

Санкт-Петербургский государственный университет

Юрченко Семён Вячеславович

Выпускная квалификационная работа

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫХОДА СТРАННЫХ ЧАСТИЦ И
ТЯЖЕЛЫХ АРОМАТОВ В КОРРЕЛЯЦИИ С
КУМУЛЯТИВНЫМ ЭФФЕКТОМ**

Уровень образования: магистратура

Направление: 03.04.02 <<Физика>>

Основная образовательная программа: ВМ.5511.2021

<<Физика>>

Научный руководитель:

доцент кафедры Физики высоких энергий и элементарных частиц, к.ф.-м.н.,

Феофилов Г.А.

Рецензент:

начальник сектора научно-экспериментального отдела физики тяжелых ионов

ЛВЭ ОИЯИ, д.ф. -м.н., **Токарев М.В.**

Санкт-Петербург

2023

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
Моделирование кумулятивного эффекта	8
1.1 Монте Карло генератор Pythia8	8
1.2 Дейтрон-дейтронные и флуктон-дейтронные столкновения	9
Экспериментальная реализация	18
2.1 Концепция новой детекторной системы для регистрации кумулятивных частиц в экспериментах на фиксированной мишени	18
2.2 Оценка выхода кумулятивных частиц	21
2.3 Эксперимент NICA SPD	24
2.3.1 Детектор времени пролёта и отбор событий	26
2.3.2 Измерение времени столкновения в событии с помощью TOF детектора	27
2.3.3 Проверка эффективности и производительности Генетического Алгоритма	32
Результаты	41
3.1 Обсуждение результатов	41
3.2 Основные выводы	43
3.3 Основные результаты работы	43
Литература	45
А Быстротные распределения	52

ВВЕДЕНИЕ

Кумулятивные явления

До 1957 года ядро рассматривалось как совокупность квази-свободных нуклонов, но полученные в этот год экспериментальные данные указали на существование ненуклонных степеней свободы. На экспериментах по облучению дейтериевой мишени протонами с энергией 660 МэВ были зарегистрированы протоны, выходящие в кинематически запрещенную область углов вылета в задней полусфере [1]. Позднее в том же году на экспериментах по облучению легких ядер протонами с энергией 675 МэВ был зарегистрирован повышенный, в сравнении с картиной квази-свободных нуклонов, выход дейтронов [2].

Экспериментальные результаты нуждались в теоретическом обосновании и для этого Д.И. Блохинцев ввел понятие флуктона [3] – сгустка холодной ядерной материи, который возникал из-за флуктуаций ядерной плотности. Флуктон представлял собой несколько нуклонов, расстояние между которыми было меньше радиуса нуклона. Экспериментальные данные можно было объяснить, если предположить, что налетающий протон столкнулся с объектом состоящим из двух нуклонов и имеющим размер, сравнимый с размером нуклона.

Рождение частиц в кинематически запрещенной области начали называть кумулятивным рождением после того как в 1971 году в Дубне был получен пучок релятивистских ядер дейтерия [4] и в экспериментах группы В.С. Ставинского были наблюдаемы пионы, уносящие (аккумулирующие) больше половины импульса дейтрона [5--7]. Этот эффект был предсказан А.М. Балдиным [8]. Позднее в экспериментах по фрагментации легких ядер были обнаружены кумулятивные протоны и дейтроны [9--11].

Логичным продолжением экспериментов по исследованию кумулятивных

эффектов стало бы увеличение массы ядра снаряда. Но на то время таких пучков не было, и исследования начали проводить в "антилабораторной" системе отсчёта – системе в которой покоится ядерная мишень, а на неё налетает лёгкая частица – чаще всего протон. Кумулятивным эффектом, в такой системе, тогда будет рождение частиц с импульсом, лежащим за пределами кинематически разрешенной области. В основном это рождение частиц в задней полусфере, по отношению к налетающей частице. В таких экспериментах были обнаружены странные(содержащие s -кварк) кумулятивные частицы: K^\pm -мезоны и Λ^0 -барионы, а также кумулятивные антипротоны [12--14].

К этому времени были обнаружены интересные свойства кумулятивного рождения: суперскейлинг и ядерный скейлинг [15]. Суперскейлинг – постоянство формы и наклона спектров для различных сортов частиц: p , π^\pm , K^\pm , \bar{p} , а также наблюдение иерархии выходов в зависимости от количества морских кварков в частице. Ядерный скейлинг – независимость формы спектров кумулятивных частиц от сорта и энергии налетающей частицы и атомного номера ядра мишени. Если нормировать выходы кумулятивных частиц на полные неупругие сечения, то пропадает зависимость от сорта и энергии налетающей частицы.

Теоретические подходы предсказывают две группы процессов, которые могут быть источниками кумулятивного рождения: процессы происходящие на коротких расстояниях (порядка размера нуклона, т.е. меньше 1 фм) и на больших расстояниях. К процессам происходящими на больших расстояниях, можно отнести многократное рассеяние снаряда или частиц, образовавшихся в столкновении, внутри ядра. Таким образом, вторая группа процессов также может описать рождение частиц за пределами кинематически разрешенной области и данные процессы могут доминировать для определенных реакций в столкновениях с тяжелыми ядрами [16].

Процессы, происходящие на коротких расстояниях принято делить на "холодные" [17--23] и "горячие" [24--26]. Холодные процессы предполагают наличие в ядре до соударения сгустков плотной ядерной материи (флуктона). В моделях же, описывающих горячие процессы, считается, что этот сгусток образуется во время соударения и подобен кварк-глюонной плазме.

Рождение странных и очарованных кварков

В последние годы интерес к изучению рождения странных частиц и частиц, содержащих тяжелые кварки, мотивировался изучением кварк-глюонной материи в экстремальном состоянии кварк-глюонной плазмы [27].

Одним из первых предложенных сигналов образования кварк-глюонной плазмы был повышенный, по сравнению с протон-протонными столкновениями, выход странности в столкновениях тяжелых ионов [28--31]. Успехи статистических моделей по описанию выходов странных и мультистранных частиц можно расценивать как признак образования кварк-глюонной плазмы в ранних стадиях столкновения [32].

С ростом энергии столкновения и точности детекторов возник вопрос о изучении выходов частиц содержащих тяжелые кварки (c и b) в столкновениях тяжелых ионов. Так как массы этих кварков сильно больше, чем температура кварк-глюонной плазмы, то их рождение должно происходить в первых жестких взаимодействиях. Далее эти частицы движутся через кварк-глюонную среду, взаимодействуя с ней, обмениваясь энергией и импульсом. Для очарованных кварков это может привести к частичной термализации, что позволит описать их адронизацию с помощью статистических моделей, как для лёгких кварков [33]. Также, в присутствии кварк-глюонной среды, должен наблюдаться эффект плавления кваркония (связанное кварк-антикварковое состояние одного аромата). Это происходит из-за того, что энергия связи кваркония сильно меньше, чем температура среды, в которой он движется. Поэтому выходы состояний $J/\psi(c\bar{c})$ и $\Upsilon(b\bar{b})$ подавлены [34, 35], а выходы D -мезонов повышены.

Однако в недавних исследованиях [36, 37] в столкновениях малых систем (pA и pp) были обнаружены сигналы, связанные с возникновением кварк-глюонной плазмы, что считалось невозможным из-за малости их объема. Среди таких сигналов - повышенный выход странности с множественностью, наличие анизотропных потоков и эффекта "Ridge". В pp и pA столкновениях используются струнные модели, включающие в себя механизм слияния [38, 39], которые также подходят для описания наблюдаемых в столкновениях тяжелых адронов.

Единственный, не обнаруженный пока эффект - это гашение струй в малых системах.

Недавние исследования [40] показывают возможность изучения нового механизма рождения странных и очарованных частиц в событии с образованием кумулятивной частицы на флуктоне. В настоящее время рассматриваются два основных механизма кумулятивного образования мезонов и нуклонов, которые включают в себя перераспределение импульса среди кварков в флуктоне. В таком подходе флуктон рассматривается как мультикварковая конфигурация ($6q, 9q, 12q, \dots$), образовавшаяся внутри ядра до столкновения. В первом случае [17--19] один кварк из флуктона получает свой импульс от всех остальных кварков, а затем этот кварк фрагментируется, образуя кумулятивную частицу. Во втором случае три кварка из флуктона получают свой импульс от остальных кварков и затем, посредством механизма когерентной кварковой коалесценции (CQC) [18] образуют кумулятивный нуклон [40]. Два описанных выше механизма могут привести к усиленному образованию странных и очарованных частиц [17, 18, 20]. Чтобы компенсировать импульс кумулятивной частицы, кварки-доноры из остатка флуктона должны взаимодействовать со снарядом [18]. Кварк-глюонные струны, образующиеся при этом взаимодействии, перекрываются из-за связи со сильно сжатой мультикварковой конфигурацией, и также смещаются по скорости [20]. Это перекрытие струн приводит к повышенному выходу странности и рождению тяжелых ароматов [41]. Таким образом, образование кумулятивной частицы на флуктоне и рождение в данном событии странности и очарования можно было бы наблюдать с помощью пособытийного анализа в корреляционном эксперименте.

Поиск этого эффекта в адронных столкновениях затруднен из-за жестких требований к разрешению при регистрации вторичных вершин, относящихся к частицам, содержащим тяжелые кварки. Современные эксперименты на фиксированной мишени (такие как NA61/SHINE) имеют вершинные трекары, которые могут восстанавливать вторичные вершины странных и очарованных частиц [42], но не имеют детекторных систем, способных регистрировать кумулятивные частицы. Также в работе [43] указывается на возможность изучения

данного явления на экспериментах коллайдера NICA. Для того, чтобы наблюдение этого процесса было возможным, стоит рассматривать столкновения малых систем ($D + D$, $p + Be$, $p + C$), тогда вклад от внутриядерного перерасеяния будет незначительным.

В данной работе решалось несколько задач:

1. Монте-Карло моделирование флуктон - дейтронных столкновений для определения возможности изучения корреляций между наличием кумулятивной частицы в событии и выходом странности в коллайдерных экспериментах.
2. Разработка концепции новой детекторной системы для регистрации кумулятивных частиц в экспериментах на фиксированной мишени, а также оценка выходов кумулятивных частиц в акцептанс этой системы.
3. Разработка способа восстановления времени столкновения в событии в коллайдерном эксперименте NICA SPD, что необходимо для обеспечения идентификации частиц по времени пролёта.

Моделирование кумулятивного эффекта

1.1. Монте Карло генератор Pythia8

PYTHIA8.3 [44] — это научная библиотека кодов, которая широко используется для генерации событий при высокоэнергетических столкновениях между частицами, где большое значение имеет влияние сильного ядерного взаимодействия, управляемого квантовой хромодинамикой (КХД). Часть физики, заложенной в генератор, была тщательно выведена из теории, в то время как другая часть основана на феноменологических моделях с параметрами, которые должны быть определены из экспериментальных данных. В настоящее время самое большое сообщество пользователей состоит из экспериментальных коллабораций Большого адронного коллайдера (БАК), но программа также используется для множества других феноменологических или экспериментальных исследований в области астрономии, ядерной физики и физики элементарных частиц. Основные задачи, выполняемые программой, включают исследования экспериментальных следствий теоретических гипотез, интерпретацию экспериментальных данных, включая оценку систематических неопределенностей и развертывание, разработку стратегий поиска, а также исследование конструкции детектора и его характеристик. Она также играет важную роль для изучения новых теоретических идей и новых алгоритмических подходов, начиная от незначительных пользовательских модификаций и заканчивая полноценными разработками новых физических моделей.

В данной работе ниже рассматривается возможность моделирования на основе Монте Карло генератора Pythia8 кумулятивного протона в случае образования флуктона в дейтрон-дейтронных столкновениях. Исследуются корреляции между наличием кумулятивной частицы в событии и выходом странности.

На данном первом этапе работы моделируются спектры Λ -бариона по быстроте, псевдобыстроте и поперечному импульсу для разных выборок протонов по степени кумулятивности x .

1.2. Дейтрон-дейтронные и флуктон-дейтронные столкновения

Для моделирования кумулятивного эффекта в Pythia8 была добавлена частица - флуктон с параметрами: $m_f = 2m_p = 1.876$ ГэВ, $q = +1e$, $s = 1$. Были промоделированы два типа столкновений: столкновения дейтронов с $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, а также столкновения флуктона и дейтрона на той же энергии. Регистрация частиц происходит в аксептансе: $-5.3 < \eta < 5.3$. Все приведенные ниже распределения нормированы следующим образом:

$$\int \rho(t) dt = 1, \text{ Где } t = x, p_T, y, \eta. \quad (1.2.1)$$

Распределения частиц по псевдобыстроте и поперечному импульсу представлены на рис. 1.2.1, 1.2.2 (результаты для распределений по быстроте содержатся в Приложение А). Для столкновений флуктона с дейтроном представлено два типа распределений: (i) *flucton + deuteron(sym)* - симметричные столкновения, в которых образование флуктона возможно либо в одном либо в другом из сталкивающихся дейтронов; и (ii) *flucton + deuteron* - столкновения, в которых образование флуктона всегда происходит с одной стороны в одном из сталкивающихся дейтронов (например, в летящем справа).

Для односторонней реакции заметна резкая асимметрия псевдобыстротных распределений. Её легко объяснить: флуктон в столкновении имеет энергию вдвое больше, чем нуклон в дейтроне.

Далее были получены спектры протонов по степени кумулятивности x [43]:

$$x = \frac{m_p^2 - E \cdot E_0 + p_z \cdot P_0}{m_p^2 + E \cdot E_0 + p_z \cdot P_0 - s/2}, \quad (1.2.2)$$

где: m_p - масса протона, E и p_z - энергия и продольный импульс регистрируемого протона, E_0 и P_0 - энергия и импульс начальных нуклонов, $s = 4 \cdot E_0^2$ -

квадрат энергии столкновения.

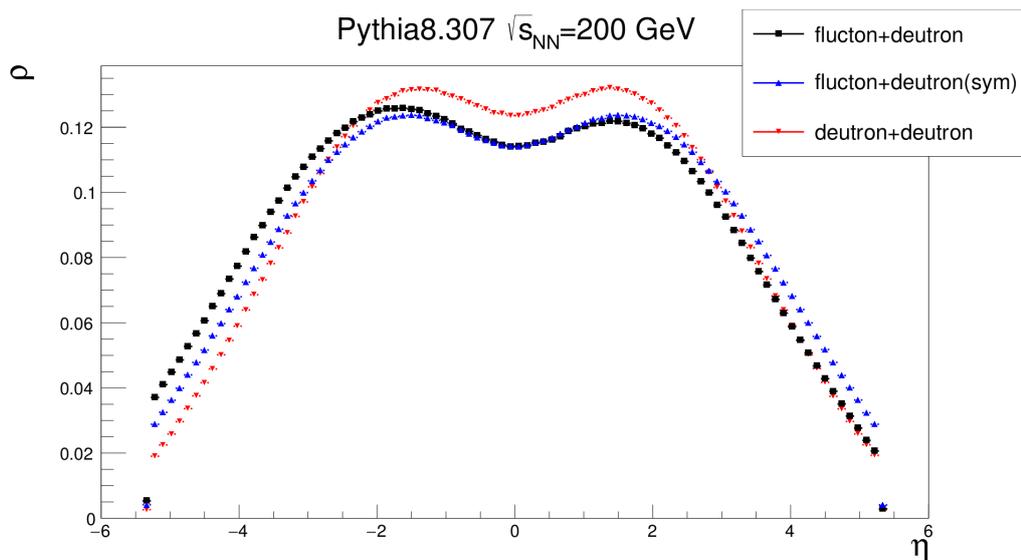


Рис. 1.2.1: Распределение всех заряженных частиц по псевдобыстроте для случаев столкновений *flucton + deuteron(sym)*, *flucton + deuteron* и *deuteron + deuteron*.

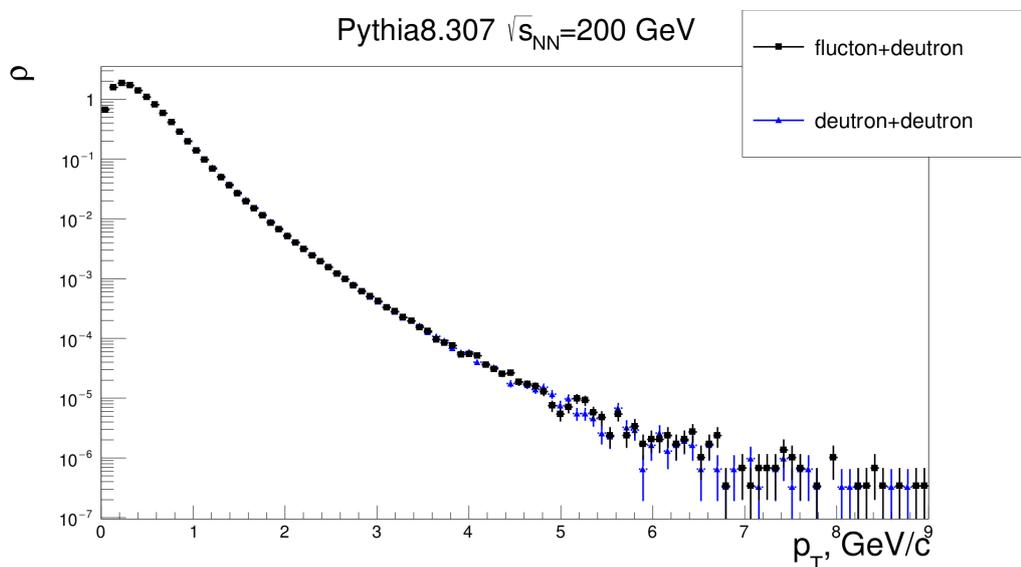


Рис. 1.2.2: Распределение всех заряженных частиц по поперечному импульсу для случаев столкновений *flucton + deuteron* и *deuteron + deuteron*.

На рис. 1.2.3 видно, что в столкновениях дейтронов, протонов с степенью кумулятивности больше 1 не наблюдается. Это ожидаемый результат, так как в данный генератор не заложены процессы, способные привести к появлению кумулятивных частиц в столкновении легких ядер. В столкновениях флюктонов,

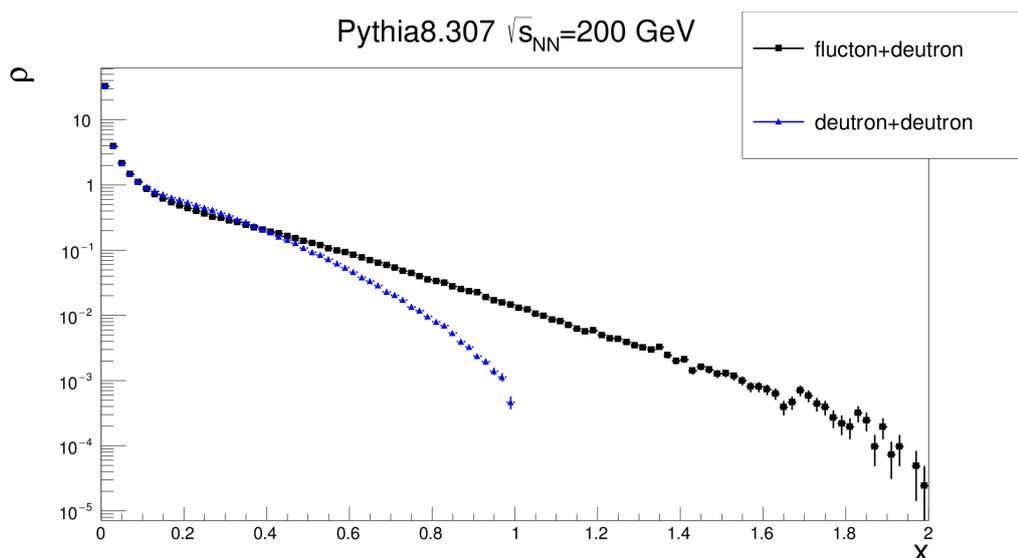


Рис. 1.2.3: Распределение протонов по степени кумулятивности для случая столкновений *flucton + deuteron* в сравнении с *deuteron + deuteron*.

состоящих из двух нуклонов, и дейтрона наблюдаются частицы со степенью кумулятивности вплоть до 2. Для этих частиц были построены распределения по псевдобыстроте и поперечному импульсу (рис.1.2.4, 1.2.5).

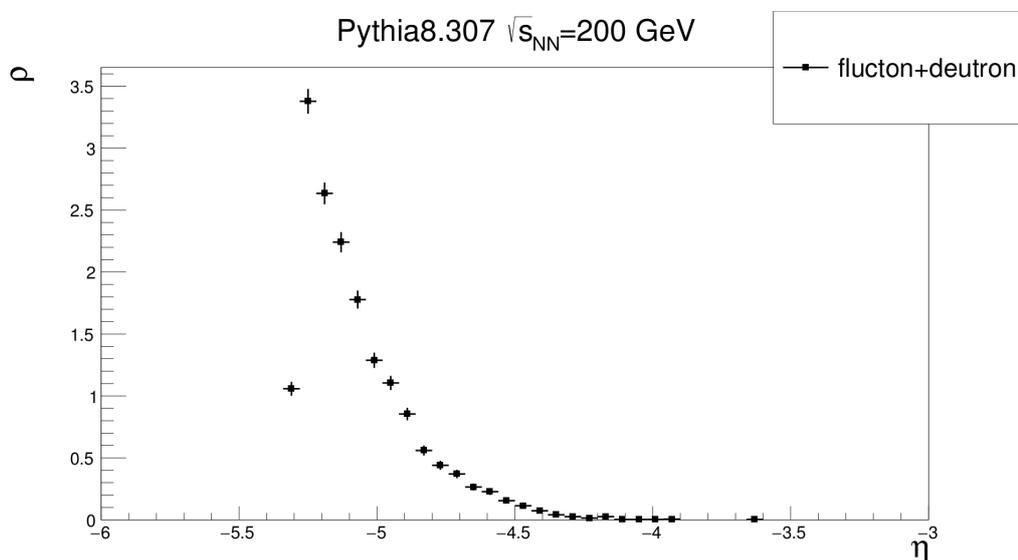


Рис. 1.2.4: Распределение кумулятивных частиц по псевдобыстроте для случая столкновений *flucton + deuteron*.

Для изучения корреляции между наличием кумулятивной частицы в событии и выходом странности были рассчитаны спектры Λ -бариона по быстрой, псевдобыстрой и поперечному импульсу (рис. 1.2.6, 1.2.7). Также отдельно

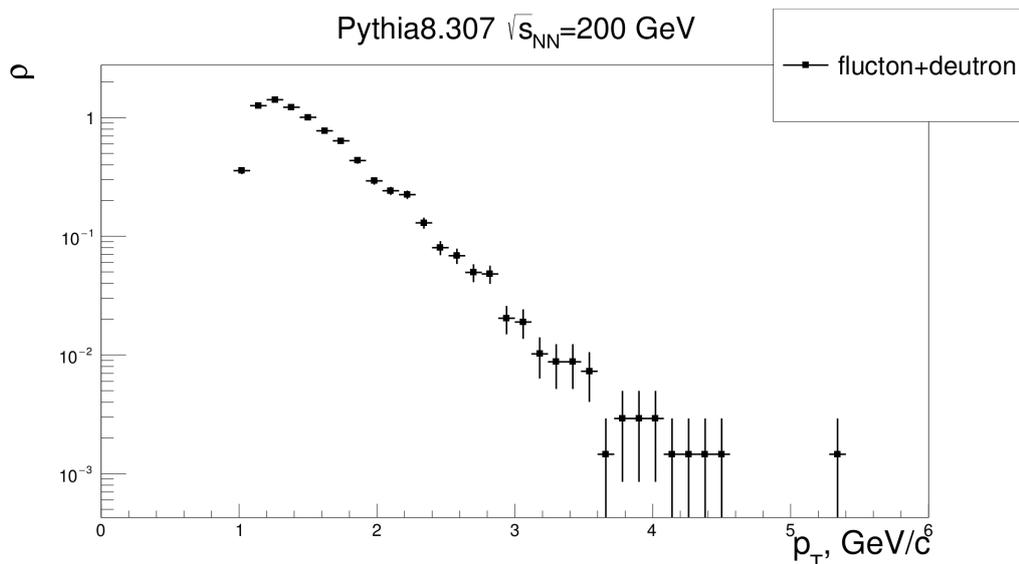


Рис. 1.2.5: Распределение кумулятивных частиц по поперечному импульсу для случая столкновений *flucton + deuteron*.

представлены те же спектры, но для событий в которых была зарегистрирована кумулятивная частица(рис. 1.2.8, 1.2.9). Для определения количественного влияния наличия кумулятивной частицы на рождение странности были рассчитаны две величины: отношение выходов Λ -барионов (N_Λ) к общему числу событий, а также отношение числа событий, в которых был зарегистрирован ($N_{ev\Lambda}$) Λ -барион к общему числу событий:

$$R_N = \frac{N_\Lambda}{N_{event}} \quad (1.2.3)$$

$$R_{Nev} = \frac{N_{ev\Lambda}}{N_{event}} \quad (1.2.4)$$

Результаты, представленные в таблицах 1.2.1, 1.2.2, легко объяснить. В столкновениях дейтронов, число нуклон - нуклонных столкновений больше, чем в флуктон-дейтронном. А резкое падение для событий с кумулятивным протоном можно объяснить выполнением законов сохранения энергии. Наличие кумулятивной частицы сильно уменьшает оставшуюся энергию в событии.

$d + d$	$f + d$	$f + d(cumulative)$
0.67	0.62	0.52

Таблица 1.2.1: Отношение выходов Λ -барионов к общему числу событий.

$d + d$	$f + d$	$f + d(cumulative)$
0.43	0.41	0.36

Таблица 1.2.2: Отношение числа событий, в которых был зарегистрирован Λ -барион, к общему числу событий.

Логичным продолжением является изучение этих зависимостей как функции степени кумулятивности. Ввиду отсутствия достаточной статистики, сперва была изучена зависимость распределений по псевдобыстроте в окнах по степени кумулятивности: $x \in 1 - 1.2$ (рис . 1.2.10), $x \in 1.2 - 1.5$ (рис . 1.2.11), $x \in 1.5 - 2$ (рис . 1.2.12).

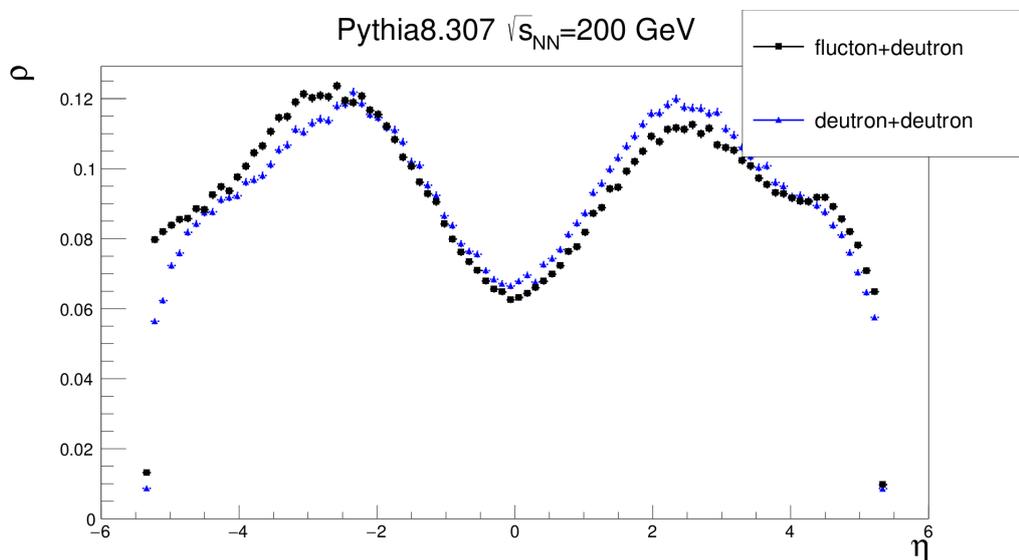


Рис. 1.2.6: Распределение Λ -барионов по быстрой псевдобыстроте *flucton + deuteron* в сравнении с *deuteron + deuteron*.

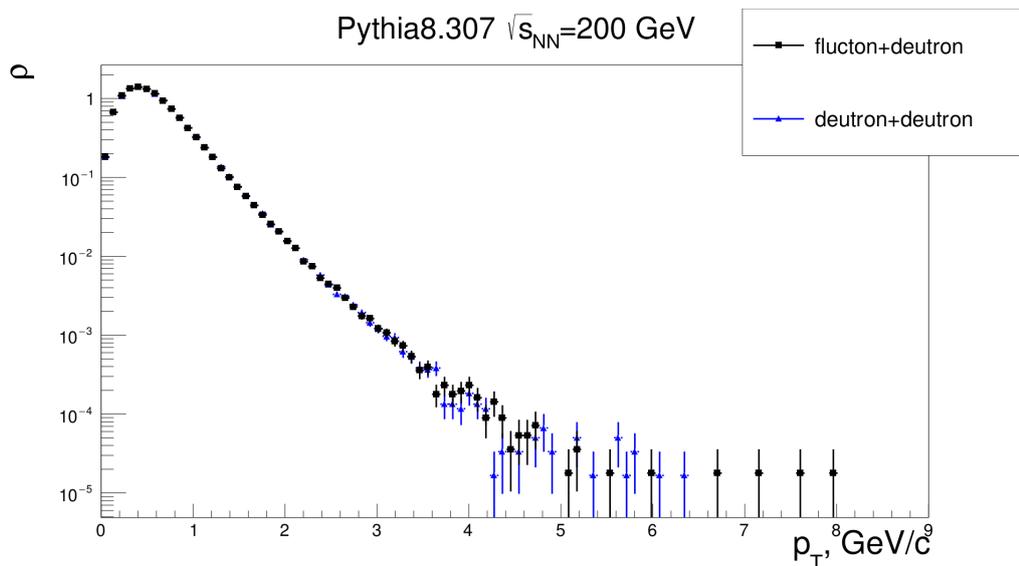


Рис. 1.2.7: Распределение Λ -барионов по поперечному импульсу для случая столкновений *flutron + deuteron* в сравнении с *deuteron + deuteron*.

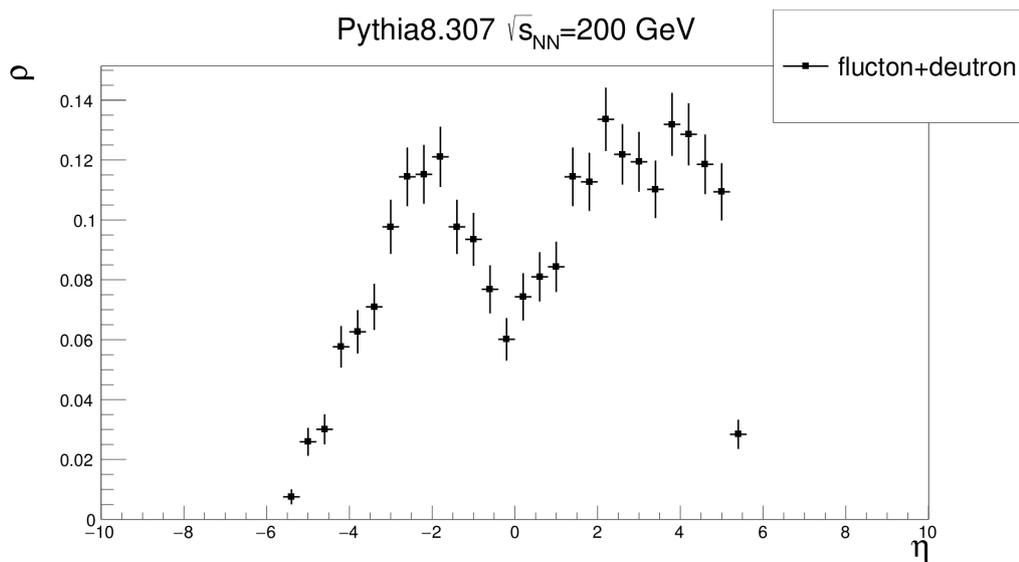


Рис. 1.2.8: Распределение Λ -барионов по псевдобыстроте в событиях, в которых наблюдалась кумулятивная частица.

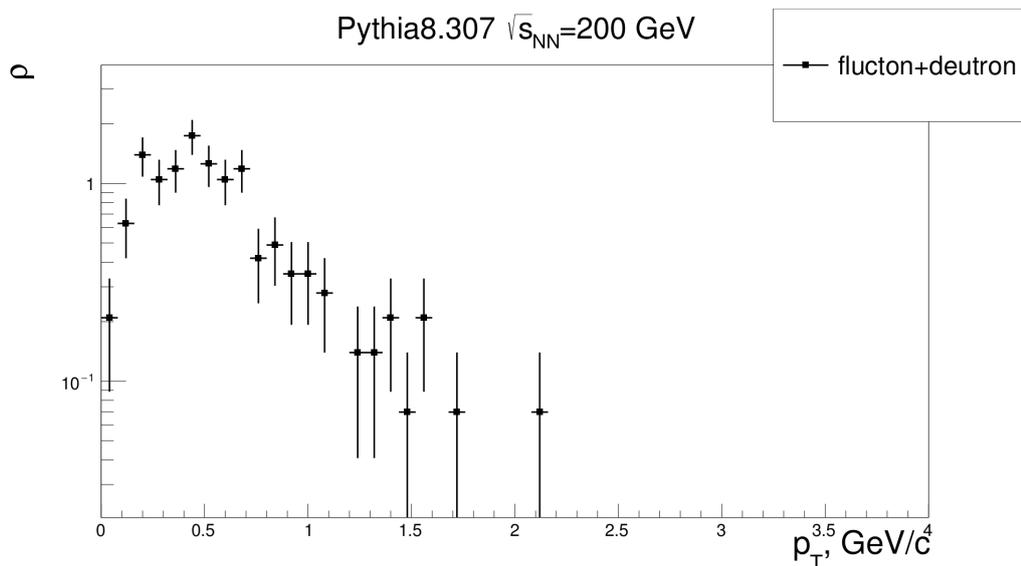


Рис. 1.2.9: Распределение Λ -барионов по поперечному импульсу в событиях, в которых наблюдалась кумулятивная частица.

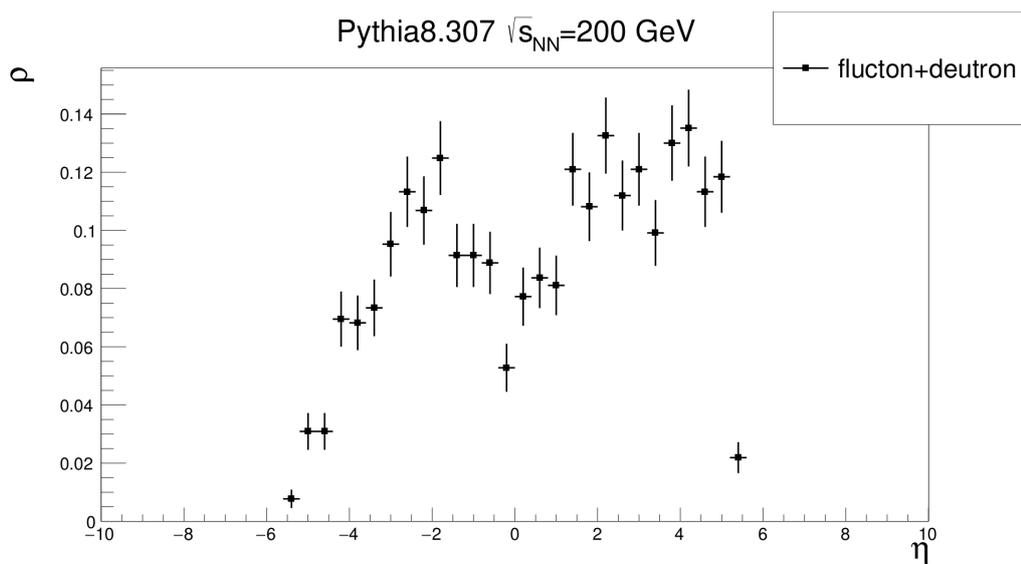


Рис. 1.2.10: Распределение Λ -барионов по псевдобыстроте в событиях, в которых наблюдалась кумулятивная частица с $x \in 1 - 1.2$.

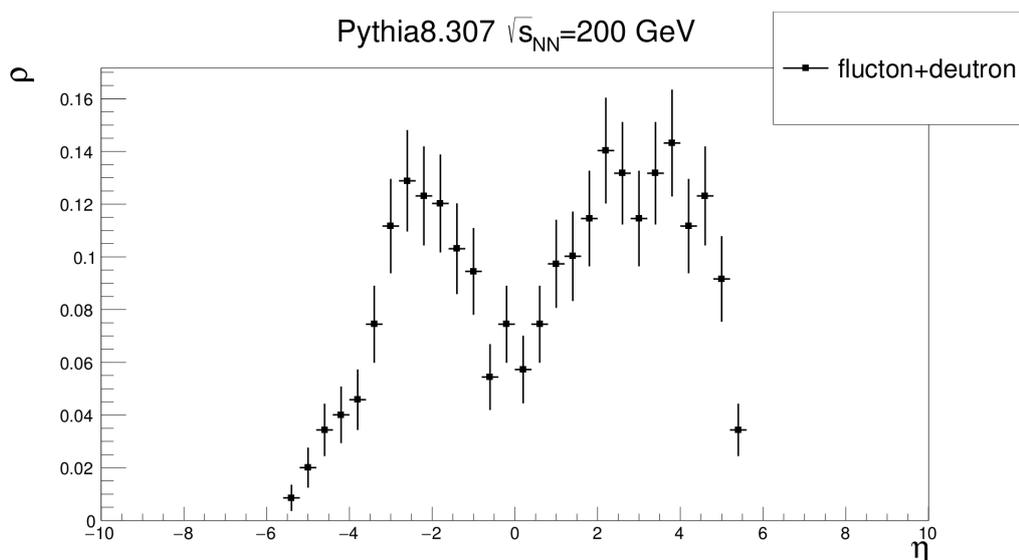


Рис. 1.2.11: Распределение Λ -барионов по псевдобыстроте в событиях, в которых наблюдалась кумулятивная частица с $x \in 1.2 - 1.5$.

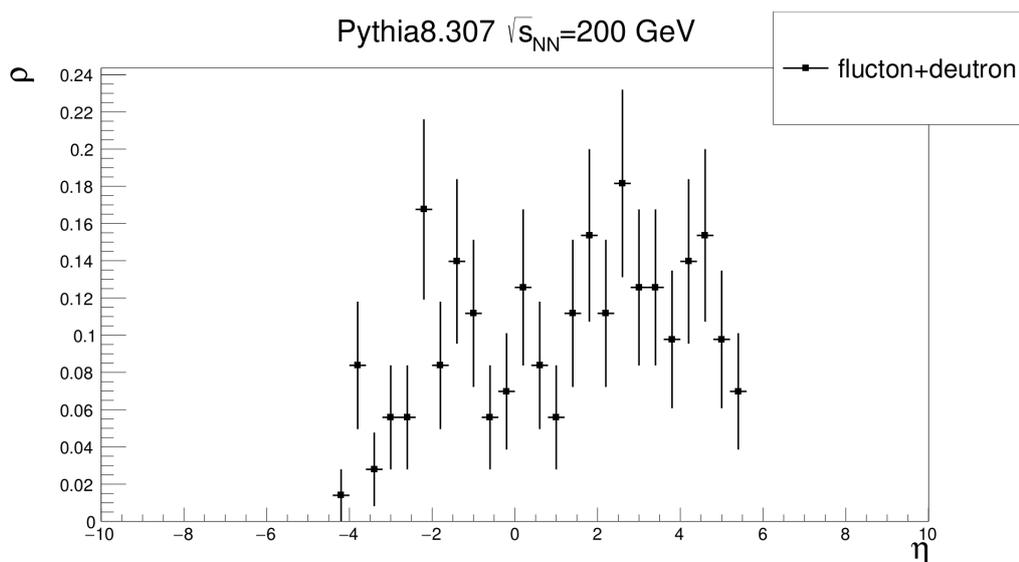


Рис. 1.2.12: Распределение Λ -барионов по псевдобыстроте в событиях, в которых наблюдалась кумулятивная частица с $x \in 1.5 - 2$.

Сравнивая распределения Λ -барионов во всех событиях (1.2.6, 1.2.7) и в событиях с кумулятивной частицей (1.2.8, 1.2.9), можно заметить некоторые особенности. Псевдобыстротные распределения в столкновения флуктона с дейтроном мало отличаются от распределений, полученных в дейтрон - дейтронных столкновениях. Однако если рассмотреть корреляцию с кумулятивным эффектом, то появляется очевидный сдвиг по псевдобыстроте, предсказанный в

работе В.В. Вечернина [45]. В событиях с кумулятивной частицей максимальный поперечный импульс уменьшается. Из распределений (рис. 1.2.6, 1.2.10, 1.2.11, 1.2.12) видно, что Λ - барионы, в основном, рождаются противоположно движению кумулятивной частицы. Выходы барионов уменьшаются с ростом степени кумулятивности.

Аналогичные исследования по изучению корреляции выходов D - мезонов с кумулятивным эффектом будут проведены в будущем, так как требуют существенно большего набора статистики.

Экспериментальная реализация

2.1. Концепция новой детекторной системы для регистрации кумулятивных частиц в экспериментах на фиксированной мишени

В работе [46] была предложена концепция детекторной системы для регистрации кумулятивных частиц для случая столкновений адронов на фиксированной мишени, предназначенная для изучения корреляций образования частиц в кумулятивной области и образования тяжелых ароматов в некумулятивной области.

Для пособытийной регистрации тяжелых ароматов детекторной системе необходим вершинный трекер с достаточно высокими возможностями прецизионного трекинга заряженных частиц и разрешением по реконструкции вторичных вершин. Например, эти требования могут быть выполнены на основе КМОП-технологии датчиков типа ALPIDE (ALicePixelDEtector), разработанных коллаборацией ALICE [47]. А для регистрации кумулятивных частиц в экспериментах на фиксированной мишени необходимо иметь детекторную систему в задней, по отношению к направлению пучка, полусфере. В продолжение развития этих идей можно сформулировать требования к новой компактной детекторной системе для изучения корреляций кумулятивного образования частиц с образованием тяжелых ароматов в экспериментах на фиксированной мишени (таких как NA61/SHINE на SPS, CERN и BM@N на Нуклотроне, ОИЯИ).

Основная идея заключается в идентификации кумулятивных частиц с помощью компактного детектора, размещенного вне магнитного поля основной установки. Это можно сделать с помощью времяпролетных (Time-Of-Flight)

детекторов и калориметра. Вторичные вершины частиц, содержащих тяжелые кварки, можно определять с помощью кремниевых пиксельных вершинных детекторов. Из наших оценок и геометрии современных экспериментов на фиксированной мишени можно сделать вывод, что эта компактная система может быть размещена перед мишенью под углом 160° к пучку налетающих протонов и может иметь размер $\pm 5^\circ$ (рис. 2.1.1). Возможное расположение компактной детекторной системы в эксперименте NA61/SHINE показано на (рис. 2.1.2).

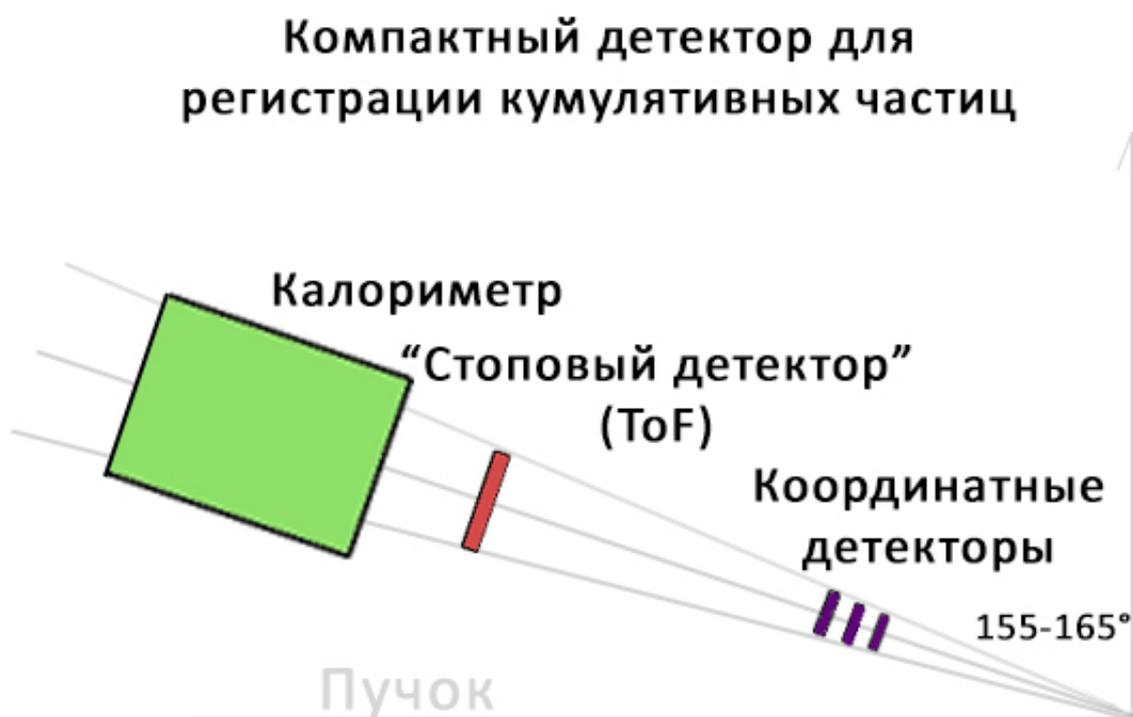


Рис. 2.1.1: Концепция новой компактной детекторной системы для регистрации кумулятивных частиц

Для нашей задачи обнаружения кумулятивных частиц важно отделять пионы от протонов. Такую возможность нетрудно оценить. Время пролета (ToF) протонов и пионов можно найти следующим образом:

$$\tau = \frac{L}{\beta c}, \quad \beta = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}} \quad (2.1.1)$$

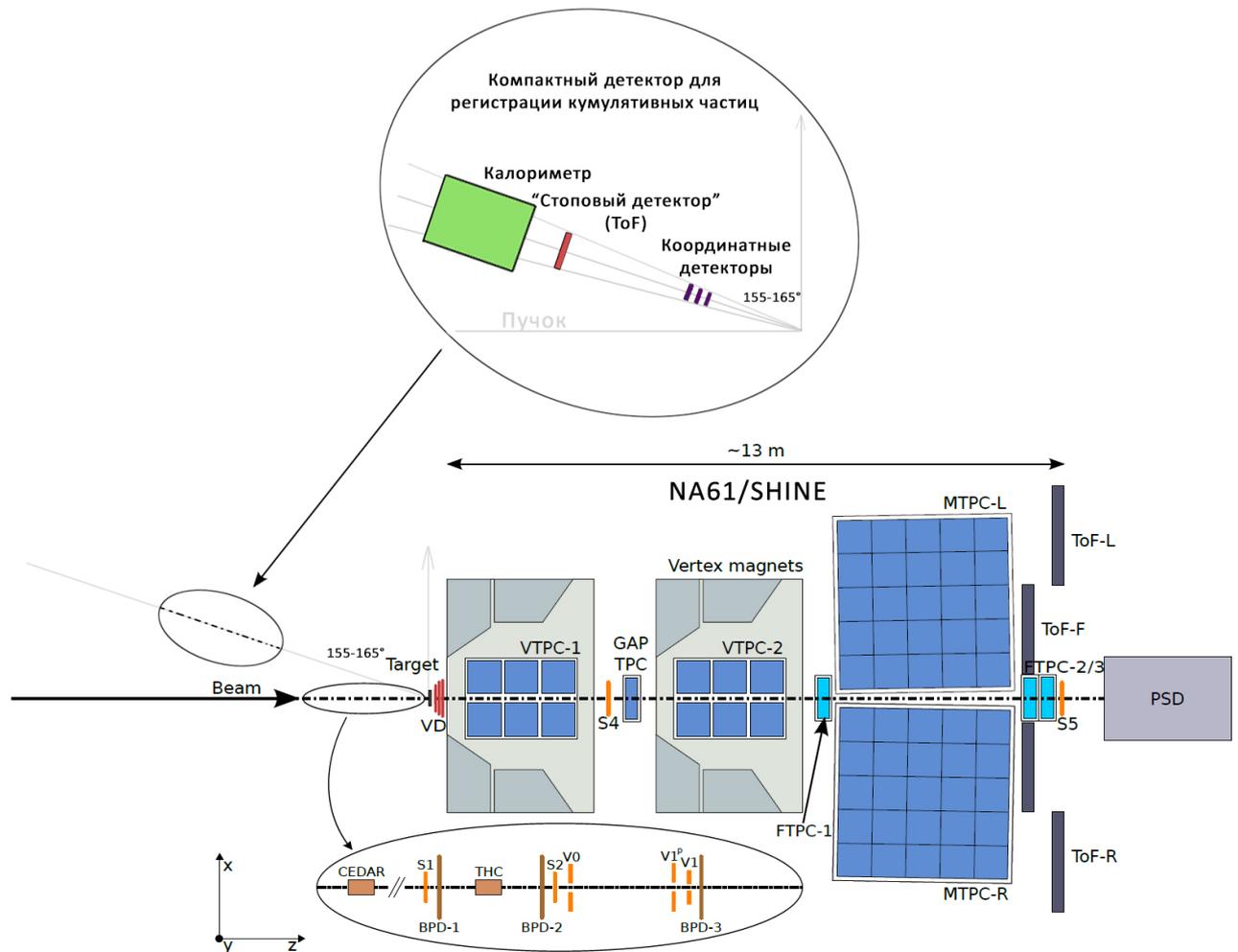


Рис. 2.1.2: Возможное расположение новой компактной детекторной системы для регистрации кумулятивных частиц на эксперименте NA61/SHINE

где L — пролетная база детектора (пусть $L = 0,5$ м), c — скорость света, p и m — импульс и масса частицы (зададим импульсы в интересующем нас диапазоне от 0,5 до 1,5 ГэВ/).

Тогда разница во времени пролета протонов и пионов:

$$\Delta\tau = \frac{L}{c} \left(\frac{1}{\beta_p} - \frac{1}{\beta_\pi} \right) \quad (2.1.2)$$

где β_p и β_π — безразмерные скорости протонов и пионов. Следует отметить, что мы предполагаем получать стартовый сигнал от основной установки.

Из графика на рис. 2.1.3 видно, что можно вполне успешно разделять протоны и пионы при заданном значении импульса. Импульс частицы не измеряется (так как детектор установлен вне магнитного поля), но возможно измерение

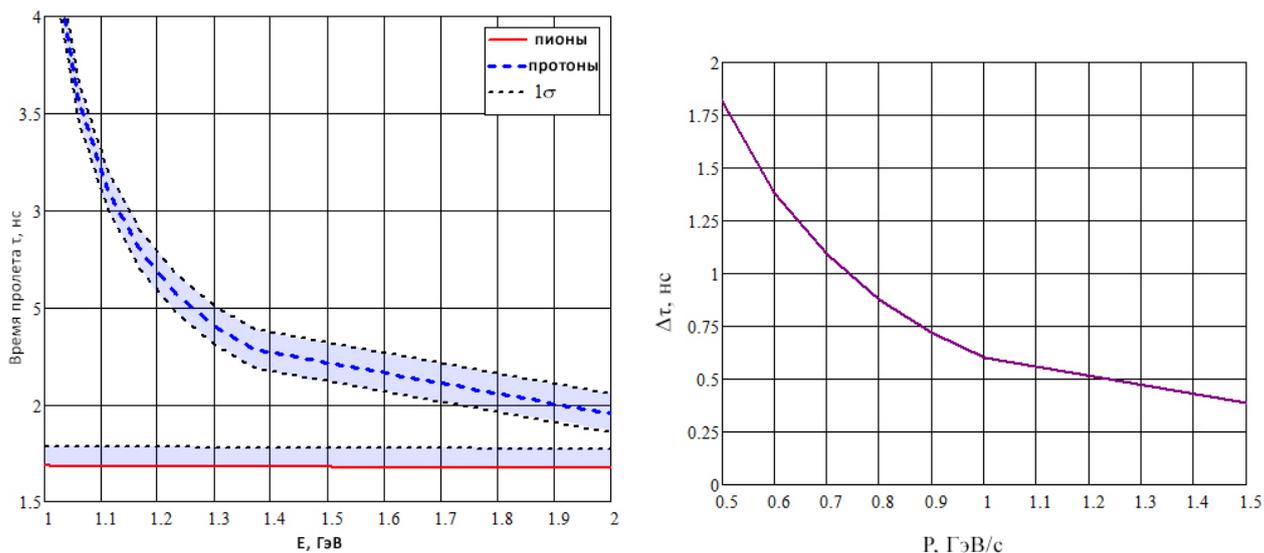


Рис. 2.1.3: График времени пролета (Time-Of-Flight) в зависимости от импульса (слева) и график разницы ToF между протонами и пионами в зависимости от импульса (справа)

энергии кумулятивной частицы. Из графика (рис. 2.1.3) видно, что определить тип кумулятивной частицы и отделить пионы от протонов можно будет в области до примерно 2 ГэВ (при пролетной базе детектора 0, 5 м).

2.2. Оценка выхода кумулятивных частиц

Для выбора параметров детекторной системы необходимо провести оценку выходов кумулятивных частиц. Из-за слабой зависимости инклюзивного сечения от начальной энергии [48] и скейлинговых свойств спектров кумулятивных частиц [49] мы можем провести оценки первого порядка, используя экспериментальные данные [50]. Перед этим следует использовать дополнительное приближение:

1. Зависимость инклюзивного сечения от x (переменной Фейнмана) может быть описана как [7, 43, 48]:

$$f(x, \theta) = \frac{d^2\sigma}{dx d\theta} = B(\theta) \cdot \exp(-x/x_0) \quad (2.2.3)$$

$$x = \left(1 - \frac{E}{E_0}\right)^{-1} \cdot \left(\frac{E - \beta_0 p \cos(\theta)}{m_p} - \frac{m_p}{E_0}\right) \quad (2.2.4)$$

где: E – энергия зарегистрированного протона, p – импульс регистрируемого протона, E_0 – энергия налетающей частицы, β_0 – скорость налетающей частицы, θ – угол регистрации, m_p – масса протона.

2. Зависимость инклюзивного сечения от угла слабая в выбранном диапазоне углов [48]:

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = const \quad (2.2.5)$$

Для оценки инклюзивного сечения были выбраны два ядра-мишени: бериллий (^9Be) и углерод (^{12}C). Эти ядра были выбраны для минимизации внутриядерного перерассеяния. Подгоночные параметры для ^9Be представлены в табл. 2.2.3, а для ^{12}C — в табл. 2.2.4.

Угол, °	B , мб/ср · нуклон	x_0
118 ± 5	$0.45 \cdot 10^6$	0.113
137 ± 5	$1.10 \cdot 10^6$	0.113
160 ± 5	$1.04 \cdot 10^6$	0.121

Таблица 2.2.3: Параметры фитирования (B и x_0) для спектра фотонов в $p + Be \rightarrow p + X$

Угол, °	B , мб/ср · нуклон	x_0
118 ± 5	$0.46 \cdot 10^6$	0.117
137 ± 5	$1.03 \cdot 10^6$	0.118
160 ± 5	$1.47 \cdot 10^6$	0.122

Таблица 2.2.4: Параметры фитирования (B и x_0) для спектра фотонов в $p + C \rightarrow p + X$

Когда инклюзивное сечение найдено, оно должно быть проинтегрировано, чтобы получить полное сечение. Аксептанс нашего компактного детектора принят равным $\Delta\Omega = 7,6$ мср.

$$\sigma = \int_{p_1}^{p_2} f(p, \theta) dp d\Omega = \int_{x_1}^{x_2} f(x) \frac{p^2(x)}{E(x)} \frac{dp}{dx} \Delta\Omega \quad (2.2.6)$$

$$p(x) = m_p p_0 \frac{(xE_0 + m) \cos(\theta) + (E_0 + m_p x) \sqrt{x^2 - \sin^2(\theta)}}{(E_0 + mx)^2 - p_0^2 \cos^2(\theta)} \quad (2.2.7)$$

По полному сечению и заданным параметрам мишени можно рассчитать выход кумулятивных частиц:

$$N = L \cdot \sigma = \frac{\rho}{A} \cdot N_A \cdot d \cdot j \cdot \sigma \quad (2.2.8)$$

где: L – светимость, ρ – плотность мишени, A – массовое число мишени, N_A – число Авогадро, d – толщина мишени, j – количество протонов, σ – полное сечение образования кумулятивных частиц. В данной работе число налетающих протонов принято равным 10^6 , а толщина мишени 1 мм.

Результаты оценки представлены в табл. 2.2.5. Импульсы, соответствующие переменной x , для пучка 400 ГэВ и для пучка 10 ГэВ будут различны, но выходы, рассчитанные по формуле (4), будут одинаковыми. Сравнение импульсов, соответствующих x при угле регистрации 160° , для разных энергий падающего пучка представлено в табл. 2.2.6.

Угол, °	$C(x = 1.5 - 2)$	$C(x = 2 - 3)$	$Be(x = 1.5 - 2)$	$Be(x = 2 - 3)$
118 ± 5	0.053	0.001	0.027	0.0006
137 ± 5	0.076	0.002	0.039	0.0009
160 ± 5	0.137	0.005	0.069	0.0023

Таблица 2.2.5: Оценка выхода кумулятивных протонов, найденная с помощью формулы (6).

Энергия, ГэВ	$p(x = 1.5)$, МэВ	$p(x = 2)$, МэВ	$p(x = 3)$, МэВ
10	370	650	1111
100	404	722	1273
400	407	729	1289

Таблица 2.2.6: Соответствие переменной Фейнмана и импульса для разных начальных энергий.

Данные результаты были представлены на конференции "NUCLEUS-2022" [51], статья по результатам выступления направлена в редакцию журнала "Вестник РАН. Серия физическая" [52].

2.3. Эксперимент NICA SPD

Изучение кумулятивного эффекта в корреляции с рождением странности (возможно очарования) в столкновении двух дейтронов будет возможно на эксперименте SPD (Spin Physics Detector). Для подобного рода исследований необходимо проводить идентификацию странных частиц (K^\pm), с высокой точностью.

Spin Physics Detector (SPD) – будущий эксперимент, который будет расположен в одной из точек взаимодействия на коллайдере NICA в Объединённом Институте Ядерных Исследований (ОИЯИ). Изучая столкновения поляризованных пучков протонов и дейтронов, коллаборация SPD сможет провести комплексное исследование неполяризованного и поляризованного содержимого нуклона и других явлений, связанных со спином [53]. С поляризованным протон-протонным столкновением при энергии \sqrt{s} до 27 ГэВ и светимостью до $10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, SPD дополнит кинематический диапазон между измерениями при низких энергиях ANKE-COSY [54] и SATURNE [55] и при высоких энергиях на RHIC [56] и LHC [57].

Экспериментальная установка SPD планируется как универсальный 4π детектор с продвинутыми возможностями трекинга и идентификации частиц. Идентификация частиц будет производиться средствами dE/dx , Time-Of-Flight (TOF), электромагнитного калориметра и техниками фильтрации мюонов. Эксперимент будет использовать технологию Multigap Resistive Plate Chambers (MRPC) [58, 59] в качестве TOF детектора. Основная цель этого детектора – обеспечить идентификацию заряженных частиц: $\pi/K/p$ -с импульсом до нескольких ГэВ/с.

Идентификация частиц по времени пролёта – хорошо зарекомендовавшая себя техника в экспериментах в физике высоких энергий [60--64]. Для неё необходимы всего три величины: p – импульс частицы, L – длина траектории между

первичной вершиной и TOF детектором, τ — время пролёта, которое определяется как разность между стартовым (t_0) и стоповым сигналом.

Стоповый сигнал измеряется с хорошей точностью с помощью TOF детектора, а стартовый невозможно измерить напрямую с такой же точностью. Время столкновения в событии можно оценить, используя сигнал от ускорителя или с помощью специального T0-детектора, который детектирует появление вторичных частиц, рассеянных на малый угол, по отношению к оси пучка, но в таком случае неопределенность во времени столкновения будет превосходить неопределенность в разнице между стартовым и стоповым сигналом. К счастью, время столкновения в событии можно определить с достаточной точностью из измерений TOF детектора с помощью процедуры минимизации χ^2 [60--62].

Так как большая частиц вторичных частиц, рожденных в протон - протонном столкновении, в последствии попадает в акцептанс и детектируется TOF детектором, то становится возможным восстановить t_0 как общее значение для всех зарегистрированных частиц через процедуру минимизации суммы квадратов остатков. Остаток определяется как разница между измеренным сигналом в TOF и ожидаемым временем прилета частицы, принимая гипотезу массы частицы. Таким образом χ^2 минимизирован не только по t_0 но и по всем массам частиц, что оказывается сложной вычислительной задачей [61].

Зная, что большая часть вторичных частиц — это пионы, каоны и протоны, будет естественным попробовать различные комбинации их масс, чтобы минимизировать χ^2 , Таким образом минимизация будет происходить по дискретному набору типов частиц. Глобальным минимум может быть найден методом грубой силы (Brute Force Algorithm, BFA), который характеризуется очень длительным временем работы. Авторы данной работы разработали Генетический Алгоритм, вдохновлённый Асинхронной Дифференциальной Эволюцией (ADE-GA) [65] который решает задачу минимизации χ^2 со значительно сокращённым вычислительным временем.

Надёжный метод определения t_0 позволяет идентифицировать частицы по их времени пролёта. Некоторые подходы могут быть использованы в качестве процедуры идентификации частиц [66]. В данной работе мы сравнили Ба-

есовский подход, критерий " n -сигма" и прямое решение задачи о минимизации χ^2 .

2.3.1. Детектор времени пролёта и отбор событий

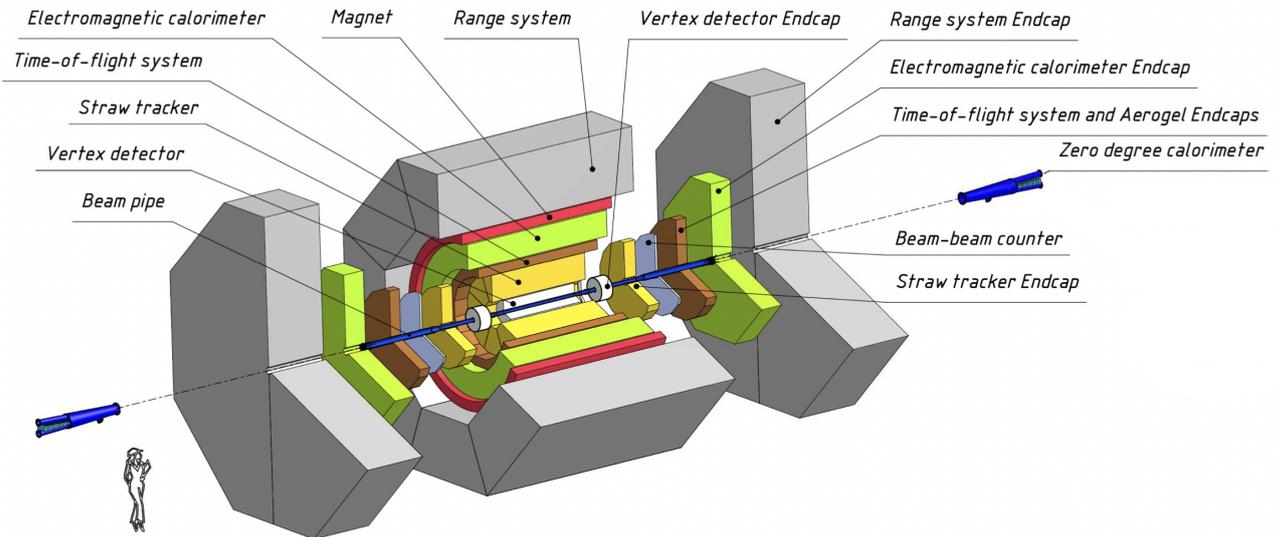


Рис. 2.3.4: Общий вид детектора SPD [53]

Время пролётная система состоит из «бочки» и двух торцевых частей радиусом 105 см и длиной 370 см. Она будет иметь общую активную площадь 27 м^2 . Малое расстояние от TOF детектора до точки взаимодействия требует, чтобы разрешение TOF детектора находилось в пределах 50–60 пс, которое может быть достигнуто с MRPC технологиями [59]. В данной работе мы использовали умеренную оценку $\sigma_t = 70 \text{ пс}$. TOF детектор будет располагаться в соленоидальном магнитном поле ($B = 1 \text{ Т}$, параллельно оси пучка) снаружи внутреннего трекера, который сможет измерять импульс частиц с относительной точностью $\frac{\sigma_p}{p} = 2\%$ [53].

Для симуляции протон-протонных столкновений на энергии $\sqrt{s} = 27 \text{ ГэВ}$, мы использовали Монте Карло генератор PYTHIA8 [44] с выбранной опцией *SoftQCD:all*. Все заряженные частицы прошли через однородное магнитное поле. Точки пересечения спиральной траектории с TOF детектором были рассчитаны аналитически.

В данном анализе мы использовали только заряженные частицы с импуль-

сом большим чем $0.5 \text{ ГэВ}/c$, так как релятивистские частицы характеризуются незначительными искажениями треков из-за многократного рассеяния и dE/dx потерями в стенках ионопровода и в материале внутренней трековой системы. Далее для каждого трека i сгенерированный импульс частицы $p_{i,0}$ и время прибытия в ТОФ детектор $t_{i,0}$ размывались по нормальному распределению $p_i = N(p_{i,0}, \sigma_p)$ и $t_i = N(t_{i,0}, \sigma_t)$.

2.3.2. Измерение времени столкновения в событии с помощью ТОФ детектора

Метод реконструкции времени столкновения в событии

Большая часть частиц, образующихся в протон-протонных столкновениях на $\sqrt{s} = 27 \text{ ГэВ}$ имеет импульсы ниже $2 \text{ ГэВ}/c$, что предполагает использование время пролётной техники для идентификации частиц. Статистически более половины вторичных заряженных частицы, которые регистрирует детектор ТОФ, составляют пионы. Далее по значимости идёт вклад от протонов и заряженных каонов. Примеси электронов и мюонов не превышают нескольких процентов и будут идентифицированы электромагнитным калориметром и системой пробега мюонов (Muon Range System) [53]. Можно рассчитать все возможные времена пролёта

$$\tau_{ij} = \frac{L_{ij}}{c} \sqrt{1 + \frac{m_j^2}{p_i^2}}, \quad (2.3.9)$$

присваивая независимо каждому треку i определенный тип j . Формула (2.3.9) хорошо работает для релятивистских частиц, а для частиц с низким импульсом её нужно заменить на кусочное суммирование вдоль траектории, пересекающей координатные детекторы. Длина траектории L_{ij} должна учитывать взаимодействие частицы типа j с веществом. В этом анализе мы выбирали только треки с импульсом большим чем $0.5 \text{ ГэВ}/c$ для которых можно пренебречь эффекты взаимодействия с материей. Для события с N реконструированными треками время столкновения в событии может быть определено через процедуру мини-

мизации χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_i^N \frac{(t_0 + \tau_{ij} - t_i)^2}{\sigma_t^2 + \sigma_{\tau(j,p_i)}^2} = \sum_i^N \frac{(t_0 + \tau_{ij} - t_i)^2}{\sigma_{ij}^2}. \quad (2.3.10)$$

Где неопределенность во времени пролёта $\sigma_{\tau(j,p_i)}$ вызванная неопределенностью в импульсе задаётся:

$$\sigma_{\tau(j,p_i)} = \frac{L_{ij}}{c} \cdot \frac{m_j^2}{p_i^2} \left(\sqrt{1 + \frac{m_j^2}{p_i^2}} \right)^{-1} \cdot \frac{\sigma_p}{p} = 0.02 \cdot \frac{L_{ij}}{c} \cdot \frac{m_j^2}{p_i^2} \left(\sqrt{1 + \frac{m_j^2}{p_i^2}} \right)^{-1}. \quad (2.3.11)$$

Для пионов с импульсом 0.5 ГэВ/с она достигает 100 пс и учитывается. Еще один вклад в $\sigma_{\tau(j,p_i)}$ это неопределенность в восстановленной длине трека. В эксперименте SPD трековые детекторы будут получать от 30 до 40 попаданий в пространственно-разделенных детекторных плоскостях [53], таким образом для пионов с импульсом 0.5 ГэВ/с с неопределенность, связанная с восстановлением длины трека меньше 10 пс и опускается в данной работе.

Для определенной массовой гипотезы аналитическое решение для t_0 даётся:

$$t_0 = \sigma_0^2 \sum_i^N \frac{t_i - \tau_{ij}}{\sigma_{ij}^2}, \quad \text{where} \quad \frac{1}{\sigma_0^2} = \sum_i^N \frac{1}{\sigma_{ij}^2}. \quad (2.3.12)$$

Таким образом задача свелась к минимизации χ^2 (ур. 2.3.10–2.3.12) найдя подходящую массовую гипотезу – вектор масс (m_1, m_2, \dots, m_N) для треков в событии. Акцент делается на выводе точной и непредвзятой оценки времени столкновения t_0 .

Метод Грубой Силы

Самое простое решение — проверить все массовые гипотезы и, таким образом, найти глобальный минимум — комбинацию масс, которая имеет минимальный χ^2 (так называемый полный перебор или метод грубой силы – ВФА). Если N_m — число возможных масс (возможных типов частиц), тогда полное число комбинаций, которое нужно перебрать N_m^N и временная сложность будет $O(N \cdot N_m^N)$. Экспоненциальное время выполнения означает, что этот алгоритм

требует больших вычислительных ресурсов если количество восстановленных треков N превышает 10. Чтобы сохранить выполнение VFA за разумное время, необходимо ограничить возможные типы частиц π^\pm , K^\pm и (анти)протон ($N_m = 3$).

Генетический Алгоритм

Минимизации χ^2 (ур.. 2.3.10–2.3.12) выполняется по дискретному набору типов частиц, таким образом представляет собой типичную задачу из области дискретной оптимизации. Чтобы решить эту задачу мы разработали Генетический Алгоритм, вдохновлённый Асинхронной Дифференциальной Эволюцией [65] (ADE-GA).

Все возможные типы частиц представлены отсортированным по массе набором (генетическим представлением), например: $[m_\pi, m_K, m_p] \rightarrow [0, 1, 2]$. Алгоритм содержит набор решений-кандидатов, называемый популяцией. Оптимизация в задаче происходит путём итеративного улучшения популяции с помощью генерации новых решений кандидатов, которые могут заменить худших представителей популяции через естественный (Дарвиновский) отбор. В отличие от полного перебора, генетический алгоритм не проверяет все массовые гипотезы, а находит хорошие решения и производит поиск вокруг них.

Рабочий процесс алгоритма для события с N треками выглядит следующим образом:

1. Создание начальной популяции с N_{pop} случайными решениями - кандидатами. Каждое решение кандидат представляет собой набор случайных N масс, соответствующих трекам. Каждый тип частиц имеет одинаковую вероятность $\frac{1}{N_m}$ быть присвоенной треку. Процедура создания популяции требует, чтобы все решения были уникальными и для каждого трека есть хотя бы два типа частиц в популяции.

Пример популяции в событии с 6 треками и размером популяции $N_{pop} = 5$:

$$\begin{array}{l|l}
v_1 & (0, 1, 1, 2, 0, 0) \leftrightarrow (m_\pi, m_K, m_K, m_p, m_\pi, m_\pi) \\
v_2 & (2, 2, 0, 1, 0, 0) \leftrightarrow (m_p, m_p, m_\pi, m_K, m_\pi, m_\pi) \\
v_3 & (1, 1, 1, 0, 0, 1) \leftrightarrow (m_K, m_K, m_K, m_\pi, m_\pi, m_K) \\
v_4 & (0, 0, 0, 2, 1, 0) \leftrightarrow (m_\pi, m_\pi, m_\pi, m_p, m_K, m_\pi) \\
v_5 & (2, 0, 1, 1, 2, 2) \leftrightarrow (m_p, m_\pi, m_K, m_K, m_p, m_p)
\end{array}$$

2. 2. Создание нового решения-кандидата (потомка):

- (a) а) Выбрать 3 различных вектора решения-кандидата из текущей популяции и создать вектор-мутант:

$$v_{mut} = v_p + (v_r - v_q). \quad (2.3.13)$$

Вектор v_p называется вектор-родитель. Два других вектора формируют мутацию. Если какая-либо из координат при мутации выпадает из диапазона $[0, N_m - 1]$, то она возвращается к соответствующей границе. Мутантный вектор, должен отличаться от всех членов популяции, иначе этот шаг повторяется.

Пример:

$$v_{mut} = (0, 1, 1, 2, 0, 0) + (2, 2, 0, 1, 0, 0) - (1, 1, 1, 0, 0, 1) = (1, 2, 0, 2, 0, 0). \quad (2.3.14)$$

- (b) б) Рассчитать пригодность потомка: t_0^{mut} и χ_{mut}^2 (ур. 2.3.10–2.3.12),
- (c) с) Сравнить χ_p^2 и χ_{mut}^2 ,
- (d) Если $\chi_{mut}^2 < \chi_p^2$ —новый вектор-мутант лучше вектора-родителя, значит потомок заменяет родителя в популяции. В обратном случае популяция остается неизменной. Этот шаг называется естественный (Дарвиновский) отбор.

3. Шаги 2a–2d повторяются пока не будет достигнут критерий остановки. После predeterminedного числа итераций N_{steps} , решение с наименьшим χ^2 выбирается в качестве лучшей комбинации.

Этот алгоритм имеет всего один контрольный параметр – размер популяции N_{pop} . Численные симуляции показали, что $N_{pop} = 15$ достаточен для решения χ^2 задачи (ур.. 2.3.10).

Временная сложность Генетического Алгоритма: $O(N \cdot N_{pop} \cdot N_{steps})$, где $800 < N_{steps} < 1000$. Временная сложность растёт линейно как функция числа треков, что делает этот алгоритм подходящим для событий с большой множественностью. Также генетический алгоритм не ограничен $N_m = 3$, и может выполнять глобальный поиск, в более широком диапазоне типов частиц без потери производительности.

Помимо размера популяции N_{pop} каноничная Дифференциальная Эволюция имеет еще два контрольных параметра: кроссовер C_r и масштабный фактор F . В этой работе $C_r = 1$ В этой работе, $F = 1$ из-за высокой гранулярности массового спектра. Разработанный ADE-GA алгоритм представляет собой Эволюционный алгоритм: он обновляет случайные члены популяции через ADE/rand/rand/1 [68]. В этом подходе пригодность множества решений - кандидатов можно рассчитывать параллельно, что позволит ускорить вычисления.

Алгоритм также может быть ускорен если наблюдать за скоростью сходимости и осторожно выбрать критерий останова. Результаты, показанные в данной работе, были получены с алгоритмом, выполняющим фиксированное число итераций N_{steps} . В данном подходе максимально разрешенное число итераций N_{steps} выбрано так, что гарантировать высокую сходимость к глобальному минимуму. Анализ сходимости показывает, что для большинства событий, минимум находится гораздо раньше и дальнейшие вычисления являются тратой вычислительных ресурсов. Ниже приведено обсуждение нескольких подходов для обнаружения глобальной сходимости.

Результатом последовательных итераций ADE-GA алгоритма является постепенное улучшение популяции: естественно отобранные решения кандидаты имеют меньший χ^2 -чем соответствующие им векторы-родители. Не только лучший вектор, но и вся популяция сходиться к минимуму. Таким образом разброс в значениях функции пригодности внутри популяции постепенно падает, маленький разброс может означать либо сходимость либо стагнацию алгорит-

ма [67]. Чтобы отслеживать сходимость можно отсортировать членов популяции по их пригодности: $\chi_{best}^2, \dots, \chi_m^2, \dots, \chi_{worst}^2$, где χ_m^2 медианное значение. Пригодность глобального минимума ожидается порядка N , где N число треков в событии, поэтому можно остановить итерации, как только $(\chi_m^2 - \chi_{best}^2)/N < \Delta_m$, где Δ_m заранее определенное маленькое число. Альтернативно, алгоритм может отслеживать типичное число итераций между последовательными улучшениями значения $(\chi_m^2 - \chi_{best}^2) \sim N_{progress}$, которое можно определить, изучая процесс. Если нет улучшения после $kN_{progress}$ итераций, где $k = 3 \dots 5$, тогда алгоритм останавливается.

Исследование – это способность алгоритма найти новый регион в области поиска с лучшими значениями пригодности. Эксплуатация – это постепенное улучшение популяции путём проверки потенциально интересных векторов кандидатов вокруг найденного локального минимума. Дифференциальная эволюция известна за свои исследовательские способности. Как только новый интересующий нас регион найден, алгоритм быстро населяет окрестности локального минимума, благодаря операции мутации (ур.. 2.3.13).). Успешные итерации. Шаги по улучшению путем исследования встречаются очень редко, в то время как улучшения посредством эксплуатации — обычное дело. Если следить, только за значением χ_{best}^2 -в качестве критерия остановки, то после итерации исследования, можно преждевременно остановить алгоритм, что предотвратит дальнейшую быструю эксплуатацию вокруг нового минимума. Обычно, на данном этапе эксплуатация ведет не только к общему улучшению популяции, но и к нахождению лучшего на данный момент решения.

2.3.3. Проверка эффективности и производительности Генетического Алгоритма

Сравнение Генетического Алгоритма с Методом Грубой Силы

Метод Грубой Силы находит глобальный минимум в задаче о минимизации χ^2 и используется как эталон для эффективности Генетического Алгоритма. Из-за высокой временной сложности мы можем использовать Метод Грубой

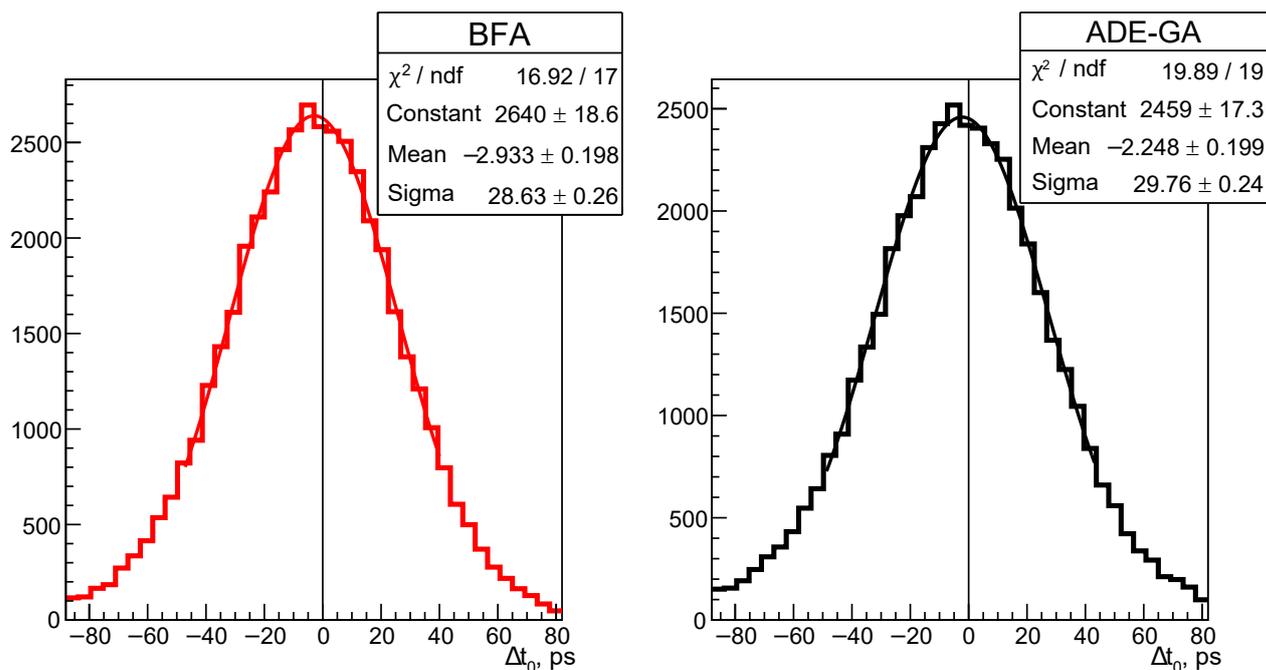


Рис. 2.3.5: Распределение ошибок $\Delta t_0 = t_0 - t_0^{true}$ для времени столкновения в событии, восстановленного Методом Грубой Силы (слева) и Генетическим Алгоритмом (справа)

Силы только в событиях с низкой множественностью ($5 \leq N \leq 14$). Распределение ошибок $\Delta t_0 = t_0 - t_0^{true}$ для таких ошибок представлены на рис. 2.3.5. Только π^\pm , K^\pm , p^\pm использовались как возможные типы частиц. Оба алгоритма получили несмещенную оценку восстановленного времени столкновения в событии с разрешением 29 пс для Метода Грубой Силы и 30 пс для Генетического алгоритма.

Еще одним важным показателем является общий процент треков, который был идентифицирован корректно: 97.2% для Метода Грубой Силы, 96.8% для Генетического Алгоритма. Не нулевая неэффективность идентификации частиц для Метода Грубой Силы выглядит контринтуитивной, но она связана с конечным разрешением TOF детектора в те моменты, когда неопределенность измерения превышает типичную разницу во временах пролёта между двумя типами частиц с определенным импульсом. В этом случае частица может быть ошибочно идентифицирована если глобальный минимум χ^2 лежит ниже, чем χ^2 реальной комбинации частиц.

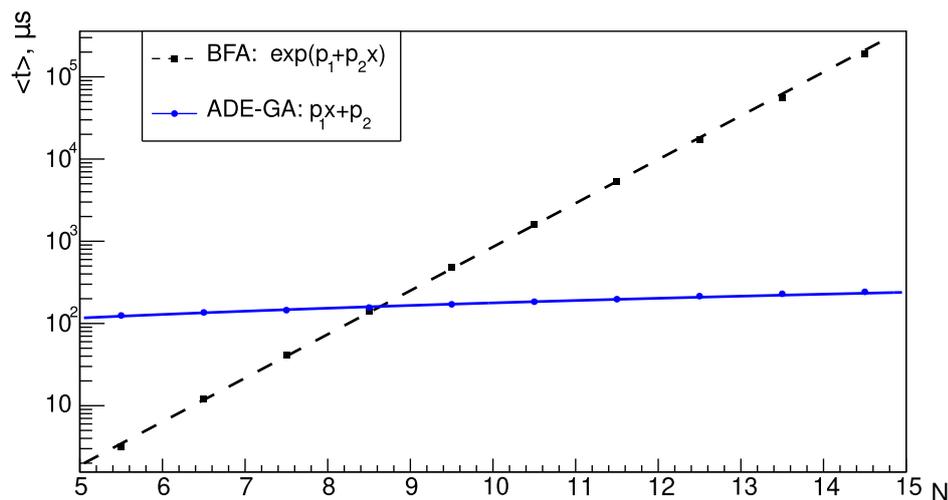


Рис. 2.3.6: Сравнение временных сложностей Метода Грубой Силы и Генетического Алгоритма: среднее время выполнения $\langle t \rangle$ как функция множественности в событии

Производительность Генетического Алгоритма в решении задачи минимизации χ^2 наравне с полным перебором, но она показывает другую временную сложность для событий с высокой множественностью (рис. 2.3.6). Для событий с множественностью меньше 8 треков Метод Грубой Силы показывает меньшее время выполнения, но оно экспоненциально растёт с ростом множественностью. Среднее время выполнения Метода Грубой Силы в событиях с $5 \leq N \leq 14$ составило 5 мс, в то время как Генетический Алгоритм намного быстрее — 160 μs . Оба алгоритма по своей сути – параллельные алгоритмы. Время выполнения, приведенные в данной работе, были измерены в однопоточном режиме, чтобы упростить сравнение. Более быстрое время выполнения может быть достигнуто с помощью многопоточности.

Анализ ADE-GA на событиях с любым числом реконструированных треков подтверждает, что неопределенность во времени столкновения в событии σ_0 уменьшается от 32 пс для события с 5 треками до 20 пс для событий с высокой множественностью. Она масштабируется как $1/\sqrt{N}$. Достигнутая неопределенность в t_0 сильно лучше, чем разрешение TOF детектора $\sigma_t = 70$ пс, таким образом последняя будет доминировать в неопределенности времени пролёта между вершиной столкновения и TOF детектором. Эффективность ADE-

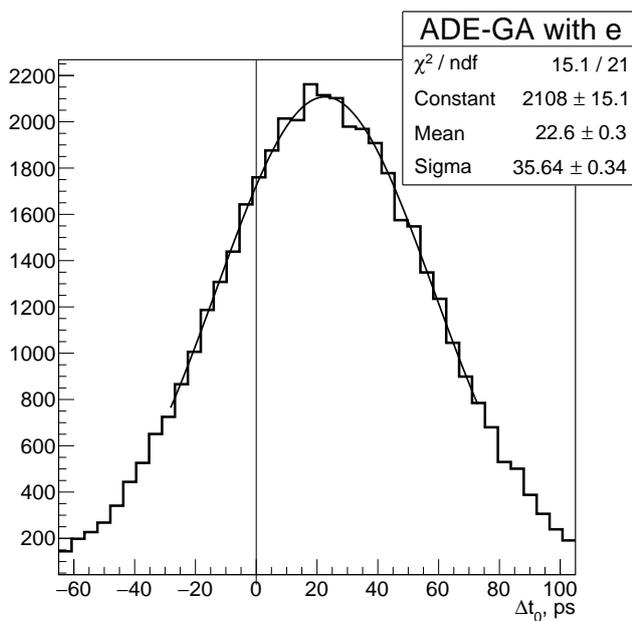


Рис. 2.3.7: Распределение ошибок $\Delta t_0 = t_0 - t_0^{true}$ для времени столкновения в событии, восстановленного Генетическим Алгоритмом $e^\pm, \pi^\pm, K^\pm, p^\pm$ типами частиц

ГА точно восстановить время столкновения в событии оценено 97%.

Благодаря высокой скорости Генетического Алгоритма, можно рассмотреть более широкий, чем $N_m = 3$ диапазон возможных типов масс. Если добавить электроны/позитроны, тогда восстановленное время столкновения в событии становится смещенным (рис. 2.3.7). Из-за короткого расстояния до TOF детектора, ожидаемое время прилёта пионов с импульсом 1 ГэВ/с отстает от электронов меньше, чем на разрешение TOF детектора. В таком случае пионы будут ошибочно идентифицированы как электроны каждый раз, когда такая комбинация масс позволит достичь более глубокий минимум χ^2 . Так как пионы более распространены чем электроны/позитроны, то такая ошибочная идентификация приведёт к смещению оценки времени столкновения в событии.

Чтобы исключить вероятность просчёта можно исключить из рассмотрения треки, для которых тип частиц не определен уникальным образом (например n -сигма критерий, см ниже). Такой подход рассматривался в работе [71]: используя априорное знание о доминирующей распространённости пионов среди зарегистрированных частиц, можно предположить, что все частицы с низким

импульсом – пионы, рассчитать для каждого трека время столкновения в событии, определить наиболее вероятные и исключить частицы тяжелее чем пионы. Таким образом время столкновения в событии может быть определено с неопределенностью в 32 пс для событий с достаточно большим числом треков, но не для событий с числом пионов меньше 3 с импульсом меньше 1.5 ГэВ/с.

Поскольку точная и несмещенная оценка времени столкновения в событии является основной целью данной работы, корректность полученного t_0 далее определяется итеративным исключением основных вкладов в χ^2 -сумму (Ур. 2.3.10) с последующей минимизацией по оставшимся трекам в событии. Статистически значимый сдвиг в значении t_0 означает возможный выброс в следствии наличия шума или ошибочной идентификации.

Идентификация частиц по времени пролёта

Так как надёжный метод восстановления времени столкновения в событии t_0 разработан, можно провести процедуру идентификации частиц через сравнение времени прилёта полученного TOF детектором и ожидаемого времени прилёта частицы определенного типа в детектор. Существует несколько стратегий по идентификации частиц по времени пролёта:

1. По результатам минимизации χ^2 -можно присвоить каждому треку тип частицы: тип частицы принимается как наиболее вероятный.
2. Для каждого трека i в событии можно исключить его из определения времени столкновения в событии t_0 чтобы избежать корреляций. Обозначим t_{i0} время столкновения в событии рассчитанного по всем остальным трекам в событии. Тогда существуют две известные стратегии, чтобы провести процедуру идентификации частиц по времени пролёта: [66]:

(а) n -сигма критерий —самый простой пороговый дискриминатор:

$$n_{ij} = \frac{t_i - (t_{i0} + \tau_{ij})}{\sigma_{ij}} = \frac{S_i - \hat{S}_i(m_j)}{\sigma_{ij}}. \quad (2.3.15)$$

Здесь S_i – сигнал полученный для i -ого трека, $\hat{S}_i(m_j)$ ожидаемый сигнал для частицы типа j с импульсом p_i . Если сигнал находится в диапазоне $\pm 2\sigma$ или $\pm 3\sigma$ определенного типа, то такой трек принимается за частицу данного типа. Треку может быть присвоено несколько типов.

- (b) Метод Байеса: берёт в расчёт выходы частиц разных типов. Условная вероятность для i -ого трека быть частицей типа j :

$$P(H_j|S_i) = \frac{P(S_i|H_j)C(H_j)}{\sum_{\alpha=\pi,K,p} P(S_i|H_\alpha)C(H_\alpha)}. \quad (2.3.16)$$

Здесь $C(H_j)$ – априорная вероятность, которые вычисляются итеративно. Она берёт в расчёт относительную распространённость частиц типа j , которая зависит от импульса частицы и угла вылета. Функция правдоподобия $P(S_i|H_j)$ задаётся:

$$P(S_i|H_j) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{ij}} \exp\left(-\frac{1}{2}n_{ij}^2\right). \quad (2.3.17)$$

Разрешающая способность $n\sigma_{\pi K} = (\tau_{iK} - \tau_{i\pi})/\sigma_{iK}$ может использоваться в качестве оценки эффективности идентификации частиц [62]. В SPD, идентификация частиц по времени пролёта может быть осуществлена до 1.7 ГэВ/с для разделения π/K и до 3 ГэВ/с для K/p на уровне 3σ (рис. 2.3.8).

Эффективность идентификации частиц на двух частичных распадах

Сравнение различных методов идентификации частиц было произведено путём сравнения различных каналов распада с двумя частицами разного заряда в конечном состоянии: $\phi \rightarrow K^+K^-$, $\Lambda^0 \rightarrow p^+\pi^-$ and $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. В данной работе рассматривались только двух частичные распады, так как они обладают меньшим комбинаторным фоном чем много частичные распады. В данном разделе рассматривается идентификация частиц только по времени пролёта. Стоит заметить, что в реальном анализе данных так же будут использоваться и другие методы, чтобы снизить фон: восстановление вторичной вершины промежуточных частиц, идентификация по dE/dx и так далее.

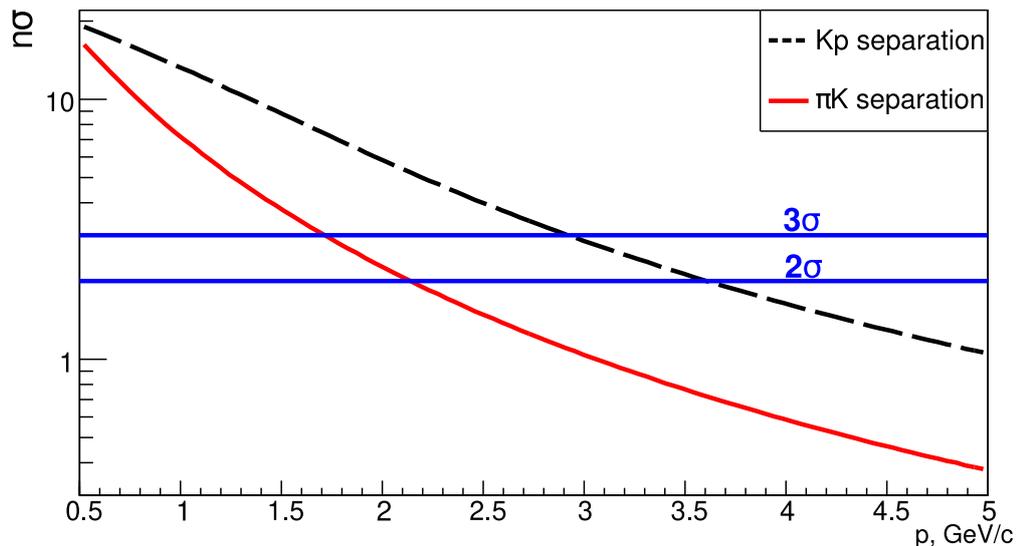


Рис. 2.3.8: Разрешающая способность π/K и K/p как функция импульса частицы

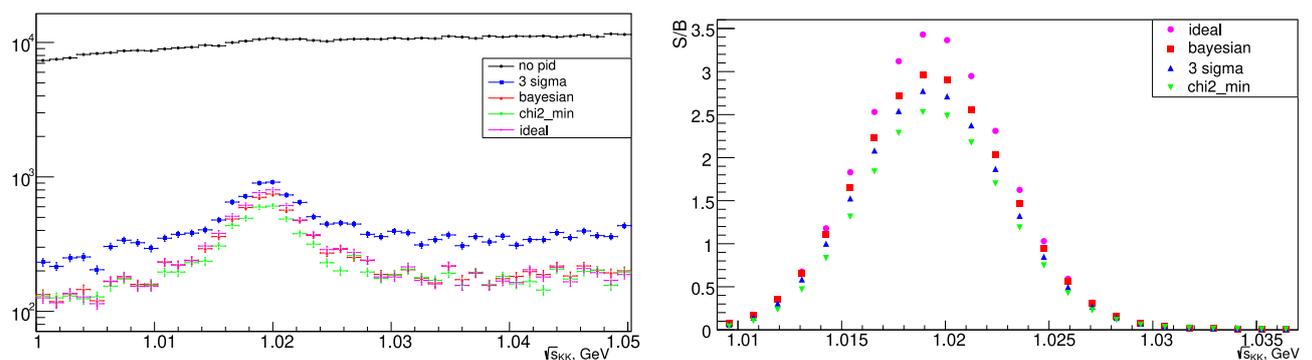


Рис. 2.3.9: Инвариантная масса пары противоположно заряженных частиц в предположении, что это K^+K^- (слева) и соответствующее отношение сигнал-фон(справа) для разных стратегий идентификации

На рис. 2.3.9–2.3.11 представлены инвариантные массы всех пар частиц с разным зарядом. Каждой паре частиц назначается масса частиц из интересующего нас канала (“no pid” на рис.). В подходе n -сигма выбирались треки, у которых TOF сигнал находился в диапазоне $\pm 3\sigma_{ij}$ от выбранного типа j (“3 sigma”). В случае взвешенного Байесовского подхода включаются все комбинации пар частиц с весом пары равному произведению условных вероятностей (ур. 2.3.16) частиц в паре (“bayesian”). Возможные комбинации пар, соответствующие глобальному минимуму χ^2 -отмечены как “chi2_min”. Наконец, “ideal” соответствует Монте-Карло комбинациям с известными типами частиц.

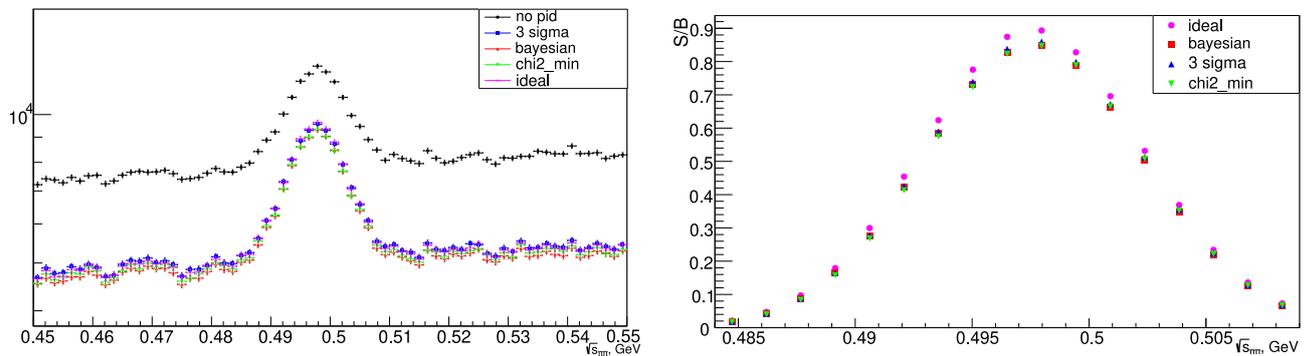


Рис. 2.3.10: Инвариантная масса пары противоположно заряженных частиц в предположении, что это $\pi^+\pi^-$ (слева) и соответствующее отношение сигнал-фон(справа) для разных стратегий идентификации

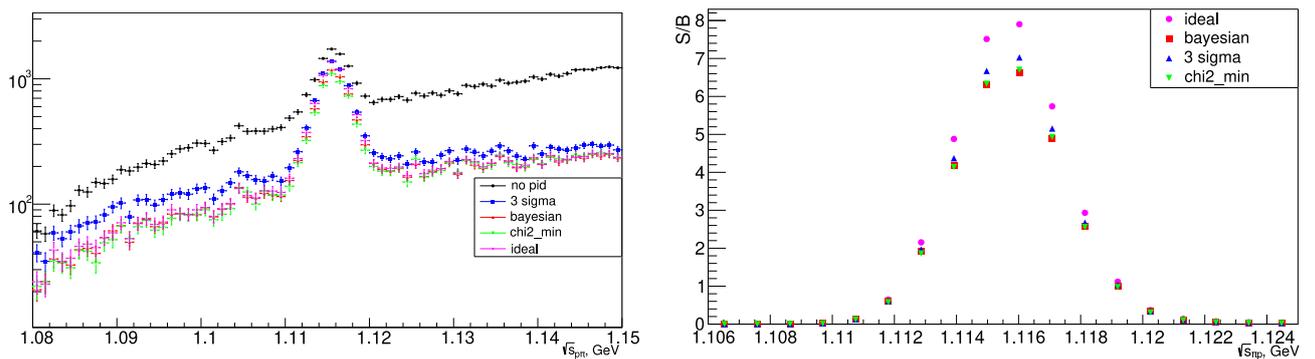


Рис. 2.3.11: Инвариантная масса пары противоположно заряженных частиц в предположении, что это $\rho^-\pi^-$ (слева) и соответствующее отношение сигнал-фон(справа) для разных стратегий идентификации

Взвешенный Байесовский подход, который использует возможности идентификации частиц по времени пролёта и распространённость типов частиц, предоставляет наибольшее подавление фона при сохранении интересующих частиц. Каоны менее распространены чем пионы и протоны, поэтому преимущества Байесовского подхода заметны если продукты распада это каоны (рис. 2.3.9). Применяя критерий n -сигма получается сохранить больше сигнальный событий, но в то же время подавление комбинаторного фона уменьшено. Анализ эффективности идентификации частиц, показанный на рис. 2.3.9–2.3.11, показывает возможности идентификации частиц по времени пролёта в условиях эксперимента SPD.

Данные результаты были представлены на конференции "6-th International Conference on Particle Physics and Astrophysics" [72] статья по результатам опубликована в журнале "Physics" [73].

Результаты

3.1. Обсуждение результатов

На основе идей, предложенных В.В. Вечерниным [40, 43], о возможности изучения корреляций между наличием кумулятивной частицы и выходом странности в событии, было проведено комплексное исследование. В данном исследовании были рассмотрены два подхода к экспериментальной проверке данного эффекта, а именно (i) коллайдерный эксперимент и (ii) эксперимент на фиксированной мишени. Эти подходы имеют существенные отличия в реализации, поэтому для них решались разные задачи.

В коллайдерных экспериментах регистрация заряженных частиц преимущественно происходит в центральной области быстрот, поэтому было необходимо провести исследование рождения кумулятивных частиц в столкновениях двух-нуклонных флуктонов с дейтронами. Для этого был выбран Монте-Карло генератор Pythia8. Хотя предполагается, что кумулятивная частица, может родиться в центральной области быстрот, в генераторе кумулятивные частицы рождались преимущественно в области больших быстрот (малых углов). Этот факт накладывает ограничения на коллайдерный эксперимент - установка должна обладать возможностью регистрировать и идентифицировать кумулятивные частицы. На эту роль подходит установка будущего эксперимента SPD на коллайдере NICA. В данном эксперименте системы, способные регистрировать и идентифицировать частицы, расположены не только в основной части - "бочки но и в торцевой части. Это позволит проводить исследования кумулятивных частиц без дополнительной модификации эксперимента.

Далее был изучен выход странных Λ - барионов. Основной интерес представляли выходы этих частиц в событиях, в которых наблюдался кумулятив-

ный эффект. Из таблиц 1.2.1 и 1.2.2 видно, что глобальный выход странности подавлен в событиях с кумулятивной частицей. Это можно объяснить законом сохранения энергии, а именно тем фактом, что кумулятивная частица уносит большую часть энергии из столкнувшейся системы. Однако выход странных частиц может иметь нетривиальную зависимость от степени кумулятивности. Ввиду малости набранной статистики полноценное исследование затруднено, но были изучены спектры Λ - барионов в событиях, в которых наблюдалась кумулятивная частица из различных классов ($x \in 1-1.2$ (рис. 1.2.10), $x \in 1.2-1.5$ (рис. 1.2.11), $x \in 1.5-2$ (рис. 1.2.12)). Из этих распределений видно, что в основном Λ - барионы рождаются в области, противоположной движению кумулятивной частицы. Кроме того, наблюдается сдвиг по псевдобыстроте и также можно заметить, что данные частицы рождаются в центральной области быстрот, что позволит зарегистрировать продукты распада и провести их идентификацию.

Для того, чтобы провести идентификацию частиц в эксперименте SPD по времени пролёта, необходимо восстанавливать время столкновения в событии. Для этого был разработан Генетический Алгоритм, который позволяет получать быструю и надежную оценку. Его эффективность была оценена на восстановлении двух-частичных распадов 2.3.9, 2.3.10, 2.3.11.

Регистрация частиц в экспериментах на фиксированной мишени, обычно, происходит за мишенью, т.е. частицы вылетают по направлению движения пучка налетающих частиц. Кумулятивными частицами тогда будут частицы, вылетающие в заднюю полусферу. Если к существующему эксперименту (например: NA61/SHINE, BM@N) добавить детекторную систему, позволяющую регистрировать выходы частиц в заднюю полусферу, то получится изучать интересные нас корреляции. Данная система должна быть компактной и иметь минимальный набор детекторов. Основные требования: (1) определение вершины рождения кумулятивной частицы, (2) идентификация кумулятивной частицы, (3) измерение энергии/импульса частицы вне магнитного поля. Такая система была предложена в данной работе. Для её акцептанса были проведены оценки выходов кумулятивных частиц, исходя из известных эксперименталь-

ных данных. При желании, можно установить несколько таких систем для увеличения скорости набора статистики.

3.2. Основные выводы

В данной работе было проведено Монте-Карло моделирование флуктон-дейтронных столкновений в генераторе событий Pythia8. На основе результатов моделирования можно заключить:

1. Кумулятивные частицы преимущественно выходят в область больших быстрот.
2. Глобальный выход странности в кумулятивных событиях подавлен.
3. Геометрия выходов Λ -барионов зависит от степени кумулятивности частицы в событии. С ростом степени кумулятивности, Λ -барионы выходят преимущественно в противоположном направлении к движению кумулятивной частицы.
4. Показана возможность регистрации Λ -барионов в центральной области быстрот в событиях с кумулятивной частицей.
5. Необходимо продолжить изучение выходов странности в зависимости от степени кумулятивности частицы в событии.
6. Изучение корреляции выходов очарованных частиц с кумулятивным эффектом затруднен малостью статистики.

3.3. Основные результаты работы

1. Проведено моделирование на основе Монте Карло генератора Pythia8 рождения кумулятивного протона в случае образования флуктона в дейтрон-дейтронных столкновениях.

2. Исследованы корреляции между наличием кумулятивной частицы в событии и выходом странности. Получены спектры Λ -бариона по быстрой, псевдобыстрой и поперечному импульсу для разных выборок протонов по степени кумулятивности x .
3. Разработана концепция новой детекторной системы для регистрации кумулятивных частиц в экспериментах на фиксированной мишени, а также произведена оценка выходов кумулятивных частиц в акцептанс этой системы. Система является компактной поэтому может быть добавлена на существующие эксперименты (NA61/SHINE, BM@N). Для повышения скорости набора статистики можно использовать несколько таких систем.
4. Показано, что изучение корреляций между кумулятивным эффектом и выходом странности будет возможно в дейтрон - дейтронных столкновениях в эксперименте SPD на коллайдере NICA. Чтобы изучать данный эффект необходимо с высокой точностью идентифицировать частицы. Для этого разработан Генетический Алгоритм позволяющий быстро и надежно восстанавливать время столкновения в событии, что позволит произвести идентификацию $\pi/K/p$ с низким импульсом (0.5–3 ГэВ/с) по времени пролёта. Чтобы показать возможность идентификации части в условиях эксперимента SPD, проверены также различные стратегии идентификации частиц по времени пролёта.

Результаты представленные в данной работе, были представлены на конференциях "NUCLEUS-2022" [51] и "6-th International Conference on Particle Physics and Astrophysics" [72]. Статьи по результатам работы: (1) направлена в редакцию журнала "Вестник РАН. Серия физическая" [52], (2) опубликована в журнале "Physics" [73].

Литература

- [1] Leksin, G.A., et al., J. Exp. Theor. Phys., 1957, vol. 5, p. 371.
- [2] Azhgirej, L.S., et al., J. Exp. Theor. Phys., 1958, vol. 6, p. 911.
- [3] Blokhintsev, D.I., J. Exp. Theor. Phys., 1958, vol. 6, p. 995.
- [4] Baldin A.M., et al., Prib.Tekh.Eksp. 1971 (1971) 3, 29-31
- [5] Baldin A.M., et al., Preprint JINR, P1-5819, Dubna, 1971
- [6] Baldin A.M., et al., Preprint JINR, P1-5769, Dubna, 1971
- [7] Baldin A.M., et al., Yad.Fiz. 18 (1973) 79-85
- [8] Baldin A.M., "Bulletin of the Lebedev Physics Institute" LPI RAS, N1, p.35, 1971.
- [9] Аблеев В.Г. и др. Письма в ЖЭТФ. 37 (1983) 196;
Ableev V. G. et al. Preprint JINR E1-82-516, Dubna, 1982;
Preprint JINR E1-82-377, Dubna, 1982.
- [10] Аблеев В.Г. и др. Письма в ЖЭТФ. 45 (1987) 467; 47 (1988) 558
- [11] Ажгирей Л.С. и др. Ядерная физика 46 (1987) 1134;
Ажгирей Л.С., Юдин Н.П. Ядерная физика 57 (1994) 160
- [12] Баюков Ю.Д., Воробьев В.С., Лексин Г.А. и др. Эффекты масштабной инвариантности при обратном рассеянии протонов с энергией несколько ГэВ ядрами. Ядерная физика 18 (1973) 1246

- [13] Баюков Ю.Д., Воробьев В.С., Лексин Г.А. и др. Инвариантные эффекты при испускании p , d , t назад ядрами, облученными элементарными частицами с энергией 0.7-6 ГэВ. Ядерная физика 19 (1974) 1266
- [14] Лексин Г.А., Смирнитский А.В. Письма в ЖЭТФ 28 (1978) 179
- [15] Лексин Г.А. Ядерный скейлинг. МИФИ, М., 1975; в кн. Элементарные частицы, III школа физики ИТЭФ, вып.2, с.5, Атомиздат, М., 1975.
- [16] Вечернин В.В., диссертация "Кумулятивные явления и дальние корреляции во взаимодействиях с ядрами при высоких энергиях", доктор ф.-м.н., 2005
- [17] Braun, M.A. and Vechernin, V.V., Nucl. Phys. B, 1994, vol. 427, p. 614.
- [18] Braun, M.A. and Vechernin, V.V., Phys. At. Nucl., 1997, vol. 60, p. 432.
- [19] Braun, M.A. and Vechernin, V.V., Phys. At. Nucl., 2000, vol. 63, p. 1831.
- [20] Braun, M.A. and Vechernin, V.V., Theor. Math. Phys., 2004, vol. 139, p. 766.
- [21] Frankfurt, L.L. and Strikman, M.I., Phys. Lett. B, 1977, vol. 69, p. 93.
- [22] Frankfurt, L.L. and Strikman, M.I., Sov. J. Nucl. Phys., 1977, vol. 25, p. 625.
- [23] Frankfurt, L.L. and Strikman, M.I., Phys. Elem. Part. At. Nucl., 1980, vol. 11, p.571.
- [24] Bogatskaya, I.G., Chiu, C.B., Gorenstein, M.I., and Zinovjev, G.M., Phys. Rev. C, 1980, vol. 22, no. 1, p. 209.
- [25] Anchishkin, D.V., Gorenstein, M.I., and Zinovjev, G.M., Phys. Lett. B, 1982, vol. 108, no. 1, p. 47.
- [26] Motornenko, A. and Gorenstein, M.I., arXiv: 1604.04308 [hep-ph].
- [27] The ALICE experiment – A journey through QCD - arXiv:2211.04384 [nucl-ex]

- [28] J. Rafelski and B. Muller, “Strangeness Production in the Quark - Gluon Plasma”, Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1066. [Erratum: Phys.Rev.Lett. 56, 2334 (1986)].
- [29] P. Koch, B. Muller, and J. Rafelski, “Strangeness in Relativistic Heavy Ion Collisions”, Phys. Rept. 142 (1986) 167–262.
- [30] P. Koch, B. Muller, and J. Rafelski, “Strangeness Production and Evolution in Quark Gluon Plasma”, Z. Phys. A 324 (1986) 453–463.
- [31] J. Rafelski, “Strange anti-baryons from Quark-Gluon Plasma”, Phys. Lett. B 262 (1991) 333–340.
- [32] P. Braun-Munzinger, K. Redlich, and J. Stachel, “Particle production in heavy ion collisions”, arXiv:nucl-th/0304013.
- [33] G. D. Moore and D. Teaney, “How much do heavy quarks thermalize in a heavy ion collision?”, Phys. Rev. C 71 (2005) 064904, arXiv:hep-ph/0412346.
- [34] NA50 Collaboration, B. Alessandro et al., “A New measurement of J/ψ suppression in Pb-Pb collisions at 158-GeV per nucleon”, Eur. Phys. J. C39 (2005) 335–345, arXiv:hep-ex/0412036 [hep-ex].
- [35] MS Collaboration, S. Chatrchyan et al., “Observation of sequential Υ suppression in Pb-Pb collisions”, Phys. Rev. Lett. 109 (2012) 222301, arXiv:1208.2826 [nucl-ex].
- [36] ALICE Collaboration, J. Adam et al., “Enhanced production of multi-strange hadrons in high-multiplicity proton-proton collisions”, Nature Phys. 13 (2017) 535–539, arXiv:1606.07424 [nucl-ex].
- [37] CMS Collaboration, V. Khachatryan et al., “Observation of Long-Range Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC”, JHEP 09 (2010) 091, arXiv:1009.4122 [hep-ex].

- [38] C. Bierlich, G. Gustafson, L. Lönnblad, and A. Tarasov, “Effects of Overlapping Strings in pp Collisions”, JHEP 03 (2015) 148, arXiv:1412.6259 [hep-ph].
- [39] Kovalenko V, Feofilov G, Puchkov A, Valiev F. Multipomeron Model with Collective Effects for High-Energy Hadron Collisions. Universe. 2022; 8(4):246. <https://doi.org/10.3390/universe8040246>
- [40] Vechernin, V.V., AIP Conf. Proc., 2016, vol. 1701, p. 060020.
- [41] Ferreiro, E.G., Pajares, C., J.Phys.G 23 (1997) 1961
- [42] NA61/SHINE Collaboration (A. Aduszkiewicz et al.), SPSC-P-330-ADD-10
- [43] Vechernin, V.V. Phys.Part.Nucl. 53 (2022) 2, 433-440
- [44] Bierlich, C. et al. A comprehensive guide to the physics and usage of PYTHIA 8.3. LU-TP 22-16. MCNET-22-04. arXiv:2203.11601.
- [45] Vechernin, V.V., Correlation of cumulative particle production with strange and heavy-flavor particle yields in the string fusion model, NUCLEUS-2021
- [46] Лазарева Т.В., Ф.Ф. Валиев, В.И. Жеребчевский и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 9. с. 1264-1269; T.V. Lazareva et al., Bull.Russ.Acad.Sci. Physics, 83(9), 1155-1160. (2019)
- [47] The ALICE Collaboration, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 41 (2014) 087002
- [48] Boyarinov, S.V. et. al., Sov. J. Nucl. Phys., 1992, vol. 55, pp. 917-921.
- [49] Stavinsky, V.S., Phys. Elem. Part. At. Nucl., 1979, vol. 10, no. 5, p. 949.
- [50] Bayukov, Y.D., Efremenko, V.I., Frankel, S., et al., Phys. Rev. C, 1979, vol. 20, no. 2, p. 764.
- [51] Юрченко, С. В., Марова, А. А., Феофилов, Г. А. (2022). Study of cumulative processes in correlation with strangeness and charm production in hadronic collisions at SPS and NICA energies. в LXXII International conference

NUCLEUS 2022: Fundamental problems and application: Book of Abstracts (стр. 228-229) <https://events.sinp.msu.ru/event/8/attachments/181/875/nucleus-2022-book-of-abstracts-www.pdf>

- [52] Yurchenko S., Marova A., Feofilov G., Study of cumulative processes in correlation with strangeness and charm production in hadronic collisions at SPS and NICA energies. - submitted to Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics
- [53] SPD Collaboration. Conceptual design of the Spin Physics Detector. arXiv:2102.00442.
- [54] Dymov, S. for the ANKE Collaboration. Recent results from the NN-interaction studies with polarized beams and targets at ANKE-COSY. J. Phys. Conf. Ser. **678**, 012014 (2016).
- [55] Maggiora, M. for the DISTO Collaboration. New results from DISTO for spin observables in exclusive hyperon production. Nucl. Phys. A **691**, 329--335 (2001).
- [56] Abdallah, M. S. *et al.* (STAR Collaboration). Longitudinal double-spin asymmetry for inclusive jet and dijet production in polarized proton collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV. Phys. Rev. D **103**, L091103 (2021).
- [57] Hadjidakis, C.; Kikoła, D.; Lansberg, J. P. *et al.* A fixed-target programme at the LHC: Physics case and projected performances for heavy-ion, hadron, spin and astroparticle studies. Phys. Rept. **911**, 1--83 (2021).
- [58] Cerron Zeballos, E.; Crotty, I.; Hatzifotiadou, D.; Lamas Valverde, J.; Neupane, S.; Williams, M.C.S.; Zichichi, A. A new type of resistive plate chamber: The multigap RPC. Nucl. Instrum. Meth. A **374**, 132--135 (1996).
- [59] Wang, Y. and Yu., Y. Multigap Resistive Plate Chambers for Time of Flight Applications. Appl. Sci. **2021**, 11, 111.

- [60] Basile, M. *et al.* A large-area time-of-flight system for a colliding beam machine. Nucl. Instrum. Meth. A **179**, 477 (1981).
- [61] Akindinov, A.; Alici, A.; Agostinelli, A. *et al.* Performance of the ALICE Time-Of-Flight detector at the LHC. Eur. Phys. J. Plus **128**, 44 (2013).
- [62] Adam, J.; Adamova, D. *et al.* (ALICE Collaboration). Determination of the event collision time with the ALICE detector at the LHC. Eur. Phys. J. Plus **132**, 99 (2017).
- [63] Shao, M.; Barannikova, O.Y.; Dong, X. *et al.* Extensive particle identification with TPC and TOF at the STAR experiment. Nucl. Instrum. Meth. A **558**, 419-429 (2006).
- [64] Zimmermann, S.; Suzuki, K.; D. Steinschaden, D. *et al.* The \bar{P} ANDA Barrel Time-of-Flight detector. Nucl. Instrum. Meth. A **952**, 161635 (2020).
- [65] Zhabitskaya, E. and Zhabitsky, M. Asynchronous Differential Evolution with Adaptive Correlation Matrix. Proceedings of the 15th annual conference on Genetic and evolutionary computation, GECCO'13, ACM, 455--462 (2013).
- [66] Adam, J.; Adamova, D. *et al.* (ALICE Collaboration). Particle identification in ALICE: a Bayesian approach. Eur. Phys. J. Plus **131**, 168 (2016).
- [67] Zhabitskaya, E. and Zhabitsky, M. Asynchronous Differential Evolution with Restart. NAA 2012. Lect. Notes Comp. Sc. **8236**, 555 (2013).
- [68] Storn, R.; Price, K. Differential evolution - a simple and efficient heuristic for global optimization over continuous spaces. J. Glob. Optimization. **11**, 341--359 (1995).
- [69] Das, S.; Mullick, S. S.; Suganthan, P. N. Recent Advances in Differential Evolution --- An Updated Survey. Swarm and Evolutionary Computation, **27**, 1--30 (2016).

- [70] Bondila, M.; Grigorev, V. A.; Guber, F. F. *et al.* ALICE T0 detector. IEEE Trans. Nucl. Sci. **52** 1705--1711 (2005)
- [71] Filonchik, P.G.; Zhabitsky, M. Fast way to determine pp-collision time at the SPD experiment. Accepted for publication in Physics of Particles and Nuclei Letters. arXiv:2212.07887.
- [72] Yurchenko S, Zhabitsky M. Genetic Algorithm for Determination of the Event Collision Time and Particle Identification by Time-of-Flight at NICA SPD. <https://indico.particle.mephi.ru/event/275/contributions/3137/>
- [73] Yurchenko S, Zhabitsky M. Genetic Algorithm for Determination of the Event Collision Time and Particle Identification by Time-of-Flight at NICA SPD. Physics. 2023; 5(2):423-435. <https://doi.org/10.3390/physics5020030>

А Быстротные распределения

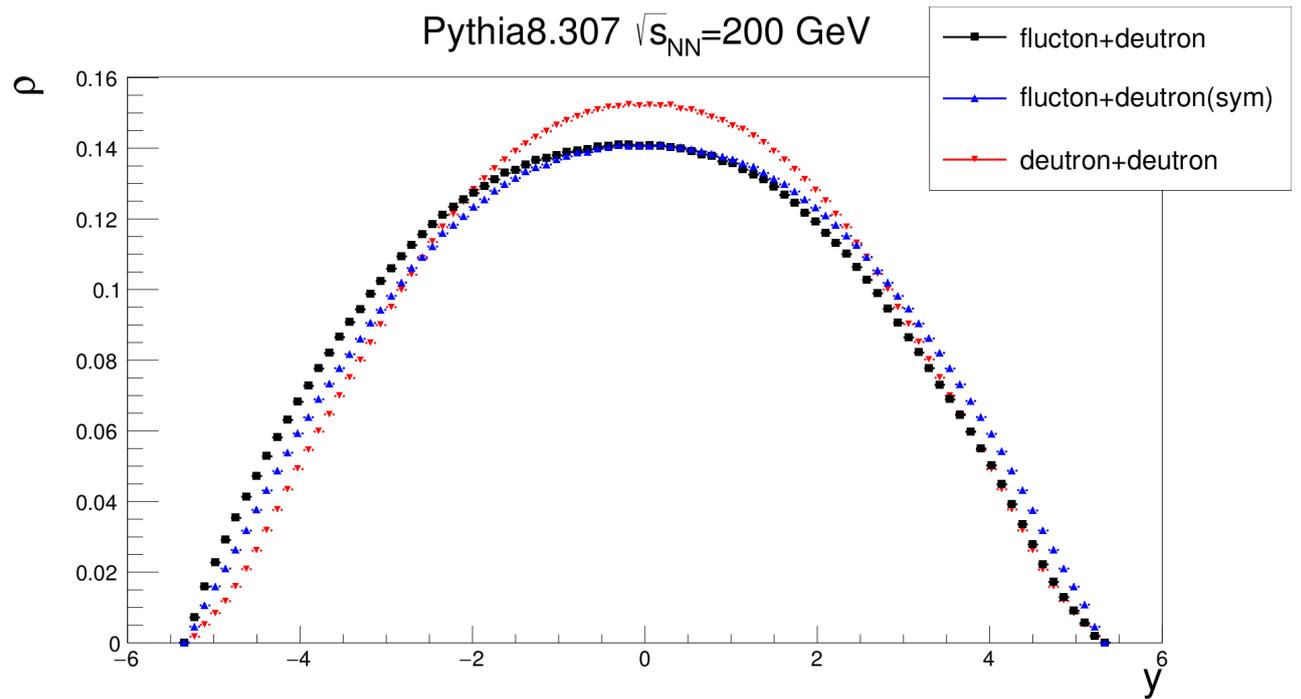


Рис. А1: Распределение всех заряженных частиц по быстройте для случаев столкновений *flucton + deuteron(sym)*, *flucton + deuteron* и *deuteron + deuteron*.

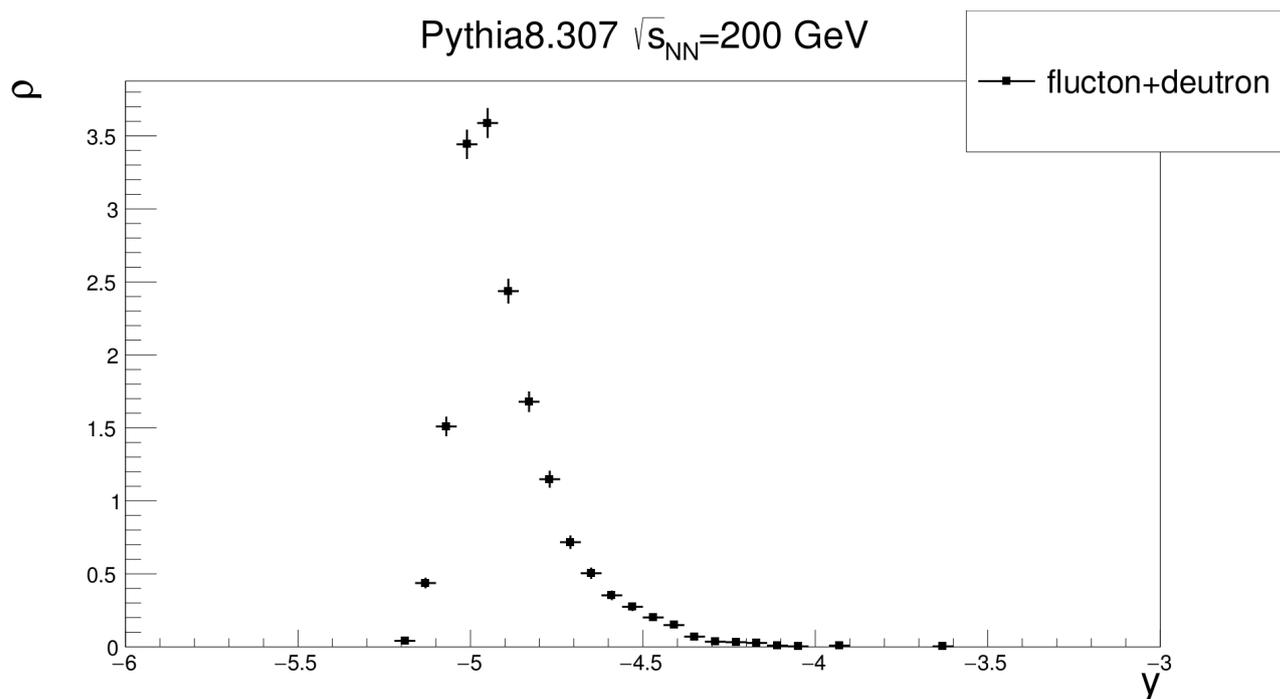


Рис. А2: Распределение кумулятивных частиц по быстроте для случая столкновений *flucton + deuteron*.

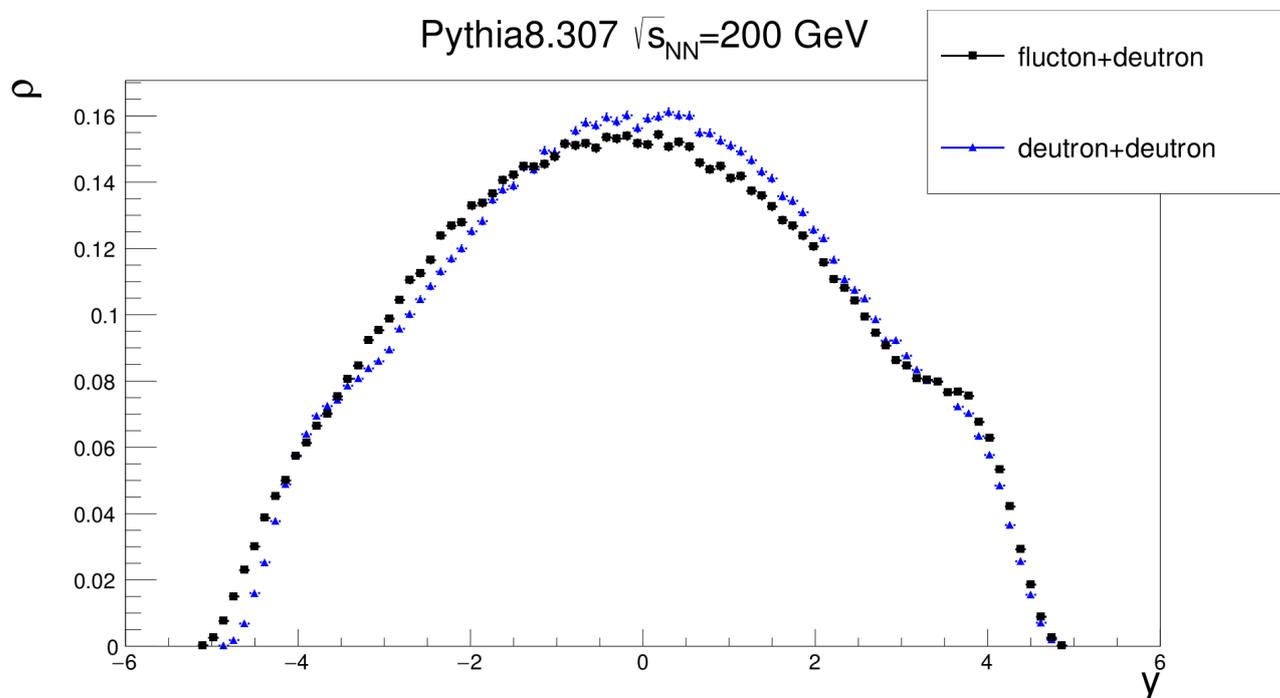


Рис. А3: Распределение Λ -барионов по быстроте для случая столкновений *flucton + deuteron* в сравнении с *deuteron + deuteron*.

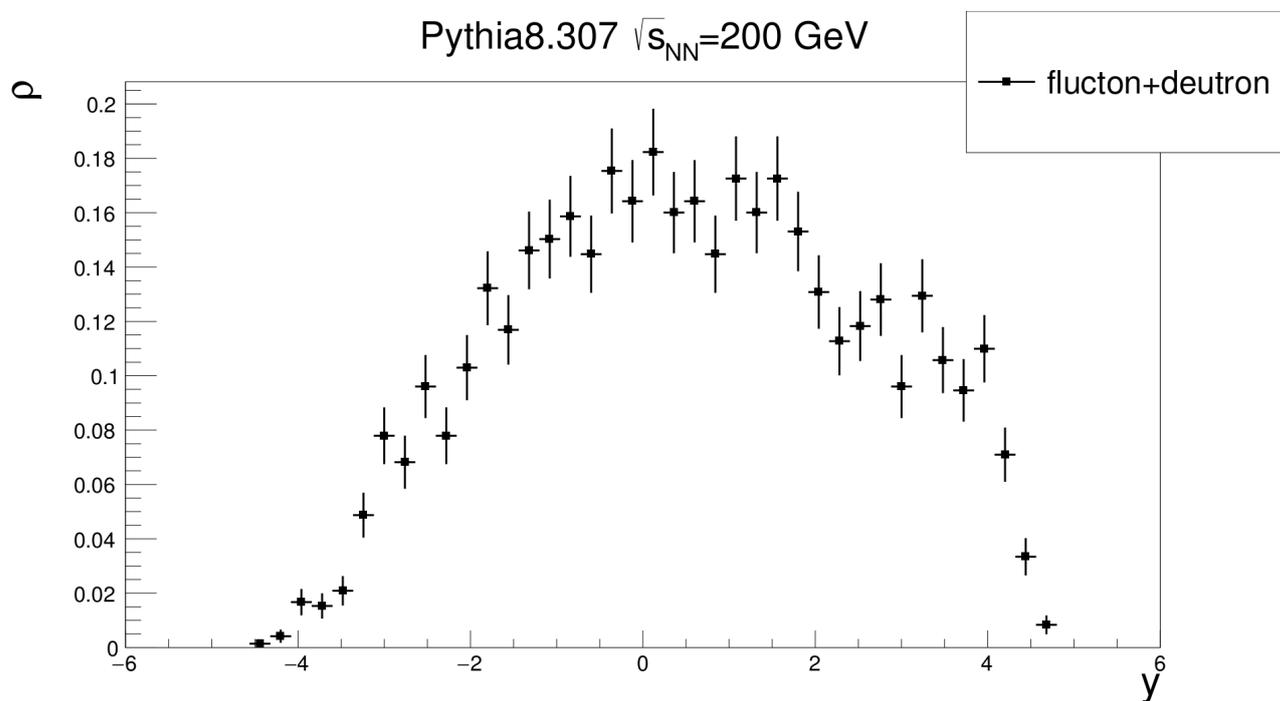


Рис. А4: Распределение Λ -барионов по быстроте в событиях, в которых наблюдалась кумулятивная частица.