

На правах рукописи



Гаузштейн Вячеслав Валерьевич

**Экспериментальное изучение фотообразования
пи-мезонов на тензорно-поляризованных
дейтронах**

Специальность 01.04.16 — Физика атомного ядра и
элементарных частиц

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Томск — 2021

Работа выполнена в Исследовательской школе физики высокоэнергетических процессов Федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Томский политехнический университет» (ФГАОУ ВО НИ ТПУ)

Научный консультант:

Фикс Александр Иванович
доктор физико-математических наук

Официальные оппоненты:

Гришин Владимир Михайлович
доктор физико-математических наук, профессор
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
главный научный сотрудник лаборатории элементарных частиц

Курочкин Юрий Андреевич
доктор физико-математических наук, доцент
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, заведующий центром “Фундаментальных взаимодействий и астрофизики”

Кречетов Юрий Федорович
доктор физико-математических наук
Объединенный институт ядерных исследований,
старший научный сотрудник лаборатории физики высоких энергий

Защита состоится 16 ноября 2021 г. в 16 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: www.dis.tpu.ru

Автореферат разослан 30 сентября 2021 года.

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



М.В. Шевелев

Общая характеристика работы

Актуальность темы.

Среди множества процессов, которые используются для изучения структуры нуклона, одним из наиболее важных является электромагнитное образование псевдоскалярных мезонов на нуклонах и малонуклонных ядрах. В этих процессах хорошо изученное электромагнитное взаимодействие выступает в качестве надежного инструмента исследования внутренней структуры нуклонов и нуклонных систем. В то время как упругое мезон-ядерное рассеяние определяется главным образом фазами рассеяния, то есть поведением волновой функции мезона лишь в асимптотической области, в процессах фоторождения, где фотоны могут проникать глубоко внутрь мишени, мы получаем информацию об особенностях динамики мезона непосредственно во внутриядерной области.

Помимо этого, хорошо известные волновые функции и статические свойства множества малонуклонных ядер, в первую очередь дейтрона, дают широкие возможности для проверки основных концепций динамики этих систем. Малое число нуклонов позволяет использовать различного рода микроскопические модели, основанные на точном решении соответствующих мало-частичных уравнений. Что касается экспериментальных исследований, здесь также ключевое значение имеет малое число частиц, участвующих в реакции. Это позволяет в полной мере реализовать преимущество измерений на совпадение, когда кинематика процесса может быть полностью идентифицирована путем регистрации вместе с образующимся мезоном всех нуклонов, возникающих в результате дезинтеграции ядра-мишени.

В-третьих, необходимо отметить, что информация, извлекаемая из экспериментов с участием адронов, оказывается особенно важной в тех случаях, когда имеется принципиальная возможность получать из экспериментальных данных количественные сведения об амплитудах этих реакций и, таким образом, исследовать их основные механизмы. Здесь первостепенное значение имеет качество имеющихся экспериментальных данных. Поэтому именно эксперименты с использованием пучков фотонов, которые позволили сегодня добиться беспрецедентной точности измерений, дают возможность извлекать амплитуды фоторождения мезонов как непосредственно на основе теории полного опыта, так и с помощью мультипольных анализов. Значения этих амплитуд фактически являются тем конечным результатом, который используется для проверки различных концепций физики элементарных частиц в непертурбативной области.

Все эти преимущества делают фотон-дейтронную систему идеальной основой для изучения наиболее важных механизмов электромагнитного образования мезонов при контролируемых условиях.

С появлением возможности использовать поляризованные фотонные пучки и поляризованную дейтериевую мишень, значительное место в программах различных научных центров стали занимать поляризационные и дважды поляризационные эксперименты по исследованию фотомезонных процессов. По мере появления новых данных осуществлялись попытки проведения анализа амплитуд фоторождения π мезонов в отдельных зарядовых каналах. При всей важности этих результатов существенная недостаточность имеющегося набора измеренных наблюдаемых сказывается как на качестве

самого анализа, так и на неоднозначности полученных на его основе решений. Поэтому логика дальнейшего развития в этой области говорит о необходимости проведения экспериментов, нацеленных на систематическое измерение тех наблюдаемых, которые оказываются чувствительными к вкладам наиболее важных механизмов фоторождения пионов.

Таким образом, **актуальность темы работы** определяется следующим рядом задач, требующих решения. **Во-первых**, исследование нуклонного спектра в процессах электромагнитного образования мезонов на нуклонах и ядрах предполагает наличие большого числа прецизионных экспериментальных данных для независимых поляризационных наблюдаемых в различных зарядовых каналах. **Во-вторых**, в связи с тем, что из-за отсутствия условий осуществления полного опыта в некоторых энергетических областях, основным методом извлечения мультипольных амплитуд остается мультипольный анализ, необходимо проведение максимально объективного сравнения результатов измерений с предсказаниями имеющихся анализов процессов $\gamma N \rightarrow \pi N$ на основе рафинированной модели с использованием методов моделирования. **В-третьих**, сложившаяся сегодня ситуация в области экспериментального исследования реакций (1), (2), когда имеющиеся поляризационные данные демонстрируют слабую чувствительность к теоретическим неопределенностям, требует измерения тех наблюдаемых, для которых эта чувствительность существенна. К последним можно отнести компоненты тензорной анализирующей способности T_{2M} , $M = 0, 1, 2$, для измерения которой используется тензорно-поляризованная дейтериевая мишень. Следует отметить, что на сегодняшний день экспериментальные исследования фотоядерных процессов с тензорно-поляризованным дейтроном проводятся только на базе ИЯФ СО РАН имени Г.И. Будкера. Именно здесь был предложен метод внутренних мишеней, который дает возможность скомпенсировать малую толщину мишени относительно большим значением тока пучка.

Представленная диссертация является итогом исследования фоторождения на дейтроне отрицательных пионов

$$\gamma + d \rightarrow p + p + \pi^{-}, \quad (1)$$

а также нейтральных пионов в реакциях

$$\gamma + d \rightarrow p + n + \pi^0, \quad (2)$$

$$\gamma + d \rightarrow d + \pi^0 \quad (3)$$

на установке ВЭПП-3 (ИЯФ СО РАН, Новосибирск). Весь цикл работ был направлен на получение новых результатов как в плане обработки экспериментальных данных, так и в области анализа этих данных с помощью различных теоретических моделей. Наиболее важным результатом работы являются значения компонент T_{2M} в каналах (1)-(3) в области энергий фотонов 200 – 500 МэВ.

Цели диссертационной работы:

1. Измерить двойную поляризационную асимметрию реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^{-}$ в диапазоне полярных углов вылета протонов $\theta_{p1,2} = 50^{\circ} \div 90^{\circ}$ и энергий фотонов $E_{\gamma} = (300 \div 500)$ МэВ;

2. Провести измерение компонент T_{20} , T_{21} и T_{22} тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ в диапазоне полярных углов вылета нуклонов $\theta = 50^\circ \div 90^\circ$ и энергий фотонов $E_\gamma = (300 \div 500)$ МэВ;
3. Измерить компоненты T_{20} , T_{21} и T_{22} тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ в диапазоне полярных углов вылета протонов $\theta_{p1,2} = 50^\circ \div 90^\circ$ и энергий фотонов $E_\gamma = (300 \div 500)$ МэВ;
4. Измерить компоненту T_{20} тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow d\pi^0$ в диапазоне полярных углов вылета дейтронов $\theta_d = 15^\circ \div 45^\circ$ и энергий фотонов $E_\gamma = (200 \div 450)$ МэВ.
5. Выполнить моделирование значений наблюдаемых T_{2M} в каналах (1)-(2) с помощью имеющихся теоретических моделей с учетом особенностей эксперимента. На основе сравнения экспериментальных данных с моделированными значениями определить влияние различных механизмов образования мезонов в рассматриваемых реакциях, в том числе, роль эффектов взаимодействия в конечном состоянии.

Научная новизна:

1. Выполнено первое наблюдение двойной поляризационной асимметрии реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$, связанной с тензорной поляризацией дейтрона и с линейной поляризацией фотона в диапазоне $(300 < E_\gamma < 500)$ МэВ;
2. Впервые измерены T_{20} , T_{21} и T_{22} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ для $E_\gamma = (300 \div 500)$ МэВ;
3. Впервые измерена T_{21} компонента тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ для $E_\gamma = (300 \div 500)$ МэВ;
4. Впервые измерена угловая зависимость T_{20} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow d\pi^0$ в диапазоне полярных углов вылета пи-мезона $100^\circ < \theta_\pi^{C.M.} < 140^\circ$;
5. Впервые измерена энергетическая зависимость T_{20} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow d\pi^0$ в диапазоне энергий фотона $(200 < E_\gamma < 450)$ МэВ.

Научная и практическая значимость:

Полученные экспериментальные результаты дополняют базу данных по фундаментальным фотоядерным процессам и будут использованы для проверки теоретических моделей процессов фоторождения π -мезонов на дейтронах.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. В отличие от имеющихся данных по поляризационным наблюдаемым процессов фоторождения пи-мезонов на дейтроне, компоненты T_{2M} тензорной анализирующей способности демонстрируют существенную чувствительность к основным механизмам фоторождения пи-мезонов на дейтроне, что указывает на целесообразность их использования для решения задач фотомезонной физики.

2. Высокая чувствительность наблюдаемых T_{2M} к модельным параметрам в совокупности с высоким уровнем статистики результатов измерений позволяют провести дискриминацию моделей фоторождения мезонов на дейтроне.
3. В некогерентных каналах стандартный подход, основанный на включении в амплитуду однонуклонного механизма с поправками на однократное πN и NN перерасcеяние обеспечивает достаточную точность описания динамики этих процессов.
4. В когерентном канале существующие модели не обеспечивают надежное описание в области больших переданных импульсов. Имеются дополнительные неучтенные механизмы реакции, непосредственно связанные с фоторождением мезонов в кинематической области, соответствующей малым межнуклонным расстояниям.
5. Разработаны и реализованы алгоритмы и методы анализа экспериментальных данных, восстановления кинематики исследуемых реакций, оценки доли неотделимого фона с использованием GEANT4 и генератора фотореакций GENBOS.

Личный вклад. Постановка задач и методов реализации полученных результатов осуществлялась непосредственно автором. Все оригинальные результаты представленные в диссертации, получены либо самим автором, либо при его непосредственном участии.

Содержание работы

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

Первая глава посвящена описанию постановки поляризационных экспериментов на ВЭПП-3. Накопитель ВЭПП-3 входит в состав ускорительного комплекса ВЭПП-4 в качестве накопителя и инжектора электронов и позитронов в главное кольцо ВЭПП-4. Эксперименты с тензорно-поляризованной дейтериевой мишенью проводились при энергии электронов в накопителе 2 ГэВ. Ключевой особенностью описываемых в данной работе экспериментов является использование внутренней газовой поляризованной дейтериевой мишени. Даже несмотря на относительно небольшую толщину ($\sim 10^{14}$ ат/см²) такие мишени составляют конкуренцию твердым поляризованным мишеням: технические сложности использования внутренних мишеней компенсируется относительно большим значением тока пучка. Однако наиболее важная особенность заключается в том, что высокую степень тензорной поляризации можно получить только в газовых мишенях.

Вторая глава посвящена измерению двойной поляризационной асимметрии в реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$. Система регистрации эксперимента (рисунок 1) состояла из двух идентичных детектирующих систем, регистрирующих на совпадение два протона и рассеянный электрон. Протоны детектировались

адронными годоскопами, каждый из которых состоял из трех сцинтилляционных детекторов.

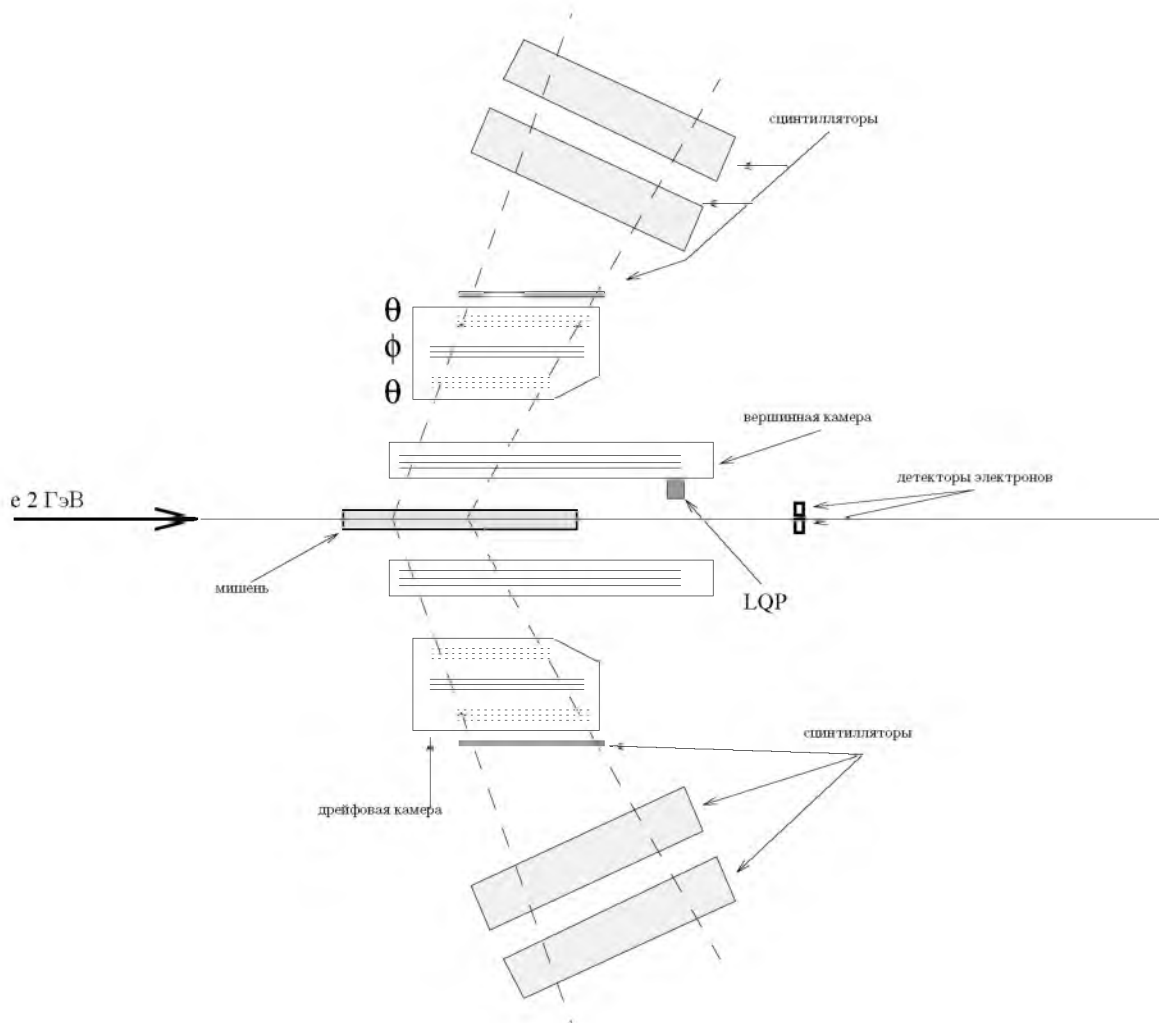


Рис. 1 – Общая схема эксперимента.

Для регистрации треков протонов перед сцинтилляционными детекторами были установлены дрейфовые камеры. Детектор обеспечивал регистрацию протонов в пределах полярных углов вылета $50^\circ < \theta < 90^\circ$ и азимутальных – $\Delta\varphi = \pm 30^\circ$. Значения кинетической энергии регистрируемых протонов E_p находились в интервале 50–200 МэВ. Электроны регистрировались двумя ливневыми детекторами под углом $1.6^\circ \pm 0.4^\circ$.

Дополнительным каналом для набора статистики было упругое электрон-дейтронное рассеяние. Детектор электронов был установлен под углом 9° , дейтроны регистрировались нижним адронным годоскопом. Измерение асимметрии упругого ed -рассеяния необходимо для контроля и измерения средней степени поляризации мишени за время проведения эксперимента.

Адронные годоскопы необходимы для идентификации, а также измерения энергии протонов и дейтронов. Методика идентификации и измерения энергии основана на анализе световых выходов с трех пластмассовых сцинтилляторов, установленных друг за другом. Каждый сцинтиллятор был обернут светозащитной черной бумагой и лавсаном. Первый сцинтиллятор, имеющий размеры $500 \times 235 \times 20$ мм³, просматривался двумя ФЭУ с торцов через световоды. Второй и третий имели размеры $1000 \times 400 \times 126$ мм³ и $1000 \times 400 \times 120$

мм³ соответственно и просматривались четыре ФЭУ каждый, по два с торца. Такое расположение ФЭУ дает возможность свести к минимуму зависимость амплитуды сигнала от места попадания частицы в сцинтиллятор.

Детекторы электронов были установлены на ускорительное кольцо на расстоянии 630 мм от центра мишени и обеспечивали эффективную регистрацию электронов с энергией более 1.3 ГэВ в диапазоне их углов рассеяния $\Delta\Theta = (1.2 - 2)^\circ$ и $\Delta\phi = \pm 30^\circ$. Квадрат переданного импульса (Q^2) не превышал величину 0.0025 (ГэВ/с)^2 . При таких условиях рассеяния электронов на дейтронах величина средней поляризации виртуальных фотонов составляла 81%.

Измерение углов вылета заряженных протонов и дейтронов осуществлялось трековыми камерами, установленными перед адронными годоскопами. Камеры состояли из трёх секций, заполненных газовой смесью $\text{Ar}(90\%) + \text{CO}_2(10\%)$.

В экспериментах на ВЭПП-3 для мониторингирования и измерения средней степени поляризации атомов в ячейке используется поляриметр, принцип работы которого основан на измерении асимметрии мишени (A^t) в упругом ed -рассеянии при малых переданных импульсах ($Q^2 \sim 3 \text{ фм}^{-2}$) [1]. При таких Q^2 основной вклад в асимметрию A^t дает T_{20} компонента анализирующей способности $T_{20} \approx -(\sqrt{2}/3)Q_d \times Q^2$, где Q_d – квадрупольный момент дейтрона. Разные теоретические модели предсказывают отличающиеся друг от друга значения T_{20} в этой области, но эти расхождения лежат в пределах $\pm 3\%$. В нашем случае была использована модель из работы [2].

Хотя согласно результатам моделирования оптимальный угол рассеяния электрона составляет 6° , из-за конструктивных особенностей детектор электронов был установлен под средним углом $\theta_e = 9^\circ$.

Рассеянные электроны регистрировались на совпадение с дейтронами отдачи. Электронное плечо поляриметра состояло из двух слоев сцинтилляционных волокон, перед которыми стоял вольфрамовый конвертер для подавления низкоэнергетического фона. Свет от сцинтилляционных волокон по световодам попадал на семь ФЭУ. Кинетическая энергия дейтронов отдачи не превышала 60 МэВ, что соответствует их остановке в первом сцинтилляторе адронного годоскопа.

Тензорная асимметрия определялась из соотношения:

$$A^t = \frac{N^+ - N^-}{P_{zz}^+ \cdot N^- - P_{zz}^- \cdot N^+}, \quad (4)$$

где N^+ и N^- – нормированные выходы для состояний поляризации P_{zz}^+ и P_{zz}^- , соответственно.

Средняя тензорная поляризация мишени за время набора экспериментальной статистики составила $P_{zz}^+ = 0.397 \pm 0.013 \pm 0.018$, где первая погрешность статистическая, а вторая – систематическая.

Для получения искомого результата использовалось следующее общее выражение дифференциального сечения реакции фоторождения π -мезона на

тензорно-поляризованном дейтроне поляризованным фотоном [3]:

$$\begin{aligned}
d\sigma = d\sigma_0 \{ & 1 + P_l^\gamma \Sigma \cos(2\varphi) + 2^{-1/2} P_{zz} (T_{20} d_{00}^2(\theta_H) + \\
& + T_{21} d_{10}^2(\theta_H) \cos(\varphi - \varphi_H) + T_{22} d_{20}^2(\theta_H) \cos[2(\varphi - \varphi_H)]) + \\
& + 2^{-1/2} P_{zz} P_c^\gamma (T_{21}^c d_{10}^2(\theta_H) \sin(\varphi - \varphi_H) + T_{22}^c d_{20}^2(\theta_H) \sin[2(\varphi - \varphi_H)]) + \\
& + 2^{-1/2} P_{zz} P_l^\gamma (T_{20}^l d_{00}^2(\theta_H) \cos(2\varphi) + T_{21}^l d_{10}^2(\theta_H) \cos(3\varphi - \varphi_H) + \\
& + T_{22}^l d_{20}^2(\theta_H) \cos[2(2\varphi - \varphi_H)]) \}, \tag{5}
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
d_{00}^2(\theta_H) &= \frac{3}{2} \cos^2(\theta_H) - \frac{1}{2}, \\
d_{10}^2(\theta_H) &= \sqrt{\frac{3}{8}} \sin(2\theta_H), \\
d_{20}^2(\theta_H) &= \sqrt{\frac{3}{8}} \sin^2(\theta_H). \tag{6}
\end{aligned}$$

Выражение (5) записано для компланарной геометрии, где импульсы конечных частиц лежат в одной плоскости. Здесь $d\sigma_0$ – дифференциальное сечение реакции фоторождения пиона неполяризованным фотоном на неполяризованном дейтроне, φ – азимутальный угол компланарной плоскости реакции (в нашем случае $\varphi = 0$), Σ – фотонная асимметрия реакции, T_{20} , T_{21} и T_{22} – компоненты тензорной анализирующей способности реакции по отношению к поляризации дейтрона, T_{21}^c и T_{22}^c – компоненты коэффициента корреляции циркулярной поляризации фотона и тензорной поляризации дейтрона, T_{20}^l , T_{21}^l и T_{22}^l – компоненты коэффициента корреляции линейной поляризации фотона и тензорной поляризации дейтрона. Заметим, что компоненты T_{21}^c , T_{22}^c , T_{20}^l , T_{21}^l и T_{22}^l являются двойными поляризационными наблюдаемыми. Спиновое состояние дейтрона в (5) определяется степенью его тензорной поляризации P_{zz} и направлением θ_H , φ_H ведущего магнитного поля $\mathbf{H}$ в системе координат, ось z которой направлена вдоль импульса фотона, а плоскость xy определена импульсом одного из протонов. Поляризационное состояние фотона определяется двумя параметрами: циркулярной поляризацией P_c^γ и линейной поляризацией P_l^γ . В нашем случае рассеянные неполяризованные электроны регистрировались двумя ливневыми детекторами в диапазоне полярных углов $\theta_e \in (1.2^\circ, 2^\circ)$ и в диапазонах азимутальных углов $\varphi_e = (-30^\circ, 30^\circ) \cup (150^\circ, 210^\circ)$. В такой постановке эксперимента можно пренебречь продольной поляризацией испускаемых квазиреальных фотонов. Матрицу плотности фотона можно записать в виде [4]:

$$\rho_\gamma = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \varepsilon \exp(2i\psi) \\ \varepsilon \exp(-2i\psi) & 1 \end{pmatrix}, \tag{7}$$

где

$$\varepsilon = \left(1 - 2 \frac{|\mathbf{q}|^2}{q^2} \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right)^{-1}, \tag{8}$$

$q^2 = q_0^2 - \mathbf{q}^2 = (k - k')^2$ – квадрат переданного 4-импульса, ψ – угол между компланарной плоскостью реакции и плоскостью рассеяния электрона.

Из выражения (7) следует, что при рассеянии неполяризованного электрона квазиреальный фотон будет линейно-поляризован перпендикулярно плоскости рассеяния, при этом его линейная поляризация $P_l^\gamma = \varepsilon$, а циркулярная поляризация $P_c^\gamma = 0$. Для вычисления среднего (по спектру рассеянных электронов) значения $\bar{\varepsilon}$ линейной поляризации квазиреальных фотонов был использован метод Монте-Карло. С помощью этого метода мы усреднили параметр по экспериментальной кинематической области Φ , используя инклюзивное дифференциальное сечение реакции $ed \rightarrow e'pp\pi^-$.

$$\bar{\varepsilon} = \int_{\Phi} \varepsilon(E', \theta_e) \frac{d^3\sigma}{dE' d\cos(\theta_e)} dE' d\cos(\theta_e) \times \left(\int_{\Phi} \frac{d^3\sigma}{dE' d\cos(\theta_e)} dE' d\cos(\theta_e) \right)^{-1}, \quad (9)$$

где E' – энергия рассеянного электрона. Выражение для инклюзивного дифференциального сечения $d^3\sigma/dE'd\omega_e$ (в котором мы пренебрегли вкладом продольной поляризации виртуального фотона) было взято из работы [5]. Кинематическая область Φ определяется угловым захватом ливневых детекторов и интервалом (2200 – 2500) МэВ регистрации инвариантных масс $pp\pi^-$ -системы. Очевидно, что расчет $\bar{\varepsilon}$ по формуле (9) может быть выполнен только с помощью численных методов, наиболее подходящим из которых является метод Монте-Карло. Используя этот метод было найдено, что в кинематических условиях эксперимента среднее значение $\bar{\varepsilon}$ линейной поляризации квазиреальных фотонов равно 0.81.

Отметим, что если рассеянные электроны не регистрируются, то матрицу плотности (7) необходимо усреднить по углу ψ в интервале $(0, 2\pi)$. В этом случае ее недиагональные компоненты обращаются в ноль, и в результате мы получим матрицу плотности неполяризованного фотона. В кинематических условиях данного эксперимента матрицу плотности (7) необходимо усреднить по ψ в диапазоне $(-60^\circ, 60^\circ) \cup (120^\circ, 240^\circ)$. В результате мы получим усредненную матрицу плотности квазиреального фотона:

$$\langle \rho_\gamma \rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \langle \varepsilon \rangle \\ \langle \varepsilon \rangle & 1 \end{pmatrix}, \quad (10)$$

где $\langle \varepsilon \rangle = (6\sqrt{3}/8\pi)\varepsilon \approx 0.41\varepsilon$. Матрице плотности (10) соответствуют значения усредненной поляризации фотона: $\langle P_l^\gamma \rangle = \langle \varepsilon \rangle$ и $\langle P_c^\gamma \rangle = 0$. Таким образом, мы исследовали асимметрию реакции, в которой и пучок фотонов и дейтронная мишень являются поляризованными.

Матрица плотности поляризованного дейтрона может быть записана следующим образом [16]:

$$\rho_{m_d m_{d'}}^d = \frac{1}{\sqrt{3}} (-)^{1-m_d} \times \sum_{I=0,2} \sum_{M=-I}^I \hat{I} \begin{pmatrix} 1 & 1 & I \\ m_{d'} & -m_d & M \end{pmatrix} \times P_I^d \exp(-iM\varphi_H) d_{M0}^I(\theta_H), \quad (11)$$

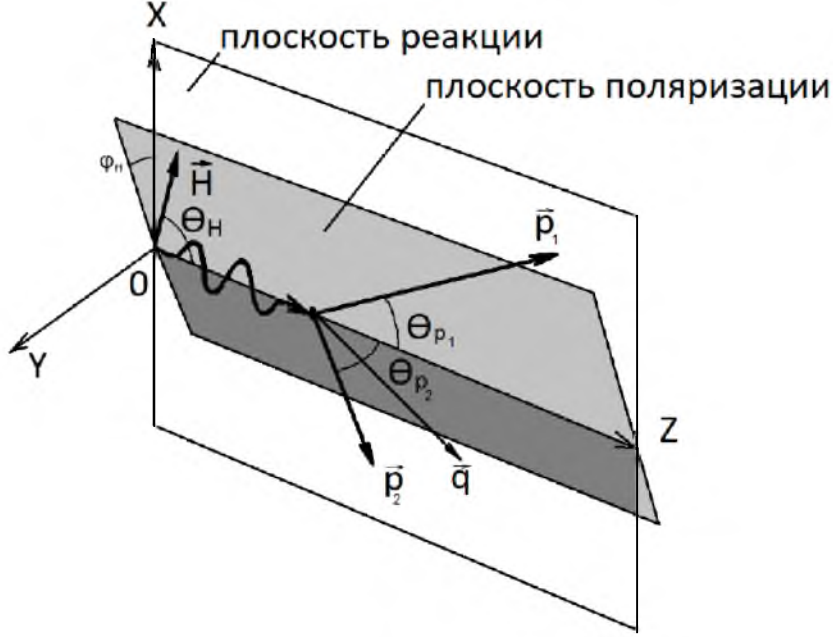


Рис. 2 – Кинематика реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ в компланарной геометрии.

где $\hat{I} = \sqrt{2I+1}$ и параметры поляризации P_I^d :

$$P_I^d = \delta_{I0} + \sqrt{\frac{3}{2}} P_z \delta_{I1} + \frac{1}{\sqrt{2}} P_{zz} \delta_{I2}. \quad (12)$$

В выражении (12), векторная и тензорная поляризация дейтрона P_z и P_{zz} могут быть представлены в виде:

$$P_z = p_1 - p_{-1}, \quad P_{zz} = 1 - 3p_0, \quad (13)$$

где p_m , $m = 0, \pm 1$ есть вероятность нахождения дейтрона в состоянии с проекцией спина m на ось квантования. В нашем случае векторная поляризация дейтрона P_z была равна нулю.

В зависимости от знака тензорной поляризации дейтрона и азимутального угла вектора напряженности магнитного поля $\mathbf{H}$ все зарегистрированные компланарные события реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ можно отнести к одному из четырех поляризационных типов: $(P_{zz}^+, \varphi_H = 0)$, $(P_{zz}^+, \varphi_H = \pi)$, $(P_{zz}^-, \varphi_H = 0)$ и $(P_{zz}^-, \varphi_H = \pi)$. Асимметрия, полученная из экспериментальной статистики, определяется соотношением:

$$A = \frac{3}{8} \cdot \frac{N_{\varphi_H=0}^+ - N_{\varphi_H=0}^- - N_{\varphi_H=\pi}^+ + N_{\varphi_H=\pi}^-}{P_{zz}^+ \cdot (N_{\varphi_H=0}^- + N_{\varphi_H=\pi}^-) - P_{zz}^- \cdot (N_{\varphi_H=0}^+ + N_{\varphi_H=\pi}^+)}, \quad (14)$$

где $N_{\varphi_H=0}^+$, $N_{\varphi_H=0}^-$, $N_{\varphi_H=\pi}^+$ и $N_{\varphi_H=\pi}^-$ – выход реакции для соответствующих поляризационных состояний.

Асимметрию (14) можно выразить через три поляризационных наблюдаемых:

– компонента T_{21} тензорной анализирующей способности реакции;

- компонента T_{21}^l коэффициента корреляции линейной поляризации фотона и тензорной поляризации дейтрона;
 - фотонная асимметрия Σ :
- Используя соотношение (5), получим:

$$A = \frac{3}{8} \cdot \frac{T_{21} + \langle P_l^\gamma \rangle \cdot T_{21}^l}{1 + \langle P_l^\gamma \rangle \cdot \Sigma}, \quad (15)$$

Результаты измерения асимметрии представлены на рисунке 3. В нижней части рисунков приведена систематическая ошибка. Основной вклад в систематическую ошибку вносит неопределенность измерения степени поляризации дейтериевой мишени.

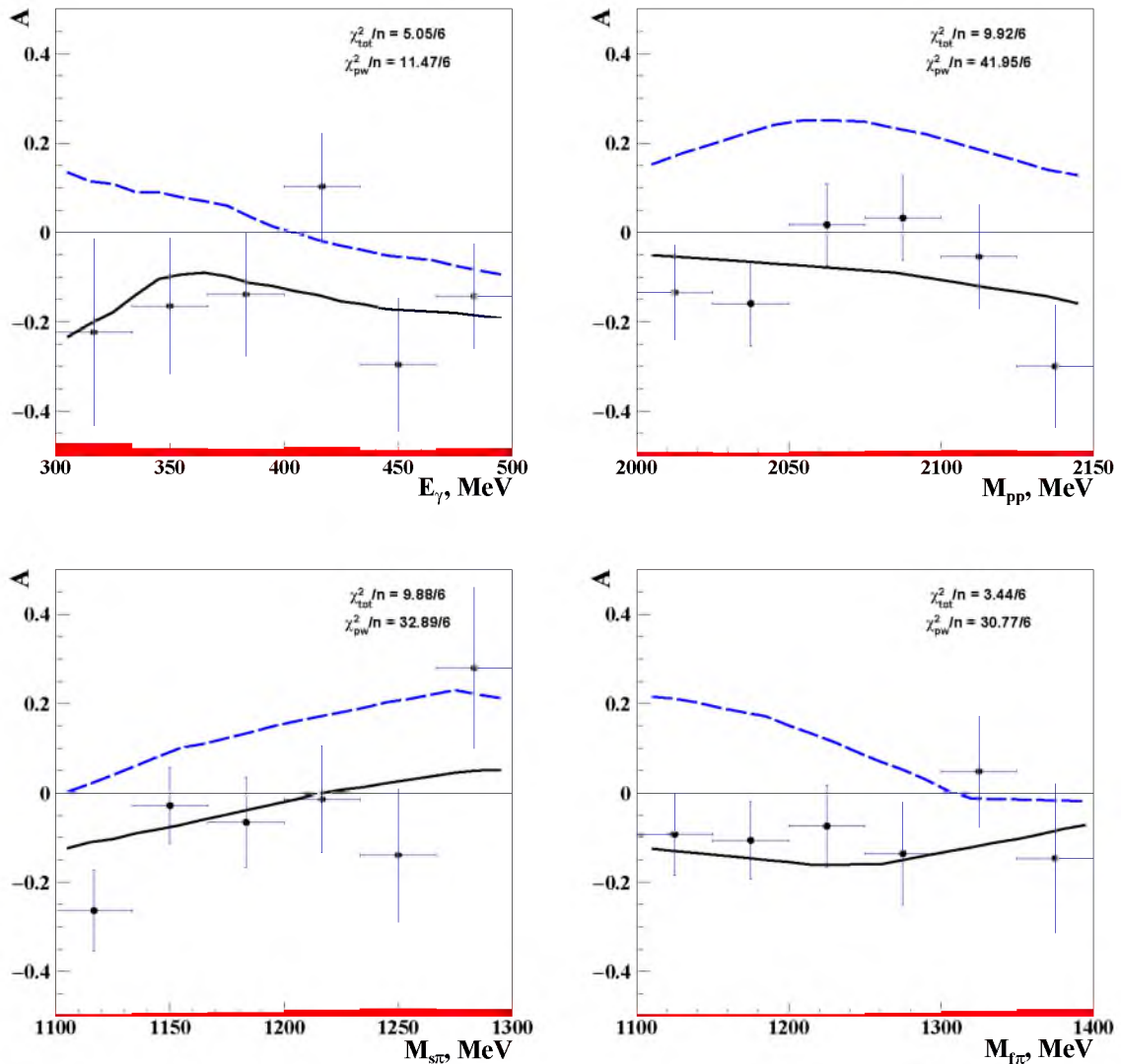


Рис. 3 – Результаты измерения двойной поляризационной асимметрии для $\vec{\gamma} \vec{d} \rightarrow pp\pi^-$. Представлены значения асимметрии $A(14)$ как функции энергии фотонов E_γ и значений инвариантной массы pp и $p\pi^-$ систем. Штриховая кривая – результаты моделирования в импульсном приближении, сплошная кривая – результаты моделирования в импульсном приближении с учетом πN и NN перерассеяния.

Для прямого сравнения экспериментальных данных и теоретических предсказаний было проведено статистическое моделирование реакции $\gamma d \rightarrow p p \pi^-$ методом Монте-Карло. В качестве независимых кинематических переменных нами были использованы энергия фотона E_γ , углы вылета двух протонов $\theta_1, \varphi_1, \theta_2, \varphi_2$ и импульс одного из протонов. После розыгрыша шести независимых кинематических переменных вычислялись спиральные амплитуды реакции $\gamma d \rightarrow p p \pi^-$, которые затем свертывались с матрицей плотности тензорно-поляризованного дейтрона и матрицей плотности линейно-поляризованного фотона. Подробное описание амплитуды реакции фоторождения пиона на дейтроне, которая была использована для моделирования в настоящей работе, можно найти в работе [6]. Амплитуда содержит вклады диаграмм импульсного приближения, пион-нуклонного и нуклон-нуклонного перерасcеяния. Элементарная амплитуда фоторождения пиона на отдельном нуклоне была взята из работы [7]. Она учитывает вклады борновских диаграмм в s , u и t -каналах, вклад нуклонных резонансов $P_{33}(1232)$, $P_{11}(1440)$, $D_{13}(1520)$, $S_{11}(1535)$, $F_{15}(1680)$, $D_{33}(1700)$ в s и u -каналах и вклад векторных мезонов ρ , ω в t -канале. Элементарная амплитуда пион-нуклонного взаимодействия была взята из работы [8]. В ней учтены вклады борновских диаграмм в s , u и t -каналах, вклад векторных мезонов в t -канале и вклад нуклонного резонанса $P_{33}(1232)$ в s и u -каналах. Учет нуклон-нуклонного перерасcеяния был реализован с помощью феноменологического описания NN -амплитуды. Были учтены известные экспериментальные фазовые сдвиги низших парциальных волн: 1S_0 , 3P_0 , 3P_1 , 3P_2 , 3F_2 , 1D_2 , 3F_3 , 1G_4 , значения которых были взяты из работы [9]. При расчете амплитуды реакции фоторождения пиона на дейтроне была использована дейтронная волновая функция парижского потенциала. Матрица плотности тензорно-поляризованного дейтрона с одинаковой вероятностью $1/4$ могла соответствовать одному из четырех поляризационных состояний дейтериевой мишени. Матрица плотности фотона определялась выражением (10). Далее вычислялось дифференциальное сечение (5). После этого, в соответствии с методом Неймана, происходил отбор или отбраковка события. Всего было отобрано 3×10^6 моделированных событий, что на три порядка превышает число событий, отобранных при обработке экспериментальных данных с учетом ограничения некомпланарности. Извлечение асимметрии A из моделированных событий было в точности аналогичным ее извлечению из экспериментальных событий, что делало возможным прямое сравнение экспериментальных и моделированных результатов.

Как видно из рисунка (3), поведение экспериментально измеренной асимметрии A находится в удовлетворительном согласии с результатами моделирования. Видно, что учет пион-нуклонного и нуклон-нуклонного перерасcеяния приводит к заметному улучшению между экспериментом и теорией. Наименьшее согласие между результатами измерения и моделирования наблюдается для больших значений инвариантных масс $M_{p_s \pi}$ и M_{pp} .

Одной из причин различия в поведении измеренной и моделированной асимметрии A является то, что при больших импульсах обоих протонов используемая амплитуда [6] не исчерпывает всех возможных механизмов реакции. Заметим, что вклад механизма образования двух пионов на нуклоне с последующим поглощением одного пиона вторым нуклоном оказывается малым

в нашей кинематической области. Это связано с тем, что эффективная масса двух протонов, образованная в этом случае в результате ΔN -взаимодействия, в подавляющем количестве экспериментальных событий оказывается меньше суммы масс Δ -изобары и нуклона. Для улучшения согласия эксперимента и теории может оказаться полезным учет двухчастичных механизмов взаимодействия фотона с дейтроном, а также учет вклада изобарной компоненты дейтрона в рамках кварковой модели [10] и возможность описания дейтрона на основе новых механизмов взаимодействия нуклонов на малых расстояниях.

Вторая причина – это слишком бедная статистика тройных совпадений, которую удалось использовать для извлечения асимметрии. Как следствие, слишком большая статистическая ошибка не позволяет провести более детальное сравнение результатов измерения и моделирования. Уменьшить статистическую ошибку можно несколькими способами: увеличить время набора экспериментальной статистики, оптимизировать электронику, увеличить толщину мишени.

В эксперименте имелось лишь четыре поляризационных состояния фотонного пучка и дейтронной мишени. Это количество поляризационных состояний позволило нам выделить только асимметрию (15) которая представляет собой комбинацию трех поляризационных наблюдаемых T_{21} , Σ и T_{21}^l . Для выделения какой-либо двойной поляризационной наблюдаемой из набора T_{21}^c , T_{22}^c , T_{20}^l , T_{21}^l , T_{22}^l требуется не менее восьми поляризационных состояний фотонного пучка и дейтронной мишени. Это количество поляризационных состояний планируется достичь в будущих двойных поляризационных экспериментах на электрон-позитронном накопителе ВЭПП-3.

Третья глава посвящена измерению T_{20} , T_{21} и T_{22} компонент тензорной анализирующей способности для реакций $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ и $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$.

Общая схема эксперимента показана на рисунке 4. Были смонтированы две детектирующие системы, каждая из которых состояла из верхнего и нижнего плеча, регистрирующего на совпадение две частицы. Нижние плечи состояли из трековых камер и сцинтилляционных детекторов, предназначенных для регистрации заряженных частиц. Верхние плечи состояли только из сцинтилляционных детекторов: тонкого счетчика для разделения заряженных и незаряженных частиц и набора толстых сцинтилляторов, установленных на расстоянии примерно 3 метра от мишени.

Экспериментальная статистика, использовавшаяся для извлечения T_{20} , T_{21} и T_{22} компонент тензорной анализирующей способности реакций $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ и $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ была выделена из детектирующей системы №2.

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 мониторинга и определения средней степени тензорной поляризации дейтериевой мишени внутри накопительной ячейки.

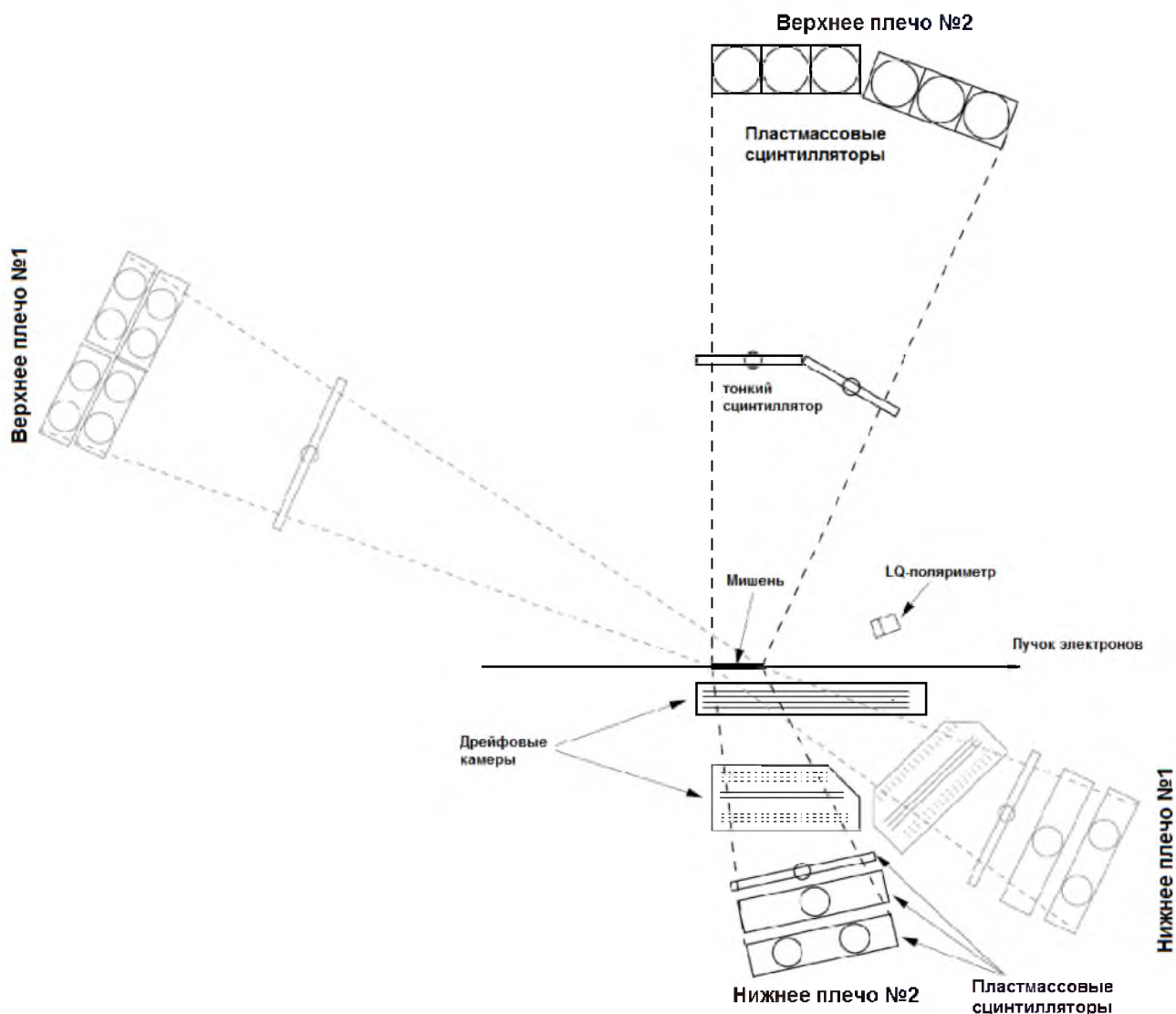


Рис. 4 – Общая схема эксперимента.

Сцинтилляционный детектор нижнего плеча №2, предназначенный для регистрации протонов, состоял из трех сцинтилляторов, уложенных в три слоя. Первый слой имел толщину 2 см и поперечные размеры 23.5 см × 50 см. Протоны, теряющие свою энергию в первом слое, идентифицировались по времени пролета и ионизационным потерям в этом сцинтилляторе. Следующие два слоя имели толщину по 12 см и поперечные размеры 27.5 см × 50 см и 35 см × 50 см (рис. 4). Диапазон регистрации по энергии протонов зависел от сцинтиллятора, в котором протон полностью остановился. Для первого слоя кинетическая энергия протона лежала в пределах (20 – 50) МэВ, для второго – (50 – 145) МэВ, для третьего – (145 – 200) МэВ. Основным детектор верхнего плеча №2 состоял из шести сцинтилляторов, выложенных в один слой вплотную друг к другу. Среднее расстояние от каждого сцинтиллятора до мишени составляло примерно 3 метра. Размеры каждого сцинтиллятора – 20 см × 20 см × 100 см (см рис. 4). Между основным детектором и мишенью, на расстоянии около 1.5 метра, был расположен тонкий сцинтилляционный счетчик, имеющий толщину 1 см. Его функция – разделение

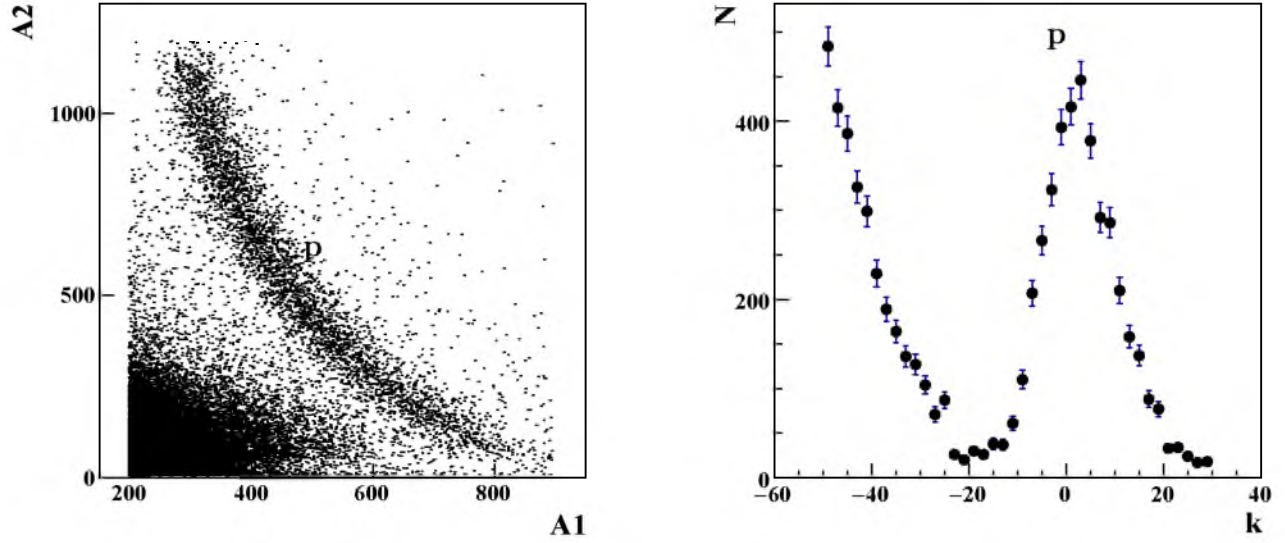


Рис. 5 – Слева: Распределение событий по световыходу в первом и втором сцинтилляторах. Справа: распределение по параметру идентификации

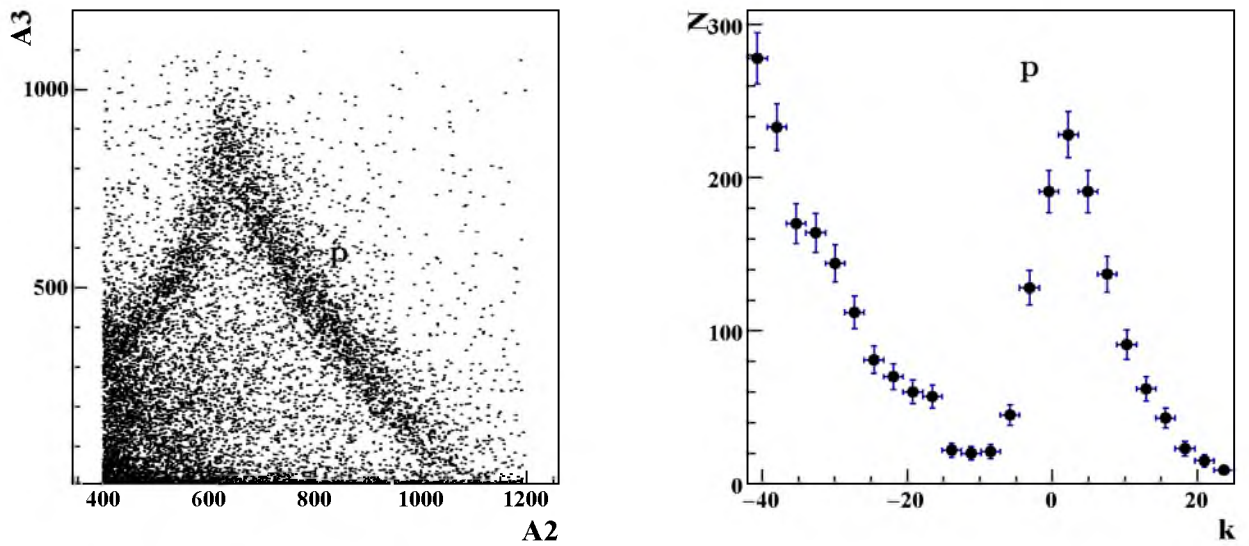


Рис. 6 – Слева: распределение событий по световыходу во втором и третьем сцинтилляторах. Справа: распределение по параметру идентификации

заряженных и нейтральных частиц. Протоны, остановившиеся во втором или третьем сцинтилляторе, идентифицировались по распределению световыходов с двух следующих друг за другом сцинтилляторов. На рисунке 5 слева показана зависимость световыхода A_2 во втором сцинтилляторе от световыхода A_1 в первом сцинтилляторе для случая $A_3 = 0$ (условие полной потери энергии протонов во втором сцинтилляторе). Справа приведено распределение по параметру идентификации для протонов. Параметр идентификации

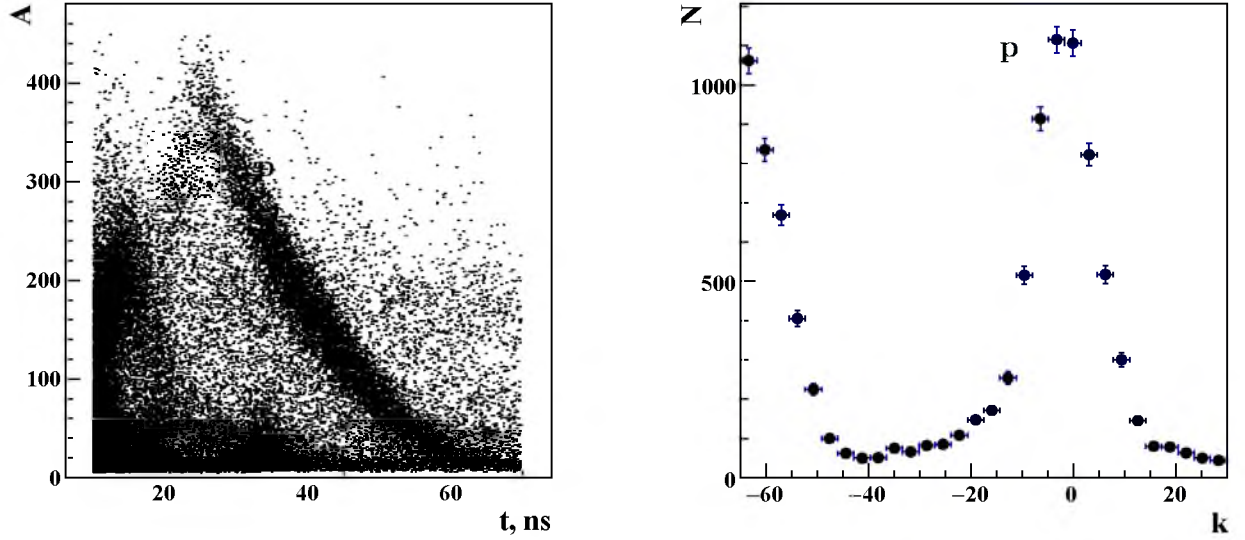


Рис. 7 – Слева: распределение событий по времени пролета и световыходу в основном детекторе верхнего плеча. Справа: распределение по параметру идентификации. Оба распределения получены для потерянной энергии в тонком счетчике $\Delta E > 7$ МэВ.

k рассчитывался для каждого события и представляет собой расстояние от каждой точки с координатами (A_2, A_1) до кривой, описывающей центр тяжести “протонные дорожки”.

На рисунке 6 слева показана зависимость световыхода A_3 в третьем сцинтилляторе от световыхода A_2 во втором. Справа приведено распределение по параметру идентификации для протонов. В данном случае отделить события, соответствующие “протыканию” протонами третьего сцинтиллятора от событий, где протоны полностью теряют свою энергию во втором сцинтилляторе, не представляется возможным для $A_3 > 650$. Поэтому события, для которых $A_3 > 650$, отбраковывались.

В верхнем плече идентификация протонов осуществлялась благодаря зависимости времени пролета до основного детектора от светосбора (см. рисунок 7). При этом, для отделения от нейтронов, накладывалось дополнительное условие: потерянная энергия в тонком сцинтилляторе $\Delta E > 7$ МэВ. Моделирование с использованием GEANT4 показало, что для $\Delta E > 7$ МэВ неотделимый фон нейтронов составляет менее 1%. В качестве генератора исходных событий использовался генератор GENBOS, разработанный в JLAB. Повышение ΔE с целью снизить неотделимый фон от нейтронов приводило к значительному уменьшению количества зарегистрированных протонов.

Энергия протонов в нижнем плече определялась по световыходу в сцинтилляторе, где протон остановился. Для получения зависимости между энергией протона и светосбором в сцинтилляторе было проведено моделирование с использованием программного пакета GEANT4. Удельный световыход определялся через удельные потери энергии при ионизации по формуле

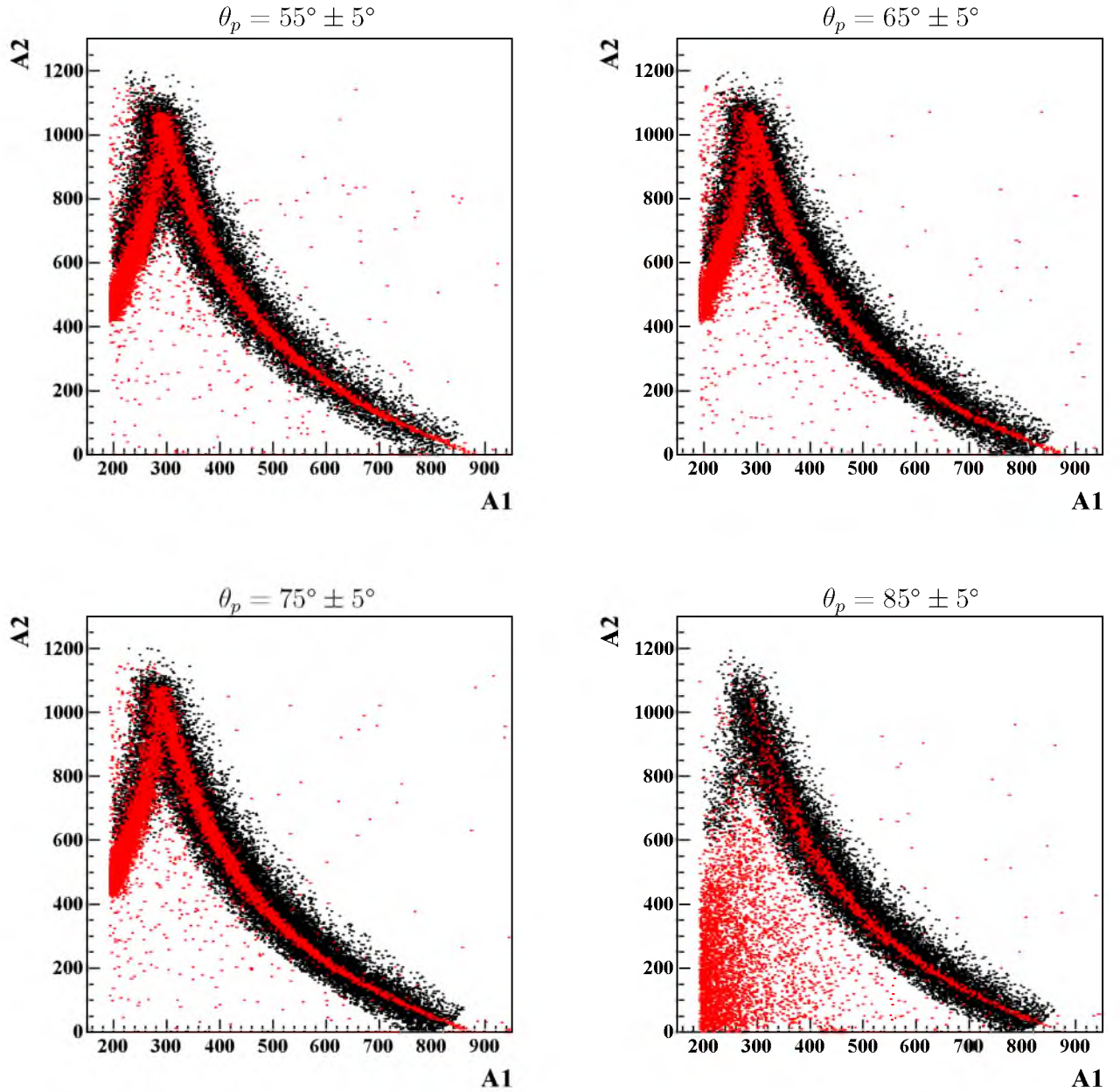


Рис. 8 – Распределение по световыходу в первом и втором сцинтилляторе. Красные точки – результат моделирования. Черные – эксперимент.

Биркса с поправкой Чу:

$$\frac{dL}{dE} = \left[1 + k_1 \left(\frac{dE}{dx} \right) + k_2 \left(\frac{dE}{dx} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (16)$$

где dL – световыход от потерянной энергии dE при прохождении расстояния dx . Здесь k_1 и k_2 – подгоночные коэффициенты.

Следующим шагом производилась подгонка коэффициентов k_1 и k_2 под экспериментально измеренные световыходы и затем определялась функциональная зависимость между начальной энергией протона и световыходом с сцинтиллятора. Были получены следующие значения для коэффициентов:

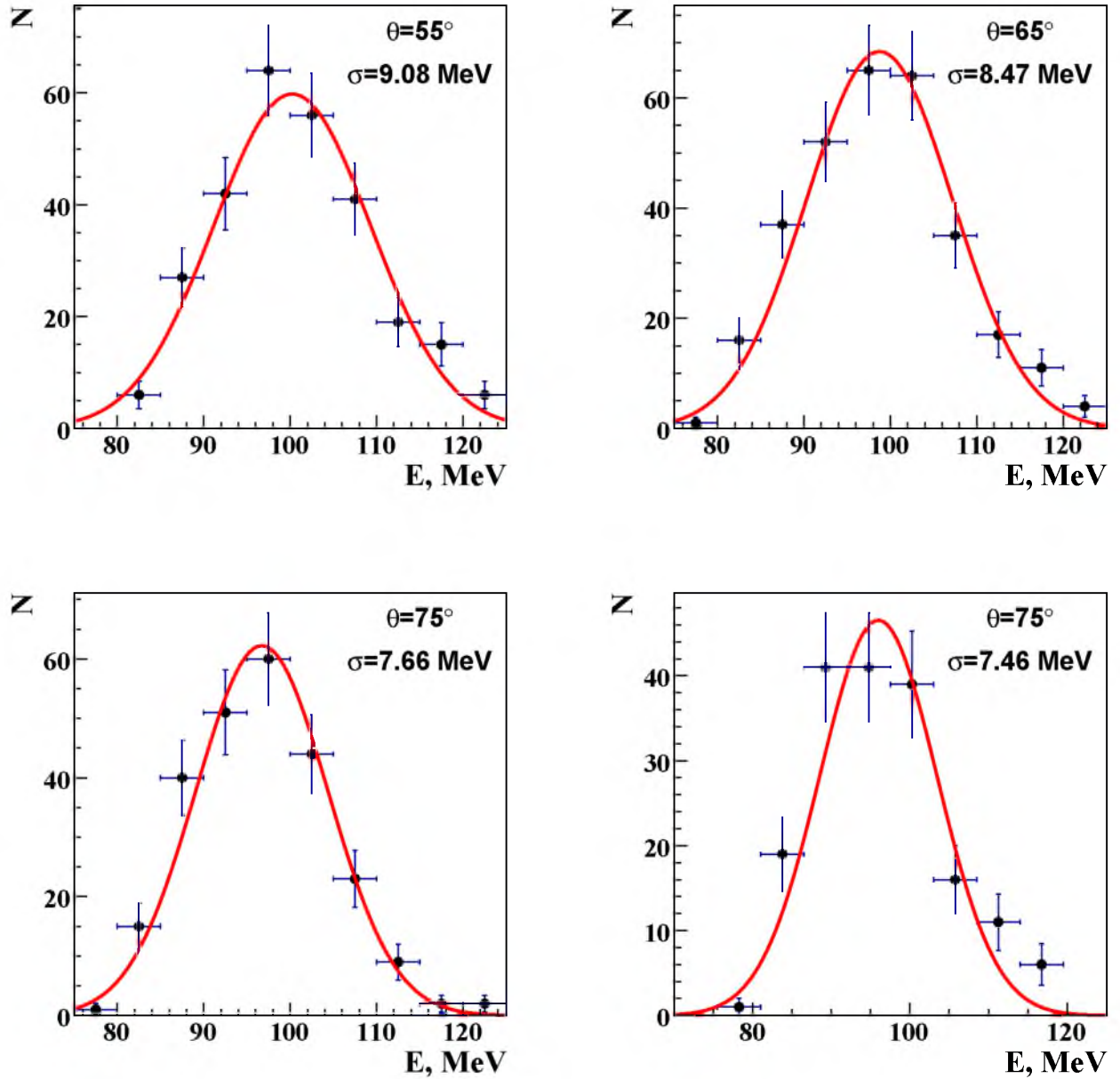


Рис. 9 – Оценка погрешности измерения энергии для протонов во втором сцинтилляторе.

$k_1 = 0.011 \pm 0.0001$ и $k_2 = 0.000008 \pm 0.0000001$. На рис. 8 приведены подогнанные экспериментальные и расчетные распределения световых выходов в первом и втором сцинтилляторах для разных полярных углов вылета протонов. Оценка точности измерения энергии протонов была проделана для разных полярных углов вылета протонов. Для протонов, полностью теряющих свою энергию во втором сцинтилляторе, точность была не хуже 10%, для третьего сцинтиллятора – не хуже 5%. Для идентификации и измерения кинетической энергии протонов и нейтронов в верхнем плече использовалась время-пролетная методика – измерялось время пролета частиц от мишени до сцинтилляторов. Чтобы обеспечить максимально возможную точность измерения времени, сцинтилляторы верхнего плеча были установлены на максимально далеком расстоянии от мишени ($L \approx 3$ м). Чтобы откалибровать временную

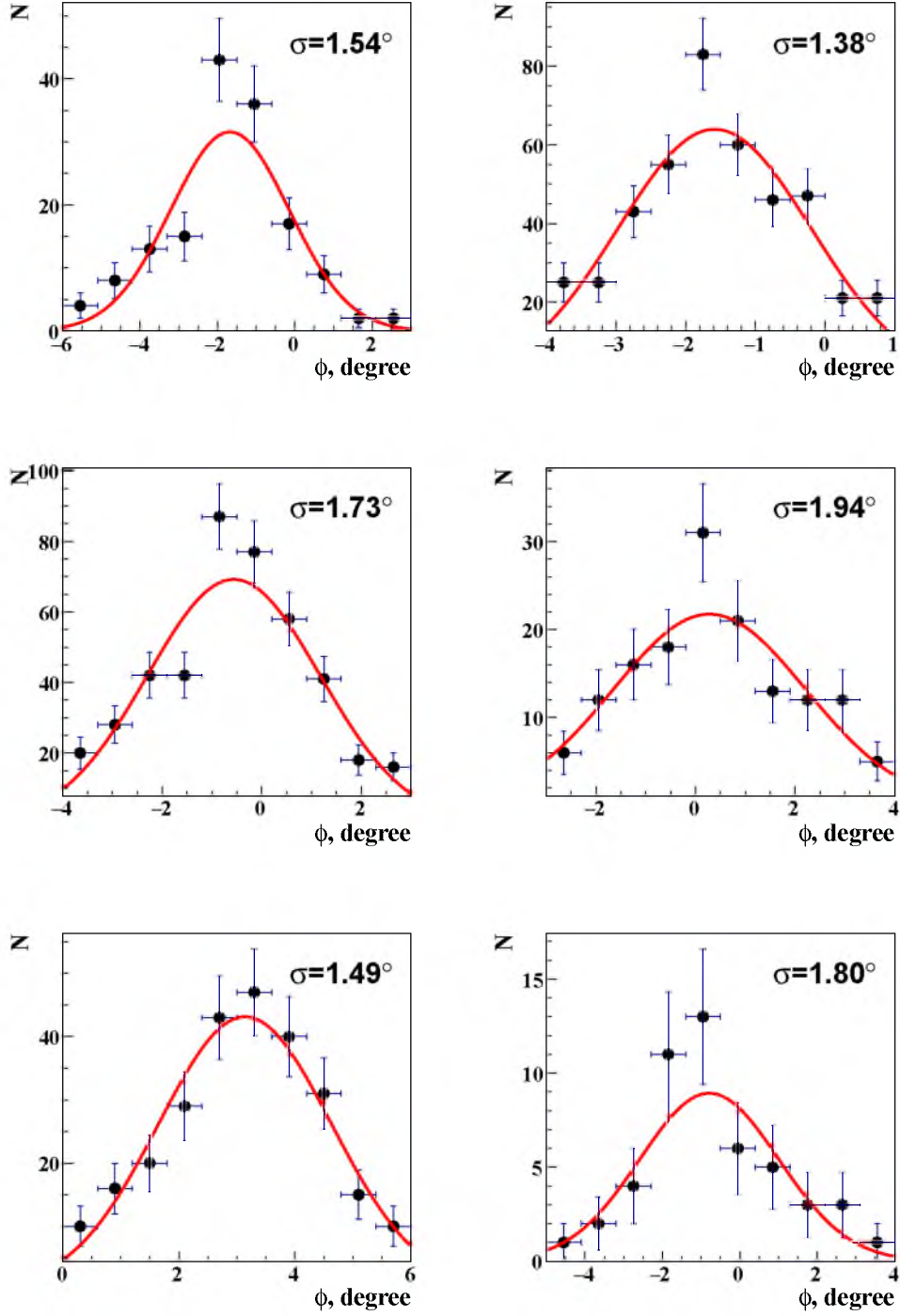


Рис. 10 – Оценка точности измерения азимутального угла вылета частиц в верхнем плече для каждого из детекторов.

шкалу, выделялся пик гамма-квантов, который соответствует времени пролета ≈ 10 нс для каждого сцинтиллятора верхнего плеча. Измеряя время пролета t , можно определить кинетическую энергию нейтрона из формулы:

$$E_n = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \cdot M_n. \quad (17)$$

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 $(2 - 4)\%$.

Кинетическая энергия протонов определялась по такому же принципу:

$$E_p = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \cdot M_p \cdot K(t), \quad (18)$$

где $K(t)$ – коэффициент, определяемый из моделирования с использованием GEANT4. Погрешность измерения энергии протонов с учетом точности определения коэффициента $K(t)$ была не хуже 6%.

Для определения азимутального угла вылета частиц 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. Погрешность определения азимутального угла вылета частиц таким методом зависит от точности измерения времени и не превышает $\sigma_\phi = 2.0^\circ$ (рис. 10). Полярный угол вылета θ определялся средним полярным углом сцинтиллятора, где была зарегистрирована частица.

Для реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ 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 было ввести дополнительный критерий идентификации. В качестве этого критерия использовалось значение эффективной недостающей массы M_x , определяемой как:

$$M_x^2 = (P_{ed} - P_{pn})^2, \quad (19)$$

где P_{ed} – 4-импульс начальной системы $e + d$, $P_{pn} = P_p + P_n$ – 4-импульс протон-нейтронной системы. На рис. 11 приведено распределение по эффективной недостающей массе M_x , восстановленной по измеренным 4-импульсам протона и нейтрона. Вся приведенная экспериментальная статистика разбита на две части: $P_{pn}^\perp < 18$ МэВ/с и $P_{pn}^\perp > 18$ МэВ/с. Здесь $P_{pn}^\perp$ – поперечная составляющая импульса системы $p + n$, определяемая как:

$$P_{pn}^\perp = \sqrt{(P_p^X + P_n^X)^2 + (P_p^Y + P_n^Y)^2}, \quad (20)$$

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. 11 соответствует $P_{pn}^\perp < 20$. Это условие соответствует компланарности протона и нейтрона, то есть главным образом событиям реакции фоторасщепления дейтрона $\gamma d \rightarrow pn$. Для оценки компланарности ($P_{pn}^\perp < 18$ 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

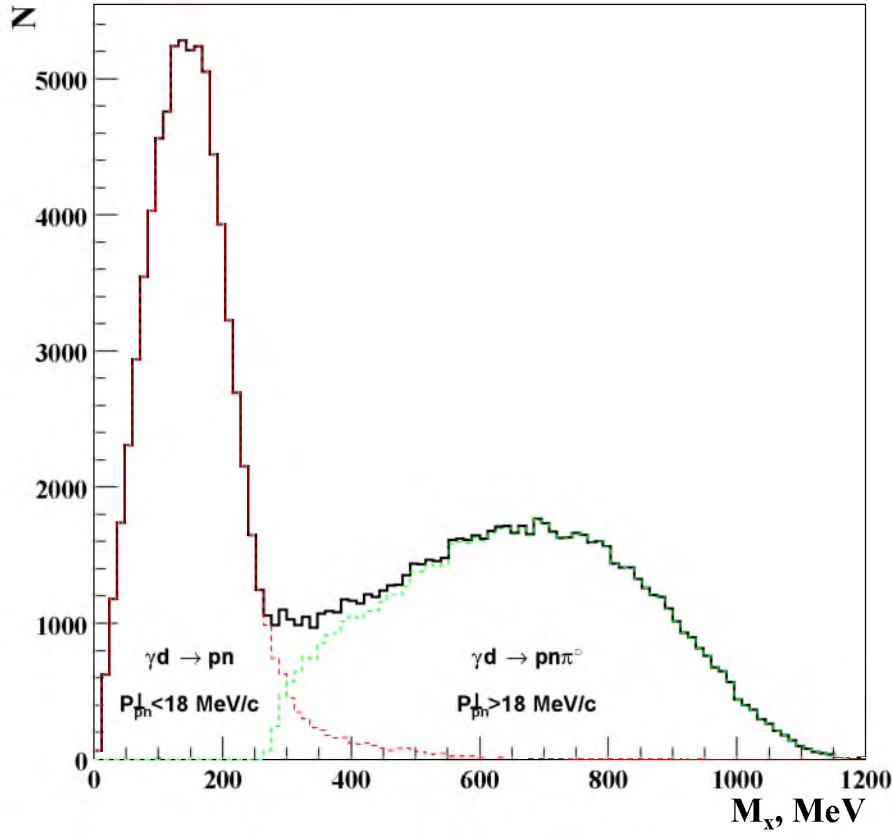


Рис. 11 – Распределение событий по недостающей массе для протон-нейтронных совпадений. Левая часть распределения соответствует $\gamma d \rightarrow pn$, правая – $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$.

генератора событий фотореакций на дейтроне GENBOS. Моделирование показало, что вклад компланарных событий реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ не превышает 0.3%. Как видно из рис. 11, для $M_x > 400$ МэВ фоновый вклад событий реакции $\gamma d \rightarrow pn$ в отобранную экспериментальную статистику не превышает 3.0%.

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 $\gamma d \rightarrow pn\pi^+\pi^-$. Анализ экспериментальных данных по измерению сечения реакции двойного фоторождения нейтральных пионов на дейтроне [11, 12] 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 экспериментальные данные 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. Результаты моделирования показывают, 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.

Для реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ единственным фоновым процессом является реакция $\gamma d \rightarrow pp\pi^-\pi^0$, где также на совпадении могут быть зарегистрированы два протона. Аналогичным образом было проведено моделирование с использованием программного пакета GEANT4 и генератора GENBOS, которое показало, что в исследуемой кинематической области неотделимый фон от процесса $\gamma d \rightarrow pp\pi^-\pi^0$ не превышает 1.2% в отобранную статистику, соответствующую событиям реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$.

Тензорные наблюдаемые исследуемой реакции извлекались из асимметрий экспериментальных выходов. Экспериментальная тензорная асимметрия, обусловленная переключением знака тензорной поляризации мишени P_{zz} , определяется соотношением

$$a^T = \frac{\sqrt{2}(N^+ - N^-)}{(P_{zz}^+ N^- - P_{zz}^- N^+)}, \quad (21)$$

где N^+ (N^-) – число зарегистрированных событий при поляризации мишени P_{zz}^+ (P_{zz}^-) соответственно.

В данном эксперименте тензорная асимметрия измерялась для трех ориентаций ведущего магнитного поля, соответствующих величинам полярного угла $\theta_H = 180^\circ$, $\theta_H = \arccos(1/\sqrt{3}) \approx 54.7^\circ$, $\theta_H = \pi - \arccos(1/\sqrt{3}) \approx 125.3^\circ$, при этом азимутальный угол ϕ_H оставался близким к 0° во всех трех случаях. При этих условиях, в соответствии с формулами (5) и (21), мы получим систему трех уравнений для однозначного извлечения всех трех компонент тензорной анализирующей способности:

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

Результаты измерения T_{2M} для $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ представлены на рисунке 12. Для каждой точки показана статистическая ошибка и интервал усреднения. В нижней части рисунков приведена систематическая ошибка для выбранного интервала усреднения. Для вычисления амплитуды реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ использовалась модель, описанная в работе [13]. В рамках этой модели были учтены вклады квазисвободного фоторождения пиона на дейтроне, нуклон-нуклонного перерассеяния и пион-нуклонного перерассеяния. В качестве элементарной амплитуды фоторождения пиона на нуклоне использовалась амплитуда модели MAID2007. Для вычисления вклада NN -перерассеяния использовался парижский нуклон-нуклонный потенциал и учитывались все парциальные волны вплоть до 3D_3 . Волновая функция дейтрона также вычислялась в модели с парижским потенциалом. Для учета вклада πN -перерассеяния использовалось сепарабельное представление πN -взаимодействия и учитывались все парциальные волны вплоть до орбиталь-

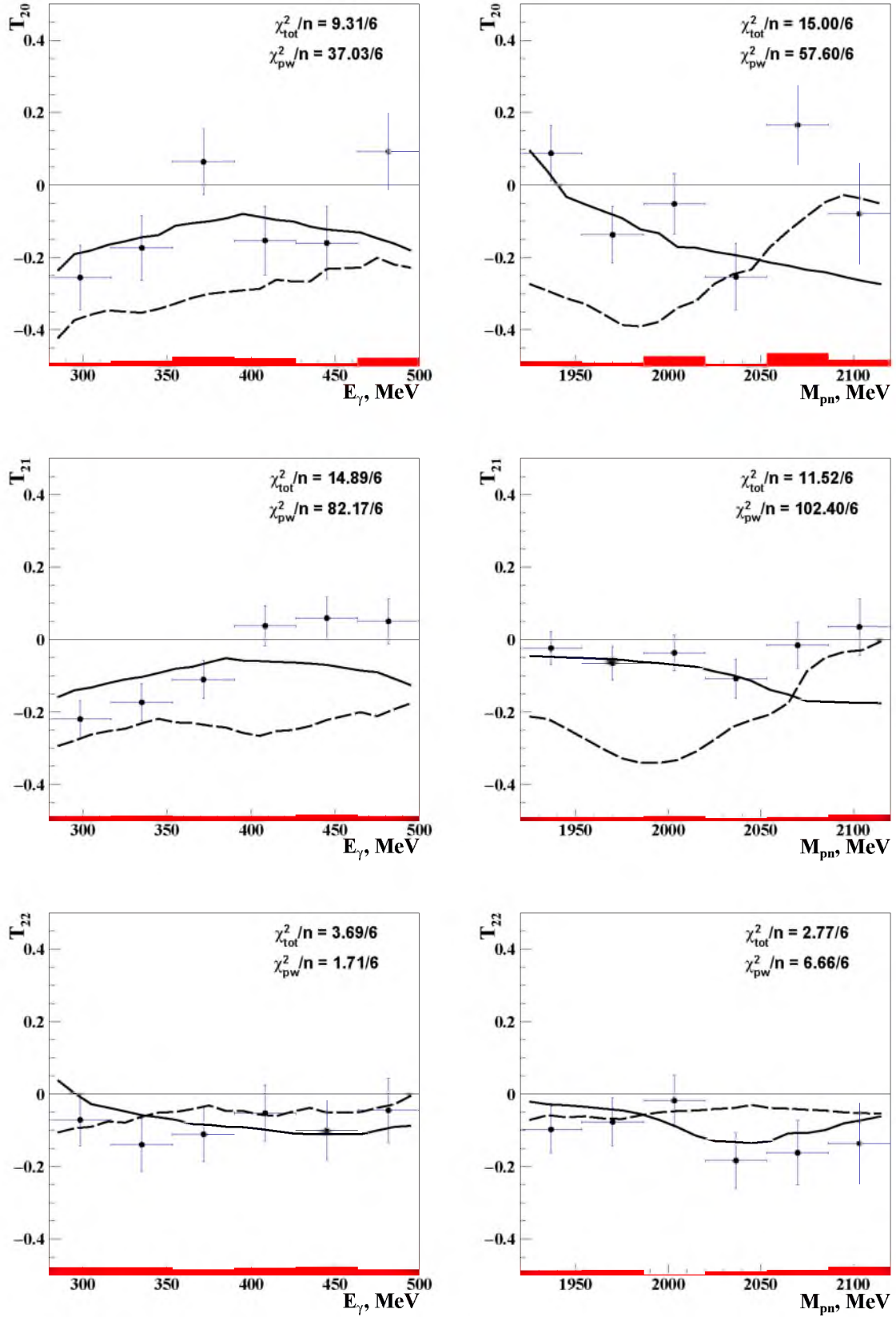


Рис. 12 – Зависимость T_{20} , T_{21} и T_{22} компонент тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ от E_γ и M_{pn} . Штриховые кривые – результаты моделирования в импульсном приближении, сплошные кривые получены с учетом πN и NN перерассеяния.

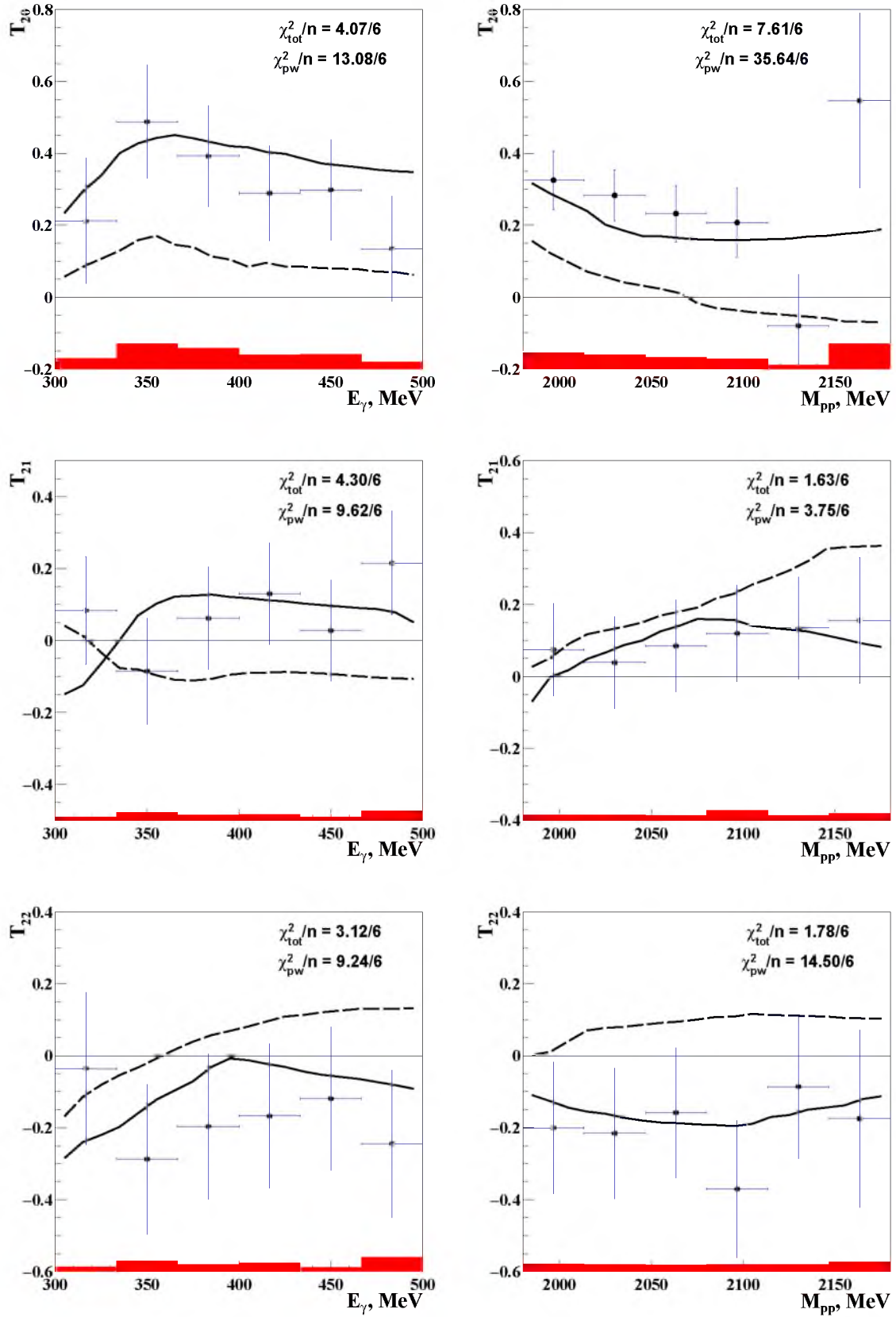


Рис. 13 – То же что на Рис. 12 для реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$.

ного момента $l = 2$. Вычисленная амплитуда реакции свертывалась с матрицей плотности тензорно-поляризованного дейтрона. Сопоставление экспериментальных данных и результатов статистического моделирования пока-

зывает, что учет перерасеяния значительно улучшает согласие между экспериментом и теорией. Наименьшее расхождение между результатами эксперимента и моделированием наблюдается для компоненты T_{22} . В то же время, удовлетворительное описание зависимостей компоненты T_{21} в рамках используемой модели наблюдается только для энергий фотонов меньших 450 МэВ и для инвариантных масс $p\pi$ -подсистемы, лежащих в интервале (1920 – 2020) МэВ.

Результаты измерения T_{2M} для $\gamma d \rightarrow p p \pi^-$ представлены на рисунке 13. Для каждой точки показана статистическая ошибка и интервал усреднения. В нижней части рисунков приведена систематическая ошибка для выбранного интервала усреднения.

Как видно из рисунков, поведение T_{2M} компонент в целом находится в неплохом согласии с результатами моделирования в импульсном приближении с учетом πN и NN перерасеяния. Наибольшее расхождение имеется в поведении T_{20} компоненты для инвариантной массы $M_{pp} > 2120$ МэВ. Важно отметить, что учет πN и NN перерасеяния существенно улучшает согласие эксперимента и результатов моделирования.

Четвертая глава посвящена измерению T_{20} компоненты тензорной анализирующей способности для реакции $\gamma d \rightarrow d \pi^0$. Общая схема экспери-

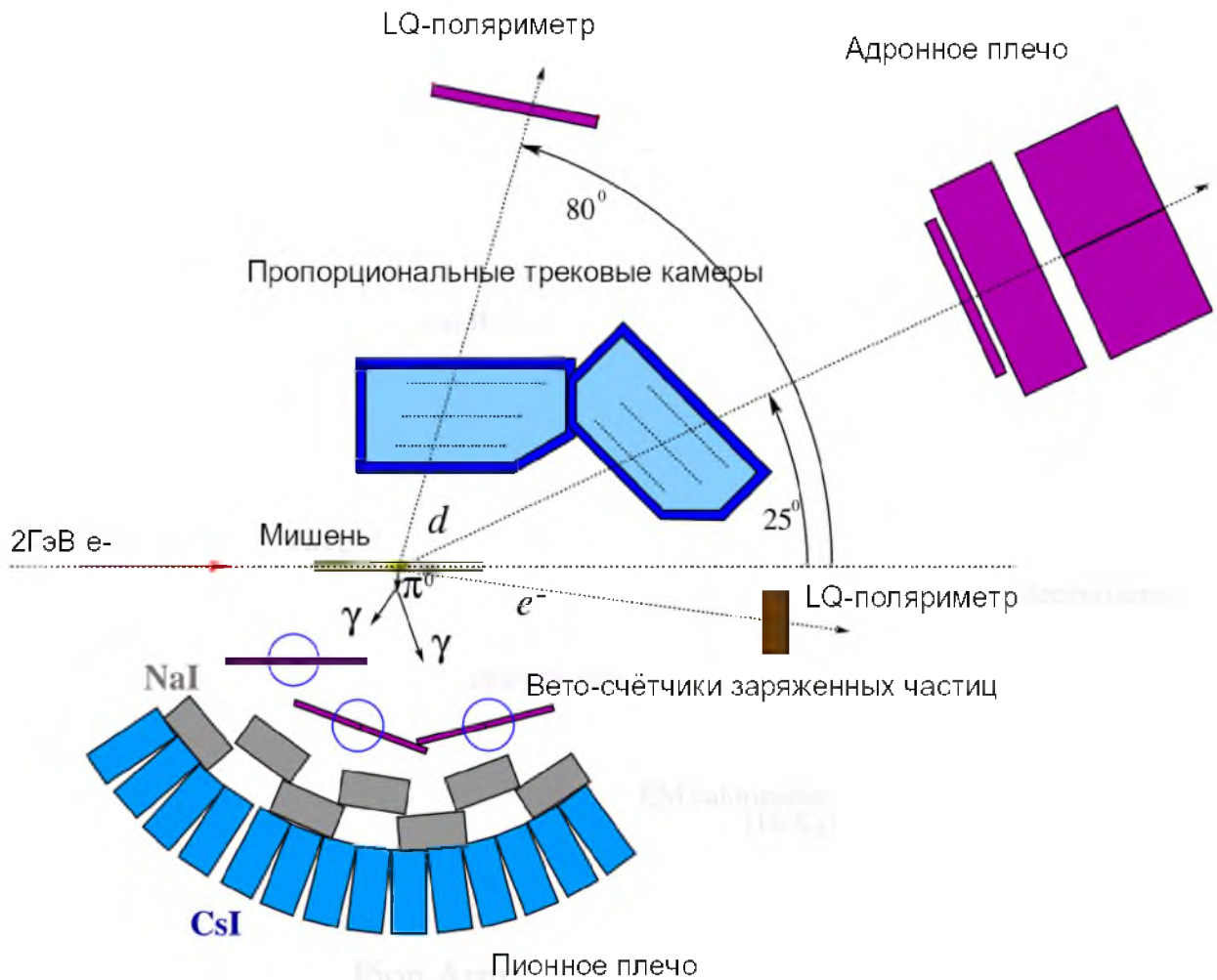


Рис. 14 – Общая схема детектирующей системы эксперимента.

мента приведена на рисунке 14. Как видно, имеются две детектирующие системы. Первая система (основной детектор) была ориентирована на регистрацию γd совпадений, что соответствует событиям реакции $\gamma d \rightarrow d\pi^0$. Дейтроны регистрировались верхним сцинтилляционным детектором, состоявшим из трех сцинтилляторов. Толщина первого, расположенного ближе к мишени (≈ 1 м), сцинтиллятора составляла 2 см, второго – 12 см, третьего – 20 см. Каждый сцинтиллятор имел два ФЭУ, по одному с торца. Диапазон полярных углов регистрации дейтронов – $\theta_d = 15 - 45$ градусов, азимутальных – $\phi_d = \pm 30^\circ$. В данной работе для получения искомого результата использовались события, где дейтроны полностью теряли свою энергию в первом или втором сцинтилляторе. В этих условиях энергия дейтронов 20 – 180 МэВ. Полярный и азимутальный углы вылета дейтронов определялись с помощью трековых камер. Один или два гамма-кванта от распада нейтрального пиона регистрировались электромагнитным калориметром, состоящим из 152 кристаллов CsI, установленных на четырнадцать специально изготовленных подставках – “линейках”, и 14 кристаллов NaI. Калориметр перекрывал полярный угол $\Theta_\gamma = 50 - 150$ градусов. Размеры кристаллов: CsI – $60 \times 60 \times 150$ мм, NaI – $55 \times 115 \times 300$ мм. Суммарная толщина кристаллов составляла 10 радиационных длин. Перед калориметром были установлены тонкие пластмассовые сцинтилляционные счетчики для отбраковки заряженных частиц. Вторая детектирующая система (LQ-поляриметр) была ориентирована на регистрацию ed совпадений, что соответствует событиям реакции упругого рассеяния электронов на дейтроне. Дейтроны регистрировались сцинтилляционным детектором, расположенным под средним полярным углом 80 градусов. Для регистрации электронов использовался секционированный сэндвич, средний полярный угол регистрации электронов был равен 10 градусов. Данные с этой детектирующей системы были использованы для определения степени поляризации мишени. По итогам проведенного эксперимента средняя степень поляризации мишени составила $P_{zz}^+ = 0.42 \pm 0.02$ и $P_{zz}^- = -0.72 \pm 0.03$.

Главными фоновыми частицами при идентификации дейтронов являются протоны. В случае, когда частицы останавливаются в первом сцинтилляторе, дейтроны от протонов удобно отделять по зависимости времени пролета от световыхода. Для случая, когда частицы пробивают первый сцинтиллятор и останавливаются во втором, такая методика плохо работает. Это связано со значительным ухудшением относительного временного разрешения для таких частиц, поскольку кинетическая энергия значительно выше. В этом случае анализировалась зависимость световыхода во втором сцинтилляторе от световыхода в первом сцинтилляторе. Далее, для идентификации событий реакции $\gamma d \rightarrow d\pi^0$ было получено распределение по восстановленной массе для дейтронов, которая определялась из времени пролета и кинетической энергии дейтронов по формуле:

$$M = \frac{2 \cdot T \cdot t^2}{L^2}, \quad (23)$$

где T – кинетическая энергия дейтрона, t – время пролета от мишени до сцинтиллятора, L – расстояние от мишени до сцинтиллятора. Аналогичное распределение по восстановленной массе было получено в результате моделирования эксперимента с использованием программного пакета GEANT4 и ге-

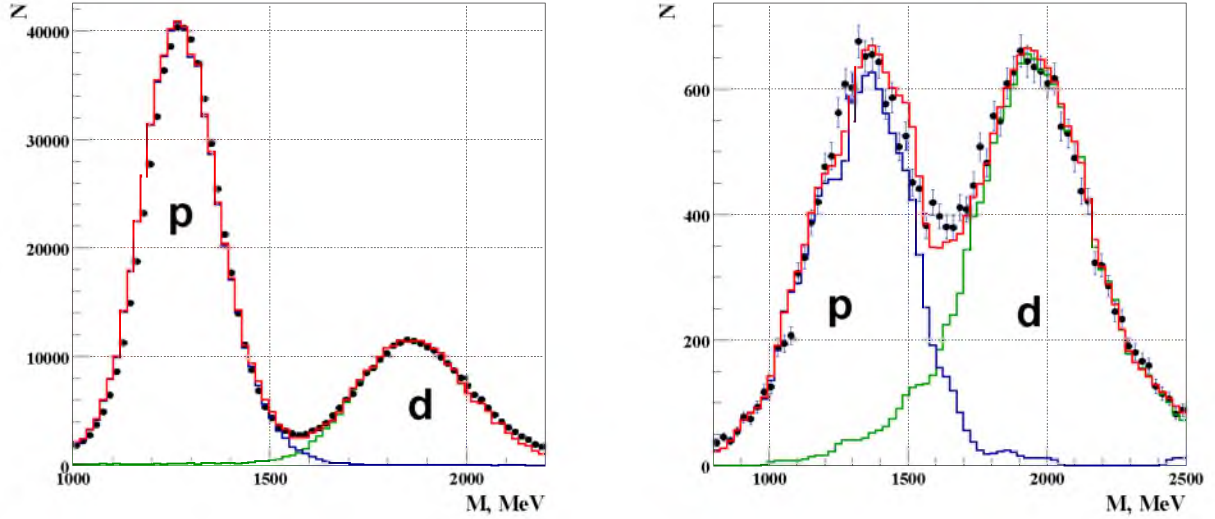


Рис. 15 – Распределение по восстановленной массе дейтронов. Слева – для первого сцинтиллятора, справа – для второго. Точки – эксперимент. Красная гистограмма – результаты моделирования в GEANT4 с генератором фотореакций GENBOS. Зеленая гистограмма – реакция $\gamma d \rightarrow d\pi^0$. Синяя гистограмма – фоновые реакции.

нератора фотореакций GENBOS. На рисунке 15 показаны совмещенные распределения по восстановленной массе дейтрона. Как видно, моделирование практически полностью совпадает с экспериментальными результатами. Одна из причин неполного совпадения – это отсутствие в генераторе GENBOS фоновой реакции $\gamma d \rightarrow d\pi^0\pi^0$. Для получения таких распределений были подобраны условия, подавляющие фон от протонов. При этом оптимальная энергия, поглощаемая калориметром в нижнем плече для каждого события, лежала в пределах $100 \text{ МэВ} < E_{cal} < 400 \text{ МэВ}$, что соответствует регистрации одного или двух гамма-квантов от распада π^0 -мезона. Используя полученные распределения, неотделимый вклад событий фоновых процессов в отобранную экспериментальную статистику был оценен следующим образом: для дейтронов, зарегистрированных в первом сцинтилляторе, неотделимый фон составляет 1.8% при $M > 1650 \text{ МэВ}$, для дейтронов, зарегистрированных во втором сцинтилляторе – 5.2% при $M > 1600 \text{ МэВ}$.

Для оценки неотделимого фона от реакции $\gamma d \rightarrow d\pi^0\pi^0$ было проведено дополнительное моделирование с использованием GEANT4, где данные для генератора процесса $\gamma d \rightarrow d\pi^0\pi^0$ были взяты из работы [14]. Выбор именно этого источника связан с тем, что теоретические предсказания с [14] хорошо согласуются с экспериментальными результатами, полученными относительно недавно в ELPN [15]. Результаты моделирования показывают, что неотделимый фон от реакции $\gamma d \rightarrow d\pi^0\pi^0$ в отобранную экспериментальную статистику составляет 2.3%.

Дифференциальное сечение когерентного фоторождения нейтрального пиона можно записать следующим образом [16]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{3}{4}} P_z \sin(\theta_H) \sin(\phi_H) T_{11}(E_\gamma, \theta_\pi^{\text{cm}}) + \right. \\ \left. + \sqrt{\frac{1}{2}} P_{zz} \left[\frac{3 \cos^2(\theta_H) - 1}{2} T_{20}(E_\gamma, \theta_\pi^{\text{cm}}) + \right. \right. \\ \left. + \sqrt{\frac{3}{8}} \sin(2\theta_H) \cos(\phi_H) T_{21}(E_\gamma, \theta_\pi^{\text{cm}}) + \right. \\ \left. \left. + \sqrt{\frac{3}{8}} \sin^2(\theta_H) \cos(2\phi_H) T_{22}(E_\gamma, \theta_\pi^{\text{cm}}) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (24)$$

где P_z и P_{zz} – векторная и тензорная поляризация дейтериевой мишени соответственно, T_{11} – векторная анализирующая способность, T_{20} , T_{21} и T_{22} – компоненты тензорной анализирующей способности реакции. Угол θ_H – полярный угол ориентации внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$, ϕ_H – угол между плоскостью поляризации (определена импульсом налетающего фотона и ветром магнитного поля) и плоскостью реакции.

В нашем случае на протяжении всего времени накопления экспериментальной статистики значения углов были равны $\theta_H \approx 0^\circ$ и $\phi_H \approx 90^\circ$. Таким образом, значение T_{20} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow d\pi^0$ определяется выражением:

$$T_{20} = \sqrt{2} \frac{N^+ - N^-}{P_{zz}^+ N^- - P_{zz}^- N^+}, \quad (25)$$

где $N^+(N^-)$ число событий, соответствующих поляризации $P_{zz}^+(P_{zz}^-)$.

В нашем случае рассеянный электрон, вызывающий реакцию, не регистрировался. Однако в такой постановке эксперимента в подавляющем числе событий полярный угол рассеяния электрона близок к нулю. Таким образом, реакцию электророждения мы рассматриваем как фоторождение квази-реальными фотонами. Полагая полярный угол рассеяния электрона равным нулю, и измеряя углы вылета и энергию дейтрона, мы можем полностью восстановить кинематику реакции $\gamma d \rightarrow d\pi^0$. В частности, восстановленная энергия налетающего фотона и полярный угол вылета пи-мезона в системе центра масс определяются соотношениями:

$$E_\gamma = \frac{E_d M_d + M_\pi^2/2}{P_d \cos \theta_d - E_d}, \quad (26)$$

$$\theta_\pi^{\text{cm}} = \pi - \arctg \left(\frac{\sin \theta_d}{\gamma^{\text{cm}} (\cos \theta_d - \beta^{\text{cm}} (E_d + M_d)/P_d)} \right), \quad (27)$$

где

$$P_d = \sqrt{E_d(E_d + 2M_d)}, \quad (28)$$

$$\beta^{\text{cm}} = E_\gamma / (E_\gamma + M_d), \quad (29)$$

$$\gamma^{\text{cm}} = (E_\gamma + M_d) / \sqrt{M_d(M_d + 2E_\gamma)}. \quad (30)$$

Точность восстановления энергии налетающего фотона E_γ и полярного угла вылета пи-мезона в системе центра зависит от того, в каком сцинтилляторе зарегистрирован дейтрон и составляет: 8 МэВ и 2.5° для первого сцинтиллятора, 20 МэВ и 1.5° для второго сцинтиллятора.

Результаты измерения T_{20} приведены на рисунке 16. Для каждой точки показана статистическая ошибка и интервал усреднения. В нижней части рисунков приведена систематическая ошибка. Полученные экспериментальные результаты сравниваются с теоретическими расчетами.

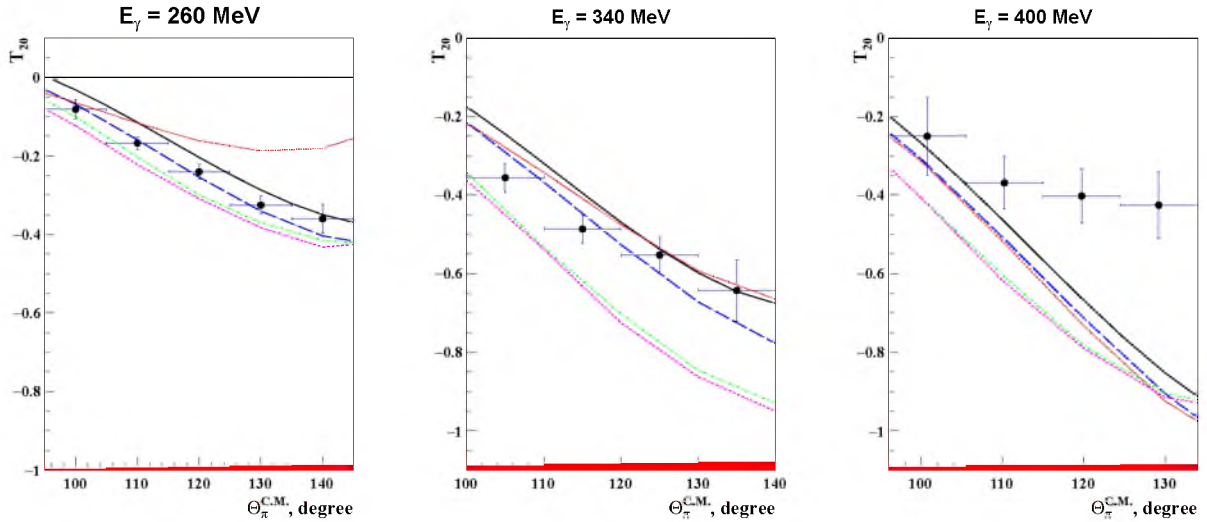


Рис. 16 – Зависимость T_{20} для $\gamma d \rightarrow d\pi^0$ от $\Theta_\pi^{c.m.}$. Кривыми представлены результаты модельных расчетов из работ [17] (синяя штриховая кривая), [18] (черная сплошная кривая), [19] (красная пунктирная кривая), [20] (сиреневая штриховая кривая) и [21] (зеленая штрих-пунктирная кривая).

Как видно, наиболее точное описание результатов измерения для энергии фотона 260 МэВ наблюдается для моделей А. Фикса и М. Левчука [17,18]. Значительное расхождение для энергии фотона 260 МэВ можно наблюдать только с результатами расчетов в рамках модели [19]. Амплитуда реакции в [17–19] рассчитывалась в плосковолновом приближении (PWIA) с использованием реалистичных моделей для оператора фоторождения пиона и волновой функции дейтрона. В модели М. Левчука [18] был использован мультипольный анализ SAID для оператора фоторождения пиона, а для волновой функции дейтрона был использован боннский NN -потенциал. В расчетах А. Фикса [17], был использован мультипольный анализ MAID2007 совместно с парижским NN -потенциалом для расчета взаимодействия между конечными нуклонами. Модель [19] также основана на PWIA, в которой использовался боннский NN -потенциал (полная модель) для волновой функции дейтрона и анализ MAID2007 для элементарной амплитуды фоторождения пиона. Экспериментальные данные для энергии фотонов 340 МэВ также хорошо описаны в рамках моделей [17–19]. Однако в этом случае экспериментальные данные и результаты расчетов, выполненных в рамках моделей [20,21], демонстрируют систематическое расхождение. Модель [20] основана на непертурбативном

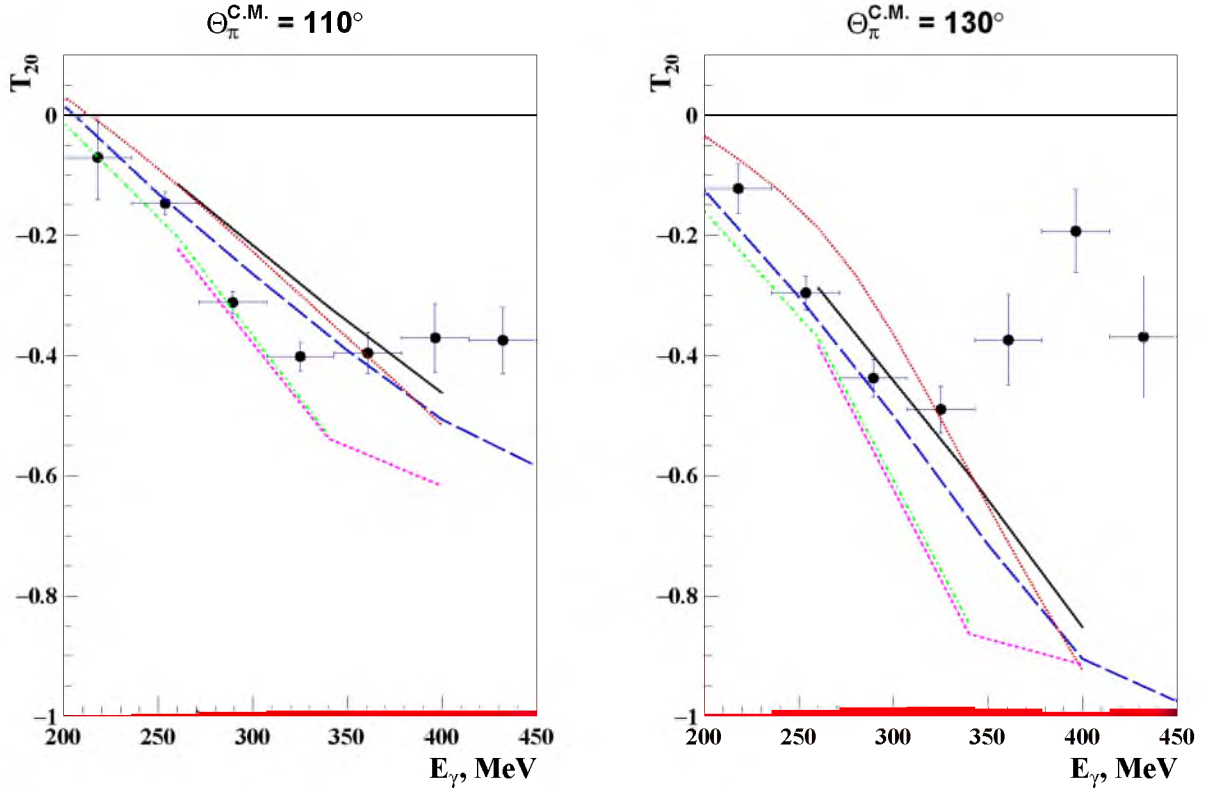


Рис. 17 – Зависимость T_{20} для $\gamma d \rightarrow d\pi^0$ от E_γ для двух значений угла $\Theta_\pi^{c.m.}$.
Обозначения кривых те же, что на Рис. 16.

анализе с учетом двухчастичных и трехчастичных каналов. В модели [21] использовалось микроскопическое описание в импульсном пространстве, а взаимодействие в конечном состоянии учитывалось в приближении многократного рассеяния.

На рисунке 17 показана зависимость компоненты T_{20} от энергии фотона при двух фиксированных полярных углах вылета пиона в системе центра масс. Как видно, существует вполне удовлетворительное согласие между экспериментальными данными и теоретическими предсказаниями вплоть до энергии фотонов $E_\gamma < 320$ МэВ. С ростом энергии и увеличением угла появляется систематическое отклонение теоретических предсказаний от результатов эксперимента. При энергии фотонов $E_\gamma = 400$ МэВ в области углов $\theta = 130^\circ$ результаты теории по абсолютной величине более чем в три раза превышают измеренные значения.

В **заключении** приведены основные результаты работы:

1. Проведен анализ экспериментальных данных по измерению двойной поляризационной асимметрии реакции $\vec{\gamma} \vec{d} \rightarrow pp\pi^-$. Из накопленной экспериментальной статистики выделены тройные epp совпадения. Проведена энергетическая калибровка сцинтилляционных детекторов для регистрации протонов. Полученные результаты измерения двойной поляризационной асимметрии сравниваются с теоретическими расчетами, выполненными в импульсном приближении с учетом взаимодействия между конечными частицами. В то время как простая модель квазисвободного

фотообразования мезонов не позволяет описать экспериментальные данные, включение в рассмотрение нуклон-нуклонного и пион-нуклонного перерассеяния приводит к значительному улучшению согласия теории и эксперимента.

2. Проведен анализ экспериментальных данных по измерению T_{20} , T_{21} и T_{22} компонент тензорной анализирующей способности реакций $\gamma \vec{d} \rightarrow pn\pi^0$ и $\gamma \vec{d} \rightarrow pp\pi^-$. Неотделимый фон от реакций двойного рождения пионов оценен при помощи моделирования с использованием программного пакета GEANT4 и генератора фотореакций GENBOS. Полученные результаты измерения компонент тензорной анализирующей способности сравниваются с теоретическими расчетами, выполненными в импульсном приближении. Из результатов видно, что учет нуклон-нуклонного и пион-нуклонного перерассеяния приводит к качественному согласию теории и эксперимента.
3. Измерены угловая и энергетическая зависимости T_{20} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma \vec{d} \rightarrow d\pi^0$ в диапазоне полярных углов вылета дейтронов $\theta_d = 15^\circ \div 45^\circ$ и энергий фотонов $E_\gamma = (200 \div 450)$ МэВ. Точности измерения T_{20} достаточно для частичной дискредитации теоретических расчетов. Оценка неотделимого фона осуществлялась с помощью программного пакета GEANT4 и генератора фотореакций GENBOS

Публикации автора по теме диссертации

1. Гаузштейн В.В. Measurement of the tensor analyzing power T_{20} for the reaction $\gamma d \rightarrow d\pi^0$ / V.V. Gauzshtein, E.M. Darwish, M.Y. Kuzin, et al. // *European Physical Journal A* – 2020. – V. 56 – P. 169.
2. Гаузштейн В.В. Measurement of the tensor analyzing power T_{20} of the reaction $\gamma d \rightarrow d\pi^0$ / V.V. Gauzshtein, M.I. Levchuk, A.Yu. Loginov, et al. // *International Journal of Modern Physics E* – 2020. – V. 29 – P. 2050011.
3. Гаузштейн В.В. 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, et al. // *Nuclear Physics A* – 2019. – V. 986 – P. 75 – 85.
4. Гаузштейн В.В. Measurement of the tensor analyzing power for the reaction $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ / S.E. Lukonin, V.V. Gauzshtein, E.S. Karpenko, et al. // *International Journal of Modern Physics E* – 2019. – V. 28 – P. 1950010.
5. Гаузштейн В.В. Measurement of a double spin asymmetry in the photoproduction of π^- -mesons on deuterons / V.V. Gauzshtein, B.A. Lazarenko, A.Yu. Loginov, et al. // *European Physical Journal A* – 2018. – V. 54 – P. 167.
6. Гаузштейн В.В. Измерение компонент тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ / С.Е. Луконин, В.В. Гаузштейн, С.А. Зеваков, и др. // *Изв. ВУЗов. Физика.* – 2019. – Т. 62, № 2. – С. 62 – 67.

7. Гауштейн В.В. Измерение асимметрии фоторождения π^- -мезонов линейно-поляризованными фотонами на тензорно-поляризованных дейтронах / В.В. Гауштейн, С.А. Зеваков, М.И. Левчук, и др. // *Изв. ВУЗов. Физика.* – 2018. – Т. 61, № 1. – С. 105 – 111.
8. Гауштейн В.В. Measurement of the tensor analyzing power for the $\gamma d \rightarrow p p \pi^-$ reaction in the low energy range of protons / V.V. Gauzshtein, M.I. Levchuk, A.Yu. Loginov, et al. // *International Journal of Modern Physics E* – 2018. – V. 27 – P. 1850082.
9. Гауштейн В.В. Измерение компонент тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow p p \pi^-$ в области малых энергий протонов / В.В. Гауштейн, С.А. Зеваков, М.И. Левчук, и др. // *Изв. ВУЗов. Физика.* – 2018. – Т. 61, № 7. – С. 119.
10. Гауштейн В.В. Measurement of tensor analyzing powers of the incoherent pion photoproduction on a deuteron / V.V. Gauzshtein, A.V. Gramolin, B.A. Lazarenko, et al. // *Nuclear Physics A* – 2017. – V. 968 – P. 23.
11. Гауштейн В.В. Спектр виртуальных фотонов в реакции электророждения отрицательно заряженных пионов на дейтронах / В.В. Гауштейн, А.В. Грамолин, С.А. Зеваков, и др. // *Изв. ВУЗов. Физика.* – 2017. – Т. 60, № 7. – С. 85.
12. Гауштейн В.В. Measurement of tensor analyzing power T_{20} in coherent π^0 photoproduction on deuteron / I.A. Rachek, V.F. Dmitriev, R.R. Dusaev, et al. // *Few-Body Systems* – 2017. – V. 58 – P. 29.
13. Гауштейн В.В. Экспериментальное исследование компонент тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow p p \pi^-$ / В.В. Гауштейн, А.В. Грамолин, Б.И. Василишин, и др. // *Изв. ВУЗов. Физика.* – 2016. – Т. 59, № 6. – С. 100.
14. Гауштейн В.В. Измерение компонент тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow p p \pi^-$ при больших импульсах протонов / В.В. Гауштейн, С.А. Зеваков, А.Ю. Логинов, и др. // *Ядерная Физика* – 2015. – Т. 78, № 1-2. – С. 3.
15. Гауштейн В.В. Измерение компонент тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow p p \pi^-$ при больших импульсах протонов / С.А. Зеваков, В.В. Гауштейн, Р.А. Головин, и др. // *Известия Российской академии наук. Серия физическая.* – 2015. – Т. 79, № 7. – С. 958.
16. Гауштейн В.В. Когерентное фоторождение нейтрального пиона на тензорно-поляризованном дейтоне на накопителе ВЭПП-3 / С.А. Зеваков, В.В. Гауштейн, Р.А. Головин, и др. // *Известия Российской академии наук. Серия физическая.* – 2014. – Т. 78, № 7. – С. 826.
17. Гауштейн В.В. Измерение анализирующей способности реакции фоторождения отрицательно-заряженных пионов в области $\Delta(1232)$ -резонанса / В.В. Гауштейн, А.В. Грамолин, С.А. Зеваков, и др. // *Изв. ВУЗов. Физика.* – 2014. – Т. 57, № 9. – С. 36.

18. Гаузштейн В.В. Образование отрицательных заряженных пионов на дейтроне квазиреальными фотонами / В.В. Гаузштейн, Р.Р. Дусаев, А.Ю. Логинов, и др. // *Изв. ВУЗов. Физика*. – 2013. – Т. 56, № 8. – С. 25.

Список литературы

1. Dyug M.V., Lazarenko B.A., Mishnev S.I. et al. Deuterium Target Polarimeter at the VEPP-3 Storage Ring // *Nucl. Instr. and Meth. A* – 2005. – V. 536. – P. 344.
2. Phillips D.R., Wallace S.J. and Devine N.K. Electron-deuteron scattering in a current-conserving description of relativistic bound states: Formalism and impulse approximation calculations // *Phys. Rev. C* – 1998. – V. 58. – P. 2261.
3. 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.
4. Dombey N. Scattering of Polarized Leptons at High Energy // *Rev. Mod. Phys.* – 1969. – V. 105. – P. 1598.
5. Tamman M., Fix A. and Arenhovel H. Incoherent single pion electroproduction on the deuteron with polarization effects // *Phys. Rev. C* – 2006. – V. 74. – P. 044001.
6. А.Ю. Логинов, А.А. Сидоров и В.Н. Стибунов Влияние перерасcеяния на поляризационные наблюдаемые реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ в Δ -резонансной области // *Ядерная Физика* – 2000. – Т. 63, №. 3. – С. 478.
7. Garcilazo H. and Moya de Guerra E. A model for pion electro- and photoproduction from threshold up to 1 GeV // *Nucl. Phys. A*. – 1993. – V. 562. – P. 521.
8. Olsson, M.G and Osipowski E.T. Systematics of low-energy πN scattering // *Nucl. Phys. B*. – 1975. – V. 101. – P. 136.
9. MacGregor M.H., Arndt R.A. and Wright R.M. Determination of the nucleon-nucleon scattering matrix. VIII. (p,p) analysis from 350 to 750 MeV // *Phys. Rev.* – 1968. – V. 169. – P. 1149.
10. Smirnov Yu.F. and Tchuvil'sky Yu.M. Isobaric component of the deuteron in the quark model // *Journal of Physics G: Nuclear Physics* – 1978. – V. 4. – P. L1.
11. 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.
12. Kleber V., Achenbach P., Ahrens J. et al. Double π^0 -photoproduction from the deuteron // *Eur. Phys. J. A*. – 2000. – V. 9. – P. 1.

13. 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.
14. Fix A. and Arenhovel H. Double-pion photoproduction on nucleon and deuteron // Eur. Phys. J. A. – 2005. – V. 25. – P. 115.
15. Ishikawa T., Fujimura H., Fukasawa H. et al. First measurement of coherent double neutral-pion photoproduction on the deuteron at incident energies below 0.9 GeV // Phys. Lett. B. – 2017. – V. 772. – P. 398.
16. Arenhovel H. General formulae for polarization observables in two-body break-up of deuteron photodisintegration // Few-Body Systems – 1988. – V. 4. – P. 55.
17. Fix A., Arenhovel H. and Tammam M. Contribution of single pion electroproduction to the generalized Gerasimov-Drell-Hearn sum rule for the deuteron // Phys. Rev. C. – 2009. – V. 80. – P. 014001.
18. Schumacher M. and Levchuk M.I. Structure of the nucleon and spin-polarizabilities // Nucl. Phys. A. – 2011. – V. 858. – P. 48.
19. Al-Ghamdi H., Almogait E.S., Darwish E.M. and Abdel-Khalek S. Tensor analyzing power component T_{20} of the $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ process in the photon energy range from 200 to 400 MeV // Results in Physics – 2020. – V. 18. – P. 103238.
20. Wilhelm P. and Arenhovel H. Coherent pion photoproduction on the deuteron in the Δ resonance region // Nucl. Phys. A. – 1995. – V. 593. – P. 435.
21. Kamalov S.S., Tiator L. and Bennhold C. Elastic pion scattering on the deuteron in a multiple scattering model // Phys. Rev. C. – 1997. – V. 55. – P. 98.