

Федеральное государственное бюджетное учреждение
«Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»

На правах рукописи

Моисеев Вячеслав Васильевич

**Исследование односпиновой асимметрии
инклюзивного рождения заряженных пионов
в области фрагментации пионного пучка при энергии 28 ГэВ**

Специальность 01.04.23 —
«физика высоких энергий»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физ.-мат. наук,
ведущий научный сотрудник
Мочалов Василий Вадимович

Протвино – 2022

Оглавление

Введение	4
1 Обзор экспериментальных результатов и теоретических моделей поляризационных эффектов во взаимодействии адронов	9
1.1 Экспериментальные результаты по односпиновой асимметрии . . .	10
1.2 Модели на основе механизма Сиверса, Коллинза и вклада высших твистов	11
1.3 Модель вращающихся кварков	13
1.4 Модель хромомагнитной струны	15
1.5 Модель хромомагнитной поляризации кварков	15
2 Постановка эксперимента СПАСЧАРМ на 14-м канале ускорительного комплекса У-70	18
2.1 Канал частиц	19
2.2 Экспериментальная установка	23
2.2.1 Пучковая аппаратура	24
2.2.2 Вето-система	26
2.2.3 Комплекс поляризованной мишени	27
2.2.4 Магнитный спектрометр	31
2.2.5 Электромагнитный калориметр	35
2.3 Организация триггера и системы сбора данных	36
3 Подготовка программного обеспечения установки СПАСЧАРМ	39
3.1 Программный пакет SpascharmRoot	39
3.2 Алгоритм геометрической привязки	43
3.3 Алгоритм реконструкции заряженных треков	48

3.4	Алгоритм реконструкции точки взаимодействия	52
4	Анализ данных сеанса 2018 года на поляризованной мишени установки СПАСЧАРМ	57
	Заключение	62
	Литература	68
	Список иллюстраций	72
	Список таблиц	73

Введение

Актуальность темы исследования и степень ее разработанности

Исследования последних лет показали наличие значительных спиновых эффектов в эксклюзивных и инклюзивных процессах. Например, более 40 лет назад впервые была обнаружена «спонтанная» поляризация лямбда-гиперона при столкновении пучка неполяризованных протонов с бериллиевой мишенью. Она оказалась равной около 30%, что противоречит квантовой хромодинамики (КХД) [1], т.е. пертурбативным расчетам в лидирующем порядке.

Сегодня нет теории, позволяющей полностью описать все наблюдаемые поляризационные эффекты. Только анализ новых экспериментальных данных позволит проверить ряд феноменологических теорий, существующих на данный момент (см. главу 1).

В частности, интерес представляет поперечная односпиновая (спиновое состояние известно только для одной из частиц в начальном или конечном состоянии, в нашем случае для протонов мишени) асимметрия A_N в образовании адронов:

$$A_N = \frac{D}{P \cdot \cos\phi} \cdot \frac{N^\uparrow - N^\downarrow}{N^\uparrow + N^\downarrow}, \quad (1)$$

где D – фактор разбавления поляризованной мишени, P – поляризация мишени, ϕ – азимутальный угол вылета вторичных частиц в лабораторной системе отсчета, N^\uparrow и N^\downarrow – выходы наблюдаемого адрона, нормированные на число пучковых частиц при поляризации мишени «вверх» (\uparrow) и «вниз» (\downarrow) соответственно.

Теоретические модели в рамках КХД предсказывают уменьшение односпиновой асимметрии с увеличением поперечного импульса вторичных частиц. Но экспериментальные исследования на разных ускорителях мира

показали, что односпиновая асимметрия в инклюзивном образовании заряженных пионов практически не зависит от энергии [2]. Можно сказать, что на первое место в поляризационных исследованиях выходит не энергия взаимодействия адронов, а систематическое исследование и статистическая обеспеченность получаемых результатов. Проведение таких исследований спиновых эффектов и является одной из задач эксперимента СПАСЧАРМ на ускорителе У-70 [3, 4].

Цели и задачи

Целью диссертации является обоснование возможности измерения односпиновой асимметрии рождения заряженных пионов на поляризованной мишени в области фрагментации неполяризованного пионного пучка при энергии 28 ГэВ в зависимости от двух кинематических параметров – переменной Фейнмана ($x_F = p_z^*/p_{zmax}^* \approx 2p_z^*/\sqrt{s}$) и поперечного импульса (p_T). В работу вошли измерения, проведенные на ускорителе У-70 на пилотной версии установки СПАСЧАРМ на неполяризованной мишени.

Научная новизна и практическая значимость работы

Новизна работы заключается в систематическом исследовании возможности измерения односпиновой асимметрии заряженных пионов в неисследованной ранее кинематической области по x_F и p_T с использованием мезонного пучка.

В ходе исследований проведены работы, направленные на развитие эффективности измерений и оптимизации установки, позволяющей проводить поляризационные исследования в течение многих лет.

Положения, выносимые на публичное выступление

На защиту выносятся следующие основные выполненные работы, необходимые для оценки возможности измерения односпиновой асимметрии A_N заряженных пионов:

1) Разработан SpascharmRoot – программный пакет для моделирования, обработки «в линию» и «вне линии» экспериментальных данных, в рамках чего были выполнены следующие пункты:

- Подготовлен алгоритм геометрической привязки (alignment) пучковых и трековых детекторов установки СПАСЧАРМ. Проведена геометрическая привязка пучковых и трековых детекторов установки по данным методических сеансов 2018-2021 гг.
- Подготовлен алгоритм реконструкции заряженных треков на основе преобразования Хафа. Проведена его настройка на данных моделирования и экспериментальных данных.
- Подготовлен алгоритм реконструкции точки взаимодействия (первичной вершины) пучка с мишенью. Показаны результаты на данных моделирования.

2) Получены физические результаты по данным методических сеансов, набранных на установке СПАСЧАРМ. Проведена оценка статистической точности измерения поперечной односпиновой асимметрии заряженных пионов.

Степень достоверности и апробация результатов

Результаты анализа данных были доложены на Международной конференции ICPPA-2020 в МИФИ 6 октября 2020 г., а также на семинаре ОЭФ 21 октября 2020 г. Также результаты были представлены в виде постера

на Европейской школе по физике высоких энергий 2019 (ESHEP-2019, Санкт-Петербург 4-17 сентября).

Опубликованные статьи по теме работы:

- 1) Концептуальный проект эксперимента СПАСЧАРМ, В. Абрамов и др., Препринт ИФВЭ 2019 – 12. Концептуальный проект принят к печати и будет опубликован в 1 номере 2023 г. журнала ЭЧАЯ.
- 2) Measurement of single-spin asymmetry for charged pions in the SPASCHARM experiment at U70 accelerator, V. Abramov et al., J. Phys.: Conf. Ser., Vol.1690 (2020), 012164.
- 3) Feasibility studies for the measurement of single-spin asymmetry in inclusive K₀s production at pion beam at U-70, N. Kalugin et al., J. Phys.: Conf. Ser., Vol.1690 (2020), 012069.

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, четырех глав основного текста и заключения.

Введение посвящено изложению таких вопросов, как актуальность темы работы. Также указаны цели диссертации, результаты выдвигаемые автором на защиту, обоснована их научная новизна и практическая ценность. Приведен список публикаций по теме работы.

В Главе 1 содержится краткий обзор экспериментальных результатов и теоретических моделей по поляризационным эффектам во взаимодействии адронов.

Глава 2 посвящена постановке эксперимента СПАСЧАРМ на 14-м канале ускорительного комплекса У-70.

В Главе 3 представлено описание методов и алгоритмов обработки и анализа данных, подготовленные автором для получения физического результата в эксперименте СПАСЧАРМ.

В Главе 4 показаны результаты обработки данных методических сеансов 2018-2021 гг. на неполяризованной мишени установки СПАСЧАРМ.

В заключении подводятся итоги основных результатов работы.

Глава 1. Обзор экспериментальных результатов и теоретических моделей поляризационных эффектов во взаимодействии адронов

Как уже отмечалось, согласно пертурбативной КХД односпиновые асимметрии должны стремиться к нулю. Согласно работе [5] величина асимметрии пропорциональна массе кварка и следовательно мала (меньше 1%).

$$A_N \propto \alpha_s m_q / p_T. \quad (1.1)$$

Однако большие ненулевые поперечные асимметрии A_N были измерены для широкого диапазона энергий столкновения, как показано на рисунке 1.1.

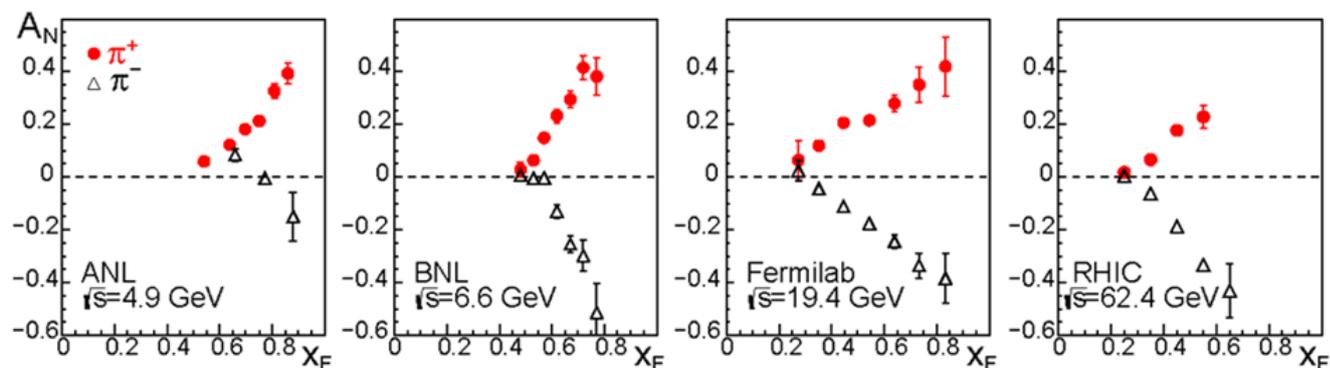


Рис. 1.1: Результаты измерений A_N для реакции $p^+p^- \rightarrow \pi^\pm X$ при разных \sqrt{s} [2].

В пертурбативной КХД применима теорема факторизации – в ней подразумевается разделение процесса рассеяния на «жесткие» и «мягкие» процессы. Жесткие процессы рассчитываются в рамках пертурбативного КХД, а мягкие, непертурбативные процессы – задаются через функции распределения и фрагментации партонов. Упомянутые функции нельзя вычислить напрямую в рамках КХД, а используют их экспериментальные значения.

В такой коллинеарной конфигурации не должно возникать асимметрий, поскольку в выражении для сечения нет спиновой зависимости [6]

$$d\sigma = \sum_{a,b,c} f_{a/p} \otimes f_{b/p} \otimes \hat{\sigma}^{ab \rightarrow c \dots} \otimes D_{h/c}, \quad (1.2)$$

где $f_{a/p}$ и $f_{b/p}$ – функции распределения партонов, $D_{h/c}$ – функция фрагментации адрона, $\hat{\sigma}^{ab \rightarrow c \dots}$ – матричный элемент партонного рассеяния, а знак \otimes обозначает свертку.

Для объяснения наблюдаемых спиновых асимметрий были разработаны модели, основанные, например, на модифицированной неколлинеарной кинематике КХД. Далее в этой главе рассматриваются некоторые экспериментальные результаты и теоретические модели поляризационных эффектов, обзоры других моделей можно найти, например, в работе [7].

1.1 Экспериментальные результаты по односпиновой асимметрии

Измерения односпиновых эффектов проводились и проводятся в разных местах, прежде всего, в ЦЕРН, БНЛ, ФНАЛ и ИФВЭ.

Асимметрия в реакциях $\pi^- p^\uparrow \rightarrow \pi^\pm X$ измерялась только один раз при энергии 8 ГэВ, при этом была обнаружена ненулевая асимметрия при больших значениях переменной Фейнмана $x_F > 0$ [8]. Следует отметить, что в этой же кинематической области на пучке π^- -мезонов [9] была обнаружена асимметрия инклюзивного рождения π^0 в области фрагментации неполяризованного пучка (см. рисунок 1.2).

Также были обнаружены значительные эффекты в эксклюзивных реакциях на ускорителе У-70 в Протвино. Изучалась асимметрия в реакции $\pi^- p^\uparrow \rightarrow \omega n$ при энергии 40 ГэВ, ω -мезон регистрировался в моде распада на π^0 и γ [10].

В эксперименте E704 измерялась асимметрия в рождении заряженных пионов [11], нейтральных пионов [12] и η -мезонов [13], в экспериментах

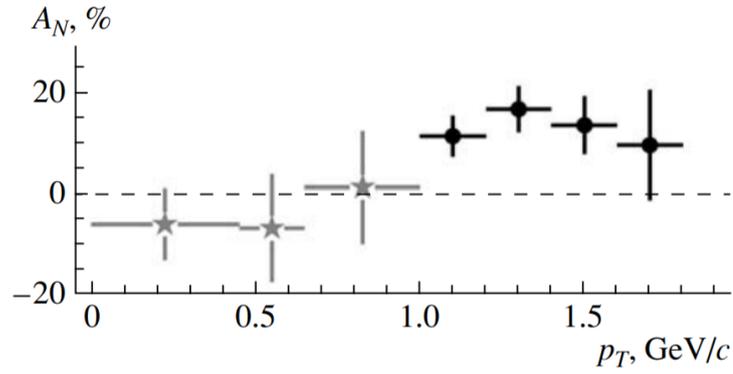


Рис. 1.2: Асимметрия в реакции $\pi^- d^+ \rightarrow \pi^0 X$.

E925 [14] и BRAHMS [15] – асимметрия заряженных пионов, каонов, протонов и антипротонов. STAR и PHOENIX занимаются измерением асимметрии π^0 - и η -мезонов [16] и струй [17]. В эксперименте ФОДС были измерены асимметрии рождения K -мезонов, протонов и антипротонов [18]. Также можно выделить результаты по измерениям асимметрии нейтронов в pA -взаимодействиях, в которых было обнаружено изменение знака асимметрии при переходе к тяжелым ядрам [19]. Важный результат (для продольно-поляризованного пучка) получен также для асимметрии W -бозонов [20].

1.2 Модели на основе механизма Сиверса, Коллинза и вклада высших твистов

Уравнение 1.2 можно модифицировать введением в функцию распределения партонов зависимости от поперечного импульса партона $f_{a/p}(\dots, k_{T1}), f_{b/p}(\dots, k_{T2})$ и импульса адрона в функцию фрагментации $D_{h/c}(\dots, k_{Th})$ [6].

Введение k_T партона приводит к появлению новых спиновых функций распределений:

$$\Delta^N f_{q/p^\uparrow}(x, k_T) = \hat{f}_{q/p^\uparrow}(x, k_T) - \hat{f}_{q/p^\downarrow}(x, k_T) = \hat{f}_{q/p^\uparrow}(x, k_T) - \hat{f}_{q/p^\uparrow}(x, -k_T) \quad (1.3)$$

$$\Delta^N f_{q^\uparrow/p}(x, k_T) = \hat{f}_{q^\uparrow/p}(x, k_T) - \hat{f}_{q^\downarrow/p}(x, k_T) = \hat{f}_{q^\uparrow/p}(x, k_T) - \hat{f}_{q^\uparrow/p}(x, -k_T) \quad (1.4)$$

и новых функций фрагментации:

$$\Delta^N D_{h/q^\uparrow}(x, k_T) = \hat{D}_{h/q^\uparrow}(x, k_T) - \hat{D}_{h/q^\downarrow}(x, k_T) = \hat{D}_{h/q^\uparrow}(x, k_T) - \hat{D}_{h/q^\uparrow}(x, -k_T) \quad (1.5)$$

$$\Delta^N D_{h^\uparrow/p}(x, k_T) = \hat{D}_{h^\uparrow/q}(x, k_T) - \hat{D}_{h^\downarrow/q}(x, k_T) = \hat{D}_{h^\uparrow/q}(x, k_T) - \hat{D}_{h^\uparrow/q}(x, -k_T) \quad (1.6)$$

Функции из уравнений 1.3, 1.4 и 1.5, 1.6 обнуляются при $k_T = 0$, а также Т-нечетны. Функцию распределения партонов 1.3 ввел Сиверс [21], а функцию фрагментации 1.5 – Коллинз [22].

В итоге получается ненулевой член

$$d\sigma^\uparrow - d\sigma^\downarrow = \sum_{a,b,c} \Delta^N f_{a/p^\uparrow}(k_T) \otimes f_{b/p} \otimes d\hat{\sigma}(k_T) \otimes D_{h/c} \quad (1.7)$$

и

$$d\sigma^\uparrow - d\sigma^\downarrow = \sum_{a,b,c} \Delta^N f_{a/p}(k_T) \otimes f_{b/p} \otimes d\hat{\sigma}(k_T) \otimes D_{h/c^\uparrow} \quad (1.8)$$

как и результат односпиновой асимметрии, что было показано, например, в экспериментах E704 [23] и BRAHMS [24] для обоих механизмов. На рисунке 1.3 показана полученная зависимость $A_N(x_F)$, подробности в работе [24].

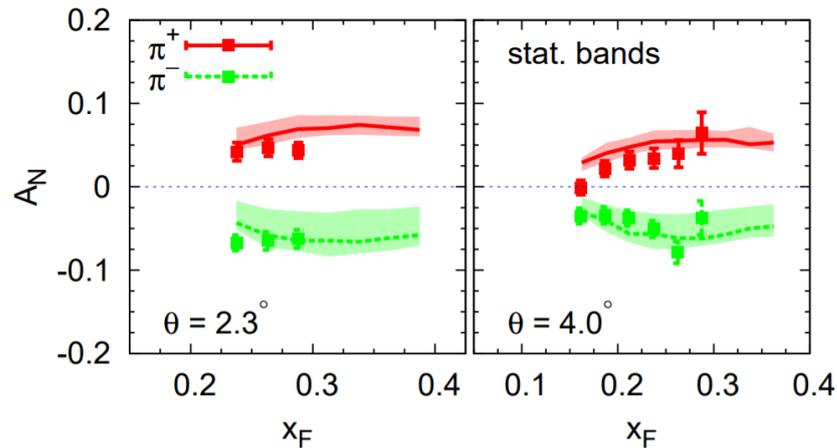


Рис. 1.3: Результаты A_N для $p^\uparrow p \rightarrow \pi^\pm X$ эксперимента BRAHMS в сравнении с расчетами по модели Сиверса.

В работе [25] было показано, что уравнение 1.2 может быть изменено

включением высших твистов. Твист определяется, как номер члена разложения структурной функции по обратным степеням Q (корень квадрата переданного 4-импульса), начинающегося с $n = 2$. Предыдущие выкладки были показаны в рамках так называемого ведущего твиста (твист-2). Разность сечений двух ориентаций поляризации в рамках твист-3:

$$d\sigma^\uparrow - d\sigma^\downarrow = \sum_{a,b,c} \{ \Phi_{a/p}^{(3)} \otimes f_{b/p} \otimes \hat{H} \otimes D_{h/c} + h_1^{a/p} \otimes \Phi_{b/p}^{(3)} \otimes \hat{H}' \otimes D_{h/c} + h_1^{a/p} \otimes f_{b/p} \otimes \hat{H}'' \otimes D_{h/c}^{(3)} \} \quad (1.9)$$

Где $\Phi_{a/p}^{(3)}$ и $D_{h/c}^{(3)}$ – партонные корреляции третьего порядка, \hat{H} обозначает партонные взаимодействия, а $h_1^{a/N}$ – распределение по поперечному спину

$$h_1^{a/N}(x, Q^2) = f_{a^\uparrow/N^\uparrow}(x, Q^2) - f_{a^\uparrow/N^\downarrow}(x, Q^2). \quad (1.10)$$

Особенностью указанного механизма является зависимость $A_N \propto 1/p_T$, но экспериментальные данные сегодня не указывают на значительное уменьшение A_N при увеличении p_T .

1.3 Модель вращающихся кварков

Модель вращающихся валентных кварков в поляризованном протоне (Берлинская модель) была предложена для объяснения происхождения односпиновой асимметрии в образовании пионов и поляризации Λ -гиперонов [26, 27]. 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.

На рисунке 1.4 приведены данные экспериментов E704 и E925, результаты показывают о сильной зависимости A_N от энергии, наблюдается согласие

реальных данных с моделью [28].

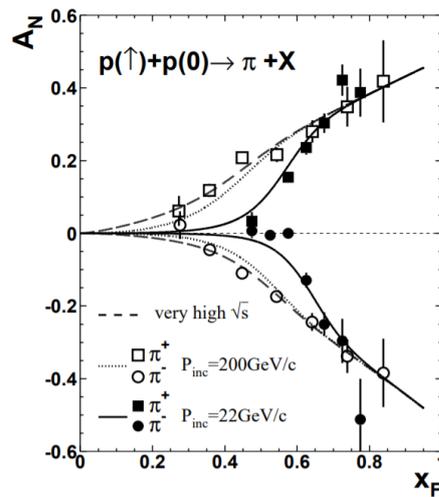


Рис. 1.4: Результаты A_N экспериментов E704 и E925.

В работах Трошина, Тюрина рассматривается механизм, в котором предполагается вращение кварк-антикваркового облака внутри валентного кварка [29, 30]. Основная роль в этом механизме принадлежит орбитальному моменту и поляризации пары $s\bar{s}$ -кварков.

В данной модели асимметрия π^+ и π^- -мезонов должна быть зеркальной, если рассматривать, что π^+ -мезон образуется только от u -кварка, а π^- -мезон только от d -кварка. На рисунке 1.5 приведены предсказания поведения A_N в эксперименте E704.

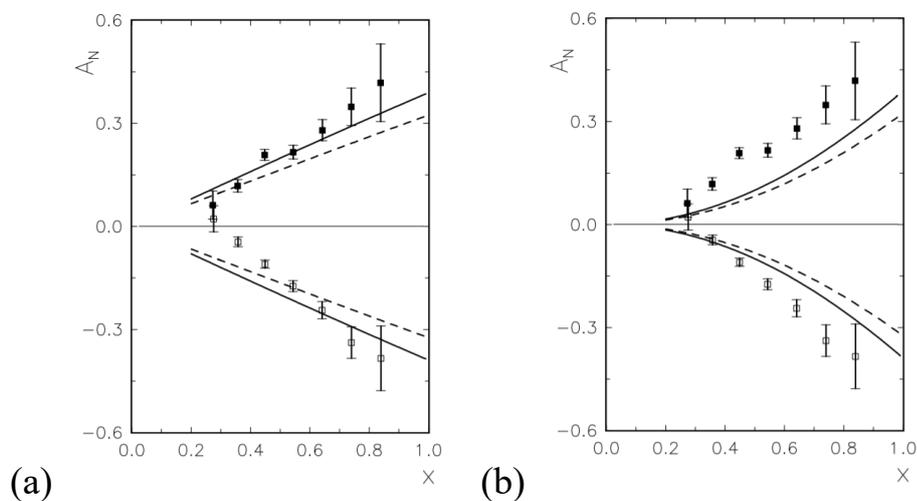


Рис. 1.5: Асимметрия в образовании π^\pm для линейной зависимости от x (а) и для квадратичной – (б), из работы [31].

1.4 Модель хромомагнитной струны

Модель Рыскина (модель хромомагнитной струны) предложена в качестве объяснения поляризации гиперонов и односпиновой асимметрии адронов в соударениях поляризованной и неполяризованной частиц [32, 33].

После взаимодействия и обмена цветным глюоном между сталкивающимися адронами натягивается трубка цветового потока (струна). Согласно работам [34, 35] вокруг трубки возникает хромомагнитное поле (как вокруг проводника с током). Схематическое изображение «цветовой струны» между кварком и антикварком показано на рисунке 1.6.

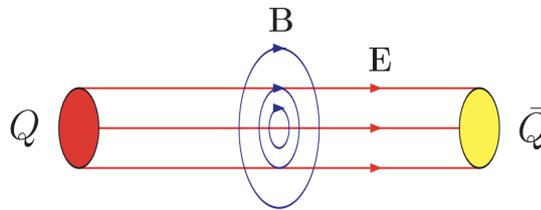


Рис. 1.6: Схема «цветовой струны» между кварком и антикварком в модели Рыскина.

Хромомагнитное поле сообщает кварку со спином дополнительный поперечный импульс p_T . Наблюдаемая асимметрии вылета адрона для малого дополнительного поперечного импульса δp_T поляризованного кварка оказывается пропорциональна:

$$A_N \propto \delta p_T \frac{\partial}{\partial p_T} \ln \left(\frac{d^3 \sigma}{d^3 p} \right) \quad (1.11)$$

Сравнение данных эксперимента E704 [11] с предсказаниями модели хромомагнитной струны показано на рисунке 1.7.

1.5 Модель хромомагнитной поляризации кварков

Абрамов предложил модель хромомагнитной поляризации кварков (ХПК) [36], которая является обобщением эмпирических закономерностей, найденных в ходе глобального анализа данных. В модели учитывается

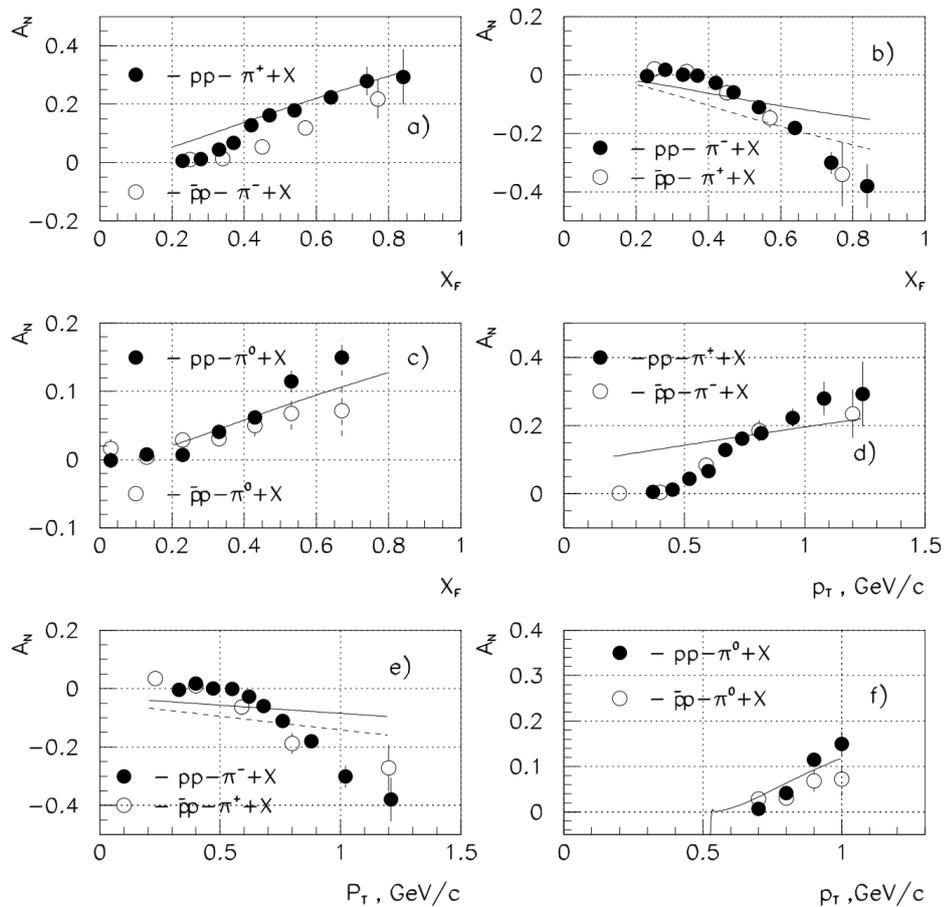


Рис. 1.7: Сравнение данных E704 с моделью Рыскина [33].

структура цветовых полей, зависимость полей от числа создающих их кварков и антикварков, прецессия спина кварков, зависимость от кинематических переменных и других явлений. Микроскопический эффект Штерна-Герлаха в неоднородном поперечном хромомагнитном поле поясняется на рисунке 1.8. Кварки-спектаторы, которые являются продуктами фрагментации сталкивающихся адронов, движутся вдоль оси z , в результате чего в областях $z < 0$ и $z > 0$ создаются цветовые токи и окружающие их круговые поперечные хромомагнитные поля B^a . Кварк-пробник из наблюдаемого адрона после прохождения области хромомагнитного поля приобретает дополнительный поперечный импульс, направленный влево или вправо, в зависимости от того, куда направлен спин кварка, вверх или вниз. Траектории кварков со спином вверх и вниз при этом расходятся. Поскольку направление поля B^a и спина кварка не параллельны, также учитывается прецессия спина кварка.

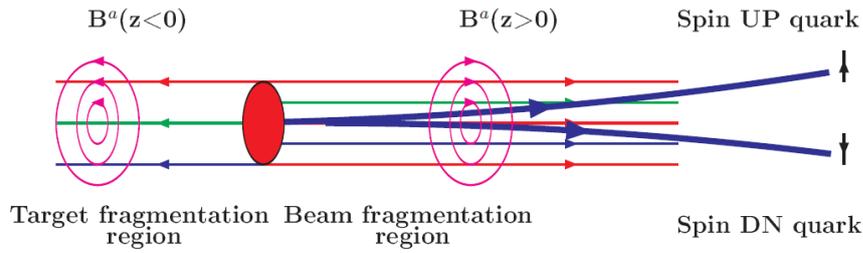


Рис. 1.8: Схема микроскопического прибора Штерна-Герлаха для поляризованных кварков в модели ХПК.

На рисунке 1.9 показаны расчетные кривые $A_N(x_F)$ по модели ХПК для энергий 19, 62, 130 и 200 ГэВ в сравнении с результатами экспериментов E704 и BRAHMS для энергий 19, 62 и 200 ГэВ. Есть согласие реальных данных с моделью для энергий 19, 62 ГэВ. Указано, что отрицательные значения A_N при 130 и 200 ГэВ обусловлены прецессией спина u -кварка. Больше подробностей в работе [37].

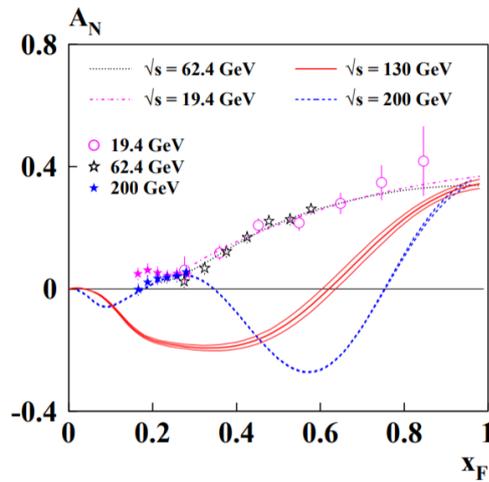


Рис. 1.9: Зависимость $A_N(x_F)$ для $p^+p \rightarrow \pi^+X$ экспериментов E704 и BRAHMS в сравнении с расчетными кривыми по модели ХПК при разных \sqrt{s} [37].

Глава 2. Постановка эксперимента СПАСЧАРМ на 14-м канале ускорительного комплекса У-70

Установка СПАСЧАРМ предназначена для исследования спиновых эффектов в инклюзивном образовании различных элементарных частиц и резонансов в адрон-адронных столкновениях на 14-м канале ускорительного комплекса У-70 в Протвино. Спиновые наблюдаемые служат прецизионными инструментами, позволяющими глубже понять природу сильных взаимодействий. Спиновыми наблюдаемыми в эксперименте СПАСЧАРМ являются односпиновые поперечные асимметрии в образовании частиц и резонансов на поляризованных протонах мишени, выстроенности спина векторных мезонов и поляризации гиперонов, образованных во взаимодействии неполяризованных адронов. Сочетание широкого набора пучков и мишеней с возможностью одновременной регистрации заряженных и нейтральных частиц – продуктов реакций, выгодно отличает установку СПАСЧАРМ от установок других поляризационных проектов, созданных под ограниченное число изучаемых реакций.

Детальная физическая программа эксперимента СПАСЧАРМ и описание всех запланированных детекторов изложено в [4]. Далее в данной главе описывается общие характеристики канала и экспериментальной установки.

2.1 Канал частиц

Для проведения эксперимента СПАСЧАРМ есть возможность получения различных пучков частиц высокой энергии. В первую очередь это пучок отрицательных адронов (π^- (98.0%), K^- (1.5%), \bar{p} (0.3%)) с энергией 28 ГэВ. Для калибровки аппаратуры есть возможность получения не очень интенсивного электронного пучка, получаемого при конверсии гамма-квантов от распадов нейтральных π -мезонов. Кроме того, из ускорителя с помощью изогнутого кристалла можно вывести первичный протонный пучок. Все эти пучки выводятся из вакуумной камеры ускорителя в результате взаимодействия протонов с установленными там мишенями (или монокристаллами) в направлении поляризованной мишени (см. раздел 2.2.3) эксперимента СПАСЧАРМ. Длина 14-го канала составляет примерно 95 м. На рисунке 2.1 показана общая схема канала и пучковой части экспериментальной установки.

- Distances:**
- from crystal24 to collimator.....15.0 m
 - from crystal25 to collimator.....12.0 m
 - from collimator to middle of Q1...1.0 m
 - from Q1 to Q2.....2.1 m
 - from Q2 to Q3.....1.9 m
 - from Q3 to Q4.....2.1 m
 - from Q4 to middle of M5.....3.65 m
 - from M5 to M18.....24.996 m
 - from M18 to Q21..... 15 m
 - from Q21 to Q22..... 3.6 m
 - from Q22 to Q27..... 13.8 m
 - from Q27 to Q28..... 3.6 m
 - from Q28 to hodoscope..... 5.58 m
 - between hodoscopes 5.73 m
 - from hodoscope to polarized target... 8.8 m

Parameters of magnets:

Dipole M1A (type SP150)

- Length 0.5 m (in iron)
0.55 m (in field)
- Aperture (diameter) 0.05 m
- Strength of field ≤ 1.8 T
- Bending angle ± 2 mrad or $\pm 0.116^\circ$

Dipols M5 and M18 (type SP129)

- Length 4.0 m (in iron)
4.15 m (in field)
- Aperture (diameter) 0.18 m
- Strength of field ≤ 1.8 T
- Bending angle:

- at M5 is equal 13 mrad or 0.756° - from U-70 orbit
- at M18 is equal 22 mrad or 1.238° - to U-70 orbit

Quadrupoles :

Q1 (type 20K100A), Q4 (type 20K200A)

- Gradient ≤ 13 T/m
- Aperture 0.2 m, Length 1.0 m and 2.0 m

Q2, Q3, Q21, Q22, Q27 (type 20K100A)

- Gradient ≤ 13 T/m
- Aperture 0.2 m, Length 1.0 m

Q28 (type 10K200A)

- Gradient ≤ 0.2 T/m
- Aperture 0.1 m, Length 2.0 m

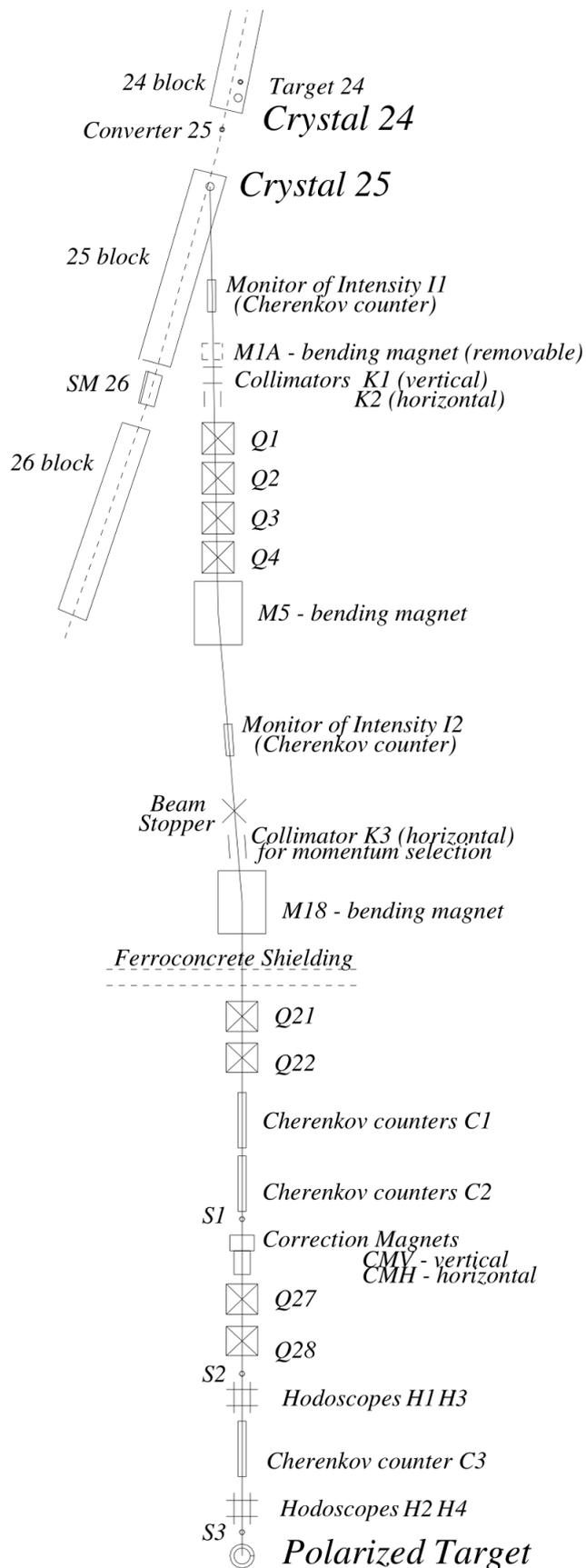


Рис. 2.1: Принципиальная схема 14-го канала, где располагается установка СПАСЧАРМ.

Формирование пучка частиц вышедших из ускорителя производится с помощью оборудования магнитооптического канала 14. На рисунке 2.2 представлена оптическая схема формирования пучка вторичных частиц с импульсом 28 ГэВ/с.

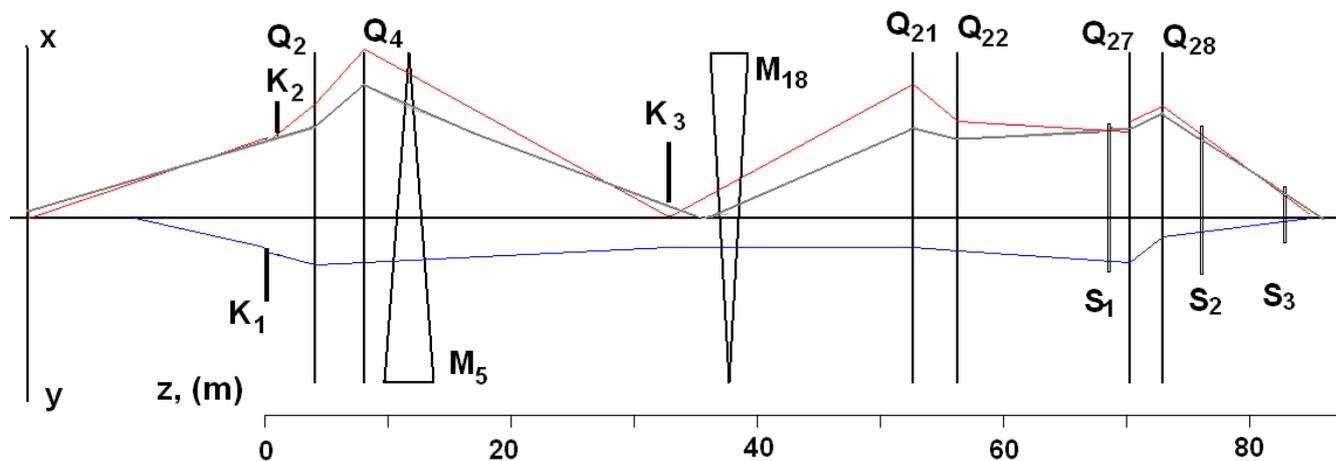


Рис. 2.2: Оптическая схема вторичного пучка частиц на установку СПАСЧАРМ. K_1 и K_2 – апертурные коллиматоры, K_3 – коллиматор формирующий импульсный разброс пучка, Q_1 – Q_6 – квадрупольные линзы, (Q_2 , Q_3 , Q_6 фокусируют в горизонтальной плоскости, остальные в вертикальной плоскости), M_5 и M_{18} – магниты, S_1 , S_2 , S_3 – сцинтилляционные счетчики. x , y – координаты по горизонтали и вертикали в поперечной плоскости в относительных единицах и z – продольная координата в метрах (за ноль принят центр K_1). Красная и синяя линия – характерные траектории в горизонтальной и вертикальной плоскости, серая линия – поведение дисперсии пучка.

Частицы рождаются в бериллиевой мишени 24/3, установленной в 24 блоке ускорителя на расстоянии 40 мм от равновесной орбиты. Согласно расчетам с учетом места установки мишени частицы с импульсом 28 ГэВ/с выходят на указанное направление, где с помощью апертурных коллиматоров K_1 и K_2 формируется интенсивный поток частиц. Частицы, рожденные в мишени, движутся в неоднородном магнитном поле ускорителя. Действие поля эквивалентно наличию эффективных виртуальных (мнимых) источников этих частиц расположенных на некотором расстоянии от апертурных коллиматоров. Первый объектив из квадрупольных линз (Q_2 и Q_4) а так же магнит M_5 осуществляют импульсный анализ пучка частиц. Согласно расчетам одному проценту среднеквадратичного импульсного разброса соответствует раскрытие ± 6 мм. Эти расчеты принимают во внимание, что частицы рожденные на

внутренней мишени ускорителя, и, двигаясь в магнитном поле, приобретают соответствующие угловые и линейные смещения. Заметим, что магнит $M5$ поворачивает пучок на 13.2 мрад в сторону от ускорителя, а магнит $M18$ поворачивает в противоположную сторону на угол 21.6 мрад. Как известно такая система не позволяет компенсировать полностью импульсную дисперсию пучка, но, тем не менее, с помощью последующей магнитной оптики удастся минимизировать этот фактор. В первую очередь это достигается правильным порядком выбора фокусирующих и дефокусирующих квадрупольных линз. Оконечный фокус системы должен совпадать с центром поляризованной мишени.

На рисунке 2.3 приведены расчетные огибающие пучка в горизонтальных и вертикальной плоскостях. Эти рисунки иллюстрирует поведение среднеквадратичных координат (горизонтальной и вертикальной) в зависимости от продольной координаты. Продольная координата ноль совпадает с центром поляризованной мишени. Расчеты выполнены для раскрытия коллиматоров $K1 = K2 = \pm 20$ мм и $K3 = \pm 10$ мм.

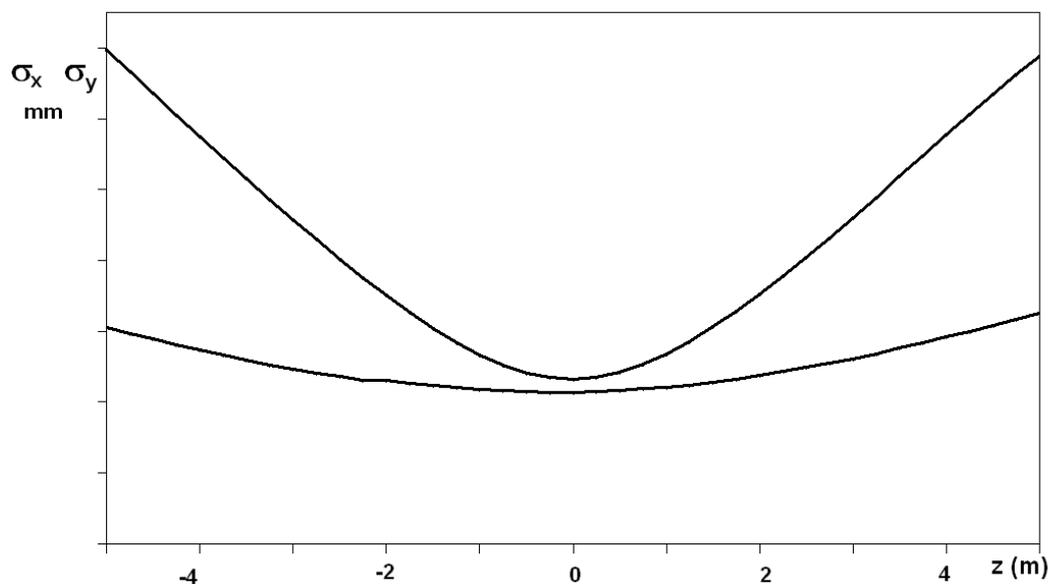


Рис. 2.3: Огибающие пучка в области поляризованной мишени. Верхняя кривая соответствует горизонтальной плоскости, нижняя кривая – вертикальной плоскости.

2.2 Экспериментальная установка

Экспериментальная установка СПАСЧАРМ (рисунок 2.4) состоит из следующих основных частей:

- пучковая аппаратура, включающая четыре годоскопа ($H1-H4$), черенковские счетчики ($C1-C3$) (показаны на рисунке 2.1) и четыре триггерных счетчика $S1-S3$ (см. рисунок 2.1) и *BeamKiller* (BK);
- вето-система (*GuardSystem*);
- комплекс поляризованной мишени (*Target*), который включает в себя также магнит $M29$ (*TargetMagnet*);
- широкоапертурный спектрометрический магнит $M31$ (*SpectrometerMagnet*) и трековая система ($PC1-PC3$, $DTS0-DTS3$ и $DTS4-DTS5$);
- электромагнитный калориметр (*ECAL*);

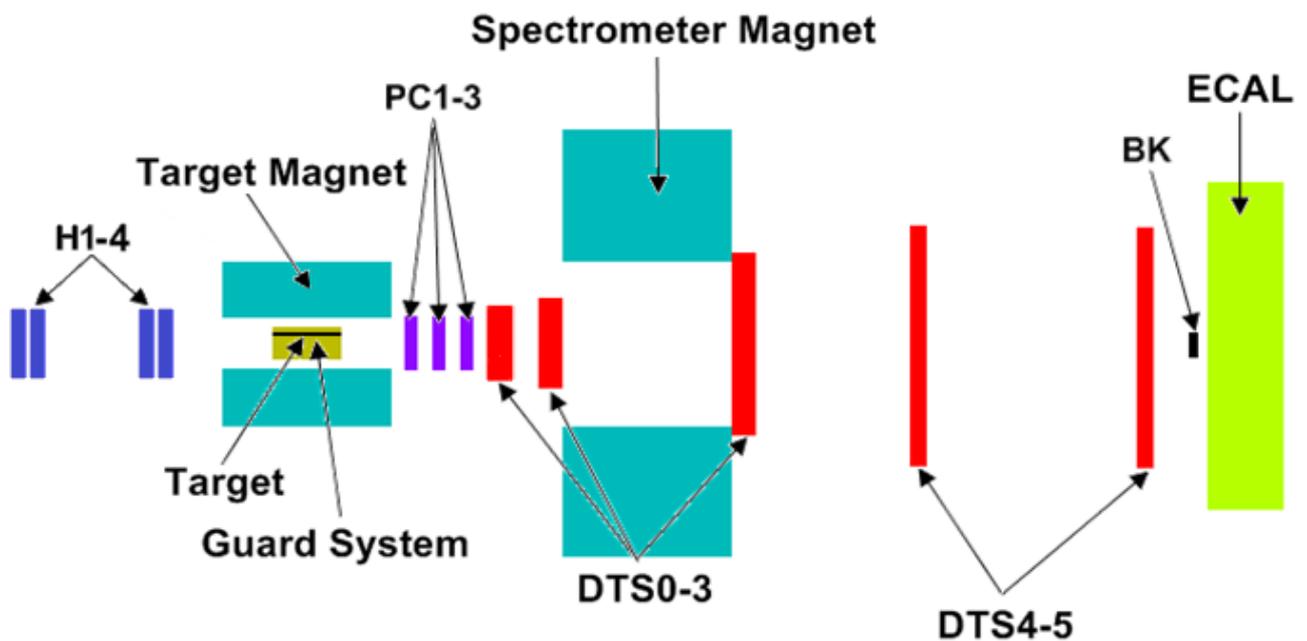


Рис. 2.4: Схема установки СПАСЧАРМ.

2.2.1 Пучковая аппаратура

Пучковая аппаратура представляет собой набор детекторов, расположенных на оси пучка в зоне канала до мишени установки, а также счётчик частиц, которые не провзаимодействовали с веществом мишени, расположенный после всех трековых детекторов установки. Эти детекторы предназначены 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, используются сцинтилляционные счётчики на быстрых сцинтилляторах, имеющих фронт высвечивания менее 0,5 нс, с фотоэлектронными умножителями, обеспечивающими длительность импульса по основанию менее 5 нс. В установке используются четыре триггерных счётчика ($S1-S3$ и BK). Три из них ($S1-S3$) расположены в зоне канала до мишени и позволяют добиться высокой эффективности выработки сигнала совпадений: при загрузке пучком в $2 \cdot 10^6$ частиц в секунду число случайных совпадений не превышает 3%. Сцинтилляторы в первых двух счётчиках ($S1, S2$) имеют диаметр 100 мм и перекрывают полную апертуру пучка в местах их установки. Третий счётчик $S3$ располагается непосредственно перед входным окном криостата поляризованной мишени, и его сцинтиллятор имеет диаметр 14 мм. При наборе физических данных события, в которых частицы пучка не взаимодействовали с веществом мишени, не записываются системой сбора данных благодаря счётчику (BK), расположенному по оси пучка после всех трековых детекторов и включённому в антисовпадение. Этот счётчик имеет такие же характеристики, как и первые два.

При работе с пучком π^- -мезонов возникает необходимость идентификации частиц, так как, как уже было сказано ранее, в пучке присутствуют также K^- -мезоны и антипротоны. Для решения этой задачи в установке используются три пороговых детектора черенковского излучения $C1-C3$. 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 срабатывании всех счетчиков пучковая частица идентифицируется как π^- -мезон. Для идентификации K^- -мезона требуется срабатывание $C3$ и отсутствие сигнала в каждом из счетчиков $C1$ и $C2$. Антипротон определяется при отсутствии сигналов во всех трех счетчиках.

Четыре годоскопа $H1-H4$, установленные перед поляризованной мишенью, необходимы для определения координаты пучковой частицы на мишени. Каждый годоскоп состоит из двух одинаково устроенных, взаимно перпендикулярных плоскостей (X и Y). Первые два годоскопа расположены друг за другом в месте установки второго триггерного счётчика $S2$ на расстоянии ~ 9 м от мишени. Суммарно они перекрывают апертуру пучка в этой зоне и обеспечивают точность регистрации координат частиц в центральной области пучка ~ 2 мм. Третий и четвёртый годоскопы расположены перед третьим сцинтилляционным счётчиком $S3$ на расстоянии 1 м от него.

Наилучшее координатное разрешение имеет сцинтилляционный волоконный годоскоп $H4$. Рабочая область годоскопа составляет 42×42 мм². 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. Эффективность регистрации годоскопом одиночных частиц по всем каналам в среднем достигает 99% при множественности 1.1.

Пучковые годоскопы позволяют определить трек пучковой частицы и отобрать события, когда пучок проходит через заданную область мишени. На рисунке 2.5 представлено распределение пучковых частиц по координатам в плоскости, проходящей через мишень.

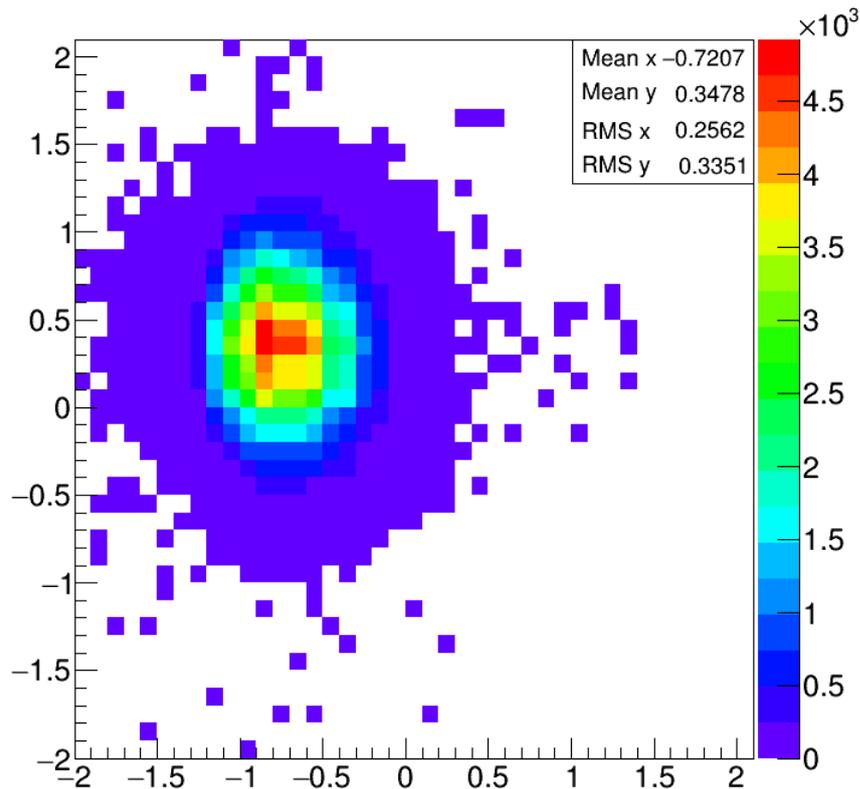


Рис. 2.5: Вычисленные из данных пучковых годоскопов координаты пучковых частиц в плоскости, проходящей через поляризованную мишень при триггере $S1S2$.

2.2.2 Вето-система

Для подавления фоновых процессов в инклюзивных реакциях и выделения эксклюзивных реакций вокруг мишени располагается вето-система. Конструктивно вето-система является частью комплекса поперечно-поляризованной мишени и магнита M29 (2.2.3).

Вето-система регистрирует рождающиеся в мишени заряженные частицы и γ -кванты, вылетающие под большими углами в лабораторной системе координат и не попавшие в телесный угол, определяемый апертурой экспериментальной установки. Детектор состоит из двух одинаковых модулей, каждый из которых перекрывает азимутальный угол $\Delta\varphi = \pi$. Вето-система включает в себя также два сцинтилляционных счётчика, расположенных на торцах модулей со стороны криостата для подавления гало пучка. Они представляют собой две пластины Г-образной формы толщиной 20 мм. Сцинтилляционный свет переизлучается

спектрсмещающим волокном KurarayY-11 диаметром 1 мм с максимумом излучения в районе 500 нм и регистрируется лавинным фотодиодом (SiPM) типа MicroFC-30035-SMT фирмы SensL. Эффективность регистрации заряженных частиц этими счётчиками составляет $\sim 99.5\%$.

2.2.3 Комплекс поляризованной мишени

На установке СПАСЧАРМ используется поперечно-поляризованная мишень замороженного типа [38, 39]. Такие мишени имеют ряд преимуществ перед мишенями с непрерывной динамической накачкой поляризации ядер. Комплекс «замороженной» поляризованной протонной мишени включает в себя:

- а) гелиевый криостат горизонтального типа с рефрижератором растворением ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$;
 - б) ампулу с веществом мишени, расположенную в ванне растворения рефрижератора;
 - в) магнитную систему;
 - г) система измерения поляризации методом ЯМР;
 - д) система датчиков и прибор для измерения криогенных температур.
- а) Гелиевый криостат горизонтального типа с рефрижератором растворением ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$**

В Установке 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 77 К и 1 К. После накачки поляризации при температуре $T = 0.2-0.3$ К, рефрижератор растворения ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$ 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 ~ 0.4 Т («замороженный режим»).

Циркулирующий газообразный гелий ${}^3\text{He}$ охлаждается последовательно в теплообменниках азотного бака, бака ${}^4\text{He}$, 1 К ванне, конденсируется и поступает в теплообменник ванны испарения ${}^3\text{He}$, а затем поступает в канал теплообменника. Теплообменник заканчивается ванной растворения. Из теплообменника ${}^3\text{He}$ поступает вниз ванны растворения и «всплывает» по каналам между шариками вещества мишени, растворяясь при этом и, таким образом, охлаждает вещество мишени. Диффундируя вдоль канала теплообменника с раствором с градиентом концентрации, ${}^3\text{He}$ поступает в ванну испарения. Откачка гелия-3 из ванны испарения осуществляется насосами. После насосов ${}^3\text{He}$ проходит через азотную ловушку и возвращается в криостат. Более подробно криостат поляризованной мишени описан в работах [7, 40].

б) Ампула с веществом мишени

Рабочим веществом поляризованной мишени является пентанол ($C_5H_{12}O$) с парамагнитной примесью CrV . Фактор разбавления (отношение числа всех нуклонов к числу поляризуемых протонов) составляет 8.4. Рабочее вещество мишени в виде шариков диаметром до 2 мм, замороженных в жидком азоте, засыпается в тефлоновую ампулу диаметром 20 мм и длиной 200 мм. Ампула вставляется в ванну растворения криостата при азотной температуре. Количество вещества в мишени 13.2 г/см². Это соответствует 10% длины взаимодействия для π^- -мезонов с энергией 28 ГэВ.

в) Магнит с требуемой величиной и однородностью поля

Накачка поляризации в мишени осуществляется в поперечном магнитном поле. Для этой цели мишень, охлаждённая до $T \sim 0.2-0.3$ К, помещается в центр специально разработанного Ш-образного магнита с тёплыми обмотками. Верхний и нижний магнитопроводы вместе с полюсами могут симметрично сдвигаться или раздвигаться с помощью силовой системы перемещения. 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 Тл. В этом режиме осуществляется накачка поляризации мишени. Затем, после охлаждения мишени ещё на порядок до 0.03 К полюса раздвигаются на 250 мм, открывая апертуру магнита для вторичных частиц, вылетающих из мишени, в пределах ± 300 мрад по горизонтали и ± 250 мрад по вертикали. Поле при этом уменьшается до ~ 0.4 Тл, и в нём поляризация мишени удерживается в течение одного-двух дней.

Для успешной накачки поляризации протонов по всему рабочему объёму мишени необходимо, чтобы неоднородность магнитного поля внутри этого объема не превышала естественной ширины линии поглощения сигнала ядерного магнитного резонанса в идеально-однородном поле. Эта ширина обусловлена диполь-дипольным взаимодействием протонов в веществе мишени и его структурой. В пентаноле $C_5H_{12}O$ с добавкой радикала ТЕМПО, используемом в настоящее время в качестве рабочего вещества, относительная ширина линии поглощения (RMS) составляет $\sim 1.65 \cdot 10^{-4}$. Построить тёплый магнит с ферромагнитными полюсами, обеспечивающий столь высокую однородность поля при его величине, близкой к насыщению полюсов, является очень непростой задачей. На стадии его проектирования были проведены многочисленные расчёты с целью оптимизации всех параметров такого магнита.

Для формирования поля с хорошей однородностью расчёты потребовали также размещения в углах апертуры треугольных стальных шимм по всей

длине полюсов, которые были приклеены к полюсам эпоксидной смолой. В результате в центральной части магнита в цилиндре, диаметром 20 мм, и на длине 200 мм сразу было получено довольно однородное поле с индукцией 2.4 Т с максимальной относительной вариацией от минимума к максимуму $\sim \pm 13 \cdot 10^{-4}$ и средне-квадратичным отклонением от константы по объёму $\sim \pm 4.3 \cdot 10^{-4}$. Однако такие отклонения от однородности были всё ещё слишком велики для работы с поляризованной мишенью. Причиной тому является не только и даже не столько конечная точность механического изготовления деталей магнита и/или их сборки. Серьёзной проблемой является, прежде всего, неопределённость в магнитных характеристиках используемых ферромагнитных материалов и в их вариации от образца к образцу и даже в пределах одного элемента конструкции. С целью улучшения качества поля было предпринято дополнительное шиммирование в апертуре магнита. В ней максимальная относительная вариация составляет $\sim \pm 4 \cdot 10^{-4}$, а средне-квадратичное отклонение от константы по объёму $\sim \pm 1.3 \cdot 10^{-4}$, что уже вполне вписывается в допустимую неоднородность $\sim 1.65 \cdot 10^{-4}$. Подтверждением тому является то, что в таком поле была успешно получена устойчивая поляризация протонов в пентаноловой мишени до 75%, и на такой поляризации был успешно проведен сеанс по набору статистики на пучке.

г) Аппаратура для создания и измерения высокой поляризации протонов мишени

Максимальная величина поляризации была 75% и достигалась она методом «динамической поляризации ядер» (ДПЯ). Для осуществления ДПЯ необходимы одновременно следующие условия и аппаратура:

- СВЧ - генератор с частотой 70 ГГц;
- магнитное поле 2.4 Тл с однородностью поля $\sim 10^{-4}$ во всем рабочем объеме образца мишени ($\sim 60 \text{ см}^3$);

- Q-метр для контроля и измерения величина поляризации методом ядерного магнитного резонанса (ЯМР) при поле накачки;
- охлаждение образца в процессе ДПЯ при температуре 0.2-0.3 К.

Для сохранения накаченной поляризации образец охлаждается до $T = 30$ мК, а магнитное поле снижается до ~ 0.4 Тл с невысокой однородностью (около 1%). В этих условиях время релаксации поляризации достигало нескольких сот часов, а потери поляризации образца за время экспозиции составили 5-10%. Это позволило при наборе статистики раздвинуть полюса магнита на расстояние 25 см и тем самым обеспечить большой телесный угол установки.

д) Система датчиков криогенных температур

Для контроля температуры в узлах рефрижератора растворения мишени используются углеродные термисторы трёх типов: Allen-Bradly, Speer и ТВО. Для измерения их сопротивления используется разработанный в ОИЯИ многоканальный прибор измерения температуры «Дубна 5». Особенностью прибора является использование двойной частотной модуляции измерительного сигнала, что позволяет существенно уменьшить чувствительность системы измерения к наводкам и помехам и повысить точность измерений при сверхнизкой температуре. Прибор является частью системы медленного контрполя рефрижератора мишени. Также туда входит прибор измерения уровней жидкого гелия.

2.2.4 Магнитный спектрометр

Физическая программа эксперимента СПАСЧАРМ предусматривает регистрацию заряженных частиц и измерение их импульса. Поэтому для эксперимента был подготовлен магнитный спектрометр, включающая широкоапертурный спектрометрический магнит *M31* и трековую систему.

а) Широкоапертурный магнит

Для целей импульсного анализа заряженных частиц в эксперименте СПАСЧАРМ используется большой магнит с апертурой $X \times Y = 2.3 \times 1 \text{ м}^2$, позволяющий регистрировать все вторичных частиц в угловом диапазоне до ± 250 мрад по вертикали, и до ± 300 мрад, по горизонтали.

В настоящее время магнит эксплуатируется при токе 1 кА/виток и создает поле в центре около 0.6 Тл. Для отвода тепла, выделяемого при работе магнита, через обмотку прокачивается обессоленная холодная вода с температурой на входе не выше 30 С под давлением 11 атмосфер. Вес магнита 150 тонн.

В установке магнит позиционирован так, что его центр находится на расстоянии 3.26 м ниже по пучку от центра поляризованной мишени. При этом остаётся около 1.3-1.5 м для размещения трековых детекторов между магнитами М29 и М31 в области ослабленного магнитного поля. На расстоянии ~ 0.85 м вверх по пучку от центра магнита размещён стальной экран, толщиной 100 мм, с окном, размерами $X \times Y = 2.3 \times 0.7 \text{ м}^2$ для защиты трековых детекторов от рассеянного магнитного поля. Для тех же целей ниже по пучку на расстоянии ~ 1.7 м от центра магнита установлен сдвоенный экран из двух листов железа, толщиной 50 мм каждый, со значительно большим окном: $X \times Y = 2.3 \times 1.5 \text{ м}^2$.

Очевидно, что магнитное поле в магните с такой геометрией далеко от однородного. Для целей использования магнита в трекинге заряженных частиц были проведены детальные измерения топографии поля системой датчиков Холла [41] в объёме, размерами $X \times Y \times Z = 1.24 \times 0.84 \times 1.96 \text{ м}^3$. Измерениями была покрыта значительная часть рабочего объёма магнита, но не весь объём. Из-за конструктивных особенностей магнита и ограничений системы перемещения датчиков Холла не удалось сделать измерения на расстояниях, удалённых более, чем на 0.4 м, от центра магнита вверх по пучку, а также вблизи границ апертуры. Поэтому в настоящее время в анализе данных для трассировки заряженных частиц в магните М31 используется расчётная картина поля, сверенная с

магнитными измерениями. Средне-квадратичное отклонение (RMS) расчётов и измерений по всем измеренным точкам для всех трёх компонент поля было найдено равным $\sim \pm 1.9$ мТл, что составляет $\sim \pm 0.35\%$ от поля в центре магнита. Если ограничиться только областью вдали от полюсов магнита при $|Y| < 30$ см, то здесь $RMS = \sim \pm 0.95$ мТл = $\sim \pm 0.18\%$. Абсолютная нормировка расчётного и измеренного магнитного поля при токе питания 1 кА на виток совпала с точностью 0.2%. Интеграл поля вдоль пучка по линии, проходящей через центр магнита, равен 0.703 ± 0.001 Тл·м.

б) Трековая система

Вторая функциональная часть спектрометра – трековая система, определяющая координаты треков заряженных частиц до и после анализирующего магнита с точностью до 300 мкм. Детекторами трековой системы являются пропорциональные камеры и дрейфовые трубки.

Три двухкоординатных станции пропорциональных камер ИТЭФ-ПИЯФ (*PC1-PC3* на рисунке 2.4) с размерами чувствительной области 200×200 мм² и шагом сигнальных проволочек 1 мм установлены сразу после магнита поляризованной мишени M29, где необходимы детекторы работающие при высокой нагрузке. Как показали данные сеансов 2018-2022, камеры работают с эффективностью выше 98% при интенсивности до 106 Гц.

Для остальных детекторов трековой системы (*DTS0-DTS3* и *DTS4-DTS5* на рисунке 2.4) использована разработанная и широко применяемая в ИФВЭ технология майларовых дрейфовых трубок диаметром 15 и 30 мм, работающие на стандартной газовой смеси 93% Ar, 7% CO₂. Эти камеры имеют зону нечувствительности пучка в центре («мертвые» зоны). Список всех станций трековой системы с их характеристиками представлен в таблице 2.1.

Табл. 2.1: Характеристики трековой системы установки СПАСЧАРМ.

Имя детектора	Расстояние от мишени [м]	Композиция камер	Шаг проволок (диаметр трубок) [мм]	Размер камеры, Y[см] × X[см]	Число Каналов
<i>PC1</i>	0.80	<i>X, Y</i>	1	20 × 20	400
<i>PC2</i>	0.85	<i>X, Y</i>	1	20 × 20	400
<i>PC3</i>	0.97	<i>X, Y</i>	1	20 × 20	400
<i>DTS0</i>	1.12	<i>X, Y, U, V</i>	15	32 × 32	384
<i>DTS1</i>	1.63	<i>X, Y, U, V</i>	30	72 × 96	336
<i>DTS3</i>	5.29	<i>X, Y, U</i>	30	120 × 168	432
<i>DTS5</i>	8.07	<i>X, Y, U</i>	30	192 × 240	672
<i>DTS4</i>	9.77	<i>X, Y, U</i>	30	192 × 240	672

Как показал опыт эксплуатации этих детекторов для однородной по площади детектора и стабильной во времени эффективности регистрации особое внимание следует уделять составу газовой смеси в трубках. Майлар как материал стенок дрейфовых трубок, выбранный из соображений минимизации вещества на пути заряженных частиц, приводит к появлению примесей в газовой смеси (кислород, водяные пары) в течение нескольких часов. Это является причиной заметного изменения таких существенных характеристик детекторов, как скорость дрейфа и газовое усиление. Для обеспечения стабильных характеристик такие детекторы требуют постоянного продува газовой смеси. Из-за особенностей конструкции, однако, система дрейфовых трубок имеет высокое сопротивление при продуве, что при недостаточной скорости продува приводит к неоднородности состава газовой смеси по площади детектора, а при слишком высокой скорости – к существенному перепаду давления в трубках детектора. После нескольких тестовых измерений была выбрана оптимальная скорость продува 1.5 объема в сутки, при которой стабильность эффективности регистрации в течение суток не превышала 1 процента (рисунок 2.6).

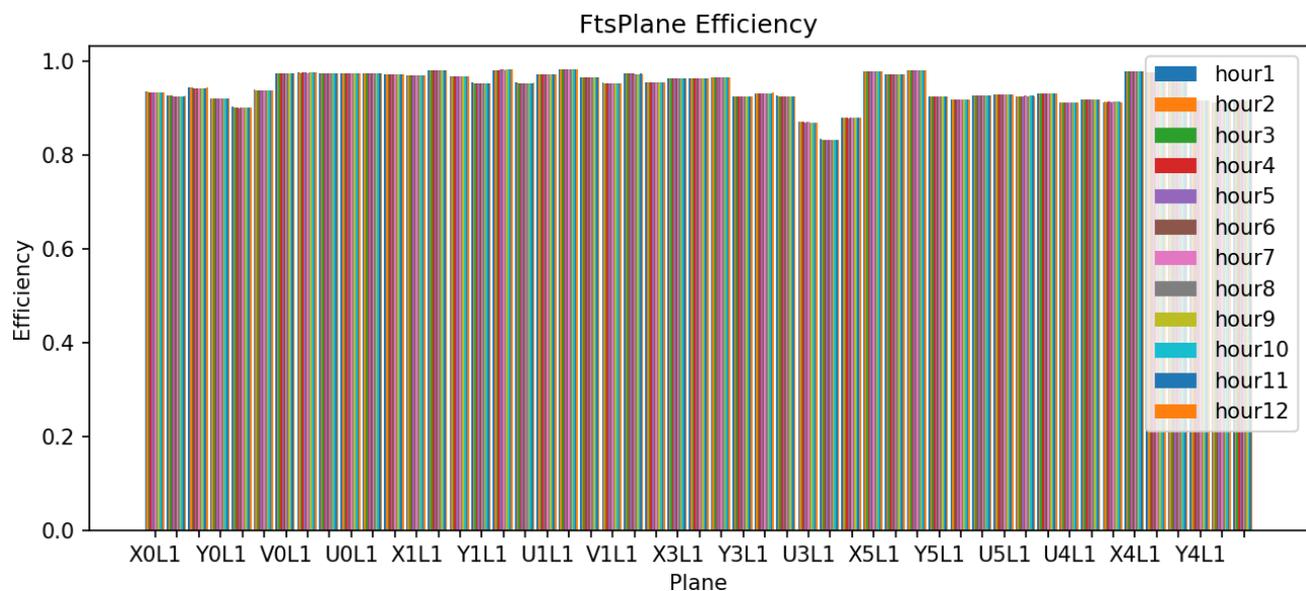


Рис. 2.6: Изменение эффективности работы трековой системы в течение 12 часов набора данных в эксперименте СПАСЧАРМ.

2.2.5 Электромагнитный калориметр

Электромагнитный калориметр установки СПАСЧАРМ ячеистой структуры состоит из черенковских счетчиков полного поглощения, выполненных из свинцового стекла [42]. Они позволяют в большом телесном угле регистрировать события с несколькими гамма-квантами и восстанавливать массы нейтральных мезонов.

Попадая в матрицу из свинцового стекла, гамма-кванты генерируют электромагнитные ливни. Электроны и позитроны в этих ливнях испускают в стекле черенковское излучение, которое регистрируется фотоумножителями ФЭУ84. Интенсивность черенковского излучения пропорциональна энергии, выделившейся в данной ячейке. Полученные электрические сигналы после аналоговой задержки на 60-метровых коаксиальных кабелях, приходят на входы 12-ти битных АЦП с чувствительностью 250 фК на отсчет.

Счетчики калориметра заключены в светонепроницаемый корпус, внутри которого размещаются 768 счетчика, уложенных в виде прямоугольной матрицы $32(X) \times 24(Y)$. Энергетическое разрешение калориметра составляет $\sigma(E)/E = 3.1\%$.

Конструкция калориметра позволяет перемещать корпус в горизонтальном и вертикальном направлениях поперек пучка. Таким образом, при калибровке пучок электронов может сканировать все счетчики калориметра. В сеансе 2021 с использованием новой системы перемещения была проведена калибровка калориметра и получен коэффициент преобразования 6 мЭв на отсчет АЦП.

2.3 Организация триггера и системы сбора данных

В настоящее время в эксперименте СПАСЧАРМ основным триггером является триггер на взаимодействие в мишени, который формируется из сигналов с пучкового телескопа ($S1-S3$) в антисовпадении с сигналом счетчика BK от пучковой частицы, прошедшей через мишень без взаимодействия (см. рисунок 2.4). Данные, относящиеся к одному триггерному сигналу, называются «событием».

На установке используется современная система сбора данных на основе локальной сети стандарта Gigabit Ethernet 10 Гбит/с. Передающими узлами выступают контроллеры корзин ЕвроМИСС [43]. Данные в сети передаются в исходном виде по протоколу TCP. Конечные узлы передают данные на сервер после каждого сброса пучка, самостоятельно и параллельно друг другу. При этом протокол TCP обеспечивает разрешение сетевых коллизий и гарантирует доставку данных (рисунок 2.7).

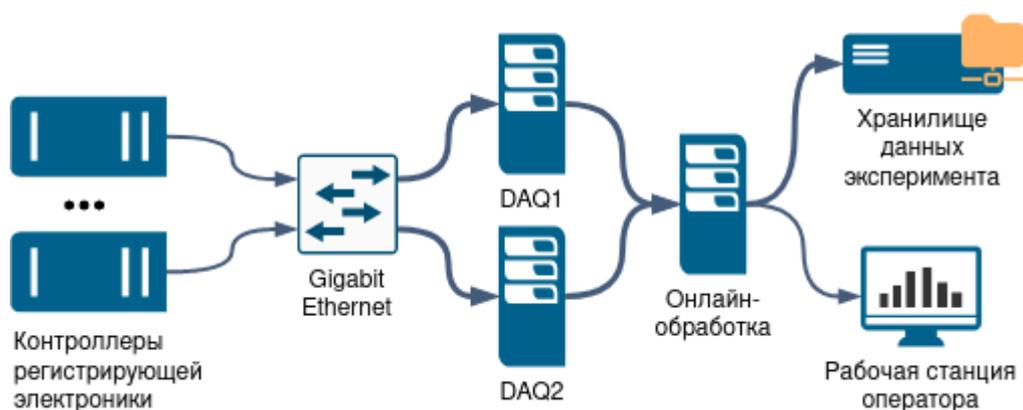


Рис. 2.7: Архитектура системы сбора данных эксперимента СПАСЧАРМ.

Сервер системы сбора данных помещает данные, набранные при каждом сбросе пучка и поступившие с каждого узла, в отдельный файл на дисковом массиве. В названии файла сохраняется отметка времени сброса и числовой идентификатор узла, который совпадает с последним числом его IP-адреса в десятичном представлении. Поскольку данные с установки собираются в сыром виде, привязка к определенному двоичному формату данных отсутствует как таковая: поддержка любого формата может быть добавлена программно. Единственным необходимым условием является присутствие в данных отметки времени прихода триггерного сигнала, без которой однозначная сшивка событий будет возможна лишь при полной уверенности в том, что никакой триггерный сигнал не был пропущен ни одним конечным узлом. Сохранение данных в исходном виде исключает потерю ценной информации вследствие алгоритмических ошибок в программном обеспечении.

На специальном сервере программой «онлайн» обработки выполняется декодирование сигналов регистрирующей электроники. Эта программа является модулем программного пакета SpascharmRoot (см. 3.1). Преобразование файлов с данными в сыром формате в ROOT-деревья происходит в промежутке между сбросами ускорителя, и полученные файлы записываются на диск. Созданные файлы читаются программой визуализации и контроля качества данных. Программа может считывать данные в «реальном времени», то есть в процессе набора данных – файл за файлом в промежутках между сбросами ускорителя, а также в режиме пакетной обработки, когда считываются из определенной директории множество накопленных ранее ROOT-файлов. Основная цель программы визуализации – отслеживание качества набираемых данных в виде гистограмм. Ею пользуется персонал смен на сеансе по набору данных с установки СПАСЧАРМ. Программа визуализации имеет интерфейс пользователя, показанный на рисунке 2.8. Верхняя панель интерфейса разбита на вкладки с иерархической структурой для навигации по детекторам установки, типам отображаемой информации (времена, профили,

эффективности, множественности и т. п.), а также для навигации по элементам детекторов (плоскостям годоскопов, слоям камер и т. п.). На нижней панели приводится служебная информация, такая как число считанных файлов и число событий. Программа контроля качества данных представляет собой программу, использующую графическую библиотеку пакета ROOT. Поэтому над гистограммами, отображаемыми в окне программы можно выполнять все стандартные действия, которые можно выполнять с гистограммами в интерактивной сессии ROOT – манипулировать статистикой, изменять пределы, фитировать распределения.

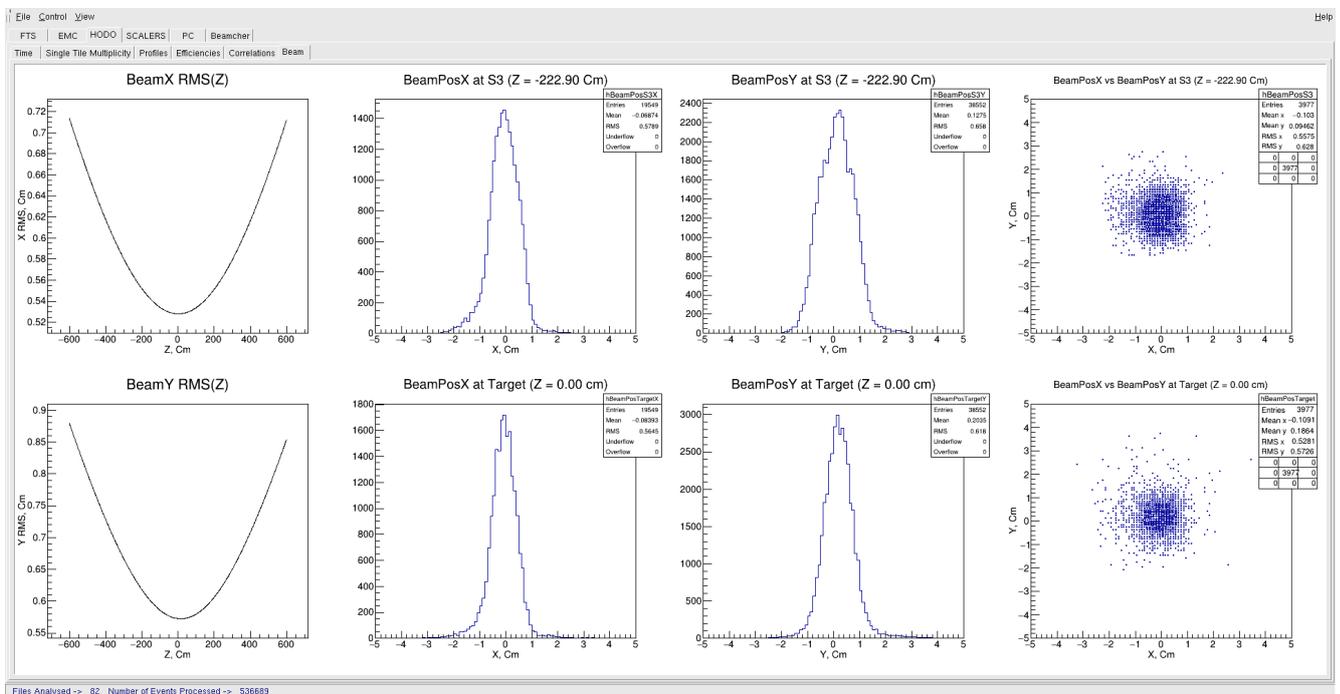


Рис. 2.8: Интерфейс программы визуализации и контроля качества установки СПАСЧАРМ.

Далее декодированные данные переносятся также в хранилище на кластере ИФВЭ, где выполняется «оффлайн» реконструкция физических событий.

Глава 3. Подготовка программного обеспечения установки СПАСЧАРМ

Для получения физического результата требуется реконструкции заряженных треков, проходящих через трековую систему установки. А для точной реконструкции решающее значение имеет знание геометрии детекторов установки, то есть положения и ориентации каждого отдельного элемента всех детекторов. Поэтому основные усилия, в первую очередь, были направлены на разработку и настройку алгоритмов геометрической привязки и восстановления заряженных треков. Все указанные работы реализовывались в виде модулей для программной среды SpascharmRoot, решающую роль в разработке и развитии которой вносит автор данной работы.

3.1 Программный пакет SpascharmRoot

За основу для разработки среды для анализа данных был взят программный пакет PandaRoot [44], поскольку коллаборация СПАСЧАРМ является активным участником разработки программного обеспечения для эксперимента ПАНДА в ФАИР. Программный пакет SpascharmRoot является основой как для моделирования методом Монте-Карло (MC), так и для «онлайн», «оффлайн» анализа данных в эксперименте СПАСЧАРМ. Он включает в себя концепцию виртуального MC (VMC) [45], который позволяет запускать различные транспортные модели (прохождение частиц через вещество установки), такие как *Geant3*, *Geant4*.

По аналогии с PandaRoot моделирование в пакете SpascharmRoot разделено на три основные части, как показано на рисунке 3.1.

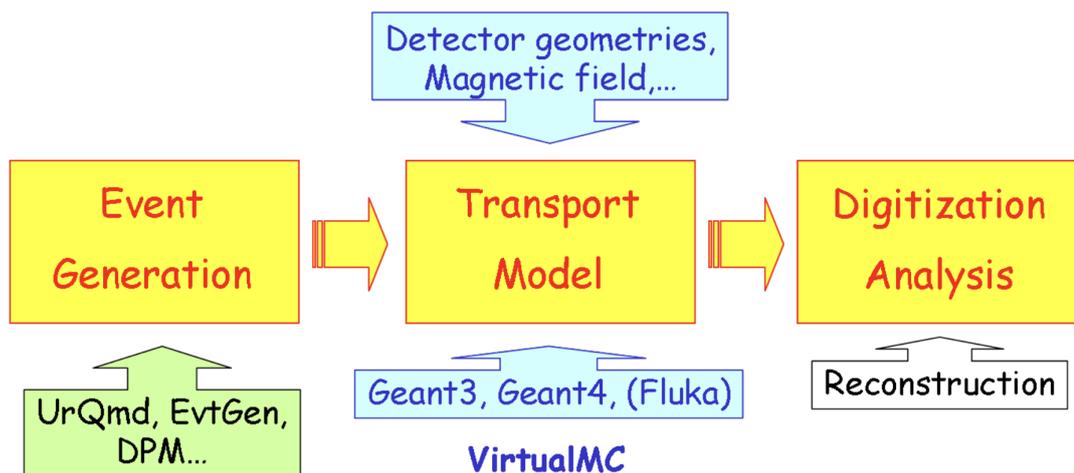


Рис. 3.1: Схема моделирования в программной среде SpascharmRoot.

Сначала происходит генерация физического события. Генераторы *Pythia6,8*, *EvtGen* поставляются в виде внешних пакетов, также есть возможность использования простейшего генератора *BoxGenerator*, в котором частицы разыгрываются в заданном диапазоне с равномерным распределением по импульсу, углам θ , ϕ .

Затем сгенерированные частицы передаются в детекторы, и их взаимодействие рассчитывается транспортной моделью. На этом этапе учитываются геометрия и материалы детектора, а также карта магнитного поля. Как было сказано ранее, пользователь имеет возможность переключаться между *Geant3*, *Geant4* почти без изменения кода, просто установив флаг в запускающий скрипт моделирования. Таким образом можно сравнивать результаты, полученные из разных моделей.

Далее полученные хиты оцифровываются, то есть происходит симуляция отклика детекторов – учитываются шумы электроники, радиусы дрейфа, пространственные разрешения, калибровочные коэффициенты в зависимости от специфики каждого детектора. Такие данные должны содержать искажения, типичные для каждого детектора, и быть похожи на данные измерений в реальном эксперименте.

На следующем этапе происходит реконструкция полученных данных –

нахождение заряженных (см. 3.3) и нейтральных треков. Восстановленные объекты сохраняются в специальных файлах DST (Data Summary Tape) уже для получения физического результата. Обработка данных моделирования и реальных экспериментальных данных сходится на этом этапе.

В программной среде SpascharmRoot реализованы и доступны для моделирования следующие части установки (см. рисунок 2.4):

- пучковые годоскопы;
- мишень (с полем магнита M29);
- поле спектрометрического магнита M31 (может быть использовано как константное поле, так и расчетная карта поля);
- трековая система (можно задавать эффективности работы каждой дрейфовой трубки, включение/выключение «мертвых зон», менять координатное разрешения камер, $R(t)$ -зависимости трубок);
- электромагнитный калориметр;

На рисунке 3.2 изображена идеальная («эталонная») геометрия трековой системы, реализованная автором в SpascharmRoot. Идеальность заключается в абсолютной отъюстированности и 100% эффективности. Для проведения реалистического MC-моделирования характеристики всех детекторов, полученные при анализе реальных данных, заносятся в программный пакет SpascharmRoot.

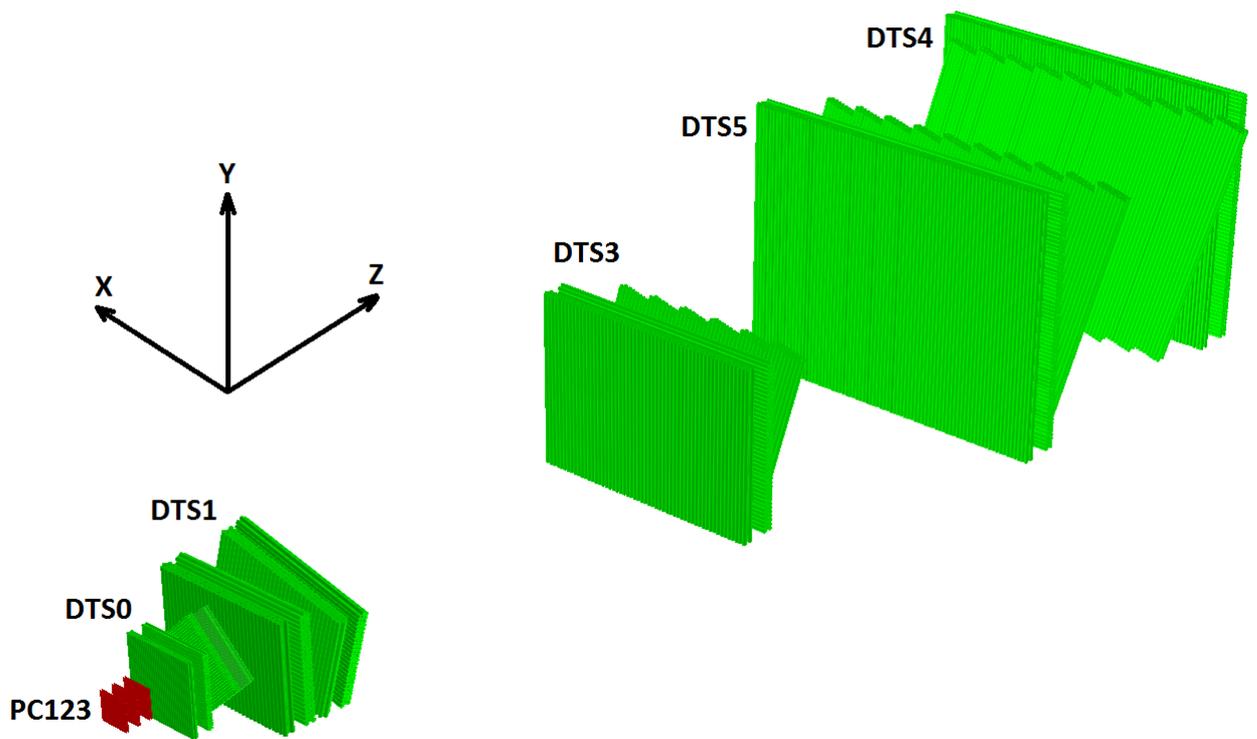


Рис. 3.2: Трековые детекторы в программной среде SpascharmRoot.

3.2 Алгоритм геометрической привязки

Целью процедуры геометрической привязки (alignment) является определение положения всех детекторов относительно выбранной глобальной системы координат (ГСК). Каждая плоскость любого детектора, в общем случае, имеет шесть (три смещения – Δ_X , Δ_Y , Δ_Z и три угла поворота – ϕ_X , ϕ_Y , ϕ_Z) независимых параметров, которые необходимо определить. На данный момент реализован алгоритм, с помощью которого можно определить два поперечных смещения (Δ_X и Δ_Y) каждого детектора, которые находятся относительно «эталонной» геометрии (т.е. в предположении отсутствия смещения Δ_Z и углов поворота вокруг осей X , Y , Z). Также параллельно происходит нахождение и уточнение $R(t)$ -зависимости для каждой «дрейфовой» камеры методом автокалибровки.

Учитывая взаимное расположение пучковой и трековой систем (см. рисунок 2.4), алгоритм состоит из семи этапов, в каждом из которых находятся соответствующие невязки в положении рассматриваемых детекторов. Каждый этап можно запустить с заданным количеством итераций, которые уточняют найденные в предыдущей итерации смещения. Идея алгоритма состоит в построении для рассматриваемой плоскости гистограмм «невязок» (track-hit residual – разности координаты хита и координаты, вычисленной по треку), из которых далее в качестве уточнения найденного смещения (Δ_X и Δ_Y в зависимости от рассматриваемой плоскости) используется среднее значение μ , а среднеквадратическое отклонение σ как ошибка (разрешение). Фит треков прямой производится с помощью библиотеки *Minuit2* программы *ROOT*.

Первым этапом программной юстировки является привязка пучковых годоскопов – вычисляются смещения всех плоскостей годоскопов относительно ГСК. Для этого находятся координаты центра тяжести пучка посредством накопления профильных гистограмм (распределение сработавших элементов годоскопа) соответствующих плоскостей всех годоскопов. На рисунке 3.3

изображен пример итоговых гистограмм «невязок» для годоскопов.

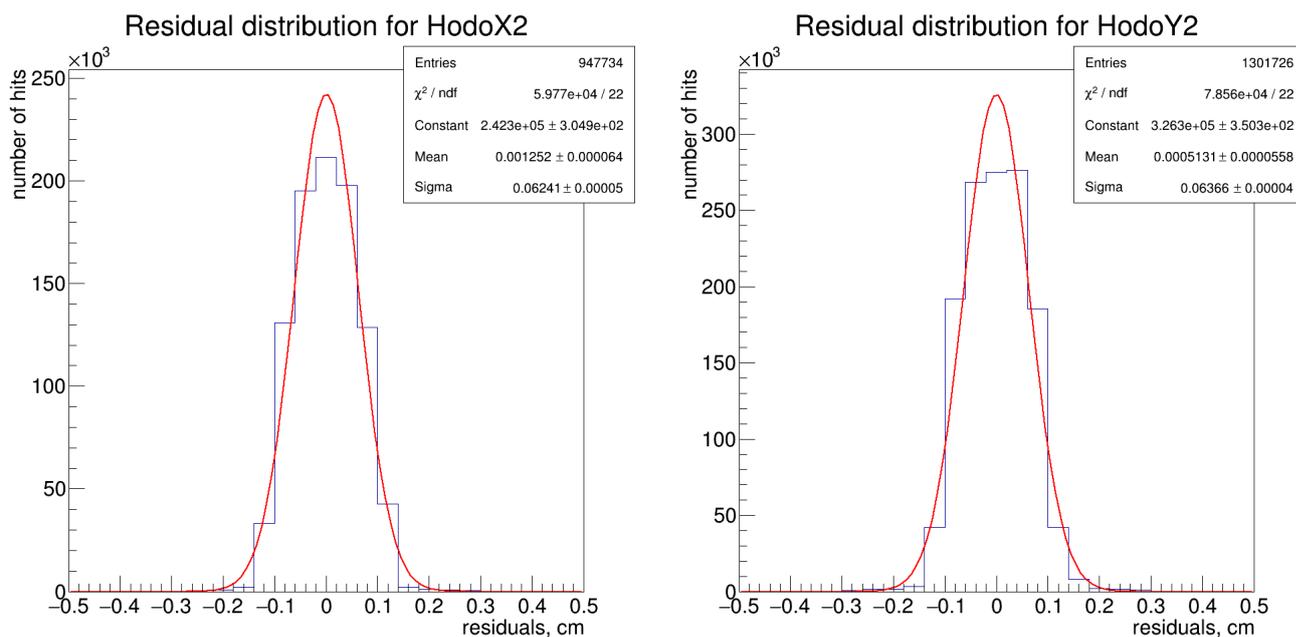


Рис. 3.3: Пример residual распределений для годоскопа H2.

В ходе *второго этапа* происходит привязка плоскостей пропорциональных камер. При условии срабатывания одного хита в каждой плоскости всех годоскопов находится трек, и экстраполируются до пропорциональных камер. Накапливается гистограмма разности координат сработавшей проволоки и вычисленной по треку. Таким образом, происходит нахождение смещений плоскостей рассматриваемого детектора относительно номинального положения в ГСК. На рисунке 3.4 изображены накопленные гистограммы для одной из пропорциональных камер.

В ходе *третьего этапа* происходит привязка X-, Y-камер станций DTS0 (при условии наличия станции – в сеансе 2018 г. станция не была еще установлена) и DTS1. При условии срабатывания одного хита в каждой плоскости пропорциональных камер находится трек (пучковые годоскопы для привязки здесь и далее уже не используются). Аналогично предыдущему этапу трек экстраполируется к рассматриваемым детекторам – к камерам станций DTS0 и DTS1 и накапливаются гистограммы разности координат сработавшей трубки и вычисленной по треку.

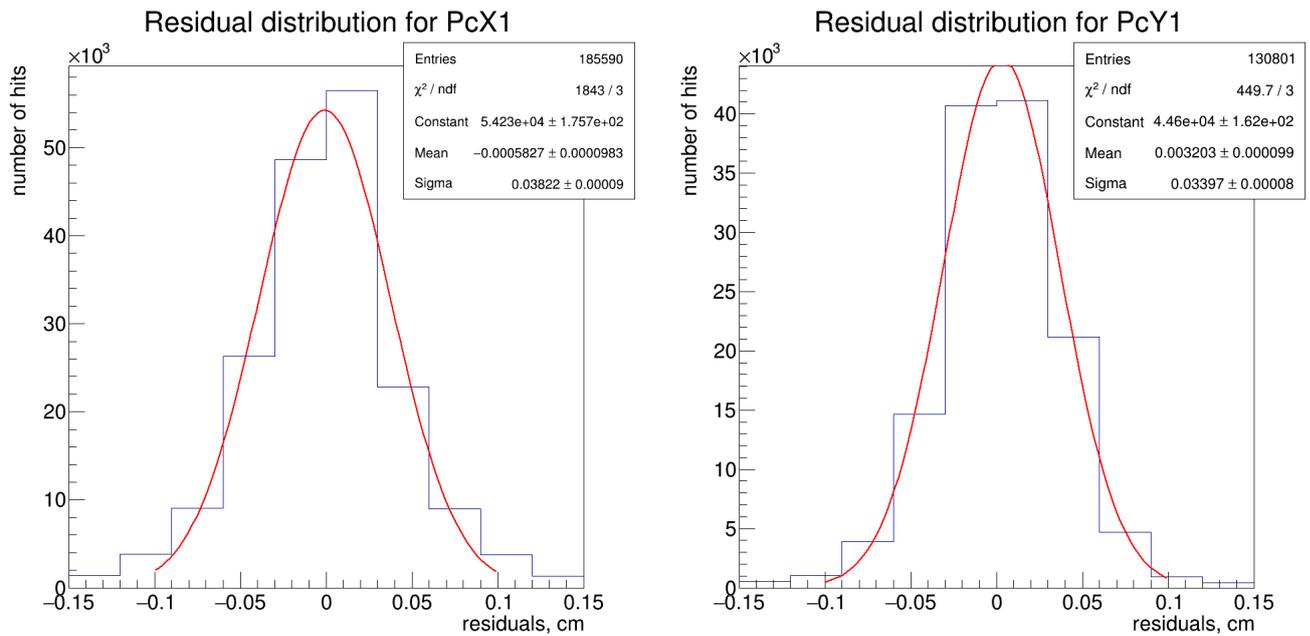


Рис. 3.4: Пример residual распределений для пропорциональной камеры PC1.

С учетом того, что «дрейфовые» камеры состоят из трех слоев, то для устранения лево-правой неопределенности ищется только определенная комбинация из трех или минимум двух трубок.

В ходе *четвертого, пятого и шестого этапов* «привязываются» аналогично предыдущему этапу X-, Y-камеры станций DTS3, DTS5 и DTS4 соответственно.

На заключительном *седьмом этапе* происходит юстировка всех повернутых U-, V-камер всех станций. На рисунке 3.5 изображены примеры накопленных гистограмм для некоторых «дрейфовых» камер.

В итоге фиксация всех рассматриваемых параметров (Δ_X , Δ_Y , σ_{res} и $R(t)$) плоскости происходит, когда выполнены условия $|\mu_{res,n}| < 5 \cdot 10^{-3}$ см и $|\sigma_{res,n} - \sigma_{res,n-1}| < 10^{-3}$ см, где n – текущая итерация. Для лучшей сходимости к реальным поперечным смещениям данную процедуру можно частично заменить инструментальной юстировкой, т. е. зафиксировать положения тех плоскостей трековых детекторов, положение которых наиболее точно измерено.

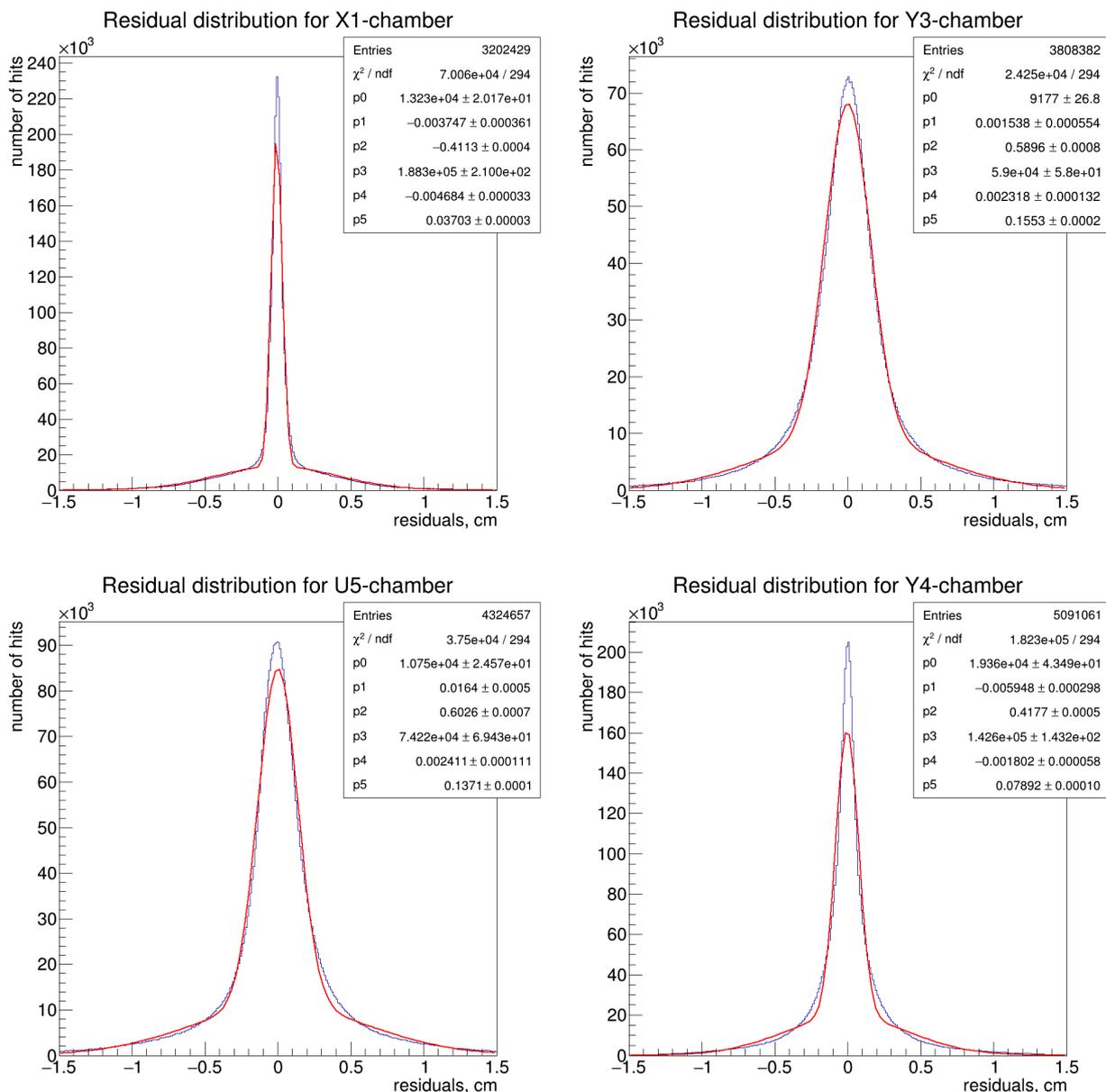


Рис. 3.5: Пример residual распределений для «дрейфовых» камер X1, Y3, U5, Y4.

Такой итерационный метод позволяет параллельно определить $R(t)$ -зависимости для каждой трубки всех «дрейфовых» камер. Для этого для каждой сработавшей (принадлежащей треку) трубки накапливаются две гистограммы – распределение по времени дрейфа Γ_1 и по времени дрейфа с весом равным радиусу дрейфа Γ_2 . Отношение Γ_2/Γ_1 – определяет искомое распределение с $R(t)$ -зависимостью, которое фитируется полиномом 5-ой степени. На рисунке 3.6 показан пример полученных гистограмм для X-камеры станции DTS5. Такие же результаты получены для всех камер. Подготовлена возможность получить

данные $R(t)$ -зависимости для каждой трубки всех камер (при наборе достаточной статистики).

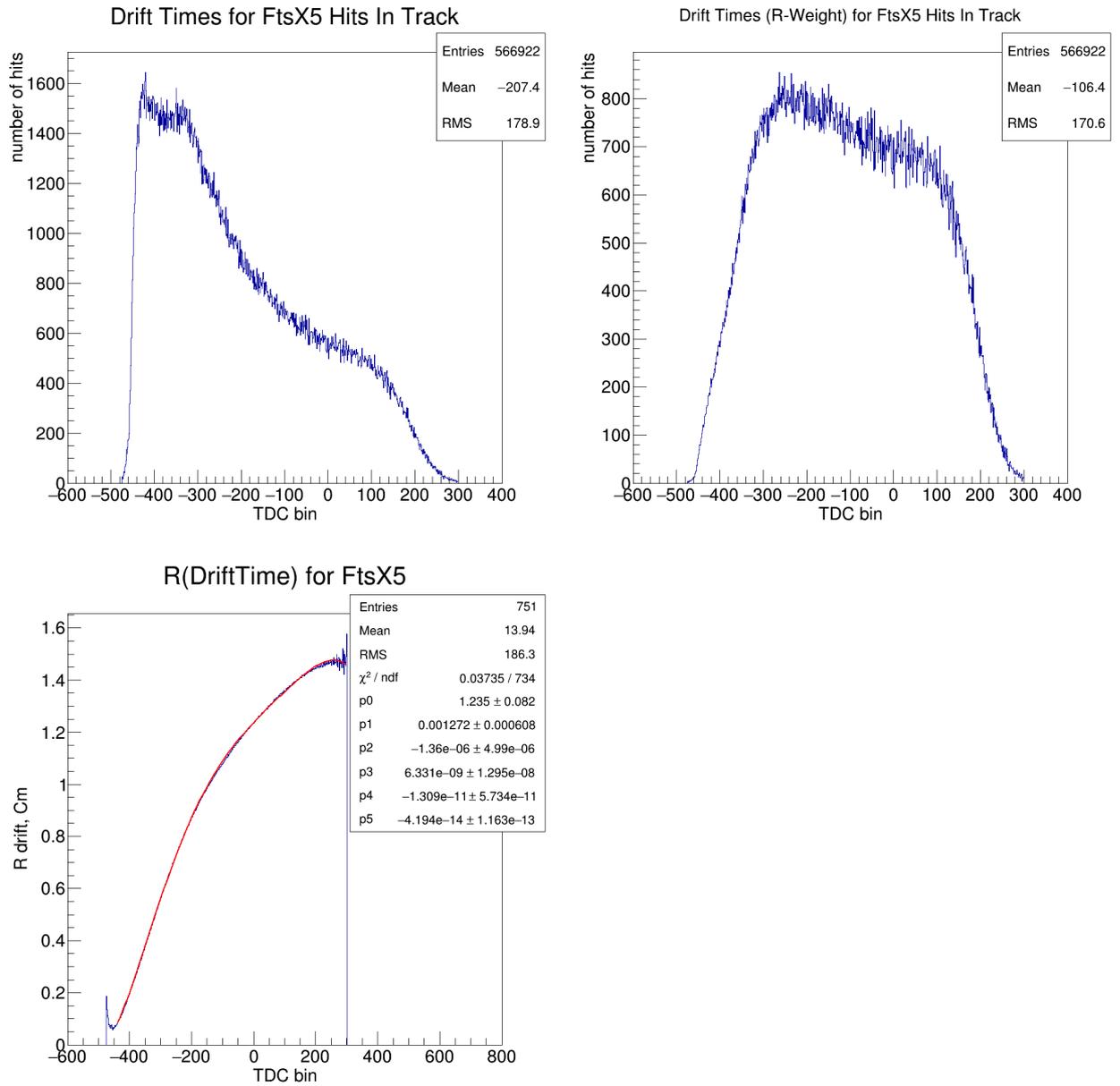


Рис. 3.6: Иллюстрация получения $R(t)$ -зависимости для камеры X5.

3.3 Алгоритм реконструкции заряженных треков

В текущей конфигурации трековой системы установки СПАСЧАРМ (см. рисунок 2.4) восстановить пространственный трек можно следующим способом:

- 1) Найти кандидаты в треки до и после спектрометрического магнита в ZX -плоскости (трек изгибается в этой плоскости), далее связать их воедино, получив кандидаты в треки ZX -плоскости.
- 2) Найти кандидаты в треки в ZY -плоскости для всей области, поскольку в этой плоскости не происходит отклонения в магнитном поле.
- 3) Отобрать полученные в ZX - и ZY -плоскостях треки в единые пространственные треки по повернутым U -, V -камерам всех станций дрейфовых трубок.
- 4) Вычислить компоненты 4-импульса (поскольку какие-либо PID-детекторы отсутствуют, то все «отрицательные» треки принимаются за π^- , все «положительные» – за π^+) и другие кинематические параметры полученных заряженных треков.

Для поиска кандидатов в треки в плоскостях (отдельно в ZX и ZY) было выбрано преобразование Хафа. Преобразование Хафа есть отображение исходного пространства в пространство параметров кривой (в нашем случае, прямой). Для каждой точки в исходном пространстве строится прямая в пространстве параметров (Хафа), а пересечение прямых характеризует трек, т.е. поиск кандидатов в трек соответствует нахождению локальных максимумов. Иллюстрация метода для одного трека показана на рисунке 3.7.

Чтобы найти эти локальные максимумы, нужно разделить пространство Хафа на ячейки и связать с каждой ячейкой счетчик. Поэтому пространство Хафа

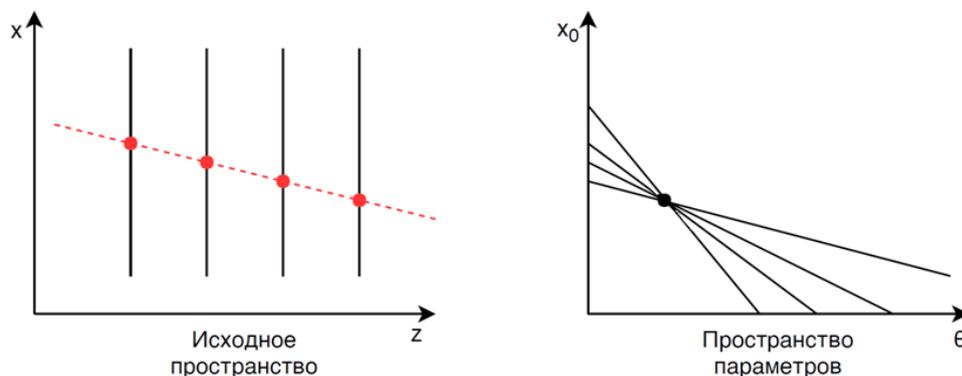


Рис. 3.7: Иллюстрация основного принципа преобразования Хафа для одного трека.

было решено реализовать в виде двумерной гистограммы (класс *TH2* программы *ROOT*).

Области в ZX - и ZY -плоскостях вне магнитного поля можно аппроксимировать прямыми, используя уравнения вида $x = z \cdot \tan \theta_{zx} + b_{zx}$ и $y = z \cdot \tan \theta_{zy} + b_{zy}$. Следовательно, соответствующее пространство Хафа нужно заполнять соотношением b_{zx} vs θ_{zx} и b_{zy} vs θ_{zy} информацией с хитов с координатами (z_{hit}, x_{hit}) и (z_{hit}, y_{hit}) . Причем информация с дрейфовых трубок заносится как «слева», так и «справа» от координаты анодной проволоки.

Возможность нахождения локальных максимумов зависит от дискретизации (биннинга) гистограммы, которая выбирается эмпирически – на моделировании методом МС. Диапазон значений, который может принимать b , и θ в той или иной плоскости, также выбирается на данном этапе.

На рисунке 3.8 изображены примеры полученных пространств Хафа в ZY -плоскости для МК с одним и тремя мюонами в событии.

Нахождение локальных максимумов в пространстве Хафа происходит следующим образом:

- 1) Уменьшение на единицу значение счетчика тех ячеек гистограммы, которые имеют статистику ниже установленного порога. Порог равен минимально возможному количеству хитов в треке в рассматриваемой плоскости. Это те хиты, которые заведомо не принадлежат ни одному треку, информация с них далее не используется.

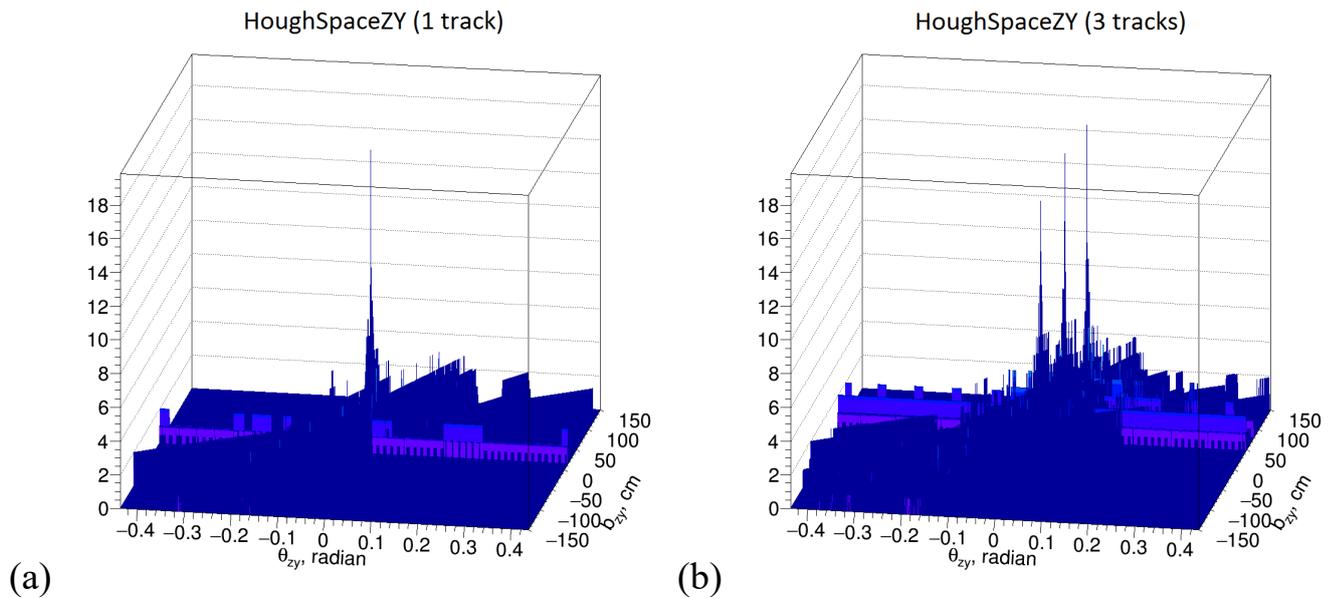


Рис. 3.8: Примеры полученных пространств Хафа в ZY -плоскости для одного трека (a) и трех (b).

- 2) Нахождение ячейки с максимальным значением, и добавление к ней тех хитов, информация с которых попадает в выбранную окрестность данного пика. Уменьшение на один значение счетчика использованных ячеек гистограммы. Этому пику, как уже было сказано, соответствует кандидат в трек в рассматриваемой плоскости. Приписанные найденному пику хиты далее не используются (для поиска остальных пиков).
- 3) Выполнение пункта 2) до тех пор, пока есть пики выше порога и соответствующие им хиты.

Далее делается фит всех найденных пиков (треков) по соответствующим им хитам, используя полученные разрешения камер.

Для связи треков до и после магнита в ZX -плоскости перебираются все такие пары треков и экстраполируются в центр магнита, если модуль разности получается меньше выбранной дельты, то рассматриваемому треку до магнита приписывается трек после. Если есть несколько кандидатов на один и тот же трек (до или после магнита), то выбирается наилучшая пара, т. е. имеющая наименьший модуль разности координат в центре магнита.

Далее пространственный трек строится выбором комбинации ZX -, ZY -треков по их корреляции с хитами в повернутых U -, V -камерах. Берется в учет, как количество U -, V -хитов, так и наилучшее (наименьшее) расстояние от U -, V -хитов до рассматриваемой комбинации ZX -, ZY -треков.

Для быстрой проверки эффективности работы алгоритма реконструкции было проведено МС моделирование с 1, 2, 3 и 4 мюонами на событие. Мюоны с импульсом 10 ГэВ/с разыгрывались из «области мишени». Было получено, что «эффективность» восстановления для одного трека составляет примерно 99%, для двух – 92%, для трех – 80% и для четырех – 65%.

Для демонстрации работы алгоритма на рисунке 3.9 представлен массовый спектр K_S^0 мезонов, зарегистрированных в сеансе 2021 года на вольфрамовой мишени. Масса K_S^0 совпадает с табличной с точностью 0.2%, точность измерения массы (σ) составляет 14 МэВ. Отношение сигнал/фон в интервале масс 0.45-0.55 ГэВ составляет 49%.

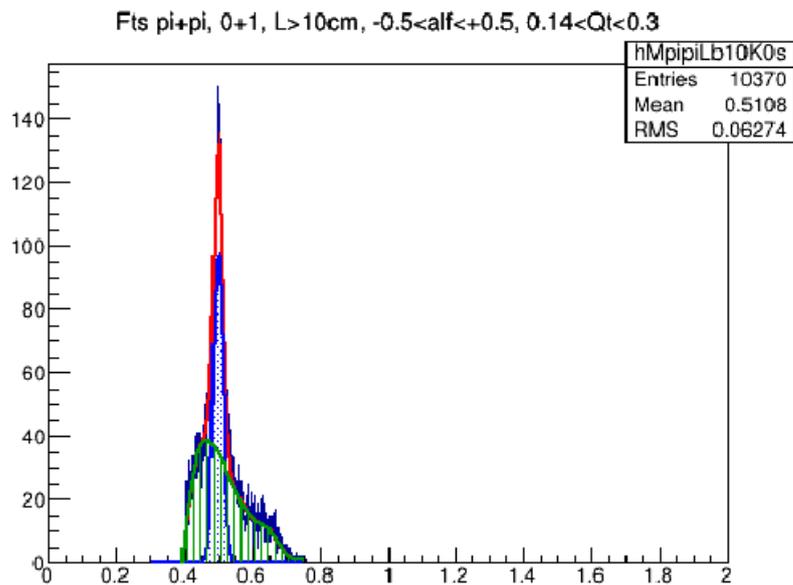


Рис. 3.9: Распределение по массе пары $\pi^+\pi^-$ для ядерной мишени в сеансе 2021 года для отрицательного пучка частиц с импульсом 28 ГэВ/с. Красная кривая – сумма сигнала и фона, синяя – сигнал K_S^0 мезона, зеленая – распределение фона.

Полученной эффективности алгоритма вполне достаточно для использования на реальных экспериментальных данных.

3.4 Алгоритм реконструкции точки взаимодействия

Суть алгоритма заключается в отборе треков (пучковых и вторичных заряженных), которые исходят из одной точки взаимодействия, и нахождение координаты этой точки (первичной вершины).

Заряженный трек вне магнитного поля представляет собой прямую линию в пространстве, которая в параметрической форме имеет вид:

$$\begin{cases} x(t) = a_x t + b_x \\ y(t) = a_y t + b_y \\ z(t) = t \end{cases} \quad (3.1)$$

Где a_x, b_x, a_y, b_y – параметры найденного заряженного трека.

Поскольку, как было сказано ранее, поляризованная мишень находится в области магнитного поля (см. рисунок 2.4), то нужно экстраполировать найденный трек в эту область. А в постоянном магнитном поле, в котором отклонение происходит только в ZX -плоскости (т. е. есть ненулевая компонента поля B_y) траекторию движения заряженной частицы можно представить в виде параметрической кривой в пространстве следующим образом:

$$\begin{cases} x(t) = c\sqrt{r_0^2 - (t - z_0)^2} + x_0 \\ y(t) = a_y t + b_y \\ z(t) = t \end{cases} \quad (3.2)$$

Где r_0 – радиус дуги окружности, т.е. траектории движения в постоянном магнитном поле, (z_0, x_0) – координаты центра этой окружности в ZX -плоскости, а c – может принимать значения ± 1 в зависимости от заряда трека и знака компоненты поля B_y .

Алгоритм задумывался как метод, использующий несколько итераций для уточнения положения первичной вершины (x_v, y_v, z_v) , так как ошибки в

положении трека σ_x , σ_y и σ_z (диагональные элементы ковариационной матрицы вычисляются по формуле переноса ошибок), которые используются в алгоритме, зависят от координаты z_v .

В выбранном диапазоне по координате z происходит поиск точки максимального сближения (*PCA* – point of closest approach) между пучковым треком и вторичными треками. Эта точка выбирается как центр отрезка, являющегося минимальным расстоянием между треками. Причем это расстояние для случая криволинейных участков трека (в магнитном поле) вычисляется минимизацией квадрата расстояния между кривыми, т. е. используются численные методы (уравнение не решается явно). В то время как для прямолинейных участков данное расстояние можно вычислить точно – это длина общего перпендикуляра двух скрещивающихся прямых.

Вначале отбирается лучшая пара треков с минимальным расстоянием между этими треками среди всех пар треков с учетом выбранного ограничения (*cut-a*). Их *PCA* рассматривается как кандидат в первичную вершину. Далее перебираются все остальные треки с учетом найденного кандидата, если выполняется выбранное ограничение (*cut*), то данный трек добавляется к кандидату в первичную вершину. В итоге положение точки взаимодействия (x_{v0}, y_{v0}, z_{v0}) вычисляется как среднее арифметическое между всеми *PCA* всех пар треков, прошедших отбор, в том числе, по χ^2 (сумма квадратов расстояний между найденной точкой взаимодействия и рассматриваемым треком).

Было проведено полное моделирование 10^5 событий π^-p взаимодействий с помощью Pythia8 в режиме min-bias (начальный импульс π^- 28 ГэВ/с разыгран с $\sigma = 0.7$ ГэВ/с). На рисунке 3.10 изображено полученное распределение по множественности треков, исходящих из восстановленных первичных вершин, результат показан в сравнении с MC Truth (истинным) распределением.

На рисунках 3.11 и 3.12 показаны распределения отклонений восстановленной компоненты первичной вершины от истинного положения (*residuals*) для X -, Y - и Z -координат соответственно. Точность определения X -

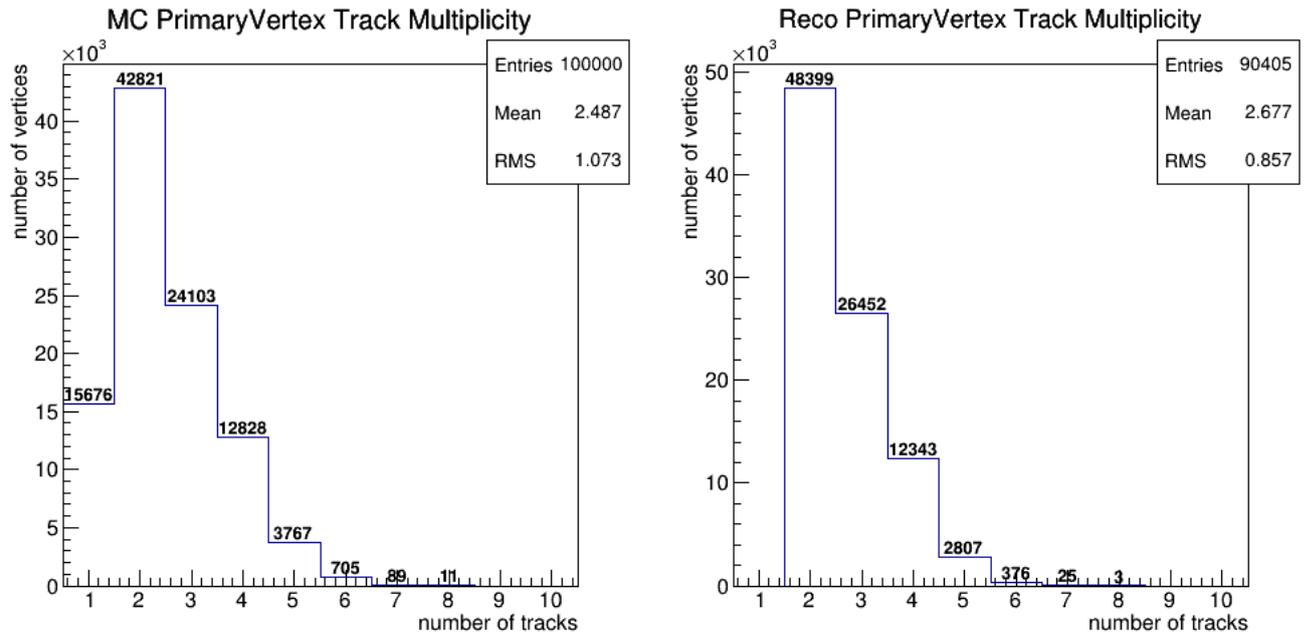


Рис. 3.10: Распределения по множественности треков, исходящих из первичных MC Truth вершин (слева) и из восстановленных вершин (справа).

и Y -координаты порядка $\sigma_{x,y} = 0.04$ см (в основном определяется заложенным разрешением трубок трековых детекторов), а по Z -координате – $\sigma_z = 0.90$ см.

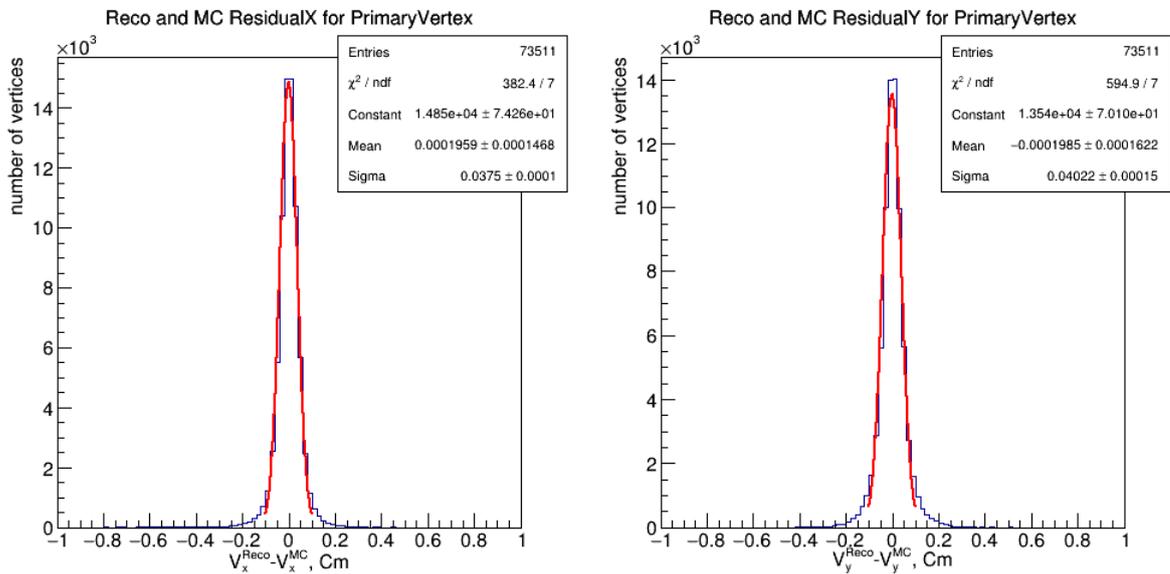


Рис. 3.11: Распределения отклонений восстановленной вершины от истинного положения для X - (слева) и Y -координаты (справа).

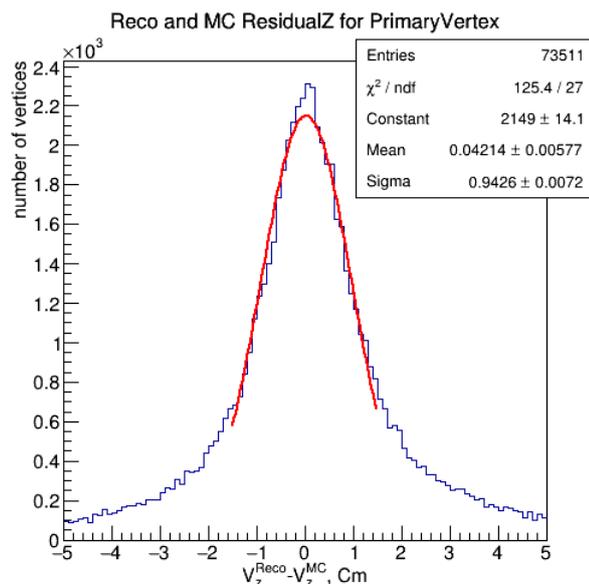


Рис. 3.12: Распределение отклонений восстановленной вершины от истинного положения для Z -координаты.

Также на рисунках 3.13 и 3.14 можно увидеть распределения по X vs Y -координатам и Z -координате первичной вершины соответственно.

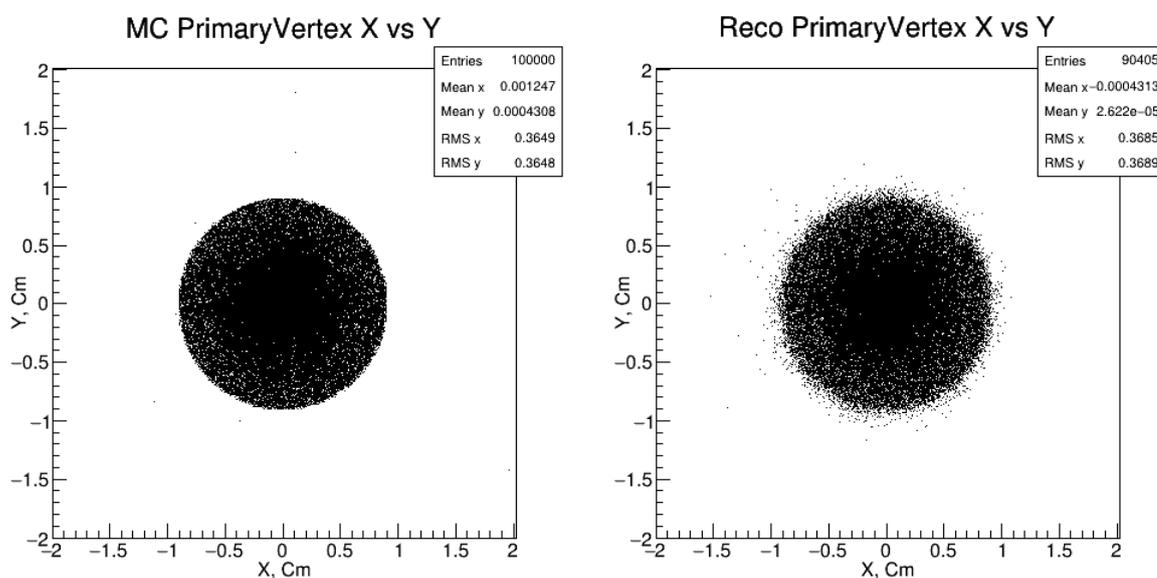


Рис. 3.13: Распределения по X vs Y -координатам для первичных MC Truth вершин (слева) и для восстановленных вершин (справа).

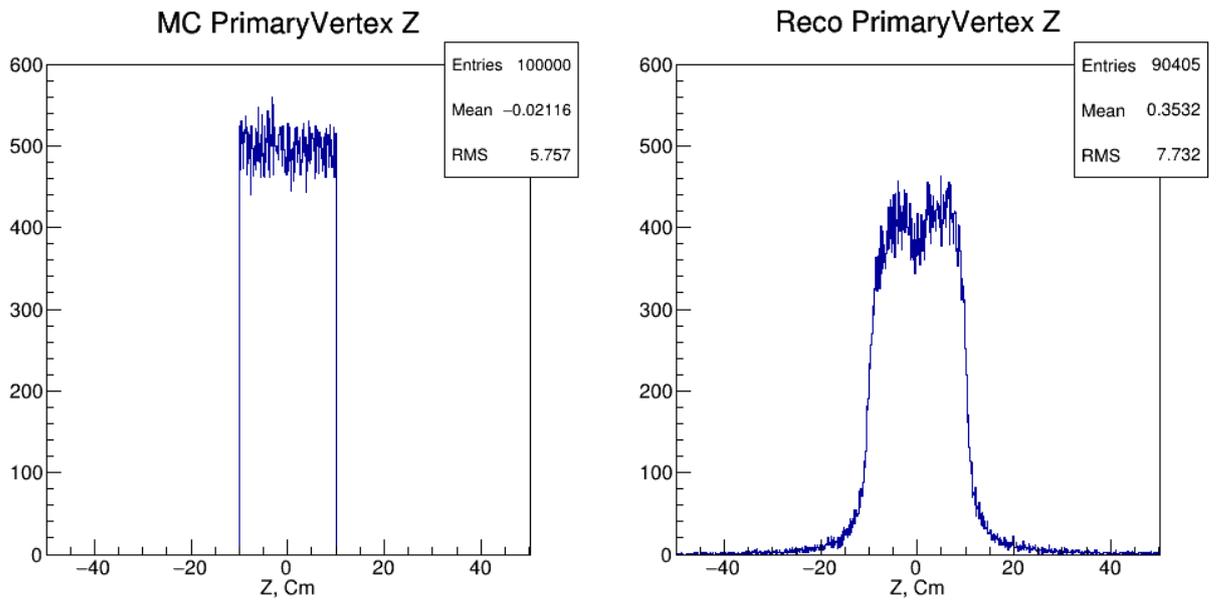


Рис. 3.14: Распределения по Z -координате для первичных MC Truth вершин (слева) и для восстановленных вершин (справа).

Полученные точности реконструированных вершин вполне достаточны для использования такого метода на реальных экспериментальных данных.

Глава 4. Анализ данных сеанса 2018 года на поляризованной мишени установки СПАСЧАРМ

В методических сеансах 2018-2021 гг. были набраны физические данные на установке СПАСЧАРМ на пучке отрицательно заряженных частиц (в основном π^-) с импульсом 28 ГэВ/с. Пучок взаимодействовал с неполяризованной мишенью из пентанола диаметром 20 мм и длиной 200 мм. Всего набрано порядка 1 млрд. событий с триггером на взаимодействие в мишени.

Для обработки используются только события, которые соответствуют заданным условиям. Это включает множественность восстановленных пучковых треков (единица), его положение на мишени, стабильность показаний мониторов, контролирующих пучок. Также такой отбор должны пройти и вторичные заряженные треки, прошедшие через трековую систему и восстановленные (согласно алгоритму в 3.3).

Получены распределения по следующим кинематическим переменным вторичных частиц:

- импульс (с учетом восстановленного знака заряда);
- поперечный импульс p_T ;
- переменная Фейнмана x_F .

Для сравнения на всех рисунках далее также приведены данные МС. Все гистограммы для случая МС далее нормированы на результаты экспериментальных данных. Согласно схеме, описанной в пункте 3.1, было проведено полное моделирование – 10^7 событий π^-p взаимодействий, которые генерировались с помощью Pythia8 в режиме min-bias (начальный импульс π^-

28 ГэВ/с разыгран с $\sigma = 0.7$ ГэВ/с). Вторичные частицы пропускались через всю установку с помощью пакета Geant3 (эффективность каждого слоя трековых детекторов – 95%, разрешение трубок трековых детекторов – 500 мкм, интеграл константного поля 0.6 Тл·м).

На рисунке 4.1 приведены распределения по импульсу, умноженному на заряд, восстановленных треков для МС и экспериментальных данных 2018-2021 гг.

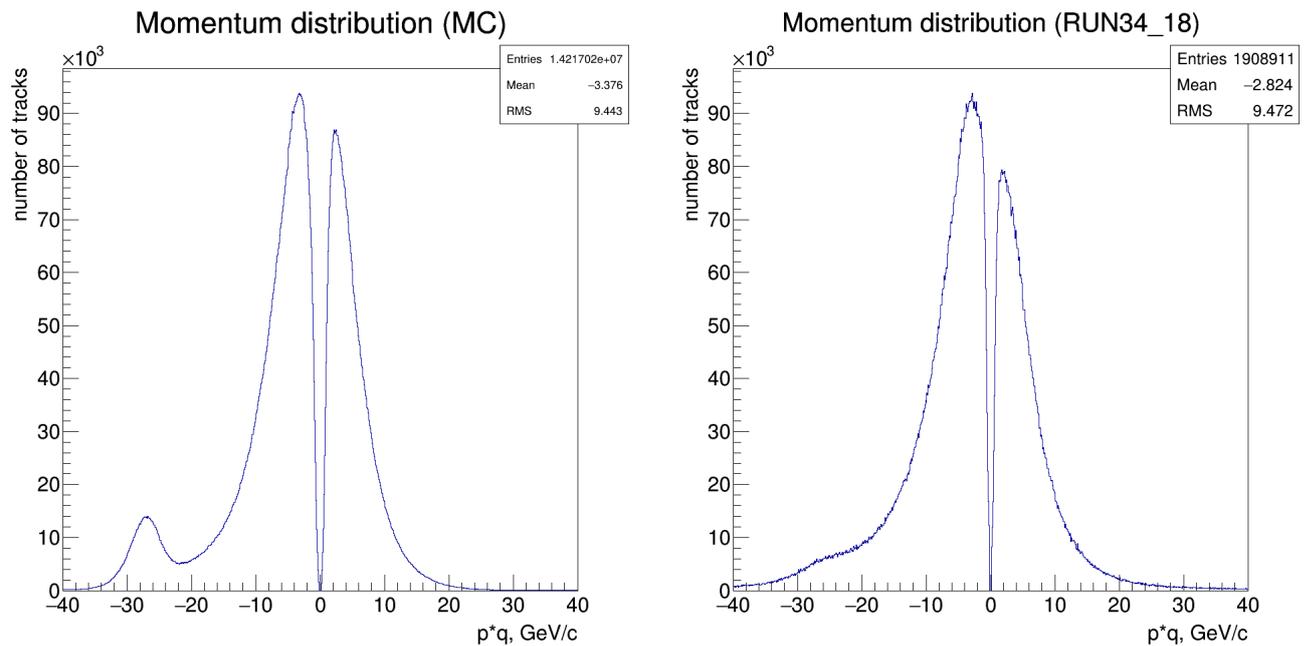


Рис. 4.1: Распределения по импульсу, умноженному на заряд, реконструированных треков для МС (слева) и для экспериментальных данных сеансов. (справа).

На рисунках 4.2 и 4.3 приведены распределения по поперечному импульсу и переменной Фейнмана соответственно для восстановленных треков для МС и экспериментальных данных.

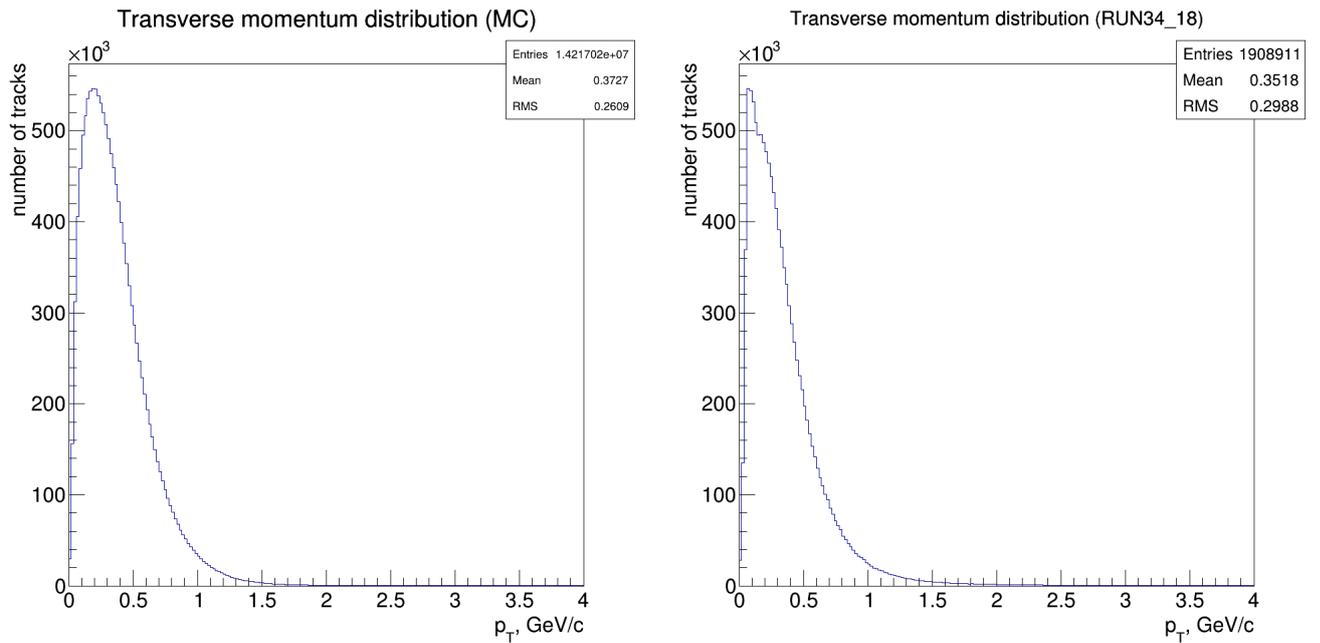


Рис. 4.2: Распределения по поперечному импульсу p_T реконструированных треков для MC (слева) и для экспериментальных данных сеансов. (справа).

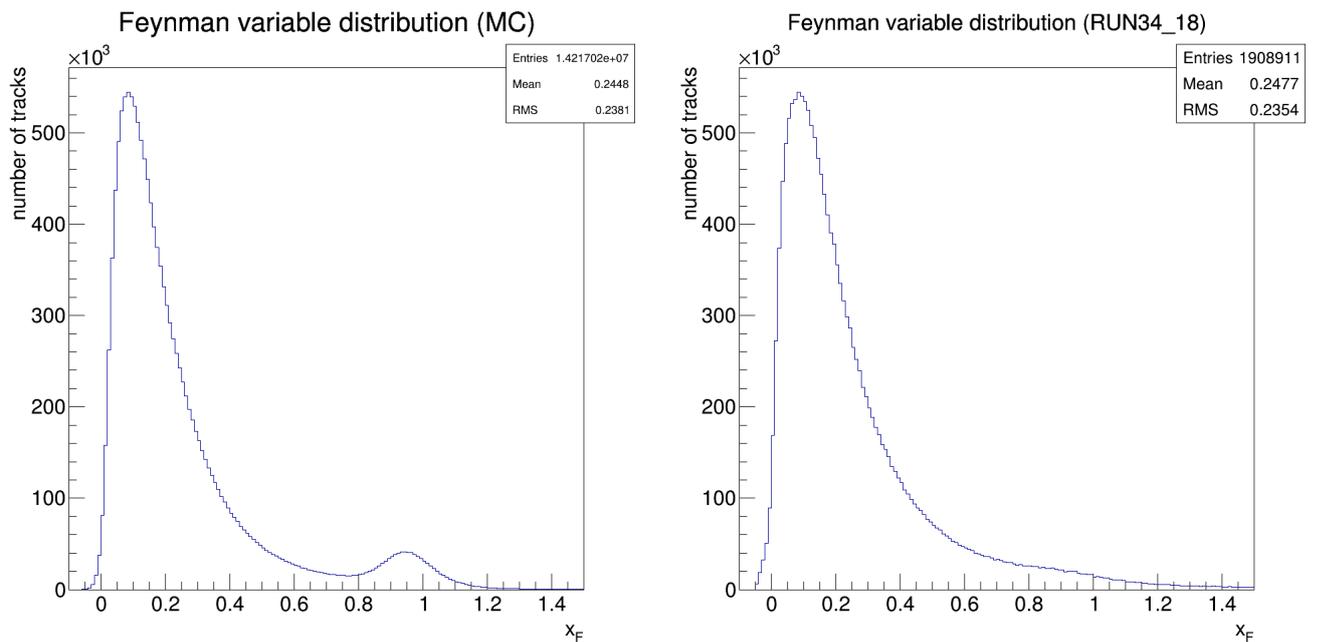


Рис. 4.3: Распределения по переменной Фейнмана x_F реконструированных треков для MC (слева) и для экспериментальных данных сеансов. (справа).

На данном этапе, можно сказать, что распределения подобны за исключением больших значений переменной Фейнмана, поскольку во время экспериментальной экспозиции использовался триггер на взаимодействие, то

есть не записывались события, если хотя бы одна частица попадала в счетчик *BK* (см. раздел 2.3).

По отобранным заряженным трекам (см. таблицы 4.1 и 4.2) была проведена оценка статистики для односпиновой асимметрии по p_T и x_F . Ожидаемая статистическая точность δA_N (оценивалась как $\sim 13/\sqrt{N_{tracks}}$, т.е. с учетом фактора разбавления мишени) по данным методических сеансов 2018-2021 гг. для различных интервалов по p_T и x_F для π^+ и π^- мезонов приведены в таблицах 4.3 и 4.4 соответственно.

Табл. 4.1: Количество π^+ -треков в сеансах 2018-2021 гг.

$p_T \backslash x_F$	0.0-0.1	0.1-0.2	0.2-0.3	0.3-0.4	0.4-0.5	0.5-0.6	0.6-0.7	0.7-1.0
0.0-0.5	9463873	8385284	3524408	1406370	594184	274715	139023	140887
0.5-4.0	15124	476849	1201155	971386	636463	401469	255718	374674

Табл. 4.2: Количество π^- -треков в сеансах 2018-2021 гг.

$p_T \backslash x_F$	0.0-0.1	0.1-0.2	0.2-0.3	0.3-0.4	0.4-0.5	0.5-0.6	0.6-0.7	0.7-1.0
0.0-0.5	11406664	11255134	5585071	2847597	1651537	995434	639596	993864
0.5-4.0	27662	966387	2252962	1908131	1364632	996727	773200	1646118

Табл. 4.3: Ожидаемая статистическая точность δA_N для π^+ мезонов в сеансах 2018-2021 гг.

$p_T \backslash x_F$	0.0-0.1	0.1-0.2	0.2-0.3	0.3-0.4	0.4-0.5	0.5-0.6	0.6-0.7	0.7-1.0
0.0-0.5	0.004	0.004	0.007	0.011	0.017	0.025	0.035	0.035
0.5-4.0	0.106	0.019	0.012	0.013	0.016	0.021	0.026	0.021

Табл. 4.4: Ожидаемая статистическая точность δA_N для π^- мезонов в сеансах 2018-2021 гг.

$p_T \backslash x_F$	0.0-0.1	0.1-0.2	0.2-0.3	0.3-0.4	0.4-0.5	0.5-0.6	0.6-0.7	0.7-1.0
0.0-0.5	0.004	0.004	0.006	0.008	0.010	0.013	0.016	0.013
0.5-4.0	0.078	0.013	0.009	0.009	0.011	0.013	0.015	0.010

В зависимости от кинематического бина ожидаемая статистическая точность измерения асимметрии составляет примерно от 1.0% до 2.5%. Ожидаемое значение асимметрии в рамках модели Абрамова 10-20%, так что измерения позволят проверить предсказания этой модели (см. главу 1.5).

Заключение

В заключение сформулируем основные результаты и выводы данной диссертационной работы. Проведен следующий ряд работ по получению односпиновой асимметрии рождения заряженных пионов:

- При активном участии автора подготовлена экспериментальная установка СПАСЧАРМ и проведен набор данных в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^\pm X$ в методических сеансах 2018-2021 годов, позволивших подготовить установку к набору данных по асимметрии.
- Автором разработан SpascharmRoot – программный пакет для моделирования, обработки «в линию» и «вне линии» экспериментальных данных, включая реалистичное описание детекторов и вещества экспериментальной установки, в рамках чего были выполнены следующие пункты:
 - Подготовлен алгоритм геометрической привязки (alignment) пучковых и трековых детекторов установки. С помощью него проведена геометрическая привязка пучковых и трековых детекторов установки по экспериментальным данным.
 - Подготовлен алгоритм реконструкции заряженных треков на основе преобразования Хафа. Проведена настройка алгоритма на данных моделирования и экспериментальных данных.
 - Подготовлен алгоритм реконструкции точки взаимодействия (первичной вершины) пучка с мишенью.

Было показано, что полученные эффективности и точности алгоритмов достаточны для использования на реальных экспериментальных данных.

- Автором получены результаты по данным сеанса 2018 года и приведено сравнение с МС-моделированием. Показана возможность измерения поперечной односпиновой асимметрии в инклюзивном рождении заряженных пионов со статистической точностью от 1.0% до 2.5% в зависимости от кинематической области по x_F и p_T .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №19-32-90068.

Литература

- [1] G. Bunce et al. « Λ^0 hyperon polarization in inclusive production by 300-GeV protons on beryllium». В: *Phys. Rev. Lett.* 36 (1976), с. 1113—1116. DOI: 10.1103/PhysRevLett.36.1113.
- [2] C. A. Aidala et al. «The Spin Structure of the Nucleon». В: *Rev. Mod. Phys.* 85 (2013), с. 655—691. DOI: 10.1103/RevModPhys.85.655.
- [3] V. V. Mochalov. «Spin physics at IHEP». В: *Phys. Part. Nucl.* 44.6 (2013), с. 930—936. DOI: 10.1134/S1063779613060154.
- [4] В. В. Абрамов и др. *Концептуальный проект эксперимента СПАСЧАРМ*. Препринт ИФВЭ 2019 – 12.
- [5] G. L. Kane et al. «Transverse Quark Polarization in Large p_T Reactions, e^+e^- Jets, and Leptoproduction: A Test of QCD». В: *Phys. Rev. Lett.* 41 (1978), с. 1689. DOI: 10.1103/PhysRevLett.41.1689.
- [6] M. Anselmino. «Single spin asymmetries in QCD». В: *Czech. J. Phys.* 52 (2002), с. C13—C25. DOI: 10.1007/s10582-002-0094-0.
- [7] С. Б. Нурушев и др. *Введение в поляризационную физику: Учебное пособие*. МИФИ, 2007 – 516 с.
- [8] L. Dick et al. «Spin Effects in the Inclusive Reactions $\pi^\pm + p(\uparrow) \rightarrow \pi^\pm + \text{anything}$ at 8-GeV/c». В: *Phys. Lett. B* 57 (1975), с. 93—96. DOI: 10.1016/0370-2693(75)90252-X.
- [9] V.V. Mochalov et al. «Measurement of the single-spin asymmetry in the reaction $\pi^- d^\uparrow \rightarrow \pi^0 X$ in the beam-fragmentation region at 40 GeV and p_T of up to 2 GeV/c». В: *Phys. Atom. Nuclei* 73 (2010).
- [10] И.А. Аввакумов и др. ЯФ 42 (1985)1152.

- [11] D. L. Adams et al. «Analyzing power in inclusive π^+ and π^- production at high $x(F)$ with a 200-GeV polarized proton beam». B: *Phys. Lett. B* 264 (1991), c. 462—466. DOI: 10.1016/0370-2693(91)90378-4.
- [12] D. L. Adams et al. «Single spin asymmetries and invariant cross-sections of the high transverse momentum inclusive π^0 production in 200-GeV/c pp and $\bar{p}p$ interactions». B: *Phys. Rev. D* 53 (1996), c. 4747—4755. DOI: 10.1103/PhysRevD.53.4747.
- [13] D. L. Adams et al. «Measurement of single spin asymmetry in η meson production in p (polarized) p and anti-p (polarized) p interactions in the beam fragmentation region at 200-GeV/c». B: *Nucl. Phys. B* 510 (1998), c. 3—11. DOI: 10.1016/S0550-3213(97)00714-1.
- [14] K. Krueger et al. «Large analyzing power in inclusive π^\pm production at high x_F with a 22-GeV/c polarized proton beam». B: *Phys. Lett. B* 459 (1999), c. 412—416. DOI: 10.1016/S0370-2693(99)00677-2.
- [15] I. Arsene et al. «Single Transverse Spin Asymmetries of Identified Charged Hadrons in Polarized p+p Collisions at $\sqrt{s} = 62.4$ -GeV». B: *Phys. Rev. Lett.* 101 (2008), c. 042001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.101.042001.
- [16] L. Adamczyk et al. «Neutral pion cross section and spin asymmetries at intermediate pseudorapidity in polarized proton collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV». B: *Phys. Rev. D* 89.1 (2014), c. 012001. DOI: 10.1103/PhysRevD.89.012001.
- [17] Jan Friedrich. «Tests of chiral perturbation theory with COMPASS». B: *AIP Conf. Proc.* 1322.1 (2010), c. 457—462. DOI: 10.1063/1.3542025.
- [18] В.В. Абрамов и др. ЯФ 70 (2007)1515-1526.
- [19] C. A. Aidala et al. «Nuclear Dependence of the Transverse-Single-Spin Asymmetry for Forward Neutron Production in Polarized $p + A$ Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV». B: *Phys. Rev. Lett.* 120.2 (2018), c. 022001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.022001.

- [20] J. Adam et al. «Measurement of the longitudinal spin asymmetries for weak boson production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 510$ GeV». B: *Phys. Rev. D* 99.5 (2019), c. 051102. DOI: 10.1103/PhysRevD.99.051102.
- [21] D. Sivers. «Single Spin Production Asymmetries from the Hard Scattering of Point-Like Constituents». B: *Phys. Rev. D* 41 (1990), c. 83. DOI: 10.1103/PhysRevD.41.83.
- [22] J. Collins. «Fragmentation of transversely polarized quarks probed in transverse momentum distributions». B: *Nucl. Phys. B* 396 (1993), c. 161—182. DOI: 10.1016/0550-3213(93)90262-N.
- [23] M. Anselmino et al. «Phenomenology of single spin asymmetries in p - polarized $p \rightarrow \pi X$ ». B: *Phys. Rev. D* 60 (1999), c. 054027. DOI: 10.1103/PhysRevD.60.054027.
- [24] M. Anselmino et al. «Sivers effect and the single spin asymmetry A_N in $p^\uparrow p \rightarrow hX$ processes». B: *Phys. Rev. D* 88.5 (2013), c. 054023. DOI: 10.1103/PhysRevD.88.054023.
- [25] J. Qiu и G. Sterman. «Single transverse spin asymmetries in hadronic pion production». B: *Phys. Rev. D* 59 (1999), c. 014004. DOI: 10.1103/PhysRevD.59.014004.
- [26] C. Boros и Z. Liang. «Hyperon production mechanisms and single spin asymmetry in high-energy hadron hadron collisions». B: *Phys. Rev. D* 53 (1996), c. 2279—2283. DOI: 10.1103/PhysRevD.53.R2279.
- [27] C. Boros и Z. Liang. «Single spin asymmetries in inclusive high-energy hadron hadron collision processes». B: *Int. J. Mod. Phys. A* 15 (2000), c. 927—982. DOI: 10.1142/S0217751X0000046X.
- [28] F. Li H. Dong и Z. Liang. «Energy dependence of the single spin asymmetries in inclusive pion production processes». B: *Phys. Rev. D* 69 (2004), c. 017501. DOI: 10.1103/PhysRevD.69.017501.

- [29] S. M. Troshin и N. E. Tyurin. «Asymmetry in inclusive pion production». В: *Phys. Rev. D* 54 (1996), с. 838—841. DOI: 10.1103/PhysRevD.54.838.
- [30] S. M. Troshin и N. E. Tyurin. «Hyperon polarization in the constituent quark model». В: *Phys. Rev. D* 55 (1997), с. 1265—1272. DOI: 10.1103/PhysRevD.55.1265.
- [31] S. M. Troshin и N. E. Tyurin. «On asymmetry in inclusive pion production». В: *Phys. Rev. D* 54 (1996), с. 838—841. DOI: 10.1103/PhysRevD.54.838.
- [32] Рыскин М.Г. ЯФ 48 (1988)1114.
- [33] Рыскин М.Г. Нурушев С.Б. ЯФ 69 (2006)138-146.
- [34] Мигдал А.Б. и Хохлачев С.Б. ЖЭТФ 41 (1985)159.
- [35] Хохлачев С.Б. и Щур С.Б. Мигдал А.Б. ЖЭТФ 91 (1986)745.
- [36] В.В. Абрамов. *Феноменология односпиновых эффектов в образовании адронов при высоких энергиях*. ЯФ. 2009. Т. 72. С. 1933-1949.
- [37] V. V. Abramov. «Microscopic Stern-Gerlach Effect and Thomas Spin Precession as an Origin of the SSA». В: *13th Workshop on High Energy Spin Physics*. 2009. eprint: 0910.1216.
- [38] Н.С. Борисов и др. Препринт ОИЯИ 1-80-98, Дубна, 1980.
- [39] Н.С. Борисов и др. Препринт ОИЯИ 1-85-292, Дубна, 1985.
- [40] Н.С. Борисов и др. Препринт ОИЯИ 1-80-98, 1980.
- [41] В.Н. Алферов и др. Система измерения магнитного поля установки СВД-2, ПТЭ, 3, стр. 157, 2019.
- [42] G. A. Akopdzhanov et al. «Determination of Photon Coordinates in Hodoscope Cherenkov Spectrometer». В: *Nucl. Instrum. Meth.* 140 (1977), с. 441. DOI: 10.1016/0029-554X(77)90358-5.
- [43] Ю.Д.Карпеков и др. Препринт ИФВЭ 2011-20, Протвино, 2011.

- [44] Stefano Spataro и (the PANDA Collaboration). 2011 J. Phys.: Conf. Ser. 331 032031.
- [45] Hrinacova I et al. 2003 Proc. of Computing in High Energy and Nuclear Physics (La Jolla) THJT006.

Список иллюстраций

1.1	Результаты измерений A_N для реакции $p^\uparrow p \rightarrow \pi^\pm X$ при разных \sqrt{s} [2].	9
1.2	Асимметрия в реакции $\pi^- d^\uparrow \rightarrow \pi^0 X$	11
1.3	Результаты A_N для $p^\uparrow p \rightarrow \pi^\pm X$ эксперимента BRAHMS в сравнении с расчетами по модели Сиверса.	12
1.4	Результаты A_N экспериментов E704 и E925.	14
1.5	Асимметрия в образовании π^\pm для линейной зависимости от x (а) и для квадратичной – (b), из работы [31].	14
1.6	Схема «цветовой струны» между кварком и антикварком в модели Рыскина.	15
1.7	Сравнение данных E704 с моделью Рыскина [33].	16
1.8	Схема микроскопического прибора Штерна-Герлаха для поляризованных кварков в модели ХПК.	17
1.9	Зависимость $A_N(x_F)$ для $p^\uparrow p \rightarrow \pi^\pm X$ экспериментов E704 и BRAHMS в сравнении с расчетными кривыми по модели ХПК при разных \sqrt{s} [37].	17
2.1	Принципиальная схема 14-го канала, где располагается установка СПАСЧАРМ.	20

2.2	Оптическая схема вторичного пучка частиц на установку СПАСЧАРМ. $K1$ и $K2$ – апертурные коллиматоры, $K3$ – коллиматор формирующий импульсный разброс пучка, $Q1 – Q6$ – квадрупольные линзы, ($Q2, Q3, Q6$ фокусируют в горизонтальной плоскости, остальные в вертикальной плоскости), $M5$ и $M18$ – магниты, $S1, S2, S3$ – сцинтилляционные счетчики. x, y – координаты по горизонтали и вертикали в поперечной плоскости в относительных единицах и z – продольная координата в метрах (за ноль принят центр $K1$). Красная и синяя линия – характерные траектории в горизонтальной и вертикальной плоскости, серая линия – поведение дисперсии пучка.	21
2.3	Огибающие пучка в области поляризованной мишени. Верхняя кривая соответствует горизонтальной плоскости, нижняя кривая – вертикальной плоскости.	22
2.4	Схема установки СПАСЧАРМ.	23
2.5	Вычисленные из данных пучковых годоскопов координаты пучковых частиц в плоскости, проходящей через поляризованную мишень при триггере $S1S2$	26
2.6	Изменение эффективности работы трековой системы в течение 12 часов набора данных в эксперименте СПАСЧАРМ.	35
2.7	Архитектура системы сбора данных эксперимента СПАСЧАРМ.	36
2.8	Интерфейс программы визуализации и контроля качества установки СПАСЧАРМ.	38
3.1	Схема моделирования в программной среде SpascharmRoot.	40
3.2	Трековые детекторы в программной среде SpascharmRoot.	42
3.3	Пример residual распределений для годоскопа H2.	44
3.4	Пример residual распределений для пропорциональной камеры PC1.	45

3.5	Пример residual распределений для «дрейфовых» камер X1, Y3, U5, Y4.	46
3.6	Иллюстрация получения R(t)-зависимости для камеры X5.	47
3.7	Иллюстрация основного принципа преобразования Хафа для одного трека.	49
3.8	Примеры полученных пространств Хафа в ZY-плоскости для одного трека (a) и трех (b).	50
3.9	Распределение по массе пары $\pi^+\pi^-$ для ядерной мишени в сеансе 2021 года для отрицательного пучка частиц с импульсом 28 ГэВ/с. Красная кривая – сумма сигнала и фона, синяя – сигнал K_S^0 мезона, зеленая – распределение фона.	51
3.10	Распределения по множественности треков, исходящих из первичных MC Truth вершин (слева) и из восстановленных вершин (справа).	54
3.11	Распределения отклонений восстановленной вершины от истинного положения для X- (слева) и Y-координаты (справа).	54
3.12	Распределение отклонений восстановленной вершины от истинного положения для Z-координаты.	55
3.13	Распределения по X vs Y-координатам для первичных MC Truth вершин (слева) и для восстановленных вершин (справа).	55
3.14	Распределения по Z-координате для первичных MC Truth вершин (слева) и для восстановленных вершин (справа).	56
4.1	Распределения по импульсу, умноженному на заряд, реконструированных треков для MC (слева) и для экспериментальных данных сеансов. (справа).	58
4.2	Распределения по поперечному импульсу p_T реконструированных треков для MC (слева) и для экспериментальных данных сеансов. (справа).	59

- 4.3 Распределения по переменной Фейнмана x_F реконструированных треков для МС (слева) и для экспериментальных данных сеансов. (справа). 59

Список таблиц

2.1	Характеристики трековой системы установки СПАСЧАРМ.	34
4.1	Количество π^+ -треков в сеансах 2018-2021 гг.	60
4.2	Количество π^- -треков в сеансах 2018-2021 гг.	60
4.3	Ожидаемая статистическая точность δA_N для π^+ мезонов в сеансах 2018-2021 гг.	60
4.4	Ожидаемая статистическая точность δA_N для π^- мезонов в сеансах 2018-2021 гг.	60