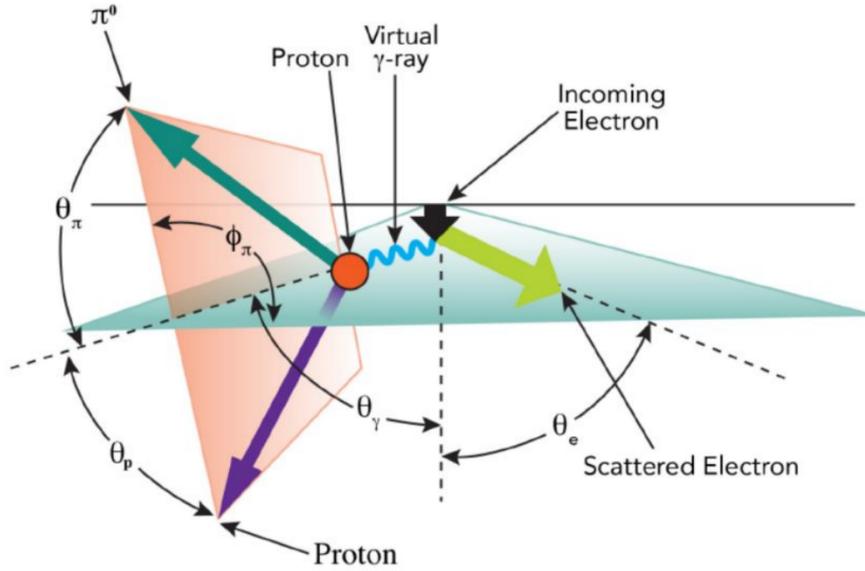


Рис. 6.1: Схематическое изображение процесса электророждения одиночного пиона.

При этом неполяризованная структурная функция имеет две компоненты:

$$\frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi} = \frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi} + \varepsilon \frac{d\sigma_l}{d\Omega_\pi}, \quad (5)$$

где  $\frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi}$  и  $\frac{d\sigma_l}{d\Omega_\pi}$  – поперечная и продольная структурные функции соответственно.

Используя интегральные значения  $\sigma_L$  и  $\sigma_T$ , можно получить структурные функции  $F_1$  и  $F_2$ , определяемые следующим образом:

$$F_1(Q^2, W) = \frac{KW}{4\pi^2\alpha} \sigma_T(Q^2, W), \quad (6)$$

$$F_2(Q^2, W) = \frac{KW}{4\pi^2\alpha} \frac{2x}{1 + \frac{Q^2}{\nu^2}} (\sigma_T(Q^2, W) + \sigma_L(Q^2, W)), \quad (7)$$

где  $x = \frac{Q^2}{2M_N\nu}$ ,  $K = \frac{W^2 - M_N^2}{2M_N}$ ,  $\nu = \frac{W^2 - M_N^2 + Q^2}{2M_N}$ ,

$$\alpha = \frac{1}{137}, \quad M_N = 938.27 \text{ MeV}.$$

## 7. Неполяризованная структурная функция и методы ее извлечения

Рассмотрим методы извлечения неполяризованной структурной функций из экспериментальных данных по дифференциальным сечениям.

Поскольку согласно выражениям (2) и (3) можно из данных сразу посчитать поляризацию виртуального фотона  $\varepsilon$  и поток виртуальных фотонов  $\Gamma_{\gamma_v}$ , то, как следствие, мы можем рассчитать и дифференциальное сечение рождения пиона под действием виртуального фотона  $\frac{d\sigma_{\gamma_v}}{d\Omega}$ . Тогда далее будем считать это дифференциальное сечение как экспериментальное  $-\frac{d\sigma_{\gamma_v}}{d\Omega_{\text{exp}}}$ .

### 7.1. Метод 0

Нулевой метод применим в том случае, если азимутальный угол  $\varphi$ , где имеются  $\frac{d\sigma_{\gamma_v}}{d\Omega_{\text{exp}}}$ , покрывает всю область  $[0, 2\pi]$ . Тогда, согласно выражению (4), проводится аппроксимация экспериментальных данных относительно переменной  $\varphi$ :

$$\frac{d\sigma_{\gamma_v}}{d\Omega_{\pi \text{ exp}}} = A + B \cos 2\varphi + C \cos \varphi. \quad (6)$$

Из полученных коэффициентов аппроксимации, а именно коэффициента  $A$ , выражается  $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi}}$ .

Для вычисления  $\frac{d\sigma_t}{d\Omega_{\pi}}$  и  $\frac{d\sigma_l}{d\Omega_{\pi}}$  необходимо знать рассчитанную  $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi}}$ , а также их отношение:

$$R = \frac{\frac{d\sigma_l}{d\Omega_{\pi}}}{\frac{d\sigma_t}{d\Omega_{\pi}}}, \quad (8)$$

$$\frac{d\sigma_t}{d\Omega_{\pi}} = \frac{\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi}}}{1 + \varepsilon R}, \quad (9)$$

$$\frac{d\sigma_l}{d\Omega_\pi} = \frac{R \frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi}}{1 + \varepsilon R}. \quad (10)$$

$R$  – это экспериментальная величина, получаемая в реакциях инклюзивного рассеяния электронов. Предполагается, что  $R$  одинаково для всех  $\theta$  при фиксированных  $W$  и  $Q^2$ .

Для получения коэффициента  $R$  во всей используемой кинематической области по  $W$  и  $Q^2$  воспользуемся параметрическим представлением [15]:

$$R = \begin{cases} \frac{(1-x)^3}{(1-x_{th})^3} \left[ \frac{0.041\xi_{th}}{\zeta} + \frac{0.592}{Q^2} - \frac{0.331}{0.09 + Q^4} \right], & W < 2.5 \text{ GeV}, \\ \frac{0.041\xi}{\zeta} + \frac{0.592}{Q^2} - \frac{0.331}{0.09 + Q^4}, & W > 2.5 \text{ GeV}, \end{cases} \quad (11)$$

где

$$\zeta = \log \frac{Q^2}{0.04}, \quad \xi = 1 + 12 \frac{Q^2}{1 + Q^2} \frac{0.015625}{0.015625 + x^2},$$

$$\xi_{th} = \xi(W = 2.5), \quad x_{th} = x(W = 2.5).$$

## 7.2. Метод 1

Если данные по  $\frac{d\sigma_{\gamma\nu}}{d\Omega_{\pi \text{ exp}}}$  имеются не во всем пространстве углов  $\varphi$ , а на отрезке  $[\varphi_{\min}, \varphi_{\max}]$ , то применяется метод 1. В равенстве (4) выражается  $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi}$ , остальные слагаемые интегрируются по  $\varphi$ , и все выражение делится на  $(\varphi_{\max} - \varphi_{\min})$ :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi \text{ method 1}}} &= \frac{1}{\varphi_{\max} - \varphi_{\min}} \left[ \int_{\varphi_{\min}}^{\varphi_{\max}} \frac{d\sigma_{\gamma\nu}}{d\Omega_{\pi \text{ exp}}} d\varphi - \varepsilon \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi 0}} \times \right. \\ &\times \left. \int_{\varphi_{\min}}^{\varphi_{\max}} \cos 2\varphi d\varphi - \sqrt{\varepsilon(1 + \varepsilon)} \frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi 0}} \int_{\varphi_{\min}}^{\varphi_{\max}} \cos \varphi d\varphi \right], \end{aligned} \quad (11)$$

где  $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi 0}}$  и  $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi 0}}$  – поперечно-поперечная и продольно-поперечная

структурные функции соответственно, полученные путем аппроксимации  $\frac{d\sigma_{\gamma_v}}{d\Omega_{\pi \text{ exp}}}$  на отрезке  $[\varphi_{\min}, \varphi_{\max}]$ .

Поперечная и продольная структурные функции вычисляются аналогично выражениям (7)-(9) метода 0, что останется справедливым для методов 2 и 3.

### 7.3. Метод 2

Метод 2 применяется в случае, если данные по  $\frac{d\sigma_{\gamma_v}}{d\Omega_{\text{exp}}}$  имеются на отрезке  $[\varphi_{\min}, \varphi_{\max}]$  и выполняется экстраполяция  $\frac{d\sigma_{\gamma_v}}{d\Omega_{\text{exp}}}$  в областях  $[0, \varphi_{\min}]$  и  $[\varphi_{\max}, 2\pi]$ :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi \text{ method 2}}} &= \frac{1}{2\pi} \cdot \left[ \int_{\varphi_{\min}}^{\varphi_{\max}} \frac{d\sigma_{\gamma_v}}{d\Omega_{\pi \text{ exp}}} d\varphi + \right. \\ &+ \int_0^{\varphi_{\min}} \left[ \frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi 0}} + \varepsilon \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi 0}} \cdot \cos 2\varphi + \sqrt{\varepsilon(1+\varepsilon)} \frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi 0}} \cdot \cos \varphi \right] d\varphi + \\ &\left. + \int_{\varphi_{\max}}^{2\pi} \left[ \frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi 0}} + \varepsilon \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi 0}} \cdot \cos 2\varphi + \sqrt{\varepsilon(1+\varepsilon)} \frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi 0}} \cdot \cos \varphi \right] d\varphi \right], \quad (12) \end{aligned}$$

где  $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi 0}}$ ,  $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi 0}}$ ,  $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi 0}}$  получаются из аппроксимации  $\frac{d\sigma_{\gamma_v}}{d\Omega_{\pi \text{ exp}}}$  на отрезке  $[\varphi_{\min}, \varphi_{\max}]$ .

### 7.4. Метод 3

Метод 3 используется в том случае, когда учитывается так называемая мертвая зона детектора – область углов  $\varphi$ , где детектор не получает экспериментальные данные:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi \text{ method 3}}} &= \left[ \int_{\varphi_{1 \min}}^{\varphi_{1 \max}} \frac{d\sigma_{\gamma_v}}{d\Omega_{\pi \text{ exp}}} d\varphi + \int_{\varphi_{2 \min}}^{\varphi_{2 \max}} \frac{d\sigma_{\gamma_v}}{d\Omega_{\pi \text{ exp}}} d\varphi \right] \times \\ &\times \left( [(\varphi_{1 \max} - \varphi_{1 \min}) + (\varphi_{2 \max} - \varphi_{2 \min})] + r_{tt} \cdot \left[ \int_{\varphi_{1 \min}}^{\varphi_{1 \max}} \cos 2\varphi d\varphi + \right. \right. \\ &\left. \left. + \int_{\varphi_{2 \min}}^{\varphi_{2 \max}} \cos 2\varphi d\varphi \right] + r_{tt} \cdot \left[ \int_{\varphi_{1 \min}}^{\varphi_{1 \max}} \cos \varphi d\varphi + \int_{\varphi_{2 \min}}^{\varphi_{2 \max}} \cos \varphi d\varphi \right] \right)^{-1}. \quad (13) \end{aligned}$$

## 8. Экстраполяция неполяризованной структурной функции

После извлечения неполяризованной структурной функции и ее продольной и поперечной компонент, необходимо получить интегральные значения. В случае, если структурные функции извлекаются не во всей области полярного угла  $\theta$ , интегральные величины будут иметь меньшие значения, чем должно быть на самом деле. Тогда, согласно (6) и (7), структурные функции  $F_1$  и  $F_2$  будут также иметь уменьшенные значения.

Для канала электроорождения  $\pi^+$ -мезона мы имеем систематический недостаток экспериментальных данных в области больших полярных углов  $\theta$ . Пример демонстрируется на рис. 8.1

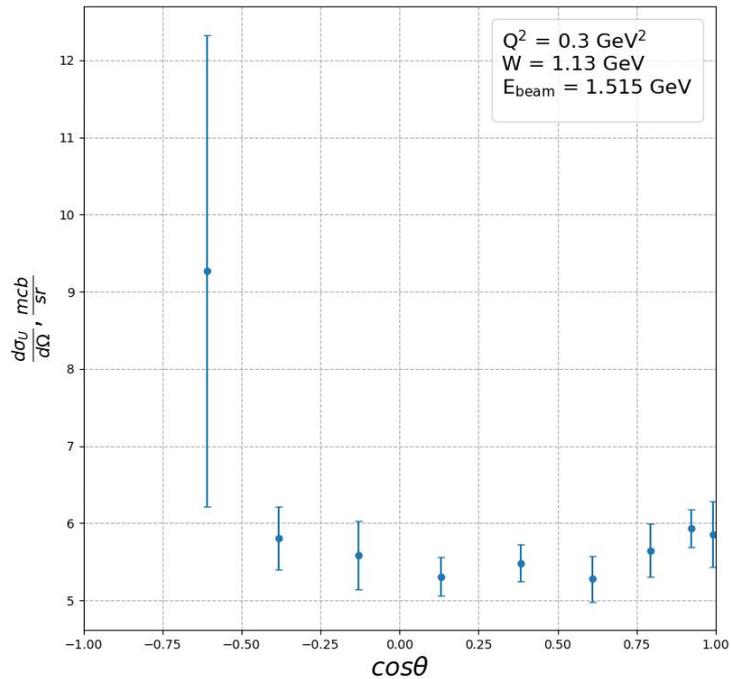


Рис. 8.1: Пример недостатка данных в распределении дифференциального сечения  $\frac{d\sigma_U}{d\Omega}$  по  $\cos\theta$  для канала электроорождения  $\pi^+$ -мезона

Поскольку угловое распределение частиц описывается сферическими функциями, то мы можем экстраполировать  $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi}$  в область больших полярных углов, воспользовавшись полиномами Лежандра. Из-за сложности работы с пограничными областями, где также часто бывают большие относительные погрешности данных, был проделан следующий алгоритм для достижения надежной экстраполяции:

- Первым шагом необходимо отбросить точки, имеющие большие относительные погрешности. На рис. 8.1, например, такой точкой является  $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi}(\cos\theta = -0.6)$ ;
- Далее, используя аппроксимацию полиномами Лежандра второй степени по первой половине экспериментальных точек фиксированного по  $W$  и  $Q^2$  набора данных, получаем экстраполяцию в точке  $\cos\theta = -1$ . Ошибка экстраполированной точки рассчитывалась из средней относительной ошибки экспериментальных точек, по которым проводилась аппроксимация. Выбор второй степени полиномов Лежандра обусловлен относительно меньшим отклонением от общей тенденции экспериментальных данных при стремлении  $\cos\theta$  к  $-1$ ;
- При помощи дополнительной опорной точки можем получить более устойчивую аппроксимацию данных полиномами Лежандра более высоких степеней. В этом последнем шаге производится интерполяция данных, чтобы закрыть пробелы в экспериментальных данных, вызванные изначальным отсутствием или последующим отбрасыванием точек с большими относительными погрешностями.

Получив данные во всем диапазоне полярных углов  $\theta$ , рассчитываются интегральные значения  $\sigma_U$ , с помощью коэффициента  $R$  (см. (11)) извлекаются составляющие  $\sigma_L$  и  $\sigma_T$ , затем вычисляются  $F_1$  и  $F_2$ .

## 9. Интерполяция структурных функций $F_1$ и $F_2$

Для оценки вкладов каналов  $\pi^+n$  и  $\pi^0p$  в инклюзивные структурные функции необходимо проделать процедуру интерполяции полученных  $F_1$  и  $F_2$ , поскольку исходные экспериментальные данные для разных каналов реакции были получены в разных кинематических областях.

В данной работе была использована классическая линейная интерполяция данных по структурным функциям. Из сравнения карт заселенности данных (рис. 9.1, 9.2 и 9.2) видно, что линейная интерполяция может давать искаженный результат в области  $0.5 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 1.7 \text{ ГэВ}^2$ .

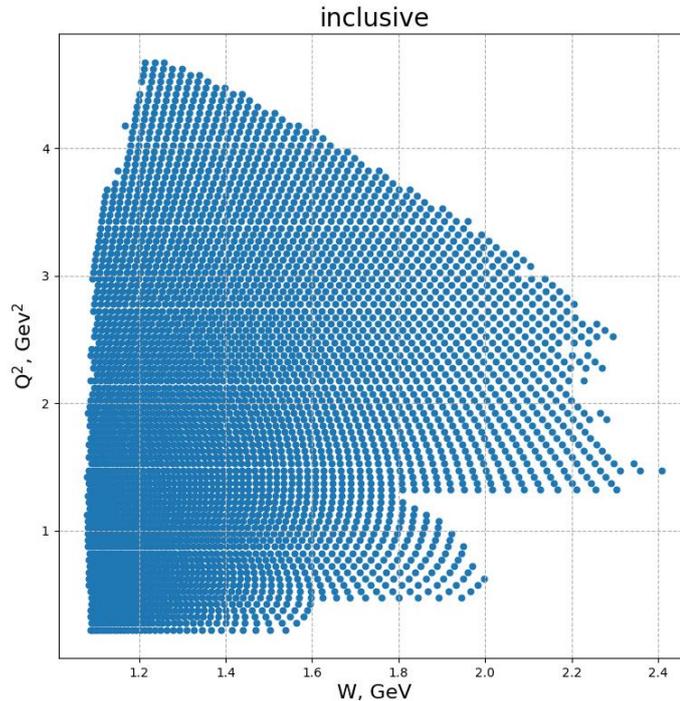


Рис. 9.1: Карта заселенности данных рассеяния электрона на протоне для инклюзивного канала.

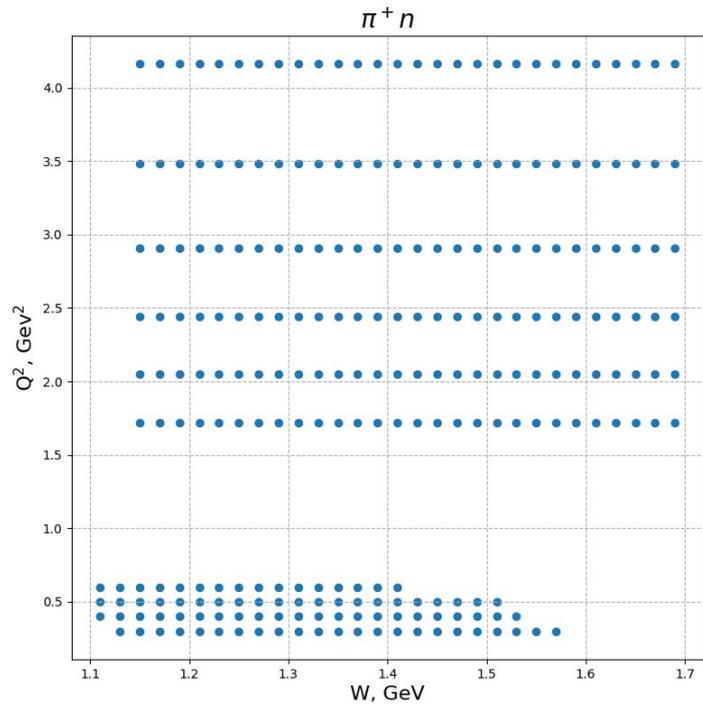


Рис. 9.2: Карта заселенности данных рассеяния электрона на протоне для канала электророждения  $\pi^+$ -мезона.

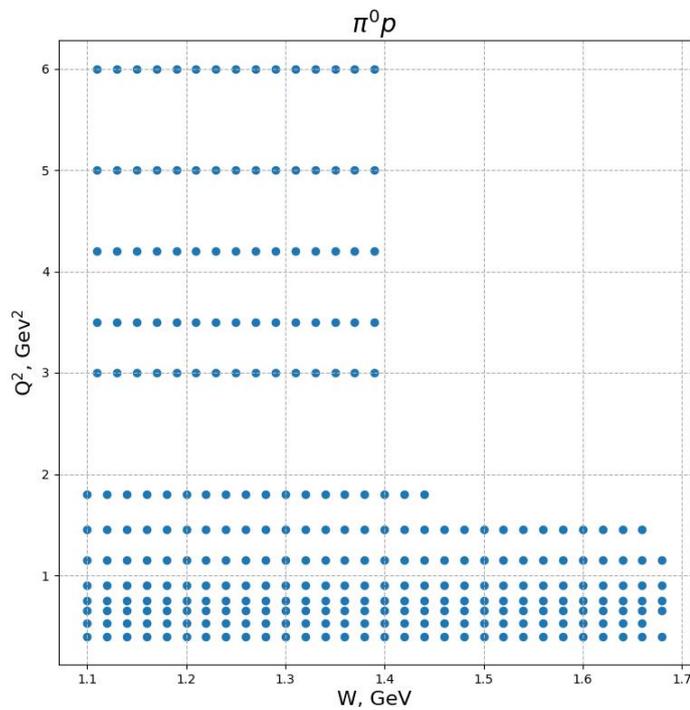


Рис. 9.3: Карта заселенности данных рассеяния электрона на протоне для канала электророждения  $\pi^0$ -мезона.

## 10. Сравнение вкладов каналов $\pi^+n$ и $\pi^0p$ в инклюзивную структурную функцию $F_2$

Рассмотрим 3 области по  $Q^2$ : 0.5, 1.3 и 1.7 ГэВ<sup>2</sup>. На рис. 10.1 построен график зависимости структурной функции  $F_2$  от инвариантной массы конечной адронной системы  $W$  при фиксированном значении виртуальности фотона  $Q^2 = 0.5$  ГэВ<sup>2</sup> для инклюзивного канала, а также суммы каналов  $\pi^+n$  и  $\pi^0p$ .

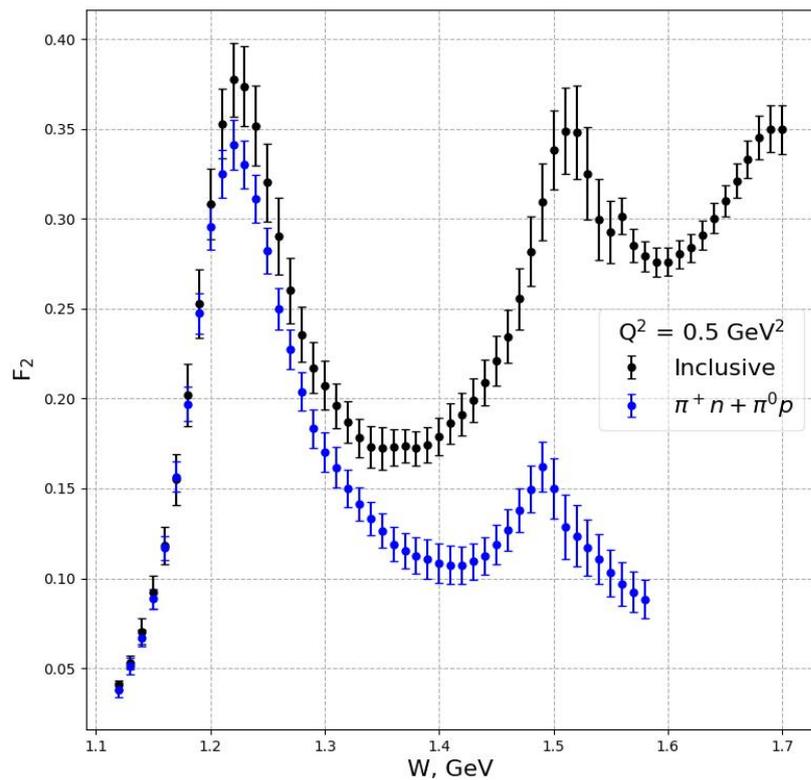


Рис. 10.1: График зависимости  $F_2$  от  $W$  при  $Q^2 = 0.5$  ГэВ<sup>2</sup> для инклюзивного канала и суммы каналов  $\pi^+n$  и  $\pi^0p$ . Черным цветом обозначены данные для инклюзивного канала, синим - для суммы каналов  $\pi^+n$  и  $\pi^0p$ .

Сравнение вкладов суммы каналов электророждения одиночных пионов в инклюзивную структурную функцию показывает, что в первой резонансной области ( $W \approx 1.23$  ГэВ) инклюзивная  $F_2$  полностью определяется вкладами образования одиночных пионов. При переходе ко второй резонансной области ( $W \approx 1.5$  ГэВ) становится возможным образование пар пионов, вклад электророждения одиночных пионов закономерно спадает.

На рис. 10.2 изображены вклады отдельных каналов электророждения  $\pi^+$  и  $\pi^0$  мезонов в инклюзивную структурную функцию  $F_2$ .

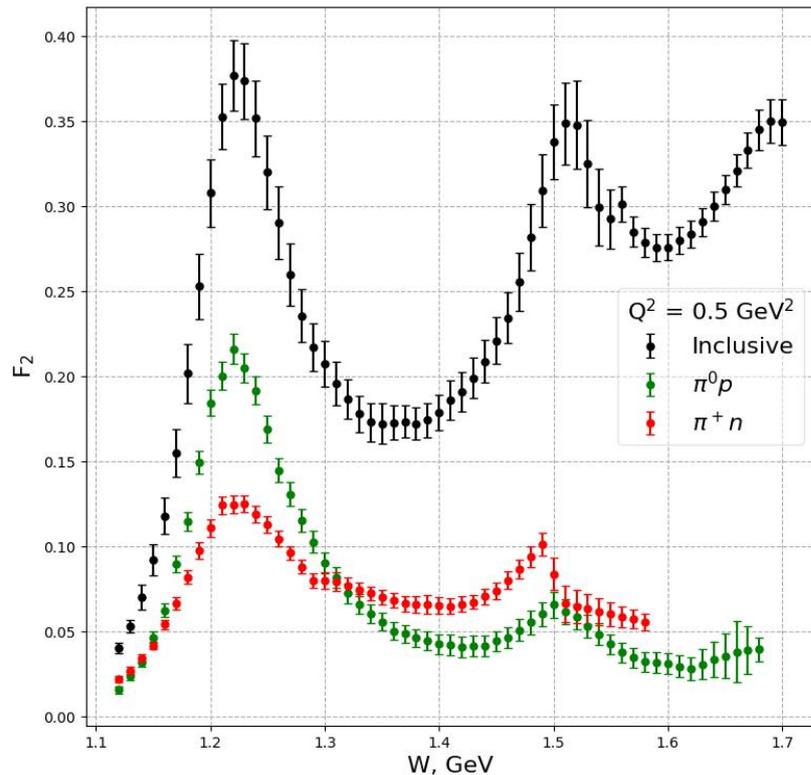


Рис. 10.2: График зависимости  $F_2$  от  $W$  при  $Q^2 = 0.5 \text{ ГэВ}^2$  для инклюзивного,  $\pi^+ n$  и  $\pi^0 p$  каналов. Черным цветом обозначены данные для инклюзивного канала, зеленым - для канала  $\pi^+ n$ , красным - для канала  $\pi^0$ .

Из такого сравнения видно, что в первой резонансной области вклад канала  $\pi^0 p$  преобладает по сравнению с каналом  $\pi^+ n$ . Это обуславливается

соотношением вероятностей распада нуклонного резонанса  $\Delta(1232)\frac{3^+}{2}$  с изспином  $\frac{3}{2}$ , определяемыми коэффициентами Клебша-Гордана. Во второй резонансной области мода распада уже на  $\pi^+n$  становится преобладающей, поскольку вторая резонансная область определяется резонансами  $N(1440)\frac{1^+}{2}$ ,  $N(14535)\frac{1^-}{2}$  и  $N(1520)\frac{3^-}{2}$ , у которых изоспин  $\frac{1}{2}$ .

Рассмотренные вклады каналов электроорождения одиночных пионов в инклюзивную структурную функцию  $F_2$  полностью отвечают теоретическому описанию физики процесса и показывают хорошее соответствие разных наборов экспериментальных данных по трем каналам. Кроме того, проделанная процедура экстраполяции данных по дифференциальным сечениям для канала  $\pi^+n$  положительным образом сказалась при оценке вкладов и позволила нивелировать искажения, вызываемые недостатком экспериментальных данных.

Рассмотрим вклад суммы каналов  $\pi^+n$  и  $\pi^0p$  в инклюзивную  $F_2$  при  $Q^2 = 1.3 \text{ ГэВ}^2$ , изображенную на рис. 10.3.

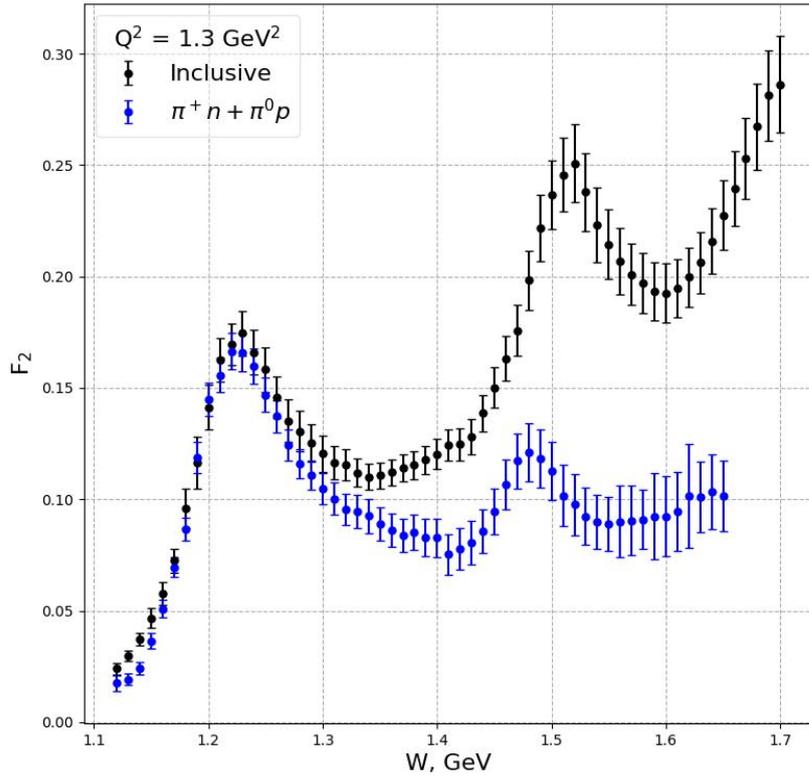


Рис. 10.3: График зависимости  $F_2$  от  $W$  при  $Q^2 = 1.3 \text{ ГэВ}^2$  для инклюзивного канала и суммы каналов  $\pi^+ n$  и  $\pi^0 p$ . Черным цветом обозначены данные для инклюзивного канала, синим - для суммы каналов  $\pi^+ n$  и  $\pi^0 p$ .

В первой резонансной области наблюдается спад абсолютных значений структурных функций  $F_2$ , что обуславливается быстрым уменьшением вероятности резонансных процессов с увеличением виртуальности фотонов  $Q^2$ . Первая резонансная область также полностью определяется каналами электророждения одиночных пионов, а также наблюдается спад при переходе ко второй резонансной области, когда открываются каналы образования пар пионов. Однако, во второй резонансной области пик вкладов суммы двух каналов каналов смещен относительно инклюзивного канала в область меньших  $W$ . Как ранее было указано, в области  $0.5 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 1.7 \text{ ГэВ}^2$  могут наблюдаться искажения, вызванные линейной интерполяцией при недостатке экспериментальных данных.

На рис. 10.4 построены вклады отдельных каналов в инклюзивную  $F_2$ , из которых видно, что искажения для суммы каналов вызваны некорректной линейной интерполяцией для канала  $\pi^+n$ .

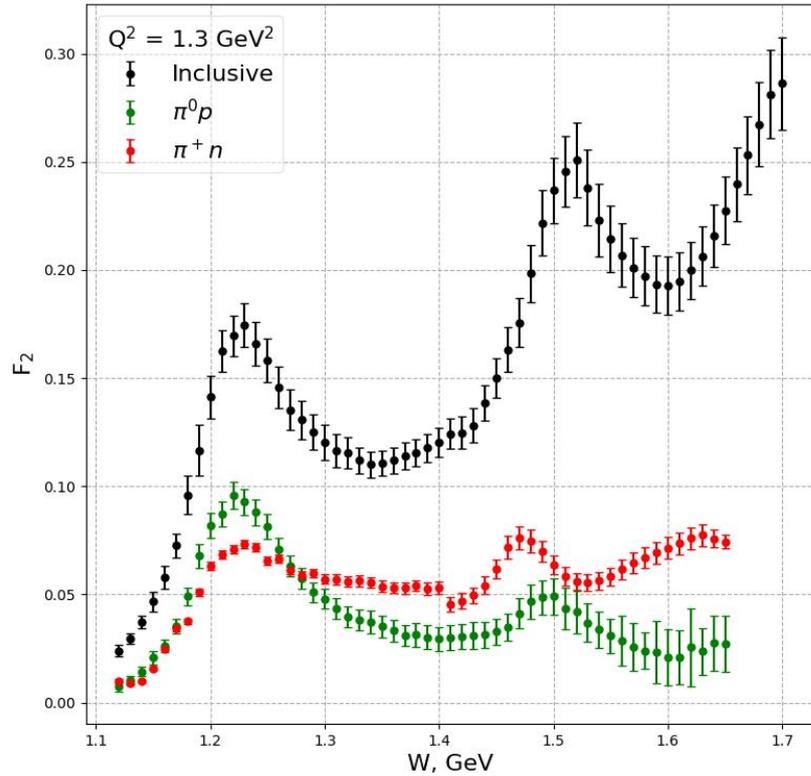


Рис. 10.4: График зависимости  $F_2$  от  $W$  при  $Q^2 = 1.3 \text{ ГэВ}^2$  для инклюзивного,  $\pi^+n$  и  $\pi^0p$  каналов. Черным цветом обозначены данные для инклюзивного канала, зеленым - для канала  $\pi^+n$ , красным - для канала  $\pi^0$ .

Рассмотрим подробнее, как именно линейная интерполяция ошибается в данном случае. Первым шагом для сетки данных производится процедура триангуляции Делоне, изображенная на рис. 10.5. Множество точек разбивается на треугольники так, чтобы внутри окружности, описанной вокруг любого треугольника, не было других точек из множества. Это гарантирует максимализацию минимального угла в треугольниках, а также единственность триангуляции при отсутствии четырёх точек на одной окружности. Далее для каждой интерполируемой точки треугольник, в который она попадает, и

по вершинам этого треугольника рассчитываются барицентрические координаты интерполируемой точки.

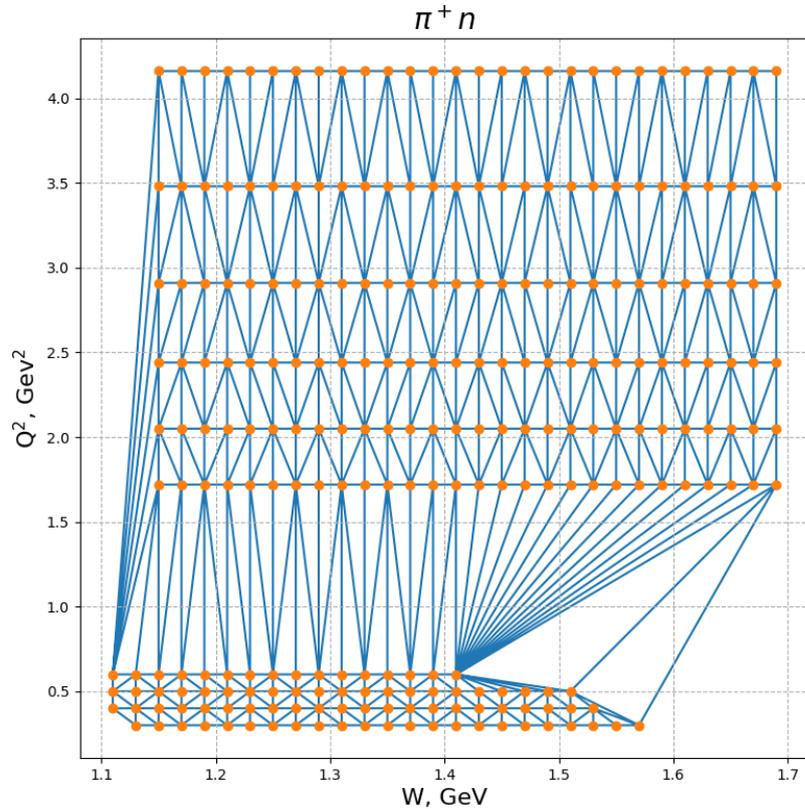


Рис. 10.5: Изображение триангуляции Делоне для сетки данных канала  $\pi^+n$

Таким образом, из рис. 10.5 наглядным образом видно, что точка  $(W, Q^2) = (1.41 \text{ ГэВ}, 0.6 \text{ ГэВ}^2)$  вносит искажение в расчет интерполируемых значений  $F_2$  в области по  $W$  от 1.41 ГэВ до 1.65 ГэВ при  $Q^2 = 1.3 \text{ ГэВ}^2$ .

В области  $W < 1.41 \text{ ГэВ}$  линейная интерполяция работает корректно. Здесь наблюдается уменьшение относительного вклада канала  $\pi^0 p$  по сравнению с относительным вкладом при  $Q^2 = 0.5 \text{ ГэВ}^2$ . Это объясняется общим уменьшением вероятности резонансных процессов при увеличении виртуальности фотонов.

Теперь рассмотрим вклады в инклюзивную структурную функцию при  $Q^2 = 1.7 \text{ ГэВ}^2$  (рис. 10.6).

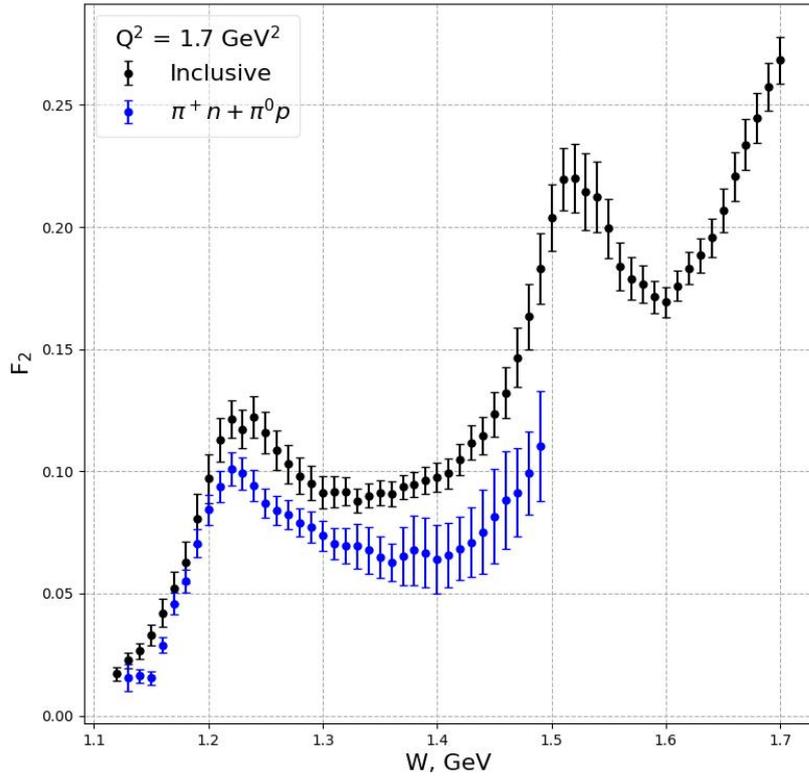


Рис. 10.6: График зависимости  $F_2$  от  $W$  при  $Q^2 = 1.7 \text{ ГэВ}^2$  для инклюзивного канала и суммы каналов  $\pi^+n$  и  $\pi^0p$ . Черным цветом обозначены данные для инклюзивного канала, синим - для суммы каналов  $\pi^+n$  и  $\pi^0p$ .

Увеличение виртуальности фотона аналогичным образом сказывается на уменьшении резонансных процессов, абсолютные значения структурной функции  $F_2$  становятся меньше. Инклюзивная  $F_2$  в первой резонансной области также определяется только вкладами каналов рождения одиночных пионов. Но данные по эксклюзивным вкладам не охватывают вторую резонансную область полностью из-за недостатка экспериментальных данных.

При рассмотрении зависимости структурной функции  $F_2$  от  $W$ , увеличивая  $Q^2$  вплоть до  $4.1 \text{ ГэВ}^2$  на рис. 10.7 - 10.10 наблюдается уменьшение резонансных вкладов, пока от пика первой резонансной области не останется лишь плечо.

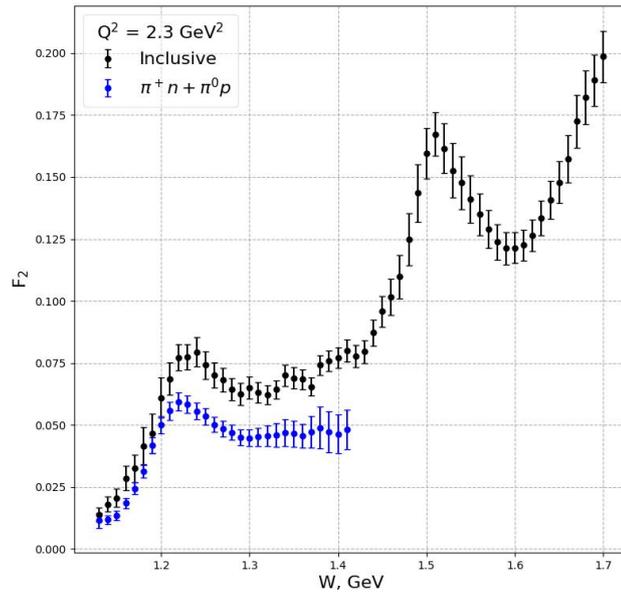


Рис. 10.7: График зависимости  $F_2$  от  $W$  при  $Q^2 = 2.3 \text{ ГэВ}^2$  для инклюзивного канала и суммы каналов  $\pi^+n$  и  $\pi^0p$ . Черным цветом обозначены данные для инклюзивного канала, синим - для суммы каналов  $\pi^+n$  и  $\pi^0p$ .

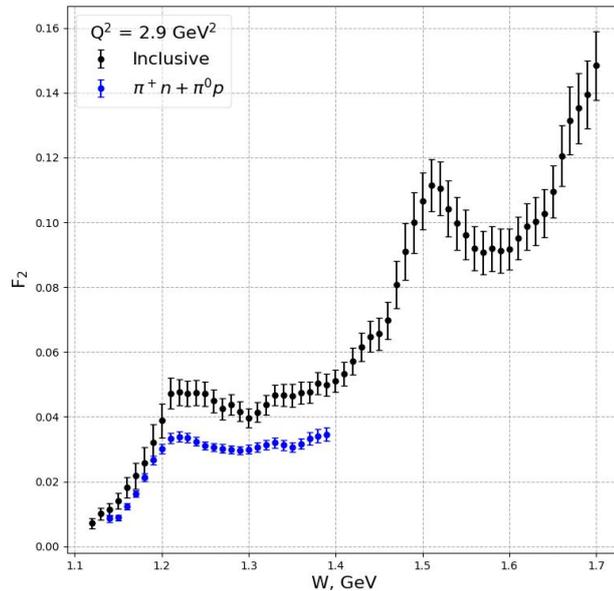


Рис. 10.8: График зависимости  $F_2$  от  $W$  при  $Q^2 = 2.9 \text{ ГэВ}^2$  для инклюзивного канала и суммы каналов  $\pi^+n$  и  $\pi^0p$ . Черным цветом обозначены данные для инклюзивного канала, синим - для суммы каналов  $\pi^+n$  и  $\pi^0p$ .

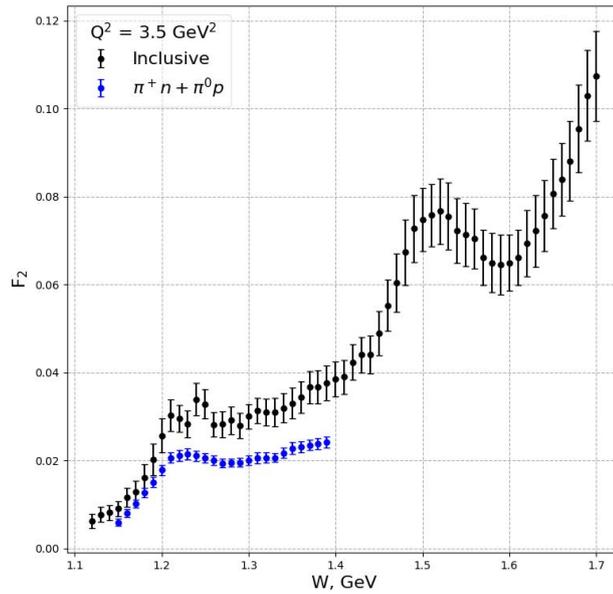


Рис. 10.9: График зависимости  $F_2$  от  $W$  при  $Q^2 = 3.5 \text{ ГэВ}^2$  для инклюзивного канала и суммы каналов  $\pi^+ n$  и  $\pi^0 p$ . Черным цветом обозначены данные для инклюзивного канала, синим - для суммы каналов  $\pi^+ n$  и  $\pi^0 p$ .

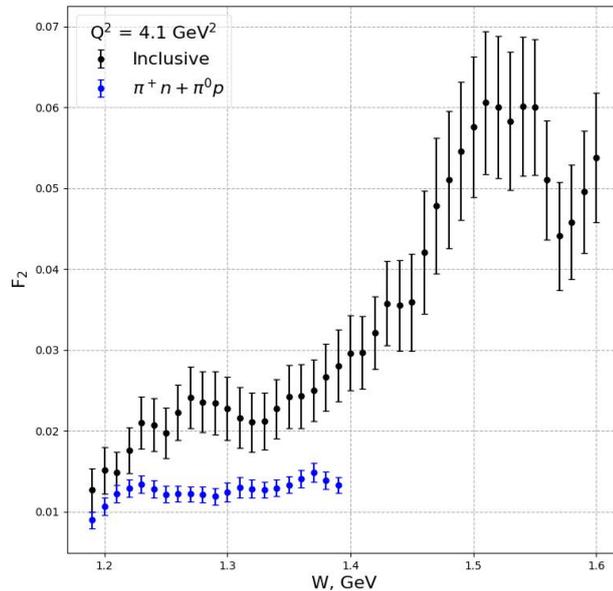


Рис. 10.10: График зависимости  $F_2$  от  $W$  при  $Q^2 = 4.1 \text{ ГэВ}^2$  для инклюзивного канала и суммы каналов  $\pi^+ n$  и  $\pi^0 p$ . Черным цветом обозначены данные для инклюзивного канала, синим - для суммы каналов  $\pi^+ n$  и  $\pi^0 p$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение вкладов эксклюзивных каналов одиночного электророждения пионов в инклюзивные наблюдаемые по экспериментальным данным по дифференциальным сечениям детектора CLAS в области  $1.1 \text{ ГэВ} < W < 1.7 \text{ ГэВ}$  и  $0.5 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 4.1 \text{ ГэВ}^2$  показывает соответствие с теоретическим описанием процесса неупругого рассеяния электронов на нуклонах в области энергий, соответствующей образованию резонансов. Это позволяет говорить о согласованности экспериментальных данных по каналам электророждения одиночных пионов и инклюзивного канала. Также такое соответствие независимых и непересекающихся по кинематическим областям данных с иной стороны позволяет утверждать о верной калибровке всех регистрирующих систем детектора CLAS.

Кроме того, примененная методика экстраполяции данных по дифференциальным сечениям канала  $\pi^+n$  в область больших полярных углов полиномами Лежандра продемонстрировала положительное влияние в оценке вкладов в инклюзивную структурную функцию, позволив восстановить недостаточную заселенность данных по полярным углам, основываясь на физических соображениях.

Данная оценка вкладов может быть применена и на расширенной базе экспериментальных данных, получаемой в данный момент на детекторе CLAS12, а также для данных, которые могут быть получены при помощи использования разрабатываемых и обретающих все более широкое применение моделей Машинного обучения.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Halzen F., Martin A. Quarks and leptons: An introductory course in modern particle physics, 1984.
2. Foster F., Hughes G., Electroproduction of nucleon resonances, Rept. Prog. Phys. 1983. 46. P. 1445.
3. Briscoe W.J., Döring M., Haberzettl H. et al. Physics opportunities with meson beams, Eur.Phys.J.A 51 (2015) 10, 129
4. <https://www.jlab.org/>
5. Mecking B.A. et al. The CEBAF Large Acceptance Spectrometer (CLAS), Nucl.Instrum.Meth.A 503 (2003) 513-553
6. Smith E.S. et al. The time-of-flight system for CLAS, Nucl.Instrum.Meth.A 432 (1999) 265-298
7. Burkert V.D. et al. The CLAS12 Spectrometer at Jefferson Laboratory, Nucl.Instrum.Meth.A 959 (2020) 163419
8. Crede V., Roberts W. Progress towards understanding baryon resonances, Rept.Prog.Phys. 76 (2013) 076301
9. Aznauryan I.G., Burkert V.D. Electroexcitation of nucleon resonances, Prog.Part.Nucl.Phys. 67 (2012) 1-54
10. Foster F., Hughes G. Electroproduction of nucleon resonances, Rept.Prog.Phys. 46 (1983) 1445-1489
11. Cutkosky R.E., Forsyth C.P., Hendrick R.E., Kelly R.L. Pion - Nucleon Partial Wave Amplitudes, Phys.Rev.D 20 (1979) 2839

12. Koch R. A Calculation of Low-Energy  $\pi N$  Partial Waves Based on Fixed  $t$  Analyticity, Nucl. Phys. 1986. A448. P. 707.
13. Krusche B., Schadmand S. Study of nonstrange baryon resonances with meson photoproduction, Prog.Part.Nucl.Phys. 51 (2003) 399-485
14. Barker I.S., Donnachie A., Storrow J.K. Complete Experiments in Pseudoscalar Photoproduction, Nucl.Phys.B 95 (1975) 347-356
15. A Kinematically Complete Measurement of the Proton Structure Function  $F_2$  in the Resonance Region and Evaluation of Its Moments, Phys.Rev.D67:092001, 2003
16. А. Д. Булгаков и др. Структурные функции эксклюзивных каналов электроорождения  $\pi^+n$  и  $\pi^0p$  из данных CLAS. Серия физическая, 2021, Т. 85, № 5, стр. 627-633
17. <https://clas.sinp.msu.ru/>