

На правах рукописи

Луконин Станислав Евгеньевич

**Измерение тензорной анализирующей
способности реакции некогерентного
фоторождения нейтрального пиона на дейтроне**

Специальность 01.04.16 — Физика атомного ядра и
элементарных частиц

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Томск — 2020

Работа выполнена в ИШНKB федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Томский политехнический университет» (ФГАОУ ВО НИ ТПУ)

Научный руководитель: **Гаузштейн Вячеслав Валерьевич**
кандидат физико-математических наук

Официальные оппоненты: **Шварц Борис Альбертович**
доктор физико-математических наук
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук, ведущий научный сотрудник лаборатории №3

Эпп Владимир Яковлевич
доктор физико-математических наук, профессор
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Томский государственный педагогический университет, профессор кафедры теоретической физики

Защита состоится «02» апреля 2020 г. в 12 часов 00 минут на заседании диссертационного совета ДС.ТПУ.05 при ФГАОУ ВО НИ ТПУ по адресу: 634050, г. Томск, проспект Ленина, 2, стр. 11 ауд. 326.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГАОУ ВО НИ ТПУ по адресу: г. Томск, ул. Белинского, 53 и на сайте: dis.tpu.ru

Автореферат разослан «25» февраля 2020 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета
ДС.ТПУ.05, к.ф.-м.н.



М.В. Шевелев

Общая характеристика работы

Актуальность темы.

Являясь связанной системой из двух нуклонов, дейтрон представляет из себя простейшую природную лабораторию для изучения электромагнитных свойств нуклонов и нуклон-нуклонных взаимодействий. Кроме этого, изучение дейтрона может дать детальную информацию об элементарном пион-нуклонном взаимодействии и позволяет конструировать различные реалистические нуклон-нуклонные потенциалы. Использование дейтериевой мишени позволяет получать уникальную информацию об образовании пионов на нуклоне и ΔN -взаимодействии.

Экспериментальное изучение реакций фоторождения пионов на дейтроне имеет долгую историю. Первые эксперименты сводились к измерению полных и дифференциальных сечений этих процессов. Однако экспериментальное изучение поляризационных характеристик дает возможность получить более детальную информацию о динамике реакции. Это объясняется тем, что поляризационные наблюдаемые содержат квадратичные интерференционные члены элементов матрицы рассеяния, в отличие от полных и дифференциальных сечений. Наличие интерференционных членов приводит к тому, что поляризационные наблюдаемые чувствительны к вкладу малых амплитуд матрицы рассеяния.

В настоящее время экспериментальное изучение фотореакций на тензорно-поляризованной дейтериевой мишени ведется только в ИЯФ СО РАН имени Г.И. Будкера, поскольку единственный экспериментальный подход, позволяющий измерять поляризационные наблюдаемые, связанные с тензорной поляризацией мишени – это метод внутренних мишеней. Этот метод был предложен в ИЯФ им. Будкера и к настоящему времени реализуется только там. Так в работах [1–3] были впервые измерены T_{20} , T_{21} и T_{22} компоненты тензорной анализирующей способности фотодезинтеграции дейтрона. А в серии работ [4–6] экспериментально изучены тензорные поляризационные наблюдаемые для реакции некогерентного фоторождения отрицательно-заряженных пионов на дейтронах.

Теоретические исследования реакций фоторождения пионов на дейтроне проводятся на протяжении 60 лет. Взаимодействия частиц в конечном состоянии реакции (FSI) было исследовано в работах [7, 8] с использованием диаграммного подхода. Влияние эффектов FSI для фоторождения заряженных пионов на дейтроне оказалось намного меньшим чем для фоторождения нейтральных пионов. В работе [9] было достигнуто удовлетворительное согласие с экспериментальными данными для реакции фоторождения отрицательных пионов на дейтроне. Впоследствии в работе [10] хорошее согласие было достигнуто и с экспериментальными данными для реакции фоторождения нейтральных пионов на дейтроне, при этом в работе [10] был использован оператор фоторождения пиона на нуклоне предложенный в работе [11]. В работе [10] также было исследовано влияние NN и πN -перерассеяния на поляризационные наблюдаемые, дающие основной вклад в правило сумм Герасимова-Дрелла-Херна (ГДХ) для $np\pi^0$ канала. В работе [12] для исследования фоторождения заряженных пионов на дейтроне был использован более реалистичный оператор фоторождения пиона на нуклоне, полученный из данных мультипольного анализа SAID и MAID, также было

учтено NN -перерасcеяние в конечном состоянии реакции. Было подтверждено заметное влияние NN -перерасcеяния и получено хорошее согласие с экспериментальными данными. В работе [13] было отмечено заметное влияние πN -перерасcеяния в пороговой кинематической области реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$. Эффекты FSI для некогерентного фоторождения пионов на дейтроне также были изучены в работе [14]. В работе [15] было выполнено исследование спиновой асимметрии реакции фоторождения пионов на дейтроне по отношению к циркулярно-поляризованным фотонам и векторно-поляризованным дейтронам. Данные асимметрии дают основной вклад в правило сумм ГДХ. Исследования поляризационных наблюдаемых реакции фоторождения пионов на дейтроне были продолжены в серии работ [16–20]. В работе [16] были исследованы анализирующие способности реакции по отношению к поляризации фотонного пучка и к поляризации дейтериевой мишени. В работе [17] была рассмотрена двойная (пучок-мишень) асимметрия реакции фоторождения пионов на дейтроне. В работах [16, 17] для описания амплитуды реакции было использовано импульсное приближение. Эффекты, связанные с взаимодействием частиц в конечном состоянии реакции были учтены в работах [19, 20]. Наиболее полное исследование поляризационных наблюдаемых реакций $\gamma d \rightarrow \pi NN$ было выполнено в работах [21–24], в которых был использован модифицированный оператор фоторождения пиона на нуклоне и учтено NN и πN -перерасcеяние в конечном состоянии реакции.

Экспериментальное изучение процесса некогерентного фоторождения нейтральных пионов на дейтроне до недавнего времени сводилось к измерению дифференциального и полного сечений. Так на микротроне в Майнце было измерено полное и дифференциальное сечение этого процесса в области $E_\gamma < 300$ МэВ [25] и в области $E_\gamma < 500$ МэВ [26].

Цель заключается в экспериментальном изучении компонент тензорной анализирующей способности T_{20} , T_{21} и T_{22} реакции некогерентного фотоброобразования нейтральных π -мезонов на дейтронах.

Для достижения поставленной цели были решены следующие **задачи**:

1. из накопленной экспериментальной статистики были выделены события, соответствующие реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$. Также была проведена оценка неотделимого фона с использованием программного пакета GEANT4 и генератора фотореакций на дейтроне GENBOS;
2. для восстановления энергии протонов по ионизационным потерям была проведена энергетическая калибровка сцинтилляторов, для восстановления энергии нейтронов по времени пролета была проведена калибровка временной шкалы;
3. проведено статистическое моделирование реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$, получены зависимости экспериментально измеренных асимметрий от энергии фотона и инвариантных масс протон-нейтронной и пион-нуклонных систем.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. результаты измерения T_{20} -, T_{21} - и T_{22} -компонент тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ в зависимости от энергии фотона и инвариантных масс pn - и πN -систем;

2. методика идентификации из накопленной экспериментальной статистики данных, соответствующих реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$;
3. методика оценки неотделимого фона реакций двойного фоторождения пионов на дейтроне с использованием программного пакета GEANT4 и генератора фотореакций на дейтроне GENBOS;
4. метод энергетической калибровки сцинтилляторов для регистрации протонов, основанный на моделировании светосбора с использованием формулы Биркса. Моделирование энергетических потерь в слоях сцинтилляционного детектора было проведено с использованием программного пакета GEANT4.

Научная новизна:

1. впервые измерены T_{20} , T_{21} и T_{22} компонент тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ для $E_\gamma = (300 \div 500)$ МэВ;

Научная и практическая значимость:

Результаты измерения компонент тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ могут быть использованы для проверки теоретических моделей процессов фоторождения π^0 -мезонов на ядрах. Методика идентификации исследуемого канала реакции и обработки экспериментальных данных может быть использована для экспериментального исследования других каналов реакции электрообразования π -мезонов.

Достоверность изложенных в работе результатов обеспечивается корректностью постановки решаемых задач, применением апробированных методов обработки экспериментальных данных и использованием программных пакетов ROOT и PAW++. Результаты измерений качественно согласуются с теоретическими расчетами, выполненными с учетом перерасеяния в конечном состоянии.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на:

1. XVI Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ НАУК» (Россия, Томск, 2019);
2. LXIX International Conference “NUCLEUS-2019” on nuclear spectroscopy and nuclear structure “Fundamental Problems of Nuclear Physics, Nuclei at Borders of Nucleon Stability, High Technologies” (Россия, Дубна, 2019);

Личный вклад. Автор принимал активное участие в разработке комплекса программ для обработки экспериментальных данных и получении зависимостей тензорных асимметрий от кинематических переменных. Также им были предложены и реализованы методика идентификации событий реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$. Оценка фонового вклада двойного рождения пионов на дейтроне с использованием программного пакета GEANT4 и генератора фотореакций GENBOS была также проделана автором лично.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в семи печатных изданиях, пять из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, две — в тезисах докладов.

Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, приводится обзор научной литературы по изучаемой проблеме, формулируется цель, ставятся задачи работы, формулируется научная новизна и практическая значимость представляемой работы.

Первая глава посвящена теоретическому описанию реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$. Для расчета амплитуды реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ использовалась модель [23]. Амплитуда включает вклад квазисвободного фоторождения пиона на дейтроне, а также нуклон-нуклонное и пион-нуклонное перерассеяние. В качестве элементарной амплитуды фоторождения пионов на нуклоне использовалась амплитуда унитарной изобарной модели MAID. Данная модель учитывает вклады борновских членов, векторных мезонов и тринадцати нуклонных резонансов ($P_{33}(1232)$, $P_{11}(1440)$, $D_{13}(1520)$, $S_{11}(1535)$, $S_{31}(1620)$, $S_{11}(1650)$, $D_{15}(1675)$, $F_{15}(1680)$, $D_{33}(1700)$, $P_{13}(1720)$, $F_{35}(1905)$, $P_{31}(1910)$, $F_{37}(1950)$). Амплитуда модели MAID удовлетворяет условию унитарности, является калибровочно-инвариантной и хорошо описывает экспериментальные данные фото и электророждения пионов на нуклоне (как дифференциальные сечения, так и для поляризационные наблюдаемые) вплоть до энергии фотонов $E_\gamma = 1600$ МэВ. Для вычисления вклада нуклон-нуклонного перерассеяния использовался реалистичный Парижский потенциал [27, 28] и учитывались все парциальные волны NN -рассеяния вплоть до 3D_3 . Волновая функция дейтрона, используемая для расчета амплитуды реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$, также была получена в рамках Парижского потенциала нуклон-нуклонного взаимодействия. Для учета вклада пион-нуклонного перерассеяния использовалось сепарабельное представление πN -взаимодействия [29] и учитывались все парциальные волны πN -рассеяния вплоть до орбитального момента пион-нуклонной пары $l = 2$. Постановка эксперимента, описываемого в данной работе, предполагает отбор статистики, где все три частицы (протон, нейтрон и пи-мезон) в конечном состоянии находятся в одной плоскости. В таком случае, согласно [30], выражение для дифференциального сечения можно записать следующим образом:

$$\frac{d^5\sigma}{d^5\Phi} = \frac{d^5\sigma_0}{d^5\Phi} \left(1 + \sqrt{3} P_z T_{11} \sin \theta_H \sin \varphi_H + \frac{\sqrt{2}}{2} P_{zz} \left(T_{20} \frac{(3 \cos^2 \theta_H - 1)}{2} - \right. \right. \\ \left. \left. - \sqrt{\frac{3}{2}} T_{21} \sin 2\theta_H \cos \varphi_H + \sqrt{\frac{3}{2}} T_{22} \sin^2 \theta_H \cos 2\varphi_H \right) \right) \quad (1)$$

Здесь углы θ_H и φ_H определяют ориентацию внешнего магнитного поля (см. рис. 1). Из (1) видно, что вклад определенных компонент анализирующей способности можно запулить, подбирая определенные условия проведения эксперимента. При этом, если измерять разные асимметрии, можно извлечь компоненты анализирующей способности.

В данной диссертационной работе была измерена асимметрия по отношению к смене знака тензорной поляризации P_{zz} мишени, где угол φ_H поддерживался близким к 180° на протяжении набора экспериментальной

статистики, а θ_H принимал одно из трех значений: 180° , 54.7° и 125.3° . Асимметрия a^T определяется, как:

$$a^T = \frac{\sqrt{2}(\sigma^+ - \sigma^-)}{\sigma^- P_{zz}^+ - \sigma^+ P_{zz}^-}, \quad (2)$$

где σ^+ и σ^- – сечения для P_{zz}^+ и P_{zz}^- соответственно.

В соответствии с формулами (1) и (2), имеем систему трёх уравнений для однозначного определения всех трёх компонент T_{20} , T_{21} и T_{22} :

$$\begin{aligned} T_{20} &= a_1^T \\ T_{22} &= \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}}(a_2^T + a_3^T) \\ T_{21} &= \frac{\sqrt{3}}{4}(a_2^T - a_3^T) \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь a_1^T – асимметрия для $\theta_1 = 180^\circ$, a_2^T – для $\theta_2 = 54.7^\circ$, a_3^T – для $\theta_3 = 125.3^\circ$.

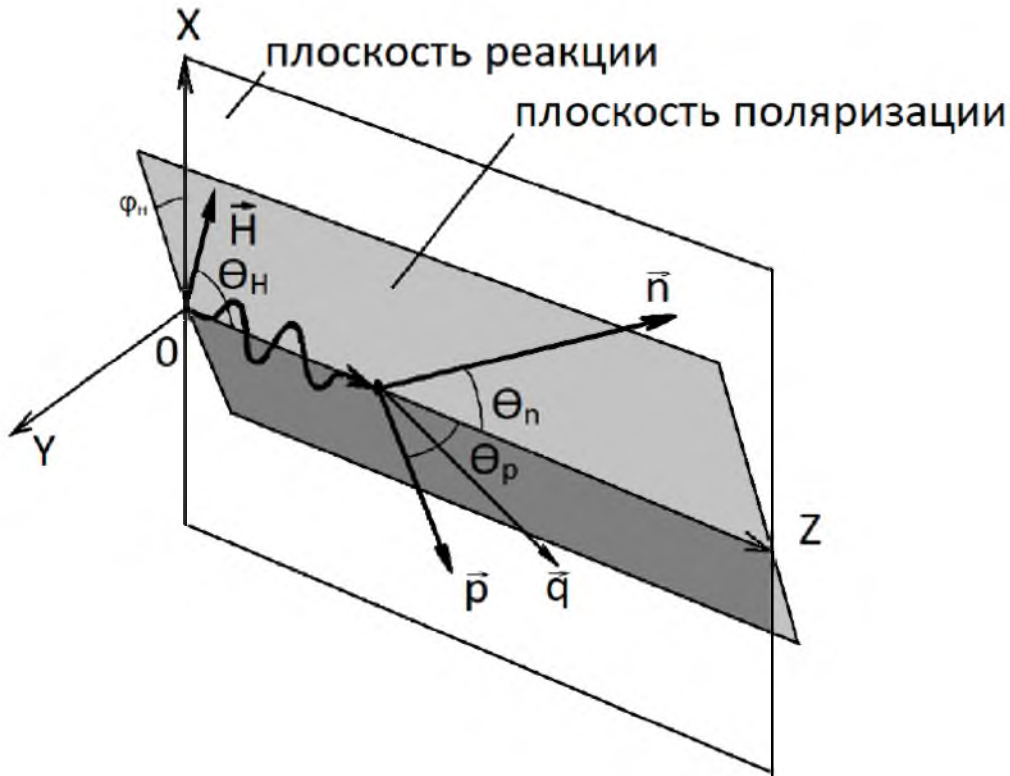


Рис. 1 – Кинематика реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ в компланарной геометрии.

Во **второй главе** приводится описание постановки эксперимента и экспериментального оборудования.

Система детекторов проектировалась для регистрации фотодизинтеграции дейтрона [3]. Как показано на рисунке 2, имелись две детектирующие

системы, каждая из которых состоит из верхнего и нижнего плеча, регистрирующего на совпадение два нуклона. Нижние плечи детектирующей системы состоят из дрейфовых камер и сцинтилляционных детекторов, предназначены для детектирования протонов. Верхние плечи состоят только из сцинтилляционных детекторов: тонкого счетчика для разделения протонов и нейтронов, и набора толстых сцинтилляторов, установленных на расстоянии примерно 3 метра от мишени.

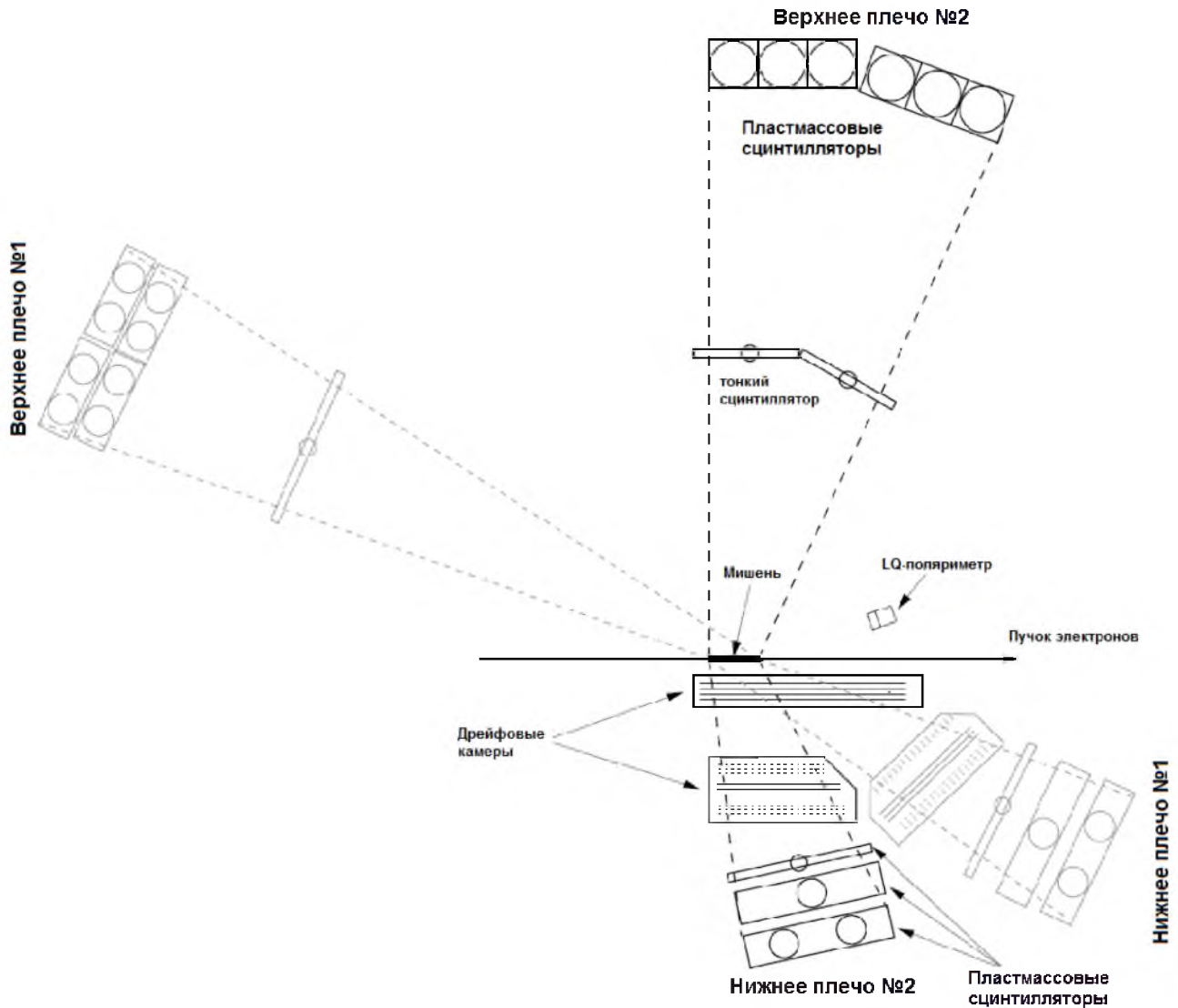


Рис. 2 – Общая схема детектирующей системы эксперимента.

Помимо регистрации на совпадение двух нуклонов, триггер экспериментальной установки был настроен на набор статистики упругого рассеяния электрона на дейтроне. Электрон регистрировался сцинтилляционным детектором, установленным под полярным углом $\approx 9^\circ$, а дейтрон регистрировался нижним протонным детектором детектирующей системы №2. Измерение асимметрии реакции $ed \rightarrow e'd'$ по отношению к смене знака тензорной поляризации мишени было использовано для мониторингирования и определения средней степени тензорной поляризации дейтериевой мишени внутри накопительной ячейки.

Третья глава посвящена описанию обработки экспериментальных данных. В представленной диссертации для получения тензорных асимметрий использовалась экспериментальная статистика, выделенная в детектирующем плече №2, поэтому обработка экспериментальных данных приводится для плеча №2 [31–33].

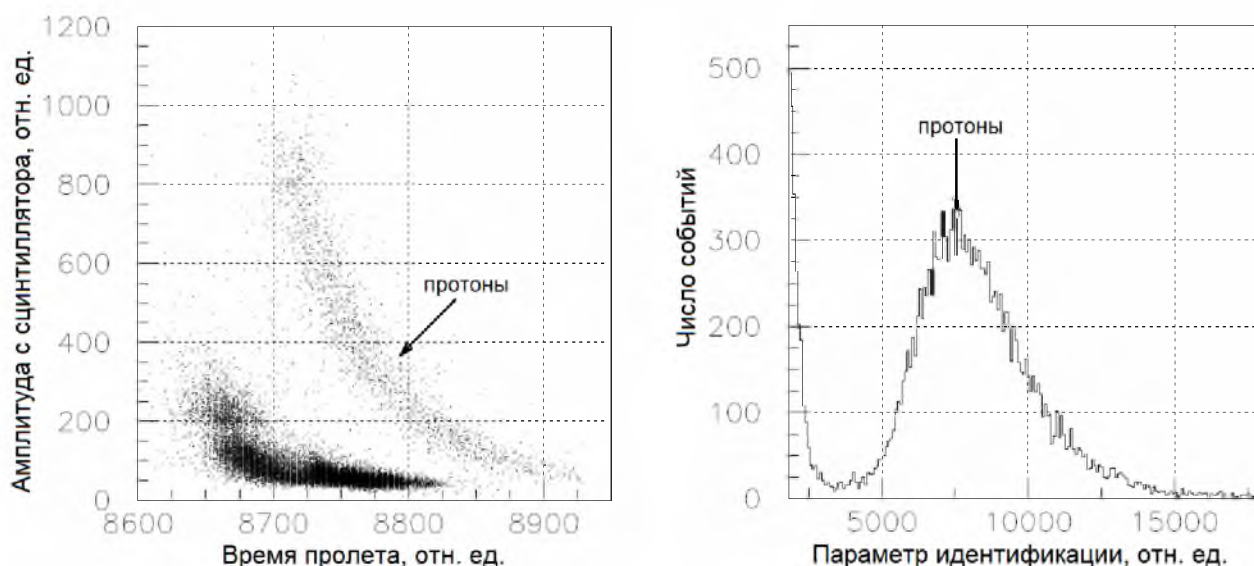


Рис. 3 – Двумерная гистограмма распределения событий по амплитуде сигналов в первом сцинтилляторе и времени пролета до первого сцинтиллятора в нижнем плече.

Идентификация протонов, полностью теряющих свою энергию в первом сцинтилляторе нижнего плеча, осуществляется по времени пролета и амплитуде сигналов с ФЭУ первого сцинтиллятора. Протоны, остановившиеся во втором или третьем сцинтилляторе, идентифицируются из анализа амплитуд сигналов ФЭУ с двух следующих друг за другом слоев сцинтилляторов. На рис. 3 слева приведена зависимость светосбора в первом сцинтилляторе от времени пролета до него. Справа приведено распределение по параметру идентификации для протонов, который зависит сложным образом от времени пролета и амплитуды с первого сцинтиллятора. На рис. 4 слева показана зависимость светосбора во втором сцинтилляторе от светосбора в первом сцинтилляторе. Справа также приведено распределение по параметру идентификации для протонов. События, которые не попадают на “протонные дорожки”, связаны как с фоновыми процессами, так и с искажением энерговыделения по ионизационным потерям у протонов.

Идентификация частиц в верхнем плече осуществляется по времени пролета до толстых сцинтилляторов и анализу световыхода с тонкого сцинтиллятора, расположенного на расстоянии 1.5 метра от мишени. Нейтроны и гамма-кванты в подавляющем числе событий оставляют в тонком сцинтилляторе энергию менее 3 МэВ. В то время как протоны, долетающие до основного детектора, оставляют в тонком сцинтилляторе намного более 3 МэВ. Нейтроны и гамма-кванты разделяются между собой по времени пролета до основного детектора. На рис. 5 приведены двумерные распределения

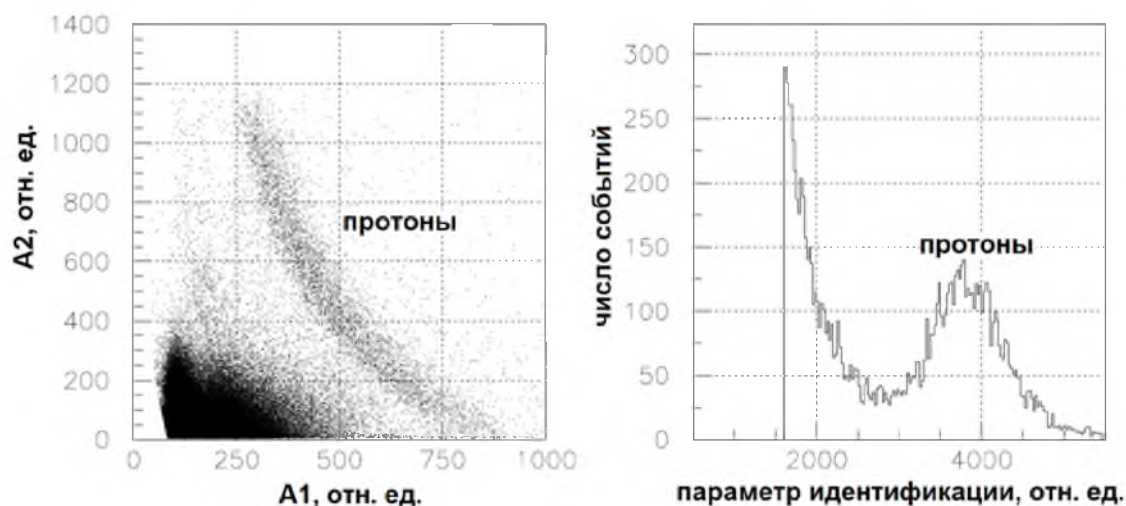


Рис. 4 – Двумерная гистограмма распределения событий по амплитуде сигналов в первом и втором сцинтилляторах в нижнем плече.

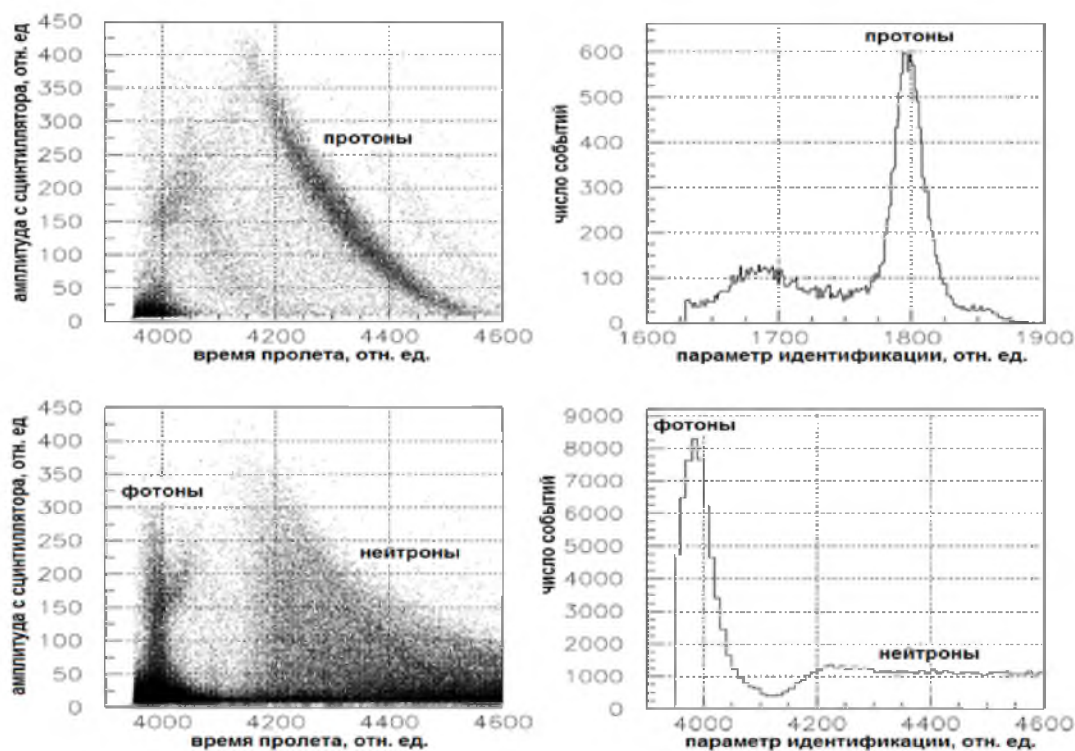


Рис. 5 – Слева: зависимость светосбора в толстом сцинтилляторе верхнего плеча от времени пролета. Справа: распределение по параметру идентификации для частиц. Сверху: при наличии сигнала в тонком сцинтилляторе выше порогового. Снизу: ниже порогового

по световыходу с одного из сцинтилляторов основного детектора и времени пролета.

Как видно из рисунка 5, наблюдаются такие события, где протоны дают в тонком сцинтилляторе световыход ниже порогового, и становятся

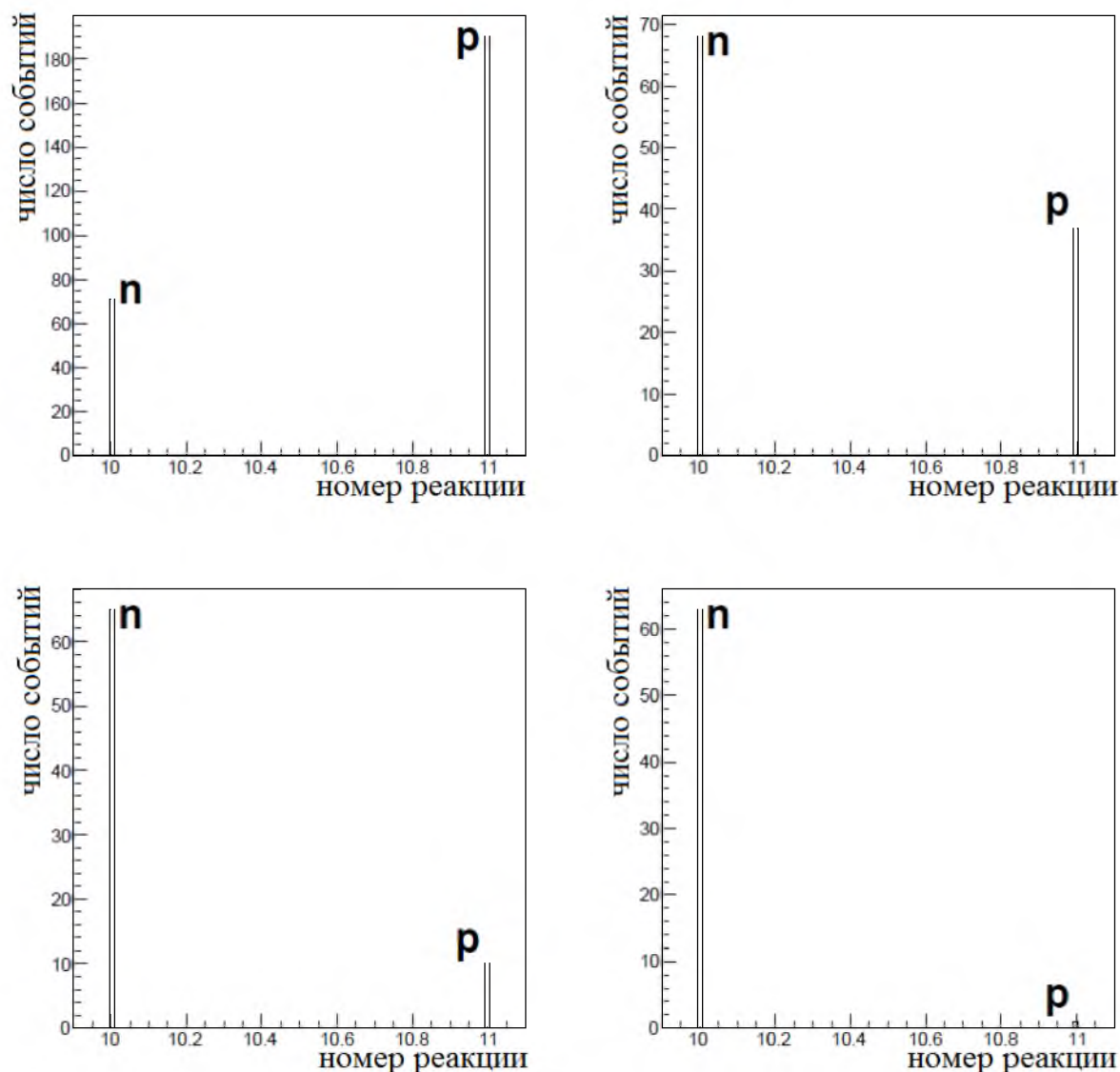


Рис. 6 – Количество зарегистрированных нейтронов и протонов в основном детекторе нейтронного плеча для разной пороговой энергии в тонком сцинтилляционном счетчике.

неотделимыми от нейтронов. Оценка неотделимого вклада таких протонов в условиях проведения эксперимента была сделана с помощью статистического моделирования с использованием программного пакета GEANT4. В качестве генератора исходных событий использовался генератор GENBOS, разработанный в JLAB. Результаты моделирования показаны на рисунке 6. Как видно, число событий, связанных с регистрацией протонов основными детекторами нейтронного плеча уменьшается при понижении верхней границы потерянной энергии в тонком сцинтилляторе. Неотделимый фон от протонов для верхней границы потерянной энергии в тонком сцинтилляторе 3 МэВ составляет 2.5%.

Кинетическая энергия протонов определялась по световыходу в сцинтилляторе, где протон полностью потерял свою энергию. Для получения функциональной зависимости между энергией протона и светосбором в сцинтилляторе было проведено моделирование с использованием программного пакета GEANT4.

В процессе моделирования расчет световыхода определялся по формуле Биркса с поправкой Чу:

$$\frac{dL}{dE} = \left[1 + k_1 \left(\frac{dE}{dx} \right) + k_2 \left(\frac{dE}{dx} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (4)$$

где dL – световыход от потерянной энергии dE при прохождении расстояния dx для заряженной частицы с энергией E . Здесь k_1 и k_2 – подгоночные коэффициенты.

Далее, варьируя коэффициенты k_1 и k_2 , производилась подгонка расчетных под экспериментально измеренные световыходы и определялась функциональная зависимость между начальной энергией протона и световыходом с сцинтиллятора.

На рис. 7 показаны совмещенные экспериментальные и расчетные зависимости светосбора в первом сцинтилляторе от светосбора во втором для разных диапазонов полярных углов вылета протонов.

Для идентификации и измерения кинетической энергии нейтронов в верхнем плече использовалась время-пролетная методика – измерялось время пролета нейтронов от мишени до сцинтилляторов.

Чтобы обеспечить максимально возможную точность измерения времени, сцинтилляторы верхнего плеча были установлены на как-можно более далеком расстоянии от мишени ($L \approx 3\text{м}$). Чтобы откалибровать временную шкалу, выделялся пик гамма-квантов, который соответствует времени пролета ≈ 10 нс для каждого сцинтиллятора верхнего плеча.

Измерив время пролета t , можно определить кинетическую энергию нейтрона из формулы:

$$E_n = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \cdot M_n. \quad (5)$$

Здесь $\beta = L/(t \cdot c)$. Погрешность определения времени в условиях проведения эксперимента составила 0.6 нс. С учетом этого, погрешность измерения энергии нейтронов лежит в пределах (2 – 6)%.

Для определения азимутального угла вылета нейтрона ϕ_n измерялась разница времен прохождения света до торцов сцинтилляторов верхнего плеча. Чтобы сопоставить разницу времен азимутальному углу вылета, были выделены события реакции $\gamma d \rightarrow pn$. Для этих событий угол между нейтроном и протоном равен 180° , поэтому можно установить корреляцию между азимутальным углом вылета протона и разностью времени распространения света до торцов сцинтиллятора верхнего плеча.

Полярный угол вылета нейтрона θ_n принимается равным среднему полярному углу, под которым расположен сцинтиллятор, в котором зарегистрировался нейтрон, с поправкой на азимутальный угол.

Основным фоновым процессом, дающим протон-нейтронные совпадения в накопленную экспериментальную статистику, является реакция фоторасщепления дейтрона $\gamma d \rightarrow pn$. Для выделения событий реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ из зарегистрированных pn -совпадений необходимо ввести дополнительный

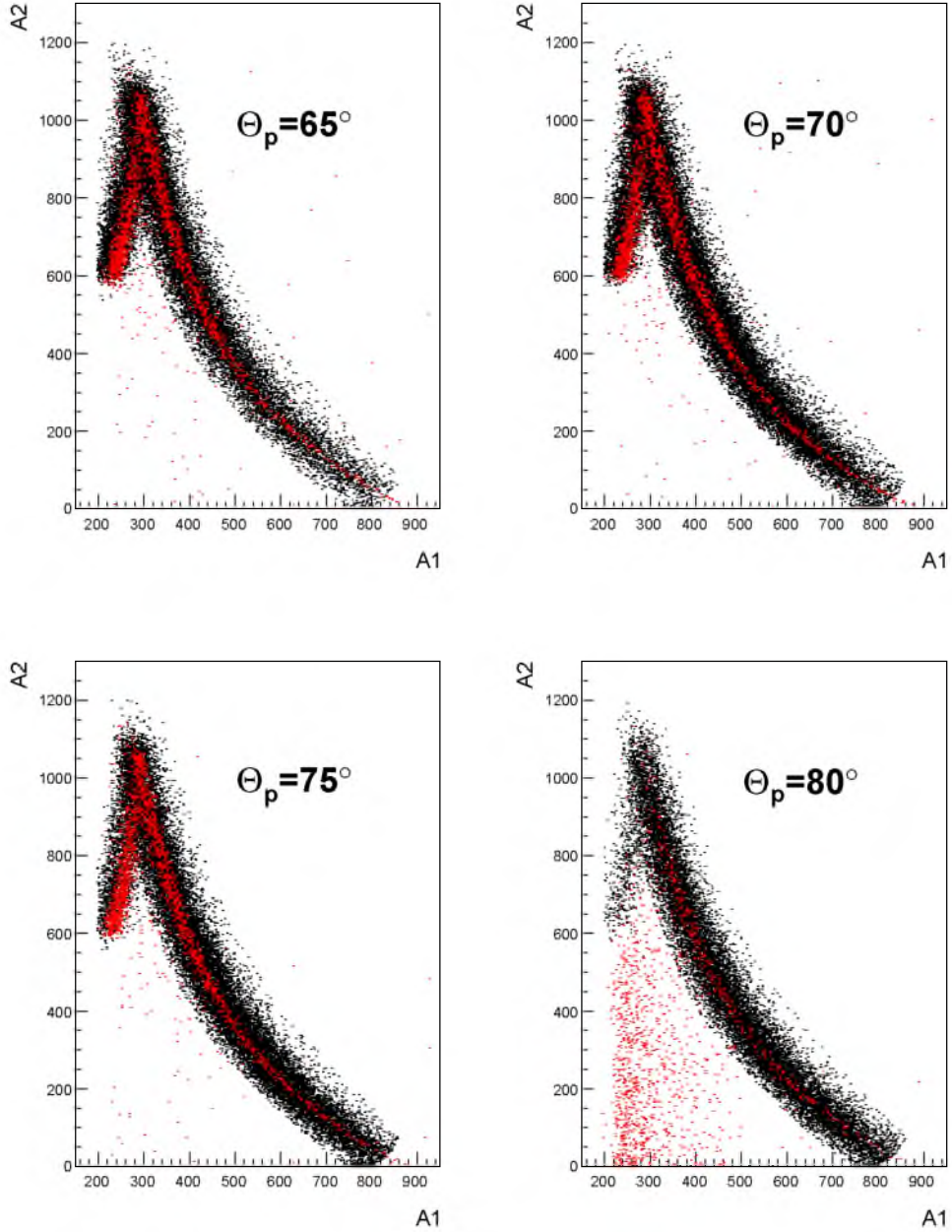


Рис. 7 – Зависимость светосбора в первом сцинтилляторе от светосбора во втором. Красные точки – моделирование с использованием пакета GEANT4. Черные точки – результаты измерений.

критерий идентификации. Этим критерием является эффективная недостающая масса M_x , определяемая как:

$$M_x^2 = (P_{ed} - P_{pn})^2, \quad (6)$$

где P_{ed} – 4-импульс начальной системы $e + d$, $P_{pn} = P_p + P_n$ – 4-импульс протон-нейтронной системы. На рис. 8 приведено распределение по эффективной недостающей массе M_x , восстановленной по измеренным 4-импульсам протона и нейтрона. Вся приведенная экспериментальная статистика разбита на две части: $P_{pn}^\perp < 20$ МэВ/с и $P_{pn}^\perp > 20$ МэВ/с. Здесь $P_{pn}^\perp$ – поперечная

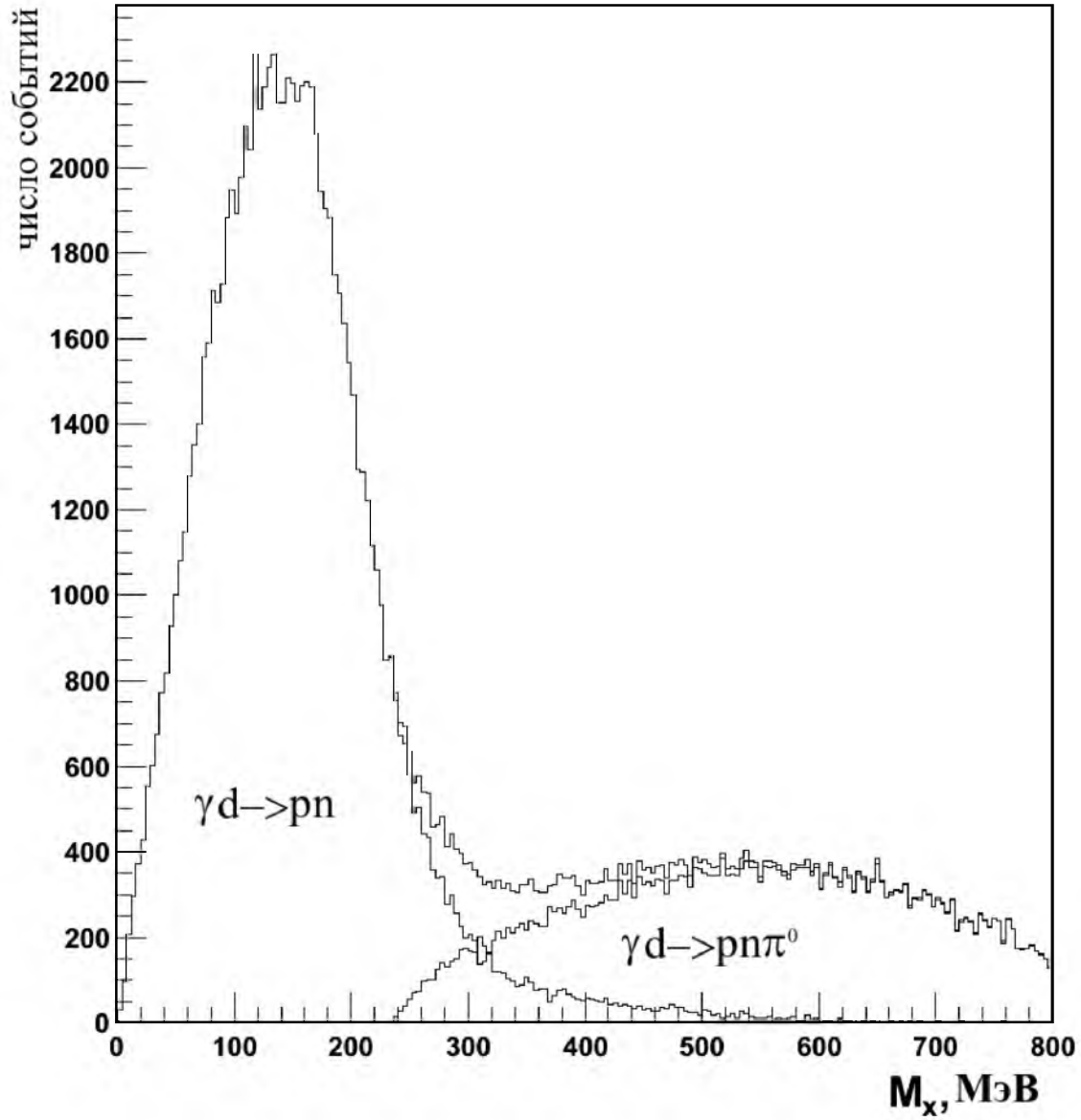


Рис. 8 – Распределение событий по недостающей эффективной массе. Левая часть гистограммы соответствует компланарным событиям, правая - некомпланарным.

составляющая импульса системы $p + n$, определяемая как:

$$P_{pn}^{\perp} = \sqrt{(P_p^X + P_n^X)^2 + (P_p^Y + P_n^Y)^2}, \quad (7)$$

где P_p^X и P_p^Y – поперечные компоненты импульса протона, P_n^X и P_n^Y – поперечные компоненты импульса нейтрона.

Левая часть распределения по M_x на рис. 8 соответствует $P_{pn}^{\perp} < 20$. Это условие соответствует компланарности протона и нейтрона, то есть в подавляющей части событиям реакции фоторасщепления дейтрона $\gamma d \rightarrow pn$. Для оценки компланарности ($P_{pn}^{\perp} < 20 \text{ МэВ/с}$) протона и нейтрона в реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ в условиях проведения эксперимента было проведено дополнительное моделирование с использованием программного пакета GEANT4 и генератора событий фотореакций на дейтроне GENBOS. Моделирование показало, что вклад компланарных событий реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ не превышает

0.5%. Как видно из рис. 8, для $M_x > 400$ МэВ фоновый вклад событий реакции $\gamma d \rightarrow pn$ в отобранную экспериментальную статистику не превышает 5.0%.

Далее возникает вопрос об оценке вклада в отобранную экспериментальную статистику процессов двойного рождения пионов, таких как $\gamma d \rightarrow pn\pi^0\pi^0$ и $\gamma d \rightarrow pn\pi^+\pi^-$.

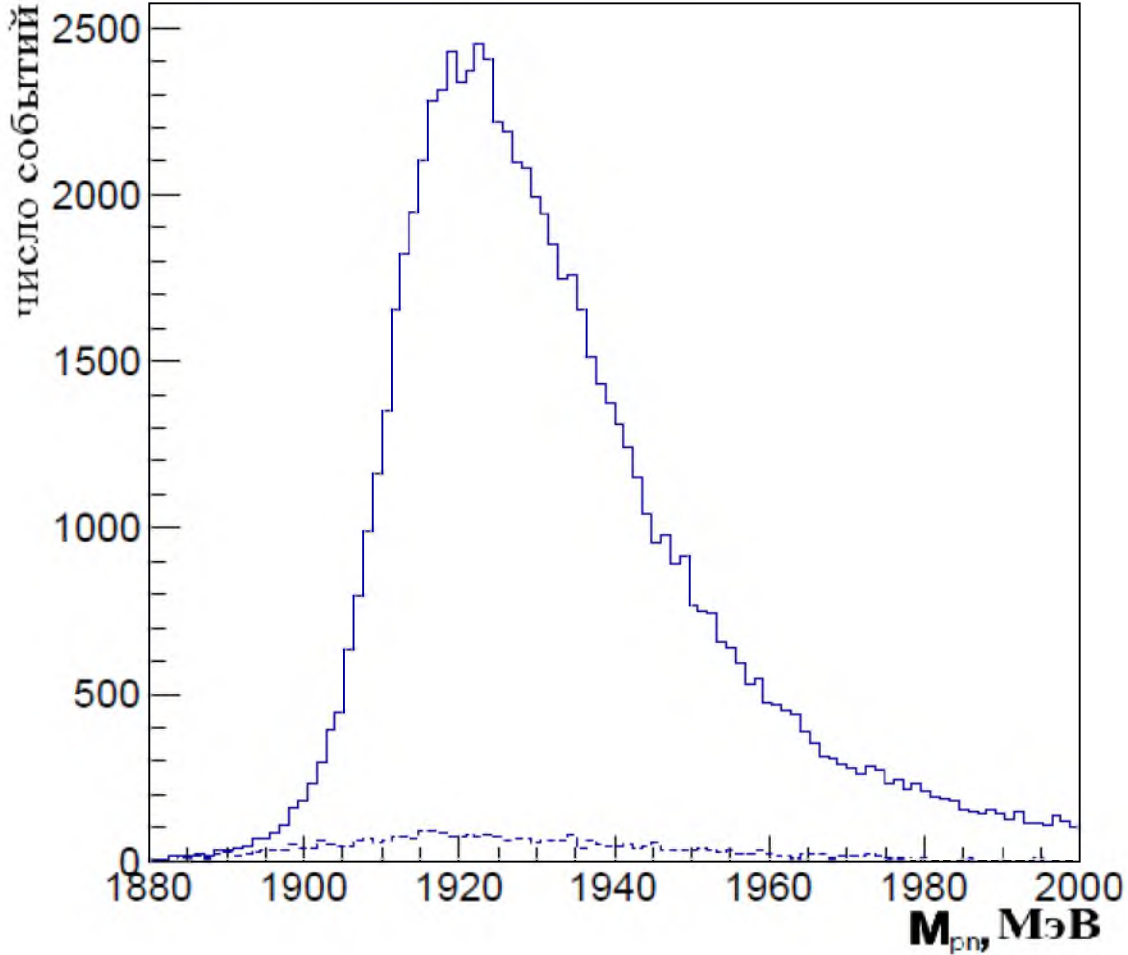


Рис. 9 – Результаты моделирования реакций $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$, $\gamma d \rightarrow pn\pi^0\pi^0$ и $\gamma d \rightarrow pn\pi^+\pi^-$.

Сплошная линия – результат моделирования для всех реакций, штриховая – для реакций $\gamma d \rightarrow pn\pi^0\pi^0$ и $\gamma d \rightarrow pn\pi^+\pi^-$.

Анализ экспериментальных данных по измерению сечения реакции двойного фоторождения нейтральных пионов на дейтроне [26] показывает, что для энергий фотона менее 500 МэВ вклад двойного фоторождения нейтральных пионов на дейтроне не превышает 3% от вклада фоторождения нейтрального пиона на дейтроне. Что касается реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^+\pi^-$, то для нее экспериментальных данных по дифференциальным сечениям в настоящее время отсутствуют. Поскольку отделить события этих процессов по недостающей массе M_x не представляется возможным, было проведено моделирование реакций $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$, $\gamma d \rightarrow pn\pi^0\pi^0$ и $\gamma d \rightarrow pn\pi^+\pi^-$ с использованием программного пакета GEANT4 и генератора фотореакций на дейтроне GENBOS. Условия проведения моделирования полностью соответствовали постановке эксперимента и выделению (pn)-совпадений. На рис. 9 приведено распре-

ление по массе (pn)-системы, полученное в результате моделирования. Из распределений видно, что в исследуемой кинематической области вклад от процессов $\gamma d \rightarrow pn\pi^0\pi^0$ и $\gamma d \rightarrow pn\pi^+\pi^-$ не превышает 4.5% от вклада фоторождения нейтрального пиона на дейтроне.

В **четвертой главе** представлены результаты проведенных измерений и сравнение результатов измерений с теоретическими расчетами.

В результате обработки экспериментальных данных было отобрано примерно 12000 событий реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$. Результаты измерений T_{20} , T_{21} и T_{22} -компонент тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ представлены на рис. 10 и 11. Рисунки 10 и 11 показывают зависимости T_{20} , T_{21} и T_{22} -компонент тензорной анализирующей способности от энергии фотона E_γ , инвариантной массы pn-системы M_{pn} , инвариантной массы $p\pi^0$ -системы $M_{p\pi^0}$ и инвариантной массы $n\pi^0$ -системы $M_{n\pi^0}$. Для каждой экспериментальной точки приведена полная ошибка измерения, в которой учтены вклады статистической и систематической ошибок, и показан интервал усреднения по соответствующей кинематической переменной (E_γ , M_{pn} , $M_{p\pi^0}$ и $M_{n\pi^0}$). Полученные экспериментальные данные сравниваются с результатами статистического моделирования реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$, выполненного в рамках модели [23].

Зависимость компоненты T_{20} от энергии фотона E_γ удовлетворительно описывается статистическим моделированием в интервале $E_\gamma \in (250, 460)$ МэВ. Удовлетворительное описание зависимости компоненты T_{21} от энергии фотона E_γ имеет место для более узкого интервала энергий фотона $E_\gamma \in (250, 380)$ МэВ. Для больших энергий фотона, лежащих в интервале $E_\gamma \in (380, 500)$ МэВ, имеет место лишь качественное описание зависимости $T_{21}(E_\gamma)$. В то же время зависимость компоненты T_{22} от энергии фотона E_γ удовлетворительно описывается в рамках статистического моделирования во всем экспериментальном интервале энергий фотона $E_\gamma \in (250, 500)$ МэВ.

Также имеет место удовлетворительное описание зависимостей T_{20} и T_{21} в интервале инвариантных масс протон-нейтронной системы $M_{pn} \in (1920, 2040)$ МэВ. Вместе с тем имеет место удовлетворительное описание зависимости $T_{21}(M_{pn})$ во всем экспериментальном интервале инвариантных масс протон-нейтронной системы $M_{pn} \in (1920, 2090)$ МэВ.

На рис. 11 представлены зависимости T_{20} , T_{21} и T_{22} -компонент тензорной анализирующей способности от инвариантных масс протон-пионной системы $M_{p\pi^0}$ и нейтрон-пионной системы $M_{n\pi^0}$. Данные зависимости представлены в экспериментальном интервале инвариантных масс $M_{N\pi^0} \in (1050, 1300)$ МэВ. Из рис. 11 следует, что имеет место удовлетворительное описание зависимостей $T_{20}(M_{p\pi^0})$ и $T_{21}(M_{p\pi^0})$ в интервале инвариантных протон-пионных масс $M_{p\pi^0} \in (1050, 1230)$ МэВ. Для больших значений инвариантных масс $M_{pn} \in (1230, 1300)$ МэВ наблюдается лишь качественное описание зависимостей $T_{20}(M_{p\pi^0})$ и $T_{21}(M_{p\pi^0})$. В то же время имеет место хорошее описание зависимости компоненты T_{22} от инвариантной протон-пионной массы $M_{p\pi^0}$ во всем интервале инвариантных масс протон-пионной системы $M_{p\pi^0} \in (1050, 1300)$ МэВ. Из приведенных данных следует, что экспериментальные зависимости $T_{20}(M_{n\pi^0})$, $T_{21}(M_{n\pi^0})$ и $T_{22}(M_{n\pi^0})$ удовлетворительно описываются результатами статистического моделирования в интервале инвариантных масс нейтрон-пионной системы $M_{n\pi^0} \in (1050, 1200)$ МэВ.

Для больших значений инвариантных масс $M_{pn} \in (1200, 1300)$ МэВ имеет место лишь качественное описание экспериментальных зависимостей $T_{20}(M_{n\pi^0})$, $T_{21}(M_{n\pi^0})$ и $T_{22}(M_{n\pi^0})$.

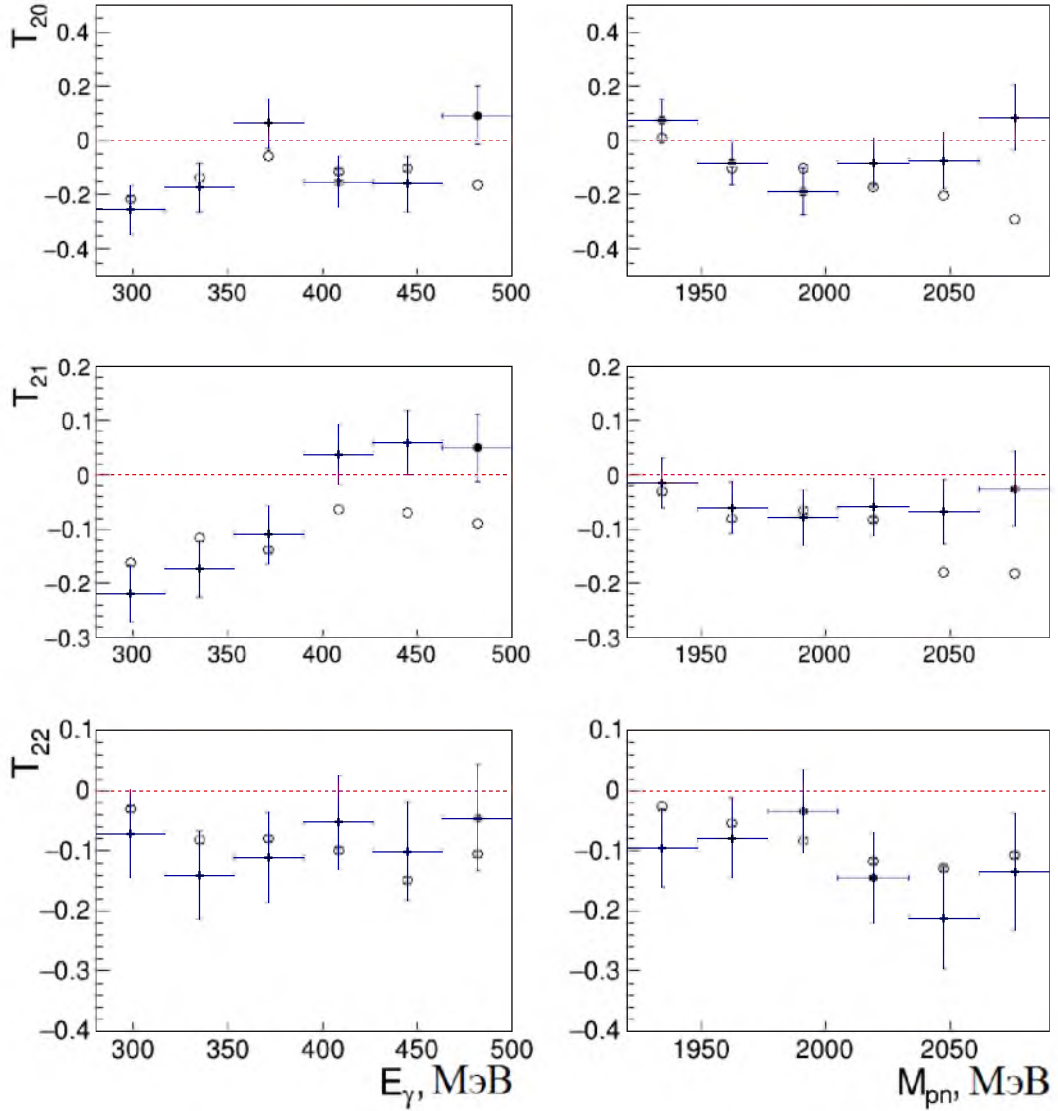


Рис. 10 – Зависимости T_{20} , T_{21} и T_{22} -компонент тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ от энергии фотона. Заполненные кружки – результаты эксперимента, незаполненные – результаты моделирования.

В целом можно сказать что с увеличением инвариантных масс двухчастичных pn , $p\pi^0$ и $n\pi^0$ подсистем конечной $pn\pi^0$ системы согласие между экспериментом и теорией ухудшается, в то время как при меньших значениях двухчастичных инвариантных масс между экспериментом и теорией имеется удовлетворительное согласие. Ухудшение согласия между экспериментом и теорией можно объяснить тем что с ростом инвариантной пион-нуклонной массы возрастает роль релятивистских эффектов, связанных со сходом промежуточных нуклонов с массовой оболочки. Кроме того, с ростом нуклон-нуклонной инвариантной массы возрастает роль неупругих каналов в нуклон-нуклонном рассеянии что также приводит к ухушению согласия между теорией и экспериментом.

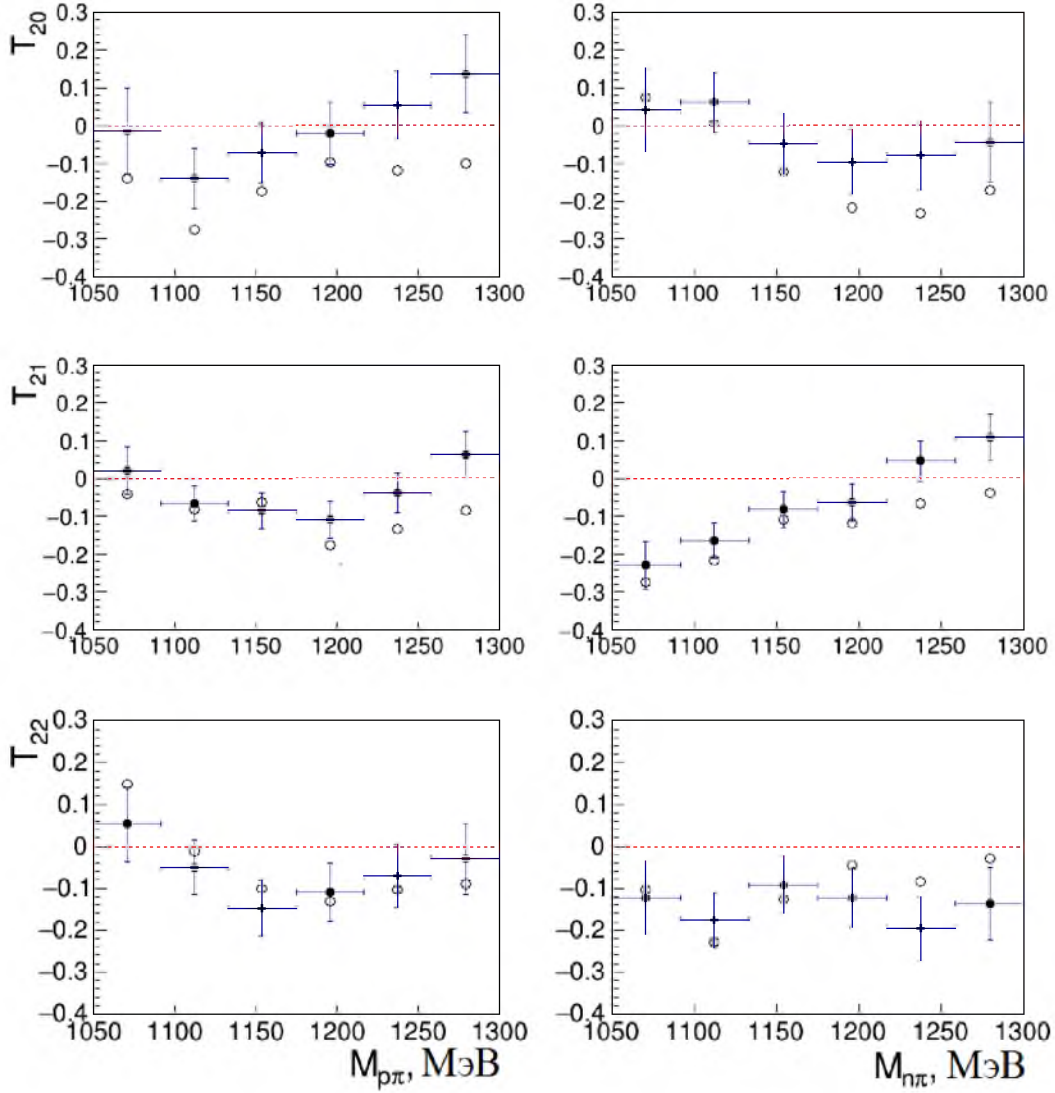


Рис. 11 – Зависимости T_{20} , T_{21} и T_{22} -компонент тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ от инвариантной массы pn -системы. Заполненные кружки – результаты эксперимента, незаполненные – результаты моделирования.

Для улучшения согласия теории и эксперимента может оказаться полезным учет новых двухчастичных механизмов в амплитуде фоторождения пиона на дейтроне (например учет взаимодействия между возбужденными нуклонными резонансами и нуклоном-спектатором), учет влияния неупругости в NN -перерассеянии, учет роли релятивистских эффектов при высоких энергиях конечных частиц, учет вклада Δ -изобарной компоненты волновой функции дейтрона в рамках кварковой модели [34], а также возможность описания дейтрона на основе новых механизмов взаимодействия нуклонов на малых расстояниях [35, 36].

В **заключении** приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

1. Измерены T_{20} -, T_{21} - и T_{22} -компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ в диапазоне полярных углов вылета протонов $\theta_{p1,2} = 50^\circ \div 90^\circ$ и энергий фотонов $E_\gamma = (300 \div 500)$ МэВ;

2. Проведена обработка экспериментальных данных, позволяющая восстановить кинематику реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$;
3. Выполнена оценка неотделимого фона реакций двойного фоторождения пионов на дейтроне с использованием программного пакета GEANT4 и генератора фотореакций на дейтроне GENBOS;
4. Проведена энергетическая калибровка сцинтилляторов для регистрации протонов, основанная на моделировании светосбора с использованием формулы Биркса. Моделирование энергетических потерь в слоях сцинтилляционного детектора было проведено с использованием программного пакета GEANT4.
5. Проведено сравнение результатов эксперимента с теоретическими расчетами. Из сравнения видно, что результаты эксперимента удовлетворительно согласуются с теоретическими расчетами.

Публикации автора по теме диссертации

- a. Луконин С.Е. Measurement of tensor analyzing power components for the incoherent π^0 -meson photoproduction on a deuteron / S.E.Lukonin, V.V. Gauzshtein, M.I. Levchuk, A.Yu.Loginov, D.M. Nikolenko, I.A.Rachek, R.Sh. Sadykov, Yu.V. Shestakov, D.K. Toporkov, S.A.Zevakov. // *Nuclear Physics A* – 2019. – V. 986 – P. 75 – 85.
- b. Луконин С.Е. Measurement of the tensor analyzing power for the reaction $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ / S.E.Lukonin, V.V. Gauzshtein, E.S. Karpenko, M.Ya. Kuzin, M.I. Levchuk, A.Yu.Loginov, D.M. Nikolenko, I.A.Rachek, R.Sh. Sadykov, Yu.V. Shestakov, D.K. Toporkov, S.A.Zevakov. // *International Journal of Modern Physics E* – 2019. – V. 28 – P. 1950010.
- c. Луконин С.Е. Измерение компонент тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ / С.Е. Луконин, В.В. Гаузштейн, С.А. Зеваков, Е.С. Карпенко, М.Я. Кузин, М.И. Левчук, А.Ю. Логинов, Д.М. Николенько, И.А. Рачек, Д.К. Топорков, Ю. В. Шестаков // *Изв. ВУЗов. Физика*. – 2019. – Т. 62, № 2. – С. 62 – 67.
- d. Луконин С.Е. Измерение асимметрии фоторождения π^- -мезонов линейно-поляризованными фотонами на тензорно-поляризованных дейтронах / В.В. Гаузштейн, С.А. Зеваков, М.И. Левчук, А.Ю. Логинов, С.Е. Луконин, Д.М. Николенько, И.А. Рачек, Д.К. Топорков, Ю. В. Шестаков // *Изв. ВУЗов. Физика*. – 2018. – Т. 61, № 1. – С. 105 – 111.
- e. Луконин С.Е. Measurement of the tensor analyzing power for the $\gamma d \rightarrow ppp^-$ reaction in the low energy range of protons / V.V. Gauzshtein, M.I. Levchuk, A.Yu.Loginov, S.E.Lukonin, D.M. Nikolenko, I.A.Rachek, R.Sh. Sadykov, Yu.V. Shestakov, D.K. Toporkov, S.A.Zevakov. // *International Journal of Modern Physics E* – 2018. – V. 27 – P. 1850082.

Список литературы

1. Mishnev S.I., Nikolenko D.M., Popov S.G. et al. Measurements of the analyzing power components in photodisintegration of the polarized deuteron // Phys. Lett. B. – 1993. – V. 302. – P. 23.
2. Nikolenko D.M., Barkov L.M., Dmitriev V.F. et al. Measurement of polarization observables in elastic and inelastic electron-deuteron scattering at the VEPP-3 storage ring // Nucl. Phys. A. – 2001. – V. 684. – P. 525.
3. I.A. Rachek, L.M. Barkov, S.L. Belostotsky et al. Measurement of Tensor Analyzing Powers in Deuteron Photodisintegration // Phys. Rev. Lett. – 2007. – V. 98. – P. 182303.
4. А.Ю. Логинов, А.В. Осипов, А.А. Сидоров и др. Исследование реакции $D(e, pp)e'\pi^-$ на тензорно-поляризованной дейтериевой мишени при больших величинах импульсов протонов // Письма в ЖЭТФ – 1998. – Т. 67, №. 10. – С. 730.
5. Gauzshtein V.V., Lazarenko B.A., Loginov A.Yu. et al. Measurement of a double spin asymmetry in the photoproduction of π^- -mesons on deuterons // Eur. Phys. J. A – 2018. – V. 54. – P. 167.
6. Gauzshtein V.V., Gramolin A.V., Lazarenko B.A. et al. Measurement of tensor analyzing powers of the incoherent pion photoproduction on a deuteron // Nucl. Phys. A. – 2017. – V. 968. – P. 23.
7. Laget J.M. Electromagnetic properties of the πNN system (I). The reaction $\gamma D \rightarrow NN\pi$ // Nucl. Phys. A. – 1978. – V. 296. – P. 388.
8. Laget J.M. Pion photoproduction on few body systems. The reaction $\gamma D \rightarrow NN\pi$ // Phys. Rep. – 1981. – V. 69. – P. 1.
9. Benz P., Braun O. and Butenschön H. Measurement of the reaction $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$, and determination of cross sections for the reaction $\gamma n \rightarrow \pi^- p$, at photon energies between 0.2 and 2.0 GeV // Nucl. Phys. B. – 1973. – V. 65. – P. 158.
10. Levchuk M.I., Petrun'kin V.A. and Schumacher M. π^0 photoproduction on quasi-free neutrons in the reaction $\gamma d \rightarrow \pi^0 np$ in the Δ region // Z. Phys. A. – 1975. – V. 355. – P. 317.
11. Blomqvist I. and Laget J.M. A non-relativistic operator convenient for analysis of pion photoproduction on nuclei in the $\Delta(1236)$ region // Nucl. Phys. A – 1977. – V. 280. – P. 405.
12. Levchuk M.I., Schumacher M. and Wissmann F. The inclusive reaction $d(\gamma, \pi)NN$ in the first resonance region // nuclth/0011041
13. Levchuk M.I., Schumacher M. and Wissmann F. The reaction ${}^2H(\gamma, \pi^0)np$ in the threshold region // Nucl. Phys. A. – 2000. – V. 675. – P. 621.
14. Darwish E.M., Arenhovel H. and Schwamb M. Influence of final-state interaction on incoherent pion photoproduction on the deuteron in the region of the Δ -resonance. // Eur. Phys. J. A – 2003. – V. 16. – P. 111.

15. Darwish E.M., Arenhovel H. and Schwamb M. Final-state interaction in spin asymmetry and GDH sum rule for incoherent pion production on the deuteron. // Eur. Phys. J. A – 2003. – V. 17. – P. 513.
16. Darwish E.M. Spin observables for pion photoproduction on the deuteron in the $\Delta(1232)$ -resonance region. // J. Phys. G – 2005. – V. 31. – P. 105.
17. Darwish E.M. Single-spin asymmetries of $d(\gamma, \pi)NN$ in the first resonance region. // Nucl. Phys. A. – 2004. – V. 735. – P. 200.
18. Darwish E.M. The NN final-state interaction in the helicity structure of $d(\gamma, \pi^-)pp$ reaction // Nucl. Phys. A. – 2005. – V. 748. – P. 596.
19. Darwish E.M. Influence of NN -rescattering effect on the photon asymmetry of $d(\gamma \rightarrow, \pi^-)pp$ reaction // Phys. Lett. B – 2005. – V. 615. – P. 61.
20. Darwish E.M. and Salam A. Final-state NN -rescattering in spin asymmetries of (γ, π^-) reaction // Nucl. Phys. A. – 2005. – V. 759. – P. 170.
21. Arenhovel H., Fix A. and Schwamb M. Spin asymmetry and Gerasimov-Drell-Hearn sum rule for the deuteron // Phys. Rev. Lett. – 2004. – V. 93. – P. 202301.
22. Arenhovel H. and Fix A. Incoherent pion photoproduction on the deuteron with polarization observables. I. Formal expressions // Phys. Rev. C. – 2005. – V. 72. – P. 064004.
23. Fix A. and Arenhovel H. Incoherent pion photoproduction on the deuteron with polarization observables. II. Influence of final state rescattering // Phys. Rev. C. – 2005. – V. 72. – P. 064005.
24. Levchuk M.I., Loginov A.Yu., Sidorov A.A. et al. Incoherent pion photoproduction on the deuteron in the first resonance region // Phys. Rev. C. – 2006. – V. 74. – P. 014004.
25. Siodlaczek U., Achenbach P., Ahrens J. et al. Coherent and incoherent π^0 photoproduction from the deuteron // Eur. Phys. J. A. – 2001. – V. 10. – P. 365.
26. Krusche B., Ahrens J., Beck R. et al. Single and double π^0 -photoproduction from the deuteron // Eur. Phys. J. A. – 1999. – V. 6. – P. 309.
27. Haidenbauer J. and Plessas W. Separable representation of the Paris nucleon-nucleon potential // Phys. Rev. C – 1984. – V. 30. – P. 1822.
28. Haidenbauer J. and Plessas W. Separable representation of the Paris nucleon-nucleon potential // Phys. Rev. C – 1985. – V. 32. – P. 1424.
29. Nozawa S., Blankleider B. and Lee T.-S.H. A dynamical model of pion photoproduction on the nucleon // Nucl. Phys. A. – 1990. – V. 513. – P. 459.
30. *Немец, О.Ф.* Поляризационные явления в ядерной физике / *О.Ф. Немец, А.М. Ясногородский* – Киев: Изд. Наукова думка, 1980.

31. Луконин С.Е., Гаузштейн В.В., Зеваков С.А. и др. Измерение компонент тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ // Известия вузов. Физика. – 2019. – Т. 62. – №. 2. – С. 62.
32. Lukonin S.E., Gauzshtein V.V., Karpenko E.S. et al. Measurement of the tensor analyzing power for the reaction $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ // Int. J. Mod. Phys. E – 2019. – V. 28. – P. 1950010.
33. Lukonin S.E., Gauzshtein V.V., Levchuk M.I. et al. Measurement of tensor analyzing power components for the incoherent π^0 -meson photoproduction on a deuteron // Nucl. Phys. A. – 2019. – V. 986. – P. 75.
34. Smirnov Yu.F. and Tchuvil'sky Yu.M. Isobaric component of deuteron in the quark model // Journ. Phys. G. – 1978. – V. 4. – P. 1.
35. Kukulin V.I., Obukhovsky I.T., Pomerantsev V.N. et al. New mechanism for intermediate- and short-range nucleon-nucleon interaction // Journ. Phys. G. – 2001. – V. 27. – P. 1851.
36. Kukulin V.I., Obukhovsky I.T., Grabmayr P. et al. Isoscalar short-range current in the deuteron induced by an intermediate dibaryon // Phys. Rev. C – 2006. – V. 74. – P. 064005.