

УДК 539.17.01

ОБРАЗОВАНИЕ СВОБОДНЫХ И СВЯЗАННЫХ СПЕКТРАТОРНЫХ НУКЛОНОВ В АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

© 2020 г. А. О. Светличный^{1,2, *}, И. А. Пшеничников^{1,2}

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования “Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)”, Долгопрудный, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: aleksandr.svetlichnyu@phystech.edu

Поступила в редакцию 02.03.2020 г.

После доработки 15.04.2020 г.

Принята к публикации 27.04.2020 г.

Модель abrasion-ablation реализована в виде компьютерного кода Abrasion-Ablation Monte Carlo for Colliders (ААМСС) и применена к столкновениям релятивистских ядер на создаваемом коллайдере NICA. Полное число свободных нуклонов, доля свободных нуклонов от полного объема спектаторной материи и их n/p -отношение вычислены в зависимости от прицельного параметра в $^{197}\text{Au}-^{197}\text{Au}$ столкновениях на NICA. Вычислены корреляции между полными объемами спектаторной материи, а также между количествами спектаторных нуклонов от каждого из сталкивающихся ядер. Полученные результаты могут быть использованы для совершенствования метода определения центральности столкновений двух ядер посредством регистрации спектаторных нуклонов и оценки влияния тяжелых спектаторных фрагментов на компоненты NICA, включая сверхпроводящие магниты.

DOI: 10.31857/S0367676520080116

ВВЕДЕНИЕ

В столкновениях релятивистских ядер горячая и плотная материя образуется в зоне перекрытия их ядерных плотностей [1]. Остальная ядерная материя остается относительно холодной и формирует спектаторную материя. Поскольку каждый из нуклонов спектаторной материи по определению не взаимодействует с нуклонами другого ядра, его энергия и импульс остаются близки к таковым до столкновения. Влиянием дальнедействующих кулоновских сил в случае столкновений ядер высоких энергий можно пренебречь, поэтому налетающее ядро движется непосредственно до столкновения по прямой. В этом случае длина проекции вектора, соединяющего центры сталкивающихся ядер, на плоскость, к которой перпендикулярна эта прямая, дает величину прицельного параметра b в данном столкновении. Полный объем спектаторной материи в столкновении двух ядер связан с величиной прицельного параметра b . Поэтому одним из очевидных способов определения b в событии столкновения релятивистских ядер является детектирование вылетающих вперед спектаторных нуклонов с це-

лью определения их количества и последующей классификации события по центральности [2]. Такая классификация возможна на основе какой-либо теоретической модели, например, модели Глаубера [3], которая вычисляет количество взаимодействующих нуклонов-участников и, соответственно, количество остальных невзаимодействующих нуклонов-спектаторов, в зависимости от прицельного параметра b . Однако такой способ определения центральности осложнен тем, что часть нуклонов остается связанной в спектаторных фрагментах, как было показано в эксперименте [4] путем регистрации нейтронов, протонов и ядерных фрагментов, вылетающих вперед в результате взаимодействия ядер ^{208}Pb с энергией 158 ГэВ/нуклон со свинцовой мишенью. Поэтому для корректного определения центральности посредством детектирования свободных спектаторных нуклонов необходимо вычислять их долю в полном объеме спектаторной материи, который, в свою очередь, коррелирует с b .

В настоящей работе представлена новая вычислительная модель, получившая название Abrasion-Ablation Monte Carlo for Colliders (ААМСС), опира-

ющаяся на предположение об abrasion-ablation механизме образования вторичных ядерных фрагментов в столкновениях двух ядер. В отличие от других моделей, основанных на аналогичном механизме образования фрагментов (см., например, работы [5, 6]), ААМСС ориентирована на описание свойств спектаторной материи в столкновениях релятивистских ядер высоких энергий, включая столкновения на коллайдерах, где возможна регистрация спектаторов от обоих сталкивающихся ядер. Для описания стадии abrasion в ААМСС используется известный код GlauberMC, основанный на методе Монте-Карло (см. представляющие две его последние версии работы [7, 8]). GlauberMC применим к столкновениям ядер на коллайдерах RHIC и LHC и позволяет вычислить количество взаимодействующих нуклонов в каждом из сталкивающихся ядер в событии. Соответственно, в каждом столкновении вычисляются и полные объемы спектаторной материи в каждом из ядер, которые могут быть разными, поскольку взаимодействия нуклонов не исчерпываются исключительно парными соударениями, и нуклон из одного ядра может взаимодействовать с несколькими нуклонами другого ядра. Следуя работам [5, 6], можно считать, что удаление нуклонов из первоначального ядра, изменение его формы, приводит к возбуждению ядра-остатка, поэтому спектаторную материю следует рассматривать в качестве префрагмента – возбужденной ядерной системы, претерпевающей дальнейшие распады. Распад префрагмента моделируется в настоящей работе с помощью моделей девозбуждения ядер библиотеки Geant4 [9] версии 10.4. Код ААМСС позволяет моделировать свойство спектаторной материи пособытийно (event-by-event), поэтому может быть с успехом использован в качестве генератора событий образования свободных спектаторных нуклонов и фрагментов от каждого из ядер. Это отличает ААМСС от других моделей, в частности, из работ [5, 6], изучавших образование вторичных ядер в результате столкновений ускоренных ядер с фиксированными мишенями.

Многие известные модели ядро-ядерных столкновений при высоких энергиях, в частности, модель HIJING [10], пренебрегают энергией связи нуклонов в сталкивающихся ядрах, так как энергия множества высокоэнергетических вторичных частиц, даже от единственного нуклон-нуклонного столкновения, значительно превышает полную энергию связи нуклонов в каждом из ядер. Такое упрощение действительно никак не отражается на характеристиках рожденных частиц, но приводит к тому, что все спектаторные нуклоны заведомо считаются свободными. Рассмотрение физики процесса образования и распада спектаторной материи, выполненное в настоящей работе, показывает ограниченность такого предположения в отношении периферических ядро-ядерных столкновений.

ОСНОВНЫЕ СОСТАВЛЯЮЩИЕ РАЗРАБОТАННОЙ МОДЕЛИ

Моделирование начальной стадии abrasion ядро-ядерного взаимодействия выполняется с помощью модели GlauberMC версии 3.0 [8] и начинается с розыгрыша координат нуклонов в каждом из ядер в соответствии с профилем радиального распределения ядерной плотности сталкивающихся ядер. В зависимости от величины случайно выбранного прицельного параметра вычисляется количество взаимодействующих нуклонов в каждом из сталкивающихся ядер. Траектории движения нуклонов в ходе столкновения предполагаются прямолинейными и параллельными друг другу. Каждый нуклон из ядра-снаряда, попадающий в область геометрического перекрытия ядер, может последовательно взаимодействовать с нуклонами другого ядра, расположенными на его пути. Остальные невзаимодействующие нуклоны рассматриваются в качестве нуклонов-спектаторов, их количества в каждом из ядер определяют полные объемы спектаторной материи по отдельности в каждом их партнеров по столкновению. Предполагается, что все провзаимодействовавшие нуклоны-участники покинули соответствующие ядра, что однозначно определяет массы образующихся префрагментов. Для вычисления изотопического состава префрагмента используется гипергеометрическая формула из работы [6], которая предполагает комбинаторное распределение долей нейтронов и протонов в общем количестве a удаленных из начального ядра нуклонов. Для вычисления энергии возбуждения предполагается, что каждый нуклон, выбитый из ядра-остатка, формирует дырочное состояние в ядре-остатке, а плотность уровней одночастичных дырочных состояний постоянна. Тогда распределение плотности вероятности энергии возбуждения E_x префрагмента, образовавшегося в результате выбивания a нуклонов, получается сверткой плотности уровней a дырочных состояний [5, 6]. Результат свертки для случая постоянной плотности уровней получается аналитически и дается известной формулой Эриксона:

$$\rho_a(E_x) = \frac{g_0^a}{a!(a-1)!} E_x^{a-1} \quad (1)$$

Таким образом, средняя энергия возбуждения префрагмента растет с увеличением количества нуклонов, удаленных из начального ядра. В работе [11], использовавшей прообраз настоящей модели ААМСС, были исследованы три различных способа вычисления энергии возбуждения префрагмента в зависимости от его массы, однозначно связанной с a . Использовались распределение Эриксона, представленное формулой (1), распределение Гамара–Шмидта [5] и феноменологическая аппроксимация, полученная в эксперименте ALADIN [12]. Детальное описание указанных

трех способов вычисления энергии возбуждения дано в работе [6] в применении к аналогичной по своим принципам модели *abrasion-ablation*, но реализованной посредством других вычислительных методов. Сравнение сечений образования вторичных ядер с заданным зарядом Z (сечений изменения заряда налетающего ядра), вычисленных посредством ААМСС, с данными двух независимых экспериментов, выполненное в работе [11] позволило отдать предпочтение использованному в этой работе распределению Эриксона. Также достоверность модели ААМСС проверялась в работе [13] путем сравнения предсказаний модели ААМСС с данными эксперимента NA49, выполненного на CERN SPS (см. работу [4]).

Для распада возбужденных фрагментов используются испарительная модель, модель Fermi break-up и статистическая модель мультифрагментации (SMM) [14] в ее версии, реализованной в библиотеке Geant4 [9]. Минимальная энергия возбуждения на нуклон, необходимая для мультифрагментации ядра, установлена в расчетах на уровне 3 МэВ. С помощью указанных моделей в настоящей работе вычислены изотопический состав, распределение вторичных фрагментов по зарядам и массе и другие характеристики спектаторной материи, с учетом различных механизмов ее распада, в зависимости от энергии возбуждения и массы распадающегося префрагмента.

ДОЛЯ СВОБОДНЫХ НУКЛОНОВ В ПОЛНОМ ОБЪЕМЕ СПЕКТАТОРНОЙ МАТЕРИИ

Одним из способов определения центральности события столкновения релятивистских ядер в экспериментах на ЛНС является определение количества свободных спектаторных нейтронов (см., в частности, работу [2]). Более тяжелые ядерные спектаторные фрагменты захватываются магнитным полем коллайдера и транспортируются вблизи пучков первичных ядер, с последующим захватом системой коллиматоров, что делает невозможным детектирование таких фрагментов. Аналогичную ситуацию можно ожидать и на коллайдере NICA, поэтому необходимо изучить корреляцию между долей свободных спектаторных нуклонов и их общим количеством в спектаторной материи в зависимости от величины прицельного параметра b . На рис. 1 такая корреляция показана для столкновений ядер ^{197}Au на NICA при $\sqrt{s_{NN}} = 5$ ГэВ. Поскольку в центральных событиях из сталкивающихся ядер удаляется максимальное количество нуклонов-участников, то оставшаяся небольшая по объему спектаторная материя получает наибольшую энергию возбуждения на нуклон и можно ожидать ее взрывной распад. Однако, как можно видеть из рис. 1, доля свободных нуклонов

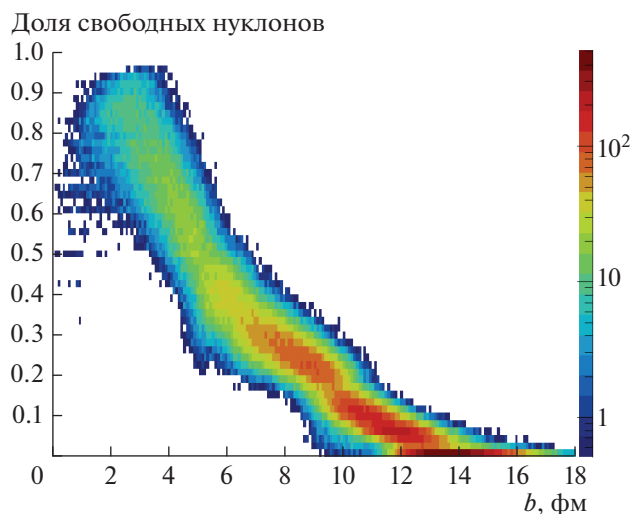


Рис. 1. Доля свободных спектаторных нуклонов в зависимости от прицельного параметра в столкновениях ядер ^{197}Au на NICA при $\sqrt{s_{NN}} = 5$ ГэВ.

даже в наиболее центральных событиях не достигает 100%. Это связано со стохастичностью распадов, с тем, что даже при самых больших энергиях возбуждения основные каналы распада возбужденной системы исключительно на свободные нуклоны, сосуществуют с каналами, в которых помимо нуклонов присутствуют дейтроны, ядра трития, ^3He и ^4He . Как видно из рис. 1, среднее значение доли свободных нуклонов падает от 90% до единиц процентов с ростом прицельного параметра. Ввиду небольшого объема спектаторной материи в центральных событиях количество фрагментов промежуточной массы, к которым относят элементы от лития до кальция ($3 \leq Z \leq 20$) [14], не может быть большим.

В полуцентральных событиях объем префрагмента увеличивается, поэтому его энергия возбуждения на нуклон несколько уменьшается по сравнению с центральными событиями, но остается достаточной (>3 МэВ) для его мультифрагментации [14] с образованием трех или более фрагментов промежуточной массы. Как видно из рис. 1, в среднем примерно половина нуклонов оказываются свободными в полуцентральных событиях, а остальные — связанными во фрагментах промежуточной массы. Подобное доминирование мультифрагментации в полуцентральных событиях было обнаружено в экспериментах [12, 15], результаты которых в дальнейшем были блестяще описаны теорией [14].

Наконец, в периферических событиях образуется тяжелый префрагмент с небольшой энергией возбуждения. Несмотря на то, что отдельных мультифрагментационных распадов нельзя исключить и здесь, в таких событиях доминирует испарение от-

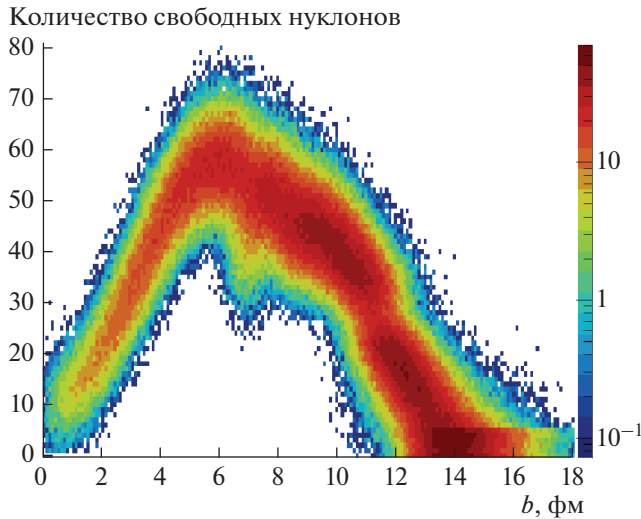


Рис. 2. Количество свободных спектаторных нуклонов в зависимости от прицельного параметра в столкновениях ядер ^{197}Au на NICA при $\sqrt{s_{NN}} = 5$ ГэВ.

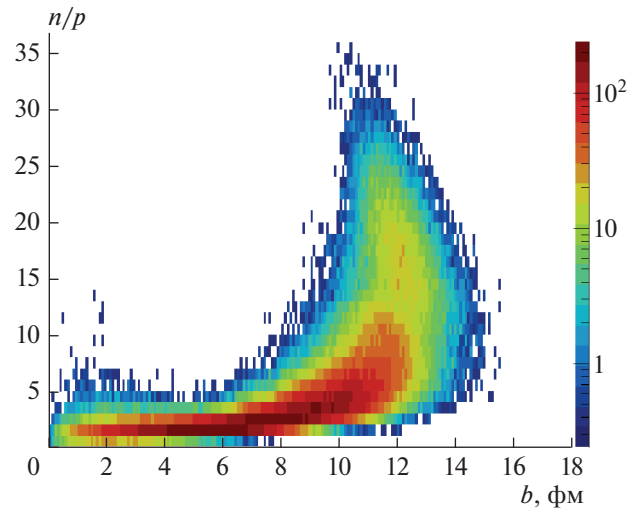


Рис. 3. Соотношение между нейтронами и протонами для свободных спектаторных нуклонов в зависимости от прицельного параметра в столкновениях ядер ^{197}Au на NICA при $\sqrt{s_{NN}} = 5$ ГэВ.

носителю небольшого количества нуклонов (преимущественно нейтронов) из префрагмента, что приводит к образованию тяжелого остатка, в котором остаются связанными практически все нуклоны спектаторной ядерной материи, см. рис. 1.

КОЛИЧЕСТВО СВОБОДНЫХ НУКЛОНОВ СПЕКТАТОРНОЙ МАТЕРИИ

Как можно видеть из рисунка 2, максимальное абсолютное количество свободных нуклонов в столкновениях ядер ^{197}Au на NICA при $\sqrt{s_{NN}} = 5$ ГэВ не превышает 80, что заметно ниже числа общего числа нуклонов в начальном ядре. В свою очередь, зависимость среднего числа свободных нуклонов от прицельного параметра не является монотонной, а имеет область роста и область падения с максимумом примерно при 6 фм. В центральных столкновениях объем префрагмента небольшой, поэтому практически все нуклоны, как это обсуждалось выше, освобождаются в результате распада системы с большой энергией возбуждения в пересчете на один нуклон префрагмента. Следует подчеркнуть, что в области максимума при 6 фм, соответствующего полуцентральному событиям, энергии возбуждения оказывается недостаточной для высвобождения всех спектаторных нуклонов и часть из них остается связанной во фрагментах промежуточной массы. Наконец, в периферических событиях заметно падает энергия возбуждения на нуклон, поэтому начинает доминировать процесс испарения небольшого количества нуклонов, а вклад событий мультифрагментного распада практически отсутствует. В результате количество свободных спектаторных нуклонов в периферических

событиях оказывается малым и сопровождается вылетом тяжелого спектаторного фрагмента, близкого к ^{197}Au .

СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ СПЕКТАТОРНЫМИ НЕЙТРОНАМИ И ПРОТОНАМИ

Особый интерес представляет отношение количества свободных спектаторных нейтронов к количеству свободных спектаторных протонов — так называемое n/p -отношение. На рис. 3 видно, что в центральных столкновениях ^{197}Au на NICA при $\sqrt{s_{NN}} = 5$ ГэВ это отношение близко к N/Z начального ядра, однако при увеличении b n/p -отношение заметно растет. Это объясняется тем, что в центральных столкновениях образуется префрагмент с высокой энергией возбуждения на нуклон и практически все нуклоны высвобождаются из него. С ростом прицельного параметра уменьшается энергия возбуждения на нуклон, поэтому протонам труднее преодолевать кулоновский барьер ядра в ходе процесса испарения. В результате этого больше вероятность испарить нейтрон вместо протона, что приводит к заметному росту n/p -отношения в периферических событиях. Посредством измерения n/p -отношения можно отделять периферические события от центральных. Действительно, как в центральных, так и в периферических событиях может быть зарегистрировано одинаковое количество свободных нуклонов, см. рис. 2, но соотношение между протонами и нейтронами будет в этих случаях разным, см. рис. 3.

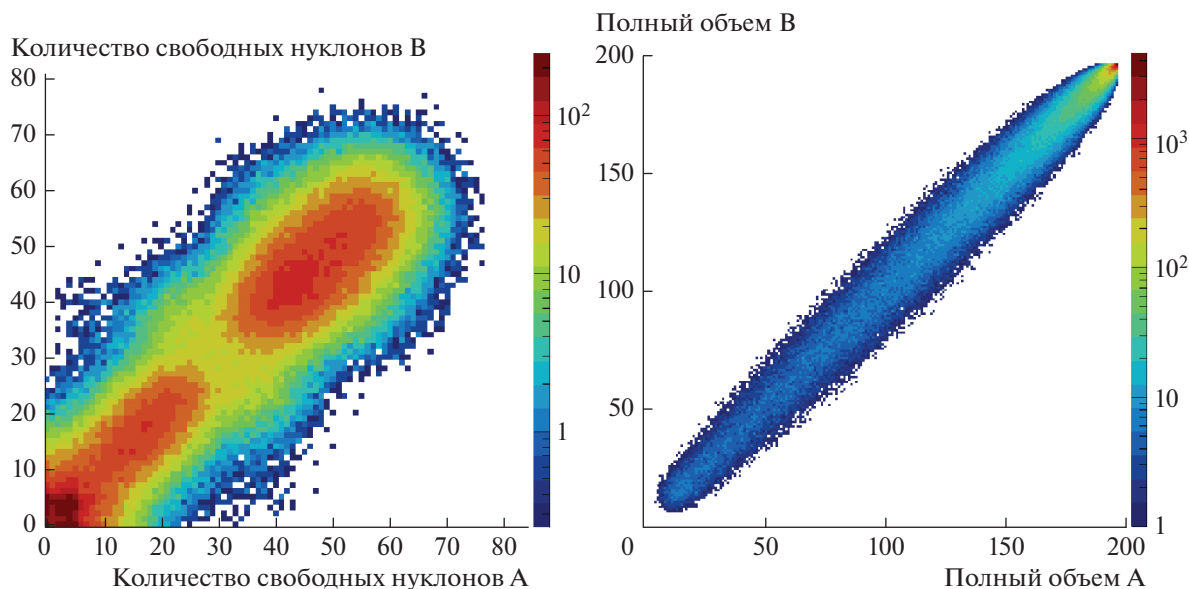


Рис. 4. Корреляции между количествами свободных спектаторных нуклонов (левый рисунок) и объемами спектаторной материи (правый рисунок) от каждого из сталкивающихся при $\sqrt{s_{NN}} = 5$ ГэВ ядер ^{197}Au , обозначенных, соответственно, А и В.

КОРРЕЛЯЦИЯ СВОЙСТВ СПЕКТРАТОРНОЙ МАТЕРИИ СТАЛКИВАЮЩИХСЯ ЯДЕР

Модель ААМСС позволяет исследовать корреляции между спектаторами от каждого из сталкивающихся на NICA ядер ^{197}Au , которые можно условно обозначить как ядра А и В. На рис. 4 представлена корреляция количества свободных спектаторных нуклонов от ядер А и В, и корреляция соответствующих полных объемов спектаторной материи. Для столкновений одинаковых ядер можно ожидать, что в среднем количества свободных нуклонов и объемы спектаторной материи от этих ядер будут равны. При этом ширина распределения полного объема спектаторной материи на рис. 4 оказывается заметно меньше ширины распределения, полученного для свободных нуклонов с учетом распада префрагментов. Это означает, что флуктуации полных объемов спектаторной материи, возникающие за счет флуктуаций количества нуклонов-участников в каждом из ядер, дополнительно усиливаются в результате стохастических распадов префрагментов. Иными словами, вторичные распады значительно ослабляют корреляцию между количеством свободных спектаторных нуклонов от ядер А и В.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе создан генератор событий ядро-ядерных столкновений, названный Abrasion-Ablation Monte Carlo for Colliders (ААМСС), с помощью которого смоделированы свойства

спектаторной материи в столкновениях ядер ^{197}Au на коллайдере NICA. Созданная модель учитывает образование ядерных фрагментов-спектаторов наряду со свободными нуклонами. Необходимость в такой модели связана с тем, что в настоящее время ни один из экспериментов, посвященных релятивистским ядро-ядерным столкновениям, не позволяет регистрировать спектаторные нейтроны и протоны одновременно с ядерными фрагментами-спектаторами в каждом событии, однозначно измеряя, таким образом, полный объем спектаторной материи и соответствующий данному событию диапазон прицельных параметров. С помощью ААМСС можно достоверно восстановить общий объем спектаторной материи опираясь только на измерения количества спектаторных нейтронов и протонов, без регистрации фрагментов-спектаторов. Для этого по измеренному суммарному количеству свободных нуклонов в событии можно выделить две вероятные области b , см. рис. 2, а по n/p -отношению решить — является ли такое событие центральным, или же периферическим, см. рис. 3. Разрабатываемая в настоящий момент конструкция переднего адронного калориметра FHCAL для эксперимента MPD на NICA опирается на другой способ классификации событий по центральности [16]. Однако в случае установки перед FHCAL сцинтиляционного годоскопа появится дополнительная возможность определения заряда спектаторов и, соответственно, n/p -отношения.

Основные результаты данного исследования для столкновения ядер ^{197}Au на коллайдере NICA состоят в следующем. Во-первых, было найдено, что доля свободных нуклонов в общем объеме спектаторной материи уменьшается с ростом прицельного параметра столкновения. Это связано с уменьшением энергии возбуждения префрагмента и ростом его массы с ростом b . Во-вторых, согласно предсказаниям модели средняя доля свободных нуклонов, вычисленная в зависимости от b не достигает 100% даже в центральных столкновениях, так как часть нуклонов остается связанными в легких фрагментах, таких как дейтроны, ядра трития, ^3He и ^4He . В-третьих, вычисления показали, что максимальное количество спектаторных нуклонов, освобождающихся в полуженеральных столкновениях тяжелых ядер, заметно меньше общего количества нуклонов в ядре. Модель предсказывает максимум количества свободных спектаторных нуклонов при промежуточных b вблизи 6 фм. В-четвертых, было обнаружено, что n/p -отношение, предсказываемое моделью для свободных спектаторных нуклонов, значительно растет в области b выше 10 фм, где происходит преимущественное испарение нейтронов из тяжелых ядер-остатков, поскольку энергия возбуждения на нуклон оказывается слишком низкой для испарения большого количества протонов. Наконец, расчеты показывают, что флуктуации количества свободных нуклонов спектаторов возникают не только благодаря флуктуациям количества нуклонов-участников в каждом из ядер, но и благодаря стохастической природе распадов префрагментов.

Авторы благодарят А.И. Маевскую за помощь в установке программного обеспечения и организации вычислений на кластере ИЯИ РАН. Данное исследование выполнено при финансовой

поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-02-40035-мега.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Vogt R.* Ultrarelativistic heavy-ion collisions. Amsterdam: Elsevier Science, 2007. 488 p.
2. *Abelev B., Adam J., Adamova D. et al.* // Phys. Rev. C. 2013. V. 88. Art. № 044909.
3. *Miller M.L., Reygers K., Sanders S.J. et al.* // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2007. V. 57. P. 205.
4. *Appelshäuser H., Bächler J., Bailey S.J. et al.* // Eur. Phys. J. A. 1998. V. 2. P. 383.
5. *Gaimard J.-J., Schmidt K.-H.* // Nucl. Phys. A. 1991. V. 531. P. 709.
6. *Scheidenberger C., Pshenichnov I.A., Sümmerer K. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. Art. № 014902.
7. *Loizides C., Nagl J., Steinberg P.* // SoftwareX. 2015. V. 1–2. P. 13.
8. *Loizides C., Kamin J., d'Enterria D.* // Phys. Rev. C. 2018. V. 97. Art. № 054910.
9. *Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2016. V. 835. P. 186.
10. *Wang X.-N., Gyulassy M.* // Phys. Rev. D. 1991. V. 44. P. 3501.
11. *Светличный А.О.* // Тр. VIII Межинст. молод. конф. “Физика элементарных частиц и космология—2019” (Москва, 2019).
12. *Botvina A.S., Mishustin I.N., Begemann-Blaich M. et al.* // Nucl. Phys. A. 1995. V. 584. P. 737.
13. *Ненеёва П.С., Пшеничнов И.А., Светличный А.О.* // Тр. 62-й Всеросс. научн. конф. МФТИ. Фундаментальная и прикладная физика. (Москва—Долгопрудный—Жуковский, 2019). С. 337.
14. *Bondorf J.P., Botvina A.S., Iljinov A.S. et al.* // Phys. Rep. 1995. V. 257. P. 133.
15. *Trautmann W., Adloff J.C., Begemann-Blaich M. et al.* // Nucl. Phys. A. 1992. V. 538. P. 473.
16. *Ivashkin A., Finogeev D., Golubeva M. et al.* // EPJ Web Conf. 2019. V. 204. Art. № 07002.