

## **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>1,3</sup>,  
В.И. Гаркуша<sup>1</sup>, Ю.М. Гончаренко<sup>1</sup>, А.М. Горин<sup>1</sup>, А.А. Деревщиков<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>1,3,\*</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>1,3</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>2</sup>, Д.В. Белов<sup>2</sup>, Н.С. Борисов<sup>2</sup>, В.П. Вольных<sup>2</sup>,  
С.В. Голоскоков<sup>2</sup>, И.С. Городнов<sup>2</sup>, А.С. Должиков<sup>2</sup>, А.Б. Лазарев<sup>2</sup>, А.Б. Неганов<sup>2</sup>,  
Ю.А. Плис<sup>2</sup>, О.В. Теряев<sup>2</sup>, А.Н. Фёдоров<sup>2</sup>, Ю.Н. Узиков<sup>2,7</sup>, Ю.А. Усов<sup>2</sup>, А.А. Богданов<sup>3</sup>,  
М.Б. Нурушева<sup>3</sup>, В.А. Окороков<sup>3</sup>, В.Л. Рыков<sup>3</sup>, М.Н. Стриханов<sup>3</sup>, И.Г. Алексеев<sup>4</sup>,  
В.М. Нестеров<sup>4</sup>, В.В. Рыльцов<sup>4</sup>, Э.И. Самигуллин<sup>4</sup>, Д.Н. Свирида<sup>4</sup>, В.А. Андреев<sup>5</sup>,  
А.Б. Гриднев<sup>5</sup>, Н.Г. Козленко<sup>5</sup>, В.С. Козлов<sup>5</sup>, В.А. Кузнецов<sup>5</sup>, Д.В. Новинский<sup>5</sup>,  
В.И. Тараканов<sup>5</sup>, В.С. Темирбулатов<sup>5</sup>, И.А. Цураков<sup>5</sup>, В.И. Криворучко<sup>6</sup>

(Сотрудничество СПАСЧАРМ)

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение «Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», площадь Науки, 1, г. Протвино, Московская область, Россия, 142281

<sup>2</sup>Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований, ул. Жолио-Кюри, 6, г. Дубна, Московская обл., Россия, 141980

<sup>3</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское шоссе, 31, г. Москва, Россия, 115409

<sup>4</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт» (ККТЭФ), ул. Большая Черемушкинская, 25, г. Москва, Россия, 117218

<sup>5</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение «Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», мкр. Орлова роща, 1, г. Гатчина, Ленинградская обл., Россия, 188300

<sup>6</sup>Акционерное общество «Научно-производственное предприятие «ИСТОК» им. Шокина», ул. Вокзальная, 2В, г. Фрязино, Московская обл., Россия, 141190

<sup>7</sup>Государственный университет «Дубна», ул. Университетская, 19, г. Дубна, Московская область, Россия, 141982

\*E-mail: mochalov@ihep.ru

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 пучков и восьми типов неполяризованных пучков ( $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$ ,  $d$ ,  $C$ ) 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 on existing beamline 14 at the operating SPASCHARM setup at U70 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 beams and eight types of non-polarized beams ( $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$ ,  $d$ ,  $C$ ), in combination with a polarized target, expand the range of studies of polarization phenomena and enhance the uniqueness of the project.

PACS numbers: 41.85.-p, 13.30.-a, 13.88.+e, 13.85.D

## Содержание

РЕЗЮМЕ ПРОЕКТА .....	6
EXECUTIVE SUMMARY.....	9
ВВЕДЕНИЕ.....	12
1 Физическая программа СПАСЧАРМ .....	15
1.1 Исследование спиновых эффектов в рождении кваркония .....	18
1.2 Измерение односпиновых поперечных асимметрий $A_N$ адронов.....	22
1.2.1 Измерение односпиновых эффектов с использованием поляризованного пучка антипротонов .....	23
1.2.2 Измерение $A_N$ с использованием интенсивного протонного пучка.....	26
1.3 Измерение поперечных поляризаций $P_N$ гиперонов и антигиперонов.....	29
1.4 Измерение элементов матрицы плотности $\rho_{ik}$ векторных мезонов.....	31
1.5 Измерение односпиновых асимметрий на пучке отрицательных частиц .....	32
1.5.1 Исследование инклюзивных реакций, включая пучок антипротонов ....	33
1.5.2 Исследование эксклюзивных каналов .....	34
1.5.3 Начало исследований по программе СПАСЧАРМ на канале 14 .....	35
1.6 Резюме и перспективы .....	37
2 Создание пучков поляризованных протонов и антипротонов.....	38
2.1 Канал поляризованных протонов и антипротонов .....	38
2.1.1 Мишенная станция каналов 24А и 24В .....	40
2.1.2 Оптическая схема канала поляризованных протонов (антипротонов)...	42
2.1.3 Параметры пучка протонов в промежуточном изображении.....	44
2.1.4 Параметры пучка поляризованных протонов на мишени установки ....	45
2.1.5 Параметры пучка поляризованных антипротонов.....	47
2.1.6 Влияние детекторов системы мечения и идентификации частиц на параметры формируемых пучков частиц .....	49
2.2 Система мечения поляризации пучка .....	49
2.2.1 Схема размещения детекторов мечения .....	50
2.2.2 Дизайн годоскопов системы мечения .....	51
2.3 Измерение абсолютной поляризации пучков .....	55
2.3.1 Поляриметр на основе упругого рассеяния.....	56
2.3.2 Поляриметрия на основе инклюзивных заряженных пионов.....	62
2.3.3 Поляриметрия на основе эффекта Примакова .....	64
2.3.4 Резюме по измерению поляризации пучка.....	65
2.4 Система магнитов «змейка» (spin flipper) для поворота поляризации .....	65
2.4.1 Проект системы поворота спина для канала 24 .....	66
2.5 Размещение экспериментальной установки на канале 24 .....	68
3 Экспериментальная установка СПАСЧАРМ.....	70
3.1 Экспериментальная установка при работе на канале 14.....	72
3.2 Пучковая аппаратура .....	72
3.3 Мишени.....	78
3.3.1 Поляризованная мишень для измерения односпиновых асимметрий и двухспиновых поперечных асимметрий .....	79

3.3.2	Существующая поляризованная мишень для измерения двухспиновых продольных асимметрий .....	83
3.3.3	Новая поляризованная мишень для измерения поперечных и продольных асимметрий .....	84
3.4	Магнитный спектрометр .....	86
3.4.1	Спектрометрический магнит .....	87
3.4.2	Трековая система.....	91
3.5	Электромагнитный калориметр.....	96
3.6	Адронный калориметр.....	98
3.7	Система идентификации вторичных частиц .....	99
3.7.1	Детектор колец черенковского излучения.....	100
3.7.2	Мюонный детектор .....	101
3.8	Триггер, система сбора данных и регистрирующая электроника.....	101
3.8.1	Триггер .....	101
3.8.2	Система сбора данных .....	102
3.8.3	Регистрирующая электроника .....	103
3.9	Система медленного контроля узлов установки.....	104
3.10	Пакет программ для анализа данных «в линию» и «вне линии» .....	106
3.10.1	Структура программного обеспечения .....	107
3.10.2	Пакет программ для анализа данных «в линию».....	111
3.10.3	Пакет программ для анализа данных «вне линии» и моделирования ..	112
4	План-график реализации и оценка стоимости проекта .....	115
	Заключение .....	116
5	Приложение А. Современное состояние исследований в данной области .....	117
5.1	Результаты поляризационных экспериментов .....	117
5.1.1	Поляризация в упругих реакциях .....	117
5.1.2	Поляризация и асимметрия в зарядово-обменных реакциях.....	118
5.1.3	Односпиновая асимметрия $A_N$ в инклюзивных реакциях.....	120
5.1.4	Поперечная поляризация $P_N$ гиперонов в инклюзивных реакциях.....	122
5.1.5	Программа экспериментальных исследований в эксперименте SPD ...	124
5.2	Теоретические модели, описывающие односпиновые явления .....	125
5.2.1	Механизмы Сиверса и Коллинза .....	125
5.2.2	Вклад высших твистов.....	127
5.2.3	Берлинская модель вращающихся кварков .....	127
5.2.4	Модель инстантонной жидкости .....	128
5.2.5	Киральная модель фильтрации спиновых состояний.....	128
5.2.6	Вращение партонов в структуре составляющего кварка .....	129
5.2.7	Модель хромомагнитной струны .....	130
5.2.8	Модель хромомагнитной поляризации кварков .....	131
5.3	Резюме и перспективы .....	133
6	Приложение Б. Результаты моделирования .....	134
6.1	Моделирование для пучка антипротонов.....	134
6.2	Моделирование реакций $p \uparrow p \rightarrow h + X$ и $pp \uparrow \rightarrow h + X$ .....	134

6.3	Моделирование барионов и антибарионов в процессе $pp \rightarrow h + X$ .....	135
6.4	Моделирование инклюзивных процессов на пучке отрицательных частиц....	135
6.4.1	Реалистическое моделирование инклюзивного рождения реакции $Ks0$ и $\omega(782)$ -мезонов при энергии пучка 28 ГэВ.....	136
6.5	Моделирование для реакций $Kp \uparrow \rightarrow h + X$ при энергии 34 ГэВ.....	139
	Список используемой литературы .....	140

## РЕЗЮМЕ ПРОЕКТА

На крупнейшем в России ускорительном комплексе У-70 в НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ, Протвино (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 её внутренней квантовой характеристикой, наподобие массы или заряда. Спин был введен в науку почти 100 лет назад для описания атомных спектров. Его природа до сих пор остается неразгаданной тайной. Данный проект заметно приблизит разгадку этой тайны, и это будет прорыв в фундаментальных научных исследованиях.

Чтобы проводить поляризационные исследования надо создавать 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 непертурбативной 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 Эллиота Лидера: «Спин в экспериментах убил больше теорий, чем любой другой физический параметр»<sup>1</sup>. Или американца Джеймса Бьёркена: «Поляризационные данные часто были кладбищем модных теорий. Если бы теоретики были в силах, в целях самозащиты им стоило бы вообще запретить такие измерения»<sup>2</sup>. Сегодня нет теории, претендующей на полное описание всех наблюдаемых поляризационных эффектов. Новые экспериментальные спиновые результаты в большом числе разнообразных реакций, как на поляризованном антипротонном пучке, так и на поляризованном протонном пучке в этой трудной 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 15 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 анти-лямбда гиперонов, который может быть доступен в НИЦ КИ – ИФВЭ в 2027 году, явится, безусловно, уникальным пучком в мире. В антипротон-протонных аннигиляциях нет ограничения на квантовые числа большинства рождающихся резонансов в отличие от канала электрон-позитронной аннигиляции. Интенсивность поляризованного протонного пучка с энергией  $10\div 45$  ГэВ будет на порядок больше, чем антипротонного, при той же величине средней поляризации. Все это позволит в эксперименте на установке СПАСЧАРМ решать масштабные научные проблемы, связанные со спином. Ближайшего аналога создаваемой новой установки СПАСЧАРМ для работы на поляризованных пучках в мире нет.

---

<sup>1</sup> Elliot Leader, Spin in Particle Physics, Cambridge U. Press (2001)

<sup>2</sup> J. D. Bjorken, Proc. Adv. Research Workshop on QCD Hadronic Processes, St. Croix, Virgin Islands (1987)

Ожидаемый период сохранения уникальности комплекса СПАСЧАРМ – не менее пятнадцати лет.

Поляризованные пучки явятся мощным инструментом для проведения систематических поляризационных исследований. Эти исследования будут проведены на антипротонных и протонных пучках при энергии 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 при какой энергии. Результаты сравнения укажут на отличие взаимодействия антивещества и вещества с материей, что уже 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 ~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 в  $pp$ -взаимодействии рождение именно  $\chi_{c2}$  (3555 МэВ) состояния со спином 2 определяющий вклад будет вносить глюон-глюонное слияние. Данная задача является наиболее сложной и 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  $pp\bar{p}$ -системе потенциально открывает возможности для изучения и сравнения друг с другом  $CP$ -сопряженных реакций. Это позволяет 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 её 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. Ещё 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 расширяют диапазон исследований поляризационных явлений и усиливают 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 широкоапертурном прецизионном спектрометре СПАСЧАРМ будет реализована полная геометрия по азимутальному углу, что позволит исследовать не один десяток новых процессов с предельно низкими погрешностями. 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 сравнение спиновых эффектов в различных реакциях принципиально важно для раскрытия механизма взаимодействия частиц.

Основой коллектива авторов данного проекта является лаборатория поляризационных экспериментов ИФВЭ. Этот коллектив 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 в ФНАЛ (эксперименты E581 и E704) и БНЛ (СТАР и E925). В экспериментах, проведенных в Протвино и зарубежных центрах, были обнаружены значительные поляризационные эффекты, которые не могут быть объяснены существующими теоретическими моделями. По результатам этих экспериментов только по спиновой тематике опубликовано более 100 работ, защищено 6 докторских и более 10 кандидатских диссертаций. Также много других сотрудников ИФВЭ участвуют в проекте. Среди авторов данного проекта важное место занимает группа поляризованных мишеней из ОИЯИ (Дубна), которая 40 лет, совместно с физиками из ИФВЭ, занимается поляризационными исследованиями на ускорительном комплексе У-70 в Протвино. Группа ученых из двух других институтов НИЦ «Курчатовский институт», а именно ИТЭФ и ПИЯФ, так же, как и НИЯУ МИФИ, являются полноценными участниками СПАСЧАРМ. Интерес к участию в эксперименте с поляризованным пучком и готовность участвовать в эксперименте<sup>3</sup> высказали группы Карлова Университета (г. Прага, Чехия – руководитель М. Фингер) и Университета Триеста (Италия – руководитель Ф. Брадаманте), Университет Майнц, Университет Бонн, Университет Бохум (все Германия). Количество потенциальных пользователей инфраструктуры данного проекта и её результатов превышает 100 человек. Всё это приводит к очень высокой вероятности успешной реализации соответствующей инфраструктуры и начала 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 рублей. Кроме того, ещё 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 рублей. Экспериментальные исследования с поляризованными пучками на новом канале 24А могут быть начаты через четыре года после начала финансирования проекта.

---

<sup>3</sup> Включая возможное участие в создании и изготовлении установки.



## EXECUTIVE SUMMARY

At the largest accelerator complex in Russia, the U-70 of the National Research Center Kurchatov Institute (NRC KI) – IHEP, Protvino (hereinafter IHEP) a significant base for conducting world-class research in the fixed target SPASCHARM experiment (SPin ASymmetry in CHARMonia) has been created. These studies will allow the NRC KI to take the world's leading positions in the field of spin physics.

The project is aimed at studying the spin structure of the nucleon and the spin dependence of the strong interaction of antimatter and matter with matter at energies up to 45 GeV. Spin in quantum mechanics is an intrinsic angular momentum of elementary particles with specific properties. Unlike the orbital angular momentum, spin is not associated with a spatial motion of a particle or its constituents but is an internal quantum characteristic, like a mass or a charge. Spin was introduced almost 100 years ago in order to describe atomic spectra. Its nature is still an unsolved mystery. The SPASCHARM project intends to become a breakthrough in the fundamental science which will bring closer the understanding of the spin mystery.

In order to carry out polarization studies in collisions of high-energy particles, it is necessary to create beams of polarized particles and/or to use the technique of polarized targets. In recent years, there has been noticeable progress in the experimental studies of spin effects at high energies. The overwhelming majority of experiments have been carried out in the kinematic region of nonperturbative quantum chromodynamics (QCD) at moderate momentum transfers. The interpretation of these results within the framework of the quark-parton model is difficult.

These experimental data stimulated the development of theory on the spin role in physics of strong interactions. However, the subject appeared to be so difficult that once the leading theorist in the field, Elliot Leader, pronounced in desperation "Experiments with spin have killed more theories than any other physical parameter". Another famous statement of this kind was from James Bjorken: «Polarization data has often been the graveyard of fashionable theories. If theorists had their way, they might well ban such measurements altogether out of self-protection». Today there is no theory which provides a complete and consistent description of all the observed polarization effects. Therefore, the systematic experimental study of polarization effects in a wide variety of reactions, including antiproton-proton and proton-proton collisions, is of great importance for development of a theory for the consistent description of all observed spin phenomena in QCD nonperturbative region.

It is proposed to form polarized beams of protons and antiprotons in the beam channel 24A of the accelerator complex U-70. Calculations of their parameters have been carried out. The intensity of the antiproton beam with energy of 15 GeV can reach  $10^6$  antiprotons per accelerator cycle ( $10^{10}$  antiprotons per day) for the  $10^{13}$  primary protons from the U-70 to the primary target. A polarized antiproton beam from the decay of the anti-lambda hyperons, which can be reached by NRC KI in 2027, will certainly be a unique beam in the world. In antiproton-proton annihilations there is no restriction on the quantum numbers of the majority of the producing resonances in contrast to the electron-positron annihilation. The intensity of a polarized proton beam with energies of 10–45 GeV will be an order of magnitude larger than that of an antiproton beam with the same mean polarization. All this will allow the SPASCHARM setup to solve large-scale scientific problems related to spin. There is no closest analogue of the new fixed target SPASCHARM complex being created for operation on polarized beams. The expected period of preserving the uniqueness of the SPASCHARM complex is no less than fifteen years.

Polarized beams will be a powerful tool for carrying out systematic polarization studies. These studies will be carried out on antiproton and proton beams at an energy of 16 GeV and above, with an average polarization of 45%. It is planned to determine a large set of necessary physical observables, including single-spin asymmetries in dozens of reactions in the region of fragmentation of a polarized beam, both on hydrogen and on various nuclei targets. Data in this volume is

not at any energy. The results of the comparison will point to the difference between the interaction of antimatter and matter with matter, which has been an actual scientific task for many years.

To study the spin structure of the nucleon, research will be carried out on the formation of charmonium in the polarized beam fragmentation region, with an attempt to determine the contribution of gluons to the proton spin, which could help unravel the “spin crisis” of the proton (all quarks in the proton are responsible for only  $\sim 30\%$  of the proton spin), existing for over 30 years. We take into account the fact that a significant contribution to the charmonium production cross section will be made by the process of quark and antiquark annihilation. Nevertheless, we expect that in the  $pp$ -interaction the production of the  $\chi_{c2}$  (3555 MeV) state with spin 2 will make the decisive contribution from the gluon-gluon fusion. This problem is the most complex and ultimate goal of the experiment, while it is planned to carry out no less important, but in terms of the volume of measurements, even more intensive studies of other various spin phenomena.

The presence of polarized both protons and antiprotons in the CP neutral  $p\bar{p}$ -system potentially opens up opportunities for studying and comparing CP conjugate reactions with one another. This allows us to look at CP invariance in a new perspective, inaccessible to collisions of unpolarized particles. Carrying out such measurements in the future will most likely require some modification of the experimental setup, in particular, the extension of its acceptance to the rear hemisphere in the collision center-of-mass system.

Additional unique features of the SPASCHARM experiment are associated with the possibility of measuring the multiplicity of charged hadrons in an event, determining the centrality of the hadron-nucleus collisions. There have been almost no such studies in the world, but there are first indications of their relevance. Another novelty of the project is connected with the possibility to register not only stable particles that are stable by strong interaction, but also numerous resonances, both meson and baryon ones. In the SPASCHARM setup, it is also possible to measure the transverse polarization of hyperons and the elements of the spin density matrix of vector mesons, which is a huge advantage of the project. Finally, the presence of eight types of unpolarized beams ( $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$ ,  $d$ ,  $C$ ), in combination with a polarized target, extends the range of studies of polarization phenomena by an order of magnitude and enhances the uniqueness of the project. The study of energy dependence of spin effects reveals the dynamics of interaction. The measurements might be conducted at several energies in order to estimate the model parameters.

The SPASCHARM polarization project is distinguished by a global, systematic approach to the study of the antiproton-proton (nuclei) and proton-proton (nuclei) systems. Unlike most fixed target polarization experiments, in the wide-aperture precision spectrometer SPASCHARM, the full geometry along the azimuthal angle will be realized, which will allow us to investigate not one dozen new processes with extremely low errors. The combination of a wide range of beams and targets with the possibility of simultaneous detection of charged and neutral particles in final states of reactions, distinguishes this project from other polarization projects created for a limited number of reactions studied. Measurement of spin effects in a large kinematic range in the beam fragmentation region and comparison of spin effects in various reactions is of fundamental importance for revealing the mechanism of particle interaction.

The core of the team of authors of this project is the laboratory of polarization experiments of IHEP. This team has a large scientific background on the project, both in terms of the scientific part and the equipment prepared. It has been engaged in polarization studies for more than 40 years and has been involved practically in all of the largest hadronic experiments on spin topics in Russian and foreign scientific centers. In particular, the team played a decisive role in the preparation and conduct of polarization experiments at FNAL (experiments E581 and E704) and BNL (spin part of STAR and E925). In experiments conducted in Protvino and foreign centers, significant polarization effects were found that can't be explained by existing theoretical models. According to the results of these experiments, more than 100 papers have been published on spin topics, 6 doctoral and more than 10 PhD theses have been defended. Also, many other IHEP employees participate in the project. Among the authors of this project, an important place is

occupied by a group of polarized target experts from JINR (Dubna), which for 40 years, together with physicists from IHEP, is engaged in polarization studies at the U-70 accelerator complex in Protvino. A group of scientists from two members of the “Kurchatov Institute”, namely ITEP and PNPI, as well as the National Research Nuclear University MEPhI (hereinafter MEPhI) are also active participants of the SPASCHARM. Physicists from Italy (the Bradamante’s group) and the Czech Republic (the Finger’s group) sent Letters of Intention to join this experiment. We are expecting the entry of several German universities and national laboratories into this project.

The number of potential users of the infrastructure of this project and its results exceeds 100 people. All this leads to a very high probability of successful implementation of the relevant infrastructure and the beginning of the fulfillment of the scientific tasks of the project over the next ten years.

The total costs for the manufacture in Russia of the necessary scientific equipment for the research facility SPASCHARM will amount to 1 billion rubles (about 14.5 M Euro). In addition, another 1 billion rubles will be required to carry out work to create an antiproton (and proton) beamline 24A at the U-70 accelerator complex. Thus, the total cost of the project is estimated at 2 billion rubles (about 29 M Euro). Experimental studies with polarized beams on the new beamline 24A can be started four years after the start of project funding.

## ВВЕДЕНИЕ

Исследования последних нескольких десятков лет показали наличие значительных спиновых эффектов в различных физических процессах. Однако наблюдение больших спиновых эффектов пока не удалось объяснить в рамках стандартной теории возмущений квантовой хромодинамики (КХД), предполагающей коллинеарную кинематику. В этой связи являются актуальными дальнейшие систематические экспериментальные исследования в этой области, предполагающие измерение нескольких зависящих от спина наблюдаемых (односпиновая и двухспиновая асимметрии, поляризация гиперонов, элементы спиновой матрицы векторных мезонов) в десятках различных реакций. Глобальный анализ полученных таким образом данных позволит выявить общие закономерности поведения данных, в том числе сравнение взаимодействий частицы и античастицы с протонами и ядрами, роль цветных сил, спиновую структура нуклона, зависимость спиновых эффектов от изотопического спина и энергии пучка, сорта кварков, атомного веса мишени и множественности частиц в событии. Ранее подобные исследования такого масштаба не проводились. Взаимодействия поляризованных частиц представляют собой уникальный инструмент для исследования механизма сильных взаимодействий в области конфайнмента, что не удается пока сделать, изучая соударения неполяризованных адронов.

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

Проект эксперимента СПАСЧАРМ на создаваемом новом адронном канале частиц 24А ускорительного комплекса У-70 нацелен на исследование спиновой зависимости сильного взаимодействия антивещества (и вещества) с материей и спиновой структуры нуклона. Прежде всего, будет проведен обзорный поляризационный эксперимент на антипротонном и протонном поляризованных пучках при энергии 16 ГэВ и поляризации до 45% с измерением одного и того же большого набора физических наблюдаемых величин (одно- и двухспиновые асимметрии рождения частиц, поляризации в рождении гиперонов и другие) 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 ( $\phi$ -мезон и  $f_2(1520)$ ) и скрытым очарованием ( $\chi_{c2}$  (3555 МэВ) и  $\chi_{c1}$  (3510 МэВ)). Впервые такие измерения будут проведены на уникальном пучке поляризованных (анти)протонов от распада (анти)гиперонов.

В НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ завершены работы по созданию эскизного проекта нового адронного канала 24А. Проектные работы проводились совместно с ГСПИ. К 2015-му году был получен эскизный проект «головой канала» (длина 50 метров) — это проводка пучка протонов от его вывода из У-70, до первичной мишени, расположенной перед специальным радиационно-стойким магнитом. Полная длина канала от первичной мишени и до конца канала составляет 180 метров. В 2016–2019 годах были подготовлены все необходимые Технические Задания на создание различных узлов канала.

В канале 24А предполагается формирование поляризованных пучков протонов и антипротонов. Проведены 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 КИ в 2026 году, станет, безусловно, уникальным пучком в мире. В прошлом антипротонные пучки были в ЦЕРН с энергией порядка 1 ГэВ и затем в лаборатории им. Ферми (ФНАЛ, США) с энергиями 8 ГэВ и 200 ГэВ. При этом единственным поляризованным пучком антипротонов был пучок во ФНАЛ при 200 ГэВ. Появление

антипротонного, высокоинтенсивного, но неполяризованного пучка с энергией до 15 ГэВ в проекте ФАИР в Германии планируется не ранее 2030 года.

Антипротонный поляризованный пучок НИЦ КИ явится мощным инструментом для проведения систематического обзорного поляризационного эксперимента с определением полного набора необходимых физических наблюдаемых, таких как сечение; поляризация в упругом антипротон-протонном рассеянии как в области кулон-ядерной интерференции, так и дифракционного конуса; односпиновых асимметрий в большом числе реакций в области фрагментации поляризованного пучка, как на водороде, так и на различных ядрах и др. Данных в таком объеме нет ни при каких энергиях. Такие же измерения будут проведены и на поляризованном протонном пучке. Результаты сравнения укажут на отличие 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, при этом оптимальная энергия антипротонного пучка, учитывая фоновые процессы, достигается при 15 ГэВ<sup>4</sup>. Поляризация пучка поможет при проведении парциально-волнового анализа данных при поиске новых форм материи, включая экзотические состояния. Заметим, 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.

В настоящий момент в действующем эксперименте под названием СПАСЧАРМ с вкладом по оборудованию и людям участвуют НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ, ОИЯИ, «Курчатовский институт» – ИТЭФ, «Курчатовский институт» – ПИЯФ и НИЯУ МИФИ. При принятии решения о финансировании работ по созданию канала 24А в эксперимент также войдут ИЯФ СО РАН, прежде всего с вкладом в спин-флиппер, и зарубежные институты, уже проявившие 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 позволяет 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) позволяет провести измерения в широком диапазоне кинематических переменных ( $p_T$ ,  $x_F$ ) и даст возможность разделить зависимости от этих двух переменных, что обычно не удается в экспериментальных установках с малым телесным углом регистрации.

К настоящему времени существует значительный задел по созданию установки СПАСЧАРМ. Проведен комплексный запуск и начаты исследования на 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. Созданы два многоканальных пороговых черенковских детектора и ведется их настройка. Они способны обеспечить первые измерения на антипротонном пучке, хотя и в ограниченном телесном угле в сравнении с полной проектной конфигурацией. В составе установки используется электромагнитный калориметр из свинцового стекла. В наличии модули адронного калориметра. Созданы и настроены 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

---

<sup>4</sup> При энергии первичного пучка протонов 60 ГэВ.

змеек», обеспечивающей поворот поляризации пучка на мишени, а также криогенной системы канала 24А. Это оборудование мы причисляем к установке, а не к каналу. В установке необходимо создание прецизионного тонко-сегментированного электромагнитного калориметра типа «шашлык» с мелкой ячейкой, широко-апертурного многоканального черенковского детектора типа RICH, создание системы поляриметров для измерения абсолютной величины поляризации пучка, а также некоторого другого оборудования.

# 1 Физическая программа СПАСЧАРМ

Спиновые наблюдаемые являются теми прецизионными инструментами, которые позволяют глубже понять природу сильных взаимодействий. Изучение структуры спектров излучения и поглощения атомов привело около ста лет назад к необходимости введения самого понятия спина частиц. Со времени проведения знаменитого эксперимента Штерна-Герлаха с пучком атомов серебра в сильном неоднородном магнитном поле началось экспериментальное исследование влияния спина на взаимодействие частиц [1]. Результаты этих первых исследований оказались неожиданными и помогли раскрыть парадоксальную квантовую природу спина, принимающего только целые и полуцелые значения.

Универсальный канал 24А с установкой СПАСЧАРМ создаются для изучения фундаментальных вопросов сильных взаимодействий и спиновой физики, во взаимодействиях поляризованных протонов и антипротонов с нуклонами и ядрами. Изучение поляризационных явлений 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 является расширение наших знаний в области сильных взаимодействий, структуры 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 других) 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 означает возможность исследовать с высокой точностью спиновые эффекты для многих десятков реакций, с различными начальными и конечными состояниями. Это позволит выявить общие закономерности адронных взаимодействий, что выгодно отличает эксперимент СПАСЧАРМ от других поляризационных экспериментов, где изучается, как правило, небольшое число реакций.

В эксперименте СПАСЧАРМ на канале 24А будет изучаться взаимодействие 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. Ниже представлена физическая программа эксперимента СПАСЧАРМ и ожидаемые результаты.

Научная программа СПАСЧАРМ включает несколько серий измерений, которые направлены на исследование фундаментальных проблем КХД в непертурбативной области, где проявляются такие явления как конфайнмент, слияние либо фрагментация кварков в адроны и спонтанное нарушение киральной симметрии.

Название эксперимента СПАСЧАРМ является сокращением от конечной цели проекта, — Спиновые Асимметрии в рождении ЧАРМония. Будут измерены поперечные односпиновые асимметрии  $A_N$  в реакциях инклюзивного образования  $\phi$ ,  $f_2(1520)$ ,  $J/\psi$ ,  $\chi_{c1}$  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  $\phi$ ,  $f_2(1520)$ ,  $J/\psi$ ,  $\chi_{c1}$  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 из анализа этих процессов. Анализ выходов этих частиц в тех случаях, когда спины мишени и пучка направлены в одну или в 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], экспериментальное подтверждение которой обнаружено в экспериментах на 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:

— Измерение односпиновых поперечных (азимутальных) асимметрий  $A_N$  адронов, состоящих из легких  $u$ ,  $d$ ,  $s$  кварков, 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 было.

— 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  $A_N$  и  $P_N$ . До настоящего времени одновременных измерений  $A_N$  и  $P_N$  для заданной реакции практически не было.

— 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 никогда не делали, и что позволяет получить дополнительные ограничения на механизм сильного взаимодействия.

Для всех трех перечисленных выше серий измерений могут проводиться исследования зависимости от  $p_T$ ,  $x_F$ , номера ядра  $A$ , энергии реакции  $\sqrt{s}$  в с.д.м., множественности вторичных частиц в событии ( $N_{ch}$ ), а также от центральности ( $C_T$ ) соударения пучковой частицы с ядром. Столь разнообразный набор поляризационных данных позволяет получить ограничения на возможный механизм происхождения спиновых эффектов в сильных взаимодействиях. В данном случае можно говорить о систематическом подходе к исследованию проблем сильных взаимодействий и спиновой физики. Хотя точность измерений во многих случаях ограничена, глобальный анализ всей доступной совокупности данных накладывает серьезные ограничения на возможный механизм происхождения поляризационных явлений и позволяет выявить новые закономерности.



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 образующемуся гиперону. Еще интересно измерение двухспиновой асимметрии ( $A_{NN}$ ) в процессах рассеяния поперечно поляризованного пучка на поперечно поляризованной мишени в инклюзивных и эксклюзивных реакциях.

Эксперимент СПАСЧАРМ позволяет также провести одновременное измерение анализирующих способностей пучка  $A_B$ , мишени  $A_T$  и коэффициента спиновой корреляции  $A_{NN}$  в упругом  $pp$ -рассеянии. В области дифракционного конуса  $0.075 < -t < 0.6$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> при импульсе большем 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 измеримые 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, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14]. Обширный список потенциально интересных одно- и двухспиновых асимметрий, нарушающих  $CP/T$ -инвариантность, приведен в работе [8]. Известно, однако, что и  $CP/T$ -инвариантные взаимодействия в начальном и конечном состоянии также могут имитировать  $T$ -нечётные эффекты. Уникальность системы сталкивающихся поляризованных протона и антипротона состоит в том, что она является истинно  $CP$ -нейтральной по всем зарядам (электрический, барионный, странный...). Это позволяет провести сравнение наблюдаемых эффектов в  $CP$ -сопряжённых реакциях и тем самым отделить реальные нарушения  $CP/T$ -инвариантности от фиктивных.

В истинно нейтральной протон-антипротонной системе существуют такие спиновые асимметрии, которые не могут быть имитированы  $CP/T$ -инвариантными взаимодействиями в начальном и конечном состояниях. В качестве одного из примеров [7,8] приведём  $\Delta\sigma^\perp \propto (\vec{p} \cdot [\vec{\zeta}_p \times \vec{\zeta}_{\bar{p}}])$ , где  $\vec{p}$  — вектор импульса протона, а  $\vec{\zeta}_p$  и  $\vec{\zeta}_{\bar{p}}$  — векторы поляризации протона и антипротона. Эта асимметрия может быть наблюдаема 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  $CP$ -нарушения. К числу таких экспериментов с истинно нейтральными по всем зарядам конечными состояниями можно отнести, в частности, измерения упругого, неупругого и полного сечения 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 исследованию 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 и дополняющим физическую программу эксперимента СПАСЧАРМ является проект созданной в 2021 году коллаборации SPD (Spin Physics Detector) [15, 16, 17] на сооружаемом ускорителе NICA в ОИЯИ. Краткий обзор физической программы эксперимента в Дубне приведен в разделе 5.1.5.

Ниже в данном разделе приведены подробнее описание основных изучаемых физических процессов, 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 60-х годах. В 1988 году эксперимент EMC (European Muon Collaboration) в ЦЕРН по глубоконеупругому рассеянию поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах представил результаты, в которых вклад спинов кварков в спин продольно-поляризованного протона мал (примерно, составляет 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 проекта СПАСЧАРМ является решение этого спинового кризиса.

В квантовой хромодинамике (КХД) есть три фундаментальные функции распределения для протона. Это функция  $f(x)$  распределения партонов по импульсам, усредненная по спинам, функция спиральности  $g(x)$  распределения партонов по спиральностям в продольно-поляризованном протоне и функция поперечности  $h(x)$  распределения партонов по спинам в поперечно-поляризованном протоне. 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 недостающие 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.

Эксперименты с поляризованными лептонными пучками, проведенные в последнее время в различных ускорительных центрах, пытались обнаружить поляризацию глюонов при относительно малых значениях переменной Бёркена  $x_B$ , до  $0.1 \div 0.15$ . Эксперименты 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, что вклад глюонов в спин протона возможен при значениях  $x_B$  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. эксперимент STAR опубликовал данные, указывающие на ненулевую асимметрию (Рис. 2) [19].

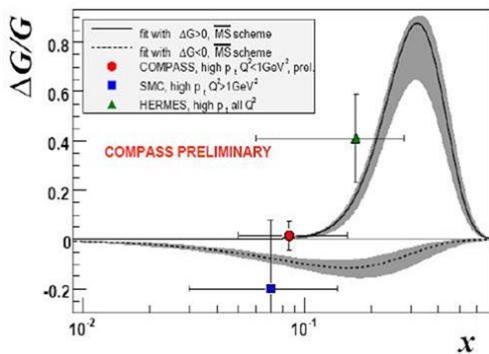


Рис. 1 Результат глобального анализа данных [18]

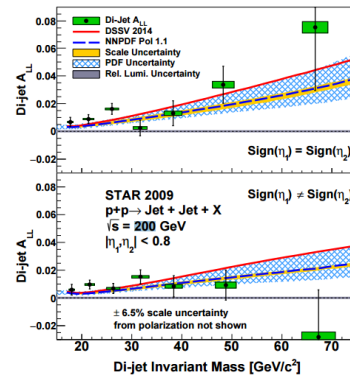


Рис. 2 Измерение двухспиновой асимметрии в эксперименте STAR [19]

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 измерения поляризации партонов (кварков и глюонов в протоне) является изучение образования частиц  $\phi$ ,  $f_2(1520)$ , 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 (см. Рис. 3): кварк-глюонное рассеяние (а), аннигиляция легких кварков (b) и глюон-глюонное слияние (c) [20, 21, 22, 23, 24, 25]. При этом в рассматриваемой области энергий доминирующий вклад для протонного пучка будет давать процесс кварк-глюонного рассеяния, а для антипротонного — кварк-антикварковая аннигиляция.

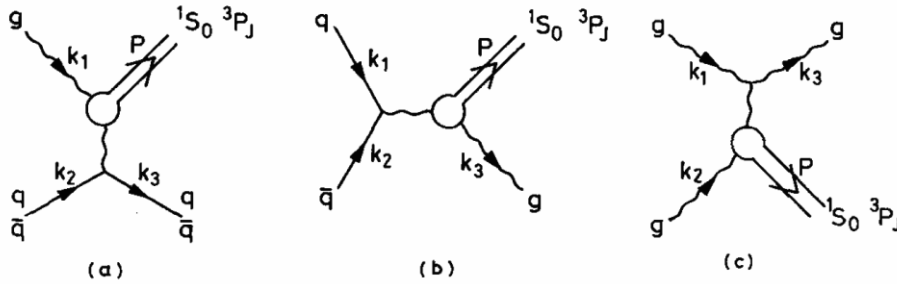


Рис. 3 Типичные диаграммы образования кваркония

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

Измерение разницы сечений (двухспиновых асимметрий  $A_{NN}$  и  $A_{LL}$ ) для частиц  $\phi$ ,  $f_2(1520)$ ,  $J/\psi$ ,  $\chi_{c1}$  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  $A_{LL} = \frac{1}{(P_B \cdot P_T^{\text{eff}})} \cdot \frac{(I(++) - I(+-))}{(I(++) + I(+-))}$ , где  $P_B$  — значение поляризации пучка,  $P_T^{\text{eff}}$  — эффективная поляризация мишени<sup>5</sup>,  $I(++)$ ,  $I(+-)$  — 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 [27], угловое распределение конечных фотонов и лептонных пар обеспечивают 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  $h(x)$  через измерения различных односпиновых и двухспиновых эффектов в столкновениях двух

<sup>5</sup> 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.

адронов. Программа эксперимента включает в себя комплексное изучение механизмов образования кваркония в столкновениях неполяризованных и поляризованных адронов с энергией до 50 ГэВ, включая использование пучка поляризованных антипротонов. Возможность использования различных типов пучков для регистрации различных 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 [28] исследование образования чармония происходит именно в той области, где можно ожидать вклад глюонной компоненты (см. Рис. 4), а именно при  $x_B$  в районе 0.3, где ожидается максимальное значение продольной двухспиновой асимметрии.

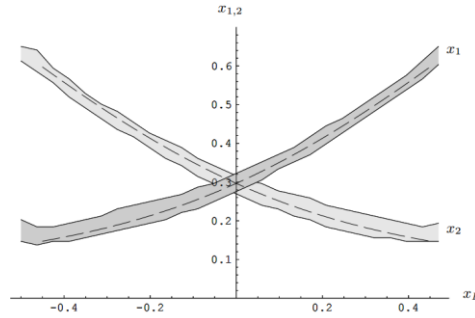


Рис. 4 Соответствие между реально измеряемым значением переменной Фейнмана  $x_F$  и долями импульса, уносимыми партонами

В рамках одной из моделей партонная двухспиновая асимметрия глюон-глюонного вклада велика (см. Рис. 5). Так как измерения предполагается выполнять в области, где 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 (см. 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, а энергетическое разрешение электромагнитного калориметра будет находиться на уровне  $3\%/\sqrt{E}$ . Характеристики и расположение детекторов определялись указанными требованиями.

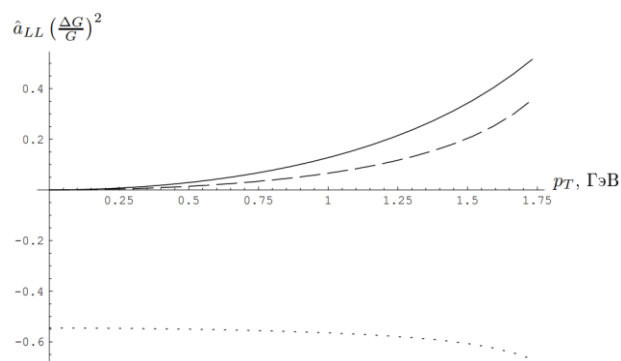


Рис. 5 – Зависимость партонных спиновых асимметрий  $gg \rightarrow \psi g$  (сплошная линия),  $gg \rightarrow \chi_{c1} g$  (пунктирная линия) и  $gg \rightarrow \chi_{c2} g$  (точечная линия) от поперечного импульса чармония (рисунок из 28)

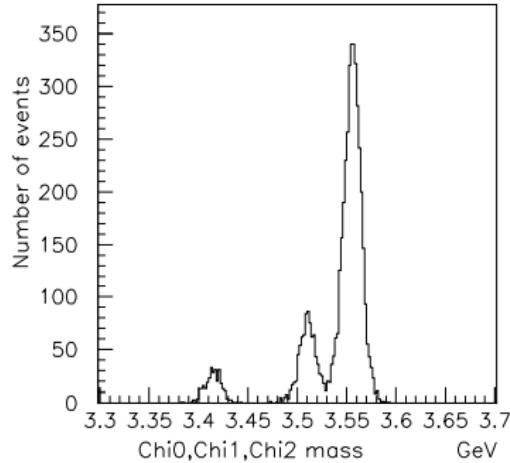


Рис. 6 Разделение  $\chi_{cj}$  мезонов на установке СПАСЧАРМ

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. Хочется отметить, что это будут первые измерения спиновых эффектов в образовании кваркония.

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

За 20 дней набора данных на протонном пучке с интенсивностью до  $\sim 10^7$   $p$ /цикл можно зарегистрировать несколько миллионов событий рождения  $\phi$ -мезона, также ожидается  $\sim 10.000$   $J/\Psi$  и  $\sim 1.000$   $\chi_{c1}/\chi_{c2}$  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 (процесс Дрелл-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 в нашем случае, в качестве лептонной пары брать два мюона в процессе Дрелл-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 Дрелл-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 и финальной задачей эксперимента, когда будет создана вся аппаратура эксперимента с требуемыми характеристиками, тогда как при более ранних исследованиях требования к полноте и разрешению используемых детекторов существенно ниже. В следующих разделах этой главы будет уделено внимание другим процессам, которые важны 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, рассмотренной в предыдущем разделе, является в то же время только одной из целей эксперимента СПАСЧАРМ. Другим важным направлением исследований является изучение динамики сильных взаимодействий с учетом спина.

Как уже было отмечено ранее, 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 системе центра масс).

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)  $A_N = \frac{\sigma_{left}^\uparrow - \sigma_{right}^\uparrow}{\sigma_{left}^\uparrow + \sigma_{right}^\uparrow}$ , относительно направления вектора поляризации протона. «Сырая» односпиновая асимметрия  $A_N^{\text{meas}}$  определяется следующим образом через измеряемые величины:  $A_N^{\text{meas}} = \frac{D}{P \cdot \cos\phi} \cdot \frac{(N^\uparrow - N^\downarrow)}{(N^\uparrow + N^\downarrow)}$ , где  $P$  — поляризация пучка или мишени,  $\cos\phi$  — средний косинус угла между нормалью к плоскости рассеяния и направлением спина пучка или мишени<sup>6</sup>. Величина  $D$  называется фактором разбавления поляризованной мишени<sup>7</sup>. 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<sup>8</sup>.

Как уже 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 разделе 5. Обзор данных и их анализ можно найти также в работах [35, 36, 37].

Данный пример приведен, прежде всего для того, чтобы показать — на первое место в поляризационных исследованиях уже выходит не энергия, а систематическое исследование и анализ данных большого числа различных реакций. Научная проблема,

<sup>6</sup> При полной ( $2\pi$ ) геометрии по азимутальному углу проводится фитирование по  $\cos\phi$ .

<sup>7</sup> Фактор разбавления  $D$  определяется как полное число взаимодействий в мишени, отнесенное к числу взаимодействий на поляризованных протонах. При использовании поляризованного пучка  $D=1$ .

<sup>8</sup> Для сравнения односпиновых асимметрий, полученных в измерениях с поляризованным пучком и  $A_N$ , полученных на поляризованной мишени, необходимо изменить знак  $A_N$  для измерений на поляризованной мишени.

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.

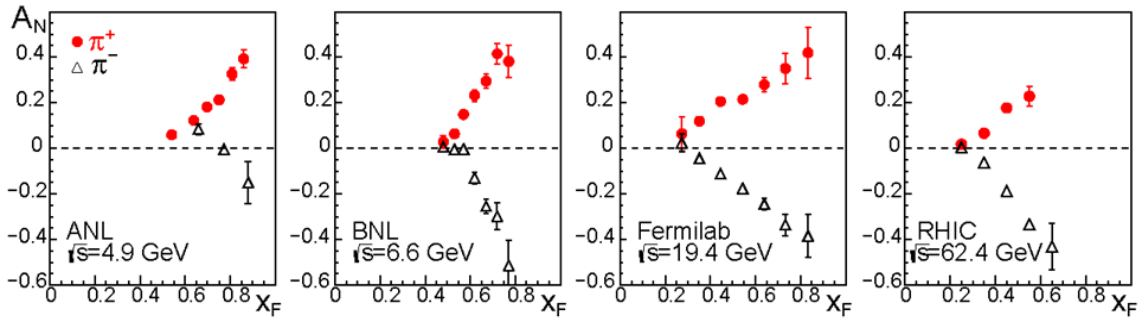


Рис. 7  $A_N$  для реакций  $p\uparrow p \rightarrow \pi^\pm + X$ . Данные ZGS [31], AGS [32], FNAL [33], RHIC [34].  
Компиляция экспериментальных данных из публикации [38]

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

- Сравнение поляризационных эффектов при взаимодействии частиц и античастиц с веществом при одной и той же энергии и в одной и той же кинематической области.
- Исследование спиновых эффектов для большого класса реакций в широкой кинематической области.

### 1.2.1 Измерение односпиновых эффектов с использованием поляризованного пучка антипротонов

Проект 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 (энергия и кинематическая область реакции). С момента открытия антиматерии в 1930-х годах 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 являются: а) единственными абсолютно стабильными адронами, обильными и эффективно «свободными»; б) заряженными, поэтому ими легко манипулировать: ускорять, создавать пучки с известными характеристиками и тому подобное<sup>9</sup>. Это означает, что антипротоны могут быть использованы для изучения процесса аннигиляции из нейтрально заряженного ( $C$ -нейтрального) состояния в широкий спектр конечных квантовых состояний. С неполяризованным протоном и антипротоном исходные состояния также являются  $CP$ -нейтральными. Однако  $CP$ -нарушение в процессе аннигиляции потенциально может нарушить  $CP$ -нейтральность конечных состояний. Измерение поляризации частиц, таких как гипероны, в конечных состояниях может помочь проверить  $CP$ -нейтральность конечных состояний, т. е. сохранение  $CP$  в  $p\bar{p}$ -аннигиляции.

Аннигиляция первоначально поляризованных протонов и антипротонов привносит новое качество в исследование. Состояние с поляризацией больше не является  $CP$ -нейтральным. Но, изменяя поляризации обеих ( $p$  и  $\bar{p}$ ) частиц, можно сконструировать  $CP$ -сопряженное состояние. Сравнение характеристик конечных состояний, происходящих из двух  $CP$ -сопряженных начальных состояний, потенциально может помочь в поиске нарушения  $CP$  в процессе  $p\bar{p}$ -аннигиляции. Результаты измерений поляризаций гиперонов

<sup>9</sup> Единственными известными частицами с подобными свойствами являются электроны (и позитроны), но они не участвуют в сильном взаимодействии.

для двух  $CP$  сопряженных начальных состояний должны быть одинаковы, если имеет место  $CP$  инвариантность. К сожалению, независимый от модели тест  $CP$ -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, 40, 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 (область 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 и в широком кинематическом диапазоне, но и существенно расширить класс реакций. Особый интерес при исследовании односпиновой асимметрии представляет рождение частиц, состоящих из тяжелых кварков, то есть 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<sup>10</sup>. 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.

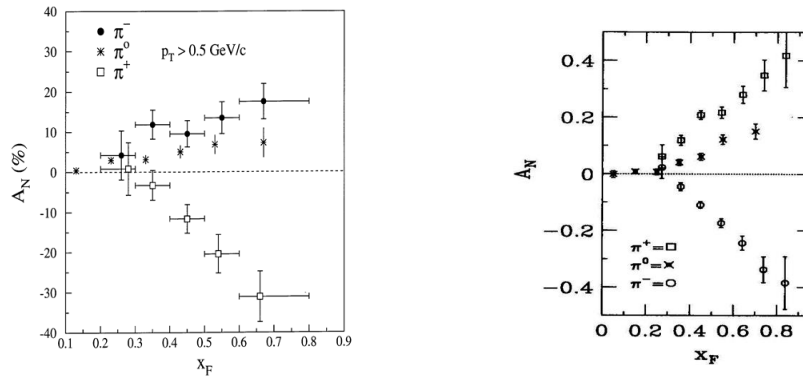


Рис. 8 Слева  $A_N$  в  $\bar{p}p$ -взаимодействии в инклюзивном рождении заряженных [40] и нейтральных [39] мезонов, справа — аналогичный результат для  $pp$ -взаимодействия [33, 39]

Исследование любых спиновых эффектов в образовании  $\phi$ ,  $f_2(1520)$ ,  $J/\Psi$  и  $\chi_{c1}/\chi_{c2}$ -мезонов позволяют 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  $\phi$ -мезона<sup>11</sup>.

Изучение на одной установке инклюзивного рождения  $\phi$ -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 больше, чем антипротонов). Исследования взаимодействий с участием  $\pi$ -мезонов даст дополнительную информацию о механизме рождения чармония и странных частиц.

<sup>10</sup>  $b$ - и тем более  $t$ -кварки не доступны в экспериментах на ускорительном комплексе У-70.

<sup>11</sup> Основные результаты моделирования, включая массовые спектры частиц для различных реакций и оценка числа событий приведены в Приложении Б.



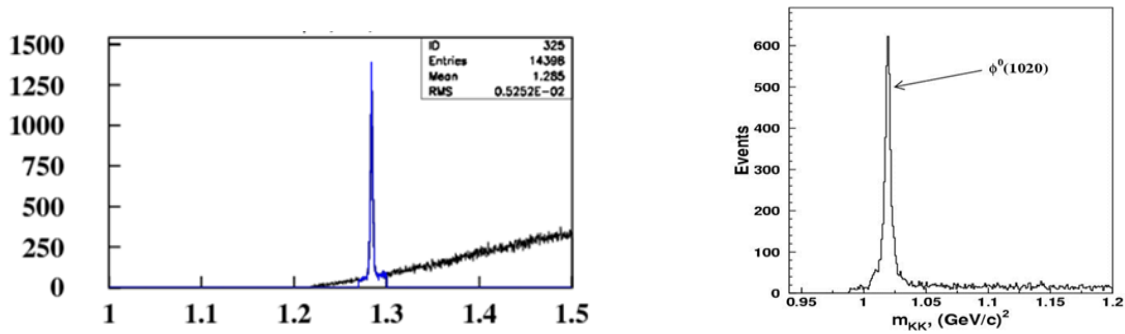


Рис. 9 Ожидаемые массовые спектры образования  $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$  (слева) и  $\phi$ -мезона (справа)

Другим интересным исследованием с использованием поляризованного антипротонного пучка является исследование двухспиновых эффектов в рождении векторных мезонов, где следует ожидать подавление сечения образования векторных мезонов с противоположными значениями поляризации взаимодействующих нуклонов, то есть большое значение  $A_{LL}$ . Также возможным направлением исследований является поиск глюонной компоненты в легких экзотических состояниях. Такие состояния не должны чувствовать поперечные поляризационные эффекты ( $A_{NN}$ ), но быть чувствительны к продольным асимметриям.

Создание поляризованного антипротонного пучка также позволит проводить прецизионные исследования по спектроскопии с использованием парциально-волнового анализа. В качестве аппарата для проведения таких исследований используются методы, развиваемые, в том числе, в рамках эксперимента ПАНДА [42].

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

На установке СПАСЧАРМ возможны две моды 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:  $(\pi^-/K^-/\bar{p})$ : 97.9/1.8/0.3%.

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

Табл. 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)<sup>12</sup>

№	частица	$N_{EV}$	$S/B$	№	частица	$N_{EV}$	$S/B$
1	$\pi^+$	$2.1 \cdot 10^9$		7	$n$	$1.6 \cdot 10^8$	
2	$\pi^-$	$2.6 \cdot 10^9$		8	$\bar{n}$	$1.4 \cdot 10^9$	
3	$K^+$	$1.7 \cdot 10^8$		9	$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$	$2.1 \cdot 10^7$	10
4	$K^-$	$2.2 \cdot 10^8$		10	$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{n}\pi^0$	$1.1 \cdot 10^7$	0.13
5	$p$	$1.6 \cdot 10^8$		11	$\bar{\Lambda}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-$	$4.2 \cdot 10^8$	0.14
6	$\bar{p}$	$1.8 \cdot 10^9$		12	$\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$	$1.0 \cdot 10^6$	10

Отметим, что многие из частиц, представленных ниже в Табл. 5 для случая пучка  $\pi^-$ , на антипротонном поляризованном пучке также будут иметь значительную статистику  $N_{EV}$

<sup>12</sup> Результаты здесь и далее получены с помощью быстрого моделирования

$\sim 10^8$ , достаточную для измерения  $A_N$  с точностью  $\delta A_N \approx 2.5/\sqrt{N_{EV}}$ , или  $0.025\%$ <sup>13</sup>. Для процессов с высоким уровнем фона статистическая точность будет на порядок хуже<sup>14</sup>. Для характерной статистики  $N_{EV} = 10^8$  в эксперименте с поляризованной мишенью получаем точность  $\delta A_N = 1.3 \times 10^{-3}$ .

Для 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), притом 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<sup>15</sup>:

— Сравнительные измерения с антипротонами (смотри предыдущий раздел) позволяют понять разницу спиновых эффектов в сильном взаимодействии между веществом и антивеществом.

— Достигаемая интенсивность поляризованного пучка протонов превышает интенсивность антипротонного пучка в десятки раз<sup>16</sup>, 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.

— Исследования можно проводить в области энергии пучка 10–45 ГэВ, то есть провести исследование зависимости от энергии в системе центра масс.

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

— Будут проводиться исследования с различными ядерными мишенями.

Последний пункт представляется особенно интересным в свете результатов эксперимента ФЕНИКС, обнаружившего 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 ниже на Рис. 10.

Наблюдаемая асимметрия в  $p^\uparrow p$  столкновениях составляет  $-8\%$ , в  $p^\uparrow Al$  соударениях уменьшается по величине до  $-1.5\%$ , тогда как при переходе к  $p^\uparrow Au$  столкновениям меняет знак и достигает  $+18\%$ . Зависимость  $A_N(A)$  наблюдается и для  $K^+$ - и  $\pi^+$ -мезонов [45].

<sup>13</sup> При наличии фона измеряемая односпиновая асимметрия  $A_N^{meas}$  связана с асимметриями сигнала  $A_N$  и фона  $A_N^B$  следующим образом:  $A_N^{meas} = A_N(1-B/N_{EV}) + A_N^B(B/N_{EV})$ , 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  $\delta A_N$ .

<sup>14</sup> Точность измерений односпиновой асимметрии  $\delta A_N$  для малых значений  $A_N$  определяется формулой  $\delta A_N = D/[(1-B/N_{EV})P \cos\phi \sqrt{N_{EV}}]$ . 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  $\cos\phi \approx 1$ .

<sup>15</sup> В данном разделе не рассматривается подробно исследования чармония, описанные в разделе 1.1.

<sup>16</sup> Расчет характеристик поляризованных пучков приведен в разделе 2.1.

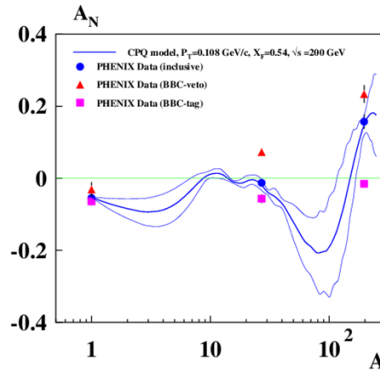


Рис. 10 Зависимость  $A_N(A)$  для реакции  $p^\uparrow A \rightarrow nX$  в эксперименте ФЕНИКС [29]

В то же время последние результаты эксперимента СТАР по измерению зависимости асимметрии инклюзивного рождения  $\pi^0$ -мезонов от атомного веса мишени показывают близкое поведение асимметрии в  $p^\uparrow p$ -,  $p^\uparrow Al$ - и  $p^\uparrow Au$ -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 зависимость и возможное изменение знака предсказывалось еще до результатов эксперимента ФЕНИКС. На Рис. 11 показаны расчеты в рамках данной модели для другой реакции (с образованием протонов), где также ожидается сильная зависимость от атомного веса ( $A$ ) ядра мишени.

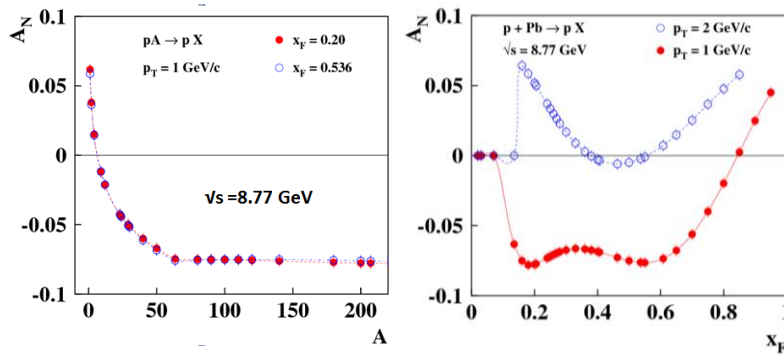


Рис. 11 Предсказания  $A_N$  в рамках модели хромагнитной поляризации кварков

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 использовались генератор частиц RUTHIA 6.2 [48], с учетом геометрии и разрешения установки, магнитного поля, и отбора событий по триггеру на большие значения  $x_F$ . В качестве мишени 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  $\delta A_N \approx 2.5 / [(1 - B/N_{EV}) \sqrt{N_{EV}}]$ , 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 дает возможность распределить статистику по большому 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.

Табл. 2 Ожидаемое число событий  $N_{EV}$  и отношение эффекта к фону  $S/B$  для месячного сеанса на протонном пучке ( $6 \cdot 10^{10}$  взаимодействий)<sup>17</sup>

№	частица	$N_{EV}$	S/B	№	частица	$N_{EV}$	S/B
1	$\pi^+$	$6.1 \cdot 10^9$		17	$\rho^+(770) \rightarrow \pi^+ \pi^0$	$3.0 \cdot 10^8$	0.4
2	$\pi^-$	$3.6 \cdot 10^9$		18	$\rho^-(770) \rightarrow \pi^- \pi^0$	$1.5 \cdot 10^8$	0.31
3	$K^+$	$5.5 \cdot 10^8$		19	$a_0(980) \rightarrow \eta \pi^0$	$5.7 \cdot 10^6$	0.8
4	$K^-$	$2.5 \cdot 10^8$		20	$\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$7.8 \cdot 10^6$	4.0
5	$p$	$4.7 \cdot 10^9$		21	$\omega(782) \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$3.0 \cdot 10^7$	1.4
6	$\bar{p}$	$2.3 \cdot 10^6$		22	$K^{*+}(892) \rightarrow K^+ \pi^0$	$3.4 \cdot 10^7$	0.29
7	$n$	$3.5 \cdot 10^9$		23	$\bar{K}^{*0}(892) \rightarrow K^- \pi^0$	$9.7 \cdot 10^6$	0.71
8	$\bar{n}$	$2.5 \cdot 10^6$		24	$\omega(782) \rightarrow \gamma \pi^0$	$7.8 \cdot 10^6$	2.5
9	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	$2.5 \cdot 10^9$	9.1	25	$\Lambda \rightarrow p \pi^-$	$2.3 \cdot 10^7$	10.0
10	$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	$1.3 \cdot 10^8$	2.5	26	$\Lambda \rightarrow n \pi^0$	$2.1 \cdot 10^7$	0.67
11	$\varphi(1020) \rightarrow K^+ K^-$	$3.7 \cdot 10^6$	25	27	$\Delta^{++} \rightarrow p \pi^+$	$1.0 \cdot 10^9$	0.59
12	$\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$	$3.5 \cdot 10^7$	10	28	$\bar{\Xi}^+ \rightarrow \tilde{\Lambda} \pi^+$	$1.0 \cdot 10^6$	17
13	$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$6.7 \cdot 10^7$	0.9	29	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$	$3.5 \cdot 10^7$	0.25
14	$\rho^0(770) \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$3.6 \cdot 10^8$	0.37	30	$\Sigma^0(1385) \rightarrow \Lambda \pi^0$	$9.8 \cdot 10^7$	0.77
15	$K^{*0}(892) \rightarrow K^+ \pi^-$	$5.8 \cdot 10^7$	0.77	31	$\omega(782) \rightarrow e^+ e^-$	$2.0 \cdot 10^5$	4.0
16	$\bar{K}^{*0}(892) \rightarrow K^- \pi^+$	$3.1 \cdot 10^7$	1.25	32	$\rho^0(770) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$1.0 \cdot 10^5$	4.0

На Рис. 12 в качестве примера приведен массовый спектр  $\pi^+ \pi^- \pi^0$  примерно за один день 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  $5 \cdot 10^7$  minimum bias событий.
- Интервал масс для выделения  $\pi^0$  - мезонов составлял  $\pm 10$  МэВ.

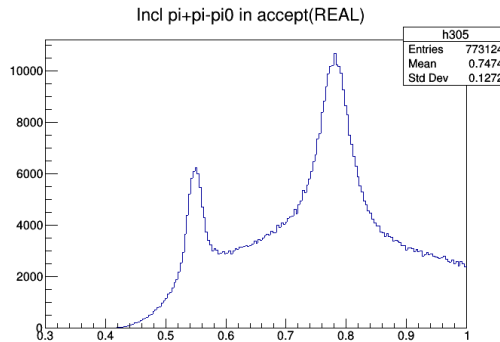


Рис. 12 Спектры масс  $\pi^+ \pi^- \pi^0$  (единица измерений ГэВ/ $c^2$ )

Само по себе исследование такого количества реакций является уникальным, особенно с учетом ожидаемой точности измерений. Возможности установки СПАСЧАРМ позволят исследовать зависимость спиновых эффектов от таких переменных как поперечный импульс ( $p_T$ ), переменная Фейнмана ( $x_F$ ), энергия реакции  $\sqrt{s}$  в с.д.м., атомный вес мишени  $A_2$  или пучка  $A_1$ , множественность вторичных заряженных частиц в событии ( $N_{ch}$ ), а также центральность ( $C_T$ ) соударения пучковой частицы с ядром. Две последние

<sup>17</sup> Расчеты выходов частиц получены для триггера на взаимодействие в мишени и, дополнительно, требования срабатывания адронного и электромагнитного калориметров для подавления событий с малыми  $p_T$  и  $x_F$ .

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 (БНЛ, 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  $N_{ch}$  открывает новые возможности изучения механизма происхождения поляризационных 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  $K^0_L$ -мезонов.

В Табл. 3 показана ожидаемая статистика регистрации гиперонов.

Табл. 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 взаимодействие в мишени

№	частица	$N_{EV}$	$S/B$	№	частица	$N_{EV}$	$S/B$
1	$\Lambda \rightarrow p \pi^-$	$6.9 \cdot 10^7$	10.0	7	$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+$	$2.1 \cdot 10^6$	12.5
2	$\Lambda \rightarrow n \pi^0$	$6.3 \cdot 10^7$	0.20	8	$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{n} \pi^0$	$1.2 \cdot 10^6$	0.13
3	$\Sigma^+ \rightarrow n \pi^+$	$2.6 \cdot 10^8$	0.03	9	$\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n} \pi^-$	$4.4 \cdot 10^6$	0.06
4	$\Sigma^- \rightarrow n \pi^-$	$1.5 \cdot 10^8$	0.03	10	$\bar{\Sigma}^+ \rightarrow \bar{n} \pi^+$	$6.0 \cdot 10^6$	0.14
5	$\Delta^{++} \rightarrow p \pi^+$	$2.3 \cdot 10^9$	0.33	11	$\bar{\Delta}^- \rightarrow \bar{p} \pi^-$	$2.3 \cdot 10^7$	0.20
6	$\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$	$9.9 \cdot 10^7$	10.0	12	$\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda} \pi^+$	$2.8 \cdot 10^6$	17

Разница в статистике по сравнению с Табл. 2 объясняется использованием разного триггера (при регистрации гиперонов используется только триггер на взаимодействие). Статистическая точность измерений  $A_N$  составит  $\delta A_N \approx 2.5/[(1-B/N_{EV})\sqrt{N_{EV}}]$ . 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  $p_T$  переменным или  $x_F$ ), увеличит статистические ошибки в каждом 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

Эксперимент СПАСЧАРМ станет первым экспериментом, в котором будет возможность одновременных измерений  $A_N$  и  $P_N$  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:

$$dN/d\Omega = (1 + \alpha \mathbf{P} \mathbf{e}_p) / 4\pi = (1 + \alpha P \cos \theta_p) / 4\pi.$$

где  $\mathbf{e}_p$  — единичный вектор в направлении движения протона в системе покоя гиперона. Вектор  $\mathbf{P}$  направлен, в силу сохранения четности в сильных взаимодействиях, 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 годов параметр асимметрии  $\alpha = 0.642 \pm 0.013$  нарушающего четность слабого распада, является мерой интерференции между  $s$  и  $p$  волнами в конечном

состоянии [51]. Следует подчеркнуть, 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, неполяризованных и поляризованных. 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 —  $P_N = 2/\alpha(U_p - \text{Down})/(U_p + \text{Down})$ , где  $U_p$  и  $\text{Down}$  обозначают интегралы поправленного на эффективность углового распределения в области положительных ( $U_p$ ) и отрицательных ( $\text{Down}$ ) 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  $N_{EV} = U_p + \text{Down} = S + B$  — 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 получить высокую точность измерений  $P_N$ .

Измерения поляризации гиперонов начались в 70-х годах прошлого века 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 Приложении в разделе 5.1.4.

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, большинство распадов гиперонов будет происходить в оснащенной трековыми детекторами области установки, и параметры треков от распада гиперонов могут быть измерены.

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

Табл. 4 Свойства распада гиперонов

Мода распада	Кварковый состав	BR %	$\alpha$	$c\tau$ , 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		$2.22 \times 10^{-9}$	$1.86 \times 10^{-8}$
$\Lambda \rightarrow p \pi^-$	$uds$	$63.9 \pm 0.5$	$0.642 \pm 0.013$	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
$\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$	$sss$	$23.6 \pm 0.7$	$0.090 \pm 0.14$	2.461	14.71
$\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$	$sss$	$8.6 \pm 0.4$	$0.050 \pm 0.21$	2.461	14.71

С учетом статистики гиперонов (Табл. 1-Табл. 3) и параметров распада (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 анти-лямбда гиперонов в  $pA$ -взаимодействии в рамках модели хромагнитной поляризации кварков [35-37].

Эксперимент СПАСЧАРМ позволяет провести измерение параметров передачи спина (параметров Волфенштейна) 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  $\Lambda$ , и  $A'$  — доля продольной поляризации пучка, переданная продольной компоненте поляризации  $\Lambda$ -гиперона<sup>18</sup>.

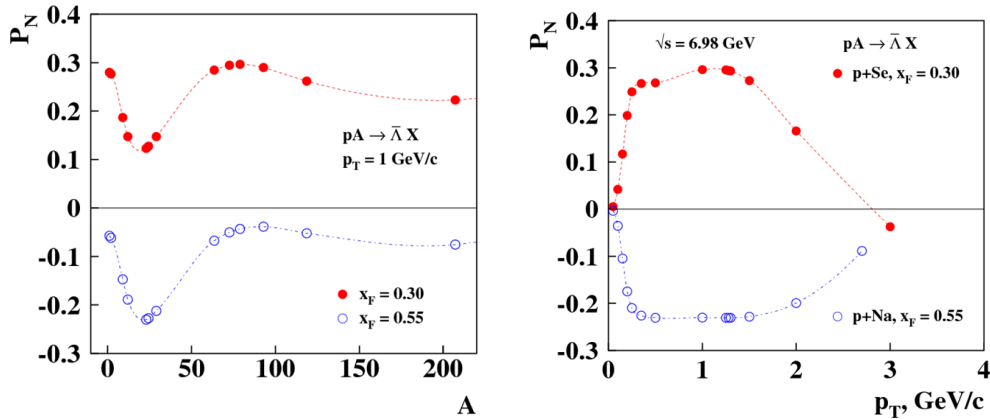


Рис. 13 Предсказания поляризации анти-лямбда гиперонов в  $pA$ -взаимодействии в рамках модели хромагнитной поляризации кварков

#### 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  $\rho_{i,k}$  векторных мезонов могут измеряться на любом из пучков, рассмотренных выше, неполяризованных и поляризованных. Если односпиновые эффекты связаны с поляризацией кварков и антикварков до процесса их адронизации, то мы должны наблюдать не только поляризацию гиперонов, но и поляризацию векторных мезонов [55]. Выстроенность векторных мезонов ( $V$ ) описывается элементами  $\rho_{m,m'}$  спиновой матрицы плотности  $\rho$ , 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 являются относительными интенсивностями компонент спина мезона  $t$  принять значения 1, 0, и  $-1$  соответственно, которые должны быть равны  $1/3$  для случая неполяризованных частиц. Поскольку векторные мезоны обычно распадаются сильным образом на два псевдоскалярных мезона, трудно измерить все элементы матрицы  $\rho$ . Но некоторые из них могут быть легко определены из 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 вид [56]:

<sup>18</sup> Выбрана следующая система координат  $\vec{n} = \vec{p}_i \times \vec{p}_f / |\vec{p}_i| |\vec{p}_f|$  — нормальная компонента,  $\vec{k}_i = \vec{p}_i / |\vec{p}_i|$  — продольная компонента,  $\vec{s} = \vec{n} \times \vec{k}_i$  поперечная боковая компонента, где  $\vec{p}_i$  — импульс поляризованного пучка, а  $\vec{p}_f$  — импульс  $\Lambda$ -гиперона.

$$W(\theta, \varphi) = 0.75\{\cos 2\theta \rho_{00} + \sin 2\theta (\rho_{11} + \rho_{-1-1})/2 - \sin 2\theta (\cos \varphi \operatorname{Re} \rho_{10} - \sin \varphi \operatorname{Im} \rho_{10})/\sqrt{2} + \sin 2\theta (\cos \varphi \operatorname{Re} \rho_{-10} + \sin \varphi \operatorname{Im} \rho_{-10})/\sqrt{2} - \sin 2\theta [(\cos(2\varphi)\operatorname{Re} \rho_{1-1} - \sin(2\varphi)\operatorname{Im} \rho_{1-1})]/\pi\}.$$

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  $\theta$ , мы 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  $\rho_{1-1}$ , могут изучаться путем измерения  $W(\theta, \varphi)$ . В ряде случаев такие измерения уже были выполнены для адрон-адронных соударений, например в работах [57, 58, 59, 60, 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, невозможно измерить знак поляризации кварка посредством определения параметра выстроенности спина векторных мезонов. С другой стороны, не возникает 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, например, для измерения поляризации  $J/\psi$ -мезона используется анализ угловой зависимости его распада на  $\mu^+\mu^-$  в спиральном базисе, в котором ось квантования направлена 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 поперечно ( $\sigma_T$ ) 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% 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  $e^+e^-$ . Имеется также 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 СТАР, где 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 ниже в Табл. 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  $\rho_{i,k}$ , 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 существующем канале 14 можно проводить с использованием пучка отрицательных частиц и с выведенным методом каналирования протонным пучком. Основная программа измерений не предусматривает использование 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 (см. Рис. 14).

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

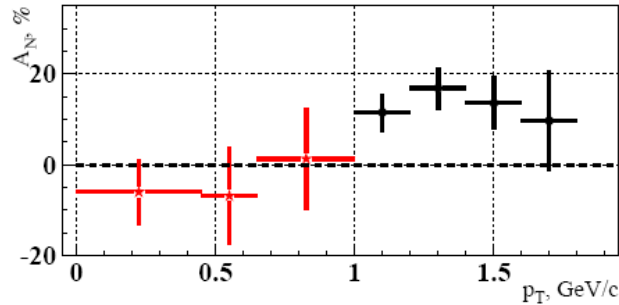


Рис. 14 Зависимость  $A_N(p_T)$  для реакции  $\pi^- d \rightarrow \pi^0 X$  при энергии пучка 40 ГэВ в области фрагментации  $\pi^-$ -пучка [64, 65] (значение  $x_F$  лежит в интервале  $0.7 < x_F < 1.0$ )

### 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<sup>19</sup>. Неполяризованный отрицательно заряженный пучок имеет следующий состав:  $(\pi^-/K^-/\bar{p})$  — 97.9/1.8/0.3%. Тип пучковой частицы определяется пучковыми пороговыми черенковскими счетчиками (см. раздел 3.1). Интегральная статистика за месяц работы и величина комбинаторного фона для различных инклюзивных реакций, полученные при быстром моделировании, показаны в Табл. 5. Указаны тип регистрируемой частицы и продукты её распада. Для некоторых из реакций предполагается использовать несколько мод распада частиц и резонансов.

Для реакций на поляризованной мишени, представленных в Табл. 5, при низком уровне фона имеем приблизительно  $\delta A_N \approx 13/\sqrt{N_{EV}}$ . Для характерной статистики  $N_{EV} = 10^8$  получаем точность  $\delta A_N = 1.3 \times 10^{-3}$ . Если разделить всю статистику на 100 ячеек, по переменным  $p_T$  и  $x_F$ , то это увеличит характерную ошибку 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 односпиновая асимметрия никогда не измерялась. В Приложении Б ниже приведены статистика и массовые спектры с использованием отрицательных каонов (см. раздел 6.4). 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 позволят параллельно с набором данных на  $\pi^-$ -пучке получить уникальные данные по ранее неисследованным реакциям, с пучком, содержащим странный кварк.

<sup>19</sup> Энергия вторичных частиц зависит от энергии ускоренного в У-70 пучка (50 или 60 ГэВ соответственно).

Табл. 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	$N_{EV}$	$S/B$
1	$\pi^+$	$4.2 \cdot 10^9$		20	$\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$5.3 \cdot 10^6$	5.0
2	$\pi^-$	$8.7 \cdot 10^9$		21	$\omega(782) \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$3.5 \cdot 10^7$	4.0
3	$K^+$	$6.7 \cdot 10^8$		22	$\omega(782) \rightarrow \gamma \pi^0$	$3.8 \cdot 10^7$	0.5
4	$K^-$	$9.0 \cdot 10^8$		23	$\phi(1020) \rightarrow K^+ K^-$	$4.3 \cdot 10^6$	3.3
5	$p$	$9.2 \cdot 10^7$		24	$\rho^+(770) \rightarrow \pi^+ \pi^0$	$2.9 \cdot 10^8$	0.17
6	$\bar{p}$	$2.6 \cdot 10^8$		25	$\rho^-(770) \rightarrow \pi^- \pi^0$	$7.5 \cdot 10^8$	0.33
7	$n$	$3.2 \cdot 10^8$		26	$K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$1.7 \cdot 10^7$	0.29
8	$\bar{n}$	$8.0 \cdot 10^7$		27	$a_0(980) \rightarrow \eta \pi^0$	$1.8 \cdot 10^7$	0.11
9	$K^0L$	$1.0 \cdot 10^8$		28	$\Lambda \rightarrow p \pi^-$	$1.4 \cdot 10^6$	10
10	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	$4.3 \cdot 10^9$	10	29	$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+$	$1.1 \cdot 10^6$	20
11	$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	$4.2 \cdot 10^8$	2.0	30	$\Lambda \rightarrow n \pi^0$	$1.8 \cdot 10^6$	0.33
12	$\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$	$8.3 \cdot 10^5$	20	31	$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{n} \pi^0$	$7.7 \cdot 10^5$	2.2
13	$K^0S \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$1.3 \cdot 10^7$	3.3	32	$\Delta^{++} \rightarrow p \pi^+$	$9.3 \cdot 10^6$	0.5
14	$\rho^0(770) \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$4.2 \cdot 10^8$	0.4	33	$\Delta^- \rightarrow \bar{p} \pi^-$	$2.5 \cdot 10^7$	0.18
15	$K^{0*}(892) \rightarrow K^+ \pi^-$	$1.1 \cdot 10^8$	1.7	34	$\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$	$1.9 \cdot 10^6$	10
16	$\bar{K}^{0*}(892) \rightarrow K^- \pi^+$	$4.3 \cdot 10^7$	0.5	35	$\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda} \pi^+$	$1.6 \cdot 10^6$	10
17	$K^{*+}(892) \rightarrow K^+ \pi^0$	$1.9 \cdot 10^7$	0.38	36	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$	$1.2 \cdot 10^6$	2.0
18	$\bar{K}^{*-}(892) \rightarrow K^- \pi^0$	$3.8 \cdot 10^7$	0.77	37	$\Sigma^0(1385) \rightarrow \Lambda \pi^0$	$3.9 \cdot 10^6$	5.0
19	$\omega(782) \rightarrow e^+ e^-$	$1.7 \cdot 10^5$	2.0	38	$\rho^0(770) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$9.7 \cdot 10^4$	1.4

### 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 в конечном состоянии), включает не только инклюзивные, но и эксклюзивные процессы. В последнем случае предполагается использовать дополнительно veto 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 Протвино на установке ПРОЗА при энергии пучка 40 ГэВ [66, 67, 68, 69, 70, 71, 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 80-х годах измерялись асимметрии в эксклюзивном образовании в реакции  $\pi p^{\uparrow} \rightarrow h^0 n$  при энергии 40 ГэВ. Обзор данных исследований приведен ниже в разделе 5.1.2. Здесь отметим только две реакции, а именно:  $\pi p^{\uparrow} \rightarrow \omega(782)n$  (см. Рис. 15) и  $\pi p^{\uparrow} \rightarrow \eta(958)n$  (см. Рис. 16), в которых получены указания на большие эффекты и осцилляции асимметрии.

Статистика в реакции  $\pi p^{\uparrow} \rightarrow \omega(782)n$  (33 тысячи 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. 1.11. Тогда, например, в первых четырех точках ошибка асимметрии будет около 2% вместо сегодняшних 10%.

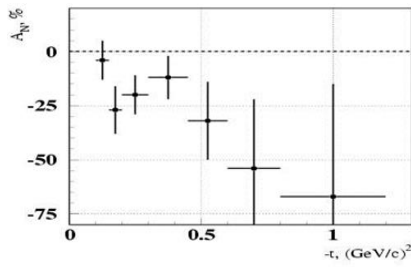


Рис. 15 Асимметрия в реакции  $\pi p^+ \rightarrow \omega(782)n$  при энергии 40 ГэВ [71],  $\omega$ -мезон регистрировался в режиме распада на  $\pi^0$  и  $\gamma$

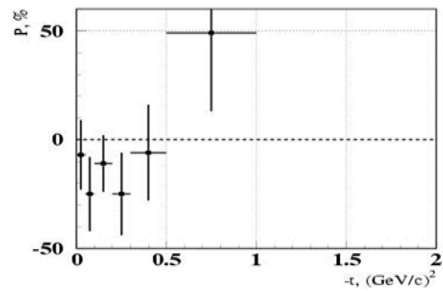


Рис. 16 Асимметрия в реакции  $\pi p^+ \rightarrow \eta'(958)n$  при энергии 40 ГэВ [69],  $\eta'$ -мезон регистрировался в режиме распада на два  $\gamma$ -кванта

Статистика в реакции  $\pi p^+ \rightarrow \eta'(958)n$  (11 тысяч полезных событий на поляризованной мишени) была также набрана в трех сеансах с телесным углом электромагнитного калориметра, составляющего половину от телесного угла калориметра установки СПАСЧАРМ, и в двух сеансах с телесным углом, сравнимым со 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 в 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 два раза больше. Тогда суммарная ошибка асимметрии по всем сеансам будет почти в два 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, то есть 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 и тестовый сеанс по измерению односпиновой асимметрии инклюзивного рождения заряженных адронов<sup>20</sup>. Описание используемой экспериментальной установки приведено ниже, в разделе 3.1.

В рамках этих сеансов проведены запуск и настройка основных детекторов (трековой системы). Анализ экспериментальных данных позволил добиться высокой эффективности детекторов трековой системы (подробнее в соответствующем разделе 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 Табл. 7 соответственно.

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

	$0.0 < x_F < 0.1$	$0.1 < x_F < 0.2$	$0.2 < x_F < 0.3$	$0.3 < x_F < 0.4$	$0.4 < x_F < 0.5$	$0.5 < x_F < 0.6$	$0.6 < x_F < 0.7$	$0.7 < x_F < 1.0$
$0.0 < p_T < 0.5$	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

<sup>20</sup> Идентификация сорта частиц не проводилась, большинство регистрируемых частиц являются пи-мезонами.

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

	$0.0 < x_F < 0.1$	$0.1 < x_F < 0.2$	$0.2 < x_F < 0.3$	$0.3 < x_F < 0.4$	$0.4 < x_F < 0.5$	$0.5 < x_F < 0.6$	$0.6 < x_F < 0.7$	$0.7 < x_F < 1.0$
$0.0 < p_T < 0.5$	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

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 в работе [73].

Целью ближайшего сеанса<sup>21</sup> по набору экспериментальных данных будет новый набор статистики для измерения односпиновой асимметрии инклюзивного 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-ти дневный сеанс на установке СПАСЧАРМ для различных кинематических интервалов асимметрия в данной реакции может быть измерена с точностью нескольких процентов (см. Табл. 8). Подробнее моделирование данной реакции описано в Приложении Б в разделе 6.4.1 и в работе [74].

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

	$0 < p_z \leq 4.0$	$4.0 < p_z \leq 8.0$	$8.0 < p_z \leq 12.0$	$12.0 < p_z \leq 16.0$	$p_z > 16.0$
$0 < p_T \leq 0.25$	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

Также было проведено реальное моделирование возможности измерения асимметрии  $\omega(782)$ -мезонов на первом этапе эксперимента на канале 14 в рамках уже действующей установки. Ожидаемая статистическая точность измерения односпиновой асимметрии в реакции  $\pi^- p \uparrow \rightarrow \omega X$  за 20-ти дневный сеанс на установке СПАСЧАРМ приведена 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 Приложении Б в разделе 6.4.1 и в работе<sup>75</sup>

<sup>21</sup> Планируется в ноябре-декабре 2022 г.

Табл. 9 Ожидаемая статистическая точность измерения односпиновой асимметрии в реакции  $\pi^- p \rightarrow \omega X$  за 20-ти дневный сеанс на установке СПАСЧАРМ

	$p_z \leq 12.0$	$p_z > 12.0$
$p_T \leq 0.5$	0.052	0.022
$p_T > 0.5$	0.050	0.024

В 2022 году 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.

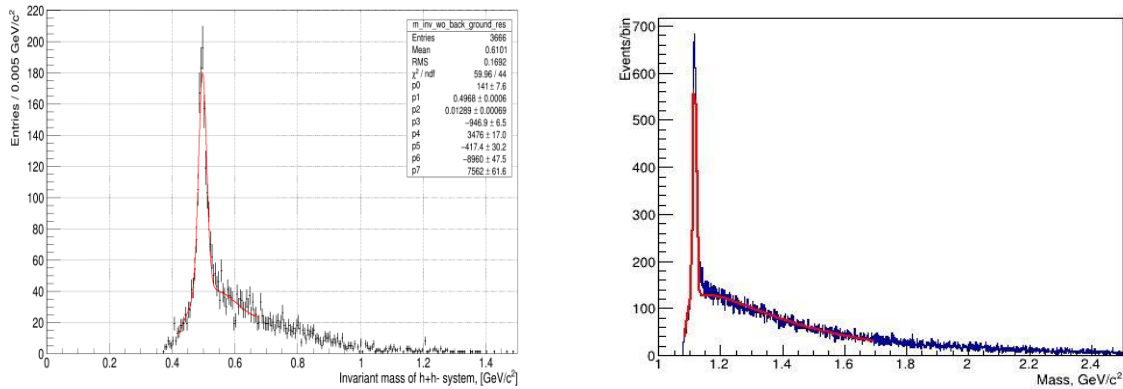


Рис. 17 – Массовые спектры  $h^+h^-$  пар, полученные при первом анализе данных на пучке  $\pi^-$  мезонов (слева) и  $K$  мезонов (справа)

На левой картинке 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 гауссианом, фон – произведением экспоненты на степенные функции).

## 1.6 Резюме и перспективы

Получение интенсивных поляризованных пучков протонов и антипротонов на канале 24А в НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ позволит осуществить обширную программу физических исследований спиновых явлений в области энергий 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 в примерно ста различных реакциях и получить уникальные данные. Все эти измерения позволят достичь значительного прогресса в понимании квантовой хромодинамики 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 поляризационных 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 представлены в работе [76]. Все представленные в данном проекте результаты расчета канала 24А взяты из данной работы.

### 2.1 Канал поляризованных протонов и антипротонов

Планируемое повышение интенсивности ускоренного протонного пучка до  $(2-3) \times 10^{13}$  протонов за 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  $\sim 2 \times 10^{13}$  протонов за 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), предназначаются для обеспечения пучками частиц экспериментальных установок СПАСЧАРМ и ВЕС соответственно.

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

Метод получения на ускорителях пучков поляризованных протонов (антипротонов) от распадов  $\Lambda(\bar{\Lambda})$ -гиперонов, был предложен в работе [77]. Он был впервые успешно реализован на 800 ГэВ-ном ускорителе ФНАЛ 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-ном ускорителе ИФВЭ [79].

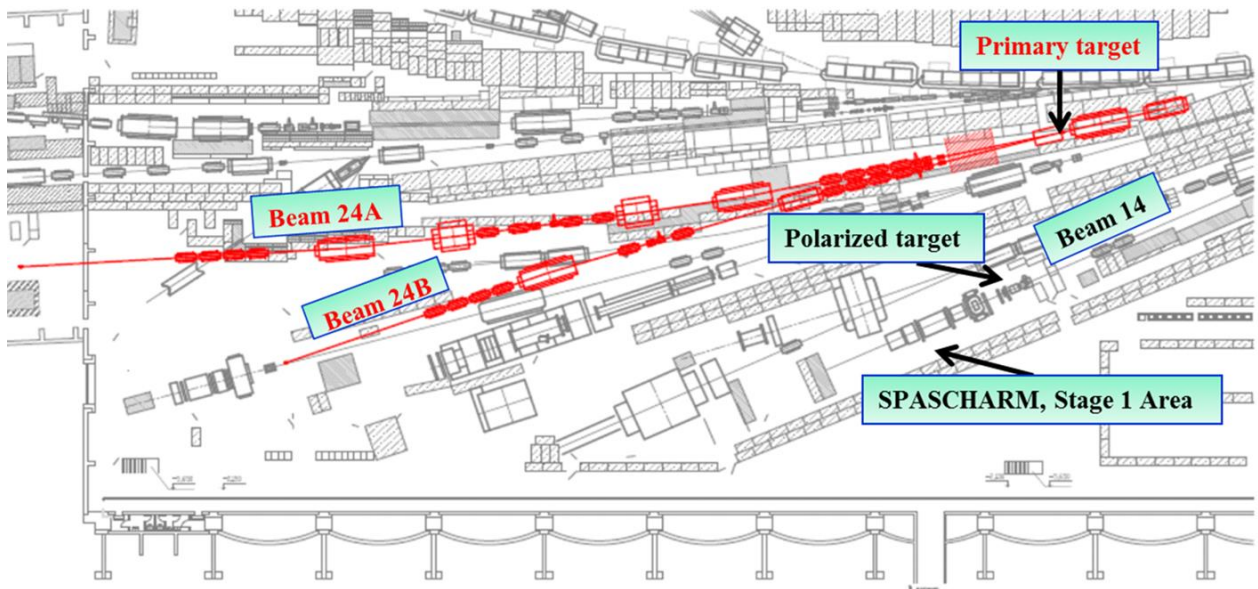


Рис. 18 Схема размещения каналов 24А и 24В в экспериментальном зале 1В ускорителя У-70

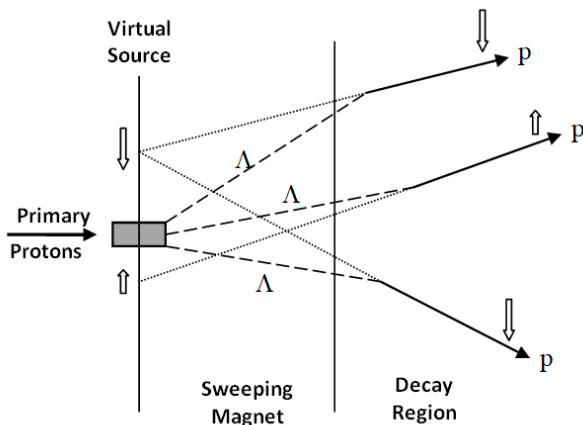


Рис. 19 Схема получения пучка поляризованных протонов из распадов  $\Lambda$ -гиперонов

Схема получения поляризованных протонов показана на Рис. 19. Считалось, что в системе покоя  $\Lambda$ -гиперона, рождённого в мишени первичным протонным пучком, протон из нарушающего чётность распада  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  продольно поляризован со средней спиральностью  $\alpha = 0.642 \pm 0.13$  [51] (по данным экспериментов 1960–1970 годов). Все расчеты проведены именно для этой величины  $\alpha$ . 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 путём 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  $FoM = I \times \xi_y^2$ , 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  $\frac{1}{3}$  от полной интенсивности при средней поляризации  $\xi_y^2 \approx \pm 40\%$ . Остающаяся примерно  $\frac{1}{3}$  полной интенсивности

приходится на неполяризованную «центральную» часть пучка. Таким образом, главная задача разработки оптики канала состоит в обеспечении доставки сформированного пучка протонов (антипротонов<sup>22</sup>) от распада гиперонов (антигиперонов) заданного импульса на мишень эксперимента 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, приводятся 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 в экспериментальных зонах ускорителя SPS в CERN [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<sup>23</sup>, 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.

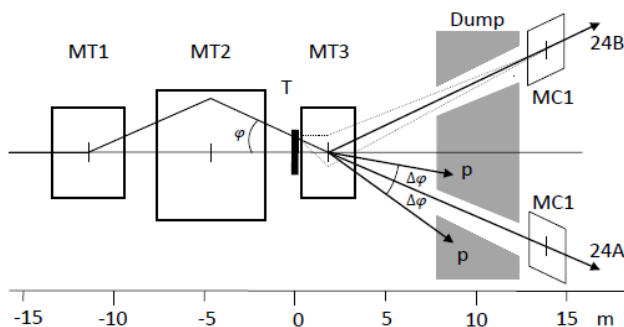


Рис. 20 Схема мишенной станции каналов 24А и 24В.

Т — мишень канала, МТ1÷МТ3 — дипольные магниты, МС — магниты-корректоры, Dump — стальной поглотитель длиной 5 м. Приведенный на схеме мишенной станции 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 канал 24В с ненулевыми углами рождения в мишени.

<sup>22</sup> Схема получения поляризованных пучков антипротонов из распадов  $\Lambda$ -гиперонов абсолютно идентична с той лишь разницей, что знак корреляции поперечной поляризации с положением траектории в плоскости виртуального источника противоположный.

<sup>23</sup> Параметры магнитов СП-129: длина  $L = 4$  м, полезная апертура  $\text{Ш} \times \text{В} = 330 \times 100$  мм<sup>2</sup>, максимальное поле  $B_{max} = 1.8$  Тл; магнита СП-7: длина  $L = 6$  м,  $\text{Ш} \times \text{В} = 500 \times 200$  мм<sup>2</sup>;  $B_{max} = 1.8$  Тл.



Являясь функциональным элементом мишенной станции каналов 24А и 24В, магнит МТЗ 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 основные параметры, положенные в основу проекта магнита МТЗ (длина  $L = 2.6$  м, максимальное поле  $B_{\max} = 1.9$  Тл, размер рабочей области Ш (гор.)  $\times$  В (верт.) =  $140 \times 56$  мм), являются компромиссом достаточно противоречивых требований к его длине при максимально высоком значении магнитного поля.

Поскольку 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, проведенных с использованием программы MARS [84], ресурс обмотки магнита (время набора дозы 10 МГр) составляет  $\sim 300$  суток. 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.

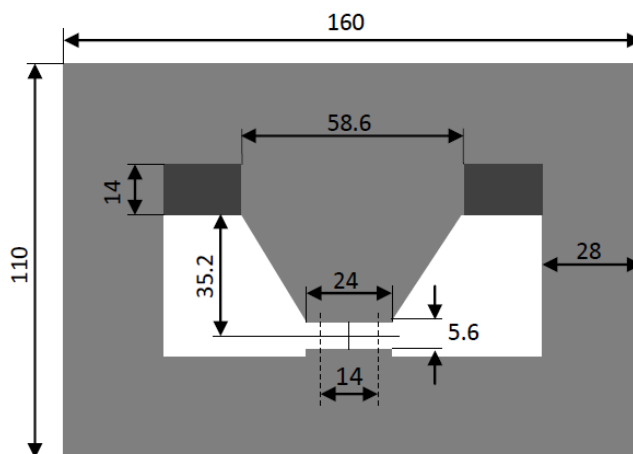


Рис. 21 Поперечное сечения магнита МТЗ (все размеры приведены в см)

Дополнительная защита в виде бетона, заполняющего пространство внутри яра магнита от нижнего полюса до обмотки, и стальных пластин, затеняющих выступающие части обмоток, повышает ее ресурс до 2600 суток при интенсивности первичного пучка  $2 \times 10^{13}$  прот./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 положительных или

отрицательно заряженных вторичных частиц в диапазоне импульсов от 16 ГэВ/с 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 существующей экспериментальной базы ускорительного комплекса У-70, освободившихся после завершения других экспериментов.

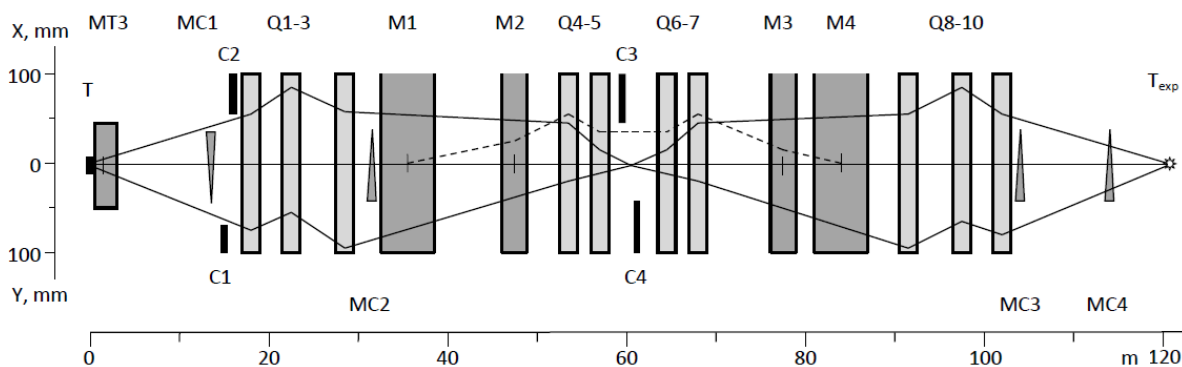


Рис. 22 Базовая оптическая схема канала 24А, предназначенная для формирования пучков поляризованных протонов и антипротонов от распада  $\Lambda(\bar{\Lambda})$ -гиперонов: Q — квадрупольные линзы, М — дипольные магниты, С — коллиматоры, МС — магниты-корректоры, Т и Т<sub>exp</sub> — мишени канала и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

Поглощение непроизводивших в мишени первичных протонов и рожденных в мишени заряженных частиц осуществляется в пределах мишенной станции канала (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 ( $\pm 2.8$  мрад и  $\pm 3.2$  мрад соответственно), чтобы предотвратить возможность взаимодействия нейтронов со стенками

вакуумных камер в квадрупольных линзах Q1÷Q3 и в магните M1, чтобы исключить один из источников фона в пучке поляризованных антипротонов.

Магниты M1÷M4 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 M1 и M2 и затем компенсируется через квадрупольные линзы Q4÷Q7 магнитами M3 и M4. Требуемый разброс пучка по импульсам  $\Delta p/p$  определяется раскрытием коллиматора C3. Участки канала до и после магнитов M3 и M4 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  $\Delta \zeta_y = 0$  для всех режимов работы канала. Наличие корреляции между координатой частицы в вертикальной плоскости  $y$  и соответствующей компонентой вектора поляризации  $\zeta_y$  в промежуточном изображении пучка<sup>24</sup> предполагается использовать для организации здесь системы мечения поляризации частиц, либо для выделения с помощью коллиматора C4 части пучка с ненулевой средней поляризацией частиц. Во втором случае корректирующий магнит MC2 используется для смещения пучка на коллиматоре C4, а корректирующие магниты MC3 и MC4 — для выведения выделенной части пучка на ось экспериментальной установки (разд. 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 м и 3 м, соответственно, с максимальным полем 1.8 Тл в рабочей области 500×200 мм (горизонталь×вертикаль), а также коллиматоры частиц с максимальным раскрытием ±75 мм.

Максимальный импульс формируемого пучка при использовании базовой оптической схемы (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 изменяется от ±4.5% (±11.0%) для пучка с импульсом 15 ГэВ/с до ±3.0% (±9.5%) для пучка с импульсом 45 ГэВ/с.

Как следует из описания мишенной станции (разд. 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 ±1.2%.

---

<sup>24</sup> 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 [Рис. 22]. 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).

### 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 канала до этого сечения канала, который в рассматриваемой схеме может варьироваться в достаточно широких пределах с сохранением единичности полной матрицы преобразования канала. Это позволяет иметь в промежуточном изображении неизменные размеры пучка в вертикальной плоскости при формировании пучков поляризованных протонов с разными центральными импульсами (Табл. 10).

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

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)

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

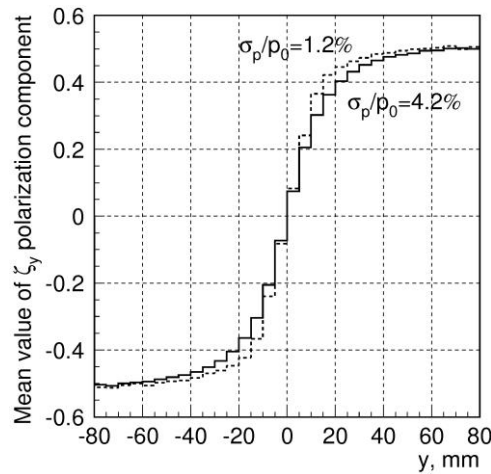


Рис. 23 Связь между вертикальными координатами протонов и средними значениями  $\zeta_y$ -компоненты вектора поляризации в промежуточном изображении для пучка с импульсом 45 ГэВ/с

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 расчётов характеристик пучков поляризованных протонов (антипротонов) от распада  $\Lambda(\bar{\Lambda})$ -гиперонов.

### 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.

Табл. 11 Параметры пучка поляризованных протонов в конце канала

$p$ , 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	$1.4 \times 1.5$	$1.3 \times 1.5$	$1.5 \times 1.8$	$1.3 \times 1.8$	$1.4 \times 1.7$	$1.3 \times 1.7$
$I_{p(\Lambda)}/10^{13}$ pot	$3.5 \times 10^6$	$9.2 \times 10^6$	$2.1 \times 10^7$	$7.8 \times 10^7$	$1.5 \times 10^7$	$6.8 \times 10^7$
$I_{\pi(K_S^0)}/10^{13}$ pot	$3.8 \times 10^5$	$1.1 \times 10^6$	$3.5 \times 10^5$	$1.4 \times 10^6$	$1.3 \times 10^4$	$7.6 \times 10^4$

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 пунктирной 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 интенсивности  $\pi^+$ -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 канала  $\pi^+$ -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 (разд. 2.1.1).

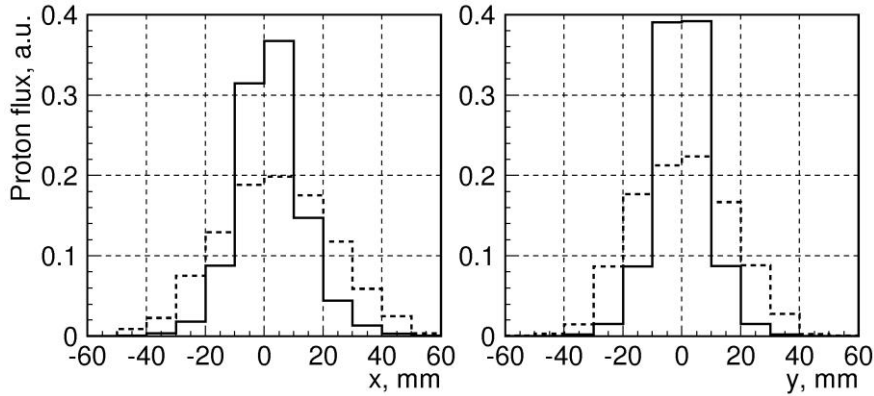


Рис. 24 Профили пучка на мишени экспериментальной установки для  $p = 45$  ГэВ/с и  $\sigma_p/p_0 = 1.2\%$  (сплошная линия) и для  $p = 15$  ГэВ/с и  $\sigma_p/p_0 = 4.5\%$  (пунктирная линия)

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  $\zeta_y$  составляющей вектора поляризации, присущая эффективному источнику протонов, имеет место также в выведенном на мишень экспериментальной установки протонном пучке. 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 (Рис. 23).

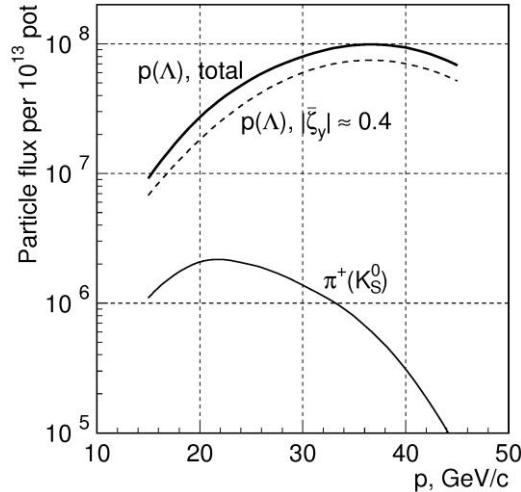


Рис. 25 Интенсивность пучка поляризованных протонов и фоновых  $\pi^+$ -мезонов в конце канала при максимальном  $\Delta p/p$ , рассчитанная на  $10^{13}$  падающих на мишень канала протонов с энергией 60 ГэВ. Штриховой линией дана суммарная интенсивность протонов для двух интервалов с противоположным значением и средней поляризацией  $\xi_y = 40\%$

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 пределах — 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  $\pm 15$  мм приведены в Табл. 12 для ряда режимов корректирующего магнита МС2 с положительной поляриностью включения.

В 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.

Табл. 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

$(BL)_{МС2}$ , Тл×м	0.06	0.08	0.10	0.12
$\xi_y$	$0.32 \pm 0.19$	$0.39 \pm 0.15$	$0.44 \pm 0.14$	$0.47 \pm 0.13$
$I_p$ per $10^{13}$ pot	$6.5 \times 10^6$	$5.2 \times 10^6$	$3.8 \times 10^6$	$2.5 \times 10^6$

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.

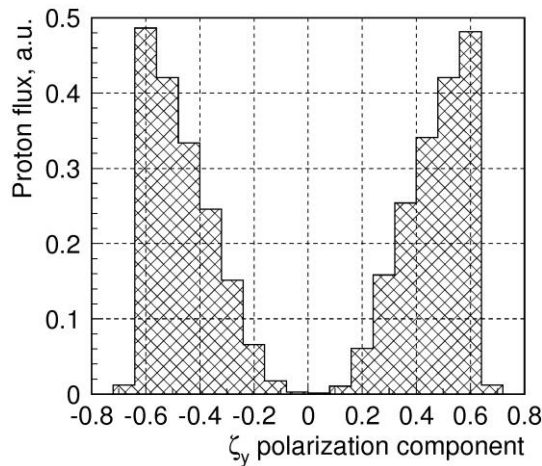


Рис. 26 Поляризация протонного пучка с импульсом 45 ГэВ/с на мишени установки для режимов корректора MC2 равных +0.12 Тл×м (слева) и -0.12 Тл×м (справа) при  $S4 = \pm 15$  мм

### 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 (Табл. 10 и Табл. 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 при импульсе  $\sim 15$  ГэВ/с примерно в 20 раз меньше интенсивности протонного пучка с тем же центральным импульсом. С повышением импульса формируемого пучка разница в интенсивностях протонного и антипротонного пучков существенно возрастает.

Что касается фоновых условий, то в пучке антипротонов с импульсом  $< 15$  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  $4 \times 10^5$  частиц на  $10^{13}$  падающих на мишень протонов с энергией 60 ГэВ). Выделение антипротонов при таком уровне фона вполне в пределах возможностей пучковых черенковских счётчиков.

Пространственные распределения антипротонного пучка с импульсом

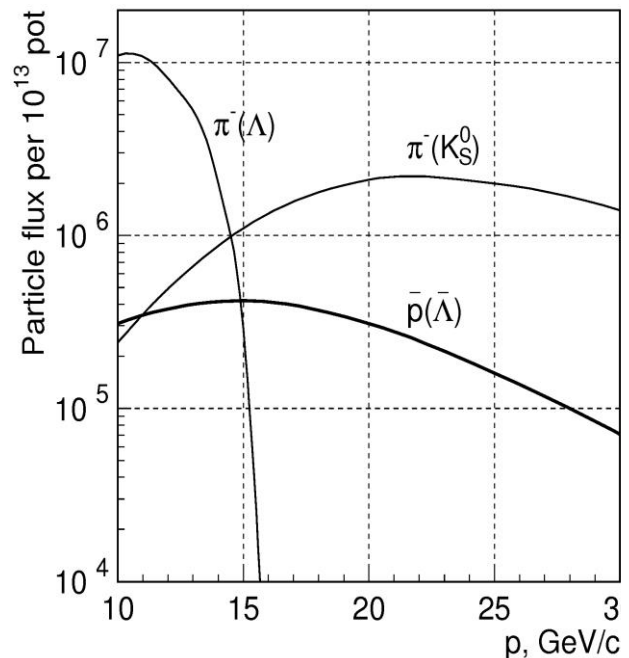


Рис. 27 Интенсивность пучка поляризованных антипротонов и фоновых  $\pi^-$ -мезонов в конце канала при максимальном  $\Delta p/p$ , рассчитанная на  $10^{13}$  падающих на мишень протонов с энергией 60 ГэВ

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, представленным на 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. На Рис. 28 показаны зависимости интенсивности антипротонного пучка и фона на мишени эксперимента от положения мишени канала относительно переднего края магнита МТЗ для пучка 16 ГэВ/с и максимальной передаваемой величины  $\Delta p/p_0$ .

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.

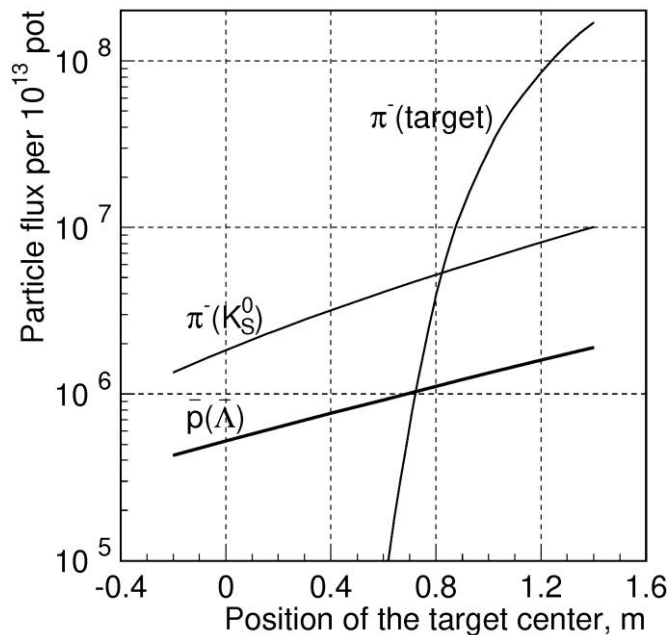


Рис. 28 Зависимости интенсивности антипротонного пучка и фоновых  $\pi^-$ -мезонов от положения мишени относительно переднего края магнита МТЗ для пучка с импульсом 16 ГэВ/с с максимальной передаваемой величиной  $\Delta p/p_0$  (основное положение мишени соответствует координате -0.2 м)

Еще одним вариантом повышения интенсивности антипротонного пучка, требующим дополнительной тщательной проработки, является использование в качестве МТЗ сверхпроводящего магнита длиной 1 м с 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. позже раздел 2.2 настоящего документа) 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 (Рис. 23). Вместе с тем, предоставляющая информацию о положении и размерах пучка частиц, система мечения будет эффективно использоваться и при настройке канала.

Предлагаемая система мечения частиц включает в себя семь двухкоординатных годоскопов, три из которых, расположенные между квадрупольными линзами Q5 и Q6 (Рис. 22), предназначены для измерения координат частиц в промежуточном изображении. Остальные четыре годоскопа располагаются попарно до и после магнитов M3 и M4, 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 параметрами пучков, приведенными в Табл. 11, свидетельствует о незначительном увеличении размеров пучка с импульсом 45 ГэВ/с и 10÷12% увеличении размеров пучка с импульсом 15 ГэВ/с при потере интенсивности пучка 14% и 17% соответственно.

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

Центральный импульс пучка ( $p$ ), ГэВ/с	15	45
Размеры пучка $\sigma_x \times \sigma_y$ , мм	9.3×7.6	2.7×1.6
Расходимость пучка $\sigma_{x'} \times \sigma_{y'}$ , мрад	0.53×0.57	0.14×0.24
Потери частиц, %	17	14

## 2.2 Система мечения поляризации пучка

Система мечения частиц проектируемого канала поляризованных протонов и антипротонов предназначена для измерения импульса отдельных частиц в пучке, а также 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 (Рис. 22), где формируется инвертированное и увеличенное изображение виртуального источника из плоскости первичной мишени (Рис. 19), измеряется вертикальное смещение  $y$ -траектории от оси пучка и затем используются расчётные зависимости  $\xi_y(y)$  типа показанной на Рис. 23. Кроме того, с помощью годоскопов системы мечения, измеряющих прохождение траектория в горизонтальной плоскости, определяется импульс каждой пучковой частицы с точностью около  $\pm 1\%$ . Как было отмечено в разделе 2.1.2 и проиллюстрировано на Рис. 23, хорошее знание импульса важно также и для уменьшения эффекта «размывания»

зависимостей Рис. 23 из-за разброса по импульсам и, тем самым, 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 ФОДС в Протвино [79]. Однако следует отметить, что ожидаемая интенсивность пучков в эксперименте СПАСЧАРМ будет выше. Кроме того, предполагается, что в эксперименте СПАСЧАРМ спиновые эффекты будут изучаться с более высокой точностью (эксперименты ФОДС и E704 можно отнести к разряду поисковых, а СПАСЧАРМ ставит задачу прецизионного исследования), поэтому точность знания характеристик пучка должна быть выше.

Детекторы системы мечения будут также исключительно полезны для настройки и оптимизации режима 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 и 59.4 м от мишени эксперимента. Схема размещения<sup>25</sup> системы мечения показана на Рис. 29 и включает в себя 4 счётчика 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 её отклонению магнитами  $M3$  и  $M4$  в горизонтальной плоскости.

Вертикальная компонента поляризации  $\xi_y$  восстанавливается по этим измерениям в режиме реального времени на основе заранее подготовленных и сохраненных в табличном виде зависимостей, подобных показанным 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.

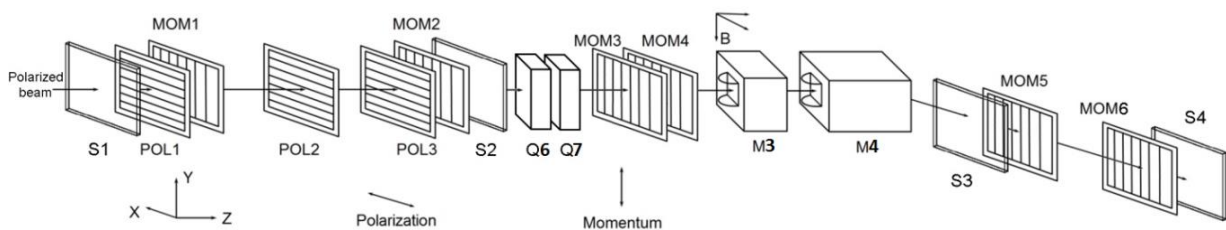


Рис. 29 Схема размещения детекторов мечения пучка.

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 у-координаты поляризационными годоскопами  $POL1-POL3$ . Промежуточный фокус по вертикали для центрального импульса находится в плоскости размещения годоскопа  $POL2$ .

$S1-S4$  — сцинтилляционные счётчики полного потока

<sup>25</sup> Кроме системы мечения частиц, во второй части канала предполагается разместить два 6-метровых пороговых черенковских счётчика для идентификации частиц. В случае протонного пучка с импульсом  $40 \div 45$  ГэВ/с черенковские счётчики будут работать на воздухе при атмосферном давлении, тогда как для пучка с импульсом 15 ГэВ/с (антипротоны и протоны) предполагается использовать фреон R-22 ( $CH_2Cl_2$ ) также при атмосферном давлении.

Магнитная оптика канала 24А (Рис. 22) позволяет изменением коэффициента увеличения держать размеры пучка в промежуточном изображении и его импульсную дисперсию слабо зависящими от центрального импульса в диапазоне от ~15 до 45 ГэВ/с.

Габаритные размеры активной зоны каждой плоскости определяются размерами пучка в районе 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  $\Delta\zeta_y \sim \pm 5\%$  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 *МOM1–МOM6* составит  $\sim \pm(0.6\div 1)\%$ . 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/секунду (длительность цикла — 10 сек., длительность плато вывода — 2÷3 сек.).

### 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 [89] в ИФВЭ и затем в E581/E704 [78] в Фермилаб. 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 другого ряда на одну треть. Проходящая частица может пересечь либо один, либо два сцинтиллятора в двух рядах. В результате прохождения частицы образуются три типа сегментов: 1) срабатывание одного канала в любом из двух рядов, 2) совпадающие сигналы с левым сцинтиллятором другого ряда и 3) с правым сцинтиллятором другого ряда.

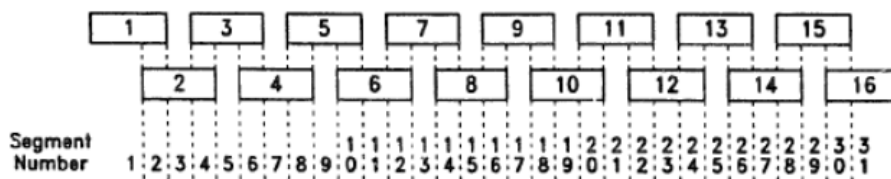


Рис. 30 Структура «гребешкового» годоскопа мечения пучка с перекрывающимися сцинтилляторами. Указанная на этом рисунке структура относится к поляризационному годоскопу, измеряющему координаты вдоль вертикальной оси  $y$ . Наименьшие ячейки, возникающие вследствие перекрытия сцинтилляторов из разных рядов,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

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

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

К недостаткам можно отнести несколько более сложный алгоритм восстановления «истинных» сигналов и треков, особенно при высокой интенсивности и повышенном уровне случайных совпадений. Также количество вещества на пути пучка в «гребешковом» годоскопе в среднем на 67% больше, чем в однослойном годоскопе<sup>26</sup>.

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. Трапецевидная 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<sup>27</sup>), 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: работают при низком пороговом напряжении (~50 В), не страдают флуктуацией лавины, не имеют проблем с наводками (не требуют экранирования).

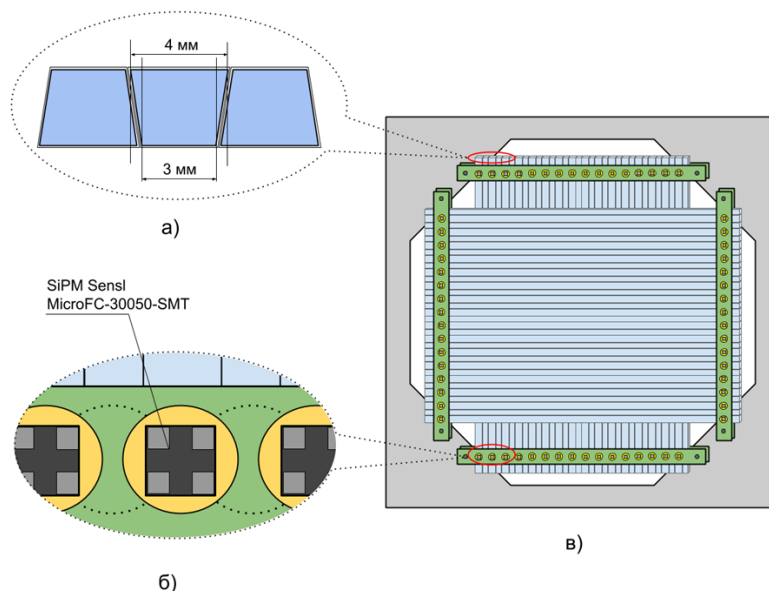


Рис. 31. Вариант конструкции однослойного годоскопа системы мечения.

- а) Вид с торца на сегменты сцинтиллятора. Трапецевидная форма позволяет улучшить эффективность регистрации на границе сегментов.
- б) Крепление фотодетекторов (кремниевых фотоумножителей) к сегментам сцинтиллятора.
- в) Общий вид двухкоординатного годоскопа.

На текущий момент основными серийными производителями данных изделий являются: Hamamatsu (Япония), Zecotek (Сингапур, сотрудничают с ОИЯИ), Excelitas (США, сотрудничают с МИФИ/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 наименований). 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

<sup>26</sup> При той же толщине палочек сцинтиллятора и, следовательно, при той же эффективности регистрации для частиц, пересекающих только один слой «гребешкового» годоскопа.

<sup>27</sup> Для краткости здесь используется название прибора, принятое у производителя SensL.

с большими ячейками (от 50 до 100  $\mu\text{m}^2$ ), 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 со схожими характеристиками являются MicroFC-30050-SMT фирмы SensL: на текущий момент их 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  $3 \times 3 \text{ мм}^2$  и габаритным размером 4 мм.

На Рис. 33 показана разработанная для SiPM плата усилителей-дискриминаторов, на которую были смонтированы фотодетекторы. Сцинтилляционные счетчики производства ИФВЭ сечением  $3 \times 4 \text{ мм}^2$  и длиной 20 см были обернуты в светоотражающий материал (майлар) и установлены на раму годоскопа. С использованием данной платы были 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.

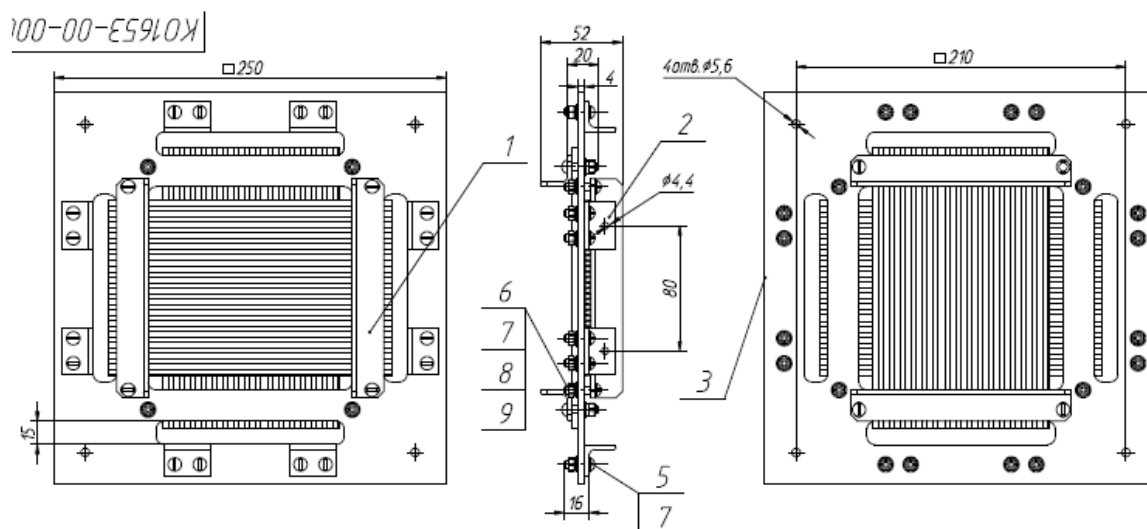


Рис. 32 Рама двухкоординатного годоскопа на 32 канала по каждой координате



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

Детекторы системы мечения поляризации СПАСЧАРМ будут расположены в головной части канала 24 на расстоянии ~60 м до установки. Организация считывания данных с них по традиционной (триггерной) схеме с общей на всю установку блокировкой сильно увеличило 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 за 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.

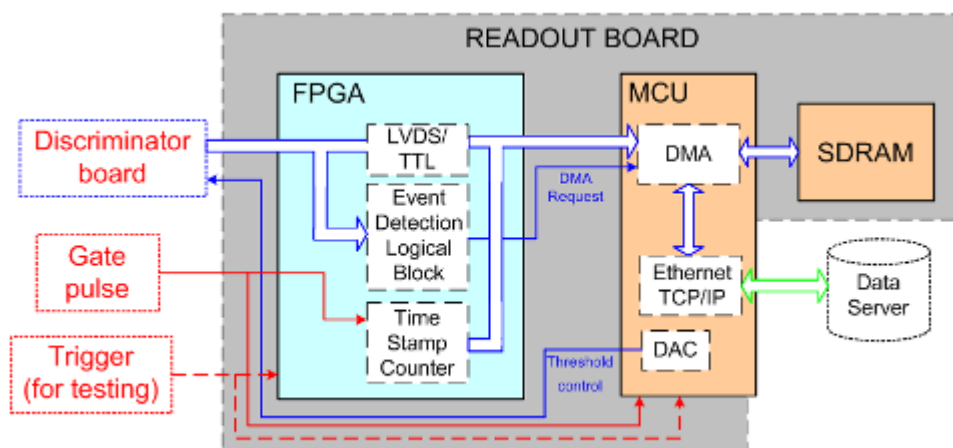


Рис. 34 Блок-схема регистрирующей электроники системы мечения поляризации для работы в бестриггерном режиме

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 промежутками в несколько секунд без пучка.

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 RMI 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 сек, пауза — 7÷8 сек. Таким образом, общий алгоритм работы бестриггерной

системы сбора данных с годоскопа сводится к попеременному выполнению двух процессов: процесса непрерывной регистрации событий во время сброса пучка и процесса «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  $3 \times 10^6$  за цикл ускорителя<sup>28</sup>.

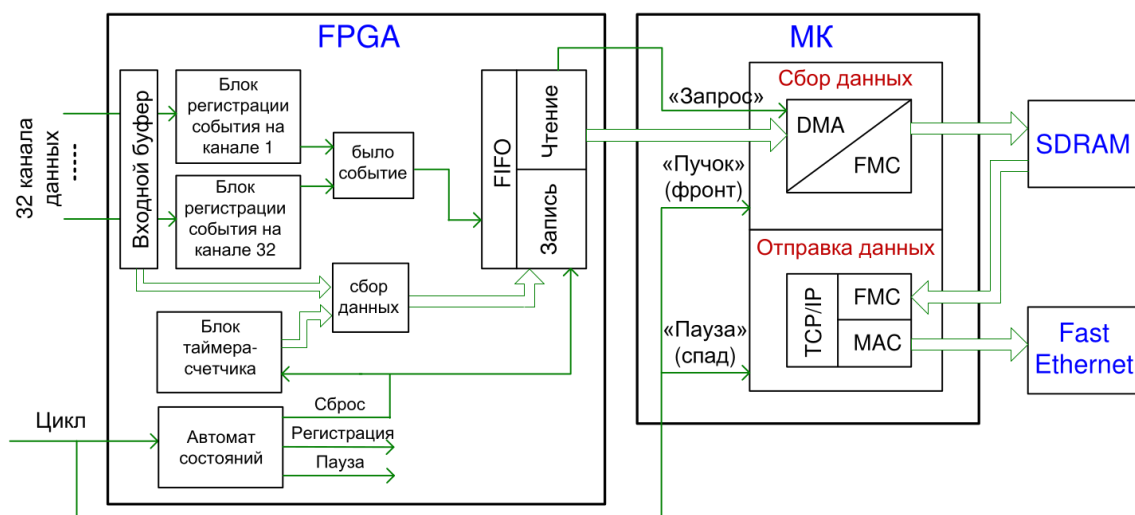


Рис. 35 Общий алгоритм взаимодействия двух плат прототипа

### 2.3 Измерение абсолютной поляризации пучков

Мечение траекторий пучковых частиц для определения их абсолютной поляризации представляет собой вполне аккуратный и надёжный метод, поскольку он основан на хорошо известных распадах  $\Lambda$ -гиперонов и динамике движения спина-1/2 в магнитном поле. Результаты экспериментов E704 [78] и ФОДС [79] основаны на таком подходе<sup>29</sup>.

Тем не менее, E704 сложность геометрии канала и конфигурации магнитного поля в его оптических элементах, потенциальное присутствие ошибок в алгоритмах мечения в реальном времени, неопределённости в  $\Lambda$ -спектрах и т.д. делают крайне желательным независимое подтверждение абсолютной поляризации пучков, также как и, по возможности, её мониторинг 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.

<sup>28</sup> Интенсивность пучка на канале 14.

<sup>29</sup> В эксперименте E704 [78] была предпринята также попытка измерить поляризацию протонного и антипротонного пучков двумя другими методами. Результаты этих измерений были найдены вполне совместимыми с мечением. Однако они уступали мечению по величине статистических и систематических ошибок.

Интерес представляют процессы с достаточно большим сечением и известной из независимых измерений<sup>30</sup> ненулевой спиновой асимметрией. В настоящее время основным способом измерения поляризации пучка является измерение асимметрии в области кулон-ядерной интерференции. Данный метод активно используется на ускорителе RHIC в БНЛ [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 надёжно теоретически предсказываемыми спиновыми асимметриями для всего доступного диапазона импульсов во взаимодействиях протонов и, тем более, антипротонов. Подчеркнём, однако, что 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 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 жёсткой кинематической связи частиц, рассеянных в переднюю и заднюю полусферы, а для антипротонов — и в силу  $CP$ -инвариантности сильных и электромагнитных взаимодействий. Использование упругого рассеяния позволяет создать так называемый абсолютный поляриметр, главной особенностью которого является измерение, на первом этапе, анализирующей способности при рассеянии неполяризованного пучка на поляризованной мишени<sup>31</sup> и использование полученного результата для той же самой энергии пучка и той же самой установки при измерении поляризации на неполяризованной (водородной) мишени<sup>32</sup>.

В упругом  $pp$ -рассеянии можно выделить две кинематические области с большим сечением и известной односпиновой асимметрией<sup>33</sup>  $A_N$ : область кулон-ядерной интерференции (КЯТ) при  $0.002 < -t < 0.05$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, где  $t$  — 4-мерный квадрат передачи импульса, которая с увеличением передачи импульса переходит в область дифракционного рассеяния при  $-t > 0.04 \div 0.05$  (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.

<sup>30</sup> Или из надёжной теории.

<sup>31</sup> Величина поляризации мишени известна с хорошей точностью (на уровне  $1 \div 2\%$ ).

<sup>32</sup> При измерениях поляризации при некоторых значениях энергии пучка можно использовать также известные значения анализирующей способности.

<sup>33</sup> Которая совпадает с поперечной поляризацией  $P$  рассеянного нуклона в упругих столкновениях неполяризованных нуклонов. Поэтому для таких процессов часто говорят о поляризации  $P$  вместо асимметрии  $A_N$ .



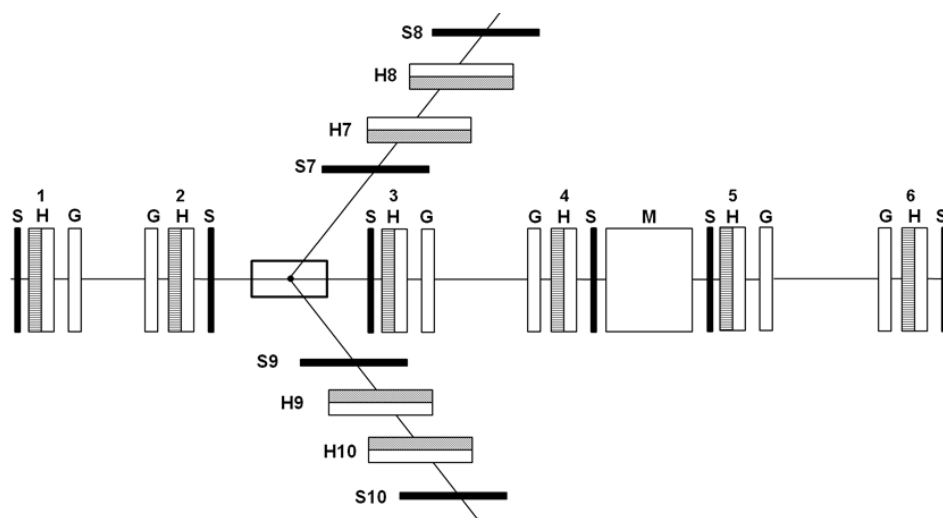


Рис. 36 Схема комбинированного поляриметра. G — GEM детекторы; H — сцинтилляционные годоскопы; S — сцинтилляционные счётчики

Поляриметр состоит из набора триггерных счётчиков S и трековых детекторов на основе GEM<sup>34</sup> и сцинтилляционных годоскопов<sup>35</sup>. Переднее плечо, предназначенное для регистрации пучковых (анти)протонов, рассеянных на малые углы, представляет собой магнитный спектрометр с  $2\pi$ -акцептансом по азимуту, который будет задействован во всём кинематическом диапазоне. Два плеча слева и справа с азимутальным акцептансом  $\sim(15\div 17)\%$  от полного угла  $2\pi$  предназначены для регистрации протонов отдачи в дифракционной области. Параметры годоскопов поляриметра приведены в Табл. 14.

Табл. 14 Параметры годоскопов Н1–Н10 поляриметра упругого рассеяния<sup>36</sup>

	Расстояние от центра мишени (м)	Габаритные размеры годоскопов (мм)	Размер элемента ширина×толщина×длина (мм)		Количество элементов		
			Ширина	Толщина	X	Y	$\Sigma$
Пучковые годоскопы (ПГ)							
		X × 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 (ПД)							
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 (ДО)							
		Z × 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							

<sup>34</sup> Gaseous Electron Multipliers, газовый электронный усилитель

<sup>35</sup> Вместо сцинтилляционных годоскопов могут использоваться трековые детекторы на основе дрейфовых трубок.

<sup>36</sup> Приведены размеры детекторов для измерения при 45 ГэВ, при 16 ГэВ, требуется увеличить размеры

Измерения  $A_N$  (или поляризация  $P$ ) в дифракционной области  $pp$ -рассеяния при  $0.04 < -t < 0.525$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> для импульса 45 ГэВ/с были проведены сотрудничеством ГЕРА [91] на ускорительном комплексе У-70 ИФВЭ. Результаты измерений из данной статьи приведены на Рис. 37. Одновременно с измерением поляризации сотрудничеством ГЕРА были получены и данные по дифференциальным сечениям  $d\sigma/dt$  упругого  $pp$ -рассеяния с точностью  $1 \div 4$  % в интересующем нас интервале по  $-t$  [92]. Эти результаты совместно позволяют определить фактор качества дифракционного поляриметра  $FoM^{37} = P^2 \cdot d\sigma/dt$  (чем больше значение  $FoM$ , тем лучше поляриметр). Результаты вычисления фактора качества приведены в Табл. 15. В наиболее интересном 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  $\sim 5\%$  относительной ошибкой, дифференциальное сечение хорошо описывается формулой [92]:  $d\sigma/dt = ae^{bt}$ , где  $a = (84.8 \pm 3.5)$  мб/(ГэВ/с)<sup>2</sup> и  $b = (11.42 \pm 0.35)$  (ГэВ/с)<sup>-2</sup>.

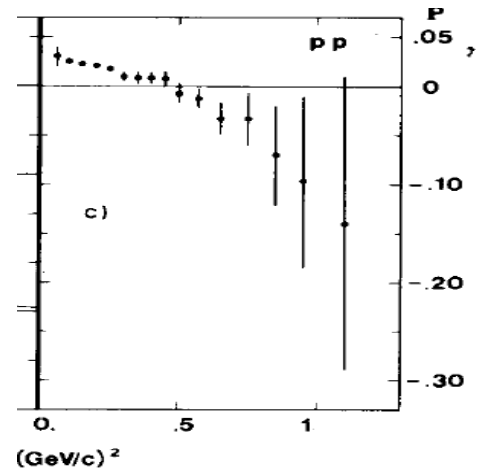


Рис. 37 Поляризация в упругом  $pp$ -рассеянии при импульсе 45 ГэВ/с

средней асимметрией  $A_N \simeq (2.37 \pm 0.12)\%$ , измеренной с  $\sim 5\%$  относительной ошибкой, дифференциальное сечение хорошо описывается формулой [92]:  $d\sigma/dt = ae^{bt}$ , где  $a = (84.8 \pm 3.5)$  мб/(ГэВ/с)<sup>2</sup> и  $b = (11.42 \pm 0.35)$  (ГэВ/с)<sup>-2</sup>.

Табл. 15 Поляризация, кинематические параметры и фон дифракционных событий

$-t, (\text{GeV}/c)^2$	$\eta = S/(S+B)$	$P$	$FoM, \mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$	$\theta_{\text{scat}}$	$\theta_{\text{rec}}$
0.04 – 0.075	0.944	$0.03 \pm 0.01$	38.7	0.285 – 0.395	81.5 – 84
0.075 – 0.125	0.984	$0.026 \pm 0.002$	18.9	0.39 – 0.51	79.07 – 81.5
0.125 – 0.175	0.978	$0.023 \pm 0.002$	7.8	0.51 – 0.60	77.13 – 79.08
0.175 – 0.225	0.968	$0.022 \pm 0.002$	5.3	0.60 – 0.69	75.47 – 77.13
0.225 – 0.275	0.960	$0.016 \pm 0.002$	1.6	0.69 – 0.76	74.01 – 75.47
0.275 – 0.325	0.944	$0.021 \pm 0.004$	1.8	0.76 – 0.82	72.69 – 74.01
0.325 – 0.375	0.924	$0.009 \pm 0.005$	0.2	0.82 – 0.88	71.49 – 72.69
0.375 – 0.425	0.884	$0.009 \pm 0.005$	0.1	0.88 – 0.94	70.38 – 71.49
0.425 – 0.475	0.861	$0.009 \pm 0.008$	0.07	0.94 – 0.99	69.33 – 70.37
0.475 – 0.525	0.814	$0.007 \pm 0.010$	0.03	0.99 – 1.05	68.37 – 69.33

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 кулон-ядерной интерференции (КЯИ). Поляризация в упругом  $pp$ -рассеянии в области КЯИ не измерена при импульсе 45 ГэВ/с. Однако такие измерения были проведены на RHIC при энергиях в с.ц.м.  $\sqrt{s} = 6.8, 7.7, 13.7, 21.7$  ГэВ [18, 19, 20]. Найденные путем подгонки параметры приведенных спин-флипповых амплитуд  $\text{Re } r_s$  и  $\text{Im } r_s$  были интерполированы к нашей энергии  $\sqrt{s} = 9.3$  ГэВ и по этим параметрам вычислена анализирующая способность при импульсе 45 ГэВ/с. Учитывая ограниченные возможности дифракционного поляриметра (его нельзя использовать прямо при изменении импульса поляризованного пучка), представляется целесообразным использование параллельно с дифракционным и интерференционным поляриметра. Два поляриметра могут работать параллельно только на жидководородной мишени (ЖВМ).

<sup>37</sup> Figure of Merit.

Кинематический диапазон КЯТ 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, где нет измеренных данных. И во-вторых, асимметрия  $A_N$  довольно слабо зависит от энергии. Сравнительно недавно она была хорошо измерена на ускорителе RHIC в БНЛ для нескольких значений импульса пучка [95, 96, 97], в том числе и в нескольких точках рабочего интервала импульсов СПАСЧАРМ. Максимального значения  $\sim(4\div 4.5)\%$  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 равным  $\sim 3\%$ . Сечение упругого рассеяний 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, поляризован пучок или мишень. Таким образом, для любой энергии можно сначала измерить анализирующую способность с использованием поляризованной мишени и неполяризованного пучка.

Поляризация мишени составляет  $75\div 90\%$  (в зависимости от используемого вещества), а точность измерения поляризации мишени составляет  $2\div 3\%$ , 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 использованием существующих 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  $-t = [0.040\div 0.475]$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> проведена в предположении идеальной работы (эффективность 100%) поляриметра в этом интервале по  $t$ . Светимость  $L = \nu N_A \rho x$ , 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  $I = 10^7$  р/цикл<sup>38</sup>, плотности жидководородной мишени  $\rho = 0.07$  г/см<sup>3</sup>, и длине мишени  $x = 50$  см. Светимость составит  $2.1 \cdot 10^{30}$  см<sup>-2</sup>сек<sup>-1</sup>.

Общее ожидаемое количество событий  $N(t_0) = L d\sigma/dt(t_0) \Delta t \Delta\phi/\phi$  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 аксептансом  $\Delta\phi/\phi = 0.17$  (при использовании двух плечевого спектрометра), дифференциальным сечением  $d\sigma/dt(t_0) (0.22) = (8.326 \pm 0.073)$  мб/(ГэВ/с)<sup>2</sup> за один час 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/час.

Основной вклад в ошибку измерения поляризации дает ошибка измеренной величины анализирующей способности (10%). При измерении поляризации пучка с точностью 14% (та же самая ошибка 10% при измерении поляризации пучка)  $\Delta\varepsilon = 0.1$ ,  $\varepsilon = 0.1 \cdot P_B \cdot A_N$ . При значениях  $P_B = 0.4$ ,  $A_N = 0.022$  получаем  $\Delta\varepsilon = 0.88 \cdot 10^{-3}$  и, соответственно, необходимая статистика составляет  $N = I/(\Delta\varepsilon)^2 = 1.29 \cdot 10^6$  событий. С учетом полученной выше скорости набора статистики находим требуемое время для набора такой статистики  $T = 5\div 6$  часов<sup>39</sup>. При этом точность в измерении средней поляризации пучка окажется, как мы отметили

<sup>38</sup> Расчетная интенсивность может достигать  $1.5 \cdot 10^7$  протонов за цикл, при этом две трети пучка имеют среднюю поляризацию около 40%.

<sup>39</sup> При использовании в расчетах мишени длиной 20 см и интенсивности  $1 \cdot 10^6$  протонов за цикл время составит  $110\div 120$  часов.

выше, 14%. Можно, с использованием имеющихся данных, достичь точность в измерении поляризации в 11%, если сырую асимметрию измерим с точностью 5%. Однако при этом время набора статистики увеличится в 4 раза (то есть составит примерно одни сутки). Аналогичное время получается при использовании данных в области кулон-ядерной интерференции.

Важно, что при использовании известных уже данных точность измерения поляризации ограничена точностью существующих измерений. В такой ситуации тем более напрашивается провести абсолютное значение поляризации, то есть измерить значение анализирующей способности  $A_N$  при требуемой энергии. Для измерения анализирующей способности с точностью 5% требуется менее суток. Таким образом, при интенсивности пучка  $10^7$  протонов за 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 заключается в том, что данный метод можно использовать также и 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 при 16 ГэВ  $d\sigma/dt = (3.77 \pm 0.16) \cdot 10^{-27} \text{ mb}/(\text{ГэВ}/c)^2$  при  $t = 0.3 (\text{ГэВ}/c)^2$ .

Для измерения анализирующей способности упругого рассеяния антипротонов на протонах при энергии пучка 16 ГэВ с использованием существующей поляризованной мишени (см. раздел 3.3) достаточно 50÷60 часов. 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 использованием жидководородной мишени такого же размера необходимо еще примерно 300 часов. При использовании жидководородной мишени длиной 50 см и диаметром 10 см можно использовать всю интенсивность пучка поляризованных антипротонов (примерно  $3.6 \cdot 10^5$ ) время измерения уменьшается в 15 раз и составляет 20 часов.

### *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 параметры пучка (размер пучка на мишени, угловой разброс, импульсный разброс пучка в соответствии с разделом 2.1.4 и Табл. 11 для энергии 15 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 мм (то есть с шагом 2 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.

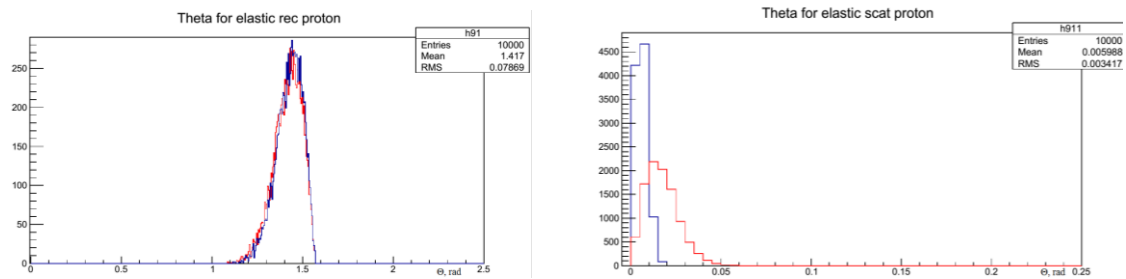


Рис. 38 Угловые распределения протонов отдачи (слева) и рассеяния справа для энергий 45 (синий) и 16 ГэВ

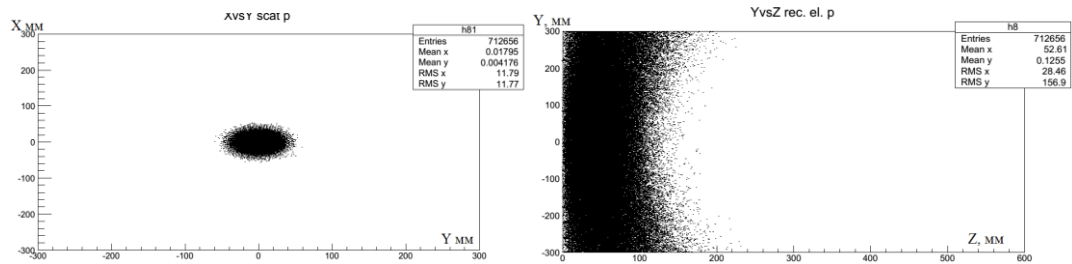


Рис. 39 Распределение рассеянных протонов на плоскости, где находится детектор рассеянных протонов (слева), и протонов отдачи на плоскости, где находится детектор отдачи (справа), для упругих событий

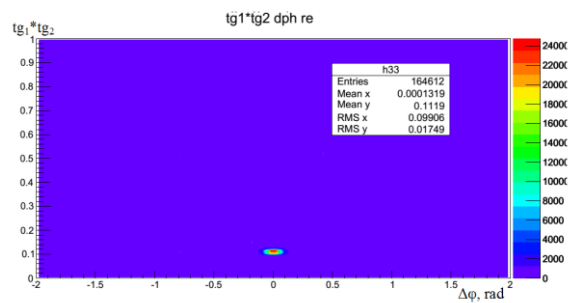


Рис. 40 Произведения тангенсов от разницы азимутальных углов (только для упругих процессов с учетом размеров детекторов НЗ и Н5)

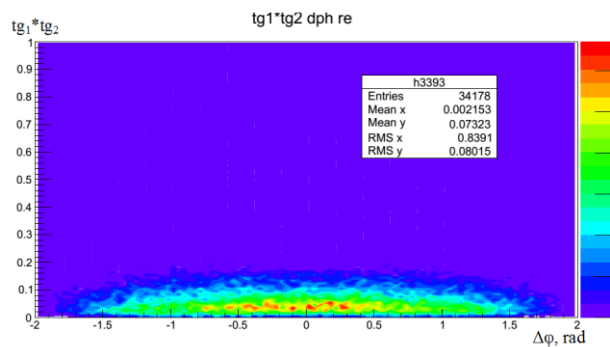


Рис. 41 То же, что и на предыдущем рисунке, но только для дифракционных процессов

Используя информацию об этих распределениях и выбрав следующие пределы для  $-0.2 < \Delta\varphi < 0.2$  и  $0.09 < tg1 \cdot tg2 < 0.14$ , получаем оценку для отношения сигнала к фону  $S / (S+B) = 0.995$ . На Рис. 42 показаны распределения по импульсу частиц для отобранных событий.

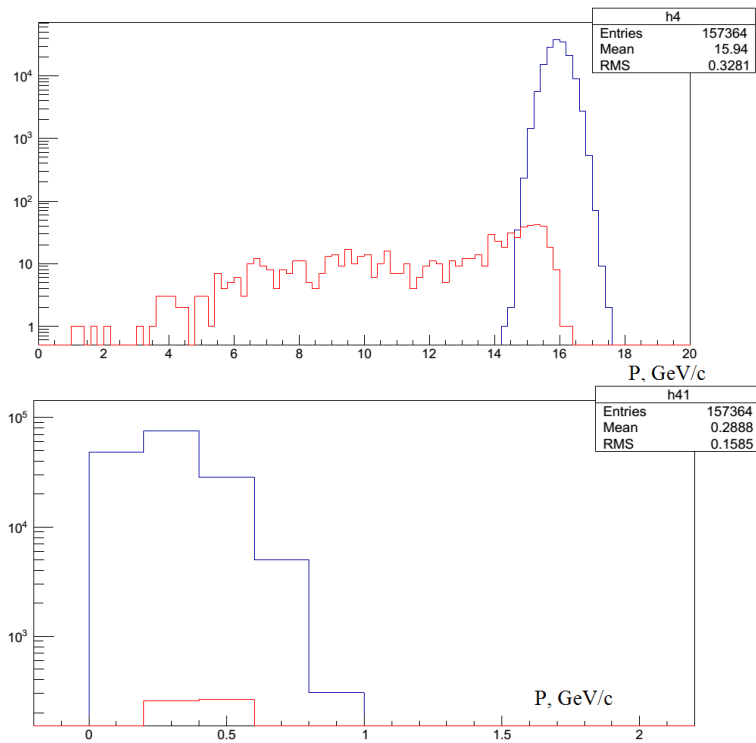


Рис. 42 Распределение по импульсу рассеянных частиц (слева) и частиц отдачи (справа) для упругих (синий) и дифракционных (красный) процессов

### 2.3.2 Поляриметрия на основе инклюзивных заряженных пионов

Измерение спиновых асимметрий в инклюзивных процессах в широком спектре энергий 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 вперёд оказалась большой, до  $\sim 40\%$ , и остаётся таковой во всём диапазоне достигнутых энергий. Это подробно обсуждается в разделах 1.2.2 и 5.1.3 и иллюстрируется на Рис. 7, где показана подборка результатов нескольких экспериментов. Именно эту особенность односпиновой асимметрии предлагается использовать в проекте СПАСЧАРМ.

Подобное поведение  $A_N$  наблюдалось также и 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 два раза. Кроме того, для энергетического диапазона СПАСЧАРМ  $\sim 10 \div 45$  ГэВ к настоящему моменту по заряженным пионам накоплено данных больше и лучшей точности, чем по нейтральным. Было найдено также, 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 зависимости от ядерного состава мишени [100, 101, 102].

Исходя из этого, предлагается использовать существующий результат для измерения поляризации пучка. Оптимальным представляется использовать данные эксперимента E925 при 22 ГэВ, так как результаты данного эксперимента получены с наилучшей точностью<sup>40</sup>. Измерение односпиновых асимметрий, включая  $A_N$  в инклюзивном рождении лёгких мезонов, является важнейшей составляющей физической программы СПАСЧАРМ. Это означает, что все необходимые данные для поляриметрии на инклюзивных пионах 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

<sup>40</sup> Другим аргументом является близость энергии (и вообще возможность провести измерения при этой же энергии).

идентификацией, имеющий  $2\pi$ -аксептанс 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 разделе 2.5).

Приведенные ниже оценки получены именно на основе результатов эксперимента E925. В Табл. 16 и Табл. 17 приведены оценки для скорости набора статистики и времён 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 за цикл ускорителя с интервалом между циклами 9 сек (на порядок ниже расчетной интенсивности). Измеренные значения  $A_N$  инклюзивного рождения  $\pi^+$ -мезонов в  $p^\dagger p$  (Табл. 16) и  $p^\dagger C$  (Табл. 17) столкновениях взяты из работы [32]. Оценки сечений  $\sigma$  сделаны также по измерениям [32], нормированным на данные публикации [103, 104].

Табл. 16 Скорость набора статистики и оценки времени для измерения поляризации протонного пучка в реакции  $p^\dagger p \rightarrow \pi^+ X$  на жидководородной мишени длиной 20 см. Другие детали в тексте. Показаны только статистические ошибки для  $A_N$  из работы [32]<sup>41</sup>

Параметр для реакции $p^\dagger p \rightarrow \pi^+ X$	$0.55 < x_F < 0.6$ $\langle p_T \rangle = 0.7$ 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 $N_{events}$	$\sim 5.5 \times 10^4$	$\sim 2.5 \times 10^4$	$\sim 1.6 \times 10^4$
Сечение $\sigma, \mu\text{б}$	$\sim 15$	$\sim 7$	$\sim 4$
$N_{events}/\text{цикл}$	$\sim 12.7$	$\sim 6.0$	$\sim 3.4$
Время измерений	$\sim 10.8$ час.	$\sim 10.4$ час.	$\sim 11.8$ час.

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

Параметр для реакции $p^\dagger C \rightarrow \pi^+ X$	$0.55 < x_F < 0.6$ $\langle p_T \rangle = 0.7$ 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 $N_{events}$	$\sim 8.7 \times 10^4$	$\sim 2.6 \times 10^4$	$\sim 1.5 \times 10^4$
Сечение $\sigma, \mu\text{б}$	$\sim 110$	$\sim 50$	$\sim 30$
$N_{events}/\text{цикл}$	$\sim 48$	$\sim 22$	$\sim 13$
Время измерений	$\sim 4.5$ час.	$\sim 3$ час.	$\sim 3$ час.

Таким образом, оценки свидетельствуют, что за несколько часов экспозиции поляризация протонного пучка может быть измерена со статистической точностью  $\sim 3 \div 5\%$ . Измерения могут быть выполнены как с криогенной жидководородной мишенью, 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. Следует также отметить, что данные измерения можно подтвердить измерением односпиновой асимметрии отрицательных пионов.

Стоит отметить, что в подходе, основанном на инклюзивных пионах, в эксперименте СПАСЧАРМ практически нет возможности выполнить необходимые дополнительные измерения асимметрии  $A_N$  на поляризованной протонной мишени с тем, чтобы затем использовать их результаты для поляриметрии (анти)протонного пучка той же энергии. Для

<sup>41</sup> Ошибка нормировки поляризации пучка в обеих таблицах не включена.

этой цели пришлось бы сделать измерения на поляризованной мишени для рождения пионов в «заднюю» по отношению к направлению пучка полусферу. Но в проекте установки СПАСЧАРМ не предполагается наличие «заднего» спектрометра для заряженных частиц. Дополнение же её таким спектрометром представляет собой очень серьёзную 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 году в работе [105], где впервые было показано, что ширина радиационного распада адронного резонанса связана с сечением образования этого резонанса адронами 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 энергий  $500 \div 800$  МэВ). Таким образом, поляризацию протонного пучка можно измерить, используя известную асимметрию низкоэнергетичного фоторождения  $\pi^0$ -мезонов как анализирующую способность реакции.

Как было впервые 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, 108, 109, 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, то есть 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 в процессе Примакова (скажем,  $|k^2| \approx 10^{-3}$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, где  $k$  — 4-импульс виртуального фотона) 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  $\sim 90\%$  [113]. Идея использования эффекта Примакова для измерения поляризации протонного пучка была предложена Дэйвом Андервудом [114].

Экспериментальные возможности подхода были впервые продемонстрированы в 1989 г. во ФНАЛ (США), где была измерена анализирующая способность реакции Примакова на протонном пучке с импульсом 185 ГэВ/с и известной поляризацией и где было показано, что она соответствует теоретическим ожиданиям [115]. Анализирующая способность  $T(\theta)$  когерентного кулоновского процесса  $-0.57 \pm 0.12$  (статистическая)  $\pm 0.19$  (ошибка нормировки из-за фактора разбавления) в диапазоне масс  $\pi^0 p$  системы  $1.36 \div 1.56$  ГэВ/с<sup>2</sup> и  $\theta_{\pi^0 p} = 60 \div 120^\circ$ . Анализирующая способность фотообразования  $\pi^0$ , усреднённая по той же кинематической области, составляет  $-0.65 \pm 0.04$ .

Для измерения поляризации на эффекте Примакова планируется использовать прецизионный тонко сегментированный 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 знание поляризации пучка можно получить не только используя расчеты и систему мечения, но и проведя дополнительные измерения. Использование упругих процессов для определения абсолютного значения поляризации позволяет проводить измерения поляризации пучка (анти)протонов для любой энергии частиц. Проведенные расчеты показывают возможность измерения такой поляризации за достаточно малое время для протонов (несколько часов) и примерно за 200 часов для антипротонов<sup>42</sup>.

Использование известных данных по односпиновой асимметрии рождения заряженных пионов позволяет измерить поляризацию пучка с энергией 22 ГэВ (используя известные данные эксперимента E925) за несколько (5÷10) часов. Данная процедура позволяет провести «калибровку» системы мечения пучка, которая будет реально использоваться для определения поляризации.

Следует отметить, что поляриметр на основе процесса Примакова (с анализирующей способностью в 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 в Фермилабе в 80–90-х годах прошлого века (эксперименты E581 и E704) в канале 24А анализ пучка по импульсу будет вестись в горизонтальной плоскости, а по поляризации — в вертикальной плоскости. 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 и
- 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 к направлению пучка, то преимуществом такой системы будет то, что для данного угла прецессии спина величина поля почти не зависит от импульса частицы в нашем диапазоне энергий пучка.

Ниже суммированы 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). Необходимо осуществить поворот поляризаций на  $180^\circ$  вокруг оси пучка. Назовем это реверсом поляризаций.

---

<sup>42</sup> 300 часов с учетом времени, необходимого для измерения анализирующей способности.

- Поперечную на входе поляризацию 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 минут.
- На экспериментальную установку в онлайн-режиме должна поступать информация о состоянии «змейки» в данный момент в сеансе.
- «Змейка» должна разместиться на канале на длине не более восьми метров.
- 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 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 также 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.

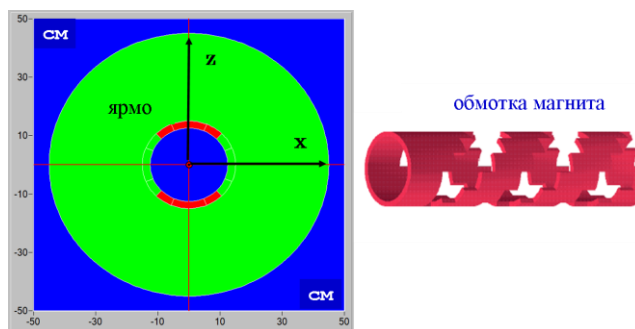


Рис. 43 Проект дизайна ядра и обмотки одного геликоидального магнита (на данном рисунке ось  $z$  соответствует вертикальному направлению)

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

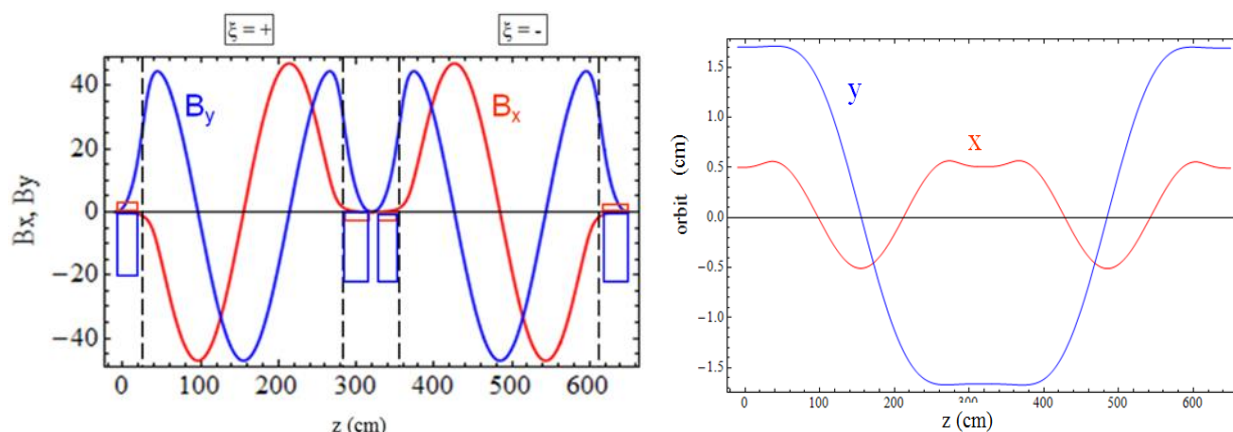


Рис. 44 Магнитное поле двух геликоидальных магнитов и траектория частиц внутри змейки при единичной матрице

Расчеты показывают, что как минимум 97% поляризации сохраняется для всех компонент.

На Рис. 45 показаны спиновые траектории для вертикальной и продольной компонент.

Общие свойства системы:

- геликоидальный магнит: максимальное поле  $B_{\max} = 47$  кГс, длина  $\lambda = 2.5$  м;
- корректирующие дипольные магниты; длина  $l = 30$  см, поле  $B = 23$  кГс.

Общая длина системы — 6.5 м, спиновая прозрачность — 97%.

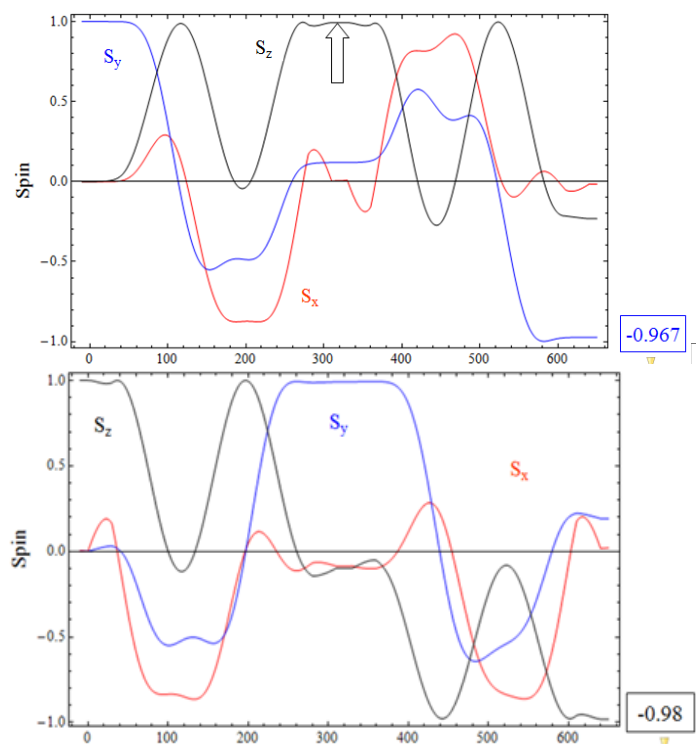


Рис. 45 Спиновые траектории для поперечной (сверху) и продольной (снизу) поляризаций

Окончательная разработка оптической системы может быть выполнена в ИЯФ СО РАН (г. Новосибирск), изготовление — в НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ или в 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 таким образом, чтобы установка располагалась уже в широкой части галереи ускорительного комплекса, что позволит обеспечить необходимое пространство для размещения (перемещения) установки и возможность ее перемещения.

Разработаны чертежи размещения установки, которые предусматривают:

- размещение собственно установки и сибирской змейки в широкой части галереи;
- размещение двух экспериментальных домиков для размещения системы сбора данных и высоковольтной электроники, а также для компьютеров сбора и анализа данных, там же будут располагаться рабочие места операторов;
- помещения для криогенных систем обеспечения установки жидкими азотом и гелием (необходим для функционирования поляризованной мишени и системы вращения спина);
- помещения (платформы) для размещения системы обеспечения газом трековых детекторов установки.

Размещение установки показано на Рис. 46.

Непосредственно экспериментальная установка будет размещена на существующих двухуровневых полах широкой части галереи. Длина установки от стены галереи до заднего фронта поглотителя пучка составляет 37,5 метров – 12,5 метров до центра мишени и 25 метров, собственно, сама установка СПАСЧАРМ, ширина зоны установки более 10 м. Предусмотрены зоны (выделены треугольной штриховкой) для размещения детекторов для поляриметрии и изучения упругого рассеяния.

Размещение спектрометрического магнита фиксировано и определяется структурой пола в зоне галереи. Остальные детекторы могут при необходимости смещаться 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 размещения электроники системы сбора данных, компьютеров и места размещения служебного персонала располагаются на втором этаже, на одном уровне с существующими переходами в галерее.

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

Благодаря бетонной защите, фон от канала частиц, расположенного рядом, невысок и не мешает проведению эксперимента (расчеты выполнялись в Отделах пучков и радиационных исследований НИЦ «Курчатовский институт» - ИФВЭ).

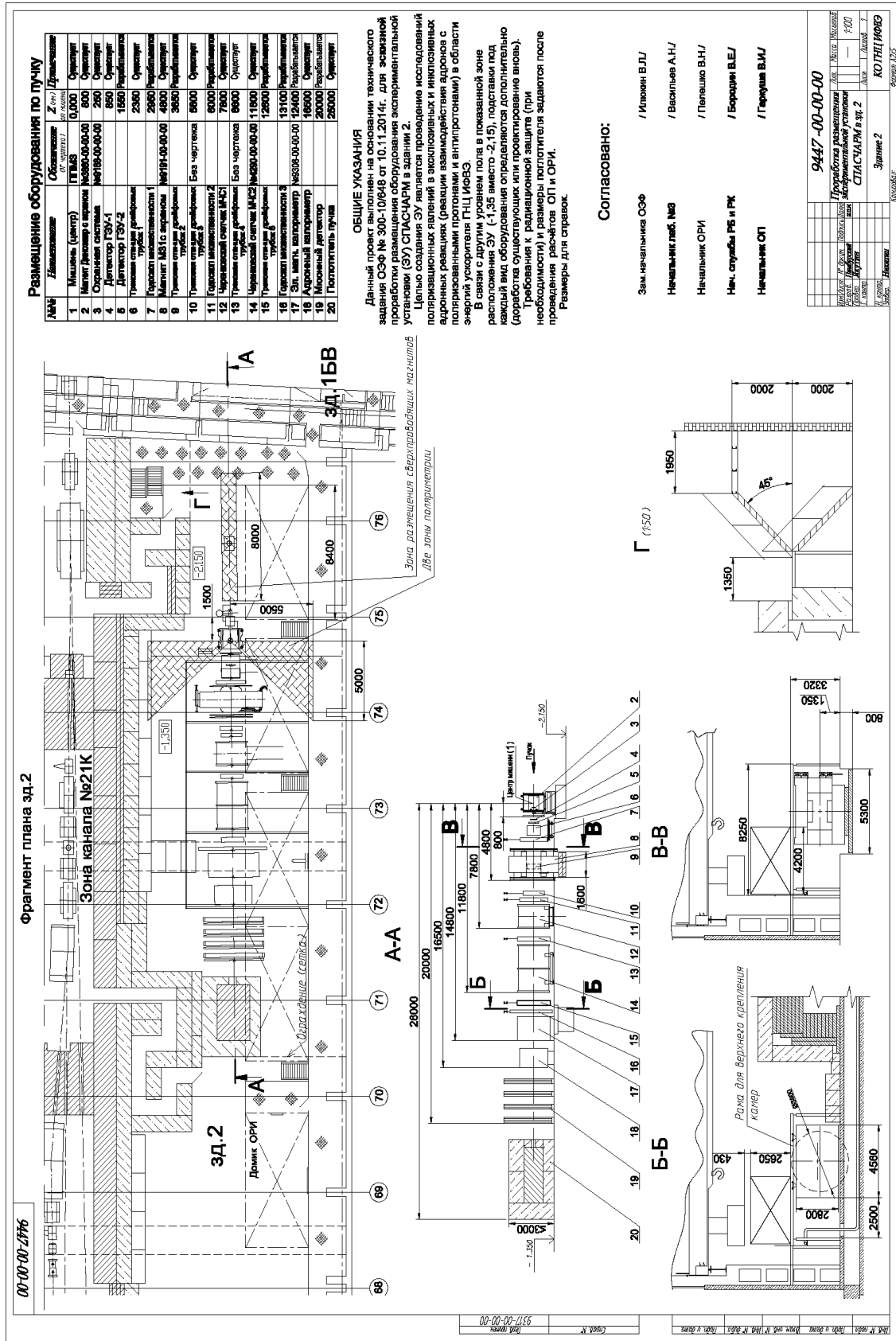


Рис. 46 Схема размещения экспериментальной установки на канале 24

### 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:

- Регистрация вторичных заряженных частиц в диапазоне от 500 МэВ до 50 ГэВ в большом телесном угле и в полном азимутальном угле.
- Регистрация гамма-квантов в диапазоне от 200 МэВ до 40 ГэВ (с возможностью перестройки энергетической шкалы при необходимости) в большом телесном угле и в полном азимутальном угле.
- Идентификация заряженных частиц в диапазоне  $1 \div 20$  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:

- Пучковая аппаратура, позволяющая регистрировать до  $10^7$  частиц за сброс ускорителя, для определения координат и типов пучковых частиц (на Рис. 47 не показана).
- Жидководородная (показана на рисунке), поляризованная и ядерные мишени.
- Спектрометр заряженных частиц, состоящий из спектрометрического магнита M31, детекторов GEM, пропорциональных (PC) и дрейфовых (DT и DC) камер.
- Система идентификации сорта частиц, состоящая из детектора колец черенковского излучения (RICH), мюонного детектора (MuonDet) и времяпролетных детекторов (TOF); последние также могут использоваться в качестве детектора множественности.
- Электромагнитный (ECAL) и адронный (HCAL) калориметры.

Следует отметить, что на Рис. 47 приведен максимальный набор оборудования, который 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.

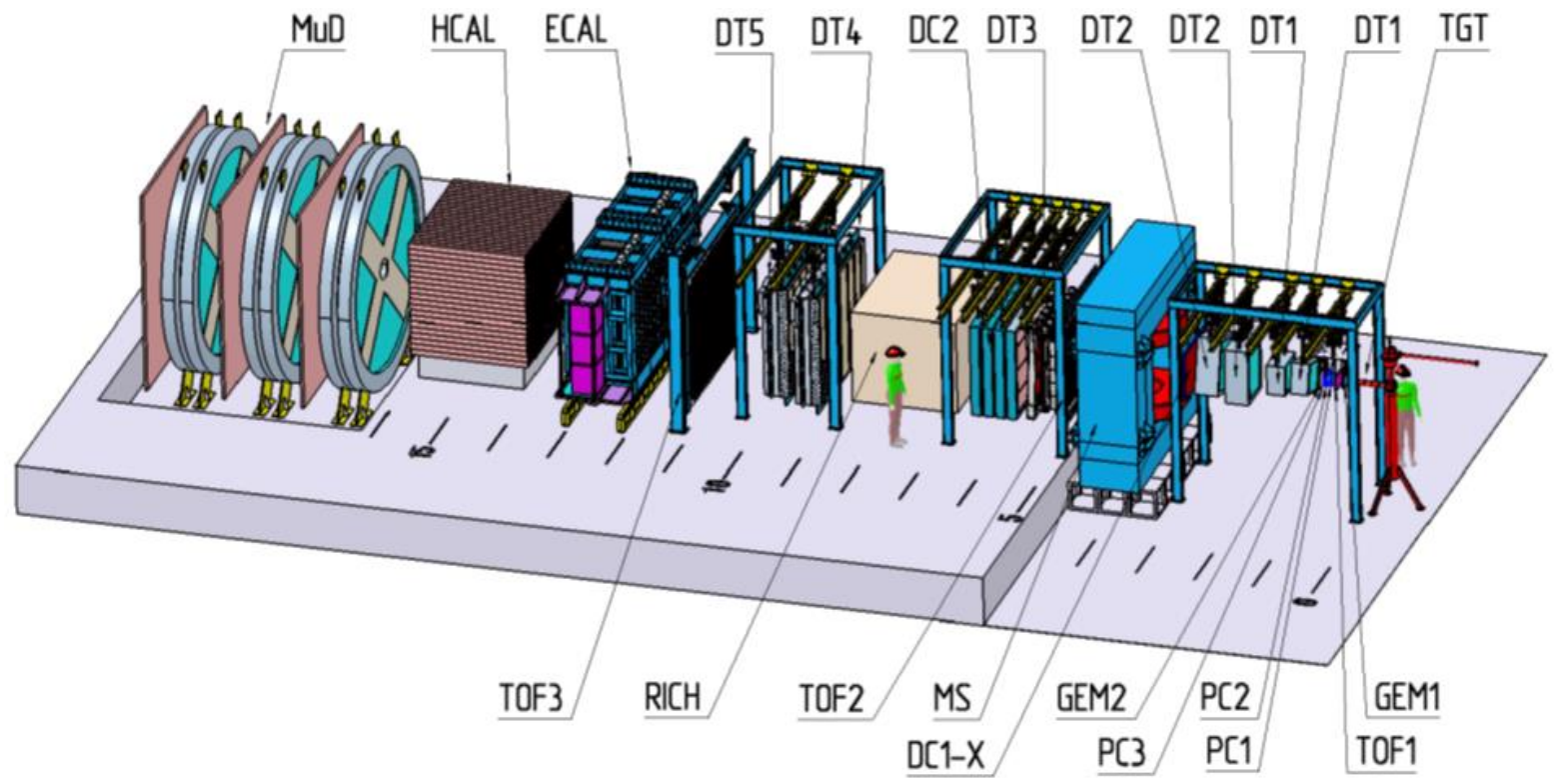


Рис. 47 Схема экспериментальной установки СПАСЧАРМ:

- TGT — показана жидководородная мишень эксперимента;
- GEM1–2 — детекторы на основе Газового Электронного Усиления (ГЭУ или GEM);
- TOF1–3 — годоскопы время-пролетной системы;
- DT0–5 — станции на основе тонкостенных дрейфовых трубок;
- PC1–3 — пропорциональные камеры ПИЯФ-ИТЭФ;
- DC1–2 — дрейфовые камеры ПИЯФ-ИТЭФ;
- RICH — детектор колец черенковского излучения;
- ECAL — электромагнитный калориметр, HCAL — адронный калориметр;
- MuD — мюонный детектор.

Расстояние по оси Z (по направлению пучка) показано в метрах относительно центра мишени.

### 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 экспериментальной установки на 2021 год (во время комплексного запуска и первого сеанса по набору экспериментальных данных отсутствовала станция DTS0 из тонких, диаметром 15 мм, дрейфовых трубок).

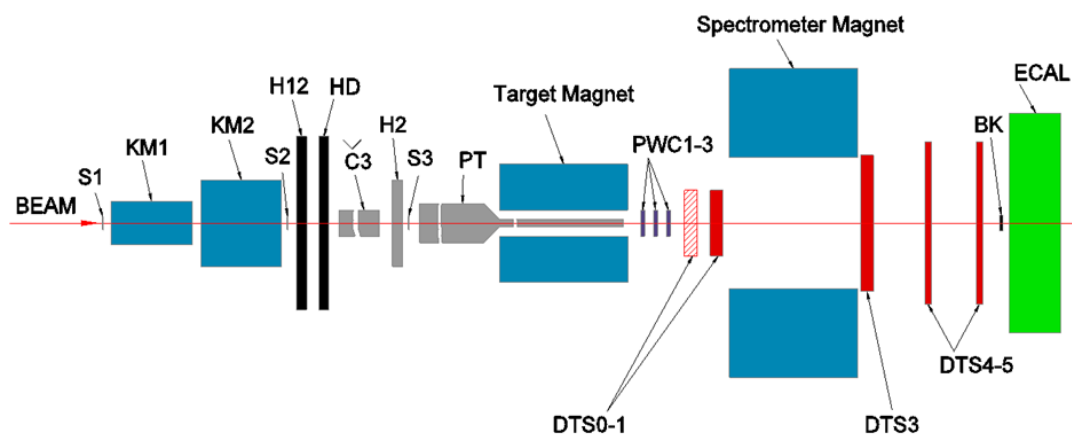


Рис. 48 Схема установки СПАСЧАРМ, детекторы показаны не в масштабе (детекторы DTS0-1 соответствуют детекторам DT1-2 при работе на канале 24)

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 антисовпадений (BK) и корректирующие магниты установки (KM1, KM2).

Спектрометр установки в текущей конфигурации состоит из 57 плоскостей трековых детекторов и широкоапертурного магнита; установка в первую очередь рассчитана на регистрацию заряженных частиц. Возможно дополнение 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 магнит с неоднородностью поля  $10^{-4}$ , мишень окружена охранной системой для подавления 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 ИТЭФ-ПИЯФ.

### 3.2 Пучковая аппаратура

Пучковая аппаратура представляет собой набор детекторов заряженных частиц, расположенных по оси пучка в зоне канала до мишени установки, а также счётчик частиц, которые не провзаимодействовали с веществом мишени, расположенный по оси пучка после всех трековых детекторов установки. Она предназначена как для выработки первичного триггера, так и для определения типа частицы и её координаты на мишени установки при обработке данных.



В качестве детекторов, вырабатывающих триггер, могут быть использованы как отдельные сцинтилляционные счётчики, перекрывающие полную апертуру пучка, так и годоскопы системы мечения поляризации пучка, описанные в разделе 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 используются ФЭУ XR2020, имеющий передний фронт нарастания импульса  $\leq 0.5$  нс при общей длительности импульса по основанию менее 5 нс. Опыт работы на канале 14 подтверждает высокую эффективность выработки сигнала совпадений в телескопе из трёх счётчиков: при загрузке пучком в  $2 \cdot 10^6$  частиц в секунду число случайных совпадений не превышает 3%. Счётчик непроизвольно действовавших 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  $10 \div 45$  ГэВ/с. В случае протонного пучка с импульсом  $40 \div 45$  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 ( $\text{CHClF}_2$ ) также при атмосферном давлении.

При работе с пучком отрицательно заряженных частиц ( $\pi^-/K^-/\bar{p}$ : 97.9/1.8/0.3%) на существующей установке используются три пороговых детектора черенковского излучения. Два первых счётчика откачаны до давления 0,6 атм., а третий работает при атмосферном давлении. Их длины, соответственно, равны 5 м, 3,5 м и 4,5 м. Черенковский свет регистрируется фотоумножителями 56DUVP, сигналы с которого после усиления поступают на дискриминаторы и записываются системой сбора данных. При анализе данных рассматриваются три комбинации совпадений/антисовпадений сигналов с этих счётчиков:

- сработали все три счётчика -  $\pi^-$  мезон;
- не сработал ни один из счётчиков – антипротон;
- сработал только третий счётчик -  $K^-$  мезон.

Для определения координат частицы на мишени на канале 24 предлагается использовать четыре двухкоординатные станции пропорциональных камер ИТЭФ-ПИЯФ [118] с размерами чувствительной области  $200 \times 200$  мм<sup>2</sup> и шагом сигнальных проволочек 1 мм, надёжно работающие с эффективностью выше 99% при загрузках до  $4 \cdot 10^6$  частиц в секунду. Каждый модуль камер (Рис. 49) включает в себя две плоскости сигнальных проволочек (3 и 6), натянутых во взаимно-перпендикулярных направлениях для определения одновременно двух координат.

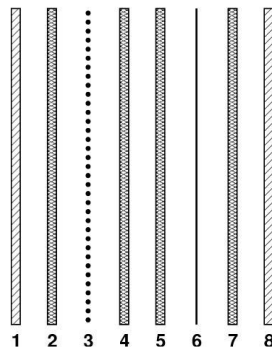


Рис. 49 Устройство двухкоординатных пропорциональных камер с шагом 1 мм (не в масштабе):

- 3, 6 — плоскости сигнальных проволочек,  
 2, 4, 5, 7 — высоковольтные электроды,  
 1, 8 — майларовые окна, ограничивающие газовый объем.

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 и ограничен майларовыми окнами 1 и 8 толщиной 50 мкм. Продув камер осуществляется газовой смесью, состоящей из 74.85% Ar, 25% изобутана, 0.15%  $CF_3Br$ . 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 часов, а одного баллона наиболее расходуемого газа — аргона — хватает на 30 суток непрерывного поддержания указанного режима.

Для регистрации сигналов срабатывания проволок 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 проволок, а также формирование и передачу пакетов данных по интерфейсу USB2.0. Предусмотрено также 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%.

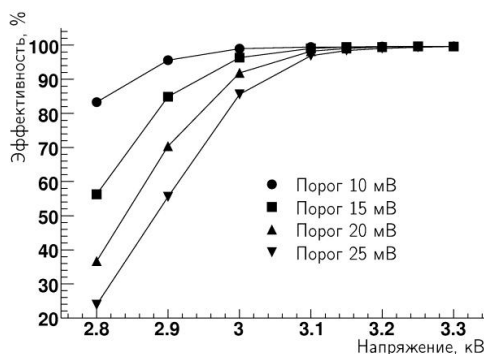


Рис. 50 Зависимость эффективности пропорциональной камеры от напряжения на потенциальных плоскостях при различных порогах дискриминации

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 42×42 мм<sup>2</sup>. В каждой из плоскостей сцинтилляционные волокна SCSF-38 фирмы Kuraray 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 в направлении движения частиц. Соседние колонки слегка перекрываются, тем самым устраняются «мёртвые» зоны нечувствительных оболочек волокон и повышается эффективность регистрации. Белая водно-дисперсионная краска, используемая для фиксации волокон в кассете, уменьшает распространение сцинтилляционного света в поперечном направлении.

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

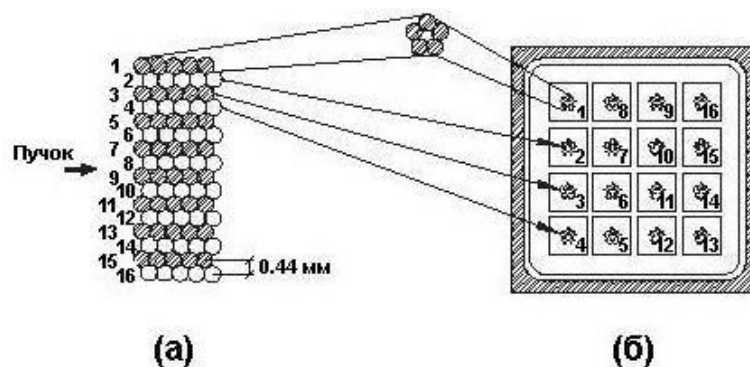


Рис. 51 Схематическое изображение части сцинтилляционной волоконной кассеты (а) и расположение волокон на фотокатоде 16-анодного ФЭУ Hamamatsu R7600-200-M16 (б)

Световоды имеют длину  $\sim 20$  см. Их свободные концы вклеены в отверстия квадратных пластин из чёрного пластика группами по 5 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 —  $10\div 12$  фотоэлектронов на канал. Аналоговые сигналы с анодов преобразуются в цифровые с помощью дискриминаторов с низким порогом и парафазными выходами в стандарте LVDS для передачи к 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<sup>2</sup>, который используется на канале 14 и предполагается использовать на канале 24 при работе с узким (до 5 см) пучком. На Рис. 52 показаны фотография волоконного годоскопа в зоне экспериментальной установки (слева) и его 16-канального дискриминатора с регулируемым порогом.

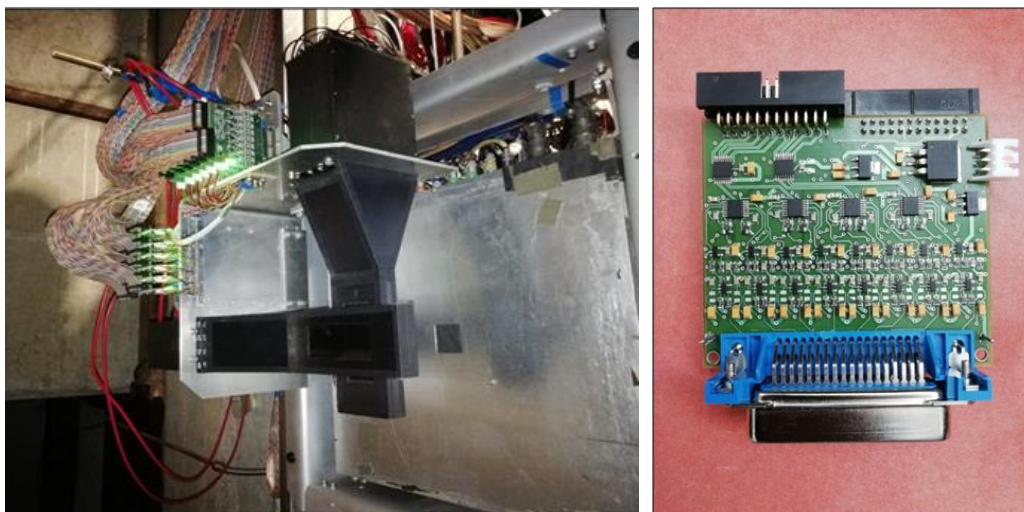


Рис. 52 Фотография волоконного годоскопа в зоне экспериментальной установки (слева) и 16-канального дискриминатора с регулируемым порогом (справа)

На Рис. 53 показаны профили пучка (слева) и зависимость эффективности волоконного годоскопа от координаты.

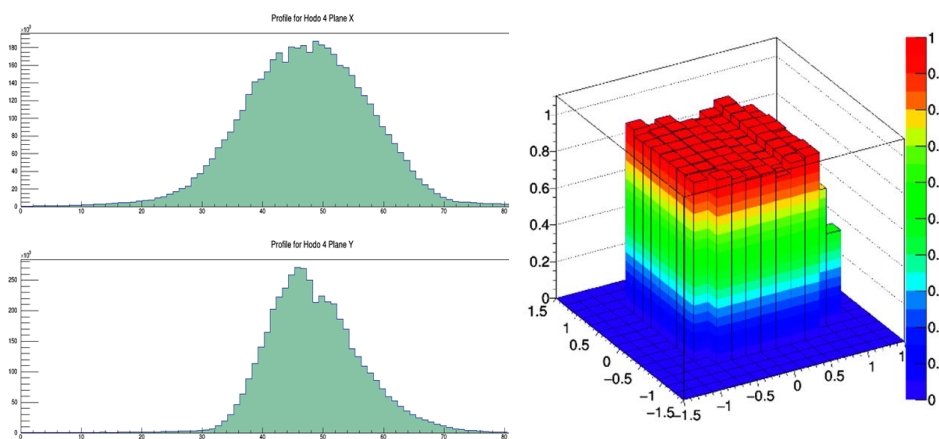


Рис. 53 Профили пучка (слева) и зависимость эффективности волоконного годоскопа от координаты (справа)

К пучковой аппаратуре также относится вето-система, которая является частью комплекса поперечно-поляризованной мишени (см раздел 3.3)<sup>43</sup>. Фотографии вето-системы представлены на Рис. 54. Она представляет собой детектор заряженных частиц и  $\gamma$ -квантов, рождающихся в мишени в результате взаимодействия с протонами пучка и вылетающих из неё под большими углами в лабораторной системе координат ( $0.25 < \theta < \pi - 0.25$ ), не попадая в открытый телесный угол, определяемый апертурой экспериментальной установки.



Рис. 54 Фотография вето-системы вокруг поляризованной протонной мишени

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 её в рабочее положение после окончания накачки.

В рабочем положении системы расстояние от оси пучка до её внутренней поверхности составляет 50 мм по горизонтали и 40 мм по вертикали. Для регистрации заряженных частиц используется первый слой детектора, состоящий из сцинтиллятора (полистирол) толщиной 10 мм. Четыре пластины сцинтиллятора окружают мишень. Длина пластин составляет 400 мм. Свет из каждой пластины собирается спектросмещающими оптическими волокнами диаметром 1 мм типа VCF-91АМС, проложенными в имеющихся в пластинах канавках. Пучки волокон выводят свет на расстояние 400 мм за габариты магнита, перпендикулярно к направлению пучка, где магнитное поле слабое. Противоположные торцы волокон с каждой пластины собраны на фотокатодах двух фотоэлектронных

<sup>43</sup> При использовании жидководородной мишени может использоваться другая вето-система.

умножителей ФЭУ-84-3, сигналы от которых используются в совпадениях для подавления шумов. Дальнейшая структура вето-системы в направлениях, перпендикулярных пучку, представляет собой чередование четырех слоев свинца толщиной 7 мм и четырех слоев сцинтилляционных пластин толщиной 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, а нейтральные — в двух интервалах по азимутальному углу  $\varphi$ . 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 счётчика, расположенных на торцах модулей со стороны криостата. Они представляют собой две пластины Г-образной формы толщиной 20 мм. Сцинтилляционный свет переизлучается спектросмещающим волокном Kuraray Y-11 диаметром 1 мм с максимумом излучения в районе 500 нм и регистрируется лавинным фотодиодом (SiPM) типа MicroFC-30035-SMT фирмы SensL.

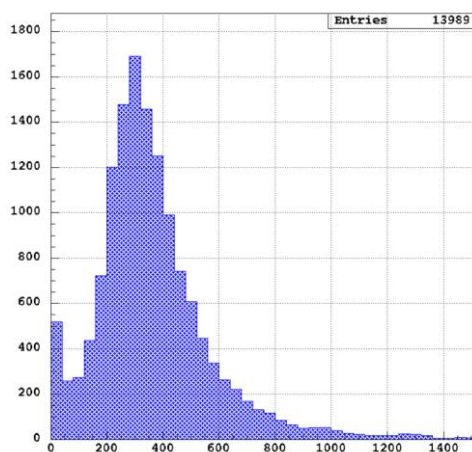


Рис. 55 Амплитудный спектр сигналов от космических частиц в одном из каналов регистрации вето-системы

Схематическое изображение счётчиков показано на Рис. 56. Эффективность регистрации заряженных частиц этими счётчиками составляет  $\sim 99,5\%$ .

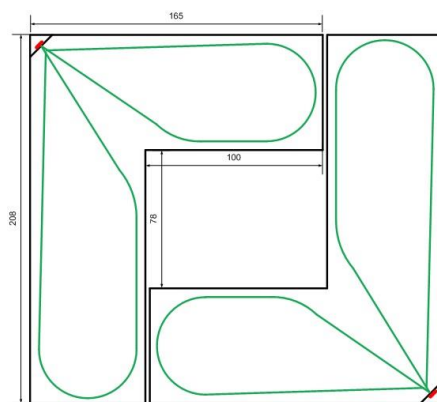


Рис. 56 Схематическое изображение торцевых счётчиков вето-системы

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

При измерениях эксклюзивных реакций (см. раздел 1.5.2) вето-система может быть использована для формирования триггера первого уровня. Планируется организовать несколько типов триггеров для эксклюзивных 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 счётчика, 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 жидководородная мишень. Для измерения  $A_N$  на ядрах будут использованы обычные ядерные мишени — от бериллия до свинца. Эти же мишени могут использоваться для исследования поляризации гиперонов и выстроенности векторных мезонов.

Водородные мишени, которые использовались и будут использованы в экспериментах на ускорительном комплексе НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ, содержат в рабочей части небольшие количества жидкого водорода (до 4 литров). Поэтому целесообразно применять не мишени классического типа (с резервным водородным баком большого объёма), а мишени 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 ожижение водорода жидким гелием. Водородные мишени с жидким гелием хотя и менее экономичны, но легче в изготовлении, проще и надёжнее 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 НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ разработана жидководородная мишень, 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 объём, 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 объёма применительно к задачам конкретного физического эксперимента.

Основные параметры существующей мишени:

- Длина рабочего объёма — 500 мм, диаметр — 100 мм.
- Время выхода мишени на рабочий режим — 3 часа.
- Расход жидкого гелия в рабочем режиме — 0.7 л/час.

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

Для экспериментального измерения фактора разбавления (зависит от типа реакции, мишени и кинематических переменных) требуются измерения на чистом водороде, залитом в оболочку мишени. Требуются также 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 использование существующей на канале 14 поперечно-поляризованной мишени.

Поляризованная мишень для эксперимента СПАСЧАРМ является мишенью 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 поля  $\Delta B/B \approx 10^{-4}$  во всем рабочем объеме мишени, в случае «замороженных» мишеней для удержания поляризации можно использовать достаточно слабые ( $> 0.25$  Тл) поля 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 сот (до 2000) часов. 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 мК в режиме заморозки. Достижение такой низкой температуры обеспечивается растворением  $\text{He}^3$  в  $\text{He}^4$  при помощи 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:

- а) гелиевый криостат горизонтального типа с рефрижератором растворением гелия-3 в гелии-4, включая систему датчиков и прибор для измерения криогенных температур.
- б) ампулу с веществом мишени, расположенную в ванне растворения рефрижератора;
- в) аппаратуру для создания и измерения высокой поляризации протонов мишени;
- в) магнитную систему.

В поляризованной мишени эксперимента СПАСЧАРМ использован гелиевый криостат горизонтального типа с рефрижератором растворением гелия-3 в гелии-4, обеспечивающим два режима работы:

- «тёплый 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 77К и 1К.

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  $\sim 0.4$  Т («замороженный режим»).

Циркулирующий газообразный гелий  $\text{He}^3$  охлаждается последовательно в теплообменниках азотного бака, бака  $\text{He}^4$ , 1К ванне, конденсируется и поступает в ванну испарения  $\text{He}^3$ , а затем поступает 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, охлаждает 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 работах [120].

Рабочим веществом поляризованной мишени является пентанол ( $\text{C}_5\text{H}_{12}\text{O}$ ) 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 тefлоновую ампулу диаметром 20 мм и длиной 200 мм. Ампула вставляется в ванну растворения криостата при азотной температуре. Количество вещества в мишени 13.2 г/см<sup>2</sup>. Это соответствует ~10% длины взаимодействия для  $\pi^-$ -мезонов с энергией 28 ГэВ.

Максимальная величина поляризации составляет 75% и 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<sup>44</sup> с однородностью поля  $\sigma(B)/B$  порядка  $10^{-4}$  во всем рабочем объеме образца мишени (~60 см<sup>3</sup>).

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 это соответствует индукциям от 2.365 до 2.401 Т, необходимым для успешной накачки поляризации протонов в мишени.

Величина поляризации измеряется методом ядерного магнитного резонанса 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. Фотография мишени представлена на Рис. 54 вместе с охранной системой внутри магнита.

#### 3.3.1.1 Магнит поляризованной мишени

Общий вид магнита показан на Рис. 57.

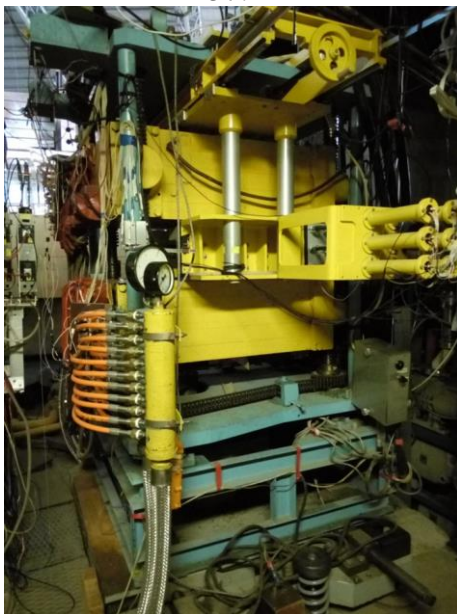


Рис. 57 Общий вид магнита ДИНОЗАВР — 2.4 Т с введённой в рабочее положение охранной системой и рабочими коммуникациями на установке СПАСЧАРМ на канале 14 ускорителя У-70

В режиме накачки поляризации мишень, охлаждённая до  $T \sim 0,2-0,3^\circ \text{K}$ , помещается в центре его рабочего зазора. Поле формируется в нём полюсами из пермендюра 49КФ, шириной 164 мм, длиной 1000 мм и толщиной 80 мм. Поток поля замыкается через

<sup>44</sup> Необходимое значение величины магнитного поля прямо пропорционально частоте СВЧ генератора



магнитопроводы, изготовленные из Стали-3. 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 поле в его центральной части достигает 2,4 Т.

На Рис. 58 представлена нагрузочная кривая магнита ДИНОЗАВР — 2.4 Т поляризованной мишени эксперимента при сомкнутых полюсах. В этом режиме осуществляется накачка поляризации мишени. Затем, после охлаждения мишени до  $T \sim 0,03^\circ \text{K}$  полюса раздвигаются на 250 мм, открывая апертуру магнита для вторичных частиц, вылетающих из мишени, в пределах  $\pm 300$  мрад по горизонтали и  $\pm 250$  мрад по вертикали. Поле при этом уменьшается до  $\sim 0,4$  Т, и в нём поляризация мишени удерживается в течение одного-двух дней.

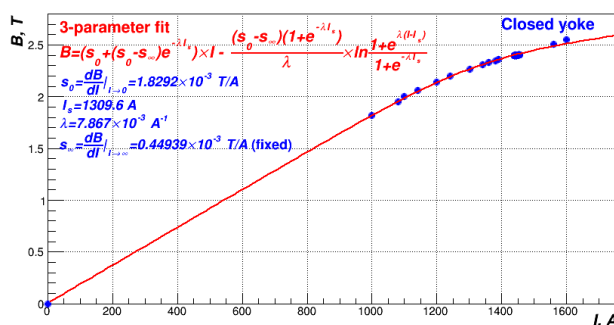


Рис. 58 Нагрузочная кривая магнита ДИНОЗАВР поляризованной мишени при сомкнутых полюсах

Сразу после изготовления магнита в центральной части в цилиндре, диаметром 20 мм, и на длине 200 мм было получено довольно однородное поле с индукцией  $\sim 2,4$  Т с максимальной относительной вариацией от минимума к максимуму  $\sim \pm 13 \times 10^{-4}$  и средне-квадратичным отклонением от константы по объёму  $\sim 4.3 \times 10^{-4}$ . Графически топография относительных отклонений полученного поля на поверхности мишени от его средней величины по объёму,  $\langle B \rangle$ , показана на Рис. 59.

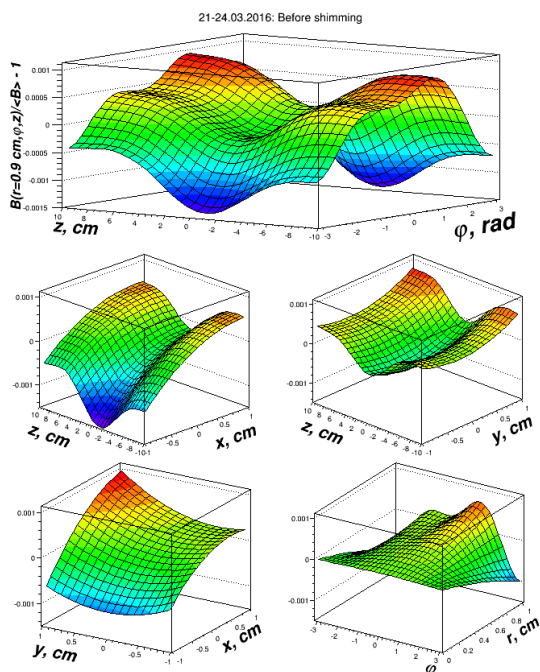


Рис. 59 Результаты первоначального измерения поля магнита поляризованной мишени

В пентаноле  $C_5H_{12}O$  с добавкой радикала ТЕМПО, используемом в настоящее время в качестве рабочего вещества, относительная ширина линии поглощения (RMS) в поле 2.4 Т составляет  $\sim 1.65 \times 10^{-4}$ . Таким образом, для успешной накачки (получения требуемой поляризации по всему объему мишени) необходимо, чтобы однородность магнитного поля внутри рабочего объема мишени составляла  $\pm 1.65 \times 10^{-4}$  или меньше. Для достижения требуемой однородности был проведен цикл необходимых работ с магнитом поляризованной мишени. На Рис. 60 и приведена карта поля в магните поляризованной мишени во время работ по оптимизации магнита и по окончании этих работ.

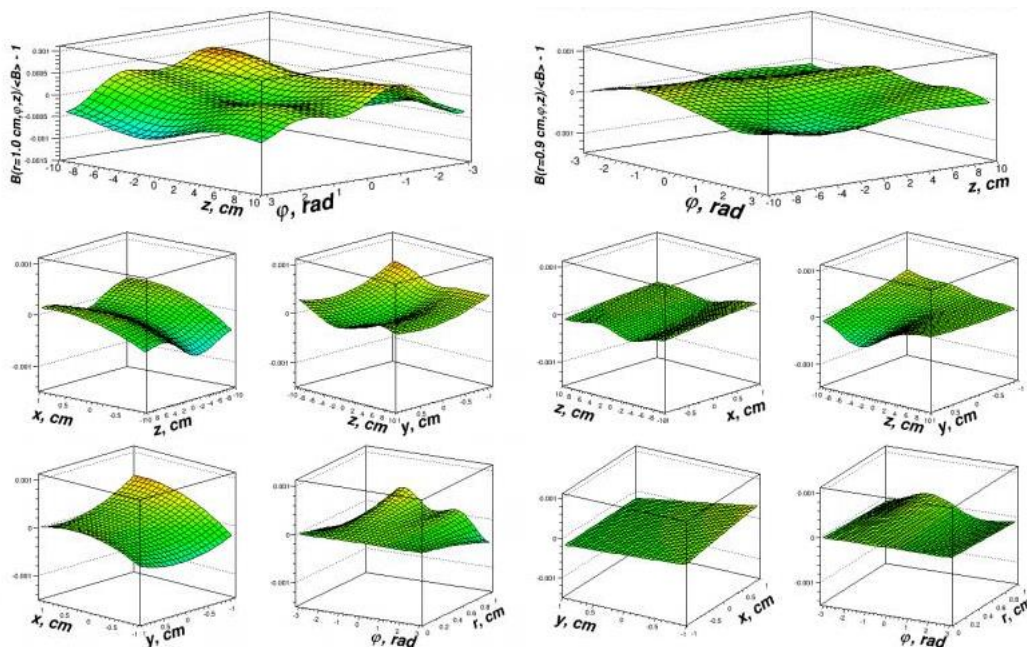


Рис. 60 Результаты измерения поля магнита поляризованной мишени после работ в начале 2017 г. (слева) и в настоящее время (справа)

Если при первых измерениях неоднородность магнитного поля составляла до  $(4.28 \pm 0.08) \times 10^{-4}$  (при максимальном разбросе  $2.5 \times 10^{-3}$ ), что не позволяло накачать поляризацию мишени во всем объеме, то по результатам проведенных работ удалось снизить неоднородность поля до  $(1.22 \pm 0.07) \times 10^{-4}$  (при максимальном разбросе  $7.8 \times 10^{-4}$ ).

Для питания электромагнита используется тиристорный источник питания 28ТП2 ( $U_{ном} = 215$  В,  $I_{ном} = 1500$  А). Тиристорный преобразователь выполнен по 3-х фазной симметричной мостовой схеме Ларионова. Для охлаждения тиристоров применены модули водяного охлаждения SS15BL. Для подавления пульсаций выпрямленного напряжения применён пассивный Г-образный LC фильтр. Применение обратно смещённого 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 без усилий и за короткое время удалось получить поляризацию выше 70% при теоретическом максимуме около 75%, а средняя поляризация при наборе данных составила 65%.

Существующий 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 Существующая поляризованная мишень для измерения двухспиновых продольных асимметрий

Для измерения двухспиновых продольных асимметрий  $A_{LL}$  в установке возможно использование продольно-поляризованной мишени. Криостат этой мишени [122] был изготовлен в 1990 году в рамках поляризационного эксперимента E704 во ФНАЛ (США). Он находится в ОИЯИ. Фотографии комплекса продольно-поляризованной мишени приведены на Рис. 61 и Рис. 62.

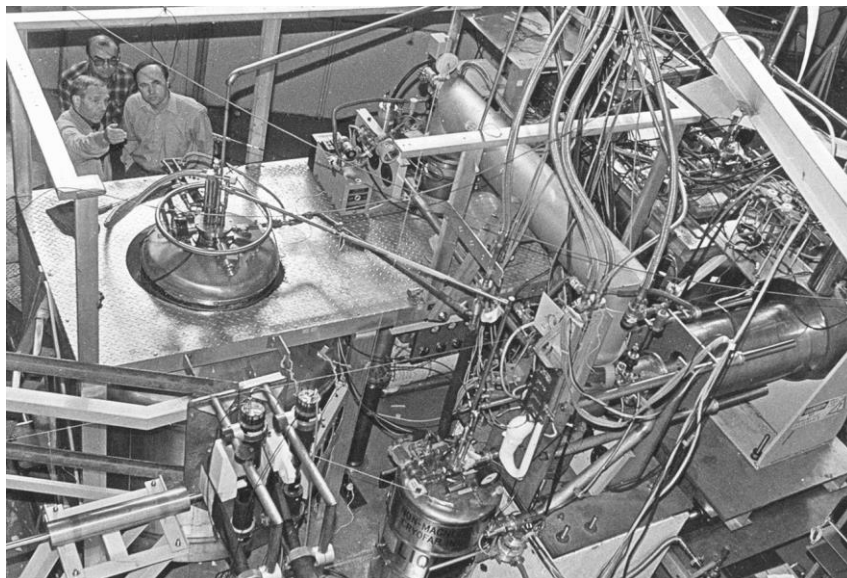


Рис. 61 Фотография комплекса продольной поляризованной мишени

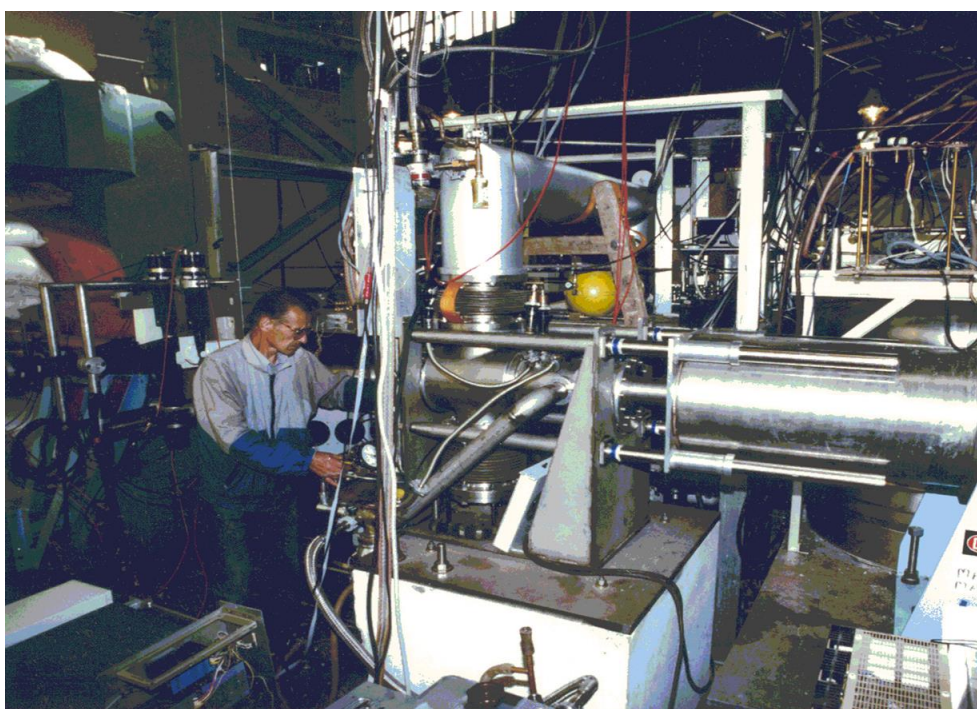


Рис. 62 То же что на Рис. 61, вид сбоку

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

Эта мишень также замороженного типа, в криостате которой для получения низкой температуры используется метод растворения  $\text{He}^3$  в  $\text{He}^4$ . Рабочая температура при использовании данной мишени была 60 мК. Основные принципы работы мишени и ее характеристики совпадают 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 мишени составляет 20 см, а диаметр равен 30 мм;
- поляризация мишени 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 E704 он использовал 1.5 л жидкого гелия в час. Максимальное поле при токе 185 А составляло в E704 6.5 Тл. Однако в ходе набора статистики в E704 магнитное поле составляло 2.5 Тл, что было достаточно для нужд эксперимента. Однородность магнитного поля внутри рабочего объема мишени составляла  $\pm 5 \cdot 10^{-5}$ . Полный телесный угол раскрытия составлял 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 использование продольно-поляризованной мишени. Для этой цели лучше всего создать новую поляризованную мишень замороженного типа с использованием 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 пример криостата 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 от рабочего вещества мишени. Большие наработки в этой области к настоящему времени есть у специалистов из университетов Бонна и Майнца [123, 124]. Другой особенностью такой мишени является возможность создания как продольной, так и двух поперечных (вертикальная и горизонтальная) поляризаций.

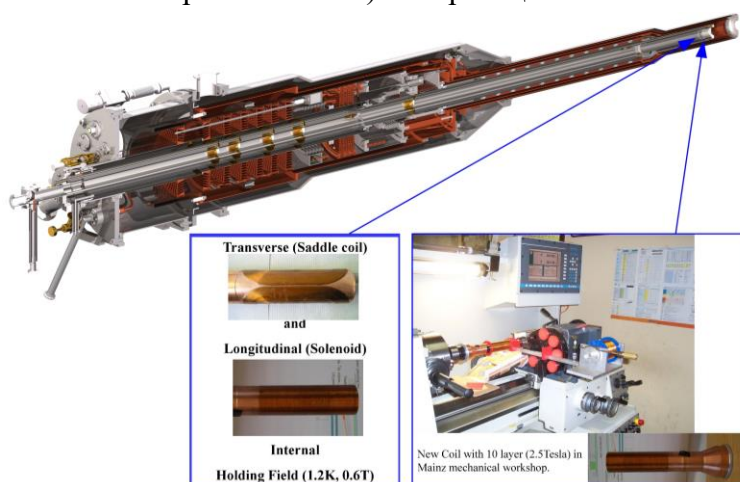


Рис. 63 Криостат поляризованной мишени с поляризующей (Saddle coil) и удерживающей поляризацию (Solenoid) сверхпроводящими катушками

На этом же рисунке показано устройство для намотки таких катушек, созданное в университете г. Майнц. Наличие совместных разработок и долгосрочное сотрудничество ОИЯИ с этим и другими немецкими университетами дают надежду реализовать в поляризованной мишени эксперимента многие принципиально новые возможности.

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

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 была успешно разработана и использована в эксперименте на ускорителе “МАМІ С” в Майнце с участием сотрудников ОИЯИ. Обычно она устанавливается на специальной вставке-штанге (Cryostat-Insert, Рис. 64 и Рис. 65), которая вводится в криостат при необходимости.

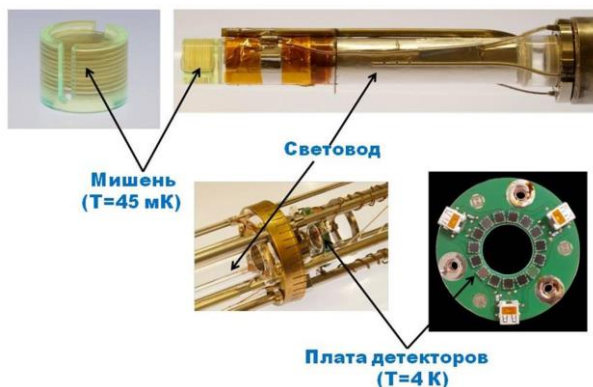


Рис. 64 Основные внутренние узлы созданной совместными усилиями (Майнц-Бонн-Бохум-ОИЯИ) мишени-сцинтиллятора

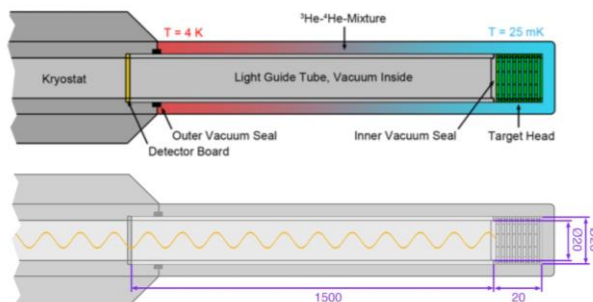


Рис. 65 Поляризованная мишень-сцинтиллятор (Майнц)

Уже был выполнен первый в мире успешный эксперимент с этой активной поляризованной мишенью [126]. Её высокая эффективность и низкий порог регистрации протонов отдачи открывают новые возможности в исследовании спиновой структуры протона и в получении модельно-независимых данных. Поляризация протонов этой мишени-сцинтиллятора составила  $\approx 65\%$ , время поддержания поляризации при температуре 45 мК в

магнитном поле 0.4 Т — около 100 часов. 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 надёжности и экономичности экспериментальной установки. Работы по созданию системы измерения поляризации мишени (ЯМР) могут быть выполнены специалистами из ОИЯИ и университета Бохума, которые имеют к настоящему времени мировые разработки в этой области [127, 128].

Кроме криостата поляризованной мишени необходимо создать специальную герметичную насосную группу для циркуляции  $He^3$  и откачки  $He^4$ , разработать и создать соответствующие системы ЯМР и накачки (СВЧ). Для управления процессами поляризованной мишени и контроля её 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 (Табл. 18) [129, 130, 131, 128], подтверждением чему служат действующие установки подобного типа в Гатчине, Протвино, Праге и Майнце. Безусловно, потребуются активное и полноценное участие специалистов из ИФВЭ, а также их немецких коллег из научных центров (Майнц, Бонн, Бохум).

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

Место	Публикации
PINP, Gatchina	JINR Preprints 13-10253, 10-10257, Dubna 1976 Prib Techn. Exp. 2(1978) 32
IHEP, Protvino	JINR Preprint 1-80-93, Dubna 1980
Charles Uni., Prague	NIM A 345, (1994) 421-428
JINR, Dubna	NIM A 372 (1996) 349
Institut fur Kernphysik Uni. Mainz	Phys. Of Particles and Nuclei (2013) vol. 44, No.6, pp. 964-967
Uni. Bonn	Contract 200/1548

### 3.4 Магнитный спектрометр

Физическая программа эксперимента (раздел 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<sup>45</sup>.

Исходя из этих условий, была подготовлена схема, включающая широко-апертурный магнит и систему трековых детекторов.

<sup>45</sup> Такая точность восстановления импульса необходима только на последнем этапе измерений

### 3.4.1 Спектрометрический магнит

Спектрометрический магнит изготовлен в ИФВЭ. Основной особенностью магнита является большая апертура, позволяющая проводить исследования в большом телесном угле и, таким образом, обеспечить большую апертуру экспериментальной установки в целом. Апертура (окно) магнита имеет размеры  $2300 \times 1000$  мм<sup>2</sup>, толщина обратного магнитопровода составляет 850 мм. Из-за поперечной неоднородности поля реальная рабочая ширина магнита составляет 1400 мм. Для экранировки рассеянного поля установлены магнитные экраны толщиной 100 мм, расположенные на расстоянии 800 мм от центра магнита. Экраны немного уменьшают апертуру установки, однако, практически не искажают аксептанс. Фотография спектрометрического магнита без экранов приведена на Рис. 66.

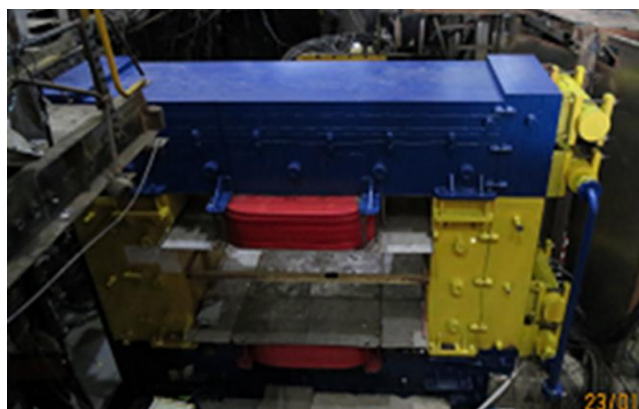


Рис. 66 Фотография спектрометрического магнита М31 на канале 14

Для оценки характеристик экспериментальной установки были проведены расчеты магнитного поля. На Рис. 67 показана нагрузочная кривая, т.е. зависимость индукции магнитного поля в центре магнита от приложенной нагрузки — значения тока в каждом витке.

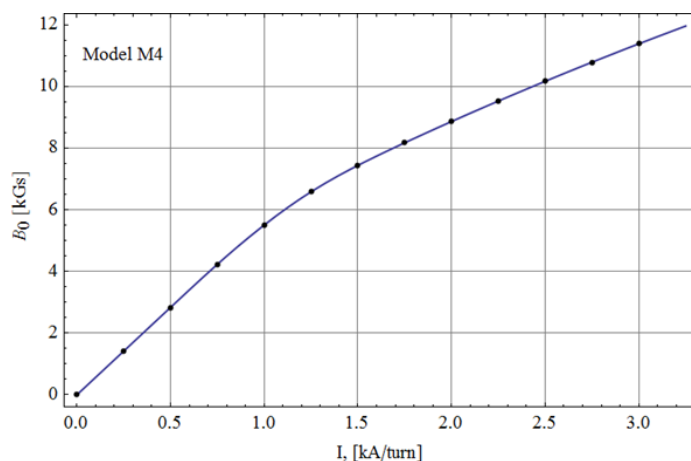


Рис. 67 Нагрузочная кривая для модели спектрометрического магнита М31

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 Рис. 69 показаны графические представления данных расчетов для трех значений тока. Интеграл поля в центре магнита составит 1.5 Тл·м.

Табл. 19 Интегральное поле в магните при токе  $I=2.5$  кА/виток

$X$ $Y$	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

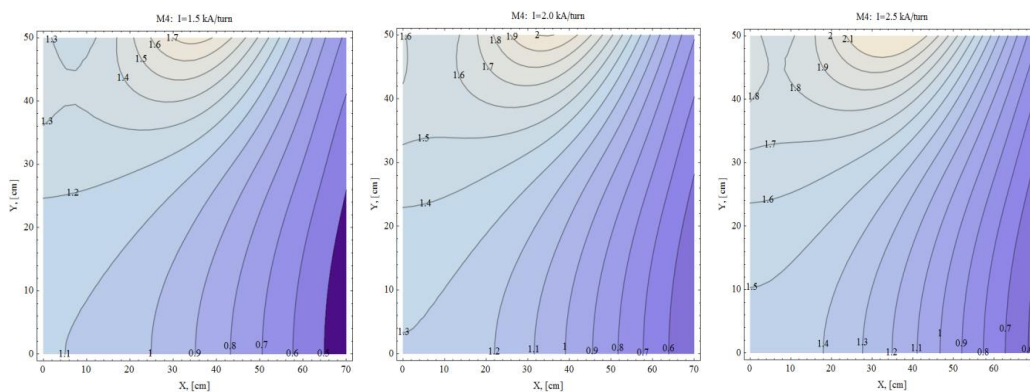


Рис. 68 Изолинии интегрального поля в четвертой части рабочей области  $700 \times 500$  мм<sup>2</sup>.  
 $I = 1.5, 2.0$  и  $2.5$  кА/виток

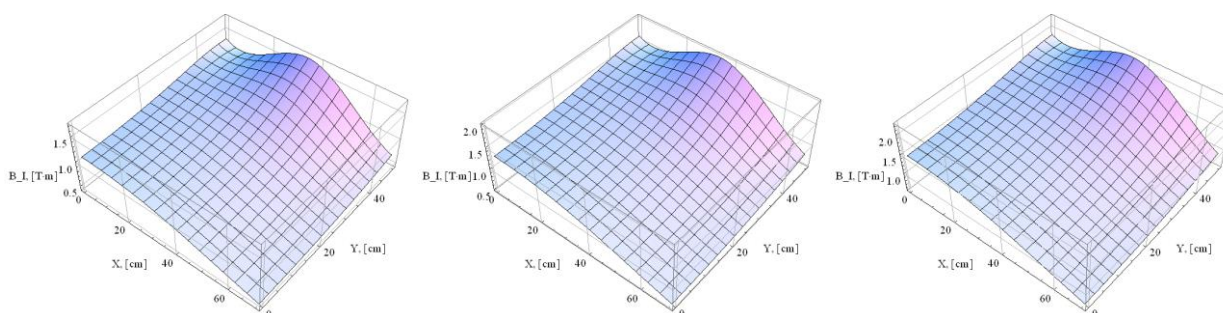


Рис. 69 Интегральное поле как функция поперечных координат (X,Y) в рабочей области.  
 $I = 1.5, 2.0$  и  $2.5$  кА/виток

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 при измерениях реакций рождения чармония. В других случаях небольшое значение поля позволяет увеличить эффективность регистрации частиц. Расчётная картина поля при токе 1 кА/виток, полученная методом численного моделирования с использованием программы ANSYS, показана на Рис. 70. Поле в центре магнита равно  $\sim 5.6$  кГс.

Для проверки расчетов и получения точной карты магнитного поля была создана система измерений топографии магнитного поля на основе датчиков Холла. Она состоит из 22 групп датчиков Холла с точностью 0.1%, по три датчика в каждой группе, ориентированных на измерение одной из трёх компонент поля.

На Рис. 71 показана система измерения магнитного поля, смонтированная на спектрометрическом магните. Датчики Холла размещены на вертикальном держателе с шагом 40 мм, покрывая по вертикали (ось Y) 840 мм. Держатель закреплён 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.



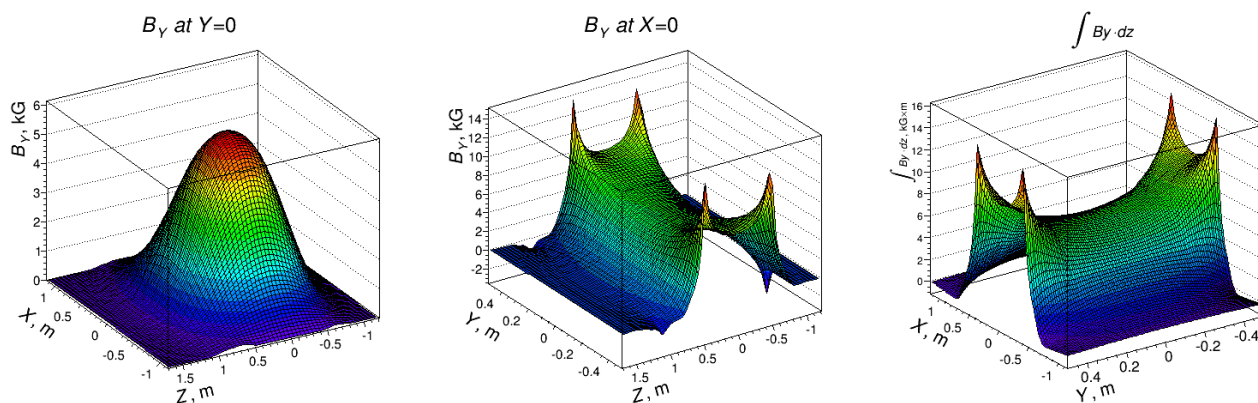


Рис. 70 Расчётное поле магнита М31 при токе 1 кА/виток. Слева – вертикальная компонента поля  $B_y$  в плоскости  $XZ$  при  $Y=0$ ; посередине - плоскость  $YZ$  при  $X=0$ ; справа - зависимость интеграла  $\int B_y dz$  от поперечных координат  $X$  и  $Y$



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

Измерения проводились в автоматическом режиме со считыванием и цифровизацией показаний датчиков Холла в каждой остановке по  $Z$ . Измерения осуществляются как при движении каретки «вперёд», так и на обратном пути при возвращении каретки в исходное положение в тех же точках по  $Z$ , что и по пути «вперёд». Таким образом, в каждой из 50 точек по  $Z$  производится по два измерения.

Учитывая, что полные измерения топографии поля – это довольно длительный процесс продолжительностью в несколько часов и даже дней, предусмотрены несколько способов отслеживания дрейфа поля магнита и измерительной аппаратуры. К ним относятся 1) непрерывное слежение за изменениями тока питания магнита путём измерения напряжения на специальном прецизионном сопротивлении; 2) на нижнем полюсе магнита в фиксированном положении размещён специальный «опорный» датчик Холла; 3) на обоих полюсах магнита, верхнем и нижнем, размещены в фиксированных положениях два ЯМР-зонда; 4) в системе присутствовал ряд датчиков слежения за температурой, током питания датчиков Холла и пр. Эти данные также считывались и записывались одновременно с измерениями магнитного поля.

Измерениями была покрыта значительная часть рабочего объёма магнита, но, к сожалению, не весь объём. Из-за конструктивных особенностей магнита и ограничений системы перемещения датчиков Холла [132] не удалось сделать измерения на расстояниях,

удалённых более, чем на 0.4 м, от центра магнита вверх по пучку, а также вблизи границ апертуры. Среднеквадратичное отклонение (*RMS*) расчётов и измерений по всем 101920 измеренным цифрам для всех трёх компонент поля было найдено равным  $\sim \pm 1.9$  мТ, что составляет  $\sim \pm 0.35\%$  от поля в центре магнита. Значительный вклад в отклонения по всему объёму вносит ошибка позиционирования датчиков вблизи рёбер и углов полюсов, где градиенты индукции очень велики и достигают  $\sim 5$  мТ/мм. Если ограничиться только областью вдали от полюсов магнита при  $|Y| < 30$  см, то здесь  $RMS = \sim \pm 0.95$  мТ  $\approx \pm 0.18\%$ . Абсолютные нормировки расчётного и измеренного магнитных полей при токе питания 1 кА на виток совпали с точностью  $\sim 0.13\%$ .

Иллюстрация к сравнению расчётов и измерений представлена на Рис. 72 в терминах интегралов поля вдоль оси *Z*. Верхняя строка: расчётные распределения интегралов в поперечной плоскости *X-Y* для полного рабочего объёма магнита. Нижняя строка: относительные разности между расчётными и измеренными интегралами, нормированные на интегралы от основной компоненты  $B_Y$ , для части рабочего объёма, где были сделаны измерения. Обозначение:  $\Delta B(X, Y, Z) = B_{расчём}(X, Y, Z) - B_{измерения}(X, Y, Z)$ . В нижней строке цифры в стат-боксах соответствуют фитированию константой с единичными ошибками 2D-распределений в полосе  $|Y| < 30$  см.

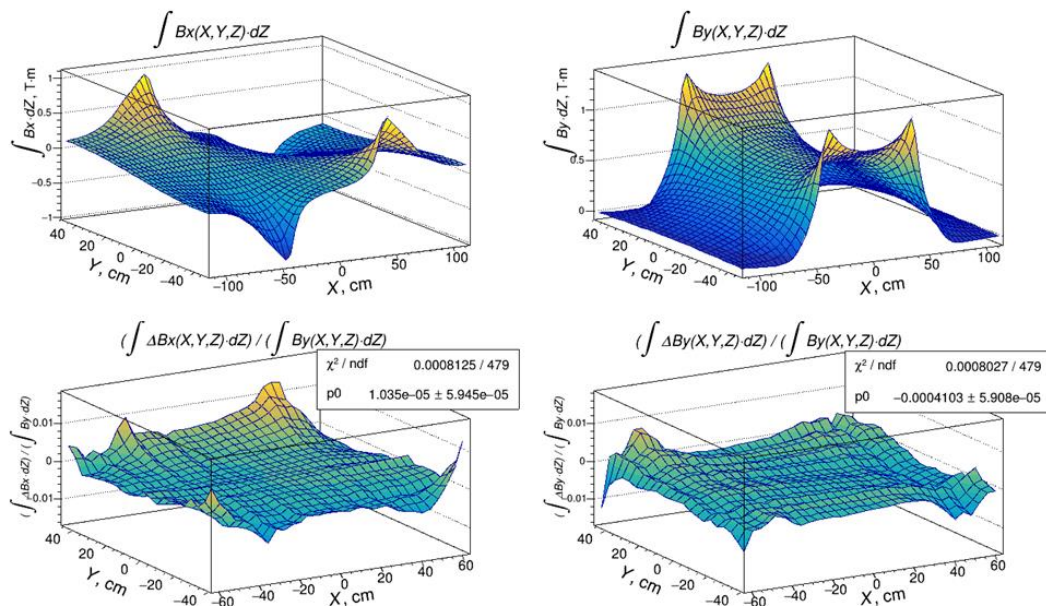


Рис. 72 Иллюстрация к степени согласия расчётов и измерений по интегралам вдоль оси *Z*

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 *X-Y*-плоскости имеет место согласие в пределах  $\sim \pm 0.3\%$  для интеграла от  $B_x$  и  $\sim \pm 0.18\%$  - для интеграла от  $B_y$ . А вдали от полюсов при  $|Y| < 30$  см согласие не хуже, чем  $\sim \pm 0.14\%$  для обеих компонент. Интеграл поля вдоль пучка по линии, проходящей через центр магнита, равен  $0.703 \pm 0.001$  Т·м. Индукция в центре магнита равна  $0.5398 \pm 0.0004$  Т. Величина рассеянного поля в зоне ближайшего трекового детектора выше М31 по пучку равна примерно 15-17 мТ, а в зоне ближайшего детектора ниже по пучку –  $\sim 0.2$  мТ.

Для отвода тепла, выделяемого при работе магнита, через обмотку прокачивается обессоленная холодная вода под давлением 11 атмосфер. 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 список, положение<sup>46</sup> и размеры трековых детекторов; жирным шрифтом отмечены детекторы, которые предполагается использовать при исследовании чармония: выбор этих детекторов определяется лучшим координатным разрешением.

Табл. 20 Список и характеристики трековых детекторов.

Жирным шрифтом отмечены детекторы, которые предполагается использовать при исследовании чармония;

\* звездочкой отмечены детекторы на канале 14, протестированные в сеансах '18 и '19 гг.

Имя детектора	Расстояние от мишени [м]	Композиция камер	Шаг проволок (диаметр трубок) [мм]	Размер камеры, Y[см] × X[см]	Число Каналов
<b>GEM1</b>	0.35 <sup>47</sup>	X,Y	стрип 0.4	20 × 20	1000
PC1*	0.55	X,Y	1	20 × 20	400
PC2*	0.63	X,Y	1	20 × 20	400
PC3*	0.71	X,Y	1	20 × 20	400
<b>GEM2</b>	0.85	X,Y	стрип 0.4	30 × 30	1500
<b>DT1*</b>	1.00	U,V,X,Y	15	32 × 32	384
<b>DT2*</b>	1.67	X,Y,U,V	30	72 × 96	336
DC1	3.00	X	17	80 × 120	140
<b>DT3*</b>	5.29	X,Y,U	30	120 × 168	432
DC2	5.70	X,Y,U,V	17	160 × 240	560
<b>DT4*</b>	8.07	X,Y,U	30	192 × 240	672
<b>DT5*</b>	9.77	X,Y,U	30	192 × 240	672

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 микрон. Такими характеристиками обладают GEM-детекторы (Gas Electron Multiplier) 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 размер 20×20 см<sup>2</sup>, GEM2 — 30×30см<sup>2</sup>.

В ИФВЭ освоена технология изготовления детекторов GEM из материалов, поддающихся в ЦЕРН. Созданы два прототипа GEM-детектора размерами 10×10 см<sup>2</sup> (см. Рис. 73). Проведены испытания этих прототипов. Детекторы GEM имеют пространственное разрешение около 70 микрон и работают при нагрузках до 10<sup>5</sup> мм<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>, то есть в интенсивных пучках. Сами детекторы полностью удовлетворяют требованиям эксперимента.

<sup>46</sup> Положение детекторов представлено при исследовании односпиновых асимметрий с использованием водородной или ядерной мишеней при измерениях на канале 24

<sup>47</sup> Начало детектора.

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

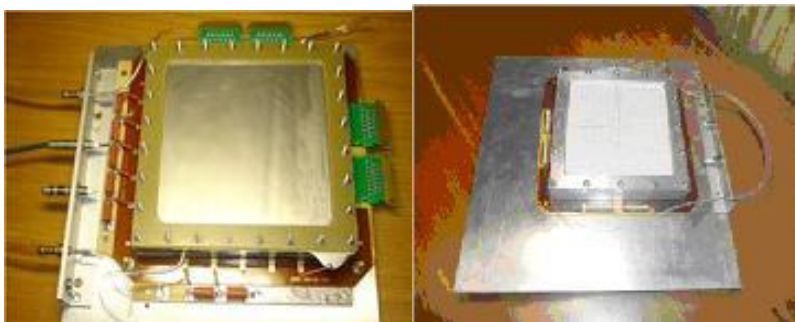


Рис. 73 Фотографии двух прототипов GEM детекторов

### 3.4.2.2 Пропорциональные камеры

Между двумя детекторами GEM1 и GEM2 расположены три пропорциональные камеры РС1–РС3 с пространственным разрешением 300 микрон. Эти камеры работают эффективно в пучках частиц с интенсивностью до  $4 \cdot 10^6$  частиц в секунду. Такие же камеры предполагается использовать в качестве пучковых детекторов, поэтому их устройство описано ранее (см. раздел 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 диаметром трубки 15 мм [133] и рабочей областью  $48 \times 48$  см<sup>2</sup>. 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 3 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, левая панель). Шаг между трубками составляет 15.5 мм; это расстояние определяется точными поверхностями торцевых элементов. Количество ДТ в слое кратно 8, что определяется модульностью электроники. Эти камеры имеют нечувствительную зону размером  $3 \times 3$  см<sup>2</sup> и работают эффективно в интенсивных пучках частиц. Камеры DT1 смонтированы на одной подставке с системой пропорциональных камер (Рис. 74, правая панель).

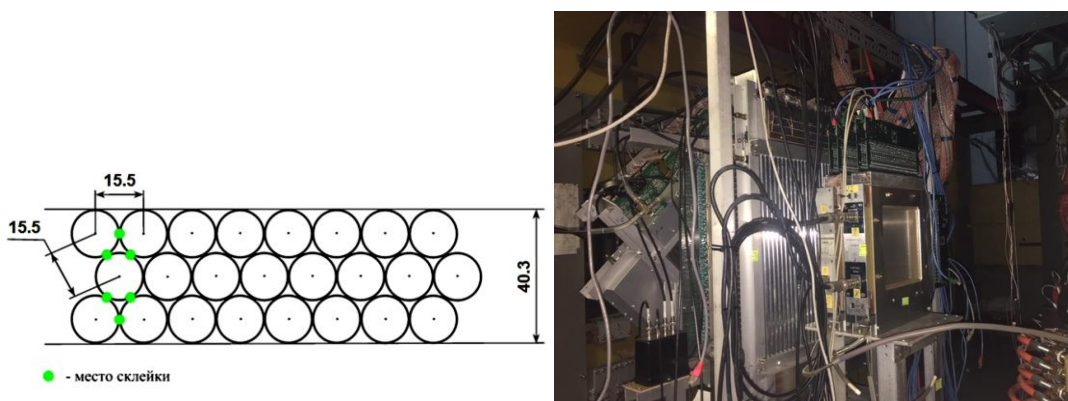


Рис. 74 Схема расположения трубок (левая панель) и фото смонтированных на одной подставке пропорциональных камер (на переднем плане) и дрейфовой камеры DT1 (правая панель)

Станция DT2 состоит из двух одинаковых камер, одна из которых повернута на угол  $15^\circ$  относительно вертикали. Эти камеры, как и все остальные камеры DT за магнитом,

изготовлены из майларовых дрейфовых трубок с диаметром 30 мм [134]. Каждая камера 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 — в X,Y,U. Камера U повернута на 15° относительно вертикали.

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

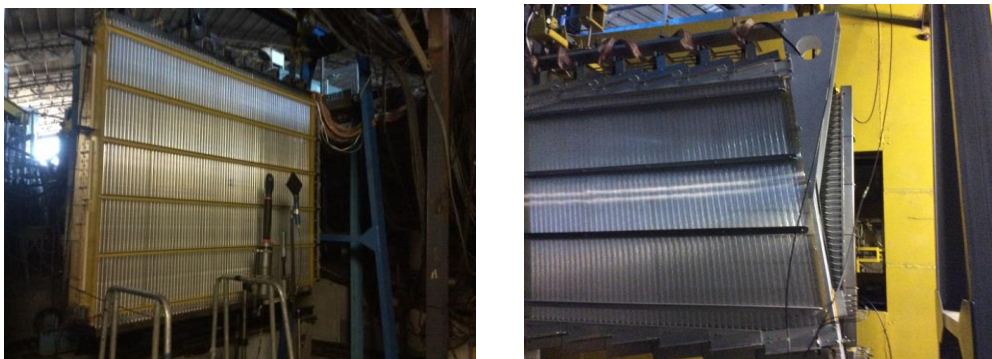


Рис. 75 Четвертая станция камер на рабочем месте с установленным перед ней триггерным счетчиком на взаимодействие; справа — третья станция, расположенная сразу после магнита.

#### 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. Данная минимально возможная скорость продува требуется для сохранения стабильности скорости дрейфа ионов ( $R_T$ -зависимости).

Для определения рабочего напряжения были сняты счетные характеристики камер. На Рис. 76 приведена счетная характеристика для одной из камер. Счетная характеристика изначально снималась при использовании космических мюонах 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.

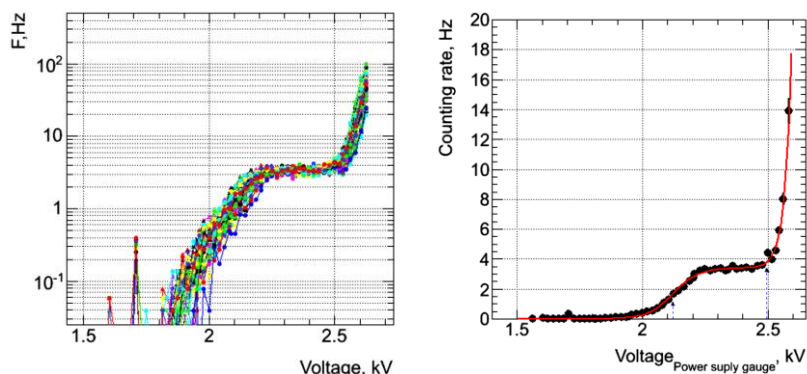


Рис. 76 Счетные характеристики всех трубок (слева) и усредненная характеристика всей камеры (справа)

Для данного режима работы камер было проведено исследование собственное разрешение камер на космических мюонах, которое показано на Рис. 77 ( $p_2 = 143$  мкм) и соответствует ожиданиям и требованиям эксперимента по точности.

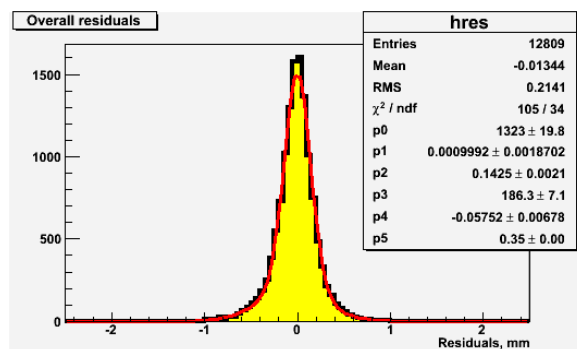


Рис. 77 Разность между восстановленной координатой трека и координатой в данной подплоскости

При проведении методических сеансов было проведено исследование эффективности всех трековых детекторов. На Рис. 78 слева показана зависимость эффективности от напряжения для одной из камер, а справа – эффективность всех слоев трековых детекторов. Некоторое уменьшение эффективности при увеличении напряжения связано с увеличением шумов в камере.

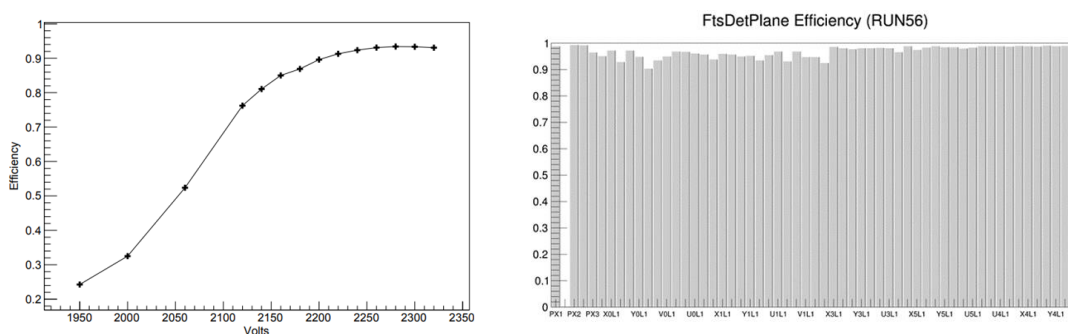


Рис. 78 Слева – зависимость эффективности одного из слоев камеры от напряжения, справа – эффективность всех слоев трековой системы, полученная на вторичных треках

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, 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 проволоочки) эффективность падает.

### 3.4.2.5 Дрейфовые камеры ПИЯФ-ИТЭФ

Еще одними трековыми детекторами могут стать дрейфовые камеры ПИЯФ-ИТЭФ, которые разработаны и созданы для эксперимента ЭПИКУР. Подробное описание этих камер приведено в работе [118]. Из возможных конструкций данных дрейфовых камер была выбрана та, которая обеспечивает минимальное количество вещества на пути регистрируемых продуктов реакции — проволоочная дрейфовая камера с гексагональной структурой. Конфигурация почти правильных шестиугольных дрейфовых ячеек иллюстрируется Рис. 79.

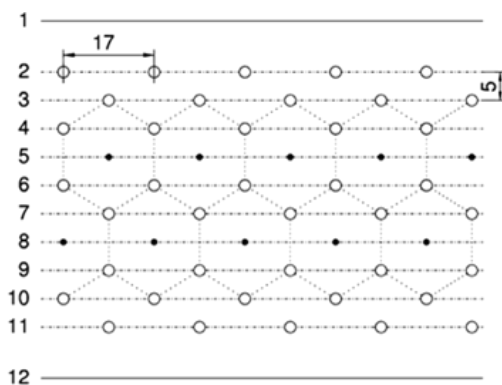


Рис. 79 Часть периодической структуры проволоочных дрейфовых камер ЭПЕКУР (не в масштабе):

- 2, 3, 4, 6, 7, 9, 10, 11 — плоскости потенциальных проволоочек,
- 5, 8 — плоскости сигнальных проволоочек,
- 1, 12 — майларовые окна, ограничивающие газовый объем

Открытыми кружками изображены потенциальные проволоочки 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 проволоочек (изображены черными точками в слоях 5 и 8). Диаметр сигнальных проволоочек — 25 мкм. Потенциальные плоскости 2 и 11 имеют нулевой потенциал и служат для симметризации поля ячеек с внешней стороны. Действительно, по отношению к верхнему (по рисунку) ряду ячеек, проволоочки плоскости 2 задают почти такую же конфигурацию потенциала, как и сигнальные проволоочки плоскости 8. Шаг ячеек структуры — 17 мм. Сдвиг ячеек в двух сигнальных плоскостях на половину шага позволяет эффективно определять, с какой стороны от сигнальной проволоочки прошел трек регистрируемой частицы.

Газовый объем камер ограничен майларовыми окнами 1 и 12 (Рис. 79) с герметизацией по алюминиевой раме. Рабочая газовая смесь содержит 70% Ar 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 проволоочки гексагональной структуры, для газовой смеси 65% Ar и 35% CO<sub>2</sub>. Из рисунка видно, что в диапазоне рабочих порогов 15÷20 мВ ширина плато эффективности составляет 200÷300 В. При продуве камеры рабочей газовой смесью напряжения, при которых достигается такая же эффективность, уменьшаются приблизительно на 50 В. Рис. 81 показывает 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.

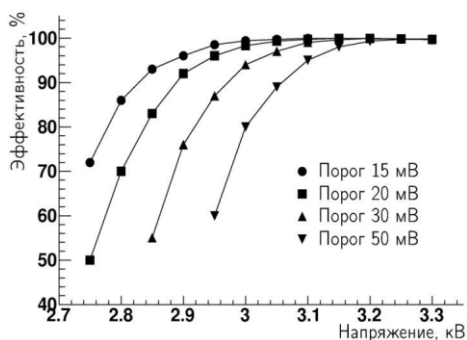


Рис. 80 Зависимость эффективности дрейфовой камеры от питающего напряжения при различных порогах дискриминации

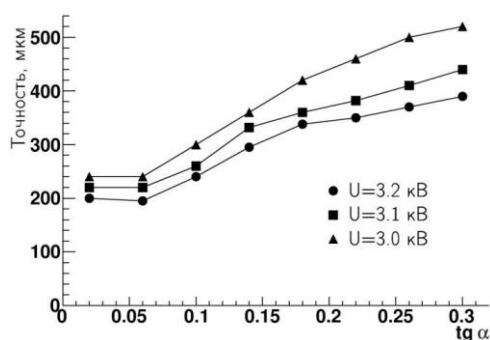


Рис. 81 Зависимость точности дрейфовых камер от тангенса угла наклона трека при различных напряжениях на потенциальных проволочках и фиксированном пороге дискриминации. Угол отсчитывается от нормали к плоскости камеры в плоскости, перпендикулярной направлению проволочек.

### 3.5 Электромагнитный калориметр

Одним из основных детекторов установки 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 ПАНДА. За основу будут взяты разработки, полученные при подготовке проекта Переднего электромагнитного калориметра типа шашлык [136].

Модуль переднего электромагнитного калориметра имеет сэндвич-структуру. В каждом модуле «шашлыка» находится 380 слоев свинцового поглотителя толщиной 300 микрон и сцинтиллятора 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<sup>2</sup> (Рис. 83).

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

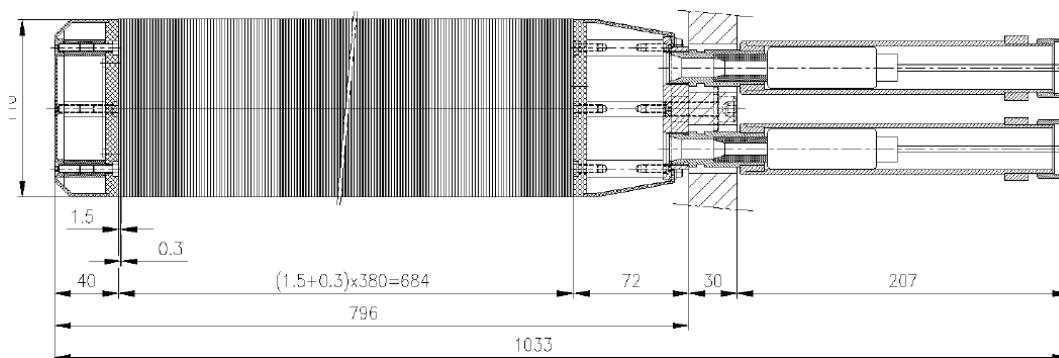


Рис. 82 Чертеж супермодуля калориметра



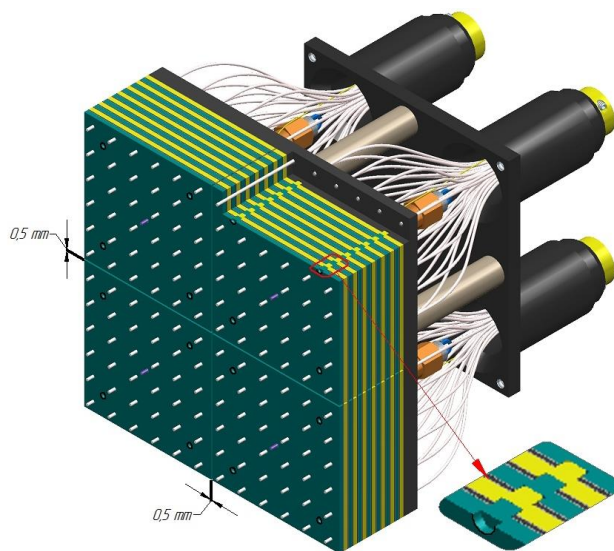


Рис. 83 Часть модуля калориметра в разрезе

Весь детектор будет состоять из 40 строк и 60 столбцов ( $220 \times 330 \text{ см}^2$ ), т.е. в общей сложности из 2400 ячеек, или 600 модулей.

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 Хамамацу R7899. На Рис. 84 показана линейность регистрации светового сигнала, полученная с помощью сигнала от светодиодов.

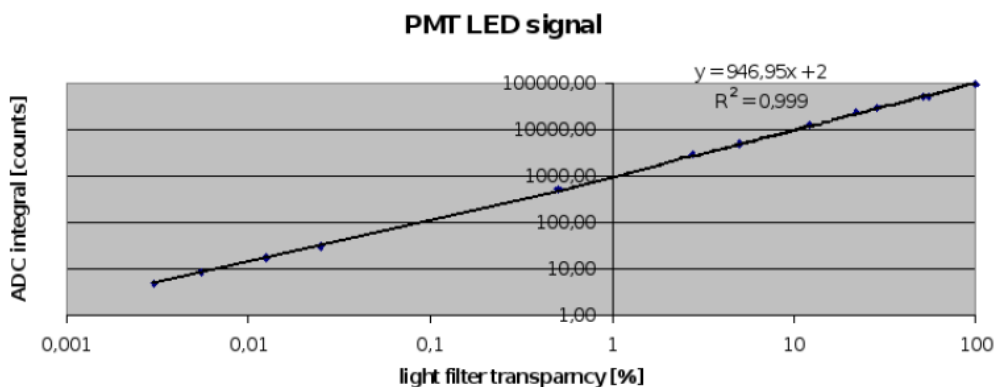


Рис. 84 Проверка линейности фотоумножителя

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

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 будет проводиться на атмосферных мюонах и выведенном электронном пучке.

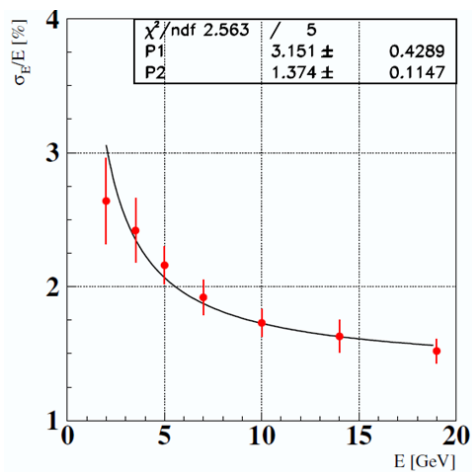


Рис. 85 Результаты измерения прототипа калориметра в ИФВЭ

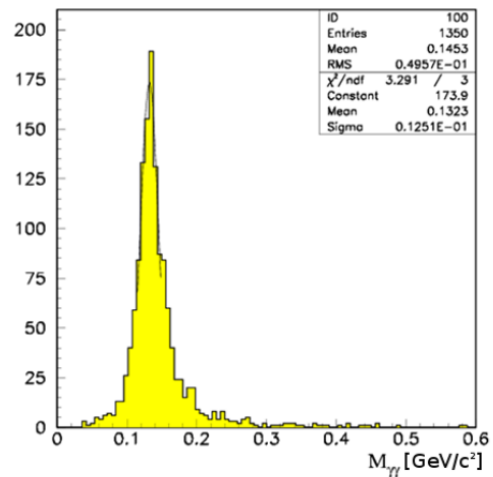


Рис. 86 Массовый спектр  $\pi^0$ -мезонов с энергией от 1 до 2 ГэВ (детектор располагался на расстоянии 1.5 м от мишени)

### 3.6 Адронный калориметр

За электромагнитным калориметром предполагается расположить адронный калориметр (АК), необходимый для выработки триггера на адроны с большими  $x_F$ , 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  $K^0_L$ -мезонов.

Модуль существующего адронного калориметра (Рис. 87) представляет собой сэндвич свинец-сцинтиллятор, отношение толщин которых 4:1 было выбрано исходя из условий компенсации; толщина детектора составляет 6.5 ядерных длин; поперечные размеры модуля  $100 \times 100$  мм<sup>2</sup>; длина 120 см; вес 120 кг.

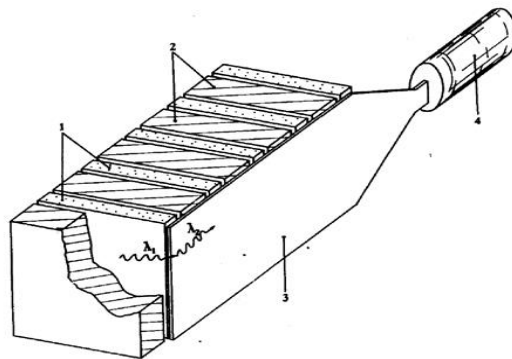


Рис. 87 Схематическое изображение модуля адронного калориметра:  
 1 — сцинтилляционные пластины; 2 — свинцовый поглотитель;  
 3 — спектросместитель (WLS); 4 — фотоумножитель

Подробное описание калориметра приведено в работе [137]. Толщина пассивного слоя равна 16 мм, толщина сцинтиллятора 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  $Pu^{238}$ , внедренные в неорганический сцинтиллятор  $YAlO_3:Ce$ . Световой источник крепится непосредственно на светочувствительную поверхность фотоприемника — фотоумножителей 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 этого, 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 габариты калориметра составят  $250 \times 190 \text{ см}^2$ .

Предполагается модернизация адронных модулей на основе современной технологии светосбора при помощи 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 помощью электромагнитно и адронного калориметра.

При исследовании чармония возникает необходимость идентификации мюонов с помощью соответствующего детектора.

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 от разрешения дальнего детектора НЗ, расположенного на расстоянии 10.5 м от мишени, если разрешение детектора по времени составляет 120 псек. Моделирование проведено для *minbias* событий при энергии пучка 28 ГэВ.

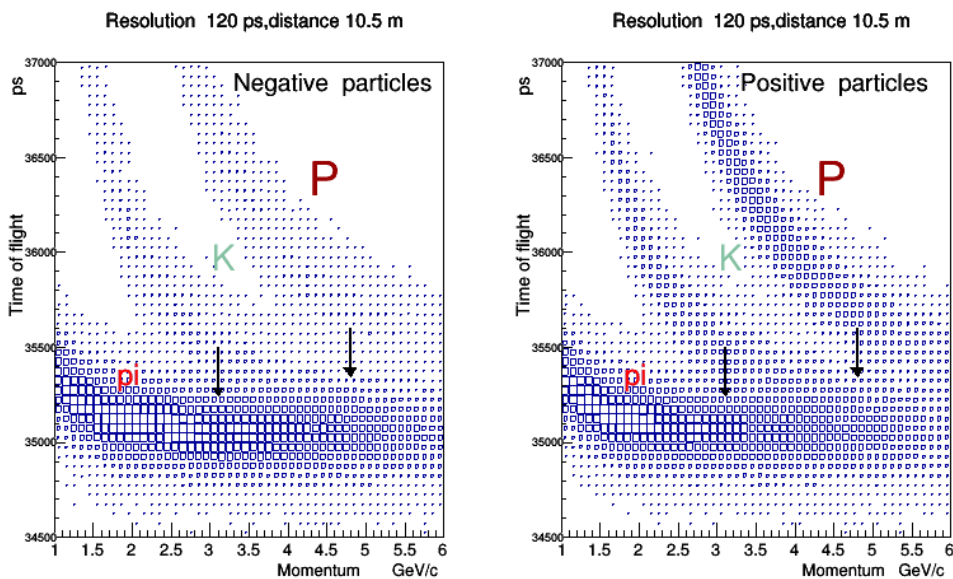


Рис. 88 Распределение по квадрату массы  $M^2$  (ГэВ/ $c^2$ ) в зависимости от импульса частицы при расстоянии 7.6 м от мишени

Даже при разрешении 120 псек 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 на идентификацию адронов ложится на детектор колец черенковского излучения (или необходимо достичь разрешение времяпролетного детектора по времени лучше 60 псек).

### 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 ПАНДА, так как диапазон энергий регистрируемых частиц в экспериментах примерно совпадает (до  $12 \div 15$  ГэВ).

В качестве детектора предлагается фокусирующий детектор на основе нескольких слоев аэрогеля. Этот метод был впервые предложен в середине 90-х годов [138, 139]. Принцип фокусирования и принципиальная схема детектора показаны на Рис. 89. В детекторе предлагается использовать несколько слоев аэрогеля с различным коэффициентом преломления.

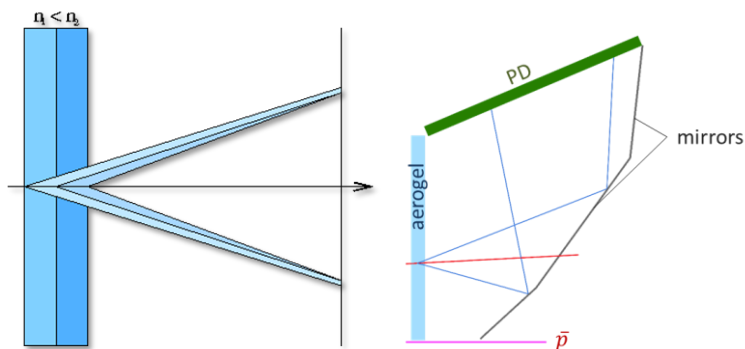


Рис. 89 Принцип фокусирования (слева) и принципиальная схема детектора на основе аэрогеля

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

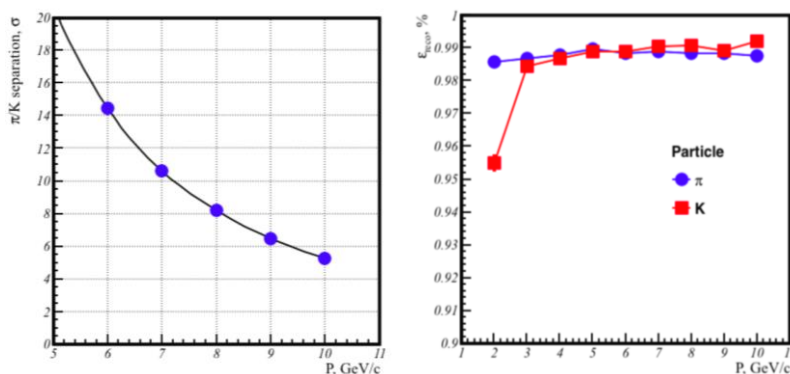


Рис. 90 Моделирование разделения мезонов и эффективность их регистрации для детектора ПАНДА

### 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 6 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 триггером 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 (см. Рис. 91).

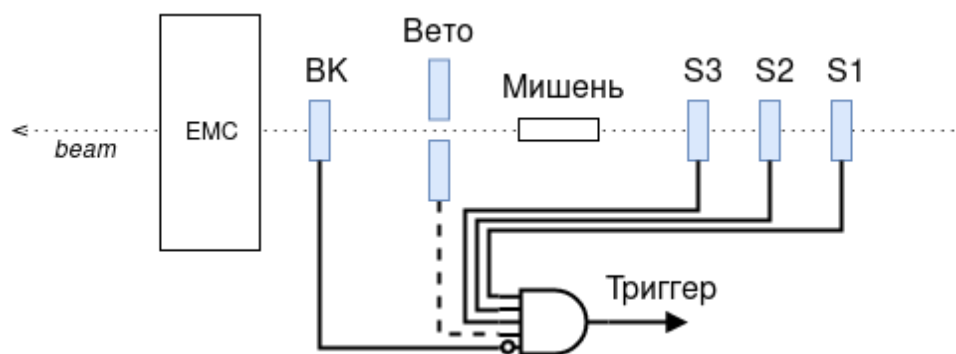


Рис. 91 Схема триггера установки

Система сбора данных СПАСЧАРМ реализована на основе модулей электроники в стандарте ЕвроМИСС и позволяет регистрировать до 75 тысяч событий за сброс с растяжкой 3 секунды. При вероятности взаимодействия с мишенью в 10% это позволяет работать с интенсивностью пучка до 750 тысяч частиц за сброс с максимальной эффективностью регистрации. Интенсивность пучка отрицательных частиц на канале 14 составляет 600÷700 тысяч частиц за цикл ускорителя. Таким образом, на первом этапе работы эксперимента СПАСЧАРМ могут регистрироваться практически все события. Данный триггер также позволяет без модификации системы сбора данных полностью принимать все события при работе с пучком поляризованных антипротонов<sup>48</sup>. При выполнении части программы СПАСЧАРМ с поляризованным протонным пучком, интенсивность которого может достигать  $10^7$  за сброс, предусмотрено использование дополнительного триггера с более высоким коэффициентом подавления. Альтернативой является замена регистрирующей электроники на более высокоскоростную — с последовательными гигабитными шинами.

<sup>48</sup> При этом допущены два предположения, 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.

При работе на канале 24 с пучком поляризованных протонов ожидается интенсивность до  $10^7$  частиц за цикл ускорителя<sup>49</sup>. В этом случае количество взаимодействий с жидководородной и поляризованной мишенями 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<sup>50</sup>.

Предполагаемые моды работы:

— 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 (обогащить 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 перечисленных 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 рассеянная частица вылетает под малыми углами, и использование триггера на взаимодействие невозможно. Кинематика и аппаратура описаны в разделе поляриметрии (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  $10^5$  событий, но сами годоскопы должны работать при интенсивности до  $10^7$  частиц за цикл ускорителя. Так как предполагается для исследования упругого рассеяния использовать набор сцинтилляционных детекторов со считыванием на основе SiPM, технология выбора триггера может быть построена аналогично системе мечения пучка (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 её 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.

<sup>49</sup> Данная интенсивность ограничивается требованиями радиационной безопасности к каналу.

<sup>50</sup> До создания быстрой электроники.

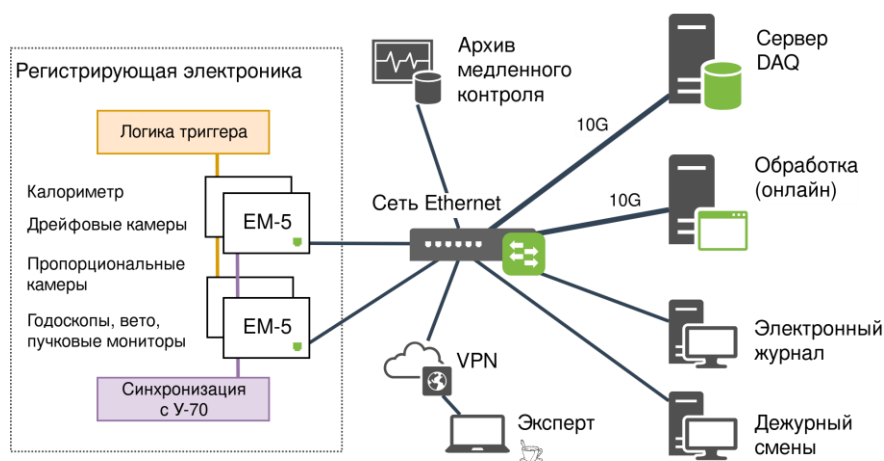


Рис. 92 Сеть системы сбора данных установки

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 “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.

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 МБайт/с, что на два порядка превосходит ожидаемый поток данных. Сохранение данных в исходном формате исключает возможность потери результатов работы установки вследствие алгоритмических ошибок или 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  $100 \div 200$  нс в зависимости от типа модуля.

Информация с калориметров регистрируется зарядовыми АЦП 12 бит (модуль EM-6) с чувствительностью  $250 \text{ fC}$  на отсчет и временем преобразования  $< 5$  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 и системы мечения будут считываться регистрами (ЕМ-4) с глубиной до  $2\div 5$  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 переходу к бестриггерной системе сбора данных в будущем планируется замена модульной электроники МИСС с параллельной шиной на электронику на основе xTCA стандарта 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 сотрудничества ПАНДА и возможности немецких участников проекта<sup>51</sup>.

### 3.9 Система медленного контроля узлов установки

Система медленного контроля 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 сигнализация 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 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 — уровне управления и уровне 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 приемо-передатчиков данных между уровнем устройств и уровнем управления. На одноплатных компьютерах запускаются приложения Input/Output controller (IOC), которые являются частью программного обеспечения EPICS и обеспечивают, с одной стороны, 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 передачи данных Modbus и CAN для Raspberry Pi изготовлены адаптеры связи (Рис. 94).

---

<sup>51</sup> Университеты Бонна, Майнца и Мюнхена выразили заинтересованность в подготовке аппаратуры эксперимента для работы на пучке антипротонов.



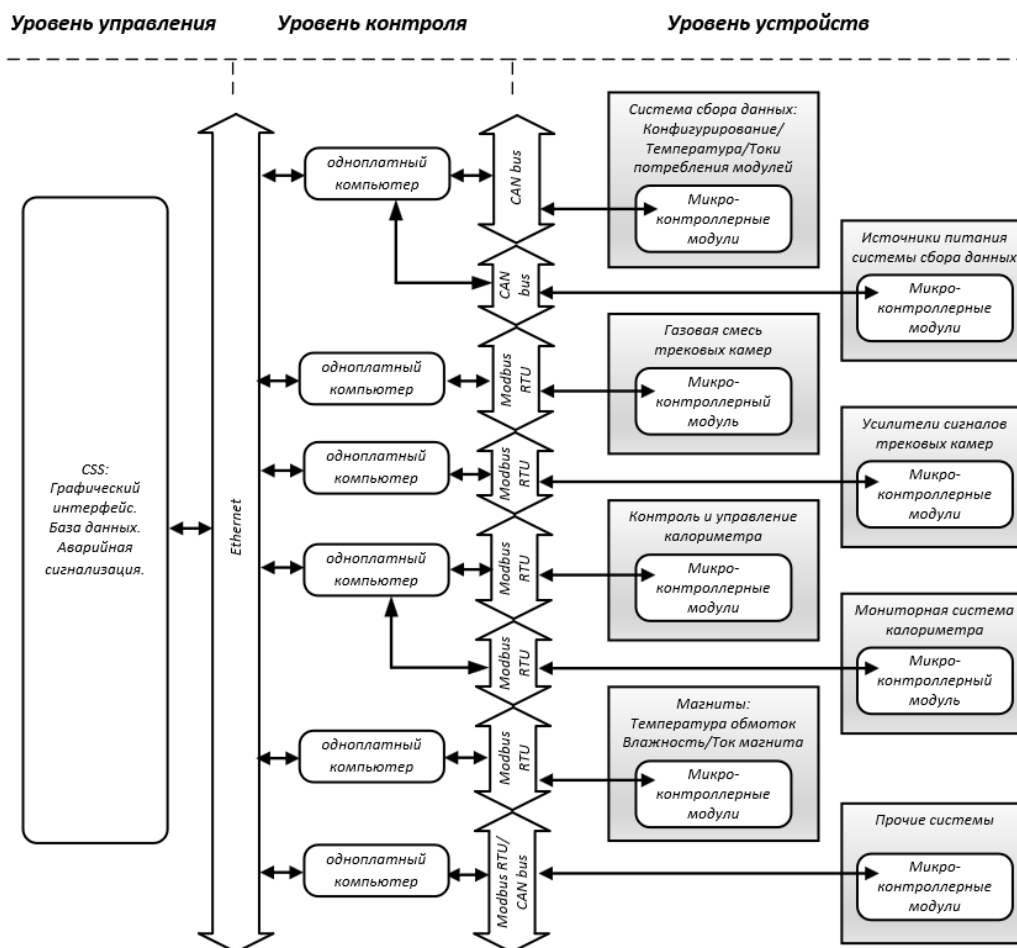


Рис. 93 Архитектура системы управления экспериментальной установки СПАСЧАРМ: Control System Studio (CSS)



Рис. 94 Адаптер шин для Modbus RTU и CAN

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 настоящий момент разработаны следующие микроконтроллерные модули:

- Мезонинные платы (Рис. 95) осуществляют конфигурацию ПЛИС, конфигурацию микросхем НРТДС и чтение датчиков тока в модулях регистрирующей электроники ЕвроМИСС.

— Переходные платы (Рис. 95) служат для тестирования и установки пороговых напряжений усилителей сигналов трековой системы.

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

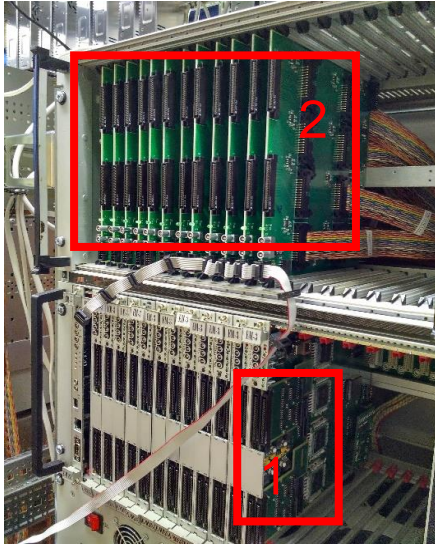


Рис. 95 Мезонинная плата, установленная на модуль ЕвроМИСС — 1; переходные платы — 2



Рис. 96 Модуль мониторинга параметров магнита мишени «Динозавр»

— Источники питания с микроконтроллерным управлением предназначены для питания модулей регистрирующей электроники ЕвроМИСС, мониторинга температуры, напряжений питания и токов потребления каркаса 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 в параллель с развитием аппаратуры, до того, как установка будет построена. На текущий момент существует довольно большое количество качественных программ в области физики элементарных частиц. Чтобы из этого получить максимум пользы, несколько экспериментов в ФАИР 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». Наша группа, являясь активным участником разработки программного обеспечения для эксперимента ПАНДА в ФАИР, также взяла за основу программную среду FairRoot.

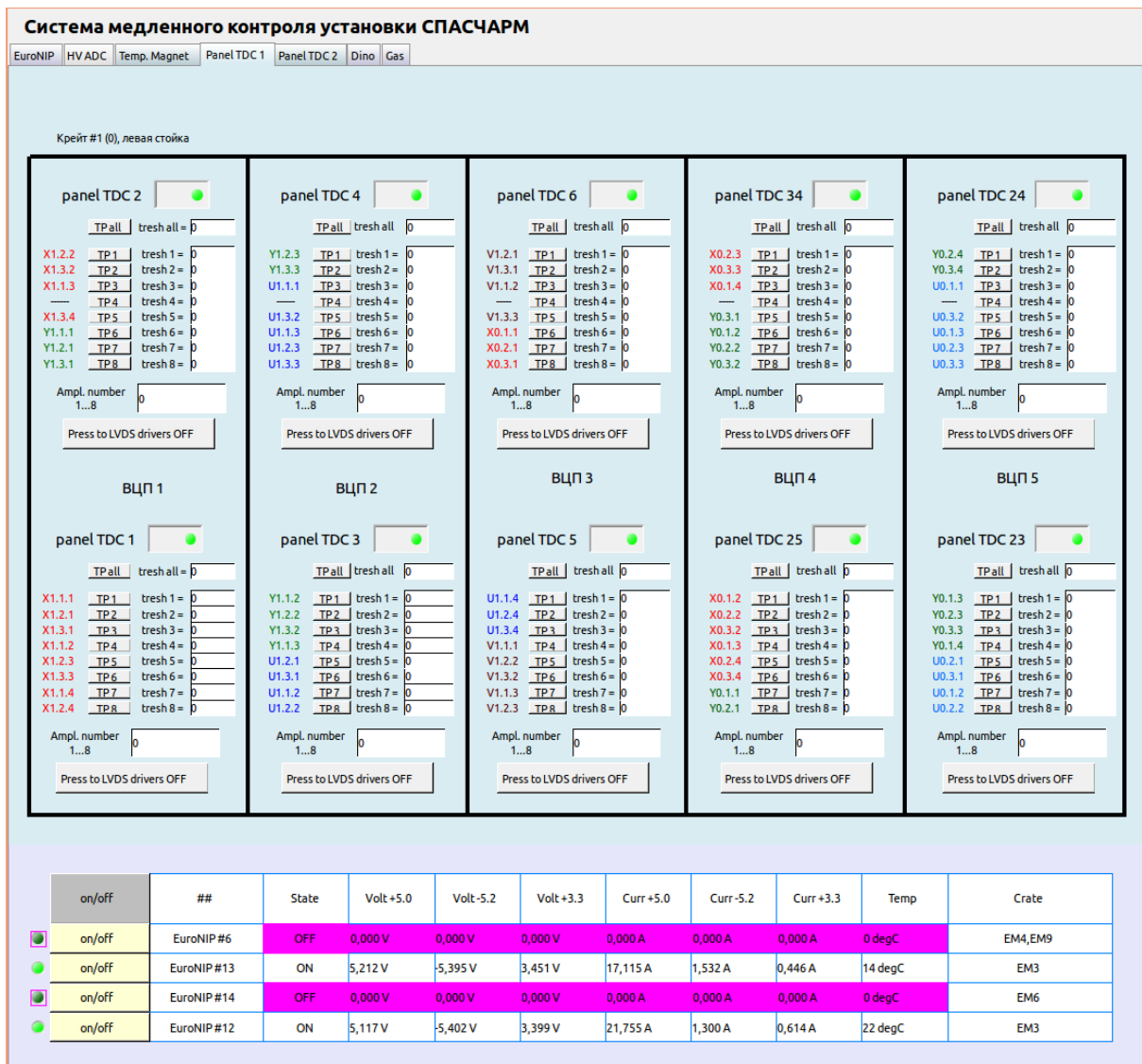


Рис. 97 Элементы графического интерфейса системы управления

### 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 осуществляется его разработчиками, однако взаимодействие и вклад всего сообщества FairRoot не исключены. Перечислим основные используемые программы.

— ROOT [146], разработанный в ЦЕРН физическим сообществом, предоставляет огромное число инструментов и широкую функциональность, специфическую и полезную для физики высоких энергий. Это основной пакет, который повсеместно используется в FairRoot (откуда 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, поддержка бинарного формата файлов;
- интерфейс к базам данных;

- параллельные вычисления (PROOF);
  - гистограммирование, графики, математические функции, фитирование данных, инструменты алгебры матриц и другие;
  - описание, управление и визуализация геометрии и материалов;
  - форматы представления данных, относящиеся к физике частиц (например, векторы Лоренца);
  - инструменты мультивариантного анализа (TMVA).
- Виртуальное Монте-Карло (VMC) и Виртуальная геометрическая модель 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», то есть без перекомпиляции, выбирать модель, которую он будет использовать. В настоящий момент 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 годом. GEANT4 [148] был разработан на основе физической модели GEANT3, однако был 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, включающий 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, написанный на 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 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.

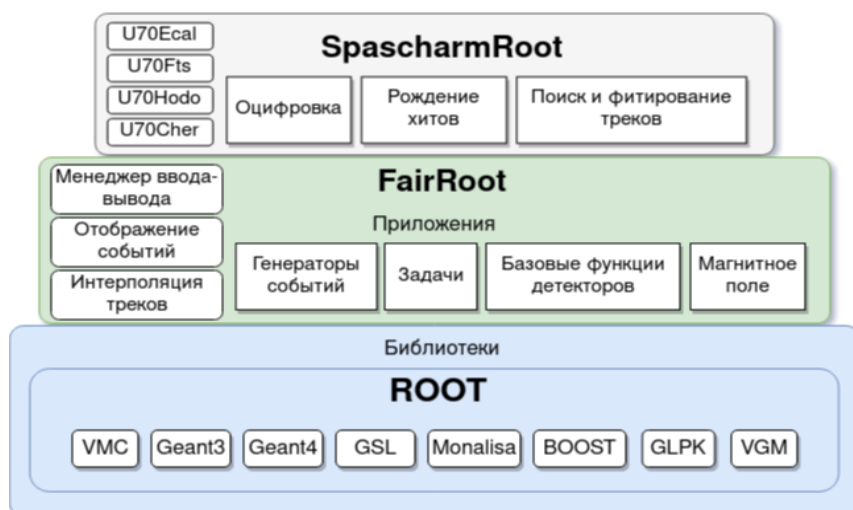


Рис. 98 Схематическая структура программной среды эксперимента СПАСЧАРМ: внизу — библиотеки сторонних разработчиков, в центре — среда FairRoot,верху — конкретная реализация SpascharmRoot

Среда базируется на ROOT: она 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).

Запуск моделирования (с помощью VMC) является внутренней частью программной среды (см. Рис. 98.). Детекторы установки определены как совокупность их геометрического описания и их функциональности как активных элементов. Доступ к выполнению во время шагов трассировки 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 Монте-Карло (SimData) 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, использовавшаяся при моделировании, целиком хранится в RTDB. Это позволяет при моделировании заниматься настройкой без генерирования новых данных 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 позволять промоделировать весь эксперимент целиком для того, чтобы разработать наиболее подходящее оборудование детектора, а также все необходимые алгоритмы для реконструкции экспериментальных данных. Затем измерения должны быть сравнены с результатами моделирования, чтобы как можно тщательнее изучить физическую модель, являющуюся целью эксперимента. Обработка данных моделирования и реальных экспериментальных данных сходится на этапе, где начинается реконструкция отклика отдельных детекторов.

С одной стороны, в Монте-Карло физическая реакция моделируется с помощью генератора частиц; затем частицы должны быть трассированы через вещество детекторов, и результат их взаимодействия с активным веществом детектора преобразуются 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 обрабатывать в рамках той же цепочки обработки.

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

Набор и порядок задач составляет 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.

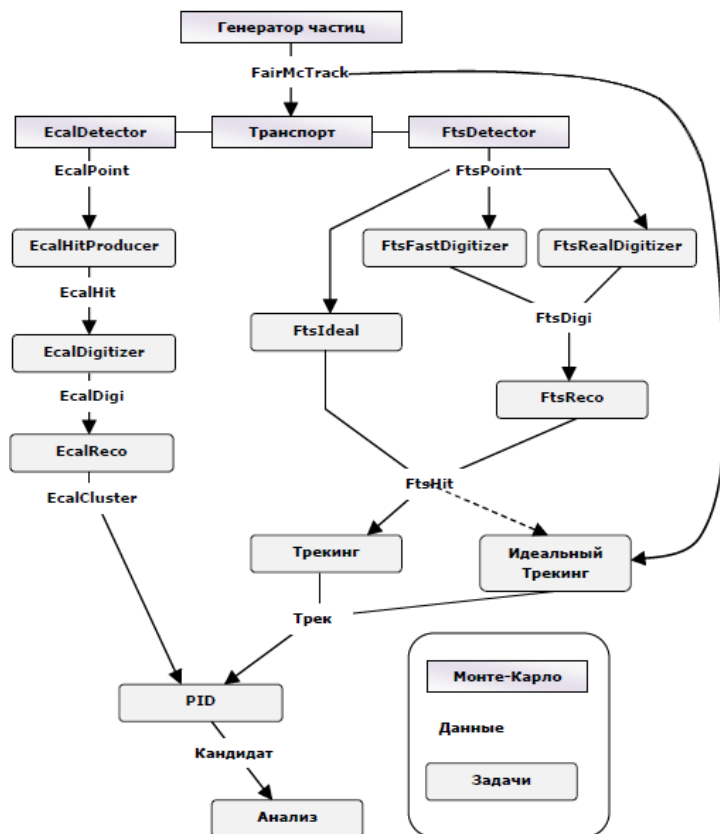


Рис. 99 Последовательность выполнения задач TTask при моделировании в среде SpascharmRoot, на примере детектора, идентифицирующего частицы (калориметр или ECAL), и трекового детектора (система станций дрейфовых трубок или FTS). Модульная архитектура программной среды позволяет подключать компоненты,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

Сначала запускается Монте-Карло моделирование частиц и их трассировка через вещество каждого детектора, которое может быть активным (производить данные) или пассивным. Чтобы промоделировать 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, 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 заряженных частиц, кластеров в электромагнитном калориметре, хитов в сцинтилляционных пучковых годоскопах; упрощенный алгоритм построения треков по камерам; восстановление координат пучка на мишени эксперимента. Параллельно работе системы сбора данных, на сервере работают 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 показана блок-схема работы программы онлайн-обработки.

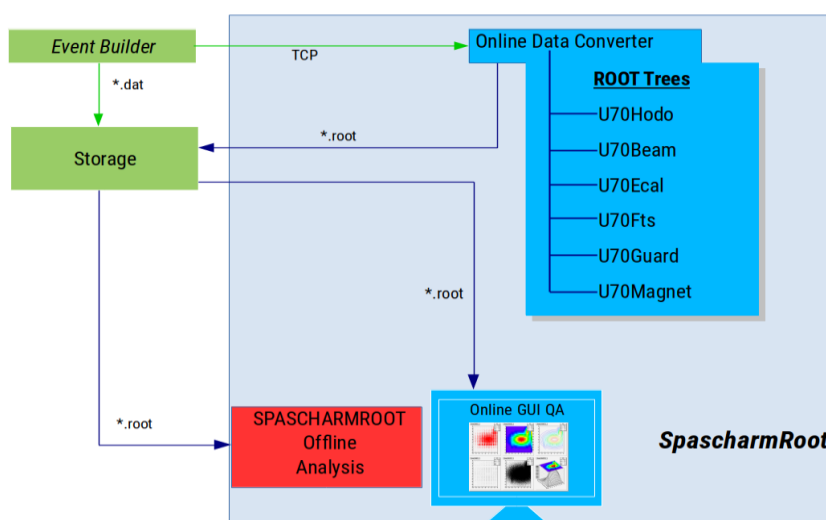


Рис. 100 Блок-схема программы обработки данных «в линию»

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 стандартные действия, которые можно выполнять с гистограммами в интерактивной сессии ROOT: изменять 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)<sup>52</sup>. 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 происходит 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.

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

Рис. 101 иллюстрирует последовательную цепочку таких обобщенных этапов.

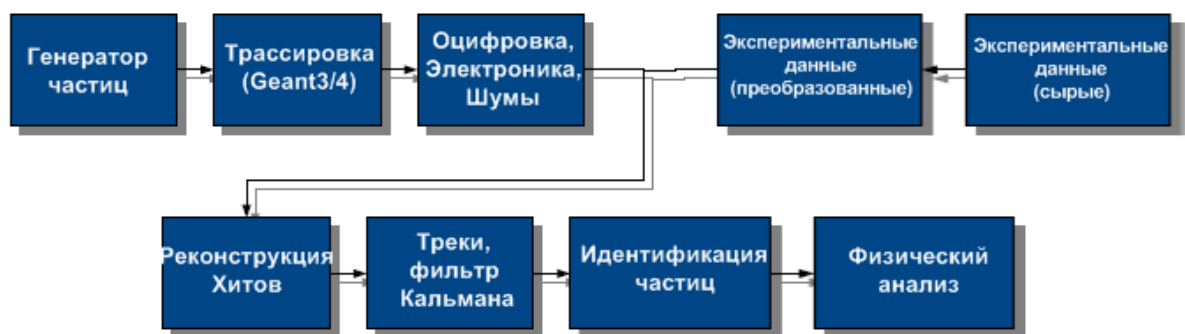


Рис. 101 Схематическое представление цепочки выполнения этапов в среде SpascharmRoot

<sup>52</sup> Можно проводить анализ отдельно для каждого выбранного потока.



Примерная диаграмма работы задач показана на Рис. 102.

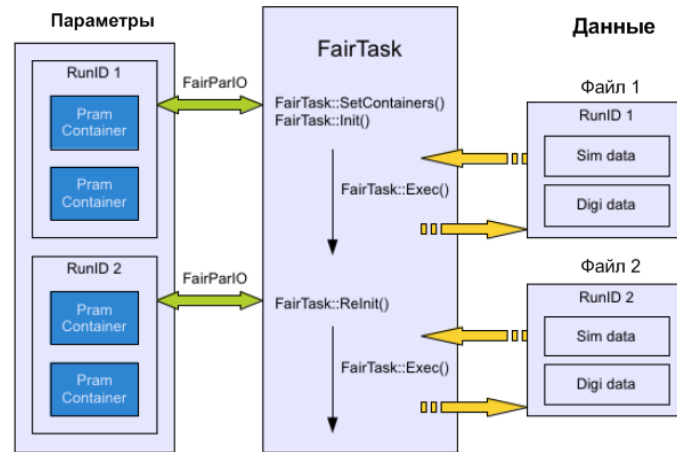


Рис. 102 Схематическое представление процессов в FairTask, а также механизма обращения к параметрам и данным.

Данные и параметры связаны через уникальный идентификатор “RunID”

Для восстановления треков заряженных частиц в трековой системе выбран метод поиска трека, известный как преобразование Хафа. Этот метод использует параметрическое описание трека: каждая точка в пространстве параметров описывает трек в координатном пространстве. Поиск кандидатов в трек соответствует нахождению локальных максимумов в пространстве Хафа. Применение метода в двумерном случае показано на Рис. 103.

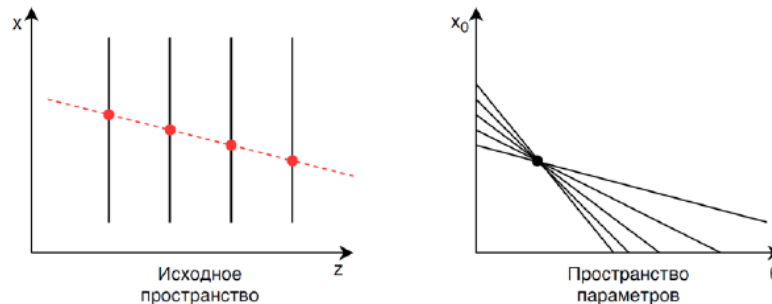


Рис. 103 Иллюстрация основного принципа преобразования Хафа для одного трека

На Рис. 104 изображены примеры полученных пространств Хафа в плоскости ZY для МС с одним и тремя мюонами на событие.

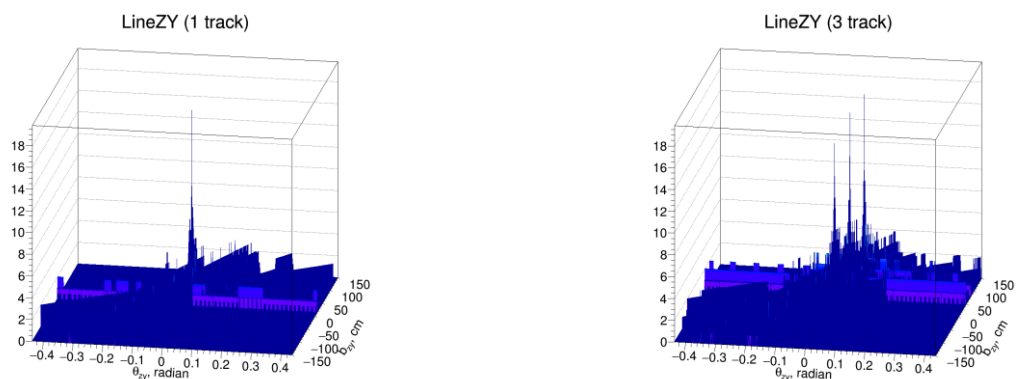


Рис. 104 Примеры полученных пространств Хафа в плоскости ZY для одного трека (слева) и трех (справа)

При моделировании и на первых экспериментальных данных, набранных при комплексном запуске установки, получены распределения по основным кинематическим переменным: импульс (с учетом знака заряда), поперечный импульс  $p_T$ , переменная Фейнмана  $x_F$ . Для анализа качества данных на всех рисунках слева приведены данные моделирования. Условия, при которых проводилось Моделирование проводилось при следующих условиях: в качестве генератора используется пакет RYRNIA 8 (в составе программного продукта SpascharmRoot для обработки экспериментальных данных в области ФВЭ), minbias события (без фильтрации), взаимодействие происходит на пентаноловой мишени, эффективности 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<sup>53</sup>).

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

---

<sup>53</sup> Для 100% эффективности камер.

## 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 ПАНДА позволит идентифицировать все заряженные адроны во всем доступном энергетическом интервале, что необходимо для спинового 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, с возможностью получать как поперечную, так и продольную поляризацию, составляет 250 млн руб., однако значительный вклад может быть внесен немецкими участниками проекта.

Суммарные расходы на изготовление в России необходимого научного оборудования составят 1 млрд рублей. Таким образом, итоговая стоимость проекта оценивается в 3 млрд рублей<sup>54</sup>.

После начала финансирования проекта план-график создания основных позиций канала 24А и экспериментальной установки на нем выглядит следующим образом:

- завершение рабочего проекта на канал и зону установки — первые два года<sup>55</sup>;
- 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.

---

<sup>54</sup> В эту сумму не входит стоимость новой поляризованной мишени и электроники в стандарте хТСА, так как степень участия немецких партнеров в данный момент неизвестна.

<sup>55</sup> Здесь и во всех последующих строчках даты указаны относительно начала финансирования 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 сделана попытка определить поляризацию глюонов в протоне (антипротоне) в области их фрагментации из исследования образования чармония. Ожидаемая высокая точность измерений, минимальные систематические ошибки в сочетании с широким набором пучков, мишеней, вторичных заряженных и нейтральных частиц выгодно отличает 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).
- 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:  $A_N$ ,  $P_N$ ,  $A_{NN}$ ,  $A_{LL}$ ,  $D_{NN}$ ,  $\rho_{ik}$ ...
- 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 получить 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 рублей. 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, проект 0723-2020-0041 и программы МИФИ «Приоритет 2030».*

## 5 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, с момента появления первых ускорителей частиц. Совершенствование ускорителей и детекторов частиц, создание пучков поляризованных частиц и развитие технологий поляризованных мишеней позволило получить огромный массив поляризационных данных. В спиновой физике при высоких энергиях проводятся прецизионные измерения, которые позволяют выявить особенности динамики сильных взаимодействий и проникнуть глубже в структуру адронов. Феноменология спиновых явлений оказалась удивительно богатой и трудно объяснимой с фундаментальных позиций квантовой хромодинамики — КХД.

Появление точных данных стимулировало бурное развитие теоретических моделей, объясняющих наблюдаемые явления. Приведенные в данном разделе краткие обзоры относятся только к адронным взаимодействиям.

### 5.1 Результаты поляризационных экспериментов

Первые поляризационные эксперименты проводились для упругих и зарядово-обменных реакций, поскольку при низких энергиях сечения таких реакций и 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  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ , которое падает как  $s^{-1}$ , и сечение процесса  $\pi^- p \rightarrow \rho p$ , которое падает как  $s^{-2}$ , указывая 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 метод 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, в последнее время проведены измерения, в которых используется информация о множественности заряженных частиц и центральности соударений. Полученные данные показали зависимость поляризационных эффектов от этих дополнительных переменных. Для изучения спиновой структуры адронов часто используются полу-инклюзивные неупругие процессы, в которых помимо адрона регистрируется рассеявшийся лептон.

#### 5.1.1 Поляризация в упругих реакциях

На Рис. 105 показано 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  $\rho^2_{\perp} = \beta^2 P^2_{\perp} \sigma_{tot}(s) / 38.3$  [153], где  $P^2_{\perp} \equiv p^2_T$ . Там же сплошными квадратами показано сечение при гораздо более высокой энергии при  $s = 2800$  ГэВ<sup>2</sup>, полученное в CERN ISR. В дифракционной области, соответствующей малым углам рассеяния, сечение одинаково в различных спиновых состояниях и при разных энергиях. В области промежуточных значений  $p^2_T$  имеется слабая зависимость от спина. Поведение сечения в области больших значений  $p^2_T$  оказалось неожиданным. Когда спины протонов параллельны, сечение имеет тот же наклон, что и для соударений неполяризованных протонов при гораздо более высоких энергиях. Однако для антипараллельных спинов наклон сечения более крутой. В то время предполагали, что спиновые эффекты должны вымереть при высоких энергиях и больших  $p^2_T$ .

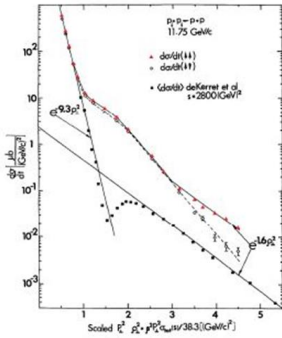


Рис. 105 Сечение протон-протонного упругого рассеяния в зависимости от скейлинговой переменной  $\rho^2_{\perp} = \beta^2 P^2_{\perp} \sigma_{tot}(s)/38.3$  [153, 154].

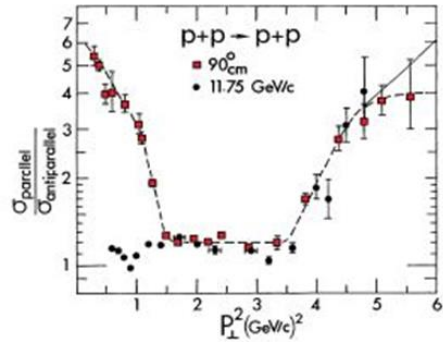


Рис. 106 Отношение упругих сечений  $\sigma^{\uparrow\uparrow}/\sigma^{\uparrow\downarrow}$  в зависимости от  $P^2_{\perp}$  [155, 156]

S. Brodsky 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., где важна идентичность протонов? Чтобы ответить на этот вопрос, на ускорителе ZGS был поставлен второй эксперимент, в котором менялись энергия и  $p^2_T$ , а угол рассеяния оставался равным  $90^\circ$ . На Рис. 106 показано отношение упругих сечений  $\sigma^{\uparrow\uparrow}/\sigma^{\uparrow\downarrow}$  в зависимости от  $p^2_T$  [155], наряду с данными [153] из Рис. 105. Существует большая разница сечений в области малых  $p^2_T$ , соответствующих малым энергиям. Но при  $p^2_T > 1.5$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> два набора данных практически совпадают и не зависят от направления спина. При  $p^2_T > 3.7$  (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  $90^\circ$  и возникают в процессе жесткого рассеяния в области больших  $p^2_T$  [157]. Эти удивительные результаты не получили пока достаточно убедительного теоретического объяснения.

### 5.1.2 Поляризация и асимметрия в зарядово-обменных реакциях

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

К середине 80-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 эта 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 (<12 ГэВ) энергиях, 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. Линия на Рис. 107 представляет расчеты 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. Измерение поляризации при

нескольких энергиях на установке СПАСЧАРМ позволило бы проверить смену знака поляризации в области энергий У-70.

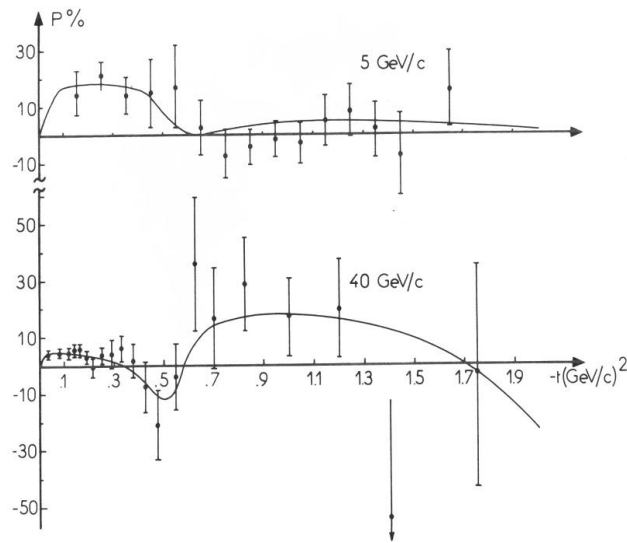


Рис. 107 Модель оддерона [158] в применении к описанию поляризации в реакции  $\pi^- p^{\uparrow} \rightarrow \pi^0 n$  при импульсах 5 и 40 ГэВ/с [68]

На установке ПРОЗА в 80-х годах 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 в реакции  $\pi^- p^{\uparrow} \rightarrow \omega(782)n$  представлены на Рис. 15. Результаты по реакции  $\pi^- p^{\uparrow} \rightarrow \eta'(958)n$  представлены на Рис. 16, а результаты по реакции  $\pi^- p^{\uparrow} \rightarrow f_2(1270)n$  представлены на Рис. 108.

Отметим, что в мезонных пучках наблюдаются ненулевые поляризационные эффекты даже в области фрагментации неполяризованного пучка, что не имеет пока 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.

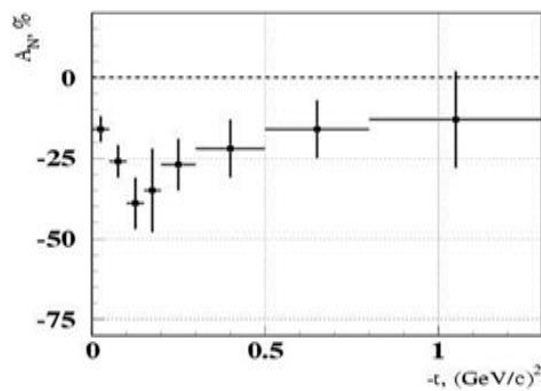


Рис. 108 Асимметрия в реакции  $\pi^- p^{\uparrow} \rightarrow f_2(1270) n$  при энергии 40 ГэВ [159], когда  $f_2(1270)$ -мезон регистрировался в моде распада на два  $\pi^0$ -мезона

### 5.1.3 Односпиновая асимметрия $A_N$ в инклюзивных реакциях

Данные по  $A_N$  в инклюзивных реакциях получены более чем для двадцати реакций в адрон-адронных соударениях и около десяти реакций в лептон-адронных соударениях. Диапазон энергий  $\sqrt{s}$  реакций в с.ц.м. менялся от 4.9 до 500 ГэВ. Во всем диапазоне энергий 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 выполнены подробные измерения  $A_N(p_T, x_F)$  для образования  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$ ,  $\tilde{p}$ , в протон-протонных соударениях [160]. Результаты для реакций  $p^\dagger p \rightarrow \pi^\pm + X$ , показаны на Рис. 109 и Рис. 110 и имеют немонотонную зависимость  $A_N(p_T)$ , с изменением знака при  $p_T \approx 0.6$  ГэВ/с [35].

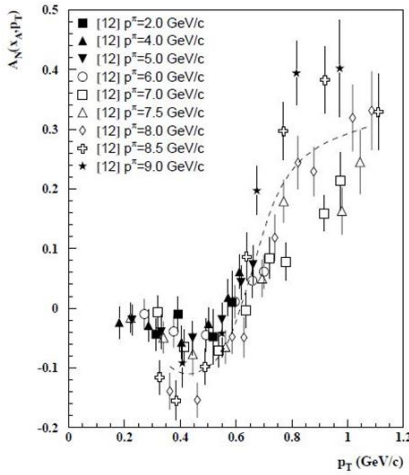


Рис. 109  $A_N(p_T)$  для реакции  $p^\dagger p \rightarrow \pi^+ + X$

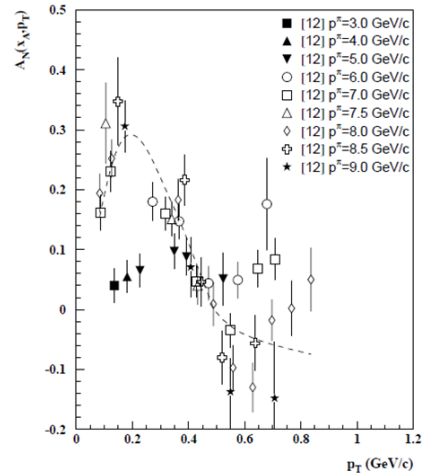


Рис. 110  $A_N(p_T)$  для реакции  $p^\dagger p \rightarrow \pi^- + X$

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 ещё не являются определяющими для  $A_N$ . Ещё 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.

Подробное исследование зависимости  $A_N(p_T, x_F, A)$  от кинематических переменных и атомного веса  $A$  мишени выполнено на установке ФОДС-2 при энергии поляризованного протонного пучка 40 ГэВ [161, 100, 101, 102]. Измерения были проведены на протонной, углеродной и медной мишенях для процессов инклюзивного образования  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$  и  $\tilde{p}$  при нескольких углах рождения адронов. Результаты [100, 101] показаны 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  $\tilde{p}$ ),  $A_N = 0$  во всей исследованной кинематической области. Обнаружены осцилляции  $A_N$  (как функции кинематических переменных  $p_T$  и  $x_F$ ) для реакции  $p^\dagger p \rightarrow pX$ , причем значительная асимметрия наблюдается только в области полярных углов менее  $70^\circ$  в с.ц.м. сталкивающихся нуклонов. В модели хромагнитной поляризации кварков (ХПК) осцилляция  $A_N$  связана с прецессией спина кварка в эффективном цветном поле [37]. Для реакции  $p^\dagger p \rightarrow \pi X$  зависимость  $A_N$  от полярного угла в с.ц.м.  $\theta_{с.м.}$  имеет пороговый характер, с порогом вблизи угла  $73^\circ$  [26].



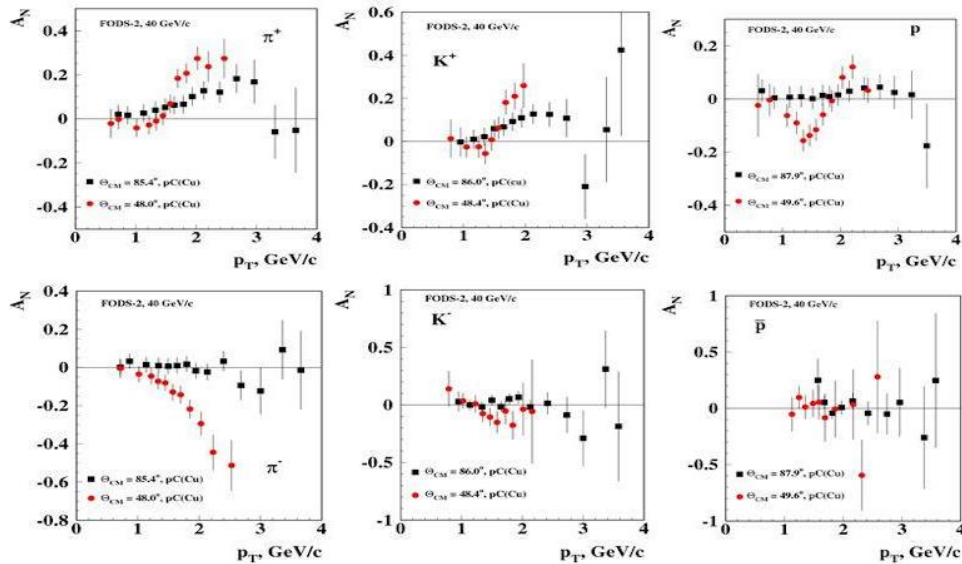


Рис. 111 Зависимость  $A_N(p_T)$  для процессов инклюзивного образования  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\rho$  и  $\bar{\rho}$  в  $p^{\uparrow}A$ -соударениях при двух углах рождения адронов и импульсе 40 ГэВ/с

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 разделе 1.2.2 и показаны на Рис. 10, в зависимости от атомного веса  $A$ . Асимметрия  $A_N(A)$  для инклюзивного процесса показана на Рис. 10 кружочками. Она меняет знак и растет по величине в три 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 хромагнитном поле [37]. Поскольку эффект наблюдается в области малых  $p_T \approx 0.3$  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 от центральности.

Предсказания модели хромагнитной поляризации кварков (ХПК) [37] показаны на Рис. 10 синей сплошной линией. Тонкие линии обозначают одно стандартное отклонение для этих расчетов по модели. Модель [37] предсказывает дополнительные минимумы  $A_N(A)$  при  $A=3$  и  $A=86$ .

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 сплошными кружочками. Если же выбираются события, в которых множественность ниже средней, то, соответственно, и  $A_N(x_F, N_{ch})$  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.

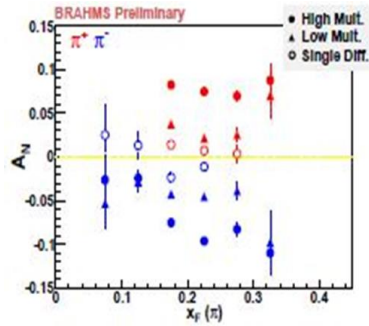


Рис. 112 Зависимость  $A_N(x_F)$  для реакции  $p^+p^- \rightarrow \pi^\pm + X$  в эксперименте BRAHMS [30]

В настоящее время новые результаты в экспериментах по спиновым явлениям поступают с ускорительного комплекса RHIC в БНЛ. Данные по инклюзивному рождению заряженных и нейтральных пионов, как уже отмечалось выше, слабо зависят от энергии (см., например, Рис. 7).

Инклюзивное образование частиц на пучках отрицательных мезонными пучками на поляризованной мишени замороженного типа активно изучалось в эксперименте ПРОЗА в НИЦ «Курчатовский институт» - ИФВЭ. Одна из таких реакции представлена в разделе 1.5 и показана на Рис. 14 для реакции перезарядки  $\pi^- d^+ \rightarrow \pi^0 X$  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, не поляризован, поскольку спин  $\pi^-$  равен нулю. Возможно, значительная  $A_N(p_T)$  возникает из-за сильной асимметрии начального состояния, где 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.

#### 5.1.4 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 в Fermilab (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 [163, 164, 165].

На Рис. 113 показана поляризация в реакции  $pVe \rightarrow \Lambda + X$  при энергиях пучка 400 ГэВ [166, 167] и 800 ГэВ [168]. Кривые на Рис. 113 показывают фит данных из обзора [165]. Поляризация в реакции  $pVe \rightarrow \Lambda + X$  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  $pVe \rightarrow \Xi^- + X$  при энергиях пучка 400 ГэВ [169] и 800 ГэВ [170] и фит [165]. Хотя знак  $P_N$  в реакции  $pVe \rightarrow \Xi^- + X$  тоже отрицательный, 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 и для реакции  $pVe \rightarrow \Xi^0 + X$  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 хромомагнитном поле при одновременном действии силы Штерна-Герлаха.

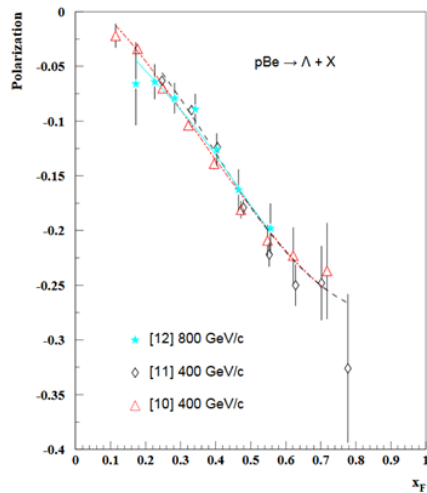


Рис. 113  $P_N$  в реакции  $pBe \rightarrow \Lambda + X$

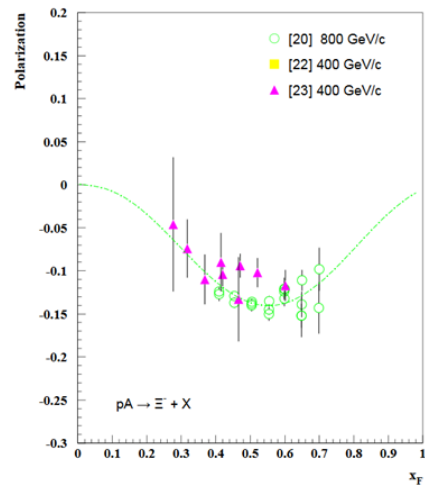


Рис. 114  $P_N$  в реакции  $pA \rightarrow \Xi^- + X$

Поляризация в реакции  $pA \rightarrow \Sigma^+ + X$  показана на Рис. 115 и имеет положительный знак. Данные получены при энергиях пучка 400 ГэВ [172, 173, 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 может объяснить положительный знак  $P_N$  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 выполнен при  $\sqrt{s} = 7.31$  ГэВ [178]. Результаты E766 показаны на Рис. 116 сплошными кружочками. Сплошная кривая на Рис. 116 — расчеты по модели ХПК [179]. Зависимость  $P_N$  от  $\sqrt{s}$  имеет резонансный характер.

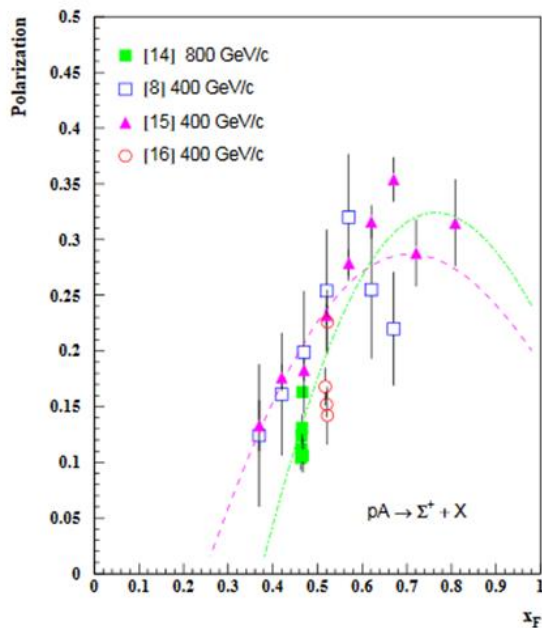


Рис. 115  $P_N$  в реакции  $pA \rightarrow \Sigma^+ + X$

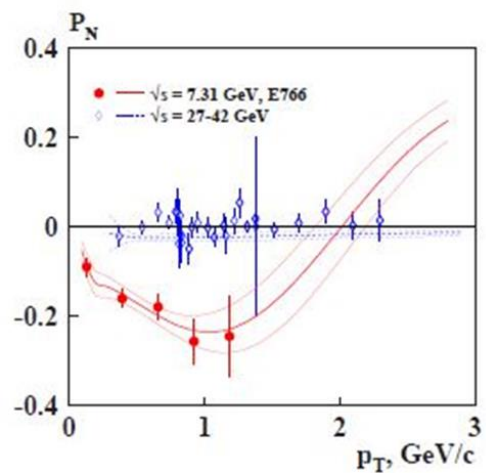


Рис. 116  $P_N$  в реакции  $pA \rightarrow \Lambda + X$

Проверка этих данных является актуальной задачей и облегчается тем обстоятельством, что импульс протонного пучка должен быть 27 ГэВ, что будет 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, 181, 182, 183]. Результаты показаны на Рис. 117, наряду с расчетами [165]. Получение более точных данных по этой реакции является актуальной задачей.

Результаты измерения  $P_N$  в реакции  $\tilde{p}p \rightarrow \tilde{\Lambda} + X$  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 эксперимента СПАСЧАРМ.

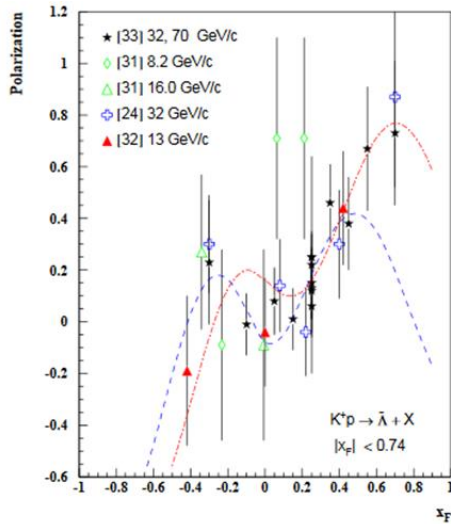


Рис. 117  $P_N$  в реакции  $K^+p \rightarrow \tilde{\Lambda} + X$

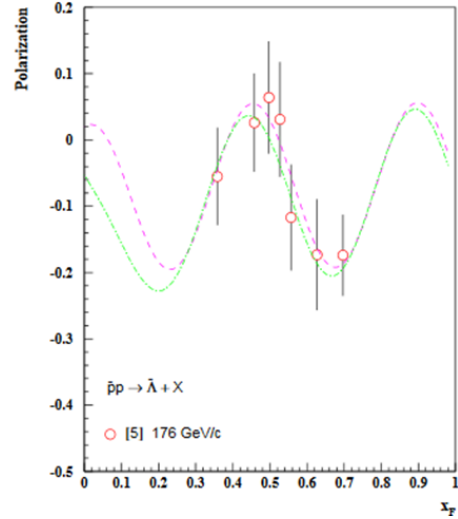


Рис. 118  $P_N$  в реакции  $\tilde{p}p \rightarrow \tilde{\Lambda} + X$

### 5.1.5 Программа экспериментальных исследований в эксперименте SPD

В ближайшее время одним из лидеров исследований спиновых эффектов в адронных реакциях станет Объединенный Институт Ядерных Исследований в Дубне. В ОИЯИ создается коллайдер NICA для исследования свойств материи в условиях высокой плотности (соударения ионов) и проведения исследований 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 4л геометрию, прецизионные трековые и калориметрические детекторы и идентификацию частиц [15].

Основной целью эксперимента является измерение глюонной компоненты спина нуклона при больших значениях переменной Бьёркена, используя различные дополняющие друг друга пробники, такие, как процессы образования чармония, открытого чарма и прямых фотонов. Целями эксперимента являются получение доступа к спиральности глюона, функции Сиверса для глюонов и функции Бойера-Мюльдера 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 двух-спиновых асимметрий. В Табл. 21 представлены различные функции распределений по импульсу, по которым может быть получена информация в эксперименте SPD. Колонки представляют глюонную поляризацию, а столбцы- поляризацию адронов. Красным цветом выделены те функции PDFs, которые планируется исследовать на SPD.

Табл. 21 Глюонные TMD (зависящие от поперечного импульса) PDFs для twist-2.

	Unpolarized	Circular	Linear
Unpolarized	$g(x)$ density		$h_1^{\perp g}(x, k_T)$ Boer-Mulders function
Longitudinal		$\Delta g(x)$ helicity	Kotzinian-Mulders function
Transverse	$\Delta_N^g(x, k_T)$ Sivers function	Worm-gear function	$\Delta_T g(x)$ transversity (deuteron only), pretzelosity

Ожидаемое получение таких результатов на SPD поможет оценить роль глюона в спиновой структуре нуклона и будет служить важным дополнением происходящих и планируемых исследований на коллайдерах RHIC и EIC (BNL) и планируемых экспериментах с фиксированной мишенью на LHC (CERN), а также эксперимента СПАСЧАРМ. Подробнее с физикой основного этапа исследований можно ознакомиться в [15] и [17].

На начальном этапе работы коллайдера NICA, при пониженной светимости и энергии соударений протонных и ионных пучков намечена физика, посвященная исследованию механизму происхождения поляризационных эффектов в сильных взаимодействиях. Программа этих исследований подробно изложена в [16]. Она включает, в частности, односпиновые асимметрии в образовании легких мезонов, образование Дрелл-Янг пар, 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.

## 5.2 Теоретические модели, описывающие односпиновые явления

В настоящем разделе 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, 186, 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.

### 5.2.1 Механизмы Сиверса и Коллинза

В настоящее время наиболее широко обсуждаемыми механизмами, предложенными для объяснения рассматриваемых поляризационных эффектов, являются механизмы Сиверса [189] и Коллинза [190]. В основе этих подходов лежит предположение о существовании зависящих от спина и поперечного импульса функций распределения кварков (TMD) [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].

Предсказания в рамках модели Сиверса показаны на Рис. 119 для данных эксперимента BRAHMS по инклюзивному рождению  $\pi^\pm$  при энергии  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ [192]. Заштрихованные полосы показывают «полосу статистической неопределенности» при вариации параметров модели, используемых для извлечения функции Сиверса, из данных по глубоконеупругим полуинклюзивным процессам [193]. Данные STAR для  $\pi^0$  при энергии  $\sqrt{s}=200$  ГэВ [194] показаны на Рис. 120.

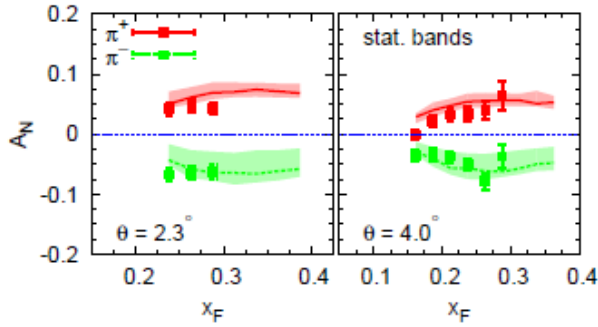


Рис. 119 Зависимость  $A_N(x_F)$  для  $p \uparrow p \rightarrow \pi^\pm X$ , из работы [193]

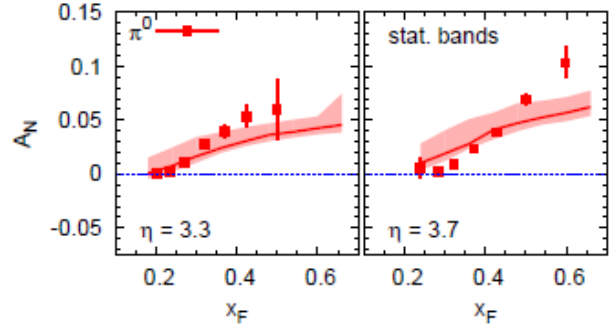


Рис. 120 Зависимость  $A_N(x_F)$  для  $p \uparrow p \rightarrow \pi^0 X$ , из работы [193]

На Рис. 121 показаны данные BRAHMS по  $A_N$  для  $K^\pm$  [192]. Из Рис. 119–Рис. 121 можно сделать вывод, что для  $\pi^\pm$  асимметрия может быть описана одним механизмом Сиверса, тогда как для  $\pi^0$  и  $K^\pm$  этого механизма недостаточно.

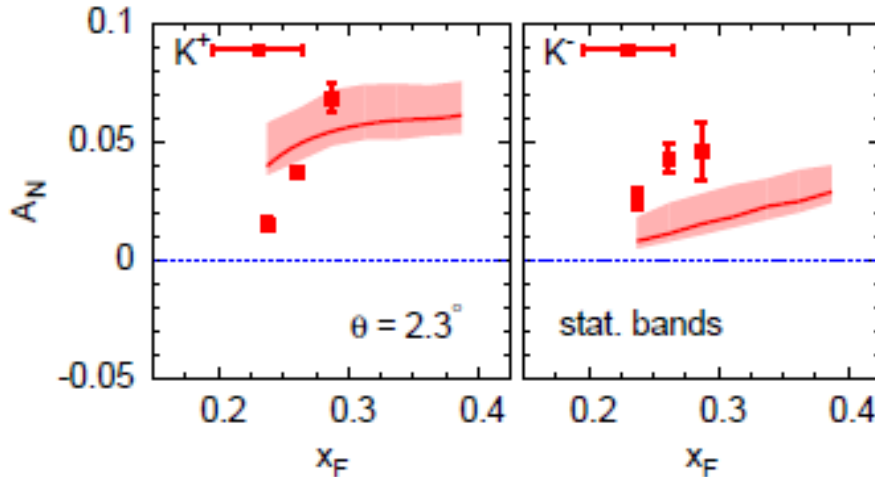


Рис. 121 Зависимость  $A_N(x_F)$  для  $K^\pm$ , из работы [192]

Отдельного рассмотрения заслуживают предварительные данные STAR для  $\pi^0$  при энергии  $\sqrt{s}=500$  ГэВ [195]. Они сравниваются на Рис. 122 с предсказаниями по модели Сиверса и Коллинза соответственно [193]. Асимметрия  $A_N(p_T)$  оказалась больше, чем предсказывают каждый из двух механизмов в отдельности. Авторы предполагают, что в сумме два механизма смогут описать эти данные, которые впервые измерены при столь больших значениях поперечного импульса.

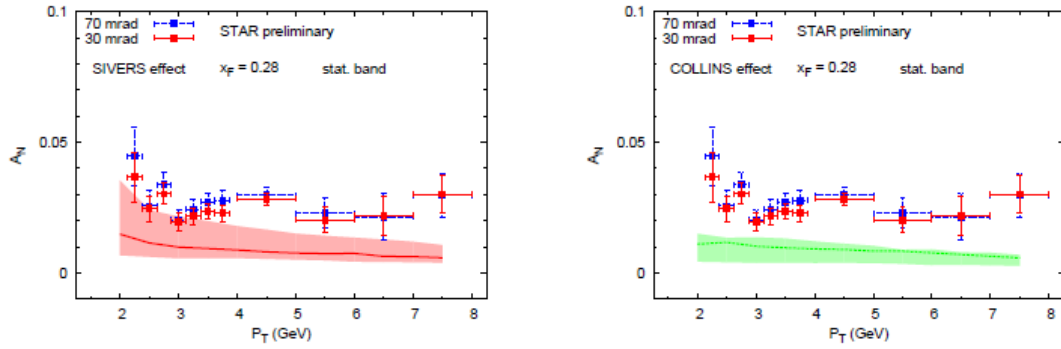


Рис. 122 Зависимость  $A_N(p_T)$  для реакции  $p^\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$ , из работы [193], и предсказания в рамках моделей Сиверса (слева) и Коллинза (справа)

### 5.2.2 Вклад высших твистов

Другой механизм генерации односпиновых асимметрий был предложен Ефремовым и Теряевым в 1982 г. [196]. В нем рассматривается, 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 указанных выше механизмов является зависимость от поперечного импульса вида  $A_N \sim 1/p_T$ , что характерно для вкладов высших твистов. Экспериментальные данные при достигнутых на сегодняшний день поперечных импульсах не указывают на значительное уменьшение  $A_N(p_T)$  при увеличении  $p_T$ .

### 5.2.3 Берлинская модель вращающихся кварков

Модель вращающихся валентных кварков в поляризованном протоне (Берлинская модель) [199, 200, 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. Модель дает качественное описание односпиновой асимметрии, однако ничего не говорит о поляризации антигиперонов.

На Рис. 123 показаны данные экспериментов E704 [33, 202, 203, 204, 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].

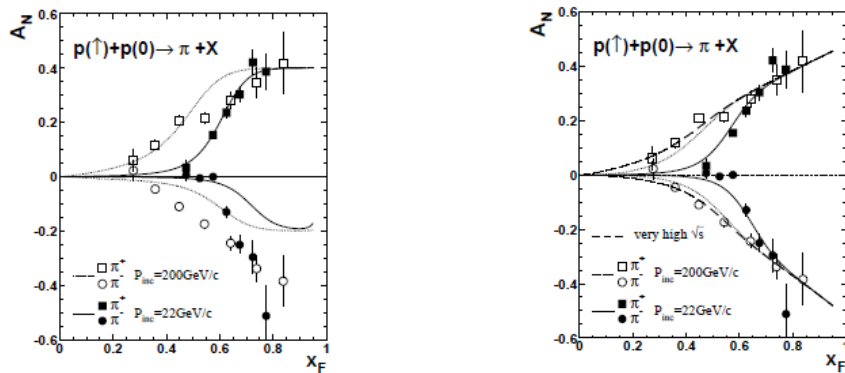


Рис. 123  $A_N(x_F)$  для  $p^\uparrow p \rightarrow \pi^{\pm} X$  для разных значений параметров Берлинской модели [200]

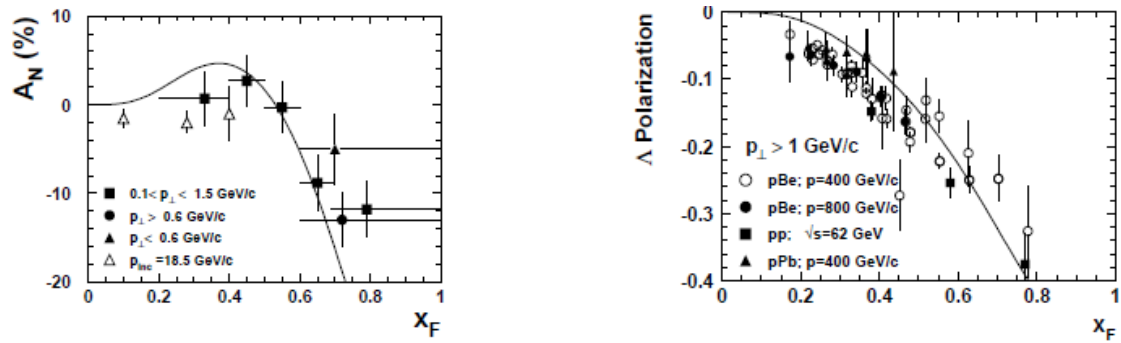


Рис. 124  $A_N(x_F)$  (слева) для реакции  $p^\dagger p \rightarrow \Lambda X$  и  $P_N(x_F)$  для  $pp(A) \rightarrow \Lambda X$

### 5.2.4 Модель инстантонной жидкости

Другая интересная возможность рассматривается в механизме, основанном на кварк-кварковом взаимодействии, индуцированном большим аномальным кварковым хромагнитным моментом [208]. Оценки, сделанные на основе модели инстантонной жидкости для вакуума КХД, показывают возможность генерации большой односпиновой асимметрии на кварковом уровне. Данный механизм может быть ответственным за те большие односпиновые асимметрии, которые наблюдаются в реакциях образования адронов при высоких энергиях. На Рис. 125 показаны зависимости асимметрии  $A_N(q_t)$  от переданного импульса при разных значениях параметра инфракрасного обрезания  $m_g$  и динамической массы кварка  $m_q$ . Асимметрия может достигать 50%, а зависимость от переданного импульса имеет интересные особенности.

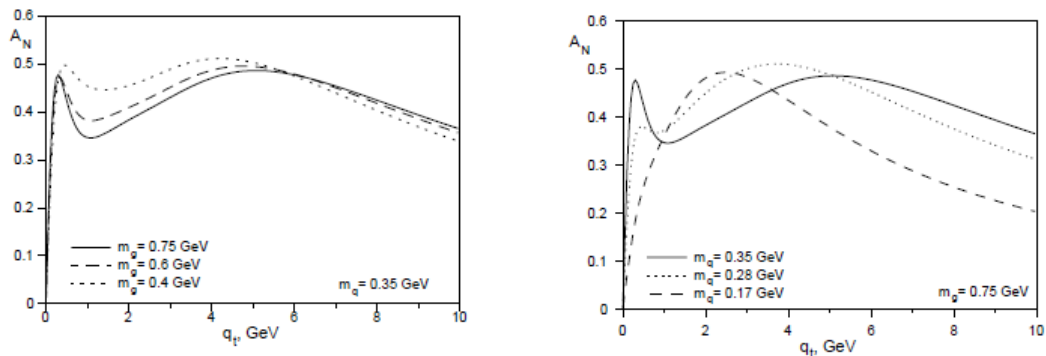


Рис. 125  $A_N(q_t)$  для рассеяния кварков, при разных параметрах  $m_g$  инфракрасного обрезания (слева) и разных динамических массах кварка (справа) из модели [208]

### 5.2.5 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 показаны предварительные данные эксперимента STAR [211, 212], которые сравниваются с предсказаниями модели [210].

Авторы подчеркивают, что согласие данных и расчетов имеет пока качественный характер. Для количественного анализа необходимо иметь данные при  $x_F > 0.4$ . Авторы предсказывают, что  $A_N = 0$  для  $p^\dagger p \rightarrow pX$  в области фрагментации пучка, однако  $A_N$  не равна нулю для процесса образования нейтрона в эксперименте PHENIX [43, 45].



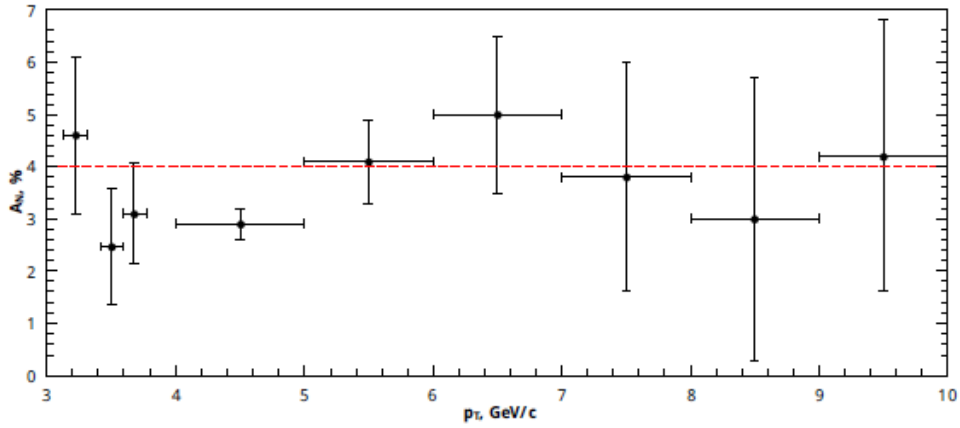


Рис. 126 Зависимость  $A_N(x_F)$  для  $p^\dagger p \rightarrow \pi^0 X$ , из [210].  
Угол изоляции пиона 70 мрад,  $\sqrt{s} = 500$  ГэВ и  $0.32 < x_F < 0.40$ .  
Данные STAR из [211, 212]

Поляризация гиперонов показана на Рис. 127 в зависимости  $x_F$  и  $p_T$ . Сплошными линиями показаны расчеты по модели фильтрации спина [213].

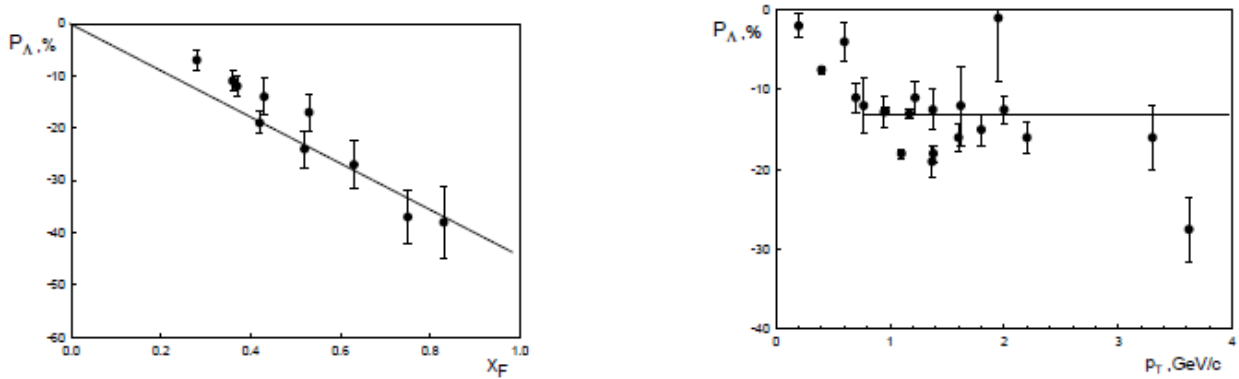


Рис. 127  $P_N(x_F)$  (слева) и  $P_N(p_T)$  (справа) для реакции  $pp(A) \rightarrow \Lambda^+ X$ ,  
сплошные линии — предсказания по модели фильтрации спина [213]

### 5.2.6 Вращение партонов в структуре составляющего кварка

В других работах Трошина и Тюрина также рассматривается механизм, в котором предполагается возникновение односпиновой асимметрии и поляризации гиперонов за счет вращения кварк-антикваркового облака внутри валентного составляющего кварка [214, 215, 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 происходит 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. Сравнение предсказаний модели и данных для импульса пучка 400 ГэВ/с, в зависимости от  $x_F$  и  $p_T$ , показано на Рис. 128 [215].

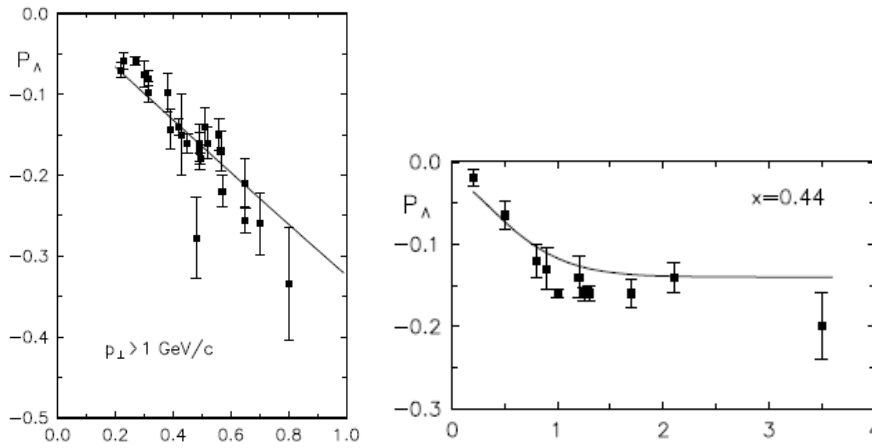


Рис. 128  $P_N(x_F)$  для  $pp \rightarrow L^+ X$  (слева) и  $P_N(p_T)$  для  $pp(A) \rightarrow L^+ X$  (справа) из работы [215]

Модель предсказывает отрицательный знак поляризации  $L$  и ее зависимость от  $x_F$ . Зависимость аналогична получаемой в модели хромагнитной поляризации кварков [37]. В обоих случаях имеет место рассеяние в эффективном поле и обнаруживается зависимость поляризации от  $x_F$ , которая описывается тригонометрической функцией. Модель предсказывает также скейлинг поляризации  $L$  в зависимости от  $x_F$ . Предсказаний поляризации для других гиперонов не приводится.

В рамках этой модели также делается попытка объяснения скейлинга односпиновой асимметрии [217].

### 5.2.7 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, 219, 220].

Большие наблюдаемые поляризационные эффекты в  $A^+ + B \rightarrow C + X$  связаны, видимо, с большими расстояниями ( $r \gg 1/q_T$ ) и могут дать информацию о механизмах адронизации и конфайнмента. В 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 изображение трубки цветового потока (КХД струны) между кварком и антикварком показано на Рис. 129.

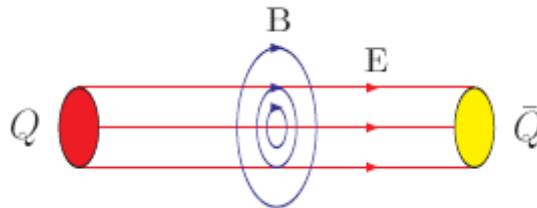


Рис. 129 Схематическая картина трубки цветового потока между кварком и антикварком. Продольные линии показывают направление хромоелектрического поля  $E$ , а круговые — направление хромагнитного поля  $B$

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 магнитуа самих распределений при этом не изменяются. 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, что и приводит к наблюдаемой односпиновой асимметрии.

Сравнение данных эксперимента E704 [33, 222] с предсказаниями модели хромагнитной струны представлено на Рис. 130.

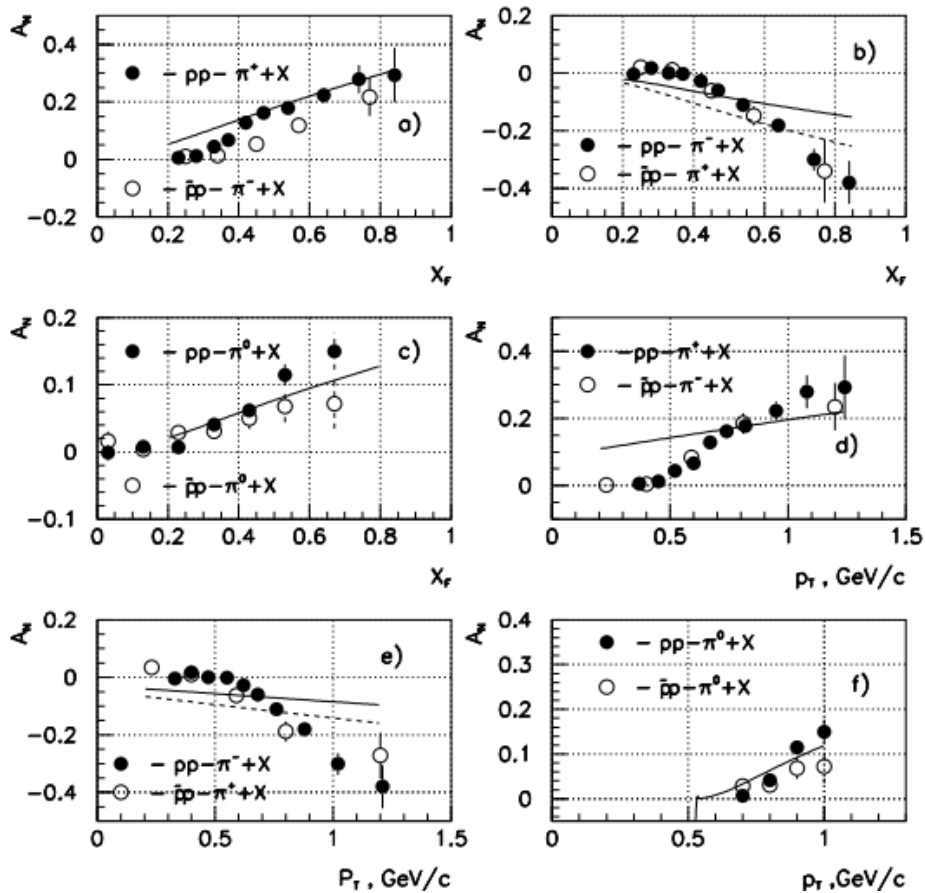


Рис. 130 Сравнение данных E704 для  $p^1p$  (черные кружочки) [33] и  $\bar{p}^1p$  (открытые кружочки) [222], из работы [220]

### 5.2.8 Модель хромагнитной поляризации кварков

Похожие основания легли в основу модели хромагнитной поляризации кварков (ХПК). На данном этапе модель ХПК может рассматриваться как обобщение эмпирических закономерностей, найденных в ходе глобального анализа данных. Механизм, положенный в основу модели, является на сегодняшний день лишь одним из возможных, наряду с другими вариантами генерации поляризационных явлений.

Основные положения модели изложены в [37]. Отдельные реакции рассмотрены в работах [36, 179, 223, 224, 225, 226, 227]. Модель ХПК базируется на следующих положениях:

— После первоначальной цветовой перезарядки возникает продольное хромоелектрическое поле  $E^a$  и круговое поперечное хромоманнитное поле  $B^a$ .

— Односпиновая асимметрия обусловлена силой Штерна-Герлаха, действующей на кварк в неоднородном поперечном круговом хромоманнитном поле.

— Прецессия спина кварка в цветовом поле изменяет 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 хромоманнитное поле  $B^a$  генерируется релятивистскими кварками-спектаторами, которые летят в прямом и обратном направлениях в с.ц.м. сталкивающихся нуклонов (см. Рис. 131). Пробный кварк из наблюдаемого адрона отклоняется силой Штерна-Герлаха в неоднородном хромоманнитном поле влево или вправо в зависимости от направления его спина (вверх или вниз). Взаимодействие хромоманнитного дипольного момента составляющего пробного кварка с полем  $B^a$  приводит к наблюдаемым односпиновым асимметриям [37].

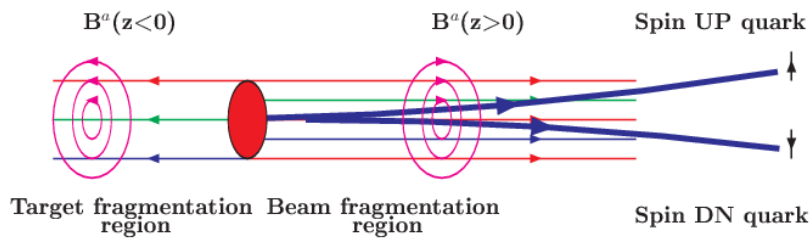


Рис. 131 Механизм хромоманнитной поляризации кварков (микроскопический аппарат Штерна-Герлаха). Кварк-пробник отклоняется влево или вправо в неоднородном поле  $B^a$

В модели ХПК спиновые эффекты возникают благодаря механизму, аналогичному знаменитому опыту Штерна-Герлаха [1], только на микроскопическом цветном поле  $B^a$ , возникающем на короткое время в процессе взаимодействия адронов. Параметры модели оценивались по глобальному анализу поляризационных данных для 81 различной инклюзивной реакции с общим числом экспериментальных точек 3670 [37, 44].

Ниже представлены результаты измерений  $A_N$  и расчеты по модели ХПК. Данные для реакции  $p^\uparrow p(A) \rightarrow \pi^+ X$  при  $\sqrt{s} = 200$  (1a, 1b) и 64.2 (2) (BRAHMS [34]), 19.4 (3) (E704 [33]) и 8.77 (4) (FODS [100]) ГэВ показаны на Рис. 132. Энергетическая зависимость данных хорошо описывается соответствующими кривыми модели ХПК. Данные для реакции  $p^\uparrow p(A) \rightarrow \pi^- X$  [33, 34, 100] показаны на Рис. 133.

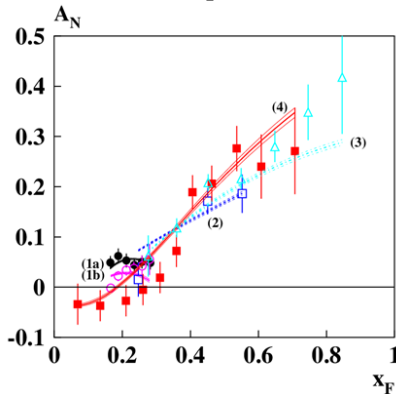


Рис. 132  $A_N(x_F)$  для реакции  $p^\uparrow p(A) \rightarrow \pi^+ X$

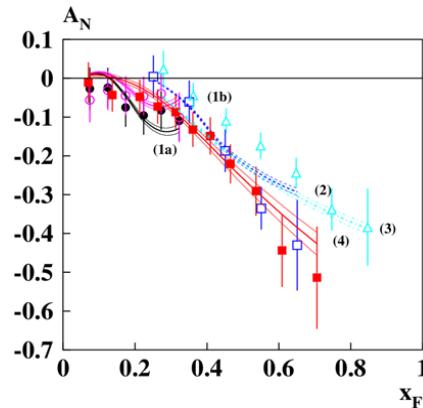


Рис. 133  $A_N(x_F)$  для реакции  $p^\uparrow p(A) \rightarrow \pi^- X$

Знак  $A_N$  на Рис. 132 и Рис. 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 мишени ( $A$ ) и центральность.

### 5.3 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 разделе были перечислены только некоторые из существующих моделей. Ряд моделей, например, Лундская, остались вне рамок описаний. Следует подчеркнуть, что большинство моделей не претендует на глобальный анализ, кроме того, многие модели работают (или точнее сказать могут быть использованы для расчетов) в ограниченной кинематической области.

Важным моментом с точки зрения существующих экспериментальных данных является ограниченность набора существующих данных, прежде всего по сорту вторичных частиц и по кинематической области. В большинстве экспериментов измерения проводились в узком телесном угле, что не позволяет провести разделение зависимости эффекта от трех кинематических переменных ( $p_T$ ,  $x_F$ ,  $\sqrt{s}$ ).

Таким образом, остается необходимым провести систематическое исследование спиновых эффектов, желательно на одной физической установке и в одинаковых условиях набора для максимально большого класса реакций в широком кинематическом диапазоне.

## 6 Приложение Б. Результаты моделирования

В данном Приложении приведены некоторые дополнительные результаты моделирования физических процессов. Следует отметить, то приведенные результаты получены методом «быстрого» Монте-Карло, то есть без реального описания детекторов и без использования полного Монте-Карло с использованием GEANT и настроенных в среде СПАСЧАРМ-рут алгоритмов реконструкции. В настоящее время начато полное реальное моделирование для эксперимента на канале 14.

### 6.1 Моделирование для пучка антипротонов

На Рис. 134 показаны массовые спектры для четырех реакций типа  $\bar{p}p \rightarrow h + X$ : где  $h = \bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+$  (a);  $h = \bar{\Lambda} \rightarrow \bar{n} \pi^0$  (b);  $h = \bar{\Delta}^- \rightarrow \bar{p} \pi^-$  (c);  $h = \Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$  (d).

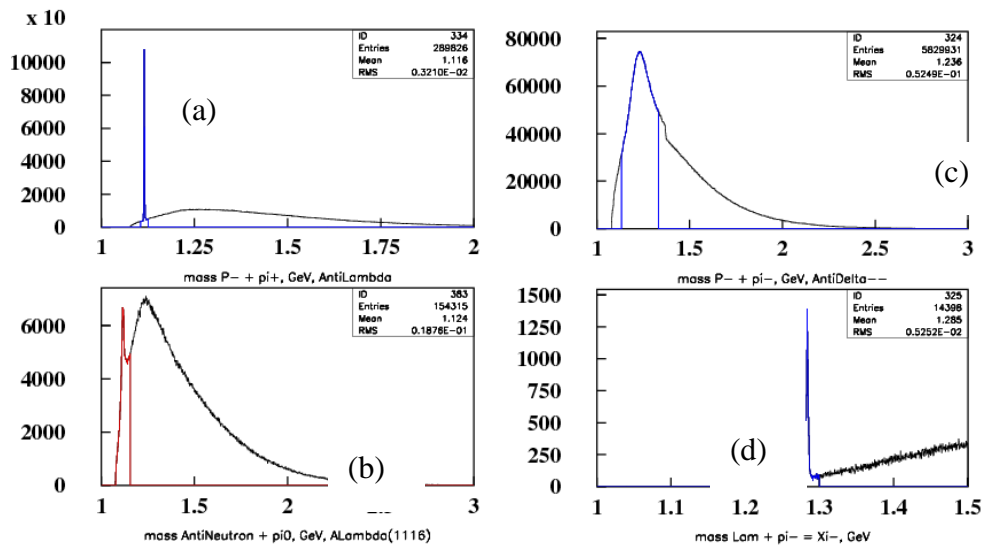


Рис. 134 Эффективная масса продуктов распада в процессе  $\bar{p}p \rightarrow h + X$ :  $h = \bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+$  (a);  $h = \bar{\Lambda} \rightarrow \bar{n} \pi^0$  (b);  $h = \bar{\Delta}^- \rightarrow \bar{p} \pi^-$  (c);  $h = \Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$  (d)

### 6.2 Моделирование реакций $p \uparrow p \rightarrow h + X$ и $pp \uparrow \rightarrow h + X$

Интегральная статистика для случая взаимодействий неполяризованного протонного пучка с поляризованной мишенью при энергии 60 ГэВ показана 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  $6 \cdot 10^7$  взаимодействий, или 30 мин. работы установки на протонном пучке с энергией 60 ГэВ и интенсивностью  $2 \times 10^6$  / сброс. В сеансе длительностью 30 суток статистика будет в 1000 раз больше (см. Табл. 2).

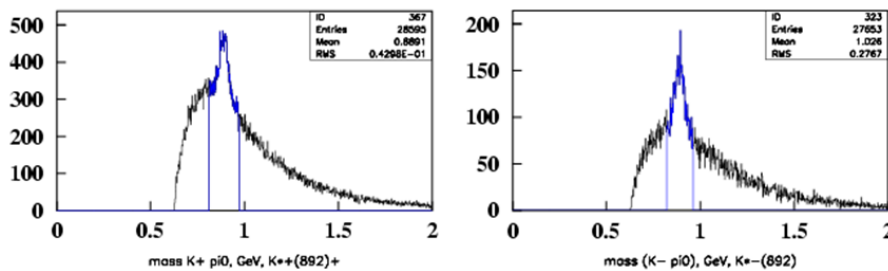


Рис. 135 Эффективная масса продуктов распада в процессах типа  $pp \rightarrow h + X$ : где  $h = K^*(892) \rightarrow K^+ \pi^0$  (вверху) и  $h = \bar{K}^*(892) \rightarrow K^- \pi^0$  (внизу)

### 6.3 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.

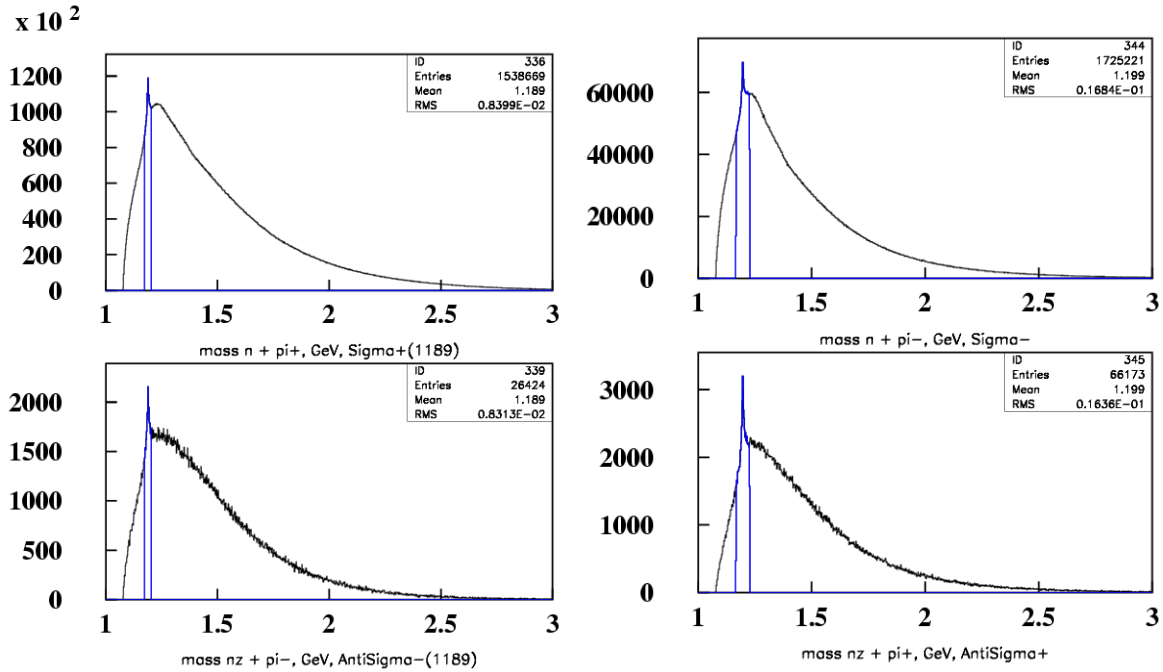


Рис. 136 Эффективная масса продуктов распада в процессе  $pp \rightarrow h + X$ :  
где  $h = \Sigma^+ \rightarrow n \pi^+$  (a);  $h = \Sigma^- \rightarrow \bar{n} \pi^-$  (b);  $h = \Sigma^- \rightarrow n \pi^-$  (c);  $h = \Sigma^+ \rightarrow \bar{n} \pi^+$  (d)

Число событий на Рис. 136 соответствует 3 часам работы установки на протонном пучке с энергией 60 ГэВ и интенсивностью  $2 \times 10^6$  прот./сброс.

### 6.4 Моделирование инклюзивных процессов на пучке отрицательных частиц

Первый этап эксперимента проводится на пучке отрицательных частиц, примерно 98% состава которого составляют  $\pi^-$ -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  $h = \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  (a);  $h = \eta \rightarrow \gamma\gamma$  (b);  $h = K^0_s \rightarrow \pi^+\pi^-$  (c);  $h = \rho^0(770) \rightarrow \pi^+\pi^-$  (d). Данное моделирование было выполнено для «идеальной» установки, включая идентификацию частиц, с номинальным полем спектрометрического магнита и для импульса 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 Рис. 137 соответствует  $6 \cdot 10^7$  взаимодействий, что возможно набрать за 30 мин. работы установки на  $\pi^-$ -пучке. В сеансе длительностью 30 суток статистика будет в 1000 раз больше.

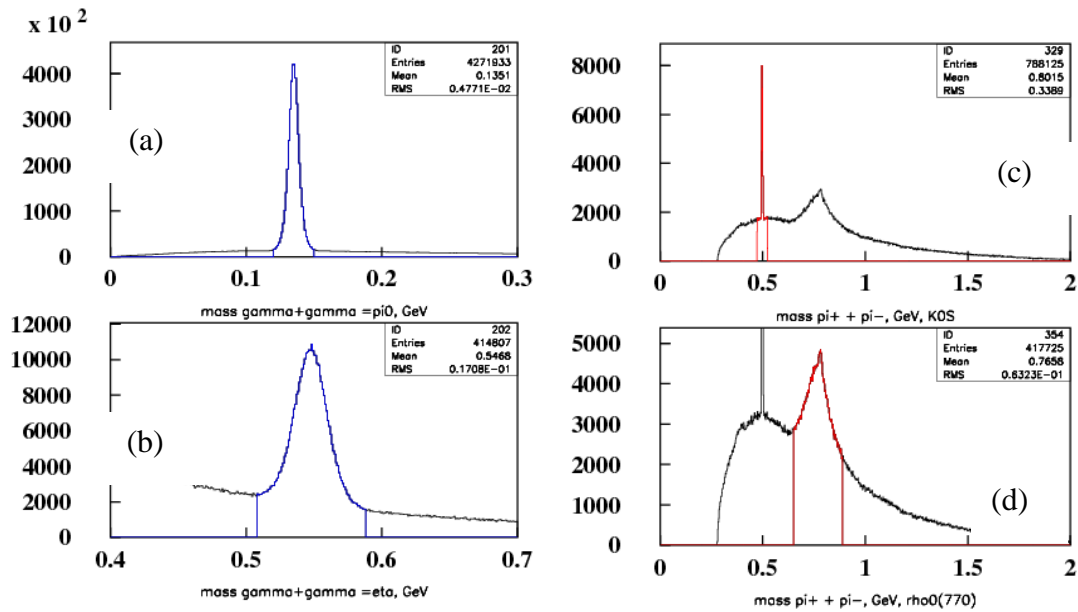


Рис. 137. Эффективная масса продуктов распада в процессе  $\pi^0 \rightarrow h + X$ , где  $h = \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  (a);  $h = \eta \rightarrow \gamma\gamma$  (b);  $h = K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  (c);  $h = \rho^0(770) \rightarrow \pi^+ \pi^-$  (d)

#### 6.4.1 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 А-зависимости инклюзивного рождения (см. раздел 1.5.3) появилась возможность и возникла необходимость реалистического моделирования исследуемых реакций.

Следующей реакцией для измерений односпиновой асимметрии выбрано инклюзивное рождение  $K_S^0$ -мезона, что объясняется следующим:

- Измерение односпиновой асимметрии инклюзивного рождению  $\pi^0$  уже проведены (эксперимент ПРОЗА).

- Установка СПАСЧАМ 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 реакция с участием морского s-кварка.

- Сечение инклюзивного рождения  $K_S^0$ -мезона значительно для энергий У-70, так что ожидаемая статистика должна быть большой.

Для того, чтобы оценить возможность измерения односпиновой асимметрии проведено моделирования методом Монте-Карло, проведенное при следующих условиях:

- В качестве генератора используется пакет RYRNIA 8 (в составе программного продукта, мягкие КХД процессы включены, жесткие КХД процессы отключены.

- Моделирование выполнено для двух наборов данных: для minbias и инклюзивных событий.

- Взаимодействие происходит на пентаноловой мишени длиной 20 см.

- Эффективности каждой плоскости трековой системы при моделировании – 95%, разрешение дрейфовых трубок всех камер консервативно оценена как 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 Pythia процессов  $\pi p$ -взаимодействий при  $\sqrt{s}=7.3$  ГэВ. Сечение инклюзивного рождения  $K_S^0$ -мезона, которое выдает генератор РУРНІА составляет 2.207 mb, а экспериментальное значение составляет  $(1.89\pm 0.72)$  mb [228].

На рисунке Рис. 138 показан спектр инвариантных масс  $h^-h^+$  системы для minbias событий без каких-либо критериев отбора (все заряженные адроны считались пионами).

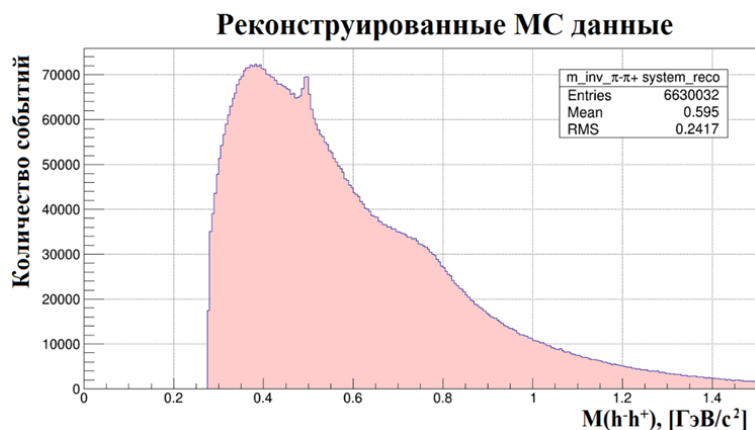


Рис. 138– Спектр инвариантных масс  $\pi\pi^+$  системы для minbias событий без отбора

Результат моделирования показывает необходимость отбора событий. Были применены следующие критерии:

1. Отбор событий по расстоянию между  $h^+$  и  $h^-$  треками. 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.

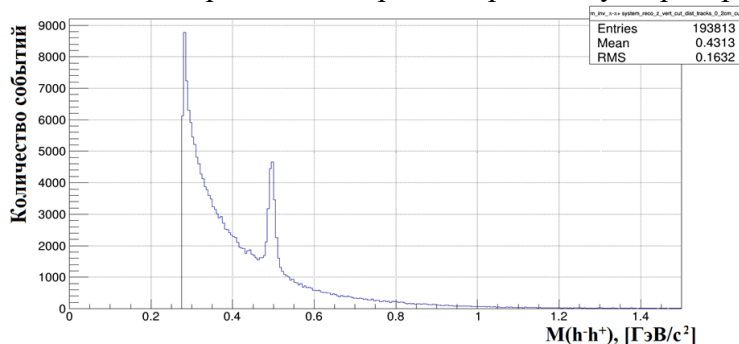


Рис. 139– Спектр инвариантных масс системы с фильтрацией данных по Z-координате вторичной вершины и расстоянию между треками

На Рис. 140 показан массовый спектр после использования всех трех критериев отбора. Спектр фитировался гауссом. 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  $\sigma=7.80\pm 0.01$  MeV/ $c^2$ , отношение сигнала к фону  $S/N = 2.35$  в окне  $\pm 3\sigma$ .

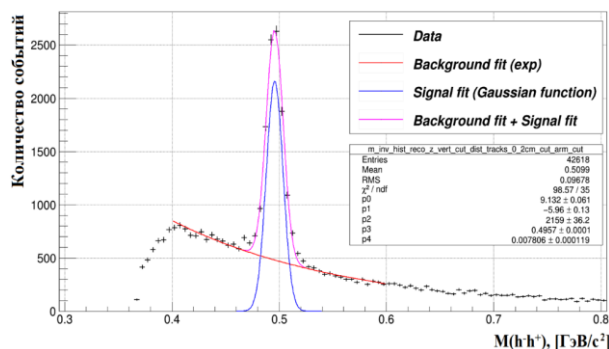


Рис. 140– Массовый спектр после использования всех трех критериев отбора

По результатам моделирования оценено ожидаемое количество событий инклюзивного рождения  $K_S^0$ -мезона за 20-дневный сеанс набора статистики на эксперименте СПАСЧАРМ при условии, что за цикл ускорителя будет приниматься 25 000 событий. Ожидаемое количество событий инклюзивного рождения  $K_S^0$ -мезона за 20-дневный сеанс на установке СПАСАРМ для различных кинематических интервалов по  $p_T$  и  $p_z$  приведено в Табл. 22.

Табл. 22 Ожидаемое количество событий инклюзивного рождения  $K_S^0$ -мезона за 20-дневный сеанс на установке СПАСАРМ для различных кинематических интервалов по  $p_T$  и  $p_z$

	$0 < p_z \leq 4.0$	$4.0 < p_z \leq 8.0$	$8.0 < p_z \leq 12.0$	$12.0 < p_z \leq 16.0$	$p_z > 16.0$
$0 < p_T \leq 0.25$	$6.6 \cdot 10^5$	$1.6 \cdot 10^6$	$5.0 \cdot 10^5$	$9.3 \cdot 10^4$	$3.2 \cdot 10^4$
$0.25 < p_T \leq 0.5$	$3.0 \cdot 10^5$	$2.4 \cdot 10^6$	$1.1 \cdot 10^6$	$3.0 \cdot 10^5$	$1.1 \cdot 10^5$
$0.5 < p_T \leq 1.0$	$3.0 \cdot 10^3$	$1.0 \cdot 10^6$	$1.3 \cdot 10^6$	$4.6 \cdot 10^5$	$1.6 \cdot 10^5$
$p_T > 1.0$	-	$4.9 \cdot 10^3$	$1.1 \cdot 10^5$	$1.1 \cdot 10^5$	$5.0 \cdot 10^4$

По этим данным рассчитана ожидаемая ошибка измерения односпиновой асимметрии за 20-дневный сеанс на установке СПАСЧАРМ для различных кинематических интервалов по  $p_T$  и  $p_z$ , которое приведено выше в Табл. 8.

Реконструированный спектр  $h^+h^-\pi^0$  событий (все заряженные частицы считаются  $\pi$ -мезонами) с обрезанием только на массу  $\pi^0$ -мезона за три часа набора данных приведен на Рис. 141.

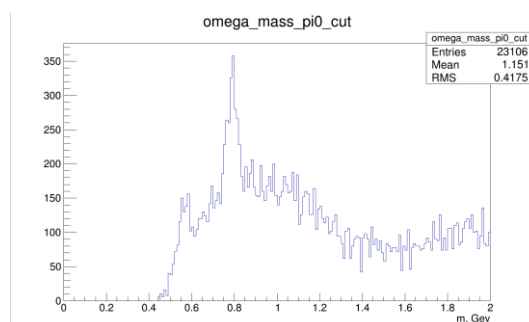


Рис. 141 – Массовый спектр  $h^+h^-\pi^0$  событий (все заряженные частицы считаются  $\pi$ -мезонами) с обрезанием только на массу  $\pi^0$ -мезона за три часа набора данных

## 6.5 Моделирование для реакций $K^- p \rightarrow h + X$ при энергии 34 ГэВ

Интегральная статистика для взаимодействия пучка  $K^-$  с поляризованной мишенью при энергии 34 ГэВ показана в Табл. 23.

Табл. 23 Ожидаемое число событий  $N_{EV}$  и отношение эффекта к фону S/B для месячного сеанса на  $K^-$ -пучке ( $1.1 \cdot 10^9$  взаимодействий)

№	частица	$N_{EV}$	S/B	№	частица	$N_{EV}$	S/B
1	$\pi^+$	$6.7 \cdot 10^8$		13	$\rho^-(770) \rightarrow \pi^- \pi^0$	$7.5 \cdot 10^7$	0.26
2	$\pi^-$	$8.9 \cdot 10^8$		14	$\eta' \rightarrow \gamma\gamma$	$7.3 \cdot 10^5$	0.17
3	$K^+$	$8.9 \cdot 10^7$		15	$\phi(1020) \rightarrow K^+ K^-$	$1.0 \cdot 10^7$	20.0
4	$K^-$	$4.0 \cdot 10^8$		16	$K^{0*}(892) \rightarrow K^+ \pi^-$	$1.3 \cdot 10^7$	0.8
5	$p$	$6.8 \cdot 10^7$		17	$\tilde{K}^{0*}(892) \rightarrow K \pi^+$	$6.6 \cdot 10^7$	1.2
6	$\tilde{p}$	$3.7 \cdot 10^7$		18	$K^{*-}(892) \rightarrow K^- \pi^0$	$3.4 \cdot 10^7$	0.45
7	$n$	$6.2 \cdot 10^7$		19	$\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$	$2.5 \cdot 10^6$	50.0
8	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	$4.2 \cdot 10^8$	7.7	20	$\Lambda \rightarrow p \pi^-$	$1.8 \cdot 10^6$	50.0
9	$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	$2.5 \cdot 10^7$	1.25	21	$\tilde{\Lambda} \rightarrow \tilde{p} \pi^+$	$2.9 \cdot 10^5$	12.5
10	$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$2.2 \cdot 10^7$	4.0	22	$\Lambda \rightarrow n \pi^0$	$4.0 \cdot 10^5$	1.7
11	$\rho^0(770) \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$6.8 \cdot 10^7$	0.37	23	$\Sigma^- \rightarrow n \pi^-$	$3.1 \cdot 10^6$	0.2
12	$K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$4.2 \cdot 10^6$	0.9	24			

На Рис. 142 показаны массовые спектры для четырех реакций типа  $K^- p \rightarrow h + X$ : где  $h = \Lambda \rightarrow p \pi^-$  (a);  $h = \tilde{\Lambda} \rightarrow \tilde{p} \pi^+$  (b);  $h = \Lambda \rightarrow n \pi^0$  (c);  $h = \Sigma^- \rightarrow n \pi^-$  (d). С учетом примеси  $K^-$ -мезонов в пучке указанная статистика соответствует 28 часам работы установки на отрицательном пучке с энергией 34 ГэВ. В сеансе длительностью 30 суток статистика будет в 26 раз больше (Табл. 23).

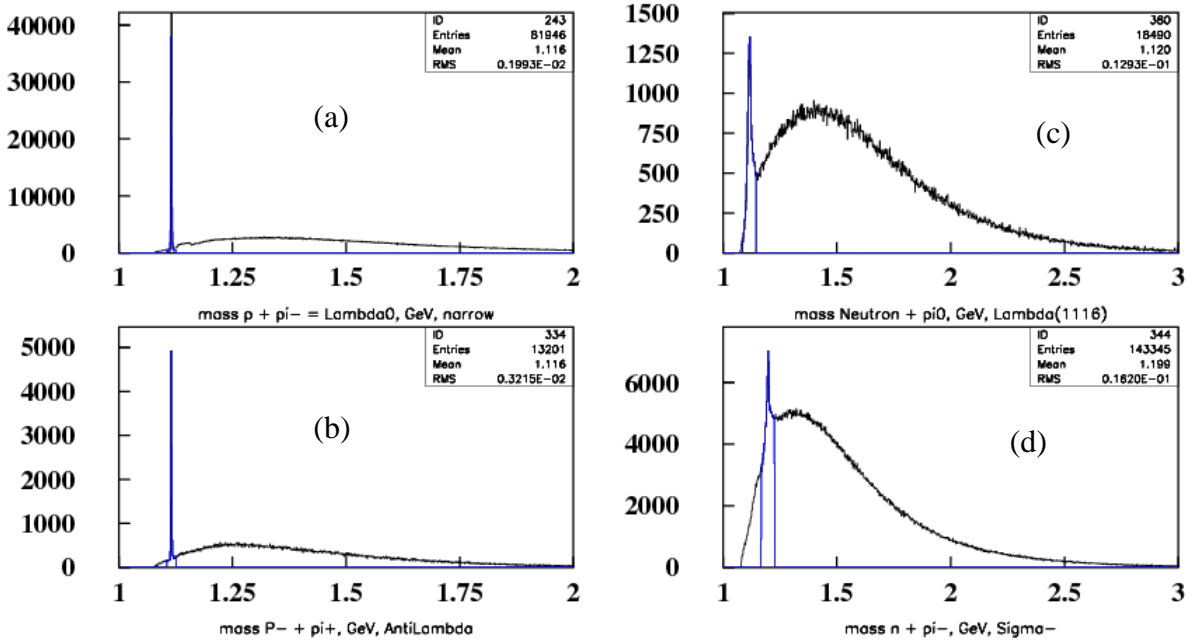


Рис. 142 Эффективная масса продуктов распада в процессе  $K^- p \rightarrow h + X$ :  
 $h = \Lambda \rightarrow p \pi^-$  (a);  $h = \tilde{\Lambda} \rightarrow \tilde{p} \pi^+$  (b);  $h = \Lambda \rightarrow n \pi^0$  (c);  $h = \Sigma^- \rightarrow n \pi^-$  (d)

## Список используемой литературы

- <sup>1</sup> *Von Gerlach W. and Stern O.* // *Z. Phys.* 1921, V. 8. P. 110
- <sup>2</sup> *Kane G., Pumplin J. and Repko W.* // *Phys. Rev. Lett.* 1978. V. 41. P. 1689
- <sup>3</sup> *Likhoded A.K., Luchinsky A.V., Poslavsky S.V.* // *Phys.Rev. D.* 2012. V. 86. P. 074027. e-Print: arXiv:1203.4893;
- <sup>4</sup> *Likhoded A.K., Luchinsky A.V., Poslavsky S.V.* // *Phys.Rev. D.* 2014. V. 90. no.7. P. 074021, e-Print: arXiv:1409.0693
- <sup>5</sup> *LHCb Collaboration (Roel Aaij et al.)* // *JHEP.* 2014. V. 1410. P. 088 (2014-10-14), DOI: 10.1007/JHEP10(2014)088, e-Print: arXiv:1409.1408 [hep-ex]
- <sup>6</sup> *CMS Collaboration (Vardan Khachatryan et al.)* // *Phys.Lett. B.* 2015. V. 743. P. 383-402 (2015-04-09), DOI: 10.1016/j.physletb.2015.02.048, e-Print: arXiv:1409.5761
- <sup>7</sup> *Rykov V.L.* // *Proc. 13th Int. Symp. Spin Phys. Protvino.* 1998. World Scientific 1999, P. 450-452
- <sup>8</sup> *Rykov V.L.* // 1999. arXiv:hep-ex/9908050
- <sup>9</sup> *Kovalenko S., Schmidt I. and Soffer J.* // *Phys. Lett. B.* 2001. V. 503. P. 313. arXiv:hep-ph/9912529
- <sup>10</sup> *Boer D.* // *Phys. Rev. D*62. 2000. P. 094029. arXiv:hep-ph/0004217.
- <sup>11</sup> *Boer D., W. J. den Dunnen W.J.* // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 105. P. 071801; arXiv:hep-ph/1005.2956
- <sup>12</sup> *Bunce G. et al* // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2000. V. 50 P. 525-575; arXiv:hep-ph/0007218
- <sup>13</sup> *Ogawa A., Rykov V.L., Saito N.* // *AIP Conf. Proc.* 570. 2001. P. 379; arXiv:hep-ph/0102220
- <sup>14</sup> *den Dunnen W.J.* // “Polarization effects in proton-proton collisions within the Standard model and beyond”, PhD Thesis, Vrije University, Amsterdam. 2013
- <sup>15</sup> *Abazov V.M. et al.* (for SPD Collaboration) // *Conceptual design of the Spin Physics Detector*, (2021) arXiv: 2102.00442v3 [hep-ex]
- <sup>16</sup> *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. № 6. P. 1044-1119; arXiv: 2102.08477 [hep-ph]
- <sup>17</sup> *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
- <sup>18</sup> *Santos E. et al* // *Czech.J.Phys.* 1006. V. 56. P. F71
- <sup>19</sup> *Adamczyk L. et al.* // *Measurement of the cross section and longitudinal double-spin asymmetry for di-jet production in polarized pppp collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV*, *Phys.Rev.D.* 2017 V. 95 no.7 P. 071103
- <sup>20</sup> *Ellis S.D. et al.* // *Phys.Rev.Lett.* 1976, V. 36. P. 1263
- <sup>21</sup> *Carlson C.E. and Suaya R.* // *Phys.Rev. D.* 1976. V. 14. P. 3115
- <sup>22</sup> *Carlson C.E. and Suaya R.* // *Phys.Rev. D.* 1978. V. 18. P. 760
- <sup>23</sup> *Baier R. and R.Ruckl R.* // *Z.Phys.C.* 1983. V.19. P. 251
- <sup>24</sup> *Barger V. and Martin A.D.* // *Phys.Rev. D.* 1985. V. 31. P. 1051
- <sup>25</sup> *Abramov V.V. et al.* *Spin physics program in the U70 polarized proton beam.* 2005. arXiv:hep-ex/0511046
- <sup>26</sup> *Alexopoulos T. et al.* // *Phys.Rev D.* 2006. V. 62. P. 032006
- <sup>27</sup> *Batunin A.V., Slabospitsky S.R.* // *Phys. Lett. B.* 1987. V.188. P. 269 (*Yad. Fiz.* 44 (1986) 1551).
- <sup>28</sup> *Likhoded A.K., Luchinsky A.V.* // *Phys.Atom.Nucl.* 2008. V. 71. P. 294-308. arXiv:hep-ph/0703091
- <sup>29</sup> *Diakonov D.* // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2003. V. 51. P. 173
- <sup>30</sup> *Bacchetta A. et al.* // *Single-spin asymmetries: the Trento convention*, *Phys. Rev. D.* 2004. V. 70. P. 117504 arXiv:hep-ph/0410050
- <sup>31</sup> *Klem R.D. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1976. V. 36. P. 929-931
- <sup>32</sup> *Allgower C.E. et al.* // *Phys. Rev. D.* 2002. V. 65. P. 092008
- <sup>33</sup> *Adams D.L. et al.* // *Phys. Lett. B.* 1991. V. 264. P. 462-466
- <sup>34</sup> *Arsene I. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 101. P. 042001
- <sup>35</sup> *Abramov V.V.* // *Eur. Phys. C.* 2000. V. 14. P. 427-441
- <sup>36</sup> *Abramov V.V.* // *Phys.Atom.Nucl.* 2007. V. 70. P. 2103-2112
- <sup>37</sup> *Abramov V.V.* // *Phys.Atom.Nucl.* 2009. V. 72. P. 1872 [B.B. Абрамов // *ЯФ* 2009. V. 72 P. 1933]
- <sup>38</sup> *Aidala C.A. et al.* // *Rev. Mod. Phys.* 2013. V. 85. P. 655
- <sup>39</sup> *Adams D.L. et al.* // *Phys.Lett. B.* 1991. V. 261. P. 201-206;
- <sup>40</sup> *D.L. Adams et al.* // *Phys.Rev. D.* 1996. V. 53. P. 4747-4755
- <sup>41</sup> *Bravar A. et al.* // *Phys.Rev.Lett.* 1996. V. 77. P. 2626-2629
- <sup>42</sup> *M. Lutz et al.* *Physics Performance Report for PANDA: Strong Interaction Studies with Antiprotons*, PANDA Collaboration (M.F.M. Lutz et al.). 2009. e-Print: arXiv:0903.3905
- <sup>43</sup> *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]
- <sup>44</sup> *Abramov V.V.* // *J. Phys.: Conf. Series.* 2017. V. 938, P. 012038
- <sup>45</sup> *Aidala C. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 123. no.12. P. 122001

- 46 *A. Ogawa*. Di-hadron back-to-back correlations in p+p and p+Au collisions at STAR. Quark Matter, 8 февраля 2017 г.
- 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, LU TP 0102 (2002), arXiv:hep-ph/0108264
- 49 *Abramov V.V. et al.* // *Z.Phys. C*. 1984. V. 24. P. 205-215
- 50 *Lee J.H. and F.Videbaek F.* // Cross-sections and Single Spin Asymmetries of Identified Hadrons in  $p\uparrow + p$  at  $\sqrt{s} = 200$  GeV. 2009. arXiv:hep-ex/0908.4551
- 51 *Patrignani C. et al. (Particle Data Group)* // *Chin. Phys. C*. 2016. V. 40. P. 100001
- 52 *The BESIII Collaboration* // *Nature Physics*. 2019. V. 15. P. 631–634
- 53 *Semenov P.A. et al.* // *Int.J.Mod.Phys.Conf.Ser.* 2016. V. 40. no.01. P. 1660086
- 54 *Agakishiev G. et al.* // *Eur. Phys. J. A*. 1014. 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 *A.A. Minaenko 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 Collaboration)* // *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.)* 2022. arXiv: hep-ph 2204.02302
- 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. Nuclei*. 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. V. 41. P. 116
- 69 *Apokin V.D. et al.* // *Z.Phys. C*. 1987. V. 35. P. 840
- 70 *Аввакумов И.А. и др.* // *ЯФ*. 1985. V. 42. P. 1152
- 71 *Аввакумов И.А. и др.* // *ЯФ*. 1985. V. 42. P. 1146
- 72 *Soloviev L.F. et al.* // In the Proceedings of 2<sup>nd</sup> High energy spin physics workshop. 1986. V. 2. P. 68. Protvino
- 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. *Journ. Of Phys. Conf. Ser.* 2020. V. 1690. P. 012069
- 75 *V.Abramov 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). принято к публикации в JPS (Japanese Physical Society) Conference Proceedings
- 76 *Abramov V. et al* // The polarized proton and antiproton beam project at U-70 accelerator», *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A*. 2018. V. 901. P. 62–68
- 77 *Overseith O.E. and J. 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 *N. Galyaev et al.* // *Proc. of 1993 PAC*. 1993. V. 1. P. .454
- 80 *M. Reinharz et al.* // *CERN SPS Experimenters' Handbook*. 1981
- 81 *Keizer R. and Mottier M.* Preprint CERN 82-05 1982
- 82 *Afanasev V. et al.*, Preprint IHEP 87-70. 1987.
- 83 *Otter A. and Hojvat. C.* // *Proc. of 10 Int. Conf. on Magn. Techn., Boston, USA*, p. 847 (1987).
- 84 *I. Azhgirey and V. Talanov* // *Proc. of XVIII Workshop on the Charged Particle Accelerators*, 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 *V. Garkusha et al.* Preprint IHEP 86-147 (1986).
- 87 *Afonin A. et al.* // *Phys. of Part. and Nucl.* 2005. V. 36. P. 1
- 88 *Brown K. and 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

- <sup>93</sup> *Kopeliovich B.Z. and L. I. Lapidus L.I.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1974. V. 19. No 1. P. 114
- <sup>94</sup> *Buttimore N.H. et al.* // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 114010
- <sup>95</sup> *Bazilevski A. et al.* // Journal of Phys.: Conf. Series. 2011. V. 295. P. 012096
- <sup>96</sup> *Alekseev I.G. et al.* // Phys. Rev. D. 2009. V. 79. P. 094014
- <sup>97</sup> *Adamczyk L. et al.* // Physics Letters B. 2013. V. 719. P. 62-69
- <sup>98</sup> *Bogdanov A.A. et al* //Journal of Physics: Conference Series. 2016. V. 678 P. 012034
- <sup>99</sup> *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
- <sup>100</sup> *Abramov V.V. et al.* // Phys.Atom.Nucl. 2007. V. 70. P. 1515-1526 [Yad.Fiz. 2007. V. 70 P. 1561-1571]
- <sup>101</sup> *Abramov V.V. et al.* // Phys.Atom.Nucl. 2007. V. 70. P. 1743-1751 [Yad.Fiz. 2007. V. 70 P. 1790-1798]
- <sup>102</sup> *Abramov V.V. et al.* // Phys.Atom.Nucl. 2007. V. 70. P. 1752-1758 [Yad.Fiz. 2007. V. 70 P. 1799-1805]
- <sup>103</sup> *Allaby J.V. et al.* Preprint CERN 70-12. 1970)
- <sup>104</sup> *Dekker D et al.* // Phys. Rev. 1965. V. 137. P. B962
- <sup>105</sup> *Primakoff H.* // Phys.Rev. 1951. V. 81. P. 899
- <sup>106</sup> *Halprin A., Andersen C.M., and Primakoff H.* // Phys. Rev. 1966. V. 152. P. 1295
- <sup>107</sup> *T. Jensen et al.* // Phys. Rev. D. 1983. V. 27. P. 26
- <sup>108</sup> *Capraro L. et al.* // Nucl.Phys. B. 1987. V. 288 P. 659
- <sup>109</sup> *Cihangir S. et al.* // Phys. Lett.B. 1982. V. 117. P. 123
- <sup>110</sup> *D.Carlsmith et al.* // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 18
- <sup>111</sup> *Margolis B. and Thomas G.H.* // in Higher Energy Polarized Proton Beams, edited by A. D. Krisch and A. J. Salthouse, AIP Conference Proceedings No. 42 (American Institute of Physics, New York). 1978. P. 173
- <sup>112</sup> *Leader Elliot:* Spin in particle physics. Published in Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol. 15. 2001. 500 P.
- <sup>113</sup> *Fukushima M. et al.* // Nucl. Phys. B. 1978. V. 136 P. 189
- <sup>114</sup> *Underwood D. G.* Preprint ANL-HEP-77-56. "A Method of Measuring the Polarization of High Momentum Proton Beams". Argonne. 1977
- <sup>115</sup> *Carey D.C. et al.* // Phys.Rev.Lett. 1990. V. 64 P. 357
- <sup>116</sup> *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
- <sup>117</sup> *Piitsyn V.I. and Shatunov Yu.M.* // Nucl. Instr. and Meth. A.1997. V. 398. P. 126
- <sup>118</sup> *Alexeev I.G. et al.* // Instrum.Exp.Tech. 2014. V. 57. no.5 P. 535-552
- <sup>119</sup> *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
- <sup>120</sup> *Н.С. Борисов и др.* Препринт ОИЯИ 1-80-98. 1980 г.
- <sup>121</sup> *А. Абрагам:* Ядерный магнетизм, М. Изд-во ИЛ. 1963
- <sup>122</sup> *Grosnick D.P. et al* // Phys.Rev. D. 1997. V. 55. P. 1159-1187
- <sup>123</sup> *Runkel S.* // "The Polarized Target at the CBELSA/TAPS". 2018. PoS (SPIN 2018) No 108
- <sup>124</sup> *Dutz H* // "The Bonn Frozen Spin Target". 2011. EU Workshop. EP7. SPINMAP. Linz
- <sup>125</sup> *Biroth M. et al.* // "Design of the Mainz Active Polarized Proton Target". 2015. PoS (PSTP2015). No 005
- <sup>126</sup> *Annand J. et al.* // "Compton Scattering from  $He^3$  using an Active Target". 2016. PoS (CD15). No 092
- <sup>127</sup> *Reicherz G. et al.* // "Pulsed NMR for the determination of the nuclear polarization". NIM A. 2004. V. 526 P. 96-99
- <sup>128</sup> *Bazhanov N.A. et al.* // NIM A. 1996. V. 372 P. 349
- <sup>129</sup> *Неганов Б.С., Борисов Н.С., Либург М.Ю.* «Метод получения сверхнизких температур, основанный на растворении  $He^3$  в  $He^4$ ». Препринт ОИЯИ Р-2480. 1965ю Дубна
- <sup>130</sup> *Usov Yu* // "Frozen Spin targets developed at Dubna. History and traditions". 2015 PoS(PSTP2015) No 021;
- <sup>131</sup> *Usov Yu.* // Nucl. Instr. & Meth. A. 2004. V. 526 P. 153
- <sup>132</sup> *Алферов В. Н. и др.* // ПТЭ, 2019. № 3. С. 157
- <sup>133</sup> *Kozhin A. et al* // "Tracking chamber made of 15-mm mylar drift tubes ". JINST. 2017. V. 12. C05005
- <sup>134</sup> *A.Borisov et al* // "Track chambers based on precision drift tubes housed inside 30 mm mylar pipe". JINST. 2014. V. 9. C06010
- <sup>135</sup> *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.
- <sup>136</sup> Technical Design Report for the PANDA Forward Spectrometer Calorimeter e-Print: 1704.02713
- <sup>137</sup> *Alekseev G.A. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2001. V. 461 P. 381
- <sup>138</sup> *Fields D. E. et al.* // NIM A. 1994. V. 349. P. 431
- <sup>139</sup> *De Leo R. et al.* // NIM A. 1997, V, 401. P, 187
- <sup>140</sup> *Borisov A. et al.* // "ATLAS monitored drift tube assembly and test at IHEP (Protvino)". Nucl. Instr. and Meth. A. 2002. V. 494. P. 214 - 217

- 141 Ryzhikov S.V., Petrov V.S., Semenov P.A. and Yakimchuk V.I. // Structure and Software of the Data Acquisition Network Node in the SPASCHARM Experiment, Instruments and Experimental Techniques. 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. Instruments and Experimental Techniques. 2019. V. 62. No. 2. P. 150-156 [РАСПРЕДЕЛЕННАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ДЕТЕКТОРАМИ ЭКСПЕРИМЕНТА СПАСЧАРМ. Приборы и техника эксперимента, 2019. №. 2. С 12-18]
- 144 Букреева С.В. «Распределенная система управления детекторами эксперимента СПАСЧАРМ», кандидатская диссертация
- 145 M. Al-Turany, "FairRoot framework", 2009. PoS (ACAT08). 048
- 146 Brun Rene and Rademakers Fons // "Root - an object oriented data analysis framework". Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A. 1986. V. 389 P. 81-86
- 147 Brun et al. "Geant3". CERN-DD-EE-84-1. 1987
- 148 S. Agostinelli et al. // "Geant4 – a simulation toolkit", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. 2003. V. 506. No. 3 P. 250 - 303
- 149 Sjostrand T., Mrenna S. and Skands P.Z. // "A brief introduction to PYTHIA 8.1". Comput. Phys. Commun. 2008. V. 178 P. 852-867
- 150 I. Frohlich et al.. "Pluto: A Monte Carlo Simulation Tool for Hadronic Physics", arXiv:0708.2382
- 151 Л. Ван Хов // УФН. 1966. Т. 90 С. 315
- 152 A. Bialas // in Inclusive Approach to Particle Production, 18th International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 76), 15-21 Jul. 1976. Tbilisi, USSR, PROCEEDINGS. Edited by N.N.Bogolyubov, et al. Dubna,USSR, Joint Institute for Nuclear Research, 1977. [2 vols] (JINR-D1,2-10400) P. A3.15-18
- 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 E.A. Crosbie 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 Dragoset 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 J.Lach 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 B. Lundberg et al., Phys. Rev. D 40 (1989) 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.) in Inclusive  $\Lambda$  polarization in pp collisions at 27 GeV, Proc. of the Adriatico Research Conference Trends in Collider Spin Physics, Trieste, 5-8 December, (1995) 125
- 179 V.V.Abramov in 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) Edited 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-Turleaur 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. and Ratcliffe P.G.* // Phys. Lett.B. 1992. V. 296. P. 251
- 186 *Soffer J. and Tornqvist N.E.* // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 907
- 187 *Ganguli S.N., Roy D.P.* // Phys. Rept. 1980. V. 67. P. 201-395
- 188 *С.Б.Нурмушев, М.Ф.Рунцо, М.Н.Стриханов* Введение в поляризационную физику: Учебное 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 Collaboration)* // 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., and 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.* // Inter. J. Mod. Phys. A. 2000. V. 15. P. 927
- 201 *Dong H., Li F. and 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: 1996. Preprint FUB-HEP-96-5, arXiv:hep-ph/9604293
- 207 *Zuo-tang Liang, Boros C.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 3608
- 208 *Kochelev N. and 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 collaboration).* Talk at the International Workshop on Diffraction in High Energy Physics (Diffraction 2012), Puerto del Carmen, Lanzarote, Canary Islands, Spain, September 10-15: 2012
- 212 *Igo B. (for the STAR collaboration),* 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. 2005. arXiv:hep-ph/0509238: in Transversity 2005, 2006. P. 314-321
- 214 *Troshin S.M. and Tyurin N.E.* // Phys. Rev. D. 1996. V. 54. P. 838
- 215 *Troshin S.M. and Tyurin N.E.* // Phys. Rev. D. 1997. V. 55. P. 1265
- 216 *Troshin S.M. and 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: In Proc. of the Int. Conf. on Quark Confinement and the Hadron Spectrum, edited by N.Brambilla and G.M.Prosperi. Como, Italy, 20-24 June 1994.: Singapore, River Edge, N.J.: World Scientific, 1995. P. 261
- 220 *Nurushev S.B., Ryskin M.G.* // Phys.Atom.Nucl. 2006. V. 69. P. 133-141
- 221 *А.Б. Мугдал А. Б., Хохлачев С.Б. и Шур С.Б.* // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. Вып. 3. С. 745
- 222 *Bravar A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 2626
- 223 *Abramov V.V.* // J. Phys.Conf. Ser. 2011. V. 295. 012086. P. 1-8
- 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. Series. V. 678. 2016. P. 012039
- 228 *Кладнищкая Е.Н.* // Образование нейтральных странных частиц в  $\pi p$  и  $pp$ -взаимодействиях при высоких энергиях, ФЭЧАЭ. 1982. Т.13. № 3



