

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ  
ИМ. В. И. ВЕКслера И А. М. БАЛДИНА

На правах рукописи

**Киреев Виктор Александрович**

**Изучение процессов рождения адронов, образования ядер и гиперядер в столкновениях тяжёлых ионов в модели RHQM**

Специальность 1.3.15 — «Физика атомных ядер и элементарных частиц,  
физика высоких энергий»

АВТОРЕФЕРАТ  
диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна – 2022

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий им. В.И. Векслера и А.М. Балдина Объединенного института ядерных исследований.

**Научный руководитель**

Колесников В.И.  
Доктор физико-математических наук.

**Официальные оппоненты**

Пшеничнов Игорь Анатольевич  
доктор физико-математических наук,  
ведущий научный сотрудник,  
Институт ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН), г. Москва, г. Троицк.  
Иванов Юрий Борисович  
доктор физико-математических наук,  
ведущий научный сотрудник,  
Объединенный институт ядерных исследований,  
г. Дубна.

С электронной версией диссертации можно ознакомиться на официальном сайте Объединённого института ядерных исследований в информационно-телекоммуникационной сети «Интернет» по адресу: <https://dissertations.jinr.ru>. С печатной версией диссертации можно ознакомиться в Научно-технической библиотеке ОИЯИ (г. Дубна, Московская область ул. Жолио-Кюри, д. 6).

Учёный секретарь диссертационного совета к.ф.-м.н

Арефьев

Валентин Александрович

# Общая характеристика диссертации

## Актуальность темы

Современные технологии позволили построить такие ускорительные комплексы, которые предоставляют нам интересную возможность создавать и изучать новый тип материи – кварк-глюонную плазму (QGP)[1]. Существование кварк-глюонной плазмы было предсказано решеточными калибровочными расчетами (IQCD) [2, 3], в которых лагранжиан квантовой хромодинамики (QCD), описывающий сильно взаимодействующую материю, вычисляется численными методами. “Суп” из кварков и глюонов, существовавший в первые микросекунды после Большого взрыва, может быть воссоздан на ускорителях RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) и на LHC (Large Hadron Collider). В будущем эксперименты при более низких энергиях на ускорительных комплексах NICA (Nuclotron based Ion Collider Facility) в Дубне и FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) в Дармштадте расширят исследования в сторону изучения сильно взаимодействующей материи при высоких барионных плотностях. Чтобы получить такую плотную материю её нужно “нагреть” и “сжать”, чего можно достичь сталкивая тяжёлые ионы.

Одно из интересных явлений, которые наблюдаются в таких столкновениях, это рождение ядер и гиперядер, которое в настоящее время активно исследуется экспериментально и теоретически. Поскольку ядра это слабо связанные объекты с энергией связи для лёгких ядер до 10 МэВ, довольно удивительным является тот факт, что они могут рождаться и “выживать” в области взаимодействия при окружающих температурах порядка 100 и более МэВ. Такое явление сравнивают с процессом образования “льда в огне”. И действительно, не так давно при высоких энергиях коллайдера LHC лёгкие ядра с массовым числом до  $A = 4$  и были обнаружены в центральной области быстрот [4].

Ядра и гиперядра не могут образовываться на начальных этапах эволюции столкновений тяжёлых ионов, так как столкновения частиц происходят часто и средняя длина свободного пробега мала. Они так же не могут формироваться на финальных этапах эволюции, так как с течением времени система расширяется и барионная плотность падает, и, таким образом, расстояния между барионами становятся больше чем радиус действия ядерных потенциалов. Кроме того, есть ещё два условия для формирования ядер: а) для сохранения энергии и импульса сформированное ядро должно взаимодействовать с катализатором, который доступен только в том случае, если плотность не слишком низкая; б) ядра, подобные дейтронам, с энергией связи 2.24 МэВ и среднеквадратичным радиусом 1.95 фм вряд ли могут быть сформированы, если плотность адронов настолько высока, что адроны находятся между нуклонами ядра и “экранируют”

взаимодействие входящих в него протона и нейтрона.

Все эти условия указывают на то, что существует очень ограниченный интервал во время фазы расширения системы, в котором ядра и гиперядра могут формироваться, и нелегко понять, как ядра после образования все еще могут прийти в тепловое равновесие с расширяющейся системой.

Изучение рождения ядер и гиперядер является одной из тем физической программы строящегося в ОИЯИ (Дубна) ускорительного комплекса NICA для ион-ионных столкновений при энергии в системе центра масс  $\sqrt{s_{NN}} = 4 - 11$  ГэВ и эксперимента NICA/MPD. Ожидается, что новые данные в области энергий NICA помогут пролить свет на описание динамики ядер.

Для описания рождения ядер и гиперядер современные генераторы событий часто используют либо модели коалесценции [5, 6], либо статистические методы [7, 8, 9]. Оба этих подхода имеют некоторые недостатки, но наиболее существенным является то, что они применяются в финале эволюции реакции, и, таким образом, они не в состоянии дать ответ на вопрос о том, как формируются ядра и что можно узнать с их помощью о динамике реакции. Кроме этого, в моделях коалесценции множественность ядер существенно зависит от внешних параметров и времени  $t_{clust}$  когда запускается алгоритм коалесценции.

Целью диссертационной работы является развитие генератора событий с динамическим образованием ядер и гиперядер Parton-Hadron-Quantum-Molecular Dynamics (PHQMD) и проведение с его помощью расчетов по выходам ядер и гиперядер для области энергий ускорителя NICA.

Для достижения целей диссертации необходимо решить следующие задачи:

- Провести детальный анализ энергетической зависимости выходов странных адронов в элементарных  $p + p$  столкновениях в области энергий (в системе центра масс) от 3 до 30 ГэВ. Полученные параметризации для сечений рождения адронов, формы быструх распределений и спектров по поперечному импульсу необходимо использовались для развития и тестирования процессов рождения странных частиц в микроскопической транспортной модели PHQMD.
- Развить генератор событий PHQMD для реализации процесса динамического образования лёгких ядер, гиперядер и тяжёлых ядерных фрагментов в столкновения тяжелых ионов. В частности, модель PHQMD необходимо адаптировать к области энергий экспериментов на ускорительном комплексе NICA.
- Разработать и протестировать универсальный алгоритм поиска ядер и гиперядер для совместной работы с различными генераторами событий.

- С использованием модели RHQMD провести исследование механизмов образования ядер и гиперядер в столкновениях тяжелых ионов в области энергий ускорителя NICA. В частности изучить зависимость выходов ядер от энергии столкновения, атомного веса сталкивающихся ионов, прицельного параметра столкновения, а также от уравнения состояния ядерной материи.
- Провести расчеты по выходам легких ядер и гиперядер в области энергии ускорителя NICA для различных комбинаций пучков в широком диапазоне кинематических переменных реакции.

## Основные положения, выносимые на защиту

- Проведён детальный анализ энергетической зависимости выходов странных адронов в элементарных  $p + p$  столкновениях в области энергий от 3 до 30 ГэВ.
- Развита и адаптирована к области энергий экспериментов на ускорительном комплексе NICA генератор событий RHQMD, в котором впервые реализован процесс динамического образования лёгких ядер, гиперядер и тяжёлых ядерных фрагментов.
- На основе детального Монте-Карло моделирования с использованием генератора событий RHQMD впервые продемонстрированы зависимости выходов ядер и гиперядер от:
  - энергии столкновения;
  - атомного веса сталкивающихся ядер;
  - прицельного параметра столкновения;
  - уравнения состояния ядерной материи.
- С помощью генератора событий RHQMD проведены расчеты по выходам легких ядер и гиперядер в области энергий ускорителя NICA для различных комбинаций пучков в широком диапазоне кинематических переменных реакции.
- Проведено детальное моделирование столкновений ионов  $^{209}\text{Bi}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 9.2$  и даны оценки множественности рождения гиперядер для планируемого первого периода набора данных эксперимента NICA/MPD.
- Разработан новый универсальный алгоритм для поиска ядер и гиперядер, реализованный в библиотеке “Phase-space Minimum Spanning Tree“

(psMST), который может быть применён с различными генераторами событий и интегрирован в экспериментальное программное обеспечение.

- С применением библиотеки “psMST“ впервые было проведено исследование зависимости множественности рождения ядер и гиперядер от реализации динамики нуклонов в различных генераторах событий в диапазоне энергий комплекса NICA.
- С помощью библиотеки psMST впервые было проведено сравнение двух различных алгоритмов поиска ядер, коалесценции и MST, в рамках одного кода, применённого к двум различным транспортным генераторам событий, UrQMD и RHQMD.

## Научная новизна и практическая значимость

Научная новизна диссертационной работы отражена в положениях, выносимых на защиту, и включает в себя развитие уникального транспортного подхода RHQMD, в котором ядра и гиперядра формируются динамически.

Была разработана независимая от транспортных моделей библиотека с открытым исходным кодом “Phase-space Minimum Spanning Tree“ (psMST), предназначенная для поиска ядер, в том числе и гиперядер.

При помощи этой библиотеки впервые было проведено исследование и сравнение предсказаний для выходов ядер в различных транспортных подходах с полностью идентичным алгоритмом поиска фрагментов.

Полученные результаты расширяют наше понимание динамики столкновений тяжелых ионов. Наглядно показаны отличия в модельных предсказаниях, связанные с различиями в описании движения барионов в транспортных подходах.

На основе моделирования показана возможность изучения рождения ядер и гиперядер в области энергий ускорительного комплекса NICA.

## Апробация работы

Основные результаты работы неоднократно обсуждались на совещаниях коллаборации MPD, на методических семинарах, совещаниях рабочих групп: в Лаборатории физики высоких энергий ОИЯИ, Центре по изучению тяжёлых ионов имени Гельмгольца (Дармштадт), Франкфуртском университете, а также докладывались на международных конференциях: “The 5th International Conference on Particle Physics and Astrophysics“ (ICPPA 2020, Россия), “Workshop on analysis techniques for centrality determination and flow measurements at FAIR and NICA“ (2020, Россия, Германия), “The 18th International Conference on Strangeness in

Quark Matter“ (SQM 2019, Италия), “The 27th International Conference on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions“ (QM 2018, Италия), “VI International Conference on Particle Physics and Astrophysics“ (ICPPA 2018, Россия), “The International Conference on Strangeness in Quark Matter“ (SQM 2017, Нидерланды), “The XXIVth International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems“ (2018, Россия), “International Workshop on Simulations of HIC for NICA energies“, (2017, Россия) и др.

## Личный вклад

Автор принял непосредственное участие в реализации, тестировании и оптимизации транспортного подхода RHQMD для динамического описания рождения ядер и гиперядер. Личный вклад включает в себя создание комплекса программ для запуска, тестирования и валидации модельных предсказаний. Автором были проведены многочисленные перекрестные проверки, необходимые для согласованности и достоверности полученных результатов. Разработка универсальной библиотеки поиска ядер и гиперядер и исследование различий в описаниях транспортных подходов и их влияния на динамику образования ядер выполнены исключительно автором.

## Публикации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 12 изданиях, 7 из которых изданы в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК, 5 – в тезисах докладов.

## Объем и структура диссертационной работы

Диссертация состоит из четырёх глав, введения, заключения и двух приложений. Полный объем диссертации 122 страницы текста с 69 рисунками и 2 таблицами. Список используемой литературы содержит 164 библиографические ссылки.

## Краткое содержание диссертации

Во **Введении** диссертационной работы обсуждаются цель и актуальность проводимых исследований, рассмотрен исторический обзор по теме диссертации. Приведены аспекты теоретических представлений об описании рождения и динамики ядер и гиперядер. Сформулирована цель и задача работы, ее научная новизна и практическая значимость. Выделены основные положения, выносимые на защиту, и описана структура текста диссертации.

**Первая глава** посвящена краткому описанию строящегося ускорительного комплекса NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility), эксперименту BM@N (Baryonic Matter at Nuclotron) и многоцелевому детектору MPD (Multi Purpose Detector). В настоящее время в Объединённом Институте Ядерных Исследований (ОИЯИ) в Дубне идёт строительство нового ускорительного комплекса NICA на базе модернизированного Нуклотрона. Новый ускорительный комплекс будет работать в широком диапазоне атомных масс и энергий до  $\sqrt{s_{NN}} = 11$  ГэВ. Ожидаемая светимость ускорителя для пучков тяжёлых ионов  $L = 10^{27} \text{см}^{-1} \text{с}^{-1}$ , для протонных пучков  $L = 10^{30} \text{см}^{-1} \text{с}^{-1}$ , при этом энергия столкновений  $\sqrt{s_{pp}} = 20$  ГэВ.

Главной целью многоцелевого детектора MPD на ускорительном комплексе NICA является изучение столкновений тяжёлых ионов при энергиях  $\sqrt{s_{NN}} = 4 - 11$  ГэВ для исследования свойств адронов в сверхплотной ядерной среде, уравнения состояния ядерной материи и свойств фазовых переходов, включая поиск возможных сигналов деконфайнмента, критической точки и частичного восстановления киральной симметрии.

**Во второй главе** дано описание транспортного микроскопического генератора событий “Parton-Hadron-Quantum-Molecular Dynamics“ (PHQMD) [10]. PHQMD – это микроскопический многочастичный транспортный подход, который описывает эволюцию взаимодействующей системы путем решения уравнений движения. Он включает в себя: распространение степеней свободы (частиц) с их потенциальным взаимодействием: рассеяние степеней свободы, описываемое “интегралами столкновения“: кроме того, динамически формируемые ядра и гиперядра идентифицируются алгоритмами SACA[11, 12] и MST [13]. Генератор событий PHQMD является эволюцией транспортной модели PHSD (Parton-Hadron-String Dynamics).

В первом разделе рассматриваются механизмы рождения частиц в элементарных столкновениях при релятивистских энергиях. Приводится краткий обзор существующих струнных моделей и генераторов адрон-адронных столкновений, описывается струнная модель LUND[14] и генераторы на её основе: FRITIOF [15] и PYTHIA[16]. Описывается микроскопический транспортный подход “Parton-Hadron-String Dynamics“ (PHSD) [17, 18, 19, 20, 21], на котором основывается генератор событий PHQMD. В этом же разделе приводится описание струн в подходе PHSD (а следовательно, и в PHQMD) с “настройками PHSD“ — модификации струнной модели LUND.

Во втором разделе приводится краткое описание стадий ядро-ядерных взаимодействий и интеграл столкновения в подходе PHQMD.

В третьем разделе описывается инициализация ядра в режиме “среднего поля“ (MF) и в режиме “квантовой молекулярной динамики“ (QMD) [13, 22, 23].

Четвёртый раздел отведён для описания метода квантовой молекулярной ди-



намики QMD, используемого в подходе RHQMD. В этом подходе предполагается, что многочастичная плотность Вигнера является прямым произведением плотностей Вигнера отдельных частиц.

В пятом разделе рассматривается принцип блокировки Паули.

В шестом разделе описывается теория образования и поиска ядер в транспортном генераторе событий RHQMD: ядра и гиперядра формируются теми же нуклон-нуклонными взаимодействиями, которые управляют эволюцией системы в процессе столкновения тяжелых ионов. Это является *динамическим* образованием ядер – в отличие от моделей, где ядерные фрагменты создаются мгновенно в некоторый выбранный момент времени, как, например, в моделях коалесценции. Дано описание алгоритмов поиска ядер Minimum spanning tree (MST) и Simulated Annealing Clusterization Algorithm (SACA) и показана разница между ними: в подходе MST используется только информация о координатном пространстве, в то время как в подходе SACA для получения наиболее связанного состояния системы для каждой возможной конфигурации ядер и свободных нуклонов учитывается полная энергия связи – сумма энергий связи всех ядер. В седьмом разделе представлено описание динамики QMD и показано её отличие от динамики среднего поля (MF). Проиллюстрирована ограниченность применимости динамики среднего поля для поиска ядер.

**В третьей главе** в разделах с первого по третий представлены результаты подхода RHQMD для общих наблюдаемых, таких как быстротные распределения и спектры поперечной массы адронов: протонов, антипротонов, пионов, (анти)каонов и (анти)лямбд при энергиях от SIS до максимальных энергий RHIC, кроме этого представлены результаты подхода RHQMD для ядер и гиперядер.

В первом разделе приводится сравнение предсказаний генератора событий PYTHIA и подхода PHSD (так как элементарные столкновения в RHQMD описываются аналогично PHSD) в элементарных реакциях с экспериментальными данными. Показано более близкое согласие с экспериментальными данными в области диапазона энергий NICA транспортного подхода PHSD.

Расхождения модели с экспериментальными данными в быстротных  $dN/dy$  распределениях вновь рожденных адронов (рис. 1) можно в значительной степени отнести к описанию протонного “стоппинга” (потере энергии в результате столкновений), т.е. к форме распределения протонов по быстроте. PYTHIA 8.2 имеет тенденцию к гораздо более сильному стоппингу при всех рассмотренных энергиях, протонные распределения  $dN/dy$  довольно плоские при центральных быстротах, в то время как результаты PHSD показывают минимум в области центральных быстрот и подъём в быстротах мишени/снаряда в соответствии с экспериментальными данными. Таким образом, распределения адронов по быстроте из PYTHIA 8.2 систематически переоценивают данные, в то время как результаты PHSD ближе к данным. Однако эта корреляция не столь прямая,

например, результаты PYTHIA идеально соответствуют данным для  $\pi^-$  в  $\sqrt{s_{NN}} = 6.2, 7.6, 8.8, 12.3$  ГэВ, в то время как PHSD занижает выходы.

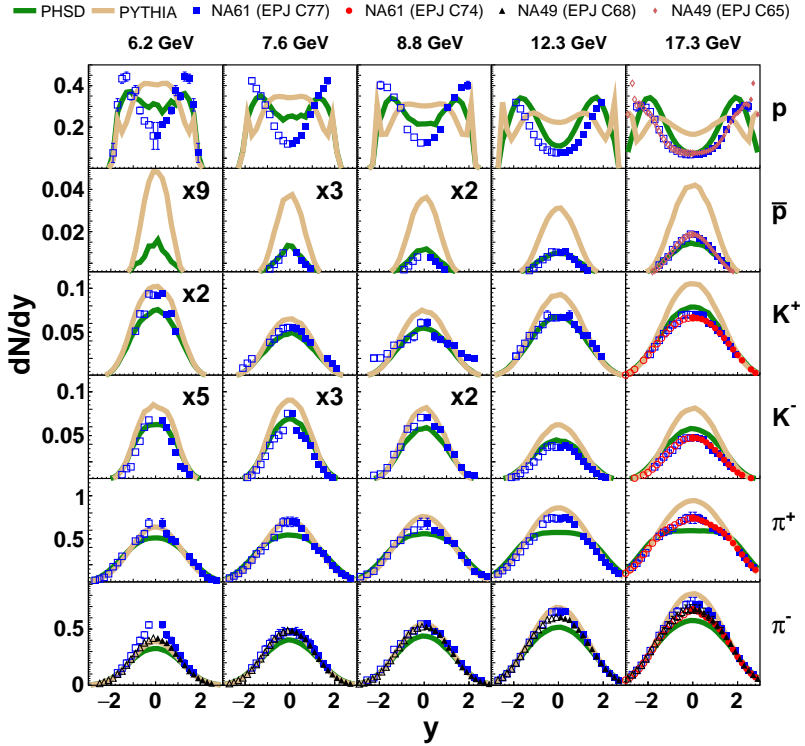


Рис. 1: Быстротные распределения протонов, антипротонов,  $K^\pm$  и  $\pi^\pm$  из  $p + p$  столкновений при 6.2 ГэВ, 7.6 ГэВ, 8.8 ГэВ, 12.3 ГэВ, 17.3 ГэВ. Результаты PHSD представлены зелёными сплошными линиями, тогда как предсказания PYTHIA 8.2 показаны коричневыми сплошными линиями. Экспериментальные данные NA61/SHINE взяты из [24], данные NA49 – из [25]. Нормировочные множители введены для лучшего визуального представления: для 6.2 ГэВ:  $\bar{p} \times 9$ ,  $K^+ \times 2$ ,  $K^- \times 5$ ; для 7.6 ГэВ:  $\bar{p} \times 3$ ,  $K^- \times 3$ ; и для 8.8 ГэВ:  $\bar{p} \times 2$ ,  $K^- \times 2$ .

Во втором разделе представлены результаты подхода RHQMD для общих наблюдаемых в столкновениях тяжёлых ионов. На рис. 2 показаны спектры поперечного импульса рожденных мезонов  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ , протонов и антипротонов в

области центральных быстрот для различных классов центральности, измеренные коллаборацией STAR для  $Au+Au$  при  $\sqrt{s} = 11.5$  ГэВ [26]. Расчеты RHQMD выполнены с жестким EoS. Видно, что зависимость спектров рождённых частиц от центральности также хорошо описывается в подходе RHQMD, в то время как наклон протонов немного занижен.

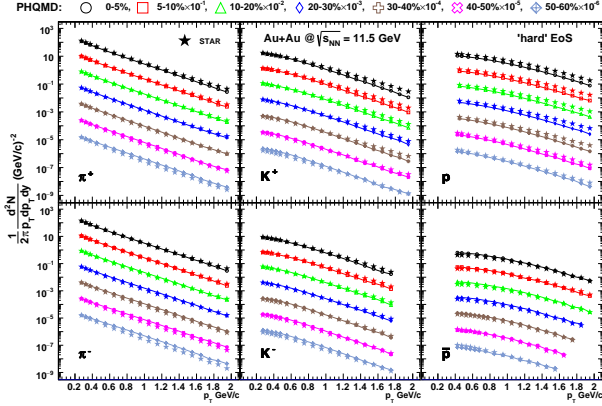


Рис. 2:  $p_T$ -спектры  $\pi^\pm, K^\pm, p$  и  $\bar{p}$  в центральных быстрых столкновениях  $Au + Au$  при  $\sqrt{s} = 11.5$  ГэВ для RHQMD с жестким EoS в сравнении с экспериментальными данными STAR[26] для разных классов центральности. Спектры для разных центральностей нормированы на соответствующие множители для лучшей видимости: 0-5% $\times 1$ ; 5-10% $\times 10^{-1}$ ; 10-20% $\times 10^{-2}$ ; 20-30% $\times 10^{-3}$ ; 30-40% $\times 10^{-4}$ ; 40-50% $\times 10^{-4}$ ; 50-60% $\times 10^{-6}$ .

В третьем разделе изучаются результаты для лёгких, тяжёлых и гиперядер.

Согласно измерениям коллаборации FOPI[27], в центральных столкновениях  $Au + Au$  при 1.5 АГэВ обнаружено около 111 свободных протонов и 60 протонов связаны в ядра, преимущественно с  $Z = 1, 2$ . На рис. 3 предсказания RHQMD для нормированных быструтных распределений ( $y_0 = y/y_{proj}$ , где  $y_{proj}$  – быстрая пучка в системе центра масс)  $Z = 1$  “ядер” (которые включают несвязанные протоны и легкие ядра, такие как дейтроны и тритоны) и (несвязанных) протонов сравниваются с экспериментальными данными FOPI для центральных столкновений  $Au + Au$  при 1.5 АГэВ [27]. Здесь представлены результаты для ядер, идентифицированных MST (красная штрихованная линия) или SACA (красная пунктирная линия).

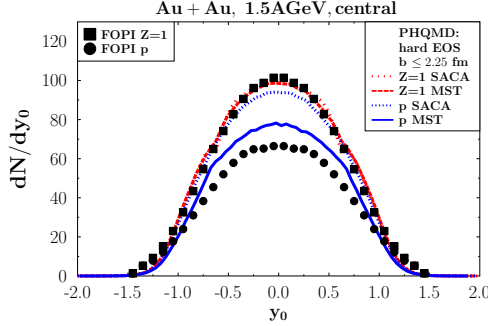


Рис. 3: Нормированное быстрое распределение  $y_0 = y/y_{proj}$  для всех (связанных и несвязанных,  $Z = 1$ ) и свободных (несвязанных) протонов в центральных столкновениях  $Au + Au$  при 1.5 А ГэВ.

Поскольку интегрированный выход ядер с зарядом  $Z = 1$  дает почти полное количество зарядов (ядер с  $Z = 2$  в среднем всего 6.8), достаточно очевидно, что интегрированная множественность RHQMD  $Z = 1$  согласуется с данными. Кроме того, хорошо воспроизводится нормированное быстрое распределение  $Z = 1$  “ядер“, отражающее потерю энергии в результате столкновений (стоппинг). На рис. 3 показано в том числе и быстрое распределение свободных протонов (синие линии). Разница между распределением быстрот  $Z = 1$  (красные линии) и протонов (синие линий) на рис. 3 обусловлена теми протонами, которые связаны в ядра с зарядом  $Z = 1$ .

В этом же разделе показаны результаты подхода RHQMD для тяжёлых ядер. Предсказания модели сравниваются с данными эксперимента ALADIN [28]. В настоящее время это самая высокая энергия пучка, для которой полностью проанализированы экспериментальные данные по тяжелым ядрам. Для этого сравнения было использовано жесткое уравнение состояния и алгоритм SACA. Одним из ключевых результатов коллаборации ALADIN является “взлёт и падение“ множественности ядер промежуточных масс  $3 \leq Z \leq 30$ , измеренных в прямом направлении (относительно пучка). Эта множественность представлена как сумма всех выпущенных вперед связанных зарядов,  $Z_{bound 2}$ , которая может быть выражена с помощью функции  $\Theta$ :

$$Z_{bound 2} = \sum_i Z_i \Theta(Z_i - (1 + \epsilon)),$$

с ( $\epsilon < 1$ ). Получается распределение, которое для пучков  $Au$  практически не

зависит от энергии в интервале  $600 \leq E_{beam} \leq 1000$  АМэВ, а также не зависит от размера мишени. Нужно отметить, что в оригинальной публикации [29] множественность ядер промежуточной массы была переоценена из-за неверно идентифицированных, в основном  $Z = 3$ , ядер, которые на самом деле были двумя  $\alpha$ -частицами. Позже, с улучшенной установкой, это было обнаружено для небольших систем. Повторное измерение для системы  $Au + Au$  показало, что множественность ядер промежуточной массы примерно на 15% ниже, чем опубликовано в [29]. Скорректированная кривая роста и падения для реакций  $Au + Au$  была опубликована в [28] и будет использоваться для сравнения в этом исследовании.

На левом графике рис. 4 показана зависимость множественности рождения ядер от общего связанного заряда в столкновениях  $Au + Au$  при 600 АМэВ, полученные с помощью жесткого уравнения состояния в сравнении с min.bias данными ALADIN [28, 30]. На правом графике рис. 4 представлены результаты для мягкого уравнения состояния. В полупериферических и периферических столкновениях, где  $Z_{bound 2}$  велико, вещество спектаторов гораздо менее стабильно в случае мягкого уравнения состояния и фрагментируется на гораздо большее количество ядер промежуточной массы по сравнению с жестким уравнением состояния. Таким образом, структура фрагментов в полупериферических реакциях может служить дополнительной наблюдаемой для экспериментального определения адронного уравнения состояния.

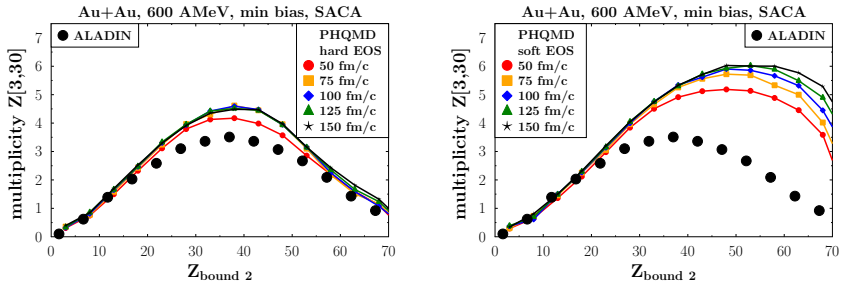


Рис. 4: Зависимость множественности ядер с  $Z \in [3, 30]$  от общего связанного заряда  $Z_{bound 2}$ . Левый график: RHQMD с жестким EoS с использованием от SACA для 600 АГэВ в разное время: 50 (красная линия), 75 (оранжевая линия), 100 (синяя линия), 125 (зеленая линия), 150 (черная линия) фм/с. Правый график: то же, но для “мягкого” уравнения состояния.

Кроме этого продемонстрирована возможность подхода RHQMD предсказы-

вать рождение гиперядер в области энергий ускорительного комплекса NICA. Гипероны ( $\Lambda$  и  $\Sigma$ ) образуются в столкновениях тяжелых ионов уже при энергиях SIS выше 1.6 АГэВ (что соответствует порогу  $NN$ ) [31]. В столкновениях тяжелых ионов при более низких энергиях гипероны почти исключительно образуются в области перекрытия, однако они могут проникать в материю нуклонов-наблюдателей и образовывать гиперядра с нуклонами-наблюдателями, или во время расширения фаербола гипероны могут найти другие нуклоны, с которыми они образуют легкие гиперядра в центральных быстротах. Таким образом, гиперядра в области мишени/пучка могут дать информацию о том, как эти гипероны проникают в быстро движущуюся материю нуклонов-наблюдателей чтобы образовать ядра с нуклонами-наблюдателями. Гиперядра около центральных быстрот чувствительны к эволюции реакции в области высокой плотности в центре столкновения, где образуются гипероны. Расчеты статистической модели [32] предсказывают, что гиперядра в большом количестве производятся в энергетическом режиме, доступном на комплексе NICA.

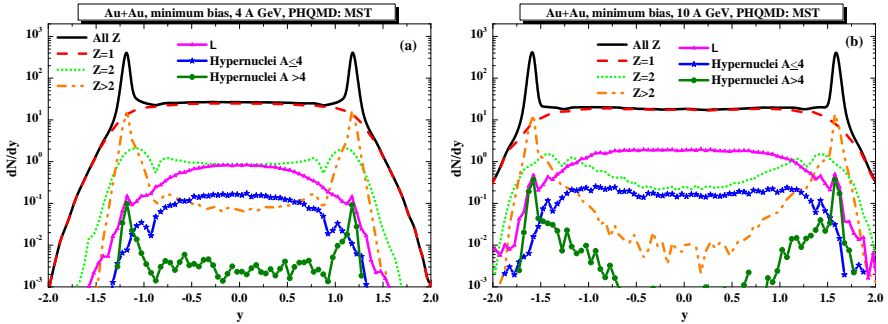


Рис. 5: Предсказания RHQMD (с жестким уравнением состояния и алгоритмом MST) для быстрого распределения всех зарядов (черная сплошная линия),  $Z = 1$  частиц (красная пунктирная линия),  $Z = 2$  ядер (зеленая пунктирная линия),  $Z > 2$  (оранжевая пунктирная линия), всех (связанных и несвязанных)  $\Lambda$  (пурпурная линия с треугольниками) а также легких гиперядер с  $A \leq 4$  (синяя линия со звездами) и тяжелых гиперядер с  $A > 4$  (зеленая линия с точками) в центральных столкновениях  $Au + Au$  при 4 А ГэВ (левый график (a)) и при 10 АГэВ (правый график (b)).

На рис. 5 показано быстрое распределение частиц  $Z = 1$ ,  $Z = 2$ , более тяжелых ядер ( $Z > 2$ ), всех  $\Lambda$  (связанных или несвязанных), а также легких ( $A \leq 4$ ) и тяжелых ( $A > 4$ ) гиперядер, идентифицированных алгоритмом MST

в столкновениях  $Au + Au$  при 4 АГЭВ (левый график) и при 10 АГЭВ (правый график). Заметны повышенные выходы  $Z = 1$  частиц,  $\Lambda$  и более тяжелых ядер в области быстрот пучка/мишени и почти постоянное распределение для  $Z = 1$  частиц между ними. Множественность гиперонов увеличивается к центральным быстройтам.

Оценки множественности рождения гиперядер с учётом полной эффективности [33] в столкновениях  $Bi + Bi$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 9.2$  ГэВ для планируемого первого периода набора данных эксперимента NICA/MPD представлены в таблице 1.

${}^3_{\Lambda}H$	${}^4_{\Lambda}H$	${}^4_{\Lambda}He$	${}^5_{\Lambda}He$
$1.2 \cdot 10^5$	$3.5 \cdot 10^4$	$3.2 \cdot 10^4$	$1.6 \cdot 10^4$

Таблица 1: Выходы гиперядер с учётом полной эффективности [33] в столкновениях  $Bi + Bi$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 9.2$  ГэВ для планируемого первого периода набора данных эксперимента NICA/MPD.

**В четвёртой главе** описывается библиотека поиска ядер и гиперядер “phase-space Minimum Spanning Tree“ (psMST) [34]. Библиотека phase-space Minimum Spanning Tree“ (psMST) основана на идее алгоритма MST для поиска связанных систем нуклонов в плотной адронной материи [10, 13]. Поскольку это независимая библиотека, ее можно применять ко всем транспортным моделям, в которых присутствует описание движения адронов. Сюда входят модели, основанные на динамике  $n$ -тел, такие как различные разновидности подхода квантовой молекулярной динамики, а также модели, основанные на динамике среднего поля или каскадных подходах, в которых не происходит потенциальных взаимодействий между нуклонами. Таким образом, комбинация “модель + psMST“ позволяет исследовать влияние конкретной реализации ядерной динамики на процесс образования ядер. Более того, в дополнение к пространственным корреляциям, используемым в оригинальном подходе MST, psMST можно использовать для изучения влияния импульсных корреляций нуклонов и гиперонов на образование (гипер) ядер. Кроме алгоритма MST библиотека psMST также включает в себя алгоритм коалесценции для формирования дейтронов, описанный в работах [9, 8].

В этой работе были изучены три различных сценария работы алгоритма MST в библиотеке psMST:

- Сценарий 1. Как и в подходе MST, алгоритм psMST работает только с координатной информацией для поиска ядер и показывает результаты идентичные результатам оригинальной процедуры MST.

- Сценарий 2. Первый шаг идентичен «сценарию 1», однако затем, после того как будут найдены все возможные комбинации ядер, вводится дополнительное импульсное ограничение: ядра, в которых полный импульс хотя бы одной входящей частицы больше  $p' > 300$  МэВ в системе покоя ядра, исключались из анализа.
- Сценарий 3. В этом сценарии условие пространственной близости MST из «сценария 1» также дополнено ограничением в импульсном пространстве, но в отличие от «сценария 2», импульсное условие  $p' > 300$  МэВ применяется во время поиска ядер, а не после него. Это приводит к разнице в распределении ядер, так как частицы, не прошедшие импульсное условие в одном ядре, могут войти в состав другого ядра.

Алгоритм коалесценции для дейтронов, в свою очередь, заключается в следующем:

1. Вычисляется время последнего рассеяния в паре р-п.
2. Рассчитывается общий центр массы системы и пара р-п аппроксимируется во время последнего рассеяния из пункта 1.
3. Вычисляются относительные импульс  $\Delta P$  и расстояние  $\Delta R$  пары в её системе центра масс. Если  $\Delta P < 0.285$  ГэВ и  $\Delta R < 3.575$  фм, дейтрон может быть сформирован.
4. Если условие выше выполняется, тогда вероятность того, что дейтрон сформирован задается спин-изоспиновым комбинаторным фактором  $P_d = 3/8$ .
5. Если дейтрон сформирован, его импульс равен сумме импульсов пары р-п в системе центра масс, рассчитанного в изначальной системе отсчёта.

В первом разделе даётся краткое описание транспортных подходов, с которыми применялась библиотека psMST: PHSD-4.0 [17, 19], PHQMD-2.0 [10], SMASH-2.0 [35, 36] и UrQMD-3.4 [37, 38].

Во втором разделе представлены результаты применения библиотеки psMST к четырём транспортным подходам.

Быстротные распределения  $A = 2$  ядер в полу-периферических ( $b = 6$  фм) столкновениях  $Au + Au$  при  $\sqrt{s} = 2.52$  ГэВ показаны на рисунке 6 для трёх сценариев поиска ядер: левая колонка соответствует “Сценарию 1”, центральная колонка – “Сценарию 2” и правая колонка – “Сценарию 3”. В верхнем ряду алгоритм поиска ядер был применён при  $t_{clust} = 40$  фм/с, в среднем ряду – при  $t_{clust} = 90$  фм/с и в нижнем ряду – при  $t_{clust} = 150$  фм/с. Красные



сплошные линии показывают результаты PHQMD с psMST, оранжевые длинные штрихи представляет результаты PHSD с psMST, зелёные штрихи соответствуют результатам SMASH и psMST, синие штрихпунктирные линии показывают предсказания UrQMD вместе с psMST. Кроме того, в левой колонке (“Сценарий 1”) черными короткими штрихами (“PHQMD+MST”) дополнительно показаны результаты PHQMD с его внутренним алгоритмом поиска ядер MST, описанным в [10]. Для “сценария 2” результаты работы PHQMD с psMST и с внутренним алгоритмом MST идентичны – как и ожидалось.

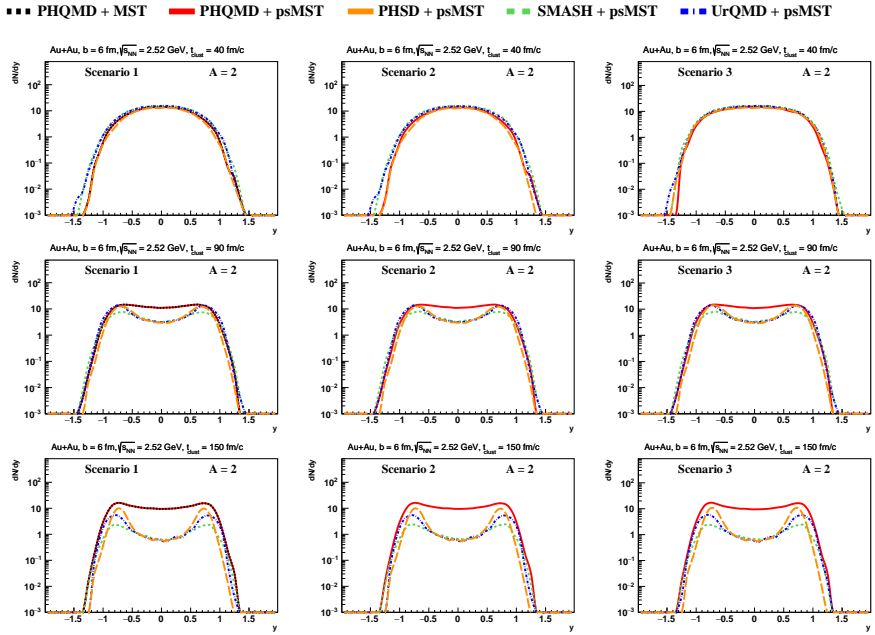


Рис. 6: Быстротные распределения ядер с массовым числом  $A = 2$  в периферических ( $b = 6$  фм) столкновениях  $Au + Au$  при  $\sqrt{s} = 2.52$  ГэВ.

На ранних этапах реакции, при  $t_{clust} = 40$  фм/с, все модели показывают примерно одинаковое быстротное распределение, при более поздних временах  $t_{clust} = 90, 150$  фм/с в области средних быстрот PHQMD предсказывает больше ядер, чем основанный на MF динамике подход PHSD (с потенциалом) или каскадные подходы SMASH и UrQMD (без потенциалов). Это показывает важность многочастичной динамики (реализованной с помощью двухчастичных

потенциальных взаимодействий между барионами в RHQMD) для образования ядер.

Аналогичная тенденция наблюдается для ядер с массовым числом  $A = 3$  и для ядер со средней массой  $4 \leq A \leq 20$ : при низкой энергии ( $\sqrt{s_{NN}} = 2.52$  ГэВ) в области центральных быстрот RHQMD предсказывает на порядок больше ядер чем другие модели этого исследования (см. [34]). Из этого следует важность импульсно-координатных корреляций частиц, которые сохраняются в квантовой молекулярной динамке в отличие от динамики среднего поля, где силы между частицами уменьшены на число тестовых частиц.

Картина становится иной при высокой энергии: транспортные подходы RHQMD, PHSD, SMASH и UrQMD показывают качественно схожие результаты для быстротных и импульсных распределений в полу-периферических ( $b = 6$  фм) столкновениях  $Pb + Pb$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 8.8$  ГэВ. Здесь разница между предсказаниями RHQMD и другими моделями в центральной области быстрот становится менее заметной в сравнении с результатами при  $\sqrt{s_{NN}} = 2.52$  ГэВ. Это может быть связано с тем, что динамика при высоких энергиях определяется столкновениями, а не потенциальными взаимодействиями.

В третьем разделе показано сравнение алгоритмов коалесценции и MST для поиска дейтронов в генераторах событий UrQMD и RHQMD.

Быстротные распределения дейтронов в центральных столкновениях показаны на Рис. 7 и сравниваются с экспериментальными данными коллаборации NA49 [39].

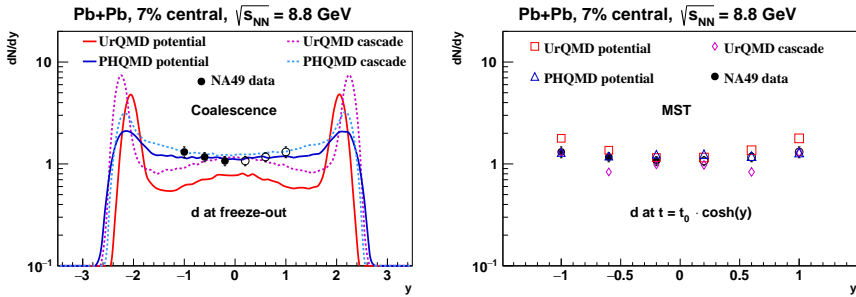


Рис. 7: Левый график: быстротные распределения  $d$  найденные алгоритмом коалесценции во время “freeze-out”. Правый график: быстротные распределения  $d$  найденные алгоритмом MST.

На левом графике показаны быстротные распределения дейтронов найденные алгоритмом коалесценции, на правом – полученные с использованием процедуры MST. В первую очередь заметно, что результаты, полученные обоими алгоритмами, довольно похожи, это касается как множественности, так и фор-

мы распределений. Следуя алгоритму, описанному в статье [40], для процедуры MST мы извлекаем выходы частиц в физическое время  $t = t_0 \cosh(y)$ , где  $t_0$  это время измеренное в системе отсчёта NN. Время  $t_0$  разное для разных режимов:  $t_0 = 100 \text{ fm}/c$  для потенциального режима UrQMD,  $t_0 = 60 \text{ fm}/c$  для каскадного режима UrQMD и  $t_0 = 50 \text{ fm}/c$  для потенциального режима RHQMD). Мы ограничили интервал измерений MST интервалом  $-1 < y < 1$ , где существуют экспериментальные данные.

Нормированное радиальное распределение  $dN/dr_T$  с  $\int (dN/dr_T) dr_T = 1$ , показано на Рис. 8. Видно, что в выбранное время среднее поперечное расстояние  $r_T$  дейтронов во всех транспортных подходах меньше чем  $r_T$  свободных нуклонов.

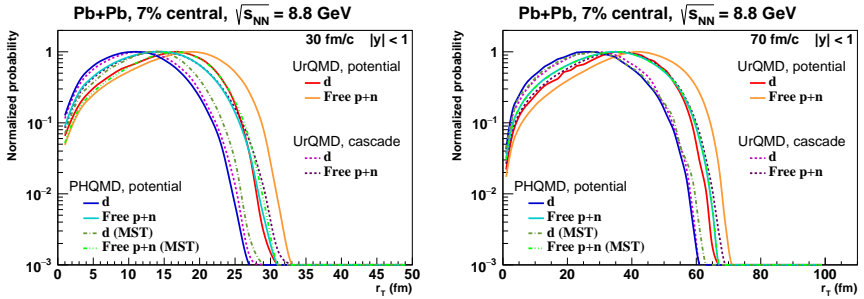


Рис. 8: Поперечное расстояние от центра взаимодействия свободных  $p+n$  и  $d$  при 30 фм/с (левый график) и при 70 фм/с (правый график). Сплошные красные линии показывают результаты для дейтронов в UrQMD (потенциальный режим), сплошные оранжевые линии – свободных  $p+n$  в UrQMD (потенциальный режим), штрихованные розовые линии показывают дейтроны в UrQMD (каскадный режим), штрихованные фиолетовые линии – свободные  $p+n$  в UrQMD (каскадный режим), сплошные синие линии показывают дейтроны из RHQMD (потенциальный режим), сплошные бирюзовые линии – свободные  $p+n$  из RHQMD (потенциальный режим), штрих-пунктирные тёмно-зелёные линии для дейтронов в RHQMD, найденных алгоритмом MST, и штрихованные светло-зелёные линии для свободных  $p+n$  (MST).

Применённые к различным генераторам событий коалесценция и MST выдают очень похожие множественности и быстрое спектры. Результаты для дейтронов не зависят от транспортного подхода. Быстротные распределения в центральных столкновениях Pb+Pb при  $\sqrt{s} = 8.8$  ГэВ довольно хорошо согласуются с экспериментальными данными. Коалесценция, так же как и процедура

MST, показывает, что в поперечном направлении дейтроны остаются ближе к центру столкновения чем свободные нуклоны. Так как дейтроны не пересекают расширяющийся “фаербол“, они не разрушаются столкновениями с адронами из него.

В конце главы сформулированы выводы для этой секции.

**В Заключении** приведены основные результаты и выводы, которые заключаются в следующем:

- Транспортный подход RHQMD был расширен и адаптирован для работы в области энергий ускорительного комплекса NICA.
- В результате сравнения влияния динамики QMD и среднего поля (MF) на стабильность образования ядер продемонстрирована важность использования динамики QMD для сохранения корреляций между барионами, что позволяет формировать ядра и гиперядра, стабильные в ходе эволюции реакции.
- На основе детального Монте-Карло моделирования генератора событий RHQMD с динамическим образованием ядер получены оценки множественности рождения гиперядер для экспериментов ускорительного комплекса NICA.
- Разработана и протестирована библиотека для поиска ядер и гиперядер “Phase-space Minimum Spanning Tree“ (psMST). Библиотека psMST в трёх режимах работы применялась с четырьмя различными транспортными подходами PHSD-4.0 [17, 19], RHQMD-2.0 [10], SMASH-2.0 [35, 36] и UrQMD-3.4 [37, 38] при двух энергиях  $\sqrt{s_{NN}} = 2.52$  ГэВ и  $\sqrt{s_{NN}} = 8.8$  ГэВ. Полученные быстрое и импульсные распределения барионов ( $p$ ,  $n$ ,  $\Lambda$  и  $\Sigma^0$ ) всех четырёх моделей схожи на ранних временах эволюции реакции. На более поздних этапах быстрое распределения ядер с массовыми числами  $A = 2, 3, [4 - 20]$  сильно различаются при низких энергиях. RHQMD с psMST предсказывает в области центральных быстрого больше ядер чем другие модели. Это наблюдение показывает чувствительность образования ядер при низких энергиях к реализации потенциальных взаимодействий. Данная чувствительность гораздо более ярко выражена для ядер, чем для свободных одиночных частиц. При более высоких энергиях все модели дают качественно аналогичные результаты, поскольку динамика в этой области энергий в основном определяется столкновениями и множественным образованием частиц, а не потенциальными взаимодействиями.
- С помощью библиотеки psMST впервые было проведено сравнение двух

различных алгоритмов поиска ядер, коалесценции и MST, в рамках одного кода. Было обнаружено, что множественность дейтронов, а так же их быстрое распределения и спектры поперечных импульсов практически не зависят от способа, которым они были получены из первоначального распределения нуклонов. Коалесценция и алгоритм MST дают не только очень похожие предсказания, но также согласуются с экспериментальными данными. Учитывая, что транспортные подходы UrQMD и PHQMD используют различную реализацию для движения барионов, такой результат является довольно интересным. Коалесценция, так же как алгоритм MST, показывает, что в поперечном направлении дейтроны остаются ближе к центру столкновения чем свободные нуклоны. Так как дейтроны не пересекают расширяющийся “файербол”, они не разрушаются столкновениями с адронами из него.

## Основные публикации по теме диссертации:

- Viktor Kireyeu et al. «Deuteron production in ultrarelativistic heavy-ion collisions: A comparison of the coalescence and the minimum spanning tree procedure». In: *Phys. Rev. C* 105.4 (2022), p. 044909.
- Viktor Kireyeu. «Cluster dynamics studied with the phase-space Minimum Spanning Tree approach». In: *Phys. Rev. C* 103.5 (2021), p. 054905.
- J. Aichelin et al. «Parton-hadron-quantum-molecular dynamics: A novel microscopic  $n$ -body transport approach for heavy-ion collisions, dynamical cluster formation, and hypernuclei production». In: *Phys. Rev. C* 101.4 (2020), p. 044905.
- Susanne Gläsel et al. «Cluster and hypercluster production in relativistic heavy-ion collisions within the parton-hadron-quantum-molecular-dynamics approach». In: *Phys. Rev. C* 105.1 (2022), p. 014908.
- V. Kireyeu et al. «Hadron production in elementary nucleon–nucleon reactions from low to ultra-relativistic energies». In: *Eur. Phys. J. A* 56.9 (2020), p. 223.
- V. Kolesnikov et al. «A new review of excitation functions of hadron production in  $pp$  collisions in the NICA energy range». In: *Phys. Part. Nucl. Lett.* 17.2 (2020), pp. 142–153.
- V. Kireyeu et al. «Prospects for the study of the strangeness production within the PHQMD model». In: *J. Phys. Conf. Ser.* 1690.1 (2020). Ed. by Petr Teterin, p. 012113.
- V. Kireyeu et al. «PHQMD Model for the Formation of Nuclear Clusters and Hypernuclei in Heavy Ion Collisions». In: *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 84.8 (2020), pp. 957–961.
- J. Aichelin et al. «Preliminary Results from the Parton-Hadron-Quantum-Molecular Dynamics (PHQMD) Transport Approach». In: *J. Phys. Conf. Ser.* 1070.1 (2018). Ed. by Joerg Aichelin et al., p. 012005.
- Viktor Kireyeu, Arnaud Le Fèvre, and Elena Bratkovskaya. «Study of clusters and hypernuclei production within PHSD+FRIGA model». In: *EPJ Web Conf.* 138 (2017). Ed. by S. Bondarenko, V. Burov, and A. Malakhov, p. 03004.
- V. Kireyeu. «Study of clusters and hypernuclei production with the NICA/MPD experiment». In: *Phys. Atom. Nucl.* 78.13 (2015), pp. 1508–1510.
- Viktor Alexandrovich Kireyeu. «Study of clusters and hypernuclei production with NICA/MPD and BM@N experiments». In: *PoS BaldinISHEPPXXII* (2015), p. 127.

## Список литературы

- [1] Ulrich Heinz, Olga Evdokimov, and Peter Jacobs, eds. *Proceedings, 26th International Conference on Ultra-relativistic Nucleus-Nucleus Collisions (Quark Matter 2017): Chicago, Illinois, USA, February 5-11, 2017*. Vol. 967. Elsevier, 2017, pp.1–1010.
- [2] Szabolcs Borsanyi et al. «Full result for the QCD equation of state with 2+1 flavors». In: *Phys. Lett. B* 730 (2014), pp. 99–104.
- [3] A. Bazavov et al. «Equation of state in ( 2+1 )-flavor QCD». In: *Phys. Rev. D* 90 (2014), p. 094503.
- [4] Shreyasi Acharya et al. «Production of  ${}^4\text{He}$  and  ${}^4\overline{\text{He}}$  in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$  TeV at the LHC». In: *Nucl. Phys. A* 971 (2018), pp. 1–20.
- [5] Lilin Zhu, Che Ming Ko, and Xuejiao Yin. «Light (anti-)nuclei production and flow in relativistic heavy-ion collisions». In: *Phys. Rev. C* 92.6 (2015), p. 064911.
- [6] Zuzana Fecková et al. «Formation of deuterons by coalescence: Consequences for deuteron number fluctuations». In: *Phys. Rev. C* 93.5 (2016), p. 054906.
- [7] A. S. Botvina et al. «Production of spectator hypermatter in relativistic heavy-ion collisions». In: *Phys. Rev. C* 84 (2011), p. 064904.
- [8] A. S. Botvina et al. «Formation of hypernuclei in heavy-ion collisions around the threshold energies». In: *Phys. Rev. C* 95.1 (2017), p. 014902.
- [9] A. S. Botvina et al. «Formation of hypermatter and hypernuclei within transport models in relativistic ion collisions». In: *Phys. Lett. B* 742 (2015), pp. 7–14.
- [10] J. Aichelin et al. «Parton-hadron-quantum-molecular dynamics: A novel microscopic  $n$ -body transport approach for heavy-ion collisions, dynamical cluster formation, and hypernuclei production». In: *Phys. Rev. C* 101.4 (2020), p. 044905.
- [11] Rajeev K. Puri, Christoph Hartnack, and Jorg Aichelin. «Early fragment formation in heavy ion collisions». In: *Phys. Rev. C* 54 (1996), pp. 28–31.
- [12] Rajeev K. Puri and Joerg Aichelin. «Simulated annealing clusterization algorithm for studying the multifragmentation». In: *J. Comput. Phys.* 162 (2000), pp. 245–266.
- [13] J. Aichelin. «'Quantum' molecular dynamics: A Dynamical microscopic  $n$  body approach to investigate fragment formation and the nuclear equation of state in heavy ion collisions». In: *Phys. Rept.* 202 (1991), pp. 233–360.

- [14] Bo Nilsson-Almqvist and Evert Stenlund. «Interactions Between Hadrons and Nuclei: The Lund Monte Carlo, Fritiof Version 1.6». In: *Comput. Phys. Commun.* 43 (1987), p. 387.
- [15] Bo Andersson, G. Gustafson, and Hong Pi. «The FRITIOF model for very high-energy hadronic collisions». In: *Z. Phys. C* 57 (1993), pp. 485–494.
- [16] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. «PYTHIA 6.4 Physics and Manual». In: *JHEP* 05 (2006), p. 026.
- [17] W. Cassing and E. L. Bratkovskaya. «Parton transport and hadronization from the dynamical quasiparticle point of view». In: *Phys. Rev. C* 78 (2008), p. 034919.
- [18] W. Cassing. «From Kadanoff-Baym dynamics to off-shell parton transport». In: *Eur. Phys. J. ST* 168 (2009). Ed. by Reinhard Alkofer, Holger Gies, and Bernd-Jochen Schaefer, pp. 3–87.
- [19] W. Cassing and E. L. Bratkovskaya. «Parton-Hadron-String Dynamics: an off-shell transport approach for relativistic energies». In: *Nucl. Phys. A* 831 (2009), pp. 215–242.
- [20] E. L. Bratkovskaya et al. «Parton-Hadron-String Dynamics at Relativistic Collider Energies». In: *Nucl. Phys. A* 856 (2011), pp. 162–182.
- [21] O. Linnyk, E. L. Bratkovskaya, and W. Cassing. «Effective QCD and transport description of dilepton and photon production in heavy-ion collisions and elementary processes». In: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 87 (2016), pp. 50–115.
- [22] Rudy Marty and Jorg Aichelin. «Molecular dynamics description of an expanding  $q/\bar{q}$  plasma with the Nambu–Jona-Lasinio model and applications to heavy ion collisions at energies available at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider and the CERN Large Hadron Collider». In: *Phys. Rev. C* 87.3 (2013), p. 034912.
- [23] Rudy Marty et al. «Observables in ultrarelativistic heavy-ion collisions from two different transport approaches for the same initial conditions». In: *Phys. Rev. C* 92.1 (2015), p. 015201.
- [24] A. Aduszkiewicz et al. «Measurements of  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ , p and  $\bar{p}$  spectra in proton-proton interactions at 20, 31, 40, 80 and 158 GeV/c with the NA61/SHINE spectrometer at the CERN SPS». In: *Eur. Phys. J. C* 77.10 (2017), p. 671.
- [25] T. Anticic et al. «Inclusive production of protons, anti-protons and neutrons in p+p collisions at 158-GeV/c beam momentum». In: *Eur. Phys. J. C* 65 (2010), pp. 9–63.
- [26] L. Adamczyk et al. «Bulk Properties of the Medium Produced in Relativistic Heavy-Ion Collisions from the Beam Energy Scan Program». In: *Phys. Rev. C* 96.4 (2017), p. 044904.



- [27] W. Reisdorf et al. «Systematics of pion emission in heavy ion collisions in the 1A- GeV regime». In: *Nucl. Phys. A* 781 (2007), pp. 459–508.
- [28] A. Le Fèvre et al. «FRIGA, a new approach to identify isotopes and hypernuclei in  $n$ -body transport models». In: *Nuovo Cim. C* 39.6 (2017). Ed. by A. Chbihi et al., p. 399.
- [29] A. Schüttauf et al. «Universality of spectator fragmentation at relativistic bombarding energies». In: *Nucl. Phys. A* 607 (1996), pp. 457–486.
- [30] A. Le Fèvre et al. «FRIGA: A new approach to identify isotopes and hypernuclei in  $n$ -body transport models». In: *Phys. Rev. C* 100.3 (2019), p. 034904.
- [31] Christoph Hartnack et al. «Strangeness Production close to Threshold in Proton-Nucleus and Heavy-Ion Collisions». In: *Phys. Rept.* 510 (2012), pp. 119–200.
- [32] A. Andronic et al. «Production of light nuclei, hypernuclei and their antiparticles in relativistic nuclear collisions». In: *Phys. Lett. B* 697 (2011), pp. 203–207.
- [33] V. I. Kolesnikov et al. «Monte Carlo Studies of the MPD Detector Performance for the Measurement of Hypertritons in Heavy-Ion Collisions at NICA Energies». In: *Phys. Part. Nucl. Lett.* 19.1 (2022), pp. 46–53.
- [34] Viktor Kireyeu. «Cluster dynamics studied with the phase-space Minimum Spanning Tree approach». In: *Phys. Rev. C* 103.5 (2021), p. 054905.
- [35] J. Weil et al. «Particle production and equilibrium properties within a new hadron transport approach for heavy-ion collisions». In: *Phys. Rev. C* 94.5 (2016), p. 054905.
- [36] Dmytro Oliinychenko et al. *smash-transport/smash: SMASH-2.0*. Version SMASH-2.0. Dec. 2020. URL: <https://doi.org/10.5281/zenodo.4336358>.
- [37] S. A. Bass et al. «Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions». In: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 41 (1998), pp. 255–369.
- [38] M. Bleicher et al. «Relativistic hadron hadron collisions in the ultrarelativistic quantum molecular dynamics model». In: *J. Phys. G* 25 (1999), pp. 1859–1896.
- [39] T. Anticic et al. «Production of deuterium, tritium, and He3 in central Pb + Pb collisions at 20A,30A,40A,80A , and 158A GeV at the CERN Super Proton Synchrotron». In: *Phys. Rev. C* 94.4 (2016), p. 044906.
- [40] Susanne Gläsel et al. «Cluster and hypercluster production in relativistic heavy-ion collisions within the parton-hadron-quantum-molecular-dynamics approach». In: *Phys. Rev. C* 105.1 (2022), p. 014908.