

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ИСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ РОССИЙСКОЙ
АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Мамаев Михаил Валерьевич

**ИССЛЕДОВАНИЕ НАПРАВЛЕННОГО ПОТОКА
ПРОТОНОВ В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ $E_{KIN} = 1.2 - 4A$ ГЭВ**

Специальность 1.3.15 —

Физика атомного ядра и элементарных частиц, физика высоких энергий

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
к.ф-м. н., доцент
Тараненко Аркадий Владимирович

Москва — 2025

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Анизотропные потоки в ядро-ядерных столкновениях .	10
1.1 Ядро-ядерные столкновения	10
1.2 Анизотропные коллективные потоки	16
1.3 Анизотропные потоки и уравнение состояния ядерной материи . .	22
1.4 Геометрия столкновения ядер и центральность	25
1.5 Методы измерения анизотропных потоков	28
1.6 Методика измерения анизотропных потоков в экспериментах на фиксированной мишени	33
1.7 Выводы к главе 1	37
Глава 2. Эксперименты HADES и BM@N	38
2.1 Эксперимент HADES (SIS-18)	38
2.1.1 Ускорительный комплекс SIS-18	38
2.1.2 Экспериментальная установка HADES	39
2.1.3 Мишень	40
2.1.4 Start и Veto детекторы	41
2.1.5 Трековая система	42
2.1.6 Времяпролётная система META (TOF и RPC)	43
2.1.7 Передний годоскоп Forward Wall	44
2.2 Эксперимент BM@N (NICA)	46
2.2.1 Ускорительный комплекс NUCLOTRON (NICA)	46
2.2.2 Экспериментальная установка BM@N	46
2.2.3 Триггерные детекторы	47
2.2.4 Трековая система	49
2.2.5 Времяпролётные детекторы TOF400 и TOF700	51
2.2.6 Передний адронный калориметр FHCAL	52
2.3 Выводы к главе 2	53
Глава 3. Обработка и анализ данных	54

3.1	Направленный поток протонов в эксперименте HADES	54
3.1.1	Критерии отбора событий	55
3.1.2	Критерии отбора треков заряженных частиц	60
3.1.3	Идентификация протонов	62
3.1.4	Определение центральности столкновения	63
3.1.5	Эффективность реконструкции протонов	66
3.1.6	Измерение направленного потока v_1 протонов	67
3.1.7	Основные источники систематических погрешностей	78
3.2	Измерение анизотропных потоков на установке BM@N	81
3.2.1	Методика измерений анизотропных потоков в BM@N	81
3.2.2	Анализ реконструированных модельных данных	83
3.2.3	Анализ экспериментальных данных для $\text{Xe}+\text{Cs(I)}$ столкновений при энергии $E_{\text{kin}}=3,8A$ ГэВ	91
3.3	Выводы к главе 3	100
Глава 4. Результаты анализа анизотропных потоков		103
4.1	Результаты анализа экспериментальных данных HADES	103
4.1.1	Направленный поток v_1 протонов в зависимости от поперечного импульса и быстроты	103
4.1.2	Масштабирование v_1 протонов с энергией и геометрией столкновения	106
4.1.3	Сравнение с результатами других экспериментов	110
4.2	Результаты анализа данных эксперимента BM@N	111
4.2.1	Оценка эффективности измерения направленного и эллиптического потоков протонов	111
4.2.2	Направленный поток v_1 протонов в $\text{Xe}+\text{Cs(I)}$ столкновениях при энергии $E_{\text{kin}} = 3,8A$ ГэВ	112
4.3	Выводы к главе 4	114
Заключение		116
Список литературы		117

Введение

Актуальность темы и степень ее разработанности.

Уравнение состояния (Equation Of State, EOS) описывает фундаментальные свойства ядерной материи, обусловленные лежащими в основе сильными взаимодействиями. Вблизи плотности насыщения ядерной материи ρ_0 , $\rho_0 = 0,16 \text{ фм}^{-3}$, EOS контролирует структуру ядер через энергию связи и несжимаемость K_{nm} [10]. EOS также описывает свойства ядерной материи при экстремальных плотностях и/или температурах. Предполагается, что такие условия достигаются в экспериментах по столкновению релятивистских тяжелых ядер или в нейтронных звездах и слияниях нейтронных звезд. Исследования показывают, что столкновения тяжелых ионов при энергиях пучка $E_{\text{kin}} = 1,23\text{--}10A \text{ ГэВ}$ (энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2,4\text{--}5 \text{ ГэВ}$ в системе центра масс) и слияния нейтронных звезд обнаруживают сходные температуры ($T \sim 50\text{--}100 \text{ МэВ}$) и плотности барионов $\rho \sim (2 - 5)\rho_0$ [11]. EOS может также отражать появление новых степеней свободы, например, странных частиц в ядрах нейтронных звезд или кварков и глюонов в ультрарелятивистских столкновениях тяжелых ионов. После открытия кварк-глюонной материи (КГМ) в столкновениях ионов золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ ГэВ}$ на коллайдере RHIC в 2005 году изучение уравнения состояния квантовой хромодинамики (КХД) в области высоких барионных плотностей стало главной целью программ сканирования по энергии в экспериментах: STAR (RHIC) ($\sqrt{s_{NN}} = 3\text{--}27 \text{ ГэВ}$), NA61/SHINE (SPS) ($\sqrt{s_{NN}} = 5,2\text{--}17 \text{ ГэВ}$), BM@N (NICA) ($\sqrt{s_{NN}} = 2,3\text{--}3,5 \text{ ГэВ}$) и HADES (SIS18) ($\sqrt{s_{NN}} = 2,3\text{--}2,55 \text{ ГэВ}$) [11–13]. Планирующиеся эксперименты CBM (FAIR) ($\sqrt{s_{NN}} = 3\text{--}5 \text{ ГэВ}$) и MPD (NICA) ($\sqrt{s_{NN}} = 4\text{--}11 \text{ ГэВ}$) позволят изучить область высоких барионных плотностей еще более детально. Одним из ключевых наблюдаемых эффектов в изучении КГМ являются анизотропные коллективные потоки адронов, рожденных в столкновении. Они могут быть охарактеризованы через коэффициенты ряда Фурье $v_n = \langle \cos(n(\varphi - \Psi_{RP})) \rangle$ в разложении азимутального распределения частиц относительно угла плоскости реакции Ψ_{RP} , определяемой осью пучка и вектором прицельного параметра [14]:

$$\frac{dN}{d\varphi} \propto 1 + 2 \sum_{n=1} v_n \cos(n(\varphi - \Psi_{RP})), \quad (1)$$

где n — порядок гармоники и φ — азимутальный угол импульса частиц. Первые два коэффициента разложения Фурье v_1 (направленный поток) и v_2 (эллиптический поток) показывают чувствительность к EOS созданной материи. Основопологающее ограничение на значения несжимаемости K_{nm} ядерной материи в диапазоне плотностей $(2-5)\rho_0$ было получено путем сравнения измерений направленного (v_1) и эллиптического (v_2) потоков протонов в Au+Au столкновениях при энергиях $E_{\text{kin}} = 2-8A$ ГэВ ($\sqrt{s_{NN}} = 2,7-4,3$ ГэВ), выполненных в эксперименте E895 на ускорителе AGS, с теоретическими предсказаниями [15—17]. Однако интерпретация данных направленного потока v_1 протонов требует включения в модель «мягкого» EOS с коэффициентом несжимаемости $K_{nm} \sim 210$ МэВ. Значения для эллиптического потока v_2 лучше согласуются с более «жестким» уравнением состояния $K_{nm} \sim 380$ МэВ [10]. В дополнение, новые экспериментальные измерения первых двух гармоник коллективных потоков протонов, выполненные в эксперименте STAR [18; 19] на коллайдере RHIC для данных энергий, не согласуются с результатами эксперимента E895 [15]. Одна из возможных причин различия в результатах измерений может заключаться в том, что стандартный метод «плоскости событий» для измерений потоков, использовавшийся 15—20 лет назад в эксперименте E895, не учитывал влияние непотоковых корреляций на измерения v_n . К непотоковым корреляциям можно отнести: адронные резонансы и вклад вторичных частиц, сохранение полного (поперечного) импульса, фемтоскопические корреляции. Высокоточные измерения направленного и эллиптического потоков в этой области энергий современными методами анализа, подавляющими вклад непотоковых корреляций, важны для дальнейшего ограничения значения EOS симметричной по изоспину сильно взаимодействующей материи. В 2019 году в эксперименте HADES (High Acceptance Di-Electron Spectrometer) [13], расположенном на ускорителе SIS-18 в GSI, набрано порядка 2 млрд событий столкновений Ag+Ag при энергиях $E_{\text{kin}} = 1,23A$ ГэВ и $1,58A$ ГэВ ($\sqrt{s_{NN}} = 2,4$ ГэВ и $2,55$ ГэВ), которые дополнили существующие данные для столкновений Au+Au при энергии $E_{\text{kin}} = 1,23A$ ГэВ. Ожидается, что сравнение результатов измерений для различных сталкивающихся систем при различных энергиях поможет оценить вклад взаимодействия рожденных частиц с нуклонами-спектаторами в наблюдаемые коллективные потоки и получить новые ограничения на значения EOS симметричной материи. В феврале 2023 года закончился набор данных в первом в

России эксперименте по изучению столкновений релятивистских ядер BM@N (Барионная Материя на Нуклотроне)[12] на новом ускорительном комплексе NICA (ОИЯИ, Дубна), в ходе которого было набрано порядка 500 М событий столкновений ядер $\text{Xe}+\text{Cs}(I)$ при энергии $E_{\text{kin}} = 3,8A$ ГэВ. Данная работа впервые показала возможности измерения коллективных потоков в эксперименте BM@N, что значительно расширило его физическую программу по изучению EOS материи в области высоких барионных плотностей.

Целью работы является экспериментальное исследование коллективной анизотропии протонов в ядро-ядерных столкновениях $\text{Au}+\text{Au}$ и $\text{Ag}+\text{Ag}$ при энергиях $E_{\text{kin}} = 1,23\text{--}1,58A$ ГэВ ($\sqrt{s_{NN}} = 2,4\text{--}2,55$ ГэВ) в эксперименте HADES (GSI), а также изучение возможности проведения измерений коллективной анизотропии в эксперименте BM@N (NICA). Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие **задачи**:

1. Усовершенствовать и применить на практике метод измерения коллективных потоков в экспериментах с фиксированной мишенью с учетом неоднородности азимутального аксептанса установки.
2. Разработать метод учета корреляций, не связанных с коллективным движением рожденных частиц (непоточковых корреляций), и изучить их влияние на результаты измерения коллективных потоков.
3. Исследовать характеристики направленного потока v_1 протонов в столкновениях $\text{Au}+\text{Au}$ и $\text{Ag}+\text{Ag}$ при энергиях $E_{\text{kin}} = 1,23\text{--}1,58A$ ГэВ ($\sqrt{s_{NN}} = 2,4\text{--}2,55$ ГэВ) в эксперименте HADES.
4. Произвести сравнение полученных результатов измерения v_1 протонов с теоретическими моделями и данными других экспериментов.
5. Исследовать влияние спектаторов налетающего ядра на формирование v_1 протонов с помощью проверки законов масштабирования коллективных потоков с энергией и геометрией столкновения.
6. Изучить возможности измерения коллективных потоков протонов в эксперименте BM@N (NICA).

Основные положения, выносимые на защиту:

1. На установке HADES измерены зависимости коэффициента направленного потока v_1 протонов от центральности столкновения, поперечного импульса (p_T) и быстроты (y_{cm}) для столкновений $\text{Au}+\text{Au}$ и $\text{Ag}+\text{Ag}$ при энергиях $E_{\text{kin}} = 1,23\text{--}1,58A$ ГэВ ($\sqrt{s_{NN}} = 2,4\text{--}2,55$ ГэВ).

2. Разработан метод учета вклада непотоковых корреляций и изучения их влияния на измеренные значения коэффициентов потоков v_n для экспериментов с фиксированной мишенью в условиях сильной неоднородности азимутального аксептанса установки.

3. Получены результаты сравнения измеренных значений направленного потока (v_1) с расчетами в рамках современных моделей ядро-ядерных столкновений, проверен эффект масштабирования v_1 с энергией столкновения и геометрией области перекрытия.

4. Получены оценки эффективности измерения коллективных потоков на экспериментальной установке BM@N.

Научная новизна:

1. Впервые для экспериментов на фиксированной мишени разработаны и апробированы методы коррекции результатов измерения направленного потока на азимутальную неоднородность аксептанса установки и учета корреляций, не связанных с коллективным движением рожденных частиц.

2. Впервые измерены значения направленного потока v_1 протонов с учетом вклада непотоковых корреляций для ядро-ядерных столкновений (Au+Au, Ag+Ag) при энергиях $E_{\text{kin}} = 1,23\text{--}1,58\text{ А ГэВ}$ ($\sqrt{s_{NN}} = 2,4\text{--}2,55\text{ ГэВ}$), позволяющие оценить вклад нуклонов-спектаторов в коллективную анизотропию частиц.

Научная и практическая значимость данной работы заключается в том, что новые прецизионные результаты измерения направленного потока v_1 протонов современными методами анализа, позволяющими оценить вклад непотоковых корреляций, являются принципиально важными для проверки и дальнейшего развития теоретических моделей ядро-ядерных столкновений, получения новых ограничений на значения EOS симметричной сильно-взаимодействующей материи в области максимальной барионной плотности. Методика измерения коллективных анизотропных потоков, опробованная впервые в эксперименте HADES (ГСИ), была адаптирована к условиям установки BM@N (NICA) и усовершенствована с целью уменьшения систематической ошибки измерения. Методика была апробирована на основе моделирования детектора BM@N и анализа первых физических данных эксперимента по изучению Xe+Cs(I) столкновений при энергии $E_{\text{kin}} = 3,8\text{ А ГэВ}$. Данные результаты важны и для будущего эксперимента MPD (NICA), который также может проводиться на фиксированной мишени.

Методология и методика исследования. Анализ анизотропных потоков протонов на основе экспериментальных данных, набранных на установках HADES (ГСИ) и BM@N(NICA), выполнялся с помощью пакета объектно-ориентированных библиотек на языке C++ QnTools. Оценка эффективности измерений предложенными методами производилась с помощью Монте-Карло моделирования установки BM@N в среде GEANT4 с последующей полной реконструкцией событий генерированных в моделях ядро-ядерных столкновений JAM и DCM-QGSM-SMM. Все вычисления и визуальное представление результатов выполнено с помощью программного пакета ROOT.

Степень достоверности полученных результатов подтверждается их согласованностью в пределах 2–5 % с опубликованными данными для измерения v_1 протонов в столкновениях Au+Au при энергии 1,234 ГэВ. Результаты измерения наклона направленного потока $dv_1/dy|_{y=0}$ в области средних быстрот находятся в хорошем согласии (10 %) со значениями, полученными в других экспериментах (STAR, FOPI), и следуют зависимости от энергии столкновения и законам масштабирования коллективных потоков в данной области энергий. Зависимость направленного потока (v_1) протонов от быстроты согласуется в пределах 10 % с расчетами Монте-Карло моделей с импульсно-зависимым потенциалом [20], такими как JAM и UrQMD. Для разработанных методов измерения коллективных анизотропных потоков была исследована эффективность их измерений в эксперименте BM@N с помощью Монте-Карло моделирования и с последующей полной реконструкцией событий. Хорошее согласие в пределах 2–5 % между величинами v_n , полученными из анализа полностью реконструированных в BM@N частиц, и модельными данными говорит о высокой эффективности установки для измерения коллективных потоков.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на российских и международных конференциях: Международная конференция «Ядро» (2020, 2021, 2024, Россия), Международный семинар «Исследования возможностей физических установок на FAIR и NICA» (2021, Россия), Международная научная конференция молодых учёных и специалистов «AYSS» (2022, 2023, 2024, ОИЯИ), Международная конференция по физике элементарных частиц и астрофизике «ICPPA» (2020, 2022, 2024 Россия), Ломоносовская конференция по физике элементарных частиц (2023, Россия), XXV Международный

Балдинский семинар по проблемам физики высоких энергий (2023, ОИЯИ), Международный семинар «NICA» (2022, 2023, 2024, Россия), Научная сессия ядерной физики ОФН РАН (2024, 2025, Россия), Международная конференция «HSFI» (2024, Россия), Международный семинар «Россия–Китай на установке NICA» (2024, Китай).

Личный вклад. Диссертация основана на работах, выполненных автором в рамках международных коллабораций: HADES (GSI) в 2019–2022 гг. и BM@N (ОИЯИ) в 2022–2024 гг. Из работ, выполненных в соавторстве, в диссертацию включены результаты, полученные лично автором или при его определяющем участии в постановке задач, разработке методов их решения, анализе данных, а также в подготовке результатов измерений для публикации от имени коллабораций HADES и BM@N. Кроме того, диссертант принимал участие в наборе экспериментальных данных и контроле их качества.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 9 статьях [1–9], из них 9 опубликованы в рецензируемых научных журналах, рекомендуемых ВАК.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и двух приложений. Полный объем диссертации составляет 124 страницы с 63 рисунками и 1 таблицей. Список литературы содержит 86 наименований.

Глава 1. Анизотропные потоки в ядро-ядерных столкновениях

1.1 Ядро-ядерные столкновения

Исследование физических процессов, происходящих в столкновениях релятивистских тяжелых ионов, является одним из приоритетных направлений физики высоких энергий. Квантовая хромодинамика (КХД) предсказывает, что при экстремально больших температурах и плотностях энергии адронная материя переходит в новое состояние вещества — кварк-глюонную материю (КГМ). В КГМ кварки и глюоны находятся в свободном состоянии, т. е. цветные степени свободы находятся в состоянии деконфайнмента. Существование КГМ предсказывается расчетами КХД на решетках (ЛКХД), которые позволяют определить уравнение состояния (EOS) сильно взаимодействующей (КХД) материи из первых принципов в некоторой области температур (T) и барионного химического потенциала (μ_B), отражающего барионную плотность материи [21]. Фазовая диаграмма КХД-материи схематически изображена на рис. 1.1.

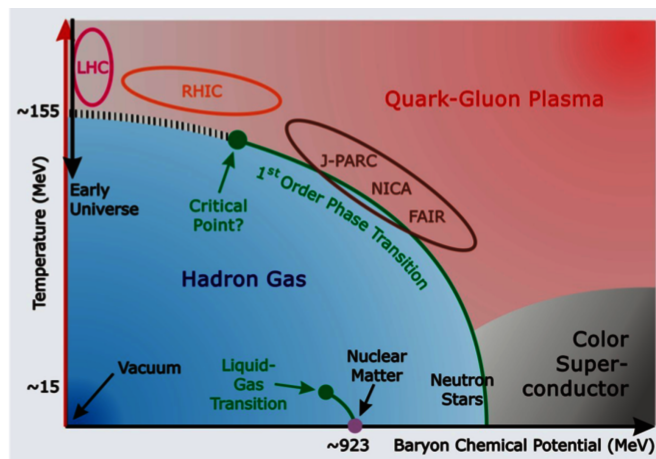


Рисунок 1.1 — Фазовая диаграмма КХД-материи.

При низких значениях температуры кварки и глюоны связаны друг с другом на малых расстояниях (порядка $1 \text{ фм} = 10^{-15} \text{ м}$), т. е. в пределах размера адрона (феномен конфайнмента) [22]. Такое состояние КХД-материи на фазовой диаграмме занимает область в нижнем левом углу и лучше всего описывается как резонансный адронный газ. Расчеты ЛКХД указывают на то, что при нулевом значении барионного химического потенциала $\mu_B = 0$ (т. е. одина-

ковое количество барионов/кварков и антибарионов/антикварков) и температурах порядка $T_{pc} \simeq 150\text{--}160$ МэВ происходит плавный фазовый переход типа “кроссовер” из состояния адронного газа в состояние КГМ (состояние деконфайнмента) [23]. Считается, что именно в этом состоянии находилась Вселенная через несколько микросекунд после Большого взрыва [24].

Экспериментальный поиск сигналов образования КГМ в столкновениях релятивистских тяжелых ионов велся на различных ускорительных комплексах, начиная с 1980-х гг. Уже в 90-х в экспериментах на ускорителе SPS (ЦЕРН) были получены первые указания на ее существование [25]. Наиболее активно эта область ядерной физики начала развиваться в связи с запуском в 2000 г. экспериментальной программы по изучению столкновений тяжелых ионов на релятивистском коллайдере тяжелых ионов RHIC (BNL, США). Об открытии КГМ в столкновениях ионов золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ на коллайдере RHIC было объявлено в 2005 г. [26]. Экспериментальное наблюдение эффекта гашения адронных струй и сильной коллективной азимутальной анизотропии рожденных адронов привело к выводу, что образующаяся КГМ является сильно-взаимодействующей жидкостью с очень малой удельной сдвиговой вязкостью η/s , состоящей из кварков, антикварков и глюонов [27]. Изменяя энергию столкновения ионов в системе центра масс $\sqrt{s_{NN}}$, можно варьировать температуру T и барионный химический потенциал μ_B создаваемой КХД-материи, как показано кружками на рис. 1.1. За последние два десятилетия после открытия КГМ эксперименты STAR, PHENIX на релятивистском коллайдере тяжелых ионов RHIC и эксперименты ALICE, ATLAS, CMS, LHCb на Большом адронном коллайдере (LHC, ЦЕРН) позволили получить огромное количество новых экспериментальных данных в широком диапазоне энергий от $\sqrt{s_{NN}} = 200$ до 5020 ГэВ и детально изучить EOS и транспортные свойства КГМ при температурах в диапазоне $120 < T < 300$ МэВ и значениях $\mu_B = 0$ [28—32]. В области значений барионной плотности больше чем $\mu_B \simeq T$ прямые расчеты в рамках ЛКХД невозможны и надо полагаться на эффективные модели, основанные на КХД [33—37]. Некоторые из них предсказывают, что при больших значениях μ_B может существовать фазовый переход первого рода, заканчивающийся критической точкой, как показано на рис. 1.1 [23]. Поиск сигналов начала деконфайнмента, фазового перехода первого рода и критической точки сильно-взаимодействующей ядерной материи является основой для программ сканиро-

вания по энергии столкновения ядер от $\sqrt{s_{NN}} = 2,4$ до 200 ГэВ на ускорителях. На рис. 1.2 представлена зависимость частоты ядро-ядерных взаимодействий от энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}}$ для существующих и будущих экспериментов с релятивистскими тяжелыми ионами. Существует две группы экспериментов: коллайдерные и эксперименты с фиксированной мишенью. К преимуществам первой группы можно отнести более высокие энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}}$, симметричный аксептанс детектора, который слабо зависит от энергии. Эксперименты с фиксированной мишенью характеризуются более высокой светимостью и более широким аксептансом в области передних быстрот. К недостаткам последних следует отнести асимметрию аксептанса по быстрой, которая зависит от $\sqrt{s_{NN}}$.

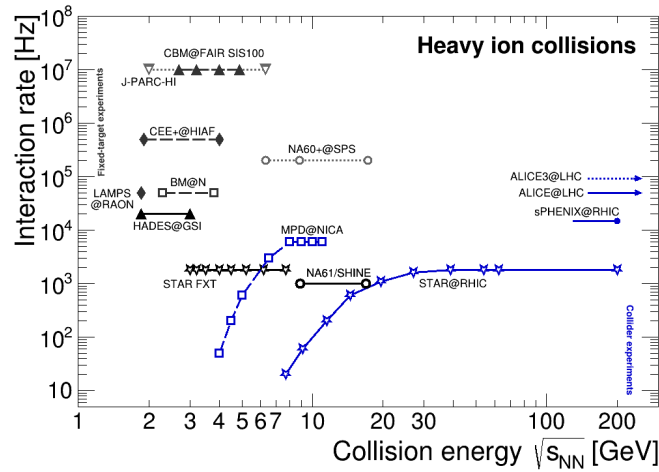


Рисунок 1.2 — Зависимость частоты ядро-ядерных взаимодействий в действующих и будущих экспериментах от энергии $\sqrt{s_{NN}}$.

Как видно из рис. 1.2, особый интерес у экспериментаторов и теоретиков вызывает малоизученная область энергий от $\sqrt{s_{NN}} = 2.4$ до 11 ГэВ ($T \sim 50\text{--}350$ МэВ и $\mu_B \sim 20\text{--}800$ МэВ). Здесь можно получить предельно достижимые в лабораторных условиях барионные плотности ρ , превышающие плотность ρ_0 нормальной ядерной материи в 2–10 раз [38]. Исследование свойств сильновзаимодействующей материи при больших барионных плотностях является одной из ключевых научных задач международных экспериментов BM@N (барионная материя на нуклотроне) и MPD (многоцелевой детектор) на ускорительном комплексе NICA в Объединенном институте ядерных исследований (г. Дубна). Изучение ядро-ядерных столкновений в этой области энергий имеет важное значение и для астрофизики. Наблюдение слияния нейтронных звезд (в 2017 г.) как путем прямого обнаружения гравитационных волн, так и в электромаг-

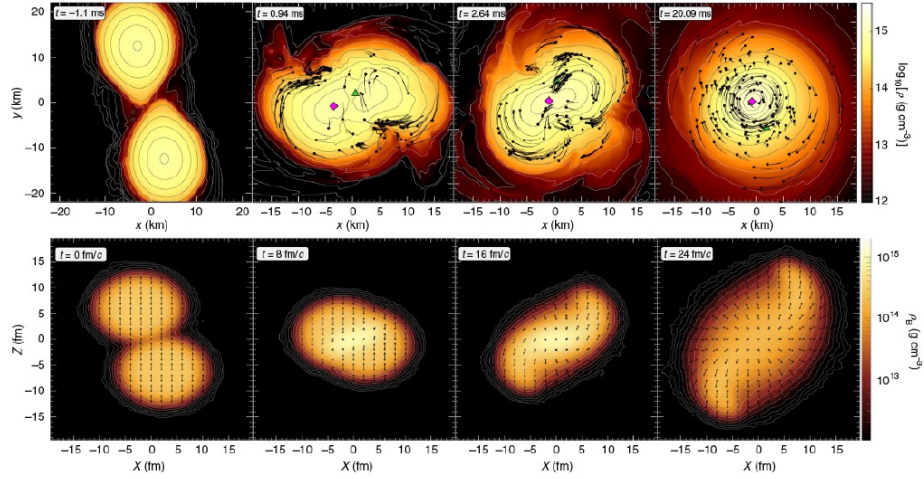


Рисунок 1.3 — Сверху: моделирование слияния двух нейтронных звезд с массы $1,35 M_{\odot}$ и с достижением значений $\rho \sim 5\rho_0$ и $T \sim 20$ МэВ. Снизу: моделирование временной эволюции плотности энергии, в столкновении ионов Au+Au при $\sqrt{s_{NN}} = 2,42$ ГэВ, с достижением значений $\rho \sim 2\rho_0$ и $T \sim 80$ МэВ. Хотя значения ρ и T схожи, масштабы пространства и времени различны: километр для слияния нейтронных звезд и фемтометр в случае столкновения тяжелых ионов. Аналогично, длительности событий столкновения различаются на 20 порядков [38].

нитном спектре, положило начало новой эре многоканальной астрономии [39]. Модельные расчеты показывают, что барионная плотность (ρ) и температура (T) материи, образуемой при слиянии нейтронных звезд, может достигать значений, аналогичных тем, что и при столкновениях релятивистских тяжелых ионов в данном диапазоне энергий $\sqrt{s_{NN}}$, как показано на рис. 1.3. Таким образом, помимо исследования фазовой диаграммы КХД, столкновения тяжелых ионов являются важным инструментом для изучения материи нейтронных звезд в лаборатории.

На рис. 1.4 схематически показана геометрия (слева) и пространственно-временная эволюция (справа) столкновения релятивистских тяжелых ионов. В начальной фазе два ядра приближаются друг к другу в системе центра масс и из-за релятивистских скоростей их формы лоренцево сжаты вдоль направления пучка (ось z). Геометрия столкновения двух сферических ядер характеризуется вектором прицельного параметра $\mathbf{b}$, соединяющим их центры в плоскости, поперечной оси пучка, как показано на левой части рис. 1.4. Те нуклоны, которые неупруго взаимодействуют между собой в области перекрытия двух сталки-

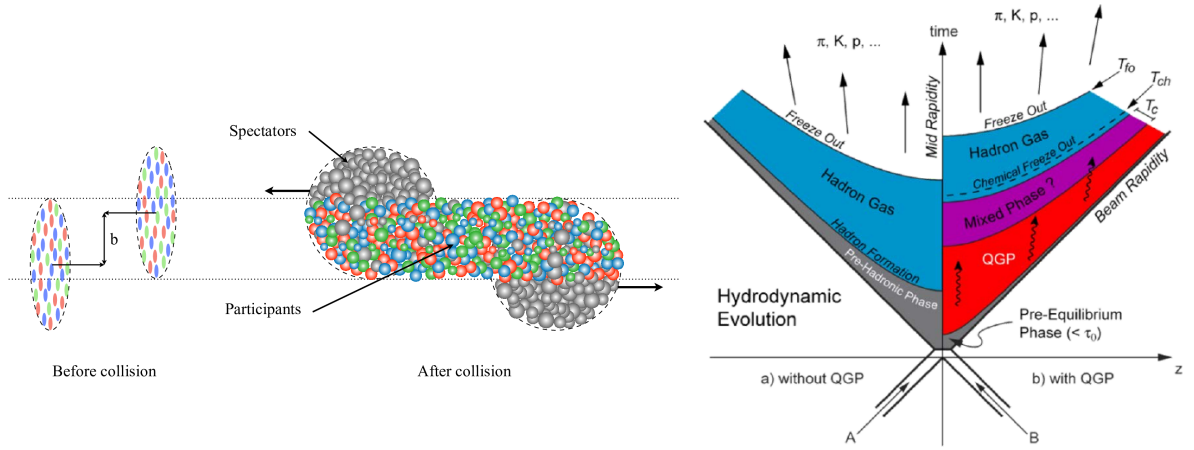


Рисунок 1.4 — Слева: геометрия столкновения релятивистских тяжелых ионов. Справа: пространственно-временная эволюция столкновения релятивистских тяжелых ионов, без формирования КГМ (левая половина) и для сценария с фазовым переходом в КГМ (правая половина).

вающихся ядер, называются нуклонами-участниками (participants), а те, которые проходят вдоль друг друга без взаимодействия или взаимодействуют только упруго — нуклонами-спектаторами (spectators). В результате многократных неупругих столкновений нуклонов-участников в области перекрытия двух сталкивающихся ядер образуется горячая область с высокой плотностью энергии и частиц — файербол (fireball). В зависимости от энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}}$ и размера системы можно достичь различных плотностей и температур. Если температура превышает пороговое значение $T_{pc} \simeq 150\text{--}160$ МэВ, предполагается, что вещество в “файерболе” состоит из кварк-глюонной материи [23]. Из-за сильного внутреннего давления горячая и плотная среда файербола быстро расширяется и охлаждается. Как только температура КГМ опускается ниже T_{pc} , происходит обратный переход в состояние адронной материи — адронизация. При дальнейшем охлаждении, как только прекращаются неупругие столкновения между частицами, состав адронов становится фиксированным. Эта стадия эволюции файербола называется химическим вымораживанием (chemical freeze-out). Адроны продолжают претерпевать упругие взаимодействия некоторое время после химического вымораживания. Начиная с момента, когда даже эти упругие столкновения становятся крайне редкими, импульсные распределения всех частиц считаются фиксированными. Этот этап эволюции системы называется кинетическим вымораживанием (kinetic freeze-out) [40]. После этого

все образованные частицы свободно двигаются вплоть до момента регистрации в детекторе.

Время прохождения сталкивающихся ядер t_{pass} можно оценить как $t_{\text{pass}} = 2R/\gamma_{cm}\beta_{cm}$, где R и β_{cm} — радиус и скорость сталкивающихся ядер соответственно, а γ_{cm} — соответствующий коэффициент Лоренца. t_{pass} зависит от энергии столкновения и размера системы. Для Au+Au столкновений при высоких энергиях $\sqrt{s_{NN}} > 30$ ГэВ время прохождения сталкивающихся ядер t_{pass} становится меньше 1 фм/с, и нуклоны-спектаторы никак не могут повлиять на конечные импульсы образованных частиц. Однако для энергий столкновения $2 < \sqrt{s_{NN}} < 5$ ГэВ t_{pass} становится значительным 5–30 фм/с и возникает необходимость учета взаимодействия образованных частиц со спектаторами.

Существует несколько теоретических подходов для описания пространственно-временной эволюции материи, образованной после столкновения ультрарелятивистских ядер. Сам процесс первичного столкновения ядер считается сильно неравновесным, в системе преобладают сложные процессы, такие как рождение кварковых пар, рождение струй и фрагментация. По мере развития взаимодействий между партонами система достигает (локального) термодинамического равновесия, и ее последующая эволюция может быть описана с использованием релятивистского гидродинамического подхода для соответствующего уравнения состояния — EOS ЛКХД для кварк-глюонной материи либо для резонансного адронного газа [33–35]. В этом подходе материя представляется релятивистски расширяющейся каплей жидкости, характеризующейся такими макроскопическими величинами, как вязкость, давление, температура и энтропия. Основой гидродинамического описания системы являются законы сохранения для некоторого элемента объема жидкости. Для описания фазы адронного перераспределения, которая происходит после остывания и химического вымораживания (распада) КГМ, можно использовать микроскопические транспортные модели, например модель ультрарелятивистской квантовой молекулярной динамики (Ultra-Relativistic Quantum Molecular Dynamics — UrQMD) [41; 42]. Такая гибридная теоретическая схема вязкой релятивистской гидродинамики и адронного транспорта успешно описывает многие экспериментальные наблюдаемые при энергиях RHIC и LHC [43].

При переходе к более низким энергиям пучка гибридные модели, включающие в себя как гидродинамическую, так и неравновесную транспортную

части модели, становятся менее пригодными для описания эволюции системы. Это связано с тем, что при более низких энергиях приближение к равновесию, необходимому для начального состояния, используемого в гидродинамических подходах, занимает все большую долю времени от длительности столкновения. Кроме того, в гибридных моделях не учитывается роль EOS на этапе сжатия, а она, как было показано в [44], оказывает сильное влияние на извлекаемые наблюдаемые параметры. Транспортные микроскопические подходы можно в целом разделить на те, которые сосредоточены на одночастичной характеристике сталкивающейся системы, и те, которые пытаются описать многочастичные корреляции. Оба типа подходов являются очень сложными и нелинейными, и соответствующие уравнения решаются с помощью моделирования. Одночастичные подходы обычно основаны на релятивистской теории среднего поля, названной релятивистской теорией Больцмана–Уэлинга–Уленбека (RBUU), и разработано несколько транспортных кодов для столкновений тяжелых ионов [36; 37]. С другой стороны, квантовая молекулярная динамика (QMD) [45] представляет собой N -body подход, который моделирует динамику столкновений нескольких частиц, не ограничиваясь временной эволюцией функции распределения одной частицы, как модели RBUU [46]. Поэтому модель QMD может быть применена, например, для изучения многофрагментарных столкновений и флуктуаций от события к событию. Релятивистская версия модели QMD (RQMD) была разработана на основе лоренцево-скалярной обработки потенциала Скирма. Недавно модель RQMD, основанная на релятивистской теории среднего поля (RQMD.RMF) с зависящим от импульса взаимодействием, была внедрена в гибридный транспортный код JAM (Jet-A-A Model) для моделирования ядерных столкновений высоких энергий от $\sqrt{s_{NN}} = 2,4$ ГэВ до 8 ГэВ [20; 47; 48], который активно используется в данной работе.

1.2 Анизотропные коллективные потоки

При высоких энергиях столкновения $\sqrt{s_{NN}} > 30$ ГэВ анизотропия начальной области перекрытия двух тяжелых ядер создает неоднородные градиенты давления, как показано стрелками на левой части рис. 1.5. Максимальный гра-

диент располагается вдоль плоскости реакции, образованной направлением пучка $\mathbf{z}$ и прицельным параметром $\mathbf{b}$. Вследствие множественного взаимодействия частиц в ходе эволюции горячей плотной материи файерболла эта пространственная азимутальная анизотропия преобразуется в анизотропию в импульсном пространстве рожденных частиц в конечном состоянии, которую можно измерить в эксперименте [14; 40].

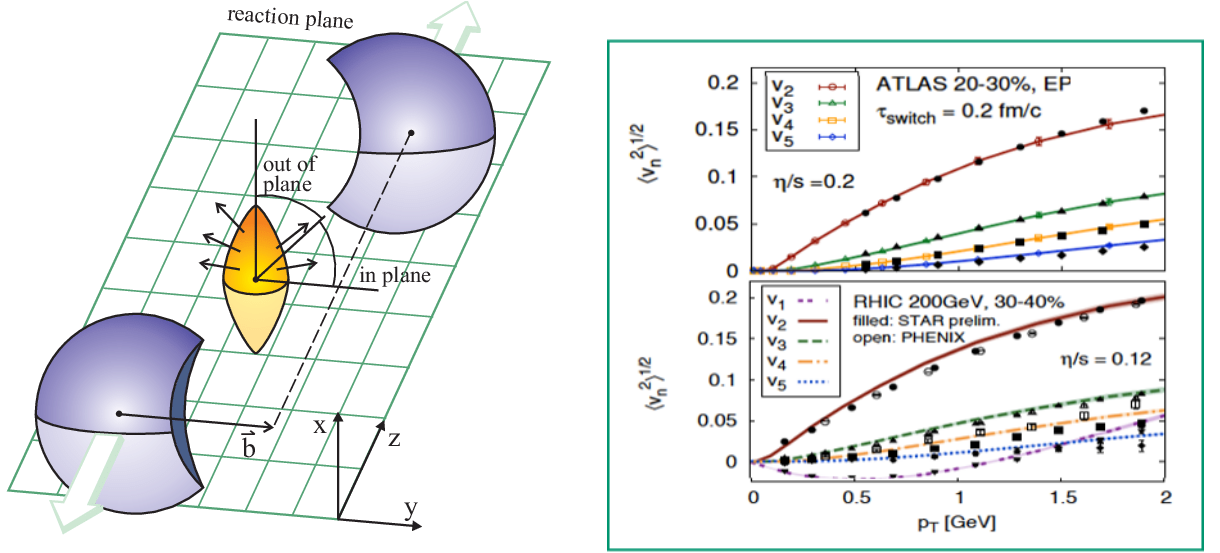


Рисунок 1.5 — Слева: схематичное изображение геометрии столкновения ядер при высоких энергиях $\sqrt{s_{NN}} > 30$ ГэВ. Справа: результат сравнения измерений зависимости коэффициентов v_n заряженных адронов от поперечного импульса p_T (закрытые символы) для среднецентральных Au+Au/Pb+Pb столкновений при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ (RHIC) и 2760 ГэВ (LHC) с модельными расчетами вязкой гидродинамики с уравнением состояния КХД (кривые).

Величина азимутальной анизотропии определяется коэффициентами потоков v_n в разложении в ряд Фурье зависимости выхода частиц $\rho(\varphi - \Psi_{RP})$ от разницы между азимутальным углом импульса частиц φ и азимутальным углом плоскости реакции Ψ_{RP} [14]:

$$\rho(\varphi - \Psi_{RP}) = \frac{1}{2\pi} \left(1 + 2 \sum_{n=1} v_n \cos(n(\varphi - \Psi_{RP})) \right), \quad (1.1)$$

где n — порядок гармоники. Коэффициенты потоков v_n определяются как средние косинусы разности углов $(\varphi - \Psi_{RP})$ по частицам и событиям: $v_n = \langle \cos(n(\varphi - \Psi_{RP})) \rangle$. Коэффициент первой гармоники (v_1) называется направленным потоком, второй гармоники (v_2) — эллиптическим потоком, третьей

(v_3) — треугольным потоком, и т. д. Благодаря своей чувствительности к деталям начального состояния сильновзаимодействующей материи, ранним временам столкновения и градиентам давления коэффициенты v_n являются важными экспериментальными наблюдаемыми для получения информации об уравнении состояния КХД материи и значении соотношения вязкости (сдвига и объемной) к плотности энтропии [11].

Модели, основанные на описании эволюции КГМ уравнениями релятивистской вязкой гидродинамики с уравнением состояния КХД, успешно описывают экспериментально наблюдаемые значения зависимости v_n от поперечного импульса p_T для частиц, рождающихся в столкновениях тяжелых ионов при энергиях $\sqrt{s_{NN}} > 100$ ГэВ, доступных на коллайдерах RHIC и LHC [33–35], как показано на правой части рис. 1.5. Согласно этим моделям, коэффициенты v_n возникают благодаря гидродинамическому расширению КГМ, вызванному начальной пространственной анизотропией области пересечения ядер и геометрическими флуктуациями ее формы, которую можно охарактеризовать набором коэффициентов эксцентриситета ε_n , как схематически показано на левой части рис. 1.5. Константа пропорциональности между v_n и ε_n оказывается чувствительной к транспортным свойствам КГМ, таким как соотношение сдвиговой вязкости к плотности энтропии η/s . Детальное сравнение модельных расчетов с измерениями потоков показало, что КГМ при энергиях RHIC и LHC по своим свойствам является сильновзаимодействующей, близкой к идеальной, жидкостью со значением η/s , близким к постулированному минимуму $1/4\pi \simeq 0,08$ [27]. Сравнение с расчетами микроскопических моделей (RQMD, UrQMD и HSD), в которых нет формирования КГМ, показывают, что перерасеяние адронов может воспроизвести только порядка 20–30 % от наблюдаемой величины сигнала эллиптического (v_2) потока адронов при энергиях RHIC/LHC. Это указывает на то, что основной вклад в коэффициенты v_n при энергиях RHIC/LHC формируется во время партонной фазы соударения ядер, а вклад от адронной фазы мал. Эллиптический поток v_2 принимает максимальное положительное значение при энергиях RHIC и LHC и превышает по амплитуде все другие гармоники v_n , как показано на правой части рис. 1.5. Значение $v_2 = 0,2$ означает, что количество рожденных частиц, вылетающих в плоскости реакции, в среднем в 2,5 раза больше, чем в направлении, перпендикулярном к плоскости.

В ходе выполнения программ сканирования по энергии на коллайдере RHIC для Au+Au столкновений в диапазоне энергий от $\sqrt{s_{NN}} = 3,0$ до 62,4 ГэВ в эксперименте STAR было получено много интересных результатов для анизотропных потоков.

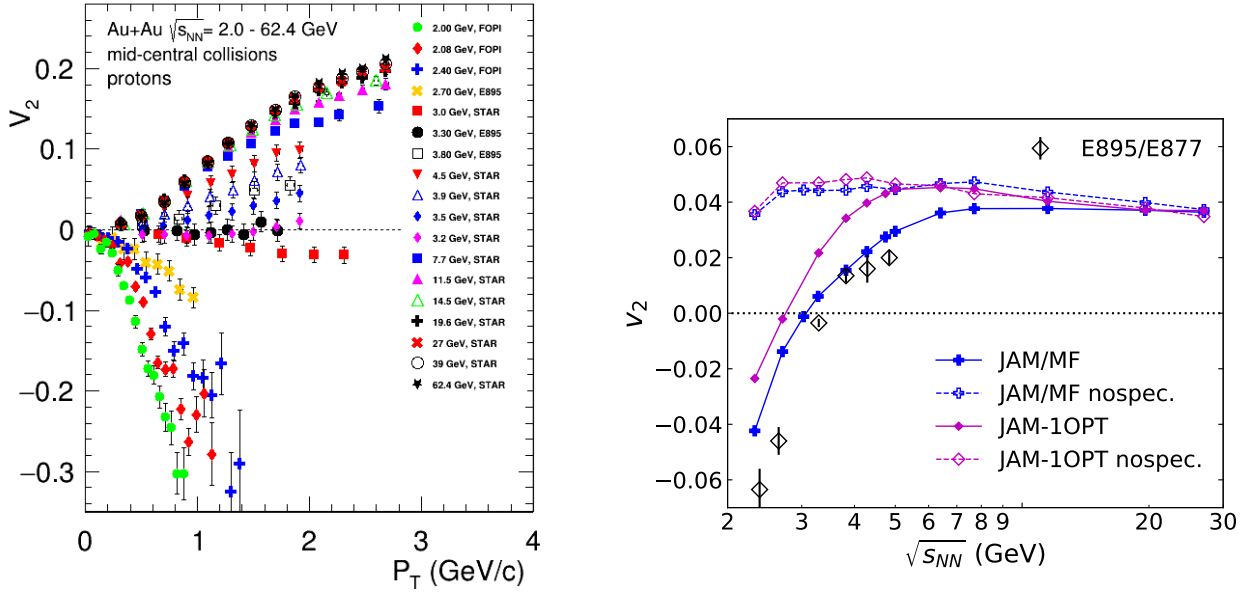


Рисунок 1.6 — Слева: p_T зависимость эллиптического $v_2(p_T)$ потока протонов для среднецентральных Au+Au столкновений для энергий от $\sqrt{s_{NN}} = 2$ до 62,4 ГэВ. Справа: предсказания транспортной модели JAM [47] для зависимости v_2 протонов от $\sqrt{s_{NN}}$ для среднецентральных ($4,6 < b < 9,4$ фм) Au+Au столкновений для случаев, когда частицы взаимодействуют с нуклонами-спектаторами (закрытые символы) и когда это взаимодействие выключено (открытые символы). Фигура взята из работы [47].

Левая часть рис. 1.6 показывает результат компиляции существующих измерений для p_T зависимости эллиптического $v_2(p_T)$ потока протонов в среднецентральных Au+Au столкновениях для энергий от $\sqrt{s_{NN}} = 2$ до 62,4 ГэВ. Значения $v_2(p_T)$ для энергий $\sqrt{s_{NN}} = 62,4-3,0$ ГэВ были получены в эксперименте STAR во время программ (BES-I и BES-II) по сканированию энергии на ускорительном комплексе RHIC, для энергий $\sqrt{s_{NN}} = 4,3-2,7$ ГэВ в эксперименте E895 на ускорителе AGS и для энергий $\sqrt{s_{NN}} = 2,5-2,0$ ГэВ в эксперименте FOPI на ускорителе SIS-18. Результаты измерений показывают, что $v_2(p_T)$ протонов меняется очень слабо в области энергий от $\sqrt{s_{NN}} = 11,5$ до 62,4 ГэВ. Однако при энергиях меньше $\sqrt{s_{NN}} < 11,5$ ГэВ эллиптический поток $v_2(p_T)$ начинает резко уменьшаться с уменьшением энергии столкновения, переходит

через ноль в области энергий $\sqrt{s_{NN}} \sim 3,2 - 3,5$ ГэВ, и становится отрицательным в области энергий $\sqrt{s_{NN}} = 2-3$ ГэВ. Для энергий меньше $\sqrt{s_{NN}} < 11,5$ ГэВ время прохождения сталкивающихся ядер t_{pass} становится значительным (1–2 фм/с) и растет с уменьшением $\sqrt{s_{NN}}$ до 18–20 фм/с при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2,4$ ГэВ. Это увеличивает время взаимодействия рожденных частиц с нуклонами-спектаторами, которые разлетаются преимущественно в плоскости реакции. Время расширения материи в поперечной плоскости $t_{\text{exp}} \sim R/c_s$ определяется ее фундаментальной характеристикой — скоростью звука c_s , которая определяет связь с EOS. При энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 5-2,4$ ГэВ ($E_{\text{kin}} = 10-1,23A$ ГэВ) вклад взаимодействия частиц с нуклонами-спектаторами в наблюдаемые потоки становится столь значительным, что большинство частиц начинает вылетать перпендикулярно плоскости реакции, v_2 сигнал становится отрицательным. Такое явление получило название squeeze-out. Правая часть рис. 1.6 с предсказаниями транспортной модели JAM [47] для зависимости v_2 протонов от $\sqrt{s_{NN}}$ для среднецентральных ($4,6 < b < 9,4$ фм) Au+Au столкновений подтверждает данный вывод. В модели JAM есть возможность включать (JAM/MF) и выключать взаимодействие частиц с нуклонами-спектаторами (JAM/MF по spec). При выключенном взаимодействии частиц с нуклонами-спектаторами значение v_2 протонов практически не меняется в диапазоне энергий $\sqrt{s_{NN}} = 2,4-7$ ГэВ. Включение взаимодействия протонов с нуклонами-спектаторами ведет к значительным изменениям в зависимости сигнала v_2 от $\sqrt{s_{NN}}$, которые качественно воспроизводят экспериментальные данные.

Направленный поток v_1 очень мал при энергиях RHIC и LHC [49–51]. Это объясняется тем, что в моделях предполагается, что направленный поток v_1 инициируется во время прохождения двух сталкивающихся ядер t_{pass} [14]. Таким образом, v_1 измерения могут помочь исследовать самые ранние стадии столкновения — когда фаза КГМ, как ожидается, будет доминировать в динамике столкновения. Как гидродинамические [52], так и транспортные модели [53] показывают, что направленный поток v_1 заряженных частиц, особенно барионов в области средних быстрот, чувствителен к уравнению состояния EOS и может быть использован для изучения фазовой диаграммы КХД. В общем случае изучается зависимость сигнала $v_1(y)$ от быстроты y частицы, как показано для примера на левой части рис. 1.7. $v_1(y)$ имеет разный знак в области положительных и отрицательных быстрот, и проверка выполнения условия

$v_1(y) = -v_1(-y)$ является хорошей оценкой качества экспериментальных данных. Наклон направленного потока $dv_1/dy|_{y=0}$ частиц в области средних быстрот ($y \sim 0$) — удобный способ охарактеризовать общую величину зависимости v_1 от быстроты y . Правая часть рис. 1.7 показывает зависимость наклона направленного потока $dv_1/dy|_{y=0}$ протонов в области средних быстрот ($y \sim 0$) от энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}}$ для среднецентральных Au+Au столкновений. Наклон направленного потока $dv_1/dy|_{y=0}$ протонов показывает немонотонную зависимость от энергии столкновения в области от 7,7 до 39 ГэВ. Наблюдение сильной немонотонной зависимости от энергии может указывать на “смягчение” уравнения состояния в результате фазового перехода первого рода [54; 55]. Для уточнения происхождения немонотонной зависимости $dv_1/dy|_{y=0}$ необходимы высокоточные дифференциальные измерения зависимости этого эффекта от центральности столкновений, поперечного импульса и быстроты рожденных частиц. Рост наклона $dv_1/dy|_{y=0}$ с уменьшением энергии $\sqrt{s_{NN}}$ можно объяснить ростом времени прохождения сталкивающихся ядер t_{pass} и увеличением влияния взаимодействия частиц с нуклонами-спектаторами.

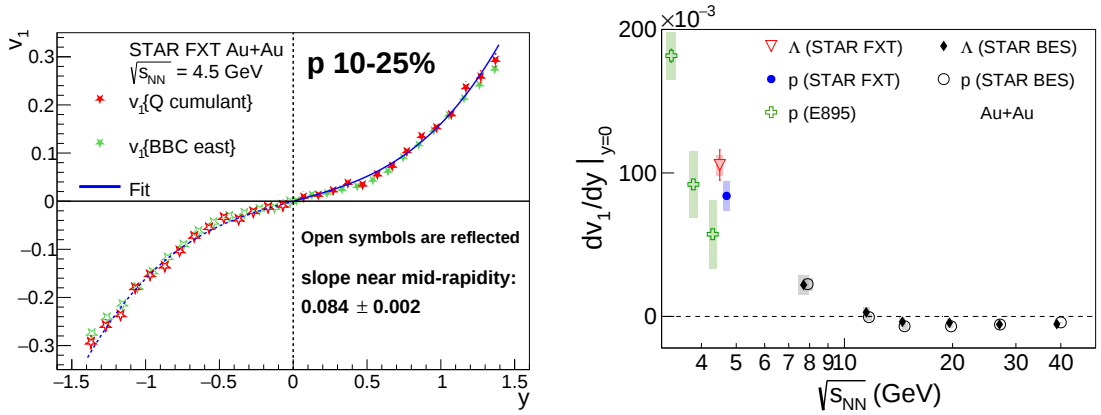


Рисунок 1.7 — Слева: результаты эксперимента STAR для зависимости v_1 протонов от быстроты y для 10–25 % центральных Au+Au столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 4,5$ ГэВ. Справа: зависимость наклона направленного потока $dv_1/dy|_{y=0}$ протонов в области средних быстрот ($y \sim 0$) в среднецентральных Au+Au столкновениях от энергии $\sqrt{s_{NN}}$ по результатам экспериментов STAR и E895.

1.3 Анизотропные потоки и уравнение состояния ядерной материи

Уравнение состояния ядерной материи (EOS) описывает давление как функцию плотности, объема, температуры, энергии и изоспиновой асимметрии $\delta = (\rho_n - \rho_p)/\rho$ ядерной материи, где ρ_n , ρ_p и ρ — плотности нейтронов, протонов и ядерной материи соответственно. Для постоянной температуры давление можно записать в виде

$$P = \rho^2 \partial(E/A)/\partial\rho, \quad (1.2)$$

где ρ — плотность ядерной материи и $E/A(\rho, \delta)$ — энергия связи на нуклон:

$$E/A(\rho, \delta) = E/A(\rho, 0) + E_{\text{sym}}(\rho)\delta^2 + O(\delta^4). \quad (1.3)$$

$E/A(\rho, 0)$ относится к изоспин-симметричной ядерной материи, а для описания богатой нейтронами материи с параметром изоспиновой асимметрии δ необходимо добавить энергию симметрии E_{sym} . EOS для изоспин-симметричной материи, которая актуальна для ядерных столкновений, может быть охарактеризована ядерной несжимаемостью $K_{nm} = 9\rho^2 \partial^2(E/A)/\partial\rho^2$, которая описывает кривизну E/A при плотности насыщения $\rho_0 = 0.16 \text{ фм}^{-3}$, где минимум E/A составляет -16 МэВ. При энергиях пучка $E_{\text{kin}} = 1,23\text{--}10 \text{ А ГэВ}$ (соответствующих энергиям в системе центра масс $\sqrt{s_{NN}} = 2,4\text{--}5 \text{ ГэВ}$) величина эллиптического потока, а также энергия, при которой v_2 меняет знак с положительного на отрицательный, неразрывно связаны с жесткостью EOS [56; 57]. Более “жесткий” EOS (значение $K_{nm} = 290\text{--}380 \text{ МэВ}$) приводит как к более быстрому расширению материи в области перекрытия ядер, так и к более сильному блокированию частиц спектаторами, что приводит к большему выдавливанию материи перпендикулярно плоскости реакции и более отрицательному v_2 . Зависимость направленного потока $v_1(y)$ от быстроты частиц y также чувствительна к EOS, поскольку она измеряет степень отклонения нуклонов-спектаторов в плоскости реакции из-за взаимодействия с материей в области перекрытия. Более “мягкий” EOS (значение $K_{nm} = 170\text{--}220 \text{ МэВ}$) приводит к меньшему отклонению и меньшему наклону $v_1(y)$ в области средних быстрот. Поскольку направленный поток является доминирующим сигналом в данной области энергий и не меня-

ет свой знак, измерения потоков более высоких гармоник часто выполняется относительно плоскости симметрии первого порядка.

На левой части рис. 1.8 представлены ограничения на симметричную часть EOS, построенные в виде зависимости давления P от барионной плотности ρ/ρ_0 . Они были получены в результате сравнения экспериментальных данных по измерению направленного v_1 и эллиптического v_2 потоков протонов в столкновениях Au+Au с результатами моделирования в рамках микроскопических транспортных моделей.

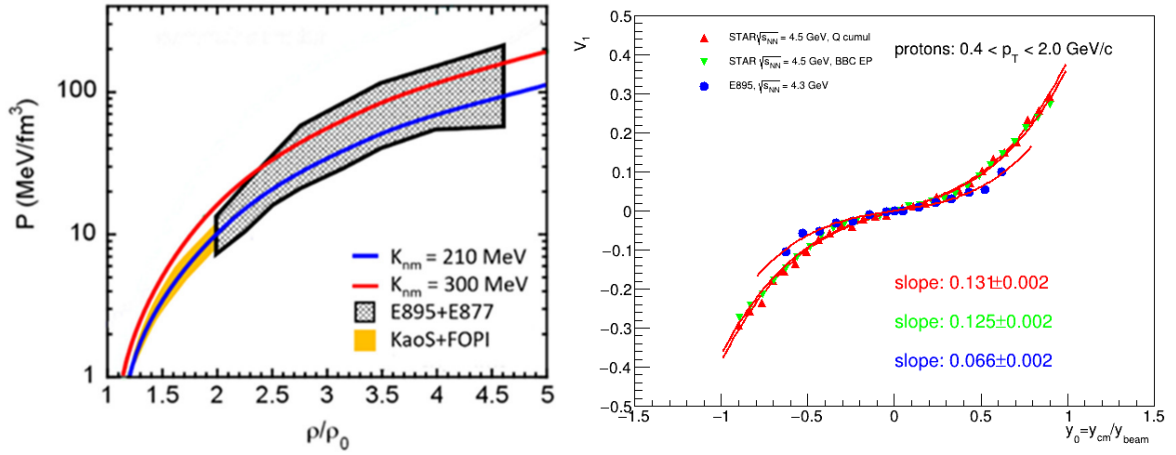


Рисунок 1.8 — Слева: Давление P как функция барионной плотности ρ/ρ_0 для симметричной ядерной материи. Сплошная желтая область показывает ограничение на симметричную часть EOS, полученное из сравнения результатов измерений v_2 протонов (FOPI, GSI) и моделирования в рамках модели IQMD. Область с серой штриховкой показывает ограничение, обеспечиваемое v_1 и v_2 потоками протонов, измеренным в эксперименте E895 на AGS (рис. взят из [58]). Справа: Зависимость v_1 протонов от быстроты y_{cm}/y_{beam} для среднецентральных Au+Au столкновений при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 4,5$ ГэВ (эксперимент STAR) и $\sqrt{s_{NN}} = 4,3$ ГэВ (эксперимент E895).

В эксперименте FOPI были проведены детальные исследования эллиптического потока протонов в столкновениях Au + Au при энергиях пучка от 0,4 до 1,5 ГэВ ($\sqrt{s_{NN}} = 2,0 - 2,52$ ГэВ), где достигаются барионные плотности до $2\rho/\rho_0$ [59]. Эти экспериментальные данные были воспроизведены расчетами в рамках модели IQMD в предположении ядерной несжимаемости $K_{nm} = (190 \pm 30)$ МэВ, сплошная желтая область показывает соответствующее ограничение на EOS на левой части рис. 1.8 [60]. Важно отметить, что

эта модель учитывает зависящие от импульса взаимодействия и средние сечения, чтобы согласоваться с данными. Ограничение на симметричную часть EOS ядерной материи в диапазоне плотностей $(2-4,5)\rho/\rho_0$ было получено путем сравнения измерений v_1 и v_2 протонов в Au+Au столкновениях при энергиях пучка $E_{\text{kin}} = 2-8A$ ГэВ (соответствующих энергиям $\sqrt{s_{NN}} = 2,7-4,3$ ГэВ), выполненных в эксперименте E895 на ускорителе AGS, с результатами моделирования адронной транспортной модели BUU транспорта с различными значениями несжимаемости K_{nm} [10]. Однако интерпретация данных направленного потока v_1 протонов требует включения в модель “мягкого” EOS с коэффициентом несжимаемости $K_{nm} \sim 200$ МэВ. Значения для эллиптического потока v_2 лучше согласуются с более “жестким” уравнением состояния $K_{nm} \sim 380$ МэВ [10], как показано серой штрихованной областью на левой части рис 1.8. Для сравнения на рисунке показаны границы для мягкого с $K_{nm} = 210$ МэВ и жесткого EOS с $K_{nm} = 300$ МэВ, проиллюстрированные синей и красной линиями соответственно. Поскольку интерпретация данных направленного потока сильно отличается от интерпретации данных эллиптического потока протонов, новые измерения в этой области энергий были необходимы, и они появились в результате выполнения программы сканирования по энергии в эксперименте STAR на коллайдере RHIC. Правая часть рис. 1.8 показывает сравнение результатов измерений зависимости направленного потока v_1 протонов с $0,4 < p_T < 2,0$ ГэВ/с от быстроты y_{cm}/y_{beam} для средне-центральных Au+Au столкновений при энергиях: $\sqrt{s_{NN}} = 4,5$ ГэВ (эксперимент STAR) и $\sqrt{s_{NN}} = 4,3$ ГэВ (эксперимент E895). Результаты сравнения наклона направленного потока $dv_1/dy|_{y=0}$ протонов в области средних быстрот ($y \sim 0$) показывают, что он на более чем 50 % больше в данных эксперимента STAR, чем в данных эксперимента E895. Большой наклон $dv_1/dy|_{y=0}$ будет требовать более жесткого EOS для своего описания. Одна из причин различия в результатах измерений STAR/E895 может заключаться в том, что стандартный метод плоскости событий для измерения анизотропного потока, использовавшийся 15–20 лет назад в эксперименте E895, не учитывал влияние непотоковых корреляций на измерения v_n . К непотоковым корреляциям можно отнести следующие эффекты: адронные резонансы и вклад вторичных частиц, сохранение полного (поперечного) импульса, фемтоскопические корреляции. Высокоточные измерения направленного и эллиптического потоков в этой области энергий современными методами анализа, подавляю-

щими вклад непотоковых корреляций, важны для дальнейшего ограничения значения EOS симметричной сильно-взаимодействующей материи.

В данной работе используются два гибридных генератора ядро-ядерных столкновений: JAM (Jet-A-A Model) [20; 47; 48] и DCM-QGSM-SMM [61; 62], которые дают реалистичные предсказания относительно направленного потока протонов в области энергий $\sqrt{s_{NN}} = 2,4\text{--}5$ ГэВ [63]. В версию JAM 1.94 входит модель RQMD, основанная на релятивистской теории среднего поля (RQMD.RMF) с зависящим от импульса взаимодействием. Было использовано жесткое EOS MD2 с $K_{nm} = 280$ МэВ, с которым модель описывает измерения направленного и эллиптического потоков протонов в столкновениях Au+Au при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 2,4\text{--}5$ ГэВ [48; 63]. Однако в JAM нет подхода для описания выхода спектаторных фрагментов, который необходим для оценки возможности измерений потоков с использованием реалистичного моделирования передних детекторов в экспериментах с фиксированной мишенью. Это было компенсировано использованием в работе второго генератора DCM-QGSM-SMM [61; 62], состоящего из трех модулей, последовательно добавляемых друг к другу. Дубненская каскадная модель (DCM) основана на решении методом Монте-Карло набора релятивистских кинетических уравнений BUU с членами столкновений, включая каскадно-каскадные взаимодействия. При энергиях выше 5 ГэВ включается кварк-глюонная струнная модель (QGSM), которая описывает бинарные столкновения в рамках квазиклассического приближения независимых кварк-глюонных струн. Наконец, для моделирования образования ядерных фрагментов и распределения их моментов была подключена статистическая модель мультифрагментации (SMM) [61; 62].

1.4 Геометрия столкновения ядер и центральность

Размер и эволюция материи, созданной в релятивистских столкновениях тяжелых ионов, сильно зависят от геометрии столкновения, определяемой прицельным параметром b [64; 65]. В теории центральность столкновения S_b определяется как процент от полного сечения неупругого ядро-ядерного столк-

новения $\sigma_{\text{inel}}^{AA}$ при значениях прицельного параметра, не превышающих b :

$$C_b = \frac{1}{\sigma_{\text{inel}}^{AA}} \int_0^b \frac{d\sigma}{db'} db', \quad (1.4)$$

где $d\sigma/db$ — дифференциальное сечение взаимодействия ядер.

Однако непосредственно измерить прицельный параметр b в эксперименте невозможно. Экспериментальные столкновения тяжелых ионов можно охарактеризовать измеренной множественностью заряженных частиц N_{ch} в области средних быстрот, которая монотонно возрастает с увеличением прицельного параметра (центральности) [66—69]. Центральность по множественности C_{exp} определяется формулой

$$C_{\text{exp}} = \frac{1}{\sigma_{\text{inel}}^{AA}} \int_{N_{\text{ch}}}^{\infty} \frac{d\sigma}{dN'_{\text{ch}}} dN'_{\text{ch}}. \quad (1.5)$$

Связь между измеренными значениями N_{ch} и b может быть найдена с помощью метода, основанного на Монте-Карло версии модели Глаубера (МК-Глаубер) в сочетании с простой моделью рождения частиц [66; 69]. Модель МК-Глаубер описывает геометрию столкновения ядер с использованием известного распределения ядерной плотности $\rho(r)$, предполагая, что нуклоны двигаются по прямым траекториям и испытывают бинарные нуклон-нуклонные столкновения в соответствии с неупругим сечением взаимодействия двух нуклонов $\sigma_{NN}^{\text{inel}}$, которое зависит от энергии столкновения. Изначальное распределение нуклонов в ядре разыгрывается при помощи метода Монте-Карло согласно распределению Ферми для ядерной плотности $\rho(r)$:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp \frac{r-R}{a}}, \quad (1.6)$$

где r — расстояние от центра ядра, R — радиус ядра и постоянная ρ_0 соответствует плотности в центре ядра. Толщина поверхностного слоя ядра определяется постоянной a , которая характеризует то, насколько резко плотность падает на границе ядра. Для каждой изучаемой системы столкновения ядер и энергии модель МК-Глаубер дает число бинарных нуклон-нуклонных столкновений N_{coll} и число N_{part} нуклонов-участников для заданного прицельного параметра b . Предполагается, что смоделированная множественность $N_{\text{ch}}^{\text{fit}} =$

$N_a(f) \cdot P(\mu, k)$ определяется путем расчета числа источников частиц по формуле $N_a(f) = f \cdot N_{\text{part}} + (1 - f)N_{\text{coll}}$, которая моделирует жесткие процессы через зависимость от N_{coll} и мягкие процессы через зависимость от N_{part} . Для каждого источника a число рожденных частиц разыгрывается при помощи отрицательного биномиального распределения $P(\mu, k)$ с параметрами μ — среднее и k — ширина. В дальнейшем параметры f , μ и k подбираются путем подгонки, чтобы полученная множественность $N_{\text{ch}}^{\text{fit}}$ наилучшим образом описывала экспериментальное распределение N_{ch} . В качестве примера на рис. 1.9 показаны распределения множественности заряженных частиц в области средних быстрот $|\eta| < 0,5$ для столкновений Au + Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 4,5$ ГэВ для моделей DCM-QGSM-SMM, UrQMD и JAM MD2 в сравнении с данными, полученными в результате применения метода МК-Глаубер (синяя линия) [63]. После того как набор параметров (f , μ , k) установлен, среднее число участников $\langle N_{\text{part}} \rangle$ и столкновений $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ и прицельный параметр $\langle b \rangle$ могут быть вычислены для классов центральности, определенных вертикальными линиями в распределении множественности N_{ch} , как показано на рис. 1.9.

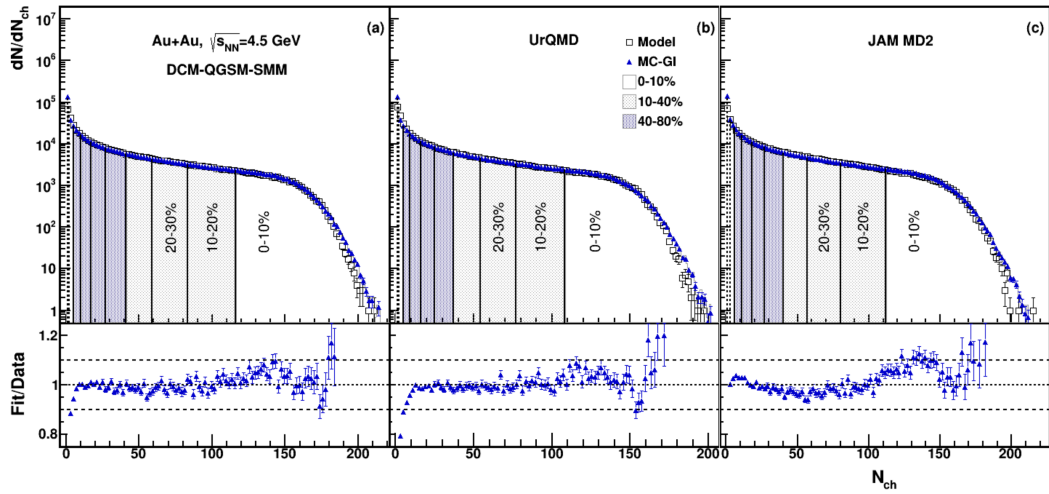


Рисунок 1.9 — Распределения множественности заряженных частиц в области средних быстрот для столкновений Au + Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 4,5$ ГэВ из моделей DCM-QGSM-SMM (a), UrQMD (b) и JAM MD2 (c) в сравнении с подогнанными распределениями с использованием подхода МК-Глаубер (синяя линия). 10 % классов центральности, определенных с помощью нормализации МК-Глаубер, обозначены черными вертикальными линиями. Рисунок взят из работы [63].

1.5 Методы измерения анизотропных потоков

Угол плоскости реакции Ψ_{RP} не может быть измерен непосредственно в столкновениях тяжелых ионов, но наблюдаемые величины для коэффициентов v_n можно выразить через векторы потока Q_n и единичные векторы частиц u_n [4; 14; 70]. Для каждой частицы k в событии единичный вектор $u_{n,k}$ в плоскости поперечной оси пучка (x, y) можно определить как

$$u_{n,k} = e^{in\phi_k} = x_{n,k} + iy_{n,k} = \cos n\phi_k + i \sin n\phi_k. \quad (1.7)$$

Угол ϕ_k является азимутальным углом вылета частицы k (в случае трекового детектора) или азимутальной координатой k -го элемента сегментированного детектора. Двумерный вектор плоскости симметрии (вектор потока) Q_n определен как сумма единичных векторов частиц $u_{n,k}$ в одном событии:

$$Q_n = \frac{1}{C} \sum_{k=1}^M w_k u_{n,k} = X_n + iY_n = \frac{|Q_n|}{C} e^{in\Psi_n^{EP}}, \quad (1.8)$$

где M — множественность частиц в выбранной группе частиц, Ψ_n^{EP} — угол плоскости симметрии n -й гармоники, и w_k — вес данной частицы и C — нормировочный коэффициент. Сумма проходит по всем частицам в случае трекового детектора или по модулям детекторов с азимутальной сегментацией. Количество модулей должно быть больше $2n$ для того, чтобы измерить вектор потока Q_n гармоники n . Для треков вес w_k может быть единицей или заданной функцией эффективности $e(p_T, y)$ для коррекции азимутальной анизотропии детектора. Для сегментированных детекторов в качестве веса w_k используется сигнал, наблюдаемый в k -м сегменте детектора: заряд частиц или энергия. В пределе суммы по очень большому числу частиц в событии плоскость симметрии Ψ_n^{EP} будет служить хорошей оценкой плоскости реакции Ψ_{RP} . Нормировочный коэффициент C вектора потока Q_n (уравнение (1.8)) определяется выбором метода измерения анизотропных потоков. В работе исследуются два метода: метод плоскости события (event plane, EP) и метод скалярного произведения (scalar product, SP).

В методе скалярного произведения (SP) в качестве нормировки Q_n -вектора используется сумма весов $C = \sum_{k=1}^N w_k$ [1], и анизотропный поток $v_n\{SP\}$ может быть получен как среднее из произведения векторов u_n и Q_n по всем событиям:

$$\begin{aligned}\langle u_n Q_n^* \rangle &= \langle x_n X_n \rangle + \langle y_n Y_n \rangle \\ &= \int_0^{2\pi} d\Psi_{RP} \int_0^{2\pi} d\varphi \rho(\varphi - \Psi_{RP}) u_n Q_n^* = v_n\{SP\} R_n,\end{aligned}\tag{1.9}$$

где $\rho(\varphi - \Psi_{RP})$ определен уравнением (1.1). Таким образом, несмещенная оценка для анизотропного потока n -й гармоники выражается как

$$v_n\{SP\} = \frac{\langle u_n Q_n^* \rangle}{R_n}.\tag{1.10}$$

где R_n — коэффициент разрешения плоскости симметрии. Вычисление коэффициента R_n может быть выполнено с использованием парных корреляций Q_n -векторов:

$$\langle Q_n^a Q_n^{b*} \rangle = \langle X_n^a X_n^b \rangle + \langle Y_n^a Y_n^b \rangle = \frac{1}{4} R_n^2.\tag{1.11}$$

где буквами a и b обозначены две различные группы частиц, в каждой из которых оценка плоскости симметрии $\Psi_n^{a,b}$ была выполнена независимо (подсобытия). Фактор $1/4$ здесь учитывает множественность между полным событием и подсобытиями a и b . Этот метод вычисления коэффициента $R_n = 2\sqrt{\langle Q_n^a Q_n^{b*} \rangle}$ называется методом двух подсобытий. Метод требует построения двух равнозначных $Q_n^{a,b}$ векторов с одинаковой множественностью и величиной разрешения. В коллайдерных экспериментах, где аксептанс симметричен относительно средних быстрот, это можно сделать, собирая информацию с двух симметричных по быстроте одинаковых детекторов. В экспериментах с фиксированной мишенью это можно сделать с помощью метода случайных подсобытий (*random sub-events*), т.е. случайным образом распределяя частицы, используемые для построения вектора потока событий, на два подмножества a и b с одинаковой множественностью частиц.

Если подсобытия не «равны» или если есть только корреляции между частицами в разных подсобытиях, и разрешение в каждом подсобытии может

быть разным, то можно воспользоваться методом трех подсобытий для оценки R_n . Для трех групп частиц, к примеру a , b and c , можно рассчитать R_n согласно формуле

$$R_n\{a(b,c)\} = \sqrt{\frac{\langle Q_n^a Q_n^{b*} \rangle \langle Q_n^a Q_n^{c*} \rangle}{\langle Q_n^b Q_n^{c*} \rangle}}. \quad (1.12)$$

При нормировке Q_n -вектора к единице $C = |Q_n|$, $Q_n \rightarrow Q_n/|Q_n|$, мы получаем самый распространенный метод измерения анизотропных потоков — метод плоскости событий (EP), и среднее $u_n Q_n$ в (1.9) сводится к $\cos [n(\phi - \Psi^{EP})]$, а уравнение (1.10) приводит к основной наблюдаемой величине метода плоскости событий [71]:

$$v_n\{EP\} = \frac{\langle \cos [n(\phi - \Psi_n^{EP;a,b})] \rangle}{R_n} = \frac{\langle \cos [n(\phi - \Psi_n^{EP;a,b})] \rangle}{2\sqrt{\langle \cos [n(\Psi_n^{EP;a} - \Psi_n^{EP;b})] \rangle}}. \quad (1.13)$$

Когда метод плоскости событий только разрабатывался, предполагалось, что флуктуации v_n от события к событию пренебрежимо малы. Однако теперь известно, что v_n может значительно флуктуировать в пределах класса событий. В результате измерение $v_n\{EP\}$ методом плоскости событий дает неоднозначную оценку, лежащую где-то между усредненным по событиям средним значением $\langle v_n \rangle$ и среднеквадратичным значением $\sqrt{\langle v_n^2 \rangle}$ [72; 73]. Где именно, зависит от разрешения плоскости симметрии R_n , которое сильно зависит от экспериментальной установки. К счастью, метод скалярного произведения $v_n\{SP\}$ не страдает от такой неоднозначности и всегда дает среднеквадратичное значение $\sqrt{\langle v_n^2 \rangle}$. Модуль Q_n -вектора сохраняет информацию о множественности частиц, использованных для его построения, а также их v_n : $|Q_n| \propto v_n M$. Поэтому метод скалярного произведения имеет преимущество в виде меньших статистических ошибок по сравнению с методом плоскости событий, где используется только информация об азимутальных углах.

Существуют корреляции между частицами, не связанные с плоскостью реакции. Эти корреляции называются «непотоковыми». Среди источников корреляций, не связанных с коллективным анизотропным потоком, можно выделить фемтоскопические корреляции между частицами с близкими импульсами. Многие адроны, рожденные в столкновениях тяжелых ионов, происходят из распада резонансов, например $\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ или $\Delta^{++} \rightarrow \pi^+ + p$. Продукты рас-

пада резонансов коррелируют из-за кинематики распада. Короткодействующие корреляции вносят вклад в корреляцию между Q_n - и u_n -векторами при расчете коэффициентов потока и поправочного коэффициента разрешения R_n .

Когда нуклон или заряженный фрагмент попадает в модуль адронного калориметра, он порождает адронный ливень, который распространяется как в продольном, так и в поперечном направлениях. Распространение ливня по нескольким модулям приводит к корреляции между Q_n -векторами, которая не обусловлена общей плоскостью реакции. Эта корреляция также может быть отнесена к непотоковым.

Поскольку в непотоковой корреляции участвует в основном небольшое количество частиц, ее вклад масштабируется обратно пропорционально множественности образующихся частиц. Поэтому непотоковые корреляции сильнее влияют на периферийные столкновения (где множественность мала) и на центральные столкновения (где сам поток мал из-за геометрии столкновения). Зависимость от множественности (центральности) может быть использована для вычитания непотоковой корреляции из измеренного коэффициента потока. Поскольку непотоковые корреляции оказывают существенное влияние только на частицы с близкими импульсами, ее можно также подавить, увеличив интервал быстроты между коррелируемыми частицами. Чтобы подавить непотоковые корреляции, предлагается определять группы частиц (подсобытия) со значительным разделением по (псевдо-) быстрой в методе трех подсобытий для вычисления разрешения R_n (уравнение 1.12). В том случае, когда невозможно достичь достаточного разделения по быстрой между всеми подсобытиями (к примеру a и b или a и c не разделены), можно определить дополнительный вектор плоскости симметрии d и потребовать разделения по (псевдо-) быстрой между d и оставшимися подсобытиями. Модифицируя метод трёх подсобытий, получим следующую формулу для вычисления коэффициента разрешения плоскости симметрии R_n (метод четырёх подсобытий):

$$R_n\{a(d)(b,c)\} = \langle Q_n^a Q_n^{d*} \rangle \sqrt{\frac{\langle Q_n^d Q_n^{b*} \rangle \langle Q_n^d Q_n^{c*} \rangle}{\langle Q_n^b Q_n^{c*} \rangle}}. \quad (1.14)$$

Поскольку угол плоскости реакции распределен случайно и равномерно (в случае идеального аксептанса детектора), корреляцию векторов можно заме-

нить на корреляцию компонент (для деталей см. [4; 14; 74]):

$$\langle Q_n^a Q_n^{b*} \rangle = 2\langle X_n^a X_n^b \rangle = 2\langle Y_n^a Y_n^b \rangle, \quad (1.15)$$

или аналогично для корреляции трех частиц:

$$\langle Q_{2n}^a Q_n^{b*} Q_n^{c*} \rangle = 4\langle X_{2n}^a X_n^b X_n^c \rangle = 4\langle X_{2n}^a Y_n^b Y_n^c \rangle = 4\langle Y_{2n}^a X_n^b Y_n^c \rangle = -4\langle Y_{2n}^a Y_n^b X_n^c \rangle. \quad (1.16)$$

Следовательно, коэффициенты потока v_n могут быть измерены с использованием только корреляции компонент Q_n - и u_n -векторов:

$$v_n = 2 \frac{\langle x_n X_n \rangle}{R_n^x} = 2 \frac{\langle y_n Y_n \rangle}{R_n^y}, \quad (1.17)$$

где $R_n^{x,y}$ обозначает коэффициент разрешения плоскости симметрии, вычисленный при помощи X и Y компонент Q_n -векторов, к примеру:

$$R_n^y \{a(b,c)\} = \sqrt{\frac{2\langle Y_n^b Y_n^c \rangle}{2\langle Y_n^a Y_n^b \rangle 2\langle Y_n^a Y_n^c \rangle}}, \quad (1.18)$$

В случае идеального детектора связь вектора плоскости симметрии Q_n ограничена лишь множественностью частиц, попадающих в аксептанс детектора. В реальности азимутальная неоднородность аксептанса, эффекты магнитного поля, неоднородная эффективность и прочие эффекты могут искажать полученные результаты измерения коллективной анизотропии. Это приводит к тому, что уравнение 1.15 становится неверными. Неоднородности аксептанса детектора могут быть исправлены на уровне расчета Q_n -векторов. Следующая процедура была описана в работе [14]. Последовательность корректировки Q_n -векторов строго определена: сначала центрирование, затем диагонализация и масштабирование. Схематическое представление этих коррекций показано на рис. 1.10.

Центрирование: Сдвиг детектора в плоскости, перпендикулярной направлению пучка, может привести к сдвигу средних значений компонент вектора потока. Этот сдвиг может быть устранен вычитанием среднего значения компоненты вектора из значения, рассчитанного в данном событии.

Диагонализация): Распределение вектора потока может быть повернутым, если $\sin(n\Psi)$ или $\cos(n\Psi)$ вносят вклад в x_n и y_n компоненты вектора пото-

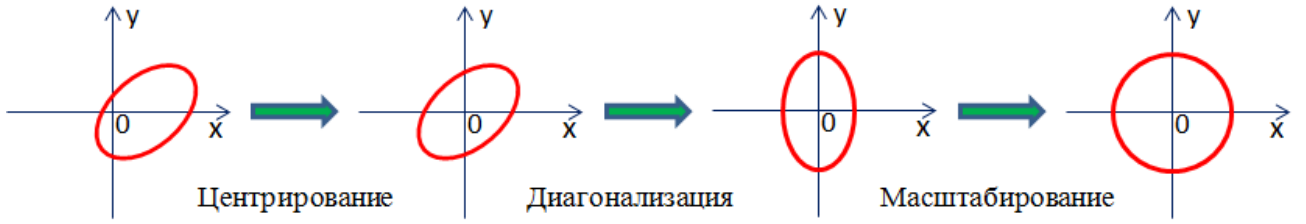


Рисунок 1.10 — Схематичное изображение коррекций центрирования, диагонализации и масштабирования для Q_n -векторов, предложенных в [14].

ка (к примеру, локальная система координат детектора может быть повернута на угол $\delta\phi$ относительно глобальной системы координат). Коррекции поворота вычисляются из средних значений компонент векторов потока и применяются к вектору в каждом событии.

Масштабирование: Коррекция масштабирования используется для получения одинаковой ширины распределений компонент x и y .

Данный метод имеет ряд преимуществ по сравнению с традиционным перевзвешиванием спектра частиц согласно эффективности детектора в плоскости, перпендикулярной направлению пучка. Основное преимущество заключается в том, что эта процедура работает и с детекторами, имеющими дыры в азимутальном аксептансе. Необходимые поправочные коэффициенты могут быть полностью определены из самих данных. Моделирование методом Монте-Карло не требуется.

1.6 Методика измерения анизотропных потоков в экспериментах на фиксированной мишени

Одной из задач, которую решил автор, являлось усовершенствование методики измерения анизотропных потоков в экспериментах на фиксированной мишени с учетом неоднородности азимутального аксептанса установки и ее апробация на данных экспериментов HADES [1; 2; 5; 7; 8] и BM@N [3; 4; 6; 9]. Ниже приведены основные составляющие данной методики.

1) В области энергий 1–4 ГэВ направленный поток v_1 является доминирующим сигналом, который не меняет свой знак, поэтому v_1 и более высокие гар-

моники вычисляются относительно плоскости симметрии первой гармоники Ψ_1 . Нуклоны-спектаторы налетающего ядра не участвуют в неупругих взаимодействиях и потому несут больше информации о системе до начала столкновения. В результате столкновения ядер спектаторы отклоняются от первоначального направления движения вдоль $\phi \simeq \Psi_{RP}$. Установки HADES и BM@N оборудованы передними модульными детекторами, гранулярность которых позволяет измерять поперечную анизотропию энергии спектаторов. Измерение потоков относительно плоскости симметрии спектаторов более устойчиво к непотоковым корреляциям, таким как закон сохранения импульса.

2) В качестве основного метода измерения использовался метод скалярного произведения $v_n\{SP\}$, который всегда дает среднеквадратичное значение $\sqrt{\langle v_n^2 \rangle}$. В случае модульных детекторов вектор Q_1 (для определения плоскости симметрии первого порядка) может быть получен с использованием модификации формулы 1.8:

$$Q_1 = \sum_{k=1}^N E_k e^{i\varphi_k} / \sum_{k=1}^N E_k, \quad (1.19)$$

где φ — азимутальный угол k -го модуля детектора, E_k — амплитуда сигнала, зарегистрированного в k -м модуле детектора, которая пропорциональна энергии или заряду частицы, как показано на рис. 1.11. N обозначает число модулей, использованных для оценки плоскости симметрии.

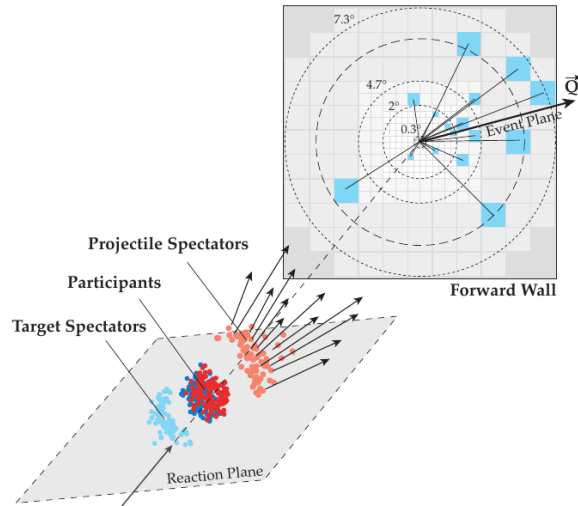


Рисунок 1.11 — Событие реконструкции плоскости симметрии первого порядка Q_1 с помощью регистрации нуклонов-спектаторов налетающего ядра в переднем годоскопе Forward Wall (FW) эксперимента HADES.

3) Уравнение (1.17) для измерения потока дает две независимые оценки v_n с использованием x - и y - компонент u_n - и Q_n -векторов. Их совпадение является проверкой отсутствия вклада из за неоднородности азимутального аксептанса установки. В работе используются три подсобытия из передних модульных детекторов для оценки плоскости симметрии. Таким образом, получается набор из 6 независимых оценок коэффициентов потока v_n . При помощи дополнительных Q_n -векторов из треков заряженных частиц можно минимизировать вклад непотоковых эффектов в рассчитанные значения поправочного коэффициента R_n . Сравнение независимых оценок для v_n , полученных относительно различных плоскостей и с использованием различных R_n , позволяет оценить вклад непотоковых корреляций и остаточных эффектов асимметрии азимутального аксептанса установки в полученные результаты для анизотропных потоков.

4) Вычисление статистических погрешностей измерений методом бутстрепа. В выражениях (1.10), (1.12), (1.14) некоторые Q_n -векторы участвуют одновременно в нескольких корреляциях, к примеру как в уравнении (1.12). Корреляции $\langle Q_n^a, Q_n^{b*} \rangle$, $\langle Q_n^a, Q_n^{c*} \rangle$ и $\langle Q_n^b, Q_n^{c*} \rangle$ не являются независимыми измерениями. Их ошибки, в свою очередь, оказываются скоррелированными. В этом случае погрешность косвенных измерений, описываемая формулой ниже, не является правильной:

$$\Delta f = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial a} \delta a\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial b} \delta b\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial c} \delta c\right)^2}, \quad (1.20)$$

где f — некоторая величина, вычисленная при помощи измеряемых a , b и c . В данной работе для оценки статистических ошибок использовался метод бутстрепа (bootstrap) [75], который заключается в разделении всего набора данных на статистически неэквивалентные поднаборы. Тогда статистическая ошибка Δf выражается как среднеквадратичное отклонение распределения результатов, полученных в разных поднаборах:

$$\Delta f = \sqrt{\frac{\sum_k w_k (f_k - \langle f \rangle)^2}{\sum_k w_k - 1}}, \quad (1.21)$$

где w_k — множественность данного поднабора, f_k — величина (R_n , v_n , и т. д.), вычисленная в данном поднаборе, $\langle f \rangle$ — величина, вычисленная по всей выборке.

5) Эффективность измерений анизотропных потоков предложенными методами была исследована с помощью Монте-Карло моделирования и последующей полной реконструкции событий. Для описания столкновений тяжелых ионов используются транспортные модели, например, DCM-QGSM-SMM и JAM. Затем все частицы проходят через все детекторные подсистемы установок HADES (BM@N) с помощью программы GEANT. Цепочка моделирований обеспечивает реалистичный отклик детекторных подсистем установок, включая правильную геометрию, реализацию карты магнитного поля и реалистичные сечения взаимодействия частиц со всеми материалами детекторов. Сравнение коэффициентов потока v_n^{reco} из анализа полностью реконструированных данных, и v_n^{true} полученных напрямую из моделей, дает оценку эффективности предложенных методов анализа.

Для создания Q_n -векторов и их коррекции на неоднородность аксептанса по азимутальному углу, реализации различных методов анализа анизотропных потоков и оценки статистических неопределенностей с помощью метода бутстрепа (bootstrap) был использован пакет объектно-ориентированных библиотек на языке C++ QnTools. Пакет был изначально создан для коллайдерного эксперимента ALICE с относительно однородным азимутальным аксептансом. Для конфигурации набора детекторов в QnTools [76] используется менеджер, позволяющий моделировать как трековые, так и модульные детекторы, для каждого из которых можно задать собственный набор поправок. Поправки могут вводиться дифференциально как функции переменных события и/или трека. Последовательность корректировки Q_n -векторов строго определена: сначала центрирование, затем диагонализация и масштабирование [14], как показано на рис. 1.12. В результате перечисленных операций распределение Q_n -векторов среди всех событий становится изотропным, как в случае идеального аксептанса. В QnTools предлагается интеграция с высокоуровневым фреймворком анализа данных ROOT, RDataFrame [77], который позволяет выражать анализ с помощью функций высокого уровня, при этом автоматически реализуя низкоуровневые оптимизации производительности. Одной из задач, которую решил автор, являлась адаптация пакета QnTolls для использования в экспериментах с фиксированной мишенью HADES и BM@N, где аксептанс по азимутальному углу сильно неоднороден [78].

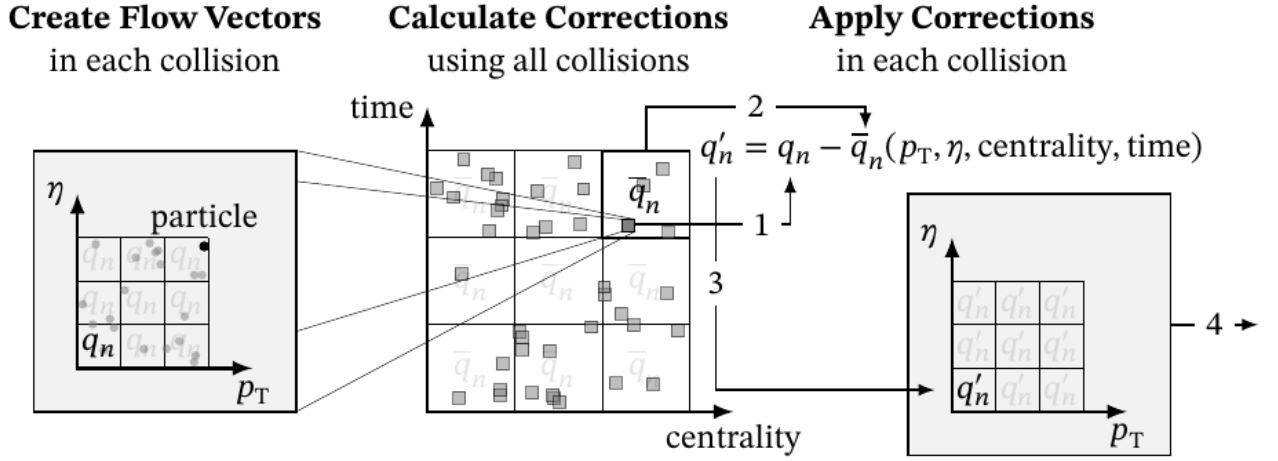


Рисунок 1.12 — Схема применения коррекций для q_n векторов, который используется в программном пакете QnTools. Коррекция центровки выполняется дифференциально по p_T , η , центральности, и времени.

1.7 Выводы к главе 1

В первой главе дано описание области исследований диссертационной работы: анизотропные коллективные потоки частиц, образующихся в столкновениях релятивистских тяжелых ионов. Дан обзор исследований анизотропных потоков, описываемых коэффициентами Фурье v_n , в широком диапазоне энергий столкновения. Обсуждается чувствительность направленного (v_1) и эллиптического (v_2) потоков частиц к уравнению состояния сильновзаимодействующей материи.

Описаны экспериментальные методы измерения коэффициентов v_n , включая метод плоскости события (EP) и метод скалярного произведения (SP). Обсуждены их преимущества и недостатки, а также методы коррекции на разрешение плоскости симметрии. Рассмотрено влияние азимутальной неоднородности аксептанса экспериментальной установки на результаты измерений и метод коррекции. Обсуждены основные источники непотоковых корреляций, их влияние на результаты v_n измерений и способы их подавления. В конце главы представлено описание авторской методики измерения анизотропных потоков в экспериментах на фиксированной мишени с учетом неоднородности азимутального аксептанса установки и оценкой вклада непотоковых корреляций.

Глава 2. Эксперименты HADES и BM@N

В этой главе будет рассмотрено устройство экспериментальных установок HADES, расположенной на выведенном пучке ускорителя тяжелых ионов SIS-18, Дармштадт (Германия) и BM@N, на ускорительном комплексе NICA, Дубна (Россия). В главе будут приведены схемы каждого из экспериментов и описаны главные детекторные подсистемы, информация из которых была использована в анализе, представленном в данной работе.

2.1 Эксперимент HADES (SIS-18)

2.1.1 Ускорительный комплекс SIS-18

Установка HADES расположена на отдельном выводе ускорителя SIS-18 в центре по изучению тяжелых ионов имени Гельмгольца GSI, в городе Дармштадте (Германия). Ускорительный комплекс SIS-18 состоит из линейного ускорителя UNILAC и синхротрона тяжелых ионов SIS-18. Линейный ускоритель UNILAC способен разгонять ионы в широком диапазоне массовых чисел: от протонов до ядер урана. Ускоритель оборудован инжектором ионов VARIS, способным достигать силы тока ионов до 6 мА. При помощи вакуумно-дугового разряда тяжелые ионы испаряются с поверхности источника, а затем разделяются с помощью масс-спектрометра LEBT. Затем ионы тяжелых ядер с энергией 2,2 А кэВ транспортируются в инжектор, в котором они разгоняются до энергии 1,4 А МэВ и полностью лишаются электронной оболочки с помощью сверхзвукового потока газа. В дальнейшем полностью ионизированные тяжелые ядра при энергии 11,4 А МэВ подаются на вход синхротрона SIS-18.

Максимальная магнитная жесткость синхротрона достигает 18 Тл·м, что позволяет разогнать ядра Au^{69+} до кинетических энергий 1,25 А ГэВ, Ag^{47+} до 1,5 А ГэВ и протоны до 4,5 А ГэВ. Длина синхротронного кольца составляет 217 м. Кольцо разделено на 12 одинаковых секций. Каждая секция состоит из

двух дипольных магнитов для отклонения пучка, трех квадрупольных магнитов и одного секступольного магнита для фокусировки пучка. После синхротрона ускоренные тяжелые ядра подаются на вход установки HADES.

2.1.2 Экспериментальная установка HADES

Установка HADES (High Acceptance DiElectron Spectrometer) [13] представляет собой широкоапертурный магнитный спектрометр для идентификации и измерения энергии адронов и электронов/позитронов, образующихся в ядро-ядерных взаимодействиях при энергиях налетающих ядер 1 - 2 АГэВ и в адрон-ядерных взаимодействиях при энергиях до 4 ГэВ. Геометрически спектрометр разделен азимутально на шесть идентичных секторов, которые определяются расположением обмоток сверхпроводящего тороидального магнита и перекрывают область полярных углов θ в диапазоне от 18° до 88° и практически полный азимутальный угол. Поперечное сечение двух противоположных секторов показано на рис. 2.1. Измерение импульсов заряженных частиц и их углов вылета из мишени обеспечивается трековой системой детекторов, состоящей из сверхпроводящего тороидального магнита и набора из четырех плоскостей многопроволочных дрейфовых камер (MDC). Камеры измеряют положение и направление движения заряженных частиц до и после области магнитного поля. Из отклонения траекторий в магните определяется импульс каждой частицы. Данная система обеспечивает импульсное разрешение для заряженной частицы с точностью порядка 1–2 %. Электроны и заряженные адроны – пионы, каоны, протоны и более тяжелые заряженные фрагменты — идентифицируются по времени пролета частиц между стартовым детектором Start, расположенным перед мишенью, и двумя времяпролетными детекторами RPC и TOF, расположенными после магнита. Для идентификации электронов, помимо описанной выше времяпролетной системы, используются кольцевой черенковский пороговый детектор (RICH) и электромагнитный калориметр (ECAL). Передний сцинтилляционный годоскоп FW(Forward Wall) предназначен для восстановления плоскости симметрии. Далее представлено описание основных детекторных подсистем, информация с которых была использована для анализа.

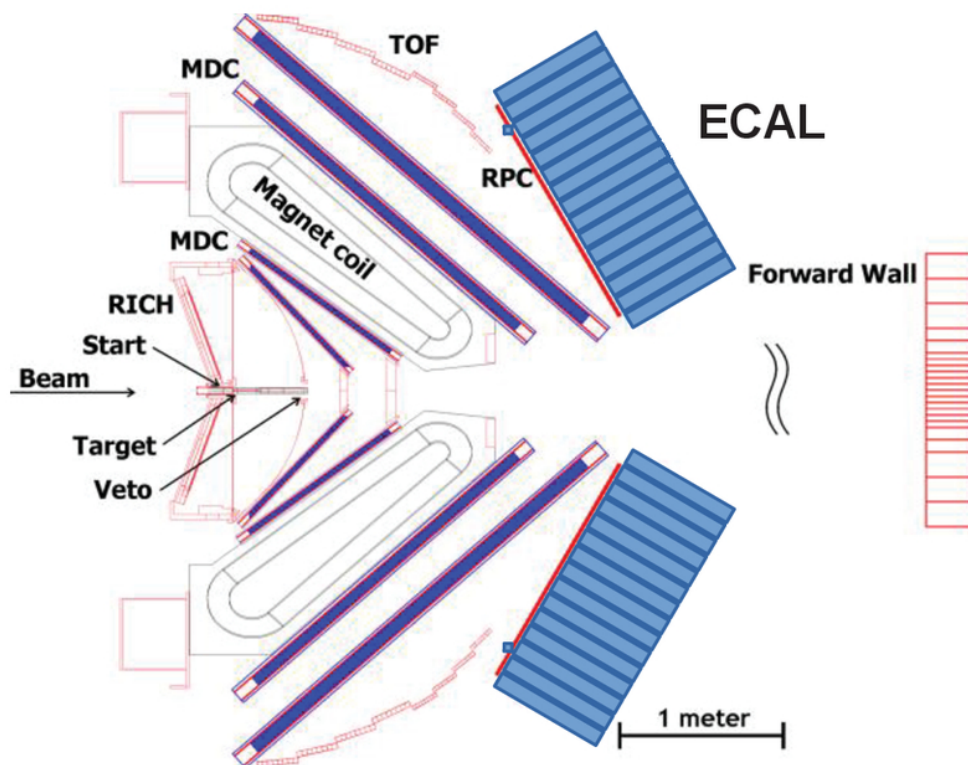


Рисунок 2.1 — Схематическое изображение поперечного сечения установки HADES.

2.1.3 Мишень

Мишень, на которой происходят взаимодействия ускоренных ядер, представляет из себя 15 каптоновых полосок, закрепленных на углеволоконной трубке. На каптоновые полоски толщиной 7 мкм наклеены диски из золота (серебра). Расстояние между полосками составляет 4 мм. Во время пучка в апреле 2012 года использовалась золотая мишень. Толщина каждого диска из золота составляла 25 мкм, а диаметр — 2,2 мм. Для пучка Ag+Ag в марте 2019 года толщина мишени составляла 42 мкм. Общая толщина мишени — 375 мкм, что соответствует общей вероятности взаимодействия в 1,5 %. Фотография серебряной мишени для сеанса Ag + Ag при энергии 1,23А ГэВ приведена на рис. 2.2 (слева).

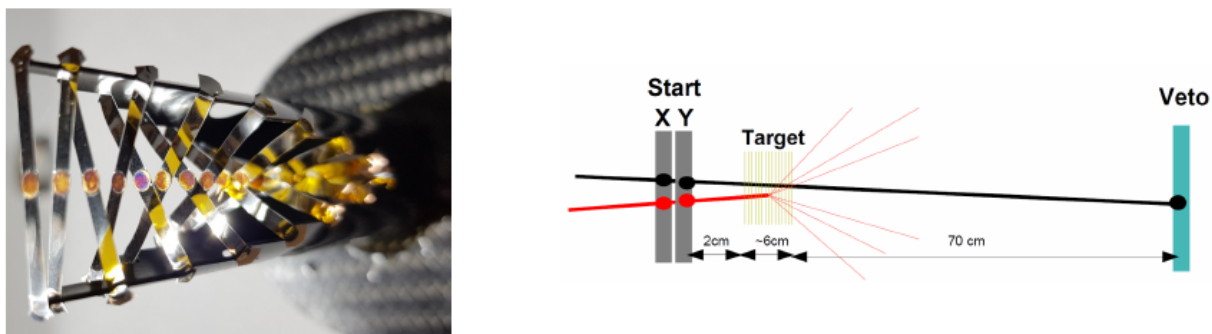


Рисунок 2.2 — Слева: Фотография сегментированной серебряной мишени для сеанса $\text{Ag} + \text{Ag}$ при энергии 1,23А ГэВ. Каждый сегмент мишени закреплен тонкой каптоновой лентой на углеродной трубке. Справа: Схема системы «Старт-Мишень-Вето» (Start-Target-Veto).

2.1.4 Start и Veto детекторы

Для регистрации времени столкновения T_0 и выработки триггерных сигналов используются детекторы пучка Start и Veto, как показано на рис. 2.2 (справа). Основными свойствами детекторов являются высокоэффективный сбор заряда и малое время сбора сигнала, а также низкая вероятность взаимодействия с ионами пучка из-за узкой толщины ~ 60 мкм. Это достигается с помощью радиационно стойких алмазных детекторов с тонким металлизационным покрытием, нанесенным методом химического осаждения из паровой фазы (CVD). Start детектор, с активной областью $4,7 \times 4,7 \text{ мм}^2$, собран из алмазов с металлическим напылением, нанесенных тонким слоем на полоски из хромированного золота. 16 полосок шириной 200 мкм с интервалом в 90 мкм обеспечивают высокую точность регистрации налетающего ядра по осям x и y . Start детектор расположен в 2 см перед первым сегментом мишени и совместно с времяпролётными детекторами TOF и RPC позволяет измерять время пролёта заряженных частиц. Детектор Veto состоит из алмазов, покрытых тонкой плёнкой металла, и расположен на расстоянии 70 см за мишенью. Основное назначение детектора Veto — отсеивать события, в которых ядерная реакция в мишени либо не происходила, либо одновременно со столкнувшимися ионами мишень пересекал другой ион пучка (pile-up), что не позволяет гарантировать правильное время столкновения T_0 , измеренное детектором Start.

2.1.5 Трековая система

Трековая система HADES, предназначенная для реконструкции траекторий заряженных частиц, состоит из четырёх плоскостей многопроволочных дрейфовых камер (MDC). Для измерения импульса заряженных частиц между второй и третьей плоскостями располагается сверхпроводящий магнит, отклоняющий проходящие через него частицы. На рис. 2.3 схематически изображена трековая система эксперимента HADES. Треки заряженных частиц совмещаются из траекторий в плоскостях I и II, и III и IV методом Рунге–Кутты. Импульс заряженной частицы восстанавливается по отклонению в магнитном поле между плоскостями II и III.

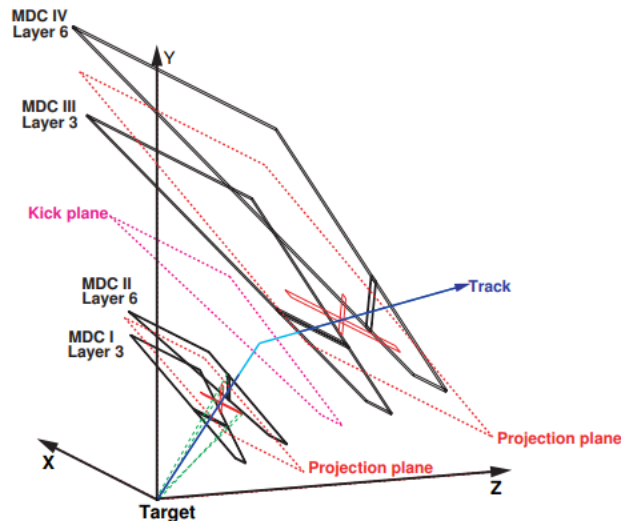


Рисунок 2.3 — Схематическое изображение трековой системы эксперимента HADES.

Магнитное поле создаётся при помощи сверхпроводящего магнита ISLE, состоящего из 6 секторов, которые в первом приближении отклоняют заряженные частицы, изменяя лишь их полярный угол θ . При максимальной силе тока $I=3500$ А максимум магнитного поля в 3 Тл достигается на краях магнита, а в центре сектора составляет 0,9 Тл. Магнит фокусирует положительно заряженные частицы в направлении оси z . Сверхпроводящие катушки состоят из ниобий-титанового сплава, инкапсулированного в медную матрицу. Медная матрица необходима для механической стабильности конструкции. Вся сборка упакована в катушки, окруженные алюминиевым корпусом, который предот-

вращает механические повреждения в случае внезапного отключения магнитного поля. Катушки окружены системой охлаждения, работающей на жидком азоте при температуре 85 К. Токпроводящие элементы дополнительно охлаждаются однофазным гелием при температуре 4,7 К и давлении 2,8 бар.

Площадь чувствительного материала внутренних камер MDC составляет 0,35 м², а внешних — 3,21 м².

Самым маленьким чувствительным элементом многопроволочной дрейфовой камеры MDC является ячейка, представляющая из себя плоскость с одной чувствительной и двумя потенциальными проволоками по обе стороны. Катод и анод сделаны из отожженного алюминия, а чувствительная проволока — из покрытого золотом вольфрама. Каждая секция состоит из порядка 1100 чувствительных ячеек, организованных в 6 слоёв, каждый из которых повёрнут на 20 градусов друг относительно друга ($\pm 0^\circ$, $\pm 20^\circ$, $\pm 40^\circ$). Такая организация чувствительного объема позволяет достичь равномерного разрешения по азимутальному (85–125 мкм) и полярному (35–50 мкм) углам. Первый слой MDC заполнен смесью газов Ar+CO₂ в пропорциях 70:30. Оставшиеся три слоя работают на смеси аргона и изобутана. Заряженная частица, пролетая через чувствительную зону детектора MDC, ионизирует газ, и высвобожденные электроны дрейфуют в сторону чувствительной проволоки. Собранный заряд детектируется, и восстанавливается пространственная координата точки, в которой произошла ионизация газа.

2.1.6 Времяпролётная система META (TOF и RPC)

Область полярных углов между 44° и 88° покрывается детектором Time Of Flight (TOF). Каждый из шести его секторов состоит из восьми модулей, включающих восемь пластиковых сцинтилляционных стержней из поливинилтолуола BC408 длиной от 1 до 2 м. Сцинтилляционный свет, генерируемый ионизирующими частицами в стержнях, считывается с обеих сторон отдельными фотоэлектронными умножителями (ФЭУ). Время попадания может быть усреднено по времени, измеренному двумя ФЭУ на стержень, с учетом времени, необходимого сцинтилляционному свету для прохождения всей длины

стержня. Таким образом, достигается временное разрешение порядка 150 пс. Положение обнаруженного попадания вдоль стержня (в азимутальном направлении) может быть рассчитано по задержке между сигналами от двух ФЭУ, что дает пространственное разрешение $\sim 2,5$ см в азимутальном направлении. В полярном направлении пространственное разрешение детектора ограничено шириной стержней. Она составляет 2 см для стержней четырех внутренних модулей и 3 см для стержней четырех внешних модулей. Интенсивность индуцированного сцинтилляционного света зависит от количества энергии, оставленной частицей. Поэтому форма сигнала коррелирует с удельными потерями энергии частиц. Поскольку плотность сцинтилляционного пластика выше плотности газа детектора в MDC, частицы теряют больше энергии, что делает измерение потерь энергии в TOF-детекторе более точным, чем в MDC-детекторе.

Для увеличения аксептанса времяпролетной системы ближе к оси пучка, за детекторами TOF, находятся 6 секций резистивных пластинчатых камер (RPC). Каждая секция состоит из двух частично перекрывающихся слоёв, в каждом из которых находится 31 полоска RPC. Каждая RPC собрана из чередующихся слоев алюминиевых электродов и изолятора — стекла — в газовом объеме, заполненном смесью SF_6 и $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$. Заряженные частицы ионизируют газ, и дельта-электроны ускоряются электрическим полем в сторону анода, создавая электронную лавину. Такая конструкция позволяет достичь временного разрешения в 80 пс.

Для определения времени пролета $\Delta t = \text{tof} - T_0$ используется время tof хита в системе META (TOF+RPC), который наилучшим образом ассоциирован с треком частицы. Время столкновения T_0 определяется детектором Start. Триггер минимального смещения определяется сигналом в Start. Физический триггер для отбора центральных столкновений РТЗ основан на аппаратном пороге сигналов системы: не менее 20 хитов в META.

2.1.7 Передний годоскоп Forward Wall

Для регистрации фрагментов сталкивающихся ядер, взаимодействовавших с областью перекрытия лишь упруго (спектаторы), спектрометр HADES

оборудован передним многоканальным сцинтилляционным годоскопом Forward Wall (FW). Он расположен в 7 м от мишени и имеет полярный угол покрытия $\theta = 0,33^\circ - 7,17^\circ$, который не покрывается никаким другим компонентом установки HADES. Детектор имеет модульную структуру и способен измерять заряд и время пролета фрагментов-спектаторов. FW годоскоп состоит из 288 квадратных ячеек – 140 ячеек в центральной области, 64 ячейки в середине и 84 больших ячейки во внешней области. Материал – пластмассовый сцинтиллятор на основе полистирола BC408. Размер модулей годоскопа увеличивается от центральных к периферическим и составляет 40×40 , 80×80 и 160×160 мм² соответственно. Схематично расположение модулей в годоскопе представлено на рис. 2.4. Толщина сцинтилляторов детекторных ячеек составляет 1" (2,54 см). Свет с каждой детекторной ячейки через воздушный световод детектируется отдельным ФЭУ. По оси пучка годоскопа расположено квадратное отверстие размером 8×8 см² для пропускания наиболее тяжелых фрагментов пучка. Полный поперечный размер переднего сцинтилляционного годоскопа FW установки HADES составляет 180×180 см².

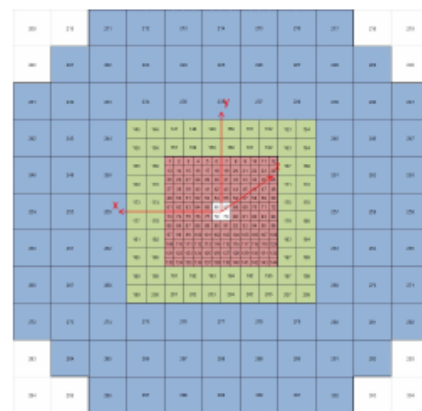
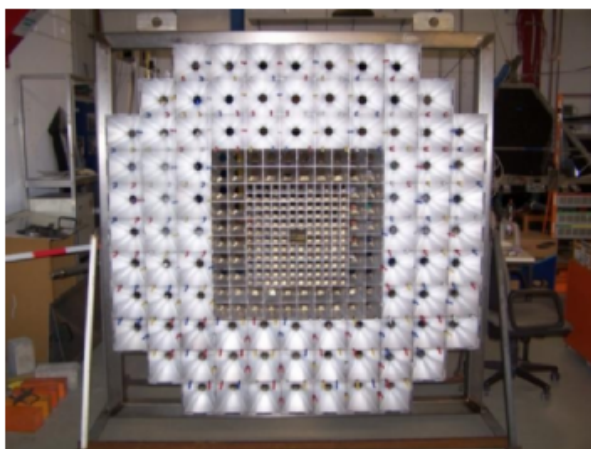


Рисунок 2.4 — Фотография (слева) и схема расположения модулей переднего годоскопа FW (справа).

2.2 Эксперимент BM@N (NICA)

2.2.1 Ускорительный комплекс NUCLOTRON (NICA)

Ускорительный комплекс NICA (Nuclotron based Ion Collider facility) является первым в истории современной России мегасайенс-проектом в области физики экстремального состояния материи, который в настоящее время реализуется в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ). В 2023 году был введен в эксплуатацию инжекционный комплекс коллайдера NICA, который состоит из линейного ускорителя ионов Linac и двух сверхпроводящих синхротронов Booster и Nuclotron. После ускорения тяжелых ионов в кольце Booster до энергии в 0,5A ГэВ пучок подаётся на Nuclotron. Nuclotron может обеспечить эксперимент BM@N ("Барионная Материя на Нуклотроне") пучками различных частиц, от протонов до ионов висмута, с кинетической энергией в от 1 до 6A ГэВ для легких ионов с отношением $Z/A \approx 0,5$ и до 4,5A ГэВ для тяжелых ионов с отношением $Z/A \approx 0,4$.

2.2.2 Экспериментальная установка BM@N

В 2023 году в рамках эксперимента BM@N был проведён первый физический сеанс, в котором было набрано порядка 500 млн столкновений Xe+Cs(I) при энергии 3,8A ГэВ. Установка BM@N [12] представляет собой спектрометр с набором фиксированных твердотельных мишеней, покрывающий область псевдобыстрот $1,6 < \eta < 4,4$. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2.5. Важными элементами для анализа являются анализирующий магнит SP-41, триггерные детекторы, центральная трековая система, времяпролётная система TOF и передний адронный калориметр (FHCAL). Они описаны в следующих разделах.

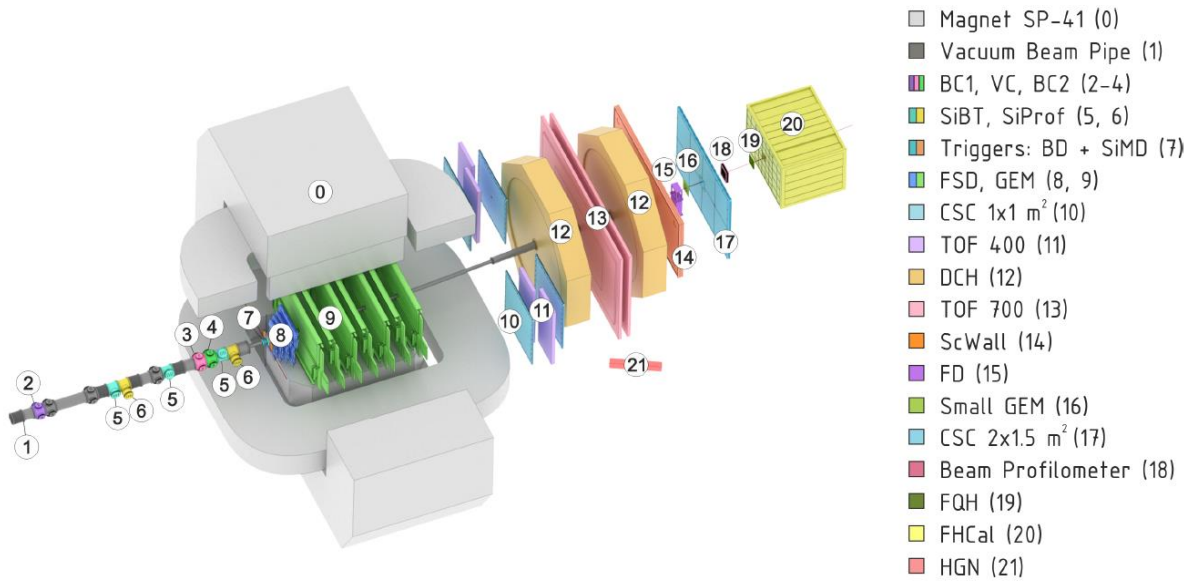


Рисунок 2.5 — Схема экспериментальной установки BM@N для сеанса $\text{Xe}+\text{Cs(I)}$ [12].

2.2.3 Триггерные детекторы

На рис. 2.6 показана схема расположения триггерных детекторов установки BM@N, размещенных на линии пучка. Это сцинтилляционные счётчики BC1, BC2, VC и баррельный детектор (BD) для определения множественности частиц в области мишени. Апертура пучка ограничена отверстием диаметром 25 мм в сцинтилляционном счетчике Вето (VC), который отклоняет гало пучка.

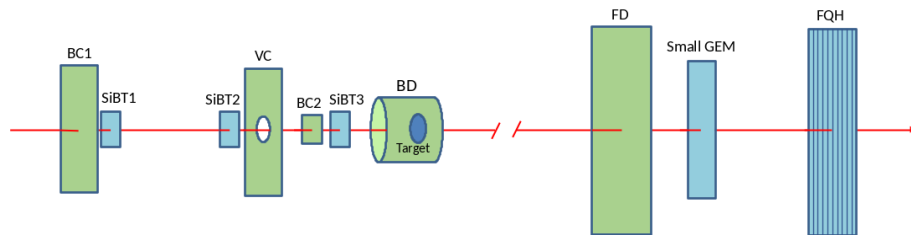


Рисунок 2.6 — Схема триггерных детекторов установки BM@N.

Диаметр отверстия в VC выбран достаточно большим, чтобы принять большую часть ионов пучка, но меньшим, чем диаметр мишени 32 мм. Детекторы пучка BC1 и BC2 определяют время старта (T_0) для времяпролетной

системы. Требование точного измерения времени обусловило конструкцию детекторов BC1 и BC2 со сбором света двумя ФЭУ, в то время как вход в логике триггера настроен на аксептанс одного импульса от каждого из счетчиков пучков BC1, BC2 и VC. После калибровки счетчиков временное разрешение, полученное с использованием импульсов от верхнего и нижнего ФЭУ, составило $\sigma_{T0} \simeq 40$ пс для BC1 и BC2 по отдельности и $\sigma_{T0} \simeq 30$ пс для комбинированного отклика системы из двух счетчиков.

Сигнал триггера, основанный на множественности частиц, образующихся при взаимодействии, подается баррельным детектором (BD), который состоит из 40 сцинтилляторных полос, покрывающих цилиндрическую поверхность диаметром ~ 90 мм, ориентированную вдоль линии пучка. Каждая полоска BD имеет размер $150 \times 7 \times 7$ мм³, просматривается с одной стороны кремниевым фотоумножителем 6×6 мм² и покрыта алюминизированным майларом. Для триггера требовалось срабатывание минимального количества n каналов BD $\geq n$. Мишень находится внутри BD, центрирована в плоскости XY и расположена в продольном направлении на расстоянии 35 мм от нижнего края полос BD. После анализирующего магнита пучок проходит через детектор фрагментов (FD), малый детектор GEM и передний кварцевый фотодетектор (FQH). Эти детекторы расположены в воздухе, FD находится непосредственно за 100 мкм титановым окном вакуумной трубы пучка. Амплитуда импульса в FD отражает квадрат заряда иона, проходящего через счетчик. Эта амплитуда используется в триггерной системе, чтобы различать события со взаимодействием и без взаимодействия в мишени.

Триггер пучка (BT) формируется при совпадении импульсов 20 нс от счетчиков BC1, BC2 и отсутствии импульса от счетчика Veto (VC):

$$BT = BC1 \times BC2 \times \overline{VC}.$$

Триггер минимального смещения (MBT) в дополнение к требованиям BT устанавливает критерий, согласно которому только события с высотой импульса в FD меньше заданного порога (ниже пика ионов пучка) рассматриваются как взаимодействие ионов пучка в пространстве между счетчиками BC2 и FD, т.е. преимущественно в мишени: $MBT = BT \times \overline{FD}$.

Триггер взаимодействия, называемый триггером центрального столкновения (CCT), состоит из триггера минимального смещения и сигнала от баррельного

детектора (BD), генерируемого, когда множественность попаданий в BD превышает определенный порог: $CCT = MBT \times BD(> n)$.

2.2.4 Трековая система

Система реконструкции траекторий заряженных частиц в эксперименте BM@N [12] состоит из четырех станций переднего кремниевого детектора (Forward Silicon Detector, FSD) и семи станций газоэлектронных умножителей (GEM). Трековая система целиком находится в магнитном поле дипольного магнита SP-41, что позволяет с большой точностью восстанавливать импульсы рожденных в столкновении заряженных частиц. Магнитное поле может быть установлено вплоть до 1,2 Тл для получения оптимального аксептанса и разрешения по импульсу для различных процессов и энергий пучка. При этом сила магнита составляет порядка 2,1 Тл·м. Карта магнитного поля измерена с использованием датчика Холла. Автор данной работы принимал непосредственное участие в измерениях магнитного поля и составлении карты для сепаратора. На рис. 2.7 представлено схематическое изображение трековой системы в эксперименте BM@N. Вакуумная пучковая труба позволяет минимизировать столкновения ядер ксенона с атомами азота, кислорода и прочими примесями. Поскольку вакуумная труба также расположена в магнитном поле, она имеет искривлённую форму для свободного прохождения невзаимодействовавших ядер пучка.

FSD представляет из себя четыре станции, каждая из которых составлена из двух полуплоскостей (верхней и нижней). Верхняя и нижняя половины станций имеют идентичную взаимозаменяемую конструкцию. В центре каждой станции имеется отверстие размером 57×57 мм² для размещения пучковой трубы.

Полуплоскости первой станции FSD состоят из 6 идентичных двухсторонних стриповых кремниевых детекторов (DSSD) размером $93 \times 63 \times 0.32$ мм³. Координатные модули следующих трех станций основаны на DSSD размером $63 \times 63 \times 0,32$ мм³. Каждая сторона DSSD ($p+$, $n+$) имеет 640 стрипов, расстояние между которыми порядка 100 мкм. Угол между стрипами на стороне $p+$

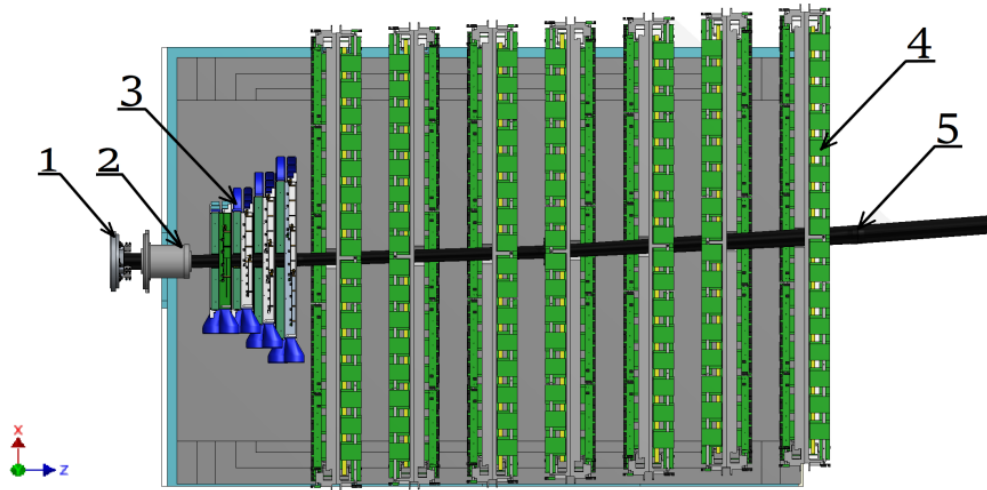


Рисунок 2.7 — Схематическое изображение трековой системы в эксперименте BM@N. Цифрой 1 обозначена мишень, 2 — баррельный детектор, 3 — FSD, 4 — GEM, 5 — пучковая труба.

и $n+$ составляет $2,5^\circ$. Координатные модули расположены таким образом, что стрипы стороны $p+$ параллельны оси Y .

14 детекторов GEM (газово-электронных умножителей) собраны в 7 плоскостей и располагаются за FSD. 7 детекторов расположены в верхней и 7 — в нижней полуплоскостях. Верхние и нижние детекторы имеют разную чувствительную площадь: 163×45 и 163×39 см² соответственно. Каждый детектор сконструирован из катода, анода и трёх идентичных электродов из каптоновых фольг. Каптоновые фольги имеют толщину 50 мкм и с обеих сторон покрыты тонким (5 мкм) слоем меди. Электроды перфорированы двойными коническими отверстиями с внутренним и внешним диаметрами 50 и 70 мкм соответственно. Шаг перфорации — 140 мкм. Катод представляет из себя также каптоновую фольгу толщиной 50 мкм, однако тонкое медное покрытие имеется лишь с одной стороны. Регистрация дельта-электронов, образованных в газовом объеме заряженными частицами, выполняется анодом. Анод имеет 2 слоя стрипов. Стрипы первого слоя параллельны оси Y , а второго — повернуты на угол 15° . Толщина стрипов первого и второго слоя составляет 680 и 160 мкм соответственно, а шаг — 800 мкм в обоих случаях. Расстояние между катодом и первым электродом — 3 мм, между первым и вторым электродом — 2,5 мм, между вторым и третьим — 2 мм, между третьим электродом и анодом — 1,5 мм.

2.2.5 Времяпролётные детекторы TOF400 и TOF700

Для идентификации заряженных адронов эксперименте BM@N имеются две системы измерения времени пролета частиц (TOF): TOF400 и TOF700. Обе системы собраны на основе многозачорных резистивных плоских камер (MRPC). Выбор детекторов MRPC для TOF был основан на их высокой гранулярности, скорости, позиционном разрешении, эффективности и возможностях разделения частиц. TOF400 расположен на расстоянии 4 м от мишени и состоит из двух плечей слева и справа от пучковой трубы. TOF700 расположен на расстоянии 7 м от мишени и имеет большую активную область. Обе системы перекрываются с другими детекторами и обеспечивают непрерывный геометрический аксептанс.

TOF400 собран из 20 MRPC, по 10 MRPC в каждом плече детектора. Каждая MRPC имеет активную область $60 \times 30 \text{ см}^2$. Камеры собраны из 48 вертикально ориентированных считывающих электродов (стрипов), которые считываются с обеих сторон. По разнице времени прихода сигнала с каждой стороны стрипа определяется Y -координата попадания частицы. Испытания MRPC TOF400 на пучке дейтронов показали, что временное разрешение одной камеры составляет менее 50 пс. Активная площадь одного плеча системы TOF400 составляет $1,1 \times 1,3 \text{ м}^2$.

TOF700 собран из 59 MRPC: 41 малых и 18 больших. Малые MRPC имеют активную площадь $35 \times 16 \text{ см}^2$ и 32 горизонтальных считывающих стрипа ($10 \times 16 \text{ см}^2$, шаг 11 мм). активная площадь больших МРПК составляет $35 \times 56 \text{ см}^2$, число стрипов 16 ($18 \times 56 \text{ см}^2$, шаг 19 мм). Тест с пучком дейтронов показал временное разрешение одной камеры 60 пс. Общая активная площадь TOF700 составляет $3,15 \times 1,56 \text{ м}^2$. Обе системы TOF используют одинаковую газовую смесь и имеют схожие условия работы. Детекторы пучка BC1 и BC2 определяют время старта (T_0) для времяпролётной системы.

2.2.6 Передний адронный калориметр FHCAL

Передний адронный калориметр (FHCAL) в эксперименте BM@N предназначен для измерения энергии спектаторных фрагментов в области передних быстрот. Калориметр собран из 54 модулей: 34 малых и 20 больших, как показано на рис. 2.8 слева.

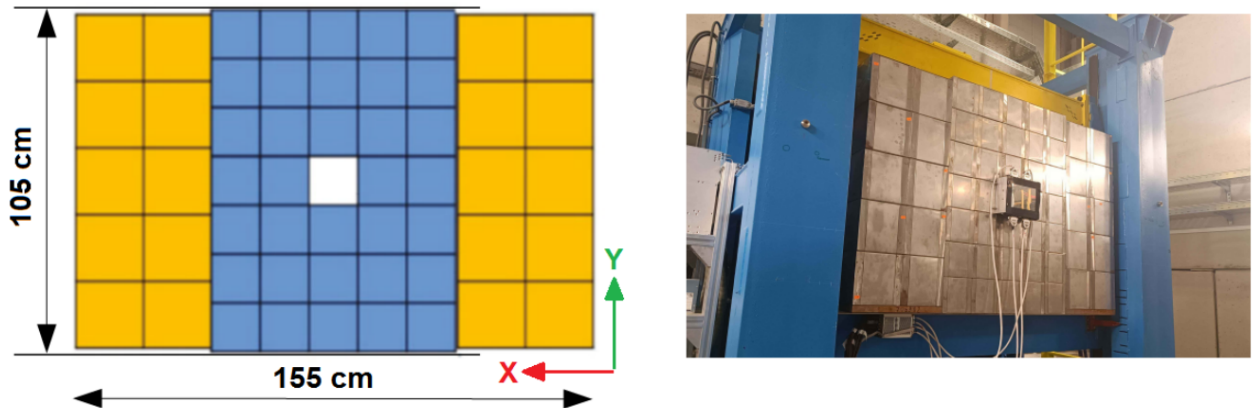


Рисунок 2.8 — Схема расположения модулей переднего адронного калориметра FHCAL (слева) и фотография FHCAL, установленного на подвижной платформе (справа).

Малые модули имеют поперечную площадь $15 \times 15 \text{ см}^2$. Слева и справа от сборки из малых модулей располагаются по 10 больших модулей с поперечными размерами $20 \times 20 \text{ см}^2$. В середине калориметра имеется отверстие для пучковой трубы размером $15 \times 15 \text{ см}^2$. Каждый модуль FHCAL состоит из чередующихся слоёв свинца и сцинтиллятора (толщина слоя свинца — 16 мм, слоя сцинтиллятора — 4 мм). Малые модули имеют 42 слоя свинца/сцинтиллятора, в то время как большие модули имеют 60 таких слоев. Сцинтилляционные пластины изготовлены из пластикового сцинтиллятора на основе полистирола и собирают свет с помощью оптических волокон. Свет транспортируется до конца модуля и считывается фотодетекторами.

2.3 Выводы к главе 2

В главе было рассмотрено устройство экспериментальных установок HADES, расположенной на выведенном пучке ускорителя тяжелых ионов SIS-18, Дармштадт (Германия) и BM@N, на ускорительном комплексе NICA, Дубна (Россия). Были приведены схемы каждого из экспериментов и описаны главные детекторные подсистемы, информация из которых была использована в анализе, представленном в данной работе. В первой части главы описывается устройство экспериментальной установки HADES и ее основных детекторных подсистем: триггерной системы (состоящей из детекторов Start и Veto), трековой системы, времяпролётной системы META (TOF+RPC) и переднего многоканального сцинтилляционного годоскопа Forward Wall (FW).

Вторая часть главы посвящена краткому описанию детекторных подсистем установки BM@N. Рассмотрены устройство и принципы работы триггерной системы, состоящей из сцинтилляционных счетчиков BC1, BC2 и VC. Приведено описание центральной трековой системы FSD+GEM и времяпролётной системы, состоящей из детекторов TOF400 и TOF700 на базе многозазорных резистивных пластинчатых камер. Рассмотрены принципы работы переднего адронного калориметра FNCal.

Показано, что все указанные детекторные подсистемы установок HADES и BM@N удовлетворяют всем характеристикам, необходимым для измерения анизотропных потоков идентифицированных адронов.

Глава 3. Обработка и анализ данных

В этой главе рассматриваются детали анализа экспериментальных данных с экспериментальных установок HADES и BM@N. В первой части главы представлены детали измерения коэффициента направленного потока v_1 протонов в столкновениях ядер Au+Au и Ag+Ag при энергиях $E_{\text{kin}} = 1,23\text{A}$ и $1,58\text{A}$ ГэВ на основе анализа данных эксперимента HADES. Во второй части главы представлены детали изучения эффективности измерения коллективных анизотропных потоков протонов в эксперименте BM@N на основе Монте-Карло моделирования с последующей полной реконструкцией событий. В дополнение методика измерений была апробирована на основе первых экспериментальных данных BM@N для столкновений Xe+Cs(I) при энергии $E_{\text{kin}} = 3,8\text{A}$ ГэВ.

3.1 Направленный поток протонов в эксперименте HADES

Целью анализа являлось получение зависимости коэффициента направленного потока v_1 протонов от центральности столкновения, поперечного импульса (p_T) и быстроты (y_{cm}) для столкновений Au+Au и Ag+Ag в эксперименте HADES. Набор данных для изучения столкновений Au+Au проходил в 2012 году. Кинетическая энергия пучка ионов золота $^{197}\text{Au}^{69+}$ была $E_{\text{beam}} = 1,23\text{A}$ ГэВ ($\sqrt{s_{NN}}=2,4$ ГэВ в системе центра масс) и интенсивность пучка, обеспечиваемая ускорителем SIS18, составляла $I_{\text{beam}} = (1,2 - 1,5) \times 10^6 \text{ c}^{-1}$. Во время набора данных для системы Ag+Ag в 2019 году были измерены две энергии пучка: $E_{\text{beam}} = 1.23$ и 1.58A ГэВ. Интенсивность пучка ^{107}Ag составляла $I_{\text{beam}} = (1,5 - 3,5) \times 10^6 \text{ c}^{-1}$. Всего было проанализировано около 1 миллиарда столкновений Au+Au и по 500 миллионов столкновений для Ag+Ag при обеих энергиях, после отбора хороших событий.

3.1.1 Критерии отбора событий

Следующий список определяет девять критериев качества, используемых на первом этапе процедуры отбора событий. Они перечислены в том же порядке, что и на рис. 3.1, где показаны доля всех событий, оставшихся после последовательного применения критериев качества, и доля событий, не прошедших отбор по каждому критерию.

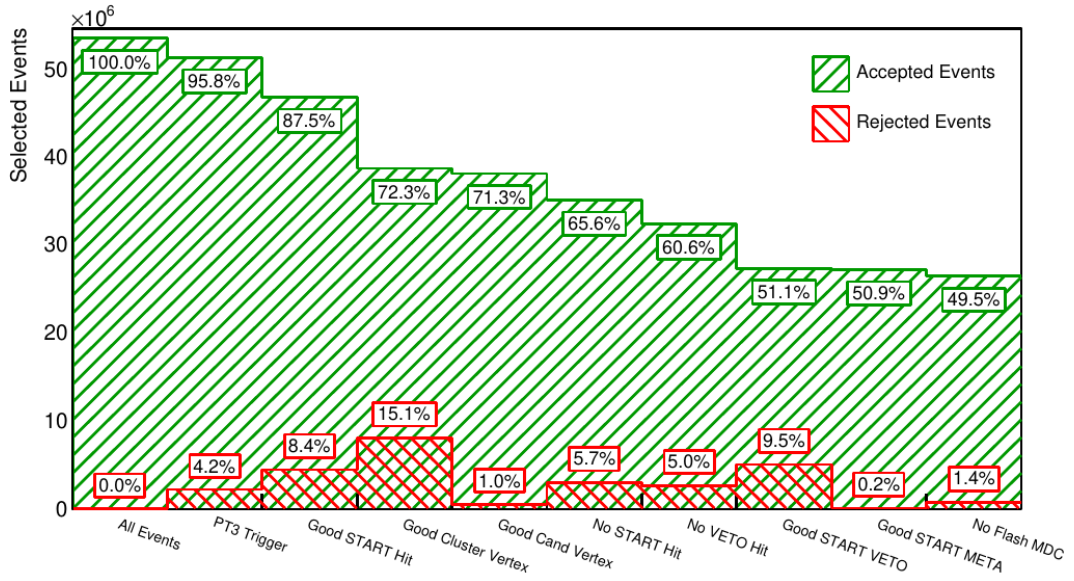


Рисунок 3.1 — Сокращение общего числа событий с помощью различных критериев отбора. Зеленые столбики показывают количество событий, оставшихся после последовательного применения соответствующих критериев отбора, красные столбики показывают, сколько событий было удалено. График был построен на выборке из $\simeq 54$ миллионов записанных событий Ag+Ag при энергии $E_{\text{beam}} = 1,584$ ГэВ.

1) PT3 trigger: этот критерий требует положительного решения триггера PT3 в качестве предварительного отбора центральных столкновений. Для срабатывания PT3 требуется более чем 20 хитов заряженных частиц в детекторах системы META: TOF+RPC, что выполняется в $\simeq 55$ % самых центральных Ag + Ag столкновений и $\simeq 44$ % самых центральных Au + Au столкновений. Более точная оценка центральности выполняется с помощью метода МК-Глаубер, описанного в разделе 3.5. Как пример, на рис. 3.2 представлено сравнение множественности срабатываний (хитов) времяпролетной системы TOF+RPC

для центрального триггера РТЗ в столкновениях Au + Au при $E_{kin} = 1,23$ и Ag + Ag при $E_{kin} = 1,23$ и $E_{kin} = 1,58A$ ГэВ. Максимальная множественность в столкновениях ядер золота почти в 2 раза превышает максимальную множественность в столкновениях ядер серебра при одной энергии. Для всех систем и энергий замечен спад в распределении для малых значений множественности, который объясняется ограниченной эффективностью центрального триггера.

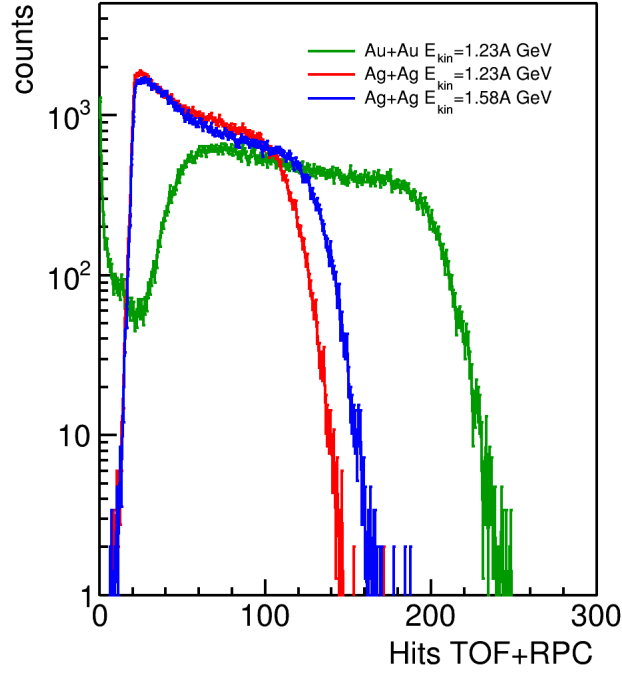


Рисунок 3.2 — Сравнение множественности хитов времяпролетной системы TOF+RPC для центрального триггера РТЗ для столкновений Au + Au при $E_{kin} = 1,23$ и Ag + Ag при $E_{kin} = 1,23$ и $E_{kin} = 1,58A$ ГэВ.

2) Good START Hit: Существует хотя бы одно попадание в один из двух модулей детектора Start, чтобы была возможность произвести измерение времени пролета.

3-4) kGoodVertexClust и kGoodVertexCand: существует успешно реконструированная вершина события, основанная на двух методах с кластерами MDC (kGoodVertexClust) и реконструированными треками (kGoodVertexCand) с $\chi^2_{vert} > 0$. Положение вершины должно быть в области мишени, т.е. $65 \text{ мм} < z_{vert} < 0 \text{ мм}$ вдоль пучка и $R_{vert} = \sqrt{x_{vert}^2 + y_{vert}^2} \leq 3 \text{ мм}$ перпендикулярно к ней. Как показано на рис. 3.3, этот критерий отбора устраняет большинство паразитных реакций (Au(Ag)+C), происходящих в материале детектора START.

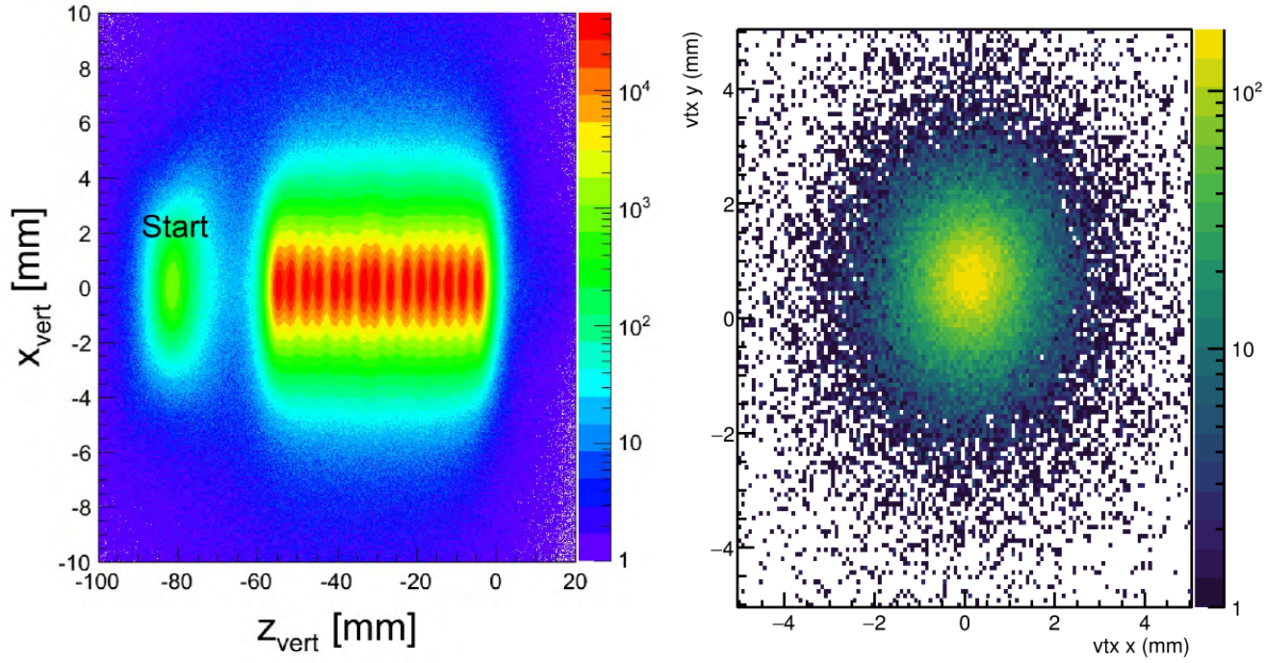


Рисунок 3.3 — Слева: распределение восстановленной вершины события в плоскости $x - z$, справа: в плоскости $x - y$ для столкновений $\text{Au} + \text{Au}$ при $E_{\text{kin}} = 1,23 \text{ A}$ ГэВ.

События, включающие частицы из более чем одного столкновения (Pile-Up), не должны быть использованы в анализе. Если две реакции происходят вскоре друг за другом, детекторы не в состоянии различить частицы от одного или другого события (реакции). Таким образом, частицы не могут быть четко отнесены к двум разным временам столкновения T_0 , что препятствует корректному измерению времени пролета, или к двум вершинам события. Кроме того, из-за большого количества частиц, измеряемых одновременно, страдает эффективность детекторов и процедур реконструкции. Неправильно определяется множественность треков в событии, которая используется для определения центральности столкновений. Для отбора событий, разделенных по времени, были использованы следующие критерии отбора 5-8:

5) NoSTART Hit: Должно быть найдено только одно единственное попадание в Start детектор в пределах временного окна от $-5 \text{ нс} < T_0 < 15 \text{ нс}$ вокруг первой оценки времени столкновения, предоставленной программой поиска хитов в детекторе Start. Событие отбрасывается, если будет найден второй хит.

6) NoVETO Hit: Событие отбрасывается, если в детекторе Veto есть хит во временном интервале ± 15 нс вокруг сигнала Start T_0 . Поскольку очень вероятно, что в этом событии частица пучка не взаимодействовала с мишенью.

7) Good START VETO: Тем не менее, может произойти вторичная реакция, которая испортит рассматриваемое событие. Следовательно, события отклоняются, если через $15 \text{ нс} < T_0 < 350 \text{ нс}$ после времени Start T_0 был обнаружен второй хит Start без соответствующего хита Veto.

8) Good START to META: Этот критерий отбора событий имеет ту же цель, что и предыдущий, но использует хиты детекторов META (TOF+RPC) вместо хитов детектора Veto. Не должно быть второго хита в детекторе Start во временном интервале от 80 до 350 нс после основного хита в Start с более чем 4 совпадениями в детекторах META.

9) No Flash MDC: Поскольку MDC работают при высоком напряжении, существует определенная вероятность электростатических разрядов, которые не обязательно коррелируют с треками частиц. Случайные статические разряды могут повлиять на точность реконструкции треков. Поэтому, чтобы отбросить эти события с шумом, не искажая реальные события, для каждой камеры MDC подсчитывается количество активированных проволок с временем превышения порога менее 30 нс, которые произошли ранее чем за 5 нс до сигнала триггера. Наконец, в случае превышения порога 20 попаданий в одной камере MDC, событие удаляется.

Как показано на рис. 3.1, последовательное применение всех этих девяти критериев отбора отбрасывает примерно 50% всех событий из последующего анализа. Наибольшее количество событий отбрасывается критериями «Хорошая вершина события» (kGoodVertexClust и kGoodVertexCand), которые в первую очередь убирают большинство паразитных реакций (Au(Ag)+C), происходящих в материале детектора START.

Набор событий Au+Au/Ag+Ag в эксперименте NADES длился несколько недель. Задача анализа качества экспериментальных данных состоит в отборе той ее части, которая характеризуется одинаковыми характеристиками детекторных подсистем, использованных в физическом анализе. Для оценки эффективности регистрации частиц необходимо также определить средние характеристики детекторов в отобранной части экспериментальных данных. Весь объем экспериментальных данных NADES в пределах одного цикла работы ускорите-

ля SIS-18 делится на отдельные сегменты (раны), которые могут быть выбраны по специальному идентификатору. В пределах одного рана характеристики детекторных подсистем установки HADES остаются неизменными. Для выбора подходящих для анализа сегментов данных (ранов) была произведена процедура отбора QA (quality assurance). Как пример, рис. 3.4 показывает среднее число отрицательно (слева) и положительно (справа) заряженных пионов в событии в зависимости от времени набора данных для столкновений $\text{Ag} + \text{Ag}$ при энергии $E_{\text{kin}} = 1.58A$ ГэВ. Из-за вариации фокусировки и интенсивности пучка существует зависимость числа пионов от дня набора данных. Пунктирными линиями показаны пороговые значения ($\pm 7\%$ от среднего значения), при превышении которых этот период набора данных исключался из анализа. В течение почти всего времени работы пучка все шесть секторов спектрометра HADES стабильно работали в пределах установленного лимита.

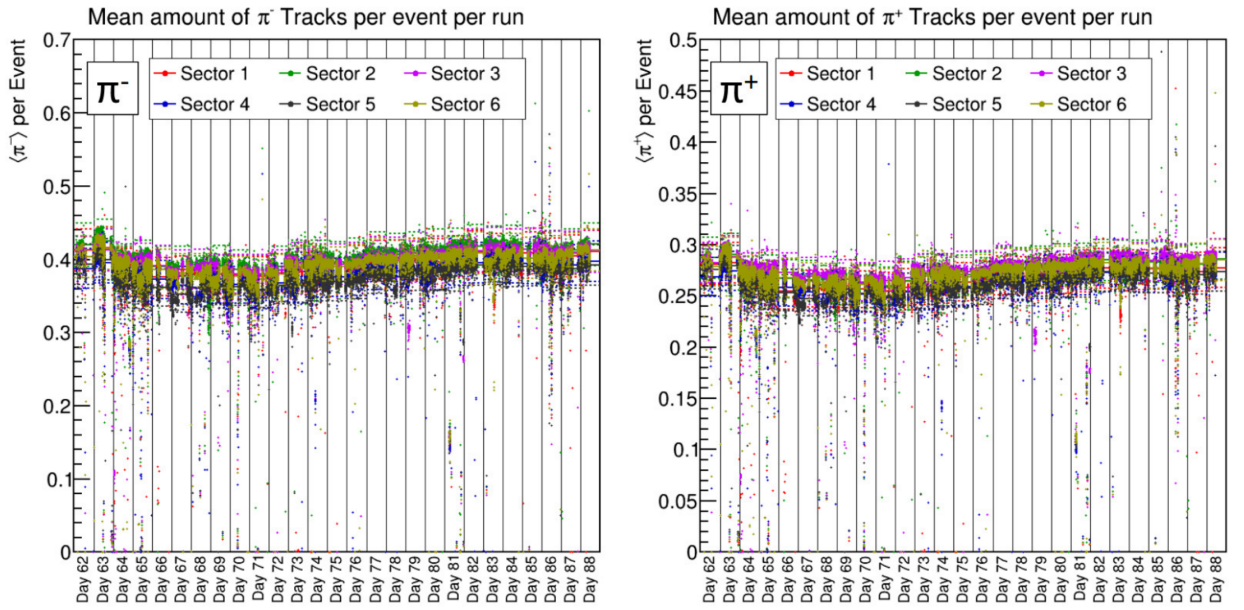


Рисунок 3.4 — Среднее число отрицательно (слева) и положительно заряженных (справа) пионов в событии в зависимости от дня набора данных для столкновений $\text{Ag} + \text{Ag}$ при $E_{\text{kin}} = 1,58A$ ГэВ. Маркерами различных цветов обозначены сектора установки HADES, в которых производился подсчет.

3.1.2 Критерии отбора треков заряженных частиц

Каждый трек заряженной частицы состоит из трех частей: внутреннего и внешнего сегмента трека, а также хита в системе детекторов МЭТА (TOF+RPC). Поскольку сверхпроводящие катушки построены таким образом, что магнитное поле пренебрежимо мало между MDC I и II, а также между MDC III и IV, можно принять приближение прямой линии для внутреннего и внешнего сегментов трека. Таким образом, два прямолинейных сегмента для внутреннего и внешнего MDC являются разумным приближением в качестве первого шага. С помощью карты магнитного поля можно смоделировать трек частицы через магнитное поле и объединить сегменты трека в полный трек, а также реконструировать импульс. Это делается с помощью метода Рунге–Кутты для численного решения дифференциального уравнения движения заряженной частицы во всем пространственном диапазоне ее траектории. При этом сила Лоренца вычисляется по трехмерной карте магнитного поля вместе с оцененным импульсом. После этого соответствие между траекторией Рунге–Кутты и измеренными хитами в четырех детекторах MDC оценивается методом χ^2 , дающим значение χ_{RK}^2 . В ходе итеративной процедуры минимизации χ^2 , начиная с результатов, полученных методом кубического сплайна, импульс корректируется таким образом, чтобы измеренные хиты MDC наилучшим образом описывались траекторией Рунге–Кутты. Кроме того, итоговое значение χ_{RK}^2 можно использовать в качестве индикатора качества реконструкции импульса, а также полной реконструкции трека.

Из-за высокой плотности треков в столкновениях тяжелых ионов можно увидеть множество фейковых треков, которые необходимо удалить. Это делается путем накладывания ограничений на качество трека. Требуется, чтобы реконструированный импульс был $p > 0$ ГэВ/с, а качество аппроксимации траектории $\chi_{RK}^2 < 1000$. Кроме того, аппроксимация внутреннего сегмента траектории должна сходиться, т.е. $\chi_{inner}^2 > 0$. Кандидат на трек затем экстраполируется на детекторы системы МЭТА, чтобы определить точку пересечения. Сопоставление с хитом МЭТА происходит на основе разницы в направлении y (которое предпочтительнее, чем x , из-за естественной геометрии ячеек МЭТА), где максимальная разница зависит от импульса и может достигать 4 мм для

треков с высоким импульсом. Качество $\chi_{MM}^2 = dx/\sigma_x$ этой экстраполяции можно определить как отклонение точки пересечения данного реконструированного трека от положения связанного с ним хита в детекторах RPC и TOF, dx , нормированное на соответствующую погрешность измерений, σ_x . Все комбинации треков и МЕТА-хитов в пределах $\chi_{MM}^2 < 3$ сохраняются для анализа. Время пролета должно быть меньше $\Delta t < 60$ нс, а скорость $\beta > 0$ должна была быть рассчитана.

После этого выбора треки перечисляются в соответствии с их внутренним сегментом, после чего сочетание нескольких внутренних с одним и тем же внешним сегментом запрещено. Однако внутренний сегмент может быть объединен с двумя внешними сегментами, имеющими либо отдельные, либо общие хиты в МЕТА. Тогда комбинация внутреннего и внешнего сегментов может быть сопоставлена с двумя разными хитами в системе МЕТА. Другая возможность заключается в том, что два разных внутренних и внешних сегмента указывают на один и тот же хит в МЕТА. Количество комбинаций сильно зависит от количества хитов в MDC и, следовательно, от центральности столкновения. Задача состоит в том, чтобы выбрать правильный трек из всех этих комбинаций. Для этого используется процедура, называемая сортировкой треков.

Треки сортируются по качеству реконструкции, т. е. по χ_{RK}^2 . Выбирается комбинация с наилучшим χ_{RK}^2 , и все ее компоненты помечаются флагом kIsUsed. Затем они удаляются из списка, и процедура продолжается для оставшихся комбинаций треков. Следуя этой процедуре, можно гарантировать, что ни один компонент трека не будет использован в анализе дважды. Выбор правильной комбинации треков очень важен, так как он может повлиять на определение как импульса, так и времени пролета. Например, когда трек пиона сопоставляется с хитом МЕТА, исходящим от протона, это приводит к неправильному расчету масс и увеличению случайного фона.

Для измерения направленного потока использовались траектории заряженных частиц, которые были экстраполированы в вершину столкновения. Траектории, которые имели расстояние до восстановленной точки взаимодействия более 10 мм, не использовались в анализе. На рис. 3.5 показано распределение восстановленных траекторий заряженных частиц по расстоянию наименьшего сближения с вершиной столкновения для Au + Au при $E_{\text{kin}} = 1,234$ ГэВ.

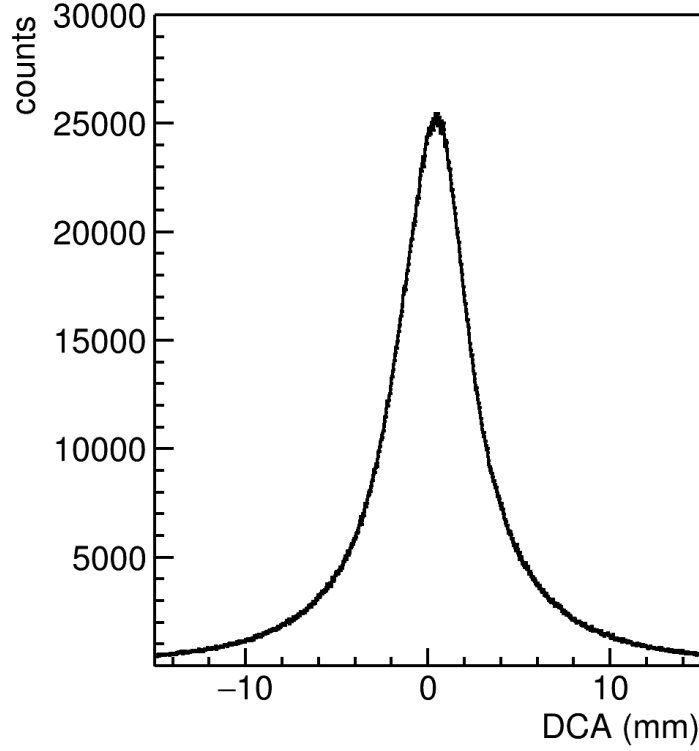


Рисунок 3.5 — Распределение восстановленных траекторий заряженных частиц по расстоянию наименьшего сближения с вершиной столкновения для $\text{Au} + \text{Au}$ при $E_{\text{kin}} = 1,23\text{A}$ ГэВ.

3.1.3 Идентификация протонов

Идентификация протонов проводилась методом времени пролёта с использованием детектора Start и детекторной системы META (TOF+RPC). На рис. 3.6 представлено распределение заряженных частиц, зарегистрированных трековой системой HADES по относительной скорости β и импульсу, делённому на заряд p/q . Используя соотношение

$$p = \frac{m\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (3.1)$$

где p — импульс частицы, m — ее масса, $\beta = v/c$ — ее относительная скорость, можно рассчитать массу частицы.

Распределение заряженных частиц, зарегистрированных трековой системой HADES по квадрату массы m^2 и импульсу, делённому на заряд p/q , пред-

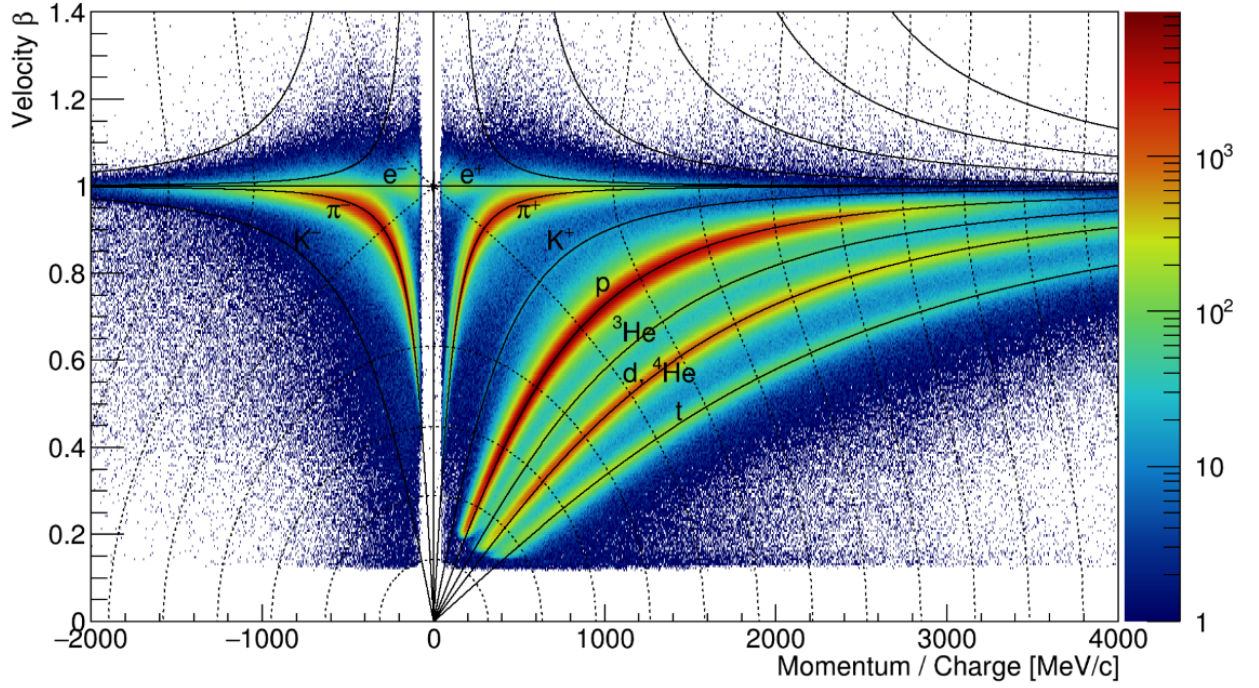


Рисунок 3.6 — Распределение заряженных частиц, зарегистрированных трековой системой HADES по относительной скорости β и импульсу, делённому на заряд p/q .

ставлено на рис. 3.7 (слева). Для каждого (100 МэВ/с) интервала по импульсу положение $\langle m_p^2 \rangle$ и ширина $\sigma_{m_p^2}$ пика массы протона m^2 была извлечена из гауссовой подгонки. Процедура проводилась отдельно для TOF и RPC, так как у них разное временное разрешение. Протоны выбирались по требованиям $(m^2 - \langle m_p^2 \rangle) < 2\sigma_{m_p^2}$, как показано на рис. 3.7 (справа).

3.1.4 Определение центральности столкновения

Основные наблюдаемые параметры, используемые в этом анализе для оценки центральности события, основаны на суммарном количестве хитов в детекторной системе META (TOF+RPC): $N_{\text{hits}}^{\text{TOF+RPC}}$ [68], как показано на рис. 3.8 (слева). Маркерами разных цветов обозначены данные, собранные с различными триггерами: с триггером минимального смещения (голубые точки) и центральным триггером РТЗ (зеленые точки).

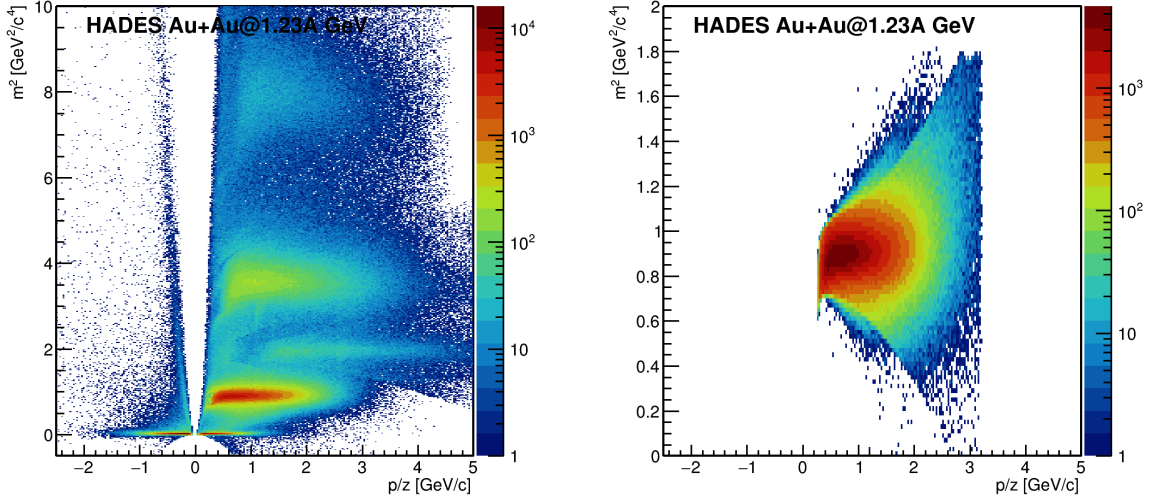


Рисунок 3.7 — Распределение заряженных частиц, зарегистрированных трековой системой HADES по квадрату массы, деленному на квадрат заряда m^2/q^2 , и импульсу, делённому на заряд p/q : для всех заряженных частиц (слева), для отобранных протонов (справа).

Для определения корреляции между множественностью $N_{\text{hits}}^{\text{TOF+RPC}}$ и прицельным параметром b был использован метод, основанный на Монте-Карло версии модели Глаубера (МК-Глаубер), который подробно описан в разделе 1.4. Геометрические параметры столкновения, такие как прицельный параметр b и число участвующих нуклонов N_{part} были рассчитаны для столкновений Au+Au и Ag+Ag при энергии 1,23A ГэВ (сечение неупругого нуклон-нуклонного взаимодействия $\sigma_{NN}^{\text{inel}}=23,8$ мб) и Ag+Ag при энергии 1,23A ГэВ ($\sigma_{NN}^{\text{inel}}=25,75$ мб). Множественность частиц $N_{\text{hits}}^{\text{fit}}=\epsilon(\alpha) \cdot P(\mu, k) \cdot N_{\text{part}}$ была смоделирована на основе выходных данных модели МК-Глаубер и простой модели рождения частиц, основанной на отрицательном биномиальном распределении $P(\mu, k)$ с параметрами μ — среднее и k — ширина. Для учета нелинейного отклика детектора полученное распределение дополнительно складывалось с феноменологической функцией эффективности $\epsilon(\alpha) = 1 - \alpha \cdot N_{\text{part}}^2$ [68]. Параметры μ , k и ϵ подбирались путем подгонки, чтобы полученная множественность $N_{\text{hits}}^{\text{fit}}$ описывала экспериментальное распределение $N_{\text{hits}}^{\text{TOF+RPC}}$. Подгонка выполнялась в области высокой эффективности триггера РТЗ, как показано на левой части рис. 3.8. Красная линия обозначает восстановленное методом МК-Глаубера распределение множественности с полным сечением для данных. Вертикальные линии обозначают границы классов центральности по множественности.

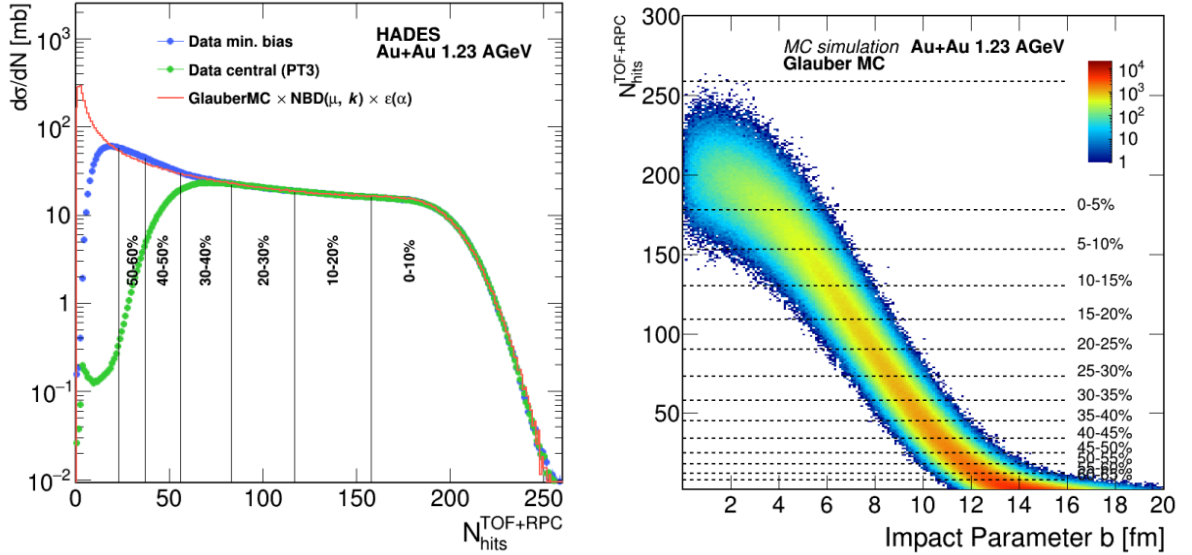


Рисунок 3.8 — Слева: Распределение множественности суммарных хитов $N_{\text{hits}}^{\text{TOF+RPC}}$ системы TOF+RPC в сеансе Au + Au при энергии 1,23А ГэВ для данных, набранных с триггером минимального смещения (голубые точки) и центральным триггером РТЗ (зеленые точки), в сравнении с результатом подгонки методом МК-Глаубер (красная линия). Вертикальные линии обозначают классы центральности. Справа: Корреляция между $N_{\text{hits}}^{\text{TOF+RPC}}$ и прицельным параметром b из модели Глаубера. Различные классы центральности обозначены пунктирными линиями.

Для триггера центральных событий РТЗ (зеленые маркеры) наблюдается хорошее согласие с восстановленной множественностью (красная линия) для классов центральности 0–30 %. Триггер минимального смещения “min-bias” (синие маркеры) эффективен для классов центральности 0–60 %. Получив финальный набор параметров подгонки (μ , k и ϵ), можно извлечь среднее значение прицельного параметра $\langle b \rangle$ для каждого класса центральности, как это показано на правой части рис. 3.8. Итоговые пороговые множественности хитов $N_{\text{hits}}^{\text{TOF+RPC}}$, определяющие соответствующие классы центральности для Au+Au и Ag+Ag данных, приведены в табл. 1. Для этого анализа используются только события с центральностью 0–40%.

Центральность	Au+Au 1,23A ГэВ		Ag+Ag 1.23A ГэВ		Ag+Ag 1.58A ГэВ	
	$N_{\min}^{\text{TOF+RPC}}$	$N_{\max}^{\text{TOF+RPC}}$	$N_{\min}^{\text{TOF+RPC}}$	$N_{\max}^{\text{TOF+RPC}}$	$N_{\min}^{\text{TOF+RPC}}$	$N_{\max}^{\text{TOF+RPC}}$
0–5%	180	-	102	-	116	-
5–10%	157	180	90	102	101	116
10–15%	136	157	79	90	89	101
15–20%	117	136	68	79	77	89
20–25%	99	117	58	68	66	77
25–30%	82	99	49	58	57	66
30–35%	68	82	41	49	48	57
35–40%	55	68	34	41	41	48

Таблица 1 — Границы классов центральности по множественности хитов $N_{\text{hits}}^{\text{TOF+RPC}}$ для столкновений Au + Au и Ag + Ag.

3.1.5 Эффективность реконструкции протонов

Эффективность реконструкции протонов предложенными методами была исследована с помощью Монте-Карло моделирования и с последующей полной реконструкции событий. Для описания столкновений ионов Au+Au и Ag+Ag была использована транспортная модель DCM-QGSM-SMM [61; 62]. Для каждой системы и энергии сгенерировано 5 миллионов Монте-Карло событий столкновений с минимальным смещением. Затем все частицы, рожденные в столкновениях Au+Au и Ag+Ag прошли через все детекторные подсистемы установки NADES с помощью программы GEANT3 [79]. Цепочка моделирования обеспечивает реалистичный отклик всех детекторных подсистем установки, включая правильную геометрию, реализацию карты магнитного поля и реалистичные сечения взаимодействия частиц со всеми материалами детекторов. Эффективность реконструкции протонов $e(y, p_T)$ для значений поперечного импульса (p_T) и быстроты (y) определялась как

$$e(y, p_T) = \frac{N_{\text{rec}}(y, p_T)}{N_{\text{sim}}(y, p_T)}, \quad (3.2)$$

где N_{rec} — число реконструированных протонов, N_{sim} — число смоделированных протонов. На рис. 3.9 представлена зависимость эффективности реконструкции протонов от быстроты (y) и поперечного импульса (p_T) для столкновений Au + Au при энергии $E_{\text{kin}}=1,23A$ ГэВ (слева), Ag + Ag при энергии $E_{\text{kin}}=1,23A$ ГэВ (посередине) и $E_{\text{kin}}=1,58A$ ГэВ (справа). В дальнейшем вес, обратно пропор-

циональный эффективности, был использован при построении корреляций для направленных потоков протонов.

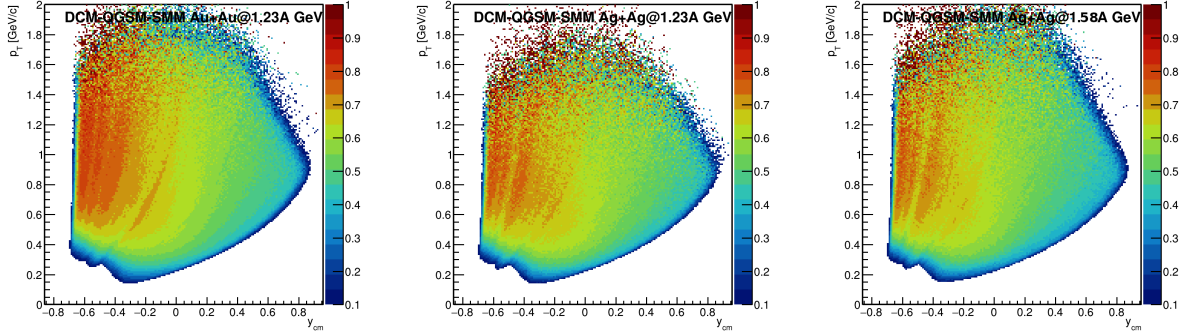


Рисунок 3.9 — Зависимость эффективности реконструкции протонов от быстроты (y) и поперечного импульса (p_T) для столкновений Au + Au при энергии $E_{\text{kin}}=1,23A$ ГэВ (слева), Ag + Ag при энергии $E_{\text{kin}}=1,23A$ ГэВ (посередине) и $E_{\text{kin}}=1,58A$ ГэВ (справа).

3.1.6 Измерение направленного потока v_1 протонов

Установка HADES оборудована передним сцинтилляционным годоскопом Forward Wall (FW), гранулярность которого позволяет измерять поперечную анизотропию заряда нуклонов-спектаторов. Согласно разработанной автором методике измерений (описанной в разделе 1.6), в качестве основного метода измерения направленного потока протонов использовался метод скалярного произведения $v_1\{SP\}$, который всегда дает среднеквадратичное значение $\sqrt{\langle v_n^2 \rangle}$. Направленный поток v_1 измерялся как проекция вектора частиц u_1 на плоскость симметрии Q_1 , усредненная по частицам и событиям в данной области поперечного импульса p_T и быстроты y :

$$v_1(p_T, y) = \frac{\langle u_1(p_T, y) Q_1 \rangle}{R_1}, \quad (3.3)$$

где R_1 — разрешение плоскости симметрии для данного Q_1 -вектора, а угловые скобки обозначают усреднение по всем частицам в данной кинематической области и всем событиям. При усреднении использовался вес, обратно пропор-

циональный эффективности, т. е. в каждом событии:

$$v_1(p_T, y) = \langle u_1(p_T, y) Q_1 \rangle|_{ev.} = \frac{\sum_{k=1}^M \frac{1}{e(p_T, y)} u_1(p_T, y) Q_1}{\sum_{k=1}^M \frac{1}{e(p_T, y)}}, \quad (3.4)$$

где $\langle \rangle|_{ev.}$ обозначает усреднение по частицам в конкретном событии, $e(p_T, y)$ — значение эффективности для данных поперечного импульса p_T и быстроты y , а M — множественность частиц в выбранном кинематическом диапазоне в данном событии. Метод плоскости события $v_1\{EP\}$ был использован для изучения систематики измерений.

Для создания u_1 - и Q_1 -векторов и их коррекции на неоднородность аксептанса по азимутальному углу, реализации различных методов анализа направленного потока v_1 протонов и оценки статистических неопределенностей с помощью метода бутстрепа (bootstrap) был использован пакет объектно-ориентированных библиотек на языке C++ QnTools. Q_1 -векторы из сцинтилляционной стенки FW вычислялись следующим образом:

$$\begin{aligned} Q_1^x &= \frac{1}{C} \sum_{k=1}^N w_k \cos \phi_k, \\ Q_1^y &= \frac{1}{C} \sum_{k=1}^N w_k \sin \phi_k, \end{aligned} \quad (3.5)$$

где ϕ_k — азимутальный угол k -го модуля детектора FW, w_k — амплитуда сигнала, зарегистрированного в k -м модуле, которая пропорциональна заряду частицы. Нормировочный коэффициент в случае метода скалярного произведения был равен $C = \sum_{k=1}^N w_k$, а в случае метода плоскости события — $C = \sqrt{(Q_1^x)^2 + (Q_1^y)^2}$. N обозначает число модулей, использованных для оценки плоскости симметрии. На рис. 3.10 представлено распределение сигнала v_k в модулях сцинтилляционной стенки FW для столкновений Au + Au при $E_{kin}=1,23A$ ГэВ (слева), Ag + Ag при $E_{kin}=1,23A$ ГэВ (посередине) и $E_{kin}=1,58A$ ГэВ (справа). Наиболее выраженный пик отвечает заряду $Z = 1$. Также наблюдаются пики для зарядов $Z = 2$ и $Z = 3$. События срабатывания модулей стенки с большими зарядами фрагментов редки.

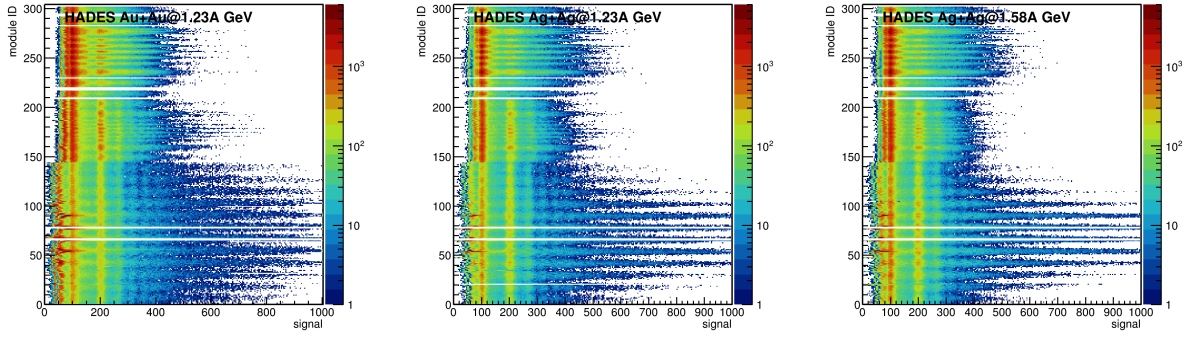


Рисунок 3.10 — Распределение сигнала в модулях сцинтилляционной стенки FW для столкновений Au + Au при $E_{\text{kin}}=1,23\text{A}$ ГэВ (слева), Ag + Ag при $E_{\text{kin}}=1,23\text{A}$ ГэВ (посередине) и $E_{\text{kin}}=1,58\text{A}$ ГэВ (справа).

Для оценки плоскости симметрии модули детектора FW были разделены на 3 группы, разделенные по псевдобыстроте в лабораторной системе η : $3,77 < \eta < 5,38$ (W1), $3,28 < \eta < 3,88$ (W2) и $2,68 < \eta < 3,35$ (W3).

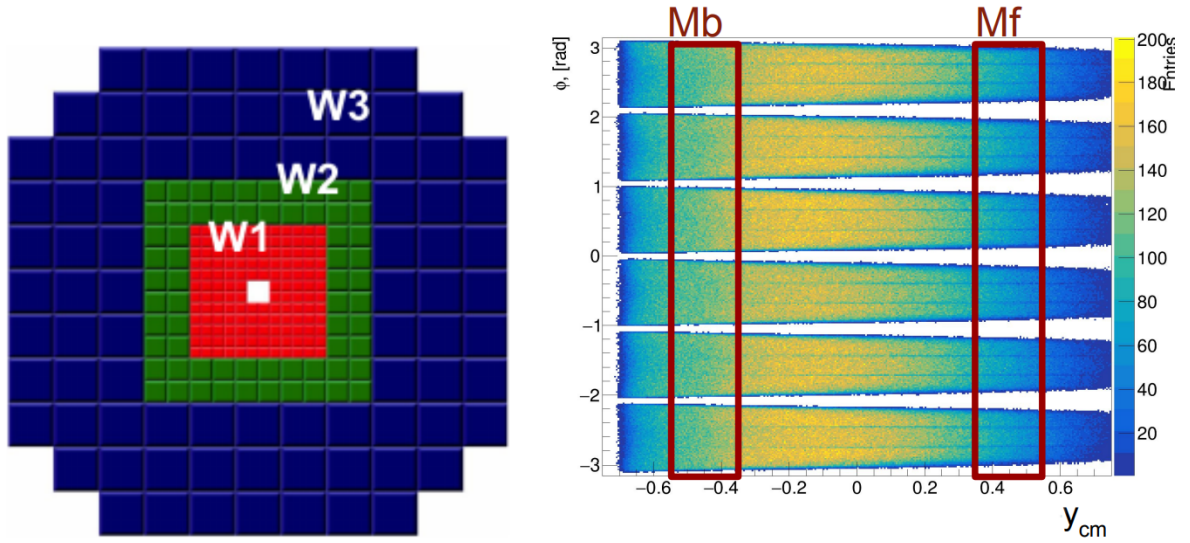


Рисунок 3.11 — Слева: Распределение модулей годоскопа FW по группам, для каждой из которых вычислялся Q_1 -вектор. Справа: Азимутальный аксептанс протонов в плоскости ϕ от y_{cm} . Прямоугольники красного цвета показывают аксептанс для двух дополнительных подсобытий Mb и Mf .

Это позволило определить три Q_1 -вектора, как показано на левой части рис. 3.11 разными цветами. Для оценки вклада непотоковых корреляций были введены 2 дополнительных Q_1 -вектора из треков, реконструированных в MDC и идентифицированных как протоны с помощью TOF и RPC, с быстротой в диапазоне: $0.35 < y_{cm} < 0.55$ (Mf) и $-0.55 < y_{cm} < -0.35$ (Mb) и поперечным

импульсом $p_T < 2.0$ ГэВ/с. Азимутальный аксептанс протонов в плоскости ϕ от y_{cm} для подсобытий Mb и Mf показан на правой части рис. 3.11. Рис. 3.12 показывает аксептанс в плоскости η - p_T для пяти Q_1 -векторов, которые были использованы в измерении направленного потока v_1 протонов в эксперименте HADES.

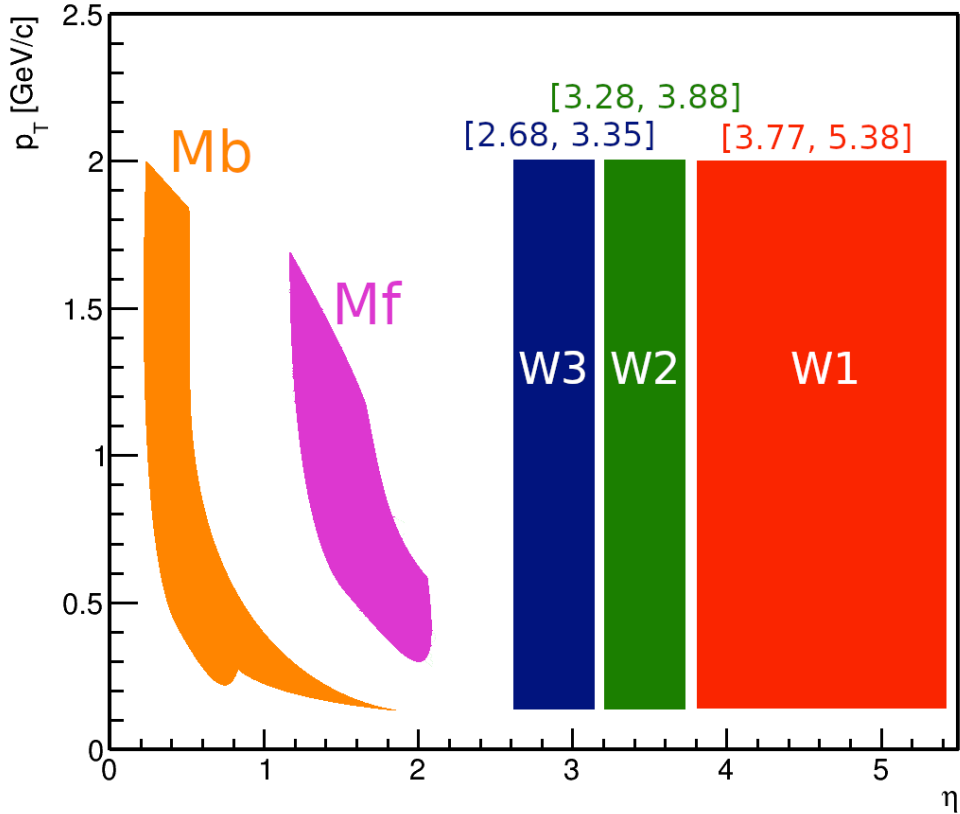


Рисунок 3.12 — Аксептанс в плоскости η - p_T для пяти Q_1 векторов, которые были использованы в измерении направленного потока v_1 протонов

Азимутальный аксептанс установки HADES не является однородным, поскольку стыки 6 секторов трековой системы не способны регистрировать заряженные частицы, как показано на правой части рис. 3.11. Неоднородность увеличивается с ростом быстроты, поскольку площадь нечувствительного объёма по отношению к чувствительному уменьшается с ростом полярного угла θ . Для корректировки Q_1 - и u_1 -векторов на неоднородность аксептанса по азимутальному углу был использован фреймворк QnTools, описанный в разделе 1.6. Коррекции для векторов вводились мультидифференциально как функции переменных события и/или трека в строго определенной последовательности:

сначала центрирование, затем диагонализация и масштабирование [70]. Для Q_1 - и u_1 -векторов коррекции применялись в каждом классе по центральности от 0 % до 40 % с шагом 5%. Для u_1 векторов в дополнение использовались коррекции в зависимости от поперечного импульса p_T (10 интервалов от 0 до 2 ГэВ/с) и быстроты y_{cm} (15 интервалов от $-0,75$ до $0,75$). Далее были получены две независимые оценки направленного потока v_1 протонов (нескорректированного на разрешение плоскости симметрии) с использованием x - и y -компонент u_n - и Q_n -векторов: $\langle x_1 X_1 \rangle$ и $\langle y_1 Y_1 \rangle$. Их совпадение является проверкой отсутствия вклада из-за остаточной неоднородности азимутального аксептанса установки после коррекций. Рис. 3.13 показывает зависимость трех оценок v_1 протонов от центральности: $XX = \langle x_1 X_1 \rangle$ (закрытые квадраты), $YY = \langle y_1 Y_1 \rangle$ (открытые квадраты) и их среднего $XX + YY$ (закрытые кружки). Результаты представлены для столкновений Au+Au при энергии $E_{kin} = 1.23A$ ГэВ (слева), Ag+Ag при 1.23A ГэВ (посередине) и Ag+Ag при 1.58A ГэВ (справа). Сравнение результатов показывает, что остаточная разность между x - и y -компонентами v_1 после коррекций составляет порядка 1–2 % для всех трех систем, как показано на нижних панелях рис. 3.13.

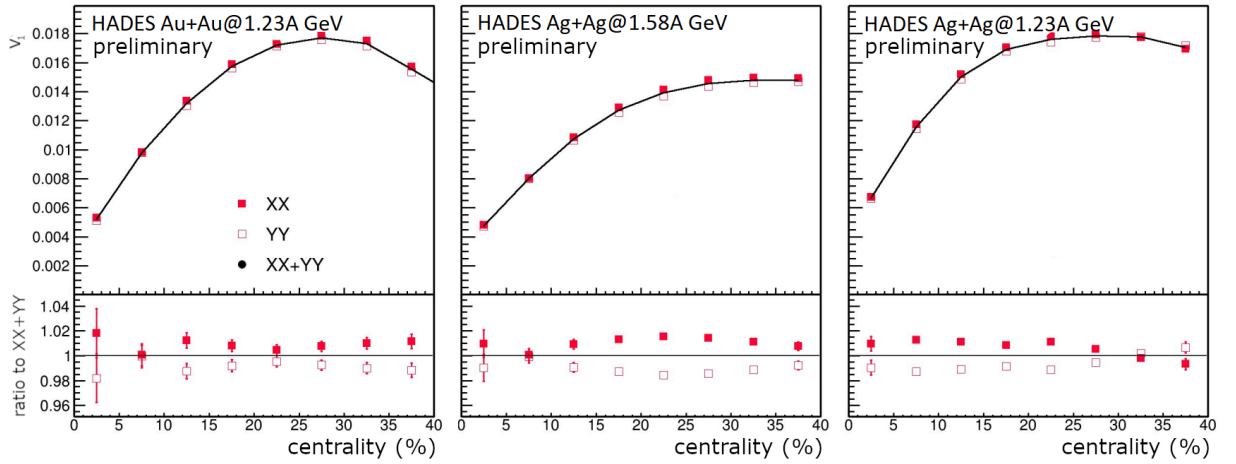


Рисунок 3.13 — Зависимость трех оценок v_1 протонов от центральности: $XX = \langle x_1 X_1 \rangle$ (закрытые квадраты), $YY = \langle y_1 Y_1 \rangle$ (открытые квадраты) и их среднего $XX + YY$ (закрытые кружки) после применения коррекций на азимутальную неоднородность аксептанса. Результаты представлены для столкновений Au+Au при энергии $E_{kin} = 1,23A$ ГэВ (слева), Ag+Ag при 1,23A ГэВ (посередине) и Ag+Ag при 1,58A ГэВ (справа)

Разрешение плоскости симметрии R_1

Для расчета разрешения плоскости симметрии R_1 методом двух случайных подсобытий два вектора Q_1^a и Q_1^b были определены из модулей детектора FW. Модули были распределены в две группы a и b случайным образом для каждого события и разрешение вычислялось согласно формуле

$$R_1 = \sqrt{\langle Q_1^a, Q_1^b \rangle}. \quad (3.6)$$

На рис. 3.14 представлена зависимость разрешения плоскости симметрии R_1 , рассчитанного методом случайных подсобытий, от центральности столкновения. Основным недостатком данного метода является отсутствие возможности сравнить полученные значения с другими оценками разрешения плоскости симметрии.

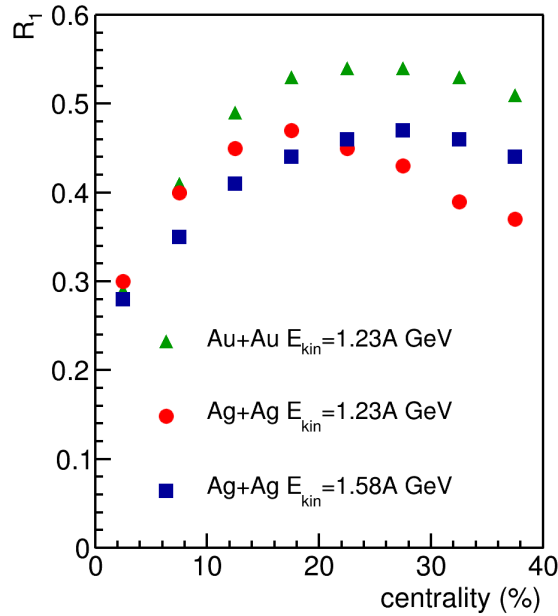


Рисунок 3.14 — Зависимость разрешение плоскости симметрии R_1 , рассчитанного методом случайных подсобытий, от центральности столкновения.

Вычисление разрешения методом трех подсобытий производилось согласно формуле (1.12):

$$R_1\{a(b,c)\} = \sqrt{\frac{\langle Q_1^a Q_1^b \rangle \langle Q_1^a Q_1^c \rangle}{\langle Q_1^b Q_1^c \rangle}}. \quad (3.7)$$

Для расчета разрешения методом трёх подсобытий в работе были использованы пять Q_1 -векторов: $W1$, $W2$, $W3$, Mb и Mf , как показано на рис. 3.12. Очевидно, что оценки разрешения плоскости симметрии, посчитанного с использованием различных комбинаций Q_1 векторов, должны совпадать, а возможная разница будет связана с непотоковыми корреляциями не относящимися к коллективному движению частиц, как обсуждалось в разделе 1.6.

Рис. 3.15 показывает зависимость разрешения $R_1(W1)$ для плоскости симметрии $W1$ от центральности, которое было получено методом трех подсобытий с использованием различных комбинаций Q_1 -векторов [2]. Результаты представлены для столкновений Au+Au при энергии $E_{\text{kin}} = 1,23A$ ГэВ (слева), Ag+Ag при 1,23A ГэВ (посередине) и Ag+Ag при 1,58A ГэВ (справа). В качестве референсного значения $R_1(W1)$ выбрана комбинация Q_1 -векторов $W1(Mb, W3)$, которая показана на рис. 3.15 сплошной черной линией. Разрешение $R_1\{W1(W2, W3)\}$ заметно отличается от значений, полученных при помощи других комбинаций Q_1 -векторов, до 20 % в самых центральных столкновениях. Это может быть объяснено наличием непотоковых корреляций между парами Q_1 -векторов $W1$ и $W2$, $W2$ и $W3$. По сравнению с парой $W1$ и $W3$, эти пары векторов имеют соседние FW модули и не имеют достаточного разделения по псевдобыстроте. В столкновениях Ag+Ag при обеих энергиях $R_1\{W1(Mf, Mb)\}$ также значительно отклоняется от среднего результата. Это может быть вызвано наличием корреляций из-за закона сохранения импульса между векторами Mf и Mb . В столкновениях Au+Au этот эффект менее выражен в силу большей множественности рождённых частиц.

Оценка вклада непотоковых корреляций в измерения v_1

Сравнение независимых оценок для направленного потока v_1 протонов, полученных относительно различных плоскостей симметрии ($W1$, $W2$, $W3$, Mb , Mf) и с использованием различных оценок разрешения R_1 , позволяет оценить вклад непотоковых корреляций в полученные результаты измерения. Как пример, на рис. 3.16 представлена зависимость направленного потока v_1 протонов ($0 < p_T < 1,6$ ГэВ/с и $-0,25 < y_{\text{cm}} < -0,15$) от центральности в столкновении-

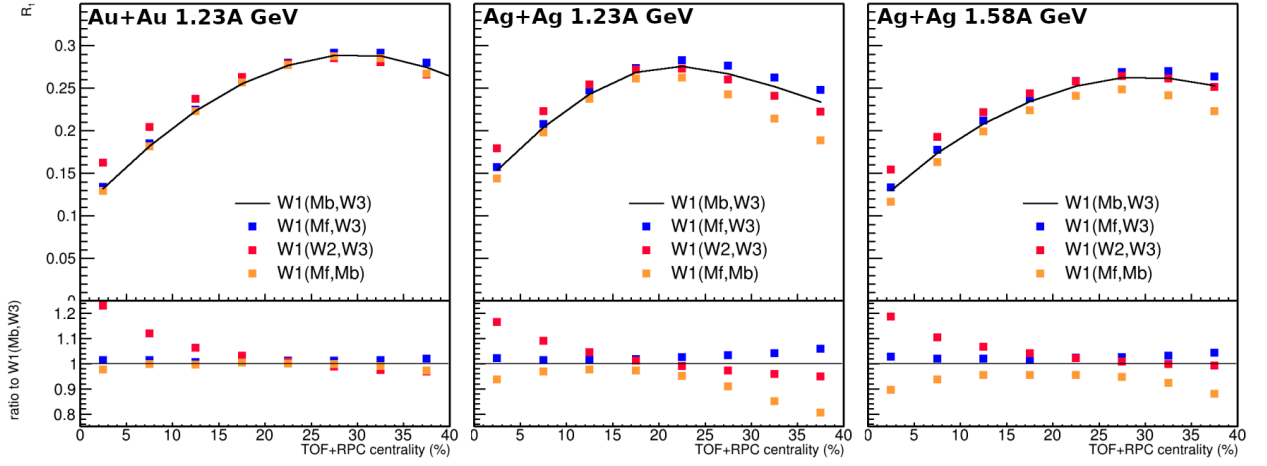


Рисунок 3.15 — Сравнение разрешений плоскости симметрии $W1$ полученное с использованием различных комбинаций Q_1 -векторов для Au+Au при 1,23A ГэВ (слева), Ag+Ag при 1,23A ГэВ (посередине) и Ag+Ag при 1,58A ГэВ (справа)

ях Au+Au при энергии $E_{\text{kin}} = 1,23A$ ГэВ. Измерения были выполнены относительно различных плоскостей симметрии [2]. На рис. 3.16 (слева) представлены значения v_1 протонов измеренные относительно внутреннего подсобытия $W1$, справа — внешнего подсобытия $W3$ и подсобытия из треков заряженных частиц Mf . Черной линией представлено среднее результатов измерения v_1 , полученных при помощи разделенных по быстроте комбинаций подсобытий.

Результаты v_1 для комбинаций подсобытий, разделенных по быстроте, таких как например, $W1(Mf,W3)$ и $W1(Mb,W3)$ согласуются между собой в пределах 1–2 %, за исключением самых центральных событий. Здесь разница может достигать 10 %. Результаты для v_1 , полученные с использованием комбинаций не разделенных по быстроте Q_1 -векторов (например, $W1(W2,W3)$) значительно отличаются. Здесь разница порядка 2–20 %, в зависимости от центральности. Направленный поток протонов v_1 , измеренный относительно различных плоскостей симметрии $W1$ и $W3$, также согласуется в пределах 2 %. Значения v_1 протонов, полученные относительно плоскости симметрии, определяемой треками заряженных частиц Mf , систематически отличается от результатов полученных относительно плоскостей $W1$ и $W3$. Здесь разница может достигать 5–7 %, за исключением центральных и периферических столкновений, где разница увеличивается до 20 %. Это может говорить о недостаточном разделении по быстроте между подсобытием Mf и рожденными протонами, для которых производились измерения.

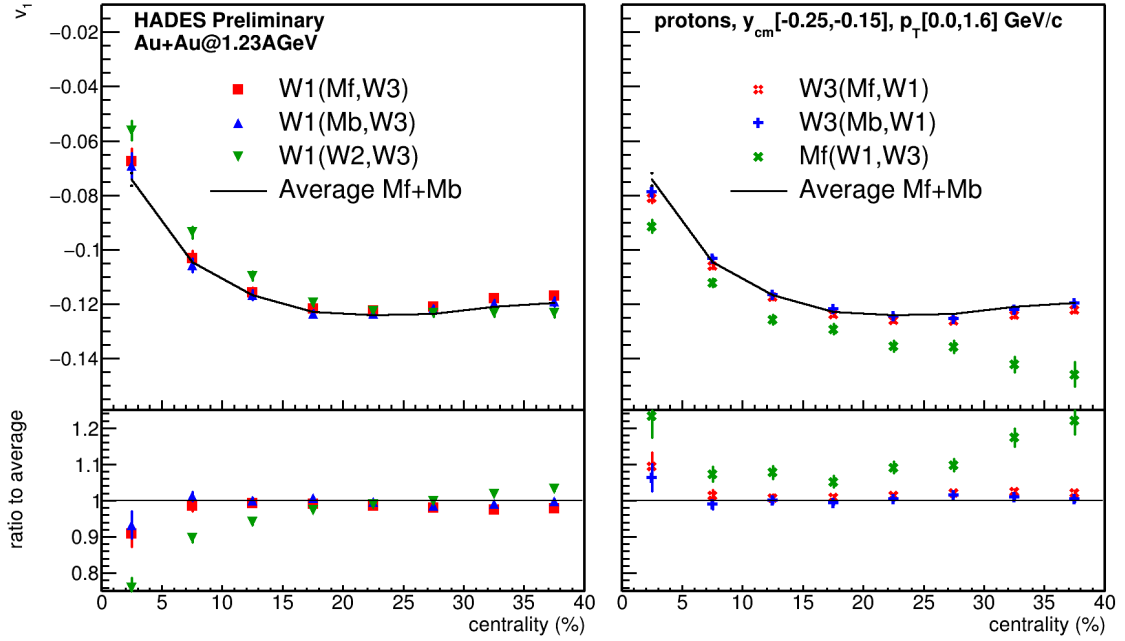


Рисунок 3.16 — Зависимость направленного потока протонов v_1 от центральности в столкновениях Au+Au при энергии $E_{kin} = 1,23A$ ГэВ. Значения v_1 были получены при помощи различных комбинаций Q_1 -векторов. Слева представлены значения v_1 , измеренные относительно внутреннего подсобытия $W1$, справа — внешнего подсобытия $W3$ и подсобытия из треков заряженных частиц Mf . Черной линией представлено среднее результатов, полученных при помощи разделенных по быстроте комбинаций.

На рис. 3.17 приведено сравнение различных комбинаций, используемых для построения v_1 протонов в столкновениях ядер Au+Au и Ag+Ag при энергиях $E_{kin} = 1,23A$ и $1,58A$ ГэВ. Результаты для v_1 , полученные с комбинациями $W1(Mf, W3)$ и $W1(Mb, W3)$, а также с комбинациями $W3(Mf, W1)$ и $W3(Mb, W1)$ согласуются между собой в пределах 2 %, за исключением центральных столкновений, где разница увеличивается до 5 %. Это указывает на то, что разделения по быстроте величиной 0,5 между подсобытиями FW достаточно для подавления непотоковых корреляций и корреляций, обусловленных эффектами детектора. Для финальных результатов, представленных в данной работе, v_1 протонов рассчитывается как среднее значение измерений по всем комбинациям Q_1 -векторов, разделенных по быстроте.

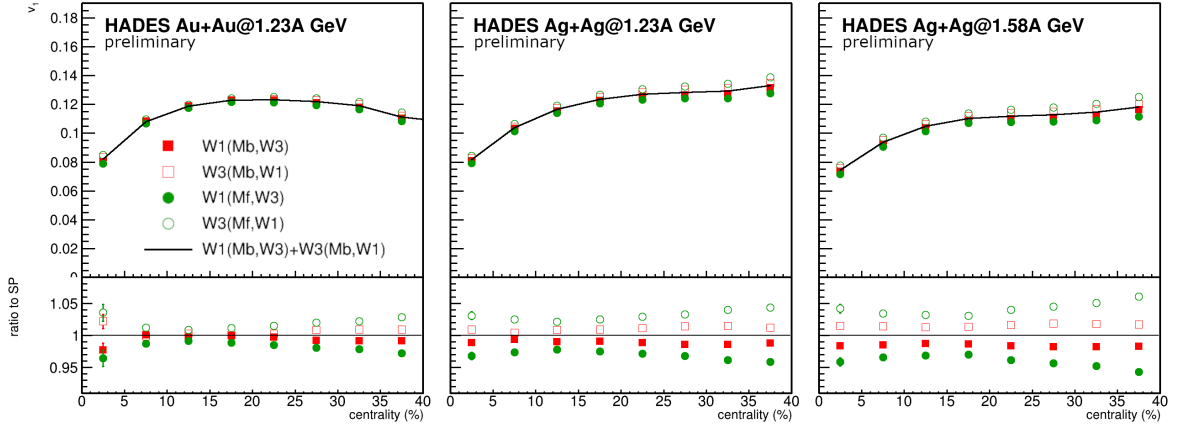


Рисунок 3.17 — Зависимость направленного потока протонов v_1 от центральности в столкновениях Au+Au и Ag+Ag при энергиях $E_{\text{kin}}=1,23A$ и $1,58A$ ГэВ. Результаты для v_1 , полученные с комбинациями $W1(Mf, W3)$ и $W1(Mb, W3)$, а также с комбинациями $W3(Mf, W1)$ и $W3(Mb, W1)$. Черной линией представлено среднее результатов, полученных при помощи разделенных по быстроте комбинаций.

Влияние метода определения разрешения плоскости симметрии R_1

На рис. 3.18 показана зависимость направленного потока протонов v_1 от центральности в столкновениях Au+Au при энергии $E_{\text{kin}}=1,23A$ ГэВ (слева), Ag + Ag при энергии $E_{\text{kin}}=1,23A$ ГэВ (посередине) и Ag + Ag при энергии $E_{\text{kin}}=1,58A$ ГэВ (справа).

Результаты v_1 были получены с использованием различных оценок для разрешения плоскости симметрии R_1 : методом трех подсобытий 3-sub (красные заполненные квадраты) и методом случайных подсобытий rnd-sub (сплошная синяя линия). Для столкновений Au + Au при энергии $E_{\text{kin}}=1,23A$ ГэВ результаты для v_1 согласуются между собой в пределах 5 %, за исключением центральных столкновений, где разница увеличивается до 10 %. Для столкновений Ag+Ag разница между результатами значительно больше: 8–10 % для среднецентральных столкновений и 15–20 % для самых центральных столкновений. Это может быть объяснено меньшей множественностью рожденных частиц и нуклонов-спектаторов в Ag + Ag столкновениях и большим относительным вкладом непотоковых корреляций между Q_1 -векторами, используемыми для расчета разрешения R_1 плоскости симметрии. Наибольшая разница наблюдает-

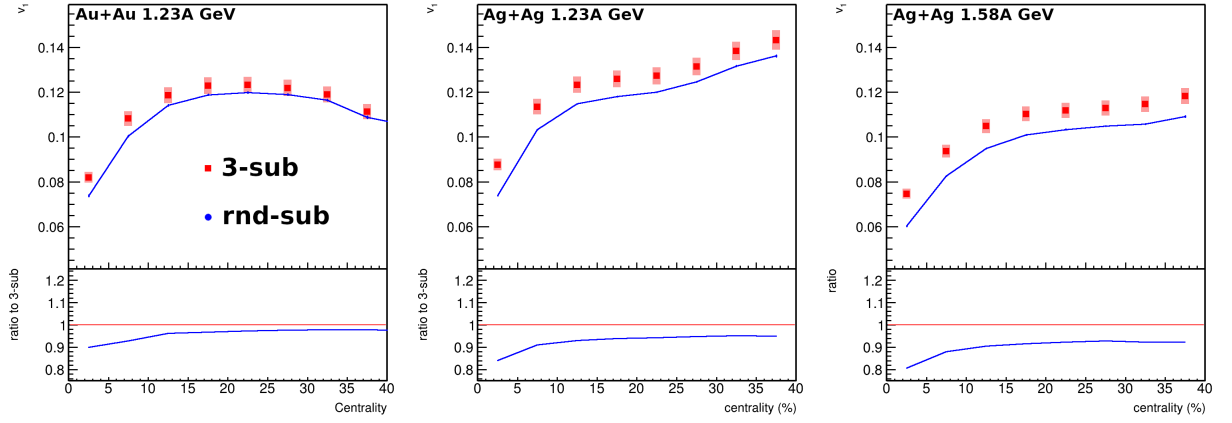


Рисунок 3.18 — Зависимость направленного потока v_1 протонов от центральности в столкновениях Au+Au при энергии $E_{\text{kin}} = 1,23 \text{A}$ ГэВ (слева), Ag + Ag при энергии $E_{\text{kin}} = 1,23 \text{A}$ ГэВ (посередине) и Ag + Ag при энергии $E_{\text{kin}} = 1,58 \text{A}$ ГэВ (справа). Результаты v_1 были получены с использованием различных оценок для разрешения плоскости симметрии R_1 : методом трех подсобытий 3-sub (красные заполненные квадраты) и методом случайных подсобытий rnd-sub (сплошная синяя линия).

ся для столкновений Ag + Ag при энергии $E_{\text{kin}} = 1,58 \text{A}$ ГэВ. Этот факт объясняется уменьшением направленного потока v_1 спектаторов с ростом энергии столкновения. На основании этих сравнений можно сделать вывод о ненадёжности метода случайных подсобытий для измерения направленного потока v_1 протонов в легких системах, таких как Ag + Ag.

Сравнение методов плоскости события и скалярного произведения

Результаты измерения направленного потока v_1 протонов в 20–30 % центральных Au+Au столкновениях при энергии $E_{\text{kin}} = 1,23 \text{A}$ ГэВ, опубликованные коллаборацией NADES в работе [5], были выполнены с использованием метода плоскости события $v_1\{EP\}$. В зависимости от разрешения плоскости симметрии R_1 измерение $v_1\{EP\}$ может давать неоднозначную оценку, лежащую где-то между усредненным по событиям средним значением $\langle v_1 \rangle$ и среднеквадратичным значением $\sqrt{\langle v_1^2 \rangle}$ [72; 73]. Метод скалярного произведения $v_1\{EP\}$ в независимости от числа частиц всегда даёт оценку $v_1 = \sqrt{\langle v_1^2 \rangle}$. На рис. 3.19 мы

приводим сравнение результатов для зависимости направленного потока протонов v_1 от центральности в Au+Au столкновениях при энергии $E_{\text{kin}} = 1,234$ ГэВ, которые были получены методами плоскости события (закрытые кружки) и скалярного произведения (открытые треугольники) [1]. Значения v_1 , полученные различными методами, хорошо согласуются между собой в рамках статистических ошибок. Согласие результатов может говорить об отсутствии значительных флуктуаций v_1 в Au+Au столкновениях при энергии $E_{\text{kin}} = 1,234$ ГэВ.

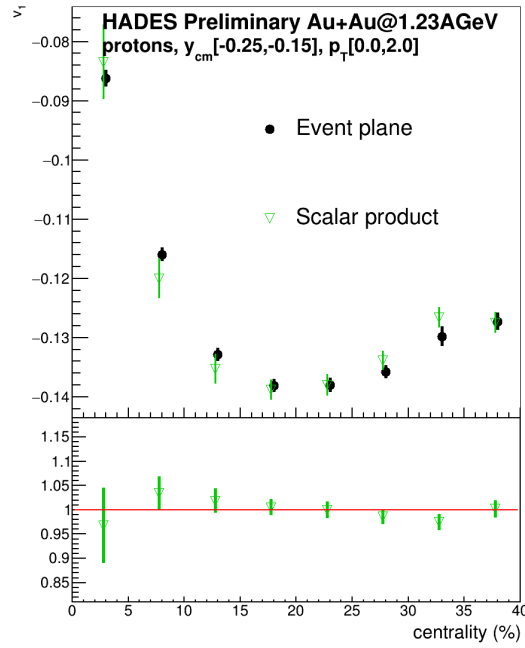


Рисунок 3.19 — Зависимость направленного потока протонов v_1 от центральности в столкновениях Au+Au при энергии $E_{\text{kin}} = 1,234$ ГэВ. Результаты показаны для методов скалярного произведения SP (открытые треугольники) и плоскости события EP (закрытые кружки).

3.1.7 Основные источники систематических погрешностей

Типичными источниками погрешностей измерений v_1 и их характерными относительными значениями являются: погрешности в реконструкции треков и определении импульса частиц (1–3 %) в зависимости от p_T и y_{cm} ; изменение критериев отбора кандидатов в протоны по квадрату массы (1–3 %); остаточная

разница между компонентами XX и YY корреляции векторов u_1 и Q_1 (1–2 %); сравнение результатов полученных методами плоскости события и скалярного произведения (1–4 %); вклад непотоковых корреляций, путем сравнения значений v_1 , полученных относительно различных плоскостей симметрии (W1, W2, W3) и деленных на поправочный коэффициент разрешения, рассчитанный с использованием различных комбинаций Q_1 -векторов (3–5 %) [1; 2; 5].

На рис. 3.20 представлена зависимость направленного потока (v_1) протонов от поперечного импульса p_T (слева) и быстроты y_{cm} (справа) в 20-30% центральных столкновений Au + Au при энергии $E_{kin}=1,234$ ГэВ. Для сравнения также показаны значения v_1 для дейтронов и тритонов. Эти измерения были опубликованы коллаборацией HADES в работе [5]. Вкладом автора в данную работу является оценка влияния непотоковых корреляций на результаты измерения, которая в итоге оказалась самым большим вкладом в глобальную систематическую погрешность измерений потоков в эксперименте HADES [1; 3]. Получение независимого измерения направленного потока v_1 протонов методом скалярного произведения с использованием пяти независимых плоскостей симметрии с дополнительной проверкой x - и y -компонент стало первой проверкой для разработанной автором методики измерения анизотропных потоков в экспериментах на фиксированной мишени, представленной в разделе в разделе 1.6.

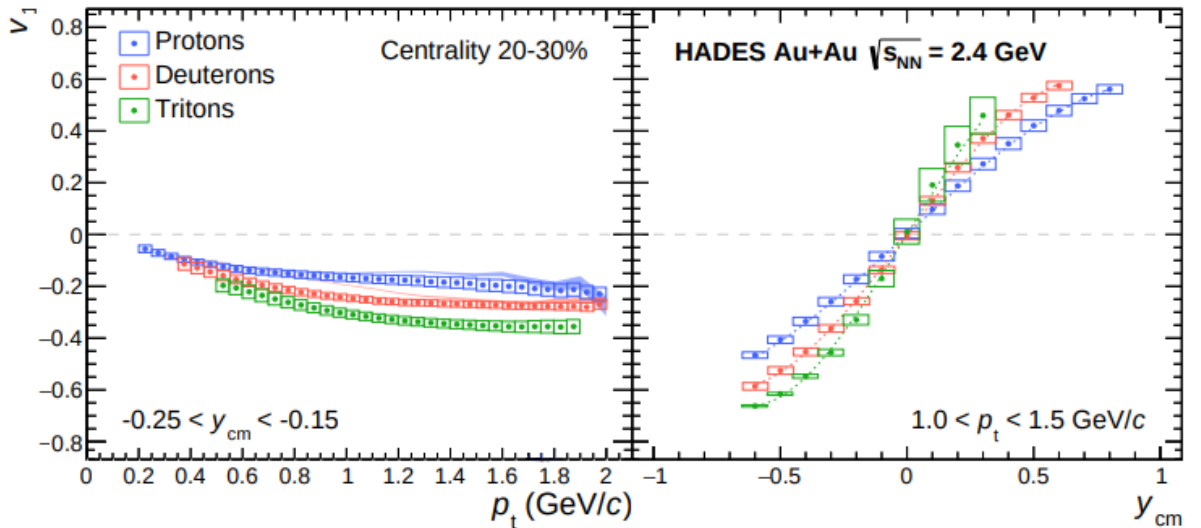


Рисунок 3.20 — Зависимость направленного потока (v_1) протонов, дейтронов и тритонов от поперечного импульса p_T (слева) и быстроты y_{cm} (справа) в 20–30 % центральных Au+Au столкновений при энергии $E_{kin} = 1,234$ ГэВ [5].

На рис. 3.21 представлено сравнение полученных экспериментом HADES данных для v_1 и v_2 протонов с предсказаниями теоретической модели JAM [20; 47; 48] с различными потенциалами среднего поля. В работе [63] показано, что лучшее согласие с экспериментальными данными дает импульсно-зависимый потенциал MD2 с жестким EOS с $K_{nt} = 280$ МэВ. В дальнейшем мы будем использовать модель JAM с потенциалом MD2 для сравнения с экспериментальными данными и оценки производительности измерений в Монте-Карло моделировании.

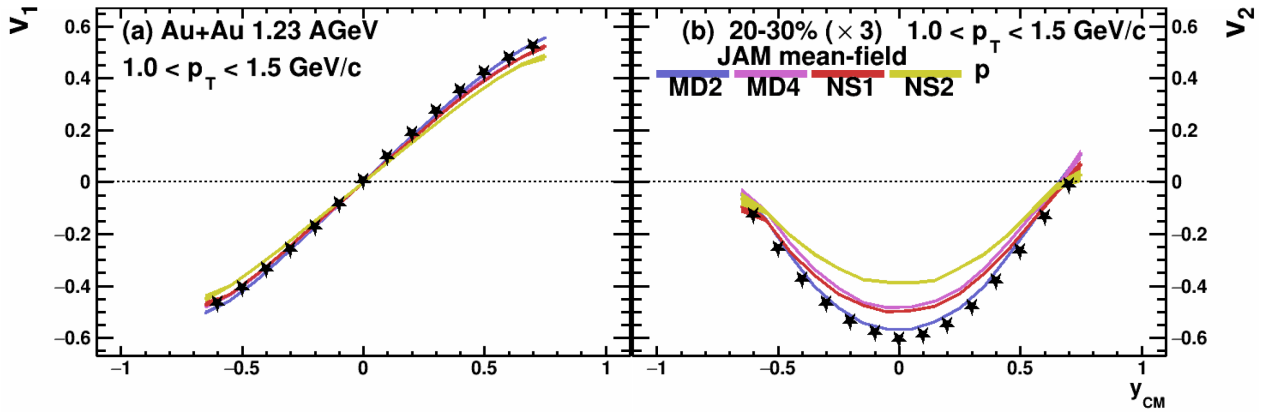


Рисунок 3.21 — Сравнение экспериментальных значений v_1 и v_2 с теоретическими предсказаниями модели JAM с различными потенциалами. Рисунок взят из работы [63].

3.2 Измерение анизотропных потоков на установке BM@N

В этой части главы представлены детали изучения эффективности измерения коллективных анизотропных потоков протонов в эксперименте BM@N на основе Монте-Карло моделирования с последующей полной реконструкцией событий. В дополнении, методика измерений была апробирована на основе первых экспериментальных данных BM@N для столкновений Xe+Cs(I) при энергии $E_{\text{kin}}=3,84$ ГэВ.

3.2.1 Методика измерений анизотропных потоков в BM@N

Установка BM@N [80] оборудована передним адронным калориметром (FHCAL), гранулярность которого позволяет измерять поперечную анизотропию заряда нуклонов-спектаторов и определять плоскость симметрии первого порядка Q_1 . Это дает возможность использовать разработанную автором методику измерения анизотропных потоков в экспериментах на фиксированной мишени (описанную в разделе 1.6) и апробированную на данных эксперимента HADES (раздел 3.1.6). Q_1 -векторы для переднего адронного калориметра FHCAL могут быть вычислены следующим образом:

$$\begin{aligned} Q_1^x &= \frac{1}{C} \sum_{k=1}^N w_k \cos \phi_k, \\ Q_1^y &= \frac{1}{C} \sum_{k=1}^N w_k \sin \phi_k, \end{aligned} \tag{3.8}$$

где ϕ_k — азимутальный угол k -го модуля детектора FHCAL, w_k — амплитуда сигнала, зарегистрированного в k -м модуле, которая пропорциональна энергии нуклона-спектатора. Нормировочный коэффициент равен $C = \sum_{k=1}^N w_k$.

Траектории заряженных частиц в центральном треkere BM@N, состоящем из четырех станций переднего кремниевого детектора FSD и семи станций газо-электронных умножителей GEM, восстанавливаются путем комбинаторного по-

иска хитов в детекторах, вызванных одной частицей. Для этого используется так называемый инструментарий Vector Finder [81], реализованный в программной оболочке BmnRoot [82]. Образованные кандидаты в треки, содержащие 4 и более хитов в станциях центральной трековой системы, аппроксимируются и отбираются при помощи процедуры фильтра Калмана. В дальнейшем траектории дополняются хитами на основании качества аппроксимации χ^2/ndf . Показатель качества аппроксимации траектории χ^2/ndf должен быть менее 5. Реконструированные треки используются для поиска первичной вершины события (взаимодействия) с использованием техники фильтрации Калмана [83]. Расстояние от траектории частицы до первичной вершины должно быть менее 5 см.

Восстановленные траектории заряженных частиц позволяют определить вектора частиц u_n и измерить анизотропные потоки методом скалярного произведения.

Направленный поток v_1 может быть измерен как проекция вектора частиц u_1 на плоскость симметрии Q_1 , усредненная по частицам и событиям в данной области поперечного импульса p_T и быстроты y :

$$v_1(p_T, y) = \frac{\langle u_1(p_T, y) Q_1 \rangle}{R_1}, \quad (3.9)$$

где R_1 — разрешение плоскости симметрии для данного Q_1 -вектора, а угловые скобки обозначают усреднение по всем частицам в данной кинематической области и всем событиям. Наблюдаемую для эллиптического потока v_2 относительно плоскости симметрии первого порядка можно вычислить как

$$v_2(p_T, y) = \frac{\langle u_2(p_T, y) Q_1^a Q_1^b \rangle}{R_1\{a\} R_1\{b\}}, \quad (3.10)$$

где индексы a и b обозначают подсобытия, в которых Q_1 -вектор вычисляется отдельно, а также поправочные коэффициенты разрешения R_1 для этих плоскостей симметрии.

Вычисление разрешения плоскости симметрии R_1 производилось методом трех подсобытий согласно формуле (1.12):

$$R_1\{a(b, c)\} = \sqrt{\frac{\langle Q_1^a Q_1^b \rangle \langle Q_1^a Q_1^c \rangle}{\langle Q_1^b Q_1^c \rangle}}. \quad (3.11)$$

Когда нуклон или заряженный фрагмент попадает в модуль FNCal, он порождает адронный ливень, который распространяется как в продольном, так и в поперечном направлениях. Распространение ливня по нескольким модулям приводит к корреляции между Q_1 -векторами, которая не обусловлена общей плоскостью реакции, и нарушает предположение о факторизации Q_1 -векторов при определении разрешения R_1 . Вклад таких непотоковых корреляций можно уменьшить, введя существенное разделение по псевдобыстроте между подсобытиями, в которых вычисляются Q_1 -векторы.

Для создания u_n - и Q_1 -векторов и их коррекции на неоднородность аксептанса по азимутальному углу, реализации различных методов измерения анизотропных потоков в эксперименте BM@N и оценки статистических неопределенностей с помощью метода бутстрепа (bootstrap) был использован пакет объектно-ориентированных библиотек на языке C++ QnTools.

Для идентификации заряженных адронов в эксперименте BM@N используются две системы времени пролета: TOF400 и TOF700 [80]. TOF400 расположен на расстоянии 4 м от мишени и состоит из двух плеч с детекторами MRPC. TOF700 расположен на расстоянии 7 м от мишени. Обе системы перекрываются с другими детекторами и обеспечивают непрерывный геометрический аксептанс.

Эффективность измерений анизотропных потоков протонов в эксперименте BM@N предложенными методами была исследована с помощью моделирования установки и анализа первых физических данных эксперимента по изучению $\text{Xe} + \text{Cs(I)}$ столкновений при энергии $E_{\text{kin}} = 3,8 \text{ А ГэВ}$.

3.2.2 Анализ реконструированных модельных данных

В качестве входных данных моделирования были использованы два гибридных генератора ядро-ядерных столкновений: JAM [20; 47; 48] и DCM-QGSM-SMM [61; 62], которые дают реалистичные предсказания относительно направленного потока протонов в области энергий $\sqrt{s_{NN}} = 2,4\text{--}5 \text{ ГэВ}$ [63]. Модель JAM с импульсно-зависимым потенциалом MD2 реалистично описывает существующие измерения направленного и эллиптического потоков протонов в

столкновениях Au+Au при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 2,4\text{--}5$ ГэВ [48; 63]. Данная модель была использована для проверки коррекций на неоднородность азимутального аксептанса трековой системы BM@N и возможности алгоритмов реконструкции восстановить сигналы направленного и эллиптического потоков протонов. Однако в JAM нет подхода для описания выхода спектаторных фрагментов, который необходим для оценки возможности измерений с использованием реалистичного моделирования переднего адронного калориметра FHCAL в эксперименте BM@N. Это было компенсировано применением в работе второго генератора DCM-QGSM-SMM [61; 62], который реалистично описывает выход спектаторных фрагментов, однако удовлетворительно воспроизводит только направленный поток протонов. Эта модель была использована для проверки разработанных методов вычисления разрешения плоскости симметрии R_1 в эксперименте BM@N.

Эти транспортные модели были использованы для моделирования столкновений Xe+Cs(I) при кинетических энергиях пучка $E_{\text{kin}} = 2, 3$ и $4A$ ГэВ. Для каждой точки по энергии было получено около 5 М событий с минимальным смещением. Далее выборка событий прошла полную цепочку моделирования установки BM@N на базе платформы GEANT4 [84], которая обеспечивает реалистичный отклик детекторных подсистем установки, включая правильную геометрию, реализацию карты магнитного поля и реалистичные сечения взаимодействия частиц со всеми материалами детекторов. Оцифровщик создает соответствующий сигнал в каждом элементе детектора после прохождения частиц, чтобы соответствовать разрешению, измеренному в эксперименте. После оцифровки данные проходят цепочку реконструкции с использованием алгоритмов реализованных в программной оболочке BmnRoot [82]. Конечный формат данных идентичен как для экспериментальных, так и для реконструированных модельных данных. Единственным отличием является дополнительная информация в файлах моделирования, содержащая все начальные свойства физических процессов и код идентификации частиц.

На левой части рис. 3.22 показана оценка для относительного импульсного разрешения $(\Delta p/p)$ трековой системы (FSD+GEM) установки BM@N в зависимости от импульса частицы p . Результаты показаны для треков полностью реконструированных событий модели JAM для различных энергий столкновения. Трековая система позволяет восстановить импульс p частицы с

разрешением $\Delta p/p \sim 1,7 - 2,5 \%$ для кинетической энергии 4А ГэВ (магнитное поле 0,8 Тл). Для проведения измерений при более низкой кинетической энергии 2А ГэВ необходимо использовать уменьшенное магнитное поле 0,4 Тл. Это приводит к ухудшению разрешения по импульсу, см. левую часть рис. 3.22. На правой части рис. 3.22 показан пример идентификации заряженных частиц на основе измерения скорости частиц β в TOF700 и импульса p в трековой системе.

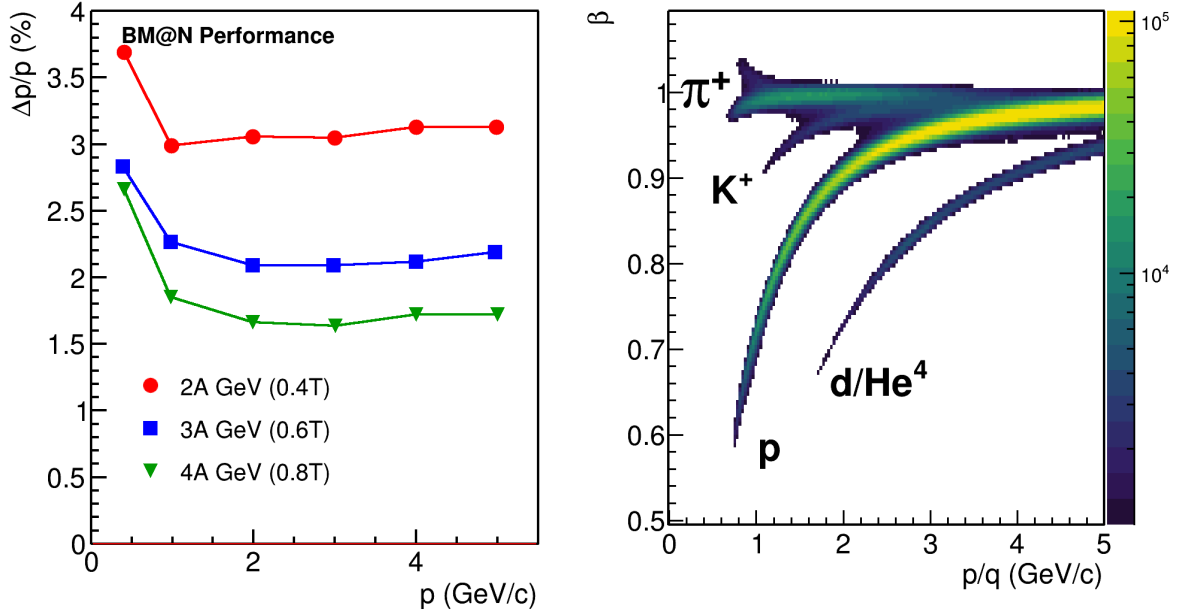


Рисунок 3.22 — Слева: относительное разрешение трековой системы BM@N по импульсу ($\Delta p/p$) для заряженных частиц из полностью реконструированных событий модели JAM для различных энергий столкновения. Справа: распределение частиц со скоростью β в зависимости от отношения импульса частицы к заряду (p/q) для TOF700.

Определение центральности столкновения

Для определения центральности столкновения на основе множественности заряженных частиц N_{ch} в системе FSD+GEM [85], был использован метод основанный на Монте-Карло версии модели Глаубера (МК-Глаубер), который подробно описан в разделе 1.4. В качестве примера на рис. 3.23 (слева) показано

распределение множественности заряженных частиц N_{ch} для полностью реконструированных событий модели DCM-QGSM-SMM для Xe+Cs(I) столкновений при энергии $E_{kin} = 4A$ ГэВ (открытые квадраты).

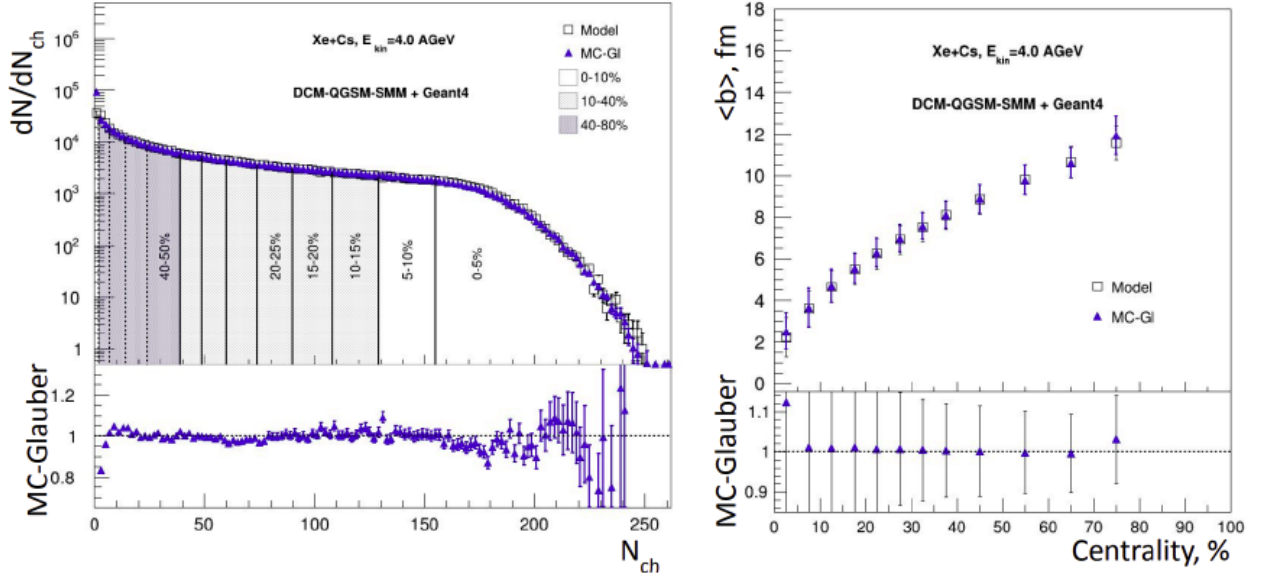


Рисунок 3.23 — Слева: распределение множественности заряженных частиц N_{ch} в полностью реконструированных DCM-QGSM-SMM модельных событиях Xe+Cs(I) при энергии 4A ГэВ (открытые квадраты) в сравнении с результатом подгонки методом МК-Глаубер (синие треугольники). Вертикальные линии обозначают классы центральности. Справа: зависимость средних значений прицельного параметра $\langle b \rangle$ от центральности для модельных данных (открытые символы) и результата применения метода МК-Глаубер (закрытые символы)

В рамках модели МК-Глаубер [85] было сгенерировано 2 млн событий столкновения Xe+Cs(I) при энергии $E_{kin} = 4A$ ГэВ (сечение неупругого нуклон-нуклонного взаимодействия $\sigma_{NN}^{inel} = 27,7$ мб). Для каждого события были рассчитаны прицельный параметр b , число участвующих нуклонов (N_{part}) и число бинарных нуклон-нуклонных столкновений (N_{coll}). Множественность частиц N_{ch}^{fit} была смоделирована на основе выходных данных МК-Глаубер и простой модели рождения частиц, основанной на отрицательном биномиальном распределении (NBD) с параметрами подгонки f , μ и k . Процедура определения центральности включает в себя подгонку множественности заряженных частиц N_{ch} в FSD+GEM функцией N_{ch}^{fit} . Оптимальный набор параметров f , μ и k был найден из процедуры минимизации, которая применяется для нахождения минимального значения параметра подгонки χ^2 , как описано в работе [85].

Результат подгонки методом МК-Глаубер показан на рис. 3.23 (слева) синими сплошными треугольниками. Нижняя часть рисунка показывает отношение $N_{\text{ch}}^{\text{fit}}/N_{\text{ch}}$ для оценки качества согласия. Модель МК-Глаубер хорошо описывает распределение множественности N_{ch} для 0–80 % центральных столкновений. После нахождения оптимального набора параметров подгонки можно легко оценить общее сечение и разделить все события на классы по центральности, черные сплошные вертикальные линии на рис. 3.23 (слева). Для каждого класса центральности было найдено среднее значение прицельного параметра $\langle b \rangle$ и соответствующее ему стандартное отклонение, с использованием информации из смоделированных событий модели МК-Глаубер. На рис. 3.23 (права) показана зависимость $\langle b \rangle$ от центральности для реконструированных событий модели DCM-QGSM-SMM, обозначенных открытыми символами. Для сравнения приведены значения $\langle b \rangle$ из модели МК-Глаубер (закрытые символы). Наблюдается хорошее согласие между реконструированными значениями $\langle b \rangle$ и значениями из DCM-QGSM-SMM модели.

Построение Q_1 -векторов

Для восстановления плоскости симметрии Q_1 в эксперименте BM@N была использована информация с переднего калориметра FHCAL. Модули FHCAL были разделены на 3 группы, разделенные по псевдобыстроте в лабораторной системе η : (F1) $4,4 < \eta < 5,5$; (F2) $3,9 < \eta < 4,4$; и (F3) $3,1 < \eta < 3,9$. Это позволило определить три Q_1 -вектора, как показано на левой части рис. 3.24 разными цветами.

Дополнительно для исследования вклада непотоковых корреляций в измеренные значения анизотропных потоков были введены два Q_1 -вектора из треков заряженных частиц. Вектор Tr построен для протонов со значениями быстроты $0,4 < y_{\text{cm}} < 0,6$ и поперечным импульсом $0,2 < p_T < 2,0$ ГэВ/с. Вектор $T\pi$ формировался для отрицательных пионов с быстротой и поперечным импульсом $0,2 < y_{\text{cm}} < 0,8$ и $0,1 < p_T < 0,5$ ГэВ/с. Соответствующие кинематические области изображены красными прямоугольниками на рис. 3.24 справа.

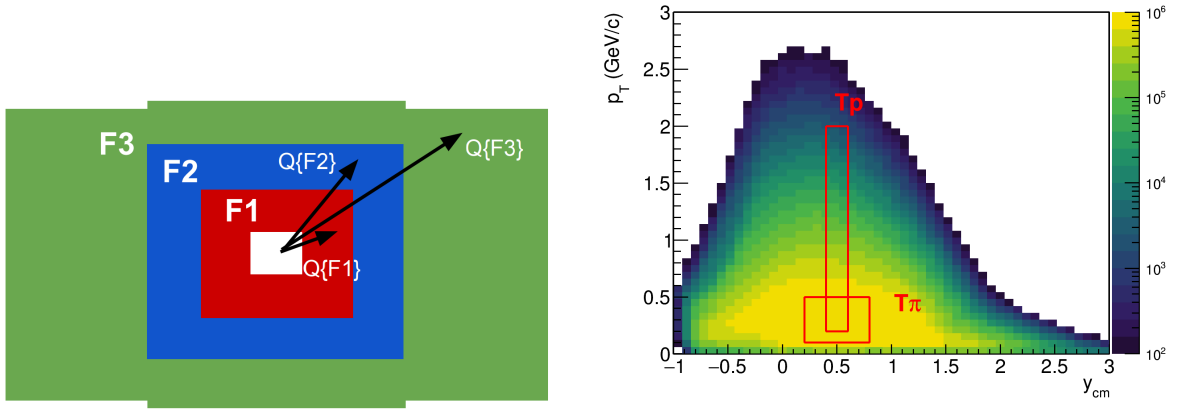


Рисунок 3.24 — Слева: схема распределения модулей FNCal по группам, для каждой из которых вычислялся Q_1 -вектор. Справа: азимутальный аксептанс заряженных частиц в плоскости ϕ от y_{cm} . Прямоугольники красного цвета показывают аксептанс для двух дополнительных Q_1 подсобытий T_p и T_π .

Разрешение плоскости симметрии R_1

Для проверки разработанных методов вычисления разрешения плоскости симметрии R_1 были использованы полностью реконструированные данные модели DCM-QGSM-SMM для Xe+Cs(I) столкновений при энергии $E_{kin} = 4A$ ГэВ. На рис. 3.25 представлена зависимость разрешения плоскости симметрии R_1 от центральности для плоскостей $F1$, $F2$, $F3$, которые показаны схематически на левой части рис. 3.24 разными цветами [4; 6]. Разрешение для плоскостей $F1$ и $F3$ было рассчитано при помощи метода трёх подсобытий, которое выражается формулой (1.12). Для плоскости $F2$, которая не имеет достаточного разделения по псевдобыстроте с векторами $F1$ и $F3$, разрешение было рассчитано методом четырёх подсобытий (1.14). Аналогично разрешение, посчитанное с использованием комбинаций, не разделенных по быстроте Q_1 -векторов (к примеру, $F1(F2, F3)$), отличается от значений рассчитанных при помощи комбинаций со значительным разделением по быстроте (к примеру, $F1(T_p, F3)$). Значения R_1 , полученные при помощи разделенных по быстроте комбинаций, согласуются между собой в пределах статистической ошибки для всех трех плоскостей симметрии. Значительное отличие разрешений, полученных с использованием комбинаций не разделенных по быстроте Q_1 -векторов, может быть объяснено

распространением адронного ливня в поперечном направлении, что вызывает дополнительные корреляции между векторами $F1$ и $F2$, $F1$ и $F3$.

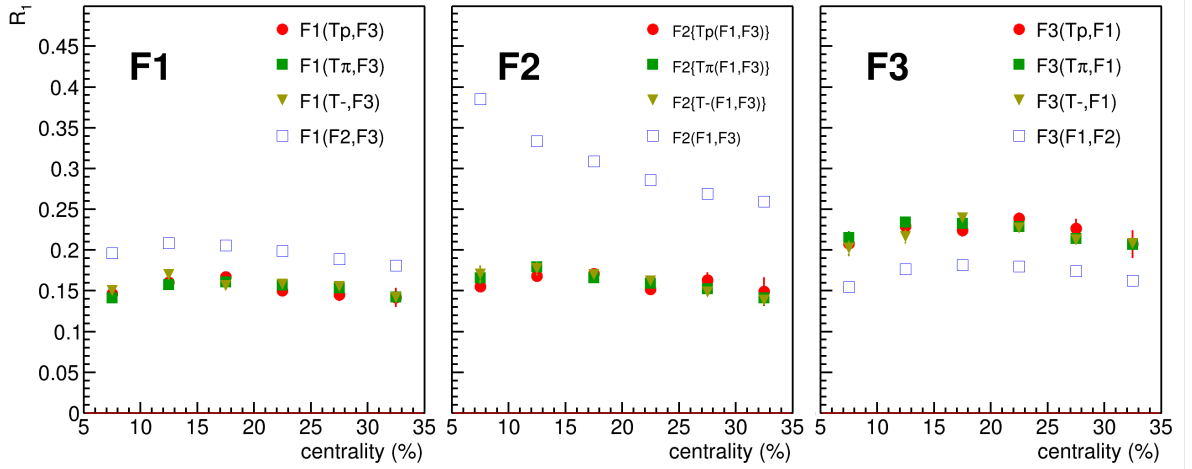


Рисунок 3.25 — Зависимость разрешения плоскости симметрии R_1 от центральности для плоскостей симметрии: $F1$, $F2$ и $F3$ (слева направо). Для построения R_1 были использованы методы трёх подсобытий и четырёх подсобытий для полностью реконструированных данных модели DCM-QGSM-SMM для Xe+Cs(I) столкновений при энергии $E_{\text{kin}} = 4A$ ГэВ. Различные маркеры и цвета обозначают комбинации Q_1 -векторов, использованных для расчета разрешения плоскости симметрии.

На рис. 3.26 показана зависимость коэффициента разрешения R_1 плоскости симметрии от центральности для разных кинетических энергий пучка $E_{\text{kin}} = 2A$ ГэВ (красные круги), $3A$ ГэВ (синие квадраты) и $4A$ ГэВ (зеленые треугольники). Для всех плоскостей симметрии $F1$, $F2$, $F3$ наблюдается уменьшение коэффициента разрешения R_1 с увеличением энергии, что отражает уменьшение v_1 с ростом энергии столкновения.

Поправка на неоднородность азимутального аксептанса

В плоскости, поперечной направлению пучка, аксептанс установки BM@N имеет прямоугольную форму, что ведёт к значительной неоднородности азимутального аксептанса. На рис. 3.27 (слева) представлен азимутальный аксептанс протонов в плоскости ϕ от y_{cm} .

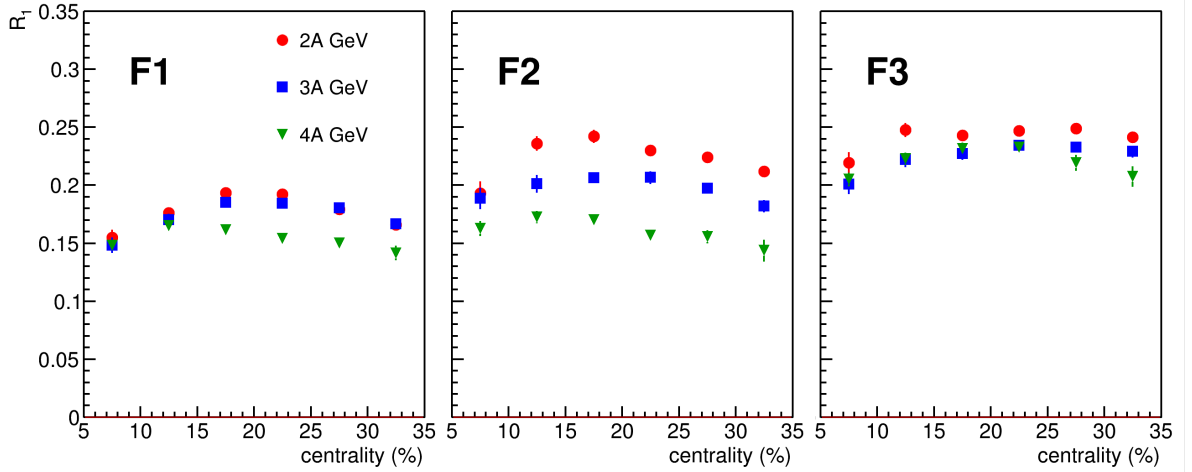


Рисунок 3.26 — Зависимость разрешения плоскости симметрии R_1 от центральности для плоскостей симметрии: $F1$, $F2$ и $F3$ (слева направо). Для построения R_1 были использованы методы трёх подсобытий и четырёх подсобытий для полностью реконструированных данных модели DCM-QGSM-SMM для Xe+Cs(I) столкновений при энергиях $E_{\text{kin}} = 2, 3$ и $4A$ ГэВ. Различные маркеры и цвета обозначают кинетические энергии пучка E_{kin} .

На рис. 3.27 (справа) показана зависимость направленного потока v_1 протонов от быстроты y_{cm} для 10–30 % центральных Xe+Cs(I) столкновений при энергии $E_{\text{kin}} = 4A$ ГэВ на основе анализа полностью реконструированных данных модели JAM MD2. Представлены две независимые оценки $v_1(y_{cm})$ с использованием x - и y -компонент u_1 - и Q_1 -векторов: XX (квадраты) и YY (круги). Сплошной линией показаны значения $v_1(y_{cm})$, полученные напрямую из модели JAM без реконструкции. Без коррекции Q_1 - и u_1 -векторов на неоднородность аксептанса по азимутальному углу результаты для XX и YY компонент v_1 сигнала (открытые символы) начинают сильно расходиться в разные стороны от модельной кривой в области быстрот $y_{cm} > 0,3$. Для корректировки Q_1 - и u_1 -векторов на неоднородность аксептанса по азимутальному углу был использован фреймворк QnTools, описанный в разделе 1.6. Коррекции для векторов вводились мультидифференциально как функции переменных события и/или трека в строго определенной последовательности: сначала центрирование, затем диагонализация и масштабирование [70]. Результаты после коррекций показаны на рисунке закрытыми символами. Результаты для v_1 , полученные при помощи YY корреляции u_1 - и Q_1 -векторов (после коррекций), хорошо согласуются в пределах 5 % с результатами извлеченными напрямую из модели [4].

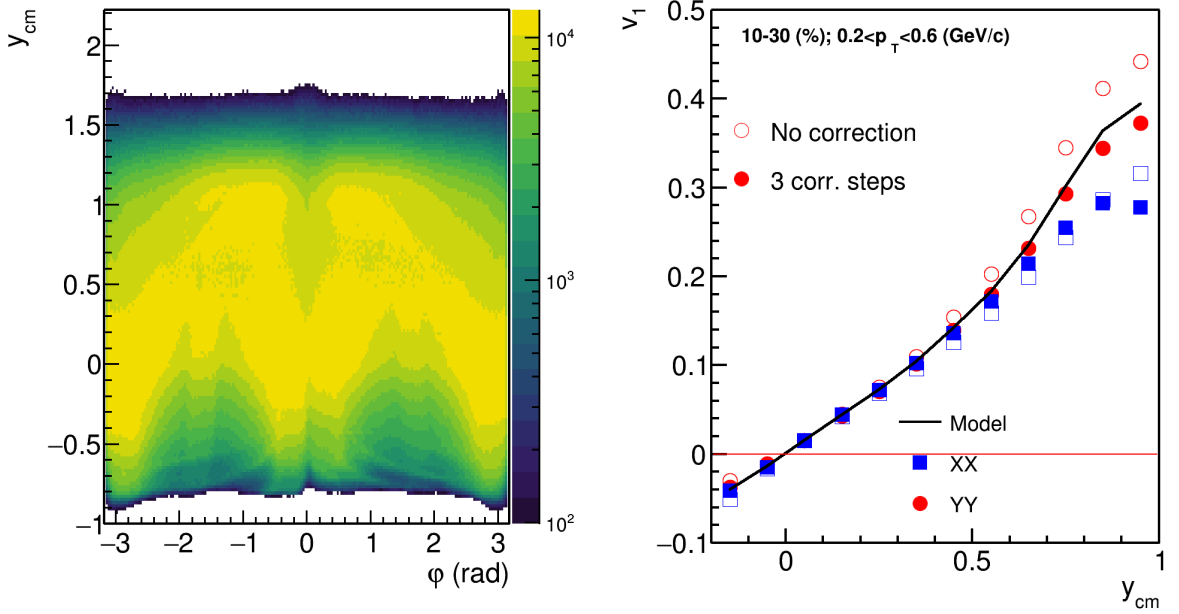


Рисунок 3.27 — Слева: азимутальный аксептанс протонов в плоскости ϕ от y_{cm} . Справа: зависимость направленного потока v_1 протонов от быстроты y_{cm} для 10–30 % центральных Xe+Cs(I) столкновений при энергии $E_{kin} = 4A$ ГэВ на основе анализа полностью реконструированных данных модели JAM MD2. Представлены две независимые оценки v_1 с использованием x - и y -компонент u_1 - и Q_1 -векторов. Разными маркерами обозначены результаты до и после коррекции на азимутальную неоднородность аксептанса детектора.

Однако, результаты v_1 , полученные с использованием XX -компонент, продолжают расходиться с модельной зависимостью $v_1(y_{cm})$ даже после всех коррекций. Причиной может служить сильное отклонение частиц в направлении оси x в магнитном поле дипольного магнита установки BM@N. По этой причине, в дальнейшем для анализа будут использованы лишь корреляции YY -компонент u_n - и Q_1 -векторов.

3.2.3 Анализ экспериментальных данных для Xe+Cs(I) столкновений при энергии $E_{kin}=3,8A$ ГэВ

В 2022–2023 гг в эксперименте BM@N [80] был проведен первый физический сеанс, в котором было набрано порядка 500 млн столкновений ионов

ксенона Xe с мишенью Cs(I) при кинетической энергии пучка $E_{\text{kin}}=3,8\text{A}$ ГэВ. Схема эксперимента BM@N для сеанса Xe+Cs(I) показана на рис. 2.5.

Следующий список определяет критерии качества, используемых на этапе процедуры отбора событий:

1. ССТ2 триггер: этот критерий требует положительного решения триггера ССТ2 в качестве предварительного отбора центральных столкновений. ССТ2 состоит из триггера минимального смещения MBT и сигнала от баррельного детектора (BD), генерируемого, когда множественность попаданий в BD превышает определенный порог: $CCT = MBT \times BD(> 4)$ [12].
2. Существует реконструированная вершина события. Число треков, по которым была восстановлена вершина, должно было быть не менее 2. Положение вершины должно быть в области мишени: положение вершины по оси z , z_{vtx} должно лежать в границах $-0,1 < z_{\text{vtx}} < 0,1$ см. Положение вершины в плоскости, поперечной направлению пучка (плоскость $x - y$), должно лежать в границах $\sqrt{x_{\text{vtx}}^2 + y_{\text{vtx}}^2} < 1$ см.
3. Для исключения событий, не разделенных по времени и включающих частицы из более чем одного столкновения (PileUp), была использована корреляция между числом срабатываний в детекторе FSD и количеством заряженных частиц в трековой системе (FSD + GEM), как показано на рис. 3.28 (слева). События, лежащие вне диапазона 3 стандартных отклонений ($\pm 3\sigma$) от среднего, отбрасывались как не разделенные по времени.

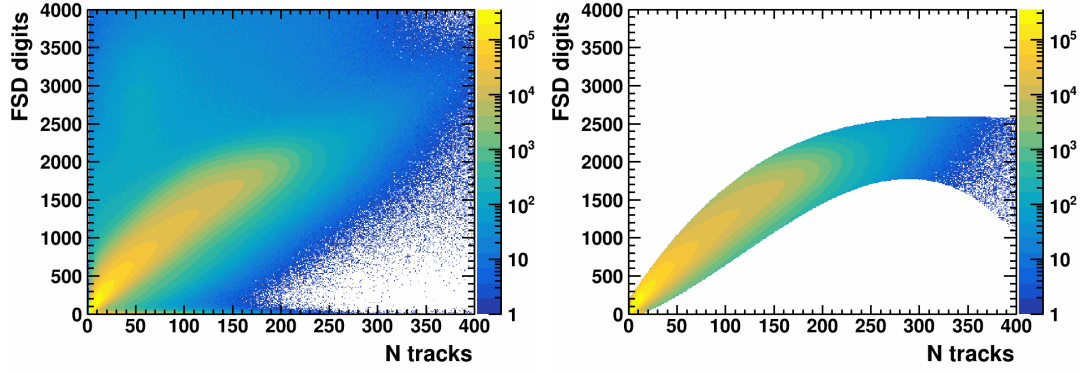


Рисунок 3.28 — Корреляция между числом срабатываний в детекторе FSD и количеством заряженных частиц в трековой системе (FSD + GEM) до (слева) и после отбора событий, лежащих в диапазоне 3 стандартных отклонений ($\pm 3\sigma$) от среднего (справа).

Весь объем экспериментальных данных BM@N в пределах одного цикла работы ускорителя Nuclotron делился на отдельные сегменты, которые могут быть выбраны по специальному идентификатору (RunId). В пределах одного сегмента (рана) характеристики детекторных подсистем установки BM@N остаются неизменными. Для выбора подходящих для анализа сегментов данных была произведена процедура отбора (контроль качества). Средние наблюдаемых величин, такие как: N_{ch} (множественность заряженных частиц в системе FSD+GEM), E_{tot} (полная энергия фрагментов-спектаторов в FNCal), N_{vtx} (число треков в реконструкции вершины) и т.д., были вычислены для каждого RunId. Затем были вычислены среднее (μ) и стандартное отклонение (σ) для выбранной наблюдаемой величины. Сегменты данных, для которых средние наблюдаемые величины отклоняются более чем на $\pm 3\sigma$ от среднего по всему сеансу, исключаются из анализа. Для уменьшения нагрузки на файловую систему кластера отобранные и откалиброванные данные были записаны в формате простого дерева ROOT. Несмотря на высокую степень сжатия, файлы сохраняют необходимую для выполнения физического анализа информацию. Исходный размер данных сеанса Xe+Cs(I) в формате BmnRoot составляет порядка сотен терабайт. Разработанный автором данной работы формат с высокой степенью сжатия BmnPico позволил сократить размер до $\sim 1,5$ ТБ.

Для определения центральности столкновения на основе множественности заряженных частиц N_{ch} в системе FSD+GEM [85] был использован метод

основанный на Монте-Карло версии модели Глаубера (МК-Глаубер), который подробно описан в разделах: 1.4 и 3.2.2. Таким образом, процедура определения центральности для анализа реальных данных и полностью реконструированных модельных данных BM@N была идентичной. На рис. 3.29 представлено распределение множественности заряженных частиц N_{ch} в экспериментальных данных столкновений Xe+Cs(I) при энергии 3,8А ГэВ (открытые квадраты) в сравнении с результатом подгонки методом МК-Глаубер (синие треугольники). На основе множественности заряженных частиц были определены границы классов центральности, обозначенные вертикальными линиями.

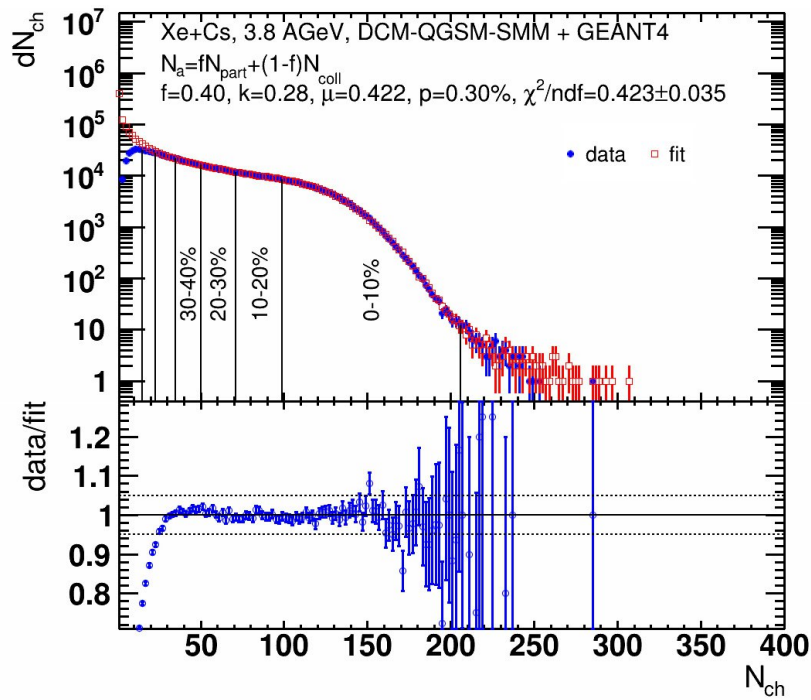


Рисунок 3.29 — Распределение множественности заряженных частиц N_{ch} в экспериментальных данных столкновений Xe+Cs(I) при энергии 3,8А ГэВ (открытые квадраты) в сравнении с результатом подгонки методом МК-Глаубер (синие треугольники). Вертикальными линиями обозначены границы классов центральности.

Для анализа использовались треки заряженных частиц, прошедшие следующий отбор:

1. число станций трековой системы, по которым была восстановлена траектория частицы: не менее 5;
2. параметр качества аппроксимации траектории χ^2/ndf : $\chi^2/ndf < 5$;

3. расстояние между траекторией и восстановленной вершиной события должно быть менее 5 см.

Для идентификации протонов использовалось время пролета Δt , измеряемое между стартовым T0 и времяпролетным TOF детектором, длина траектории ΔL и импульс p , восстановленные во внутренней трековой системе BM@N. По этим значениям для каждой частицы вычислен квадрат массы m^2 . Из аппроксимации функцией Гаусса распределения m^2 в узких диапазонах импульса были получены положения вершины и ширины пика m^2 в каждом из этих диапазонов. Идентификация проведена отдельно для систем TOF-400 и TOF-700, поскольку они имеют различное временное разрешение. В выборку протонов отбирались частицы, удовлетворяющие условию $(m^2 - \langle m_p^2 \rangle) < 3\sigma_{m_p^2}$, см. рис. 3.30–3.31.

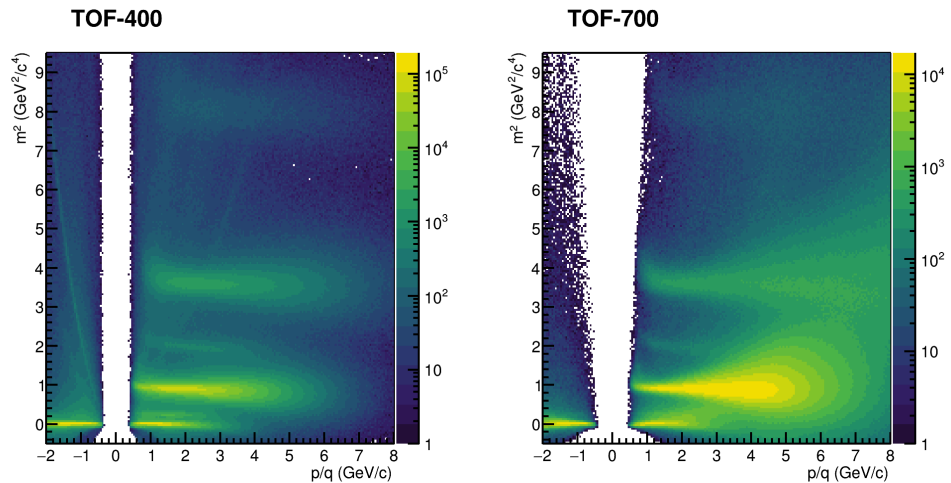


Рисунок 3.30 — Распределение заряженных частиц по квадрату массы m^2 и по отношению импульса к заряду частицы (p/q) для детекторов TOF-400 (слева) и TOF700 (справа).

Эффективность реконструкции протонов предложенными методами была исследована с помощью Монте-Карло моделирования и с последующей полной реконструкцией событий. Было сгенерировано 5 млн событий столкновений Xe+Cs(I) при энергии 3,8А ГэВ с использованием модели JAM MD2. Далее выборка событий прошла полную цепочку моделирования установки BM@N на базе платформы GEANT4 [84], с последующей полной реконструкцией.

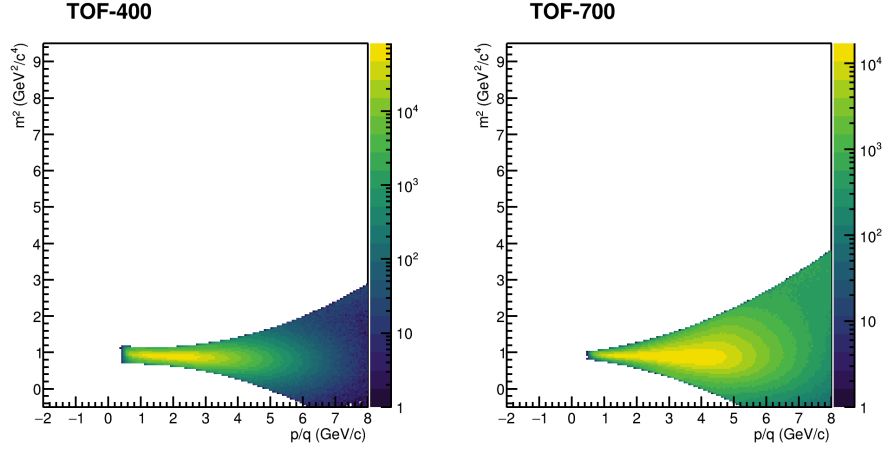


Рисунок 3.31 — Распределение отобранных протонов по квадрату массы m^2 и по отношению импульса к заряду частицы (p/q) для детекторов TOF-400 (слева) и TOF700 (справа). Отобранные протоны удовлетворяют условию $(m^2 - \langle m_p^2 \rangle) < 3\sigma_{m_p^2}$.

Эффективность вычислялась как

$$e(y, p_T) = \frac{N_{\text{rec}}(y, p_T)}{N_{\text{sim}}(y, p_T)}, \quad (3.12)$$

где N_{rec} — число реконструированных протонов, N_{sim} — число смоделированных протонов. На рис. 3.32 представлена зависимость эффективности реконструкции протонов от быстроты (y) и поперечного импульса (p_T). В дальнейшем вес, обратно пропорциональный эффективности, был использован при построении корреляций для направленных потоков протонов.

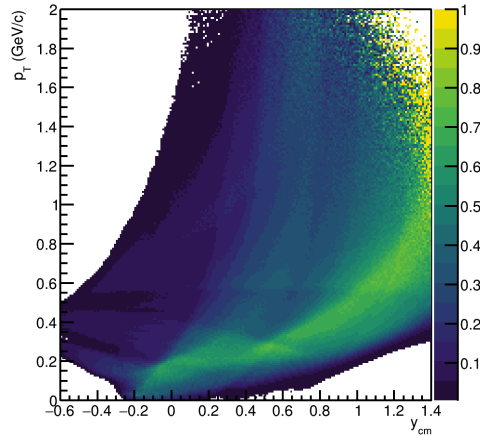


Рисунок 3.32 — Эффективность реконструкции протонов в фазовом пространстве быстроты y_{cm} и поперечного импульса p_T

В предыдущем разделе 3.2.2 было показано, что в эксперименте BM@N для анализа направленного потока v_1 необходимо использовать только корреляцию YY компонент вектора частицы $u_{1,y}$ и вектора плоскости симметрии $Q_{1,y}$. Корреляция XX будет искажена влиянием магнитного поля дипольного магнита. Для восстановления плоскости симметрии Q_1 в эксперименте BM@N была использована информация с переднего калориметра FNCal. Модули FNCal были разделены на 3 группы, разделенные по псевдобыстроте: $F1$, $F2$ и $F3$, как показано на рис. 3.33. В каждой из групп Q_1 -вектор вычислялся независимо согласно формуле (3.8). Дополнительно для оценки вклада непотоковых корреляций были определены Q_1 -векторы из треков заряженных частиц с поперечным импульсом $p_T > 0,2$ ГэВ/с: $(T+)$ — положительно заряженные частицы с псевдобыстротой $2 < \eta < 3$ и $(T-)$ — отрицательно заряженные частицы с псевдобыстротой $1,5 < \eta < 4$.

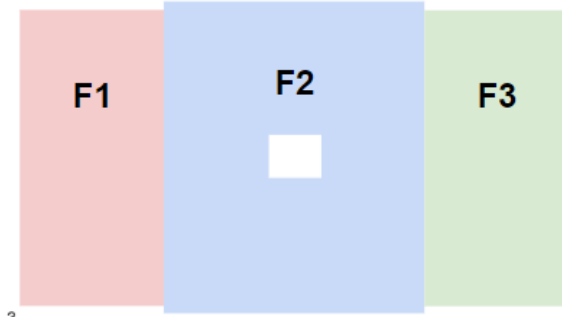


Рисунок 3.33 — Схема распределения модулей FNCal по группам, для каждой из которых вычислялся Q_1 -вектор в экспериментальных данных Xe+Cs(I) при энергии 3,8А ГэВ.

С помощью формулы (1.12) методом трех подсобытий было получено разрешение для плоскостей симметрии $F1$, $F2$ и $F3$. Разрешение было вычислено с использованием различных комбинаций Q_1 -векторов. Дополнительно для подсобытия $F2$ были получены оценки методом четырёх подсобытий, который выражается формулой (1.14). Зависимость разрешения плоскости симметрии от центральности из экспериментальных данных представлена на рис. 3.34. Значения R_1 , полученные при помощи разделенных по быстроте комбинаций, согласуются между собой в пределах статистической ошибки для всех трех плоскостей симметрии. Это может говорить о малом вкладе непотоковых корреляций в разрешение и в экспериментальных данных.

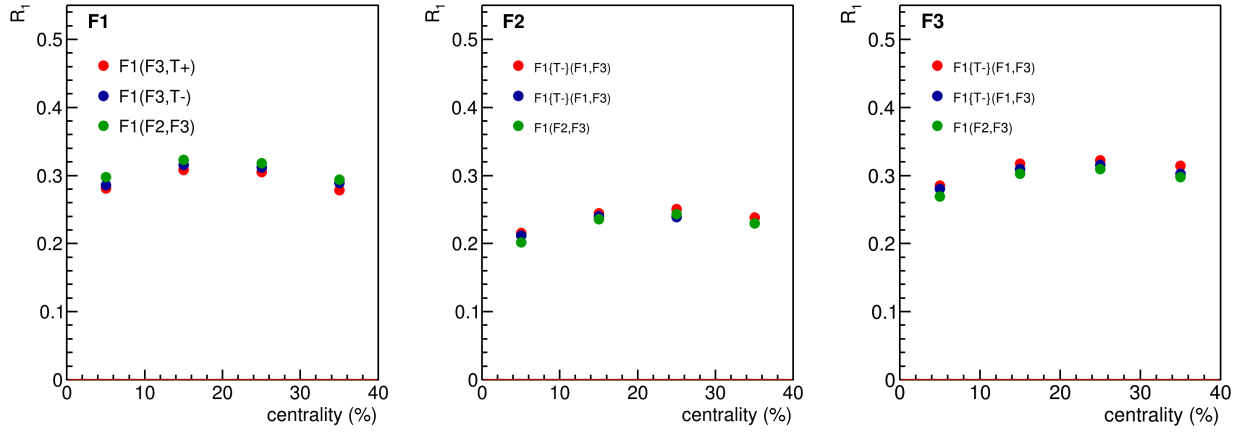


Рисунок 3.34 — Зависимость разрешения плоскостей симметрии $F1$, $F2$ и $F3$ от центральности для экспериментальных данных BM@N для столкновений $\text{Xe}+\text{Cs(I)}$ при энергии 3,8А ГэВ.

По отношению к плоскостям симметрии $F1$, $F2$, $F3$ из адронного калориметра FHCAL был измерен направленный поток v_1 протонов методом скалярного произведения, были использованы только корреляции YY компонент вектора частицы $u_{1,y}$ и вектора плоскости симметрии $Q_{1,y}$:

$$v_1(p_T, y) = \frac{2 \sum_{k=1}^M \frac{1}{e(p_T, y)} u_{1,y}(p_T, y) Q_{1,y}}{R_{1,y} \sum_{k=1}^M \frac{1}{e(p_T, y)}}, \quad (3.13)$$

где $e(p_T, y)$ — значение эффективности реконструкции протонов для данных поперечного импульса p_T и быстроты y и $R_{1,y}$ — YY компонента разрешения плоскости симметрии.

На рис. 4.8 представлена зависимость направленного потока v_1 протонов от быстроты y_{cm} , измеренного относительно различных плоскостей симметрии $F1$, $F2$ и $F3$, из экспериментальных данных столкновений ядер $\text{Xe}+\text{Cs(I)}$ при энергии $E_{kin}=3,8\text{А ГэВ}$. v_1 , полученный относительно плоскостей симметрии $F2$ и $F3$, согласуется в пределах 4 %. Направленный поток, измеренный относительно плоскости симметрии $F1$, отличается, поскольку из-за разделения заряженных частиц в магнитном поле модули подсобытия $F1$ регистрируют в основном протоны. Отсюда v_1 относительно плоскости $F1$ может быть подвержен вкладу непотоковых корреляций. В дальнейшем результат для v_1 представлен как среднее между v_1 , полученным относительно плоскостей $F2$ и $F3$ [9].

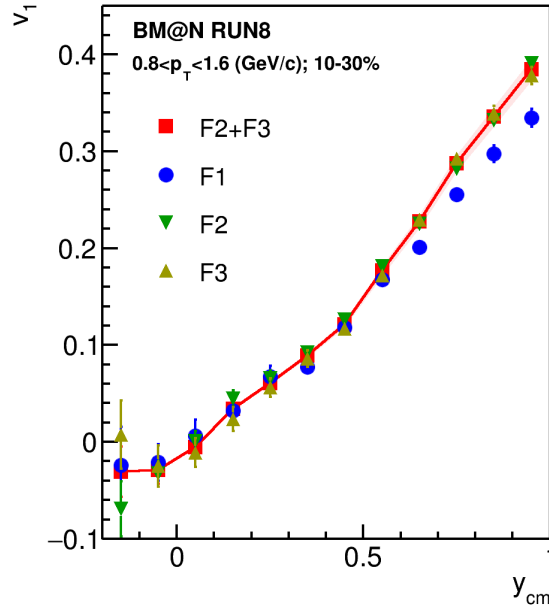


Рисунок 3.35 — Зависимость направленного потока v_1 протонов от быстроты y_{cm} , измеренного относительно различных плоскостей симметрии $F1$, $F2$ и $F3$, из экспериментальных данных столкновений ядер $\text{Xe}+\text{Cs}(I)$ при энергии $E_{kin}=3,8\text{ А ГэВ}$.

Для определения суммарной систематической ошибки для v_1 , измеренного в экспериментальных данных $\text{Xe}+\text{Cs}(I)$ при $E_{kin}=3,8\text{ А ГэВ}$ на установке BM@N , были рассмотрены следующие источники систематической погрешности (для деталей см. [86]):

- Погрешность в определении импульса протонов. Варьировались критерии отбора на число станций, использованных для восстановления траектории, и критерий качества реконструкции траектории. Систематическая погрешность: 2–5 %.
- Вклад вторичных (продуктов распада) частиц. Была исследована разница в результатах для v_1 , полученных для протонов с различным критерием отбора на расстояние между траекторией и восстановленной вершиной. Результаты согласуются в пределах 1–2 %.
- Вклад от других типов частиц. Варьировался критерий отбора протонов, обнаруженная систематическая погрешность составила 2–4 %.
- Примесь столкновений не на мишени ($\text{Xe}+\text{C}$, $\text{Xe}+\text{Fe}$, ...). Весь набор событий был разделен на 4 группы согласно азимутальному углу положения вершины $\phi_{vtx} = \arctg \frac{y_{vtx}}{x_{vtx}}$: $0-90^\circ$, $90-180^\circ$, $180-270^\circ$ и $270-0^\circ$.

В каждой группе событий v_1 вычислялся независимо. Сравнение показывает согласие в пределах 5 %.

- Вклад аксептанса и эффективности установки. v_1 протонов, идентифицированных независимо при помощи TOF400 и TOF700, находится в согласии в области перекрытия аксептансов детекторов. v_1 протонов был измерен с применением и без применения веса, обратного эффективности, вычисленной с использованием реалистичного Монте-Карло моделирования установки BM@N с полной реконструкцией. Результаты согласуются в пределах 2 %.
- Систематическая погрешность из-за изменения характеристик детекторов в ходе сеанса набора данных. Весь набор данных был разделён на несколько периодов сеанса набора данных, в каждом из которых v_1 был измерен независимо. Систематическая ошибка оказалась менее статистической и находится в пределах 5 %.

Суммарная систематическая ошибка оказалась менее 8 %.

3.3 Выводы к главе 3

В главе показаны результаты апробации авторской методики измерения анизотропных потоков в экспериментах на фиксированной мишени на данных экспериментов HADES [1; 2; 5; 7; 8] и BM@N [3; 4; 6; 9]. В первой части главы представлены детали измерения коэффициента направленного потока v_1 протонов в столкновениях ядер Au+Au и Ag+Ag при энергиях $E_{\text{kin}}=1,23\text{A}$ ГэВ и $1,58\text{A}$ ГэВ на основе анализа данных эксперимента HADES. Во второй части представлены детали изучения эффективности измерения коллективных анизотропных потоков протонов в эксперименте BM@N на основе анализа полностью реконструированных модельных событий и первых экспериментальных данных для столкновений Xe+Cs(I) при энергии $E_{\text{kin}} = 3,8\text{A}$ ГэВ.

Описаны методы отбора событий и треков, идентификации протонов методом времени пролета. Для определения центральности столкновения в обоих экспериментах используется метод, основанный на Монте-Карло версии модели

Глаубера (МК-Глаубер) в применении к распределению множественности заряженных частиц (хитов).

Коэффициенты v_1 протонов были измерены методом скалярного произведения как проекции векторов частиц u_1 на плоскость симметрии первого порядка Q_1 , которая определяется с помощью передних модульных детекторов установок HADES (годоскоп FW) и BM@N (калориметр FHCAL). Две независимые оценки для v_1 получаются с использованием x - и y -компоненты u_1 и Q_1 векторов. Их совпадение является проверкой отсутствия вклада из за неоднородности азимутального аксептанса установки. В работе используются три независимых вектора Q_1 из передних детекторов FW (FHCAL) для оценки плоскости симметрии. Таким образом, получается набор из 6 независимых оценок v_1 для каждого из экспериментов. При помощи дополнительных Q_1 -векторов из треков заряженных частиц был минимизирован вклад непотоковых корреляций в рассчитанные значения разрешения плоскости симметрии R_1 . В дальнейшем в качестве значений v_1 протонов было использовано среднее по всем комбинациям Q_1 -векторов, разделенных по быстрой.

Для создания Q_n -векторов и их коррекции на неоднородность аксептанса по азимутальному углу, реализации методов анализа анизотропных потоков и оценки статистических неопределенностей с помощью метода бутстрепа (bootstrap) был использован пакет объектно-ориентированных библиотек на языке C++ QnTools [76], который был впервые применен для измерений анизотропных потоков в экспериментах с фиксированной мишенью HADES и BM@N.

В эксперименте HADES основной вклад в глобальную систематическую неопределенность измерения v_1 протонов вносит вклад непотоковых корреляций в оценку разрешения R_1 . Он был оценен с помощью метода трех подсобытий, для комбинаций различных подсобытий, разделенных по быстрой. Для столкновений Au+Au он не превышает 5 % для центральных 10–40 % и достигает 10 % для центральных столкновений. Применение коррекций на азимутальную неоднородность аксептанса HADES позволило достичь согласия между XX и YY компонентами сигнала v_1 в пределах 1–2 %. На основании этих оценок была вычислена полная систематическая ошибка для измеренных значений v_1 протонов, включенная в публикацию [5]. Результаты анализа экспериментальных данных с установки HADES, приведённые в данной главе, опубликованы в работах [1; 2; 5].

В главе описаны процедуры Монте-Карло моделирования и реконструкции событий на установке BM@N, включая выбор моделей для изучения эффективности измерения анизотропных потоков. Показано, что для измерения направленного потока в BM@N можно использовать только корреляцию компонент $Y\bar{Y}$. Приведены результаты анализа первых экспериментальных данных BM@N для столкновений $\text{Xe}+\text{Cs}(I)$ при энергии $E_{\text{kin}} = 3,8A$ ГэВ, включая отбор данных, идентификацию протонов и оценку плоскости симметрии и направленного потока v_1 протонов. Показано, что, используя предложенные методы, можно добиться уменьшения вклада непотоковых корреляций в результаты измерения до уровня $2 - -5$ %. Суммарная систематическая погрешность для v_1 протонов оценена в пределах $5 - -8$ %. Результаты анализа данных с установки BM@N, приведённые в данной главе, опубликованы в работах [3; 4; 6; 9].

Глава 4. Результаты анализа анизотропных потоков

В первой части главы приводятся результаты анализа данных эксперимента HADES для направленного потока v_1 протонов в столкновениях Au+Au и Ag+Ag при энергиях $E_{\text{kin}} = 1,23A$ и $1,58A$ ГэВ. Проверяются эффекты масштабирования направленного потока v_1 с энергией столкновения и размером системы. Производится сравнение экспериментально измеренных значений v_1 протонов с теоретическими предсказаниями и результатами других экспериментов. Во второй части главы даны оценки эффективности измерения направленного и эллиптического потоков протонов на установке BM@N с использованием результатов анализа полностью реконструированных модельных данных для Xe+Cs(I) столкновений при энергиях $E_{\text{kin}} = 2, 3$ и $4A$ ГэВ. В дополнение показаны результаты апробации методики измерений на основе анализа первых экспериментальных данных BM@N для столкновений Xe+Cs(I) при энергии $E_{\text{kin}} = 3,8A$ ГэВ.

4.1 Результаты анализа экспериментальных данных HADES

4.1.1 Направленный поток v_1 протонов в зависимости от поперечного импульса и быстроты

На рис. 4.1 (слева) представлена полученная зависимость направленного потока протонов v_1 от быстроты в системе центра масс y_{cm} для 15–20 % центральных столкновений Au+Au при энергии $E_{\text{kin}} = 1,23A$ ГэВ (зеленые треугольники) и Ag+Ag при энергиях $E_{\text{kin}} = 1,23A$ (красные кружки) и $1,58A$ ГэВ (синие квадраты) [7; 8]. $v_1(y_{\text{cm}})$ имеет разный знак в области положительных и отрицательных быстрот и для всех трех систем проходит через ноль в области средних быстрот. Выполнение условия прохождения $v_1(y_{\text{cm}})$ через ноль может говорить об отсутствии влияния непотоковых корреляций, связанных с сохранением полного (поперечного) импульса при столкновении, на полученный

результат измерения. На правой части рис. 4.1 представлена полученная $v_1(p_T)$ зависимость для протонов. Значения v_1 протонов в столкновениях Au+Au и Ag+Ag при одной энергии хорошо согласуются между собой с учетом систематической ошибки измерений.

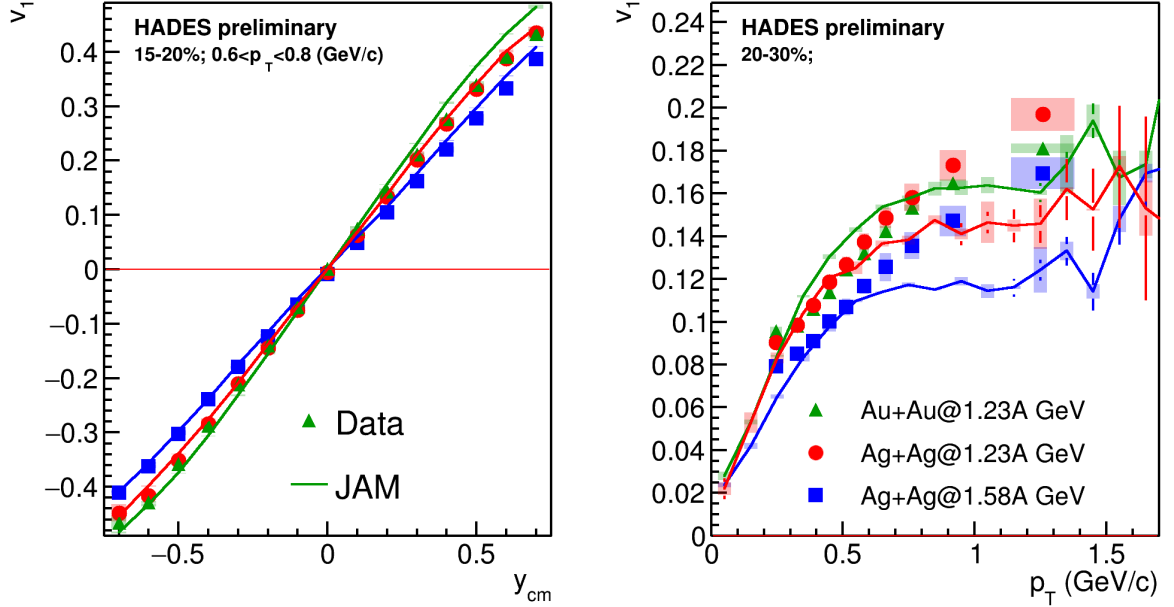


Рисунок 4.1 — Зависимость направленного потока протонов v_1 от быстроты в системе центра масс y_{cm} (слева) и поперечного импульса p_T (справа) для столкновений Au+Au при энергии $E_{kin} = 1,23A$ ГэВ и Ag+Ag при энергиях $E_{kin} = 1,23A$ и $1,58A$ ГэВ. Линиями показаны данные, полученные из модели JAM с импульсно-зависимым потенциалом среднего поля MD2 с ядерной несжимаемостью = 280 МэВ (жесткое EOS).

Протоны в столкновениях Ag+Ag при большей энергии $E_{kin} = 1,58A$ ГэВ обладают меньшим значением v_1 , чем при энергии $E_{kin} = 1,23A$ ГэВ. При энергиях столкновения $E_{kin} = 1,23 - 4,0A$ ГэВ ($\sqrt{s_{NN}} = 2,4 - 3,3$ ГэВ) вклад взаимодействия частиц с нуклонами-спектаторами в наблюдаемые анизотропные потоки v_n становится значительным и во многом определяет их зависимость от энергии столкновения. Время пролета двух сталкивающихся ядер t_{pass} , которое накладывает ограничение на время взаимодействия частиц с нуклонами-спектаторами, можно оценить как $t_{pass} = 2R/\sinh(y_{beam})$, где R — радиус ядра и y_{beam} — быстрота пучка. Уменьшение сигнала v_1 с ростом энергии может отражать уменьшение времени пролета сталкивающихся ядер t_{pass} .

Модель JAM [20; 47; 48] с импульсно-зависимым потенциалом среднего поля

хорошо описывает зависимость v_1 от быстроты y_{cm} для всех трех измерений, как показано на левой части рис. 4.1 сплошными линиями. Для потенциала MD2 с ядерной несжимаемостью = 280 МэВ (жесткое EOS) уровень согласия между экспериментальными данными и моделью достигает 5–10 %. При этом модель плохо описывает зависимость v_1 протонов от поперечного импульса p_T в области больших быстрот, как показано на правой части рис. 4.1. Разница между моделью и данными растет с ростом p_T протона и достигает 30–40 % для $p_T > 0,6$ ГэВ/с.

Наклон направленного потока $dv_1/dy_{cm}|_{y_{cm}=0}$ частиц в области средних быстрот ($y_{cm} \sim 0$) — удобный способ охарактеризовать общую величину зависимости v_1 от быстроты y_{cm} . Для каждого интервала по центральности столкновения зависимость направленного потока v_1 протонов от быстроты y_{cm} была аппроксимирована кубической функцией $v_1(y_{cm}) = a_0 + a_1 y_{cm} + a_3 y_{cm}^3$. Затем наклон v_1 протонов в области средних быстрот $dv_1/dy_{cm}|_{y_{cm}=0}$ был извлечен как параметр a_1 . На рис. 4.2 (слева) приведена зависимость наклона направленного потока v_1 протонов в области средних быстрот $dv_1/dy_{cm}|_{y_{cm}=0}$ от центральности столкновения для изучаемых столкновений Au+Au и Ag+Ag [8].

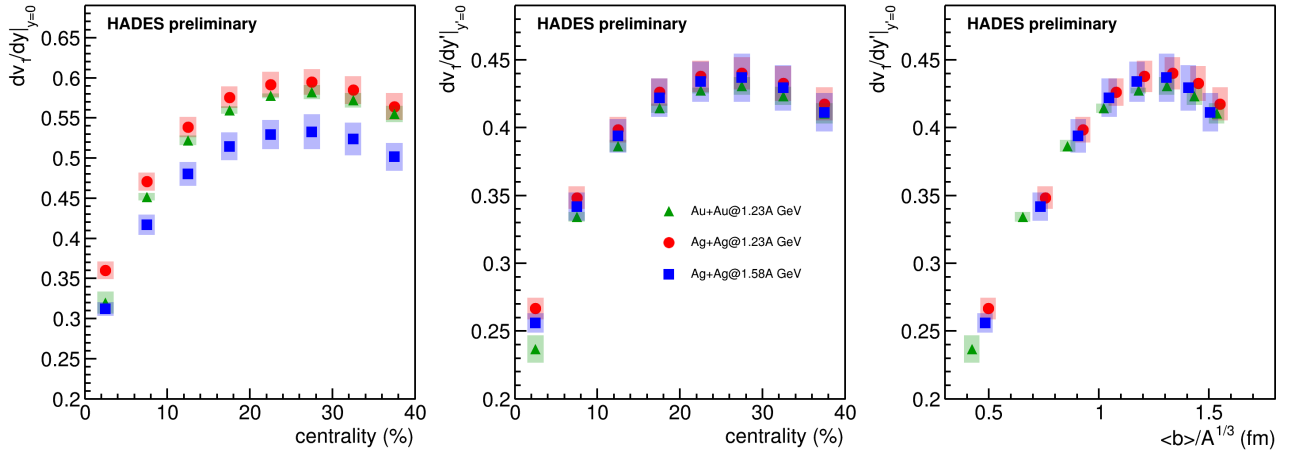


Рисунок 4.2 — Зависимость наклона направленного потока v_1 протонов в области средних быстрот $dv_1/dy|_{y=0}$ от центральности для столкновений Au+Au и Ag+Ag: для $y = y_{cm}$ (слева), для y_{cm} , номированной на быстроту пучка, $y' = y_{cm}/y_{beam}$ (в центре) и для $dv_1/dy'|_{y'=0}$ (справа) как функции среднего прицельного параметра $\langle b \rangle$, нормированного на $A^{1/3}$ [4; 7; 8].

Наклон $dv_1/dy_{cm}|_{y_{cm}=0}$ имеет выраженную зависимость от центральности, достигая минимальных значений в центральных столкновениях, где асиммет-

рия области перекрытия ядер минимальна. Наклоны $dv_1/dy_{cm}|_{y_{cm}=0}$ протонов для столкновений Au+Au и Ag+Ag при одной энергии хорошо согласуются между собой в пределах 5 % за исключением наиболее центральных событий. Это может означать, что направленный поток протонов в столкновениях тяжелых ионов зависит преимущественно от геометрии столкновения, а не от размера системы. Наклон направленного потока протонов в столкновениях Ag+Ag при энергии $E_{kin}=1,58A$ ГэВ заметно меньше, чем при $E_{kin}=1,23A$ ГэВ.

4.1.2 Масштабирование v_1 протонов с энергией и геометрией столкновения

Если уменьшение наклона $dv_1/dy_{cm}|_{y_{cm}=0}$ протонов с ростом энергии столкновения является простым следствием уменьшения времени пролета сталкивающихся ядер $t_{pass} = 2R/\sinh(y_{beam})$, то мы должны видеть в экспериментальных данных масштабирование сигнала v_1 с энергией и геометрией столкновения [8; 59]. Для проверки эффекта масштабирования v_1 с энергией столкновения мы перешли к y_{cm} , нормированной на быстроту пучка y_{beam} (0,74 для $E_{kin}=1,23A$ ГэВ и 0,82 для $E_{kin}=1,58A$ ГэВ): $y' = y_{cm}/y_{beam}$. Зависимость наклона направленного потока протонов $dv_1/dy'|_{y'=0}$ (нормированного на быстроту пучка) от центральности показана на рис. 4.2 в центре. За исключением наиболее центральных событий, зависимость наклона от центральности описывается одной кривой для всех трех наборов данных. Для более подробного исследования зависимости наклона $dv_1/dy'|_{y'=0}$ от геометрии области перекрытия ядер для каждой системы при помощи Монте-Карло версии модели Глаубера было получено среднее значение прицельного параметра $\langle b \rangle$ в каждом из классов центральности. Радиус ядра пропорционален корню кубическому из массового числа $r_N \propto A^{1/3}$. Для учета зависимости от размера сталкиваемых ядер $\langle b \rangle$ в каждом классе по центральности был нормирован на $A^{1/3}$. Наклон $dv_1/dy'|_{y'=0}$ как функция относительного прицельного параметра $\langle b \rangle/A^{1/3}$ представлен на правой части рис. 4.2. Данное преобразование улучшило согласие зависимостей наклона $dv_1/dy'|_{y'=0}$ в центральных событиях [7; 8]. Таким образом, наблюдаемое масштабирование наклона $dv_1/dy'|_{y'=0}$ протонов с

энергией и геометрией столкновения является наблюдением изменения времени пролета сталкивающихся ядер t_{pass} и может помочь оценить влияние спектров налетающего ядра на формирование направленного потока протонов.

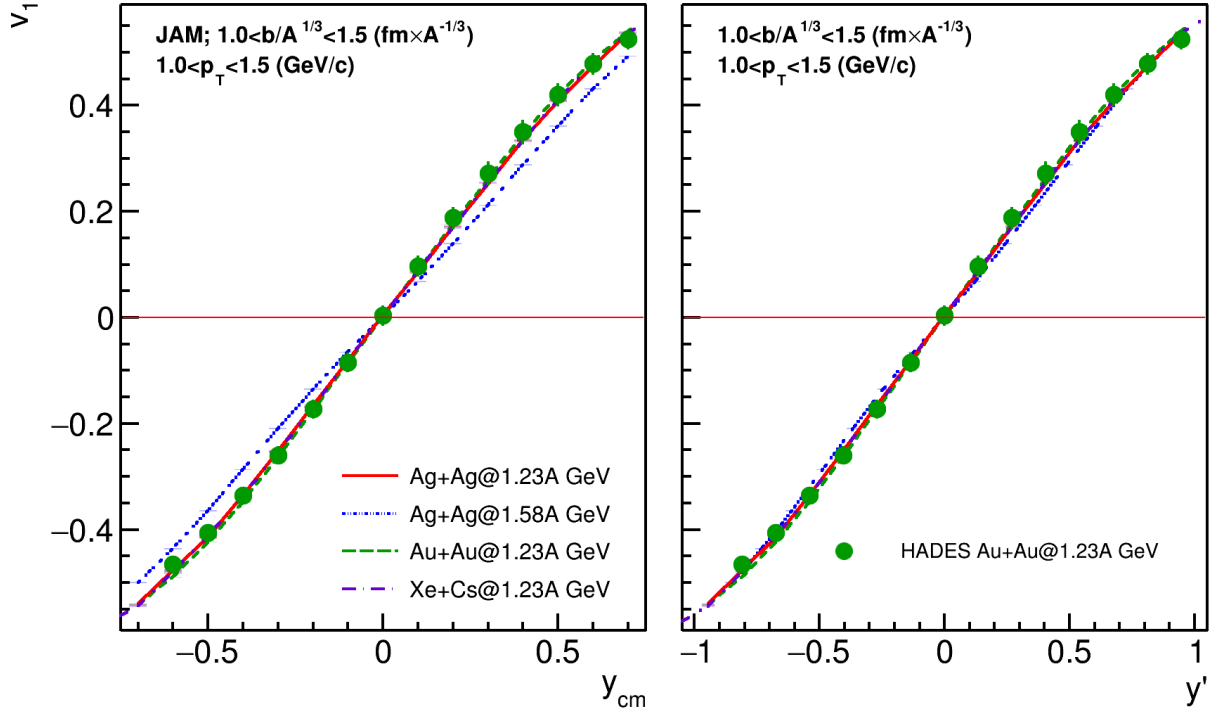


Рисунок 4.3 — Предсказания модели JAM MD2 для зависимости направленного потока v_1 протонов от быстроты y_{cm} (слева) и быстроты, нормированной на быстроту пучка $y' = y_{cm}/y_{beam}$ (справа) для Au+Au, Xe+Cs и Ag+Ag столкновений (пунктирные линии). Экспериментальные значения для столкновений Au + Au при энергии $E_{\text{kin}}=1,23A$ ГэВ показаны зелеными закрытыми кружками.

На рис. 4.3 (слева) представлены предсказания модели JAM MD2 для зависимости направленного потока v_1 протонов от быстроты y_{cm} для Au+Au, Xe+Cs и Ag+Ag столкновений при энергии $E_{\text{kin}}=1,23A$ ГэВ и Ag+Ag столкновений при $E_{\text{kin}}=1,58A$ ГэВ [8]. Для отбора событий по центральности был использован относительный прицельный параметр $\langle b \rangle/A^{1/3}$: $1 < \langle b \rangle/A^{1/3} < 1,5 \text{ фм} \cdot \text{A}^{-1/3}$. Модельные результаты $v_1(y_{cm})$ протонов для различных систем при энергии $E_{\text{kin}}=1,23A$ ГэВ (пунктирные линии) хорошо согласуются между собой и в пределах 5 % согласуются с экспериментальными данными для v_1 в столкновениях Au + Au при энергии $E_{\text{kin}}=1,23A$ ГэВ (зеленые закрытые кружки), полученными в данной работе [8]. Правая часть рис. 4.3 показывает, что все резуль-

таты $v_1(y')$ масштабируются после нормировки быстроты на быстроту пучка $y' = y_{cm}/y_{beam}$ [8]. Таким образом, результаты расчетов в рамках модели JAM MD2 также показывают наблюдаемое масштабирование направленного потока v_1 протонов с энергией и геометрией столкновения.

Возвращаясь к зависимости направленного потока $v_1(p_T)$ протонов от поперечного импульса p_T для Au+Au и Ag+Ag систем, мы тоже наблюдаем интересные новые особенности, см. рис. 4.4 (слева). Результаты для столкновений Au + Au и Ag + Ag при энергии $E_{kin}=1,23A$ ГэВ находятся в хорошем согласии 5–10 % с учетом систематической ошибки.

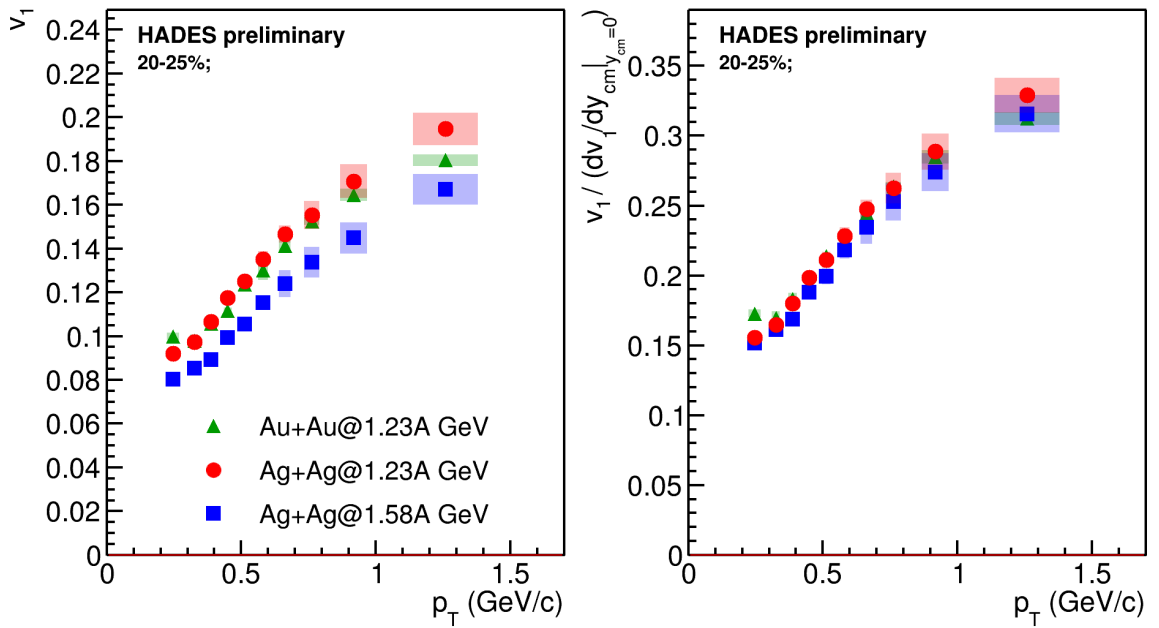


Рисунок 4.4 — Слева: зависимость направленного потока $v_1(p_T)$ протонов от поперечного импульса p_T для 20–25 % центральных Au+Au и Ag+Ag столкновений, полученная на основе анализа данных эксперимента HADES. Справа: $v_1(p_T)$, нормированный на наклон в средних быстротах $v_1/dv_1/dy|_{y=0}$.

Значения $v_1(p_T)$ для столкновений Ag + Ag при большей энергии $E_{kin}=1,58A$ ГэВ систематически ниже, но имеют схожую форму зависимости от p_T . Схожесть формы для зависимости $v_1(p_T)$ для протонов наблюдается еще лучше, если использовать $v_1(p_T)$, нормированный на величину наклона $v_1/dv_1/dy|_{y=0}$, как показано на правой части рис. 4.4. Наблюдаемое масштабирование для $v_1(p_T)$ может говорить о возможной факторизации зависимости направленного потока v_1 протонов от p_T , быстроты y_{cm} , центральности $\langle b \rangle$, размера системы A и энергии столкновения E_{kin} : $v_1(p_T, y_{cm}, \langle b \rangle, A, E_{kin}) \sim$

$v_1(p_T) \cdot dv_1(y')/dy'_{y'=0}(\langle b \rangle/A^{1/3})$, которую необходимо будет проверить на новых экспериментальных данных.

Описанный выше эффект был также обнаружен и для данных, полученных с помощью модели JAM с импульсно-зависимым потенциалом MD2. На рис. 4.5 представлена зависимость направленного потока $v_1(p_T)$ протонов от поперечного импульса p_T (слева) и для $v_1(p_T)$, нормированного на наклон $v_1/(dv_1/dy|_{y=0})$ (справа) [4]. Модельные данные представлены для Au+Au, Xe+Cs и Ag+Ag столкновений при энергии $E_{\text{kin}} = 1,23A$ ГэВ и Ag+Ag столкновений при энергии $E_{\text{kin}} = 1,58A$ ГэВ [8]. Для отбора событий по центральности был использован относительный прицельный параметр $\langle b \rangle/A^{1/3}$: $1 < \langle b \rangle/A^{1/3} < 1,5$ фм $\cdot A^{-1/3}$. После нормировки на наклон $v_1/(dv_1/dy|_{y=0})$ теоретические предсказания $v_1(p_T)$ для разных энергий и систем ложатся на единую кривую.

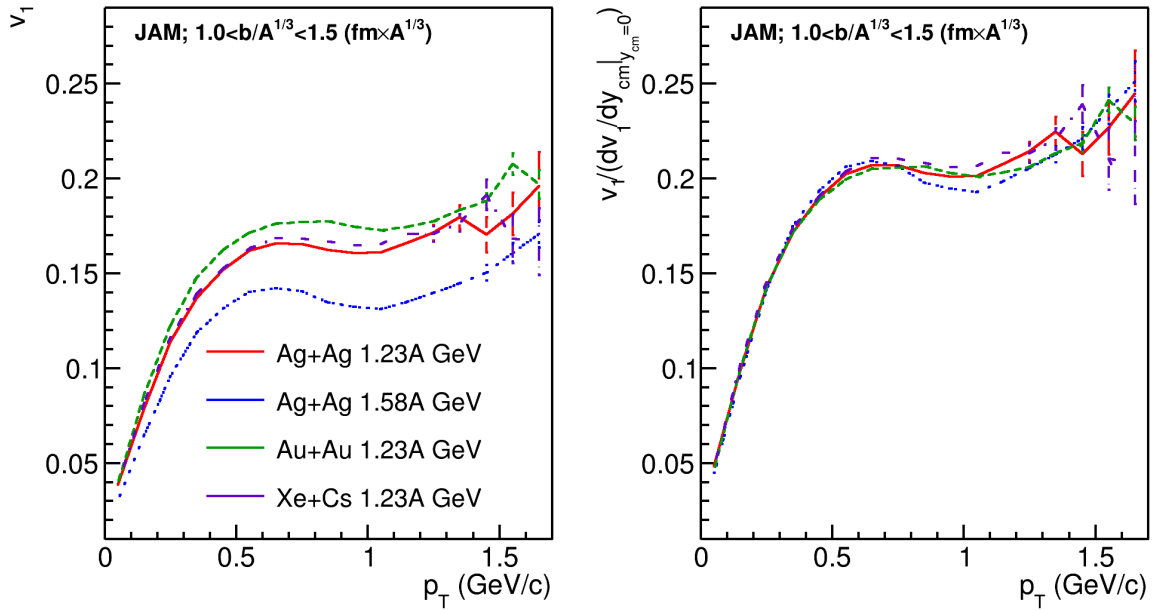


Рисунок 4.5 — Слева: зависимость направленного потока $v_1(p_T)$ протонов от поперечного импульса p_T для среднецентральных Au+Au, Xe+Cs и Ag+Ag столкновений, полученная на основе анализа данных для модели JAM с импульсно-зависимым потенциалом MD2. Справа: $v_1(p_T)$, нормированный на наклон в средних быстротах $v_1/(dv_1/dy|_{y=0})$.

4.1.3 Сравнение с результатами других экспериментов

Рисунок 4.6 показывает компиляцию существующих экспериментальных данных для зависимости наклона направленного потока протонов $dv_1/dy|_{y_{cm}=0}$ от энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}}$ [7]. Опубликованные данные экспериментов FOPI (светлозеленые закрытые треугольники) [59] и STAR (синие закрытые звезды) [18] получены для среднецентральных Au+Au столкновений.

Значения $dv_1/dy|_{y_{cm}=0}$ протонов, полученные в данной работе, в столкновениях Au + Au при энергии $E_{kin} = 1,23A$ ГэВ и Ag + Ag при энергиях $E_{kin} = 1,23A$ и $E_{kin} = 1,58A$ ГэВ показаны для сравнения. Результаты эксперимента HADES для $dv_1/dy|_{y_{cm}=0}$ протонов для столкновений Au + Au и Ag + Ag, полученные в данной работе, находятся в хорошем согласии с результатами других экспериментов. Они показывают монотонную зависимость наклона $dv_1/dy|_{y_{cm}=0}$ протонов от энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}}$ [7].

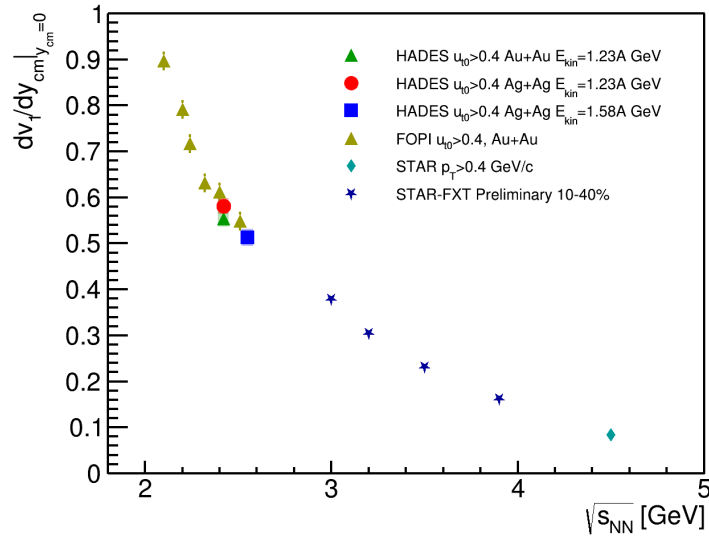


Рисунок 4.6 — Зависимость наклона $dv_1/dy|_{y_{cm}=0}$ протонов для столкновений Au+Au и Ag+Ag от энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}}$. Экспериментальные значения наклона направленного потока были взяты из следующих публикаций: FOPI [59], STAR [18].

4.2 Результаты анализа данных эксперимента BM@N

4.2.1 Оценка эффективности измерения направленного и эллиптического потоков протонов

Для получения оценки эффективности измерения направленного (v_1) и эллиптического (v_2) потоков протонов на установке BM@N было произведено сравнение результатов анализа полностью реконструированных модельных данных столкновений Xe+Cs(I) с результатами, полученными напрямую из модели JAM MD2. Детали о полной реконструкции модельных данных и анализа были представлены в разделе 3.2. Сравнение было сделано для трех кинетических энергий пучка $E_{\text{kin}} = 2, 3$ и $4A$ ГэВ, полностью покрывающих диапазон доступных энергий эксперимента. На рис. 4.7 (слева) показана зависимость направленного потока v_1 протонов ($0,4 < p_T < 0,8$ ГэВ/с) от быстроты y_{cm} для 10–30 % центральных столкновений Xe+Cs(I) [4; 6].

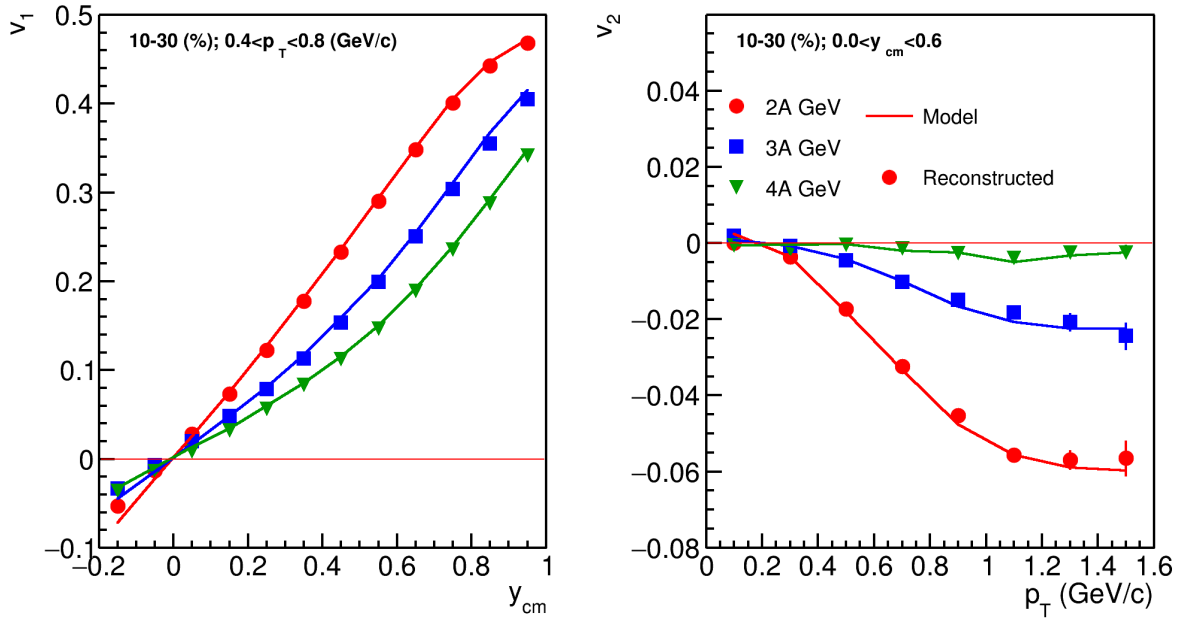


Рисунок 4.7 — Сравнение $v_1(y_{cm})$ (слева) и $v_2(p_T)$ (справа) для протонов из анализа полностью реконструированных в BM@N модельных данных (закрытые маркеры) и напрямую из модели JAM MD2 (линии) для Xe+Cs(I) столкновений при энергиях 2, 3 и 4A ГэВ.

Закрытыми маркерами показаны результаты $v_1(y_{cm})$ из анализа полностью реконструированных в ВМ@N модельных событий и линиями — результаты, полученные напрямую из модели JAM MD2. Наблюдается хорошее 2–5 % согласие между результатами анализа для всех трех энергий, которые показаны на рисунке разными цветами [4; 6]. Выполняется условие прохождения $v_1(y_{cm})$ через ноль в области средних быстрот, что может говорить об отсутствии значительного влияния непотоковых корреляций, связанных с сохранением полного (поперечного) импульса при столкновении. Аксептанс TOF детекторов в ВМ@N позволяет производить измерения v_1 только в области передних быстрот, но уже для следующего физического сеанса планируется увеличение покрытия TOF400. Это позволит улучшить покрытие области средних быстрот ($-0,35 < y_{cm} < 0,35$).

На рис. 4.7 (справа) показана зависимость эллиптического потока v_2 протонов ($0 < y_{cm} < 0,6$) от поперечного импульса p_T для 10–30 % центральных столкновений Xe+Cs(I). Закрытыми маркерами показаны результаты $v_2(p_T)$ из анализа полностью реконструированных в ВМ@N модельных событий и линиями — результаты, полученные напрямую из модели JAM MD2. Между значениями $v_2(p_T)$, извлеченными из модели, и результатами анализа полностью реконструированных в ВМ@N модельных событий наблюдается согласие в пределах статистической ошибки.

4.2.2 Направленный поток v_1 протонов в Xe+Cs(I) столкновениях при энергии $E_{kin} = 3,8A$ ГэВ

В начале 2023 года на установке ВМ@N закончился набор данных столкновений ядер Xe+Cs(I) при энергии $E_{kin} = 3,8A$ ГэВ. Методики, отработанные на Монте-Карло моделировании установки, были использованы для восстановления плоскости симметрии и измерения направленного потока v_1 протонов из экспериментальных данных, как детально описано в разделе 3.2. На рис. 4.8 (слева) показана зависимость направленного потока v_1 протонов от быстроты y_{cm} для 10–30 % Xe+Cs(I) столкновений при энергии $E_{kin} = 3,8A$ ГэВ, полученная из анализа экспериментальных данных ВМ@N. Для сравнения

показано предсказание из модели JAM с импульсно-зависимым потенциалом MD2 [9]. Полученная из анализа данных зависимость $v_1(y_{cm})$ согласуется с теоретической зависимостью из модели JAM в пределах 5–8 % при быстротах $y_{cm} < 1$. Зависимость $v_1(y_{cm})$ была аппроксимирована кубической функцией $v_1(y_{cm}) = a_0 + a_1 y_{cm} + a_3 y_{cm}^3$. Затем наклон $v_1(y_{cm})$ протонов в области средних быстрот $dv_1/dy_{cm}|_{y_{cm}=0}$ был извлечен как параметр a_1 . Правая часть рис. 4.8 показывает сравнение полученного наклона $dv_1/dy_{cm}|_{y_{cm}=0}$ из анализа данных эксперимента BM@N с данными из других экспериментов в данной области энергий. Оно позволяет прийти к выводу, что предварительные результаты эксперимента BM@N для наклона $dv_1/dy_{cm}|_{y_{cm}=0}$ находятся в хорошем согласии с результатами других экспериментов.

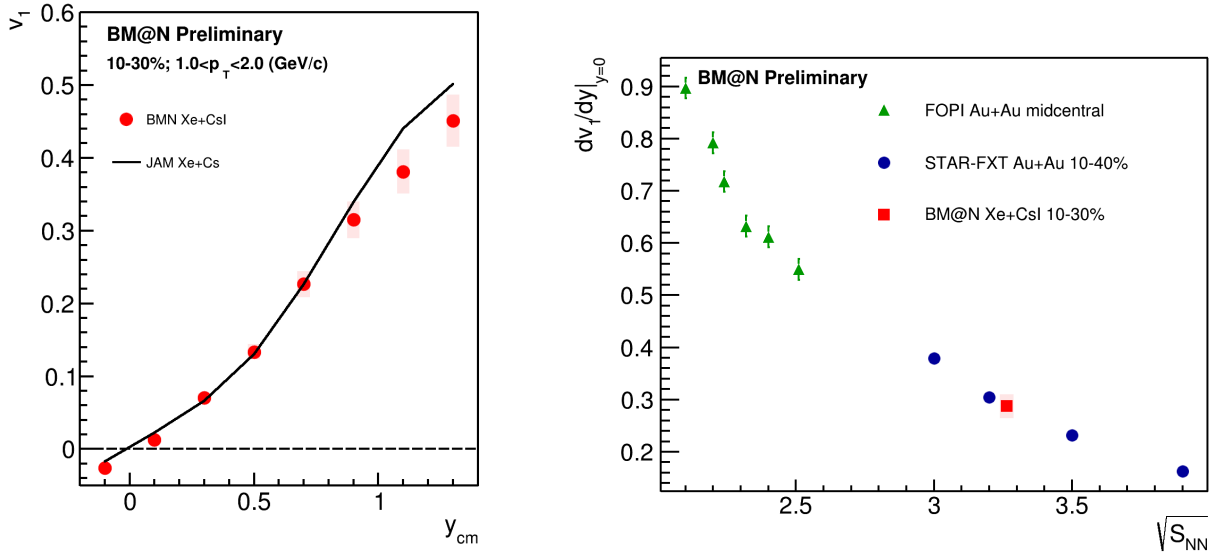


Рисунок 4.8 — Слева: сравнение предварительных результатов эксперимента BM@N для зависимости $v_1(y_{cm})$ протонов для 10–30 % центральных Xe+Cs(I) столкновений при энергии $E_{kin}=3,8$ А ГэВ с расчетами модели JAM. Справа: зависимость наклона $dv_1/dy|_{y_{cm}=0}$ протонов для столкновений Au+Au и Xe+Cs(I) от энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}}$.

Полученные результаты анализа полностью реконструированных модельных данных и первых экспериментальных данных для столкновений Xe+Cs(I) при энергии $E_{kin}=3,8$ А ГэВ позволяют сделать вывод о высокой эффективности установки BM@N для измерения анизотропных потоков.

4.3 Выводы к главе 4

В главе приводятся результаты измерения направленного потока v_1 протонов в столкновениях Au+Au при энергии 1,23А ГэВ и Ag+Ag при энергиях 1,23 и 1,58А ГэВ в эксперименте HADES. Модель JAM [20; 47; 48] с импульсно-зависимым потенциалом среднего поля хорошо описывает зависимость v_1 протонов от быстроты y_{cm} для всех трех измерений, где уровень согласия достигает 5–10 %. При этом модель плохо описывает зависимость v_1 протонов от поперечного импульса p_T в области больших быстрот.

Для каждого интервала по центральности зависимость v_1 от быстроты y_{cm} была аппроксимирована кубической функцией $v_1(y_{cm}) = a_0 + a_1 y_{cm} + a_3 y_{cm}^3$. Затем наклон v_1 протонов в области средних быстрот $dv_1/dy_{cm}|_{y_{cm}=0}$ был извлечен как параметр a_1 . Полученная величина наклона $dv_1/dy_{cm}|_{y_{cm}=0}$ протонов в столкновениях Au+Au при энергии 1,23А ГэВ и Ag+Ag при энергиях 1,23 и 1,58А ГэВ в эксперименте HADES хорошо согласуется с опубликованными данными других экспериментов для столкновений Au+Au. Обнаружено масштабирование наклона $dv_1/dy_{cm}|_{y_{cm}=0}$ протонов с энергией и геометрией столкновения. При нормировке быстроты $y' = y_{cm}/y_{beam}$ (на быстроту пучка) зависимость наклона $dv_1/dy'|_{y'=0}$ от относительного прицельного параметра $\langle b \rangle/A^{1/3}$ становится универсальной для систем Au+Au/Ag+Ag и не зависит от энергии столкновения. Результаты для v_1 протонов, полученные на основе анализа данных эксперимента HADES, опубликованы в работах [5; 7; 8].

Для получения оценки эффективности измерения направленного (v_1) и эллиптического (v_2) потоков протонов на установке BM@N было произведено сравнение результатов анализа полностью реконструированных модельных данных столкновений Xe+Cs(I) с результатами, полученными напрямую из модели JAM MD2. Наблюдается хорошее 2–5 % согласие между результатами анализа для всех трех энергий пучка $E_{kin} = 2, 3$ и 4А ГэВ, полностью покрывающих диапазон доступных энергий эксперимента. На основе анализа первых экспериментальных данных BM@N были получены зависимости $v_1(y_{cm})$ и наклона $dv_1/dy_{cm}|_{y_{cm}=0}$ для протонов в 10–30 % центральных Xe+Cs(I) столкновениях при энергии $E_{kin}=3,8А$ ГэВ. Полученные результаты анализа полностью реконструированных модельных данных и первых экспериментальных данных для столк-

новений $\text{Xe}+\text{Cs(I)}$ при энергии $E_{\text{kin}}=3,8A$ ГэВ позволяют сделать вывод о высокой эффективности установки ВМ@N для измерения анизотропных потоков. Результаты исследования эффективности измерения направленного (v_1) и эллиптического (v_2) потоков протонов на установке ВМ@N были опубликованы в работах [3; 4; 6]. Результаты измерения v_1 протонов из экспериментальных данных ВМ@N для столкновений $\text{Xe}+\text{Cs(I)}$ при $E_{\text{kin}}=3,8A$ ГэВ были опубликованы в [9].

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем. 1. Разработан метод учета корреляций, не связанных с коллективным движением рожденных частиц (непоточковых корреляций), и изучено их влияние на результаты измерения коллективных потоков в области энергий 1,2–4A ГэВ.

2. Впервые получены зависимости v_1 протонов от быстроты и поперечного импульса, а также наклона $dv_1/dy_{cm}|_{y_{cm}}$ в области средних быстрот в столкновениях Au + Au при энергии $E_{\text{kin}} = 1,23A$ ГэВ и Ag + Ag при энергиях $E_{\text{kin}} = 1,23A$ и $E_{\text{kin}} = 1,58A$ ГэВ в эксперименте HADES. Полученные новые результаты измерения v_1 протонов современными методами анализа являются принципиально важными для проверки и дальнейшего развития теоретических моделей ядроядерных столкновений.

3. Обнаружено масштабирование направленного потока протонов с временем пролета ядер t_{pass} и геометрией столкновения в области энергий $E_{\text{kin}} = 1,23A$ и $E_{\text{kin}} = 1,58A$ ГэВ, что позволяет оценить влияние спектаторов налетающего ядра на формирование направленного потока протонов.

4. На основе моделирования установки детально изучены возможности измерения коллективных потоков протонов на экспериментальной установке BM@N (NICA), что позволило расширить существующую физическую программу эксперимента.

Разработанные автором методы измерения анизотропных потоков планируется применить для получения результатов v_1 для заряженных адронов, легких ядер и гиперонов в эксперименте BM@N.

Список литературы

1. *Mamaev M., Golosov O., Selyuzhenkov I.* Directed flow of protons with the event plane and scalar product methods in the HADES experiment at SIS18 // J. Phys. Conf. Ser. — 2020. — т. 1690, № 1. — с. 012122.
2. *Mamaev M., Golosov O., Selyuzhenkov I.* Estimating Non-Flow Effects in Measurements of Anisotropic Flow of Protons with the HADES Experiment at GSI // Phys. Part. Nucl. — 2022. — т. 53, № 2. — с. 277—281.
3. *Mamaev M.* Performance Towards Spectator Symmetry Plane Estimation Using Forward Hadron Calorimeter in the BM@N Experiment // Phys. Part. Nucl. Lett. — 2023. — т. 20, № 5. — с. 1205—1208.
4. *Mamaev M., Taranenko A.* Toward the System Size Dependence of Anisotropic Flow in Heavy-Ion Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2\text{--}5$ GeV // Particles. — 2023. — т. 6, № 2. — с. 622—637.
5. *Adamczewski-Musch J., Mamaev M., HADES Collaboration.* Directed, Elliptic, and Higher Order Flow Harmonics of Protons, Deuterons, and Tritons in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.4$ GeV // Phys. Rev. Lett. — 2020. — т. 125. — с. 262301.
6. *Mamaev M.* Baryonic Matter @ Nuclotron: Upgrade and Physics Program Overview // Physics of Atomic Nuclei. — 2024. — т. 87, № 1. — с. 311—318.
7. *Mamaev M.* On the Azimuthal Flow of Protons in the Heavy Ion Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2\text{--}4$ GeV // Physics of Particles and Nuclei Letters. — 2024. — т. 21, № 4. — с. 661—663.
8. *Mamaev M.* On the Scaling Properties of the Directed Flow of Protons in Au + Au and Ag + Ag Collisions at the Beam Energies of 1.23 and 1.58A GeV // Physics of Particles and Nuclei. — 2024. — т. 55, № 4. — с. 832—835.
9. *Mamaev M.* Directed flow of protons in Xe+CsI collisions at the energy of 3.8A GeV at BM@N (NICA) // Int. J. Mod. Phys. E. — 2024. — т. 33, № 11. — с. 2441009.
10. *Danielewicz P., Lacey R., Lynch W. G.* Determination of the equation of state of dense matter // Science. — 2002. — т. 298. — с. 1592—1596.

11. *Sorensen A., et. al.* Dense nuclear matter equation of state from heavy-ion collisions // Prog. Part. Nucl. Phys. — 2024. — т. 134. — с. 104080.
12. *Afanasiev S., et. al.* The BM@N spectrometer at the NICA accelerator complex // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2024. — т. 1065. — с. 169532.
13. *Agakishiev G., et. al.* The High-Acceptance Dielectron Spectrometer HADES // Eur. Phys. J. A. — 2009. — т. 41. — с. 243—277.
14. *Voloshin S. A., Poskanzer A. M., Snellings R.* Collective phenomena in non-central nuclear collisions // Landolt-Bornstein / под ред. R. Stock. — 2010. — т. 23. — с. 293—333.
15. *Pinkenburg C., et. al.* Elliptic flow: Transition from out-of-plane to in-plane emission in Au + Au collisions // Phys. Rev. Lett. — 1999. — т. 83. — с. 1295—1298.
16. *Liu H., et. al.* Sideward flow in Au + Au collisions between 2-A-GeV and 8-A-GeV // Phys. Rev. Lett. — 2000. — т. 84. — с. 5488—5492.
17. *Chung P., et. al.* Differential elliptic flow in 2-A-GeV - 6-A-GeV Au+Au collisions: A New constraint for the nuclear equation of state // Phys. Rev. C. — 2002. — т. 66. — с. 021901.
18. *Adam J., et. al.* Flow and interferometry results from Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 4.5$ GeV // Phys. Rev. C. — 2021. — т. 103, № 3. — с. 034908.
19. *Abdallah M. S., et. al.* Disappearance of partonic collectivity in $\sqrt{s_{NN}} = 3$ GeV Au+Au collisions at RHIC // Phys. Lett. B. — 2022. — т. 827. — с. 137003.
20. *Nara Y.* JAM: an event generator for high energy nuclear collisions // EPJ Web of Conferences. т. 208. — EDP Sciences. 2019. — с. 11004.
21. *Van Hove L.* THEORETICAL PREDICTION OF A NEW STATE OF MATTER, THE 'QUARK - GLUON PLASMA' (ALSO CALLED 'QUARK MATTER') // 17th International Symposium on Multiparticle Dynamics. — 1986. — с. 801—818.
22. *Wilson K. G.* Confinement of Quarks // Phys. Rev. D / под ред. J. C. Taylor. — 1974. — т. 10. — с. 2445—2459.

23. *Ding H.-T., Karsch F., Mukherjee S.* Thermodynamics of strong-interaction matter from Lattice QCD // Int. J. Mod. Phys. E. — 2015. — т. 24, № 10. — с. 1530007. — arXiv: 1504.05274 [hep-lat].
24. *Rafelski J., Birrell J.* Traveling Through the Universe: Back in Time to the Quark-Gluon Plasma Era // J. Phys. Conf. Ser. / под ред. D. Evans [и др.]. — 2014. — т. 509. — с. 012014. — arXiv: 1311.0075 [nucl-th].
25. Anomalous J / ψ suppression in Pb - Pb interactions at 158 GeV/c per nucleon / M. C. Abreu [и др.] // Phys. Lett. B. — 1997. — т. 410. — с. 337—343.
26. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions / J. Adams [и др.] // Nucl. Phys. A. — 2005. — т. 757. — с. 102—183. — arXiv: nucl-ex/0501009.
27. *Shen C., Heinz U.* The road to precision: Extraction of the specific shear viscosity of the quark-gluon plasma // Nucl. Phys. News. — 2015. — т. 25, № 2. — с. 6—11. — arXiv: 1507.01558 [nucl-th].
28. Global Λ hyperon polarization in nuclear collisions: evidence for the most vortical fluid / L. Adamczyk [и др.] // Nature. — 2017. — т. 548. — с. 62—65. — arXiv: 1701.06657 [nucl-ex].
29. Elliptic flow of charged particles in Pb-Pb collisions at 2.76 TeV / K. Aamodt [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2010. — т. 105. — с. 252302. — arXiv: 1011.3914 [nucl-ex].
30. Two-pion Bose-Einstein correlations in central Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV / K. Aamodt [и др.] // Phys. Lett. B. — 2011. — т. 696. — с. 328—337. — arXiv: 1012.4035 [nucl-ex].
31. Pion Interferometry in Au+Au and Cu+Cu Collisions at RHIC / B. I. Abelev [и др.] // Phys. Rev. C. — 2009. — т. 80. — с. 024905. — arXiv: 0903.1296 [nucl-ex].
32. Measurement of D^0 Azimuthal Anisotropy at Midrapidity in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV / L. Adamczyk [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2017. — т. 118, № 21. — с. 212301. — arXiv: 1701.06060 [nucl-ex].

33. *Stoecker H., Greiner W.* High-Energy Heavy Ion Collisions: Probing the Equation of State of Highly Excited Hadronic Matter // Phys. Rept. — 1986. — т. 137. — с. 277—392.
34. *Hung C. M., Shuryak E. V.* Hydrodynamics near the QCD phase transition: Looking for the longest lived fireball // Phys. Rev. Lett. — 1995. — т. 75. — с. 4003—4006. — arXiv: hep-ph/9412360.
35. Event-by-Event Simulation of the Three-Dimensional Hydrodynamic Evolution from Flux Tube Initial Conditions in Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions / K. Werner [и др.] // Phys. Rev. C. — 2010. — т. 82. — с. 044904. — arXiv: 1004.0805 [nucl-th].
36. *Molnar D., Huovinen P.* Dissipation and elliptic flow at RHIC // Phys. Rev. Lett. — 2005. — т. 94. — с. 012302. — arXiv: nucl-th/0404065.
37. *Xu Z., Greiner C.* Thermalization of gluons in ultrarelativistic heavy ion collisions by including three-body interactions in a parton cascade // Phys. Rev. C. — 2005. — т. 71. — с. 064901. — arXiv: hep-ph/0406278.
38. Probing dense baryon-rich matter with virtual photons / J. Adamczewski-Musch [и др.] // Nature Phys. — 2019. — т. 15, № 10. — с. 1040—1045.
39. Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger / B. P. Abbott [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2016. — т. 116, № 6. — с. 061102. — arXiv: 1602.03837 [gr-qc].
40. *Herrmann N., Wessels J. P., Wienold T.* Collective flow in heavy ion collisions // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 1999. — т. 49. — с. 581—632.
41. Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions / S. A. Bass [и др.] // Progress in Particle and Nuclear Physics. — 1998. — т. 41. — с. 255—369.
42. Relativistic hadron-hadron collisions in the ultra-relativistic quantum molecular dynamics model / M. Bleicher [и др.] // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. — 1999. — т. 25, № 9. — с. 1859.
43. Fully integrated transport approach to heavy ion reactions with an intermediate hydrodynamic stage / H. Petersen [и др.] // Physical Review C—Nuclear Physics. — 2008. — т. 78, № 4. — с. 044901.

44. A chiral mean-field equation-of-state in UrQMD: effects on the heavy ion compression stage / M. Omana Kuttan [и др.] // The European Physical Journal C. — 2022. — т. 82, № 5. — с. 427.
45. *Zhang J. Z. H.* Theory and application of quantum molecular dynamics. — World Scientific, 1998.
46. *Torres-Rincon J. M., Torres-Rincon J. M.* Boltzmann-uehling-uhlenbeck equation // Hadronic Transport Coefficients from Effective Field Theories. — 2014. — с. 33—45.
47. Beam energy dependence of the squeeze-out effect on the directed and elliptic flow in Au + Au collisions in the high baryon density region / C. Zhang [и др.] // Phys. Rev. C. — 2018. — т. 97, № 6. — с. 064913.
48. *Nara Y., Stoecker H.* Sensitivity of the excitation functions of collective flow to relativistic scalar and vector meson interactions in the relativistic quantum molecular dynamics model RQMD.RMF // Phys. Rev. C. — 2019. — т. 100, № 5. — с. 054902.
49. Energy dependence of directed flow over a wide range of pseudorapidity in Au + Au collisions at RHIC / B. B. Back [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2006. — т. 97. — с. 012301. — arXiv: nucl-ex/0511045.
50. System-size independence of directed flow at the Relativistic Heavy-Ion Collider / B. I. Abelev [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2008. — т. 101. — с. 252301. — arXiv: 0807.1518 [nucl-ex].
51. *Selyuzhenkov I.* Charged particle directed flow in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV measured with ALICE at the LHC // J. Phys. G / под ред. Y. Schutz, U. A. Wiedemann. — 2011. — т. 38. — с. 124167. — arXiv: 1106.5425 [nucl-ex].
52. *Ivanov Y. B.* Directed flow in heavy-ion collisions and its implications for astrophysics // Universe / под ред. D. Blaschke [и др.]. — 2017. — т. 3, № 4. — с. 79. — arXiv: 1711.03461 [nucl-th].
53. Equation of state dependence of directed flow in a microscopic transport model / Y. Nara [и др.] // Physics Letters B. — 2017. — т. 769. — с. 543—548.

54. The Phase transition to the quark - gluon plasma and its effects on hydrodynamic flow / D. H. Rischke [и др.] // Acta Phys. Hung. A. — 1995. — т. 1. — с. 309—322. — arXiv: nucl-th/9505014.
55. *Stoecker H.* Collective flow signals the quark gluon plasma // Nucl. Phys. A / под ред. D. Rischke, G. Levin. — 2005. — т. 750. — с. 121—147. — arXiv: nucl-th/0406018.
56. Origin of elliptic flow and its dependence on the equation of state in heavy ion reactions at intermediate energies / A. Le Fèvre [и др.] // Physical Review C. — 2018. — т. 98, № 3. — с. 034901.
57. Excitation function of elliptic flow in Au+ Au collisions and the nuclear matter equation of state / A. Andronic [и др.] // Physics Letters B. — 2005. — т. 612, № 3/4. — с. 173—180.
58. *Senger P.* Pioneering the Equation of State of Dense Nuclear Matter with Strange Particles Emitted in Heavy-Ion Collisions: The KaoS Experiment at GSI // Particles. — 2022. — т. 5, № 1. — с. 21—39.
59. *Reisdorf W., et. al.* Systematics of azimuthal asymmetries in heavy ion collisions in the 1 A GeV regime // Nucl. Phys. A. — 2012. — т. 876. — с. 1—60.
60. Evidence for a soft nuclear equation-of-state from kaon production in heavy-ion collisions / C. Sturm [и др.] // Physical Review Letters. — 2001. — т. 86, № 1. — с. 39.
61. Multifragmentation of spectators in relativistic heavy ion reactions / A. S. Botvina [и др.] // Nucl. Phys. A. — 1995. — т. 584. — с. 737—756.
62. Monte-Carlo Generator of Heavy Ion Collisions DCM-SMM / M. Baznat [и др.] // Phys. Part. Nucl. Lett. — 2020. — т. 17, № 3. — с. 303—324. — arXiv: 1912.09277 [nucl-th].
63. *Parfenov P.* Model Study of the Energy Dependence of Anisotropic Flow in Heavy-Ion Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2\text{--}4.5$ GeV // Particles. — 2022. — т. 5, № 4. — с. 561—579.
64. Centrality dependence of the charged-particle multiplicity density at mid-rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV / K. Aamodt [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2011. — т. 106. — с. 032301. — arXiv: 1012.1657 [nucl-ex].

65. Centrality Dependence of the Charged-Particle Multiplicity Density at Midrapidity in Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV / J. Adam [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2016. — т. 116, № 22. — с. 222302. — arXiv: 1512.06104 [nucl-ex].
66. Glauber modeling in high energy nuclear collisions / M. L. Miller [и др.] // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 2007. — т. 57. — с. 205—243. — arXiv: nucl-ex/0701025.
67. Using multiplicity of produced particles for centrality determination in heavy-ion collisions with the CBM experiment / I. Segal [и др.] // J. Phys. Conf. Ser. / под ред. P. Teterin. — 2020. — т. 1690, № 1. — с. 012107.
68. *Adamczewski-Musch J., et. al.* Centrality determination of Au + Au collisions at 1.23A GeV with HADES // Eur. Phys. J. A. — 2018. — т. 54, № 5. — с. 85.
69. Relating Charged Particle Multiplicity to Impact Parameter in Heavy-Ion Collisions at NICA Energies / P. Parfenov [и др.] // Particles. — 2021. — т. 4, № 2. — с. 275—287.
70. *Selyuzhenkov I., Voloshin S.* Effects of non-uniform acceptance in anisotropic flow measurement // Phys. Rev. C. — 2008. — т. 77. — с. 034904.
71. *Poskanzer A. M., Voloshin S. A.* Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions // Phys. Rev. C. — 1998. — т. 58. — с. 1671—1678.
72. *Borghini N., Dinh P. M., Ollitrault J.-Y.* Flow analysis from multiparticle azimuthal correlations // Phys. Rev. C. — 2001. — т. 64. — с. 054901.
73. *Bhalerao R. S., Ollitrault J.-Y.* Eccentricity fluctuations and elliptic flow at RHIC // Phys. Lett. B. — 2006. — т. 641. — с. 260—264.
74. *Voloshin S., Zhang Y.* Flow study in relativistic nuclear collisions by Fourier expansion of Azimuthal particle distributions // Z. Phys. C. — 1996. — т. 70. — с. 665—672.
75. *Bohm G., Zech G.* Introduction to statistics and data analysis for physicists. — 2010.
76. *Kreis L., Selyuzhenkov I.* QnTools analysis framework. —. — URL: <https://github.com/HeavyIonAnalysis/QnTools>.

77. *Brun R., Rademakers F.* ROOT: An object oriented data analysis framework // Nucl. Instrum. Meth. A / под ред. M. Werlen, D. Perret-Gallix. — 1997. — т. 389. — с. 81—86.
78. *Mamaev M.* Adaptation of the QnTools framework for anisotropic flow analysis on HADES and BM@N experiments. — — URL: https://github.com/mam-mih-val/qntools_macros.
79. GEANT Detector Description and Simulation Tool / R. Brun [и др.]. — 1994. — окт.
80. The BM@N spectrometer at the NICA accelerator complex / S. Afanasiev [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2024. — т. 1065. — с. 169532. — arXiv: 2312.17573 [hep-ex].
81. Development of the Vector Finder Toolkit for Track Reconstruction in the BM@N Experiment / D. A. Zinchenko [и др.] // Phys. Part. Nucl. Lett. — 2024. — т. 21, № 3. — с. 544—552.
82. The BmnRoot framework for experimental data processing in the BM@N experiment at NICA / P. Batyuk [и др.] // EPJ Web Conf. / под ред. A. Forti [и др.]. — 2019. — т. 214. — с. 05027.
83. *Luchsinger R., Grab C.* Vertex reconstruction by means of the method of Kalman filter // Comput. Phys. Commun. — 1993. — т. 76. — с. 263—280.
84. Geometry and physics of the Geant4 toolkit for high and medium energy applications / J. Apostolakis [и др.] // Radiat. Phys. Chem. — 2009. — т. 78, № 10. — с. 859—873.
85. Possibilities of Using Different Estimators for Centrality Determination with the BM@N Experiment / I. Segal [и др.] // Phys. Atom. Nucl. — 2023. — т. 86, № 6. — с. 1502—1507.
86. Directed flow v_1 of protons in the Xe+Cs(I) collisions at 3.8 AGeV (BM@N run8) / M. Mamaev [и др.]. — — arXiv: 2412.08570 [nucl-ex].