

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ТОМСКИЙ
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

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»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Гаузштейн В.В.

Томск – 2020

Оглавление

	Стр.
Введение	3
Глава 1 Обзор реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$	7
1.1 Кинематика реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$	7
1.2 Теоретическое описание реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$	7
1.3 Экспериментальное извлечение компонент T_{20} , T_{21} и T_{22} . . .	13
Глава 2 Постановка эксперимента	15
2.1 Ускорительно-накопительный комплекс ВЭПП-3	15
2.2 Поляризованная газовая дейтериевая мишень	16
2.3 Общая схема эксперимента	23
2.4 Дрейфовые камеры	23
2.5 Сцинтилляторы для регистрации протонов и нейтронов	28
Глава 3 Анализ экспериментальных данных	29
3.1 Идентификация частиц	29
3.2 Восстановление энергии протонов	32
3.3 Определение энергии и углов вылета нейтронов	35
3.4 Разделение процессов $\gamma d \rightarrow pn$ и $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$	38
3.5 Оценка доли неотделимого фона реакций $\gamma d \rightarrow pn\pi^0\pi^0$ и $\gamma d \rightarrow pn\pi^+\pi^-$	40
Глава 4 Получение и обсуждение результатов эксперимента . . .	42
4.1 Расчет компонент тензорной анализирующей способности . .	42
4.2 Статистическое моделирование реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$	43
4.3 Сравнение полученных результатов с теоретическими расче- тами	46
Заключение	53
Литература	54

Введение

Актуальность работы.

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 [4–12] 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, начиная с ранних работ [13–15]. Взаимодействия частиц в конечном состоянии реакции (FSI) было исследовано в работах [16, 17] с использованием диаграммного подхода. Влияние эффектов FSI для фоторождения заряженных пионов на дейтроне оказалось намного меньшим чем для фоторождения нейтральных пионов. В работе [18] было достигнуто удовлетворительное согласие с экспериментальными данными для реакции фоторождения отрицательных пионов на дейтроне. Впоследствии в работе [19] хорошее согласие было достигнуто и с экспериментальными данными для реакции фоторождения нейтральных пионов на дейтроне, при этом в работе [19] был использован оператор фоторождения пиона на нуклоне предложенный в работе [15]. В работе [19] также было исследовано влияние NN и πN -перерасеяния на поляризационные наблюдаемые, дающие основной вклад в правило сумм Герасимова-Дрелла-Херна (ГДХ) для $n\pi\pi^0$ канала. В работе [20] 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 -перерасеяние в конечном состоянии реакции. Было подтверждено заметное влияние NN -перерасеяния и получено хорошее согласие с экспериментальными данными. В работе [21] было отмечено заметное влияние πN -перерасеяния в пороговой кинематической области реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$. Эффекты FSI для некогерентного фоторождения пионов на дейтроне также были изучены в работе [22]. В работе [23] 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 [24–28]. В работе [24] были исследованы анализирующие способности реакции по отношению к поляризации фотонного пучка и к поляризации дейтериевой мишени. В работе [25] была рассмотрена двойная (пучок-мишень) асимметрия реакции фоторождения пионов на дейтроне. В работах [24, 25] для описания амплитуды реакции было использовано импульсное приближение. Эффекты, связанные с взаимодействием частиц в конечном состоянии реакции

были учтены в работах [27, 28]. Наиболее полное исследование поляризационных наблюдаемых реакций $\gamma d \rightarrow \pi NN$ было выполнено в работах [29–32], в которых был использован модифицированный оператор фоторождения пиона на нуклоне и учтено NN и πN -перерасеяние 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 [33] и в области $E_\gamma < 500$ МэВ [34].

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

В **Главе 1** приведено теоретическое описание фоторождения π^0 -мезона на дейтроне, которое было использовано при моделировании для сравнения с результатами измерений. Подробно изложена методика экспериментального извлечения компонент T_{20} , T_{21} и T_{22} тензорной анализирующей способности.

Глава 2 посвящена описанию экспериментальной установки “ДЕЙТРОН”, где была накоплена исследуемая экспериментальная статистика.

В **Главе 3** подробно описан процесс анализа накопленной экспериментальной статистики: идентификация событий реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$, восстановление кинетической энергии протонов и нейтронов, оценка неотделимого фона реакций двойного рождения пионов на дейтроне с использованием GEANT4.

В **Главе 4** приводятся экспериментальные результаты измерения T_{20} , T_{21} и T_{22} в зависимости от энергии фотона и инвариантных масс, а также проведено сравнение результатов измерений с результатами статистического моделирования.

Для получения искомого результата 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.

Научная новизна:

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;

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.

Публикации:

Основные результаты данной диссертационной работы опубликованы в семи печатных работах, в том числе в пяти научных статьях и двух тезисах докладов.

Глава 1

Обзор реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$

1.1 Кинематика реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$

Для рассмотрения кинематики реакции некогерентного фоторождения π^0 -мезона на дейтроне $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ зададим четырехмерный импульс налетающего фотона $k\{\omega_\gamma, \mathbf{k}\}$ и дейтрона $d\{M_d, \mathbf{d}\}$, где ω_γ – энергия налетающего фотона, M_d – масса дейтрона.

Регистрация 4-х импульсов протона и нейтрона, а также законы сохранения энергии и импульса дают полное описание реакции:

$$\omega_\gamma + M_d = E_p + E_n + \omega_q \quad (1.1)$$

$$\mathbf{k} = \mathbf{p}_p + \mathbf{p}_n + \mathbf{q}, \quad (1.2)$$

где $(E_p, \mathbf{p}_p)$ – 4-х импульс протона, $(E_n, \mathbf{p}_n)$ – 4-х импульс нейтрона, $(\omega_q, \mathbf{q})$ – 4-х импульс π^0 -мезона.

$$\begin{aligned} \omega_\gamma &= \frac{\mathbf{p}^2 - A^2 + m_\pi^2}{2(p_z - A)} \\ q_x &= -p_x \\ q_y &= -p_y \\ q_z &= \omega_\gamma - p_z, \end{aligned} \quad (1.3)$$

где $\mathbf{p} = \mathbf{p}_p + \mathbf{p}_n$ – суммарный импульс протона и нейтрона, p_x, p_y, p_z – его проекции, q_x, q_y, q_z – проекции импульса π^0 -мезона, $A = E_p + E_n - M_d$.

1.2 Теоретическое описание реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$

При исследовании фотореакций на дейтроне на накопителе ВЭПП-3 источником квазиреальных фотонов является процесс рассеяния электронов на дейтроне с малыми углами вылета электронов. Поэтому возникает необходимость

установить связь между электро- и фотореакциями на дейтронной мишени. С точки зрения квантовой теории поля электророжение пиона $ed \rightarrow e'pn\pi^0$ обусловлено виртуальным фотоном, возникающем при рассеянии электрона $e \rightarrow e' + \gamma^*$, и последующим фоторождением пиона данным виртуальным фотоном:

$$\gamma^* d \rightarrow pn\pi^0. \quad (1.4)$$

Процессы электророжения и фоторождения пиона на дейтроне описываются амплитудами M_e и M_{γ^*} , соответственно. Эти амплитуды имеют следующий общий вид:

$$M_e = \frac{e^2}{Q^2} \bar{u}(p_f) \gamma_\mu u(p_i) \langle pn\pi^0 | J^\mu | d \rangle, \quad (1.5)$$

$$M_{\gamma^*} = e e_\mu(k) \langle pn\pi^0 | J^\mu | d \rangle, \quad (1.6)$$

где $p_i = (\varepsilon_i, \mathbf{p}_i)$, $p_f = (\varepsilon_f, \mathbf{p}_f)$ – начальные и конечные 4-мерные импульсы электрона, $Q^2 = (\varepsilon_i - \varepsilon_f)^2 - (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_f)^2 = \omega^2 - \mathbf{k}^2$ – квадрат 4-мерного переданного импульса, $\langle pn\pi^0 | J^\mu | d \rangle$ – матричный элемент электромагнитного адронного тока, e_μ – 4-мерный вектор поляризации виртуального фотона, $k = (\omega, \mathbf{k})$ – 4-мерный импульс виртуального фотона. Так как фотон, возникающий в процессе рассеяния электрона, является виртуальным он наряду с поперечной поляризацией может также иметь продольную поляризацию. Используя амплитуды реакций электророжения (1.5) и фоторождения (1.6) пиона на дейтроне, получим выражения для дифференциальных сечений соответствующих реакций в лабораторной системе координат:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_e}{d\varepsilon_f d\Omega_e} &= \frac{|\mathbf{p}_f|}{(2\pi)^3 2m_d |\mathbf{p}_i|} \int \frac{m_p^2}{(2\pi)^5 E_p E_n 2E_\pi} \overline{|M_e|^2} \times \\ &\times \delta^4(p_i + p_d - p_f - p_p - p_n - p_\pi) d^3\mathbf{p}_p d^3\mathbf{p}_n d^3\mathbf{p}_\pi, \end{aligned} \quad (1.7)$$

$$d\sigma_{\gamma^*} = \frac{1}{4m_d \omega} \int \frac{m_p * m_n}{(2\pi)^5 E_p E_n 2E_\pi} \overline{|M_{\gamma^*}|^2} \delta^4(k + p_d - p_p - p_n - p_\pi) d^3\mathbf{p}_p d^3\mathbf{p}_n d^3\mathbf{p}_\pi. \quad (1.8)$$

В выражении (1.8) m_p , m_n , m_d – массы протона, нейтрона и дейтрона, а $p_d = (m_d, \mathbf{0})$, $p_p = (E_p, \mathbf{p}_p)$, $p_n = (E_n, \mathbf{p}_n)$, $p_\pi = (E_\pi, \mathbf{p}_\pi)$ – 4-мерные импульсы дейтрона, протона, нейтрона и π -мезона. Интегрирование выражений (1.7) и (1.8) по $d^3\mathbf{p}_\pi$ и dE_n можно выполнить с помощью δ -функций. Это интегрирование

дает возможность выразить дифференциальное сечение электророждения пиона на дейтроне в терминах дифференциального сечения фоторождения пиона на дейтроне виртуальными фотонами [35]:

$$\frac{d\sigma_e}{d\varepsilon_f d\Omega_e dE_p d\Omega_p d\Omega_n} = \left(\frac{2\omega |\mathbf{p}_f| |\overline{M_e}|^2}{(2\pi)^3 |\mathbf{p}_i| |\overline{M_{\gamma^*}}|^2} \right) \frac{d\sigma_{\gamma^*}}{dE_p d\Omega_p d\Omega_n} \equiv \Gamma \frac{d\sigma_{\gamma^*}}{dE_p d\Omega_p d\Omega_n}. \quad (1.9)$$

В выражении (1.9) множитель Γ имеет следующий вид

$$\Gamma = \frac{\alpha}{\pi^2} \frac{\omega |\mathbf{p}_f|}{2(1 - \kappa) |\mathbf{p}_i| |Q^2|}, \quad (1.10)$$

где параметр κ выражается в терминах кинематических переменных рассеянного электрона

$$\kappa = \left(1 - 2 \frac{\mathbf{k}^2}{Q^2} \tan^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right) \right)^{-1}. \quad (1.11)$$

В ходе проведения эксперимента кинематические переменные рассеянного электрона не регистрировались. В эксперименте регистрировались на совпадение два конечных протона и определялись их кинетические энергии а также полярные и азимутальные углы вылета. В связи с этим дифференциальное сечение (1.9) необходимо преобразовать к дифференциальному сечению $\frac{d\sigma_e}{d\Omega_e dE_p d\Omega_p dE_n d\Omega_n}$, используя якобиан перехода $\frac{d\varepsilon_f}{dE_n}$. Получившееся дифференциальное сечение $\frac{d\sigma_e}{d\Omega_e dE_p d\Omega_p dE_n d\Omega_n}$ необходимо в свою очередь проинтегрировать по углам вылета рассеянного электрона $d\Omega_e$. В результате получим выражение для 6-мерного дифференциального сечения реакции электророждения пиона на дейтроне [35]

$$\frac{d\sigma_e}{dE_p d\Omega_p dE_n d\Omega_n} = \int d\Omega_e \cdot \left| \frac{d\varepsilon_f}{dE_n} \right| \cdot \Gamma \cdot \frac{d\sigma_{\gamma^*}}{dE_p d\Omega_p d\Omega_n}. \quad (1.12)$$

Амплитуда (1.5) обратно пропорциональна Q^2 , что приводит к тому что главный вклад в (1.7) дает область малых значений Q^2 , соответствующих малым θ_e . Как известно, $d\sigma_{\gamma^*}$ в (1.8) содержит вклады амплитуд, соответствующих поглощению поперечных и продольных виртуальных фотонов, а также их интерференцию [35]. При интегрировании по ϕ_e выражения (1.12) эти вклады за-нуляются и при малых Q^2 в дифференциальном сечении $d\sigma_{\gamma^*}$ будет оставаться

только вклад, соответствующий поглощению поперечных квазиреальных фотонов. Для преобразования интеграла (1.12) используется приближение нулевого угла рассеяния электрона. В этом приближении дифференциальное сечение $\frac{d\sigma_{\gamma^*}}{dE_p d\Omega_p d\Omega_n}$ может быть вынесено из-под знака интеграла. В результате получим интеграл от оставшегося подынтегрального выражения:

$$N_{\gamma} = \int d\Omega_e \left| \frac{d\varepsilon_f}{dE_n} \right| \Gamma, \quad (1.13)$$

который является спектром Далица квазиреальных фотонов [36], испускаемых в процессе электронного рассеяния:

$$N_{\gamma}(\omega) = \frac{\alpha}{\pi} \left(2 \left(1 - \frac{\omega}{\varepsilon_i} + \frac{\omega^2}{2\varepsilon_i^2} \right) \ln \frac{2\varepsilon_i(\varepsilon_i - \omega)}{m_e(2\varepsilon_i - \omega)} + \frac{\omega^2}{2\varepsilon_i^2} \ln \frac{2\varepsilon_i - \omega}{\omega} + \frac{\omega}{\varepsilon_i} - 1 \right) \frac{1}{\omega}. \quad (1.14)$$

Из выражений (1.12) - (1.14) получим важное соотношение

$$\frac{d\sigma_e}{dE_p d\Omega_p dE_n d\Omega_n} = N_{\gamma}(\omega) \frac{d\sigma_{\gamma}}{dE_p d\Omega_p d\Omega_n}, \quad (1.15)$$

устанавливающее связь между дифференциальными сечениями процессов электро- и фоторождения пионов на дейтроне.

Для расчета амплитуды реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ использовалась модель [31]. 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 [37]. 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 фоторождения 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 [38, 39] 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 [40] и учитывались все парциальные волны πN -рассеяния вплоть до орбитального момента пион-нуклонной пары $l = 2$.

Процесс фоторождения пионов на дейтроне $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ является трехчастичной реакцией. Для таких реакций понятие плоскости реакции отсутствует, поскольку импульсы частиц в конечном состоянии не лежат в одной плоскости. Для кинематического описания данной реакции была использована система координат с осью z направленной по импульсу γ -кванта. Плоскость xOz используемой системы координат определяется импульсом γ -кванта и импульсом конечного протона. В выбранной системе координат дифференциальное сечение реакции фоторождения пиона на тензорно-поляризованном дейтроне имеет следующий вид [41, 42]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_\gamma}{dE_p d\Omega_p d\Omega_n} = \frac{d\sigma_0}{dE_p d\Omega_p d\Omega_n} & \left(1 + \frac{1}{\sqrt{2}} P_{zz} \left(\frac{3 \cos^2(\theta_H) - 1}{2} T_{20} + \right. \right. \\ & + \sqrt{\frac{3}{2}} \sin(2\theta_H) (\cos(\phi_H) T_{21} + \sin(\phi_H) S_{21}) + \\ & \left. \left. + \sqrt{\frac{3}{2}} \sin^2(\theta_H) (\cos(2\phi_H) T_{22} + \sin(2\phi_H) S_{22}) \right) \right). \end{aligned} \quad (1.16)$$

В выражении (1.16) $\frac{d\sigma_0}{dE_p d\Omega_p d\Omega_n}$ – дифференциальное сечение фоторождения пиона на неполяризованной дейтериевой мишени. Эффект поляризации дейтериевой мишени описывается величинами T_{20} , T_{21} , T_{22} , S_{21} , S_{22} – компонентами тензорных анализирующих способностей реакции фоторождения пиона на дейтроне. Поляризация дейтрона определяется параметром P_{zz} – степенью тензорной поляризации мишени. Данный параметр выражается в терминах заселенности дейтронных состояний, имеющих нулевую проекцию спина на направление магнитного поля:

$$P_{zz} = 1 - 3N_0. \quad (1.17)$$

Углы θ_H , ϕ_H определяют ориентацию магнитного поля в используемой системе координат.

Поскольку реакция $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ является трехчастичной, компоненты T_{2M} , S_{2M} в общем случае зависят от четырех кинематических параметров. В качестве таких параметров мы выбираем p_p , θ_p , θ_n и ψ – угол между плоскостью xOz и πN -плоскостью, содержащей импульсы $\mathbf{p}_n$ и $\mathbf{p}_\pi$. Угол ψ является некоторой сложной функцией кинематических переменных E_p , θ_p , θ_n , ϕ_n . Он является мерой некомпланарности реакции имеющей три частицы в конечном состоянии. Для компланарных событий угол ψ принимает значения 0 или π . Компоненты тензорных анализирующих способностей T_{2M} , S_{2M} обладают определенными свойствами симметрии по отношению к углу ψ . В частности, S_{2M} меняет знак при изменении знака ψ , а T_{2M} не меняет [30]:

$$\begin{aligned} T_{2M}(-\psi) &= T_{2M}(\psi), \\ S_{2M}(-\psi) &= -S_{2M}(\psi). \end{aligned} \tag{1.18}$$

Следовательно, компоненты S_{2M} меняют знак при инверсии импульсов нейтрона $\mathbf{p}_n$ и π^0 -мезона $\mathbf{p}_\pi$ относительно плоскости xOz . Если же эти импульсы лежат в плоскости xOz , компоненты S_{2M} обращаются в ноль. Из (1.18) следует что при $\psi \sim 0$ или $\psi \sim \pi$ компоненты $S_{2I} \sim \psi$ или $\sim \psi - \pi$. В этом случае компоненты тензорной анализирующей способности S_{2I} будут флуктуировать в окрестности нуля. Из этого следует что при наложении условий некомпланарности $|\psi| < 20^\circ$ или $|\psi - \pi| < 20^\circ$ вклад S_{2M} в дифференциальное сечение (1.16) будет существенно подавлен. Из выражения (1.16) следует, что вклад S_{2M} также пропорционален другому малому флуктуирующему множителю $\sin(M\phi_H) \sim M\phi_H$ так как угол ϕ_H (азимутальный угол ориентации магнитного поля) также флуктуирует в окрестности нуля. Эти два флуктуирующих множителя являются знакопеременными и не коррелируют друг с другом, так что вклад некомпланарных компонент S_{2M} пропорционален произведению двух малых величин. Следовательно, вклад компонент S_{2M} в дифференциальное сечение (1.16) будет существенно подавлен по сравнению с вкладом компонент T_{2M} , и им можно пренебречь.

1.3 Экспериментальное извлечение компонент T_{20} , T_{21} и T_{22}

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 [43], выражение для дифференциального сечения можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d^5\sigma}{d^5\Phi} = \frac{d^5\sigma_0}{d^5\Phi} & \left(1 + \sqrt{3} P_z T_{11} \sin \theta_H \sin \varphi_H + \frac{\sqrt{2}}{2} P_{zz} \left(T_{20} \frac{(3 \cos^2 \theta_H - 1)}{2} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \sqrt{\frac{3}{2}} T_{21} \sin 2\theta_H \cos \varphi_H + \sqrt{\frac{3}{2}} T_{22} \sin^2 \theta_H \cos 2\varphi_H \right) \right) \end{aligned} \quad (1.19)$$

Здесь углы θ_H и φ_H определяют ориентацию внешнего магнитного поля (см. рис. 1.1). Из (1.19) видно, что вклад определенных компонент анализирующей способности можно занулить, 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:

$$a^T = \frac{\sqrt{2}(\sigma^+ - \sigma^-)}{\sigma^- P_{zz}^+ - \sigma^+ P_{zz}^-}, \quad (1.20)$$

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

В соответствии с формулами (1.19) и (1.20), имеем систему трёх уравнений для однозначного определения всех трёх компонент T_{20} , T_{21} и T_{22} :

$$\begin{aligned} T_{20} &= a_1^T \\ T_{22} &= \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}}(a_2^T + a_3^T) \end{aligned} \quad (1.21)$$

$$T_{21} = \frac{\sqrt{3}}{4}(a_2^T - a_3^T)$$

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

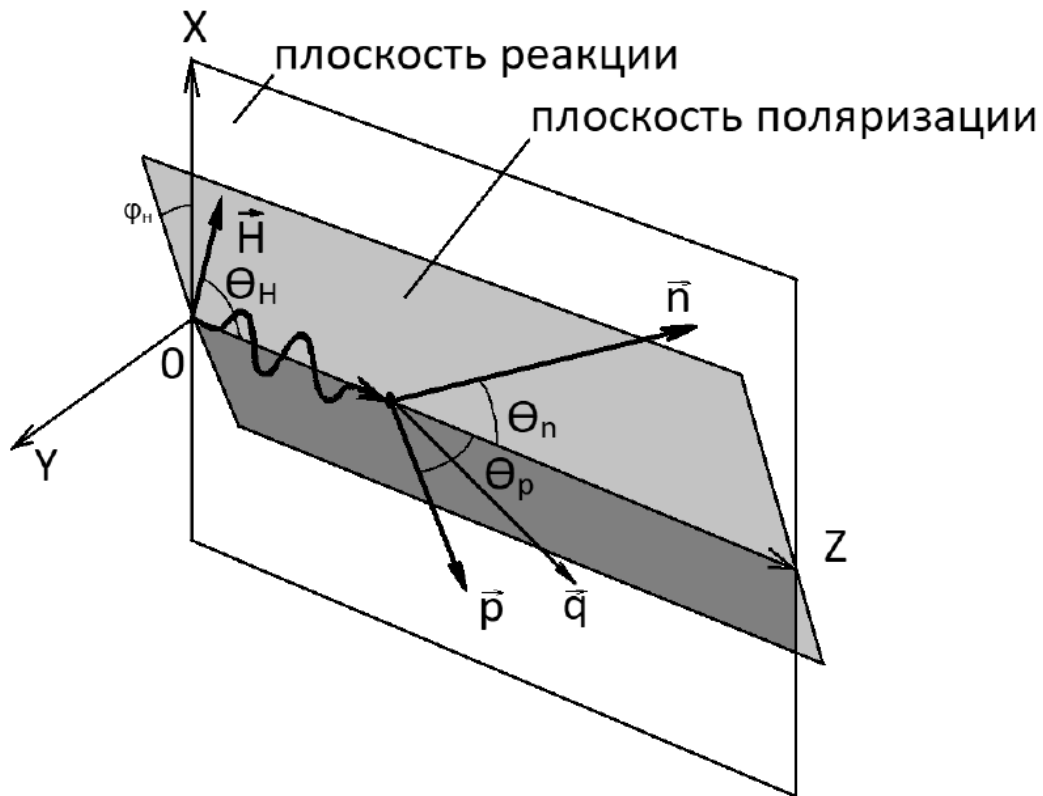


Рис. 1.1 – Кинематика реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ в компланарной геометрии.

Глава 2

Постановка эксперимента

2.1 Ускорительно-накопительный комплекс ВЭПП-3

Ускорительно-накопительный комплекс ВЭПП-3 является инжектором для ускорительного комплекса ВЭПП-4. Также на нем ведутся эксперименты по исследованию синхротронного излучения и эксперименты с использованием внутренней газовой мишени. В период набора экспериментальной статистики ВЭПП-3 работал в режиме накопления и ускорения электронов на энергию 2 ГэВ. Основные параметры накопителя ВЭПП-3 приведены в Табл. 2.1

Временной цикл T_{cycl} работы накопителя ВЭПП-3 (2.1) состоит из:

1. накопления пучка электронов (T_1);
2. ускорения электронов до энергии 2 ГэВ (T_2);
3. сброса пучка электронов на мишень (T_3);
4. перестройки ВЭПП-3 в режим накопления электронов (T_4).

Время, необходимое для накопления электронов, зависит от требуемого тока пучка. Средняя скорость накопления электронов примерно $\sim 1.5 \times 10^9$ в секунду, что соответствует приросту тока пучка $\dot{I}_{in} \sim 1$ мА/сек. Время второго и четвертого цикла неизменны: $T_2 \sim 5$ мин и $T_4 \sim 3$ мин. Время T_3 определяется исходя из наибольшего тока пучка в режиме эксперимента, усредненного по времени работы накопителя:

$$I_{av} = \frac{1}{T_{cycl}} \cdot \dot{I}_{in} \cdot T_1 \cdot \int_0^{T_3} e^{-t/\tau} dt, \quad (2.1)$$

где $T_{cycl} = T_1 + T_2 + T_3 + T_4$; T_1, T_2, T_3, T_4 – времена соответствующих циклов работы ВЭПП-3, τ – время жизни пучка электронов в режиме набора экспериментальной статистики. Зависимость оптимального времени фазы эксперимента от времени жизни пучка приведена на рис. 2.2. Для стандартного τ в режиме работы с внутренней поляризованной мишенью $\tau = 8500$ с. оптимальная

Таблица 2.1 – Параметры ВЭПП-3.

Энергия электронов	E_0	2 ГэВ
Разброс по энергии	$\Delta E/E$	0.05%
Средний ток	I_0	150 мА
Амплитуда ВЧ напряжения	U_{72}	0.8 МВ
Длина сгустка	σ_L	15 см
Период обращения сгустка	T	248.14 нс
Размер сгустка по вертикали	σ_z	0.5 мм
Размер сгустка по горизонтали	σ_x	2.0 мм
Энергия инжекции	E_{inj}	350 МэВ
Скорость инжекции	$\dot{I}_{inj}$	1.5×10^9 эл/с
Вертикальная β -функция	β_z	2 м
Горизонтальная β -функция	β_x	6 м

длительность фазы набора экспериментальной статистики составляет $T_{opt} \sim 1$ час.

2.2 Поляризованная газовая дейтериевая мишень

Внутренняя тензорно поляризованная газовая дейтериевая мишень является одним из важнейших частей эксперимента. Толщина таких мишеней $\sim 10^{14}$ ат./см², что намного тоньше твердых поляризованных мишеней, однако только в газовых мишенях имеется возможность получить высокую степень тензорной поляризации.

Струя поляризованных атомов дейтерия, выходя из источника поляризованных атомов (ИПА), поступает в накопительную ячейку через транспортную трубу. Схема источника поляризованных атомов [44] показана на рис. 2.3. В ИПА пять отдельных сверхпроводящих шестиполюсных магнитов. Первые два сверхпроводящих шестиполюсных магнита имеют коническую, а следующие 3 магнита – цилиндрическую форму [45]. Значение индукции магнитного поля на полюсе цилиндрического магнита достигает 4.6 Тл.

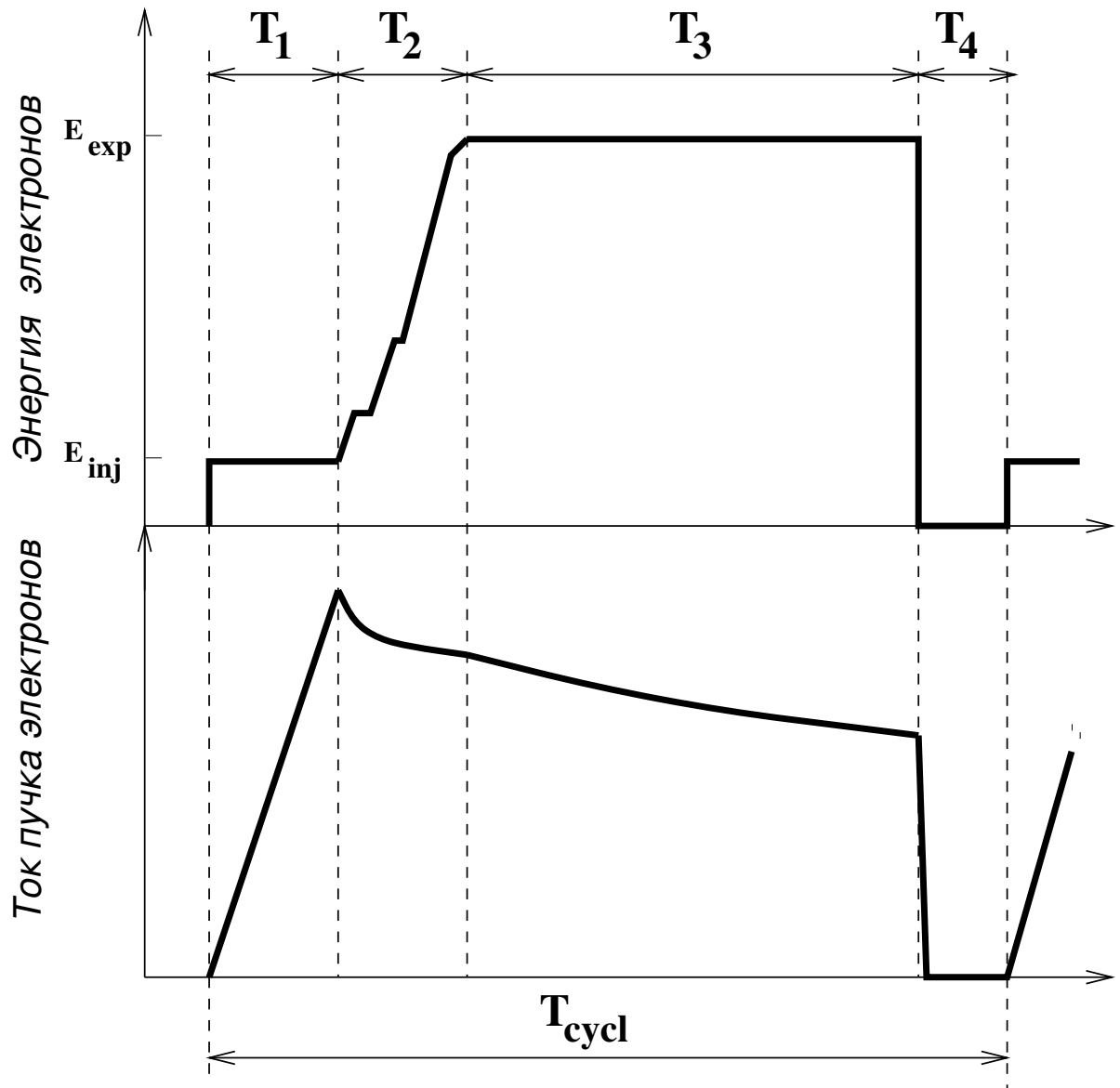


Рис. 2.1 – График работы ВЭПП-3 в режиме эксперимента.

На рис. 2.4 показана структура энергетических уровней дейтерия в магнитном поле и динамика их заселенностей по мере прохождения атомов. Магнитное поле приведено в единицах критического поля $B_c = 11.7$ мТл, а энергия – в единицах энергии сверхтонкого расщепления в дейтерии $\Delta W/h = 327.4$ МГц.

Поляризация ядер дейтерия осуществляется благодаря прохождению двух высокочастотных переходов: в среднем магнитном поле (MFT), расположенном между третьим и четвертым шестиполюсными магнитами, и в сильном магнитном поле (SFT), расположенным за пятым магнитом. Величина индукции постоянного магнитного поля в MFT $H_{MFT} = 2$ мТл, амплитуда переменного поля 50 мкТл, градиент поля $G_{MFT} \approx 50$ мкТл/см, частота 20 МГц. На вход в MFT атомный пучок попадает после прохождения трёх шестиполюсных магни-

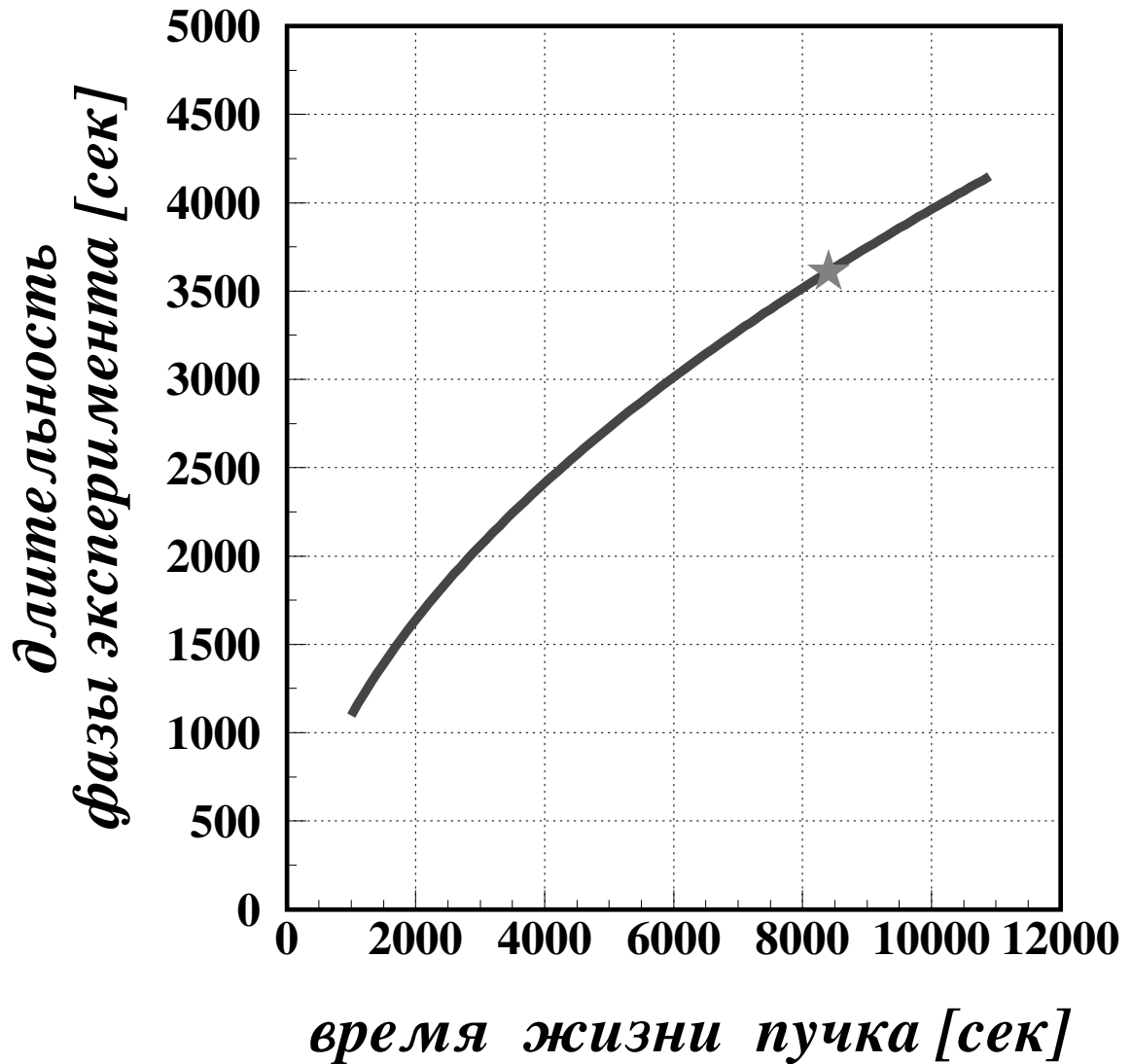


Рис. 2.2 – Оптимальная длительность фазы эксперимента в цикле работы накопителя.

тов, следовательно электроны в атомах поляризованы (спин направлен вверх), и только магнитные уровни дейтерия 1,2,3 равномерно заселены, а 4,5,6 не заселены. В MFT происходит индуцирование переходов между уровнями $3 \rightarrow 4$, $2 \rightarrow 3$, $1 \rightarrow 2$, и на выходе из MFT заселены уровни 2,3,4. Измерения эффективности блока MFT составили $\epsilon_{14} = (0.96 \pm 0.02)$. После MFT атомы дейтерия проходят два шестиполюсных магнита, где атомы, находящиеся на магнитном уровне 4 дефокусируются и выводятся из пучка. На входе SFT заселены только уровни 2 и 3. Блок SFT работает в режиме, в котором осуществляется резонансный переход между уровнями 2 и 6 (1-й режим), либо в режиме, где происходит переход между уровнями 3 и 5 (2-й режим). В обоих режимах частота пере-

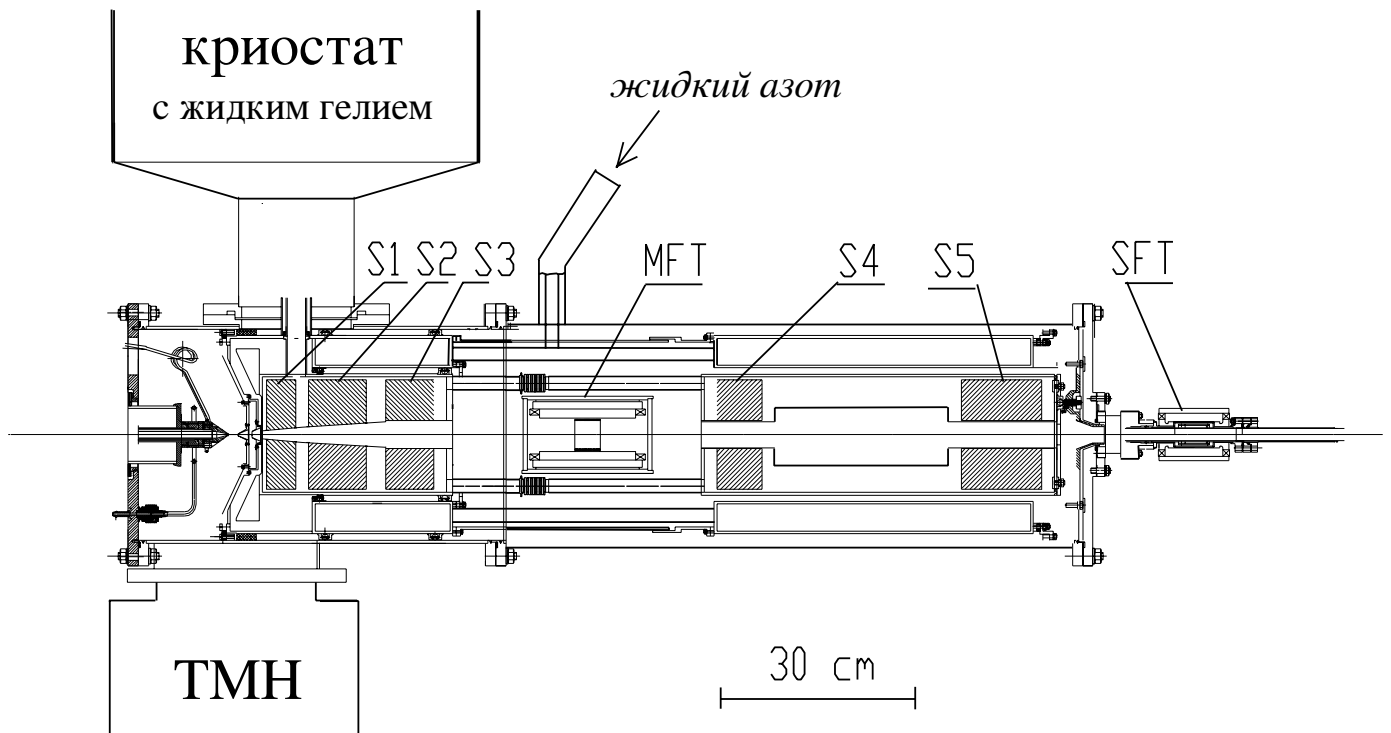


Рис. 2.3 – Схема источника поляризованных атомов. S1–S5 – сверхпроводящие шестиполюсные магниты; MFT, SFT – блоки ВЧ-переходов; ТМН – турбомолекулярный насос.

менного магнитного поля 380 МГц и амплитуда индукции 0,1 мТл. Индукция постоянного поля в первом режиме 4 мТл, во втором – 11 мТл. Измерения эффективностей переходов показывают: $\epsilon_{26} = (1.01 \pm 0.01)$ и $\epsilon_{35} = (0.98 \pm 0.01)$. При работе SFT в первом режиме, в основном, происходит заселение уровней 3 и 6, параметры поляризации $P_z \approx 0$, $P_{zz} \approx +1$. Во втором режиме происходит заселение, в основном, уровней 2 и 5 – параметры поляризации: $P_z \approx 0$, $P_{zz} \approx -2$. Переключение между режимами занимает ~ 1 с.

Чтобы увеличить толщину внутренней газовой дейтериевой мишени используется накопительная ячейка. Этот способ увеличения толщины внутренней мишени был предложен в [46] и впервые реализован на накопителе ВЭПП-3.

Конструкция накопительной ячейки представляет из себя трубу относительно малого поперечного сечения и имеет Т-образную форму. Два отверстия необходимы для пролета электронного пучка, одно для инжекции поляризованных атомов дейтерия. Концентрация поляризованных атомов дейтерия в центре на-

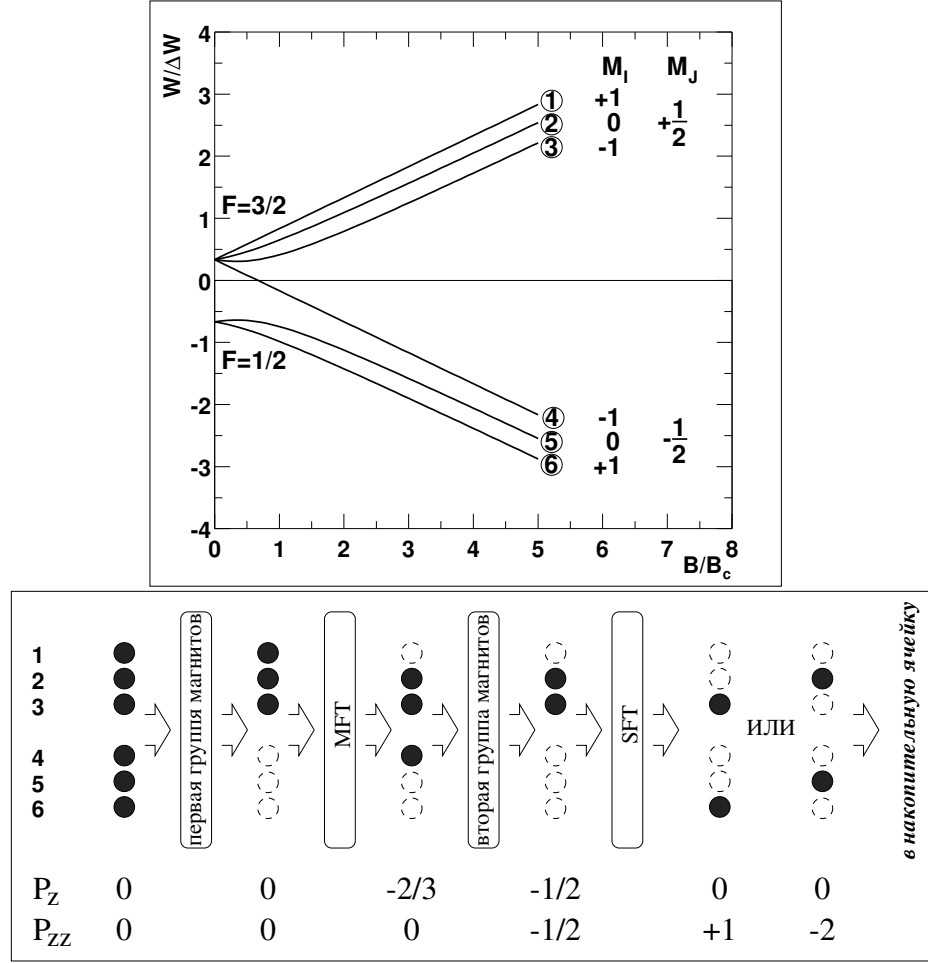


Рис. 2.4 – Структура энергетических уровней дейтерия.

копительной ячейки определяется выражением:

$$n_0 = \frac{Q}{C}, \quad (2.2)$$

где Q [атомов/с] есть скорость потока газа из ИПА, C [см³/с] – проводимость газа внутри ячейки. В случае Т-образной ячейки проводимость есть сумма проводимостей каналов: $C = \sum_{i=1}^3 C_i$.

Проводимость внутри тонкой трубки можно получить из формулы [47]:

$$C = \frac{4}{3} V_a \frac{1}{\int \frac{H}{S^2} dl} [1 + O(D/L)], \quad (2.3)$$

где $V_a = \sqrt{3kT/M_a}$ – средняя тепловая скорость атомов, S и H – поперечное сечение и периметр трубки. В случае круглой трубы, у которой диаметр $D \ll L$ получаем:

$$C = \frac{\pi}{12} \cdot \frac{D^3}{L} \cdot V_a = 3.81 \cdot 10^3 \sqrt{T/M_a} \cdot D^3/L \quad [\text{см}^3/\text{с}], \quad (2.4)$$

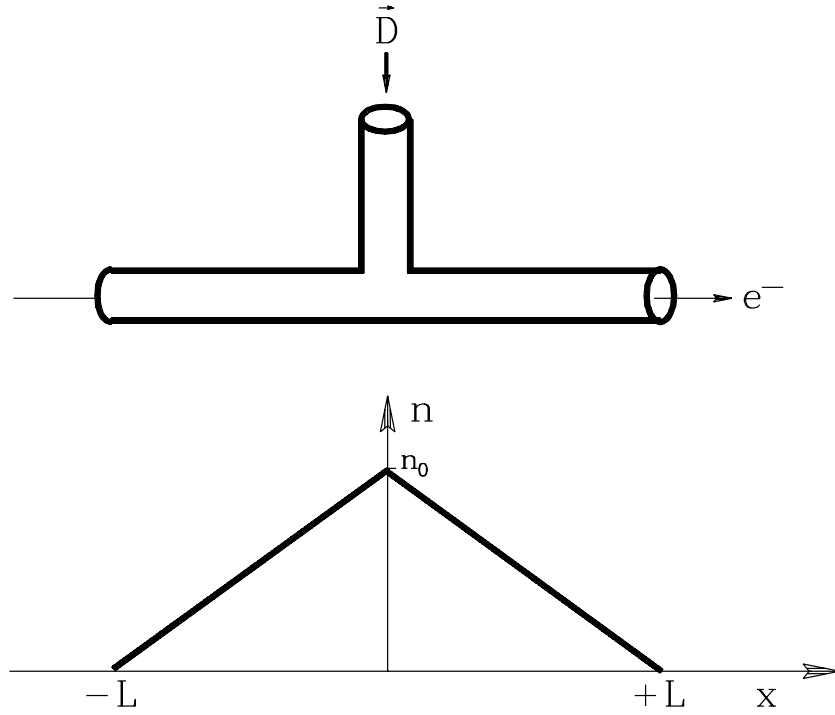


Рис. 2.5 – Схематический вид накопительной ячейки и распределение концентрации газа.

здесь M_a – в а.е.м, а D и L в см. Для эллиптической трубы с полуосями **a** и **b** проводимость:

$$C = \frac{\sqrt{8}\pi}{3L} \frac{a^2 b^2}{\sqrt{a^2 + b^2}} V_a . \quad (2.5)$$

Максимальная концентрация атомов в центре ячейки и линейно спадает к краям (рис. 2.5). Толщина мишени с использованием накопительной ячейки:

$$t_{cell} = n_0 \cdot L = \frac{4}{\pi} \frac{Q}{V_a} \frac{L^2}{D^3} , \quad (2.6)$$

где L и D – длина и диаметр каждого из трех отрезков, составляющих ячейку. Отношение толщины мишени с использованием симметричной Т-образной круглой ячейки к толщине мишени в виде струи имеет вид:

$$K = t_{cell}/t_{jet} \approx 1.1 \frac{L^2}{D^2} \sqrt{T_{jet}/T_{cell}} . \quad (2.7)$$

Параметры накопительной ячейки, использованной в эксперименте (рис. 2.6), следующие: длина – 400 мм, высота и ширина эллиптического

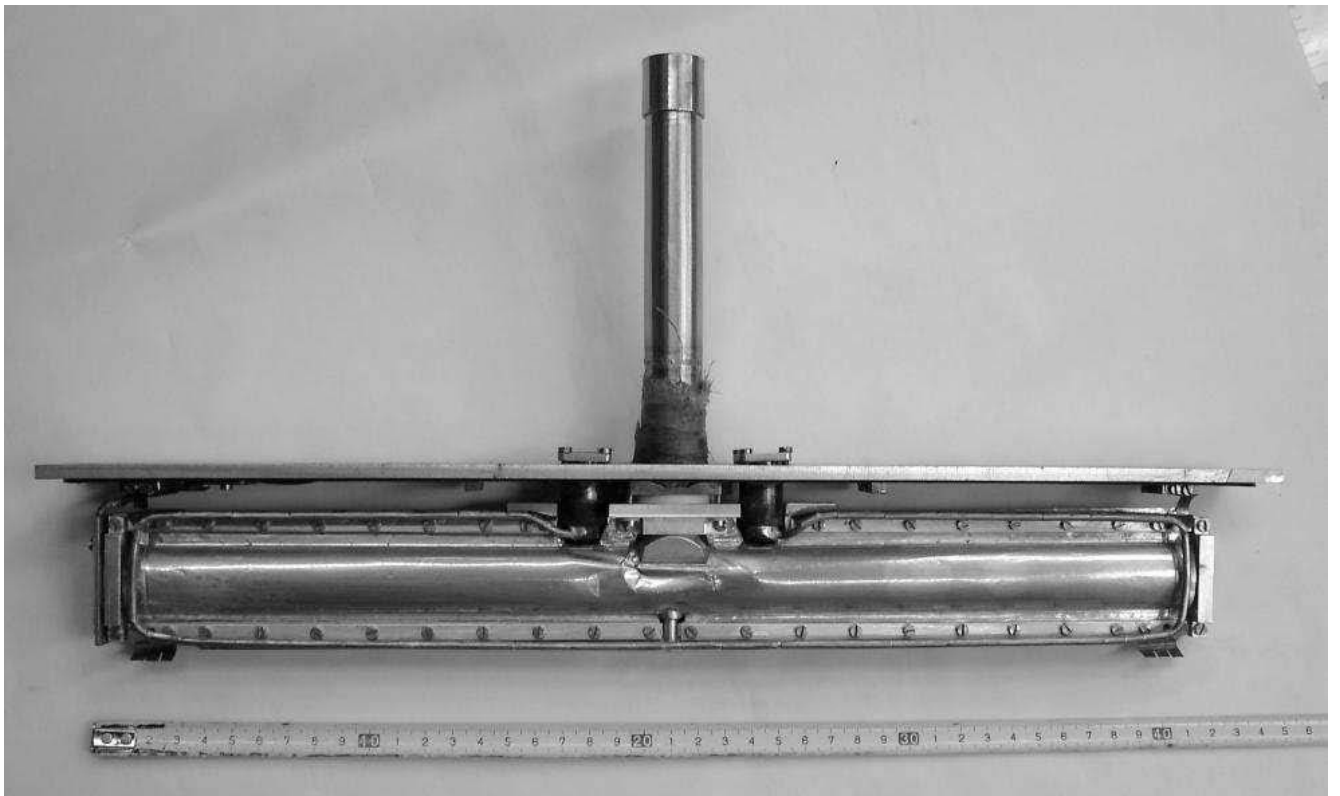
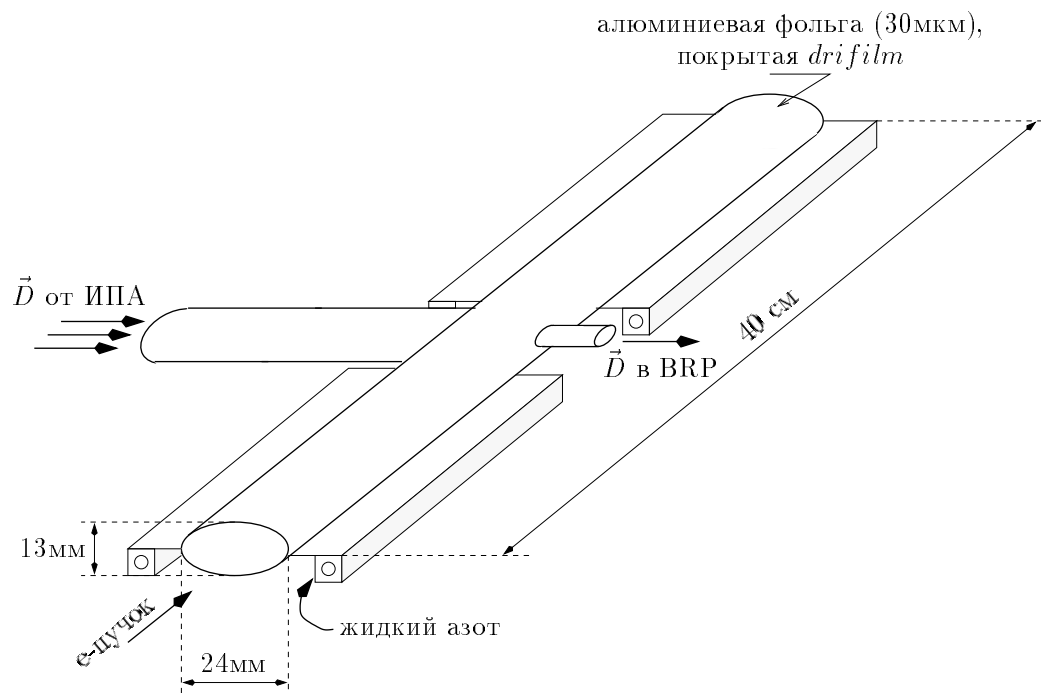


Рис. 2.6 – Накопительная ячейка, использовавшаяся в эксперименте.

сечения – 13 мм и 24 мм. Толщина алюминиевой стенки – 30 мкм. Внутренний диаметр вводной трубки – 20 мм, длина вводной трубки – 350 мм. Ячейка охлаждалась жидким азотом, рабочая температура примерно 80°K. Выигрыш от накопительной ячейки получается $K_f \approx 100$, но учитывая апертуру детектора (± 8 см) реальное увеличение толщины мишени составляет $K \approx 65$. Среднее число соударений атома дейтерия со стенками ячейки до выхода из неё составляет ≈ 400 .

2.3 Общая схема эксперимента

Система детекторов проектировалась для регистрации фотодизинтеграции дейтрона [3, 48]. Как показано на рисунке 2.7, имелись две детектирующие системы, каждая из которых состоит из верхнего и нижнего плечей, 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.

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.

2.4 Дрейфовые камеры

Дрейфовые камеры необходимы для измерения полярного и азимутального углов вылета. Камеры состоят из трех секций, заполненных газом, смесью

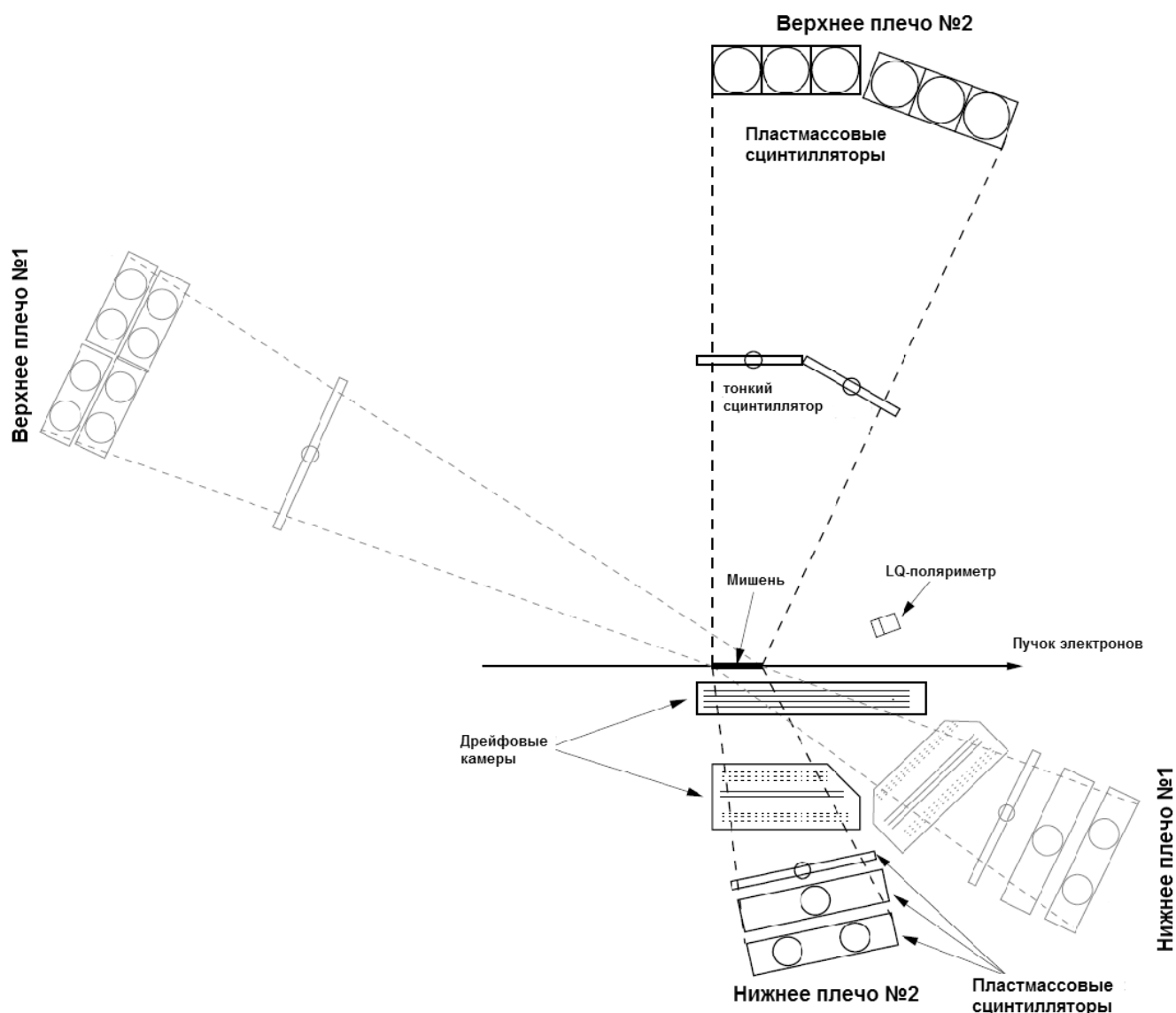


Рис. 2.7 – Общая схема детектирующей системы эксперимента.

Ar(90%) + CO₂(10%). Материал секций – нержавеющая сталь. В секциях есть окна для пролета частиц, изготовленные из лавсана, толщиной 50 мкм [49].

На более близком расстоянии от мишени располагалась вершинная камера [50]. Вершинная камера регистрирует вершину взаимодействия, перпендикулярную оси пучка электронов и азимутальный угол ϕ_p . Внутри камеры расположены 4 слоя по 8 или 9 сигнальных проволок. Каждый слой – это сектор окружности с центром в центре мишени (рис. 2.8). Сигнальные анодные проволоки расположены на радиусах 79, 89, 99 и 109 мм равномерно через 7.5°, толщина слоя 10 мм. Для решения право-левой неопределенности соседние слои

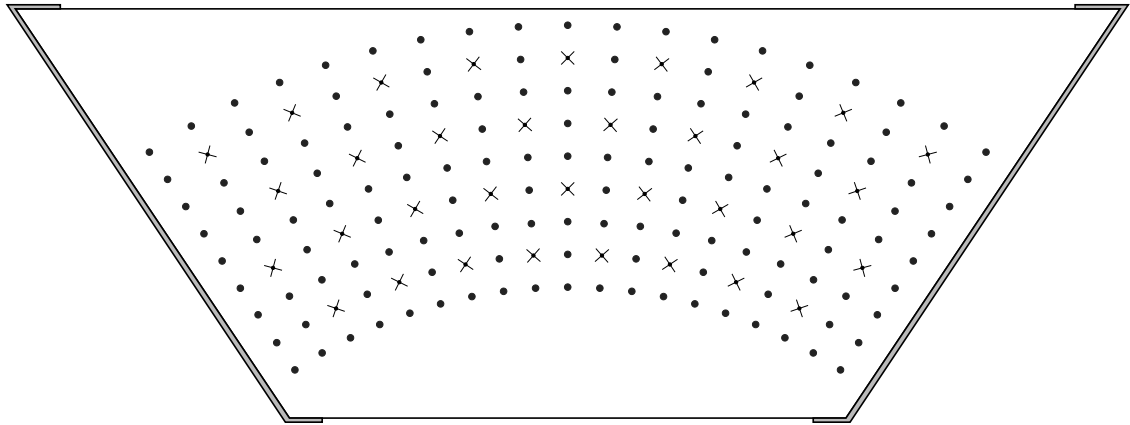


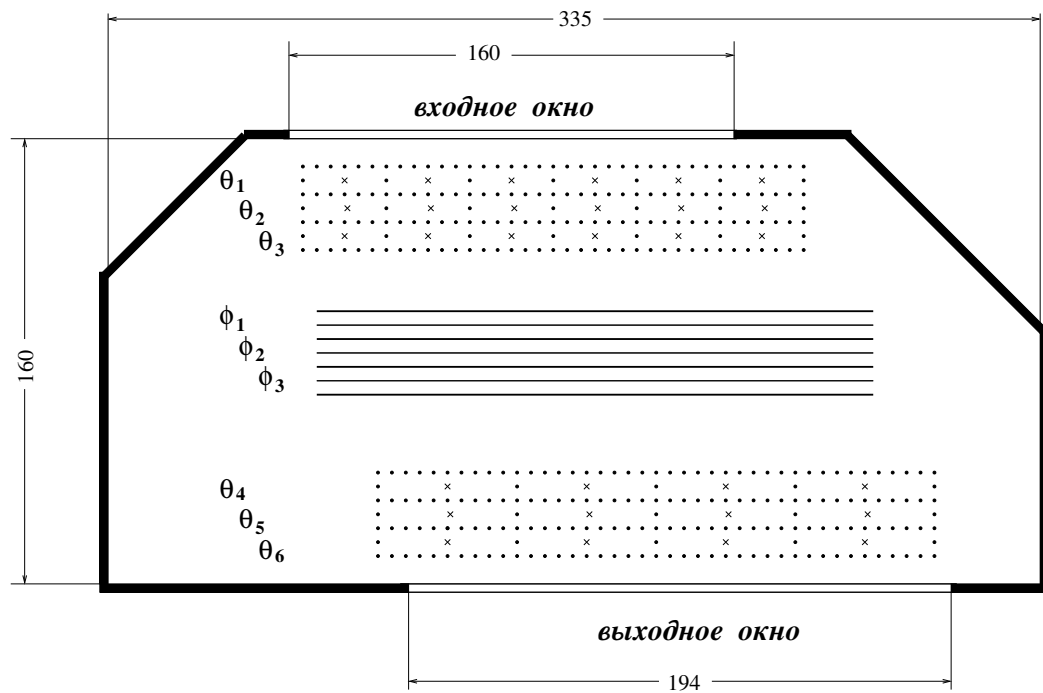
Рис. 2.8 – Структура вершинной камеры. Крестики – анодные проволоки, круги – катодные.

сдвинуты друг относительно друга на 3.75° . На анодные проволочки подается напряжение $U_A = +1.8$ кВ.

Следом за вершинными расположены дрейфовые камеры, которые регистрируют полярные углы вылета протонов. На рисунке 2.9 приведена структура блоков дрейфовых камер. Блок ДК1 регистрирует протоны в диапазоне полярных углов $\theta_p = (15 - 30)^\circ$, блок ДК2 – $\theta_p = (55 - 80)^\circ$.

Внутри блоков ДК1 и ДК2 расположено по 9 плоских слоев, сгруппированных в 3 суперслоя по 3 слоя в каждом. Первый и третий суперслои измеряют координату вылета протона вдоль оси электронного пучка в ускорительной камере (угол θ_p), а второй суперслой измеряет координату перпендикулярно пучку (угол ϕ_p). Толщина слоя в камере – 10 мм, сигнальные проволочки имеют толщину 20 мкм и расположены с шагом 50 мм. Исключением является первый суперслой в ДК1, где шаг сигнальных проволочек 30 мм. Средний слой в каждом суперслое смещен на 1 мм по отношению к крайним слоям. Полевые проволочки имеют толщину 80 мкм и натянуты с шагом 5 мм. На сигнальные проволочки подается напряжение $U_A = +1.90$ кВ. На рис. 2.10 показаны напряжения на отдельных полевых проволочках. Приведены схемы ячейки, где для каждой полевой проволочки указан номер отвода делителя катодного напряжения, и таблицы с величинами напряжения на отводах делителя. Вверху – для

ДК1



ДК2

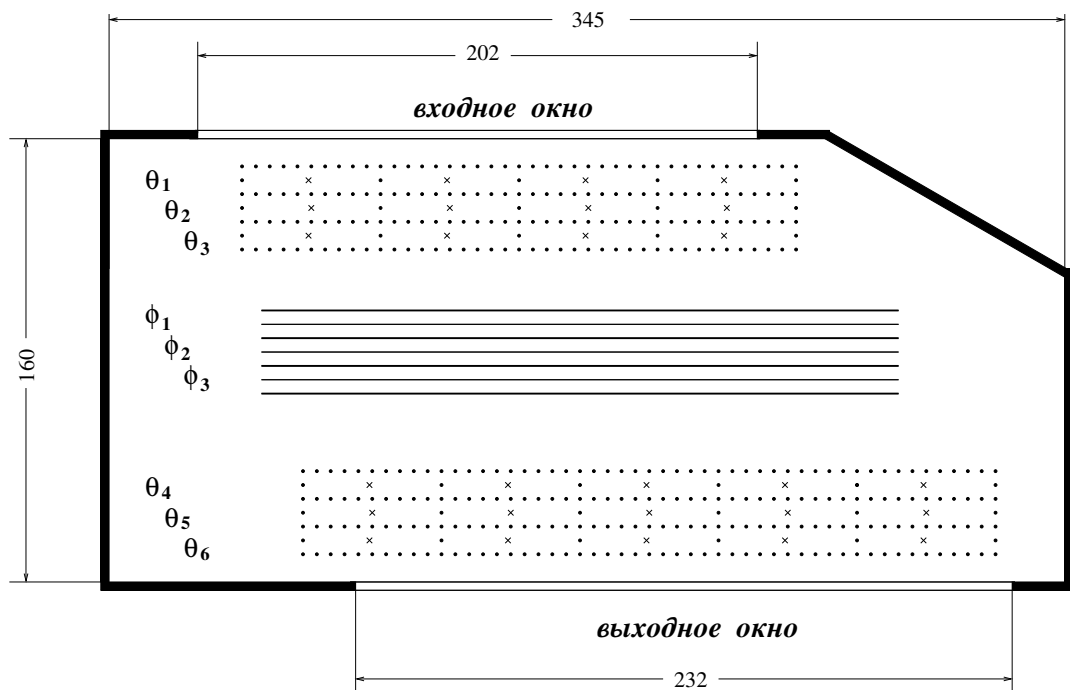
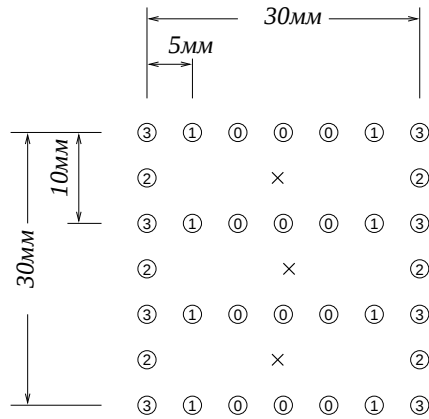
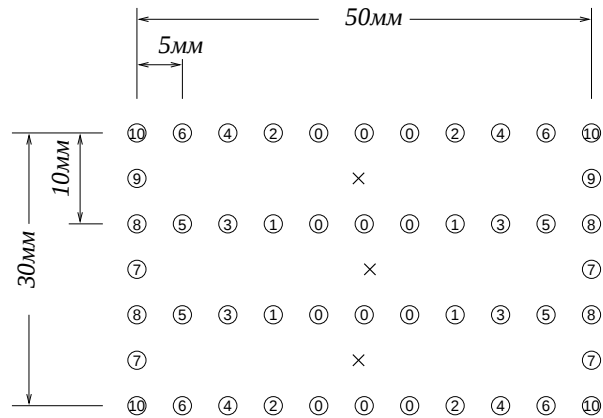


Рис. 2.9 – Дрейфовые камеры.



Отвод делителя	0	1	2	3
Напряжение $-U$, кВ	0	0.51	1.26	1.70



Отвод делителя	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Напряжение $-U$, кВ	0	0.48	0.60	0.91	1.12	1.33	1.64	2.07	2.11	2.33	2.50

Рис. 2.10 – Значения напряжений на полевых проволоках дрейфовой камеры.

ячейки первого суперслоя объема ДК1, внизу – для ячейки остальных суперслоев объема ДК1 и всех суперслоев объема ДК2.

В условиях эксперимента среднее пространственное разрешение измерения координат вылета частиц составило $\sigma_0 \approx 0.6$ мм в расчете на один слой, что соответствует измерению θ_p и ϕ_p с разрешением $\sigma \approx 0.5^\circ$.

2.5 Сцинтилляторы для регистрации протонов и нейтронов

Сцинтилляционный детектор нижнего плеча, предназначенный для регистрации протонов, состоит из трех сцинтилляторов, уложенных в три слоя. Первый слой имеет толщину 2 см и поперечные размеры 23.5 см $\times$ 50 см. Протоны, теряющие свою энергию в первом слое, идентифицируются по времени пролета и ионизационным потерям в этом сцинтилляторе. Следующие два слоя имеют толщину по 12 см и поперечные размеры 27.5 см $\times$ 50 см и 35 см $\times$ 50 см (рис. 2.7). Диапазон регистрации по энергии протонов зависит от сцинтиллятора, в котором протон полностью остановился. Для первого слоя кинетическая энергия протона лежит в пределах (20 – 50) МэВ, для второго – (50 – 145) МэВ, для третьего – (145 – 200) МэВ.

Основной детектор нейтронов состоит из шести сцинтилляторов, выложенных в один слой вплотную друг к другу. Среднее расстояние от каждого сцинтиллятора до мишени составляет примерно 3 метра. Размеры каждого сцинтиллятора – 20 см $\times$ 20 см $\times$ 100 см (см рис. 2.7). Между основным детектором нейтронов и мишенью, на расстоянии около 1.5 метра, расположен тонкий сцинтилляционный счетчик, имеющий толщину 1 см. Его функция – разделение заряженных и нейтральных частиц.

Глава 3

Анализ экспериментальных данных

3.1 Идентификация частиц

В представленной диссертации для получения тензорных асимметрий использовалась экспериментальная статистика, выделенная в детектирующем плече №2, поэтому обработка экспериментальных данных приводится для плеча №2 [51–53].

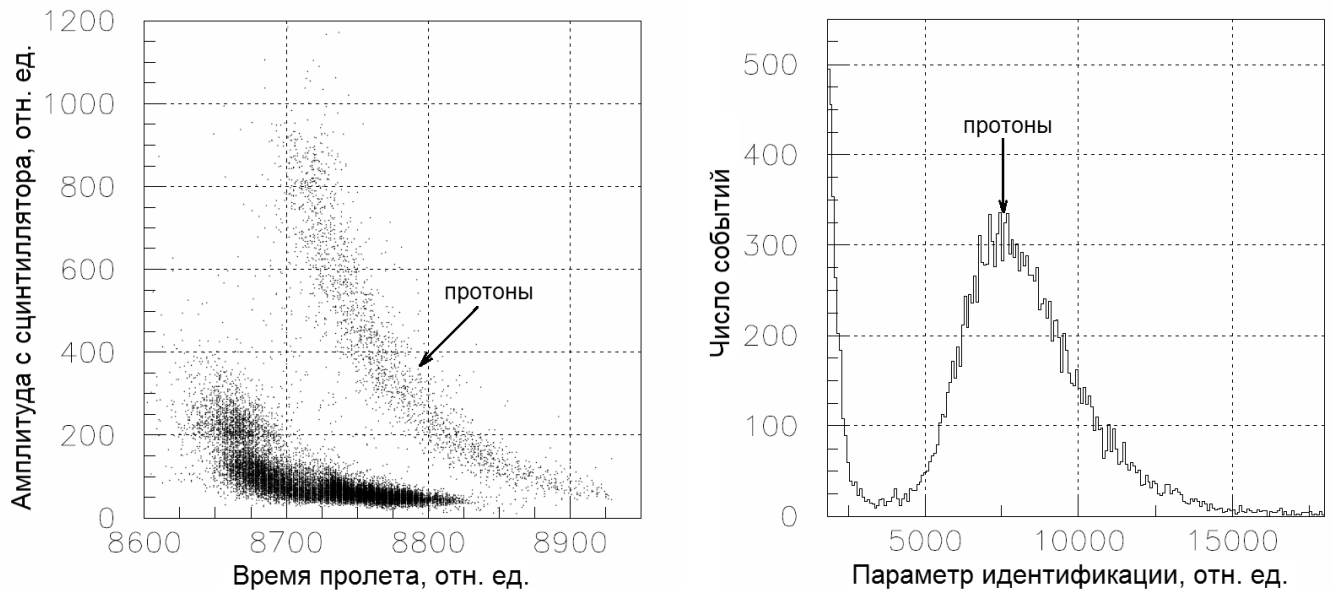


Рис. 3.1 – Двумерная гистограмма распределения событий по амплитуде сигналов в первом сцинтилляторе и времени пролета до первого сцинтиллятора в нижнем плече.

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. 3.1 слева приведена зависимость светосбора в первом сцинтилляторе от времени проле-

та до него. Справа приведено распределение по параметру идентификации для протонов, который зависит сложным образом от времени пролета и амплитуды с первого сцинтиллятора. На рис. 3.2 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 энергосигнала из-за ионизационных потерь у протонов.

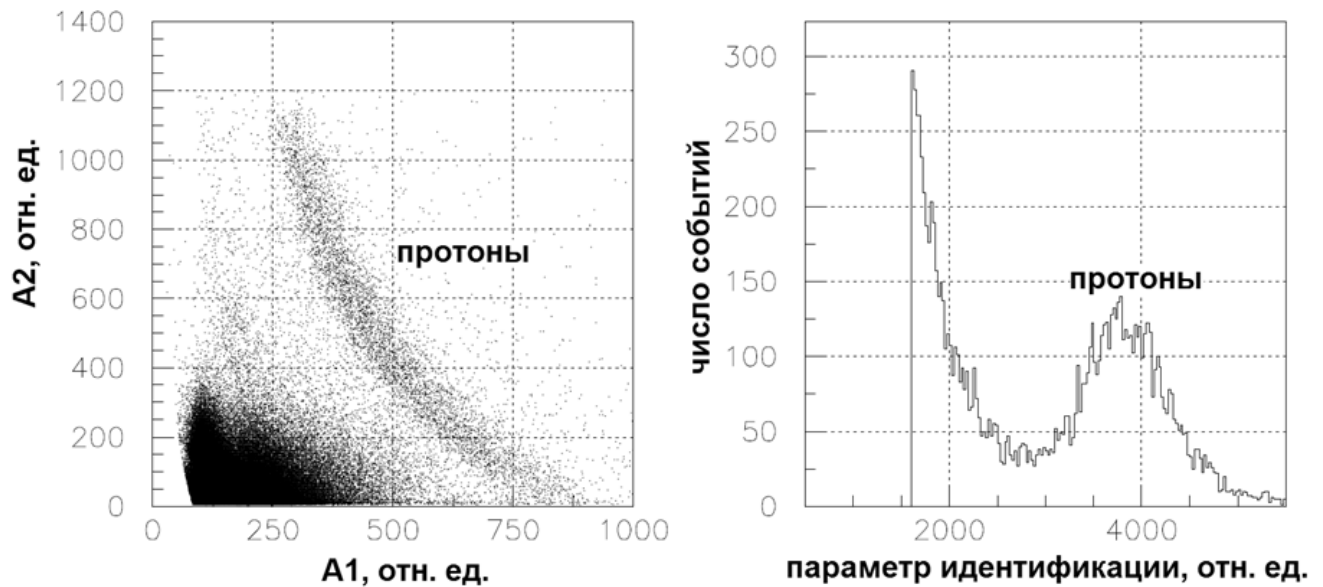


Рис. 3.2 – Двумерная гистограмма распределения событий по амплитуде сигналов в первом и втором сцинтилляторах в нижнем плече.

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. 3.3 приведены двумерные распределения по световыходу с одного из сцинтилляторов основного детектора и времени пролета.

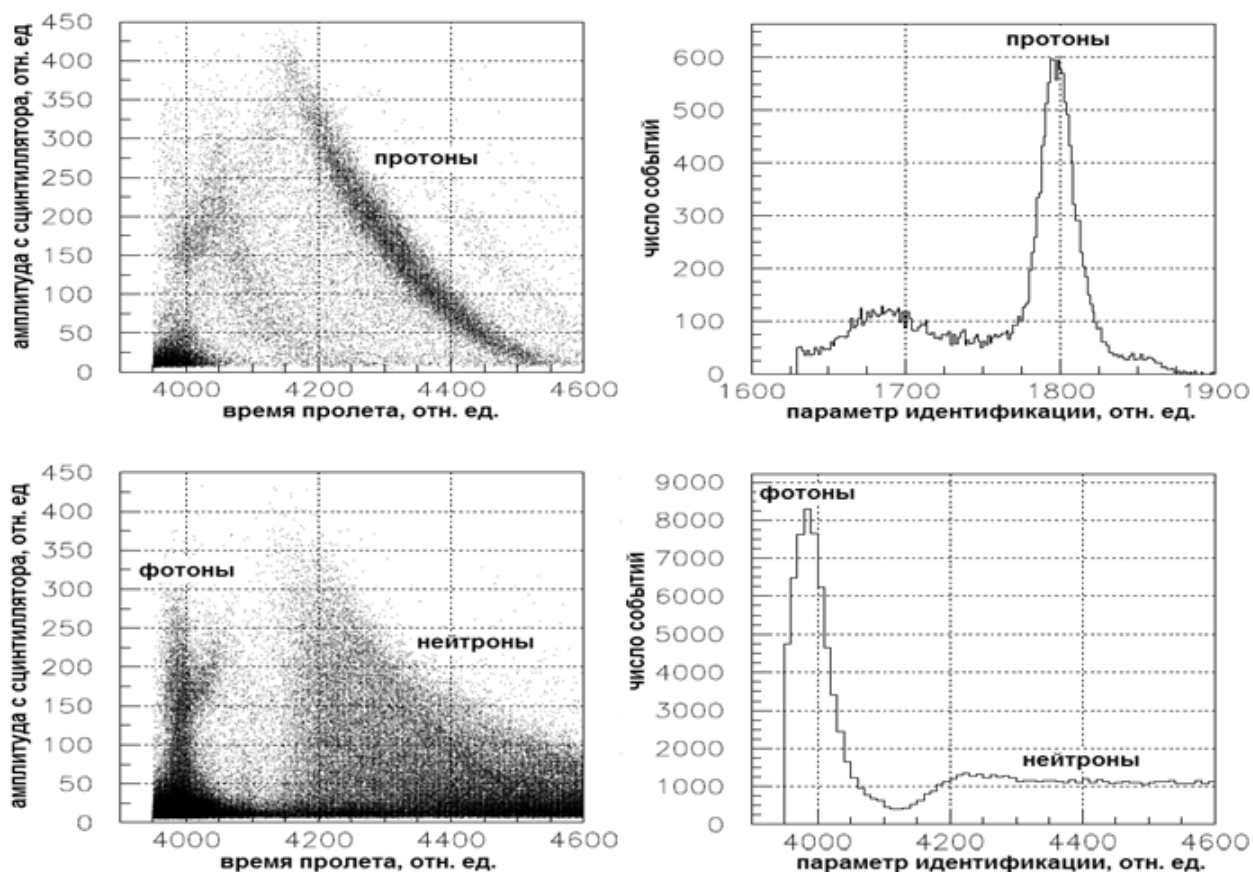


Рис. 3.3 – Слева: зависимость светосбора в толстом сцинтилляторе верхнего плеча от времени пролета. Справа: распределение по параметру идентификации для частиц. Сверху: при наличии сигнала в тонком сцинтилляторе выше порогового. Снизу: ниже порогового

Как видно из рисунка 3.3, наблюдаются такие события, где протоны дают в тонком сцинтилляторе световыход ниже порогового, и становятся неотделимыми от нейтронов. Оценка неотделимого вклада таких протонов в условиях проведения эксперимента была сделана с помощью статистического моделирования с использованием программного пакета GEANT4 [54]. В качестве генератора исходных событий использовался генератор GENBOS [55], разработанный в JLAB. Результаты моделирования показаны на рисунке 3.4. 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%.

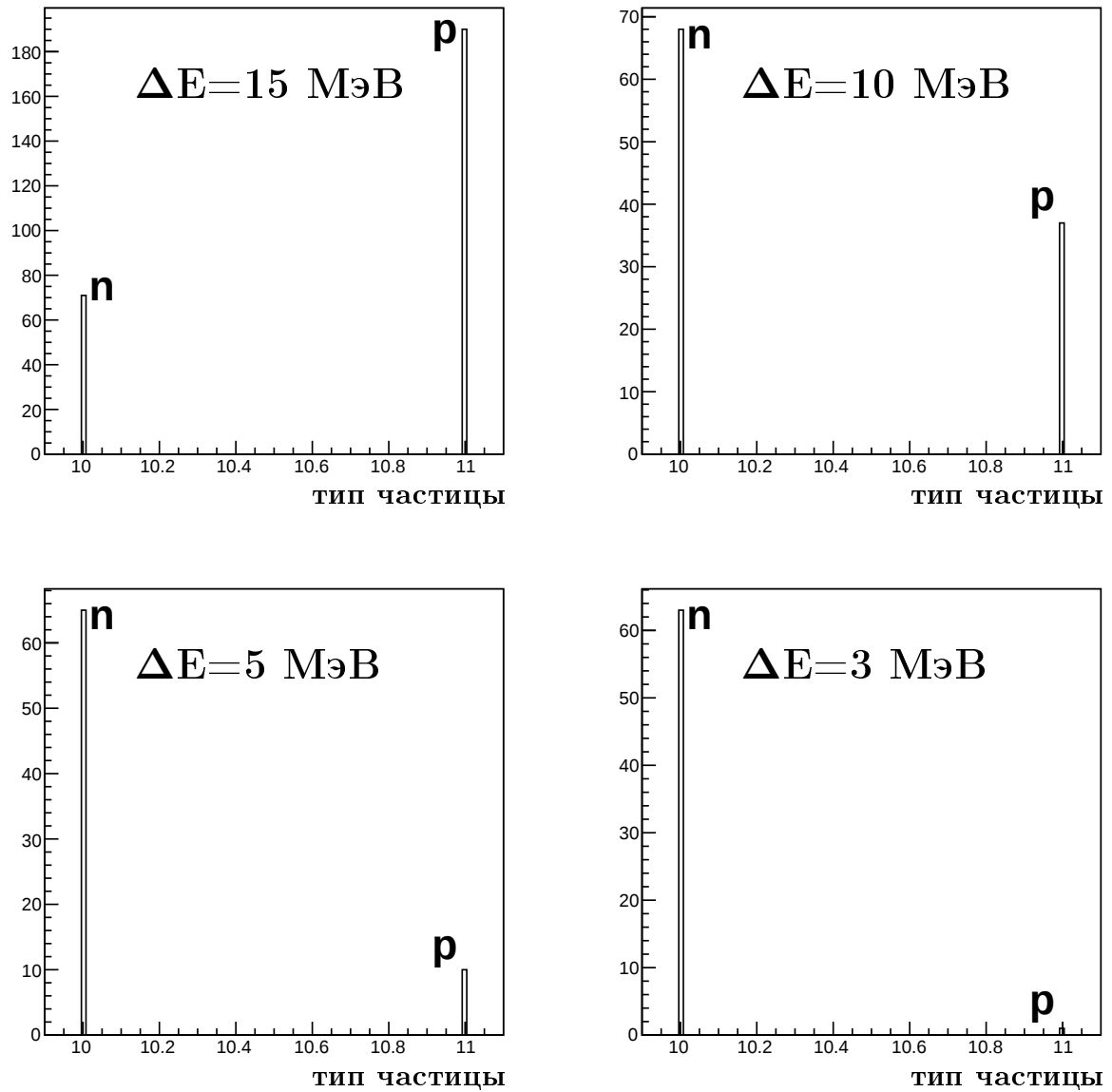


Рис. 3.4 – Количество зарегистрированных нейтронов и протонов в основном детекторе нейтронного плеча для разной пороговой энергии в тонком сцинтиляционном счетчике.

3.2 Восстановление энергии протонов

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

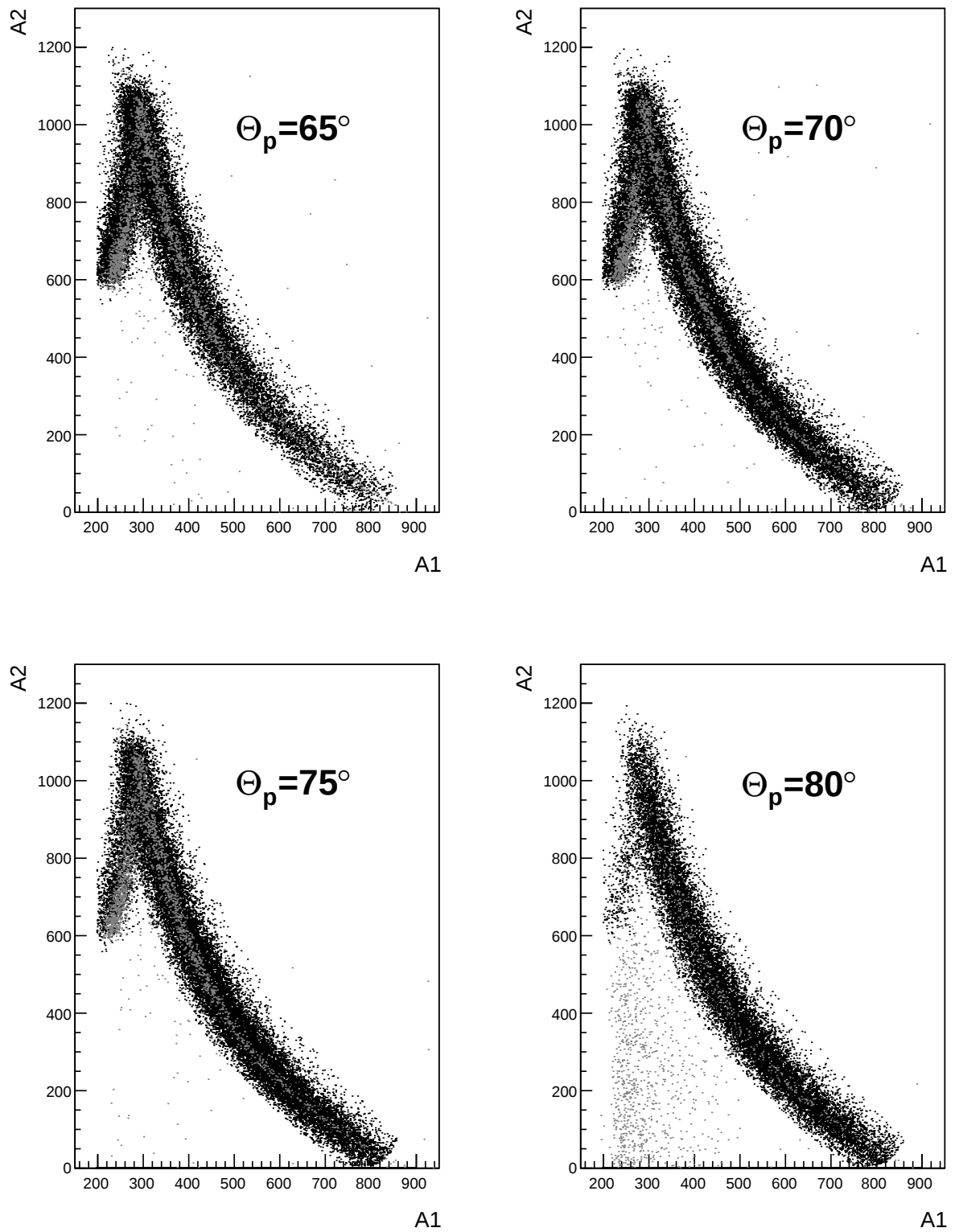


Рис. 3.5 – Зависимость светосбора в первом сцинтилляторе от светосбора во втором. Красные точки – моделирование с использованием пакета GEANT4. Черные точки - результаты измерений.

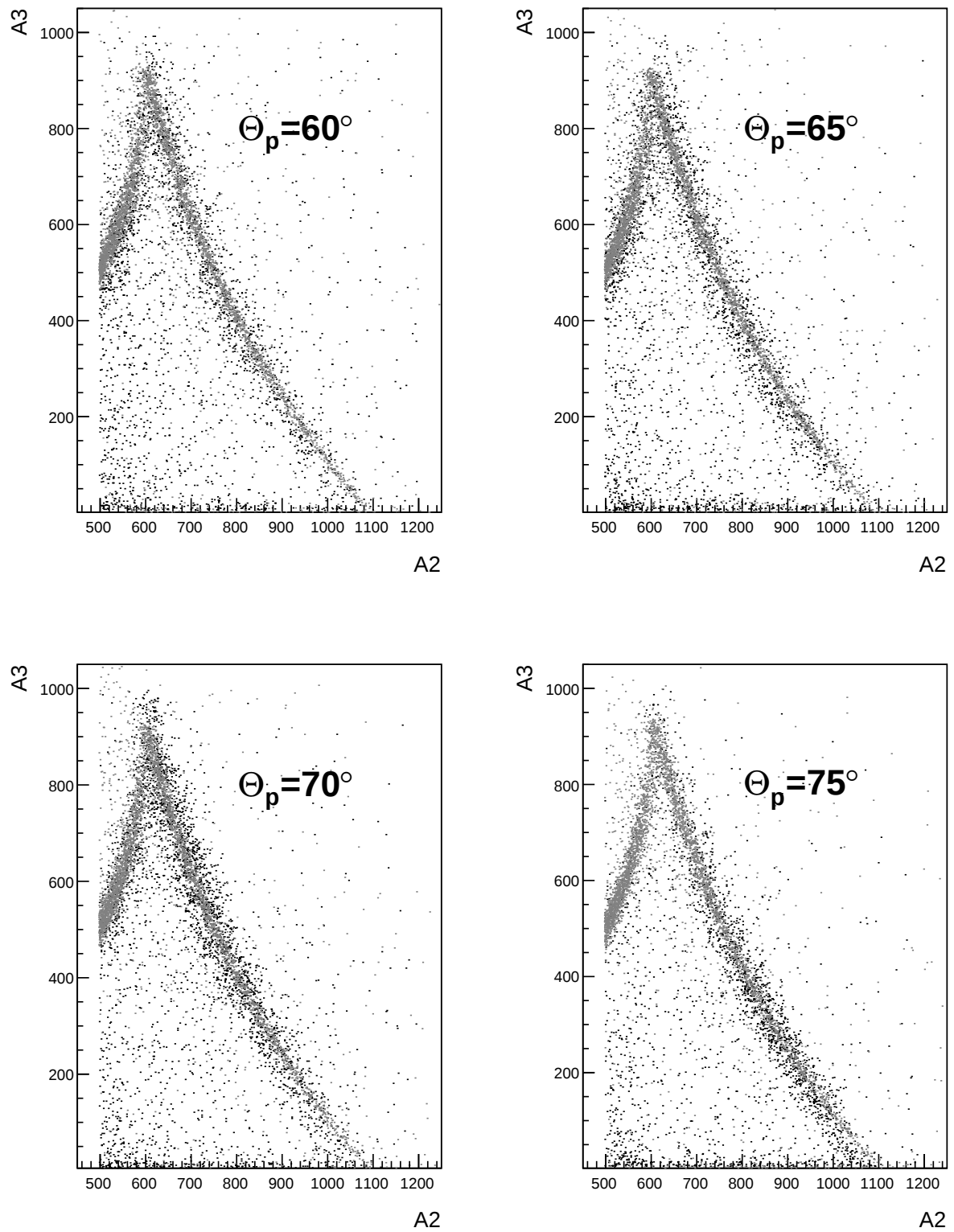


Рис. 3.6 – Зависимость светосбора во втором сцинтилляторе от светосбора в третьем. Красные точки – моделирование с использованием пакета GEANT4. Черные точки - результаты измерений.

В процессе моделирования расчет световыхода определялся по формуле Биркса [56, 57] с поправкой Чу [58]:

$$\frac{dL}{dE} = \left[1 + k_1 \left(\frac{dE}{dx} \right) + k_2 \left(\frac{dE}{dx} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (3.1)$$

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. 3.5 показаны совмещенные экспериментальные и расчетные зависимости светосбора в первом сцинтилляторе от светосбора во втором для разных диапазонов полярных углов вылета протонов. На рис. 3.6 – тоже самое для второго и третьего сцинтиллятора. Для обоих рисунков $\phi_p = 0^\circ$.

3.3 Определение энергии и углов вылета нейтронов

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 $\approx 10\text{нс}$ для каждого сцинтиллятора верхнего плеча.

Измеряя времени пролета t , можно определить кинетическую энергию нейтрона из формулы:

$$E_n = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \cdot M_n. \quad (3.2)$$

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 $(2 - 6)\%$.

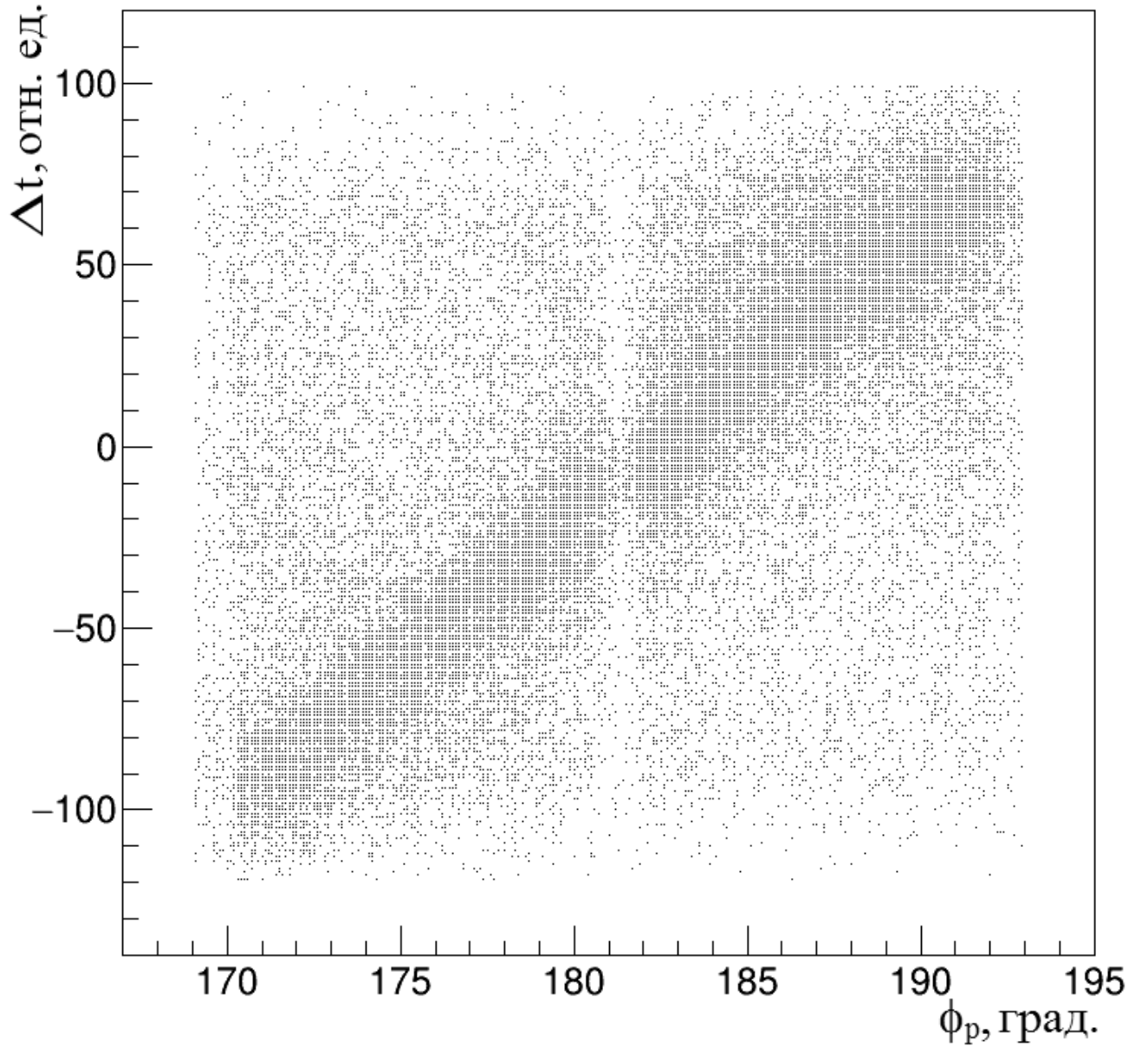


Рис. 3.7 – Зависимость разности времён распространения света до торцов сцинтиллятора верхнего плеча от азимутального угла вылета протонов.

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 собы-

тия 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. Такая зависимость приведена на рис. 3.7 для сцинтиллятора №1, расположенного под полярным углом 90° . Погрешность определения азимутального угла вылета нейтронов таким методом зависит от точности измерения времени и составляет $\sigma_\phi = 2.65^\circ$ (рис. 3.8).

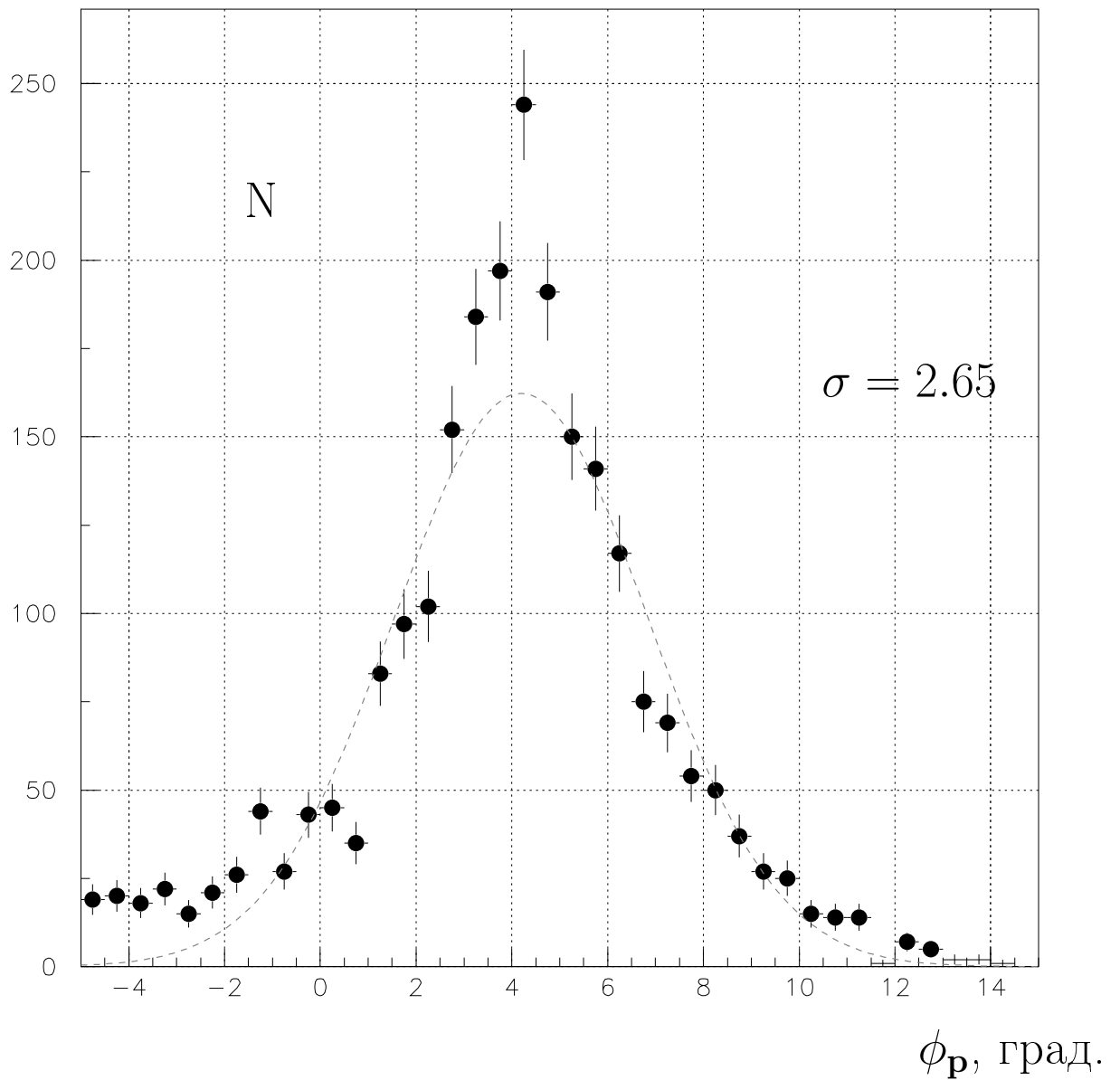


Рис. 3.8 – Оценка погрешности измерения азимутального угла вылета нейтрона.

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

3.4 Разделение процессов $\gamma d \rightarrow pn$ и $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$

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

$$M_x^2 = (P_{ed} - P_{pn})^2, \quad (3.3)$$

где P_{ed} – 4-импульс начальной системы $e + d$, $P_{pn} = P_p + P_n$ – 4-импульс протон-нейтронной системы. На рис. 3.9 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 составляющая импульса системы $p + n$, определяемая как:

$$P_{pn}^\perp = \sqrt{(P_p^X + P_n^X)^2 + (P_p^Y + P_n^Y)^2}, \quad (3.4)$$

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. 3.9 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 ($P_{pn}^\perp < 20$ 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 [55]. Моделирование показало, что вклад компланарных событий реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ не превышает 0.5%. Как видно

из рис. 3.9, для $M_x > 400$ МэВ фоновый вклад событий реакции $\gamma d \rightarrow pn$ в отобранную экспериментальную статистику не превышает 5.0%.

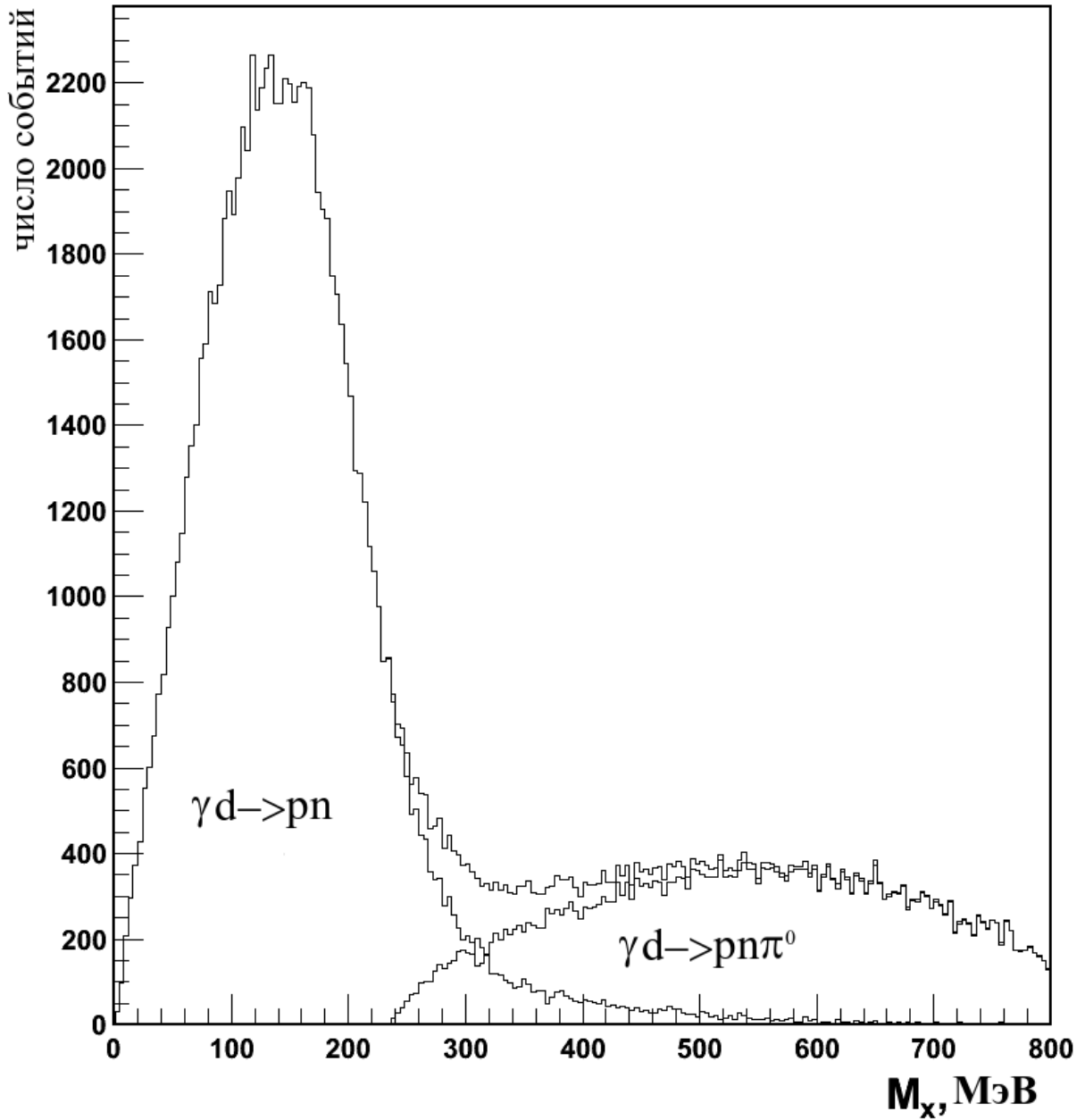


Рис. 3.9 – Распределение событий по недостающей эффективной массе. Левая часть гистограммы соответствует компланарным событиям, правая - некомпланарным.

3.5 Оценка доли неотделимого фона реакций $\gamma d \rightarrow pn\pi^0\pi^0$ и $\gamma d \rightarrow pn\pi^+\pi^-$

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 $\gamma d \rightarrow pn\pi^+\pi^-$.

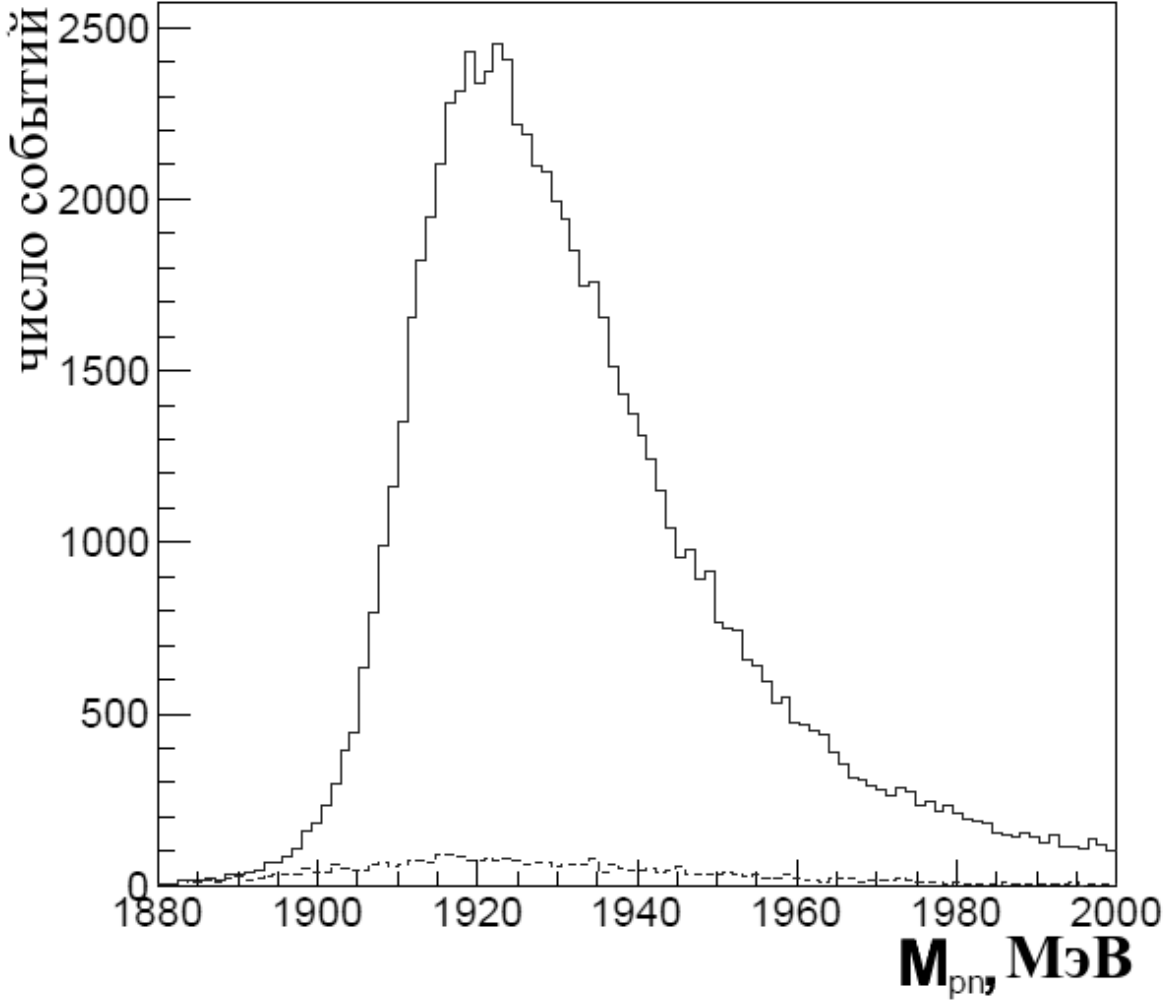


Рис. 3.10 – Результаты моделирования реакций $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$, $\gamma d \rightarrow pn\pi^0\pi^0$ и $\gamma d \rightarrow pn\pi^+\pi^-$. Сплошная линия – результат моделирования для всех реакций, штриховая – для реакций $\gamma d \rightarrow pn\pi^0\pi^0$ и $\gamma d \rightarrow pn\pi^+\pi^-$.

Анализ экспериментальных данных по измерению сечения реакции двойного фоторождения нейтральных пионов на дейтроне [34, 59] показывает, что для энергий фотона менее 500 МэВ вклад двойного фоторождения нейтральных пионов на дейтроне не превышает 3% от вклада фоторождения нейтрально-

го 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 [55]. Условия проведения моделирования полностью соответствовали постановке эксперимента и выделению (pn)-совпадений. На рис. 3.10 приведено распределение 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.

Глава 4

Получение и обсуждение результатов эксперимента

4.1 Расчет компонент тензорной анализирующей способности

Как было показано в 1.3, асимметрия по отношению к смене знака тензорной поляризации P_{zz} выражается через формулу 1.21.

Перейдем от дифференциальных сечений к нормированным выходам, получим:

$$a^T = \sqrt{2} \frac{N^+ - N^-}{P_{zz}^+ N^- - P_{zz}^- N^+}, \quad (4.1)$$

где N^+ и N^- – выходы изучаемой реакции, нормированные на интеграл светимости для каждого состояния поляризации. Величина тензорной поляризации $P_{zz}^+ = 0.341 \pm 0.025 \pm 0.009$, а величина отношения $P_{zz}^-/P_{zz}^+ = -1.70 \pm 0.15$. Подробное описание определения степени поляризации мишени приведено в [60].

В соответствии с формулами (1.21) и (4.1) получаем формулы для расчета T_{20} , T_{21} и T_{22} :

$$T_{20} = a_1^T, \quad (4.2)$$

$$T_{21} = \frac{\sqrt{3}}{4}(a_2^T - a_3^T), \quad (4.3)$$

$$T_{22} = \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}}(a_2^T + a_3^T), \quad (4.4)$$

где a_1^T , a_2^T , a_3^T – асимметрии выходов для $\theta_1 = 180^\circ$, $\theta_2 = 54.7^\circ$, $\theta_3 = 125.3^\circ$.

4.2 Статистическое моделирование реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$

Для корректного сравнения результатов эксперимента с теоретическими расчетами необходимо выполнить усреднение по фазовому, охватываемому детектирующей системой. Такую процедуру можно свести к численному интегрированию методом Монте-Карло.

Элемент фазового объема системы, состоящей из n частиц с амплитудой рождения $\mathcal{M}(p_1, \dots, p_n)$ записывается в виде:

$$S_n = \int \frac{d^3\mathbf{p}_n}{d\omega_n} \frac{d^3\mathbf{p}_{n-1}}{d\omega_{n-1}} \dots \frac{d^3\mathbf{p}_2}{d\omega_2} \frac{d^3\mathbf{p}_1}{d\omega_1} \times \\ \times \delta^3 \left(\sum_1^n \mathbf{p}_i - \mathbf{P}_n \right) \delta \left(\sum_1^n \omega_i - E_n \right) |\mathcal{M}|^2(p_1, \dots, p_n), \quad (4.5)$$

где $\mathbf{p}_i$ и ω_i – 3-импульс и энергия частицы i , $\mathbf{P}_n$ и E_n – 3-импульс и энергия системы n частиц.

Согласно [61], интеграл (4.5) сводится к виду $\int_D \Phi(P) dP$, где P :

$$P = T_k (k = 2, \dots, n-1), \eta_k, \varphi_k (k = 2, \dots, n), \quad (4.6)$$

и интеграл (4.5) записывается в виде:

$$S_n = \int_0^{T_n} dT_{n-1} \int_{-1}^{+1} d\tilde{\eta}_n \int_0^{2\pi} d\tilde{\varphi}_n \int_0^{T_{n-1}} dT_{n-2} \int_{-1}^{+1} d\tilde{\eta}_{n-1} \int_0^{2\pi} d\tilde{\varphi}_{n-1} \dots \\ \dots \int_0^{T_3} dT_2 \int_{-1}^{+1} d\tilde{\eta}_3 \int_0^{2\pi} d\tilde{\varphi}_3 \int_{-1}^{+1} d\tilde{\eta}_2 \int_0^{2\pi} d\tilde{\varphi}_2 \cdot 2^{-n} M_n^{-1} \times \\ \times \tilde{p}_n \dots \tilde{p}_3 \tilde{p}_2 \mathcal{M}^2(p_1, \dots, p_n). \quad (4.7)$$

Вводя замену переменных, переводящую область интегрирования в единичный гиперкуб, имеем:

$$0 \leq \alpha_k (k = 2, \dots, n-1), \beta_k, \gamma_k (k = 2, \dots, n) \leq 1, \quad (4.8)$$

теперь $\Phi(P)$

$$\Phi(P) = \frac{\pi^{\frac{3}{2}(n-1)} T_n^{\frac{3n-5}{2}}}{2M_n \Gamma(\frac{3}{2}(n-1))} \prod_2^n \frac{\tilde{p}_k}{\sqrt{T_k - T_{k-1}}} \mathcal{M}^2. \quad (4.9)$$

Распад системы частиц с массой M_n сводим к распаду на систему из ν частиц, и систему из $n - \nu$ частиц. Элемент фазового объема запишем в виде:

$$S(M_n) = \int dM_\nu^2 S_\nu(M_\nu; m_1, \dots, m_\nu) S_{n-\nu+1}(M_n; M_\nu, m_{\nu+1}, \dots, m_n). \quad (4.10)$$

Перейдем к реакции $ed \rightarrow e'pn\pi^0$:

$$e + d \rightarrow e' + p + n + \pi^0.$$

Интеграл состояний здесь:

$$S_4(M_4) = \int \frac{d^3\mathbf{k}'}{2\varepsilon'} \frac{d^3\mathbf{p}}{2\omega_1} \frac{d^3\mathbf{n}}{2\omega_2} \frac{d^3\mathbf{p}_\pi}{2\omega_\pi} \times \\ \times \delta^3(\mathbf{k}' + \mathbf{p} + \mathbf{n} + \mathbf{p}_\pi - \mathbf{k}) \delta(\varepsilon' + \omega_1 + \omega_2 + \omega_\pi - E) \mathcal{M}_e^2, \quad (4.11)$$

где $M_4 = \sqrt{E^2 - \mathbf{k}^2}$ – эффективная масса системы $e + d$, $E = \varepsilon + M_d$ – энергия системы $e + d$, $\varepsilon, \mathbf{k}$ – энергия и 3-импульс налетающего электрона, $\mathbf{k}', \mathbf{p}, \mathbf{n}, \mathbf{p}_\pi$ – 3-импульсы рассеянного электрона, протона, нейтрона и π^0 -мезона, $\varepsilon', \omega_1, \omega_2, \omega_\pi$ – их энергии, $\mathcal{M}_e^2$ – квадрат модуля амплитуды электрообразования π -мезона, который связан с квадратом модуля амплитуды фотообразования $\mathcal{M}_{\gamma^*}^2$ виртуальными γ -квантами соотношением [35, 62]:

$$\mathcal{M}_e^2 = \frac{1}{2(1 - \varkappa)|q^2|} \mathcal{M}_{\gamma^*}^2 = R \mathcal{M}_{\gamma^*}^2 \quad (4.12)$$

Здесь $\varkappa$ – степень продольной поляризации виртуальных фотонов, q^2 – квадрат переданного 4-импульса $q = k - k'$. Подставляя (4.12) в (4.11), получим:

$$S_4(M_4) = \int \frac{d^3\mathbf{k}'}{2\varepsilon'} \frac{d^3\mathbf{p}}{2\omega_1} \frac{d^3\mathbf{n}}{2\omega_2} \frac{d^3\mathbf{p}_\pi}{2\omega_\pi} \times \\ \times \delta^3(\mathbf{k}' + \mathbf{p} + \mathbf{n} + \mathbf{q} - \mathbf{k}) \delta(\varepsilon' + \omega_1 + \omega_2 + \omega_q - E) R \mathcal{M}_{\gamma^*}^2. \quad (4.13)$$

Полагая ($q^2 \rightarrow 0$), процесс электророждения рассматриваем как фоторождение виртуальными фотонами со спектром $F(\omega_\gamma)$ [63]. Таким образом, переходим к реакции

$$\gamma d \rightarrow pn\pi^0.$$

Введем эффективную массу M_3 начальной системы $(\gamma + d)$ и запишем общий вид интеграла состояния в виде:

$$\int_{m'}^{m''} dM_3^2 \mathcal{F}(M_3) \int dP' dP'' \Phi_1(P') \Phi_2(P''), \quad (4.14)$$

где $\mathcal{F}(M_3)$ – спектр эффективных масс системы M_3 , m' и m'' – нижний и верхний предел M_3 .

$$m' = 2m_p + m_\pi \leq M_3 \leq M_4 - m_e = m'',$$

P', P'' – общий вид координат фазового объема (4.8).

Система M_4 распадается на электрон и систему M_3 . Компаунд-частица M_3 распадается на протон, нейтрон и π^0 -мезон.

$$\begin{aligned} e + d &\longrightarrow e' + d^* \\ &\quad \bigg| \longrightarrow p + n + \pi^0 \end{aligned} \quad (4.15)$$

Спектр эффективных масс $\mathcal{F}(M_3)$ напрямую связан со спектром виртуальных фотонов $F(\omega_\gamma)$:

$$\mathcal{F}(M_3) = \frac{dn}{dM_3} = F(\omega_\gamma(M_3)) \frac{M_3}{M_d}, \quad (4.16)$$

где $\omega_\gamma = \frac{M_3^2 - M_d^2}{2M_d}$ – энергия виртуального фотона, M_d – масса дейтрона.

В [61] приведена методика розыгрыша случайных звезд. Зная четырехмерный импульс начального состояния и массы покоя конечных частиц, можно сгенерировать 4-импульсы конечных частиц и вес разыгранной звезды (4.9).

В нашем разыгрывается M_3 в соответствии с (4.16), затем вычисляются импульс электрона, импульс системы d^* и вес $\Phi_1(P')$ для $\mathcal{M}^2 = 1$. Зная импульс P_3 и массу M_3 производится розыгрыш импульсов протонов и пи-мезона и считается вес $\Phi_2(P'')$ для $\mathcal{M}^2 = \mathcal{M}_\gamma^2$. Вес $\Phi = \Phi_1 \Phi_2$ служит критерием отбраковки событий.

В соответствии с [61] в интервале $\{0, 1\}$ равномерно разыгрывается случайное число r . Эта переменная приравнивается к интегралу $\mathcal{F}(M_3)$, нормированному на единицу:

$$r = \frac{\int_{m'}^{M_3} dM_3 \mathcal{F}(M_3)}{\int_{m'}^{m''} dM_3 \mathcal{F}(M_3)}. \quad (4.17)$$

Правая часть 4.17 протабулирована в зависимости от M_3 в пределах $\{m', m''\}$. По разыгранному r обратной интерполяцией определялась M_3 .

4.3 Сравнение полученных результатов 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. 4.1 – 4.4. Рисунки 4.1 – 4.4 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 [31].

Из рис. 4.1 следует, что 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.

На рис. 4.2 представлены зависимости T_{20} , T_{21} и T_{22} -компонент тензорной анализирующей способности от инвариантной массы протон-нейтронной системы M_{pn} . Из рис. 4.2 следует что 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. 4.3 представлены зависимости T_{20} , T_{21} и T_{22} -компонент тензорной анализирующей способности от инвариантной массы протон-пионной системы $M_{p\pi^0}$. Данные зависимости представлены в экспериментальном интервале инвариантных масс $M_{p\pi^0} \in (1050, 1300)$ МэВ. Из рис. 4.3 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.

На рис. 4.4 приведены зависимости T_{20} , T_{21} и T_{22} -компонент тензорной анализирующей способности от инвариантной массы нейтрон-пионной системы $M_{n\pi^0}$. Как и в предыдущем случае, измеряемые инвариантные массы нейтрон-пионной системы лежат в интервале $(1050, 1300)$ 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 $T_{22}(M_{n\pi^0})$.

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.

Для улучшения согласия теории и эксперимента может оказаться полезным учет новых двухчастичных механизмов в амплитуде фоторождения пи-

она на дейтроне (например учет взаимодействия между возбужденными нуклонными резонансами и нуклоном-спектатором), учет влияния неупругости в NN -перерасеянии, учет роли релятивистских эффектов при высоких энергиях конечных частиц, учет вклада Δ -изобарной компоненты волновой функции дейтрона в рамках кварковой модели [64], а также возможность описания дейтрона на основе новых механизмов взаимодействия нуклонов на малых расстояниях [65, 66].

Для улучшения согласия между экспериментом и теорией может оказаться полезным учет двухчастичных механизмов в амплитуде фоторождения (например учет взаимодействия нуклонного резонанса и нуклона-спектатора), учет влияния неупругости в N -перерасеянии, учет роли релятивистских эффектов при высоких энергиях, учет вклада Δ -изобарной компоненты волновой функции дейтрона в рамках кварковой модели [64], а также возможность описания дейтрона на основе новых механизмов взаимодействия нуклонов на малых расстояниях [65, 66].

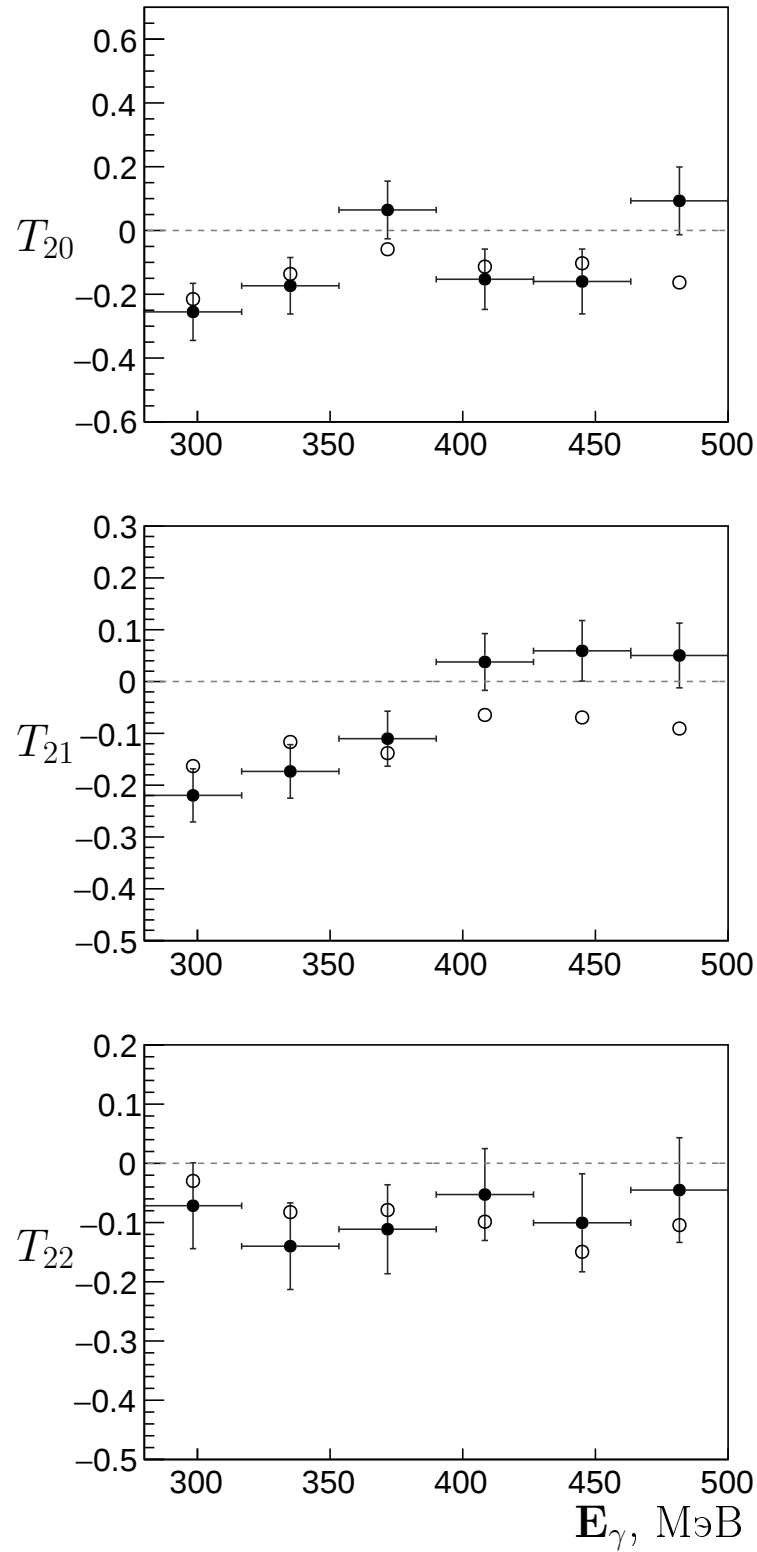


Рис. 4.1 – Зависимости T_{20} , T_{21} и T_{22} -компонент тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ от энергии фотона. Заполненные кружки – результаты эксперимента, незаполненные – результаты моделирования.

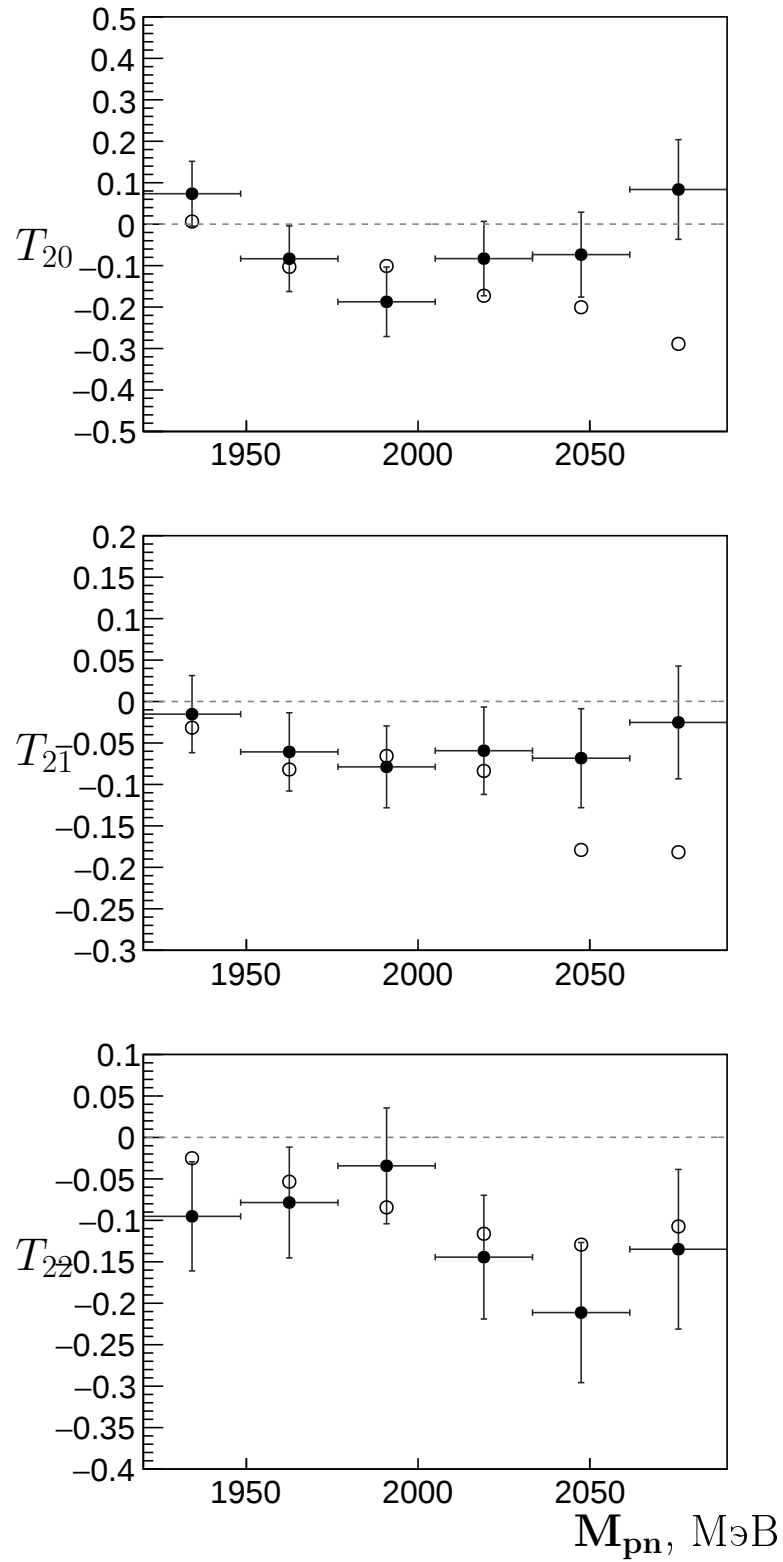


Рис. 4.2 – Зависимости T_{20} , T_{21} и T_{22} -компонент тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ от инвариантной массы pn -системы. Заполненные кружки – результаты эксперимента, незаполненные – результаты моделирования.

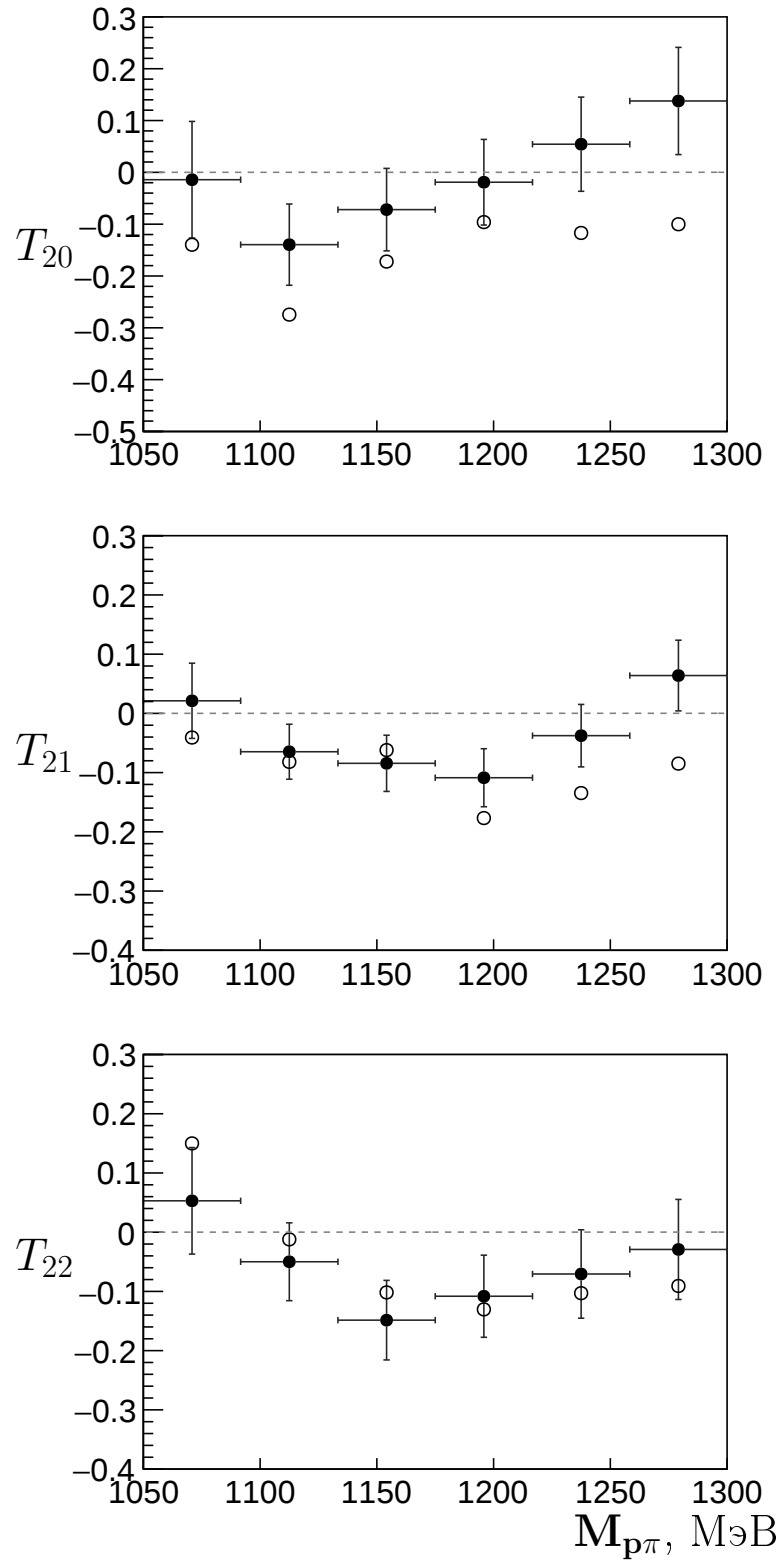


Рис. 4.3 – Зависимости T_{20} , T_{21} и T_{22} -компонент тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ от инвариантной массы $p\pi^0$ -системы. Заполненные кружки – результаты эксперимента, незаполненные – результаты моделирования.

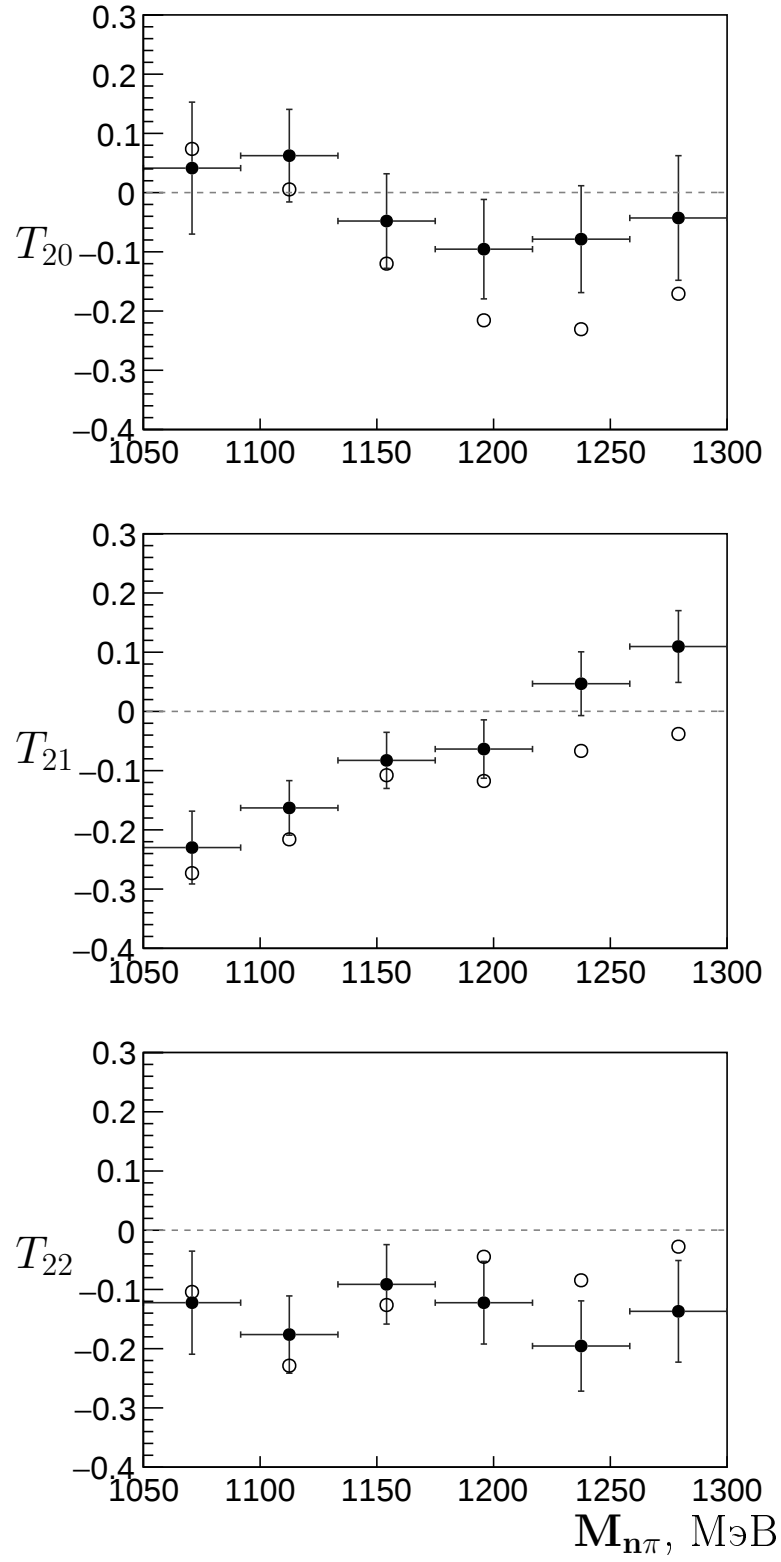


Рис. 4.4 – Зависимости T_{20} , T_{21} и T_{22} -компонент тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ от инвариантной массы $pn\pi^0$ -системы. Заполненные кружки – результаты эксперимента, незаполненные – результаты моделирования.

Заключение

Использование экспериментальной статистики, накопленной на ускорительно-накопительном комплексе ВЭПП-3 установки “ДЕЙТРОН”, позволило получить уникальную информацию о тензорных поляризационных наблюдаемых реакции некогерентного фоторождения нейтральных пионов на дейтронах.

Основные результаты диссертационной работы:

- 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;
- Проведена обработка экспериментальных данных, позволяющая восстановить кинематику реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$;
- Выполнена оценка неотделимого фона реакций двойного фоторождения пионов на дейтроне с использованием программного пакета GEANT4 и генератора фотореакций на дейтроне GENBOS;
- 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.
- Проведено сравнение результатов эксперимента с теоретическими расчетами. Из сравнения видно, что результаты эксперимента удовлетворительно согласуются с теоретическими расчетами.

Литература

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. — Vol. 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. — Vol. 684. — P. 525.
3. *Rachek I.A., Barkov L.M., Belostotsky S.L. et al.* Measurement of Tensor Analyzing Powers in Deuteron Photodisintegration // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 98. — P. 182303.
4. *Stibunov V.N., Barkov L.M., Dmitriev V.F. et al.* Tensor analyzing power in exclusive π^- -meson photoproduction on deuteron // *16th International Spin Physics Symposium: Abstracts - Triest, Italy, October 10-16, 2004. - Triest: INFN.* — 2004. — Pp. 131–132.
5. *Логинов А.Ю., Осипов А.В., Сидоров А.А. 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. 730–736.
6. *Гауштейн В.В., Грамолин А.В., Зеваков С.А. и др.* Измерение анализирующей способности реакции фоторождения отрицательно-заряженных пионов в области $\Delta(1232)$ -резонанса // *Известия вузов. Физика.* — 2014. — Т. 57, № 9. — С. 36.
7. *Гауштейн В.В., Грамолин А.В., Василишин Б.И. и др.* Экспериментальное исследование компонент тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ // *Известия вузов. Физика.* — 2016. — Т. 59, № 6. — С. 100.
8. *Гауштейн В.В., Зеваков С.А., Левчук М.И. и др.* Измерение асимметрии фоторождения π^- -мезонов линейно-поляризованными фотонами на

- тензорно-поляризованных дейтронах // *Известия вузов. Физика.* — 2018. — Т. 61, № 1. — С. 105.
9. Гаузштейн В.В., Зеваков С.А., Логинов А.Ю. и др. Измерение компонент тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ при больших импульсах протонов // *Ядерная Физика.* — 2015. — Т. 78, № 1-2. — С. 3–11.
 10. 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. — Vol. 54. — P. 167.
 11. 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. — Vol. 968. — P. 23.
 12. Gauzshtein V.V., Levchuk M.I., Loginov A.Yu. et al. Measurement of the tensor analyzing power for the $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ reaction in the low energy range of protons // *Int. J. Mod. Phys. E.* — 2018. — Vol. 27. — P. 1850082.
 13. Chew G.F., Lewis H.W. A phenomenological treatment of photomeson production from deuterons // *Phys. Rev.* — 1951. — Vol. 84. — P. 779.
 14. Lax M., Feshbach H. Photoproduction of mesons in deuterium // *Phys. Rev.* — 1952. — Vol. 88. — P. 509.
 15. Blomqvist I., Laget J.M. A non-relativistic operator convenient for analysis of pion photoproduction on nuclei in the $\Delta(1236)$ region // *Nucl. Phys. A.* — 1977. — Vol. 280. — P. 405.
 16. Laget J.M. Electromagnetic properties of the πNN system. (I). The reaction $\gamma D \rightarrow NN\pi$ // *Nucl. Phys. A.* — 1978. — Vol. 296. — P. 388.
 17. Laget J.M. Pion photoproduction on few body systems // *Phys. Rep.* — 1981. — Vol. 69. — P. 1.
 18. Benz P., Braun O., 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. — Vol. 65. — P. 158.

19. *Levchuk M.I., Petrun'kin V.A., 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. — Vol. 355. — P. 317.
20. *Levchuk M.I., Schumacher M., Wissmann F.* The inclusive reaction $d(\gamma, \pi)NN$ in the first resonance region // *nucloth/0011041*.
21. *Levchuk M.I., Schumacher M., Wissmann F.* The reaction ${}^2H(\gamma, \pi^0)np$ in the threshold region // *Nucl. Phys. A.* — 2000. — Vol. 675. — P. 621.
22. *Darwish E.M., Arenhovel H., 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. — Vol. 16. — P. 111.
23. *Darwish E.M., Arenhovel H., Schwamb M.* Final-state interaction in spin asymmetry and GDH sum rule for incoherent pion production on the deuteron // *Eur. Phys. J. A.* — 2003. — Vol. 17. — P. 513.
24. *Darwish E.M.* Spin observables for pion photoproduction on the deuteron in the $\Delta(1232)$ -resonance region // *J. Phys. G.* — 2005. — Vol. 31. — P. 105.
25. *Darwish E.M.* Single-spin asymmetries of $d(\gamma, \pi)NN$ in the first resonance region // *Nucl. Phys. A.* — 2004. — Vol. 735. — P. 200.
26. *Darwish E.M.* The NN final-state interaction in the helicity structure of $d(\gamma, \pi^-)pp$ reaction // *Nucl. Phys. A.* — 2005. — Vol. 748. — P. 596.
27. *Darwish E.M.* Influence of NN -rescattering effect on the photon asymmetry of $d(\gamma \rightarrow, \pi^-)pp$ reaction // *Phys. Lett. B.* — 2005. — Vol. 615. — P. 61.
28. *Darwish E.M., Salam A.* Final-state NN -rescattering in spin asymmetries of (γ, π^-) reaction // *Nucl. Phys. A.* — 2005. — Vol. 759. — P. 170.
29. *Arenhovel H., Fix A., Schwamb M.* Spin asymmetry and Gerasimov-Drell-Hearn sum rule for the deuteron // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Vol. 93. — P. 202301.
30. *Arenhovel H., Fix A.* Incoherent pion photoproduction on the deuteron with polarization observables. I. Formal expressions // *Phys. Rev. C.* — 2005. — Vol. 72. — P. 064004.

31. *Fix A., Arenhovel H.* Incoherent pion photoproduction on the deuteron with polarization observables. II. Influence of final state rescattering // *Phys. Rev. C.* — 2005. — Vol. 72. — P. 064005.
32. *Levchuk M.I., Loginov A.Yu., Sidorov A.A.* Incoherent pion photoproduction on the deuteron in the first resonance region // *Phys. Rev. C.* — 2006. — Vol. 74. — P. 014004.
33. *Siodlaczek U., Achenbach P., Ahrens J. et al.* Coherent and incoherent π^0 photoproduction from the deuteron // *Eur. Phys. J. A.* — 2001. — Vol. 10. — P. 365.
34. *Krusche B., Ahrens J., Beck R. et al.* Single and double π^0 -photoproduction from the deuteron // *Eur. Phys. J. A.* — 1999. — Vol. 6. — P. 309.
35. *Sabutis J.L., Tabakin F.* Electroproduction of Charged Pions from Light Nuclei // *Annals of Physics.* — 1989. — Vol. 195. — P. 223.
36. *Dalitz R.H., Yennie D.R.* Pion Production in Electron-Proton Collisions // *Physical Review.* — 1957. — Vol. 105. — P. 1598.
37. *Drechsel D., Hanstein O., Kamalov S.S. et al.* MAID // available at <http://www.kph.uni-mainz.de/>.
38. *Haidenbauer J., Plessas W.* Separable representation of the Paris nucleon-nucleon potential // *Phys. Rev. C.* — 1984. — Vol. 30. — P. 1822.
39. *Haidenbauer J., Plessas W.* Modified separable representation of the Paris nucleon-nucleon potential in the S01 and P03 states // *Phys. Rev. C.* — 1985. — Vol. 32. — P. 1424.
40. *Nozawa S., Blankleider B., Lee T.-S.H.* A dynamical model of pion photoproduction on the nucleon // *Nucl. Phys. A.* — 1990. — Vol. 513. — P. 459.
41. *Ohlsen G.G.* Polarization transfer and spin correlation experiments in nuclear physics // *Rep. Prog. Phys.* — 1972. — Vol. 35. — P. 717.

42. *Ohlsen G.G., Keaton P.W.* Techniques for measurement of spin- 12 and spin-1 polarization analyzing tensors // *Nucl. Instrum. Methods.* — 1973. — Vol. 109. — P. 41.
43. *Немец О.Ф., Ясногородский А.М.* Поляризационные явления в ядерной физике. — Киев: Изд. Наукова думка, 1980.
44. *Dyug I., Isaeva M.V., Lazarenko L.G. et al.* Internal polarized deuterium target with cryogenic atomic beam source // *Nucl. Instr. and Meth. A.* — 2002. — Vol. 495. — Pp. 8–19.
45. *Isaeva L.G., Lazarenko B.A., Mishnev S.I. et al.* High field superconducting sextupole magnets // *Nucl. Instr. and Meth. A.* — 1998. — Vol. 411. — Pp. 201–204.
46. *Holt R.J.* // *Proc. Workshop on Polarized Targets in Storage Rings, Argonne, IL.* — 1984. — P. 103.
47. *Дешман С.* Научные основы вакуумной техники. — Москва: Изд. Мир, 1964.
48. *Рачек И.А.* Экспериментальное изучение фотодезинтеграции тензорно-поляризованного дейтрона: Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. — Новосибирск: ИЯФ СО РАН им. Г.И. Будкера, 2008. — URL: <http://dlib.rsl.ru/rsl01004000000/rsl01004236000/rsl01004236291/rsl01004236291.pdf>.
49. *Nikolenko D.M., Arenhovel H., Barkov L.M. et al.* Measurement of the tensor analyzing powers T_{20} and T_{21} in elastic electron deuteron scattering // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Vol. 90. — P. 072501.
50. *Фролов В.В.* Вершинная камера: Дипломная Работа. — Новосибирск: Новосибирский Государственный Университет, 1992.
51. *Луконин С.Е., Гаузитейн 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.

52. *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. — Vol. 28. — P. 1950010.
53. *Lukonin S.E., Gauzshtein V.V., Levchik M.I. et al.* Measurement of tensor analyzing power components for the incoherent π^0 -meson photoproduction on a deuteron // *Nucl. Phys. A.* — 2019. — Vol. 986. — P. 75.
54. GEANT4. — URL: <https://geant4.web.cern.ch/>.
55. *Iljinov A.S., Pshenichnov I.A., Bianchi N. et al.* Extension of the intranuclear cascade model for photonuclear reactions at energies up to 10 GeV // *Nucl. Phys. A.* — 1997. — Vol. 616. — P. 575.
56. *Birks J.B.* The Theory and Practice of Scintillation Counting. — Macmillan, New York, 1964.
57. *Badhwar G.D., Deney C.L., Dennis B.R. et al.* The non-linear response of the plastic scintillator NE102 // *Nucl. Instr. and Meth.* — 1967. — Vol. 57. — P. 116.
58. *Chou C.N.* Saturation Effect of Plastic Scintillators // *Phys. Rev.* — 1952. — Vol. 87. — P. 904.
59. *Kleber V., Achenbach P., Ahrens J. et al.* Double- π^0 photoproduction from the deuteron // *European Physical Journal A.* — 2000. — Vol. 9. — P. 1.
60. *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. — Vol. 536. — P. 344.
61. *Копылов Г.И.* Основы кинематики резонансов. — Москва: Изд. Наука, 1970.
62. *Ахиезер А.И., Рекало М.П.* Электродинамика адронов. — Киев: Изд. Наукова думка, 1976.
63. *Budnev V.M., Ginzburg I.F., Meledin G.V. et al.* The two-photon particle production mechanism. Physical problems. Equivalent photon approximation // *Phys. Lett. C.* — 1975. — Vol. 15. — P. 181.

- 64. *Smirnov Yu.F., Tchuvil'sky Yu.M.* Isobaric component of deuteron in the quark model // *Journ. Phys. G.* — 1978. — Vol. 4. — P. 1.
- 65. *Kukulin V.I., Obukhovskiy I.T., Pomerantsev V.N. et al.* New mechanism for intermediate- and short-range nucleon-nucleon interaction // *Journ. Phys. G.* — 2001. — Vol. 27. — P. 1851.
- 66. *Kukulin V.I., Obukhovskiy I.T., Grabmayr P. et al.* Isoscalar short-range current in the deuteron induced by an intermediate dibaryon // *Phys. Rev. C.* — 2006. — Vol. 74. — P. 064005.