

## КОНЦЕПТУАЛЬНЫЙ ПРОЕКТ ЭКСПЕРИМЕНТА СПАСЧАРМ

*В. В. Абрамов<sup>1</sup>, И. Л. Ажгирей<sup>1</sup>, А. А. Борисов<sup>1</sup>,  
С. И. Букреева<sup>1</sup>, А. Н. Васильев<sup>1,2</sup>, В. И. Гаркуша<sup>1</sup>,  
Ю. М. Гончаренко<sup>1</sup>, А. М. Горин<sup>1</sup>, А. А. Деревщицов<sup>1</sup>,  
В. Н. Запольский<sup>1</sup>, А. Н. Исаев<sup>1</sup>, Н. К. Калугин<sup>1</sup>,  
В. А. Качанов<sup>1</sup>, А. С. Кожин<sup>1</sup>, А. К. Лиходед<sup>1</sup>,  
А. В. Лучинский<sup>1</sup>, Е. В. Маслова<sup>1</sup>, В. А. Маишеев<sup>1</sup>,  
Ю. М. Мельник<sup>1</sup>, А. П. Мещанин<sup>1</sup>, Н. Г. Минаев<sup>1</sup>,  
В. В. Моисеев<sup>1</sup>, Д. А. Морозов<sup>1</sup>, В. В. Мочалов<sup>1,2,\*</sup>,  
К. Д. Новиков<sup>1</sup>, Л. В. Ногач<sup>1</sup>, С. В. Пославский<sup>1</sup>,  
А. Ф. Прудкогляд<sup>1</sup>, С. В. Рыжиков<sup>1</sup>, В. И. Рыкалин<sup>1</sup>,  
А. Д. Рябов<sup>1</sup>, Т. Д. Рябова<sup>1</sup>, А. В. Рязанцев<sup>1</sup>,  
П. А. Семенов<sup>1,2</sup>, В. А. Сенько<sup>1</sup>, С. Р. Слабоспицкий<sup>1</sup>,  
М. М. Солдатов<sup>1</sup>, Л. Ф. Соловьев<sup>1</sup>, А. В. Узунян<sup>1</sup>,  
Р. М. Фахрутдинов<sup>1</sup>, Н. А. Шаланда<sup>1</sup>, В. И. Якимчук<sup>1</sup>,  
А. Е. Якутин<sup>1</sup>, Н. А. Бажанов<sup>3</sup>, Д. В. Белов<sup>3</sup>,  
Н. С. Борисов<sup>3</sup>, В. П. Вольных<sup>3</sup>, С. В. Голоскоков<sup>3</sup>,  
И. С. Городнов<sup>3</sup>, А. С. Должиков<sup>3</sup>, А. Б. Лазарев<sup>3</sup>,  
А. Б. Неганов<sup>3</sup>, Ю. А. Плис<sup>3</sup>, О. В. Теряев<sup>3</sup>,  
А. Н. Федоров<sup>3</sup>, Ю. Н. Узиков<sup>3,4</sup>, Ю. А. Усов<sup>3</sup>,  
А. А. Богданов<sup>2</sup>, М. Б. Нурушева<sup>2</sup>, В. А. Окороков<sup>2</sup>,  
В. Л. Рыков<sup>2</sup>, М. Н. Стриханов<sup>2</sup>, И. Г. Алексеев<sup>5</sup>,  
В. М. Нестеров<sup>5</sup>, В. В. Рыльцов<sup>5</sup>, Э. И. Самигуллин<sup>5</sup>,  
Д. Н. Свирида<sup>5</sup>, В. А. Андреев<sup>6</sup>, А. Б. Гриднев<sup>6</sup>,  
Н. Г. Козленко<sup>6</sup>, В. С. Козлов<sup>6</sup>, В. А. Кузнецов<sup>6</sup>,  
Д. В. Новинский<sup>6</sup>, В. И. Тараканов<sup>6</sup>, В. С. Темирбулатов<sup>6</sup>,  
И. А. Цураков<sup>6</sup>, В. И. Криворучко<sup>7</sup>*  
(коллорабация СПАСЧАРМ)

<sup>1</sup> Институт физики высоких энергий им. А. А. Логунова Национального  
исследовательского центра «Курчатовский институт», Протвино, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

\* E-mail: mochalov@ihep.ru

<sup>3</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>4</sup> Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия

<sup>5</sup> Курчатовский комплекс теоретической и экспериментальной физики, Москва

<sup>6</sup> Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Гатчина, Россия

<sup>7</sup> Научно-производственное предприятие «Исток» им. А. И. Шокина,  
Фрязино, Россия

Эксперимент СПАСЧАРМ нацелен на систематическое исследование спиновой структуры нуклона и спиновой зависимости сильного взаимодействия антивещества и вещества с материей при энергиях до 45 ГэВ. В рамках первого этапа эксперимента изучение спиновых свойств адронов будет проходить на действующей установке СПАСЧАРМ на пучке отрицательно заряженных адронов канала 14 ускорительного комплекса У-70. На втором этапе в канале 24А ускорительного комплекса У-70 предполагается формирование поляризованных пучков протонов и антипротонов. Поляризованный антипротонный пучок, безусловно, станет уникальным пучком в мире. Планируется провести измерения односпиновых асимметрий в десятках реакций как на водороде, так и на различных ядрах. На установке СПАСЧАРМ возможно также измерение поперечной поляризации гиперонов и элементов спиновой матрицы векторных мезонов. Для изучения спиновой структуры нуклона предполагается провести исследования образования кваркония для определения вклада глюонов в спин протона. Наличие двух типов поляризованных и восьми типов неполяризованных ( $\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}, d, C$ ) пучков в комбинации с поляризованной мишенью расширяет диапазон исследований поляризационных явлений и усиливает уникальность проекта.

The SPASCHARM experiment is aimed at a systematic study of the nucleon spin structure and the spin dependence of the strong interaction of antimatter and matter with matter at energies up to 45 GeV. As part of the first stage of the experiment, the study of the spin properties of hadrons will take place on a beam of negatively charged hadrons in existing beamline 14 at the operating SPASCHARM setup at the U-70 facility. At the second stage, the formation of polarized beams of protons and antiprotons is assumed in beamline 24A of the U-70 accelerator complex. A polarized antiproton beam will certainly become a unique beam in the world. It is planned to measure single-spin asymmetries in dozens of reactions, both on hydrogen and on various nuclei. At the SPASCHARM facility, it is also possible to measure the transverse polarization of hyperons and elements of the spin density matrix of vector mesons. Spin structure of the nucleon will be investigated in the study of the quarkonium production to determine the contribution of gluons to the proton spin. The presence of two types of polarized and eight types of nonpolarized beams ( $\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}, d, C$ ), in combination with a polarized target, expands the range of studies of polarization phenomena and enhances the uniqueness of the project.

*Памяти профессоров С. Б. Нурушева  
и Ю. М. Казаринова посвящается*

## РЕЗЮМЕ ПРОЕКТА

На крупнейшем в России ускорительном комплексе У-70 в Институте физики высоких энергий им. А. А. Логунова НИЦ «Курчатовский институт» (далее — ИФВЭ) создан значительный задел для проведения исследований мирового уровня в эксперименте СПАСЧАРМ (Спиновые АСимметрии в образовании ЧАРМония). Эти исследования позволят НИЦ «Курчатовский институт» занять лидирующие в мире позиции в области спиновой физики.

Проект нацелен на исследование спиновой структуры нуклона и спиновой зависимости сильного взаимодействия антивещества и вещества с материей при энергиях до 45 ГэВ. Спин в квантовой механике является собственным угловым моментом частиц со специфическими свойствами. В отличие от орбитального момента спин не связан с перемещением частицы в пространстве и является ее внутренней квантовой характеристикой наподобие массы или заряда. Понятие спина было введено в науку почти 100 лет назад для описания атомных спектров. Его природа до сих пор остается тайной. Данный проект заметно приблизит ее разгадку, и это будет прорыв в фундаментальных научных исследованиях.

Чтобы проводить поляризационные исследования, нужно создать пучки поляризованных частиц и/или использовать технику поляризованных мишеней. В последние годы произошел заметный прогресс в экспериментальном изучении спиновых эффектов при высоких энергиях. Подавляющее большинство экспериментов было проведено в области непertурбативной квантовой хромодинамики (КХД) при умеренных поперечных импульсах. Интерпретация этих результатов в рамках кварк-партоновой модели затруднена.

Появление экспериментальных данных стимулировало теоретическое осмысление спиновых эффектов. При этом характерны высказывания известных теоретиков, например англичанина Э. Лидера: «Спин в экспериментах убил больше теорий, чем любой другой физический параметр»\*. Или американца Дж. Бьёркена: «Поляризационные данные часто были кладбищем модных теорий. Если бы теоретики были в силах, в целях самозащиты им стоило бы вообще запретить такие измерения»\*\*. Сегодня нет теории, претендующей на полное описание всех наблюдаемых поляризационных эффектов. Новые спиновые данные, экспериментально полученные для большого числа разнообразных реакций как на поляризованном антипротонном пучке, так и на поляризованном протонном

\* *Leader E.* Spin in Particle Physics. Cambridge Univ. Press, 2001.

\*\* *Bjorken J.D.* // Proc. Adv. Research Workshop on QCD Hadronic Processes, St. Croix, Virgin Islands, 1987.

пучке в области непертурбативной КХД, крайне важны для развития теоретических подходов и возможного создания теории (модели) для описания всех спиновых эффектов в сильных взаимодействиях. В канале 24А ускорительного комплекса У-70 предполагается формирование поляризованных пучков протонов и антипротонов. Проведены расчеты их параметров. Интенсивность антипротонного пучка с энергией 16 ГэВ может достигать  $10^6$  антипротонов за цикл ускорителя ( $10^{10}$  антипротонов в сутки) при сбросе на первичную мишень  $10^{13}$  протонов из У-70. Поляризованный антипротонный пучок от распада  $\bar{\Lambda}$ -гиперонов, который будет доступен на пятый год после начала финансирования, станет, безусловно, уникальным пучком в мире. В антипротон-протонных аннигиляциях нет ограничения на квантовые числа большинства рождающихся резонансов в отличие от электрон-позитронной аннигиляции. Интенсивность поляризованного протонного пучка с энергией 10–45 ГэВ будет на порядок больше, чем антипротонного, при том же значении средней поляризации. Все это позволит в эксперименте на установке СПАСЧАРМ решать масштабные научные проблемы, связанные со спином. Аналога создаваемой новой установки СПАСЧАРМ для работы на поляризованных пучках в мире нет. Ожидаемый период сохранения уникальности комплекса СПАСЧАРМ — не менее 15 лет.

Поляризованные пучки станут мощным инструментом для исследования спиновых эффектов на антипротонных и протонных пучках с энергией 16 ГэВ и выше при средней поляризации 45 %. Планируется определить большой набор необходимых физических наблюдаемых, включая односпиновые асимметрии, в десятках реакций в области фрагментации поляризованного пучка как на водороде, так и на различных ядрах. Данных в таком объеме нет ни для какой энергии. Результаты сравнения укажут на различия взаимодействия антивещества и вещества с материей, что в течение многих лет является актуальной научной задачей. Для изучения спиновой структуры нуклона будут проведены исследования образования чармония в области фрагментации поляризованного пучка с попыткой определить вклад глюонов в спин протона, что могло бы помочь разгадке «спинового кризиса» протона (все кварки в протоне ответственны всего за  $\sim 30\%$  спина протона), существующего уже более 30 лет. Мы учитываем тот факт, что значимый вклад в сечение рождения чармониев будет вносить процесс аннигиляции кварка и антикварка. Тем не менее мы ожидаем, что при  $p\bar{p}$ -взаимодействии в рождение состояния  $\chi_{c2}$  (3555 МэВ) со спином 2 определяющий вклад будет вносить именно глюон-глюонное слияние. Данная задача наиболее сложная и является конечной целью эксперимента, при этом на первых этапах планируется выполнить не менее важные, а по объему измерений более интенсивные, исследования других различных спиновых явлений.

Наличие поляризованных как протонов, так и антипротонов в CP-нейтральной  $p\bar{p}$ -системе открывает возможности для изучения и сравнения друг с другом CP-сопряженных реакций, что позволит взглянуть на

CP-инвариантность в новом ракурсе, недоступном для столкновений неполяризованных частиц. Проведение таких измерений в будущем потребует, скорее всего, некоторой модификации установки, в частности расширения ее акцептанса на заднюю полусферу в системе центра масс столкновения.

Дополнительные уникальные особенности эксперимента СПАСЧАРМ связаны с возможностью измерения множественности заряженных адронов в событии, определения центральности соударений адрона с ядром. Таких исследований в мире почти не проводилось, но есть первые указания на их актуальность. Также новизна проекта связана с возможностью регистрировать не только стабильные по сильному взаимодействию частицы, но и многочисленные резонансы, как мезонные, так и барионные. На установке СПАСЧАРМ возможно также измерение поперечной поляризации гиперонов и элементов спиновой матрицы плотности векторных мезонов, что является огромным преимуществом проекта. Наконец, наличие восьми типов неполяризованных пучков ( $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$ ,  $d$ ,  $C$ ) в комбинации с поляризованной мишенью на порядок расширяет диапазон исследований поляризационных явлений и усиливает уникальность проекта.

Поляризационный проект СПАСЧАРМ отличает глобальный, систематический подход в изучении системы антипротон–протон (ядро) и протон–протон (ядро). В отличие от большинства поляризационных экспериментов в СПАСЧАРМ будет реализована полная геометрия по азимутальному углу при регистрации заряженных частиц, что позволит исследовать не один десяток новых процессов с предельно низкими ошибками. Сочетание широкого набора пучков и мишеней с возможностью одновременной регистрации заряженных и нейтральных частиц — продуктов реакций — выгодно отличает данный проект от других поляризационных проектов, созданных под ограниченное число изучаемых реакций. Измерение спиновых эффектов в большом кинематическом диапазоне и их сравнение в различных реакциях принципиально важно для раскрытия механизма взаимодействия частиц.

Коллектив авторов данного проекта из лаборатории поляризационных экспериментов ИФВЭ имеет большой научный задел по проекту как по научной части, так и по подготовленному оборудованию. Он занимается поляризационными исследованиями более 40 лет и принимал участие практически во всех крупнейших адронных экспериментах по спиновой тематике в российских и зарубежных центрах. В частности, коллектив сыграл решающую роль в подготовке и проведении поляризационных экспериментов E581 и E704 в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми (FNAL, США) и STAR и E925 в Брукхейвенской национальной лаборатории (BNL, США). В экспериментах, проведенных в ИФВЭ, а также в зарубежных центрах, были обнаружены значительные поляризационные эффекты, которые не могут быть объяснены имеющимися теоретическими моделями. По результатам этих экспериментов

только по спиновой тематике опубликовано более 100 работ, защищено 6 докторских и более 10 кандидатских диссертаций.

Среди авторов данного проекта важное место занимает группа поляризованных мишеней (ныне — сектор низких температур ЛЯП) из ОИЯИ, которая 40 лет совместно с физиками из ИФВЭ проводит поляризационные исследования на ускорительном комплексе У-70 в Протвино. Группа ученых из двух других институтов НИЦ «Курчатовский институт», а именно Курчатовского комплекса теоретической и экспериментальной физики (КК ТЭФ) и Петербургского института ядерной физики им. Б. П. Константинова (ПИЯФ), так же как и группа из Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ» (НИЯУ МИФИ), являются полноценными участниками СПАСЧАРМ. Интерес к участию в эксперименте\* с поляризованным пучком и готовность участвовать в нем высказали группы из Карлова университета (Прага, руководитель — М. Фингер), Триестского университета (Италия, руководитель — Ф. Брадаманте), Майнцкого университета им. И. Гутенберга, Боннского и Бохумского университетов (Германия). Количество потенциальных пользователей инфраструктуры данного проекта превышает 100 человек. Все это приводит к очень высокой вероятности успешной реализации соответствующей инфраструктуры и началу выполнения научных задач проекта в течение ближайших десяти лет.

Суммарные расходы на изготовление в России необходимого научного оборудования для исследовательской установки СПАСЧАРМ составят 1 млрд руб. Кроме того, еще 1 млрд руб. потребуется для выполнения работ по созданию антипротонного (и протонного) канала 24А на ускорительном комплексе У-70. Таким образом, итоговая стоимость проекта оценивается в 2 млрд руб. Экспериментальные исследования с поляризованными пучками на новом канале 24А могут быть начаты через четыре года после начала финансирования проекта.

## ВВЕДЕНИЕ

За последние несколько десятков лет были обнаружены значительные спиновые эффекты в различных физических процессах. Однако наблюдаемые большие спиновые эффекты пока не удалось объяснить в рамках стандартной теории возмущений квантовой хромодинамики (КХД), предполагающей коллинеарную кинематику. В связи с этим актуальны дальнейшие систематические экспериментальные исследования в этой области с измерением нескольких зависящих от спина наблюдаемых (односпиновой и двухспиновой асимметрий, поляризации гиперонов, элементов спиновой матрицы векторных мезонов) в десятках различных реакций. Глобальный анализ полученных таким образом данных позволит

\* Включая возможное участие в создании и изготовлении установки.

выявить общие закономерности их поведения, сравнить взаимодействия частицы и античастицы с протонами и ядрами, определить роль цветных сил, исследовать спиновую структуру нуклона, зависимости спиновых эффектов от изотопического спина, энергии пучка, сорта кварков, атомного веса ядра мишени и множественности частиц в событии. Ранее подобные исследования в таком масштабе не проводились. Взаимодействие поляризованных частиц представляет собой уникальный инструмент для изучения механизма сильных взаимодействий в области конфайнмента.

Для проведения описанных выше исследований требуется экспериментальная установка мирового уровня и создание канала поляризованных протонов и антипротонов.

Целью эксперимента СПАСЧАРМ на создаваемом новом адронном канале частиц 24А ускорительного комплекса У-70 является исследование спиновой зависимости сильного взаимодействия антивещества (и вещества) с материей и спиновой структуры нуклона. Прежде всего, будет проведен эксперимент на антипротонном и протонном поляризованных пучках с энергией 16 ГэВ при поляризации до 45 % с измерением одного и того же большого набора наблюдаемых физических величин (одно- и двухспиновых асимметрий рождения частиц, поляризации в рождении гиперонов и др.) для изучения динамики и роли спина в сильных взаимодействиях. Финальной задачей эксперимента будут исследования, конечной целью которых является определение величины поляризации кварков и глюонов в поперечно- и продольно-поляризованном протоне и антипротоне через образование кваркония со скрытой странностью ( $\varphi$ -мезон и  $f_2(1520)$ ) и скрытым очарованием ( $\chi_{c2}(3555 \text{ МэВ})$  и  $\chi_{c1}(3510 \text{ МэВ})$ ). Впервые такие измерения будут проведены на уникальном пучке поляризованных (анти)протонов от распада (анти)гиперонов.

В ИФВЭ завершены работы по созданию эскизного проекта нового адронного канала 24А. Эти работы проводились совместно с Государственным специализированным проектным институтом. К 2015 г. был получен эскизный проект «головы» канала (длиной 50 м) — это проводка пучка протонов от его вывода из У-70 до первичной мишени, расположенной перед специальным радиационно стойким магнитом. Полная протяженность канала, от первичной мишени и до его конца, составляет 180 м. В 2016–2019 гг. были подготовлены все необходимые технические задания на создание различных узлов канала.

В канале 24А предполагается формирование поляризованных пучков протонов и антипротонов. Произведены расчеты их параметров. Интенсивность антипротонного пучка может достигать  $10^6$  антипротонов за цикл ускорителя ( $10^{10}$  в сутки) при сбросе на первичную мишень  $10^{13}$  протонов из У-70. Поляризованный антипротонный пучок, который будет доступен в НИЦ «Курчатовский институт», станет, безусловно, уникальным пучком в мире. До этого антипротонные пучки с энергией порядка 1 ГэВ применялись в ЦЕРН, а затем с энергиями 8 и 200 ГэВ — в лаборатории им. Э. Ферми (FNAL, США). При этом единственным поляризо-

ванным пучком антипротонов был пучок во FNAL с энергией 200 ГэВ. Появление антипротонного высокоинтенсивного, но неполяризованного пучка с энергией до 15 ГэВ в проекте FAIR (Германия) планируется не ранее 2030 г.

Установка СПАСЧАРМ с антипротонным поляризованным пучком станет мощным инструментом для проведения систематического поляризационного эксперимента с определением полного набора необходимых физических наблюдаемых, таких как сечение, поляризация в упругом антипротон-протонном рассеянии в области как кулон-ядерной интерференции, так и дифракционного конуса, односпиновые асимметрии в большом количестве реакций в области фрагментации поляризованного пучка как на водороде, так и на различных ядрах и др. Данных в необходимом объеме нет ни для каких энергий. Такие же измерения будут проведены и на поляризованном протонном пучке. В результате сравнения будут обнаружены различия взаимодействия антивещества и вещества с материей, что уже в течение многих лет является актуальной научной задачей. Исследования на канале 24А можно будет проводить в диапазоне энергий поляризованного пучка 10–45 ГэВ. Оптимальная энергия антипротонного пучка с учетом фоновых процессов составляет 16 ГэВ\*. С помощью поляризации пучка можно провести парциально-волновой анализ данных при поиске новых форм материи, включая экзотические состояния. Отметим, что в антипротон-протонных взаимодействиях нет ограничения на квантовые числа рождающихся состояний и частиц, включая и состояния с экзотическими квантовыми числами, которые будут рождаться в сопровождении с другими экзотическими частицами.

Основной вклад в эксперимент СПАСЧАРМ привнесли участники из ИФВЭ, ОИЯИ, КК ТЭФ, ПИЯФ и НИЯУ МИФИ. При принятии решения о финансировании работ по созданию канала 24А в эксперимент также войдут участники из Института ядерной физики Сибирского отделения РАН (их вклад будет в спин-флиппер) и зарубежных институтов, уже проявивших интерес к данному проекту. При этом экспериментальная установка должна быть, безусловно, оснащена технологическим оборудованием на мировом уровне.

В отличие от большинства выполненных ранее поляризационных экспериментов в СПАСЧАРМ будет реализована  $2\pi$ -геометрия по азимутальному углу, что позволит значительно улучшить точность измерения спиновых наблюдаемых, а главное — минимизировать систематические ошибки измерений. Телесный угол установки ( $\Delta\theta \approx 200$  мрад по вертикали и 300 мрад по горизонтали в области фрагментации пучка) позволит провести измерения в широком диапазоне кинематических переменных ( $p_T$ ,  $x_F$ ) и дает возможность разделить зависимости от этих двух пе-

---

\* При энергии первичного пучка протонов 60 ГэВ.

ременных, что обычно не удается осуществить на экспериментальных установках с малым телесным углом регистрации.

К настоящему времени выполнен значительный объем работ по созданию установки СПАСЧАРМ. Проведен комплексный запуск, и начаты исследования первой очереди эксперимента СПАСЧАРМ на канале 14. Собран, испытан и уже работает широкоапертурный спектрометрический магнит. Создана и запущена трековая система на основе пропорциональных камер и дрейфовых трубок. Также созданы два многоканальных пороговых черенковских детектора и ведется их настройка. Они способны обеспечить первые измерения на антипротонном пучке, хотя и в ограниченном телесном угле по сравнению с полной проектной конфигурацией. В составе установки используется электромагнитный калориметр из свинцового стекла. Имеются модули адронного калориметра. Создана и настроена пучковая аппаратура, настраивается новая регистрирующая электроника и система сбора данных в стандарте «ЕвроМИСС».

Однако для проведения эксперимента мирового уровня этого совершенно недостаточно. Для выполнения программы исследований требуется самое современное оборудование. В частности, требуется создание системы сверхпроводящих магнитов, «сибирских змеек», обеспечивающих поворот поляризации пучка на мишени, а также криогенной системы канала 24А. Это оборудование мы причисляем к установке, а не к каналу. Для установки необходимо создать прецизионный тонкосегментированный электромагнитный калориметр типа «шашлык» с мелкой ячейкой, широкоапертурный многоканальный черенковский детектор типа RICH, систему поляриметров для измерения абсолютной величины поляризации пучка, а также некоторое другое оборудование.

## 1. ФИЗИЧЕСКАЯ ПРОГРАММА СПАСЧАРМ

Спиновые наблюдаемые являются такими прецизионными инструментами, которые позволяют глубже понять природу сильных взаимодействий. Около ста лет назад изучение структуры спектров излучения и поглощения атомов привело к необходимости введения понятия спина частиц. Со времени проведения знаменитого эксперимента Штерна–Герлаха с пучком атомов серебра в сильном неоднородном магнитном поле [1] только сейчас начали экспериментально исследовать влияние спина на взаимодействие частиц. Первые результаты оказались неожиданными и помогли раскрыть парадоксальную квантовую природу спина, принимающего только целые и полуцелые значения.

Универсальный канал 24А с установкой СПАСЧАРМ создается с целью изучения фундаментальных вопросов сильных взаимодействий и спиновой физики, взаимодействий поляризованных протонов и антипротонов с нуклонами и ядрами, понимание которых позволит расширить наши знания о структуре адронов и динамике их взаимодействия,

в том числе на уровне структурных составляющих адронов — кварков и глюонов.

Целью богатой физической программы эксперимента СПАСЧАРМ (СПиновые АСимметрии в рождении ЧАРМония) является расширение наших знаний в области сильных взаимодействий, о структуре адронов и роли спина в динамике сильных взаимодействий. Измерение различных спиновых наблюдаемых (асимметрии  $A_N$ , поляризации  $P_N$ , передачи спина  $D_{NN}$ , элементов спиновой матрицы плотности  $\rho_{ik}$  и др.) открывает дополнительные возможности для сравнения данных эксперимента и предсказаний моделей, что будет способствовать в конечном итоге решению обозначенных выше проблем.

Теория возмущений КХД предсказывала незначительные спиновые эффекты (порядка 0,1%), вымирающие с ростом энергии взаимодействий ( $\sqrt{s}$ ) и поперечного импульса ( $p_T$ ) [2]. Однако экспериментальные исследования показали, что эффекты, наблюдаемые в инклюзивных реакциях, не убывают заметным образом с увеличением  $\sqrt{s}$  и  $p_T$ .

Наряду с поляризованными протонным и антипротонным пучками канал 24А позволит выводить на установку неполяризованные пучки пионов ( $\pi^\pm$ ), каонов ( $K^\pm$ ), протонов и антипротонов, а также углеродный и дейтронный пучки. В качестве мишеней предполагается использовать поперечно- и продольно-поляризованные протонные мишени «замороженного» типа, а также широкий набор неполяризованных мишеней, включая жидководородную и твердые ядерные мишени.

Все вышесказанное говорит о возможности исследования с высокой точностью спиновых эффектов во многих десятках реакций с различными начальными и конечными состояниями, что позволит выявить общие закономерности адронных взаимодействий. Это выгодно отличает СПАСЧАРМ от других поляризационных экспериментов, в которых изучается, как правило, небольшое число реакций.

В эксперименте СПАСЧАРМ на канале 24А будут проводиться исследования по взаимодействию поляризованных протонных и антипротонных пучков с протонной либо с ядерными мишенями. Импульс поляризованного пучка может варьироваться в диапазоне 10–45 ГэВ/с, а поперечная поляризация пучка составит 40–45%. Неполяризованные пучки могут иметь импульс от 10 до 50 ГэВ/с.

Научная программа СПАСЧАРМ включает в себя несколько серий измерений, которые направлены на исследование фундаментальных проблем КХД в непертурбативной области, в которой проявляются такие явления, как конфайнмент, слияние либо фрагментация кварков в адроны и спонтанное нарушение киральной симметрии. Будут измерены поперечные односпиновые асимметрии  $A_N$  в реакциях инклюзивного образования  $\varphi$ ,  $f_2(1520)$ ,  $J/\psi$ ,  $\chi_{c1}$  и  $\chi_{c2}$  на протонных и антипротонных поляризованных пучках.

Для изучения поляризации кварков и глюонов в области больших  $x_F$  будут измерены двухспиновые асимметрии  $A_{NN}$  и  $A_{LL}$  в процессах

образования частиц  $\varphi$ ,  $f_2(1520)$ ,  $J/\psi$ ,  $\chi_{c1}$  и  $\chi_{c2}$  в соударениях поперечно- и продольно-поляризованного пучка протонов с поперечно- (продольно-) поляризованной протонной мишенью. Нашей целью является получение информации о вкладе кварков и глюонов в спин протона. Анализ выходов этих частиц в случаях, когда спины мишени и пучка направлены в одну или разные стороны, позволит оценить долю спина нуклона, переносимую кварками (проблема «спинового кризиса», заключающегося в том, что сегодня, спустя 30 лет после проведения пионерского эксперимента в ЦЕРН, все валентные и морские кварки в протоне в сумме ответственны всего лишь за 30 % продольного спина протона).

Исследование отношений выходов  $\chi_{c1}$  и  $\chi_{c2}$  позволит проверить новую теорему о масштабной инвариантности в выходах этих мезонов [3, 4], которая экспериментально подтверждена на Большом адронном коллайдере (БАК) [5, 6].

Данные исследования являются наиболее сложными в программе СПАСЧАРМ и накладывают жесткие ограничения на требования к экспериментальной установке. При этом на ранних этапах будут решаться не менее интересные задачи. Перечислим их.

- Измерение односпиновых поперечных (азимутальных) асимметрий  $A_N$  адронов, состоящих из легких кварков  $u, d, s$ , при рассеянии поперечно-поляризованного пучка на неполяризованной мишени либо неполяризованного пучка на поперечно-поляризованной мишени. В качестве регистрируемой частицы можно использовать любые частицы (со спином  $J = 0, 1/2, 1, \dots$ ) и даже ядра. В качестве мишени можно использовать протоны и ядра, что позволяет исследовать зависимость  $A_N$  от атомного веса мишени. Регистрация адронных резонансов в дополнение к обычно измеряемым стабильным по сильному взаимодействию адронам позволит существенно расширить список доступных для изучения реакций. Ранее измерений  $A_N$  для резонансов практически не проводилось.

- Определение поперечных (по отношению к плоскости рассеяния) поляризаций  $P_N$  гиперонов и антигиперонов, образующихся неполяризованными пучками на неполяризованных мишенях (протонной и ядерных). Измерение поляризации  $P_N$  возможно благодаря нарушению четности в слабых двухчастичных распадах гиперонов. Параметры углового распределения продуктов распада гиперонов связаны с поляризацией распадающейся частицы. Сравнение  $A_N$  и  $P_N$  для гиперонов (антигиперонов) открывает дополнительные возможности для выбора (или дискриминации) конкретной модели генерации значительных величин  $A_N$  и  $P_N$ . До настоящего времени одновременных измерений  $A_N$  и  $P_N$  для заданной реакции практически не проводилось.

- Измерение выстроенности (элементов матрицы плотности  $\rho_{ik}$ ) векторных мезонов (спин  $J = 1$ , четность  $P$  отрицательная), распадающихся на две частицы, в процессах соударений неполяризованных частиц. Как и в случае гиперонов, для векторных мезонов можно измерить и сравнить

выстроенность и  $A_N$ , что ранее не проводилось и что позволит получить дополнительные ограничения на механизм сильного взаимодействия.

Для всех трех перечисленных выше серий измерений могут проводиться исследования зависимости спиновых эффектов от  $p_T$ ,  $x_F$ , номера ядра  $A$ , энергии реакции  $\sqrt{s}$  в системе центра масс (с.ц.м.), множественности вторичных частиц в событии ( $N_{ch}$ ), а также от центральности ( $C_T$ ) соударения частиц пучка с ядром. Столь разнообразный набор поляризационных данных позволит получить ограничения на возможный механизм происхождения спиновых эффектов в сильных взаимодействиях, выявить новые закономерности. В данном случае можно говорить о систематическом подходе к исследованию проблем сильных взаимодействий и спиновой физики.

Измерение различных двухспиновых корреляций, в начальном и/или конечном состояниях, является более трудной задачей, которая будет решаться по мере готовности аппаратуры и программного обеспечения эксперимента. Например, возможно измерение передачи спина ( $D_{NN}$ ) от налетающего поляризованного протона (антипротона) к образуемому гиперону. Также интересно измерение двухспиновой асимметрии ( $A_{NN}$ ) в процессах рассеяния поперечно-поляризованного пучка на поперечно-поляризованной мишени в инклюзивных и эксклюзивных реакциях.

Эксперимент СПАСЧАРМ позволяет провести одновременное измерение анализирующей способности пучка  $A_B$ , мишени  $A_T$  и спиновой корреляции  $A_{NN}$  в упругом  $pp$ -рассеянии. В области дифракционного конуса  $0,075 < -t < 0,6$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> при импульсе больше 12 ГэВ/с нет данных для  $A_{NN}$ . Кроме того, есть возможность экспериментально проверить очевидное равенство  $A_B$  и  $A_T$ .

Присутствие в столкновениях поляризованных частиц двух аксиальных векторов исходной поляризации, находящихся под полным контролем экспериментаторов, существенно увеличивает число возможных корреляций между векторами в той или иной реакции, генерирующих измеряемые спиновые асимметрии. Среди них особый интерес представляют те, наличие которых запрещено законами сохранения, в частности законами сохранения дискретных симметрий. Применительно к аннигиляции поляризованных кварков и антикварков такая проблема рассматривалась в целом ряде публикаций [7–14]. Обширный список потенциально интересных одно- и двухспиновых асимметрий, нарушающих СР/Т-инвариантность, приведен в работе [8]. Известно, однако, что и СР/Т-инвариантные взаимодействия в начальном и конечном состояниях также могут имитировать Т-нечетные эффекты. Уникальность системы сталкивающихся поляризованных протона и антипротона состоит в том, что она является истинно СР-нейтральной по всем зарядам (электрическому, барионному, странному...). Это позволяет провести сравнение наблюдаемых эффектов в СР-сопряженных реакциях и тем самым отделить реальные нарушения СР/Т-инвариантности от фиктивных.

В истинно нейтральной протон-антипротонной системе существуют такие спиновые асимметрии, которые не могут быть имитированы СР/Т-инвариантными взаимодействиями в начальном и конечном состояниях. В качестве одного из примеров [7, 8] приведем  $\Delta\sigma^\perp \propto \mathbf{p} \cdot [\boldsymbol{\zeta}_p \times \boldsymbol{\zeta}_{\bar{p}}]$ , где  $\mathbf{p}$  — вектор импульса протона, а  $\boldsymbol{\zeta}_p$  и  $\boldsymbol{\zeta}_{\bar{p}}$  — векторы поляризации протона и антипротона. Эта асимметрия может наблюдаться в столкновениях поперечно-поляризованных частиц с взаимно ортогональными поляризациями. При смене знака одной из поляризаций  $\Delta\sigma^\perp$  также меняет знак. Присутствие вклада  $\Delta\sigma^\perp$  в сечении  $p\bar{p}$ -реакции с детектированием в конечном состоянии истинно нейтральной подсистемы в акцептансе, симметричном относительно  $x_F = 0$ , было бы однозначным свидетельством СР-нарушения. К числу таких экспериментов с истинно нейтральными по всем зарядам конечными состояниями можно отнести, в частности, измерения упругого, неупругого и полного сечений в  $p\bar{p}$ -взаимодействиях или сечения инклюзивного рождения истинно нейтральных резонансов и частиц, например  $\pi^0$ -мезонов, в симметричном по  $x_F$  акцептансе.

Целью исследований на установке СПАСЧАРМ является решение задач по изучению спиновых свойств сильного взаимодействия, которые еще никто в мире не пытался выполнить и в ближайшее время не планирует из-за сложности и комплексности исследований. Наиболее близким к эксперименту СПАСЧАРМ и дополняющим его физическую программу является проект созданной в 2021 г. коллаборации SPD (Spin Physics Detector) [15–17] на сооружаемом ускорителе NICA в ОИЯИ. Краткий обзор физической программы эксперимента в Дубне приведен в прил. А.1.5.

Ниже подробнее приведены описание основных изучаемых физических процессов и примеры реакций, в том числе оценки ожидаемой статистики, уровня фона и статистической точности измерений.

### 1.1. Исследование спиновых эффектов в рождении кваркония.

Эксперименты по глубоконеупругому рассеянию неполяризованных электронов и мюонов на неполяризованных нуклонах привели к открытию кварков в 1960-х гг. В 1988 г. в эксперименте EMC (European Muon Collaboration) в ЦЕРН по глубоконеупругому рассеянию поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах получены результаты, согласно которым вклад спинов кварков в спин продольно-поляризованного протона мал (примерно 30%), что противоречило расчетам КХД. Эта проблема получила название «спиновый кризис» нуклона. До сих пор эта проблема не решена, и на многих ускорителях мира идет ее интенсивное изучение. Важнейшей задачей эксперимента СПАСЧАРМ является решение этого спинового кризиса.

В КХД есть три фундаментальные функции распределения для протона. Это функция распределения партонов по импульсам  $f(x)$ , усреднен-

ная по спинам, функция спиральности распределения партонов по спиральностям в продольно-поляризованном протоне  $g(x)$  и функция поперечности распределения партонов по спинам в поперечно-поляризованном протоне  $h(x)$ . Спиновый кризис протона связан с функцией  $g(x)$ . Изучение функции  $h(x)$  только началось.

Результаты исследования функции спиральности  $g(x)$  показывают, что только 30% спина протона переносятся валентными и морскими кварками и антикварками. Остальные 70% спина протона могут быть объяснены вкладом глюонов и/или орбитальным моментом. Большинство поляризационных экспериментов в настоящее время направлено на поиск вклада глюонов в спин нуклонов. До недавнего времени все попытки обнаружить вклад глюонов в спин нуклона давали отрицательный результат.

В экспериментах с поляризованными лептонными пучками, проведенных за последнее время в различных ускорительных центрах, пытались обнаружить поляризацию глюонов при относительно малых значениях переменной Бьёркена  $x_B$  (до 0,1–0,15). В экспериментах на RHIC (STAR и PHENIX) предприняли попытку обнаружить поляризацию глюонов при малых (около 0,01) и промежуточных (до 0,2) значениях  $x_B$ , тогда как необходимо провести измерения во всем диапазоне, особенно при больших значениях  $x_B$ .

В эксперименте COMPASS в результате глобального фитирования данных было получено указание на то, что вклад глюонов в спин протона возможен при значениях  $x_B$ , равных примерно 0,3 (рис. 1) [18].

До последнего времени все измерения двухспиновых асимметрий были сравнимы с нулем в пределах ошибок, и только в 2017 г. были опубликованы данные эксперимента STAR, указывающие на ненулевую асимметрию (рис. 2) [19].

Следует отметить, что все исследования являются модельно-зависимыми как с точки зрения восстановления параметров реакции, так и с точки зрения описания процессов.

Одним из возможных способов определения поляризации партонов (кварков и глюонов в протоне) является изучение спиновых эффектов в образовании частиц  $\varphi$ ,  $f_2(1520)$ , а также  $\chi_{c1}(1P)$  и  $\chi_{c2}(1P)$ , которые распадаются на  $J/\psi$  и фотон. Хорошо известно, что образование кваркония включает три основных процесса на партонном уровне (рис. 3): кварк-глюонное рассеяние ( $a$ ), аннигиляцию легких кварков ( $b$ ) и глюон-глюонное слияние ( $c$ ) [20–25]. При этом в рассматриваемой области энергий доминирующий вклад для протонного пучка будет давать процесс кварк-глюонного рассеяния, а для антипротонного — кварк-антикварковая аннигиляция.

Чтобы избежать влияния основного кварк-антикваркового вклада, основные исследования планируется провести на поляризованном протонном пучке (в  $pp$ -взаимодействии) при максимальной энергии (около 40 ГэВ), чтобы увеличить сечение инклюзивного рождения кваркония.

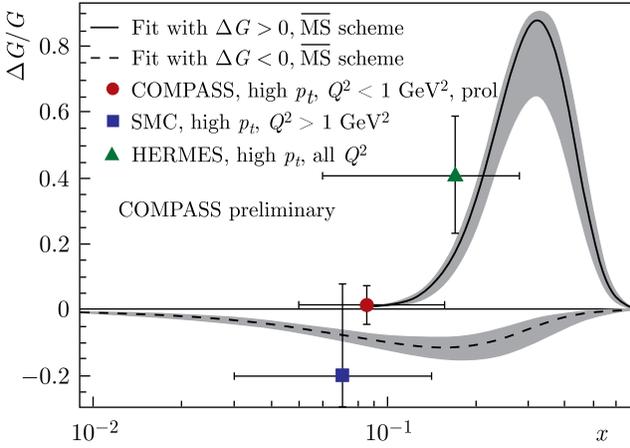


Рис. 1. Результат глобального анализа данных [18]

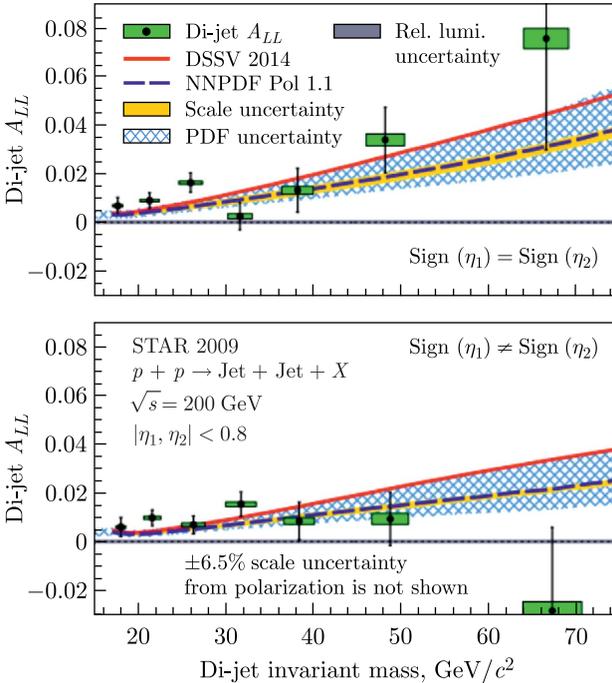


Рис. 2. Данные измерений двухспиновой асимметрии в эксперименте STAR [19]

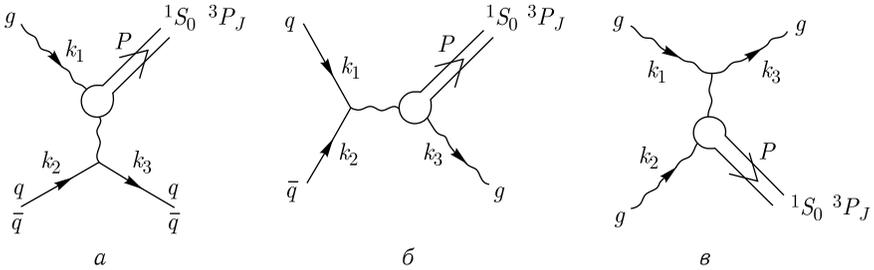


Рис. 3. Типичные диаграммы образования кваркония

Из экспериментальных данных известно, что сечение рождения состояния  $\chi$  со спином 1 составляет примерно 30% от сечения  $\chi$  состояния со спином 2 [26]. Характерной особенностью процессов образования кваркония является их высокая чувствительность к глюонному содержанию взаимодействующих частиц. Образование состояний кваркония в столкновениях нуклонов вызывает особый интерес, так как состояния с квантовыми числами  $1^{--}$ ,  $1^{++}$ ,  $2^{++}$  несут информацию о плотности глюонов в нуклонах. Подобные состояния относительно легко регистрировать через их дилептонные и радиационные моды распада.

Определение разницы сечений (двухспиновых асимметрий  $A_{NN}$  и  $A_{LL}$ ) для частиц  $\varphi$ ,  $f_2(1520)$ ,  $J/\psi$ ,  $\chi_{c1}$  и  $\chi_{c2}$  с использованием поляризованных пучка и мишени является тестом для проверки различных моделей, некоторые из которых предсказывают противоположный знак для  $A_{LL}$  для частиц с разным спином. Продольная двухспиновая

асимметрия определяется как 
$$A_{LL} = \frac{1}{(P_B P_T^{\text{eff}})} \frac{I(++) - I(+-)}{I(++) + I(+-)},$$
 где

$P_B$  — значение поляризации пучка,  $P_T^{\text{eff}}$  — эффективная поляризация мишени\*,  $I(++)$ ,  $I(+-)$  — количество нормализованных событий. Состояния  $(++)$  и  $(+-)$  соответствуют значениям поляризаций пучка и мишени  $(\rightarrow\leftarrow)$  и  $(\rightarrow\rightarrow)$  соответственно.

Большая величина  $A_{LL}$  будет указывать на значительный вклад глюонов  $\Delta G/G(x)$  в спин протона независимо от предположений конкретной модели [21]. Как было показано, в том числе в работе [27], угловое распределение конечных фотонов и лептонных пар обеспечивает возможность измерения поляризации начальных кварков и глюонов.

Одной из целей эксперимента СПАСЧАРМ является исследование спиновой структуры протона и изучение функций спиральности  $g(x)$  и трансверсальности  $h(x)$  путем измерения различных односпиновых

\* Поляризованные мишени только частично состоят из поляризованных ядер водорода. Обычно количество неполяризованных протонов в мишени, уменьшающих реальное значение поляризации, в 7–10 раз больше числа поляризованных.

и двухспиновых эффектов в столкновениях двух адронов. В программу эксперимента входит комплексное изучение механизмов образования кваркония в столкновениях неполяризованных и поляризованных адронов с энергией до 50 ГэВ, включая применение пучка поляризованных антипротонов. Возможность использования различных типов пучков для регистрации кваркониев позволяет определить вклад основных каналов образования кваркония (см. рис. 3).

Еще одним важным моментом является то, что при энергиях ускорительного комплекса У-70 в соответствии с расчетами из работы [28] исследование образования чармония происходит именно в той области, в которой можно ожидать вклад глюонной компоненты (рис. 4), а именно при  $x_B$  вблизи 0,3, где ожидается максимальное значение продольной двухспиновой асимметрии.

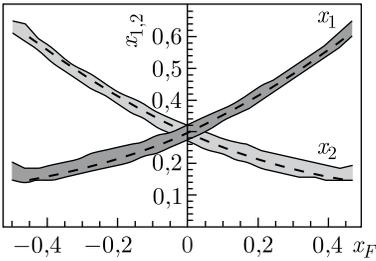


Рис. 4. Соответствие между реально измеренным значением переменной Фейнмана  $x_F$  и долями импульса, уносимыми партонами

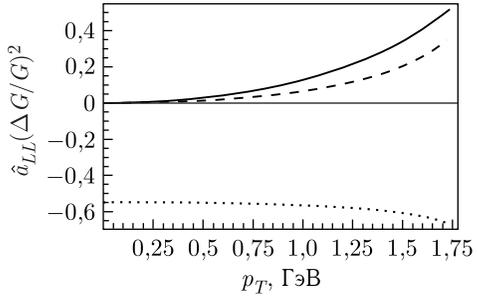


Рис. 5. Зависимость партонных спиновых асимметрий  $gg \rightarrow \psi g$  (сплошная линия),  $gg \rightarrow \chi_{c1} g$  (штриховая линия) и  $gg \rightarrow \chi_{c2} g$  (пунктирная линия) от поперечного импульса чармония (см. рис. 13 из [28])

В рамках одной из моделей партонная двухспиновая асимметрия глюон-глюонного вклада велика (рис. 5). Так как измерения предполагается выполнять в области, в которой ожидается максимальный вклад партонной спиновой асимметрии в ожидаемую двухспиновую асимметрию, то измеряемая физическая величина именно в этой области может существенно отличаться от нуля. Измерение же двухспиновой асимметрии в рождении состояний со спином 1, а также поперечных двухспиновых асимметрий позволит оценить влияние кварковых поляризаций.

Сложность измерений образования чармония связана с двумя основными факторами: близостью по массе основных состояний  $\chi_{c1}$  и  $\chi_{c2}$  и малым сечением. Проведенное моделирование физических процессов [21] показало возможность разделения указанных состояний (рис. 6) при выполнении жестких требований к экспериментальной установке, а именно: если разрешение трековой системы составит  $\Delta p/p = 0,004$  при

10 ГэВ/с, то энергетическое разрешение электромагнитного калориметра будет на уровне  $3\%/\sqrt{E}$ . Характеристики и расположение детекторов определялись указанными требованиями.

Следует отметить, что помимо подробно рассмотренных исследований вклада кварков и глюонов в спин протонов и антипротонов в рождении кваркония будут исследоваться односпиновые эффекты в рождении этих же частиц на поперечно-поляризованной мишени. Впервые будут проведены измерения спиновых эффектов в образовании кваркония.

Одновременно с измерениями спиновых эффектов будет определено соотношение выходов  $\chi_{c1}/\chi_{c2}$  с использованием пионного, протонного и антипротонного пучков, что позволит проверить недавно обнаруженный эффект масштабной инвариантности [3] на БАК [5, 6].

За 20 сут набора данных на протонном пучке с интенсивностью до  $\sim 10$  протонов/цикл можно зарегистрировать несколько миллионов событий рождения  $\varphi$ -мезона, также ожидается около 10 000 событий рождения  $J/\psi$  и около 1000 —  $\chi_{c1}/\chi_{c2}$  на  $p$ -пучке. При этом статистические ошибки  $\sigma(A_N)$  в образовании  $J/\psi$  составят несколько процентов. Необходимая для оценки асимметрии статистика  $\chi_{c1}/\chi_{c2}$  может быть набрана за несколько сеансов работы ускорителя.

Также будет предпринята попытка измерения двухспиновой асимметрии  $A_{NN}$  в процессах образования пар лептонов (процессах Дрелла-Яна) с целью получения оценки поперечности  $h_1(x)$  кварков в протоне. При этом очевидно, что в эксперименте с «открытой геометрией» (не beam-dump эксперимент), как и в нашем случае, в качестве лептонной пары брать два мюона в процессе Дрелла-Яна бессмысленно из-за колоссального комбинаторного фона двух распадных пионов (вероятность распада пиона на мюон и нейтрино составляет  $\sim 99,99\%$ ). В то же время вероятность распада пиона на электрон и нейтрино составляет примерно  $10^{-4}$ . Сечения образования пары электронов и пары мюонов равны из-за лептонной универсальности и составляют примерно  $10^{-6}$  от сечения образования пары пионов. Однако использование прецизионной трековой системы, детектора RICH и электромагнитного калориметра позволяет при одновременном выборе электрона и позитрона в процессе

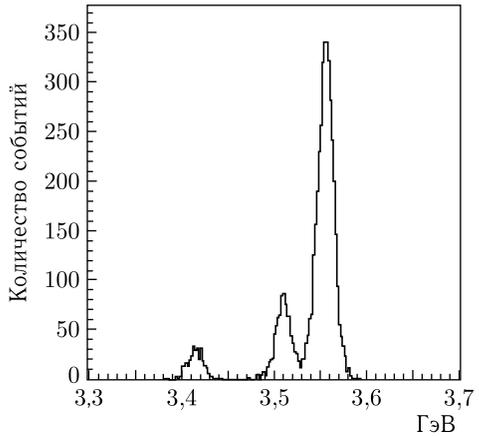


Рис. 6. Разделение  $\chi_{c_j}$  мезонов на установке СПАСЧАРМ

Дрелла–Яна подавить комбинаторный фон от двух распадных (на электрон и нейтрино) пионов на восемь порядков (подавление  $10^{-4}$  для каждого пиона). Таким образом, вклад пионной компоненты в этом случае невелик. Для достижения достаточной точности необходимо несколько месяцев работы на пучке.

Как отмечалось во введении, данные измерения являются наиболее сложной задачей. В более ранних исследованиях требования к разрешению используемых детекторов были существенно ниже. В следующих пунктах будет уделено внимание другим процессам, важным для понимания роли спина в сильных взаимодействиях.

**1.2. Измерение односпиновых поперечных асимметрий  $A_N$  адронов.** Обычно основной мотивацией исследований с использованием поляризованной мишени либо пучка декларируется задача изучения структуры протона. Однако, как показывает модельный анализ этих измерений, ценная информация, содержащаяся в них, связана с динамикой сильного взаимодействия адронов и кварков в области действия конфайнмента. Спиновые эффекты также могут быть связаны с такими фундаментальными проблемами, как спонтанное нарушение киральной симметрии, появление массы у кварков и адронов, образование в адронах квазичастиц — составляющих кварков [29]. Исследование спиновой структуры нуклона является только одной из целей эксперимента СПАСЧАРМ. Другое важное направление — изучение динамики сильных взаимодействий с учетом спина.

Как уже было отмечено, теория возмущений КХД предсказывала незначительные спиновые эффекты (порядка 0,1%), вымирающие с ростом энергии взаимодействий и поперечного импульса [2]. Однако экспериментальные исследования показали, что эффекты, наблюдаемые в инклюзивных реакциях, не убывают с увеличением  $\sqrt{s}$  и  $p_T$ . Экспериментально обнаруженные поляризация  $\Lambda$ -гиперонов и односпиновая поперечная асимметрия в инклюзивном образовании пионов в области фрагментации поляризованного протонного пучка имеют большие и практически одинаковые по величине значения асимметрии и поляризации в широком диапазоне энергии в лабораторной системе — от 20 до 20 000 ГэВ (эквивалент энергии RHIC в с. ц. м.).

Одной из основных физических наблюдаемых является поперечная односпиновая асимметрия  $A_N$ , которая пропорциональна разности сечений (при одном и том же угле рассеяния) при противоположных направлениях поперечной поляризации пучка или мишени  $A_N = \frac{\sigma^\uparrow - \sigma^\downarrow}{\sigma^\uparrow + \sigma^\downarrow}$ , или разности сечений под углами  $90^\circ$  (влево) и  $-90^\circ$  (вправо)  $A_N = \frac{\sigma_{\text{left}}^\uparrow - \sigma_{\text{right}}^\uparrow}{\sigma_{\text{left}}^\uparrow + \sigma_{\text{right}}^\uparrow}$  относительно направления вектора поляризации протона. «Сырая» односпиновая асимметрия  $A_N^{\text{meas}}$  определяется через измеряемые

величины следующим образом:  $A_N^{\text{meas}} = \frac{D}{P \cos \varphi} \frac{N^\uparrow - N^\downarrow}{N^\uparrow + N^\downarrow}$ , где  $P$  — поляризация пучка или мишени,  $\cos \varphi$  — средний косинус угла между нормалью к плоскости рассеяния и направлением спина пучка или мишени\*. Величина  $D$  называется фактором разбавления поляризованной мишени\*\*. Нормированные на число пучковых частиц выходы наблюдаемого адрона  $h$  для поляризации пучка или мишени, направленной вверх или вниз, обозначены как  $N^\uparrow$  и  $N^\downarrow$  соответственно. Согласно конвенции [30] положительной  $A_N$  считается в том случае, если влево летит больше адронов  $h$  для пучка с поляризацией вверх\*\*\*.

Как было отмечено выше, экспериментально измеренные значения асимметрии  $A_N$  ведут себя практически одинаково в большом диапазоне энергий. В качестве примера на рис. 7 сравниваются результаты по  $A_N$  для реакций  $p^\uparrow p \rightarrow \pi^\pm + X$ , полученные при различных энергиях на ускорителях ZGS ( $\sqrt{s} = 4,9$  ГэВ) [31], AGS ( $\sqrt{s} = 6,55$  ГэВ) [32], FNAL ( $\sqrt{s} = 19,43$  ГэВ) [33] и RHIC ( $\sqrt{s} = 62,4$  ГэВ) [34]. Другие результаты представлены более подробно в разд. 5. Обзор данных и их анализ можно найти также в работах [35–37].

Данный пример приведен, прежде всего, для того, чтобы показать, что на первое место в поляризационных исследованиях выходит уже не энергия, а систематическое исследование и анализ данных большого числа различных реакций. Научная проблема, которая является целью данного проекта, — исследование динамики спинового взаимодействия, в том числе в процессе аннигиляции с использованием антипротонного пучка, при рождении широкого класса частиц, в том числе содержащих  $s$ - и  $c$ -кварки.

Отметим, что теоретическая интерпретация полученных данных в имеющихся моделях затруднена из-за сложности расчетов. В предлагаемых на установке СПАСЧАРМ исследованиях следует обратить внимание, прежде всего, на два аспекта:

1) сравнение поляризационных эффектов при взаимодействии частиц и античастиц с веществом при одной и той же энергии в одной и той же кинематической области;

2) исследование спиновых эффектов для большого класса реакций в широкой кинематической области.

---

\* При полной ( $2\pi$ ) геометрии по азимутальному углу проводится фитирование по  $\cos \varphi$ .

\*\* Фактор разбавления  $D$  определяется как полное число взаимодействий в мишени, отнесенное к числу взаимодействий на поляризованных протонах. При использовании поляризованного пучка  $D = 1$ .

\*\*\* Для сравнения односпиновых асимметрий, полученных при измерениях с поляризованным пучком, и  $A_N$ , полученных при измерении на поляризованной мишени, необходимо изменить знак  $A_N$  в последнем случае.

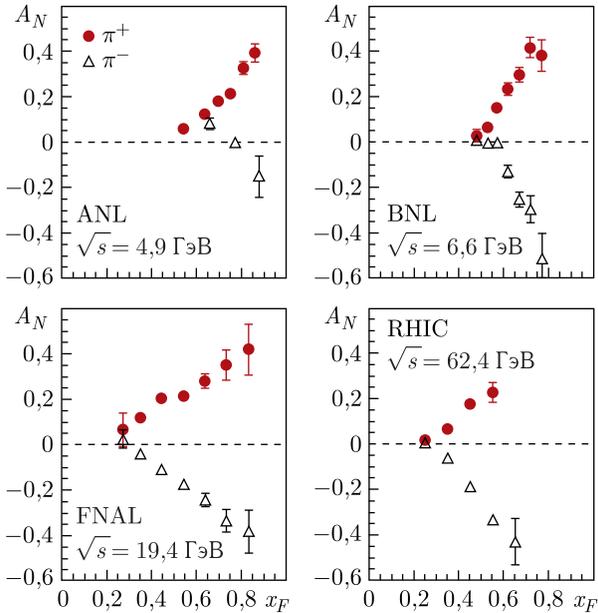


Рис. 7.  $A_N$  для реакций  $p^\uparrow p \rightarrow \pi^\pm + X$  по данным ZGS [31], AGS [32], FNAL [33], RHIC [34]. Экспериментальные данные взяты из [38]

**1.2.1. Измерение односпиновых эффектов с использованием поляризованного пучка антипротонов.** Эксперимент СПАСЧАРМ предоставляет уникальную возможность исследовать спиновые эффекты при взаимодействии антивещества с веществом и те же спиновые эффекты при взаимодействии вещества с веществом и сравнить результаты по односпиновой асимметрии рождения различных частиц при одинаковых условиях (энергии и кинематической области реакции). Со времени открытия антиматерии в 1930-е гг. она всегда была и остается предметом большой привлекательности прежде всего для физиков и философов. Для физиков антипротоны представляют особый интерес, поскольку они являются партнерами протонов, которые, в свою очередь, являются: а) единственными абсолютно стабильными адронами, обильными и эффективно «свободными»; б) заряженными, поэтому ими легко манипулировать: ускорять, создавать пучки с известными характеристиками\* и т.п. Это означает, что антипротоны могут быть использованы для изучения процесса аннигиляции из нейтрально заряженного (С-нейтрального) состояния в широкий спектр конечных квантовых состоя-

\* Единственными известными частицами с подобными свойствами являются электроны (и позитроны), но они не участвуют в сильном взаимодействии.

ний. С неполяризованным протоном и антипротоном исходные состояния также являются СР-нейтральными. Однако СР-нарушение в процессе аннигиляции потенциально может нарушить СР-нейтральность конечных состояний. Измерение поляризации частиц, таких как гипероны, в конечных состояниях может помочь проверить СР-нейтральность конечных состояний, т. е. сохранение СР в  $p\bar{p}$ -аннигиляции.

Аннигиляция первоначально поляризованных протонов и антипротонов привносит новое качество в исследование. Состояние с поляризацией больше не является СР-нейтральным. Но, меняя поляризации обеих частиц ( $p$  и  $\bar{p}$ ), можно сконструировать СР-сопряженное состояние. Сравнение характеристик конечных состояний, происходящих из двух СР-сопряженных начальных состояний, потенциально может помочь в поиске нарушения СР в процессе  $p\bar{p}$ -аннигиляции. Результаты измерений поляризаций гиперонов для двух СР-сопряженных начальных состояний должны быть одинаковы, если выполняется СР-инвариантность. К сожалению, независимый от модели тест СР-нарушения невозможен с двумя поляризованными протонными пучками из-за недоступности столкновения двух поляризованных антипротонных пучков.

В настоящее время практически любые поляризационные экспериментальные данные для  $p\bar{p}$ -реакций представляют большой интерес хотя бы только потому, что таких данных очень мало, а возможность сравнения результатов измерений с данными на поляризованных протонах при тех же самых условиях представляется очень перспективной. Ранее подобные исследования на инклюзивно образованных пионах проводились только в эксперименте E704 для  $\pi$ -мезонов [39–41], в которых асимметрия заряженных пионов менялась на противоположную, а асимметрия  $\pi^0$ -мезона оставалась одного знака, что вполне объясняется кварковым составом поляризованного нуклона и кинематической областью измерений (областью фрагментации поляризованного пучка). Результаты этих исследований приведены на рис. 8.

Эксперимент СПАСЧАРМ дает возможность не только измерить (сравнить)  $A_N$  для  $\pi$ -мезонов с лучшей точностью в широком кинематическом диапазоне, но и существенно расширить класс реакций. Особый интерес при исследовании односпиновой асимметрии представляет рождение частиц, состоящих из тяжелых кварков, хорошо наблюдаемое в процессе аннигиляции, когда вторичные частицы должны «забыть» про поляризацию исходных кварков. С этой точки зрения важно изучить спиновые свойства частиц, содержащих  $s$ - и  $c$ -кварки\*. Если в  $pp$ -столкновениях при низких энергиях в образовании  $s\bar{s}$ - и  $c\bar{c}$ -пар доминирует  $qg$ -процесс, то важной особенностью антипротон-протонных реакций является прямой доступ к  $q\bar{q}$ -взаимодействиям.

---

\*  $b$ - и тем более  $t$ -кварки недоступны в экспериментах на ускорительном комплексе У-70.

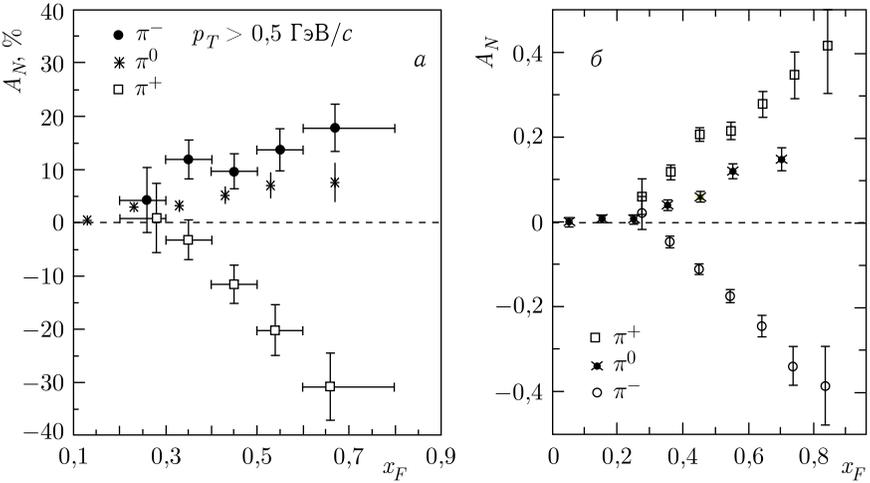


Рис. 8. а)  $A_N$  в  $\bar{p}p$ -взаимодействии в инклюзивном рождении заряженных [40] и нейтральных [39] мезонов; б) аналогичный результат для  $pp$ -взаимодействия [33, 39]

Исследование любых спиновых эффектов в образовании  $\varphi$ ,  $f_2(1520)$ ,  $J/\psi$  и  $\chi_{c1}/\chi_{c2}$ -мезонов позволяет получить совершенно новую информацию о роли спина в сильном взаимодействии, однако сечение этих процессов невелико. На рис. 9 показан результат быстрого моделирования регистрации  $\Xi^-$ -гиперона и  $\varphi$ -мезона\*.

Изучение на одной установке инклюзивного рождения  $\varphi$ -мезона с использованием антипротонного и протонного поляризованных пучков помимо исследований поляризационных эффектов предоставит информацию о механизме рождения странных частиц. Следует подчеркнуть, что невозможно получить чистый пучок антипротонов: в составе пучка всегда присутствует значительная фракция  $\pi^-$ -мезонов (во много раз большая, чем антипротонов). При исследовании взаимодействий с участием  $\pi^-$ -мезонов будет получена дополнительная информация о механизме рождения чармония и странных частиц.

Другим интересным исследованием с использованием поляризованного антипротонного пучка является изучение двухспиновых эффектов в рождении векторных мезонов, в результате которого следует ожидать подавление сечения образования векторных мезонов с противоположными значениями поляризации взаимодействующих нуклонов, т. е. большое значение  $A_{LL}$ . Также возможным направлением исследований является поиск глюонной компоненты в легких экзотических состояниях. Такие

\* Основные результаты моделирования, включая массовые спектры частиц для различных реакций и оценки числа событий, приведены в прил. Б.

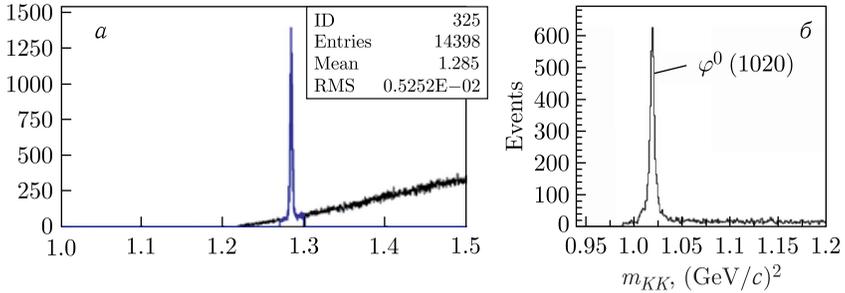


Рис. 9. Ожидаемые массовые спектры образования  $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$  (а) и  $\varphi$ -мезона (б)

состояния не должны чувствовать поперечно-поляризационные эффекты ( $A_{NN}$ ), но должны быть чувствительны к продольным асимметриям.

Создание поляризованного антипротонного пучка также позволит проводить прецизионные исследования по спектроскопии с использованием парциально-волнового анализа. Такие исследования проводятся с помощью методов, развиваемых в том числе в рамках эксперимента PANDA [42].

Еще одним интересным направлением исследований, в котором непосредственно сравниваются результаты взаимодействия антипротонов с протонами, является изучение упругих реакций. Данная опция также предусмотрена в предлагаемом эксперименте, а описание подобных измерений приведено в п. 2.3.1, посвященном поляриметрии.

На установке СПАСЧАРМ возможны два режима работы с пучком антипротонов: первая стадия эксперимента предполагает использование неполяризованного пучка и поляризованной мишени, а вторая — поляризованный пучок. Неполяризованный отрицательно заряженный пучок имеет следующий состав:  $\pi^-/K^-/\tilde{p} = 97,9/1,8/0,3$  (%).

Интегральная статистика для поляризованного антипротонного пучка с энергией 34 ГэВ и интенсивностью 80 тыс. за сброс за 30 сут набора представлена в табл. 1.

Отметим, что многие из частиц, представленных в табл. 5 для пучка  $\pi^-$ , на антипротонном поляризованном пучке также будут иметь значительную статистику  $N_{EV} \sim 10^8$ , достаточную для измерения  $A_N$  с точностью  $\delta A_N \approx 2,5/\sqrt{N_{EV}}$ , или 0,025 %\*. Для процессов с высоким

\* При наличии фона измеряемая односпиновая асимметрия  $A_N^{\text{meas}}$  связана с асимметриями сигнала  $A_N$  и фона  $A_N^B$  следующим образом:  $A_N^{\text{meas}} = A_N(1 - B/N_{EV}) + A_N^B(B/N_{EV})$ , где  $B$  — число фоновых событий под пиком резонанса, а  $N_{EV}$  — полное число событий. Как показали исследования, асимметрия фона вне пика адрона  $h$  близка к нулю [13], что и предполагается далее при оценке точности измерений сигнала  $\delta A_N$ .

Таблица 1. Ожидаемое число событий  $N_{EV}$  и отношение эффекта к фону  $S/B$  для месячного сеанса на поляризованном антипротонном пучке с энергией 34 ГэВ ( $3,6 \cdot 10^9$  взаимодействий) \*

Частица	$N_{EV}$	$S/B$	Частица	$N_{EV}$	$S/B$
$\pi^+$	$2,1 \cdot 10^9$	—	$n$	$1,6 \cdot 10^8$	—
$\pi^-$	$2,6 \cdot 10^9$	—	$\bar{n}$	$1,4 \cdot 10^9$	—
$K^+$	$1,7 \cdot 10^8$	—	$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$	$2,1 \cdot 10^7$	10,00
$K^-$	$2,2 \cdot 10^8$	—	$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{n}\pi^0$	$1,1 \cdot 10^7$	0,13
$p$	$1,6 \cdot 10^8$	—	$\bar{\Delta}^{--} \rightarrow \bar{n}\pi^-$	$4,2 \cdot 10^8$	0,14
$\bar{p}$	$1,8 \cdot 10^9$	—	$\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$	$1,0 \cdot 10^6$	10,00

\* Результаты получены с помощью быстрого моделирования.

уровнем фона статистическая точность будет на порядок хуже\*. Для характерной статистики  $N_{EV} = 10^8$  в эксперименте с поляризованной мишенью получаем точность  $\delta A_N = 1,3 \cdot 10^{-3}$ .

При более низкой энергии 16 ГэВ, при которой планируется начинать исследования на поляризованном пучке, интенсивность достигает максимума (до 400 тыс. за сброс, а в случае оптимизации канала для антипротонного пучка — до  $10^6$  антипротонов за цикл ускорителя, или до  $10^{10}$  антипротонов за сутки). При этом выходы частиц меняются незначительно. Таким образом, для антипротонного пучка с энергией 16 ГэВ количество реакций, в которых возможно получение высокоточных данных с  $\delta A_N \leq 2\%$  становится значительным.

**1.2.2. Измерение  $A_N$  с использованием интенсивного протонного пучка.** Интерес к измерению поляризационных эффектов с использованием поляризованного протонного пучка объясняется многими факторами\*\*, такими как:

— сравнительные измерения с антипротонами (см. предыдущий пункт) позволяют понять разницу спиновых эффектов в сильном взаимодействии между веществом и антивеществом;

\* Точность измерений односпиновой асимметрии  $\delta A_N$  для малых значений  $A_N$  определяется формулой  $\delta A_N = D/[(1 - B/N_{EV})P \cos \varphi \sqrt{N_{EV}}]$ . При низком уровне фона  $B$  фактор  $(1 - B)/N_{EV} \approx 1$ , а для высокого уровня фона — порядка 0,1. В большинстве случаев в данном документе для оценок точности мы предполагаем, что для поляризованного пучка  $P = 0,4$ , для поляризованной мишени  $P = 0,75$ , а  $\cos \varphi \approx 1$ .

\*\* В данном пункте не рассматриваются подробно исследования чармония, описанные в п. 1.1.

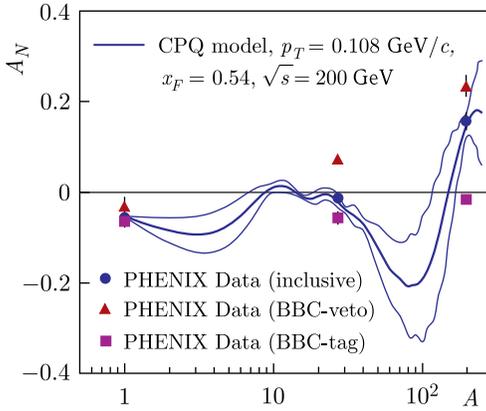


Рис. 10. Зависимость  $A_N(A)$  для реакции  $p^\uparrow A \rightarrow nX$  (эксперимент PHENIX [29])

— достигаемая интенсивность поляризованного пучка протонов превышает интенсивность антипротонного пучка в десятки раз\*, соответственно, значительно расширяется кинематический диапазон и состав исследуемых реакций (при этом возможно разделить зависимость эффектов от кинематических параметров, что необходимо для дискриминации моделей и недоступно для существующих экспериментов);

— можно проводить исследования в области энергии пучка 10–45 ГэВ, т.е. изучать спиновые эффекты в зависимости от энергии в с.ц.м.;

— до проведения измерений на основе существующих данных можно заключить, что в области фрагментации поляризованного пучка эффекты будут значительными, поэтому будет достигнута высокая относительная точность измерений;

— можно проводить исследования с различными ядерными мишенями.

Последний пункт представляется особенно интересным в свете результатов эксперимента PHENIX, в котором обнаружено изменение знака асимметрии нейтронов при переходе от протонов к золоту [43]. Эти данные и предсказания сильной зависимости асимметрии нуклонов от ядра в рамках модели хромагнитной поляризации кварков (ХПК) [37, 44] показаны на рис. 10.

Наблюдаемая асимметрия в  $p^\uparrow p$ -столкновениях составляет  $-8\%$ , в  $p^\uparrow \text{Al}$ -соударениях уменьшается по величине до  $-1,5\%$ , тогда как при переходе к  $p^\uparrow \text{Au}$ -столкновениям меняет знак и достигает  $+18\%$ . Зависимость  $A_N(A)$  наблюдается и для  $K^+$ - и  $\pi^+$ -мезонов [45].

\* Расчет характеристик поляризованных пучков приведен в п. 2.1.

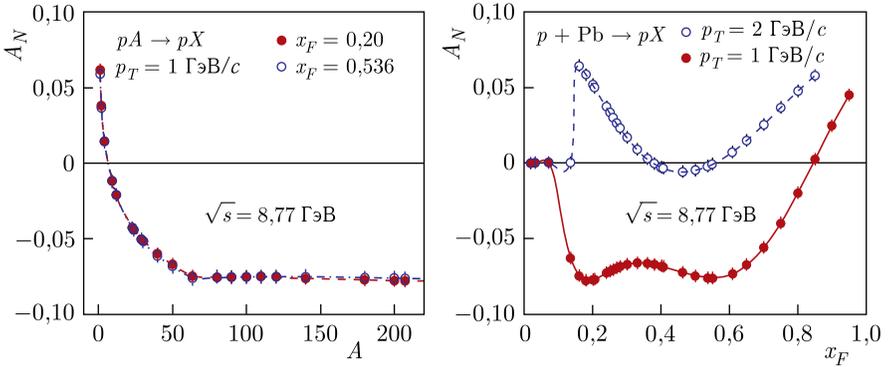


Рис. 11. Предсказания  $A_N$  в рамках модели хромагнитной поляризации кварков

В то же время последние результаты эксперимента STAR по измерению зависимости асимметрии инклюзивного рождения  $\pi^0$ -мезонов от атомного веса мишени показывают схожее поведение асимметрии в  $p^\uparrow p$ -,  $p^\uparrow \text{Al}$ - и  $p^\uparrow \text{Au}$ -взаимодействиях [46, 47]. Тем интереснее проверить зависимость поляризационных эффектов в образовании разных частиц и резонансов от номера ядра.

Следует отметить, что в рамках модели ХПК эта зависимость и возможное изменение знака предсказывалось еще до полученных результатов в эксперименте PHENIX. На рис.11 представлены результаты расчетов в рамках данной модели для другой реакции (с образованием протонов), в которых также ожидается сильная зависимость односпиновой асимметрии от атомного веса ( $A$ ) ядра.

Многообразие реакций, которые можно исследовать с использованием поляризованного протонного пучка, можно представить хотя бы по результатам быстрого моделирования. В табл.2 приведена ожидаемая статистика в некоторых реакциях за один месяц измерений с поляризованным протонным пучком при энергии 45 ГэВ. Для оценки ожидаемого числа событий использовался генератор частиц PYTHIA 6.2 [48] с учетом геометрии и разрешения установки, магнитного поля и отбора событий по триггеру на большие значения  $x_F$ . В расчетах использовалась протонная мишень. При использовании ядерных (а не водородной) мишеней статистика будет больше, поскольку сечение для процессов с большими поперечными импульсами  $p_T$  имеет  $A$ -зависимость вида  $A^{\alpha(p_T)}$ , где  $\alpha(p_T) > 1$  [49].

Статистическая точность измерений  $A_N$  для поляризованного пучка составит  $\delta A_N \approx 2,5 / [(1 - B/N_{\text{EV}}) \sqrt{N_{\text{EV}}}]$  или в диапазоне от  $3,2 \cdot 10^{-5}$  для  $\pi^+$ -мезонов до  $3 \cdot 10^{-3}$  для реакции  $p^\uparrow p \rightarrow \bar{K}^{+*}(892) + X$ . Многие частицы можно будет регистрировать по нескольким каналам распада. Такой объем данных даст возможность распределить статистику по боль-

Таблица 2. Ожидаемое число событий  $N_{EV}$  и отношение эффекта к фону  $S/B$  для месячного сеанса на протонном пучке ( $6 \cdot 10^{10}$  взаимодействий)\*

Частица	$N_{EV}$	$S/B$	Частица	$N_{EV}$	$S/B$
$\pi^+$	$6,1 \cdot 10^9$		$\rho^+(770) \rightarrow \pi^+\pi^0$	$3,0 \cdot 10^8$	0,40
$\pi^-$	$3,6 \cdot 10^9$		$\rho^-(770) \rightarrow \pi^-\pi^0$	$1,5 \cdot 10^8$	0,31
$K^+$	$5,5 \cdot 10^8$		$a_0(980) \rightarrow \eta\pi^0$	$5,7 \cdot 10^6$	0,80
$K^-$	$2,5 \cdot 10^8$		$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	$7,8 \cdot 10^6$	4,00
$p$	$4,7 \cdot 10^9$		$\omega(782) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	$3,0 \cdot 10^7$	1,40
$\bar{p}$	$2,3 \cdot 10^6$		$K^{*+}(892) \rightarrow K^+\pi^0$	$3,4 \cdot 10^7$	0,29
$n$	$3,5 \cdot 10^9$		$\bar{K}^{*-}(892) \rightarrow K^-\pi^0$	$9,7 \cdot 10^6$	0,71
$\bar{n}$	$2,5 \cdot 10^6$		$\omega(782) \rightarrow \gamma\pi^0$	$7,8 \cdot 10^6$	2,50
$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	$2,5 \cdot 10^9$	9,10	$\Lambda \rightarrow p\pi^-$	$2,3 \cdot 10^7$	10,00
$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	$1,3 \cdot 10^8$	2,5	$\Lambda \rightarrow n\pi^0$	$2,1 \cdot 10^7$	0,67
$\varphi(1020) \rightarrow K^+K^-$	$3,7 \cdot 10^6$	25	$\Delta^{++} \rightarrow p\pi^+$	$1,0 \cdot 10^9$	0,59
$\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$	$3,5 \cdot 10^7$	10	$\Xi^+ \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^+$	$1,0 \cdot 10^6$	17,0
$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	$6,7 \cdot 10^7$	0,9	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$	$3,5 \cdot 10^7$	0,25
$\rho^0(770) \rightarrow \pi^+\pi^-$	$3,6 \cdot 10^8$	0,37	$\Sigma^0(1385) \rightarrow \Lambda\pi^0$	$9,8 \cdot 10^7$	0,77
$K^{0*}(892) \rightarrow K^+\pi^-$	$5,8 \cdot 10^7$	0,77	$\omega(782) \rightarrow e^+e^-$	$2,0 \cdot 10^5$	4,00
$\bar{K}^{0*}(892) \rightarrow K^-\pi^+$	$3,1 \cdot 10^7$	1,25	$\rho^0(770) \rightarrow \mu^+\mu^-$	$1,0 \cdot 10^5$	4,00

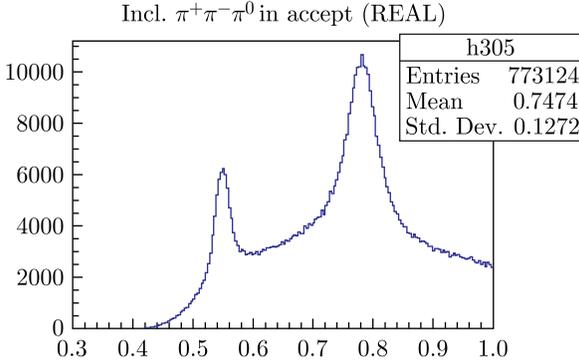
\* Расчеты выходов частиц получены для триггера на взаимодействие в мишени и дополнительно для требования срабатывания адронного и электромагнитного калориметров для подавления событий с малыми  $p_T$  и  $x_F$ .

шому числу ячеек с целью исследования зависимости  $A_N$  от  $p_T$  и  $x_F$ , при этом на порядок увеличится статистическая неопределенность. Но и в этом случае статистика будет более чем достаточной для анализа данных.

На рис. 12 в качестве примера приведен массовый спектр  $\pi^+\pi^-\pi^0$  примерно за одни сутки набора экспериментальных данных. Результат получен при быстром моделировании методом Монте-Карло при следующих условиях:

- энергетическое разрешение калориметра  $\sigma_E/E = 0,15/\sqrt{E} \oplus 0,03$ , координатное разрешение  $\sigma_{x,y} = 1,5 + 6/\sqrt{E}$  мм;
- для заряженных частиц импульсное разрешение не зависело от импульса и составляло  $\Delta P/P = 2\%$ , кроме того, было введено ограничение по импульсу заряженных частиц  $P > 0,5$  ГэВ/с;
- было разыграно  $5 \cdot 10^7$  minbias-событий;
- интервал масс для выделения  $\pi^0$ -мезонов составлял  $\pm 10$  МэВ.

Исследование такого количества реакций является уникальным, особенно с учетом ожидаемой точности измерений. Возможности установки СПАСЧАРМ позволят исследовать зависимость спиновых эффектов от

Рис. 12. Спектры масс  $\pi^+\pi^-\pi^0$  (в  $\text{ГэВ}/c^2$ )

таких переменных, как поперечный импульс ( $p_T$ ), переменная Фейнмана ( $x_F$ ), энергия реакции  $\sqrt{s}$  в с.ц.м., атомный вес ядра мишени  $A_2$  или пучка  $A_1$ , множественность вторичных заряженных частиц в событии ( $N_{\text{ch}}$ ), а также центральность ( $C_T$ ) соударения пучковой частицы с ядром. Две последние возможности могут быть реализованы благодаря использованию годоскопов множественности и времени пролета.

Измерение множественности адронов дает дополнительную информацию о динамике сильных взаимодействий. Множественность заряженных адронов характеризует температуру и плотность состояния, образующегося в момент взаимодействия, а также процесс адронизации и конфайнмента кварков. Первые измерения  $A_N$  для заряженных пионов в эксперименте BRAHMS на коллайдере RHIC (BNL, США) показали значительную зависимость асимметрии от множественности частиц в событии [50]. Исследование корреляции спиновых наблюдаемых ( $A_N$ ,  $P_N$ ,  $\rho_{m,m'}$ ,  $D_{NN}$ ) и множественности  $N_{\text{ch}}$  открывает новые возможности изучения механизма происхождения поляризованных явлений.

Для многих реакций с образованием барионов и антибарионов в конечном состоянии важно иметь возможность регистрации нейтронов. Для этого установка будет оснащена адронным калориметром, который также важен для организации эффективного триггера и регистрации нейтронов и  $K_L^0$ -мезонов.

В табл. 3 приведена ожидаемая статистика регистрации гиперонов.

Разница в статистике по сравнению с данными табл. 2 объясняется использованием разных типов триггеров (при регистрации гиперонов используется только триггер на взаимодействие). Статистическая точность измерений  $A_N$  составит  $\delta A_N \approx 2,5/[(1 - B/N_{\text{EV}})\sqrt{N_{\text{EV}}}]$ . Она будет находиться в диапазоне от  $2 \cdot 10^{-4}$  для образования  $\Xi^-$ -гиперона до  $2 \cdot 10^{-2}$  для  $\bar{\Sigma}^-$ -антигиперона. Разбиение всей статистики по 10 ячейкам (по переменным  $p_T$  или  $x_F$ ) увеличит статистические ошибки в каждом

Таблица 3. Ожидаемое число событий  $N_{EV}$  рождения гиперонов и отношение эффекта к фону  $S/B$  для месячного сеанса на протонном пучке ( $6 \cdot 10^{10}$  взаимодействий) при триггере только на взаимодействиях в мишени

Частица	$N_{EV}$	$S/B$	Частица	$N_{EV}$	$S/B$
$\Lambda \rightarrow p\pi^-$	$6,9 \cdot 10^7$	10,00	$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$	$2,1 \cdot 10^6$	12,50
$\Lambda \rightarrow n\pi^0$	$6,3 \cdot 10^7$	0,20	$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{n}\pi^0$	$1,2 \cdot 10^6$	0,13
$\Sigma^+ \rightarrow p\pi^+$	$2,6 \cdot 10^8$	0,03	$\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-$	$4,4 \cdot 10^6$	0,06
$\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$	$1,5 \cdot 10^8$	0,03	$\bar{\Sigma}^+ \rightarrow \bar{p}\pi^+$	$6,0 \cdot 10^6$	0,14
$\Delta^{++} \rightarrow p\pi^+$	$2,3 \cdot 10^9$	0,33	$\bar{\Delta}^- \rightarrow \bar{p}\pi^-$	$2,3 \cdot 10^7$	0,20
$\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$	$9,9 \cdot 10^7$	10,00	$\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^+$	$2,8 \cdot 10^6$	17,00

бине до уровня  $6 \cdot 10^{-4}$  для образования  $\Xi^-$ -гиперона и  $6 \cdot 10^{-2}$  для  $\bar{\Sigma}^-$ -антигиперона.

**1.3. Измерение поперечных поляризаций  $P_N$  гиперонов и антигиперонов.** СПАСЧАРМ станет первым экспериментом, в котором будет возможно одновременно измерять  $A_N$  и  $P_N$  для гиперонов. Сравнение  $A_N$  и  $P_N$  для гиперонов (антигиперонов) открывает дополнительные возможности для выбора (или дискриминации) конкретной модели генерации значительных асимметрий и поляризаций.

Измерение поляризации гиперонов возможно благодаря наличию слабого распада, происходящего с нарушением пространственной четности. Так, в случае распада  $\Lambda$ -гиперона из состояния с поляризацией  $P$  на  $\pi^-$ -мезон и протон зависимость вероятности вылета протона под углом  $\theta_p$  к направлению вектора поляризации гиперона  $\mathbf{P}$  имеет вид

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{1 + \alpha \mathbf{P} \mathbf{e}_p}{4\pi} = \frac{1 + \alpha P \cos \theta_p}{4\pi},$$

где  $\mathbf{e}_p$  — единичный вектор в направлении движения протона в системе покоя гиперона. Вектор  $\mathbf{P}$  в силу сохранения четности в сильных взаимодействиях направлен вдоль вектора нормали  $\mathbf{n}$  к плоскости рассеяния, определяемой направлением импульса налетающего бариона  $\mathbf{p}_a$  и импульса образующегося гиперона  $\mathbf{p}_c$ :  $\mathbf{n} = (\mathbf{p}_a \times \mathbf{p}_c) / |\mathbf{p}_a \times \mathbf{p}_c|$ . По данным экспериментов 1960–1970 гг., параметр асимметрии  $\alpha = 0,642 \pm 0,013$  нарушающего четность слабого распада является мерой интерференции между волнами  $s$  и  $p$  в конечном состоянии [51]. Следует отметить, что новые измерения эксперимента BES-III дали другое значение, а именно  $\alpha = 0,750 \pm 0,009 \pm 0,004$  [52].

Поперечные поляризации  $P_N$  гиперонов и антигиперонов могут измеряться на любом из пучков, рассмотренных выше, — неполяризованном или поляризованном. В последнем случае необходимо будет усреднять  $P_N$  по двум поляризациям. Также можно использовать неполяризованную часть пучка, которая будет присутствовать и измеряться при работе системы мечения пучка [53]. Ожидаемая статистика

по соответствующим реакциям имеется в приведенных выше таблицах. Для оценки статистической точности измерения  $P_N$  гиперонов можно воспользоваться одной из формул определения поляризации —  $P_N = 2/\alpha(\text{Up} - \text{Down})/(\text{Up} + \text{Down})$ , где Up и Down обозначают интегралы поправленного на эффективность углового распределения в области положительных (Up) и отрицательных (Down) значений косинуса угла  $\theta_p$ , между нормалью к плоскости рассеяния и направлением вылета протона в системе покоя гиперона [54]. Статистическая точность измерения  $P_N$  гиперонов по аналогии с  $\delta A_N$  определяется выражением  $\delta P_N = 2/[(1 - B/N_{EV})\alpha\sqrt{N_{EV}}]$ , где  $N_{EV} = \text{Up} + \text{Down} = S + B$  — полное число событий с гипероном в конечном состоянии,  $B$  — число фоновых событий под пиком массы реконструированного гиперона. Параметр  $\alpha$  для большинства гиперонов имеет значительную величину (порядка 0,5), что позволяет получать высокую точность измерений  $P_N$ .

Измерения поляризации гиперонов начались в 1970-е гг. и дали неожиданный результат: поляризация  $\Lambda$ -гиперона велика и не убывает с энергией. Краткий обзор существующих экспериментальных данных и предсказаний в рамках одной из моделей приведены в прил. А.1.4.

В эксперименте СПАСЧАРМ возможно измерение поляризации не только  $\Lambda$ -гиперона, но и других гиперонов и антигиперонов. Поскольку расстояние от центра мишени до последней камеры перед спектрометрическим магнитом составляет почти 3 м, то большинство распадов гиперонов будет происходить в оснащенной трековыми детекторами области установки, поэтому параметры треков от распада гиперонов могут быть измерены.

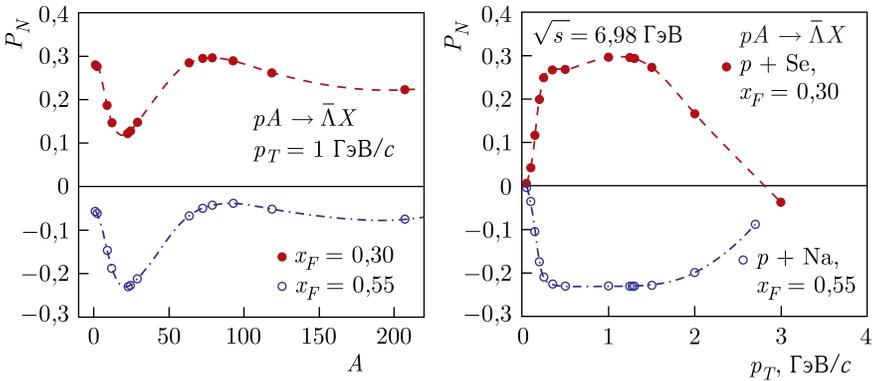
В табл. 4 представлены значения параметров распада гиперонов ( $\alpha$  и  $c\tau$ ), где  $\tau$  — время жизни и  $c$  — скорость света, а также среднее расстояние пролета гиперона до распада при энергии гиперона 10 ГэВ ( $L$ ) [51].

С учетом статистики гиперонов (табл. 1–3) и параметров распада (см. табл. 4) статистическая точность для большинства реакций будет не хуже 0,5%, а для реакции  $K^-p \rightarrow \Sigma^-X$  она составит 8%. На рис. 13 представлены предсказания поляризации  $\bar{\Lambda}$ -гиперонов в  $pA$ -взаимодействии в рамках модели ХПК [35–37].

Эксперимент СПАСЧАРМ позволяет провести измерение параметров передачи спина (параметров Вольфенштейна) в реакции  $p^\uparrow + p \rightarrow \Lambda^\uparrow + X$ . Впервые предоставляется возможность измерить в этой реакции сразу пять параметров передачи спина, а именно  $D$ ,  $R$ ,  $A$ ,  $R'$  и  $A'$ , где  $D$  — доля компоненты нормальной поляризации пучка, переданной нормальной компоненте поляризации  $\Lambda$ ;  $R$  — доля поперечной компоненты поляризации пучка, передаваемая поперечной компоненте поляризации  $\Lambda$ ;  $A$  — доля продольной поляризации пучка, передаваемая поперечной компоненте поляризации  $\Lambda$ ;  $R'$  — доля поперечной компоненты поляризации пучка, передаваемая продольной компоненте поляризации  $\Lambda$ ;  $A'$  —

Таблица 4. Свойства распада гиперонов

Мода распада	Кварковый состав	BR, %	$\alpha$	$\sigma_T$ , см	$L$ , см
$\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$	$uus$	$51,57 \pm 0,30$	$-0,980 \pm 0,016$	2,404	20,21
$\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$	$uus$	$48,31 \pm 0,30$	$0,068 \pm 0,013$	2,404	20,21
$\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$	$dds$	$99,848 \pm 0,005$	$-0,068 \pm 0,008$	4,434	37,03
$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$	$uds$	100	—	$2,22 \cdot 10^{-9}$	$1,86 \cdot 10^{-8}$
$\Lambda \rightarrow p\pi^-$	$uds$	$63,9 \pm 0,5$	$0,642 \pm 0,013$	7,89	70,7
$\Lambda \rightarrow n\pi^0$	$uds$	$35,8 \pm 0,5$	$0,650 \pm 0,040$	7,89	70,7
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	$uss$	$99,524 \pm 0,012$	$-0,406 \pm 0,013$	8,71	66,2
$\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$	$dss$	$99,887 \pm 0,035$	$-0,458 \pm 0,012$	4,91	37,1
$\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-$	$sss$	$67,8 \pm 0,7$	$0,0180 \pm 0,0024$	2,461	14,71
$\Omega^- \rightarrow \Xi^0\pi^-$	$sss$	$23,6 \pm 0,7$	$0,090 \pm 0,140$	2,461	14,71
$\Omega^- \rightarrow \Xi^-\pi^0$	$sss$	$8,6 \pm 0,4$	$0,050 \pm 0,210$	2,461	14,71


 Рис. 13. Предсказания поляризации  $\bar{\Lambda}$ -гиперонов в  $pA$ -взаимодействии в рамках модели хромагнитной поляризации кварков

доля продольной поляризации пучка, переданная продольной компоненте поляризации  $\Lambda$ -гиперона\*.

**1.4. Измерение элементов матрицы плотности  $\rho_{ik}$  векторных мезонов.** Как и в случае гиперонов, для векторных мезонов можно измерить и сравнить выстроенность и  $A_N$ . Элементы матрицы плотности  $\rho_{ik}$  векторных мезонов могут измеряться на любом из пучков,

\* Выбрана следующая система координат:  $\mathbf{n} = \mathbf{p}_i \times \mathbf{p}_f / |\mathbf{p}_i| |\mathbf{p}_f|$  — нормальная компонента,  $\mathbf{k}_i = \mathbf{p}_i / |\mathbf{p}_i|$  — продольная компонента,  $\mathbf{s} = \mathbf{n} \times \mathbf{k}_i$  — поперечная боковая компонента, где  $\mathbf{p}_i$  — импульс поляризованного пучка, а  $\mathbf{p}_f$  — импульс  $\Lambda$ -гиперона.

рассмотренных выше, — неполяризованном или поляризованном. Если односпиновые эффекты связаны с поляризацией кварков и антикварков до процесса их адронизации, то мы должны наблюдать поляризацию не только гиперонов, но и векторных мезонов [55]. Выстроенность векторных мезонов ( $V$ ) описывается элементами  $\rho_{m,m'}$  спиновой матрицы плотностью  $\rho$ , где  $m$  и  $m'$  обозначают спиновые компоненты вдоль оси квантования.

Диагональные элементы  $\rho_{11}$ ,  $\rho_{00}$  и  $\rho_{-1-1}$  для матрицы с единичным следом, являющиеся относительными интенсивностями компонент спина мезона  $m$ , могут принять значения 1, 0, и  $-1$  соответственно, которые должны быть равны  $1/3$  для случая неполяризованных частиц. Поскольку векторные мезоны обычно распадаются за счет сильного взаимодействия на два псевдоскалярных мезона, трудно измерить все элементы матрицы  $\rho$ . Но некоторые из них могут быть легко определены на основе данных измерений угловых распределений продуктов распада. Можно показать, что в системе покоя векторного мезона  $V$  для распада  $V \rightarrow h_1 + h_2$ , где  $h_1$  и  $h_2$  являются псевдоскалярными мезонами, угловое распределение  $W(\theta, \varphi) = dN/d\Omega$  продуктов распада имеет следующий вид [56]:

$$W(\theta, \varphi) = 0,75 \left\{ \cos^2 2\theta \rho_{00} + \sin^2 2\theta (\rho_{11} + \rho_{-1-1}) / 2 - \right. \\ \left. - \sin 2\theta (\cos \varphi \operatorname{Re} \rho_{10} - \sin \varphi \operatorname{Im} \rho_{10}) / \sqrt{2} + \right. \\ \left. + \sin 2\theta (\cos \varphi \operatorname{Re} \rho_{-10} + \sin \varphi \operatorname{Im} \rho_{-10}) / \sqrt{2} - \right. \\ \left. - \sin^2 2\theta [(\cos (2\varphi) \operatorname{Re} \rho_{1-1} - \sin (2\varphi) \operatorname{Im} \rho_{1-1})] \right\} / \pi.$$

Здесь  $\theta$  является полярным углом между направлением движения  $h_1$  и осью квантования,  $\varphi$  есть азимутальный угол. Интегрируя по углу  $\varphi$ , получаем

$$W(\theta) = 0,75 [(1 - \rho_{00}) + (3\rho_{00} - 1) \cos 2\theta].$$

Аналогично, интегрируя по углу  $\theta$ , получаем

$$W(\varphi) = 0,5 [1 - 2 \cos (2\varphi) \operatorname{Re} \rho_{1-1} + 2 \sin (2\varphi) \operatorname{Im} \rho_{1-1}] / \pi.$$

Отклонение  $\rho_{00}$  от  $1/3$  приводит к неравномерному распределению продуктов распада по  $\cos \theta$ . Измеряя  $W(\theta)$ , можно определить  $\rho_{00}$ . Другие элементы ( $\rho_{10}$  и  $\rho_{-1-1}$ ) можно изучать путем измерения  $W(\theta, \varphi)$ . В ряде случаев такие измерения уже были проведены для адрон-адронных соударений, например в работах [57–61].

В отличие от поляризации гиперонов параметр выстроенности спина векторных мезонов  $\rho_{00}$  не связан с направлением плоскости реакции, так как он зависит только от  $\cos^2 \theta$ . Поэтому, с одной стороны, невозможно измерить знак поляризации кварка посредством определения параметра выстроенности спина векторных мезонов, с другой стороны, нет необходимости определять направление плоскости реакции для измерения  $\rho_{00}$ , которая прямо связана с величиной поляризации кварка вдоль направления нормали к плоскости реакции [60].

Другая возможность измерения поляризации векторных мезонов реализуется в их распадах на пару фермион–антифермион [62]. Так, для измерения поляризации  $J/\psi$ -мезона используется анализ угловой зависимости его распада на  $\mu^+\mu^-$  в спиральном базисе, в котором ось квантования проходит вдоль направления движения векторного мезона в лабораторной системе. Мы определяем  $\theta^*$  как угол между импульсом  $\mu^+$  в системе покоя  $J/\psi$  и осью квантования. Нормированное угловое распределение  $\mu^+$  описывается выражением  $I(\cos \theta^*) = 1,5(1 + \alpha \cos^2 \theta^*)/(\alpha + 3)$ .

Параметр поляризации  $\alpha$  связан с сечениями образования поперечного ( $\sigma_T$ ) и продольно- ( $\sigma_L$ ) поляризованного векторного мезона соотношением  $\alpha = (\sigma_T - 2\sigma_L)/(\sigma_T + 2\sigma_L)$ . Для неполяризованных векторных мезонов мы имеем  $\alpha = 0$ , тогда как  $\alpha = +1$  или  $-1$  для 100%-й поперечной или продольной поляризации соответственно.

Для ряда векторных мезонов ( $\omega, \varphi$  и  $J/\psi$ ) в эксперименте СПАСЧАРМ возможно одновременное измерение элемента матрицы плотности  $\rho_{00}$  в моде распада на псевдоскалярные мезоны и параметра  $\alpha$  в модах их распадов на  $\mu^+\mu^-$  и  $e^+e^-$ . Также имеется возможность измерения для этих векторных мезонов односпиновой асимметрии  $A_N$  с использованием поляризованной мишени либо поляризованного пучка.

Систематических исследований выстроенности ранее не проводилось. Следует, однако, выделить недавнюю работу эксперимента STAR, в котором обнаружена неожиданно большая выстроенность  $\varphi$ -мезона [63].

Одновременное измерение на одной установке трех различных параметров поляризации векторных мезонов является большим преимуществом предлагаемой программы исследований, поскольку позволяет сделать более значимую дискриминацию альтернативных моделей происхождения поляризационных эффектов. В табл. 2 и 5 приведены различные возможные реакции, в том числе 24 реакции с векторными мезонами в конечном состоянии. Для них могут быть измерены не только элементы матрицы плотности  $\rho_{ik}$ , но и односпиновые асимметрии  $A_N$ . Ранее столь масштабных исследований спиновых эффектов для векторных мезонов не планировалось.

**1.5. Измерение односпиновых асимметрий на пучке отрицательных частиц.** Систематическое исследование спиновых эффектов началось еще до создания канала 24А поляризованных частиц — с использованием пилотной версии установки и поляризованной мишени. В этом случае основные измерения проводятся в области фрагментации неполяризованного пучка на канале 14. Измерения на этом канале можно проводить с применением вторичного пучка отрицательных частиц и протонного пучка, выведенного с помощью эффекта каналирования непосредственно из ускорителя. Основная программа измерений не предусматривает применение протонного пучка, так как односпиновые асимметрии в области его фрагментации должны быть совместимы с нулем.

Первые измерения, проведенные на установке ПРОЗА, дали неожиданный результат: асимметрия инклюзивно рожденных частиц даже в этой области может достигать существенных величин вблизи границы фазового объема (рис. 14).

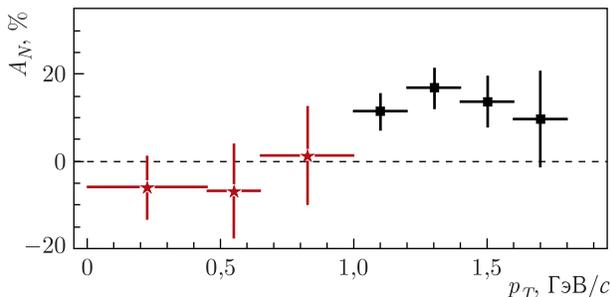


Рис. 14. Зависимость  $A_N(p_T)$  для реакции  $\pi^- d^\dagger \rightarrow \pi^0 X$  при энергии пучка 40 ГэВ в области фрагментации  $\pi^-$ -пучка [64, 65] (значение  $x_F$  находится в интервале  $0,7 < x_F < 1,0$ )

Детальные исследования будут проводиться для большого числа частиц с использованием подготавливаемого оборудования.

**1.5.1. Исследование инклюзивных реакций, включая пучок антипротонов.** Исследования инклюзивных процессов на канале 14 будут проводиться с использованием пучка отрицательных частиц с энергией 28 или 34 ГэВ\*. Неполяризованный отрицательно заряженный пучок имеет следующий состав:  $\pi^-/K^-/\bar{p} = 97,9/1,8/0,3$  (%). Тип частицы пучка определяется пороговыми черенковскими счетчиками, расположенными на пучке (см. п. 3.1). Интегральная статистика за месяц работы и величина комбинаторного фона для различных инклюзивных реакций, полученные при быстром моделировании, приведены в табл. 5. Указаны тип регистрируемой частицы и продукты ее распада. Для некоторых реакций предполагается использовать несколько мод распада частиц и резонансов.

Для реакций на поляризованной мишени, приведенных в табл. 5, при низком уровне фона  $\delta A_N \approx 13/\sqrt{N_{EV}}$ . Для характерной статистики  $N_{EV} = 10^8$  получаем точность  $\delta A_N = 1,3 \cdot 10^{-3}$ . Если разделить всю статистику на 100 ячеек по переменным  $p_T$  и  $x_F$ , то увеличится характерная ошибка в отдельной точке до уровня 1,3%. В случае меньшей статистики (порядка  $10^6$ ) интегральная точность составит 1,3%. Для ряда реакций с высоким уровнем фона ( $S/B < 0,3$ ) точность измерений будет несколько хуже. Отметим, что для многих из перечисленных в табл. 5 адронов

\* Энергия вторичных частиц зависит от энергии ускоренного в У-70 пучка (50 или 60 ГэВ соответственно).

односпиновая асимметрия никогда не измерялась. В прил. Б приведены статистика и массовые спектры с использованием отрицательных каонов. Примесь  $K^-$ -мезонов в неполяризованном пучке составляет всего 1,8%, что приводит к значительному снижению числа событий по сравнению с  $\pi^-$ -пучком, однако эти измерения позволяют параллельно с набором данных на  $\pi^-$ -пучке получить уникальные данные по ранее неисследованным реакциям с пучком, содержащим странный кварк.

Таблица 5. Ожидаемое число событий  $N_{EV}$  и отношение эффекта к фону  $S/B$  для месячного сеанса на  $\pi^-$ -пучке ( $6 \cdot 10^{10}$  взаимодействий) при энергии 34 ГэВ

Частица	$N_{EV}$	$S/B$	Частица	$N_{EV}$	$S/B$
$\pi^+$	$4,2 \cdot 10^9$		$\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$5,3 \cdot 10^6$	5,00
$\pi^-$	$8,7 \cdot 10^9$		$\omega(782) \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$3,5 \cdot 10^7$	4,00
$K^+$	$6,7 \cdot 10^8$		$\omega(782) \rightarrow \gamma \pi^0$	$3,8 \cdot 10^7$	0,50
$K^-$	$9,0 \cdot 10^8$		$\varphi(1020) \rightarrow K^+ K^-$	$4,3 \cdot 10^6$	3,30
$p$	$9,2 \cdot 10^7$		$\rho^+(770) \rightarrow \pi^+ \pi^0$	$2,9 \cdot 10^8$	0,17
$\bar{p}$	$2,6 \cdot 10^8$		$\rho^-(770) \rightarrow \pi^- \pi^0$	$7,5 \cdot 10^8$	0,33
$n$	$3,2 \cdot 10^8$		$K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$1,7 \cdot 10^7$	0,29
$\bar{n}$	$8,0 \cdot 10^7$		$a_0(980) \rightarrow \eta \pi^0$	$1,8 \cdot 10^7$	0,11
$K^0 L$	$1,0 \cdot 10^8$		$\Lambda \rightarrow p \pi^-$	$1,4 \cdot 10^6$	10,00
$\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$	$4,3 \cdot 10^9$	10,00	$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+$	$1,1 \cdot 10^6$	20,00
$\eta \rightarrow \gamma \gamma$	$4,2 \cdot 10^8$	2,00	$\Lambda \rightarrow n \pi^0$	$1,8 \cdot 10^6$	0,33
$\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$	$8,3 \cdot 10^5$	20,00	$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{n} \pi^0$	$7,7 \cdot 10^5$	2,20
$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$1,3 \cdot 10^7$	3,30	$\Delta^{++} \rightarrow p \pi^+$	$9,3 \cdot 10^6$	0,50
$\rho^0(770) \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$4,2 \cdot 10^8$	0,40	$\Delta^{--} \rightarrow \bar{p} \pi^-$	$2,5 \cdot 10^7$	0,18
$K^{0*}(892) \rightarrow K^+ \pi^-$	$1,1 \cdot 10^8$	1,70	$\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$	$1,9 \cdot 10^6$	10,00
$\bar{K}^{0*}(892) \rightarrow K^- \pi^+$	$4,3 \cdot 10^7$	0,50	$\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda} \pi^+$	$1,6 \cdot 10^6$	10,00
$K^{+*}(892) \rightarrow K^+ \pi^0$	$1,9 \cdot 10^7$	0,38	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$	$1,2 \cdot 10^6$	2,00
$\bar{K}^{-*}(892) \rightarrow K^- \pi^0$	$3,8 \cdot 10^7$	0,77	$\Sigma^0(1385) \rightarrow \Lambda \pi^0$	$3,9 \cdot 10^6$	5,00
$\omega(782) \rightarrow e^+ e^-$	$1,7 \cdot 10^5$	2,00	$\rho^0(770) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$9,7 \cdot 10^4$	1,40

**1.5.2. Исследование эксклюзивных каналов.** Комплекс измерений, описанных выше (односпиновые процессы, в которых измеряется поляризация лишь одной из частиц, участвующих в реакции, в начальном либо конечном состоянии), включает не только инклюзивные, но и эксклюзивные процессы. В последнем случае предполагается использовать дополнительно вето-систему поляризованной мишени. Это позволит значительно снизить уровень фона в эксклюзивных процессах.

Значительный вклад в исследование спиновых эффектов в эксклюзивных зарядово-обменных реакциях был получен в серии экспериментов

в ИФВЭ на установке ПРОЗА при энергии пучка 40 ГэВ [66–72]. Большинство данных в других экспериментах было получено при умеренных энергиях пучка (до 12 ГэВ), ниже энергий ускорительного комплекса ИФВЭ. Исследования на установке СПАСЧАРМ позволят существенно повысить точность измерений.

Отметим, что в мезонных пучках наблюдаются ненулевые поляризационные эффекты в области фрагментации неполяризованного пучка, что не имеет пока теоретического объяснения. На установке ПРОЗА в 1980-е гг. измерялись асимметрии в эксклюзивном образовании в реакции  $\pi^- p^\uparrow \rightarrow h^0 n$  при энергии 40 ГэВ. Обзор данных исследований приведен в прил. А.1.2. Здесь отметим только две реакции, а именно  $\pi^- p^\uparrow \rightarrow \omega(782)n$  (рис. 15) и  $\pi^- p^\uparrow \rightarrow \eta'(958)n$  (рис. 16), результаты по которым указывают на большие эффекты и осцилляции асимметрии.

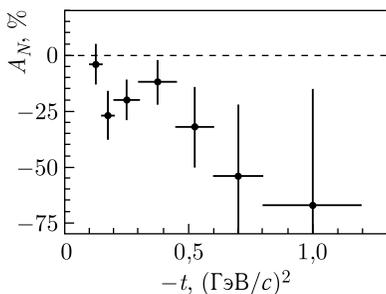


Рис. 15. Асимметрия в реакции  $\pi^- p^\uparrow \rightarrow \omega(782)n$  при энергии 40 ГэВ [71],  $\omega$ -мезон регистрировался в режиме распада на  $\pi^0$  и  $\gamma$

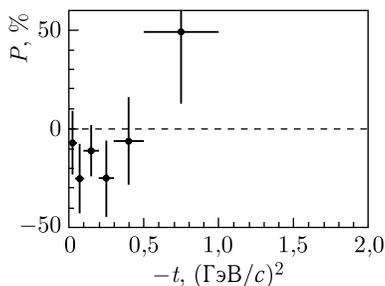


Рис. 16. Асимметрия в реакции  $\pi^- p^\uparrow \rightarrow \eta'(958)n$  при энергии 40 ГэВ [69],  $\eta'$ -мезон регистрировался в режиме распада на два  $\gamma$ -кванта

Статистика в реакции  $\pi^- p^\uparrow \rightarrow \omega(782)n$  (33 тыс. полезных событий на поляризованной мишени) была набрана в трех сеансах с телесным углом электромагнитного калориметра, составляющим половину от телесного угла калориметра установки СПАСЧАРМ. За три сеанса работы с учетом двух мод распада — на  $\pi^+\pi^-\pi^0$  и  $\pi^0\gamma$  — можно набрать статистику в 20 раз больше. Моделирование массового спектра событий, в которых зарегистрирована комбинация  $\pi^+\pi^-\pi^0$ , приведено ранее на рис. 12. Тогда, например, в первых четырех точках, соответствующих данным на рис. 15, ошибка асимметрии будет около 2% вместо сегодняшних 10%.

Статистика в реакции  $\pi^- p^\uparrow \rightarrow \eta'(958)n$  (11 тыс. полезных событий на поляризованной мишени) была также набрана в трех сеансах с телесным углом электромагнитного калориметра, составляющим половину от телесного угла калориметра установки СПАСЧАРМ. За три сеанса работы с учетом двух дополнительных мод распада на  $\pi^+\pi^-\eta$  и  $\pi^+\pi^-\gamma$  можно

набрать статистику примерно в 20 раз больше. Тогда, например, в первых трех точках ошибка асимметрии будет составлять 3–4% вместо сегодняшних 13–17%. Результаты по реакции  $\pi^- p \rightarrow f_2(1270)n$  представлены ниже — на рис. 108. За три сеанса работы с учетом дополнительной моды распада на  $\pi^+\pi^-$  можно набрать статистику в 2 раза больше. Тогда суммарная ошибка асимметрии по всем сеансам будет почти в 2 раза меньше.

Исследования на установке СПАСЧАРМ позволят существенно повысить точность измерений. Отметим, что все измерения в эксклюзивных каналах предполагается проводить одновременно с исследованиями инклюзивных процессов, т. е. не требуется дополнительного ускорительного времени.

**1.5.3. Начало исследований по программе СПАСЧАРМ на канале 14.** В настоящее время пилотная версия установки подготовлена к исследованиям и уже проведены первые методические сеансы, а также тестовый сеанс по измерению односпиновой асимметрии инклюзивного рождения заряженных адронов\*. Описание используемой экспериментальной установки приведено в п. 3.1.

В рамках этих сеансов осуществлены запуск и настройка основных детекторов (трековой системы). Анализ экспериментальных данных позволил добиться высокой эффективности детекторов трековой системы (см. подробнее в п. 3.4.2.4). Набранные первые экспериментальные данные дали возможность оценить статистические ошибки измерения в проведенном сеансе и провести верификацию алгоритмов реконструкции частиц.

Ожидаемые статистические точности измерения асимметрии  $\delta A_N$  инклюзивного рождения по данным первого тестового сеанса для различных интервалов по  $p_T$  и  $x_F$  для  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов приведены в табл. 6 и 7 соответственно.

Ожидаемая статистическая точность измерения асимметрии составляет примерно 1,0–2,5%. В настоящее время разрабатывается алгоритм вычисления односпиновой асимметрии заряженных адронов с минимальным уровнем систематических ошибок, что принципиально важно при исследовании поляризационных явлений с измеряемой асимметрией порядка нескольких процентов. Предварительные результаты анализа доложены на международной конференции ICPPA-2020 в МИФИ и опубликованы [73].

Цель ближайшего сеанса\*\* по набору экспериментальных данных — новый набор статистики для измерения односпиновой асимметрии ин-

\* Идентификация типа частиц не проводилась, большинство регистрируемых частиц являются  $\pi$ -мезонами.

\*\* Планируется в ноябре–декабре 2022 г.

Таблица 6. Ожидаемая статистическая точность измерения односпиновой асимметрии  $\delta A_N$  инклюзивного рождения  $\pi^+$ -мезонов по набранным данным

$p_T$	$0,0 < x_F < 0,1$	$0,1 < x_F < 0,2$	$0,2 < x_F < 0,3$	$0,3 < x_F < 0,4$	$0,4 < x_F < 0,5$	$0,5 < x_F < 0,6$	$0,6 < x_F < 0,7$	$0,7 < x_F < 1,0$
$0,0 < p_T < 0,5$	0,004	0,004	0,007	0,011	0,017	0,025	0,035	0,035
$0,5 < p_T < 4,0$	0,106	0,019	0,012	0,013	0,016	0,021	0,026	0,021

Таблица 7. Ожидаемая статистическая точность измерения односпиновой асимметрии  $\delta A_N$  инклюзивного рождения  $\pi^-$ -мезонов по набранным данным

$p_T$	$0,0 < x_F < 0,1$	$0,1 < x_F < 0,2$	$0,2 < x_F < 0,3$	$0,3 < x_F < 0,4$	$0,4 < x_F < 0,5$	$0,5 < x_F < 0,6$	$0,6 < x_F < 0,7$	$0,7 < x_F < 1,0$
$0,0 < p_T < 0,5$	0,004	0,004	0,006	0,008	0,010	0,013	0,016	0,013
$0,5 < p_T < 4,0$	0,078	0,013	0,009	0,009	0,011	0,013	0,015	0,010

Таблица 8. Ожидаемая статистическая точность измерения односпиновой асимметрии в реакции  $\pi^- p^\uparrow \rightarrow K_s^0 X$  за 20-дневный сеанс на установке СПАСЧАРМ

$p_T$	$0 < p_z \leq 4,0$	$4,0 < p_z \leq 8,0$	$8,0 < p_z \leq 12,0$	$12,0 < p_z \leq 16,0$	$p_z > 16,0$
$0 < p_T \leq 0,25$	0,016	0,01	0,018	0,043	0,073
$0,25 < p_T \leq 0,5$	0,024	0,008	0,012	0,024	0,039
$0,5 < p_T \leq 1,0$	0,237	0,013	0,011	0,019	0,033
$p_T > 1,0$	—	0,186	0,039	0,039	0,058

клюдивного рождения заряженных пионов, а также данные для измерения односпиновой асимметрии инклюзивного рождения  $K_S^0$ -мезона. Измерение односпиновой асимметрии инклюзивного рождения  $K_S^0$ -мезонов стало возможным после включения в состав трековых детекторов станции из тонких трубок (см. ниже описание установки) и настройки всей дрейфовой системы. Проведено реалистическое моделирование реакции  $\pi^- p^\uparrow \rightarrow K_S^0 X$ . По результатам этого моделирования за 20-суточный сеанс на установке СПАСЧАРМ для различных кинематических интервалов асимметрия в данной реакции может быть измерена с точностью до нескольких процентов (табл. 8). Подробнее моделирование данной реакции описано в прил. Б.4.1 и в работе [74].

Также проведено реалистическое моделирование возможности измерения асимметрии  $\omega(782)$ -мезонов на первом этапе эксперимента на канале 14 в рамках действующей установки. Ожидаемая статистическая точность измерения односпиновой асимметрии в реакции  $\pi^- p^\uparrow \rightarrow \omega X$  за 20-суточный сеанс на установке СПАСЧАРМ при-

ведена в табл. 9. В интересующем нас кинематическом интервале (в области фрагментации пучка при относительно больших поперечных импульсах) асимметрию можно измерить с точностью лучше 3%. Подробнее моделирование данной реакции описано в прил. Б.4.1 и в работе [75].

В 2022 г. проведен первый набор данных на неполяризованных ядерных мишенях для настройки алгоритмов реконструкции инклюзивного рождения  $K_S^0$ - и  $\omega(782)$ -мезонов. Были набраны экспериментальные данные на нескольких ядрах, планируется по этим данным не только отладить алгоритмы реконструкции, но и получить данные по  $A$ -зависимости сечения инклюзивного рождения  $K_S^0$ - и  $\omega(782)$ -мезонов. Массовые спектры  $h^+h^-$  пар, полученные при первом анализе данных на пучке  $\pi^-$ -мезонов в области масс  $K_S^0$ -мезонов и  $\Lambda$ -гиперона приведены на рис. 17.

На рис. 17, *a* массовый спектр получен для данных, набранных на одном ядре в течение нескольких часов в предположении, что обе заряженные частицы являются  $\pi$ -мезонами, а на правой — в предположении, что положительно заряженная частица является протоном. Полученная ширина  $K_S^0$ -мезона при предварительном анализе составляет 13 МэВ, а  $\Lambda$ -гиперона — 6 МэВ (пик фитировался функцией Гаусса, фон — произведением экспоненты на степенные функции).

**1.6. Резюме и перспективы.** Получение интенсивных поляризованных пучков протонов и антипротонов на канале 24А в ИФВЭ позволит осуществить обширную программу физических исследований спи-

*Таблица 9. Ожидаемая статистическая точность измерения односпиновой асимметрии в реакции  $\pi^- p^\uparrow \rightarrow \omega X$  за 20-суточный сеанс на установке СПАСЧАРМ*

$p_T$	$p_Z \leq 12,0$	$p_Z > 12,0$
$\leq 0,5$	0,052	0,022
$> 0,5$	0,050	0,024

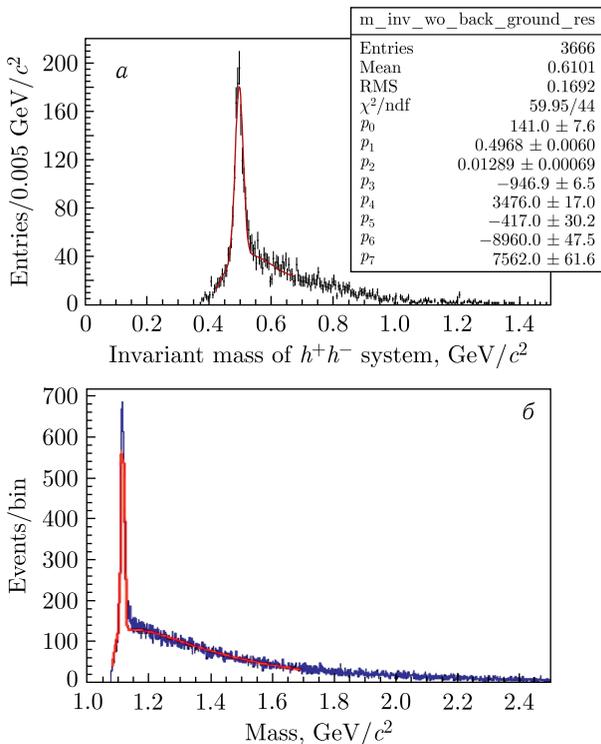


Рис. 17. Массовые спектры  $h^+h^-$ -пар, полученные при первом анализе данных на пучке  $\pi^-$ -мезонов (а) и  $K^-$ -мезонов (б)

новых явлений в области энергии 10–50 ГэВ. Возможности установки СПАСЧАРМ и чувствительность к различным физическим каналам были оценены путем моделирования событий с учетом физического фона. Наряду с поляризованными пучками на установку могут быть выведены неполяризованные пучки пионов ( $\pi^\pm$ ), каонов ( $K^\pm$ ), протонов и антипротонов, а также углеродный и дейтронный пучки. Наличие поляризованной мишени и различных пучков позволит исследовать односпиновые и двухспиновые эффекты примерно в ста различных реакциях и получить уникальные данные, которые позволят достичь значительного прогресса в понимании КХД и природы поляризационных явлений.

## 2. СОЗДАНИЕ ПУЧКОВ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ И АНТИПРОТОНОВ

Создание на ускорительном комплексе У-70 канала частиц, формирующего для эксперимента СПАСЧАРМ пучки поляризованных протонов и антипротонов от распада  $\Lambda(\bar{\Lambda})$ -гиперонов, позволит существенно

расширить проводимую в ИФВЭ программу исследований поляризаационных явлений в адронных реакциях. Вместе с тем наряду с пучками поляризованных частиц разрабатываемый канал может быть использован для получения пучков вторичных адронов обоих знаков заряда, пучков электронов в диапазоне импульсов от 10 до 45 ГэВ/с, а также пучка первичных протонов пониженной интенсивности с импульсом до 50 ГэВ/с.

Оптимизация основных параметров магнитооптической системы канала поляризованных протонов и антипротонов проводилась в рамках, ограниченных доступностью площадей экспериментальной базы ускорителя У-70 для размещения самого канала и установки СПАСЧАРМ, а также необходимостью обеспечить одновременную работу двух каналов частиц с одной мишенью. Основные результаты расчета канала поляризованных частиц приведены в работе [76]. Все представленные в данном проекте результаты расчета канала 24А взяты из этой работы.

**2.1. Канал поляризованных протонов и антипротонов.** Планируемое повышение интенсивности ускоренного протонного пучка до  $(2-3) \cdot 10^{13}$  протонов/цикл открывает новые возможности для проведения физических исследований на ускорительном комплексе У-70 ИФВЭ. В то же время перспектива работы с протонным пучком более высокой интенсивности определяет необходимость значительной перестройки существующей системы каналов частиц. В экспериментальной зоне ускорителя У-70 на площадях, освобождающихся после завершения ряда экспериментов, планируется создать два новых канала частиц на основе медленного вывода ускоренного протонного пучка с энергией 50 ГэВ и интенсивностью вывода до  $\sim 2 \cdot 10^{13}$  протонов/цикл.

Создание этих каналов, работающих одновременно с одной внешней мишенью, позволит существенно улучшить эффективность использования ускоренного в У-70 протонного пучка, повысить интенсивность и качество выводимых на экспериментальные установки пучков вторичных частиц и, что также немаловажно, отказаться от внутренних мишеней, эксплуатация которых приводит к переоблучению магнитной системы ускорителя. Два новых канала, получивших обозначения 24А и 24В (рис. 18), предназначены для обеспечения пучками частиц экспериментальных установок СПАСЧАРМ и ВЕС (Вершинный Спектрометр) соответственно.

Установка СПАСЧАРМ создается для проведения систематических исследований поляризаационных явлений в эксклюзивных и инклюзивных адронных реакциях в области энергий ускорительного комплекса ИФВЭ. В рамках программы физических исследований в этом эксперименте планируется использование целого ряда пучков: в первую очередь, пучков поляризованных протонов и антипротонов, пучков положительно и отрицательно заряженных пионов, а также пучков электронов, необходимых для калибровки аппаратуры экспериментальной установки.

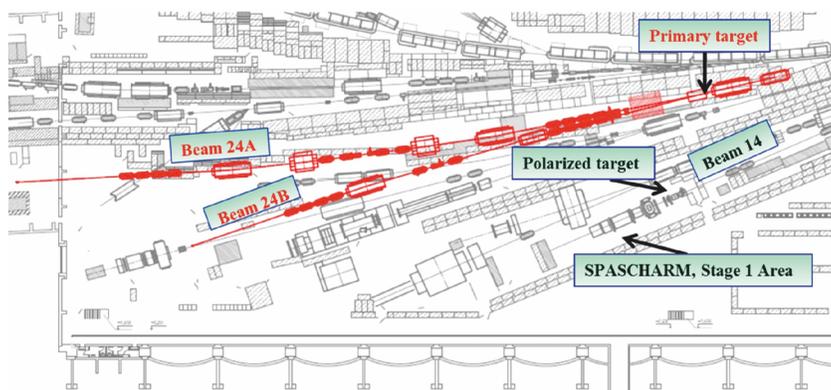


Рис. 18. Схема размещения каналов 24А и 24В в экспериментальном зале 1 БВ ускорителя У-70

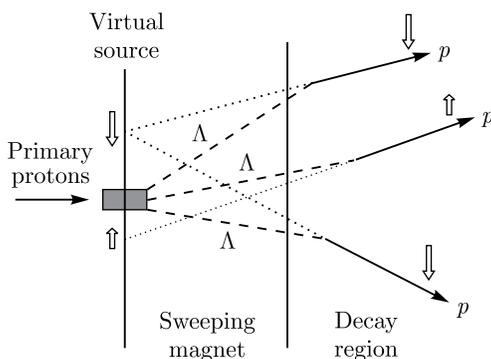


Рис. 19. Схема получения пучка поляризованных протонов из распадов  $\Lambda$ -гиперонов

Метод получения на ускорителях пучков поляризованных протонов (антипротонов) от распадов  $\Lambda(\bar{\Lambda})$ -гиперонов был предложен в работе [77]. Впервые он был успешно реализован на 800-ГэВ ускорителе FNAL для создания поляризованных пучков протонов и антипротонов с импульсом 185 ГэВ/с [78]. Позднее пучок поляризованных протонов с импульсом 40 ГэВ/с был получен на 70-ГэВ ускорителе ИФВЭ [79].

Схема получения пучка поляризованных протонов показана на рис. 19. Считалось, что в системе покоя  $\Lambda$ -гиперона, рожденного в мишени первичным протонным пучком, протон из нарушающего четность распада  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  продольно-поляризован со средней спиральностью  $\alpha = 0,642 \pm 0,13$  [51] (по данным экспериментов 1960–1970-х гг.). Все расчеты проведены именно для этой величины. Следует подчеркнуть, что новые измерения эксперимента BES-III дали другое значение, а именно  $\alpha = 0,750 \pm 0,009 \pm 0,004$  [52].

В лабораторной системе протоны имеют компоненту поперечной поляризации, которая тем больше, чем больше угол вылета протонов от распада по отношению к траекториям родительских гиперонов. В других терминах поперечная поляризация этих протонов коррелирует с координатой пересечения продолжения их траекторий с плоскостью виртуального источника, проходящей через центр мишени канала. Средняя поперечная поляризация по всему ансамблю протонов от распада  $\Lambda$ -гиперонов, очевидно, равна нулю. Однако можно получить выборки с ненулевой поперечной поляризацией путем сортировки их траекторий по углу вылета или, что то же самое, по координате пересечения с плоскостью виртуального источника. Сортировка обычно осуществляется в одной из плоскостей, например в вертикальной, вдоль оси  $y$ . С точки зрения минимизации статистических ошибок измерения спиновых асимметрий, оптимальными являются выборки с максимальным значением произведения  $FoM^* = I \xi_y^2$ , где  $I$  — интенсивность выборки, а  $\xi_y^2$  — среднее по выборке значение вертикальной поляризации. В реальных геометриях каналов интенсивность оптимальных выборок одного знака поляризации составляет, как правило, примерно 1/3 от полной интенсивности при средней поляризации  $\xi_y^2 \approx \pm 40\%$ . Остающаяся примерно 1/3 полной интенсивности приходится на неполяризованную «центральную» часть пучка. Таким образом, главная задача разработки оптики канала состоит в обеспечении доставки сформированного пучка протонов (антипротонов\*\*) от распада гиперонов (антигиперонов) заданного импульса на мишень с минимальными потерями интенсивности и поляризации, а также с предоставлением возможности сортировки и/или отбора траекторий пучковых частиц по поляризации.

В данном разделе приведены результаты разработки магнитооптической системы канала 24А, оптимизированной для получения пучков поляризованных частиц, а также характеристики формируемых на установку СПАСЧАРМ пучков. Рассмотрению характеристик канала предшествует описание мишенной станции, обеспечивающей одновременную работу каналов 24А и 24В с одной мишенью.

**2.1.1. Мишенная станция каналов 24А и 24В.** Мишенная станция (рис.20) каналов 24А и 24В будет оснащена тремя дипольными магнитами, обеспечивающими одновременную работу этих каналов с мишенью, на которую будет сбрасываться медленно выведенный из ускорителя протонный пучок. Впервые подобные системы отбора вторичных частиц одновременно в два или три канала были применены

\* Figure of Merit.

\*\* Схема получения поляризованных пучков антипротонов из распадов  $\Lambda$ -гиперонов абсолютно идентична, но с той лишь разницей, что знак корреляции поперечной поляризации с положением траектории в плоскости виртуального источника противоположный.

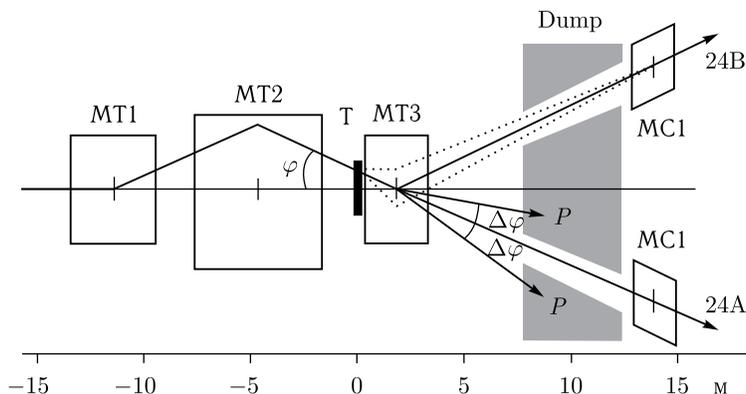


Рис. 20. Схема мишенной станции каналов 24А и 24В: Т — мишень канала; МТ1–МТ3 — дипольные магниты; МС1 — магниты-корректоры; Dump — стальной поглотитель длиной 5 м. Приведенный вариант наведения протонного пучка на мишень соответствует отбору нейтральных вторичных частиц в канал 24А и положительно (отрицательно) заряженных частиц в канал 24В. Пунктирными линиями показаны траектории вторичных заряженных частиц, отбираемых с канала 24В с ненулевыми углами рождения в мишени

в экспериментальных зонах ускорителя SPS в ЦЕРН [80]. Магниты МТ1 и МТ2 предназначены для наведения первичного протонного пучка под определенным углом  $\varphi$  в центр магнита МТ3, который, в свою очередь, обеспечивает отбор в каналы 24А и 24В заряженных вторичных частиц, рожденных в мишени канала Т.

В качестве магнитов МТ1 и МТ2 планируется использовать дипольные магниты типа СП-129 и СП-7\*, входящие в номенклатуру оборудования экспериментального комплекса ускорителя У-70. В этом случае максимальный угол наведения протонного пучка на мишень  $\varphi_{\max}$ , определяемый параметрами магнита СП-7, равен 27 мрад. Под этим же углом наведения «смотрят» в центр магнита МТ3 каналы 24А и 24В, что позволяет максимально приблизить к мишени квадрупольные линзы, входящие в состав головных объективов обоих каналов, сохраняя при этом возможность отбора нейтральных вторичных частиц в оба канала.

Являясь функциональным элементом мишенной станции каналов 24А и 24В, магнит МТ3 в то же время используется для очистки от заряженных вторичных частиц направления канала 24А при формировании в нем пучков поляризованных протонов и антипротонов от распада  $\Lambda(\bar{\Lambda})$ -гиперонов, а также пучков электронов. В связи с этим основ-

\* Параметры магнита СП-129: длина  $L = 4$  м, полезная апертура  $\text{Ш} \times \text{В} = 330 \times 100$  мм, максимальное поле  $B_{\max} = 1,8$  Тл; магнит СП-7: длина  $L = 6$  м,  $\text{Ш} \times \text{В} = 500 \times 200$  мм,  $B_{\max} = 1,8$  Тл.

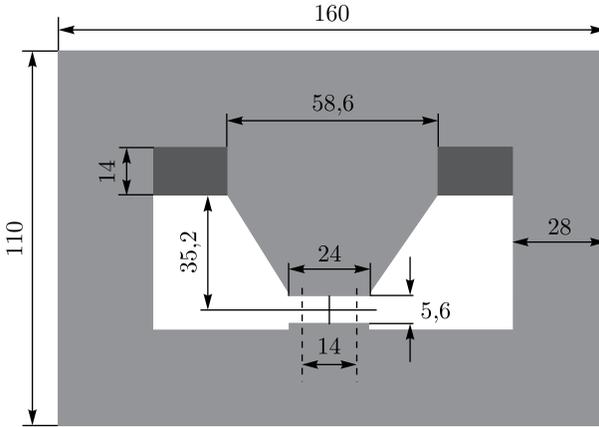


Рис. 21. Поперечное сечение магнита МТЗ (в сантиметрах)

ные параметры, положенные в основу проекта магнита МТЗ (длина  $L = 2,6$  м, максимальное поле  $B_{\max} = 1,9$  Тл, размер рабочей области  $\text{Ш} \times \text{В} = 140 \times 56$  мм), являются компромиссом достаточно противоречивых требований к его длине при максимально высоком значении магнитного поля.

Поскольку магнит МТЗ расположен непосредственно после мишени канала, на которую предполагается наводить высокоинтенсивный протонный пучок, его конструкция определяется необходимостью долговременной работы в условиях высоких радиационных нагрузок, приводящих к разрушению изоляции обмоток возбуждения. Известными вариантами решения этой проблемы является использование значительно более стойкой к воздействию радиации асбоцементной или MgO-изоляции обмоток [81, 82]. Ввиду сложности и относительно высокой стоимости изготовления таких обмоток в нашем случае единичного производства предпочтение было отдано компоновке магнита с вынесенной вверх от плоскости пучка обмоткой возбуждения [83], изготовленной методом вакуумной пропитки эпоксидным компаундом. Поперечное сечение магнита МТЗ в выбранной компоновке показано на рис. 21.

Как следует из расчетов мощности дозы, произведенных с использованием программы MARS [84], ресурс обмотки магнита (время набора дозы 10 МГр) составляет  $\sim 300$  сут. В расчетах мощности дозы и параметров формируемых пучков частиц предполагалось, что алюминиевая мишень канала Т длиной 0,4 м и толщиной 3,0 мм размещена вплотную к входному торцу магнита МТЗ. Ширина мишени составляет  $\sim 100$  мм, что позволяет не перемещать мишень в горизонтальной плоскости при изменении угла наведения протонного пучка в пределах  $\pm 27$  мрад.

Дополнительная защита в виде бетона, заполняющего пространство внутри ярма магнита от нижнего полюса до обмотки, и стальных пла-

стин, затеняющих выступающие части обмоток, повышает ее ресурс до 2600 сут при интенсивности первичного пучка  $2 \cdot 10^{13}$  протонов/цикл, что решает основную проблему эксплуатации этого магнита в условиях высоких радиационных нагрузок.

Приведенная на рис. 20 симметричная относительно направления исходного протонного пучка схема мишенной станции создает эквивалентные условия для отбора вторичных (нейтральных и заряженных) частиц в направлении обоих каналов. При этом:

— при отборе по направлению одного из каналов пучка нейтральных вторичных частиц ( $\varphi = \pm\varphi_{\max}$ ) во втором канале может быть получен пучок положительно или отрицательно заряженных вторичных частиц в диапазоне импульсов от 16 до 28 ГэВ/с с нулевым углом рождения в мишени. Нижняя граница диапазона импульсов частиц, отбираемых во второй канал, определяется из условия гашения в поглотителе непроизводившего в мишени протонного пучка (который после отклонения в магните МТЗ не должен попадать в интервал углов  $\varphi_{\max} \pm \Delta\varphi$ ), тогда как верхняя граница определяется максимальным интегралом магнитного поля МТЗ;

— при наведении протонного пучка на мишень с углом  $|\varphi| < \varphi_{\max}$  в каналы 24А и 24В будут отбираться заряженные вторичные частицы с разными знаками заряда. Связь между импульсами этих пучков при нулевом угле рождения в мишени определяется выражением  $p_2(\varphi_{\max} - \varphi) + p_1(\varphi_{\max} + \varphi) = 0$ , в котором  $p_1$  и  $p_2$  считаются алгебраическими величинами, т. е. отрицательное значение импульса соответствует отрицательно заряженным частицам. Как и в предыдущем случае, гашение непроизводившего в мишени протонного пучка накладывает существенные ограничения на отбор в каналы заряженных вторичных частиц с нулевым углом рождения в мишени [85].

Применение в составе мишенной станции магнитов-корректоров МС позволяет заметно расширить диапазон импульсов заряженных частиц в обоих каналах за счет отбора с мишени частиц с ненулевым углом рождения в мишени.

**2.1.2. Оптическая схема канала поляризованных протонов (антипротонов).** Разработанная базовая оптическая схема канала поляризованных протонов 24А (рис. 22), состоящая из двух зеркально-симметричных частей, разделенных промежуточными изображениями (фокусами) пучка в обеих поперечных плоскостях в середине канала, удовлетворяет основным требованиям, обусловленным особенностями создания такого канала [86]. Она учитывает также ряд ограничений, накладываемых планируемым размещением этого канала на площадях экспериментальной базы ускорительного комплекса У-70, освободившихся после завершения других экспериментов.

Поглощение непроизводивших в мишени первичных протонов и рожденных в ней заряженных частиц осуществляется в пре-

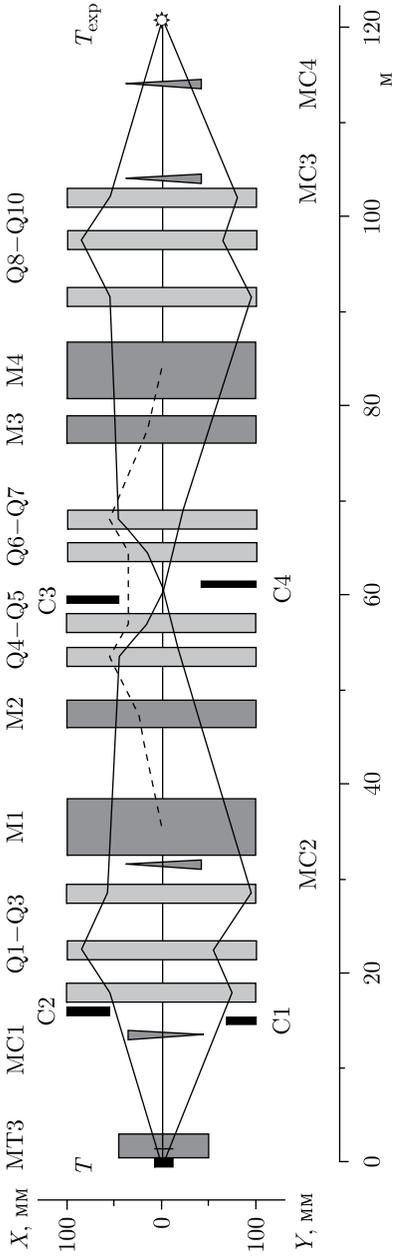


Рис. 22. Базовая оптическая схема канала 24А, предназначенная для формирования пучков поляризованных протонов и антипротонов от распада  $\Lambda(\Lambda)$ -гиперонов: Q — квадрупольные линзы; М — дипольные магниты; С — коллиматоры; MS — магниты-корректоры; T и T<sub>exp</sub> — мишени канала и экспериментальной установки. Сплошными линиями показана фокусировка пучка в обеих поперечных плоскостях, штриховой — дисперсия горизонтальной плоскости для  $\Delta p/p = 5\%$

делах мишенной станции канала (см. рис. 20), а нейтральных частиц (в основном нейтронов) — во втором поглотителе, расположенном между магнитами М1 и М2 на расстоянии 6 м от центра магнита М1, угол поворота пучка составляет 52 мрад. Телесный угол попадающих в канал нейтральных частиц ограничивается коллиматорами С1 и С2 таким образом ( $\pm 2,8$  и  $\pm 3,2$  мрад соответственно), чтобы предотвратить возможность взаимодействия нейтронов со стенками вакуумных камер в квадрупольных линзах Q1–Q3 и в магните М1 и чтобы исключить один из источников фона в пучке поляризованных антипротонов.

Магниты М1–М4 отклоняют трассу канала в одну сторону на общий угол 147 мрад. Для анализа пучка по импульсам используется промежуточное изображение в горизонтальной плоскости, дисперсия в котором создается магнитами М1 и М2 и затем компенсируется через квадрупольные линзы Q4–Q7 магнитами М3 и М4. Требуемый разброс пучка по импульсам  $\Delta p/p$  определяется раскрытием коллиматора С3. Участки канала до и после магнитов М3 и М4 планируется использовать для размещения детекторов системы измерения импульса частиц.

Вертикальная плоскость оптической схемы канала имеет единичную матрицу преобразования параметров траектории частиц от мишени канала до мишени экспериментальной установки, что обеспечивает в линейном приближении по поперечным параметрам траекторий сохранение поляризации протонов  $\Delta \xi_y = 0$  для всех режимов работы канала. Наличие корреляции между координатой частицы в вертикальной плоскости  $y$  и соответствующей компонентой вектора поляризации  $\xi_y$  в промежуточном изображении пучка\* предполагается использовать для организации системы мечения поляризации частиц либо для выделения с помощью коллиматора С4 части пучка с ненулевой средней поляризацией частиц. Во втором случае корректирующий магнит МС2 используется для смещения пучка на коллиматоре С4, а корректирующие магниты МС3 и МС4 — для выведения выделенной части пучка на ось экспериментальной установки (п. 2.1.4).

Для создания канала поляризованных частиц планируется использовать стандартное магнитооптическое оборудование экспериментального комплекса ускорителя У-70: квадрупольные линзы типа 20К200 длиной 2 м с максимальным градиентом магнитного поля 13 Тл/м в апертуре диаметром 20 см и отклоняющие магниты типа СП-7А и СП-12А длиной 6 и 3 м соответственно и максимальным магнитным полем 1,8 Тл

---

\* Помимо кинематики распада  $\Lambda$ -гиперонов степень корреляции зависит также от размеров мишени, разброса по импульсам захватываемого в канал протонного пучка и структуры начальной части канала. Захват в канал протонов, образовавшихся от распада  $\Lambda$ -гиперонов на выходе из магнита МТЗ, заметно снижает величину коэффициента корреляции в плоскости действия очищающего магнита (в нашем случае в горизонтальной).

в рабочей области  $\text{Ш} \times \text{В} = 500 \times 200$  мм, а также коллиматоры частиц с максимальным раскрытием  $\pm 75$  мм.

Максимальный импульс формируемого пучка при использовании базовой оптической схемы (см. рис. 22) составляет 45 ГэВ/с. Модифицированная оптическая схема канала (с включенными по дублетной схеме первым и последним объективами) обеспечивает транспортировку пучков частиц с импульсом до 50 ГэВ/с, что позволяет доставлять к экспериментальной установке СПАСЧАРМ первичный протонный пучок пониженной интенсивности, выведенный из ускорителя У-70 с помощью изогнутого кристалла [87].

Другие характеристики канала, включая минимальный и максимальный разброс пучка по импульсам, существенно зависят от размеров эффективного источника протонов, которые, в свою очередь, являются функцией импульса частиц. Так, минимальный (максимальный) разброс пучка по импульсам в канале меняется от  $\pm 4,5\%$  ( $\pm 11,0\%$ ) для пучка с импульсом 15 ГэВ/с до  $\pm 3,0\%$  ( $\pm 9,5\%$ ) для пучка с импульсом 45 ГэВ/с.

Как следует из описания мишенной станции (п. 2.1.1), канал 24А может быть использован также для формирования и транспортировки к экспериментальной установке пучков вторичных частиц обоих знаков заряда. В этом случае ввиду существенно меньших размеров источника частиц, не зависящих от импульса формируемого пучка, минимальный разброс пучка по импульсам в канале составляет  $\pm 1,2\%$ .

**2.1.3. Параметры пучка протонов в промежуточном изображении.** Размеры пучка в промежуточном изображении вертикальной плоскости определяются размерами эффективного источника протонов и коэффициентом матрицы преобразования ( $y/y_0$ ) от мишени до сечения канала, который в рассматриваемой схеме может варьироваться в достаточно широких пределах с сохранением единичности полной матрицы преобразования канала. Это позволяет поддерживать в промежуточном изображении неизменные размеры пучка в вертикальной плоскости при формировании пучков поляризованных протонов с разными центральными импульсами (табл. 10).

Связь между координатами протонов в вертикальной плоскости и средними по каждому бину гистограммы значениями компоненты  $\xi_y$  вектора поляризации, используемая для мечения поляризации отдельных частиц, показана на рис. 23 для пучка с импульсом 45 ГэВ/с.

Коэффициент корреляции между этими величинами составляет 0,83 для пучка с  $\sigma_p/p_0 = 1,2\%$  и 0,78 для пучка с  $\sigma_p/p_0 = 4,2\%$ . Приведенные здесь и далее результаты моделирования параметров пучка получены с использованием программы Decay Turtle [88], модифицированной для расчетов характеристик пучков поляризованных протонов (антипротонов) от распада  $\Lambda(\bar{\Lambda})$ -гиперонов.

Таблица 10. Параметры протонного пучка в промежуточном изображении. Размеры пучка приведены для минимального и максимального (в скобках) значения  $\Delta p/p$ , пропускаемого каналом

Параметр	Центральный импульс пучка, ГэВ/с		
	15	30	45
Размер эффективного источника протонов в вертикальной плоскости $\sigma_y$ , мм	14,5	10,1	8,5
Коэффициент увеличения $y/y_0$ для центрального импульса пучка	1,4	2,0	2,4
Размер пучка протонов в вертикальной плоскости $\sigma_y$ , мм	20,6 (22,1)	20,9 (22,0)	21,3 (21,7)
Размер пучка протонов в горизонтальной плоскости $\sigma_x$ , мм	10,0 (32,2)	7,7 (37,0)	6,6 (35,0)

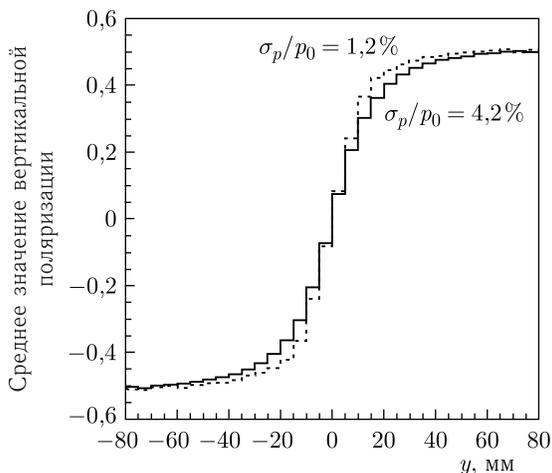


Рис. 23. Зависимость среднего значения  $\xi_y$ -компоненты вектора поляризации от вертикальной координаты протонов в промежуточном изображении для пучка с импульсом 45 ГэВ/с

**2.1.4. Параметры пучка поляризованных протонов на мишени установки.** Результаты расчета параметров пучка поляризованных протонов в конце канала (на мишени экспериментальной установки) для трех значений центрального импульса пучка приведены в табл. 11.

На рис. 24 приведены профили пучка на мишени экспериментальной установки сплошной линией для пучка с импульсом 45 ГэВ/с ( $\sigma_p/p_0 = 1,2\%$ ) и штриховой линией для пучка с импульсом 15 ГэВ/с ( $\sigma_p/p_0 = 4,5\%$ ). Интенсивность пучка поляризованных протонов на мишени экспериментальной установки как функция центрального импульса пучка приведена на рис. 25 для максимального разброса  $\Delta p/p$ , пропускаемого каналом. Там же приводится зависимость от импульса пучка ин-

Таблица 11. Параметры пучка поляризованных протонов в конце канала

Параметр	$p$ , ГэВ/с					
	15		30		45	
$\sigma_p/p_0$ , %	2,0	4,5	1,4	4,4	1,2	4,2
$\sigma_x \times \sigma_y$ , мм	$17 \times 14$	$19 \times 16$	$14 \times 10$	$17 \times 11$	$11 \times 8,7$	$16 \times 9,0$
$\sigma_{x'} \times \sigma_{y'}$ , мрад	$1,4 \times 1,5$	$1,3 \times 1,5$	$1,5 \times 1,8$	$1,3 \times 1,8$	$1,4 \times 1,7$	$1,3 \times 1,7$
$I_{p(\Lambda)}/10^{13}$ падающих частиц	$3,5 \cdot 10^6$	$9,2 \cdot 10^6$	$2,1 \cdot 10^7$	$7,8 \cdot 10^7$	$1,5 \cdot 10^7$	$6,8 \cdot 10^7$
$I_{\pi(K_S^0)}/10^{13}$ падающих частиц	$3,8 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^6$	$3,5 \cdot 10^5$	$1,4 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^4$	$7,6 \cdot 10^4$

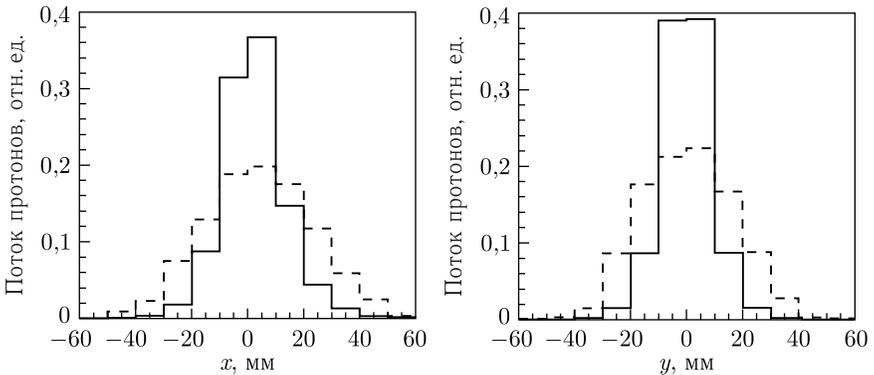
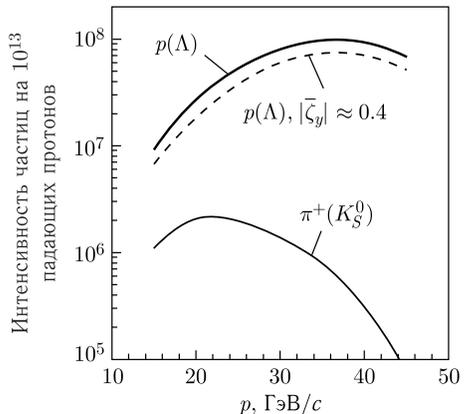

 Рис. 24. Профили пучка на мишени экспериментальной установки для  $p = 45$  ГэВ/с,  $\sigma_p/p_0 = 1,2\%$  (сплошная линия) и  $p = 15$  ГэВ/с,  $\sigma_p/p_0 = 4,5\%$  (штриховая)

Рис. 25. Интенсивность пучка поляризованных протонов (толстая сплошная линия) и фоновых  $\pi^+$ -мезонов (тонкая сплошная линия) в конце канала при максимальном  $\Delta p/p$ , рассчитанная на  $10^{13}$  падающих на мишень протонов с энергией 60 ГэВ. Штриховой линией обозначена интенсивность протонов со средней поляризацией  $\xi_y = 40\%$



тенсивности  $\pi^+$ -мезонов от распадов  $K_S^0$ -мезонов, являющихся основным источником фона в пучке поляризованных протонов при условии эффективной очистки направления канала от рожденных в мишени  $\pi^+$ -мезонов и протонов, которая при формировании поляризованных пучков с импульсом  $\geq 30$  ГэВ/с обеспечивается только при близких к максимуму режимах магнита МТЗ, входящего в состав мишенной станции каналов частиц 24А и 24В (п. 2.1.1).

Это соответствует отбору в канал 24В вторичных частиц с импульсом, близким к максимальному значению 28 ГэВ/с при нулевом угле их рождения в мишени. При этом отбор в канал 24В вторичных частиц с ненулевым углом рождения в мишени позволяет заметно расширить диапазон импульсов пучков, формируемых в этом канале.

В силу единичности полной матрицы преобразования канала в вертикальной плоскости корреляция между координатами частиц и  $\xi_y$ -компонентой вектора поляризации, присущая эффективному источнику протонов, соблюдается также для выведенного на мишень экспериментальной установки протонного пучка. При этом средняя по пучку поперечная поляризация протонов равна нулю. Для мечения поляризации отдельных частиц может быть использована связь между величинами  $y$  и  $\xi_y$  в промежуточном изображении (см. рис. 23).

Простейшим способом получения на мишени экспериментальной установки поляризованного пучка с заданным направлением вектора поляризации является выделение части пучка с отличной от нуля средней поляризацией вертикальным коллиматором, расположенным в промежуточном изображении. В рассматриваемом канале с этой целью пучок в промежуточном изображении смещается корректирующим магнитом МС2 по вертикали в ту или другую сторону параллельно оси канала перед коллиматором С4 с фиксированным раскрытием щек. Такой вариант, не требующий перемещения щек коллиматора, позволяет быстро (в пределе от цикла к циклу ускорителя) осуществлять реверс поляризации пучка на мишени экспериментальной установки, сохраняя при этом эксплуатационный ресурс используемого коллиматора. Параметры протонного пучка с импульсом 45 ГэВ/с и  $\sigma_p/p_0 = 1,2\%$  на мишени экспериментальной установки при раскрытии коллиматора С4, равном

**Таблица 12. Параметры поляризованного протонного пучка с импульсом 45 ГэВ/с и  $\sigma_p/p_0 = 1,2\%$  на мишени экспериментальной установки как функция режима корректирующего магнита МС2 при раскрытии коллиматора С4, равном  $\pm 15$  мм**

Параметр	$(BL)_{МС2}$ , Тл·м			
	0,06	0,08	0,10	0,12
$\xi_y$	$0,32 \pm 0,19$	$0,39 \pm 0,15$	$0,44 \pm 0,14$	$0,47 \pm 0,13$
$I_p$ на $10^{13}$ падающих частиц	$6,5 \cdot 10^6$	$5,2 \cdot 10^6$	$3,8 \cdot 10^6$	$2,5 \cdot 10^6$

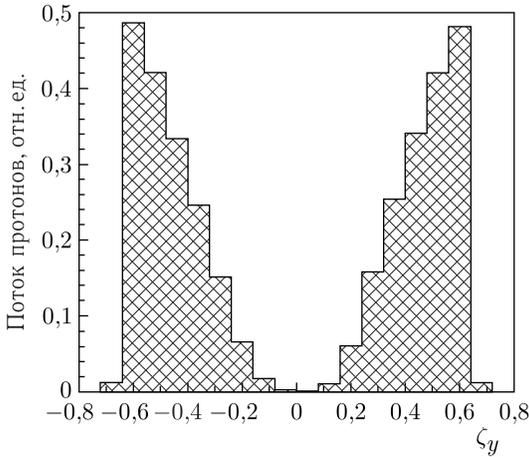


Рис. 26. Поляризация протонного пучка с импульсом 45 ГэВ/с на мишени установки для режимов корректора МС2, равных +0,12 Тл·м (слева) и -0,12 Тл·м (справа) при  $S_4 = \pm 15$  мм

$\pm 15$  мм, приведены в табл. 12 для ряда режимов корректирующего магнита МС2 с положительной полярностью включения.

При этом режиме работы канала размер пучка на мишени экспериментальной установки в вертикальной плоскости уменьшается до  $\sigma_y \approx 3,2$  мм при неизменных других параметрах пучка, приведенных в табл. 11. При смене полярности корректирующего магнита МС2 средние координата  $\bar{y}$  и угол падения пучка  $\bar{y}'$  на мишени в вертикальной плоскости, а также  $\xi_y$ -компонента вектора поляризации меняют знак на противоположный.

Типичное распределение поляризации  $\xi_y$  для выбранных образцов с ненулевой поляризацией приведено на рис. 26. Для выведения выделенных поочередно частей пучка на ось экспериментальной установки используются корректирующие магниты МС3 и МС4.

**2.1.5. Параметры пучка поляризованных антипротонов.** Параметры эффективного источника антипротонов от распада  $\bar{\Lambda}$ -гиперонов, а следовательно, и параметры формируемого антипротонного пучка (размеры, расходимость, разброс по импульсам, корреляция между координатами частиц и соответствующей компонентой вектора поляризации в промежуточном изображении) полностью идентичны приведенным выше параметрам протонного пучка (см. табл. 10 и 11, рис. 23). При этом интенсивность пучка антипротонов в конце канала (рис. 27) определяется существенно меньшим сечением рождения  $\bar{\Lambda}$ -гиперонов по сравнению с  $\Lambda$ -гиперонами. Так, максимальная интенсивность антипротонного пучка с импульсом  $\sim 15$  ГэВ/с примерно в 20 раз меньше интенсивности протонного пучка с тем же центральным импульсом. С повышением

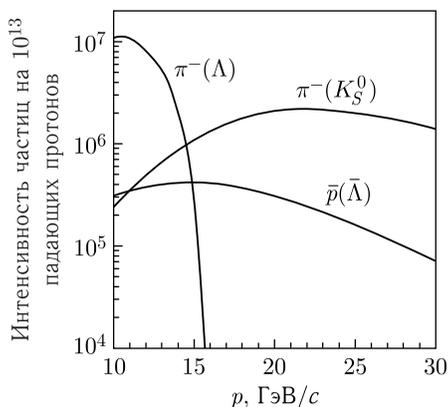


Рис. 27. Интенсивность пучка поляризованных антипротонов и фоновых  $\pi^-$ -мезонов в конце канала при максимальном  $\Delta p/p$ , рассчитанная на  $10^{13}$  падающих на мишень протонов с энергией 60 ГэВ

импульса формируемого пучка разница в интенсивностях протонного и антипротонного пучков существенно возрастает.

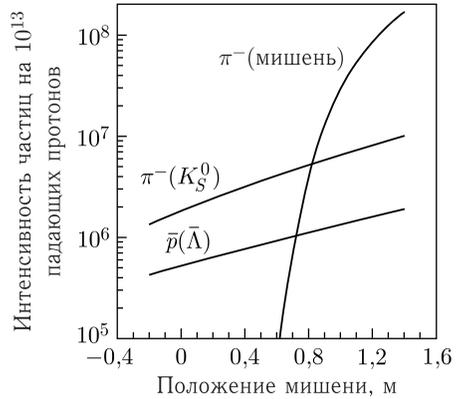
Что касается фоновых условий, то в пучке антипротонов с импульсом менее 15 ГэВ/с помимо  $\pi^-$ -мезонов от распадов  $K_S^0$ -мезонов присутствует также значительное количество этих частиц от распадов  $\Lambda$ -гиперонов. Таким образом, оптимальным по интенсивности и фоновым условиям является пучок поляризованных антипротонов с центральным импульсом 16 ГэВ/с, при котором согласно проведенным расчетам число  $\pi^-$ -мезонов приблизительно в 3 раза выше интенсивности антипротонного пучка (составляющей  $4 \cdot 10^5$  частиц на  $10^{13}$  падающих на мишень канала протонов с энергией 60 ГэВ). Выделение антипротонов при таком уровне фона находится вполне в пределах возможностей пучковых черенковских счетчиков.

Пространственные распределения антипротонного пучка с импульсом 16 ГэВ/с на экспериментальной мишени для максимальной пропускной способности  $\Delta p/p_0$  близки к таковым для протонного пучка с импульсом 15 ГэВ/с (см. рис. 24).

Интенсивность формируемого поляризованного пучка антипротонов (как и фоновых  $\pi^-$ -мезонов от распадов  $K_S^0$ -мезонов) существенным образом зависит от длины магнита МТЗ. Однако повышение интенсивности антипротонного пучка за счет уменьшения длины МТЗ связано с ухудшением очистки канала 24А от заряженных вторичных частиц при формировании пучков поляризованных частиц с импульсом  $\geq 30$  ГэВ/с, а также с пропорциональным уменьшением максимального импульса вторичных частиц, отбираемых в канал 24В.

Поэтому был рассмотрен вариант использования дополнительной мишени, которая на время приоритетной работы канала 24А с антипротонным пучком вводится в зазор магнита МТЗ без изменения его параметров. Основная мишень каналов 24А и 24В при этом выводится из пучка, что заметно ухудшает условия для отбора вторичных частиц в канал 24В.

Рис. 28. Зависимости интенсивности антипротонного пучка и фоновых  $\pi^-$ -мезонов от положения мишени относительно переднего края магнита МТЗ для пучка с импульсом 16 ГэВ/с и максимальной передаваемой величиной  $\Delta p/p_0$  (основное положение мишени соответствует координате  $-0,2$  м)



На рис. 28 показаны зависимости интенсивности антипротонного пучка и фоновых  $\pi^-$ -мезонов от положения мишени относительно переднего края магнита МТЗ для пучка с импульсом 16 ГэВ/с и максимальной передаваемой величиной  $\Delta p/p_0$ .

Если центр дополнительной мишени расположить в точке  $+0,7$  м в МТЗ при значении магнитного поля около максимума (1,9 Тл), то интенсивность антипротонов возрастает в 2,5 раза (до  $10^6$  за цикл) при увеличении фона в 3,5 раза. Резкое увеличение фона от вторичных  $\pi^-$ -мезонов, образующихся непосредственно в мишени, делает невозможным ее перемещение глубже внутрь магнита МТЗ.

Еще одним вариантом повышения интенсивности антипротонного пучка, требующим дополнительной тщательной проработки, является использование в качестве МТЗ сверхпроводящего магнита длиной 1 м с магнитным полем 4,5–5,0 Тл. Как показывают результаты расчетов, интенсивность антипротонного пучка с импульсом 16 ГэВ/с увеличивается в 3,5 раза при 6,5-кратном возрастании интенсивности  $\pi^-$ -мезонов от распадов  $K_S^0$ -мезонов. При этом не ухудшаются возможности отбора с мишени вторичных частиц во второй канал, равно как и фоновые условия для поляризованного протонного пучка с импульсом  $\geq 30$  ГэВ/с.

**2.1.6. Влияние детекторов системы мечения и идентификации частиц на параметры формируемых пучков частиц.** Система мечения частиц проектируемого канала поляризованных протонов и антипротонов (см. п. 2.2) предназначена для измерения импульса отдельных частиц в пучке, а также для определения вертикальных координат частиц в промежуточном изображении, что позволяет «приписывать» каждому протону (антипротону) среднее для данной координаты значение  $\xi_y$ -компоненты вектора поляризации (см. рис. 23). Вместе с тем предоставляющая информацию о положении и размерах пучка частиц система мечения будет эффективно использоваться и при настройке канала.

Таблица 13. Параметры исходного  $\delta$ -пучка на мишени экспериментальной установки

Параметр	Центральный импульс пучка, $p$ , ГэВ/с	
	15	45
Размеры пучка $\sigma_x \times \sigma_y$ , мм	9,3 $\times$ 7,6	2,7 $\times$ 1,6
Расходимость пучка $\sigma_{x'} \times \sigma_{y'}$ , мрад	0,53 $\times$ 0,57	0,14 $\times$ 0,24
Потери частиц, %	17	14

Предлагаемая система мечения частиц включает в себя семь двухкоординатных годоскопов, три из которых, расположенные между квадрупольными линзами Q5 и Q6 (см. рис. 22), предназначены для измерения координат частиц в промежуточном изображении. Остальные четыре годоскопа располагаются попарно до и после магнитов М3 и М4, обеспечивая измерение импульсов частиц. Суммарная толщина сцинтиллятора по пучку в каждом годоскопе составляет 8 мм.

Кроме системы мечения частиц во второй части канала в квадрупольных линзах Q6–Q7 и Q9–Q10 предполагается разместить два 6-метровых пороговых черенковских счетчика для идентификации частиц. В случае протонного пучка с импульсом 40–45 ГэВ/с черенковские счетчики будут работать на воздухе при атмосферном давлении, тогда как для пучка с импульсом 15 ГэВ/с (антипротоны и протоны) предполагается использовать фреон R-22 (CHClF<sub>2</sub>) также при атмосферном давлении.

Влияние перечисленных выше детекторов на конечные параметры формируемых пучков, а также необходимые для их размещения невакуумированные участки канала оценивались посредством расчета поглощения и многократного рассеяния в веществе моноимпульсного пучка с нулевыми размерами и расходимостью ( $\delta$ -пучка) для двух режимов работы канала (табл. 13). Сравнение полученных результатов с расчетными данными параметров пучков, приведенными в табл. 11, свидетельствует о незначительном увеличении размеров пучка с импульсом 45 ГэВ/с и 10–12%-м увеличении размеров пучка с импульсом 15 ГэВ/с при потере интенсивности пучка 14 и 17% соответственно.

**2.2. Система мечения поляризации пучка.** Система мечения частиц проектируемого канала поляризованных протонов и антипротонов предназначена для измерения импульса отдельных частиц в пучке и определения вертикальных координат частиц в промежуточном изображении, что позволяет «приписывать» каждому протону (антипротону) среднее для данной координаты значение  $P_y$ -компоненты вектора поляризации. Для этого в промежуточном фокусе канала (см. рис. 22), где формируется инвертированное и увеличенное изображение виртуального источника из плоскости первичной мишени (см. рис. 19), измеряется вертикальное смещение  $y$ -траектории от оси пучка и затем используются расчетные зависимости  $\xi_y(y)$  типа, как показано на рис. 23. Кроме того, с помощью годоскопов системы мечения, измеряющих прохождение траектории в горизонтальной плоскости, определяется импульс каждой

пучковой частицы с точностью около  $\pm 1\%$ . Как было отмечено в п. 2.1.2 и показано на рис. 23, хорошее знание импульса важно и для уменьшения эффекта «размывания» зависимостей из-за разброса по импульсам и для более аккуратного восстановления поляризации  $\xi_y$  для каждой траектории.

Методика создания системы мечения поляризованного протонного (антипротонного) пучка была разработана и успешно использовалась в эксперименте E704 [78] при активном участии сотрудников проекта. Подобная система также успешно используется в эксперименте FODS (Протвино) [79]. Однако следует отметить, что ожидаемая интенсивность пучков в эксперименте СПАСЧАРМ будет выше. Кроме того, предполагается, что в СПАСЧАРМ спиновые эффекты будут изучаться с более высокой точностью. Эксперименты FODS и E704 можно отнести к разряду поисковых, а СПАСЧАРМ ставит задачу прецизионного исследования, поэтому точность характеристик пучка должна быть выше.

Детекторы системы мечения будут также исключительно полезны для настройки и оптимизации режима работы канала путем измерения таких характеристик пучка, как интенсивность, профили, пространственные и угловые расходимости, эмиттанс пучка, импульсная дисперсия. Оптимальная настройка канала предполагает достижение хорошего согласия измеренных и расчетных параметров.

**2.2.1. Схема размещения детекторов мечения.** Основные детекторы системы мечения размещаются в окрестностях промежуточного фокуса, находящегося на расстоянии 60,5 м от первичной мишени канала 24А и 59,4 м от мишени эксперимента. Схема размещения системы мечения показана на рис. 29 и включает в себя 4 счетчика полного потока S1–S4, 3 годоскопа POL1–POL3 для восстановления проекции траектории в вертикальной плоскости и 6 годоскопов MOM1–MOM6 для измерения импульса пучковой частицы по ее отклонению магнитами M3 и M4 в горизонтальной плоскости.

Вертикальная компонента поляризации  $\xi_y$  восстанавливается по данным измерений в режиме реального времени на основе заранее подготовленных и сохраненных в табличном виде зависимостей, подобных приведенным на рис. 23, для нескольких значений импульса в пределах акцептанса канала. Детекторы POL2 и MOM2 размещены в промежуточных фокусах своих плоскостей, а пары POL1, POL3 и MOM1, MOM3 — симметрично относительно фокусов на расстоянии  $\pm 2,2$  м. Расстояние в парах годоскопов MOM3, MOM4 и MOM5, MOM6, измеряющих импульс по отклонению траекторий в магнитах M3, M4, составляет 4,4 м. Угол отклонения для центрального импульса составляет 73,5 мрад.

Магнитная оптика канала 24А (см. рис. 22) позволяет при изменении коэффициента увеличения держать размеры пучка в промежуточном изображении, а его импульсную дисперсию — слабозависящей от центрального импульса в диапазоне от  $\sim 15$  до 45 ГэВ/с.

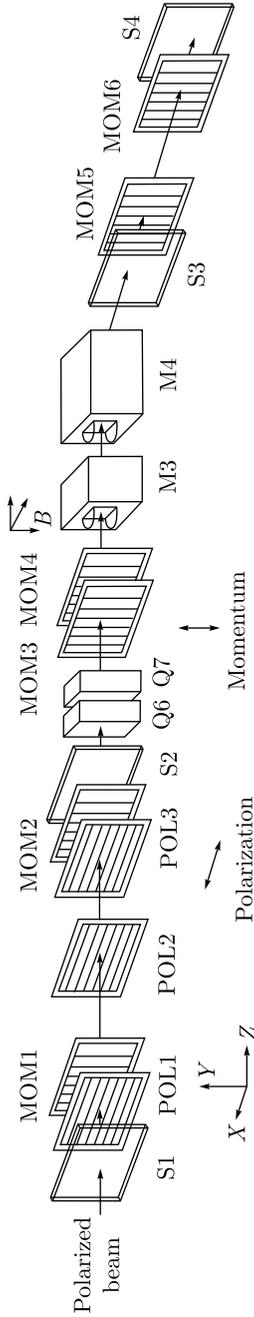


Рис. 29. Схема размещения детекторов мечения пучка. Импульс частицы измеряется в горизонтальной плоскости с помощью импульсных годоскопов MOM1–MOM6 и магнитов M3, M4. Поляризация частицы определяется путем измерения ее импульса и вертикальной  $y$ -координаты поляризационными годоскопами POL1–POL3. Промежуточный фокус по вертикали для центрального импульса находится в плоскости размещения годоскопа POL2. S1–S4 — сцинтилляционные счетчики полного потока

Габаритные размеры активной зоны каждой плоскости определяются размерами пучка в месте размещения этой плоскости. Поперечные размеры пучка в обеих плоскостях в сечениях размещения годоскопов системы мечения не превышают 170–180 мм. Результаты моделирования показывают, что при таких размерах необходимая точность измерения поляризации  $\Delta\xi_y \sim \pm 5\%$  достигается при пространственной ширине сегментов годоскопов POL1–POL3 4–5 мм. Для достижения точности измерения поляризации на уровне 1–2% необходимо уменьшить размер (ширину) сегментов, по крайней мере, до 3 мм. Точность измерения импульса  $\Delta p/p$  при такой же ширине сегментов импульсных годоскопов MOM1–MOM6 составит  $\sim \pm(0,6-1,0)\%$ . Таким образом, исходя из приведенных выше размеров пучка в промежуточном изображении каждый отдельный годоскоп будет состоять из 40–60 сегментов.

Требуемое быстродействие детекторов и электроники системы мечения определяется интенсивностью пучка, которая ожидается на уровне до  $\sim 10^6$  частиц/с (длительность цикла — 10 с, длительность плато вывода — 2–3 с).

**2.2.2. Дизайн годоскопов системы мечения.** В настоящее время рассматриваются несколько подходов к дизайну и конструкции сцинтилляционных годоскопов системы мечения и выбора фотодетекторов. Одним из вариантов является так называемая гребешковая структура, которая использовалась в эксперименте ГЕРА (ИФВЭ) [89] и затем в E581/E704 (FNAL) [78]. Такая структура с двумя рядами перекрывающихся сцинтилляторов показана на рис. 30.

В гребешковой структуре перекрывающиеся друг с другом сцинтилляционные палочки выстроены в два ряда в двух параллельных плоскостях. Каждый сцинтиллятор одного ряда перекрывается с двумя ближайшими из другого ряда на одну треть. Проходящая частица может пересечь либо один, либо два сцинтиллятора в двух рядах. В результате прохождения частицы образуются три типа событий: 1) срабатывание одного канала в любом из двух рядов; 2) совпадение сигнала с левым сцинтиллятором из другого ряда; 3) совпадение сигнала с правым сцинтиллятором из другого ряда.

Гребешковая структура имеет следующие достоинства в сравнении с обычной однослойной структурой неперекрывающихся сцинтилляционных палочек:

- при заданных пространственном разрешении и перекрываемой площади требуется вдвое меньше фотодетекторов и, соответственно, каналов электроники;
- отсутствует щель между сегментами, снижающая эффективность регистрации заряженных частиц.

К недостаткам можно отнести более сложный алгоритм восстановления «истинных» сигналов и треков, особенно при высокой интенсивности и повышенном уровне случайных совпадений. Также количество веще-

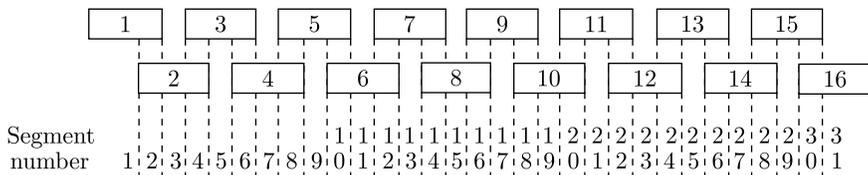


Рис. 30. Структура «гребешкового» годоскопа мечения пучка с перекрывающимися сцинтилляторами. Данная структура относится к поляризационному годоскопу, измеряющему координаты вдоль вертикальной оси  $y$ . Наименьшие ячейки, возникающие вследствие перекрытия сцинтилляторов из разных рядов, образуют сегменты. Из 31 сегмента только 27 центральных сегментов используются процессорами для восстановления поляризации  $\xi_y$

ства на пути пучка в «гребешковом» годоскопе в среднем на 67 % больше, чем в однослойном годоскопе\*.

Альтернативная конструкция годоскопа системы мечения представлена на рис. 31. В этом варианте все сегменты сцинтиллятора располагаются в одной плоскости и имеется взаимно-однозначное соответствие сработавшего канала одному и только одному пространственному интервалу прохождения частицы. Трапециевидная форма сегментов выбрана для компенсации неэффективности на краях сегментов и в зазорах между ними.

В качестве основных фотодетекторов для системы мечения предлагается использовать кремниевые фотоумножители (SiPM\*\*), размещенные с двух сторон палочек годоскопов. SiPM — это массив фоточувствительных кремниевых ячеек на общей подложке. В отличие от лавинных фотодиодов (APD), работающих в пропорциональном режиме, каждая ячейка SiPM работает в ограниченном гейгеровском режиме. По сравнению с APD SiPM обладает рядом преимуществ: работает при низком пороговом напряжении ( $\sim 50$  В), не страдает флуктуацией лавины, не имеет проблем с наводками (не требует экранирования).

В настоящее время основными серийными производителями данных изделий являются: Hamamatsu (Япония), Zecotek (Сингапур, сотрудничают с ОИЯИ), Excelitas (США, сотрудничают с МИФИ/АО «НПП Пульсар»), SensL (Ирландия) и др. У каждого производителя данное изделие имеет фирменное название: MPPC (Hamamatsu), SiPM (SensL), SiФЭУ (МИФИ), МГЛФД (ОИЯИ) и т. д. (всего около 15 наименова-

\* При той же толщине палочек сцинтиллятора и, следовательно, той же эффективности регистрации для частиц, пересекающих только один слой «гребешкового» годоскопа.

\*\* Для краткости здесь используется название прибора, принятое у производителя SensL.

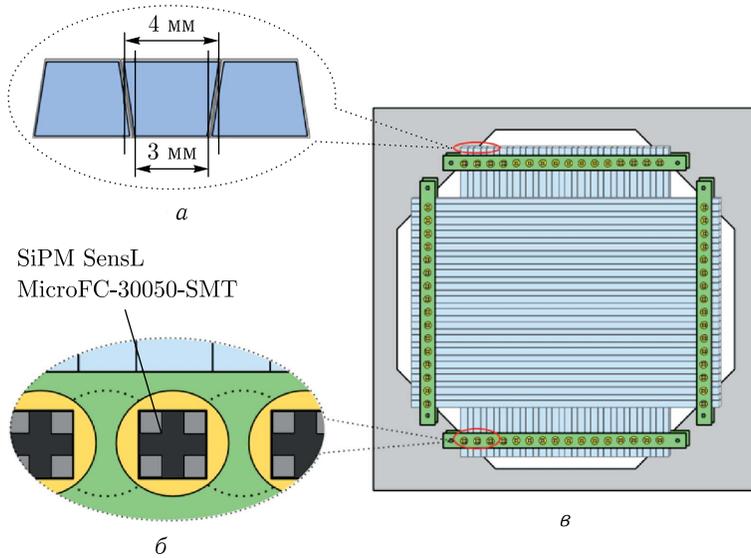


Рис. 31. Вариант конструкции однослойного годоскопа системы мечения: а) вид с торца на сегменты сцинтиллятора (трапециевидная форма позволяет улучшить эффективность регистрации на границе сегментов); б) крепление фотодетекторов (кремниевых фотоумножителей) к сегментам сцинтиллятора; в) общий вид двухкоординатного годоскопа

ний). На рынке присутствуют различные виды SiPM, сконструированные под разные задачи.

Для годоскопа требуется максимальная эффективность регистрации (PDE), но не требуется значительный динамический диапазон, поэтому мы подбирали модели с большими ячейками (от 50 до 100 мкм<sup>2</sup>), низкой величиной сопротивления резистора и хорошей оптической изоляцией между ячейками.

Наилучшими характеристиками для нашего детектора обладают изделия S13360-3050PE фирмы Hamamatsu, но они отличаются высокой ценой. Ближайшим аналогом по характеристикам является MicroFC-30050-SMT фирмы SensL: его цена с учетом доставки на 36 % ниже.

На рис. 32 представлен рабочий чертеж рамы для прототипа годоскопа системы мечения. Рама предназначена для крепления палочек сцинтиллятора в двух плоскостях и плат с фотодетекторами по одной с каждого торца сцинтиллятора. Предполагается использование фотодетекторов SiPM с активной областью 3 × 3 мм и габаритным размером 4 мм.

На рис. 33 показана разработанная для SiPM плата усилителей-дискриминаторов, на которую были смонтированы фотодетекторы. Сцинтил-

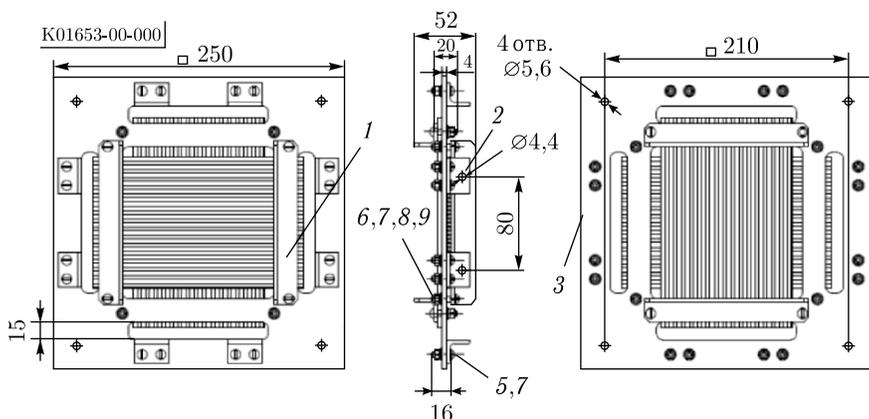


Рис. 32. Рама двухкоординатного годоскопа на 32 канала по каждой координате



Рис. 33. Электронная плата с фотодетекторами, усилителями, дискриминаторами и LVDS-передатчиками

ляционные счетчики производства ИФВЭ сечением  $3 \times 4$  мм и длиной 20 см были обернуты в светоотражающий материал (майлар) и установлены на раму годоскопа. С использованием данной платы проведены испытания прототипа годоскопа на светодиодном сигнале и на атмосферных мюонах.

Полная длительность сигнала со стандартного выхода составляет около 300 нс, световыход с одной палочки —  $\sim 90$  фотоэлектронов на минимально ионизирующую частицу (МИП). При работе с поляризованным протонным пучком максимальной интенсивности (до  $10^7$ ) в канале 24А такая длительность приведет к наложению сигнала и некорректной работе электроники годоскопа. Использование fast-выхода SiPM с полной длительностью не более 20 нс в этих условиях более предпочтительно, хотя амплитуда сигнала при этом на порядок меньше.

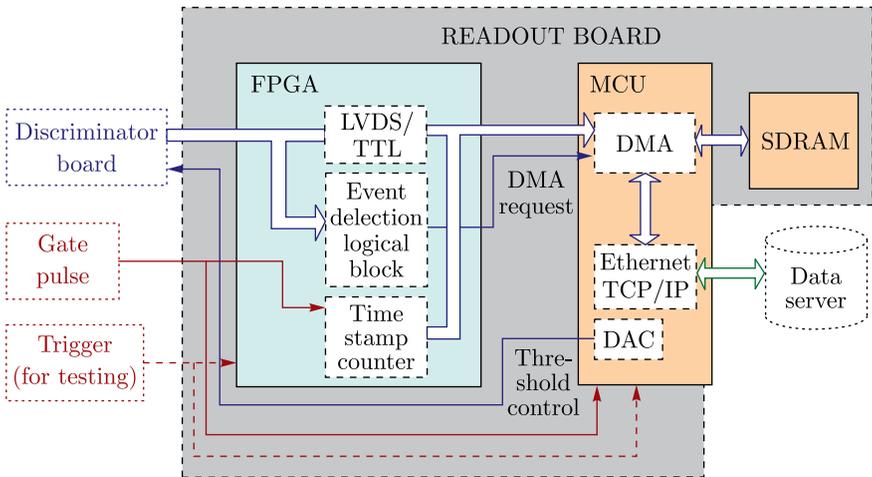


Рис. 34. Блок-схема регистрирующей электроники системы мечения поляризации для работы в бестриггерном режиме

Детекторы системы мечения поляризации СПАСЧАРМ будут расположены в головной части канала 24 на расстоянии  $\sim 60$  м до установки. Организация считывания данных с них по традиционной (триггерной) схеме с общей на всю установку блокировкой сильно увеличила бы «мертвое» время системы сбора данных. Для предотвращения такой ситуации для детекторов системы мечения поляризации предусмотрена электроника, работающая в бестриггерном режиме.

На рис. 34 показана архитектура платы для считывания годоскопов системы мечения. Плата предполагает считывание данных без «мертвого» времени при интенсивностях до  $10^7$  частиц/цикл, хранение данных одного сброса ускорителя вместе с метками времени с дискретностью 6 нс и передачу их в общую систему сбора данных по сети Ethernet 100 Мбит.

Поскольку бестриггерный метод в регистрирующей электронике подразумевает высокоскоростной сбор и хранение большого объема данных, необходимо применять двухуровневую архитектуру. Функция регистрации событий и предварительной буферизации данных была возложена на микросхему ПЛИС, в которой возможно реализовать параллельную обработку данных с максимального числа каналов. Относительно более медленные функции записи и хранения данных в ОЗУ с их последующей отправкой на сервер выполняет микроконтроллер. Такая реализация сбора данных возможна исключительно ввиду циклической работы ускорителя У-70: облучение мишени длительностью в несколько секунд перемежается временными интервалами в несколько секунд без пучка.

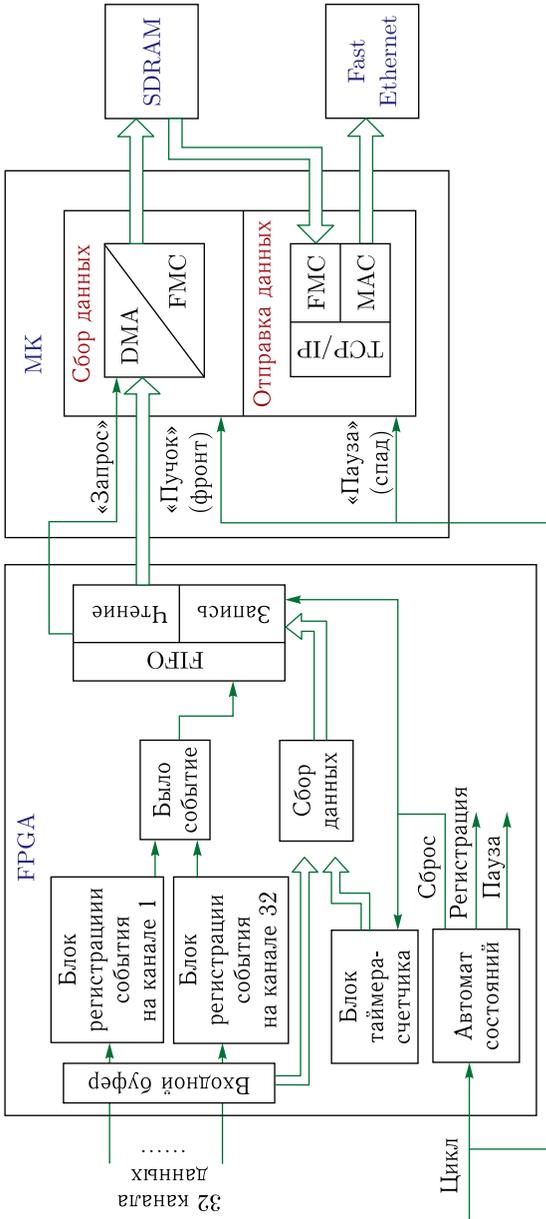


Рис. 35. Общий алгоритм взаимодействия двух плат прототипа

Такой дизайн подразумевает простоту разводки и изготовления основной платы и дает возможность осуществления поэтапного проектирования программного обеспечения и независимой отладки и тестирования двух основных узлов — микроконтроллера и ПЛИС. Основными элементами схемы является микроконтроллер STM32F745 фирмы STM и микросхема FPGA Spartan-6 фирмы Xilinx. Данный микроконтроллер помимо высокопроизводительного ядра ARM Cortex-M7 имеет в своем составе множество периферийных модулей, в том числе контроллер памяти FMC, контроллер Ethernet и DMA-контроллер, которые используются в данной разработке. Максимальная тактовая частота STM32F745 составляет 216 МГц. Помимо микроконтроллера на основной плате расположена микросхема SDRAM-памяти, контроллер физического уровня RMII Ethernet и другие элементы (EEPROM-память, операционные усилители), позволяющие в будущем при необходимости внедрить в прототип новые функции. Предусмотрена гибкая система выбора внешнего источника питания через разные типы разъемов, а также через Ethernet-разъем по стандарту passive PoE.

Как уже отмечалось ранее, ускорительный комплекс У-70 работает циклично: сброс пучка — 2–3 с, пауза — 7–8 с. Таким образом, общий алгоритм работы бестриггерной системы сбора данных с годоскопа сводится к попеременному выполнению двух процессов: непрерывной регистрации событий во время сброса пучка и «вычитывания» накопленных данных из памяти и передачи их в сеть во время паузы. На рис. 35 представлена функциональная схема взаимодействия двух узлов прототипа с внутренними алгоритмами работы каждого из них.

Микроконтроллер STM32F745IGT6 выполняет роль «моста» между тремя периферийными блоками: микросхемой FPGA, SDRAM-памятью и сетью Ethernet. Алгоритм работы контроллера сводится к попеременному входу в один из двух режимов: непрерывный режим получения данных от FPGA и их записи во внешнюю SDRAM-память и режим передачи данных из памяти в сеть Ethernet по протоколу TCP/UDP. Переход в требуемый режим регулируется внешним синхросигналом от ускорителя, который определяет временной интервал для сбора данных.

Прототип годоскопа системы мечения с SiPM в качестве фотодетектора и бестриггерной регистрирующей электроникой для работы с максимальной интенсивностью поляризованного пучка показал высокое качество работы на установке СПАСЧАРМ с интенсивностью  $3 \cdot 10^6$  за цикл ускорителя\*.

**2.3. Измерение абсолютной поляризации пучков.** Мечение траекторий пучковых частиц для определения их абсолютной поляризации представляет собой вполне аккуратный и надежный метод, поскольку он основан на хорошо известных распадах  $\Lambda$ -гиперонов и динамике движе-

\* Интенсивность пучка на канале 14.

ния спина  $1/2$  в магнитном поле. Результаты экспериментов E704 [78] и FODS [79] основаны на таком подходе\*.

Тем не менее сложность геометрии канала и конфигурации магнитного поля в его оптических элементах, потенциальное присутствие ошибок в алгоритмах мечения в реальном времени, неопределенности в  $\Lambda$ -спектрах и т. д. делают крайне желательным независимое подтверждение абсолютной поляризации пучков, так же как и ее мониторингование на предмет нестабильностей во времени. Поэтому наряду с разработкой системы мечения проект СПАСЧАРМ включает в себя дополнительную независимую поляриметрию на основе физических процессов взаимодействия (анти)протонов с веществом.

Представляют интерес процессы с достаточно большим сечением и известной по независимым измерениям\*\* ненулевой спиновой асимметрией. В настоящее время основным способом изучения поляризации пучка является измерение асимметрии в области кулон-ядерной интерференции. Данный метод активно используется на ускорителе RHIC в BNL [90]. В практическом плане рассматриваются поляриметры на основе упругого  $pp$ -рассеяния и инклюзивного образования заряженных пионов с известной асимметрией  $A_N$ . Следует отметить, что невозможно найти указанные выше процессы с измеренными ранее или надежно теоретически предсказываемыми спиновыми асимметриями для всего доступного диапазона импульсов во взаимодействиях протонов и тем более антипротонов. Однако главной задачей независимой поляриметрии является проверка правильности определения поляризации методом мечения и, если необходимо, коррекция его процедур и алгоритмов. И если мечение работает корректно при некоторых импульсах, то есть основания полагать, что оно будет работать столь же корректно и при других. Стоит подчеркнуть, что для некоторых процессов с простой кинематикой, например для упругого рассеяния, односпиновая асимметрия  $A_N$ , измеренная на поляризованной протонной мишени с неполяризованным пучком, может быть затем использована для измерения поляризации пучка того же состава и той же энергии.

**2.3.1. Поляриметр на основе упругого рассеяния.** Возможность использования результатов измерений на поляризованной протонной мишени для поляриметрии пучка существует в подходе, основанном на упругом рассеянии (анти)протонов в силу жесткой кинематической связи частиц, рассеянных в переднюю и заднюю полусферы, а для антипротонов — в силу CP-инвариантности сильных и электромагнитных

---

\* В эксперименте E704 [78] также была предпринята попытка измерить поляризацию протонного и антипротонного пучков двумя другими методами. Результаты этих измерений были вполне совместимыми с мечением, но уступали по величине статистических и систематических ошибок.

\*\* Или из надежной теории.

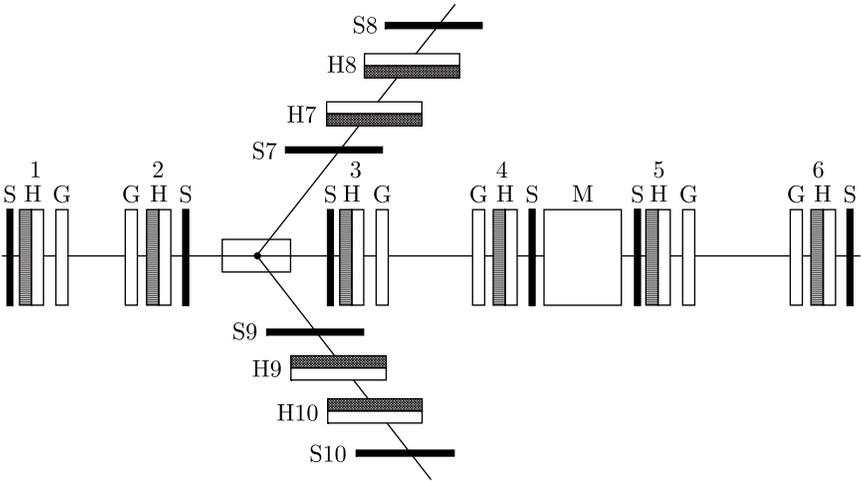


Рис. 36. Схема комбинированного поляриметра: G — GEM-детекторы; H — сцинтилляционные годоскопы; S — сцинтилляционные счетчики

взаимодействий. С использованием упругого рассеяния можно создать так называемый абсолютный поляриметр, главной особенностью которого является возможность измерения на первом этапе анализирующей способности при рассеянии неполяризованного пучка на поляризованной мишени,\* а на втором с помощью полученных результатов для той же энергии пучка и той же установки — поляризации пучка на неполяризованной (водородной) мишени\*\*.

В упругом  $pp$ -рассеянии можно выделить две кинематические области с большим сечением и известной односпиновой асимметрией\*\*\*  $A_N$ : область кулон-ядерной интерференции (КЯИ) при  $0,002 < -t < 0,05$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, где  $t$  — 4-мерный квадрат передачи импульса, и область, которая с увеличением передачи импульса переходит в область дифракционного рассеяния при  $-t > 0,04-0,05$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>.

Комбинированный поляриметр для упругого рассеяния, покрывающий кинематический диапазон  $-t$  от  $\sim 0,002$  до  $\sim 0,3$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, схематически показан на рис. 36.

\* Величина поляризации мишени известна с хорошей точностью (на уровне 1–2%).

\*\* При измерениях поляризации при некоторых значениях энергии пучка можно использовать также известные значения анализирующей способности.

\*\*\* Эта асимметрия совпадает с поперечной поляризацией  $P$  рассеянного нуклона в упругих столкновениях неполяризованных нуклонов. Поэтому для таких процессов часто говорят о поляризации  $P$  вместо асимметрии  $A_N$ .

Таблица 14. Параметры годоскопов Н1–Н10 поляриметра упругого рассеяния \*

Годоскоп	Расстояние от центра мишени, м	Габаритные размеры годоскопов, мм	Размер элемента (ширина × толщина × длина), мм			Количество элементов	
Пучковые годоскопы							
		$X \times Y$	$X$	$Y$	$X$	$Y$	$\Sigma$
Н1	–4,25	54 × 54	6 × 3 × 54	6 × 3 × 54	13	13	26
Н2	–0,25	54 × 54	6 × 3 × 54	6 × 3 × 54	13	13	26
Передний детектор							
Н3	0,25	62 × 70	6 × 3 × 62	6 × 3 × 70	15	17	32
Н4	4,25	190 × 110	6 × 3 × 190	6 × 3 × 110	47	27	74
Н5	5,75	238 × 126	6 × 3 × 238	6 × 3 × 126	59	31	90
Н6	9,75	358 × 158	6 × 3 × 358	6 × 3 × 158	99	39	138
Детектор отдачи							
		$Z \times Y$	$Z$	$Y$	$Z$	$Y$	$\Sigma$
Н7	0,1	246 × 118	6 × 3 × 246	6 × 3 × 118	61	29	90
Н8	0,3	294 × 230	6 × 3 × 294	6 × 3 × 230	73	57	130
Н9	0,1	246 × 118	6 × 3 × 246	6 × 3 × 118	61	29	90
Н10	0,3	294 × 222	6 × 3 × 294	6 × 3 × 222	73	57	130
Сумма элементов = количество ФЭУ = 826							
* Приведены размеры детекторов для измерения при 45 ГэВ, для 16 ГэВ требуется увеличить размеры.							

Поляриметр состоит из набора триггерных счетчиков S и трековых детекторов на основе GEM\* и сцинтилляционных годоскопов\*\*. Переднее плечо, предназначенное для регистрации пучковых (анти)протонов, рассеянных на малые углы, представляет собой магнитный спектрометр с  $2\pi$ -аксептансом по азимуту, который будет задействован во всем кинематическом диапазоне. Два плеча (слева и справа) с азимутальным аксептансом  $\sim 15$ –17% от полного угла  $2\pi$  предназначены для регистрации протонов отдачи в дифракционной области. Параметры годоскопов поляриметра приведены в табл. 14.

Измерения  $A_N$  (или поляризации  $P$ ) в дифракционной области  $pp$ -рассеяния при  $0,04 < -t < 0,525$  (ГэВ/c)<sup>2</sup> и импульсе 45 ГэВ/c были проведены в эксперименте ГЕРА [91] на ускорительном комплексе У-70 ИФВЭ. Результаты измерений из данной статьи приведены на рис. 37.

\* Gaseous Electron Multiplier — газовый электронный усилитель.

\*\* Вместо сцинтилляционных годоскопов могут использоваться трековые детекторы на основе дрейфовых трубок.

Одновременно с измерением поляризации были получены и данные по дифференциальным сечениям  $d\sigma/dt$  упругого  $pp$ -рассеяния с точностью 1–4% в интересующем нас интервале  $-t$  [92]. Эти результаты позволяют определить фактор качества дифракционного поляриметра  $FoM = P^2 d\sigma/dt$  (чем больше значение  $FoM$ , тем лучше поляриметр). Результаты вычисления фактора качества приведены в табл. 15. В наиболее интересном для нас интервале  $0,075 < -t < 0,225$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> с заметной средней асимметрией  $A_N \simeq (2,37 \pm 0,12)\%$ , измеренной с  $\sim 5\%$ -й относительной ошибкой, дифференциальное сечение хорошо описывается формулой из работы [92]:  $d\sigma/dt = a e^{bt}$ , где  $a = (84,8 \pm 3,5)$  мб/(ГэВ/с)<sup>2</sup> и  $b = (11,42 \pm \pm 0,35)$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>.

Из табл. 15 следует, что фактор качества поляриметра  $FoM$  растет с уменьшением квадрата 4-мерного переданного импульса  $-t$  благодаря росту дифференциального сечения. Это сразу наводит на мысль об изучении возможности использования одновременно с дифракционным поляриметром и поляриметра в области КЯИ. Поляризация в упругом  $pp$ -рассеянии в области КЯИ не измерена при импульсе 45 ГэВ/с. Однако такие измерения были проведены на RHIC при энергии в с. ц. м.  $\sqrt{s} = 6,8, 7,7, 13,7, 21,7$  ГэВ [18–20]. Найденные путем подгонки параметры приведенных спин-флипповых амплитуд  $Re r_5$  и  $Im r_5$  были интерполированы к нашей энергии  $\sqrt{s} = 9,3$  ГэВ, и по этим параметрам вычислена анализирующая способность при импульсе 45 ГэВ/с. С учетом ограниченных возможностей дифракционного поляриметра представляется целесообразным использование параллельно с дифракционным поляриметром и интерференционного. Два поляриметра могут работать параллельно только на жидководородной мишени (ЖВМ).

Кинематический диапазон КЯИ в упругом рассеянии протонов находится в области очень малых передач импульса:  $0,002 < -t < 0,05$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Привлекательность этого процесса для поляриметрии состоит в следующем. Во-первых, спиновые асимметрии в этом процессе достаточно хорошо изучены теоретически [93, 94], что позволяет использовать такой поляриметр и при энергиях пучка, для которых нет измеренных данных. Во-вторых, асимметрия  $A_N$  довольно слабо зависит от энергии. Сравнительно недавно она была хорошо

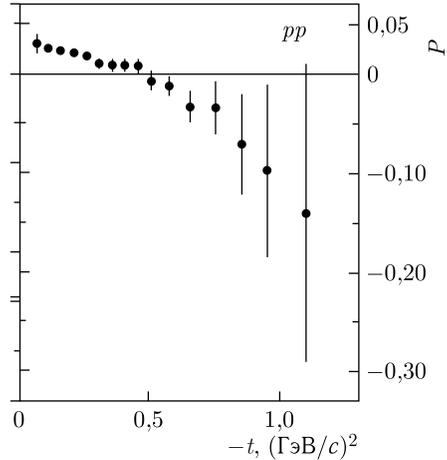


Рис. 37. Поляризация в упругом  $pp$ -рассеянии при импульсе 45 ГэВ/с

Таблица 15. Поляризация, кинематические параметры и фон дифракционных событий

$-t$ , (ГэВ/с) <sup>2</sup>	$\eta = S/(S + B)$	$P$	FoM, мкб/(ГэВ/с) <sup>2</sup>	$\Theta_{\text{scat}}$	$\Theta_{\text{rec}}$
0,040–0,075	0,944	0,03 ± 0,01	38,7	0,285–0,395	81,5–84,0
0,075–0,125	0,984	0,026 ± 0,002	18,9	0,39–0,51	79,07–81,5
0,125–0,175	0,978	0,023 ± 0,002	7,8	0,51–0,60	77,13–79,08
0,175–0,225	0,968	0,022 ± 0,002	5,3	0,60–0,69	75,47–77,13
0,225–0,275	0,960	0,016 ± 0,002	1,6	0,69–0,76	74,01–75,47
0,275–0,325	0,944	0,021 ± 0,004	1,8	0,76–0,82	72,69–74,01
0,325–0,375	0,924	0,009 ± 0,005	0,2	0,82–0,88	71,49–72,69
0,375–0,425	0,884	0,009 ± 0,005	0,1	0,88–0,94	70,38–71,49
0,425–0,475	0,861	0,009 ± 0,008	0,07	0,94–0,99	69,33–70,37
0,475–0,525	0,814	0,007 ± 0,010	0,03	0,99–1,05	68,37–69,33

измерена на ускорителе RHIC в BNL для нескольких значений импульса пучка [95–97], в том числе и в нескольких точках рабочего интервала импульсов СПАСЧАРМ. Максимального значения  $\sim 4,0\text{--}4,5\%$  асимметрия  $A_N$  достигает при  $-t \simeq 0,003$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, а среднее значение, взвешенное с сечением на интервале  $0,002 < -t < 0,05$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, может быть консервативно оценено как  $\sim 3\%$ . Сечение упругого рассеяния в том же  $t$ -интервале составляет  $\sim 2,75$  мб.

### 2.3.1.1. Абсолютный поляриметр на основе упругого рассеяния.

Использование поляриметра на основе упругого рассеяния позволяет создать абсолютный поляриметр как для протонного, так и для антипротонного пучка. Метод основан на том, что анализирующая способность упругого рассеяния не зависит от того, что поляризовано — пучок или мишень. Таким образом, для любой энергии можно сначала измерить анализирующую способность с использованием поляризованной мишени и неполяризованного пучка.

Поляризация мишени составляет 75–90% (в зависимости от используемого вещества), а точность измерения поляризации мишени составляет 2–3%, что мало по сравнению с ожидаемой точностью измерения поляризации пучка.

Ниже будет приведена оценка времени, необходимого для измерения поляризации пучка как с использованием абсолютного поляриметра, так и с помощью имеющихся данных по измерению анализирующей способности.

### 2.3.1.2. Оценка времени для измерения поляризации пучка поляризованных протонов.

Оценка необходимого времени для измерения поляризации в  $pp$ -рассеянии при импульсе 45 ГэВ/с в интервале  $-t = 0,040\text{--}0,475$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> проведена в предположении идеальной рабо-

ты (эффektivности 100 %) поляриметра в этом интервале. Светимость  $L = \nu I N_A \rho x$ , где  $\nu = 0,1$  — скважность пучка, определяемая как количество циклов в секунду,  $I$  — интенсивность пучка в цикле,  $N_A = 6 \cdot 10^{23}$  — число Авогадро,  $\rho$  — плотность мишени,  $x$  — толщина мишени. Оценка проведена для интенсивности  $I = 10^7$  протонов/цикл\*, плотности ЖВМ  $\rho = 0,07$  г/см<sup>3</sup> и длины мишени  $x = 50$  см. Светимость составит  $2,1 \cdot 10^{30}$  см<sup>-2</sup> · с<sup>-1</sup>.

Общее ожидаемое количество событий  $N(t_0) = L d\sigma/dt(t_0) \Delta t \Delta \varphi / \varphi$  при среднем значении  $t_0 = 0,22$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> для интервала  $\Delta t = 0,03$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> с азимутальным акцептансом  $\Delta \varphi / \varphi = 0,17$  (при использовании двухплечевого спектрометра) и дифференциальным сечением  $d\sigma/dt(t_0)(0,22) = (8,326 \pm 0,073)$  мб/(ГэВ/с)<sup>2</sup> за 1 ч работы ускорителя составит  $2,1 \cdot 10^{30} \cdot 8,326 \cdot 10^{-27} \cdot 0,03 \cdot 0,17 \cdot 3,6 \cdot 10^3 = 3,21 \cdot 10^5$  протонов/ч.

Основной вклад в ошибку измерения поляризации дает ошибка измеренной величины анализирующей способности. При измерении поляризации пучка с точностью 14 % (ошибка 10 % при измерении анализирующей способности)  $\Delta \varepsilon = 0,1$ ,  $\varepsilon = 0,1 \cdot P_B \cdot A_N$ . При значениях  $P_B = 0,4$ ,  $A_N = 0,022$  получаем  $\Delta \varepsilon = 0,88 \cdot 10^{-3}$ , соответственно, необходимая статистика составляет  $N = 1/(\Delta \varepsilon)^2 = 1,29 \cdot 10^6$  событий. С учетом полученной выше скорости набора статистики находим требуемое время для набора такой статистики:  $T = 5-6$  ч\*\*. При этом точность измерения средней поляризации пучка окажется, как мы отметили, выше 14 %. Можно с использованием имеющихся данных достичь точность в определении поляризации 11 %, если «сырую» асимметрию измерим с точностью 5 %. Однако при этом время набора статистики увеличится в 4 раза (т. е. составит примерно 1 сут). Аналогичное время получается при использовании данных в области кулон-ядерной интерференции.

Важно, что при использовании известных уже данных точность измерения поляризации ограничена точностью измерений. В такой ситуации следует привести абсолютное значение поляризации, т. е. определить анализирующую способность  $A_N$  при требуемой энергии. Для измерения анализирующей способности с точностью 5 % требуется менее суток. Таким образом, при интенсивности пучка  $10^7$  протонов/цикл можно достичь точности измерения поляризации протонов 7 % за несколько суток.

*2.3.1.3. Оценка времени для измерения поляризации пучка поляризованных антипротонов.* Преимущество использования упругого рассеяния для измерения абсолютного значения поляризации пучка заклю-

\* Расчетная интенсивность может достигать  $1,5 \cdot 10^7$  протонов/цикл, при этом две трети пучка имеют среднюю поляризацию около 40 %.

\*\* При использовании в расчетах мишени длиной 20 см и интенсивности  $1 \cdot 10^6$  протонов/цикл время составит 110–120 ч.

чается в том, что данный метод можно применять также для измерения поляризации пучка антипротонов, для которых нет никаких экспериментальных данных. Оценка необходимого требования для пучка антипротонов приведена в работе [98] исходя из предположения, что абсолютные величины данных эффектов для протонов и антипротонов должны совпадать. При оценке времени использовались данные работы [99], в соответствии с которой упругие сечения протон-протонных и антипротон-протонных взаимодействий совпадают и равны для  $16 \text{ ГэВ}$   $d\sigma/dt = (3,77 \pm 0,16) \cdot 10^{-27} \text{ мб}/(\text{ГэВ}/c)^2$  при  $t = 0,3 (\text{ГэВ}/c)^2$ .

Для измерения анализирующей способности упругого рассеяния антипротонов на протонах при энергии пучка  $16 \text{ ГэВ}$  с использованием существующей поляризованной мишени (см. п. 3.3) достаточно  $50\text{--}60$  ч. В данных расчетах бралась минимально возможная интенсивность пучка поляризованных антипротонов ( $6 \cdot 10^4$  за цикл), чтобы пучок полностью попадал в апертуру поляризованной мишени. Для непосредственного измерения поляризации пучка с относительной точностью  $10\%$  с применением ЖВМ такого же размера необходимо еще примерно  $300$  ч. При использовании ЖВМ длиной  $50$  см и диаметром  $10$  см можно применять всю интенсивность пучка поляризованных антипротонов (примерно  $3,6 \cdot 10^5$ ), время измерения уменьшается в  $15$  раз и составляет  $20$  ч.

*2.3.1.4. Возможность выделения упругого  $pp$ -рассеяния.* Для проверки возможности выделения упругого  $pp$ -рассеяния было проведено моделирование методом Монте-Карло, чтобы оценить уровень фона и возможность выделения сигнала с использованием реальной аппаратуры и разброса пучка.

При моделировании использовались такие параметры пучка, как размер пучка на мишени, угловой разброс, импульсный разброс пучка (в соответствии с п. 2.1.4, табл. 11) для энергии  $15 \text{ ГэВ}$ . При этом учитывалось, что импульс пучкового протона измеряется с точностью  $1\%$  (импульсный разброс пучка составляет  $2\%$ ). На рис. 38 показаны угловые распределения протонов отдачи и рассеяния для двух энергий, а на рис. 39 — двумерные распределения координат протонов в плоскостях соответствующих детекторов.

Для восстановления используется установка, представленная на рис. 36 (можно использовать часть установки). Расчеты проводились для детекторов гребешкового типа (см. как пример рис. 30) с размером сцинтилляционного элемента  $6 \text{ мм}$  (т. е. с шагом  $2 \text{ мм}$ ). Требовалось попадание обеих частиц в детектор, и находилось произведение тангенсов углов для частиц отдачи и рассеяния. По реконструированным координатам построены двумерные распределения для упругих (рис. 40) и дифракционных (рис. 41) процессов.

Используя информацию об этих распределениях и выбирая следующие интервалы для  $-0,2 < \Delta\varphi < 0,2$  и  $0,09 < tg 1 \cdot tg 2 < 0,14$ , получаем

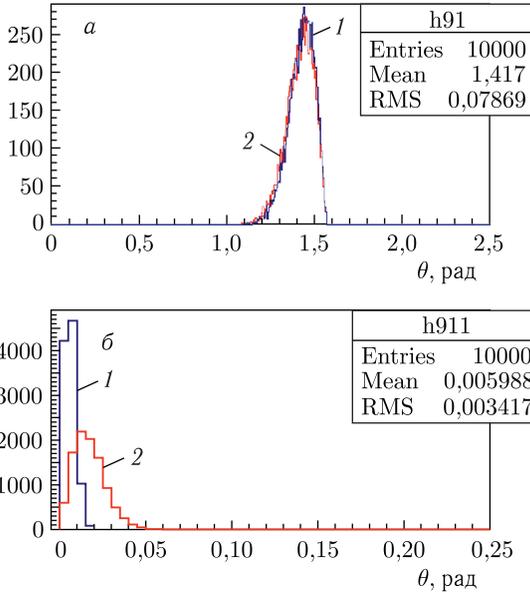


Рис. 38 (цветной в электронной версии). Угловые распределения протонов отдачи (а) и рассеяния (б) для энергий 45 (синий, 1) и 16 (красный, 2) ГэВ

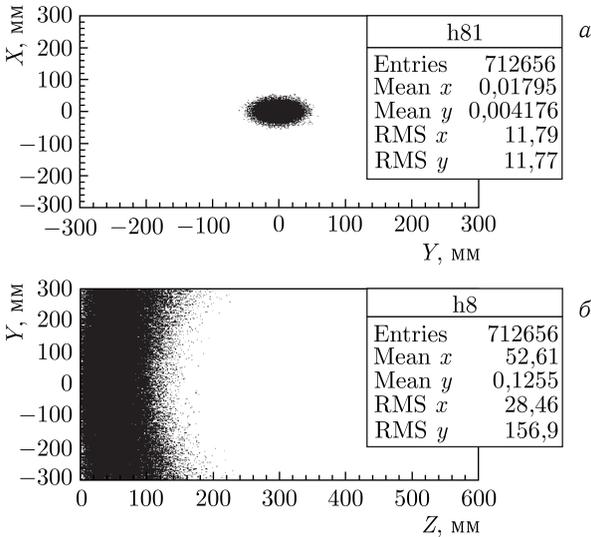


Рис. 39. Распределение рассеянных протонов на плоскости, на которой находится детектор рассеянных протонов (а), и протонов отдачи на плоскости, на которой находится детектор отдачи (б), для упругих событий

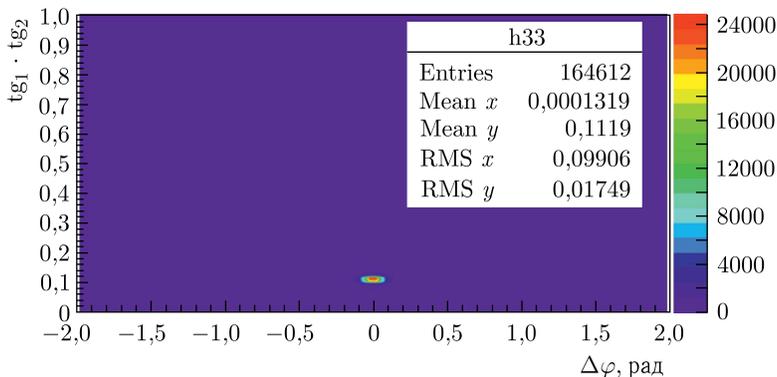


Рис. 40. Произведения тангенсов в зависимости от разности азимутальных углов (только для упругих процессов с учетом размеров детекторов H3 и H5)

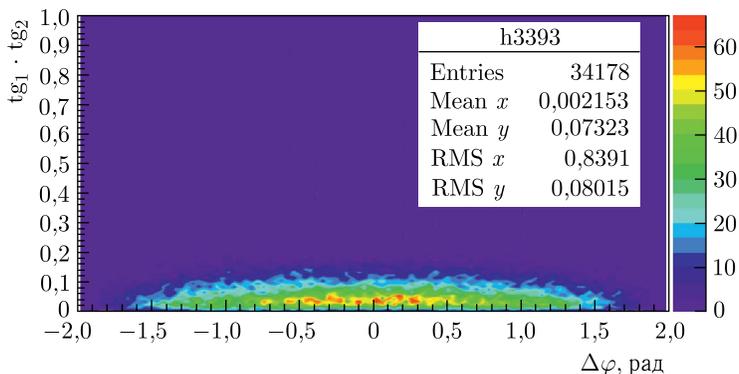


Рис. 41. То же, что и на рис. 40, но для дифракционных процессов

оценку для отношения сигнала к фону  $S/(S + B) = 0,995$ . На рис. 42 показаны распределения по импульсу частиц для отобранных событий.

**2.3.2. Поляриметрия на основе инклюзивных заряженных пионов.** Измерение спиновых асимметрий в инклюзивных процессах в широком спектре энергии при  $\sqrt{s}$  от  $\sim 5$  до 200 ГэВ находилось в фокусе целого ряда экспериментов в течение нескольких последних десятилетий. Вопреки ранним предсказаниям пертурбативной КХД, асимметрия  $A_N$  в рождении заряженных пионов вперед оказалась большой (до  $\sim 40\%$ ) и остается таковой во всем диапазоне достигнутых энергий. Это подробно обсуждается в п. 1.2.2 и прил. А.1.3. На рис. 7 приведена подборка результатов нескольких экспериментов. Именно эту особенность односпиновой асимметрии предлагается использовать в проекте СПАСЧАРМ.

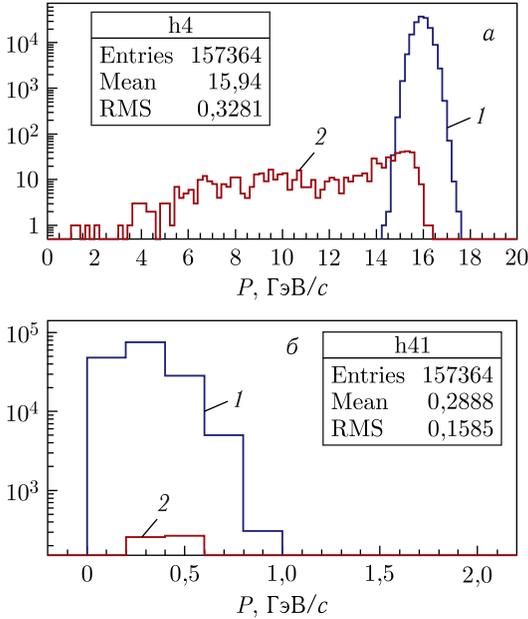


Рис. 42 (цветной в электронной версии). Распределение по импульсу рассеянных частиц (а) и частиц отдачи (б) для упругих (синий, 1) и дифракционных (красный, 2) процессов

Подобное поведение  $A_N$  наблюдалось также в процессах  $p^\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$ . Однако абсолютные величины  $A_N$  для инклюзивных  $\pi^\pm$  превышают значения  $A_N$  для  $\pi^0$  более чем в 2 раза. Кроме того, для энергетического диапазона СПАСЧАРМ  $\sim 10\text{--}45$  ГэВ к настоящему времени по заряженным пионам накоплено данных больше и лучшей точности, чем по нейтральным. Также было найдено, что асимметрия  $A_N$  в процессах  $p^\uparrow A \rightarrow \pi^\pm X$  на ядрах углерода практически не отличается от  $p^\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$  [32] и как минимум до меди не просматривается ее зависимости от ядерного состава мишени [100–102].

Исходя из этого предлагается использовать имеющиеся результаты для измерения поляризации пучка. Оптимальным представляется взять данные эксперимента E925 при 22 ГэВ, так как они определены с наилучшей точностью\*. Измерение односпиновых асимметрий, включая  $A_N$  в инклюзивном рождении легких мезонов, является важнейшей составляющей физической программы СПАСЧАРМ. Это означает, что все необходимые данные для поляриметрии на инклюзивных пионах

\* Другим аргументом является близость энергии (и вообще возможность провести измерения при этой же энергии).

Таблица 16. Скорость набора статистики и оценки времени для измерения поляризации протонного пучка в реакции  $p^{\uparrow}p \rightarrow \pi^+X$  на жидководородной мишени длиной 20 см (детали см. в тексте). Показаны только статистические ошибки для  $A_N$  из работы [32] \*

Параметр для реакции $p^{\uparrow}p \rightarrow \pi^+X$	$0,55 < x_F < 0,6$ $\langle p_T \rangle = 0,7$ ГэВ/с	$0,6 < x_F < 0,65$ $\langle p_T \rangle = 0,7$ ГэВ/с	$0,65 < x_F < 0,7$ $\langle p_T \rangle = 0,8$ ГэВ/с
$A_N, \%$	$15,7 \pm 1,5$	$23,7 \pm 2,0$	$29,1 \pm 2,9$
Необходимое число $N_{EV}$	$\sim 5,5 \cdot 10^4$	$\sim 2,5 \cdot 10^4$	$\sim 1,6 \cdot 10^4$
Сечение $\sigma$ , мкб	$\sim 15$	$\sim 7$	$\sim 4$
$N_{EV}/\text{цикл}$	$\sim 12,7$	$\sim 6,0$	$\sim 3,4$
Время измерений, ч	$\sim 10,8$	$\sim 10,4$	$\sim 11,8$

\* Ошибка нормировки поляризации пучка в таблицу не включена.

Таблица 17. То же, что и в табл. 16, но для реакции  $p^{\uparrow}C \rightarrow \pi^+X$  на мишени из графита толщиной 4 см. Показаны только статистические ошибки для  $A_N$  из работы [32] \*

Параметр для реакции $p^{\uparrow}C \rightarrow \pi^+X$	$0,55 < x_F < 0,6$ $\langle p_T \rangle = 0,7$ ГэВ/с	$0,6 < x_F < 0,65$ $\langle p_T \rangle = 0,7$ ГэВ/с	$0,65 < x_F < 0,7$ $\langle p_T \rangle = 0,8$ ГэВ/с
$A_N, \%$	$12,5 \pm 1,1$	$22,8 \pm 1,5$	$30,2 \pm 2,4$
Необходимое число $N_{EV}$	$\sim 8,7 \cdot 10^4$	$\sim 2,6 \cdot 10^4$	$\sim 1,5 \cdot 10^4$
Сечение $\sigma$ , мкб	$\sim 110$	$\sim 50$	$\sim 30$
$N_{EV}/\text{цикл}$	$\sim 48$	$\sim 22$	$\sim 13$
Время измерений, ч	$\sim 4,5$	$\sim 3$	$\sim 3$

\* Ошибка нормировки поляризации пучка в таблицу не включена.

могут быть получены в самом спектрометре СПАСЧАРМ и никакое другое дополнительное оборудование не потребуется. Детектор установки СПАСЧАРМ представляет собой широкоапертурный спектрометр для заряженных и нейтральных частиц с хорошей идентификацией, имеющий  $2\pi$ -акseptанс по азимуту в кинематическом диапазоне по поперечному импульсу  $p_T < 2,5$  ГэВ/с и  $0 < x_F < 1$  (детальное описание состава детекторов СПАСЧАРМ содержится в п. 2.5).

Приведенные ниже оценки получены именно на основе результатов эксперимента E925. В табл. 16 и 17 приведены оценки для скорости набора статистики и времен экспозиции, необходимые для измерения поляризации протонного пучка с импульсом 22 ГэВ/с со статистическими ошибками  $\Delta P/P \approx 4\%$  ( $\Delta P/P \approx 10\%$  для  $P \approx 40\%$ ).

Интенсивность поляризованного пучка в этих оценках предполагалась консервативно равной  $10^6$  протонов/цикл с интервалом между циклами 9 с (на порядок ниже расчетной интенсивности). Измеренные значения  $A_N$  инклюзивного рождения  $\pi^+$ -мезонов в столкновениях  $p^\uparrow p$  (см. табл. 16) и  $p^\uparrow C$  (см. табл. 17) взяты из работы [32]. Оценки сечений  $\sigma$  определены также по измерениям [32], нормированным на данные из работ [103, 104].

Таким образом, оценки свидетельствуют, что за несколько часов экспозиции поляризация протонного пучка может быть измерена со статистической точностью  $\sim 3\text{--}5\%$ . Измерения могут быть проведены как с криогенной ЖВМ, так и с более простыми в обращении ядерными мишенями.

Точность имеющихся к настоящему времени экспериментальных данных для  $A_N$  в инклюзивном рождении заряженных пионов вполне достаточна для использования в целях проверки функционирования системы мечения. Вне сомнения, точность знания  $A_N$  для инклюзивных пионов будет улучшена в процессе реализации программы СПАСЧАРМ. Также следует отметить, что данные измерения можно подтвердить измерением односпиновой асимметрии отрицательных пионов.

Стоит отметить, что в подходе, основанном на инклюзивных пионах, в эксперименте СПАСЧАРМ нет практической возможности выполнить необходимые дополнительные измерения асимметрии  $A_N$  на поляризованной протонной мишени с тем, чтобы использовать их результаты для поляриметрии (анти)протонного пучка той же энергии. Для этой цели пришлось бы провести измерения на поляризованной мишени для рождения пионов в «заднюю» по отношению к направлению пучка полушферу. Но в проекте установки СПАСЧАРМ не предполагается наличие «заднего» спектрометра для заряженных частиц. Дополнение ее таким спектрометром представляет собой очень серьезную и дорогостоящую модификацию в целом всего эксперимента.

**2.3.3. Поляриметрия на основе эффекта Примакова.** Еще одним возможным способом измерения поляризации пучков может быть метод на основе эффекта Примакова. Процесс Примакова был введен в 1951 г. в работе [105], в которой впервые было показано, что ширина радиационного распада адронного резонанса связана с сечением образования этого резонанса в кулоновском поле ядра. В поляриметре Примакова используется диссоциация протона в пару  $p\pi^0$  в кулоновском поле ядерной мишени с большой величиной заряда  $Z$ :  $pZ \rightarrow p\gamma Z \rightarrow p\pi^0 Z$ , где  $\gamma$  — виртуальный фотон. Эта реакция связана с фоторождением  $\pi^0$ -мезона на протонной мишени при низких энергиях (измеренная асимметрия составила  $\sim 90\%$  в области энергии 500–800 МэВ). Таким образом, поляризацию протонного пучка можно измерить, используя известную асимметрию низкоэнергетического фоторождения  $\pi^0$ -мезонов как анализирующую способность реакции.

Как впервые было показано Примаковым и соавторами [106], ширина радиационного распада адронных резонансов может быть связана с сечением образования резонанса при взаимодействии адронов в кулоновском поле ядер [107–110]. Общая формула для этой связи, включая спиновые наблюдаемые, была описана Марголисом и Томасом [111]. Современный анализ процесса Примакова представлен в работе [112].

Когда конечное состояние  $p\pi^0$  движется почти вперед, т. е. с очень малым импульсом, переданным от протона ядру, в реакции доминирует однофотонный обмен. Фейнмановская диаграмма для реакции включает амплитуду виртуальный фотон  $+p \rightarrow \pi^0 + p$ , и для очень малых переданных импульсов (скажем,  $|k^2| \approx 10^{-3} (\text{ГэВ}/c)^2$ , где  $k$  — 4-импульс виртуального фотона) в процессе Примакова виртуальный фотон находится почти на массовой поверхности. Таким образом, с очень хорошей точностью аппроксимации можно рассматривать амплитуду с виртуальным фотоном как физическую амплитуду для настоящего процесса фотообразования, который изучался при низких и средних энергиях [113].

Замечательной особенностью данной реакции является то, что даже при очень высоких энергиях начального протона энергия в с. ц. м. для реакции фотообразования с виртуальным фотоном мала. Также экспериментально установлено, что анализирующая способность данной реакции при этих энергиях велика и достигает 90 % [113]. Идея использования эффекта Примакова для измерения поляризации протонного пучка была предложена Д. Андервудом [114].

Экспериментальные возможности подхода впервые были продемонстрированы в 1989 г. во FNAL (США), где была измерена анализирующая способность реакции Примакова на протонном пучке с импульсом 185 ГэВ/с и известной поляризацией. Показано, что она соответствует теоретическим ожиданиям [115]. Анализирующая способность  $T(\theta)$  когерентного кулоновского процесса равна  $-0,57 \pm 0,12$  (стат.)  $\pm 0,19$  (ошибка нормировки из-за фактора разбавления) в диапазоне масс  $\pi^0 p$  системы 1,36–1,56 ГэВ/с<sup>2</sup> и  $\theta_{\pi^0 p} = 60$ –120°. Анализирующая способность фотообразования  $\pi^0$ , усредненная по той же кинематической области, составляет  $-0,65 \pm 0,04$ .

Для измерения поляризации на основе эффекта Примакова планируется использовать прецизионный тонкосегментированный калориметр типа «шашлык», входящий в состав экспериментальной установки. Для определения возможности и времени измерения будет проведено дополнительное исследование.

**2.3.4. Резюме по измерению поляризации пучка.** При создании пучка поляризованных (анти)протонов значение поляризации пучка можно определить, не только используя расчеты и систему мечения, но и проводя дополнительные измерения. Используя упругие процессы для определения анализирующей способности реакции, можно провести измерения поляризации пучка (анти)протонов для любой энергии частиц.

Расчеты показывают возможность измерения такой поляризации за достаточно малое время для протонов (несколько часов) и примерно за 200 ч для антипротонов\*.

С помощью известных данных по односпиновой асимметрии рождения заряженных пионов можно определить поляризацию пучка с энергией 22 ГэВ (на основе данных эксперимента E925) за несколько (5–10) часов. Данная процедура дает возможность провести «калибровку» системы мечения пучка, которая будет использоваться для определения поляризации.

Следует отметить, что поляриметр на основе процесса Примакова (с анализирующей способностью 90 %) является, безусловно, уникальным прибором в сравнении с другими планируемыми поляриметрами, в которых анализирующая способность гораздо меньше.

**2.4. Система магнитов «змейка» (spin flipper) для поворота поляризации.** Система поворотных магнитов «змейка» должна состоять из магнитов, которые позволят изменить ориентацию вектора поляризации пучковых частиц (протонов или антипротонов) от одного направления к другому. Эта система не должна вносить никаких пространственных или угловых искажений в оптические параметры пучка. Все смещения и отклонения траекторий пучка должны компенсироваться внутри этой системы магнитов. «Змейка» будет располагаться вблизи конечного фокуса канала поляризованных частиц 24А непосредственно перед мишенью эксперимента.

Следует отметить, что в отличие от канала поляризованных протонов и антипротонов во FNAL в 1980–1990-е гг. (эксперименты E581 и E704) в канале 24А анализ пучка по импульсу будет вестись в горизонтальной плоскости, а по поляризации — в вертикальной. Матрица передачи единичная и в горизонтальной, и в вертикальной плоскости.

Система «змейка» канала 24А будет использоваться для двух целей:

1) периодического изменения направления вектора поляризации пучка на противоположное направление для уменьшения систематических ошибок эксперимента;

2) поворота направления спина от вертикального (направление  $N$ ), которое будет определяться станцией мечения, к продольному (направление  $L$ ), что необходимо для различных экспериментов.

Предполагается работать на канале 24А с энергиями пучка в диапазоне 10–45 ГэВ. Если поля в магнитах «змейки» будут перпендикулярны направлению пучка, то преимуществом такой системы будет то, что при данном угле прецессии спина величина поля почти не зависит от импульса частицы в нашем диапазоне энергий пучка.

---

\* 300 ч с учетом времени, необходимого для измерения анализирующей способности.

Требования к системе поворота спина:

- предполагается, что на входе в «змейку» пучок состоит из трех частей: с поляризацией  $P(+)$ ,  $P(0)$  и  $P(-)$  (в скобках указаны направления поляризации вверх по вертикали, условно нулевая поляризация и вниз по вертикали соответственно), и необходимо осуществить поворот поляризаций на  $180^\circ$  вокруг оси пучка (назовем это реверсом поляризаций);

- поперечную поляризацию на входе сделать на выходе «змейки» продольной, направленной в одном случае вдоль, в другом — против направления импульса пучка;

- при этих операциях параметры пучка (размеры, угловые расходимости, положение оси и т. д.) не должны меняться: допуски на изменения могут быть ниже 10 %;

- деполяризующий эффект от «змейки» на выходе должен быть ниже 10 %;

- время реверса магнитного поля «змейки» не должно приводить к потере времени на пучке выше 10 % (например, если мы совершаем реверс поляризации каждый час, то реверс поля должен завершиться меньше чем за 6 мин);

- на экспериментальную установку в онлайн-режиме должна поступать информация о состоянии «змейки» в определенное время сеанса;

- «змейка» должна разместиться на канале на длине не более 8 м;

- требования к внутренним размерам определяются размером пучка на выходе из последней линзы (перед «змейкой»), которые совпадают для антипротонов с энергией 14 ГэВ и протонов с энергией 40 ГэВ (максимальный захват) — 120 мм по горизонтали и 160 мм по вертикали по основанию.

**2.4.1. Проект системы поворота спина для канала 24.** Проект системы поворота спина для канала 24 подготовлен группой Института ядерной физики (ИЯФ) СО РАН под руководством Ю. М. Шатунова. Основные идеи и параметры данной системы представлены в работе [116]. Как указано в требованиях к системе поворота спина, задача спин-флиппера — уметь не только переворачивать спин нуклона на противоположный, но и менять поперечную поляризацию на продольную. Общий метод для подобных систем, основанный на использовании геликоидальных магнитов, был успешно применен на ускорителе RHIC [117].

Простейшая «змейка» состоит из двух геликоидальных магнитов с противоположным направлением вращения и четырех корректирующих магнитов. На рис. 43 показан проект обмотки геликоидального магнита.

Магнитное поле двух геликоидальных магнитов и оптимальная траектория частиц представлены на рис. 44. Для коррекции траектории частиц необходимо использовать корректирующие магниты (отмечены прямоугольниками). Данная траектория показана для единичной матрицы системы.

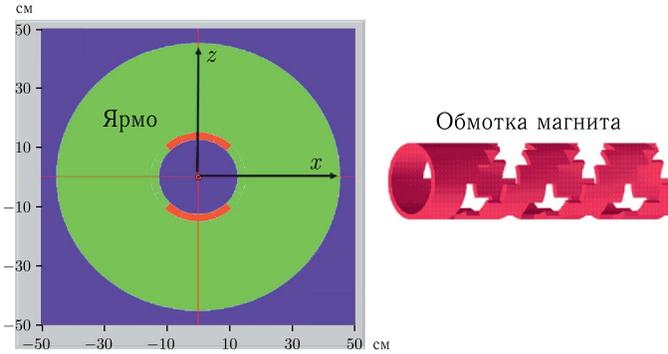


Рис. 43. Дизайн ярма и обмотки одного геликоидального магнита (ось  $z$  соответствует вертикальному направлению)

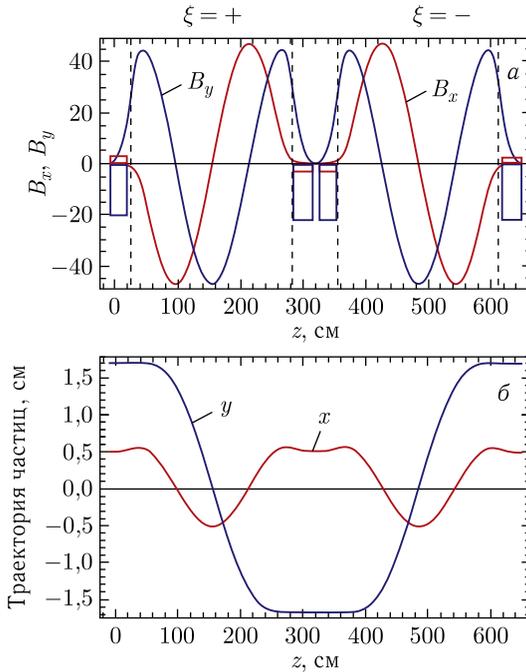


Рис. 44. Магнитное поле двух геликоидальных магнитов (а) и траектория частиц внутри «змейки» при единичной матрице (б)

Расчеты показывают, что как минимум 97% поляризации сохраняется для всех компонент. На рис.45 приведены спиновые траектории для вертикальной и продольной компонент.

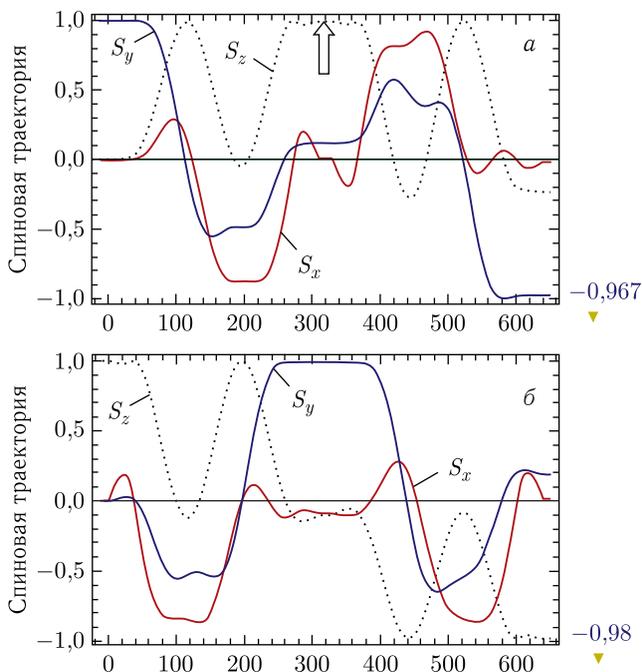


Рис. 45. Спиновые траектории для поперечной (а) и продольной (б) компонент поляризации

Общие свойства системы:

— геликоидальный магнит: максимальное магнитное поле  $B_{\max} = 47$  кГс, длина  $\lambda = 2,5$  м;

— корректирующие дипольные магниты: магнитное поле  $B = 23$  кГс, длина  $l = 30$  см.

Общая длина системы — 6,5 м, спиновая прозрачность — 97%.

Окончательная разработка оптической системы может быть выполнена в ИЯФ СО РАН (Новосибирск), изготовление — в ИФВЭ (Протвино) или ОИЯИ (Дубна).

## 2.5. Размещение экспериментальной установки на канале 24.

Экспериментальная установка СПАСЧАРМ будет располагаться в конце канала 24 (см. рис. 18), при этом длина канала выбрана такой, чтобы установка находилась в широкой части галереи ускорительного комплекса, что позволит обеспечить необходимое пространство для размещения установки и возможность ее перемещения.

Разработаны чертежи для установки, которые предусматривают:

— размещение собственно установки и «сибирской змейки» в широкой части галереи;



— размещение двух экспериментальных домиков для системы сбора данных и высоковольтной электроники, а также компьютеров для сбора и анализа данных, там же будут располагаться рабочие места операторов;

— помещения для криогенных систем обеспечения установки жидким азотом и гелием (необходим для функционирования поляризованной мишени и системы вращения спина);

— помещения (платформы) для размещения системы обеспечения газом трековых детекторов установки.

Схема размещения установки показана на рис. 46.

Непосредственно экспериментальная установка будет стоять на существующих двухуровневых полах широкой части галереи. Протяженность установки от стены галереи до заднего фронта поглотителя пучка составляет 37,5 м — 12,5 м до центра мишени и 25 м длина самой установки СПАСЧАРМ, ширина зоны установки — более 10 м. Предусмотрены зоны (выделены треугольной штриховкой) для детекторов для поляриметрии и изучения упругого рассеяния.

Место расположения спектрометрического магнита фиксированное и определяется конструкцией пола в зоне галереи. Остальные детекторы могут при необходимости сдвигаться по направлению пучка. Комплекс поляризованной мишени может смещаться перпендикулярно направлению пучка, если в установке используются водородная или ядерные мишени. Криогенное и газовое оборудование будет располагаться на том же уровне, что и экспериментальное оборудование.

Домики для электроники системы сбора данных, компьютеров и места размещения служебного персонала располагаются на втором этаже, на одном уровне с переходами в галерею.

Разработанная схема размещения аппаратуры не требует существенной переделки имеющейся в данном месте инфраструктуры У-70 и не мешает проведению исследований в других экспериментальных зонах.

Благодаря бетонной защите фон от канала частиц, расположенного рядом, невелик и не мешает проведению эксперимента (расчеты выполнялись в отделах пучков и радиационных исследований ИФВЭ).

### **3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА СПАСЧАРМ**

Для исследования спиновых эффектов в рождении чармония на канале 24 экспериментальная установка должна обеспечить выполнение необходимых основных требований, исходя из которых определяется состав оборудования:

— регистрацию вторичных заряженных частиц в диапазоне от 500 МэВ до 50 ГэВ в большом телесном угле и в полном азимутальном угле;

- регистрацию гамма-квантов в диапазоне от 200 МэВ до 40 ГэВ (с возможностью перестройки энергетической шкалы) в большом телесном угле и в полном азимутальном угле;
- идентификацию заряженных частиц в диапазоне 1–20 ГэВ;
- возможность регистрации распадов вторичных частиц, включая гипероны;
- высокое координатное разрешение пучковых частиц, прежде всего для исследования упругих процессов;
- импульсное разрешение на уровне 0,4 % при 10 ГэВ/с;
- энергетическое разрешение электромагнитного калориметра  $3\%/\sqrt{E}$ .

Принципиальная схема установки приведена на рис. 47. Экспериментальная установка состоит из следующих основных узлов:

- пучковой аппаратуры, позволяющей регистрировать до  $10^7$  частиц за сброс ускорителя, для определения координат и типов пучковых частиц (на рис. 47 не представлена);
- жидководородной (показана на рис. 47), поляризованной и ядерных мишеней;

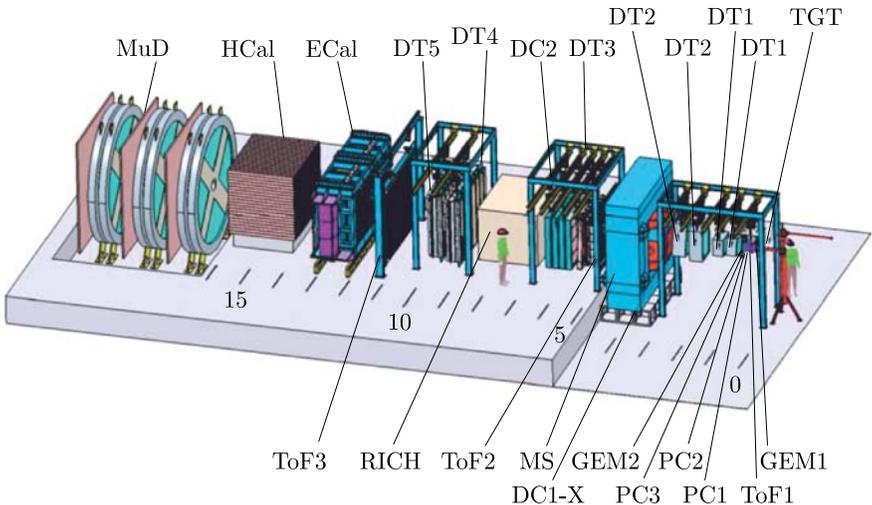


Рис. 47. Схема экспериментальной установки СПАСЧАРМ: TGT — жидководородная мишень; GEM1, GEM2 — детекторы на основе газового электронного усиления (ГЭУ, или GEM); ToF1–ToF3 — годоскопы времяпролетной системы; DT1–DT5 — станции на основе тонкостенных дрейфовых труб; PC1–PC3 — пропорциональные камеры ПИЯФ–КК ТЭФ; DC1–DCX — дрейфовые камеры ПИЯФ–КК ТЭФ; RICH — детектор колец черенковского излучения; ECal — электромагнитный калориметр; HCal — адронный калориметр; MuD — мюонный детектор; MS — спектрометрический магнит. Расстояние по оси Z (по направлению пучка) показано в метрах относительно центра мишени

— спектрометра заряженных частиц, состоящего из спектрометрического магнита M31, детекторов GEM, пропорциональных (PC) и дрейфовых (DT и DC) камер;

— системы идентификации типа частиц, состоящей из детектора колец черенковского излучения (RICH), мюонного детектора (MuD) и времяпролетных детекторов (ToF), последние также могут использоваться в качестве детектора множественности;

— электромагнитного (ECal) и адронного (HCal) калориметров.

Следует отметить, что на рис. 47 приведен максимальный набор оборудования, которое будет использоваться при исследовании односпиновых асимметрий и поляризации гиперонов. В этом случае не требуется высокого импульсного разрешения, но необходимо находить вершину распада гиперонов. Указанные расстояния соответствуют работе с жидководородной или ядерными мишенями. При использовании поляризованных мишеней расстояние от центра мишени до первого детектора будет составлять, по крайней мере, 70 см из-за присутствия магнита поляризованной мишени, поэтому количество трековых детекторов также придется сократить. При исследовании односпиновых асимметрий на первом этапе на канале 14 требования к аппаратуре существенно ниже.

При измерении чармония многие детекторы будут убраны, чтобы уменьшить количество вещества и тем самым улучшить импульсное разрешение. Далее приведены характеристики основных детекторов экспериментальной установки СПАСЧАРМ.

### 3.1. Экспериментальная установка при работе на канале 14.

На первом этапе исследований экспериментальная установка вводится с ограниченным количеством детекторов. На рис. 48 приведена схема установки СПАСЧАРМ (состояние на 2021 г.). Во время комплексного запуска и первого сеанса по набору экспериментальных данных отсутствовала станция DTS0 из тонких дрейфовых трубок диаметром 15 мм.

Система пучковых детекторов, расположенных по оси пучка (BEAM), включает сцинтилляционные (S1–S3) и пороговые черенковские счетчики (C1–C3, два первых черенковских счетчика расположены ранее на пучке и не показаны на схеме), а также сцинтилляционные годоскопы (H12, H2). К пучковой аппаратуре также можно отнести счетчик анти-совпадений (BK) и корректирующие магниты установки (KM1, KM2).

Спектрометр установки в текущей конфигурации состоит из 57 плоскостей трековых детекторов и широкоапертурного магнита. Установка рассчитана в первую очередь на регистрацию заряженных частиц. Возможно дополнение трековой системы установки еще шестью плоскостями. Регистрация гамма-квантов и электронов осуществляется электромагнитным калориметром на основе свинцового стекла.

Основным элементом установки является комплекс протонной поляризованной «замороженной» мишени (PT), включающий в себя магнит с неоднородностью поля  $10^{-4}$ . Мишень окружена вето-системой для по-

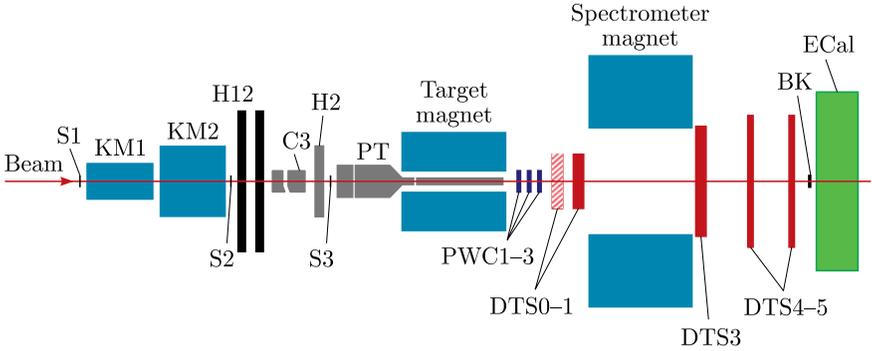


Рис. 48. Схема установки СПАСЧАРМ, детекторы показаны не в масштабе (детекторы DTS0, DTS1 соответствуют детекторам DT1, DT2 при работе на канале 24)

давления фоновых процессов. В этой схеме отсутствуют трековые детекторы типа GEM, система идентификации, состоящая из времяпролетных детекторов ToF, детектора черенковского излучения RICH и мюонного детектора, а также адронный калориметр и дрейфовые станции ПИФ – КК ТЭФ.

**3.2. Пучковая аппаратура.** Пучковая аппаратура включает в себя набор детекторов заряженных частиц, расположенных по оси пучка в зоне канала до мишени установки, а также счетчик частиц, не взаимодействовавших с веществом мишени, который расположен по оси пучка после всех трековых детекторов установки. Пучковые детекторы предназначены как для выработки первичного триггера, так и для определения типа частицы и ее координаты на мишени при обработке данных.

В качестве детекторов, вырабатывающих триггер, могут быть использованы как отдельные сцинтилляционные счетчики, перекрывающие полную апертуру пучка, так и годоскопы системы мечения поляризации пучка, описанные в п. 2.2.2.

В случае использования пучковых счетчиков должен применяться быстрый сцинтиллятор (например, Pilot U) с фронтом высвечивания менее 0,5 нс. В качестве фотоэлектронных умножителей для этих счетчиков используется ФЭУ ХР2020, имеющий передний фронт нарастания импульса  $\leq 0,5$  нс при общей его длительности по основанию менее 5 нс. Опыт работы на канале 14 подтверждает высокую эффективность выработки сигнала совпадений в телескопе из трех счетчиков: при загрузке  $2 \cdot 10^6$  частиц/с число случайных совпадений не превышает 3%. Счетчик не взаимодействовавших частиц включается в антисовпадения для выделения событий с взаимодействием пучка в мишени.

Кроме системы мечения частиц во второй части канала 24 предполагается разместить два пороговых детектора черенковского излучения, которые позволяют идентифицировать частицы —  $\pi^-$  и  $K$ -мезоны

и (анти)протоны в диапазоне импульсов 10–45 ГэВ/с. В случае протонного пучка с импульсом 40–45 ГэВ/с эти счетчики будут работать на воздухе при атмосферном давлении, тогда как для пучка с импульсом 15 ГэВ/с (антипротоны и протоны) предполагается использовать фреон R-22 ( $\text{CHClF}_2$ ) при атмосферном давлении.

При работе с пучком отрицательно заряженных частиц ( $\pi^-/K^-/\tilde{p} = 97,9/1,8/0,3\%$ ) на установке используются три пороговых детектора черенковского излучения. Два первых счетчика откачаны до давления 0,6 атм, а третий работает при атмосферном давлении. Их длины, соответственно, равны 5, 3,5 и 4,5 м. Черенковский свет регистрируется фотоумножителями 56DUVP, сигналы с которых после усиления поступают на дискриминаторы и записываются системой сбора данных. При анализе данных рассматриваются три комбинации совпадений/антисовпадений сигналов с этих счетчиков:

- сработали все три счетчика —  $\pi^-$ -мезон;
- не сработал ни один из счетчиков — антипротон;
- сработал только третий счетчик —  $K$ -мезон.

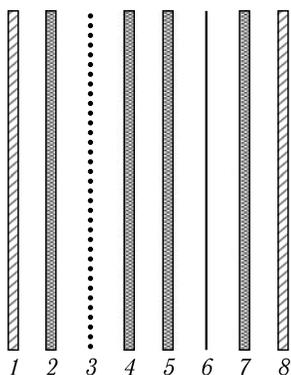


Рис. 49. Устройство двухкоординатных пропорциональных камер с шагом 1 мм (не в масштабе): 3, 6 — плоскости сигнальных проволок; 2, 4, 5, 7 — высоковольтные электроды; 1, 8 — майларовые окна, ограничивающие газовый объем

Для определения координат частицы на мишени на канале 24 предлагается использовать четыре двухкоординатные станции пропорциональных камер ПИЯФ – КК ТЭФ [118] с чувствительной областью размером  $200 \times 200$  мм и шагом сигнальных проволок 1 мм, надежно работающие с эффективностью выше 99% при нагрузках до  $4 \cdot 10^6$  частиц/с. Каждый модуль камер (рис. 49) включает в себя две плоскости сигнальных проволок (3 и 6), натянутых во взаимно-перпендикулярных направлениях для определения одновременно двух координат.

Диаметр проволок — 15 мкм. Высоковольтные электроды 2, 4, 5 и 7 выполнены из холоднокатаной фольги из сплава АБ2 толщиной 40 мкм. Зазор между сигнальной плоскостью и высоковольтными электродами составляет 3 мм. Высокое напряжение подается на катодные плоскости независимо для каждой половинки камеры. Газовый объем камеры — общий для обеих половинок — ограничен майларовыми окнами 1 и 8 толщиной 50 мкм. Продув камер осуществляется газовой смесью, состоящей из 74,85%  $\text{Ar}$ , 25% изобутана, 0,15%  $\text{CF}_3\text{Br}$ . Суммарный газовый объем пропорциональных камер установки невелик и составляет около 10 л, так что при расходе газовой смеси 0,2 л/мин время подготовки камер к работе составляет 8–10 ч, а одного баллона

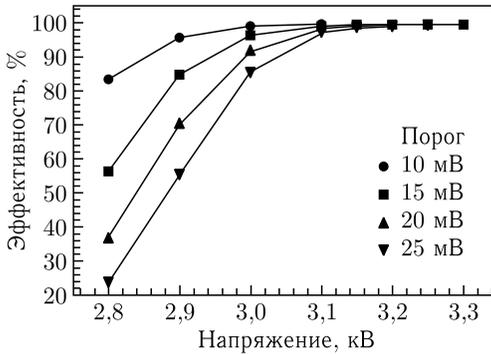


Рис. 50. Зависимость эффективности пропорциональной камеры от напряжения на потенциальных плоскостях при различных порогах дискриминации

наиболее расходуемого газа — аргона — хватает на 30 сут непрерывного поддержания указанного режима.

Для регистрации сигналов срабатывания проволочек используются специальные платы электроники, расположенные непосредственно на рамках модулей камер — по четыре на один модуль. Каждая плата включает в себя 100 каналов усилителей и дискриминаторов, а также цифровую часть, которая обеспечивает кодирование номеров сработавших проволочек, а также формирование и передачу пакетов данных по интерфейсу USB2.0. Также предусмотрено формирование быстрого сигнала «ИЛИ» всех сработавших каналов, который может быть использован для выработки триггера.

На рис. 50 приведены типичные кривые зависимости эффективности камеры от напряжения на высоковольтном электроде при различных порогах дискриминации. Характерное плато составляет 150–200 В, эффективность на плато — более 99%.

В настоящее время на канале 14 три такие камеры входят в состав спектрометра заряженных частиц. Для более точного определения координаты частицы вблизи мишени может использоваться сцинтилляционный волоконный годоскоп, состоящий из двух одинаково устроенных и расположенных близко друг к другу взаимно-перпендикулярных плоскостей. Рабочая область годоскопа составляет  $42 \times 42$  мм. В каждой из плоскостей сцинтилляционные волокна SCSF-38 фирмы Kugaгау диаметром 0,5 мм образуют кассету из 96 колонок, расположенных с шагом 0,44 мм, как показано на рис. 51.

Каждая колонка имеет пять волокон по направлению движения частиц. Соседние колонки слегка перекрываются, тем самым устраняются «мертвые» зоны нечувствительных оболочек волокон и повышается эффективность регистрации. Белая водно-дисперсионная краска, исполь-

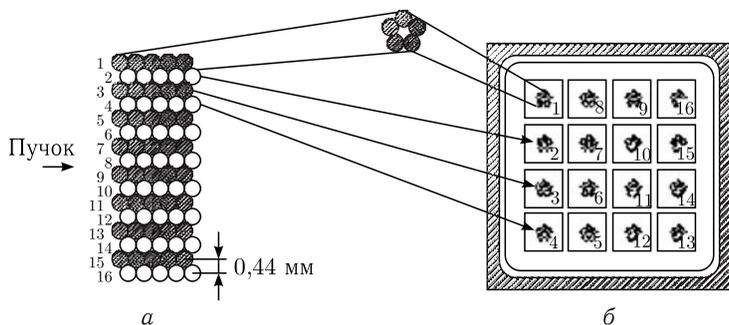


Рис. 51. Схематическое представление части сцинтиляционной волоконной кассеты (а) и расположение волокон на фотокатоде 16-анодного ФЭУ Hamamatsu R7600-200-M16 (б)

зубая для фиксации волокон в кассете, уменьшает распространение сцинтиляционного света в поперечном направлении.

Для транспортировки сцинтиляционного света к фотодетекторам используются волокна-световоды того же диаметра, приклеенные оптическим эпоксидным клеем к торцам сцинтиляционных волокон с одной стороны кассеты, с сохранением геометрии укладки. Противоположная сторона кассеты отполирована и состыкована с зеркальной поверхностью, что позволяет увеличить светосбор.

Световоды имеют длину  $\sim 20$  см. Их свободные концы вклеены в отверстия квадратных пластин из черного пластика группами по пять волокон, соответствующих одной колонке кассеты, отполированы и зафиксированы на фотокатодах 16-анодных фотоэлектронных умножителей Hamamatsu R7600-200-M16, как показано на рис. 51, б. В каждой плоскости используется по шесть фотоумножителей. Типичный световыход — 10–12 фотоэлектронов на канал. Аналоговые сигналы с анодов преобразуются в цифровые с помощью дискриминаторов с низким порогом и парафазными выходами в стандарте LVDS для передачи системе сбора данных. Дискриминаторы расположены в непосредственной близости от фотоэлектронных умножителей.

Эффективность регистрации годоскопом одиночных частиц по всем каналам в среднем достигает 99% при множественности 1,1 [119]. Временное разрешение годоскопа составляет  $\sim 0,8$  нс. В настоящее время изготовлен один годоскоп размером  $48 \times 48$  мм, который уже используется на канале 14 и который предполагается использовать на канале 24 при работе с узким (до 5 см) пучком. На рис. 52 показаны волоконный годоскоп в зоне экспериментальной установки (а) и его 16-канальный дискриминатор с регулируемым порогом (б).

На рис. 53 показаны профили пучка (а) и зависимость эффективности волоконного годоскопа от координаты (б).

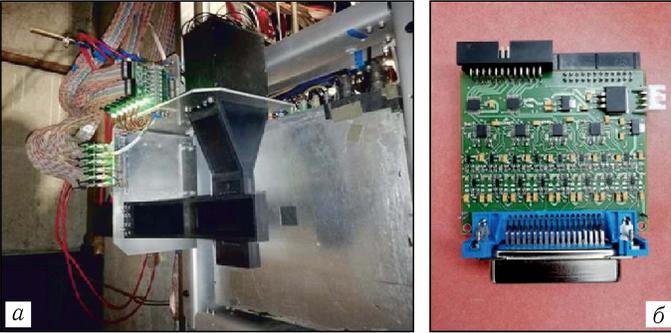


Рис. 52. Волоконный годоскоп в зоне экспериментальной установки (а) и его 16-канальный дискриминатор с регулируемым порогом (б)

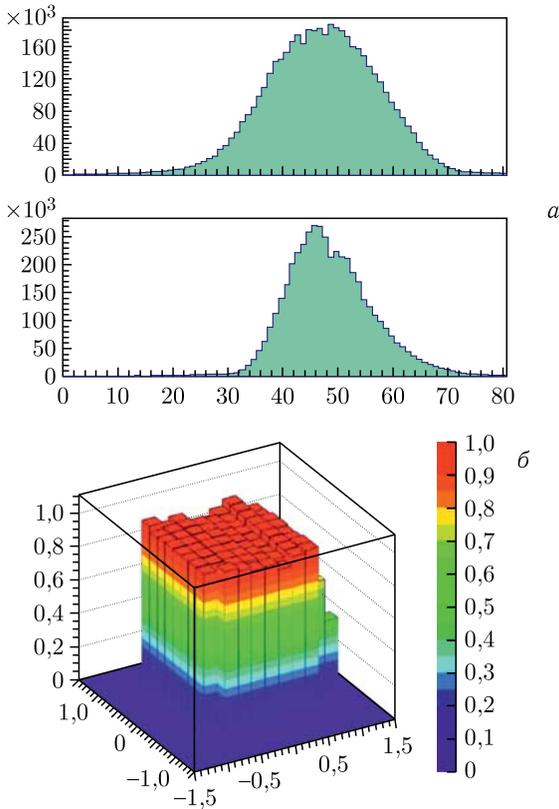


Рис. 53. Профили пучка (а) и зависимость эффективности волоконного годоскопа от координаты (б)

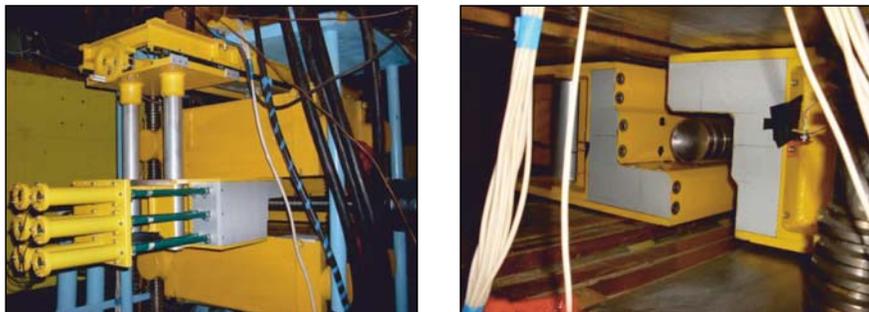


Рис. 54. Вето-система вокруг поляризованной протонной мишени

К пучковой аппаратуре также относится вето-система, которая является частью комплекса поперечно-поляризованной мишени (см. п. 3.3)\*. Внешний вид вето-системы показан на рис. 54. Она представляет собой детектор заряженных частиц и  $\gamma$ -квантов, рождающихся в мишени в результате взаимодействия с протонами пучка и вылетающих из нее под большими углами в лабораторной системе координат ( $0,25 < \theta < \pi - 0,25$ ), не попадающих в открытый телесный угол, определяемый апертурой экспериментальной установки.

Детектор вето-системы состоит из двух одинаковых модулей, каждый из которых перекрывает азимутальный угол  $\Delta\varphi = \pi$ . Модули могут перемещаться в горизонтальной плоскости в противоположных направлениях перпендикулярно оси пучка, что позволяет выводить вето-систему из пространства между полюсами магнита на время накачки поляризации мишени и возвращать ее в рабочее положение после окончания накачки.

В рабочем положении системы расстояние от оси пучка до ее внутренней поверхности составляет 50 мм по горизонтали и 40 мм по вертикали. Для регистрации заряженных частиц используется первый слой детектора, состоящий из сцинтиллятора (полистирола) толщиной 10 мм. Мишень окружают четыре пластины сцинтиллятора. Длина одной пластины составляет 400 мм. Свет из каждой пластины собирается спектросмещающими оптическими волокнами диаметром 1 мм типа ВСF-91АМС, проложенными в канавках пластин. Пучки волокон выводят свет на расстояние 400 мм за габариты магнита перпендикулярно направлению пучка, где магнитное поле слабое. Противоположные торцы волокон с каждой пластины собраны на фотокатодах двух фотозлектронных умножителей ФЭУ-84-3, сигналы от которых используются в совпадениях для подавления шумов. Далее структура вето-системы состоит из расположенных перпендикулярно пучку чередующихся четырех слоев свинца толщиной 7 мм и четырех слоев сцинтилляционных пластин тол-

\* При использовании ЖВМ может применяться другая вето-система.

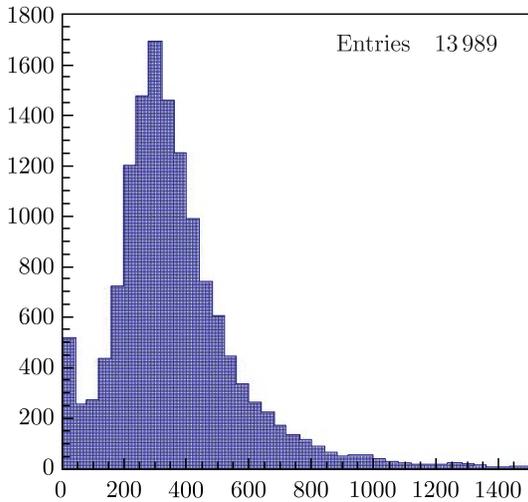


Рис. 55. Амплитудный спектр сигналов от космических частиц в одном из каналов регистрации вето-системы

щиной 5 мм со сбором сигналов также посредством спектросмещающих волокон. Эта часть детектора регистрирует  $\gamma$ -кванты.

В каждом модуле сигнал от  $\gamma$ -квантов регистрируется двумя ФЭУ-84-3 в совпадениях. Таким образом, вето-система регистрирует заряженные частицы в четырех интервалах по азимутальному углу  $\varphi$ , а нейтральные — в двух. Суммарная толщина сборки составляет 60 мм. Количество вещества в сборке составляет  $5X_0$ . На рис. 55 представлен амплитудный спектр сигналов от космических частиц в одном из каналов регистрации вето-системы.

Вето-система включает в себя также два сцинтилляционных счетчика, расположенных на торцах модулей со стороны криостата. Они представляют собой две пластины Г-образной формы толщиной 20 мм. Сцинтилляционный свет переизлучается спектросмещающим волокном Kugaгау Y-11 диаметром 1 мм с максимумом излучения в области 500 нм и регистрируется лавинным фотодиодом (SiPM) типа MicroFC-30035-SMT фирмы SensL.

Схематическое представление счетчиков показано на рис. 56. Эффективность регистрации заряженных частиц этими счетчиками составляет  $\sim 99,5\%$ .

Система сбора данных использует восемь каналов регистрации сигналов с вето-системы для дальнейшего анализа.

При измерении эксклюзивных реакций (см. п. 1.5.2) вето-система может быть использована для формирования триггера первого уровня. Планируется организовать несколько типов триггеров для эксклюзивных

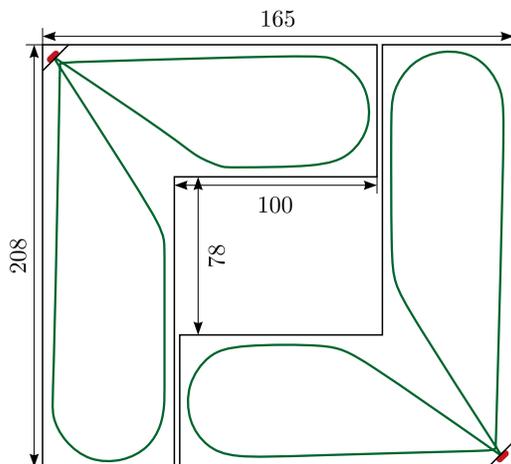


Рис. 56. Схематическое представление торцевых счетчиков вето-системы

процессов. Для выделения процессов, в которых в конечном состоянии имеются только нейтральные частицы, в триггере в антисовпадениях могут использоваться сигналы как с вето-системы, так и с дополнительного сцинтилляционного счетчика, расположенного за мишенью и регистрирующего события, в которых в телесный угол установки вылетает хотя бы одна заряженная частица.

**3.3. Мишени.** Для измерения односпиновых поперечных асимметрий  $A_N$  на водороде будет использована ЖВМ, для измерения  $A_N$  на ядрах — обычные ядерные мишени (от бериллия до свинца). Эти же мишени могут применяться для исследования поляризации гиперонов и выстроенности векторных мезонов.

Водородные мишени, которые используются в экспериментах на ускорительном комплексе ИФВЭ, содержат в рабочей части небольшое количество жидкого водорода (до 4 л). Поэтому целесообразно применять мишени не классического типа (с резервным водородным баком большого объема), а с замкнутым водородным циклом, что значительно уменьшает общее количество используемого водорода. При этом повышается безопасность работ, отпадает необходимость во многих дорогостоящих системах водородной безопасности и заметно упрощается работа с физической аппаратурой вокруг мишени. Для осуществления в мишени замкнутого цикла водорода применяют механический криогенератор или охлаждение водорода жидким гелием. Водородные мишени с жидким гелием хотя и менее экономичны, но легче в изготовлении, проще и надежнее в эксплуатации, чем мишени с криогенераторами. В зависимости от

конструкции в таких мишенях для ожижения водорода могут использоваться теплота испарения жидкого гелия, холод паров гелия или, что экономически предпочтительнее, и то и другое.

В ИФВЭ разработана ЖВМ, в которой ожижение водорода производится потоком жидкого гелия с использованием теплоты испарения жидкого гелия и холода паров при минимальном числе ступеней теплообмена между гелием и водородом.

Мишень включает в себя рабочий объем, находящийся на пучке частиц и заполненный жидким водородом, конденсатор, в котором ожижается водород, и трубопровод жидкого гелия, заканчивающийся стыковочным узлом. Эти части мишени окружены теплоизоляцией и заключены в вакуумный кожух.

На время работы мишень присоединяется к сосуду Дьюара с жидким гелием. Блочная конструкция мишени позволяет без особых проблем менять конфигурацию рабочего объема применительно к задачам конкретного физического эксперимента.

Основные параметры имеющейся мишени:

- длина рабочего объема — 500 мм, диаметр — 100 мм;
- время выхода мишени на рабочий режим — 3 ч;
- расход жидкого гелия в рабочем режиме — 0,7 л/ч.

Использование системы охлаждения на основе жидкого гелия оправдано еще и необходимостью обеспечения работоспособности поляризованных мишеней (описаны ниже в данном разделе) и системы поворота спина (п. 2.4).

Для экспериментального измерения фактора разбавления (зависит от типа реакции, мишени и кинематических переменных) требуются измерения на чистом водороде, залитом в оболочку мишени. Также требуются измерения сечений на легких ядрах (C, Al) для учета зависимости сечений образования частиц от атомного веса мишени при вычислении фактора разбавления.

**3.3.1. Поляризованная мишень для измерения односпиновых асимметрий и двухспиновых поперечных асимметрий.** Для измерения односпиновых поперечных асимметрий на канале 14 и двухспиновых поперечных асимметрий  $A_{NN}$  на канале 24 планируется использовать поперечно-поляризованную мишень.

Поляризованная мишень для эксперимента СПАСЧАРМ — мишень «замороженного» типа. Такие мишени имеют ряд преимуществ перед мишенями с непрерывной динамической накачкой поляризации ядер. Хотя для накачки поляризации для мишеней обоих типов используются большие магнитные поля (в нашем случае 2,4 Тл) с высокой однородностью ( $\Delta B/B \approx 10^4$ ) во всем рабочем объеме. В случае «замороженных» мишеней для удержания поляризации можно использовать достаточно слабые поля (более 0,25 Тл) с невысокой однородностью (около 1%). Это позволяет обеспечить большой телесный угол установки. Обратной

стороной медали является необходимость обеспечения сверхнизкой температуры в криостате мишени, чтобы время релаксации поляризации достигало несколько сотен часов (до 2000 ч). Рабочее вещество мишени в виде шариков диаметром до 2 мм с коэффициентом заполнения около 60 % помещается в тефлоновую ампулу. Ампула вставляется в криостат, способный обеспечить температуру несколько десятков милликельвин в режиме заморозки. Такая низкая температура обеспечивается растворением  $\text{He}^3$  в  $\text{He}^4$  с помощью дополнительной откачки. Одной из трудностей работы с такой мишенью является то, что гелий находится в сверхтекучем состоянии, поэтому требуется высочайшее качество изготовления и сборки деталей криостата.

Комплекс «замороженной» поляризованной протонной мишени включает в себя:

- гелиевый криостат горизонтального типа с рефрижератором растворения  $\text{He}^3$  в  $\text{He}^4$ , включая систему датчиков и прибор для измерения криогенных температур;

- ампулу с веществом мишени, расположенную в ванне растворения рефрижератора;

- аппаратуру для создания и измерения высокой поляризации протонов мишени;

- магнитную систему.

В поляризованной мишени эксперимента СПАСЧАРМ использован гелиевый криостат горизонтального типа с рефрижератором растворения  $\text{He}^3$  в  $\text{He}^4$ , обеспечивающим два режима работы:

- «теплый» режим накачки поляризации при  $T = 0,2-0,3$  К;

- «холодный» режим сохранения поляризации при  $T = 30$  мК.

Тепловая изоляция низкотемпературных узлов криостата осуществляется вакуумной рубашкой и герметичными экранами при температурах 77 и 1 К.

После накачки поляризации при температуре  $T = 0,2-0,3$  К рефрижератор растворения  $\text{He}^3$  в  $\text{He}^4$  обеспечивает непрерывное охлаждение поляризованной мишени до  $T \sim 30$  мК, что позволяет сохранять слабо меняющимся значение поляризации протонов в течение набора статистики в слабом магнитном поле  $\sim 0,4$  Тл («замороженный» режим).

Циркулирующий газообразный гелий  $\text{He}^3$  охлаждается последовательно в теплообменниках азотного бака, бака  $\text{He}^4$ , 1-К ванне, конденсируется и поступает в ванну испарения  $\text{He}^3$ , а затем — в канал теплообменника. Из теплообменника  $\text{He}^3$  поступает вниз ванны растворения и «всплывает» по каналам между шариками вещества мишени, растворяясь при этом и, таким образом, охлаждая вещество мишени. Диффундируя внутри рабочего образца мишени,  $\text{He}^3$  поступает в ванну испарения. Откачка гелия  $\text{He}^3$  из ванны испарения осуществляется насосами. После насосов  $\text{He}^3$  проходит через азотную ловушку и возвращается в криостат. Подробно криостат поляризованной мишени описан в работе [120].

Рабочим веществом поляризованной мишени является пентанол ( $C_5H_{12}O$ ) с парамагнитной примесью ТЕМРО. Фактор разбавления (отношение числа всех нуклонов к числу поляризуемых протонов) составляет 8,4. Рабочее вещество мишени в виде шариков диаметром до 2 мм, замороженных в жидком азоте, засыпается в тефлоновую ампулу диаметром 20 мм и длиной 200 мм. Ампула вставляется в ванну растворения криостата при азотной температуре. Количество вещества в мишени —  $13,2 \text{ г/см}^2$ . Это соответствует  $\sim 10\%$  длины взаимодействия для  $\pi^-$ -мезонов с энергией 28 ГэВ.

Максимальная величина поляризации 75 % достигается методом динамической поляризации ядер (ДПЯ). Для осуществления ДПЯ необходимы одновременно следующие условия и аппаратура:

- СВЧ-генератор с частотой около 70 ГГц;
- магнитное поле 2,4 Тл\* с однородностью  $\Delta(B)/B$  порядка  $10^{-4}$  во всем рабочем объеме мишени ( $\sim 60 \text{ см}^3$ ).

Метод основан на эффекте возбуждения электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) с поляризацией атомных электронов в магнитном поле и последующей передачей поляризации протонам в результате цепочки атомных переходов [121]. Частота ЭПР зависит от индукции магнитного поля. Имеющийся в нашем распоряжении СВЧ-генератор покрывает диапазон частот от 66,17 до 67,17 ГГц. Для ЭПР этот диапазон соответствует индукциям от 2,365 до 2,401 Тл, необходимым для успешной накачки поляризации протонов в мишени.

Величина поляризации измеряется методом ядерного магнитного резонанса (ЯМР) при поле накачки. Набор статистики при одном знаке поляризации продолжается обычно двое суток, после чего происходит реверс поляризации. Время реверса (накачки поляризации другой полярности) занимает несколько часов.

Используемая в настоящее время мишень прошла глубокую модернизацию для работы в магнитном поле 2,4 Тл (при накачке поляризации) и успешно отработала в тестовом сеансе 2018 г. Внешний вид мишени представлен на рис. 54 вместе с охранной системой внутри магнита.

Общий вид магнита показан на рис. 57. В режиме накачки поляризации мишень, охлажденная до  $T \approx 0,2-0,3 \text{ К}$ , помещается в центре рабочего зазора. Поле формируется в нем полюсами из пермендюра 49КФ шириной 164 мм, длиной 1000 мм и толщиной 80 мм. Поток поля замыкается через магнитопроводы, изготовленные из стали Ст3. Верхний и нижний магнитопроводы вместе с полюсами могут симметрично сдвигаться или раздвигаться. В сдвинутом состоянии при высоте зазора между полюсами 75 мм и номинальном токе питания магнита 1440 А магнитное поле в его центральной части достигает 2,4 Тл.

---

\* Необходимое значение величины магнитного поля прямо пропорционально частоте СВЧ-генератора.

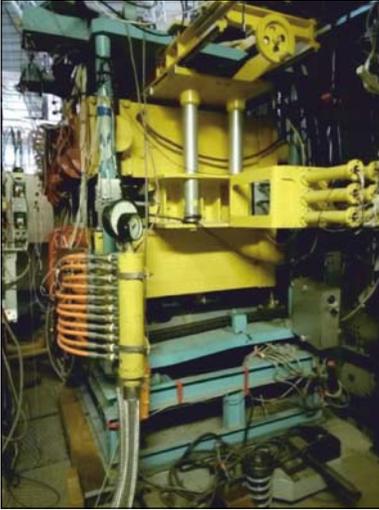


Рис. 57. Общий вид магнита «Динозавр» с введенной в рабочее положение охранной системой и рабочими коммуникациями на установке СПАСЧАРМ на канале 14 ускорителя У-70

На рис. 58 приведена нагрузочная кривая магнита «Динозавр» поляризованной мишени при сомкнутых полюсах. В этом режиме осуществляется накачка поляризации. После охлаждения мишени до  $T \sim 0,03$  К полюса раздвигаются на 250 мм, открывая апертуру магнита для вторичных частиц, вылетающих в пределах  $\pm 300$  мрад по горизонтали и  $\pm 250$  мрад по вертикали. Магнитное поле при этом уменьшается до  $\sim 0,4$  Тл, и поляризация мишени удерживается в течение 1–2 сут.

Сразу после изготовления магнита в рабочей (центральной) области мишени в цилиндре диаметром 20 мм и длиной 200 мм получено поле с индукцией  $\sim 2,4$  Тл и максимальной относительной вариацией от минимума к максимуму  $\sim \pm 13 \cdot 10^{-4}$ . Среднеквадратичное отклонение в объеме поляризованной мишени составило  $\sim \pm 4,3 \cdot 10^{-4}$ . Графически топография относительных отклонений полученного магнитного поля на поверхности мишени от его средней величины по объему  $\langle B \rangle$  показана на рис. 59.

Графически топография относительных отклонений полученного магнитного поля на поверхности мишени от его средней величины по объему  $\langle B \rangle$  показана на рис. 59.

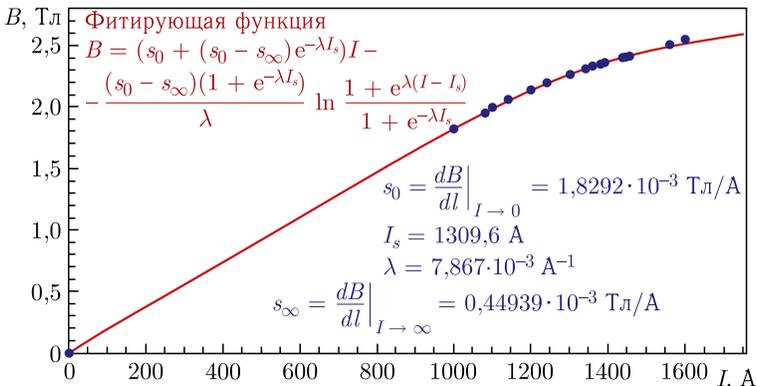


Рис. 58. Нагрузочная кривая магнита «Динозавр» поляризованной мишени при сомкнутых полюсах

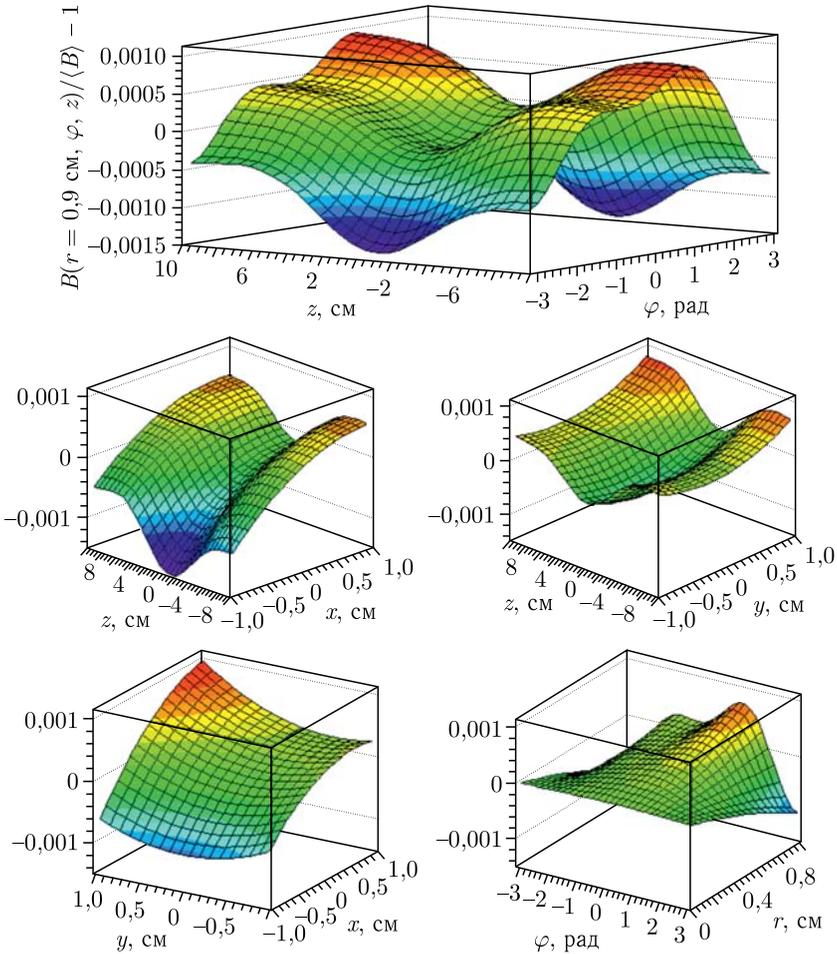


Рис. 59. Результаты первоначального измерения поля магнита поляризованной мишени

В пентаноле  $C_5H_{12}O$  с добавкой радикала ТЕМРО, используемого в настоящее время в качестве рабочего вещества, относительная ширина линии поглощения (RMS) в поле 2,4 Тл составляет  $\sim 1,65 \cdot 10^{-4}$ . Таким образом, для успешной накачки (получения требуемой поляризации по всему объему мишени) необходимо, чтобы однородность магнитного поля внутри рабочего объема мишени составляла  $\pm 1,65 \cdot 10^{-4}$  или меньше. Для достижения требуемой однородности был проведен цикл необходимых работ с магнитом поляризованной мишени. На рис.60 приведена карта поля магнита поляризованной мишени во время оптимизации и по окончании работ.

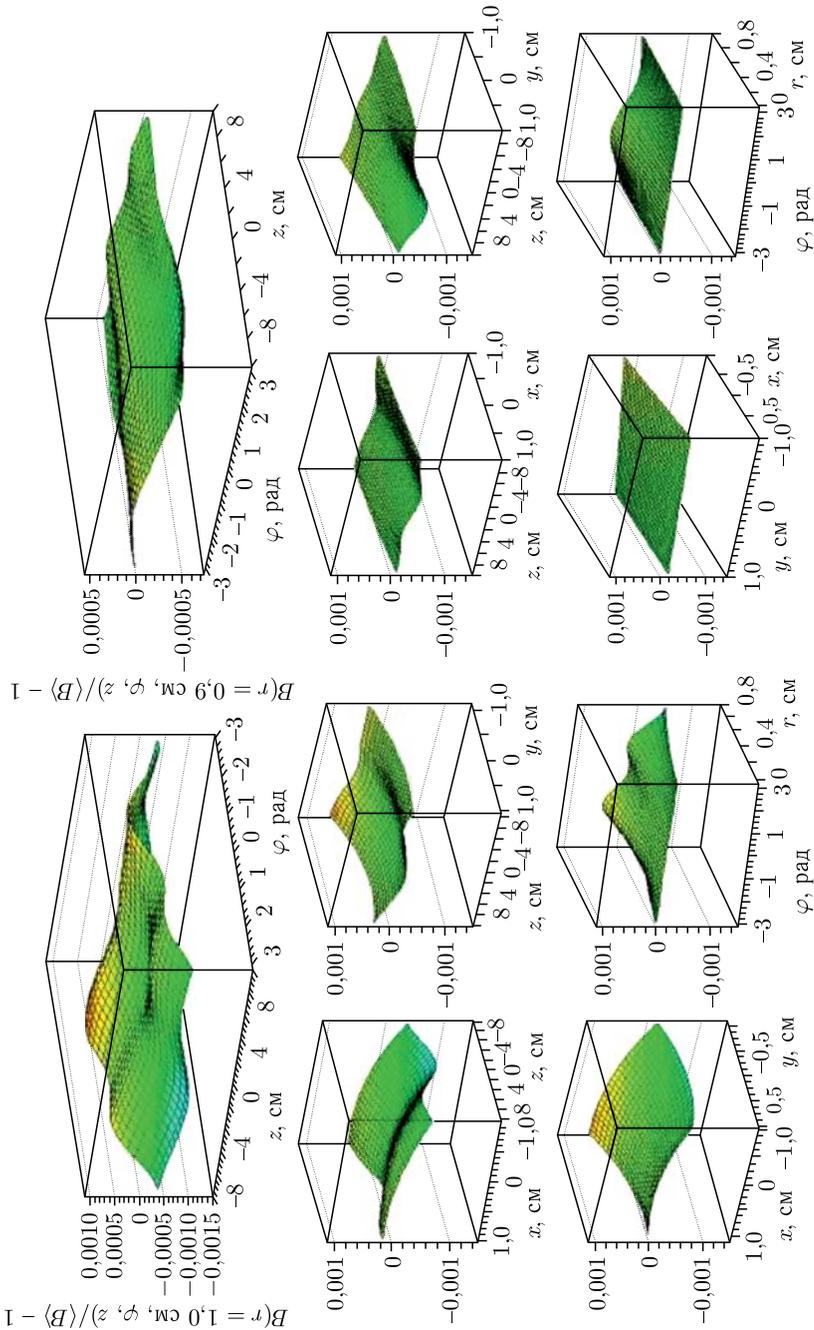


Рис. 60. Результаты измерения поля магнита поляризованной мишени после работ в начале 2017 г. (слева) и в настоящее время (справа)

Если при первых измерениях неоднородность магнитного поля составляла до  $(4,28 \pm 0,08) \cdot 10^{-4}$  (при максимальном разбросе  $2,5 \cdot 10^{-3}$ ), что не позволяло накачать поляризацию мишени во всем объеме, то по результатам проведенных работ удалось снизить неоднородность поля до  $(1,22 \pm 0,07) \cdot 10^{-4}$  (при максимальном разбросе  $7,8 \cdot 10^{-4}$ ).

Для питания электромагнита используется тиристорный источник питания 28ТП2 ( $U_{\text{ном}} = 215$  В,  $I_{\text{ном}} = 1500$  А). Тиристорный преобразователь выполнен по 3-фазной симметричной мостовой схеме Ларионова. Для охлаждения тиристоров применяются модули водяного охлаждения SS15BL. Подавление пульсаций выпрямленного напряжения осуществляет пассивный Г-образный LC-фильтр. Применение обратно смещенного нулевого диода, подключенного параллельно выходу источника, позволяет защитить электромагнит и тиристоры от перенапряжения при снятии тока, а также предотвращает появление напряжения обратной полярности на конденсаторах пассивного фильтра.

В результате в последнем сеансе на мишени за короткое время удалось получить поляризацию выше 70% при теоретическом максимуме около 75%, а средняя поляризация при наборе данных составила 65%.

Магнит «Динозавр», который используется для поперечно-поляризованной мишени, имеет телесный угол раскрытия  $\pm 250$  мрад по вертикали, что позволяет проводить измерения в широком кинематическом диапазоне.

**3.3.2. Поляризованная мишень для измерения двухспиновых продольных асимметрий.** Для измерения двухспиновых продольных асимметрий  $A_{LL}$  в установке используется продольно-поляризованная мишень. Криостат этой мишени [122] был изготовлен в 1990 г. в рамках эксперимента E704 во FNAL (США) и сейчас находится в ОИЯИ. Общий вид комплекса продольно-поляризованной мишени приведен на рис. 61 и 62.

В ОИЯИ также есть сверхпроводящий соленоид, изготовленный по образцу французского соленоида для мишени E704. Криостат вместе со сверхпроводящим соленоидом может быть транспортирован в ИФВЭ и использован в эксперименте СПАСЧАРМ на канале 24А.

Эта мишень — «замороженного» типа, в криостате мишени низкая температура достигается с помощью метода растворения  $\text{He}^3$  в  $\text{He}^4$ . Рабочая температура при использовании данной мишени была 60 мК. По основным принципам работы и характеристикам эта мишень совпадает с поперечно-поляризованной мишенью, за исключением направления магнитного поля.

Основные параметры поляризованной мишени:

- химический состав — пентанол ( $\text{C}_5\text{H}_{12}\text{O}$ );
- длина рабочего объема — 200 мм, диаметр — 30 мм;

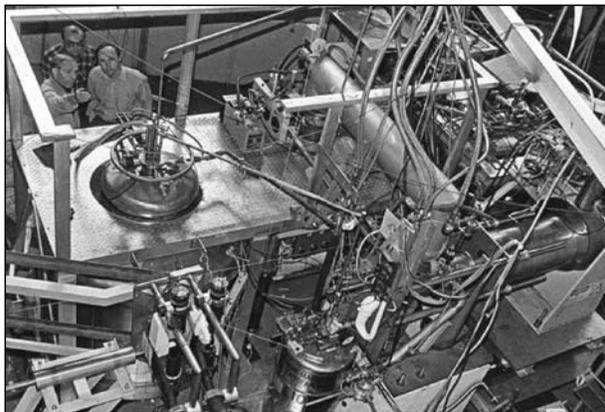


Рис. 61. Комплекс продольно-поляризованной мишени



Рис. 62. То же, что и на рис. 61, но вид сбоку

- поляризация может достигать 75 %;
- химический фактор разбавления (отношение числа всех нуклонов к числу поляризованных протонов) — 7,3 для пентанола.

Сверхпроводящий соленоид имеет полную длину 86 см и внутренний диаметр 9,4 см. В эксперименте E704 расходовалось 1,5 л жидкого гелия в час. Максимальное поле при токе 185 А достигало 6,5 Тл. Однако в ходе набора статистики магнитное поле составило 2,5 Тл, что было достаточно для нужд эксперимента. Однородность магнитного поля внутри рабочего объема мишени составила  $\pm 5 \cdot 10$ . Полный телесный угол раскрытия — 130 мрад по отношению к оси пучка.

**3.3.3. Новая поляризованная мишень для измерения поперечных и продольных асимметрий.** Для измерения двухспиновых продольных асимметрий  $A_{LL}$  в экспериментальной установке СПАСЧАРМ планируется использовать продольно-поляризованную мишень. Для этой цели лучше всего создать новую поляризованную мишень «замороженного» типа на основе результатов последних успешных разработок в этой области. Главное отличие новой мишени — это реализация возможности использования «холодного» экрана криостата для охлаждения поляризующей и удерживающей поляризацию катушек. На рис. 63 показан криостат поляризованной «замороженной» мишени со сверхпроводящими катушками, разработанный в ОИЯИ.

В такой конструкции отпадает необходимость во внешнем поляризующем магните, и детектирующая система экспериментальной установки может располагаться максимально близко к мишени. Большие наработки в этой области к настоящему времени имеются у специалистов из Боннского и Майнцского университетов [123, 124]. Другой особенно-

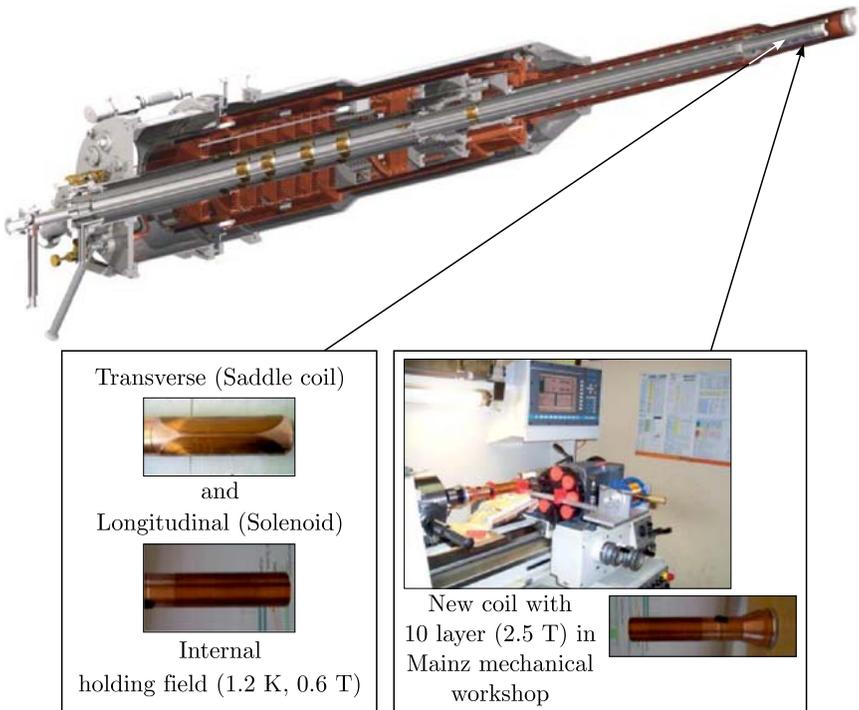


Рис. 63. Криостат поляризованной мишени с поляризующей (Saddle coil) и удерживающей поляризацию (Solenoid) сверхпроводящими катушками

стью такой мишени является возможность создания как продольной, так и двух поперечных (вертикальной и горизонтальной) поляризаций.

На рис. 63 показано устройство для намотки таких катушек, созданное в Майнцском университете. Наличие совместных разработок и долговременное сотрудничество ОИЯИ с этим и другими немецкими университетами дают надежду на реализацию многих принципиально новых возможностей, связанных с использованием поляризованной мишени.

С помощью данной мишени были получены ожидаемые результаты, минимальная температура составила менее 35 мК. Это позволило с применением бутанола в качестве рабочего вещества достичь поляризации 86 % со временем релаксации 1800 ч (500 ч при работе с пучком). При использовании дейтерированного бутанола, допированного добавкой Finland D36, получена максимальная поляризация 79 % с тем же временем релаксации — 1800 ч (на пучке 1100 ч).

Еще одной привлекательной чертой такой конструкции является возможность поместить в тот же криостат поляризованную мишень-сцинтиллятор «Active target» [125]. Мишени-сцинтилляторы чрезвычайно полезны для измерения ряда реакций, так как позволяют существенно улучшить точность определения вершины взаимодействия. В настоящее время подобная мишень используется в эксперименте на ускорителе МАМI (Майнц) с участием сотрудников ОИЯИ. Обычно она устанавливается на специальной вставке-штанге (Cryostat-Insert, рис. 64 и 65), которая при необходимости вводится в криостат.

Уже успешно проведен первый в мире эксперимент с этой активной поляризованной мишенью [126]. Ее высокая эффективность и низкий порог регистрации протонов отдачи открывают новые возможности в ис-

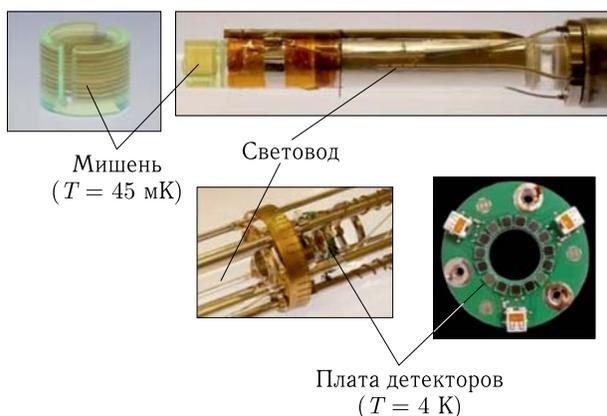


Рис. 64. Основные внутренние узлы мишени-сцинтиллятора, созданной совместными усилиями (Майнц–Бонн–Бохум–ОИЯИ)

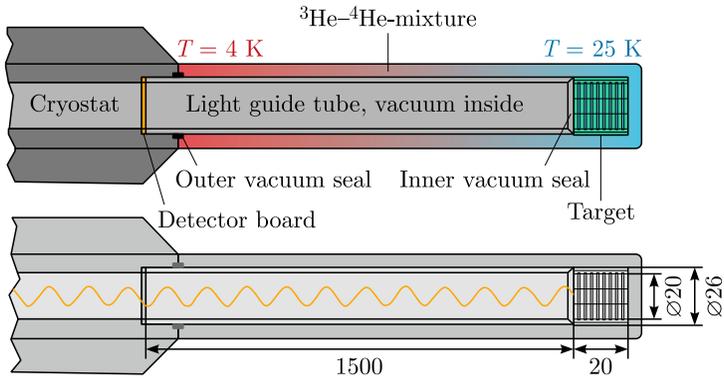


Рис. 65. Поляризованная мишень-сцинтиллятор (Майнц)

следовании спиновой структуры протона и в получении модельно-независимых данных. Поляризация протонов этой мишени-сцинтиллятора составила  $\sim 65\%$ , время поддержания поляризации при температуре 45 мК в магнитном поле 0,4 Тл — около 100 ч. На пучке поляризованных меченых фотонов ускорителя МАМІ измерены поляризационные наблюдаемые в реакциях фоторождения  $\pi^0$ - и  $\pi^+$ -мезонов, а также асимметрия сечения комптоновского рассеяния, позволяющая извлечь модельно-независимые данные о спиновой поляризуемости протона.

Новая мишень позволяет добиться также максимальной автоматизации установки и дистанционного контроля основных параметров, что чрезвычайно важно для повышения надежности и экономичности экспериментальной установки. Работы по созданию системы измерения поляризации мишени на основе ЯМР могут быть выполнены специалистами из ОИЯИ и Бохумского университета, которые имеют к настоящему времени мировые разработки в этой области [127, 128].

Кроме криостата поляризованной мишени необходимо создать специальную герметичную насосную группу для циркуляции  $\text{He}^3$  и откачки  $\text{He}^4$ , разработать и создать соответствующие системы ЯМР и накачки. Для управления процессами поляризованной мишени и контроля ее параметров необходим дистанционный пульт и специализированное программное обеспечение для всех систем.

В качестве рабочего вещества предполагается использовать бутанол — как протонный вариант, так и дейтронный — с использованием в качестве химического радикала Trityl. С бутанолом можно ожидать получения предельной поляризации ( $P_p \sim 90\%$ ,  $P_d \sim 80\%$ ) с достаточно большим временем релаксации поляризации.

Предполагается, что в работах по созданию поляризованной «замороженной» мишени основную роль будет играть группа ЛЯП ОИЯИ, имеющая уникальный опыт, достижения и разработки в этой области

**Таблица 18. Действующие и планируемые поляризованные мишени, созданные сотрудниками ЛЯП ОИЯИ**

Место	Публикация
ПИЯФ, Гатчина	Препринты ОИЯИ 13-10253, 10-10257. Дубна, 1976; Prib. Tekhn. Eksp. 1978. V. 2. P. 32
ИФВЭ, Протвино	Препринт ОИЯИ 1-80-93. Дубна, 1980
Карлов университет, Прага	Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 345. P. 421–428
ОИЯИ, Дубна	Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 372. P. 349
Майнцский университет	Phys. Part. Nucl. 2013. V. 44, No. 6. P. 964–967
Боннский университет	Contract 200/1548. 2015

(табл. 18) [128–131], подтверждением чему служат действующие установки подобного типа в Гатчине, Протвино, Праге и Майнце. Безусловно, потребуется активное и полноценное участие специалистов из ИФВЭ, а также их немецких коллег из научных центров (Майнц, Бонн, Бохум).

**3.4. Магнитный спектрометр.** Физическая программа эксперимента (см. разд. 1) предусматривает регистрацию заряженных частиц и измерение их импульса. Трековая система должна удовлетворять трем основным требованиям:

- иметь большой аксептанс;
- позволять восстанавливать распады гиперонов;
- при измерениях чармония иметь разрешение на уровне 0,4 % при 10 ГэВ\*.

Исходя из этих условий была подготовлена схема, включающая в себя широкоапертурный магнит и систему трековых детекторов.

**3.4.1. Спектрометрический магнит.** Спектрометрический магнит изготовлен в ИФВЭ. Основной особенностью магнита является большая апертура, позволяющая проводить исследование в большом телесном угле и, таким образом, обеспечивать измерение вторичных частиц в широком кинематическом диапазоне. Апертура (окно) магнита имеет размеры 2300 × 1000 мм, толщина обратного магнитопровода составляет 850 мм. Из-за поперечной неоднородности поля реальная рабочая ширина магнита составляет 1400 мм. Для экранировки рассеянного поля установлены экраны толщиной 100 мм, расположенные на расстоянии 800 мм от центра магнита. Экраны немного уменьшают апертуру установки, однако практически не искажают аксептанс. Спектрометрический магнит без экранов показан на рис. 66.

Для оценки характеристик экспериментальной установки были проведены расчеты магнитного поля. На рис. 67 приведена нагрузочная

---

\* Такая точность восстановления импульса необходима только на последнем этапе измерений.

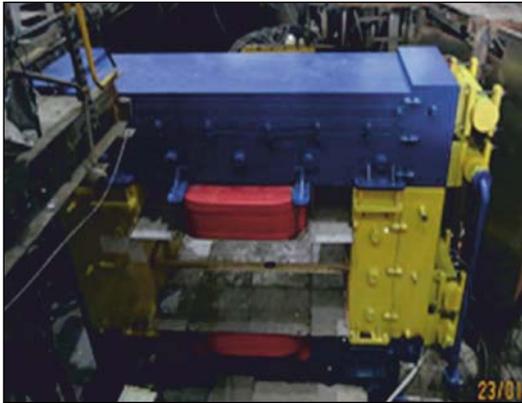


Рис. 66. Спектрометрический магнит М31 на канале 14

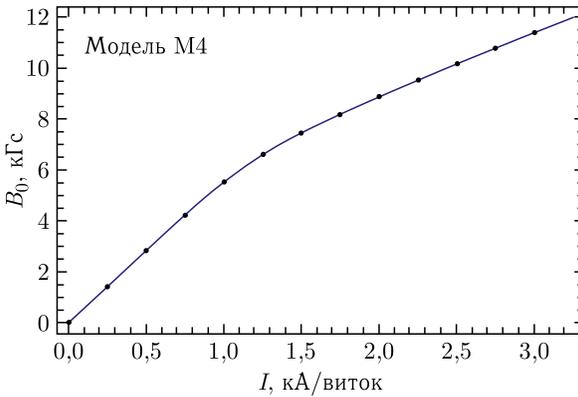


Рис. 67. Нагрузочная кривая для модели спектрометрического магнита М31

кривая, т. е. зависимость индукции магнитного поля в центре магнита от приложенной нагрузки — значения тока в каждом витке.

В табл. 19 приведены результаты расчетов для тока 2,5 кА/виток (предполагается, что физические измерения на втором этапе эксперимента будут проводиться при данном значении поля), значения координат даны в миллиметрах, интегральное поле — в Тл·м. На рис. 68 и 69 показаны графические представления данных расчетов для трех значений тока. Интеграл поля в центре магнита — 1,5 Тл·м.

На канале 14 магнит эксплуатируется на пониженном токе (1 кА/виток) из-за отсутствия требуемого источника. Следует подчеркнуть, что большое значение магнитного поля необходимо только для измерений реакций рождения чармония. В других случаях небольшое значение

Таблица 19. Интегральное поле в магните при токе  $I = 2,5$  кА/виток

Y	X				
	0	175	350	525	700
0	1,47493	1,40385	1,19856	0,89180	0,57204
100	1,49826	1,42978	1,22662	0,91376	0,58583
200	1,56563	1,50726	1,31544	0,98377	0,62758
300	1,67228	1,63846	1,48690	1,11726	0,69716
400	1,80469	1,81748	1,80361	1,34885	0,79707

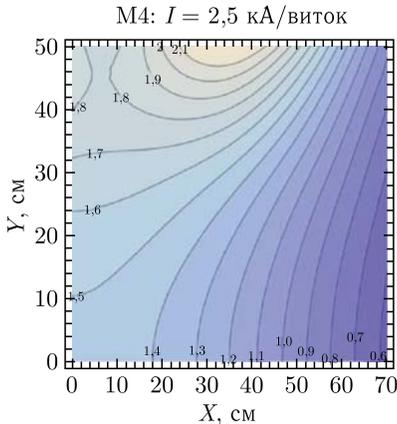
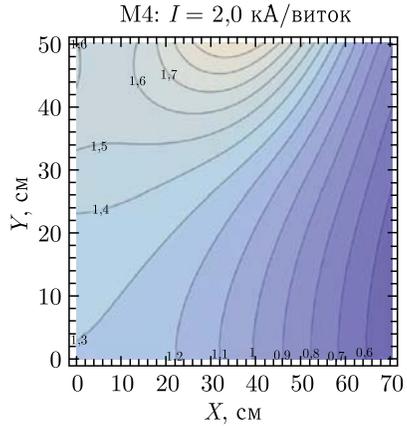
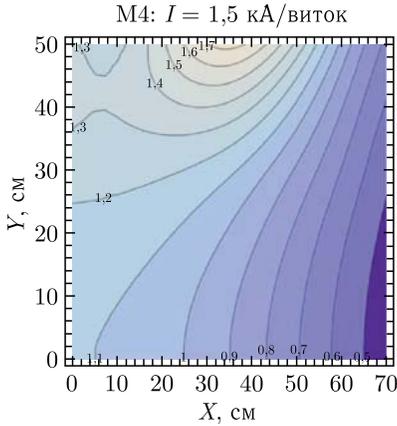


Рис. 68. Изолинии интегрального поля в четвертой части рабочей области  $700 \times 500$  мм,  $I = 1,5, 2,0$  и  $2,5$  кА/виток

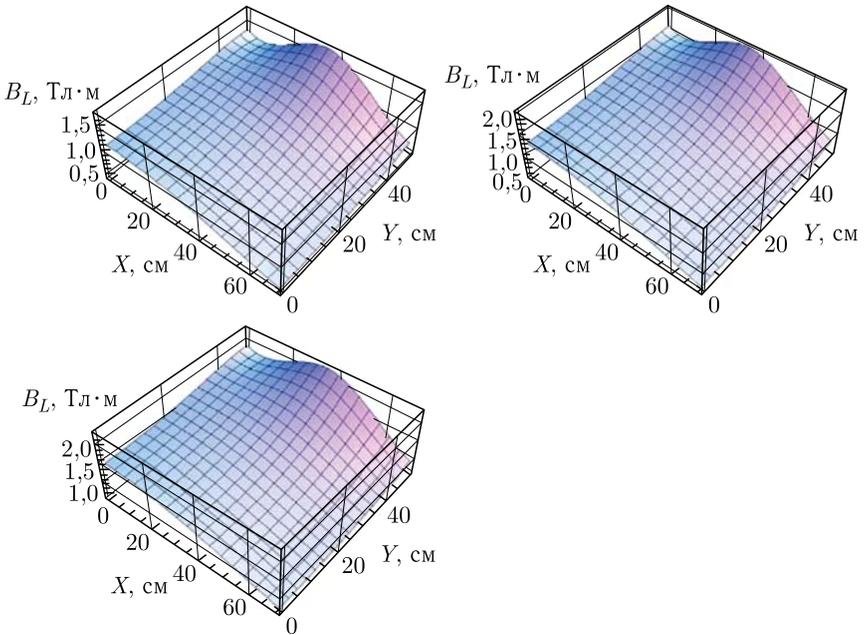


Рис. 69. Интегральное поле как функция поперечных координат ( $X, Y$ ) в рабочей области,  $I = 1,5, 2,0$  и  $2,5$  кА/виток

поля позволяет увеличить эффективность регистрации частиц. Расчетная картина магнитного поля при токе 1 кА/виток, полученная методом численного моделирования с использованием программы ANSYS, показана на рис. 70. В центре магнита поле равно  $\sim 5,6$  кГс.

Для проверки расчетов и получения точной карты магнитного поля была создана система измерений топографии магнитного поля. Она состоит из 22 групп датчиков Холла с точностью 0,1% (по три датчика в каждой группе), ориентированных на измерение одной из трех компонент поля.

На рис. 71 показана система измерения магнитного поля, смонтированная на спектрометрическом магните. Датчики Холла, размещенные на вертикальном держателе с шагом 40 мм, покрывают по вертикали (ось  $Y$ ) 840 мм. Держатель закреплен на каретке с прецизионным автоматическим приводом перемещения по длине магнита (вдоль пучка, ось  $Z$ ) с остановками через каждые 40 мм. Система позволяет провести измерения в области между магнитными экранами.

Измерения проводились в автоматическом режиме со считыванием и цифровизацией показаний датчиков Холла в каждой остановке по оси  $Z$  как при движении каретки «вперед», так и на обратном пути (при возвращении каретки в исходное положение) в тех же точках оси  $Z$ ,

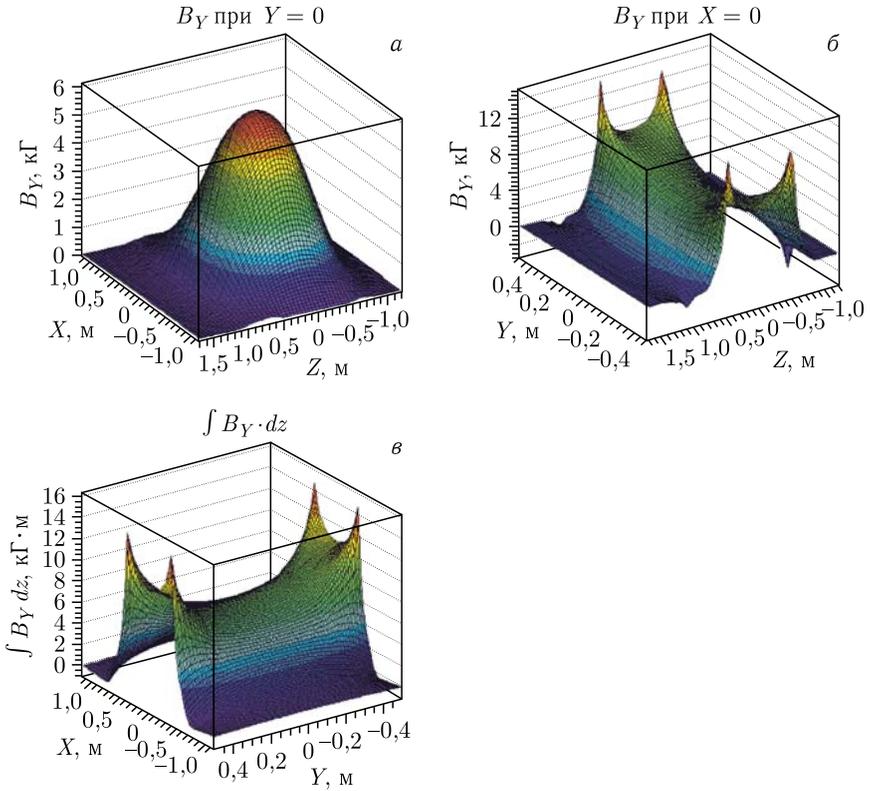


Рис. 70. Расчетное поле магнита М31 при токе 1 кА/виток: а) вертикальная компонента поля  $B_Y$  в плоскости  $XZ$  при  $Y = 0$ ; б) плоскость  $YZ$  при  $X = 0$ ; в) зависимость интеграла  $\int B_Y \cdot dz$  от поперечных координат  $X$  и  $Y$



Рис. 71. Система измерения магнитного поля, смонтированная на спектрометрическом магните

что и по пути «вперед». Таким образом, в каждой из 50 точек по оси  $Z$  проводилось по два измерения.

Учитывая, что полное измерение топографии поля — это довольно длительный процесс (продолжительностью в несколько часов и даже суток), предусмотрены несколько способов отслеживания дрейфа поля магнита и измерительной аппаратуры: 1) непрерывное слежение за изменениями тока питания магнита путем измерения напряжения на специальном прецизионном сопротивлении; 2) с помощью специального «опорного» датчика Холла, находящегося на нижнем полюсе магнита в фиксированном положении; 3) с помощью двух ЯМР-зондов, находящихся на обоих полюсах магнита (верхнем и нижнем) в фиксированном положении; 4) с помощью присутствующего в системе ряда датчиков слежения за температурой, током питания — датчиков Холла и пр. Эти данные также считывались и записывались одновременно с измерениями магнитного поля.

Измерения проводились в значительной части рабочего объема магнита, но, к сожалению, не во всем объеме. Из-за конструктивных особенностей и ограничений системы перемещения датчиков Холла [132] не удалось провести измерения на расстояниях, удаленных более чем на 0,4 м от центра магнита вверх по пучку, а также вблизи границ апертуры. Среднеквадратичное отклонение (RMS) по данным расчетов и 101920 измерений для трех компонент поля было найдено равным  $\sim \pm 1,9$  мТл, что составляет  $\sim \pm 0,35\%$  от поля в центре магнита. Значительный вклад в отклонения по всему объему вносит ошибка позиционирования датчиков вблизи ребер и углов полюсов, где градиенты индукции очень велики и достигают  $\sim 5$  мТл/мм. Если ограничиться только областью вдали от полюсов магнита при  $|Y| < 30$  см, то  $RMS = \sim \pm 0,95$  мТл =  $\sim \pm 0,18\%$ . Абсолютные нормировки расчетного и измеренного магнитных полей при токе питания 1 кА/виток совпали с точностью  $\sim 0,13\%$ .

Для сравнения данных расчетов и измерений на рис. 72 в терминах интегралов поля вдоль оси  $Z$  представлены сверху расчетные распределения интегралов в поперечной плоскости  $XY$  для полного рабочего объема магнита, снизу — относительные разности между расчетными и измеренными интегралами, нормированные на интегралы от основной компоненты  $B_Y$ , для части рабочего объема, где были проведены измерения. Обозначения:  $\Delta B(X, Y, Z) = B_{\text{расчет}}(X, Y, Z) - B_{\text{измерения}}(X, Y, Z)$ . На рис. 72 снизу значения в стат-боксах соответствуют фитированной константой с единичными ошибками 2D-распределений в полосе  $|Y| < 30$  см.

Показаны только две поперечные компоненты, которые вносят доминирующий вклад в отклонение в магните заряженных частиц, летящих под малыми углами к оси  $Z$ . По среднеквадратичным отклонениям от нуля для всей показанной  $XY$ -плоскости имеется согласие в пределах  $\sim \pm 0,3\%$  для интеграла от  $B_X$  и  $\sim \pm 0,18\%$  — для интеграла от  $B_Y$ ,

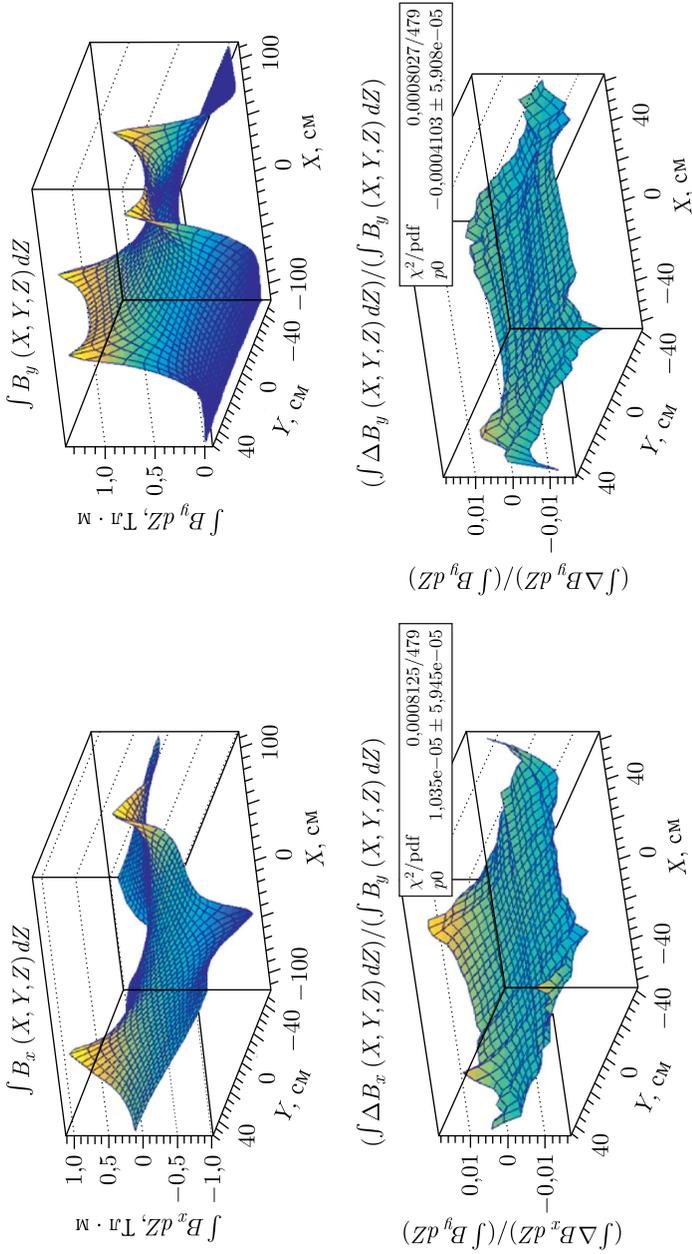


Рис. 72. Результаты расчетов и измерений по интегралам вдоль оси Z

а вдали от полюсов при  $|Y| < 30$  см согласие не хуже  $\sim \pm 0,14\%$  для обеих компонент. Интеграл поля вдоль пучка по линии, проходящей через центр магнита, равен  $(0,703 \pm 0,001)$  Тл·м. Индукция в центре магнита равна  $(0,5398 \pm 0,0004)$  Тл. Величина рассеянного поля в зоне ближайшего трекового детектора выше М31 по пучку равна  $\sim 15\text{--}17$  мТл, а в зоне ближайшего детектора ниже по пучку —  $\sim 0,2$  мТл.

Для отвода тепла, выделяемого при работе магнита, через обмотку прокачивается обессоленная холодная вода под давлением 11 атм. Данная система не требует серьезной дополнительной проработки.

При создании (размещении) установки на канале 24А для достижения номинальных значений магнитного поля необходим специализированный источник тока.

**3.4.2. Трековая система.** Трековые детекторы эксперимента должны иметь минимальное количество вещества и хорошее координатное разрешение. Малое количество вещества требуется, прежде всего, при исследовании чармония. В этих исследованиях предполагается использовать детекторы на основе газового электронного усиления (ГЭУ, GEM) и станции детекторов на основе тонкостенных трубок. В табл. 20 приведены названия, положение\* и размеры трековых детекторов. Выбор этих детекторов определяется лучшим координатным разрешением.

Итого каналов: 2500 АЦП для GEM-детекторов, 2496 ВЦП для камер на основе дрейфовых трубок и 1200 регистров для пропорциональных камер.

**3.4.2.1. GEM-детекторы.** При исследовании чармония необходимое координатное разрешение двух первых детекторов, расположенных до спектрометрического магнита, должно составлять 60–70 мкм. Такими характеристиками обладают GEM-детекторы с временным разрешением 10 нс. Планируется использовать двухплоскостные детекторы с тремя степенями усиления (triple-GEM). Трековая система будет включать два детектора типа GEM, расположенных как можно ближе к мишени. Детекторы GEM играют важную роль для определения вторичных вершин, что требуется для регистрации резонансов и гиперонов. GEM1 должен иметь размеры  $20 \times 20$  см, GEM2 —  $30 \times 30$  см.

В ИФВЭ освоена технология изготовления детекторов GEM из материалов, подготавливаемых в ЦЕРН. Созданы два прототипа GEM-детектора размерами  $10 \times 10$  см (рис. 73). Проведены испытания этих прототипов. Детекторы GEM имеют пространственное разрешение около 70 мкм и работают при нагрузках до  $10^5$  мм<sup>2</sup>·с<sup>-1</sup>, т. е. в интенсивных пучках. Сами детекторы полностью удовлетворяют требованиям эксперимента.

---

\* Положение детекторов представлено при исследовании односпиновых асимметрий с использованием водородной или ядерных мишеней при измерениях на канале 24.

Таблица 20. Характеристики трековых детекторов (жирным шрифтом отмечены детекторы, которые предполагается использовать при исследовании чармония, звездочкой\* — детекторы на канале 14, протестированные в сеансах 2018 и 2019 гг.)

Детектор	Расстояние от мишени, м	Композиция камер	Шаг проволок (диаметр трубок), мм	Размеры камеры $Y \times X$ , см	Число каналов
<b>GEM1</b>	0,35*	$X, Y$	Стрип 0,4	$20 \times 20$	1000
PC1*	0,55	$X, Y$	1	$20 \times 20$	400
PC2*	0,63	$X, Y$	1	$20 \times 20$	400
PC3*	0,71	$X, Y$	1	$20 \times 20$	400
<b>GEM2</b>	0,85	$X, Y$	Стрип 0,4	$30 \times 30$	1500
<b>DT1*</b>	1,00	$U, V, X, Y$	15	$32 \times 32$	384
<b>DT2*</b>	1,67	$X, Y, U, V$	30	$72 \times 96$	336
DC1	3,00	$X$	17	$80 \times 120$	140
<b>DT3*</b>	5,29	$X, Y, U$	30	$120 \times 168$	432
DC2	5,70	$X, Y, U, V$	17	$160 \times 240$	560
<b>DT4*</b>	8,07	$X, Y, U$	30	$192 \times 240$	672
<b>DT5*</b>	9,77	$X, Y, U$	30	$192 \times 240$	672

\* Начало детектора.

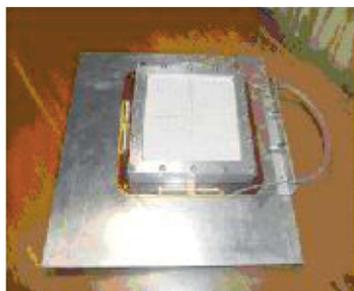


Рис. 73. Два прототипа GEM-детектора

По результатам исследований характеристик прототипов GEM признано целесообразным создание двух детекторов. Предполагается, что разработка и изготовление «надетекторной» электроники будут выполнены в МИФИ или ОИЯИ.

**3.4.2.2. Пропорциональные камеры.** Между детекторами GEM1 и GEM2 располагаются три пропорциональные камеры PC1–PC3 с пространственным разрешением 300 мкм. Эти камеры работают эффективно в пучках частиц с интенсивностью до  $4 \cdot 10^6$  частиц/с. Такие же

камеры предполагается использовать в качестве пучковых детекторов, их устройство было описано ранее (см. п. 3.1).

**3.4.2.3. Трековые детекторы на основе дрейфовых трубок.** За детектором GEM2 расположена дрейфовая станция DT1, состоящая из двух двуслойных камер с трубками диаметром 15 мм [133] и рабочей областью  $48 \times 48$  см. Одна из этих камер повернута на угол  $45^\circ$  относительно вертикали. Каждый слой ( $X$  и  $Y$ ) состоит из трех рядов дрейфовых трубок, склеенных между собой, средний ряд сдвинут на полшага относительно крайних. Трубки «плотно» упакованы в три слоя (так же как и в «больших» камерах), в каждом слое — по 96 трубок, расстояние между любыми соседними сигнальными проволоками — 15,5 мм (рис. 74, а). Шаг между трубками составляет 15,5 мм, это расстояние определяется точными поверхностями торцевых элементов. Количество DT в слое кратно 8, что определяется модульностью электроники. Эти камеры имеют нечувствительную зону размером  $3 \times 3$  см и работают эффективно в интенсивных пучках частиц. Камеры DT1 смонтированы на одной подставке с системой пропорциональных камер (см. рис. 74, б).

Станция DT2 состоит из двух одинаковых камер, одна из которых повернута на угол  $15^\circ$  относительно вертикали. Эти камеры, как и все остальные DT-камеры за магнитом, изготовлены из майларовых дрейфовых трубок диаметром 30 мм [134]. Каждая состоит из трех рядов дрейфовых трубок, склеенных между собой, средний ряд сдвинут на полшага относительно крайних. Шаг между трубками составляет 30,035 мм (определяется гребенками на гранитном столе при склейке камеры). Количество трубок в слое кратно 8, что определяется модульностью электроники. В центре эти камеры имеют зону нечувствительности пучка и работают эффективно в интенсивных пучках частиц. Станции DT3–DT5 расположены за магнитом и измеряют координаты (восстанавливают треки) частиц в трех плоскостях —  $X$ ,  $Y$ ,  $U$ . Камера  $U$  повернута на  $15^\circ$  относительно вертикали.

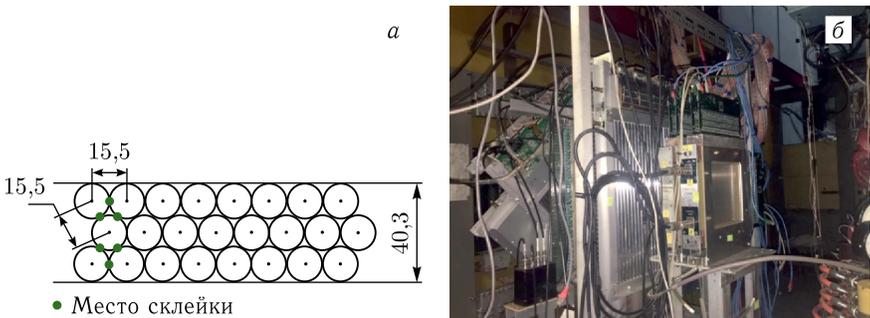


Рис. 74. а) Схема расположения трубок; б) смонтированные на одной подставке пропорциональные камеры (на переднем плане) и дрейфовая камера DT1

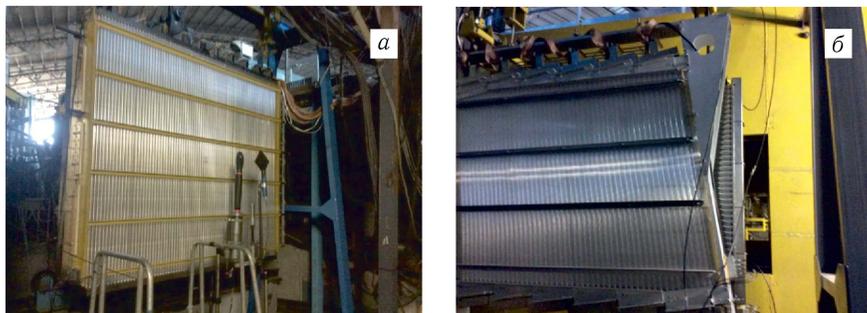


Рис. 75. Четвертая станция камер с установленным перед ней триггерным счетчиком на взаимодействие (а) и третья станция, расположенная сразу после магнита (б)

Технология изготовления данных камер была создана в ИФВЭ, получен патент на полезную модель [135]. Все станции дрейфовых трубок смонтированы на канале 14 (рис. 75).

*3.4.2.4. Оптимизация характеристик камер на основе дрейфовых трубок.* Камеры на основе дрейфовых трубок работают на стандартной газовой смеси 93% Ar, 7% CO<sub>2</sub>. Дрейфовые камеры установки в сумме имеют газовый объем около 2700 л. Для приведения камер в оптимальное рабочее состояние требуется расход газовой смеси около 5 л/мин в течение суток (примерно три объема камер).

Были проведены исследования зависимости характеристик работы камер от рабочего напряжения и скорости продува. В настоящее время предполагается работать со скоростью продува около одного объема камер в сутки. Эта минимально возможная скорость продува требуется для сохранения стабильности скорости дрейфа ионов ( $R_T$ -зависимости).

Для определения рабочего напряжения были сняты счетные характеристики камер, одна из которых приведена на рис. 76. Счетная характеристика изначально снималась при использовании космических мюонов и позднее верифицировалась на пучке. В результате исследований для камер DT2–DT5 было выбрано рабочее напряжение 2250 В, для камеры DT1 (с диаметром трубок 15 мм) — 1950 В.

Для данного режима работы камер было проведено исследование их собственного разрешения на космических мюонах, которое показано на рис. 77. Величина  $p_2 = 143$  мкм соответствует ожиданиям и требованиям эксперимента по точности.

Во время методических сеансов было проведено исследование эффективности всех трековых детекторов. На рис. 78 показаны зависимость эффективности от напряжения для одной из камер (а) и эффективность всех слоев трековых детекторов (б). Некоторое уменьшение эффективности при увеличении напряжения связано с увеличением шумов в камере.

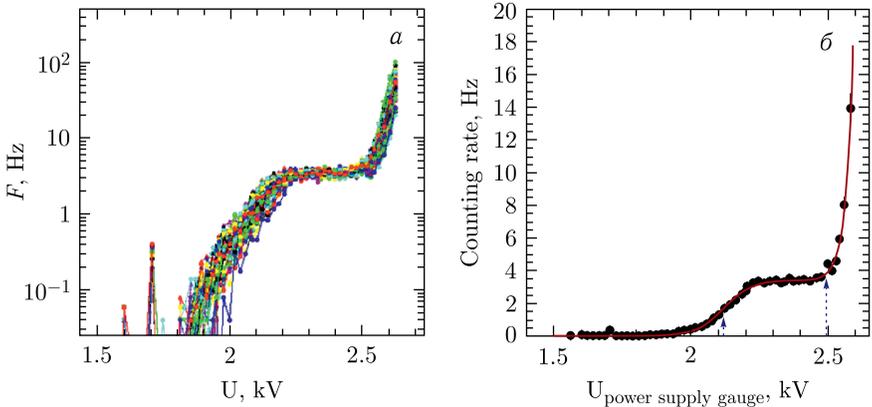


Рис. 76. а) Счетные характеристики всех трубок; б) усредненная характеристика всей камеры

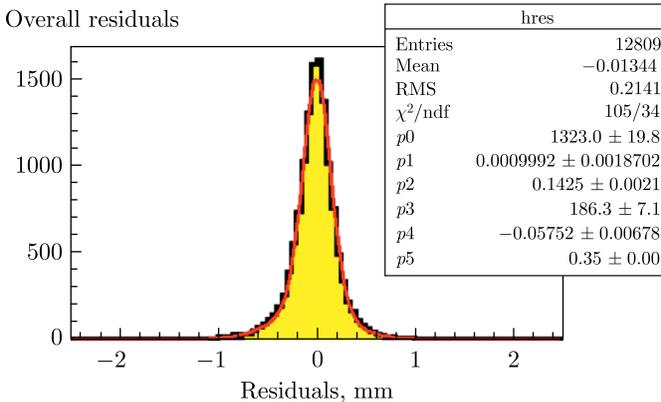


Рис. 77. Разность между восстановленной координатой трека и координатой в данной подплоскости

Исследование характеристик камер в методическом сеансе демонстрирует высокую эффективность всех слоев камер (одна пропорциональная камера не работала, этому соответствует нулевая эффективность в одном слое) — более 90% во всех слоях и выше 95% для большинства слоев. Для дрейфовых трубок данное значение эффективности (95%) является высоким, так как при прохождении треков между трубками (на расстоянии радиуса трубки от сигнальной проволочки) эффективность падает.

3.4.2.5. Дрейфовые камеры ПИЯФ – КК ТЭФ. Следующими трековыми детекторами могут стать дрейфовые камеры ПИЯФ – КК ТЭФ, которые разработаны и созданы для эксперимента ЭПЕКУР. Подробное описание этих камер приведено в работе [118]. Из возможных конструк-

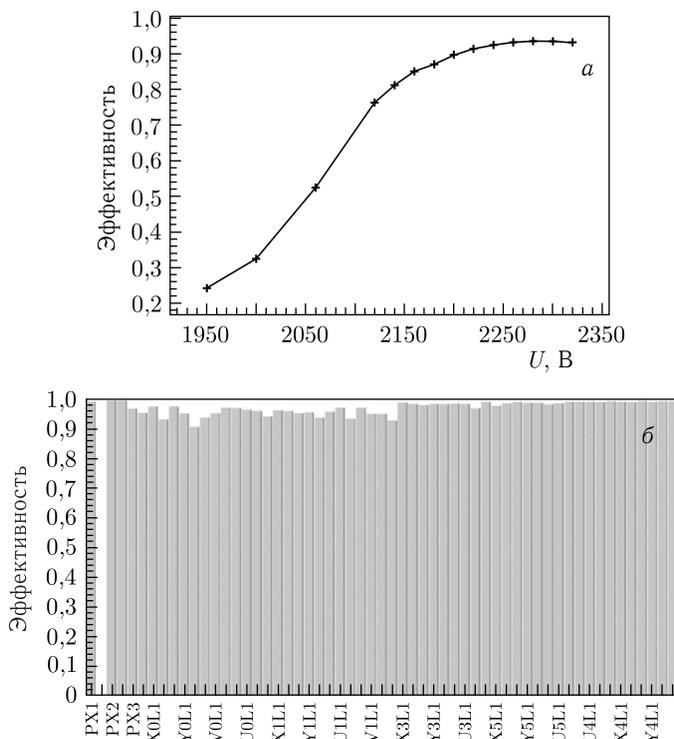


Рис. 78. а) Зависимость эффективности одного из слоев камеры от напряжения; б) эффективность всех слоев трековой системы, полученная на вторичных треках

ций была выбрана та, которая обеспечивает минимальное количество вещества на пути регистрируемых продуктов реакции, — проволочная дрейфовая камера с гексагональной структурой. Конфигурация почти правильных шестигранных дрейфовых ячеек показана на рис. 79.

Светлыми кружками обозначены потенциальные проволочки диаметром 100 мкм. Проволочки в слоях 3, 4, 6, 7, 9, 10 находятся под высоким положительным потенциалом, образуя почти цилиндрически-симметричное дрейфовое поле вокруг заземленных сигнальных проволочек (обозначены черными точками в слоях 5 и 8). Диаметр сигнальных проволочек — 25 мкм. Потенциальные плоскости 2 и 11 имеют нулевой потенциал и служат для симметризации поля ячеек с внешней стороны. Действительно, по отношению к верхнему ряду ячеек (см. рис. 79) проволочки плоскости 2 задают почти такую же конфигурацию потенциала, как и сигнальные проволочки плоскости 8. Шаг ячеек структуры — 17 мм. Сдвиг ячеек в двух сигнальных плоскостях на половину шага

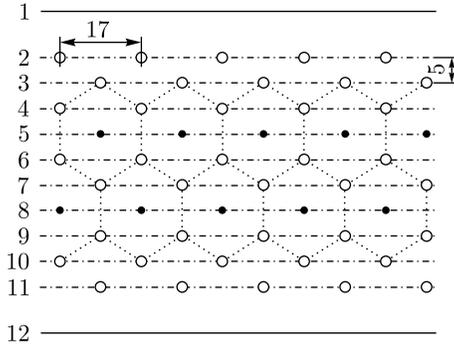


Рис. 79. Часть периодической структуры проволочных дрейфовых камер ЭПЕКУР (не в масштабе): 2–4, 6, 7, 9–11 — плоскости потенциальных проволочек; 5, 8 — плоскости сигнальных проволочек; 1, 12 — майларовые окна, ограничивающие газовый объем

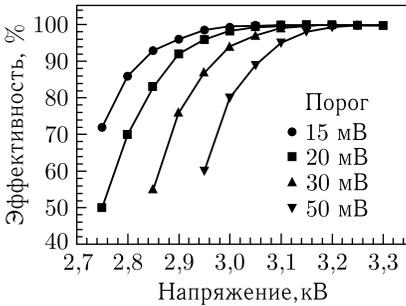


Рис. 80. Зависимость эффективности дрейфовой камеры от питающего напряжения при различных порогах дискриминации

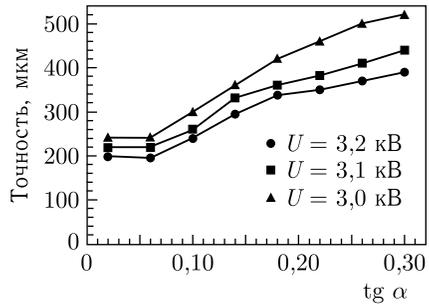


Рис. 81. Зависимость точности дрейфовых камер от тангенса угла наклона трека при различных напряжениях на потенциальных проволочках и фиксированном пороге дискриминации. Угол отсчитывается от нормали к плоскости камеры в плоскости, перпендикулярной направлению проволочек

позволяет эффективно определять, с какой стороны от сигнальной проволочки прошел трек регистрируемой частицы.

Газовый объем камер ограничен майларовыми окнами 1 и 12 (см. рис. 79) с герметизацией по алюминиевой раме. Рабочая газовая смесь содержит 70% Ag и 30% CO<sub>2</sub>. Предусмотрена возможность подмешивания до 3% фреона-14 (CF<sub>4</sub>) для очищения элементов внутреннего объема.

На рис. 80 приведена зависимость эффективности камеры от высокого напряжения, поданного на потенциальные проволочки гексагональной

структуры, для газовой смеси 65% Ag и 35% CO<sub>2</sub>. Из этого рисунка видно, что в диапазоне рабочих порогов 15–20 мВ ширина плато эффективности составляет 200–300 В. При продуве камеры рабочей газовой смесью напряжение, при котором достигается такая же эффективность, уменьшается приблизительно на 50 В. На рис. 81 показана зависимость координатной точности дрейфовых камер от тангенса угла наклона трека. При рабочем напряжении 3,2 кВ неопределенность восстановления координат составляет приблизительно 200 мкм для перпендикулярных треков.

**3.5. Электромагнитный калориметр.** Одним из основных детекторов установки СПАСЧАРМ является электромагнитный калориметр (ЭМК), изготовленный по технологии «шашлык» с тонкой сегментацией и обладающий высоким разрешением и эффективностью. Технология изготовления детектора полностью отработана при подготовке эксперимента PANDA. За основу взяты разработки, полученные при подготовке проекта «Передний электромагнитный калориметр типа “шашлык”» [136].

Модуль переднего электромагнитного калориметра имеет сэндвич-структуру. В каждом модуле «шашлыка» находится 380 слоев свинцового поглотителя толщиной 300 мкм и скинтиллятора толщиной 1,5 мм. Полная длина активной зоны модуля составляет 700 мм, или 20 радиационных длин. Четыре ячейки калориметра механически объединены в один модуль. Чертеж модуля калориметра представлен на рис. 82. Поперечные размеры модуля, состоящего из четырех оптически изолированных каналов, — 110 × 110 мм (рис. 83).

Регистрация света в «шашлыке» осуществляется через спектросмещающие оптические волокна, проходящие через ячейку калориметра и передающие свет на фотодетектор на торце. Пластины скинтиллятора имеют набор отверстий для протягивания оптических волокон и пины для точного позиционирования пластин относительно друг друга.

Весь детектор будет состоять из 40 строк и 60 столбцов (220 × 330 см), т. е. в общей сложности из 2400 ячеек, или 600 модулей.

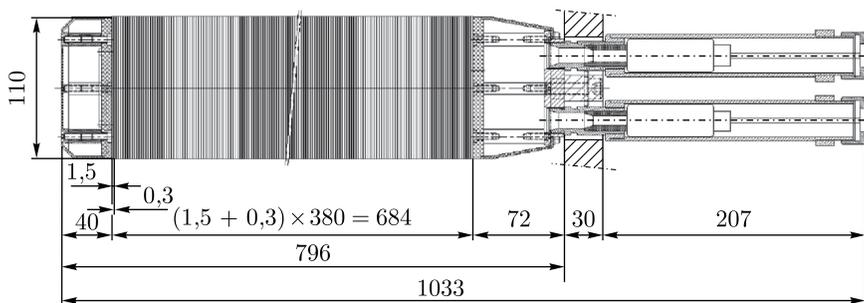


Рис. 82. Чертеж супермодуля калориметра

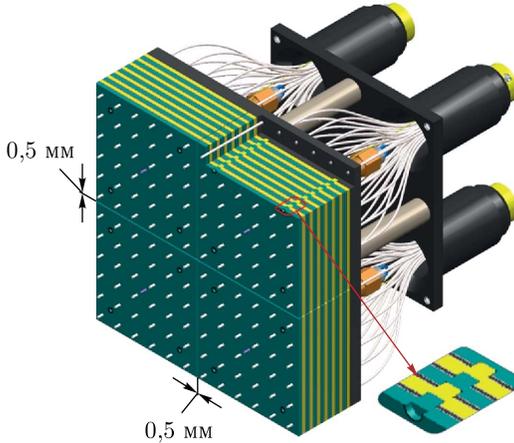


Рис. 83. Часть модуля калориметра в разрезе

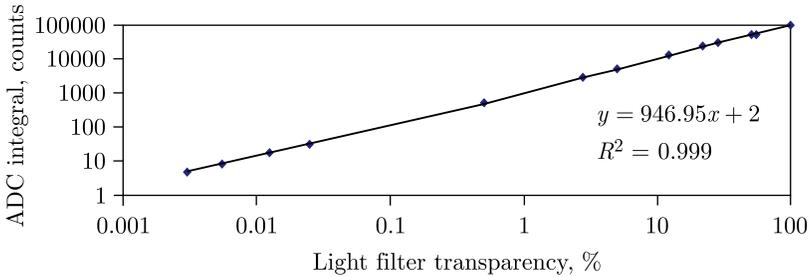


Рис. 84. Проверка линейности фотомножителя

Модули калориметра полностью изготавливаются на участке сцинтилляторов ИФВЭ: от литья под давлением пластин сцинтиллятора до сборки модуля и полировки пучка оптических волокон.

Регистрация света будет осуществляться ФЭУ Hamamatsu R7899. На рис. 84 показана линейность регистрации светового сигнала, полученная от светодиодов.

Как показали проведенные на пучке тесты прототипа, за счет тонкой сегментации энергетическое разрешение калориметра соответствует требованиям к детектору и составляет  $3\%/\sqrt{E}$ , что позволяет обеспечивать надежное (в совокупности с магнитным спектрометром и адронным калориметром) разделение электронов и адронов. На рис. 85 приведены результаты измерения энергетического разрешения прототипа электромагнитного калориметра. Результат регистрации  $\pi^0$ -мезона при низких энергиях показан на рис. 86.

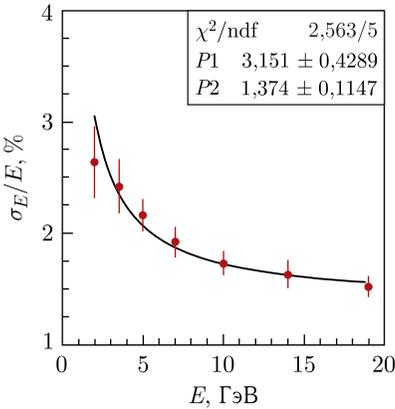


Рис. 85. Результаты измерения прототипа калориметра в ИФВЭ

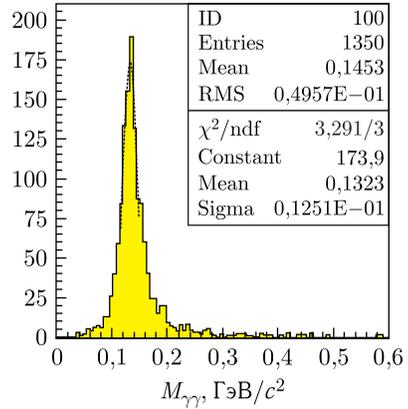


Рис. 86. Массовый спектр  $\pi^0$ -мезонов с энергией от 1 до 2 ГэВ (детектор располагался на расстоянии 1,5 м от мишени)

Стабильность энергетической шкалы калориметра может контролироваться мониторинговой системой на основе светодиодов на уровне 0,1%. Будет использоваться калибровка детектора *in situ*, в том числе на мюонах, идентифицируемых мюонным детектором. Начальная калибровка и оптимизация энергетической шкалы каждой ячейки калориметра будут проводиться на атмосферных мюонах и выведенном электронном пучке.

**3.6. Адронный калориметр.** За электромагнитным калориметром предполагается расположить адронный калориметр, необходимый для выработки триггера на адроны с большими значениями  $x_F$ , а также для разделения электронов, адронов и мюонов (при совместном использовании с магнитным спектрометром, ЭМК и мюонным детектором). Еще одна важная функция адронного калориметра связана с идентификацией и измерением энергии нейтронов, антинейтронов и  $K_L^0$ -мезонов.

Модуль адронного калориметра (рис. 87) представляет собой свинцовый скintиллятор типа сэндвич. Отношение толщин слоев (4:1) было выбрано исходя из условий компенсации, толщина детектора составляет 6,5 ядерных длин, поперечные размеры модуля  $100 \times 100$  мм, длина 120 см, вес 120 кг.

Подробное описание калориметра приведено в работе [137]. Толщина пассивного слоя равна 16 мм, толщина скintиллятора — 4 мм. Компенсация  $e/h = 1$  достигается при небольшом времени интегрирования сигнала (порядка 50 нс) с калориметра. Измеренная с помощью радиоактивного источника неоднородность пластины на момент изготовления была не хуже  $\pm 2\%$ . Для контроля адронного калориметра используются радиоактивные источники на основе  $^{138}\text{Pu}$ , внедренные в неорганический

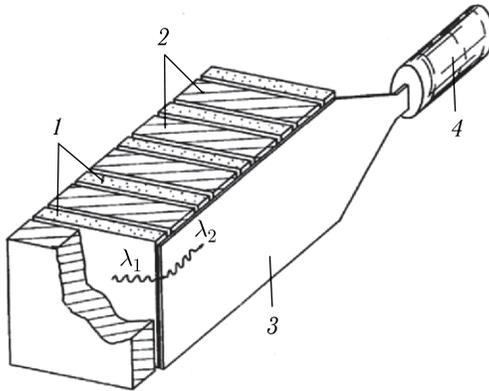


Рис. 87. Схематическое представление модуля адронного калориметра: 1 — сцинтилляционные пластины; 2 — свинцовый поглотитель; 3 — спектрсмещитель (WLS); 4 — фотоумножитель

сцинтиллятор  $YAlO_3 : Ce$ . Световой источник крепится непосредственно на светочувствительную поверхность фотоприемника — фотоумножителя ФЭУ 84-3.

Сигналы от световых источников регистрируются между циклами ускорителя. Триггером служит сумма сигналов со всех модулей (используются выходы с последних динодов ФЭУ). Кроме того, адронный калориметр имеет общую систему мониторинга на светодиодах, свет от которых разводится волоконными световодами на каждый модуль.

Разрешение калориметра составляет  $\sim 57\%/\sqrt{E}$ , отношение сигнала  $e/p = 1,01 \pm 0,03$ .

В настоящее время имеется около 256 модулей адронного калориметра. Для эксперимента необходимо 400 модулей. Внешние размеры калориметра составят  $250 \times 190$  см.

Предполагается модернизация адронных модулей на основе современной технологии светосбора с помощью оптических волокон. Это позволит на порядок увеличить количество собираемого света, улучшить разрешение и порог регистрации адронов калориметром.

**3.7. Система идентификации вторичных частиц.** Основной задачей системы идентификации установки СПАСЧАРМ на первом этапе является идентификация заряженных адронов ( $\pi$ - и  $K$ -мезонов и протонов), которая может осуществляться детекторами колец черенковского излучения и детектором времени пролета (до 2 ГэВ). Идентификация электронов будет осуществляться с использованием электромагнитного и адронного калориметров. При исследовании чармония возникает необходимость идентификации мюонов с помощью соответствующего детектора.

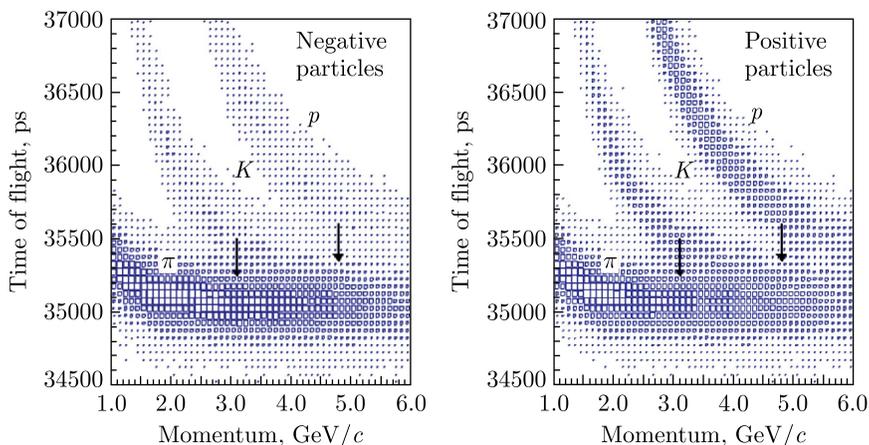


Рис. 88. Распределение по квадрату массы  $M^2$  (в  $\text{ГэВ}/c^2$ ) в зависимости от импульса частицы на расстоянии 10,5 м от мишени

Детектор множественности и времени пролета, состоящий из трех независимых детекторов, предполагается использовать для идентификации адронов низких энергий. Времяпролетная система очень важна для идентификации медленных частиц — продуктов распада резонансов, разлетающихся под большими углами под воздействием поля спектрометрического магнита. На рис. 88 показаны результаты моделирования чувствительности идентификации частиц в зависимости от разрешения дальнего детектора НЗ, расположенного на расстоянии 10,5 м от мишени, если разрешение детектора по времени составляет 120 пс. Моделирование проведено для *minbias*-событий при энергии пучка 28 ГэВ.

Даже при разрешении 120 пс и расстоянии 10,5 м каоны хорошо разделяются не более чем до 3 ГэВ/с, а протоны — до 4,5 ГэВ/с. Использовать годоскопы Н1 и Н2 в качестве времяпролетного детектора практически невозможно. Эти детекторы могут быть использованы только как детекторы множественности для решения определенных задач и создания специального триггера. С учетом того, что частицы низких энергий будут «выметаться» спектрометрическим магнитом, основная нагрузка по идентификации адронов ложится на детектор колец черенковского излучения (или необходимо, чтобы разрешение времяпролетного детектора было лучше 60 пс).

**3.7.1. Детектор колец черенковского излучения.** Данный детектор будет основным детектором для разделения  $\pi$ - и  $K$ -мезонов. За основу предлагается взять детектор, разрабатываемый для эксперимента PANDA, так как диапазон энергий регистрируемых частиц в экспериментах примерно совпадает (до 12–15 ГэВ).

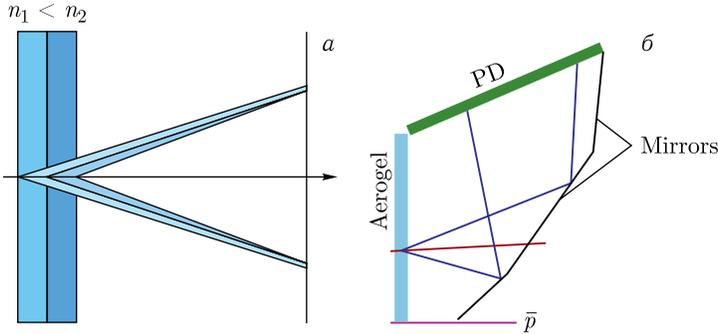


Рис. 89. Принцип фокусирования (а) и принципиальная схема детектора на основе аэрогеля (б)

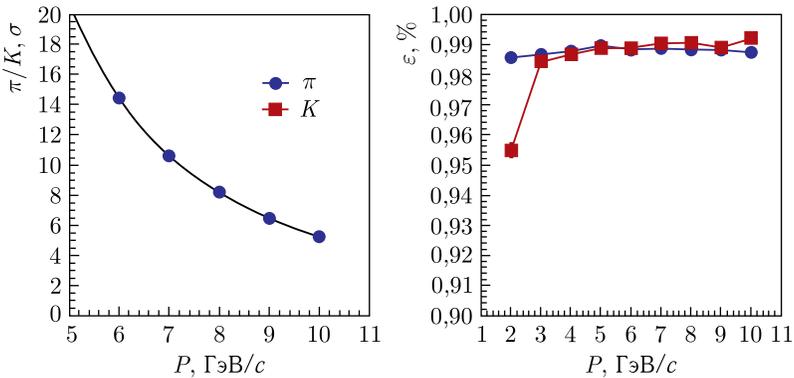


Рис. 90. Данные моделирования разделения мезонов и эффективности их регистрации для детектора PANDA

Предлагается использовать фокусирующий детектор на основе нескольких слоев аэрогеля. Этот метод впервые был предложен в середине 1990-х гг. [138, 139]. Принцип фокусирования и принципиальная схема детектора приведены на рис. 89. Предлагается использовать несколько слоев аэрогеля с различными значениями коэффициента преломления.

Предлагаемый детектор должен разделять  $\pi$ - и  $K$ -мезоны до энергии 10–12 ГэВ с эффективностью, близкой к 100 % (рис. 90).

**3.7.2. Мюонный детектор.** Мюонный детектор предназначен для регистрации и идентификации одиночных мюонов и мюонных пар, образующихся при распаде векторных мезонов ( $\omega$ ,  $\varphi$ ,  $J/\psi$  и др.). Данный детектор является необходимым при исследовании состояний чармония.

Для идентификации мюонов предполагается использовать часть бывшего мюонного спектрометра нейтринного детектора ИФВЭ–ОИЯИ.

Мюонный детектор будет состоять из шести тороидальных дисков диаметром 4 м и толщиной 22 см каждый. Диск состоит из двух полуколец, имеет центральное отверстие диаметром 36 см. Всего используется шесть стальных поглотителей, которые объединены попарно и образуют три одинаковых блока.

После каждого блока располагается станция дрейфовых трубок. Размер каждой станции — 3 м по горизонтали и 2,4 м по вертикали. Основные элементы станций — алюминиевые дрейфовые трубки диаметром 30 мм [140]. Каждая камера состоит из трех слоев, все слои и все камеры одинаковые.

Вместе с адронным калориметром мюонный детектор должен обеспечить необходимое разделение мюонов и адронов.

**3.8. Триггер, система сбора данных и регистрирующая электроника. 3.8.1. Триггер.** В настоящее время в эксперименте СПАСЧАРМ на канале 14 основным является триггер на взаимодействие, который формируется из сигналов с пучкового телескопа (S1–S3) в антисовпадении с сигналом счетчика ВК от пучковой частицы, прошедшей через мишень, не провзаимодействовав (рис. 91).

Система сбора данных СПАСЧАРМ реализована на основе модулей электроники в стандарте «ЕвроМИСС» и позволяет регистрировать до 75 тыс. событий за сброс с растяжкой 3 с. При вероятности взаимодействия с мишенью 10% возможна работа с интенсивностью пучка до 750 тыс. частиц/сброс с максимальной эффективностью регистрации. Интенсивность пучка отрицательных частиц на канале 14 составляет 600–700 тыс. частиц/цикл ускорителя. Таким образом, на первом этапе работы эксперимента могут регистрироваться практически все события. Данный триггер также позволяет без модификации системы сбора данных полностью принимать все события при работе с пучком поляризованных антипротонов\*. При выполнении части программы СПАСЧАРМ с поляризованным протонным пучком, интенсивность которого может достигать  $10^7$  за сброс, предусмотрено использование дополнительного триггера с более высоким значением коэффициента подавления. Альтернативой является замена регистрирующей электроники на более высокоскоростную — с последовательными гигабитными шинами.

При работе на канале 24 с пучком поляризованных протонов ожидается интенсивность до  $10^7$  частиц/цикл ускорителя\*\*. В этом случае количество взаимодействий с жидководородной и поляризованной мише-

---

\* При этом допущены два предположения о том, что триггер на тип пучковой частицы позволяет работать с общей интенсивностью пучка до  $2 \cdot 10^6$  частиц/цикл и что пучок антипротонов не оптимизирован под максимальную интенсивность.

\*\* Данная интенсивность ограничивается требованиями радиационной безопасности к каналу.

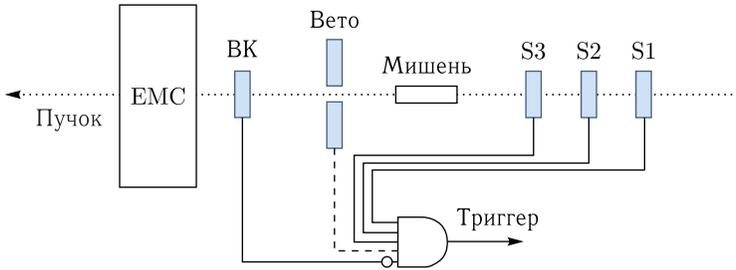


Рис. 91. Схема триггера установки

ниями будет достигать  $10^6$  за цикл ускорителя, а при работе с ядерными мишенями может превышать данное значение в полтора-два раза. Чтобы использовать пучок с высокой интенсивностью, предполагается работа в различных модах\*:

- для исследования спиновых эффектов в рождении кваркония, где необходима максимально возможная интенсивность пучка, предполагается использовать триггер на два мюона;

- для исследования инклюзивных реакций частиц, распадающихся на две заряженные, предполагается использовать годоскопы множественности (эти же детекторы предполагается использовать при необходимости выделить события с большой множественностью);

- чтобы выбрать (обогатить события) с большими импульсами (в том числе поперечными), также предполагается использовать годоскопы множественности и/или пропорциональные камеры. Для выделения событий с требуемыми кинематическими параметрами могут использоваться программируемые логические матрицы на основе GPU (графические процессоры).

Три перечисленные выше моды работы могут быть дополнением триггера на взаимодействие, тогда как при исследовании упругих реакций (и при измерении поляризации на основе упругих реакций) необходим отдельный дополнительный триггер. Это связано с тем, что рассеянные частицы вылетают под малыми углами, поэтому использование триггера на взаимодействие невозможно.

Кинематика и аппаратура описаны в разделе, посвященном поляриметрии (пп. 2.3.1, 2.3.1.4). Триггер на упругое рассеяние должен будет отобрать события с корреляциями по углу вылета рассеянной частицы и частицы отдачи. Общее число упругих событий за цикл ускорителя составит примерно  $10^5$ , но годоскопы должны работать при интенсивности до  $10^7$  частиц/цикл ускорителя. Так как для исследования упругого рассеяния предполагается использовать набор сцинтилляционных де-

\* До создания быстрой электроники.

текторов со считыванием на основе SiPM, технология выбора триггера может быть построена аналогично системе мечения пучка (п. 2.2.2).

**3.8.2. Система сбора данных.** На установке создана сетевая система сбора данных с современной структурой на основе универсальной локальной вычислительной сети и компьютеров общего назначения (рис. 92). Та же сеть используется для конфигурирования и мониторинга электроники, что упрощает управление установкой и закладывает практически неограниченный потенциал модернизации любой из ее частей независимо от других. Система сбора данных не имеет привязки к триггеру, поэтому может использоваться одновременно в двух режимах: триггерном (для основных детекторов установки) и бестриггерном (для годоскопов системы мечения). По мере совершенствования регистрирующей электроники принципиально возможен перевод всей установки на работу в бестриггерном режиме. Это позволяет размещать регистрирующую электронику ближе к элементам установки, использовать единую сеть для сбора данных, управления и контроля, а в дальнейшем дает возможность легко модернизировать систему, комбинируя в единой сети электронику различных производителей.

Передающими узлами сети сбора данных могут быть любые регистрирующие модули или концентраторы данных с Ethernet-интерфейсом. Для большинства детекторов узлами являются интеллектуальные контроллеры EM-5 [141] корзин с регистрирующей электроникой в стандарте «ЕвроМИСС» [142], но по мере совершенствования и обновления электроники ими могут стать как регистрирующие модули с Ethernet-интерфейсом, так и специфичные для отдельных детекторов концентраторы данных.

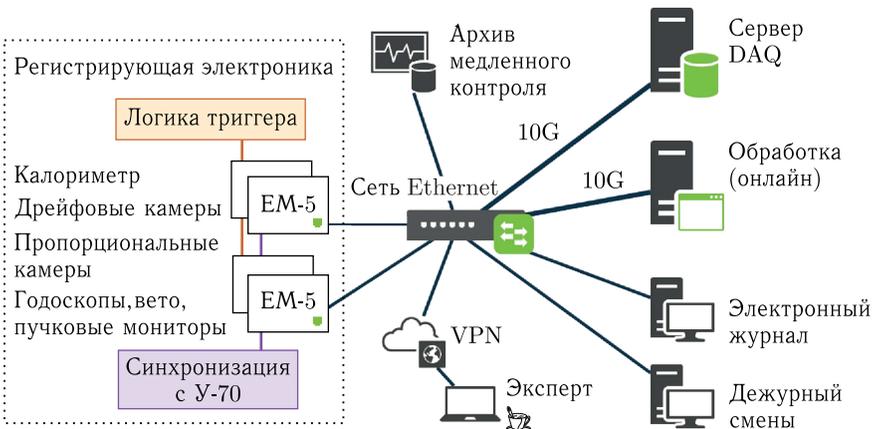


Рис. 92. Сеть системы сбора данных установки

Принимающий узел сети представляет собой сервер, подключенный к сетевому коммутатору через Ethernet-порт 10 Гбит/с. При необходимости количество узлов приема может быть увеличено, в том числе для использования различных схем горячего резервирования (архитектурой системы количество узлов приема не ограничено).

Для передачи данных используется стандартный протокол TCP. На каждом узле передачи запущена программа, которая автономно передает содержимое буфера с накопленными данными на узел приема. Использование транспортного сетевого протокола со встроенным алгоритмом предотвращения перегрузок позволило отказаться от традиционной схемы последовательного вычитывания данных из контроллеров корзин с электроникой (pull): контроллеры отправляют данные в хранилище самостоятельно и параллельно друг другу (push).

При получении push-запроса от узла передачи на узле приема запускается отдельный процесс, выполняющий запись накопленной за сброс порции данных с этого узла в файл в распределенной или локальной файловой системе. Современные жесткие диски достаточно производительны для записи всей исходной («сырой») информации, поступающей от регистрирующей электроники установки СПАСЧАРМ. Так, массив из четырех SATA-дисков обеспечивает скорость записи 250 МБ/с, что на два порядка превосходит ожидаемый поток данных. Сохранение данных в исходном формате исключает возможность потери результатов работы установки вследствие сбоев в программах обработки.

**3.8.3. Регистрирующая электроника.** Работающая в настоящее время в эксперименте СПАСЧАРМ регистрирующая электроника (ВЦП, АЦП, регистры, счетчики) в стандарте «ЕвроМИСС» разработана и произведена в отделении электроники ИФВЭ. Протокол передачи позволяет передавать по шине 16-битные данные одновременно с адресной информацией за цикл 100–200 нс в зависимости от типа модуля.

Информация с калориметров регистрируется зарядовыми АЦП 12 бит (модуль ЕМ-6) с чувствительностью 250 фКл на отсчет и временем преобразования менее 5 мкс. Общее количество каналов электромагнитного и адронного калориметров — 3000.

Для считывания детекторов трековой и времяпролетной системы разработаны и произведены модули ВЦП (ЕМ-3) на базе заказной микросхемы НРТДС, позволяющей измерять время с точностью до 25 нс на отсчет. 3500 каналов ВЦП распределены по нескольким каркасам для уменьшения времени передачи.

Годоскопы множественности, пучковые системы и системы мечения будут считываться регистрами (ЕМ-4) глубиной до 2–5 мкс (в зависимости от выбора шага 2 или 5 нс), что позволит не заботиться о точном подборе кабельных задержек для сигналов с этих детекторов.

Для уменьшения времени считывания данных и перехода к бестриггерной системе сбора данных в будущем планируется замена модульной электроники стандарта «ЕвроМИСС» с параллельной шиной на электронику на основе стандарта xTCA с последовательными гигабитными линиями передачи данных. Это позволит регистрировать все взаимодействия даже при работе с высокоинтенсивным поляризованным протонным пучком до  $10^7$  за сброс. При создании данной электроники предполагается использовать опыт коллаборации PANDA и возможности немецких участников проекта\*.

**3.9. Система медленного контроля узлов установки.** Система медленного контроля установки СПАСЧАРМ представляет собой комплекс программных и аппаратных средств, которые выполняют следующие функции:

- контроль и доступ к управлению параметрами детекторов и других подсистем при работе и настройке экспериментальной установки;
- своевременное обнаружение неисправностей в работе установки и сигнализацию об аварийных ситуациях;
- мониторинг параметров окружающей среды;
- архивирование параметров работы установки в базе данных для последующего использования при анализе данных эксперимента с целью коррекции характеристик детекторов.

Архитектура системы управления экспериментальной установки СПАСЧАРМ представлена на рис. 93.

Для обеспечения совместимости в управлении различных подсистем установки применяется программная среда EPICS (Experimental Physics and Industrial Control System). В приведенной архитектуре EPICS используется на двух уровнях — управления и контроля — и определяет протокол обмена данными между ними по сети Ethernet. На уровне устройств работают специально разработанные микроконтроллерные модули, которые осуществляют непосредственное измерение и управление параметрами детекторов. Обмен данными между микроконтроллерными модулями и уровнем контроля определяется протоколами Modbus RTU и CANbus.

Уровень контроля образуют одноплатные компьютеры Raspberry Pi, играющие роль приемопередатчиков данных между уровнем устройств и уровнем управления. На одноплатных компьютерах запускаются приложения Input/Output Controller (IOC), которые являются частью программного обеспечения EPICS и, с одной стороны, обеспечивают интерфейс к данным микроконтроллерных модулей согласно протоколам выбранных полевых шин, а с другой — обрабатывают запросы по протоколу EPICS от уровня управления. Для поддержки физических уровней

---

\* Боннский, Майнцский и Мюнхенский университеты выразили заинтересованность в подготовке аппаратуры для эксперимента на пучке антипротонов.

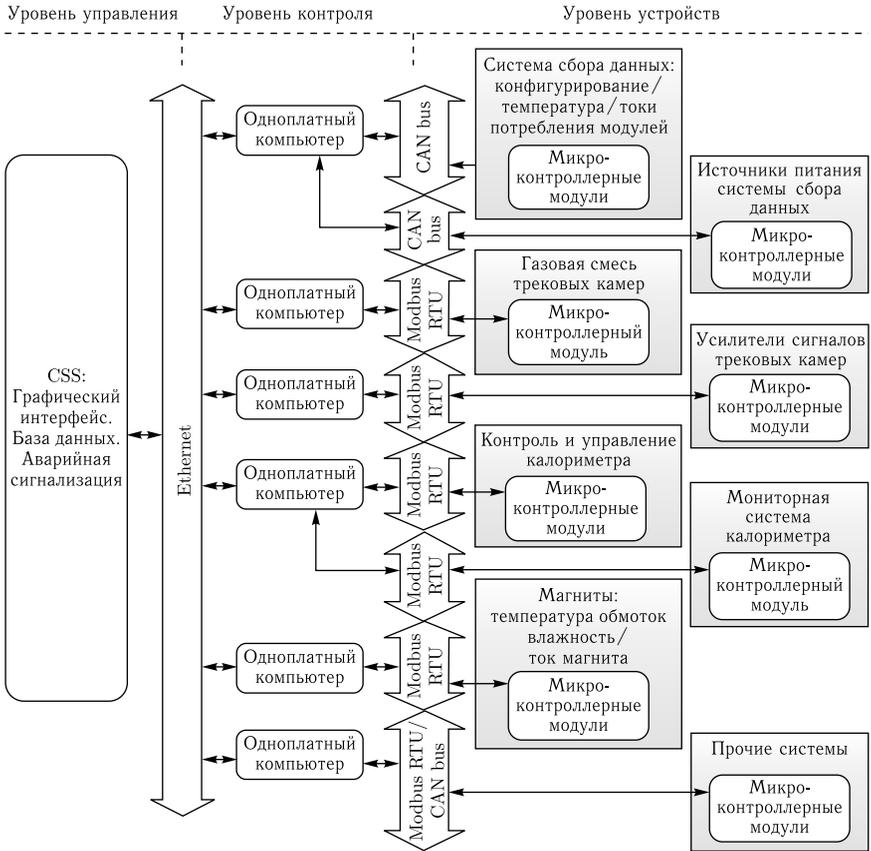


Рис. 93. Архитектура системы управления экспериментальной установки СПАСЧАРМ – Control System Studio (CSS)

передачи данных Modbus и CAN для Raspbergy Pi изготовлены адаптеры связи (рис. 94).

Уровень управления служит для визуализации и архивирования данных. На этом уровне использован программный комплекс Control System Studio (CSS), с помощью которого реализованы клиент, формирующий запросы к приложениям ИОС, обработчик аварийных ситуаций и архиватор данных. В качестве хранилища данных выбрана база данных PostgreSQL.

В настоящее время разработаны следующие микроконтроллерные модули:

- мезонинные платы (рис.95), осуществляющие конфигурацию ПЛИС, конфигурацию микросхем НРТДС и чтение датчиков тока в модулях регистрирующей электроники стандарта «ЕвроМИСС»;

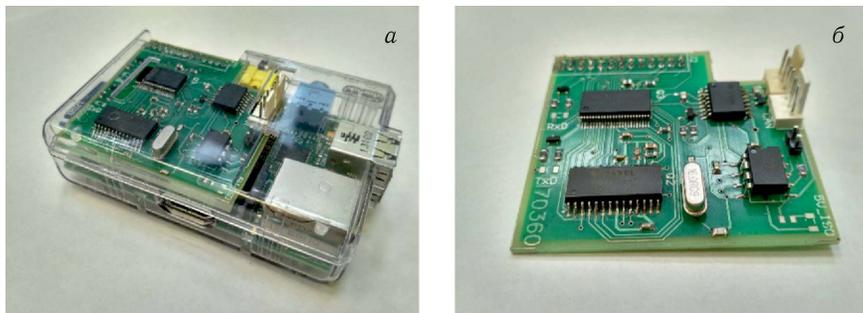


Рис. 94. Адаптер шин для Modbus RTU (а) и CAN (б)



Рис. 95. Мезонинная плата, установленная на модуль «ЕвроМИСС», и переходные платы



Рис. 96. Модуль мониторинга параметров магнита мишени «Динозавр»

— переходные платы (см. рис.95), служащие для тестирования и установки пороговых напряжений усилителей сигналов трековой системы;

— модуль мониторинга параметров магнита мишени «Динозавр» (рис. 96), служащий для измерения тока магнита, отслеживания температуры воды в охлаждающих контурах, мониторинга параметров окружающей среды (температуры воздуха, влажности, атмосферного давления);

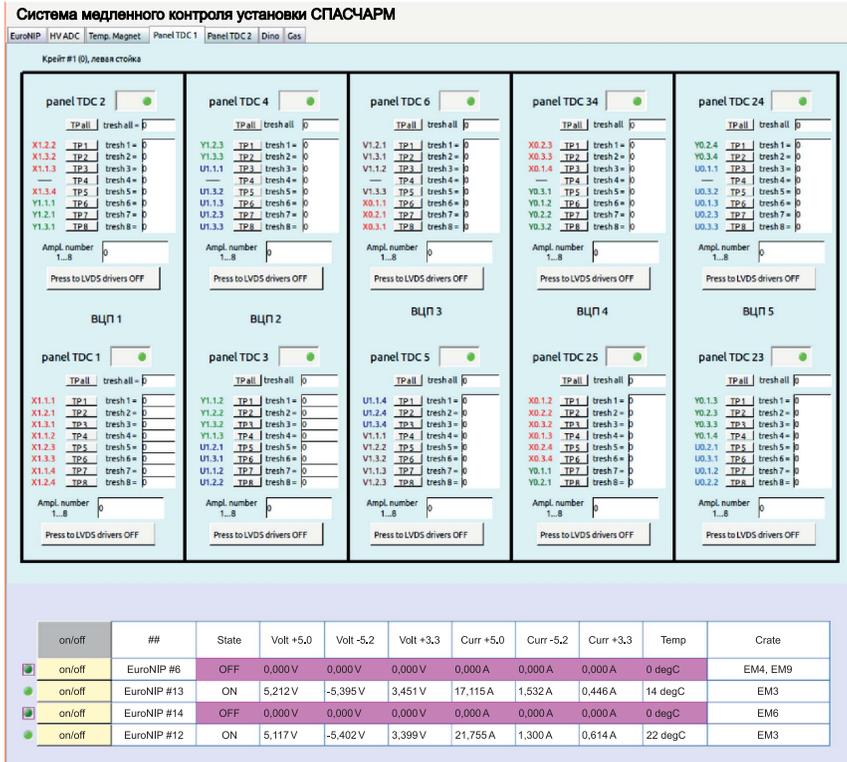


Рис. 97. Элементы графического интерфейса системы управления

— источники питания с микроконтроллерным управлением, предназначенные для питания модулей регистрирующей электроники стандарта «ЕвроМИСС», мониторингования температуры, напряжения питания и тока потребления каркасом модулей.

Ведется разработка микроконтроллерных модулей для медленного контроля других детекторов и подсистем установки. Система медленного контроля используется в течение трех сеансов ускорительного комплекса при настройке и работе установки СПАСЧАРМ. Подробнее система сбора данных описана в работе [143] и диссертации [144].

Графический интерфейс для медленного контроля и управления системами детекторов, созданный в CSS, представлен на рис. 97 и включает в себя несколько вкладок, относящихся к разным подсистемам установки.

**3.10. Пакет программ для анализа данных «в линию» и «вне линии».** Опыт участия во многих современных экспериментах физики высоких энергий говорит о том, что развитие программного обеспечения

должно идти параллельно с развитием аппаратуры, до того как установка будет построена. В настоящее время существует довольно большое количество качественных программ в области физики элементарных частиц. Чтобы из этого получить максимум пользы, несколько экспериментов на ускорительном комплексе FAIR разрабатывают программную среду FairRoot [145], которая предоставляет этим экспериментам всю базовую функциональность для моделирования, сбора данных и анализа, а также программы сторонних разработчиков в форме «внешних пакетов». Группа ИФВЭ, являясь активным участником разработки программного обеспечения для эксперимента PANDA на FAIR, также взяла за основу программную среду FairRoot.

**3.10.1. Структура программного обеспечения.** «Внешние пакеты» — это набор программ от сторонних разработчиков, которые необходимы для запуска FairRoot. Они распространяются одним дистрибутивом с фиксированными версиями для совместимости. Поддержка и развитие каждого пакета осуществляются его разработчиками, однако взаимодействие и вклад всего сообщества FairRoot не исключены. Перечислим основные используемые программы.

• ROOT [146], разработанный в ЦЕРН физическим сообществом, предоставляет огромное количество инструментов и широкую функциональность, специфическую и полезную для физики высоких энергий. Это основной пакет, который повсеместно используется в FairRoot (отсюда и его название). Основные функциональности, важные для среды FairRoot, включают:

- CINT — интерпретатор макрокоманд с интерактивной оболочкой;
- графический интерфейс пользователя (GUI) для исследования объектов (Objects), отображения пользовательских объектов или взаимодействия с отображаемым содержимым, а также визуализатор событий (Event display);
- операции с файлами, ввод-вывод данных, поддержку бинарного формата файлов;
- интерфейс к базам данных;
- параллельные вычисления (PROOF);
- гистограммирование, графики, математические функции, фитирование данных, инструменты алгебры матриц и др.;
- описание, управление и визуализацию геометрии и материалов;
- форматы представления данных, относящиеся к физике частиц (например, векторы Лоренца);
- инструменты мультивариантного анализа (TMVA).

• Виртуальная Монте-Карло (VMC) и виртуальная геометрическая модели применяются для того, чтобы из одного интерфейса иметь доступ к различным транспортным пакетам Монте-Карло и их описаниям геометрий. При этом геометрию необходимо описать только раз, а пользователь имеет возможность «на лету», т. е. без перекомпиляции,

выбирать модель, которую он будет использовать. В настоящее время реализованы интерфейсы для Geant3, Geant4 и ROOT (FLUKA больше не поддерживается).

- Geant описывает процессы прохождения частиц через вещество. Geant3 [147] написан на языке Fortran, и его последняя версия 3.21 датируется 1994 г. Geant4 [148] разработан на основе физической модели Geant3, однако полностью реализован на языке C++, для того чтобы использовать объектно-ориентированный подход. Его транспортный код был обновлен, чтобы сделать физические процессы более реалистичными, однако результаты обеих версий сопоставимы.

- PYTHIA [149], генератор частиц высокой энергии, включает в себя модели распада. Он моделирует столкновения частиц. Среди прочих в него включены такие процессы физических реакций, как жесткие и мягкие взаимодействия, партонные распределения и партонные ливни, фрагментации и распады.

- PLUTO [150], пакет для моделирования адронных взаимодействий, написан на языке C++. Функциональность библиотеки PLUTO может быть задействована из ROOT, где ее вывод можно анализировать либо передать в Geant для дальнейшей работы.

Программная среда FairRoot — это библиотека классов на языке C++, предоставляющая управление потоками данных, а также интерфейсы для различных инструментов моделирования и реконструкции из «внешних пакетов». Схематически ее структура представлена на рис. 98. FairRoot является интерфейсом и базой для реализации программного обеспечения эксперимента СПАСЧАРМ.

Среда базируется на ROOT и использует формат файлов данных (.root), систему ветвления данных (класс TBranch), цепочки файлов (TChain), контейнеры данных (TClonesArray), описание и управление геометрией (TGeoManager и т. д.) и блочную структуру задач (TTask). Система спроектирована таким образом, чтобы любые действия можно было выполнять из командной строки ROOT или путем запуска специальных управляющих файлов — макросов, написанных для C++-интерпретатора ROOT (CINT). Весь код для моделирования или сбора данных скомпилирован в динамические библиотеки, и «root» — единственный исполняемый файл. ROOT-макросы используются для конфигурирования, управления и запуска моделирования (и онлайн-считывания) событий, трассировки частиц через вещество методом Монте-Карло, описания детекторов, реконструкции и анализа данных. В таком подходе изменение настроек, параметров или даже перекомпоновка конфигурации оборудования всего детектора не потребует компиляции или использования другого языка, кроме C++, для редактирования макроса. Более того, абсолютно тот же макрос может быть выполнен на любой машине без изменений (например, персональном компьютере, распределенной вычислительной ферме или грид-кластере).

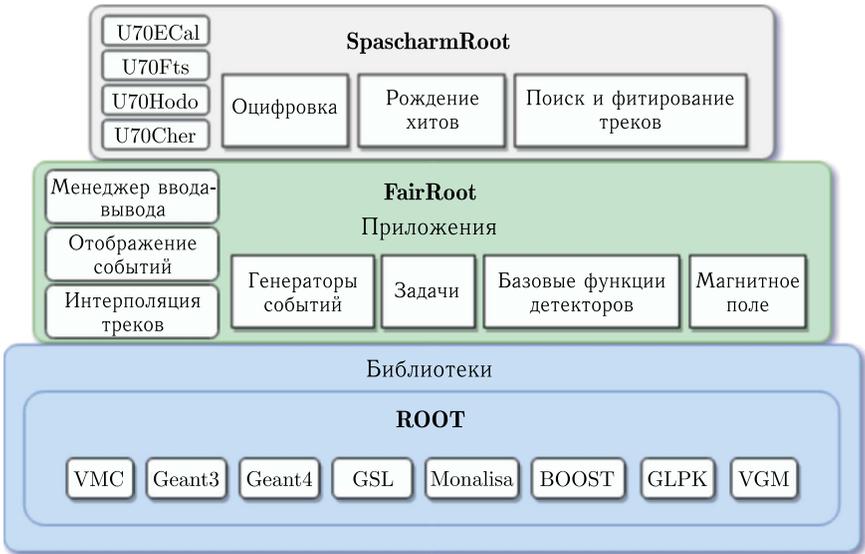


Рис. 98. Схематическая структура программной среды эксперимента СПАСЧАРМ: внизу — библиотеки сторонних разработчиков; в центре — программная среда FairRoot;верху — конкретная реализация SpascharmRoot

Запуск моделирования (с помощью VMC) является внутренней частью программной среды (рис. 98). Детекторы установки определены как совокупность их геометрического описания и их функциональности как активных элементов. Доступ к выполнению во время шагов трассировки методом Монте-Карло с помощью выбранного транспортного пакета предоставляется базовым классом детектора из FairRoot.

Выполнение процессов организовано через задачи, которые унаследованы от класса TTask пакета ROOT. Задачи могут добавляться, удаляться или заменяться непосредственно в макросах, предоставляя блочную структуру («конструктор») для пользователей. На уровне среды FairRoot происходит организация доставки входных/выходных контейнеров данных, соединение с базой данных параметров, а также выполнение задачи в цикле по событиям. Можно хранить общие для задач временные данные только в памяти, не расходуя место на жестком диске.

При инициализации задача получает указатели на контейнеры данных и параметров. Во время выполнения программная среда забирает реальные контейнеры по этим указателям. Задачи могут группироваться в родительские задачи, создавая иерархию выполнения, что особенно полезно для предоставления цепочек по умолчанию для массового производства данных. Работа с реальными данными организована аналогичным образом: на схеме следует заменить файлы, полученные при

моделировании, на файлы, соответствующие реальным данным с детекторов. Непосредственно выполнение задачи осуществляет конкретный реализованный объект класса, наследованного от `FairTask`.

База данных периода выполнения (RTDB) управляет вводом-выводом параметров и их распределением между задачами. Формат файлов ROOT позволяет хранить более сложные структуры, нежели простые числа и строки, например, гистограммы или математические функции. Обычно геометрия, используемая при моделировании, целиком хранится в RTDB. Это позволяет при моделировании заниматься настройкой без генерирования новых данных, полученных методом Монте-Карло. При работе с экспериментальными данными можно использовать данные RTDB для различных привязок. Такой подход позволяет быть уверенным, что моделирование и анализ экспериментальных данных производятся в единой геометрии.

В общем случае программное обеспечение должно позволить смоделировать весь эксперимент целиком, для того чтобы разработать наиболее подходящее оборудование детектора, а также все необходимые алгоритмы для реконструкции экспериментальных данных. Затем измерения должны будут сравниваться с результатами моделирования, чтобы как можно тщательнее изучить физическую модель, являющуюся целью эксперимента. Обработка результатов моделирования и реальных экспериментальных данных должна будет сходиться на этапе, где начинается реконструкция отклика отдельных детекторов.

С одной стороны, физическая реакция моделируется методом Монте-Карло с помощью генератора частиц, затем частицы должны быть трассированы через вещество детекторов и результат их взаимодействия с активным веществом преобразуется в оцифрованные данные, специфические для каждого детектора. Такие данные содержат искажения и изменения сигналов, типичные для каждого детектора, и они похожи (и представлены в том же самом формате) на данные измерений в реальном эксперименте. С другой стороны, экспериментальные данные также необходимо подготовить для того, чтобы их можно было обработать в рамках той же цепочки обработки.

Производятся калибровка и преобразование из внутреннего (реализованного в железе) представления в программное, например нумерация каналов, система координат и пр. В описываемой цепочке этапов реконструкция данных происходит пошагово для обоих наборов данных. Сначала осуществляется реконструкция отклика для отдельных детекторов, затем производятся глобальные действия, такие как реконструкция образов для трека заряженной частицы, фитирование треков и ливней в электромагнитном калориметре и т. п., а затем идентификация частиц. На последнем этапе уже есть возможность провести физический анализ кандидатов в частицы, которые представляют собой наборы из вершины рождения и 4-импульса. Отметим, что алгоритм физического анализа сильно зависит от изучаемого канала или реакции.

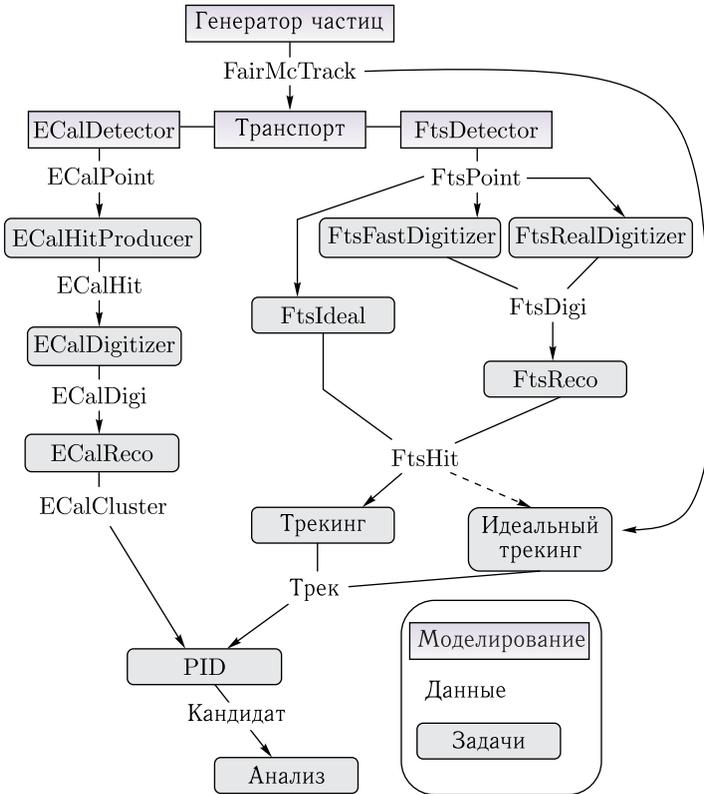


Рис. 99. Последовательность выполнения задач TTask при моделировании в среде SpascharmRoot на примере детектора, идентифицирующего частицы (калориметра или ECal), и трекового детектора (системы станций дрейфовых трубок или FTS). Модульная архитектура программной среды позволяет подключать компоненты, необходимые для конкретного случая

Набор и порядок задач составляют структуру задания для выполнения. На рис. 99 показан пример того, как задачи соединяются друг с другом в случае калориметра (ECal) и станций дрейфовых трубок (FTS) вместе с трекингом, реконструкцией кластеров, идентификацией частиц.

Сначала запускается методом Монте-Карло моделирование частиц и их трассировка через вещество каждого детектора, которое может быть активным (производить данные) или пассивным. Чтобы моделировать поведение детекторов, имеются различные задачи: от быстрых («идеальных») алгоритмов до детальных описаний всех принципов работы прибора. Отметим, что, например, для трассировки независимо от пути, по которому происходит выполнение цепочки, всегда имеются данные в определенном формате. Такая же модульная концепция применима

и для идентификации частиц, реконструкции электромагнитных ливней и т. п., что дает возможность пользователю выбирать свои собственные критерии для оптимального (с точки зрения детализации, скорости или простоты работы) набора оборудования.

Разработанные блоки позволяют проводить моделирование данных и их анализ онлайн («в линию») и офлайн («вне линии»). Программа обработки данных онлайн используется для анализа данных непосредственно во время приема и, прежде всего, требуется для оценки качества поступающих данных и при необходимости для принятия решений по замене (ремонту) регистрирующей электроники или электроники системы сбора данных.

**3.10.2. Пакет программ для анализа данных «в линию».** В программе онлайн-обработки реализованы следующие компоненты: преобразование данных, поступающих из модулей регистрирующей электроники (ВЦП, АЦП, регистров) системы сбора данных, из «сырого» формата в формат ROOT-деревьев; локальная реконструкция хитов в плоскостях камер для построения треков зарядженных частиц, кластеров в электромагнитном калориметре, хитов в сцинтилляционных пучковых годоскопах; упрощенный алгоритм построения треков по камерам; восстановление координат пучка на мишени эксперимента. Параллельно с работой системы сбора данных на сервере идут процессы программы онлайн-обработки данных, выполненные в виде ROOT-макросов. Преобразование файлов с данными в «сыром» формате в ROOT-деревья происходит в промежутке между сбросами ускорителя, полученные файлы записываются на диск.

На рис. 100 приведена блок-схема работы программы онлайн-обработки.

Файлы, содержащие данные в виде ROOT-деревьев, читаются программой визуализации и контроля качества данных. Она может считывать данные файл за файлом в процессе их набора, а также в режиме пакетной обработки, когда из определенной директории считывается сразу множество .root-файлов, накопленных ранее. Основная цель программы визуализации — отображение представлений, имеющих отношение к качеству набираемых данных в виде гистограмм. Ею пользуется персонал смен во время сеансов на установке СПАСЧАРМ. Верхняя панель интерфейса разбита на вкладки с иерархической структурой для навигации по детекторам установки (верхний ряд вкладок), типам отображаемой информации (времена, профили, эффективности, множественности и т. п.), а также для навигации по элементам детекторов (плоскостям годоскопов, слоям камер и т. п.). В строке состояния приводится служебная информация, такая как число считанных файлов, число событий. Программа контроля качества данных представляет собой ROOT-макрос, использующий графическую библиотеку пакета ROOT. Поэтому с гистограммами, отображаемыми в окне программы (в Canvas), можно выполнять все

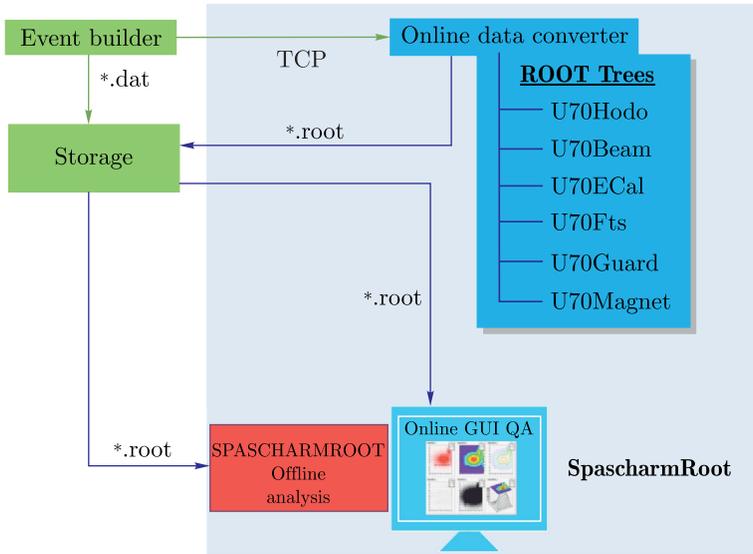


Рис. 100. Блок-схема программы обработки данных «в линию»

стандартные действия, которые допустимы для гистограммам в интерактивной сессии ROOT: менять пределы гистограммирования, фитировать распределения и т. п.

Подготовленные при работе «в линию» \*.root-файлы могут использоваться и при анализе. Но следует учитывать, что часть файлов при этом может отсутствовать, так как при работе «в линию» анализируются только последние поступившие данные.

**3.10.3. Пакет программ для анализа данных «вне линии» и моделирования.** При работе «вне линии» ведется анализ по всем заданным файлам (обычно это вся директория с данными, набранными в одних условиях). При анализе на первом этапе проводится слияние данных из различных потоков с помощью построителя событий (event-builder) \*. Этот программный модуль сопоставляет записанные файлы данных с различных детекторов и по отметкам времени находит соответствие между событиями внутри разных потоков данных, на выходе формируется поток событий с данными всех детекторов установки. При этом осуществляется проверка качества данных, в том числе обнаружение потери важной информации при сбоях регистрирующей электроники. По данным проведенного сеанса с комплексным запуском установки количество ошибок мало (доли процента), так что практически вся принятая информация (с точки зрения качества данных) используется для анализа.

\* Можно проводить анализ отдельно для каждого выбранного потока.

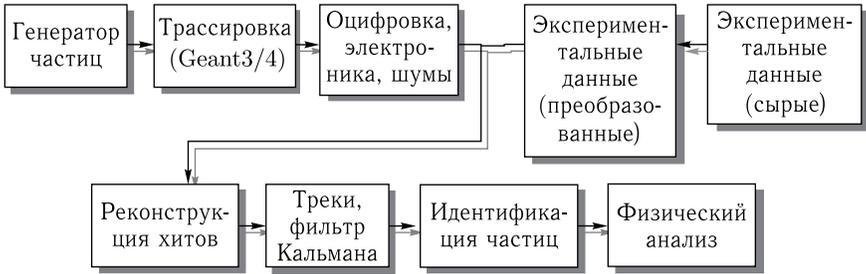


Рис. 101. Цепочка выполнения этапов в среде SpascharmRoot

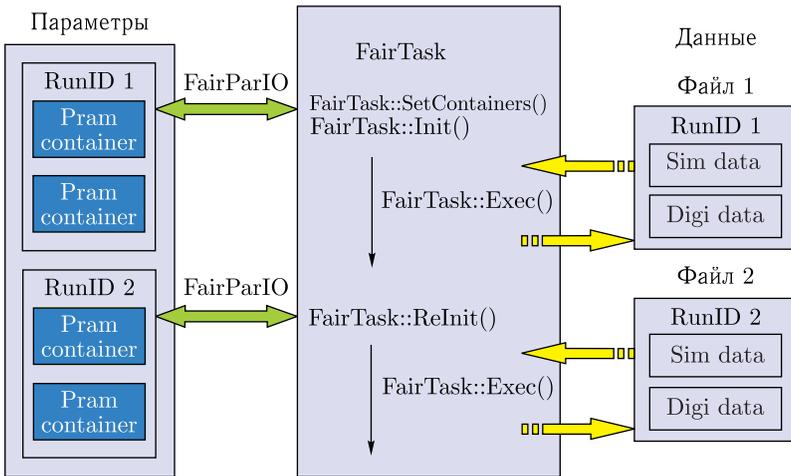


Рис. 102. Схематическое представление процессов в FairTask, а также механизма обращения к параметрам и данным. Данные и параметры связаны через уникальный идентификатор RunID

Программный пакет для моделирования, применяемый для отладки алгоритмов и оценки эффективности, в настоящее время описывает «идеальную» геометрию экспериментальной установки. Идеальность заключается в абсолютной отъюстированности и 100%-й эффективности детекторов. После определения реальной геометрии и эффективности на основе экспериментальных данных все реальные параметры будут внесены в программное описание установки.

На рис. 101 показана последовательная цепочка таких обобщенных этапов.

Примерная диаграмма работы задач показана на рис. 102.

Для восстановления треков заряженных частиц в трековой системе выбран метод поиска трека, известный как преобразование Хафа.

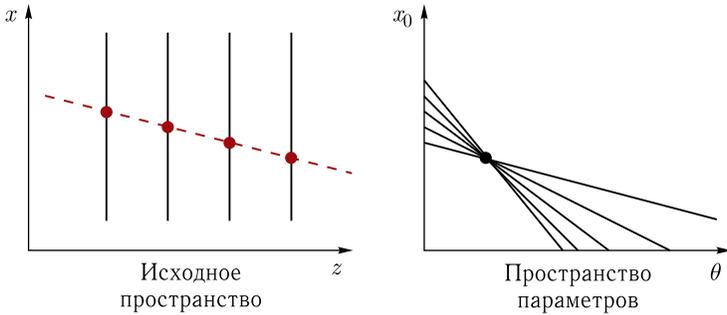


Рис. 103. Схематическое представление основного принципа преобразования Хафа для одного трека

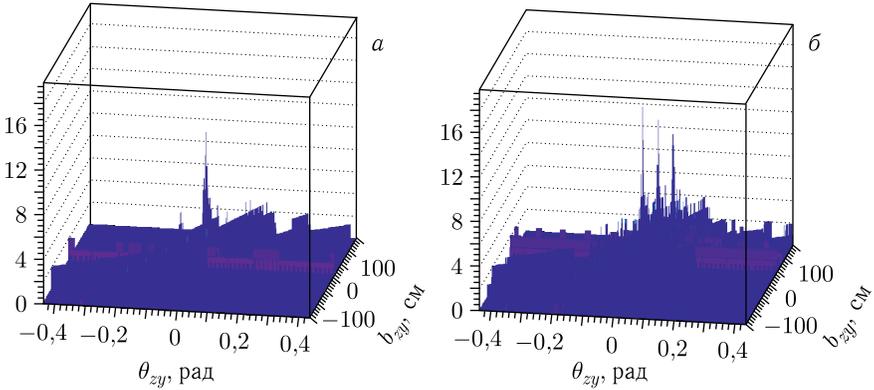


Рис. 104. Примеры полученных пространств Хафа в плоскости  $ZY$  для одного (а) и трех (б) треков

Этот метод использует параметрическое описание трека: каждая точка в пространстве параметров описывает трек в координатном пространстве. Для выбора кандидатов в трек проводится поиск локальных максимумов в пространстве Хафа. Иллюстрация применения метода в двумерном пространстве приведена на рис. 103.

На рис. 104 показаны примеры полученных пространств Хафа в плоскости  $ZY$  при моделировании с одним и тремя мюонами на событие.

На основе результатов моделирования и первых экспериментальных данных, набранных при комплексном запуске установки, получены распределения по таким кинематическим переменным, как импульс (с учетом знака заряда), поперечный импульс  $p_T$ , переменная Фейнмана  $x_F$ . Условия, при которых проводилось моделирование, следующие: в качестве генератора использовался пакет RUTHIA 8 (в составе программного продукта SpascharmRoot для обработки экспериментальных данных

в области физики высоких энергий), *minbias*-события (без фильтрации), взаимодействие происходит на пентаноловой мишени, эффективность каждой плоскости трековой системы при моделировании — 95%, разрешение дрейфовых трубок всех камер — 500 мкм, «мертвые» зоны в камерах не включены. Интеграл константного поля 0,6 Тл·м.

Метод позволяет восстанавливать треки с высокой эффективностью (более 98% для одиночных треков и более 85% для многочастичных событий \*).

В стандартном программном обеспечении анализа данных эксперимента реализованы также алгоритмы восстановления первичной и вторичных вершин, которые необходимы и используются для отбора частиц.

#### **4. ПЛАН-ГРАФИК РЕАЛИЗАЦИИ И ОЦЕНКА СТОИМОСТИ ПРОЕКТА**

Основные расходы требуются на создание канала поляризованных частиц и модернизацию экспериментальной установки для проведения прецизионных исследований с использованием поляризованного пучка. Выполнены работы по расчету и эскизному проектированию канала поляризованных частиц. Для выполнения работ по созданию (анти)протонного канала 24А на ускорительном комплексе У-70 потребуется около 2 млрд руб.

Для выполнения намеченной экспериментальной программы необходимо создание системы сверхпроводящих магнитов «сибирских змеек», спиновых ротаторов и криогенной системы к ним (200 млн руб.), которые могут быть разработаны и созданы в ИЯФ СО РАН (Новосибирск). Прецизионный электромагнитный калориметр типа «шашлык» (150 млн руб.), полная технология которого разработана в ИФВЭ (созданы и оформлены два опытно-промышленных образца), позволит регистрировать все доступные по массе новые состояния материи, распадающиеся в том числе на фотоны. Детектор колец черенковского излучения (250 млн руб.) по образцу такого же детектора в проекте PANDA позволит идентифицировать все заряженные адроны во всем доступном энергетическом интервале, что необходимо для спинowego исследования целого спектра разнообразных резонансов и обнаружения новых. Система поляриметров для измерения абсолютной величины поляризации пучка (100 млн руб.) разрабатывается и может быть создана в ИФВЭ совместно с МИФИ. Стоимость поляризованной мишени нового поколения, позволяющей получать как поперечную, так и продольную поляризацию, составляет 250 млн руб., однако значительный вклад может быть внесен немецкими участниками проекта.

---

\* Для 100%-й эффективности камер.

Суммарные расходы на изготовление в России необходимого научного оборудования составят 1 млрд руб. Таким образом, итоговая стоимость проекта оценивается в 3 млрд руб. \*

После начала финансирования проекта СПАСЧАРМ план-график создания основных позиций канала 24А и экспериментальной установки предусматривает следующие сроки:

- завершение рабочего проекта на канал и зону установки — первые два года \*\*;
- изготовление электромагнитного калориметра типа «шашлык» — первые четыре года;
- изготовление магнитов «змейка» и криогенного оборудования — первые три года;
- изготовление детектора колец черенковского излучения — со второго по пятый год;
- создание канала 24А и размещение установки на этом канале — третий-четвертый годы;
- создание систем измерения поляризации — второй-четвертый годы.

Первый пробный сеанс с поляризованным пучком планируется на пятый год реализации проекта.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Поляризационный проект СПАСЧАРМ отличает глобальный, систематический подход в изучении системы антипротон–протон (ядро) и протон–протон (ядро), включая проведение обзорного поляризационного эксперимента и одновременное исследование десятков реакций и нескольких физических наблюдаемых, зависящих от многих переменных. В том числе будет предпринята попытка определить поляризацию глюонов в протоне (антипротоне) в области их фрагментации при исследовании образования чармония. Ожидаемая высокая точность измерений, минимальные систематические ошибки наряду с широким набором пучков, мишеней, вторичных заряженных и нейтральных частиц выгодно отличают этот проект от других поляризационных проектов.

Поляризованные антипротонный и протонный пучки являются поистине уникальными инструментами в этих исследованиях.

Выделим основные преимущества проекта СПАСЧАРМ:

- обширная физическая программа и систематическое исследование поляризационных явлений (типа периодической таблицы или PDG);

---

\* В эту сумму не входит стоимость новой поляризованной мишени и электроники в стандарте xTCA, так как степень участия немецких партнеров в настоящее время неизвестна.

\*\* Все даты указаны относительно начала финансирования проекта.

- разнообразие пучков: поляризованные протоны и антипротоны, неполяризованные пучки  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p^\pm$ ,  $d$ ,  $C$ ;
- регистрация и идентификация нейтральных и заряженных вторичных частиц, включая  $\gamma$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p^\pm$ ,  $d$  и резонансы;
- исследование десятков реакций одновременно;
- поперечно- и продольно-поляризованные и ядерные мишени;
- исследование различных спиновых наблюдаемых:  $A_N$ ,  $P_N$ ,  $A_{NN}$ ,  $A_{LL}$ ,  $D_{NN}$ ,  $\rho_{ik} \dots$ ;
- исследование поляризационных эффектов в зависимости от различных переменных:  $\sqrt{s}$ ,  $p_T$ ,  $x_F$ , атомного номера, множественности, реакции...;
- полный азимутальный угол, позволяющий минимизировать систематические ошибки;
- спин-флиппер, позволяющий получать как поперечную, так и продольную поляризацию и менять их направление, что также важно для уменьшения систематических ошибок;
- быстрая (при развитии) бестриггерная система сбора данных.

Итоговая стоимость проекта (канал + экспериментальная установка) оценивается в 2 млрд руб. Создание такого канала и экспериментальной установки, получение пучков поляризованных частиц привлечет к исследованиям на ускорительном комплексе ученых из различных научных центров.

Текст проекта подготовлен при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-12-00164). Работа сотрудников НИЯУ МИФИ выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № 0723-2020-0041) и программы МИФИ «Приоритет-2030».

## **ПРИЛОЖЕНИЕ А. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ В ДАННОЙ ОБЛАСТИ**

Экспериментальные и теоретические исследования в области спиновой физики в процессах образования и взаимодействия адронов с адронами, фотонами и лептонами ведутся уже несколько десятилетий — со времени появления первых ускорителей частиц. Совершенствование ускорителей и детекторов частиц, создание пучков поляризованных частиц и развитие технологий поляризованных мишеней позволили получить огромный массив поляризационных данных. В спиновой физике при высоких энергиях проводятся прецизионные измерения, которые позволяют выявлять особенности динамики сильных взаимодействий и проникать глубже в структуру адронов. Феноменология спиновых явлений оказалась удивительно богатой и трудно объяснимой с фундаментальных позиций квантовой хромодинамики.

Появление точных данных стимулировало бурное развитие теоретических моделей, объясняющих наблюдаемые явления. Приведенные

в данном приложении краткие обзоры относятся только к адронным взаимодействиям.

**А.1. Результаты поляризационных экспериментов.** Первые поляризационные эксперименты проводились для упругих и зарядово-обменных реакций, поскольку при низких энергиях сечения таких реакций спиновые эффекты велики. С ростом энергии ускорителей увеличивается средняя множественность в событии, а спиновые эффекты в конкретных бинарных процессах и их сечения быстро убывают. Типичными примерами могут служить сечение процесса перезарядки  $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ , которое падает как  $s^{-1}$ , и сечение процесса  $\pi^-p \rightarrow \rho p$ , которое падает как  $s^{-2}$ , что указывает на то, что при высоких энергиях в таких процессах происходит обмен реджеоном [151].

Для анализа данных при высоких энергиях был предложен инклюзивный подход, в котором регистрируется лишь одна или несколько из образовавшихся частиц [152]. Этот подход оказался очень удобным для исследования поперечных односпиновых асимметрий ( $A_N$ ) адронов, поперечных поляризаций ( $P_N$ ) гиперонов и элементов спиновой матрицы плотности ( $\rho_{ik}$ ) векторных мезонов. В силу ограниченности информации в инклюзивных процессах за последнее время проведены измерения, при которых также изучается зависимость результатов измерений от множественности и центральности соударений. Полученные данные показали зависимость поляризационных эффектов от этих дополнительных переменных. Для изучения спиновой структуры адронов часто используются полуинклюзивные неупругие процессы, в которых помимо адрона регистрируется рассеявшийся лептон.

**А.1.1. Поляризация в упругих реакциях.** На рис. 105 приведено сечение упругого протон-протонного рассеяния при энергии 11,75 ГэВ для соударений с параллельными ( $\uparrow\uparrow$ ) и антипараллельными ( $\uparrow\downarrow$ ) спинами протонов в зависимости от безразмерной переменной  $\rho_{\perp}^2 = \beta^2 P_{\perp}^2 \sigma_{\text{tot}}(s)/38,3$  [153], где  $P_{\perp}^2 \equiv p_T^2$ . Там же сплошными квадратами показано сечение при гораздо более высокой энергии (при  $s = 2800$  ГэВ<sup>2</sup>), полученное на ISR в ЦЕРН. В дифракционной области, соответствующей малым углам рассеяния, сечение одинаково в различных спиновых состояниях и при разных энергиях. В области промежуточных значений  $p_T^2$  имеется слабая зависимость от спина. Поведение сечения в области больших значений  $p_T^2$  оказалось неожиданным. Когда спины протонов параллельны, наклон сечений такой же, что и для неполяризованных протонов, полученных при гораздо более высоких энергиях. Однако для антипараллельных спинов наклон сечения более крутой. В 1970-е гг. предполагали, что спиновые эффекты должны вымереть при высоких энергиях и больших значениях  $p_T^2$ .

С. Бродский назвал этот результат «одной из неразгаданных тайн адронной физики» [157]. Однако возник вопрос: не проявляется ли зависимость от спина только в области углов рассеяния вблизи  $90^\circ$  в с. ц. м.,

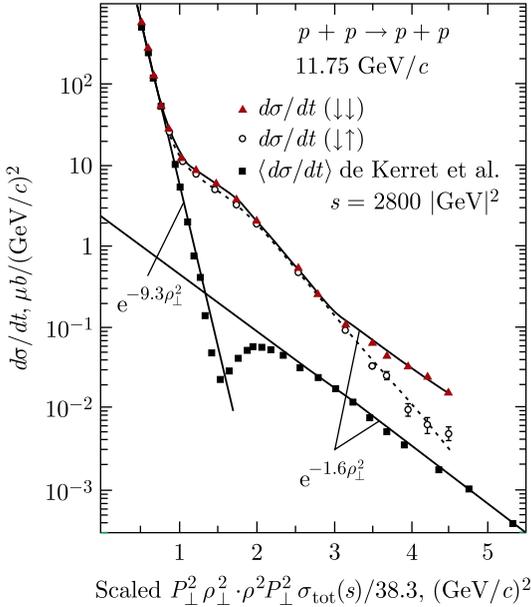


Рис. 105. Сечение протон-протонного упругого рассеяния в зависимости от скейлинговой переменной  $\rho_{\perp}^2 = \beta^2 P_{\perp}^2 \sigma_{\text{tot}}(s)/38,3$  [153, 154]

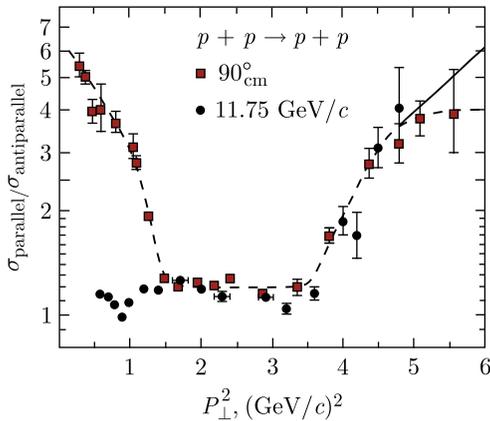


Рис. 106. Отношение упругих сечений  $\sigma^{\uparrow\uparrow}/\sigma^{\uparrow\downarrow}$  в зависимости от  $P_{\perp}^2$  [155,156]

в которой важна идентичность протонов? Чтобы ответить на этот вопрос, на ускорителе ZGS был поставлен второй эксперимент, в котором менялись энергия и  $p_T^2$ , а угол рассеяния оставался равным  $90^\circ$ . На рис. 106 показано отношение упругих сечений  $\sigma^{\uparrow\uparrow}/\sigma^{\uparrow\downarrow}$  в зависимости от  $p_T^2$  [155]

наряду с данными из работы [153] и рис.105. Существует большая разница между сечениями в области малых  $p_T^2$ , соответствующих малым энергиям. Но при  $p_T^2 > 1,5$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> два набора данных практически совпадают и не зависят от направления спина. При  $p_T^2 > 3,7$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> зависимость от спина снова становится сильной. Эти данные убеждают, что большие спиновые эффекты не связаны с идентичностью протонов при угле рассеяния 90° и возникают в процессе жесткого рассеяния в области больших значений  $p_T^2$  [157]. Эти удивительные результаты не получили пока достаточно убедительного теоретического объяснения.

**А.1.2. Поляризация и асимметрия в зарядово-обменных реакциях.** Значительный вклад в исследование спиновых эффектов в эксклюзивных зарядово-обменных реакциях был получен в серии экспериментов на установке ПРОЗА (Протвино) при энергии пучка 40 ГэВ [66–72]. Большинство данных в других экспериментах было получено при умеренных энергиях пучка (до 12 ГэВ), ниже энергий ускорительного комплекса ИФВЭ.

К середине 1980-х гг. были завершены исследования асимметрии в эксклюзивной реакции  $\pi^- + p^\uparrow \rightarrow \pi^0 + n$  при импульсе 40 ГэВ/с [68]. Интерес к этой реакции обусловлен тем, что в модели полюсов Редже данная реакция идет через обмен одним  $\rho$ -полюсом и поляризация как интерференционный эффект должна отсутствовать.

Первые же экспериментальные данные при 5 и 12 ГэВ/с показали наличие больших поляризационных эффектов. Этот факт заставил теоретиков пересмотреть исходные предпосылки модели Редже, ввести дополнительные полюса, учесть эффекты перерассеяния и т. д. Однако эти опыты проводились при низких энергиях (ниже 12 ГэВ), и для строгой проверки модели Редже нужны были данные при более высоких энергиях. Этим мотивировалась постановка эксперимента по измерению поляризации нейтрона на ускорительном комплексе У-70. Данные по поляризации при 40 ГэВ представлены на рис. 107 и были предметом многочисленных обсуждений. Привлекались различные модификации модели Редже. Линией на рис. 107 представлены результаты расчетов по модели Редже с учетом оддерона [158]. Авторы работы [158] предсказывают рост абсолютной величины поляризации при  $-t > 0,7$  ГэВ<sup>2</sup> с увеличением энергии пучка. При измерении поляризации при нескольких энергиях на установке СПАСЧАРМ можно будет проверить смену знака поляризации в области энергий У-70.

На установке ПРОЗА в 1980-х гг. измерялись асимметрии в эксклюзивном образовании некоторых резонансов, таких как  $\pi^- p^\uparrow \rightarrow \omega(782)n$ ,  $\pi^- p^\uparrow \rightarrow \eta/(958)n$ ,  $\pi^- p^\uparrow \rightarrow f_2(1270)n$ , при энергии 40 ГэВ [70, 159].

Практически во всех исследованиях были обнаружены большие эффекты — на уровне 20–40%. Результаты по реакции  $\pi^- p^\uparrow \rightarrow \omega(782)n$  представлены на рис. 15, результаты по реакции  $\pi^- p^\uparrow \rightarrow \eta/(958)n$  — на рис. 16, а результаты по реакции  $\pi^- p^\uparrow \rightarrow f_2(1270)n$  — на рис. 108.

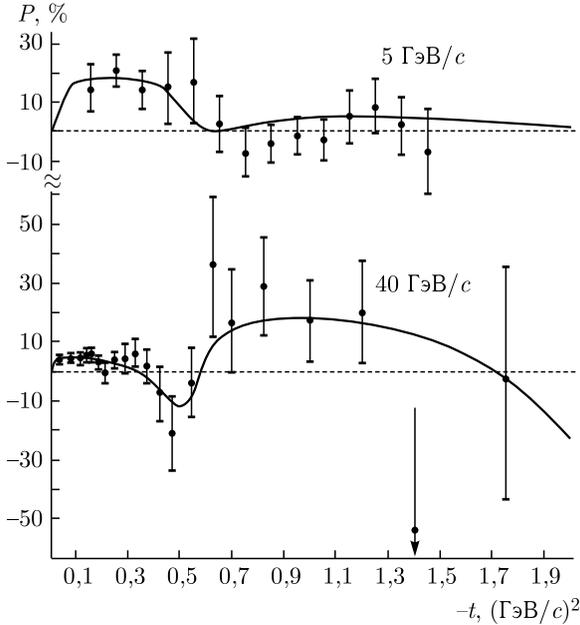


Рис. 107. Модель оддерона [158] применительно к описанию поляризации в реакции  $\pi^- p^\dagger \rightarrow \pi^0 n$  при импульсах 5 и 40 ГэВ/с [68]

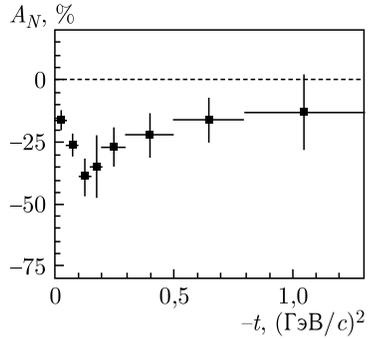


Рис. 108. Асимметрия в реакции  $\pi^- p^\dagger \rightarrow f_2(1270)n$  при энергии 40 ГэВ [159], когда  $f_2(1270)$ -мезон регистрировался в режиме распада на два  $\pi^0$ -мезона

Отметим, что в мезонных пучках наблюдаются ненулевые поляризационные эффекты даже в области фрагментации неполяризованного пучка, что пока не имеет удовлетворительного теоретического объяснения. Значительные односпиновые асимметрии, наблюдаемые в соударениях мезонов с поляризованными протонами не только в области фрагментации протона, но и в области фрагментации мезона, могут быть связанными с несимметричностью начальных и конечных состояний: мезон состоит из кварка и антикварка, а нуклон — из трех кварков.

### А.1.3. Односпиновая асимметрия $A_N$ в инклюзивных реакциях.

Данные по  $A_N$  в инклюзивных реакциях получены более чем для 20 реакций в адрон-адронных соударениях и около 10 реакций в лептон-адронных соударениях. Диапазон энергий  $\sqrt{s}$  реакций в с. с. м. менялся от 4,9 до 500 ГэВ. Во всем диапазоне энергии наблюдалась значительная асимметрия  $A_N$ , которая может меняться в зависимости от  $\sqrt{s}$ ,  $p_T$ , переменной Фейнмана  $x_F$ , атомного веса мишени  $A$ , а также от центральности соударений  $C_T$  и множественности частиц  $N_{ch}$  в событии.

При импульсе 11,75 ГэВ/с ( $\sqrt{s} = 4,89$  ГэВ) были проведены подробные измерения  $A_N(p_T, x_F)$  для образования  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$  в протон-протонных соударениях [160]. Результаты для реакций  $p^\dagger p \rightarrow \pi^\pm + X$  показаны на рис. 109 и 110 и имеют немонотонную зависимость  $A_N(p_T)$  с изменением знака при  $p_T \approx 0,6$  ГэВ/с [35].

Такое поведение  $A_N(p_T, x_F)$  при умеренных энергиях может быть связано с малым числом эксклюзивных каналов, дающих вклад в инклюзивную реакцию. Возможно также, что при малых  $p_T$  и  $\sqrt{s}$  кварковые степени свободы еще не являются определяющими для  $A_N$ . Еще одна из гипотез состоит в увеличении радиуса действия цветных сил  $r$  с уменьшением  $p_T$  в силу соотношения неопределенностей  $\delta p_T \delta r \geq \hbar/2$  [37].

При более высоких энергиях ( $5 < \sqrt{s} < 70$  ГэВ) имеет место приближенный скейлинг (независимость  $A_N$  от энергии) для этих двух реакций.

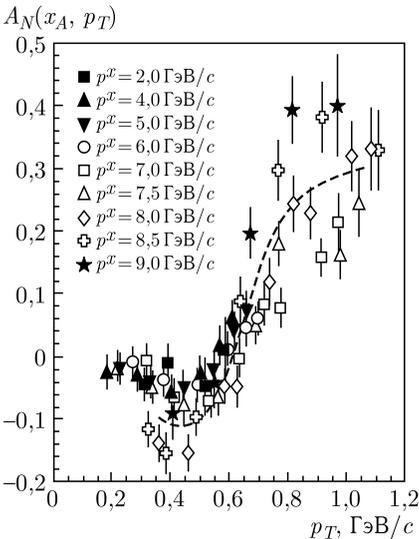


Рис. 109.  $A_N(p_T)$  для реакции  $p^\dagger p \rightarrow \pi^+ + X$ . Данные взяты из [12]

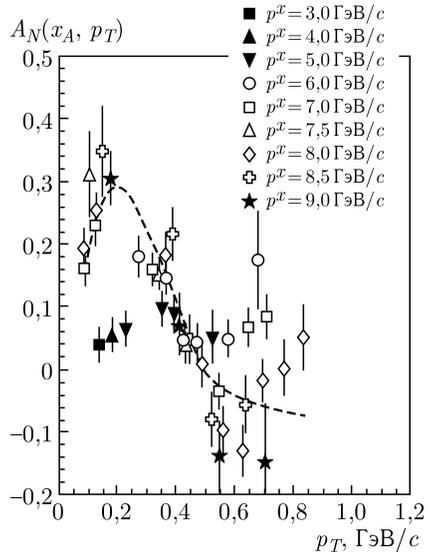


Рис. 110.  $A_N(p_T)$  для реакции  $p^\dagger p \rightarrow \pi^- + X$ . Данные взяты из [12]

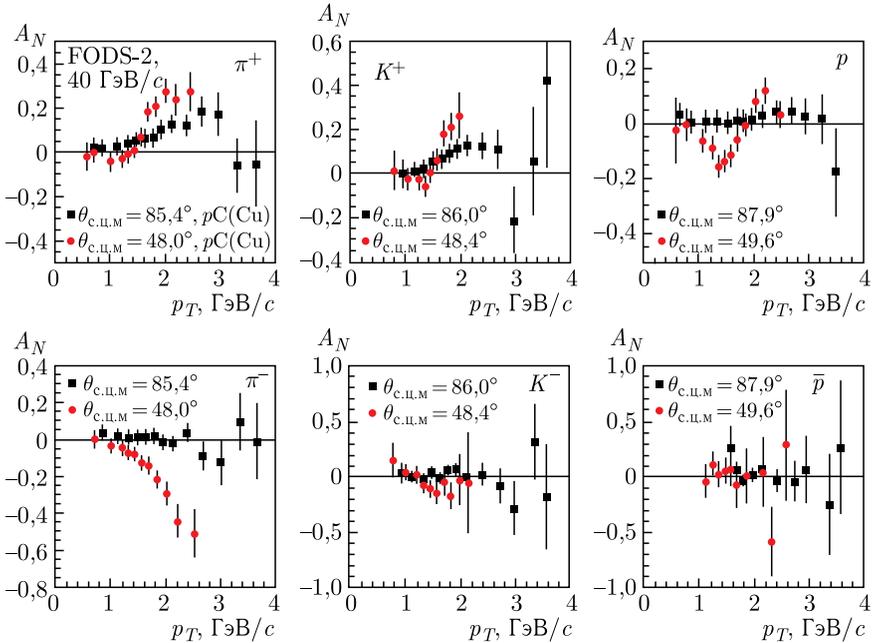


Рис. 111. Зависимость  $A_N(p_T)$  для процессов инклюзивного образования  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$  и  $\bar{p}$  в  $p^\uparrow A$ -соударениях при двух углах рождения адронов и импульсе 40 ГэВ/с

Подробное исследование зависимости  $A_N(p_T, x_F, A)$  от кинематических переменных и атомного веса  $A$  мишени выполнено на установке FODS-2 при энергии поляризованного протонного пучка 40 ГэВ [100–102, 161]. Измерения были проведены на протонной, углеродной и медной мишенях для процессов инклюзивного образования  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$  и  $\bar{p}$  при нескольких углах рождения адронов. Результаты [100, 101] представлены на рис. 111. Зависимость  $A_N$  от  $A$  оказалась незначительной. Поэтому на рис. 111 показаны усредненные результаты на углеродной и медной мишенях.

Заметная асимметрия  $A_N$  наблюдается в области фрагментации поляризованных протонов ( $x_F > 0,35$ ) для тех адронов ( $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$ ), в состав которых входят валентные кварки из протона. Для адронов, содержащих только морские кварки ( $K^-$  и  $\bar{p}$ ),  $A_N = 0$  во всей исследованной кинематической области. Обнаружены осцилляции  $A_N$  (как функции кинематических переменных  $p_T$  и  $x_F$ ) для реакции  $p^\uparrow p \rightarrow pX$ , причем значительная асимметрия наблюдается только в области полярных углов менее  $70^\circ$  в с. ц. м. сталкивающихся нуклонов. В модели хромомангнитной поляризации кварков (ХПК) осцилляция  $A_N$  связана с прецессией спина кварка в эффективном цветном поле [37]. Для реакции  $p^\uparrow p \rightarrow \pi^- X$  за-

висимость  $A_N$  от полярного угла в с.ц.м.  $\theta_{c.m.}$  имеет пороговый характер, с порогом вблизи угла  $73^\circ$  [26].

Весьма неожиданными оказались данные по  $A_N$  для реакций  $p^\uparrow p \rightarrow nX$ ,  $p^\uparrow Al \rightarrow nX$  и  $p^\uparrow Au \rightarrow nX$ , полученные при энергии  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ в эксперименте PHENIX [162]. Результаты рассмотрены выше (в п. 1.2.2) и показаны на рис. 10 в зависимости от атомного веса  $A$ . Асимметрия  $A_N(A)$  для инклюзивного процесса показана на этом рисунке кружками. Она меняет знак и увеличивается в 3 раза при переходе от  $p^\uparrow p$  к  $p^\uparrow Au$ -соударениям.

Когда накладываются дополнительные требования регистрации заряженных частиц счетчиками ВВС, расположенными в области фрагментации сталкивающихся частиц (ВВС-tag, квадраты), то  $A_N(A)$  остается отрицательной и небольшой по величине. Если же отбирать только события, в которых нет сигналов в ВВС-счетчиках, то  $A_N(A)$  сдвигается вверх. Для инклюзивной реакции это поведение  $A_N(A)$  можно объяснить прецессией спина кварка и действием силы Штерна–Герлаха в неоднородном круговом поперечном хромоманнитном поле [37]. Поскольку эффект наблюдается в области малых  $p_T$  ( $\sim 0,3$  ГэВ/с) и больших  $A$ , то существенным для его объяснения является также сильное увеличение поперечного радиуса цветного поля при малых  $p_T$ . Отбор событий с помощью счетчиков ВВС смещает среднюю центральность соударения, что и приводит к соответствующим изменениям для  $A_N(A)$ . Важно продолжить исследование этого эффекта при других энергиях и на других мишенях, в том числе в зависимости от центральности.

Предсказания модели ХПК [37] показаны на рис. 10 толстой линией. Тонкие линии обозначают одно стандартное отклонение для этих расчетов по модели. Модель [37] предсказывает дополнительные минимумы  $A_N(A)$  при  $A = 3$  и 86.

Еще одно наблюдение, не получившее пока ясного объяснения, — это зависимость  $A_N(x_F, N_{ch})$  для реакции  $p^\uparrow p \rightarrow \pi^\pm + X$  в эксперименте BRAHMS при энергии  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ [43]. Оказалось, что  $A_N(x_F, N_{ch})$  увеличивается по абсолютной величине, если отбирать события с множественностью  $N_{ch}$  выше средней. Такие данные показаны на рис. 112 закрашенными кружками. Если же выбираются события, в которых множественность ниже средней, то, соответственно,  $A_N(x_F, N_{ch})$  становится меньше по абсолютной величине. Модель ХПК качественно объясняет эти данные по  $A_N(x_F, N_{ch})$  усилением эффективного цветного поля в области взаимодействия при требовании более высокой множественности, поскольку поле создается движущимися кварками-спектаторами [37]. Чем больше частиц  $N_{ch}$  в событии, тем больше ожидается кварков-спектаторов.

В настоящее время новые результаты в экспериментах по спиновым явлениям поступают с ускорительного комплекса RHIC в BNL. Данные по инклюзивному рождению заряженных и нейтральных пионов, как уже отмечалось выше, слабо зависят от энергии (см., например, рис. 7).

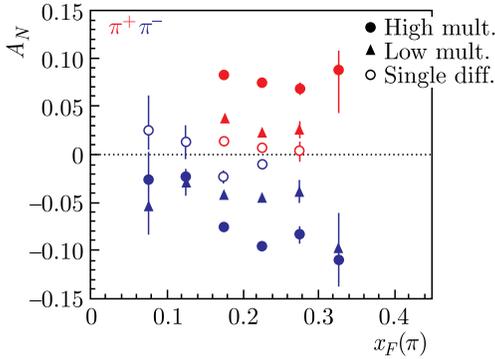


Рис. 112. Зависимость  $A_N(x_F)$  для реакции  $p^{\uparrow}p \rightarrow \pi^{\pm} + X$  (эксперимент BRAHMS) [30]

Инклюзивное образование частиц на пучках отрицательных частиц на поляризованной мишени «замороженного» типа активно изучалось в эксперименте ПРОЗА в ИФВЭ. Одна из таких реакций представлена в п. 1.5 и показана на рис. 14 для реакции перезарядки  $\pi^- d^{\uparrow} \rightarrow \pi^0 X$  при энергии пучка 40 ГэВ [64]. Особенность этих реакций в том, что отличная от нуля асимметрия  $A_N(p_T)$  появляется в области фрагментации  $\pi^-$ -пучка, который, естественно, неполяризован, поскольку спин  $\pi^-$  равен нулю. Возможно, значительная  $A_N(p_T)$  возникает из-за сильной асимметрии начального состояния, когда кварк и антикварк пиона налетают на три валентных кварка поляризованного нуклона. Похожая ситуация наблюдается и для бинарных реакций, рассмотренных выше. Обменное взаимодействие также может играть значительную роль в происхождении односпиновой асимметрии.

**А.1.4. Поперечная поляризация  $P_N$  гиперонов в инклюзивных реакциях.** Обнаружение значительной поперечной поляризации  $\Lambda$ -гиперонов в инклюзивных реакциях явилось сюрпризом, поскольку теория предсказывала вымирание спиновых эффектов при высоких энергиях и больших поперечных импульсах [2]. В дальнейшем эти исследования были продолжены, главным образом, во FNAL (США). Большая поляризация наблюдалась практически для всех гиперонов и антигиперонов в широком интервале энергий и для разных пучков. Измерения на протонной и ядерных мишенях показали незначительную зависимость  $P_N$  от атомного веса мишени  $A$ . Поляризация гиперонов в соударениях идентичных неполяризованных адронов, например в  $pp$ -соударениях, является нечетной функцией переменной  $x_F$ :  $P_N(-x_F, p_T) = -P_N(x_F, p_T)$ , откуда следует  $P_N(0, p_T) = 0$ . Приблизительно это соотношение выполняется и в  $pA$ -соударениях. Обзор данных по поляризации гиперонов можно найти, в частности, в работах [163–165].

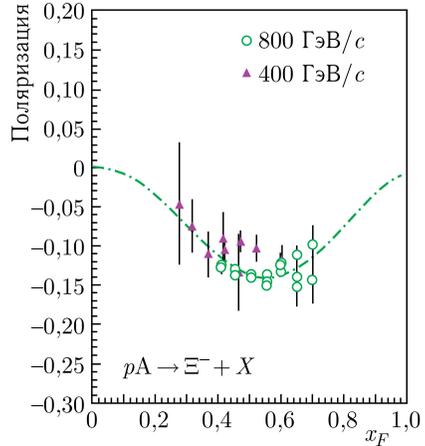
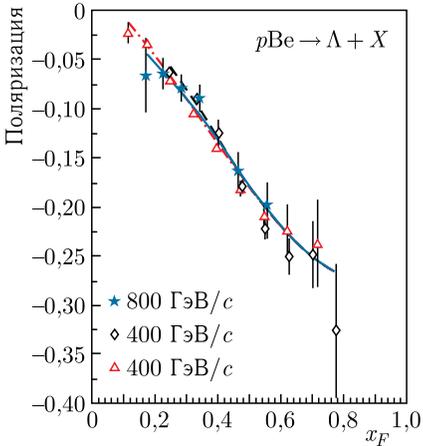
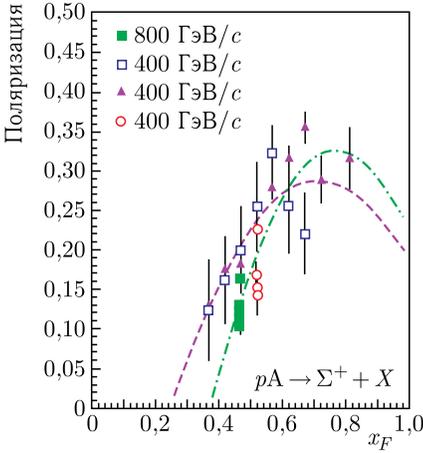
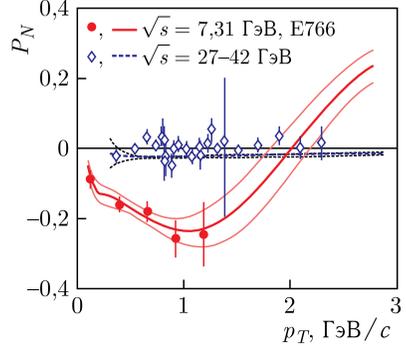
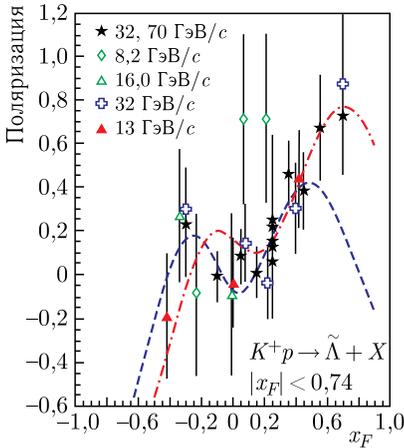
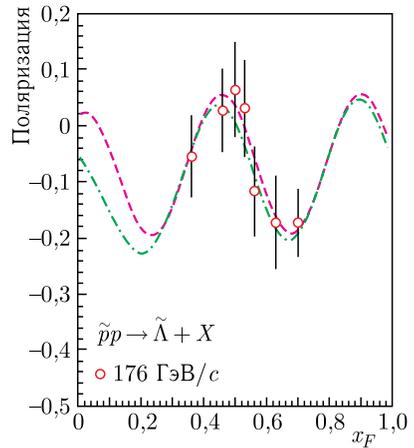


Рис. 113.  $P_N$  в реакции  $p\text{Be} \rightarrow \Lambda + X$  Рис. 114.  $P_N$  в реакции  $pA \rightarrow \Xi^- + X$

На рис. 113 показана поляризация в реакции  $p\text{Be} \rightarrow \Lambda + X$  при энергиях пучка 400 ГэВ [166, 167] и 800 ГэВ [168]. Кривыми на рис. 113 показан фит данных из обзора [165]. Поляризация в реакции  $p\text{Be} \rightarrow \Lambda + X$  отрицательная, а ее величина растет с увеличением  $x_F$  и  $p_T$ . Зависимость от энергии пучка незначительная. На рис. 114 показана  $P_N$  в реакции  $p\text{Be} \rightarrow \Xi^- + X$  при энергиях пучка 400 ГэВ [169] и 800 ГэВ [170] и фит [165]. И хотя знак  $P_N$  в реакции  $p\text{Be} \rightarrow \Xi^- + X$  тоже отрицательный, но максимальная величина  $P_N$  вдвое меньше и достигается она при  $x_F \approx 0,5$  в отличие от  $\Lambda$ -гиперона, для которого максимум  $P_N$  находится вблизи  $x_F = 1$ . Похожее поведение наблюдается также для реакции  $p\text{Be} \rightarrow \Xi^0 + X$  при энергии пучка 400 ГэВ [171]. В рамках модели ХПК [37] такое поведение  $P_N(x_F)$  объясняется прецессией спина  $s$ -кварка в эффективном круговом поперечном хромагнитном поле при одновременном действии силы Штерна–Герлаха.

Поляризация в реакции  $pA \rightarrow \Sigma^+ + X$  показана на рис. 115 и имеет положительный знак. Данные получены при энергиях пучка 400 ГэВ [172–174] и 800 ГэВ [175]. Положительная поляризация наблюдается также в реакции  $pA \rightarrow \Sigma^- + X$  при энергии 400 ГэВ [176, 177]. Поляризация  $\Lambda$  определяется поляризацией  $s$ -кварка, тогда как для  $\Sigma^+$ -гиперона в силу особенностей его волновой функции поляризация противоположна поляризации  $s$ -кварка, что можно объяснить положительным знаком  $P_N$  в реакции  $pA \rightarrow \Sigma^+ + X$ .

Большинство измерений  $P_N$  в реакции  $pA \rightarrow \tilde{\Lambda} + X$  были выполнены при высокой энергии ( $\sqrt{s} > 27$  ГэВ) и показали совместимую с нулем поляризацию. Единственный эксперимент (E766), в котором наблюдалась значительная поляризация  $\tilde{\Lambda}$ , был проведен при  $\sqrt{s} = 7,31$  ГэВ [178]. Результаты E766 показаны на рис. 116 закрашенными кружками. Сплош-


 Рис. 115.  $P_N$  в реакции  $pA \rightarrow \Sigma^+ + X$ 

 Рис. 116.  $P_N$  в реакции  $pA \rightarrow \tilde{\Lambda} + X$ 

 Рис. 117.  $P_N$  в реакции  $K^+p \rightarrow \tilde{\Lambda} + X$ 

 Рис. 118.  $P_N$  в реакции  $\tilde{p}p \rightarrow \tilde{\Lambda} + X$ 

ная кривая на рис. 116 — результаты расчетов по модели ХПК [179]. Зависимость  $P_N$  от  $\sqrt{s}$  имеет резонансный характер.

Проверка этих данных является актуальной задачей и облегчается тем обстоятельством, что импульс протонного пучка должен быть 27 ГэВ, что доступно для установки СПАСЧАРМ.

Очень большая поляризация (однако с большими ошибками) измерена для реакции  $K^+p \rightarrow \tilde{\Lambda} + X$  в диапазоне импульсов пучка от 8,2 до 70 ГэВ/с [180–183]. Результаты измерений приведены на рис. 117 наряду

с результатами расчетов [165]. Получение более точных данных по этой реакции является актуальной задачей.

Результаты измерения  $P_N$  в реакции  $\tilde{p}\tilde{p} \rightarrow \tilde{\Lambda} + X$  показаны на рис. 118 [184]. Особенностью этих результатов является указание на осцилляцию  $P_N(x_F)$ , что будет интересно проверить и исследовать на антипротонном пучке установки СПАСЧАРМ.

**А.1.5. Программа экспериментальных исследований в эксперименте SPD.** В ближайшее время одним из лидеров по изучению спиновых эффектов в адронных реакциях станет Объединенный институт ядерных исследований в Дубне. В ОИЯИ создается коллайдер NICA для изучения свойств материи в условиях высокой плотности (соударения ионов) и проведения экспериментов в области спиновой физики. Сталкивающиеся поляризованные пучки протонов и дейтронов в области энергий в с. ц. м. до 27 ГэВ позволяют реализовать обширную программу исследований структуры протонов и дейтронов и роли спина в сильных взаимодействиях.

Установка SPD (Spin Physics Detector) предполагает 4 $\pi$ -геометрию, прецизионные трековые и калориметрические детекторы и идентификацию частиц [15].

Основной целью эксперимента SPD является измерение глюонной компоненты спина нуклона при больших значениях переменной Бьёркена с использованием различных дополняющих друг друга пробников, таких как процессы образования чармония, открытого чарма и прямых фотонов. Целями эксперимента являются получение доступа к спиральности глюона, функции Сиверса для глюонов и функции Бойера–Мюльдерса в нуклоне. Также планируется получить данные по так называемому распределению «трансверсити» (transversity) для глюонов и тензорные TMD PDFs (зависящие от поперечного импульса функции распределения) в дейтроне посредством измерения специфических одно- и двухспиновых асимметрий. В табл. 21 приведены различные функции распределений по импульсу, по которым может быть получена информация в эксперименте SPD. В столбцах приведены данные по глюонной поляризации, а в строках — по поляризации адронов. Жирным шрифтом выделены те функции PDFs, которые планируется исследовать на SPD.

Ожидаемые результаты, которые будут получены на SPD, помогут оценить роль глюона в спиновой структуре нуклона и будут служить важным дополнением для действующих и планируемых исследований на коллайдерах RHIC и EIC (BNL) и экспериментов с фиксированной мишенью на ЛНС (ЦЕРН), а также эксперимента СПАСЧАРМ. Подробнее с физикой основного этапа исследований можно ознакомиться в работах [15, 17].

На начальном этапе работы коллайдера NICA при пониженной светимости и энергии соударений протонных и ионных пучков основной целью эксперимента будет исследование механизма возникновения по-

Таблица 21. Глюонные функции распределения, зависящие от поперечного импульса

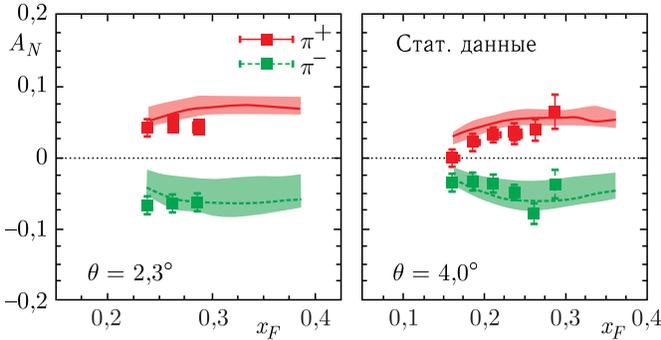
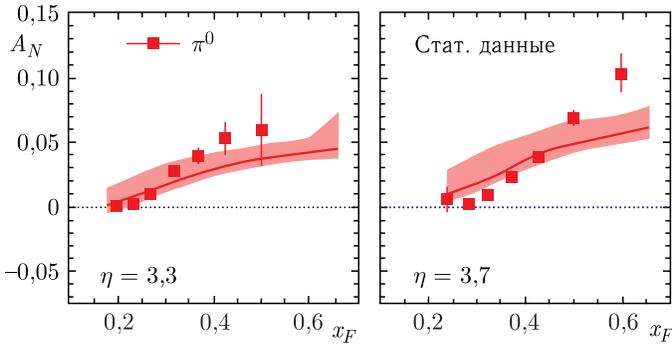
Адроны	Неполяризованные глюоны	Циркулярная поляризация глюонов	Линейная поляризация глюонов
Неполяризованные	<b>Плотность распределения</b> $g(x)$		<b>Функция Боера–Мулдерса</b> $h_1^{+g}(x, k_T)$
Продольно-поляризованные		<b>Спиральность</b> $\Delta g(x)$	Функция Котциняна–Мулдерса
Поперечно-поляризованные	<b>Функция Сиверса</b> $\Delta_N^g(x, k_T)$	Корреляция между спином нуклона и поляризацией кварка	<b>Поперечность (только для дейтронов)</b> $\Delta_T g(x)$ , закрученность (pretzelocity)

ляризационных эффектов в сильных взаимодействиях. Программа этих исследований подробно изложена в работе [16]. Она включает в себя, в частности, односпиновые асимметрии в образовании легких мезонов, образование пар Дрелла–Яна, поляризацию гиперонов, поляризационные функции фрагментации, упругое рассеяние, эксклюзивные жесткие процессы с дейтронами, рассеяние на большие углы, скейлинговое поведение инклюзивных и эксклюзивных реакций, исследование микроскопической структуры дейтронов, образование чарма и векторных мезонов, образование мезонов в задней полусфере (назад). Также подробно обсуждается исследование центральных нуклон-нуклонных соударений, включая многокварковые состояния.

**А.2. Теоретические модели, описывающие односпиновые явления.** Здесь рассматриваются различные модели, предложенные для объяснения односпиновых поляризационных данных. Исторически первыми моделями, предложенными для объяснения больших поляризационных эффектов во взаимодействиях адронов, были модели, использующие полуклассические механизмы. Один из подходов основан на модели полюсов Редже [185–187]. Обзор этих моделей можно найти в работе [188].

Другая группа моделей предполагает факторизацию пертурбативных и непертурбативных факторов. Жесткое рассеяние партонов (кварков и глюонов) описывается в таких моделях в рамках теории возмущений КХД. Мягкие процессы (с небольшой передачей импульса) учитываются, например, через введение структурных функций и функций фрагментации партонов в адроны, которые находятся из эксперимента и учитывают предсказываемую из теории эволюцию этих функций при изменении переданного импульса.

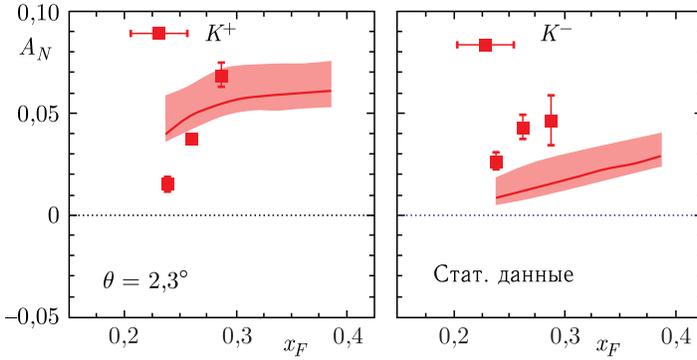
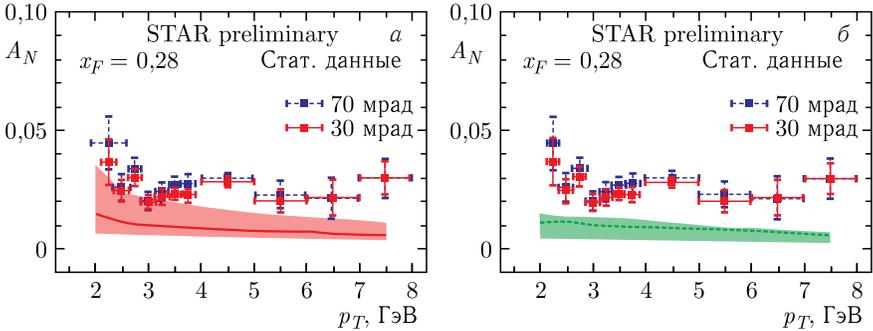
**А.2.1. Механизмы Сиверса и Коллинза.** В настоящее время наиболее широко обсуждаемыми механизмами, предложенными для объясне-

Рис. 119. Зависимость  $A_N(x_F)$  для  $p^\uparrow p \rightarrow \pi^\pm X$  из работы [193]Рис. 120. Зависимость  $A_N(x_F)$  для  $p^\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$  из работы [193]

ния рассматриваемых поляризационных эффектов, являются механизмы Сиверса [189] и Коллинза [190]. В основе этих двух моделей (механизмов) лежит предположение о существовании зависящих от спина и поперечного импульса функций распределения кварков [189] в поляризованном протоне либо функций фрагментации поляризованных кварков в адроны [190]. В каждой из этих моделей подразумевается наличие корреляции между направлением спина и поперечным импульсом. Современное состояние моделей обсуждается, например, в работе [191].

На рис. 119 представлены предсказания в рамках модели Сиверса на основе экспериментальных данных BRAHMS по инклюзивному рождению  $\pi^\pm$  при энергии  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ [192]. Заштрихованные полосы обозначают «полосу статистической неопределенности» при вариации параметров модели, используемых для извлечения функции Сиверса, на основе данных по глубоконеупругим полуинклюзивным процессам [193]. Данные STAR для  $\pi^0$  при энергии  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ [194] приведены на рис. 120.

На рис. 121 показаны данные BRAHMS по  $A_N$  для  $K^\pm$  [192]. Из рис. 119–121 можно сделать вывод, что для  $\pi^\pm$  асимметрия может быть


 Рис. 121. Зависимость  $A_N(x_F)$  для  $K^\pm$  из работы [192]

 Рис. 122. Зависимость  $A_N(p_T)$  для реакции  $p^\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$  из работы [193] и предсказания в рамках моделей Сиверса (а) и Коллинза (б)

описана одним механизмом Сиверса, тогда как для  $\pi^0$  и  $K^\pm$  этого механизма недостаточно.

Отдельного рассмотрения заслуживают предварительные данные STAR для  $\pi^0$  при энергии  $\sqrt{s} = 500$  ГэВ [195]. На рис.122 они представлены в сравнении с предсказаниями в рамках моделей Сиверса и Коллинза соответственно [193]. Асимметрия  $A_N(p_T)$  оказалась больше, чем предсказываемая каждым из двух механизмов в отдельности. Авторы работы [193] предполагают, что с помощью двух механизмов можно описать эти данные, которые впервые измерены при столь больших значениях поперечного импульса.

**А.2.2. Вклад высших твистов.** Другой механизм генерации односпиновых асимметрий был предложен Ефремовым и Теряевым в 1982 г. [196]. Они рассматривают в рамках коллинеарной кинематики вклад твист-3, учитывающий эффекты кварк-глюонных корреляций. В дальнейшем этот подход развивался также в других работах, например в [197, 198].

Особенностью механизма, учитывающего вклад твист-3, является зависимость от поперечного импульса вида  $A_N \sim 1/p_T$ , что характерно для вкладов высших твистов. Экспериментальные данные при достигнутых к настоящему времени поперечных импульсах не указывают на значительное уменьшение  $A_N(p_T)$  при увеличении  $p_T$ .

**А.2.3. Берлинская модель вращающихся кварков.** Модель вращающихся валентных кварков в поляризованном протоне (Берлинская модель) [199–201] была предложена для объяснения происхождения односпиновой асимметрии в образовании пионов и поляризации  $\Lambda$ -гиперонов. Орбитальное вращение кварков происходит вокруг оси поляризации протонов, причем  $u$ - и  $d$ -кварки вращаются в противоположных направлениях, что связано с их поляризацией и волновой функцией протона. Взаимодействие происходит вблизи фронтальной поверхности сталкивающихся адронов, так что образовавшийся пион приобретает дополнительный поперечный импульс при рекомбинации с морским антикварком из мишени. Берлинская модель позволяет качественно описать результаты измерений односпиновой асимметрии и поляризации гиперонов, однако не может описать поляризацию антигиперонов.

На рис. 123 показаны данные экспериментов E704 [33, 202–205] и E925 [32] при энергиях 200 и 22 ГэВ, которые сравниваются с двумя вариантами параметризации данных E704. Предсказания модели для  $A_N(x_F)$  и  $P_N(x_F)$  в реакции  $p^\uparrow p(A) \rightarrow \Lambda X$  сравниваются с данными на рис. 124 [206, 207].

**А.2.4. Модель инстантонной жидкости.** Другая интересная возможность рассматривается в отношении механизма, основанного на

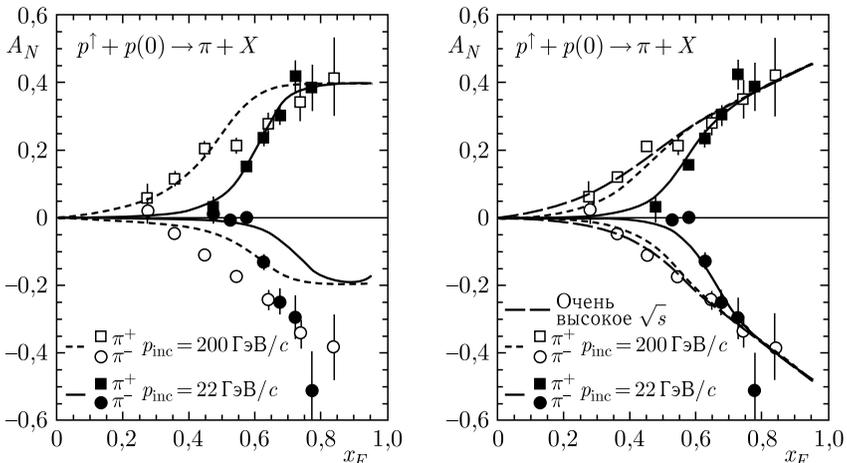


Рис. 123.  $A_N(x_F)$  для  $p^\uparrow p \rightarrow \pi^\pm X$  при разных значениях параметров Берлинской модели [200]

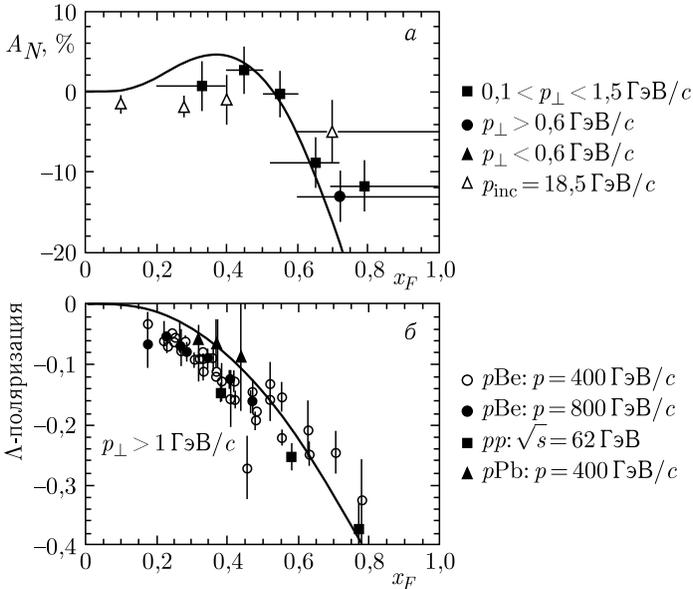


Рис. 124.  $A_N(x_F)$  для реакций  $p^{\uparrow}p \rightarrow \Lambda X$  (а) и  $P_N(x_F)$  для  $pp(A) \rightarrow \Lambda X$  (б)

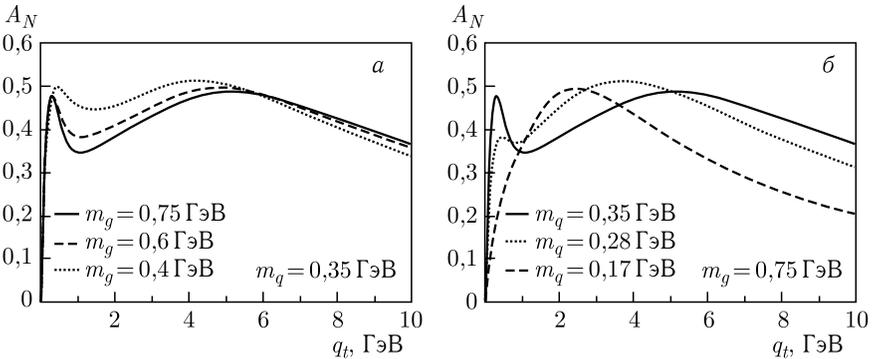


Рис. 125.  $A_N(q_t)$  для рассеяния кварков при разных параметрах  $m_g$  инфракрасного обрезания (а) и разных динамических массах кварка  $m_q$  (б) из модели [208]

кварк-кварковом взаимодействии, индуцированном большим аномальным кварковым хромагнитным моментом [208]. Оценки, полученные на основе модели инстантонной жидкости для вакуума КХД, показывают, что возможна генерация большой односпиновой асимметрии на кварковом уровне. Данный механизм может быть ответствен за большие односпиновые асимметрии, которые наблюдаются в реакциях образования адронов при высоких энергиях. На рис. 125 приведены зависимости асимметрии  $A_N(q_t)$  от переданного импульса при разных значениях параметра инфра-

красного обрезания  $m_g$  и динамической массы кварка  $m_q$ . Асимметрия может достигать 50%, а зависимость от переданного импульса имеет интересные особенности.

**А.2.5. Киральная модель фильтрации спиновых состояний.** Еще один механизм мягкой (непертурбативной) генерации односпиновой асимметрии основан на киральной кварковой модели, в которой приняты во внимание такие факторы, как унитарность и картина прицельного параметра [209]. В рассматриваемой модели происходит фильтрация спиновых состояний, которая обусловлена унитарностью в  $s$ -канале. Она связывает поляризацию с асимметрией в положении кварка в пространстве прицельных параметров. Модель предсказывает для односпиновой асимметрии линейный рост в зависимости от  $x_F$  и выход на плато при  $p_T > 1$  ГэВ/с [210]. На рис. 126 представлены предварительные данные эксперимента STAR [211, 212], которые сравниваются с предсказаниями модели [210]. Авторы подчеркивают, что согласие экспериментальных данных и результатов расчетов модели имеет пока качественный характер. Для количественного анализа необходимо иметь данные при

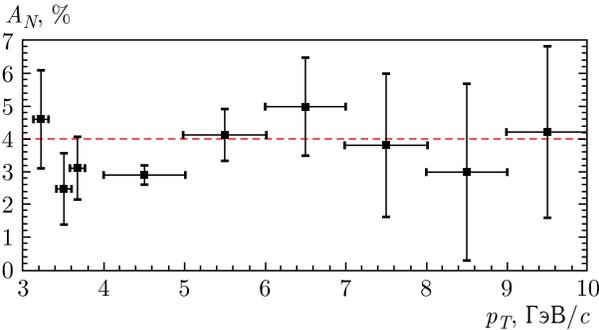


Рис. 126. Зависимость  $A_N(x_F)$  для  $p^\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$  [210]. Угол изоляции пиона 70 мрад,  $\sqrt{s} = 500$  ГэВ и  $0,32 < x_F < 0,40$ . Данные STAR взяты из [211, 212]

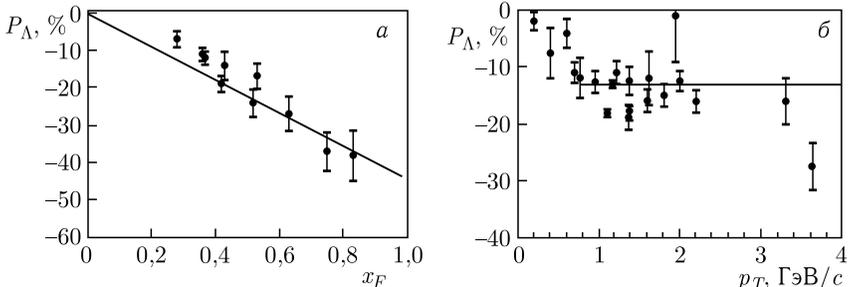


Рис. 127.  $P_N(x_F)$  (а) и  $P_N(p_T)$  (б) для реакции  $pp(A) \rightarrow \Lambda^\uparrow X$ , сплошные линии — предсказания модели фильтрации спиновых состояний [213]

$x_F > 0,4$ . Авторы работы [210] предсказывают, что  $A_N = 0$  для  $p^\uparrow p \rightarrow pX$  в области фрагментации пучка, однако  $A_N$  не равна нулю для процесса образования нейтрона в эксперименте PHENIX [43, 45].

Поляризация гиперонов показана на рис. 127 в зависимости от  $x_F$  и  $p_T$ . Сплошными линиями представлены результаты расчетов по модели фильтрации спиновых состояний [213].

### **А.2.6. Вращение партонов в структуре составляющего кварка.**

В других работах Трошина и Тюрина также рассматривается механизм, благодаря которому предположительно возникают односпиновая асимметрия и поляризация гиперонов за счет вращения кварк-антикваркового облака внутри валентного составляющего кварка [214–216]. Основная роль в механизме возникновения поляризации гиперонов принадлежит орбитальному моменту и поляризации пары  $s\bar{s}$ -кварков, входящих в структуру составляющего кварка. Образование гиперонов происходит в две стадии. На первой стадии происходят перекрытие и взаимодействие периферических облаков составляющих кварков, что приводит к появлению массивного странного кварка и генерации среднего поля. На второй стадии процесса работают два конкурирующих механизма: происходит рекомбинация составляющих кварков с массивным виртуальным странным кварком (мягкое взаимодействие) с образованием гиперона либо рассеяние составляющего кварка в среднем поле (взаимодействие с большой передачей поперечного импульса), его возбуждение и появление странного кварка в результате распада возбужденного кварка. Затем происходит фрагментация странного кварка в гиперон. Предсказания модели и данные для импульса пучка 400 ГэВ/с в зависимости от  $x_F$  и  $p_T$  приведены для сравнения на рис. 128 [215].

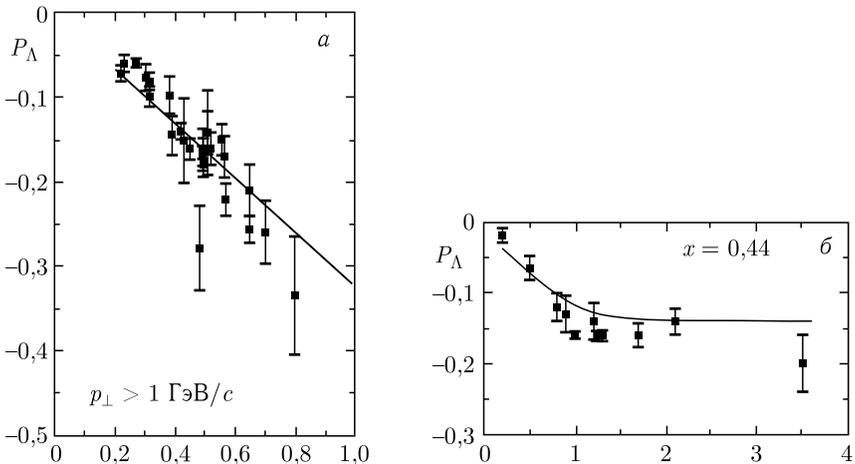


Рис. 128.  $P_N(x_F)$  для  $pp \rightarrow \Lambda^\uparrow X$  (а) и  $P_N(p_T)$  для  $pp(A) \rightarrow \Lambda^\uparrow X$  (б) [215]

Модель предсказывает отрицательный знак поляризации  $\Lambda$  и ее зависимость от  $x_F$ . Эта зависимость аналогична получаемой в модели ХПК [37]. В обоих случаях происходит рассеяние в эффективном поле и обнаруживается зависимость поляризации от  $x_F$ , которая описывается тригонометрической функцией. Модель также предсказывает скейлинг поляризации  $\Lambda$  в зависимости от  $x_F$ . Предсказаний поляризации для других гиперонов не приводится.

В рамках этой модели также делается попытка объяснения скейлинга односпиновой асимметрии [217].

**А.2.7. Модель хромагнитной струны.** Модель Рыскина (называемая также моделью хромагнитной струны) отличается простотой и наглядностью механизма поляризационных явлений и возможностью его применения в качестве объяснения поляризации гиперонов в соударениях неполяризованных частиц и односпиновой асимметрии адронов в соударениях поляризованной и неполяризованной частиц [218–220].

Большие наблюдаемые поляризационные эффекты в  $A^\dagger + B \rightarrow C + X$  связаны, видимо, с большими расстояниями ( $r \gg 1/q_T$ ) и могут дать информацию о механизмах адронизации и конфайнмента. В этой модели странный кварк со спином вверх чаще вылетает вправо, чем влево. Такой результат получается, если принять во внимание взаимодействие цветового магнитного момента кварка с хромагнитным полем, возникающим после соударения, на стадии адронизации [218]. После соударения и обмена цветным глюоном (цветовой перезарядки) между сталкивающимися адронами натягивается трубка цветового потока (струна). Обычно рассматривается только поток напряженности хромоелектрического поля, но такое решение неустойчиво. Как показано в работах [221], вокруг трубки возникает хромагнитное поле (как вокруг проводника с током). Схематическое представление трубки цветового потока (струны) между кварком и антикварком представлено на рис. 129.

Поле взаимодействует с хромагнитным моментом  $\mu$  вылетающего из области взаимодействия кварка. Поскольку направление трубки близко к направлению сталкивающихся частиц, неоднородное хромагнитное поле сообщает кварку со спином вверх дополнительный поперечный импульс  $q_T$ , направленный вправо, а кварку со спином вниз — влево [218]. Подразумевается, что силы, действующие со стороны неоднородного хромагнитного поля (аналогичные силам в эксперименте Штерна–Герлаха [1]), смещают спектры наблюдаемых адронов влево или вправо по шкале поперечных импульсов. Форма и магнитуда самих рас-

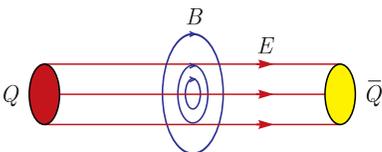


Рис. 129. Схематическое представление трубки цветового потока между кварком и антикварком. Продольными линиями показано направление хромоелектрического поля  $E$ , а круговыми — хромагнитного поля  $B$

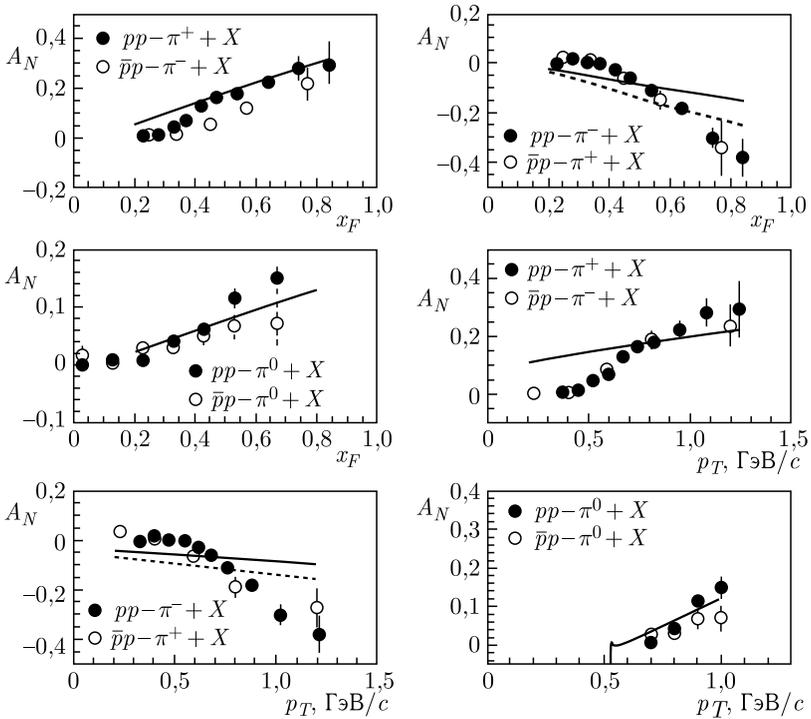


Рис. 130. Данные E704 для  $p^\uparrow p$  (закрашенные кружки) [33] в сравнении с данными для  $\bar{p}^\uparrow p$  (светлые кружки) [222] из работы [220]

пределений при этом не меняются. Поскольку обычно зависимость спектров от  $p_T$  близка к экспоненциальной, сдвиг даже на небольшую величину  $\delta q_T$  приводит к значительному изменению соответствующего дифференциального сечения при фиксированном значении поперечного импульса, благодаря чему и возникает наблюдаемая односпиновая асимметрия.

Данные эксперимента E704 [33, 222] в сравнении с предсказаниями модели хромагнитной струны представлены на рис. 130.

**А.2.8. Модель хромагнитной поляризации кварков.** Похожие основания легли в основу модели ХПК. На данном этапе эта модель может рассматриваться как обобщение эмпирических закономерностей, найденных в ходе глобального анализа данных. Механизм, положенный в основу модели, является в настоящее время лишь одним из возможных наряду с другими вариантами генерации поляризационных явлений.

Основные положения модели изложены в работе [37]. Отдельные реакции рассмотрены в работах [36, 179, 223–227]. Модель ХПК базируется на следующих положениях:

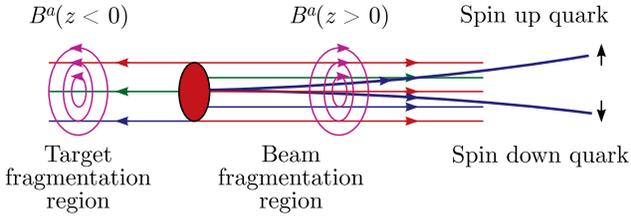


Рис. 131. Механизм хромомангнитной поляризации кварков (микроскопический аппарат Штерна–Герлаха). Кварк-пробник отклоняется влево или вправо в неоднородном поле  $B^a$

— после первоначальной цветовой перезарядки возникает продольное хромоелектрическое поле  $E^a$ , а также круговое поперечное хромомангнитное поле  $B^a$ ;

— односпиновая асимметрия обусловлена силой Штерна–Герлаха, действующей на кварк в неоднородном поперечном круговом хромомангнитном поле;

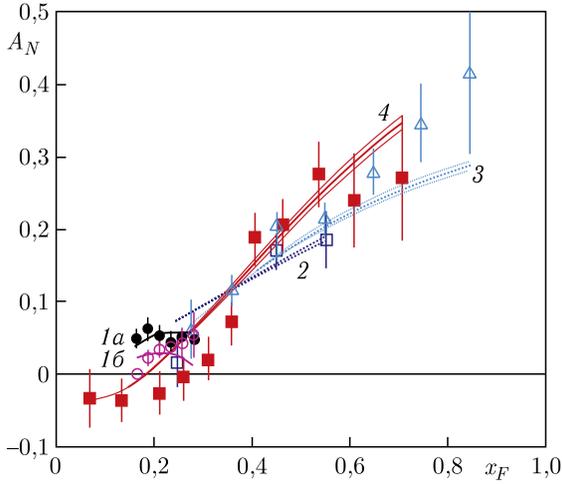
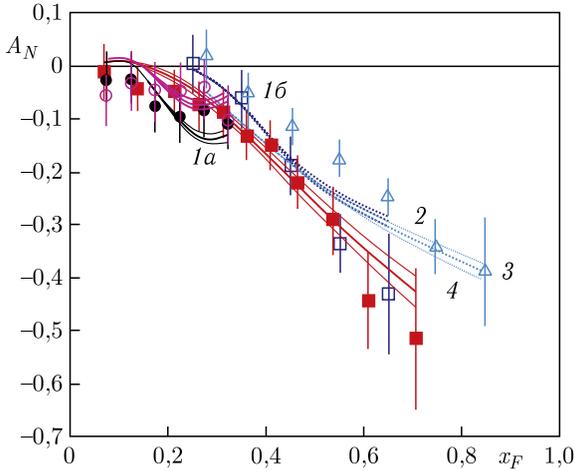
— прецессия спина кварка в цветовом поле меняет компоненты силы Штерна–Герлаха;

— диаграммы потока кварков и правила подсчета кварков описывают вклад кварков и антикварков в эффективное цветовое поле. Вклады кварков и антикварков — линейные функции их чисел с весами, определяемыми цветовыми факторами  $CF(qq)$  и  $CF(\bar{q}q)$  для кварк-кварковой и кварк-антикварковой пар соответственно.

Эффективное круговое поперечное хромомангнитное поле  $B^a$  генерируется релятивистскими кварками-спектаторами, которые летят в прямом и обратном направлениях в с. ц. м. сталкивающихся нуклонов (рис. 131). Пробный кварк из наблюдаемого адрона отклоняется силой Штерна–Герлаха в неоднородном хромомангнитном поле влево или вправо в зависимости от направления его спина (вверх или вниз). Взаимодействие хромомангнитного дипольного момента составляющего пробного кварка с полем  $B^a$  приводит к наблюдаемому односпиновым асимметриям [37].

В модели ХПК спиновые эффекты возникают благодаря механизму, аналогичному знаменитому эффекту Штерна–Герлаха [1], только на микроскопическом цветном поле  $B^a$ , возникающем на короткое время в процессе взаимодействия адронов. Параметры модели оценивались по результатам глобального анализа поляризационных данных для 81 различной инклюзивной реакции с общим числом экспериментальных точек 3670 [37, 44].

Ниже представлены результаты измерений  $A_N$  и расчетов модели ХПК. Данные для реакции  $p^\dagger p(A) \rightarrow \pi^+ + X$  при  $\sqrt{s} = 200$  (1a, 1b) и 64,2 (2) (BRAHMS [34]), 19,4 (3) (E704 [33]) и 8,77 (4) (FODS [100]) ГэВ приведены на рис.132. Энергетическая зависимость данных хорошо описывается соответствующими кривыми модели ХПК.


 Рис. 132.  $A_N(x_F)$  для реакции  $p^\uparrow p(A) \rightarrow \pi^+ + X$ 

 Рис. 133.  $A_N(x_F)$  для реакции  $p^\uparrow p(A) \rightarrow \pi^- + X$ 

Данные по реакции  $p^\uparrow p(A) \rightarrow \pi^- + X$  [33, 34, 100] представлены на рис. 133.

Знак  $A_N$  на рис. 132 и 133 определяется знаком поляризации валентных  $u$ - и  $d$ -кварков в поляризованном вверх протоне. Модель ХПК позволяет экстраполировать односпиновую асимметрию, поляризацию гиперонов по таким переменным, как  $p_T$ ,  $x_F$ ,  $\sqrt{s}$ , атомный вес ядра мишени ( $A$ ) и центральность.

**А.3. Резюме и перспективы.** Многообразие поляризационных данных и моделей, предложенных для их объяснения, требует проведения прецизионных систематических исследований большого числа процессов и глобального анализа всей совокупности данных для выяснения механизма происхождения спиновых явлений. В данном приложении были перечислены только некоторые из моделей. Ряд моделей, например Лундская, остались вне рамок описания. Следует подчеркнуть, что большинство моделей не претендует на глобальный анализ, кроме того, многие работают (или, точнее сказать, могут быть использованы для расчетов) в ограниченной кинематической области.

Важным моментом с точки зрения полученных экспериментальных данных является ограниченность набора данных, прежде всего, по типу вторичных частиц и по кинематической области. В большинстве экспериментов измерения проводились в узком телесном угле, что не позволяет провести разделение зависимостей эффекта от трех кинематических переменных ( $p_T$ ,  $x_F$ ,  $\sqrt{s}$ ).

Таким образом, остается необходимость в систематическом исследовании спиновых эффектов, желательно на одной физической установке и при одинаковых условиях набора для максимально большого класса реакций в широком кинематическом диапазоне.

## ПРИЛОЖЕНИЕ Б. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В данном приложении приведены некоторые дополнительные результаты моделирования физических процессов. Следует отметить, что они получены методом «быстрого» Монте-Карло, т. е. без реального описания детекторов и без использования «полного» Монте-Карло с применением Geant и настроенных в среде СПАСЧАРМ-рут алгоритмов реконструкции. В настоящее время начато полное реалистическое моделирование для эксперимента на канале 14.

**Б.1. Моделирование для пучка антипротонов.** На рис. 134 показаны массовые спектры для четырех реакций типа  $\bar{p}p \rightarrow h + X$ , где  $h = \tilde{\Lambda} \rightarrow \tilde{p}\pi^+$ ,  $h = \tilde{\Lambda} \rightarrow \tilde{n}\pi^0$ ,  $h = \tilde{\Delta}^- \rightarrow \tilde{p}\pi^-$ ,  $h = \Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ .

**Б.2. Моделирование реакций  $p^\uparrow p \rightarrow h + X$  и  $pp^\uparrow \rightarrow h + X$ .** Интегральная статистика для случая взаимодействия неполяризованного протонного пучка с поляризованной мишенью при энергии 60 ГэВ приведена в табл. 2. Число взаимодействий в мишени равно  $6 \cdot 10^{10}$ . На рис. 135 показано распределение по эффективной массе продуктов распада наблюдаемых частиц в процессах типа  $pp \rightarrow h + X$ .

Число событий на рис. 135 соответствует  $6 \cdot 10^7$  взаимодействиям, или 30 мин работы установки на протонном пучке с энергией 60 ГэВ и интенсивностью  $2 \cdot 10^6$ /сброс. В сеансе длительностью 30 сут статистика будет в 1000 раз больше (см. табл. 2).

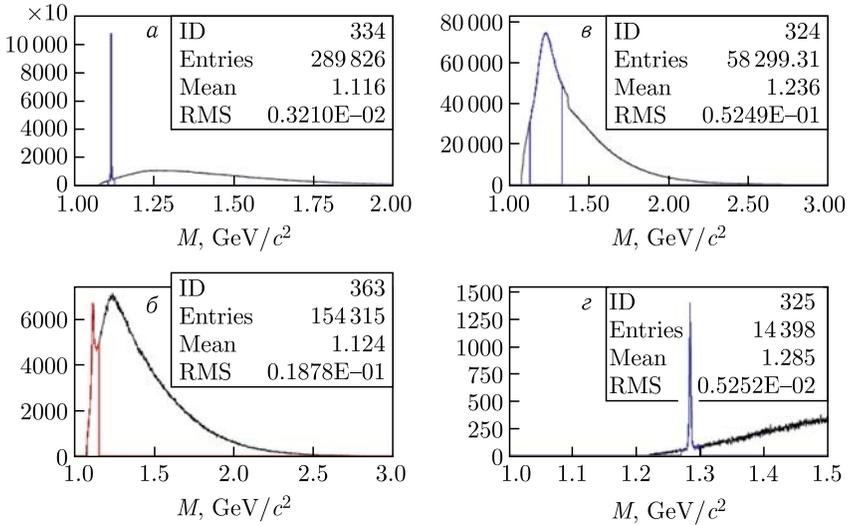


Рис. 134. Эффективная масса продуктов распада в процессе  $\tilde{p}p \rightarrow h + X$ , где  $h = \tilde{\Lambda} \rightarrow \tilde{p}\pi^+$  (а),  $h = \tilde{\Lambda} \rightarrow \tilde{n}\pi^0$  (б),  $h = \tilde{\Delta}^- \rightarrow \tilde{p}\pi^-$  (в),  $h = \Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$  (г)

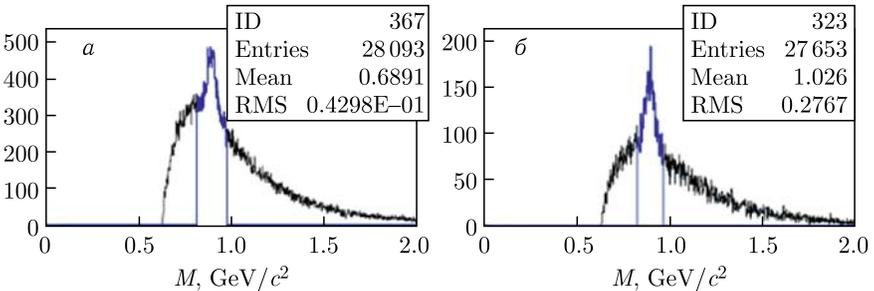


Рис. 135. Эффективная масса продуктов распада в процессах типа  $pp \rightarrow h + X$ , где  $h = K^{*+}(892) \rightarrow K^+\pi^0$  (а) и  $h = \tilde{K}^{*-}(892) \rightarrow K^-\pi^0$  (б)

**Б.3. Моделирование барионов и антибарионов в процессе  $pp \rightarrow h + X$ .** Моделирование проведено с триггером на взаимодействие. Распределение по эффективной массе продуктов распада для барионов и соответствующих антибарионов показано на рис. 136.

Число событий на рис. 136 соответствует 3 ч работы установки на протонном пучке с энергией 60 ГэВ и интенсивностью  $2 \cdot 10^6$  протонов/сброс.

**Б.4. Моделирование инклюзивных процессов на пучке отрицательных частиц.** Первый этап эксперимента проводится на пучке отрицательных частиц, примерно 98% состава которого составляют

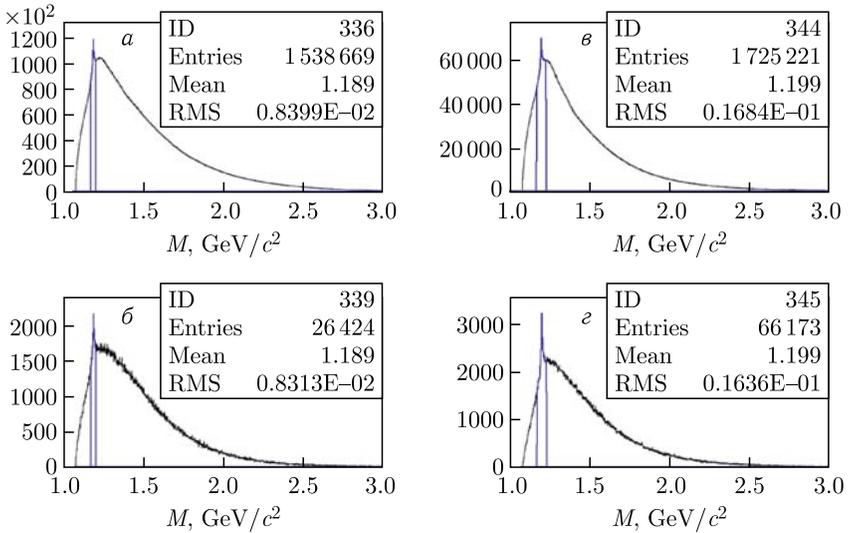


Рис. 136. Эффективная масса продуктов распада в процессе  $pp \rightarrow h + X$ , где  $h = \Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$  (а),  $h = \bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-$  (б),  $h = \Sigma^- \rightarrow n\pi^-$  (в),  $h = \bar{\Sigma}^+ \rightarrow \bar{n}\pi^+$  (г)

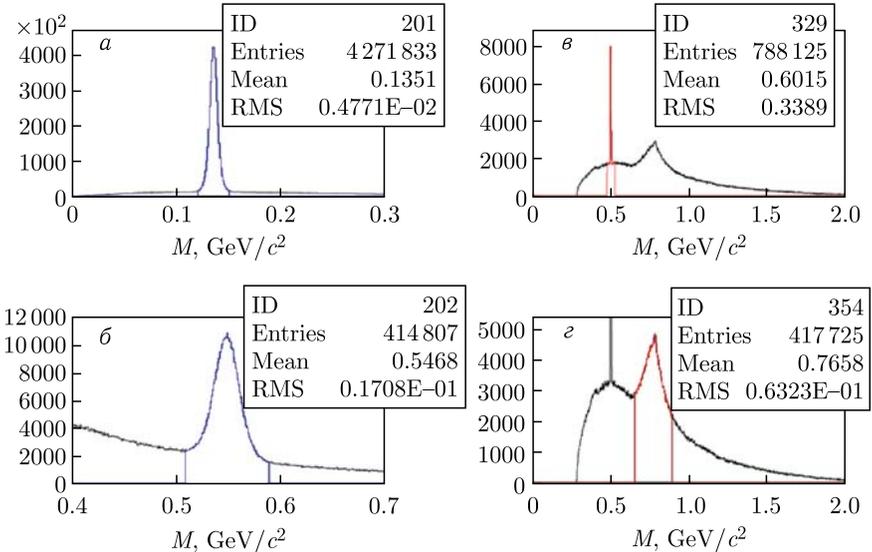


Рис. 137. Эффективная масса продуктов распада в процессе  $\pi^- p \rightarrow h + X$ , где  $h = \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  (а),  $h = \eta \rightarrow \gamma\gamma$  (б),  $h = K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  (в),  $h = \rho^0(770) \rightarrow \pi^+\pi^-$  (г)

$\pi^-$ -мезоны. С учетом этой физической программы было выполнено быстрое моделирование инклюзивного рождения ряда частиц с бестриггерным съемом информации (регистрируются все взаимодействия, число принимаемых событий определяется только сечением взаимодействия и геометрической эффективностью установки). На рис. 137 показаны для примера массовые спектры для четырех реакций типа  $\pi^- p \rightarrow h + X$ , где  $h = \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $h = \eta \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $h = K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $h = \rho^0(770) \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Данное моделирование было проведено для «идеальной» установки, включая идентификацию частиц, с номинальным полем спектрометрического магнита и при импульсе пучковых частиц примерно 34 ГэВ/с, что соответствует энергии 60 ГэВ в ускорителе. Помимо пиков соответствующих частиц на рис. 137 виден также комбинаторный фон. Число событий на этом рисунке соответствует  $6 \cdot 10^7$  взаимодействиям, что возможно набрать за 30 мин работы установки на  $\pi^-$ -пучке. В сеансе длительностью 30 сут статистика будет в 1000 раз больше.

**Б.4.1. Реалистическое моделирование инклюзивного рождения реакции  $K_S^0$ - и  $\omega(782)$ -мезонов при энергии пучка 28 ГэВ.** В связи с проведением комплексного запуска установки и проведением методических сеансов и набором первых данных по измерению односпиновой асимметрии и  $A$ -зависимости инклюзивного рождения (см. п. 1.5.3) появилась возможность и возникла необходимость реалистического моделирования исследуемых реакций.

Одной из первых реакций, в которой будет измеряться односпиновая асимметрия, выбрано инклюзивное рождение  $K_S^0$ -мезона, что объясняется такими условиями:

- измерения односпиновой асимметрии инклюзивного рождения  $\pi^0$  уже проведены (эксперимент ПРОЗА);
- установка СПАСЧАРМ содержит систему трековых детекторов, которая дает возможность восстанавливать заряженные треки;
- в состав  $K_S^0$ -мезона входят только  $s$ -кварки, которые в начальных частицах могут быть только морскими, ранее не проводились эксперименты по измерению односпиновой асимметрии в реакции с участием морского  $s$ -кварка;
- сечение инклюзивного рождения  $K_S^0$ -мезона значительно для энергий  $U-70$ , так что ожидаемая статистика должна быть большой.

Для того чтобы оценить возможность измерения односпиновой асимметрии, проведено моделирование методом Монте-Карло при следующих условиях:

- в качестве генератора используется пакет RUTHIA 8 (мягкие КХД-процессы включены, жесткие КХД-процессы отключены);
- моделирование выполнено для двух наборов данных: для  $\text{minbias}$  и инклюзивных событий;
- взаимодействие происходит на пентаноловой мишени длиной 20 см;

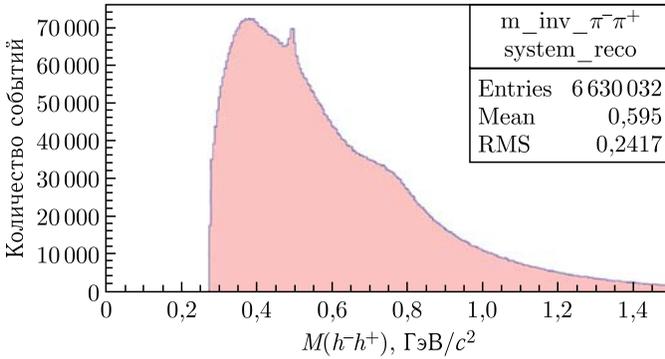


Рис. 138. Спектр инвариантных масс  $\pi^- \pi^+$  системы для minbias-событий без отбора

— эффективности каждой плоскости трековой системы при моделировании — 95 %, разрешение дрейфовых трубок всех камер консервативно оценено в 500 мкм, «мертвые зоны» в камерах не включены, интеграл константного поля — 0,6 Тл·м;

— идентификация адронов не проводилась, таким образом, все зарегистрированные адроны считались  $\pi^-$ -мезонами.

Сначала была проведена проверка корректности описания программой RUTHIA процессов  $\pi^- p$ -взаимодействий при  $\sqrt{s} = 7,3$  ГэВ. Сечение инклюзивного рождения  $K_S^0$ -мезона, которое выдает генератор RUTHIA, составляет 2,207 мб, его экспериментальное значение —  $(1,89 \pm 0,72)$  мб [228].

На рис. 138 показан спектр инвариантных масс  $h^- h^+$  системы для minbias-событий без каких-либо критериев отбора (все заряженные адроны считались пионами).

По результатам моделирования видна необходимость отбора событий. Были применены следующие критерии:

1) отбор событий по расстоянию между треками  $h^+$  и  $h^-$  (вторичная вершина определялась для треков, расстояние между которыми не превышало 6 мм);

2) отбор событий по  $Z$ -координате вторичной вершины (расстояние от первичной вершины более 8 см);

3) отбор событий по критерию Арментероса–Подольянского.

На рис. 139 показан спектр после отбора по первым двум критериям, на рис. 140 — массовый спектр после использования всех трех критериев отбора. Спектр фитировался функцией Гаусса. Значение восстановленной массы  $M(K_S^0\text{-мезона}) = (495,7 \pm 0,1)$  МэВ/ $c^2$  (PDG-значение  $497,614$  МэВ/ $c^2$ ), ширина восстановленного  $K_S^0$ -мезона  $\sigma = (7,80 \pm 0,01)$  МэВ/ $c^2$ , отношение сигнала к фону  $S/N = 2,35$  в окне  $\pm 3\sigma$ .

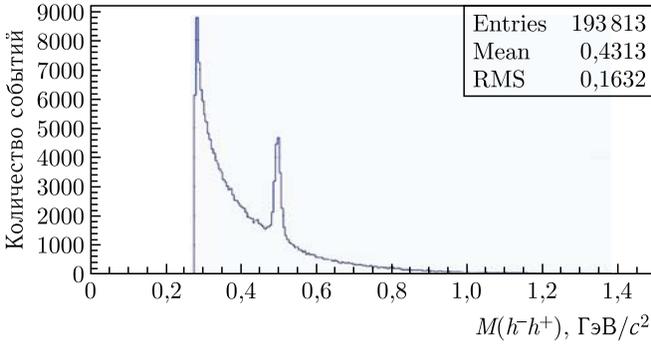


Рис. 139. Спектр инвариантных масс системы с фильтрацией данных по  $Z$ -координате вторичной вершины и расстоянию между треками

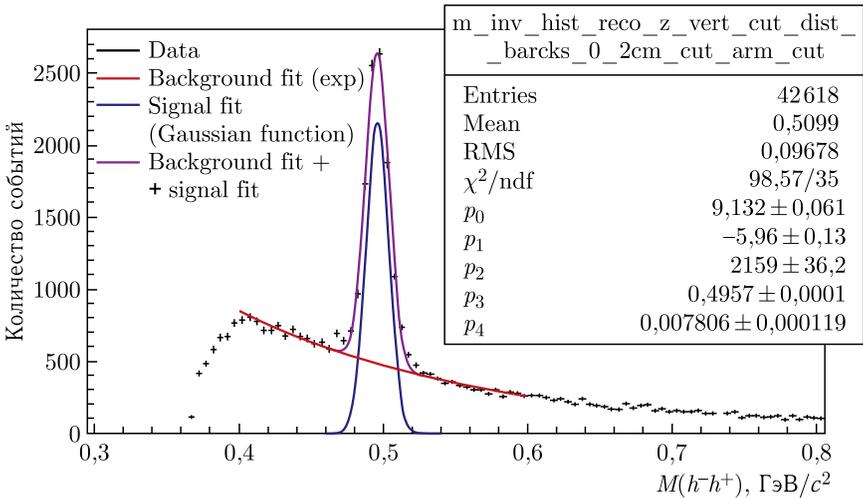


Рис. 140. Массовый спектр после использования всех трех критериев отбора

По результатам моделирования оценено ожидаемое количество событий инклюзивного рождения  $K_S^0$ -мезона за 20-суточный сеанс набора статистики на экспериментальной установке СПАСЧАРМ при условии, что за цикл ускорителя будет приниматься 25 000 событий. Ожидаемое количество событий инклюзивного рождения  $K_S^0$ -мезона за 20-суточный сеанс на установке СПАСЧАРМ для различных кинематических интервалов по  $p_T$  и  $p_Z$  приведено в табл. 22.

По этим данным рассчитана ожидаемая ошибка измерения односпинной асимметрии за 20-суточный сеанс на установке СПАСЧАРМ для различных кинематических интервалов по  $p_T$  и  $p_Z$ , которое приведено выше в табл. 8.

Таблица 22. Ожидаемое количество событий инклюзивного рождения  $K_S^0$ -мезона за 20-суточный сеанс на установке СПАСЧАРМ для различных кинематических интервалов по  $pt$  и  $pz$

Интервал	$0 < pz \leq 4,0$	$4,0 < pz \leq 8,0$	$8,0 < pz \leq 12,0$	$12,0 < pz \leq 16,0$	$pz > 16,0$
$0 < pt \leq 0,25$	$6,6 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^6$	$5,0 \cdot 10^5$	$9,3 \cdot 10^4$	$3,2 \cdot 10^4$
$0,25 < pt \leq 0,5$	$3,0 \cdot 10^5$	$2,4 \cdot 10^6$	$1,1 \cdot 10^6$	$3,0 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^5$
$0,5 < pt \leq 1,0$	$3,0 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^6$	$4,6 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^5$
$pt > 1,0$	—	$4,9 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^5$	$5,0 \cdot 10^4$

Таблица 23. Ожидаемое число событий  $N_{EUV}$  и отношение эффекта к фону  $S/B$  для месячного сеанса на  $K^-$ -пучке ( $1,1 \cdot 10^9$  взаимодействий)

Частица	$N_{EUV}$	$S/B$	Частица	$N_{EUV}$	$S/B$
$\pi^+$	$6,7 \cdot 10^8$		$\rho(770) \rightarrow \pi^- \pi^0$	$7,5 \cdot 10^7$	0,26
$\pi^-$	$8,9 \cdot 10^8$		$\eta' \rightarrow \gamma\gamma$	$7,3 \cdot 10^5$	0,17
$K^+$	$8,9 \cdot 10^7$		$\varphi(1020) \rightarrow K^+ K^-$	$1,0 \cdot 10^7$	20,00
$K^-$	$4,0 \cdot 10^8$		$K^{0*}(892) \rightarrow K^+ \pi^-$	$1,3 \cdot 10^7$	0,80
$p$	$6,8 \cdot 10^7$		$\tilde{K}^{0*}(892) \rightarrow K \pi^+$	$6,6 \cdot 10^7$	1,20
$\bar{p}$	$3,7 \cdot 10^7$		$K^{*-}(892) \rightarrow K^- \pi^0$	$3,4 \cdot 10^7$	0,45
$n$	$6,2 \cdot 10^7$		$\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$	$2,5 \cdot 10^6$	50,00
$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	$4,2 \cdot 10^8$	7,70	$\Lambda \rightarrow p \pi^-$	$1,8 \cdot 10^6$	50,00
$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	$2,5 \cdot 10^7$	1,25	$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+$	$2,9 \cdot 10^5$	12,50
$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$2,2 \cdot 10^7$	4,00	$\Lambda \rightarrow n \pi^0$	$4,0 \cdot 10^5$	1,70
$\rho^0(770) \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$6,8 \cdot 10^7$	0,37	$\Sigma^- \rightarrow n \pi^-$	$3,1 \cdot 10^6$	0,20
$K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$4,2 \cdot 10^6$	0,90			

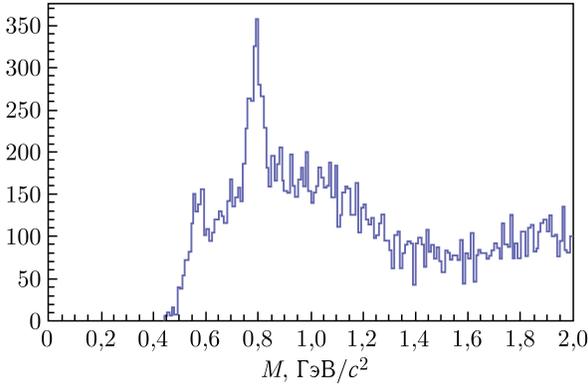


Рис. 141. Массовый спектр  $h^+h^-\pi^0$  событий (все заряженные частицы считаются  $\pi$ -мезонами) с обрезанием только на массу  $\pi^0$ -мезона за 3 ч набора данных

Реконструированный спектр  $h^+h^-\pi^0$  событий (все заряженные частицы считаются  $\pi$ -мезонами) с обрезанием только на массу  $\pi^0$ -мезона за 3 ч набора данных приведен на рис. 141.

**Б.5. Моделирование для реакций  $K^-p^\dagger \rightarrow h + X$  при энергии 34 ГэВ.** Интегральная статистика для взаимодействия пучка  $K^-$  с поляризованной мишенью при энергии 34 ГэВ показана в табл. 23.

На рис. 142 приведены массовые спектры для четырех реакций типа  $K^-p \rightarrow h + X$ , где  $h = \Lambda \rightarrow p\pi^-$ ,  $h = \tilde{\Lambda} \rightarrow \tilde{p}\pi^+$ ,  $h = \Lambda \rightarrow n\pi^0$ ,

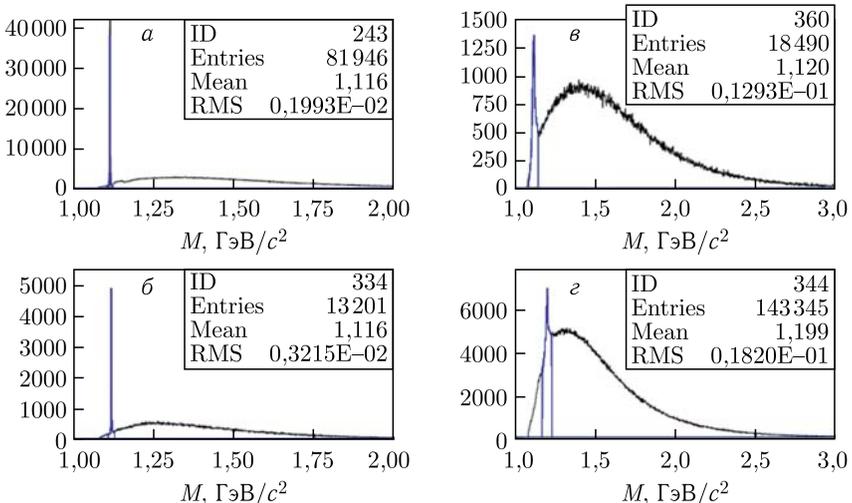


Рис. 142. Эффективная масса продуктов распада в процессе  $K^-p \rightarrow h + X$ :  $h = \Lambda \rightarrow p\pi^-$  (а),  $h = \tilde{\Lambda} \rightarrow \tilde{p}\pi^+$  (б),  $h = \Lambda \rightarrow n\pi^0$  (в),  $h = \Sigma^- \rightarrow n\pi^-$  (г)

$h = \Sigma^- \rightarrow n\pi^-$ . С учетом примеси  $K^-$ -мезонов в пучке указанная статистика соответствует 28 ч работы установки на отрицательном пучке с энергией 34 ГэВ. В сеансе длительностью 30 сут статистика будет в 26 раз больше (см. табл. 23).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Von Gerlach W., Stern O.* // Z. Phys. 1921. V. 8. P. 110.
2. *Kane G., Pumplin J., Repko W.* // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. P. 1689.
3. *Likhoded A. K., Luchinsky A. V., Poslavsky S. V.* // Phys. Rev. D. 2012. V. 86. P. 074027; arXiv:1203.4893.
4. *Likhoded A. K., Luchinsky A. V., Poslavsky S. V.* // Phys. Rev. D. 2014. V. 90, No. 7. P. 074021; arXiv:1409.0693.
5. *Roel Aaij et al. (LHCb Collab.)* // JHEP. 2014. V. 1410. P. 088 (2014-10-14); doi: 10.1007/JHEP10(2014)088; arXiv:1409.1408[hep-ex].
6. *Khachatryan V. et al. (CMS Collab.)* // Phys. Lett. B. 2015. V. 743. P. 383–402 (2015-04-09); doi: 10.1016/j.physletb.2015.02.048; arXiv:1409.5761.
7. *Rykov V. L.* // Proc. of the 13th Intern. Symp. Spin Phys., Protvino, 1998. World Sci., 1999. P. 450–452.
8. *Rykov V. L.* arXiv:hep-ex/9908050. 1999.
9. *Kovalenko S., Schmidt I., Soffer J.* // Phys. Lett. B. 2001. V. 503. P. 313; arXiv:hep-ph/9912529.
10. *Boer D.* // Phys. Rev. D. 2000. V. 62. P. 094029; arXiv:hep-ph/0004217.
11. *Boer D., den Dunnen W. J.* // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. P. 071801; arXiv:hep-ph/1005.2956.
12. *Bunce G. et al.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2000. V. 50. P. 525–575; arXiv:hep-ph/0007218.
13. *Ogawa A., Rykov V. L., Saito N.* // AIP Conf. Proc. 2001. V. 570. P. 379; arXiv:hep-ph/0102220.
14. *den Dunnen W. J.* Polarization Effects in Proton–Proton Collisions within the Standard Model and Beyond. PhD Thesis. Vrije Univ. Amsterdam, 2013.
15. *Abazov V. M. et al. (for SPD Collab.).* Conceptual Design of the Spin Physics Detector. 2021; arXiv:2102.00442v3 [hep-ex].
16. *Abramov V. et al.* Possible Studies at the First Stage of the NICA Collider Operation with Polarized and Unpolarized Proton and Deuteron Beams // Phys. Part. Nucl. 2021. V. 52, No. 6. P. 1044–1119; arXiv:2102.08477 [hep-ph].
17. *Arbuzov A. et al.* On the Physics Potential to Study the Gluon Content of Proton and Deuteron at NICA SPD // Prog. Part. Nucl. Phys. 2021. V. 119. P. 103858; arXiv:2011.15005.
18. *Santos E. et al.* // Czech. J. Phys. 2006. V. 56. P. F71.
19. *Adamczyk L. et al.* Measurement of the Cross Section and Longitudinal Double-Spin Asymmetry for Di-Jet Production in Polarized  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV // Phys. Rev. D. 2017. V. 95, No. 7. P. 071103.
20. *Ellis S. D. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. P. 1263.
21. *Carlson C. E., Suaya R.* // Phys. Rev. D. 1976. V. 14. P. 3115.

22. Carlson C. E., Suaya R. // Phys. Rev. D. 1978. V. 18. P. 760.
23. Baier R., Ruckl R. // Z. Phys. C. 1983. V. 19. P. 251.
24. Barger V., Martin A. D. // Phys. Rev. D. 1985. V. 31. P. 1051.
25. Abramov V. V. et al. Spin Physics Program in the U70 Polarized Proton Beam. arXiv:hep-ex/0511046. 2005.
26. Alexopoulos T. et al. // Phys. Rev. D. 2006. V. 62. P. 032006.
27. Batunin A. V., Slabospitsky S. R. // Phys. Lett. B. 1987. V. 188. P. 269; Yad. Fiz. 1986. V. 44. P. 1551.
28. Likhoded A. K., Luchinsky A. V. // Phys. Atom. Nucl. 2008. V. 71. P. 294–308; arXiv:hep-ph/0703091.
29. Diakonov D. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2003. V. 51. P. 173.
30. Bacchetta A. et al. Single-Spin Asymmetries: The Trento Convention // Phys. Rev. D. 2004. V. 70. P. 117504; arXiv:hep-ph/0410050.
31. Klem R. D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. P. 929–931.
32. Allgower C. E. et al. // Phys. Rev. D. 2002. V. 65. P. 092008.
33. Adams D. L. et al. // Phys. Lett. B. 1991. V. 264. P. 462–466.
34. Arsene I. et al. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. P. 042001.
35. Abramov V. V. // Eur. Phys. C. 2000. V. 14. P. 427–441.
36. Abramov V. V. // Phys. Atom. Nucl. 2007. V. 70. P. 2103–2112.
37. Abramov V. V. // Phys. Atom. Nucl. 2009. V. 72. P. 1872; *Абрамов В. В.* // ЯФ. 2009. Т. 72. С. 1933.
38. Aidala C. A. et al. // Rev. Mod. Phys. 2013. V. 85. P. 655.
39. Adams D. L. et al. // Phys. Lett. B. 1991. V. 261. P. 201–206.
40. Adams D. L. et al. // Phys. Rev. D. 1996. V. 53. P. 4747–4755.
41. Bravar A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 2626–2629.
42. Lutz M. et al. (PANDA Collab.). Physics Performance Report for PANDA: Strong Interaction Studies with Antiprotons. arXiv:0903.3905. 2009.
43. Aidala C. et al. Nuclear Dependence of the Transverse-Single-Spin Asymmetry for Forward Neutron Production in Polarized  $p + A$  Collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 120. P. 022001; arXiv:hep-ex/1703.10941.
44. Abramov V. V. // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 938. P. 012038.
45. Aidala C. et al. // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 123, No. 12. P. 122001.
46. Ogawa A. Di-Hadron Back-to-Back Correlations in  $p^+p$  and  $p^+Au$  Collisions at STAR // Quark Matter 2017, Chicago, February 5–11, 2017.
47. Adam J. et al. // Phys. Rev. D. 2021. V. 103. P. 092009.
48. Sjöstrand T., Lönnblad L., Mrenaa S., Skands P. PYTHIA 6.2: Physics and Manual. 2002. LU TP 0102; arXiv:hep-ph/0108264.
49. Abramov V. V. et al. // Z. Phys. C. 1984. V. 24. P. 205–215.
50. Lee J. H., Videbaek F. Cross-Sections and Single Spin Asymmetries of Identified Hadrons in  $p \uparrow + p$  at  $\sqrt{s} = 200$  GeV; arXiv:hep-ex/0908.4551. 2009.
51. Patrignani C. et al. (Particle Data Group) // Chin. Phys. C. 2016. V. 40. P. 100001.
52. The BESIII Collab. // Nature Phys. 2019. V. 15. P. 631–634.
53. Semenov P. A. et al. // Intern. J. Mod. Phys. Conf. Ser. 2016. V. 40, No. 01. P. 1660086.
54. Agakishiev G. et al. // Eur. Phys. J. A. 2014. V. 50. P. 81.

55. *Liang Z.-T., Wang X.-N* // Phys. Lett. B. 2005. V. 629. P. 20.
56. *Schilling K., Seyboth P., Wolf G. E.* // Nucl. Phys. B. 1970. V. 15. P. 397.
57. *Minaenko A. A. et al.* // Z. Phys. C. 1994. V. 62. P. 15.
58. *Chliapnikov P., Czyzewski O., Goldschmidt-Clermont Y., Jakob M., Herquet P.* // Nucl. Phys. B. 1972. V. 37. P. 336.
59. *Paler K. et al.* // Nucl. Phys. B. 1975. V. 96. P. 1.
60. *Cohen I. et al.* // Phys. Rev. D. 1982. V. 25. P. 634.
61. *Aleev A. N. et al. (EXCHARM Collab.)* // Phys. Lett. B. 2000. V. 485. P. 334; hep-ex/0002054.
62. *Affolder T. et al. (CDF Collab.)* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 2886.
63. *Abdallah M. et al. (STAR Collab.)*. arXiv:hep-ph 2204.02302. 2022.
64. *Apokin V. D. et al.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1989. V. 49. P. 103; Yad. Fiz. 1989. V. 49. P. 165–168.
65. *Mochalov V. V., Belikov N. I., Borisov N. S. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2010. V. 73. P. 2017–2021. doi:10.1134/S1063778810120069.
66. *Apokin V. D. et al.* // Nucl. Phys. B. 1985. V. 255. P. 253.
67. *Apokin V. D. et al.* // Z. Phys. C. 1982. V. 15. P. 293.
68. *Аввакумов И. А. и др.* // ЯФ. 1985. Т. 41. С. 116.
69. *Apokin V. D. et al.* // Z. Phys. C. 1987. V. 35. P. 840.
70. *Аввакумов И. А. и др.* // ЯФ. 1985. Т. 42. С. 1152.
71. *Аввакумов И. А. и др.* // Там же. С. 1146.
72. *Soloviev L. F. et al.* // Proc. of the 2nd High Energy Spin Physics Workshop, Protvino, 1986. V. 2. P. 68.
73. *Abramov V. et al.* Measurement of Single-Spin Asymmetry for Charged Pions in the SPASCHARM Experiment at U70 Accelerator // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1690. P. 012164.
74. *Kalugin N. K. et al.* Feasibility Studies for the Measurement of Single-Spin Asymmetry in Inclusive  $K_S^0$  Production at Pion Beam at U-70 // Ibid. P. 012069.
75. *Abramov V. et al.* Estimate of Expected Accuracy in Single-Spin Asymmetry Measurements in Inclusive Production of  $K_S^0$  and  $\omega(782)$  Mesons at U70 (Protvino) // Japan. Phys. Soc. Conf. Proc. (submitted).
76. *Abramov V. et al.* The Polarized Proton and Antiproton Beam Project at U-70 Accelerator // Nucl. Instr. Meth. A. 2018. V. 901. P. 62–68.
77. *Overseth O. E., Sandweiss J.* // Proc. of NAL 1969 Summer Study. 1969. Report SS-118.
78. *Grosnick D. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1990. V. 290. P. 269.
79. *Galyaev N. et al.* // Proc. of 1993 PAC. 1993. V. 1. P. 454.
80. *Reinharz M. et al.* CERN SPS Experimenters' Handbook. 1981.
81. *Keizer R., Mottier M.* Preprint CERN 82-05. 1982.
82. *Afanasev V. et al.* Preprint IHEP 87-70. 1987.
83. *Otter A., Hojvat C.* // Proc. of the 10th Intern. Conf. on Magn. Techn., Boston, USA, 1987. P. 847.
84. *Azhgirey I., Talanov V.* // Proc. of XVIII Workshop on the Charged Part. Accel., Protvino, 2000. V. 2. P. 184.
85. *Карташев В. П., Котов В. И.* Методы формирования пучков частиц на ускорителях высоких энергий. М.: Энергоатомиздат, 1989. 183 с.

86. *Garkusha V. et al.* Preprint IHEP 86-147. 1986.
87. *Afonin A. et al.* // *Phys. Part. Nucl.* 2005. V. 36. P. 1.
88. *Brown K., Iselin Ch.* Preprint CERN 74-2. 1974.
89. *Raoul J. C. et al.* // *Nucl. Instr. Meth.* 1975. V. 125. P. 585–597.
90. *Alekseev I. G. et al.* // *Phys. Rev. D.* 2009. V. 79. P. 094014.
91. *Gaidot A. et al.* // *Phys. Lett. B.* 1976. V. 61. P. 103.
92. *Bruneton C. et al.* // *Nucl. Phys. B.* 1977. V. 124. P. 391.
93. *Kopeliovich B. Z., Lapidus L. I.* // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1974. V. 19, No. 1. P. 114.
94. *Buttimore N. H. et al.* // *Phys. Rev. D.* 1999. V. 59. P. 114010.
95. *Bazilevski A. et al.* // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2011. V. 295. P. 012096.
96. *Alekseev I. G. et al.* // *Phys. Rev. D.* 2009. V. 79. P. 094014.
97. *Adamczyk L. et al.* // *Phys. Lett. B.* 2013. V. 719. P. 62–69.
98. *Bogdanov A. A. et al.* // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2016. V. 678. P. 012034.
99. *Antipov A. et al.* Elastic Scattering of  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  Mesons and Protons on Protons at Momenta 29–65 GeV/c. Preprint IHEP 76-95. 1976.
100. *Abramov V. V. et al.* // *Phys. Atom. Nucl.* 2007. V. 70. P. 1515–1526; *Yad. Fiz.* 2007. V. 70. P. 1561–1571.
101. *Abramov V. V. et al.* // *Phys. Atom. Nucl.* 2007. V. 70. P. 1743–1751; *Yad. Fiz.* 2007. V. 70. P. 1790–1798.
102. *Abramov V. V. et al.* // *Phys. Atom. Nucl.* 2007. V. 70. P. 1752–1758; *Yad. Fiz.* 2007. V. 70. P. 1799–1805.
103. *Allaby J. V. et al.* Preprint CERN 70-12. 1970.
104. *Dekker D. et al.* // *Phys. Rev.* 1965. V. 137. P. B962.
105. *Primakoff H.* // *Phys. Rev.* 1951. V. 81. P. 899.
106. *Halprin A., Andersen C. M., Primakoff H.* // *Phys. Rev.* 1966. V. 152. P. 1295.
107. *Jensen T. et al.* // *Phys. Rev. D.* 1983. V. 27. P. 26.
108. *Capraro L. et al.* // *Nucl. Phys. B.* 1987. V. 288. P. 659.
109. *Cihangir S. et al.* // *Phys. Lett. B.* 1982. V. 117. P. 123.
110. *Carlsmith D. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1986. V. 56. P. 18.
111. *Margolis B., Thomas G. H.* Higher Energy Polarized Proton Beams // AIP Conf. Proc. New York: Am. Inst. Phys., 1978. No. 42. P. 173.
112. *Leader E.* Spin in Particle Physics: *Cambr. Monogr. on Part. Phys., Nucl. Phys. and Cosmol.* 2001. V. 15. 500 p.
113. *Fukushima M. et al.* // *Nucl. Phys. B.* 1978. V. 136. P. 189.
114. *Underwood D. G.* A Method of Measuring the Polarization of High Momentum Proton Beams. Argonne, 1977. Preprint ANL-HEP-77-56.
115. *Carey D. C. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1990. V. 64. P. 357.
116. *Koop I. A., Otboev A. V., Shatunov P. Yu., Shatunov Yu. M.* Two Examples of In-Flight Spin Flippers // *Phys. Part. Nucl.* 2014. V. 45. P. 279–282.
117. *Ptitsyn V. I., Shatunov Yu. M.* // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1997. V. 398. P. 126.
118. *Alexeev I. G. et al.* // *Instrum. Exp. Tech.* 2014. V. 57, No. 5. P. 535–552.
119. *Horikawa S. et al.* A Scintillating Fiber Tracker with High Time Resolution for High-Rate Experiments // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 2002. V. 49. P. 950.
120. *Борисов Н. С. и др.* Препринт ОИЯИ 1-80-98. Дубна, 1980.
121. *Абрагам А.* Ядерный магнетизм. М.: Изд-во иностр. лит., 1963.
122. *Grosnick D. P. et al.* // *Phys. Rev. D.* 1997. V. 55. P. 1159–1187.

123. *Runkel S.* The Polarized Target at the CBELSA/TAPS // PoS (SPIN 2018). 2018. No. 108.
124. *Dutz H.* The Bonn Frozen Spin Target // EU Workshop, EP7, SPINMAP, Linz, 2011.
125. *Biroth M. et al.* Design of the Mainz Active Polarized Proton Target // PoS (PSTP2015). 2015. No. 005.
126. *Annand J. et al.* Compton Scattering from  $^3\text{He}$  Using an Active Target // PoS (CD15). 2016. No. 092.
127. *Reicherz G. et al.* Pulsed NMR for the Determination of the Nuclear Polarization // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 526. P. 96–99.
128. *Vazhanov N. A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 372. P. 349.
129. *Неганов Б. С., Борисов Н. С., Либурз М. Ю.* Метод получения сверхнизких температур, основанный на растворении  $^3\text{He}$  в  $^4\text{He}$ . Препринт ОИЯИ Р-2480. Дубна, 1965.
130. *Usov Yu.* Frozen Spin Targets Developed at Dubna. History and Traditions // PoS (PSTP2015). 2015. No. 021.
131. *Usov Yu.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 526. P. 153.
132. *Алферов В. Н. и др.* // ПТЭ. 2019. № 3. С. 157.
133. *Kozhin A. et al.* Tracking Chamber Made of 15-mm Mylar Drift Tubes // J. Instrum. 2017. V. 12. P. C05005.
134. *Borisov A. et al.* Track Chambers Based on Precision Drift Tubes Housed inside 30 mm Mylar Pipe // J. Instrum. 2014. V. 9. P. C06010.
135. *Борисов А. А., Кожин А. С., Фахрутдинов Р. М.* Патент на полезную модель «Прецизионная дрейфовая трубка в лавсановом корпусе». № 160135. Дата регистрации 11 фев. 2016 г.
136. Technical Design Report for the PANDA Forward Spectrometer Calorimeter. 1704.02713.
137. *Alekseev G. A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2001. V. 461. P. 381.
138. *Fields D. E. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 349. P. 431.
139. *De Leo R. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 401. P. 187.
140. *Borisov A. et al.* ATLAS Monitored Drift Tube Assembly and Test at IHEP (Protvino) // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 494. P. 214–217.
141. *Ryzhikov S. V., Petrov V. S., Semenov P. A., Yakimchuk V. I.* Structure and Software of the Data Acquisition Network Node in the SPASCHARM Experiment // Instrum. Exp. Tech. 2014. V. 57, No. 6. P. 676–679.
142. *Букреева С. И. и др.* Электронная система «ЕвроМИСС» для физических установок ИФВЭ. Препринт ИФВЭ 2013-19.
143. *Bukreeva S. et al.* The Distributed Control System for Detectors of the SPASCHARM Experiment // Instrum. Exp. Tech. 2019. V. 62, No. 2. P. 150–156; *Букреева С. И. и др.* Распределенная система управления детекторами эксперимента СПАСЧАРМ // ПТЭ. 2019. № 2. С. 12–18.
144. *Букреева С. И.* Распределенная система управления детекторами эксперимента СПАСЧАРМ. Дис. ... канд. физ. наук. 2019.
145. *Al-Turany M.* FairRoot framework // PoS (ACAT08). 2009. No. 048.
146. *Brun R., Rademakers F.* Root — an Object Oriented Data Analysis Framework // Nucl. Instr. Meth. A. 1986. V. 389. P. 81–86.
147. *Brun R. et al.* Geant3. CERN-DD-EE-84-1. 1987.

148. *Agostinelli S. et al.* Geant4 — a Simulation Toolkit // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 506, No. 3. P. 250–303.
149. *Sjostrand T., Mrenna S., Skands P. Z.* A Brief Introduction to PYTHIA 8.1 // Comp. Phys. Commun. 2008. V. 178. P. 852–867.
150. *Frohlich I. et al.* Pluto: A Monte Carlo Simulation Tool for Hadronic Physics. arXiv:0708.2382.
151. *Ван Хов Л.* // УФН. 1966. Т. 90. С. 315.
152. *Bialas A.* // Inclusive Approach to Particle Production: 18th Intern. Conf. on High-Energy Physics (ICHEP 76), Tbilisi, July 15–21, 1976 / Ed. by N. N. Bogolyubov et al. Dubna: JINR, 1977. 2 v. P. A3.15–A3.18.
153. *O’Fallon J. R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. P. 733.
154. *Crabb D. G. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. P. 1257.
155. *Lin A. M. T. et al.* // Phys. Lett. B. 1978. V. 74. P. 273.
156. *Crosbie E. A. et al.* // Phys. Rev. D. 1981. V. 23. P. 600.
157. *Krisch A. D.* // Eur. Phys. J. A. 2007. V. 31. P. 417–423.
158. *Gauron P. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 1952.
159. *Apokin V. D. et al.* // Z. Phys. C. 1987. V. 35. P. 173.
160. *Dragoet W. H. et al.* // Phys. Rev. D. 1978. V. 18. P. 3939.
161. *Abramov V. V. et al.* // Nucl. Phys. B. 1997. V. 492. P. 3–17.
162. *Aidala C. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120, No. 2. P. 022001; arXiv: hep-ex/1703.10941.
163. *Heller K. J.* // J. Phys. Colloq. 1985. V. 46, No. C2. P. 121–129.
164. *Lach J.* Hyperon Polarization: An Experimental Overview. FERMILAB-CONF-92-378.
165. *Abramov V. V.* Universal Scaling Behavior of the Transverse Polarization for Inclusively Produced Hyperons in Hadron–Hadron Collisions. Preprint IHEP-2001-13. 2001; arXiv:hep-ph/0111128. 56 p.
166. *Heller K. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. P. 607.
167. *Lundberg B. et al.* // Phys. Rev. D. 1989. V. 40. P. 3557.
168. *Ramberg E. J. et al.* // Phys. Lett. B. 1994. V. 338. P. 403.
169. *Rameika R. et al.* // Phys. Rev. D. 1986. V. 33. P. 3172.
170. *Duryea J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 1193.
171. *Heller K. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 2025.
172. *Wilkinson C. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. P. 803.
173. *Wilkinson C. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 855.
174. *Ankenbrandt C. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 863.
175. *Morelos A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. P. 2172.
176. *Wah Y. W. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 2551.
177. *Deck L. et al.* // Phys. Rev. D. 1983. V. 28. P. 1.
178. *Felix J. (E766 Collab.).* Inclusive  $\Lambda$  Polarization in  $pp$  Collisions at 27 GeV // Proc. of the Adriatico Research Conf. on Trends in Collider Spin Physics, Trieste, Dec. 5–8, 1995. P. 125.
179. *Abramov V. V.* An Explanation of the New Polarization Data in the Framework of Effective Color Field Model // Proc. of the XIV Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics (DSPIN-11) / Ed. by A. V. Efremov and S. V. Goloskokov. Dubna, 2012. P. 21.
180. *Ajinenko I. V. et al.* // Phys. Lett. B. 1983. V. 121. P. 183.

181. *Chliapnikov P. V. et al.* // Nucl. Phys. B. 1976. V. 112. P. 1.
182. *Faccini-Turlleur M. L. et al.* // Z. Phys. C. 1979. V. 1. P. 19.
183. *Barletta W. et al.* // Nucl. Phys. B. 1973. V. 51. P. 499.
184. *Gourlay S. A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 2244.
185. *Barni R., Preparata G., Ratcliffe P. G.* // Phys. Lett. B. 1992. V. 296. P. 251.
186. *Soffer J., Tornqvist N. E.* // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 907.
187. *Ganguli S. N., Roy D. P.* // Phys. Rep. 1980. V. 67. P. 201–395.
188. *Нурушев С. Б., Рунцо М. Ф., Стриханов М. Н.* Введение в поляризационную физику: Учеб. пособие. М.: МИФИ, 2007.
189. *Sivers D. W.* // Phys. Rev. D. 1990. V. 41. P. 83.
190. *Collins J. C.* // Nucl. Phys. B. 1993. V. 396. P. 161.
191. *Barone V., Bradamante F., Martin A.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 2010. V. 65. P. 267–333.
192. *Lee J. H. et al.* // AIP Conf. Proc. 2007. V. 915. P. 533.
193. *Anselmino M. et al.* // Phys. Rev. D. 2013. V. 88. P. 5; arXiv: hep-ph/1304.7691.
194. *Abelev B. I. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. P. 222001.
195. *Igo G. (for the STAR Collab.)* // AIP Conf. Proc. 2013. V. 1523. P. 188.
196. *Efremov A. V., Teryaev O. V.* // Phys. Lett. B. 1985. V. 150. P. 383.
197. *Qiu J., Sterman G. F.* // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 2264–2267.
198. *Qiu J., Sterman G. F.* // Phys. Rev. D. 1998. V. 59. P. 014004.
199. *Boros C., Zuo-tang Liang* // Phys. Rev. D. 1996. V. 53. P. R2279.
200. *Zuo-tang Liang, Boros C.* // Intern. J. Mod. Phys. A. 2000. V. 15. P. 927.
201. *Dong H., Li F., Zuo-tang L.* // Phys. Rev. D. 2004. V. 69. P. 017501.
202. *Adams D. L. et al.* // Z. Phys. C. 1992. V. 56. P. 181.
203. *Bravar A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 3073.
204. *Bravar A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 2626.
205. *Adams D. L. et al.* // Nucl. Phys. B. 1998. V. 510. P. 3.
206. *Zuo-tang Liang.* Single Spin Asymmetries in Inclusive High Energy Hadron–Hadron Collisions Processes. Preprint FUB-HEP-96-5. 1996; arXiv:hep-ph/9604293.
207. *Zuo-tang Liang, Boros C.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 3608.
208. *Kochelev N., Korchagin N.* // Phys. Lett. B. 2014. V. 729. P. 117–120.
209. *Troshin S. M., Tyurin N. E.* // Phys. Part. Nucl. 2010. V. 41. P. 54–63.
210. *Troshin S. M., Tyurin N. E.* // Phys. Rev. D. 2013. V. 88. P. 017502.
211. *Heppelmann S. (for the STAR Collab.)*. Talk at the Intern. Workshop on Diffraction in High Energy Physics (Diffraction 2012), Puerto del Carmen, Lanzarote, Canary Islands, Spain, Sept. 10–15, 2012.
212. *Igo B. (for the STAR Collab.)*. Talk at 2012 RHIC and AGS Annual Users' Meeting, Upton, June 12–15, 2012.
213. *Troshin S. M., Tyurin N. E.* Chiral Quark Model Spin Filtering Mechanism and Hyperon Polarization. arXiv:hep-ph/0509238. 2005; Transversity 2005. 2006. P. 314–321.
214. *Troshin S. M., Tyurin N. E.* // Phys. Rev. D. 1996. V. 54. P. 838.
215. *Troshin S. M., Tyurin N. E.* // Phys. Rev. D. 1997. V. 55. P. 1265.
216. *Troshin S. M., Tyurin N. E.* // Phys. Part. Nucl. 2004. V. 35. P. S63–S66.

217. *Mochalov V. V., Troshin S. M., Vasiliev A. N.* // Phys. Rev. D. 2004. V. 69. P. 077503.
218. *Ryskin M. G.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1988. V. 48. P. 708–712; Yad. Fiz. 1988. V. 48. P. 1114–1121.
219. *Ryskin M. G.* Polarization Phenomena and Confinement Forces // Proc. of the Intern. Conf. on Quark Confinement and the Hadron Spectrum, Como, Italy, June 20–24, 1994; Singapore; River Edge; NJ: World Sci., 1995. P. 261.
220. *Nurushev S. B., Ryskin M. G.* // Phys. Atom. Nucl. 2006. V. 69. P. 133–141.
221. *Мигдал А. Б., Хохлачев С. Б., Щур С. Б.* // ЖЭТФ. 1986. Т. 91, вып. 3. С. 745.
222. *Adams D. L. et al.* // AIP Conf. Proc. 1995. V. 343. P. 404–411.
223. *Abramov V. V.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2011. V. 295. P. 012086-1–012086-8.
224. *Abramov V. V.* Microscopic Stern–Gerlach Effect and Thomas Spin Precession as an Origin of the SSA. 2009; arXiv:0910.1216 [hep-ph].
225. *Abramov V. V.* Single Spin Effects in Collisions of Hadrons and Heavy Ions at High Energy. 2007; arXiv:0711.0323v1 [hep-ph].
226. *Abramov V. V.* // Phys. Part. Nucl. 2014. V. 45, No. 1. P. 62–65.
227. *Abramov V. V.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2016. V. 678. P. 012039.
228. *Кладницкая Е. Н.* Образование нейтральных странных частиц в  $\pi^-p$ - и  $pp$ -взаимодействиях при высоких энергиях // ЭЧАЯ. 1982. Т. 13, № 3. С. 669.