

СПЕКТАТОРНАЯ МАТЕРИЯ В СТОЛКНОВЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

*Н. Козырев**, *А. Светличный*,
Р. Непейвода, *И. Пишеничнов*

Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия
Институт ядерных исследований РАН, Москва

С помощью модели Abrasion–Ablation Monte Carlo for Colliders (ААМСС) в центральных столкновениях релятивистских ядер ^{238}U исследуются характеристики спектаторной материи, чувствительные к взаимной ориентации и степени деформации сталкивающихся ядер. Показано, что множественность нейтронов-спектаторов и их асимметрия вперед-назад существенно зависят от взаимной начальной ориентации ядер ^{238}U , что позволяет выделять события tip-body с высокой асимметрией вперед-назад и максимальной множественностью спектаторных нейтронов, а также события side-side со схожей множественностью, но минимальной асимметрией. Установлено, что увеличение параметра квадрупольной деформации β_2 ядер ^{238}U приводит к пропорциональному росту множественности спектаторных нейтронов в событиях tip-body. Таким образом, регистрация спектаторных нейтронов в столкновениях релятивистских деформированных ядер в эксперименте может быть использована для исследования степени их деформации и отбора столкновений определенной ориентации.

The Abrasion–Ablation Monte Carlo for Colliders (ААМСС) model is used to study the characteristics of spectator matter in central collisions of relativistic ^{238}U nuclei which are sensitive to the mutual orientation and degree of deformation of ^{238}U . It is shown that the multiplicity of spectator neutrons and their forward-backward asymmetry substantially depend on the mutual initial orientation of ^{238}U nuclei. This makes it possible to distinguish tip-body events with high forward-backward asymmetry and maximum multiplicity of spectator neutrons, as well as side-side events, with similar multiplicity, but with minimal asymmetry. It was found that an increase in the quadrupole deformation parameter β_2 of ^{238}U nuclei leads to a proportional increase in the multiplicity of spectator neutrons in tip-body events. Thus, the registration of spectator neutrons in collisions of deformed relativistic nuclei in the experiment can be used to study the degree of their deformation and to select collisions of a certain orientation.

PACS: 21.10.Gv; 25.75.–q

* E-mail: kozyrev.na@phystech.edu

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на разнообразие методов измерения квадрупольной деформации атомных ядер [1], далеко не для всех известных ядер установлены характеристики их формы в основном состоянии. В частности, параметры квадрупольной деформации определяются на основе измерений приведенной вероятности перехода $B(E2)$ из основного состояния 0^+ в первое возбужденное 2^+ [2]. Теоретические модели, опирающиеся на нахождение равновесной формы ядра из условий минимизации суммы одночастичных энергий [3] или связывающие наблюдаемые параметры гигантского дипольного резонанса как коллективного возбуждения ядра со степенью его деформации [4], также дают ценную информацию о форме ядер. Исключение составляет небольшое число ядер сферической формы с полностью заполненными ядерными оболочками [5], называемых магическими или дважды магическими, остальные ядра с изученной формой характеризуются ненулевыми параметрами квадрупольной деформации β_2 [6]. Среди деформированных ядер больше всего таких, форма которых в основном состоянии представлена в виде вытянутых эллипсоидов $\beta_2 > 0$ при меньшем количестве сплюснутых ядер с $\beta_2 < 0$ [7].

В столкновениях релятивистских ядер, в которых изучается кварк-глюонная плазма, их начальная энергия в тысячи раз превосходит энергию связи нуклонов в ядрах. Поэтому, на первый взгляд, в таких адронных взаимодействиях ядер не стоит ожидать заметного влияния низколежащих одночастичных или коллективных возбуждений в сталкивающихся ядрах на характеристики рождающихся вторичных частиц высоких энергий. Однако в целом ряде работ [8–13] показано, что на азимутальные вариации коллективных потоков частиц, ортогональных оси столкновения, влияет геометрия области перекрытия ядер, которая зависит от их начальной взаимной ориентации. Также изучено [10, 14] влияние начальной ориентации ядер на множественности спектаторных нейтронов, которые в момент столкновения не попали в область перекрытия ядер и поэтому продолжили двигаться вперед по направлению пучка. Такие нейтроны регистрировались с помощью передних адронных калориметров [10].

В дополнение к обширной программе исследований величины эллиптического потока v_2 в столкновениях сферических ядер ^{208}Pb в эксперименте ALICE на LHC потоки исследовались и в столкновениях деформированных ядер ^{129}Xe [15]. Столкновения ядер ^{197}Au и ^{238}U изучались в эксперименте STAR на RHIC [10], где было показано что выходы частиц и их азимутальная анизотропия зависят от начальной геометрии столкновений, поскольку начальное распределение температуры и плотности также зависит от относительной пространственной ориентации сталкивающихся ядер.

Особый интерес представляет изучение столкновений вытянутых ядер ^{238}U , которые имеют наибольшую среди самых тяжелых природных изотопов деформацию ($\beta_2 \approx 0,28$) [6] в виде вытянутого эллипсоида, соотношение размеров которого вдоль большой и малой осей достигает 1,29. Более деформированными среди тяжелых ядер считаются только искусственно создаваемые изотопы трансурановых элементов с рекордным для тяжелых ядер значением $\beta_2 \approx 0,3$ у ^{250}Cf . Среди менее тяжелых ядер значения $\beta_2 > 0,3$ характерны лишь для некоторых изотопов иттербия и лютеция [6], но подобно трансурановым элементам они малодоступны и радиоактивны, что затрудняет их использование в коллайдерах. Все это подтверждает обоснованность выбора ^{238}U для изучения влияния деформации ядер на характеристики вторичных частиц в столкновениях тяжелых релятивистских ядер.

В работе [16] показано, что вытянутая форма ядра урана создает антикорреляцию между асимметрией спектаторных нуклонов и формой области перекрытия, что дает возможность оценить эту форму в U-U-столкновениях. Это позволяет, в частности, решать сложную задачу отделения фонового вклада, обусловленного коллективными потоками, от сигналов кирального магнитного эффекта [17]. Однако для изучения этого и других эффектов необходима возможность отбора событий с определенной ориентацией сталкивающихся ядер из их общего количества, поскольку пока столкновения пучков поляризованных ядер в коллайдерах недоступны. В работах [8, 10, 14, 16] показано, что в выделении событий может помочь спектаторная материя, которая по определению включает в себя нуклоны, не взаимодействующие с нуклонами ядра-партнера по столкновению. Она представлена как свободными нуклонами, так и ядерными фрагментами, которые в эксперименте обычно регистрируются с помощью передних адронных калориметров.

Столкновения релятивистских ядер могут быть также интересны с точки зрения изучения распределений ядерной плотности в ядрах и их деформации в основном состоянии. Параметры β_2 и β_4 не могут быть напрямую измерены в экспериментах при низких энергиях [1, 2], поэтому форма ядер оценивается по косвенным признакам. Напротив, в ядро-ядерных столкновениях геометрия формы и ориентации ядер напрямую влияет на результат столкновений. В работе [13] было предложено использовать столкновения релятивистских деформированных ядер ^{238}U для определения параметра их квадрупольной деформации β_2 путем измерения поперечных импульсов и эллиптических потоков вторичных частиц. Однако перечисленные характеристики демонстрировали более слабую зависимость от β_2 по сравнению со спектаторными нуклонами.

Известно [18], что значительная часть спектаторной материи представлена ядерными фрагментами, однако в упомянутых выше работах не учитывалось их образование наряду со свободными нуклонами-спектаторами. Учет ядерных фрагментов-спектаторов влияет на n/p -отношение для свободных нуклонов, что меняет предсказываемое количество спек-

таторных нейтронов, попадающих в передние нейтронные калориметры. Поэтому в настоящей работе с помощью разработанной нами модели Abrasion–Ablation Monte Carlo for Colliders (ААМСС) исследуются выходы спектаторных нейтронов с учетом образования фрагментов-спектаторов в ^{238}U – ^{238}U -столкновениях, чувствительные к взаимной ориентации и к степени деформации сталкивающихся ядер. По сравнению с работами [8, 10, 14, 16] здесь рассматривается более широкий набор начальных взаимных ориентаций ядер. В разд. 1 дано описание модели, в разд. 2 — результаты моделирования выходов нейтронов в зависимости от взаимной ориентации ядер в центральных столкновениях. В разд. 3 исследуется влияние параметра β_2 на выходы спектаторных нейтронов. Выводы настоящей работы представлены в заключении.

1. МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРАТОРНОЙ МАТЕРИИ С ПОМОЩЬЮ ААМСС

Столкновения ядер разыгрываются методом Монте-Карло с помощью модели Glauber MC [19]. Для этого положения нейтронов и протонов в сталкивающихся ядрах разыгрываются в соответствии с распределениями их плотности с учетом минимально возможного расстояния между центрами нуклонов. Распределения нейтронной и протонной плотности в деформированных ядрах описываются с помощью распределения Вудса–Саксона с использованием сферических гармоник [20]:

$$\rho_{n,p}(r) = \frac{\rho_{0n,p}}{1 + \exp [(r - R_{n,p}(1 + \beta_2 Y_{20} + \beta_4 Y_{40}))/a_{n,p}]}, \quad (1)$$

где β_2 и β_4 — параметры квадрупольной и гексадекапольной деформации соответственно, а Y_{20} и Y_{40} определяются как

$$Y_{20} = \sqrt{\frac{5}{\pi}} \frac{2z^2 - x^2 - y^2}{4r^2}, \quad Y_{40} = \frac{3}{\sqrt{\pi}} \frac{35z^4 - 30z^2r^2 + 3r^4}{16r^4} \quad (2)$$

в прямоугольной системе координат, где $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$. Соответствующие радиусы половинной плотности R_n и R_p и параметры диффузности a_n и a_p задаются индивидуально для нейтронов и протонов, так же как и плотности нейтронов ρ_{0n} и протонов ρ_{0p} в центре ядра. Для ^{238}U принимаются значения $\beta_2 = 0,28$ и $\beta_4 = 0,093$ [20].

В каждом событии центры сталкивающихся ядер помещаются в положение $(\pm b/2, 0, 0)$, где b — прицельный параметр столкновения, который определяется как расстояние между центрами сталкивающихся ядер в момент их наибольшего сближения. Он выбирается в соответствии с распределением количества событий на интервал b как $dN/db \propto b$. Предполагается, что при каждом столкновении нуклоны движутся строго параллельно оси Z . Два нуклона из разных ядер считаются столкнувшимися и, следовательно, называются партисипантами, если расстояние между

их центрами в плоскости $X-Y$ меньше $D = \sqrt{\sigma_{\text{inel}}^{NN}/\pi}$. Зависимость сечения неупругого нуклон-нуклонного взаимодействия $\sigma_{\text{inel}}^{NN}$ от энергии в системе центра масс s параметризуется как $\sigma_{\text{inel}}^{NN}(s) = \mathcal{A} + \mathcal{B} \times \ln^2(s)$, где \mathcal{A} и \mathcal{B} извлекаются из экспериментальных данных [19]. Каждый нуклон может несколько раз взаимодействовать с нуклонами ядра-партнера по столкновению, причем для всех столкновений предполагается одно и то же неупругое сечение, несмотря на потерю нуклоном энергии. Это предположение основано на слабой энергетической зависимости $\sigma_{\text{inel}}^{NN}$ от s , что характерно для области высоких энергий. Считается, что все нуклоны, не являющиеся партисипантами, образуют два возбужденных префрагмента-спектатора. Таким образом, каждый из префрагментов получается путем удаления a нуклонов-партисипантов из соответствующего начального ядра массой A .

На следующем этапе моделирования происходит вычисление энергии возбуждения префрагмента E^* . В ААМСС используются два разных метода расчета E^* в зависимости от соотношения между a и A .

В случае малого числа нуклонов, удаленных в результате столкновения ($a \ll A$), ожидается, что свойства ядра-префрагмента останутся такими же, как у исходного ядра. Это оправдывает расчет полной энергии возбуждения префрагмента путем рассмотрения совокупности нуклонных дырок a , возникших в исходном ядре A после удаления a нуклонов. Если определить $g(y)$ как плотность однодырочных состояний, то вероятность того, что дырка имеет энергию от y до $y + dy$, вычисляется как $g(y)dy$. Тогда плотность состояний с количеством дырок a , обладающих энергией возбуждения E^* , задается выражением

$$\rho_a(E^*) = \frac{1}{a!} \int_0^\infty dy_1 \cdots dy_a g(y_1) \cdots g(y_a) \delta\left(E^* - \sum_{j=1}^a y_j\right). \quad (3)$$

В случае, когда $g(y) = g_0$, а $0 \leq y \leq E_{\text{max}}$, интеграл в уравнении (3) сводится к известной формуле Эриксона [21] для плотности состояния с общим количеством дырок a :

$$\rho_a(E^*) = \frac{g_0^a}{a!(a-1)!} E^{* a-1}. \quad (4)$$

При использовании этой формулы в событиях с a удаленными нуклонами средняя энергия возбуждения, приходящаяся на один удаленный нуклон, составит

$$\left\langle \frac{E^*}{a} \right\rangle = E_{\text{max}} \frac{a}{a+1}. \quad (5)$$

В ААМСС принимается $E_{\text{max}} = 40$ МэВ в качестве типичной глубины ядерного потенциала тяжелого начального ядра, поэтому в событиях с несколькими удаленными нуклонами каждая дополнительная дырка добавляет к энергии возбуждения примерно 40 МэВ. В центральных

столкновениях ядер количество удаленных нуклонов сопоставимо с их общим количеством в исходных ядрах ($a \sim A$), и справедливость уравнения (4) оказывается сомнительной. В таких событиях потенциальная яма, в которой вычисляются энергии однодырочных состояний, будет сильно отличаться от таковой у начального ядра, поэтому формула (4) должна применяться только к периферическим событиям.

Для моделирования полужентральных и центральных столкновений в ААМСС используется эмпирическая корреляция между энергией возбуждения префрагмента в пересчете на один нуклон $\varepsilon^* = E^*/A_{\text{pf}}$ и его относительной массой $\alpha = A_{\text{pf}}/A$, которая получена коллаборацией ALADIN [22]. Корреляция между средними значениями указанных величин задается формулой

$$\varepsilon^* = \varepsilon_{\text{max}} \sqrt{1 - \alpha}, \quad (6)$$

где $\varepsilon_{\text{max}} = 11,5$ МэВ — параметр модели.

Параметризация ALADIN завышает энергию возбуждения в периферических столкновениях, а формула Эриксона — в центральных. Поэтому в ААМСС вводится гибридная параметризация энергии возбуждения: в периферических событиях при $\alpha > \alpha_{\text{sw}}$ энергия возбуждения рассчитывается по формуле Эриксона, а при $\alpha < \alpha_{\text{sw}}$ — согласно параметризации ALADIN. Точка переключения — настраиваемый параметр, который вычисляется из соображений непрерывности итоговой параметризации энергии возбуждения.

Традиционные модели abrasion–ablation рассматривают спектаторный префрагмент как цельную ядерную систему. Предполагается, что к моменту его распада в нем достигается термодинамическое равновесие за счет интенсивных межнуклонных взаимодействий. Однако справедливость этого предположения может быть поставлена под сомнение в случае центральных ядро-ядерных столкновений. В них спектаторная материя имеет форму узкого полумесяца или полукольца, затрудняющего взаимодействия между всеми составляющими его нуклонами, поэтому такая структура легко теряет единство и связность. Можно ожидать, что в этом случае спектаторная материя разделится на кластеры в результате неравновесных процессов еще до установления термодинамического равновесия в ней. Чтобы учесть такие процессы, в ААМСС был добавлен алгоритм кластеризации префрагмента, основанный на построении минимального остовного дерева (MST) [23].

Согласно алгоритму MST различные группы нуклонов префрагмента формируют отдельные кластеры, в которых каждый из нуклонов находится от не принадлежащих этой группе нуклонов на расстоянии большем, чем некоторое критическое расстояние d . В свою очередь, такие кластеры считаются возбужденными и претерпевающими вторичные распады. Таким образом, d является единственным свободным параметром MST-кластеризации. Его значение определяется с учетом того, что ядерная материя претерпевает фазовый переход ядерная жид-

кость – нуклонный газ при нагревании до $\varepsilon^* \sim 2$ МэВ, а с ростом энергии возбуждения плотность ядерной материи падает за счет теплового расширения. Это явление можно описать посредством зависимости

$$\frac{\rho(\varepsilon^*)}{\rho_0} = \left(\frac{\varepsilon^*}{\varepsilon_0} \right)^\gamma, \quad (7)$$

где $\rho(\varepsilon^*)$ – плотность ядерной материи при энергии возбуждения ε^* ; ρ_0 – нормальная плотность ядерной материи; ε_0 и γ – параметры модели. Параметризацию для ρ в виде (7) можно использовать только при $\varepsilon^* > 2$ МэВ, в противном случае $\rho = \rho_0$. Для определения значений параметров ε_0 и γ используются результаты работ [24, 25], в которых получены значения $\gamma = -1,02 \pm 0,07$ и $\varepsilon_0 = (2,17 \pm 0,23)$ МэВ.

Воспользуемся параметризацией (7), чтобы ввести критическое расстояние $d(\varepsilon^*)$, зависящее от энергии возбуждения. Естественно, что благодаря расширению ядра увеличивается межнуклонное расстояние. Это приводит к эффективному уменьшению d с увеличением энергии возбуждения: $d \propto V^{-1/3}$, откуда $d \propto \rho^{1/3}(\varepsilon^*)$. Таким образом, используя уравнение (7), получаем $d = d_0$ при $\varepsilon^* < 2$ МэВ и $d = d_0(\varepsilon^*/\varepsilon_0)^{\gamma/3}$ в остальных случаях. Здесь $d_0 = 4$ фм соответствует критическому расстоянию при нормальной ядерной плотности.

На последнем этапе моделирования в ААМСС происходит распад полученных в ходе предыдущего шага кластеров. Энергия возбуждения префрагмента, уже вычисленная ранее, распределяется между кластерами пропорционально их массам. Дальнейший распад этих кластеров на спектаторные фрагменты осуществляется с помощью стандартных моделей девозбуждения ядер.

В работе [26] девозбуждение ядер описывалось с помощью модели испарения [27]. В случае небольшой энергии возбуждения $\varepsilon^* \leq 3,5$ МэВ ядро последовательно испаряет нуклоны и легкие ядра, такие как $t, d, \alpha, {}^3\text{He}$, до тех пор, пока энергия возбуждения не станет меньше энергии связи нуклона.

Если фрагмент достаточно тяжелый и сильно возбужден, он может испытать взрывное разделение на три фрагмента или более в ходе процесса, называемого мультифрагментацией, который может быть описан статистической моделью мультифрагментации (SMM) [26]. В ААМСС SMM используется при $\varepsilon^* > 3,5$ МэВ. Энергия возбуждения легкого ядра ($Z \leq 8$ и $A \leq 18$) часто близка к его полной энергии связи, поэтому распад легких ядер разыгрывается с помощью модели Fermi break-up [28].

В ААМСС используются модели статистического распада ядер из библиотеки Geant4 [29]. SMM и модель испарения взяты из Geant4 версии 10.4, в то время как модель Fermi break-up взята из Geant4 версии 9.6 по причине наилучшего соответствия ее результатов данным оригинальной модели, описанной в работе [26].

2. ЗАВИСИМОСТЬ СОСТАВА СПЕКТАТОРНОЙ МАТЕРИИ ОТ ВЗАИМНОЙ ОРИЕНТАЦИИ СТАЛКИВАЮЩИХСЯ ЯДЕР

В настоящей работе исследуются центральные ^{238}U - ^{238}U -столкновения при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ, типичной для RHIC. Выбор центральных событий (с малыми значениями прицельного параметра b) как предмета исследований связан с разнообразием начальных взаимных ориентаций ядер (рис. 1), оказывающих заметное влияние на количество спектаторных нуклонов. К событиям типа tip-body относятся столкновения, в которых большая ось одного из ядер направлена вдоль оси пучка, а большая ось второго ядра — перпендикулярно пучку. События типа tip-tip определяются как столкновения, в которых большие оси обоих ядер параллельны пучкам. Наконец, к событиям типа body-body и side-side относятся столкновения, в которых большие оси обоих ядер перпендикулярны оси пучка, но параллельны друг другу в случае body-body и перпендикулярны друг другу в случае side-side. При одинаково малых значениях прицельного параметра в событиях tip-tip и body-body ядра почти полностью перекрывают друг друга, поэтому можно ожидать уменьшение количества нейтронов-спектаторов. Напротив, события tip-body и side-side с теми же b будут давать больше спектаторных нейтронов.

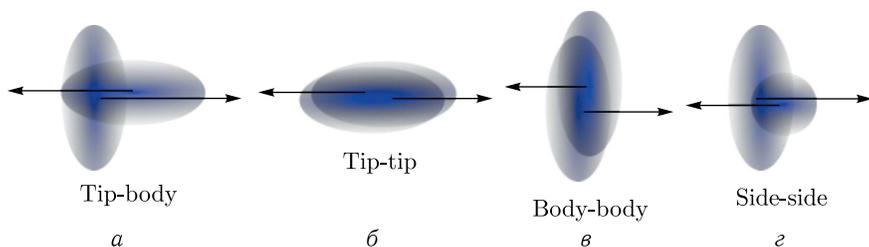


Рис. 1. Схематическое представление столкновений ядер ^{238}U с разной начальной взаимной ориентацией. Z — ось столкновений

Мы рассматриваем центральные столкновения при $b < 1$ фм, поскольку в более широком диапазоне b эффекты деформации сталкивающихся ядер становятся менее заметными. Отбор событий с $b < 1$ фм возможен в эксперименте [10], в то время как более строгие ограничения на b дают существенно меньше событий, что увеличивает статистическую погрешность результатов.

В ходе моделирования ^{238}U - ^{238}U -столкновений с помощью ААМСС ориентация сталкивающихся ядер в каждом событии выбирается случайным образом, поскольку ядра не поляризованы. Большая ось деформированного ядра ориентируется в пространстве с помощью направляющих углов в сферической системе координат: θ (зенитный угол) и φ

(азимутальный угол). По этой причине необходимо выбирать события определенных типов. Столкновение двух ядер относится к одному из четырех описанных типов столкновений в том случае, если θ и φ обоих ядер отличаются от значений, требуемых для такого типа столкновения, на погрешность $\Delta\theta = 15^\circ$. Другими словами, ядро может колебаться около положения, которое соответствует идеальному для определенного типа столкновений (tip-tip, body-body и др.) в пределах $\Delta\theta$ по углам θ и φ . Как было обнаружено в ходе подбора оптимального значения $\Delta\theta = 15^\circ$, его увеличение размывает границы между определенными типами столкновений, в то время как его уменьшение существенно снижает объем полезных событий даже при их большом общем количестве.

На рис. 2 представлены распределения вероятности событий с определенным числом спектаторных нейтронов N_n и определенным значением асимметрии нейтронов вперед-назад α_n для различных началь-

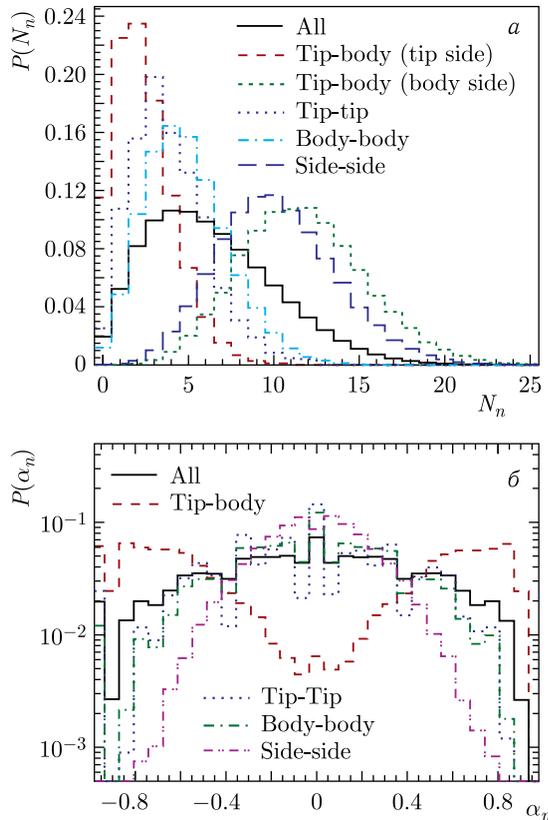


Рис. 2. Вычисленные с помощью ААМСС распределения вероятности событий с определенным числом спектаторных нейтронов N_n (а) и нейтронной асимметрией α_n (б) для различных начальных ориентаций сталкивающихся ядер ^{238}U при $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ, $b < 1$ фм и $\Delta\theta = 15^\circ$

ных ориентаций сталкивающихся ядер. Асимметрия α_n вычисляется по формуле

$$\alpha_n = \frac{N_n^A - N_n^B}{N_n^A + N_n^B}, \quad (8)$$

где N_n^A — число спектаторных нейтронов со стороны одного из сталкивающихся ядер, а N_n^B — со стороны другого.

Распределения вероятности событий с определенным числом нейтронов демонстрируют, что наибольшее значение N_n характерно для ядра в положении body в событиях tip-body, а также для событий side-side, при этом распределения для этих ориентаций очень близки друг к другу, что мешает их разделению по этому признаку. Напротив, ядро в положении tip в событиях tip-body в среднем обеспечивает наименьшее число спектаторных нейтронов. В событиях tip-tip и body-body также наблюдается пониженная множественность спектаторных нейтронов, и эти два типа событий трудно разделить.

Для разделения событий с различной начальной ориентацией целесообразно дополнительно рассматривать представленные на рис. 2 распределения вероятности для асимметрии α_n . Это позволяет разделить столкновения tip-body и side-side: для событий tip-body характерна высокая асимметрия нейтронов вперед-назад, в то время как для событий side-side, напротив, — малая асимметрия. В то же время распределения по α_n все еще не позволяют распознать события tip-tip и body-body. Тем не менее одновременное наблюдение за множественностью и асимметрией спектаторных нейтронов позволяет выделить события tip-body и side-side из общего массива данных.

3. СВЯЗЬ МНОЖЕСТВЕННОСТИ СПЕКТАТОРНЫХ НЕЙТРОНОВ В ЦЕНТРАЛЬНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ЯДЕР И ПАРАМЕТРА ИХ ДЕФОРМАЦИИ

В столкновениях tip-body ядер ^{238}U спектаторная материя от ядра, большая ось которого перпендикулярна оси пучка, состоит из нуклонов, находившихся на вершинах ядерного эллипсоида. Чем более вытянут такой эллипсоид, тем меньше нуклонов остается в области перекрытия и большее количество нуклонов — в спектаторной материи. Поэтому можно предположить, что чем больше параметр квадрупольной деформации ядра β_2 , тем больше спектаторов образуется в столкновениях tip-body со стороны того ядра, длинная ось которого перпендикулярна оси столкновений или пучка.

Модель Glauber MC [19], отвечающая в ААМСС за формирование ядер и вычисление количества нуклонов в спектаторном префрагменте, позволяет варьировать параметры в формуле (1) для распределения нуклонной плотности в ядре. Для проверки описанной выше гипотезы с помощью ААМСС было проведено моделирование столкновений

ядер ^{238}U с разными значениями параметра квадрупольной деформации β_2 : от 0,1 до 0,46. На рис. 3 представлены распределения вероятности событий с определенным количеством спектаторных нейтронов N_n в столкновениях tip-body ядер ^{238}U с разными значениями β_2 для ядра, большая ось которого расположена перпендикулярно оси пучка (т.е. со стороны body). Результаты моделирования демонстрируют смещение пика распределения в сторону больших значений N_n с ростом β_2 , а также уширение соответствующих распределений.

На рис. 3 также показана зависимость среднего числа спектаторных нейтронов \overline{N}_n в столкновениях tip-body ядер ^{238}U (со стороны body) от β_2 сталкивающихся ядер. \overline{N}_n растет с увеличением β_2 , причем наблюдаемый рост в области реалистичных значений β_2 близок к линейному. Таким образом, вычисление средней множественности спектаторных нейтронов в столкновениях tip-body деформированных ядер, которые можно отбирать с помощью множественности нейтронов-спектаторов и асимметрии нейтронов-спектаторов вперед-назад, как было показано выше, и ее сравнение с предсказаниями теоретических моделей можно использовать

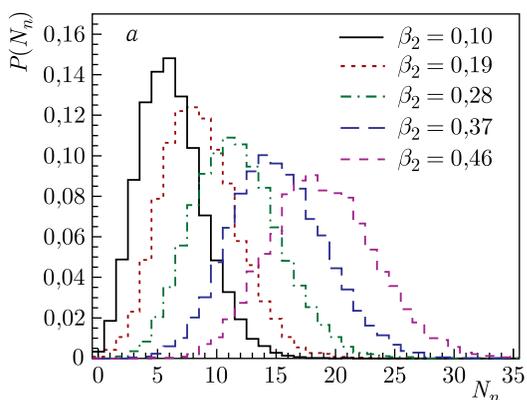
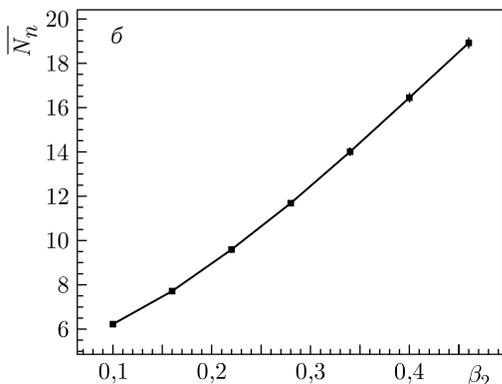


Рис. 3. а) Распределение вероятности событий с определенным количеством спектаторных нейтронов N_n для разных значений β_2 ядер ^{238}U в их столкновениях tip-body (со стороны body). б) Зависимость средней множественности спектаторных нейтронов \overline{N}_n от β_2 . Вычисления с помощью ААМСС выполнены при $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ, $b < 1$ фм, $\Delta\theta = 15^\circ$



для оценки β_2 в сталкивающихся ядрах на основе экспериментальных данных.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью модели ААМСС были вычислены выходы спектаторных нейтронов в центральных $^{238}\text{U}-^{238}\text{U}$ -столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ. Показано, что события с определенной взаимной ориентацией сталкивающихся ядер могут быть отобраны по множественности и асимметрии вперед-назад спектаторных нейтронов. В частности, можно разделить события tip-body и side-side и изучить их по отдельности на предмет сигналов кирального магнитного эффекта [17]. При этом на основе указанных выше характеристик спектаторных нейтронов невозможно уверенно разделить события tip-tip и body-body. Для их классификации могут оказаться полезными измерения азимутальных распределений множественности частиц, рожденных в области перекрытия ядер, в дополнение к определению характеристик спектаторных нейтронов. Разработка метода такого разделения требует дальнейших исследований. Также показано, что средняя множественность спектаторных нейтронов в столкновениях tip-body ядер ^{238}U существенно зависит от параметра их квадрупольной деформации β_2 . После точной настройки параметров модели ААМСС или других моделей их теоретические результаты могут быть сопоставлены с измеренными в столкновениях tip-body $^{238}\text{U}-^{238}\text{U}$ множественностями нейтронов с целью оценки β_2 . Можно также предложить провести модельно-независимое сравнение указанных измеренных множественностей с аналогичными, но измеренными в столкновениях других ядер, сходных по массе с ^{238}U , и характеризуемых иными значениями β_2 . В результате предлагаемого сравнения обсуждаемая в настоящей работе особенность столкновений tip-body в отношении деформации и множественности спектаторных нейтронов может быть проверена экспериментально.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-02-40035).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Padilla-Rodal E.* On the Measurement of Quadrupole Moments of Radioactive Nuclei // J. Phys.: Conf. Ser. 2011. V. 322, No. 1. P. 012004.
2. *Raman S., Nestor C., Tikkanen P.* Transition Probability from the Ground to the First-Excited 2^+ State of Even-Even Nuclides // At. Data Nucl. Data Tables. 2001. V. 78, No. 1. P. 1–128; <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X01908587>.
3. *Ishkhanov B. S., Orlin V. N.* Employing a Spheroidal Global Potential to Estimate the Quadrupole Deformation of Nuclei // Phys. At. Nucl. 2005. V. 68, No. 8. P. 1352–1371; <http://link.springer.com/10.1134/1.2011495>.

4. *Maruhn J. A., Reinhard P. G., Stevenson P. D., Stone J. R., Strayer M. R.* Dipole Giant Resonances in Deformed Heavy Nuclei // *Phys. Rev. C.* 2005. V. 71, No. 6. P. 064328; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.71.064328>.
5. *Somà V.* From the Liquid Drop Model to Lattice QCD // *Eur. Phys. J. Plus.* 2018. V. 133, No. 10. P. 1–22.
6. *Varlamov V., Chesnokov V., Komarov S.* Centre for Photonuclear Experiments Data: Chart of Nuclear Shape and Size Parameters. <http://cdfc.sinp.msu.ru/services/radchart/radmain.html>.
7. *Stránský P., Frank A., Bijker R.* On Prolate Shape Predominance in Nuclear Deformation // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2011. V. 322, No. 1. P. 012018; <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/322/1/012018>.
8. *Filip P.* Elliptic Flow in Central Collisions of Deformed Nuclei // *Phys. At. Nucl.* 2008. V. 71, No. 9. P. 1609–1618.
9. *Haque M. R., Lin Z. W., Mohanty B.* Multiplicity, Average Transverse Momentum, and Azimuthal Anisotropy in U+U Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Using a Transport Model // *Phys. Rev. C.* 2012. V. 85, No. 3. P. 034905; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.85.034905>.
10. *Adamczyk L. et al. (STAR Collab.).* Azimuthal Anisotropy in U+U and Au+Au Collisions at RHIC // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V. 115. P. 222301; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.115.222301>.
11. *Goldschmidt A., Qiu Z., Shen C., Heinz U.* Collision Geometry and Flow in Uranium+Uranium Collisions // *Phys. Rev. C.* 2015. V. 92. P. 044903; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.92.044903>.
12. *Giacalone G.* Elliptic Flow Fluctuations in Central Collisions of Spherical and Deformed Nuclei // *Phys. Rev. C.* 2019. V. 99, No. 2. P. 1–10.
13. *Giacalone G.* Observing the Deformation of Nuclei with Relativistic Nuclear Collisions // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 124. P. 202301; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.124.202301>.
14. *Bairathi V., Haque M. R., Mohanty B.* Selecting Specific Initial Configurations Using Spectator Neutrons in U+U Collisions // *Phys. Rev. C.* 2015. V. 91. P. 054903; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.91.054903>.
15. *Acharya S. et al. (ALICE Collab.).* Anisotropic Flow in Xe–Xe Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ TeV // *Phys. Lett. B.* 2018. V. 784. P. 82–95; <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931830515X>.
16. *Chatterjee S., Tribedy P.* Separation of Flow from the Chiral Magnetic Effect in U+U Collisions Using Spectator Asymmetry // *Phys. Rev. C.* 2015. V. 92, No. 1. P. 1–5.
17. *Fukushima K., Kharzeev D. E., Warringa H. J.* Chiral Magnetic Effect // *Phys. Rev. D.* 2008. V. 78, No. 7. P. 074033; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.78.074033>.
18. *Svetlichnyi A. O., Pshenichnov I. A.* Formation of Free and Bound Spectator Nucleons in Hadronic Interactions between Relativistic Nuclei // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2020. V. 84. P. 911–916; <https://doi.org/10.3103/S1062873820080110>.
19. *Loizides C., Kamin J., D’Enterría D.* Improved Monte Carlo Glauber Predictions at Present and Future Nuclear Colliders // *Phys. Rev. C.* 2018. V. 97. P. 054910; <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.97.054910>.

20. *Shou Q., Ma Y., Sorensen P., Tang A., Videbæk F., Wang H.* Parameterization of Deformed Nuclei for Glauber Modeling in Relativistic Heavy Ion Collisions // *Phys. Lett. B.* 2015. V. 749. P. 215–220; <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269315005985>.
21. *Ericson T.* The Statistical Model and Nuclear Level Densities // *Adv. Phys.* 1960. V. 9. P. 425–511; <https://doi.org/10.1080/00018736000101239>.
22. *Botvina A. S., Mishustin I. N., Begemann-Blaich M., Hubele J., Imme G., Iori I., Kreuzt P., Kunde G.J., Kunze W.D., Lindenstruth V., Lynen U., Moroni A., Müller W.F., Ogilvie C.A., Pochodzalla J., Raciti G., Rubehn T., Sann H., Schüttauf A., Seidel W., Trautmann W., Wörner A.* Multifragmentation of Spectators in Relativistic Heavy Ion Reactions // *Nucl. Phys. A.* 1995. V. 584. P. 737–756; [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(94\)00621-S](https://doi.org/10.1016/0375-9474(94)00621-S).
23. *Prim R. C.* // *Bell Syst. Tech. J.* 1957. V. 36. P. 1389–1401; <https://doi.org/10.1002/j.1538-7305.1957.tb01515.x>.
24. *De J.N., Samaddar S.K., Viñas X., Centelles M.* Nuclear Expansion with Excitation // *Phys. Lett. B.* 2006. V. 638. P. 160–165; <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2006.05.046>.
25. *Viola V.E., Kwiatkowski K., Natowitz J.B., Yennello S.J.* Breakup Densities of Hot Nuclei // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93. P. 132701; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.132701>.
26. *Bondorf J.P., Botvina A.S., Iljinov A.S., Mishustin I.N., Sneppen K.* Statistical Multifragmentation of Nuclei // *Phys. Rep.* 1995. V. 257. P. 133–221; [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(94\)00097-M](https://doi.org/10.1016/0370-1573(94)00097-M).
27. *Weisskopf V.F., Ewing D.H.* On the Yield of Nuclear Reactions with Heavy Elements // *Phys. Rev.* 1940. V. 57. P. 472–485; <https://doi.org/10.1103/PhysRev.57.472>.
28. *Fermi E.* High Energy Nuclear Events // *Prog. Theor. Phys.* 1950. V. 5. P. 570–583; <https://doi.org/10.1143/ptp/5.4.570>.
29. *Agostinelli S. et al. (Geant4 Collab.).* Geant4 — A Simulation Toolkit // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2003. V. 506. P. 250–303; [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).