

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

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»

Диссертация на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант:
доктор физико-математических наук Фикс А.И.

Томск – 2021

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1 Постановка экспериментов на ВЭПП-3	20
1.1 Накопитель ВЭПП-3	20
1.2 Источник поляризованных атомов	24
1.3 Накопительная ячейка	28
Глава 2 Измерение двойной поляризационной асимметрии в ре-	
акции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$	32
2.1 Общая схема эксперимента	32
2.2 Адронные годоскопы	33
2.3 Детекторы электронов	33
2.4 Трековые камеры	35
2.5 LQ-поляриметр	38
2.6 Реконструкция треков	39
2.7 Определение энергии протонов	41
2.8 Связь электро- и фоторождения π -мезонов на дейтроне	46
2.9 Дифференциальное сечение и асимметрия реакции $\gamma d \rightarrow$ $pp\pi^-$	51
2.10 Обсуждение результатов измерения асимметрии	55
2.11 Заключение по главе	62
Глава 3 Измерение T_{20}, T_{21} и T_{22} компонент тензорной анализи-	
рующей способности для реакций $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ и $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$	63
3.1 Общая схема эксперимента	63
3.2 Сцинтилляторы для регистрации протонов и нейтронов	64
3.3 Идентификация частиц	65
3.4 Определение энергии протонов в нижнем плече	68

3.5	Определение энергии и углов вылета частиц в верхнем плече	73
3.6	Оценка неотделимого фона	76
3.7	Дифференциальное сечение и компоненты T_{2M} реакций $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ и $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$	79
3.8	Результаты измерения T_{2M} для $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$	82
3.9	Результаты измерения T_{2M} для $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$	95
3.10	Заключение по главе	105
 Глава 4 Измерение T_{20} компоненты тензорной анализирующей способности для реакции $\gamma d \rightarrow d\pi^0$		
4.1	Общая схема эксперимента	106
4.2	Идентификация событий $\gamma d \rightarrow d\pi^0$	108
4.3	Определение энергии дейтронов	112
4.4	Результаты измерения T_{20} для $\gamma d \rightarrow d\pi^0$	116
4.5	Заключение по главе	125
Заключение		126
Литература		128

Введение

В течение последних 30 лет квантовая хромодинамика (КХД) довольно успешно зарекомендовала себя в качестве калибровочной теории сильного взаимодействия. В частности, пертурбативный подход в рамках КХД оказался чрезвычайно плодотворным при изучении процессов, обусловленных большой передачей импульса, то есть жестких процессов, в которых основную роль играет взаимодействие кварков и глюонов на малых расстояниях. Успех теории в этой области связан с важнейшим свойством КХД – асимптотической свободой, которая позволяет использовать методы теории возмущений.

В то же время, в области низких энергий, где константа сильного взаимодействия α_s становится большой ($\alpha_s \sim 1$), пертурбативный подход теряет смысл. При этих энергиях структура нуклона традиционно описывается в терминах эффективных степеней свободы - конститuentных кварков и мезонов.

Говоря о невозможности количественно описать пертурбативными методами мягкие адронные процессы, необходимо отметить калибровочные расчеты на решетке, которые позволяют получить количественные результаты для основного состояния, а также для некоторых возбужденных состояний нуклона (см., например, [1–4]) без использования теории возмущений. Однако расчет нуклонного спектра в более широкой области энергий возбуждения в рамках решеточной КХД остается пока недостижимой задачей даже для самых мощных компьютерных систем. По этой причине важнейшим инструментом описания различных явлений в физике адронов остаются различные феноменологические теории, использующие аппарат квантовой теории рассеяния, метод дисперсионных соотношений, низкоэнергетические теоремы а также различные модификации конститuentных кварковых моделей.

В этой связи, наиболее важным шагом к пониманию динамики нуклона является изучение соответствующих эффективных степеней свободы, которые, в то же время, должны объективно отражать внутреннюю симметрию лежащего в их основе фундаментального взаимодействия. Такие попытки были предприняты, в частности, в рамках моделей конститuentных кварков, которые внесли решающий вклад в исследование природы сильного взаимодействия в непер-

турбативной области. В некотором смысле эти модели стали отправной точкой для развития КХД. Как правило, в основе конституэнтных моделей лежит представление о нуклоне, как о системе трех кварков в коллективном самосогласованном потенциале. Сами кварки являются не точечными объектами; их структура характеризуется определенными электрическим и сильным форм-факторами. Используемые массы кварков колеблются в диапазоне от 200 МэВ для релятивистских вариантов модели до приблизительно 350 МэВ в нерелятивистском приближении.

Важнейшим успехом модели конституэнтных кварков явилось описание спектра адронных возбуждений с помощью малого числа подгоночных параметров. Базовая версия этой модели, использующая потенциал гармонического осциллятора, была представлена в работах Гелл-Манна [5] и Гринберга [6]. Копли, Карл и Обрик [7] а также Фейнман, Кислинггер и Равндал [8] дали первые четкие доказательства $SU(6) \otimes 0(3)$ -симметрии адронного спектра. В более поздних работах Коньюк и Исгур [9] заложили основу для описания электромагнитного и сильного распадов адронов в рамках осцилляторной кварковой модели.

В связи с отмеченной выше существенной ролью феноменологической составляющей, важное значение в физике сильного взаимодействия в области низких энергий приобретает экспериментальная информация для сечений различных процессов с участием адронов. Здесь ключевое значение имеет вопрос: какие процессы являются наиболее подходящими для изучения свойств нуклонных резонансов? Основной модой распада любого возбужденного состояния нуклона является испускание мезонов в результате сильного взаимодействия. Электромагнитные распады из-за испускания фотонов имеют типичные парциальные ширины порядка 1 %, так что их трудно идентифицировать при наличии большого адронного фона. Поэтому именно чисто адронные реакции образования мезонов ввиду их большого сечения активно применяются для изучения возбужденных состояний нуклона.

Сказанное в первую очередь относится к тем реакциям, в которых используются пучки стабильных барионов, таких как протоны, дейтроны и α -частицы (например, на ускорителях CELSIUS и COSY). Однако интерпретация измерений соответствующих сечений довольно сложна из-за присутствия сильного

взаимодействия не только в конечном, но и в начальном состоянии. Помимо этого, наличие по крайней мере двух барионов в конечном состоянии приводит к существенным усложнениям при описании динамики процесса образования мезона ввиду необходимости учета взаимодействия в системе, содержащей как минимум три адрона (два бариона и мезон). Необходимо также отметить чисто технические трудности, связанные с большой массой налетающих частиц (протонов), в связи с чем для возбуждения резонансов в мезон-нуклонной системе необходим пучок достаточно высокой энергии. По этой причине большая часть недавних работ с барионными пучками сосредоточена главным образом на исследовании образования мезонов лишь в околопороговых областях. Обзор по этой теме можно найти, например, в работе [10].

Более широкое применение для изучения нуклонных резонансов находят реакции, в которых используются пучки долгоживущих мезонов, в первую очередь, заряженных пионов. В частности, упругое рассеяние π^+ и π^- -мезонов на нуклоне, а также неупругие процессы, вызванные пионами, внесли существенный вклад в имеющуюся сегодня экспериментальную базу, используемую для изучения нуклонного спектра. Накопленные экспериментальные результаты явились основой многочисленных парциально-волновых анализов пион-нуклонного рассеяния, нацеленных на выделение нуклонных возбуждений путем идентификации резонансных вкладов в наблюдаемые величины (см., например, [11–15]). Полученные таким образом результаты до сих пор являются важнейшим источником сведений о свойствах возбужденных состояний нестранных барионов.

В то же время, использование лишь реакций, индуцированных пионами, позволяет исследовать лишь те состояния в спектре нуклона, которые имеют большую моду распада в канал πN . Как известно, сравнение спектра возбуждения, предсказываемого современными кварковыми моделями, с экспериментально установленным набором нуклонных резонансов приводит к так называемой проблеме «недостающих резонансов»: число возбужденных состояний нуклона, предсказываемых кварковыми моделями, существенно превышает то, которое наблюдается в эксперименте. Связано ли это с наличием лишних степеней свободы в кварковых моделях или является следствием неточности экспериментальных результатов? Уже более 30 лет назад авторы работы [17], озагла-

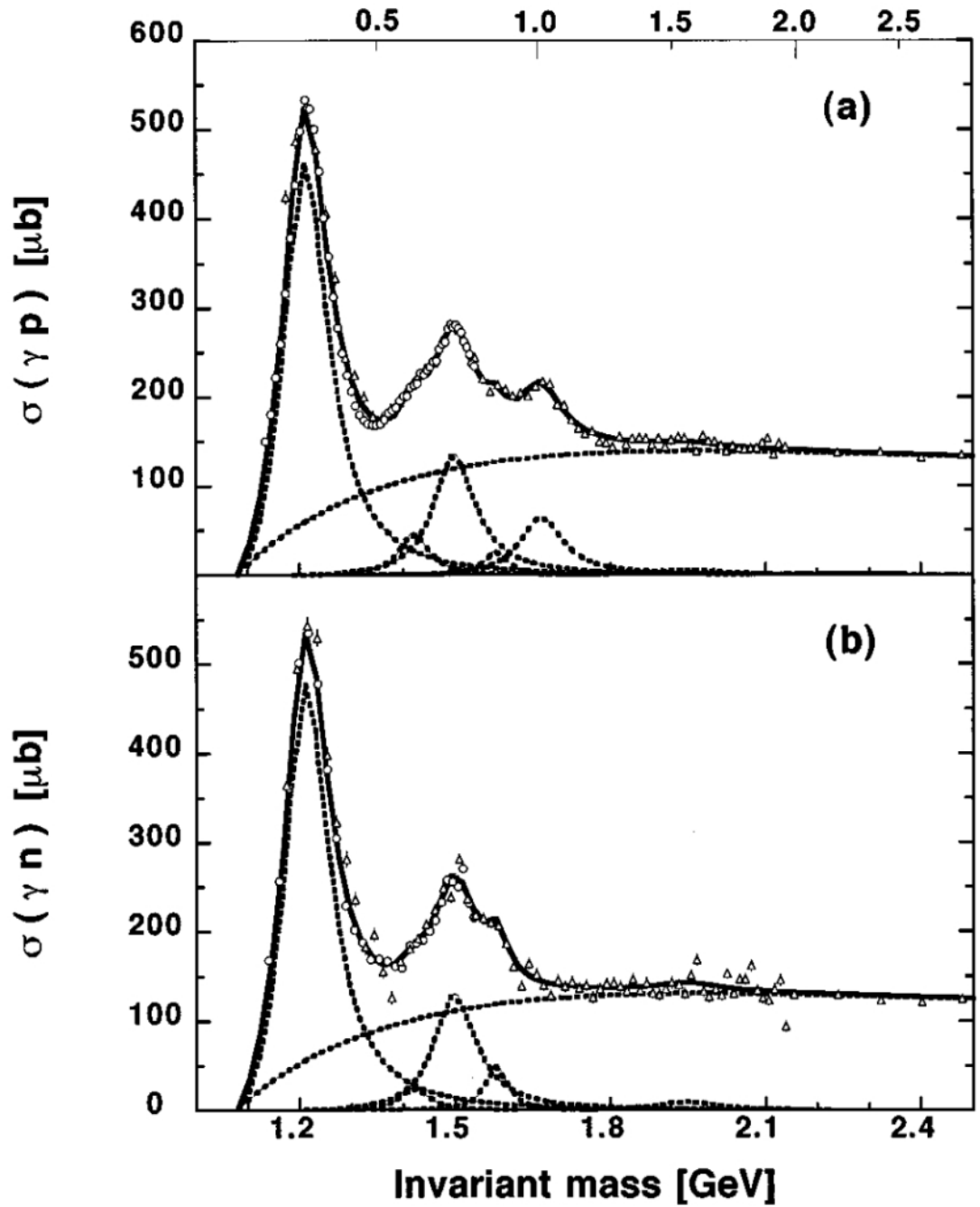


Рис. 1 – Сечение фотопоглощения на протоне (верхний рисунок) и на нейтроне. Точками показаны результаты измерений. Кривыми представлены результаты фитирования сечений с помощью Брейт-Вигнеровских амплитуд для резонансов $\Delta(1232)3/2^+$, $N(1440)1/2^+$, $N(1520)3/2^-$, $N(1535)1/2^-$, $N(1680)5/2^+$ и плавного фона. Взято из работы [16].

ленной «Куда пропали все резонансы?» (Where have all the resonances gone?), указывали, что возможная причина этого несоответствия заключается в том,

что недостающие резонансы должны иметь малую ширину распада в πN канал и потому не наблюдаются в процессах пион-нуклонного рассеяния. Эти резонансы могут быть обнаружены только при исследовании других начальных и конечных состояний. Согласно предсказаниям современных кварковых моделей [18], у ряда ненаблюдаемых резонансов должны быть довольно большие моды распада в каналы $\pi\pi N$, ηN , $\eta' N$ и др. В этом случае в идеале нуклон должен возбуждаться рассеянием соответствующих мезонов. Однако либо эти мезоны имеют малое время жизни, как в случае с η и η' , что делает невозможным изготовление пучков, либо эксперимент требует наличия трех сталкивающихся частиц в начальном состоянии (в случае $\pi\pi N$).

Другая проблема, возникающая при использовании адронов в качестве бомбардирующих частиц, связана с уже упомянутой выше трудностью выделения резонансных состояний. Очевидно, что число возбужденных состояний нуклона с определенными квантовыми числами определяется непосредственно числом эффективных степеней свободы и их квантовых чисел, которые предсказываются теорией. Следовательно, сравнение измеренного в эксперименте спектра возбуждения с предсказаниями модели позволяет в принципе определить количество степеней свободы в данном состоянии. Однако с экспериментальной точки зрения ситуация сильно отличается от той, что имеется в атомной или ядерной физике. Дело в том, что основным каналом распада нуклонных резонансов является адронный распад с испусканием мезонов (ширины электромагнитных распадов, очевидно, малы ввиду малости электромагнитной константы связи). По этой причине времена жизни возбужденных состояний нуклона (а также барионных резонансов с изоспином $T = 3/2$) определяются временами, характерными для процессов сильного взаимодействия (около 10^{-24} с) с соответствующими ширинами в несколько сотен МэВ.

В то же время, разница энергий двух соседних резонансных уровней, как правило, не превышает несколько десятков МэВ, что приводит к сильному перекрытию отдельных возбужденных состояний в спектре, что, естественно, существенно затрудняет их идентификацию. В качестве примера на рисунке 1 представлено сечение полного фотопоглощения фотонов на протоне и нейтроне, $\gamma N \rightarrow NX$ (сечение на нейтроне было получено из соответствующего сечения на дейтроне в условиях квазисвободной кинематики). Кривой показано сечение,

полученное в работе [16] путем простой аппроксимации гладкого фона и использования брейт-вигнервских функций для резонансов. Как видно, только первое возбужденное состояние нуклона, резонанс $\Delta(1232)3/2^+$, дает достаточно изолированный пик в спектре и может быть надежно идентифицировано. Уже во второй резонансной области, куда вносят вклад несколько резонансов с массами в районе 1500 МэВ, задача выделения возбужденных состояний оказывается трудно реализуемой.

Среди процессов, которые свободны от недостатков, отмеченных выше для рассеяния пионов, необходимо в первую очередь отметить процессы электромагнитного образования псевдоскалярных мезонов на нуклонах и малонуклонных ядрах. С одной стороны, их исследование дает значительное преимущество, поскольку позволяет четко разделить начальное и конечное состояние, что вообще говоря, невозможно сделать, например, в чисто адронных процессах. Кроме того, вследствие относительной слабости электромагнитного взаимодействия, входной канал, содержащий реальный или виртуальный фотон, можно рассматривать в рамках теории возмущений, учитывая лишь первые исчезающие члены. В этой связи вся физика процесса проявляется в так называемом взаимодействии в конечном состоянии, которое в нашем случае сводится к многократному рассеянию образовавшегося мезона на нуклонах ядра. Здесь необходимо отметить, что электро- и фоторождение мезонов дает информацию, дополнительную к той, что может быть получена из пион-ядерного рассеяния. Действительно, в то время как упругое рассеяние определяется главным образом фазами рассеяния, то есть поведением волновой функции мезона лишь в асимптотической области, в процессах фоторождения, где фотоны могут проникать далеко вглубь ядра, мы получаем информацию об особенностях динамики мезона непосредственно во внутриядерной области.

Другим важным моментом является то, что хорошо известные волновые функции и статические свойства множества малонуклонных ядер, в первую очередь дейтрона, дают широкие возможности для проверки основных механизмов реакций фоторождения мезонов. Малое число нуклонов позволяет использовать для описания этих систем различного рода микроскопические модели, основанные на точном решении соответствующих малочастичных уравнений. Что касается экспериментальных исследований, здесь также ключевое

значение имеет малое число частиц, участвующих в реакции. Это позволяет в полной мере использовать преимущество измерений на совпадение, когда механизм процесса может быть полностью идентифицирован путем регистрации вместе с родившимся мезоном также всех нуклонов, образованных в результате распада ядра-мишени. Следует отметить, что наиболее важные успехи в этой области были достигнуты именно благодаря проведению таких эксклюзивных экспериментов с регистрацией на совпадение всех конечных частиц.

Детальная проверка кварковых моделей не может быть основана только на исследовании спектров возбуждения. Это связано со слабой чувствительностью энергии возбуждения и квантовых чисел возбужденных состояний к различным деталям используемых моделей. В этом смысле ситуация в физике нуклонов аналогична ситуации в ядерной физике. Более важным тестом являются различные характеристики, связанные с переходами между состояниями. Они в большей степени отражают внутреннюю структуру объектов и более чувствительны, например, к особенностям волновых функций, используемых для их описания. По этой причине именно фото- и электророждение мезонов на нуклонах и легчайших ядрах представляют особый интерес, так как их исследование дает информацию об электромагнитных переходах между состояниями адронов в дополнение к модам адронных распадов.

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 процессов и, таким образом, исследовать их основные механизмы. Здесь первостепенное значение имеет качество имеющихся экспериментальных данных. В этой связи именно эксперименты с использованием пучков фотонов, которые позволили сегодня добиться беспрецедентной точности измерений, позволили извлекать амплитуды фоторождения мезонов как непосредственно на основе теории полного опыта, так и на основе мультипольных анализов. Значения этих амплитуд фактически являются тем конечным результатом, который используется для проверки различных концепций физики элементарных частиц в непертурбативной области. Сюда следует отнести различные аспекты связанные непосредственно с симметриями сильного взаимодействия, алгебру токов, электромагнитные и адронные правила сумм и т.д.

Наконец, необходимо отметить что высокое качество имеющихся экспериментальных данных для фотомезонных процессов, а также возможность использования фотонных пучков с высокой степенью поляризации открывают широкие возможности для включения в качестве инструмента исследования широкого спектра поляризационных наблюдаемых. Хорошо известно, что эксперименты с поляризованным пучком и/или поляризованной мишенью позволяют проводить более глубокий анализ изучаемого процесса по сравнению с одним только дифференциальным сечением. Это связано с тем, что поляризационные наблюдаемые содержат более обширную информацию о динамике системы. Действительно, в отличие от дифференциального сечения, которое представляет собой сумму квадратов элементов T -матрицы, поляризационные наблюдаемые в значительной степени определяются интерференцией различных элементов и, следовательно, более чувствительны к вкладам различных динамических эффектов, таких как, например, релятивистские поправки, мезонные токи, субъядерные степени свободы и т.д.

Естественной платой за те преимущества, которые дают процессы фоторождения, является относительная малость соответствующих сечений по сравнению с чисто адронными реакциями. Сегодня эта проблема достаточно легко решается за счет высокой интенсивности используемых фотонных пучков. Также важно то, что амплитуды электромагнитных процессов образования мезонов могут содержать значительный нерезонансный фон. Например, нуклонные борновские члены или обмен векторными мезонами, как правило, существенно усложняют процедуру извлечения чисто резонансных вкладов. Это приводит, во-первых, к необходимости использования надежных моделей. Фактически, эти модели являются промежуточным звеном, связывающим предсказания кварковых теорий с информацией, извлекаемой непосредственно из экспериментальных данных. Во-вторых, такая ситуация существенно увеличивает важность исследования поляризационных наблюдаемых, так как именно поляризационные измерения являются наиболее эффективным инструментом выделения вкладов различных механизмов в общую амплитуду.

В области теории фото- и электророждения мезонов на легчайших ядрах, в первую очередь, на дейтроне, следует отметить два наиболее важных взаимодополняющих аспекта. Первый из них связан с получением информации

о фоторождении на нейтроне. В этом случае начальное ядро рассматривается в качестве нейтронной мишени. Очевидно, что эффективность такого метода определяется тем, позволяет ли теория исключить вклад остальных нуклонов или, по крайней мере, контролировать их влияние на основной процесс. Именно дейтрон здесь используется наиболее часто в качестве ядра-мишени. Это обусловлено малостью энергии связи этого ядра, что приводит в общем случае к малости влияния различного рода off-shell эффектов (то есть эффектов, связанных с тем, что нейтрон в процессе образования мезона взаимодействует с протоном). Здесь, как правило, в качестве инструмента исследования используются процессы квазисвободного фоторождения $d(\gamma, \pi N)N$, в которых образование мезона сопровождается выбиванием активного нуклона (нейтрона) путем передачи ему основной части импульса.

Второй, не менее важный аспект – это влияние ядерной среды на одно-нуклонный процесс фоторождения, для изучения которого используется, как правило, когерентный канал $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$. Здесь решающим фактором является полнота наших знаний свойств дейтрона, в том числе поведения его волновой функции в области малых межунонных расстояний. В частности, существует множество относительно простых моделей, позволяющих воспроизвести форм-факторы дейтрона в широкой области переданных импульсов.

Фоторождение π -мезонов на дейтроне довольно интенсивно изучается уже на протяжении 50 лет, начиная с наиболее ранних работ [19, 20]. Основной задачей большинства этих исследований является учет взаимодействия образовавшегося мезона с нуклонами, а также самих нуклонов друг с другом в конечном состоянии в реакциях $d(\gamma, \pi N)N$. Одно из первых наиболее полных исследований этого эффекта было проведено в работах [21–23] и затем расширено и уточнено в [24–26]. Было обнаружено, что влияние взаимодействия оказывается наиболее значительным в нейтральном канале $\gamma d \rightarrow \pi^0 np$, где оно приводит к заметному уменьшению выхода пионов на передних углах. В то же время в заряженных каналах $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$ и $\gamma d \rightarrow \pi^+ nn$ роль взаимодействия сравнительно невелика. Объяснение этого различия дано в работе [24], где показано, что доминирующая часть эффекта взаимодействия возникает из-за присутствия в сечении $\gamma d \rightarrow \pi^0 np$ ложного вклада от когерентного канала $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$. Этот вклад возникает вследствие неортогональности волновой функ-

ции дейтрона и волновой функции двух конечных нуклонов в плосковолновом приближении. После его выделения "оставшийся" эффект взаимодействия оказывается сравнимым с тем, который наблюдается в каналах с заряженными пионами. На сегодняшний день достигнуто неплохое согласие теоретических результатов с имеющимися экспериментальными данными для неполяризованных сечений реакций $d(\gamma, \pi N)N$, что в целом подтверждает справедливость общего представления об основном механизме этих реакций – фоторождение мезона на квазисвободном нуклоне с небольшим влиянием эффектов взаимодействия в конечном состоянии.

Следует, однако, отметить, что большая часть имеющихся на сегодняшний день экспериментальных данных получена в экспериментах с неполяризованными частицами. Вместе с тем, как было отмечено выше, именно поляризационные эксперименты являются наиболее чувствительными к особенностям динамики реакций фоторождения. Поэтому отсутствие таких данных является серьезным сдерживающим фактором на пути к более глубокому пониманию динамики процессов электромагнитного образования пионов на дейтронах.

Аналогичная ситуация наблюдается в случае с когерентным каналом $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$. С одной стороны, эта реакция считается достаточно хорошо изученной. Ее основным механизмом является возбуждение резонанса $\Delta(1232)3/2^+$ на отдельных нуклонах. С другой стороны, когерентный процесс фоторождения оказывается чувствительным к различным деталям, которые не так заметны в некогерентном канале. Сюда можно отнести чувствительность к модели дейтрона, в частности, к роли тензорных сил, а также к вкладу высокоимпульсной компоненты в его волновую функцию.

В не меньшей степени важны эффекты многократного рассеяния пиона на нуклонах в дейтроне. Их значительность связана с особенностями ΔN взаимодействия. А именно, как показывают расчеты в рамках теории Фаддеева для системы $\pi NN - \Delta N$, резонансный характер πN -рассеяния, а также сильное притяжение между нуклонами в триплетном состоянии 3S_1 приводят к образованию трехчастичного πNN резонанса со спином-четностью $J^\pi = 2^+$, масса которого близка к сумме масс нуклона и $\Delta(1232)$. В то же время, именно парциальная волна 2^+ доминирует в когерентном процессе $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ (см., например, Рис. 7 в работе [27]). Поэтому, можно ожидать, что динамика этого процесса, в

частности влияние эффектов многократного рассеяния, в наибольшей степени определяется близостью 2^+ резонанса к рассматриваемой области энергий.

Роль эффектов рассеяния пионов исследовалась в ряде работ [22, 27, 28]. В работе [22] был учтен лишь первый член ряда многократного рассеяния. Ввиду отмеченного выше резонансного характера трехчастичного πNN взаимодействия такой пертурбативный подход не может считаться удовлетворительным. В работе [28] использовалась оптическая модель. Несмотря на то, что последующие измерения [29] продемонстрировали неплохое согласие предсказаний этих расчетов с экспериментом, применение оптической модели для описания взаимодействия пиона с такой малонуклонной системой, как дейтрон вряд ли может считаться оправданным.

Наиболее рафинированный подход был реализован в работе [27], где наряду с однонуклонным механизмом фоторождения учтены также двухнуклонные вклады, к которым отнесены изобарные и мезонные токи. Кроме того, в этой работе для включения многократного рассеяния решены трехчастичные уравнения, то есть в полной мере учтены эффекты трехчастичной унитарности. Вместе с тем, эта модель продемонстрировала худшее согласие с экспериментом [29] по сравнению с результатами более грубых расчетов из работ [22, 28]. Это противоречие очевидно указывает на недостаточность нашего понимания процесса $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ в области первого резонанса, не говоря уже о более высоких энергиях.

В отличие от теоретических исследований реакций фоторождения пимезонов на дейтроне, достаточно точные и подробные экспериментальные данные по поперечным дифференциальным сечениям появились относительно недавно, после запуска установок с непрерывными электронными и фотонными пучками. Первые подробные результаты для фоторождения нейтральных пионов появились после серии работ на микротроне в Майнце (MAMI) [30] в конце 90-хх, где было измерено дифференциальное сечение процессов $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ [31, 32], $\gamma d \rightarrow d\pi^0$ [29, 31–33], $\gamma d \rightarrow pn\pi^0\pi^0$ [34]. В этих экспериментах использовалась система мечения фотонов [35], благодаря которой начальная энергия гамма-кванта измерялась в диапазоне ($200 < E_\gamma < 800$) МэВ с точностью 0.8 МэВ. Гамма-кванты от распада π^0 -мезона регистрировались электромагнитным калориметром TAPS [36], перекрывающим большую часть телесного угла. Та-

кая постановка эксперимента позволила достаточно точно реконструировать кинематику выделяемых процессов и получить подробные экспериментальные результаты.

Не многим более 10 лет назад на установке CLAS [37] в JLAB были получены подробные данные о дифференциальном сечении процесса $\gamma d \rightarrow d\pi^0$ для энергии фотона ($500 < E_\gamma < 1200$) МэВ [38]. Система мечения фотонов, используемая на этой установке, подробно описана в работе [39]. Полученные результаты впервые дали возможность наблюдать нуклонный резонанс $N(1535)S_{11}$, возбуждаемый при $E_\gamma = 700$ МэВ. На этой же установке были получены подробные данные о дифференциальном сечении реакции $\gamma n \rightarrow p\pi^-$ [40], где в качестве нейтронной мишени использовался дейтерий.

Долгое время экспериментальное изучение одиночного фоторождения π^- -мезона на дейтроне сводилось к изучению квази-свободного процесса $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$, где дейтрон рассматривался как источник нейтронной мишени [41–43]. Первые подробные данные для полного сечения процесса $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ были получены в 1990 г. на электронном синхротроне в Токио для ($380 < E_\gamma < 840$) МэВ с шагом 10 МэВ [44]. Эти данные хорошо согласуются с полученными ранее результатами в DESY [41] и Frascati [43].

С появлением возможности использовать поляризованные фотонные пучки и поляризованные мишени, значительное место в физической программе таких центров, как MAMI, DEZY, JLAB и др., стали занимать поляризационные и дважды поляризационные эксперименты. В частности, на микротроне MAMI активно используется линейно и циркулярно-поляризованный фотонный пучок вместе с векторно поляризованной водородной и дейтериевой мишенью [45–50]. В лаборатории Джефферсона (JLAB) для проведения поляризационных экспериментов используется циркулярно-поляризованный пучок фотонов, векторно-поляризованная мишень и поляриметр протонов [51–57]. За последние 30 лет на этих установках было получено достаточно много экспериментальных результатов, где измерялась асимметрия, связанная с векторной поляризацией мишени, либо Σ асимметрия, либо комбинация этих асимметрий. Экспериментальные данные, связанные с тензорной поляризацией мишени, на этих установках так и не были получены.

На сегодняшний день экспериментальные исследования фотореакций с использованием тензорно-поляризованной дейтериевой мишени ведутся только в ИЯФ СО РАН имени Г.И. Будкера. Именно там был предложен метод внутренних мишеней, который дает возможность скомпенсировать малую толщину мишени относительно большим значением тока пучка. Этот метод активно использовался в измерениях на накопителях AmPS в Голландии, Bates в США, HERA в Германии вплоть до закрытия этих установок. В настоящее время он реализуется только в ИЯФ им. Будкера.

Впервые тензорно-поляризованная мишень была использована на накопителе ВЭПП-2 в 1984 г., где была измерена асимметрия упругого рассеяния электрона на дейтроне [58]. Спустя год была выполнена еще одна серия измерений, где была измерена асимметрия упругого рассеяния электрона на дейтроне [59] и асимметрия фоторасщепления дейтрона [60]. Следующая серия экспериментов была проведена в 1988-1989 гг. на накопителе ВЭПП-3. Здесь детектирующая аппаратура была оптимизирована таким образом, чтобы можно было набирать статистику упругого рассеяния электрона на дейтроне, фоторасщепления дейтрона [61] и фоторождения π^- -мезона на дейтроне [62]. Полученные в работе [62] результаты дали возможность впервые наблюдать тензорную асимметрию в реакции некогерентного фотообразования отрицательно-заряженного пи-мезона на дейтроне.

В 2002-2003 гг. в эксперименте на ВЭПП-3 была применена накопительная ячейка, что позволило значительно улучшить параметры тензорно-поляризованной дейтериевой мишени. В результате этого эксперимента были измерены угловые и энергетические зависимости T_{20} , T_{21} и T_{22} компонент тензорной анализирующей способности фоторасщепления дейтрона в диапазоне энергий фотонов ($20 < E_\gamma < 500$) МэВ и углов вылета протонов $25^\circ < \Theta_p^{c.m.} < 45^\circ$ и $75^\circ < \Theta_p^{c.m.} < 105^\circ$ [63, 64]. Из этой же экспериментальной статистики впервые были получены результаты измерения T_{20} , T_{21} и T_{22} компонент тензорной анализирующей способности когерентного фоторождения нейтральных пи-мезонов на дейтроне [65].

Эксперименты с тензорно-поляризованными мишенями сводятся к измерению либо компонент тензорной анализирующей способности (T_{20} , T_{21} и T_{22}), либо к асимметрии, которая в свою очередь является линейной комбинацией этих

компонент. Для понимания спиновой структуры компонент тензорной анализирующей способности T_{20} , T_{21} и T_{22} запишем их в терминах амплитуд матрицы рассеяния [66]:

$$T_{20} = \frac{1}{f} \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\lambda m_p m_n} (|\langle m_p, m_n | T | \lambda, -1 \rangle|^2 + |\langle m_p, m_n | T | \lambda, +1 \rangle|^2 - 2|\langle m_p, m_n | T | \lambda, 0 \rangle|^2) , \quad (1)$$

$$T_{21} = \frac{1}{f} \sqrt{6} \operatorname{Re} \sum_{\lambda m_p m_n} (\langle m_p, m_n | T | \lambda, -1 \rangle \langle m_p, m_n | T | \lambda, 0 \rangle^* - \langle m_p, m_n | T | \lambda, +1 \rangle \langle m_p, m_n | T | \lambda, 0 \rangle^*) , \quad (2)$$

$$T_{22} = \frac{1}{f} 2\sqrt{3} \operatorname{Re} \sum_{\lambda m_p m_n} \langle m_p, m_n | T | \lambda, -1 \rangle \langle m_p, m_n | T | \lambda, +1 \rangle^* , \quad (3)$$

где λ – спиральность фотона, m_d , m_p и m_n – z-компоненты спина дейтрона, протона и нейтрона соответственно; $f = \sum_{\lambda m_d m_p m_n} |\langle m_p, m_n | T | \lambda, m_d \rangle|^2$. – нормировочный коэффициент.

Видно, что спиновые структуры компонент T_{20} , T_{21} и T_{22} существенно различаются. В частности, T_{20} компонента есть линейная комбинация квадратов модулей матрицы рассеяния, в то время как T_{21} и T_{22} компоненты есть линейные комбинации интерференционных членов. Структура интерференционных членов для компонент T_{21} и T_{22} также существенно различна. Компонента T_{21} есть сумма квадратичных интерференционных членов, составленных из амплитуд матрицы рассеяния, соответствующих проекциям спина дейтрона, различающихся на единицу. В тоже время для компоненты T_{22} проекции спина дейтрона амплитуд матрицы рассеяния различаются на 2.

Данная диссертационная работа посвящена экспериментальному поляризационному исследованию фоторождения отрицательно-заряженных и нейтральных пи-мезонов на дейтроне. Результаты были получены из экспериментальной статистики, накопленной на накопителе ВЭПП-3 с использованием внутренней тензорно-поляризованной дейтериевой мишени в 1999 г, 2002-2003 гг. и 2013 г. Материалы диссертации были опубликованы в 24 статьях (из них 18 входят в список, рекомендованный ВАК [67–84]) и представлены на международных конференциях:

- NUCLEUS. Fundamental problems of nuclear physics. 2008-2015 гг., 2019 г.;
- The 23rd European Conference on Few-Body Problems in Physics, 2016 г.;
- Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых “Перспективы развития фундаментальных наук”, 2008-2012 гг., 2015-2019 гг.
- Ядерная и радиационная физика, Алма-Ата, Казахстан, 2008-2010 гг.

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка используемой литературы.

Глава 1 посвящена описанию накопителя ВЭПП-3, источника поляризованных атомов дейтерия и внутренней тензорно-поляризованной мишени, которые были использованы при наборе экспериментальной статистики. Источник поляризованных атомов и внутренняя тензорно-поляризованная мишень являются ключевой особенностью представленных в работе экспериментов, что позволило получить уникальные поляризационные данные.

В **Главах 2 – 4** приводится описание постановки экспериментов и детектирующей аппаратуры, методов обработки экспериментальных данных, процедуры извлечения физических результатов экспериментов, оценки доли неотделимого фона, сравнения результатов измерений с теоретическими расчетами. В Главе 2 представлены результаты измерения двойной поляризационной асимметрии реакции $\gamma d \rightarrow p p \pi^-$ поляризованными фотонами на тензорно-поляризованных дейтронах. В Главе 3 представлены результаты измерения T_{20} , T_{21} и T_{22} компонент тензорной анализирующей способности реакций $\gamma d \rightarrow p p \pi^-$ и $\gamma d \rightarrow p n \pi^0$. В Главе 4 представлены результаты измерения T_{20} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow d \pi^0$.

В **Заключении** перечисляются основные полученные результаты, на основе которых формируются положения, выносимые на защиту:

- В рассмотренной кинематической области все три независимые компоненты тензорной анализирующей T_{2M} , $M = 0, 1, 2$ обнаруживают значительную чувствительность к основным механизмам фоторождения пи-мезонов на дейтроне, в том числе к эффектам взаимодействия между конечными частицами, что подтверждает целесообразность их использования для решения задач фотомезонной физики;

- В области энергий первого резонанса предсказания теории находятся в согласии с полученными данными, что свидетельствует как о хорошем уровне

нашего понимания основных особенностей процессов $\gamma d \rightarrow d\pi^0$ и $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$, так и о качестве используемых моделей;

- В области энергий фотонов выше 350 МэВ наблюдается существенное систематическое отклонение предсказаний различных теоретических моделей для компоненты T_{20} в когерентном канале с полученными данными, которое может указывать на принципиальный недостаток теоретического описания этой реакции. В тоже время точности измерения T_{20} в когерентном канале до энергии менее 350 МэВ достаточно для частичной дискриминации теоретических моделей;

- Показано, что в некогерентном канале учет перерассеяния приводит к качественному согласию результатов измерения и теоретических расчетов, выполненных в рамках диаграммного подхода.

Глава 1

Постановка экспериментов на ВЭПП-3

1.1 Накопитель 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.

Таблица 1.1 – Основные параметры ВЭПП-3.

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

* параметры в центре 2-го прямолинейного промежутка

Кроме своей главной функции ВЭПП-3 используется для проведения других экспериментов:

- исследование фотореакций на установке РОКК-2;
- эксперименты с синхротронным излучением;
- создание оптического клистрона;

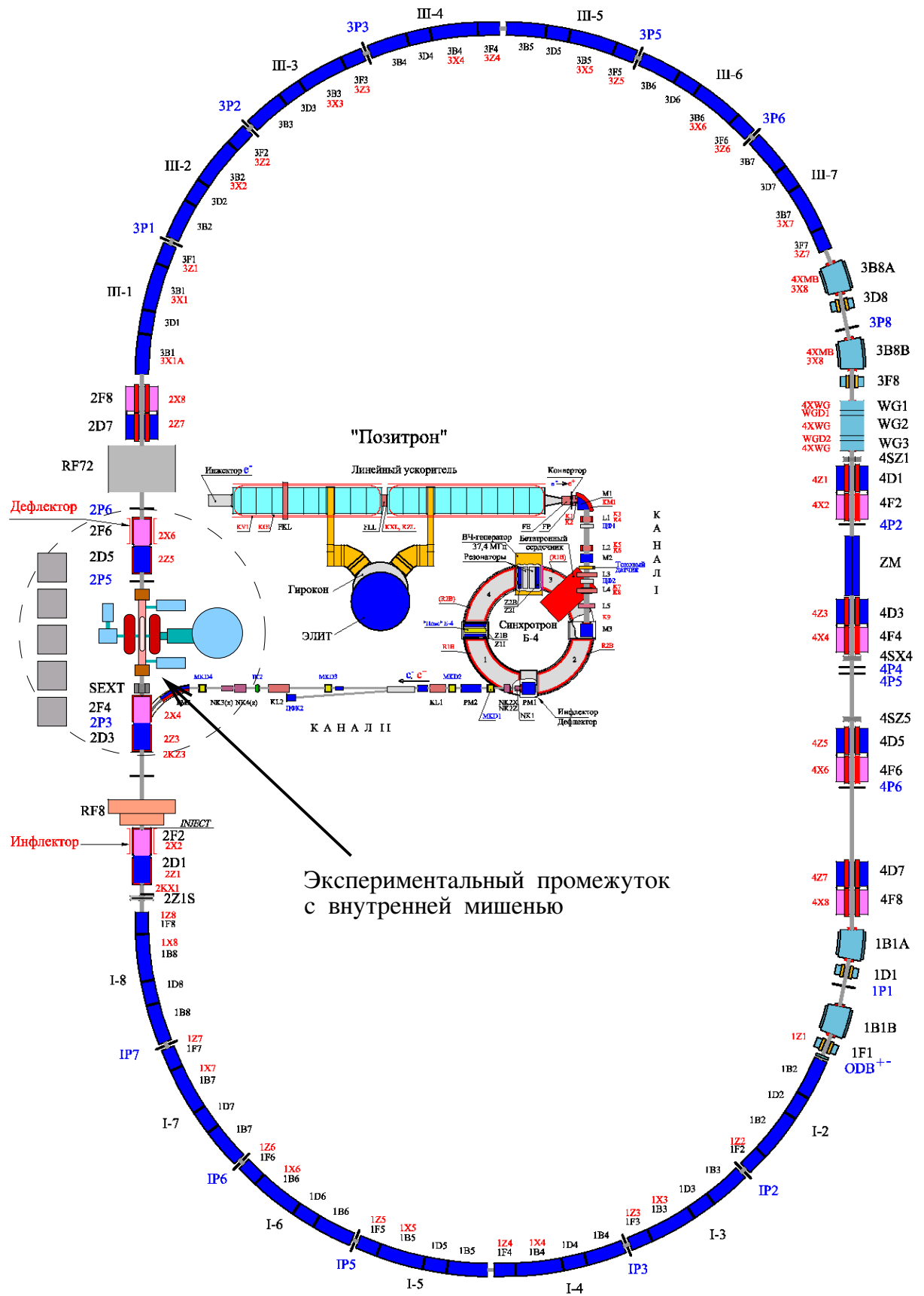


Рис. 1.1 – Накопительный комплекс ВЭПП-3.

– изучение фотоядерных реакций с использованием внутренних газовых мишеней.

Эксперименты с тензорно-поляризованной дейтериевой мишенью проводились при энергии электронов в накопителе 2 ГэВ. В Таблице 1.1 приведены основные параметры ВЭПП-3 в таком режиме.

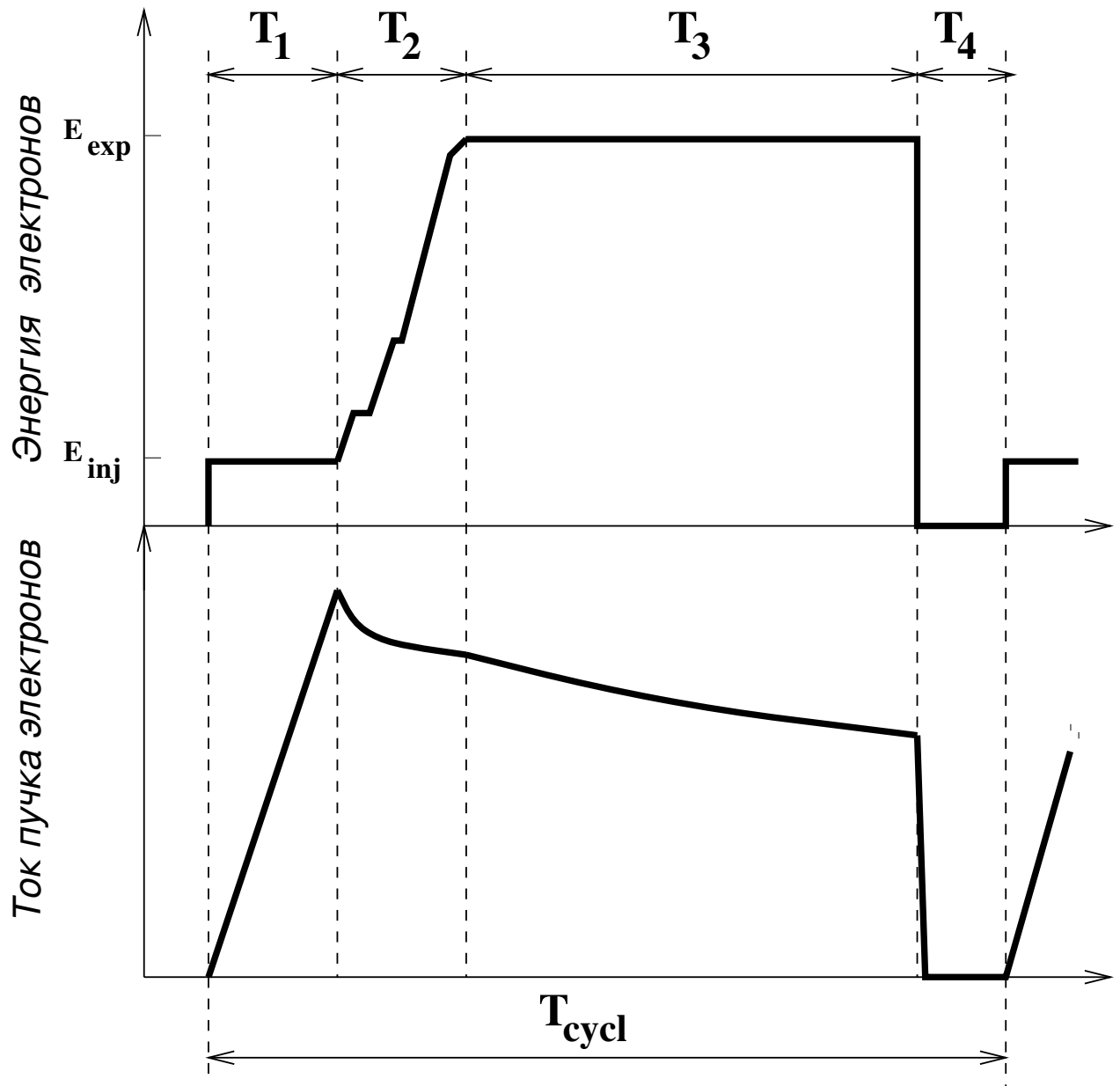


Рис. 1.2 – Временной цикл T_{cycl} работы ВЭПП-3. T_1 – фаза накопления, T_2 – фаза ускорения электронов, T_3 – фаза эксперимента, T_4 – фаза перестройки в режим накопления.

Временной цикл работы ВЭПП-3 (рис. 1.2) состоит из четырех фаз:

1. накопление пучка (энергия инжекции 350 МэВ);

2. ускорение электронов до рабочей энергии 2 ГэВ;
3. эксперимент;
4. перестройка накопителя в режим накопления.

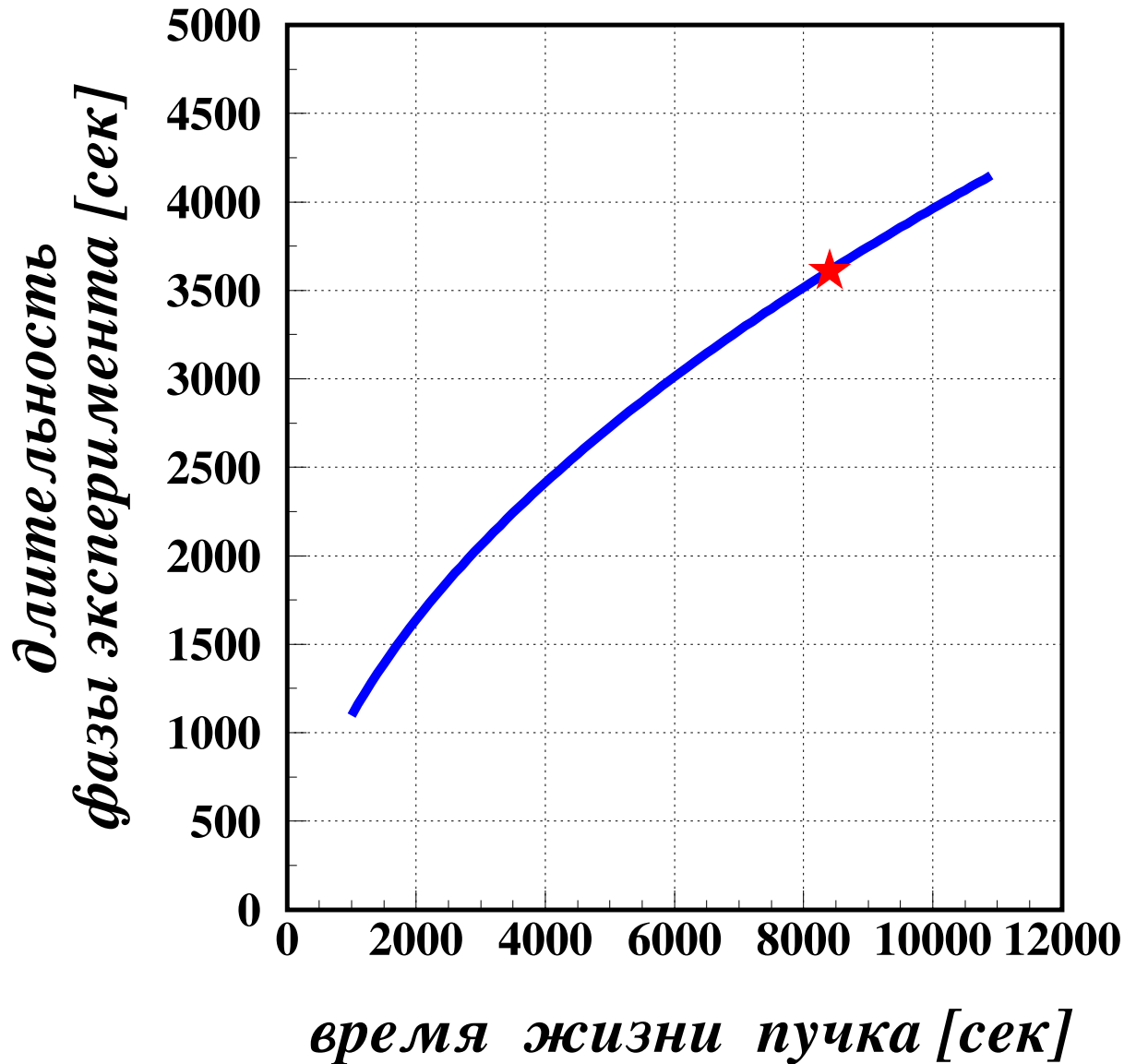


Рис. 1.3 – Оптимальная длительность фазы эксперимента в цикле работы накопителя.

Время первой фазы (T_1) зависит от необходимого тока пучка в накопителе. Скорость накопления тока составляет $\sim 1.5 \times 10^9$ частиц в секунду, что дает прирост тока $\dot{I}_{in} \sim 1$ мА/сек. При величине тока > 100 мА скорость накопления уменьшается. Время 2-й и 4-й фазы фиксированы и составляют $T_2 \sim 5$ мин и

$T_4 \sim 3$ мин. Длительность 3-й фазы (T_3) выбирается исходя из требуемого тока в режиме эксперимента, усредненного по общему времени работы:

$$I_{av} = \frac{1}{T_{cycl}} \cdot \dot{I}_{in} \cdot T_1 \cdot \int_0^{T_3} e^{-t/\tau} dt . \quad (1.1)$$

Здесь $T_{cycl} = T_1 + T_2 + T_3 + T_4$, τ – время жизни пучка в режиме эксперимента. На рис. 1.3 показана зависимость оптимальной длительности фазы эксперимента от времени жизни пучка. При стандартном времени жизни при работе с поляризованной мишенью $\tau = 8500$ сек. $T_{opt} \approx 1$ час.

Основная часть экспериментального оборудования размещается на втором прямолинейном промежутке ВЭПП-3: источник поляризованных атомов (ИПА), детекторы частиц, электронная аппаратура регистрации и управления мишенью – рис. 1.1.

1.2 Источник поляризованных атомов

Ключевой особенностью описываемых в данной работе экспериментов является внутренняя газовая поляризованная дейтериевая мишень. Даже несмотря на относительно небольшую толщину ($\sim 10^{14}$ ат/см²) такие мишени составляют конкуренцию твердым поляризованным мишеням, поскольку их использование компенсируется относительно большим значением тока пучка. И что самое важное в нашем случае – высокую степень тензорной поляризации можно получить только в газовых мишенях.

Принцип работы источника поляризованных атомов (ИПА) – разделение атомов с разными спинами. Упрощенно ИПА состоит из следующих блоков (рис.1.5):

1. Диссоциатор для конверсии молекулярного газа в атомарный.
2. Сопло, формирующее атомную струю.
3. Магнит с неоднородным полем для отделения и фокусировки одного из двух электронных спиновых состояний.
4. Блок высокочастотных переходов.

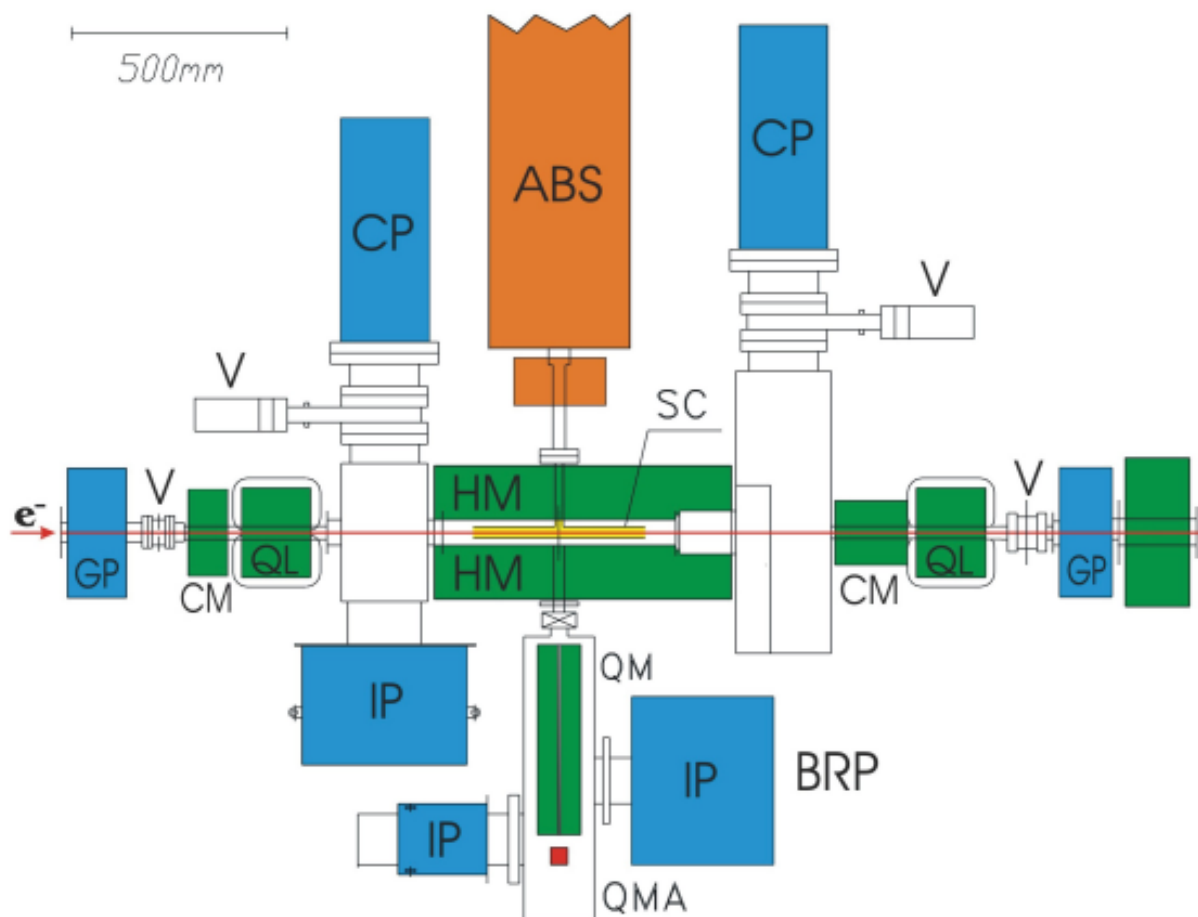


Рис. 1.4 – Схема расположения аппаратуры внутренней поляризованной газовой мишени на втором линейном промежутке ВЭПП-3, вид сверху. ABS – источник поляризованных атомов; CP – крионасос; GP – геттерный насос; IP – магниторазрядный насос; SC – накопительная ячейка; HM – магнит ведущего поля; CM – компенсирующие магниты; BRP – Брейт-Раби поляриметр атомной струи; QM – квадрупольный магнит поляриметра; QMA – квадрупольный масс-анализатор; QL – дополнительные квадрупольные линзы для сжатия электронного пучка в районе мишени.

Сформированный пучок поляризованных атомов используют как струйную мишень, если его направить в вакуумную камеру накопителя. Из-за снижения средней степени поляризации мишени при наличии неполяризованного дейтерия в экспериментальном промежутке накопителя необходимо высокоэффективная система откачки. Для этого используется приемник струи.

ИПА содержит 5 отдельных сверхпроводящих шестиполюсных магнитов, первые два из которых имеют коническую, расширяющуюся апертуру, а следу-



Рис. 1.5 – Блок-схема ИПА.

ющие 3 магнита – цилиндрические [85]. Индукция магнитного поля на полюсе цилиндрического магнита 4.6 Тл.

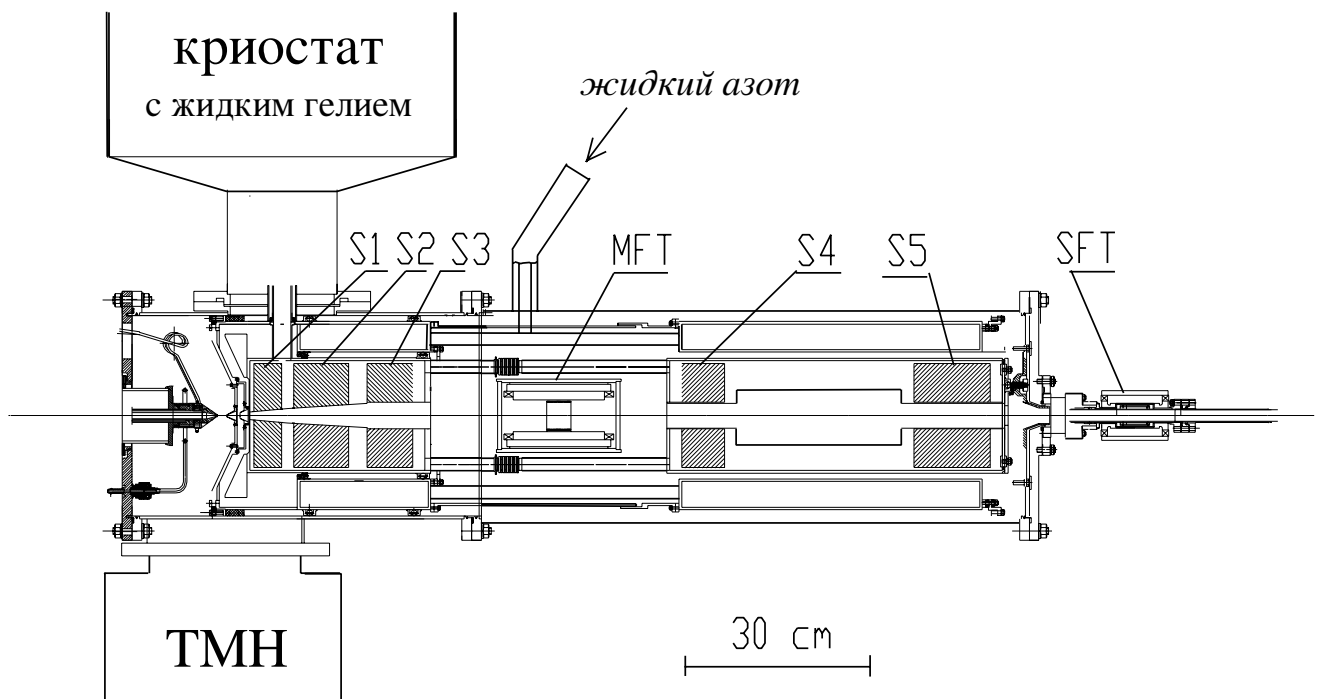


Рис. 1.6 – Схема источника поляризованных атомов. S1-S5 – сверхпроводящие шестиполюсные магниты; MFT, SFT – блоки ВЧ-переходов; ТМН – турбомолекулярный насос.

Для получения ядерной поляризации струя атомов дейтерия проходит два блока высокочастотных переходов: в среднем магнитном поле (MFT), расположенный между третьим и четвертым шестиполюсным магнитом, и сильном магнитном поле (SFT), расположенный за пятым магнитом. В MFT напряженность постоянного магнитного поля $H_{MFT} = 20$ Гс, градиент поля $G_{MFT} \approx 0.5$ Гс/см, амплитуда переменного поля 0.5 Гс, частота 20 МГц. На вход в MFT атомный пучок попадает пройдя три шестиполюсных магнита, поэтому электроны в атомах поляризованы (спин-вверх), и только магнитные уровни дейтерия 1,2,3 равномерно заселены, а 4,5,6 – опустошены. В MFT последовательно

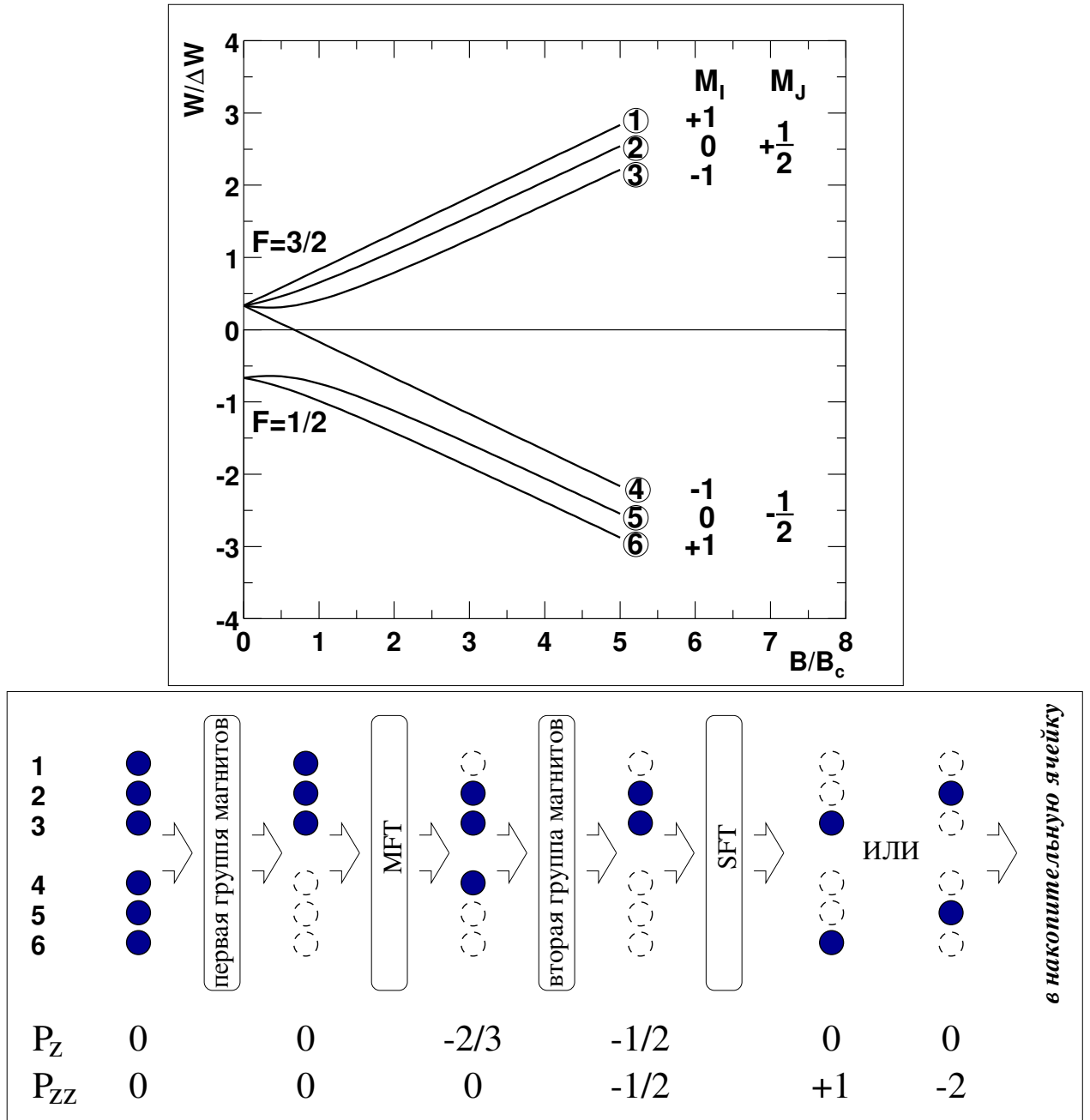


Рис. 1.7 – Структура энергетических уровней дейтерия в зависимости от магнитного поля, и динамика заселенностей уровней по мере прохождения пучка атомов в ИПА. Магнитное поле дано в единицах критического поля $B_c = 11.7mT$, а энергия – в единицах энергии сверхтонкого расщепления в дейтерии $\Delta W/h = 327.4$ МГц.

индуцируются переходы между уровнями: $3 \rightarrow 4$, $2 \rightarrow 3$, $1 \rightarrow 2$, так что на выходе из MFT заселены уровни 2,3,4. Измеренная эффективность блока MFT составляет $\epsilon_{14} = (0.96 \pm 0.02)$. После MFT пучок атомов проходит 2 шестиполюс-

ных магнита, где атомы, находящиеся на магнитном уровне 4 дефокусируются и выводятся из пучка, так что на входе SFT заселены только уровни 2 и 3, остальные опустошены. Блок SFT работает в одном из двух режимах: в первом создаются условия для резонансного перехода между уровнями 2 и 6, во втором режиме – между уровнями 3 и 5. Переменное магнитное поле в обоих режимах имеет частоту 380 МГц и амплитуду 1 Гс. Величина постоянного поля в первом режиме 40 Гс, во втором режиме 110 Гс. Измеренные эффективности переходов: $\epsilon_{26} = (1.01 \pm 0.01)$ и $\epsilon_{35} = (0.98 \pm 0.01)$. При работе SFT в первом режиме атомы дейтерия на выходе из ИПА заселяют, в основном, уровни 3 и 6, т.е. параметры поляризации: $P_z \approx 0$, $P_{zz} \approx +1$. При работе SFT во втором режиме заселены, в основном, уровни 2 и 5, что соответствует: $P_z \approx 0$, $P_{zz} \approx -2$. Переключение между режимами осуществляется примерно за 1 секунду. При проведении стендовых измерений интенсивность струи поляризованных атомов дейтерия доходила до 8.2×10^{16} ат./сек.

1.3 Накопительная ячейка

Один из способов значительно увеличить плотность внутренней газовой мишени – использовать накопительную ячейку. Впервые накопительная ячейка была применена в работе [86].

Упрощенная конструкция накопительной ячейки показана на рис. 1.8. Это Т-образная трубка с площадью поперечного сечения, примерно равной площади ускорительной камеры. Накопительная ячейка имеет три выхода, два из которых необходимы для пролета пучка электронов, в третье отверстие поступают поляризованные атомы дейтерия из ИПА. Применение накопительной ячейки заметно увеличивает время диффузии атомов в ячейке. Общее выражение для концентрации атомов можно записать через поток атомов из источника Q и проводимость газа в центре ячейки C :

$$n_0 = \frac{Q}{C} . \quad (1.2)$$

В нашем случае проводимость газа внутри ячейки определяется суммарной проводимостью трех каналов: $C = C_1 + C_2 + C_3$.

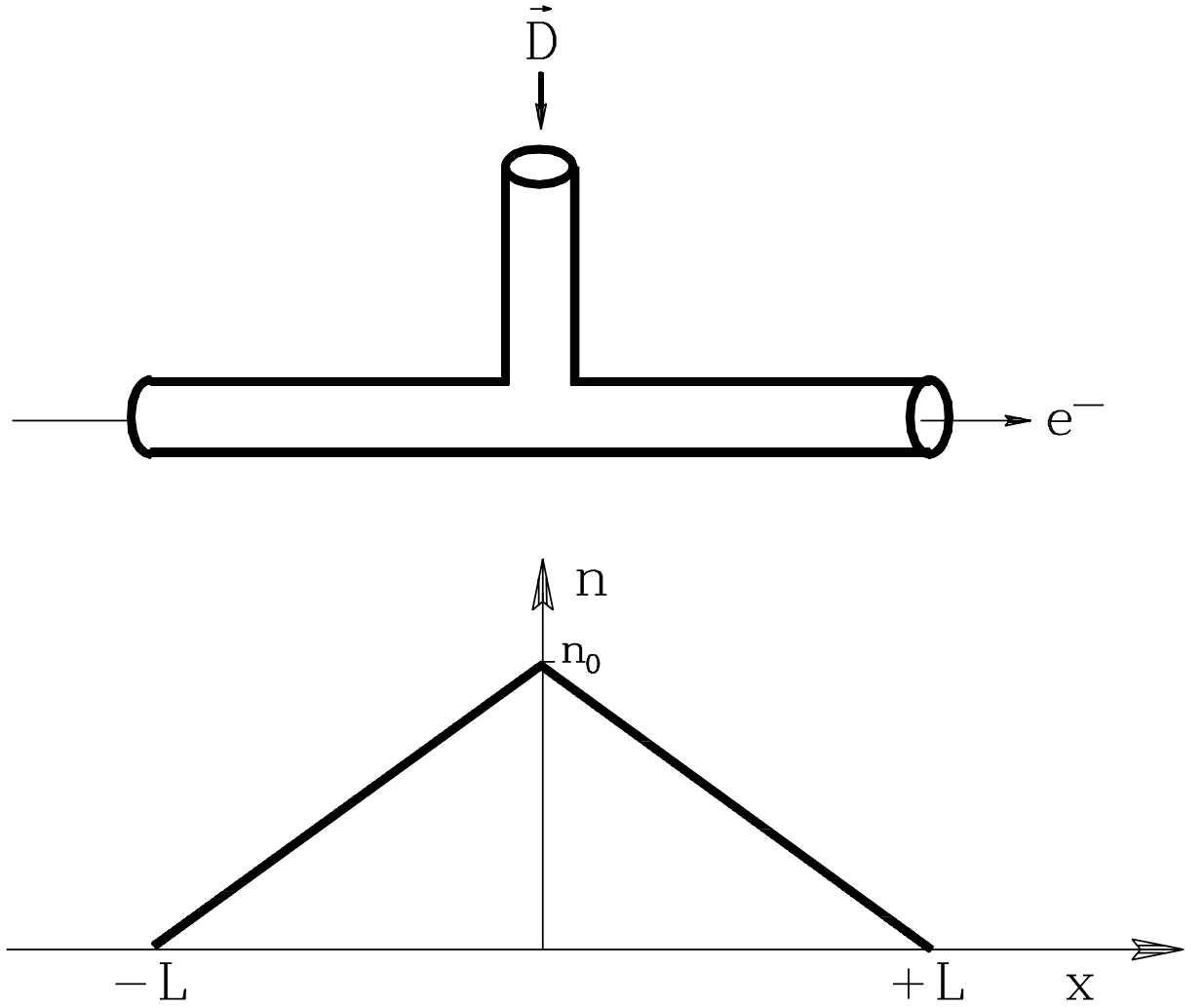


Рис. 1.8 – Сверху: схематическое изображение накопительной ячейки, снизу – профиль распределения плотности газа внутри ячейки вдоль ускорительной камеры.

Общее выражение для расчета проводимости тонкой трубки можно найти в [87]:

$$C = \frac{4}{3} \cdot V_a \cdot \frac{1}{\int \frac{H}{S^2} dl} [1 + O \cdot \frac{D}{L}] . \quad (1.3)$$

Здесь $V_a = \sqrt{3kT/M_a}$ – средняя тепловая скорость атомов, H и S – периметр и поперечное сечение трубки. В случае, когда $D \ll L$, имеем:

$$C = \frac{\pi}{12} \cdot \frac{D^3}{L} \cdot V_a = 3.81 \cdot 10^3 \sqrt{T/M_a} \cdot D^3/L, \quad (1.4)$$

Проводимость для трубы с поперечным сечением в виде эллипса определяется выражением:

$$C = \frac{\sqrt{8}\pi}{3L} \cdot \frac{a^2 b^2}{\sqrt{a^2 + b^2}} \cdot V_a , \quad (1.5)$$

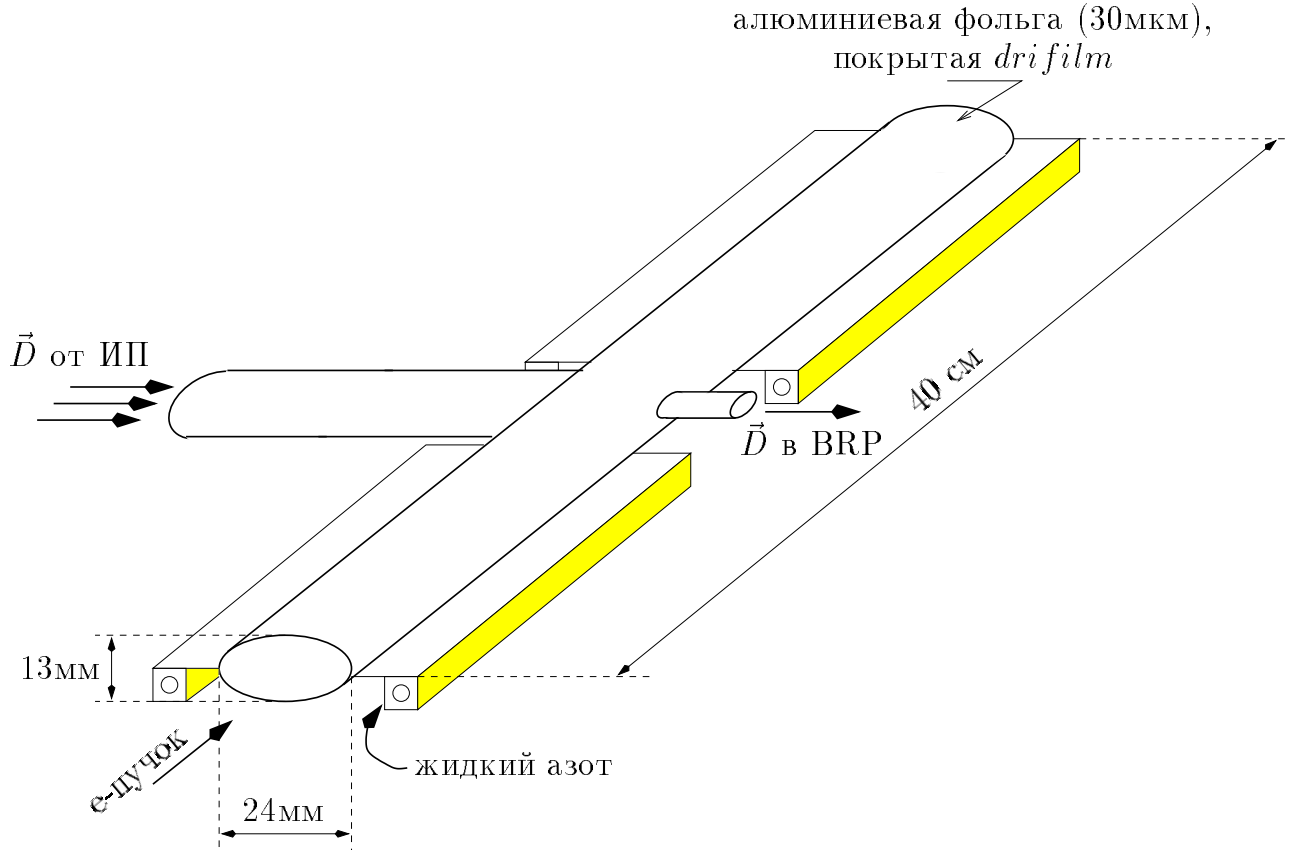


Рис. 1.9 – Накопительная ячейка

где a и b – полуоси эллипса.

Плотность газа вдоль накопительной ячейки распределена в виде треугольника с максимумом в центре ячейки (см. рис. 1.8). С применением накопительной ячейки толщина мишени будет определяться выражением:

$$t_{cell} = n_0 \cdot L = \frac{4QL^2}{\pi V_a D^3}, \quad (1.6)$$

где L – длина, а D – диаметр каждого участка, которые образуют Т-образную ячейку.

С применением Т-образной круглой ячейки толщина мишени увеличивается в K раз:

$$K = \frac{t_{cell}}{t_{jet}} \approx 1.1 \cdot \frac{L^2}{D^2} \cdot \sqrt{\frac{T_{jet}}{T_{cell}}}, \quad (1.7)$$

где T_{jet} – температура газа, поступающего в ячейку, а T_{cell} – температура ячейки.

В частности, если в ячейку с параметрами $L = 20$ см и $D = 2$ см и $T_{cell} = 300^\circ K$ поступает струя атомов с $T_{jet} = 77^\circ K$, толщина мишени увеличивается в $K = 55$ раз.

В экспериментах, приведенных в данной работе, была использована накопительная ячейка эллиптического сечения, изготовленная из алюминиевой фольги толщиной 30 мкм. Длина ячейки – 40 см, высота и ширина эллиптического сечения – 13 мм и – 24 мм. Длина вводной трубки – 35 см, внутренний диаметр – 20 мм. Ячейка охлаждалась жидким азотом до рабочей температуры $\sim 80^\circ K$. Итоговое увеличение толщины при использовании этой ячейки составляет $K_f \approx 100$, однако учет апертуры детектора дает реальное увеличение $K \approx 65$.

Глава 2

Измерение двойной поляризационной
асимметрии в реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$

2.1 Общая схема эксперимента

Система регистрации эксперимента (рисунок 2.1) 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. Для регистра-

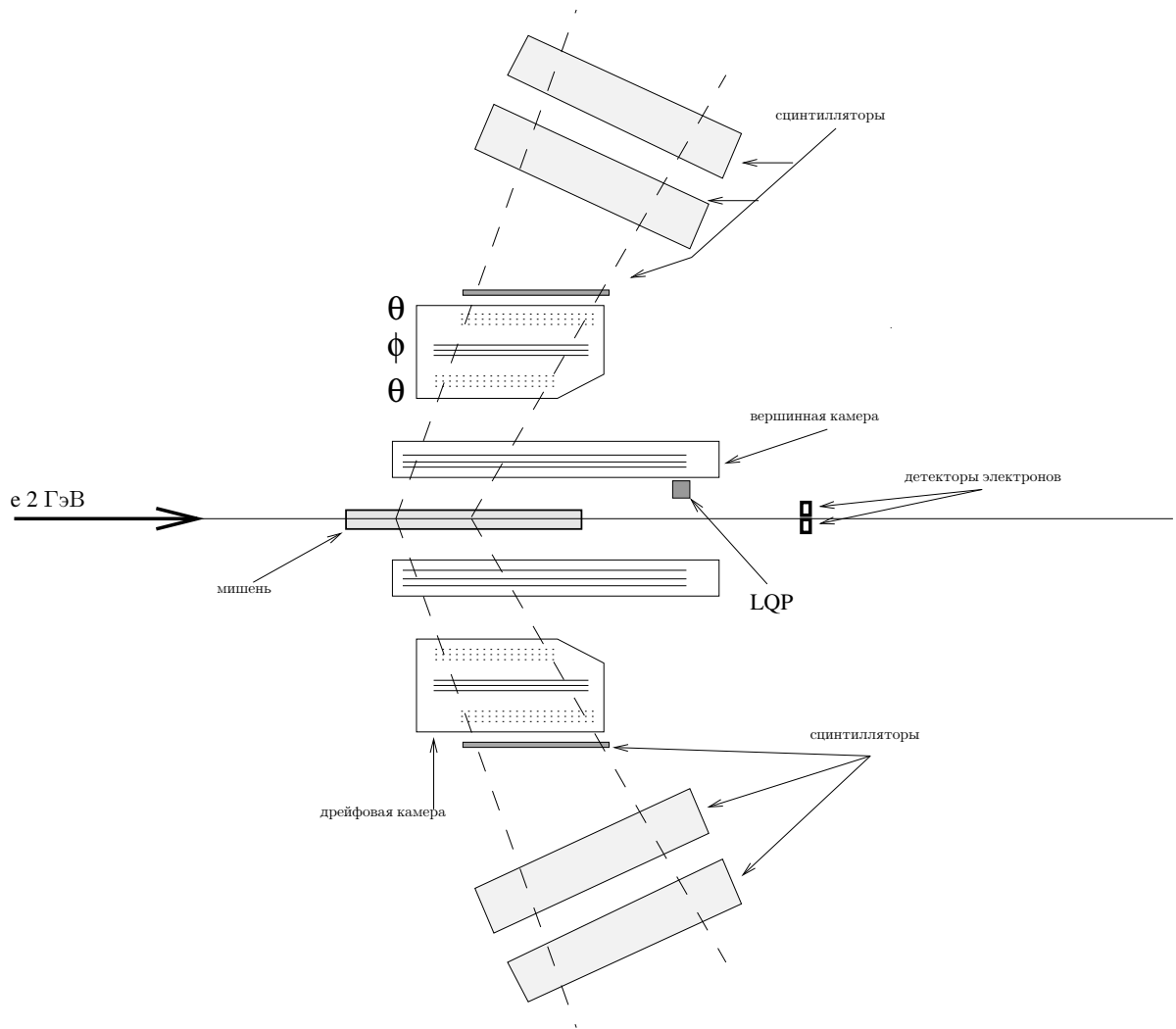


Рис. 2.1 – Общая схема эксперимента.

ции треков протонов перед сцинтилляционными детекторами были установлены дрейфовые камеры. Детектор обеспечивал регистрацию протонов в пределах полярных углов вылета $55^\circ < \theta_{1,2} < 84^\circ$ и азимутальных – $\Delta\varphi = \pm 30^\circ$. Кинетическая энергия регистрируемых протонов $E_p = 50 - 200$ МэВ. Электроны регистрировались двумя ливневыми детекторами под углом $1.6^\circ \pm 0.4^\circ$.

Дополнительным каналом набираемой статистики было упругое ed -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 (LQ-поляриметр) [88].

2.2 Адронные годоскопы

Адронные годоскопы необходимы для идентификации, а также измерения энергии протонов и дейтронов. Методика идентификации и измерения энергии основана на анализе светосбора с трех пластмассовых сцинтилляторов, установленных друг за другом. Каждый сцинтиллятор был обернут светозащитной черной бумаги и лавсаном. Размеры первого сцинтиллятора – $500 \times 235 \times 20$ мм³, с торцов через световоды просматривался двумя ФЭУ. Второй и третий имели размеры $1000 \times 400 \times 126$ мм³ и $1000 \times 400 \times 120$ мм³ соответственно и просматривались четырьмя ФЭУ каждый, по два с торца. Такое расположение ФЭУ дает возможность свести к минимуму зависимость амплитуды сигнала от места попадания частицы в сцинтиллятор.

2.3 Детекторы электронов

Конструкция детекторов, показана на рис. 2.2. В детекторах использованы пластмассовые сцинтилляторы (NE-102) с вклеенными в них спектросмещающими волокнами. Выбор конструкции детекторов был обусловлен необходимостью размещения фотоэлектронных умножителей детекторов на достаточно большом расстоянии (70 см) от сцинтилляторов, установленных в области влияния сильного ведущего магнитного поля поляризованной мишени. Пластмас-

совые сцинтилляторы ливневых детекторов, толщиной 10 мм, были выполнены в форме усеченной пирамиды, имеющей высоту 10 мм и размеры оснований - $8 \times 10 \text{ мм}^2$ и $12 \times 10 \text{ мм}^2$. На большем основании каждого сцинтиллятора с интервалом 2 мм вклеены 4 спектросмещающих волокна. Волокна производства

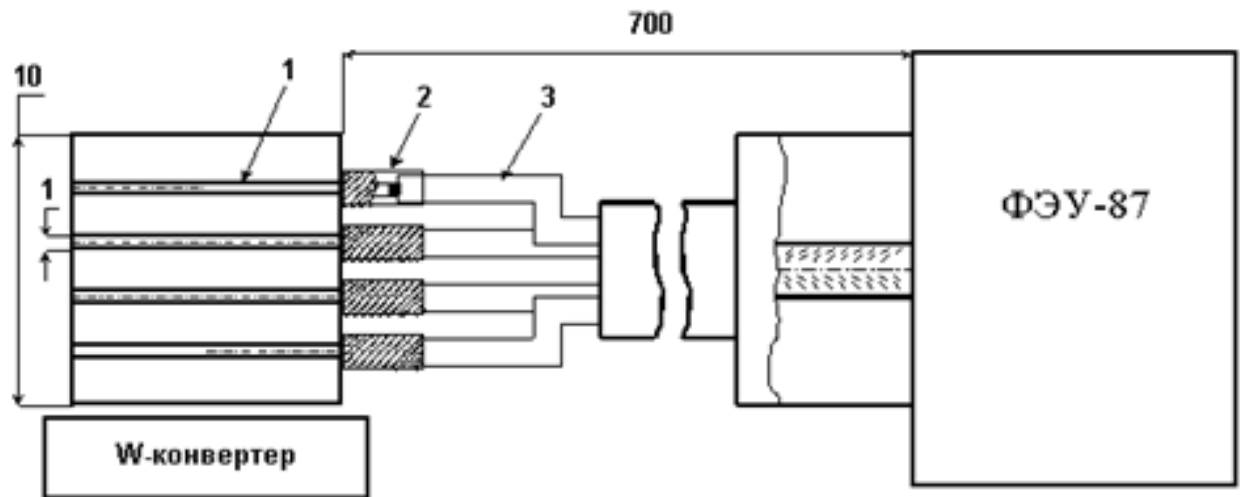


Рис. 2.2 – Блок-схема ливневого детектора электронов: 1 – спектросмещающее волокно, 2 – оптический разъем, 3 – волоконный световод.

"Kuraray" имеют полистироловую сердцевину (диаметр 1 мм) со спектросмещающей добавкой (тип Y7) и покрытие полиметилметакрилатом, толщиной 30 мкм. Добавка Y7 смещает спектр излучения сцинтиллятора в область 500-550 нм. За пределами сцинтиллятора (примерно 5 мм) спектросмещающие волокна соединены оптическими разъемами с пластмассовыми волоконными световодами. Диаметр световодов – 2 мм, длина – 70 см. Световоды, в свою очередь, имеют оптический контакт с входным окном ФЭУ-87. Перед сцинтилляторами электронных детекторов установлены конверторы из вольфрама, толщиной 10 мм. Для определения оптимальной толщины конвертора было проведено моделирование развития электромагнитного ливня электронов с энергией 1 ГэВ. 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 $0.0025 (\text{ГэВ}/c)^2$. Для таких условий рассеяния электронов на дейтронах величина средней поляризации виртуальных фотонов составляет 81%.

2.4 Трековые камеры

Измерение углов вылета протонов и дейтронов, а также вершины взаимодействия осуществляется трековыми камерами, установленными перед адронными годоскопами. Камеры состоят из трёх секций, сделанных из нержавеющей стали. Каждая секция заполнена газовой смесью $\text{Ar}(90\%) + \text{CO}_2(10\%)$ и имеет входное и выходное окно, необходимое для пролета частиц. Толщина окна – 50 мкм, материал изготовления – лавсан.

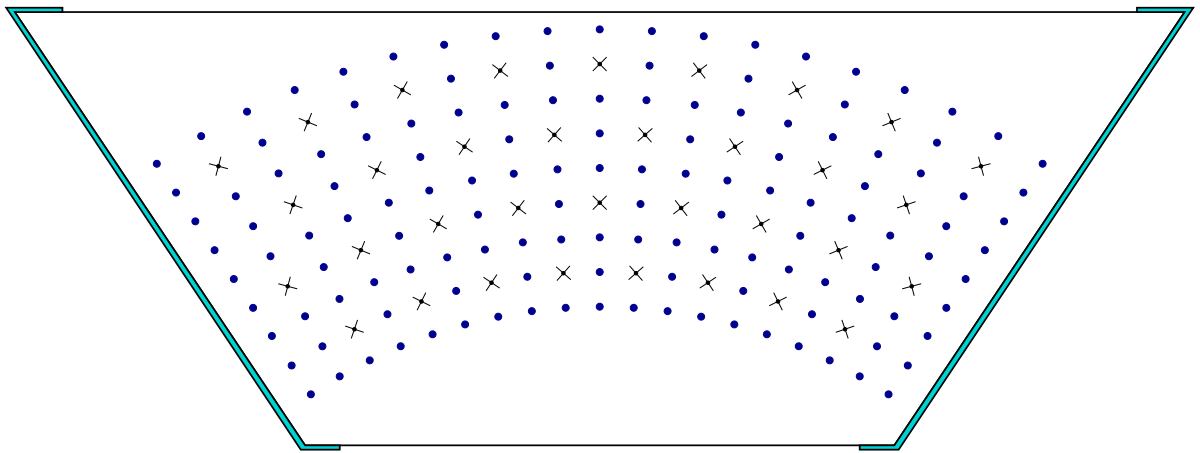
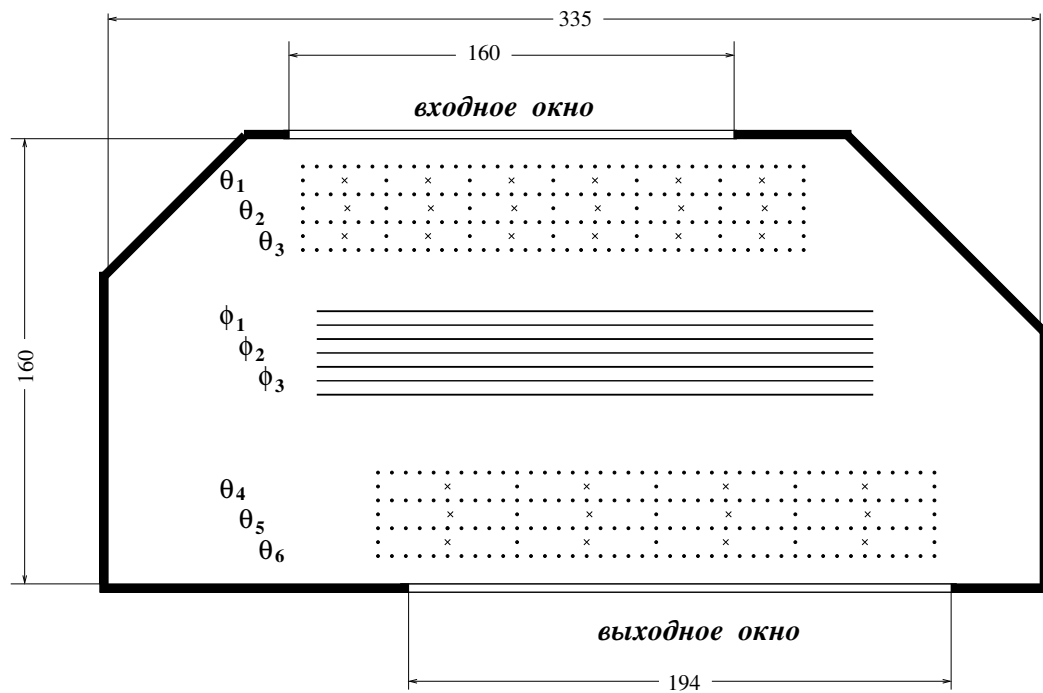


Рис. 2.3 – Структура вершинной камеры. Крестики – анодные проволоки, кружки – катодные.

Первым слоем после мишени расположены вершинные камеры (ВК) [89]. Внутри ВК натянуты четыре слоя по восемь или девять сигнальных проволок (анодные и катодные). Каждый слой – это сектор окружности (рис. 2.3). Сигнальные анодные проволоки находятся на радиусах 79, 89, 99 и 109 мм равномерно через 7.5° . Для ухода от право-левой неопределенности, соседние слои сдвинуты друг относительно друга на 3.75° . На анодные подается напряжение $U_A = +1.8$ кВ., катодные проволоки заземлены. ВК измеряет угол ϕ и вершину взаимодействия, перпендикулярную оси пучка электронов.

Вслед за ВК стоят дрейфовые камеры (ДК). Структура блоков ДК показана на рисунке 2.4. Блок ДК1 регистрирует частицы в диапазоне полярных углов $\theta = (15 - 30)^\circ$, блок ДК2 – в диапазоне $\theta = (55 - 80)^\circ$.

ДК1



ДК2

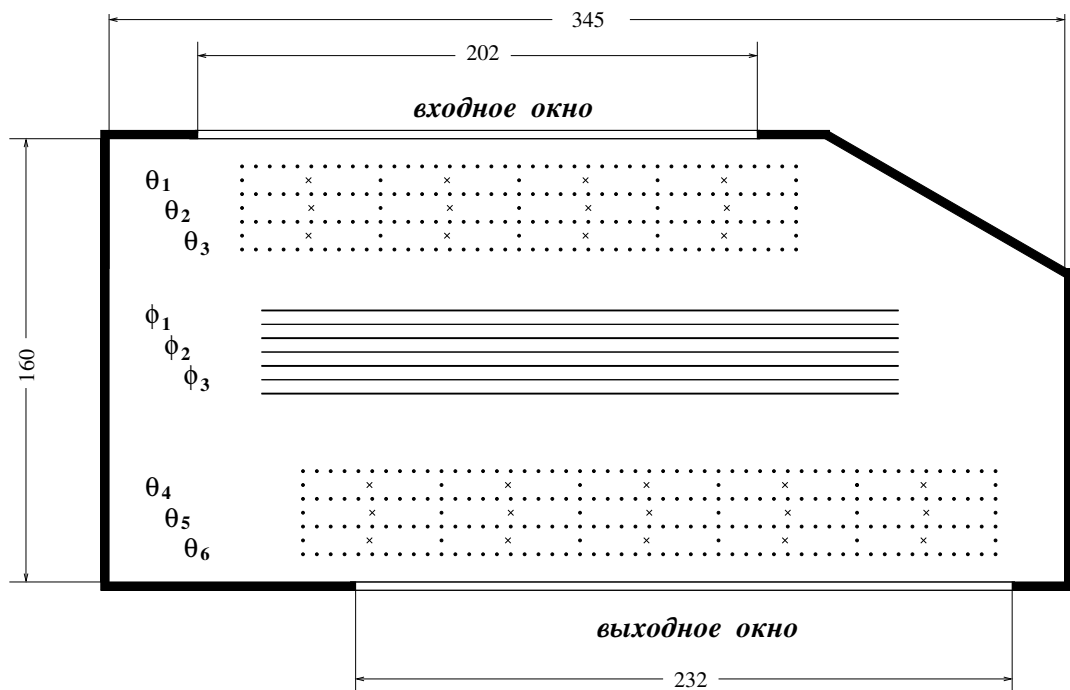
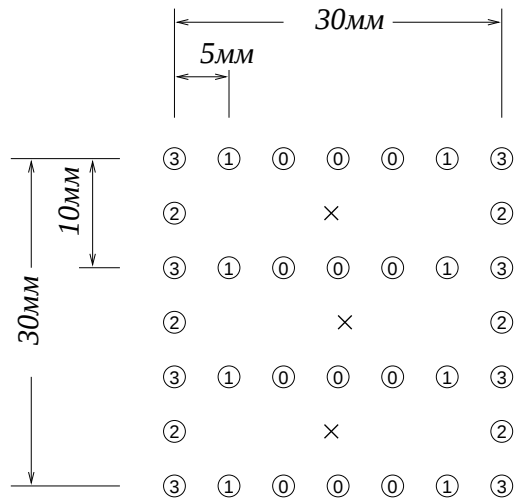
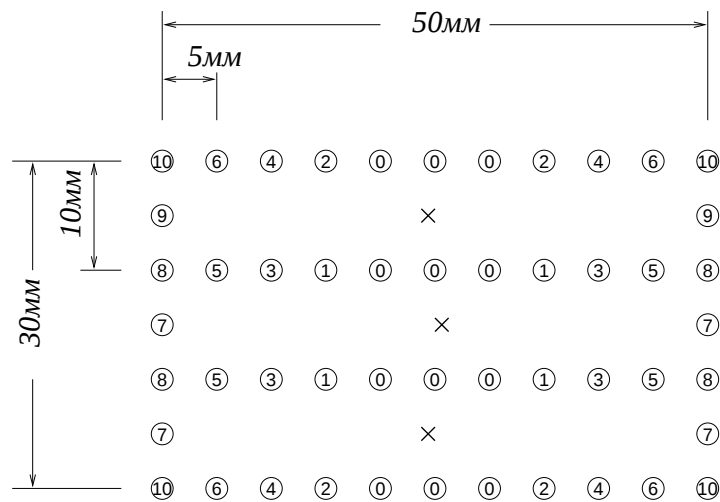


Рис. 2.4 – Дрейфовые камеры.



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. 2.5 – Значения напряжений на полевых проволоках.

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 вдоль оси электронного пучка в ускорительной камере, а второй суперслоем – перпендикулярно. Толщина слоя в камере – 10 мм, сигнальные проволоки имеют толщину 20 мкм и расположены с шагом 50 мм. (кроме первого суперслоя в ДК1, где шаг составляет 30 мм.) Средний слой в каждом суперслое смещен на 1 мм по отношению к крайним слоям. Полевые проволоки имеют толщину 80 мкм и натянуты с шагом 5 мм. На сигнальные проволоки подается напряжение $U_A = +1.90$ кВ. На полевые проволоки напряжение подается с катодного делителя по следующей схеме: чем дальше от сигнальной проволоки, тем выше напряжение. Так достигается максимально однородное электрическое поле на всей длине дрейфовой ячейки. На вход делителя подается напряжение $U_K = -2.5$ кВ (для дрейфовой ячейки длиной 5 см), или $U_K = -1.7$ кВ (для дрейфовой ячейки длиной 3 см). На рис. 2.5 показаны схемы ячейки, где для каждой полевой проволоки приведен номер отвода делителя катодного напряжения, и таблицы с величинами напряжения на отводах делителя. Вверху – для 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 точности измерения θ и ϕ не хуже $\sigma \approx 0.5^\circ$.

2.5 LQ-поляриметр

Поляриметр является неотъемлемой частью проводимых на ВЭПП-3 экспериментов с тензорно-поляризованной мишенью. Степень поляризации атомов дейтерия сильно снижается внутри накопительной ячейки, поэтому возникает необходимость не только измерять среднюю степень поляризации за время проведения эксперимента, но и контролировать ее на протяжении набора экспериментальной статистики. Также следует отметить, что точность измерения поляризации мишени напрямую влияет на точность измерения тензорных асимметрий.

В основе определения тензорной поляризации дейтериевой мишени лежит измерение асимметрии A^t реакции упругого рассеяния электрона на дейтроне по отношению к смене знака поляризации. В случае $Q^2 < 3 \text{ фм}^{-2}$ подавляющий вклад в A^t вносит компонента T_{20} , которая, в свою очередь, рассчитывается через квадрупольный момент дейтрона Q_d с достаточно хорошей точностью:

$$T_{20} \approx -\frac{\sqrt{2}}{3} \cdot Q_d \cdot Q^2. \quad (2.1)$$

Результаты расчета T_{20} через Q_d для разных моделей близки (отличаются не более, чем на 3%), в данной работе использовалась модель [90].

Конструктивно поляриметр представляет из себя детектор электронов и дейтронов. Набор экспериментальной статистики упругого ed рассеяния осуществлялся путем регистрации на совпадение электронов, рассеянных под малыми углами, и дейтронов отдачи.

Детектор электронов состоял из двух слоев сцинтилляционных волокон. Перед сцинтилляторами для подавления низкоэнергетического фона был установлен конвертер из вольфрама. Оптимальный угол рассеяния электрона составляет 6° (определен из моделирования), но из-за конструктивных особенностей детектор электронов был установлен под средним углом $\theta_e = 9^\circ$. Дейтроны регистрировались адронным годоскопом нижнего плеча. Кинетическая энергия дейтронов отдачи не превышала 50 МэВ, что соответствует их остановке в первом сцинтилляторе адронного годоскопа.

Асимметрия A^t определялась через нормированные выходы N^+ и N^- для P_{zz}^+ и P_{zz}^- соответственно:

$$A^t = \frac{N^+ - N^-}{P_{zz}^+ \cdot N^- - P_{zz}^- \cdot N^+}, \quad (2.2)$$

За все время накопления экспериментальной статистики средняя степень поляризации мишени составила $P_{zz}^+ = 0.397 \pm 0.013 \pm 0.018$, где первая погрешность статистическая, а вторая – систематическая.

2.6 Реконструкция треков

Трек заряженной частицы восстанавливался по данным, полученных с плоскостей, где произошло срабатывание одной и более проволок. Минималь-

ное количество плоскостей, достаточное для восстановления трека, равно трём. Трековые камеры проектировались таким образом. Конструкция камер предполагает идентичное однородное электрическое поле вокруг каждой из проволоочки. Однако на практике получить равномерность электрического поля не всегда удастся, так как в вершинной камере с концентрическим расположением слоев изменяется размер дрейфовой ячейки, и несколько дрейфовых ячеек в других камерах имеют размер до 5 см. В следствии этого скорость дрейфа заряда, который создается заряженной частицей, может отличаться для всех дрейфовых ячеек. Однако, принимая во внимание сравнительно малые размеры дрейфовых ячеек, можно ожидать равномерное распределение воостановленных координат внутри каждой ячейки. Таким образом можно определить корректирующие коэффициенты, корректировки скорости дрейфа. Для вершинной камеры координата в ячейке рассчитывается, как:

$$x_{drift} = f \cdot (a \cdot t + b \cdot t^2). \quad (2.3)$$

Для остальных камер:

$$x_{drift} = (t + t_c) - \frac{t_c^2}{(t + t_c)} \quad (2.4)$$

Калибровочные коэффициенты f, a, b и t_c определяются эмпирически для каждой из проволочек таким образом, чтобы получить равномерность распределения x_{drift} .

После преобразования времени дрейфа в расстояние дрейфа для данной проволоочки в позиции X_{wire} встает вопрос о лево-правой неопределенности, поскольку определено только расстояние до проволоочки, но не направление, откуда пролетела частица. Вычислялись две координаты $X = (X_{wire} + x_{drift})$ и $X = (X_{wire} - x_{drift})$ где частица может пересечь плоскость проволочек. Наилучший трек определяется рекурсивным алгоритмом, который перебирал все возможные комбинации координат, используя только одну координату из каждой плоскости со сработавшими проволочками. Если N_i - число проволочек, сработавших в плоскости i , то число возможных комбинаций определяется как: $N = \prod_{i=1}^m 2N_i$, где m - число плоскостей со сработавшими проволочками. В идеальном случае, когда имеется шесть плоскостей с одной сработавшей проволочкой $N = 64$. Через m точек с координатами (X_i, Z_i) в локальной системе координат $x - z$ камеры методом наименьших квадратов проводится прямая

$L(z) = Az + B$. Коэффициенты A и B определяются формулами:

$$A = \frac{m \sum_{i=1}^m X_i Z_i - \sum_{i=1}^m X_i \sum_{i=1}^m Z_i}{m \sum_{i=1}^m Z_i^2 - \sum_{i=1}^m Z_i \sum_{i=1}^m Z_i} \quad (2.5)$$

$$B = \frac{\sum_{i=1}^m X_i \sum_{i=1}^m Z_i^2 - \sum_{i=1}^m X_i Z_i \sum_{i=1}^m Z_i}{m \sum_{i=1}^m Z_i^2 - \sum_{i=1}^m Z_i \sum_{i=1}^m Z_i} \quad (2.6)$$

Далее по величине вычисленного χ^2 принималось решение о выборе соответ-

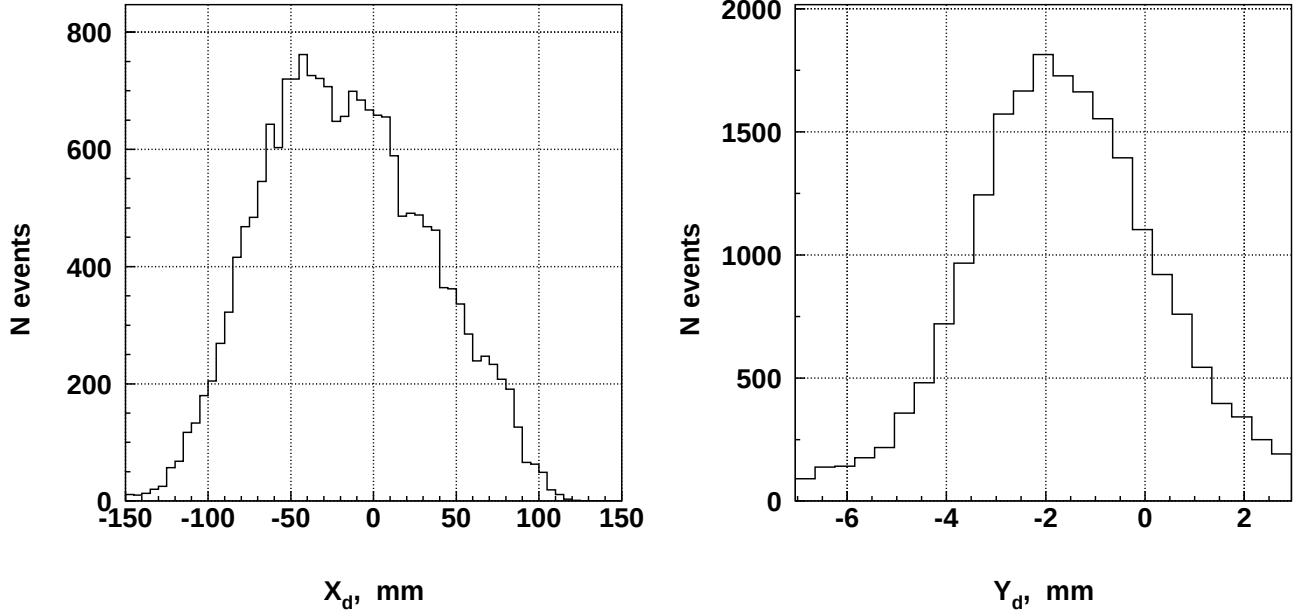


Рис. 2.6 – Распределение по (x, y) координате вылета

ствующего трека. На рисунке 2.6 приведен пример распределения событий по двум координатам вылета протона из мишени. Как видно из рисунка фоновые события практически отсутствуют.

2.7 Определение энергии протонов

Энергия протонов определялась через световыход с сцинтиллятора, где протон остановился. Связь между амплитудой световыхода с сцинтиллятора и начальной энергией определялась из моделирования. Для этого было проведено моделирование потерь энергий протонов в сцинтилляторах и затем пересчет потерянной энергии в световыход. После этого расчетное распределение по световыходам сопоставлялось с экспериментально измеренным, что дало воз-

возможность определить калибровочные коэффициенты. В процессе моделирования связь между ионизационными потерями и энергией протонов определялась формулой Бете-Блоха:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 N z^2 Z}{m_e A \beta^2} \left(\frac{1}{2} \cdot \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 E_{max}}{I^2 (1 - \beta^2)} - \beta^2 - \frac{1}{Z} \sum_i C_i \right). \quad (2.7)$$

Здесь $N = 6.022 \times 10^{23}$, A – масса атомов вещества, где происходит ионизация, $\sum_i C_i$ – оболочечная поправка, I – ионизационный потенциал вещества. Для определения максимальной кинетической энергии E_{max} , передающейся электрону в одном столкновении, применяется соотношение:

$$E_{max} = \frac{2m_e \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e / M + (m_e / M)^2} \quad (2.8)$$

Формула для расчета поправки $\sum_i C_i$ была взята из источника [91]:

$$\begin{aligned} \sum_i C_i(\tau, I) = & (0.42237 \cdot \tau^{-2} + 0.304 \cdot \tau^{-4} - 0.00038 \cdot \tau^{-6}) \cdot I^2 + \\ & + (3.858 \cdot \tau^{-2} + 0.1668 \cdot \tau^{-4} + 0.00158 \cdot \tau^{-6}) \cdot I^3. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Здесь $\tau = \beta\gamma$. Данной формулой можно пользоваться при $\tau^2 > 0.15$, при $\tau < 0.15$ принимаем $\sum_i C_i(\tau, I) = \sum_i C_i(0.15, I)$.

Зависимость удельного световыхода dL/dx от dE/dx для пластика, из которого изготовлены сцинтилляторы, нелинейная. В работе [92] было предложено использовать параметрическое выражение:

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx} \left[1 + k_1 \left(\frac{dE}{dx} \right) \right]^{-1}. \quad (2.10)$$

Здесь S – абсолютная эффективность сцинтиллятора, коэффициент k_1 определяется эмпирически для разных сцинтилляторов. В работе [93] было показано, что формула (2.10) хорошо работает для $dE/dx < 100$ МэВ/(г/см²). Для более низких энергий в работе [94] было предложено уточнение:

$$\frac{dL}{dx} = S \cdot \frac{dE}{dx} \left[1 + k_1 \left(\frac{dE}{dx} \right) + k_2 \left(\frac{dE}{dx} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (2.11)$$

где k_2 – также определяется эмпирически.

Для расчета световыхода с сцинтиллятора была разработана программа, где для $\Delta x = 0.1$ мкм вычислялись ΔE и ΔL . В программе использовалось выражение (2.7) для определения dE/dx и (2.11) для определения dL/dx . Итоговый световыход с сцинтиллятора вычислялся, как сумма ΔL для всех Δx .

В случае, когда детектор захватывает достаточно большой телесный угол, для энергетической калибровки удобно использовать нормализованный световыход. Пример такого использования можно найти в работах [95, 96]. Нормализованный световыход L^n связан с истинным L соотношением:

$$L^n = L \cos(k\alpha) . \quad (2.12)$$

Здесь k – коэффициент, определяемый эмпирически, зависит от геометрии детекторов, α – угол между направлением движения частица и плоскостью детектора.

В нашем случае не все сцинтилляторы, где требуется рассчитать световыход, параллельны друг другу. Поэтому нормализация световыходов проводилась по полярному θ_p и азимутальному φ_p углу вылета протонов:

$$P(\theta_p, \varphi_p) = \sum_{i=0, j=0}^N k_{ij} \theta_p^i \varphi_p^j , \quad (2.13)$$

Эмпирические коэффициенты k_{ij} определялись для каждого сцинтиллятора отдельно. Таким образом, используя полученную зависимость (2.13) от θ_p и φ_p для каждого сцинтиллятора определялись нормализованные световыходы, для которых отсутствует зависимость от θ_p и φ_p :

$$L^n = L / P_{L^n}(\theta_p, \varphi_p) . \quad (2.14)$$

Рисунок 2.7 демонстрирует преимущества использования нормализованных световыходов. Зависимость от углов падения протонов практически полностью пропадает. Результаты подгонки расчетных и экспериментальных световыходов показаны на рис. 2.8. Кинетическая энергия протона определялась по световыходу в том сцинтилляторе, где протон полностью потерял энергию. Связь между световыходом и энергией осуществлялась через соотношение:

$$E_p = E_p^n \cdot P_{E^n}(\theta_p, \varphi_p) = f(L^n) \cdot P_{E^n}(\theta_p, \varphi_p) , \quad (2.15)$$

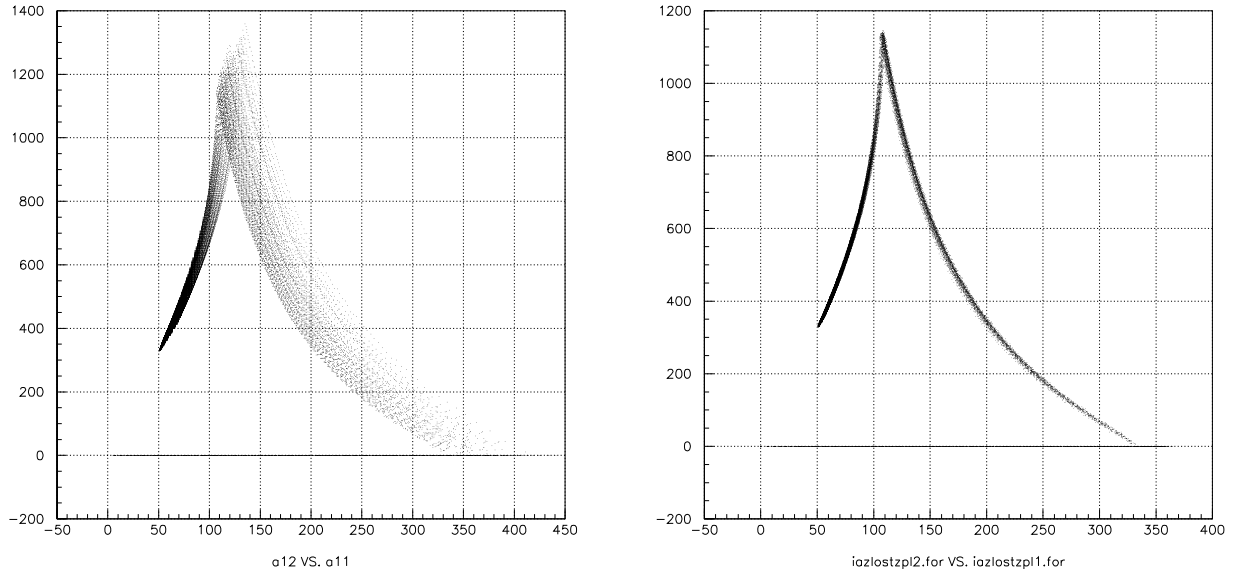


Рис. 2.7 – Нормализация световых выходов в тонком и толстом пластмассовых сцинтилляционных счетчиках. Слева – без учета нормализации, справа – с учетом

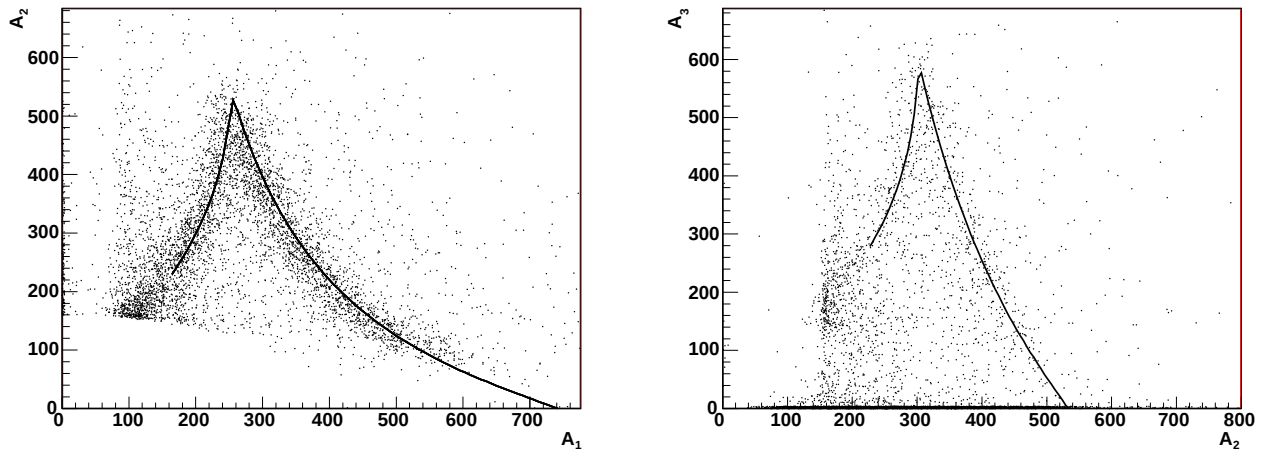


Рис. 2.8 – Подгонка расчетных световых выходов в двух последовательных слоях пластмассовых сцинтилляционных счетчиков. Слева – зависимость световых выходов во втором сцинтилляторе от световых выходов в первом. Справа – зависимость световых выходов в третьем сцинтилляторе от световых выходов во втором

где E_p – реальная начальная энергия протона, E_p^n – нормализованная. $f(L^n)$ – полином третьей степени.

Полученные световых выходы использовались для вычисления энергии протона по выражению (2.15).

В течении набора экспериментальной статистики проводились отдельные сеансы с использованием водородной мишени. Результаты этих сеансов использовались для проверки энергетической калибровки по событиям упругого ep -рассеяния. Для этих событий энергию протона можно восстановить как по углу рассеяния протона, так и электрона. Оба этих угла измерялись с хорошей точностью. Таким образом, для событий упругого ep -рассеяния, энергия протонов определялась двумя способами: через световыходы и косвенно через углы вылета протона и электрона. Распределение по событиям, соответствующее

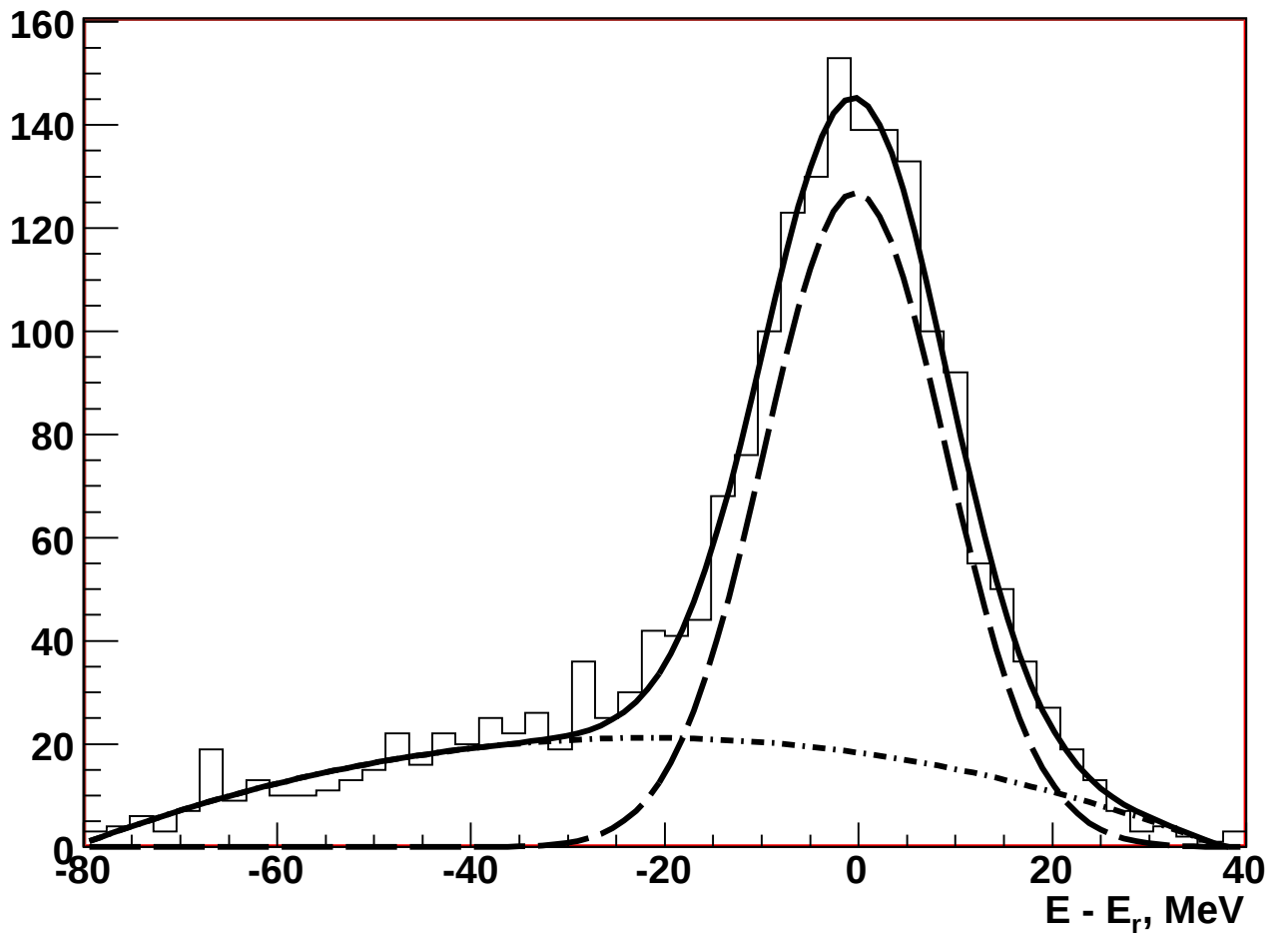


Рис. 2.9 – Оценка погрешности восстановления энергии протонов. E – кинетическая энергия протона, восстанавливаемая через кинематику реакции $ed \rightarrow e'd'$, E_r – через световыходы с сцинтилляторов.

разнице восстанавливаемой двумя способами энергии протонов, приведено на рис. 2.9. Видно, что систематическая погрешность принятой расчетной методики пренебрежимо мала. Левая часть распределения соответствует событиям,

где протоны протыкают третий сцинтиллятор и для них происходит искажение восстанавливаемой кинетической энергии. Погрешность восстановления энергии протонов оценена не хуже 12%.

2.8 Связь электро- и фоторождения π -мезонов на дейтроне

Реакция электроорождения пи-мезона на дейтроне $ed \rightarrow e'pp\pi^-$ в однофотонном приближении может рассматриваться как фотообразование виртуальными фотонами $-\gamma^*d \rightarrow pp\pi^-$ [77].

Все экспериментально наблюдаемые величины, связанные с поляризацией мишени [97], слабо зависят от спектра виртуальных фотонов (ВФ), так как они определяются из отношений комбинаций выходов, в которые спектр ВФ входит как сомножитель.

Общий вид дифференциального сечения электрообразования и фотообразования π^- -мезонов в лабораторной системе координат записываются в виде:

$$d\sigma_e = \frac{m_e}{2m_d k_i} \int \sum_{\tau} |M_{fi}^e|^2 \frac{m_e}{\varepsilon_f} \frac{d^3 k_f}{(2\pi)^3} \frac{m_p}{E_1} \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3} \frac{m_p}{E_2} \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p_{\pi}}{2E_{\pi}(2\pi)^3} \times \\ \times (2\pi)^4 \delta \left(\vec{k}_i - \vec{k}_f - \vec{p}_1 - \vec{p}_2 - \vec{p}_{\pi} \right) \delta (\varepsilon_i - \varepsilon_f + M - E_1 - E_2 - E_{\pi}), \quad (2.16)$$

$$d\sigma_{\gamma} = \frac{1}{4m_d E_{\gamma}} \int \sum_{\tau} |M_{fi}^{\gamma}|^2 \frac{m_p}{E_1} \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3} \frac{m_p}{E_2} \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p_{\pi}}{2E_{\pi}(2\pi)^3} \times \\ \times (2\pi)^4 \delta (\vec{p}_{\gamma} - \vec{p}_1 - \vec{p}_2 - \vec{p}_{\pi}) \delta (E_{\gamma} + m_d - E_1 - E_2 - E_{\pi}), \quad (2.17)$$

где m_e, m_p, m_{π} и m_d – массы покоя электрона, протона, π -мезона и дейтрона, $\vec{k}_i, \varepsilon_i$ – импульс и энергия налетающего электрона, $\vec{k}_f, \varepsilon_f$ – импульс и энергия рассеянного электрона, $\vec{p}_1, E_1, \vec{p}_2, E_2$ – импульсы и энергии протонов, $\vec{p}_{\pi}, E_{\pi}$ – импульс и энергия π -мезона, $\vec{p}_{\gamma}, E_{\gamma}$ – импульс и энергия фотона. Квадрат модуля амплитуды электрообразования записывается в виде:

$$\sum |M_{fi}^e|^2 = \frac{(4\pi\alpha)^2}{Q^4} \sum_K v_K W_K^e, \quad (2.18)$$

где $\alpha = \frac{1}{137}$ – постоянная тонкой структуры, $Q^2 = (\varepsilon_i - \varepsilon_f)^2 - (\vec{k}_i - \vec{k}_f)^2 = \omega^2 - \vec{q}^2$ – квадрат 4-х импульса виртуального фотона, v_K – функции, которые

зависят от электронной кинематики и соответствуют продольным ($K = L$), поперечным ($K = T$) виртуальным фотонам, линейной поляризации ($K = TT$) и ($K = LT$) - интерференции. W_K - адронные структурные функции.

$$v_L = \frac{Q^4}{\bar{q}^4} \left(2\varepsilon_i \varepsilon_f + \frac{Q^2}{2} \right), \quad (2.19)$$

$$v_T = -\frac{Q^2}{2} + \frac{\vec{k}_i^2 \vec{k}_f^2 \sin^2 \theta_e}{\bar{q}^2}, \quad (2.20)$$

$$v_{TT} = \frac{\vec{k}_i^2 \vec{k}_f^2 \sin^2 \theta_e}{\bar{q}^2}, \quad (2.21)$$

$$v_{TL} = \frac{Q^2}{|\vec{q}|^3} \vec{k}_i \vec{k}_f (\varepsilon_i + \varepsilon_f) \sin \theta_e, \quad (2.22)$$

где θ_e - полярный угол рассеяния электрона.

При $Q^2 \rightarrow 0$ вклады в (2.16) от продольных фотонов и LT -интерференции стремятся к нулю. Вклад от линейно-поляризованных поперечных фотонов (TT), проинтегрированный по азимутальному углу электрона обращается в ноль. Таким образом, при $\theta_e \approx 0$ доминирует вклад $v_T W_T^e$

При $\theta_e \approx 0$ адронную структуру W_T^e при интегрировании по $d\Omega_e$ можно вынести из-под интеграла. Равенство $W_T^e(\theta_e = 0^\circ) = W_T^\gamma$ позволяет связать сечения (2.16) и (2.17) в однофотонном приближении.

Чтобы избавиться от δ -функций в (2.16) и (2.17), проведем интегрирование. Используем равенство:

$$\delta(F(x)) = \sum_j \frac{\delta(x - x_j)}{|dF/dx|_{x=x_j}}, \quad (2.23)$$

где x_j - корни уравнения $F(x) = 0$.

Проинтегрируем (2.16) по энергии рассеянного электрона. При этом $F^e = \varepsilon_i + m_d - \varepsilon_f - E_1 - E_2 - \sqrt{m_\pi^2 + (\vec{k}_i - \vec{k}_f - \vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2}$.

$$\frac{dF^e}{d\varepsilon_f} = \frac{D(\theta_e, \varphi_e)}{E_\pi} = \frac{\varepsilon_i + m_d - E_1 - E_2 - \varepsilon_i \cos \theta_e + p_1 \cos \theta_{1e} + p_2 \cos \theta_{2e}}{E_\pi}, \quad (2.24)$$

где $\cos \theta_{1(2)e} = \cos \theta_e \cos \theta_{1(2)} + \sin \theta_e \sin \theta_{1(2)} \cos (\varphi_e - \varphi_{1(2)})$, $\theta_{1,2}$ и $\varphi_{1,2}$ – полярные и азимутальные углы протонов. Энергия электрона в зависимости от протонных переменных и углов θ_e и φ_e имеет вид:

$$\varepsilon_f = \frac{2\varepsilon_i (P_z - A) + A^2 - P^2 - m_\pi^2}{2(\varepsilon_i (1 - \cos \theta_e) - A + P \cos \theta_{pf})}, \quad (2.25)$$

где $A = E_1 + E_2 - m_d$; $\vec{P} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$; θ_{pf} – угол между 3-х импульсами $\vec{P}$ и $\vec{k}_f$.

Используя закон сохранения энергии в (2.17), проинтегрируем по энергии второго протона ($d^3p_2 = p_2 E_2 dE_2 d\Omega_2$). В реакции фоторождения – $F^\gamma = E_\gamma + m_d - E_1 - E_2 - \sqrt{m_\pi^2 + \left(\vec{k}_\gamma - \vec{p}_1 - \vec{p}_2\right)^2}$,

$$\frac{dF^\gamma}{dE_2} = E_\gamma + m_d - E_1 - \frac{E_2}{p_2} (E_\gamma \cos \theta_2 - p_1 \cos \theta_{12}), \quad (2.26)$$

где $\cos \theta_{12} = \cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos (\varphi_1 - \varphi_2)$.

Выражая W_T^γ через $d\sigma_\gamma/dE_1 d\Omega_1 d\Omega_2$ и используя равенство $W_T^e(\theta_e = 0^\circ) = W_T^\gamma$, придем к соотношению между (2.16) и (2.17):

$$\frac{d\sigma_e}{dE_1 dE_2 d\Omega_1 d\Omega_2} = \frac{N_e}{\omega_0} \frac{d\sigma_\gamma}{dE_1 d\Omega_1 d\Omega_2} \times \frac{\left| \omega_0 + m_d - E_1 - \frac{E_2}{p_2} (\omega_0 \cos \theta_2 - p_1 \cos \theta_{12}) \right|}{D_0}, \quad (2.27)$$

где

$$N_e = \frac{\alpha}{\pi^2} \frac{\omega_0^2 D_0}{\varepsilon_i} \int \frac{\varepsilon_f v_T}{D Q^4} d\Omega_e \quad (2.28)$$

спектр виртуальных фотонов, $D_0 = D(\theta_e = 0^\circ)$, $\omega_0 = E_\gamma$.

Для получения аналитического выражения спектра (2.28) сделаем определенные допущения [98]. В множителе D (2.24) можно пренебречь зависимостью от φ_e и принять его равным 90° . $D = a_r + b_r \cos \theta_e$, где: $a_r = \varepsilon_i - A$, $b_r = P_z - \varepsilon_i$. Величины A и P_z определены как $A = E_1 + E_2 - m_d$; $\vec{P} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$. Зависимость энергии и импульса электрона от угла рассеяния запишем в виде [98]:

$$\begin{aligned} k_f &= k_f(0^\circ) \left(1 + \frac{2b_r}{a_r} \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \right) \\ \varepsilon_f &= \varepsilon_f(0^\circ) \left(1 + \frac{2b'_r}{a_r} \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \right) \end{aligned} \quad (2.29)$$

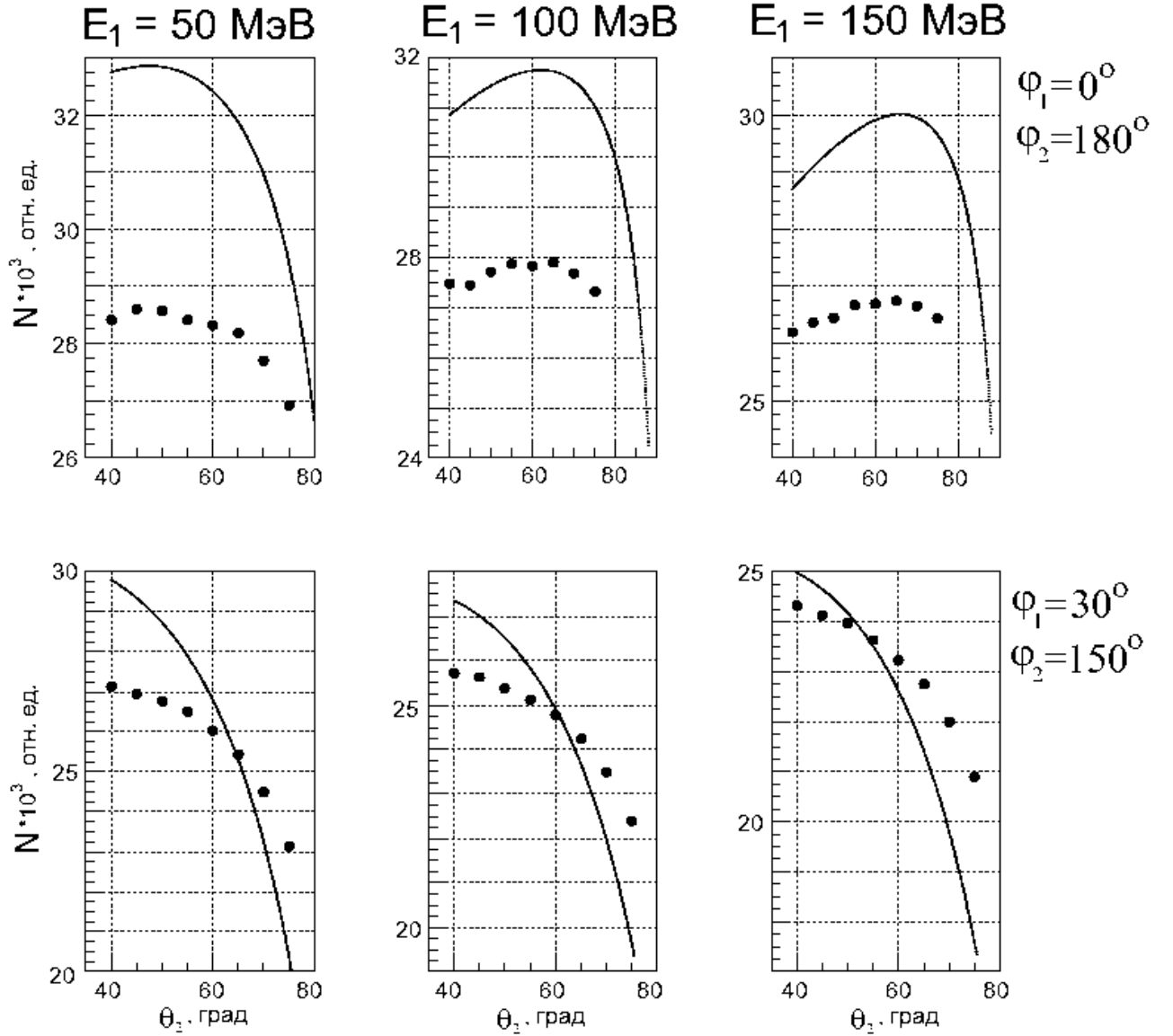


Рис. 2.10 – Спектр ВФ как функция полярного угла одного из протонов: линия – аналитическое выражение, точки – результат численного интегрирования. $\Theta_1 = 60^\circ$ и $E_2 = 100$ МэВ

Преобразуя все переменные в (2.28) в соответствии с (2.29), пренебрегая слагаемыми порядка $\left(\frac{b_r}{a_r}\right)^2$, проинтегрируем (2.28) аналитически. Спектр ВФ N_e после принятых допущений можно получить аналитически:

$$N_e = \frac{\alpha \omega_0^2 b}{2\pi k_i^2 b'} \frac{a_r + b_r}{a_r - a'/b' \cdot b_r} \left(\left(1 - \frac{2a}{\omega_0^2}\right) \ln \left(\frac{(a' - b')(a_r + b_r)}{(a + b)(a_r - b_r)} \right) - \frac{4b}{\omega_0^2} \right), \quad (2.30)$$

здесь

$$a = m_e^2 - \varepsilon_i \varepsilon_f(0^\circ),$$

$$b = k_i k_f(0^\circ),$$

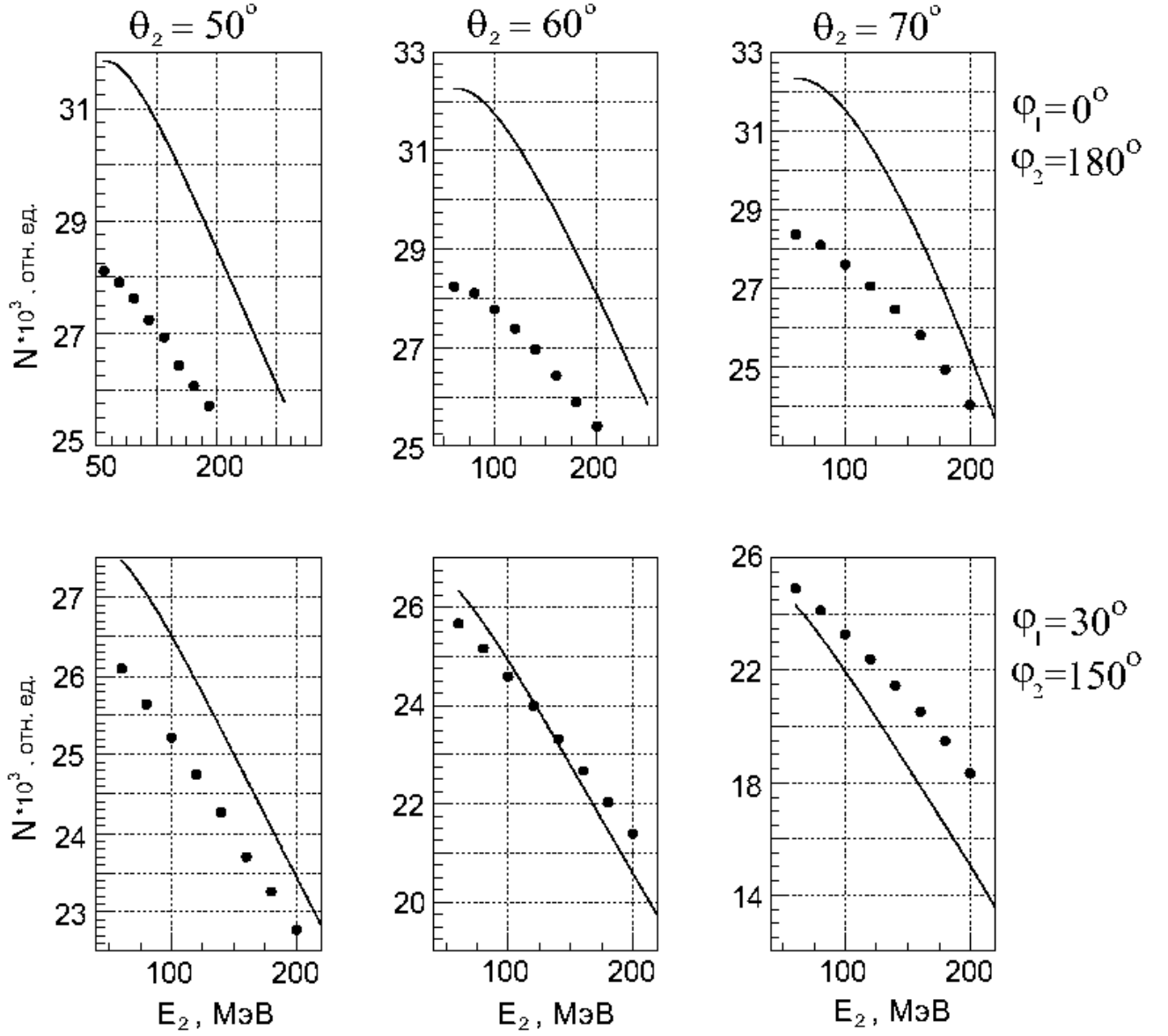


Рис. 2.11 – Спектр ВФ как функция кинетической энергии одного из протонов: линия – аналитическое выражение, точки – результат численного интегрирования. $\Theta_1 = 60^\circ$ и $E_2 = 100$ МэВ

$$a' = a - \delta,$$

$$b' = b + \delta,$$

$$\delta = \frac{-m_e^2 b_r \left(\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_f(0^\circ)} - 1 \right)}{a_r} \omega_0 = \varepsilon_i - \varepsilon_f(0^\circ).$$

Как видно (рис. 2.10 и 2.11), результаты численного интегрирования могут отличаться от полученных аналитически примерно на 20%. Одна из причин расхождения – отсутствие зависимости переменной r в (2.28) от азимутального угла электрона. Чтобы проинтегрировать (2.28) было принято $\varphi_e = 90^\circ$.

2.9 Дифференциальное сечение и асимметрия реакции

$$\gamma d \rightarrow pp\pi^-$$

Соотношение, которое связывает дифференциальное сечение $d\sigma$ реакции фоторождения π -мезона на тензорно-поляризованном дейтроне поляризованным фотоном с дифференциальным сечением $d\sigma_0$ на неполяризованном дейтроне, можно записать в виде:

$$\begin{aligned} d\sigma = d\sigma_0 \{ & 1 + P_l^\gamma \Sigma \cos(2\varphi) + 2^{-1/2} P_{zz} (T_{20} d_{00}^2(\theta_H) + \\ & + T_{21} d_{10}^2(\theta_H) \cos(\varphi - \varphi_H) + T_{22} d_{20}^2(\theta_H) \cos[2(\varphi - \varphi_H)]) + \\ & + 2^{-1/2} P_{zz} P_c^\gamma (T_{21}^c d_{10}^2(\theta_H) \sin(\varphi - \varphi_H) + T_{22}^c d_{20}^2(\theta_H) \sin[2(\varphi - \varphi_H)]) + \\ & + 2^{-1/2} P_{zz} P_l^\gamma (T_{20}^l d_{00}^2(\theta_H) \cos(2\varphi) + T_{21}^l d_{10}^2(\theta_H) \cos(3\varphi - \varphi_H) + \\ & + T_{22}^l d_{20}^2(\theta_H) \cos[2(2\varphi - \varphi_H)]) \}, \end{aligned} \quad (2.31)$$

где

$$\begin{aligned} d_{00}^2(\theta_H) &= \frac{3}{2} \cos^2(\theta_H) - \frac{1}{2}, \\ d_{10}^2(\theta_H) &= \sqrt{\frac{3}{8}} \sin(2\theta_H), \\ d_{20}^2(\theta_H) &= \sqrt{\frac{3}{8}} \sin^2(\theta_H). \end{aligned} \quad (2.32)$$

Поскольку мы рассматриваем случай компланарной геометрии (импульсы конечных частиц лежат в одной плоскости), то выражение (2.31) сильно упрощено по сравнению с тем, как записывается в общем виде [99]. Здесь 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 2.31 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 нашей постановке эксперимента рассеянные неполяризованные электроны регистрировались двумя ливневыми детекторами в пределах 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 таких условиях квадрат переданного 4-импульса не превышает $0.0025 (\text{GeV}/c)^2$ и мы можем пренебречь продольной поляризацией испускаемых квазиреальных фотонов. Матрица плотности фотона ρ_γ имеет вид [100]:

$$\rho_\gamma = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \varepsilon \exp(2i\psi) \\ \varepsilon \exp(-2i\psi) & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.33)$$

где ψ – угол между плоскостью реакции и плоскостью рассеяния электрона,

$$\varepsilon = \left(1 - 2 \frac{|\mathbf{q}|^2}{q^2} \tan^2 \frac{\theta_e}{2}\right)^{-1}, \quad (2.34)$$

и

$$q^2 = q_0^2 - \mathbf{q}^2 = (k - k')^2. \quad (2.35)$$

Как видно из соотношения (2.33), виртуальный фотон линейно поляризован перпендикулярно плоскости рассеяния электрона. Линейная поляризация фотона $P_l^\gamma = \varepsilon$, а циркулярная поляризация $P_c^\gamma = 0$.

Среднее значение линейной поляризации $\bar{\varepsilon}$ вычислялось следующим образом:

$$\begin{aligned} \bar{\varepsilon} = & \int_{\Phi} \varepsilon(E', \theta_e) \frac{d^3\sigma}{dE' d\cos(\theta_e)} dE' d\cos(\theta_e) \times \\ & \times \left(\int_{\Phi} \frac{d^3\sigma}{dE' d\cos(\theta_e)} dE' d\cos(\theta_e) \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (2.36)$$

Дифференциальное сечение $d^3\sigma/dE' d\cos(\theta_e)$ реакции $ed \rightarrow e' p p \pi^-$, где мы пренебрегли вкладом продольной поляризации виртуального фотона, было взято из работы [101]. Кинематическая область Φ определяется угловым захватом ливневых детекторов электронов и значением инвариантных масс $p p \pi^-$ -системы в диапазоне (2200 – 2500) МэВ. Интегрирование в (2.36) по энергии E'

и углу θ_e рассеянного электрона осуществлялось методом Монте-Карло. В кинематических условиях эксперимента среднее значение $\bar{\varepsilon}$ линейной поляризации квазиреальных фотонов оказалось равным 0.81.

Следует отметить, что если электрон, вызывающий реакцию, не регистрируется, матрица плотности фотона (2.33) усредняется по ψ в диапазоне $(0 - 2\pi)$. В такой постановке недиагональные элементы ρ_γ становятся равными нулю, что соответствует нулевой поляризации. В кинематических условиях данного эксперимента матрицу плотности (2.33) необходимо усреднить по ψ в диапазоне $(-60^\circ - 60^\circ) \cup (120^\circ - 240^\circ)$. Тогда (2.33) можно записать в виде матрицы:

$$\langle \rho_\gamma \rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \langle \varepsilon \rangle \\ \langle \varepsilon \rangle & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.37)$$

в которой усредненная поляризация $\langle \varepsilon \rangle$:

$$\langle \varepsilon \rangle = (6\sqrt{3}/8\pi)\varepsilon \approx 0.41\varepsilon. \quad (2.38)$$

Матрица плотности поляризованного дейтрона может быть записана следующим образом [102]:

$$\begin{aligned} \rho_{m_d m_{d'}}^d &= \frac{1}{\sqrt{3}} (-)^{1-m_d} \times \sum_{I=0,2} \sum_{M=-I}^I \hat{I} \begin{pmatrix} 1 & 1 & I \\ m_{d'} & -m_d & M \end{pmatrix} \\ &\times P_I^d \exp(-iM\varphi_H) d_{M0}^I(\theta_H), \end{aligned} \quad (2.39)$$

в которой

$$\hat{I} = \sqrt{2I+1} \quad (2.40)$$

и

$$P_I^d = \delta_{I0} + \sqrt{\frac{3}{2}} P_z \delta_{I1} + \frac{1}{\sqrt{2}} P_{zz} \delta_{I2}. \quad (2.41)$$

Векторная и тензорная поляризации P_z и P_{zz} определяются через заселенности спиновых состояний дейтрона p_1 , p_2 и p_0 :

$$P_z = p_1 - p_{-1}, \quad P_{zz} = 1 - 3p_0. \quad (2.42)$$

В нашем случае поляризация P_z была равна нулю на протяжении всего эксперимента.

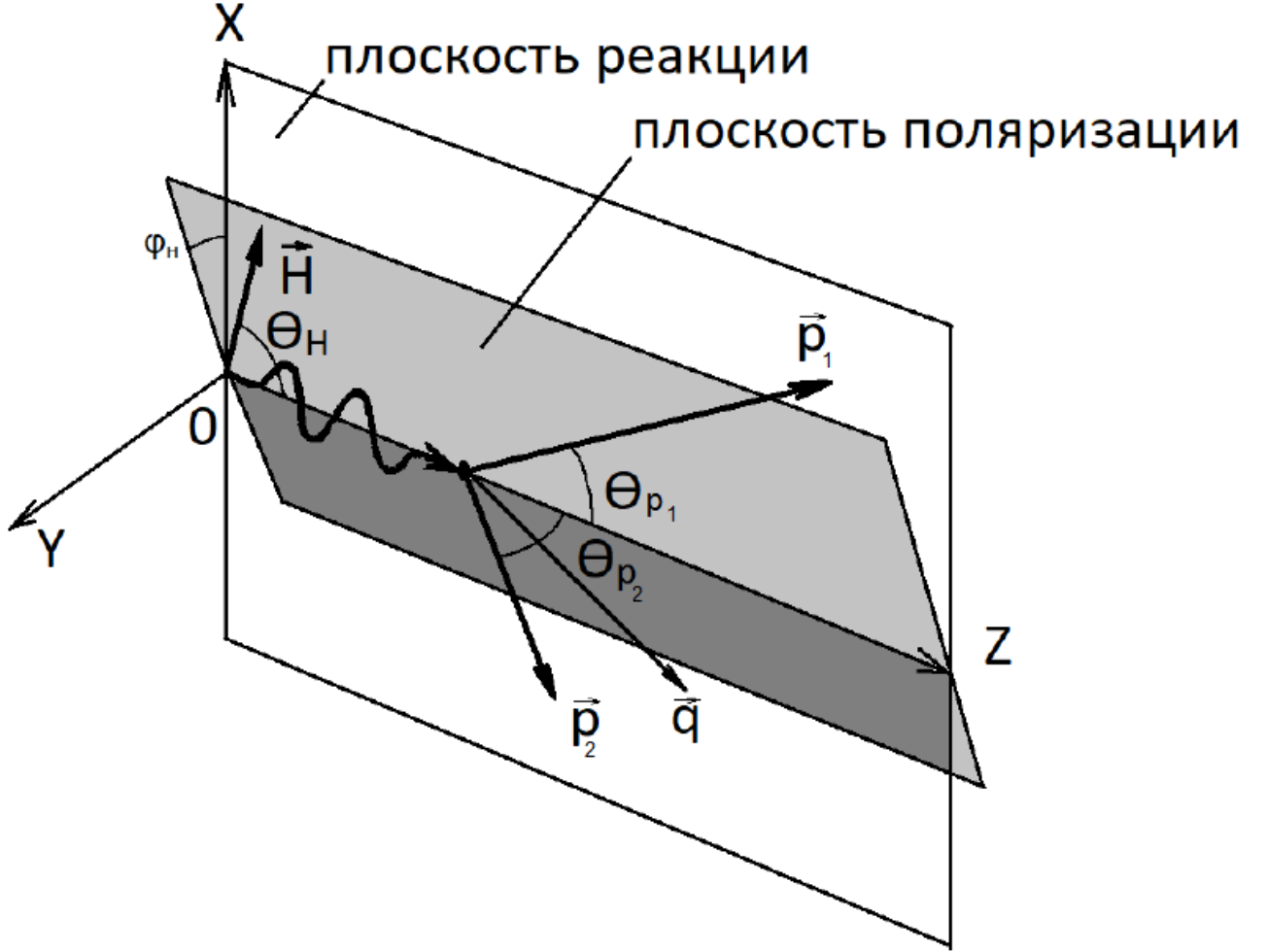


Рис. 2.12 – Кинематика реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ в компланарной геометрии.

Таким образом, мы исследуем фоторождение π^- -мезонов на тензорно поляризованных дейтронах линейно-поляризованными фотонами.

Все отобранные компланарные события реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ были разделены на четыре группы, соответствующие своему поляризационному состоянию: $(P_{zz}^+, \varphi_H = 0)$, $(P_{zz}^+, \varphi_H = \pi)$, $(P_{zz}^-, \varphi_H = 0)$ и $(P_{zz}^-, \varphi_H = \pi)$. Как видно, поляризационное состояние определяется знаком тензорной поляризации и азимутальным углом вектора напряженности магнитного поля $\mathbf{H}$. Асимметрия, полученная из экспериментальной статистики, определяется соотношением:

$$A = \frac{3}{8} \cdot \frac{N_{\varphi_H=0}^+ - N_{\varphi_H=0}^- - N_{\varphi_H=\pi}^+ + N_{\varphi_H=\pi}^-}{P_{zz}^+ \cdot (N_{\varphi_H=0}^- + N_{\varphi_H=\pi}^-) - P_{zz}^- \cdot (N_{\varphi_H=0}^+ + N_{\varphi_H=\pi}^+)}, \quad (2.43)$$

в котором $N_{\varphi_H=0}^+$, $N_{\varphi_H=0}^-$, $N_{\varphi_H=\pi}^+$ и $N_{\varphi_H=\pi}^-$ – выходы для соответствующих поляризационных состояний.

В тоже время асимметрию (2.43) можно выразить через три поляризационные наблюдаемые:

- 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 (2.31), получим:

$$A = \frac{3}{8} \cdot \frac{T_{21} + \langle P_l^\gamma \rangle \cdot T_{21}^l}{1 + \langle P_l^\gamma \rangle \cdot \Sigma}, \quad (2.44)$$

Как видно из выражения (2.44), в выражение для асимметрии A входит двойная поляризационная наблюдаемая T_{21}^l .

2.10 Обсуждение результатов измерения асимметрии

Результаты измерения асимметрии представлены на рисунках 2.13 – 2.17. На рисунке 2.13 представлена зависимость асимметрии A от инвариантной массы $M_{pp\pi}$ протон-протон-пионной системы. На рисунках 2.14 и 2.15 представлены зависимости асимметрии A инвариантной массы $M_{pf\pi}$ системы “быстрый протон-пион” и инвариантной массы $M_{ps\pi}$ системы “медленный протон-пион”. На рисунке 2.16 представлена зависимость асимметрии A от инвариантной массы M_{pp} протон-протонной системы. На рисунке 2.17 представлена зависимость асимметрии A от энергии фотона E_γ .

В нижней части рисунков приведена систематическая ошибка. Основной вклад в систематическую ошибку вносит неопределенность измерения степени поляризации дейтериевой мишени. Также существует еще несколько источников систематической погрешности:

- неопределенность вклада продольной поляризации фотонов;
- неопределенность в ориентации внешнего магнитного поля;
- ложная асимметрия, которая может быть вызвана неодинаковостью экспериментальных условий для разных поляризаций мишени.

Вклад этих источников систематической погрешности проанализирован в работе [64], где было показано, что эти источники систематической погрешно-

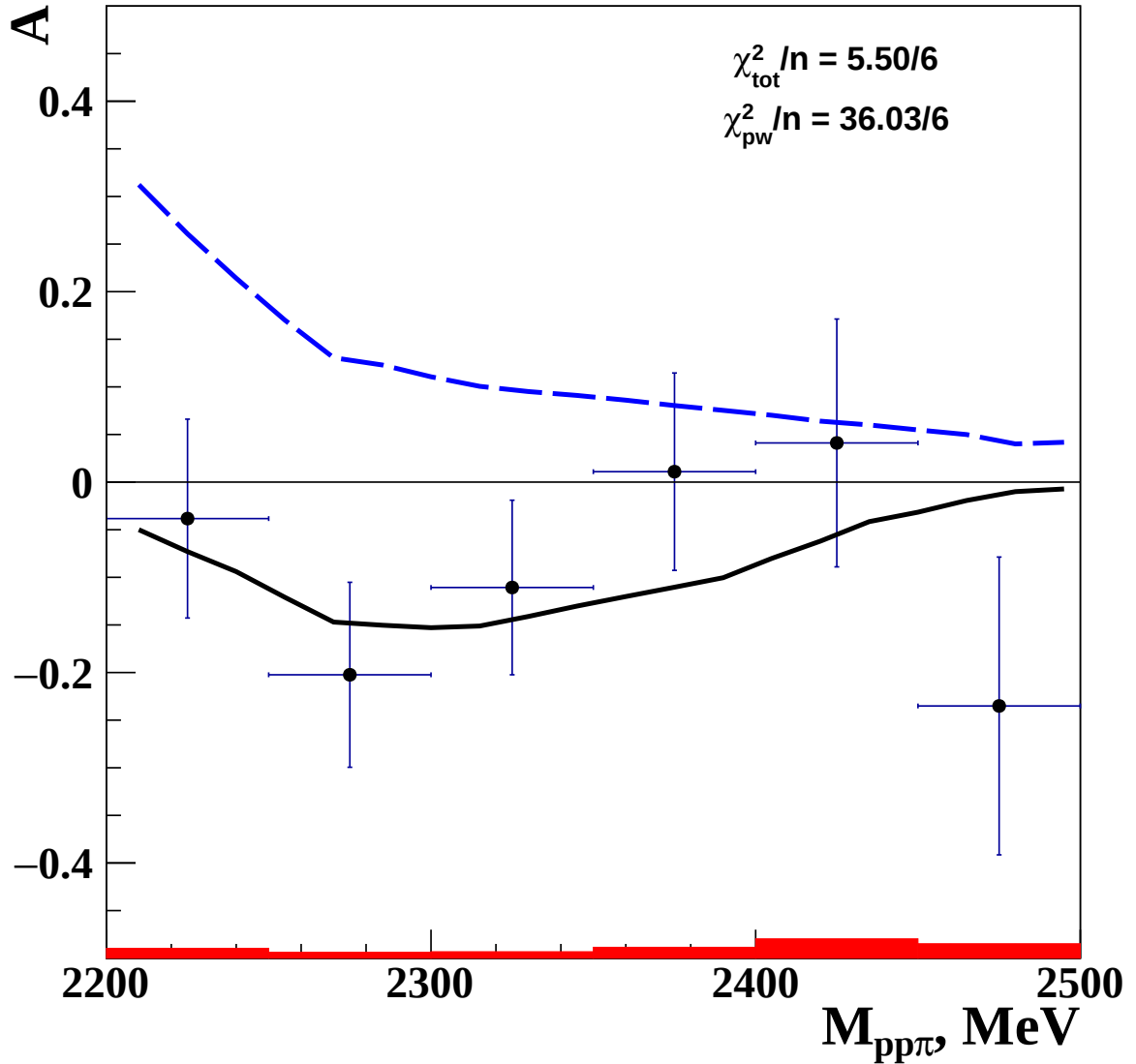


Рис. 2.13 – Зависимость асимметрии A от инвариантной массы $M_{pp\pi}$. Штриховая кривая – результаты моделирования в импульсном приближении, сплошная кривая – результаты моделирования в импульсном приближении с учетом πN и NN перерассеяния.

сти пренебрежимо малы, по сравнению с неопределенностью измерения степени поляризации мишени.

Для прямого сравнения результатов измерения асимметрии и теоретических предсказаний было проведено статистическое моделирование реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ методом Монте-Карло. Асимметрия A зависит от шести кинематических переменных, включая энергию фотона. Экспериментальные точки, приведенные на рисунках 2.13 – 2.17, представляют из себя результат усреднения

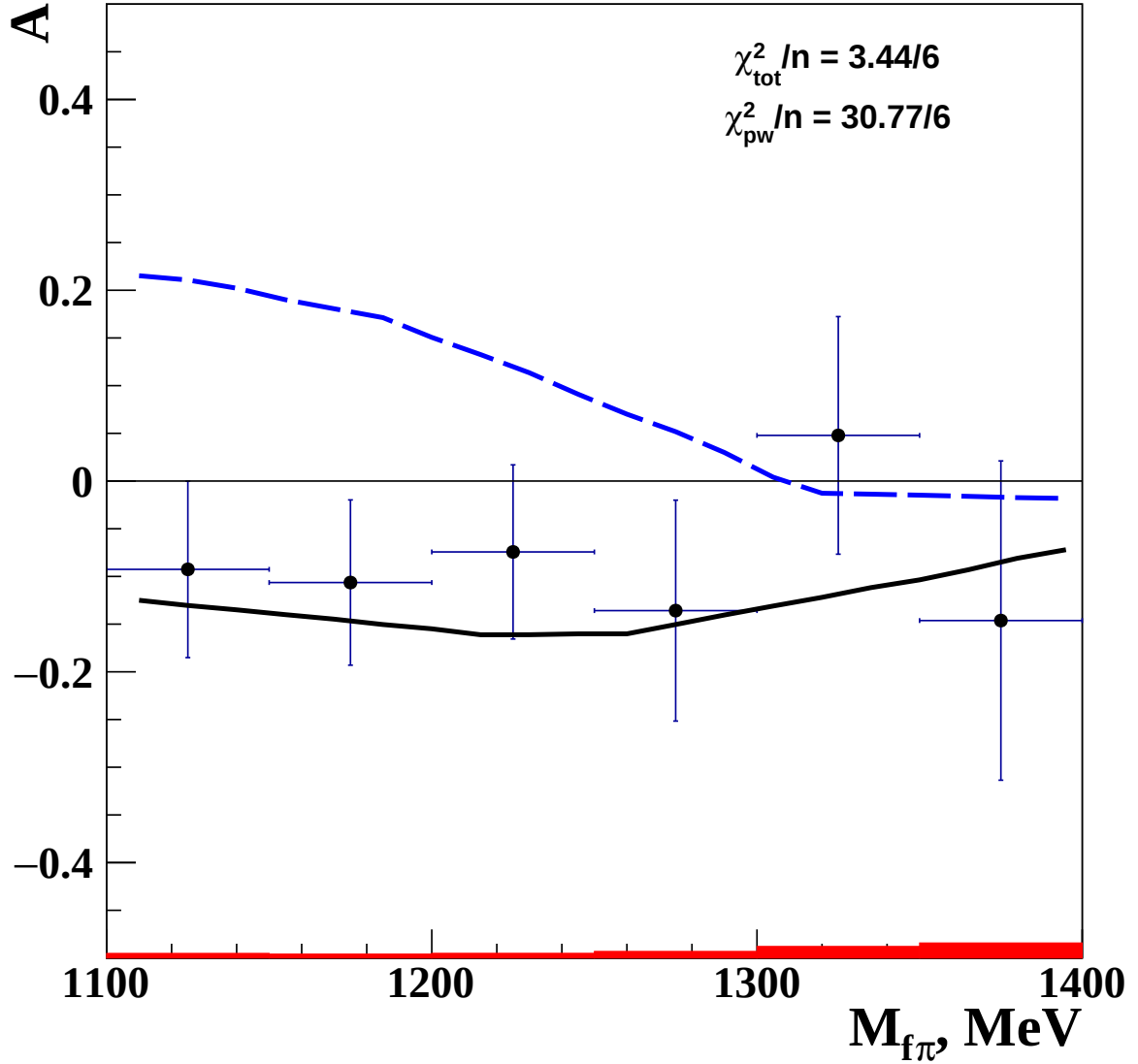


Рис. 2.14 – Зависимость асимметрии A от инвариантной массы $M_{f\pi}$. Обозначения такие же, как на рис. 2.13

асимметрии A по некоторым шестимерным областям в кинематическом фазовом пространстве. Статистический вес усреднения точки шестимерного фазового пространства пропорционален дифференциальному сечению в выражении (2.31). В качестве независимых кинематических переменных, необходимый для розыгрыша звезды методом Монте-Карло, были использованы энергия фотона E_γ , углы вылета двух протонов $\theta_1, \varphi_1, \theta_2, \varphi_2$ и импульс одного из протонов. Для получения энергетического спектра падающих фотонов использовалось аналитическое выражение, полученное в 2.8.

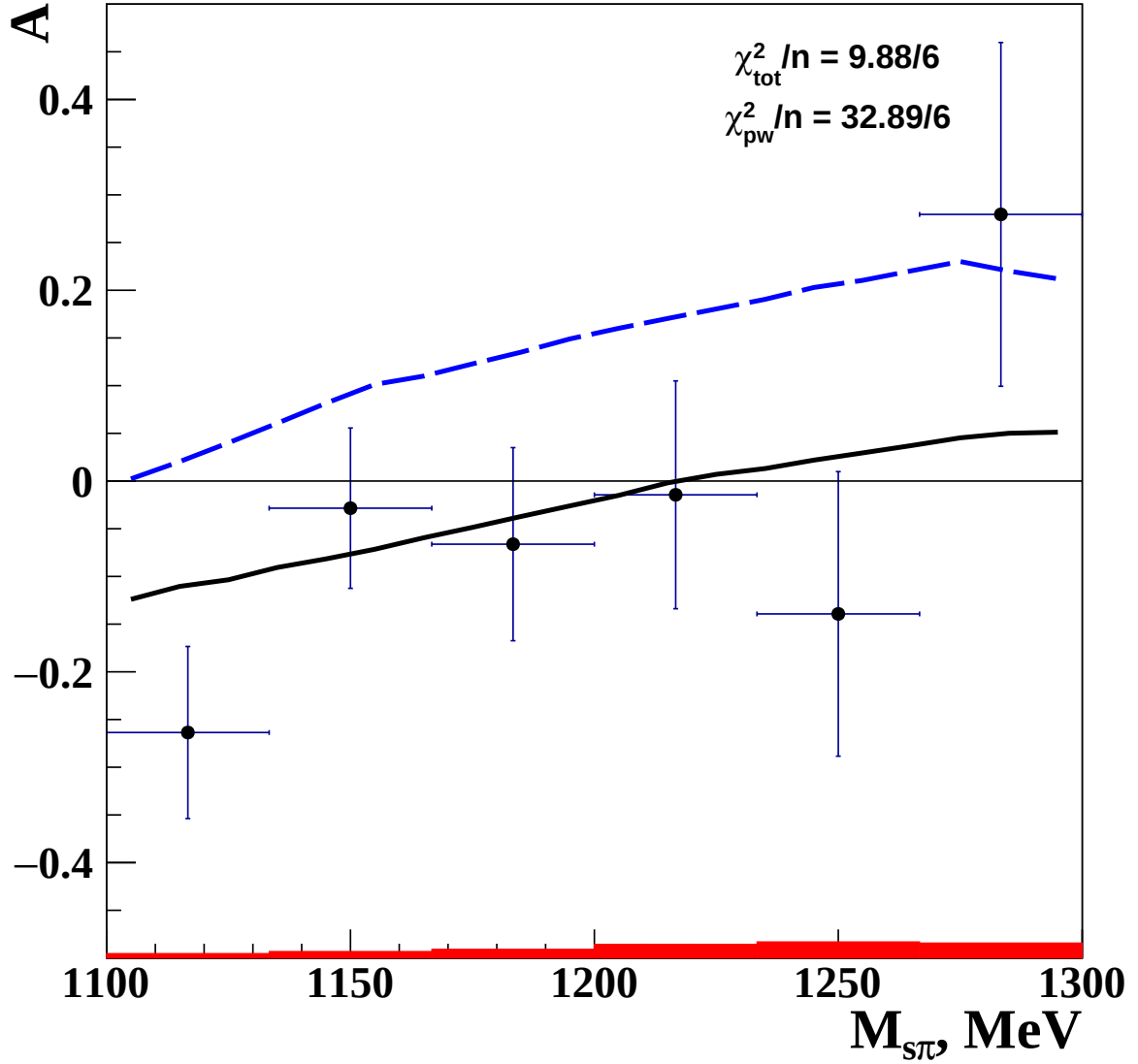


Рис. 2.15 – Зависимость асимметрии A от инвариантной массы $M_{\pi\pi}$. Обозначения такие же, как на рис. 2.13.

После розыгрыша шести независимых кинематических переменных вычислялись спиральные амплитуды реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$, которые затем свортывались 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 увидеть в работе [103]. Эта амплитуда суммирует вклады диаграмм импульсного приближения, пион-нуклонного и нуклон-нуклонного перерасcеяния. Как показано в работе [24], взаимодействия частиц в конечном состоянии (NN и πN

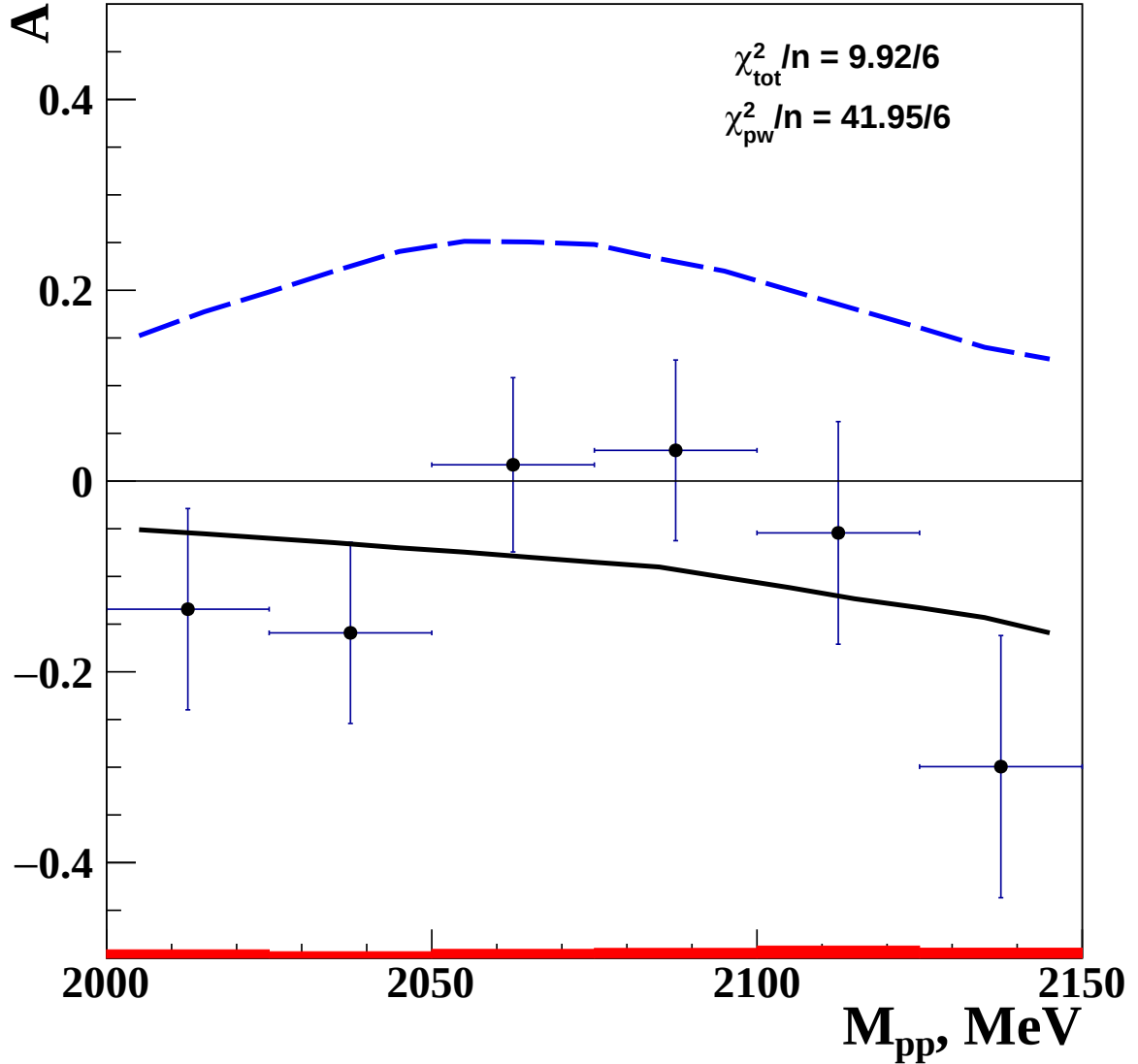


Рис. 2.16 – Зависимость асимметрии A от инвариантной массы M_{pp} . Обозначения такие же, как на рис. 2.13.

перерасеяние) дает существенный вклад в амплитуду некогерентного фоторождения пионов на дейтроне.

Элементарная амплитуда фоторождения пиона на отдельном нуклоне была взята из работы [104]. 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 [105]. 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 перерассеяния 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 . Фазовые сдвиги этих парциальных волн были взяты из работы [106]. При расчете амплитуды реакции фоторождения пиона на дейтроне была использована дейтронная волновая функция Парижского [107] потенциала.

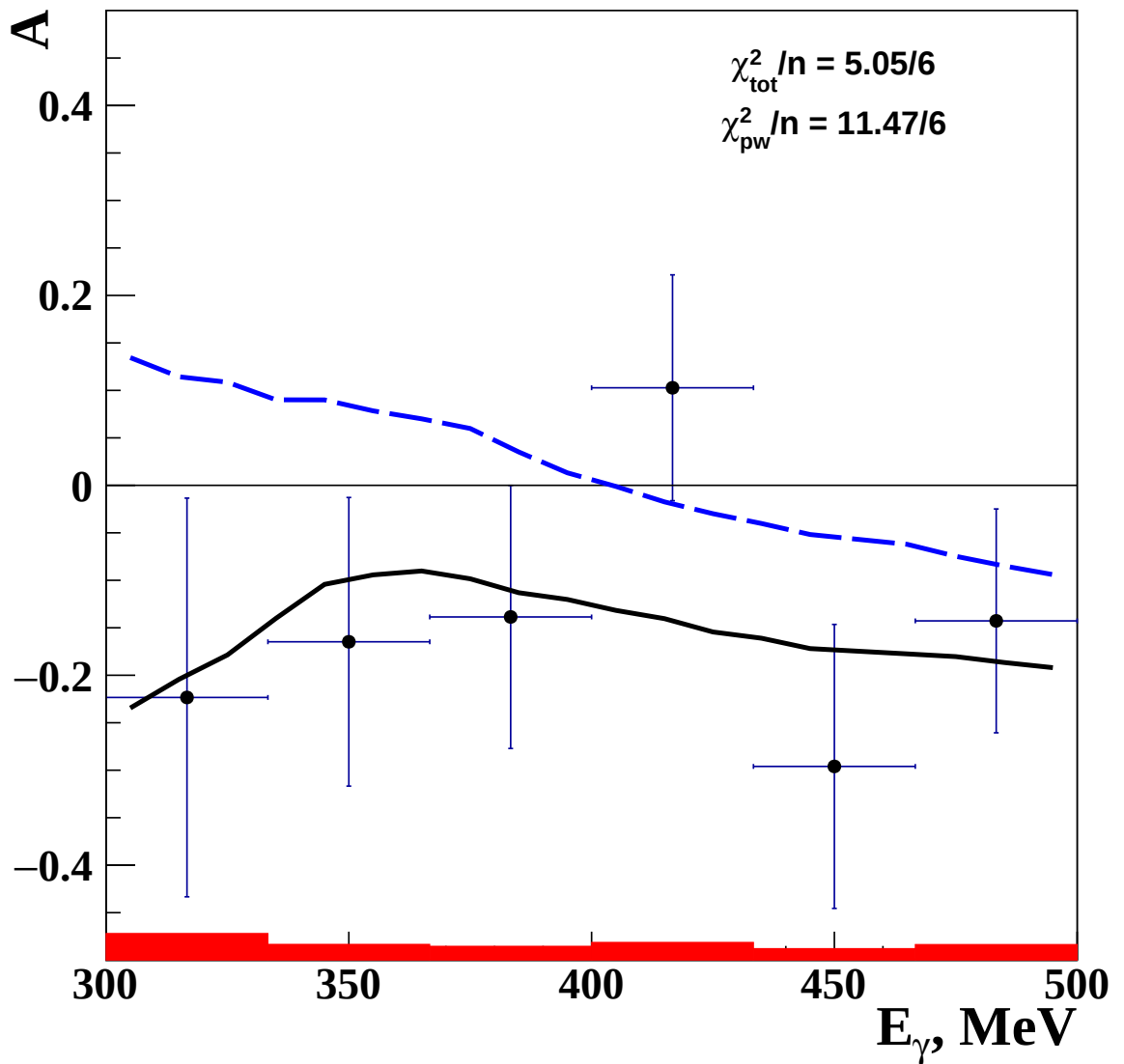


Рис. 2.17 – Результаты измерения двойной поляризационной асимметрии для $\vec{\gamma}d \rightarrow pp\pi^-$. Зависимость асимметрии A от энергии фотона E_γ . Обозначения такие же, как на рис. 2.13.

Матрица плотности тензорно-поляризованного дейтрона с одинаковой вероятностью $1/4$ могла соответствовать одному из четырех поляризационных состояний дейтериевой мишени. Матрица плотности фотона определялась выражением (2.37). Далее вычислялось дифференциальное сечение (2.31). 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 теоретических результатов.

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

Одной из причин различия в поведении измеренной и моделированной асимметрии A является то, что при больших импульсах обоих протонов используемая амплитуда [103] не исчерпывает всех возможных механизмов реакции. Заметим, что вклад механизма образования двух пионов на нуклоне с последующим поглощением одного пиона вторым нуклоном [108] 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 [109] 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 сделать адекватного срав-

нения результатов измерения и моделирования. Уменьшить статистическую ошибку можно несколькими способами: увеличить время набора экспериментальной статистики, оптимизировать электронику, увеличить толщину мишени.

2.11 Заключение по главе

В данной главе представлены впервые полученные результаты измерения двойной поляризационной асимметрии для реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ линейно-поляризованным фотоном на тензорно-поляризованном дейтроне в диапазоне энергий фотона (300 – 500 МэВ) и полярных углов вылета протонов (50 – 90) градусов. Экспериментальная статистика набрана на установке “ДЕЙТРОН” с использованием внутренней тензорно-поляризованной дейтериевой мишени при энергии пучка электронов 2 ГэВ. В эксперименте использован метод регистрации двух протонов и рассеянного электрона на совпадение. Полученные результаты измерения асимметрии сравниваются с теоретическими предсказаниями, выполненными в импульсном приближении с учетом πN и NN перерассеяния в конечном состоянии.

В эксперименте имелось лишь четыре поляризационных состояния фотонного пучка и дейтронной мишени. Это количество поляризационных состояний позволило нам выделить только асимметрию (2.44) 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.

Глава 3

Измерение T_{20} , T_{21} и T_{22} компонент тензорной анализирующей способности для реакций

$$\gamma d \rightarrow pp\pi^- \text{ и } \gamma d \rightarrow pn\pi^0$$

3.1 Общая схема эксперимента

Общая схема эксперимента показана на рисунке 3.1. Было смонтировано две детектирующие системы, каждая из которых состоит из верхнего и нижнего плеча, регистрирующего на совпадение две частицы. Нижние плечи состоят из трековых камер и сцинтилляционных детекторов, предназначены для детектирования заряженных частиц. Подробно устройство и принцип работы координатных камер приведено в разделе 2.4. Верхние плечи состоят 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, используемая для извлечения T_{20} , T_{21} и T_{22} компонент тензорной анализирующей способности реакций $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ [75, 76, 79, 80] и $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ [69, 70, 72] была выделена из детектирующей системы №2. Поэтому дальнейшее описание детекторов, а также анализа экспериментальных данных будет касаться только этой детектирующей системы.

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. Более подробное описание работы поляриметра приведено в разделе 2.5

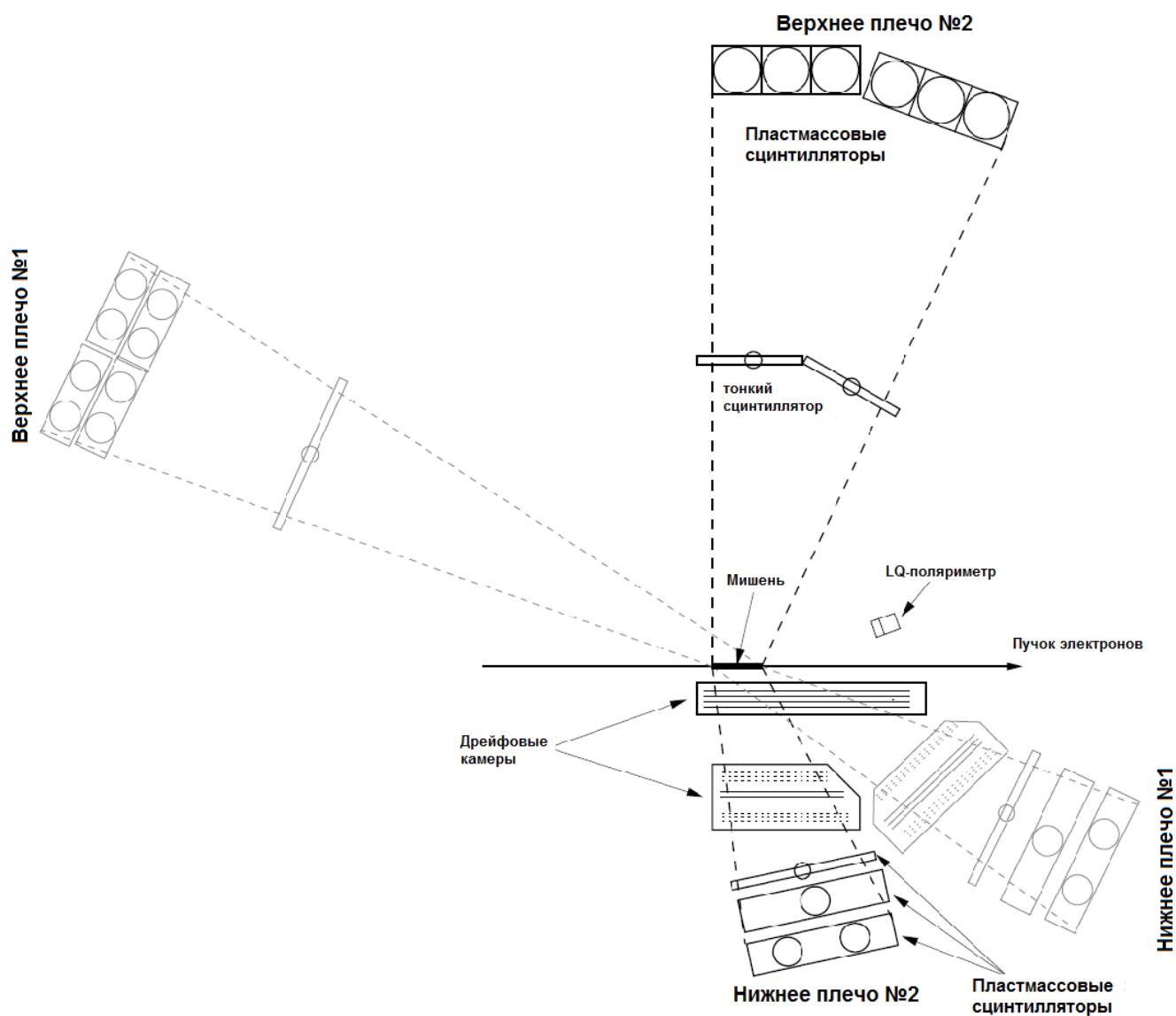


Рис. 3.1 – Общая схема эксперимента.

3.2 Сцинтилляторы для регистрации протонов и нейтронов

Сцинтилляционный детектор нижнего плеча, предназначенный для регистрации протонов и дейтронов, состоял из трех сцинтилляторов, расположенных друг за другом. Первый слой имел толщину 2 см и поперечные размеры 23.5 см × 50 см. Протоны и дейтроны, теряющие свою энергию в первом слое, идентифицируются 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. 3.1). 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.

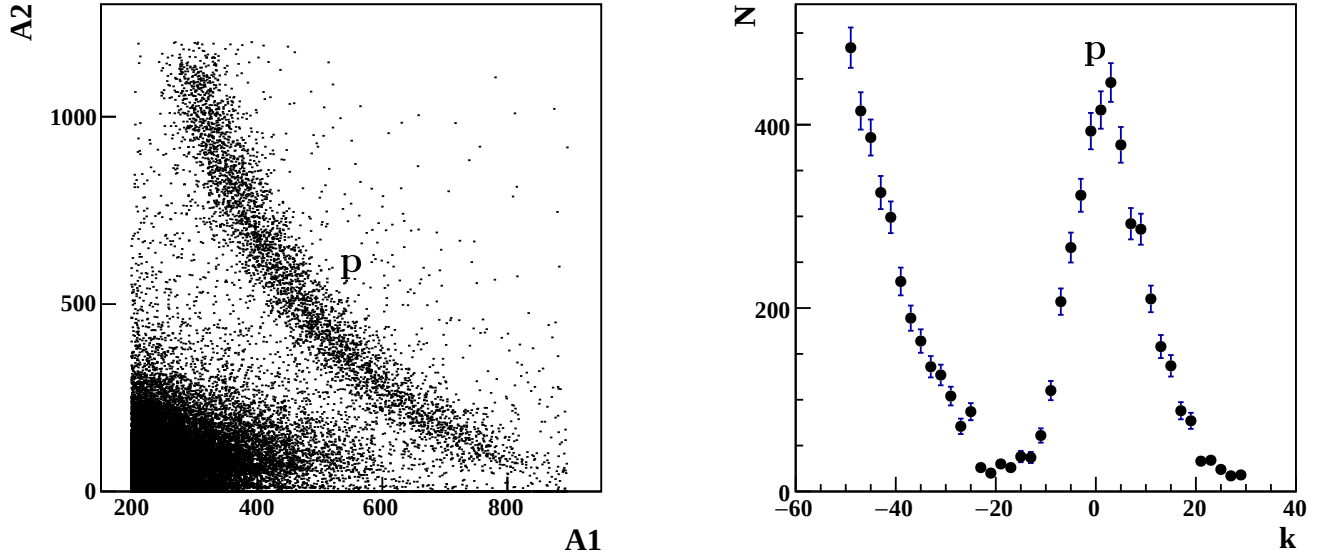


Рис. 3.2 – Слева: Распределение событий по световыходу в первом и втором сцинтилляторах. Справа: распределение по параметру идентификации

Основной детектор верхнего плеча состоит из шести сцинтилляторов, выложенных в один слой вплотную друг к другу. Среднее расстояние от каждого сцинтиллятора до мишени составляет 3 метра. Размеры каждого сцинтиллятора – 20 см × 20 см × 100 см (см рис. 3.1). Между основным детектором и мишенью, на расстоянии около 1.5 метра, расположен тонкий сцинтилляционный счетчик, имеющий толщину 1 см. Его функция – разделение заряженных и нейтральных частиц.

3.3 Идентификация частиц

Как было сказано выше, для измерения тензорных асимметрий использовалась экспериментальная статистика, выделенная в детектирующем пле-

че №2, поэтому обработка экспериментальных данных приводится для плеча №2 [69, 70, 72].

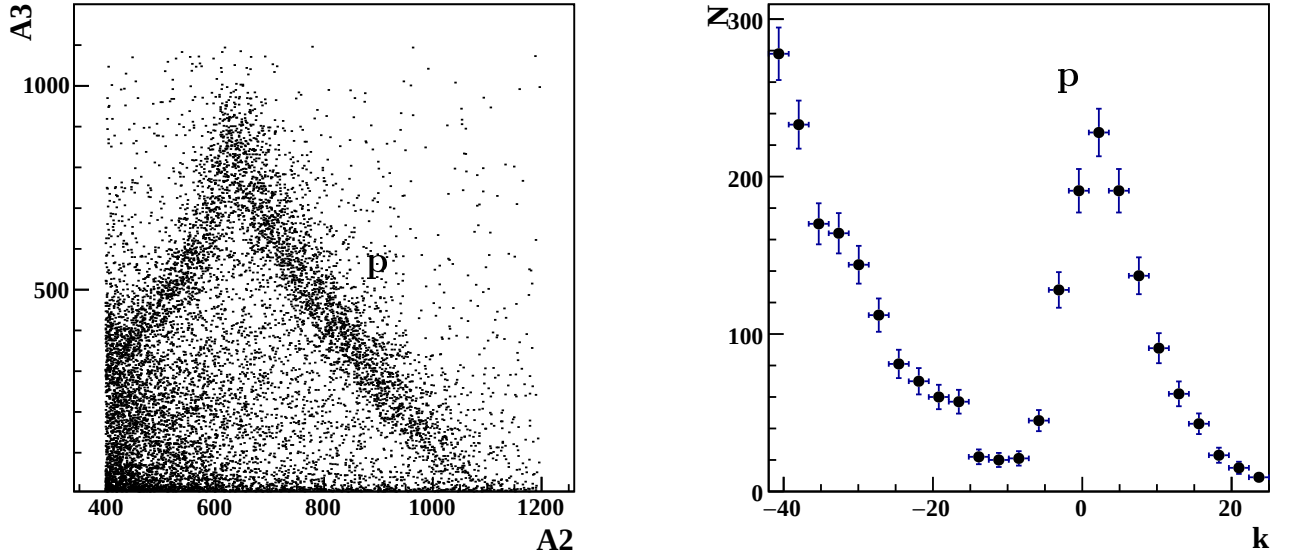


Рис. 3.3 – Слева: распределение событий по световыходу во втором и третьем сцинтилляторах. Справа: распределение по параметру идентификации

Протоны, остановившиеся во втором или третьем сцинтилляторе, идентифицируются по распределению световыходов с двух следующих друг за другом сцинтилляторов. На рисунке 3.2 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 k рассчитывался для каждого события и представляет из себя расстояние от каждой точки с координатами (A_2, A_1) до кривой, описывающей центр тяжести “протонной дорожки”.

На рисунке 3.3 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 $A_3 > 650$ отбраковываются для дальнейшей обработки.

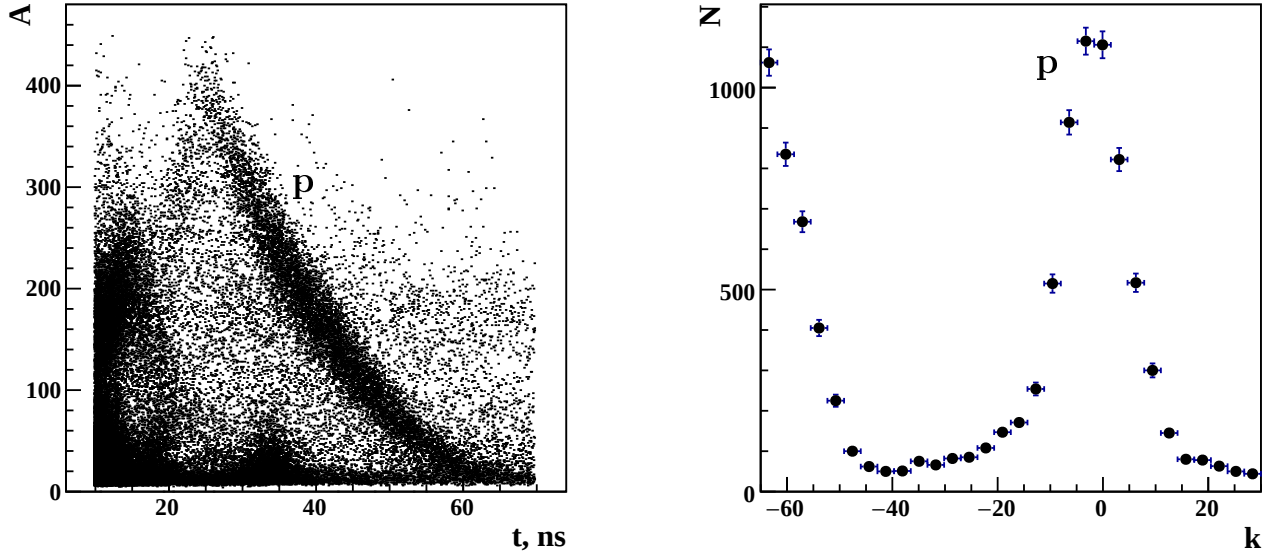


Рис. 3.4 – Слева: распределение событий по времени пролета и световыходу в основном детекторе верхнего плеча. Справа: распределение по параметру идентификации. Оба распределения получены для потерянной энергии в тонком счетчике $\Delta E > 7$ МэВ.

В верхнем плече идентификация протонов осуществляется благодаря зависимости времени пролета до основного детектора от световыхода (см. рисунок 3.4). При этом, для отделения от нейтронов, накладывается дополнительное условие: потерянная энергия в тонком сцинтилляторе $\Delta E > 7$ МэВ. Моделирование с использованием GEANT4 [110] показало, что для $\Delta E > 7$ МэВ неотделимый фон нейтронов составляет менее 1% (см. рисунок 3.5). В качестве генератора исходных событий использовался генератор GENBOS [111], разработанный в JLAB. Повышение ΔE с целью снизить неотделимый фон от нейтронов приводит к значительному уменьшению количества зарегистрированных протонов.

Основное условие для идентификации нейтронов основным детектором верхнего плеча – потерянная энергия в тонком счетчике $\Delta E < 4$ МэВ. В этом случае неотделимый фон от протонов не превышает 1.5% (см. рисунок 3.4). Разделение нейтронов и гамма-квантов осуществляется по времени пролета. Для гамма-квантов время пролета до основного детектора составляет 10 нс., для нейтронов – более 20 нс.

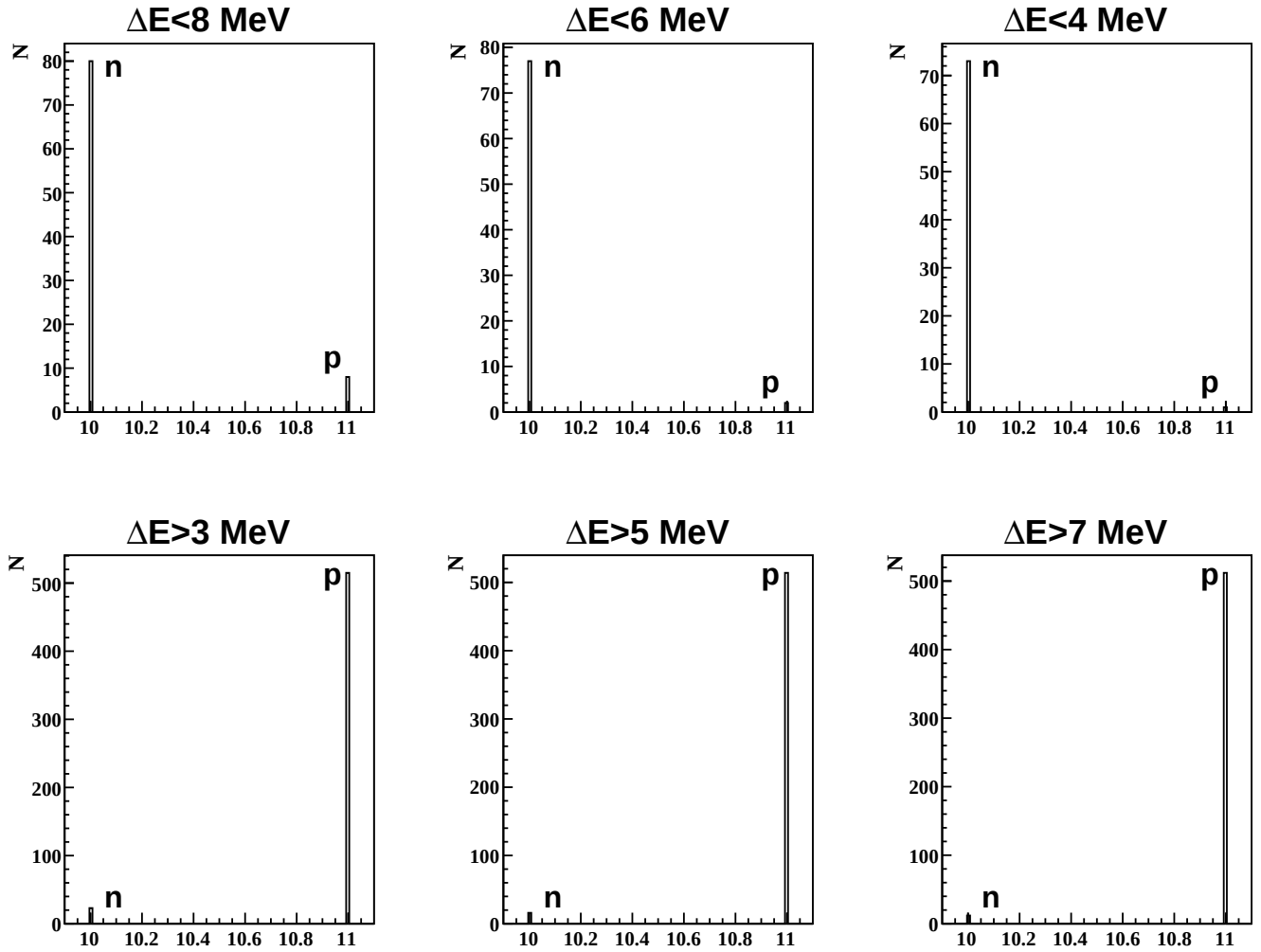


Рис. 3.5 – Относительное количество зарегистрированных протонов и нейтронов в основном детекторе верхнего плеча для разных границ потерянной энергии в тонком сцинтилляционном счетчике. Сверху: для подавления неотделимого фона протонов. Снизу: для подавления неотделимого фона нейтронов.

3.4 Определение энергии протонов в нижнем плече

Методика определения энергии протонов, зарегистрированных сцинтилляторами нижнего плеча, похожа на описанную в разделе 2.7. Главная разница заключается в следующем: для получения зависимости между энергией протона и световыходом в сцинтилляторе было проведено моделирование с использованием программного пакета GEANT4. Помимо этого, полученные распределения по световыходам разбивались на интервалы, соответствующие разным диапазонам

полярных углов, в то время как в разделе 2.7 использовались нормализованные световыходы.

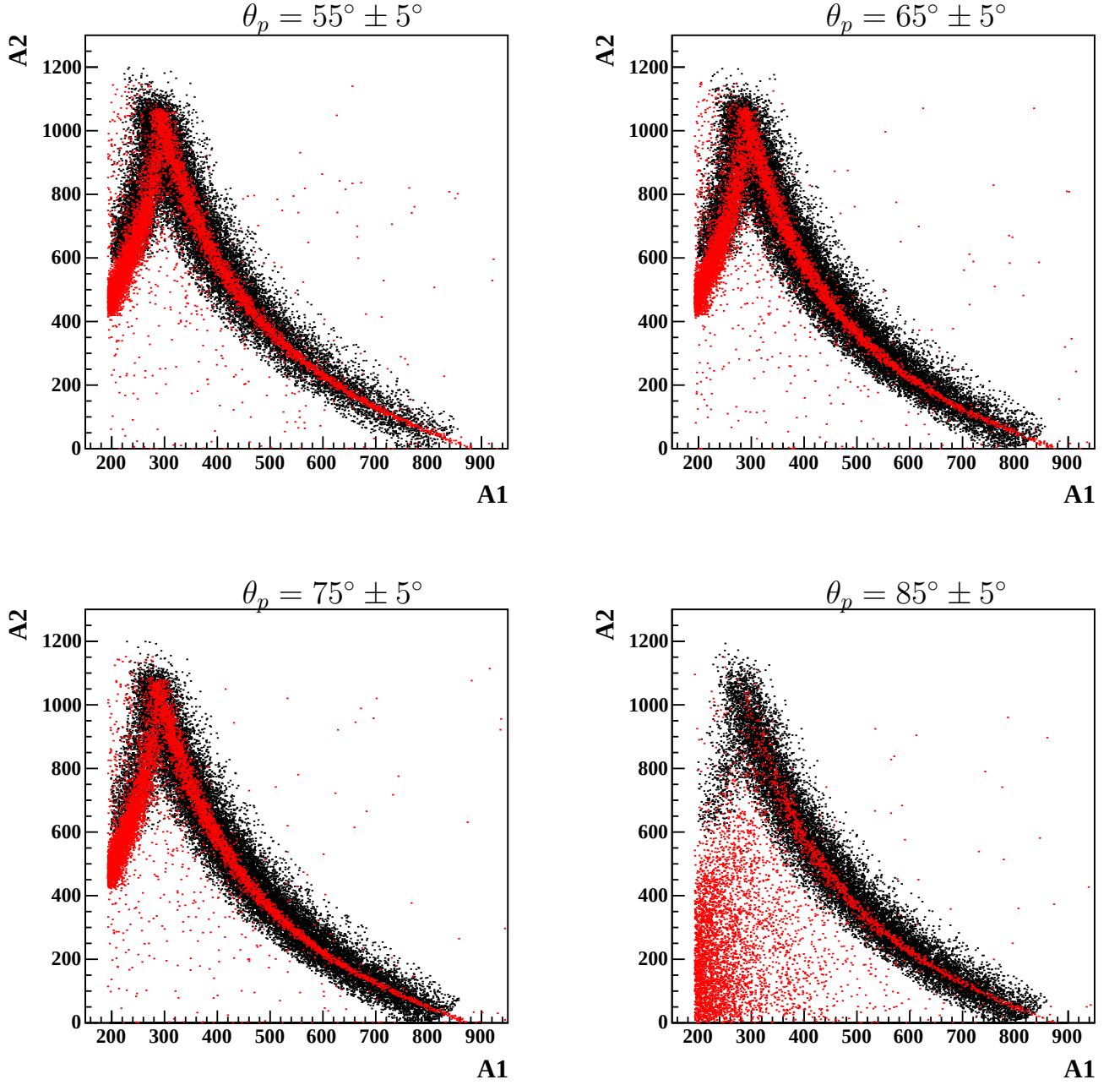


Рис. 3.6 – Распределение по световыходу в первом и втором сцинтилляторе. Красные точки – результат моделирования. Черные – эксперимент.

Удельный световыход dL/dx определялся через удельные потери энергии dE/dx при ионизации по формуле Биркса [92, 93] с поправкой Чу [94]:

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

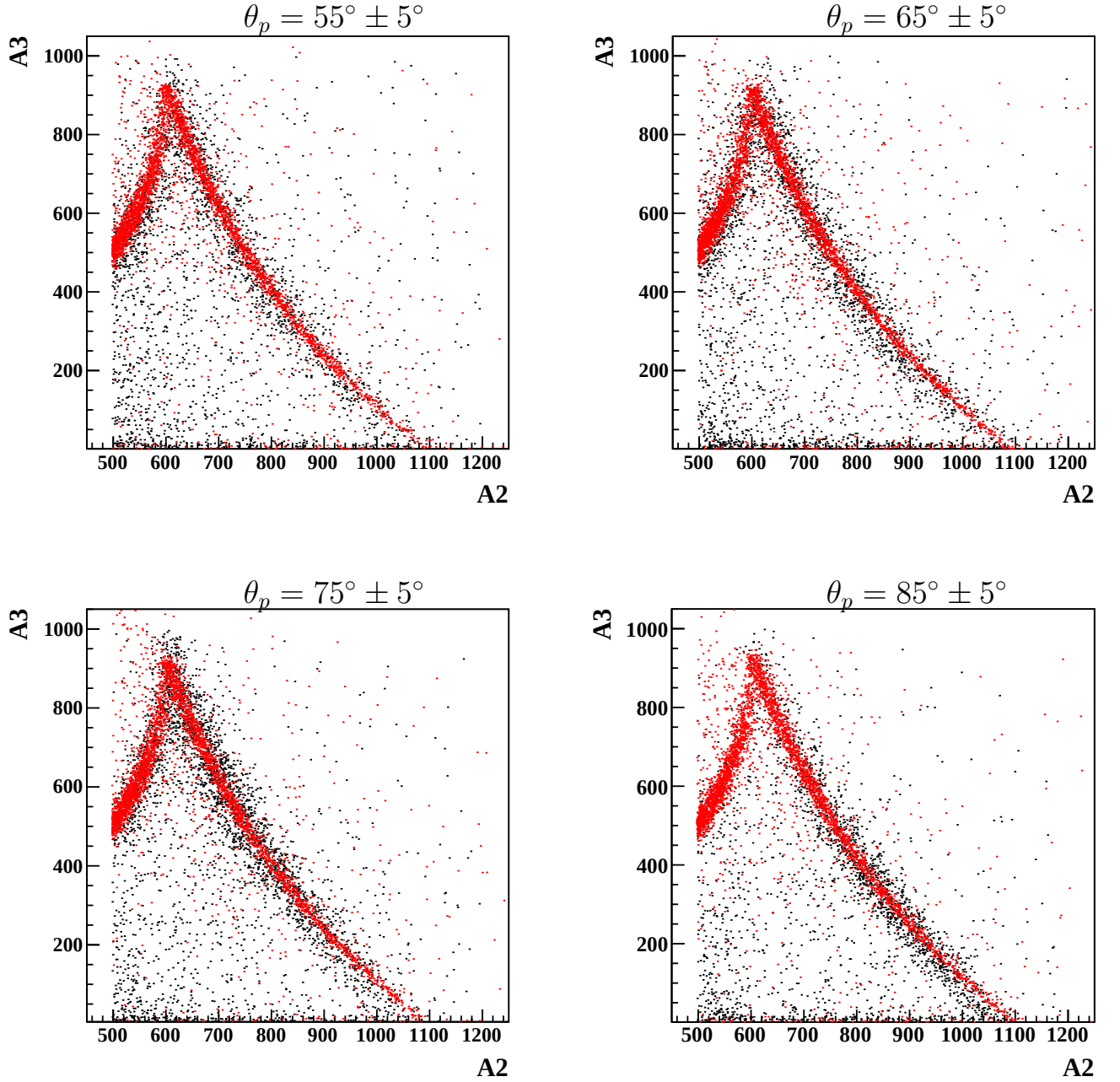


Рис. 3.7 – Распределение по световыходу во втором и третьем сцинтилляторе. Красные точки – результат моделирования. Черные – эксперимент.

Здесь k_1 и k_2 – подгоночные коэффициенты.

Далее 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: $k_1 = 0.011 \pm 0.0001$ и $k_2 = 0.000008 \pm 0.0000001$.

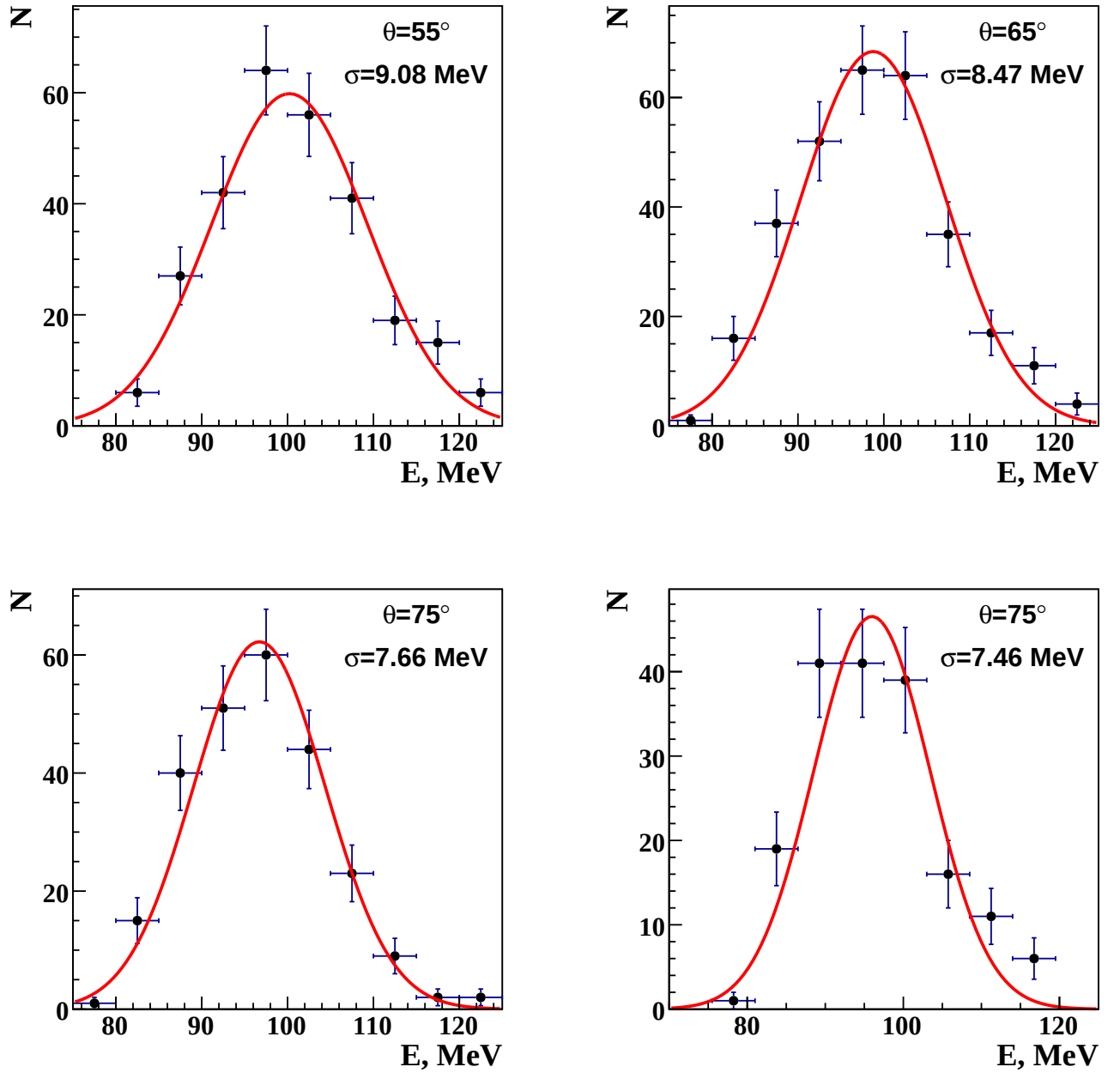


Рис. 3.8 – Оценка погрешности измерения энергии для протонов во втором сцинтилляторе.

На рис. 3.6 приведены подогнанные экспериментальные и расчетные распределения световых выходов в первом и втором сцинтилляторах для разных полярных углов вылета протонов. На рис. 3.7 – тоже самое для второго и третьего сцинтиллятора. Для обоих рисунков $\phi_p = 0^\circ$.

Погрешность измерения энергии зависит от того, в каком сцинтилляторе протон зарегистрирован. Оценка точности измерения энергии была проделана

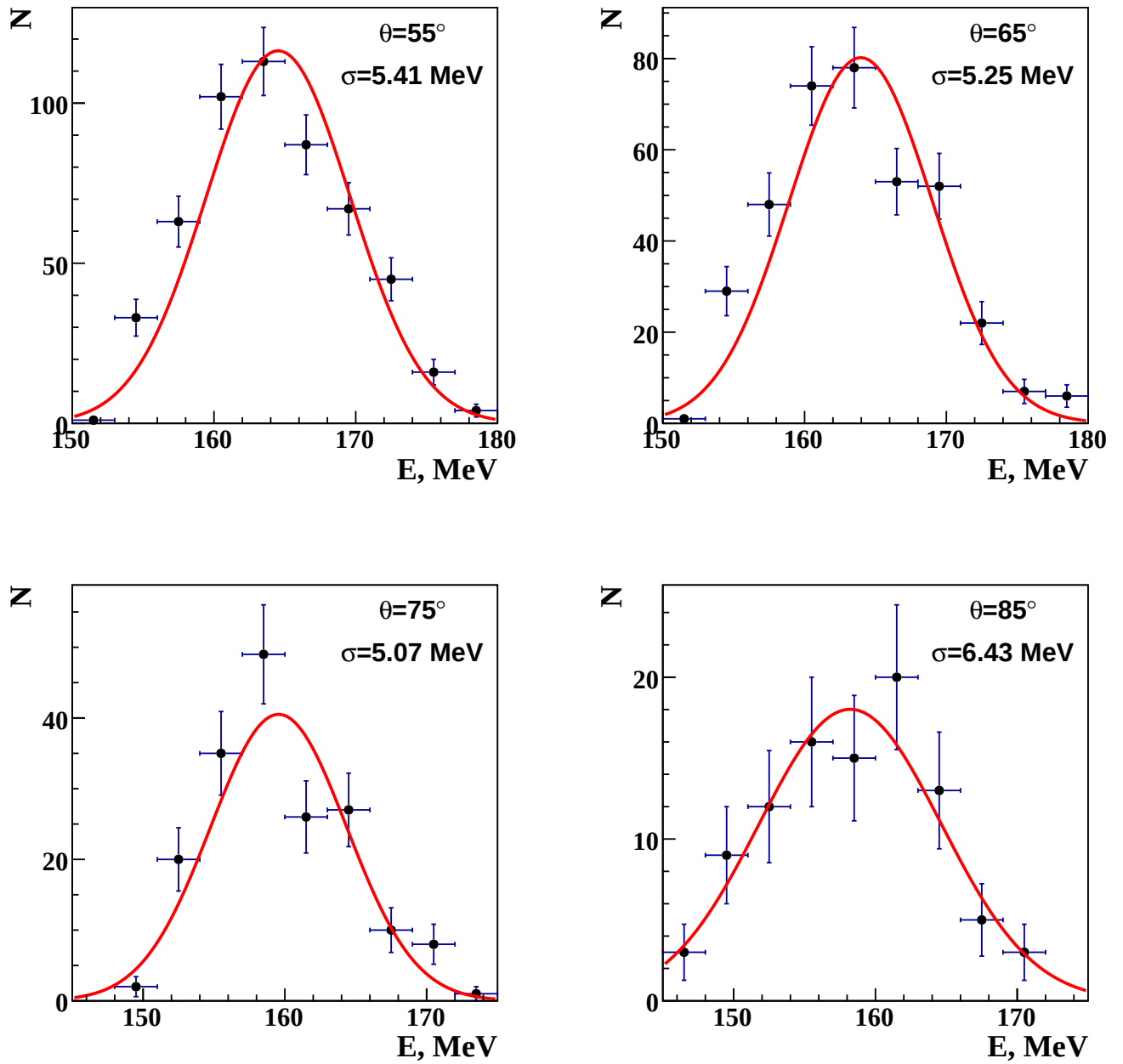


Рис. 3.9 – Оценка погрешности измерения энергии для протонов в третьем сцинтилляторе.

для разных полярных углов вылета протонов (см. рис. 3.8). Для протонов, полностью теряющих свою во втором сцинтилляторе, точность не хуже 10%, для третьего сцинтиллятора – не хуже 5%.

3.5 Определение энергии и углов вылета частиц в верхнем плече

Как уже было отмечено выше, основной сцинтилляционный детектор верхнего плеча был расположен на расстоянии три метра от мишени. Такое, относительно большое, расстояние позволяет применить время-пролетную методику как для идентификации протонов и нейтронов, так и для измерения кинетической энергии по времени пролета частиц от мишени до сцинтилляторов. Временной старт был привязан к фазе ВЧ, или, другими словами, ко времени пролета электронного сгустка в ускорительной камере в ускоряющем промежутке. Для конвертации относительного времени измерения пролета зарегистрированных частиц необходимо откалибровать временную шкалу. Для этого выделялись события, соответствующие реакции когерентного фоторождения нейтрального пиона $\gamma d \rightarrow d\pi^0$. Дейтрон регистрировался в первом сцинтилляторе нижнего плеча, гамма-квант от распада π^0 -мезона – основным детектором верхнего. Набранная статистика, соответствующая зарегистрированным гамма-квантам, дает возможность откалибровать временную шкалу, так как время пролета гамма-квантов от мишени до каждого из сцинтилляторов верхнего плеча составляет 10 нс. Неопределённость времени пролета электронного сгустка через ускоряющий промежуток составляет 0.5 нс, цена деления ВЦП – 0.1 нс. Таким образом, точность измерения времени пролета зарегистрированной частицы составляет 0.6 нс.

Зная времени пролета t , кинетическая энергия нейтрона определяется, как:

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

Здесь $\beta = L/(t \cdot c)$. С учетом неопределенности измерения времени пролета, погрешность измерения энергии нейтронов лежит в пределах (2 – 4)%.

Кинетическая энергия протонов определяется по такому же принципу:

$$E_p = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \cdot M_p \cdot K(t), \quad (3.3)$$

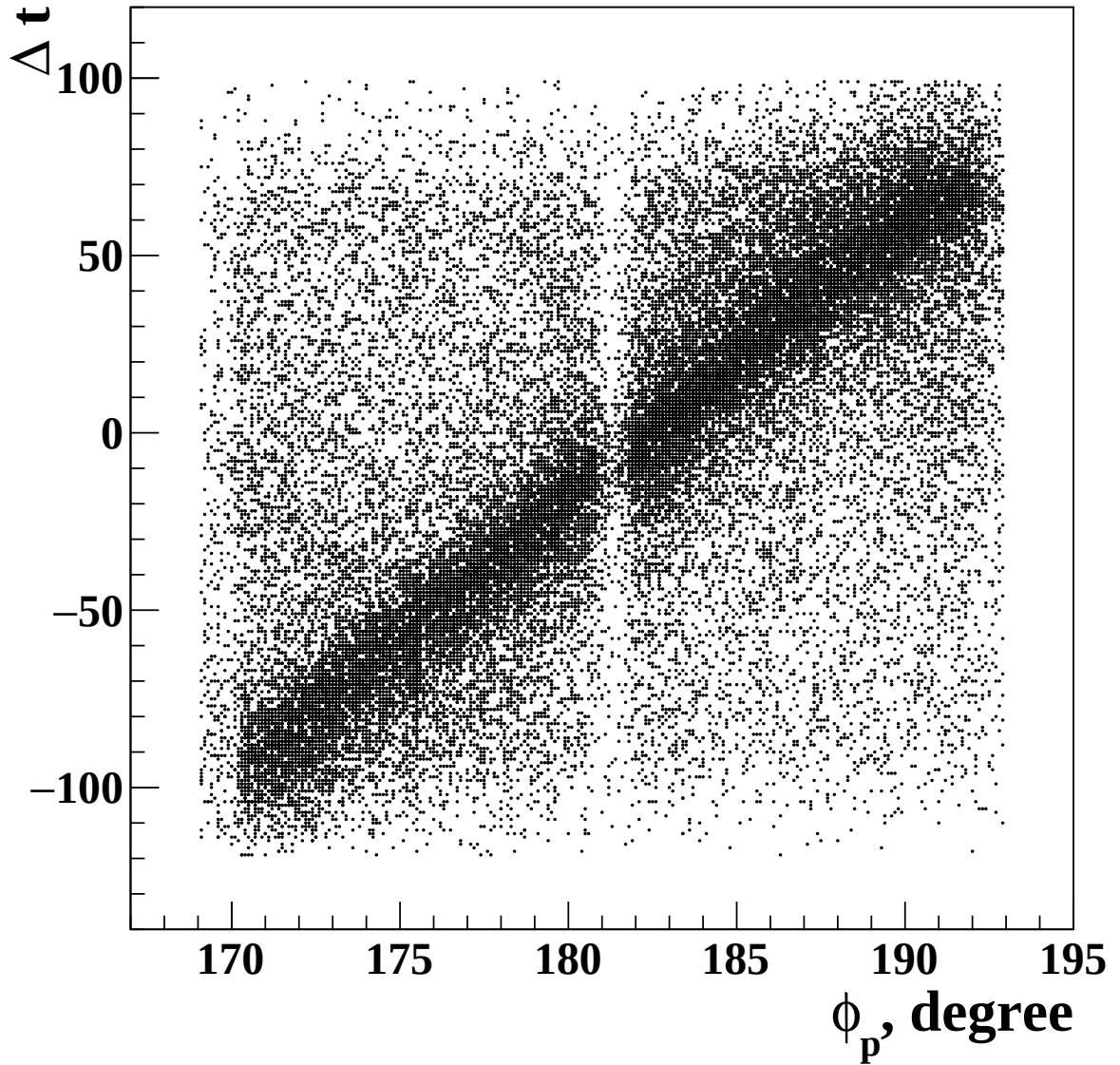


Рис. 3.10 – Зависимость азимутального угла вылета протонов в нижнем плече от разности времён распространения света до торцов сцинтиллятора верхнего плеча.

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

Принцип измерения азимутального угла вылета частиц ϕ , зарегистрированных в верхнем плече, заключается в следующем: поскольку каждый сцинтиллятор имеет два ФЭУ, по одному с торца, то можно измерить разницу времен

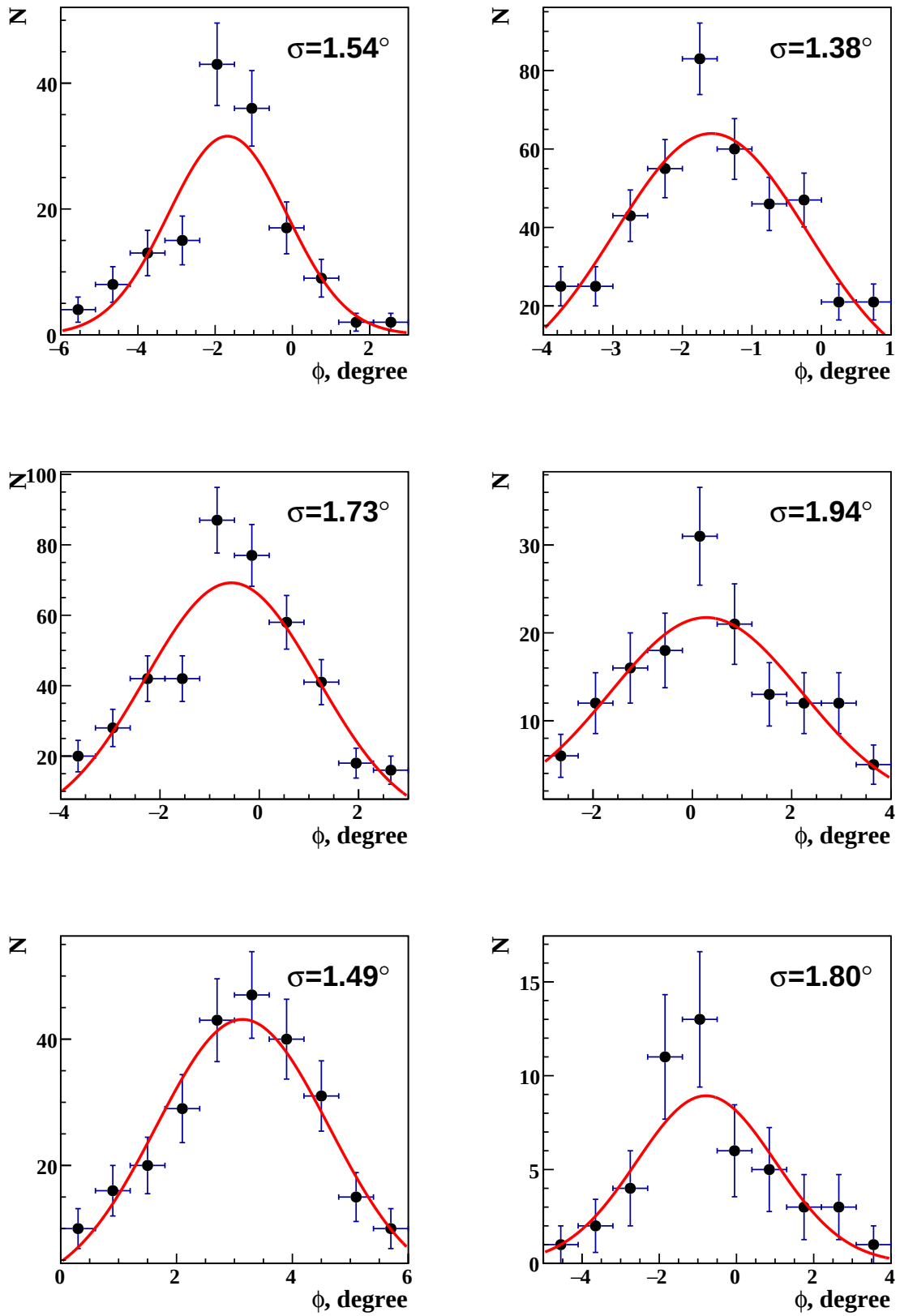


Рис. 3.11 – Оценка точности измерения азимутального угла вылета частиц в верхнем плече для каждого из детекторов.

распространения света от места попадания частицы в сцинтиллятор до торцов. Эта измеряемая разница времен коррелирует с азимутальным углом ϕ . В тоже время, для событий фоторасщепления дейтрона $\gamma d \rightarrow pn$, азимутальные углы протона и нейтрона отличаются на 90 градусов, так как в конечном состоянии протон и нейтрон находятся в одной плоскости. Таким образом, для событий реакции $\gamma d \rightarrow pn$, где протон зарегистрирован нижним плечом, а нейтрон верхним, можно определить линейную зависимость между разностью времен распространения света Δt до торцов сцинтиллятора и азимутальным углом. Пример такой зависимости для сцинтиллятора №1, расположенного под полярным углом $\approx 90^\circ$, приведен на рис. 3.10 .

Точность измерения ϕ таким методом в нашем случае не хуже $\sigma_\phi = 2.0^\circ$ (оценка точности для каждого сцинтиллятора приведена на рис. 3.11).

Полярный угол вылета θ определялся средним полярным углом сцинтиллятора, где была зарегистрирована частица.

3.6 Оценка неотделимого фона

На первом этапе анализа накопленной экспериментальной статистики к событиям исследуемых реакций $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ и $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ были отнесены такие, которые соответствуют pp - и pn -совпадениям. Очевидно, что определенную долю в выбранную на данном этапе статистику будут вносить фоновые процессы: фоторасщепление дейтрона $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$, двойное рождение пионов: $\gamma d \rightarrow pn\pi^0\pi^0$, $\gamma d \rightarrow pn\pi^+\pi^-$ и $\gamma d \rightarrow pp\pi^-\pi^0$. На следующем этапе анализа необходимо либо избавиться от фоновых событий, либо, если такая возможность отсутствует, оценить вклад неотделимого фона.

Основной фоновый процесс, дающим протон-нейтронные совпадения – это реакция фоторасщепления дейтрона $\gamma d \rightarrow pn$. Разделить события этих реакций из зарегистрированных pn -совпадений можно только с помощью дополнительного параметра идентификации. Самым оптимальным критерием является эффективная недостающая масса M_x , определяемая как:

$$M_x^2 = (P_{ed} - P_{pn})^2, \quad (3.4)$$

где P_{ed} – 4-импульс начальной системы $e + d$, $P_{pn} = P_p + P_n$ – 4-импульс протон-нейтронной системы. На рис. 3.12 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:

$$P_{pn}^\perp = \sqrt{(P_p^X + P_n^X)^2 + (P_p^Y + P_n^Y)^2}, \quad (3.5)$$

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. 3.12 соответствует $P_{pn}^\perp < 18$. Это условие соответствует компланарности протона и нейтрона, то есть в подавляющей части событиям реакции фоторасщепления дейтрона $\gamma d \rightarrow pn$. Для оценки компланарности ($P_{pn}^\perp < 18$ 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 генератора событий фотореакций на дейтроне GENBOS [111]. Моделирование показало, что вклад компланарных событий реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ не превышает 0.3%. Как видно из рис. 3.12, 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 [29, 34] показывает, что для энергий фотона менее 500 МэВ вклад двойного фоторождения нейтральных пионов на дейтроне не превышает 3% от вклада фоторождения нейтрального пиона на дейтроне. Что касается реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^+\pi^-$, то для нее экспериментальных данных по дифференциальным сечениям в настоящее время отсутствуют. Поскольку отделить события этих процессов по недостающей массе M_x не представляется возможным, было проведено моделирование реакций $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$, $\gamma d \rightarrow pn\pi^0\pi^0$ и $\gamma d \rightarrow pn\pi^+\pi^-$ с использованием программного пакета GEANT4 и генератора фотореакций на дейтроне GENBOS [111]. Условия проведения моделирования полностью соответствовали постановке экспери-

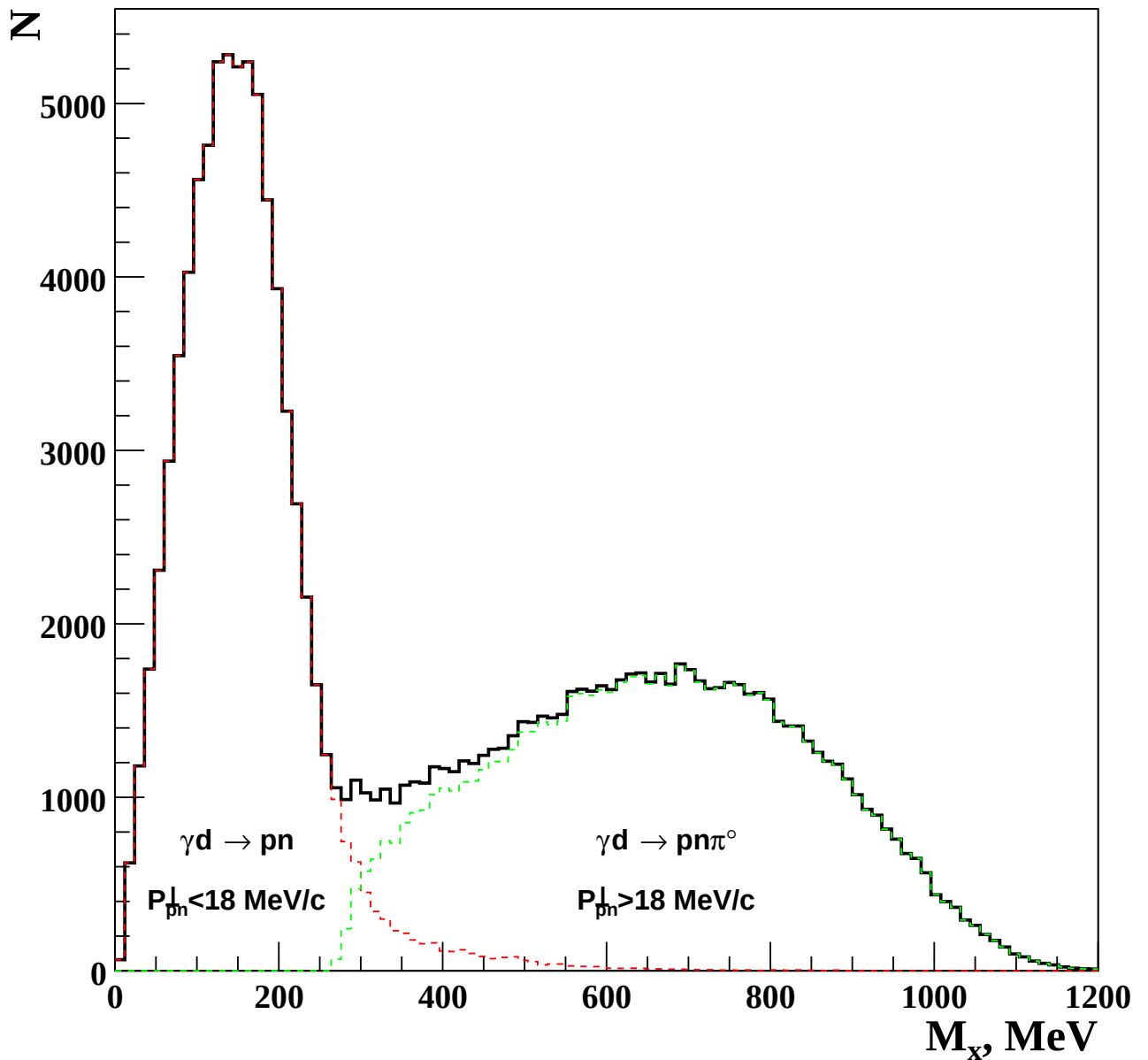


Рис. 3.12 – Распределение событий по недостающей массе для протон-нейтронных совпадений. Левая часть распределения соответствует $\gamma d \rightarrow pn$, правая – $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$.

мента 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 $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$.

3.7 Дифференциальное сечение и компоненты T_{2M} реакций $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ и $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$

Исследуемые реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ и $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ являются трехчастичными, поэтому понятия плоскости реакции для них не существует. В настоящей работе для описания реакций используется правосторонняя лабораторная система координат, ось z которой направлена по импульсу γ -кванта, а плоскость xOz содержит импульс γ -кванта и импульс нуклона, регистрируемого в верхнем плече детектора # 2. В общем случае выражение дифференциального сечения для трехчастичной реакции $\gamma d \rightarrow \pi NN$ с тензорно-поляризованной дейтериевой мишенью имеет вид [112]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_\gamma}{dE_1 d\Omega_1 d\Omega_2} = \frac{d\sigma_0}{dE_1 d\Omega_1 d\Omega_2} & \left(1 + \frac{1}{\sqrt{2}} P_{zz} \left(\frac{3 \cos^2(\theta_H) - 1}{2} T_{20} + \right. \right. \\ & + \sqrt{\frac{3}{2}} \sin(2\theta_H) (\cos(\phi_H) T_{21} + \sin(\phi_H) S_{21}) + \\ & \left. \left. + \sqrt{\frac{3}{2}} \sin^2(\theta_H) (\cos(2\phi_H) T_{22} + \sin(2\phi_H) S_{22}) \right) \right), \end{aligned} \quad (3.6)$$

где $\frac{d\sigma_0}{dE_1 d\Omega_1 d\Omega_2}$ – дифференциальное сечение реакции фоторождения π -мезона на неполяризованном дейтроне, T_{20} , T_{21} , T_{22} , S_{21} , S_{22} – компоненты тензорных анализирующих способностей реакции, P_{zz} – степень тензорной поляризации мишени, которая выражается через заселенность состояния дейтрона с нулевой проекцией спина на ось квантования:

$$P_{zz} = 1 - 3N_0, \quad (3.7)$$

θ_H – угол между импульсом γ -кванта и направлением магнитного поля, ϕ_H – угол между плоскостью поляризации (содержит импульс γ -кванта и вектор магнитного поля) и плоскостью xOz (содержит импульс γ -кванта и импульс нуклона, регистрируемого в верхнем плече детектора # 2). Компоненты тензорной анализирующей способности T_{2M} , S_{2M} зависят в общем случае от четырех существенных кинематических переменных. Для сравнения вклада компонент T_{2M} и S_{2M} в качестве таких переменных удобно выбрать p_1 , θ_1 , θ_2 и азимутальный угол относительного импульса $\mathbf{p} = \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_\pi$ πN -подсистемы, который мы обозначим ψ . Угол ψ определяет меру некомпланарности трехчастичной реакции (для компланарных событий $\psi = 0$ или π). При изменении знака ψ компоненты тензорных анализирующих способностей T_{2M} , S_{2M} ведут себя следующим образом [112]:

$$\begin{aligned} T_{2M}(-\psi) &= T_{2M}(\psi), \\ S_{2M}(-\psi) &= -S_{2M}(\psi). \end{aligned} \quad (3.8)$$

Из (3.8) следует, что S_{2M} меняет знак при отражении импульсов $\mathbf{p}_2$ и $\mathbf{p}_\pi$ в плоскости xOz , и обращается в нуль, когда импульсы $\mathbf{p}_2$ и $\mathbf{p}_\pi$ лежат в плоскости xOz . При малых отклонениях πN -плоскости от плоскости xOz компоненты $S_{2I} \sim \psi$ (или $\sim \psi - \pi$ в случае, когда значение ψ близко к π) также будут малыми величинами, флуктуирующими в окрестности нуля. Поэтому при ограничении некомпланарности: $|\psi| < 20^\circ$ или $|\psi - \pi| < 20^\circ$, вклад компонент S_{2M} в выражении (3.6) будет подавлен по сравнению с вкладом компонент T_{2M} . Дальнейшее подавление вклада S_{2M} обусловлено тем, что в данном эксперименте угол ϕ_H также флуктуирует в окрестности нуля. Поскольку вклад S_{2M} в выражении (3.6) пропорционален $\sin(M\phi_H) \sim M\phi_H$, мы имеем еще один малый флуктуирующий множитель. Таким образом, вклад некомпланарных компонент S_{2M} в дифференциальное сечение пропорционален произведению двух малых, знакопеременных, некоррелирующих между собой величин. Следовательно, вклад S_{2M} в дифференциальное сечение (3.6) будет сильно подавлен, и им можно пренебречь.

Тензорные наблюдаемые исследуемой реакции извлекались из асимметрий экспериментальных выходов, измеренных для трех ориентаций ведущего магнитного поля. Экспериментальная тензорная асимметрия, обусловленная пере-

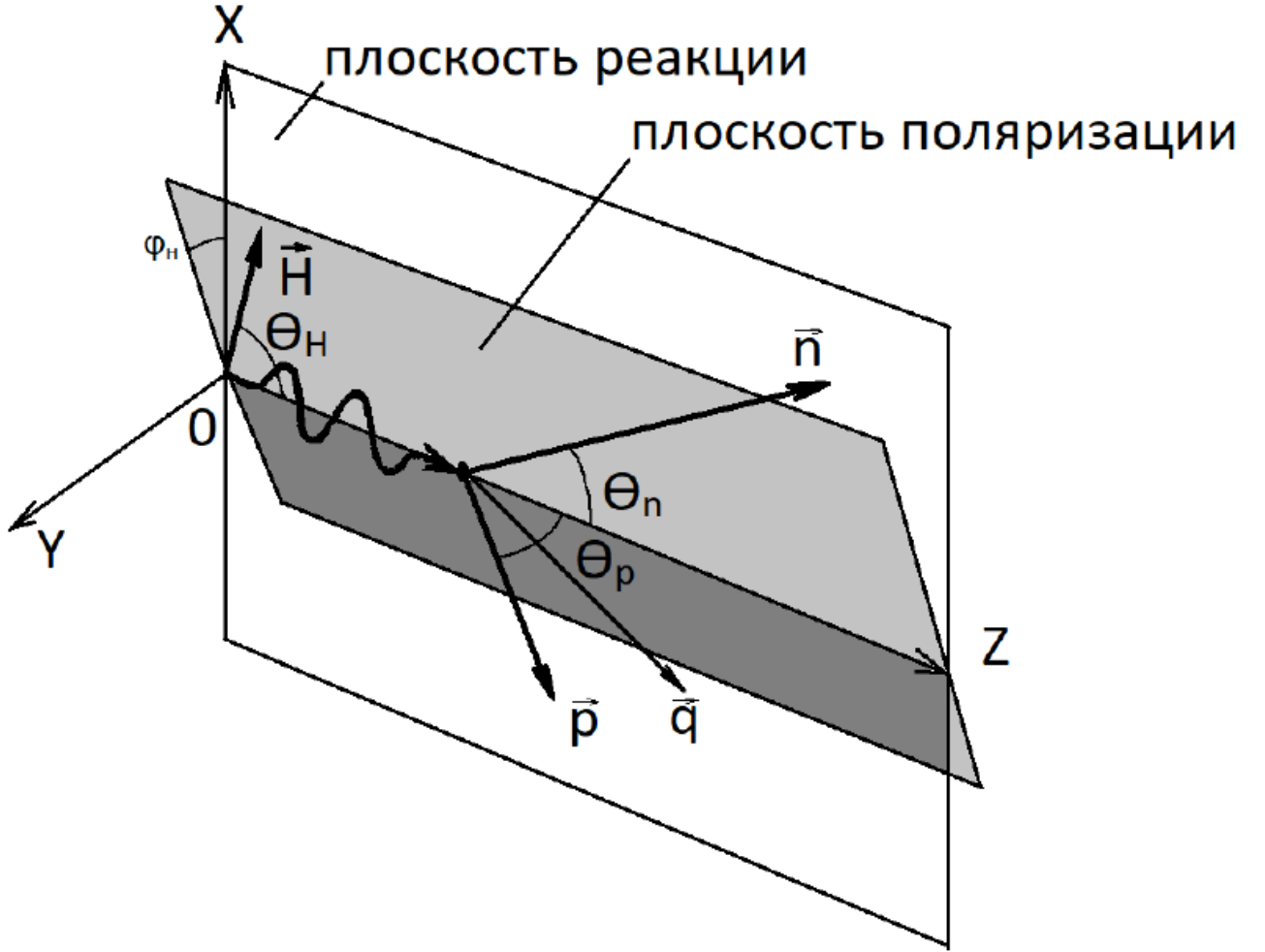


Рис. 3.13 – Кинематика реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ в компланарной геометрии.

ключением знака тензорной поляризации мишени P_{zz} , определяется соотношением

$$a^T = \frac{\sqrt{2}(N^+ - N^-)}{(P_{zz}^+ N^- - P_{zz}^- N^+)}, \quad (3.9)$$

где N^+ (N^-) – число зарегистрированных событий при поляризации мишени P_{zz}^+ (P_{zz}^-) соответственно. В этом случае, согласно формуле (3.6), асимметрия a^T является линейной комбинацией компонент тензорной анализирующей способности T_{2I} с коэффициентами, зависящими от ориентации оси квантования дейтронов, т.е. от направления ведущего магнитного поля мишени. 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 (3.6), (3.9), мы получим систему трех уравнений для однозначного извлечения всех трех компонент тензорной анализирующей способности:

$$\begin{aligned} T_{20} &= a_1^T, \\ T_{21} &= \frac{\sqrt{3}}{4}(a_2^T - a_3^T), \\ T_{22} &= \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}}(a_2^T + a_3^T), \end{aligned} \tag{3.10}$$

3.8 Результаты измерения T_{2M} для $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$

Результаты эксперимента представлены на рисунках 3.14 – 3.25. На рисунках 3.14 – 3.16 представлена зависимость компонент T_{2M} от энергии фотона. На рисунках 3.17 – 3.19 представлена зависимость компонент T_{2M} от инвариантной массы M_{pn} системы “протон-нейтрон”. На рисунках 3.20 – 3.22 представлена зависимость компонент T_{2M} от инвариантной массы $M_{p\pi}$ протон-пионной системы. На рисунках 3.23 – 3.25 представлена зависимость компонент T_{2M} от инвариантной массы $M_{n\pi}$ нейтрон-пионной системы. Для каждой точки показана статистическая ошибка и интервал усреднения. В нижней части рисунков приведена систематическая ошибка для выбранного интервала усреднения. Как уже было сказано в разделе 2.10, подавляющий вклад в систематическую ошибку измерения компонент T_{2M} вносит неопределенность измерения степени поляризации мишени.

Полученные экспериментальные данные сравниваются с результатами статистического моделирования. Алгоритм моделирования полностью соответствует алгоритму, подробно приведенному в разделе 2.10. Для вычисления амплитуды реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ использовалась модель, описанная в работе [24, 99]. 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 реалистичный Парижский потенциал и учи-

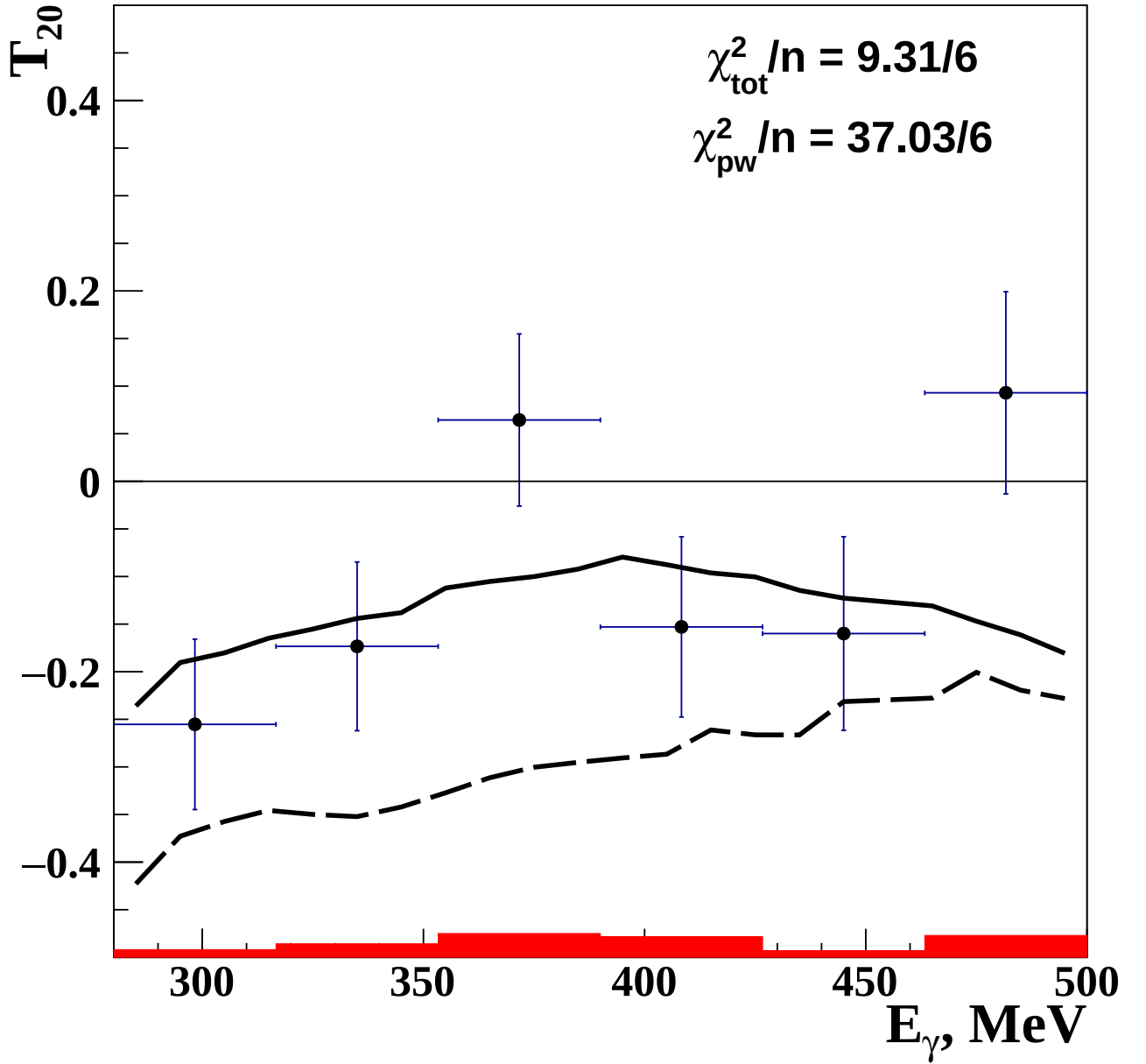


Рис. 3.14 – Зависимость T_{20} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow p n \pi^0$ от энергии фотона. Точки – результаты эксперимента, пунктирная линия – результаты моделирования в импульсном приближении, сплошная линия – результаты моделирования в импульсном приближении с учетом πN и NN перерассеяния.

тывались все парциальные волны вплоть до 3D_3 . Волновая функция дейтрона также соответствовала Парижскому потенциалу [107]. Для учета вклада πN -перерассеяния использовалось сепарабельное представление πN -

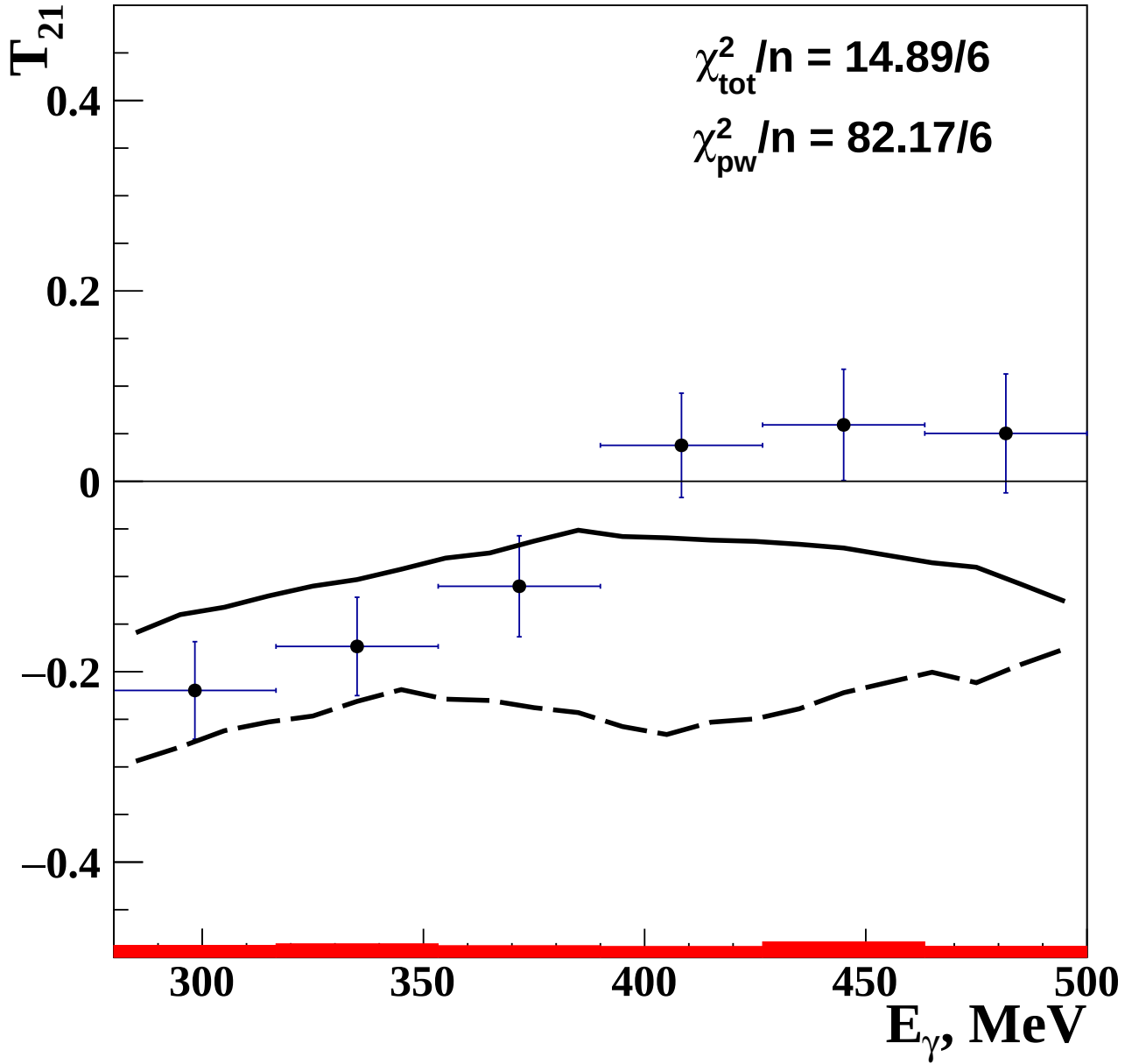


Рис. 3.15 – Зависимость T_{21} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ от энергии фотона. Обозначения такие же, как на рис. 3.14.

взаимодействия и учитывались все парциальные волны вплоть до орбитального момента $l = 2$. Вычисленная амплитуда реакции свертывалась с матрицей плотности тензорно-поляризованного дейтрона. После этого, в соответствии с методом Неймана, происходил отбор (или отбраковка) события реакции. Сопоставление экспериментальных данных и результатов статистического моделирования показывает, что учет перерасеяния значительно улучшает согласие

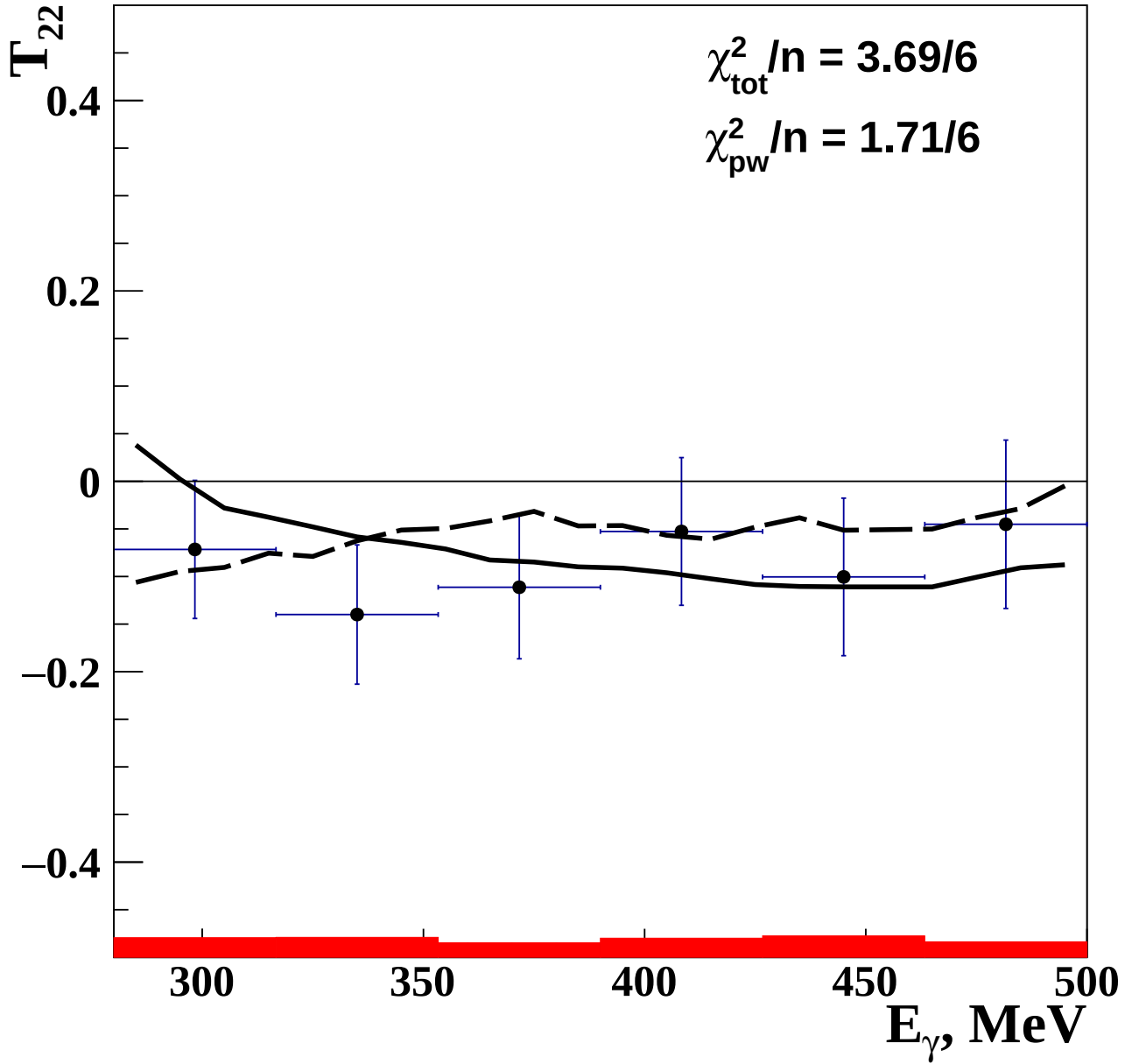


Рис. 3.16 – Зависимость T_{22} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ от энергии фотона. Обозначения такие же, как на рис. 3.14.

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, для инвариантных масс pn -подсистемы, лежащих в интервале (1920 – 2020) МэВ и для инвариантных масс πN -подсистем, лежащих в интервале (1100

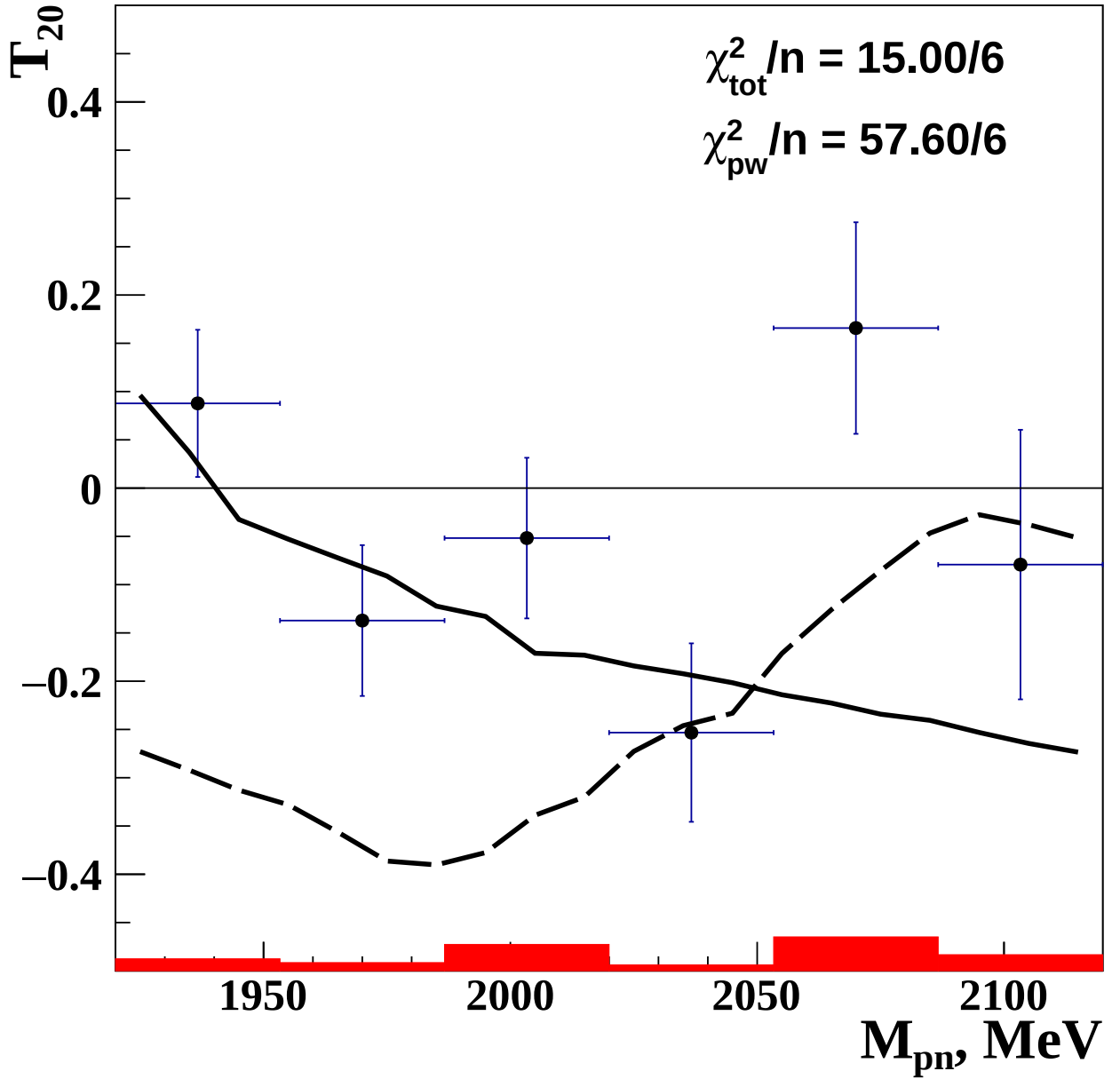


Рис. 3.17 – Зависимость T_{20} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ от инвариантной массы системы “протон-нейтрон”. Обозначения такие же, как на рис. 3.14.

– 1230) МэВ. Что касается T_{20} , то можно говорить только о качественном согласии для инвариантных масс πN -подсистем. Для улучшения согласия между экспериментом и теорией может оказаться полезным учет двухчастичных механизмов в амплитуде фоторождения (например учет взаимодействия нуклонного резонанса и нуклона-спектатора). Помимо этого, учет влияния неупругости в

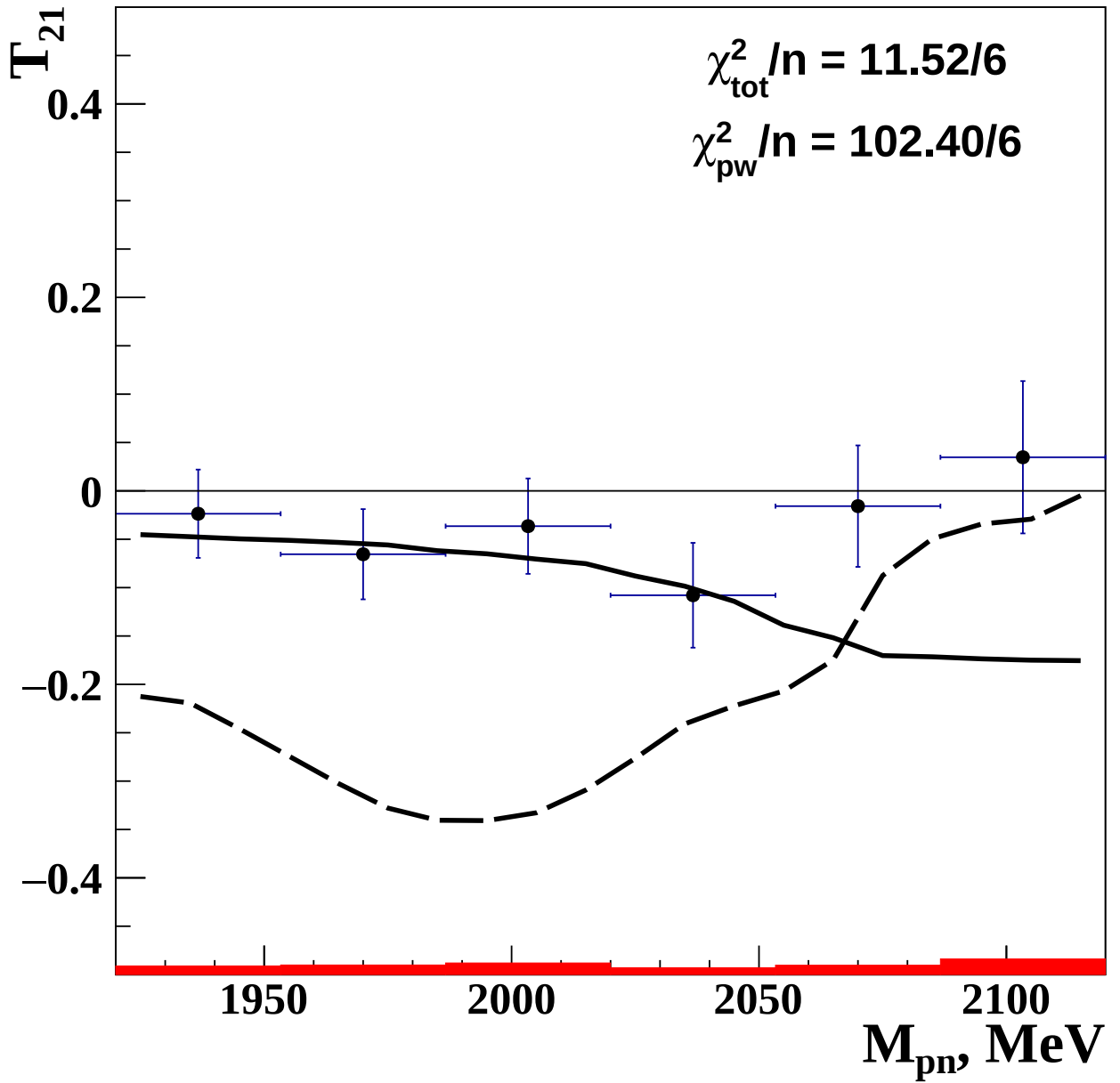


Рис. 3.18 – Зависимость T_{21} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ от инвариантной массы системы “протон-нейтрон”. Обозначения такие же, как на рис. 3.14.

NN -перерассеянии, учет роли релятивистских эффектов при высоких энергиях, учет вклада Δ -изобарной компоненты волновой функции дейтрона в рамках кварковой модели [113], а также возможность описания дейтрона на основе новых механизмов взаимодействия нуклонов на малых расстояниях [114, 115].

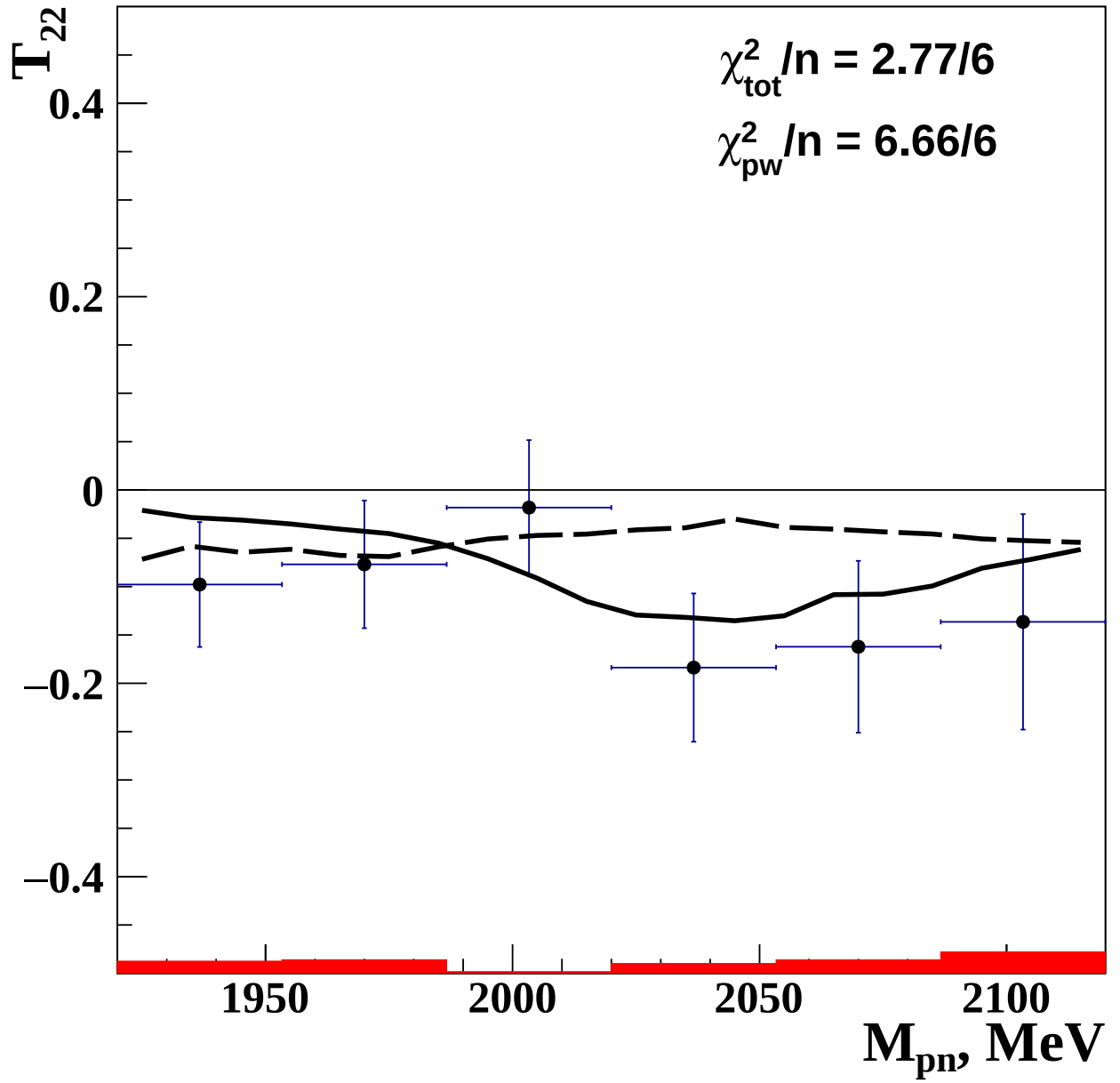


Рис. 3.19 – Зависимость T_{22} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ от инвариантной массы системы “протон-нейтрон”. Обозначения такие же, как на рис. 3.14.

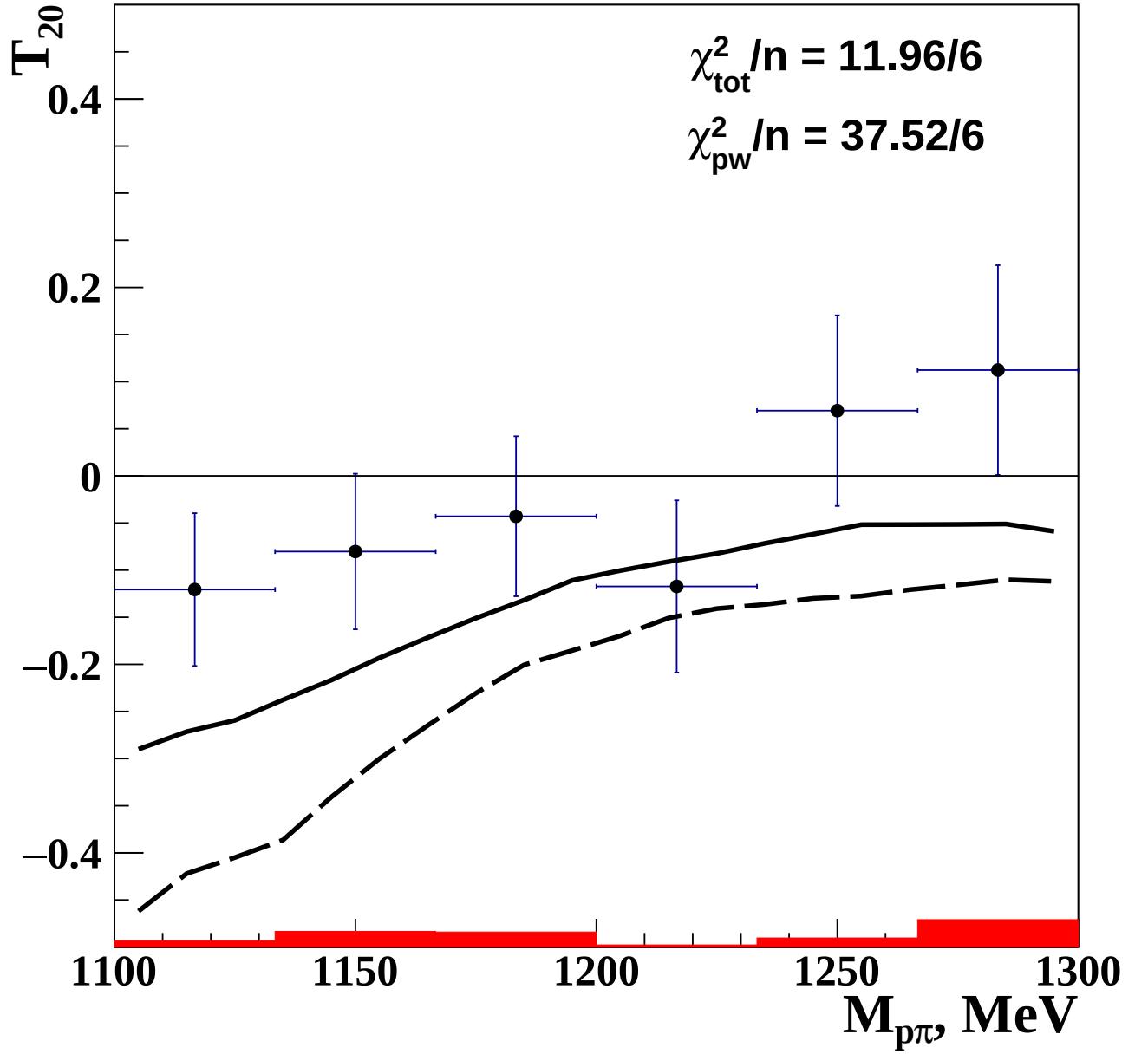


Рис. 3.20 – Зависимость T_{20} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ от инвариантной массы системы “протон-пион”. Обозначения такие же, как на рис. 3.14.

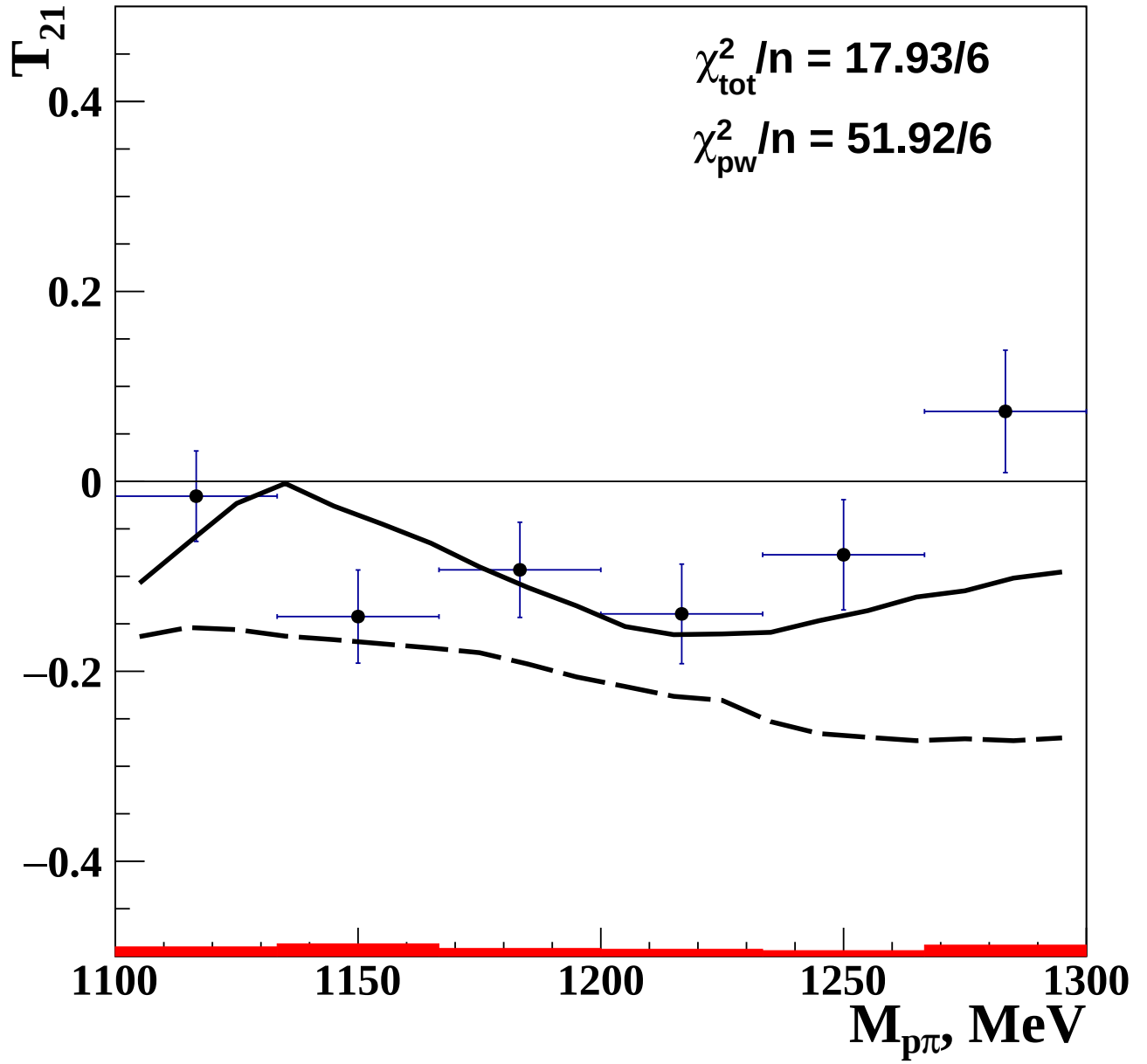


Рис. 3.21 – Зависимость T_{21} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ от инвариантной массы системы “протон-пион”. Обозначения такие же, как на рис. 3.14.

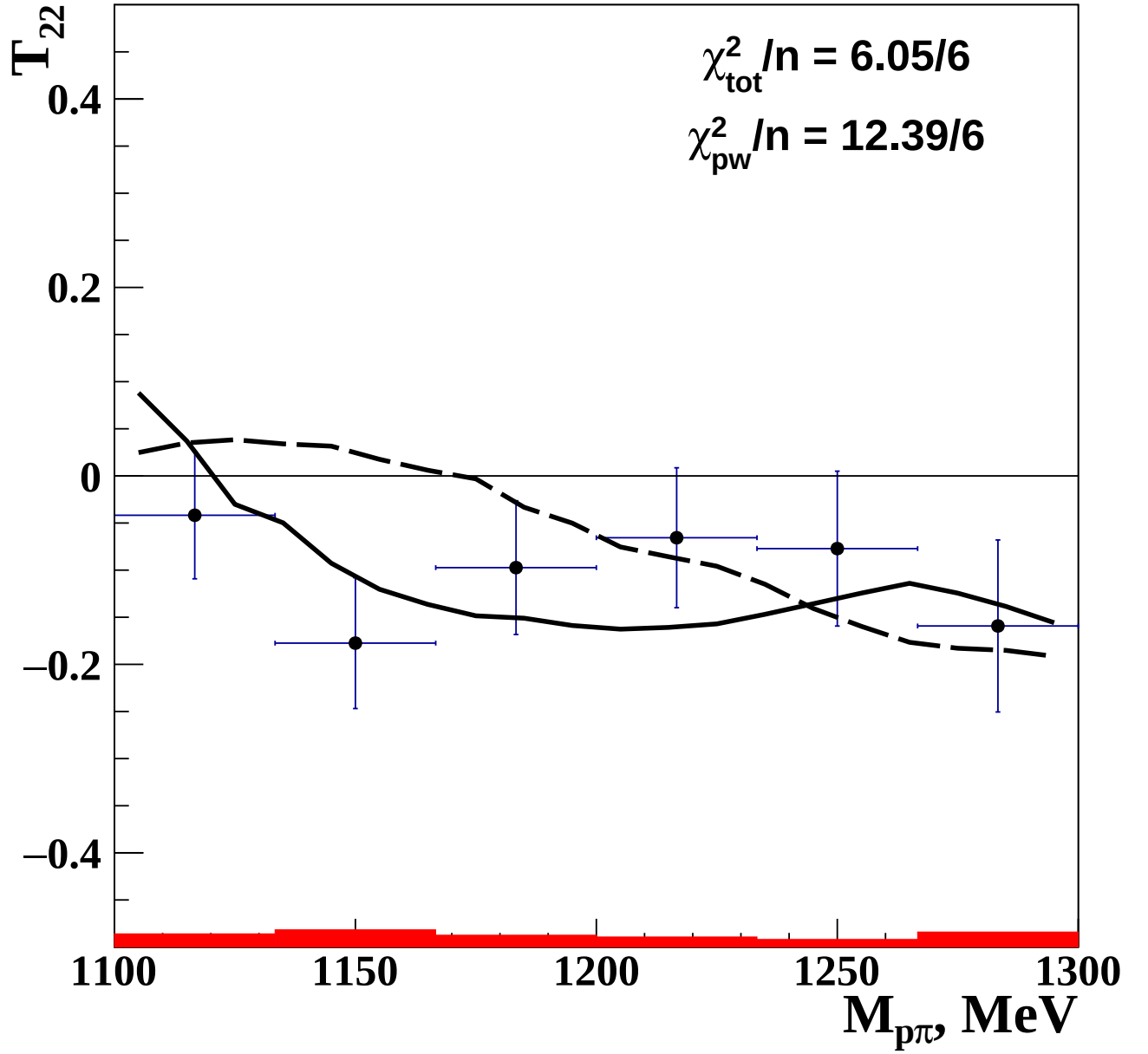


Рис. 3.22 – Зависимость T_{22} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ от инвариантной массы системы “протон-пион”. Обозначения такие же, как на рис. 3.14.

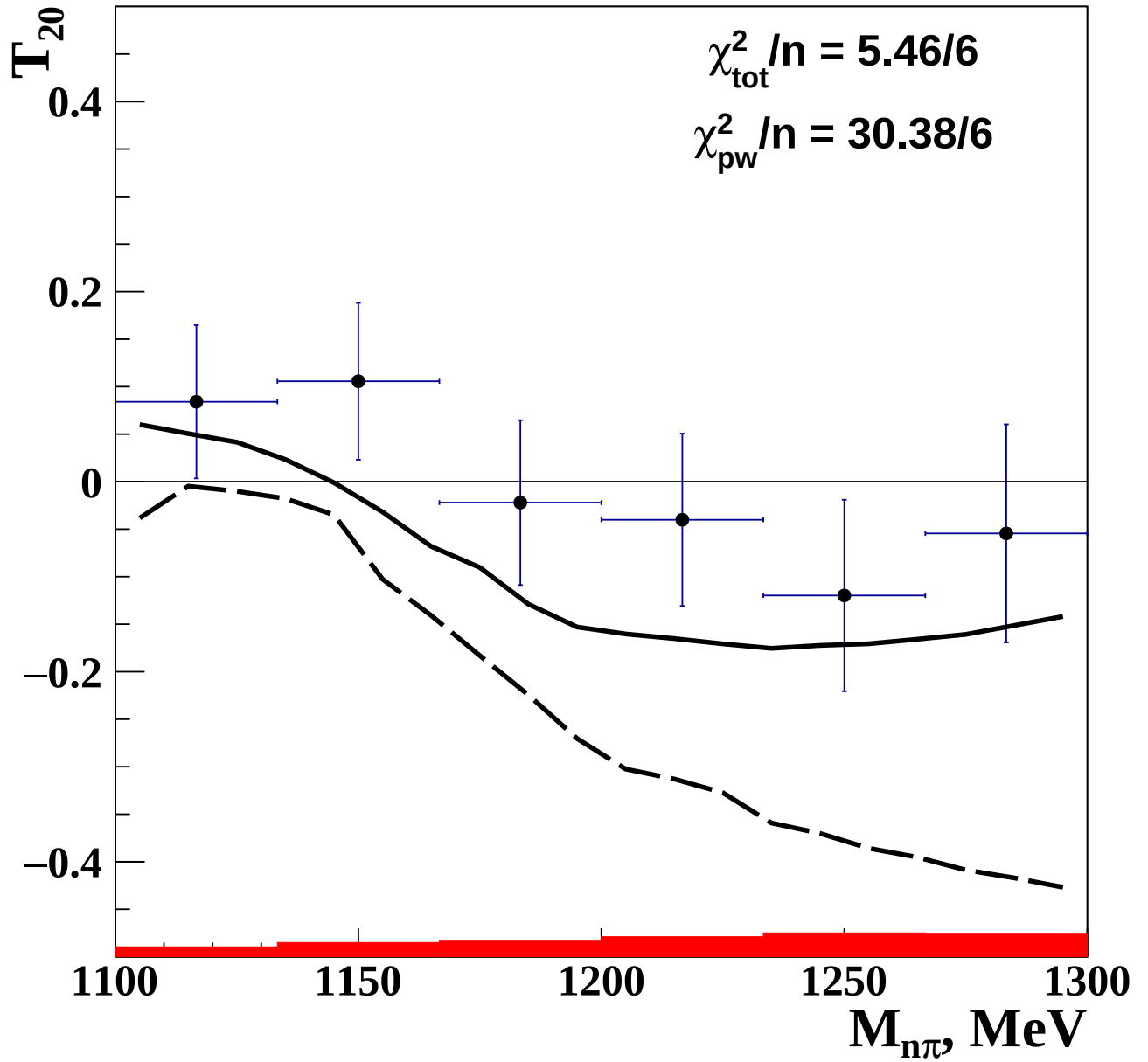


Рис. 3.23 – Зависимость T_{20} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ от инвариантной массы системы “нейтрон-пион”. Обозначения такие же, как на рис. 3.14.

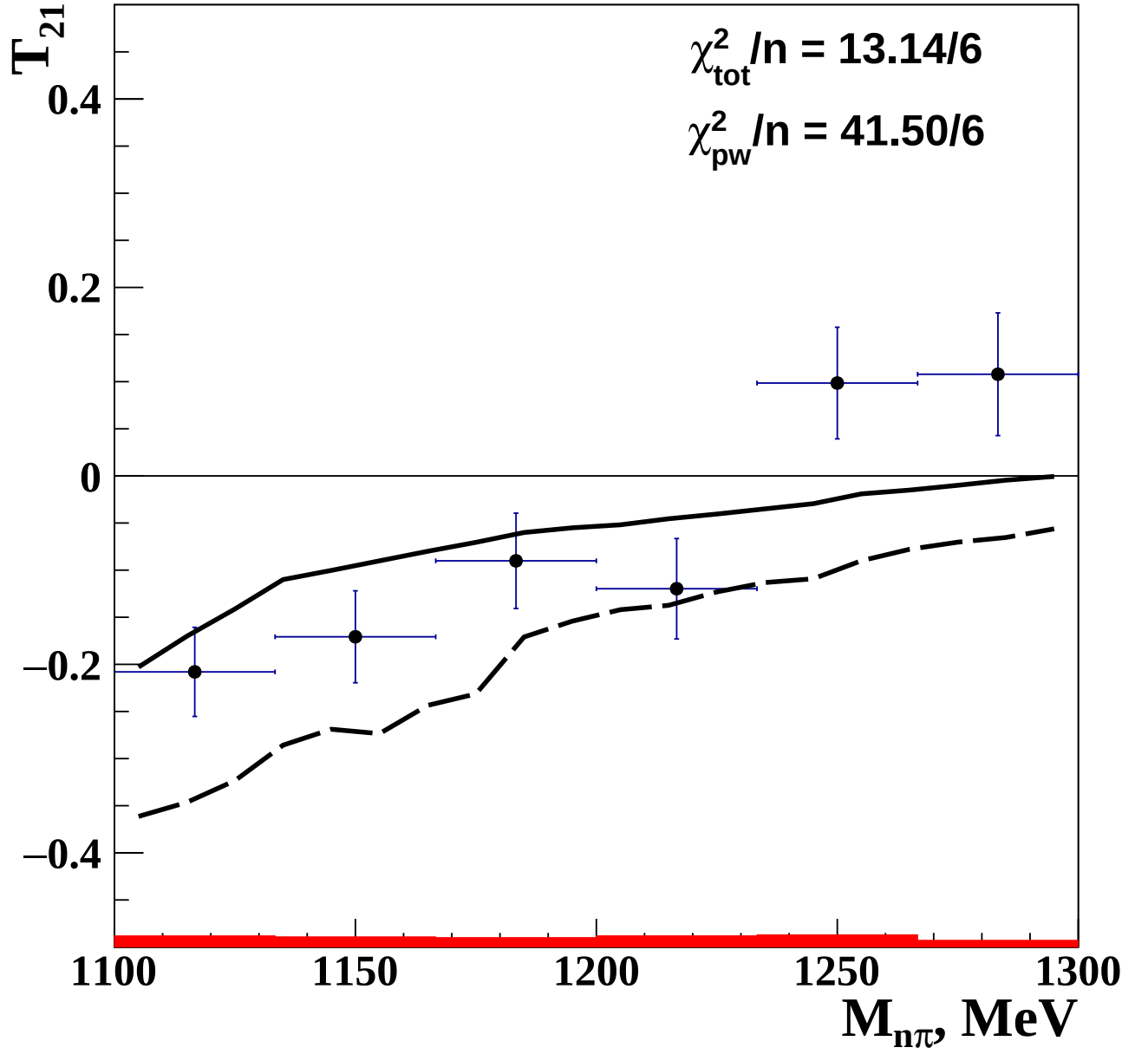


Рис. 3.24 – Зависимость T_{21} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ от инвариантной массы системы “нейтрон-пион”. Обозначения такие же, как на рис. 3.14.

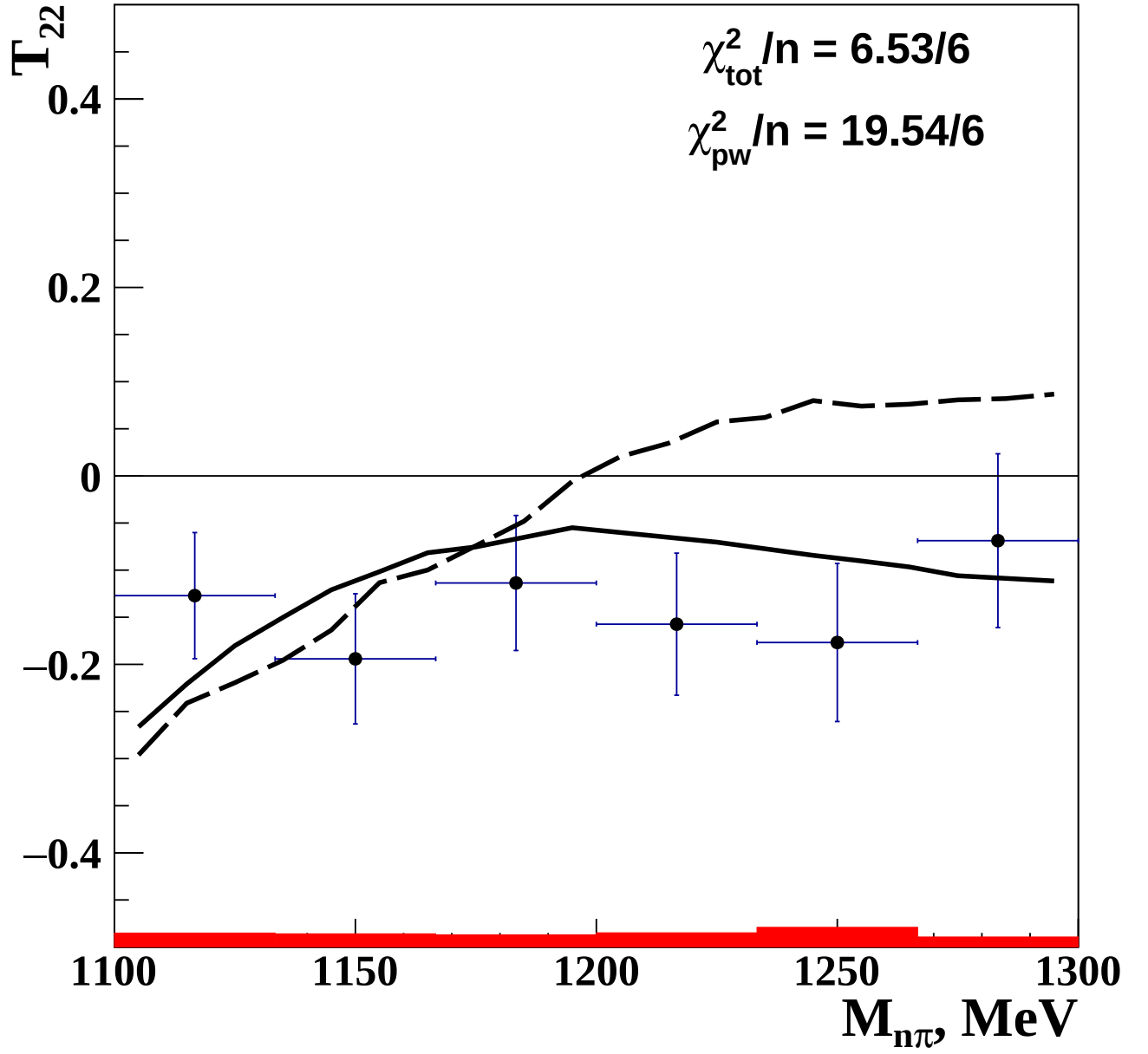


Рис. 3.25 – Зависимость T_{22} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ от инвариантной массы системы “нейтрон-пион”. Обозначения такие же, как на рис. 3.14.

3.9 Результаты измерения T_{2M} для $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$

Результаты эксперимента представлены на рисунках 3.26 – 3.34. На рисунках 3.26 – 3.28 представлена зависимость компонент T_{2M} от энергии фотона. На рисунках 3.29 – 3.31 представлена зависимость асимметрии компонент T_{2M} от инвариантной массы M_{pp} протон-протонной системы. На рисунках 3.32 – 3.34 представлена зависимость асимметрии компонент T_{2M} от инвариантной массы $M_{pp\pi^-}$ протон-протон-пионной системы. Для каждой точки показана статистическая ошибка и интервал усреднения. В нижней части рисунков приведена систематическая ошибка для выбранного интервала усреднения.

Полученные экспериментальные данные сравниваются с результатами статистического моделирования. Алгоритм моделирования, а также используемая амплитуда фоторождения, полностью соответствует алгоритму, подробно приведенному в 2.10.

Как видно из рисунков, экспериментальные результаты находятся в неплохом согласии с теоретическими расчетами в рамках модели [103] с учетом πN и NN перерассеяния. Наибольшее расхождение имеется в поведении T_{20} компоненты для инвариантной массы $M_{pp} > 2120$ МэВ. Как и следовало ожидать, учет πN и NN перерассеяния улучшает согласие эксперимента и моделирования.

Из приведенных сопоставлений можно сделать вывод, что для описания фоторождения π -мезона на дейтроне при больших импульсах конечных протонов необходимо учесть кроме πN и NN взаимодействий в конечном состоянии более сложные механизмы, в частности, ΔN -взаимодействие в некоторых промежуточных состояниях. Поэтому полученные экспериментальные результаты дают возможность выделить эффект ΔN -взаимодействия на фоне πN и NN -взаимодействий в конечном состоянии.

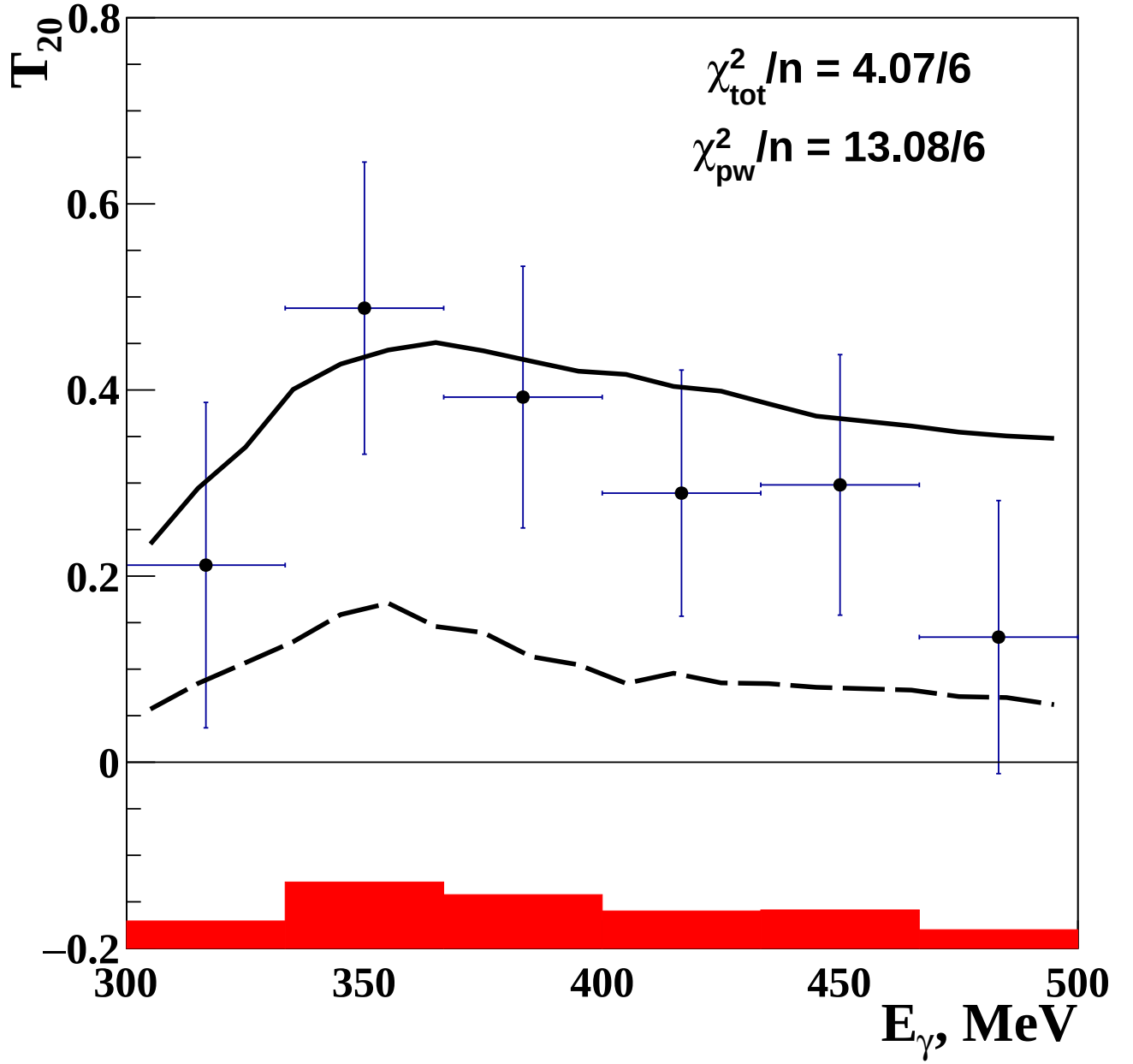


Рис. 3.26 – Зависимость T_{20} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow p p \pi^-$ от энергии фотона. Точки – результаты эксперимента, пунктирная линия – результаты моделирования в импульсном приближении, сплошная линия – результаты моделирования в импульсном приближении с учетом πN и NN перерассеяния.

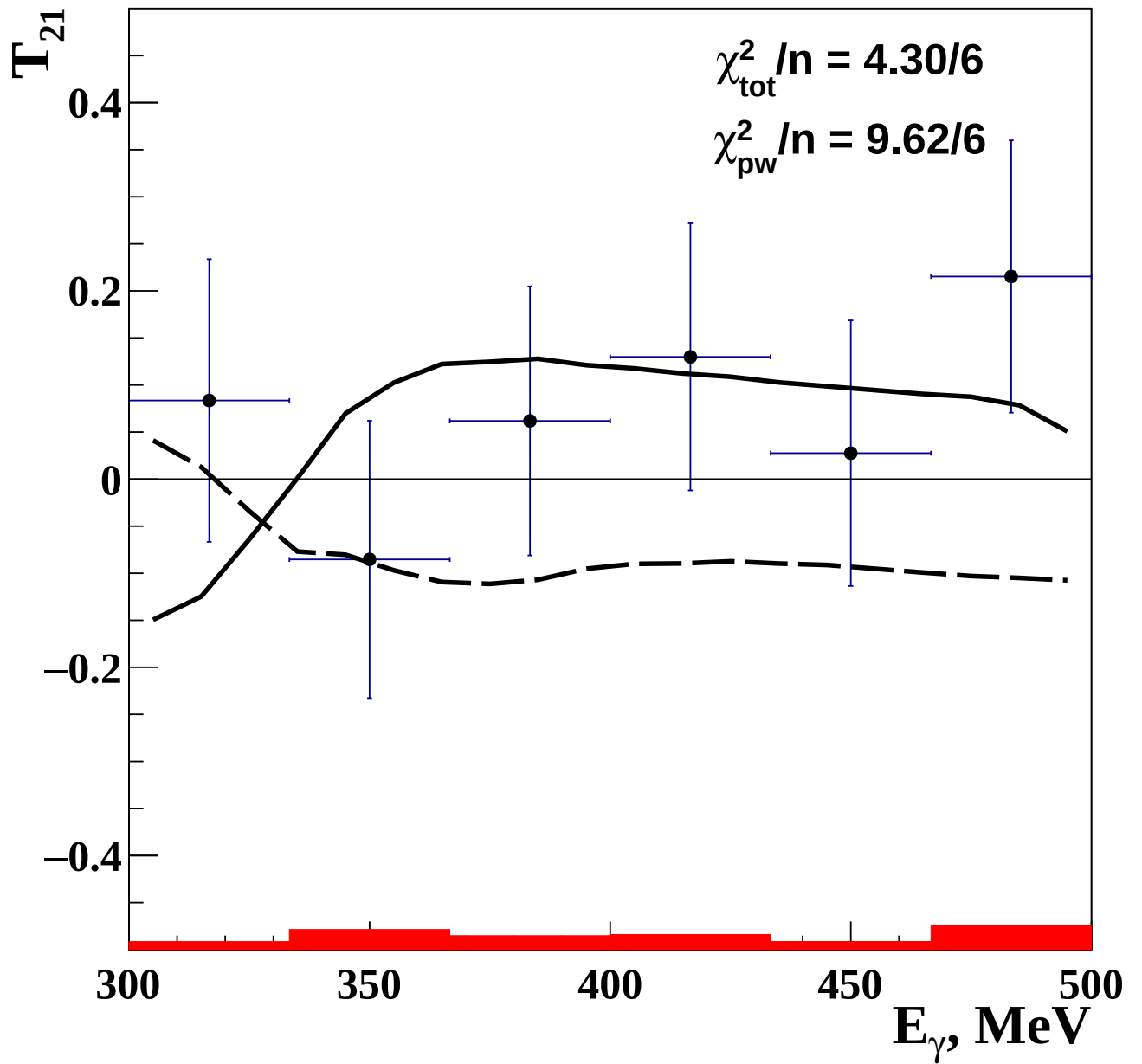


Рис. 3.27 – Зависимость T_{21} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ от энергии фотона. Обозначения такие же, как на рис. 3.26.

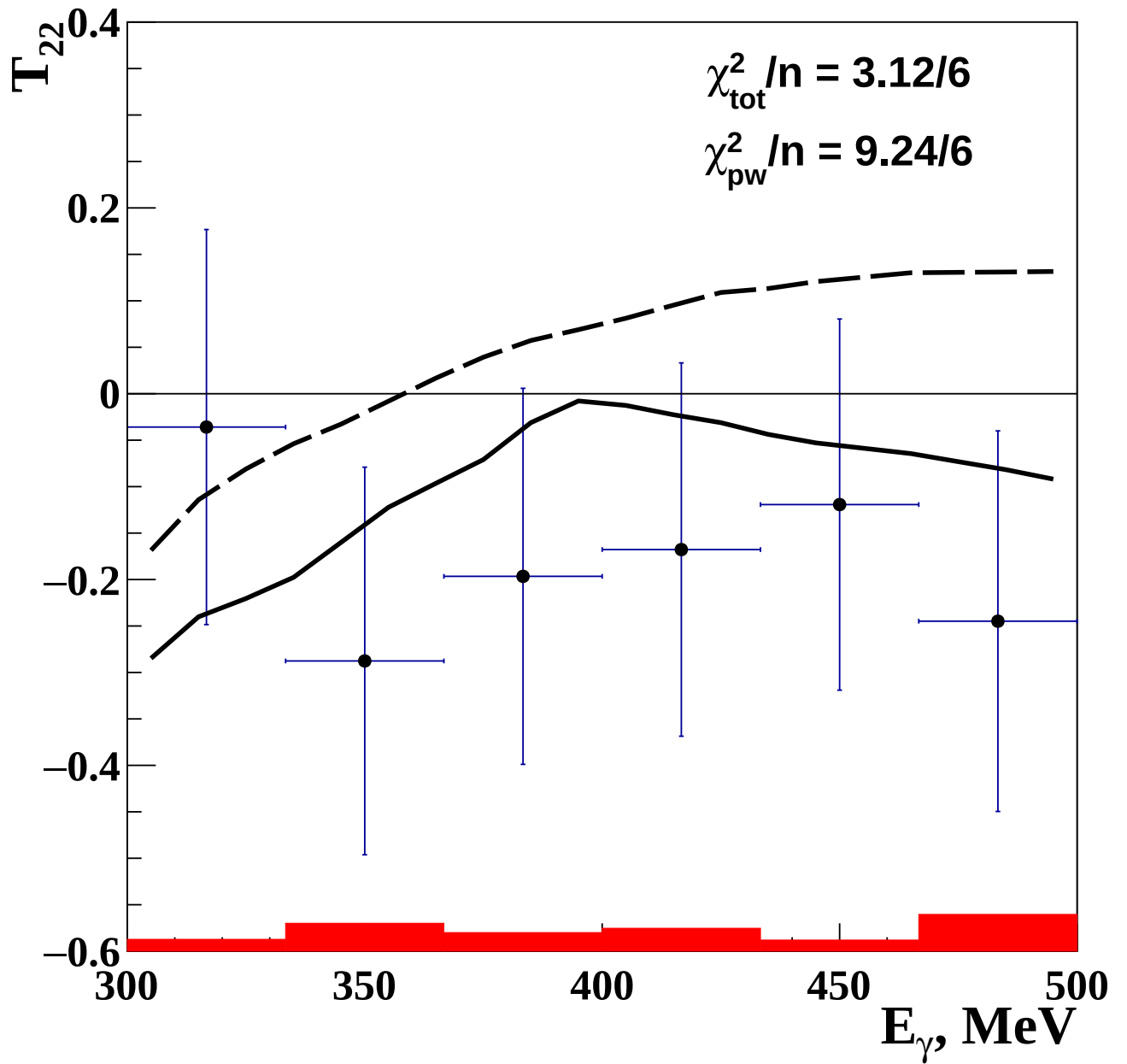


Рис. 3.28 – Зависимость T_{22} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ от энергии фотона. Обозначения такие же, как на рис. 3.26.

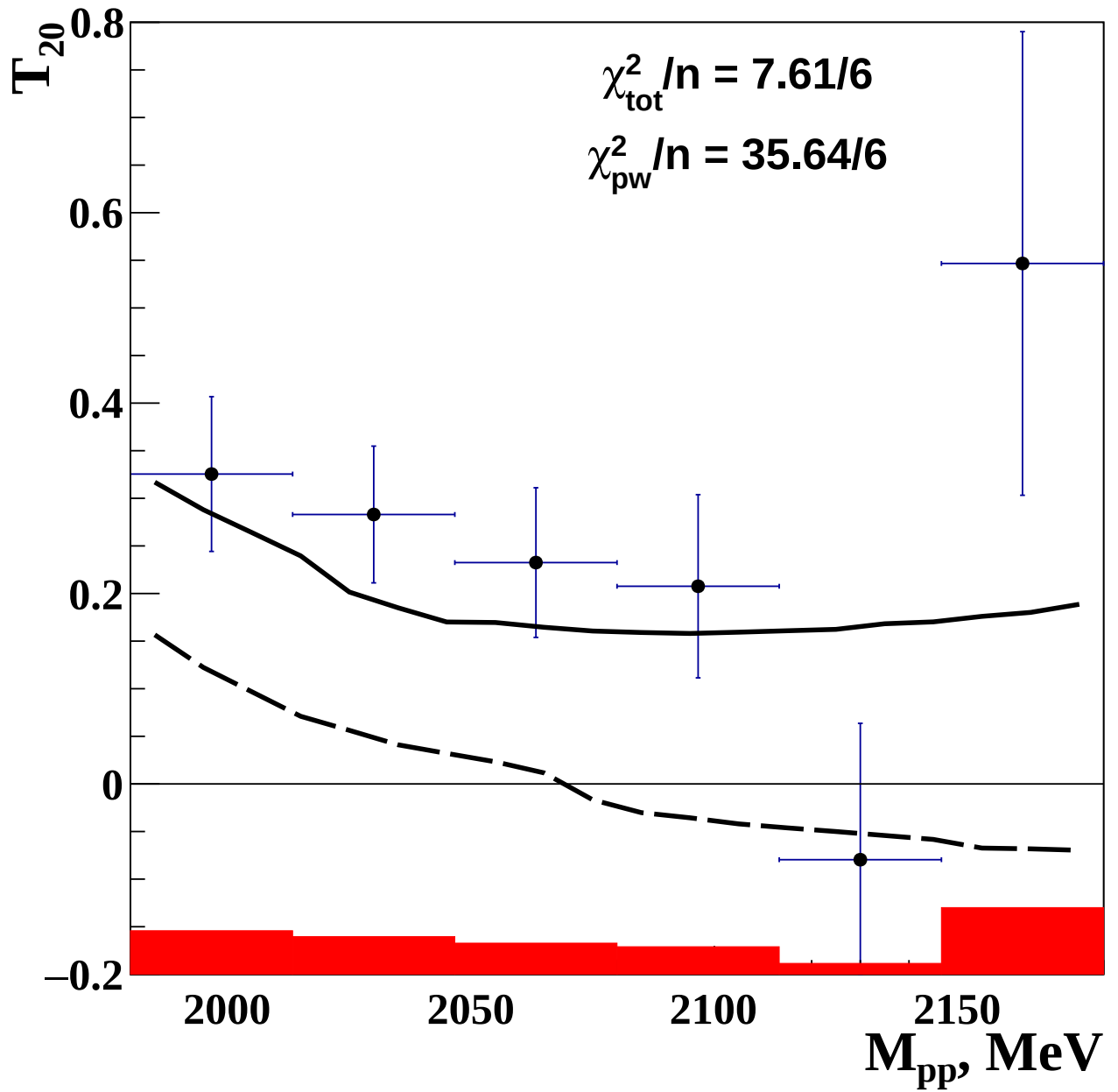


Рис. 3.29 – Зависимость T_{20} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ от инвариантной массы M_{pp} . Обозначения такие же, как на рис. 3.26.

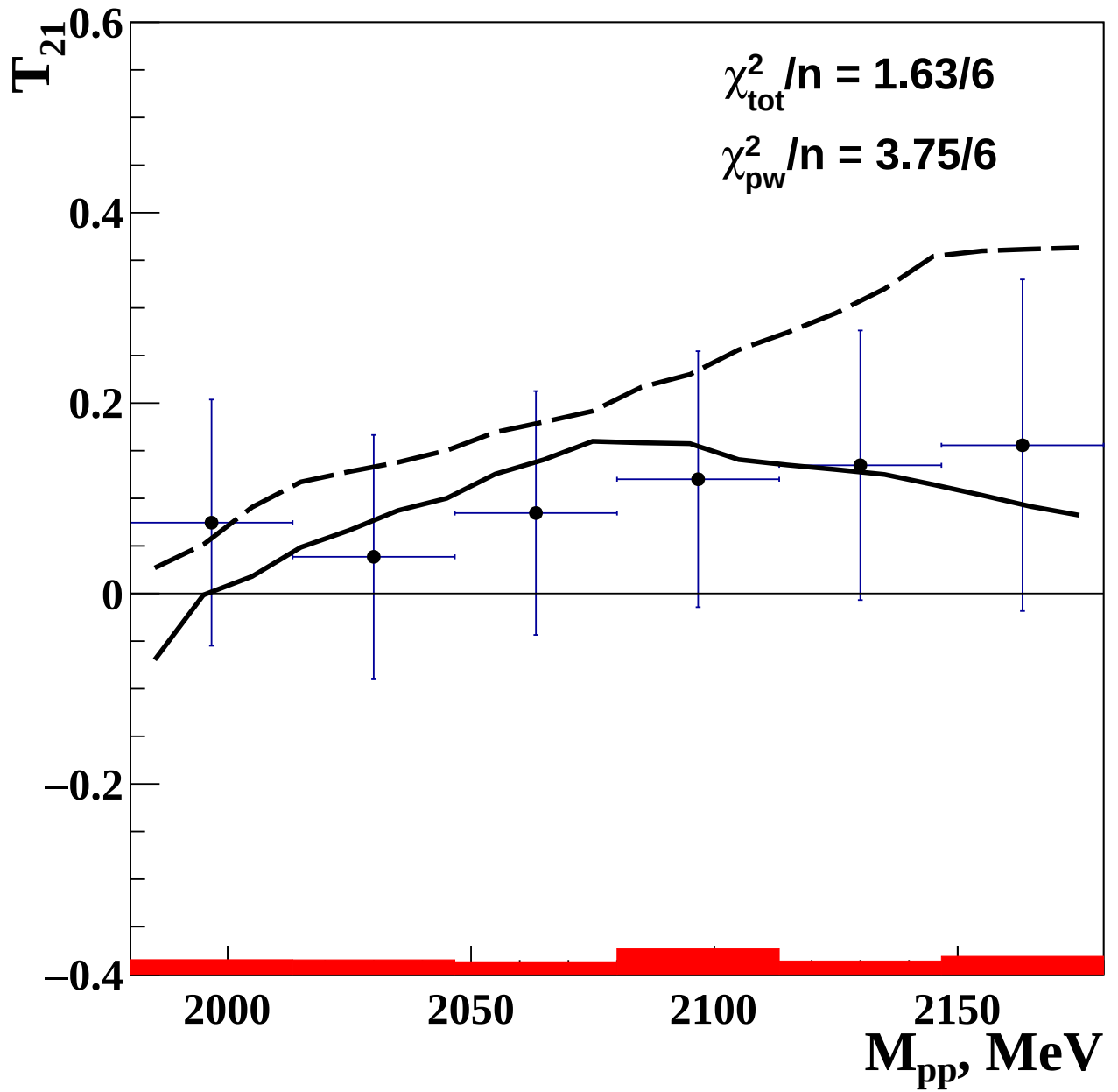


Рис. 3.30 – Зависимость T_{21} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ от инвариантной массы M_{pp} . Обозначения такие же, как на рис. 3.26.

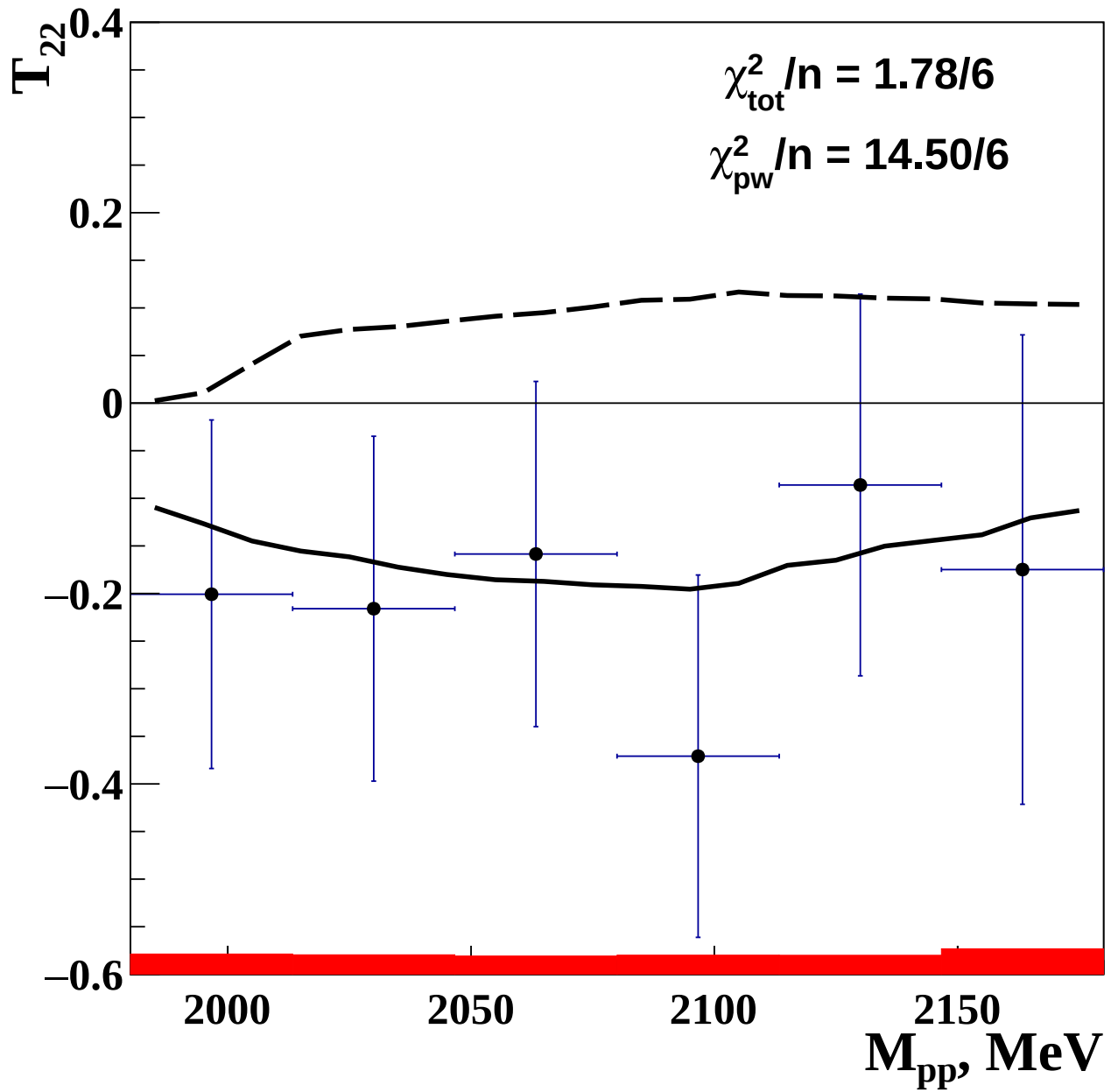


Рис. 3.31 – Зависимость T_{22} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ от инвариантной массы M_{pp} . Обозначения такие же, как на рис. 3.26.

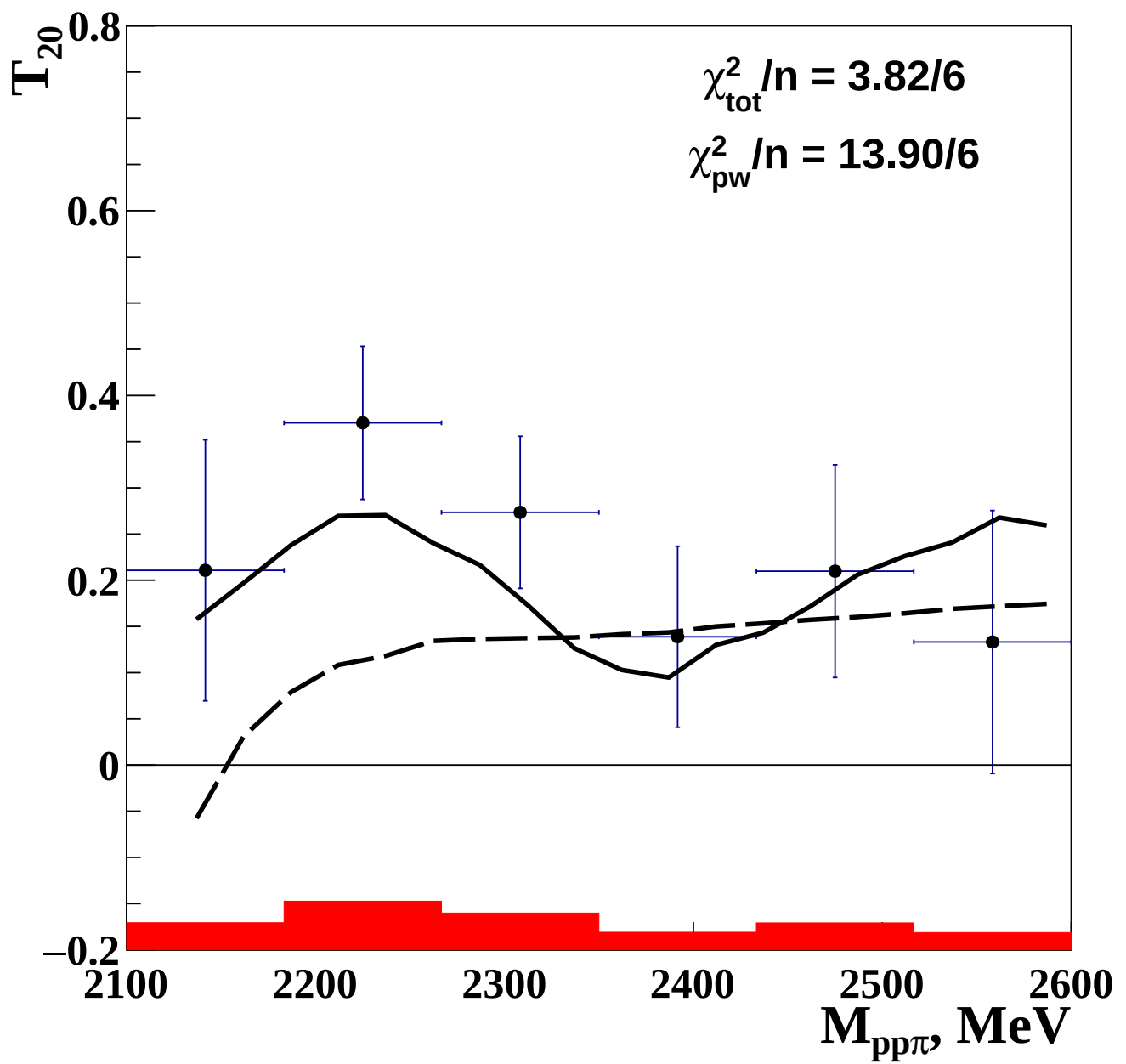


Рис. 3.32 – Зависимость T_{20} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ от инвариантной массы $M_{pp\pi}$. Обозначения такие же, как на рис. 3.26.

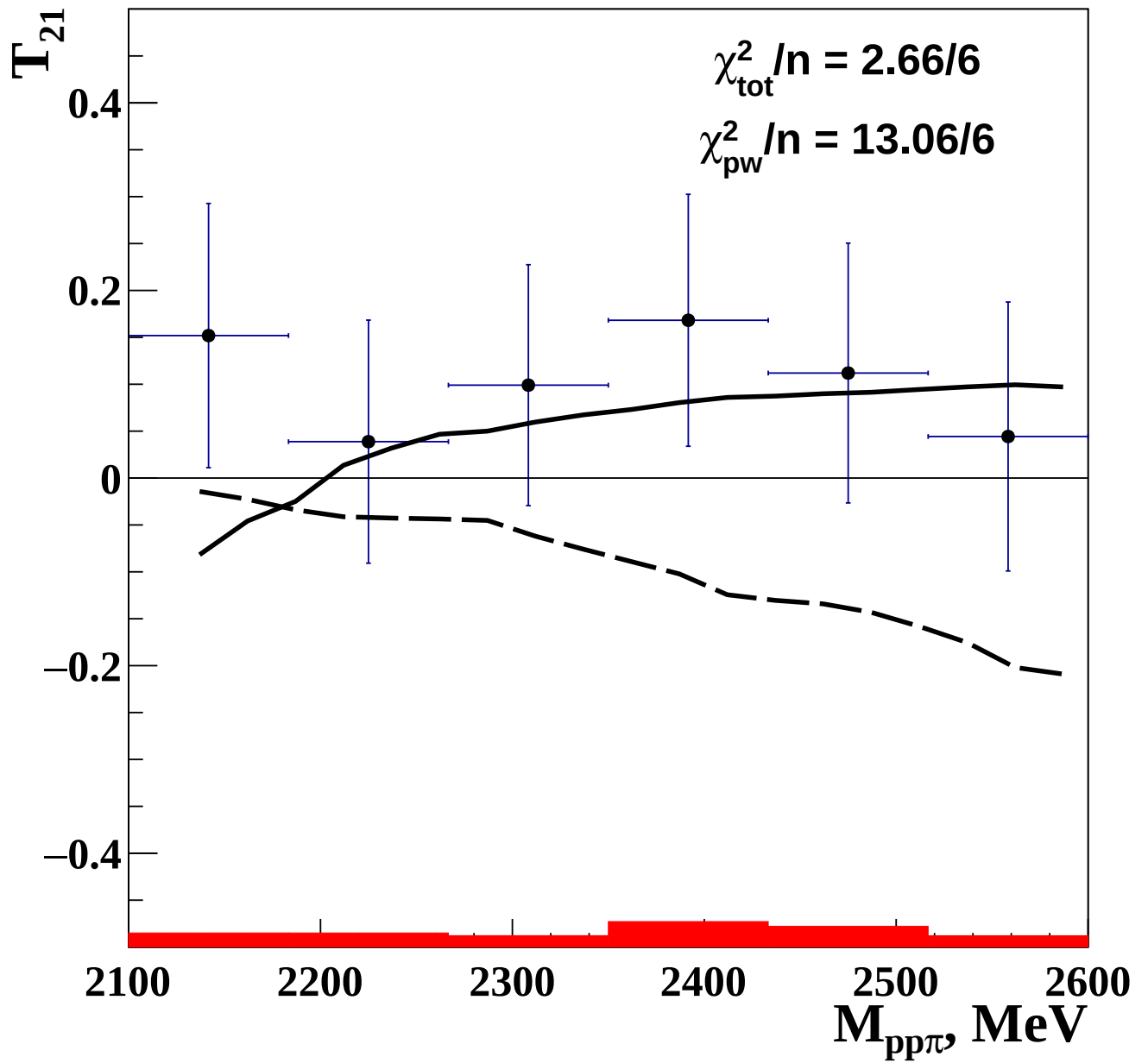


Рис. 3.33 – Зависимость T_{21} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ от инвариантной массы $M_{pp\pi}$. Обозначения такие же, как на рис. 3.26.

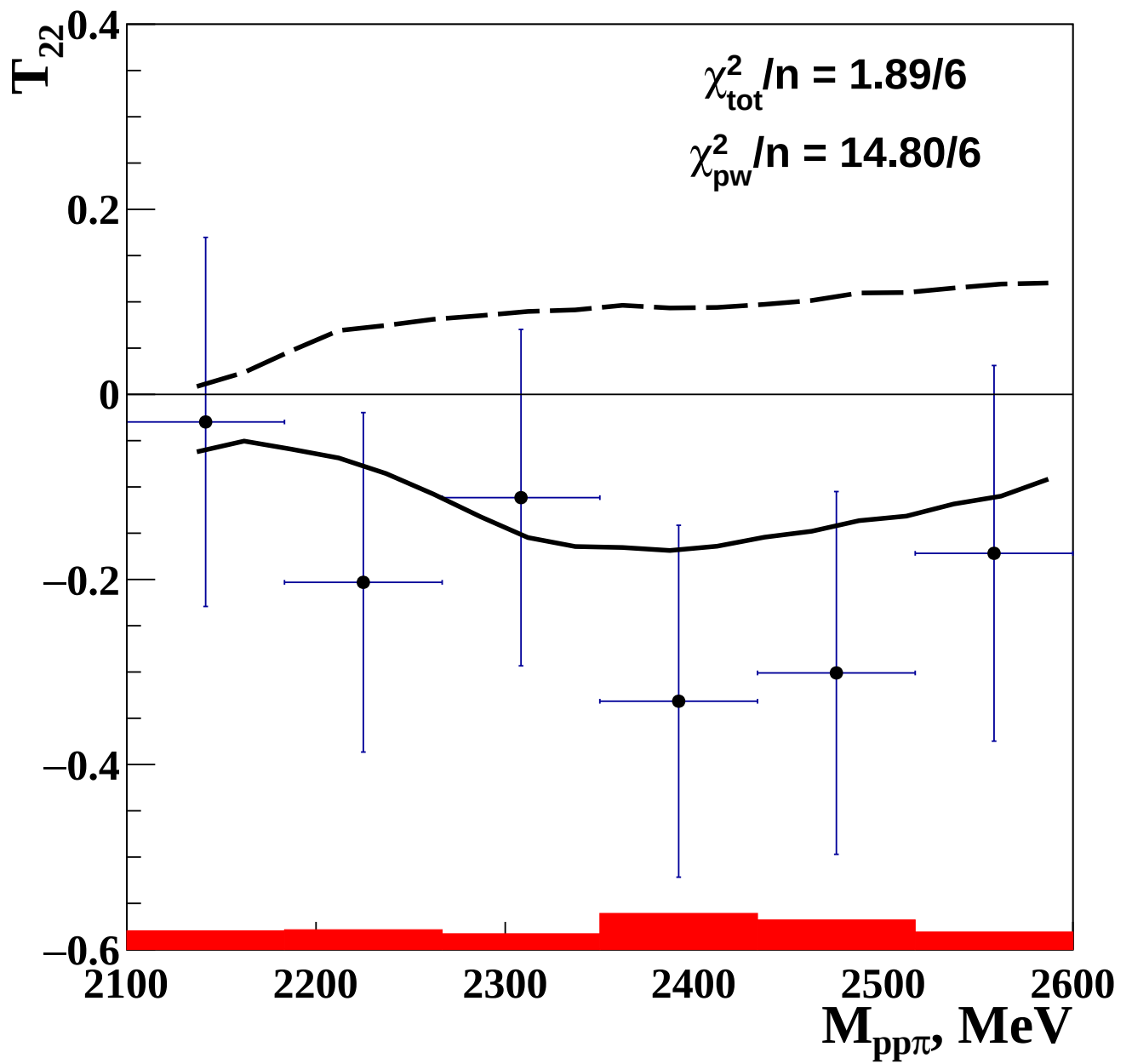


Рис. 3.34 – Зависимость T_{22} компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ от инвариантной массы $M_{pp\pi}$. Обозначения такие же, как на рис. 3.26.

3.10 Заключение по главе

В данной главе представлены результаты измерения T_{2M} компонент тензорной анализирующей способности для реакций $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ и $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ в диапазоне энергий фотона $300 < E_\gamma < 500$ МэВ. В эксперименте на совпадение регистрировались два протона, или протон с нейтроном. События, соответствующие реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$, извлекались из pp -совпадений, реакции $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$ – из pn -совпадений. Для извлечения компонент T_{20} , T_{21} и T_{22} экспериментальная статистика набиралась для шести поляризационных состояний.

Полученные экспериментальные результаты сравниваются с теоретическими предсказаниями, выполненными в импульсном приближении в рамках модели [103]. Для обеих реакций наблюдается значительное улучшение согласия эксперимента и теории при учете πN и NN перерассеяния в конечном состоянии.

Глава 4

Измерение T_{20} компоненты тензорной
анализирующей способности для реакции

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

4.1 Общая схема эксперимента

Общая схема эксперимента показана на рисунке 4.1. Как видно, имеется две детектирующие системы. Первая система (основной детектор) ориентирована на регистрацию γd совпадений, что соответствует событиям реакции $\gamma d \rightarrow d\pi^0$. Дейтроны регистрируются верхним сцинтилляционным детектором, состоящим из трех сцинтилляторов. Толщина первого, расположенного ближе к мишени (≈ 1 м), сцинтиллятора составляет 2 см, второго – 12 см, третьего – 20 см. Каждый сцинтиллятор имеет два ФЭУ, по одному с торца. Диапазон полярных углов регистрации дейтронов – $\theta_d = 15 - 45$ градусов, азимутальных – $\phi_d = \pm 30^\circ$. Для идентификации канала реакции $\gamma d \rightarrow d\pi^0$ 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 определяются с помощью трековых камер (подробное описание трековых камер в разделе 2.4). Один или два гамма-кванта от распада нейтрального пиона регистрируются электромагнитным калориметром, состоящим из 152 кристаллов CsI, установленных на четырнадцать специально изготовленных подставках – “линейках”, и 14 кристаллов NaI. Калориметр покрывает полярный угол $\Theta_\gamma = 50 - 150$ градусов. Размеры кристаллов: CsI – $60 \times 60 \times 150$ мм, NaI – $55 \times 115 \times 300$ мм. Эти сцинтилляторы многократно использовались в экспериментах на ВЭПП-3, детальное описание их конструкции и применения приведено в [116]. Полная толщина калориметра составляет 10 радиационных длин. Для подавления фона от заряженных частиц перед калориметром были размещены тонкие пластмассовые сцинтилляционные счетчики.

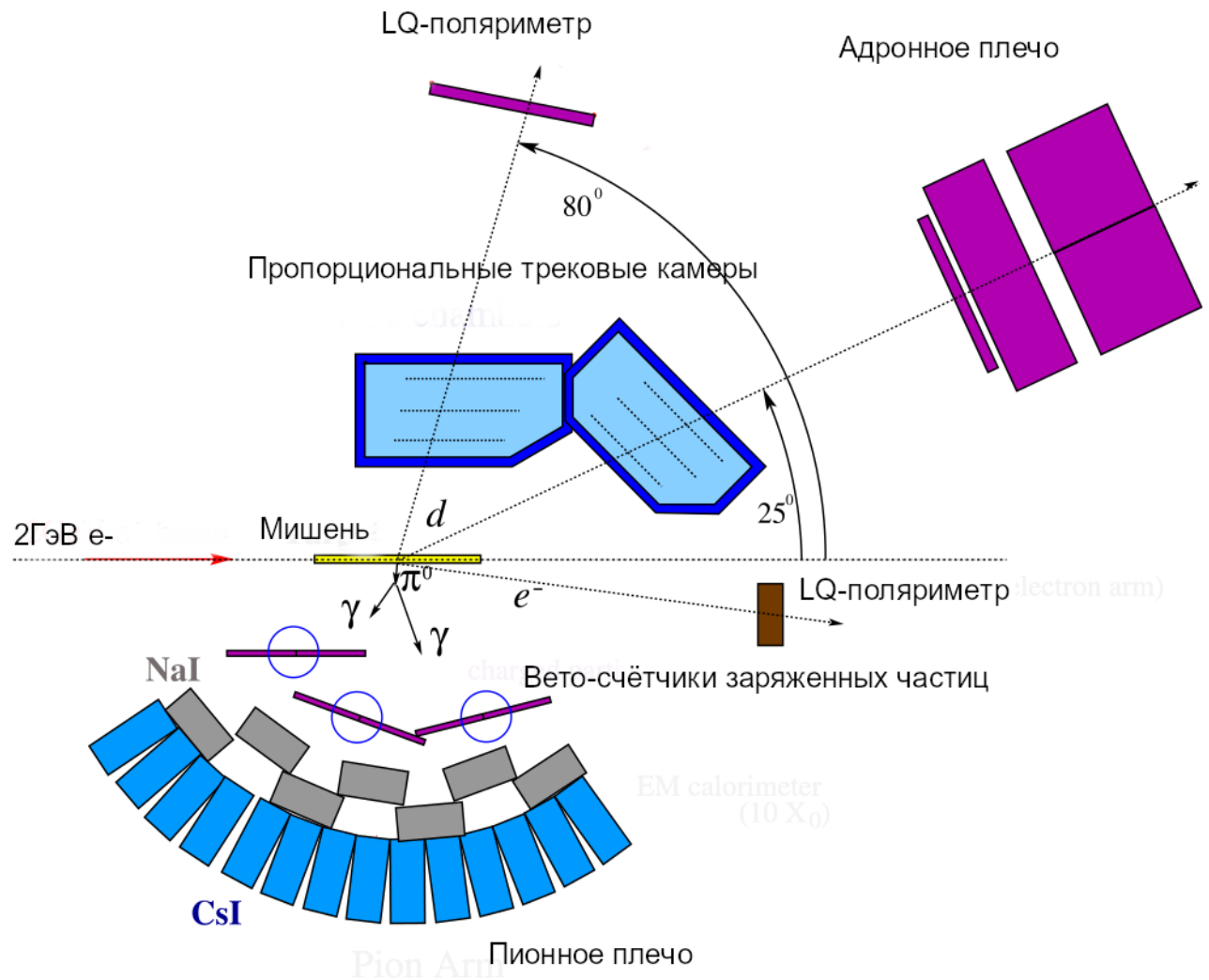


Рис. 4.1 – Общая схема детектирующей системы эксперимента.

Вторая детектирующая система (LQ-поляриметр) ориентирована на регистрацию ed совпадений, что соответствует событиям реакции упругого рассеяния электронов на дейтроне. Подробное описание работы поляриметра приведено ранее в разделе 2.5. В данном эксперименте дейтроны регистрируются сцинтилляционным детектором, расположенного под средним полярным углом 80 градусов. Для регистрации электронов используется секционированный сэндвич, средний полярный угол регистрации электронов – 10 градусов. Данные с этой детектирующей системы были использованы для определения степени поляризации мишени [88]. По итогам проведенного эксперимента средняя степень поляризации мишени составила $P_{zz}^+ = 0.42 \pm 0.02$ и $P_{zz}^- = -0.72 \pm 0.03$

4.2 Идентификация событий $\gamma d \rightarrow d\pi^0$

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 (рисунок 4.2, левая часть). 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 строится зависимость световыхода во втором сцинтилляторе от световыхода в первом сцинтилляторе (рисунок 4.2, правая часть). В

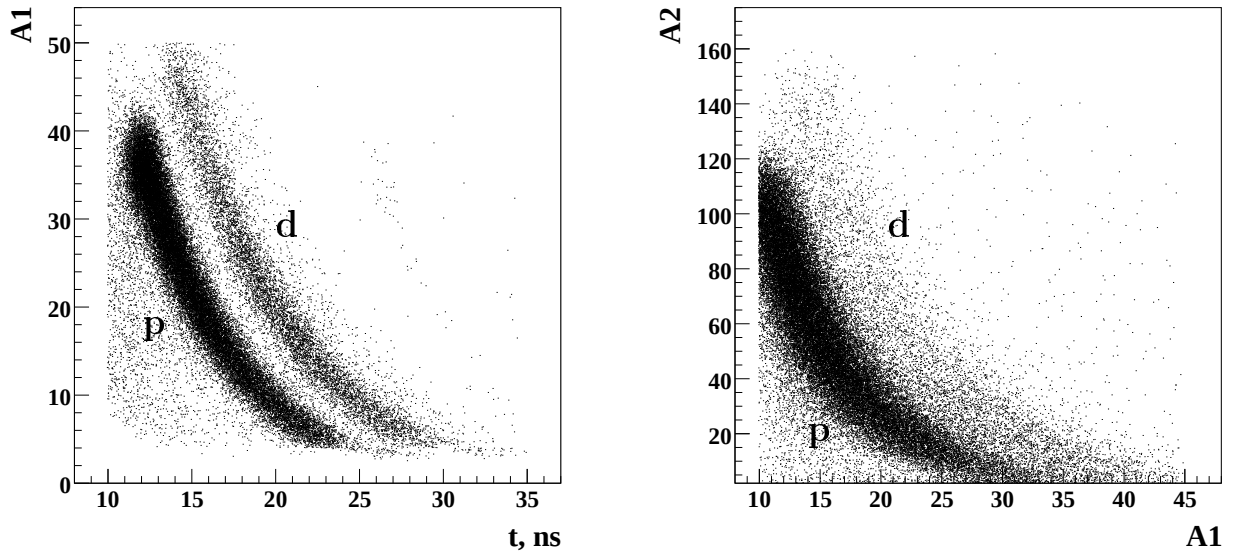


Рис. 4.2 – Рисунок слева: зависимость световыхода в первом сцинтилляторе от времени пролета. Распределение получено для условия отсутствия световыхода во втором сцинтилляторе ($A_2 = 0$). Рисунок справа: зависимость световыхода во втором сцинтилляторе от световыхода в первом. Распределение получено для условия отсутствия световыхода в третьем сцинтилляторе ($A_3 = 0$).

третьем сцинтилляторе не представляется возможным выделить достаточное количество дейтронов, необходимого для дальнейшего анализа. Это связано как относительно малой набранной экспериментальной статистикой, так и плохой возможностью разделения протонов и дейтронов.

Как видно из рисунка 4.2 можно подобрать такие ограничения, которые будут подавлять фон от протонов, оставляя оставшиеся события для дальнейшего анализа.

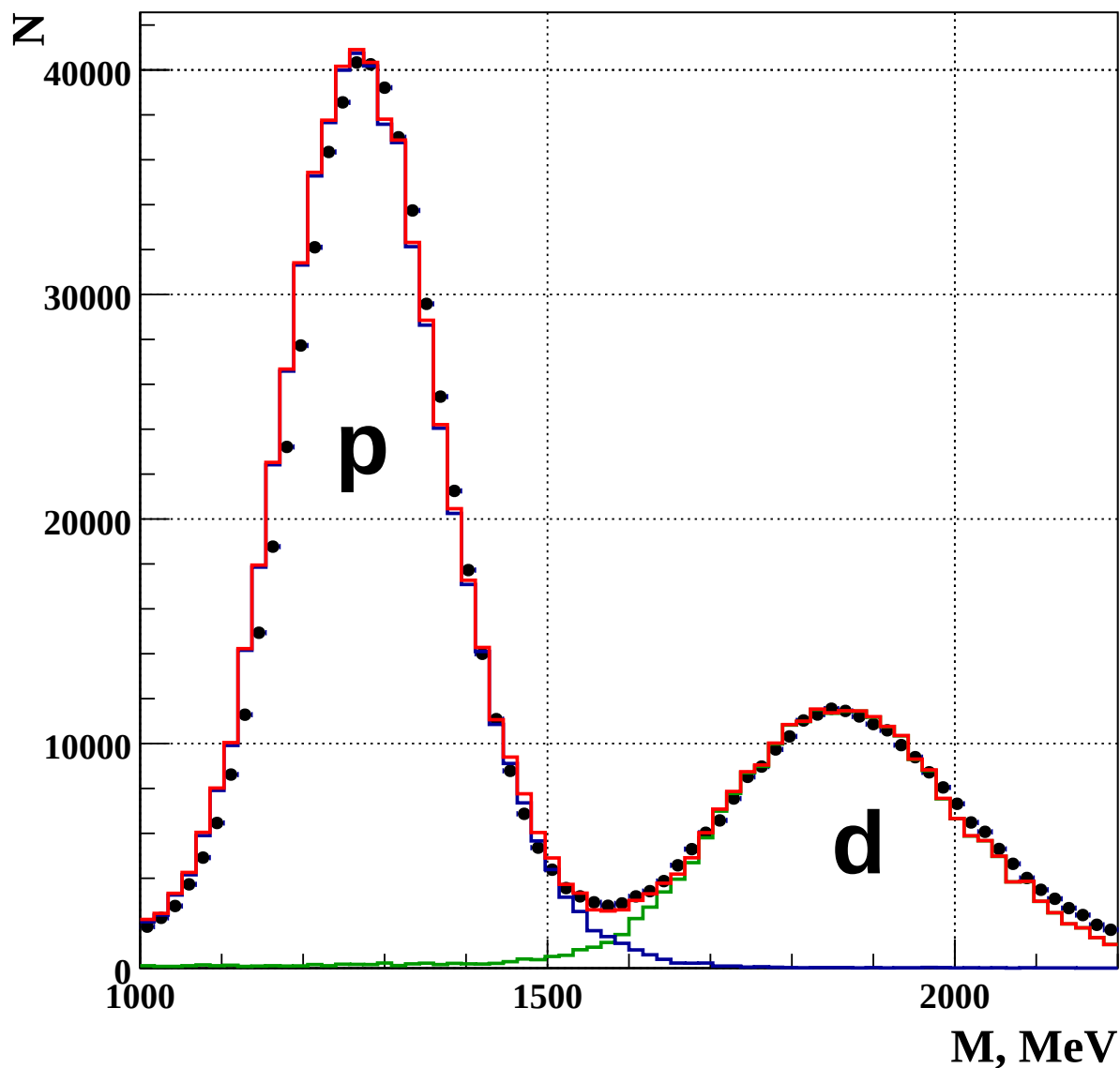


Рис. 4.3 – Распределение по восстановленной массе дейтронов для первого сцинтиллятора. Точки – эксперимент. Красная гистограмма – результаты моделирования в GEANT4 с генератором фотореакций GENBOS. Зеленая гистограмма – реакция $\gamma d \rightarrow d\pi^0$. Синяя гистограмма – фоновые реакции.

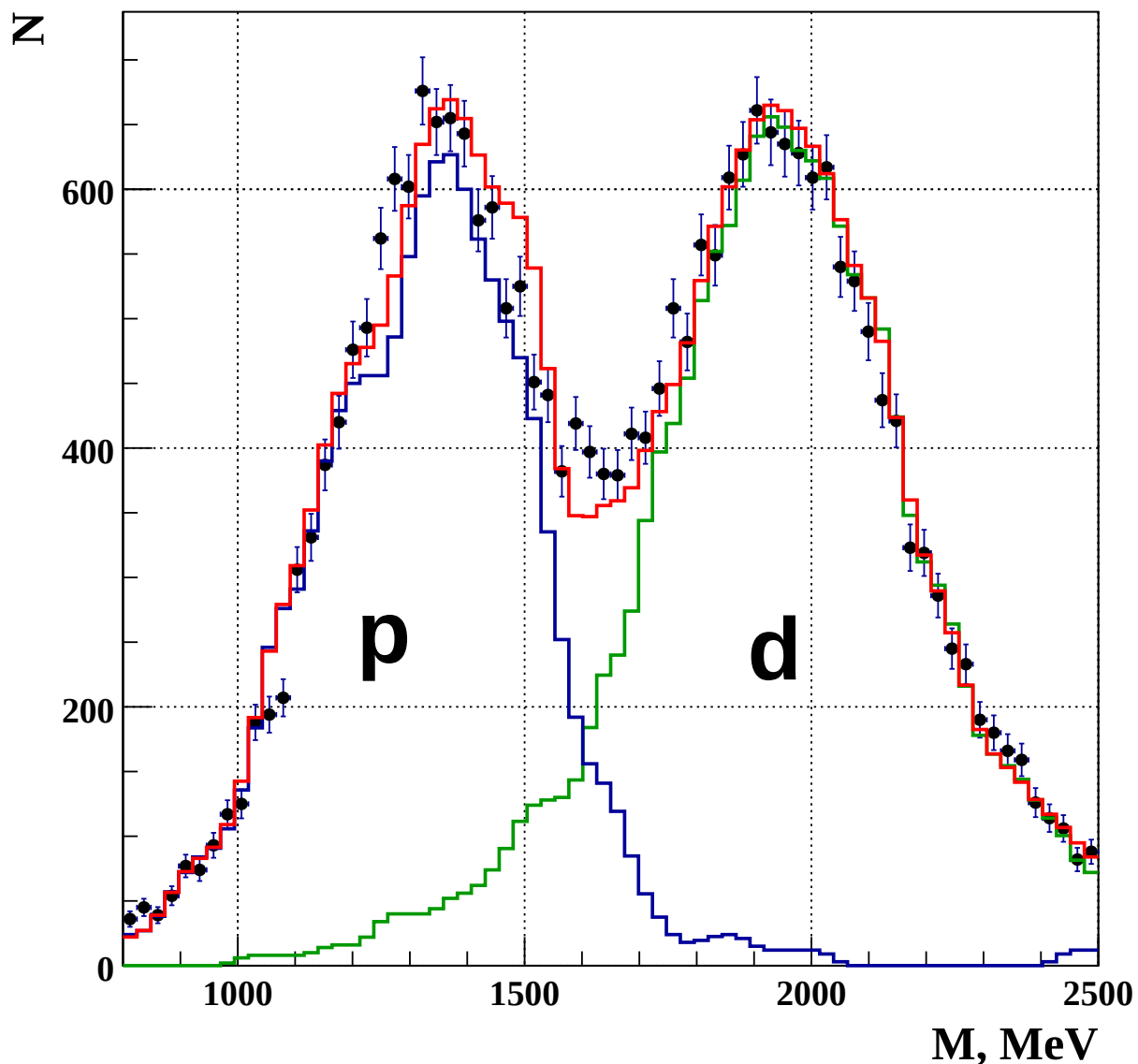


Рис. 4.4 – Распределение по восстановленной массе дейтронов для второго сцинтиллятора. Точки – эксперимент. Красная гистограмма – результаты моделирования в GEANT4 с генератором фотореакций GENBOS. Зеленая гистограмма – реакция $\gamma d \rightarrow d\pi^0$. Синяя гистограмма – фоновые реакции.

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:

$$M = \frac{2 \cdot T \cdot t^2}{L^2}, \quad (4.1)$$

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 генератора фотореакций GENBOS. На рисунках 4.3 и 4.4 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, лежит 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 оценен как:

- для дейтронов, зарегистрированных в первом сцинтилляторе, неотделимый фон составляет 1.8% при $M > 1650 \text{ МэВ}$.
- для дейтронов, зарегистрированных во втором сцинтилляторе, неотделимый фон составляет 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 $\gamma d \rightarrow d\pi^0\pi^0$ было взято из работы [117]. Выбор на этот источник пришелся по той причине, что теоретические предсказания с [117] хорошо согласуются с экспериментальными результатами, полученными относительно недавно в ELPN [118]. Результаты моделирования показывают, что неотделимый фон от реакции $\gamma d \rightarrow d\pi^0\pi^0$ в отобранную экспериментальную статистику составляет 2.3%.

4.3 Определение энергии дейтронов

Энергетическая калибровка сцинтилляционных детекторов производилась также, как и в 3.4. Для определения зависимости между начальной энергией

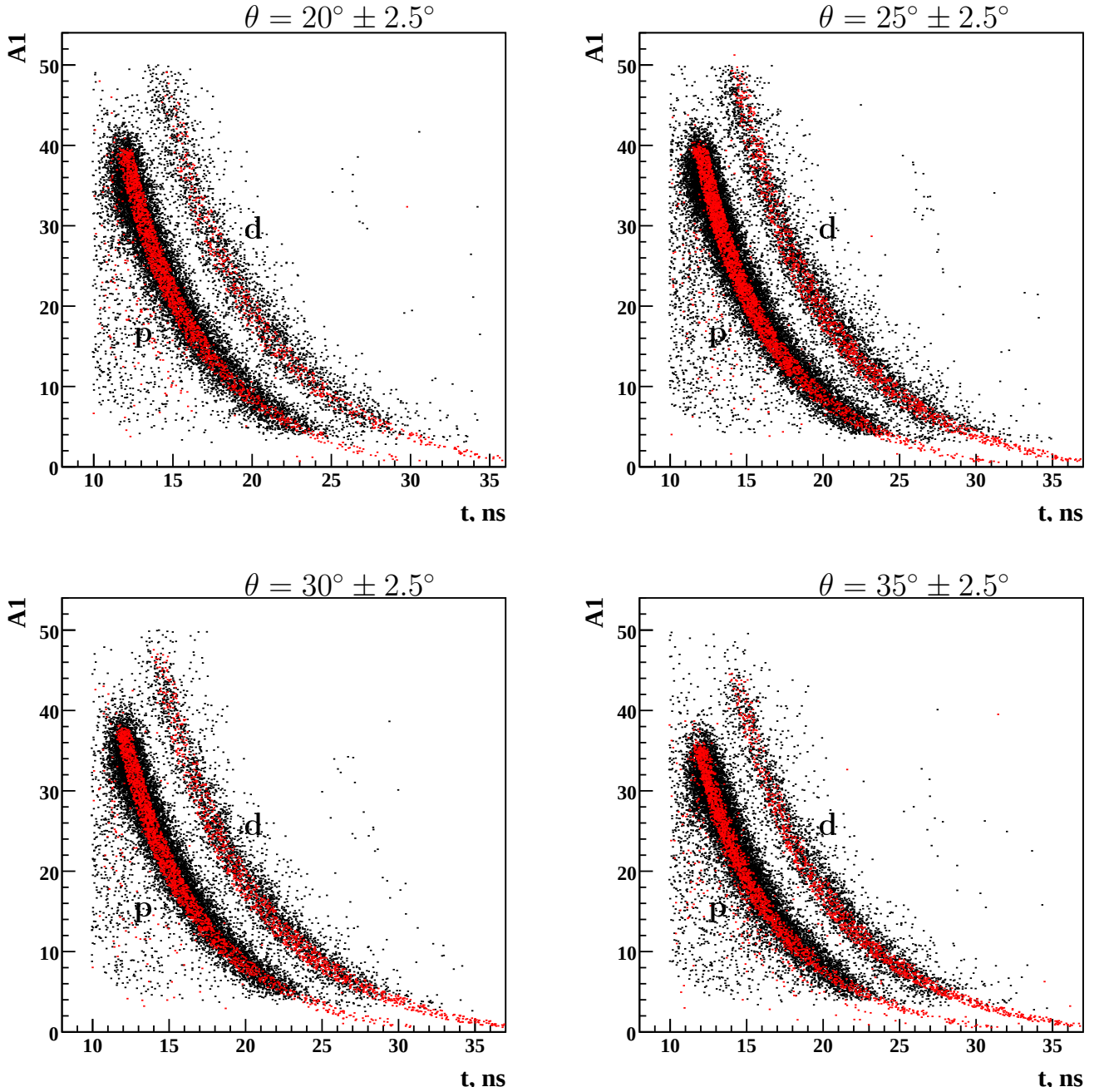


Рис. 4.5 – Распределение по световыходу в первом сцинтилляторе и времени пролета. Красные точки – результат моделирования. Черные – эксперимент.

дейтрона и световыходом проводилось моделирование потерь энергии прото-

нов и дейтронов с сцинтилляторах. Пересчет удельных ионизационных потерь в удельный световойход в процессе моделирования осуществлялся с помощью формулы Биркса (3.1). На рис. 4.5 приведены подогнанные экспериментальные

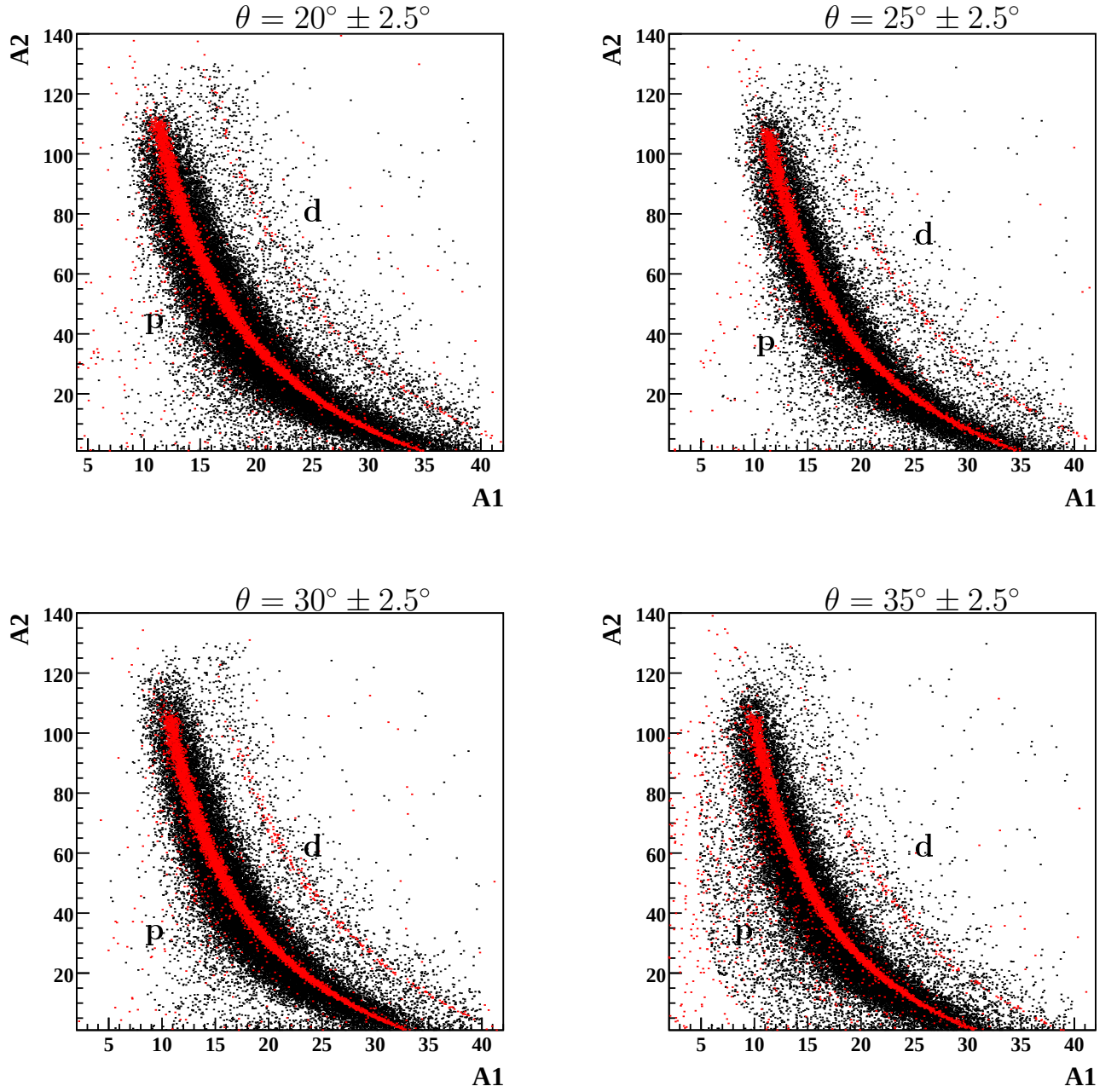


Рис. 4.6 – Распределение по световыходу в первом и втором сцинтилляторе. Красные точки – результат моделирования. Черные – эксперимент.

и расчетные распределения световыходов в первом сцинтилляторе и времени пролета для разных диапазонов полярных углов вылета протонов и дейтронов.

На рисунке 4.6 – распределения световых выходов в первом и втором сцинтилляторах. Для обоих рисунков $\phi = 0^\circ \pm 5^\circ$.

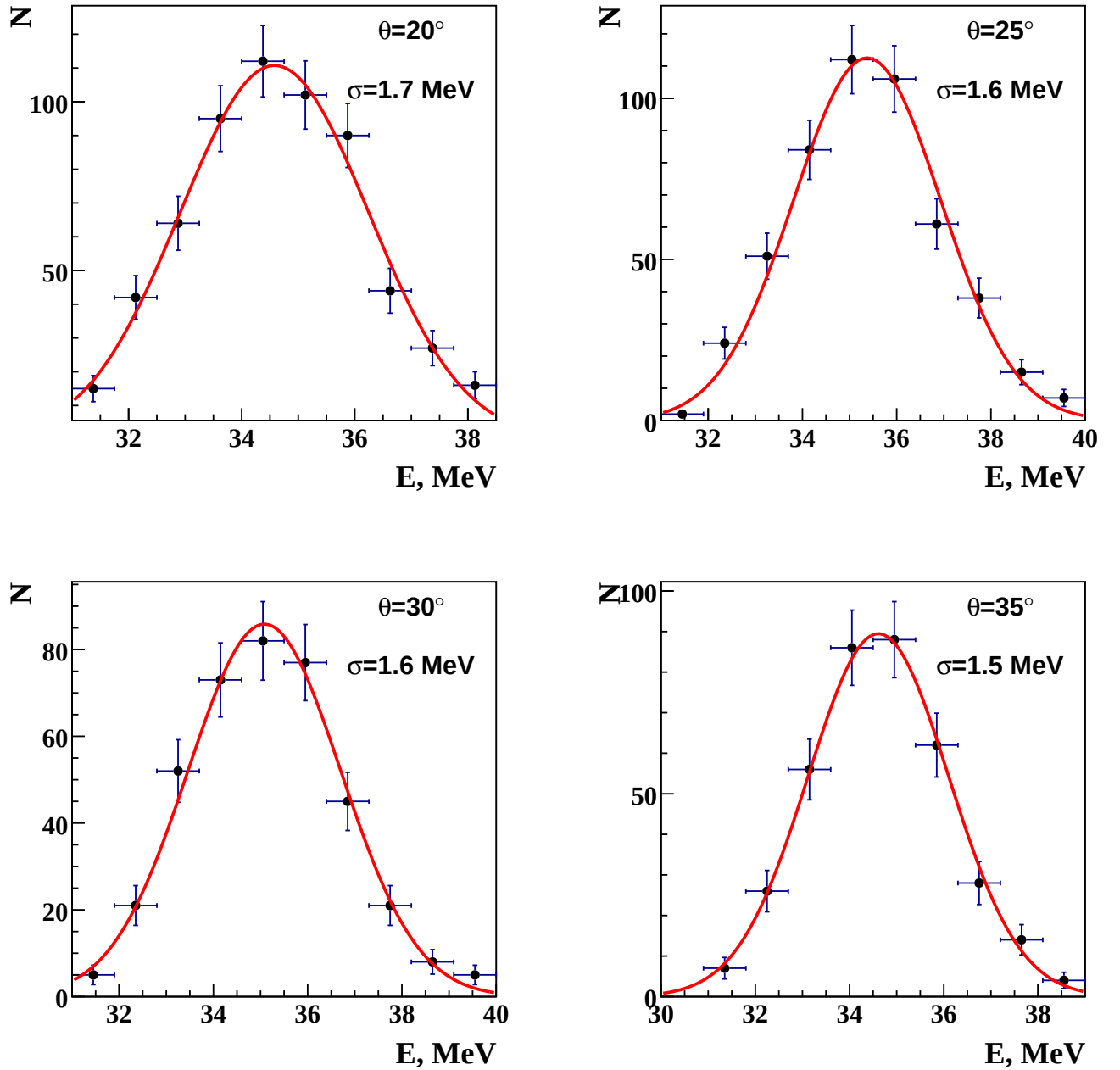


Рис. 4.7 – Оценка погрешности измерения энергии для протонов, остановившихся в первом сцинтилляторе, для разных полярных углов вылета.

Точность измерения энергии для частиц, полностью теряющих свою энергию в первом сцинтилляторе составляет 5% для протонов (рисунок 4.7) и 7% для дейтронов (рисунок 4.8). Точность измерения энергии для протонов, теряющих свою энергию во втором сцинтилляторе не хуже 12% (рисунок 4.9). Из-за

малой статистики нет возможности оценить точность измерения энергии для дейтронов во втором сцинтилляторе. Используя результаты оценки точности

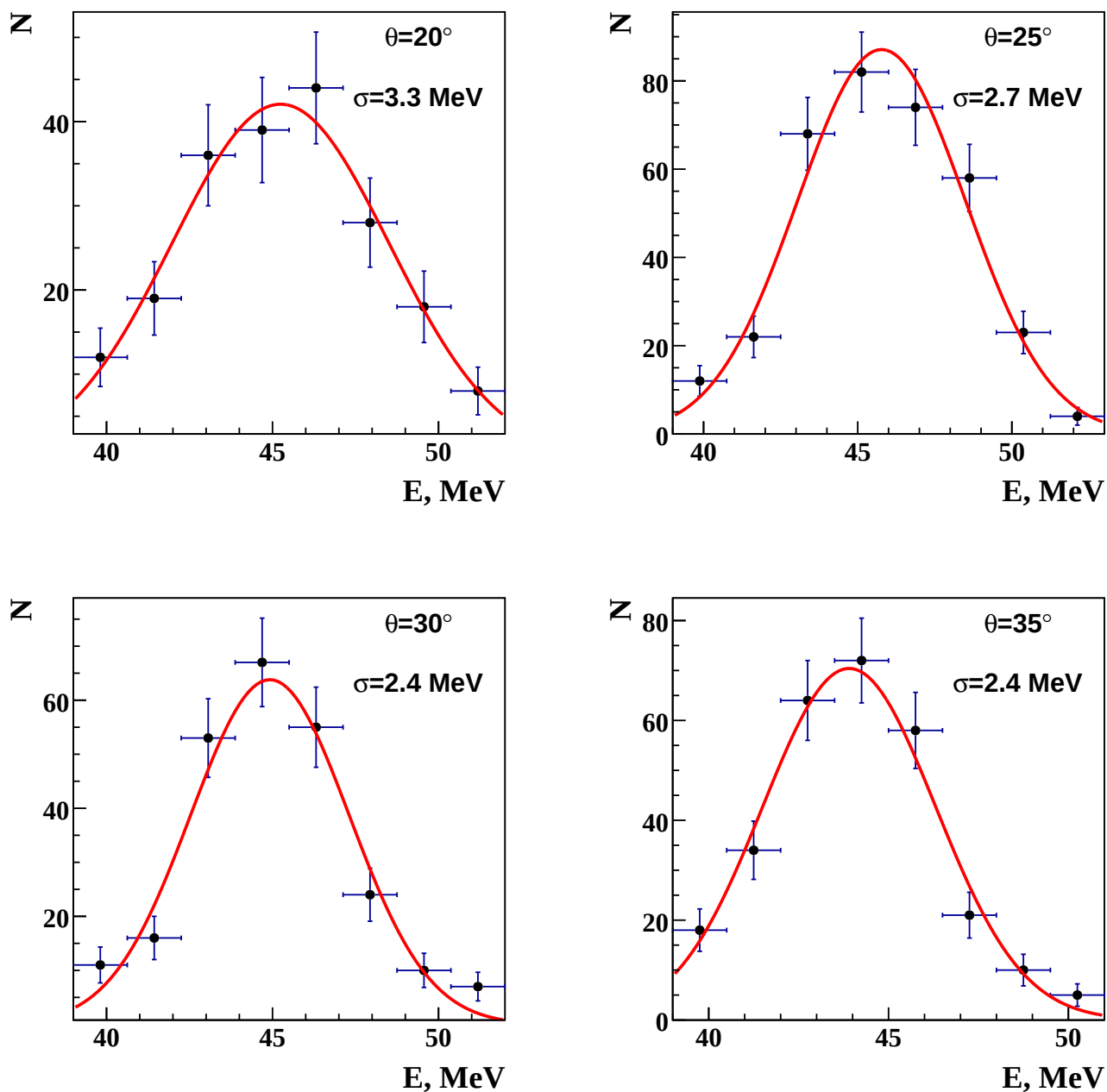


Рис. 4.8 – Оценка погрешности измерения энергии для дейтронов, остановившихся в первом сцинтилляторе.

восстановления энергии частиц в первом сцинтилляторе, можно сделать вывод, что точность измерения энергии дейтронов в 1.5 раза хуже, чем для протонов, что составляет 18%.

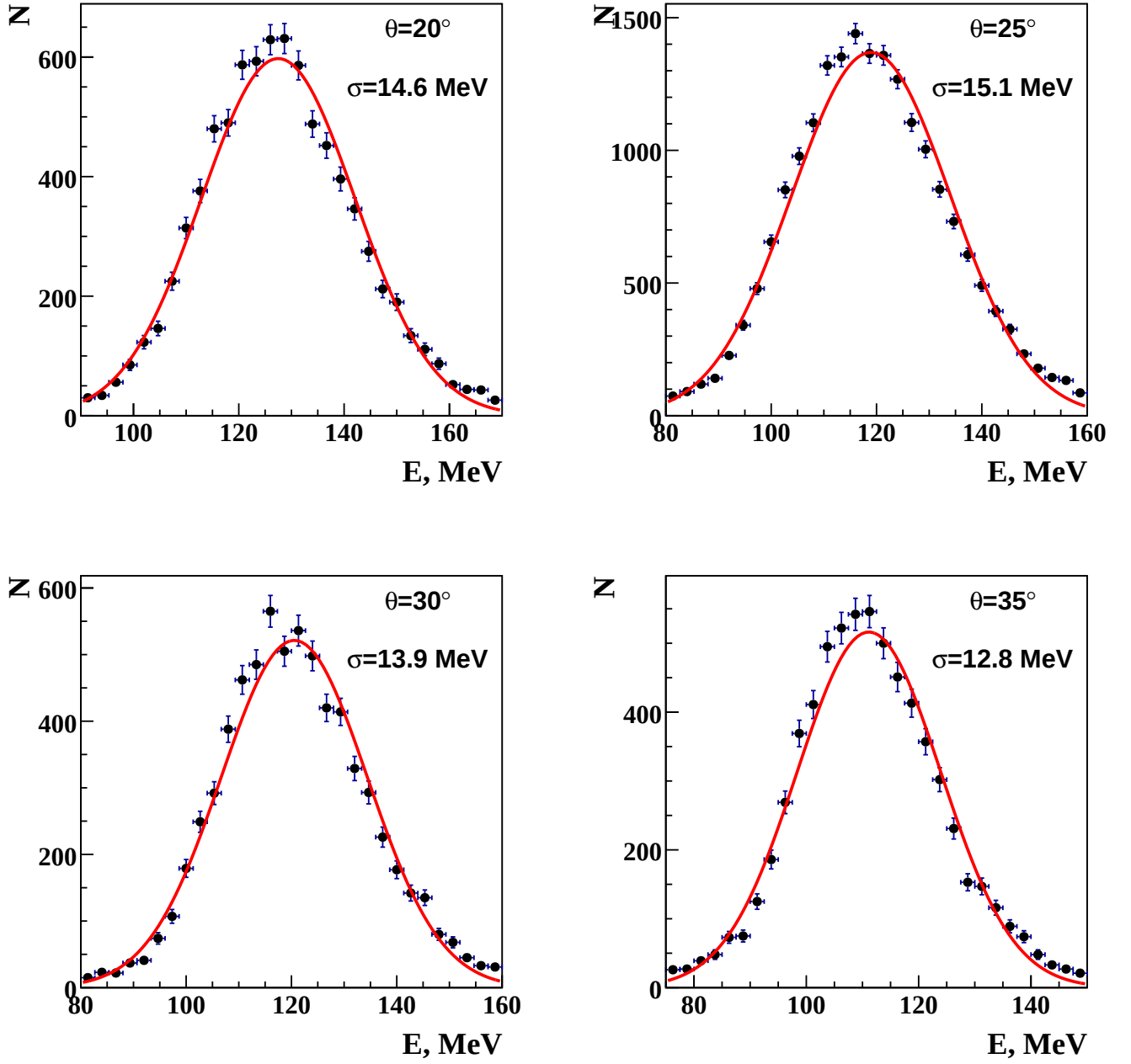


Рис. 4.9 – Оценка погрешности измерения энергии для протонов, остановившихся во втором сцинтилляторе.

4.4 Результаты измерения T_{20} для $\gamma d \rightarrow d\pi^0$

Дифференциальное сечение $d\sigma$ реакции $\gamma d \rightarrow d\pi^0$ на поляризованном дейтроне связано через компоненты анализирующей способности с дифференци-

альным сечением $d\sigma$ на неполяризованном дейтроне соотношением:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \cdot \left\{ 1 - \sqrt{\frac{3}{4}} \cdot P_z \sin(\theta_H) \cdot \sin(\phi_H) \cdot T_{11}(E_\gamma, \theta_\pi^{\text{cm}}) + \right. \\ \left. + \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot P_{zz} \cdot \left[\frac{3 \cos^2(\theta_H) - 1}{2} \cdot T_{20}(E_\gamma, \theta_\pi^{\text{cm}}) + \right. \right. \\ \left. + \sqrt{\frac{3}{8}} \cdot \sin(2\theta_H) \cdot \cos(\phi_H) \cdot T_{21}(E_\gamma, \theta_\pi^{\text{cm}}) + \right. \\ \left. \left. + \sqrt{\frac{3}{8}} \cdot \sin^2(\theta_H) \cdot \cos(2\phi_H) \cdot T_{22}(E_\gamma, \theta_\pi^{\text{cm}}) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (4.2)$$

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 вектором магнитного поля) и плоскостью реакции.

В нашем случае на протяжении накопления экспериментальной статистики $\theta_H \approx 0^\circ$ and $\phi_H \approx 90^\circ$. Таким образом, T_{20} компонента тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow d\pi^0$ определяется выражением:

$$T_{20} = \sqrt{2} \frac{N^+ - N^-}{P_{zz}^+ N^- - P_{zz}^- N^+}, \quad (4.3)$$

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 электроорождения мы рассматриваем как фоторождение квази-реальными фотонами. Полагая полярный угол рассеяния электрона равным нулю, и измеряя углы вылета и энергию дейтрона, мы полностью восстанавливаем 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:

$$E_\gamma = \frac{E_d M_d + M_\pi^2/2}{P_d \cos \theta_d - E_d}, \quad (4.4)$$

$$\theta_\pi^{\text{cm}} = \pi - \arctan \left(\frac{\sin \theta_d}{\gamma^{\text{cm}} (\cos \theta_d - \beta^{\text{cm}} (E_d + M_d)/P_d)} \right), \quad (4.5)$$

где

$$P_d = \sqrt{E_d(E_d + 2M_d)}, \quad (4.6)$$

$$\beta^{\text{cm}} = E_\gamma / (E_\gamma + M_d), \quad (4.7)$$

$$\gamma^{\text{cm}} = (E_\gamma + M_d) / \sqrt{M_d(M_d + 2E_\gamma)}. \quad (4.8)$$

Точность восстановления E_γ и θ_π^{cm} 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 рисунках 4.10 – 4.14. Для каждой точки показана статистическая ошибка и интервал усреднения. В нижней части рисунков приведена систематическая ошибка. Методика оценки систематической ошибки аналогична, как в 2.10. Полученные экспериментальные результаты сравниваются с разными теоретическими расчетами, а именно:

- А. Фикса [119] (длинный пунктир, синий цвет);
- М. Левчука [120] (сплошная линия, черный цвет);
- Е. Darvish [121] (точки, красный цвет);
- Р. Wilhelm и Н. Arenhovel [27, 122] (пункирная линия, сиреневый цвет);
- S.S. Kamalov, L. Tiator и С. Bennhold [28, 123, 124] (штрих-пунктирная линия, зеленый цвет).

Все авторы расчетов предоставили готовые результаты в виде точек.

Как видно из рисунка 4.10, наиболее точное описание результатов измерения для энергии фотона 260 МэВ наблюдается для моделей А. Фикса и М. Левчука [119, 120]. Очевидное несоответствие для энергии фотона 260 МэВ можно наблюдать только с результатами выполненных расчетов в рамках модели [121]. Амплитуда реакции в [119–121] рассчитывается в плосковолновом приближении (PWIA) с использованием реалистичных моделей для оператора фоторождения пиона и волновой функции дейтрона. В модели М. Левчука [120] был использован мультипольный анализ SAID для оператора фоторождения пиона, а для волновой функции дейтрона был использован Боннский NN -потенциал. В расчетах А. Фикса [119], был использован парциальный волновой анализ MAID-2007 и Парижский NN -потенциал. Модель [121] также основана на PWIA, в которой приняты реалистичный и высокоточный Боннский NN -потенциал

(полная модель) для волновой функции дейтрона и модель унитарной изобары MAID-2007 для элементарной амплитуды фоторождения пиона.

Экспериментальные данные для энергии фотонов 340 МэВ также хорошо описаны в рамках моделей [119–121]. Однако в этом случае экспериментальные данные и результаты расчетов, выполненных в рамках моделей [27, 28, 122–124], демонстрируют систематическое расхождение. Модель [27, 122] основана на непертурбативном анализе с учетом двухчастичных и трехчастичных каналов. В модели [28, 123, 124] использовалось микроскопическое описание в импульсном пространстве, а взаимодействие в конечном состоянии учитывалось в приближении многократного рассеяния. Увеличение энергии фотонов до 400 МэВ приводит к плохому согласованию экспериментальных данных со всеми теоретическими расчетами.

На рисунках 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. В то же время согласие быстро спадает при энергии фотона $E_\gamma > 320$ МэВ.

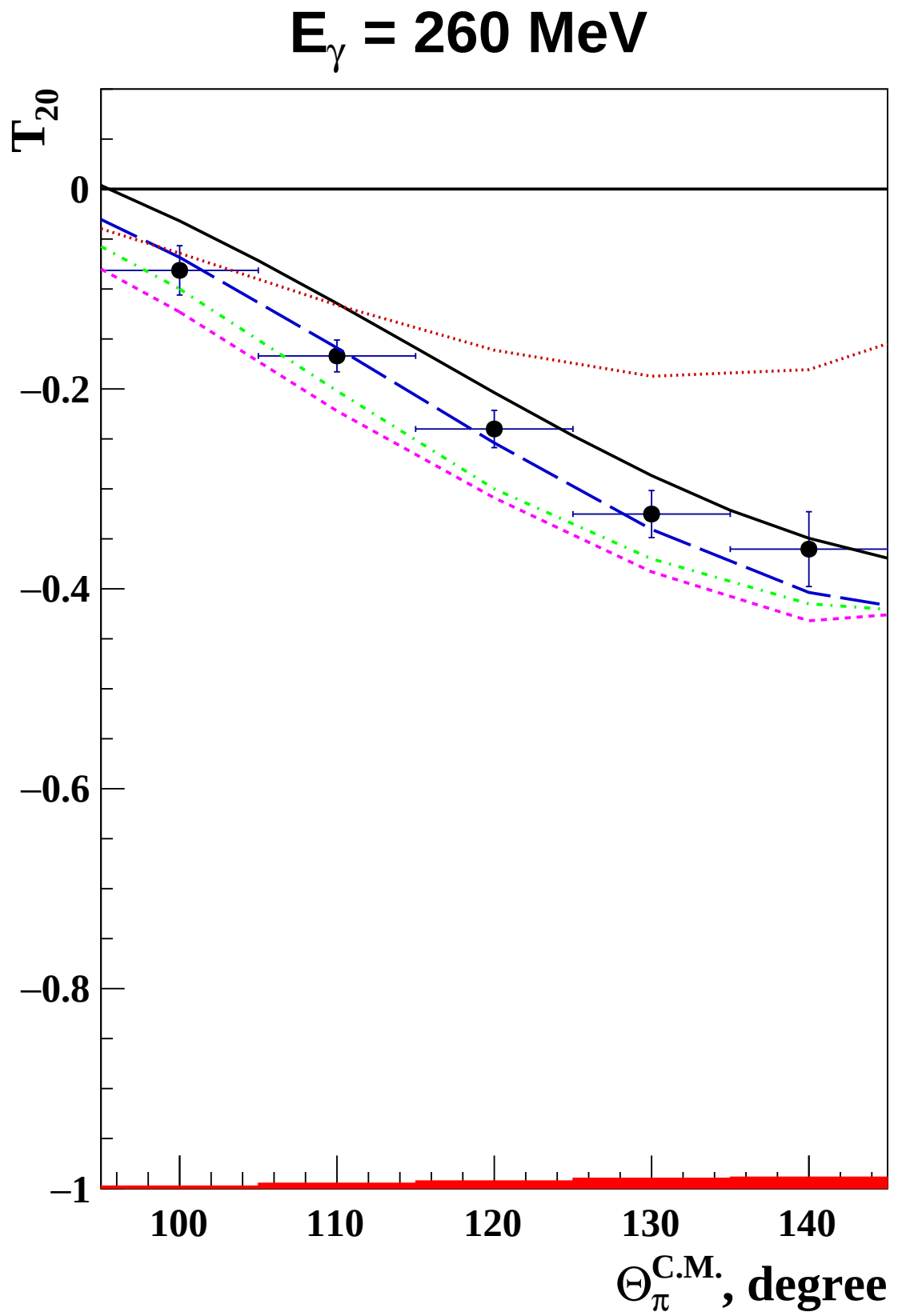


Рис. 4.10 – Зависимость T_{20} от $\Theta_\pi^{c.m.}$ для $E_\gamma = 260 \text{ MeV}$.

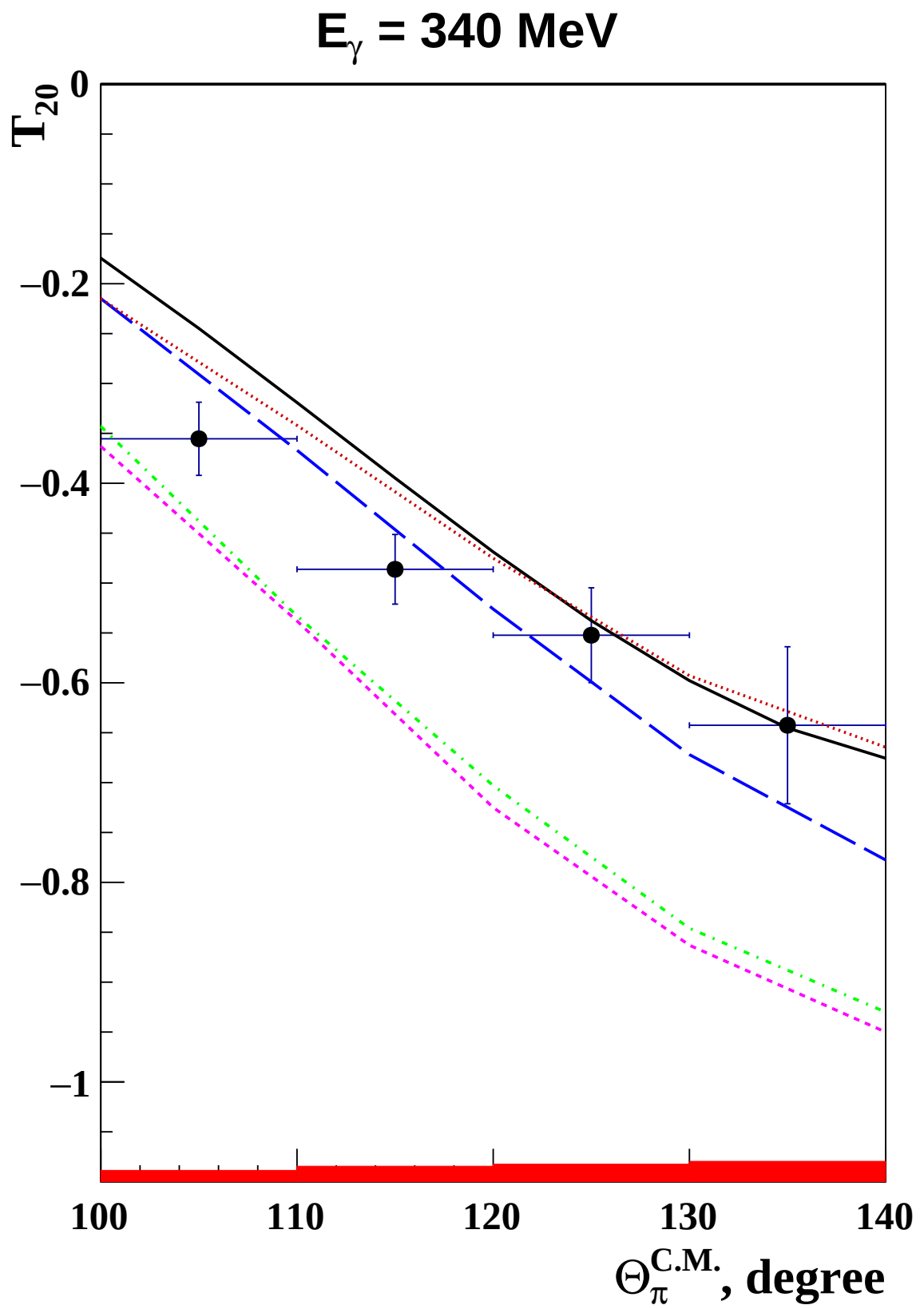


Рис. 4.11 – Зависимость T_{20} от $\Theta_\pi^{c.m.}$ для $E_\gamma = 340 \text{ MeV}$.

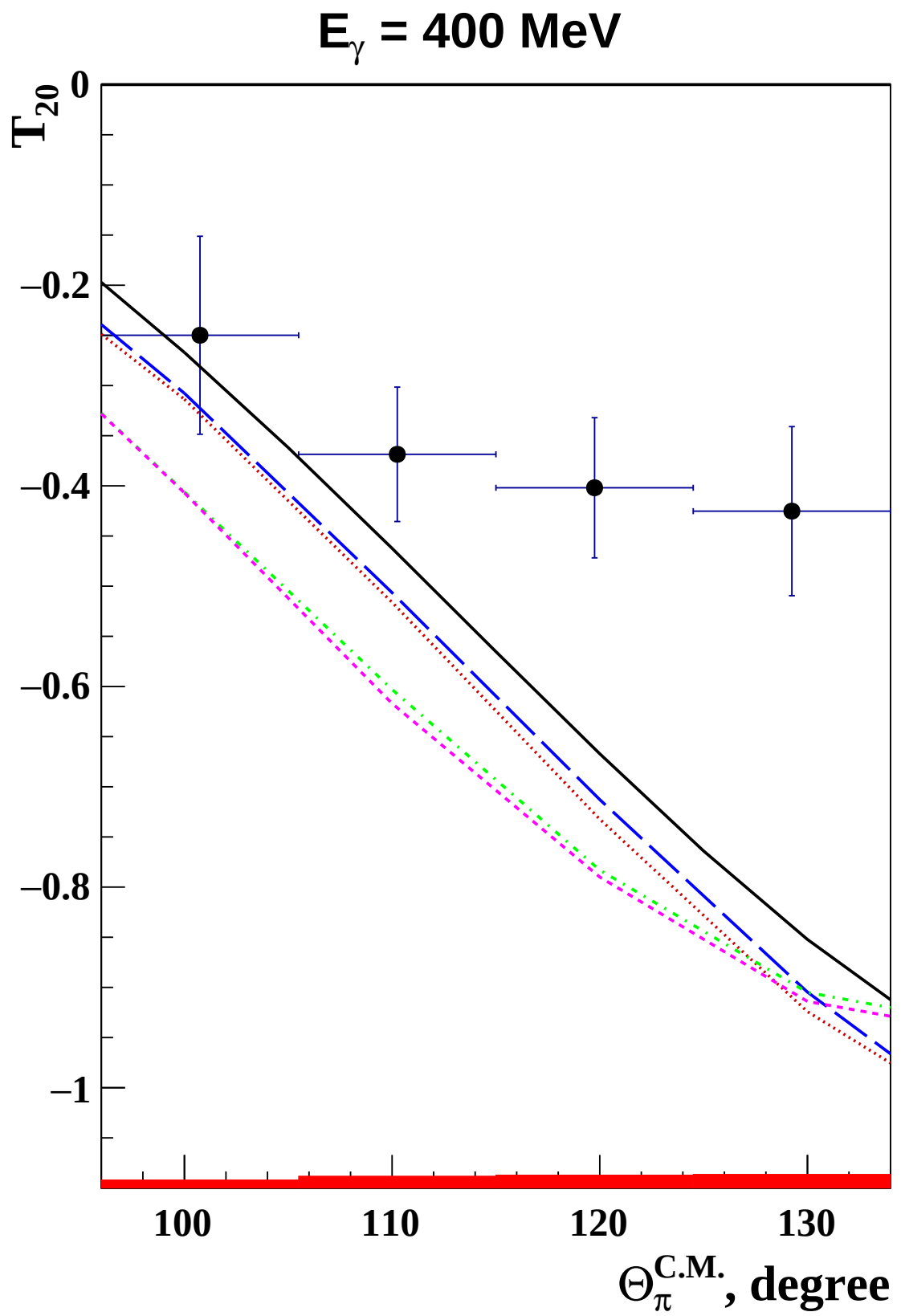


Рис. 4.12 – Зависимость T_{20} от $\Theta_\pi^{c.m.}$ для $E_\gamma = 400 \text{ MeV}$.

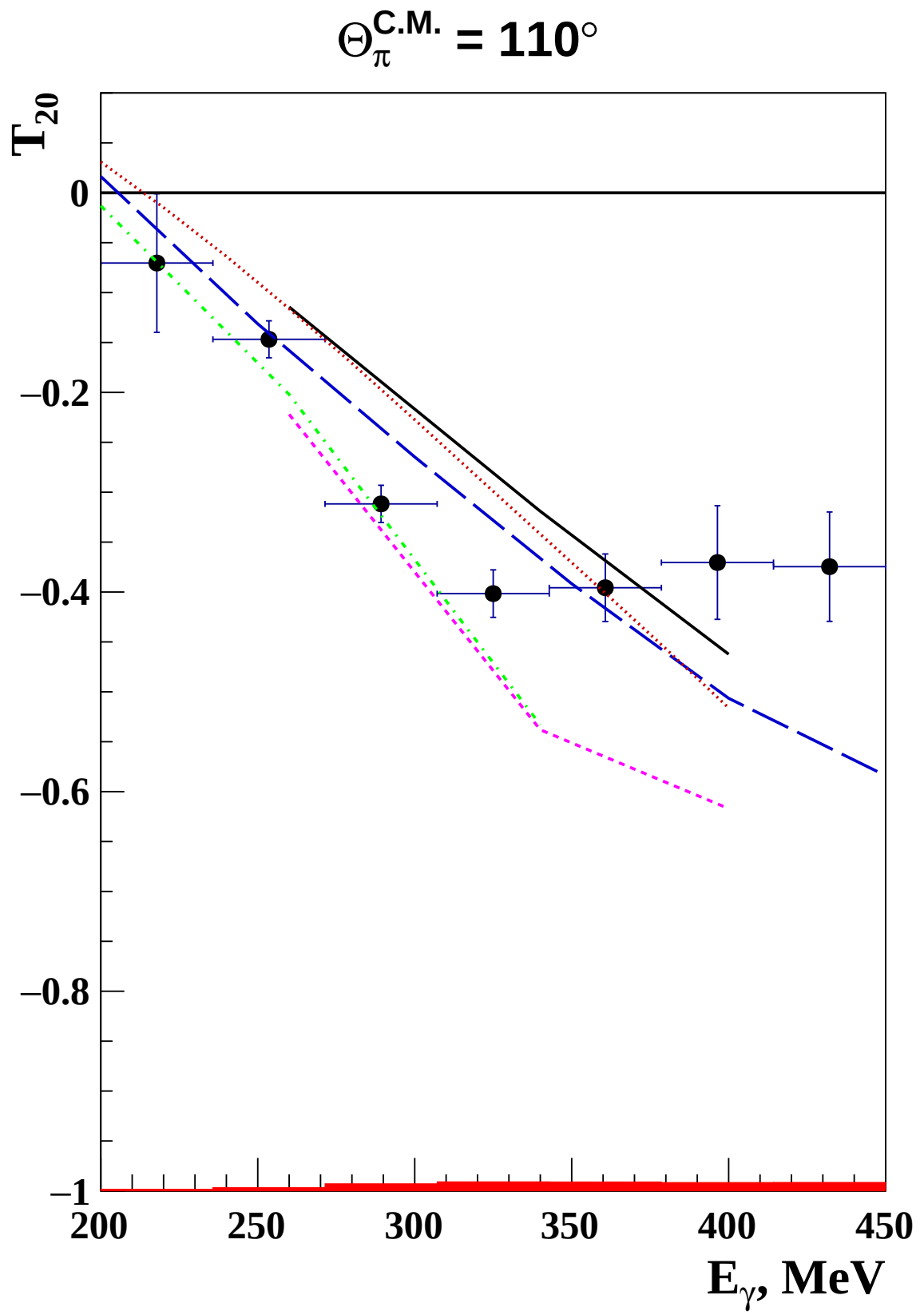


Рис. 4.13 – Зависимость T_{20} от E_{γ} для $\Theta_{\pi}^{c.m.} = 110^{\circ}$.

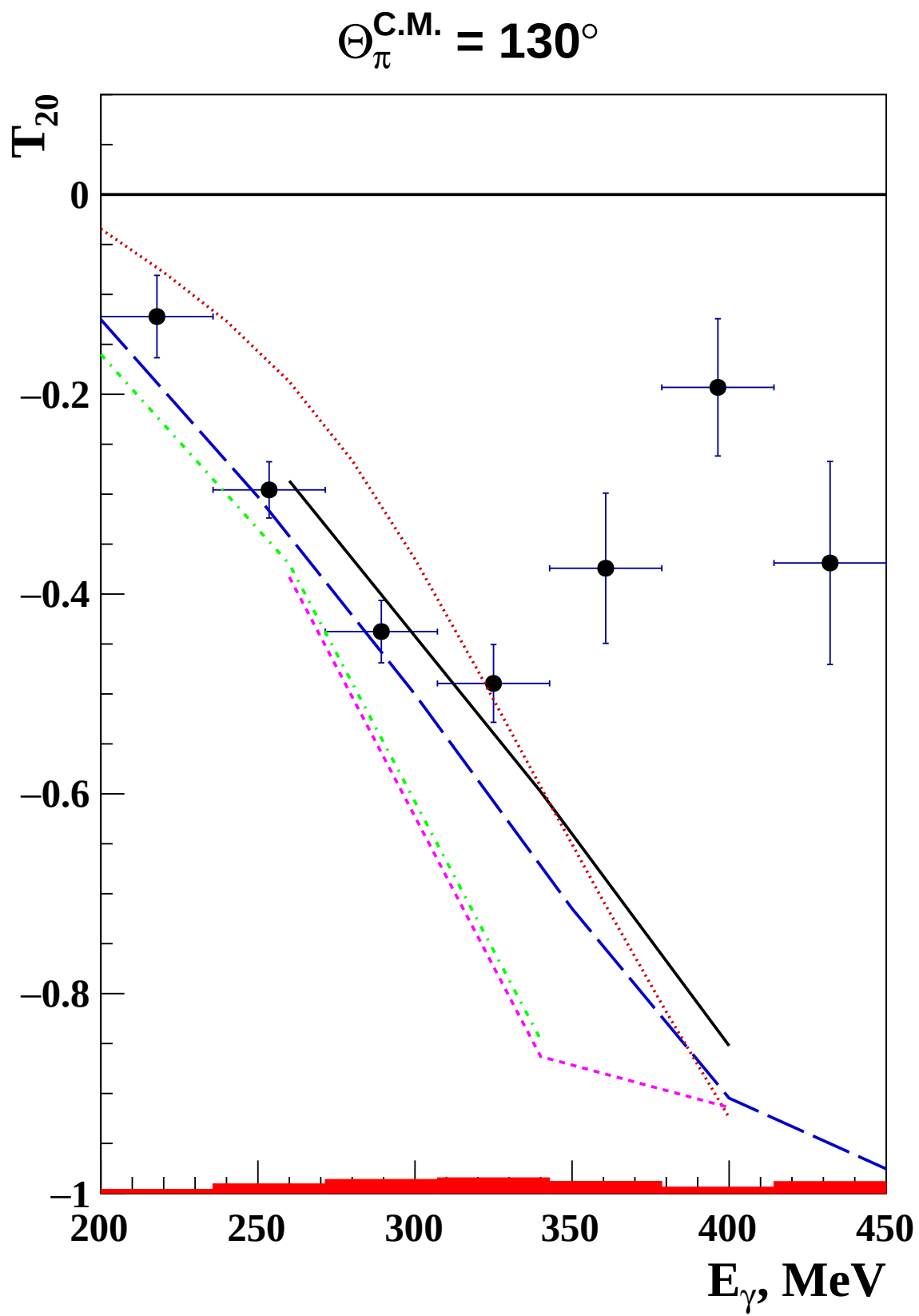


Рис. 4.14 – Зависимость T_{20} от E_{γ} для $\Theta_{\pi}^{c.m.} = 130^{\circ}$.

4.5 Заключение по главе

Впервые проведены точные измерения T_{20} компоненты тензорной анализирующей способности когерентного π^0 -фоторождения на дейтроне в диапазоне энергий фотонов от 200 до 450 МэВ и полярного угла центра масс вылета пиона от 100° до 140° . Полученные сравниваются с расчетами, выполненными в рамках различных теоретических моделей. В целом удовлетворительное согласие с теоретическими расчетами достигается при энергиях фотонов ниже 270 МэВ. В то же время увеличение энергии фотонов и рост угла вылета пионов в системе центра масс приводят к ухудшению согласованности между теорией и экспериментом. В частности, результаты измерения существенно ниже по сравнению с расчетами, полученными в рамках теоретических моделей [27, 28, 119–124] для высоких энергий фотонов.

Заключение

Основные результаты диссертационной работы:

- Проведен анализ экспериментальных данных по измерению двойной поляризационной асимметрии реакции $\vec{\gamma}\vec{d} \rightarrow pp\pi^-$. Из накопленной экспериментальной статистики выделены тройные $ep\pi$ совпадения. Проведена энергетическая калибровка сцинтилляционных детекторов для регистрации протонов. Полученные результаты измерения двойной поляризационной асимметрии сравниваются с теоретическими расчетами, выполненными в импульсном приближении. Из сравнения видно, что учет нуклон-нуклонного и пион-нуклонного перерассеяния приводит к значительному улучшению согласия теории и эксперимента.
- 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.
- 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

В заключении хочется выразить особую благодарность своему научному консультанту, Александру Ивановичу Фиксу, а также Дмитрию Митро-

фановичу Николенко и Игорю Анатольевичу Рачеку за их неоценимую помощь.

Отдельную благодарность за помощь и сотрудничество я хочу выразить своему коллеге, Алексею Юрьевичу Логинову.

Я благодарен всем действующим и бывшим сотрудникам группы “ДЕЙ-ТРОН” за многолетнюю совместную работу.

Литература

1. *Lee F.X., Leinweber D.B.* Negative parity baryon spectroscopy // *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*. — 1999. — Vol. 73. — P. 258.
2. *Saski S.* The Parity partner of the nucleon in quenched QCD with domain wall fermions // *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*. — 2000. — Vol. 83-84. — P. 206.
3. *Richards D.G.* N^* spectrum using an $O(\alpha)$ improved fermion action // *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*. — 2001. — Vol. 94. — P. 269.
4. *Lee F.X., Leinweber D.B., Zhou D.B. et al.* N^* masses from an anisotropic lattice QCD action // *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*. — 2002. — Vol. 106. — P. 248.
5. *Gell-Mann M.* A Schematic Model of Baryons and Mesons // *Physics Letters*. — 1964. — Vol. 8. — P. 214.
6. *Greenberg O.W.* Spin and Unitary Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons // *Physical Review Letters*. — 1964. — Vol. 13. — P. 598.
7. *Copley L.A., Karl G., Obryk E.* Single pion photoproduction in the quark model // *Nuclear Physics B*. — 1969. — Vol. 13. — P. 303.
8. *Feynman R.P., Kislinger M., Ravndal F.* Current matrix elements from a relativistic quark model // *Physical Review D*. — 1971. — Vol. 3. — P. 2706.
9. *Koniuk R., Isgur N.* Baryon Decays in a Quark Model with Chromodynamics // *Physical Review D*. — 1980. — Vol. 21. — P. 1868.
10. *Capstick S., Roberts W.* Quark models of baryon masses and decays // *Progress of Particle and Nuclear Physics*. — 2000. — Vol. 45. — P. 241.
11. Pion - nucleon partial wave amplitudes / R.E. Cutkosky, C.P. Forsyth, R.E. Hendrick, R.L. Kelly // *Physical Review D*. — 1979. — Vol. 20. — P. 2839.

12. *Koch R., Pietarinen E.* Low-energy πN partial wave analysis // *Nuclear Physics B*. — 1980. — Vol. 336. — P. 331.
13. *Manley D.M., Saleski E.M.* Multichannel resonance parametrization of πN scattering amplitudes // *Physical Review D*. — 1992. — Vol. 45. — P. 4002.
14. Updated analysis of πN elastic scattering data to 2.1 GeV: The Baryon spectrum / R.A. Arndt, I.I. Strakovsky, R.L. Workman, M.M. Pavan // *Physical Review C*. — 1995. — Vol. 52. — P. 2120.
15. *Vrana T.P., Dytman S.A., Lee T.S.H.* Baryon resonance extraction from πN data using a unitary multichannel model // *Physics Reports*. — 2000. — Vol. 328. — P. 181.
16. *Bianchi N., Muccifora V., De Sanctis E. et al.* Total hadronic photoabsorption cross-section on nuclei in the nucleon resonance region // *Physical Review C*. — 1996. — Vol. 54. — P. 1688.
17. *Koniuk R., Isgur N.* Where have all the resonances gone? An analysis of baryon couplings in a quark model with chromodynamics // *Physical Review Letters*. — 1980. — Vol. 44. — P. 845.
18. *Capstick S., Roberts W.* Quasi two-body decays of nonstrange baryons // *Physical Review D*. — 1994. — Vol. 49. — P. 4570.
19. *Chew G.F., Lewis H.W.* A phenomenological treatment of photomeson production from deuterons // *Phys. Rev.* — 1951. — Vol. 84. — P. 779.
20. *Lax M., Feshbach H.* Photoproduction of mesons in deuterium // *Phys. Rev.* — 1952. — Vol. 88. — P. 509.
21. *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.
22. *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.

23. *Laget J.M.* Pion photoproduction on few body systems // *Phys. Rep.* — 1981. — Vol. 69. — P. 1.
24. *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.
25. Incoherent pion photoproduction on the deuteron in the first resonance region / M.I. Levchuk, A.Yu. Loginov, A.A. Sidorov, V.N. Stibunov // *Phys. Rev. C.* — 2006. — Vol. 74. — P. 014004.
26. Helicity dependence and contribution to the Gerasimov-Drell-Hearn sum rule of the $\vec{\gamma} \vec{d} \rightarrow \pi NN$ reaction channels in the energy region from threshold up to the $\Delta(1232)$ resonance / E.M. Darwish, C. Fernandez-Ramirez, E. Moya de Guerra, J.M. Udias // *Physical Review C.* — 2007. — Vol. 76. — P. 044005.
27. *Wilhelm P., Arenhovel H.* Rescattering effects in coherent pion photoproduction on the deuteron in the Δ resonance region // *Nucl. Phys. A.* — 1996. — Vol. 609. — P. 469.
28. *Kamalov S.S., Tiator L., Bennhold C.* Elastic pion scattering on the deuteron in a multiple scattering model // *Phys. Rev. C.* — 1997. — Vol. 55. — P. 98.
29. *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.
30. *Walcher Th.* The Mainz microtron facility MAMI // *Progress in Particle and Nuclear Physics.* — 1990. — Vol. 24. — P. 189.
31. *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.
32. *Siodlaczek U., Achenbach P., Ahrens J. et al.* Measurement of coherent and incoherent π^0 photoproduction off the deuteron with tagged photons up to the Δ region // *Nucl. Phys. A.* — 2000. — Vol. 428. — Pp. 663–664.

33. *Siodlaczek U., Achenbach P., Ahrens J. et al.* Search for narrow dibaryon resonances in neutral pion photoproduction from the deuteron // *Eur. Phys. J. A.* — 2000. — Vol. 9. — P. 309.
34. *Kleber V., Achenbach P., Ahrens J. et al.* Double π^0 -photoproduction from the deuteron // *Eur. Phys. J. A.* — 2000. — Vol. 9. — P. 1.
35. *Anthony I., Kellie J.D., Hall S.J. et al.* Design of a tagged photon spectrometer for use with the Mainz 840 MeV microtron // *Nucl. Inst. Meth. A.* — 1991. — Vol. 301. — P. 230.
36. *Novotny R.* The BaF_2 Photon Spectrometer TAPS // *IEEE Transactions on Nuclear Science.* — 1991. — Vol. 38. — P. 379.
37. *Mecking B.A., Adams G., Ahmad S. et al.* The CEBAF large acceptance spectrometer (CLAS) // *Nucl. Inst. Meth. A.* — 2003. — Vol. 503. — P. 513.
38. *Ilieva Y., Berman B.L., Kudryavtsev A.E. et al.* Evidence for a backward peak in the $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ cross section near the η threshold // *Eur. Phys. J. A.* — 2010. — Vol. 43. — P. 261.
39. *Sober D.I., Crannell H., Longhi A. et al.* Bremsstrahlung tagged photon beam in Hall B at JLab // *Nucl. Inst. Meth. A.* — 2000. — Vol. 440. — P. 263.
40. *Mattione P.T., Carman D.S., Strakovsky I.I. et al.* Differential cross section measurements for $\gamma n \rightarrow p\pi^-$ above the first nucleon resonance region // *Physical Review C.* — 2017. — Vol. 96. — P. 035204.
41. *Benz P., Broun O., Butenschon H. et al.* 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 // *Nuclear Physics B.* — 1973. — Vol. 65. — P. 158.
42. *Besch H.-J., Krautschneider F., Sternemann K.-P. et al.* Photoproduction of charged pions from deuterium at gamma energies from 900 to 1.800 MeV and pion angles between 65° and 125° // *Z. Phys. C.* — 1982. — Vol. 16. — P. 1.

43. Rossi V., Piazza A., Susinno G. et al. Analysis of the reaction $\gamma + n \rightarrow p + \pi^-$ in the first and second resonance regions // *Nuovo Cimento A.* — 1973. — Vol. 13. — P. 59.
44. Asai M., Endo I., Harada M. et al. Total cross section for the $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$ reaction between 380 and 840 MeV // *Physical Review C.* — 1990. — Vol. 42. — P. 837.
45. Paudyal D., Martel P.P., Huber G.M. et al. Extracting the spin polarizabilities of the proton by measurement of Compton double-polarization observables // *Physical Review C.* — 2020. — Vol. 102. — P. 035205.
46. Sokhoyan V., Prakhov S., Fix A. et al. Measurement of the beam-helicity asymmetry in photoproduction of $\pi^0\eta$ pairs on carbon, aluminum, and lead // *Physics Letters B.* — 2020. — Vol. 802. — P. 135243.
47. Bashkanov M., Kay S., Watts D.P. et al. Deuteron photodisintegration by polarized photons in the region of the $d^*(2380)$ // *Physics Letters B.* — 2019. — Vol. 789. — P. 7.
48. Dieterle M., Witthauer L., Cividini F. et al. First measurement of the polarization observable E and helicity-dependent cross sections in single π^0 photoproduction from quasi-free nucleons // *Physics Letters B.* — 2017. — Vol. 770. — P. 523.
49. Sokhoyan V., Downie E.J., Mornacchi E. et al. Determination of the scalar polarizabilities of the proton using beam asymmetry Σ_3 in Compton scattering // *European Physical Journal A.* — 2017. — Vol. 53. — P. 14.
50. Hartmann J., Dutzb H., Anisovicha A.V. et al. The polarization observables T, P, and H and their impact on $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ multipoles // *Physics Letters B.* — 2015. — Vol. 748. — P. 212.
51. Avakian H., Burkert V.D., Elouadrhiri L. et al. Measurement of beam-spin asymmetries for π^+ electroproduction above the baryon resonance region // *Physical Review D.* — 2004. — Vol. 69. — P. 112004.

52. *Strauch S., Berman B.L., Adams G. et al.* Beam-helicity asymmetries in double-charged-pion photoproduction on the proton // *Physical Review Letters*. — 2005. — Vol. 95. — P. 162003.
53. *Chen S., Avakian H., Burkert V.D. et al.* Measurement of deeply virtual compton scattering with a polarized-proton target // *Physical Review Letters*. — 2006. — Vol. 97. — P. 072002.
54. *Masi R.D., Garcon M., Zhao B. et al.* Measurement of $ep \rightarrow ep\pi^0$ beam spin asymmetries above the resonance region // *Physical Review C*. — 2008. — Vol. 77. — P. 042201.
55. *Biselli A.S., Burkert V.D., Amarian M.J. et al.* First measurement of target and double spin asymmetries for $ep \rightarrow ep\pi^0$ in the nucleon resonance region above the $\Delta(1232)$ // *Physical Review C*. — 2008. — Vol. 78. — P. 045204.
56. *Avakian H., Bosted P., Burkert V.D. et al.* Measurement of single- and double-spin asymmetries in deep inelastic pion electroproduction with a longitudinally polarized target // *Physical Review Letters*. — 2010. — Vol. 105. — P. 262002.
57. *Aghasyan M., Avakian H., Rossi P. et al.* Precise measurements of beam spin asymmetries in semi-inclusive π^0 production // *Physics Letters B*. — 2011. — Vol. 704. — P. 397.
58. *Dmitriev V.F., Nikolenko D.M., Popov S.G. et al.* First measurement of the asymmetry in electron scattering by a jet target of polarized deuterium atoms // *Phys. Lett. B*. — 1985. — Vol. 157. — P. 143.
59. *Войцеховский Б.Б., Николенко Д.М., Оспанов К.Т. и др.* Асимметрия в реакции $d(e, e'd)$ при переданном импульсе 1-1.5 Φ^{-1} // *Письма в ЖЭТФ*. — 1986. — Т. 43. — С. 567.
60. *Mostovoy M.V., Nikolenko D.M., Ospanov K.T. et al.* The measurement of the asymmetry of tensor-polarized deuteron electrodisintegration at 180 MeV electron energy // *Phys. Lett. B*. — 1987. — Vol. 188. — P. 181.

61. *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.
62. *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.
63. *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.
64. *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/rs101004236291/rs101004236291.pdf>.
65. *Николенко Д.М., Барков Л.М., Дмитриев В.Ф. и др.* Измерение компонент тензорной анализирующей способности реакции когерентного фоторождения π^0 -мезона на дейтроне // *Письма в ЖЭТФ.* — 2009. — Т. 89, № 9. — С. 518.
66. *Levchuk M.I.* Deuteron photodisintegration in the diagrammatic approach // *Few-Body Systems.* — 1995. — Vol. 19. — P. 77.
67. *Gauzshtein V.V., Darwish E.M., Kuzin M.Y. et al.* Measurement of the tensor analyzing power T_{20} for the reaction $\gamma d \rightarrow d\pi^0$ // *Eur. Phys. J. A.* — 2020. — Vol. 56. — P. 169.
68. *Gauzshtein V.V., Levchuk M.I., Loginov A.Y. et al.* Measurement of the tensor analyzing power T_{20} of the reaction $\gamma d \rightarrow d\pi^0$ // *Int. J. Mod. Phys. E.* — 2020. — Vol. 29. — P. 2050011.

69. *Lukonin S.E., Gauzshtein V.V., Levchuk M.I. et al.* Measurement of tensor analyzing power components for the incoherent π^0 -meson photoproduction on a deuteron // *Nucl. Phys. A.* — 2019. — Vol. 986. — P. 75.
70. *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.
71. *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.
72. *Луконин С.Е., Гауштейн 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.
73. *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.
74. *Гауштейн В.В., Зеваков С.А., Левчук М.И. и др.* Измерение компонент тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ в области малых энергий протонов // *Известия вузов. Физика.* — 2018. — Т. 61, № 7. — С. 119.
75. *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.
76. *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.
77. *Гауштейн В.В., Грамолин А.В., Зеваков С.А. и др.* Спектр виртуальных фотонов в реакции электророждения отрицательно заряженных пионов на дейтронах // *Известия вузов. Физика.* — 2017. — Т. 60, № 7. — С. 85.

78. *Rachek I.A., Dmitriev V.F., Dusaev R.R. et al.* Measurement of tensor analyzing power T_{20} in coherent π^0 photoproduction on deuteron // *Few-Body Systems.* — 2017. — Vol. 58. — P. 29.
79. *Гауштейн В.В., Грамолин А.В., Василишин Б.И. и др.* Экспериментальное исследование компонент тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow p p \pi^-$ // *Известия вузов. Физика.* — 2016. — Т. 59, № 6. — С. 100.
80. *Гауштейн В.В., Зеваков С.А., Логинов А.Ю. и др.* Измерение компонент тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow p p \pi^-$ при больших импульсах протонов // *Ядерная Физика.* — 2015. — Т. 78, № 1-2. — С. 3–11.
81. *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.
82. *Зеваков С.А., Гауштейн В.В., Головин Р.А. и др.* Измерение компоненты тензорной анализирующей способности T_{20} когерентного фоторождения нейтрального пиона на тензорно-поляризованном дейтроне на накопителе ВЭПП-3 // *Известия Российской академии наук. Серия физическая.* — 2015. — Т. 79, № 7. — С. 958.
83. *Зеваков С.А., Гауштейн В.В., Головин Р.А. и др.* Когерентное фоторождение нейтрального пиона на тензорно-поляризованном дейтроне на накопителе ВЭПП-3 // *Известия Российской академии наук. Серия физическая.* — 2014. — Т. 78, № 7. — С. 826.
84. *Гауштейн В.В., Дусаев Р.Р., Логинов А.Ю. и др.* Образование отрицательных заряженных пионов на дейтроне квазиреальными фотонами // *Известия вузов. Физика.* — 2013. — Т. 56, № 8. — С. 25.
85. *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.

86. *Holt R.J.* // *Proc. Workshop on Polarized Targets in Storage Rings, Argonne, IL.* — 1984. — P. 103.
87. *Дешман С.* Научные основы вакуумной техники. — Москва: Изд. Мир, 1964.
88. *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.
89. *Фролов В.В.* Вершинная камера: Дипломная Работа. — Новосибирск: Новосибирский Государственный Университет, 1992.
90. *Phillips D. R., Wallace S. J., Devine N. K.* Electron-deuteron scattering in a current-conserving description of relativistic bound states: Formalism and impulse approximation calculations // *Phys. Rev. C.* — 1998. — Vol. 58. — P. 2261.
91. *Букин А.Д.* UNIMOD-2 - Универсальная программа моделирования экспериментов на встречных e^+e^- - пучках: Препринт. — Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 1990. — С. 90–93.
92. *Birks J.B.* The Theory and Practice of Scintillation Counting. — Macmillan, New York, 1964.
93. *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.
94. *Chou C.N.* Saturation Effect of Plastic Scintillators // *Phys. Rev.* — 1952. — Vol. 87. — P. 904.
95. *Leeuwe J. J.* Investigation of nucleon-nucleon correlations in ^4He : Ph.D. thesis / Universiteit Utrecht. — 1996.
96. *Onderwater G.* Investigation of short-range correlations using the $^{16}\text{O}(e, e'pp)$ reaction: Ph.D. thesis / Universiteit Vrije. — 1998.

97. *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.*
98. *Tiator L., Wright L.E.* Virtual photons in electroproduction // *Nucl. Phys. A.* — 1982. — Vol. 379. — P. 407.
99. *Arenhovel H., Fix A.* Incoherent pion photoproduction on the deuteron with polarization observables. I. Formal expressions // *Phys. Rev. C.* — 2005. — Vol. 72. — P. 064004.
100. *N. Dombey.* Scattering of Polarized Leptons at High Energy // *Rev. Mod. Phys.* — 1969. — Vol. 41. — P. 236.
101. *Tamman M, Fix A., Arenhovel H.* Incoherent single pion electroproduction on the deuteron with polarization effects // *Phys. Rev. C.* — 2006. — Vol. 74. — P. 044001.
102. *H. Arenhovel.* General formulae for polarization observables in two-body break-up of deuteron photodisintegration // *Few-Body Systems.* — 1988. — Vol. 4. — P. 55.
103. *Логинов А.Ю., Сидоров А.А., Стибунов В.Н.* Влияние перерасеяния на поляризационные наблюдаемые реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ в Δ -резонансной области // *Ядерная Физика.* — 2000. — Т. 63, № 3. — С. 478.
104. *Garcilazo H., Moya de Guerra E.* A model for pion electro- and photoproduction from threshold up to 1 GeV // *Nucl. Phys. A.* — 1993. — Vol. 562. — P. 521.
105. *Olsson M.G., Osipowski E.T.* Systematics of low-energy πN scattering // *Nucl. Phys. B.* — 1975. — Vol. 101. — P. 136.
106. *MacGregor M.H., Arndt R.A., Wright R.M.* Determination of the nucleon-nucleon scattering matrix. VIII. (p,p) analysis from 350 to 750 MeV // *Phys. Rev.* — 1968. — Vol. 169. — P. 1149.

107. *Lacombe M., Loiseau B., Richard J.M. et al.* Parametrization of the Paris N-N potential // *Phys. Rev. C.* — 1980. — Vol. 21. — P. 861.
108. *Laget J.M.* Double Pion Photoproduction on One Nucleon and the Reaction $\gamma D \rightarrow pp\pi^-$ // *Phys. Rev. Lett.* — 1978. — Vol. 41. — P. 89.
109. *Smirnov Yu.F., Tchuvil'sky Yu.M.* Isobaric component of the deuteron in the quark model // *Journal of Physics G: Nuclear Physics.* — 1978. — Vol. 4. — P. L1.
110. *Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al.* GEANT4 - A simulation toolkit // *Nucl. Inst. Meth. A.* — 2003. — Vol. 506. — P. 250.
111. *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.
112. *Немец О.Ф., Ясногородский А.М.* Поляризационные явления в ядерной физике. — Киев: Изд. Наукова думка, 1980.
113. *Smirnov Yu.F., Tchuvil'sky Yu.M.* Isobaric component of deuteron in the quark model // *Journ. Phys. G.* — 1978. — Vol. 4. — P. 1.
114. *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.
115. *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.
116. *Theunissen J.A.P., de Jager C.W., van Leeuwe J.J. et al.* Design and performance of two CsI/NaI(Tl) calorimeters in an internal target detector setup // *Nucl. Instr. and Meth. A.* — 1994. — Vol. 348. — P. 61.
117. *Fix A., Arenhovel H.* Double-pion photoproduction on nucleon and deuteron // *Eur. Phys. J. A.* — 2005. — Vol. 25. — P. 115.

118. *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. — Vol. 772. — P. 398.
119. *Fix A., Arenhövel H., Tammam M.* Contribution of single pion electroproduction to the generalized Gerasimov-Drell-Hearn sum rule for the deuteron // *Physical Review C.* — 2009. — Vol. 80. — P. 014001.
120. *Schumacher M., Levchuk M.I.* Structure of the nucleon and spin-polarizabilities // *Nuclear Physics A.* — 2011. — Vol. 858. — P. 48.
121. *Al-Ghamdi H., Almogait E.S., Darwish E.M.* 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. — Vol. 18. — P. 103238.
122. *Wilhelm P., Arenhovel H.* Coherent pion photoproduction on the deuteron in the Δ resonance region // *Nucl. Phys. A.* — 1995. — Vol. 593. — P. 435.
123. *Kamalov S.S., Tiator L., Bennhold C.* Polarization observables in pion photoproduction on ^3He // *Nucl. Phys. A.* — 1992. — Vol. 547. — P. 599.
124. *Kamalov S.S., Tiator L., Bennhold C.* Pion photoproduction on ^3He including final-state interaction // *Few-Body Syst.* — 1991. — Vol. 10. — P. 143.