

Зависимость выходов спектаторных нейтронов и протонов в $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$ столкновениях от толщины поверхностного нейтронного слоя

Н. А. Козырев^{1,2,*}, У. А. Дмитриева^{1,2,†}, А. О. Светличный^{1,2,‡}

¹Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)
Россия, 141701, Московская область, Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9, стр. 2

²Институт ядерных исследований РАН
Россия, 17312, Москва,

проспект 60-летия Октября, д. 7а

(Статья поступила 30.01.2021; Подписана в печать 29.04.2021)

С помощью разработанной авторами модели Abrasion-Ablation Monte Carlo for Colliders (ААМСС) изучено влияние толщины поверхностного нейтронного слоя в ядрах ^{208}Pb на выходы нуклонов-спектаторов в $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$ столкновениях при релятивистских энергиях на Super Proton Synchrotron (SPS) и Large Hadron Collider (LHC). В зависимости от величины прицельного параметра в каждом столкновении ААМСС предсказывает образование как связанной во фрагменты спектаторной материи, так и отдельных спектаторных нейтронов и протонов. Путем моделирования столкновений ядер с различной толщиной поверхностного нейтронного слоя впервые показано, что избыток поверхностных нейтронов в ^{208}Pb приводит к заметному увеличению числа спектаторных нейтронов по отношению к числу спектаторных протонов в центральных ядро-ядерных столкновениях. Моделью также предсказывается удвоение сечений образования определённого числа нейтронов в центральных событиях без вылета спектаторных протонов при типичном избытке поверхностных нейтронов, известном из теории и экспериментов при низких энергиях. Ввиду расхождений данных о поверхностном нейтронном слое, извлекаемых с помощью различных экспериментов, изучение выходов спектаторных нуклонов в столкновениях релятивистских ядер может быть предложено в качестве новой экспериментальной методики. Такие измерения можно выполнить в эксперименте ALICE на LHC, оснащённом передними адронными калориметрами для регистрации спектаторных нейтронов и протонов.

PACS: 21.10.Gv, 25.75.-q

УДК: 539.143.5

Ключевые слова: ядро-ядерные столкновения, поверхностный нейтронный слой, спектаторная материя.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение столкновений релятивистских ядер является одним из наиболее динамично развивающихся направлений современной ядерной физики и физики высоких энергий. В частности, были выполнены и продолжаются разнообразные исследования столкновений ядер высоких энергий на Протонном суперсинхротроне (Super Proton Synchrotron — SPS) и Большом адронном коллайдере (Large Hadron Collider — LHC) в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН). Для будущих экспериментов создается новый ускорительный комплекс NICA (Nuclotron based Ion Collider fAcility) в Объединенном институте ядерных исследований в г. Дубна.

Основное внимание в экспериментах по столкновениям релятивистских ядер уделяется файерболу — горячей плотной сильновзаимодействующей материи в области перекрытия летящих навстречу друг другу ядер. При этом определённый интерес представляет также изучение относительно холодной спектаторной ядерной материи, в составе которой находятся нуклоны

вне области перекрытия сталкивающихся ядер. Такие нуклоны не взаимодействуют с файерболом и нуклонами налетающего ядра и поэтому практически полностью сохраняют свои начальные импульсы и энергии, в противоположность нуклонам-партисипантам из файерболо. В каждом событии нуклоны-спектаторы от каждого из сталкивающихся ядер образуют пару остаточных возбуждённых ядерных систем — префрагментов, которые впоследствии претерпевают распад на меньшие по размеру ядерные фрагменты и отдельные нуклоны [1]. Начальная геометрия столкновения непосредственно связана с его прицельным параметром b — расстоянием между параллельными прямыми, по которым центры ядер движутся до их столкновения в этом событии. Прицельный параметр является важнейшей характеристикой столкновения, определяющей начальную форму и размер файерболо, а также его пространственную анизотропию. В экспериментах события часто сортируются по центральности столкновения, которая по определению является процентной долей полного неупругого сечения взаимодействия ядер, соответствующей данному интервалу b . Для этого в ряде ускорительных экспериментов предусматривается возможность детектирования спектаторов. Так, на установке A Large Ion Collider Experiment (ALICE) на LHC для регистрации спектаторных протонов и нейтронов установлены передние калориметры ZDC (Zero Degree Calorimeters), которые позволяют оценить централь-

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

†E-mail: uliana.dmitrieva@phystech.edu

‡E-mail: aleksandr.svetlichnyy@phystech.edu

ность столкновений [2]. На SPS спектаторная материя также исследовалась с целью определения зависимости ее состава от центральности событий [3].

Известно, что при изучении столкновений релятивистских ядер эффекты их ядерной структуры, как правило, отходят на второй план. Это связано с тем, что в этом случае начальная энергия столкновений значительно превосходит характерную энергию связи ядер. К эффектам ядерной структуры относится и поверхностный нейтронный слой (ПНС) — явление, характеризующееся увеличенным соотношением между локальной плотностью нейтронов и протонов на периферии ядра в сравнении с его центром. В настоящей работе показано, что присутствие в ядре ПНС может существенно влиять на состав спектаторной материи, в частности, на сечения выходов спектаторных нейтронов и протонов в центральных столкновениях ядер.

Эффект ПНС исследовался в экспериментах по изучению распределений протонных и нейтронных плотностей стабильных ядер [4], а его присутствие в нейтронно-избыточных изотопах легких ядер было подтверждено с помощью анализа их полных сечений взаимодействия с различными мишенями [5]. Похожие исследования продолжаются и сейчас. Так, в работе [6] обсуждается выход на плато зависимости радиуса экзотических изотопов Си от числа содержащихся в их ядрах нейтронов. Предполагалось [7], что подобные явления связаны со слабой связью нескольких дополнительных нуклонов, которые из-за квантово-механического проникновения образуют диффузное ядерное облако (так называемое ядерное гало). Другой эффект, описывающий подобные данные, состоит в том, что нуклоны могут образовывать так называемый нейтронный слой (англ. neutron skin) [8], когда нейтроны в среднем связаны слабее, чем протоны. Природа происхождения такой нейтронно-избыточной оболочки заключается в большой разнице уровней энергии Ферми протонов и нейтронов, из-за чего волновая функция нейтронов выходит за пределы более компактной волновой функции протонов [9]. Однако из-за схожести описанных эффектов и существующих неопределённостей в классификации эффекта избытка поверхностных нейтронов для некоторых ядер, включая ^{208}Pb , в настоящей работе данное явление будет обозначаться как ПНС.

Важнейшей характеристикой ПНС является его толщина, которая определяется как разница среднеквадратичных радиусов радиальных распределений плотности нейтронов и протонов $\Delta r_{np} = \sqrt{r_n^2} - \sqrt{r_p^2}$. Ее значения можно как предсказывать теоретически [10], так и измерить [11, 12]. К сожалению, результаты теоретических моделей и экспериментов в отношении Δr_{np} характеризуются заметными неопределённостями и нередко противоречат друг другу. Устранение таких неопределённостей важно не только в связи с тем, что точное определение размеров и структуры ядер является центральной проблемой ядерной физики. Достовер-

ные знания величины Δr_{np} важны для решения целого ряда научных задач, в том числе и в других областях физики. От толщины ПНС непосредственно зависят свойства ядер на границе линии стабильности [13], а свойства нейтронной оболочки связаны с уравнением состояния ядерной материи, которое непосредственно определяет структуру и эволюцию нейтронных звезд [14, 15]. Кроме того, изучение ПНС может открыть возможности для поиска Новой физики [16, 17]. Все вышеперечисленное мотивирует к поиску новых наблюдаемых, чувствительных к толщине ПНС.

В настоящей работе впервые показано, что такими наблюдаемыми являются сечения выходов спектаторных нейтронов и протонов в центральных столкновениях релятивистских ядер. Расчеты для ядер ^{208}Pb выполнены с помощью модели Abrasion-Ablation Monte Carlo for Colliders (ААМСС) [18], разработанной ранее в ИЯИ РАН для моделирования свойств спектаторной материи в столкновениях релятивистских ядер. Выбор релятивистских энергий и центральных столкновений ядер обусловлен тем, что высокая энергия столкновения предлагает четкое разделение нуклонов на партисипанты и спектаторы. При этом в центральных столкновениях внешние спектаторные нуклоны ядра отделяются от файерболла адиабатически, благодаря чему в таких столкновениях в срезаемый в результате столкновения слой ядра попадает значительная доля ПНС. Далее спектаторный префрагмент распадается на легкие ядра и нуклоны, которые могут быть зарегистрированы передними адронными калориметрами. Периферические события, напротив, менее чувствительны к присутствию ПНС, так как лишь малая его часть срезается в результате столкновения, а большое остаточное ядро не может быть зарегистрировано, в частности, в эксперименте ALICE, оснащённом калориметрами, предназначенными только для регистрации спектаторных нейтронов и протонов. С другой стороны, помимо спектаторных нуклонов, образование других частиц в столкновениях релятивистских ядер в области файерболла может быть чувствительно к присутствию ПНС. Например, в работах [19, 20] в качестве чувствительной к поверхностному нейтронному слою наблюдаемой выбрано отношение сечений рождения W^\pm -бозонов во всем диапазоне центральностей, а в работе [21] предложено изучать отношения сечений рождения фотонов в центральных и периферических столкновениях. Следует также отметить, что промежуточные энергии столкновения ядер (0.1–1 ГэВ/нуклон) также рассматриваются для исследования ПНС [22–24]. В противоположность настоящей работе в них наиболее подходящими к изучению предлагаются периферические события, в которых может быть зарегистрировано остаточное ядро для дальнейшего анализа сечений потери нейтронов этим ядром. С помощью измерения таких сечений предлагается оценка параметров ПНС исходных ядер. Центральные события при таких энергиях, напротив, непригодны для изучения ПНС: нуклоны в процессе столкновения успева-

ют обмениваться энергией, из-за чего сложно разделить нуклоны-спектаторы и нуклоны-партисипанты в столкновении. Таким образом, для изучения ПНС по составу спектаторной материи выбор центральных столкновений релятивистских ядер является наиболее предпочтительным.

1. МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРАТОРНОЙ МАТЕРИИ С ПОМОЩЬЮ ААМСС

Модель ААМСС, основанная на методе Монте-Карло, позволяет моделировать столкновения релятивистских ядер. Для этого необходимо задать энергию в системе центра масс на нуклон-нуклонную пару $\sqrt{s_{NN}}$, число нейтронов и протонов в каждом из сталкивающихся ядер, а также распределения их ядерной плотности. Процесс моделирования можно разделить на три этапа: на первом этапе осуществляется разделение нуклонов исходных ядер на спектаторы и партисипанты, на втором этапе происходит вычисление энергии возбуждения спектаторного префрагмента, а на третьем — моделируется его распад.

Первый этап реализуется с помощью модели Глаубера, работающей на основе метода Монте-Карло (Glauber Monte-Carlo) [25]. В рамках данной модели нуклоны представляются в виде сфер и распределяются в трехмерном пространстве так, чтобы конечное положение нейтронов и протонов соответствовало радиальным распределениям нуклонных плотностей, которые задаются двухпараметрическим распределением Ферми и различны для нейтронов и протонов в случае ядра с поверхностным нейтронным слоем:

$$\rho_{n,p}(r) = \frac{\rho_{0n,p}}{1 + \exp\left(\frac{r - R_{n,p}}{a_{n,p}}\right)}. \quad (1)$$

Соответствующие распределения для ядра ^{208}Pb изображены на рис. 1. Центры сталкивающихся ядер помещаются в точки $(\pm \frac{b}{2}, 0, 0)$, где b выбирается исходя из распределения $\frac{dN}{db} \propto b$. Предполагается, что все нуклоны движутся параллельно оси X , сечение неупругого нуклон-нуклонного взаимодействия не зависит от числа столкновений, которые претерпевает нуклон, но зависит от энергии столкновения как $\sigma_{inel}^{NN}(s) = A + B \times \ln^2(s)$, где A и B определяются из экспериментальных данных по pp -столкновениям. Предполагается, что два нуклона из противоположных ядер считаются столкнувшимися, то есть являются нуклонами-партисипантами, если расстояние между их центрами в плоскости XY не превышает значения $D = \sqrt{\sigma_{inel}^{NN}/\pi}$. Все нуклоны, не являющиеся партисипантами, считаются спектаторами, и образуют спектаторные префрагменты.

На следующем этапе моделирования для полученного префрагмента-спектатора вычисляется энергия возбуждения, зависящая от количества дырочных состо-

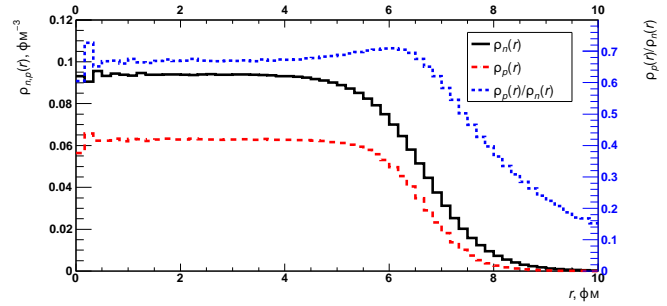


Рис. 1: Радиальные распределения нейтронных и протонных плотностей в ядре ^{208}Pb и их отношения. На верхней панели — распределения без учета ПНС в ядре, на нижней — с его учетом

ятий в исходном ядре a , которое совпадает с количеством нуклонов-партисипантов данного ядра. Известны несколько методов вычисления энергии возбуждения префрагментов, но в настоящей работе используется формула Эриксона [26], которая дает распределение $\rho(E)$ энергии возбуждения E префрагмента при наличии в нем a дырочных состояний:

$$\rho_{a_{Ericson}}(E) = \frac{g_0^a}{a!(a-1)!} E^{a-1}, \quad (2)$$

в случае постоянной плотности g_0 уровней дырочных состояний.

На последнем этапе моделирования разыгрывается распад возбужденного префрагмента-спектатора с помощью трёх различных моделей девозбуждения ядра. Согласно работе [27], распад легких префрагментов с $Z \leq 8$ и $A \leq 18$ разыгрывается с помощью модели распада Ферми (Fermi Break-Up) [28]. Для столь легких систем энергия возбуждения часто приближается к полной энергии связи префрагментов, что приводит к их взрывному распаду одновременно на несколько фрагментов. Для моделирования девозбуждения более тяжелых префрагментов с числом нуклонов A и энергией возбуждения E применяется испарительная модель [29], если $E/A < 3$ МэВ. В этом случае возбужденный префрагмент последовательно испаряет нуклоны и легкие ядра, $t, d, \alpha, ^3\text{He}$ до тех пор, пока энергия возбуждения не станет меньше энергии связи нуклона в ядре. Если же $E/A \geq 3$ МэВ, то префрагмент испытывает взрывной распад на три или более фрагментов в результате мультифрагментации, которая описывается статистической моделью SMM (Statistical Multifragmentation Model) [27]. В ААМСС используются вышеперечисленные модели девозбуждения ядер из библиотеки Geant4 [30].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Как было сказано во введении, целью настоящей работы является исследование влияния ПНС ядер на

выходы спектаторных нуклонов в центральных столкновениях релятивистских ядер, а также зависимости последних от толщины ПНС. В качестве исследуемого ядра в силу двух причин было выбрано ^{208}Pb . Во-первых, для него хорошо известны распределения нуклонных и протонных плотностей. Во вторых, именно такие ядра ускорялись на SPS и LHC, и для них собран большой массив экспериментальных данных по релятивистским ^{208}Pb - ^{208}Pb столкновениям. Последним обусловлен и выбор энергии столкновения ядер в процессе моделирования: $\sqrt{s_{NN}} = 17.2$ ГэВ (энергия столкновения на нуклон-нуклонную пару в системе центра масс на SPS) и $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ (соответствующая энергия на LHC). Центральность рассматриваемых столкновений ограничивается выбором малых значений прицельного параметра, который для представленных ниже расчетов принадлежал промежутку от 0 до 3.49 фм, что соответствует диапазону центральности 0–5% столкновений ядер ^{208}Pb при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ. Влияние ПНС и его толщины определялось путем сравнения результатов расчетов посредством ААМСС для ядер ^{208}Pb с различными параметризациями зависимостей нуклонных плотностей от радиуса в формуле (1). Так, для ядра ^{208}Pb без ПНС выбираются $R_n = R_p = 6.62$ фм и $a_n = a_p = 0.546$ фм (что соответствует $\Delta r_{np} = 0$ фм), для ядра ^{208}Pb с поверхностным нейтронным слоем — $R_n = 6.69$ фм, $R_p = 6.68$ фм и $a_n = 0.56$ фм, $a_p = 0.447$ фм ($\Delta r_{np} = 0.15$ фм), а для ядра с искусственно расширенным поверхностным нейтронным слоем — $R_n = 6.9$ фм, $R_p = 6.68$ фм и $a_n = 0.56$ фм, $a_p = 0.447$ фм ($\Delta r_{np} = 0.30$ фм).

Из общего массива данных по составу спектаторной материи в центральных столкновениях, получаемого в ходе моделирования посредством ААМСС, в настоящей работе выделены парциальные сечения выходов определенного количества спектаторных нейтронов и протонов. Эти сечения могут быть представлены двумерными гистограммами, в которых по оси X откладывается число нейтронов N_n , по оси Y — число протонов N_p , а по оси Z — сечение выхода N_n нейтронов и N_p протонов σ_{np} . Так, на рис. 2 изображены соответствующие гистограммы для ^{208}Pb без ПНС при энергиях SPS и LHC. Данные гистограммы демонстрируют важный эффект: при увеличении начальной энергии столкновений уменьшается число спектаторных нейтронов и протонов — происходит обеднение спектаторной материи. Причиной этому является упомянутая в разделе 1 зависимость сечения неупругого нуклон-нуклонного взаимодействия σ_{inel}^{NN} , в которой сечение растет с ростом энергии. В результате такого роста увеличивается число нуклонов-партисипантов и, соответственно, падает число нуклонов-спектаторов.

Аналогичные гистограммы были построены для случая столкновений ядер ^{208}Pb с учетом ПНС и ядер ^{208}Pb с искусственно увеличенным поверхностным нейтронным слоем. Данные гистограммы помимо всего прочего несут информацию о средних числах протонов и нейтронов в столкновениях при выбранных энер-

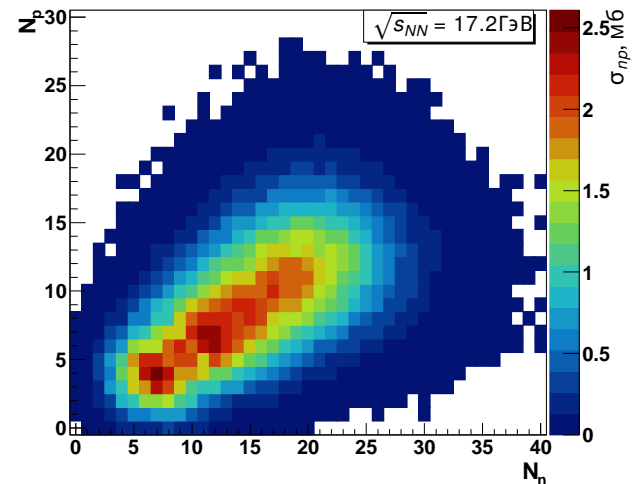


Рис. 2: Парциальные сечения $\sigma_{np}(N_n, N_p)$ выхода N_n нейтронов и N_p протонов в центральных столкновениях релятивистских ядер ^{208}Pb без учета ПНС при $\sqrt{s_{NN}} = 17.2$ ГэВ (слева) и $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ (справа)

гиях. Соответствующие средние числа даны в табл. I. Учет ПНС в расчетах приводит к увеличению среднего числа спектаторных нейтронов и уменьшению среднего числа спектаторных протонов. Искусственное увеличение ПНС, в свою очередь, усиливает этот эффект. Таким образом, средние числа нейтронов и протонов непосредственно зависят от толщины поверхностного слоя: число нейтронов с его ростом толщины также растет, а число протонов — падает. Это обусловлено тем, что с ростом толщины ПНС все больше нейтронов исходного ядра попадают в срезаемый в центральных столкновениях слой ядерной материи.

Рост числа нейтронов с ростом толщины ПНС становится более заметен, если построить на одном рисунке проекцию на ось X двумерных гистограмм, изображенных на рис. 2, для разных значений Δr_{np} , получив тем самым зависимость сечения выходов определенного числа спектаторных нейтронов N_n при любом числе спектаторных протонов (рис. 3). Однако, несмотря на изменения абсолютных значений сечений, их относительное изменение при разных Δr_{np} оказывается небольшим, поэтому стоит найти другую характеристику выходов спектаторных протонов и нейтронов, изменение которой было бы лучше заметно при увеличении Δr_{np} .

Оказывается, что в качестве такой характеристики можно выбрать сечение выходов определенного числа спектаторных нейтронов N_n при полном отсутствии протонов (то есть сечение беспротонных событий с N_n нейтронами). Зависимость этого сечения от N_n для различных значений Δr_{np} ПНС изображена на рис. 4. В этом случае зависимости хорошо различимы за счет сильного относительного роста соответствующих сечений при увеличении толщины ПНС. Чтобы продемон-

Таблица I: Средние числа спектаторных нейтронов ($\overline{N_n}$) и протонов ($\overline{N_p}$) в столкновениях ^{208}Pb без ПНС ($\Delta r_{np} = 0$ фм), с ПНС ($\Delta r_{np} = 0.15$ фм) и с расширенным ПНС ($\Delta r_{np} = 0.30$ фм) при энергии 17.2 ГэВ (SPS) и 5.02 ТэВ (LHC)

	Без ПНС		С ПНС		С расширенным ПНС	
	$\overline{N_n}$	$\overline{N_p}$	$\overline{N_n}$	$\overline{N_p}$	$\overline{N_n}$	$\overline{N_p}$
SPS	15.2	9.7	15.9	8.5	16.6	8.0
LHC	8.8	5.4	9.3	4.9	9.8	4.4

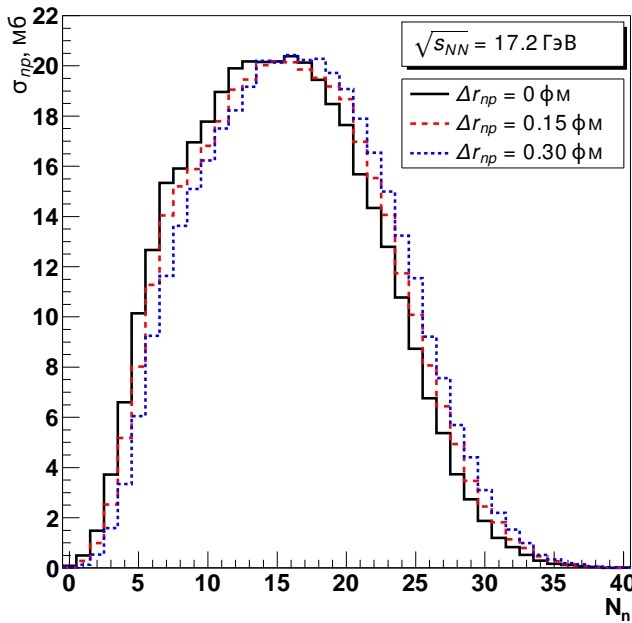


Рис. 3: Парциальные сечения σ_{np} выхода N_n нейтронов при любом числе протонов N_p в столкновениях релятивистских ядер ^{208}Pb с различными значениями Δr_{np} ПНС при $\sqrt{s_{NN}} = 17.2$ ГэВ (слева) и $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ (справа)

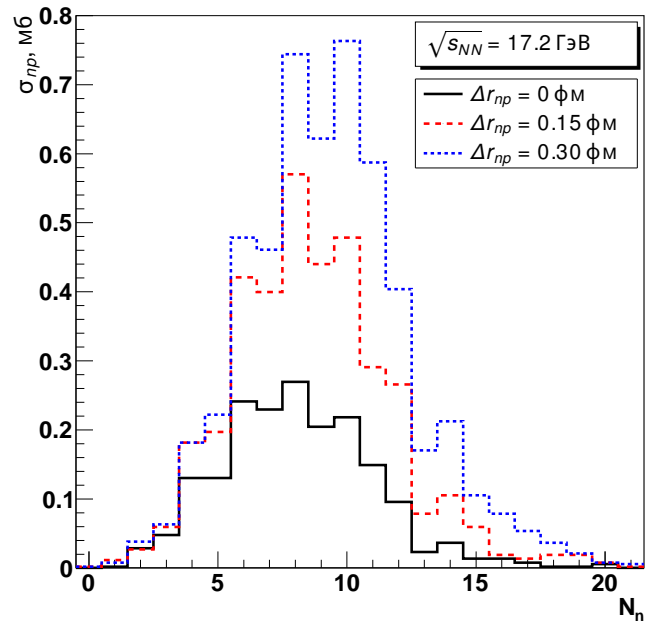


Рис. 4: Парциальные сечения σ_{np} выхода N_n нейтронов при отсутствии протонов ($N_p = 0$) в столкновениях релятивистских ядер ^{208}Pb с различными значениями Δr_{np} ПНС при $\sqrt{s_{NN}} = 17.2$ ГэВ (слева) и $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ (справа)

стрировать это и убедиться в том, что наблюдаемые отличия превосходят статистическую погрешность расчетов, достаточно построить зависимость от N_n относительной разницы сечений выхода определенного числа спектаторных нейтронов в беспротонных событиях для случаев различных Δr_{np} . На соответствующем графике, изображенном на рис. 5 и показывающем разницу между расчетами при $\Delta r_{np} = 0$ фм и $\Delta r_{np} = 0.15$ фм, видно, что относительная разница сечений беспротонных событий с определенным числом нейтронов может превышать 100%, а статистическая погрешность вычислений позволяет с хорошей точностью различить эти два случая.

Таким образом, сечение выхода определенного числа нейтронов в беспротонных событиях является наиболее чувствительной к поверхностному нейтронному слою характеристикой спектаторной материи, образующейся в центральных столкновениях. В сочетании с моделью, аккуратно описывающей экспериментальные результаты по составу спектаторной материи

в столкновениях релятивистских ядер, соответствующие сечения можно использовать для оценки параметризации ПНС сталкивающихся ядер, в частности, его толщины Δr_{np} .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе с помощью модели ААМСС была изучена зависимость выходов спектаторных нейтронов и протонов в центральных столкновениях релятивистских ядер ^{208}Pb от толщины ПНС в них; вычислены сечения выхода определенного числа спектаторных нейтронов и протонов; обнаружено обеднение спектаторной материи с ростом энергии столкновений. В работе показано, что учет ПНС в моделировании приводит к увеличению числа спектаторных нейтронов и уменьшению числа спектаторных протонов, а искусственное расширение ПНС приводит к усилению этого эффекта. Кроме того, продемонстрирована

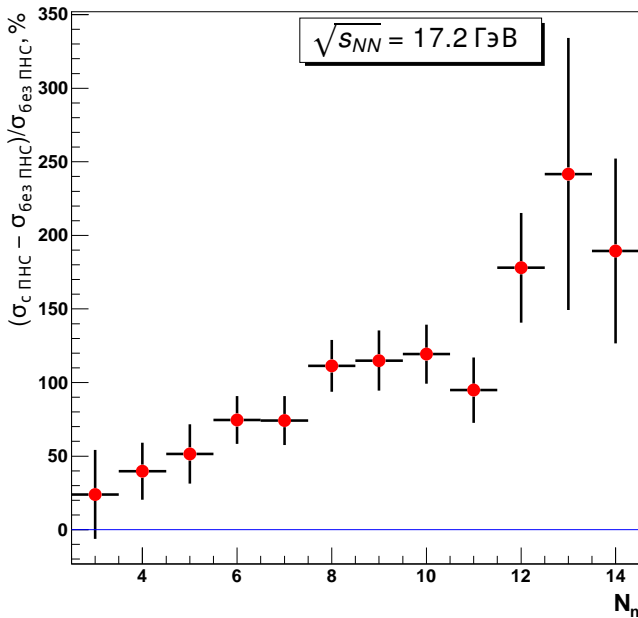


Рис. 5: Относительная разница парциальных сечений σ_{np} выхода N_n нейтронов при отсутствии протонов ($N_p = 0$) в столкновениях релятивистских ядер ^{208}Pb при расчетах с учетом ПНС ($\Delta r_{np} = 0.15$) и без его учета ($\Delta r_{np} = 0$) при $\sqrt{s_{NN}} = 17.2 \text{ ГэВ}$ (слева) и $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ ТэВ}$ (справа)

повышенная чувствительность беспротонных событий к присутствию и параметрам ПНС: относительные изменения сечений событий с определенным числом спектаторных нейтронов и нулем спектаторных протонов при внесении в моделирование ПНС превышают 100%. Полученные результаты указывают на возможность экспериментально обнаружить влияние ПНС

на выходы спектаторных нуклонов, несмотря на статистические погрешности измерений. Для этого указанные сечения должны быть измерены и сопоставлены с результатами ААМСС или других, более сложных моделей ядро-ядерных столкновений, полученными с различными значениями Δr_{np} .

Представленные результаты показывают, что изучение состава спектаторной материи в центральных столкновениях релятивистских ядер может стать альтернативным методом исследования ПНС в ядрах. Соответствующие измерения могут быть проведены как на уже существующих установках, например на установке ALICE на LHC, так и в будущих ускорительных экспериментах с возможностью детектирования спектаторных нуклонов, таких как NICA. При этом для получения надежных выводов о ПНС в ядрах требуется модель, хорошо описывающая экспериментальные данные по составу спектаторной материи в центральных столкновениях релятивистских ядер. Следовательно, в дальнейшем следует провести детальное сравнение результатов моделирования с помощью ААМСС и экспериментальных данных по спектаторам и при необходимости уточнить модель для их наилучшего описания.

Благодарности

Авторы выражают благодарность своему научному руководителю И.А. Пшеничнову за постановку задачи, методические рекомендации и поддержку, оказанную в ходе выполнения работы.

Работа выполнена благодаря финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-02-40035-мега.

- [1] Botvina A.S. et al. // Nucl. Phys. A. 1995. **584**, 4. P. 737.
- [2] Abelev B. et al. // Phys. Rev. C. 2013. **88**, 4. P. 044909.
- [3] Appelshauser H. et al. // Eur. Phys. J. A. 1998. **2**, 4. P. 383.
- [4] Barrett R.C., Jackson D.F. // Nuclear sizes and structure. 1997.
- [5] Tanihata I. et al. // Phys. Lett. B. 1985. **160**, 6. P. 380.
- [6] de Groot R.P. et al. // Nat. Phys. 2020. **16**. P. 620.
- [7] Hansen P.G. et al. // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 1995. **45**, 1. P. 591.
- [8] Obuti M.M. et al. // Nucl. Phys. A. 1996. **609**, 1. P. 74.
- [9] Casten R.F., Sherrill B.M. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2000. **45**. P. S171.
- [10] Alex Brown B. // Phys. Rev. Lett. 2000. **85**, 25. P. 5296.
- [11] Trzcinska A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. **87**, 8. P. 082501.
- [12] Tarbert C.M. et al. // Phys. Rev. Lett. 2014. **112**, 24. P. 242502.
- [13] Dobaczewski J., Nazarewicz W., Werner T.R. // Z. Phys. A. 1996. **354**, 1. P. 27.
- [14] Steiner A.W. et al. // Phys. rep. 2006. **411**, 6. P. 325.
- [15] Horowitz C.J., Piekarewicz J. // Phys. Rev. Lett. 2001. **86**, 25. P. 5647.
- [16] Wen D.H., Li B.A., Chen L.W. // Phys. Rev. Lett. 2009. **103**, 21. P. 211102.
- [17] Pollock S.J., Welliver M.C. // Phys. Lett. B. 1999. **464**, 3-4. P. 177.
- [18] Svetlichnyi A.O., Pshenichnov I.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. **84**. P. 911.
- [19] Paukkunen H. // Phys. Lett. B. 2015. **745**. P. 73.
- [20] Alvioli M., Strikman M. // Phys. Rev. C. 2019. **100**, 2. P. 024912.
- [21] De. S. // J. Phys. G. 2017. **44**, 4. P. 045104.
- [22] Fang D.Q. et al. // Phys. Rev. C. 2010. **81**, 4. P. 047603.
- [23] Fang D.Q. et al. // Chin. Phys. Lett. 2011. **28**, 10. P. 102102.
- [24] Yan Ting-Zhi, Li Shan. // Nucl. Sci. Tech. 2019. **30**, 3. P. 43.
- [25] Loizides C. et al. // Phys. Rev. C. 2018. **97**, 5. P. 054910.
- [26] Ericson T. // Adv. Phys. 1960. **9**, 36. P. 425.
- [27] Bondorf J.P. et al. // Phys. Rep. 1995. **257**, 3. P. 133.
- [28] Fermi E. // Prog. Theor. Phys. 1950. **5**, 4. P. 570.

- [29] *Weisskopf V.F., Ewing D.H.* // Phys. Rev. 1940. **57**, 6. P. 472. [30] *Agostinelli S. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2003. **506**, 3. P. 250.

Dependence of the yields of spectator neutrons and protons in ^{208}Pb – ^{208}Pb collisions on the thickness of the surface neutron layer

N. A. Kozyrev^{1,2,a}, U. A. Dmitrieva^{1,2,b}, A. O. Svetlichnyy^{1,2,c}

¹*Phystech School of Fundamental and Applied Physics, Moscow Institute of Physics and Technology
Moscow region, Dolgoprudny 141701, Russia*

²*Institute for nuclear research RAS
Moscow 117312, Russia*

E-mail: ^akozyrev.na@phystech.edu, ^buliana.dmitrieva@phystech.edu, ^caleksandr.svetlichnyy@phystech.edu

The influence of the thickness of the surface neutron layer in ^{208}Pb on the yields of spectator nucleons in ^{208}Pb – ^{208}Pb collisions at relativistic energies at the Super Proton Synchrotron (SPS) and Large Hadron Collider (LHC) is estimated by means of the Abrasion-Ablation Monte Carlo for Colliders (AAMCC) model developed by the authors. AAMCC predicts the formation of spectator matter bound into fragments as well as free spectator neutrons and protons as a function of collision impact parameter. As shown for the first time by simulating collisions of nuclei with different thickness of the surface neutron layer, an excess of surface neutrons in ^{208}Pb leads to a noticeable increase in the number of spectator neutrons relative to the number of spectator protons in central nucleus-nucleus collisions. With a typical excess of surface neutrons, known from theory and experiments at low energies, the model also predicts a doubling of the cross sections for the production of a certain number of neutrons in central events without the emission of spectator protons. In view of the discrepancy between the data on the surface neutron layer obtained by various experiments, the study of the yields of spectator nucleons in collisions of relativistic nuclei can be proposed as a new research method. Such measurements can be performed in the ALICE experiment at the LHC equipped with forward hadron calorimeters to register spectator neutrons and protons.

PACS: 21.10.Gv, 25.75.-q.

Keywords: nucleus-nucleus collisions, neutron skin, spectator matter.

Received 30 January 2021.

Сведения об авторах

1. Козырев Никита Алексеевич — студент, лаборант; e-mail: kozyrev.na@phystech.edu.
 2. Дмитриева Ульяна Александровна — аспирантка, стажер–исследователь; e-mail: uliana.dmitrieva@phystech.edu.
 3. Светличный Александр Олегович — аспирант, мл. науч. сотрудник, стажер–исследователь; e-mail: aleksandr.svetlichnyy@phystech.edu.
-