

ОБЪЕДИНЁННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

Шмакова Вера Васильевна

**ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  ВБЛИЗИ ПОРОГА С  
ОБРАЗОВАНИЕМ  $^1S_0$  ПРОТОННЫХ ПАР В  
ПОЛЯРИЗАЦИОННОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ НА УСТАНОВКЕ  
АНКЕ-COSY**

Специальность 01.04.16 —

«физика атомного ядра и элементарных частиц»

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
кандидат физико-математических наук  
С. Н. ДЫМОВ

Научный консультант:  
доктор физико-математических наук  
Ю. Н. УЗИКОВ

Дубна — 2017

## Оглавление

	Стр.
<b>Введение</b> . . . . .	3
<b>Глава 1. Основные понятия киральной теории сильных взаимодействий</b>	8
1.1 Киральная симметрия КХД и её спонтанное нарушение . . . . .	9
1.2 Низкоэнергетическая эффективная теория возмущений . . . . .	11
1.3 Трехчастичные силы . . . . .	14
1.4 Мезонные обменные токи и трехчастичные силы в киральной теории . . . . .	16
1.4.1 Соотношение Гольдбергера-Треймана . . . . .	16
1.4.2 Контактный член $(NN)^2\pi$ . . . . .	17
1.5 Получение низкоэнергетических констант из экспериментальных данных . . . . .	19
1.5.1 Трехнуклонные системы . . . . .	20
1.5.2 Двухнуклонные системы . . . . .	21
1.6 Реакции $pp \rightarrow \{pp\}_s\pi^0$ и $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ в задаче о выделении контактного $d$ -члена. . . . .	23
1.6.1 Анализ разрешённых переходов . . . . .	24
1.6.2 Имеющиеся экспериментальные данные . . . . .	27
<b>Глава 2. Постановка эксперимента</b> . . . . .	30
2.1 Ускоритель и накопительное кольцо COSY . . . . .	30
2.1.1 Источник поляризованных ионов . . . . .	32
2.2 Спектрометр ANKE . . . . .	33
2.2.1 Типы мишеней . . . . .	34
2.2.2 Детекторные системы . . . . .	36
2.3 Получение данных . . . . .	40
2.3.1 Структура триггера . . . . .	40
2.3.2 Измерение с протонным пучком . . . . .	41
2.3.3 Измерение с дейтронным пучком . . . . .	42

<b>Глава 3. Анализ экспериментальных данных</b>	43
3.1 Общие процедуры анализа и калибровки	43
3.1.1 Восстановление траекторий и импульсов частиц	43
3.1.2 Калибровка импульсной шкалы	45
3.1.3 Нахождение задержек сцинтилляционных счётчиков	46
3.2 Эффективность регистрации и восстановления событий	49
3.2.1 Эффективность многопроволочных камер и сцинтилляционных счётчиков	49
3.2.2 Эффективность триггеров	51
3.2.3 Поправка на мёртвое время DAQ	52
3.2.4 Эффективность поиска треков	52
3.2.5 Эффективность вершинного детектора STT	53
3.3 Определение типов частиц	54
3.3.1 Идентификация частиц по разности времён пролёта	54
3.3.2 Идентификация частиц по потерям энергии в сцинтилляционных счётчиках	55
3.3.3 Идентификация частиц в STT	56
3.4 Анализ данных с протонным пучком	57
3.4.1 Идентификация процессов и кинематические обрезания	57
3.4.2 Определение формы фона в спектрах недостающей массы	60
3.4.3 Относительная и абсолютная светимости, поляризация пучка	60
3.4.4 Переобработка данных с использованием временной информации STT	62
3.5 Анализ данных с дейтронным пучком	65
3.5.1 Идентификация процессов и кинематические обрезания	65
3.5.2 Определение формы фона в спектрах недостающей массы	67
3.5.3 Восстановление вершины взаимодействия	69
3.5.4 Относительная светимость, поляризация пучка и мишени	71
<b>Глава 4. Результаты измерений и парциально-волновой анализ</b>	75
4.1 Соотношения для наблюдаемых и амплитуд процесса $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$	75
4.1.1 Поляризационные наблюдаемые	75
4.1.2 Спиновые и изоспиновые амплитуды	76
4.1.3 Разложение по парциальным волнам	79

4.2	Дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ и анализирующая способность $A_y$ процесса $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ . . . . .	81
4.2.1	Результаты переобработки с использованием временной информации STT . . . . .	85
4.3	Парциально-волновой анализ, основанный на данных о дифференциальном сечении $d\sigma/d\Omega$ и анализирующей способности $A_y$ . . . . .	89
4.4	Результаты эксперимента с двойной поляризацией для $\vec{n}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ . . . . .	92
4.4.1	Сечение и анализирующие способности $A_y^p$ и $A_y^n$ . . . . .	92
4.4.2	Спиновые корреляционные коэффициенты $A_{x,x}$ , $A_{y,y}$ . . . . .	94
4.5	Парциально-волновой анализ полного набора данных . . . . .	96
4.6	Спиновые корреляционные коэффициенты $A_{x,x}$ , $A_{y,y}$ реакции $\vec{n}\vec{p} \rightarrow d\pi^0$ . . . . .	100
	<b>Обсуждение результатов</b> . . . . .	104
	<b>Заключение</b> . . . . .	106
	<b>Литература</b> . . . . .	109
	<b>Приложение А. Систематические ошибки нормировки</b> . . . . .	109
	А.1 Влияние неточности в определении поляризации . . . . .	109
	А.2 Ошибка определения относительной светимости . . . . .	110
	<b>Приложение Б. Определение кинематических переменных</b> . . . . .	113
	Б.1 Кинематика квазисвободного $pn$ соударения . . . . .	113
	Б.2 Переменные процесса $pN \rightarrow \{pp\}_s\pi$ . . . . .	114

## Введение

Современная теория сильных взаимодействий — квантовая хромодинамика (КХД), описывает взаимодействие кварков и глюонов. Пертурбативные расчёты в КХД с разложением по константе связи  $\alpha_s(Q^2)$  возможны только при высоких энергиях и больших переданных импульсах  $Q$ , т. к. при уменьшении переданного импульса константа связи возрастает вследствие конфайнмента цвета. В области низких энергий КХД применима при использовании непертурбативных методов, таких как расчёты на решётках, возможности которых ограничены вычислительными мощностями компьютеров. Для описания  $NN$ - взаимодействий при низких энергиях традиционно используются феноменологические потенциалы [1—5], не связанные непосредственно с КХД.

Возможность применения КХД для описания взаимодействий адронов при низких энергиях даёт эффективная низкоэнергетическая теория - киральная теория возмущений ( $\chi$ PT - Chiral Perturbation Theory), основные принципы которой сформулированы в работах Вайнберга [6—8]. Вместо исходного лагранжиана КХД, записанного в терминах кварковых и глюонных полей, вводится эффективный лагранжиан в терминах адронных полей - мезонов и нуклонов. В качестве эффективного кирального лагранжиана используется лагранжиан наиболее общего вида, удовлетворяющий всем симметриям исходного лагранжиана, в том числе, спонтанно нарушенной киральной симметрии КХД. Разложение по теории возмущений производится по положительным степеням  $\nu$  отношения  $(Q/\Lambda_\chi)^\nu$ , где  $Q$  - характерный 3-импульс конкретного адронного процесса, а  $\Lambda_\chi$  - характерный адронный масштаб  $\sim 1$  ГэВ. Радикальное отличие  $\chi$ PT от феноменологических моделей  $NN$ -взаимодействий состоит в том, что  $\chi$ PT тесно связана с КХД киральной симметрией. Киральная симметрия диктует операторную структуру всех членов эффективного лагранжиана, при этом вклады тяжёлых мезонов и нуклонных резонансов, не учитываемые явным образом в киральной эффективной теории, интегрированы в параметры теории, называемые низкоэнергетическими константами (LEC - low energy constant). Однако, численные значения этих констант не фиксируются киральной симметрией и их необходимо извлекать из экспериментальных данных.

Низкоэнергетическая константа  $d$  в лагранжиане определяет силу контактного члена  $(NN)^2\pi$ . Эта константа появляется при описании реакции одиночного пионного рождения  $NN \rightarrow NN\pi$ , а также входит в матричные элементы ряда других малонуклонных процессов, таких как реакция горения водорода  $pp \rightarrow de^+\nu_e$ , реакции развала дейтрона под действием нейтрино, поглощения пиона на дейтроне с рождением фотона  $\pi^-d \rightarrow nn\gamma$ , захвата  $\mu$ -мезона на дейтроне  $\mu^-d \rightarrow nn\nu_\mu$ , бета-распада трития и других. Низкоэнергетическая константа  $d$ , будучи определена из одного процесса, далее может быть использована в расчётах наблюдаемых величин для других процессов. В настоящее время значение параметра  $d$  получено с большими ошибками из данных по  $\beta$ -распаду трития [9], более точные результаты ожидаются из данных эксперимента MuSun по  $\mu^-d \rightarrow nn\nu_\mu$  [10], которые находятся в стадии обработки. Сравнение значений этого параметра, извлечённых из различных процессов, должно послужить важной проверкой самосогласованности теоретического подхода.

Возможность извлечь константу  $d$  из двухнуклонного взаимодействия дают реакции однопионного рождения в  $NN$  столкновениях. При этом необходимо рассматривать процессы с рождением  $p$ -волновых пионов  $NN \rightarrow NN\pi$ , которые связывают  $S$ -волновые пары начальных и конечных нуклонов.

Вершина  $(NN)^2\pi$  взаимодействия присутствует в процессе  $pp \rightarrow pn\pi^+$ , в котором конечная  $NN$  пара находится в спин-триплетном  $S$ -состоянии  $^3S_1$ , а начальная — в спин-синглетном  $^1S_0$ . Однако извлечь константу  $d$  из этого процесса с высокой точностью едва ли возможно, так как контактный член даёт вклад только в переход  $^1S_0 \rightarrow ^3S_1p$  и не даёт вклада в переход  $^1D_2 \rightarrow ^3S_1p$ , амплитуда которого значительно больше из-за сильной связи начального  $NN$  канала с каналом возбуждения  $\Delta(1232)$ -изобары.

Другой разрешённый переход с  $d$ -членом содержит спин-синглетную ( $S = 0$ )  $S$ -волновую пару нуклонов  $^1S_0$  в конечном состоянии с  $p$ -волновым пионом. Такой переход осуществляется в изосинглетном ( $I = 0$ ) канале реакции  $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ , в котором возбуждение  $\Delta(1232)$  запрещено сохранением изоспина. Здесь  $\{pp\}_s$  обозначает  $pp$ -пару в  $^1S_0$  состоянии, выделяемую в эксперименте путём ограничения энергии возбуждения в паре  $E_{pp}$  значениями  $E_{pp} < 3$  МэВ. Реакция  $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$  с образованием спин-синглетного дипротона является наиболее чистой для надёжного определения  $d$ -члена.

Для получения информации о переходе  ${}^3S_1 \rightarrow {}^1S_0p$ , содержащем контактное взаимодействие, необходимо провести парциально-волновой анализ амплитуд реакции  $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ . Для того чтобы отделить изовекторный канал ( $I = 1$ ) от изоскалярного ( $I = 0$ ) в амплитуде реакции, необходимо измерить одни и те же наблюдаемые для двух реакций  $pp \rightarrow \{pp\}_s\pi^0$  и  $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$  в одинаковой кинематике. Обе эти задачи — выделение изоскалярного канала реакции  $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$  и проведение парциально-волнового анализа её спиновых амплитуд — являются основными задачами настоящей диссертации. Выбор энергии пучка 353 МэВ обусловлен тем, что это достаточно низкая энергия для применимости  $\chi$ РТ и при этой энергии раньше уже была получена часть данных.

Дифференциальное сечение и анализирующая способность реакции  $np \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$  были получены в эксперименте TRIUMF [11; 12] в квазисвободном  $pd$ -взаимодействии при  $T_p = 0,353$  ГэВ, однако угловой диапазон этих результатов не включает в себя области углов вылета пиона вперёд и назад, особо важные при разложении по парциальным волнам. Анализирующая способность также была измерена при  $T_n = 345$  МэВ в PSI [13], однако при этом использовалось ограничение по энергии возбуждения  $E_{pp} < 6$  МэВ, в связи с чем были возможны примеси  $pp$  триплетных  $p$ -волн, кроме того, результаты в области вылета пионов назад имеют значительные погрешности. В связи с этим возникла задача расширения углового диапазона измеренного дифференциального сечения ( $d\sigma/d\Omega$ ) и векторной анализирующей способности  $A_y(\theta)$  и дополнения набора наблюдаемых измерением спиновых корреляций  $A_{x,x}$  и  $A_{x,z}$ , что означало бы проведение полного поляризационного эксперимента. Результаты эксперимента должны позволить провести парциально-волновой анализ и тем самым выделить модельно-независимым образом амплитуду перехода  ${}^3S_1 \rightarrow {}^1S_0p$ , содержащую контактный  $d$ -член.

В рамках этой задачи на установке ANKE, расположенной на синхротроне COSY (Jülich, Германия), была предложена программа, включающая измерение дифференциального сечения и векторной анализирующей способности, а также спин-корреляционного коэффициента  $A_{x,x}$  в процессе  $np \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$  при энергии  $T_p = 0,353$  ГэВ. Результаты этих экспериментов, а также совместного парциально-волнового анализа данных реакций  $pp \rightarrow \{pp\}_s\pi^0$  и  $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ , положены в основу настоящей диссертации.

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и двух приложений.

В первой главе описана проблема применимости теории сильного взаимодействия КХД в области низких энергий и определения констант контактного взаимодействия киральной теории возмущений в двух- и трёхнуклонных взаимодействиях. При этом обоснована необходимость получения новых экспериментальных данных в процессе  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  и приведён краткий обзор экспериментальной ситуации в изучении этого процесса.

Во второй главе дано описание синхротрона COSY и частей установки ANKE, использованных для получения представляемых результатов. В ней также приводятся условия и методика проведённого эксперимента.

Третья глава посвящена описанию обработки данных спектрометра ANKE, получаемых в экспериментах с однократной и двойной поляризацией. В этой главе представляются методы калибровки спектрометра, восстановления событий и выделения процессов в экспериментах на ANKE, приведена методика вычитания фона и восстановления вершины в измерениях с протяжённой накопительной ячейкой.

В четвёртой главе представлены результаты измерения дифференциального сечения, векторной анализирующей способности и поперечных спин-корреляционных коэффициентов в процессах  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  и  $pn \rightarrow d\pi^0$ . Излагается процедура совместного парциально-волнового анализа реакций  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  и  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$ , и выдвигается необходимость дополнительного измерения смешанного спин-корреляционного коэффициента  $A_{x,z}$  в процессе  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ .

В заключении суммируются результаты, полученные в диссертационной работе.

В приложениях даётся анализ систематических неопределённостей в проведённых экспериментах, а также описание кинематических переменных исследуемых процессов.

Материалы диссертации основаны на работах [14—18], выполненных при участии автора и опубликованных в журналах “Physics Letters B”, “Physical Review C”, “European Physics Journal” и “Физика элементарных частиц и атомного ядра”, а также представленных автором на международных конференциях



SPIN'2012, MESON'12, заседаниях немецкого физического общества (ФРГ) и рабочих совещаниях пользователей синхротрона COSY.

## Глава 1. Основные понятия киральной теории сильных взаимодействий

Современная теория взаимодействий элементарных частиц, так называемая Стандартная модель фундаментальных взаимодействий, базируется на принципе локальной калибровочной инвариантности по отношению к преобразованиям групп  $SU_c(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ , где индексы  $c$ ,  $L$  и  $Y$  обозначают цвет, левую киральность и слабый гиперзаряд, соответственно. Стандартная модель объединяет в себе теорию электрослабых взаимодействий, описывающую взаимодействия между лептонами и кварками через обмен фотонами и калибровочными бозонами, а также квантовую хромодинамику (КХД), которая описывает сильные взаимодействия кварков и глюонов посредством обмена глюонами. Предсказания Стандартной модели для видимой материи надёжно подтверждаются экспериментом, за исключением нескольких случаев, которые находятся в процессе анализа.

В то время как электрослабые взаимодействия могут быть описаны с помощью данной теории в широком диапазоне энергий, непосредственное применение КХД как теории взаимодействия между кварками и глюонами ограничивается высокими энергиями и большими переданными импульсами  $Q$ . КХД основана на цветовой  $SU_c(3)$  калибровочной группе и поэтому является нелинейной (неабелевой) калибровочной теорией поля. Из неабелева характера теории следует асимптотическая свобода КХД, т. е. константа связи сильных взаимодействий  $\alpha_s(Q^2)$  логарифмически уменьшается с ростом квадрата переданного импульса  $Q^2 \rightarrow \infty$ ,  $\alpha_s(Q^2) \sim 1/\ln Q^2$ , или, что эквивалентно, убывает на малых расстояниях  $r \sim 1/Q$  между взаимодействующими цветными объектами,  $\alpha_s(r) \sim 1/\ln r$ . Однако это же самое свойство теории приводит к возрастанию бегущей константы связи  $\alpha_s(Q^2)$  при малых переданных импульсах, т. е. на больших расстояниях, что приводит к конфайнменту кварков, формированию бесцветных объектов, адронов. В рамках теории возмущений такое возрастание неограниченно. Следовательно, построение теории сильных взаимодействий как теории возмущений с разложением по константе связи  $\alpha_s(Q^2)$  возможно только при высоких энергиях. В области низких энергий КХД, как теория кварков и глюонов применима при использовании непertурбативных методов, таких как расчёты на решётках. Однако возможности применимости этих методов довольно ограничены вычислительными компьютерными мощностями. Поэтому

в течение длительного времени для описания  $NN$ - взаимодействий вместо КХД для вычислений на практике используются различные феноменологические потенциалы, основанные на обмене мезонами [1—5]. При этом связь этих феноменологических теорий с КХД отсутствует.

## 1.1 Киральная симметрия КХД и её спонтанное нарушение

Прорыв в построении теории ядерных взаимодействий произошёл, когда была введена концепция киральной эффективной теории поля (КЭТ) для низкоэнергетической КХД [19]. В основе этой эффективной теории лежит явление, называемое спонтанным нарушением киральной инвариантности КХД [20].

Если ограничиться сектором  $u$  и  $d$  кварков, т. е. исключить странные и тяжелые кварки из рассмотрения, то массы токовых кварков малы ( $m_u = 4$  МэВ,  $m_d = 6$  МэВ) по сравнению с характерным масштабом КХД  $M \sim 1$  ГэВ [20]. Поэтому хорошим приближением должен быть киральный предел, в котором массы токовых кварков равны нулю  $m_q = 0$ . Рассмотрим лагранжиан КХД

$$L_{QCD} = L_{quarks} + L_{gluons} = \sum_f \bar{\psi}_f (i\gamma^\mu D_\mu - M)\psi_f + \frac{1}{4} G_{\mu\nu,a} G_a^{\mu\nu}, \quad (1.1)$$

где проводится суммирование по кварковым ароматам  $f$ , лоренцевским индексам  $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$  и цветовым индексам  $a$ ;  $\gamma^\mu$  – матрицы Дирака,  $D_\mu = \partial_\mu - ig\frac{\lambda_a}{2} A_{\mu,a}$  – калибровочно-ковариантная производная, включающая взаимодействие кварков с глюонным полем  $A_{\mu,a}$ ,  $G_{\mu\nu,a}$  – тензор глюонного поля, явный вид которого в приводимых здесь рассуждениях не существенен и поэтому не выписывается;  $M$  – массовая матрица кварков. Если положить в лагранжиане КХД (1.1)  $m_q = 0$ , и использовать известное свойство матричных элементов гамма-матриц Дирака  $\bar{\psi}\gamma^\mu\psi = \bar{\psi}_L\gamma^\mu\psi_L + \bar{\psi}_R\gamma^\mu\psi_R$ , где  $\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi$  и  $\psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi$  – левые и правые кварковые поля, то кварковый член лагранжиана КХД (1.1) можно переписать в виде

$$L_{QCD}^0 = \sum_f (\bar{\psi}_{fR} i\gamma^\mu D_\mu \psi_{fR} + \bar{\psi}_{fL} i\gamma^\mu D_\mu \psi_{fL}). \quad (1.2)$$

Из этого выражения следует, что в киральном пределе левые и правые компоненты безмассовых кварков не смешиваются в лагранжиане, а входят в него аддитивно и равноправно и лагранжиан является суммой вкладов левых и правых кварков  $L_{QCD} = L_L + L_R$ . Изоспиновая симметрия  $SU(2)$  при этом расширяется до независимых изоспиновых симметрий отдельно для левых и правых кварков  $SU_L(2) \times SU_R(2)$ . Эта симметрия носит название киральной инвариантности сильных взаимодействий (КХД). Математически эта симметрия эквивалентна симметрии относительно группы  $SU_V(2) \times SU_A(2)$ , включающей векторные ( $V$ ) и аксиально-векторные ( $A$ )  $SU(2)$  преобразования.

Таким образом, согласно полученному лагранжиану, адронный мир должен разделиться на два мира – левых и правых кварков. На другом языке, согласно обсуждаемой киральной симметрии лагранжиана КХД (1.1), (1.2), в мире адронов наряду с хорошо известными изотопическими мультиплетами ( $SU_V(2)$ -симметрия), должны существовать также и зеркальные мультиплеты ( $SU_A(2)$ -симметрия), которые содержат такие же состояния с одинаковыми массами и спинами, но противоположны по  $P$ -чётности. Однако зеркальные мультиплеты адронов в природе не наблюдаются. Такая ситуация, когда симметрия существует на уровне лагранжиана системы, но отсутствует в физических состояниях, следующих из этого лагранжиана, называется спонтанным (динамическим) нарушением симметрии.

По теореме Голдстоуна [21], при спонтанном нарушении непрерывной симметрии, возникают безмассовые бозоны (называемые бозонами Голдстоуна-Намбу) с квантовыми числами генераторов нарушенной симметрии. В данном случае нарушенной  $SU_A(2)$  симметрии эти квантовые числа совпадают с квантовыми числами изотриплета пионов  $J^P = 0^-, T = 1$ . Строго безмассовых сильно взаимодействующих частиц в природе не существует, в то же время пионы имеют необычно малую массу, 135 – 140 МэВ, что много меньше чем типичная адронная масса  $\sim 1$  ГэВ. Согласно предположению Намбу [22], именно пионы являются псевдоголдстоуновскими бозонами. Эта гипотеза сыграла решающую роль при описании низкоэнергетических взаимодействий пионов с пионами и нуклонами. До открытия КХД этот подход назывался теорией частичного сохранения аксиального тока (ЧСАТ) [23].

## 1.2 Низкоэнергетическая эффективная теория возмущений

В основополагающих работах Вайнберга [6—8] сформулированы принципы киральной пертурбативной теории ( $\chi$ РТ - Chiral Perturbation Theory), которая является низкоэнергетической эффективной теорией КХД. Вместо исходного лагранжиана КХД, записанного в терминах кварковых и глюонных полей, вводится эффективный лагранжиан  $L_{eff}$  в терминах адронных полей - мезонов и нуклонов. Таким образом, вместо истинных степеней свободы кварков и глюонов при низкой энергии вводятся эффективные степени свободы - пионы и нуклоны. В качестве эффективного кирального лагранжиана используется лагранжиан наиболее общего вида, удовлетворяющий всем симметриям исходного лагранжиана, в том числе, (нарушенной) киральной симметрии КХД. В результате в лагранжиан  $L_{eff}$  входят пространственные производные (сколь угодно высоких порядков) от пионных полей. Наличие в лагранжиане  $L_{eff}$  этих производных приводит к тому, что интенсивность взаимодействия пионов с адронами пропорциональна импульсу  $\pi$ -мезона  $Q$  и это взаимодействие исчезает в пределе нулевых импульсов  $Q \rightarrow 0$ . Поэтому при малых  $Q$  становится возможным разложение в ряд теории возмущений по степеням импульсов пионов.

Для построения киральной пертурбативной теории определяющим является разделение масштабов в физике адронов. В адронном спектре имеется большой разрыв (щель) между массами псевдоскалярных мезонов (пионов) и векторных мезонов  $\rho(770)$  и  $\omega(782)$ . Поэтому, естественно предположить, что масса пиона задаёт мягкую шкалу,  $Q \sim m_\pi$ , которая в киральном пределе обращается в ноль  $m_\pi = 0$ . Масштаб  $\Lambda_\chi$ , с которым следует сравнивать массу пиона или импульс  $Q$  конкретного адронного процесса, рассматриваемого в рамках эффективной теории, имеет порядок  $\sim 1$  ГэВ. Этот масштаб обычно задаётся в виде  $\Lambda_\chi \sim 4\pi f_\pi$ , где  $f_\pi = 93$  МэВ - константа, характеризующая вероятность слабого распада пиона  $\pi \rightarrow \mu + \nu$ .

Радикальное отличие  $\chi$ РТ от феноменологических моделей  $NN$ -взаимодействий состоит в том, что  $\chi$ РТ тесно связана с КХД. Связь эта обусловлена требованием сохранения всех симметрий исходной базовой теории в эффективной теории. Разложение по теории возмущений производится по

положительным степеням  $\nu$  отношения  $(Q/\Lambda_\chi)^\nu$ , где  $Q$  - характерный 3-импульс конкретного адронного процесса, а  $\Lambda_\chi$  - характерный адронный масштаб. Минимальное число  $\nu = N_{min}$  является ведущим порядком (LO),  $\nu = N_{min} + 1$  — следующим за лидирующим порядком (NLO), и так далее.

Порядок степенного разложения  $\nu$ , соответствующий конкретной фейнмановской диаграмме, связан со структурой этой диаграммы следующим образом [24]:

$$\nu = -2 + 2A - 2C + 2L + \sum_i \Delta_i; \quad (1.3)$$

здесь  $\Delta_i = d_i + \frac{1}{2}n_i - 2$  — так называемая киральная размерность, при этом  $d_i$  и  $n_i$  - число производных (пионных масс) и нуклонных полей для  $i$ -ой вершины, соответственно;  $A$  - число нуклонов,  $C$  - число несвязных частей диаграммы,  $L$  - число петель. Лидирующим называют низший порядок по степени разложения  $\nu = 0$ . Следующий за лидирующим порядок возникает при  $\nu = 2$ , так как все вклады при  $\nu = 1$  исчезают благодаря сохранению чётности и инвариантности к обращению времени. Современная киральная эффективная теория адронов формулируется как последовательное разложение наблюдаемых по импульсам частиц и массам кварков (или массам голдстоуновских бозонов) не только в древесном приближении, как в теории ЧСАТ, но также с учётом петлевых поправок. Физической основой теории является тот факт, что в пределе исчезающих (или достаточно малых) масс кварков спектр голдстоуновских бозонов отделён щелью от спектра других адронов. Киральная эффективная теория, которая применима в области  $|\mathbf{p}|/\Lambda_{ch} \ll 1$ , является самосогласованной теорией, а не феноменологической моделью. Теория перестаёт работать при достаточно высоких импульсах  $|\mathbf{p}| \sim \Lambda_{ch}$ ,

Киральная симметрия диктует структуру оператора каждого члена эффективного лагранжиана. При этом вклады тяжёлых мезонов и нуклонных резонансов, не учитываемые явным образом в киральной эффективной теории, интегрированы в параметры теории, называемые низкоэнергетическими константами (LEC - low energy constant). Численные значения этих констант не фиксируются киральной симметрией. Теоретический расчёт этих коэффициентов был бы эквивалентен решению задач КХД для низких энергий. Недавние расчёты КХД на решётках позволили дать теоретическую оценку низкоэнергетических констант

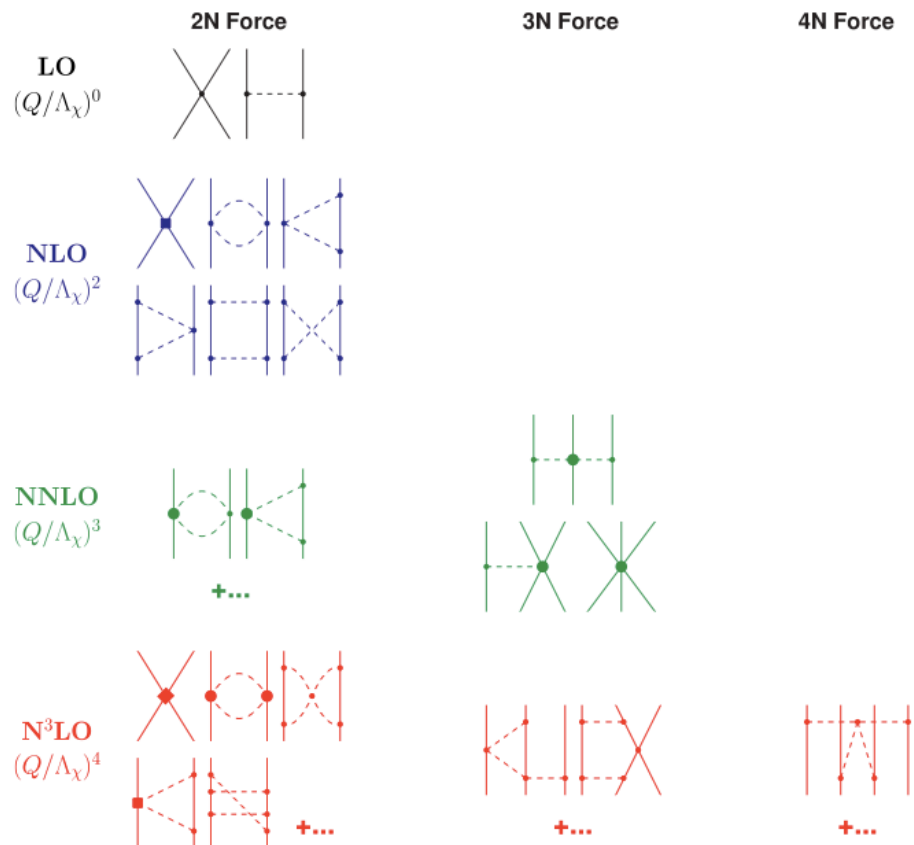


Рис. 1.1 — Иерархия ядерных сил в киральной теории возмущений. Сплошными линиями показаны нуклоны, штриховыми - пионы. Маленькие точки, большие точки, квадраты и ромбы изображают вершины с размерностью  $\Delta = 0, 1, 2, 4$  соответственно [24].

одно- и двухнуклонных диаграмм [25; 26], в то время как соответствующие расчёты для диаграмм с участием более двух нуклонов находятся вне современных вычислительных мощностей. Так как эти LEC-константы не могут быть вычислены в теории, их необходимо извлечь из экспериментальных данных.

При выполнении расчётов в  $\chi$ PT сумма по степеням разложения  $\nu$  ограничена конкретным числом  $\nu = n$ . Увеличивая  $n$ , можно систематически уменьшать погрешности расчёта. Таким образом, киральная эффективная теория позволяет выполнять расчёты с контролем точности. В этом её принципиальное отличие от феноменологических моделей нуклонных взаимодействий. Другое отличие состоит в том, что двухнуклонные и трехнуклонные силы в киральной пертурбативной теории взаимосогласованы, так как построены на единой основе. За последние две декады был достигнут значительный прогресс в применении  $\chi$ PT к ядерным системам [27], [24].

### 1.3 Трехчастичные силы

Изучение трехчастичных сил началось более полувека назад с работы [28], в которой построена модель сил Фуджиты-Миязавы. Эта модель описывает процесс обмена двумя пионами с возбуждением в промежуточном состоянии  $\Delta$ -изобары (см. рис.1.2).

Проявление трехчастичных сил в упругом  $pd$ -рассеянии было найдено в работе [29]. При этом было показано, что фадеевские расчёты дифференциального сечения на больших углах рассеяния ( $\sim 100^\circ - 120^\circ$ ), основанные только на двухчастичных силах, значительно расходятся с экспериментальными данными, однако включение трехчастичных сил позволяет достичь согласия с экспериментом.

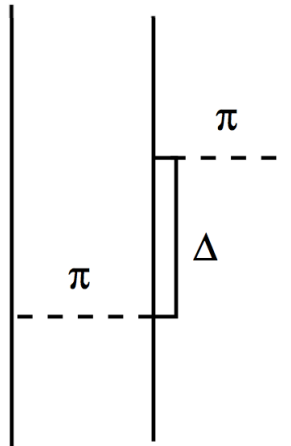


Рис. 1.2 — Трехнуклонная сила Фуджиты-Миязавы.

Согласно [30], в рамках гамильтонова подхода для трехнуклонных систем верна следующая теорема при весьма широких предположениях относительно двухчастичных гамильтонианов  $H_{ij}$ . Если трехчастичный гамильтониан  $H(V_{ij}) = \sum_{i=1}^{A=3} t_i + \sum_{i<j}^{A=3} V_{ij}$  содержит только потенциал двухчастичного взаимодействия без трехчастичного потенциала, тогда трехчастичный потенциал  $V_{ijk}$  может появиться в другом (унитарно эквивалентном) трехчастичном гамильтониане  $\overline{H} = \overline{H}(V_{ij}) + \sum_{i<j<k}^{A=3} V_{ijk}$ , описывающем ту же самую трехчастичную систему с другим двухчастичным потенциалом  $\overline{V}_{ij}$ , который связан с  $V_{ij}$  посредством унитарного преобразования. Причина этого заключается в том, что унитарное преобразование, связывающее два двухчастичных потенциала взаимодействия, которые эквивалентны на массовой поверхности, но отличаются вне массовой поверхности, создаёт трехчастичные силы. Оба трехчастичных



гамильтониана  $H$  и  $\overline{H}$  имеют одинаковые дискретные спектры и приводят к одинаковым матрицам рассеяния.

Из теоремы [30] следует, что трехчастичные силы не могут быть определены независимо от двухчастичного взаимодействия способом. Таким образом, любые модели трехнуклонных сил должны быть согласованы с двухнуклонным потенциалом  $NN^-$  взаимодействия, если совместно используются и парные, и трехчастичные. Аналогичное требование справедливо и для парных электромагнитных мезонных обменных токов (МОТ), которые являются аналогом трехчастичных сил. Действительно, МОТ для системы нуклонов зависят от свойств двухнуклонного потенциала сильного взаимодействия. Эта зависимость возникает из-за сохранения электромагнитного тока  $J^\mu(q)$ , что в импульсном пространстве записывается как  $q \cdot J = [H, J^0]$ , где  $q$  - передаваемый 4-импульс,  $J^0$  - временная составляющая тока и  $H$  - полный гамильтониан системы. Из этого соотношения следует, что электромагнитный ток  $J_\mu(q)$ , в котором содержатся МОТ, тесно связан с  $NN$ -взаимодействием, входящим в гамильтониан  $H$ . В рамках  $\chi$ РТ для ядерных сил и токов это требование сохранения электромагнитного тока удовлетворяются естественным образом, но в рамках феноменологических моделей его выполнение представляет серьезную проблему.

## 1.4 Мезонные обменные токи и трехчастичные силы в киральной теории

### 1.4.1 Соотношение Гольдбергера-Треймана

Существует замечательное соотношение между аксиальной константой связи  $g_A = 1,276$  [31], определяющей распад нейтрона  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ , константой распада пиона  $f_\pi = 92,4$  МэВ по слабому каналу на мюон и нейтрино  $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$  и константой сильной связи пиона с нуклоном  $g_{\pi NN}$  ( $\frac{g_{\pi NN}^2}{4\pi} = 13,8$ )

$$g_A = \frac{g_{\pi NN} f_\pi}{M_N}, \quad (1.4)$$

где  $M_N$  - масса нуклона. Формула (1.4) следует из приближенного сохранения одночастичного аксиального тока  $A^a$  и называется соотношением Гольдбергера-Треймана. Соотношение Гольдбергера-Треймана связывает сильную и слабую константу связи и фактически является следствием спонтанного нарушения киральной симметрии. Соотношение (1.4) выполняется с точностью  $\sim 5\%$ . Это соотношение точно выполняется только в киральном пределе, т. е. при занулении масс лёгких кварков  $m_u = m_d = 0$ .

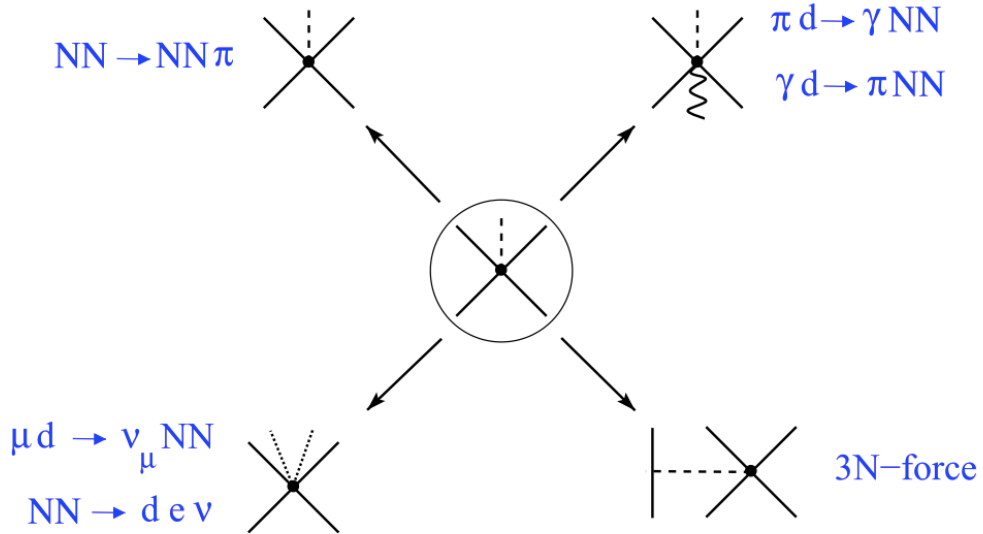


Рис. 1.3 — Малонуклонные реакции, включающие одну и ту же низкоэнергетическую константу  $d$  [32]

#### 1.4.2 Контактный член $(NN)^2\pi$

Соотношение типа Гольдбергера-Треймана для двухнуклонных токов отсутствует. Однако его аналогом является определённая связь между различными процессами - сильными и слабыми - в системе двух нуклонов и мезонов [33]. Рассмотрим член лагранжиана киральной эффективной теории, который связывает взаимодействие пионов  $\pi^a$ , фотонов  $V^\mu$  и аксиальных полей  $A_\mu$  с парой нуклонов, находящихся в  $s$ -состоянии [33]:

$$L_{NN}^{int} = -2dN^+S \cdot u NN^+N. \quad (1.5)$$

Здесь  $N$  - нуклонное поле (спроецированное на состояния с положительной энергией),  $S_\mu$  - спиновый (аксиальный) вектор Паули-Любанского и  $u_\mu$  - аксиальный 4-вектор, в котором содержится пионное поле  $\pi^a$  и внешние векторные  $V_\mu$  и аксиальные  $A_\mu$  поля:

$$u_\mu = -\frac{\tau^a \partial_\mu \pi^a}{f_\pi} - \frac{\epsilon^{3ab} V_\mu \pi^b \tau^b}{f_\pi} + A_\mu + \dots, \quad (1.6)$$

где  $\tau^a$  - изоспиновая матрица Паули,  $\epsilon^{3ab}$  - полностью антисимметричный тензор,  $a, b$  - изоспиновые индексы. В рассматриваемом двухнуклонном секторе константа  $d$  играет роль константы  $g_A$  для однонуклонных систем. Пионное поле  $\pi^a$  входит в лагранжиан (1.5) под знаком производной,  $\partial_\mu \pi^a$ , и это означает, что пион рождается (или поглощается) в р-волне. В то же время нуклонные поля  $N$  входят без производных, и, следовательно, соответствуют S-волновым начальным и конечным NN-парам.

Подстановка выражения (1.6) в лагранжиан (1.5), приводит к двухчастичному аналогу соотношения Гольдбергера-Треймана [33]. Получаемый при этом лагранжиан описывает локальное взаимодействие двух S-волновых нуклонов и дополнительного поля (или тока), связанного с переходом между спин-триплетным и спин-синглетным состоянием  $NN$ -пары  ${}^3S_1 \leftrightarrow {}^1S_1$ . Низкоэнергетическая константа  $d$  в лагранжиане (1.5) определяет силу контактного члена  $(NN)^2\pi$ . Эта константа появляется при описании реакции одиночного пионного рождения  $NN \rightarrow NN\pi$ , а также оказывается важной в ряде других малонуклонных процессов. Так, в работе [34] было показано, что этот же контактный член  $(NN)^2\pi$  связан с короткодействующей трехчастичной силой, возникающей в трехнуклонной системе. В то же время эта константа  $d$  играет ключевую роль в других малонуклонных процессах, таких как реакция горения водорода  $pp \rightarrow de^+\nu_e$ , которая является первичным процессом в звёздных термоядерных реакциях, а также в реакциях развала дейтрона под действием нейтрино, которые были экспериментально измерены на SNO для установления полного потока нейтрино от солнца. Кроме того, как следует из (1.5), (1.6), эта низкоэнергетическая константа  $d$  входит в матричный элемент поглощения пиона на дейтроне с рождением фотона  $\pi^-d \rightarrow nn\gamma$ , а также в слабые реакции, такие как захват  $\mu$ -мезона на дейтроне  $\mu^-d \rightarrow nn\nu_\mu$  (рис.1.3), бета-распад трития и другие. Низкоэнергетическая константа  $d$ , будучи определена из одного процесса,

далее может быть использована в расчётах наблюдаемых величин для других процессов.

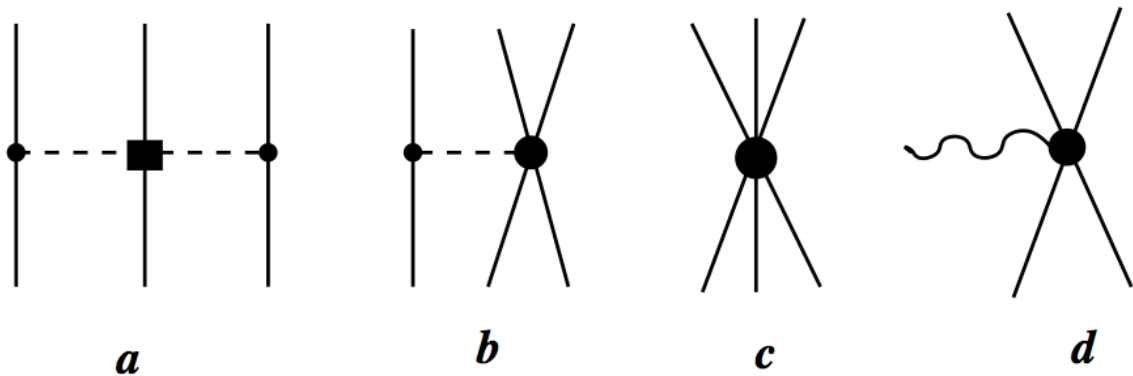


Рис. 1.4 — Трехнуклонные силы (a, b, c) и контактный мезонный обменный ток (d), возникающие в киральной эффективной теории в порядке  $N^2LO$  [19]

В киральной эффективной теории возмущений, наряду с двухнуклонными силами, появляются трехнуклонные силы во втором порядке  $N^2LO$  и четырехнуклонные силы в третьем порядке  $N^3LO$  (см. рис. 1.1). Следует отметить, что рассматриваемые здесь двухчастичные мезонные обменные токи (МОТ) также появляются в  $N^2LO$  порядке. Киральная теория содержит следующие три типа трехчастичных сил в  $N^2LO$  порядке (рис.1.4): двухпионный обмен (a), однопионный обмен с контактным членом  $(NN)^2\pi$  (b), и трехнуклонное контактное взаимодействие (c). Описание трехнуклонных взаимодействий и обменных токов вплоть до  $N^3LO$  в основном определяется параметрами, извлекаемыми из двухнуклонных взаимодействий. Это полностью относится и к диаграмме на рис. 1.4a. Исключение составляют взаимодействия, изображённые на рис. 1.4b и рис.1.4c, характеризующиеся двумя дополнительными низкоэнергетическими константами,  $c_D$  и  $c_E$ , соответственно [35]. Низкоэнергетическая константа  $c_D$  входит в контактный член  $(NN)^2\pi$ , будучи линейно связанной с параметром  $d$  [19], определённым в 1.5. Эта же константа  $c_D$  входит в контактный член двухчастичного обменного тока (рис.1.4d). Трехнуклонные силы, соответствующие константе  $c_D$ , возникают, когда виртуальный пион рождается за счёт взаимодействия (1.5) и затем поглощается на третьем нуклоне. Получающаяся в результате диаграмма изображена на рис.1.4b. Соответствующий этой диаграмме потенциал трехнуклонного взаимо-

действия имеет вид [24]

$$V_{1\pi}^{3NF} = -D \frac{g_A}{8f_\pi^2} \sum_{i \neq j} \frac{\vec{\sigma}_j \vec{q}_i}{\vec{q}_j^2 + M_\pi^2} (\tau_i \cdot \tau_j) (\sigma_i \cdot \vec{q}_j), \quad (1.7)$$

где  $\vec{q} \equiv \vec{p}'$ ,  $\vec{p}$  и  $\vec{p}'$  - импульсы начального и конечного нуклона, соответственно,  $\sigma$  и  $\tau$  - спиновые и изоспиновые матрицы Паули. Параметр  $c_D$  связан с низкоэнергетической константой однопионного обмена  $D$ , как  $D = \frac{c_D}{f_\pi^2 \Lambda_\chi}$ . Вторая низкоэнергетическая константа  $c_E$  определяет силу трехнуклонного контактного члена, изображённого на рис.1.4с.

## 1.5 Получение низкоэнергетических констант из экспериментальных данных

Трехчастичная сила (1.7) содержит новый параметр  $c_D$ , который не возникает в двухнуклонном секторе. Существует несколько возможностей измерить этот параметр, а также параметр  $c_E$  из данных о малонуклонных системах.

### 1.5.1 Трехнуклонные системы

Впервые параметры  $c_D$  и  $c_E$  были определены из энергии связи  ${}^3H$  и длины рассеяния  $nd$  в работе [35]. Однако, в связи с корреляцией этих двух наблюдаемых (линия Филлипса) и значительной экспериментальной неопределённостью в длине  $nd$  рассеяния, таким способом вряд ли возможно добиться высокой точности в определении данных параметров. В дальнейших работах для определения низкоэнергетических констант помимо энергии связи  ${}^3H$ , использовались энергия основного состояния  ${}^4He$  [36] или радиус  ${}^4He$  [37]. Однако оба этих метода не самосогласованны, так как для двухнуклонных сил был использован третий порядок  $N^3LO$ , а трехнуклонный потенциал был посчитан до второго порядка  $N^2LO$ .

Так как константа  $c_D$  входит в двухнуклонный ток (рис. 1.4d), то для её определения можно использовать период полураспада трития в качестве ещё одной наблюдаемой, помимо энергии связи для  $A = 3$ . Это было сделано в работе [38], в которой использовался гибридный метод – стандартные волновые функции  ${}^3H$  с феноменологическими NN потенциалами сочетались с киральным разложением для операторов тока. Следующий шаг в определении  $c_D$  был сделан в работе [9], в которой для этого также использовались энергия связи и период полураспада  ${}^3H$ . Для расчёта волновой функции системы  $A = 3$  в этой работе [9] использовались двухнуклонные силы в порядке  $N^3LO$  и трехнуклонные силы в порядке  $N^2LO$ . Следует заметить, что, строго говоря, в самосогласованных расчётах должен использоваться один и тот же порядок разложения. Ограничения на константы  $c_D$  и  $c_E$  были получены также в работе [39] с помощью фита по энергии связи  $A = 3$  и матричного элемента Гамова-Теллера для  ${}^3H$ . Таким образом, параметры  $c_D$  и  $c_E$  были извлечены из данных о  $\beta$ -распаде трития и его энергии связи в [38] и [9]. В [38] извлечённая величина  $d$ -константы была использована для предсказания S- фактора реакции  $pp \rightarrow de^+\nu_e$ . Позднее результаты [38] для скорости реакции  $pp \rightarrow de^+\nu_e$  были использованы в работах [33; 40] (см. ниже раздел 1.5.2) для уменьшения зависимости от обрезания короткодействующей части матричного элемента реакции  $\pi d \rightarrow \gamma nn$ , которая использовалась как инструмент для извлечения длины pp-рассеяния. В работе [9], используя киральную теорию было показано, что обе энергии связи  ${}^3H$  и  ${}^3He$  и бета-распад трития могут быть описаны с одним и тем же контактным членом  $d$ . Тем не менее, ещё остаются вопросы к точности определения этих параметров из данных о трехнуклонных системах [19]. Хотя и есть основания полагать, что использование киральной теории для 3N системы является надёжным, из общих соображений понятно, что необходимо определить константу  $d$  из данных о двухнуклонной системе, что обеспечит независимый cross-check формализма.

### 1.5.2 Двухнуклонные системы

#### Реакция $pp \rightarrow de^+\nu_e$

Контактный член  $d$  содержится в Гамов-Теллеровской элементе перехода реакции  $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$ , которая является фундаментальной в ядерной астрофизике, принципиально важной для понимания эволюции звёзд и физики солнечных нейтрино. Современная теория звёздной эволюции и солнечная модель требуют 1% точности в определении  $S(0)$ -фактора, пропорционального сечению процесса [41]. Первые расчёты этого процесса были проделаны Бете и Кричфилдом [42] более 70 лет назад. Их оценки были уточнены в [43]. Позже тонкие эффекты (электромагнитные радиоактивные поправки и вакуумная поляризация в кулоновском взаимодействии) были учтены в работе [44; 45]. Наиболее тщательные расчёты процесса  $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$  в рамках подхода потенциальной модели были сделаны в работе [46]. С недавнего времени для изучения данного процесса используются высокоточные модели феноменологических потенциалов [46] и эффективная теория поля [38].

Астрофизический  $S$ -фактор этой реакции при нулевой энергии определяется по матричному элементу перехода, основная неопределённость которого в основном возникает из нормированного матричного элемента Гамова - Теллера  $\bar{\Lambda}$ , связывающего  $pp$  и дейтронное состояния [41]. В этой работе авторы показывают, что Гамов-Теллеровский матричный элемент для  $pp$  слияния и  $\beta$ -распад трития связаны одной константой. Согласно этой работе, предсказания с использованием пяти высокоточных феноменологических потенциалов заключаются в узком интервале  $7,05 \leq \bar{\Lambda}^2 \leq 7,06$ .

Трехчастичные силы и токи, которые входят в  $\beta$ -распад трития, являются источником неопределённости  $S(0)$ . В работе [38] использовался гибридный подход, в котором операторы перехода для  $\beta$ -распада трития определяются из  $\chi$ РТ, но заключены в обкладки феноменологических волновых функций, определяемых из потенциальной модели. Расчёты [38] проводятся до порядка  $N^3LO$  и, после фитирования мезонных обменных токов низкоэнергетической константой  $\hat{d}^R$ , полученной для  $\beta$ -распада трития, накладываются ограничения на Гамов-

Теллеровский матричный элемент  $\bar{\Lambda}^2 = 7,03(1 \pm 0.008)$  [38]. И астрофизический фактор  $S(0)$  в [38] получается  $S(0) = 3,94 \times (1 \pm 0.004) \cdot 10^{-25}$  МэВ·бн [38]. В работе [47] получено значение для  $S$ -фактора в рамках  $\chi$ РТ  $S(0) = (4,030 \pm 0.006) \cdot 10^{-25}$  МэВ·бн. Теоретическая неопределённость возникает за счёт фитирования низко-энергетических констант и пороговой зависимости [39].

### Реакция $\pi^- d \rightarrow \gamma nn$

Как отмечалось выше, матричный элемент перехода реакции  $\pi^- d \rightarrow \gamma nn$  содержит контактный  $d$  член. Кроме того, эта реакция содержит информацию о другом фундаментальном параметре - длине  $nn$  рассеяния  $a_{nn}$ . Значения  $a_{nn}$ , извлечённые из экспериментальных данных об этой реакции в работе [48], были получены с большой ошибкой:  $a_{nn} = \pm 0,4$  фм. Далее, в работах [49], [40] было показано, что  $0,3$  фм из полной неопределённости  $\pm 0,4$  фм возникает из короткодействующей части нуклон-нуклонной волновой функции. Учёт  $d$ -члена из независимых данных о реакции  $pp \rightarrow de^+\nu_e$  в работе [33] позволил существенно уменьшить ошибку в определении  $a_{nn}$ . Корреляция между реакциями  $pp \rightarrow de^+\nu_e$  и  $\pi^- d \rightarrow \gamma nn$  изучалась в работе [33]. Величина  $d$ -члена была зафиксирована в [33] при помощи матричного элемента Гамова-Теллера для реакции  $pp \rightarrow de^+\nu_e$ , полученного с помощью потенциального подхода [46]. Затем эта константа использовалась в [33] для вычисления наблюдаемых реакции  $\pi^- d \rightarrow \gamma nn$ . Таким образом, в [33] было получено, что при использовании фиксированного значения для  $d$ -члена, величина теоретической неопределённости для длины  $nn$ -рассеяния, полученной из процесса пионного захвата на дейтроне, уменьшается в более чем 3 раза, до  $\leq 0,05$  фм.

### Реакция $\mu^- d \rightarrow nn\nu_\mu$

Реакция захвата мю-мезона дейтроном  $\mu^- d \rightarrow nn\nu_\mu$ , также как и реакция  $pp \rightarrow de^+\nu_e$ , позволяет уменьшить неопределённость в определении константы



*d*. Процесс  $\mu^- d \rightarrow nn\nu_\mu$  не содержит трехчастичных эффектов и поэтому является более простым для теоретической интерпретации по сравнению с реакциями в системе  $A=3$ . Дублетная скорость захвата мюона на дейтроне  $\Lambda_{1/2}$  известна с невысокой точностью  $\sim 6 - 10\%$ . Теоретически параметр  $\Lambda_{1/2}$  посчитан в [50] в рамках  $\chi$ РТ с использованием константы  $c_D$ , извлечённой в [9] из  $\beta$ -распада трития и его энергии связи. Полученные для  $\Lambda_{1/2}$  значения демонстрируют сильный разброс, в зависимости от использованных значений  $c_D$ . В этой связи важно подчеркнуть, что коллаборация MuSun [10] поставила своей целью измерить  $\Lambda_{1/2}$  с точностью 1,5%. Таким образом, в случае успеха данные MuSun позволят существенно ограничить неопределённости в определении параметра  $c_D$ . В настоящее время эксперимент завершён, проводится анализ полученных результатов [51].

## 1.6 Реакции $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$ и $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ в задаче о выделении контактного $d$ -члена.

Другую возможность извлечь константу  $d$  (или  $c_D$ ) дают реакции однопионного рождения в нуклон-нуклонных столкновениях. При этом как следует из вида лагранжиана взаимодействия (1.5), (1.6), необходимо рассматривать процессы с рождением  $p$ - волновых пионов  $NN \rightarrow NN\pi$ , которые связывают  $S$ -волновые пары начальных и конечных нуклонов.

### 1.6.1 Анализ разрешённых переходов

Есть два канала реакции, которые удовлетворяют этому условию, отличающиеся спином  $NN$ -пары  $S = 0$  и  $S = 1$ .

А. Конечная  $NN$  пара образуется в спин-триплетном  $S$ -состоянии  ${}^3S_1$ , а начальная  $NN$ -пара находится в спин-синглетном  $S$ -состоянии  ${}^1S_0$ . Такой переход  ${}^1S_0 \rightarrow {}^3S_1 p$ , где  $p$  указывает на орбитальный момент пиона  $l = 1$ , имеет место в реакции  $pp \rightarrow pn\pi^+$ . Другие переходы с образованием конечной  ${}^3S_1$  пары не содержат  $d$ - член. Действительно, конечное  ${}^3S_1 p$  состояние  $NN\pi$  системы

может образоваться в реакции  $pp \rightarrow d\pi^+$  (или  $pp \rightarrow pn\pi^+$ ) из начального состояния  ${}^1D_2$  (или высших парциальных волн), что, очевидно, исключает  $d$ -член из этого перехода. Наконец, в других каналах реакций с образованием дейтрона –  $pp \rightarrow d\pi^+$  и  $pn \rightarrow d\pi^0$  – конечное  $NN$  состояние  ${}^3S_1$  сопровождается рождением  $s$ -волнового пиона, при этом начальная пара нуклонов находится в  $P$ -состоянии [32], что также не совместимо с условием подключения  $d$ -члена.

Б. Другой разрешённый переход с  $d$ -членом содержит спин-синглетную ( $S = 0$ )  $S$ -волновую пару нуклонов в  ${}^1S_0$  конечном состоянии с  $p$ -волновым пионом. Такой переход осуществляется в изосинглетном ( $I = 0$ ) канале реакции  $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ . Здесь и далее  $\{pp\}_s$  обозначает  ${}^1S_0$  состояние  $pp$ -пары, которое на эксперименте реализуется путём ограничения энергии возбуждения в  $pp$ -паре значениями  $E_{pp} < 3$  МэВ. Следует заметить, что в этой реакции в изосинглетном канале возможен также переход из начальной триплетной  $D$ -волны в конечное состояние  ${}^1S_0p$ :  ${}^3D_1 \rightarrow {}^1S_0p$ . Этот переход не содержит контактный  $d$ -член, но из-за тензорного взаимодействия между начальными нуклонами имеет место сильная связь каналов  ${}^3S_1 - {}^3D_1$ . Изотриплетный канал ( $I = 1$ ) реакции  $NN \rightarrow \{pp\}_s\pi$  допускает переходы только в состояния с чётными орбитальными моментами конечного пиона, поэтому также не содержит контактный  $d$ -член.

Для определения  $d$  члена из эксперимента по однопионному рождению  $NN \rightarrow NN\pi$ , необходимо выбрать наиболее оптимальный вариант. Выбирая между вариантами А и Б, следует отметить, что извлечь константу  $d$  с высокой точностью едва ли возможно, используя каналы взаимодействий с изовекторными начальными состояниями (например,  $pp \rightarrow pn\pi^+$  и  $pp \rightarrow d\pi^+$ ), хотя с их помощью можно наложить ограничения на  $d$ . Так, для реакций с  $pp$ -парой в начальном состоянии и  $p$ -волновыми мезонами в конечном, существуют две парциальные волны:  ${}^1S_0 \rightarrow {}^3S_1p$  и  ${}^1D_2 \rightarrow {}^3S_1p$ . Контактный член даёт вклад только в переход  ${}^1S_0 \rightarrow {}^3S_1p$  и не даёт вклада в переход  ${}^1D_2 \rightarrow {}^3S_1p$ , в то же время амплитуда  ${}^1D_2 \rightarrow {}^3S_1p$  перехода значительно больше численно из-за сильной связи начального  $NN$  канала с каналом возбуждения  $\Delta$ -изобары  ${}^5S_2 N\Delta(1232)$ . Кроме этого, конечные нуклоны в реакции  $pp \rightarrow pn\pi^+$  могут вносить вклад не только в  $S$ -волны, но и в более высокие парциальные волны, что затрудняет определение низкоэнергетической константы.

Напротив, реакция  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  с образованием спин-синглетного конечного дипротона более предпочтительна для надёжного извлечения  $d$ -члена [52]. В этой реакции низкоэнергетическая константа  $d$  входит только в изоскалярную амплитуду  ${}^3S_1 \rightarrow {}^1S_0 p$ , которая, однако, сильно связана с переходом в  ${}^3D_1 \rightarrow {}^1S_0 p$  из-за тензорного взаимодействия в  $S = 1$  состоянии начальных нуклонов. Для отделения перехода  ${}^3D_1 \rightarrow {}^1S_0 p$  от перехода  ${}^3S_1 \rightarrow {}^1S_0 p$  необходимо провести парциально-волновой анализ спиновых амплитуд, описывающих реакцию  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ . Для того чтобы отделить изовекторный канал ( $I = 1$ ) от изоскалярного канала ( $I = 0$ ) в амплитуде реакции  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ , необходимо измерить одни и те же наблюдаемые для двух реакций  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$  и  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  в одной и той же самой кинематике. Обе эти задачи – выделение изоскалярного канала реакции  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  и проведение парциально-волнового анализа её спиновых амплитуд – являются основными задачами настоящей диссертации.

Впервые на возможность определить константу  $d$  из  $pN \rightarrow NN\pi$  реакции было указано в работе [34]. Было показано, однако, что в этом случае начальный импульс протона в с. ц. м.  $p \approx \sqrt{m_\pi M_N} \sim 360$  МэВ, поэтому параметр разложения по теории возмущений для реакции  $NN \rightarrow NN\pi$  должен быть порядка  $\chi \sim p/\Lambda_\chi \sim \sqrt{m_\pi/M_N} \sim 0,4$ , что заметно больше, чем типичный порядок этого параметра в киральной теории  $\chi \sim m_\pi/\Lambda_\chi \sim 0,14$ . Это означает, что при описании реакций  $NN \rightarrow NN\pi$  в рамках киральной теории следует ожидать более медленной сходимости ряда теории возмущений. В работе [34] ограничения на константу  $d$  были получены путём исследования перехода  ${}^1S_0 \rightarrow {}^3S_1 p$  в реакции  $pp \rightarrow pn\pi^+$ . Другая попытка извлечь константу  $d$  была сделана в работе [53], которая привела к отрицательному результату. Позднее результаты и выводы работы [53] были подвергнуты критике в работе [54]. В работе [54] было показано в рамках киральной эффективной теории, что комбинированный анализ  $p$ -волновых амплитуд рождения пионов, вносящих вклад в реакции  $pp \rightarrow d\pi^+$ ,  $pp \rightarrow pn\pi^+$  и  $pn \rightarrow pp\pi^-$ , даёт хорошее общее описание дифференциальных сечений и анализирующих способностей  $A_y$  для разных каналов  $NN \rightarrow NN\pi$  с одним и тем же значением низкоэнергетической константы  $d$ , которое оказывается порядка  $d \sim 3/(f_\pi^2 M_N)$  для  $NN$  взаимодействия, описываемого в модели связанных каналов [55]. При этом из трёх вариантов  $d = 3, 0, -3$  (в единицах  $f_\pi^2 M_N$ ) значение  $d > 0$  найдено наиболее предпочтительным.

В заключение этого параграфа отметим, что интерес к процессам с формированием  $^1S_0$ -дипротона  $\{pp\}_s$  в конечном состоянии реакций в малонуклонных системах при большой передаче импульса связан с работой [56]. В этой работе для решения известной проблемы  $T_{20}$ , обнаруженной в упругом  $pd$ -рассеянии назад в области энергий 0.5-1 ГэВ, было предложено исследовать процесс  $pd \rightarrow \{pp\}_s n$  в кинематике упругого  $pd$  рассеяния назад в области  $\Delta(1232)$ -изобары, разработана теоретическая модель этого процесса и показаны его качественные отличия от аналогичной реакции с дейтроном в конечном состоянии. Преимущества канала с конечным  $^1S_0$  дипроном заключаются в его изоспине  $I = 1$  и спин-чётности  $J^\pi = 0^+$ . Эти квантовые числа отличаются от дейтронных, поэтому реакции с дипроном в конечном состоянии описываются другими амплитудами перехода по сравнению с аналогичными (по кинематике) реакциями с конечным дейтроном, что и даёт новый нетривиальный тест динамики  $pd$ -рассеяния [56]. Кроме того поскольку спин дипротона равен нулю, то спиновая структура амплитуды реакции  $pN \rightarrow \{pp\}_s \pi$  гораздо проще, чем для дейтронного канала. В частности, для некоторых реакций с конечным дипроном и  $\pi$ -мезоном требуется всего несколько спиновых наблюдаемых, чтобы восстановить все независимые спиновые амплитуды процесса. Экспериментально реакция развала дейтрона с образованием дипротона  $pd \rightarrow \{pp\}_s n$  при больших переданных импульсах изучалась в эксперименте ANKE-COSY [57; 58]. При этом доминирование  $^1S_0$  состояния во внутреннем движении  $pp$ -системы при  $E_{pp} < 3$  МэВ было продемонстрировано путём измерения внутренних угловых и энергетических зависимостей для протонной пары в конечном состоянии. Разработанная экспериментальная техника детектирования  $\{pp\}$ -пары была применена позже на ANKE-COSY для исследования ряда других реакций [59—62].

### 1.6.2 Имеющиеся экспериментальные данные

При ограничении s-, p- и d- волнами  $\pi$ -мезонов, рождающихся в реакции  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ , эта реакция описывается 5-ю парциальными амплитудами. Поэтому для проведения парциально-волнового анализа необходимо измерить

девять независимых вещественных параметров (наблюдаемых),<sup>1</sup> что позволит модельно-независимым образом извлечь контактный d-член  $(NN)^2\pi$ . Часть необходимой информации была получена из измерения неполяризованного дифференциального сечения реакции  $pp \rightarrow \{pp\}_s\pi^0$  в эксперименте WASA-CELSIUS при энергии пучка 350 МэВ [63], позволившем получить два коэффициента разложения дифференциального сечения по степеням  $\cos\theta$  в выражении 4.9 (см. главу 4).

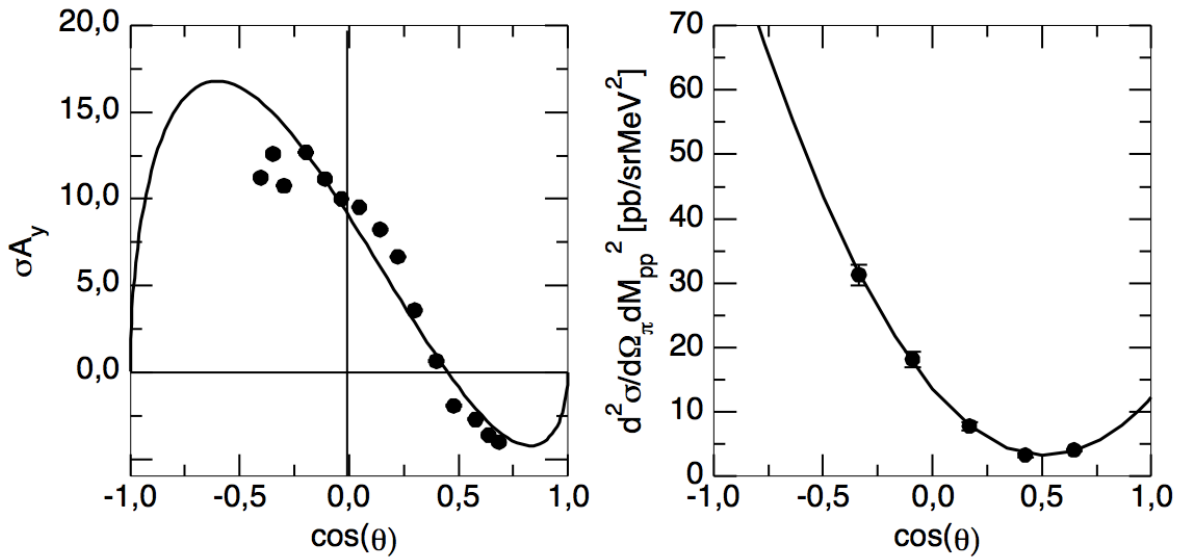


Рис. 1.5 — Анализирующая способность и дифференциальное сечение реакции  $np \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$  для энергии  $T_n = 353$  МэВ и с ограничением на энергию возбуждения пары протонов  $E_{pp} < 1,5$  МэВ. Экспериментальные данные из [11] и [12]. Сплошной линией показан фит полиномиальной функцией второго порядка по импульсу пиона.

Измерение  $A_y$  и  $d\sigma/d\Omega$  в квазисвободном процессе  $np \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$  потенциально позволяет найти большее число коэффициентов в разложении по  $\cos\theta$ . На основе данных эксперимента TRIUMF [11; 12] по измерению  $A_y$  и  $d\sigma/d\Omega$  в процессе  $np \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$  при энергии 353-440 МэВ авторы этого эксперимента провели парциально-волновой анализ с учетом пяти амплитуд. Однако угловой диапазон, как видно из приведенных данных из эксперимента TRIUMF на рис. 1.5, значительно уже полного интервала  $[0, \pi]$ . Поэтому процедура выделения коэффициентов разложения по полиномам Лежандра в этом случае неоднозначна в принципе. И авторы [11] фактически нашли несколько решений парциально-волнового анализа для всех энергий, затрудняясь выбрать физически значимое решение. В

<sup>1</sup>Общая для всех амплитуд фаза неизмерима и поэтому может быть выбрана произвольно.

частности, авторы [11] получили очень малый вклад  $d$ -волны  $\pi$ -мезонов при этой энергии 353 МэВ, что находится в противоречии с измерениями CELSIUS [63].

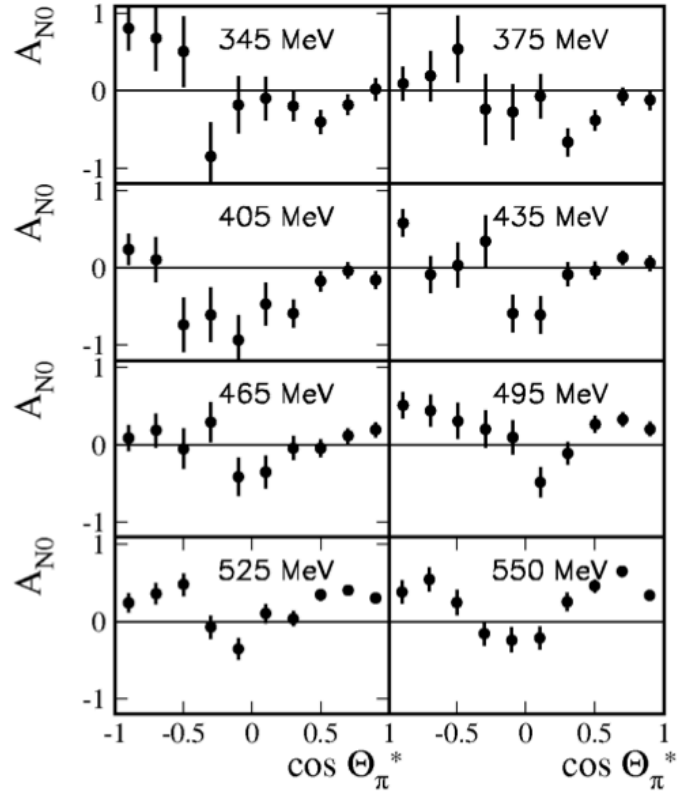


Рис. 1.6 — Анализирующая способность ( $A_{N0}$ ) для квазисвободной реакции с ограничением на энергию возбуждения пары протонов  $E_{pp} < 6$  МэВ. Рисунок из [13].

Данные для анализирующей способности из PSI [13] (см. рис.1.6) были получены с ограничением на энергию возбуждения  $E_{pp} < 6$  МэВ и поэтому не могут быть использованы в парциально-волновом анализе амплитуд рассматриваемой здесь реакции  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  в котором требуется выделение  $^1S_0$  протонной пары. Кроме того, даже при таком более слабом ограничении на энергию возбуждения, результаты в области вылета пионов назад имеют значительные погрешности для  $T_n = 345$  МэВ. Неполяризованное сечение реакции  $dp \rightarrow p_{sr}pp\pi^-$  для рассматриваемой области энергий также было получено коллаборацией *COSY – TOF* [64]. Несмотря на то, что пара  $pp$  была выделена, недостаточная статистика не позволила выделить события с ограничением на энергию возбуждения  $E_{pp} < 3$  МэВ.

Таким образом, до проведения экспериментов, рассматриваемых в данной работе, при энергии пучка 353 МэВ были получены данные только о  $d\sigma/d\Omega$  и  $A_y$  в неполном угловом диапазоне. Целью эксперимента ANKE [65] являлось расширить угловой диапазон  $A_y(\theta)$  и дополнить набор наблюдаемых измерением спино-

вых корреляций  $A_{x,x}$  и  $A_{x,z}$ , что позволило бы провести полный поляризационный эксперимент, т. е. найти модули обеих спиновых амплитуд (см. раздел 4.1) и их относительную фазу, на этом основании провести парциально-волновой анализ и тем самым выделить амплитуду перехода  ${}^3S_1 \rightarrow {}^1S_0p$ , содержащую контактный d-член.

## Глава 2. Постановка эксперимента

### 2.1 Ускоритель и накопительное кольцо COSY

Эксперимент проводился на установке ANKE [66] ускорительного комплекса COSY ("COoler SYnchrotron") [67], расположенного в научно-исследовательском центре Юлих (Германия). Схема ускорителя показана на рис. 2.1

Ускоритель представляет собой накопительное кольцо длиной 184 м с возможностью создания как поляризованных, так и неполяризованных протонных и дейтронных пучков. Импульсы ускоренных частиц находятся в пределах от 295 МэВ/с до 3.65 ГэВ/с, что соответствует диапазону энергий протонов от 45 МэВ до 2.83 ГэВ.

В случае поляризованных пучков,  $H^-$  и  $D^-$  ионы из источника поляризованных ионов предварительно ускоряются в циклотроне JULIC и затем проходят через углеродную фольгу, где происходит перезарядка, и далее вбрасываются в накопительное кольцо. После окончания процесса инжекции, частицы ускоряются до заданной энергии с помощью электрического поля, а магнитных полей фокусируются и удерживаются в накопительном кольце. Ускоренный пучок может как циркулировать в кольце, так и быть выведенным на внешнюю мишень. Ускоритель оснащён системой электронного и стохастического охлаждения, при помощи которой достигается монохроматичность пучка на уровне  $\delta p/p \sim 10^{-4}$ , тогда как для неохлаждённого пучка этот параметр равен  $10^{-3}$ . В описываемых измерениях применялось только электронное охлаждение дейтронного пучка после инжекции и до ускорения, что позволило накапливать в кольце частицы от множества последовательных инжекций для совместного ускорения (процесс стэкинга). Такой подход повышал интенсивность ускоренного поляризованного пучка до 10 раз.

Число накопленных в кольце частиц неполяризованного пучка составляет порядка  $\sim 10^{10}$ , частота циркуляции  $\sim 10^6$  Гц. Интенсивность в случае поляризованного пучка после однократной инжекции была в 5-10 раз ниже, чем для неполяризованного, что частично компенсировалось применением стэкинга.



## Cooler-Synchrotron COSY, FZ Jülich

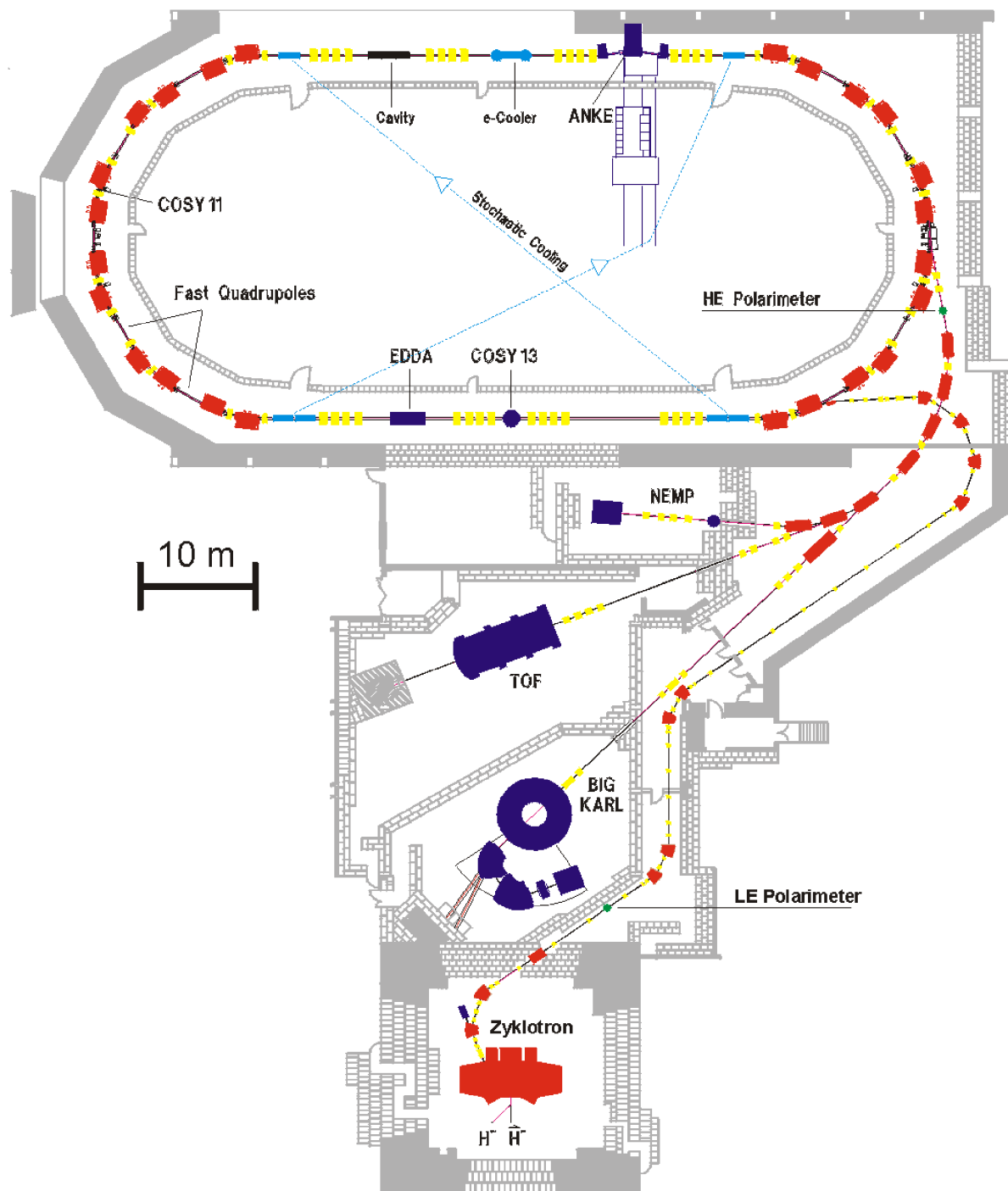


Рис. 2.1 — Схема ускорительного комплекса COSY.

### 2.1.1 Источник поляризованных ионов

Источник поляризованных ионов на COSY [68; 69] производит отрицательно заряженные ионы водорода и дейтерия, которые затем проходят процедуру перезарядки и инжектируются в накопительное кольцо. Схема источника показана на рис. 2.2. Источник состоит из нескольких компонент: из атомного источника пучка, радиочастотного диссоциатора, системы секступолей, зарядообменной области, дефлекторного магнита и фильтра Вина.

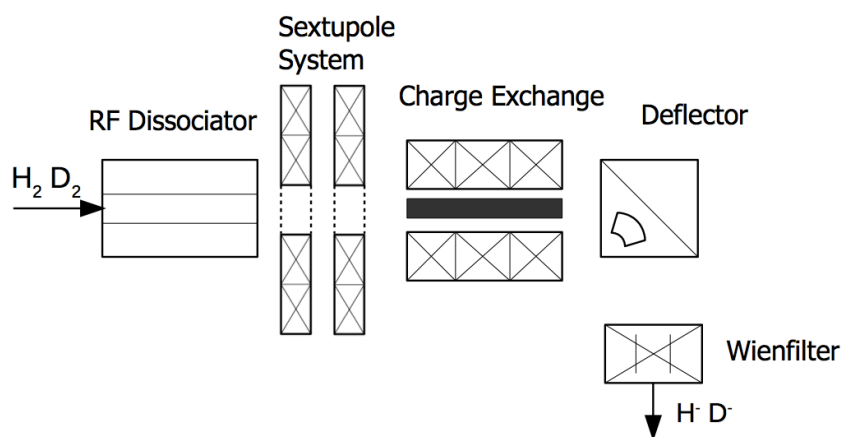


Рис. 2.2 — Принципиальная схема источника поляризованных ионов.

Сначала нейтральные и неполяризованные молекулы газа дейтерия или водорода проходят сквозь радиочастотный диссоциатор, в котором под действием электромагнитного поля высокой частоты, свободные электроны ускоряются и возбуждают колебательные уровни молекул водорода. В результате возбуждения, молекулы распадаются на атомы, и получившийся атомарный пучок попадает в секступольную магнитную систему. Первый секступоль дефокусирует атомы с электронным спиновым состоянием  $m_j = -1/2$ , а атомы со спинами  $m_j = +1/2$  остаются в пучке. Второй секступольный магнит играет роль ахроматической линзы, которая фокусирует пучок в зарядообменную область ионизации. Здесь атомарный пучок взаимодействует с нейтральными атомами цезия. Так как электроотрицательность водорода значительно выше цезия, водород получает дополнительный электрон:  $\vec{H}^0 + Cs^0 \rightarrow \vec{H}^- + Cs^+$ . Наконец, получившиеся ионные пучки  $H^-$  и  $D^-$  поворачиваются тороидальным дефлектором на  $90^\circ$  и попадают на линию инжекции циклотрона. Здесь, при помощи фильтра Вина, ионный пучок очищается от электронов и прочего фона, затем предускоряется в циклотроне

JULIC, после чего инжектируется в накопительное кольцо COSY через зарядообменную углеродную фольгу.

## 2.2 Спектрометр ANKE

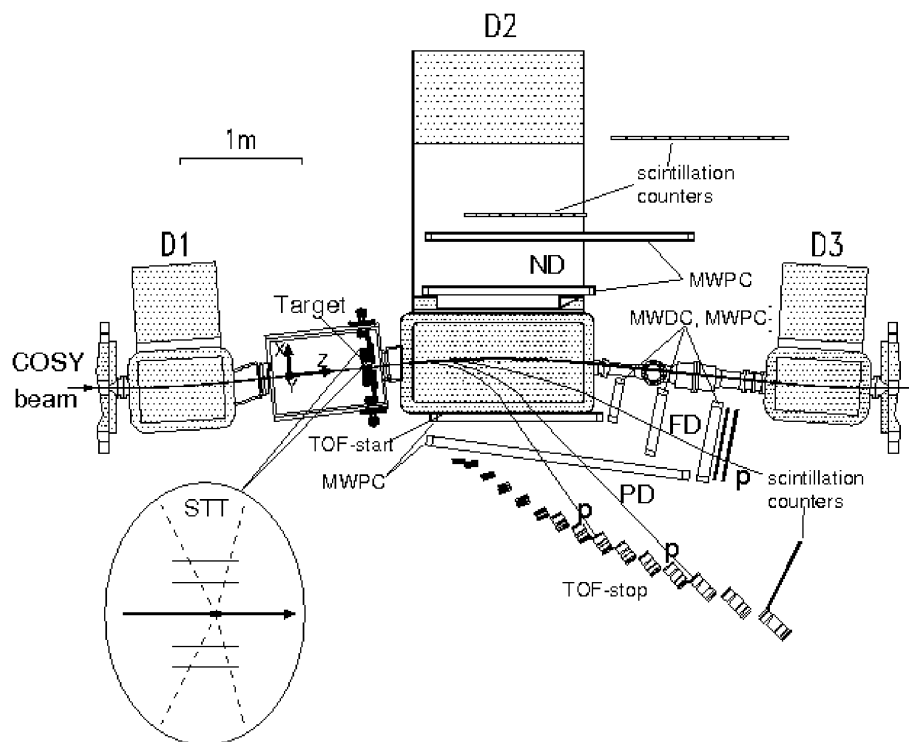


Рис. 2.3 — Схема магнитного спектрометра ANKE.

На одном из прямолинейных участков кольца ускорителя COSY расположен магнитный спектрометр заряженных частиц ANKE (Apparatus for Studies of Nucleon and Kaon Ejectiles) [66]. Схема ANKE показана на рис. 2.3.

Основными компонентами спектрометра являются магнитная система, внутренняя мишень и несколько детекторных систем (боковые детекторы положительных и отрицательных частиц, передний и вершинный детекторы). Магнитная система ANKE состоит из трёх дипольных магнитов. Два магнита D1 и D3 изменяют траекторию пучка ускорителя, отклоняя его на угол  $\alpha$  (варьируется в пределах  $0^0 - 10.6^0$ ) с внутренней орбиты на мишень в мишенной камере и возвращая пучок на стационарную орбиту после его взаимодействия с мишенью. Главный спектрометрический магнит D2 отклоняет пучок на угол  $2\alpha$ .

### 2.2.1 Типы мишеней

В описываемых экспериментах использовались два типа мишеней. Кластерная мишень производит только неполяризованные водородные или дейтериевые струи высокой плотности, а поляризованная мишень с накопительной ячейкой обеспечивает эксперимент как поляризованными, так и неполяризованными пучками водорода или дейтерия.

#### **Неполяризованная кластерная мишень**

Кластерная мишень на ANKE состоит из трёх основных частей: кластерного источника, анализирующей камеры и сбрасывателя пучка [70]. Кластеры из  $10^3 - 10^4$  атомов производятся в сопле Лавалья, которое охлаждается до 20К. Полученный кластерный пучок, окружённый газовым пучком, достигает конического отверстия диаметром 700 мкм, которое выполняет функцию скиммера. Таким образом, только хорошо сформированный кластер минует скиммер и попадает в анализирующую камеру, где измеряется плотность кластерного пучка. Плотность достигала значений до  $10^{14}$  атомов/см<sup>2</sup>.

#### **Поляризованная мишень с накопительной ячейкой**

Для реализации эксперимента с двойной поляризацией было необходимо использовать внутреннюю поляризованную мишень с накопительной ячейкой (PIT - Polarised Internal Target) [71]. Компонентами мишени являются:

- источник атомарных пучков (ABS - Atomic Beam Source),
- накопительная ячейка,
- поляриметр, работающий на эффекте лэмбовского сдвига (LSP - Lamb Shift Polarimeter), который позволяет оперативно измерять поляризацию газа мишени.

Использование накопительной ячейки позволяет повысить плотность мишени на два порядка величины.

Источник атомарных пучков производит пучок поляризованных атомов водорода или дейтерия с интенсивностью  $6 \cdot 10^{16}$  ат/с для атомов водорода и  $4 \cdot 10^{16}$  ат/с в случае дейтерия. ABS расположен между дипольными магнитами D1 и D2. Установка состоит из диссоциатора, в котором молекулы водорода или дейтерия диссоциируют в H и D атомы, и набора секступольных магнитов и радиочастотных узлов, в которых происходит поляризация атомных пучков. Атомарный водород или дейтерий выходит из диссоциатора и далее пучок формируется при помощи фильтра из стали и коллиматора, геометрия которых выбирается так, чтобы пучок отклонялся, попадая в аксептанс магнитной системы секступолей. Плотность струи поляризованного газа на выходе из ABS составляет  $\sim 10^{11}$  ат/см<sup>2</sup>.

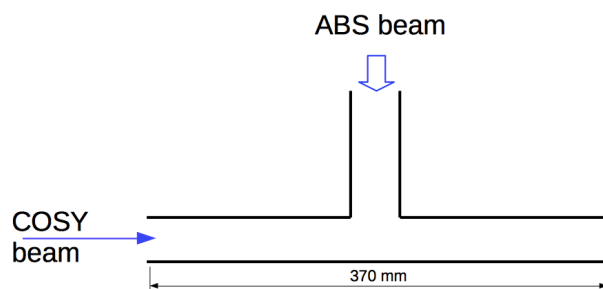


Рис. 2.4 — Накопительная ячейка.

Накопительная ячейка представляет собой открытую с двух сторон Т-образную трубку (рис. 2.4), в которую нагнетается газ из источника ABS. Размер трубки  $20 \times 15 \times 370$  мм<sup>3</sup>, стенки трубки делаются из алюминиевой фольги толщиной 20 мкм, покрытой 5 мкм слоем тефлона, препятствующим поверхностной рекомбинации поляризованных атомов. Поляризация газа в ячейке сохраняется благодаря рассеянному полю магнита D2. Главная вертикальная компонента поля на всём протяжении ячейки и входной трубки превышает критическую величину, необходимую для сохранения поляризации. Результирующая плотность мишени равна  $1.3 \cdot 10^{13}$  ат/см<sup>2</sup>. Используемая конструкция ячейки позволяет не разрушать пучок и проводить измерения с циркулирующим (вплоть до нескольких часов при использовании охлаждения) ускорительным пучком.

### 2.2.2 Детекторные системы

Спектрометр ANKE оборудован следующими детекторными системами:

- передним детектором (FD – Forward Detector),
- детектором положительно заряженных частиц (PD – Positive Detector),
- детектором отрицательно заряженных частиц (ND – Negative Detector),
- вершинным детектором — кремниевым трековым телескопом (STT – Silicon Tracking Telescope).

Во всех этих детекторах, за исключением STT, используются многопроволочные пропорциональные камеры (MWPC) для восстановления треков и сцинтилляционные счётчики для получения информации о времени пролёта и энергии частиц. В PD и ND время пролёта измеряется между стартовыми и стоповыми счётчиками. Для того чтобы это время было максимальным, стартовые детекторы расположены непосредственно за окном D2. Информация об энергетических потерях также используется для идентификации частиц. Пределы импульсного акцептанса детекторов положительно и отрицательно заряженных частиц (0.15 – 1.1) ГэВ/с, для переднего детектора — (0.4 – 3.7) ГэВ/с.

#### Передний детектор (FD)

Передний детектор, изображённый на рис. 2.5, включает в себя многопроволочные пропорциональные камеры (на схеме обозначены как MWPC), дрейфовую камеру (MWDC) и два слоя сцинтилляционных счётчиков.

Параметры детектора приведены в статьях [72; 73], за исключением системы камер, которая была заменена до рассматриваемых в диссертации измерений. При этом, первая пропорциональная камера была заменена на MWDC, которая содержит три плоскости вертикальных проволок и 4 плоскости проволок, наклонных под углом  $30^\circ$ , с шагом проволок 1 см и таким же расстоянием между плоскостями. Камера работает с газовой смесью  $C_2H_6(20\%) + Ar$  и позволяет достичь разрешения  $\sigma = 260$  мкм.

Две других камеры с шагом проволок 1.05 мм были заменены на пропорциональные камеры со сдвоенными плоскостями шагом 2.06 мм (MWPC на рис. 2.5). Каждая из MWPC содержит пару сдвоенных проволочных плоскостей с вертикальными проволоками (X), и пару горизонтальных (Y). Сдвоенные плоскости в парах сдвинуты друг относительно друга на полшага проволоки при расстоянии между плоскостями 2 мм. Это позволяет добиться пространственного разрешения, близкого к камерам с шагом 1.05 мм, без необходимости применения поддерживающей плёнки, что упрощает конструкцию и эксплуатацию камер. Один из катодов в парах X, Y плоскостей — стрипованный с наклоном стрипов  $\pm 30^\circ$  и шагом 5 мм.

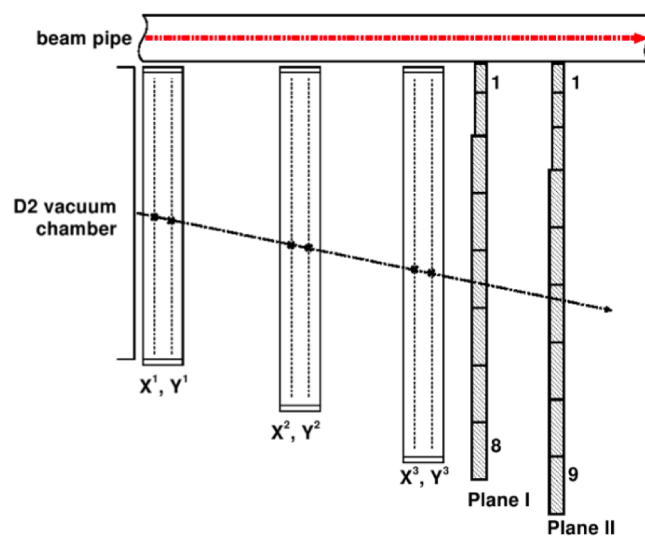


Рис. 2.5 — Схема переднего детектора ANKE.

Детектор расположен между дипольными магнитами D2 и D3 близко к каналу проведения пучка. Пространство доступное на данном участке очень ограничено. Расстояние между магнитами составляет около 1.6 м. Так как камеры расположены близко к пучку, система работает на высоких нагрузках. Более того, необходимо хорошее пространственное разрешение многопроволочных камер ( $< 1$  мм) для того, чтобы разрешение по импульсам было не хуже 1%, что в свою очередь необходимо для выделения протон-протонных пар с низкой энергией возбуждения.

Передний сцинтилляционный годоскоп состоит из двух плоскостей отдельных счётчиков. В первой плоскости 8 счётчиков, во второй - 9, размеры счётчиков варьируются от 4 до 8 см по ширине и от 1.5 до 2 см по толщине. Счётчики одной плоскости сдвинуты на половину ширины одного счётчика относительно другой плоскости. Информация о времени и амплитуде сигнала считывается с по-

мощью фотоумножителей, расположенных с обоих концов каждого сцинтиллятора. Сцинтилляционные счётчики обеспечивают триггерный сигнал, информацию об энергетических потерях и позволяют определить разницу во временах пролёта для пар частиц, проходящих через разные счётчики. Обработка информации с годоскопа позволяет определять потери энергии с точностью до 10%, а разницу времён пролёта для двухчастичных событий с точностью до 0.2 нс.

Угловой аксептанс переднего детектора составляет около  $12^{\circ}$  по горизонтали и  $3.5^{\circ}$  по вертикали.

### **Детектор положительно заряженных частиц (PD)**

Детектор положительно заряженных частиц предназначен для регистрации частиц с импульсами в пределах 150 – 1100 МэВ/с, вылетевших во фронтальную область. Он состоит из 23 стартовых счётчиков, двух многопроволочных пропорциональных камер, а также 15 пробегных телескопов, дополненных со стороны высоких импульсов годоскопом из 6-ти сцинтилляционных счётчиков (“боковой стенкой”), как показано на рис. 2.3.

Сцинтилляционные стартовые счётчики расположены рядом с выходным окном спектроскопического магнита D2. Каждая частица, регистрируемая детектором положительно заряженных частиц проходит сквозь один счётчик, а далее попадает в многопроволочные пропорциональные камеры (MWPC) для восстановления треков и в один из телескопов либо в боковую стенку. В каждой камере расположено 3 плоскости анодных проволок (вертикальные, под углами  $+30^{\circ}$  и  $-30^{\circ}$ ). Катодные плоскости расположены на расстоянии 5 мм от анодных. Информация с пропорциональных камер о треке заряженной частицы позволяет определить её импульс с точностью 2 – 3%.

Пробегные телескопы находятся в фокальной плоскости спектрометрического магнита D2, и каждый из них покрывает импульсный диапазон около 30 МэВ/с. Телескоп состоит из сцинтилляционного стопового счётчика, работающего на совпадение со стартовыми счётчиками, счётчика регистрации потерь энергии  $\Delta E$ , вето-счётчика и двух медных пассивных поглотителей, которые останавливают протоны из мишени. Только стоповые счётчики были использованы



в анализе данных описываемых экспериментов. Боковая стенка закрывает зазор между последним телескопом и годоскопом FD и находится вне фокальной плоскости D2.

### **Детектор отрицательно заряженных частиц (ND)**

Детектор отрицательно заряженных частиц использовался для регистрации  $\pi^-$ -мезонов. Он частично расположен внутри зазора ярма (активной полости) спектрометрического магнита D2 и состоит из 20-ти сцинтилляционных стартовых счётчиков и разделённых на две группы 22-х стоп-счётчиков, используемых для идентификации по времени пролёта и энергетическим потерям. Стартовые счётчики расположены рядом с выходным окном спектрометрического магнита D2. Первая группа стоповых счётчиков расположена внутри зазора ярма магнита D2, а вторая группа расположена за пределами зазора магнита.

Внутри диполя D2 помещены две многопроволочные пропорциональные камеры, необходимые для восстановления треков, с точностью определения импульса до  $\Delta p/p \approx 2 - 3\%$ . Конструкция многопроволочных пропорциональных камер ND подобна конструкции камер PD.

### **Кремниевый трековый телескоп**

Кремниевый трековый телескоп предназначен для регистрации низкоэнергетических протонов и дейтронов, вылетающих из мишени, и восстановления треков регистрируемых частиц. Телескоп состоит из трёх кремниевых детекторов, имеющих стриповую структуру на двух сторонах для определения координат трека частицы. Стрипы на разных сторонах каждого детектора расположены вертикально и горизонтально.

Измерение энергетических потерь в каждом отдельном слое позволяет произвести идентификацию остановившейся частицы. Протон регистрируется в случае, когда он проходит как минимум один слой. Таким образом минимальная энер-

гия регистрируемого протона определяется толщиной внутреннего слоя. Максимальная регистрируемая энергия протона определяется общей толщиной всех слоев. Поэтому основной целью при построении Кремниевого Трекового Телескопа было обеспечить минимальную толщину внутреннего слоя и в тоже время максимальную толщину внешнего. Толщина слоев трекового телескопа в порядке от внутреннего к внешнему составляет 60 мкм, 300 мкм и 5100 мкм. Идентифицировать протоны по  $\Delta E/E$  возможно для энергий от 2.5 до 40 МэВ. Энергетическое разрешение кремниевого детектора составляет 150-250 КэВ.

## 2.3 Получение данных

### 2.3.1 Структура триггера

Во время измерения считывание информации с детекторов производилось по сигналу триггерного модуля. Было использовано несколько триггерных схем, сигналы которых подавались на входы триггерного модуля. На время чтения данных (мёртвое время системы) система блокировалась для приёма новых триггерных срабатываний, однако, число таких срабатываний (входных триггеров) аккумулировалось отдельно для каждого индивидуального триггера, в том числе и во время блокировки. Кроме того, в каждом записанном событии присутствовала информация о всех сработавших в нём триггерных схемах.

Для некоторых триггеров использовалось подавление, то есть отбор для записи только каждого  $n$ -го события (с фиксированным  $n$ ). Такое подавление изменяло влияние мёртвого времени системы на события с данным триггером. При этом, индивидуальный подсчёт входных и выходных срабатываний позволял оценить свой фактор мёртвого времени, то есть, эффективность системы сбора, для каждого триггера.

В описываемых экспериментах использовались следующие триггерные схемы:

- FdAnd: одночастичный FD триггер, требующий срабатывания хотя бы одного счётчика в каждой из стенок годоскопа;

- FdDouble: триггер на две частицы в FD, требующий в каждой стенке годоскопа либо срабатывания двух счётчиков, либо превышения порога двойных ионизационных потерь энергии для протона;
- PdDirect: одночастичный PD триггер на совпадение любого стартового счётчика PD с любым из стоповых, включая боковую стенку;
- PdTripple: триггер на две частицы в PD, требующий срабатывания либо комбинации счётчиков (1 стартовый + 2 стоповых), либо (1 стоповый + 2 стартовых);
- Fd&Pd: Совпадение FdAnd со счётчиком боковой стенки PD;
- HighThreshold: триггер на высокие ионизационные потери в первой стенке FD годоскопа и боковой стенке PD, требующий превышения порога потерь хотя бы в одном счётчике;
- STT\_Or: триггер по сигналу с любого из первых двух слоёв вершинного детектора.

FdDouble, PdTripple и Fd&Pd служили основными триггерами для регистрации протонных пар в FD и PD. Схемы триггеров FdAnd и FdDouble приведены в препринте [74].

### 2.3.2 Измерение с протонным пучком

В эксперименте, проводившемся в 2009 году, циркулировал вертикально поляризованный протонный пучок с кинетической энергией 353 МэВ. Направление поляризации менялось каждый цикл ускорителя (6 минут). В реакции  $\vec{p}d \rightarrow \{pp\}_s \pi^- + p_{\text{spec}}$ , быстрые протоны из пары  $\{pp\}_s$ , полученные при взаимодействии пучка с дейтериевой кластерной мишенью, регистрировались в переднем детекторе и в детекторе положительно заряженных частиц. Пионы, рождающиеся на малых углах с.ц.м., регистрировались в детекторе отрицательно заряженных частиц, а медленные спектаторные протоны  $p_{\text{spec}}$  — в вершинном детекторе STT.

В данном измерении использовались все перечисленные выше следующие триггера. FdAnd был подавлен от 2 до 6-ти раз (фактор менялся в зависимости

от загрузки). Он служил для калибровки, нормализации, а также для оценки эффективности триггеров FdDouble и HighThreshold. В небольшой части данных, набираемых для калибровки STT, FdAnd заменялся на триггер STT\_Or. PdDirect использовался в начале сеанса для настройки и проверки эффективности триггера PdTripple.

### 2.3.3 Измерение с дейтронным пучком

Эксперимент с двойной поляризацией проводился в 2011 году с использованием поперечно поляризованного дейтронного пучка (поляризация переключалась раз в 10 минут) и поляризованной водородной мишени с накопительной ячейкой (направление поляризации менялось каждые 5 секунд). Энергия дейтронного пучка составляла 726 МэВ.

В измерении использовались все описанные триггера, кроме STT\_Or. Триггер FdAnd был подавлен в 20 раз, PdDirect — в 16 раз, а HighThreshold — в два раза. Все протонные пары из процесса  $\vec{d}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s\pi^- + p_{\text{spec}}$  регистрировались в PD по триггеру PdTripple, а спектаторные протоны на этот раз несли половину импульса пучка и, таким образом, попадали в FD. Триггер FdDouble использовался для регистрации калибровочного процесса  $dp \rightarrow d\pi^0 + p_{\text{spec}}$ , в котором обе заряженные частицы попадали в FD.

### Глава 3. Анализ экспериментальных данных

В данной главе описаны процедуры обработки данных эксперимента. Они включают в себя как общие для всех измерений на ANKE методы калибровки установки, восстановления событий и определения эффективности, так и процедуры, применявшиеся при изучении процессов  $\vec{p}n \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$  и  $\vec{n}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ .

#### 3.1 Общие процедуры анализа и калибровки

##### 3.1.1 Восстановление траекторий и импульсов частиц

Для восстановления траекторий частиц в FD, PD и ND используется информация с многопроволочных пропорциональных и дрейфовых камер этих детекторов. Камеры располагаются в области рассеянного поля магнита D2, которое приводит лишь к незначительному отклонению треков от прямой линии. Это позволяет использовать в области детекторов простую модель прямого трека. Многократное кулоновское рассеяние также не оказывает существенного влияния на траекторию частицы между камерами и учитывается соответствующими допусками в процедуре распознавания треков.

В целом, множественность треков в каждом детекторе в экспериментах с кластерной и поляризованной мишенями очень мала: одотрековые события составляют более 99.5%, за исключением случая переднего детектора в измерении с дейтронным пучком, когда две частицы регистрируются в около 5% событий. Однако, в процессах  $\vec{p}n \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$  и  $\vec{n}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$  протонная пара с малой энергией возбуждения  $E_{pp}$  чаще всего попадает в один детектор, поэтому эффективному восстановлению таких событий уделялось особое внимание.

Процедура восстановления траекторий в переднем детекторе описана детально в работе [73]. Наличие как вертикальных и горизонтальных, так и наклонных проволоч (стрипов) позволяет восстанавливать события с несколькими треками в камерах, что необходимо при изучении реакций с дипротонами. Размер

проволочного кластера в MWPC очень мал: в более 90 % случаев срабатывает одна проволока, что позволяет исключить использование одного и того же кластера в нескольких треках. Существенная потеря эффективности восстановления близких протонных пар наблюдается только для  $E_{pp} < 0.3$  МэВ. Она связана, в основном, с шагом MWDC, а также с требованием попадания двух частиц в разные счётчики годоскопа хотя бы в одной из его стенок, что необходимо для идентификации частиц по разности времён пролёта.

Задача поиска треков при изучении процессов с одним треком в детекторах PD и ND достаточно проста и осуществляется “стандартными” процедурами поиска, применяемыми во всех экспериментах на ANKE. Однако, “стандартная” процедура не обеспечивала нужной эффективности восстановления двухтрековых событий, что потребовало создания специального алгоритма поиска. Типичный размер кластера в PD равен 3-5 проволок, в зависимости от угла трека и импульса протона, что при шаге проволок 2.54 мм приводит к ширине кластера  $\sim 1$  см. При этом, импульс протонов, регистрируемых в PD, существенно ниже, чем в FD и, при равном значении  $E_{pp}$ , расстояние между треками протонной пары в случае PD будет больше. Это позволяет эффективно восстанавливать пары с малой энергией  $E_{pp}$  даже с большим размером проволочных кластеров. Как и в случае FD, основное ограничение на минимальную величину  $E_{pp}$  здесь также связано с требованием попадания двух протонов в разные счётчики в стартовой, либо в стоповой группе счётчиков.

Детектор ND использовался только для регистрации  $\pi^-$  в измерении с протонным пучком, что не требовало разработки специальной процедуры поиска, нацеленной на множественные события.

Получив координаты треков частиц, можно оценить их кинематические параметры. Магнитное поле спектрометрического магнита D2 известно на трёхмерной решётке, что позволяет определить трёх-импульсы частиц в точке рождения, фиксируя последнюю.

Использовались несколько способов восстановления импульса: приближение box field, полиномиальное приближение, метод Рунге-Кутты.

Приближение box field использовалось на стадии быстрой преселекции сырых данных в PD и ND. Для данного подхода поле магнита D2 рассматривается как однородный прямоугольный блок с эффективными шириной и длиной. Внутри этого блока заряженная частица движется по дуге, вне поля трек частицы счи-

тается прямой линией. Далее, учитывая вертикальные и горизонтальные координаты и углы, определённые на выходе из поля с помощью камер, рассчитываются компоненты импульса.

В полиномиальном методе [73] каждая компонента импульса аппроксимировалась многочленом третьей степени от четырёх параметров трека (координаты и углы трека в горизонтальной и вертикальной плоскостях). Коэффициенты многочленов находились из обучающих выборок событий, полученных GEANT-моделированием. Этот метод применялся для восстановления импульса в FD.

Метод Рунге-Кутты четвёртого порядка использовался для окончательного анализа данных во всех детекторах. Параметры фита, трёх-импульс  $\vec{P}$ , и вертикальная координата точки взаимодействия  $Y_{\text{target}}$  варьировались, чтобы получить после трассировки измеренные координаты на камерах. Координаты мишени в направлениях  $X$  и  $Z$  были при этом фиксированы. Широко используемый метод обратной трассировки от трека на камерах к мишени не применялся в связи с кривизной траектории в области камер, которая была мало существенна при поиске трека, но важна для восстановления импульса. Параметры, полученные box field и полиномиальным методом, использовались в качестве начальных для трассирования Рунге-Кутты. Трассировка методом Рунге-Кутты использовалась также при восстановлении  $Z$ -координаты вершины при измерении с накопительной ячейкой (см. секцию 3.5.3).

### 3.1.2 Калибровка импульсной шкалы

Методика подстройки (калибровки) геометрических параметров на ANKE описана в работе [73]. Точность восстановления импульса и угла вылета частицы прямо связаны с точностью определения геометрии установки ANKE. Расположение и размер основных частей спектрометра хорошо определены и зафиксированы, но некоторые параметры, необходимые для реконструкции трека, должны быть известны с точностью, недоступной в прямом измерении. Так, положение камер измеряется с точностью не хуже 0.5 мм что, однако, превышает величину координатного разрешения (RMS) камер в FD, которое вносит основной вклад в импульсное разрешение  $\delta p/p \approx 1\%$ . Это делает  $X$ -координату камер самым чув-

ствительным позиционным параметром. Ещё один из таких параметров это X-координата точки пересечения пучка и мишени. Другой важный параметр — угол отклонения пучка от номинальной орбиты COSY, который может отличаться от ожидаемого из-за сдвига орбиты синхротрона. Неопределённости этих параметров влияют на значение импульса восстанавливаемой частицы, а значит, и на получаемую недостающую массу в реакции.

Чтобы обеспечить правильное восстановление импульса, необходимо откалибровать геометрию, используя кинематику эксклюзивно регистрируемых процессов. В случае протонного пучка и дейтериевой мишени, такими процессами, в которых регистрируются все, либо не регистрируется только одна частица, являются  $pd \rightarrow pd$ ,  $pd \rightarrow dn\pi^+$ ,  $pd \rightarrow ppn$ ,  $pd \rightarrow {}^3H\pi^+$ . В обратной  $dp$ -кинематике, к ним добавляется процесс  $dp \rightarrow dp\pi^0$ , а в упругом  $dp$ -рассеянии могут регистрироваться обе вторичные частицы в FD.

В ходе процедуры калибровки параметры установки варьируются и на каждой итерации треки реконструируются заново. При этом, минимизируются отклонения получающейся недостающей массы от номинальной для данной реакции величины. Процессы, в которых регистрируются все конечные частицы, входят в общий  $\chi^2$ -функционал через отклонения всех компонент 4-импульса. Они играют особую роль, так как наиболее чувствительны к смещению поперечного импульса частиц.

Процедура калибровки особенно важна в случае FD, где влияние положения трека на восстанавливаемый импульс наибольшее.

### 3.1.3 Нахождение задержек сцинтилляционных счётчиков

Разность времён пролёта частиц от мишени до счётчиков служит основным критерием идентификации при регистрации двух и более частиц в детекторах FD, PD и ND. Для определения этой разности необходимо знать относительные задержки между сцинтилляционными счётчиками. Такие задержки определяются для счётчиков каждого из детекторов отдельно, после чего находится величина общей задержки между детекторами.



## Задержки в детекторе FD

В детекторе FD стенки годоскопа расположены близко друг к другу (7 см), так что можно считать, что время пролёта для частиц примерно одинаково, и можно пренебречь разностью времён пролёта между двумя стенками для различных частиц. Таким образом, разность сигналов с счётчиков, расположенных друг за другом, сработавших от одной частицы, непосредственно даёт относительную задержку в этой паре. Стенки годоскопа сдвинуты на полсчётчика и каждому счётчику передней стенки соответствует два в задней стенке, и наоборот. Это позволяет связать все счётчики годоскопа через попарные задержки и, в итоге, определить для каждого счётчика его задержку относительно первого в годоскопе.

## Задержки в детекторах PD и ND

В детекторе PD стартовые и стоповые счётчики разнесены на большое расстояние и при определении относительных задержек необходимо учитывать время пролёта между счётчиками, для чего необходимо восстановить импульс и определить тип частицы. Подавляющее большинство частиц в PD — пионы и протоны, обычно образующие легко разделимые пики в сырых спектрах времён пролёта в каждой комбинации старт-стоп счётчиков, что связано с ограниченным импульсным диапазоном каждого стоп-счётчика шириной  $\sim 30$  МэВ/с.

Задержка между  $i$ -м стартовым и  $j$ -м стоповым счётчиками  $\Delta_{ij} = \Delta_i^{Sa} - \Delta_j^{So}$ , где задержки для каждого из счётчиков  $\Delta_i^{Sa}$  и  $\Delta_j^{So}$  определяются по отношению к одному выделенному счётчику в PD. Минимизируя следующую форму:

$$\chi^2 = \sum \frac{(T_i - T_j + \Delta_i^{Sa} - \Delta_j^{So} - \tau_{ij})^2}{\sigma^2},$$

можно определить задержки всех счётчиков PD относительно выделенного. Здесь  $T_i$  и  $T_j$  - значения времени, измеренные в  $i$ -м стартовом и  $j$ -м стоповом счётчиках, а  $\tau_{ij}$  — время пролёта между стартовым и стоповым счётчиком, рассчитанное на основе восстановленного импульса и определённого типа частицы. Суммирова-

ние проводится по всем комбинациям стартовых и стоповых счётчиков, попадающих в область акцептанса PD детектора. Так как форма  $\chi^2$  линейно зависит от параметров  $\Delta$ , то минимизация эквивалентна решению системы линейных уравнений относительно задержек всех рассматриваемых счётчиков.

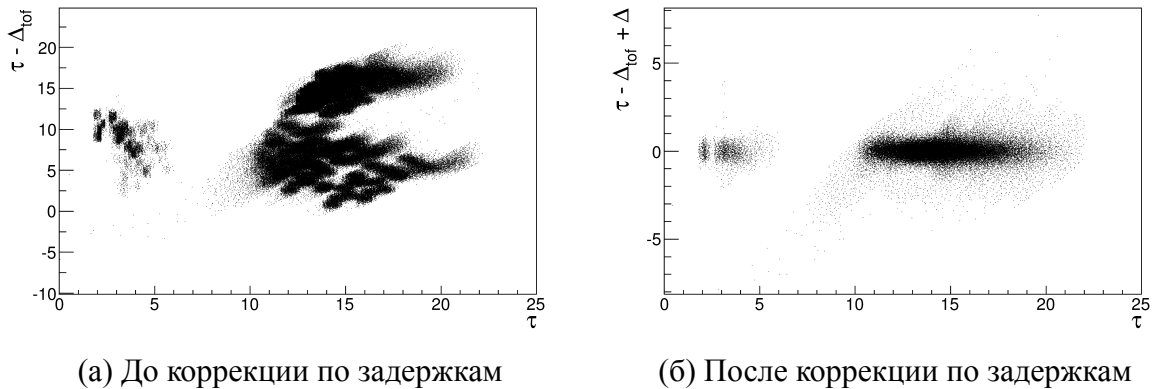


Рис. 3.1 — Разница между рассчитанным временем пролёта между стартовым и стоповым счётчиками и измеренным временем до и после внесения задержек как функция рассчитанного времени.

В акцептанс некоторых старт-стоп комбинаций не попадали пионы либо протоны, кроме того, в данных с накопительной ячейкой присутствовал существенный фон рассеянных протонов с импульсами, не соответствовавшими своему стоп-счётчику. В этом случае, для идентификации частиц были построены распределения энергетических потерь в стоповом счётчике в зависимости от разности времён пролёта для каждой комбинации счётчиков, как показано на рис. 3.2. На этих распределениях компактная группа быстрых частиц, соответствующая пионам, продолжается хвостом событий, который состоит из рассеянных протонов, а также протонов из мишени. Чтобы определить относительное расположение искомых пиков, использовались модельные спектры из GEANT-симуляции.

При решения системы уравнений использовались события, попадающие в пределы  $2\sigma$  от найденных пиков пионов и протонов во времяпролётных спектрах. На рис. 3.1 показаны разности измеренных и рассчитанных времён пролёта до и после внесения полученных задержек.

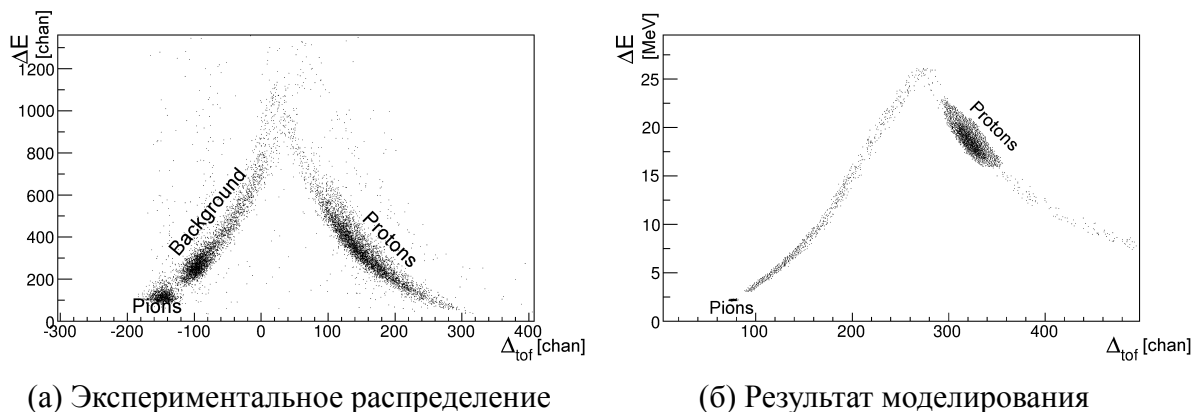


Рис. 3.2 — Зависимость энерговыделения в стоповом счётчике от времени пролёта между стартовым счётчиком 4 и стоповым счётчиком 3. Обозначены группы пионов и протонов, рождённых в мишени, а также группа фоновых протонов с высоким импульсом.

## 3.2 Эффективность регистрации и восстановления событий

### 3.2.1 Эффективность многопроволочных камер и сцинтилляционных счётчиков

#### Эффективность счётчиков

Сцинтилляционные счётчики использовались для выработки триггера, при поиске треков и для идентификации частиц. Основным сценарием неэффективности было падение амплитуды с верхнего ( $Q_{up}$ ) или нижнего ( $Q_{down}$ ) ФЭУ ниже порога формирования временного сигнала. Возможность этого проверялась по распределению амплитуд  $Q_{up}$  и  $Q_{down}$  в зависимости от расстояния трека до ФЭУ (вертикальной координаты трека): амплитуды минимальны при наибольшем удалении от ФЭУ. При этом, отбирались события по типу частиц и импульсам близкие к искомым вторичным частицам (протонам из дипротонов, либо спектаторным протонам в FD и PD,  $\pi^-$  в ND). Признаки неэффективности были обнаружены только в тонких счётчиках в FD, ближайших к пучку которые, однако, не использовались в данном анализе.

В случае переднего детектора источником неэффективности могли также служить щели между счётчиками каждой из стенок годоскопа. Эта возможность изучалась ранее в отчёте [75], где было показано, что неэффективность каждой

стенки годоскопа не превышает 1,6%, причём большая часть несрабатываний приходится на края счётчиков или промежутки между ними. В данном отчёте исследуемая вторая стенка не участвовала в формировании триггера и поиске трека и её эффективность могла быть оценена. Эта оценка использовалась как общий фактор для поправки на неэффективность годоскопа.

## Эффективность камер

В переднем детекторе избыточность координатной информации позволяет определять эффективность камер, исключая определённые камеры (плоскости) из поиска трека и сканируя эти плоскости восстановленными таким образом треками. На практике, использовались либо все первые из сдвоенных (X, Y) плоскостей MWPC, либо все вторые плоскости, при этом, дрейфовая камера не участвовала в построении тестовых треков. Только события с одним кластером на каждой из трековых плоскостей использовались при построении тестовых треков.

Для каждой плоскости камер строилась карта эффективности, и поправочный коэффициент рассчитывался для каждого события используя величину эффективности в ячейке карты, пересекаемой треком. Чувствительная область плоскости разбивалась на  $20 \times 20$  ячеек (2 – 3 см размером), и эффективность вычислялась для каждой из ячеек.

Карты эффективности каждой плоскости рассчитываются для всех блоков данных (run) и проверяются на постоянство во времени. В описываемых измерениях все проволочные плоскости FD демонстрировали эффективность  $\varepsilon \geq 99\%$ , тогда как эффективность стриповых была ниже ( $\varepsilon \geq 90\%$ ).

В случае PD и ND сканирование камер проводилось с помощью коридоров, построенных по сработавшим стартовым и стоповым счётчикам. Эффективность к протонным событиям была выше, чем к пионным. Суммарная трековая эффективность при требовании срабатывания двух из трёх проволочных плоскостей в каждой из PD MWPC, равнялась 99% для протонов и 95.4 % для пионов.

Значения эффективности камер определялись также в режиме реального времени при наборе данных, что позволяло выбрать оптимальные значения на-

пряжений и порогов, а также контролировать правильность установки временных ворот для камер.

### 3.2.2 Эффективность триггеров

Набор использованных триггеров приведён в разделе 2.3. Эффективность одночастичных триггеров зависит только от эффективности счётчиков, рассмотренной выше, и не требует специальной проверки.

Эффективности двухчастичного FD триггера (FdDouble) проверялась на событиях, записанных с одночастичным FD триггером. В этих событиях выделялись протонные пары процесса  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  с малой относительной энергией и для них проверялось наличие срабатывания FdDouble. В обоих измерениях, как с протонным, так и с дейтронным пучком, эффективность FdDouble была определена не ниже 98 %.

Более сложной оказалась ситуация с двухчастичным PD триггером (PdTripple). Эффективность этого триггера определялась по событиям, записанным по одночастичному PD триггеру (PdDirect). Здесь искались события, в которых срабатывали комбинации (1 стоп + 2 старта) или (1 старт + 2 стопа) из счётчиков, включённых в схему PdTripple и с разностью времён срабатывания в ожидаемом для дипротонов диапазоне. В таких событиях проверялось наличие срабатывания PdTripple. Как выяснилось, в начале измерения с протонным пучком, проводимого первым по времени, PdTripple был практически полностью не эффективен. Схему триггера потребовалось существенно изменить, после чего оценка его эффективности составила  $> 99\%$ , сохранившись на этом уровне и в измерении с дейтронным пучком.

Удачным обстоятельством оказалось то, что пороги триггера высоких потерь энергии в боковой стенке PD (HighThreshold) оказались в период неэффективности PdTripple достаточно низкими, чтобы регистрировать 95% протонов из процесса  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ , что позволило не потерять статистику в этой части сеанса.

### 3.2.3 Поправка на мёртвое время DAQ

Потеря событий из-за мёртвого времени системы сбора данных зависит от загрузки детекторов и, следовательно, может меняться со временем. Вследствие несимметричного аксептанса детекторов, загрузка, а значит, и фактор мёртвого времени, будут зависеть также от направления векторов поляризации пучка и мишени. Кроме того, использование подавления, то есть отбора для записи только каждого  $n$ -го события изменяет распределение времён между отобранными событиями с  $P(1)$  на  $P(n)$ , где  $P$  - вероятность пуассоновского распределения для 1-го и  $n$  событий за данный интервал времени, что также изменяет фактор мёртвого времени. При использовании разных факторов подавления для разных триггеров, необходимо определение своей поправки для каждого из них.

В системе сбора данных ANKE в каждом событии присутствует информация о всех сработавших в этом событии триггерах, а также для каждого из них считается количество входных срабатываний ( $T_{in}$ ). Важно отметить, что формирование входных триггеров не блокируется при чтении информации с “медленных” камер или вершинного детектора, и мёртвое время для входных триггеров в наших условиях пренебрежимо мало. В такой ситуации, поправка на мёртвое время может быть определена как  $R_{dt} = T_{out}/T_{in}$ , где  $T_{out}$  – число записанных по данному триггеру событий. Эта величина определяется для каждого блока данных (run), триггера и поляризации пучка и мишени, и используется как вес индивидуального события.

### 3.2.4 Эффективность поиска треков

Процедура оценки эффективности восстановления треков была разработана для переднего детектора при изучении процесса  $pd \rightarrow \{pp\}_s n$  [58]. Она включала в себя GEANT-моделирование установки, учитывающее неточность область взаимодействия пучка с мишенью и кулоновское рассеяние, а также создание хитов на проволочных камерах в соответствии с экспериментальными распределениями кластеров. Кроме того, были использованы полученные из данных карты

эффективности чувствительных плоскостей камер (см. раздел 3.2.1). Шумовые срабатывания камер также копировались в модельные хиты из случайно выбираемых экспериментальных событий. Полученный набор хитов подавался на вход той же процедуры поиска треков, что использовалась для анализа экспериментальных данных.

Поскольку для протонных пар с малой  $E_{pp}$  эффективность поиска зависит от кинематических параметров, в первую очередь от самой величины  $E_{pp}$ , оценка эффективности была включена в общую процедуру расчёта аксептанса установки, образуя, таким образом, полное моделирование процесса регистрации и восстановления каждого события. Такая процедура применялась и для расчёта аксептанса процесса  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ . Рассмотренное отдельно от других факторов, среднее значение эффективности поиска треков в двухтрековых событиях, составляло  $\sim 90\%$ . Аналогичная процедура, применённая к событиям с одним треком в FD, показала эффективность поиска 99.5%.

### 3.2.5 Эффективность вершинного детектора STT

Основными источниками неэффективности STT являются неработающие стрипы и малое энерговыделение частицы в каком-нибудь из слоёв STT. Первая причина связана с работой считывающей электроники и может быть учтена при расчёте геометрического аксептанса установки, тогда как вторая влияет на выбор диапазона используемых энергий частиц. Пороги энерговыделения, применяемые при восстановлении треков, определялись на уровне  $\Delta E = 0.3$  МэВ из соображений отсечения шумов электроники и мягких фоновых частиц, при этом, они превышали используемые пороги электроники.

Вершинный детектор использовался в измерении с протонным пучком для регистрации медленных спектаторных протонов. Энергия протонов ограничивалась сверху областью применимости спектаторного механизма  $T_{\text{spec}} < 6$  МэВ ( $P_{\text{spec}} < 106$  МэВ/с), а снизу — требованием прохождения первого слоя детектора  $T_{\text{spec}} > 2.5$  МэВ, что было необходимо для  $\delta E/E$  идентификации частиц. В случае регистрации частицы в трёх слоях STT, возможно было бы непосредственное определение эффективности каждого слоя путём исключения его из по-

строения трека и проверки наличия срабатываний в соответствующих стрипах. В нашем случае, все протоны нужных энергий останавливались во втором слое STT (минимальная энергия протонов, проходящих в третий слой  $\sim 7$  МэВ) и такой возможности не было, третий слой STT был во время измерения отключён. Однако, энерговыделение интересующих нас протонов в первом слое STT было в диапазоне  $\Delta E_1 = (0.8 - 2.5)$  МэВ, что существенно превышало требуемый порог. Во втором слое,  $\Delta E_2 = (0.6 - 5)$  МэВ, причём наличие здесь нижней границы объясняется Брегговским пиком энерговыделения протонов, останавливающихся в первом слое. Таким образом, малое энерговыделение не могло быть источником неэффективности в данном эксперименте.

Прямое исследование эффективности STT с использованием частиц, попадающих в третий слой, было проведено на данных другого эксперимента ANKE и показало высокую эффективность детектора  $\varepsilon \geq 99\%$ .

### 3.3 Определение типов частиц

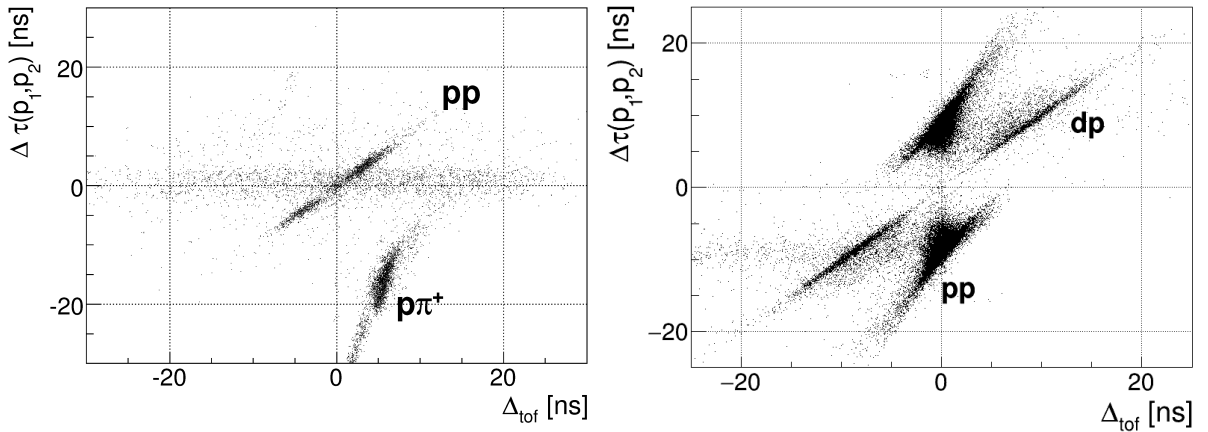
#### 3.3.1 Идентификация частиц по разности времён пролёта

При регистрации двух и более частиц в детекторах FD, PD и ND, для определения типа частиц может использоваться разность их измеренных времён попадания в сцинтилляционный счётчик. В случае рождения этих частиц в одном взаимодействии пучка с мишенью и из единой вершины, эта разность равна разности времён пролёта частиц от мишени до счётчиков  $\Delta_{tof}$ .

С другой стороны, предположив определённые значения масс пары частиц, разность времён пролёта  $\Delta\tau(p_1, p_2)$  можно вычислить с учётом восстановленных импульсов и длин траекторий. Тогда, на графике зависимости между измеренной и вычисленной разностями события, для которых предполагаемые массы оказались верны, расположатся на диагонали.

На рис. 3.3а представлены события из эксперимента с протонным пучком, в которых два трека восстановлены в PD, а  $\Delta\tau(p_1, p_2)$  рассчитана в предположении что обе зарегистрированные частицы — протоны. Протонные пары образуют на





(а) Два протона в детекторе PD.

(б) Протон и дейтрон в детекторе FD.

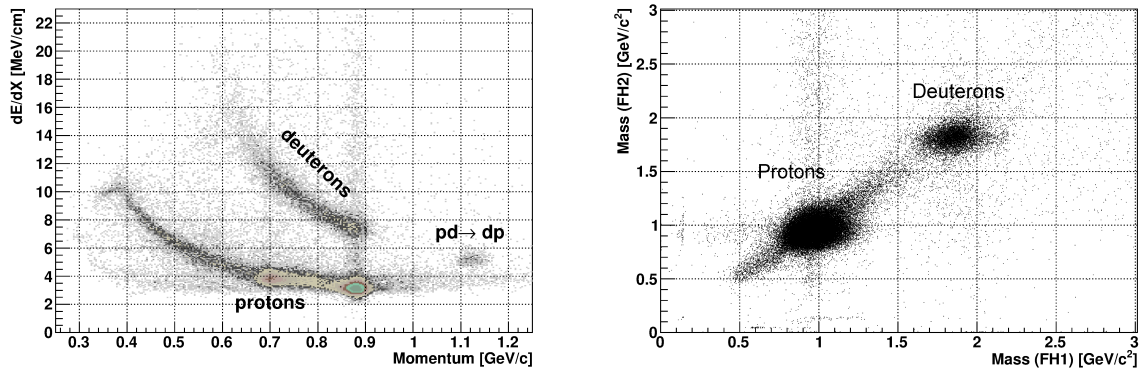
Рис. 3.3 — Измеренная разность времён пролёта двух частиц  $\Delta_{tof}$  против рассчитанной разности  $\Delta\tau(p_1, p_2)$ .

рисунке диагональ. Разрешение для пар, зарегистрированных как в FD, так и в PD составило  $\sigma(\Delta\tau(p_1, p_2) - \Delta_{tof}) = 0.6$  нс и определяется, в основном, импульсным разрешением.

Идентификация процесса  $dp \rightarrow d\pi^0 + p_{spec}$  в эксперименте с дейтронным пучком проводилась аналогично. Распределения строились для событий с двумя треками в FD, в предположении, что зарегистрированные частицы - протон и дейтрон, как показано на рис. 3.3б. Разрешение в этом случае было  $\sigma(\Delta\tau(p_1, p_2) - \Delta_{tof}) = 0.33$  нс.

### 3.3.2 Идентификация частиц по потерям энергии в сцинтилляционных счётчиках

В эксперименте с протонным пучком только вторичный дейтрон из нормировочного процесса  $pd \rightarrow d\pi^0 + p_{spec}$  регистрировался в FD, а значит, время-пролётный метод идентификации был неприменим. В этом случае, тип частицы определялся по ионизационным потерям в годоскопе FD. Процедура калибровки потерь энергии описана в работе [72]. На рис. 3.4а представлена зависимость измеренных потерь от импульса частицы. Хорошо различимы линии протонов и дейтронов, последняя включает в себя также дейтроны из упругого  $pd$  рассеяния назад.

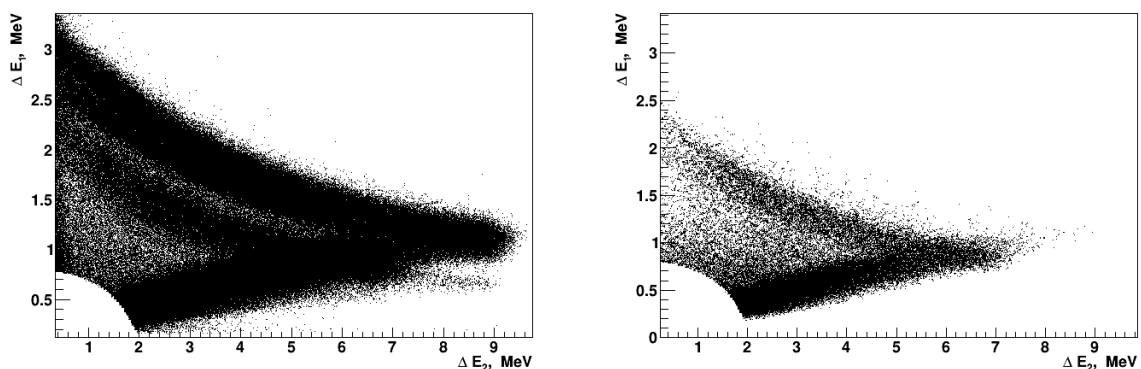


(a) Потери энергии как функция импульса. (б) Масса частицы, восстановленная по энергосодержанию в первой стенке годоскопа относительно массы, полученной по энергосодержанию во второй стенке.

Рис. 3.4 — Идентификация частиц по ионизационным потерям в FD годоскопе.

Зная импульс и потери энергии, можно рассчитать массу частицы, как показано на рис. 3.4б, где сравниваются значения массы, полученные по энергосодержанию в первой и второй стенках годоскопа. Группы протонов и дейтронов на рисунке чётко разделены.

### 3.3.3 Идентификация частиц в STT



(a) Левый телескоп.

(б) Правый телескоп.

Рис. 3.5 — Потери энергии в первом и втором слоях детектора STT.

Определение типа частиц в вершинном детекторе возможно на основании ионизационных потерь энергии для частиц, остановленных во втором или третьем слое. На рис. 3.5 изображены потери энергии протонов и дейтронов в первом и втором слоях STT в измерении с протонным пучком и дейтериевой мишенью. Две

верхних нисходящих линии соответствуют остановившимся во втором слое протонам и дейтронам, а нижняя восходящая — частицам, прошедшим второй слой. Как можно видеть, идентификация возможна только в ограниченном интервале энергий. Дейтроны в этом измерении наблюдаются только в левом телескопе, так как события получены с триггером от переднего детектора, и большинство дейтронов принадлежит к упругому  $pd$ -рассеянию, не попадающему в правый телескоп в совпадении с FD. В случае отбора протонных пар в FD или PD, дейтронная ветка в левом телескопе также оказывается существенно подавлена.

### 3.4 Анализ данных с протонным пучком

В данном эксперименте использовался вертикально поляризованный протонный пучок и дейтериевая кластерная мишень. Размеры пучка ( $\sigma = 3 - 5$  mm) и дейтериевой струи ( $\varnothing = 1$  см) не вносили существенной неопределённости в восстанавливаемые кинематические параметры и область взаимодействия считалась точечной в горизонтальной проекции.

Задачей эксперимента являлось получение дифференциального сечения и векторной анализирующей способности процесса  $\vec{p}n \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ , что требовало определения абсолютной светимости, а также поляризации пучка. Для этого необходимо было определить отношение светимостей, полученных с разными направлениями вектора поляризации пучка.

#### 3.4.1 Идентификация процессов и кинематические обрезания

**Процесс**  $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$

При выделении процесса  $pd \rightarrow \{pp\}_s\pi^- + p_{\text{спец}}$ , протонная пара  $\{pp\}_s$  регистрировалась в переднем и боковом детекторах, в дополнение к чему требовалось детектирование либо  $\pi^-$  в ND, либо спектаторного протона  $p_{\text{спец}}$  в STT. Таким

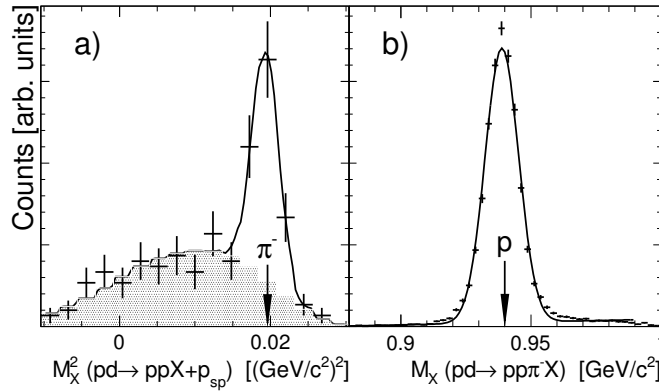


Рис. 3.6 — Кинематическая идентификация процесса  $pd \rightarrow \{pp\}_s \pi^- + p_{\text{spec}}$ . (a) Случай регистрации спектаторного протона в STT. Показаны экспериментальный спектр (гистограмма с ошибками), фоновая гистограмма (заштрихованная область) и сумма фона и Гауссиана, описывающая пик  $\pi^-$  (сплошная линия). (b) Случай регистрации  $\pi^-$  в ND. Кривая является результатом фита данных Гауссианом и линейным фоном.

образом, восстанавливалась полная кинематика каждого события. Типы зарегистрированных частиц определялись по разности времён пролёта, либо по потерям энергии в STT.

Как показано на рис. 3.3а, протонные пары надёжно отделяются от других пар частиц и единственный источник фона при выделении дипротонов — случайные совпадения частиц, вклад которых не превышал 7%. На энергию возбуждения протонной пары (дипротона) было наложено ограничение  $E_{pp} < 3$  МэВ, что было возможно благодаря хорошему разрешению  $\sigma(E_{pp}) < 0.6$  МэВ в этом диапазоне  $E_{pp}$ .

Идентификация процесса  $pd \rightarrow \{pp\}_s \pi^- + p_{\text{spec}}$  производилась по величине недостающей массы реакции. Типичные спектры недостающей массы для двух случаев регистрации показаны на рис. 3.6, такие спектры были построены для каждого бина по углам  $\theta_\pi^{cm}$  и  $\phi_\pi^{cm}$ , и для обоих направлений векторов поляризации пучка. Уровень фона в случае регистрации  $\pi^-$  был низким (5 – 8%), что позволило использовать для него простое линейное описание. Существенный уровень и сложная, меняющаяся с углом, форма фона в случае регистрации спектатора потребовали применения специальной процедуры определения этой формы, описанной ниже в разделе 3.4.2.

Для выделения квазисвободной реакции  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  в событиях из пиков недостающей массы, энергия спектаторного протона ограничивалась сверху  $T_{\text{spec}} < 6$  МэВ ( $P_{\text{spec}} < 106$  МэВ/с). Кроме того, при регистрации  $p_{\text{spec}}$  требовалось прохождение первого слоя STT, что приводило к отбору событий с  $T_{\text{spec}} > 2.5$  МэВ, а в случае регистрации  $\pi^-$  нижняя граница  $T_{\text{spec}}$  не устанавливалась.

Энергия квазисвободного  $pn$ -взаимодействия зависит от энергии и угла вылета спектаторного протона, и доступный диапазон эффективной “свободной” энергии пучка в эксперименте был  $T_{\text{free}} = (310 - 390)$  МэВ. Здесь  $T_{\text{free}}$  — энергия пучка в свободном  $pn$ -взаимодействии с такой же полной энергией в системе центра масс, как в квази-свободном. Эта величина измерялась с точностью  $\sigma(T_{\text{free}}) = 2 - 4$  МэВ, и в анализе использовались только данные в диапазоне  $T_{\text{free}} = 353 \pm 20$  МэВ.

### Процесс $pn \rightarrow d\pi^0$

В реакции  $pd \rightarrow d\pi^0 + p_{\text{spec}}$  дейтрон в конечном состоянии детектировался в FD и выделялся по потерям энергии в годоскопе, примесь протонного фона при этом не превышала 10%. Спектаторный протон регистрировался в STT аналогично случаю  $pd \rightarrow \{pp\}_s\pi^- + p_{\text{spec}}$ , и здесь также использовалось ограничение  $T_{\text{spec}} = (2.5 - 6)$  МэВ. Процесс идентифицировался по величине недостающей массы, равной массе  $\pi^0$ . Как и в случае  $pd \rightarrow \{pp\}_s\pi^- + p_{\text{spec}}$ , описание фона в спектрах недостающей массы представляло собой отдельную проблему, и для этого применялась общая для обеих реакций процедура, см. раздел 3.4.2.

Дополнительные ограничения были наложены на углы вылета протона с целью уменьшить фон случайных совпадений: азимутальный угол был выбран  $\varphi = \pm 20^\circ$  в левом и  $\varphi = 180 \pm 20^\circ$  в правом телескопе STT. Процесс  $pd \rightarrow d\pi^0 + p_{\text{spec}}$  наблюдался в диапазоне полярных углов  $\theta = 50 - 130^\circ$  в левом, и  $\theta = 56 - 72^\circ$  в правом телескопе, но в последнем случае был уменьшен до  $\theta = 60 - 68^\circ$  для снижения вклада упругого  $pd$ -рассеяния, дающего пик при  $\sim 70^\circ$ . Распределения  $T_{\text{free}}$  для регистрации  $p_{\text{spec}}$  в двух телескопах различаются, и для анализа были выбраны диапазоны  $T_{\text{free}} = 353 \pm 10$  МэВ в левом и  $T_{\text{free}} = 370 \pm 10$  в правом телескопах.

### 3.4.2 Определение формы фона в спектрах недостающей массы

В первоначальном анализе временная информация с STT не использовалась, что приводило к тому, что основным источником фона при регистрации спектаторного протона в процессах  $pd \rightarrow \{pp\}_s \pi^- + p_{\text{spec}}$  и  $pd \rightarrow d\pi^0 + p_{\text{spec}}$  был фон случайных совпадений. Для получения формы этого фона в спектрах недостающей массы использовались искусственно сконструированные события. Для этого, в основной части данных идентифицировались дипротоны (или дейтроны в случае  $pd \rightarrow d\pi^0 + p_{\text{spec}}$ ), но без требования совпадения со спектаторными протонами. При этом, сигнал в STT также не требовался в триггере (см. список триггеров в разделе 2.3). Информация о спектаторном протоне получалась из случайного события, взятого из другой части данных, в которой триггером служил именно STT, а остальные детекторы были исключены (данные для калибровки STT). На частицу в STT были наложены те же ограничения, что и в основном анализе, равно как и на сконструированное в результате “полное” событие. Получаемые из таких событий распределения недостающей массы хорошо описывали фон в реальных спектрах масс, что продемонстрировано на рис. 3.6а, где заштрихованная область образована сконструированными фоновыми событиями. Эта процедура проводилась для каждого спектра недостающей массы.

### 3.4.3 Относительная и абсолютная светимости, поляризация пучка

Значения светимости и поляризации пучка определялись по данным квази-свободного процесса  $\vec{p}n \rightarrow d\pi^0$ . Из изотопической инвариантности следует, что сечение этого процесса должно быть равно половине сечения  $pp \rightarrow d\pi^+$ , а все спиновые наблюдаемые этих реакций совпадают. Значения дифференциального сечения и анализирующей способности  $pp \rightarrow d\pi^+$  при энергии 353 МэВ с хорошей точностью описываются фазовым анализом SAID [76], предсказания которого совпадают вблизи 353 МэВ с имеющимися экспериментальными данными с точностью 5% для сечения и 6% для  $A_y^p$ .

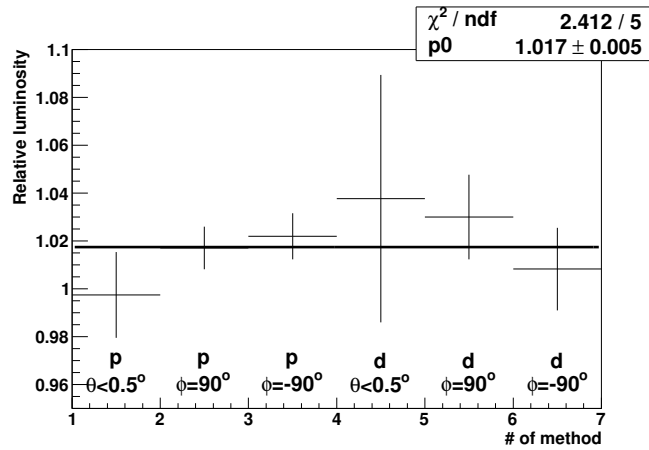


Рис. 3.7 — Относительная светимость, определённая для каждой группы нормировочных событий.

Для определения светимости и поляризации также необходимо найти отношение интегральных светимостей для разных ориентаций вектора поляризации пучка (относительную светимость). Для этой цели можно использовать частицы, испущенные под углами  $\theta = 0$  и  $\phi = \pm 90^\circ$ , так как для них часть сечения, зависящая от поляризации, равна 0. Протоны и дейтроны, вылетевшие под такими углами, были выделены в данных одиночастичного FD триггера (FdAnd) и относительная светимость была вычислена для каждой группы событий, как показано на рис. 3.7. Результаты по группам совпадают в пределах статистических ошибок, а средний результат  $RL = L \downarrow / L \uparrow = 1.017 \pm 0.005$ . В этой величине была также учтена поправка на мёртвое время DAQ для триггера FdAnd.

Для оценки аксептанса установки было проведено полное GEANT-моделирование установки ANKE. Аксептанс реакции  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  рассчитывался как функция угла вылета пиона  $\theta_\pi^{cm}$  в системе центра масс  $pn$  как для случаев детектирования спектаторного протона, так и для попадания  $\pi^-$  в ND. При этом, использовалось изотропное распределение углов вылета спектатора, а его энергия разыгрывалась по распределению Ферми [77]. Быстрая протонная пара  $\{pp\}_s$  была сгенерирована в  $^1S_0$  состоянии с распределением энергии возбуждения в соответствии с фактором Мигдала-Ватсона для  $S$ -волнового  $pp$ -взаимодействия в конечном состоянии, учитывающим кулоновское взаимодействие [60]. Эффективность поиска двухтрековых событий также была учтена при расчёте аксептанса.

Для получения светимости, число событий процесса  $pn \rightarrow d\pi^0$  было определено в каждом бине по полярному углу вылета дейтрона  $\theta_d^{cm}$  в  $pn$  СЦМ, и результаты с разными знаками поляризации пучка суммировались с учётом относительной светимости  $RL$  и мёртвого времени. С использованием калибро-

вочных данных SAID [76], интегральная светимость была определена равной  $L = (2312 \pm 110) \text{ нб}^{-1}$ , как показано на рис. 3.8а. В этой процедуре не вводились поправки на экранирование в дейтроне, так как аналогичный эффект имел место и в процессе  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ .

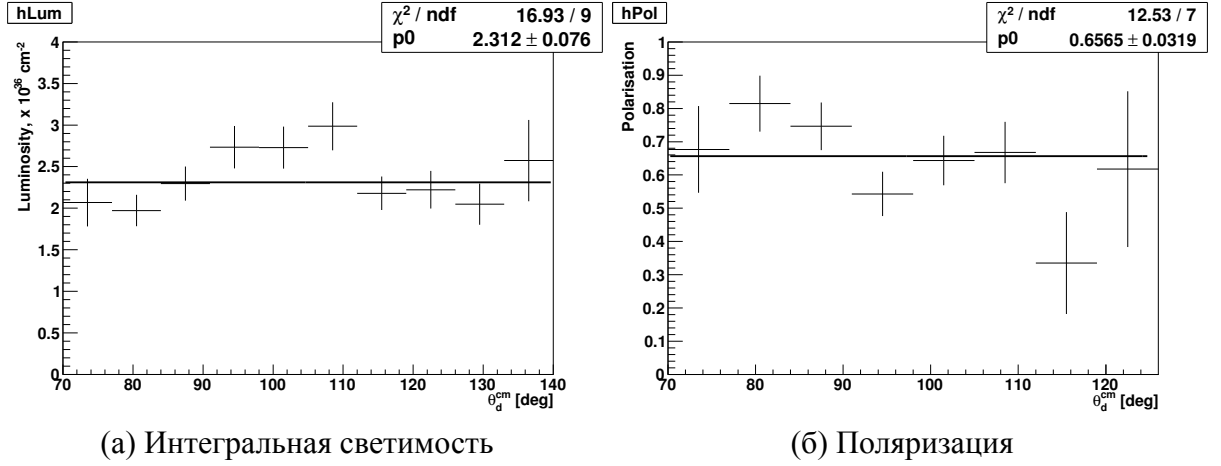


Рис. 3.8 — Оценка поляризации пучка и светимости для разных углов вылета дейтрона. Приведены только статистические ошибки.

Оценка поляризации пучка была получена в каждом бине  $\theta_d^{cm}$  как  $P = \frac{\xi}{A_y^p \cdot \langle \cos \phi \rangle}$ , где  $\xi = \frac{N_{\uparrow} \cdot RL - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} \cdot RL + N_{\downarrow}}$  — наблюдаемая асимметрия, исправленная на относительную светимость, а значение  $A_y^p$  взято из анализа SAID. Величины  $\langle \cos \phi \rangle$  рассчитывались путём заполнения спектров недостающей массы с весами  $\cos \phi_d$  и проведением такой же процедуры вычитания фона. Угловое распределение оценки поляризации показано на рис. 3.8б, из которого видно, что среднее значение определяется углами, близкими к  $90^\circ$ , где  $A_y^p$  максимальна. Результирующее среднее значение с учётом ошибки нормировки составило  $P = 0.66 \pm 0.06$ .

#### 3.4.4 Переобработка данных с использованием временной информации STT

Первичный анализ данных с протонным пучком, описанный в разделах 3.4.1-3.4.3 проводился без использования временной информации со вершинного детектора (STT). Результаты этого анализа вошли в статью [14] и были использованы для первого парциально-волнового анализа, описанного в разделе 4.3. Между тем, основным источником фона в этих данных стали случайные совпадения между быстрыми протонными парами, либо дейтроном, зарегистрированными в FD или PD, и спектаторным протоном в STT, рождённом в другом  $pd$  столкно-



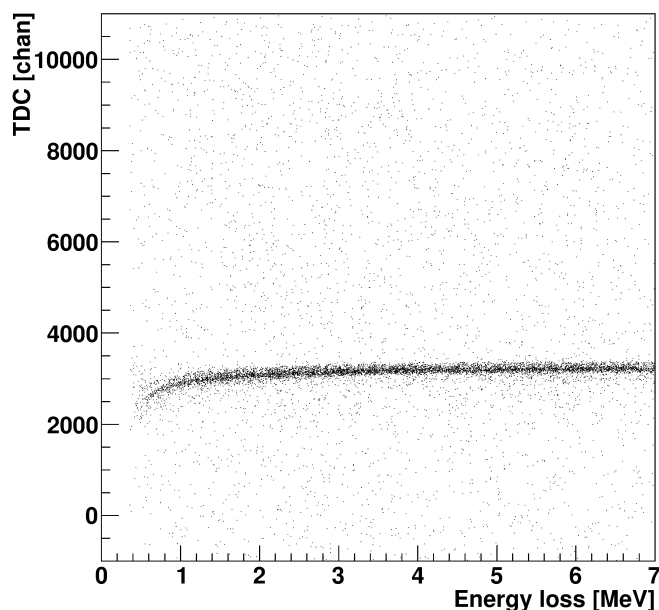


Рис. 3.9 — Зависимость времени (в каналах), измеренного во втором слое вершинного детектора STT, от энерговыделения в этом слое.

вении. При этом, уровень фона для пионного пика для процесса  $pd \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  достигает 50%.

Впоследствии был найден способ доступа в данных ко временной отметке в STT, полученных от вертикальных стрипов каждого из двух первых слоёв каждого из телескопов. На рис. 3.9 показана зависимость времени, измеренного во втором слое STT от энерговыделения в этом слое. Так как триггер и временная отметка получались от переднего или бокового детекторов, время в STT отражает разницу времён регистрации быстрых частиц в FD или PD и медленных спектаторных протонов. Хотя временное разрешение STT не позволяло уточнения кинематики процесса, ни даже идентификации частиц, временной сигнал STT служил мощным критерием подавления фона случайных совпадений. Зависимость времени от энергии в STT, показанная на рис. 3.9, возникает вследствие использования фиксированного порога для сигнала TDC.

Радикальное снижение уровня фона случайных совпадений при помощи временной информации с STT продемонстрировано на рис. 3.10. Такое подавление фона также позволило увеличить статистику за счёт включения в рассмотрение более медленных спектаторных протонов  $T_{\text{spec}} < 2.5$  МэВ, которые останавливались в первом слое STT. Это оказалось возможным, так как при энергии пучка 353 МэВ,  $pd \rightarrow ppp\pi^-$  — единственный процесс с тремя положительно заряженными частицами в конечном состоянии. Поэтому, идентифицировать реакцию можно просто по спектру недостающих масс, не определяя явно спектатор-

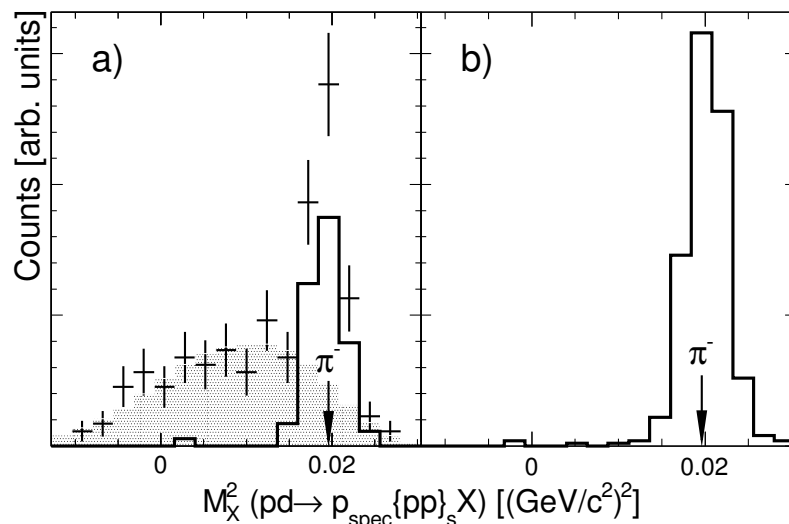


Рис. 3.10 — Квадрат недостающей массы для реакции  $pd \rightarrow p_{\text{spec}}\{pp\}_s X$ . (a) Спектр, измеренный с использованием первых двух слоев STT, без отбора по времени (точки с отмеченными погрешностями); сконструированный фон (заштрихованная область). Линией отмечены данные, полученные с использованием временной информации с STT. (b) Спектр для того же углового бина и той же комбинации детекторов, полученный с использованием временной информации для протонов, остановившихся в первом слое STT.

ный протон по его энергетическим потерям. Для таких событий второй слой STT детекторов использовался в качестве вето. Центр области взаимодействия пучка с мишенью считался начальной точкой трека, которая определяла направление импульса. Точность измерения трёхимпульса спектаторного протона оказывается хуже, чем при построении трека по двум слоям STT, однако достаточной для идентификации реакции  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  по недостающей массе пиона. Без временной информации с STT, уровень фона для таких событий делает их непригодными для использования. После применения данного критерия отбора фон снизился до уровня нескольких процентов, как видно на рис. 3.10b.

Расширение энергетического диапазона зарегистрированных спектаторных протонов привело также к почти двукратному уточнению поляризации пучка, заново определённое значение  $P = 63,3 \pm 3,6\%$ . Результаты переобработки использовались при повторном парциально-волновом анализе, описанном в разделе 4.5.

### 3.5 Анализ данных с дейтронным пучком

В этом измерении использовался вертикально векторно поляризованный дейтронный пучок и поляризованная водородная мишень ANKE, снабжённая на-

копительной ячейкой (см. раздел 2.2.1). Использование ячейки потребовало отдельного измерения создаваемого ей фона, как описано с разделе 3.5.2. Кроме того, протяжённость ячейки повлияла на точность восстановления кинематических параметров, в связи с чем была разработана процедура восстановления вершины взаимодействия (раздел 3.5.3).

Целью эксперимента было измерение поперечных спин-корреляционных коэффициентов  $A_{x,x}$  и  $A_{y,y}$  в процессе  $\vec{n}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$ , для чего было необходимо определить поляризацию пучка и мишени и относительные светимости для разных направлений векторов поляризаций.

### 3.5.1 Идентификация процессов и кинематические обрезания

Реакция  $dp \rightarrow \{pp\}_s\pi^- + p_{\text{spec}}$  выделялась по спектаторному протону, зарегистрированному в переднем детекторе (FD) и двум протонам в детекторе положительно заряженных частиц (PD). Спектатор  $p_{\text{spec}}$ , в противоположность случаю с дейтериевой мишенью, уносил около половины импульса пучка и вылетал под углами около  $0$  в лаб. системе, а импульс протонов из пары  $\{pp\}_s$  был вдвое меньше импульса спектатора.  $\pi^-$  в этом измерении не регистрировался.

Для определения типа частиц использовался метод отбора по времени пролёта. В данном случае, анализировались разности времён пролёта  $p_{\text{spec}}$  с каждым из протонов  $\{pp\}_s$ . Кроме того, каждый протон в паре идентифицировался по времени пролёта между стартовым и стоповым счётчиками PD. Так как протоны составляли основную часть загрузки как в PD, так и в FD, уровень ошибочной идентификации частиц был пренебрежимо мал. Фон случайных совпадений, в условиях небольшой загрузки детекторов и после применения временного отбора, также не превышал нескольких процентов.

Далее дипротоны, как  $^1S_0$  состояния, выбирались среди выделенных пар протонов наложением ограничения на энергию возбуждения дипротона  $E_{pp} < 3$  МэВ. Разрешение  $\sigma(E_{pp}) < 0.6$  МэВ было таким же, как и в эксперименте с протонным пучком.

Аналогичным образом выделялись протон-дейтронные пары в событиях нормировочного процесса  $dp \rightarrow d\pi^0 + p_{\text{spec}}$ , в котором как дейтрон, так и  $p_{\text{spec}}$  де-

тектировались в FD. Идентификация частиц по разности времён пролёта в этом случае проиллюстрирована на рис. 3.3б.

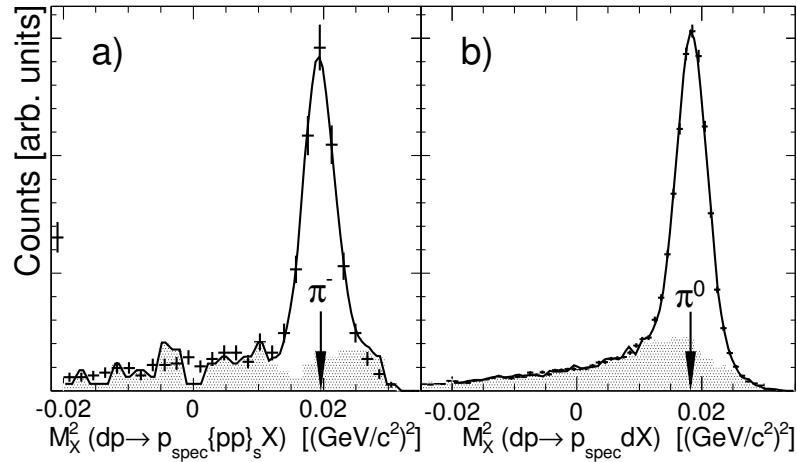


Рис. 3.11 — Квадрат недостающей массы для процессов (a)  $\vec{d}\vec{p} \rightarrow p_{\text{spec}}\{pp\}_s X$ ; (b)  $\vec{d}\vec{p} \rightarrow dpX$ .

Зная типы задетектированных частиц, процессы  $dp \rightarrow \{pp\}_s \pi^- + p_{\text{spec}}$  и  $dp \rightarrow d\pi^0 + p_{\text{spec}}$  можно было выделить по величине недостающей массы в них, равной массе пионов  $m_{\pi^-}$ ,  $m_{\pi^0}$ , соответственно, как показано на рис. 3.11. Здесь гистограммы с ошибками представляют экспериментальные данные с водородной мишенью, заштрихованные гистограммы — результат фоновых измерений, описанных в разделе 3.5.2, а сплошная линия — фит водородных данных суммой фоновой гистограммы и Гауссиана.

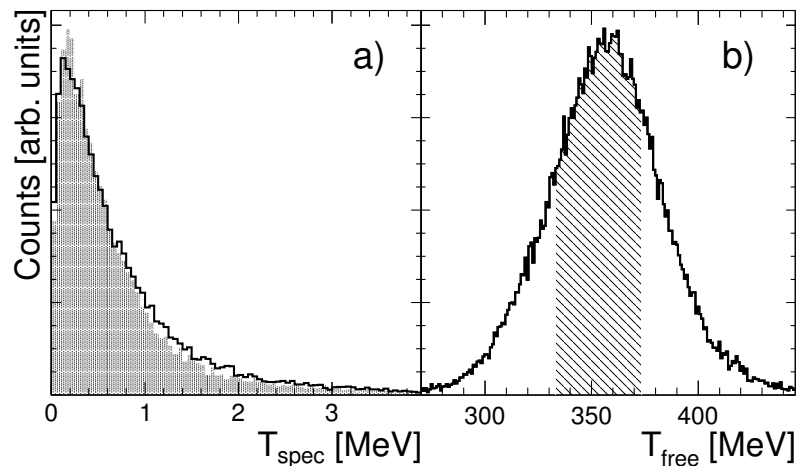


Рис. 3.12 — (a) Экспериментальное (гистограмма) и смоделированное (заштрихованная область) распределение энергии спектаторного протона в системе отсчёта дейтрона из реакции  $\vec{d}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s \pi^- p_{\text{spec}}$ ; (b) экспериментальное распределение эффективной энергии пучка, заштрихованная область была выбрана для анализа.

Как видно из распределения кинетической энергии спектаторного протона  $T_{\text{spec}}$  в системе покоя дейтрона, аксептанс FD в основном позволяет зарегистри-

ровать протоны с малой  $T_{\text{спец}}$  (рис. 3.12а). Для выделения квазисвободной кинематики, кинетическая энергия спектаторных протонов была ограничена  $T_{\text{спец}} < 6$  МэВ. Зная импульс спектаторного протона, можно оценить эффективную энергию нейтрона в реакции  $np \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$

$$T_{\text{free}} = [s - (M_p + M_n)^2]/2M_p,$$

где  $\sqrt{s}$  - полная энергия в системе центра масс  $np$ , а  $M_p$  и  $M_n$  - протонная и нейтронная массы, соответственно. На рис. 3.12b показано экспериментальное распределение энергии  $T_{\text{free}}$  и пределы  $T_{\text{free}} = 353 \pm 20$ , в которых она выбиралась для анализа. Ограничения, наложенные на  $T_{\text{спец}}$  и  $T_{\text{free}}$  совпадали с ограничениями в эксперименте с протонным пучком.

### 3.5.2 Определение формы фона в спектрах недостающей массы

Реакции, аналогичные изучаемым процессам  $dp$ -взаимодействия, происходили также при взаимодействии пучка с ядрами алюминия из стенок накопительной ячейки, что стало основным источником неустранимого фона в эксперименте. Единственная видимая разница между полезными и фоновыми событиями состоит в форме распределений недостающей массы. Для определения этой формы были проведены отдельные измерения с пустой ячейкой, а также с ячейкой, заполненной азотом.

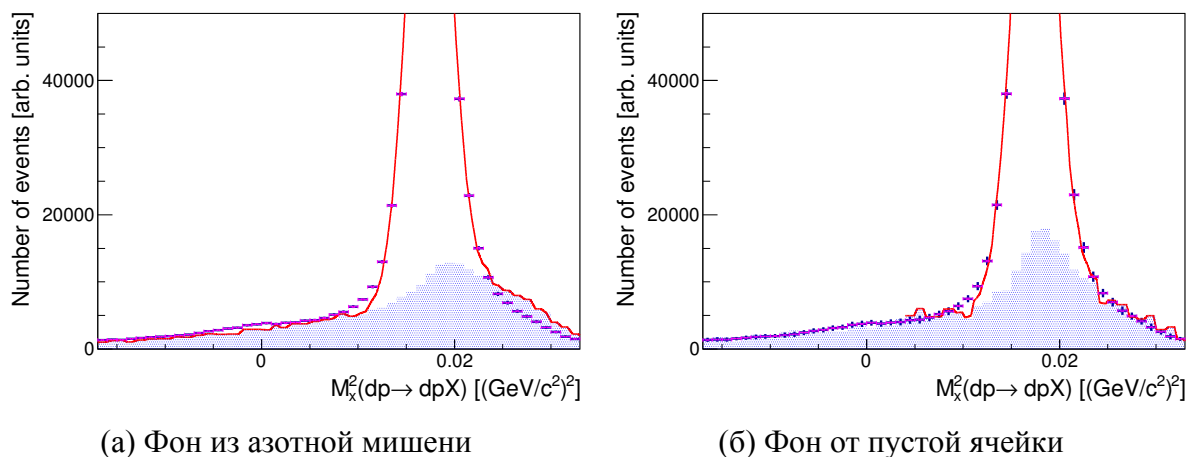


Рис. 3.13 — Вычитание фона в случае реакции  $dp \rightarrow d\pi^0 + p_{\text{спец}}$ . Гистограмма с ошибками представляет данные с водородной мишени, заштрихованная область - масштабированный фон, красная линия показывает суммированную функцию фита.

С целью определения количества и формы фона в подложке пика от водородной мишени, фоновые данные были подвергнуты процедуре выделения изучаемых процессов, и спектры недостающих масс для каждого бина по полярным  $\theta$  и азимутальным  $\phi$  углам были наложены на аналогичные спектры для водородных событий, как показано на рис. 3.13. Как видно из рисунка, более точное описание фона дают данные с пустой ячейкой, поэтому они использовались для вычитания фона в процессе  $dp \rightarrow d\pi^0 + p_{\text{spec}}$ . Однако, статистика, полученная для ячейки с азотом была существенно выше статистики на пустой ячейке, которая оказалась недостаточной в случае процесса  $dp \rightarrow \{pp\}_s \pi^- + p_{\text{spec}}$ . Здесь разница распределений с азотом и пустой ячейки не превышала статистических погрешностей, и для вычитания использовались азотные данные.

При фите распределения водородных данных использовалась сумма масштабированной гистограммы фоновых событий и распределения Гаусса. Погрешность данных в каждом бине была определена по квадратичной сумме статистических погрешностей для основных и фоновых данных с учётом масштабирования.

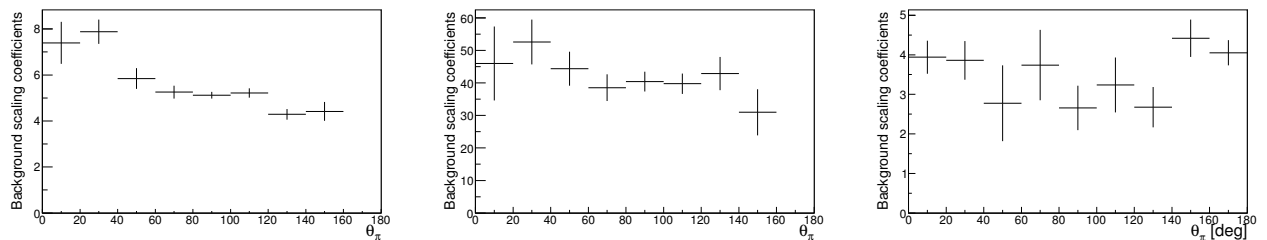


Рис. 3.14 — Зависимость коэффициента масштабирования фона от угла  $\theta$  для реакции  $dp \rightarrow d\pi^0 + p_{\text{spec}}$  в (а) азотной мишени, (б) пустой ячейке; (с) для реакции  $dp \rightarrow \{pp\}_s \pi^- + p_{\text{spec}}$  в азотной мишени.

Задачу оценки вклада фона можно было бы существенно упростить, если предположить, что угловые распределения фоновых событий одинаковы для измерений с водородом, азотом и/или пустой ячейкой. В таком случае, было бы возможно использовать единый коэффициент масштабирования фона. Для проверки этой гипотезы была проведено исследование независимости параметра фита, отвечающего масштабному фоновому фактору, от угла рассеяния (рис. 3.14). Как видно, для азотных коэффициентов реакции  $dp \rightarrow d\pi^0 + p_{\text{spec}}$  это условие не соблюдается. В отношении оставшихся двух спектров, из-за слишком больших статистических неопределенностей едва ли можно сделать определённое заключение. Надо учесть также, что такие сравнения следует провести отдельно для разных диапазонов по углу  $\phi$ , что дополнительно уменьшит статистику. Поэтому,

в дальнейшем анализе использовались индивидуальные значения уровня фона, определённые для каждого углового бина.

### 3.5.3 Восстановление вершины взаимодействия

Измерения проводились с использованием длинной накопительной ячейки с асимметричным распределением плотности газа. В этих условиях, определение вершины взаимодействия позволяет: а) точнее восстанавливать кинематику события и уменьшить ширину распределения недостающей массы и б) избавиться в данных от результатов взаимодействий пучка с газом, находящимся в мишенной камере, но при этом вне накопительной ячейки.

Процедура восстановления вершины заключается в совместном фите траекторий и времён пролёта всех зарегистрированных частиц. Восстановление трёхимпульса отдельной частицы, пролетающей через магнит  $D2$ , основано на предположении, что  $(X, Z)$ -положение вершины взаимодействия известно. В случае нескольких треков, параметром фита, наряду с импульсами частиц, может стать и продольная координата вершины  $Z$ . При этом, поперечная координата  $X$  выбирается вдоль линии пучка в соответствии со значением  $Z$ . Кроме того, восстанавливаемая для каждого трека  $Y$ -координата точки взаимодействия становится общей для всех треков и определяется с лучшей точностью.

Точность определения  $Z$ -координаты зависит от точности измерения времени, разности скоростей входящих в фит частиц и точности восстановления их импульсов. В нашем случае, ограничивающим фактором является точность измерения импульса наиболее медленных частиц — протонов из конечного дипротона в реакции  $dp \rightarrow \{pp\}_s \pi^- + p_{\text{spec}}$  и дейтрона в  $dp \rightarrow d\pi^0 + p_{\text{spec}}$ .

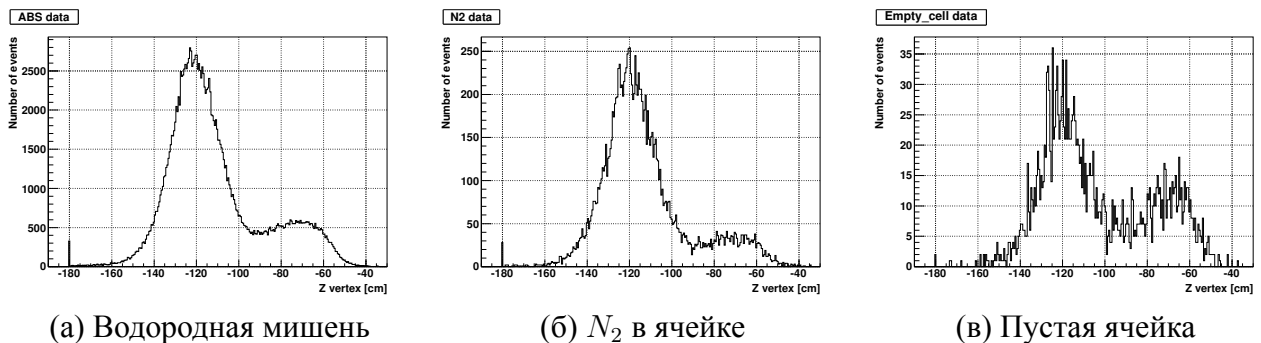


Рис. 3.15 — Восстановленная координата вершины для реакции  $dp \rightarrow \{pp\}_s \pi^- + p_{\text{spec}}$ .

Для процесса  $dp \rightarrow d\pi^0 + p_{\text{spec}}$  с дейтроном, зарегистрированным в FD, моделирование даёт погрешность определения вершины  $\sigma(Z) \approx 12$  см. Это слишком большая величина, чтобы определение вершины могло существенно улучшить восстановление кинематики процесса, однако, процедура позволяет избавиться от результатов взаимодействия с неполяризованным газом вне ячейки. Для процесса  $dp \rightarrow \{pp\}_s\pi^- + p_{\text{spec}}$ , моделирование приводит к точности координаты вершины, равной 5.6 см, что существенно уточняет  $Z$  по сравнению с длиной ячейки в 37 см.

Процедура восстановления вершины была применена к экспериментальным данным. Распределение полученной координаты показано на рис. 3.15 для данных с водородной мишенью, азотной мишенью и для пустой ячейки для реакции  $dp \rightarrow \{pp\}_s\pi^- + p_{\text{spec}}$ . Форма всех трёх распределений сходна, пик событий наблюдается в области расположения ячейки ( $-140; -100$ ) см, с максимумом в районе входной трубки при  $Z = -125$  см. События справа от пика ( $Z > -100$  см) являются результатом взаимодействия пучка с газом в мишенной камере, а их количество объясняется, в том числе, возрастанием акцептанса этой реакции при приближении к магниту D2.

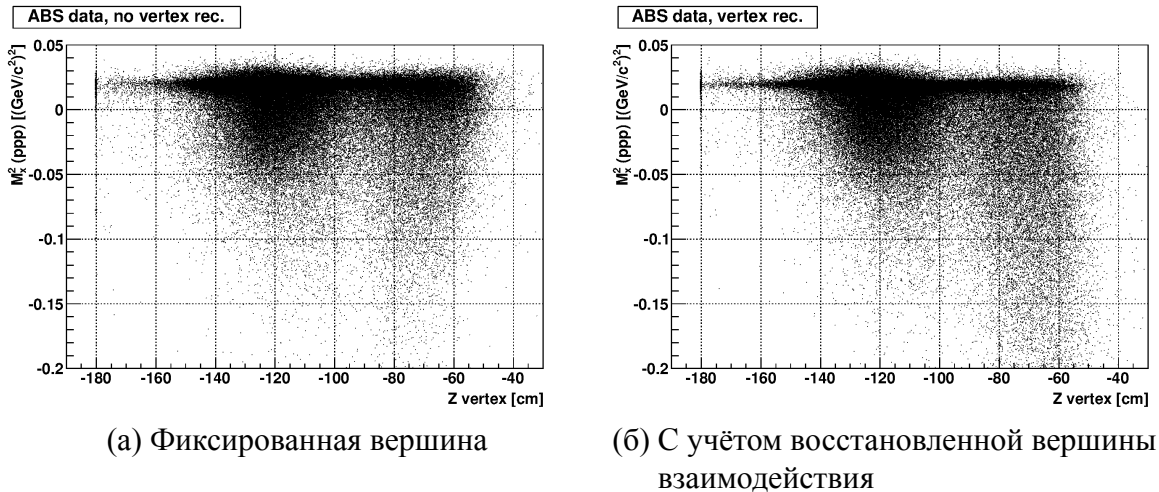


Рис. 3.16 — Квадрат недостающей массы как функция от  $Z$  координаты для реакции  $dp \rightarrow \{pp\}_s\pi^- + p_{\text{spec}}$ .

Можно проследить влияние определения координаты взаимодействия на восстановление кинематики реакции. На рис. 3.16 показаны результаты в случаях с использованием процедуры восстановления вершины и без неё. До восстановления, ширина пика недостающей массы росла по мере удаления точки взаимодействия от центра ячейки ( $Z = -125$  см), используемого в качестве фиксированной координаты вершины. В случае же одновременного восстановления импульса



и координаты взаимодействия, ширина пионного пика остаётся приблизительно постоянной вдоль всей области, включая её часть вне ячейки.

Аналогичным образом, введение правильной координаты вершины влияет на разрешение в спектре разности времён пролёта. На рис. 3.17 зависимость расхождения между разностями времён пролёта, рассчитанных и измеренных  $\Delta\tau - \Delta_{TOF}$ , показана для случаев с фиксированной и восстанавливаемой вершиной.

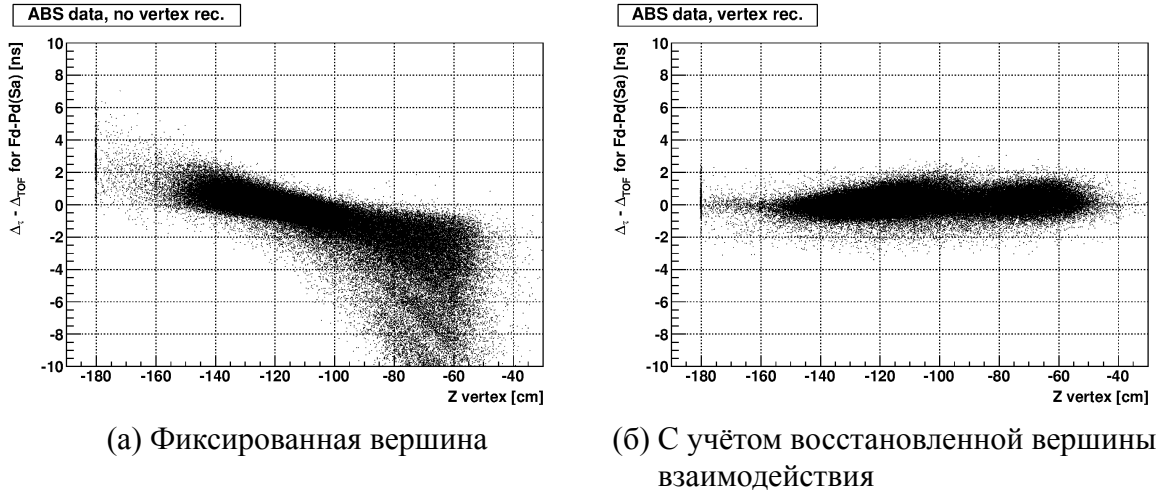


Рис. 3.17 — Разность между измеренной и рассчитанной разностями времён пролёта как функция  $Z$ -координаты для реакции  $dp \rightarrow \{pp\}_s \pi^- + p_{\text{spec}}$ .

### 3.5.4 Относительная светимость, поляризация пучка и мишени

Как и в случае с протонным пучком (раздел 3.4.3), для поляриметрии использовался процесс  $np \rightarrow d\pi^0$ , анализирующая способность которого при энергии 353 МэВ известна из базы данных SAID [76].

Особенностью измерения с накопительной ячейкой было присутствие существенного фона от её стенок. Для эксклюзивно выделяемых процессов этот фон мог быть вычтен из сигнала водородной мишени в спектре недостающей массы. Однако, это не было возможно для частиц, испущенных под углами  $\theta = 0$  и  $\phi = \pm 90^\circ$ , и отобранных без идентификации процесса, как это делалось при анализе данных с кластерной мишени. Поэтому, эксклюзивный процесс  $np \rightarrow d\pi^0$  использовался в том числе и для определения относительных светимостей. Этому

способствовал большой угловой интервал, доступный в этом процессе в измерении с дейтронным пучком  $\theta_d^{cm} = 0 - 160^\circ$ .

Основная часть статистики эксперимента была получена с поляризованным пучком и мишенью. Однако, с целью изучения поляризации пучка  $P$  и мишени  $Q$  отдельно, в небольшой части данных использовались неполяризованный пучок или мишень. Также были получены полностью неполяризованные данные. Считая акцептанс реакции  $np \rightarrow d\pi^0$  в этих наборах данных одинаковым, можно было определить поляризации для разных направлений векторов поляризации пучка и мишени независимо.

Введём наблюдаемую асимметрию, как

$$\xi = \frac{N \uparrow - N \downarrow}{N \uparrow + N \downarrow}$$

где  $N \uparrow, N \downarrow$  — счета с вектором поляризации пучка вверх и вниз, соответственно. Тогда поляризация  $P$  связана с наблюдаемой асимметрией отсчётов  $\xi$  как

$$\xi = P A_y^p \overline{\cos \phi},$$

где  $\overline{\cos \phi}$  — среднее по акцептансу в данном бине по  $\theta_d^{cm}$ . Асимметрии относительно нормализованных неполяризованных счетов равны

$$\begin{aligned} \xi_{\uparrow} &= \frac{N \uparrow - N_n}{2N_n} \\ \xi_{\downarrow} &= \frac{N_n - N \downarrow}{2N_n}, \end{aligned}$$

где  $N_n$  — счета в неполяризованном наборе данных, скорректированные на относительную светимость. Асимметрия, связанная с поляризацией мишени, выражается аналогичными формулами. Экспериментальные асимметрии были построены как функции полярного угла и профитированы функцией анализирующей способности, с поляризацией и относительной светимостью в качестве параметров. Были получены следующие результаты:

для мишени (протоны)  $Q \uparrow = 59 \pm 7\%$  и  $Q \downarrow = -70 \pm 11\%$ ,

для пучка (нейтроны)  $P \uparrow = 55 \pm 8\%$ ,  $P \downarrow = -45 \pm 8\%$ .

В пределах погрешностей значения поляризаций для направлений вектора поляризации вверх и вниз совместимы и, как показывает анализ систематических ошибок в приложении А.1, только небольшая дополнительная ошибка возникает в предположении равных поляризаций. Полученные нейтронные поляризации совпадают с точностью до 10% с дейтронными поляризациями, которые измерялись при инъекции в начале и в конце эксперимента (Гл. 2). Необходимо отметить, что распределение плотности газа в накопительной ячейке при измерении с ABS отличалось от такового для источника неполяризованного  $H_2$  газа и предположенное здесь равенство аксептансов соблюдалось неточно.

Однако, результаты, полученные из части данных с однократной поляризацией, не могут считаться окончательными. Необходимо извлечь усреднённые во времени величины для поляризаций из основного набора экспериментальных данных с двойной поляризацией, так как поляризация могла изменяться в течении эксперимента и, к тому же, в связи с отличием в аксептансе процесса  $np \rightarrow d\pi^0$  для поляризованного и неполяризованного газа в ячейке. Определение поляризации напрямую из данных с двойной поляризацией также предпочтительно тем, что для этих данных получено гораздо больше статистики.

Для определения поляризации пучка и мишени необходимо знать отношения интегральных светимостей для каждой из ориентаций их поляризаций. Поляризованное сечение в нашем случае записывается как:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 (1 + (PA_y^P + QA_y^Q) \cos \phi_\pi + PQ(A_{y,y} \cos^2 \phi_\pi + A_{x,x} \sin^2 \phi_\pi)),$$

где  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0$  — спин-усреднённое сечение,  $A_y^P$  и  $A_y^Q$  — векторные анализирующие способности пучка и мишени, а  $A_{x,x}$  и  $A_{y,y}$  — спин-корреляционные коэффициенты процесса  $np \rightarrow d\pi^0$ . Поляризационный эффект в сечении не исчезает в переднем направлении, и, чтобы использовать такие данные для определения относительных светимостей, необходимо знать не только спин-корреляционные коэффициенты и анализирующую способность для данной реакции, но и значения ещё неопределённых поляризаций.

Чтобы разделить задачи по определению поляризаций и относительных светимостей, была использована итерационная процедура. В первом приближении, делается предположение, что интегральные светимости равны. Тогда для определения поляризации пучка (мишени), состояния с разными направлениями векто-

ров поляризаций мишени (пучка) могут быть усреднены для получения неполяризованного состояния. После использования поперечных спин-корреляционных коэффициентов для  $pp \rightarrow d\pi^+$  при 353 МэВ и так определённых значений поляризации, были получены следующие оценки для отношений светимостей:  $R_{\uparrow\downarrow} = L_{\uparrow\downarrow} / L_{\uparrow\uparrow} = 0.97 \pm 0.02$ ,  $R_{\downarrow\uparrow} = L_{\downarrow\uparrow} / L_{\uparrow\uparrow} = 0.95 \pm 0.02$  и  $R_{\downarrow\downarrow} = L_{\downarrow\downarrow} / L_{\uparrow\uparrow} = 1.05 \pm 0.02$ ,  $R_{\uparrow\uparrow} = 1$ .

Хотя отношения светимостей, как и ожидалось, близки к единице, отклонения от неё важны для получения значений поляризации. После учёта этих отклонений, для средних величин поляризаций пучка и мишени было получено:

$$|P| = 50 \pm 3\%(\text{стат}) \pm 3.5\%(\text{сист}) \text{ и}$$

$$|Q| = 69 \pm 2\%(\text{стат}) \pm 3.5\%(\text{сист}).$$

## Глава 4. Результаты измерений и парциально-волновой анализ

### 4.1 Соотношения для наблюдаемых и амплитуд процесса $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$

#### 4.1.1 Поляризационные наблюдаемые

В системе отсчёта, в которой пучок направлен по оси  $Z$ , и ось  $Y$  перпендикулярна плоскости реакции, дифференциальное сечение рассматриваемой реакции  $pN \rightarrow \{pp\}_s \pi$  имеет вид [78]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 [1 + P_y A_y^P + Q_y A_y^Q + P_y Q_y A_{y,y} + P_x Q_x A_{x,x} + P_z Q_z A_{z,z} + P_x Q_z A_{x,z} + P_z Q_x A_{z,x}], \quad (4.1)$$

где  $\mathbf{P}$  и  $\mathbf{Q}$  — векторы поляризации пучка и мишени, а  $(d\sigma/d\Omega)_0$  — неполяризованное сечение. Анализирующие способности пучка  $A_y^P$  и мишени  $A_y^Q$ , также как и спин-корреляционные параметры  $A_{ij}$ , являются функциями полярного угла вылета пиона  $\theta_\pi$ .

В случае, когда и пучок, и мишень поляризованы перпендикулярно к плоскости кольца ускорителя со значениями поляризации  $P$  и  $Q$ , соответственно, удобно переписать выражение для данной системы отсчёта следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 [1 + (P A_y^P + Q A_y^Q) \cos \phi_\pi + PQ(A_{y,y} \cos^2 \phi_\pi + A_{x,x} \sin^2 \phi_\pi)], \quad (4.2)$$

где  $\phi_\pi$  - азимутальный угол вылета пиона в лабораторной системе отсчёта (определение см. ниже).

Однако, в квазисвободном  $pn$ -соударении направление импульса налетающей частицы (протона в  $pd$ -столкновении или нейтрона в  $dp$ -столкновении) в с.ц.м. системы  $pn$  не совпадает с направлением пучка ускорителя. Аналогично, плоскость  $(XY)_{pn}$  не совпадает с лабораторной плоскостью  $(XY)$  (см. приложение Б.1). При этом величины  $P$  и  $Q$  в выражении 4.2 соответствуют проекциям векторов  $\mathbf{P}$  и  $\mathbf{Q}$  на плоскость  $(XY)_{pn}$  квазисвободной реакции (см. приложение

Б.1), а  $\phi_\pi$  — угол между направлением проекции и осью  $X_{pn}$ . Мы не выписываем явно в 4.2 малые компоненты  $P_z$  и  $Q_z$  на ось  $Z_{pn}$ , которые возникают в квазисвободном измерении. Однако, их вклад включается в систематические погрешности в анализе.

#### 4.1.2 Спиновые и изоспиновые амплитуды

Спиновая структура реакций  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$  и  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  с спин-синглетным дипротонном в конечном состоянии одинакова и в обоих случаях определяется амплитудой перехода для реакции вида  $\frac{1}{2}^+ \frac{1}{2}^+ \rightarrow 0^+ 0^-$ . Из требования сохранения чётности и углового момента начальная нуклон-нуклонная пара должна иметь спин  $S = 1$ . Действительно, пусть  $L$  и  $S$ , есть, соответственно, орбитальный момент и спин пары нуклонов в начальном состоянии, а  $l_\pi$  — орбитальный момент пиона в системе центра масс реакции. Тогда из сохранения P-четности находим, что  $L$  и  $l_\pi$  противоположны по четности, а из сохранения полного углового момента имеем  $|l_\pi - S| \leq L \leq l_\pi + S$ . Очевидно, что эти два требования совместимы при  $S = 1$  и не совместимы при  $S = 0$ .

В рассматриваемой реакции возможны всего четыре перехода, отличающиеся проекциями спинов начальных нуклонов, но в силу сохранения четности независимыми амплитудами являются только две. При любой динамике процесса оператор перехода может зависеть только от векторов импульсов начального протона  $\mathbf{p}$  и конечного пиона  $\mathbf{k}$ , и спиновой матрицы Паули  $\sigma$ , действующей на спиновые состояния начальных нуклонов. Матрица Паули в обкладках по спиновым состояниям начальных нуклонов дает вектор поляризации начального спин-триплетного NN-состояния, который здесь обозначим как  $\mathbf{S}$ . Так как четность пиона отрицательна, оператор перехода рассматриваемой реакции должна быть псевдоскалярорм, что диктуется требованием сохранения четности и углового момента. Из трех вектров  $\mathbf{S}$ ,  $\mathbf{p}$  и  $\mathbf{k}$  можно построить в самом общем случае только один псевдоскаляр следующего вида

$$\mathcal{M} = \mathbf{S} \cdot (A\hat{\mathbf{p}} + B\hat{\mathbf{k}}), \quad (4.3)$$

где  $A$  и  $B$  – комплексные амплитуды (истинные скаляры), определяемые динамикой процесса;  $\hat{\mathbf{p}}$  и  $\hat{\mathbf{k}}$  — единичные векторы в с.ц.м., направленные вдоль импульсов налетающего протона и конечного пиона, соответственно. Заметим, что член вида  $[\hat{\mathbf{p}} \times \hat{\mathbf{k}}]\mathbf{S}$  является истинным скаляром и поэтому отсутствует в (4.3) по требованию сохранения четности.

Спиновые наблюдаемые выражаются в терминах скалярных амплитуд  $A$  и  $B$  следующим образом [19]:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 &= \frac{k}{4p}(|A|^2 + |B|^2 + 2\text{Re}[AB^*] \cos \theta_\pi), \\ A_{x,x} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 &= \frac{k}{4p}(|A|^2 + |B|^2 \cos 2\theta_\pi + 2\text{Re}[AB^*] \cos \theta_\pi), \\ A_{x,z} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 &= -\frac{k}{4p}(2|B|^2 \sin \theta_\pi \cos \theta_\pi + 2\text{Re}[AB^*] \sin \theta_\pi), \\ A_y^P \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 &= \frac{k}{4p}(2\text{Im}[AB^*] \sin \theta_\pi), \\ A_y^Q &= A_y^P, A_{y,y} = 1, A_{z,z} = -A_{x,x}, A_{z,x} = A_{x,z}. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Эти реакции рассматриваются как квази-двухчастичные и при оценке кинематического фактора  $k/p$  небольшим диапазоном энергий возбуждения дипротона возможно пренебречь. При кинетической энергии 353 МэВ имеем  $p = 407$  МэВ/с и  $k \approx 94$  МэВ/с.

Не все наблюдаемые 4.4 независимы, в частности, для любых углов рождения пиона, верно равенство [15]

$$(A_y)^2 + (A_{x,x})^2 + (A_{x,z})^2 = 1. \quad (4.5)$$

Это означает, что если две величины в этом уравнении измерены, третья определяется с точностью до знака из данного соотношения.

Помимо зависимости полной амплитуды от спина, амплитуды разделяются по двум изоспинам и обозначаются далее как  $M^{I=0}$  и  $M^{I=1}$ , где  $I$  — значение изоспина канала. При этом амплитуда  $M(pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0)$  содержит только изовекторный вклад  $I = 1$ , в то время как амплитуда  $M(np \rightarrow \{pp\}_s \pi^-)$

является смесью изовекторного ( $I = 1$ ) и изоскалярного ( $I = 0$ ) переходов:  $M(pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0) = M^{I=1}$  и  $M(np \rightarrow \{pp\}_s \pi^-) = (M^{I=1} + M^{I=0})/\sqrt{2}$ .<sup>1</sup>

Так как начальные нуклоны находятся в спин-триплетном состоянии, по обобщенному принципу Паули требуется, чтобы амплитуда  $M^{I=1}$  была антисимметрична по отношению к операции отражения  $\mathbf{p} \rightarrow -\mathbf{p}$ , а  $M^{I=0}$  — симметрична. Принимая во внимание выражение 4.3, эти ограничения можно переписать следующим образом

$$\begin{aligned} A^{I=1}(\cos \theta_\pi) &= A^{I=1}(-\cos \theta_\pi), \\ B^{I=0}(\cos \theta_\pi) &= B^{I=0}(-\cos \theta_\pi), \\ B^{I=1}(\cos \theta_\pi) &= -B^{I=1}(-\cos \theta_\pi), \\ A^{I=0}(\cos \theta_\pi) &= -A^{I=0}(-\cos \theta_\pi). \end{aligned} \quad (4.6)$$

Из равенств 4.6 следует, что и  $B^{I=1}$ , и  $A^{I=0}$  обращаются в ноль при  $\theta_\pi = 90^\circ$ , поэтому можно записать следующее важное соотношение для данного угла  $\theta_\pi = 90^\circ$ :

$$(1 + A_{x,x}) \frac{d\sigma}{d\Omega}(np \rightarrow pp_s \pi^-) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(pp \rightarrow pp_s \pi^0). \quad (4.7)$$

Это соотношение получается, если сложить первое и второе равенства в (4.4), положив  $\theta_\pi = 90^\circ$ , и далее учесть, что  $A = A^{I=0} + A^{I=1}$ , где  $A^{I=0}(90^\circ) = 0$ , а также  $B^{I=1}(90^\circ) \equiv 0$

Получается, что независимо от динамики процесса и предположений, которые будут сделаны при анализе, значение спин-корреляционного коэффициента  $A_{x,x}$  в реакции  $np \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  при угле  $90^\circ$  фиксируется значениями неполяризованных дифференциальных сечений для реакций  $np \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  и  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$ . Однако, квазисвободная природа эксперимента с рождением  $\pi^-$ -мезонов и разница в массах как пионов, так и нуклонов приводят к тому, что существует неопределённость в относительных нормировках этих двух неполяризованных измерений, и поэтому непосредственное измерение  $A_{x,x}$  предпочтительно.

<sup>1</sup>Здесь необходимо подчеркнуть, что изовекторный канал  $pp$  отличается от изовекторного канала  $pn$  проекцией полного изоспина, поэтому в общем случае можно ожидать, что численно эти амплитуды различны, как, например, различны амплитуды процессов  $pp \rightarrow d\pi^+$  и  $pn \rightarrow d\pi^0$ . Зависимость от проекций изоспинов определяется по теореме Вигнера-Экарта значением соответствующего коэффициента Клебша-Гордана. В рассматриваемом случае этот коэффициент есть  $(1110|11) = \frac{1}{\sqrt{2}}$  для  $M(pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0)$  и  $(111 - 1|10) = \frac{1}{\sqrt{2}}$  для изовекторной части амплитуды  $M(pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-)$ . Следовательно, коэффициенты Клебша-Гордана для обеих реакций в изовекторном канале равны, поэтому в приведенных выше выражениях используется одна и та же амплитуда  $M^{I=1}$ .



Ещё один полезный результат следует из соотношений симметрии 4.6 и равенств (4.4): для реакции  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$  имеем  $A_{x,x} = 1$  при  $90^\circ$ .

### 4.1.3 Разложение по парциальным волнам

Эксперимент проводился в окрестности энергии 353 МэВ. Для таких низких энергий можно предположить, что вклад вносят лишь низкие пионные парциальные волны. Первый парциально-волновой анализ низкоэнергетичных данных для пионного захвата на дипротоне в ядре  ${}^3\text{He} - \pi^- pp_s \rightarrow np$  при  $T_\pi = 85$  МэВ, что соответствует  $T_n = 425$  МэВ в системе покоя  $nd$  — был проделан с учетом  $s$ - и  $p$ -волновых пионов [79]. Однако, как было показано [63], в рассматриваемом процессе вклад пионных  $d$ -волн значителен и пренебрегать им нельзя. В нашем анализе учитываются члены разложения до пионных  $d$  волн включительно, для которых имеется три разрешенных перехода из начального состояния  $I = 1$ :  ${}^3P_0 \rightarrow {}^1S_0s$ ,  ${}^3P_2 \rightarrow {}^1S_0d$  и  ${}^3F_2 \rightarrow {}^1S_0d$ . Обозначим эти амплитуды как  $M_s^P$ ,  $M_d^P$  и  $M_d^F$ , соответственно. В случае начального состояния  $I = 0$  существует два  $p$ -волновых (по конечным пионам) перехода,  ${}^3S_1 \rightarrow {}^1S_0p$  и  ${}^3D_1 \rightarrow {}^1S_0p$ . Соответствующие амплитуды обозначим как  $M_p^S$  и  $M_p^D$ .

Скалярные амплитуды  $A$  и  $B$  можно разложить по этим парциальным волнам [15]

$$\begin{aligned} A^{I=1} &= M_s^P - \frac{1}{3}M_d^P + M_d^F(\cos^2 \theta_\pi - \frac{1}{5}), \\ B^{I=1} &= (M_d^P - \frac{2}{5}M_d^F) \cos \theta_\pi, \\ A^{I=0} &= M_p^D \cos \theta_\pi, \\ B^{I=0} &= M_p^S - \frac{1}{3}M_p^D. \end{aligned} \quad (4.8)$$

В этих соотношениях, конечно, соблюдаются условия симметрии 4.6. При этом, для амплитуд  $A$  и  $B$  в выражениях 4.3 и 4.4, справедливы следующие соотноше-

ния:

для процесса  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0 : A = A^{I=1}, B = B^{I=1}$

для процесса  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^- : A = \frac{1}{\sqrt{2}}(A^{I=0} + A^{I=1}), B = \frac{1}{\sqrt{2}}(B^{I=0} + B^{I=1})$

Парциально-волновые амплитуды зависят только от энергии и ведут себя на пороге как  $k^l$ , где  $l$  - угловой момент пиона. Таким образом при малых  $k$  (вблизи порога) высшие волны подавлены центробежным барьером. В (4.8) учитываем вклад всех волн до  $d$ - волны пиона включительно. При этом вклад квадрата  $d$ - волны не учитывается. Отметим, что вклад  $s - g$ -интерференции, имеющий то же пороговое поведение, что и квадрат  $d$ -волны, предполагается пренебрежимо малым по сравнению с вкладом чистой  $d$ - волны и не учитывается в нашем анализе.

### Необходимые предположения для парциально-волнового анализа

Как известно, процедура разложения по парциальным волнам приводит к неоднозначным решениям, даже при измерении полного набора независимых наблюдаемых, соответствующего процесса [14; 80]. На практике [79; 81] для минимизирования неоднозначностей применяется теорема Ватсона [82; 83]. Эта теорема является следствием унитарности  $S$ -матрицы и инвариантности относительно обращения времени и накладывает ограничения на фазы отдельных парциальных амплитуд.

Для несвязанных парциальных волн, в случае очень малой неупругости, теорема Ватсона связывает фазу амплитуды взаимодействия в начальном состоянии процесса  $NN \rightarrow NN\pi$  с фазовым сдвигом упругого нуклон-нуклонового рассеяния [82; 83]. Эти условия выполняются для парциальной волны  ${}^3P_0$  и поэтому в нашем анализе была использована амплитуда  $M_s^P = |M_s^P| \exp i\delta_{3P_0}$  с  $\delta_{3P_0} = -14.8^\circ$  [84]. Фаза, связанная с  ${}^1S_0$  состоянием конечной  $pp$ -пары, не включена, так как она одинакова для всех парциальных волн и не влияет на наблюдаемые.

Для связанных каналов, таких как  ${}^3P_2 - {}^3F_2$ , условия теоремы Ватсона, вообще говоря, не применимы строго. Тем не менее, фазовый анализ для данных  $pp$  при 353 МэВ показывает, что параметр смешивания, а также и неупругости, очень

малы [84]. Поэтому, хорошим приближением будет пренебрежение связью каналов и применение теоремы Ватсона для парциальных волн  ${}^3P_2$  и  ${}^3F_2$  независимо. Здесь величины фаз  $\delta_{3P_2} = 17.9^\circ$  и  $\delta_{3F_2} \approx 0^\circ$  [84].

Две теоретические модели потенциалов также позволяют предположить, что связь каналов  ${}^3P_2 - {}^3F_2$  слаба [1; 55]. Качество этого приближения также было проверено прямыми вычислениями  $d$ -волновых амплитуд в киральной эффективной теории до порядка  $m_\pi/m_N (N^2LO)^2$ . Этими расчетами было показано, что сделанные здесь предположения о фазах должны выполняться с точностью  $\pm 2^\circ$ . Следует, однако, заметить, что мы не пренебрегаем связью каналов  ${}^3S_1 - {}^3D_1$ , для которых связывающее эти каналы тензорное взаимодействие является очень сильным. Фазы для амплитуд с  $I = 0$ ,  $M_p^S$  и  $M_p^D$ , определяются в процедуре подгонки по их интерференции с амплитудами  $I = 1$ .

#### 4.2 Дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ и анализирующая способность $A_y$ процесса $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$

Процедуры выделения событий процесса, относительной нормировки поляризационных мод пучка, определения светимости и поляризации в данном измерении описаны в разделах 3.4.1-3.4.3.

На рис. 4.1 показаны результаты для дифференциального сечения  $d\sigma/d\Omega$  квазисвободной  $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$  реакции, проинтегрированного по интервалу энергии возбуждения  $E_{pp} = (0 - 3)$  МэВ и усреднённого по эффективной энергии пучка  $T_{\text{free}} = 353 \pm 20$  МэВ (значения сечения приведены в таблице 2). Результаты были получены в рамках импульсного приближения, причём импульсное распределение спектаторного протона соответствовало Боннской дейтронной волновой функцией [1]. Необходимо отметить, что выбор потенциала не играл существенной роли в силу использования диапазона малых импульсов спектатора  $P_{\text{spec}} < 106$  МэВ/с, в котором современные  $NN$ -потенциалы демонстрируют полное согласие друг с другом. Сечение оценивалось отдельно для случаев регистрации пиона  $\pi^-$  и спектаторного протона. Полученные результаты для этих случаев согласуются друг с другом, и на рис. 4.1 представлены усреднённые зна-

<sup>2</sup>V. Baru, E. Epelbaum, J. Haidenbauer, C. Hanhart and V. Lensky, private communication

чения. Также там показаны данные эксперимента TRIUMF для квазисвободного  $\pi^-$  рождения [12]. В этом эксперименте, однако, было наложено более сильное ограничение  $E_{pp} < 1.5$  МэВ, и результаты были преобразованы к ограничению  $E_{pp} < 3$  МэВ, применяемому в нашей работе, используя энергетическую зависимость Миндала-Ватсона для  $s$ -волнового  $pp$ -взаимодействия в конечном состоянии [82; 83].

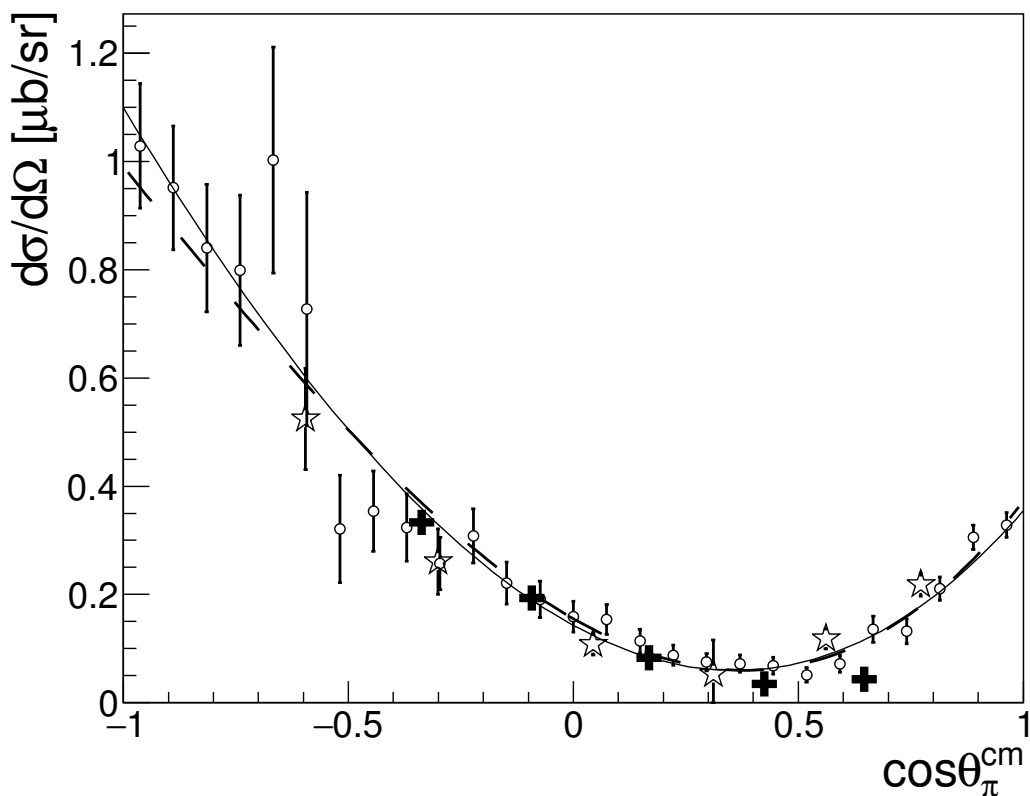


Рис. 4.1 — Неполаризованное дифференциальное сечение реакции  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  в зависимости от косинуса пионного угла вылета. Результаты ANKE со статистическими погрешностями показаны пустыми кругами. Систематическая ошибка, связанная с неточностями светимости и акцептанса, составляет 6%. Результаты TRIUMF для реакции  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  показаны крестами [12], статистические погрешности здесь меньше размера символов, неопределенность нормировки составляет 10%. Произвольно масштабированные результаты, полученные из данных TRIUMF для  $\pi^- {}^3\text{He} \rightarrow pnn_{spec}$  [81], показаны звездочками. Пунктирной кривой обозначен прямой кубический фит данных с ANKE, а сплошной линией - результат парциально-волнового анализа из раздела 4.3.

В то время, как результаты эксперимента TRIUMF охватывают только центральные углы вылета пиона [12], новые данные распространяются на весь угловой диапазон. Оба набора данных сопоставимы в области вылета пионов назад, но значения, полученные в TRIUMF, не демонстрируют роста для передних углов вылета, который присутствует в результатах ANKE. Полученная угловая зависимость находит некоторое подтверждение в данных для реакции пионного

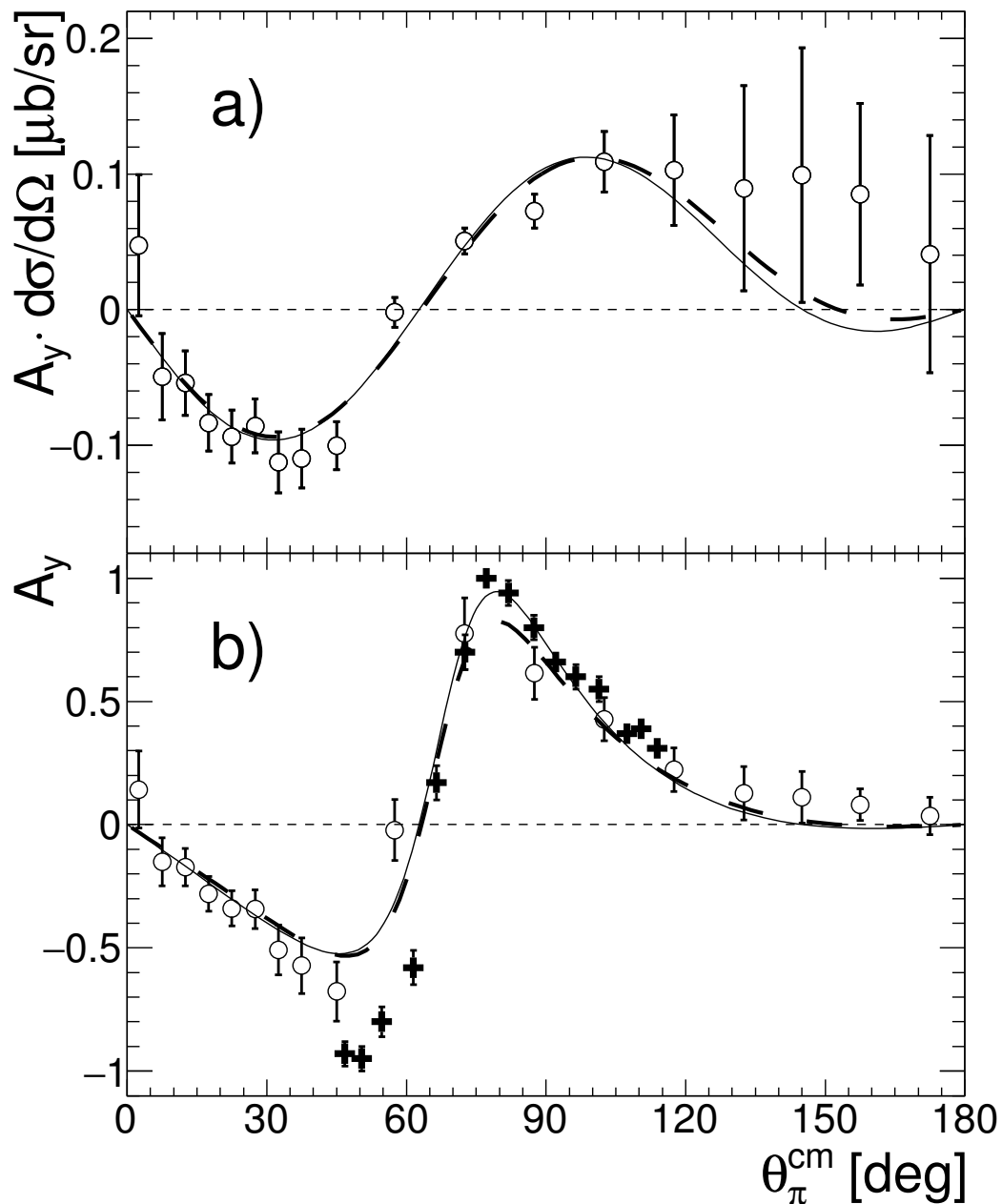


Рис. 4.2 — а) Произведение измеренной анализирующей способности  $A_y^p$  и дифференциально-го сечения реакции  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  при энергии 353 МэВ в зависимости от пионного угла вылета. Показаны только статистические погрешности, систематическая неопределённость 11% не включена. Пунктирной кривой обозначен наилучший фит для соотношения 4.10, а сплошной линией - результат парциально-волнового анализа из раздела 4.3. б)  $A_y^p$ , полученная на ANKE (пустые круги) и в TRIUMF [11] (кресты). Систематическая неопределенность для результатов ANKE составляет 9%. Штрихованной и сплошной линиями показаны результаты деления для фитов с панели а) и из рис. 4.1.

захвата  $\pi^- {}^3\text{He} \rightarrow pnn_{sp}$ , в которой ненаблюдаемый медленный нейтрон считается зрителем [81]. В этом случае, эту реакцию можно интерпретировать, как  $\pi^- \{pp\}_s \rightarrow pn$ , хотя внутренняя структура дипротона очень отличается от случая рождения  $\{pp\}_s$  пары. В рамках охватываемого диапазона, полученные на ANKE значения хорошо согласуются с результатами для пионного захвата. При этом, подъёмы в сечении при углах вылета вперёд и назад противоречат результатам, полученным для рождения  $\pi^0$  [63; 80], что говорит о доминировании  $I = 0$   $p$ -волновых амплитуд в реакции рождения  $\pi^-$ .

Неполяризованное сечение и векторную анализирующую способность протона  $A_y^p$  можно записать в виде:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 = \frac{k}{4p} \sum_{n=0} a_n \cos^n \theta_\pi, \quad (4.9)$$

$$A_y \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 = \frac{k}{4p} \sin \theta_\pi \sum_{n=0} b_{n+1} \cos^n \theta_\pi. \quad (4.10)$$

В таблице 1 приведены значения параметров для уравнения 4.9, полученные при фите данных ANKE. Как видно из рис. 4.1, данные сечения хорошо описываются кубической параболой, причём включение в фит четвёртой степени не улучшает значение  $\chi^2/n.d.f.$ .

$a_0(pn)$	$a_1(pn)$	$a_2(pn)$	$a_3(pn)$	$b_1(pn)$	$b_2(pn)$	$b_3(pn)$
$2.69 \pm 0.18$	$-8.24 \pm 0.51$	$9.11 \pm 0.70$	$2.89 \pm 0.90$	$1.77 \pm 0.14$	$-1.95 \pm 0.50$	$-4.43 \pm 0.70$

Таблица 1 — Значения параметров в единицах  $\mu\text{b}/\text{sr}$ , полученные при прямом фитировании экспериментальных данных реакции  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  соотношениями 4.9 и 4.10. Приведены только статистические погрешности, систематические неопределённости 6% в сечении и 9% в анализирующей способности.

Результаты для анализирующей способности  $A_y^p$ , а также  $A_y^p$ , взвешенной с сечением, представлены на рис. 4.2 (соответствующие значения приведены в таблице 3). Приемлемое согласие со значениями  $A_y^p$  из эксперимента TRIUMF [11] наблюдается при больших углах вылета пиона, при этом оба набора данных демонстрируют сильную несимметричную осцилляцию в центральной угловой области. Однако, в области  $\theta_\pi \leq 60^\circ$  наблюдается существенное расхождение результатов ANKE и результатов TRIUMF как для анализирующей способности  $A_y^p$ , так и для сечения  $d\sigma/d\Omega$ , показанного на рис. 4.1.

Для описания взвешенного распределения  $A_y^p$  функцией 4.10 требуется по крайней мере три параметра, приведённых в таблице 1. При этом, учёт высших

степеней уже не меняет существенно результаты фита. На рис. 4.2а показана получившаяся фитирующая кривая, а на 4.2b — результат деления этой фитирующей функции на параметризацию для дифференциального сечения.

Центральное значение $\cos \theta_{\pi}^{cm}$ в бине	Ширина бина	$d\sigma/d\Omega$ [мкбн/ср]
-0.963	0.074	$1.03 \pm 0.12$
-0.889	0.074	$0.95 \pm 0.11$
-0.815	0.074	$0.84 \pm 0.12$
-0.741	0.074	$0.80 \pm 0.14$
-0.667	0.074	$1.00 \pm 0.21$
-0.593	0.074	$0.73 \pm 0.22$
-0.519	0.074	$0.32 \pm 0.10$
-0.444	0.074	$0.354 \pm 0.074$
-0.370	0.074	$0.324 \pm 0.062$
-0.296	0.074	$0.257 \pm 0.048$
-0.222	0.074	$0.308 \pm 0.050$
-0.148	0.074	$0.221 \pm 0.039$
-0.074	0.074	$0.191 \pm 0.034$
0.000	0.074	$0.159 \pm 0.029$
0.074	0.074	$0.154 \pm 0.027$
0.148	0.074	$0.114 \pm 0.022$
0.222	0.074	$0.088 \pm 0.018$
0.296	0.074	$0.075 \pm 0.016$
0.370	0.074	$0.072 \pm 0.016$
0.444	0.074	$0.068 \pm 0.016$
0.519	0.074	$0.051 \pm 0.013$
0.593	0.074	$0.072 \pm 0.016$
0.667	0.074	$0.136 \pm 0.024$
0.740	0.074	$0.132 \pm 0.023$
0.815	0.074	$0.211 \pm 0.022$
0.889	0.074	$0.305 \pm 0.022$
0.963	0.074	$0.328 \pm 0.023$

Таблица 2 — Дифференциальное сечение реакции  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  в зависимости от косинуса пионного угла вылета. Представлены только статистические погрешности. На рис. 4.1 обозначены пустыми кругами.

### 4.2.1 Результаты переобработки с использованием временной информации STT

Как описано в разделе 3.4.4, использование временной отметки STT позволило подавить фон случайных совпадений и увеличить статистику за счёт включения событий с  $T_{\text{spec}} < 2.5$  МэВ. Однако, для части таких событий возникает сложность в оценке эффективности STT, а также дополнительная неопределённость при расчёте полного аксептанса. В связи с этим, целью переобработки являлось только улучшение точности определения анализирующей способности. В результате переобработки, статистика процесса  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  для углов вылета  $\theta_\pi^{\text{cm}} > 30^\circ$  возросла примерно в два раза. Для меньших углов, при которых пионы непосредственно детектировались в ND детекторе, улучшение статистики было менее значительным.

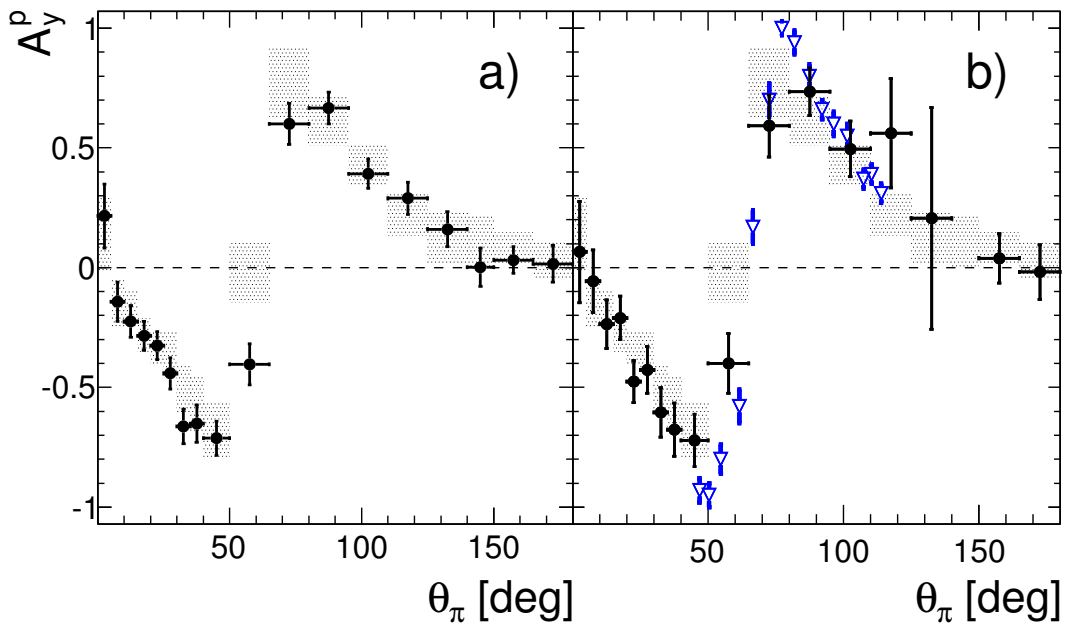


Рис. 4.3 — Анализирующая способность  $A_y^p$  реакции  $\bar{p}n \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  при энергии 353 МэВ. Данные, полученные без использования временной информации с STT и при  $E_{pp} < 3$  МэВ, показаны заштрихованными областями. Чёрными точками обозначены результаты анализа с использованием временной информации, полученные с ограничением на энергию  $E_{pp}$  (а) 3 МэВ и (б) 1.5 МэВ. Треугольниками обозначены данные TRIUMF [11]. Показаны только статистические погрешности.

Увеличение статистики позволило наложить более жёсткое ограничение на энергию возбуждения дипротона  $E_{pp} < 1.5$  МэВ, аналогичное использованному в эксперименте TRIUMF [11]. На рис. 4.3 показаны данные для  $A_y^p$ , полученные новым способом для двух ограничений на энергию  $E_{pp}$  (в таблице 3 приведены



соответствующие значения), в сравнении с данными ANKE, полученным без использования временной информации STT, и с данными TRIUMF [11]. Видно, что анализирующая способность не меняется с введением более жёсткого ограничения на энергию  $E_{pp}$ .

Центр бина $\theta_{\pi}^{cm}$ [градусы]	Ширина [градусы]	$A_y^p \cdot d\sigma/d\Omega$ [мкбн/ср]	$A_y^p$	$A_y^p$ с использованием времени STT	
				$E_{pp} < 3$ МэВ	$E_{pp} < 1.5$ МэВ
2.5	5	$0.05 \pm 0.05$	$0.14 \pm 0.16$	$0.22 \pm 0.13$	$0.07 \pm 0.21$
7.5	5	$-0.05 \pm 0.03$	$-0.15 \pm 0.10$	$-0.14 \pm 0.08$	$-0.06 \pm 0.13$
12.5	5	$-0.05 \pm 0.02$	$-0.17 \pm 0.08$	$-0.23 \pm 0.07$	$-0.24 \pm 0.10$
17.5	5	$-0.08 \pm 0.02$	$-0.28 \pm 0.07$	$-0.28 \pm 0.06$	$-0.21 \pm 0.09$
22.5	5	$-0.09 \pm 0.02$	$-0.34 \pm 0.07$	$-0.33 \pm 0.06$	$-0.48 \pm 0.09$
27.5	5	$-0.09 \pm 0.02$	$-0.34 \pm 0.07$	$-0.44 \pm 0.07$	$-0.43 \pm 0.10$
32.5	5	$-0.11 \pm 0.02$	$-0.51 \pm 0.10$	$-0.66 \pm 0.07$	$-0.60 \pm 0.10$
37.5	5	$-0.11 \pm 0.02$	$-0.57 \pm 0.11$	$-0.65 \pm 0.08$	$-0.68 \pm 0.11$
45.0	10	$-0.10 \pm 0.02$	$-0.68 \pm 0.12$	$-0.71 \pm 0.07$	$-0.72 \pm 0.11$
57.5	15	$-0.002 \pm 0.011$	$-0.02 \pm 0.12$	$-0.40 \pm 0.09$	$-0.40 \pm 0.13$
72.5	15	$0.051 \pm 0.010$	$0.78 \pm 0.15$	$0.60 \pm 0.09$	$0.59 \pm 0.13$
87.5	15	$0.073 \pm 0.012$	$0.61 \pm 0.11$	$0.67 \pm 0.07$	$0.73 \pm 0.10$
102.5	15	$0.11 \pm 0.02$	$0.43 \pm 0.09$	$0.39 \pm 0.06$	$0.50 \pm 0.12$
117.5	15	$0.10 \pm 0.04$	$0.22 \pm 0.09$	$0.29 \pm 0.07$	$0.56 \pm 0.23$
132.5	15	$0.09 \pm 0.08$	$0.13 \pm 0.11$	$0.16 \pm 0.07$	$0.21 \pm 0.46$
145.0	10	$0.10 \pm 0.09$	$0.11 \pm 0.11$	$0.00 \pm 0.08$	$0.00 \pm 0.00$
157.5	15	$0.09 \pm 0.07$	$0.08 \pm 0.06$	$0.03 \pm 0.06$	$0.04 \pm 0.10$
172.5	15	$0.04 \pm 0.09$	$0.04 \pm 0.08$	$0.02 \pm 0.08$	$-0.02 \pm 0.11$

Таблица 3 — Анализирующая способность  $A_y$  и её произведение на дифференциальное сечение для реакции  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  при энергии 353 МэВ в зависимости от пионного угла вылета. Даны только статистические погрешности. Во второй и третьей колонках представлены результаты анализа без использования времени с STT и при  $E_{pp} < 3$  МэВ, а 4-й и 5-й — результат переобработки с использованием времени и указанными в таблице ограничениями на  $E_{pp}$ .

### 4.3 Парциально-волновой анализ, основанный на данных о дифференциальном сечении $d\sigma/d\Omega$ и анализирующей способности $A_y$

Первый подход к анализу данных ANKE, описываемый здесь, опирался на данные ANKE по реакциям  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$  [80] и  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  [14] (последние представлены в разделе 4.2), включающие в себя дифференциальное сечение и  $A_y^p$  для обоих процессов. Амплитуды  $s$ - и  $d$  пионных волн могли быть определены, с учётом описанных в разделе 4.1.3 предположений, уже из данных по рождению  $\pi^0$ , и результаты этого анализа [80] преведены в таблицах 5 и 4. Там же показаны результаты нашего комбинированного анализа обеих реакций. Результаты переработки данных  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ , приведённые в разделе 4.2.1, в этом анализе не использовались.

Как описано в разделе 4.1.3, при энергии 353 МэВ разумно ограничиться набором парциальных волн  $s$ ,  $p$  и  $d$ , что требует определения 5-ти парциальных амплитуд:  $M_s^P$ ,  $M_p^S$ ,  $M_p^D$ ,  $M_d^P$  и  $M_d^F$ , связанных со спиновыми амплитудами и наблюдаемыми соотношениями 4.4 и 4.8.

С другой стороны, извлекаемое из данных число параметров определяется при фите эмпирическими зависимостями 4.9 и 4.10. Связь эмпирических параметров с парциальными волнами, при разложении до  $p - d$  интерференции и пренебрежении квадратами  $d$ -волн, задаётся соотношениями

$$\begin{aligned}
 a_0 &= \frac{1}{2}|M_s^P|^2 + \frac{1}{2}|M_p^S - \frac{1}{3}M_p^D|^2 - \frac{1}{3}\text{Re} [M_s^{P*}(M_d^P + \frac{3}{5}M_d^F)] \\
 a_1 &= \text{Re} [M_s^{P*}(M_p^S + \frac{1}{3}M_p^D) + \frac{2}{3}M_d^{P*}(M_p^S - \frac{5}{6}M_p^D) \\
 &\quad - \frac{3}{5}M_d^{F*}M_p^S] \\
 a_2 &= \frac{1}{6}|M_p^D|^2 + \text{Re} [M_s^{P*}(M_d^P + \frac{3}{5}M_d^F) + M_p^{S*}M_p^D] \\
 a_3 &= \text{Re} [(M_p^{D*}(M_d^P + \frac{4}{15}M_d^F) + M_p^{S*}M_d^F)] \\
 b_1 &= \text{Im} [(M_p^{S*} - \frac{1}{3}M_p^{D*})(M_s^P - \frac{1}{3}(M_d^P + \frac{3}{5}M_d^F))] \\
 b_2 &= \text{Im} [M_p^{S*}M_p^D - M_s^{P*}(M_d^P - \frac{2}{5}M_d^F)] \\
 b_3 &= \text{Im} [M_d^{P*}M_p^D - M_d^{F*}(M_p^S + \frac{1}{15}M_p^D)] .
 \end{aligned} \tag{4.11}$$

Так как спин начальной  $NN$ -пары равен 1, сумма пионного орбитального углового момента  $l$  и начального нуклон-нуклонного изоспина  $l + I$  нечётна. По-

этому, в случае реакции  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$ , разрешены только чётные пионные парциальные волны. Как показано в работе [80], для описания данных этого процесса, достаточно учесть коэффициенты  $a_0$ ,  $a_2$  и  $b_2$  из уравнений 4.9 и 4.10. В выражениях 4.11 для процесса рождения  $\pi^0$  выпадают вклады пионных  $p$ -волн, а правая часть удваивается.

Пренебрегая небольшой связью парциальных волн  ${}^3P_2$  и  ${}^3F_2$  и, применяя теорему Ватсона, можно зафиксировать фазы комплексных амплитуд  $M_s^P$ ,  $M_d^P$  и  $M_d^F$  [80].<sup>3</sup> Таким образом, общее количество свободных параметров фита становится равным семи, тогда как общее число фитируемых искомым параметров в обеих реакциях равно 10 (три коэффициента разложения для  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$  и 7 для  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  в 4.9, 4.10). Несмотря на то, что существует общая значительная относительная неопределённость между данными для рождения  $\pi^-$  и  $\pi^0$ -мезонов, связанная со светимостью и другими систематическими эффектами, становится очевидно, что система переопределена. Поэтому, в случае нахождения приемлемого решения, оно будет совместимо с предположениями, сделанными в анализе, такими, как пренебрежение более высокими парциальными волнами,  $d-d$  интерференцией и эффектом связывания между  ${}^3P_2$  и  ${}^3F_2$  парциальными волнами.

Наилучшее соответствие данным реакций  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$  и  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  было получено при значениях амплитуд, приведённых в таблице 4. Как можно видеть, результаты для  $s$  и  $d$ -волн мало различаются для этих двух случаев. В таблице 4 приведены также результаты для  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$  [80].

Амплитуды	Совместный анализ	Только данные $\pi^0$
$M_s^P$	$(55.3 \pm 0.4) - (14.7 \pm 0.1)i$	$(55.3 \pm 0.4) - (14.6 \pm 0.1)i$
$M_d^P$	$-(26.6 \pm 1.1) - (8.6 \pm 0.4)i$	$-(26.8 \pm 1.2) - (8.7 \pm 0.4)i$
$M_d^F$	$5.3 \pm 2.3$	$(6.0 \pm 2.4)$
$M_p^S$	$-(32.4 \pm 2.2) + (17.3 \pm 2.7)i$	
$M_p^D$	$-(109.6 \pm 9.6) + (140.7 \pm 4.0)i$	

Таблица 4 — Результаты парциально-волнового анализа процессов  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$  и  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  в единицах  $\sqrt{\text{нб/ср}}$ . Во второй колонке показаны результаты совместного анализа двух процессов, в третьей цитируются данные анализа  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$  [80].

Данное решение имеет  $\chi^2/NDF = 89/82$ , это говорит о том, что использованные усечённые разложения могут приводить к очень хорошему описанию данных. Вклад перехода  ${}^3F_2 \rightarrow {}^1S_0 d$  явно мал и, если полностью исключить  $M_d^F$ ,

<sup>3</sup> Следует заметить, что такая процедура не годится для двух амплитуд с  $p$ -волновыми пионами из-за сильной связи между начальными  ${}^3S_1$  и  ${}^3D_1$  состояниями.

это приведёт лишь только к незначительно менее точному описанию данных с  $\chi^2/NDF = 94/82$ . Также следует обратить внимание на то, что в то время, как фазы  $M_s^P$ ,  $M_d^P$  и  $M_d^F$  были заданы, фазы  $M_p^S$  и  $M_p^D$  были извлечены из данных.

О качество такой параметризации также можно судить, сравнив кривые на рис. 4.1 и 4.2 с данными. Оставшееся небольшое расхождение в описании анализирующей способности может возникать из-за пренебрежения более малыми членами. Однако, следует также иметь в виду, что основная систематическая неопределённость, а именно относительные нормировки между наборами данных для реакций  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$  и  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ , не учитывалась при определении параметров. С другой стороны, корректировка нормировок на несколько процентов не приводит к каким-либо качественным изменениям в решениях из таблицы 4.

Другой способ оценить качество сделанной параметризации - сравнить параметры, полученные при помощи прямой параметризации отдельных распределений для наблюдаемых и общего фита, который параметризует все данные одновременно. Как меняются параметры, в зависимости от процедуры фитирования, можно увидеть в таблице 5. В результирующих параметрах после прямого фитирования и ПВА не обнаружено вообще никакой разницы для реакции  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$ . В случае реакции  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ , только параметр  $a_3(pn)$  отличается на более, чем три величины ошибки.

Наблюдаемая	Прямой фит	ПВА
$a_0(pp)$	$4.05 \pm 0.08$	$4.05 \pm 0.08$
$a_2(pp)$	$-2.31 \pm 0.14$	$-2.34 \pm 0.14$
$b_2(pp)$	$1.82 \pm 0.10$	$1.80 \pm 0.10$
$a_0(pn)$	$2.69 \pm 0.18$	$2.47 \pm 0.08$
$a_1(pn)$	$-8.24 \pm 0.51$	$-7.83 \pm 0.45$
$a_2(pn)$	$9.11 \pm 0.70$	$10.12 \pm 0.41$
$a_3(pn)$	$2.89 \pm 0.90$	$1.38 \pm 0.27$
$b_1(pn)$	$1.77 \pm 0.14$	$1.82 \pm 0.13$
$b_2(pn)$	$-1.95 \pm 0.50$	$-1.75 \pm 0.36$
$b_3(pn)$	$-4.43 \pm 0.70$	$-4.83 \pm 0.27$

Таблица 5 — Значения параметров разложения в единицах  $\mu b/sr$ , полученные при прямом фитировании экспериментальных данных для реакций  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$  [80] и  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  [14] (данная работа) соотношениями 4.9 и 4.10 (вторая колонка), и из результатов совместного парциально-волнового анализа на основе соотношений 4.11 (третья колонка). Погрешности исключительно статистические. Для случая рождения  $\pi^-$  мезона существуют систематические неопределённости 6% в сечении и 9% в анализирующей способности.

Выводом, следующим из результатов, приведенных в таблице 4, является прежде всего то, что несмотря на существенность  $d$ -волны в пионном рождении, она возникает почти исключительно из  ${}^3P_2$  состояния, но не из  ${}^3F_2$ -состояния, так как переход  ${}^3F_2 \rightarrow {}^1S_0d$  вносит очень маленький вклад. В случае реакции  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$ , доминирует амплитуда перехода  ${}^3D_1 \rightarrow {}^1S_0p$ .

Необходимо отметить, что первая попытка парциально-волнового анализа реакции  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  вблизи порога была предпринята в работе [11] с использованием данных TRIUMF по дифференциальному сечению и  $A_y^p$  в этом процессе [11; 12]. В тот момент ещё не существовало данных по рождению  $\pi^0$  в процессе  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$ , ограничивающих вклад  $s$ - и  $d$ -волн, и авторы были вынуждены полагаться на применимость теоремы Ватсона даже для сильно связанных волн  ${}^3S_1$  и  ${}^3D_1$ . Кроме того, их данные были получены только в центральной области углов, поэтому не вызывает удивления существенное различие результатов анализа TRIUMF с приводимыми в данном разделе результатами ANKE. Так, в работе [11] был сделан вывод о пренебрежимости  $d$ -волн и определена доминирующая роль перехода  ${}^3D_1 \rightarrow {}^1S_0p$ .

#### 4.4 Результаты эксперимента с двойной поляризацией для $\vec{n} \vec{p} \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$

##### 4.4.1 Сечение и анализирующие способности $A_y^p$ и $A_y^n$

Определение дифференциального сечения и анализирующей способности для  $\vec{n} \vec{p} \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  в  $dp$  кинематике даёт возможность убедиться в правильности проведения эксперимента с двойной поляризацией, более сложного для анализа. А иная схема регистрации продуктов реакции в детекторах позволяет также проверить правильность учёта систематики в предыдущем эксперименте. Оценить точное значение абсолютной светимости значительно труднее для данных, полученных с длинной ячейкой, чем для данных с точечной вершиной взаимодействия. Поэтому на рис. 4.4а показано только произвольно нормированное сечение, полученное из эксперимента с ячейкой, чтобы сравнить форму этого сечения с результатом, представленными в разделе 4.2, и с данными TRIUMF [12]. Оба се-

чения, полученные на ANKE, хорошо согласуются между собой при всех углах, в том числе в передней области, где сечение TRIUMF начинает отклоняться от них.

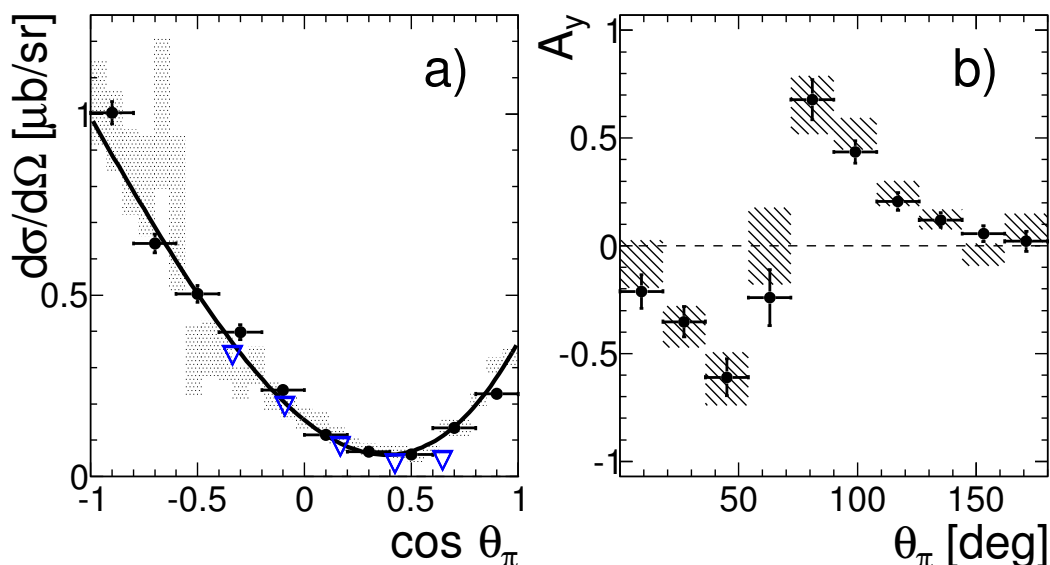


Рис. 4.4 — Наблюдаемые, полученные для реакции  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  при энергии 353 МэВ при ограничении на энергию возбуждения дипротона  $E_{pp} < 3$  МэВ. (а) Неполаризованное дифференциальное сечение. Результаты, полученные в эксперименте с одиночной поляризацией [14] показаны заштрихованными областями, кривая показывает прямой кубический фит этих данных. Чёрными точками обозначены результаты со статистической погрешностью, полученные в эксперименте с двойной поляризацией [15]. Так как не было достигнуто абсолютной нормализации, значения сечения были нормированы на условный общий множитель. Данные TRIUMF [12] обозначены треугольниками. (б) Протонная анализирующая способность  $A_y^p$  (точки), нейтронная анализирующая способность  $A_y^n$  (заштрихованные области), полученные одновременно в эксперименте с двойной поляризацией [15].

Протонная и нейтронная анализирующие способности были получены из данных с двойной поляризацией путём усреднения по поляризационным состояниям пучка и мишени, соответственно. Значение поляризации нейтронов из пучковых дейтронов меньше, чем для протонной мишени, поэтому погрешности для нейтронной анализирующей способности больше, чем для протонной. Но, в целом, результаты для  $A_y^p$  и  $A_y^n$  полностью совместимы друг с другом (рис. 4.4b, значения приведены в таблице 6), что подтверждает корректность эксперимента и его анализа. Полученные результаты полностью соответствуют предыдущим результатам для дифференциального сечения и анализирующей способности (из эксперимента с одиночной поляризацией) и поэтому могут использоваться в комбинированном анализе.

Центральное значение $\theta_\pi^{cm}$ в бине, [градусы]	Ширина бина, [градусы]	$A_y^p$	$A_y^n$
9.0	18	$-0.21 \pm 0.08$	$-0.08 \pm 0.11$
27.0	18	$-0.35 \pm 0.07$	$-0.38 \pm 0.10$
45.0	18	$-0.61 \pm 0.09$	$-0.62 \pm 0.12$
63.0	18	$-0.24 \pm 0.13$	$-0.00 \pm 0.18$
81.0	18	$0.68 \pm 0.09$	$0.65 \pm 0.14$
99.0	18	$0.44 \pm 0.05$	$0.52 \pm 0.07$
117.0	18	$0.21 \pm 0.04$	$0.24 \pm 0.06$
135.0	18	$0.12 \pm 0.03$	$0.12 \pm 0.05$
153.0	18	$0.06 \pm 0.04$	$-0.04 \pm 0.05$
171.0	18	$0.02 \pm 0.05$	$0.08 \pm 0.07$

Таблица 6 — Значения для протонной  $A_y^p$  и нейтронной  $A_y^n$  анализирующих способностей, полученные для реакции  $\vec{p}\vec{n} \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$  при энергии 353 МэВ при ограничении на энергию возбуждения дипротона  $E_{pp} < 3$  МэВ [15]. На рис. 4.4b обозначены точками и заштрихованными областями, соответственно.

#### 4.4.2 Спиновые корреляционные коэффициенты $A_{x,x}$ , $A_{y,y}$

Из соотношения 4.2 следует, что экспериментальная асимметрия в эксперименте с двойной поляризацией может быть записана следующим образом:

$$\xi = \frac{\Sigma_1 - \Sigma_2}{\Sigma_1 + \Sigma_2} = PQ(A_{x,x} \sin^2 \phi_\pi + A_{y,y} \cos^2 \phi_\pi), \quad (4.12)$$

где  $\Sigma_1 = N_{\uparrow\uparrow} + N_{\downarrow\downarrow}$ ,  $\Sigma_2 = N_{\uparrow\downarrow} + N_{\downarrow\uparrow}$ . Здесь  $N$  означает число событий, зарегистрированных с направлениями спинов пучка и мишени, показанными стрелками, нормированное на соответствующую относительную светимость  $R$ , а  $PQ$  — произведение поляризаций пучка и мишени.

Фон от ячейки вычитался отдельно для комбинаций  $\Sigma_1 - \Sigma_2$  и  $\Sigma_1 + \Sigma_2$ . Так как фоновый вклад практически не имеет поляризационной зависимости, для гистограмм разности числа событий он получался очень мал.

Экспериментальные данные были распределены по пяти бинам по углу вылета пиона  $\theta_\pi$  и величина  $\xi/PQ$  фитировалась линейной функцией по  $\cos^2 \phi_\pi$  в каждом бине. Акцептанс детектора был значительно выше для событий с большими значениями  $\cos^2 \phi_\pi$ , поэтому коэффициент  $A_{y,y}$  определялся точнее, чем  $A_{x,x}$ . Результаты для спин-корреляционных параметров в зависимости от  $\theta_\pi$  показаны на рис. 4.5, а значения приведены в таблице 7.

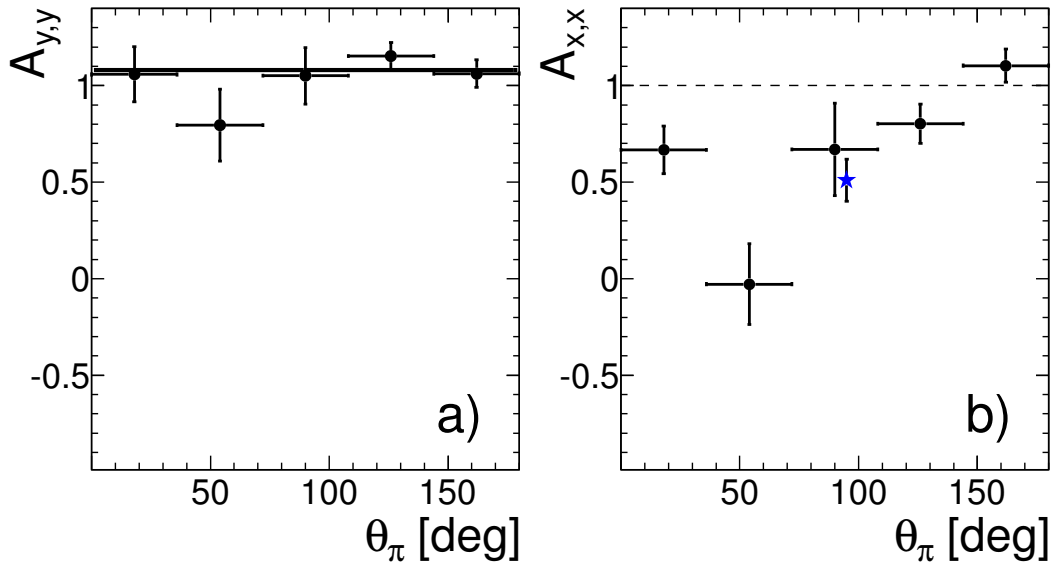


Рис. 4.5 — Спиновые корреляционные коэффициенты для реакции  $\vec{n}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$  при энергии 353 МэВ со статистическими погрешностями, как функции пионного угла вылета [15]. (a)  $A_{y,y}$ . Горизонтальной линией показан фит константой. (b) Значения  $A_{x,x}$  были получены после наложения требования  $A_{y,y} = 1$  для всех углов вылета пиона. Систематические неопределённости для точки  $90^\circ$  (синяя звезда, сдвинута немного по углу, чтобы быть различимой), полученной с помощью соотношения 4.7, гораздо больше показанных чисто статистических погрешностей.

Как видно из выражения 4.12, значения величин  $A_{x,x}$  и  $A_{y,y}$  зависят только от произведения поляризаций пучка и мишени  $PQ$ , которое, в свою очередь, может быть определено, если, в соответствии с выражениями 4.4, потребовать для среднего по всем углам вылета пионов  $A_{y,y} = 1$ . Это даёт нам мощный инструмент для изучения систематических неопределённостей измерения. Значение  $A_{y,y} = 1.08 \pm 0.04$ , полученное при фитировании, совместимо с единицей, если учесть неопределённость 0.11, возникающую из погрешностей определения произведения поляризаций  $PQ$ . Положив  $A_{y,y} = 1$ , можно уточнить измеренное значение произведения  $PQ = 0.373 \pm 0.015$ , которое можно использовать для определения  $A_{x,x}$ .

Чтобы уменьшить неопределённости в результатах для спин-корреляционного коэффициента  $A_{x,x}$ , для всех значений углов  $\theta_\pi$  было зафиксировано  $A_{y,y} \equiv 1$ , после чего линейный по  $\cos^2 \phi_\pi$  фит был повторен. Эта процедура дала результат, показанный на рис. 4.5b. Статистическая неопределённость доминирует в значении  $A_{x,x}$  (см. также приложение А). Систематические неопределённости, в свою очередь, происходят из погрешности определения произведения поляризаций (0,04), возможной разницы в поляризациях для противоположных направлений спина (0,01), неопределённости относительной



нормировки (0.023) и эффекта возникновения продольной компоненты спина из-за Ферми движения в дейтроне (до 0,07).

Также на рис. 4.5b показано значение  $A_{x,x} = 0.51 \pm 0.11$  при  $90^\circ$ . Оно получено из соотношения 4.7, с использованием результатов прямого фитирования сечений рождения  $\pi^0$  и  $\pi^-$ . Однако, погрешность, показанная для этой точки, чисто статистическая и не включает в себя систематические эффекты из неопределённости относительной нормировки.

Центральное значение $\theta_\pi^{cm}$ в бине, [градусы]	Ширина бина, [градусы]	$A_{x,x}$	$A_{y,y}$
18.0	36	$0.67 \pm 0.12$	$1.06 \pm 0.14$
54.0	36	$-0.03 \pm 0.21$	$0.80 \pm 0.19$
90.0	36	$0.67 \pm 0.24$	$1.05 \pm 0.15$
126.0	36	$0.80 \pm 0.10$	$1.15 \pm 0.07$
162.0	36	$1.10 \pm 0.09$	$1.06 \pm 0.07$

Таблица 7 — Значения спиновых корреляционных коэффициентов  $A_{x,x}$  и  $A_{y,y}$  для реакции  $\vec{n}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$  при энергии 353 МэВ со статистическими погрешностями [15]. На рис. 4.5 обозначены чёрными точками.

#### 4.5 Парциально-волновой анализ полного набора данных

Фит парциальными волнами, описанный в разделе (4.3), был повторен с учётом новых данных, которые включают в себя проанализированный заново результат для  $A_y^p$  из эксперимента с одиночной поляризацией (см. раздел 4.2.1), оценку  $A_y^p$  по данным эксперимента на водородной ячейке и результат для  $A_{x,x}$ . Также в анализе была учтена существенно уменьшенная неопределённость поляризации протонного пучка в результате проделанной переобработки, см. раздел (3.4.4). В анализе использовались ранее полученные в эксперименте с одиночной поляризацией значения неполяризованного сечения  $(d\sigma/d\Omega)_0$  рождения  $\pi^-$  (раздел 4.2), а также сечение и  $A_y^p$  в реакции  $pp \rightarrow \{pp\}_s\pi^0$  [80].

В отличие от ранее описанного анализа, квадрат  $d$ -волновых амплитуд был включён в процедуру фита. Кроме того, эффекты неопределённости в нормализации данных были включены с помощью построения полной недиагональной

ковариантной матрицы  $\mathcal{M}$  для измеренных точек и минимизации общей формы  $\chi^2 = \delta_i \mathcal{M}_{ij}^{-1} \delta_j$ , где  $\delta_i$  - измеренное отклонение  $i$ -й точки.

Амплитуда	Real	Imaginary	Im/Re
Решение 1: $\chi^2/ndf = 101/82$			
$M_s^P$	$53.4 \pm 1.0$	$-14.1 \pm 0.3$	
$M_d^P$	$-25.9 \pm 1.4$	$-8.4 \pm 0.4$	
$M_d^F$	$-1.5 \pm 2.3$	$0.0 \pm 0.0$	
$M_p^S$	$-37.5 \pm 1.7$	$16.5 \pm 1.9$	$-0.44 \pm 0.06$
$M_p^D$	$-93.1 \pm 6.5$	$122.7 \pm 4.4$	$-1.32 \pm 0.11$
Решение 2: $\chi^2/ndf = 103/82$			
$M_s^P$	$52.7 \pm 1.0$	$-13.9 \pm 0.3$	
$M_d^P$	$-28.9 \pm 1.6$	$-9.4 \pm 0.5$	
$M_d^F$	$3.4 \pm 2.6$	$0.0 \pm 0.0$	
$M_p^S$	$-63.7 \pm 2.5$	$-1.3 \pm 1.6$	$0.02 \pm 0.03$
$M_p^D$	$-109.9 \pm 4.2$	$52.9 \pm 3.2$	$-0.48 \pm 0.03$
Решение 3: $\chi^2/ndf = 106/82$			
$M_s^P$	$50.9 \pm 1.1$	$-13.4 \pm 0.3$	
$M_d^P$	$-26.3 \pm 1.5$	$-8.5 \pm 0.5$	
$M_d^F$	$2.0 \pm 2.5$	$0.0 \pm 0.0$	
$M_p^S$	$-25.4 \pm 1.9$	$-7.3 \pm 1.5$	$0.20 \pm 0.07$
$M_p^D$	$-172.2 \pm 5.6$	$92.0 \pm 6.2$	$-0.53 \pm 0.04$

Таблица 8 — Реальные и мнимые значения амплитуд для пяти низших парциальных волн, определённые из фитов реакций  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$  и  $np \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  [15]. Также показаны отношения мнимых к реальным значениям. Три оставшиеся неуказанными отношения фиксированы теоремой Ватсона.

Поиск глобального минимума  $\chi^2$  производился сначала на сетке в пространстве величин и фаз  $p$ -волновых амплитуд, а амплитуды  $s$  и  $d$  волн были зафиксированы с помощью фита данных рождения  $\pi^0$ . В результате, были найдены три минимума с очень близкими значениями  $\chi^2$ , после чего пять амплитуд фитировались вблизи от каждого из минимумов. Надо заметить, в первом анализе (4.3) поиск глобального минимума на сетке не производился и результат фита был получен в соответствии с (произвольно) выбранными начальными параметрами. Результат предыдущего анализа соответствует первому решению из данного анализа и оно плохо соотносится с ожиданиями теории. Свойства трёх решений приведены в таблице 8. Как видно, решения отличаются друг от друга в основном по параметрам  $p$ -волновых амплитуд, а  $s$ - и  $d$ -волны практически неизменны от решения к решению.

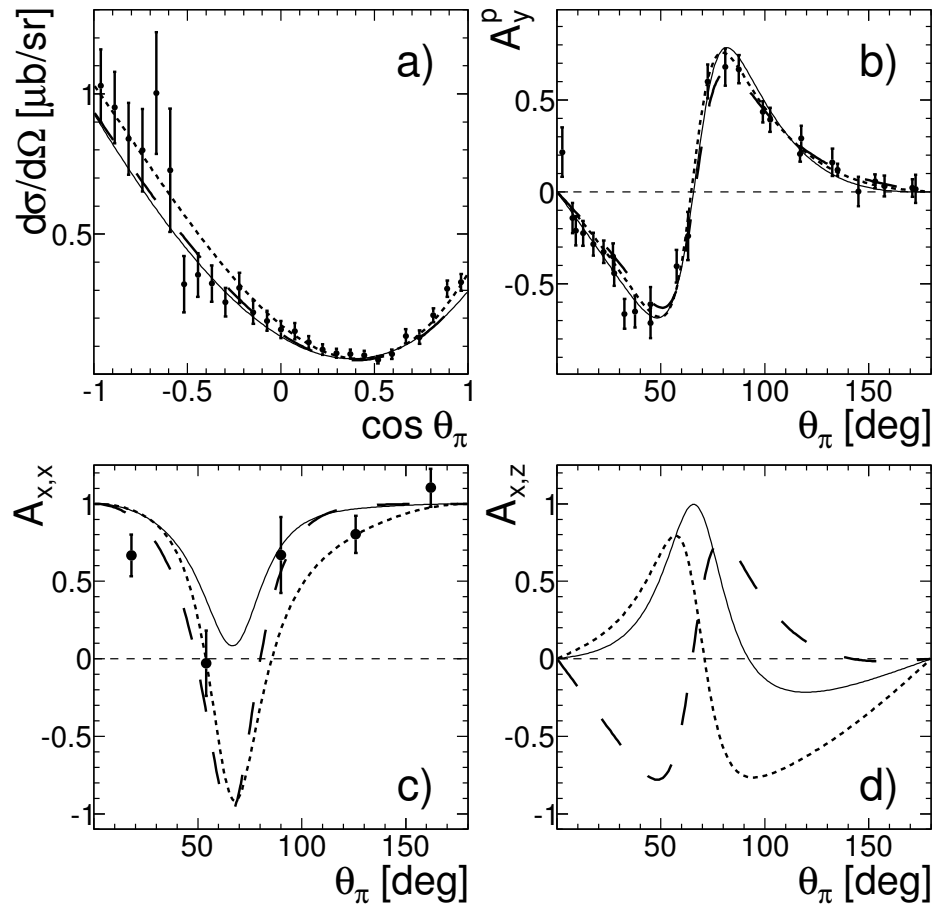


Рис. 4.6 — Предсказания парциально-волнового анализа для реакции  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  для энергии 353 МэВ,  $E_{pp} < 3$  МэВ; сплошная, с длинными штрихами и с короткими штрихами линии соответствуют решениям 1, 2 и 3 из таблицы 8. Также представлены экспериментальные результаты. (а) Дифференциальное поперечное сечение; (б) анализирующая способность  $A_y^p$ , полученная в эксперименте с двойной поляризацией; (с)  $A_{x,x}$ ; (д)  $A_{x,z}$ , экспериментальные данные на данный момент отсутствуют.

На рис. 4.6 показаны предсказания для наблюдаемых реакции  $np \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  для каждого из трёх решений в сравнении с данными АНКЕ. Данные для дифференциального сечения и анализирующей способности  $A_y^p$  описываются одинаково хорошо всеми тремя решениями. Тем временем, предсказания для спин-корреляционного коэффициента  $A_{x,x}$  и, особенно, для  $A_{x,z}$ , заметно отличаются друг от друга. Данные для  $A_{x,x}$ , полученные в этой работе, не противоречат в общих чертах всем трём предсказаниям. Второе и третье решения несколько более предпочтительны, но, учитывая статистические неопределённости, нельзя сделать окончательный выбор в пользу одного из решений. Учитывая радикальные отличия в предсказаниях для  $A_{x,z}$ , экспериментальные измерения этой величины оказываются особенно важны для разрешения неоднозначности в анализе и определения того, какое из трёх возможных решений является физическим.

Существуют ли какие-либо теоретические указания на то, какое из трёх решений из таблицы 8 предпочтительнее? Из-за сильной связи между парциальными волнами  ${}^3S_1$  и  ${}^3D_1$ , нельзя воспользоваться теоремой Ватсона, для того чтобы получить фазы  $M_p^S$  и  $M_p^D$  амплитуд. Тем не менее, можно выдвинуть осторожное предположение, что фазы найденных решений не должны резко отличаться от соответствующих фаз упругого нуклон-нуклонного рассеяния. Интересно отметить, что фазы амплитуд  $p$ -волнового рождения, вычисленные в рамках киральной теории поля, остаются достаточно близкими к упругим фазам, несмотря на динамику связанных каналов [54]. Важно отметить, что хотя согласно теореме Ватсона, реальная амплитуда рождения должна приобретать фазу упругого рассеяния, остаётся неизвестным положительна ли или отрицательна «голая» амплитуда. Поэтому, возникает неоднозначность относительно поворота на  $180^\circ$ , или другими словами, только тангенс фазы имеет значение.

Из таблицы 8 можно увидеть, что для трёх решений

$$(Im(M_p^S)/Re(M_p^S), Im(M_p^D)/Re(M_p^D)) = (-0.44, 1.32), (0.02, -0.48) \text{ и } (0.29, -0.53)$$

Эти результаты надо сравнивать со значениями из нуклон-нуклонного фазового анализа  $(\tan \delta_{3S_1}, \tan \delta_{3D_1}) = (0.03, -0.46)$  [84], и со значениями, полученными в теоретическом анализе в рамках  $\chi PT$ :  $(0.04, -0.61)$  [54]. Хотя этот теоретический расчёт не совпадает в точности с упругими фазами, тем не менее, он гораздо ближе ко второму решению, чем к третьему. В частности, разница в 0.13 для

$\tan \delta_{D_1}$  между теорией и вторым решением соответствует разнице в фазе только на  $5^\circ$ , в то же время разница, получающаяся для третьего решения, равна уже  $14^\circ$ . Следовательно можно сказать, что первое решение явно конфликтует с теоретическим расчётом, а у второе, возможно, предпочтительно. Тем не менее, трудно количественно оценить, до какой степени данные теоретические рассуждения могут выделить одно из решений и, чтобы прояснить ситуацию, требуется прямое измерение  $A_{x,z}$ .

#### 4.6 Спиновые корреляционные коэффициенты $A_{x,x}$ , $A_{y,y}$ реакции $\vec{n} \vec{p} \rightarrow d\pi^0$

Помимо основной задачи эксперимента с поляризованным пучком и мишенью, определения спиновых наблюдаемых процесса  $\vec{n} \vec{p} \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ , те же данные позволили извлечь спин-корреляционные коэффициенты  $A_{x,x}$ ,  $A_{y,y}$  реакции  $\vec{n} \vec{p} \rightarrow d\pi^0$  [16].

Из изоспиновой инвариантности следует, что сечение процесса  $np \rightarrow d\pi^0$  должно быть вдвое меньше сечения  $pp \rightarrow d\pi^+$ , тогда как все спиновые наблюдаемые в этих процессах должны быть тождественны. Реакция  $pp \rightarrow d\pi^+$  интенсивно изучалась, и к настоящему времени накоплен обширный набор данных по сечению, анализирующим способностям, спиновым корреляциям и коэффициентам передачи спина как в прямом, так и в обратном каналах. Эти данные были использованы в фазовом анализе SAID для энергий протонного пучка до 1.3 ГэВ [76]. В противоположность этому, существует относительно немного измерений сечения  $np \rightarrow d\pi^0$  [85; 86], и ещё меньше известно о спиновой зависимости процесса. Данный анализ ставил своей задачей восполнить этот пробел и сравнить результаты  $pn$ -взаимодействия с доступными данными  $pp \rightarrow d\pi^+$  и предсказаниями фазового анализа.

Для решения этой задачи применялись методики вычитания фона и восстановления вершины взаимодействия при измерении с мишенью с протяжённой накопительной ячейкой, описанные в разделах 3.5.2 и 3.5.3. Значения поляризации пучка и мишени, и относительных нормировок, определённые при обработке данных реакции  $\vec{n} \vec{p} \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ , были также применены для данного анализа. Идентификация вторичных частиц и выделение событий квазисвободной реакции

$\vec{n} \vec{p} \rightarrow d\pi^0$  описаны в разделе 3.5.1. Источники и оценка систематических неопределённостей также аналогичны случаю  $\vec{n} \vec{p} \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ . При анализе использовались только события, у которых эффективная энергия нейтронов находилась в ограниченном интервале  $333 < T_{\text{free}} < 373$  МэВ. При этом средняя энергия изменялась с углом от 351 МэВ до 357 МэВ, будучи наименьшей при  $\theta \approx 90^\circ$ .

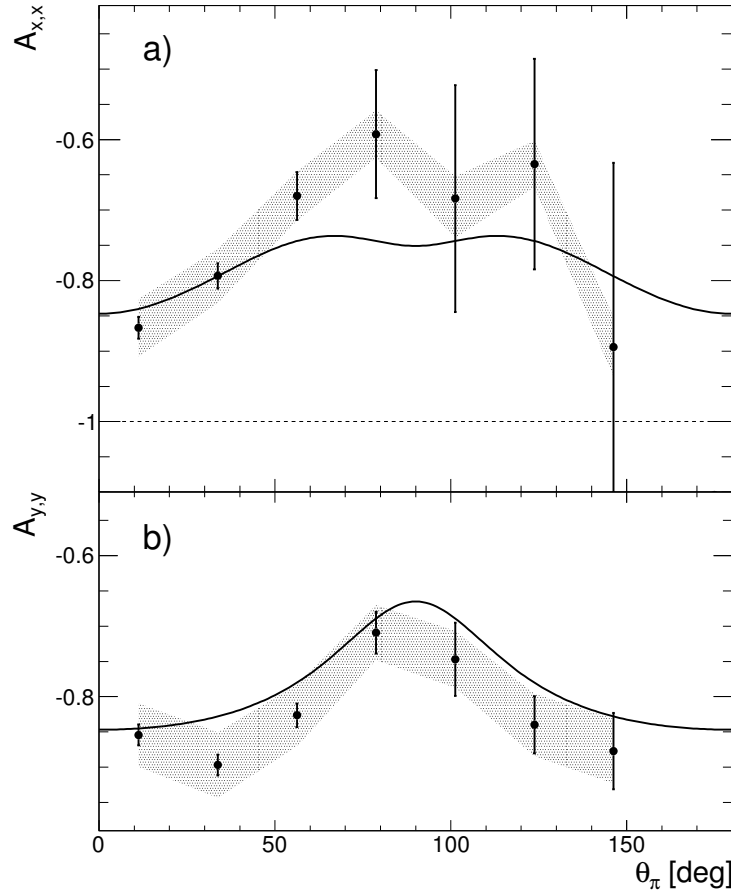


Рис. 4.7 — Спин-корреляционные коэффициенты (а)  $A_{x,x}$  и (б)  $A_{y,y}$ , полученные для реакции  $\vec{n} \vec{p} \rightarrow d\pi^0$ , в зависимости от пионного угла вылета  $\theta_\pi$  в с.ц.м. [16]. Точки показаны со статистическими погрешностями. Значения систематических погрешностей обозначены заштрихованной областью. Ранее опубликованные данные [87] не показаны из-за слишком больших погрешностей. Результаты сравниваются с предсказаниями SAID [76], обозначенными сплошной линией.

Процедура получения значений спиновых корреляций аналогична используемой для получения  $A_{x,x}$  и  $A_{y,y}$  для квазисвободной реакции  $\vec{n} \vec{p} \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ .  $\phi_\pi$  - зависимость наблюдаемой асимметрии  $\xi/PQ$  была профитирована в бинах по  $\theta_\pi^{cm}$  для определения значений спин-корреляционных коэффициентов. Результат показан на рис. 4.7 и приведён в таблице 9, оба коэффициента хорошо описываются решениями SAID [76]. Данные SAID были усреднены по используемому диапазону  $T_{\text{free}}$  с весами, соответствующими экспериментальному распределению  $T_{\text{free}}$ . Отметим, что существующие при энергии 350 МэВ данные для  $A_{x,x}$  и  $A_{y,y}$  в процессе  $\vec{p} \vec{p} \rightarrow d\pi^+$  [87], имеющие погрешности, сравнимые с величиной сиг-

нала, и потому не показанные на рис. 4.7, слабо уточняют парциально-волновой анализ.

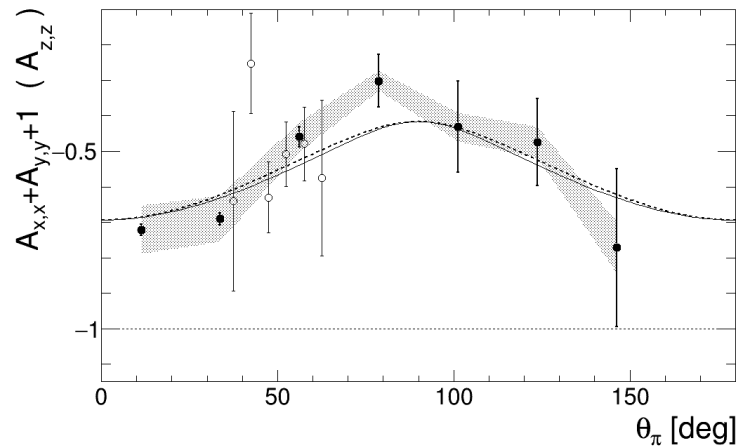


Рис. 4.8 — Комбинация  $1 + A_{x,x} + A_{y,y}$ , измеренная для реакции  $\vec{n}\vec{p} \rightarrow d\pi^0$ , в зависимости от пионного угла вылета  $\theta_\pi$  [16] сравнивается с предсказанием SAID для  $pp \rightarrow d\pi^+$  (прерывистая линия) [76]. Точки показаны со статистическими неопределённостями. Систематические неопределённости обозначены заштрихованной областью. Открытыми кружками обозначены данные для  $A_{z,z}$  в реакции  $\vec{p}\vec{p} \rightarrow d\pi^+$ , полученные на эксперименте IUCF при энергии 350 МэВ [87]. Предсказание SAID для  $A_{z,z}$  показано сплошной линией.

Продольная спиновая корреляция  $A_{z,z}$  реакции  $\vec{p}\vec{p} \rightarrow d\pi^+$  при энергии 350 МэВ определена точнее [87], и на рис. 4.8 этот результат показан в сравнении со значениями, полученными для величины  $1 + A_{x,x} + A_{y,y}$  для реакции  $\vec{n}\vec{p} \rightarrow d\pi^0$  при 353 МэВ. Эти две величины точно совпадают при  $\theta_\pi = 0^0$  и  $90^0$ . А в случае пренебрежения пионной  $d$ -волной, что должно быть хорошим приближением для таких низких энергий,  $A_{z,z} = 1 + A_{x,x} + A_{y,y}$  в полном угловом диапазоне. Как видно, результат для  $1 + A_{x,x} + A_{y,y}$  действительно хорошо согласуется как с данными [87], так и с предсказаниями парциально-волнового анализа SAID [76]. Можно отметить, что признаков нарушения изоспиновой симметрии не наблюдается, хотя точность данных не позволяет рассматривать этот результат как значимую проверку симметрии.

Центральное значение $\theta_{\pi}^{cm}$ в бине, [градусы]	Ширина бина, [градусы]	$A_{x,x} \pm \text{stat} \pm \text{sys}$	$A_{y,y} \pm \text{stat} \pm \text{sys}$
11.25	22.5	$-0.87 \pm 0.02 \pm 0.04$	$-0.85 \pm 0.02 \pm 0.05$
33.75	22.5	$-0.79 \pm 0.02 \pm 0.04$	$-0.90 \pm 0.02 \pm 0.05$
56.25	22.5	$-0.68 \pm 0.03 \pm 0.04$	$-0.83 \pm 0.02 \pm 0.04$
78.75	22.5	$-0.59 \pm 0.09 \pm 0.03$	$-0.71 \pm 0.03 \pm 0.04$
101.25	22.5	$-0.68 \pm 0.16 \pm 0.06$	$-0.75 \pm 0.05 \pm 0.04$
123.75	22.5	$-0.63 \pm 0.15 \pm 0.03$	$-0.84 \pm 0.04 \pm 0.04$
146.25	22.5	$-0.89 \pm 0.26 \pm 0.04$	$-0.88 \pm 0.05 \pm 0.05$

Таблица 9 — Значения спиновых корреляционных коэффициентов  $A_{x,x}$  и  $A_{y,y}$  для реакции  $\vec{n} \vec{p} \rightarrow d\pi^0$  при энергии 353 МэВ со статистическими (stat) и систематическими (sys) погрешностями [16].



## Обсуждение результатов

Измерения дифференциального сечения и спиновых наблюдаемых реакции  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ , проведённые в данной работе при энергии пучка 353 МэВ, и в одинаковых кинематических условиях с данными по процессу  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$  [80], позволили впервые определить с точностью до дискретной неоднозначности обе спиновые амплитуды изоскалярного канала реакции  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  и провести парциально-волновой анализ этих амплитуд с учётом вклада  $s$ -,  $p$ - и  $d$ - волн  $\pi$ -мезона. Практическая и научная значимость полученного результата состоит в том, что выделение амплитуды перехода  ${}^3S_1 \rightarrow {}^1S_0 p$ , которая содержит низкоэнергетический параметр киральной теории  $d$ , даёт необходимые основания для извлечения этого параметра из полученных данных. В то же время результаты проведённого анализа показывают, что для устранения дискретной неоднозначности в полученных решениях для парциальных волн необходимо выполнить измерение коэффициента спиновой корреляции  $A_{x,z}$ , как наиболее чувствительного к виду найденных решений. Предложение соответствующего эксперимента было сделано на ANKE-COSY [65] и одобрено программным комитетом COSY. Другим вариантом применения полученных результатов парциально-волнового анализа и устранения его неоднозначности будет использование найденных амплитуд процессов  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  и  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$  для описания данных о реакции развала дейтрона  $pd \rightarrow \{pp\}_s n$  при той же энергии 350 МэВ в условиях кинематики упругого  $pd$ -рассеяния назад [88]. Как показано в работе [89], наиболее вероятным механизмом этого процесса при рассматриваемой энергии является механизм треугольной диаграммы с подпроцессом  $pN \rightarrow \{pp\}_s \pi$ . Соответствующие данные о развале дейтрона были получены на ANKE-COSY и в настоящее время находятся в стадии обработки. Есть основания ожидать, что описание данных реакции  $pd \rightarrow \{pp\}_s n$  позволит выбрать наиболее оптимальное из трёх найденных решений для парциальных амплитуд процесса  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ .

С точки зрения теории рассматриваемого процесса  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ , процедура извлечения параметра  $d$  из имеющихся данных требует выполнения сложных теоретических расчётов в рамках киральной эффективной теории возмущений, которые в настоящее время проводятся как на уровне модификации  $NN$ -потенциала в пятом порядке теории возмущений [90], так и построения

оператора аксиального тока в 4-ом порядке [91].

Методическим результатом данной работы стала разработка процедур анализа данных, полученных с мишенью с протяжённой накопительной ячейкой в эксперименте с поляризованным пучком и мишенью. Эта методика применялась в анализе ряда процессов в измерениях с двойной поляризацией на ANKE [92—94] и может быть использована в других экспериментах с накопительной ячейкой.

## Заключение

Работа посвящена измерению спиновых наблюдаемых для квази-свободных реакций  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  и  $pn \rightarrow d\pi^0$  вблизи энергии 353 МэВ на нуклон. Эксперимент проводился на установке ANKE (COSY-Jülich).

Основные результаты диссертационной работы состоят в следующем:

1. Впервые были проведены измерение и анализ данных по дифференциальному сечению  $d\sigma/d\Omega$  и протонной анализирующей способности  $A_y^p$  процесса  $\vec{p}n \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  при энергии протонного пучка  $T_p = 353$  МэВ в полном угловом интервале и при энергии возбуждения дипротона  $E_{pp} < 3$  МэВ. Полученные результаты, в основном, согласуются с данными TRIUMF при той же энергии и  $E_{pp} < 1.5$  МэВ, доступными в ограниченном центральном интервале углов.
2. При использовании информации о времени пролета частиц с вершинного детектора ANKE, протонная анализирующая способность  $A_y^p$  была получена с ограничением  $E_{pp} < 1.5$  МэВ, что позволило провести сравнение с результатами TRIUMF в одинаковых условиях. Данные ANKE в обоих случаях хорошо совпадают, при этом сохраняется наблюдаемое расхождение с данными TRIUMF.
3. Процесс  $\vec{n}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  был впервые исследован с применением векторно поляризованного дейтронного пучка и поляризованной протонной мишени. Разработаны методики поляриметрии в эксперименте с двойной поляризацией, учёта фона и восстановления координаты вершины при измерении с накопительной ячейкой.
4. Дифференциальное сечение  $d\sigma/d\Omega$ , протонная  $A_y^p$  и нейтронная  $A_y^n$  анализирующие способности были определены для процесса  $\vec{n}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  из данных с двойной поляризацией. Результаты демонстрируют хорошее совпадение с дифференциальным сечением и анализирующей способностью  $A_y^p$ , полученными в эксперименте с одиночной поляризацией, что говорит о внутренней самосогласованности учета систематических эффектов.
5. Было проведено первое измерение спиновых корреляционных коэффициентов  $A_{x,x}$  и  $A_{y,y}$  в реакции  $\vec{n}\vec{p} \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  при  $T_n = 353$  МэВ. Результаты согласуются с теоретическим ожиданием и  $A_{y,y}$  является константой  $A_{y,y} = 1$  в полном

интервале углов, тогда как величина  $A_{x,x}$  демонстрирует глубокий минимум в районе  $\theta_{\pi}^{cm} = 60^{\circ}$ .

6. Комбинация всех полученных спиновых наблюдаемых и сечения позволила провести аккуратный совместный парциально-волновой анализ процессов  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$  и  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$  при энергии 353 МэВ. Были найдены три возможных решения анализа, равно удовлетворяющие экспериментальным данным. Было показано, что наилучший способ разрешить неоднозначность — измерение смешанного спин-корреляционного параметра  $A_{x,z}$ . Результаты анализа необходимы для определения константы контактного  $(NN)^2\pi$  взаимодействия в киральной теории возмущений.
7. Спиновые корреляционные коэффициенты  $A_{x,x}$  и  $A_{y,y}$  были измерены впервые для реакции  $\vec{n} \vec{p} \rightarrow d\pi^0$ . Результаты демонстрируют хорошее согласие с парциально-волновым анализом SAID для реакции  $\vec{p} \vec{p} \rightarrow d\pi^+$ , а также с имеющимися данными  $A_{z,z}$  для этой реакции. Признаков нарушения изоспиновой инвариантности выявлено не было.

## Благодарности

В этой короткой, но важной главе хотелось бы выразить признательность всем, без кого эта работа не стала бы возможна.

Я хотела бы поблагодарить своего научного руководителя к. ф.-м. н. Сергея Николаевича Дымова за руководство, помощь и объяснения принципов и деталей обработки результатов с установки ANKE и за неоценимый вклад в подготовку диссертации, а также своего научного консультанта д. ф.-м. н. Юрия Николаевича Узикова за теоретические обсуждения, советы, необходимые указания и огромную помощь в подготовке работы. Также хочу выразить благодарность директору института ИКР FZ-Jülich профессору Хансу Штрёеру (Prof. Dr. Hans Ströher) за предоставление мне возможности выполнить эту работу, д. ф.-м. н. Анатолию Владимировичу Куликову за огромное количество ценных замечаний по ходу написания работы, профессору Колину Вилкину (Prof. Dr. Colin Wilkin) за множество обсуждений, объяснений и важных указаний и доктору Андро Качараве (Dr. Andro Kacharava) за постоянное внимание, поддержку и полезные советы во время выполнения работы. Отдельно хочу поблагодарить к. ф.-м. н. Вадима Викторовича Бару, который принимал участие в подготовке эксперимента, в анализе и в обсуждении результатов.

Хочу сказать спасибо всем коллегам из коллаборации ANKE, которые помогали советом и делом, а также всегда были готовы оказать мне дружескую поддержку!

## Литература

1. *Machleidt R., Holinde K., Elster C.* The bonn meson-exchange model for the nucleon—nucleon interaction // *Physics Reports.* — 1987. — Т. 149, № 1. — С. 1—89.
2. *Machleidt R.* The Meson Theory of Nuclear Forces and Nuclear Structure // *Advances in Nuclear Physics* / под ред. J. W. Negele, E. Vogt. — Boston, MA : Springer US, 1989. — С. 189—376. — ISBN 978-1-4613-9907-0.
3. Construction of high-quality NN potential models / V. G. J. Stoks [и др.] // *Phys. Rev. C.* — 1994. — ИЮНЬ. — Т. 49, ВЫП. 6. — С. 2950—2962.
4. *Machleidt R.* High-precision, charge-dependent Bonn nucleon-nucleon potential // *Phys. Rev. C.* — 2001. — ЯНВ. — Т. 63, ВЫП. 2. — С. 024001.
5. *Gross F., Stadler A.* Covariant spectator theory of  $np$  scattering: Phase shifts obtained from precision fits to data below 350 MeV // *Phys. Rev. C.* — 2008. — ИЮЛЬ. — Т. 78, ВЫП. 1. — С. 014005.
6. *Weinberg S.* Phenomenological Lagrangians // *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications.* — 1979. — Т. 96, № 1. — С. 327—340.
7. *Weinberg S.* Nuclear forces from chiral lagrangians // *Physics Letters B.* — 1990. — Т. 251, № 2. — С. 288—292.
8. *Weinberg S.* Effective chiral lagrangians for nucleon-pion interactions and nuclear forces // *Nuclear Physics B.* — 1991. — Т. 363, № 1. — С. 3—18.
9. *Gazit D., Quaglioni S., Navrátil P.* Three-Nucleon Low-Energy Constants from the Consistency of Interactions and Currents in Chiral Effective Field Theory // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — СЕНТ. — Т. 103, ВЫП. 10. — С. 102502.
10. *Andreev V.* [и др.]. — 2008. — URL: <http://www.npl.uiuc.edu/exp/musun> ; (MuSun Collaboration).

11. Analyzing Powers and Partial Wave Decomposition of  $pn \rightarrow pp(^1S_0)\pi^-$  at Low Energies / H. Hahn [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1999. — Март. — Т. 82, вып. 11. — С. 2258—2261.
12. Differential Cross Section of the  $pn \rightarrow pp(^1S_0)\pi^-$  Reaction Extracted from  $pd \rightarrow ppp\pi^-$  / F. Duncan [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1998. — Май. — Т. 80, вып. 20. — С. 4390—4393.
13. *Daum M.* [и др.] Analyzing powers for the reaction  $np \rightarrow pp\pi^-$  and for  $np$  elastic scattering from 270 MeV to 570 MeV // Eur. Phys. J. C. — 2002. — Т. 25. — С. 55—65.
14. Differential cross section and analysing power of the quasi-free  $pn \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$  reaction at 353 MeV / S. Dymov [и др.] // Physics Letters B. — 2012. — Т. 712, 4–5. — С. 375—380.
15. Measurement of spin observables in the quasifree  $np \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$  reaction at 353 MeV / S. Dymov [и др.] // Phys. Rev. C. — 2013. — Июль. — Т. 88, вып. 1. — С. 014001.
16. First measurements of spin correlations in the  $\vec{n}\vec{p} \rightarrow d\pi^0$  reaction / V. Shmakova [и др.] // Physics Letters B. — 2013. — Т. 726, 4–5. — С. 634—637.
17. *Shmakova, V.* Measurement of the spin-correlation coefficients  $A_{x,x}$  and  $A_{y,y}$  in the quasi-free  $np \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$  reaction near threshold at ANKE-COSY // EPJ Web of Conferences. — 2012. — Т. 37. — С. 09032.
18. *Shmakova, V.* Measurement of the spin-correlation coefficients  $A_{x,x}$  and  $A_{y,y}$  in the quasi-free  $np \rightarrow \{pp\}_s\pi^-$  reaction near threshold at ANKE-COSY // Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei. — 2014. — Т. 45. — С. 117—119.
19. *Uzikov Y. N.* Three nucleon forces and some aspects of nuclear astrophysics // The Universe Evolution, nuclear astrophysics / под ред. I. Stokovsky, L. Blokhintsev. — New York : Nova Science Publisher, Inc., 2013. — С. 269—292. — ISBN 978-1-62808-547-7.
20. *Иоффе Б. Л., Лунатов Л. Н., Фадин В. С.* Квантовая хромодинамика: пертурбативные и непертурбативные аспекты. — Москва : ЦСП и М, 2012.

21. *Goldstone J.* Field theories with « Superconductor » solutions // *Il Nuovo Cimento* (1955-1965). — 1961. — Т. 19, № 1. — С. 154—164.
22. *Nambu Y.* Axial Vector Current Conservation in Weak Interactions // *Phys. Rev. Lett.* — 1960. — Апр. — Т. 4, вып. 7. — С. 380—382.
23. *Вайнштейн А. И., Захаров В. И.* Частичное сохранение аксиального тока и процессы ”мягкими” $\pi$ -мезонами // *Усп. физ. наук.* — 1970. — Т. 100, № 2. — С. 225—276.
24. *Machleidt R., Entem D.* Chiral effective field theory and nuclear forces // *Physics Reports.* — 2011. — Т. 503, № 1. — С. 1—75.
25. Dynamical twisted mass fermions with light quarks / P. Boucaud [и др.] // *Physics Letters B.* — 2007. — Т. 650, № 4. — С. 304—311.
26. Nucleon-Nucleon Scattering from Fully Dynamical Lattice QCD / S. R. Beane [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Июль. — Т. 97, вып. 1. — С. 012001.
27. *Epelbaum E., Meißner U.-G.* Chiral Dynamics of Few- and Many-Nucleon Systems // *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* — 2012. — Т. 62. — С. 159—185.
28. *Fujita J.-I., Miyazawa H.* Pion Theory of Three-Body Forces // *Progress of Theoretical Physics.* — 1957. — Т. 17, № 3. — С. 360.
29. Cross Section Minima in Elastic *Nd* Scattering: Possible Evidence for Three-Nucleon Force Effects / H. Witała [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 1998. — Авг. — Т. 81, вып. 6. — С. 1183—1186.
30. *Polyzou W. N., Glöckle W.* Three-body interactions and on-shell equivalent two-body interactions // *Few-Body Systems.* — 1990. — Т. 9, № 2. — С. 97—121.
31. *Goldberger M. L., Treiman S. B.* Decay of the Pi Meson // *Phys. Rev.* — 1958. — Июнь. — Т. 110, вып. 5. — С. 1178—1184.
32. *Baru V., Hanhart C., Myhrer F.* Effective field theory calculations of  $NN \rightarrow NN\pi$  // *International Journal of Modern Physics E.* — 2014. — Т. 23, № 04. — С. 1430004.



33. *Gårdestig A., Phillips D. R.* How Low-Energy Weak Reactions Can Constrain Three-Nucleon Forces and the Neutron-Neutron Scattering Length // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Июнь. — Т. 96, вып. 23. — С. 232301.
34. *Hanhart C., Kolck U. van, Miller G. A.* Chiral Three-Nucleon Forces from  $p$ -wave Pion Production // *Phys. Rev. Lett.* — 2000. — Окт. — Т. 85, вып. 14. — С. 2905—2908.
35. Three-nucleon forces from chiral effective field theory / E. Epelbaum [и др.] // *Phys. Rev. C.* — 2002. — Дек. — Т. 66, вып. 6. — С. 064001.
36. Spectra and binding energy predictions of chiral interactions for  ${}^7\text{Li}$  / A. Nogga [и др.] // *Phys. Rev. C.* — 2006. — Июнь. — Т. 73, вып. 6. — С. 064002.
37. Structure of  $A = 10 - 13$  Nuclei with Two- Plus Three-Nucleon Interactions from Chiral Effective Field Theory / P. Navrátil [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Июль. — Т. 99, вып. 4. — С. 042501.
38. Parameter-free effective field theory calculation for the solar proton-fusion and hep processes / T.-S. Park [и др.] // *Phys. Rev. C.* — 2003. — Май. — Т. 67, вып. 5. — С. 055206.
39. Chiral Effective Field Theory Predictions for Muon Capture on Deuteron and  ${}^3\text{He}$  / L. E. Marcucci [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Янв. — Т. 108, вып. 5. — С. 052502.
40. *Gårdestig A., Phillips D. R., Elster C.* Near-threshold  $NN \rightarrow d\pi$  reaction in chiral perturbation theory // *Phys. Rev. C.* — 2006. — Февр. — Т. 73, вып. 2. — С. 024002.
41. Solar fusion cross sections. II. The  $pp$  chain and CNO cycles / E. G. Adelberger [и др.] // *Rev. Mod. Phys.* — 2011. — Апр. — Т. 83, вып. 1. — С. 195—245.
42. *Bethe H. A., Critchfield C. L.* The Formation of Deuterons by Proton Combination // *Phys. Rev.* — 1938. — Авг. — Т. 54, вып. 4. — С. 248—254.
43. *Salpeter E. E.* Nuclear Reactions in the Stars. I. Proton-Proton Chain // *Phys. Rev.* — 1952. — Нояб. — Т. 88, вып. 3. — С. 547—553.

44. *Bahcall J. N., May R. M.* The Rate of the Proton-Proton Reaction and Some Related Reactions // *Astrophys. J.* — 1969. — Февр. — Т. 155. — С. 501.
45. *Kamionkowski M., Bahcall J.* The Rate of the Proton-Proton Reaction // *Astrophys. J.* — 1994. — Т. 420. — С. 884—891.
46. Weak capture of protons by protons / R. Schiavilla [и др.] // *Phys. Rev. C.* — 1998. — Август. — Т. 58, вып. 2. — С. 1263—1277.
47. *Marcucci L. E., Schiavilla R., Viviani M.* Proton-Proton Weak Capture in Chiral Effective Field Theory // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Т. 110, № 19. — С. 192503.
48. Toward a resolution of the neutron-neutron scattering-length issue / C. Howell [и др.] // *Physics Letters B.* — 1998. — Т. 444, 3–4. — С. 252—259.
49. *Gibbs W. R., Gibson B. F., Stephenson G. J.* Extraction of  $a_{nn}$  from the reaction  $\pi^- d \rightarrow \gamma nn$  // *Phys. Rev. C.* — 1975. — Янв. — Т. 11, вып. 1. — С. 90—99.
50. Calculation of doublet capture rate for muon capture in deuterium within chiral effective field theory / J. Adam Jr. [и др.] // *Physics Letters B.* — 2012. — Т. 709, 1–2. — С. 93—100.
51. *Luo X.* MuSun: muon capture on the deuteron // *EPJ Web of Conferences.* — 2015. — Т. 95. — С. 04037.
52. *Kacharava A., Rathmann F., C. W.* Proposal for the spin physics from COSY to FAIR: A Proposed programme for polarisation experiments in the COSY ring which could open way to a polarised antiproton facility at FAIR. — arXiv: nucl-ex/0511028 [nucl-ex].
53. *Nakamura S. X.* Bridging  $p$ -wave  $\pi$  production and weak processes in few-nucleon systems with chiral perturbation theory // *Phys. Rev. C.* — 2008. — Май. — Т. 77, вып. 5. — С. 054001.
54.  $p$ -wave pion production from nucleon-nucleon collisions / V. Baru [и др.] // *Phys. Rev. C.* — 2009. — Окт. — Т. 80, вып. 4. — С. 044003.

55. *Haidenbauer J., Holinde K., Johnson M. B.* Coupled-channel potential for nucleons and deltas // *Phys. Rev. C.* — 1993. — Ноябрь. — Т. 48, вып. 5. — С. 2190—2200.
56. *Imambekov O., Uzikov Yu. N.* Formation of a singlet  $NN$  pair in the  $p + d \rightarrow N + (NN)$  reaction at large momentum transfer. // *Sov. J. Nucl. Phys.* — 1990. — Т. 52. — С. 862—868. — [*Yad. Fiz.*52,1361(1990)].
57. Proton-induced deuteron breakup at GeV energies with forward emission of a fast proton pair / V. Komarov [и др.] // *Physics Letters B.* — 2003. — Т. 553, 3–4. — С. 179—185.
58. Deuteron breakup  $pd \rightarrow \{pp\}_s n$  with forward emission of a fast  $^1S_0$  diproton / S. Dymov [и др.] // *Phys. Rev. C.* — 2010. — Апрель. — Т. 81, вып. 4. — С. 044001.
59. The  $dp \rightarrow ppn$  reaction as a method to study neutron-proton charge-exchange amplitudes / D. Chiladze [и др.] // *The European Physical Journal A.* — 2009. — Т. 40, № 1. — С. 23—33.
60. Production of the  $^1S_0$  diproton in the  $pp \rightarrow (pp)\pi^0$  reaction at 0.8 GeV / S. Dymov [и др.] // *Physics Letters B.* — 2006. — Т. 635, 5–6. — С. 270—274.
61. Observation of an “ABC” Effect in Proton-Proton Collisions / S. Dymov [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Май. — Т. 102, вып. 19. — С. 192301.
62. Observation of Inverse Diproton Photodisintegration at Intermediate Energies / V. Komarov [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Сентябрь. — Т. 101, вып. 10. — С. 102501.
63. Cross sections of the  $pp \rightarrow pp\pi^0$  reaction between 310 and 425 MeV / R. Bilger [и др.] // *Nuclear Physics A.* — 2001. — Т. 693, 3–4. — С. 633—662.
64. Single  $\pi^-$  production in np collisions for excess energies up to 90 MeV / M. Abdel-Bary [и др.] // *The European Physical Journal A.* — 2008. — Т. 36, № 1. — С. 7—16.
65. *Dymov S., Kacharava A.* COSY proposal 213. — 2013. — URL: [http://collaborations.fz-juelich.de/ikp/anke/proposal/COSY\\_Proposal\\_213.pdf](http://collaborations.fz-juelich.de/ikp/anke/proposal/COSY_Proposal_213.pdf).

66. ANKE, a new facility for medium energy hadron physics at COSY-Jülich / S. Barsov [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2001. — Т. 462, № 3. — С. 364—381.
67. *Maier R.* Cooler synchrotron COSY — Performance and perspectives // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1997. — Т. 390, № 1. — С. 1—8.
68. *Weidmann R.* [и др.] // Rev. of Scientific Instruments. — 1996. — Т. 67. — С. 1357.
69. *Felden O.* [и др.] // Proc. 9th Int. Workshop on Polarized Sources and Targets, Nashville, 2001 / под ред. V. Derenchuk, B. von Przewoski. — Nashville, USA : World Scientific, Singapore, 2002. — С. 200.
70. Systematic studies on hydrogen cluster beam production / A. Khoukaz [и др.] // The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics. — 1999. — Т. 5, № 2. — С. 275—281.
71. The polarized H and D atomic beam source for ANKE at COSY-Jülich / M. Mikirtychyants [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2013. — Т. 721. — С. 83—98.
72. *Chiladze B.* [и др.] The forward detector of the ANKE spectrometer. Scintillation and Cherenkov hodoscopes // Particles and Nuclei, Letters. — 2002. — Т. 4[113]. — С. 95.
73. *Dymov S.* [и др.] The forward detector of the ANKE spectrometer. Tracking system and its use in the data analysis // Particles and Nuclei, Letters. — 2004. — Т. 2[119]. — С. 40.
74. *Dymov S.* [и др.] Trigger electronics for the forward and backward hodoscopes of ANKE. — 2002. — E10-2002-19. Communication of the JINR. Dubna.

75. *Fedorets P.* [и др.] Efficiency of the second scintillator plane of the ANKE forward detector. — 2001. — URL: <http://www.ikp.fz-juelich.de/AnnualReports/publications/AR2001/CHAP1/fdsoeff.pdf>. IKP FZ-Jülich Annual report.
76. Analysis of the reaction  $\pi^+d \rightarrow pp$  to 500 MeV / R. A. Arndt [и др.] // *Phys. Rev. C.* — 1993. — Окт. — Т. 48, вып. 4. — С. 1926—1938. — <http://gwdac.phys.gwu.edu>.
77. *Frohlich I.* [и др.] Pluto: A Monte Carlo Simulation Tool for Hadronic Physics // *PoS.* — 2007. — Т. ACAT2007. — С. 076. — arXiv: 0708.2382 [nucl-ex].
78. *Ohlsen G. G.* Polarization transfer and spin correlation experiments in nuclear physics // *Rept. Prog. Phys.* — 1972. — Т. 35. — С. 717—801.
79. Pion Absorption on the Diproton / E. Piasezky [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 1986. — Окт. — Т. 57, вып. 17. — С. 2135—2138. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.57.2135. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.57.2135>.
80. Differential cross section and analysing power of the  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$  reaction at 353 MeV / D. Tsirkov [и др.] // *Physics Letters B.* — 2012. — Т. 712, 4–5. — С. 370—374.
81. Pion absorption on  ${}^3\text{He}$  at low energies / H. Hahn [и др.] // *Phys. Rev. C.* — 1996. — Март. — Т. 53, вып. 3. — С. 1074—1091.
82. *Watson K. M.* The Effect of Final State Interactions on Reaction Cross Sections // *Phys. Rev.* — 1952. — Дек. — Т. 88, вып. 5. — С. 1163—1171.
83. *Migdal A. B.* // *Sov. Phys. JETP.* — 1955. — Т. 1. — С. 2.
84. *Arndt R. A., Strakovsky I. I., Workman R. L.* Nucleon-nucleon elastic scattering to 3 GeV // *Phys. Rev. C.* — 2000. — Авг. — Т. 62, вып. 3. — С. 034005.
85. Measurement of  $np \rightarrow d\pi^0$  cross sections very near threshold / D. A. Hutcheon [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 1990. — Янв. — Т. 64, вып. 2. — С. 176—179.
86. Charge Symmetry Breaking in  $np \rightarrow d\pi^0$  / A. K. Opper [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Нояб. — Т. 91, вып. 21. — С. 212302.

87. Measurement of spin correlation coefficients in  $\vec{p}\vec{p} \rightarrow d\pi^+$  / B. v. Przewoski [и др.] // Phys. Rev. C. — 2000. — Май. — Т. 61, вып. 6. — С. 064604.
88. *Uzikov Y.* Deuteron breakup  $pd \rightarrow \{pp\}_s n$  and the contact d-term in the  $pN \rightarrow \{pp\}_s \pi$  subprocesses. — 2015. — URL: [http://collaborations.fz-juelich.de/ikp/anke/annual/Annual\\_Report\\_15.shtml](http://collaborations.fz-juelich.de/ikp/anke/annual/Annual_Report_15.shtml). IKP FZ-Jülich Annual report.
89. *Uzikov Y. N., Haidenbauer J., Wilkin C.* Dynamics of  $^1S_0$  diproton formation in the  $pd \rightarrow \{pp\}_s n$  and  $pN \rightarrow \{pp\}_s \pi$  reactions in the GeV region // Phys. Rev. C. — 2007. — Янв. — Т. 75, вып. 1. — С. 014008.
90. *Epelbaum E., Krebs H., Meißner U.-G.* Precision Nucleon-Nucleon Potential at Fifth Order in the Chiral Expansion // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Сент. — Т. 115, вып. 12. — С. 122301.
91. *Krebs H., Epelbaum E., Meißner U.-G.* Nuclear axial current operators to fourth order in chiral effective field theory. — arXiv: 1610.03569 [nucl-th].
92. Analysing powers and spin correlations in deuteron–proton charge exchange at 726 MeV / S. Думов [и др.] // Physics Letters B. — 2015. — Т. 744. — С. 391—394.
93. Coherent pion production in proton–deuteron collisions / S. Думов [и др.] // Physics Letters B. — 2016. — Т. 762. — С. 102—106.
94. Study of the  $p\vec{d} \rightarrow n\{pp\}_s$  charge-exchange reaction using a polarised deuterium target / B. Gou [и др.] // Physics Letters B. — 2015. — Т. 741. — С. 305—309.

## Приложение А

### Систематические ошибки нормировки

#### А.1 Влияние неточности в определении поляризации

Для того, чтобы убедиться в правомерности использования равных значений поляризаций для состояний со спинами направленными вниз и вверх, как для пучка, так и для мишени, исследуем степень влияния неопределенностей поляризации на результат.

Запишем модули поляризации пучка для разных направлений спина следующим образом:  $P \uparrow = P - \delta p + \eta$ ,  $P \downarrow = P + \delta p + \eta$ ,  $Q \uparrow = Q - \delta q + \eta_q$ ,  $Q \downarrow = Q + \delta q + \eta_q$ , где  $P$ ,  $Q$  - усреднённые значения поляризации пучка и мишени, соответственно,  $2\delta p$  и  $2\delta q$  - разности между значениями модулей поляризаций для противоположных направлений векторов поляризации,  $\eta$  - отклонение измеренных средних значений  $P$  и  $Q$  от действительных. Оценки поляризаций, полученные экспериментально, дают значения  $\delta p$ ,  $\delta q$  и  $\eta$  в пределах 5%.

Тогда, отношение  $\frac{\xi}{PQ}$  (по угловой зависимости которого определяются спиновые корреляционные коэффициенты) можно записать как

$$\frac{\xi}{PQ} = \frac{C(1 + \frac{\eta}{P} + \frac{\eta_q}{Q} + \frac{\eta\eta_q}{PQ})}{1 - A(\delta p + \delta q) + C\delta p\delta q}, \quad (\text{A.1})$$

где  $\xi = \frac{\Sigma_1 - \Sigma_2}{\Sigma_1 + \Sigma_2}$ ,  $\Sigma_1$  и  $\Sigma_2$  — счета с одинаково и противоположно направленными спинами пучка и мишени, соответственно,  $A = A_y \cdot \cos \phi$ ,  $C = A_{x,x} \sin^2 \phi + A_{y,y} \cos^2 \phi$ .

В таком случае вариация отношения  $\frac{\xi}{PQ}$  запишется следующим образом:

$$\begin{aligned} \delta \frac{\xi}{PQ} = & \left( \left( \frac{(A - C\delta q)C(1 + \frac{\eta}{P} + \frac{\eta_q}{Q} + \frac{\eta m_q}{PQ})}{(1 - A(\delta p + \delta q) + C\delta p\delta q)^2} \delta p \right)^2 + \left( \frac{C(\frac{1}{Q} + \frac{\eta}{PQ})}{(1 - A(\delta p + \delta q) + C\delta p\delta q)} \delta \eta \right)^2 \right. \\ & \left. + \left( \frac{(A - C\delta p)C(1 + \frac{\eta}{P} + \frac{\eta_q}{Q} + \frac{\eta m_q}{PQ})}{(1 - A(\delta p + \delta q) + C\delta p\delta q)^2} \delta q \right)^2 + \left( \frac{C(\frac{1}{P} + \frac{\eta_q}{PQ})}{(1 - A(\delta p + \delta q) + C\delta p\delta q)} \delta \eta \right)^2 \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

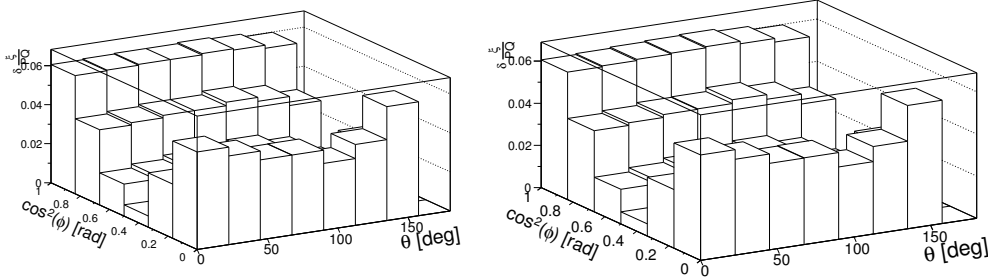


Рис. А.1 — Угловая зависимость неопределенностей  $\delta \frac{\xi}{PQ}$  при варьировании поляризаций  $P$  и  $Q$ , слева  $\delta p = \delta q = 0\%$ , справа  $\delta p = \delta q = 5\%$ .

На рис. А.1 показано полученное распределение отклонений  $\delta \frac{\xi}{PQ}$  при варьировании поляризаций для разных бинов по  $\cos^2 \phi$  и  $\theta$ . Основной вклад в систематическую ошибку определения поляризаций вносит смещение среднего для поляризаций  $P \uparrow$ ,  $P \downarrow$ . Он фиксируется с точностью 4% определением произведения поляризаций  $PQ$  при помощи соотношения  $A_{y,y} = 1$  для процесса  $pn \rightarrow \{pp\}_s \pi^-$ . как видно из сравнения двух гистограмм на рис. А.1, эффект разности  $P \uparrow$  и  $P \downarrow$  несущественен и в качестве консервативной оценки используется величина 0.01.

## А.2 Ошибка определения относительной светимости

Для того чтобы оценить влияние неточности определения светимости, запишем относительную светимость следующим образом:

$$R \uparrow \downarrow = \frac{L \uparrow \downarrow}{L} = 0.97 \pm 0.02, \quad (\text{A.3})$$



$$R_{\downarrow\uparrow} = \frac{L_{\downarrow\uparrow}}{L} = 0.95 \pm 0.02 \quad (\text{A.4})$$

$$R_{\downarrow\downarrow} = \frac{L_{\downarrow\downarrow}}{L} = 1.07 \pm 0.02, \quad (\text{A.5})$$

где  $L = L_{\uparrow\uparrow}$ .

Тогда число частиц, зарегистрированных при разных направлениях спинов пучка и мишени, выражается следующим образом:

$$N_{\uparrow\uparrow} = L \cdot \sigma_0 (1 + A \cdot (P + Q) + C \cdot PQ), \quad (\text{A.6})$$

$$N_{\uparrow\downarrow} = R_{\uparrow\downarrow} L \cdot \sigma_0 (1 + A \cdot (P - Q) - C \cdot PQ), \quad (\text{A.7})$$

$$N_{\downarrow\uparrow} = R_{\downarrow\uparrow} L \cdot \sigma_0 (1 - A \cdot (P - Q) - C \cdot PQ), \quad (\text{A.8})$$

$$N_{\downarrow\downarrow} = R_{\downarrow\downarrow} L \cdot \sigma_0 (1 - A \cdot (P + Q) + C \cdot PQ). \quad (\text{A.9})$$

Сделав обозначения:  $D_1 = 1 - R_{\uparrow\downarrow} - R_{\downarrow\uparrow} + R_{\downarrow\downarrow}$ ,  $D_2 = 1 - R_{\uparrow\downarrow} + R_{\downarrow\uparrow} - R_{\downarrow\downarrow}$ ,  $D_3 = 1 + R_{\uparrow\downarrow} - R_{\downarrow\uparrow} - R_{\downarrow\downarrow}$ ,  $D_4 = 1 + R_{\uparrow\downarrow} + R_{\downarrow\uparrow} + R_{\downarrow\downarrow}$ , получим выражение для отношения  $\frac{\xi}{PQ}$ , как функции углов:

$$\frac{\xi}{PQ} = \frac{\frac{D_1}{PQ} + \frac{D_2 \cdot A}{Q} + \frac{D_3 \cdot A}{P} + D_4 \cdot C}{D_4 + D_3 \cdot AP + D_2 \cdot AQ + D_1 \cdot CPQ}. \quad (\text{A.10})$$

После чего, проварьировав по относительным светимостям

$$\frac{\partial \xi / PQ}{\partial \delta R_{\uparrow\downarrow}} = \frac{PQ \left( \left( -\frac{1}{PQ} - \frac{A}{Q} - \frac{A}{P} + C \right) (D_4 + \frac{AD_3}{Q} + \frac{AD_2}{P} + CD_1) \right)}{(D_4 + APD_3 + AQD_2 + CPQD_1)^2} - \frac{\left( \frac{D_1}{PQ} + \frac{AD_2}{Q} + \frac{AD_3}{P} + CD_4 \right) \left( \frac{1}{PQ} + \frac{A}{Q} - \frac{A}{P} - C \right)}{(D_4 + APD_3 + AQD_2 + CPQD_1)^2},$$

$$\frac{\partial \xi / PQ}{\partial \delta R \uparrow \downarrow} = \frac{PQ \left( \left( -\frac{1}{PQ} + \frac{A}{Q} - \frac{A}{P} + C \right) (D_4 + \frac{AD_3}{Q} + \frac{AD_2}{P} + CD_1) \right)}{(D_4 + APD_3 + AQD_2 + CPQD_1)^2} - \frac{\left( \frac{D_1}{PQ} + \frac{AD_2}{Q} + \frac{AD_3}{P} + CD_4 \right) \left( \frac{1}{PQ} - \frac{A}{Q} + \frac{A}{P} - C \right)}{(D_4 + APD_3 + AQD_2 + CPQD_1)^2},$$

$$\frac{\partial \xi / PQ}{\partial \delta R \downarrow \downarrow} = \frac{PQ \left( \left( \frac{1}{PQ} - \frac{A}{Q} - \frac{A}{P} + C \right) (D_4 + \frac{AD_3}{Q} + \frac{AD_2}{P} + CD_1) \right)}{(D_4 + APD_3 + AQD_2 + CPQD_1)^2} - \frac{\left( \frac{D_1}{PQ} + \frac{AD_2}{Q} + \frac{AD_3}{P} + CD_4 \right) \left( \frac{1}{PQ} - \frac{A}{Q} - \frac{A}{P} + C \right)}{(D_4 + APD_3 + AQD_2 + CPQD_1)^2},$$

получим искомое выражение для вариаций определения  $\delta \frac{\xi}{PQ}$  при экспериментальной неопределённости для относительных светимостей:

$$\delta \frac{\xi}{PQ} = \sqrt{\left( \frac{\partial \xi / PQ}{\partial \delta R \uparrow \downarrow} \right)^2 (\delta R \uparrow \downarrow)^2 + \left( \frac{\partial \xi / PQ}{\partial \delta R \downarrow \uparrow} \right)^2 (\delta R \downarrow \uparrow)^2 + \left( \frac{\partial \xi / PQ}{\partial \delta R \downarrow \downarrow} \right)^2 (\delta R \downarrow \downarrow)^2}.$$

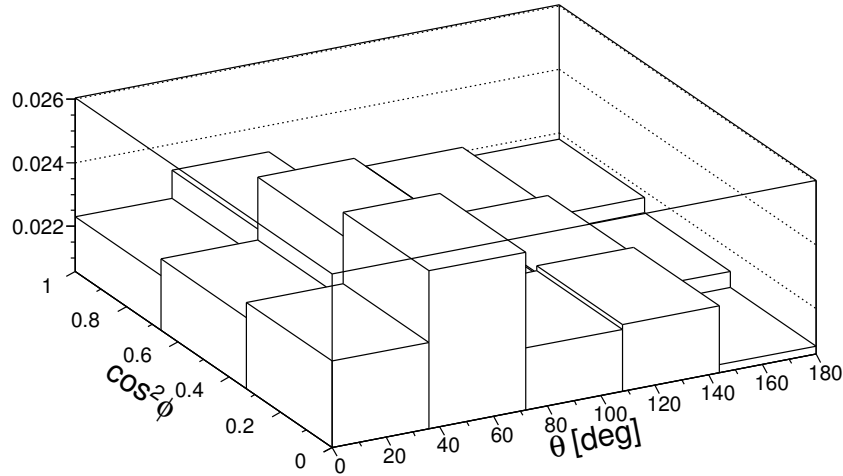


Рис. А.2 — Неопределённость  $\delta \frac{\xi}{PQ}$  для варьируемых относительных светимостей, в зависимости бина по  $\cos^2 \phi$  и  $\theta$ .

На рис. А.2 показано полученное распределение отклонений  $\delta \frac{\xi}{PQ}$  при варьировании относительных светимостей для разных бинов по  $\cos^2 \phi$  и  $\theta$ . Значение систематической ошибки, усреднённой по углам составляет 0.023.

## Приложение Б

### Определение кинематических переменных

#### Б.1 Кинематика квазисвободного $pn$ соударения

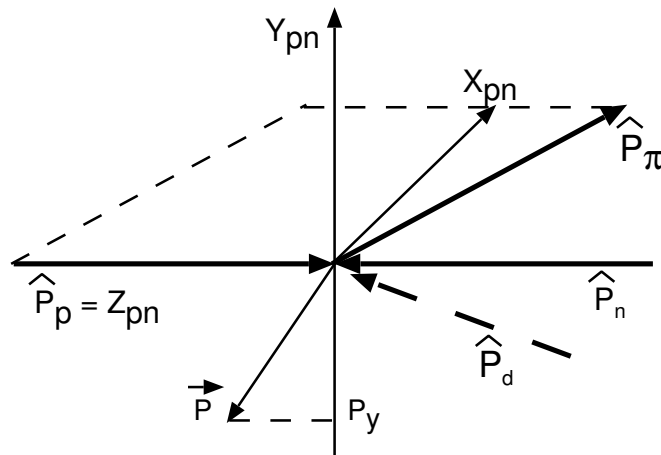


Рис. Б.1 — Кинематика квазисвободного взаимодействия в с. ц. м.  $pn$ .

При изучении квазисвободных  $pn$ -процессов в  $pd$ -соударении, 4-импульс начального состояния  $pn$  системы определяется, как  $(\check{p}n) = \check{p} + \check{d} - \check{p}_{\text{спец}}$ , где верхний символ  $\check{\phantom{x}}$  означает 4-вектор, а  $p_{\text{спец}}$  — спектаторный протон в дейтроне. В описываемых в данной диссертации измерениях принято соглашение отсчитывать угол рассеяния относительно импульса начального свободного протона  $P_p$ , независимо от того, находится ли он в протонном пучке или в мишени. Импульс спектатора известен либо из прямого измерения, либо как недостающий 4-импульс в реакции.

Кинематика реакции  $pd \rightarrow X\pi + p_{\text{спец}}$  в с. ц. м. ( $pn$ ) проиллюстрирована на рис. Б.1, где hat-символами  $\hat{P}_\pi$ ,  $\hat{P}_p$  и т.д. отмечены 3-импульсы частиц в с. ц. м. ( $pn$ ), в которой ось  $Z$  направлена вдоль импульса начального протона  $\hat{P}_p$ , ось  $Y$  — вдоль единичного вектора  $\hat{P}_p \times \hat{P}_\pi$ , а ось  $X$  выбирается так, чтобы образовать с ними правую систему координат  $XYZ$ . Отметим, что ось  $Z_{pn}$  здесь не совпадает с направлением пучка протонов (дейтронов) в лаб. системе.

Вектор поляризации пучка либо мишени  $\vec{P}$  на рис. Б.1, направленный в описываемых экспериментах перпендикулярно к импульсу пучка в лаб. системе, так-

же не лежит в плоскости  $(X, Y)_{pn}$ , что приводит к возникновению малой компоненты  $P_z$  на  $OZ_{pn}$ . Этот эффект учитывается при оценке систематических ошибок измерения.

Для сравнения результатов с имеющимися данными по свободному  $pn$  и  $pp$ -рассеянию, энергия в системе  $(pn)$  выражается как “свободная” энергия  $T_{\text{free}}$  пучка, получающаяся в свободном соударении при той же величине  $s$ , что и для квазисвободного  $pn$ -столкновения:

$$T_{\text{free}} = [s - (m_p + m_n)^2]/2m_p,$$

где  $\sqrt{s}$  - полная энергия в системе центра масс квазисвободной  $pn$ -системы, а  $m_p$  и  $m_n$  - протонная и нейтронная массы.

## Б.2 Переменные процесса $pN \rightarrow \{pp\}_s \pi$

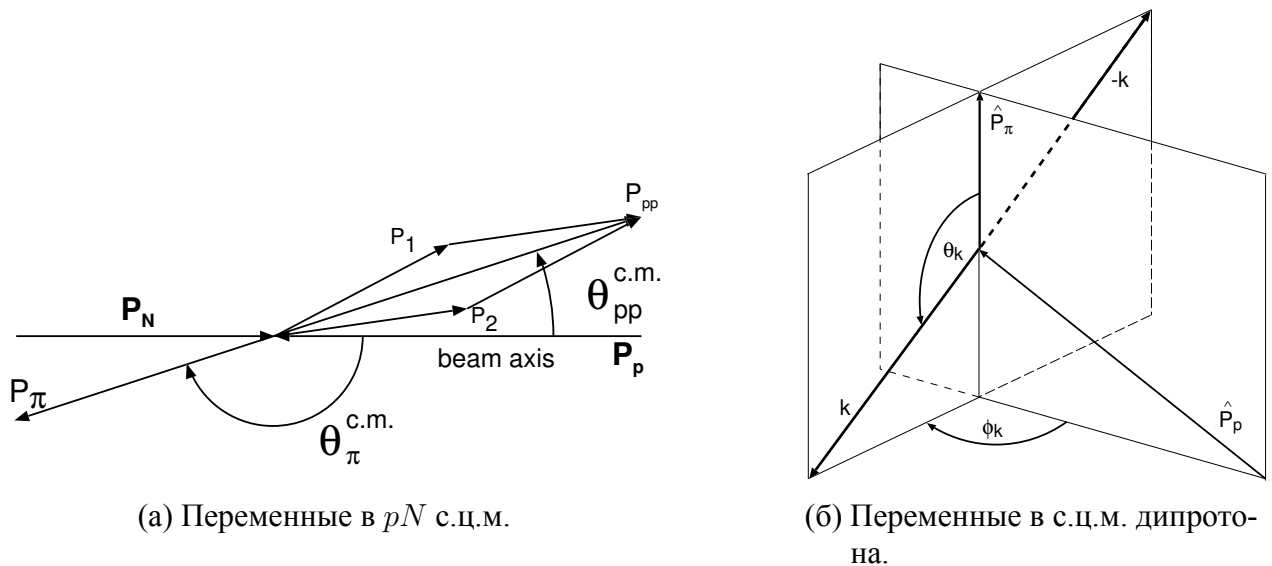


Рис. Б.2 — Кинематика реакции  $pN \rightarrow \{pp\}_s X$ .

При известных массах частиц и 3-х импульсах в начальном состоянии, кинематика события процесса определяется 9-ю компонентами 3-х импульсов конечных частиц. Учёт четырёх законов сохранения энергии и импульса уменьшает число независимых переменных до 5-ти. Реакцию  $pN \rightarrow \{pp\}_s \pi$  можно рассматривать как двухчастичную в конечном состоянии, выделив подсистему  $\{pp\}_s$  как

одну частицу. Тогда, задание кинематики процесса разделяется на описание реакции  $2 \rightarrow 2$  в с.ц.м. реакции и переменные системы  $\{pp\}_s$ .

В данной работе используется следующий набор кинематических переменных:  $(\theta_\pi^{cm}, \phi_\pi, \theta_k, \phi_k, E_{pp})$ . Здесь  $\theta_\pi^{cm}$  и  $\phi_\pi$  — полярный и азимутальный углы  $\pi^-$  в с.ц.м. реакции (см. рис. Б.2а). Полярный и азимутальный углы дипротона определяются как  $\theta_{pp}^{cm} = 180^\circ - \theta_\pi^{cm}$  и  $\phi_{pp} = \phi_\pi + 180^\circ$ , соответственно.

Полярный и азимутальный углы  $\theta_k$  и  $\phi_k$  в системе покоя протонной пары определены на рис. Б.2б. При этом,  $\theta_k$  отсчитывается от направления  $P_\pi$  в системе центра масс реакции, а  $\phi_k$  — от плоскости, образуемой пучковой частицей  $P_p$  и импульсом пиона  $P_\pi$  в сцм.

Энергия возбуждения дипротона, равная кинетической энергии в системе покоя пары, определяется как  $E_{pp} = 2(m_p^2 + k^2)^{1/2} - 2m_p$ , где  $k$ -импульс протона в с.ц.м. дипротона, а  $m_p$ -масса протона.