

ISSN 0044-0027

Том 86, Номер 1

Январь - Февраль 2023



ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 86, номер 1, 2023

ЯДРА

Теория

- Синтез “легких” тяжелых элементов при взрыве маломассивной нейтронной звезды
И. В. Панов, А. В. Юдин 4
- Распределения электронов по энергиям в модели Мигдала ионизации атомов
Л. И. Меньшиков, П. Л. Меньшиков, М. П. Файфман 13

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

Эксперимент

- Новые спектры антинейтрино делящихся изотопов ядерного топлива: эксперимент и расчет
А. П. Власенко, П. Ю. Наумов, С. В. Силаева, В. В. Синев 24
- Учет связанности электрона на оболочке при вычислении сечений магнитного и слабого рассеяния нейтрино на электроны
Д. Н. Абдурашитов, А. П. Власенко, А. П. Ивашкин, С. В. Силаева, В. В. Синев 35

Теория

- Электрослабые поправки к рождению дилептонов при фотонном слиянии на LHC
В. А. Зыкунов 42

Материалы LXXII Международной конференции “Ядро-2022: Фундаментальные вопросы и приложения”, 11–16 июля 2022 г.; Москва, Россия

ЯДРА

Эксперимент

- Исследование мод деления ядер ^{248}Cf и $^{254,256}\text{Fm}$, образованных в реакциях с тяжелыми ионами
А. А. Остроухов, Э. М. Козулин, Н. Т. Буртебаев, А. А. Богачев, К. Б. Гикал, Ю. М. Иткис, Г. Н. Княжева, Т. Н. Квочкина, Е. С. Мухамеджанов, К. В. Новиков, А. Н. Пан 57
- Экспериментальное исследование массово-энергетического распределения фрагментов реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$, ведущей к образованию ^{180}Hg , при энергии вблизи кулоновского барьера
К. А. Кульков, Э. М. Козулин, А. А. Богачев, Г. Н. Княжева, Ю. М. Иткис, К. В. Новиков, И. В. Воробьев, И. В. Пчелинцев, Н. С. Бубликова, М. Г. Воронюк 65
- Исследование возбужденных состояний ^{13}C в рассеянии альфа-частиц
С. А. Гончаров, А. С. Демьянова, А. Н. Данилов, В. И. Старостин, Т. Л. Беляева, В. Трзаска, Н. Буртебаев, М. Насурлла, Ю. Б. Гуров 72
- Исследование (γ, p) -реакции на изотопах никеля $^{58,62}\text{Ni}$
М. В. Желтоножская, А. П. Черняев, Д. А. Юсюк, А. А. Щербаков 93
- (γ, pXn) -реакции на естественном молибдене
П. Д. Ремизов, М. В. Желтоножская, А. П. Черняев, С. А. Золотов, В. Н. Яценко 99

Теория

- Связанные и резонансные состояния ядра ^9Li с NN -взаимодействием Daejeon16
И. А. Мазур, А. И. Мазур, В. А. Куликов, А. М. Широков, И. Дж. Шин, Я. Ким, П. Марис, Дж. П. Вэри 104

Ab initio исследование ширин распада околороговых нейтронных резонансов ядра ^{10}Be <i>Д. М. Родкин, Ю. М. Чувильский</i>	117
Проявление структуры волновых функций ядра $^{16}\text{O}(\text{g. s.}; 3^-, 6.13 \text{ МэВ})$ в реакциях $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}$ и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}$ <i>Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский</i>	124
Ядерная структура и динамика системы $^4\text{He} + ^2\text{H}$ в микроскопическом кластерном подходе <i>А. С. Соловьев</i>	132
Теоретические подходы, позволяющие одновременно описывать P -четные T -нечетные асимметрии в реакциях деления ядер поляризованными нейтронами при вылете различных легких частиц <i>С. Г. Кадменский, Д. Е. Любашевский</i>	142
Изучение процессов нуклонных передач в низкоэнергетических реакциях изотопов гелия с ядрами ^{197}Au <i>В. В. Самарин, М. А. Науменко</i>	155
Скрытые параметры в угловых корреляциях продуктов деления <i>Ф. Ф. Карпешин</i>	166

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

Эксперимент

Спектры нейтрино сверхновых и наблюдения с помощью крупномасштабных телескопов <i>В. Н. Кондратьев, Н. Г. Хорькова, С. Кэрубини</i>	172
Компактный калибровочный источник нейтронов на основе радионуклида ^{252}Cf и кремниевого полупроводникового детектора <i>Н. В. Базлов, Е. Ф. Бубнов, А. В. Дербин, И. С. Драчнев, Д. В. Иванов, О. И. Коньков, И. М. Котина, М. С. Микулич, В. Н. Муратова, Н. В. Ниязова, Д. А. Семенов, М. В. Трушин, Е. В. Унжаков, Е. А. Чмель</i>	179
Прецизионное измерение бета-спектра ^{144}Ce — ^{144}Pr при помощи полупроводниковых спектрометров <i>С. В. Бахланов, А. В. Дербин, И. С. Драчнев, И. С. Ломская, И. М. Котина, В. Н. Муратова, Н. В. Ниязова, М. В. Трушин, Е. А. Чмель</i>	185
Перспективы применения неорганических сцинтилляционных кристаллов GAGG в электромагнитной калориметрии <i>Д. А. Аверьянов, Д. С. Блау, Е. А. Цывкунова</i>	192
Поиск новой физики в ультрапериферических столкновениях на Большом Адронном Коллайдере <i>Н. А. Бурмасов</i>	204
Двухструйные события с большим разделением по скорости в протон-протонных столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76 \text{ ТэВ}$ на детекторе CMS <i>А. Ю. Егоров</i> <i>от имени CMS коллаборации</i>	213
Эллиптический поток для π^0 -мезонов в асимметричной системе столкновений $\text{Cu} + \text{Au}$ при $\sqrt{S_{NN}} = 200 \text{ ГэВ}$ <i>Е. В. Банников, А. Я. Бердников, Я. А. Бердников, Д. О. Котов, Ю. М. Митранков, М. М. Митранкова, Д. М. Ларионова</i>	220
Влияние функций распределения партонов при столкновении релятивистских ядер на рождение ϕ -мезона <i>М. М. Митранкова, Е. В. Банников, А. Я. Бердников, Я. А. Бердников, Д. О. Котов, Ю. М. Митранков, Д. М. Ларионова</i>	225

Поиск нуклон-нуклонных корреляций при ядро-ядерных столкновениях на коллайдере NICA	
<i>А. Б. Курепин, Б. О. Лавров</i>	230
Кварк-глюонная струнная модель (КГСМ) и ее применение для неупругих dC -взаимодействий при импульсе 4.2 АГэВ/с	
<i>Р. Н. Бекмирзаев, М. У. Султанов, С. К. Юлдашев</i>	234
Сравнение некоторых кинематических характеристик протонов в столкновениях $n^{12}C$ и $p^{12}C$ при 4.2 ГэВ/с	
<i>Р. Н. Бекмирзаев, Х. К. Олимов</i>	240
Данные о np -длине рассеяния из реакции nd -развала при низких энергиях	
<i>А. А. Каспаров, М. В. Мордовской, А. А. Афонин, С. И. Поташев, В. В. Мицук</i>	245
Теория	
Определение параметров модели с тремя стерильными нейтрино на основе результатов эксперимента BEST	
<i>В. В. Хрущев, С. В. Фомичев</i>	252
Обнаружение новых частиц — возможных кандидатов на роль частиц темной материи в столкновениях протонов и ядер из спектров мягких фотонов	
<i>А. Т. Дьяченко</i>	259
Возможные исследования на первой стадии физической программы NICA SPD	
<i>Ю. Н. Узиков</i>	265
Фрактальный анализ Монте-Карло AuAu-событий при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ	
<i>Т. Г. Дедович, М. В. Токарев</i>	276
Неравновесный гидродинамический подход для описания эмиссии высокоэнергетических вторичных частиц в столкновениях тяжелых ионов промежуточных энергий	
<i>А. Т. Дьяченко, И. А. Митропольский</i>	285

СИНТЕЗ “ЛЕГКИХ” ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ПРИ ВЗРЫВЕ МАЛОМАССИВНОЙ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

© 2023 г. И. В. Панов^{1),2)*}, А. В. Юдин^{1)**}

Поступила в редакцию 14.09.2022 г.; после доработки 14.09.2022 г.; принята к публикации 15.09.2022 г.

Рассмотрен сценарий взрыва нейтронной звезды минимальной массы, образующейся в процессе эволюции тесной двойной системы нейтронных звезд, сильно различающихся по массе. Рассчитана распространенность тяжелых элементов, образованных в процессе разлета вещества внешней коры взорвавшейся маломассивной нейтронной звезды. Показано, что в этом сценарии во внешней коре протекает слабый г-процесс и образуется “легкая” фракция тяжелых элементов.

DOI: 10.31857/S0044002723010439, EDN: RGKBUD

1. ВВЕДЕНИЕ

Химические элементы тяжелее элементов железного пика образуются в природе в основном за счет реакций нейтронного захвата и последующего β -распада. Анализ кривой распространенности элементов в Солнечной системе показывает [1], что синтез элементов тяжелее железа под действием нейтронов происходит в двух различных процессах, характеризующихся различными условиями. Первый — s-процесс (от slow: медленный захват нейтронов), имеет место, когда скорости β -распада образующихся нестабильных ядер значительно превосходят скорости (n, γ)-реакций: $\lambda_\beta \gg \lambda_{n\gamma}$ (при плотности нейтронов $n_n \leq 10^{16} \text{ см}^{-3}$), что не позволяет пути нуклеосинтеза отодвинуться от области стабильности. Механизм s-процесса достаточно хорошо изучен, поскольку в нем участвуют либо стабильные, либо долгоживущие и хорошо экспериментально изученные ядра.

Второй — r-процесс (от rapid: быстрый захват нейтронов), протекает в условиях, характеризующихся высокими значениями плотности нейтронов, такими, что $\lambda_\beta \ll \lambda_{n\gamma}$, а ядра, участвующие в таком нуклеосинтезе, имеют большой избыток нейтронов и малое время жизни. Многочисленные исследования этого процесса, проведенные за последние 50 лет, достаточно хорошо определили условия, необходимые для синтеза тяжелых ядер (см., например, работу Кепелера и др. [2] и цитируемую

там литературу). По современным представлениям [3], одним из основных сценариев r-процесса считается выброс струй плотного нейтронизованного вещества, образующихся в процессе слияния нейтронных звезд (НЗ). Однако сам процесс слияния может проходить по-разному, в зависимости от соотношения масс компонентов тесной двойной системы.

Если массы нейтронных звезд близки и достаточно велики $M \geq M_\odot$, то результатом их взаимодействия является слияние (merging) [4–6]. Действительно, радиус таких НЗ слабо зависит от массы [7], и при соприкосновении они ведут себя подобно двум каплям жидкости, сливаясь в один объект — сверхмассивную нейтронную звезду или черную дыру. Этот процесс сопровождается выбросом струй и последующего истечения вещества по типу ветра из образованного в процессе слияния массивного объекта.

Но если система сильно асимметрична, т.е. массы компонент значительно различаются, и, более того, масса маломассивной нейтронной звезды (ММНЗ) достаточно мала, может реализоваться сценарий обдирания (stripping) [8]. При сближении компонент системы нейтронная звезда меньшей массы первой переполняет свою полость Роша и начинает перетекать на более массивный компаньон. В процессе такого обмена масс она может дойти до нижнего предела масс НЗ (порядка $0.1 M_\odot$) см., например, [9]) и взорваться, производя гамма-всплеск [10, 11].

После исторической идентификации гравитационного сигнала от объекта GW170817 и гамма-всплеска GRB170817A [12] оказалось, что многие параметры этого гамма-всплеска весьма peculiarны и близки к предсказаниям модели обдирания (см. обсуждение в работах [13, 14]).

¹⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

²⁾Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия.

*E-mail: Igor.Panov@itep.ru

**E-mail: Yudin@itep.ru

Таблица 1. Параметры траекторий, использованных для расчета нуклеосинтеза

№ варианта	№ слоя*	Состав	$T_9^{\max}(t)$	$\rho_0^{\max}(t)$	Y_e	$\Delta M_i(M_\odot)$
I	19	^{260}U	0.91	5	0.242	4.94×10^{-2}
II	18	^{128}Sr	0.91	4	0.297	8.84×10^{-5}
III	15	^{122}Sr	1.62	3	0.311	3.94×10^{-4}
IV	13	^{122}Zr	2.20	2	0.328	1.76×10^{-4}
V	12	^{124}Mo	2.50	1.6	0.338	3.87×10^{-4}
VI	11	^{80}Ni	3.20	1	0.350	4.95×10^{-4}
VII	10	^{78}Ni	3.80	0.2	0.359	1.93×10^{-4}

* Нумерация слоев согласно рис. 1.

Эту модель мы подробнее рассмотрим в следующем разделе, модель нуклеосинтеза будет описана в разд. 3, а результаты расчетов распространенности тяжелых элементов будут обсуждены в разд. 4.

2. СЦЕНАРИЙ ВЗРЫВА МАЛОМАССИВНОЙ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

Последние стадии эволюции системы нейтронных звезд в последние годы стали считаться основным сценарием, приводящим к условиям интенсивного г-процесса и образования тяжелых ядер вплоть до урана. Эти теоретические выводы были подтверждены в наблюдениях [12] и усилили интерес к подобным сценариям, причем как к сценарию слияния, так и к модели обдираания.

Ключевой момент модели обдираания — взрыв НЗ минимальной массы, впервые рассчитанный в работе [11]. Структура нейтронной звезды минимальной массы достаточно специфична [13]. На рис. 1 показана зависимость логарифма плотности $\lg \rho$ от радиальной координаты r , рассчитанная с помощью (единого для всей нейтронной звезды) функционала плотности энергии BSk22, основанного на расчетах Хартри—Фока и фитированного с помощью современных баз оцененных данных [15, 16]. Уравнение состояния — как в работе [17].

На верхней оси показаны соответствующие значения лагранжевой (массовой) координаты m (в величинах солнечных масс $M_\odot$). Справа показан ядерный состав отмеченных цифрами зон звезды. В центре маломассивной нейтронной звезды находится ядро, состоящее из ядерного вещества (зона 20 на рис. 1). Ядро окружено корой, структура которой различна для внутренней коры, заканчивающейся на радиусе порядка 12 км, и внешней коры, имеющей значительно меньшую плотность и простирающуюся почти на 300 км. Внутренняя

кора (зона 19) состоит как из сферических гиперядер, погруженных в море свободных нейтронов, так и экзотических ядерных конфигураций типа “лазанья”, “паста” и т.д. [15].

Внешняя кора состоит из моно-ядерных слоев [18] и меняется от сильно нейтронно-избыточного изотопа ^{128}Sr во внутреннем слое внешней коры до ^{56}Fe на поверхности НЗ. Значение Y_e соответственно увеличивается от 0.297 для внутреннего слоя до 0.464 для внешнего слоя. Изотопный состав ядер может слегка меняться в зависимости от используемой массовой формулы и других параметров расчетов (см., например, [6, 16]). Отметим при этом, что параметры расчета на зависимость плотности нейтронной звезды от радиуса влияют слабо.

Результаты гидродинамических расчетов процесса взрывного разрушения нейтронной звезды минимальной массы [19] (см. также [11, 20]) были использованы для определения характера нуклеосинтеза, протекающего при разлете вещества нейтронной звезды, и вычисления распространенности образующихся тяжелых элементов — вдоль ряда характерных траекторий.

Поведение плотности и температуры на рассмотренных траекториях пассивных частиц, берущих начало в разных слоях внешней коры (см. табл. 1), показано на рис. 2. Первоначально плотность и температура падают вследствие общего расширения. Затем, начиная с момента $t \approx 0.083$ с вещество начинает прогреваться слабыми ударными волнами, которые порождаются акустическими колебаниями, генерируемыми в процессе расширения центральной части звезды. Позднее, уже к моменту времени $t \approx 0.095$ с, к рассматриваемым слоям звезды подходит сильная ударная волна (изменение плотности и температуры в процессе ее прохождения показаны на рис. 2) и вызывает очень быстрое увеличение плотности (в 2–3 раза) и температуры (на порядки величин). Этот момент

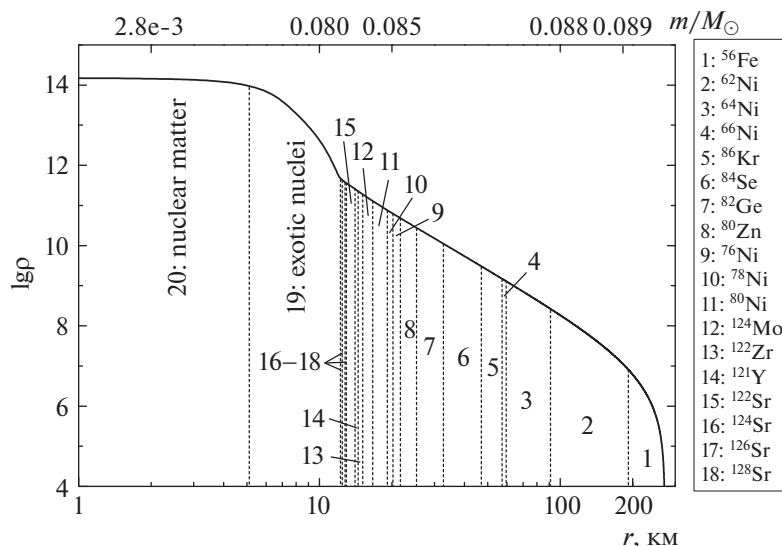


Рис. 1. Структура маломассивной нейтронной звезды перед разрушением: зависимость плотности от радиуса. Состав 18 слоев внешней коры, имеющих однородный ядерный состав, показан в табличке справа. Верхняя ось устанавливает соответствие между радиусом и массой.

особенно сложен для расчета нуклеосинтеза, в первую очередь из-за резкого изменения скоростей термоядерных реакций и нарушения параметров численного алгоритма, что может привести к численному сбою устойчивости поиска решения уравнений. После достижения пиковых значений плотность и температура продолжают свое падение. Как показывает наш гидродинамический расчет, их уменьшение происходит в режиме, чуть более быстром, чем свободный разлет: $\rho \sim t^{-3.6}$, $T \sim \sim \rho^{2/3} \sim t^{-2.4}$ вследствие наличия ненулевого давления в веществе.

Поскольку пока неясно, как меняется структура вещества при взрывной декомпрессии ядра и внутренней коры, мы в основном рассмотрели нуклеосинтез только в расширяющемся веществе внешней коры (зоны с 1 по 18, см. рис. 1), которая составляет по массе около 8% массы всей звезды. Для внутренней коры (зона 19) мы провели расчет лишь для одной пробной траектории.

3. МОДЕЛЬ НУКЛЕОСИНТЕЗА

В условиях высокой концентрации нейтронов нуклеосинтез в г-процессе может идти достаточно долго, сотни миллисекунд. За это время волна нуклеосинтеза может достичь области актинидов, где начинается интенсивное деление тяжелых ядер. Деление изменяет линейный характер нуклеосинтеза и в ряде случаев приводит к закликиванию нуклеосинтеза [21], т.е. к вовлечению большого числа ядер-продуктов деления в качестве новых зародышевых ядер в г-процесс и к образованию большинства тяжелых элементов от второго пика

на кривой распространенности элементов до тория и урана. Соответствующее увеличение используемых в расчетах теоретических данных, таких как скорости вынужденного и спонтанного деления, а также массового распределения ядер-продуктов деления и их учет как новых зародышевых ядер [21–23], усложняет систему уравнений и процесс моделирования и требует оптимизации численных схем и алгоритмов.

Для численных расчетов г-процесса нами была применена кинетическая схема, ранее реализованная в программе SYNTHESZ [24, 25], позволяющая определить концентрации всех вовлеченных в нуклеосинтез ядер. В доработанном коде SYNTHESZ (nucleoSYNThesis of HEavy elements in the R-process, [26]) реакции деления были дополнены более корректным учетом массового распределения ядер-продуктов деления и их возвращения в г-процесс в качестве новых зародышевых ядер, приводящего к установлению квазистационарного тока ядер.

Изучение нуклеосинтеза проводится в сценариях как взрывного нуклеосинтеза при высоких температурах и плотностях, так и при переходном процессе от взрывного синтеза элементов к альфа-процессу и к г-процессу. Поэтому коды нуклеосинтеза включают реакции с заряженными частицами, а также ранее не учитывавшиеся взаимодействия нуклонов и ядер с электронами [27]. Список реакций, используемых кодом SYNTHESZ, был дополнен этими реакциями слабого взаимодействия для изотопов элементов железного пика ($20 < Z < 32$) [28].

Поскольку скорости реакций перечисленных процессов, определяющие собственные значения

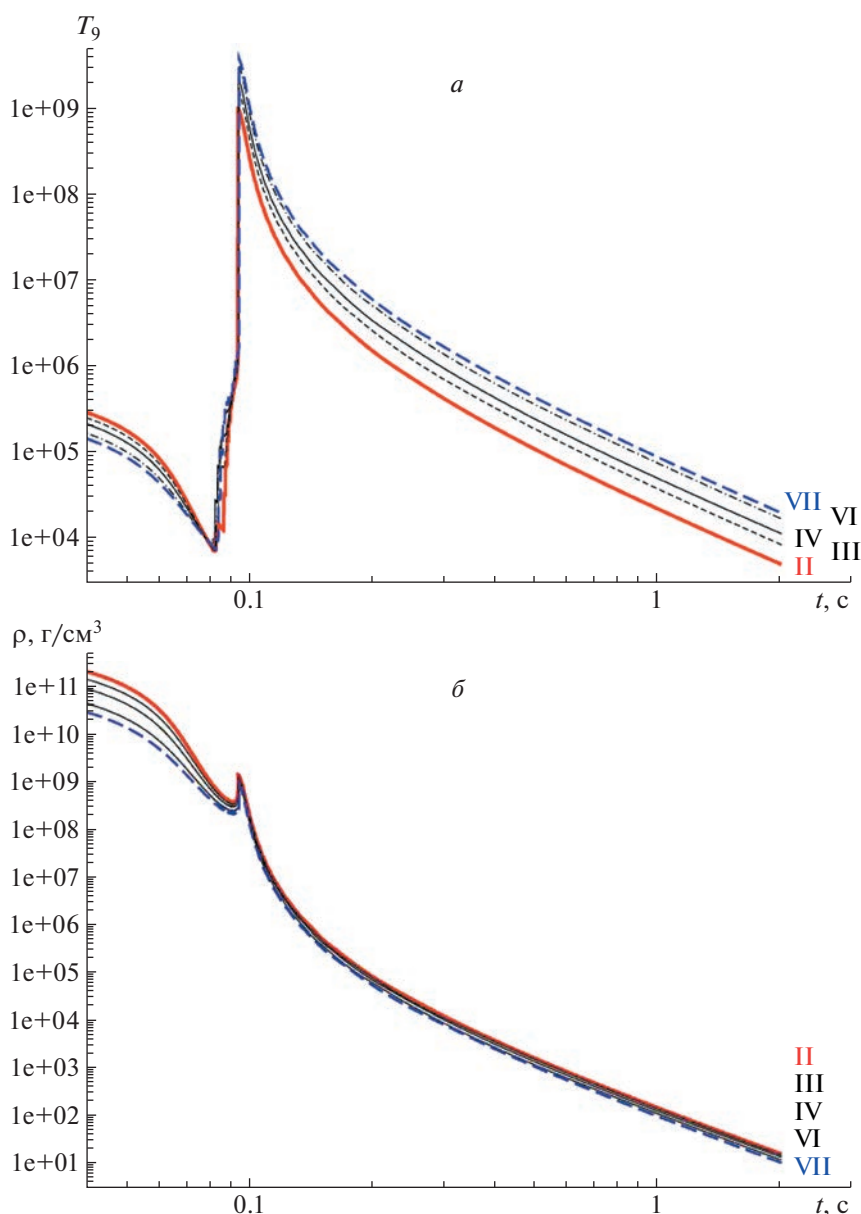


Рис. 2. Изменение температуры (а) и плотности (б) вдоль пяти характерных траекторий при прохождении ударной волны. Шифр кривых — номер варианта.

матрицы Якоби системы дифференциальных уравнений, реализованных в наших кодах нуклеосинтеза, различаются по абсолютному значению на порядки, система уравнений нуклеосинтеза является классическим примером жесткой системы обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) и для ее численного интегрирования нами использовался метод Гира [29], для реализации которого на ЭВМ был использован разработанный ранее пакет программ [30, 31]. В основе алгоритма лежит метод предсказания и коррекции (предиктор—корректор) с автоматическим выбором шага и порядка точности метода, который реализован в обоих используемых нами кодах SYNTHEZ и

SYNTHER, имеющих внутреннюю проверку на сохранение числа нуклонов и заряда.

Границы области нуклидов, участвующих в нуклеосинтезе, определялись как $Z_{\min} = 1$, $Z_{\max} = 110$, а $A_{\min}(Z)$ и $A_{\max}(Z)$ определялись согласно используемой массовой модели: обобщенной модели Томаса—Ферми с интегралом Струтинского [32] или жидко-капельной модели [33]. Тем самым определялось полное число ядер N , участвующих в нуклеосинтезе.

Скорости ядерных реакций, являющиеся коэффициентами в дифференциальных уравнениях, были рассчитаны для тех же массовых моделей. В список учитываемых ядерных реакций входят все

парные реакции с нейтронами, протонами, альфа-частицами и гамма-квантами; бета-распад и бета-запаздывающие процессы, такие как испускание нескольких нейтронов при бета-распаде и запаздывающем делении; вынужденное и спонтанное деление; ряд других важных реакций, таких как 3α -реакция и реакции горения ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si .

Примененная схема позволяет эффективно рассчитывать нуклеосинтез в различных сценариях при $T_9 < 7$ и плотности $\rho < 10^{12}$ г/см³. Основные расчеты сделаны с использованием известных скоростей бета-распада и запаздывающих нейтронов [34, 35], альфа-распада [34], скоростей термоядерных реакций [36]. Экспериментально измеренные скорости бета-распада взяты из ядерной базы данных NUDAT [37]. Скорость захвата нейтронов тяжелыми ядрами (для элементов с $Z > 83$), а также скорости деления, индуцированного нейтронами, основаны на расчетах [38], а скорости запаздывающего и спонтанного деления взяты из работ [38–40].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты нуклеосинтеза были сделаны для семи характерных траекторий, описывающих взрывную эволюцию вещества внешней коры. Перечень параметров этих гидродинамических траекторий пассивных частиц, для которых был рассчитан нуклеосинтез, был получен с использованием уравнения состояния [17] и других ядерных характеристик, основанных на модели BSk22 [16], приведен в табл. 1.

Характер нуклеосинтеза сильнее всего зависит как от начального состава — заряда Z и атомной массы A исходных зародышевых ядер, так и от начального отношения электронов к барионам Y_e . Z и A зародышевых ядер изменяются в пределах 18 зон внешней коры на 10 и 50 единиц соответственно. Начальное отношение электронов к барионам Y_e уменьшается при уменьшении радиуса: чем больше Z_i и меньше Y_e , тем более тяжелые ядра образуются в разлетающемся веществе внутренней коры. Количество и состав образующихся элементов также существенно зависят и от начального отношения количества нейтронов к зародышевым ядрам (n/seeds).

Еще одна важная характеристика процесса наработки тяжелых ядер — температура максимального нагрева вещества ударной волной. Так, для варианта II величина T_9 не превышает 0.9 и весь нуклеосинтез вдоль данной траектории происходит в результате г-процесса. При нагреве вещества до значений $T_9 \sim 2$ и более г-процесс приостанавливается, что характерно для внешних оболочек коры: частично сформировавшийся до прихода

ударной волны химический состав быстро меняется за счет ускорившихся зарядово-обменных реакций. При дальнейшем падении температуры при продолжении разлета вещества возможен возврат к продолжению г-процесса, в случае сохранения условий для его протекания.

На рис. 3 показана зависимость величины распространности образовавшихся тяжелых ядер Y_A от массового числа. Из сравнения кривых видно, что вдоль траекторий VI–VII образуется незначительное количество тяжелых ядер по сравнению с начальным составом в диапазоне от железного пика до кадмиевого ($80 < A < 130$) — в связи с понижением текущего значения отношения n/seeds и более высокой температуре в пике ударной волны. Наиболее распространенные ядра формируют первый пик $A \sim 80$, обычно выгорающий в интенсивном г-процессе в стандартных сценариях нейтронных звезд близких масс.

Для траектории III (аналогично для IV) заряд зародышевых ядер был на 10 единиц больше, и нуклеосинтез привел к размытию кривой распространности от исходного ядра с $A = 122$ до области $A \approx 110$ –130 с образованием новых элементов от палладия ($Z = 46$) до ксенона ($Z = 54$). Причем, в отличие от вариантов VI и VII, для которых г-процесс почти не идет, для вариантов II и III идет активный захват нейтронов и бета-распад, что видно из рис. 4. Плотность свободных нейтронов для этих вариантов активно уменьшается, в отличие от вариантов VI и VII, в которых плотность свободных нейтронов N_n резко меняется только после прихода ударной волны.

Конечный химический состав, образовавшийся в результате нуклеосинтеза вдоль траектории V, близок к распределению элементов вдоль траектории II в основном благодаря увеличенному заряду $Z = 42$ исходного ядра. Поэтому, хотя избыток нейтронов в среде и был меньше (см. табл. 1), тяжелые элементы образовались во многом до прихода ударной волны, а кратковременный нагрев привел к частичной диссоциации наиболее тяжелых ядер.

На рис. 4 показана эволюция плотности свободных нейтронов для разных траекторий. Из сравнения кривых для разных вариантов видно, что длительность сохранения необходимой для поддержания г-процесса величины плотности свободных нейтронов не превышает 100 мс, что достаточно для образования кадмиевого пика, но слишком мало для образования как платинового пика, так и актинидов. Из рис. 3 видно, что нуклеосинтез на траекториях II и III идет интенсивнее, поскольку начальное отношение $n/\text{seeds} > 10$, что заметно по характеру уменьшения плотности свободных нейтронов со временем (рис. 4). В случае, когда

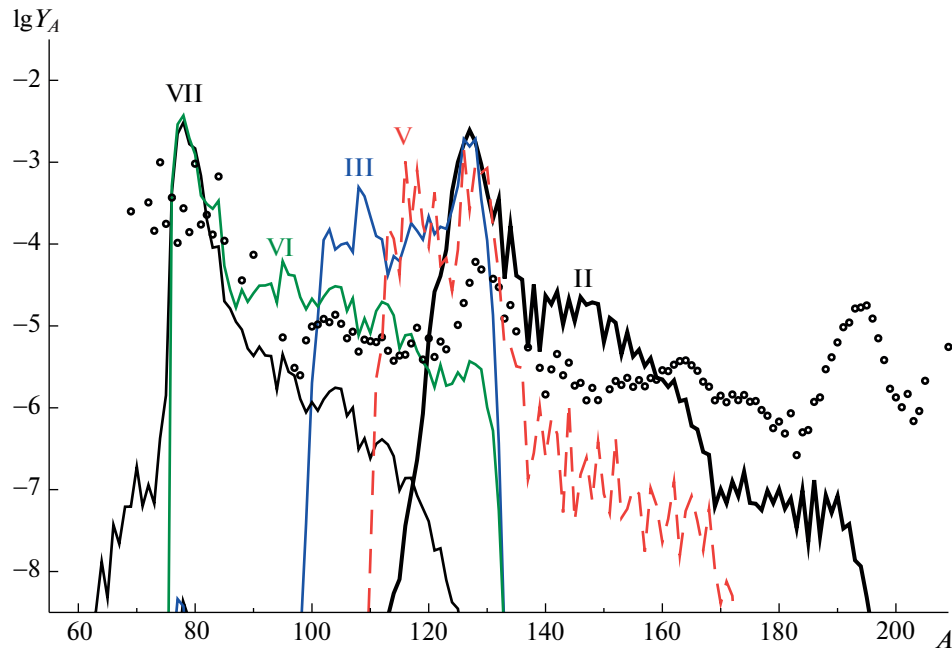


Рис. 3. Распространенность тяжелых элементов Y_A , образовавшихся в результате нуклеосинтеза в расширяющемся веществе нескольких зон взорвавшейся нейтронной звезды — приведены варианты № II–III, V–VII.

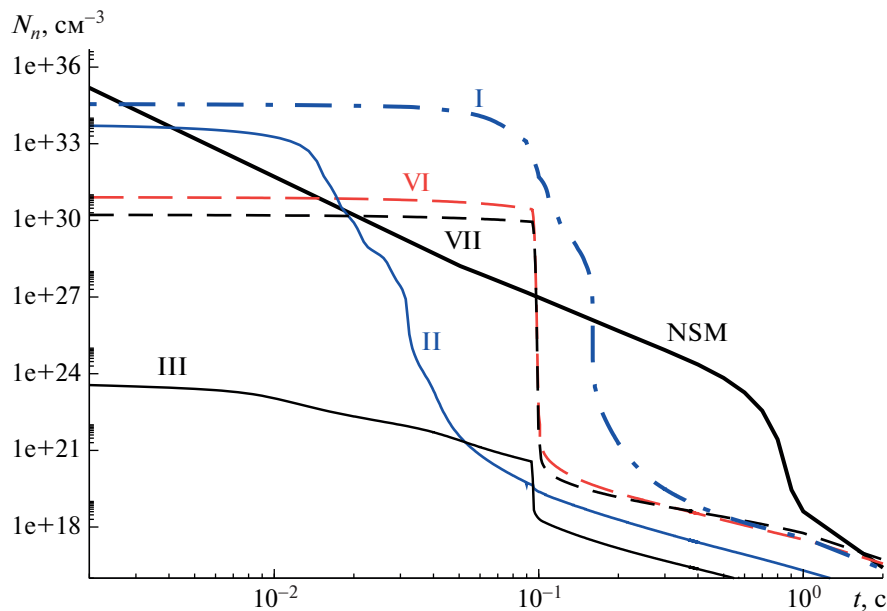


Рис. 4. Эволюция количества свободных нейтронов вдоль избранных траекторий II, III, VI, VII (см. табл. 1). Для сравнения приведены эволюция $N_n(t)$ при слиянии нейтронных звезд равных масс (обозначена как NSM) и вдоль усредненной траектории, описывающей эволюцию вещества внутренней коры с начальным значением $Y_e = 0.24$ — № I.

начальное значение $n/\text{seeds} < 1$ (варианты VI и VII), величина N_n долгое время меняется слабо.

Определение начального состава более глубоких слоев маломассивной нейтронной звезды — более сложная задача, чем расчет состава внешней коры, и зависит как от структуры субъядерного вещества, так и от деталей процесса декомпрессии

в процессе взрыва. Поэтому в качестве пробного расчета мы рассмотрели расширение внутреннего слоя с начальным значением $Y_e = 0.24$, состоящим из набора изотопов урана, что вполне возможно в соответствии с данными работы [16]. Результаты моделирования, приведенные на рис. 5, показывают успешный нуклеосинтез, позволяющий

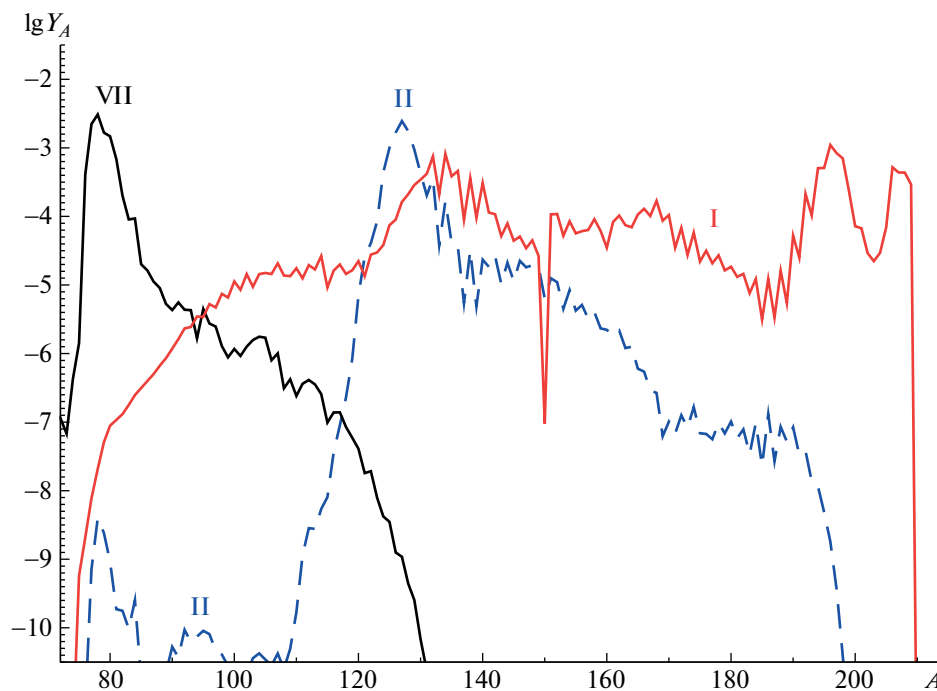


Рис. 5. Распространенность тяжелых элементов Y_A , образовавшихся в результате нуклеосинтеза при эволюции вещества внутренней коры (зона I). Для сравнения приведены значения $Y(A)$, полученные в расчетах нуклеосинтеза вдоль траекторий № II, VII.

предположить, что хотя взрыв нейтронной звезды минимальной массы и более редкое явление, чем слияние нейтронных звезд, но количество образующихся тяжелых элементов может быть сравнимо в обоих сценариях.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наблюдения лантанидов в спектрах килоновой после регистрации гамма-всплеска и гравитационных волн [41] подтвердили теоретические сценарии г-процесса [42], связанные со слиянием нейтронных звезд в конце эволюции тесной двойной системы. После многочисленных исследований процесса слияния нейтронных звезд и регистрации таких событий стало ясно, что такой сценарий является основным для образования большинства тяжелых элементов в г-процессе. Но эволюция нейтронных звезд в тесных двойных системах сильно зависит не только от величины масс взаимодействующих нейтронных звезд, но и от различия масс обоих компонент. Так, процесс слияния нейтронных звезд близких масс был изучен при $M_1 \sim M_2$ в диапазоне масс от 1.2 до 1.8 $M_\odot$. При сильном различии масс нейтронных звезд M_1 и M_2 сценарий слияния может развиваться совсем иначе [13], по другому будет протекать и нуклеосинтез тяжелых элементов [43].

В настоящей работе был рассмотрен нуклеосинтез при взрыве маломассивного компонента

двойной системы, теряющего массу в результате перетекания вещества на более массивную нейтронную звезду и взрывающегося по достижении гидродинамически-неустойчивой конфигурации [13]. Вещество взорвавшегося остатка расширяется, и, пока плотность его высока, происходит нуклеосинтез новых элементов, преимущественно в веществе различных разлетающихся слоев мантии маломассивной нейтронной звезды с характерными значениями начального отношения электронов к барионам $Y_e \approx 0.2-0.4$.

Нуклеосинтез в рассмотренном сценарии рассчитывался на эволюционных траекториях пассивных частиц, связанных с различными зонами внешней коры. Было показано, что при этом протекает слабый г-процесс и образуется “легкая” фракция тяжелых элементов в диапазоне массовых чисел от 80 (первый пик на кривой распространенности) до 130 (второй пик).

Расчет нуклеосинтеза, протекающего в веществе из более глубоких слоев звезды, связан с проблемой декомпрессии вещества с плотностью порядка ядерной и представляет собой сложную, пока не решенную задачу. Пробный расчет нуклеосинтеза для слоя внутренней коры, приведенный в данной работе, показал, что при разлете этого сильно нейтронизованного вещества возможен интенсивный г-процесс с образованием наиболее тяжелых ядер вплоть до актинидов. Однако деталь-

ные расчеты для этой области нейтронной звезды еще предстоит сделать.

Исследование нуклеосинтеза во внешней коре маломассивной нейтронной звезды было выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда № 21-12-00061 (<https://rscf.ru/project/21-12-00061>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. G. W. Cameron, *Astrophys. Space Sci.* **82**, 123 (1982).
2. F. Kaeppeler, F.-K. Thielemann, and M. Wiescher, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **48**, 175 (1998).
3. F.-K. Thielemann, M. Eichler, I. V. Panov, and B. Wehmeyer, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **67**, 253 (2017).
4. O. Korobkin, S. Rosswog, A. Arcones, and C. Winteler, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **426**, 1940 (2012).
5. S. Rosswog, O. Korobkin, A. Arcones, F.-K. Thielemann, and T. Piran, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **439**, 744 (2014).
6. D. Martin, A. Perego, A. Arcones, F.-K. Thielemann, O. Korobkin, and S. Rosswog, *Astrophys. J.* **813**, 2 (2015).
7. J. M. Lattimer and M. Prakash, *Astrophys. J.* **550**, 426 (2001).
8. J. P. A. Clark and D. M. Eardley, *Astrophys. J.* **215**, 311 (1977).
9. P. Haensel, A. Yu. Potekhin, and D. G. Yakovlev, *Neutron Stars, Equation of State and Structure* (Springer, New York, 2007), Vol. 1, p. 619.
10. С. И. Блинников, И. Д. Новиков, Т. В. Переводчикова, А. Г. Полнарев, *Письма в Астрон. журн.* **10**, 177 (1984) [S. I. Blinnikov, I. D. Novikov, T. V. Perevodchikova, and A. G. Polnarev, *Sov. Astron. Lett.* **10**, 177 (1984)].
11. S. I. Blinnikov, V. S. Imshennik, D. K. Nadyozhin, I. D. Novikov, T. V. Perevodchikova, and A. G. Polnarev, *Sov. Astron.* **34**, 595 (1990).
12. B. P. Abbot *et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **848**, L12, L13 (2017).
13. S. I. Blinnikov, D. K. Nadyozhin, N. I. Kramarev, and A. V. Yudin, *Astronomy* **65**, 385 (2021).
14. S. I. Blinnikov, A. V. Yudin, N. I. Kramarev, and M. S. Potashov, *Particles* **5**, 198 (2022).
15. P. Haensel and A. V. Potekhin, *Astron. Astrophys.* **428**, 191 (2004).
16. J. M. Pearson, N. Chamel, A. Y. Potekhin, A. F. Fantina, C. Ducoin, A. K. Dutta, and S. Goriely, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **481**, 2994 (2018).
17. S. Goriely, N. Chamel, and J. M. Pearson, *Phys. Rev. C* **88**, 024308 (2013).
18. S. B. Ruster, M. Hempel, and J. Schaffner-Bielich, *Phys. Rev. C* **73**, 3 (2006).
19. A. V. Yudin, *Astron. Lett.* **48**, 311 (2022).
20. K. Sumiyoshi, S. Yamada, H. Suzuki, and W. Hillebrandt, *Astron. Astrophys.* **334**, 159 (1998).
21. И. В. Панов, Ф.-К. Тилеманн, *Письма в Астрон. журн.* **29**, 508 (2003) [I. V. Panov and F.-K. Thielemann, *Astron. Lett.* **29**, 510 (2003)].
22. И. В. Панов, И. Ю. Корнеев, Ф.-К. Тилеманн, *Письма в Астрон. журн.* **34**, 213 (2008) [I. V. Panov, I. Yu. Korneev, and F.-K. Thielemann, *Astron. Lett.* **34**, 189 (2008)].
23. И. В. Панов, И. Ю. Корнеев, Ф.-К. Тилеманн, *ЯФ* **72**, 1070 (2009) [I. V. Panov I. Yu. Korneev, and F.-K. Thielemann, *Phys. At. Nucl.* **72**, 1026 (2009)].
24. С. И. Блинников, И. В. Панов, *Письма в Астрон. журн.* **22**, 45 (1996) [S. I. Blinnikov and I. V. Panov, *Astron. Lett.* **22**, 39 (1996)].
25. D. K. Nadyozhin, I. V. Panov, and S. I. Blinnikov, *Astron. Astrophys.* **335**, 207 (1998).
26. И. Ю. Корнеев, И. В. Панов, *Письма в Астрон. журн.* **37**, 930 (2011) [I. Yu. Korneev and I. V. Panov, *Astron. Lett.* **37**, 864 (2011)].
27. И. В. Панов, *ЯФ* **81**, 57 (2018) [I. V. Panov, *Phys. At. Nucl.* **81**, 68 (2018)].
28. K. Langanke and G. Martinez-Pinedo, *Nucl. Phys. A* **673**, 481 (2000).
29. C. W. Gear, *Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations* (Prentice-Hall, Englewood Clis, 1971).
30. S. I. Blinnikov and O. S. Bartunov, *Astron. Astrophys.* **273**, 106 (1993).
31. S. I. Blinnikov and N. V. Dunina-Barkovskaya, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **266**, 289 (1994).
32. Y. Aboussir, J. M. Pearson, A. K. Dutta, and F. Tondeur, *At. Data Nucl. Data Tables* **61**, 127 (1995).
33. P. Möller, J. R. Nix, W. D. Myers, and W. J. Swiatecki, *At. Data Nucl. Data Tables* **59**, 185 (1995).
34. P. Möller, J. R. Nix, and K.-L. Kratz, *At. Data Nucl. Data Tables* **66**, 131 (1997).
35. P. Möller, B. Pfeier, and K.-L. Kratz, *Phys. Rev. C* **67**, 055802 (2003).
36. T. Rauscher and F.-K. Thielemann, *At. Data Nucl. Data Tables* **5**(1–2), 1 (2000).
37. National Nuclear Data Center, Information Extracted from the NuDat2 Database, 2009, <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
38. I. V. Panov, I. Yu. Korneev, T. Rauscher, G. Martinez-Pinedo, A. Kelic-Heil, N. T. Zinner, and F.-K. Thielemann, *Astron. Astrophys.* **513**, A61 (2010).
39. I. V. Panov, E. Kolbe, B. Pfeier, T. Rauscher, K.-L. Kratz, and F.-K. Thielemann, *Nucl. Phys. A* **747**, 633 (2005).
40. И. В. Панов, А. Д. Долгов, *Письма в ЖЭТФ* **98**, 504 (2013).
41. N. R. Tanvir, A. J. Levan, C. Gonzalez-Fernandez, O. Korobkin, I. Mandel, S. Rosswog, J. Hjorth, P. D’Avanzo, A. S. Fruchter, C. L. Fryer, T. Kangas, B. Milvang-Jensen, S. Rosetti, D. Steeghs, R. T. Wollaeger, Z. Cano, *et al.*, *Astrophys. J.* **848**, L27 (2017).
42. J. J. Cowan, C. Sneden, J. E. Lawler, A. Aprahamian, Wiescher, K. Langanke, G. Martinez-Pinedo, and F.-K. Thielemann, *Rev. Mod. Phys.* **93**, 015002 (2021).
43. I. V. Panov and A. V. Yudin, *Astron. Lett.* **46**, 518 (2020).

SYNTHESIS OF “LIGHT” HEAVY ELEMENTS UNDER EXPLOSION OF LOW-MASS NEUTRON STAR

I. V. Panov^{1),2)}, A. V. Yudin¹⁾

¹⁾*NRC “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia*

²⁾*Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, Russia*

The explosion of neutron star having the minimal mass and formed during evolution of close binary of neutron stars with strongly different masses was considered. The abundance of heavy elements, produced during expansion of external neutron star core after the low mass neutron star explosion was calculated. It was shown that in such a scenario in the external core the weak r-process occurs and fraction of “light” heavy elements was created.

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ В МОДЕЛИ МИГДАЛА ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ

© 2023 г. Л. И. Меньшиков^{1)*}, П. Л. Меньшиков^{1)**}, М. П. Файфман^{1)***}

Поступила в редакцию 16.08.2022 г.; после доработки 16.08.2022 г.; принята к публикации 26.08.2022 г.

Рассмотрен процесс ионизации по модели Мигдала, происходящий при упругом рассеянии тяжелой нейтральной частицы, в том числе WIMP, на атоме благородного газа в случае малых энергий его отдачи. Проведена оценка среднего числа первичных и вторичных электронов, испущенных в отдельном акте такой ионизации, а также получены распределения по энергиям первичных электронов. Расчеты выполнены для атомов различных благородных газов с учетом экспериментальных данных по их ионизации фотонами.

DOI: 10.31857/S004400272301035X, EDN: RFMBSE

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение процессов столкновений слабозаимодействующих частиц с ядрами и электронами атомов благородных газов составляет одну из приоритетных задач в общей картине научных исследований по поиску гипотетических частиц темной материи. Этот интерес обусловлен необходимостью существенного повышения эффективности регистрации событий, протекающих при движении частицы темной материи в детектирующей среде.

Одним из таких событий рассматривается образование свободных электронов, возникающих при отдаче ядра атома вещества детектора в результате его взаимодействия с частицей темной материи. Именно это явление предлагается использовать в детекторах на сжиженных благородных газах [1, 2] в качестве перспективного рабочего вещества.

Процессы образования таких электронов могут иметь различную природу и объясняться механизмами линхардовской (МЛ) [3], паулиевской (ПИ) [4, 5], а также мигдаловской (МИ) [6–8] ионизации атомов отдачи. Вероятность осуществления процесса ионизации по тому или иному механизму, как отмечено в работе [5], зависит от величины энергии отдачи E_R этого атома.

Так, действие механизма Линхарда преобладает в области высоких энергий отдачи $E_R \gtrsim E_{\max}$ (~ 4 МэВ, например, для аргона) и по своей сути не

отличается от ударной ионизации атомов бесструктурными зарядами (электрон, протон, α -частица, ...).

При малых энергиях атома отдачи $E_R \lesssim E_{\min}$ (~ 1 кэВ для аргона) эффективен механизм МИ: при практически мгновенном ударе налетающей частицы по его ядру электронная оболочка атома “встряхивается” и в результате происходит возбуждение и/или ионизация атома. Оценка вероятности этого процесса приведена в [9], а в нашей работе [8] полученные соотношения на основе экспериментальных данных для сечений ионизации атомов фотонами и электронами позволяют вычислить вероятность осуществления МИ с достаточной степенью надежности.

В области энергий $E_{\min} \lesssim E_R \lesssim E_{\max}$, характерных для имеющихся в литературе моделей, описывающих столкновение атома с частицей темной материи WIMP, основную роль в возбуждении и ионизации как самого атома, так и атомов среды при его торможении играет ПИ. Этот механизм свойственен только многоэлектронным атомам: при столкновении двух таких атомов занятые фермиевскими частицами — электронами, оболочки начинают перекрываться, что, согласно принципу Паули, вызывает их сильную деформацию, ведущую к выбросу значительного числа первичных электронов. В результате столкновения атома отдачи в этой области энергий могут привести к образованию свободных электронов, число которых примерно в 20 раз выше [5], чем появившихся по механизму МИ.

Тем не менее неопределенности, вызванные недостаточностью знаний значений основных величин для анализа данных экспериментов по выяснению природы темной материи, а также

¹⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

*E-mail: mleonid1954@mail.ru

**E-mail: menshikov2005@mail.ru

***E-mail: Fayfman_MP@nrcki.ru

исследование столкновений нейтральных частиц (нейтронов, нейтрино) с атомами благородных газов, требуют детальной оценки роли не только процессов ПИ, но и дальнейшего изучения других механизмов, в частности, МИ.

В настоящей работе на основе подхода, сформулированного в нашей работе [8], проведен расчет среднего числа свободных электронов, возникающих в одном отдельном акте процесса Мигдала, и получены функции распределения электронов по энергиям.

2. ФОРМУЛИРОВКА МЕТОДА

Согласно модели Мигдала при взаимодействии частицы с ядром атома, достаточно коротком по сравнению с временами, характерными для периодов электронов в атомной оболочке, этот атом может ионизоваться с заметной вероятностью [6–9]

$$W_M = \sum_f |Q|^2. \quad (1)$$

Здесь

$$Q = \langle f | T | i \rangle, \quad (2)$$

$|f\rangle$ — конечные состояния электронной оболочки ионизированного атома и покинувших этот атом одного или нескольких электронов, по которым в (1) производится суммирование, $|i\rangle = |0\rangle$ — основное состояние электронной оболочки атома. Трансляционная экспонента T в (2) определена выражением [6–9]

$$T = \exp\left(-\frac{i}{e}\mathbf{k}\mathbf{d}\right), \quad (3)$$

где введены обозначения $\mathbf{k} = m_e \mathbf{V}/\hbar$, $\mathbf{V}$ — скорость атома отдачи, равная $V = \sqrt{2E_R/M}$, e — элементарный заряд, m_e — масса электрона, M — масса атома,

$$\mathbf{d} = -e \sum_{a=1}^Z \mathbf{r}_a \quad (4)$$

— оператор электрического дипольного момента атома с атомным номером Z и радиус-вектором a -го электрона $\mathbf{r}_a$.

Выражения (1)–(4) определяют модель описания процесса МИ атома. В работе [9] матричный элемент (1) был рассчитан в приближении Хартри–Фока. Такой подход требует громоздких численных расчетов и надежность его в применении к рассматриваемой задаче сомнительна по нижеследующей причине. Наиболее вероятна ионизация электронов с внешней оболочки атомов (как находящихся в наименее связанном энергетическом состоянии). В методе Хартри–Фока используются пробные функции, по которым минимизируется

энергия атома. Основной вклад в эту энергию дают внутренние оболочки атома, а вклад от внешних оболочек сравнительно мал. В результате точность рассчитанных волновых функций электронов на внешних оболочках оказывается невысокой и, что еще хуже, неизвестной.

По этой причине важно воспользоваться более надежным способом нахождения вероятности ионизации атомов отдачи, что и было осуществлено в работе [8], где предложено применить данные измерений сечений фотоионизации атомов благородных газов [10–12], погрешность которых известна и составляет $\sim 20\%$.

Приведем краткое изложение вывода формулы для вероятности ионизации [8] по модели Мигдала в форме, необходимой для расчетов различных характеристик такого процесса, полученных в настоящей работе.

При малых энергиях отдачи (в области которых наиболее эффективен механизм МИ)

$$E_R \ll 30A \text{ (кэВ)}, \quad A — \text{ атомный вес ядра}, \quad (5)$$

и показатель трансляционной экспоненты T в (3) мал, поэтому в разложении T в ряд Тейлора достаточно учесть лишь первое слагаемое, дающее ненулевой вклад в матричный элемент (2). Поскольку в этом приближении возможна только одноэлектронная ионизация атома отдачи [8], то удобно использовать обозначение $|f\rangle = |\mathbf{p}, a\rangle$, где $\mathbf{p}$ — импульс испущенного электрона, который далее будем называть первичным, $a = 1, 2, \dots, n$ — номер атомной оболочки, от которой он оторвался. В результате такого процесса ионизации образуется однократный ион с вакансией на a -ой оболочке.

Пусть E_a — энергия связи электрона на a -ой оболочке. Будем считать, что внешняя оболочка имеет номер $a = 1$, тогда $E_1 \equiv I$, где I — потенциал ионизации атома, а K -оболочке будет соответствовать $a = n$.

Если вакансия образуется на внешней оболочке, то состояние иона является стационарным, устойчивым. Если же на внутренней, что соответствует $a = 2, \dots, n$, то это состояние является квазистационарным и распадается в результате радиационных переходов и оже-процессов. Типичные времена этих процессов [13, 14] составляют величины $\tau_{\text{rad}} \sim 10^{-8}$ с и $\tau_{\text{Auger}} \sim 10^{-14}$ с соответственно, что значительно больше характерных периодов обращения электронов на внутренних оболочках $\lesssim 10^{-17}$ с. Следовательно, с достаточной точностью все состояния $|\mathbf{p}, a\rangle$ можно считать стационарными.

Именно переход $|0\rangle \rightarrow |\mathbf{p}, a\rangle$, для определенности, и будем называть процессом МИ, осуществляющимся на атомной оболочке “ a ”. Его полная вероятность W_M при энергиях отдачи (5) составляет

величину [8]

$$W_M = \sum_f |Q|^2 \approx \frac{k^2}{3e^2} \sum_{a=1}^n \int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} d_{ap}^2, \quad (6)$$

где

$$d_{ap}^2 = \int \frac{d\Omega_{\mathbf{p}}}{4\pi} |\langle \mathbf{p}, a | \mathbf{d} | 0 \rangle|^2 \quad (7)$$

— квадрат матричного элемента дипольного момента, усредненный по направлениям вылета электрона.

Воспользуемся известным выражением для величины сечения фотоионизации в нерелятивистском приближении (см., например, [13]):

$$\sigma_{ph}(\varepsilon_\gamma) = \frac{4\pi^2\varepsilon_\gamma}{3\hbar c} \sum_{a=1}^n \int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \times \quad (8)$$

$$\times \delta(\varepsilon_\gamma - E_a - \varepsilon_e) d_{ap}^2 = \frac{2\varepsilon_\gamma m_e}{3c\hbar^4} \sum_{a=1}^n p_a d_{ap}^2,$$

где обозначено:

$$p_a = \sqrt{2m_e(\varepsilon_\gamma - E_a)}, \quad (9)$$

$\varepsilon_e = p^2/(2m_e)$ — энергия электрона,
 ε_γ — энергия фотона.

Переписывая (6) в виде

$$W_M = \frac{k^2}{3e^2} \int_I d\varepsilon_\gamma \sum_{a=1}^n \int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \times \quad (10)$$

$$\times \delta(\varepsilon_\gamma - E_a - \varepsilon_e) d_{ap}^2,$$

из (8) и (10), получаем

$$W_M = \frac{k^2}{4\pi^2\alpha} \int_I \frac{d\varepsilon_\gamma}{\varepsilon_\gamma} \sigma_{ph}(\varepsilon_\gamma) = \quad (11)$$

$$= \frac{m_e^2 E_R}{2\pi^2 M \hbar^2 \alpha} \int_I \frac{\sigma_{ph}(\varepsilon_\gamma)}{\varepsilon_\gamma} d\varepsilon_\gamma,$$

где $\alpha = e^2/(\hbar c) \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры и I — потенциал ионизации атома.

Ценность формулы (11) состоит в том, что при ее использовании удастся избежать прямого вычисления величин (7) d_{ap}^2 и вместо этого воспользоваться известными опытными данными для сечений фотоионизации атомов благородных газов [10–12].

Здесь необходимо добавить следующее замечание. В квантовой механике нельзя с определенностью сказать, что оже-процессы происходят после вылета из атома первичного электрона. В

опытах [10–12] измерение сечения фотоионизации атомов благородных газов производилось по поглощению излучения с использованием закона Бугера–Ламберта–Бера. За характерное для оже-процессов время $\sim 10^{-14}$ с фотон, производящий вакансию в процессе фотоионизации, проходит расстояние ~ 3 мкм. Он имеет, как правило, энергию $\gtrsim 100$ эВ, что соответствует длине волны $\lesssim 0.01$ мкм. При взаимодействии с атомом фотон локализуется в области с размером порядка длины волны. Отсюда видно, что с достаточной строгостью можно утверждать, что оже-процессы происходят значительно позже выбивания первичного электрона из внутренней оболочки атома. Добавим к этому, что при оже-процессах полная энергия электронов не меняется. По этим причинам оже-процессы не влияют на измеряемую величину поглощения. Следовательно, в опытах [10–12] измерялось сечение фотообразования первичного электрона, то есть именно то сечение, которое использовалось для установления связи (11) с вероятностью ионизации по модели Мигдала.

3. РАЗВИТИЕ МЕТОДА И РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Количество свободных электронов по модели Мигдала

Рассмотрим функцию $f(\varepsilon_\gamma)$ от параметра ε_γ :

$$f(\varepsilon_\gamma) = \frac{\frac{\sigma_{ph}(\varepsilon_\gamma)}{\varepsilon_\gamma}}{\int_I \frac{\sigma_{ph}(\varepsilon_\gamma)}{\varepsilon_\gamma} d\varepsilon_\gamma}, \quad \int_I f(\varepsilon_\gamma) d\varepsilon_\gamma = 1, \quad (12)$$

определенную подынтегральным выражением (11). Пример такой функции $f(\varepsilon_\gamma)$ в случае ксенона приведен на рис. 1.

В процессе Мигдала с наибольшей вероятностью первичный электрон стряхивается с внешней оболочки [8, 9]. Ей на рис. 1 соответствует основной максимум — “горб”, расположенный в области энергий фотона $\varepsilon_\gamma \lesssim 60$ эВ. “Горб”, расположенный при энергиях фотона ~ 100 эВ, соответствует выбиванию электрона из подоболочек N_4 и N_5 атома ксенона и образованию вакансии на этих подоболочках (см. символичные обозначения электронных подоболочек в монографии [15]).

Уместно также добавить следующее пояснение относительно формы “горбов” представленной на рис. 1 измеренной зависимости $f(\varepsilon_\gamma)$. В сложных атомах уровни энергии электронов, вследствие спин-орбитального взаимодействия и снятия кулоновского вырождения, группируются в отдельные сгустки, структуру которых невозможно различить при имеющих место в опытах [10–12] значениях $\delta\varepsilon_\gamma$ — разброса фотонов по энергиям ε_γ . Если бы

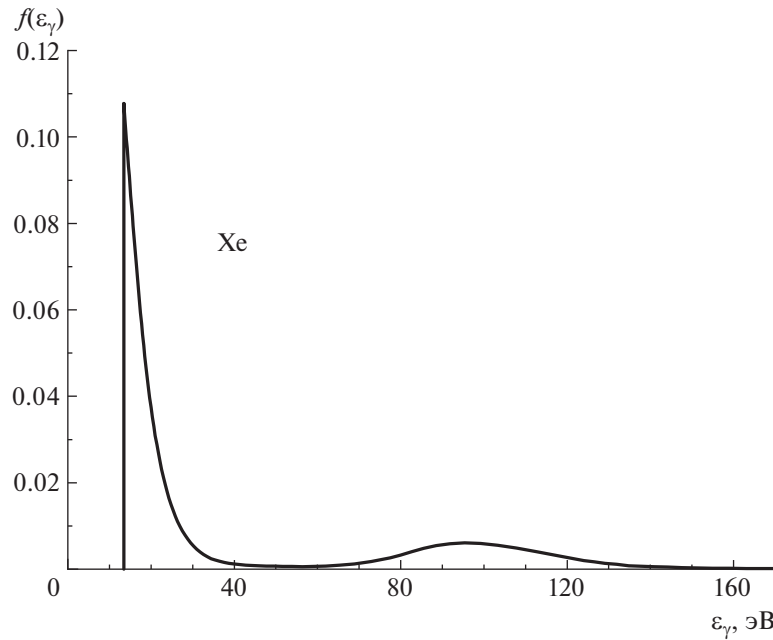


Рис. 1. График функции $f(\varepsilon_\gamma)$ для ксенона, полученный на основе экспериментальных данных по фотоионизации согласно определению (12).

энергии подболочек были отделены друг от друга на величину, превышающую разброс $\delta\varepsilon_\gamma$, то измеренная зависимость $f(\varepsilon_\gamma)$, носила бы пороговый характер и качественно выглядела как на рис. 2.

В удобной для практических расчетов единицах и достаточной для оценок точностью формулу (11) представим в виде

$$W_M = 0.0047 \frac{E_R(\text{кэВ})}{A} B. \quad (13)$$

Выражение (13) применимо при энергиях отдачи из интервала (5). Его погрешность составляет ~20% [8] и определяется погрешностью данных для сечений фотоионизации, которые содержатся в параметре B . Значения констант B для атомов различных благородных газов определены в работе [8] и приведены в табл. 1.

В табл. 1 также представлены необходимые для анализа работы детекторов частиц значения среднего числа свободных электронов N_e , возникающих при каждом акте процесса Мигдала. Эти рассчитанные в настоящей работе величины для различного типа атомов определены следующей суммой:

$$N_e \approx 1 + N_S^{(1)} + N_{\text{Auger}} + N_S^{(2)}. \quad (14)$$

Здесь единица соответствует первичному электрону, образовавшемуся в результате стряхивания с атомной оболочки, $N_S^{(1)}$ — число вторичных

электронов, испущенных при торможении этого первичного электрона в веществе, N_{Auger} и $N_S^{(2)}$ — числа, соответственно, вылетающих из атома оже-электронов и вторичных электронов, созданных этими тормозящимися в веществе оже-электронами. Ниже приводятся детали их расчета.

$N_S^{(1)} = \bar{\varepsilon}_e / \omega$, где ω — средняя энергия, необходимая для образования одной пары: атом, лишенный одного электрона, и сам этот электрон. Экспериментальные значения ω , взятые из [16–19] для разных веществ, приведены в табл. 2. Из этой таблицы видно, что для благородных газов, как и для всех веществ, характерна типичная величина $\omega \approx 30$ эВ. Величина $\bar{\varepsilon}_e$ — средняя энергия первичного электрона, которая рассчитана в настоящей работе (табл. 1) с использованием функции распределения $g(\varepsilon_e)$:

$$\bar{\varepsilon}_e = \int_0^\infty \varepsilon_e g(\varepsilon_e) d\varepsilon_e, \quad (15)$$

нормированной на 1:

$$\int_0^\infty g(\varepsilon_e) d\varepsilon_e = 1. \quad (16)$$

Величина $g(\varepsilon_e) d\varepsilon_e$ определяет вероятность вылету из атома первичному электрону иметь энергию ε_e в интервале $(\varepsilon_e, \varepsilon_e + d\varepsilon_e)$.

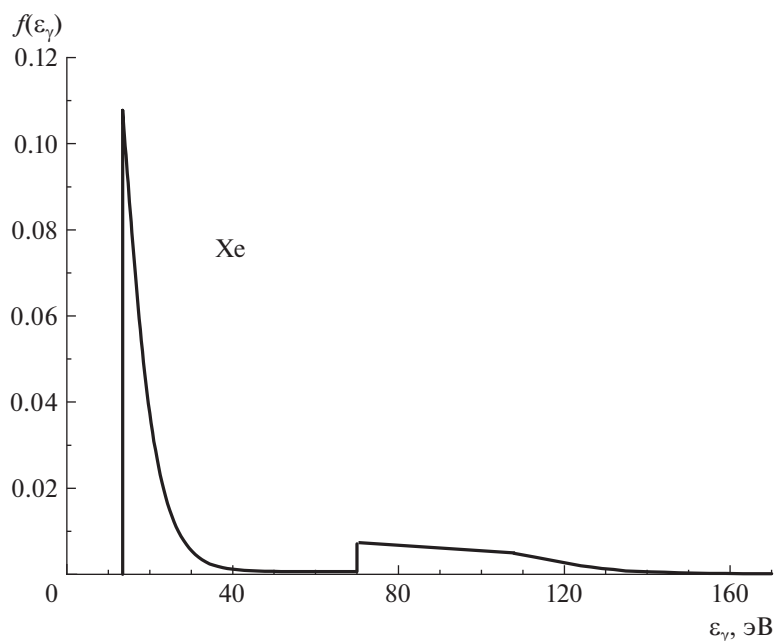


Рис. 2. Качественный вид графика функции (12) $f(\varepsilon_\gamma)$ при фотоионизации с малыми значениями разброса фотонов по энергиям ε_γ по сравнению с энергиями, отделяющими электронные подоболочки атома друг от друга.

Таблица 1. Значения параметра B и ионизационные характеристики для различных типов атомов благородных газов

Атом	He	Ne	Ar	Kr	Xe
Заряд ядра, Z	2	10	18	36	54
Атомный вес, A (а.м.у.)	4.0	20.2	40.0	83.8	131.3
Параметр B , определенный из опытов по фотоионизации [10–12]	3.9	13	29	36	38
Средняя энергия первичного электрона, $\bar{\varepsilon}_e$ (эВ)	20	50	26	52	46
Число свободных электронов N_e , возникающих при отдельном акте процесса Мигдала (см. (14))	1.6	2.7	2.6	3	4

Таблица 2. Средняя энергия ω (эВ) [16, 19] для атомов различных веществ, затрачиваемая первичным электроном на образование одной пары (ион + электрон)

Вещество	Воздух	H ₂	He	N ₂	O ₂	Ne	Ar	Kr	Xe
Энергия ионизации, I (эВ)	—	15.4	24.6	15.5	12.2	21.6	15.8	14.0	12.1
Средняя энергия, ω (эВ)	35.0	38.0	32.5	35.8	32.2	36.0	27.0	24.0	22.0

3.2. Распределение первичных электронов по энергиям

Функция (12) задает распределение вероятностей процесса Мигдала по энергиям ε_γ , которые в нашем подходе играют вспомогательную роль и связаны согласно соотношениям (9)–(11) с интересующей нас энергией первичного электрона,

испущенного с оболочки под номером a , формулой

$$\varepsilon_e = \varepsilon_\gamma - E_a. \quad (17)$$

Величины E_a и n для подоболочек атомов имеют, например, в справочнике [15]. Для ксенона $n = 16$. Однако не все они видны на графике функции $f(\varepsilon_\gamma)$ (см. рис. 1), полученном нами на основе данных [10–12], согласно которым $n = 7$.

По этой причине при расчете функции распределения электронов $g(\varepsilon_e)$ мы руководствовались данными экспериментов. В качестве энергий связи внутренних оболочек E_a для каждого атома естественно выбрать каждую последующую точку на оси ε_γ , в которой начинается рост функции $f(\varepsilon_\gamma)$. Например, для ксенона (рис. 1) $E_2 = 56.3$ эВ, а согласно [15] в этом районе расположены подоболочки N_4 и N_5 с $E_2 \sim 68$ эВ. Далее, разобьем ось энергий фотона ε_γ на рис. 1 на $n + 1$ отрезков таким образом, чтобы, как показано на рис. 3, отрезку с номером a соответствовали энергии $E_a < \varepsilon_\gamma < E_{a+1}$, причем $E_{n+1} = +\infty$. Формулу (10), которая преобразуется в сумму интегралов по этим отрезкам, перепишем в виде

$$W_M = \frac{k^2}{3e^2} \sum_{a=1}^n \sum_{\substack{b=1 \\ b \geq a}}^n J_{ab}, \quad (18)$$

где

$$J_{ab} = \int_{E_b}^{E_{b+1}} d\varepsilon_\gamma \int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \times \quad (19)$$

$$\times \delta(\varepsilon_\gamma - E_a - \varepsilon_e) d_{ap}^2 = \frac{m_e}{2\pi^2\hbar^3} \int_{E_b}^{E_{b+1}} d\varepsilon_\gamma p_a d_{ap}^2.$$

Из рис. 1 видно, что для ксенона, вследствие быстрого спада величины $\sigma_{ph}(\varepsilon_\gamma)/\varepsilon_\gamma$ с ростом энергии фотона, $J_{12} \ll J_{22}$. Аналогичное свойство $J_{ab} \ll J_{bb}$ при $b \neq a$ выполняется для всех оболочек всех атомов. По этой причине далее пренебрегаем слагаемыми J_{ab} с $b \neq a$, что дает:

$$W_M = \frac{k^2}{3e^2} \sum_{a=1}^n J_{aa} = \quad (20)$$

$$= \frac{m_e k^2}{6\pi^2\hbar^3 e^2} \sum_{a=1}^n \int_{E_a}^{E_{a+1}} d\varepsilon_\gamma p_a d_{ap}^2.$$

Из выражений (17) и (9) следует, что на a -ом отрезке

$$d\varepsilon_\gamma = d\varepsilon_e, \quad p_a = \sqrt{2m_e \varepsilon_e} \equiv p.$$

Кроме того, на этом отрезке, по его определению, в сечении фотоионизации преобладает вклад от a -й орбитали, поэтому, согласно (8), здесь

$$p_a d_{ap}^2 \approx \frac{3c\hbar^4}{2m_e} \frac{\sigma_{ph}(\varepsilon_\gamma)}{\varepsilon_\gamma}. \quad (21)$$

Тогда соотношение (20) с учетом определения (12) примет вид

$$W_M \approx \frac{k^2}{4\pi^2\alpha} \times \quad (22)$$

$$\times \sum_{a=1}^n \int_0^{E_{a+1}-E_a} f(\varepsilon_e + E_a) d\varepsilon_e \int_I^\infty \frac{\sigma_{ph}(\varepsilon_\gamma)}{\varepsilon_\gamma} d\varepsilon_\gamma.$$

Из сравнения соотношения (22) с формулой (11) следует, что

$$\sum_{a=1}^n \int_0^{E_{a+1}-E_a} d\varepsilon_e f(\varepsilon_e + E_a) = \quad (23)$$

$$= \int_0^\infty d\varepsilon_e \sum_{a=1}^n s_a(\varepsilon_e) \approx 1,$$

где введено обозначение

$$s_a(\varepsilon_e) = f(\varepsilon_e + E_a) \theta(E_{a+1} - E_a - \varepsilon_e). \quad (24)$$

Тогда функция

$$g(\varepsilon_e) = \sum_{a=1}^n s_a(\varepsilon_e), \quad (25)$$

удовлетворяющая условию (16), т.е. нормированная на единицу согласно (23), и будет искомым распределением по энергиям первичных электронов, испущенных атомами.

Из изложенного ясно, что для построения функции $g(\varepsilon_e)$ следует ось ε_γ на рис. 1 разбить на $n + 1$ отрезков, как показано на рис. 3. После этого каждый отрезок на оси энергии, скажем, отрезок $E_a < \varepsilon_\gamma < E_{a+1}$, следует перенести как целое влево так, чтобы его левый конец совпал с левой точкой E_1 первого отрезка. При этом значения функции f , которые она принимала на отрезке $E_a < \varepsilon_\gamma < E_{a+1}$, прибавляются к соответствующим значениям на первом отрезке.

На рис. 4 представлены распределения $g(\varepsilon_e)$ для различных благородных газов. Кроме того, на рис. 5 представлены вероятности $p(\varepsilon_e)$ для первичного электрона иметь энергию выше заданного значения ε_e :

$$p(\varepsilon_e) = \int_{\varepsilon_e}^\infty g(\varepsilon_e) d\varepsilon_e. \quad (26)$$

Такие графики позволяют непосредственно находить долю первичных электронов, испускаемых в конкретном интервале энергий. Отдельно, для сравнения, на рис. 6 приведены зависимости $p(\varepsilon_e)$ для областей малых и больших энергий электрона ε_e .

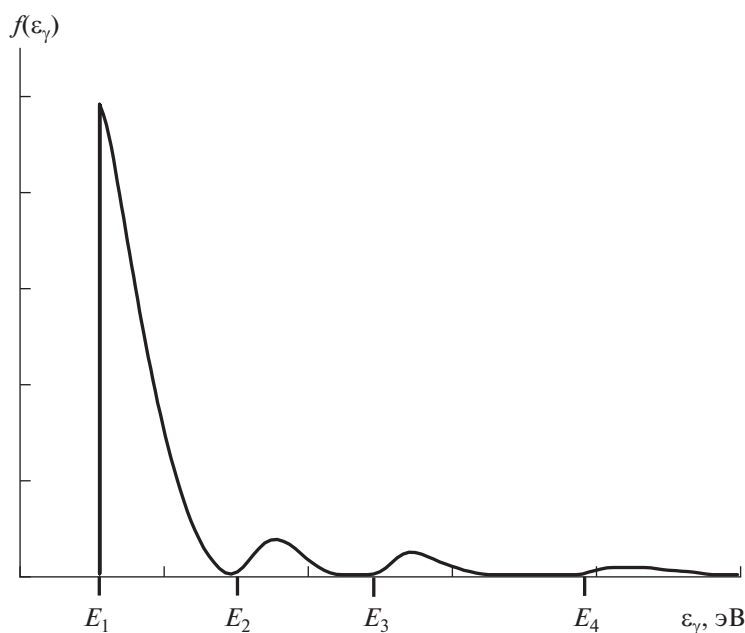


Рис. 3. Пояснение формулы (25) (см. в тексте).

3.3. Среднее число свободных электронов с учетом испущенных при заполнении вакансий на внутренних оболочках атомов отдачи

Схему расчета полного числа испущенных электронов в каждом отдельном акте МИ проследим на примере атома ксенона, учитывая образование вакансий на его внутренних оболочках при испускании первичного электрона.

Как отмечено в разд. 3.2, образованию вакансии на подоболочках N_4 и N_5 атома ксенона соответствует на рис. 1 “горб” в области энергий ~ 100 эВ. На выбивание электрона из такой оболочки требуется затратить энергию $E \gtrsim E_2 = 68$ эВ [15]. Эти вакансии заполняются электронами с внешней оболочки, на которой их энергия связи E_1 равна примерно потенциалу ионизации атома $E_1 \approx I = 12$ эВ. Избыток энергии, примерно равный $\Delta E = E_2 - E_1 \approx 56$ эВ, по механизму оже передается электрону на внешней оболочке. После вылета первичного электрона атом становится ионом, поэтому энергия связи электрона на внешней оболочке увеличивается до ≈ 21 эВ — значения потенциала ионизации I_{Xe^+} однократного иона ксенона. Поэтому этот электрон покидает ион Xe^+ уже с энергией $\varepsilon_S \approx \Delta E - I_{\text{Xe}^+} \approx 35$ эВ. В первом столкновении с одним из соседних атомов электрон возбуждает или ионизует его с вероятностями $\sim 2/3$ и $\sim 1/3$ соответственно [20]. После этого он начинает медленно термализоваться в упругих столкновениях с атомами, поскольку его энергии уже недостаточно для осуществления неупругих процессов. Из приведенных рассуждений и оценок

следует, что возникновение вакансии на внутренних подоболочках N_4 и N_5 атома ксенона приводит в среднем к образованию $\sim (1 + 1/3) \approx 1.3$ свободных электронов, что согласуется с выводами работы [20].

Согласно формулам (6), (11) и (12) при одном акте эффекта Мигдала, т.е. при испускании одного первичного электрона, вакансии на подоболочках N_4 и N_5 появляется с вероятностью $P_V \sim 0.25$. Это значение есть не что иное, как доля площади под “горбом” в области энергий ~ 100 эВ от полной площади под кривой $f(\varepsilon_\gamma)$, представленной на рис. 1 (отметим, что согласно (12) полная площадь под этой кривой равна единице). Следовательно, с вылетом из оболочки $N_{4,5}$ первичного электрона, появляются еще $N_{(N_{4,5})} \sim 0.25 \times 1.3 \sim 0.3$ дополнительных свободных электронов.

Учтем теперь другие внутренние оболочки атома ксенона. Следующий “горб” функции $f(\varepsilon_\gamma)$ имеется вблизи области энергий $E_3 \sim 650$ эВ и, согласно [15], соответствует подоболочкам M_4 и M_5 (на рис. 1 этот и последующие по энергии максимумы не представлены). В этом случае соответствующая вероятность $P_V \sim 0.03$, а суммарная энергия, уносимая оже-электронами, близка к энергии связи и составляет $\varepsilon_S \sim E_3 \sim 650$ эВ. Торможение этих электронов приводит к возникновению примерно $\varepsilon_S/\omega \sim 20$ вторичных электронов (здесь использовано значение $\omega \approx 30$ эВ, характерное для благородных газов согласно табл. 2). Следовательно, в каждом процессе Мигдала среднее число вторичных электронов, появившихся благодаря ранее

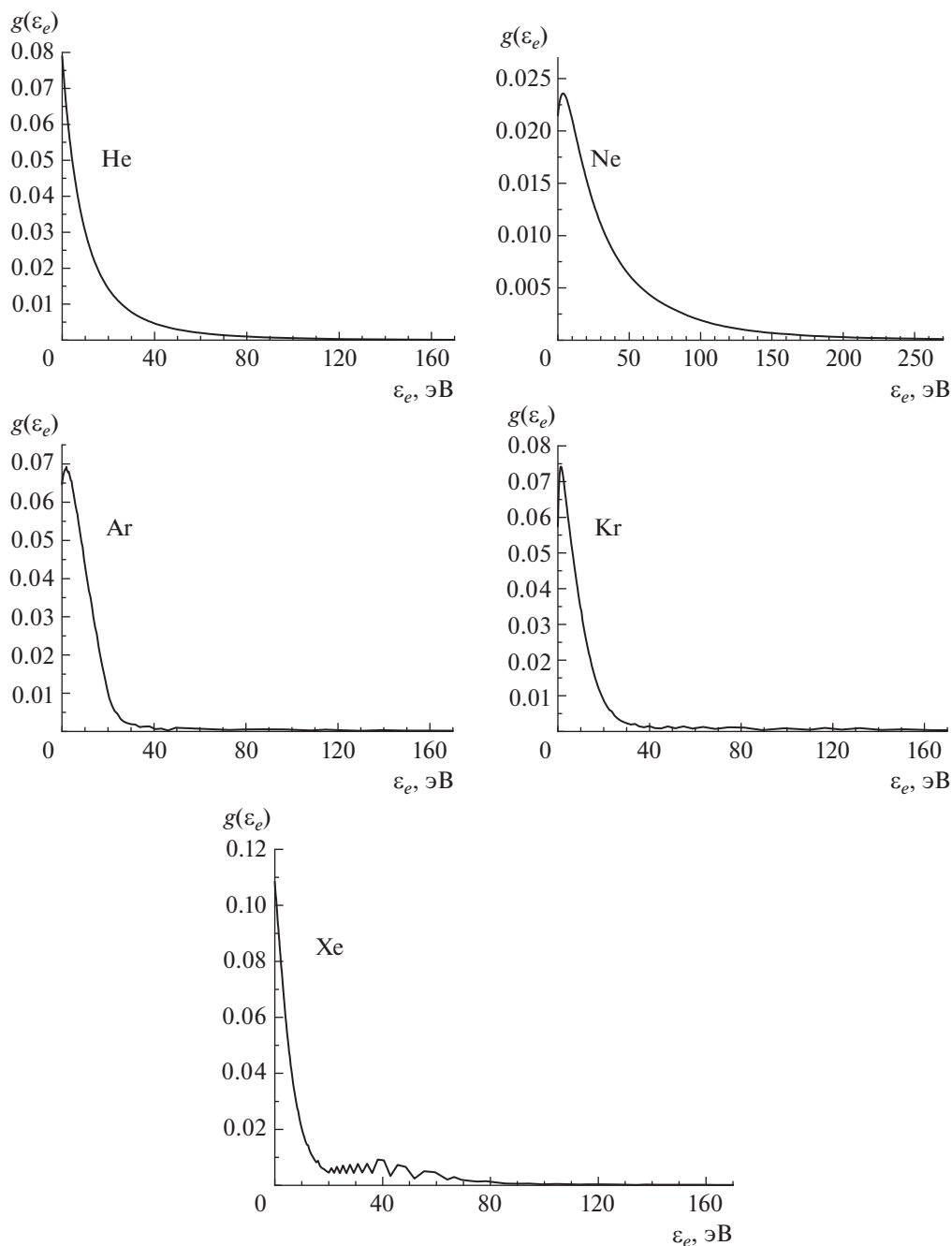


Рис. 4. Графики функции $g(\varepsilon_e)$ для благородных газов, определенной формулами (15) и (25).

образованным вакансиям на оболочках $M_{4,5}$, составит $N_S^{(2)} \sim P_V \times \varepsilon_S / \omega \sim 0.6$.

Оценим теперь число оже-электронов N_{Auger} , возникающих в процессе Мигдала, сопровождающимся образованием вакансии на подоболочках M_4 и M_5 атома ксенона. Согласно измерениям [20], в случае таких имеющихся вакансий, ион ксенона испускает 3, 4 и 5 электронов с вероятностями 0.42,

0.38 и 0.2, соответственно. Следовательно,

$$N_{\text{Auger}} \approx P_V \times (0.42 \times 3 + 0.38 \times 4 + 0.2 \times 5) \approx 0.1. \quad (27)$$

Таким образом, суммарно подоболочки $M_{4,5}$ “представляют”

$$N_M = N_S^{(2)} + N_{\text{Auger}} \sim 0.7$$

свободных электронов на один акт процесса Мигдала.

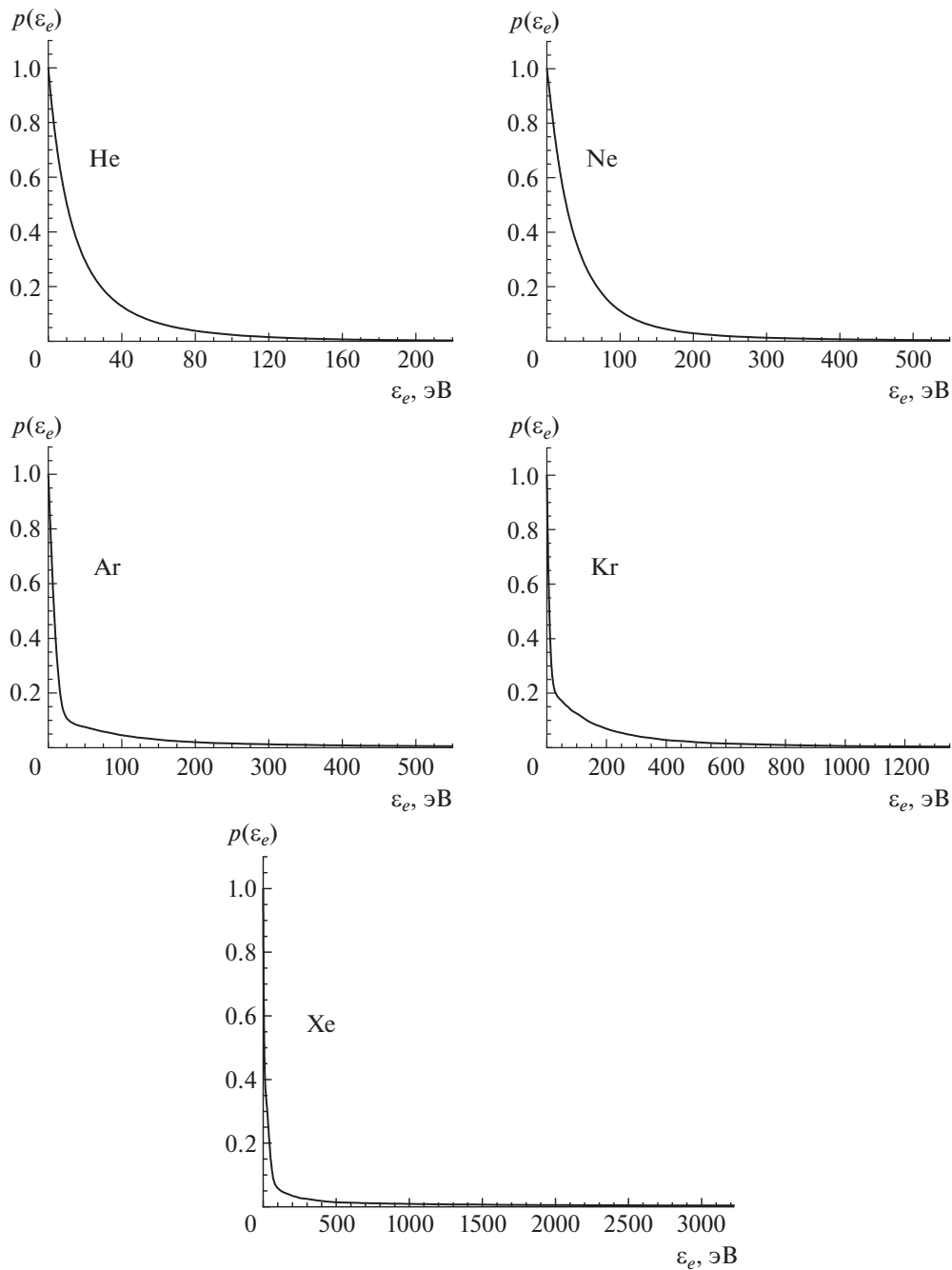


Рис. 5. Графики функции $p(\varepsilon_e)$ для благородных газов, определенной формулой (26).

Значения аналогичных величин для L -оболочки ксенона составляют $N_S^{(2)} \sim 0.2$, $N_{\text{Auger}} \sim 0.01$ и тогда соответственно $N_L = N_{\text{Auger}} + N_S^{(2)} \sim 0.2$. Образование вакансии на K -оболочке дает пренебрежимо малый вклад в N_e . К тому же, согласно [14], вакансии на этой оболочке заполняется главным образом в результате радиационных переходов, при которых не возникает оже-электронов. Из этих

оценок для ксенона получаем суммарную величину

$$N_{\text{Auger}} + N_S^{(2)} \approx N_M + N_N + N_L \approx 1.2.$$

Окончательно вместе с другими слагаемыми выражение (14), где для ксенона (согласно табл. 1 и 2) $N_S^{(1)} = \bar{\varepsilon}_e/\omega \approx 2.1$, приводит к результату $N_e \approx 4$.

Аналогичным образом рассчитаны значения N_e , представленные в табл. 1, и для других атомов.

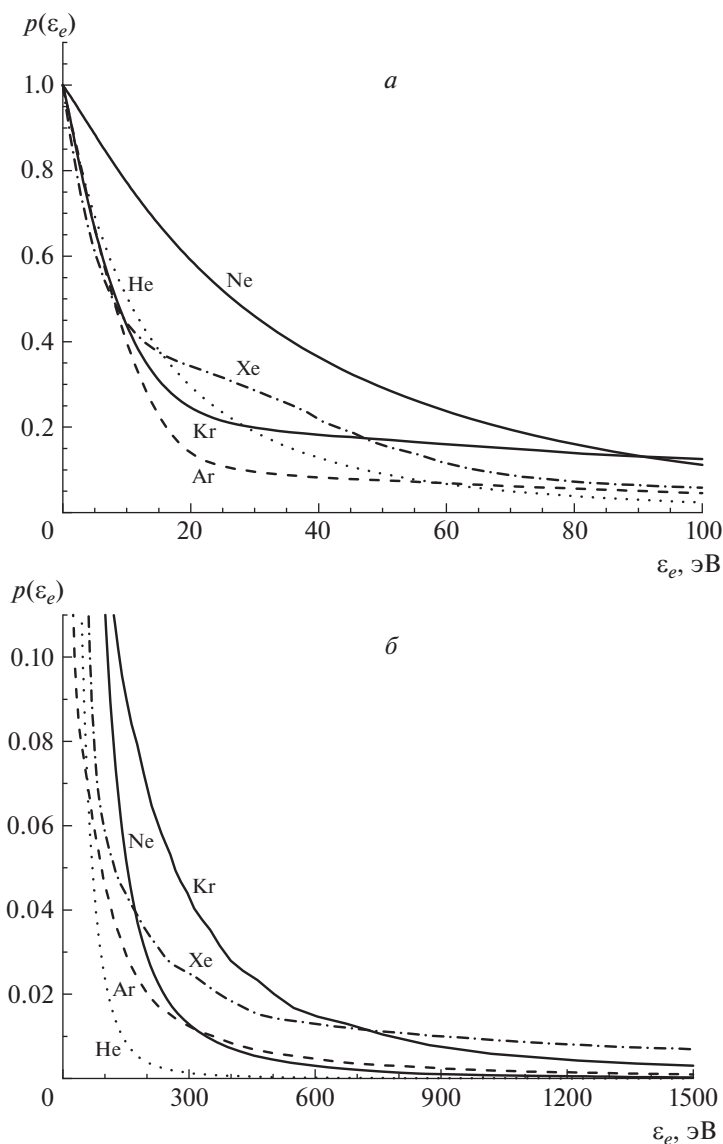


Рис. 6. Графики функции $p(\epsilon_e)$ в областях малых (а) и больших (б) энергий ϵ_e .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе модели Мигдала в настоящей работе развита схема расчета характеристик, необходимых для интерпретации отклика детекторов частиц, в которых используется благородный газ в качестве рабочего тела. С учетом связи [8] между вероятностью стряхивания первичного электрона из атома при низкоэнергетическом столкновении нейтральной частицы с его ядром и экспериментальными сечениями фотоионизации такого атома получены:

а) энергетические распределения первичных электронов, испущенных в процессе Мигдала, т.е. ионизации атома, ядро которого

получило отдачу в результате взаимодействия с известными или гипотетическими нейтральными частицами;

б) количество свободных электронов, возникающих в благородном газе мишени при единичном акте процесса Мигдала.

В полное число таких электронов входят:

- 1) сам по себе первичный электрон, образовавший вакансию на оболочке испытывавшего отдачу атома;
- 2) вторичные электроны, выбитые из соседних атомов рабочего газа при торможении в нем первичного электрона;

- 3) оже-электроны, образующиеся при заполнении вакансии на внутренней оболочке первоначального атома отдачи;
- 4) вторичные электроны, выбитые из соседних атомов рабочего газа при торможении в нем оже-электронов.

Полученные в представленной работе характеристики электронов, возникающих в одном отдельном акте процесса Мигдала, справедливы только при низких энергиях атома отдачи $E_R \lesssim E_{\min}$ (для аргона $E_{\min} \sim 1$ кэВ), а в других областях энергий отдачи основной вклад дают другие механизмы (см. разд. “Введение” и работу [5]) ионизации атомов отдачи благородного газа.

Вычисленные в настоящей работе распределения по энергиям первичных электронов, а также определение среднего числа электронов, испущенных в отдельном акте ионизации по модели Мигдала, открывают новые возможности для анализа экспериментальных данных, полученных при работе детектора на основе выбранного благородного газа.

Авторы выражают искреннюю признательность М.Д. Скорохватову и И.Н. Мачулину за внимание к данной проблеме и полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G. Bertone, D. Hooper, and J. Silk, *Phys. Rept.* **405**, 279 (2005).
2. V. Chepel and H. Araújo, *JINST* **8**, R04001 (2013).
3. J. Lindhard, M. Scharff, and H. E. Schiott, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **33**, 14 (1963).
4. W. Brandt and R. Laubert, *Phys. Rev. Lett.* **24**(19), 1037 (1970).
5. Л. И. Меньшиков, П. Л. Меньшиков, М. П. Файфман, *Письма в ЭЧАЯ* **18**, 560 (2021) [*Phys. Part. Nucl. Lett.* **18**, 665 (2021)].
6. А. Мигдал, *ЖЭТФ* **9**, 1163 (1939).
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика* (Наука, Москва, 1974).
8. Л. И. Меньшиков, П. Л. Меньшиков, М. П. Файфман, *Письма в ЭЧАЯ* **18**, 181 (2021) [*Phys. Part. Nucl. Lett.* **18**, 173 (2021)].
9. M. Ibe, W. Nakano, Y. Shoji, and K. Suzuki, *J. High Energ. Phys.* **194**, 35 (2018).
10. G. V. Marr and J. B. West, *At. Data Nucl. Data Tables* **18**, 497 (1976).
11. J. B. West and G. V. Marr, *Proc. R. Soc. Lond. A* **349**, 397 (1976).
12. J. B. West and J. Morton, *At. Data Nucl. Data Tables* **22**, 103 (1978).
13. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Релятивистская квантовая теория* (Наука, Москва, 1968), ч. 1.
14. Э. С. Парилис, *Эффект Оже* (ФАН, Ташкент, 1969).
15. А. А. Радциг, Б. М. Смирнов, *Параметры атомов и атомных ионов. Справочник* (Энергоатомиздат, Москва, 1986).
16. В. И. Калашникова, М. С. Козодаев, *Детекторы элементарных частиц* (Наука, Москва, 1966).
17. А. К. Пикаев, *Дозиметрия в радиационной химии* (Наука, Москва, 1975).
18. Л. А. Аликбаева, М. А. Афонин, А. П. Ермолаева-Маковская и др., *Новый справочник химика и технолога. Радиоактивные вещества. Вредные вещества. Гигиенические нормативы* (АНО НПО “Профессионал”, Санкт-Петербург, 2004).
19. К. Группен, *Детекторы элементарных частиц* (Сибирский хронограф, Новосибирск, 1999).
20. T. A. Carlson, W. E. Hunt, and M. O. Krause, *Phys. Rev.* **151**, 41 (1966).

ELECTRON ENERGY DISTRIBUTIONS IN THE MIGDAL MODEL OF ATOMIC IONIZATION

L. I. Men'shikov¹⁾, P. L. Men'shikov¹⁾, M. P. Faifman¹⁾

¹⁾National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia

The process of ionization that is due to the Migdal effect and which occurs in the elastic scattering of a heavy neutral particle, including a weakly interacting massive particle (WIMP), on a noble-gas atom in the case of its small recoil energy, is considered. The mean number of primary and secondary electrons emitted in an individual event of such ionization is estimated, and the energy distributions of primary electrons are obtained. The calculations were performed for various noble-gas atoms with allowance for experimental data on their ionization by photons.

НОВЫЕ СПЕКТРЫ АНТИНЕЙТРИНО ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОТОПОВ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА: ЭКСПЕРИМЕНТ И РАСЧЕТ

© 2023 г. А. П. Власенко^{1),2)}, П. Ю. Наумов²⁾, С. В. Силаева¹⁾, В. В. Синев^{1)*}

Поступила в редакцию 19.09.2022 г.; после доработки 19.09.2022 г.; принята к публикации 19.09.2022 г.

Получены новые спектры антинейтрино делящихся изотопов, составляющих топливо ядерного реактора. Использовалась комбинированная методика: расчет спектров антинейтрино и подгонка их к полученным в эксперименте на Ровенской АЭС в 80-х гг. прошлого века. Вычисленные с этими спектрами сечения делящихся изотопов хорошо описывают экспериментально полученное сечение в эксперименте Double Chooz $^{DC}\sigma_f = (5.71 \pm 0.06) \times 10^{-43}$ см²/деление. Полученное по расчетным спектрам сечение при том же составе активной зоны ядерного реактора $^{INR}\sigma_f = (5.82 \pm 0.12) \times 10^{-43}$ см²/деление. Для полученных спектров нет проблемы выпуклости спектра в области 5 МэВ в наблюдаемой энергии спектра позитронов.

DOI: 10.31857/S0044002723010610, EDN: RNVAVA

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема спектра реакторных антинейтрино $\bar{\nu}_e$ возникла с самого начала нейтринных экспериментов и сопровождает их уже более четырех десятилетий. Ей посвящены многие десятки работ. Несмотря на сложность проблемы, большие усилия, затрачиваемые в этой области, объясняются постоянным развитием и перспективами нейтринных экспериментов на реакторах.

Реактор, как известно, является мощным источником электронных антинейтрино, и энергетический спектр антинейтрино ядерного реактора представляет собой фундаментальную характеристику реактора. Известно, что в реакторах типа ВВЭР горят преимущественно четыре изотопа: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu . В течение кампании реактора состав активной зоны изменяется и соответственно меняется энергетический спектр антинейтрино.

Антинейтрино от реактора регистрируют при помощи реакции обратного бета-распада (ОБР)

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+. \quad (1)$$

Позитрон в этой реакции забирает всю энергию антинейтрино за вычетом порога реакции 1.806 МэВ.

Энергетический спектр позитронов реакции ОБР повторяет спектр антинейтрино с поправкой

на сечение реакции, которое определяет форму этого спектра. Сечение квадратично растет с энергией антинейтрино, в то время как сам спектр экспоненциально спадает. В результате получается спектр, похожий на типичный спектр от бета-распада. Но наблюдаемая энергия событий этого спектра отличается от энергии антинейтрино за счет вычета энергии порога и добавления энергии двух аннигиляционных гамма-квантов. Энергия, добавляемая к регистрируемой энергии позитрона, зависит от размеров детектора и свойств сцинтиллятора. Она может варьироваться от нескольких сотен кэВ для маленького детектора и достигать почти 1 МэВ для большого (обычно 0.8–0.9 МэВ). В этом и состоит трудность преобразования позитронного спектра в антинейтринный — определение правильной сдвигки по энергии спектра позитронов относительно спектра антинейтрино.

В первых экспериментах статистика в измеряемом спектре составляла сначала сотни нейтринных событий, потом тысячи и в конце 1980-х гг. достигла первой сотни тысяч. Измеренный спектр сравнивали с расчетным, который получали суммированием индивидуальных спектров антинейтрино осколков деления с известными схемами бета-распадов. Для неизвестных схем распада использовались различные модели.

Пока статистика в экспериментах на реакторах составляла десятки тысяч нейтринных событий, расчетный спектр удовлетворительно описывал экспериментально наблюдавшийся спектр позитронов ОБР [1–3]. Однако в последних экспериментах по поиску угла смешивания нейтрино θ_{13} статистика составила уже миллионы событий, и

¹⁾Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

²⁾Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

*E-mail: vsinev@inr.ru

явственно проявилось несовпадение измеряемого и рассчитываемого спектров. Проявился пик в районе 6 МэВ (5 МэВ в наблюдаемой энергии) по энергии антинейтрино, который не удастся получить расчетным путем [4–6]. Сечение реакции ОБР, использующее расчетный спектр [7, 8], оказывается примерно на 3% больше, чем экспериментальное, что сейчас связывают с наличием стерильных нейтрино.

Кроме расчетных спектров для трех изотопов, делящихся тепловыми нейтронами, антинейтринные спектры были получены методом измерения бета-спектров осколков деления в эксперименте ILL в 1982–1989 гг. [9, 10]. В этих спектрах наблюдается слабый подъем в области 6 МэВ, который не дотягивает до наблюдаемого в экспериментах. Это может быть связано с некоторой некорректностью преобразования измеренного спектра бета-электронов в антинейтрино.

В 1990 г. был получен первый экспериментальный спектр антинейтрино в эксперименте на Ровенской АЭС [11]. Этот спектр отвечал определенному составу активной зоны ядерного реактора и был получен в виде формулы, описывающей спектр в среднем. Позднее была разработана методика, позволившая преобразовать измеренный спектр позитронов реакции ОБР в спектр антинейтрино, который удалось разделить на составляющие его компоненты — спектры четырех делящихся изотопов в [12].

Спектр антинейтрино от делящегося изотопа, казалось бы, несложно рассчитать, зная вероятности рождения осколков, но на практике все оказывается сложнее. Короткоживущие осколки в основном находятся вдалеке от линии бета-стабильности. Многие из них неизвестно как распадаются, а их количество достигает четверти всех осколков, поэтому расчетный спектр антинейтрино не описывает наблюдаемый в эксперименте спектр при большой статистике.

В первых расчетах спектра антинейтрино [13–16] от деления урана использовалось около 500 осколков, распределенных по двугорбой кривой массового распределения осколков. Выходы осколков описывались при помощи функции Гаусса внутри зарядовой цепочки при данной массе осколка. В настоящее время базы данных осколков деления насчитывают более тысячи ядер с массовым числом A от 58 до 184, а с учетом тройного деления добавляются и легкие ядра с массой от 1 до 15. Однако данные для осколков по прямому выходу при делении и схемам распада остаются неточными и в настоящее время. Чрезвычайно трудно определить выход осколка при делении, если время его жизни намного меньше одной секунды, не говоря уж о вероятностях бета-переходов осколка в дочернее ядро. В основном

данные о бета-переходах короткоживущих ядер являются оценочными по аналогии с известными долгоживущими или расчетными на основании известных закономерностей из ядерной физики. Из 948 ядер (вместе с возбужденными состояниями), используемых в нашем расчете, известными можно считать 385 ядер, включая 92 стабильных. Еще 231 относятся к оцененным и 332 являются неизвестными.

В настоящей работе представлен новый расчет спектров антинейтрино делящихся изотопов, основанный на модернизированной нами базе данных осколков деления. В нашей базе данных для осколков с неизвестными схемами распадов использовалась силовая функция для описания вероятностей бета-переходов ядра. Силовая функция подбиралась для наилучшего описания спектров антинейтрино, полученных экспериментально в Ровенском эксперименте [12].

2. РАСЧЕТ СПЕКТРА АНТИНЕЙТРИНО

В реакторе $\bar{\nu}_e$ рождается при бета-распадах перегруженных нейтронами осколков деления. Осколки же появляются в результате реакции деления тяжелых ядер урана и плутония, составляющих топливо ядерного реактора. При этом набор осколков является характерным для каждого делящегося изотопа. Соответственно и спектры антинейтрино будут индивидуальными для каждого ядра, испытывающего деление.

Во Введении было сказано, что спектр антинейтрино ядерного реактора формируется четырьмя изотопами урана и плутония. В расчете получают спектры этих четырех изотопов независимо. Спектр $\bar{\nu}_e$ реактора в любой момент времени является суперпозицией спектров этих изотопов с весами, соответствующими их долям делений в активной зоне ядерного реактора.

Метод расчета заключается в суммировании индивидуальных спектров $\bar{\nu}_e$ от всех продуктов деления с учетом их выходов в процессе деления. Спектр антинейтрино или бета-частиц от продуктов деления ядерного топлива в реакторе описывается выражением

$$f_v(E) = \sum_{j,k} Y_j b_{j,k} S_{j,k}(E), \quad (2)$$

где Y_j — прямой выход осколка при делении. Все выходы в сумме равны двум $\sum_j Y_j = 2$, подразумевая два осколка при делении. Осколок часто имеет множество бета-переходов на возбужденные уровни дочернего ядра. $S_{j,k}(E) - \bar{\nu}_e$ или бета-спектр осколка, $b_{j,k}$ — вероятность бета-перехода

осколка j по каналу k . Спектры $S_{j,k}(E)$ нормируются на единицу. Форма бета-спектра представляется следующей формулой для разрешенного бета-перехода:

$$S(E_e, E_0, Z) = K p_e E_e (E_0 - E_e)^2 \times \quad (3) \\ \times F(Z, E_e) C(Z, E_e) (1 - \delta(Z, A, E_e)),$$

где K — нормировочный фактор, p_e и E_e — импульс и полная энергия вылетающего электрона, E_0 — граничная энергия бета-перехода, $F(Z, E_e)$ — функция Ферми, учитывающая влияние кулоновского поля ядра на энергию бета-частицы, $C(Z, E_e)$ — коэффициент, учитывающий зависимость импульса от ядерного матричного элемента, и $\delta(Z, A, E_e)$ — фактор формы энергетического спектра. В нашем расчете мы полагали $C(Z, E_e) = 1$ и $\delta(Z, A, E_e) = 0$. Для расчета спектра антинейтрино следует вместо E_e подставить $E_0 - E_\nu$.

Для расчета спектра антинейтрино мы использовали базу данных МАГАТЭ [17] по осколкам деления. Эта база скомпилирована из нескольких баз ядерных данных и может считаться наиболее полной. Всего осколков, участвующих в создании спектра антинейтрино, около 1050. Из них 332 имеют неизвестные схемы распада и оцененный период полураспада, который много меньше одной секунды. В основном эти осколки имеют малый выход на акт деления, но большую энергию бета-перехода (Q_β).

В базе данных содержатся данные о вероятности рождения ядра с массой A и зарядом Z при делении ряда тяжелых ядер. Вероятность рождения ядра называется прямым выходом осколка при делении. Если просуммировать прямые выходы осколков, предшествующих выбранному в цепочке бета-распадов, то получится кумулятивный выход данного осколка. Кумулятивные выходы для стабильных изотопов всех осколков показаны на рис. 1.

В базу данных были включены легкие осколки ($A = 1$ до $A = 15$) от водорода до углерода, которые дают вклад в спектр антинейтрино в случае тройного деления.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СПЕКТР АНТИНЕЙТРИНО ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЯ В РОВЕНСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

В конце 80-х гг. прошлого столетия на Ровенской АЭС был выполнен эксперимент по измерению спектра антинейтрино при помощи небольшого по нынешним меркам детектора (чувствительный объем ~ 0.5 м³) [11]. За три года измерений (с 1988 по 1990 гг.) было набрано рекордное для того

времени количество нейтринных событий, 174 тыс. Для регистрации антинейтрино использовалась реакция ОБР (1).

Кинетическая энергия позитрона T реакции (1) в первом приближении приблизительно равна энергии антинейтрино E за вычетом пороговой энергии и энергии отдачи нейтрона $T \approx E - \Delta - r_n$ ($\Delta = 1.806$ МэВ, а r_n — менее 20 кэВ).

Экспериментальный спектр позитронов представляет собой свертку спектра антинейтрино с сечением реакции обратного бета-распада и функцией отклика детектора

$$S_e(T) = \int \rho_\nu(E) \sigma_{\nu p}(E) R(T, E) dE, \quad (4)$$

где реакции $S_e(T)$ — спектр позитронов, $\rho_\nu(E)$ — спектр антинейтрино, $\sigma_{\nu p}(E)$ — сечение реакции ОБР (1) и $R(T, E)$ — функция отклика детектора.

Для решения уравнения (4) и получения спектра антинейтрино использовалась расчетная функция отклика детектора, полученная моделированием процесса регистрации позитронов в детекторе для ряда энергий позитронов. Спектр антинейтрино искался в виде экспоненциальной функции с полиномом десятой степени в показателе степени. В полиноме были оставлены три члена: первой, второй и десятой степеней. Таким образом, для описания спектра антинейтрино были использованы четыре параметра: нормировочный множитель и три коэффициента при степенях энергии антинейтрино

$$\rho_\nu(E) = C_1 \exp(C_2 E + C_3 E^2 + C_4 (E/8)^{10}). \quad (5)$$

Были найдены коэффициенты функции, описывающей поведение спектра антинейтрино (5): $C_1 = 5.09$, $C_2 = -0.648$, $C_3 = -0.0273$, $C_4 = -1.411$. Этот спектр отвечает определенному составу активной зоны (АЗ) ядерного реактора по доле делений тяжелых изотопов: $\alpha(^{235}\text{U}) = 0.586$, $\alpha(^{238}\text{U}) = 0.075$, $\alpha(^{239}\text{Pu}) = 0.292$, $\alpha(^{241}\text{Pu}) = 0.047$.

Позднее, в работе [12], спектр позитронов был преобразован в спектр антинейтрино методом перевода наблюдаемого в детекторе спектра в шкалу энергий антинейтрино, исключения из него влияния детектора и деления на сечение реакции ОБР. Затем из реакторного спектра были выделены спектры антинейтрино отдельных изотопов ядерного топлива (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu) при известном составе топлива в активной зоне.

Спектр антинейтрино ^{235}U оказался похож по форме на расчетные спектры других авторов [9, 10]. Отличие состояло в наличии выпуклости в районе 6 МэВ, что соответствует наблюдающейся аномалии в спектрах антинейтрино в наблюдаемой

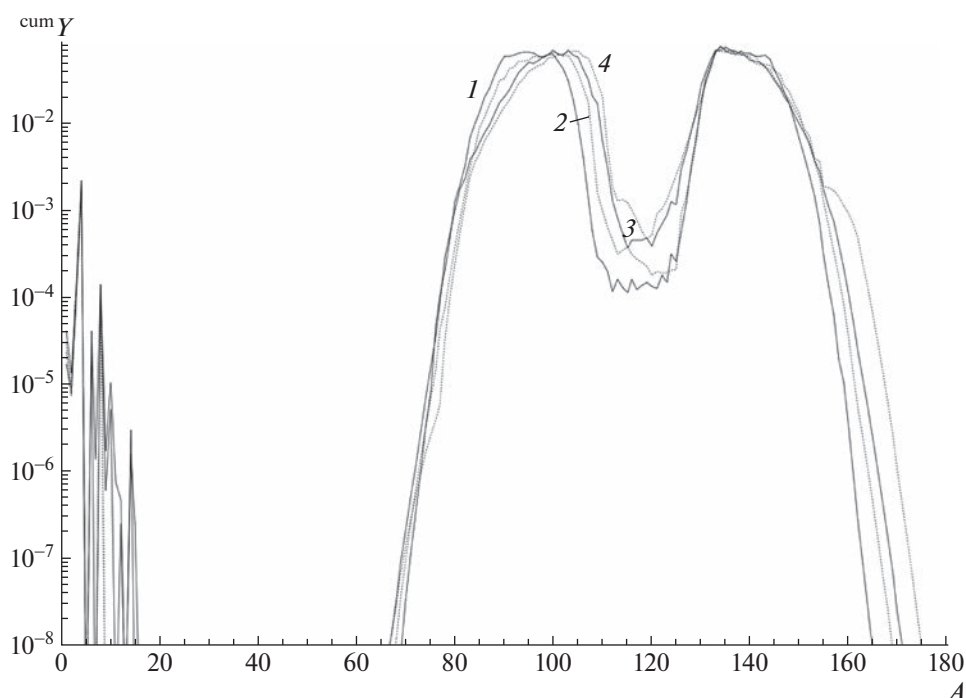


Рис. 1. Распределение выходов осколков $^{\text{cum}}Y$ на акт деления для четырех делящихся изотопов: 1 — ^{235}U , 2 — ^{238}U , 3 — ^{239}Pu , 4 — ^{241}Pu , находящихся в составе ядерного топлива. Данные приведены по базе данных [17]. В области малых значений массы осколка наблюдаются легкие ядра, принимающие участие в тройном делении.

энергии 5 МэВ во всех реакторных экспериментах. Также в нем наблюдалась увеличенная по сравнению с расчетным часть спектра в районе от порога реакции ОБР (1.806 МэВ) до примерно 2.5–3 МэВ, что может быть связано с регистрацией антинейтрино из бассейна-отстойника отработанного топлива, расположенного непосредственно вблизи ядерного реактора, и неполным удалением энергетического разрешения детектора.

Спектры антинейтрино, полученные в [12], можно назвать экспериментальными, так как впервые был реализован метод преобразования наблюдаемого спектра позитронов реакции ОБР в спектр антинейтрино.

4. ПОДГОНКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СПЕКТРОВ РАСЧЕТОМ

Как было показано выше, количество осколков деления с неизвестными схемами распада довольно велико и составляет примерно одну треть от всех осколков. Это и ожидаемо, так как тяжело экспериментально получить бета- и гамма-спектры ядер со временем распада менее одной секунды. Во многих случаях схемы распада и вероятности бета-переходов таких ядер являются оцененными по аналогии со сходными ядрами, имеющими больший период полураспада, или с ядрами, которые легко получить, облучая нейтронами стабильные изотопы.

Мы решили использовать ядра с неизвестными схемами распада, чтобы добиться лучшего согласования расчетных спектров антинейтрино и полученных в результате анализа данных измерений в Ровно [11] в работе [12].

В методе расчета, описанном выше, используется база данных, включающая осколки с неизвестными схемами распада. У них, как правило, большая энергия бета-распада Q_β , но вероятности бета-переходов неизвестны. При расчете обычно используется упрощенная схема распада: с одним, либо двумя-тремя уровнями дочернего ядра. Мы заменили этот подход на использование многоуровневой системы дочернего ядра своеобразной силовой функцией. Вероятности бета-переходов распределили по функции Гаусса со средним значением, лежащим в диапазоне энергий от 2 МэВ до Q_β , и дисперсией, равной 20% от средней энергии. Средняя энергия подбиралась как параметр, равный некоторой доле от Q_β . Подбор средней энергии осуществлялся методом минимизации функционала, составленного из расчетных и экспериментальных спектров

$$\chi^2 = \sum_{k=5,8,9,1} \sum_{i=1,23} \left(\frac{y_{i,k}^{\text{exp}} - y_{i,k}^{\text{calc}}}{\sigma_{i,k}^{\text{exp}}} \right)^2, \quad (6)$$

где $y_{i,k}^{\text{exp}}$ — экспериментальный спектр антинейтри-

Таблица 1. Результат подгонки экспериментальных спектров антинейтрино при 92 степенях свободы (4 спектра по 23 бина) при помощи силовой функции с использованием функции Ферми ($F(Z, A)$) и без

Применение силовой функции	$F(Z, A)$	χ^2
Неизвестные осколки	“+”	2598
	“–”	892
Неизвестные и оцененные осколки	“+”	290
	“–”	95

но из [12], $y_{i,k}^{\text{calc}}$ — расчетный спектр, $\sigma_{i,k}^{\text{exp}}$ — погрешность экспериментального спектра.

Для подгонки была выбрана часть экспериментальных спектров выше 3.5 МэВ, чтобы отрезать низкоэнергетичную часть, где мог присутствовать спектр от отработанного ядерного топлива, находящегося в бассейне-отстойнике рядом с ядерным реактором, и который мог увеличивать экспериментальный спектр по сравнению с чистым спектром от осколков деления. На каждом этапе минимизации создавался новый расчетный спектр при изменении средней энергии бета-переходов неизвестных осколков.

При расчете спектров антинейтрино возникает вопрос: как правильно считать спектр? Нужно ли в антинейтринном спектре учитывать функцию Ферми в формуле (3)? Нейтрино — нейтральная, ультрарелятивистская частица, и она не должна взаимодействовать с электрическими полями ядра и электронных оболочек в отличие от электрона. Согласно современным представлениям, бета-распад происходит через испускание W^- -бозона d -кварком, который в свою очередь распадается на электрон и антинейтрино. Если бы W^- -бозон успевал вылететь из атома до распада — тогда необходимо было бы учитывать функцию Ферми и для антинейтрино, но если нет — то не надо. Время жизни W^- -бозона около 10^{-25} с, за это время W^- -бозон успевает пройти путь менее одного радиуса нуклона. При неиспользовании функции Ферми для расчета антинейтринного спектра индивидуальные спектры антинейтрино и электрона оказываются не точно зеркальными. Вопрос о необходимости проверки симметрии бета- и антинейтринного спектров поднимался в работе [18].

Мы проделали минимизацию для двух случаев: с использованием функции Ферми и без использования функции Ферми. Выше было показано, что база данных для осколков содержит примерно по трети известных, неизвестных и оцененных данных по бета-переходам. Оцененные данные могут быть верны с некоторой долей вероятности. Силовая

функция применялась как для неизвестных, так и для оцененных осколков, считая их тоже неизвестными.

После проведения минимизации были получены следующие значения χ^2 для всех случаев, указанных выше (табл. 1). Для всех четырех спектров антинейтрино использовалось 92 бина, по 23 бина на спектр. Наилучшее согласие для расчетных спектров с экспериментальными наблюдается в случае, когда не используется функция Ферми и силовая функция применяется как к неизвестным, так и оцененным осколкам. Это косвенно говорит в пользу несимметрии бета- и антинейтринного спектров. Попытка описать экспериментальные спектры, варьируя схемы распада только неизвестных осколков и с использованием функции Ферми, привела к значению χ^2 во много раз большему.

В результате минимизации была получена модернизированная база данных осколков деления. В этой базе вероятности бета-переходов для неизвестных и оцененных осколков описаны силовой функцией. На рис. 2 показаны новые расчетные спектры антинейтрино, полученные данной методикой в сравнении с экспериментальными спектрами [12].

С использованием модифицированной базы осколков деления были рассчитаны спектры антинейтрино всех делящихся изотопов ядерного топлива при облучении в реакторе на протяжении двух лет. Результат показан в табл. 2.

Число антинейтрино на акт деления делящихся изотопов (интеграл спектра антинейтрино) и сечение реакции ОБР для каждого спектра (свертка спектра антинейтрино с сечением реакции ОБР) приведены в табл. 3 и 4. Для расчета сечений реакции ОБР использовалось сечение для моноэнергетического антинейтрино, взятое из [19]. В табл. 4 приведены также сечения по расчетным спектрам ряда других авторов.

На рис. 3 показаны рассчитанные нами спектры антинейтрино с модифицированной базой осколков деления для ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu . Мы провели сравнение спектра, рассчитанного по нашим спектрам с составом АЗ реактора ровенского эксперимента с экспериментальным спектром антинейтрино в виде формулы (5) из [11]. Отношение смеси наших спектров при данном составе АЗ к спектру (5) приведено на рис. 4. Спектр в виде формулы является гладкой функцией и описывает поведение реакторного спектра в среднем, в то время как восстановленный по бинам спектр и расчетный имеют структуру, соответствующую реальному спектру.

На рис. 5 приведено отношение спектров антинейтрино отдельных изотопов к спектрам популярных в настоящее время Хьюбера—Мюллера из работ [7, 8].

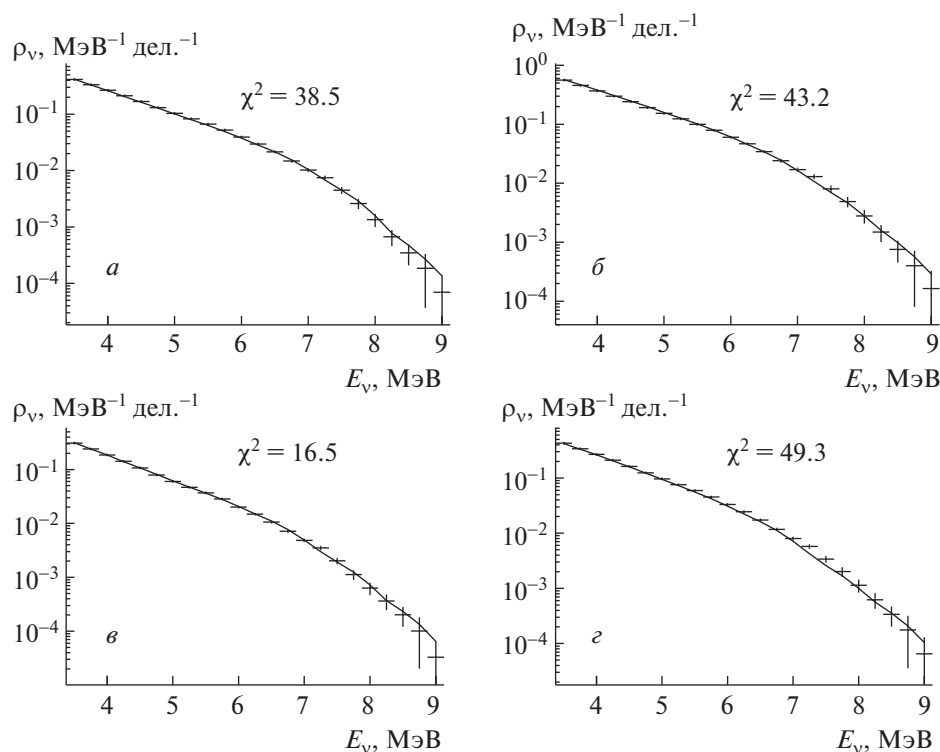


Рис. 2. Результат подгонки экспериментальных спектров антинейтрино из [12] расчетными: *а* — ^{238}U , *б* — ^{235}U , *в* — ^{241}Pu , *г* — ^{239}Pu . Точки с ошибкой — экспериментальные спектры, кривая — подгоночный расчетный спектр.

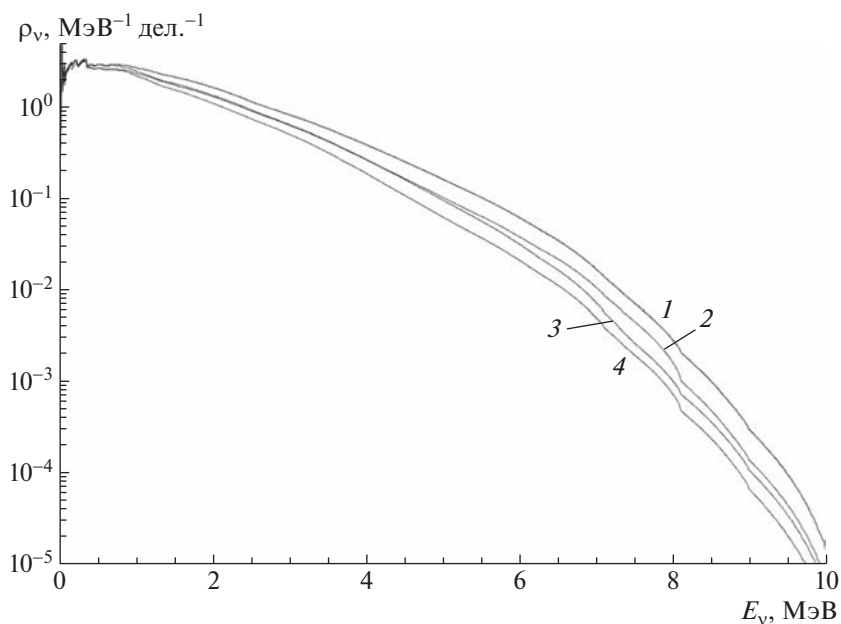


Рис. 3. Рассчитанные с новой базой осколков деления спектры антинейтрино: 1 — ^{238}U , 2 — ^{235}U , 3 — ^{241}Pu , 4 — ^{239}Pu . Полные интегралы спектров, равные среднему числу антинейтрино на деление, приведены в табл. 3.

На рис. 6 представлено отношение спектров антинейтрино ^{235}U и ^{239}Pu . Здесь же показано отношение бета-спектров этих же изотопов из работ

Копейкина и др. [21] и ILL [10]. В большей части энергий отношение наших спектров совпадает с отношением [21]. Наблюдаемое отличие в области энергий больше 8 МэВ может объясняться кра-

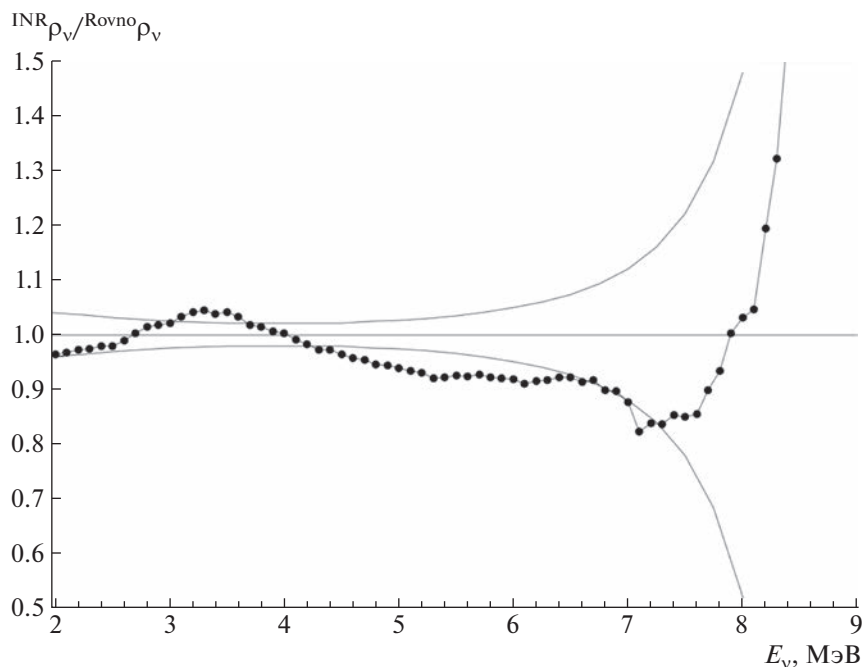


Рис. 4. Отношения спектра антинейтрино, полученного из смеси спектров данной работы, к спектру из работы [11] при одинаковом составе топлива — кривая с черными точками. Спектр работы [11] вычислен по формуле (5). Погрешность показана для экспериментального Ровенского спектра сплошными линиями выше и ниже значения “1”.

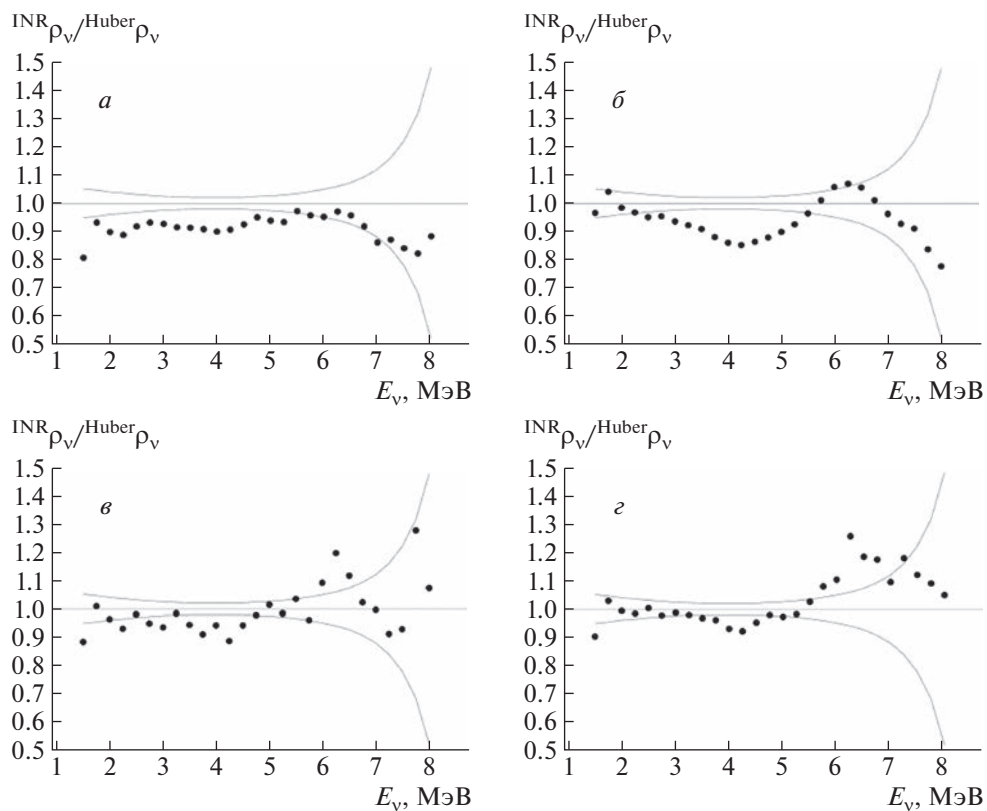


Рис. 5. Отношения спектров антинейтрино, полученных в данной работе, к спектрам из работ [7, 8] (черные точки): а — ^{235}U , б — ^{238}U , в — ^{239}Pu , г — ^{241}Pu . Показана оцененная погрешность наших спектров — сплошные кривые сверху и снизу от показанного значения “1”.

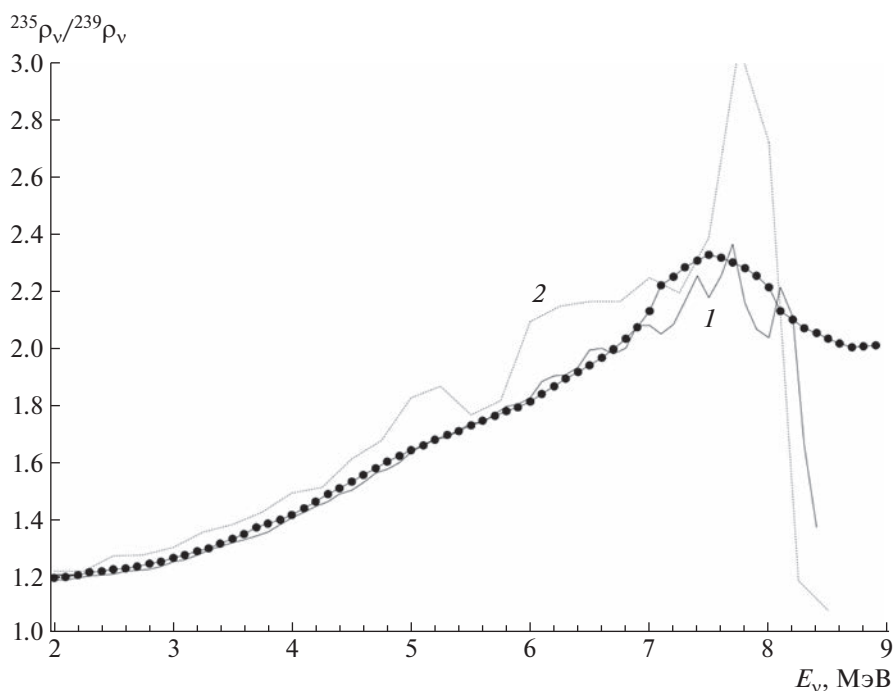


Рис. 6. Отношение спектров антинейтрино ^{235}U и ^{239}Pu , полученных в данной работе (черные точки). Отношение спектров бета-электронов тех же изотопов, измеренных в [21] — 1 (сплошная кривая) и отношение спектров антинейтрино ILL [9, 10] — 2 (штриховая).

евым эффектом, который имеет место в эксперименте для электронов больших энергий. Например, в эксперименте ILL все три спектра после 8.5 МэВ выглядят, как один. Такое возможно из-за конечного диаметра трубы, по которой электроны магнитным полем вытягивались из АЗ реактора на спектрометр, более энергичные рассеивались на стенках и теряли энергию.

Отношение рассчитанных по нашим спектрам сечений $\sigma_f(^{235}\text{U})/\sigma_f(^{239}\text{Pu}) = 1.45$ такое же, как в работе [21].

5. ДИСКУССИЯ

Рассчитанные сечения реакции ОБР для спектров антинейтрино из ряда работ приведены в табл. 4. В последней колонке этой таблицы дано усредненное сечение реакции ОБР для спектра, соответствующего составу АЗ при измерении в эксперименте Double Chooz [4]. В работе Double Chooz [4] было получено экспериментальное значение сечения реакции ОБР для состава ядерного топлива по числу делений с точностью 1%: ^{235}U — 0.52, ^{238}U — 0.087, ^{239}Pu — 0.333 и ^{241}Pu — 0.06. $\sigma_f = (5.71 \pm 0.06) \times 10^{-43}$ см²/деление. В эксперименте в Ровно [11] измеренное сечение было $\sigma_f = (6.0 \pm 0.3) \times 10^{-43}$ см²/деление для состава активной зоны: ^{235}U — 0.586, ^{238}U — 0.075,

^{239}Pu — 0.292 и ^{241}Pu — 0.047. Измеренные сечения хорошо согласуются в пределах экспериментальной ошибки и с поправкой на состав активной зоны. До 2020 г. самым точным измерением сечения реакции ОБР было в эксперименте Bugey-4 [20]. Долгое время эксперимент Bugey-4 являлся эталоном для других экспериментов, имея погрешность измерения 1.4%. Измеренное в [20] сечение было $\sigma_f = (5.752 \pm 0.081) \times 10^{-43}$ см²/деление для состава активной зоны: ^{235}U — 0.538, ^{238}U — 0.078, ^{239}Pu — 0.328 и ^{241}Pu — 0.056.

Из табл. 4 видно, что сечение Double Chooz лучше всего описывается нашими расчетными спектрами и спектрами, преобразованными из измерения бета-спектров в ILL [9, 10]. Остальные сечения отличаются от экспериментального на более чем одно стандартное отклонение Double Chooz.

В табл. 5 представлены экспериментальные сечения реакции ОБР, измеренные с наилучшей точностью. К величинам сечения с точностью 1% и 1.4% добавилось значение эксперимента Daya Bay [22], имеющее точность 2%.

Недавно был выполнен эксперимент по измерению отношения спектров ^{235}U и ^{239}Pu на реакторе НИЦ “Курчатовский институт” [21]. На базе этих измерений были переоценены спектры ^{235}U и ^{238}U . Результат вычислений сечений по этим спектрам приведен в последней строке табл. 4. Со звездочкой

Таблица 2. Спектры антинейтрино за два года облучения топлива в единицах МэВ^{-1} деление $^{-1}$

$E, \text{МэВ}$	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu
1.50	1.73	2.11	1.53	1.79
1.75	1.50	1.87	1.30	1.56
2.00	1.29	1.61	1.08	1.32
2.25	1.08	1.37	8.96×10^{-1}	1.12
2.50	8.97×10^{-1}	1.13	7.36×10^{-1}	9.22×10^{-1}
2.75	7.51×10^{-1}	9.55×10^{-1}	6.08×10^{-1}	7.64×10^{-1}
3.00	6.23×10^{-1}	8.09×10^{-1}	4.94×10^{-1}	6.32×10^{-1}
3.25	5.15×10^{-1}	6.86×10^{-1}	4.00×10^{-1}	5.22×10^{-1}
3.50	4.16×10^{-1}	5.70×10^{-1}	3.14×10^{-1}	4.21×10^{-1}
3.75	3.31×10^{-1}	4.67×10^{-1}	2.41×10^{-1}	3.34×10^{-1}
4.00	2.62×10^{-1}	3.81×10^{-1}	1.85×10^{-1}	2.64×10^{-1}
4.25	2.06×10^{-1}	3.08×10^{-1}	1.40×10^{-1}	2.05×10^{-1}
4.50	1.63×10^{-1}	2.49×10^{-1}	1.07×10^{-1}	1.60×10^{-1}
4.75	1.29×10^{-1}	2.00×10^{-1}	8.11×10^{-2}	1.23×10^{-1}
5.00	1.01×10^{-1}	1.59×10^{-1}	6.16×10^{-2}	9.44×10^{-2}
5.25	7.97×10^{-2}	1.27×10^{-1}	4.73×10^{-2}	7.27×10^{-2}
5.50	6.30×10^{-2}	1.01×10^{-1}	3.65×10^{-2}	5.59×10^{-2}
5.75	4.93×10^{-2}	7.93×10^{-2}	2.79×10^{-2}	4.23×10^{-2}
6.00	3.75×10^{-2}	6.06×10^{-2}	2.07×10^{-2}	3.10×10^{-2}
6.25	2.82×10^{-2}	4.55×10^{-2}	1.50×10^{-2}	2.23×10^{-2}
6.50	2.14×10^{-2}	3.42×10^{-2}	1.10×10^{-2}	1.62×10^{-2}
6.75	1.55×10^{-2}	2.45×10^{-2}	7.69×10^{-3}	1.12×10^{-2}
7.00	1.05×10^{-2}	1.65×10^{-2}	4.91×10^{-3}	7.12×10^{-3}
7.25	6.77×10^{-3}	1.07×10^{-2}	2.99×10^{-3}	4.26×10^{-3}
7.50	4.47×10^{-3}	7.00×10^{-3}	1.92×10^{-3}	2.59×10^{-3}
7.75	2.87×10^{-3}	4.64×10^{-3}	1.26×10^{-3}	1.69×10^{-3}
8.00	1.59×10^{-3}	2.79×10^{-3}	7.18×10^{-4}	1.00×10^{-3}
8.25	7.74×10^{-4}	1.59×10^{-3}	3.71×10^{-4}	5.64×10^{-4}
8.50	4.75×10^{-4}	9.87×10^{-4}	2.34×10^{-4}	3.56×10^{-4}
8.75	2.68×10^{-4}	5.66×10^{-4}	1.34×10^{-4}	2.07×10^{-4}
9.00	1.35×10^{-4}	2.91×10^{-4}	6.47×10^{-5}	1.04×10^{-4}

приведен результат вычислений, выполненный авторами в [21]. Отношение наших спектров антиней-

трино ^{235}U и ^{239}Pu совпадает с отношением бета-спектров этих же изотопов, полученным в [21].

Таблица 3. Число антинейтрино на акт деления, n_ν [деление $^{-1}$]

^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu
5.962	7.106	5.419	6.221

Ранее был выполнен эксперимент по измерению бета-спектра ^{238}U [23], в котором впервые был получен конвертированный по аналогичной методике [9, 10] спектр антинейтрино ^{238}U . Эксперимент проводился в потоке быстрых нейтронов. Полученный спектр согласуется со спектром работы [7]. Сечение оказалось близко к данным спектра Фогеля [12] и нашего из данной работы.

Таблица 4. Сечение реакции ОБР до 9 МэВ, $\sigma_f \times 10^{-43}$ [см²/деление]

	²³⁵ U	²³⁸ U	²³⁹ Pu	²⁴¹ Pu	DC
Эта работа	6.241	9.089	4.269	5.948	5.815
ILL [9, 10]	6.395	8.903	4.185	5.768	5.840
Vogel [12]	6.498	9.135	4.508	6.520	6.066
МИФИ [14]	6.404	9.267	4.383	6.489	5.985
Huber & Mueller [7, 8]	6.658	10.08	4.364	6.031	6.154
Копейкин [20]	6.308	9.395	4.33*	6.01*	5.900

* Посчитано авторами.

Таблица 5. Сечения реакции ОБР с новыми спектрами антинейтрино для экспериментов с большой статистикой

Эксперимент	Состав активной зоны				$^i\sigma_f \times 10^{43}$ [см ² /деление]	$^{INR}\sigma_f \times 10^{43}$ [см ² /деление]	R
	²³⁵ U	²³⁸ U	²³⁹ Pu	²⁴¹ Pu			
DC [4]	0.520	0.087	0.333	0.060	5.71 ± 0.06	5.815	0.982
Bugey-4 [20]	0.538	0.078	0.328	0.056	5.752 ± 0.08	5.800	0.992
Daya Bay [22]	0.561	0.076	0.307	0.056	5.91 ± 0.12	5.836	1.013

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы представили новый расчет спектров антинейтрино делящихся изотопов урана и плутония, основанный на модернизированной нами базе данных осколков деления. В имеющейся базе данных для осколков с неизвестными схемами распадов использовалась силовая функция для описания вероятностей бета-переходов ядра. Силовая функция подбиралась для наилучшего описания спектра антинейтрино, полученного экспериментально в Ровенском эксперименте.

Был исследован вопрос необходимости использования функции Ферми при расчете индивидуальных спектров антинейтрино осколков деления. Экспериментальные спектры антинейтрино лучше описываются без использования функции Ферми. При неиспользовании функции Ферми для расчета антинейтринного спектра индивидуальные спектры антинейтрино и электрона оказываются не точно зеркальными. Вопрос о необходимости проверки симметрии бета- и антинейтринного спектров поднимался в работе [18]. Этот вопрос остается открытым и требует более глубокого анализа.

Сделано сравнение полученных в нашей работе спектров антинейтрино со спектрами [7, 8] и экспериментальными спектрами [12]. Для спектров [7, 8] наблюдается отличие в области 6 МэВ энергии нейтрино, которое характерно для экспериментальных спектров в области 5 МэВ наблюдаемой

энергии. Со спектрами из [12] наблюдается хорошее согласие, за исключением мягкой области, где могло сказаться недостаточное удаление функции отклика и влияние спектров отработанного топлива.

Сравнение отношения спектров антинейтрино ²³⁵U и ²³⁹Pu хорошо согласуется с выполненным в НИЦ “Курчатовский институт” измерением отношения бета-спектров этих изотопов. Вычисленные сечения для спектров ²³⁵U и ²³⁹Pu дают отношение такое же, как и в работе [21] НИЦ “Курчатовского института”, и отношение сечений урана и плутония $\sigma_f(^{235}\text{U})/\sigma_f(^{239}\text{Pu}) = 1.45$.

Полученные силовые функции для бета-переходов короткоживущих ядер могут быть проверены и уточнены методами ядерной физики.

Авторы выражают благодарность Л.Б. Безрукову за полезные дискуссии и поддержку работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G. Zacek, F. v. Feilitzsch, R. L. Mössbauer, L. Oberauer, V. Zacek, F. Boehm, P. H. Fisher, J. L. Gimlett, A. A. Hahn, H. E. Henrikson, H. Kwon, J. L. Vuilleumier, and K. Gabathuler, Phys. Rev. D **34**, 2621 (1986).
2. B. Achkar, R. Aleksan, M. Avenier, G. Bagieu, J. Bouchez, R. Brissot, J.-F. Cavaignac, J. Collot, M.-C. Cousinou, J. P. Cussonneau, Y. Declais, Y. Dufour, J. Favier, F. Garciaz, E. Kajfasz, H. de Kerret, *et al.*, Nucl. Phys. B **434**, 503 (1995).

3. F. Reines, H. Curr, and H. Sobel, Phys. Rev. Lett. **37**, 315 (1976).
4. H. de Kerret *et al.* (Double Chooz Collab.), Nat. Phys. **16**, 558 (2020).
5. S. G. Yoon *et al.* (RENO Collab.), Phys. Rev. D **104**, L111301 (2021); arXiv: 2010.14989 [hep-ex].
6. F. P. An *et al.* (Daya Bay Collab.), Chin. Phys. C **45**, 073001 (2021); arXiv: 2102.04614 [hep-ex].
7. T. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Fallot, A. Letourneau, S. Cormon, M. Fechner, L. Giot, T. Lasserre, J. Martino, G. Mention, A. Porta, and F. Yermia, Phys. Rev. C **83**, 054615 (2011).
8. P. Huber, Phys. Rev. C **84**, 024617 (2011).
9. K. Schreckenbach, G. Colvin, W. Gelletly, and F. Von Feilitzsch, Phys. Lett. B **160**, 325 (1985).
10. A. Hahn, K. Schreckenbach, W. Gelletly, F. von Feilitzsch, G. Colvin, and B. Krusche, Phys. Lett. B **218**, 365 (1989).
11. Ю. В. Климов, В. И. Копейкин, А. А. Лабзов, Л. А. Микаэлян, К. В. Озеров, В. В. Синева, С. В. Толоконников, ЯФ **52**, 1574 (1990).
12. В. В. Синева, ЯФ **76**, 578 (2013) [Phys. At. Nucl. **76**, 537 (2013)].
13. В. И. Копейкин, ЯФ **32**, 1507 (1980).
14. P. Vogel, R. E. Schenter, F. M. Mann, and G. K. Schenter, Phys. Rev. C **24**, 1543 (1981).
15. H. V. Klapdor and J. Metzinger, Phys. Rev. Lett. **48**, 127 (1982).
16. П. М. Рубцов, П. А. Ружанский, В. Г. Александркин, С. В. Родичев и др., ЯФ **46**, 1028 (1987); V. G. Alexankin, S. V. Rodichev, P. M. Rubtsov, and P. A. Ruzhansky, *Труды международной школы "Физика слабых взаимодействий при низких энергиях", LEWI-90* (Дубна, 1991).
17. <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>
18. S. Silaeva and V. Sinev, arXiv: 2102.12991 [hep-ph].
19. A. Strumia and F. Vissani, Phys. Lett. B **564**, 42 (2003).
20. Y. Declais, H. de Kerret, B. Lefèvre, M. Obolensky, A. Etenko, Yu. Kozlov, I. Machulin, V. Martemianov, L. Mikaelyan, M. Skorokhvatov, S. Sukhotin, and V. Vyrodiv, Phys. Lett. B **338**, 383 (1994).
21. V. Kopeikin, M. Skorokhvatov, and O. Titov, arXiv: 2103.01684 [nucl-ex].
22. F. P. An *et al.* (Day Bay Collab.), Chin. Phys. C **41**, 13002 (2017); arXiv: 1607.05378 [hep-ex].
23. N. Haag, A. Gutlein, M. Hofmann, L. Oberauer, W. Potzel, K. Schreckenbach, and F. M. Wagner, Phys. Rev. Lett. **112**, 122501 (2014); arXiv: 1312.5601 [nucl-ex].

NEW ANTINEUTRINO SPECTRA FROM NUCLEAR REACTOR FISSILE ISOTOPES: EXPERIMENT AND CALCULATION

A. P. Vlasenko^{1),2)}, P. Yu. Naumov²⁾, S. V. Silaeva¹⁾, V. V. Sinev¹⁾

¹⁾*Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

²⁾*National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia*

New antineutrino spectra of fissile isotopes constituting the fuel of a nuclear reactor have been obtained. A combined technique was used: calculation of the antineutrino spectra and their fitting to those obtained in the experiment at the Rovno NPP in the 1980s. The cross sections of fissile isotopes calculated with these spectra perfectly describe the experimentally obtained cross section in the Double Chooz experiment $^{DC}\sigma_f = (5.71 \pm 0.06) \times 10^{-43} \text{ cm}^2/\text{fission}$. The cross section obtained from the calculated spectra for the same composition of nuclear reactor core is $^{INR}\sigma_f = (5.82 \pm 0.12) \times 10^{-43} \text{ cm}^2/\text{fission}$. For the obtained spectra, there is no problem of spectrum bump in the region of 5 MeV in the observed energy of the positron spectrum.

УЧЕТ СВЯЗАННОСТИ ЭЛЕКТРОНА НА ОБОЛОЧКЕ ПРИ ВЫЧИСЛЕНИИ СЕЧЕНИЙ МАГНИТНОГО И СЛАБОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРИНО НА ЭЛЕКТРОНЕ

© 2023 г. Д. Н. Абдурашитов¹⁾, А. П. Власенко^{1),2)},
А. П. Ивашкин¹⁾, С. В. Силаева¹⁾, В. В. Синев^{1),2)*}

Поступила в редакцию 23.09.2022 г.; после доработки 23.09.2022 г.; принята к публикации 26.09.2022 г.

Рассматривается проблема регистрации электронов отдачи от рассеяния нейтрино при малых энергиях. Для поиска магнитного момента нейтрино представляет интерес использование спектра антинейтрино источника трития (^3H) с малой граничной энергией (18.6 кэВ). При малых энергиях нейтрино начинает сказываться энергия связи электрона в атоме. Приводится расчет сечений для электронов атомов Cs, I и Si как возможных мишеней для эксперимента с тритиевым источником.

DOI: 10.31857/S0044002723010014, EDN: QXIWHR

1. ВВЕДЕНИЕ

Нейтрино может упруго рассеиваться на электроном за счет слабого взаимодействия. Сечение слабого взаимодействия на электроном было экспериментально измерено в первых экспериментальных работах Райнеса [1] в 1976 г. и позднее в работе [2] Курчатовского института в 1992 г. в экспериментах на ядерных реакторах.

При наличии магнитного момента у нейтрино оно может рассеиваться на электроном и за счет электромагнитного взаимодействия. Первые экспериментальные оценки магнитного момента дали исчезающе малое значение магнитного момента ($\mu_\nu = 3.2 \times 10^{-19} \mu_B$) [1, 2].

На Калининской АЭС ведется поиск магнитного рассеяния нейтрино в эксперименте GEMMA [3]. В этом эксперименте получено рекордное ограничение на величину магнитного момента нейтрино: $\mu_\nu < 3.2 \times 10^{-11} \mu_B$ [4]. По данным эксперимента Борексина получено ограничение $\mu_\nu < 5.4 \times 10^{-11} \mu_B$ [5], близкое значение приводится также в работе коллаборации TEXONO [6]. В данных Particle Data Group [7] приводится усредненное по результатам астрофизических измерений и экспериментов в лабораториях значение $\mu_\nu < 2.8 \times 10^{-11} \mu_B$.

В работе [8] было учтено, что при малых энергиях нейтрино электрон может выбиваться с электронной оболочки только при переданном моменте больше энергии связи электрона на оболочке. Там же было показано, что не обязательно производить точные вычисления сечения по модели Хартри–Фока–Дирака. Можно в первом приближении представить сечение как сечение рассеяния на свободном электроном, умноженное на ступенчатую функцию, представляющую убывание доли электронов из процесса рассеяния при уменьшении энергии нейтрино.

Затем в работе [9] были проведены расчеты сечений рассеяния нейтрино от распада трития на электронах оболочек Ge. Там же было показано, что модельный “точный” расчет сечения отличается от приближения со ступенчатой функцией примерно на 25% в меньшую сторону.

В работе [4] было дано более сильное ограничение на магнитный момент нейтрино при учете связанности электрона на атомных оболочках германия $\mu_\nu < 5.0 \times 10^{-12} \mu_B$.

В настоящее время рассматривается возможность проведения эксперимента с кристаллом CsI и тритиевым источником массой 1 кг для поиска магнитного момента нейтрино. Кристалл предполагается охладить до низких температур жидким азотом для уменьшения собственных шумов детектора и возможности снижения порога регистрации до 100 эВ, чтобы увидеть электроны отдачи от возможного магнитного рассеяния антинейтрино от тритиевого источника, максимальная энергия которых ниже 1260 эВ.

¹⁾Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

²⁾Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

*E-mail: vsinev@inr.ru

В данной работе мы представляем сечения магнитного и слабого рассеяния для антинейтрино источника трития на электронах атомов Cs, I и Si как возможных мишеней для поиска магнитного момента нейтрино. Расчеты выполнены для значения магнитного момента нейтрино $5.0 \times 10^{-12} \mu_B$ как максимально возможного значения, следующего из экспериментального ограничения. Используется приближение ступенчатой функции, так как возможно большую неопределенность может вносить неточность формы антинейтринного спектра трития. В работе [10] отмечалась гипотетическая несимметрия спектров электронов и антинейтрино при бета-распаде, которая может быть обусловлена свойствами нейтрино.

2. СПЕКТР АНТИНЕЙТРИНО ОТ РАСПАДА ТРИТИЯ

Спектр антинейтрино можно получить из бета-спектра того же источника, отразив его относительно центра энергетической шкалы, так что минимальная энергия бета-спектра становится максимальной энергией антинейтрино. Но здесь возникают тонкости. Бета-спектр достаточно хорошо рассчитывается. При этом учитываются всевозможные факторы, искажающие спектр электронов бета-распада. В частности, используется кулоновская функция, часто называемая функцией Ферми, которая учитывает электрическое поле атомного ядра и электронных оболочек. Но если влияние кулоновского поля на электрон неоспоримо, то его влияние на антинейтрино вызывает сомнения, так как нейтрино не имеет заряда. Значит, первоначальный спектр при рождении частиц внутри атомного ядра должен совпадать, а на выходе из атома спектры антинейтрино и электрона могут различаться.

Возможные спектры антинейтрино от распада трития показаны на рис. 1. Показан расчетный спектр с учетом функции Ферми, а также без учета. Если в природе реализуется случай без функции Ферми, то спектр антинейтрино оказывается мягче.

3. СЕЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ АНТИНЕЙТРИНО НА ЭЛЕКТРОНАХ

Сечение слабого взаимодействия при рассеянии электронного антинейтрино на свободном электроном обычно представляется следующим выражением:

$$\sigma_W(T, E) = \frac{G_F^2}{2\pi} m_e \times \left(g_R^2 + g_L^2 \left(1 - \frac{T}{E} \right)^2 - g_L^2 g_R^2 \frac{m_e T}{E^2} \right), \quad (1)$$

где E — энергия антинейтрино, T — кинетическая энергия электрона отдачи, m_e — масса электрона, $\frac{G_F^2}{2\pi} m_e = 4.308 \times 10^{-48} \text{ см}^2/\text{кэВ}$ — нормировочный множитель, $g_L = 2 \sin \theta_W + 1$, $g_R = 2 \sin \theta_W$. Для нейтрино g_R и g_L (1) меняются местами.

Сечение магнитного рассеяния для свободного электрона может быть записано в виде

$$\sigma_M(T, E) = \pi r_e^2 \frac{\mu_\nu^2}{\mu_B^2} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{E} \right), \quad (2)$$

где E — энергия нейтрино, T — кинетическая энергия электрона отдачи, $\pi r_e^2 = 2.495 \times 10^{-25} \text{ см}^2/\text{кэВ}$ — нормировочный множитель, μ_B^2 — магнетон Бора и μ_ν^2 — магнитный момент нейтрино.

Сечения слабого и магнитного рассеяния антинейтрино от источника трития на свободном электроном показаны на рис. 2. Для сравнения приведены сечения магнитного рассеяния для двух значений магнитного момента нейтрино.

Электрон отдачи имеет кинематическое ограничение по энергии, определяемое из формулы

$$T_{\max} = \frac{2E^2}{(2E + mc^2)}, \quad (3)$$

где E — энергия нейтрино, а mc^2 — масса покоя электрона.

4. УЧЕТ ЭНЕРГИИ СВЯЗИ ЭЛЕКТРОНА НА ОБОЛОЧКЕ

В случае рассеяния нейтрино или антинейтрино на связанном в оболочке атома электроном необходимо учитывать энергию, передаваемую электрону от нейтрино. Если эта энергия превышает энергию связи, то электрон выходит из атома. Обозначим переданную энергию q . Тогда в выражениях для магнитного и слабого рассеяний (1) и (2) вместо кинетической энергии T будем использовать q , которое равно сумме кинетической энергии выбитого электрона T и энергии связи ε_i i -ой оболочки

$$q = T + \varepsilon_i. \quad (4)$$

Максимальное значение кинетической энергии заменится на максимальное значение переданной энергии, которое будет определяться по формуле (3). Спектр электронов будет представлять из себя свертку сечения (1), (2) и спектра антинейтрино $\rho(E)$

$$S_i^{W,M}(q) = \int \sigma_{W,M}(q, E) \rho(E) F(Z, A) dE, \quad (5)$$

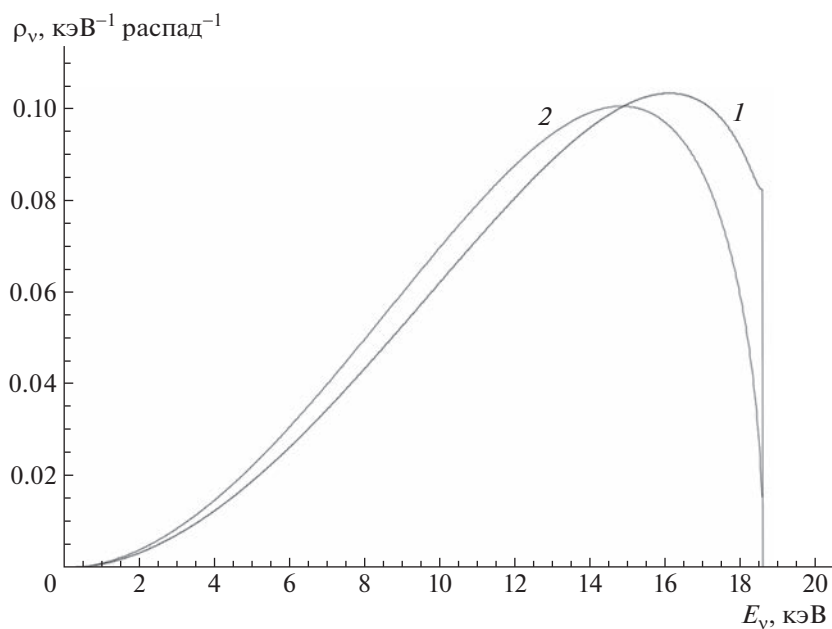


Рис. 1. Расчетный спектр антинейтрино от распада трития. Показаны два случая: 1 — расчет с применением функции Ферми (зеркально отраженный спектр бета-частиц) и 2 — без использования функции Ферми.

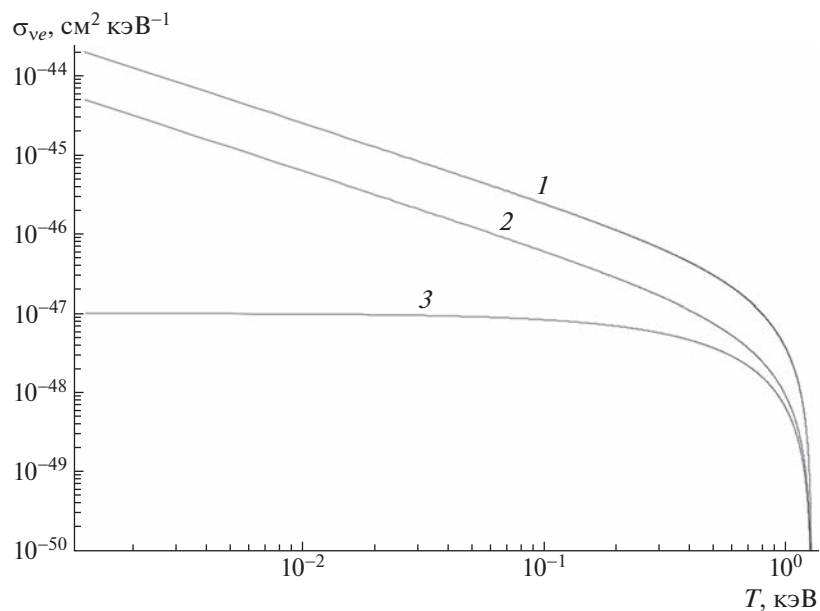


Рис. 2. Сечения слабого и магнитного рассеяния на свободном электроном. Магнитные сечения показаны для двух значений магнитного момента: 1 — $1.0 \times 10^{-11} \mu_B$ и 2 — $5.0 \times 10^{-12} \mu_B$. 3 — сечение слабого рассеяния.

где $F(Z, A)$ — функция, учитывающая влияние электронных оболочек на выбитый электрон. Учет веса электронной оболочки производится умножением спектра на ступенчатую функцию $\theta(q)$

$$\theta(q - \varepsilon_i) = \begin{cases} 1, & q > \varepsilon_i, \\ 0, & q < \varepsilon_i. \end{cases} \quad (6)$$

Полный спектр электронов отдачи на атоме будет

представлять сумму спектров на всех оболочках

$$^{W,M}S(q) = \sum_i S_i^{W,M}(q) \frac{n_i}{Z} \theta(q - \varepsilon_i). \quad (7)$$

Максимальная переданная энергия, соответствующая максимальной энергии спектра антинейтрино трития 18.6 кэВ, $q_{\max} = 1.26$ кэВ.

Таблица 1. Энергия связи электронов (ε_i) на оболочках атомов Cs в эВ

Оболочка	Cs	
	$N_{эл}$	ε_i , эВ
1s	2	35 990
2s	2	5278
2p	6	5019
3s	2	1227
3p	6	1008
3d	10	732
4s	2	247
4p	6	177
4d	10	82
5s	2	34
5p	6	17
6s	1	3

Ниже мы рассмотрим сечения рассеяния антинейтрино на электронах атомных оболочек Cs, I и Si.

5. СЕЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ НА АТОМЕ Cs

Атом Cs имеет 55 электронов, расположенных на пяти оболочках. Четыре оболочки из которых полностью заполнены. Значения энергии связи для электронов оболочек атома Cs приведены в табл. 1. Значения энергии связи взяты с сайта [11].

Для спектра антинейтрино от трития граничная величина переданной электрону энергии составляет 1.26 кэВ и, таким образом, видно, что первая и вторая оболочка не дадут вклад в спектр электронов отдачи от атома Cs из-за высокой энергии связи. На рис. 3 показаны расчетные сечения рассеяния электронов Cs для спектра антинейтрино трития для слабого и магнитного рассеяний как функции переданной энергии. Сечения рассчитывались с использованием ступенчатой функции (6).

6. СЕЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ НА АТОМЕ I

Атом иода (I) содержит 53 электрона на 11 оболочках, т.е. структура его оболочек очень похожа на атом Cs. Энергии связи электронов I приведены в табл. 2. Сечения магнитного и слабого рассеяний для электронов атома I были рассчитаны аналогичным образом, как для атома Cs. На рис. 4 показаны рассчитанные сечения. Также, как у атома Cs, в рассеянии не принимают участие первые две оболочки.

Таблица 2. Энергия связи электронов (ε_i) на оболочках атомов I в эВ

Оболочка	I	
	$N_{эл}$	ε_i , эВ
1s	2	33 178
2s	2	5204
2p	6	4567
3s	2	1084
3p	6	886
3d	10	628
4s	2	204
4p	6	142
4d	10	57
5s	2	22
5p	5	9

Таблица 3. Энергия связи электронов (ε_i) на оболочках атомов Si в эВ

Оболочка	Si	
	$N_{эл}$	ε_i , эВ
1s	2	1848
2s	2	161
2p	6	107
3s	2	12
3p	2	8

Таблица 4. Скорость счета событий для кристалла CsI 100 кг в диапазоне энергий (q_i — 1.26) кэВ за год измерения; магнитное рассеяние приведено для магнитного момента $5.0 \times 10^{-12} \mu_B$

Порог q_i , эВ	Cs магнит.	Cs слабое	I магнит.	I слабое	Всего
1	76	25	80	25	206
10	74	25	74	25	198
50	60	25	62	25	172
100	50	23	48	23	144
200	33	19	32	19	103
500	11	9	11	10	40

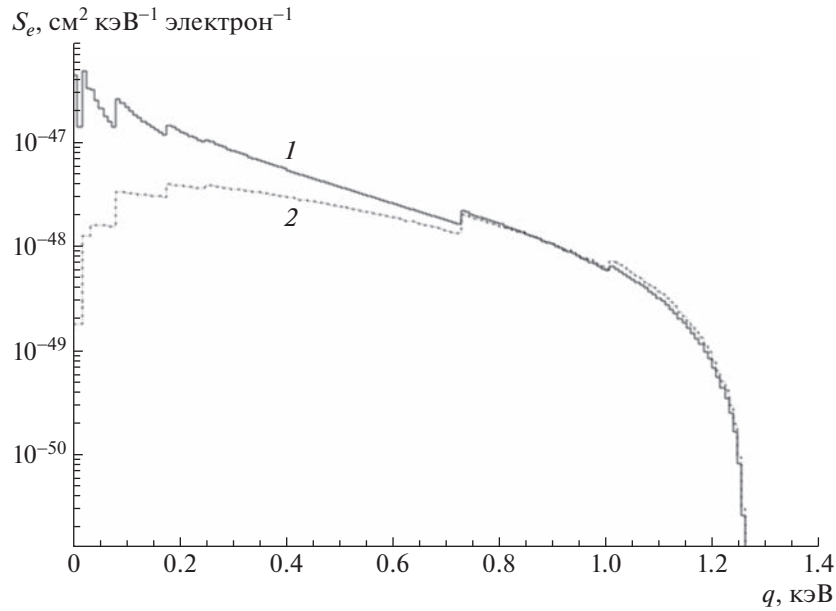


Рис. 3. Сечения слабого и магнитного рассеяния на электроне с учетом связанности на оболочках атома Cs. 1 — магнитное, 2 — слабое. Магнитное сечение приведено для значения магнитного момента $5.0 \times 10^{-12} \mu_B$.

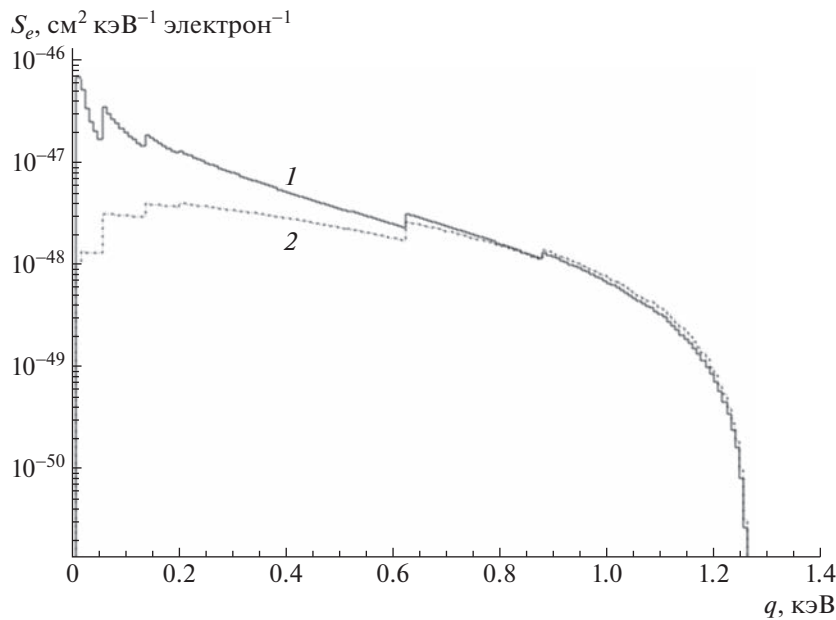


Рис. 4. Сечения слабого и магнитного рассеяния на электроне с учетом связанности на оболочках атома I. 1 — магнитное, 2 — слабое. Магнитное сечение приведено для значения магнитного момента $5.0 \times 10^{-12} \mu_B$.

7. СЕЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ НА АТОМЕ Si

Приведем сечения слабого и магнитного рассеяния на электронах атома Si, который может быть использован для изготовления полупроводникового детектора. Атом Si содержит 14 электронов на пяти оболочках. Энергии связи электронов Si приведены в табл. 3. Рассчитаны сечения магнитного

и слабого рассеяний для электронов атома Si. У кремния только два электрона с первой оболочки не принимают участия в рассеянии. На рис. 5 показаны рассчитанные сечения.

Детектор на основе Si уже использовался в конце 80-х гг. прошлого века в эксперименте по поиску слабого рассеяния антинейтрино на электроне на Ровенской АЭС [12, 13].

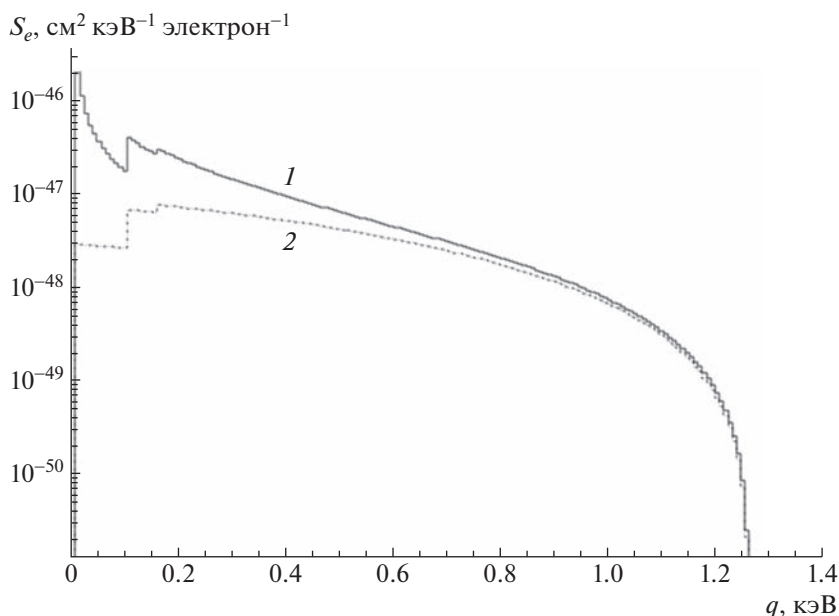


Рис. 5. Сечения слабого и магнитного рассеяния на электроне с учетом связанности на оболочках атома Si. 1 — магнитное, 2 — слабое. Магнитное сечение приведено для значения магнитного момента $5.0 \times 10^{-12} \mu_B$.

8. ОЖИДАЕМЫЕ СКОРОСТИ СЧЕТА ДЛЯ ДЕТЕКТОРОВ ИЗ КРИСТАЛЛОВ CsI И Si

Рассмотрим ожидаемую скорость счета событий рассеяния антинейтрино в детекторах из CsI и Si от одного килограмма трития. Килограмм трития содержит 2×10^{26} атомов и производит 3.6×10^{17} антинейтрино в секунду. Предположим, наш детектор состоит из 10 кристаллов CsI диаметром 15 см и весом по 10 кг каждый. Они расположены на окружности диаметром 50 см, в центр которой помещен источник 1 кг трития. Тогда в центре каждого кристалла поток антинейтрино будет достигать 2.7×10^{13} антинейтрино/(см² с). Общая масса кристаллов составит 100 кг, а количество

электронов будет 2.4×10^{28} . Тогда можно ожидать примерно 200 и 50 событий в год от магнитного и слабого рассеяния во всем диапазоне энергий для магнитного момента нейтрино $5.0 \times 10^{-12} \mu_B$, соответствующего лучшему пределу на сегодняшний день из [4]. Точные значения скоростей счета для 100 кг CsI в зависимости от порога приведены в табл. 4, а для 100 кг Si в табл. 5.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели возможность регистрации магнитного и слабого рассеяния антинейтрино тритиевого источника детектором на основе CsI или Si. Использование тритиевого источника с мягким спектром позволяет вести поиск магнитного момента нейтрино.

Были рассчитаны сечения слабого и магнитного рассеяния на электроне с учетом связанности электрона на атомной оболочке Cs, I и Si. Для магнитного рассеяния использовалось минимальное значение магнитного момента нейтрино, следующее из экспериментального ограничения эксперимента GEMMA [4].

Для расчета сечений использовалось приближение ступенчатой функции, которое дает немного большее значение сечения, чем “точное”, использующее модель Хартри—Фока—Дирака. Приближение ступенчатой функции можно использовать как верхнюю границу оценки сечения.

Обращено внимание на возможные вариации формы спектра антинейтрино тритиевого источника, что может приводить к разным значениям скоростей счета.

Таблица 5. Скорость счета событий для 100 кг Si в диапазоне энергий ($q_i - 1.26$) кэВ за год измерения; магнитное рассеяние приведено для магнитного момента $5.0 \times 10^{-12} \mu_B$

Порог q_i , эВ	Магнит.	Слабое	Всего
1	345	98	443
10	305	97	402
50	240	94	334
100	211	91	302
200	131	72	203
500	38	30	68

Получены ожидаемые значения скоростей счета в 100 кг CsI и Si за год измерения.

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект 8 “Физика изотопов водорода”, направление 8.2 “Изучение упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомах и ядрах и электромагнитных характеристик нейтрино с использованием интенсивного тритиевого источника антинейтрино”).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. F. Reines, H. S. Gurr, and H. W. Sobel, Phys. Rev. Lett. **37**, 315 (1976).
2. G. S. Vidyakin, V. N. Vyrodov, I. I. Gurevich, Yu. V. Kozlov, and V. P. Martemianov, JETP Lett. **55**, 206 (1992).
3. А. Г. Беда, В. Б. Бруданин, Е. В. Демидова, Ц. Вылов, М. Г. Гаврилов, В. Г. Егоров, А. С. Старостин, М. В. Ширченко, ЯФ **70**, 1925 (2007).
4. A. G. Beda, V. B. Brudanin, V. G. Egorov, D. V. Medvedev, V. S. Pogosov, M. V. Shirchenko, and A. S. Starostin, arXiv: 1005.2736.
5. H. T. Wong, H.-B. Li, and S.-T. Lin, Phys. Rev. Lett. **105**, 061801 (2010); hep-ph/1001.2074.
6. C. Arpesella *et al.* (Borexino Collab.), Phys. Rev. Lett. **101**, 091302 (2008).
7. P. A. Zyla *et al.* (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. **2020**, 083C01 (2020) and 2021 update.
8. Л. А. Микаэлян, В. В. Синева, С. А. Фаянс, ЯФ **64**, 1551 (2001); S. A. Fayans, L. A. Mikaelyan, and V. V. Sinev, hep-ph/0004158.
9. В. И. Копейкин, Л. А. Микаэлян, В. В. Синева, ЯФ **66**, 736 (2003); V. I. Kopeikin, L. A. Mikaelyan, and V. V. Sinev, hep-ex/0307013.
10. S. V. Silaeva and V. V. Sinev, arXiv: 2101.12991 [hep-ph].
11. <https://www.dreebit-ibt.com/ionization-energy-database.html>
12. А. В. Дербин, Л. А. Попеко, А. В. Черный, Г. А. Шишкина, Письма в ЖЭТФ **43**, 164 (1986).
13. А. В. Дербин, А. В. Черный, Л. А. Попеко, В. Н. Муратова, Г. А. Шишкина, С. И. Бахланов, Письма в ЖЭТФ **57**, 755 (1993).

ACCOUNT OF ELECTRON BINDING ON ATOMIC SHELL WHEN CALCULATING MAGNETIC AND WEAK NEUTRINO SCATTERING CROSS SECTIONS

D. N. Abdurashitov¹⁾, A. P. Vlasenko^{1),2)}, A. P. Ivashkin¹⁾, S. V. Silaeva¹⁾, V. V. Sinev^{1),2)}

¹⁾*Institute for Nuclear Research of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

²⁾*National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia*

Taking into account the electron shell binding in calculations of neutrino magnetic and weak scattering on an electron. The problem of recoil electron detection in neutrino scattering at low energies is considered. To search for neutrino magnetic momentum it is of interest to use the antineutrino spectrum from the tritium source (^3H) with small boundary energy (18.6 keV). At small neutrino energies the electron binding energy in the atom becomes important. Cross sections are calculated for the electrons of the Cs, I, and Si atoms as possible targets for experiments with tritium source.

ЭЛЕКТРОСЛАБЫЕ ПОПРАВКИ К РОЖДЕНИЮ ДИЛЕПТОНОВ ПРИ ФОТОННОМ СЛИЯНИИ НА LHC

© 2023 г. В. А. Зыкунов^{1), 2), 3)}*

Поступила в редакцию 25.06.2022 г.; после доработки 08.07.2022 г.; принята к публикации 13.07.2022 г.

Оценены однопетлевые электрослабые радиационные поправки к процессу рождения дилептонов в канале фотонного слияния при адронных столкновениях для экспериментальной программы Большого адронного коллайдера (Large Hadron Collider, LHC) по изучению процесса Дрелла–Яна. Проведен подробный численный анализ эффектов электрослабых радиационных поправок к наблюдаемым величинам (сечениям и асимметрии вперед–назад) в широкой кинематической области, в том числе для эксперимента CMS LHC в режиме Run3/HL, который соответствует сверхвысоким энергиям и инвариантным массам лептонной пары.

DOI: 10.31857/S0044002723010634, EDN: RICKNF

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение процесса рождения лептонной пары в столкновениях адронов обладает значительным потенциалом с точки зрения открытия новых физических явлений. Так, в начале 1980-х гг. в экспериментах на протонном коллайдере в CERN коллаборациям UA1 и UA2 удалось обнаружить переносчики слабого взаимодействия: W -бозоны [1] и Z -бозоны [2]. В настоящий момент в сходных экспериментах на адронном коллайдере LHC осуществляется тестирование энергетического масштаба выше ТэВ и поиск на нем отклонений от Стандартной модели (СМ) — явлений Новой физики (НФ): суперсимметричных партнеров известных частиц [3], проявлений (супер)струнной теории и симбиоза теории струн и суперсимметрии — M -теории (теории миров на бранах) [4], частиц-кандидатов на Темную материю (dark matter) [5], аксионов [частиц, введение которых объясняет отсутствие нарушения CP -симметрии в квантовой хромодинамике (КХД)] [6], ультраслабо взаимодействующих частиц (feebly interacting particles) [7]. Обнаружение следов НФ является одной из главных перспектив развития современной физики. Есть надежда, что поиск явлений НФ увенчается успехом после тщательного исследования наблюдаемых величин процесса Дрелла–Яна при боль-

ших инвариантных массах лептонной пары (дилептона) l^-l^+ .

Процесс рождения лептонной пары в адронных столкновениях, который впервые теоретически был описан в работах [8, 9] (С. Дрелл, Д. Ян) и [10] (В. Матвеев, Р. Мурадян, А. Тавхелидзе), а экспериментально исследован в BNL [11], послужил становлению КХД как теории, адекватно описывающей сильные взаимодействия. Кварк-партоновая модель (КПМ), соответственно, стала рабочим инструментом для расчетов в этой области физики высоких энергий. В современной литературе принято различать процесс Дрелла–Яна (рождение дилептона в адронных столкновениях посредством аннигиляции кварк-антикварковой пары через виртуальный фотон или Z -бозон, в работе будем его обозначать “DY”) и другие подобные процессы рождения дилептона, где также имеются в виду столкновения адронов, но дилептон рождается посредством другого механизма. Одной из таких возможностей является двухфотонный механизм (two-photon exchange mechanism) образования дилептона или рождение дилептона при фотон-фотонном (или просто фотонном) слиянии (dilepton production via $\gamma\gamma$ -fusion), в настоящей работе этот механизм будем обозначать как “ $\gamma\gamma$ ”.

В 2022–2024 гг. на LHC будет проходить этап Run3, в котором будет реализована максимальная запланированная энергия протонов $\sqrt{S} = 14$ ТэВ (в системе их центра масс), собрана статистика до 300 фбн⁻¹ и промерена область по инвариантной массе лептонной пары M примерно от 4.6 до 5.2 ТэВ. Следующий этап работы LHC 2027–2038 гг., на котором планируется собрать ста-

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, Гомель, Беларусь.

³⁾Белорусский торгово-экономический университет потребительской кооперации, Гомель, Беларусь.

*E-mail: zykunov@cern.ch

тистику в 3000 фбн^{-1} , будет называться High-Luminosity (HL) LHC, на нем планируется достичь области M до 6.2 ТэВ. Если энергии, которые будут достигнуты на Run3/HL LHC, соответствуют пределам применимости СМ, то, по всей видимости, НФ проявится в экспериментах на LHC не через прямое обнаружение новых частиц и/или новых явлений, а по довольно небольшим отклонениям от предсказаний СМ. Обнаружение новых физических явлений по такому сценарию возможно только в ходе крайне точного (прецизионного) сравнения полученных экспериментальных данных с предсказаниями теории.

Все вышесказанное требует соответствующего улучшения точности теоретического описания исследуемых процессов, протекающих в микромире, и обеспечения экспериментов на Run3/HL LHC надежными и прецизионными программами учета не только лидирующего порядка теории возмущений, но и более высоких ее порядков. Традиционно они называются радиационными эффектами или эффектами радиационных поправок (radiative corrections, RC). К настоящему моменту имеется большое количество разнообразных, взаимодополняющих друг друга программ и компьютерных кодов, посвященных этой проблеме, их обзор сделан, например, в работе [12]. В ней также приведено физическое содержание одной из таких программ — READY (Radiative corrections to Large invariant mass Drell–Yan process), разработанной автором для оценки электрослабых и КХД-поправок для процесса Дрелла–Яна.

В предыдущей работе [13] была описана процедура учета однопетлевых электромагнитных радиационных поправок для процесса рождения дилептонов в адронных столкновениях посредством механизма $\gamma\gamma$ -слияния с акцентом на корректный учет жесткого тормозного излучения. В настоящей работе будет описан вклад однопетлевых электрослабых радиационных поправок (ЭСП) для $\gamma\gamma$ -механизма. Проведен численный анализ эффектов ЭСП к наблюдаемым сечениям и асимметрии вперед–назад во всей кинематической области, для чего были расширены возможности программы READY. В настоящей работе (как и в [13]) основное внимание будет уделено условиям эксперимента CMS LHC в режиме Run3/HL.

2. ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА

Объектом изучения является процесс рождения лептонной пары в столкновении неполяризованных адронов h_A и h_B :

$$h_A(P_A) + h_B(P_B) \rightarrow l^-(p_3) + l^+(p_4) + X \quad (1)$$

(в скобках указаны обозначения 4-импульсов частиц). Полную энергию реакции (1) в системе

центра масс адронов (с.ц.м.а.) запишем так: $E_A + E_B = \sqrt{S}$. Возможные механизмы, по которым осуществляется реакция (1) на партонном уровне, изображены на рис. 1: a — рождение дилептона путем аннигиляции кварка и антикварка (процесс Дрелла–Яна), b — рождение дилептона путем фотонного слияния. Аналитическое и численное сравнение этих двух механизмов произведено в работе [13], там же изучены электромагнитные поправки (ЭМП) для фотонного слияния, изложение там и в настоящей статье проводится в духе работы [12], где подробно изложена методика расчета электрослабых и КХД-поправок для процесса Дрелла–Яна.

Безрадиационное рождение дилептона путем фотонного слияния на партонном уровне имеет вид

$$\gamma(p_1) + \gamma(p_2) \rightarrow l^-(p_3) + l^+(p_4), \quad (2)$$

фейнмановские диаграммы, которые ему соответствуют в борновском приближении, приведены на рис. 2. Обозначения на диаграмме рис. 2а следующие: p_1 (p_2) — 4-импульс первого (второго) фотона; p_3 (p_4) — 4-импульс конечного лептона l^- (антилептона l^+) с массой m . Согласно кварк-партонной модели 4-импульсы адрона и партона пропорциональны:

$$p_1 = x_1 P_A, \quad p_2 = x_2 P_B, \quad (3)$$

где коэффициенты x_1 и x_2 — это доли импульса, которые забирают партон (в данном случае — фотон) от родительского адрона.

3. КОНВОЛЮЦИЯ И КИНЕМАТИКА

Чтобы построить в рамках КПМ сечение процесса (1), нужно учесть все возможности образования дилептона из адронов, допустимые законами сохранения, и отобрать те конфигурации, которые допустимы кинематически — провести конволюцию. Физически она основана на гипотезе факторизации [14], а математически записывается в виде формулы полной вероятности:

$$d\sigma_C^h = f_\gamma^A(x_1)dx_1 f_\gamma^B(x_2)dx_2 d\hat{\sigma}_C^{\gamma\gamma} \Theta, \quad (4)$$

где $d\sigma_C^h$ — сечение процесса (1), $d\sigma_C^{\gamma\gamma}$ — сечение процесса (2). Символом $f_\gamma^h(x) \equiv f_\gamma^h(x, Q^2)$ обозначаются функции партонных распределений (parton distribution function, PDF), которые имеют следующий (вероятностный) смысл: $f_\gamma^h(x)dx$ — это вероятность нахождения в адроне h фотона с долей импульса от x до $x + dx$ при заданном Q^2 — энергетическом масштабе (resolution scale) реакции. Заметим, что существуют и другие подходы для расчета сечения процесса рождения дилептона,

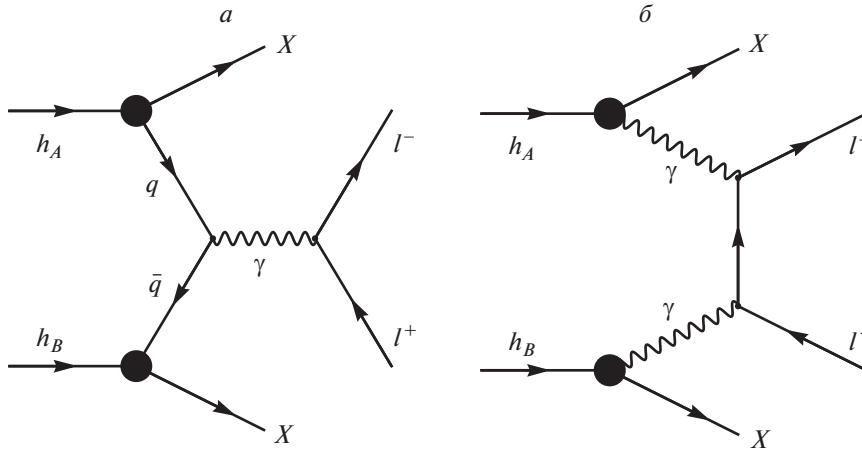


Рис. 1. Процесс рождения дилептона в адронных столкновениях: *а* — процесс Дрелла–Яна с виртуальным фотоном, *б* — механизм фотонного слияния. На линиях указаны названия частиц.

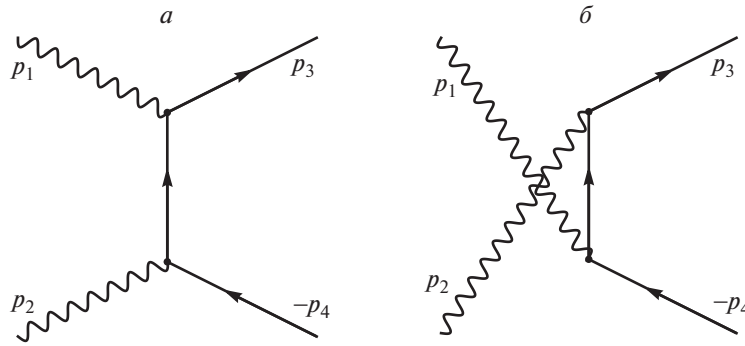


Рис. 2. Фейнмановские диаграммы процесса $\gamma\gamma \rightarrow l^-l^+$ в борновском приближении.

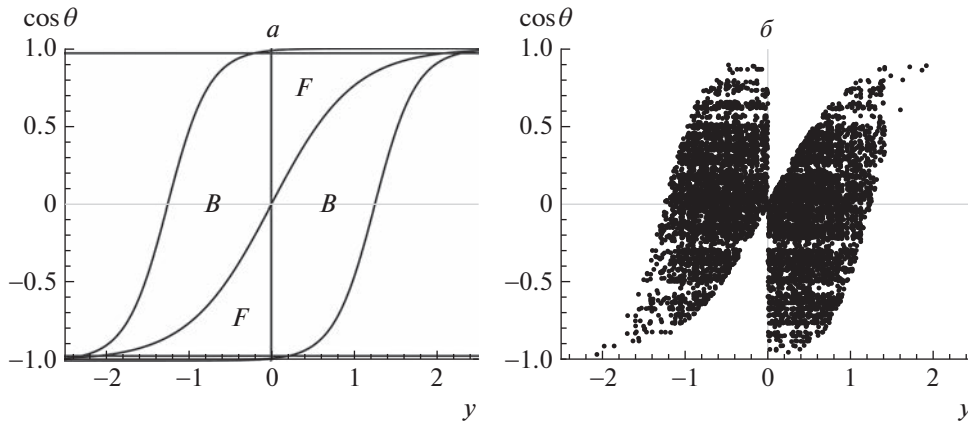


Рис. 3. *а* — Области интегрирования для сечений вперед σ_F^h и назад σ_B^h в переменных y и C ($C = \cos \theta$) (границы описываются уравнениями $y = 0$, $C = \tanh y$, $\cos \theta = \pm \zeta^*$ и $\cos \alpha = \pm \zeta^*$), *б* — разыгранные с помощью программы VEGAS [19] события, соответствующие области “назад” (точки).

индуцированного $\gamma\gamma$ -механизмом, например, в работе [15] для построения сечения был использован формализм адронного тензора.

Чтобы из (4) получить наблюдаемое сечение, в фазовом пространстве реакции нужно выделить

зависимость от требуемых переменных и проинтегрировать по остальным в области фазового объема, допустимой кинематикой реакции и возможностями детектора. Такое интегрирование несложно обеспечить с помощью фактора Θ , который мате-

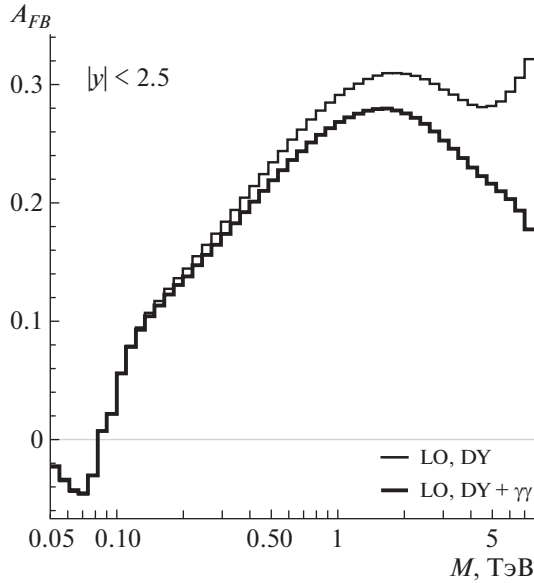


Рис. 4. Борновские асимметрии вперед-назад рождения димюона в зависимости от M в условиях CMS LHC: механизм Дрелла–Яна (тонкая кривая), с учетом обоих механизмов — Дрелла–Яна и фотонного слияния (жирная кривая).

матически представляет собой произведение трех комбинаций θ -функций:

$$\Theta = \Theta_\theta \Theta_\alpha \Theta_T. \quad (5)$$

Первые две задают ограничения по углам рассеяния лептона (θ) и антинейтрона (α):

$$\Theta_\theta = \Theta(\zeta^* - \cos \theta) \Theta(\zeta^* + \cos \theta), \quad (6)$$

$$\Theta_\alpha = \Theta(\zeta^* - \cos \alpha) \Theta(\zeta^* + \cos \alpha),$$

последняя — на поперечную часть 3-импульса лептона и антинейтрона:

$$\Theta_T = \Theta(p_T(l^-) - p_T^{\min}) \Theta(p_T(l^+) - p_T^{\min}). \quad (7)$$

Все величины из этих выражений подробно объяснены ниже (см., например, описание ζ^* и $p_T^{\min}$ в разд. 6) и/или в работе [13], использовать их нужно в зависимости от кинематики (безрадиационная или радиационная).

Нижним индексом C обозначаются вклады (contributions) в сечение: борновский (ведущий порядок, Leading Order) вклад ($C = 0 \equiv \text{LO}$), виртуальные однопетлевые вклады (virtual, $C = V$), вклад от мягких тормозных фотонов ($C = \text{soft}$), вклад ЭМП ($C = \text{QED}$), вклад слабых радиационных поправок ($C = \text{WRC} = Z + W$, Weak Radiative Corrections; этот вклад разбивается на два в соответствии с наборами диаграмм, обусловленных дополнительным Z - или W -бозоном: $C = Z$ и $C = W$ соответственно). Наконец, обозначим индексом $C = \text{NLO}$ (следующий за ведущим порядок, Next-To-Leading

order) полные ЭСП, которые состоят из двух вкладов — электромагнитного ($C = \text{QED}$) и уже определенного слабого ($C = \text{WRC}$), так что $\text{NLO} = \text{QED} + Z + W$.

Для описания безрадиационного процесса достаточно трех партоновых лоренц-инвариантов Мандельштама:

$$s = (p_1 + p_2)^2, \quad t = (p_1 - p_3)^2, \quad (8)$$

$$u = (p_2 - p_3)^2.$$

Другие три лоренц-инварианта:

$$s_1 = (p_3 + p_4)^2, \quad t_1 = (p_2 - p_4)^2,$$

$$u_1 = (p_1 - p_4)^2$$

нужны для описания радиационной кинематики. В безрадиационном случае выполняются соотношения: $s \equiv s_1$, $t \equiv t_1$, $u \equiv u_1$. Инвариантная масса дилептона определяется так:

$$M = \sqrt{(p_3 + p_4)^2}, \quad (9)$$

в безрадиационном случае, конечно, $M = \sqrt{s}$.

Адронные инварианты вводятся по аналогии с партоновыми (заметим, что $\hat{s} \equiv S$, в современной литературе одинаково часто используются оба этих обозначения для квадрата полной энергии реакции (1) в с.ц.м.а.):

$$\hat{s} = (P_A + P_B)^2, \quad \hat{t} = (P_A - p_3)^2,$$

$$\hat{u} = (P_B - p_3)^2, \quad \hat{t}_1 = (P_B - p_4)^2,$$

$$\hat{u}_1 = (P_A - p_4)^2.$$

Во всей работе последовательно используется ультрарелятивистское приближение (УРП): лоренц-инварианты по абсолютной величине много больше квадратов фермионных масс (массу лептона следует удерживать только в аргументах коллинеарных логарифмов, относящихся к ЭМП-части). Согласно КПМ (3) партоновые и адронные инварианты в УРП связаны простыми соотношениями:

$$\hat{s} = \frac{s}{x_1 x_2}, \quad \hat{t} = \frac{t}{x_1}, \quad \hat{u} = \frac{u}{x_2}, \quad (10)$$

$$\hat{t}_1 = \frac{t_1}{x_2}, \quad \hat{u}_1 = \frac{u_1}{x_1}.$$

Как уже говорилось, все нужные для анализа в с.ц.м.а. величины (энергии частиц, энергия пары E , углы рассеяния θ и α , поперечные и продольные компоненты 3-импульсов, p_T и p_z — поперечная и продольная составляющие 3-импульса пары) связаны с инвариантами в работе [13]. Приведем для полноты изложения формулу для быстроты пары (pair rapidity), в случае безрадиационного процесса в с.ц.м.а. она выглядит так:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} = \frac{1}{2} \ln \frac{\hat{t}_1 + \hat{u}}{\hat{t} + \hat{u}_1} = \frac{1}{2} \ln \frac{x_1}{x_2}. \quad (11)$$

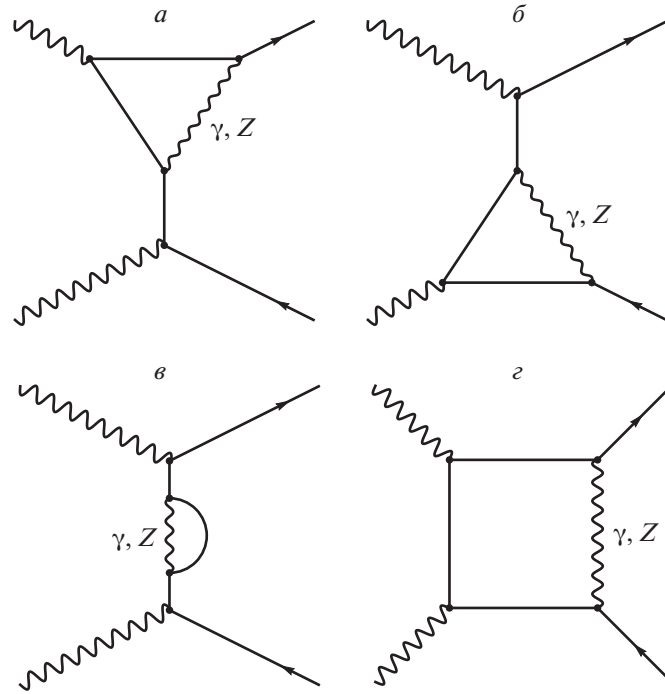


Рис. 5. Половина минимального набора фейнмановских диаграмм процесса $\gamma\gamma \rightarrow l^-l^+$ с дополнительным виртуальным фотоном или Z -бозоном: a, b — вершинный вклад, v — вклад собственной энергии лептона, z — вклад бокса. Оставшиеся диаграммы получаются заменой $p_1 \leftrightarrow p_2$.

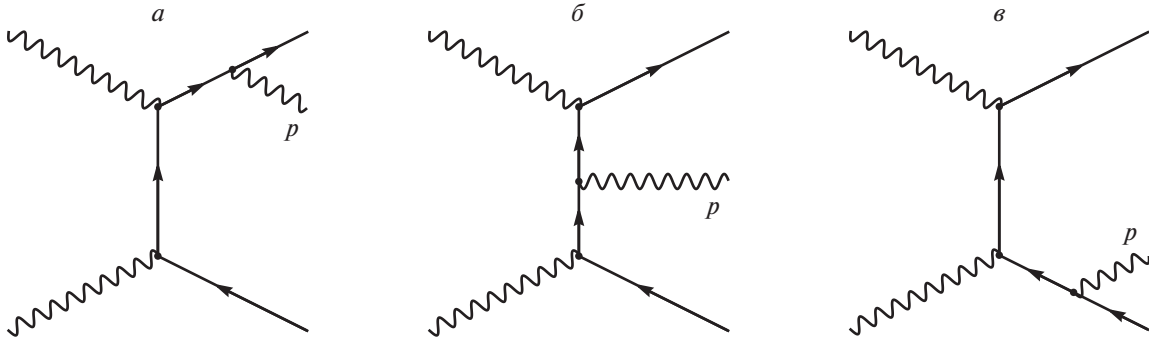


Рис. 6. Половина набора фейнмановских диаграмм процесса тормозного излучения $\gamma\gamma \rightarrow l^-l^+\gamma$. Оставшиеся диаграммы получаются заменой $p_1 \leftrightarrow p_2$.

4. БОРНОВСКОЕ СЕЧЕНИЕ И АСИММЕТРИЯ ВПЕРЕД-НАЗАД

Для расчета сечения $d\sigma_0^{\gamma\gamma}$ процесса (2) применяем стандартную технику: по правилам Фейнмана из [16] записываем амплитуды, соответствующие диаграммам рис. 2, затем квадратуем их и суммируем (усредняем) по поляризациям конечных (начальных) частиц. Представим результат в УРП в форме, принятой в работе [12]:

$$d\sigma_0^{\gamma\gamma} = \frac{2\pi\alpha^2}{s^2} \left(\frac{u}{t} + \frac{t}{u} \right) dt, \quad (12)$$

где α — постоянная тонкой структуры [17].

Применяя конволюционную формулу, перейдем к адронному сечению. Используем трижды

дифференциальное сечение (fully differential cross section), для чего осуществим замену переменных $(x_1, x_2, t) \rightarrow (M, y, \mathcal{C})$, где $\mathcal{C} = \cos \theta$ в с.ц.м.а. Соответствующий этой замене якобиан J_N имеет вид

$$J_N = -\frac{4M^3}{S[(1-\mathcal{C})e^y + (1+\mathcal{C})e^{-y}]^2} \quad (13)$$

(см. детали вычислений в [13]). Также напомним, что

$$x_1 = x_0 e^{+y}, \quad x_2 = x_0 e^{-y}, \quad x_0 = \frac{M}{\sqrt{S}}, \quad (14)$$

а партонные инварианты в с.ц.м.а. выражаются

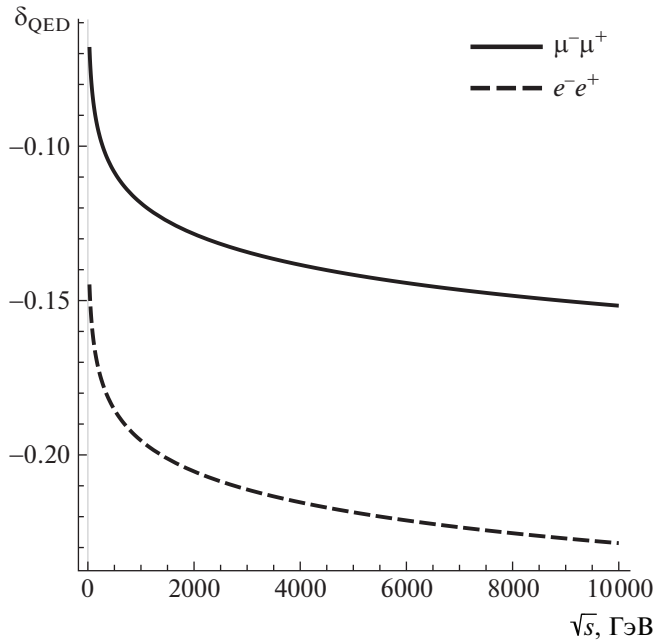


Рис. 7. Относительные электромагнитные поправки к партонному сечению в зависимости от энергии реакции при $\theta = 90^\circ$ и $\omega = 0.05\sqrt{s}$.

так:

$$t = -\frac{M^2(1-C)e^y}{(1-C)e^y + (1+C)e^{-y}}, \quad (15)$$

$$u = -\frac{M^2(1+C)e^{-y}}{(1-C)e^y + (1+C)e^{-y}}.$$

В результате трижды дифференциальное борновское сечение приобретает вид

$$\frac{d^3\sigma_0^h}{dMdydC} = \quad (16)$$

$$= 8\pi\alpha^2 f_\gamma^A(x_1) f_\gamma^B(x_2) \frac{t^2 + u^2}{SM^5(1-C^2)} \Theta.$$

Опишем еще одну важную наблюдаемую в экспериментах рождения дилептона в адронных столкновениях величину — асимметрию вперед-назад A_{FB} . Стандартным образом A_{FB} определяется как отношение разности сечений рассеяния дилептона в определенном диапазоне угла θ^* вперед σ_F^h ($\cos\theta^* > 0$) и назад σ_B^h ($\cos\theta^* < 0$) в системе Коллинза—Сопера (покоя дилептона) к их сумме:

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F^h - \sigma_B^h}{\sigma_F^h + \sigma_B^h}. \quad (17)$$

Асимметрия A_{FB} имеет двоякую природу — электрослабую и кинематическую. Во-первых, если “выключить” диаграммы с дополнительными

слабыми бозонами, т.е. оставить только “электродинамику”, то для A_{FB} тождественно получим нуль. Кинематическая природа A_{FB} заключается в нестандартном выборе разбиения области интегрирования на области “вперед” и “назад”. Точная формула для угла вылета пары в системе Коллинза—Сопера θ^* приведена в [18], в обозначениях настоящей работы она выглядит так:

$$\cos\theta^* = \text{sgn}[x_2(t+u_1) - x_1(t_1+u)] \times \quad (18)$$

$$\times \frac{tt_1 - uu_1}{M\sqrt{s(u+t_1)(u_1+t)}}.$$

В случае безрадиационной кинематики выражение для $\cos\theta^*$ приобретает особенно простой вид:

$$\cos\theta^* = \text{sgn}[x_1 - x_2] \frac{u-t}{s} = \quad (19)$$

$$= \text{sgn}[e^y - e^{-y}] \frac{(1+C)e^{-y} - (1-C)e^y}{(1+C)e^{-y} + (1-C)e^y}.$$

Решая уравнение $\cos\theta^* = 0$, получим два условия на границу, разделяющую области сечений вперед σ_F^h и назад σ_B^h : $y = 0$ и $C = \text{th } y$ (см. рис. 3а). Как видно из рисунка, асимметрия не равна нулю также по причине того, что не симметричны области интегрирования для сечений σ_F^h и σ_B^h . На рис. 3б показаны разыгранные с помощью Монте-Карло-интегратора VEGAS [19] события, соответствующие области “назад”, они обозначены точками на диаграмме. Следует обратить внимание, что изображенная физическая область ограничена также условиями $|C| \leq \zeta^*$ и $|\cos\alpha| \leq \zeta^*$. В переменных настоящей работы границы области, следующие из неравенства $|\cos\alpha| \leq \zeta^*$, имеют нетривиальный вид

$$\cos\left(\arccos\frac{\cos\theta - \text{th } y}{r} + \quad (20)$$

$$+ \arcsin\frac{\sin\theta \text{th } y}{r}\right) = \pm\zeta^*,$$

$$r = \sqrt{1 - 2\cos\theta \text{th } y + \text{th}^2 y}$$

(см. более подробно разд. 6 настоящей работы и описание рис. 3 из работы [20]).

На рис. 4 изображены борновские асимметрии вперед-назад процесса рождения димюона в зависимости от M в условиях эксперимента CMS LHC: механизм Дрелла—Яна (тонкая линия), с учетом обоих механизмов — Дрелла—Яна и фотонного слияния (жирная линия). Так как борновский процесс фотонного слияния имеет чисто электромагнитную природу, для него $A_{FB}^{\gamma\gamma} = 0$, откуда заключаем, что сечения “вперед” и “назад” равны: $\sigma_F^{\gamma\gamma} = \sigma_B^{\gamma\gamma} = \Delta$. Как выяснится ниже (см. разд. 6), сечение фотонного слияния становится сравнимым с

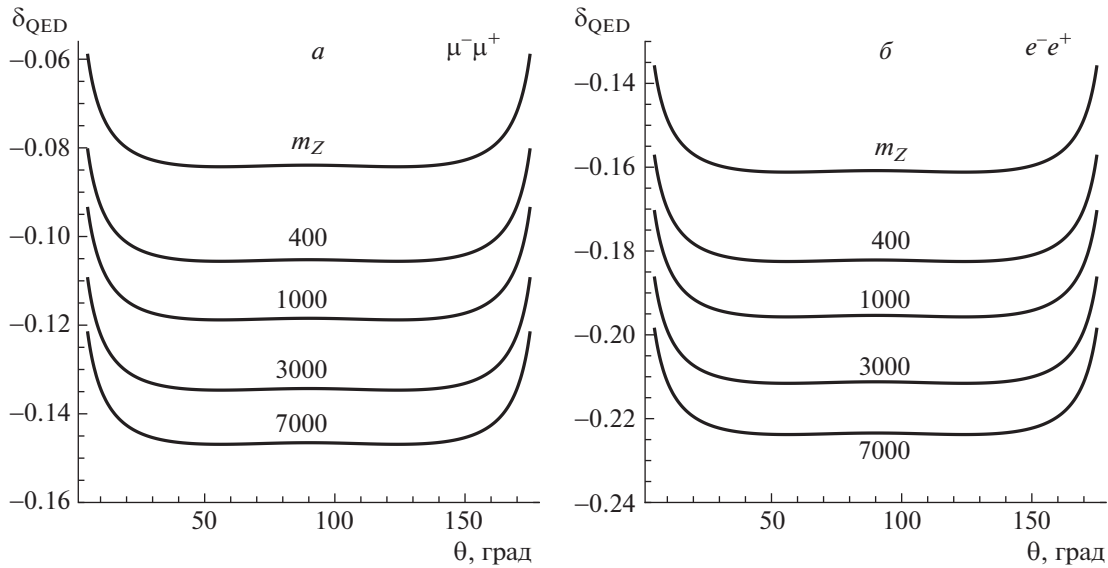


Рис. 8. Относительные электромагнитные поправки к партонному сечению в зависимости от угла рассеяния при различных энергиях реакции $\sqrt{s}$ (в ГэВ, обозначены цифрами на кривых) и $\omega = 0.05\sqrt{s}$: *a* — для конечного $\mu^-\mu^+$ -состояния, *б* — для конечного e^-e^+ -состояния.

сечением процесса Дрелла—Яна только при больших M . Раскладывая асимметрию, обусловленную

суммарным эффектом, в ряд по Δ , получим

$$A_{FB}^{DY+\gamma\gamma} \approx A_{FB}^{DY} \left(1 - \frac{2\Delta}{\sigma_{FB}^{DY}} \right).$$

Описываемый эффект понижения асимметрии вперед-назад при больших M хорошо виден на рис. 4, начиная со значений $M \sim 300$ ГэВ.

5. ОДНОПЕТЛЕВЫЕ ЭСП

Электромагнитные поправки к наблюдаемым величинам исследуемого процесса подробно описаны в работе [13], для полноты изложения повторим основные моменты. Вклад от диаграмм с дополнительным виртуальным фотоном (в обратном партонном процессе $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$) впервые был рассчитан в работах [21–23]. Полученный вклад полностью факторизуется перед борновским сечением

$$d\sigma_{QED}^{\gamma\gamma} = \delta_{QED} d\sigma_0^{\gamma\gamma},$$

где

$$\delta_{QED} = \frac{\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{4\omega^2}{s} (L-1) + \frac{\pi^2}{3} - \frac{3}{2} + \frac{tu}{t^2 + u^2} [f(t, u) + f(u, t)] \right). \quad (21)$$

Здесь ω — максимальная энергия тормозного фотона в системе центра масс начальных партонов (фотонов),

$$f(t, u) = \frac{s^2 + t^2}{2tu} L_{st}^2 - \frac{3u}{2t} L L_{st} - L_{st}, \quad (22)$$

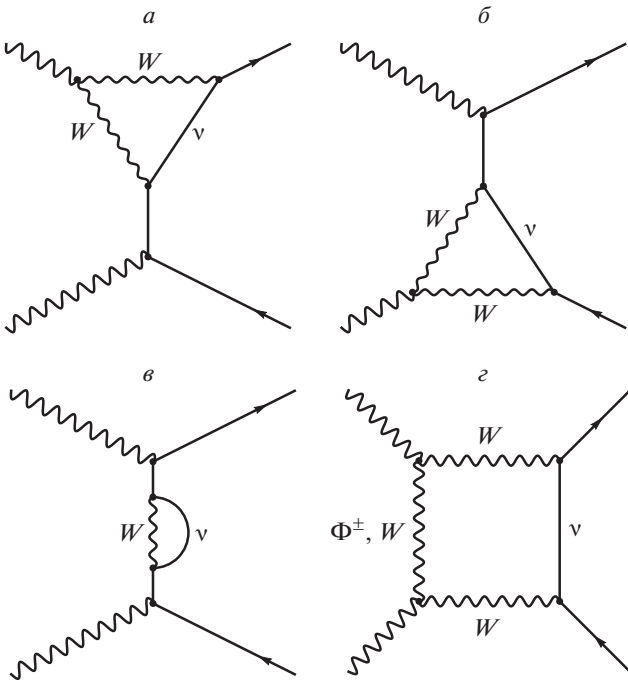


Рис. 9. Половина минимального набора фейнмановских диаграмм процесса $\gamma\gamma \rightarrow l^-l^+$ с дополнительным W -бозоном: *a*, *б* — вершинный вклад, *в* — вклад собственной энергии лептона, *г* — вклад бокса. Оставшиеся диаграммы получаются заменой $p_1 \leftrightarrow p_2$.

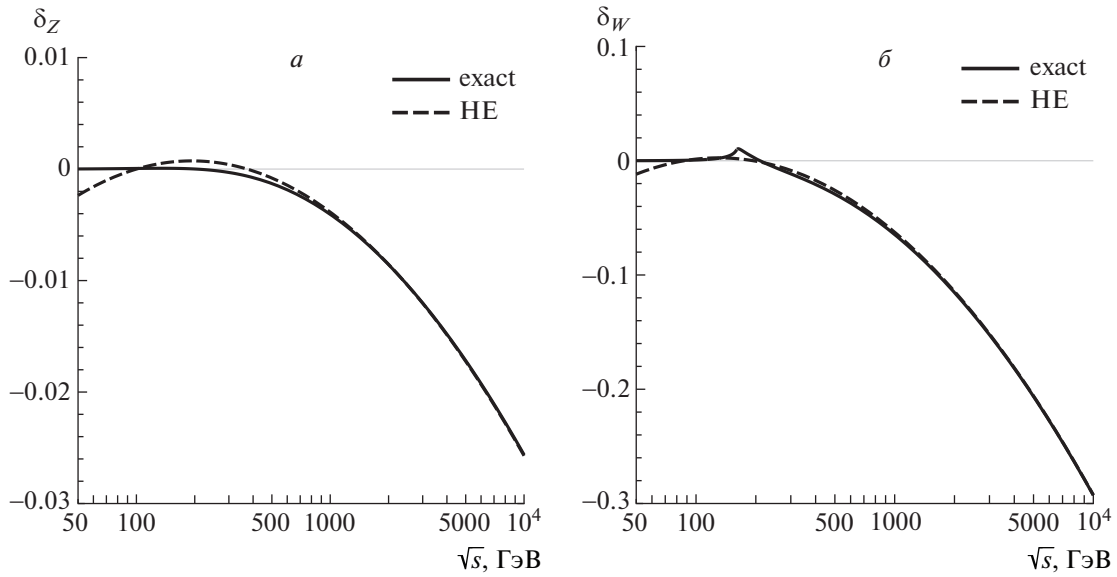


Рис. 10. Относительные электрослабые поправки к партонному сечению в зависимости от энергии реакции при $\theta = 90^\circ$: *a* — вклад от диаграмм с дополнительным Z -бозоном, *б* — вклад от диаграмм с дополнительным W -бозоном. Сплошные кривые — точный расчет, штриховые — асимптотическая оценка для HE-режима.

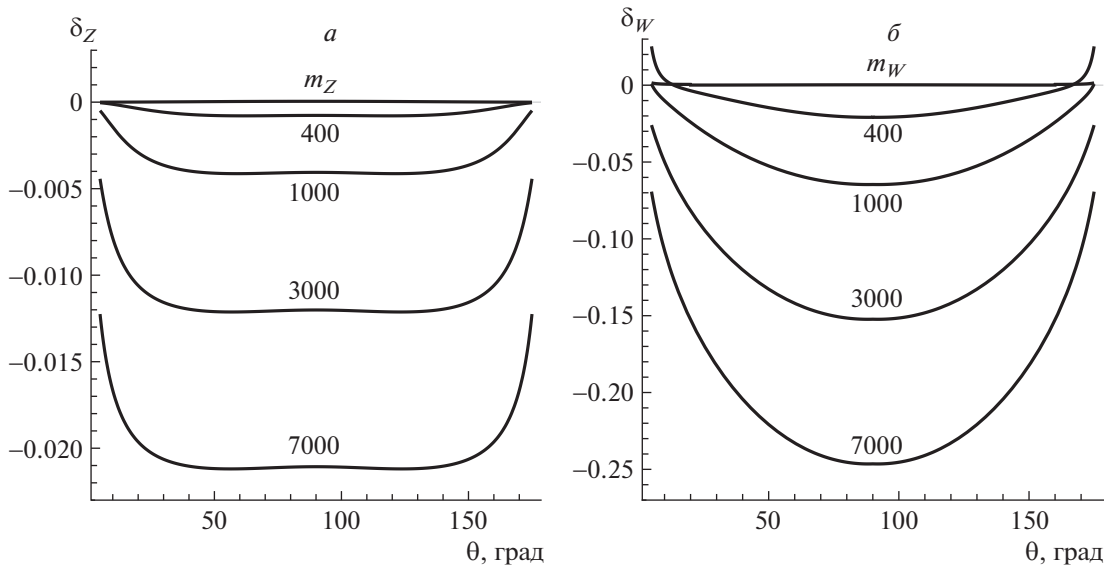


Рис. 11. Относительные электрослабые поправки к партонному сечению в зависимости от угла рассеяния при различных энергиях реакции $\sqrt{s}$ (в ГэВ, обозначены цифрами на кривых): *a* — вклад от диаграмм с дополнительным Z -бозоном, *б* — вклад от диаграмм с дополнительной W -бозоном.

а коллинеарный логарифм и логарифм, зависящий от угла рассеяния, выглядят, соответственно, так:

$$L = \ln \frac{s}{m^2}, \quad L_{st} = \ln \frac{s}{-t}. \quad (23)$$

В рассматриваемый вклад ($C = \text{QED}$) входят следующие диаграммы: две фотонные вершины рис. 5а, 5б, диаграмма собственной энергии лептона рис. 5в, фотонный бокс рис. 5г, диаграммы с излучением мягкого фотона ($C = \text{soft}$). Вклад

процессов с излучением тормозного фотона нужно включать в наблюдаемое сечение, чтобы решить проблему инфракрасной расходимости [24]. На партонном уровне они имеют вид

$$\gamma(p_1) + \gamma(p_2) \rightarrow l^-(p_3) + l^+(p_4) + \gamma(p), \quad (24)$$

здесь p — 4-импульс тормозного фотона. Фейнмановские диаграммы подпроцессов (24) приведены на рис. 6.

Поведение ЭМП δ_{QED} на партонном уровне в

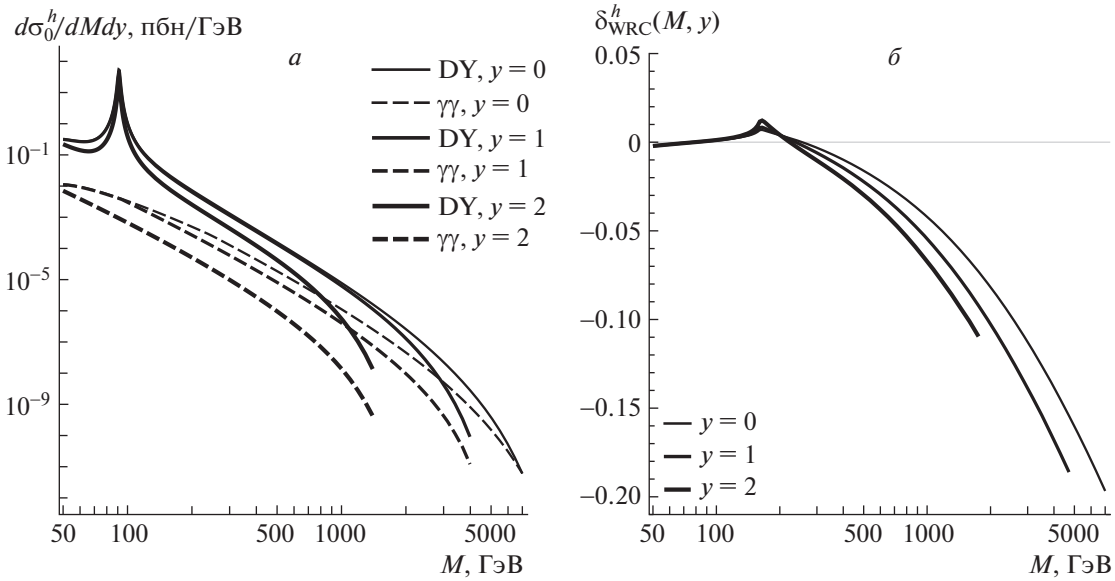


Рис. 12. *а* — Дважды дифференциальные борновские сечения рождения димюона через механизм Дрелла–Яна (сплошные кривые) и фотонное слияние (штриховые кривые). *б* — Полные относительные электрослабые поправки $\delta^h(M, y)$ к дважды дифференциальному адронному сечению в зависимости от M при различных y .

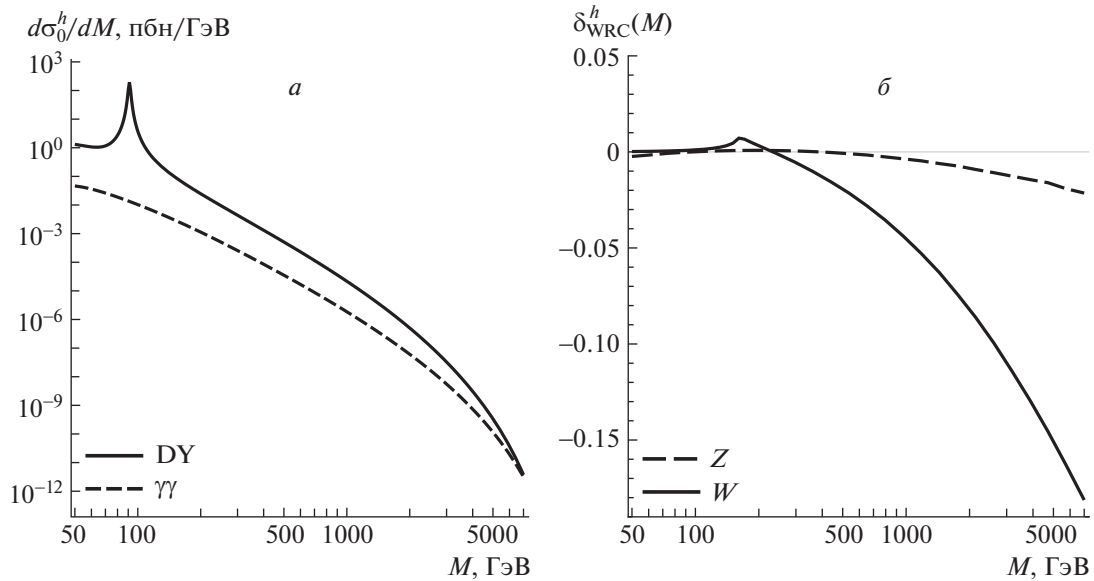


Рис. 13. *а* — Дифференциальные сечения рождения димюона через механизм Дрелла–Яна (сплошные кривые) и через фотонное слияние (штриховые кривые). *б* — Относительные электрослабые поправки $\delta^h(M)$ к дифференциальному адронному сечению, обусловленные дополнительными Z -бозоном (штриховые кривые) и W -бозоном (сплошные кривые), в зависимости от M .

зависимости от энергии показано на рис. 7, где для максимальной энергии фотона было выбрано значение $\omega = 0.05\sqrt{s}$. При данном выборе штриховая линия рис. 7 (электронный случай) в точности воспроизводит результат, приведенный в работе [25] (см. рис. 7 работы [25]). Разница в масштабе относительных поправок для электронного и мюонного случая ($m_\mu/m_e \sim 200$) в силу их логарифмического поведения не зависит от энергии, отношение этих поправок (мюонной к электронной) составляет ~ 0.08 . Поведение относительных ЭМП на партонном уровне в зависимости от угла рассеяния при различных энергиях изображено на рис. 8*а* (электронный случай) и рис. 8*б* (мюонный случай). Видна симметрия относительно $\theta = 90^\circ$, которая характерна для исследуемой реакции из-за

рифмического поведения не зависит от энергии, отношение этих поправок (мюонной к электронной) составляет ~ 0.08 . Поведение относительных ЭМП на партонном уровне в зависимости от угла рассеяния при различных энергиях изображено на рис. 8*а* (электронный случай) и рис. 8*б* (мюонный случай). Видна симметрия относительно $\theta = 90^\circ$, которая характерна для исследуемой реакции из-за

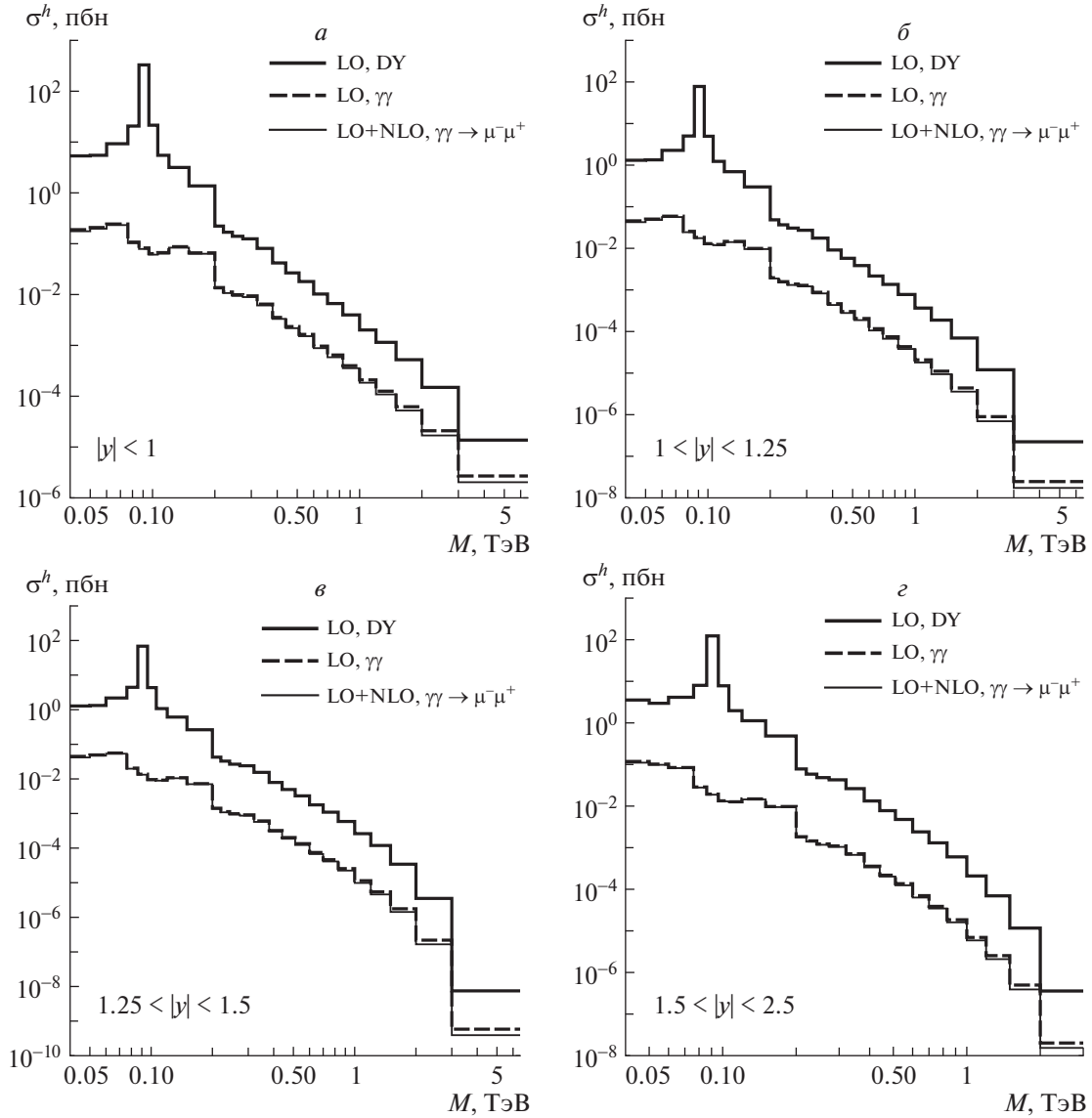


Рис. 14. Борновское сечение процесса Дрелла–Яна (жирные сплошные кривые), борновское сечение и сечение с учетом полной ЭСП процесса рождения димюона в фотонном слиянии (жирные штриховые и тонкие сплошные кривые соответственно) в зависимости от M в условиях CMS LHC для четырех стандартных интервалов по быстроте пары y : a — $|y| < 1$, b — $1 < |y| < 1.25$, v — $1.25 < |y| < 1.5$, z — $1.5 < |y| < 2.5$.

инвариантности относительно кроссинговой замены $t \leftrightarrow u$.

Полностью (с корректным учетом жесткого тормозного излучения) задача учета ЭМП была решена в работе [13]. Там подробно описана радиационная кинематика, определен фактор Θ_R , который отвечает за определение области фазового объема, допускаемой (радиационной) кинематикой реакции, показано, как нужно преобразовать фазовый объем $d\Phi_3$, чтобы адекватно (в соответствии с возможностями детектора) проинтегрировать сечение (наложить fiducial cuts). Показано, какие дополнительные действия требуются, чтобы точно

проинтегрировать сечение тормозного излучения (решить проблему коллинеарной сингулярности).

Вклад ЭСП в исследуемую партонную реакцию был рассчитан в работе [25] (точнее, там был изучен обратный процесс). Как и в случае ЭМП, для слабой части имеет место полная факторизация относительных поправок перед борновским сечением:

$$d\sigma_{\text{WRC}}^{\gamma\gamma} = d\sigma_Z^{\gamma\gamma} + d\sigma_W^{\gamma\gamma}, \quad d\sigma_{Z,W}^{\gamma\gamma} = \delta_{Z,W} d\sigma_0^{\gamma\gamma}.$$

Здесь индексом Z обозначено сечение, обусловленное диаграммами с дополнительным Z -бозоном (рис. 5), а индексом W — диаграммами с дополнительным W -бозоном (рис. 9). Набор диаграмм

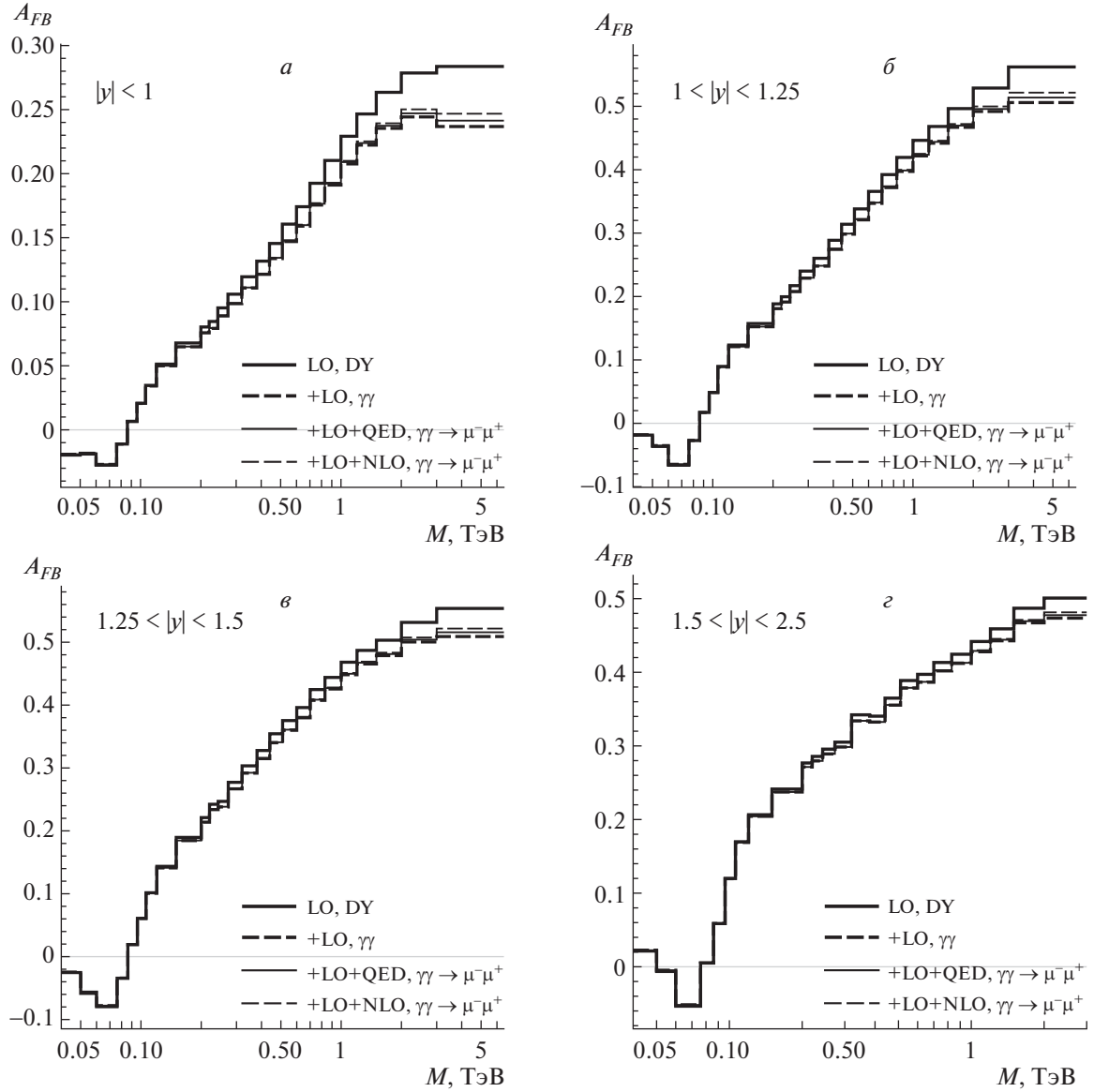


Рис. 15. Асимметрии вперед-назад рождения димюона в зависимости от M в условиях CMS LHC: механизм Дрелла–Яна (жирные сплошные кривые), также с учетом борновского механизма фотонного слияния (жирные штриховые кривые), также с учетом ЭМП (тонкие сплошные кривые), также с учетом ЭСП (тонкие штриховые кривые). Остальные обозначения такие же, как на рис. 14.

рис. 5 и рис. 9 минимальный, это значит, что указаны только те диаграммы, которые дают значимый вклад в УРП и (или) взаимно не сокращаются в сумме; полный набор приведен, например, в работе [25].

Как и для ЭМП, в случае ЭСП также имеет место кроссинговая симметрия $t \leftrightarrow u$, благодаря которой электрослабые относительные поправки можно записать так:

$$\delta_Z = -\frac{\alpha}{\pi}(v_Z^2 + a_Z^2) \times \frac{tu}{t^2 + u^2} [G_Z(t, u) + G_Z(u, t)], \quad (25)$$

$$\delta_W = -\frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{4s_W^2} \frac{tu}{t^2 + u^2} [G_W(t, u) + G_W(u, t)],$$

где векторные и аксиальные константы связи электрона с Z -бозоном:

$$v_Z = a_Z + \frac{s_W}{c_W}, \quad a_Z = -\frac{1}{4s_W c_W} \quad (26)$$

выражаются через синус угла Вайнберга θ_W :

$$s_W \equiv \sin \theta_W = \sqrt{1 - c_W^2}, \quad (27)$$

$$c_W \equiv \cos \theta_W = \frac{m_W}{m_Z}.$$

Функции G_Z и G_W из (25), вычисленные в УРП, приведены в работе [25].

Приведем здесь форму функций $G_Z(t, u)$ и $G_W(t, u)$, полученную при условии асимптотики $\sqrt{s} \gg m_Z$, соответствующей режиму высоких энергий (high energies, HE):

$$G_Z^{\text{HE}}(t, u) = \frac{t^3}{2u^3} L_{st}^2 + \frac{t}{2u} L_{tZ}(L_{sZ} + L_{st} - 1) - \frac{t}{u} L_{sZ} - \frac{t^2}{u^2} L_{st} + \frac{t}{12u} (27 - 2\pi^2), \quad (28)$$

$$G_W^{\text{HE}}(t, u) = \frac{t^2}{su} (\pi^2 - L_{sW}^2) + \frac{t}{u} \left(\frac{\pi^2}{3} + L_{tW}^2 \right) - \frac{3u}{2t} L_{tW} - L_{st} + \frac{5u}{4t}. \quad (29)$$

Эти формулы работают в области средних значений углов рассеяния. Приведем судаковские логарифмы, которые в них используются:

$$L_{tB} = \ln \frac{-t}{m_B^2}, \quad L_{sB} = \ln \frac{s}{m_B^2}; \quad B = Z, W.$$

Поведение относительных ЭСП на партонном уровне в зависимости от энергии показано на рис. 10: a — вклад диаграмм с дополнительным Z -бозоном, b — вклад диаграмм с дополнительным W -бозоном. В обоих случаях видно хорошее совпадение асимптотических результатов с точными при больших значениях $\sqrt{s}$. Сплошные кривые рис. 10 воспроизводят результат, приведенный в работе [25] (см. рис. 5 и рис. 7 там). Для описания поведения $WW\nu$ -боксов в резонансной области $\sqrt{s} = 2m_W$ было использовано значение ширины W -бозона $\Gamma_W = 2.085$ ГэВ [17] (такой выбор не является однозначным и требует более тщательного анализа, у авторов [25] используется не приведенное в тексте “малое значение”, которое дает более острый пик).

Поведение относительных ЭСП на партонном уровне в зависимости от угла рассеяния при различных энергиях изображено на рис. 11а (вклад диаграмм с дополнительным Z -бозоном) и рис. 11б (вклад диаграмм с дополнительным W -бозоном). Кривые рис. 11 воспроизводят результат работы [25], см. рис. 4 (для δ_Z) и рис. 6 (для δ_W) там.

6. АНАЛИЗ АДРОННЫХ НАБЛЮДАЕМЫХ

Для численных оценок адронных наблюдаемых принимается набор предписаний, соответствующий экспериментальной постановке CMS LHC [26]:

1. реакция (1) с неполяризованными протонами суммарной энергии $\sqrt{S} = 14$ ТэВ (с.ц.м. протонов, Run3/HL LHC) и конечными состояниями $\mu^- \mu^+$ и $e^- e^+$;
2. электрослабые параметры СМ и лептонные массы, которые соответствуют значениям из [17];
3. набор функций фотонных распределений MRST [27] с естественным выбором $Q^2 = M^2$ (для расчета в области $M > 3$ ТэВ использовалось $Q \equiv \sqrt{Q^2} = 3$ ТэВ);
4. стандартные ограничения детектора CMS на косинус угла вылета детектируемого лептона l^- : $-\zeta^* \leq \cos \theta \leq \zeta^*$ или на его быстроту: $|y(l)| \leq y(l)^*$ [связь между этими переменными стандартная: $y(l) = -\ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$, $\cos \theta = \operatorname{th} y(l)$], для детектора CMS ζ^* и $y(l)^*$ принимают значения: $y(l)^* = 2.5$, $\zeta^* \approx 0.986614$; для l^+ используются такие же ограничения;
5. стандартное ограничение детектора CMS на поперечные компоненты 3-импульсов: $p_T(l^\pm) \geq 20$ ГэВ;
6. “чистая” схема (“bare” setup) требований идентификации лептонов: без “размазывания” (smearing) и учета условий рекомбинации детектируемого лептона и радиационного фотона.

Будут рассматриваться три типа сечений:

1. дважды дифференциальные сечения (по переменным M и y) $\frac{d\sigma_C^h}{dM dy}$,
2. дифференциальные сечения по инвариантной массе дилептона $\frac{d\sigma_C^h}{dM}$, проинтегрированные в заданном интервале по переменной y ,
3. полные сечения σ_C^h , проинтегрированные в заданном интервале по M и y .

Относительные поправки к трем типам борновских адронных сечений определяются так:

$$\delta_C^h(M, y) = \frac{d\sigma_C^h/dM dy}{d\sigma_0^h/dM dy}, \quad (30)$$

$$\delta_C^h(M) = \frac{d\sigma_C^h/dM}{d\sigma_0^h/dM}, \quad \delta_C^h = \frac{\sigma_C^h}{\sigma_0^h}.$$

Показана область только положительных y (факт симметрии наблюдаемых сечений относительно

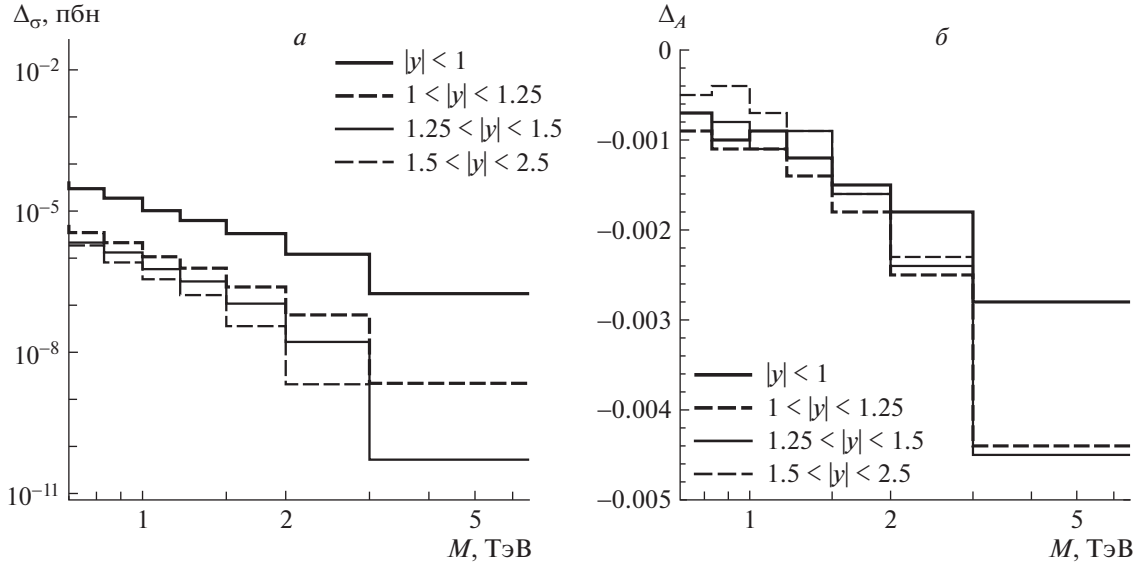


Рис. 16. *а* — Разница сечений с учетом полной ЭСП в случае рождения димюона и диэлектрона в зависимости от M . *б* — Разница асимметрий вперед-назад с учетом полной ЭСП в случае рождения димюона и диэлектрона в зависимости от M . Остальные обозначения такие же, как на рис. 14.

точки $y = 0$ часто, например, в [28], используется для уменьшения статистической ошибки).

На рис. 12*а* показаны борновские дважды дифференциальные сечения $\frac{d\sigma_0^h}{dMdy}$ процесса димюонного рождения от двух механизмов (Дрелла–Яна и фотонного слияния) для эксперимента CMS LHC в зависимости от M при разных y . Сечения резко уменьшаются с ростом как M , так и y , однако НФ может проявиться именно на краю кинематической области, поэтому ее прецизионное изучение представляется крайне необходимым. Рисунок 12*б* иллюстрирует полные относительные ЭСП $\delta_C^h(M, y)$ в зависимости от M при разных y . Из-за факторизации партонной поправки перед борновским сечением в поправках $\delta_{\text{WRC}}^h(M, y)$ в основном сохраняются черты поведения партонной относительной поправки δ_{WRC} : малость при небольших энергиях реакции, пик в точке $M = 2m_W$ и резкое падение в НЕ-области, обусловленное двойными судаковскими логарифмами.

Рисунок 13 подобен предыдущему, на нем показаны борновские дифференциальные сечения $\frac{d\sigma_0^h}{dM}$ процесса димюонного рождения и электрослабые поправки к нему в зависимости от M (по переменной y произведено интегрирование в пределах $|y| \leq 2.5$). Видно, что два рассмотренных механизма образования лептонной пары сравниваются по масштабу в области больших $M \sim 7$ ТэВ. Рис. 13*б* иллюстрирует поведение полных относительных ЭСП, разделенных по вкладам $\delta_{\text{WRC}}^h(M, y) = \delta_Z^h(M, y) + \delta_W^h(M, y)$, в зависимости

от M . Относительные поправки значительны (отрицательны) при больших M , с ростом M их абсолютное значение быстро растет.

На рис. 14 показаны борновское сечение процесса Дрелла–Яна (жирные сплошные линии), борновское сечение и сечение с учетом ЭСП процесса рождения димюона в фотонном слиянии (жирные штриховые и тонкие сплошные линии соответственно) в зависимости от M в условиях CMS LHC для четырех стандартных интервалов по быстрой паре y : *а* — $|y| < 1$, *б* — $1 < |y| < 1.25$, *в* — $1.25 < |y| < 1.5$, *г* — $1.5 < |y| < 2.5$.

Рисунок 15 иллюстрирует асимметрии вперед-назад рождения димюона в зависимости от M в условиях CMS LHC. Жирными сплошными линиями обозначена асимметрия, обусловленная механизмом Дрелла–Яна, штриховыми — асимметрия с учетом обоих механизмов: Дрелла–Яна и фотонного слияния. Асимметрии с учетом ЭМП (тонкие сплошные линии) и полных ЭСП (тонкие штриховые линии) заметно отличаются от борновских только в области больших значений M .

Наконец, чтобы установить разницу в поведении поправок для разных конечных состояний, на рис. 16*а* показана разница сечений с учетом полной ЭСП в случае рождения димюона и диэлектрона в зависимости от M :

$$\Delta\sigma = \sigma_{\text{NLO}}^h(\gamma\gamma \rightarrow \mu^-\mu^+[\gamma]) - \sigma_{\text{NLO}}^h(\gamma\gamma \rightarrow e^-e^+[\gamma]). \quad (31)$$

Рисунок 16*б* иллюстрирует зависимость от M разницы асимметрий вперед-назад с учетом полной

ЭСП в случае рождения димюона и диэлектрона:

$$\Delta_A = A_{FB}^{\text{LO+NLO}}(\gamma\gamma \rightarrow \mu^-\mu^+[\gamma]) - A_{FB}^{\text{LO+NLO}}(\gamma\gamma \rightarrow e^-e^+[\gamma]), \quad (32)$$

она оказывается довольно значительной.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе с точностью до полных однопетлевых ЭСП изучены наблюдаемые асимметрия вперед-назад и сечения (дважды дифференциальные, дифференциальные и полные) процесса рождения дилептонов в адронных столкновениях в канале фотонного слияния. Полученные теоретические эффекты радиационных поправок необходимо будет учитывать в предстоящей экспериментальной программе CMS LHC, где внимание будет акцентировано на области сверхвысоких энергий и инвариантных масс дилептона, соответствующей режиму Run3/HL LHC, поскольку они оказались на уровне ожидаемых статистических и систематических [экспериментальных] погрешностей.

Работа выполнена частично при поддержке Государственной программы научных исследований Республики Беларусь “Конвергенция” (подпрограмма “Микромир, плазма и Вселенная”). Автор признателен коллегам по группе RDMS CMS, участникам Международного научного совещания “Физика с димюонами в эксперименте CMS на LHC” (“The Physics of the Dimuons at the LHC”, Дубна, 23–24 июня, 2022) и Ю.М. Быстрицкому за обсуждение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- UA1 Collab. (G. Arnison *et al.*), Phys. Lett. B **122**, 103 (1983); UA2 Collab. (M. Banner *et al.*), Phys. Lett. B **122**, 476 (1983).
- UA1 Collab. (G. Arnison *et al.*), Phys. Lett. B **126**, 398 (1983); UA2 Collab. (P. Bagnaia *et al.*), Phys. Lett. B **129**, 130 (1983).
- J. Wess and B. Zumino, Phys. Lett. B **49**, 52 (1974).
- E. Witten, Nucl. Phys. B **463**, 383 (1996) [hep-th/9512219].
- G. Bertone, D. Hooper, and J. Silk, Phys. Rep. **405**, 279 (2005) [hep-ph/0404175].
- M. Dine, W. Fischler, and M. Srednicki, Phys. Lett. B **104**, 199 (1981).
- P. Agrawal, M. Bauer, J. Beacham, A. Berlin, A. Boyarsky, S. Cebrian, X. Cid-Vidal, D. d’Enterria, A. De Roeck, M. Drewes, B. Echenard, M. Giannotti, G. F. Giudice, S. Gninenko, S. Gori, E. Goudzovski, *et al.*, Eur. Phys. J. C **81**, 1015 (2021) [arXiv: 2102.12143 [hep-ph]].
- S. D. Drell and T.-M. Yan, Phys. Rev. Lett. **25**, 316, 902 (Erratum) (1970).
- S. D. Drell and T.-M. Yan, Ann. Phys. (N.Y.) **66**, 578 (1971).
- B. A. Матвеев, Р. М. Мурадян, А. Н. Тавхелидзе, Препринт № P2-4543, ОИЯИ (Дубна, 1969).
- J. H. Christenson, G. S. Hicks, L. M. Lederman, P. J. Limon, B. G. Pope, and E. Zavattini, Phys. Rev. D **8**, 2016 (1973).
- В. А. Зыкунов, ЯФ **84**, 348 (2021) [Phys. At. Nucl. **84**, 492 (2021)].
- В. А. Зыкунов, ЯФ **85**, 366 (2022) [Phys. At. Nucl. **85**, 500 (2022)].
- J. C. Collins, D. E. Soper, and G. F. Sterman, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **5**, 1 (1988) [hep-ph/0409313].
- N. M. Shumeiko, A. V. Soroko, and P. M. Starovoitov, J. Phys. G **27**, 1735 (2001).
- M. Böhm, H. Spiesberger, and W. Hollik, Fortschr. Phys. **34**, 687 (1986).
- Particle Data Group (P. A. Zyla *et al.*), Prog. Theor. Exp. Phys. **2020**, 083C01 (2020).
- John C. Collins and Davison E. Soper, Phys. Rev. D **16**, 2219 (1977).
- G. P. Lepage, J. Comput. Phys. **27**, 192 (1978).
- V. A. Zykunov, Phys. Rev. D **75**, 073019 (2007) [hep-ph/0509315].
- I. Harris and I. M. Brown, Phys. Rev. **105**, 1656 (1957).
- Y.-S. Tsai, Phys. Rev. **137**, B730 (1965).
- Frits A. Berends and R. Gastmans, Nucl. Phys. B **61**, 414 (1973).
- F. Bloch and A. Nordsieck, Phys. Rev. **52**, 54 (1937).
- M. Böhm and T. Sack, Z. Phys. C **33**, 157 (1986).
- CMS Collab. (G. L. Bayatian *et al.*), J. Phys. G **34**, 995 (2007).
- A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling, and R. S. Thorne, Eur. Phys. J. C **39**, 155 (2005) [hep-ph/0411040].
- CMS Collab. (S. Chatrchyan *et al.*), JHEP **1312**, 030 (2013); CMS-SMP-13-003, CERN-PH-EP-2013-168; arXiv: 1310.7291.

ELECTROWEAK CORRECTIONS TO DILEPTON PRODUCTION VIA PHOTON FUSION AT LHC

V. A. Zykunov^{1),2),3)}

¹⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

²⁾Francisk Skorina Gomel State University, Belarus

³⁾Belarusian Trade and Economics University of Consumer Cooperatives, Gomel, Belarus

One-loop electroweak radiative corrections to dilepton production in hadron collisions via photon fusion for Large Hadron Collider (LHC) experimental program aimed at exploring the Drell–Yan process are estimated. Detailed numerical analysis of electroweak radiative corrections to observable quantities (cross sections and forward-backward asymmetry) is performed in a wide kinematical region including the CMS LHC experiment in Run3/HL regime which corresponds to ultra-high energies and dilepton invariant masses.

ИССЛЕДОВАНИЕ МОД ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ^{248}Cf И $^{254,256}\text{Fm}$, ОБРАЗОВАННЫХ В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

© 2023 г. А. А. Остроухов^{1)*}, Э. М. Козулин^{1),2)}, Н. Т. Буртебаев²⁾,
А. А. Богачев¹⁾, К. Б. Гикал¹⁾, Ю. М. Иткис^{1),2)}, Г. Н. Княжева¹⁾,
Т. Н. Квочкина²⁾, Е. С. Мухамеджанов^{1),2),3)}, К. В. Новиков¹⁾, А. Н. Пан²⁾

Поступила в редакцию 21.09.2022 г.; после доработки 21.09.2022 г.; принята к публикации 22.09.2022 г.

Исследована роль замкнутых и деформированных протонных и нейтронных оболочек в делении ядер ^{248}Cf и $^{254,256}\text{Fm}$ с энергией возбуждения от 40 до 56 МэВ. Массово-энергетические распределения осколков деления этих ядер, образованных в реакциях $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ и $^{16,18}\text{O} + ^{238}\text{U}$, были измерены при энергиях налетающих ионов вблизи кулоновского барьера с помощью времяпролетного спектрометра CORSET. Показано, что во всех исследованных реакциях повышенный выход осколков в районе массы 100 а.е.м. связан с влиянием деформированной протонной оболочки $Z \sim 38$. Обнаружено проявление SuperShort-моды в делении ^{256}Fm при энергии возбуждения составного ядра 40 МэВ.

DOI: 10.31857/S0044002723010427, EDN: RGELER

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время массовые и энергетические распределения (МЭР) осколков спонтанного и низкоэнергетического деления актинидных ядер хорошо изучены [1–3]. Было обнаружено, что массовые распределения осколков деления в этой области асимметричны и определяются влиянием замкнутых и деформированных ядерных оболочек. С увеличением энергии возбуждения делящихся ядер влияние оболочек уменьшается, и при энергии возбуждения более 40–50 МэВ свойства осколков деления становятся близкими к предсказанным моделью жидкой капли (МЖК).

На рис. 1 схематично представлены массовые распределения осколков для области ядер Cf–Hs. Как видно из рисунка, форма массового распределения может значительно изменяться в зависимости от числа протонов и нейтронов делящегося ядра, а при числе нейтронов $N \geq 156$ и $Z \geq 100$, помимо симметричного и асимметричного деления, может проявляться узкая высокоэнергетическая симметричная компонента.

Впервые предположение о существовании двух независимых способов деления (симметричного и

асимметричного) было выдвинуто в 1950-х гг. Туркевичем и Нидаем [4] при анализе массовых распределений осколков деления ^{232}Th быстрыми нейтронами. Но из-за ряда неудачных попыток применения двухкомпонентного описания к другим ядрам интерес к этому подходу упал. Гипотеза модалного деления получила физическое обоснование в теоретических работах Пашкевича и Брозы с соавторами [5–7], где было показано, что жидкокапельные и оболочечные эффекты в делящемся ядре приводят к появлению нескольких долин на поверхности потенциальной энергии деформации, каждая из которых подходит к точке разрыва на осколки со своей характерной основной делительной и масс-асимметричной деформацией и отвечает за формирование массово-энергетических распределений независимых мод.

Броза [7] предложил свою классификацию, где выделил несколько мод деления: симметричные SuperLong (S) и SuperShort (SS), асимметричные Standard 1 (S1) и Standard 2 (S2), а также суперасимметричную Standard 3 (S3). Симметричная мода S определяется жидкокапельными свойствами ядра, поэтому наиболее вероятные значения масс осколков $M = A_{\text{CN}}/2$, а их среднюю полную кинетическую энергию можно оценить из систематики Вайолы [8]. Мода SS объясняется влиянием оболочечных эффектов. Она связана с возможностью иметь одновременно в обоих осколках околomagические значения чисел протонов и нейтронов $Z \sim 50$ и $N \sim 82$. Распределение кинетической энергии SS-моды характеризуется более высоким средним значением (на ~ 20 МэВ) и меньшей дисперсией по

¹⁾Лаборатория ядерных реакций им. Г. Н. Флерова, ОИЯИ, Дубна, Россия.

²⁾Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан.

³⁾Казахский национальный университет им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан.

*E-mail: ostroukhov@jinr.ru

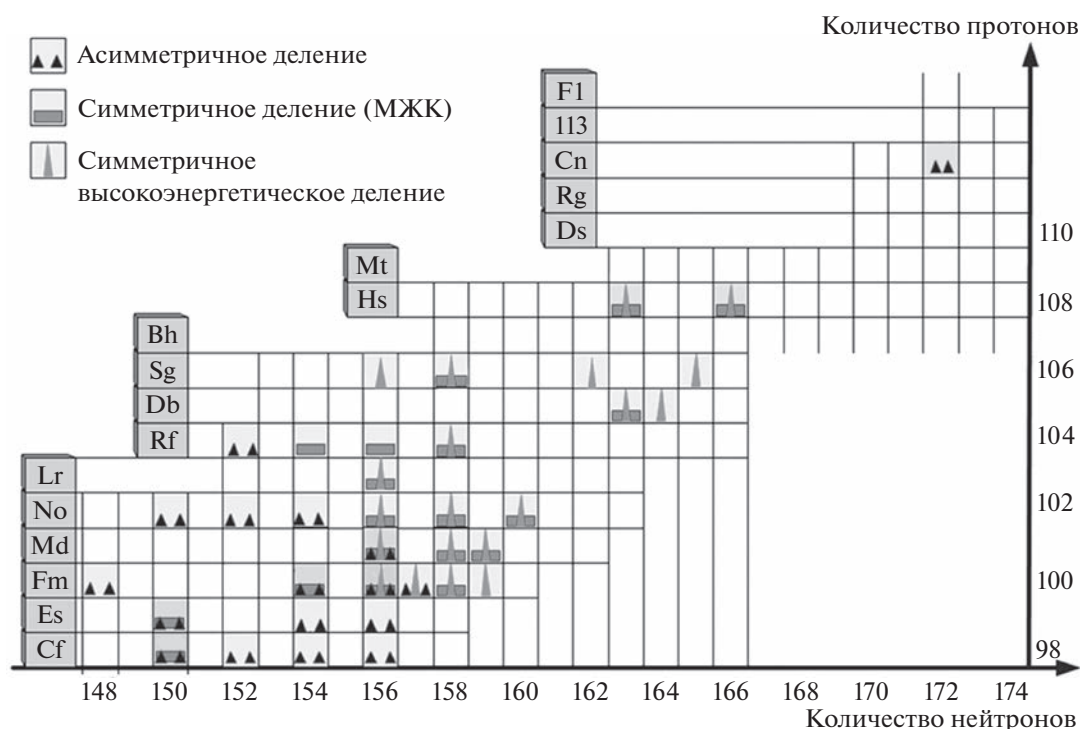


Рис. 1. Вид массовых распределений осколков деления в зависимости от нуклонного состава для области тяжелых ядер Cf–Hs.

сравнению с S -модой. Мода $S1$, характеризующаяся более высокой по сравнению с S -модой кинетической энергией, формируется за счет влияния магических оболочек в тяжелом осколке $Z_H \sim 50$ и $N_H \sim 82$ (средняя масса тяжелого фрагмента $M_H \approx 132\text{--}134$ а.е.м.). Моду $S2$, для которой также характерна повышенная кинетическая энергия, а средняя масса тяжелого фрагмента $M_H \approx 138\text{--}140$ а.е.м., связывают с влиянием деформированной оболочки $N = 88$ [9, 10]. Суперасимметричная мода $S3$ со средней массой легких фрагментов $M_L \approx 70$ а.е.м. обусловлена проявлением оболочек $Z \sim 28$ и $N \sim 50$. Впервые суперасимметричная мода была обнаружена при делении составных ядер в области Pb [11]. Для ядер ^{210}Po и ^{213}At выход этой моды составил около $10^{-2}\%$. Эта мода также наблюдалась в делении ядер-актинидов тепловыми нейтронами, где ее вклад не превышает $10^{-4}\%$ [12].

Суперасимметричное деление возбужденных актинидных ядер ^{248}Cf , $^{254,256}\text{Fm}$ при энергиях вблизи кулоновского барьера было исследовано в работе [13], однако на уровне выхода масс $10^{-5}\%$ его вклад не был обнаружен.

Цель настоящей работы состояла в более глубоком изучении мультимодального деления возбужденных актинидных ядер ^{248}Cf и $^{254,256}\text{Fm}$, полученных в реакциях $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ и $^{16,18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ при энергиях вблизи кулоновского барьера.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Измерения МЭР осколков деления ядер ^{248}Cf и $^{254,256}\text{Fm}$ проводились на ускорителе У-400М Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова в реакциях $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ при энергии налетающих ионов 84 и 96 МэВ, $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ — 89 и 101 МэВ и $^{18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ при энергии ионов 85 МэВ. Энергетическое разрешение пучка составляло $\sim 2\%$.

В эксперименте использовались мишени, изготовленные путем напыления ^{232}Th и ^{238}U (200 и 150 мкг см^{-2} соответственно) на углеродные пленки толщиной 40 мкг см^{-2} . Мишени были помещены в центр реакционной камеры под углом 45° к оси пучка.

Массы и энергии бинарных продуктов реакций были измерены с помощью двухплечевого времяпролетного спектрометра CORSET [14]. Спектрометр состоит из двух идентичных времяпролетных плеч для измерений скоростей бинарных фрагментов реакции. Каждое плечо включает в себя стартовый детектор и позиционно-чувствительный стоповый детектор, изготовленные на основе микроканальных пластин с тонкими углеродными (40 мкг см^{-2}) на стартовом детекторе и майларовыми (170 мкг см^{-2}) пленками на стоповом детекторе. Расстояние между мишенью и стартовым/стоповым детектором составляло

5/25 см, а размеры составили $2 \times 3/7 \times 9$ см соответственно. Плечи спектрометра устанавливались под углами $\pm 78^\circ$, что соответствует $\pm 90^\circ$ в системе центра масс (СЦМ). Временное разрешение спектрометра составляет 180 пс. Угловое разрешение составляет $\pm 0.3^\circ$. В данных условиях массовое и энергетическое разрешения составили 2–3 а.е.м. и ± 5 МэВ соответственно.

МЭР первичных бинарных фрагментов реакций были получены из измеренных координат и времен пролета с помощью метода двух скоростей. Обработка данных проводилась исходя из законов сохранения импульса и энергии, а также массового числа в предположении, что масса составной системы равна сумме масс взаимодействующих ядер. Эмиссия нейтронов не принималась во внимание, так как в исследуемых реакциях вероятность испарения трех и более предразрывных нейтронов крайне мала, поэтому, учитывая массовое разрешение спектрометра, это не оказывает существенного влияния на МЭР осколков. При обработке были учтены потери энергии фрагмента в мишени и фольгах детекторов.

3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Массово-энергетические распределения осколков деления исследуемых реакций показаны на рис. 2. Видно, что при близких энергиях возбуждения составных ядер МЭР для всех реакций очень похожи. Как было сказано выше, при высоких энергиях возбуждения свойства МЭР фрагментов хорошо описываются в рамках жидкокапельной модели: массовые распределения можно описать одним гауссианом, распределения полной кинетической энергии (ТКЕ) также имеют близкую к гауссовой форму, а зависимость средней ТКЕ ($\langle \text{ТКЕ} \rangle$) от массы осколка — параболическую. Сплошные линии на рис. 2 соответствуют расчетам по МЖК. Как видно из рисунка, в области асимметричных масс наблюдаются отклонения от МЖК, которые уменьшаются с ростом энергии возбуждения. Эти отклонения объясняются проявлением оболочечных эффектов в этих реакциях.

Очевидно, что влияние ядерных оболочек проявляется наиболее ярко в спонтанном и низкоэнергетическом делении. В работе [15] модальный анализ спонтанного деления ^{254}Fm выявил наличие асимметричной моды в области масс легкого осколка ~ 100 а.е.м. Исходя из гипотезы о неизменной зарядовой плотности, этим массам соответствуют $Z_L \approx 39$. Недавние систематические исследования образования и распада изотопов Pt, Hg и Pb [16, 17] показали, что при формировании осколков деления преактинидных ядер стабилизирующую роль играют протонные числа $Z \approx 36$,

38 в легком фрагменте. Поэтому проявление асимметричной моды в области масс легкого осколка ~ 100 а.е.м. в делении актинидов можно объяснить влиянием протонной оболочки $Z = 38$ в легком фрагменте.

При исследуемых в данной работе энергиях возбуждения вклад симметричной жидкокапельной компоненты значительно выше, чем асимметричных мод, вследствие чего структуры в МЭР осколков выражены слабо и проведение мультимодального анализа является сложной процедурой. В связи с этим для разложения экспериментальных распределений М-ТКЕ матрицы были разбиты на три области: область масс $A_{\text{CN}}/2 \pm 6$ а.е.м., где ожидается наибольший выход симметричных мод, область с максимальным выходом асимметричных мод (~ 100 – 120 а.е.м.), связанных с влиянием оболочек $Z = 50, 56$ и $N = 82, 88$, и сильно асимметричная область масс (~ 60 – 100 а.е.м.), где наибольший вклад вносят суперасимметричные моды, образованные под влиянием оболочек $Z = 28$ и $Z = 50$. Для каждой области были построены и проанализированы распределения ТКЕ. Выход каждой моды описывался функцией Гаусса:

$$Y_i(M) = A_{\text{З}} * e^{\frac{-M-M_i}{2*\sigma_{\text{З}}^2}},$$

$$Y_i(\text{ТКЕ}) = A_{\text{ТКЕ}} * e^{\frac{-\text{ТКЕ}-\text{ТКЕ}_i}{2*\sigma_{\text{ТКЕ}}^2}},$$

$$\begin{cases} Y_{\text{tot}}(M) = \sum_i Y_i(M), \\ Y_{\text{tot}}(\text{ТКЕ}) = \sum_i Y_i(\text{ТКЕ}), \end{cases}$$

где Y_i — выход моды, A_{iM} и $A_{i\text{ТКЕ}}$ — высота (амплитуда) пика моды в массовом спектре и спектре ТКЕ, M_i и ТКЕ_i — позиция пика в массовом спектре и спектре ТКЕ, σ_{iM} и $\sigma_{i\text{ТКЕ}}$ — среднеквадратические отклонения массового и энергетического распределений. В процедуре разложения измеренных спектров на моды положения пиков их амплитуды и ширины варьировались таким образом, чтобы вклад каждой моды имел одинаковый вес в массовом и энергетическом распределениях. Положения пиков в массовых распределениях были зафиксированы на значениях, полученных для этих оболочек в предположении неизменной зарядовой плотности. Дисперсии массового распределения для S-моды были зафиксированы на значениях, полученных из систематики для деления нагретых ядер в соответствии с МЖК [18]. В работе по исследованию модальной структуры МЭР осколков деления актинидных ядер ^{232}Th и ^{235}U протонами низких энергий [19] было показано, что кинетическая энергия моды S1 выше, чем моды S2, а ее дисперсия, наоборот, меньше. Это также было учтено нами в процедуре разложения.

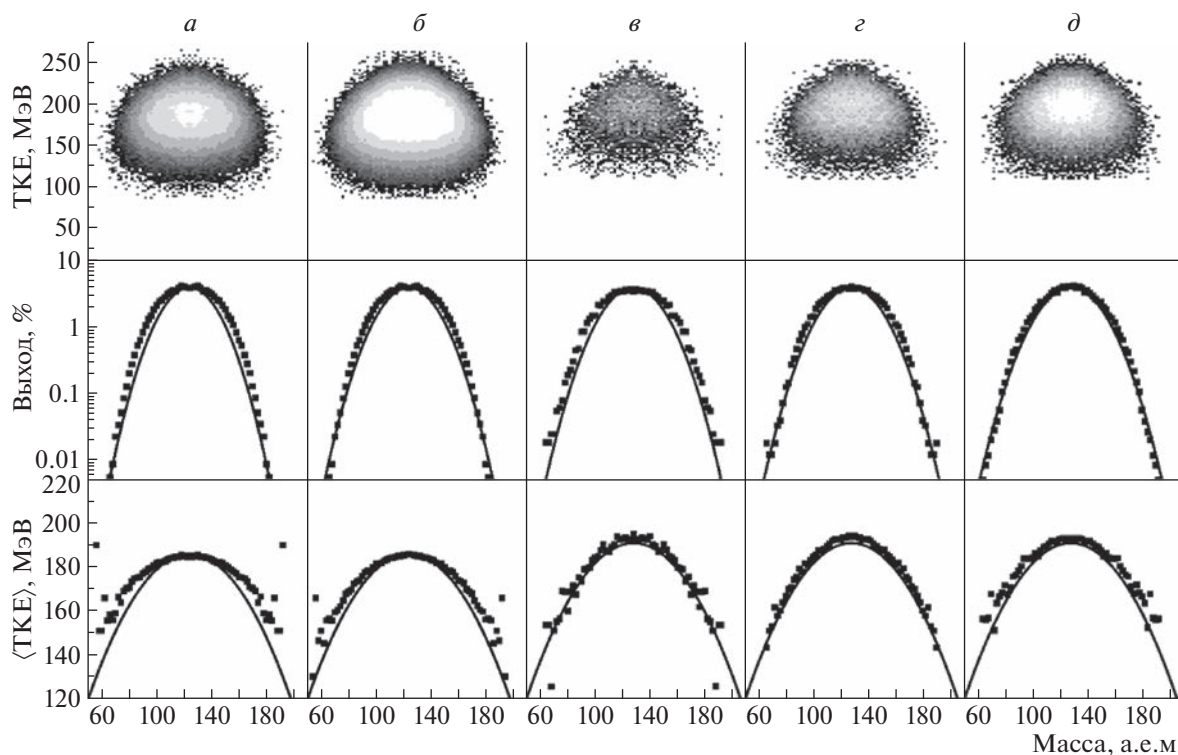


Рис. 2. Сверху вниз: двумерные распределения выходов осколков в зависимости от их массы и полной кинетической энергии (ТКЕ), массовые распределения осколков деления (выход), зависимость средней (ТКЕ) от массы осколка деления. *а* — ^{248}Cf при $E^* = 42$ МэВ, *б* — $E^* = 53$ МэВ, *в* — ^{256}Fm при $E^* = 40$ МэВ, *г* — ^{254}Fm при $E^* = 45$ МэВ, *д* — при $E^* = 56$ МэВ.

Пример такого разложения для реакции $^{18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ продемонстрирован на рис. 3.

Результаты разложений массовых распределений осколков деления $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ и $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ показаны на рис. 4. Полученные значения наиболее вероятных энергий и вклады каждой моды для всех исследованных реакций приведены в табл. 1–3.

Для реакций $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ и $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ с увеличением энергии налетающего иона вклад симметричной моды S вырос на ~ 10 – 15% . В случае $^{18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ при $E_{\text{lab}} = 85$ МэВ ее вклад составил 61% . ТКЕ этой моды в пределах ошибки соответствует значению систематики Вайолы [8]. ТКЕ моды $S1$ на ~ 20 МэВ больше, чем S -моды. В реакциях с ионами ^{16}O с увеличением энергии возбуждения выход $S1$ -моды понизился с 3–4 до 1% . ТКЕ моды $S2$ примерно на 10 – 15 МэВ выше, чем моды S . В реакциях $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$, ^{238}U с ростом энергии возбуждения вклад этой моды упал с 16% до 8 – 9% . Для реакции $^{18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ при $E_{\text{lab}} = 85$ МэВ ее вклад составил 22% .

Во всех исследуемых реакциях вклад моды $S3$, обусловленной влиянием сферических оболочек $Z = 28$, $N = 50$, на уровне выхода масс $10^{-5}\%$ обнаружен не был. Однако для описания массовых

распределений потребовалось введение еще одной моды (в дальнейшем называемой $S3^*$) с массой легкого осколка в районе 100 а.е.м., связанной с возможным проявлением деформированной оболочки $Z = 38$. ТКЕ этой моды приблизительно на 10 МэВ ниже, чем моды S . С увеличением энергии возбуждения в случае реакций $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ и $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ выход этой моды уменьшился с 9% до 5 – 7% . Эта оболочка также проявилась в реакции $^{18}\text{O} + ^{238}\text{U}$, где ее вклад составил $\sim 12\%$.

На рис. 5 показаны распределения ТКЕ симметричных осколков деления с массами $A_{\text{CN}}/2 \pm 10$ а.е.м., полученных в реакциях $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ и $^{16,18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ при самых низких из измеренных энергиях возбуждения. Как видно из рисунка, для ядер ^{248}Cf (рис. 5а) и ^{254}Fm (рис. 5б) мода SS не была обнаружена. Вклад этой моды, обусловленной влиянием замкнутых оболочек $Z = 50$, $N = 82$ одновременно в обоих осколках деления, был обнаружен только в реакции $^{18}\text{O} + ^{238}\text{U}$, ведущей к образованию ^{256}Fm при начальной энергии возбуждения 40 МэВ (рис. 5в). Это связано с тем, что, во-первых, для этого ядра получают более благоприятные условия для формирования двух сферических осколков с $Z = 50$ и $N \sim 82$ (ядро

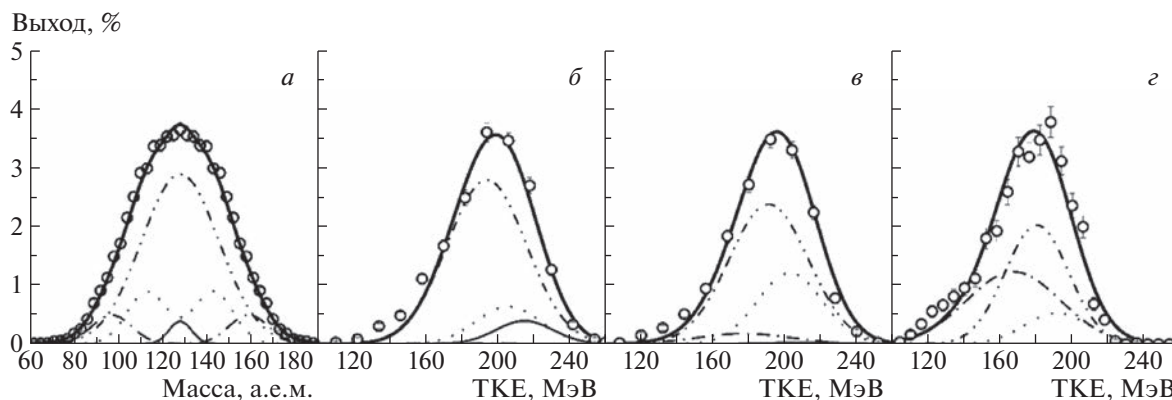


Рис. 3. Массовые и энергетические распределения осколков деления ^{256}Fm и результаты их разложения на моды. *а* — Массовое распределение ^{256}Fm , *б* — энергетическое распределение ^{256}Fm в области масс 122–134 а.е.м., *в* — энергетическое распределение ^{256}Fm в области масс 102–122 а.е.м., *г* — энергетическое распределение ^{256}Fm в области масс 62–102 а.е.м. Точки: экспериментальные распределения. Кривые: сумма всех кривых (сплошная), результаты разложения на делительные моды — *S* (штрихштрихпунктирная), *SS* ($Z = 50$) (тонкая сплошная), *S2* ($Z = 56$) (штриховая), *S3** ($Z = 38$) (штрихпунктирная).

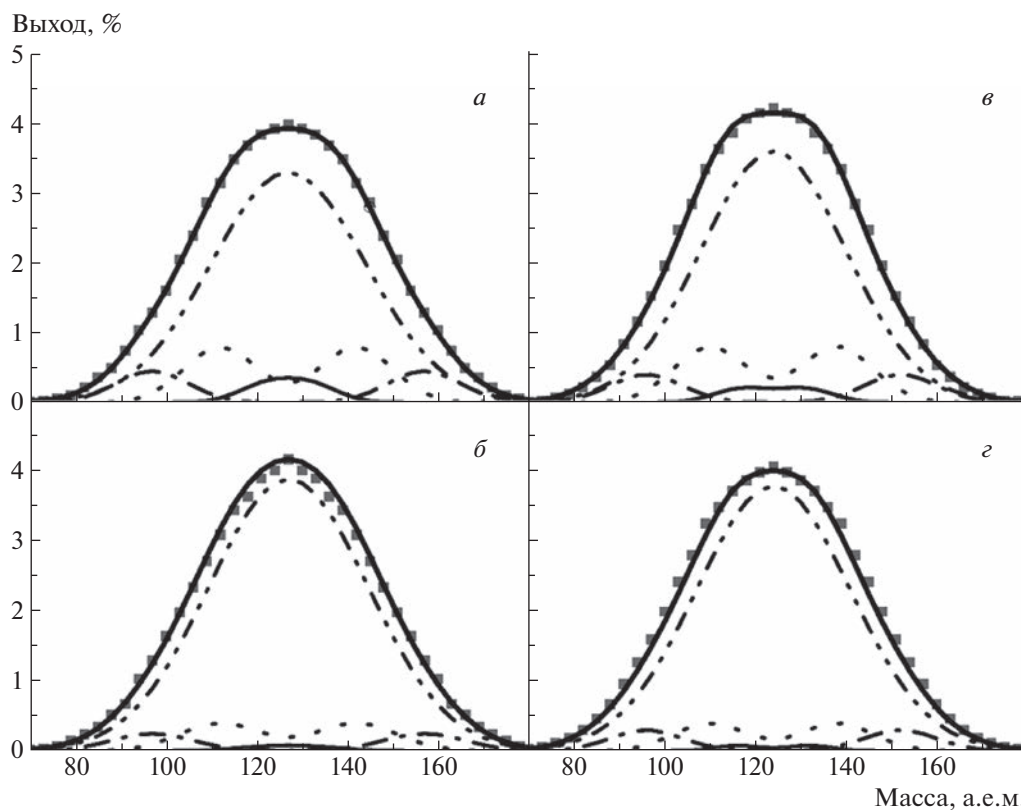


Рис. 4. Массовые распределения осколков деления. *а* — ^{248}Cf при $E_{\text{lab}} = 84$ МэВ, *б* — $E_{\text{lab}} = 96$ МэВ, *в* — ^{254}Fm при $E_{\text{lab}} = 89$ МэВ, *г* — $E_{\text{lab}} = 101$ МэВ. Кривые: сумма всех кривых (сплошная), результаты разложения на моды — *S* (штрихштрихпунктирная), *S1* ($Z = 52$) (тонкая сплошная), *S2* ($Z = 56$) (штриховая), *S3** ($Z = 38$) (штрихпунктирная).

^{256}Fm содержит 100 протонов и 156 нейтронов), а во-вторых, в этом случае начальная энергия возбуждения составного ядра самая низкая из исследуемых в данной работе, и оболочечные эффекты должны проявляться ярче. ТКЕ этой моды

на ~ 25 МэВ больше, чем моды *S*, а ее вклад составил порядка 4%. Проявление *SS*-моды было обнаружено в работе [20] при делении ядер ^{257}Md , полученных в реакции $^{19}\text{F} + ^{238}\text{U}$ вплоть до $E^* = 48$ МэВ, тогда как для ядер ^{256}Fm и ^{251}Es , полу-

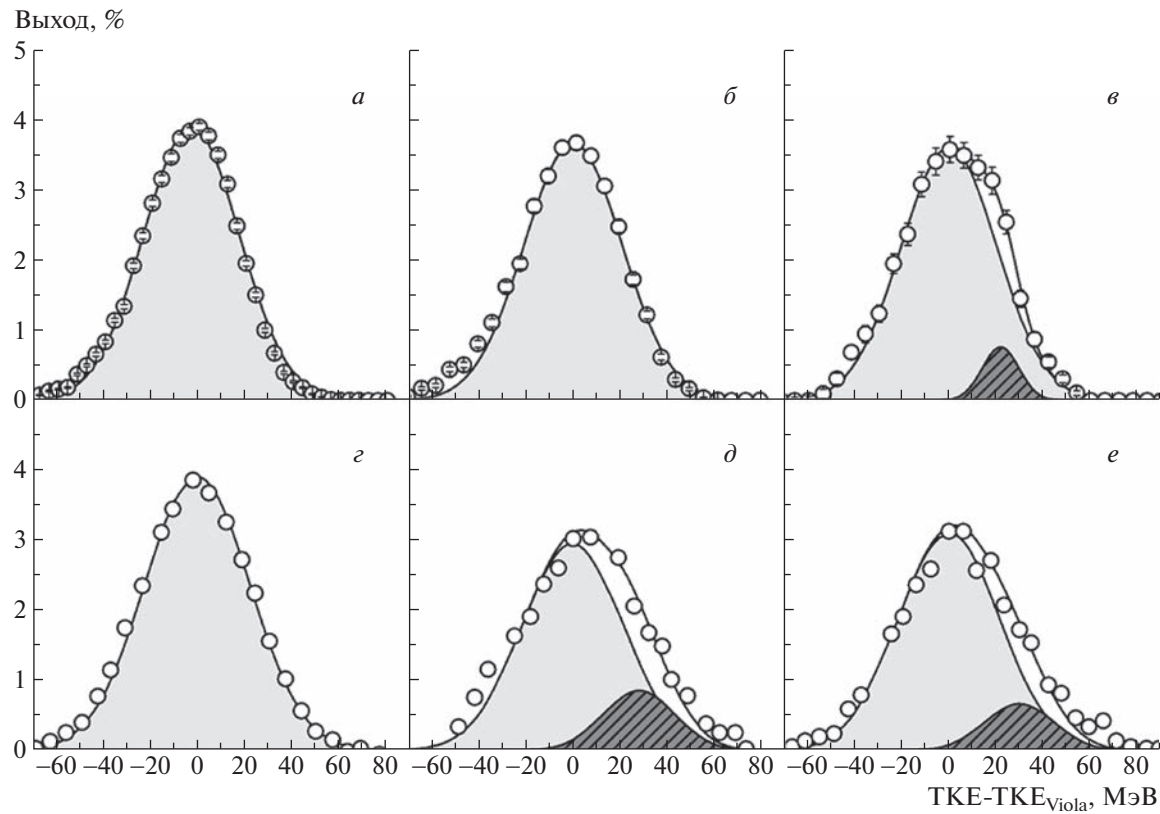


Рис. 5. Распределения ТКЕ симметричных (с массами $A_{CN}/2 \pm 10$ а.е.м.) осколков деления. *а* — ^{248}Cf при $E^* = 42$ МэВ, *б* — ^{254}Fm при $E^* = 45$ МэВ, *в* — ^{256}Fm при $E^* = 40$ МэВ, *г* — ^{251}Es при $E^* = 47.6$ МэВ, *д* — ^{256}Fm при $E^* = 36.3$ МэВ, *е* — ^{257}Md при $E^* = 37.5$ МэВ. Точки: экспериментальные данные. Заштрихованная область — вклад *SS*-моды, заполненная область — вклад симметричной жидкокапельной компоненты (*S*-моды).

Таблица 1. Результаты разложения МЭР осколков на делительные моды для реакции $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$; E_{lab} — энергия налетающей частицы, E^* — начальная энергия возбуждения составного ядра, Z, M — заряд и масса осколка соответствующей моды, ТКЕ — полная кинетическая энергия моды

$E_{\text{lab}} (E^*)$, МэВ	Мода	Z	M , а.е.м.	ТКЕ, МэВ	Вклад, %
84 (42)	<i>S</i>		124	186 ± 2	73
	<i>S1</i>	52	130	207 ± 2	3
	<i>S2</i>	56	140	202 ± 2	16
	<i>S3*</i>	38	97	180 ± 2	8
96 (53)	<i>S</i>		124	186 ± 2	83
	<i>S1</i>	52	130	207 ± 2	1
	<i>S2</i>	56	140	202 ± 2	9
	<i>S3*</i>	38	97	180 ± 2	7

ченных в реакциях $^{18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ и $^{19}\text{F} + ^{232}\text{Th}$, мода *SS* не была найдена. Однако следует отметить, что в работе [20] дисперсии распределений ТКЕ для ядер ^{256}Fm и ^{257}Md совпадают, а для ^{251}Es ее значение заметно ниже, что указывает на наличие

SS-моды как в делении ^{257}Md , так и ^{256}Fm . Проведенный нами анализ данных из работы [20] показал, что для корректного описания распределений ТКЕ необходимо зафиксировать дисперсию *S*-моды на значениях, полученных из МЖК, и ввести *SS*-моду. Результаты такого анализа для ядер ^{251}Es при

Таблица 2. То же, что и в табл. 1, но для $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$

$E_{\text{lab}} (E^*)$, МэВ	Мода	Z	M , а.е.м.	ТКЕ, МэВ	Вклад, %
89 (45)	S		127	193 ± 2	71
	$S1$	52	132	215 ± 2	4
	$S2$	56	140	206 ± 2	16
	$S3^*$	38	97	182 ± 2	9
101 (56)	S		127	193 ± 2	86
	$S1$	52	132	214 ± 2	1
	$S2$	56	140	207 ± 2	8
	$S3^*$	38	97	180 ± 2	5

Таблица 3. То же, что и в табл. 1, но для $^{18}\text{O} + ^{238}\text{U}$

$E_{\text{lab}} (E^*)$, МэВ	Мода	Z	M , а.е.м.	ТКЕ, МэВ	Вклад, %
85 (40)	S		128	191 ± 2	61
	SS	50	128	215 ± 2	4
	$S2$	56	143	206 ± 2	23
	$S3^*$	38	97	180 ± 2	12

$E^* = 47.6$ МэВ, ^{256}Fm при $E^* = 36.3$ МэВ и ^{257}Md при $E^* = 37.5$ МэВ показаны на рис. 5.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Были измерены МЭР осколков деления ядер ^{248}Cf и $^{254,256}\text{Fm}$, полученных в реакциях $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ и $^{16,18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ при энергиях возбуждения 40–56 МэВ. Анализ экспериментальных данных показал, что оболочечные эффекты оказывают влияние на формирование осколков деления при таких энергиях. Вклад симметричного деления составил 60–70% в зависимости от энергии возбуждения.

Для всех исследованных ядер проявления суперасимметричной моды деления $S3$ обнаружено не было. Проведенный мультимодальный анализ показал, что для описания измеренных МЭР необходимо введение асимметричной делительной моды в районе массы легкого осколка 100 а.е.м., возможно, обусловленной влиянием деформированной протонной оболочки $Z = 38$. В зависимости от системы и энергии возбуждения вклад этой моды составил порядка 5–12%. В делении ^{256}Fm при энергии возбуждения $E^* = 40$ МэВ было обнаружено проявление SS -моды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. F. Goennenwein, *The Nuclear Fission Process* (CRC Press, Boca Raton, 1991), Chap. 8, p. 287.
2. K.-H. Schmidt, S. Steinhäuser, C. Böckstiegel, A. Grewe, A. Heinz, A. R. Junghans, J. Benlliure, H.-G. Clerc, M. de Jong, J. Müller, M. Pfützner, and B. Voss, *Nucl. Phys. A* **665**, 221 (2000).
3. C. Böckstiegel, S. Steinhäuser, K.-H. Schmidt, H.-G. Clerc, A. Grewe, A. Heinz, M. de Jong, A. R. Junghans, J. Müller, and B. Voss, *Nucl. Phys. A* **802**, 12 (2008).
4. A. Turkevich and J. B. Niday, *Phys. Rev.* **84**, 52 (1951).
5. V. V. Pashkevich, *Nucl. Phys. A* **169**, 175 (1971).
6. V. V. Pashkevich, *Nucl. Phys. A* **477**, 1 (1988).
7. U. Brosa, S. Grossmann, and A. Muller, *Phys. Rep.* **197**, 167 (1990).
8. V. E. Viola, K. Kwiatkowski, and M. Walker, *Phys. Rev. C* **31**, 1550 (1985).
9. B. D. Wilkins, E. P. Steinberg, and R. R. Chasman, *Phys. Rev. C* **14**, 1832 (1976).
10. V. A. Rubchenya, W. H. Trzaska, I. M. Itkis, M. G. Itkis, J. Kliman, G. N. Kniajeva, N. A. Kondratiev, E. M. Kozulin, L. Krupa, I. V. Pokrovski, V. M. Voskressenski, F. Hanappe, T. Materna, O. Dorvaux, L. Stuttge, G. Chubarian, *et al.*, *Nucl. Phys. A* **734**, 253 (2004).
11. M. G. Itkis, V. N. Okolovich, A. Ya. Russanov, and G. N. Smirenkin, *Z. Phys. A* **320**, 433 (1985).

12. D. Rochmann, I. Tsekhanovich, F. Gönnerwein, V. Sokolov, F. Storrer, G. Simpson, and O. Serot, Nucl. Phys. A **735**, 3 (2004).
13. K. B. Gikal, E. M. Kozulin, I. M. Itkis, M. G. Itkis, G. N. Knyazheva, K. V. Novikov, and A. N. Pan, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **82**, 716 (2018).
14. E. M. Kozulin, A. A. Bogachev, M. G. Itkis, I. M. Itkis, G. N. Knyazheva, N. A. Kondratiev, L. Krupa, I. V. Pokrovsky, and E. V. Prokhorova, Instrum. Exp. Tech. **51**, 44 (2008).
15. T. Banerjee, E. M. Kozulin, N. T. Burtebayev, K. B. Gikal, G. N. Knyazheva, I. M. Itkis, K. V. Novikov, T. N. Kvochkina, Y. S. Mukhamejanov, and A. N. Pan, Phys. Rev. C **105**, 044614 (2022).
16. A. A. Bogachev, E. M. Kozulin, G. N. Knyazheva, I. M. Itkis, M. G. Itkis, K. V. Novikov, D. Kumar, T. Banerjee, I. N. Diatlov, M. Cheralu, V. V. Kirakosyan, Y. S. Mukhamejanov, A. N. Pan, I. V. Pchelintsev, R. S. Tikhomirov, I. V. Vorobiev, *et al.*, Phys. Rev. C **104**, 024623 (2021).
17. E. M. Kozulin, G. N. Knyazheva, I. M. Itkis, M. G. Itkis, Y. S. Mukhamejanov, A. A. Bogachev, K. V. Novikov, V. V. Kirakosyan, D. Kumar, T. Banerjee, M. Cheralu, M. Maiti, R. Prajapat, R. Kumar, G. Sarkar, W. H. Trzaska, *et al.*, Phys. Rev. C **105**, 014607 (2022).
18. S. I. Mulgin, S. V. Zhdanov, N. A. Kondratiev, K. V. Kovalchuk, and A. Ya. Rusanov, Nucl. Phys. A **824**, 1 (2009).
19. M. G. Itkis and A. Ya. Rusanov, Phys. Part. Nucl. **29**, 160 (1998).
20. A. Pal, S. Santra, P. C. Rout, R. Gandhi, A. Baishya, T. Santhosh, R. Tripathi, and T. N. Nag, Phys. Rev. C **104**, L031602 (2021).

INVESTIGATION OF FISSION MODES OF ^{248}Cf AND $^{254,256}\text{Fm}$ FORMED IN THE REACTIONS WITH HEAVY IONS

**A. A. Ostroukhov¹⁾, E. M. Kozulin^{1),2)}, N. T. Burtebayev²⁾, A. A. Bogachev¹⁾, K. B. Gikal¹⁾,
I. M. Itkis^{1),2)}, G. N. Knyazheva¹⁾, T. N. Kvochkina²⁾, Y. S. Mukhamejanov^{1),2),3)},
K. V. Novikov¹⁾, A. N. Pan²⁾**

¹⁾*Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

²⁾*Laboratory of Fission Physics, Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan*

³⁾*Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan*

The role of closed proton and neutron shells in the fission of ^{248}Cf and $^{254,256}\text{Fm}$ nuclei at excitation energies from 40 to 56 MeV was studied. Mass-energy distributions of fragments formed in the $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ and $^{16,18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ reactions at energies near the Coulomb barrier have been measured using the double-arm time-of-flight CORSET spectrometer. In all the studied reactions, the increased yield of fragments in the region of mass 100 a.m.u. is associated with the influence of the deformed proton shell $Z \sim 38$. In the fission of ^{256}Fm at the compound nucleus excitation energy of 40 MeV the SuperShort mode was observed.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАССОВО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФРАГМЕНТОВ РЕАКЦИИ $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$, ВЕДУЩЕЙ К ОБРАЗОВАНИЮ ^{180}Hg , ПРИ ЭНЕРГИИ ВБЛИЗИ КУЛОНОВСКОГО БАРЬЕРА

© 2023 г. К. А. Кульков^{1),2)*}, Э. М. Козулин^{1),2)}, А. А. Богачев¹⁾,
Г. Н. Княжева^{1),2)}, Ю. М. Иткис¹⁾, К. В. Новиков^{1),2)}, И. В. Воробьев¹⁾,
И. В. Пчелинцев¹⁾, Н. С. Бубликова¹⁾, М. Г. Воронюк¹⁾

Поступила в редакцию 20.09.2022 г.; после доработки 20.09.2022 г.; принята к публикации 22.09.2022 г.

С помощью двухплечевого времяпролетного спектрометра CORSET были измерены массово-энергетические распределения бинарных фрагментов, образующихся в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$, при энергии налетающего иона 378 МэВ. Из сравнительного анализа массово-энергетических распределений, измеренных в данной работе, с распределениями фрагментов, образующихся в реакциях $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ и $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$, ведущих к образованию такой же составной системы ^{180}Hg , было установлено, что вклад процесса слияния–деления составного ядра составляет менее 20% в общее распределение делительноподобных фрагментов.

DOI: 10.31857/S0044002723010324, EDN: REVJXQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных задач современной ядерной физики является изучение свойств ядер, далеких от линии бета-стабильности. Для получения таких ядер в зависимости от их заряда и массового числа используют различные реакционные механизмы. В настоящее время нейтронодефицитные тяжелые ядра можно получать только в реакциях с тяжелыми ионами. Однако при взаимодействии тяжелых ядер механизм реакции зависит от свойств входного канала, таких как энергия взаимодействия, прицельный параметр (или угловой момент), кулоновский фактор ($Z_1 Z_2$), массовая асимметрия, деформация и т.д. При увеличении углового момента центробежные силы препятствуют контакту сталкивающихся ядер, отклоняя траекторию налетающего иона. Процесс захвата взаимодействующих ядер возможен только при угловых моментах, меньших значения критического углового момента $L_{\text{ср}}$ [1]. При угловых моментах вблизи $L_{\text{ср}}$ главным образом протекают реакции глубоконеупругих передач (DIC) [2], при более высоких — реакции малонуклонных передач и квазиупругие процессы.

После захвата сталкивающихся ядер образуется составная система. Дальнейшая ее эволюция

зависит также от входного канала реакции. Чем больше кулоновское отталкивание во входном канале, тем больше вероятность того, что составная система, минуя стадию образования составного ядра (CN), сразу пойдет в канал разделения на два фрагмента в процессе квазиделения (QF) [3, 4]. В зависимости от высоты барьера деления образованного CN, его энергии возбуждения и углового момента составное ядро может девозбудиться за счет испарения легких частиц (n , p , α) с образованием остатков испарения (ER) или поделиться на два фрагмента (CN-fiss).

Деление CN, квазиделение, реакции глубоконеупругих и малонуклонных передач, квазиупругое и упругое рассеяние являются бинарными процессами с полной передачей импульса. Экспериментальное разделение этих процессов по свойствам фрагментов реакции (масса, энергия, угол вылета) может представлять довольно нетривиальную задачу из-за сильного перекрытия по наблюдаемым характеристикам.

События упругого рассеяния имеют массы фрагментов, равные массам взаимодействующих ядер, и полную кинетическую энергию, равную энергии взаимодействия в системе центра масс. Квазиупругие фрагменты также локализируются вблизи масс партнеров реакции, но характеризуются незначительными потерями начальной энергии (~ 10 МэВ). Как правило, для большинства реакций эти процессы легко выделяются по своим ха-

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Государственный университет “Дубна”, Дубна, Россия.

*E-mail: kulkov@jinr.ru

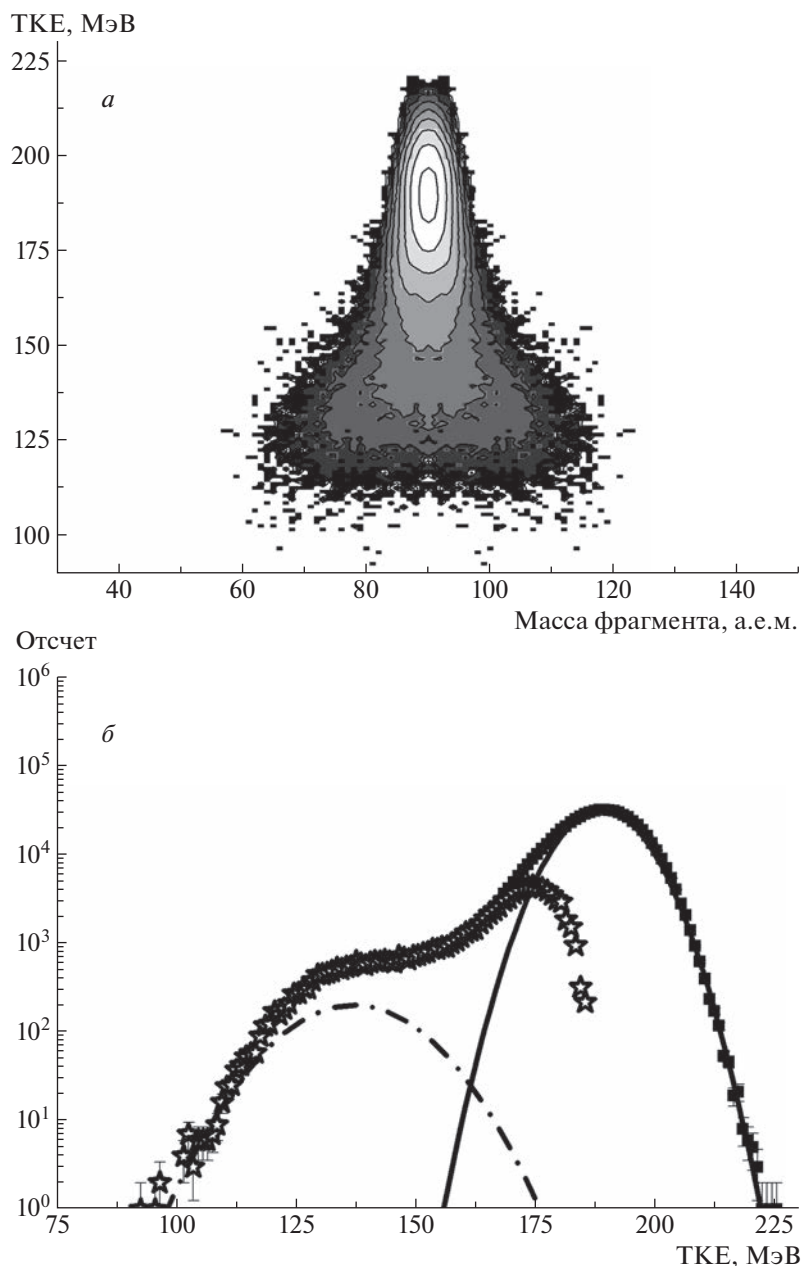


Рис. 1. *a* — Массово-энергетическое распределение бинарных фрагментов, образующихся в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$, при энергии налетающих ионов 378 МэВ; *б* — энергетическое распределение всех бинарных событий для реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$.

рактическим от всех зарегистрированных бинарных событий. Сложнее дело обстоит с процессами CN-fiss, QF и DIC из-за значительной диссипации начальной энергии и передачи большого числа нуклонов между взаимодействующими ядрами, типичных для этих каналов реакции. Угловые распределения DIC сфокусированы преимущественно вблизи углов касательного столкновения, характерное время такого процесса составляет несколько зептосекунд [5]. Массовые распределения фрагментов имеют максимумы вблизи масс

налетающего ядра и ядра-мишени, при этом выход более легких или тяжелых ядер уменьшается экспоненциально. В свою очередь QF характеризуется более равномерным угловым распределением, характерное время данного процесса может достигать десятков зептосекунд [6]. Как правило, оболочечные эффекты оказывают сильное влияние на выход продуктов квазиделения, приводя к асимметричным массовым распределениям с максимумами вблизи замкнутых нейтронных и протонных оболочек [3]. Несмотря на то, что в последние

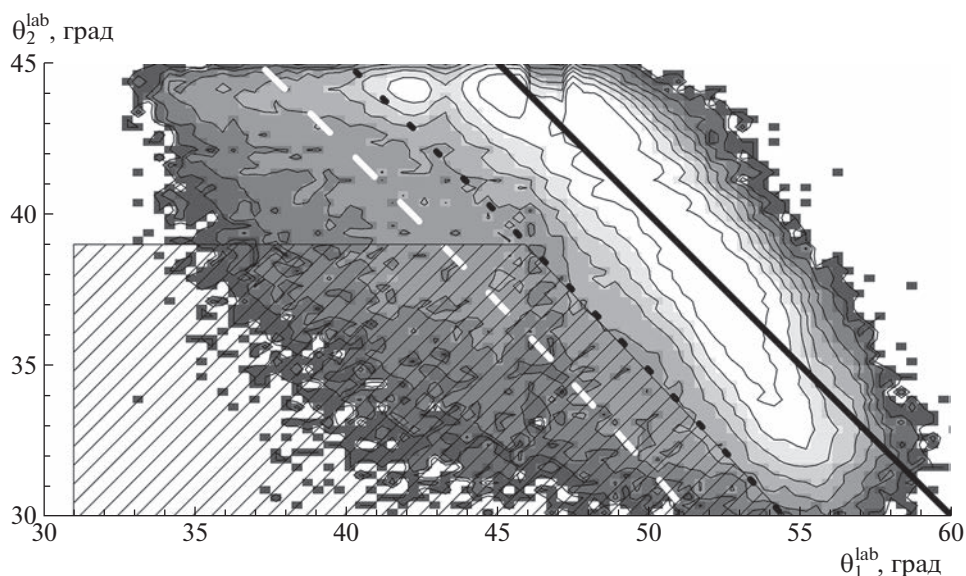


Рис. 2. Экспериментальное распределение корреляции “угол–угол” в лабораторной системе для комплементарных пар фрагментов, образованных в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ при энергии 378 МэВ. Кривые: сплошная — расчетная корреляция для упругого рассеяния, точечная — для симметричных фрагментов с $\text{TKE} = 160$ МэВ, штриховая — для симметричного деления CN.

годы был достигнут значительный прогресс в теоретическом описании взаимодействия тяжелых ионов, особенно для реакций многонуклонных передач [7, 8], современные теоретические модели не позволяют однозначно предсказать механизмы реакции. Особенно сложной задачей является описание конкурирующих процессов слияния–деления и квазиделения. Следует отметить, что соотношение между процессами образования CN и QF чрезвычайно важно для планирования экспериментов по синтезу сверхтяжелых ядер [9].

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию механизмов, протекающих в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$, ведущей к образованию ^{180}Hg , при энергии вблизи кулоновского барьера. Выбор этой реакции обусловлен большим числом возможных выходных бинарных каналов, а именно, CN-fiss, QF, DIC, реакции малонуклонных передач, квазиупругое и упругое рассеяние. Массовая асимметрия входного канала этой реакции равна нулю, что ведет к сильному перекрытию фрагментов реакции, возникающих в вышеперечисленных процессах. В этой реакции угловые моменты, вносимые в систему, могут достигать больших значений. Кроме того, ранее были измерены массово-энергетические распределения бинарных фрагментов, образующихся в реакциях $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ [10–13] и $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$ [14], которые также ведут к образованию ^{180}Hg . Во всех трех комбинациях внесенный угловой момент и энергия возбуждения образующегося CN имеют близкие значения, что делает возможным более детальное

сравнение свойств фрагментов деления и квазиделения, образующихся в этих реакциях.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперимент проводился в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флёрва (ОИЯИ, Дубна) на циклотроне У-400 при энергии налетающих ионов ^{90}Zr 378 МэВ. Энергетическое разрешение пучка составляло $\sim 1\%$. Интенсивность пучка на мишени $\sim 16\text{--}21$ нА. Мишень изготавливалась путем напыления ^{90}Zr толщиной 200 мкг см^{-2} на углеродную подложку (50 мкг см^{-2}). Обогащение мишени — 99.8%.

Бинарные продукты реакции измеряли в совпадении с помощью двухплечевого времяпролетного спектрометра CORSET [15]. Каждое плечо спектрометра состоит из компактного стартового детектора и позиционно-чувствительного стопового детектора на основе микроканальных пластин. Угловой захват плеч спектрометра в плоскости реакции составлял $\pm 7^\circ$ и $\pm 15^\circ$. Плечи спектрометра располагались под углами $+38^\circ$ и -45° относительно оси пучка. Такое положение плеч спектрометра позволило измерять продукты реакций CN-fiss, QF, DIC, квазиупругого и упругого рассеяния с соотношением масс фрагментов M_H/M_L от 1 до 2.7. Угловое разрешение стоповых детекторов составляло 0.3° , временное разрешение каждого плеча — 180 пс.

При обработке данных предполагалась стандартная двухтельная кинематика [15]. Первичные

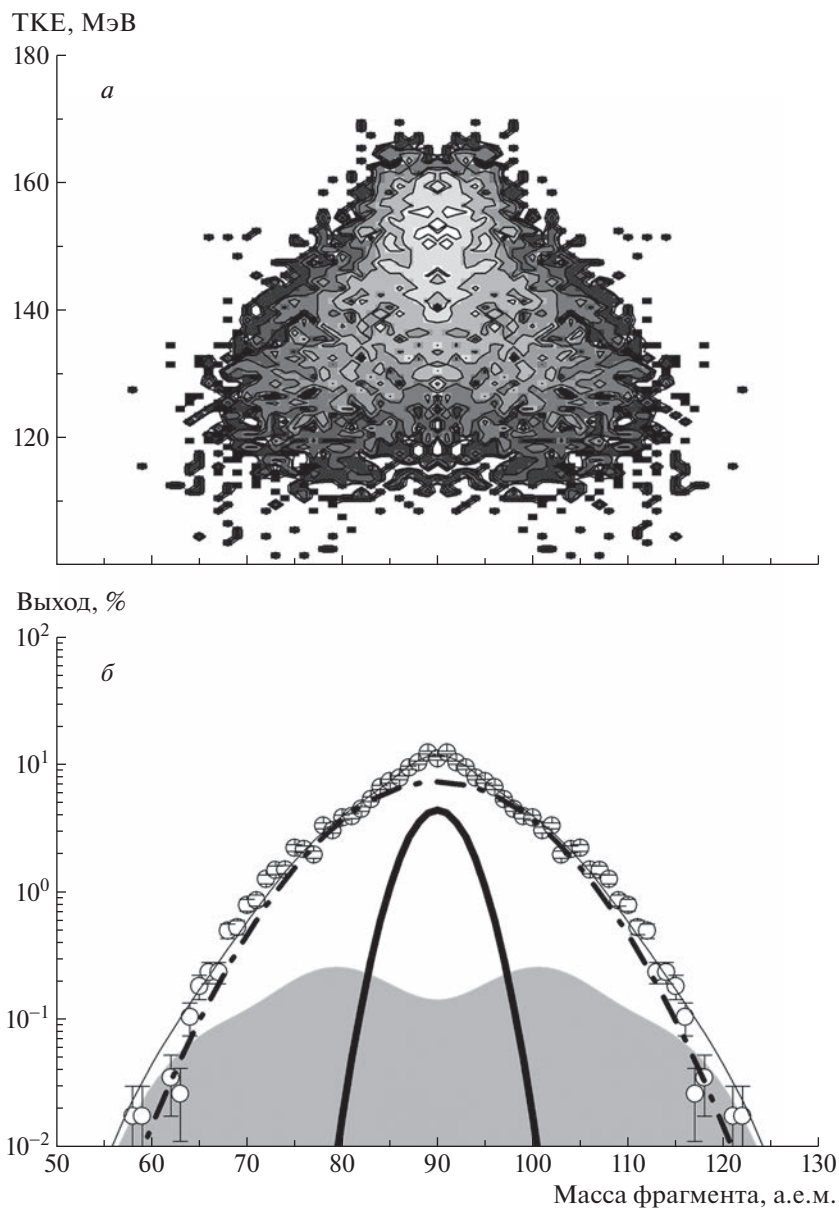


Рис. 3. *a* — Массово-энергетическое распределение фрагментов для долгоживущих составных систем, образующихся в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ при энергии 378 МэВ; *б* — экспериментальное массовое распределение для этих фрагментов (открытые точки), компонента для CN-fiss, вписанная с максимально возможным вкладом (серая заполненная область), высокоэнергетическая симметричная компонента с $\text{TKE} > 140$ МэВ (сплошная жирная кривая), широкая симметричная компонента с $\text{TKE} \approx 140$ МэВ (штрихпунктирная кривая).

массы, скорости, энергии и углы продуктов реакции в системе центра масс рассчитывались по измеренным скоростям и углам с использованием законов сохранения импульса и массы, принимая во внимание, что масса составной системы равна сумме масс налетающего иона и ядра мишени. Также учитывались поправки на потери энергии осколков в материале мишени и фольгах детекторов. Выделение бинарных каналов реакции с полной передачей импульса было основано на анализе кинематических диаграмм (подробности см. в

[15]). Массовое и энергетическое разрешения установки CORSET определялись по полной ширине на половине высоты массового и энергетического спектров упруго рассеянных частиц соответственно. Разрешение спектрометра по массе и полной кинетической энергии (ТКЕ) в этих условиях составляло ± 2 а.е.м. и ± 8 МэВ соответственно.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Измеренные в работе массово-энергетические распределения бинарных фрагментов, образу-

щихся в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$, при энергии 378 МэВ представлены на рис. 1а. Основная часть событий в этой матрице концентрируется вокруг массы фрагмента 90 а.е.м. и кинетической энергии 189 МэВ, т.е. вокруг массы взаимодействующих ядер и энергии взаимодействия в системе центра масс. Фрагменты с кинетической энергией больше 175 МэВ имеют очень узкое массовое распределение с пиком при массе 90 а.е.м. При уменьшении полной кинетической энергии фрагментов наблюдается уширение массового распределения, а при энергиях ниже 150 МэВ массовое распределение имеет дисперсию ($\sigma_M \approx 11$ а.е.м.), сопоставимую с дисперсией массового распределения для осколков деления возбужденного ядра ^{180}Hg .

На рис. 1б приведено энергетическое распределение для всех бинарных событий (квадраты на рис. 1б). Основная часть бинарных фрагментов соответствует упругому рассеянию ^{90}Zr и хорошо описывается гауссовым распределением (сплошная кривая на рис. 1б). Остальные события (звездочки на рис. 1б) характеризуются диссипацией начальной энергии взаимодействия и являются фрагментами реакций малонуклонных передач, DIC, QF и CN-fiss. Энергетическое распределение имеет точку перегиба при ТКЕ ≈ 160 МэВ, что связано с изменением основных механизмов реакции: от реакций малонуклонных передач к QF и CN-fiss. В настоящей работе измерения фрагментов реакции проводились при углах на $\sim 20^\circ$ меньше, чем угол касательных столкновений, что позволило существенно уменьшить вклад фрагментов DIC в массово-энергетические распределения.

Свойства массово-энергетических распределений фрагментов деления ядра ^{180}Hg в зависимости от его энергии возбуждения хорошо изучены [10–13]. При низких энергиях возбуждения ($E^* \leq 10$ МэВ) массовое распределение имеет асимметричную форму с максимальным выходом при массе 80 а.е.м. легкого фрагмента и 100 а.е.м. для тяжелого фрагмента, средняя кинетическая энергия осколков деления составляет приблизительно 135 МэВ [16]. С увеличением энергии возбуждения делящегося ядра ^{180}Hg увеличивается вклад симметричной моды, соответствующей жидкокапельной компоненте деления [12, 13]. При энергии возбуждения 34 МэВ массовое распределение все еще остается двугорбым. Кинетическая энергия осколков деления увеличивается по сравнению с низкоэнергетическим делением этого ядра и составляет примерно 137 МэВ со стандартным отклонением $\sigma_{\text{ТКЕ}} \approx 12$ МэВ.

Исходя из вышесказанного, в энергетическое распределение фрагментов реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ была вписана компонента для CN-fiss (штрихпунктирная кривая на рис. 1б). Следует отметить,

что эта компонента была вписана с максимальной амплитудой и соответствует верхнему пределу вклада процесса слияния–деления ^{180}Hg для этой реакции. Хорошо известно, что в отличие от DIC, процесс деления характеризуется полной диссипацией начальной энергии, а кинетическая энергия осколков главным образом определяется кулоновскими силами между фрагментами в точке разрыва [17]. Из рис. 1б видно, что компонента CN-fiss соответствует событиям с наибольшими потерями энергии. Значительная часть экспериментально измеренных событий ($\sim 95\%$) имеет более высокое ТКЕ.

На рис. 2 приведены измеренные корреляции “угол–угол” в лабораторной системе для комплементарных фрагментов, образующихся в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$. Также показаны расчеты для этой же корреляционной зависимости для упругого рассеяния, для симметричных фрагментов реакции с ТКЕ = 160 МэВ и для симметричного деления ^{180}Hg . Угол касательных столкновений для $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ при $E_{\text{lab}} = 378$ МэВ равен $\theta_{\text{гр}} = 69^\circ$. Чем больше угол фрагмента отклоняется от угла касательного столкновения, тем больше время жизни образованной в реакции двойной ядерной системы [6], а чем больше потери энергии, тем меньше угловой момент составной системы [18]. Для отбора фрагментов, возникающих при распаде составных систем с временем жизни более 5 зс и относительно небольшим внесенным угловым моментом, отбирались только события внутри заштрихованного контура на рис. 2. Эти события имеют ТКЕ < 160 МэВ и угол отклонения по сравнению с $\theta_{\text{гр}}$ более 30° . Такие свойства фрагментов характерны для процессов QF и CN-fiss (делительноподобные фрагменты). Массово-энергетическое распределение для этих фрагментов показано на рис. 3.

Как видно из рис. 3, значительная часть событий имеет довольно большую кинетическую энергию (ТКЕ > 140 МэВ) и довольно узкое массовое распределение ($\sigma_M \approx 3$ а.е.м.). Серая заштрихованная область на этом рисунке соответствует массовому распределению для фрагментов деления ядра ^{180}Hg , получаемого в реакции $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ при энергии возбуждения 34 МэВ из работы [12]. В изучаемой нами реакции энергия возбуждения образующегося CN равна 31 МэВ. Следует отметить, что угловой момент в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ значительно выше по сравнению с реакцией $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$. Как было показано в [19], увеличение углового момента приводит к уширению массового распределения. Заметим, что массовое распределение осколков деления ^{180}Hg при $E^* = 34$ МэВ довольно широкое. Чтобы выход асимметричных фрагментов реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ ($M_H/M_L > 1.8$)

соответствовал выходу асимметричных фрагментов деления ^{180}Hg , вклад компоненты CN-fiss в реакции с ионами ^{90}Zr не должен превышать 20% от всех выделенных событий.

Для полного описания массового спектра необходимо ввести еще одну симметричную компоненту с более широкой дисперсией ($\sigma_M \approx 9$ а.е.м.). Такая форма массового распределения существенно отличается от распределения фрагментов QF, образованных в реакции $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn} \rightarrow ^{180}\text{Hg}$, при энергии вблизи кулоновского барьера [14]. В реакции с ионами Zn массовое распределение фрагментов имеет выраженную асимметричную форму с максимумами при массах фрагментов 70 и 100 а.е.м., что соответствует протонным оболочкам с $Z = 28$ и 50. В реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ максимальный выход для фрагментов QF наблюдается при массе 90 а.е.м., что соответствует нейтронной оболочке $N = 50$. Т.е. фрагменты квазиделения для составных систем с $Z = 80$ и $N = 100$ (^{180}Hg) формируются главным образом вокруг замкнутых нейтронных или протонных оболочек, ближайших к протонным и нейтронным числам взаимодействующих ядер. Как было показано в работах [12, 13], массовое распределение осколков деления ядра ^{180}Hg определяется стабилизирующей ролью числа протонов $Z \approx 36$ в легком фрагменте, $Z \approx 46$ и 52 в тяжелом фрагменте, при этом нейтронная оболочка при $N = 50$ не оказывает никакого влияния на формирование осколков, так же как и в делении актинидов [20].

Сечение образования остатков испарения в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ было измерено ранее и при $E_{\text{с.м.}} = 189.85$ МэВ составляет для всех возможных каналов испарения (n, p, α) 7.0 ± 0.7 мбн [21]. При описании каналов испарительных остатков в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ методом связанных каналов, выполненном в работе [21], было обнаружено, что вычисления переоценивают сечения экспериментально измеренных p и xn каналов в 5–50 раз, хотя для реакции $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$, ведущей к образованию близкого составного ядра ^{184}Hg , эти расчеты хорошо согласовались с экспериментально измеренным сечением слияния [22]. Этот факт также указывает на возможный большой вклад QF в данной реакции.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые были проведены измерения массово-энергетических распределений продуктов реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ при энергии налетающих ионов 378 МэВ. Из анализа свойств полученных распределений в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ и их сравнения с массово-энергетическими распределениями

осколков деления ядра ^{180}Hg , полученного в реакции $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$, было обнаружено, что вклад фрагментов, образующихся в результате деления составного ядра, составляет менее 20% от всех делительноподобных фрагментов реакции. Максимальный выход QF в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ наблюдается для фрагментов с массами 90 а.е.м., что соответствует замкнутой нейтронной оболочке $N = 50$. Такое поведение полностью противоположно массовому распределению QF в реакции $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$, где максимумы выхода фрагментов квазиделения локализируются вокруг протонных оболочек $Z = 28$ и 50. Следовательно, форма массового распределения фрагментов квазиделения для реакций, ведущих к образованию составной системы ^{180}Hg , зависит от входного канала реакции, и, вероятно, фрагменты формируются вокруг замкнутых нейтронных и/или протонных оболочек, ближайших к протонным и нейтронным числам взаимодействующих ядер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. Bass, *Nuclear Reactions with Heavy Ions* (Springer-Verlag, New York, 1980).
2. V. V. Volkov, Phys. Rep. **44**, 93 (1977).
3. M. G. Itkis, E. Vardaci, I. M. Itkis, G. N. Knyazheva, and E. M. Kozulin, Nucl. Phys. A **944**, 204 (2015).
4. E. Vardaci, M. G. Itkis, I. M. Itkis, G. N. Knyazheva, and E. M. Kozulin, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **46**, 103002 (2019).
5. E. M. Kozulin, E. Vardaci, G. N. Knyazheva, A. A. Bogachev, S. N. Dmitriev, I. M. Itkis, A. G. Knyazev, T. A. Loktev, K. V. Novikov, E. A. Razinkov, O. V. Rudakov, S. V. Smirnov, W. Trzaska, and V. I. Zagrebaev, Phys. Rev. C **86**, 044611 (2012).
6. W. Q. Shen, J. Alibinski, A. Gobbi, S. Gralla, K. D. Hildenbrand, N. Herrmann, J. Kuzminski, W. F. J. Müller, H. Stelzer, J. Töke, B. B. Back, S. Bjørnholm, and S. P. Sørensen, Phys. Rev. C **36**, 115 (1987).
7. V. I. Zagrebayev, A. V. Karpov, I. N. Mishustin, and W. Greiner, Phys. Rev. C **84**, 044617 (2011).
8. V. V. Saiko and A. V. Karpov, Phys. Rev. C **99**, 014613 (2019).
9. Yu. Ts. Oganessian and V. K. Utyonkov, Nucl. Phys. A **944**, 62 (2015).
10. D. Kumar, E. M. Kozulin, M. Cheralu, G. N. Knyazheva, I. M. Itkis, M. G. Itkis, K. V. Novikov, A. A. Bogachev, N. I. Kozulina, I. N. Diatlov, I. V. Pchelintsev, I. V. Vorobiev, T. Banerjee, Y. S. Mukhamejanov, A. N. Pan, V. V. Saiko, *et al.*, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **84**, 1001 (2020).
11. А. А. Богачев, Э. М. Козулин, Г. Н. Княжева, Ю. М. Иткис, К. В. Новиков, Т. Банерджи, М. Чералу, М. Г. Иткис, Е. Мухамеджанов, Д. Кумар, А. Н. Пан, И. В. Пчелинцев, И. В. Воробьев,

- В. Х. Трзаска, Э. Вардачи, А. Ди Нитто и др., Изв. РАН. Сер. физ. **85**, 1399 (2021) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **85**, 1080 (2021)].
12. A. A. Bogachev, E. M. Kozulin, G. N. Knyazheva, I. M. Itkis, M. G. Itkis, K. V. Novikov, D. Kumar, T. Banerjee, I. N. Diatlov, M. Cheralu, V. V. Kirakosyan, Y. S. Mukhamejanov, A. N. Pan, I. V. Pchelintsev, R. S. Tikhomirov, I. V. Vorobiev, *et al.*, Phys. Rev. C **104**, 024623 (2021).
 13. E. M. Kozulin, G. N. Knyazheva, I. M. Itkis, M. G. Itkis, Y. S. Mukhamejanov, A. A. Bogachev, K. V. Novikov, V. V. Kirakosyan, D. Kumar, T. Banerjee, M. Cheralu, M. Maiti, R. Prajapat, R. Kumar, G. Sarkar, W. H. Trzaska, *et al.*, Phys. Rev. C **105**, 014607 (2022).
 14. E. M. Kozulin, E. Vardaci, W. H. Trzaska, A. A. Bogachev, I. M. Itkis, A. V. Karpov, G. N. Knyazheva, and K. V. Novikov, Phys. Lett. B **819**, 136442 (2021).
 15. Э. М. Козулин, А. А. Богачев, М. Г. Иткис, Ю. М. Иткис, Г. Н. Княжева, Н. А. Кондратьев, Л. Крупа, И. В. Покровский, Е. В. Прохорова, ПТЭ, No. 1, 51 (2008).
 16. A. N. Andreyev, J. Elseviers, M. Huyse, P. Van Duppen, S. Antalic, A. Barzakh, N. Bree, T. E. Cocolios, V. F. Comas, J. Diriken, D. Fedorov, V. Fedoseev, S. Franchoo, J. A. Heredia, O. Ivanov, U. Köster, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 252502 (2010).
 17. V. E. Viola, K. Kwiatkowski, and M. Walker, Phys. Rev. C **31**, 1550 (1985).
 18. W. W. Wilcke, J. R. Birkelund, A. D. Hoover, J. R. Huizenga, W. U. Schröder, V. E. Viola, K. L. Wolf, and A. C. Mignerey, Phys. Rev. C **22**, 128 (1980).
 19. G. N. Knyazheva, E. M. Kozulin, R. N. Sagaidak, A. Yu. Chizhov, M. G. Itkis, N. A. Kondratiev, V. M. Voskressensky, A. M. Stefanini, B. R. Behera, L. Corradi, E. Fioretto, A. Gadea, A. Latina, S. Szilner, M. Trotta, S. Beghini, *et al.*, Phys. Rev. C **75**, 064602 (2007).
 20. G. Scamps and C. Simenel, Nature (London) **564**, 382 (2018).
 21. J. G. Keller, K.-H. Schmidt, G. Münzenberg, W. Reisdorf, H. G. Clerc, and C. C. Sahm, Nucl. Phys. A **452**, 173 (1986).
 22. W. Reisdorf, F. P. Hessberger, K. D. Hildenbrand, S. Hofmann, G. Münzenberg, K.-H. Schmidt, J. H. R. Schneider, W. F. W. Schneider, K. Summerer, G. Wirth, J. V. Kratz, and K. Schlitt, Nucl. Phys. A **438**, 212 (1985).

EXPERIMENTAL STUDY OF MASS-TOTAL KINETIC ENERGY DISTRIBUTION OF FRAGMENTS FORMED IN THE $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ REACTION LEADING TO THE FORMATION OF ^{180}Hg AT ENERGY NEAR THE COULOMB BARRIER

K. A. Kulkov^{1),2)}, E. M. Kozulin^{1),2)}, A. A. Bogachev¹⁾, G. N. Knyazheva^{1),2)}, I. M. Itkis¹⁾, K. V. Novikov^{1),2)}, I. V. Vorobiev¹⁾, I. V. Pchelintsev¹⁾, N. S. Bublikova¹⁾, M. G. Voronyuk¹⁾

¹⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

²⁾Dubna State University, Dubna, Russia

The mass-total kinetic energy distributions of binary fragments were measured using double-arm time-of-flight spectrometer CORSET in the $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ reaction at the incident energies 378 MeV. From the comparative analysis of measured in the current work mass-total kinetic energy distributions with distributions of fragments formed in reactions $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ and $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$, leading to the formation of the same ^{180}Hg compound system, it was found that the contribution of the process of fusion–fission of the compound nucleus is less than 20% in the total distribution of fission-like fragments.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ^{13}C В РАССЕЯНИИ АЛЬФА-ЧАСТИЦ

© 2023 г. С. А. Гончаров¹⁾, А. С. Демьянова^{2)*}, А. Н. Данилов²⁾, В. И. Старостин^{2),3)},
Т. Л. Беляева⁴⁾, В. Трзаска⁵⁾, Н. Буртебаев^{6),7)}, М. Насурлла^{6),7)}, Ю. Б. Гуров^{3),8)}

Поступила в редакцию 13.09.2022 г.; после доработки 13.09.2022 г.; принята к публикации 15.09.2022 г.

Проведен теоретический анализ имеющихся экспериментальных данных по упругому и неупругому рассеянию $\alpha + ^{13}\text{C}$ в области энергий до 90 МэВ. Получены параметры полумикроскопического потенциала в рамках дисперсионной оптической модели (SMDOM). Найденные потенциалы использованы при анализе в рамках метода искаженных волн недавно измеренных нами данных по неупругому рассеянию при энергиях 65 и 90 МэВ. Экспериментальные данные для состояний 3.68 и 7.55 МэВ представлены впервые. Состояния 3.68 и 7.55 МэВ рассмотрены в предположении принадлежности вращательной полосе основного состояния в рамках стандартной вращательной модели. Получено удовлетворительное описание угловых распределений, и определены значения длин деформации. Для остальных возбуждений до энергий 11 МэВ использован моделируемый феноменологический формфактор. Проведенный анализ подтвердил наличие нейтронного гало в состоянии 3.09 МэВ. Сходство формы полученных неупругих формфакторов для состояний 8.86, 10.996 и 11.08 МэВ, а также близость их радиусов дают основание полагать, что ядро ^{13}C во всех трех состояниях имеет увеличенные размеры и схожую структуру. Сравнение радиальных зависимостей формфакторов для состояний 9.90 и 8.86 МэВ показывает, что волновая функция состояния 9.90 МэВ имеет существенно меньшую пространственную протяженность. Полученные результаты согласуются с величинами радиусов обсуждаемых состояний, определенными в рамках Модифицированной дифракционной модели.

DOI: 10.31857/S004400272301021X, EDN: RBRNJU

1. ВВЕДЕНИЕ

^{13}C является хорошим примером “нормального” ядра, хорошо описываемого в рамках оболочечной модели. Состояния с отрицательной четностью определяются различными конфигурациями девяти нуклонов в p -оболочке. Состояния положительной четности с нуклоном в sd -оболочке хорошо описы-

ваются его связью с основным и первым возбужденным состояниями ядра ^{12}C . Некоторые альфа-кластерные состояния появляются при более высоких энергиях возбуждения в области соответствующих порогов. Таким образом, схема уровней ^{13}C надежно определяется до энергий возбуждения ~ 10 МэВ и подробно описана в [1].

Однако некоторые новые идеи и результаты возродили интерес к ^{13}C . Наиболее амбициозной среди них выступает гипотеза о возможном существовании альфа-частичного Бозе-конденсата (αBEC) в легких ядрах [2, 3]. Ожидается, что соответствующие ядерные состояния представляют собой разреженные системы практически невзаимодействующих альфа-частиц с нулевым моментом относительного движения и расположены вблизи порогов развала на альфа-частицы $A \rightarrow n\alpha$. Некоторые свойства таких конденсатных структур были предсказаны в [2, 3] и экспериментально наблюдались в [4–6] во втором возбужденном состоянии $^{12}\text{C}_2^+$, $E^* = 7.65$ МэВ, так называемом состоянии Хойла. Ожидается [7–10], что аналоги состояния Хойла проявятся в некоторых соседних ядрах, например, в ^{13}C . В этом случае ожидается, что

¹⁾Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

²⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

³⁾Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

⁴⁾Universidad Autónoma del Estado de México, Toluca, México.

⁵⁾JYFL, Department of Physics, University of Jyväskylä, FI-40014 Jyväskylä, Finland.

⁶⁾Институт ядерной физики Национального ядерного центра Республики Казахстан, Алматы, Республика Казахстан.

⁷⁾Аль-Фараби национальный университет, Алматы, Республика Казахстан.

⁸⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

*E-mail: a.s.demyanova@bk.ru

валентный нейтрон связан с кором, представленным состоянием Хойла. Соответствующие состояния $1/2^-$ и $1/2^+$, расположенные вблизи порога $^{12}\text{C}, (0_2^+) + n$ (12.60 МэВ), могут иметь признаки такой кластерной конфигурации. Наиболее ярким признаком того, что такая экзотическая структура существует, является увеличенный размер ядра в этих состояниях.

Ямада и Фунаки [9, 10] предсказали, что в трех состояниях: $1/2_2^-, 1/2_3^-$ и $1/2_4^-$, среднеквадратичные радиусы превышают среднеквадратичный радиус в основном состоянии на 0.6–0.8 Фм. Кавабата с коллегами [7, 8] наблюдали сильные монополярные переходы в неупругом рассеянии $^{13}\text{C} + \alpha$ с возбуждением этих $1/2^-$ состояний с энергиями возбуждения $E_x = 8.86, 11.08$ и 12.5 МэВ соответственно. Два разреженных кластерных состояния, $1/2_2^+$ и $1/2_3^+$ с $R_{\text{rms}} = 4.0$ и 5.4 Фм соответственно, также были предсказаны в [9, 10] вблизи порога $3\alpha + n$ и в принципе могут быть соотнесены с известными состояниями 11.00 и 12.14 МэВ. Ожидается, что последнее будет обладать яркими признаками альфа-конденсации. В одной из своих последних работ [11] Ямада и Фунаки предположили, что конфигурация состояний $1/2^-$ не имеет доминирующей $^{12}\text{C}(\text{Хойл}) + n$ компоненты, а ближе к конфигурации $^9\text{Be} + \alpha$. То же относится и к состояниям $1/2_2^+, 1/2_3^+$ и $1/2_4^+$. И только состояние $1/2_5^+$, которое экспериментально еще не наблюдалось, а по расчетам находится в районе 15 МэВ, может рассматриваться как альфа-конденсатное состояние [11]. По расчетам радиус в этом состоянии огромен, ~ 4 Фм, а вероятность конденсатной конфигурации $(0S)_\alpha^3(S)_n$ порядка 52%.

Аналогичный поиск возможных аналогов состояния Хойла был осуществлен в рамках метода антисимметризованной молекулярной динамики (АМД) [12]. Была рассмотрена внутренняя структура возбужденных $1/2^-$ и $1/2^+$ состояний. Показано, что для состояний $1/2_2^-$ и $1/2_3^+$, представляющих дублет, свойственна структура $^9\text{Be} + \alpha$. По предсказаниям метода АМД состояния $1/2_3^-, 1/2_4^-$ и $1/2_5^-$ имеют конфигурацию $3\alpha + n$, но не могут быть аналогами Хойла из-за микса конфигураций $^{12}\text{C}(0_2^+)0p_{1/2}$ и $^{12}\text{C}(0_2^+)0p_{3/2}$ и малости S -фактора в первой. Отсутствие аналогов состояния Хойла в этом случае, по мнению авторов, объясняется сильным α - n -взаимодействием в случае P -волны. Возможным аналогом Хойла было признано состояние $1/2_2^+$, расположенное по расчетам в районе 15.4 МэВ и имеющее вероятность нахождения конденсатной конфигурации 64%. Соответствующее

экспериментальное состояние расположено в районе 11 МэВ. Мы надеемся, что данное состояние можно наблюдать экспериментально.

Альфа-кластеризация в возбужденных состояниях ^{13}C анализировалась и с другой точки зрения. Милин и фон Эрцен [13] предположили существование двух вращательных полос, построенных на состояниях $3/2_2^-, 9.90$ МэВ, и еще не обнаруженном $3/2^+$ соответственно. Эти полосы рассматривались как дублет четности кластерной структуры $^9\text{Be}(\text{g.s.}) + \alpha$. Фурутачи и Кимура [14] предложили две вращательные полосы $K^\pi = 3/2^-$ с большим моментом инерции вблизи порога $3\alpha + n$ (12.2 МэВ). Ожидается, что одна из них будет иметь линейную 3α -конфигурацию (см. также [15]) и может быть отождествлена с полосой, основанной на состоянии 9.90 МэВ. Предсказано [14], что радиусы в состояниях-членах этой полосы будут увеличены ($R_{\text{rms}} \sim 3.2$ – 3.3 Фм).

Спектр ^{13}C также может иметь разреженные состояния другого типа. Вскоре после открытия нейтронного гало в основных состояниях некоторых ядер вблизи границы нейтронной стабильности было высказано предположение [16], что подобные структуры могут быть обнаружены также в возбужденных состояниях. Наиболее очевидным кандидатом было названо состояние $1/2^+$, 3.09 МэВ в ^{13}C , и некоторые экспериментальные доказательства существования гало в этом состоянии были получены [17, 18] на основе анализа реакции $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$.

Наша группа также активно изучала состояния ^{13}C в рамках развиваемого нами метода Модифицированной дифракционной модели (МДМ) [19]. Первое применение МДМ [20] к существующим довольно скудным экспериментальным данным по альфа- и ^3He -рассеянию на ^{13}C показало, что состояния $1/2_1^+, 3.09$ и $1/2_2^-, 8.86$ МэВ действительно имеют увеличенные радиусы. Отсутствие экспериментальных данных привело к необходимости проведения собственных экспериментов по рассеянию альфа-частиц на ^{13}C при 65 и 90 МэВ [21–23]. Оба эксперимента были выполнены на циклотроне К130 Университета города Ювяскюла, Финляндия с использованием большой камеры рассеяния. Новые экспериментальные данные позволили с уверенностью сделать выводы о том, что низколежащие состояния ^{13}C представляют несколько типов структур. Первое возбужденное состояние $1/2_1^+, 3.09$ МэВ — это состояние с нейтронным гало [21, 22]. Состояния $1/2_2^-, 8.86$ и $1/2_3^-, 11.08$ МэВ — альфа-кластерные состояния с увеличенными радиусами, возможные аналоги состояния Хойла [21, 22, 24]. Полученные радиусы

для этих состояний в пределах ошибок совпали с радиусом для состояния Хойла [19].

Довольно неожиданный результат был получен для состояния $3/2_2^-$, 9.90 МэВ. Оказалось, что это компактное состояние с радиусом примерно на 10% меньше радиуса основного состояния [21–23]. При этом в работе [14] разреженная структура для этого состояния была предсказана с увеличенным радиусом больше 3 Фм. В работах [13, 14] выдвинуты предположения о вращательной структуре этого состояния и возможности формирования вращательной полосы на нем. В работе [25] была рассмотрена внутренняя структура этого состояния и показано, что состояние имеет кластерную структуру ${}^9\text{Be}(3/2_1^-) + \alpha$. Полученный в рамках МДМ уменьшенный радиус не противоречит этому. Мы также рассмотрели изобар-аналоговое состояние в ${}^{13}\text{N}$, состояние 9.48 МэВ [24] и получили в рамках МДМ радиус, в пределах ошибок совпадающий с радиусом основного состояния. Но следует отметить довольно большую ошибку полученного результата. Поэтому необходимы дополнительные исследования этого вопроса.

Следует отметить, что при рассмотрении возбужденных состояний ${}^{13}\text{C}$ мы не обнаружили признаки возможных вращательных полос. В [26] было высказано предположение, что на состоянии Хойла может быть построена вращательная полоса. Возникает резонный вопрос о существовании вращательных полос на аналогах состояния Хойла в ${}^{13}\text{C}$. В работе [27] в рамках нового типа симметрии D'_{3h} была предсказана вращательная природа для целой группы низколежащих состояний ${}^{13}\text{C}$. Ранее в работе [26] аналогичный тип симметрии D_{3h} был предсказан для ядра ${}^{12}\text{C}$. В [27] для ${}^{13}\text{C}$ были предложены шесть вращательных полос, т.е. практически все низколежащие состояния ${}^{13}\text{C}$ были распределены по полосам. В случае подтверждения этой гипотезы наши представления о структуре ${}^{13}\text{C}$ кардинально изменятся.

Таким образом, несмотря на обилие экспериментальных и теоретических исследований ${}^{13}\text{C}$, остаются открытые вопросы по внутренней структуре части состояний. Это привело нас к необходимости всестороннего теоретического анализа существующих экспериментальных данных. В настоящей работе приведены результаты Метода искаженных волн (DWBA) анализа наших экспериментальных данных по рассеянию альфа-частиц на ${}^{13}\text{C}$ при энергиях 65 и 90 МэВ [21–24]. Расчеты методом DWBA проведены с помощью программ FRESKO [28] и DWUCK4 [29].

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперименты были выполнены при двух энергиях 65 [21] и 90 МэВ [22, 23] на циклотроне К130 университета города Ювяскула (Финляндия) с использованием большой камеры рассеяния.

В качестве мишеней были использованы самоподдерживающиеся пленки ${}^{13}\text{C}$ толщиной 0.3 мг/см². Единственными примесями в мишенях были ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$, их общее содержание не превышало 2% и не оказывало существенного влияния на состояния ${}^{13}\text{C}$. Для того чтобы получить требуемое разрешение 200–250 кэВ, перед экспериментами проводилась монохроматизация пучка, что позволило уменьшить разброс пучка в 2–3 раза. Рассеянные альфа-частицы регистрировались стандартной ΔE – E -методикой. В качестве ΔE -детекторов использовались тонкие детекторы с толщинами 100, 250 и 380 микрон. Все E -детекторы были толщиной 3.6 мм. Одновременно использовались четыре телескопа, которые размещались в плоскости реакции под разными углами. Телескопы перемещались после каждого выхода, в результате полный измеряемый угловой диапазон составил 5°–72° в лабораторной системе для эксперимента при 65 МэВ и 6°–40° для эксперимента при 90 МэВ. В ходе эксперимента накапливались файлы последовательных событий, которые обрабатывались офлайн.

Экспериментальные спектры включают энергетический диапазон до энергий возбуждения ~12 МэВ. Типичные спектры обоих экспериментов приведены на рис. 1. Фон на рисунках отмечен штриховой линией и в основном имеет физический характер, и может быть описан следующими фазовыми объемами: ${}^{12}\text{C} + n + \alpha$ и ${}^9\text{Be} + \alpha + \alpha$, показанными на рис. 1 штриховой линией. Были получены угловые распределения для упругого рассеяния [21–23] и для возбужденных состояний 3.09 [21, 22, 24], 3.68, 7.55, 8.86 [21, 22, 24], 9.90 [21–24] и 11.08 МэВ [24]. Данные по угловым распределениям для состояний 3.68 и 7.55 МэВ представляли впервые. Полученные угловые распределения были проанализированы в рамках программ FRESKO [28] и DWUCK4 [29].

3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ДАННЫХ

Для анализа данных по неупругому рассеянию применяется борновское приближение с искаженными волнами — DWBA. Использование DWBA требует знания оптических потенциалов, описывающих упругое рассеяние во входном и выходном каналах реакции.

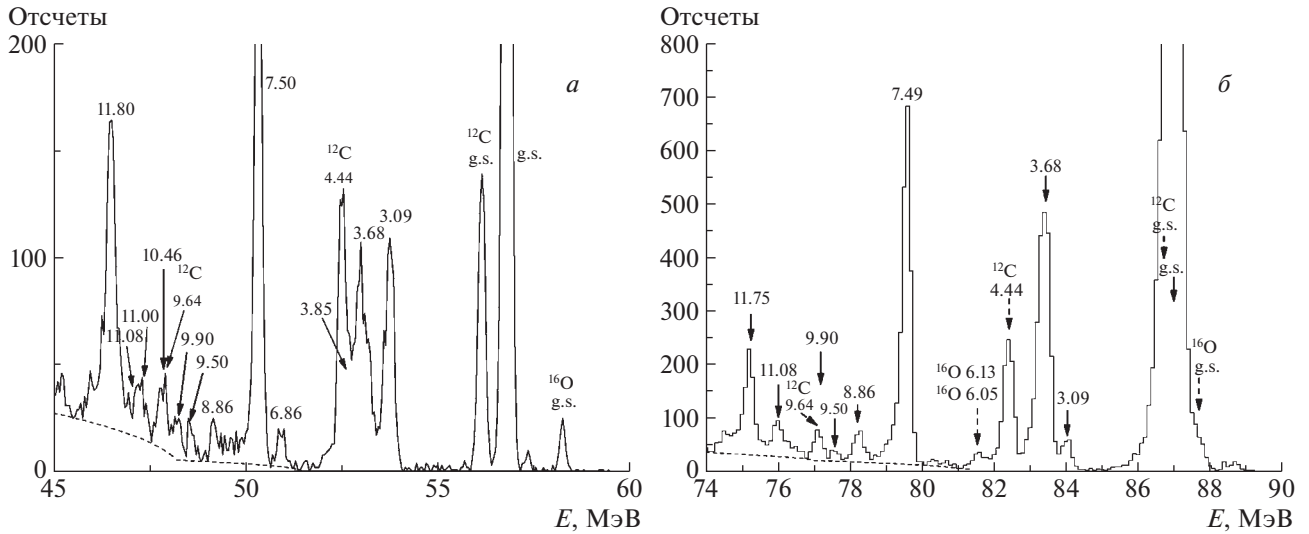


Рис. 1. Типичные спектры экспериментов. *а* — Типичный спектр при угле 38.5° эксперимента при 65 МэВ. *б* — Типичный спектр при угле 20° эксперимента при 90 МэВ. Фон на обоих спектрах отмечен штриховой кривой.

3.1. Модель оптического потенциала

Для описания упругого рассеяния в ядронных столкновениях в области энергий до 100 МэВ/нуклон в работе [30] в рамках дисперсионной оптической модели была развита и в дальнейшем многократно апробирована полумикроскопическая модель оптического потенциала (SMDOM), теоретической основой которой является формализм эффективного потенциала [31].

В рамках SMDOM оптический потенциал представляется в следующем виде:

$$V(r, E) = V_{\text{Coul}}(r) + V_F(r, E) + V_P(r, E) + iW(r, E) + V_{\text{so}}(r), \quad (1)$$

где $V_{\text{Coul}}(r)$ — кулоновский потенциал однородно заряженной сферы радиуса R_C , который оценивается по среднеквадратичным зарядовым радиусам сталкивающихся ядер. Второй член формулы есть потенциал среднего поля (СП), вычисляемый микроскопически, на основе модели двукратной свертки (см. ниже).

Третье и четвертое слагаемые представляют динамический поляризационный потенциал (ДПП), который строится феноменологически на основе комбинации объемной и поверхностной вудс-саксоновских форм. Мнимая (поглощающая) его часть:

$$iW = -iW_S(E) f(x_S) + i4W_D(E) \frac{df(x_D)}{dx_D}, \quad (2)$$

где $f(x) = (e^x + 1)^{-1}$, $x_{S(D)} = (r - R_{S(D)})/a_{S(D)}$, $R_{S(D)} = r_{S(D)}(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$.

Геометрические параметры (радиусы и диффузности вудс-саксоновской формы) предполагаются независимыми от энергии. Это позволяет явно учесть дисперсионные соотношения и представить реальную часть ДПП (дисперсионную поправку) выражением

$$V_P(r, E) = V_S(E) f(x_S) + V_D(E) \frac{df(x_D)}{dx_D}. \quad (3)$$

Параметры ДПП определяются из совместного анализа для всех имеющихся в наличии наборов данных при различных энергиях, при этом для каждой энергии определяется четыре силовых параметра (V_S , V_D , W_S и W_D), а четыре геометрических параметра (r_S , a_S , r_D и a_D) фиксируются одинаковыми для всех энергий.

В (1) также включен стандартный феноменологический спин-орбитальный потенциал $V_{\text{so}}(r)$ (по спину мишени) в виде производной вудс-саксоновской формы, который позволяет улучшить описание данных на больших углах.

Такая модель с использованием дисперсионных соотношений эффективно имеет меньшее число варьируемых параметров, чем обычная феноменологическая оптическая модель, где весь набор определяется для каждой энергии. Это позволяет уменьшить неоднозначность анализа.

3.2. Вычисление потенциала среднего поля

Широкое распространение получил микроскопический расчет потенциала СП на основе метода двукратной свертки с учетом обменной компоненты (возникающей вследствие принципа Паули), где

для последней используется приближение одно-нуклонного обменного выбивания — “SNKE” (см., например, [30, 32] и ссылки в них). В работах [33, 34] был предложен и апробирован метод коррекции обменной компоненты через зависящую от энергии его перенормировку, определяемую эмпирически. Хотя такой метод и предполагает двухступенчатый анализ, но позволяет эффективно учесть многочастичный обмен путем корректировки энергетического поведения обменной компоненты. В тех же работах было предложено простое приближение для ядерных матриц плотности в расчетах обменной компоненты, которое многократно ускоряет вычисления. Предложенное приближение дает результат, близкий к осцилляторной модели, при более правильном асимптотическом поведении. В недавней работе [35] было предложено и апробировано более совершенное приближение для вычисления матриц плотности, которое дает результаты, более близкие к осцилляторной модели также и на малых радиусах.

В предлагаемой работе мы применяем эту последнюю версию метода микроскопического расчета. Потенциал СП для взаимодействия ядра a с ядром A в рамках SNKE-приближения может быть представлен (см., например, [30]) через интегралы свертки для прямой и обменной компонент (опуская спиновые переменные и спиновые компоненты):

$$\hat{V}_F = \hat{V}^D + \hat{V}^E. \quad (4)$$

Потенциалы здесь рассматриваются как матрицы, у которых диагональные члены — оптические потенциалы, определяющие упругое рассеяние в данном канале, а недиагональные — переходные потенциалы, ответственные за неупругое возбуждение.

Прямая компонента

$$\hat{V}^D(r) = \sum_{T=0,1} \hat{V}_T^D(r), \quad (5)$$

$$\hat{V}_T^D(r) = \int dr_1 dr_2 g_T^{c,D}(s) \rho_T^a(r_1) \rho_T^A(r_2),$$

где $\rho_T^{a,A}$ — скалярная ($T = 0$) и изовекторная ($T = 1$) компоненты ядерных плотностей (переходных плотностей для недиагональных элементов), $s = r_1 - r_2 + r$ — радиус-вектор между отдельными нуклонами взаимодействующих ядер и r — расстояние между центрами масс ядер.

Локализованная обменная компонента

$$\hat{V}^E(r, E) = \sum_{T=0,1} \hat{V}_T^E(r, E), \quad (6)$$

$$\hat{V}_T^E(r, E) = \int dr_1 dr_2 g_T^{c,E}(s) \rho_T^a(r_1, r_1 + s) \times$$

$$\times \rho_T^A(r_2, r_2 - s) \exp\left(\frac{iK(E, r)s}{\mu}\right),$$

$\rho_T^i(r_1, r_2)$ — соответствующие компоненты ядерных матриц плотности (переходных матриц плотности для недиагональных элементов), а величина локального импульса $K(E, r)$ дается формулой

$$K^2(E, r) = \frac{2\mu}{\hbar^2} (E - V(r) - V_C(r)), \quad (7)$$

где $V(r)$ и $V_C(r)$ — ядерный и кулоновский потенциалы взаимодействия сталкивающихся ядер.

В эффективные нуклон-нуклонные взаимодействия (в данном случае — центральные прямые и обменные компоненты) включается плотностная зависимость в виде являющегося функцией плотности множителя к модельному взаимодействию МЗУ (опуская индексы):

$$g(s, \rho) = f(\rho) g(s). \quad (8)$$

При этом в настоящей работе мы использовали параметризацию

$$f(\rho) = C \left[1 + \alpha e^{-\beta\rho} - \gamma\rho \right] \quad (9)$$

в версии “CDMЗУ6”, где параметры определены по свойствам холодной ядерной материи [36], но, в отличие от этой работы, мы не вводим здесь искусственную зависимость от энергии.

Применение интегральных преобразований Фурье–Бесселя приводит далее к выражениям, по которым вычисляется обменная компонента:

$$\hat{V}_T^E(E, r) = \quad (10)$$

$$= 4\pi \int_0^\infty g_T^{c,E}(s, \rho) j_0(K(E, r)s/M) s^2 ds \times \\ \times \int f_T^a(r_1, s) f_T^A(|r_1 - r|, s) dr_1,$$

где $K(E, r)$ — модуль локального импульса, а матрицы плотности после отделения части угловых переменных сводятся к так называемым профилям плотности $f_T^i(x, s)$ ($i = a, A$), для которых с учетом предложенного в работе [35] приближения мы используем выражение

$$f_T^i(x, s) = \rho_T^i(x) \left[1 - \bar{D}_T^i \frac{s^2}{4b_i^2} \right] \times \\ \times \exp\left(-\frac{s^2}{4b_i^2}\right), \quad (11)$$

где $\rho_T^i(x)$ — эмпирическая одночастичная плотность (материальная, изоскалярная при $T = 0$ и изовекторная при $T = 1$) и

$$\bar{D}_T^i = \frac{1}{N + (-1)^T Z} \times \quad (12)$$

$$\times \left[\frac{N(N-2)}{N+1} + (-1)^T \frac{Z(Z-2)}{Z+1} \right]$$

(в случае $N = Z$ считается, что изовекторные компоненты отсутствуют).

Для ядер с $A \leq 4$ можно использовать применявшуюся нами ранее в работе [33] приближенную форму, отвечающую $\bar{D}_T^i = 0$.

Для осцилляторного параметра мы используем систематику из работы [37]:

$$b_{i,p}^2 = b_{i,n}^2 = b_i^2 = 0.983A^{1/3} + 0.373 [\text{Фм}^2]. \quad (13)$$

Для материальной плотности альфа-частиц мы использовали гауссовскую форму, которая дает среднеквадратичный радиус $R_m = 1.47$ Фм. Для материальной плотности основного состояния ядра ^{13}C $\rho_m(r) = \rho_p(r) + \rho_n(r)$ применялась модель трехпараметрического распределения Ферми при стандартной нормировке на число частиц. Использовались следующие значения параметров:

$$\begin{aligned} w_p &= 0.15 \text{ Фм}, & c_p &= 2.18 \text{ Фм}, \\ a_p &= 0.395 \text{ Фм}, & w_n &= 0.135 \text{ Фм}, \\ c_n &= 2.16 \text{ Фм}, & a_n &= 0.395 \text{ Фм}, \end{aligned} \quad (14)$$

при этом плотность распределения протонов $\rho_p(r)$ дает довольно близкие к экспериментальным значениям зарядового формфактора [38] и среднеквадратичного зарядового радиуса $R_{\text{ch}} = 2.46$ Фм [39], а среднеквадратичный материальный радиус $R_m = 2.32$ Фм.

Для коррекции энергетической зависимости обменной компоненты, предложенной в работах [33, 34], вводится дополнительный нормировочный множитель $\phi(E)$, тогда скорректированная обменная компонента СП

$$V^E(r, E) = (1 + \phi(E)) V^{(\text{SNKE})}(r, E) \quad (15)$$

определяется из сравнения энергетической зависимости объемного интеграла СП, вычисленного с обменной компонентой в SNKE-приближении,

$$J_F^{(\text{SNKE})} = J^D + J^{(\text{SNKE})} \quad (16)$$

с эмпирической зависимостью от энергии объемного интеграла СП $J_{\text{av}}(E)$, задаваемой в форме (17), параметры которой определяются на первом этапе феноменологического анализа в дисперсионной оптической модели [40]:

$$J_{\text{av}}(E) = a + b \exp(-cE), \quad (17)$$

т.е.

$$J^{(\text{SNKE})}(E)\phi(E) = J_{\text{av}}(E) - J_F^{(\text{SNKE})}(E). \quad (18)$$

Поскольку параметры плотностной зависимости эффективных нуклон-нуклонных взаимодействий определялись из условия воспроизведения

свойств холодной ядерной материи в рамках приближения Хартри–Фока, которое выражается через такие же интегралы свертки [36], естественно положить

$$\phi(0) = 0. \quad (19)$$

Для оценки при любых энергиях в заданном интервале удобно аппроксимировать $\phi(E)$ с помощью, например, полинома.

Двухэтапная методика анализа и детали вычислительных процедур представлены более подробно в работах [33–35].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

4.1. Результаты анализа данных по упругому рассеянию

Используя описанную выше модель оптического потенциала SMDOM, проведен анализ экспериментальных данных по дифференциальным сечениям упругого рассеяния $\alpha + ^{13}\text{C}$ при энергиях $E_{\text{lab}} = 48.7$ [41], 54.1 [41], 65 [21] и 90 [22, 23] МэВ. Получены параметры потенциала SMDOM. В частности, на первом этапе феноменологического дисперсионного анализа для потенциала СП определена эмпирическая зависимость объемного интеграла

$$J_{\text{av}}(E) = 309.3 + 50 \exp(-0.003E_{\text{cm}}). \quad (20)$$

С точностью до константы это совпадает с полученной ранее зависимостью для $\alpha + ^{12}\text{C}$ [6]. Корректирующий фактор $\phi(E)$ аппроксимируется многочленом 3-го порядка:

$$\begin{aligned} \phi(E) &= 1.115 \times 10^{-3} E_{\text{cm}} - 1.79 \times \\ &\times 10^{-6} E_{\text{cm}}^2 + 1.5 \times 10^{-8} E_{\text{cm}}^3. \end{aligned} \quad (21)$$

Найденные на втором этапе анализа силовые параметры ДПП представлены в табл. 1 вместе с объемными интегралами и рассчитанными сечениями реакции. Геометрические параметры для всех энергий фиксированы на значениях:

$$\begin{aligned} r_S &= 1.2 \text{ Фм}, & a_S &= 0.50 \text{ Фм}, \\ r_D &= 0.70 \text{ Фм}, & a_D &= 0.40 \text{ Фм}, \\ r_C &= 0.7 \text{ Фм}, \end{aligned} \quad (22)$$

при определении радиуса потенциала $R_i = r_i (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$ ($i = S, D, C$, so). В табл. 1 также представлены оцененные значения параметров при энергиях, соответствующих выходным каналам неупругого рассеяния в исследуемые возбужденные состояния.

Стандартный феноменологический спин-орбитальный потенциал (по спине мишени) позволил

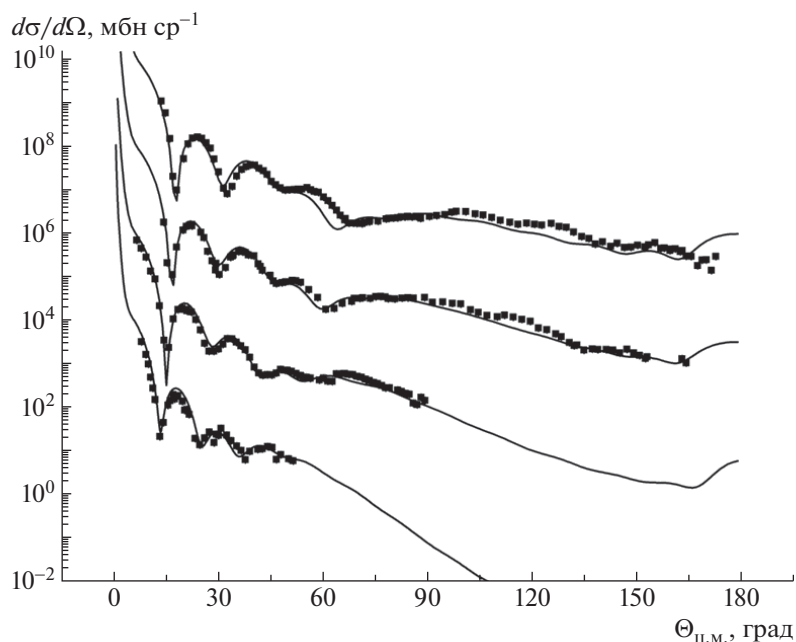


Рис. 2. Дифференциальные сечения упругого рассеяния $\alpha + {}^{13}\text{C}$ при различных энергиях (снизу вверх): 90 [22], 65 [21] (значения сечения умножены на 10^2), 54.1 [41] (значения сечения умножены на 10^4), 48.7 МэВ [41] (значения сечения умножены на 10^6). Сплошные кривые — расчет с потенциалом SMDOM.

улучшить описание данных на больших углах при использовании следующих параметров:

$$V_{so} = 5.0 \text{ МэВ}, \quad r_{so} = 0.65 \text{ Фм}, \quad (23)$$

$$a_{so} = 0.8 \text{ Фм}.$$

Качество описания экспериментальных угловых распределений можно увидеть на рис. 2. В настоящее время практически отсутствуют данные по сечениям реакции для $\alpha + {}^{13}\text{C}$ в рассмотренном интервале энергий. Тем не менее, сравнение с имеющимися данными для $\alpha + {}^{12}\text{C}$ (см. рис. 3) показывает, что построенный потенциал дает вполне адекватные значения. Подчеркнем, что оптический потенциал SMDOM изначально строился с учетом дисперсионных соотношений для ДПП. Если аппроксимировать энергетическую зависимость объемного интеграла мнимой части линейными отрезками, опираясь на эмпирические значения мнимой части потенциала SMDOM, то вычисление разностного дисперсионного интеграла [43]

$$J_P(E, E_S) \equiv J_P(E) - J_P(E_S) = \quad (24)$$

$$= \frac{(E - E_S)}{\pi} P \int dE' \frac{J_W(E')}{(E' - E_S)(E' - E)}$$

и сложение этой дисперсионной добавки с объемным интегралом потенциала СП дает объемный интеграл полной реальной части оптического потенциала, который с точностью до константы хорошо

согласуется с эмпирическими значениями, полученными в результате анализа экспериментальных данных по упругому рассеянию (см. рис. 4).

В рассматриваемой области энергий в экспериментальных дифференциальных сечениях явно проявляется эффект радужного рассеяния. Расчет с найденным потенциалом SMDOM сечения, отвечающего дальней компоненте амплитуды при стремящейся к нулю мнимой части ДПП, показывает характерный для радужного рассеяния широкий максимум при последующем плавном падении и предшествующем глубоком минимуме — “главном минимуме Эйри”. При этом положения этого минимума хорошо согласуются с найденной ранее и многократно подтвержденной (см. например, [34] и ссылки в ней) закономерностью — линейной зависимостью от обратной энергии, что продемонстрировано на рис. 5.

Использование радужных эффектов также позволило снизить неоднозначность в определении параметров оптического потенциала, а достаточно плавная зависимость параметров полученного потенциала от энергии в рассматриваемом интервале дает возможность оценить значения параметров и интегральных характеристик потенциала при энергиях выходных каналов неупругого рассеяния, которые представлены на рис. 3–5.

4.2. Анализ данных по неупругому рассеянию

Анализ данных [21–23] по $\alpha + {}^{13}\text{C}$ -рассеянию при энергиях α -частиц 65 и 90 МэВ с воз-

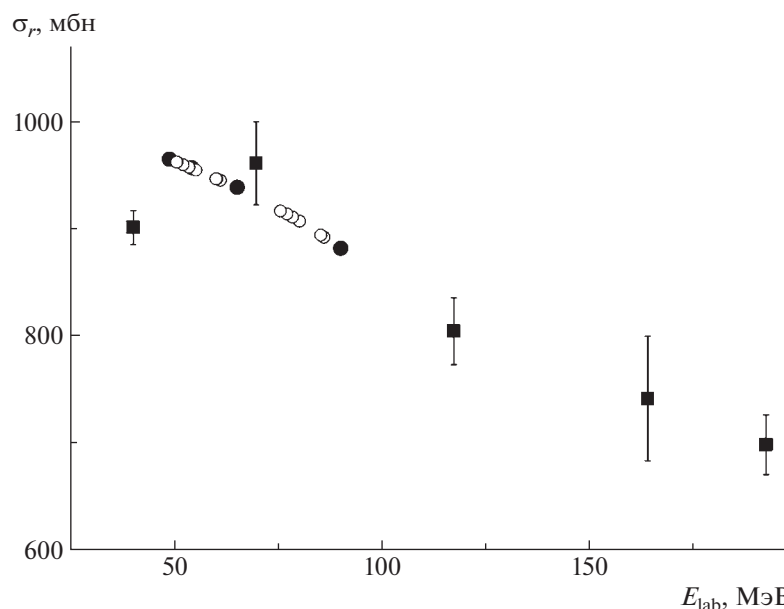


Рис. 3. Сечения реакции $\alpha + {}^{13}\text{C}$. Заполненные кружки — расчет с потенциалом SMDOM, полые кружки — расчет с оцененными значениями параметров потенциала SMDOM при энергиях выходных каналов неупругого рассеяния, квадраты — экспериментальные данные [42] для $\alpha + {}^{12}\text{C}$.

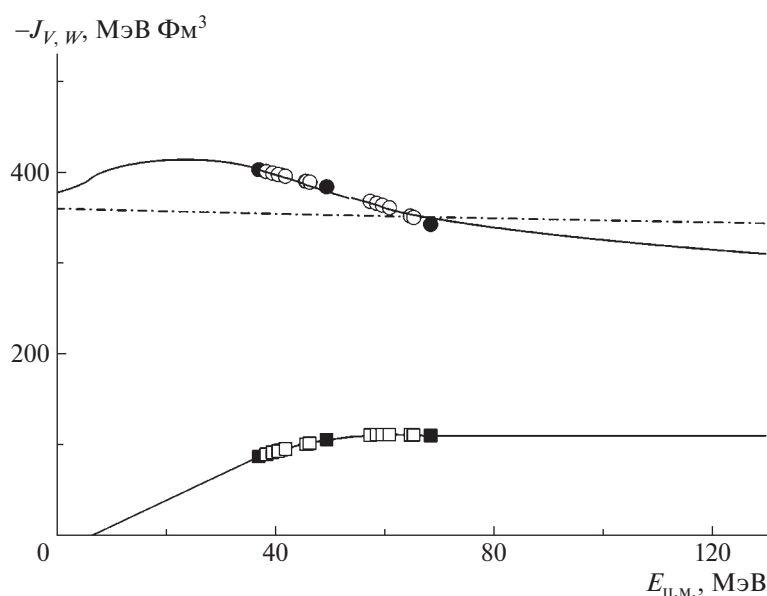


Рис. 4. Объемные интегралы реальной J_V (сверху) и мнимой J_W (снизу) частей оптического потенциала. Заполненные значки — расчет с эмпирическим потенциалом SMDOM, полые значки — расчет с оцененными значениями параметров потенциала SMDOM при энергиях выходных каналов неупругого рассеяния. Штрихпунктирная кривая — объемный интеграл потенциала СП (20), сплошная кривая в нижней части — линейная аппроксимация J_W , сплошная кривая в верхней части — объемный интеграл полной реальной части оптического потенциала J_V как результат суммы СП (20) и дисперсионной добавки (24).

буждением состояний $1/2^+$ (3.09 МэВ), $3/2^-$ (3.68 МэВ), $5/2^+$ (3.85 МэВ), $5/2^-$ (7.55 МэВ), $1/2^-$ (8.86 МэВ), $3/2^-$ (9.9 МэВ), $1/2^+$ (10.996 МэВ) и $1/2^-$ (11.08 МэВ) проведен в

рамках DWBA с помощью программ FRESKO [28] и DWUCK4 [29].

4.2.1. Теоретическое описание неупругого рассеяния. Дифференциальное сечение опреде-

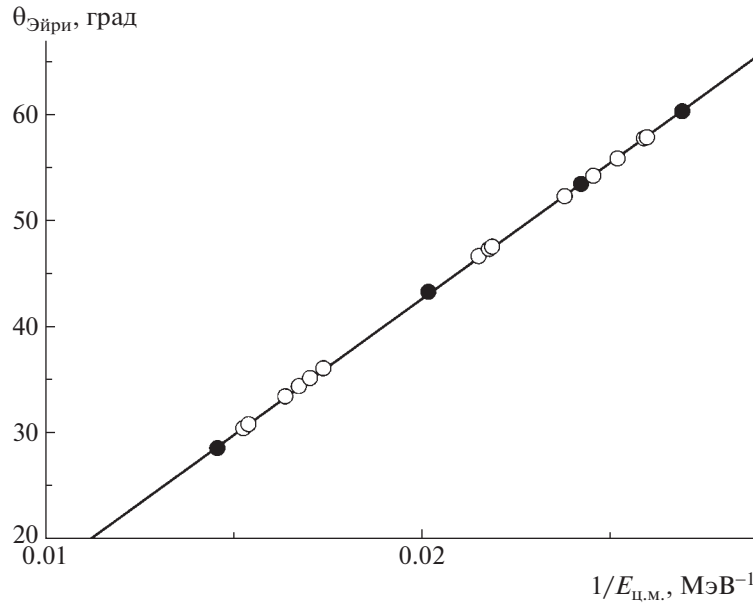


Рис. 5. Положения главных Эйри-минимумов. Заполненные кружки — расчет с эмпирическим потенциалом SMDOM, сплошная линия — линейная аппроксимация, полые кружки — расчет с оцененными значениями параметров потенциала SMDOM при энергиях выходных каналов неупругого рассеяния.

ляется квадратом модуля амплитуды неупругого рассеяния [31]

$$T_{\alpha'\alpha} = \int u_{\alpha'}^{(-)*}(K', r) \times \quad (25)$$

$$\times \hat{U}_{\alpha'\alpha}(r) u_{\alpha}^{+}(K, r) dr,$$

где u_{α}^{+} и $u_{\alpha'}^{(-)}$ есть искаженные волны — волновые функции упругого рассеяния во входном и выходном каналах. Для вычисления искаженных волн используются силовые параметры полученного выше потенциала SMDOM при соответствующих энергиях (см. табл. 1).

Мультипольное разложение неупругого формфактора — матричного элемента (интеграла перекрытия) неупругого взаимодействия с волновыми функциями ядра-мишени во входном и выходном каналах имеет стандартный вид

$$\hat{U}_{\alpha'\alpha}(\mathbf{r}) = \sum_{LM} F_L(r) i^{-L} Y_{LM}^*(\hat{r}), \quad (26)$$

где значения L и M определяются рангом неупругого взаимодействия, связывающего спины ядер и их проекции в каналах α и α' .

В задачах, решаемых в настоящей работе, будут применяться различные феноменологические модельные формы радиальных неупругих формфакторов $F_L(r)$.

4.2.2. Анализ данных по неупругому рассеянию с возбуждением состояний 3.68 и 7.55 МэВ. В работе [27] предположено, что состояния 3.68

и 7.55 МэВ принадлежат вращательной полосе основного состояния ($K^{\pi} = 1/2^{-}$). В пользу этой гипотезы говорит близость полученных в рамках МДМ радиусов этих состояний: для состояния 3.68 МэВ — 2.3 ± 0.1 Фм, для состояния 7.55 МэВ — 2.3 ± 0.1 Фм. Эти радиусы в пределах ошибок совпадают с радиусом основного состояния. В связи с этим радиальный неупругий формфактор $F_L(r)$ рассматривается в рамках полумикроскопического подхода ротационной модели, в котором для данного переданного углового момента L

$$F_L(r) = V_L^F(r, E) + V_L^{\text{DPP}}(r, E) + V_L^C(r). \quad (27)$$

Последний член в (27) V_L^C , отвечающий за кулоновское возбуждение, представляется обычным способом (см., например, [28, 31]) через деформацию однородно заряженной сферы:

$$V_L^C(r) = M(EL) e^2 (4\pi)^{1/2} (2L+1)^{-1} r^{-L-1}, \quad (28)$$

где приведенный матричный элемент выражается через приведенную вероятность перехода

$$M(EL) = \pm[(I+1)B(EL, I \rightarrow I')]^{1/2}. \quad (29)$$

Первый член $V_L^F(r, E)$ в уравнении (27) представляет недиагональную часть компоненты среднего поля эффективного потенциала [31], выражаемую через плотность перехода также, как и в [32]. Для нее мы использовали эмпирическую форму ротационной модели [31], пропорциональную

Таблица 1. Силовые параметры ДПП, объемные интегралы и сечения реакции

$E_{\text{lab}}, \text{МэВ}$	$-V_S, \text{МэВ}$	$-V_D, \text{МэВ}$	$-W_S, \text{МэВ}$	$-W_D, \text{МэВ}$	$-J_V, \text{МэВ Фм}^3$	$-J_W, \text{МэВ Фм}^3$	$\sigma_r, \text{мбн}$
48.7	7.73	-7.98	6.9	7.0	402.0	87.1	964.9
54.1	7.5	-8.95	7.4	7.8	396.1	94.4	958.9
50.469* (1/2 ⁻ , 11.08)	7.69	-8.38	7.05	7.27	400.1	89.4	962.1
50.579* (1/2 ⁺ , 10.996)	7.68	-8.39	7.07	7.31	400.0	89.7	962.2
52.020* (3/2 ⁻ , 9.9)	7.62	-8.69	7.19	7.52	398.3	91.5	959.7
53.379* (1/2 ⁻ , 8.86)	7.55	-8.92	7.3	7.72	396.8	93.2	957.4
55.101* (5/2 ⁻ , 7.55)	7.46	-9.23	7.45	7.9	394.8	95.1	954.7
59.944* (5/2 ⁺ , 3.85)	7.13	-9.78	7.82	8.47	389.4	100.4	946.5
60.166* (3/2 ⁻ , 3.68)	7.11	-9.83	7.85	8.5	389.1	100.8	946.4
60.948* (1/2 ⁺ , 3.09)	7.05	-9.86	7.90	8.54	388.3	101.6	945.0
65.0	6.67	-10.16	8.2	8.9	383.4	105.4	938.5
75.451* (1/2 ⁻ , 11.08)	5.05	-10.09	8.68	9.05	367.3	110.4	916.4
77.004* (3/2 ⁻ , 9.9)	4.8	-9.97	8.75	9.0	365.2	110.9	913.5
78.365* (1/2 ⁻ , 8.86)	4.54	-9.85	8.8	8.95	363.0	111.2	910.6
80.089* (5/2 ⁻ , 7.55)	4.2	-9.6	8.85	8.85	360.4	111.3	906.7
85.160* (3/2 ⁻ , 3.68)	3.03	-8.9	8.93	8.5	351.1	111.1	893.8
85.942* (1/2 ⁺ , 3.09)	2.85	-8.8	8.94	8.42	349.6	110.8	891.8
90.0	1.8	-8.0	9.0	8.0	341.9	110.1	881.6

* Оцененные значения при энергиях, соответствующих выходным каналам неупругого рассеяния в исследуемые возбужденные состояния.

радиальной производной материальной плотности основного состояния

$$\rho_L^{\text{tr}}(r) = -\delta_L^m (4\pi)^{-1/2} d\rho_m/dr, \quad (30)$$

с параметром длины деформации δ_L^m .

Для переходов в пределах вращательной полосы основного состояния DPP-часть неупругого формфактора $V_L^{\text{DPP}}(r, E)$ вычисляется в рамках обычной вращательной модели путем деформации радиусов DPP-части потенциала SMDOM [28, 31], т.е.

$$V_L^{\text{DPP}}(r, E) = -\delta_L^P (4\pi)^{-1/2} dV_P/dr - \quad (31) \\ - i\delta_L^W (4\pi)^{-1/2} dW/dr,$$

с использованием соответствующих параметров длины деформации δ_L^P и δ_L^W . Обычно хорошим приближением считается

$$\delta_L^m = \delta_L^P = \delta_L^W = \delta_L. \quad (32)$$

Параметры δ_L и $M(EL)$ (или $B(EL, I \rightarrow I')$) считаются свободными и находятся из анализа экспериментальных данных по дифференциальным сечениям.

На рис. 6 и 7 представлены расчетные дифференциальные сечения в сравнении с экспериментальными для неупругого рассеяния $\alpha + {}^{13}\text{C}$ при энергиях 65 и 90 МэВ с возбуждением состояний 3/2⁻ (3.68 МэВ) и 5/2⁻ (7.55 МэВ). Полученные в результате анализа значения δ_L и $B(EL, I \rightarrow I')$ представлены в табл. 2.

Заметим, что при энергии 65 МэВ экспериментально не разделены состояния 3/2⁻ (3.68 МэВ) и 5/2⁺ (3.85 МэВ), поэтому на рис. 6 показаны расчеты для обоих этих состояний и их суммарный вклад. Модель формфактора для перехода в состояние 5/2⁺ (3.85 МэВ) представлена ниже.

Для оценки вклада возбуждения состояния 5/2⁺ (3.85 МэВ) при энергии $E_{\text{lab}} = 65$ МэВ мы предположили, что это возбуждение является коллективным (октоупольная вибрация) и неупругий формфактор может быть смоделирован как в (27)–(31), используя плотность перехода в виде первой производной материальной плотности основного состояния (30) при передаваемом моменте $L = 3$. Получены следующие значения параметров: $\delta_3 = 0.82$ Фм и $B(E3, 1/2^- \rightarrow 5.2^+) = 220\epsilon^2$ Фм⁶.

Таблица 2. Длины деформации и приведенные вероятности переходов в ротационной полосе основного состояния

$E_{\text{lab}}, \text{МэВ}$	Состояние $I^\pi(E^*)$	L	$\delta_2, \Phi\text{м}$	$B(E2, 1/2^- \rightarrow I), e^2 \Phi\text{м}^4$
65	$3/2^- (3.68 \text{ МэВ})$	2	1.05	13.7
90			1.2	13.7
65	$5/2^- (7.55 \text{ МэВ})$	2	1.02	20.5
90			1.02	20.5

4.2.3. Анализ данных по неупругому рассеянию с возбуждением состояния 3.09 МэВ. Мы полагаем, что состояние $1/2^+$ (3.09 МэВ) можно рассматривать как одночастичное возбужденное состояние $2s_{1/2}$ валентного нейтрона в потенциале остова ^{12}C в основном состоянии (со спином $J_c = 0$). Тогда неупругий формфактор можно смоделировать с помощью так называемого микроскопического подхода для описания неупругого рассеяния [29]. Здесь радиальный формфактор определяется интегралом перекрытия нуклон-нуклонного взаимодействия с одночастичными волновыми функциями $1p_{1/2}$ валентного нейтрона в основном состоянии ядра-мишени ^{13}C и $2s_{1/2}$ валентного нейтрона в возбужденном состоянии $1/2^+$ (3.09 МэВ) ядра ^{13}C . При этом допустимые значения передаваемых моментов $S = 0$ и $J = L = 1$.

$$F_L(r) = 4\pi N \sqrt{2J_i + 1} \times \quad (33)$$

$$\times \langle j'_1 j_2 J_f || Y_L(\hat{r}_1) || j_1 j_2 J_i \rangle \times$$

$$\times \int_0^\infty dr_1 r_1^2 R_{l_1 j'_1}(r_1) v_L(r, r_1) R_{l_1 j_1}(r_1).$$

Здесь $R_{l_1 j_1}(r_1)$ и $R_{l_1 j'_1}(r_1)$ — нормированные на 1 одночастичные радиальные функции нейтрона для начального (спин J_i) и конечного (спин J_f) состояний ядра-мишени, $\langle j'_1 j_2 J_f || Y_L(\hat{r}_1) || j_1 j_2 J_i \rangle$ — приведенный матричный элемент, $j_2 = J_c$ — спин остова. Нормировочный множитель N содержит в себе спектроскопическую информацию о рассматриваемых одночастичных состояниях.

Для нуклон-нуклонного взаимодействия v применялась форма потенциала Юкавы, включающая центральные (c) и тензорные (T) компоненты. Во всех случаях использовались фиксированные значения обратного радиуса $\mu_c = 0.707 \text{ Фм}^{-1}$ и $\mu_T = 1.139 \text{ Фм}^{-1}$ и силовые параметры потенциала Юкавы: $v_c = 6.6 \text{ МэВ}$ и $v_T = 8.5 \text{ МэВ}$.

Одночастичные волновые функции основного и возбужденного состояний ядра-мишени ^{13}C вычислялись с помощью стандартной процедуры подгонки глубины ямы вудс-саксоновской формы V

при фиксированной энергии отделения нейтрона. Геометрические параметры для основного состояния фиксированы на обычных значениях: $R = 1.2 \times 12^{1/3} = 2.747 \text{ Фм}$ и $a = 0.65 \text{ Фм}$. Геометрические параметры для возбужденного состояния наряду с нормировочным множителем N были свободными параметрами, которые подбирались таким образом, чтобы описать экспериментальные дифференциальные сечения, по крайней мере, в области передних углов, содержащей дифракционные структуры. Первоначально анализ экспериментальных дифференциальных сечений при энергиях 65 и 90 МэВ проводился с применением в выходном канале при соответствующих энергиях потенциала SMDOM (параметры из табл. 1) с компонентой СП, вычисленной с использованием плотности основного состояния ядра-мишени. Были найдены параметры вудс-саксоновского потенциала, определяющего одночастичную волновую функцию $2s_{1/2}$ валентного нейтрона в возбужденном состоянии $1/2^+$ (3.09 МэВ) ядра ^{13}C :

$$V = 43.33 \text{ МэВ}, \quad R = 2.747 \text{ Фм}, \quad (34)$$

$$a = 1.5 \text{ Фм}.$$

Полученная в этом потенциале одночастичная волновая функция $2s_{1/2}$ валентного нейтрона имеет большую протяженность, ее среднеквадратичный радиус $R_n = 6.36 \text{ Фм}$, обнаруживая признаки нейтронного гало в ядре ^{13}C в возбужденном состоянии $1/2^+$ (3.09 МэВ). Оценка среднеквадратичного радиуса ядра $^{13}\text{C}(R_m)$ в этом состоянии в рамках рассмотренной модели (как, например, в [44]) по формуле

$$13R_m^2 = 12R_c^2 + 12R_n^2/13 \quad (35)$$

дает значение $R_m = 2.8 \text{ Фм}$. Аналогичный радиус был получен и в рамках МДМ $2.9 \pm 0.2 \text{ Фм}$ [21, 22]. Здесь $R_c = 2.33 \text{ Фм}$ — среднеквадратичный материальный радиус остова ^{12}C , оцененный обычным образом (см., например, [45]) по известному значению зарядового радиуса $\langle r^2 \rangle_{\text{ch}}$. Материальный

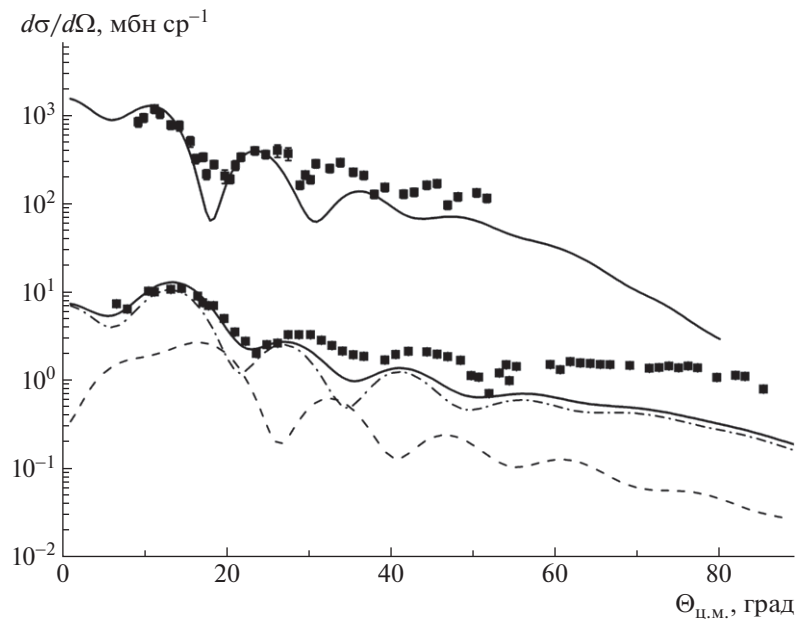


Рис. 6. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния $\alpha + {}^{13}\text{C}$ при энергиях 65 и 90 МэВ (значения сечения умножены на 10^2) с возбуждением состояния $3/2^-$ (3.68 МэВ). Точки — экспериментальные данные. Сплошные линии — DWBA-расчет. Для энергии 65 МэВ: штрихпунктирная — вклад состояния $3/2^-$ (3.68 МэВ), штриховая — вклад состояния $5/2^+$ (3.85 МэВ), сплошная — сумма вкладов этих состояний.

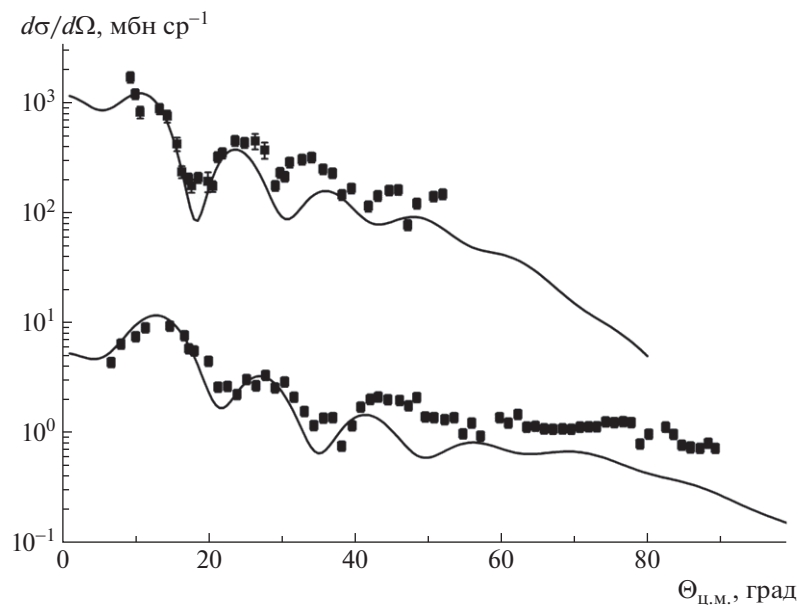


Рис. 7. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния $\alpha + {}^{13}\text{C}$ при энергиях 65 и 90 (значения сечения умножены на 10^2) МэВ с возбуждением состояния $5/2^-$ (7.55 МэВ). Точки — экспериментальные данные. Линии — DWBA-расчет.

радиус распределения протонов в ядрах [45]:

$$\langle r^2 \rangle_p = \langle r^2 \rangle_{\text{ch}} - \langle r_P^2 \rangle - \langle r_N^2 \rangle N/Z - 0.75/m^2 - \Delta_{\text{ls}}. \quad (36)$$

Значения зарядовых радиусов протона $\langle r_P^2 \rangle = 0.7714$ и нейтрона $\langle r_N^2 \rangle = -0.1149$ взяты из [39].

Два последних члена — релятивистские поправки, которыми обычно пренебрегают (их величина порядка 0.033).

Второе слагаемое в (35) обычно отождествляют с квадратом радиуса гало, который в этом случае оценивается величиной $R_h = 6.1$ Фм.

В рамках рассмотренной модели плотность ядра ^{13}C в состоянии $1/2^+$ (3.09 МэВ) определялась как сумма одночастичной плотности распределения $2s_{1/2}$ валентного нейтрона и плотности ядра ^{12}C в основном состоянии, которая вычислялась в модели трехпараметрического распределения Ферми при стандартной нормировке на число частиц. Использовались следующие значения параметров:

$$w_p = w_n = 0.17 \text{ Фм}, \quad c_p = c_n = 2.2 \text{ Фм}, \quad (37)$$

$$a_p = a_n = 0.39 \text{ Фм},$$

при этом плотность распределения протонов $\rho_p(r)$ дает известный среднеквадратичный зарядовый радиус $R_{\text{ch}} = 2.47 \text{ Фм}$ [39], а среднеквадратичный материальный радиус $R_m = 2.327 \text{ Фм}$.

Для удобства и повышения точности расчета эта сумма затем численно аппроксимировалась с более мелким шагом. На рис. 7 показана материальная плотность в возбужденном состоянии $1/2^+$ (3.09) как результат такой аппроксимации в сравнении с плотностью основного состояния.

Распределение материальной плотности в возбужденном состоянии $1/2^+$ (3.09 МэВ) является более протяженным, существенно отличаясь от плотности основного состояния, поэтому для согласованности DWBA-расчета необходимо при вычислении потенциала СП в выходном канале использовать эту плотность возбужденного состояния. Заново проведенный анализ показал, что описание угловых распределений улучшилось при неизменных параметрах одночастичного потенциала (34) и несколько изменившихся значений

нормировочных множителей $N = 8.6$ при энергии 65 МэВ и $N = 7.0$ при энергии 90 МэВ. На рис. 8 представлены расчетные дифференциальные сечения в сравнении с экспериментальными.

Как было отмечено во многих работах, исследовавших рассеяние ядер с нуклонным гало (см., например, [46, 47]), наличие гало приводит к увеличению поглощающей части оптического потенциала в поверхностной области и соответствующей дисперсионной поправке к реальной части, увеличивая величину сечения реакции. Мы провели расчет с увеличенной на 30% диффузностью объемной части ДПП. Результат показан штриховой линией на рис. 9, при этом сечение реакции увеличилось на 10%. Изменение в угловых распределениях оказалось незначительным в области, где имеются экспериментальные данные.

4.2.4. Анализ данных по неупругому рассеянию с возбуждением состояния 8.86 МэВ. Это состояние рассматривается как α -кластерное состояние, возможно, аналог состояния Хойла в ядре ^{12}C и имеющее увеличенный среднеквадратичный материальный радиус, который оценивается величиной $R_m = 2.7 \text{ Фм}$ (см., например, [24] и ссылки в ней). При этом экспериментальные данные показывают достаточно сильный монополярный переход в это состояние. Для описания этого перехода мы рассматривали неупругий формфактор (27)–(29), где компонента $V_L^F(r, E)$ при $L = 0$ моделируется простой формой:

$$V_0^F(r, E) = -\delta_0(4\pi)^{-1/2} d/dr \times \{U_0/[1 + \exp((r - R_0)/a_0)]\}. \quad (38)$$

При сохранении условия (31) для δ_0 и фиксации величины $B(E0, 1/2^- \rightarrow 1/2^-) = 0.65e^2$ параметры δ_0, U_0, R_0, a_0 определяются описанием формы и нормировкой углового распределения. Как и в предыдущем случае, сначала анализ экспериментальных дифференциальных сечений при энергиях 65 и 90 МэВ проводился с применением в выходном канале при соответствующих энергиях потенциала SMDOM (параметры из табл. 1) с компонентой СП, вычисленной с использованием плотности основного состояния ядра-мишени. Результаты расчета в сравнении с экспериментальными данными показаны штриховой линией на рис. 10.

Далее мы смоделировали материальную плотность ядра ^{13}C в состоянии $1/2^-$ (8.86 МэВ) с помощью трехпараметрического распределения Ферми при стандартной нормировке на число частиц, параметры которого подобраны так, чтобы получить среднеквадратичный материальный радиус 2.7 Фм (радиус, рассчитанный в рамках МДМ — $2.7 \pm 0.1 \text{ Фм}$ [21, 22]), и его форма соотносилась

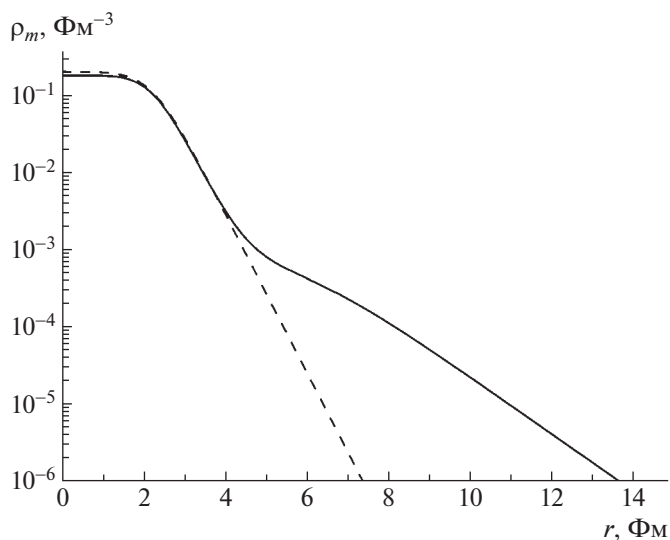


Рис. 8. Материальные плотности ядра ^{13}C . Кривые: штриховая — основное состояние, сплошная — возбужденное состояние $1/2^+$ (3.09 МэВ).

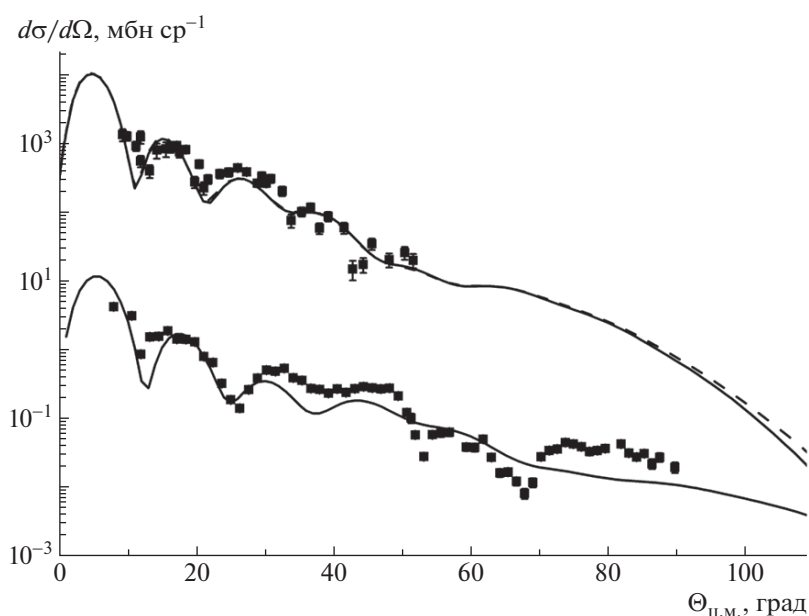


Рис. 9. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния $\alpha + {}^{13}\text{C}$ при энергиях 65 и 90 (значения сечения умножены на 10^3) МэВ с возбуждением состояния $1/2^+$ (3.09 МэВ). Точки — экспериментальные данные. Кривые: сплошные — DWBA-расчет, штриховая — расчет с увеличенной диффузностью мнимой части потенциала SMDOM.

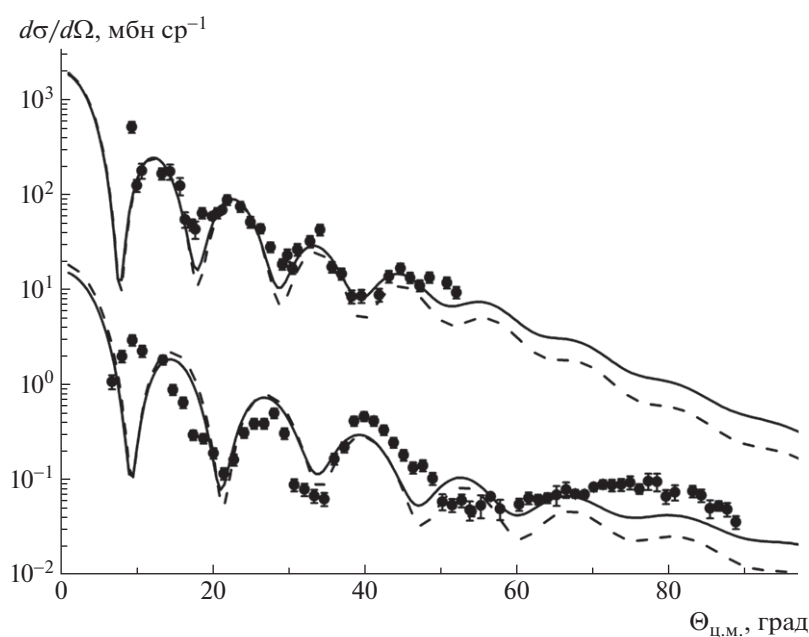


Рис. 10. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния $\alpha + {}^{13}\text{C}$ при энергиях 65 и 90 (значения сечения умножены на 10^3) МэВ с возбуждением состояния $1/2^-$ (8.86 МэВ). Точки — экспериментальные данные. Кривые: штриховые — DWBA-расчет с плотностью основного состояния в потенциале SMDOM в выходном канале, сплошные — расчет с использованием модельной плотности с увеличенным радиусом.

бы с формой распределения в основном состоянии приблизительно также, как соотносятся распределения основного состояния и состояния Хойла в ядре ${}^{12}\text{C}$, например, в модели АМД [48]. На рис. 11 представлена модельная плотность состояния $1/2^-$

(8.86 МэВ), полученная с использованием следующих параметров:

$$\begin{aligned} w_p &= 0.31 \text{ Фм}, & c_p &= 2.6 \text{ Фм}, \\ a_p &= 0.42 \text{ Фм}, & w_n &= 0.29 \text{ Фм}, \end{aligned} \quad (39)$$

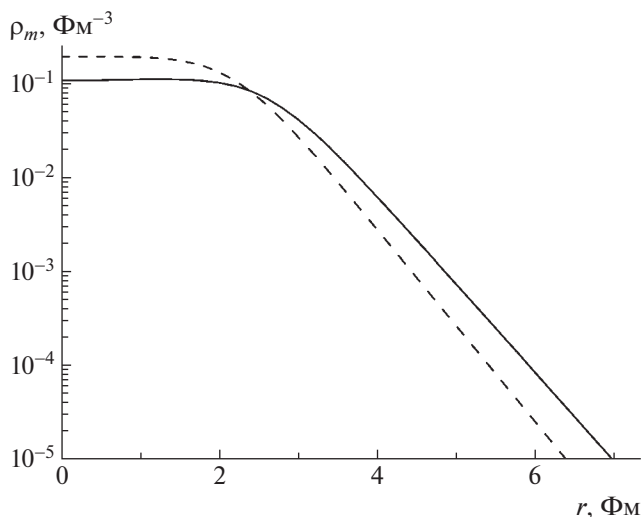


Рис. 11. Материальные плотности ядра ^{13}C . Кривые: штриховая — основное состояние с $R_m = 2.32 \Phi_m$, сплошная — возбужденное состояние $1/2^-$ (8.86 МэВ) с $R_m = 2.7 \Phi_m$.

$$c_n = 2.58 \Phi_m, \quad a_n = 0.42 \Phi_m.$$

С этой плотностью заново вычислен потенциал СП, который далее использовался в потенциале выходного канала. Это несколько улучшило описание угловых распределений (см. рис. 10) практически без изменения найденных ранее параметров неупругого формфактора (37):

$$\begin{aligned} \delta_0 &= 0.14 \Phi_m, & U_0 &= 22.0 \text{ МэВ}, \\ R_0 &= 5.514 \Phi_m, & a_0 &= 0.55 \Phi_m. \end{aligned} \quad (40)$$

4.2.5. Анализ данных по неупругому рассеянию с возбуждением состояния 9.9 МэВ. Как отмечено в работе [24], в этом состоянии среднеквадратичный материальный радиус оценивался с помощью МДМ-анализа величиной $R_m = 2.0$ (0.3) Φ_m , которая близка к радиусу ядра ^{13}N в аналоговом состоянии $3/2^-$ (9.48), и в пределах интервала ошибок близок к радиусу в основном состоянии ^{13}C . Поэтому во входном и выходном каналах мы использовали потенциал SMDOM с потенциалом СП, построенным на плотности основного состояния, и с параметрами из табл. 1 при соответствующих энергиях.

Ввиду неясности природы этого возбуждения снова использовали феноменологический неупругий формфактор (27), где компонента $V_L^F(r, E)$ при $L = 2$ моделируется поверхностной формой:

$$\begin{aligned} V_2^F(r, E) &= -\delta_2(4\pi)^{-1/2} d/dr \times \\ &\times \{U_2/[1 + \exp((r - R_2)/a_2)]\}. \end{aligned} \quad (41)$$

При сохранении условия (32) для δ_2 и фиксации величины $B(E2, 1/2^- \rightarrow 3/2^-) = 0.22e^2 \Phi_m^4$ параметры δ_2 , U_2 , R_2 , a_2 определяются описанием формы и нормировкой углового распределения:

$$\begin{aligned} \delta_2 &= 0.22 \Phi_m, & U_2 &= 52.0 \text{ МэВ}, \\ R_2 &= 3.939 \Phi_m, & a_2 &= 0.25 \Phi_m. \end{aligned} \quad (42)$$

Качество описания экспериментальных данных представлено на рис. 12.

Отметим, что неупругий формфактор, являясь интегралом перекрытия волновых функций основного и возбужденного состояний, содержит в себе информацию о природе возбужденного состояния. Сравнение радиальных неупругих формфакторов, полученных в результате нашего анализа переходов в состояния $1/2^-$ (8.86 МэВ) и $3/2^-$ (9.9 МэВ) и представленных на рис. 13, показывает, что предположение о том, что эти состояния образуют первые два члена одной ротационной полосы, довольно сомнительно. Скорее состояние $3/2^-$ (9.9 МэВ) само может являться основанием новой ротационной полосы с $K^\pi = 3/2^-$.

Их радиальная зависимость показывает, что волновая функция состояния $3/2^-$ (9.9 МэВ) имеет существенно меньшую пространственную протяженность, чем у состояния $1/2^-$ (8.86 МэВ), и это соответствует существенно меньшей величине среднеквадратичного радиуса, полученной ранее в МДМ.

4.2.6. Анализ данных по неупругому рассеянию с возбуждением состояний 10.996 и 11.08. Ранее предполагалось (см., например, [24]), что состояние $1/2^-$ (11.08 МэВ) также, как и состояние $1/2^-$ (8.86 МэВ) может рассматриваться как α -кластерное и имеющее увеличенный среднеквадратичный материальный радиус, который оценивается величиной $R_m = 2.8 \Phi_m$. При этом экспериментальные данные также показывают достаточно сильный монополярный переход в это состояние.

Поэтому для описания этого перехода мы использовали такую же форму (38) компоненты $V_L^F(r, E)$ неупругого формфактора при фиксированной величине $B(E0, 1/2^- \rightarrow 1/2^-) = 0.056e^2$. Параметры δ_0 , U_0 , R_0 , a_0 определяются описанием формы и нормировки экспериментального углового распределения. Как и в предыдущем случае, сначала проводился анализ экспериментальных дифференциальных сечений при энергии 90 МэВ с применением в выходном канале при соответствующих энергиях потенциала SMDOM (параметры из табл. 1) с компонентой СП, вычисленной с использованием плотности основного состояния ядра-мишени. DWBA-расчет в сравнении с экспериментальными данными показан штриховой линией на рис. 14.

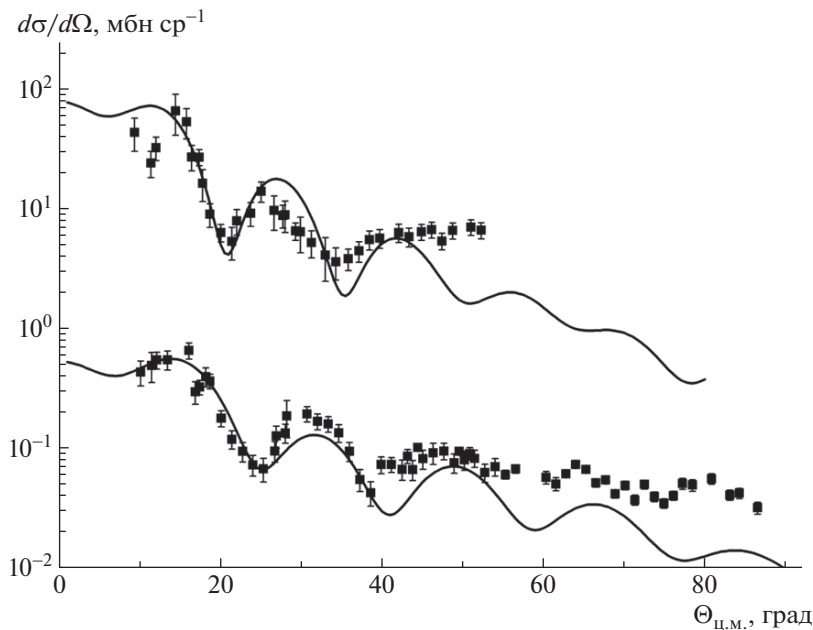


Рис. 12. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния $\alpha + {}^{13}\text{C}$ при энергиях 65 и 90 (значения сечения умножены на 10^3) МэВ с возбуждением состояния $3/2^-$ (9.9 МэВ). Точки — экспериментальные данные. Сплошные кривые — DWBA-расчет.

Далее была смоделирована материальная плотность ядра ${}^{13}\text{C}$ в состоянии $1/2^-$ (11.08 МэВ) с помощью трехпараметрического распределения Ферми при стандартной нормировке на число частиц. Параметры распределения подобраны так, чтобы получить среднеквадратичный материальный радиус 2.8 Фм (рассчитанный в рамках МДМ радиус 2.8 ± 0.2 Фм), и его форма была бы схожа с формой

распределения в состоянии $1/2^-$ (8.86 МэВ). На рис. 15 представлена модельная плотность состояния $1/2^-$ (11.08 МэВ), полученная с использованием следующих параметров:

$$w_p = w_n = 0.3 \text{ Фм}, \quad c_p = c_n = 2.8 \text{ Фм}, \quad (43)$$

$$a_p = a_n = 0.42 \text{ Фм}.$$

С этой плотностью заново вычислен потенциал СП, который далее использовался в потенциале выходного канала.

Это несколько улучшило описание угловых распределений (см. рис. 14) практически без изменения найденных ранее параметров неупругого формфактора:

$$\delta_0 = 0.1 \text{ Фм}, \quad U_0 = 20.0 \text{ МэВ}, \quad (44)$$

$$R_0 = 5.514 \text{ Фм}, \quad a_0 = 0.60 \text{ Фм}.$$

Далее мы проанализировали данные при энергии 65 МэВ. К сожалению, в этом случае экспериментально не разделены состояния $1/2^-$ (11.08 МэВ) и $1/2^+$ (10.996 МэВ), поэтому мы должны рассматривать суммарный вклад угловых распределений этих состояний. Для состояния $1/2^-$ (11.08 МэВ) тот же формфактор, что и при 90 МэВ, за исключением величины нормировочного параметра δ_0 . Второе состояние имеет очень близкую энергию возбуждения, поэтому естественно предположить, что оно также является кластерным состоянием с увеличенным радиусом, близким к радиусу состояния $1/2^-$ (11.08 МэВ).

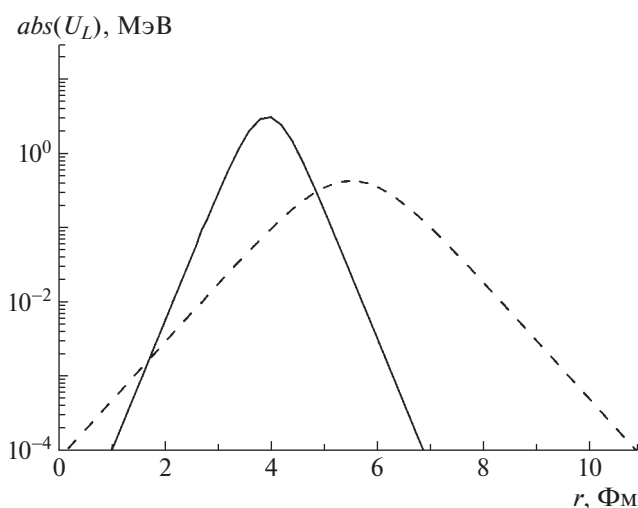


Рис. 13. Формфактор неупругого рассеяния $\alpha + {}^{13}\text{C}$ при энергии 90 МэВ с возбуждением состояний $1/2^-$ (8.86 МэВ) (штриховая кривая) и $3/2^-$ (9.9 МэВ) (сплошная).

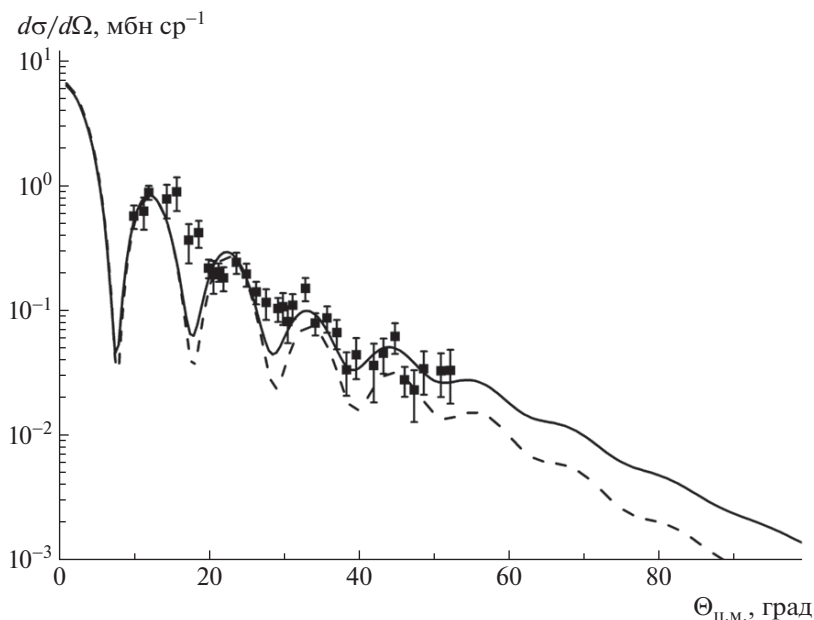


Рис. 14. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния $\alpha + {}^{13}\text{C}$ при энергии 90 МэВ с возбуждением состояния $1/2^-$ (11.08 МэВ). Точки — экспериментальные данные. Кривые — DWBA-расчет: штриховая — с плотностью основного состояния в потенциале SMDOM в выходном канале, сплошная — расчет с использованием модельной плотности с увеличенным радиусом.

Поэтому для неупругого перехода в состояние $1/2^+$ (10.996 МэВ) с передаваемым моментом $L = 1$ мы использовали ту же модель формфактора (27) с компонентой $V_L^F(r, E)$ неупругого формфактора:

$$V_L^F(r, E) = -\delta_1 (4\pi)^{-1/2} d/dr \times \{U_1 / [1 + \exp((r - R_1)/a_1)]\}. \quad (45)$$

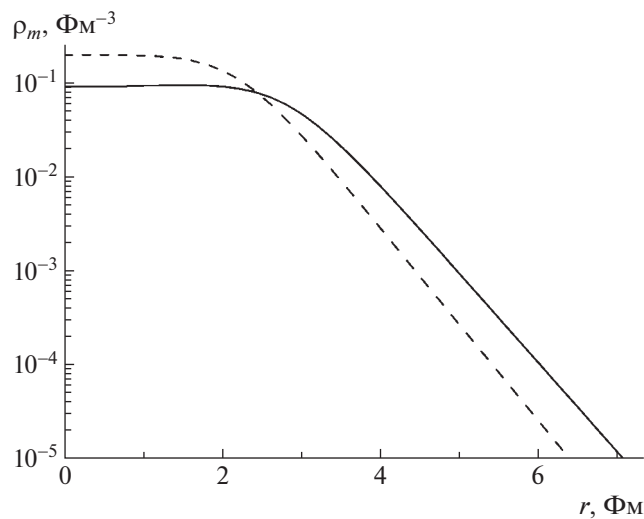


Рис. 15. Материальные плотности ядра ${}^{13}\text{C}$. Кривые: штриховая — основное состояние с $R_m = 2.32$ Фм, сплошная — возбужденное состояние $1/2^-$ (11.08 МэВ) с $R_m = 2.8$ Фм.

При фиксировании величины $B(E1, 1/2^- \rightarrow 1/2^+) = 0.018e^2 \text{ Фм}^2$ параметры δ_1, U_1, R_1, a_1 и δ_0 определяются описанием формы и нормировкой суммарного углового распределения. Во входном и выходном каналах использовались оптические потенциалы SMDOM при соответствующих энергиях (параметры из табл. 1) с учетом увеличенных радиусов плотности при вычислении компоненты СП. Качество описания экспериментальных данных представлено на рис. 16.

Получены следующие значения параметров:

$$\begin{aligned} \delta_0 &= 0.07 \text{ Фм}, & \delta_1 &= 0.3 \text{ Фм}, \\ U_1 &= 15.5 \text{ МэВ}, & R_1 &= 5.514 \text{ Фм}, \\ a_1 &= 0.9 \text{ Фм}. \end{aligned} \quad (46)$$

На рис. 17 представлены компоненты $V_L^F(r, E)$ неупругих формфакторов состояний $1/2^-$ (11.08 МэВ), $1/2^+$ (10.996 МэВ) и $1/2^-$ (8.86 МэВ).

По выделенной компоненте, соответствующей состоянию 10.996 МэВ, мы впервые оценили в рамках МДМ радиус этого состояния, 2.9 ± 0.1 Фм.

Сравнение формы полученных неупругих формфакторов дает основание полагать, что ядро ${}^{13}\text{C}$ во всех трех состояниях имеет увеличенные размеры и схожую структуру.

5. ВЫВОДЫ

В работе выполнен теоретический анализ экспериментальных данных по упругому и неупругому

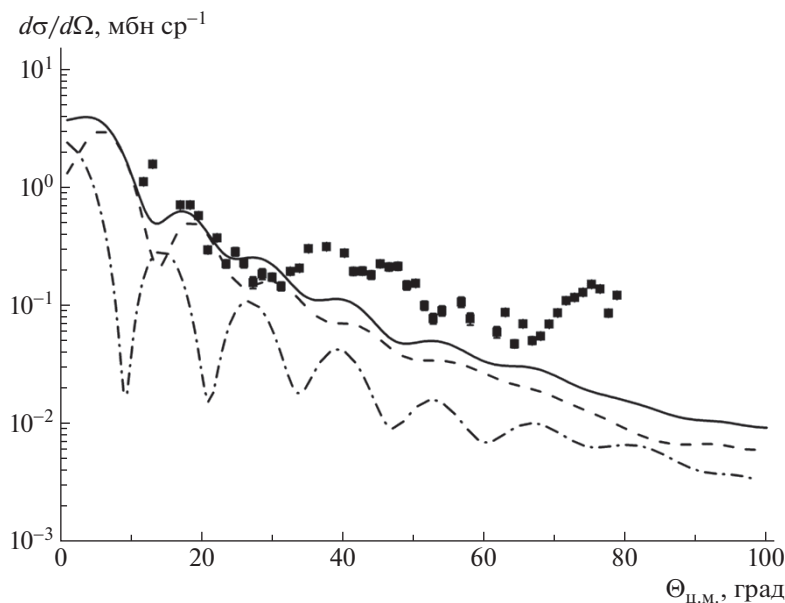


Рис. 16. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния $\alpha + {}^{13}\text{C}$ при энергии 65 МэВ. Точки — экспериментальные данные. Кривые — DWBA-расчет: штрихпунктирная — вклад состояния $1/2^-$ (11.08 МэВ), штриховая — вклад состояния $1/2^+$ (10.996 МэВ), сплошная — сумма вкладов этих состояний.

рассеянию альфа-частиц на ${}^{13}\text{C}$ при энергии 65 и 90 МэВ с возбуждением состояний 3.09, 3.68, 7.55, 8.86, 9.90 и 11.08 МэВ. Данные по угловым распределениям для состояний 3.68 и 7.55 МэВ представлены впервые.

Анализ данных упругого рассеяния в диапазоне энергий $E_{\text{lab}} = 48.7\text{--}90$ МэВ проводился в рамках полумикроскопической модели дисперсионного оптического потенциала (SMDOM). Такая

модель с использованием дисперсионных соотношений эффективно имеет меньшее число варьируемых параметров, чем обычная феноменологическая оптическая модель, где весь набор определяется для каждой энергии. Это позволяет уменьшить неоднозначность анализа. В рамках этого подхода осуществлен микроскопический расчет потенциала среднего поля (СП) на основе метода двукратной свертки с учетом обменной компоненты. В частности, для потенциала СП определена эмпирическая зависимость от энергии объемного интеграла. Получены параметры потенциала SMDOM. Использование радужных эффектов, наблюдаемых в дифференциальных сечениях, также позволило снизить неоднозначность в определении параметров оптического потенциала, а плавная зависимость параметров полученного потенциала от энергии в рассматриваемом интервале дает возможность оценить значения параметров и интегральных характеристик потенциала при энергиях выходных каналов неупругого рассеяния. Получено достаточно хорошее описание данных по упругому рассеянию.

Экспериментальные данные по неупругому рассеянию были проанализированы в рамках метода DWBA. Для анализа в рамках метода искаженных волн используются силовые параметры полученного выше потенциала SMDOM при соответствующих энергиях.

Анализ данных для состояний 3.68 и 7.55 МэВ выполнен в предположении принадлежности этих состояний вращательной полосе основного состояния. Данные хорошо описываются в области

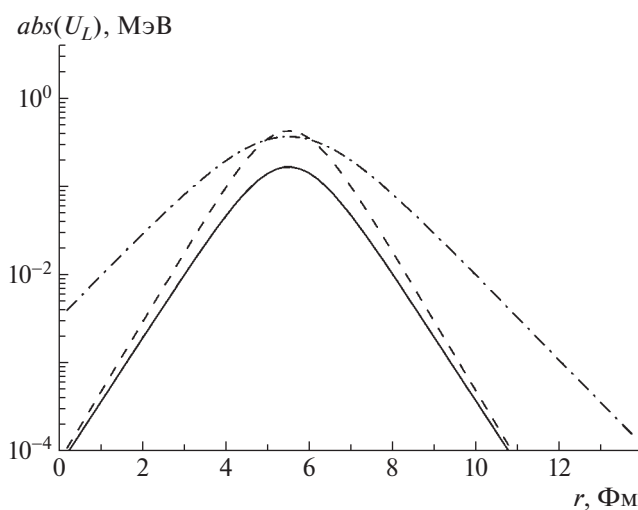


Рис. 17. Формфактор неупругого рассеяния $\alpha + {}^{13}\text{C}$ при энергии 90 МэВ с возбуждением состояний $1/2^-$ (8.86 МэВ) (штриховая кривая), $1/2^-$ (11.08 МэВ) (сплошная) и $1/2^+$ (10.996 МэВ) (штрихпунктирная).

первых дифракционных осцилляций, подтверждая правильность сделанного предположения. В рамках МДМ мы получили для этих состояний радиусы, в пределах ошибок совпадающие с радиусом основного состояния. Оба этих результата подтверждают возможность существования этой полосы.

Состояние $1/2^+$ (3.09) было рассмотрено как одночастичное возбуждение валентного нейтрона в s -состоянии в потенциале остова ^{12}C в основном состоянии. Радиальный формфактор определяется интегралом перекрытия нуклон-нуклонного взаимодействия с одночастичными волновыми функциями $1p_{1/2}$ валентного нейтрона в основном состоянии ядра-мишени ^{13}C и $2s_{1/2}$ валентного нейтрона в возбужденном состоянии $1/2^+$ (3.09) ядра ^{13}C . Полученная одночастичная волновая функция $2s_{1/2}$ валентного нейтрона имеет большую протяженность, ее среднеквадратичный радиус $R_n = 6.36$ Фм, обнаруживая признаки нейтронного гало в ядре ^{13}C в возбужденном состоянии $1/2^+$ (3.09 МэВ). Оценка среднеквадратичного радиуса ядра ^{13}C (R_m) в этом состоянии в рамках рассмотренной модели дает значение $R_m = 2.8$ Фм. Аналогичный радиус был получен и в рамках МДМ. 2.9 ± 0.2 Фм. Распределение материальной плотности в этом состоянии оказалось более протяженным, существенно отличаясь от плотности основного состояния, поэтому для согласованности DWBA-расчета необходимо при вычислении потенциала СП в выходном канале использовать эту плотность возбужденного состояния. Использование такой разреженной плотности улучшило описание экспериментальных данных, которые довольно хорошо описываются в полном угловом диапазоне.

Выполненный анализ позволил выделить компоненту, соответствующую состоянию 10.996 МэВ и впервые сделать оценку радиуса этого состояния в рамках МДМ. Состояния 8.86, 10.996 и 11.08 МэВ рассматривались как альфа-кластерные с увеличенным радиусом. Данные довольно хорошо описываются в полном угловом диапазоне. Более того, полученные формфакторы этих состояний показывают сходное поведение, что говорит в пользу близости свойств этих состояний. Оказалось, что в пределах ошибок радиусы этих состояний совпадают и более того, близки к радиусу состояния Хойла. Этот результат является аргументом в пользу того, что все эти альфа-кластерные состояния могут выступать как аналоги состояния Хойла в ^{12}C .

Для состояния 9.90 МэВ ввиду неясности природы этого возбуждения использовался полностью феноменологический неупругий формфактор. Благодаря этому удалось добиться хорошего описания экспериментальных данных в области первых дифракционных осцилляций. Сравнение полученного

формфактора этого состояния с формфактором состояния 8.86 МэВ показывает сильно отличающееся поведение и меньшую пространственную протяженность для состояния 9.90 МэВ. Это еще раз подтверждает полученный нами в рамках МДМ уменьшенный радиус.

Проведенный анализ в рамках метода искаженных волн подтвердил наши результаты, полученные ранее в рамках МДМ-расчетов. Еще раз было подтверждено, что в ^{13}C сосуществуют различные структуры: оболочечные состояния соседствуют с коллективными вращательными состояниями и экзотическими структурами, такими как нейтронное гало и альфа-кластерные состояния с увеличенными размерами. Вопрос компактного состояния 9.90 МэВ остается открытым и, возможно, требует нового эксперимента с пучком ^3He .

Проведенный анализ еще раз подтвердил возможности метода искаженных волн. Метод искаженных волн может дать информацию о волновой функции интересующего состояния путем тестирования различных ядерных моделей через формфактор реакции, являющийся интегралом перекрытия волновых функций начального ядра-мишени и конечного ядра-продукта в исследуемом состоянии. Кроме того, в случаях, когда в экспериментальных данных невозможно отделить вклад близких уровней, или вклады нескольких компонент с различными переданными угловыми моментами, такой теоретический анализ дает возможность это сделать. Это успешно было сделано для экспериментальных данных при 65 МэВ: удалось выделить в общем пике компоненты состояний 3.68 и 3.85 МэВ, а также состояний 10.996 и 11.08 МэВ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Представленное исследование финансировалось НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. W. von Oertzen, M. Freer, and Y. Kanada-En'yo, Phys. Rep. **432**, 43 (2006).
2. A. Tohsaki, H. Horiuchi, P. Schuck, and G. Röpke, Phys. Rev. Lett. **87**, 192501 (2001).
3. P. Schuck, Y. Funaki, H. Horiuchi, G. Röpke, A. Tohsaki, and T. Yamada, Nucl. Phys. A **738**, 94 (2004).
4. M. Chernykh, H. Feldmeier, T. Neff, P. von Neumann-Cosel, and A. Richter, Phys. Rev. Lett. **98**, 032501 (2007).
5. A. A. Ogloblin, T. L. Belyaeva, A. N. Danilov, A. S. Demyanova, and S. A. Goncharov, Nucl. Phys. A **834**, 143 (2010).
6. T. L. Belyaeva, A. N. Danilov, A. S. Demyanova, S. A. Goncharov, A. A. Ogloblin, and R. Perez-Torres, Phys. Rev. C **82**, 054618 (2010).

7. T. Kawabata, Y. Sasamoto, M. Fujiwara, H. Hashimoto, K. Hatanaka, K. Itoh, M. Itoh, Y. Kanada-En'yo, K. Kawase, Y. Maeda, H. Matsubara, K. Nakanishi, S. Sakaguchi, Y. Shimizu, K. Suda, Y. Tameshige, *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **111**, 012013 (2008).
8. T. Kawabata, Y. Sasamoto, Y. Maeda, S. Sakaguchi, Y. Shimizu, K. Suda, T. Uesaka, M. Fujiwara, H. Hashimoto, K. Hatanaka, K. Kawase, H. Matsubara, K. Nakanishi, Y. Tameshige, A. Tamii, K. Itoh, *et al.*, Int. J. Mod. Phys. E **17**, 2071 (2008).
9. T. Yamada and Y. Funaki, Int. J. Mod. Phys. E **17**, 2101 (2008).
10. T. Yamada and Y. Funaki, Int. J. Mod. Phys. E **20**, 910 (2011).
11. T. Yamada and Y. Funaki, Phys. Rev. C **92**, 034326 (2015).
12. Y. Chiba and M. Kimura, Phys. Rev. C **101**, 024317 (2020).
13. M. Milin and W. von Oertzen, Eur. Phys. J. A **14**, 295 (2002).
14. N. Furutachi and M. Kimura, Phys. Rev. C **83**, 021303(R) (2011).
15. N. Itagaki, W. von Oertzen, and S. Okabe, Phys. Rev. C **74**, 067304 (2006).
16. T. Otsuka, N. Fukunishi, and H. Sagawa, Phys. Rev. Lett. **70**, 1385 (1993).
17. Z. H. Liu, C. J. Lin, H. Q. Zhang, Z. C. Li, J. S. Zhang, Y. W. Wu, F. Yang, M. Ruan, J. C. Liu, S. Y. Li, and Z. H. Peng, Phys. Rev. C **64**, 034312 (2001).
18. T. L. Belyaeva, R. Perez-Torres, A. A. Ogloblin, A. S. Demyanova, S. N. Ershov, and S. A. Goncharov, Phys. Rev. C **90**, 064610 (2014).
19. A. N. Danilov, T. L. Belyaeva, A. S. Demyanova, S. A. Goncharov, and A. A. Ogloblin, Phys. Rev. C **80**, 054603 (2009).
20. A. S. Demyanova *et al.*, Int. J. Mod. Phys. E **20**, 915 (2011).
21. A. S. Demyanova, A. N. Danilov, S. V. Dmitriev, A. A. Ogloblin, T. L. Belyaeva, N. Burtebaev, P. Drobyshev, S. A. Goncharov, Yu. B. Gurov, P. Heikkinen, R. Julin, S. V. Khlebnikov, V. A. Maslov, N. Nassurlla, Yu. E. Penionzhkevich, Yu. G. Sobolev, *et al.*, EPJ Web Conf. **66**, 02027 (2014).
22. A. S. Demyanova, A. A. Ogloblin, A. N. Danilov, S. A. Goncharov, T. L. Belyaeva, Yu. G. Sobolev, S. V. Khlebnikov, N. Burtebaev, W. Trzaska, P. Heikkinen, G. P. Tyurin, D. Janseitov, and Yu. B. Gurov, EPJ Web Conf. **117**, 04012 (2016).
23. A. A. Ogloblin, A. S. Демьянова, А. Н. Данилов, С. А. Гончаров, Т. Л. Беляева, В. Трзаска, Ю. Г. Соболев, Письма в ЖЭТФ **102**, 227 (2015) [JETP Lett. **102**, 199 (2015)].
24. A. S. Demyanova, A. N. Danilov, S. V. Dmitriev, A. A. Ogloblin, V. I. Starastsin, S. A. Goncharov, and D. M. Janseitov, Письма в ЖЭТФ **114**, 351 (2021) [JETP Lett. **114**, 303 (2021)].
25. B. A. Urazbekov, B. K. Karakozov, N. T. Burtebayev, D. M. Janseitov, M. Nasrulla, D. Alimov, D. S. Valiolda, S. H. Kazhykenov, A. S. Denikin, A. S. Demyanova, and A. N. Danilov, Int. J. Mod. Phys. E **31**, 2250031 (2022).
26. D. J. Marín-Lámbarri, R. Bijker, M. Freer, M. Gai, Tz. Kokalova, D. J. Parker, and C. Wheldon, Phys. Rev. Lett. **113**, 012502 (2014).
27. R. Bijker and F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **122**, 162501 (2019).
28. I. J. Thompson, Comput. Phys. Rep. **7**, 167 (1988).
29. P. D. Kunz and E. Rost, Comp. Nucl. Phys. **2**, 88 (1993).
30. С. А. Гончаров, О. М. Князьков, А. А. Коложвари, ЯФ **59**, 666 (1996) [Phys. At. Nucl. **59**, 634 (1996)].
31. G. R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions* (Clarendon Press, Oxford, 1983).
32. D. T. Khoa and G. R. Satchler, Nucl. Phys. A **668**, 3 (2000).
33. С. А. Гончаров, А. Изадпанах, ЯФ **70**, 21 (2007) [Phys. At. Nucl. **70**, 18 (2007)].
34. С. А. Гончаров, А. Изадпанах, ЯФ **70**, 1538 (2007) [Phys. At. Nucl. **70**, 1491 (2007)].
35. С. А. Гончаров, Р. В. Сухоруков, Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. **73**, 64 (2018) [Mosc. Univ. Phys. Bull. **73**, 301 (2018)].
36. D. T. Khoa, G. R. Satchler, and W. von Oertzen, Phys. Rev. C **56**, 954 (1997).
37. M. W. Kirson, Nucl. Phys. A **781**, 350 (2007).
38. J. Heisenberg, J. S. McCarthy, and I. Sick, Nucl. Phys. A **157**, 435 (1970).
39. I. Angeli and K. P. Marinova, At. Data Nucl. Data Tables **99**, 69 (2013).
40. С. А. Гончаров, Ю. А. Глухов, А. С. Демьянова, А. А. Оглобин, М. В. Рожков, В. Трашка, Изв. РАН. Сер. физ. **67**, 72 (2003).
41. H. Abele, H. J. Hauser, A. Korber, W. Leitner, R. Neu, H. Plappert, T. Rohwer, G. Staudt, M. Strasser, S. Welte, M. Walz, P. D. Eversheim, and F. Hinterberger, Z. Phys. A **326**, 373 (1987).
42. A. Ingemarsson, J. Nyberg, P. U. Renberg, O. Sundberg, R. F. Carlson, A. J. Cox, A. Auce, R. Johansson, G. Tibell, D. T. Khoa, and R. E. Warner, Nucl. Phys. A **676**, 3 (2000).
43. C. Mahaux, H. Ngo, and G. R. Satchler, Nucl. Phys. A **449**, 354 (1986).
44. H. T. Fortune, Phys. Rev. C **94**, 064307 (2016).
45. J. L. Friarand and J. W. Negele, Adv. Nucl. Phys. **8**, 219 (1975).
46. G. R. Satchler, K. W. Mcvay, and M. S. Hussein, Nucl. Phys. A **522**, 621 (1991).
47. С. А. Гончаров, А. А. Оглобин, ЯФ **56**, 40 (1993) [Phys. At. Nucl. **56**, 40 (1993)].
48. Y. Kanada-En'yo, Prog. Theor. Phys. **117**, 655 (2007).

INVESTIGATION OF ^{13}C EXCITED STATES IN ALPHA PARTICLE SCATTERING

**S. A. Goncharov¹⁾, A. S. Demyanova²⁾, A. N. Danilov²⁾, V. I. Starastsin^{2),3)}, T. L. Belyaeva⁴⁾,
W. Trzaska⁵⁾, N. Burtabayev^{6),7)}, M. Nasurlla^{6),7)}, Yu. B. Gurov^{3),8)}**

¹⁾ *Lomonosov Moscow State University, 119991 Moscow, Russia*

²⁾ *National Research Centre "Kurchatov Institute", 123182 Moscow, Russia*

³⁾ *National Research Nuclear University MEPhI, 115409 Moscow, Russia*

⁴⁾ *Universidad Autónoma del Estado de México, C.P. 50000, Toluca, México*

⁵⁾ *University of Jyväskylä, FIN-40014 Jyväskylä, P.O. Box 35, Finland*

⁶⁾ *Institute of Nuclear Physics, National Nuclear Center of Republic of Kazakhstan, Almaty
050032, Republic of Kazakhstan*

⁷⁾ *Al-Farabi Kazakh National University, Almaty 050040, Republic of Kazakhstan*

⁸⁾ *Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Russia*

A theoretical analysis of the available experimental data on elastic and inelastic scattering of $\alpha + ^{13}\text{C}$ in the energy range up to 90 MeV has been carried out. The parameters of the semi-microscopic potential are obtained within the framework of the dispersive optical model (SMDOM). The found potentials were used in the Distorted Wave Born approximation analysis of our recently measured data on inelastic scattering at 65- and 90-MeV energies. Experimental data for the 3.68- and 7.55-MeV states are presented for the first time. The 3.68- and 7.55-MeV states are considered under the assumption to be members of the ground state rotational band within the framework of the standard rotational model. A satisfactory description of the angular distributions has been obtained and the deformation lengths have been determined. For other excitations up to 11 MeV, a model phenomenological formfactor is used. The performed analysis confirmed the presence of a neutron halo in the 3.09-MeV state. The similarity of the shape of the obtained inelastic form factors for the 8.86-, 10.996-, and 11.08-MeV states, as well as the closeness of their radii, suggests that the ^{13}C nucleus in all three states has an increased size and a similar structure. A comparison of the radial dependences of the formfactors for the 9.90-MeV and 8.86-MeV states shows that the wave function of the 9.90-MeV state has a much smaller spatial extension. The obtained results agree with the values of the radii of the states under discussion, determined within the framework of the Modified Diffraction Model.

ИССЛЕДОВАНИЕ (γ, p) -РЕАКЦИИ НА ИЗОТОПАХ НИКЕЛЯ $^{58,62}\text{Ni}$ © 2023 г. М. В. Желтоножская^{1)*}, А. П. Черняев¹⁾, Д. А. Юсюк¹⁾, А. А. Щербаков¹⁾

Поступила в редакцию 22.09.2022 г.; после доработки 22.09.2022 г.; принята к публикации 24.09.2022 г.

В работе представлены результаты исследований фотоядерных реакций на мишенях естественного никеля при граничной энергии тормозных γ -квантов 20 и 37 МэВ. Получены значения средневзвешенных выходов (γ, p) -реакций на ядрах $^{58,62}\text{Ni}$. Исследования облученных мишеней проводились методами полупроводниковой гамма-спектрометрии с использованием HPGe-спектрометров. Моделирование изученных реакций в рамках программного кода TALYS 1.9 и сравнение с экспериментальными результатами показали большую роль нестатистических процессов.

DOI: 10.31857/S0044002723010622, EDN: RICALX

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы возобновился интерес к изучению фотоядерных реакций. Актуальность подобных исследований в первую очередь связана с возможностью получения информации о возбуждении ядер в области гигантского дипольного резонанса (ГДР), для которого основными каналами фотовозбуждения ядер являются реакции с вылетом протонов и нейтронов.

В настоящее время фотонейтронные сечения довольно подробно исследованы для большого числа ядер в диапазоне энергий от порога до 30 МэВ [1]. Эти реакции успешно описываются статистическими моделями в области максимума ГДР, в частности, в рамках программного кода TALYS, где рассматриваются комбинации испарительного и предравновесного механизмов распадов возбужденных атомных ядер. Совсем другая ситуация наблюдается с фотоядерными реакциями с вылетом заряженных частиц. Экспериментальных данных о сечении (γ, p) -реакций значительно меньше, и в основном они получены для легких ядер. Для средних и тяжелых ядер измерения фотопротонных сечений выполнены лишь в единичных случаях, при этом точность полученных результатов существенно уступает точности фотонейтронных сечений. Выход этих реакций на фоне реакций с вылетом нейтронов сильно заторможен, а имеющиеся оценки экспериментальных данных в области максимума ГДР в рамках статистических моделей дают заниженные на 1–2 порядка данные. Основная причина — это учет влияния кулоновского барьера.

Для понимания природы (γ, p) -процессов необходимо получить экспериментальную информацию для ядер в области $A \sim 50, 100, 200$. Поэтому эти исследования являются интересными с фундаментальной точки зрения, также подобные исследования важны для решения большого числа прикладных задач: получения пучков радиоактивных ионов или нейтронов, производства медицинских радиоизотопов, расчета радиационных ядерно-физических установок или развития различных активационных методик.

Ранее сечение (γ, p) -реакции исследовалось только на ^{58}Ni в работе [2] с невысокой точностью измерений. В то же время с использованием активационных подходов интегральные выходы для (γ, n) - и (γ, p) -реакций можно измерить с высокой точностью, так как распад остаточных ядер происходит испусканием близких по энергии γ -квантов (γ 122 кэВ для (γ, p) -реакции и 127 кэВ для (γ, n) -реакции).

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ
ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследование фотоядерных реакций на изотопах никеля проводилось методом наведенной активности на тормозных γ -квантах для пучков электронов с энергией 20 и 37 МэВ. Облучение мишеней тормозным излучением с граничной энергией 20 МэВ проводилось на линейном медицинском ускорителе Varian Trilogy. Продолжительность облучения образцов составила 30 мин. В эксперименте облучалась сборка из объемных мишеней естественного изотопного состава металлического никеля и металлического циркония, а также плоская мишень естественного тантала. Размеры объемных мишеней составляли $1 \times 1 \times 1 \text{ см}^3$, размеры

¹⁾Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Москва, Россия.

*E-mail: zhelton@yandex.ru

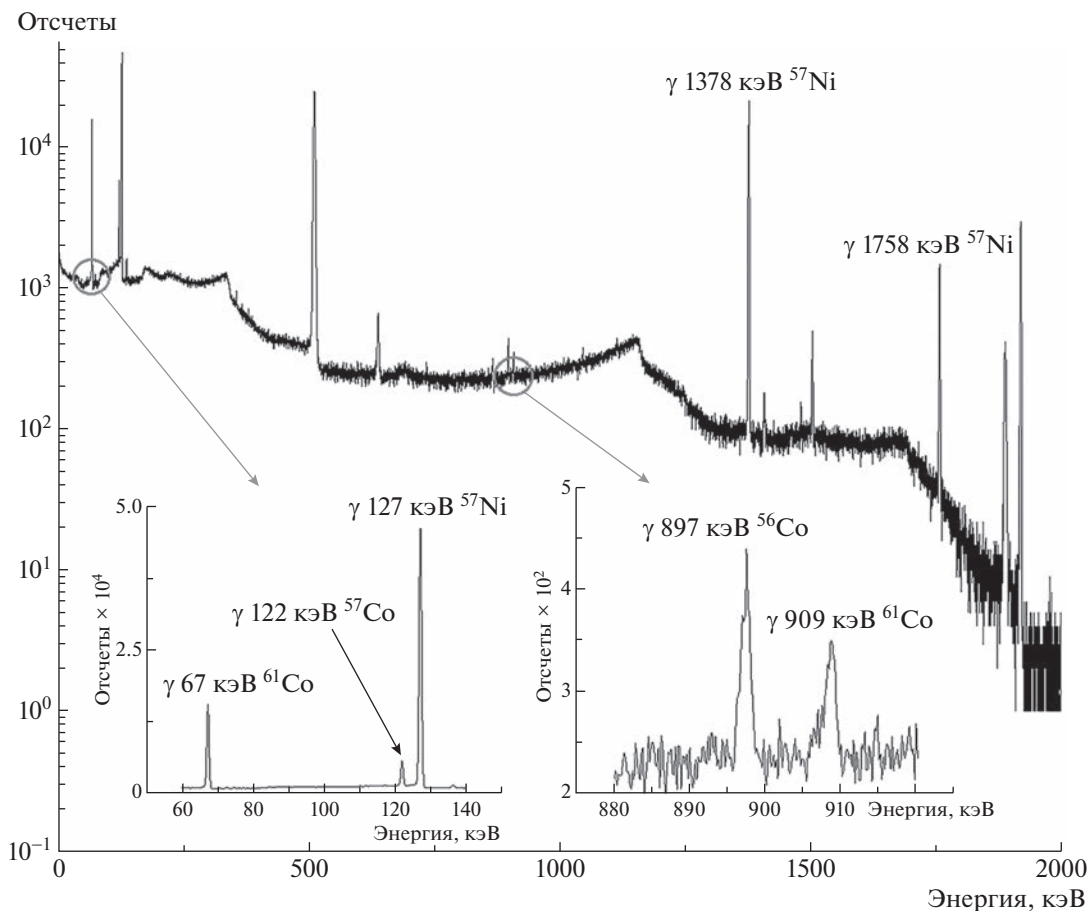


Рис. 1. Гамма-спектр облученной мишени из естественного никеля.

плоской мишени — толщина 50 мкм и площадь $1 \times 1 \text{ см}^2$.

Наведенную активность измеряли γ -спектрометрами на базе HPGe-детекторов с эффективностью регистрации 15–40% по сравнению с NaI(Tl)-детектором размерами $3' \times 3''$ и энергетическим разрешением 1.8–2 кэВ на γ -линии ^{60}Co . Обработка γ -спектров проводилась с помощью программы Winspectrum [3]. Эффективность регистрации γ -квантов распада определялась с помощью объемного смешанного калибровочного источника. В γ -спектрах облученных мишеней надежно измерены продукты (γ, p) -реакций на изотопах никеля ^{58}Ni и ^{62}Ni — ^{57}Co с периодом полураспада $T_{1/2} = 272 \text{ сут}$ (γ -лучи 122, 136 кэВ) и ^{61}Co с периодом полураспада $T_{1/2} = 1.65 \text{ ч}$ (γ -лучи 67, 909 кэВ), а также продукт (γ, n) -реакции на ^{58}Ni — изотоп ^{57}Ni с периодом полураспада $T_{1/2} = 35.6 \text{ ч}$ (γ -лучи 127, 1378 и 1758 кэВ).

Традиционно нами в качестве мониторинговой мишени используется (γ, n) -реакция на ^{181}Ta с периодом полураспада $T_{1/2} = 8.1 \text{ ч}$ (γ -лучи 93, 103 кэВ)

[4]. Как мы уже обсуждали выше, близость γ -квантов по энергии в ^{57}Co и ^{57}Ni позволяет определить соотношение выходов с точностью лучше, чем 2%. Однако измерение интегрального выхода (γ, n) -реакции надежнее проводить через выход γ -лучей 1377 кэВ, так как в этом случае значительно упрощаются оценки самопоглощения γ -квантов объемной мишени. По этой же причине в данном эксперименте в качестве мониторинговой мишени использовалась (γ, n) -реакция на ^{90}Zr . В этой реакции образуется ^{89}Zr с периодом полураспада $T_{1/2} = 78 \text{ ч}$ и его распад происходит с испусканием γ -квантов с энергией 909 и 1745 кэВ, которые близки по энергиям с энергиями γ -квантов из распада ^{57}Ni и ^{61}Co .

Важным фактором при таком выборе мониторинговой мишени является и тот факт, что порог (γ, n) -реакции составляет 12.2 МэВ для ^{58}Ni и 12.0 МэВ для ^{90}Zr , что позволяет значительно уменьшить погрешности измерений, связанные с оценкой потока тормозных γ -квантов. Отметим, что интегральные выходы (γ, n) -реакции измерены с высокой точностью в ранее проведенных исследова-

Таблица 1. Значения средневзвешенных по потоку выходов изученных реакций для граничной энергии тормозных γ -квантов 20 и 37 МэВ

Реакция	$Y_{\text{ср, мбн, эксперимент}}$	$Y_{\text{ср, мбн, [2]}}$	$Y_{\text{ср, мбн, TALYS}}$	$Y_{\text{ср, мбн, с учетом изоспина}}$
20 МэВ				
$^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$	11.2 ± 0.6	10.8	8.9	—
$^{58}\text{Ni}(\gamma, p)^{57}\text{Co}$	11.5 ± 0.6	5.3	6.5	10.7
$^{62}\text{Ni}(\gamma, p)^{61}\text{Co}$	1.83 ± 0.12	—	0.44	2.11
37 МэВ				
$^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$	12.6 ± 0.1	13.4	10.1	—
$^{58}\text{Ni}(\gamma, p)^{57}\text{Co}$	16.8 ± 0.12	17.5	12.3	18.8

дованиях [5], и поэтому цирконий был использован в качестве мониторинговой мишени при исследовании (γ, p) -реакции. Для контрольных проверок потоки γ -квантов оценивались и с использованием мониторинговой мишени тантала. На рис. 1 и 2 представлены измеренные спектры активности облученных мишеней из естественного никеля и циркония.

Для оценки потока определялись интенсивности γ -линий 909 и 1713 кэВ, сопровождающие распад ^{89}Zr и средневзвешенный выход реакции $^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89}\text{Zr}$. Средневзвешенный выход вышеуказанной реакции был получен в результате свертки табличных значений сечений этой реакции для монохроматических γ -квантов с шагом 0.5 МэВ с относительными величинами смоделированного в Geant4 спектра тормозных γ -квантов:

$$Y_{\text{ср}}^{\text{Zr}} = \frac{\sum_{i=1}^N \sigma_i \varphi_i}{\sum_{i=1}^N \varphi_i}. \quad (1)$$

Значения сечений реакции $^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89}\text{Zr}$ для монохроматических γ -квантов были взяты из работы [5]. На рис. 3 приведен смоделированный нами спектр тормозных γ -квантов с использованием программного кода Geant4 [6] и спектр тормозных γ -квантов из статьи [7]. Относительные величины смоделированного потока тормозных γ -квантов, приведенные к пороговым величинам реакции на цирконии, были взяты из тормозного спектра. После этого рассчитывались потоки тормозных γ -квантов по формуле, $\gamma/(\text{см}^2 \text{ с})$ [8]:

$$F = \frac{S \lambda A}{(1 - e^{-\lambda t_{\text{irr}}}) e^{-\lambda t_p} (1 - e^{-\lambda t_m}) \xi k \alpha Y_{\text{ср}}^{\text{Zr}} N_A m p}, \quad (2)$$

где S — площади фотопиков, сопровождающих γ -распад ^{89}Zr ; α — квантовые выходы γ -квантов при распаде ^{89}Zr ; ξ — эффективность регистрации γ -квантов; t_{irr} , t_p , t_m — времена облучения, охлаждения и измерения соответственно, с; k — коэффициенты самопоглощения γ -квантов распада; p — абсолютное содержание ^{90}Zr в естественной смеси (51.5%); $N_A = 6.02 \times 10^{23}$ — число Авогадро; $Y_{\text{ср}}^{\text{Zr}}$ — средневзвешенный выход реакции $^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89}\text{Zr}$, рассчитанный согласно (1); m — масса мишени, нормированная на единицу площади, г/см²; $A = 90$ — массовое число атомов циркония, а.е.м.; λ — постоянная распада, с⁻¹. Величины λ , k , α , A , p берутся из [9]; S — из экспериментальных γ -спектров, а ξ — из калибровочных кривых, дополнительно проверенных с помощью моделирования в программном коде Geant4 [6].

Далее по формуле (2), используя эти потоки и поправки на разницу энергетических порогов, рассчитывались средневзвешенные по потоку выходы изученных реакций на никеле. Вдобавок нами были исследованы γ -спектры облученных образцов из нержавеющей стали тормозными γ -квантами с граничной энергией 37 МэВ, и из этих данных были рассчитаны значения средневзвешенных выходов (γ, p) -реакции на ^{58}Ni . Полученные результаты приведены в табл. 1.

Отметим, что при расчетах средневзвешенного выхода исследуемых реакций учитываются потоки тормозных γ -квантов в области энергий 15–19 МэВ, поэтому погрешность таких расчетов достигает 10%.

3. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Можно отметить, что полученное значение $Y_{\text{ср}}$ для (γ, n) -реакции находится в хорошем согласии

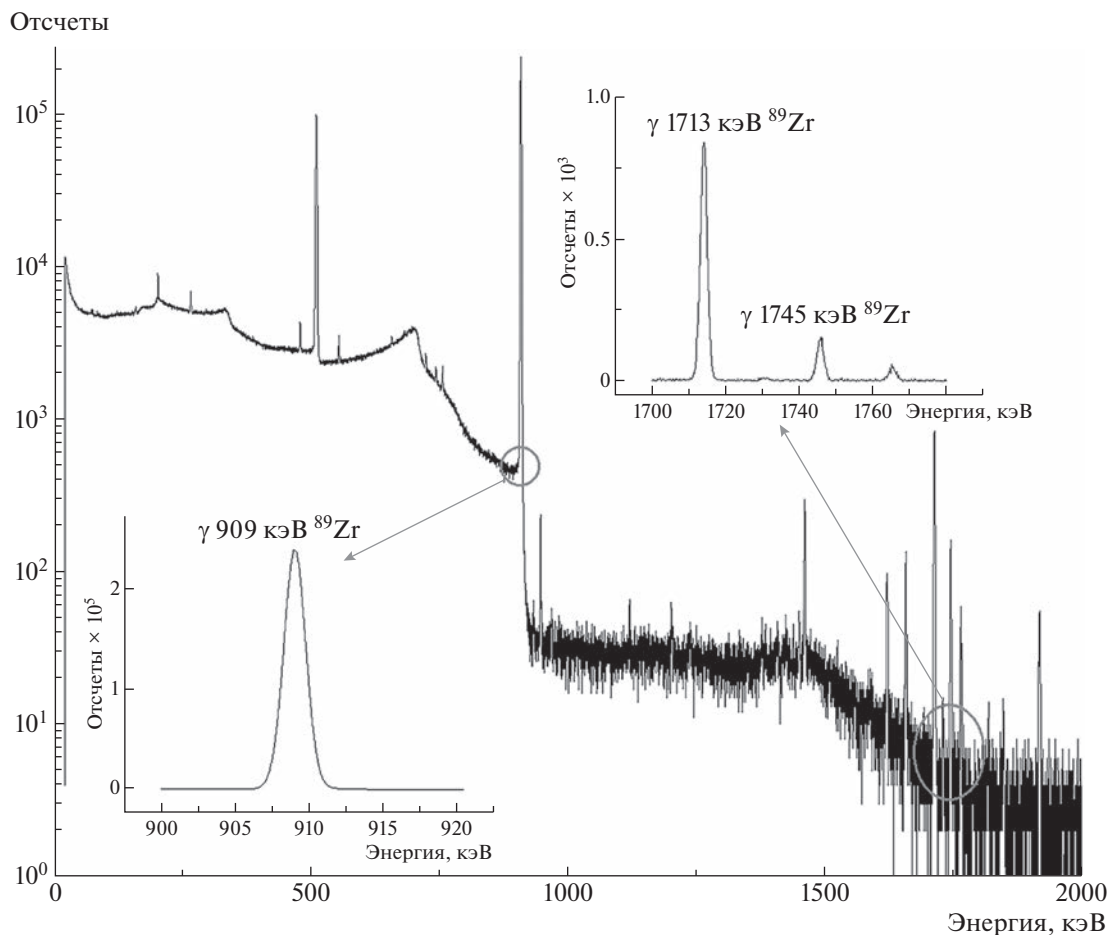


Рис. 2. Гамма-спектр облученной мишени из естественного циркония.

с ранее проведенными измерениями. Некоторое занижение наших результатов при облучении на ускорителе с энергией пучка 37 МэВ по сравнению с данными из [2] обусловлено тем, что в упомянутой работе (γ, n) -реакция изучалась до 34 МэВ. Полученные же экспериментальные результаты средневзвешенного выхода (γ, p) -реакции для граничной энергии тормозных γ -квантов 20 МэВ значительно расходятся с ранее полученными результатами. В то же время для облучения тормозными γ -квантами с граничной энергией 37 МэВ мы наблюдаем согласие в пределах погрешности измерений. Нельзя не упомянуть, что $Y_{\text{ср}}$ в работе [2] измерялся до энергии 30 МэВ, что также приводит к небольшому расхождению по сравнению с нашими результатами для 37 МэВ. Как уже отмечалось, близость по энергии γ -лучей для (γ, n) - и (γ, p) -реакции позволяет измерить их соотношение с точностью 2%. И если предположить, что $Y_{\text{ср}}$ для (γ, n) -реакции измерен правильно, то мы не можем значительно ошибиться при оценке (γ, p) -реакции для 20 МэВ.

Нами было проведено моделирование (γ, n) - и

(γ, p) -реакций в рамках программного кода TALYS 1.9 [10]. Рассчитанные средневзвешенные выходы исследуемых (γ, n) -реакций в пределах погрешности совпадают с полученными экспериментальными значениями и значениями из [2]. В то же время средневзвешенный выход (γ, p) -реакции превышает данные из расчетов с использованием программного кода TALYS 1.9 для всех исследуемых радионуклидов. Это указывает на большую роль нестатистических процессов. Поэтому для расчетов выходов (γ, p) -реакции мы также учитывали полупрямой механизм распада ГДР с учетом его изоспинового расщепления [11]. Время такого распада мало — $\sim 10^{-21}$ с и меньше характерного времени действия кулоновских сил $\sim 10^{-18}$ с [12, 13]. Таким образом, мы должны исключить роль кулоновского барьера, но ввести поправку на изотопический сдвиг. Природа этого сдвига видна из формулы Вайцзеккера для энергии связи ядра. Энергии всех состояний ядра $(N+1, Z-1)$ будут сдвинуты вверх по энергии относительно состояния ядра (N, Z) за счет возрастания энергии симметрии. В работе [11] проанализирована роль

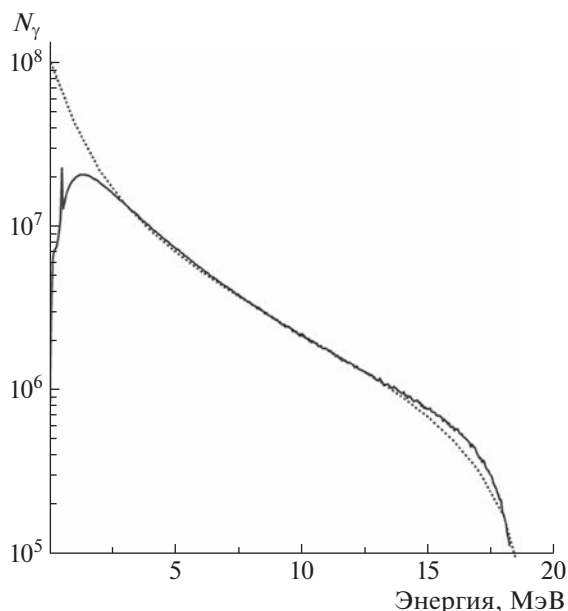


Рис. 3. Смоделированный тормозной спектр (точечная кривая) и полученный в работе [7] (сплошная) линейного ускорителя электронов с граничной энергией тормозного излучения 20 МэВ.

коллективизации возбужденных состояний ГДР и показано, что изоспиновое расщепление ГДР описывается следующим выражением:

$$\Delta E_T = \frac{60(T_0 + 1)}{A}, \quad (3)$$

где T — изоспин атомного ядра в интервале $T_0 = |N - Z/2|$ до $A/2$.

С учетом вышеизложенного в табл. 1, кроме рассчитанных с использованием программного кода TALYS 1.9 средневзвешенных выходов (γ, p) -реакции на изотопах никеля, приведены и суммарные средневзвешенные выходы с учетом вклада статистического и полупрямого канала взаимодействия. Как видно, при учете полупрямых процессов экспериментальные и расчетные значения находятся в согласии в пределах погрешности измерений и расчетов. Можно отметить, что вклад этих двух каналов соизмерим, что значительно отличается от (γ, p) -реакций для ядер с $A \sim 90$ и 180 [14, 15], где полупрямой процесс доминирует.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены экспериментальные данные о средневзвешенных выходах (γ, p) -реакции на ядрах $^{58,62}\text{Ni}$. Моделирование (γ, n) - и (γ, p) -реакций в рамках программного кода TALYS 1.9 показало, что значения расчетных средневзвешенных выходов (γ, n) -реакций в пределах

погрешности измерений совпадают с экспериментальными значениями. В то же время средневзвешенный выход (γ, p) -реакции превышает расчетные данные с использованием программного кода TALYS 1.9 для всех исследуемых радионуклидов, что указывает на большую роль нестатистических процессов. Оценка вклада полупрямого механизма распада ГДР с учетом его изоспинового расщепления приводит расчетные значения в хорошее согласие с экспериментальными результатами.

Работа выполнена при поддержке РНФ, грант № 22-29-01013.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. V. Varlamov, V. V. Varlamov, D. S. Rudenko, and M. E. Stepanov, *Atlas of Giant Dipole Resonances* (IAEA Nuclear Data Section, Vienna, 1999).
2. Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, И. М. Пискарев, В. Г. Шевченко, О. П. Шевченко, *ЯФ* **11**, 485 (1970).
3. M. V. Zheltonozhskaya, V. A. Zheltonozhsky, D. E. Myznikov, A. N. Nikitin, N. V. Strilchuk, and V. P. Khomenkov, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **85**, 1122 (2021).
4. M. V. Zheltonozhskaya, V. A. Zheltonozhsky, E. N. Lykova, A. P. Chernyaev, and V. N. Iatsenko, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **470**, 38 (2020).
5. D. Brajnik, D. Jamnik, G. Kernel, M. Korun, U. Miklavžič, B. Pucelj, and A. Stanovnik, *Phys. Rev. C* **13**, 1852 (1976).
6. S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **506**, 250 (2003).
7. L. Brualla, M. Rodriguez, J. Sempau, and P. Andreo, *Rad. Oncol.* **14**, 6 (2019).
8. V. A. Zheltonozhsky and A. M. Savrasov, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **456**, 116 (2019).
9. R. B. Firestone, V. S. Shirley, C. M. Baglin, and S. Y. F. Chu, *Table of Isotopes* (Springer, Hungary, 1997).
10. A. J. Koning and D. Rochman, *Nucl. Data Sheets* **113**, 2841 (2012).
11. B. S. Ishkhanov and I. M. Kapitonov, *Phys. Usp.* **64**, 141 (2021).
12. H. Morinaga, *Phys. Rev.* **97**, 444 (1955).
13. R. Ö. Akyüz and S. Fallieros, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1016 (1971).
14. V. A. Zheltonozhsky and A. M. Savrasov, *Eur. Phys. J. A* **58**, 118 (2022).
15. V. A. Zheltonozhsky, A. M. Savrasov, M. V. Zheltonozhskaya, and A. P. Chernyaev, *Eur. Phys. J. A* **57**, 121 (2021).

INVESTIGATION OF (γ, p) -REACTION ON $^{58,62}\text{Ni}$ NICKEL ISOTOPES**M. V. Zheltonozhskaya¹⁾, A. P. Chernyaev¹⁾, D. A. Iusiuk¹⁾, A. A. Shcherbakov¹⁾***¹⁾Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

The paper presents the results of studies of photonuclear reactions on natural nickel targets at bremsstrahlung of 20 and 37 MeV end-point energies. The weighted average yields of (γ, p) -reactions on $^{58,62}\text{Ni}$ nuclei were obtained using the induced activity method. Research of irradiated targets were carried out by semiconductor γ spectrometry using HPGe spectrometers. Modeling of the studied reactions within the TALYS 1.9 program code framework and comparison with the experimental results showed the important role of non-statistical processes.

(γ, pXn)-РЕАКЦИИ НА ЕСТЕСТВЕННОМ МОЛИБДЕНЕ

© 2023 г. П. Д. Ремизов^{1)*}, М. В. Желтоножская¹⁾,
А. П. Черняев¹⁾, С. А. Золотов¹⁾, В. Н. Яценко²⁾

Поступила в редакцию 22.09.2022 г.; после доработки 22.09.2022 г.; принята к публикации 23.09.2022 г.

Проведено облучение природной смеси изотопов молибдена тормозным излучением с граничными энергиями 20 и 55 МэВ. Облученные мишени исследовались на спектрометрах с детекторами из сверхчистого германия. Определены средневзвешенные по спектрам выходы реакций (γ, pXn). Проведено сравнение полученных значений с результатами вычислений в рамках статистической модели ядра. Оценен парциальный вклад полупрямых процессов в выходы изучаемых реакций.

DOI: 10.31857/S0044002723010488, EDN: RGXVCC

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование взаимодействия высокоэнергетических гамма-квантов с ядром является важной задачей для построения правильной теории этого квантового объекта. Возбуждение коллективных степеней свободы ядра считается основным механизмом фотоядерных реакций для фотонов с энергиями 10–30 МэВ [1]. Согласие между экспериментально полученными данными и теоретически рассчитанными значениями характеристик реакций должно свидетельствовать о правильности используемой физической модели. В настоящее время для анализа ядерных реакций используется программный код TALYS [2]. Для расчета сечений фотоядерных реакций в программном коде TALYS используется “традиционный” статистический подход — комбинация экситонной [3] и испарительной [4] моделей распада составных ядер. Эта модель достаточно хорошо описывает выходы фотонейтронных реакций, но занижает экспериментальные выходы фотопротонных реакций для средних и тяжелых ядер в разы или на порядки. Причиной этого является то, что в программном коде TALYS не учитывается изоспиновое расщепление гигантского дипольного резонанса [1]. Его влияние заметно уже на титане [5] и растет по мере увеличения $\frac{N - Z}{2}$.

Фотопротонные реакции, происходящие по принципу изоспинового расщепления, относятся к классу полупрямых реакций. Прямое испускание

протона становится доминирующим механизмом реакций (γ, p) на ядрах с $Z > 50$ [6, 7]. В случае прямой реакции протон испускается за время порядка 10^{-21} с. Этот процесс не успевает затормозиться кулоновским барьером, так как для его формирования требуются большие масштабы времени (10^{-16} – 10^{-18} с) [8, 9]. Остаточное ядро снимает возбуждение согласно статистическим законам, излучая фотоны или нуклоны. Так как испускание одного или нескольких нейтронов остаточным ядром — один из каналов окончательного девозбуждения ядра в прямой реакции, то представляет интерес исследование (γ, pXn)-реакций на изотопах, подверженных эффекту изоспинового расщепления.

В представленной работе проведены исследования реакции с вылетом протонов и одного или двух нейтронов на изотопах молибдена, а также проведено сравнение полученных экспериментальных выходов с теоретическими, рассчитанными в рамках программного кода TALYS1.95. Ранее проведенные исследования для тормозного спектра с граничной энергией 20 МэВ [10] показали существенное влияние изоспинового расщепления на выходы (γ, p)-реакций для ^{96}Mo , ^{97}Mo и ^{98}Mo . В то же время реакция $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)$ происходит преимущественно по статистическим законам, а изоспиновое расщепление вносит сравнительно малый вклад. Кроме того, сечение реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, pn)^{90}\text{Nb}$ изучалось в работе [11]. Другие авторы [12, 13] исследовали отдельные (γ, pXn)-реакции на молибдене, но были получены лишь относительные выходы.

Исследуемые реакции имеют также важное прикладное значение: образующиеся в реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, p2n)$ изотопы ^{89}Nb и ^{89m}Nb могут служить

¹⁾Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия.

²⁾ФГБУ ГНЦ ФМБЦ имени А. И. Бурназяна ФМБА России, Москва, Россия.

*E-mail: pd.remizov@physics.msu.ru

источником перспективного медицинского радиоизотопа ^{89}Zr . Этот радионуклид считается наиболее перспективным долгоживущим излучателем позитронов в качестве маркера моноклональных антител для иммунной позитронно-эмиссионной томографии (Иммуно-ПЭТ) [14].

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

В экспериментах облучались мишени из природной смеси изотопов молибдена цилиндрической формы или в форме пластинок массами 0.006, 0.007, 0.044 и 1.68 г. Источниками тормозного гамма-излучения служили ускорители электронов с энергиями пучка 20 и 55 МэВ. Облучение мишеней тормозным излучением с граничной энергией 20 МэВ производилось на линейном медицинском ускорителе Varian Trilogy [15]. Тормозное излучение с максимальной энергией 55 МэВ было получено на разрезном микротроне НИИЯФ МГУ [16] с танталовой мишенью толщиной 2.1 мм. Тормозной спектр этого ускорителя был смоделирован с помощью программного кода GEANT4 [17] с шагом 0.1 МэВ. На рис. 1 показаны спектры тормозного излучения использованных ускорителей.

Время облучения в экспериментах составляло от 40 до 60 мин. Для последующего измерения спектров гамма-излучения облученных мишеней использовались спектрометры с детекторами из сверхчистого германия с разрешением 1.8–2 кэВ по линии 1332 кэВ ^{60}Co . Время измерения спектров составляло от 1 ч до 9 сут. Обработка спектров производилась с использованием программного кода Winspectrum [18]. Калибровка по эффективности детекторов была выполнена с помощью стандартных эталонных источников ^{152}Eu , ^{226}Ra , ^{182}Ta , ^{137}Cs .

В качестве мониторинг реакции была выбрана $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$. Ее использование, во-первых, довольно распространено. Кроме того, это внутренняя реакция для облучаемых мишеней. Сечения реакции $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ для монохроматического гамма-излучения (σ_i) рассчитывались с помощью TALYS1.95. Для нахождения средневзвешенных выходов мониторинг реакции производилась свертка значений σ_i по спектрам тормозного излучения ускорителей:

$$Y = \frac{\sum \sigma_i \varphi_i(E_{\text{пор}}; E_e)}{\sum \varphi_i(E_{\text{пор}}; E_e)}, \quad (1)$$

где Y — средневзвешенный выход реакции (бн); φ_i — весовой коэффициент, отражающий долю фотонов данной энергии в тормозном спектре. Суммирование производится от энергетического порога реакции ($E_{\text{пор}}$) до максимальной энергии

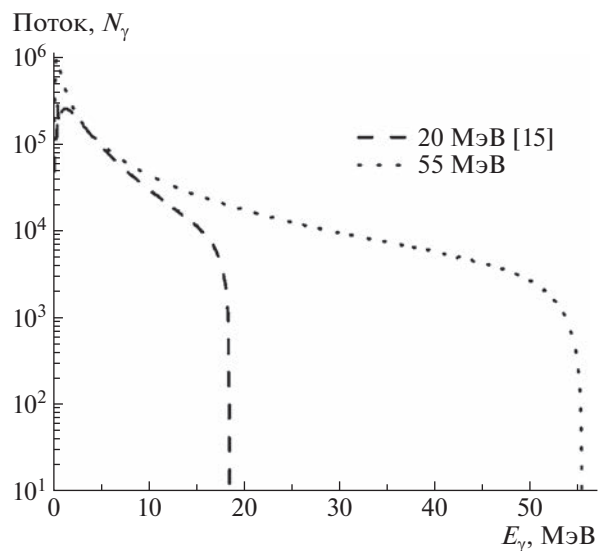


Рис. 1. Спектры тормозного излучения используемых ускорителей.

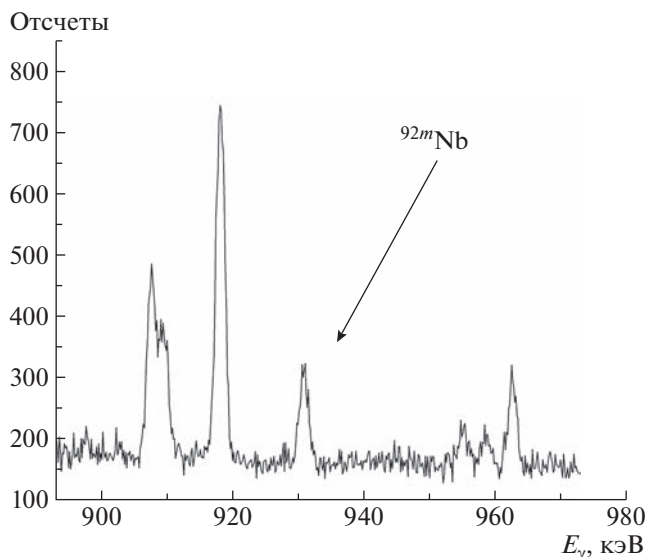


Рис. 2. Фрагмент гамма-спектра молибденовой мишени, облученной тормозным спектром ускорителя электронов с граничной энергией 20 МэВ.

фотонов, соответствующей энергии ускоренных электронов (E_e).

Средневзвешенные по спектрам выходы мониторинг реакций давали возможность определить поток тормозного излучения через мониторинговую мишень по формуле [10]

$$F = \frac{\lambda SM}{Y_{\text{Mo}} m N_A p (1 - e^{-\lambda t_{\text{акт}}}) e^{-\lambda t_{\text{охл}}} (1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}}) \theta \eta \epsilon k}, \quad (2)$$

где F — поток тормозного излучения выше порога

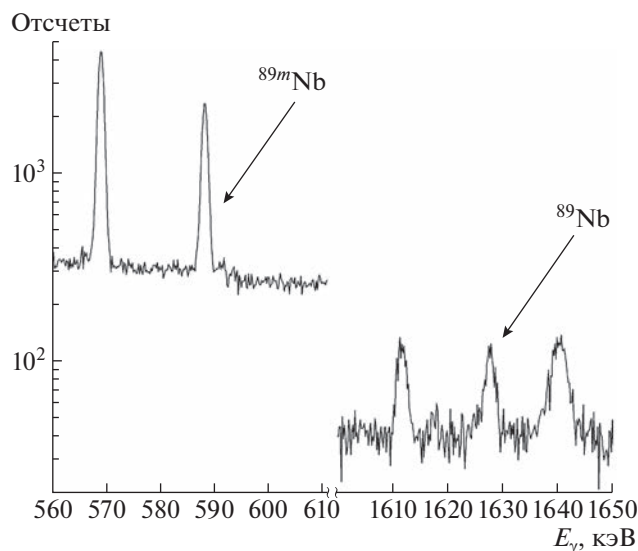


Рис. 3. Фрагмент гамма-спектра молибденовой мишени, облученной тормозным спектром ускорителя электронов с граничной энергией 55 МэВ.

реакции ($\gamma/\text{см}^2 \text{ с}$); S — площадь пика в спектре (отсчеты); Y_{Mo} — средневзвешенный выход $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ реакции, рассчитанный по формуле (1) (бн); m — масса мишени, нормированная на единицу площади ($\text{г}/\text{см}^2$); M — атомная масса материала мишени (а.е.м.); N_A — постоянная Авогадро, равная 6.02×10^{23} ; p — доля изотопа мишени в природной смеси; λ — постоянная распада образующегося радиоизотопа ($1/\text{с}$); $t_{\text{акт}}$, $t_{\text{охл}}$ и $t_{\text{изм}}$ — времена активации, охлаждения и измерения спектра облученной мишени соответственно (с); θ — отношение живого времени записи спектра к реальному; η — квантовый выход гамма-линии изотопа; ε — эффективность регистрации гамма-линии детектором; k — коэффициент самопоглощения гамма-линии в мишени. Физические константы были взяты из [19].

Основные характеристики изучаемых реакций приведены в табл. 1. В случае реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, pn)^{90}\text{Nb}$ активность изотопа ^{90}Nb была обусловлена как непосредственно ядрами, образовавшимися в указанной реакции, так и ядрами, образующимися в цепочке распада $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo} \rightarrow ^{90}\text{Nb}$. Вклад этой реакции оценивался по характерным пикам изотопа ^{90}Mo , а потом вычитался из активности гамма-линии дочернего изотопа в спектре. Далее выход ^{90}Nb определялся с использованием формулы (2).

При энергиях выше 20 МэВ появляется возможность образования ядер ниобия в фотоядерных реакциях на нескольких изотопах молибдена одновременно. Это хорошо видно на примере реакции $^{94}\text{Mo}(\gamma, pn)^{92m}\text{Nb}$. Отношение эффек-

тивного потока для этой реакции к потоку для $^{95}\text{Mo}(\gamma, p2n)^{92m}\text{Nb}$ (порог 24.83 МэВ) составляет 1.68 для тормозного излучения 55 МэВ. В то же время природное содержание ^{95}Mo в 2.75 раза превышает содержание ^{94}Mo изотопа, т.е. в качестве источников ^{92m}Nb следует рассматривать оба изотопа ^{94}Mo и ^{95}Mo .

Источником ядер $^{89-90}\text{Nb}$ можно считать только изотоп ^{92}Mo , так как ближайший стабильный изотоп молибдена (^{94}Mo) отличается от него на два нейтрона. Это отражается в значительной разнице энергетических порогов реакции и делает выходы изотопов $^{89-90}\text{Nb}$ на этом ядре крайне малыми в сравнении с выходами на ядре ^{92}Mo .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Реакция $^{94}\text{Mo}(\gamma, pn)^{92m}\text{Nb}$ наблюдалась уже при энергии тормозного спектра 20 МэВ. Средневзвешенный выход составил 2.37 ± 0.09 мбн, в то время как, согласно TALYS1.95, выход этой реакции равен 0. Вычисления TALYS основаны на коллективной модели ядра и предравновесных процессах. Для таких механизмов существенно влияние кулоновского барьера. Наблюдаемую в эксперименте фотоядерную реакцию можно объяснить полупрямым механизмом. Фрагмент спектра молибденовой мишени, облученной тормозным спектром 20 МэВ, с характерным ^{92m}Nb пиком представлен на рис. 2.

Для тормозного спектра с максимальной энергией 55 МэВ полученные выходы приведены в табл. 2. Также в таблице представлены значения, рассчитанные с помощью TALYS1.95 по формуле (1). Выход реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, pn)^{90}\text{Nb}$ при граничной энергии 55 МэВ в работе [11] составил 4.0 ± 0.5 мбн. Некоторое несоответствие нашему результату может объясняться различием в материалах и толщинах мишеней, генерирующих тормозное излучение, использованием различных источников для констант и сечений мониторинговой реакции. В целом, наши вычисления так же демонстрируют практически двукратное превышение экспериментальных средневзвешенных выходов над теоретическими, основанными на расчетах по коллективной модели ядра.

Как показано в [10], для ядра ^{92}Mo в случае реакций (γ, p) доминируют статистические законы распада, а полупрямые реакции вносят сравнительно малый вклад. Это ядро является самым протонно-избыточным среди стабильных изотопов молибдена и располагается на границе β -стабильности [12]. Влияние оболочечной структуры отражается в том, что протонная поверхность Ферми примерно на 5 МэВ выше нейтронной.

Таблица 1. Изучаемые реакции и их основные параметры

Реакция	Энергетический порог, МэВ	Продукт реакции	Период полураспада, ч	Характерная гамма-линия, кэВ (η)
$^{92}\text{Mo}(\gamma, pn)$	19.51	^{90}Nb	14.6	1129.0 (92.7%)
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p2n)$	21.17	^{89m}Nb	1.1	588.0 (95.6%)
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p2n)$	21.13	^{89}Nb	2.03	1259.0 (1.2%)
$^{94}\text{Mo}(\gamma, pn)$	17.32	^{92m}Nb	243.6	934.4 (99.15%)
$^{100}\text{Mo}(\gamma, pn)$	15.89	^{98m}Nb	0.85	787.0 (93.0%)

Таблица 2. Экспериментальные и теоретические значения средневзвешенных выходов изученных реакций

Реакция	Облучение тормозным спектром 55 МэВ	
	Экспериментальное сечение, мбн	Теоретическое сечение, TALYS1.95, мбн
$^{92}\text{Mo}(\gamma, pn)^{90}\text{Nb}$	3.5 ± 0.5	2.0
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p2n)^{89m}\text{Nb}$	0.58 ± 0.02	0.22
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p2n)^{89g}\text{Nb}$	1.25 ± 0.18	0.55
$^{94}\text{Mo}(\gamma, pn)^{92m}\text{Nb} + ^{95}\text{Mo}(\gamma, p2n)^{92m}\text{Nb}$	0.80 ± 0.03	0.52
$^{100}\text{Mo}(\gamma, pn)^{98m}\text{Nb}$	0.15 ± 0.01	0.07

Выход фотопротонной реакции “аномально” высок, но подчинен преимущественно статистическим законам. Тем не менее, для реакций (γ, pXn) в наших результатах наблюдается различие в значениях теоретических и экспериментальных выходов для всех изученных изотопов молибдена, включая ^{92}Mo .

Случай с выходом реакции $^{94}\text{Mo}(\gamma, pn)^{92m}\text{Nb}$ при энергии тормозного излучения 20 МэВ свидетельствует о том, что доминирование полупрямых механизмов происходит в области недалеко от энергетического порога реакций. Итоговый вклад таких реакций при облучении молибдена тормозным спектром 55 МэВ сопоставим со вкладом от статистических процессов и увеличивает средневзвешенные выходы в 1.5–2.5 раза для всех исследуемых изотопов ($^{92,94,95,100}\text{Mo}$). Похожие выводы были сделаны при изучении реакций (γ, pn) на изотопах гафния [20].

Характерные пики изотопов ^{89m}Nb и ^{89}Nb из эксперимента с тормозным излучением 55 МэВ представлены на рис. 3. Для них получено изомерное отношение 0.45 ± 0.06 . Изучение изомерных отношений является одним из способов проверки релевантности ядерно-физической модели. Заселенность основного и изомерного уровней зависит от спина ядра-мишени, углового момента и энергии налетающего фотона. Примечательно, что

абсолютные значения реакций в эксперименте в 2.5 раза превышают теоретические, но предсказанное TALYS1.95 значение изомерного отношения 0.4 можно считать соответствующим эксперименту. Изучая только изомерное отношение для реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, p2n)$, не было бы обнаружено отклонение от статистических законов. В работе [12] показано, что при энергии тормозного излучения 67 МэВ выход обсуждаемых изотопов становится примерно одинаков.

Как упоминалось во Введении, радиоизотопы ^{89}Nb и ^{89m}Nb возможно использовать в качестве источника перспективного медицинского радионуклида ^{89}Zr . Двухэтапное химическое выделение из облученной молибденовой мишени (сначала ниобия, а затем после распада ^{89}Nb и ^{89m}Nb — выделение непосредственно ^{89}Zr) позволит получить источник ^{89}Zr радионуклидной чистоты и удельной активности соответствующим требованиям ядерной медицины.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены экспериментальные средневзвешенные выходы (γ, pXn) -реакций на изотопах молибдена. Показан и количественно оценен вклад в изучаемые реакции полупрямых процессов. На примере фотоядерной реакции $^{94}\text{Mo}(\gamma, pn)^{92m}\text{Nb}$ про-

демонстрировано, что полупрямые процессы начинают происходить при энергиях фотонов, близкой к энергетическому порогу реакции. Получено изомерное отношение ^{89m}Nb и ^{89}Nb при энергии тормозного излучения 55 МэВ.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-315-90124.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Б. С. Ишханов, Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та **3**, 143201 (2014) [Memoirs Faculty Phys. **3**, 143201 (2014)].
2. J. Koning *et al.*, AIP Conf. Proc. **769**, 1154 (2005).
3. K. Cline *et al.*, Nucl. Phys. A **172**, 225 (1971).
4. Д. Блат, В. Вайскопф, *Теоретическая ядерная физика* (Изд-во иностр. лит., Москва, 1954).
5. С. С. Бельшев и др., Вестн. Моск. ун-та **3** (2014) [Mos. Univ. Phys. Bull. **69**, 363 (2014)].
6. E. V. Weinstock and J. Halpern, Phys. Rev. **94**, 1651 (1954).
7. D. H. Wilkinson, Phys. **22**, 1039 (1956).
8. H. Morinaga, Phys. Rev. **97**, 444 (1955).
9. R. Ö. Akyüz and S. Fallieros, Phys. Rev. Lett. **27**, 1016 (1971).
10. V. A. Zheltonozhsky *et al.*, Eur. Phys. J. A **58**, 7 (2022).
11. A. N. Vodin *et al.*, Problems of Atomic Science and Technology, **98** (2021).
12. Б. С. Ишханов и др., ЯФ **77**, 1427 (2014) [Phys. At. Nucl. **77**, 1362 (2014)].
13. С. С. Бельшев и др., Изв. РАН. Сер. физ. **82**, 779 (2018) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **82**, 702 (2018)].
14. F. C. van de Watering *et al.*, BioMed. Res. Int. **2014**, 203601 (2014).
15. L. Brualla *et al.*, Radiat. Oncol. **14** (2019).
16. А. Н. Ермаков и др., ПТЭ, **20** (2018) [A. N. Ermakov *et al.*, Instrum. Exp. Tech. **61**, 173 (2018)].
17. S. Agostinelli *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **506**, 250 (2003).
18. М. В. Желтоножская и др., Изв. РАН. Сер. физ. **85**, 1447 (2021) [M. V. Zheltonozhskaya *et al.*, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **85**, 1446 (2021)].
19. R. B. Firestone *et al.*, *Table of Isotopes*, 8th ed., Ed. by V. S. Shirley, C. M. Baglin, and S. Y. F. Chu (Hungary, 1997).
20. В. А. Желтоножский и др., Изв. РАН. Сер. физ. **84**, 1116 (2020) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **84**, 1116 (2020)].

(γ, pXn) REACTIONS ON NATURAL MOLYBDENUM

P. D. Remizov¹⁾, M. V. Zheltonozhskaya¹⁾, A. P. Chernyaev¹⁾, S. A. Zolotov¹⁾, V. N. Iatsenko²⁾

¹⁾Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

²⁾A. I. Burnazyan FSBI SSC FMBC FMBA of Russia, Moscow, Russia

A natural mixture of molybdenum isotopes was irradiated by bremsstrahlung with 20 and 55 MeV boundary energies. The irradiated targets were studied using spectrometers with ultrapure germanium detectors. Spectrum-weighted average yields of (γ, pXn) -reactions were determined. The obtained values are compared with the results of calculations within the framework of the nucleus statistical model. The partial contribution of semidirect processes to the yields of the studied reactions was estimated.

СВЯЗАННЫЕ И РЕЗОНАНСНЫЕ СОСТОЯНИЯ ЯДРА ${}^9\text{Li}$ С NN -ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ Daejeon16

© 2023 г. И. А. Мазур^{1),2)*}, А. И. Мазур³⁾, В. А. Куликов³⁾,
А. М. Широков³⁾, И. Дж. Шин⁴⁾, Я. Ким⁴⁾, П. Марис⁵⁾, Дж. П. Вэри⁵⁾

Поступила в редакцию 21.09.2022 г.; после доработки 21.09.2022 г.; принята к публикации 21.09.2022 г.

Представлены результаты для энергий связанных состояний и асимптотических нормировочных коэффициентов в них, а также для энергий и ширин резонансов ядра ${}^9\text{Li}$, полученные в методе SS-HORSE на основе расчетов *ab initio* в модели оболочек без инертного кора с нуклон-нуклонным взаимодействием Daejeon16.

DOI: 10.31857/S0044002723010348, EDN: RFFGRR

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, свойства ядра ${}^9\text{Li}$ играют важную роль в понимании астрофизических процессов. Характеристики резонансных состояний этого ядра, проявляющихся в реакции $n + {}^8\text{Li}$, определяют сечение реакции быстрого радиационного захвата ${}^8\text{Li}(n, \gamma){}^9\text{Li}$ и в конечном счете определяют отношение двух конкурирующих цепочек синтеза элементов с $A > 8$, которые могут происходить после коллапса сверхновой типа II, а именно ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}(n, \gamma){}^{12}\text{B}(\beta^+){}^{12}\text{C}$ и ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}(n, \gamma){}^9\text{Li}(\alpha, n){}^{12}\text{B}(\beta^+){}^{12}\text{C}$ [1]. Преодолевать “щель” $A = 8$ в нуклеосинтезе возможно также посредством цепочки реакций ${}^4\text{He}(2n, \gamma){}^6\text{He}(2n, \gamma){}^8\text{He}(\beta^-){}^8\text{Li}(n, \gamma){}^9\text{Li}(\beta^-){}^9\text{Be}$ [2, 3], в которой опять же ключевую роль играют резонансные состояния ядра ${}^9\text{Li}$.

К сожалению, в настоящее время экспериментальная информация о спектре этого ядра достаточно скудна. Из эксперимента известны энергии основного $J^\pi = 3/2^-$ и первого возбужденного связанного $1/2^-$ состояний [4]. Анализ угловых распределений в рамках борновского приближения с искаженными волнами реакций ${}^8\text{Li}(n, \gamma){}^9\text{Li}$

[5] и ${}^8\text{Li}(d, p){}^9\text{Li}$ [6] позволил извлечь асимптотические нормировочные коэффициенты (АНК) для основного [5, 6] и первого возбужденного [5] состояний. Значения АНК для основного состояния, представленные в работах [5, 6], практически одинаковы и несколько больше значения, полученного в работе [1] на основе анализа реакции ${}^9\text{Be}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Li}){}^8\text{Be}$.

Что касается резонансных состояний, то в интервале энергий возбуждения до 10 МэВ из эксперимента известны лишь энергии трех резонансных уровней. Нижайший резонанс предположительно имеет $J^\pi = 5/2^-$, спин-четности остальных двух резонансов экспериментально не определены [4].

Таким образом, теоретическое исследование свойств связанных и резонансных состояний ядра ${}^9\text{Li}$ является актуальной задачей.

Влияние резонансных состояний ядра ${}^9\text{Li}$ на сечение и скорость реакции быстрого радиационного захвата ${}^8\text{Li}(n, \gamma){}^9\text{Li}$ исследовалось в различных подходах. Так, в работах [7, 8] анализ проводился на основе комбинации модели оболочек для описания спектров ядер ${}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Li}$ и потенциального подхода к рассеянию нейтрона на ядре ${}^8\text{Li}$. Несмотря на схожесть подходов, предсказанные скорости реакции в них существенно различаются. Реакции ${}^8\text{Li}(n, \gamma){}^9\text{Li}$ и зеркальная к ней ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ изучались в модели прямого захвата [9] и кластерной модели с точным учетом принципа Паули [10]. Возможность описания экспериментальных данных для сечения радиационного захвата ядром ${}^8\text{Li}$ тепловых нейтронов при астрофизических энергиях рассмотрена в рамках модифицированной потенциальной кластерной модели [11].

¹⁾Тихоокеанский государственный университет, Хабаровск, Россия.

²⁾Центр экзотических ядерных исследований, Институт фундаментальных наук, Тэджон, Республика Корея.

³⁾Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия.

⁴⁾Научный проект по редким изотопам, Институт фундаментальных наук, Тэджон, Республика Корея.

⁵⁾Университет штата Айова, Эймс, США.

*E-mail: mazuri@mail.ru

Единственное к настоящему моменту исследование реакции ${}^8\text{Li}(n, \gamma){}^9\text{Li}$ в подходе *ab initio* реализовано в работе [12]. Энергии связанных и характеристики резонансных состояний ядра ${}^9\text{Li}$, а также сечение реакции в этой работе рассчитаны в рамках модели оболочек без инертного кора с континуумом (no-core shell model with continuum, NCSMC) с реалистическим киральным нуклон-нуклонным взаимодействием и с учетом трехчастичных сил. Результаты расчетов воспроизводят энергии связанных состояний и характеристики нижайшего резонанса $5/2^-$. Основываясь на результатах этой работы, можно заключить, что экспериментально наблюдаемый резонанс при энергии 5.38 МэВ имеет спин-четность $J^\pi = 3/2^-$, а очень узкий резонанс при энергии 6.43 МэВ — $J^\pi = 7/2^-$.

Исследование *ab initio* состояний ядра ${}^9\text{Li}$ кроме работы [12] проводилось также в рамках метода Монте-Карло для функций Грина (Green's function Monte Carlo) [13] и в модели оболочек без инертного кора (МОБИК; в англоязычной литературе — no-core shell model, NCSM) [14]. В этих подходах, ориентированных на исследование связанных состояний, в отличие от [12] не учитывалась связь с континуумом и, следовательно, не могло быть сделано никаких заключений о ширинах резонансных состояний и не рассматривались АНК.

В настоящей работе поставлена цель исследовать характеристики связанных и резонансных состояний ${}^9\text{Li}$ на основе расчетов *ab initio* в МОБИК [15] с реалистическим нуклон-нуклонным взаимодействием Daejeon16 [16] с учетом континуума в рамках метода SS-HORSE [17]. Отметим, что *NN*-взаимодействие Daejeon16 обеспечивает хорошее описание легких ядер без использования трехнуклонных сил. Мы получаем не только энергии состояний, но также даем оценку АНК для связанных состояний и рассчитываем ширины нижайших резонансных состояний ${}^9\text{Li}$.

Метод SS-HORSE разрабатывался и применялся в комбинации с МОБИК для описания резонансов в различных ядерных системах [17–22]. В дальнейшем этот подход мы применили и к описанию связанных состояний, рассматривая их как закрытые каналы [23].

МОБИК является одним из надежных методов получения энергий состояний многонуклонных систем. В этом подходе гамильтониан, описывающий ядро как систему *A* нуклонов, взаимодействующих посредством реалистических нуклон-нуклонных и, если требуется, трехнуклонных сил, раскладывается по многочастичному осцилляторному базису. Этот базис имеет параметр $\hbar\Omega$, который является разностью уровней энергии гармонического осциллятора. В реальных расчетах используется лишь

конечная часть этого базиса, который обрезается по некоторому числу многочастичных осцилляторных квантов возбуждения $N_{\max}$. С ростом $N_{\max}$ размер базиса растет экспоненциально. На данный момент существует целый ряд методов, позволяющий осуществлять экстраполяции на бесконечный базис $N_{\max} \rightarrow \infty$ результатов для связанных состояний, полученных в МОБИК [24–41]. Метод SS-HORSE в применении к связанным состояниям также позволяет осуществить экстраполяцию результатов на случай бесконечного базиса, в основе которой лежат аналитические свойства *S*-матрицы и расчет ее полюсов. SS-HORSE-экстраполяция, следовательно, является теоретически обоснованной [23], в отличие от других разработанных методов экстраполяций [24–41], основанных на феноменологических соображениях. Кроме того, метод SS-HORSE позволяет найти АНК, используя их связь с вычетами в полюсах *S*-матрицы. В применении же к резонансным состояниям расчет полюсов *S*-матрицы методом SS-HORSE позволяет получить энергии и ширины резонансов.

2. СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ

Метод SS-HORSE, основанный на формализме HORSE (Harmonic Oscillator Representation of Scattering Equations) [42], позволяет рассчитать E_b — экстраполированные на случай бесконечного базиса энергии связанных состояний, полученные в МОБИК, и АНК $|A_\ell|$ в этих состояниях путем численного определения положения полюсов *S*-матрицы и вычетов в них.

S-матрица в SS-HORSE рассчитывается при дискретных энергиях E_i , которые являются собственными энергиями относительного движения нейтрона и ядра ${}^8\text{Li}$ [17]:

$$S(E_i) = \frac{C_{\aleph^i+2,\ell}^{(-)}(E_i)}{C_{\aleph^i+2,\ell}^{(+)}(E_i)}. \quad (1)$$

Аналитический вид функций $C_{nl}^{(\pm)} = C_{nl} \pm iS_{nl}$ известен (см., например, работы [42–44]). Каждая из собственных энергий E_i относительного движения нейтрона и ядра ${}^8\text{Li}$ определяется на основе расчетов в МОБИК ядер ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{Li}$ с числом осцилляторных квантов возбуждения $N_{\max}^i$ и осцилляторным параметром $\hbar\Omega^i$:

$$E_i \equiv E(N_{\max}^i, \hbar\Omega^i) = E^{9\text{Li}}(N_{\max}^i, \hbar\Omega^i) - E^{8\text{Li}}(N_{\max}^i, \hbar\Omega^i), \quad (2)$$

а $\aleph^i = N_{\max}^i + N_{\min}^i$ в выражении (1) — полное число осцилляторных квантов в расчете ядра ${}^9\text{Li}$.

Расчеты проводятся с набором значений параметров $\{N_{\max}^i, \hbar\Omega^i\}$, в результате мы получаем набор значений S -матрицы в некотором интервале энергий E . Отметим, что энергии относительного движения (2) по построению отсчитаны от порога $n + {}^8\text{Li}$, и далее мы везде приводим энергии, отсчитанные от этого порога, если иной отсчет энергий не оговорен в тексте (например, в случае энергий возбуждения они отсчитываются от основного состояния ядра).

Далее эти значения S -матрицы аппроксимируются непрерывными функциями энергии E , которые учитывают ее аналитические свойства. На основе опыта работы с модельными задачами [23] для связанных состояний мы будем использовать следующие параметризации:

$$S(E) = -e^{w_0\sqrt{|E|}+w_1(\sqrt{|E|})^3} \frac{\sqrt{|E|} + \sqrt{|E_b|}}{\sqrt{|E|} - \sqrt{|E_b|}}, \quad (3)$$

$$S(E) = e^{w_0\sqrt{|E|}} \times \frac{\sqrt{|E|} + \sqrt{|E_b|}}{\sqrt{|E|} - \sqrt{|E_b|}} \frac{\sqrt{|E|} - \sqrt{|E_v|}}{\sqrt{|E|} + \sqrt{|E_v|}}, \quad (4)$$

$$S(E) = \frac{D}{\sqrt{|E|} - \sqrt{|E_b|}} + B. \quad (5)$$

В перечисленных вариантах параметризаций искомая энергия связанного состояния E_b , а также энергия виртуального состояния E_v и константы B , D , w_0 и w_1 являются подгоночными параметрами.

В первую очередь рассмотрим основное состояние $3/2_1^-$. На рис. 1 показаны энергии относительного движения, полученные из результатов МОБИК для основных состояний ядер ${}^8\text{Li}$ и ${}^9\text{Li}$ по формуле (2). Видна следующая особенность: для энергий, полученных с $\hbar\Omega \leq 20$ МэВ в модельных пространствах, начиная с $N_{\max} = 10$, энергии E растут с увеличением $N_{\max}$. Такое поведение в принципе возможно, так как для энергий, рассчитанных по формуле (2), не обязан соблюдаться вариационный принцип. Но в этом случае метод SS-HORSE неприменим. Поэтому мы исключили из дальнейшего рассмотрения энергии, исключенные с $\hbar\Omega \leq 22.5$ МэВ. При $\hbar\Omega \geq 23$ МэВ поведение энергий в зависимости от $N_{\max}$ вплоть до $N_{\max} = 12$ становится подходящим для применения метода SS-HORSE. В анализе первого возбужденного и резонансных состояний, кроме того, используются результаты расчетов с $N_{\max} = 14$ в пределах от 12.5 до 20 МэВ.

В рамках SS-HORSE мы определили энергии E_b , соответствующие полюсам S -матрицы, используя параметризации (3), (4) и (5). Для поиска E_b достаточно знать три значения энергии,

полученные при различных $N_{\max}$ и/или $\hbar\Omega$. Опыт работы с модельными задачами [23] показал, что лучше всего выбрать энергии E в трех соседних по $\hbar\Omega$ точках одного модельного пространства $N_{\max}$. Результаты подобной экстраполяции с разными вариантами параметризации для $N_{\max} = 10$ и 12 представлены на рис. 2а.

Как видно, результаты экстраполяции SS-HORSE энергии зависят от $\hbar\Omega$ (на рисунке каждая точка отображена со средним значением $\hbar\Omega$ точек, взятых для экстраполяции). Но в области $25 \leq \hbar\Omega \leq 32.5$ МэВ эта зависимость достаточно слабая, и, что важно, результаты, полученные с различными параметризациями, близки друг к другу. Кроме того, кривые, рассчитанные в модельных пространствах $N_{\max} = 10$ и 12, тоже близки друг к другу, что свидетельствует о хорошей сходимости результатов.

Кривая с косыми крестиками на рис. 2а представляет разность результатов экспоненциальной экстраполяции для энергий основного состояния ядра ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{Li}$:

$$E_{\infty}(\hbar\Omega) = E_{\infty}^{9\text{Li}}(\hbar\Omega) - E_{\infty}^{8\text{Li}}(\hbar\Omega), \quad (6)$$

где $E_{\infty}^{A\text{Li}}(\hbar\Omega)$ определяется на основе экстраполяции В [25] при данном $\hbar\Omega^i$ по трем модельным пространствам $N_{\max}$, $N_{\max} - 2$, $N_{\max} - 4$:

$$E^{A\text{Li}}(N_{\max}, \hbar\Omega^i) = E_{\infty}^{A\text{Li}}(\hbar\Omega^i) + a_i e^{-b_i N_{\max}}, \quad (7)$$

где для каждого значения $\hbar\Omega^i$ мы используем $N_{\max} = 12$. Отметим, что экстраполяция В является стандартным методом уточнения результатов МОБИК. Если использовать оптимальные значения $\hbar\Omega$ [25] для оценки энергий основных состояний ${}^8\text{Li}$ и ${}^9\text{Li}$, то получим для $N_{\max} = 12$ (в скобках указана оценка погрешности экстраполяции): $E_{\infty}^{8\text{Li}} = -41.33(6)$ МэВ и $E_{\infty}^{9\text{Li}} = -44.93(5)$ МэВ. Сравнение с соответствующими экспериментальными значениями $E_{\text{exp}}^{8\text{Li}} = -41.278$ МэВ и $E_{\text{exp}}^{9\text{Li}} = -45.342$ МэВ [4] подтверждает высокую точность реалистического NN -взаимодействия Daejeon16 в описании легких ядер.

На рис. 2б представлены соответствующие АНК, которые могут быть определены из вычета S -матрицы как функции волнового числа $S(k)$ в полюсе k_b , соответствующем связанному состоянию [45]:

$$|A_{\ell}| = \sqrt{|\text{Res}[S(k), k_b]|}. \quad (8)$$

Здесь $k = i \frac{\sqrt{2\mu|E|}}{\hbar}$, $k_b = i \frac{\sqrt{2\mu|E_b|}}{\hbar}$ — положение полюса S -матрицы, отвечающее связанному

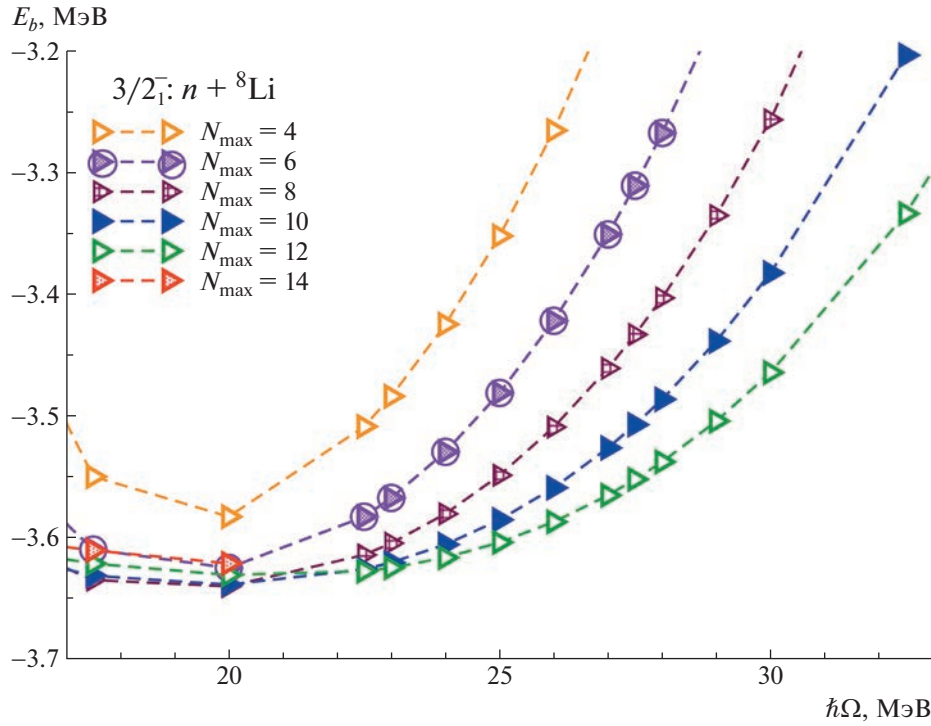


Рис. 1. Энергии относительного движения нейтрона и ${}^8\text{Li}$, полученные на основе расчетов в МОБИК в различных модельных пространствах.

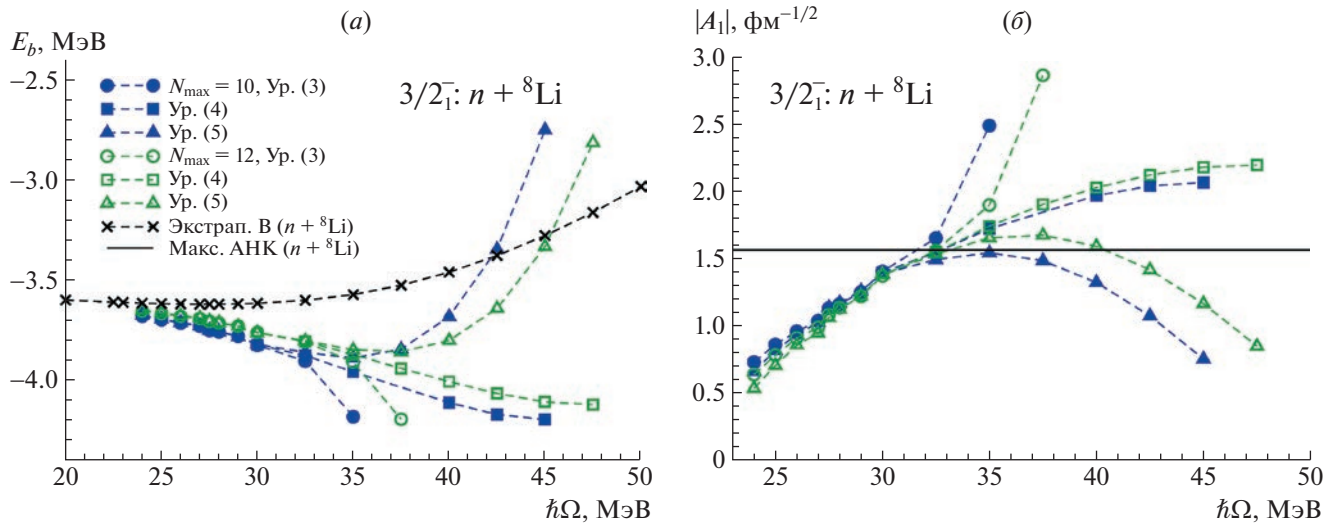


Рис. 2. Экстраполяция SS-HORSE в канале $n + {}^8\text{Li}$ для основного состояния ядра ${}^9\text{Li}$. *а* — Энергии E_b , полученные на основе параметризаций (3)–(5) в модельных пространствах $N_{\max} = 10, 12$. Кривая с косыми крестиками — результаты экстраполяции В [25]. *б* — Соответствующие АНК. Горизонтальная линия соответствует $|A_\ell|_{\max}$.

состоянию, μ — приведенная масса системы $n + {}^8\text{Li}$. Выражение для вычета S -матрицы в полюсе k_b легко получить для каждой из формул (3)–(5).

канале $n + {}^8\text{Li}$. Его можно оценить по формуле [45]

$$|A_\ell| \leq |A_\ell|_{\max} = \kappa e^{\kappa R} \sqrt{\frac{2R}{\kappa R + 2}}. \quad (9)$$

Горизонтальной линией на правой панели рисунка показано максимальное значение АНК в

Здесь R — радиус взаимодействия, а величина κ определяется энергией связи. Для оценки $\kappa =$

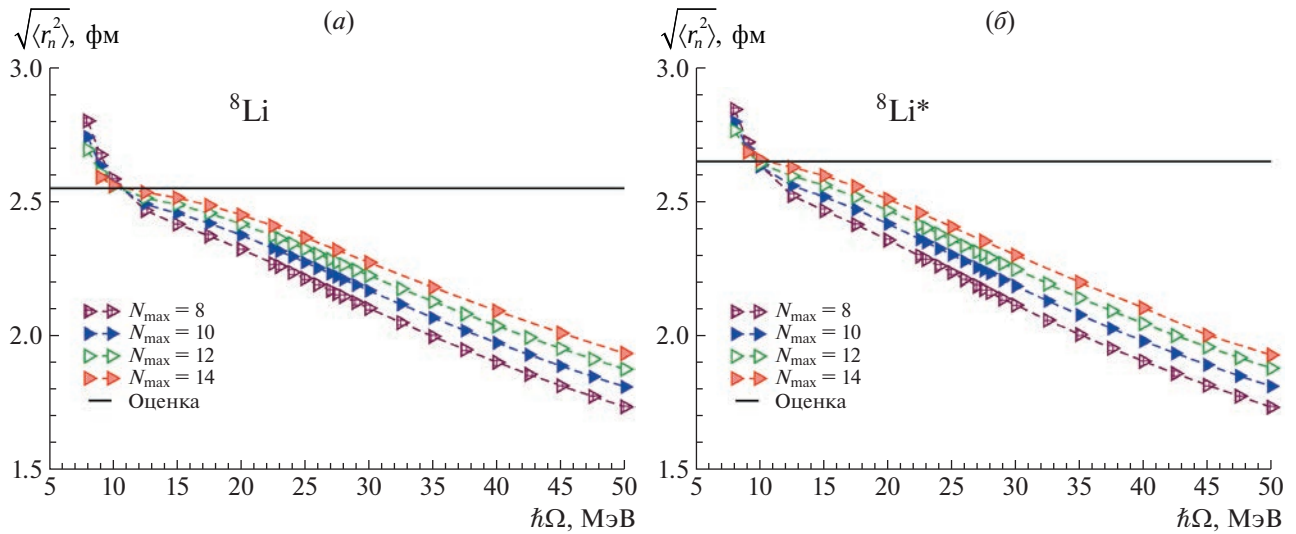


Рис. 3. Результаты расчета в МОБИК среднеквадратичного радиуса распределения точечных нейтронов $\mathcal{R} = \sqrt{\langle r_n^2 \rangle}$ в основном (а) и возбужденном 1^+ (б) состояниях ядра ${}^8\text{Li}$.

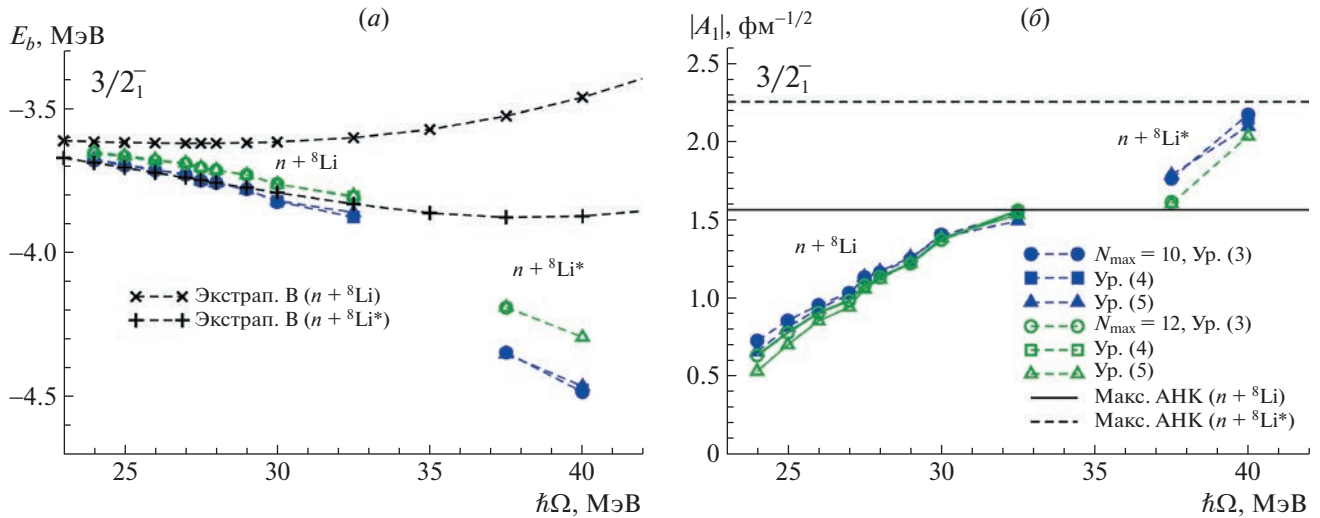


Рис. 4. Экстраполяция SS-HORSE для основного состояния ядра ${}^9\text{Li}$ в каналах $n + {}^8\text{Li}$ и $n + {}^8\text{Li}^*$. Обозначения аналогичны рис. 2. Кривая с косыми (прямыми) крестиками — результаты экстраполяции в энергии основного состояния ядра ${}^9\text{Li}$ в канале $n + {}^8\text{Li}$ ($n + {}^8\text{Li}^*$). Сплошная (штриховая) кривая на нижней панели соответствует значению $|A_\ell|_{\max}$ в канале $n + {}^8\text{Li}$ ($n + {}^8\text{Li}^*$).

$$= \frac{\sqrt{2\mu |E_{\text{extr.B}}|}}{\hbar}$$
 мы используем разность энергий основных состояний ядер ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{Li}$, рассчитанных методом экспоненциальной экстраполяции (6), (7).

Для оценки радиуса взаимодействия R нейтрона с ядром ${}^8\text{Li}$ мы, учитывая, что ${}^8\text{Li}$ является нейтронно-избыточным ядром, используем радиус распределения нейтронной материи в ${}^8\text{Li}$. Для этого мы сначала рассчитываем среднеквадратичный радиус $\mathcal{R} = \sqrt{\langle r_n^2 \rangle}$ распределения нейтронов в ${}^8\text{Li}$, считая их точечными частицами. Значение $\mathcal{R}$, полученное в расчетах ${}^8\text{Li}$, сильно зависит от

параметров МОБИК $N_{\max}$ и $\hbar\Omega$, однако, как видно из рис. 3, кривые, описывающие зависимость $\mathcal{R}$ от $\hbar\Omega$, полученные с разными $N_{\max}$, пересекаются приблизительно в одной точке. Как было показано в работах [46, 16], значение $\mathcal{R}$, соответствующее этой точке пересечения, представляет собой экстраполированное значение этой величины на случай бесконечного базиса. Радиус распределения нейтронной материи в ядре $\sqrt{\langle r_{nm}^2 \rangle}$ и, соответственно, радиус взаимодействия нейтрона с ядром R , учитывающий неточность нуклонов, определяется выражением (см. работу [47], где

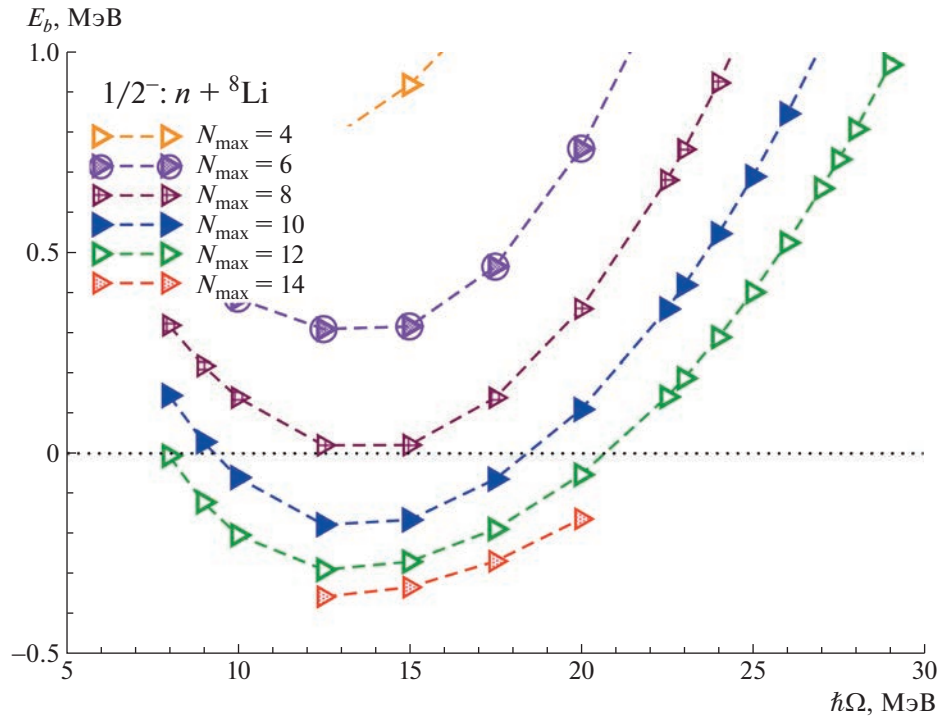


Рис. 5. Энергии относительного движения нейтрона и ядра ${}^8\text{Li}$ в первом возбужденном состоянии $1/2^-$ ядра ${}^9\text{Li}$, полученные на основе расчетов в МОБИК в различных модельных пространствах.

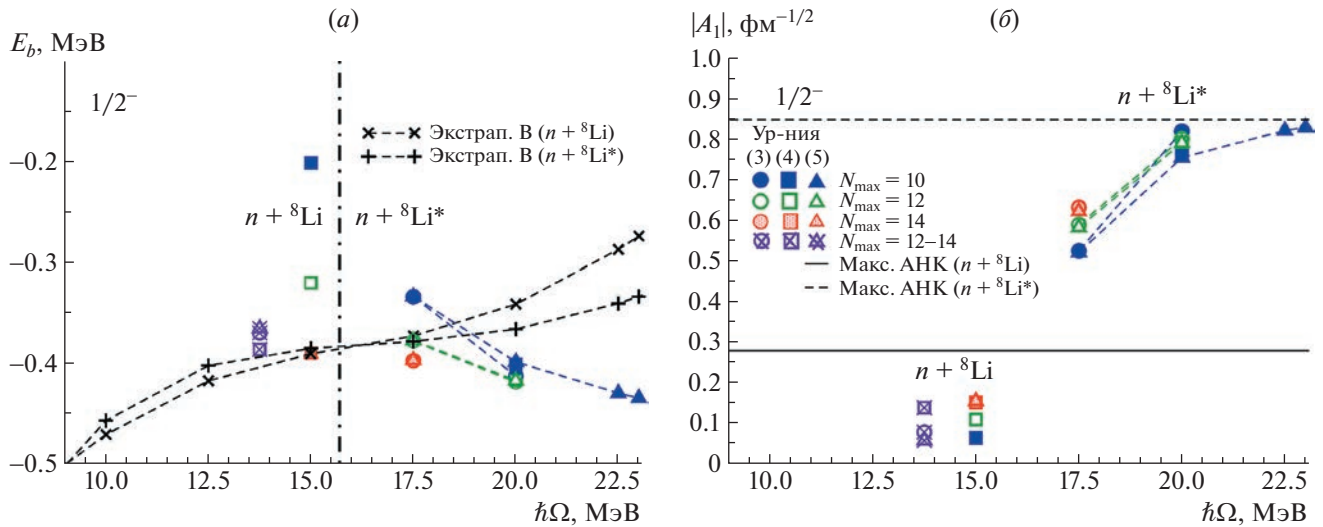


Рис. 6. Экстраполяция SS-HORSE для возбужденного состояния $1/2^-$ ядра ${}^9\text{Li}$ в каналах $n + {}^8\text{Li}$ и $n + {}^8\text{Li}^*$. Обозначения аналогичны рис. 2. Дополнительные символы, обозначенные в легенде $N_{\text{max}} = 12-14$, соответствуют расчетам с $N_{\text{max}} = 12$, $\hbar\Omega = 12.5$ МэВ и с $N_{\text{max}} = 14$, $\hbar\Omega = 12.5$ МэВ и 15 МэВ. Вертикальная штрихпунктирная линия на левой панели разделяет результаты, полученные в каналах $n + {}^8\text{Li}$ и $n + {}^8\text{Li}^*$.

приводится аналогичное выражение для радиуса распределения заряда)

$$R^2 = \langle r_{nm}^2 \rangle = \langle r_n^2 \rangle + \langle R_n^2 \rangle + \langle R_p^2 \rangle \frac{Z}{N}, \quad (10)$$

где $\sqrt{\langle R_p^2 \rangle} = 0.851$ фм и $\sqrt{\langle R_n^2 \rangle} = 0.864$ фм —

соответственно радиусы протона и нейтрона [48], а $Z = 3$ и $N = 5$ — соответственно числа протонов и нейтронов в ядре ${}^8\text{Li}$.

В дальнейшем мы будем отбрасывать расчеты, которые не удовлетворяют условию $|A_\ell| \leq |A_\ell|_{\text{max}}$. Кроме того, в варианте параметризации (4) мы не

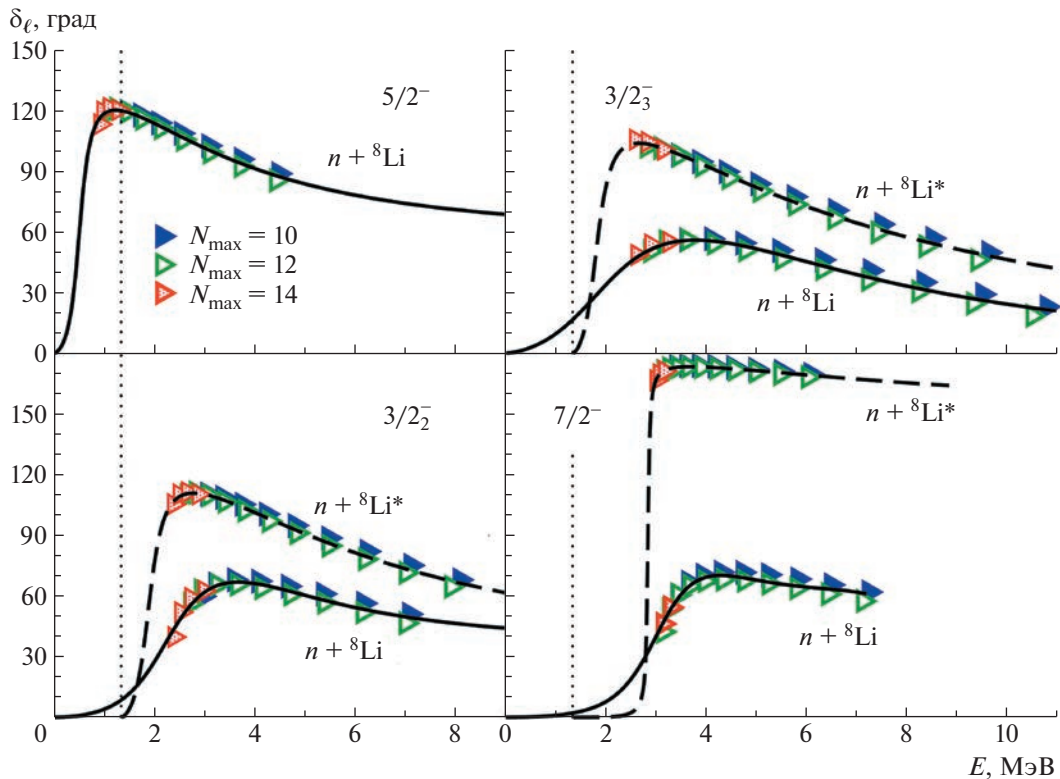


Рис. 7. Сдвиги фаз рассеяния в разных состояниях в каналах $n + {}^8\text{Li}$ и $n + {}^8\text{Li}^*$. Вертикальная точечная линия отмечает порог канала $n + {}^8\text{Li}^*$.

будем использовать результаты с $\hbar\Omega \geq 30$ МэВ, так как в этой области велико влияние виртуального полюса.

Результаты экстраполяции SS-HORSE энергий основного состояния и соответствующие АНК для отобранных данных представлены на рис. 4.

Как отмечалось выше, результаты экстраполяции энергий основного состояния в SS-HORSE с различными параметризациями S -матрицы (формулы (3)–(5)) имеют слабую зависимость от $\hbar\Omega$ и находятся в разумном согласии с результатами экстраполяции В в области $22.5 \leq \hbar\Omega \leq 32.5$ МэВ. Вместе с тем АНК сильно зависят от $\hbar\Omega$. Довольно резкая зависимость $A_1(\hbar\Omega)$ приводит к большой погрешности. В качестве оценки последней, как для энергий, так и для АНК, мы брали разброс полученных результатов в отобранном для расчетов диапазоне $\hbar\Omega$. Средние значения энергий и АНК в соответствующих диапазонах $\hbar\Omega$ представлены в табл. 1 как результаты для данного канала. Оценки погрешностей приведены в круглых скобках.

Отметим, что результаты как для E_b , так и для $|A_1|$, полученные в пространствах $N_{\max} = 10$ и 12, практически совпадают, что говорит о достигнутой сходимости результатов.

На рис. 4 также приведены результаты экстраполяции SS-HORSE энергий основного состояния

и соответствующие АНК, полученные в закрытом канале упругого рассеяния нейтрона на ядре ${}^8\text{Li}^*(1^+)$ в возбужденном состоянии 1^+ . В этом случае используются результаты МОБИК в интервале $35 \leq \hbar\Omega \leq 42.5$ МэВ в силу того, что при меньших значениях $\hbar\Omega$ собственные энергии относительного движения (2) растут (убывают по абсолютной величине) с ростом $N_{\max}$, т.е. нарушаются условия применимости SS-HORSE. Верхний предел по $\hbar\Omega$ для канала $n + {}^8\text{Li}^*$ выбран, как и прежде, из условия $|A_\ell| \leq |A_\ell|_{\max}$ (на рис. 4 результаты экспоненциальной экстраполяции (6), (7) для энергии в этом интервале представлены кривой с прямыми крестиками, а максимальное значение $|A_\ell|_{\max}$ — штриховой линией). Как следствие того, что интервал $\hbar\Omega$, в котором находятся отобранные значения, более узкий, число отобранных данных и число полученных результатов существенно меньше. Отметим, что при расчете S -матрицы в канале $n + {}^8\text{Li}^*$ используются энергии относительного движения, полученные с помощью уравнения (2), где $E^{{}^8\text{Li}}(N_{\max}^i, \hbar\Omega^i)$ заменено на $E^{{}^8\text{Li}^*}(N_{\max}^i, \hbar\Omega^i)$, отсчитанные относительно порога $n + {}^8\text{Li}^*$, однако на рис. 4 и в табл. 1 для удобства сравнения результатов в разных каналах мы приводим энергии во всех каналах, отсчитанные

Таблица 1. Энергии E_b и АНК $|A_\ell|$ связанных состояний, энергии E_r и ширины Γ резонансных состояний ядра ${}^9\text{Li}$, полученные методом SS-HORSE с взаимодействием Daejeon16 в каналах $n + {}^8\text{Li}$ и $n + {}^8\text{Li}^*$ с ядром ${}^8\text{Li}$ соответственно в основном 2^+ или возбужденном 1^+ -состояниях и предсказание для энергий и ширин на основе результатов в обоих каналах в сравнении с результатами NCSMC [12] и извлеченными из эксперимента (значения E_b , E_r , Γ приведены в МэВ, а $|A_\ell|$ — в $\text{fm}^{-1/2}$, энергии связи и резонансные энергии отсчитаны от порога реакции $n + {}^8\text{Li}$)

$J^\pi({}^9\text{Li})$	$J^\pi({}^8\text{Li})$		Настоящая работа	NCSMC	Эксперимент
$3/2_1^-$	2^+	E_b	$-3.77(11)$		$1.12 [5]; 1.15(14) [6]; 0.96(7) [1]$
		$ A_1 $	$1.0(5)$		
	1^+	E_b	$-4.33(15)$		
		$ A_1 $	$1.9(3)$		
	Предсказание	E_b	$-4.1(4)$	-2.81	$-4.0639 [4]$
$1/2^-$	2^+	E_b	$-0.31(10)$		$0.40[5]$
		$ A_1 $	$0.11(5)$		
	1^+	E_b	$-0.38(5)$		
		$ A_1 $	$0.67(15)$		
	Предсказание	E_b	$-0.32(12)$	-1.14	$-1.373(5) [4]$
$5/2^-$	2^+	E_r	$0.50(5)$	0.67	$0.232(15)[4]$
		Γ	$0.37(4)$	0.56	$0.10(3) [4]$
$3/2_2^-$	2^+	E_r	$1.8(4)$		
		Γ	$2.9(3)$		
	1^+	E_r	$1.79(13)$		
		Γ	$0.50(20)$		
	Предсказание	E_r	$1.8(4)$	1.41	
		Γ	$2.9(3)$	0.59	
$3/2_3^-$	2^+	E_r	$2.25(22)$		
		Γ	$1.9(5)$		
	1^+	E_r	$1.88(8)$		
		Γ	$0.50(7)$		
	Предсказание	E_r	$2.2(3)$	2.65	
		Γ	$1.9(5)$	$2.5(4)$	
$7/2^-$	2^+	E_r	$3.03(4)$		
		Γ	$1.66(3)$		
	1^+	E_r	$2.838(11)$		
		Γ	$0.056(5)$		
	Предсказание	E_r	$2.95(12)$		
		Γ	$1.66(3)$		

от порога $n + {}^8\text{Li}$, т.е. к энергиям в канале $n + {}^8\text{Li}^*$ прибавляется разность пороговых энергий $E_{\text{Tr}} = E_{\infty}^{{}^8\text{Li}^*} - E_{\infty}^{{}^8\text{Li}} = 1.34$ МэВ, полученное экстраполяцией В с оптимальными значениями $\hbar\Omega$ расчетов в МОБИК энергий основного и возбужденного состояний ${}^8\text{Li}$. Экспериментальное значение энергии возбуждения состояния 1^+ в ядре ${}^8\text{Li}$ и соответственно разности пороговых энергий — 0.9808 МэВ [4].

Отметим, что сходимость энергий и АНК в канале $n + {}^8\text{Li}^*$ явно хуже, чем в канале рассеяния нейтрона на ядре ${}^8\text{Li}^*$ в основном состоянии. Как следствие, в канале $n + {}^8\text{Li}^*$ зависимость от $\hbar\Omega$ энергии и АНК для основного состояния более сильная, чем в канале $n + {}^8\text{Li}$. В результате, несмотря на более узкий по $\hbar\Omega$ интервал, погрешности расчетов в обоих каналах сравнимы (см. табл. 1).

Результаты экстраполяции энергии связи ядра ${}^9\text{Li}$ в обоих каналах в идеале должны совпадать, так как S -матрица должна иметь полюсы при одной и той же энергии во всех каналах. Но в наших расчетах энергии E_b в канале $n + {}^8\text{Li}^*$ отличаются от результатов, полученных в канале $n + {}^8\text{Li}$, примерно на 0.6 МэВ. Для оценки погрешности энергии на основе всего подхода мы использовали разброс полученных значений E_b в обоих каналах, а значение энергии в середине этого разброса мы приводим в строке “Предсказание” в табл. 1.

Энергия основного состояния $3/2^-$ ядра ${}^9\text{Li}$, полученная в наших расчетах в SS-HORSE—МОБИК с NN -взаимодействием Daejeon16, совпадает с экспериментальным значением в отличие от предсказания NCSMC [12], в соответствии с которым состояние $3/2^-$ лежит выше и, соответственно, ближе к порогу $n + {}^8\text{Li}$ на 1.3 МэВ.

Наши предсказания для АНК в основном состоянии в канале $n + {}^8\text{Li}$ в пределах оцененной погрешности согласуются со значениями, полученными на основе анализа экспериментальных данных, которые приводятся в табл. 1. Оценки АНК в канале $n + {}^8\text{Li}^*$ на основе эксперимента отсутствуют.

На рис. 5 представлены собственные энергии МОБИК относительного движения нуклона и ядра ${}^8\text{Li}$ в канале $n + {}^8\text{Li}$, полученные по формуле (2) для связанного первого возбужденного состояния $1/2^-$ ядра ${}^9\text{Li}$. В соответствии с условиями, которые мы обсуждали выше, а также учитывая дополнительно, что для применимости метода SS-HORSE можно использовать только интервалы $\hbar\Omega$, где собственные энергии относительного движения для данного N_{max} растут с ростом $\hbar\Omega$, и что для экстраполяции в рамках SS-HORSE энергий связанных состояний разумно использовать только

отрицательные энергии относительного движения, полученные в МОБИК, в данном случае мы имеем крайне ограниченный набор результатов МОБИК. К этим результатам относятся расчеты в МОБИК в модельных пространствах $N_{\text{max}} = 10, 12$ и 14 в диапазоне значений $\hbar\Omega$ от 12.5 до 20 МэВ.

Результаты, для которых выполняется условие $|A_\ell| \leq |A_\ell|_{\text{max}}$, представлены на рис. 6. Видно, что результаты с $N_{\text{max}} = 12$ и/или $N_{\text{max}} = 14$ близки, что говорит о достигнутой сходимости. В связи с ограниченным набором результатов для энергий мы также использовали для нахождения трех параметров в параметризациях S -матрицы (3)–(5) три результата из разных модельных пространств МОБИК, а именно полученные с $N_{\text{max}} = 12$, $\hbar\Omega = 12.5$ МэВ и с $N_{\text{max}} = 14$, $\hbar\Omega = 12.5$ МэВ и 15 МэВ. На рис. 6 видно, что эти результаты, обозначенные в легенде как $N_{\text{max}} = 12-14$, фактически совпадают с результатами из индивидуальных модельных пространств как для энергии, так и для АНК.

Относительный разброс значений $|A_1|$ достаточно велик, что отражается в большой неопределенности результата (см. табл. 1).

Мы также произвели расчеты для первого возбужденного состояния $1/2^-$ ядра ${}^9\text{Li}$ в канале $n + {}^8\text{Li}^*$. В этом случае мы действовали так же, как и в предыдущем случае канала $n + {}^8\text{Li}$. Результаты представлены на рис. 6. Результаты для E_b для двух каналов согласуются между собой и с результатами экстраполяции В для данных значений $\hbar\Omega$. Окончательный результат представлен в табл. 1 с погрешностью, обусловленной разбросом результатов в разных каналах, полученных с различными $\hbar\Omega$ и $N_{\text{max}} = 12$ и 14 . В отличие от основного состояния ${}^9\text{Li}$, наши предсказания энергии первого возбужденного состояния хуже воспроизводят экспериментальные данные по сравнению с расчетами NCSMC: в соответствии с нашими расчетами состояние $1/2^-$ лежит выше и гораздо ближе к порогу $n + {}^8\text{Li}$, чем на эксперименте, в то время как NCSMC предсказывает это состояние немного ниже эксперимента. Если же сравнивать энергии возбуждения состояния $1/2^-$, то у нас она оказывается равной 3.7 МэВ, в расчетах NCSMC — 1.67 МэВ, а в эксперименте — 2.691 МэВ. Таким образом, мы примерно на 1 МэВ завышаем, а NCSMC примерно на 1 МэВ занижает энергию возбуждения этого состояния.

Для АНК в канале $n + {}^8\text{Li}$ состояния $1/2^-$ мы получили несколько меньшее значение, чем полученное из анализа экспериментальных данных.

3. РЕЗОНАНСНЫЕ СОСТОЯНИЯ

Перейдем к исследованию резонансных состояний ядра ${}^9\text{Li}$ в подходе SS-HORSE, который раньше успешно применялся для изучения резонансных состояний в ядрах ${}^5\text{He}$ и ${}^5\text{Li}$ [17–21], ${}^7\text{He}$ [49], а также в тетранейтроне [22]. Как отмечалось выше, эта задача актуальна в силу того, что на данный момент экспериментальная информация крайне скудна.

Для исследования резонансных состояний в SS-HORSE мы используем параметризацию функции эффективного радиуса

$$K_\ell(E) = k^{2\ell+1} \cot \delta_\ell, \quad (11)$$

где $k = \frac{\sqrt{2\mu E}}{\hbar}$, сдвиг фазы рассеяния δ_ℓ связан с S -матрицей:

$$S_\ell = e^{2i\delta_\ell}. \quad (12)$$

В SS-HORSE функция эффективного радиуса для энергий, полученных в МОБИК, может быть рассчитана по формуле [17]:

$$K_\ell(E_i) = -k^{2\ell+1} \frac{C_{N^i+2,\ell}(E_i)}{S_{N^i+2,\ell}(E_i)}. \quad (13)$$

В качестве энергий E_i для каждого из резонансных состояний мы по-прежнему должны использовать собственные энергии относительного движения, рассчитанные по формуле (2).

Как и в случае связанных состояний, для применения SS-HORSE необходимо провести отбор результатов, и только после этого функцию эффективного радиуса можно параметризовать с учетом аналитических свойств амплитуды рассеяния [19–21]. Как известно (см., например, [45]), функция $K_\ell(E)$ может быть представлена в виде ряда по четным степеням импульса k или в виде ряда по целым степеням энергии E . Однако параметризация $K_\ell(E)$ в виде ряда опасна, так как при ненулевых энергиях, в которых фаза δ_ℓ принимает значения $0, \pm\pi, \pm2\pi, \dots$, функция $K_\ell(E)$ принимает бесконечные значения и не может быть описана конечным рядом. Поэтому мы параметризовали функцию эффективного радиуса Паде-аппроксимантом:

$$K_\ell(E) = \frac{v_0 + v_1 E + v_2 E^2}{1 + q_1 E}. \quad (14)$$

Здесь величины v_0, v_1, v_2 и q_1 являются параметрами подгонки. Как видно из уравнений (11) и (12), S -матрицу можно легко выразить через $K_\ell(E)$, и, рассчитав подгоночные параметры в выражении (14), мы получаем простое аналитическое выражение для S -матрицы. Это выражение можно использовать в комплексной плоскости импульса k и

провести численный поиск положения полюсов S -матрицы. Действительная и мнимая части импульса в полюсе S -матрицы в нижней полуплоскости комплексных импульсов задают энергию и ширину резонанса.

В таком подходе были рассмотрены резонансные состояния $5/2^-$, $3/2_2^-$, $3/2_3^-$ и $7/2^-$. Рассчитанные энергии и ширины приведены в табл. 1, а соответствующие сдвиги фаз резонансного рассеяния представлены на рис. 7.

Нижайший резонанс $5/2^-$ может наблюдаться только в упругом канале рассеяния $n + {}^8\text{Li}$. Канал с возбужденным состоянием ядра ${}^8\text{Li}^*$ закрыт. Рассчитанные значения энергии и ширины резонанса близки к экспериментальным значениям, но несколько больше их; отметим, что исследование в NCSMC [12] привело к еще немного большей энергии и ширине этого резонанса.

Следующими состояниями в МОБИК являются $3/2_2^-$ и $3/2_3^-$, которые достаточно близки по энергиям. Эти резонансы получились довольно широкими в канале $n + {}^8\text{Li}$. В канале $n + {}^8\text{Li}^*$ мы получили весьма близкие энергии этих резонансов, но существенно меньшую ширину. Это неудивительно, так как эти резонансы лежат при энергии, близкой к порогу данного канала. Таким образом, фаза рассеяния в этих состояниях при уменьшении энергии (см. рис. 7) в районе резонанса должна быстро опускаться к нулю на пороговом значении энергии. Следовательно, по поведению фазы и связанной с ней S -матрицы в данном канале невозможно сделать вывод о ширинах этих резонансов. Поэтому в строке “Предсказание” табл. 1 для ширин резонансов $3/2_2^-$ и $3/2_3^-$ мы игнорируем результаты, полученные в канале $n + {}^8\text{Li}^*$, и приводим ширины на основе расчетов в канале $n + {}^8\text{Li}$. Отметим, что аналогичную ситуацию мы наблюдали для резонанса $1/2^-$ в ядре ${}^7\text{He}$ [49]. Этот резонанс с шириной более 4 МэВ в канале $n + {}^6\text{He}^*$ с ядром ${}^6\text{He}$ в возбужденном состоянии 2^+ лежит при энергии меньше 1 МэВ от порога этого канала. Соответственно в данном канале невозможно описать ширину этого резонанса, и в качестве окончательного результата мы приводили в работе [49] ширину этого резонанса, полученную в канале $n + {}^6\text{He}$ с ядром ${}^6\text{He}$ в основном состоянии.

Отметим, что полученные нами резонансные состояния $3/2_2^-$ и $3/2_3^-$ имеют энергии возбуждения соответственно 5.9(4) МэВ и 6.3(3) МэВ, что близко по энергии к наблюдавшемуся на эксперименте резонансу с энергией возбуждения 5.38 МэВ [4], ширина которого 600 ± 100 кэВ, впрочем, существенно меньше наших предсказаний. В расчетах в NCSMC получен резонанс $3/2_2^-$, который имеет

ширину 590 кэВ. Отсчитанный от порога $n + {}^8\text{Li}$, он лежит при энергии примерно на 0.8 МэВ ниже нашего. Однако энергия возбуждения этого резонанса в расчетах NCSMC существенно меньше, так как основное состояние в NCSMC лежит на 1.3 МэВ выше нашего.

Мы получили также в канале $n + {}^8\text{Li}$ сравнительно широкий низколежащий резонанс $7/2^-$, перекрывающийся с резонансами $3/2_2^-$ и $3/2_3^-$ (см. рис. 7 и табл. 1). В канале $n + {}^8\text{Li}^*$ ширина этого резонанса поджата не только близким порогом, но и центробежным барьером, обусловленным орбитальным моментом $\ell = 3$. Поэтому в строке “Предсказание” табл. 1 для ширины этого резонанса мы также игнорируем результат, полученный в канале $n + {}^8\text{Li}^*$. Отметим, впрочем, что в эксперименте наблюдался узкий резонанс с энергией возбуждения 6.43(15) МэВ и шириной 40 ± 20 кэВ, а энергия возбуждения резонанса $7/2^-$ в наших расчетах 7.1(4) МэВ оказывается близкой к этому значению. Ширина же этого резонанса в канале $n + {}^8\text{Li}^*$ составляет 56(5) кэВ, что хорошо согласуется с шириной резонанса 6.43(15) МэВ. В расчетах в NCSMC также наблюдался очень узкий резонанс $7/2^-$ при близких энергиях, параметры которого не приводятся в работе [12].

В исследовании состояний положительной четности ядра ${}^9\text{Li}$ мы не обнаружили низколежащих резонансов.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В методе SS-HORSE на основе расчетов *ab initio* ядер ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{Li}$, выполненных в МОБИК с нуклон-нуклонным взаимодействием Daejeon16, исследованы связанные и резонансные состояния ядра ${}^9\text{Li}$.

В основе метода SS-HORSE лежат аналитические свойства S -матрицы, что позволяет осуществить расчет ее полюсов. Это дает возможность осуществить для энергий связанных состояний экстраполяцию результатов МОБИК на случай бесконечного базиса, причем SS-HORSE-экстраполяция, в отличие от других разработанных методов экстраполяций, является теоретически обоснованной. Кроме этого, метод SS-HORSE позволяет определить АНК в связанных состояниях.

Энергия основного состояния $3/2^-$ ядра ${}^9\text{Li}$, полученная в наших расчетах, совпадает с экспериментальным значением в отличие от предсказания подхода NCSMC [12] с межнуклонными взаимодействиями киральной эффективной теории поля, в котором состояние $3/2^-$ лежит выше и, соответственно, ближе к порогу $n + {}^8\text{Li}$ на 1.25 МэВ.

Наше предсказание для АНК в основном состоянии в канале $n + {}^8\text{Li}$ согласуется в пределах погрешности со значениями, полученными на основе анализа экспериментальных данных. Оценки АНК в канале $n + {}^8\text{Li}^*$ на основе эксперимента отсутствуют.

В отличие от основного состояния ${}^9\text{Li}$, наши предсказания энергии первого возбужденного состояния $1/2^-$ по сравнению с расчетами NCSMC хуже воспроизводят экспериментальные данные: энергия возбуждения состояния $1/2^-$ в наших расчетах равна 3.7 МэВ, в расчетах NCSMC — 1.67 МэВ, а экспериментальное значение — 2.691 МэВ. Таким образом, мы примерно на 1 МэВ завышаем, а NCSMC примерно на 1 МэВ занижает энергию возбуждения этого состояния.

Для АНК в канале $n + {}^8\text{Li}$ состояния $1/2^-$ мы получили несколько меньшее значение, чем полученное из анализа экспериментальных данных.

Нижайший резонанс $5/2^-$ может наблюдаться только в упругом канале рассеяния $n + {}^8\text{Li}$. Канал с возбужденным состоянием ядра ${}^8\text{Li}^*$ закрыт. Рассчитанные значения энергии и ширины резонанса близки к экспериментальным, но несколько больше их, а энергия и ширина этого резонанса, полученные в NCSMC, еще немного больше.

Бликие по энергиям перекрывающиеся резонансы $3/2_2^-$ и $3/2_3^-$ получились довольно широкими. Они существенно превосходят по ширине наблюдавшийся в той же области энергий резонанс неизвестной спин-четности с энергией возбуждения 5.38 МэВ и шириной 600 ± 100 кэВ [4]. В NCSMC получен резонанс $3/2_2^-$ с близкой к эксперименту шириной 590 кэВ, однако энергия возбуждения этого резонанса в расчетах NCSMC оказалось существенно меньше.

В канале $n + {}^8\text{Li}$ мы получили сравнительно широкий резонанс $7/2^-$, перекрывающийся с резонансами $3/2_2^-$ и $3/2_3^-$. В канале $n + {}^8\text{Li}^*$ с ядром ${}^8\text{Li}$ в возбужденном состоянии 1^+ этот резонанс поджат как близким порогом, так и центробежным барьером, поэтому ширина этого резонанса, полученная в канале $n + {}^8\text{Li}^*$, нам представляется существенно заниженной. Отметим, впрочем, что в эксперименте наблюдается узкий резонанс с энергией возбуждения 6.43(15) МэВ и шириной 40 ± 20 кэВ. Энергия возбуждения резонанса $7/2^-$ в наших расчетах 7.1(4) МэВ близка к этому значению, как и его ширина, для которой в канале $n + {}^8\text{Li}^*$ мы получили значение 56(5) кэВ. В расчетах в NCSMC также наблюдался очень узкий резонанс $7/2^-$ при близких энергиях.

В исследованиях состояний положительной четности ядра ${}^9\text{Li}$ мы не обнаружили низлежащих резонансов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 20-02-00357) и Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № 0818-2020-0005) с использованием ресурсов ЦКП “Центр данных ДВО РАН”.

Исследование также была частично поддержано Министерством энергетики США в рамках грантов DE-FG02-87ER40371 и DE-SC0023495 (SciDAC5/NUCLEI), а также Министерством науки и ИКТ и Национальным исследовательским фондом Кореи (2013M7A1A1075764).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. Guimarães, O. Camargo, R. Lichtenthäler, *et al.*, PoS (NIC-IX), 108 (2010).
2. J. Görres, H. Herndl, I. J. Thompson, and M. Wiescher, Phys. Rev. C **52**, 2231 (1995).
3. V. D. Efros, W. Balogh, H. Herndl, R. Hofinger, and H. Oberhummer, Z. Phys. A **355**, 101 (1996).
4. D. R. Tilley, J. H. Kelley, J. L. Godwin, D. J. Milener, J. E. Purcell, C. G. Sheu, and H. R. Weller, Nucl. Phys. A **745**, 155 (2004).
5. J. T. Huang, C. A. Bertulani, and V. Guimarães, At. Data Nucl. Data Tables **96**, 824 (2010).
6. B. Guo, Z. H. Li, W. P. Liu, X. X. Bai, G. Lian, S. Q. Yan, B. X. Wang, S. Zeng, J. Su, and Y. Lu, Nucl. Phys. A **761**, 162 (2005).
7. Z. Mao and A. Champagne, Nucl. Phys. A **522**, 568 (1991).
8. H.-L. Ma, B.-G. Dong, Y.-L. Yan, and X.-Z. Zhang, Eur. Phys. J. A **48**, 125 (2012).
9. P. Mohr, Phys. Rev. C **67**, 065802 (2003).
10. P. Descouvemont, Astrophys. J. **405**, 518 (1993).
11. S. B. Dubovichenko and A. V. Dzhazairov-Kakhramanov, Astrophys. J. **819**, 78 (2016).
12. C. McCracken, P. Navrátil, A. McCoy, S. Quaglioni, and G. Hupin, Phys. Rev. C **103**, 035801 (2021).
13. M. Piarulli, A. Baroni, L. Girlanda, A. Kievsky, A. Lovato, E. Lusk, L. E. Marcucci, S. C. Pieper, R. Schiavilla, M. Viviani, and R. B. Wiringa, Phys. Rev. Lett. **120**, 052503 (2018).
14. A. M. Shirokov, V. A. Kulikov, P. Maris, and J. P. Vary, in *NN and 3N Interactions*, Ed. by L. D. Blokhintsev and I. I. Strakovsky (Nova Science, Hauppauge, NY, 2014), Chap. 8, p. 231;
<https://novapublishers.com/wp-content/uploads/2019/05/Bindings-and-Spectra-of-Light-Nuclei-with-JISP16.pdf>
15. B. R. Barrett, P. Navrátil, and J. P. Vary, Prog. Part. Nucl. Phys. **69**, 131 (2013).
16. A. M. Shirokov, I. J. Shin, Y. Kim, M. Sosonkina, P. Maris, and J. P. Vary, Phys. Lett. B **761**, 87 (2016).
17. A. M. Shirokov, A. I. Mazur, I. A. Mazur, and J. P. Vary, Phys. Rev. C **94**, 064320 (2016).
18. I. A. Mazur, A. M. Shirokov, A. I. Mazur, and J. P. Vary, Phys. Part. Nucl. **48**, 84 (2017).
19. Л. Д. Блохинцев, А. И. Мазур, И. А. Мазур, Д. А. Савин, А. М. Широков, ЯФ **80**, 102 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 226 (2017)].
20. Л. Д. Блохинцев, А. И. Мазур, И. А. Мазур, Д. А. Савин, А. М. Широков, ЯФ **80**, 619 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 1093 (2017)].
21. A. M. Shirokov, A. I. Mazur, I. A. Mazur, E. A. Mazur, I. J. Shin, Y. Kim, L. D. Blokhintsev, and J. P. Vary, Phys. Rev. C **98**, 044624 (2018).
22. A. M. Shirokov, G. Papadimitriou, A. I. Mazur, I. A. Mazur, R. Roth, and J. P. Vary, Phys. Rev. Lett. **117**, 182502 (2016).
23. А. М. Широков, А. И. Мазур, В. А. Куликов, ЯФ **84**, 111 (2021) [Phys. At. Nucl. **84**, 131 (2021)].
24. H. Zhan, A. Nogga, B. R. Barrett, J. P. Vary, and P. Navrátil, Phys. Rev. C **69**, 034302 (2004).
25. P. Maris, J. P. Vary, and A. M. Shirokov, Phys. Rev. C **79**, 014308 (2009).
26. S. A. Coon, M. I. Avetian, M. K. G. Kruse, U. van Kolck, P. Maris, and J. P. Vary, Phys. Rev. C **86**, 054002 (2012).
27. S. A. Coon, in *Proceedings of the International Conference “Nuclear Theory in the Supercomputing Era — 2012” (NTSE-2012)*, Khabarovsk, Russia, June 18–22, 2012, Ed. by A. M. Shirokov and A. I. Mazur (Pacific National University, Khabarovsk, 2013), p. 171;
http://ntse.khb.ru/files/uploads/2012/proceedings/S_Coon.pdf
28. R. J. Furnstahl, G. Hagen, and T. Papenbrock, Phys. Rev. C **86**, 031301(R) (2012).
29. S. N. More, A. Ekström, R. J. Furnstahl, G. Hagen, and T. Papenbrock, Phys. Rev. C **87**, 044326 (2013).
30. M. K. G. Kruse, E. D. Jurgenson, P. Navrátil, B. R. Barrett, and W. E. Ormand, Phys. Rev. C **87**, 044301 (2013).
31. R. J. Furnstahl, S. N. More, and T. Papenbrock, Phys. Rev. C **89**, 044301 (2014).
32. D. Sääf and C. Forssén, Phys. Rev. C **89**, 011303(R) (2014).
33. S. König, S. K. Bogner, R. J. Furnstahl, S. N. More, and T. Papenbrock, Phys. Rev. C **90**, 064007 (2014).
34. R. J. Furnstahl, G. Hagen, T. Papenbrock, and K. A. Wendt, J. Phys. G **42**, 034032 (2015).
35. K. A. Wendt, C. Forssén, T. Papenbrock, and D. Sääf, Phys. Rev. C **91**, 061301(R) (2015).
36. S. A. Coon and M. K. G. Kruse, Int. J. Mod. Phys. E **25**, 1641011 (2016).
37. D. Odell, T. Papenbrock, and L. Platter, Phys. Rev. C **93**, 044331 (2016).
38. I. J. Shin, Y. Kim, P. Maris, J. P. Vary, C. Forssén, J. Rotureau, and N. Michel, J. Phys. G **44**, 075103 (2017).
39. G. A. Negoita, G. R. Luecke, J. P. Vary, P. Maris, A. M. Shirokov, I. J. Shin, Y. Kim, E. G. Ng, and C. Yang, in *Proceedings of the Ninth International Conference on Computational Logics, Algebras, Programming, Tools, and Benchmarking (COMPUTATION TOOLS 2018)*,

- Feb. 18–22, 2018, Barcelona, Spain* (IARIA, 2018), p. 20; arXiv: 1803.03215 [physics.comp-ph].
40. G. A. Negoita, J. P. Vary, G. R. Luecke, P. Maris, A. M. Shirokov, I. J. Shin, Y. Kim, E. G. Ng, C. Yang, M. Lockner, and G. M. Prabhu, *Phys. Rev. C* **99**, 054308 (2019).
 41. W. G. Jiang, G. Hagen, and T. Papenbrock, *Phys. Rev. C* **100**, 054326 (2019).
 42. J. M. Bang, A. I. Mazur, A. M. Shirokov, Yu. F. Smirnov, and S. A. Zaytsev, *Ann. Phys. (NY)* **280**, 299 (2000).
 43. A. M. Shirokov, Yu. F. Smirnov, and S. A. Zaytsev, in *Modern Problems in Quantum Theory*, Ed. by V. I. Savrin and O. A. Khrustalev (Moscow State University, Moscow, 1998), p. 184.
 44. С. А. Зайцев, Ю. Ф. Смиронов, А. М. Широков, *ТМФ* **117**, 227 (1998) [*Theor. Math. Phys.* **117**, 1291 (1998)].
 45. А. И. Базь, Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов, *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике* (Наука, Москва, 1971).
 46. A. G. Negoita, PhD Thesis (Iowa State University, 2010), ProQuest 3418277; <http://gradworks.umi.com/3418277.pdf>
 47. L.-B. Wang, P. Mueller, K. Bailey, G. W. F. Drake, J. P. Greene, D. Henderson, R. J. Holt, R. V. F. Janssens, C. L. Jiang, Z.-T. Lu, T. P. O'Connor, R. C. Pardo, K. E. Rehm, J. P. Schiffer, and X. D. Tang, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 142501 (2004).
 48. R. L. Workman *et al.* (Particle Data Group), *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2022**, 083C01 (2022).
 49. I. A. Mazur, A. M. Shirokov, I. J. Shin, A. I. Mazur, Y. Kim, P. Maris, and J. P. Vary, *Phys. Rev. C* **106**, 064320 (2022); arXiv: 2207.0736.

⁹Li BOUND AND RESONANT STATES WITH *NN* INTERACTION

Daejeon16

**I. A. Mazur^{1),2)}, A. I. Mazur¹⁾, V. A. Kulikov³⁾, A. M. Shirokov³⁾, I. J. Shin⁴⁾, Y. Kim⁴⁾,
P. Maris⁵⁾, J. P. Vary⁵⁾**

¹⁾*Pacific National University, Khabarovsk, Russia*

²⁾*Center for Exotic Nuclear Studies, Institute for Basic Science, Daejeon, Republic of Korea.*

³⁾*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

⁴⁾*Rare Isotope Science Project, Institute for Basic Science, Daejeon, Republic of Korea*

⁵⁾*Department of Physics and Astronomy, Iowa State University, Ames IA, USA*

Presented are the results for ⁹Li bound state energies and asymptotic normalization coefficients as well as for energies and widths of the low-lying ⁹Li resonances. These studies were performed within the SS-HORSE method based on *ab initio* No-Core Shell Model calculations with nucleon-nucleon interaction Daejeon16.

AB INITIO ИССЛЕДОВАНИЕ ШИРИН РАСПАДА ОКОЛОПОРОГОВЫХ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ ЯДРА ^{10}Be

© 2023 г. Д. М. Родкин¹⁾, Ю. М. Чувильский²⁾*

Поступила в редакцию 22.09.2022 г.; после доработки 22.09.2022 г.; принята к публикации 22.09.2022 г.

В рамках развитого авторами *ab initio* подхода — метода ортогональных функций кластерных каналов — впервые исследованы энергии и ширины реального и виртуального распадов околопороговых состояний ядра ^{10}Be в нейтронные каналы. Получено вполне удовлетворительное согласие рассчитанных значений этих величин с экспериментальными данными. Таким образом продемонстрированы хорошие перспективы применения данного и других *ab initio* подходов для описания процессов взаимодействия нейтронов с легкими атомными ядрами.

DOI: 10.31857/S004400272301049X, EDN: RHFPUK

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время акцент теоретических исследований свойств легких атомных ядер и процессов их столкновений с ядрами и нуклонами сместился в сторону использования микроскопических моделей, таких как антисимметризованная молекулярная динамика [1], фермионная молекулярная динамика [2], развитые версии обычной оболочечной модели и, в еще большей степени, в сторону так называемых *ab initio* подходов. Главной особенностью этих подходов являются использование A -нуклонного уравнения Шредингера и его решение с помощью развитых компьютерных кодов на широком функциональном базисе с использованием суперкомпьютеров. При этом межнуклонное взаимодействие описывается реалистическими потенциалами, полученными исходя из положений киральной эффективной теории поля [3–5] или из данных о нуклон-нуклонном рассеянии с использованием метода обратной J -матрицы [6].

Одним из наиболее популярных методов, описывающих структуру легких ядер, является модель оболочек без инертного кора (МОБИК, No-Core Shell Model, NCSM). Наиболее часто используется “каноническая” M -схема, базис которой строится из A -нуклонных детерминантов Слейтера [7–10]. Применяются и более изощренные варианты, в которых используются сложные базисные функции, например, $SU(3)$ -NCSM [11], оболочечная

модель Монте-Карло без инертного кора [12] и другие. Упомянем для полноты одну из первых схем, которую с полным правом можно отнести к классу *ab initio* — метод функций Грина, базирующийся на Монте-Карло-расчетах [13]. Подходы подобного рода успешно описывают различные свойства легких ядер вплоть до, по крайней мере, массы $A = 16$. Они хорошо обоснованы, согласуются с экспериментальными данными и дают достаточно надежные предсказания не измеренных до сих пор величин, характеризующих такие ядра.

МОБИК и подобные ей методы, однако, не приспособлены для непосредственного описания распада ядерных состояний и ядерных реакций. Для решения таких задач были предложены разные подходы, описывающие процесс перехода в кластерные каналы. В частности, один из таких подходов был представлен в упомянутой выше работе [2], которую также можно отнести к классу *ab initio*. Другая схема решения, в которой МОБИК дополняется асимптотическим решением уравнения теории рассеяния в осцилляторном представлении [14, 15], представлена в работе [16]. Среди подходов, нацеленных на решение обсуждаемых задач, наиболее развитыми представляются методы, которые объединяют МОБИК и модель резонирующих групп (МРГ) [17], а именно МОБИК/МРГ [18] и модель оболочек без инертного кора с континуумом (МОБИКК) [19], но их область применимости оказалась довольно узкой.

За последнее время авторами был разработан и проверен в рамках достаточно широкого круга задач новый подход — метод ортогональных функций кластерных каналов (МОФКК), который использует решения МОБИК-модели и базис ортогонализованных волновых функций

¹⁾Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, Москва, Россия.

²⁾Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына, Москва, Россия.

*E-mail: tchuvlyuri@gmail.com

(ВФ) кластерных каналов [20–25]. Одним из его преимуществ является относительная простота, которая позволяет проводить исследования распадных характеристик ядер — асимптотических нормировочных коэффициентов (АНК, asymptotic normalization coefficients, ANC) виртуального и ширины реального распада значительного числа ядерных систем, включая экзотические нестабильные ядра.

Ab initio подходы применялись и для описания процессов поглощения и испускания нейтронов ядрами, а также их упругого и неупругого рассеяния. Так, методами, представленными в [14, 15], в работе [26] изучался непрерывный спектр системы ${}^4\text{He} + n$. Описание фаз упругого и неупругого рассеяния нейтрона на ${}^4\text{He}$, а также на ядрах ${}^7\text{Li}$, ${}^{10}\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ в рамках различных версий МОБИК/МРГ и МОБИКК можно найти в публикациях [27–29]. В то же время следует указать, что эти работы нацелены в основном на совершенствование теоретических методов изучения непрерывного спектра систем нуклон + ядро. Резонансные эффекты в поведении фаз рассеяния, естественно, просматриваются и в основном удовлетворительно согласуются с наблюдаемыми в экспериментах, но вопрос об описании ширины резонансов практически не обсуждается. Таким образом, очень важная область физики взаимодействия нейтронов низкой энергии с ядрами осталась вне поля зрения авторов этих работ.

Большее внимание этой проблеме этот коллектив авторов уделяет в работах [19, 30], которые посвящены изучению нуклонно-нестабильного ядра ${}^7\text{He}$. Вычислены полные ширины распада во все открытые нейтронные каналы нескольких нижних состояний этого ядра. Для этих состояний открыты только каналы такого типа. Величины полной ширины определяются из анализа поведения фаз рассеяния нейтронов. Аналогичные в смысле выбора объекта и цели исследования проведены и в рамках другого, представленного в работах [14, 15], метода. Их результаты опубликованы в [31]. МОФКК также применялся для вычисления ширины каналов распада резонансов ядра ${}^7\text{He}$ [25], причем наряду с полными рассчитывались и парциальные ширины распада. Нужно отметить, что обсуждаемые резонансы не могут, по крайней мере в настоящее время, быть получены в реакциях с нейтронами. Поэтому все перечисленные работы прямого отношения к проблемам, характерным для физики взаимодействия нейтронов с ядрами, не имеют.

Более релевантными по отношению к этим проблемам являются работы [24, 32], в которых исследовались, в частности, и нейтронные каналы.

Во второй из них представлены результаты расчетов характеристик виртуального распада состояний ядра ${}^7\text{Li}$, а в первой, кроме того, и реального. В нашей работе получено вполне удовлетворительное, а при вычислении АНК — высокоточное описание извлеченных из эксперимента данных. Ниже, при обсуждении характеристик околопороговых резонансов, полученных в рамках данного исследования, мы привлечем и эти результаты.

В итоге становится очевидным, что процессы взаимодействия нейтронов небольшой энергии с ядрами крайне слабо изучены в рамках ab initio подходов, хотя первые исследования демонстрируют хорошие перспективы исследований такого типа.

В настоящей работе мы исследуем околопороговые резонансы ядра ${}^{10}\text{Be}$, точнее, в терминологии, характерной для описания взаимодействия нейтронов с ядрами, системы ${}^9\text{Be} + n$. Для расчета полной энергии связи состояний этой системы и энергии связи нейтрона в них используется M -схема МОБИК. В качестве потенциала, описывающего межнуклонное взаимодействие, используется хорошо зарекомендовавший себя в теоретических исследованиях разнообразных характеристик легких ядер Daejeon16 [6].

2. ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ФОРМАЛИЗМА И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ПРОЦЕДУРЫ

Кратко представим основные моменты МОФКК-подхода для частного случая, когда одним из фрагментов распада является нейтрон. Более подробно общий подход изложен в работах [21, 23]. Основным элементом данного метода является построение трансляционно-инвариантных A -нуклонных волновых функций канала $A = A_1 + n$ в виде суперпозиции детерминантов Слейтера (ДС).

ВФ отдельно взятого нейтронного канала c_κ определяется следующим выражением:

$$\Psi_A^{c_\kappa} = \hat{A} \{ \Psi_{A_1}^{\{k_1\}} \chi_n \varphi_{nlm}(\mathbf{p}) \}_{J_c J M_J T}, \quad (1)$$

где $\hat{A}$ — антисимметризатор, Ψ_{A_1} — трансляционно-инвариантная внутренняя ВФ ядра A_1 , задаваемая набором квантовых чисел $\{k_1\}$; χ_n — ВФ нейтрона, $\varphi_{nlm}(\mathbf{p})$ — ВФ относительного движения. Волновая функция канала (1) задается множеством квантовых чисел c_κ , которое включает в себя: $\{k_1\} n J_c J M_J T$, где J — полный момент, а J_c — спин канала. Описание формализма, позволяющего преобразовать выражение (1) в линейную комбинацию ДС, также можно найти в [21, 23].

Следует отметить, что ВФ (1) одного и того же канала c_κ с разными n не ортогональны. Построение ортонормированных базисных функций канала

c_κ производится путем диагонализации матрицы обменного ядра

$$\begin{aligned} \|N_{nn'}\| &= \langle \Psi_{A,n'}^{c_\kappa} | \Psi_{A,n}^{c_\kappa} \rangle = \\ &= \langle \Psi_{A_1}^{\{k_1\}} \chi_n \varphi_{n'lm}(\rho) | \hat{A}^2 | \Psi_{A_1}^{\{k_1\}} \chi_n \varphi_{nlm}(\rho) \rangle. \end{aligned} \quad (2)$$

Собственные значения и собственные функции матрицы обменного ядра задаются следующими выражениями:

$$\varepsilon_k = \langle \hat{A} \{ \Psi_{A_1}^{\{k_1\}} \chi_n f_l^k(\rho) | \hat{1} | \hat{A} \{ \Psi_{A_1}^{\{k_1\}} \chi_n f_l^k(\rho) \} \rangle; \quad (3)$$

$$f_l^k(\rho) = \sum_n B_{nl}^k \varphi_{nl}(\rho). \quad (4)$$

В результате ВФ ортонормированного базиса канала c_κ принимают вид

$$\Psi_{A,kl}^{SD,c_\kappa}(\rho) = \varepsilon_{k\kappa}^{-1/2} \left| \hat{A} \{ \Psi_{A_1}^{\{k_1\}} \chi_n f_l^k(\rho) \} \right\rangle. \quad (5)$$

Кластерный (в данном конкретном случае одним из кластеров является нейтрон) формфактор описывает относительное движение фрагментов A -нуклонной волновой функции. Он определяется выражением

$$\begin{aligned} F_l(r) &= \left\langle \Psi_A \left| \hat{A} \left\{ \Psi_{A_1} N^{-1/2}(\rho, \rho') \times \right. \right. \right. \\ &\times \left. \left. \left(\frac{1}{\rho^2} \delta(\rho - \rho') \right) Y_{lm}(\Omega_{\rho'}) \chi_n \right\} \right\rangle. \end{aligned} \quad (6)$$

Преобразованием

$$\delta(\rho - \rho') = \sum_n |\varphi_{nl}(\rho')\rangle \langle \varphi_{nl}(\rho)|, \quad (7)$$

с помощью формулы (2) он может быть представлен в форме разложения по осцилляторному базису ВФ относительного движения:

$$\Phi_A^{c_\kappa}(\rho) = \sum_k \varepsilon_{k\kappa}^{-1/2} \sum_{nn'} C_{AA_1}^{n'l} B_{nl}^k B_{n'l}^k \varphi_{nl}(\rho); \quad (8)$$

где коэффициент $C_{AA_1}^{nl}$ принимает вид:

$$C_{AA_1}^{nl} = \langle \hat{A} \{ \Psi_{A_1}^{\{k_1\}} \chi_n \varphi_{nl}(\rho) \} | \Psi_A \rangle; \quad (9)$$

спектроскопический фактор (СФ, spectroscopic factor, SF) определяется как норма нейтронного формфактора обсуждаемого канала c_κ . Его можно записать в виде

$$S_l^{c_\kappa} = \sum_k \varepsilon_k^{-1} \sum_{nn'} C_{AA_1}^{nl} C_{AA_1}^{n'l} B_{nl}^k B_{n'l}^k. \quad (10)$$

Как и в наших предыдущих работах [23, 24], мы используем процедуру сшивки формфактора с асимптотической волновой функцией соответствующего канала. Для случая реального распада

процедура включает, во-первых, нахождение точек сшивки ρ_m , в которых логарифмические производные формфактора и функции

$$\Xi_l(\rho) = (F_l^2(k_0\rho) + G_l^2(k_0\rho))^{1/2} \quad (11)$$

совпадают. После этого ширина резонанса рассчитывается с помощью выражения, подобного тому, которое используется в традиционной R -матричной теории:

$$\Gamma = \frac{\hbar^2}{\mu k} [\Xi_l(\rho)]^{-2} (\Phi_A^{c_\kappa}(\rho_m))^2. \quad (12)$$

В общем случае для виртуального распада состояний, лежащих в подпороговой области, вводятся следующие характеристики: асимптотический нормировочный коэффициент

$$\text{ANC} = \frac{\rho_m F_l(\rho_m)}{W_{-\eta, l+1/2}(2k_0\rho_m)} \quad (13)$$

и связанная с ним подбарьерная ширина [33]

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{subth}}^l(E) &= \frac{\hbar^2}{\mu} k \rho_m (F_l(\eta, kr)^2 + \\ &+ G_l(\eta, kr)^2)_{r=\rho_m}^{-1} \frac{W_{-\eta, l+1/2}^2(2k_0\rho_m)}{\rho_m} |\text{ANC}|^2, \end{aligned} \quad (14)$$

где $k_0 = \sqrt{2\mu E^{\text{res}}}/\hbar$, а $k = \sqrt{2\mu E}/\hbar$. Для нейтронных каналов, естественно, кулоновский параметр $\eta = 0$.

Кроме того, базы данных (см., например, [34]), содержащие информацию о нейтронных резонансах, для подпороговых состояний чаще приводят величину $2g\Gamma^l$, где приведенная ширина Γ^l в случае s -волнового резонанса определяется формулой

$$\Gamma^0 = \Gamma \sqrt{1 \text{ эВ}/|E^{\text{res}}|}, \quad (15)$$

а статистический множитель имеет вид

$$g = (2J + 1)/2(2J_{A_1} + 1). \quad (16)$$

Завершая обсуждение используемого формализма, выделим несколько характерных для него принципиальных особенностей.

1. Следует подчеркнуть, что наш подход отличается от традиционного R -матричного тем, что выбор точки сшивки четко определяется упомянутой процедурой, а не является подгоночным параметром.

2. Нейтронный формфактор в его новом (учитывающем требование ортогональности и нормировки, см. [23, 24]) определении позволяет сшить его с асимптотической волновой функцией на относительно малых расстояниях, где влияние ядерного взаимодействия мало по сравнению с эффектами, порожденными антисимметризацией.

Основными объектами представленных в настоящей работе исследований являются резонансы, вносящие вклад в сечения поглощения и испускания нейтронов при низких энергиях. В этих сечениях доминирует вклад нейтронной s -волны. Таким образом, наибольший интерес для данного исследования представляют резонансы отрицательной четности. Для расчета их ВФ используется базис, включающий все десятиуклонные функции, в которых число квантов возбуждения $N_{\max} = 1, 3, 5, 7, 9$. В то же время были проведены и исследования характеристик состояний положительной четности в этом диапазоне энергий. Эти вычисления удалось провести для базисов с $N_{\max} = 0, 2, 4, 6, 8, 10$. Размерность максимального из них составила 1.34×10^9 детерминантов Слейтера. Расчеты МОБИК были выполнены с помощью кода Bigstick [35], который удобен для использования на многопроцессорных вычислительных кластерах.

В наших предыдущих работах [23, 24] было показано, что для большинства каналов распада низколежащих резонансов даже не слишком большое отклонение расчетной энергии резонанса от экспериментальной сильно сказывается на величинах вычисленных парциальных ширин. Для подпороговых резонансов это также можно ожидать. По этой причине использование экспериментальных значений резонансных энергий для расчета ширин распада является предпочтительным. Энергии всех изучаемых в данной работе резонансов измерены с высокой точностью, и при вычислении ширин распада мы, хотя проводим вычисления и для теоретически рассчитанных значений энергии, в большей степени ориентируемся на измеренные значения. В таких случаях расчеты МОБИК используются только для получения волновых функций ядер $^{10,9}\text{Be}$. Отметим, что теоретические группы, ведущие параллельные нашим *ab initio* исследования процессов распада, в определенных ситуациях также используют подобную процедуру. Она получила в литературе название NCSM-pheno [36].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И ВЫВОДЫ

Основной целью данной работы является изучение характеристик виртуального и реального нейтронного распада состояний ядра ^{10}Be в околопороговой области энергий в рамках *ab initio* подхода. Обсуждению вопросов, касающихся сходимости результатов расчета энергии уровней этого ядра, точности этих результатов (“теоретической погрешности”) и влияния этой погрешности на точность расчетов различных наблюдаемых характеристик ядра ^{10}Be мы планируем посвятить отдельную публикацию. В то же время информация о характерном для используемой *ab initio* схемы

Таблица 1. Рассчитанные E_{th} и измеренные E_{exp} полные энергии связи нижних состояний ядра ^{10}Be и их энергии относительно порога распада в канал $^9\text{Be} + n$ $E_{\text{th}}^{\text{res}}$ и $E_{\text{exp}}^{\text{res}}$ (МэВ)

J^π	E_{th}	E_{exp}	$E_{\text{th}}^{\text{res}}$	$E_{\text{exp}}^{\text{res}}$
0^+	65.03	64.98	−6.609	−6.812
2^+	61.30	61.61	−2.881	−3.444
0^+	60.60	58.80	−2.179	−0.633
1^-	59.16	59.02	−0.739	−0.852
2^+	58.75	59.02	−0.328	−0.854
2^-	58.54	58.71	−0.115	−0.549
3^-	57.31	57.61	1.107	0.559

отличия вычисленных значений энергии резонансов от измеренной является полезной для решения задач физики взаимодействия нейтронов с ядрами в случаях, когда теория предсказывает наличие нового, не обнаруженного состояния. Для иллюстрации масштаба “теоретической погрешности” результаты расчета энергий нижних состояний ядра ^{10}Be представлены в табл. 1 вместе с соответствующими экспериментальными результатами. Важно отметить, что процедура данного расчета включает в себя не только непосредственную диагонализацию матрицы гамильтониана, но и экстраполяцию энергии каждого состояния до значения, ожидаемого на “бесконечном” базисе МОБИК-модели. Использовалась функция экстраполяции, предложенная в [37].

В проведенном расчете воспроизводятся все наблюдаемые в исследуемом диапазоне уровни и не предсказываются какие-либо другие. Имеет место хорошее соответствие между экспериментальными и теоретически рассчитанными полными энергиями связи этих состояний, максимальное отклонение не превышает 310 кэВ. Энергия основного состояния описывается с очень высокой точностью, что характерно для вычислений чётно-чётных ядер с помощью потенциала Daejeon16. Исключение составляет второй уровень 0^+ , полная энергия связи которого сильно переоценена. Причины такой переоценки не ясны. Единственное, что можно утверждать, что ее источником является какая-то особенность потенциала, а не дефект расчета или экстраполяции. За счет этой большой разницы энергий возникает и единственная представленная в обсуждаемом спектре “инверсия” — изменение последовательности уровней по сравнению с экспериментальной. На точность расчета резонансных энергий сказывается и погрешность в определении полной энергии связи основного состояния яд-

Таблица 2. Спектроскопические факторы (SF) каналов распада ядра ^{10}Be , вычисленные Γ_{th} и измеренные Γ_{exp} ширины распада состояний ядра ^{10}Be (* — ширина распада Γ)

J^π	$l(Jc)$	SF	$2g\Gamma^l(E_{\text{th}})$	$2g\Gamma^l(E_{\text{exp}})$	$2g\Gamma^0_{\text{exp}}$
1^-	0(1)	0.638	1.02 кэВ	1.00 кэВ	0.510 кэВ
	2(1)	0.131	$<10^{-10}$ эВ	$<10^{-10}$ эВ	
	2(2)	0.018	$<10^{-11}$ эВ	$<10^{-11}$ эВ	
2^+	1(1)	0.787	$<10^{-3}$ эВ	$<10^{-3}$ эВ	—
	1(2)	0.108	$<10^{-4}$ эВ	$<10^{-4}$ эВ	
2^-	0(2)	0.469	1.08 кэВ	1.03 кэВ	0.937 кэВ
	2(1)	0.235	$<10^{-10}$ эВ	$<10^{-10}$ эВ	
	2(2)	0.040	$<10^{-11}$ эВ	$<10^{-11}$ эВ	
3^-	2(1)	0.280	42.5 кэВ	9.08 кэВ	*15.7 кэВ
	2(2)	0.340	52.6 кэВ	11.29 кэВ	

ра ^9Be . Рассчитанное значение энергии оказалось равным 58.42 МэВ, т.е. заметно отличающимся от экспериментального значения, которое составляет 58.17 МэВ.

Рассчитанные в рамках описанной выше процедуры парциальные ширины распада околопороговых состояний ядра ^{10}Be содержатся в табл. 2. Форма их представления определяется формулами (11), (12), (14)–(16) и соответствует принятой в базах данных о нейтронных резонансах. Приведены не только ширины, вычисленные с использованием экспериментальных данных об энергиях распада, но и рассчитанные на основе теоретически вычисленных. Указаны также спектроскопические факторы соответствующих каналов. В подпороговой области приведенные ширины каналов, соответствующих парциальным волнам с ненулевым моментом относительного движения, чрезвычайно малы, они практически не влияют на величины сечений, о чем свидетельствуют представленные в таблице верхние границы. Для распада подпороговых резонансов в s -волновые каналы проведенные расчеты показали несколько неожиданное свойство. Оказалось, что зависимость их ширины от энергии не столь сильна. Даже отличие теоретического значения резонансной энергии уровня 2^- от измеренного, равное приблизительно 400 кэВ, изменяет результат на 5%. На ширину распада более глубоко лежащего уровня 1^- разность энергий ~ 100 кэВ сказывается еще меньше. Совершенно другая картина наблюдается для распада резонансов (по крайней мере лежащих выше порога испускания нейтрона) в каналы с ненулевым моментом относительного движения фрагментов. Это хорошо

видно на примере состояния 3^- . Различие ширины распада при разности энергий ~ 500 кэВ составляет 4–5 раз. Этот пример доказывает важность использования процедуры NCSM-pheno.

В табл. 2 представлены также известные из эксперимента полные ширины распада состояний отрицательной четности. Для уровней 2^- и 3^- наблюдается хорошее согласие результатов расчета с экспериментальными. Вычисленная ширина распада состояния 1^- превышает измеренную в 2 раза. Принимая во внимание тот факт, что ширины подпороговых резонансов извлекаются из сечений рассеяния с помощью сложных процедур, дающих неоднозначные результаты, этот теоретический результат также можно рассматривать как вполне удовлетворительный.

Отметим, что в нашей работе [24], посвященной ab initio исследованию спектра и распадных характеристик ядра ^7Li , наряду с другими результатами были получены АНК нейтронных и тритонных каналов виртуального распада двух нижних связанных состояний этого ядра, а также приведенная нейтронная ширина состояния $1/2^+$, которое лежит немного ниже нейтронного порога и распадается в канал $^4\text{He} + t$. Как указано выше, величины АНК тритонных каналов распада двух нижних уровней ^7Li в пределах ошибки совпадают с извлеченными из эксперимента значениями, полученными в работе [38]. Экспериментальной информации об АНК нейтронных каналов этих состояний до сих пор не получено, но наши результаты находятся в хорошем согласии с результатами работы [32], полученными методом функций Грина, базирующимся на Монте-Карло-расчетах. Вычисленная нами приведенная нейтронная ширина состояния $1/2^+$ оказалась примерно в 2 раза больше экспериментальной, представленной в [34]. Таким образом, качество результатов, касающихся подпороговых резонансов, полученных в [24] и настоящей работе, находится на одном и том же уровне. Совместный анализ этих результатов говорит о хороших возможностях развиваемого подхода, в том числе и для решения многоканальных задач.

Следует добавить, что несмотря на наличие непосредственной связи между АНК и шириной подпорогового резонанса (14), изученные в различных исследованиях АНК и изученные в данной работе ширины виртуального распада находятся в разных частях спектров связанных состояний ядер. Наибольший интерес представляют асимптотические нормировочные коэффициенты состояний нижней части этих спектров, а при исследовании взаимодействия нейтронов с ядрами играют существенную роль резонансы, расположенные около

порога. Поэтому условия применения теоретических подходов для вычисления этих величин существенно различаются. Вследствие этого теоретические исследования подпороговых резонансов и сравнение их результатов с измеренными могут дать дополнительные возможности тестирования используемых в расчетах NN -потенциалов.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые один из *ab initio* подходов к расчету характеристик легких ядер — метод ортогональных функций кластерных каналов — был целенаправленно использован для теоретического описания процессов взаимодействия медленных нейтронов с легкими атомными ядрами.

В отличие от известных из международной литературы подходов, этот метод применим для расчета не только полных, но и парциальных ширин распада ядер в различные каналы.

Получено вполне удовлетворительное описание распадных характеристик известных околопороговых состояний ядра ^{10}Be .

Обнаружено, что для распада подпороговых резонансов в s -волновые каналы зависимость их ширины от энергии не столь сильна.

В итоге продемонстрированы хорошие перспективы применения данного и других *ab initio* подходов для описания процессов взаимодействия нейтронов с легкими атомными ядрами.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00096, <https://rscf.ru/project/22-22-00096/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Y. Kanada-En'yo and H. Horiuchi, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **142**, 205 (2001).
2. T. Neff and H. Feldmeier, *Int. J. Mod. Phys. E* **17**, 2005 (2008).
3. D. R. Entem and R. Machleidt, *Phys. Rev. C* **66**, 014002 (2002).
4. D. R. Entem and R. Machleidt, *Phys. Rev. C* **68**, 041001 (2003).
5. R. Machleidt and D. R. Entem, *Phys. Rep.* **503**, 1 (2011).
6. A. M. Shirokov, I. J. Shin, Y. Kim, M. Sosonkina, P. Maris, and J. P. Vary, *Phys. Lett. B* **761**, 87 (2016).
7. P. Navratil, S. Quaglioni, I. Stetcu, and B. Barrett, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **36**, 083101 (2009).
8. P. Navratil and S. Quaglioni, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 042503 (2012).
9. A. R. Barrett, P. Navratil, and J. P. Vary, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **69**, 131 (2013).
10. C. Stump, J. Braun, and R. Roth, *Phys. Rev. C* **93**, 021301 (2016).
11. A. C. Dreyfuss, K. D. Launey, and T. Dytrych, *Phys. Rev. C* **95**, 044312 (2017).
12. T. Abe, P. Maris, T. Otsuka, N. Shimizu, Y. Utsuno, and J. P. Vary, *Phys. Rev. C* **86**, 054301 (2012).
13. S. C. Pieper, R. B. Wiringa, and J. Carlson, *Phys. Rev. C* **70**, 054325 (2004).
14. H. A. Yamani and L. Fishman, *J. Math. Phys.* **16**, 410 (1975).
15. Yu. F. Smirnov and Yu. I. Nechaev, *Kinam.* **4**, 445 (1982).
16. J. M. Bang, A. I. Mazur, A. M. Shirokov, Yu. F. Smirnov, and S. A. Zaytsev, *Ann. Phys. (NY)* **280**, 299 (2000).
17. J. A. Wheeler, *Phys. Rev.* **52**, 1083; 1107 (1937).
18. S. Quaglioni and P. Navratil, *Phys. Rev. C* **79**, 044606 (2009).
19. S. Baroni, P. Navratil, and S. Quaglioni, *Phys. Rev. C* **87**, 034326 (2013).
20. Д. М. Родкин, Ю. М. Чувильский, *Письма в ЖЭТФ* **108**, 459 (2018).
21. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, *J. Phys.: Conf. Ser.* **966**, 012022 (2018).
22. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, *Phys. Lett. B* **788**, 238 (2019).
23. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, *Chin. Phys. C* **44**, 12410 (2020).
24. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, *Phys. Rev. C* **103**, 024304 (2021).
25. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, *Phys. Rev. C* **104**, 044323 (2021).
26. I. A. Mazur, A. M. Shirokov, A. I. Mazur, and J. P. Vary, *Phys. Part. Nucl.* **48**, 84 (2017).
27. S. Quaglioni and P. Navratil, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 092501 (2008).
28. P. Navratil, R. Roth, and S. Quaglioni, *Phys. Rev. C* **82**, 034609 (2010).
29. G. Hupin, J. Langhammer, P. Navratil, S. Quaglioni, A. Calci, and R. Roth, *Phys. Rev. C* **88**, 054622 (2013).
30. S. Baroni, P. Navratil, and S. Quaglioni, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 022505 (2013).
31. I. A. Mazur, A. M. Shirokov, I. J. Shin, A. I. Mazur, Y. Kim, P. Maris, and J. P. Vary, *arXiv: 2001.08898v1 [nucl-th]*.
32. K. M. Nollett and R. B. Wiringa, *Phys. Rev. C* **83**, 041001(R) (2011).
33. A. M. Mukhamedzhanov and R. E. Tribble, *Phys. Rev. C* **59**, 3418 (1999).
34. S. I. Sukhoruchkin, Z. N. Soroko, A. Brusegan, F. Corvi, P. Rullhusen, and H. Weigmann, *Low Energy Neutron Physics* (Springer, 1998).
35. C. W. Johnson, W. E. Ormand, K. S. McElvain, and H. Shan, *arXiv: 1801.08432*.
36. J. Dohet-Eraly, P. Navrátil, S. Quaglioni, W. Horiuchi, G. Hupin, and F. Raimondi, *Phys. Lett. B* **757**, 430 (2016).
37. I. J. Shin, Y. Kim, P. Maris, J. P. Vary, C. Forssén, J. Rotureau, and N. Michel, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **44**, 075103 (2017).
38. S. B. Igamov and R. Yarmukhamedov, *Nucl. Phys. A* **781**, 247 (2007).

AB INITIO STUDY OF NEAR-THRESHOLD NEUTRON RESONANCES DECAY WIDTHS OF ^{10}Be NUCLEUS

D. M. Rodkin¹⁾, Yu. M. Tchuvil'sky²⁾

¹⁾*Dukhov Research Institute for Automatics, Moscow, Russia*

²⁾*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

Within the framework of the *ab initio* approach developed by the authors — method of orthogonal functions of cluster channels — the energies and widths of the real and virtual decay of the near-threshold states of ^{10}Be nucleus into neutron channels are studied for the first time. Quite satisfactory agreement is obtained between the calculated values of these quantities and the experimental data. Thus, good prospects for the use of this and other *ab initio* approaches to describe the processes of interaction of neutrons with light atomic nuclei are demonstrated.

ПРОЯВЛЕНИЕ СТРУКТУРЫ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ ЯДРА $^{16}\text{O}(\text{g. s.}; 3^-, 6.13 \text{ МэВ})$ В РЕАКЦИЯХ $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}$ И $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}$

© 2023 г. Л. И. Галанина^{1)*}, Н. С. Зеленская¹⁾,
В. М. Лебедев¹⁾, Н. В. Орлова¹⁾, А. В. Спасский¹⁾

Поступила в редакцию 15.09.2022 г.; после доработки 15.09.2022 г.; принята к публикации 15.09.2022 г.

Структура волновых функций ядра $^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ исследована с использованием экспериментальных угловых распределений дифференциальных сечений реакций $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ при $E_\alpha = 30.3 \text{ МэВ}$. Анализ проведен в рамках метода связанных каналов с учетом прямых механизмов (срыва протона и передачи тяжелого кластера ^{12}C) и в модели составного ядра. Каждый из рассмотренных механизмов обусловлен конкретной конфигурацией волновой функции ядра ^{16}O и вносит существенный вклад в экспериментальное сечение.

DOI: 10.31857/S0044002723010208, EDN: RBQFWS

1. ВВЕДЕНИЕ

Структура дважды магического ядра ^{16}O активно изучается экспериментально и теоретически. Спектр возбужденных состояний ядра не имеет однозначного описания ни в одной из существующих моделей. К настоящему времени установлено, что волновые функции (ВФ) основного состояния ^{16}O и его возбужденных 0^+ -уровней имеют двойственную природу: оболочечные ВФ в потенциале среднего поля, включающего остаточные парные взаимодействия, и α -кластерные, которые могут иметь конфигурации 4α и $\alpha + ^{12}\text{C}$.

В [1] при изучении монополюсных возбуждений первых шести 0^+ -уровней показано, что до энергии возбуждения $E^* \sim 16 \text{ МэВ}$ экспериментальная силовая функция монополюсного возбуждения в $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)$ -рассеянии удовлетворительно описывается в 4α -кластерной модели при учете оболочечных и $\alpha + ^{12}\text{C}$ конфигураций. При энергиях в интервале $16 < E^* < 40 \text{ МэВ}$ три первых структурных пика соответствуют оболочечным возбуждениям. Для $\alpha + ^{12}\text{C}$ конфигураций в [1] рассчитаны спектроскопические факторы, характеризующие распад $^{16}\text{O}(\text{g. s.}) = \alpha + ^{12}\text{C}$.

Для состояния ($3^-, 6.13 \text{ МэВ}$) подобных исследований нет. Классификация этого уровня как

члена полосы, аналогичной ротационной, предложена в [2]. Структура ядра ^{16}O рассматривается в двух конфигурациях: T_d -инвариантного 4α -тетраэдра и кластерной $\alpha + ^{12}\text{C}$. Состояния $0_{\text{g. s.}}^+, 3^-, 4^+$ (6.13 МэВ) и 4^+ (10.4 МэВ) интерпретируются как уровни одной полосы, полученной деформацией основного состояния 4α -тетраэдра (что объясняет наличие интенсивного $E3$ -перехода). В $\alpha + ^{12}\text{C}$ конфигурации выделены уровни, объединенные в полосы с $K = 0^+$ и $K = 0^-$. Существование $\alpha + ^{12}\text{C}$ конфигураций в различных состояниях ядра ^{16}O подтверждено в [3] в рамках современной нуклон-кластерной модели оболочек.

Согласно [1, 2] ВФ $0_{\text{g. s.}}^+$ и 3^- (6.13 МэВ) уровней ядра ^{16}O включают в себя, по крайней мере, три конфигурации: оболочечные в среднем поле ядра, деформационные полосы 4α -тетраэдра и кластерные конфигурации $\alpha + ^{12}\text{C}$. В различных механизмах протекания реакций $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ могут доминировать конкретные конфигурации ВФ конечного ядра. Оболочечные возбуждения, подтвержденные для рассматриваемой энергии в [1], обосновывают использование механизмов срыва протона для (α, t) -реакции и составного ядра (СЯ) для обеих реакций. Механизмом, чувствительным к наличию $\alpha + ^{12}\text{C}$ конфигурации, является передача тяжелого кластера ^{12}C . Наличие в ядре ^{16}O интенсивного $E3$ -перехода между основным и 3^- -состояниями обосновывает использование формализма метода связи каналов (МСК) в предположении механизма

¹⁾Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия.

*E-mail: galan_lidiya@mail.ru

коллективного возбуждения (МКВ) состояния 3^- ядра ^{16}O .

В настоящей работе проведен анализ всех указанных механизмов для угловых зависимостей экспериментальных дифференциальных сечений реакций $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$, полученных нами ранее [4, 5] при $E_\alpha = 30.3$ МэВ. Вклады прямых механизмов срыва протона и передачи кластера ^{12}C (рис. 1) с учетом связи каналов ядра ^{16}O рассчитаны с использованием кода FRESKO [6] (модель ССВА). Вклад механизма СЯ определен в коде TALYS [7].

В следующем разделе изложен аппарат расчета спектроскопических амплитуд (СА), необходимых для расчета сечений прямых механизмов. В разд. 3 обсуждается выбор оптимальных параметров для расчета сечений реакций. В разд. 4 проведено сопоставление экспериментальных дифференциальных сечений обеих реакций с рассчитанными. В Заключении проведено краткое суммирование полученных результатов.

2. СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ АМПЛИТУДЫ ДЛЯ ПРЯМЫХ МЕХАНИЗМОВ

Мы рассчитали СА в каждой вершине полюсных диаграмм рис. 1 с использованием оболочечных ВФ ядер ^{15}N и ^{16}O .

Ядро ^{15}N в основном состоянии $1/2^-$ определяется дырочной протонной конфигурацией $|1p^{-1}\rangle$ в замкнутой $1p$ -оболочке, так что его ВФ в LS -связи имеет одну компоненту (оболочку $|1s^4\rangle$ опускаем)

$$\Psi_{1/2^-, T=1/2} = |(1p)^{11}[443]: ^{22}P\rangle. \quad (1a)$$

ВФ основного состояния 0^+ дважды магического ядра ^{16}O в LS -связи имеет вид

$$\Psi_{0^+, T=0} = |p^{12}[444]^{11}S\rangle. \quad (1б)$$

ВФ состояния 3^- в ^{16}O нами определена как частично-дырочная протонная конфигурация $|1p^{-1}1d\rangle$

$$\Psi_{3^-, T=0} = |p^{11}[443]^{22}P, ^{22}d: ^{11}F\rangle. \quad (1в)$$

СА $^{B \rightarrow x+C}_{\Lambda I}$ отделения кластера x со спином J_x от ядра B с последующей схемой связи моментов $\langle \Lambda J_x | I \rangle \langle J_C I | J_B \rangle$ определяется выражением [8]

$$\begin{aligned} \text{СА}_{\Lambda I}^{B \rightarrow x+C} &= \sum_{L_i} \tilde{\Theta}_{\Lambda L_B L_C L_i L_x S_B S_C S_x}^{B \rightarrow x+C} \times \\ &\times \sqrt{(2J_C + 1)(2I + 1)(2L_B + 1)(2S_B + 1)} \times \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} &\times U(\Lambda L_x I S_x : L_i J_x) \begin{Bmatrix} L_C & S_C & J_C \\ L_i & J_x & I \\ L_B & S_B & J_B \end{Bmatrix} \times \\ &\times \langle T_C \tau_C t_x \tau_x | T_B \tau_B \rangle, \end{aligned}$$

где L_k, S_k, J_k ($k = B, C, x$) — орбитальные моменты, спины и полные моменты ядер, $\langle T_C \tau_C t_x \tau_x | T_B \tau_B \rangle$ — коэффициент векторного сложения изоспиновых переменных, Λ, I — орбитальный и полный момент, уносимый кластером x .

В (2) $\tilde{\Theta}_{\Lambda L_B L_C L_i L_x S_B S_C S_x}^{B \rightarrow x+C}$ — СА в LS -связи, для $x \leq \alpha$ ($L_x = 0, J_x = s_x$) имеющие вид

$$\begin{aligned} \tilde{\Theta}_{\Lambda L_B L_C L_i L_x S_B S_C S_x}^{B \rightarrow x+C} &= \left(\frac{A_B}{A_C} \right)^{\frac{N_x}{2}} \begin{pmatrix} n_B \\ n_C \end{pmatrix}^{1/2} \times \\ &\times \sum_{L', L''} a_{L_B S_B} a_{L_C S_C} [f_C] \times \\ &\times \text{GK}_{L_C L' L''}^{x\Lambda} K_x(L', L'' : \Lambda). \end{aligned} \quad (3)$$

В (3) N_x — главное квантовое число отдельного кластера, A_B, A_C — массы ядер B и C , n_B, n_C — число нуклонов ядер B и C во внешних оболочках, $\text{GK}_{L_C L' L''}^{x\Lambda}$ — обобщенный генеалогический коэффициент (ГК) [9] отделения x нуклонов из ядра B в смешанной ($L'' \neq 0$) или чистой ($L'' = 0, L' = \Lambda$) оболочечных конфигурациях, $K_x(L', L'' : \Lambda)$ — обобщенные коэффициенты Тальми (КТ) [9], выделяющие в ВФ этих нуклонов их внутреннюю ВФ, $a_{L_B S_B} [f_B], a_{L_C S_C} [f_C]$ — коэффициенты разложения ВФ ядер B и C по базису LS -связи [10].

Найдем выражения для ГК и КТ для всех вершин распада на рис. 1. Отметим, что в распадах $^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-) \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}(L_C)$ $S_C = 0, J_C = L_C = 0, 2, 4$. Для вершин распада α -частицы и ядер ^{16}O и ^{15}N в основных состояниях $L'' = 0, L' = \Lambda_i$. Для вершины $\alpha \rightarrow p + t$ $L' = 0$, так что $\text{СА}^{\alpha \rightarrow t+p} = \sqrt{2}$.

Для чистых оболочечных конфигураций ВФ в вершинах $^{16}\text{O}(\text{g. s.}) \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}(L_C)$ и $^{15}\text{N}(\text{g. s.}) \rightarrow t + ^{12}\text{C}(L_C)$ (рис. 1б, в) ГК определяются отделением трех и четырех нуклонов для ядер $1p$ -оболочки. Соответствующие КТ [9] равны

$$\begin{aligned} K_t\{(1p)^3[3]\Lambda\} &= \frac{\sqrt{2}}{3}, \quad N_t = 3, \\ K_\alpha\{(1p)^4[4]\Lambda\} &= \frac{1}{4}\sqrt{\frac{3}{2}}, \quad N_\alpha = 4. \end{aligned} \quad (4)$$

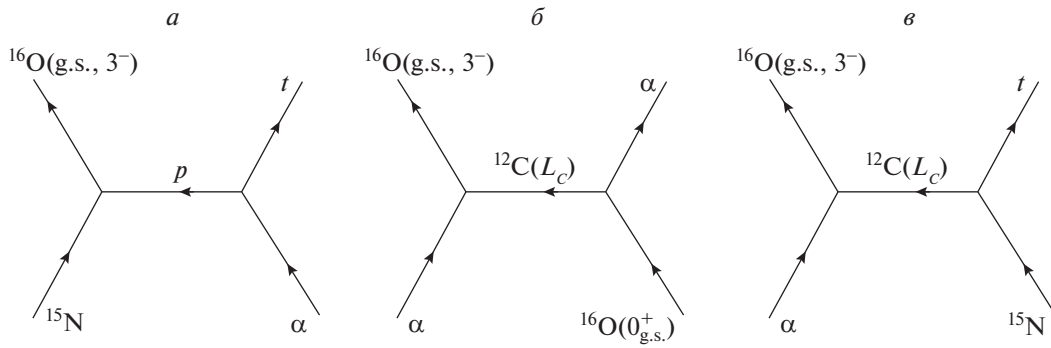


Рис. 1. Полюсные диаграммы, иллюстрирующие прямые механизмы срыва протона (а) и передачи кластера ^{12}C (б, в) в реакциях $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$.

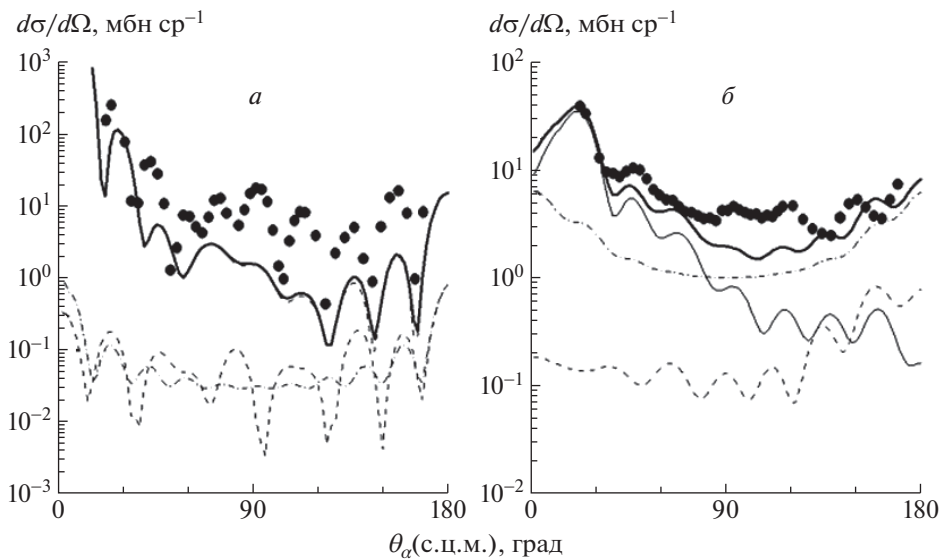


Рис. 2. Дифференциальное сечение реакции $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$, рассчитанное в настоящей работе, в сравнении с экспериментальным [4]. Кривыми показаны сечения отдельных механизмов: сплошная тонкая — МСК, штриховая — передача кластера ^{12}C , штрихпунктирная — механизм СЯ. Полное сечение — сплошная жирная кривая.

Для смешанных оболочечных конфигураций ВФ в вершине отделения протона $^{16}\text{O}(3^-) \rightarrow ^{15}\text{N} + p$ (рис. 1а)

$$\begin{aligned} \text{GK}_{LC L' L''=0}^{p\Lambda} &= \frac{1}{\sqrt{12}} \times \\ &\times \langle \{p^{11}[443]^{22}P, ^{22}d\} : ^{11}F | p^{11}[443]^{22}P, ^{22}d \rangle = \\ &= \frac{1}{\sqrt{12}} \delta_{\Lambda 2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Для вершины распада $^{16}\text{O}(3^-) \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}(L_C)$ (рис. 1б, в)

$$\begin{aligned} \text{GK}_{LC L' L''=2}^{\alpha\Lambda} &= - \left(\frac{11}{3} \right)^{1/2} \left(\frac{12}{4} \right)^{-1/2} \times \\ &\times \langle \{ (1p)^{11}[443]^{22}P, ^{22}d \} : ^{11}F | (1p)^8[44]^{11}L_C; \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \{ (1p)^3[3]^{22}L', ^{22}d \} ^{11}\Lambda \rangle &= - \left(\frac{11}{3} \right)^{1/2} \left(\frac{12}{4} \right)^{-1/2} \times \\ &\times \sqrt{15(2L_C+1)(2\Lambda+1)} \left\{ \begin{matrix} L_C & 0 & L_C \\ L' & 2 & \Lambda \\ 1 & 2 & 3 \end{matrix} \right\} \times \\ &\times \langle (1p)^{11}[443]^{22}P | (1p)^8[44]^{11}L_C; (1p)^3[3]^{22}L' \rangle; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} K_\alpha \{ (1p)^3[3]L', (1d) : \Lambda_1 \} &= \\ &= 2K_t \{ (1p)^3[3]L' \} \langle 3L'22 | 3, 1 | 5\Lambda_1 00 : \Lambda_1 \rangle, \end{aligned} \quad (7)$$

где $K_t \{ (1p)^3[3]L' \}$ определен в (4), а $\langle 3L'22 | 3, 1 | 5\Lambda_1 00 : \Lambda_1 \rangle$ — коэффициент Тальми для частиц с разными массами [9].

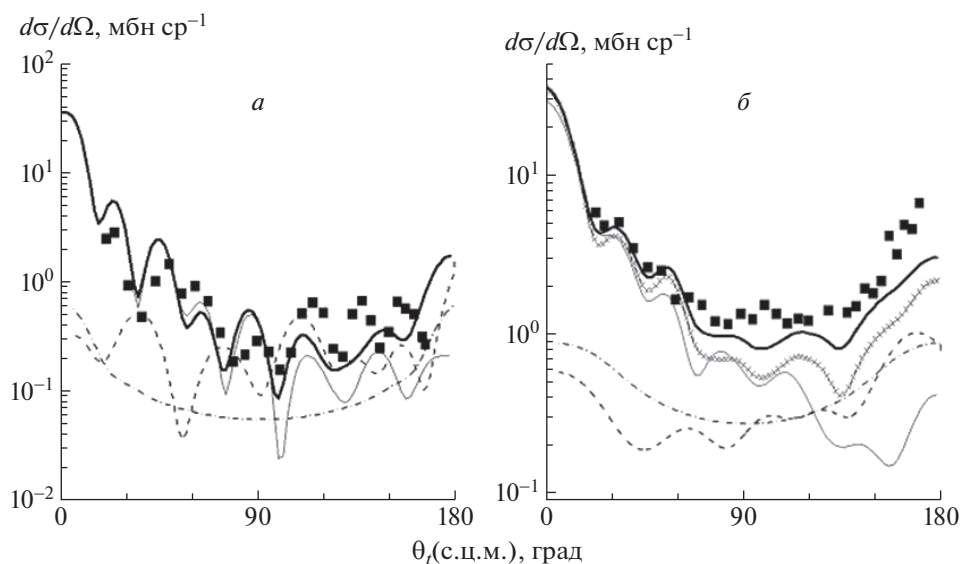


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для реакции $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(\text{г. с.}, 3^-)$. Экспериментальные данные взяты из [5]. Кривые — сечения отдельных механизмов: сплошная тонкая — срыв протона, штриховая — передача кластера ^{12}C , штрихпунктирная — механизм СЯ, кривая с крестами — сечение прямых механизмов при когерентном суммировании их амплитуд. Полное сечение — сплошная жирная кривая.

Используя соотношения (2)–(7), мы рассчитали СА для всех разрешенных правилами отбора значений L_C, L_i, I_i . Полученные значения СА приведены в табл. 1 (столбец CA_{06}).

3. РАСЧЕТ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(\text{г. с.}, 3^-)$ И $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(\text{г. с.}, 3^-)$

Дифференциальные сечения α -рассеяния и (α, t) -реакции рассчитаны нами для прямых механизмов срыва протона (рис. 1а) и передачи тяжелого кластера $^{12}\text{C}(L_C)$ (рис. 1б, в) по коду FRESKO [6]. Результаты обнаружили значительную чувствительность сечений к параметрам расчета. Сильная зависимость результатов расчета от параметров мнимой части оптического потенциала (ОП) в задней полусфере требует координации выбора СА при расчете вклада механизма передачи кластера ^{12}C , который существенен именно в области больших углов.

Все используемые параметры: параметры ОП, коэффициенты связи между уровнями в МСК, СА в вершинах распадов — были одинаковыми в обеих реакциях.

3.1. Выбор параметров оптических потенциалов

ОП выбирались в форме Вудса–Саксона с параметрами, рассчитанными по формулам глобальных оптических потенциалов [11], или полученными

в [5]. Используемые в расчетах значения вместе с геометрическими параметрами потенциалов связанных состояний во всех вершинах распада приведены в табл. 2.

3.2. Коэффициенты связи каналов для кулоновского и ядерного потенциалов

Наличие интенсивного электромагнитного $E3$ -перехода между уровнями $^{16}\text{O}(\text{г. с.})$ и $^{16}\text{O}(3^-)$ обосновывает введение сильной связи между этими состояниями. Нами выбран реализованный во FRESKO вариант задания связи непосредственно из экспериментальной интенсивности $E3$ -перехода $B(E3) = (205 \pm 11) e^2 \text{Фм}^6$ [12]. Соответствующий коэффициент связи STR_C для кулоновского потенциала определялся соотношением

$$\text{STR}_C = \sqrt{(2J_B + 1)B(E3; 3^- \rightarrow 0_{\text{г.с.}}^+)} = 37.6 e \text{Фм}^3.$$

Для ядерной части потенциала коэффициент связи варьировался на уровне 10% от STR_C и при оптимальном согласии с экспериментом составил $\text{STR}_{\text{nucl}} = 2.5 e \text{Фм}^3$.

3.3. Выбор спектроскопических амплитуд для прямых механизмов

При расчетах сечений прямых механизмов передачи необходимыми параметрами являются СА.

Таблица 1. Спектроскопические амплитуды в вершинах распада ядер $^{15}\text{N}(1/2^-)$, $^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$, полученные в оболочечной модели ($\text{CA}_{\text{об}}$) и использованные в расчетах ($\text{CA}_{\text{исп}}$)

Механизм срыва протона					
Вершины распада	J_B	Λ	I	$\text{CA}_{\text{об}}$	$\text{CA}_{\text{исп}}$
$^{16}\text{O}(J_B) \rightarrow ^{15}\text{N} + p$	0	0	1/2	1.1	1.1
	3	2	5/2	-0.4	-0.8
Механизм передачи кластера ^{12}C					
	L_C	Λ	I	$\text{CA}_{\text{об}}$	$\text{CA}_{\text{исп}}$
$^{15}\text{N}(\text{g. s.}) \rightarrow t + ^{12}\text{C}(L_C)$	0	1	1/2	0.7	0.7
	2	1	3/2	1.7	1.7
		3	5/2	1.1	1.1
	4	3	7/2	2.8	2.8
$^{16}\text{O}(\text{g. s.}) \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}(L_C)$	0	0	0	0.6	0.8
	2	2	2	1.1	1.2
	4	4	4	1.6	0.95
$^{16}\text{O}(3^-) \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}(L_C)$	0	3	3	0.2	0.4
	2	1	1	0.2	0.4
		3	3	0.5	1.0
	4	1	1	0.1	0.2
		3	3	0.4	0.8
		5	3	0.6	1.2

Таблица 2. Параметры оптических потенциалов с объемным и поверхностным (**) поглощением, использованные в настоящей работе

Канал	$V, \text{МэВ}$	$r_V, \text{Фм}$	$a_V, \text{Фм}$	$W, \text{Фм}$	$r_W, \text{Фм}$	$a_W, \text{Фм}$	$r_C, \text{Фм}$	Литература
$\alpha + ^{16}\text{O}$	148.72	1.145	0.760	14.76	1.76	0.6	1.436	[11]
$\alpha + ^{12}\text{C}$	146.481	1.13	0.76	13.288	1.255	0.6	1.25	[11]
$\alpha + ^{15}\text{N}$	187.4	1.268	0.625	28.76	1.539	0.145	1.3	[5]
$t + ^{16}\text{O}$	130.0	1.07	0.79	11.17**	1.67	0.72	1.3	[5]
$^{16}\text{O} = \alpha + ^{12}\text{C}$		$R = 4.46^*$	0.65					
$^{16}\text{O} = p + ^{15}\text{N}$		1.25	0.65					
$^{15}\text{N} = t + ^{12}\text{C}$		1.25	0.65					

* $R = r(A_\alpha^{1/3} + A_{^{12}\text{C}}^{1/3})$.

Первоначально мы использовали значения СА, рассчитанные в модели оболочек (разд. 2) и приведенные в табл. 1 в столбце $\text{CA}_{\text{об}}$. Эти значения не варьировались для вершин распада α -частицы и

ядра ^{15}N . СА для вершин распада ядра ^{16}O в обоих состояниях менялись.

СА характеризует вероятность распада ядра в данной вершине. Вероятность отделения протона

из возбужденного состояния $^{16}\text{O}(3^-)$ из физических соображений не должна быть значительно меньше его отделения из основного состояния в силу меньшей энергии связи протона. Поэтому значение CA_{06} в распаде $^{16}\text{O}(3^-) = p + ^{15}\text{N}$ было увеличено вдвое до $\text{CA}_{\text{исп}} = -0.8$.

Необходимые СА для механизма передачи кластера ^{12}C в вершинах распада ядра $^{16}\text{O}(\text{g. s.}) = \alpha + ^{12}\text{C}(L_C)$, найденные в соответствии с (2), но с ВФ $^{12}\text{C}(L_C)$ в полумикроскопической кластерной модели, взяты из [1]. Отметим, что для $L_C = 0$ и 2 CA_{06} совпадают с СА [1] с достаточно хорошей точностью $\sim 15\%$, а для $L_C = 4$ — расходятся.

Подобная информация о распадах $^{16}\text{O}(3^-) = \alpha + ^{12}\text{C}(L_C)$ в литературе отсутствует. При подборе значений СА для вершины распада ядра $^{16}\text{O}(3^-) = \alpha + ^{12}\text{C}(L_C)$ учитывалось, что вклад механизма передачи кластера $^{12}\text{C}(L_C = 4)$ максимален в области больших углов, поскольку это накладывает ограничения на величину соответствующей СА. В результате CA_{06} в распадах $^{16}\text{O}(3^-) = \alpha + ^{12}\text{C}(L_C)$, аналогично распадам $^{16}\text{O}(3^-) = p + ^{15}\text{N}$, также были увеличены вдвое. Используемые значения СА приведены в табл. 1 (столбец $\text{CA}_{\text{исп}}$).

3.4. Вклад механизма составного ядра

Вклад механизма СЯ в реакциях $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ определялся с помощью кода TALYS [7] в модели Хаузера—Фешбаха [13].

Расчетная величина сечения СЯ зависит от выбора параметров ОП в различных каналах распада, плотности уровней в непрерывных спектрах каналов и параметров ОП взаимодействия α -частицы с ядром. Поскольку выбор перечисленных параметров не является однозначным, в расчетах по коду TALYS [7] мы использовали их значения, предлагаемые “по умолчанию”: параметры ОП для разных энергий и частиц определялись по формулам глобальных потенциалов, для плотности уровней в непрерывном спектре использовалась модель Гильберта—Камерона [14], α - ^{16}O и α - ^{15}N потенциалы взяты из [15].

Рассчитанные сечения СЯ нормировались так, чтобы они не превышали экспериментальные для обоих уровней ^{16}O во всем угловом диапазоне. Нормировки составили 0.2 и 0.3 для $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ соответственно.

4. СОПОСТАВЛЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И РАССЧИТАННЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ И $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$

В эксперименте вследствие близости энергии состояний 3^- (6.13 МэВ) и 0_1^+ (6.05 МэВ) дифференциальное сечение с образованием этих состояний не разделено. Из работ [16, 17], выполненных в области энергии 13–22 МэВ, известно, что сечение возбуждения состояния 0_1^+ (6.052 МэВ) почти на порядок меньше сечения возбуждения состояния 3^- (6.131 МэВ), причем это различие увеличивается с ростом энергии.

Проведенные нами оценочные расчеты подтвердили такое различие сечений образования ядра ^{16}O в состояниях 0_1^+ (6.05 МэВ) и 3^- (6.13 МэВ). Это связано с отсутствием механизмов прямого монополюсного возбуждения состояния 0_1^+ (6.05 МэВ) в неупругом (α, α) -рассеянии (возможны только механизм СЯ и передача кластера $^{12}\text{C}(L_C)$). В результате сечение возбуждения этой пары состояний исчерпывается возбуждением состояния 3^- (6.131 МэВ), а вкладом сечения с образованием ядра ^{16}O в состоянии 0_1^+ (6.05 МэВ) в экспериментальное сечение реакций $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(3^-)$ и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(3^-)$ можно пренебречь.

На рис. 2 показаны рассчитанное дифференциальное сечение рассеяния α - ^{16}O и парциальные сечения каждого из рассмотренных нами механизмов. Экспериментальное сечение [4] упругого и неупругого рассеяния в передней области углов описывается МСК, что соответствует 4α -тетраэдной конфигурации ВФ ядра ^{16}O , подтверждающей связь между состояниями $0_{\text{g. s.}}^+ \leftrightarrow 3^-$. В упругом рассеянии (рис. 2а) полное сечение описывается в МСК, а сечения механизмов передачи кластера ^{12}C и СЯ незначительны. В неупругом рассеянии с образованием $^{16}\text{O}(3^-)$ при $\theta_\alpha > 90^\circ$ сечения МСК и механизма передачи кластера ^{12}C (рис. 2б) сопоставимы, т.е. наряду с 4α -конфигурацией ВФ проявляется и $\alpha + ^{12}\text{C}$ конфигурация. Полное сечение, полученное суммированием сечений обоих прямых механизмов и механизма СЯ, согласуется с экспериментом за исключением области средних углов.

На рис. 3 показано рассчитанное дифференциальное сечение реакции $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$. Показаны сечения механизмов срыва протона, передачи тяжелого кластера ^{12}C , суммарное сечение прямых механизмов при когерентном сложении их

амплитуд и механизма СЯ. Полное дифференциальное сечение определяется суммированием сечений прямых механизмов и СЯ. Как видно из рисунка, все механизмы играют в рассматриваемой реакции значительную роль, зависящую от угла вылета тритона. В передней полусфере для этих реакций с образованием ^{16}O и в основном, и в 3^- -состояниях доминирует механизм срыва протона. Механизм передачи кластера $^{12}\text{C}(L_C)$ играет заметную роль при больших углах для обеих реакций, но особенно ярко проявляется в реакции с образованием $^{16}\text{O}(\text{g. s.})$.

Полное дифференциальное сечение реакции $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(3^-)$ согласуется с экспериментальным при всех углах θ_t , за исключением $\theta_t > 160^\circ$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование ВФ ядра ^{16}O в основном и $3^-(6.13 \text{ МэВ})$ состояниях, основанное на анализе дифференциальных сечений реакций $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$, подтверждает наличие в них оболочечных и α -кластерных конфигураций. Оболочечные конфигурации реализованы в механизме срыва протона для (α, t) -реакции и механизме образования и распада СЯ. Механизмом, чувствительным к наличию $\alpha + ^{12}\text{C}$ конфигурации, является обмен тяжелым кластером ^{12}C . Интенсивный $E3$ -переход между основным и 3^- -состояниями в ядре ^{16}O связывается, в соответствии с 4α -тетраэдной моделью ^{16}O , с принадлежностью этих состояний к одной “вращательной” полосе, что обосновывает использование формализма МСК.

Сечение (α, α) -рассеяния определяется когерентным суммированием амплитуд МСК (4α -конфигурация) и механизма передачи кластера ^{12}C ($\alpha + ^{12}\text{C}$ конфигурация) и согласуется с экспериментом, за исключением области средних углов. Вкладом механизма СЯ в упругом канале можно пренебречь, в неупругом канале механизм СЯ заметен только в задней полусфере углов.

Сечение (α, t) -реакции определяется когерентным вкладом механизмов срыва протона (оболочечная конфигурация) и передачи кластера ^{12}C ($\alpha + ^{12}\text{C}$ конфигурация) и согласуется с экспериментальным, за исключением углов, больших 160° .

Каждый из рассмотренных механизмов обусловлен конкретной конфигурацией волновых функций ядра $^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ и его учет позволяет улучшить согласие экспериментальных и расчетных дифференциальных сечений (α, α) - и (α, t) -реакций.

Из анализа вклада отдельных механизмов в расчетные дифференциальные сечения (α, α) - и

(α, t) -реакций можно сделать вывод, что ВФ ядра ^{16}O в основном состоянии преимущественно определяется 4α -тетраэдной и оболочечной конфигурациями, что соответствует [1, 2]. Добавление к этим компонентам ВФ $\alpha + ^{12}\text{C}$ конфигурации компоненты $L_C = 4$ характерно для возбужденного состояния 3^- ядра ^{16}O .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. T. Yamata, Y. Funaki, T. Myo, H. Horiuchi, K. Ikeda, G. Röpke, P. Schuck, and A. Tohsaki, Phys. Rev. C **85**, 034315 (2012).
2. Y. Kanada-En'yo, Phys. Rev. C **96**, 034306 (2017).
3. A. Volya and Y. M. Tchuvil'sky, Phys. Rev. C **91**, 044319 (2015).
4. А. В. Игнатенко, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, ЯФ **59**, 597 (1996) [Phys. At. Nucl. **59**, 565 (1996)].
5. А. В. Игнатенко, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, В. О. Кордюкевич, ЯФ **61**, 5 (1998) [Phys. At. Nucl. **61**, 1 (1998)].
6. I. J. Tompson, Comp. Phys. Rep. **7**, 167 (1988); <http://www.fresco.org.uk/>
7. A. J. Koning, S. Hilaire, and M. C. Duijvestijn, AIP Conf. Proc. **769**, 1154 (2005); https://tendl.web.psi.ch/tendl_2019/talys.html
8. Н. С. Зеленская, И. Б. Теплов, *Характеристики возбужденных состояний ядер и угловые корреляции в ядерных реакциях* (Энергоатомиздат, Москва, 1995).
9. В. Г. Неудачин, Ю. Ф. Смирнов, *Нуклонные ассоциации в легких ядрах* (Наука, Москва, 1969).
10. А. Н. Бояркина, *Структура ядер 1p-оболочки* (Изд-во МГУ, Москва, 1978).
11. A. Kumar, S. Kailas, S. Rathi, and K. Mahata, Nucl. Phys. A **776**, 105 (2006); <https://www-nds.iaea.org/RIPL-2/optical/om-data/om-alpha.readme>
12. Y. Suzuki, Prog. Theor. Phys. **56**, 111 (1976).
13. W. Hauser and H. Feschbach, Phys. Rev. **87**, 366 (1952).
14. A. Gilbert and A. G. W. Cameron, Can. J. Phys. **43**, 1446 (1965).
15. V. Avrigeanu, M. Avrigeanu, and C. Măniulescu, Phys. Rev. C **90**, 044612 (2014).
16. G. Caskey, Phys. Rev. C **31**, 717 (1985).
17. J. H. Billen, Phys. Rev. C **20**, 1648 (1979).

MANIFESTATION OF THE $^{16}\text{O}(\text{g. s.}; 3^-, 6.13 \text{ MeV})$ NUCLEUS WAVE FUNCTIONS STRUCTURE IN $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}$ AND $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}$ REACTIONS

L. I. Galanina¹⁾, N. S. Zelenskaya¹⁾, V. M. Lebedev¹⁾, N. V. Orlova¹⁾, A. V. Spassky¹⁾

¹⁾*Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, Russia*

The structure of the $^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ nucleus wave functions was studied using experimental angular distributions of the differential cross sections for the reactions $^{16}\text{O}(\text{g. s.})(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ and $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(\text{g. s.}, 3^-)$ at $E_\alpha = 30.3 \text{ MeV}$. The analysis was carried out within the framework of the coupled-channel method, taking into account direct mechanisms (proton stripping and transfer of a heavy ^{12}C cluster) and in the compound nucleus model. Each of the considered mechanisms is due to a specific configuration of the wave function of the ^{16}O nucleus and makes a significant contribution to the experimental cross section.

ЯДЕРНАЯ СТРУКТУРА И ДИНАМИКА СИСТЕМЫ ${}^4\text{He} + {}^2\text{H}$ В МИКРОСКОПИЧЕСКОМ КЛАСТЕРНОМ ПОДХОДЕ

© 2023 г. А. С. Соловьев^{1)*}

Поступила в редакцию 23.09.2022 г.; после доработки 23.09.2022 г.; принята к публикации 24.09.2022 г.

Шестинуклонная ядерная система ${}^4\text{He} + {}^2\text{H}$ исследуется в рамках микроскопического кластерного подхода, сформулированного в осцилляторном представлении. Вычисляются полный и парциальные астрофизические S -факторы радиационного захвата ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$, фазы упругого рассеяния ${}^2\text{H}(\alpha, \alpha){}^2\text{H}$ и основные свойства ядра ${}^6\text{Li}$. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с доступными экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S0044002723010543, EDN: RHRHRQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Ядерная система ${}^4\text{He} + {}^2\text{H}$ представляет огромный интерес для ядерной астрофизики, поскольку радиационный захват ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$, протекающий в данной системе, ответственен за синтез ядер ${}^6\text{Li}$ в процессах первичного нуклеосинтеза. Экспериментальные исследования реакции ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ при астрофизически важных энергиях (50–400 кэВ) оказываются очень сложными из-за кулоновского барьера, сильно подавляющего ее сечение. В работах [1–8] экспериментальные данные по этой реакции получены в широком диапазоне энергий. Однако соответствующие данные демонстрируют разброс и значительные погрешности при астрофизических энергиях. По этой причине необходимы теоретические предсказания и экстраполяции, базирующиеся на надежных ядерных моделях. Теоретические исследования рассматриваемой реакции также крайне затруднительны. Дело в том, что в ведущем порядке длинноволнового приближения (ДВП) электрические дипольные ($E1$) переходы являются запрещенными по изоспину для данной системы. Это создает необходимость анализа различных поправок к $E1$ -переходам, что представляет собой довольно сложную задачу, особенно с микроскопической точки зрения. Кроме того, α -частица и дейтрон являются весьма разнородными объектами, существенно различающимися по энергии связи. Хорошо известно, что α -частица представляет собой сильносвязанный локализованный кластер в отличие от дейтрона. В работах [1, 3, 5, 6, 9–28] выполнены теоретические расчеты

для реакции ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ в рамках различных подходов и моделей, среди которых модель прямого захвата, двух- и трехтельные потенциальные кластерные модели (ПКМ), многокластерная динамическая модель с проекцией Паули, модель резонирующих групп, метод генераторной координаты, метод вариационного Монте-Карло и их комбинации. Тем не менее, открытые вопросы и нерешенные проблемы все еще остаются. Для того чтобы расширить наши знания, очевидно, требуются новые альтернативные расчеты в рамках прецизионных микроскопических подходов. Таким образом, теоретические исследования реакции ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ по-прежнему сохраняют свою актуальность.

Следует отметить, что не только обсуждаемая реакция, но и ее входные и выходные каналы по отдельности также представляют интерес для многих современных исследований [29–35]. Проблемы описания свойств ядра ${}^6\text{Li}$ и упругого рассеяния ${}^2\text{H}(\alpha, \alpha){}^2\text{H}$ до сих пор привлекают внимание исследователей.

В настоящей работе к реакции ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ применяется микроскопический многоканальный кластерный подход, сформулированный в осцилляторном представлении (МКПОП) [36]. В рамках данного подхода рассматриваются также упругое рассеяние ${}^2\text{H}(\alpha, \alpha){}^2\text{H}$ и свойства ядра ${}^6\text{Li}$. Фактически выполняется единое микроскопическое описание ядерной структуры и динамики шестинуклонной системы ${}^4\text{He} + {}^2\text{H}$, при котором дискретная и непрерывная части спектра этой системы, включая электромагнитные переходы между ними, трактуются последовательно и в согласованной манере.

¹⁾Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия.

*E-mail: alexander.solovyeve@mail.ru

2. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ ФОРМАЛИЗМА МКПОП

Полная волновая функция A -нуклонной ядерной системы в рамках микроскопической двух-кластерной модели записывается в виде полностью антисимметризованного произведения трансляционно-инвариантных волновых функций $\phi^{(1)}$ и $\phi^{(2)}$, описывающих внутренние состояния кластеров, и волновой функции их относительного движения $f(\mathbf{q})$:

$$\Psi = \mathcal{A} \left\{ \phi^{(1)} \phi^{(2)} f(\mathbf{q}) \right\}, \quad (1)$$

где $\mathcal{A}$ — оператор антисимметризации по перестановкам всех пар нуклонов, $\mathbf{q}$ — вектор относительного расстояния между кластерами. Раскладывая волновую функцию относительного движения $f(\mathbf{q})$ в ряд по базису осцилляторных функций $f_{\nu lm}(\mathbf{q})$ [36], полную волновую функцию (1) можно представить в виде разложения

$$\Psi = \sum_{J=J_0}^{\infty} \sum_{M=-J}^J \sum_{s=|s_1-s_2|}^{s_1+s_2} \sum_{l=|J-s|}^{J+s} \times \quad (2)$$

$$\times \sum_{\nu=\nu_0}^{\infty} C_{J^{\pi} M l s \nu} \Psi_{J^{\pi} M l s \nu}$$

по базисным функциям

$$\Psi_{J^{\pi} M l s \nu} = \quad (3)$$

$$= N_{J^{\pi} l s \nu} \mathcal{A} \left\{ \sum_{m+\sigma=M} C_{l m \sigma}^{J M} \left[\phi_{s_1}^{(1)} \phi_{s_2}^{(2)} \right]_{s \sigma} f_{\nu l m}(\mathbf{q}) \right\}.$$

Здесь s_1 и s_2 — спины кластеров, s , l и J — канальный спин, орбитальный момент и полный угловой момент соответственно с проекциями σ , m и M , ν — число осцилляторных квантов с минимальным разрешенным принципом Паули значением ν_0 , π — четность системы, $C_{l m \sigma}^{J M}$ — коэффициенты Клебша—Гордана, $N_{J^{\pi} l s \nu}$ — нормировка базисных функций (3).

При фиксированных волновых функциях внутреннего состояния кластеров задача сводится к определению неизвестных коэффициентов разложения $C_{J^{\pi} M l s \nu}$ полной волновой функции (2) по базису (3). Таким образом, происходит переформулировка проблемы из координатного в осцилляторное представление. Основная трудность при реализации соответствующего подхода в осцилляторном представлении заключается в вычислении матричных элементов необходимых операторов в базисе (3). В частности, для решения системы линейных алгебраических уравнений, которой удовлетворяют неизвестные коэффициенты $C_{J^{\pi} M l s \nu}$ [36, 37], требуется знание матричных элементов гамильтониана. Одной из методик, существенно

упрощающей расчет матричных элементов, является техника производящих функций [37, 38]. В соответствии с этой техникой, вычислив матричные элементы $\langle \mathbf{Q}, s_f \sigma_f | V | \mathbf{R}, s_i \sigma_i \rangle$ рассматриваемого оператора V на производящих функциях для базиса (3), все искомые матричные элементы $\langle J_f^{\pi_f} M_f l_f s_f \nu_f | V | J_i^{\pi_i} M_i l_i s_i \nu_i \rangle$ данного оператора в базисе (3) можно вывести из соотношения

$$\begin{aligned} \langle J_f^{\pi_f} M_f l_f s_f \nu_f | V | J_i^{\pi_i} M_i l_i s_i \nu_i \rangle = & \quad (4) \\ = \frac{1}{\kappa_{\nu_f l_f s_f} \kappa_{\nu_i l_i s_i} \nu_f! \nu_i!} \times \\ \times \left[\frac{\partial^{\nu_f}}{\partial Q^{\nu_f}} \frac{\partial^{\nu_i}}{\partial R^{\nu_i}} \sum_{\substack{m_f+\sigma_f=M_f, \\ m_i+\sigma_i=M_i}} C_{l_f m_f s_f \sigma_f}^{J_f M_f} C_{l_i m_i s_i \sigma_i}^{J_i M_i} \times \right. \\ \times \iint Y_{l_f m_f}^*(\mathbf{n}_{\mathbf{Q}}) \langle \mathbf{Q}, s_f \sigma_f | V | \mathbf{R}, s_i \sigma_i \rangle \times \\ \left. \times Y_{l_i m_i}(\mathbf{n}_{\mathbf{R}}) d\mathbf{n}_{\mathbf{Q}} d\mathbf{n}_{\mathbf{R}} \right]_{Q=R=0}, \end{aligned}$$

где

$$\kappa_{\nu l s}^2 = \frac{2\pi}{(\nu!)^2} \times \quad (5)$$

$$\times \left[\frac{\partial^{\nu}}{\partial Q^{\nu}} \frac{\partial^{\nu}}{\partial R^{\nu}} \int_{-1}^1 \langle \mathbf{Q}, s \sigma | \mathbf{R}, s \sigma \rangle P_l(t) dt \right]_{Q=R=0},$$

Y_{lm} — сферическая функция, $P_l(t)$ — полином Лежандра, t — косинус угла между генераторными векторами $\mathbf{Q}$ и $\mathbf{R}$.

Более детальное описание формализма МКПОП дано в работе [36]. Следует подчеркнуть, что подходы, базирующиеся на осцилляторно-базисных разложениях, являются весьма эффективным “инструментом” в современной ядерной физике для решения многих важных проблем ядерной теории. Различные аспекты применения осцилляторно-базисных разложений в расчетах для различных систем могут быть найдены в работах [36–49].

3. ДЕТАЛИ РАСЧЕТОВ. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В настоящей работе ядерное взаимодействие между нуклонами описывается эффективным полуреалистическим нуклон-нуклонным потенциалом из работы [50]. Этот потенциал содержит центральные, спин-орбитальные и тензорные силы. Во множестве работ было показано [36–38, 50–52], что потенциалы такого типа являются

весьма хорошим приближением для описания ядерного взаимодействия в микроскопических исследованиях структуры легких ядер и динамики легоядерных реакций. Все расчеты, представленные в данной работе, выполнены с использованием рекомендованной в [36] параметризации PHN-I для выбранного потенциала.

Ядро ${}^6\text{Li}$ является стабильным, но слабосвязанным. Оно имеет единственное связанное состояние с полной энергией $E_0 = -31.994$ МэВ и полным угловым моментом и четностью $J^\pi = 1^+$. Порогом развала данного состояния на α -частицу и дейтрон является энергия возбуждения $\varepsilon = 1.474$ МэВ. В настоящей работе основное состояние ${}^6\text{Li}$ трактуется как связанное состояние α - и d -кластеров со спинами $s_\alpha = 0$ и $s_d = 1$ соответственно, которые содержат протоны и нейтроны на нижайших осцилляторных оболочках. Подразумевается, что кластерные волновые функции заданы в форме трансляционно-инвариантных волновых функций нижайших совместимых с принципом Паули состояний осцилляторной модели оболочек. Канальный спин s равен 1, а орбитальный момент l принимает значения 0 и 2 в соответствии с правилом векторного сложения моментов и законом сохранения четности. Коэффициенты разложения полной волновой функции основного состояния ${}^6\text{Li}$ по базису (3) находятся путем решения системы линейных однородных алгебраических уравнений [37], записанной для дискретного спектра α - d .

Коэффициенты разложения полных волновых функций состояний рассеяния ${}^4\text{He} + {}^2\text{H}$ по базису (3) определяются путем решения системы линейных неоднородных алгебраических уравнений [37], полученной для случая непрерывного спектра α - d . Здесь, как и в случае дискретного спектра α - d , предполагается, что α - и d -кластеры занимают нижайшие конфигурации трансляционно-инвариантной осцилляторной модели оболочек. Канальный спин $s = 1$, а орбитальный момент l может принимать либо одно, либо два значения в зависимости от J^π . Матричные элементы гамильтониана рассматриваемой ядерной системы в базисе (3), необходимые для решения соответствующих наборов линейных алгебраических уравнений как для непрерывной, так и дискретной частей энергетического спектра данной системы, могут быть вычислены с использованием производящих матричных элементов, полученных в работе [36].

В базисных функциях (3) значения осцилляторного радиуса r_0 для внутренних волновых функций кластеров и осцилляторного базиса полагаются одинаковыми. Подходящий выбор осцилляторного радиуса позволяет корректировать и улучшать приближенное описание внутренних кластерных состояний. В текущем исследовании используется

значение $r_0 = 1.22$ фм [36]. Относительное движение не зависит от этого выбора, поскольку сходимость разложения соответствующей функции по осцилляторному базису может быть достигнута с заданной точностью в рамках МКПОП за счет удержания достаточного числа базисных функций.

В табл. 1 сгруппированы следующие величины, характеризующие основное состояние ядра ${}^6\text{Li}$: энергия (E_0), среднеквадратичный радиус распределения протонов (r_p), электрический квадрупольный момент (Q), магнитный дипольный момент (μ), порог развала на α - и d -кластеры (ε), асимптотический нормировочный коэффициент (C_0). Кроме того, в табл. 1 даны энергии связи α (E_α) и d (E_d) кластеров и энергия нижайшего 3^+ -резонанса ${}^6\text{Li}$ (E_{3^+}). Экспериментальные данные взяты из работ [53–59]. Расчетные значения получены в МКПОП.

Как видно из табл. 1, расчет воспроизводит энергии α , d и ${}^6\text{Li}$, величину и знак электрического квадрупольного момента ядра ${}^6\text{Li}$, его порог развала, энергию нижайшего резонанса и значение асимптотического нормировочного коэффициента. Расчетные среднеквадратичный радиус распределения протонов и магнитный дипольный момент слегка отклоняются от экспериментальных значений. Очевидно, что очень сложно воспроизвести все доступные разнородные экспериментальные данные по рассматриваемой шестинуклонной системе, используя при этом ограниченное модельное пространство. Тем не менее, в рамках МКПОП потенциал PHN-I является весьма пригодным для описания как спектроскопии ядра ${}^6\text{Li}$, так и его электромагнитных свойств в совокупности с асимптотическими характеристиками.

На рис. 1–5 изображены ядерные фазы δ_l^J для парциальных S -, P - и D -волн упругого рассеяния ${}^2\text{H}(\alpha, \alpha){}^2\text{H}$ в зависимости от энергии относительного движения сталкивающихся ядер в системе центра масс $E_{\text{ц.м.}}$. Расчетные кривые получены в МКПОП. Отмеченные на этих рисунках экспериментальные данные взяты из работ [60–64]. Вычисленные S - и D -волновые ядерные фазы хорошо согласуются с данными на рис. 1 и 5 соответственно. Ядерная P -фаза δ_1^0 на рис. 2 также находится в согласии с данными. Ядерные P -фазы δ_1^1 и δ_1^2 на рис. 3 и 4 соответственно несколько отклоняются от экспериментальных точек при высоких энергиях, оставаясь при этом, в целом, достаточно близкими к данным. Следует подчеркнуть, что данные имеют разброс, а их погрешности не приведены в соответствующих работах. По этим причинам весьма сложно достоверно оценить степень согласия между теорией и экспериментом.

Полный астрофизический S -фактор реакции ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$, вычисленный в МКПОП, показан на

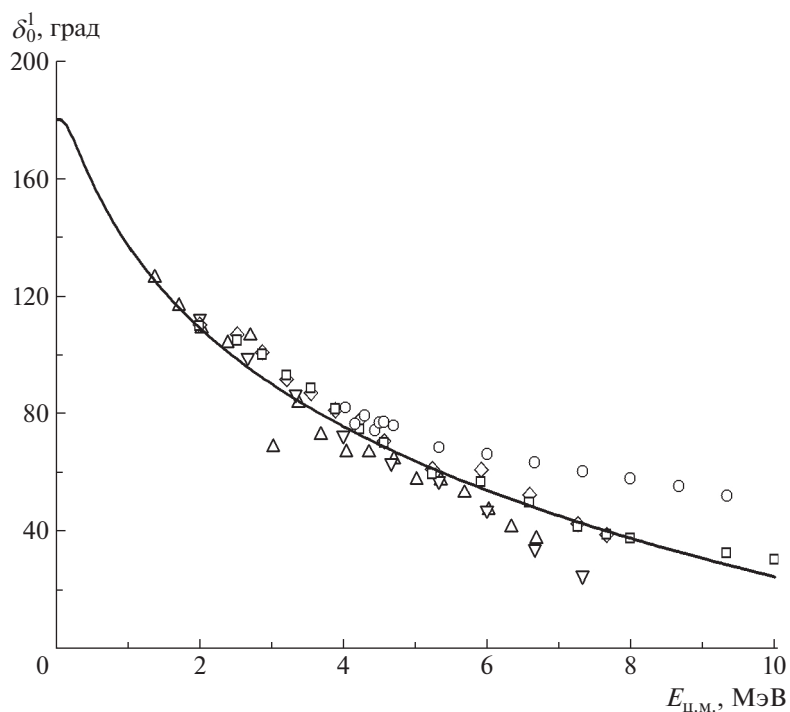


Рис. 1. Ядерная фаза S -рассеяния ${}^2\text{H}(\alpha, \alpha){}^2\text{H}$ с $J^\pi = 1^+$. Сплошная кривая — расчет в МКПОП. Экспериментальные данные: Δ — [60], ∇ — [61], $\diamond$ — [62], $\square$ — [63], $\circ$ — [64].

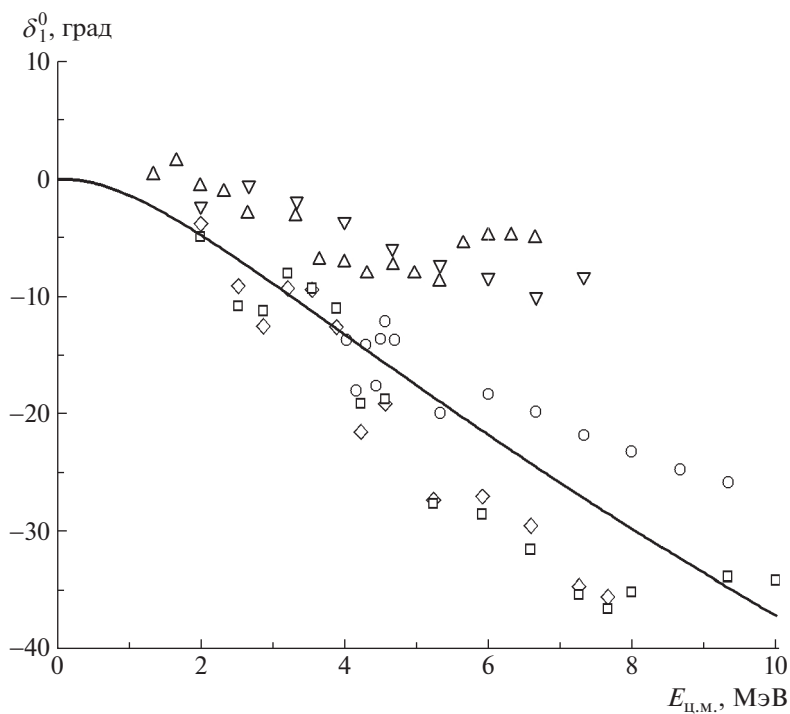


Рис. 2. Ядерная фаза P -рассеяния ${}^2\text{H}(\alpha, \alpha){}^2\text{H}$ с $J^\pi = 0^-$. Сплошная кривая — расчет в МКПОП. Экспериментальные данные: Δ — [60], ∇ — [61], $\diamond$ — [62], $\square$ — [63], $\circ$ — [64].

рис. 6. Вклады электрических квадрупольных ($E2$) и магнитных дипольных ($M1$) переходов рассчитывались в ведущем порядке ДВП. Поправки к

запрещенным по изоспину $E1$ -переходам учитывались как в ведущем порядке ДВП с использованием “предписания точных масс” (ПТМ), так

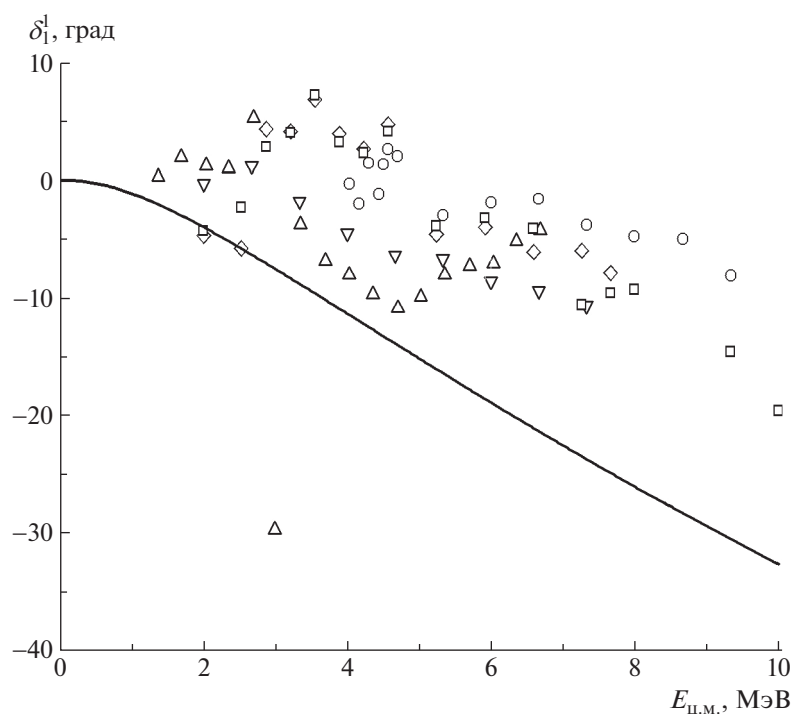


Рис. 3. Ядерная фаза P -рассеяния ${}^2\text{H}(\alpha, \alpha){}^2\text{H}$ с $J^\pi = 1^-$. Сплошная кривая — расчет в МКПОП. Экспериментальные данные: Δ — [60], ∇ — [61], $\diamond$ — [62], $\square$ — [63], $\circ$ — [64].

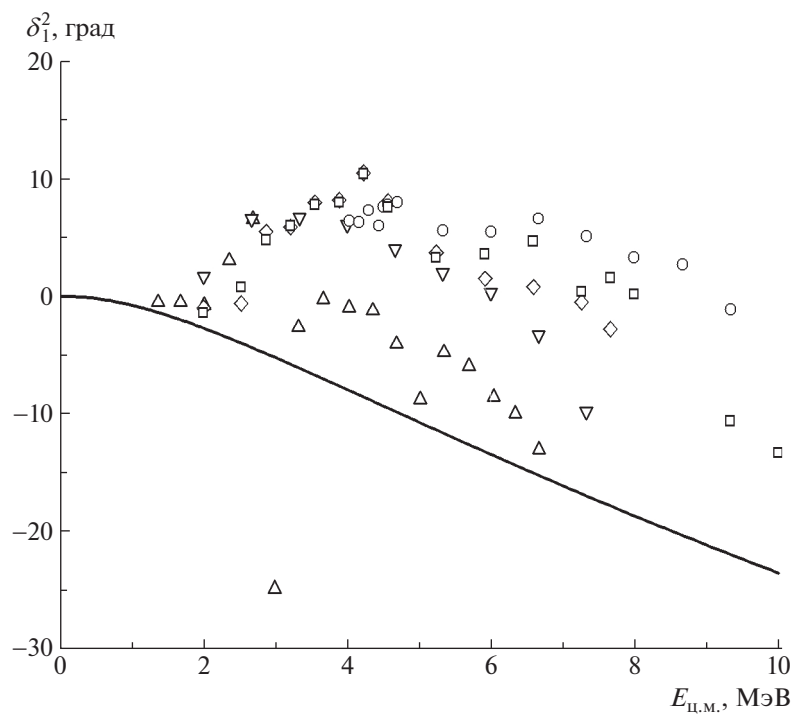


Рис. 4. Ядерная фаза P -рассеяния ${}^2\text{H}(\alpha, \alpha){}^2\text{H}$ с $J^\pi = 2^-$. Сплошная кривая — расчет в МКПОП. Экспериментальные данные: Δ — [60], ∇ — [61], $\diamond$ — [62], $\square$ — [63], $\circ$ — [64].

и в более высоком порядке ДВП (ВПДВП) [36]. Выражения для производящих матричных элементов $E1$ -, $E2$ - и $M1$ -операторов вместе с их при-

веденными матричными элементами в базисе (3) для системы ${}^4\text{He} + {}^2\text{H}$ получены в работе [36].

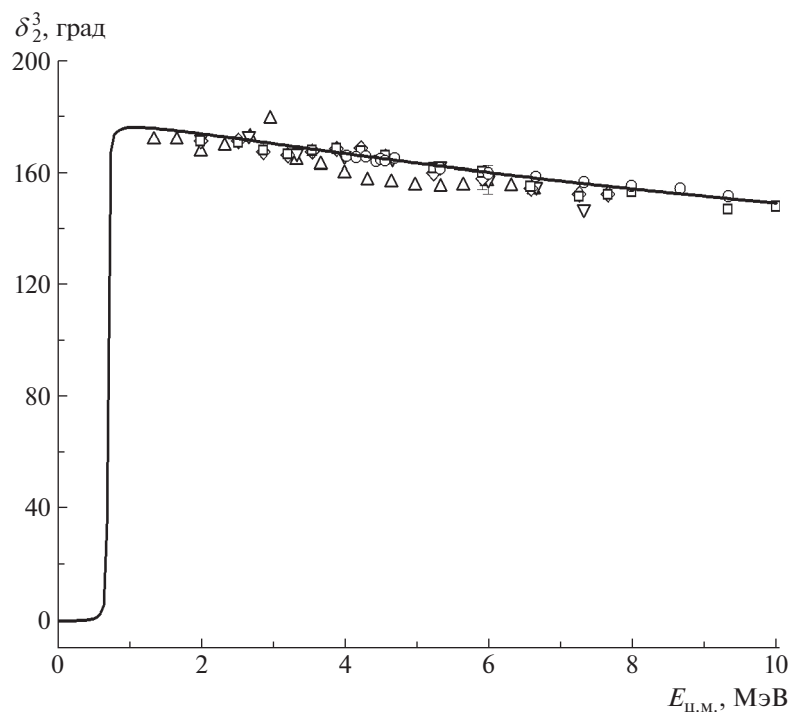


Рис. 5. Ядерная фаза D -рассеяния ${}^2\text{H}(\alpha, \alpha){}^2\text{H}$ с $J^\pi = 3^+$. Сплошная кривая — расчет в МКПОП. Экспериментальные данные: Δ — [60], ∇ — [61], $\diamond$ — [62], $\square$ — [63], $\circ$ — [64].

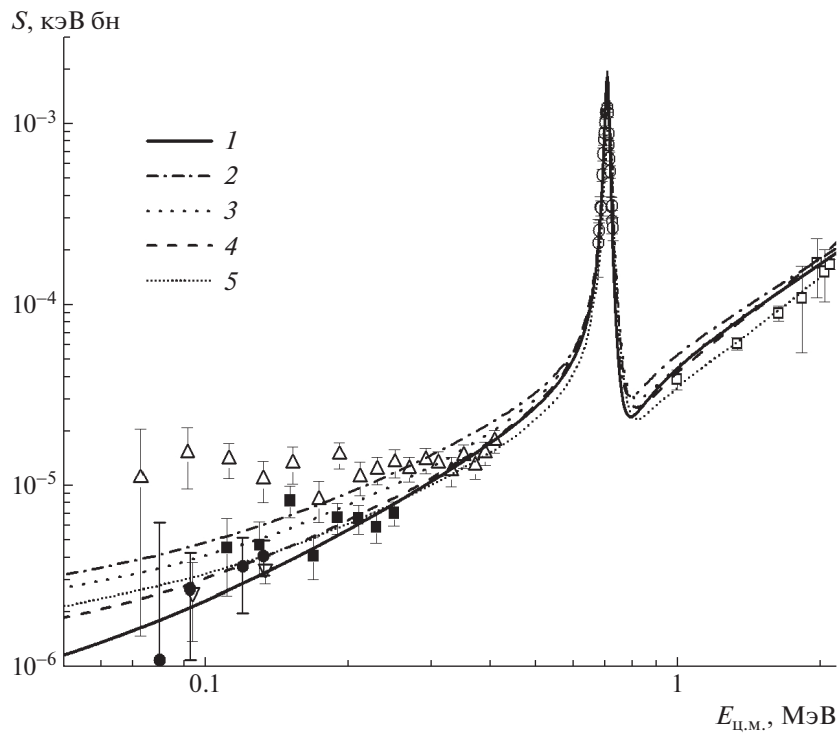


Рис. 6. Полный астрофизический S -фактор реакции ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$. Сплошная и штрихпунктирная кривые — результаты, полученные в МКПОП с $E1$ -ВПДВП (кривая 1) и $E1$ -ДВП-ПТМ (кривая 2) вкладами. Кривые 3, 4 и 5 — результаты работ [6, 8, 22] соответственно. Экспериментальные данные: $\square$ — [1], Δ — [2], $\circ$ — [3], $\blacksquare$ — [5], ∇ — [7], $\bullet$ — [8].

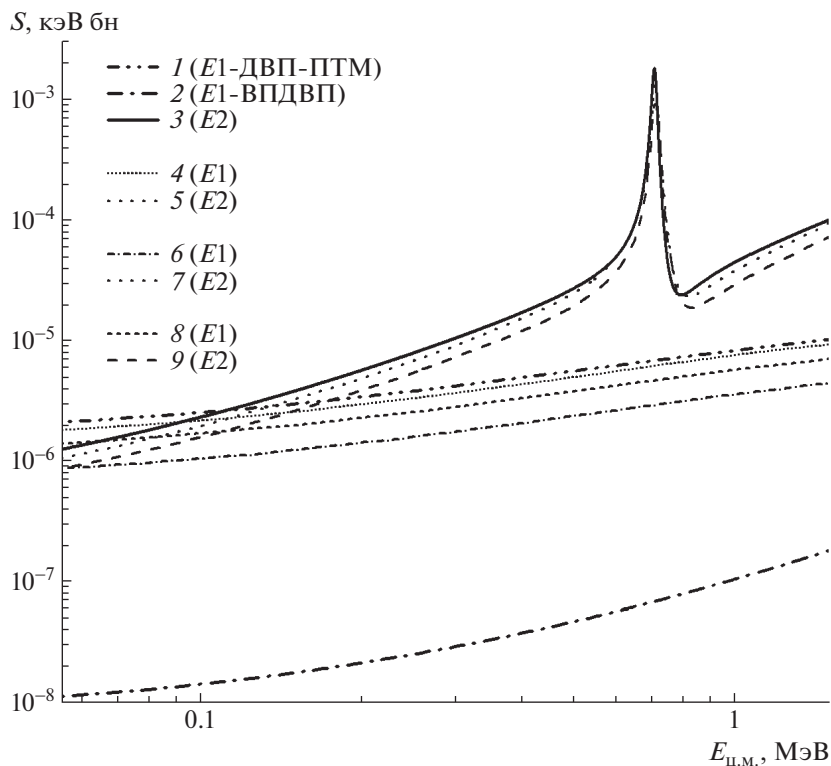


Рис. 7. Вклады $E1$ - и $E2$ -переходов в энергетическую зависимость полного астрофизического S -фактора реакции ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$. Кривые 1–3 — результаты настоящей работы. Кривые 4 и 5 — результаты [6], 6 и 7 — результаты [8], 8 и 9 — результаты [22].

Приведенные матричные элементы этих операторов необходимы для расчета полного сечения (астрофизического S -фактора) исследуемого радиационного захвата.

Экспериментальные данные, отмеченные на рис. 6 различными символами, взяты из работ [1–3, 5, 7, 8]. Полученные в МКПОП сплошная и штрихпунктирная кривые с $E1$ -ВПДВП и $E1$ -ДВП-ПТМ вкладами соответственно воспроизводят пик при 0.712 МэВ [3] и согласуются с данными [1] при более высоких энергиях. Современные данные [5, 7, 8] при низких энергиях гораздо лучше описываются сплошной кривой, нежели штрихпунктирной.

В действительности, расчет полного астрофизического S -фактора в МКПОП с $E1$ -ДВП-ПТМ вкладом из-за отсутствия строгого микроскопического обоснования для ПТМ [26], в большей степени, представляет интерес для сравнения с результатами других теоретических работ, которые были выполнены в рамках ПКМ с применением ПТМ. На рис. 6 точечные линии — результаты работ [6, 22] на основе ПКМ-ПТМ, а штриховая линия — результат, полученный в [8] путем анализа экспериментальных данных. Сопоставление соответствующих $E1$ - и $E2$ -вкладов демонстрируется

на рис. 7. Следует отметить, что в [8] в качестве $E2$ -вклада принимается результат из [6]. По этой причине кривые для $E2$ -вклада из [6] и [8] полностью совпадают на рис. 7. В свою очередь, $E1$ -вклад в [8] извлекается перемасштабированием $E1$ -вклада из [6], которое выполняется таким образом, чтобы достичь совпадения результирующего полного астрофизического S -фактора с полученными в [8] данными.

Как видно из рис. 6, штрихпунктирная кривая лежит слегка выше, чем кривые из работ [6, 8, 22], но при этом является достаточно схожей с точечной кривой из [6]. На рис. 7 $E1$ -ДВП-ПТМ и $E2$ -вклады, вычисленные в настоящем исследовании, также наиболее близки к $E1$ - и $E2$ -вкладам работы [6]. На рис. 6 сплошная кривая при энергиях выше пиковой лежит очень близко к точечной и штриховой линиям [6, 8]. При более низких энергиях имеется некоторое расхождение, главным образом, вследствие $E1$ -вклада. Между сплошной и штриховой линиями это расхождение начинает плавно проявляться при энергиях ниже 300 кэВ.

Что касается соотношения между результатами текущей работы на рис. 7, то вклад от $E1$ -переходов, полученный в ДВП-ПТМ, значительно превышает соответствующий вклад, рассчитанный

Таблица 1. Свойства ядра ${}^6\text{Li}$

Величина	Эксперимент	Расчет
E_α , МэВ	28.296	28.296
E_d , МэВ	2.224	2.224
E_0 , МэВ	−31.994	−31.994
ε , МэВ	1.474	1.474
E_{3+} , МэВ	0.712	0.712
r_p , фм	2.38(3)	2.28
Q , е фм ²	−0.0818(16)	−0.0818
μ , μ_N	0.822	0.880
C_0 , фм ^{−1/2}	2.30(12)	2.32
	2.28(7)	

в ВПДВП, и даже лежит выше, чем вклад от $E2$ -переходов при низких энергиях (<100 кэВ). Во всем диапазоне энергий $E2$ -вклад превышает $E1$ -ВПДВП вклад. Вклад от $M1$ -переходов, полученный в МКПОП, не приведен на рис. 7, поскольку существенно подавлен по сравнению с вкладами от $E1$ - и $E2$ -переходов при рассматриваемых энергиях [36].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе в рамках МКПОП исследовались ядерная структура и динамика шестинуклонной системы ${}^4\text{He} + {}^2\text{H}$ с использованием эффективного полуреалистического ядерного потенциала. Предположение, что дейтрон занимает нижайшую конфигурацию осцилляторной модели оболочек, безусловно, является весьма простым приближением, поскольку дейтрон представляет собой достаточно “рыхлый” объект, в отличие от α -частицы. Тем не менее, подходящий выбор параметризации ядерного потенциала вместе со значением осцилляторного радиуса позволяет, в некотором смысле, компенсировать соответствующее допущение и достичь достоверного модельного описания изучаемой системы.

Ядерная спектроскопия и наблюдаемые для ${}^6\text{Li}$, вычисленные в МКПОП, находятся в достаточно хорошем соответствии с экспериментальными данными. Наиболее важные ядерные S - и D -фазы упругого рассеяния ${}^2\text{H}(\alpha, \alpha){}^2\text{H}$, рассчитанные в широком энергетическом диапазоне, также хорошо согласуются с данными, извлеченными из экспериментов. Таким образом, результаты расчетов ядерных свойств рассматриваемой системы в МКПОП демонстрируют надежность и перспективность применения соответствующего подхода

к наиболее важной и амбициозной проблеме — описанию радиационного захвата ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ при энергиях, представляющих астрофизический интерес. На основе МКПОП даны теоретические предсказания по величинам вкладов в полный астрофизический S -фактор рассматриваемой реакции от $E1$ -переходов с использованием ДВП-ПТМ и ВПДВП и от $E2$ - и $M1$ -переходов в ведущем порядке ДВП. С учетом этих предсказаний вычислена энергетическая зависимость полного астрофизического S -фактора.

Полный астрофизический S -фактор, полученный с $E1$ -ДВП-ПТМ вкладом, представляет интерес, в основном, для сравнения с результатами работ, выполненных в ПКМ-ПТМ. Расчет полного астрофизического S -фактора с $E1$ -ВПДВП вкладом приводит к превосходному результату: хорошо описываются современные низкоэнергетические данные [5, 7, 8], воспроизводится пик при 0.712 МэВ [3], наконец, при более высоких энергиях имеется разумное согласие с данными [1]. Тем не менее, поправки к запрещенным по изоспину $E1$ -переходам, обусловленные изоспиновыми примесями в волновых функциях, также необходимо исследовать в рамках МКПОП, чтобы прийти к окончательной рекомендации, касающейся величины суммарного $E1$ -вклада с микроскопической точки зрения.

Полученные в настоящей работе результаты убедительно показывают, что МКПОП является хорошо обоснованным “инструментом” для микроскопического описания реакций радиационного захвата. В частности, продемонстрированные возможности МКПОП выглядят весьма перспективными для дальнейшего анализа рассмотренной шестинуклонной ядерной системы. Одно из возможных направлений развития данного подхода с целью расширения его предсказательных свойств применительно к ${}^4\text{He} + {}^2\text{H}$ заключается в “обогащении” используемого модельного пространства конфигурациями и каналами [29, 65–69], которые, предположительно, могут оказывать воздействие на ядерную структуру и динамику соответствующей системы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. G. H. Robertson, P. Dyer, R. A. Warner, R. C. Melin, T. J. Bowles, A. B. McDonald, G. C. Ball, W. G. Davies, and E. D. Earle, Phys. Rev. Lett. **47**, 1867 (1981).
2. J. Kiener, H. J. Gils, H. Rebel, S. Zagromski, G. Gsottschneider, N. Heide, H. Jelitto, J. Wentz, and G. Baur, Phys. Rev. C **44**, 2195 (1991).
3. P. Mohr, V. Kölle, S. Wilmes, U. Atzrott, G. Staudt, J. W. Hammer, H. Krauss, and H. Oberhummer, Phys. Rev. C **50**, 1543 (1994).

4. F. E. Cecil, J. Yan, and C. S. Galovich, *Phys. Rev. C* **53**, 1967 (1996).
5. S. B. Igamov and R. Yarmukhamedov, *Nucl. Phys. A* **673**, 509 (2000).
6. F. Hammache, M. Heil, S. Typel, D. Galaviz, K. Sümmerer, A. Coc, F. Uhlig, F. Attallah, M. Caamano, D. Cortina, H. Geissel, M. Hellström, N. Iwasa, J. Kiener, P. Koczon, B. Kohlmeyer, *et al.*, *Phys. Rev. C* **82**, 065803 (2010).
7. M. Anders, D. Trezzi, R. Menegazzo, M. Aliotta, A. Bellini, D. Bemmerer, C. Broggin, A. Caciolli, P. Corvisiero, H. Costantini, T. Davinson, Z. Elekes, M. Erhard, A. Formicola, Zs. Fülöp, G. Gervino, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 042501 (2014).
8. D. Trezzi, M. Anders, M. Aliotta, A. Bellini, D. Bemmerer, A. Boeltzig, C. Broggin, C. G. Bruno, A. Caciolli, F. Cavanna, P. Corvisiero, H. Costantini, T. Davinson, R. Depalo, Z. Elekes, M. Erhard, *et al.*, *Astropart. Phys.* **89**, 57 (2017).
9. K. Langanke and C. Rolfs, *Z. Phys. A* **325**, 193 (1986).
10. K. Langanke, *Nucl. Phys. A* **457**, 351 (1986).
11. R. Crespo, A. M. Eiró, and F. D. Santos, *Phys. Rev. C* **39**, 305 (1989).
12. R. Crespo, A. M. Eiró, and J. A. Tostevin, *Phys. Rev. C* **42**, 1646 (1990).
13. N. A. Burkova, K. A. Zhaksibekova, M. A. Zhusupov, and R. A. Eramzhyan, *Phys. Lett. B* **248**, 15 (1990).
14. S. Typel, G. Blüge, and K. Langanke, *Z. Phys. A* **339**, 335 (1991).
15. S. Jang, *Phys. Rev. C* **47**, 286 (1993).
16. A. M. Mukhamedzhanov, R. P. Schmitt, R. E. Tribble, and A. Sattarov, *Phys. Rev. C* **52**, 3483 (1995).
17. G. G. Ryzhikh, R. A. Eramzhyan, and S. Shlomo, *Phys. Rev. C* **51**, 3240 (1995); **53**, 2560 (1996).
18. A. Kharbach and P. Descouvemont, *Phys. Rev. C* **58**, 1066 (1998).
19. K. M. Nollett, R. B. Wiringa, and R. Schiavilla, *Phys. Rev. C* **63**, 024003 (2001).
20. L. E. Marcucci, K. M. Nollett, R. Schiavilla, and R. B. Wiringa, *Nucl. Phys. A* **777**, 111 (2006).
21. A. M. Mukhamedzhanov, L. D. Blokhintsev, and B. F. Irgaziev, *Phys. Rev. C* **83**, 055805 (2011).
22. A. M. Mukhamedzhanov, Shubhchintak, and C. A. Bertulani, *Phys. Rev. C* **93**, 045805 (2016).
23. E. M. Tursunov, A. S. Kadyrov, S. A. Turakulov, and I. Bray, *Phys. Rev. C* **94**, 015801 (2016).
24. A. Grassi, G. Mangano, L. E. Marcucci, and O. Pisanti, *Phys. Rev. C* **96**, 045807 (2017).
25. E. M. Tursunov, S. A. Turakulov, A. S. Kadyrov, and I. Bray, *Phys. Rev. C* **98**, 055803 (2018).
26. D. Baye and E. M. Tursunov, *J. Phys. G* **45**, 085102 (2018).
27. S. Dubovichenko, A. Dzhazairov-Kakhramanov, and N. Burkova, *Int. J. Mod. Phys. E* **28**, 1930004 (2019).
28. E. M. Tursunov, S. A. Turakulov, and A. S. Kadyrov, *Nucl. Phys. A* **1000**, 121884 (2020).
29. G. Hupin, S. Quaglioni, and P. Navrátil, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 212502 (2015).
30. I. J. Shin, Y. Kim, P. Maris, J. P. Vary, C. Forssén, J. Rotureau, and N. Michel, *J. Phys. G* **44**, 075103 (2017).
31. P. R. Fraser, K. Massen-Hane, A. S. Kadyrov, K. Amos, I. Bray, and L. Canton, *Phys. Rev. C* **96**, 014619 (2017).
32. L. D. Blokhintsev, A. S. Kadyrov, A. M. Mukhamedzhanov, and D. A. Savin, *Phys. Rev. C* **95**, 044618 (2017).
33. L. D. Blokhintsev, A. S. Kadyrov, A. M. Mukhamedzhanov, and D. A. Savin, *Phys. Rev. C* **97**, 024602 (2018).
34. G. A. Negoita, J. P. Vary, G. R. Luecke, P. Maris, A. M. Shirokov, I. J. Shin, Y. Kim, E. G. Ng, C. Yang, M. Lockner, and G. M. Prabhu, *Phys. Rev. C* **99**, 054308 (2019).
35. B. K. Luna and T. Papenbrock, *Phys. Rev. C* **100**, 054307 (2019).
36. A. S. Solov'yev, *Phys. Rev. C* **106**, 014610 (2022).
37. A. S. Solov'yev and S. Yu. Igashov, *Phys. Rev. C* **96**, 064605 (2017).
38. A. S. Solov'yev and S. Yu. Igashov, *Phys. Rev. C* **99**, 054618 (2019).
39. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, *Phys. Lett. B* **788**, 238 (2019).
40. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, *Phys. Rev. C* **103**, 024304 (2021).
41. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, *Phys. Rev. C* **104**, 044323 (2021).
42. A. M. Shirokov, A. I. Mazur, I. A. Mazur, and J. P. Vary, *Phys. Rev. C* **94**, 064320 (2016).
43. A. M. Shirokov, G. Papadimitriou, A. I. Mazur, I. A. Mazur, R. Roth, and J. P. Vary, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 182502 (2016).
44. K. Kravvaris and A. Volya, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 062501 (2017).
45. K. Kravvaris and A. Volya, *Phys. Rev. C* **100**, 034321 (2019).
46. V. S. Vasilevsky, K. Katō, and N. Takibayev, *Phys. Rev. C* **96**, 034322 (2017).
47. V. S. Vasilevsky, Yu. A. Lashko, and G. F. Filippov, *Phys. Rev. C* **97**, 064605 (2018).
48. V. S. Vasilevsky, K. Katō, and N. Takibayev, *Phys. Rev. C* **98**, 024325 (2018).
49. A. D. Duisenbay, N. Kalzhigitov, K. Katō, V. O. Kurmangaliyeva, N. Takibayev, and V. S. Vasilevsky, *Nucl. Phys. A* **996**, 121692 (2020).
50. H. Kanada, T. Kaneko, S. Nagata, and M. Nomoto, *Prog. Theor. Phys.* **61**, 1327 (1979).
51. F. Tanabe, A. Tohsaki, and R. Tamagaki, *Prog. Theor. Phys.* **53**, 677 (1975).
52. T. Kajino, T. Matsuse, and A. Arima, *Nucl. Phys. A* **413**, 323 (1984).
53. P. Raghavan, *At. Data Nucl. Data Tables* **42**, 189 (1989).
54. J. Cederberg, D. Olson, J. Larson, G. Rakness, K. Jarausch, J. Schmidt, B. Borovsky, P. Larson, and B. Nelson, *Phys. Rev. A* **57**, 2539 (1998).
55. D. R. Tilley, C. M. Cheves, J. L. Godwin, G. M. Hale, H. M. Hofmann, J. H. Kelley, C. G. Sheu, and H. R. Weller, *Nucl. Phys. A* **708**, 3 (2002).

56. G. Audi, A. H. Wapstra, and C. Thibault, Nucl. Phys. A **729**, 337 (2003).
57. I. Tanihata, H. Savajols, and R. Kanungo, Prog. Part. Nucl. Phys. **68**, 215 (2013).
58. L. D. Blokhintsev, V. I. Kukulin, A. A. Sakharuk, D. A. Savin, and E. V. Kuznetsova, Phys. Rev. C **48**, 2390 (1993).
59. E. A. George and L. D. Knutson, Phys. Rev. C **59**, 598 (1999).
60. L. C. McIntyre and W. Haeberli, Nucl. Phys. A **91**, 382 (1967).
61. L. G. Keller and W. Haeberli, Nucl. Phys. A **156**, 465 (1970).
62. P. A. Schmelzbach, W. Grüebler, V. König, and P. Marmier, Nucl. Phys. A **184**, 193 (1972).
63. W. Grüebler, P. A. Schmelzbach, V. König, R. Risler, and D. Boerma, Nucl. Phys. A **242**, 265 (1975).
64. B. Jenny, W. Grüebler, V. König, P. A. Schmelzbach, and C. Schweizer, Nucl. Phys. A **397**, 61 (1983).
65. P. Navrátil and S. Quaglioni, Phys. Rev. C **83**, 044609 (2011).
66. D. R. Thompson and Y. C. Tang, Phys. Rev. C **8**, 1649 (1973).
67. H. Kanada, T. Kaneko, and Y. C. Tang, Nucl. Phys. A **389**, 285 (1982).
68. H. Kanada, T. Kaneko, S. Saito, and Y. C. Tang, Nucl. Phys. A **444**, 209 (1985).
69. Y. Fujiwara and Y. C. Tang, Phys. Rev. C **43**, 96 (1991).

NUCLEAR STRUCTURE AND DYNAMICS OF THE $^4\text{He} + ^2\text{H}$ SYSTEM IN THE MICROSCOPIC CLUSTER APPROACH

A. S. Solov'ev¹⁾

¹⁾ *Dukhov Automatics Research Institute (VNIIA), Moscow, Russia*

The six-nucleon $^4\text{He} + ^2\text{H}$ system is studied in the framework of the microscopic cluster approach formulated in an oscillator representation. The total and partial astrophysical S factors of the $^2\text{H}(\alpha, \gamma)^6\text{Li}$ radiative capture reaction, nuclear phase shifts of the $^2\text{H}(\alpha, \alpha)^2\text{H}$ elastic scattering, and properties of the ^6Li nucleus are calculated. The results agree well with available experimental data.

ЯДРА

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ, ПОЗВОЛЯЮЩИЕ ОДНОВРЕМЕННО ОПИСЫВАТЬ P -ЧЕТНЫЕ T -НЕЧЕТНЫЕ АСИММЕТРИИ В РЕАКЦИЯХ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ ПРИ ВЫЛЕТЕ РАЗЛИЧНЫХ ЛЕГКИХ ЧАСТИЦ

© 2023 г. С. Г. Кадменский^{1)*}, Д. Е. Любашевский¹⁾

Поступила в редакцию 29.09.2022 г.; после доработки 29.09.2022 г.; принята к публикации 29.09.2022 г.

Дифференциальные сечения $d\sigma_{nf,\nu}(\theta)/d\Omega$ реакции деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами n с вылетом таких легких частиц ν , как предразрывные альфа-частицы или мгновенные нейтроны n' и гамма-кванты, в специально выбранной л.с.к. можно представить в виде суммы двух членов. Первый член равен сечению аналогичной реакции с неполяризованными нейтронами $d\sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega = \sigma_{nf,\nu}^{\{0\}} P_{\nu}^{\{0\}}(\theta)$, где $\sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}$ — полное сечение этой реакции, а $P_{\nu}^{\{0\}}(\theta)$ — угловое распределение вылетающих в ней легких частиц ν . Второй член указанной суммы $d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega$ линейно зависит от вектора поляризации нейтрона σ_n и описывает P -четные T -нечетные асимметрии в исходном сечении. Используя представления об изотропности пространства и сохранении четности, сечение $d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega$ можно представить как сумму двух скалярных функций $d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega = \left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega\right)_{\text{ev}} + \left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega\right)_{\text{odd}}$, которые связаны соответственно с четными и нечетными относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$ корреляторами вида $(\sigma_n[\mathbf{k}_{\text{LF}}, \mathbf{k}_v])$ и $(\sigma_n[\mathbf{k}_{\text{LF}}, \mathbf{k}_v])$ ($\mathbf{k}_{\text{LF}}, \mathbf{k}_v$), где $\mathbf{k}_{\text{LF}}$ и $\mathbf{k}_v$ — волновые векторы легкого фрагмента деления и легкой частицы. Указанные корреляторы можно связать с величинами $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}} \equiv (\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega)_{\text{ev(odd)}}/\sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}$, экспериментальные значения которых можно найти через экспериментальные значения введенного ранее в работе [1] коэффициента асимметрии $D_{nf,\nu}(\theta)$ и углового распределения $P_{\nu}^{\{0\}}(\theta)$ легких частиц, по формуле $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}} = (D_{nf,\nu}(\theta) P_{\nu}^{\{0\}}(\theta))_{\text{ev(odd)}}$. Теоретические значения величин $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}}$ в квантово-механическом подходе можно получить, используя формулу $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}} = \Delta_{\nu,\text{ev(odd)}} \frac{d}{d\theta} (P_{\nu,\text{ev(odd)}}^{\{0\}}(\theta))$, учитывающую угол поворота $\Delta_{\nu,\text{ev(odd)}}$ волнового вектора $\mathbf{k}_v$ легкой частицы относительно волнового вектора $\mathbf{k}_{\text{LF}}$ легкого фрагмента деления под действием кориолисова взаимодействия, связанного с коллективным вращением делящейся системы вокруг оси, перпендикулярной ее оси симметрии. Угол поворота находится из сопоставления экспериментальных и теоретических значений величин $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}}$ при использовании метода максимального правдоподобия. Из-за учета квантовых интерференционных эффектов углы $\Delta_{\nu,\text{ev(odd)}}$ в общем случае могут принимать не только положительные, как в квазиклассическом методе траекторных расчетов [1], но и отрицательные значения. Использование этого результата позволяет получить разумное согласие экспериментальных и теоретических величин $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}}$ одновременно для всех частиц ν в случае ядер-мишеней ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu . В случае же ядер-мишеней ^{233}U для получения указанного согласия требуется добавление к величине $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_{\text{ev}}$, не зависящей от угла θ величины $(\tilde{\beta}_{nf,\alpha})_{\text{ev}}$, появление которой, в принципе, может быть связано [1] с нарушением аксиальной симметрии делящейся системы из-за влияния ее bending- и wriggling-колебаний в окрестности точки разрыва.

DOI: 10.31857/S0044002723010221, EDN: RBUMJV

1. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени проведено заметное число экспериментальных исследований P -четных T -нечетных асимметрий в сечениях реакций деле-

¹⁾Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия.

*E-mail: kadmensky@phys.vsu.ru

ния неориентированных ядер-мишеней холодными нейтронами n с вектором поляризации σ_n , ориентированным вдоль (σ_n^+) или против (σ_n^-) направления волнового вектора нейтрона $\mathbf{k}_n$, с вылетом легких частиц ν . Среди таких частиц наблюдаются [2–4] альфа-частицы, появляющиеся в качестве третьих частиц при тройном делении составных делящихся ядер (СДЯ), формируемых при захвате нейтрона n ядром-мишенью, а также мгновенные γ -кванты и нейтроны n' , испускаемые термализованными фрагментами двойного деления СДЯ [5–8]. Физическая природа появления рассматриваемых P -четных T -нечетных асимметрий в сечениях анализируемых реакций деления ядер достаточно сложна. Поэтому целью настоящей работы является анализ в рамках квантовой теории деления [9–14] ряда важных и нетривиальных свойств анализируемых реакций и решение поставленной в работе задачи при учете указанных свойств.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ P -ЧЕТНЫХ T -НЕЧЕТНЫХ АСИММЕТРИЙ

В СЕЧЕНИЯХ ИССЛЕДУЕМЫХ РЕАКЦИЙ

Для описания дифференциальных сечений $d\sigma_{nf,\nu}(\theta)/d\Omega$ рассматриваемых реакций, как правило, используется [4] лабораторная система координат (л.с.к.), ось Z которой направлена по волновому вектору легкого фрагмента деления $\mathbf{k}_{LF}$, ось Y — по волновому вектору падающего нейтрона $\mathbf{k}_n$, а направление волнового вектора легкой частицы $\mathbf{k}_\nu$ задается в плоскости ZX углом θ относительно вектора $\mathbf{k}_{LF}$. Эти сечения при учете спиновой матрицы плотности СДЯ, которая строится [15] через спиновые матрицы плотности неориентированного ядра-мишени и поляризованного налетающего нейтрона, можно представить [16] формулой вида

$$d\sigma_{nf,\nu}(\theta)/d\Omega = d\sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega + d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega, \quad (1)$$

где первый член $d\sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega$ соответствует сечению исследуемой реакции при участии холодных неполяризованных нейтронов ($\sigma_n = 0$) и представляется как

$$d\sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega = \sigma_{nf,\nu}^{\{0\}} P_\nu^{\{0\}}(\theta), \quad (2)$$

где $\sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}$ — интегральное сечение исследуемой реакции, а $P_\nu^{\{0\}}(\theta)$ — нормированное угловое распределение вылетающих в этой реакции легких частиц, выражаемое [1] через действительную амплитуду $A_\nu^{\{0\}}(\theta)$ этого распределения:

$$P_\nu^{\{0\}}(\theta) = \left| A_\nu^{\{0\}}(\theta) \right|^2 = \left(A_\nu^{\{0\}}(\theta) \right)^2 = \quad (3)$$

$$= \left(\sum_l a_{\nu l} Y_{l0}(\theta) \right)^2.$$

Экспериментальные распределения $P_\nu^{\{0\}}(\theta)$ определяются для альфа-частиц [17, 18] и мгновенных нейтронов и гамма-квантов [19, 20] формулами вида

$$P_\alpha^{\{0\}}(\theta) = K_\alpha \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{\theta - \theta_0}{m} \right)^2 \right\}, \quad (4)$$

$$P_{n'(\gamma)}^{\{0\}}(\theta) = K_{n'(\gamma)} (1 + G_{n'(\gamma)} \cos^2 \theta).$$

В табл. 1 приведены значения констант θ_0 , m и K_α для ядер-мишеней ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu [17, 18] и констант $G_{n'(\gamma)}$, $K_{n'(\gamma)}$ для ядер-мишеней ^{233}U , ^{235}U [19, 20]. Второй член $d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega$ формулы (1) линейно зависит от вектора σ_n и описывает исследуемые P -четные T -нечетные асимметрии. При использовании представлений [21] об изотропности пространства и сохранении четности величина $d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega$ может быть выражена [22, 23] суммой двух скалярных функций:

$$d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega = \left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega \right)_{\text{ev}} + \left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega \right)_{\text{odd}}, \quad (5)$$

которые имеют соответственно четный и нечетный характер относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$

$$\begin{aligned} \left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega \right)_{\text{ev,odd}} &= \\ &= \frac{1}{2} \left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega \pm d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\pi - \theta)/d\Omega \right), \end{aligned} \quad (6)$$

и могут быть представлены как

$$\begin{aligned} \left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega \right)_{\text{ev}} &= B_{\text{ev}}(\theta) (\sigma_n [\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_\nu]) = \\ &= B_{\text{ev}}(\theta) \sigma_n k_{LF} k_\nu \sin \theta, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega \right)_{\text{odd}} &= \\ &= \tilde{B}_{\text{ev}}(\theta) (\sigma_n [\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_\nu]) (\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_\nu) = \\ &= \tilde{B}_{\text{ev}}(\theta) \sigma_n (k_{LF} k_\nu)^2 \sin \theta \cos \theta, \end{aligned} \quad (8)$$

где величины $B_{\text{ev}}(\theta)$ и $\tilde{B}_{\text{ev}}(\theta)$ выражаются через суммы четных относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$ скалярных комбинаций $(\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_\nu)^n \sim \cos^n \theta$ с четными целочисленными значениями $n = 0, 2, \dots$

Для анализа P -четных T -нечетных асимметрий в сечениях исследуемых реакций в работах

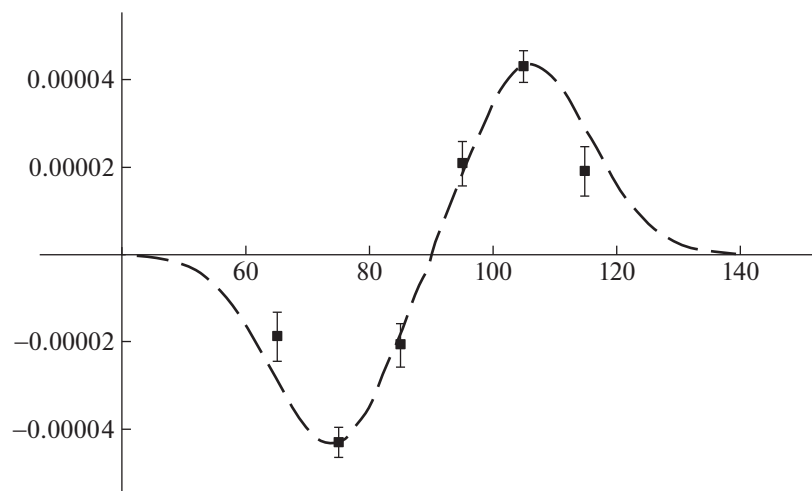


Рис. 1. Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (длинная штриховая кривая — квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_{\text{odd}}$ в случае ядра-мишени ^{233}U .

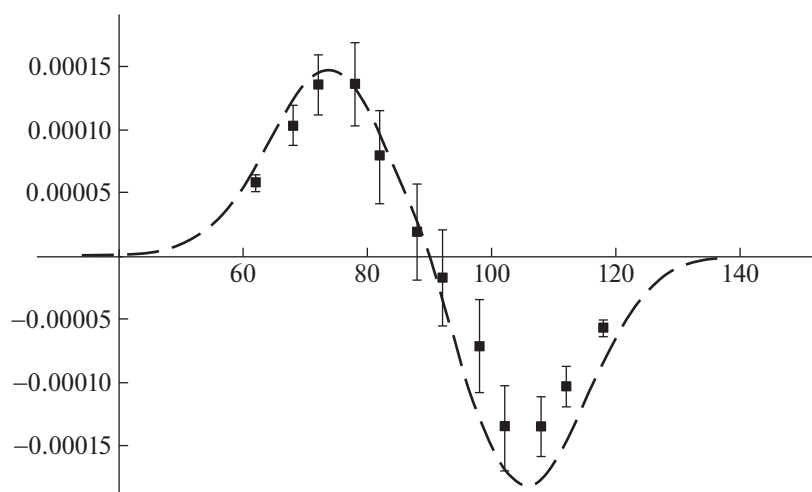


Рис. 2. Величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_{\text{odd}}$ в случае ядра-мишени ^{235}U .

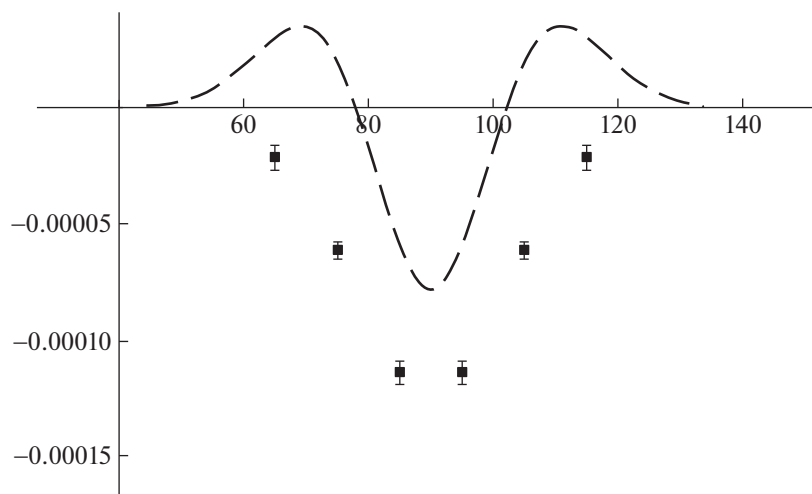


Рис. 3. Величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_{\text{ev}}$ в случае ядра-мишени ^{233}U .

[3–6] были введены коэффициенты асимметрии $D_{nf,\nu}(\theta)$, определяемые как:

$$D_{nf,\nu}(\theta) = \frac{N_{\nu}^{+}(\theta) - N_{\nu}^{-}(\theta)}{N_{\nu}^{+}(\theta) + N_{\nu}^{-}(\theta)}, \quad (9)$$

где $N_{\nu}^{\pm}(\theta)$ — экспериментальные скорости счета частиц ν для векторов поляризации нейтронов σ_n^{+} или σ_n^{-} . Поскольку величины $N_{\nu}^{\pm}(\theta)$ пропорциональны экспериментальным дифференциальным сечениям $d\sigma_{nf,\nu}^{(\pm)}(\theta)/d\Omega$ исследуемых реакций, из формул (9) и (5) следует соотношение

$$D_{nf,\nu}(\theta) = \frac{d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega}{d\sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega}, \quad (10)$$

которое позволяет найти величину $d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega$ через экспериментальные значения величин $D_{nf,\nu}(\theta)$ и $d\sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega$:

$$\begin{aligned} d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega &= \\ &= D_{nf,\nu}(\theta) \left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega \right). \end{aligned} \quad (11)$$

Теперь можно ввести в рассмотрение величину $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}}$:

$$\begin{aligned} (\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}} &\equiv \\ &\equiv \left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega \right)_{\text{ev(odd)}} / \sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}, \end{aligned} \quad (12)$$

не зависящую от плотности потока падающих нейтронов, которая при использовании формул (11), (5) преобразуется к виду

$$(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}} = \left(D_{nf,\nu}(\theta) P_{\nu}^{\{0\}}(\theta) \right)_{\text{ev(odd)}}, \quad (13)$$

что позволяет найти экспериментальные значения величины $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}}$ через экспериментальные значения величин $D_{nf,\nu}(\theta)$ и $P_{\nu}^{\{0\}}(\theta)$.

Для случая альфа-частиц подобные значения $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_{\text{ev(odd)}}$ представлены на рис. 1–8 для ядер-мишеней ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu черными квадратами.

В случае вылета мгновенных гамма-квантов для ядра-мишени ^{235}U экспериментальное значение коэффициента $D_{nf,\gamma}(\theta)$ [5] имеет нечетный характер, а угловое распределение $P_{\gamma}^{\{0\}}(\theta)$ (4) — четный характер относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$. Это приводит к обращению в нуль в формуле (5) тройного коррелятора и сохранению в ней отличного от нуля пятерного коррелятора, имеющего нечетный характер. Экспериментальные

значения величины $(\beta_{nf,\gamma}(\theta))_{\text{odd}}$ для ядра-мишени ^{235}U , рассчитанные по формуле (13), представлены на рис. 9.

К сожалению, экспериментальные значения коэффициентов асимметрии $D_{nf,n'(\gamma)}(\theta)$ в случае мгновенных нейтронов для ядра-мишени ^{235}U и мгновенных гамма-квантов и нейтронов для ядра-мишени ^{233}U измерены только для малого числа углов в области $\theta < 90^\circ$ [4–7], что не позволяет рассчитать экспериментальные значения величин $(\beta_{nf,n'(\gamma)}(\theta))_{\text{ev(odd)}}$ на основе формул (13). Поэтому значения $(\beta_{nf,n'(\gamma)}(\theta))_{\text{odd}}$ в этих случаях были восстановлены при использовании рассмотренного ниже представления об отличии от нуля только пятерного коррелятора для величины $(D_{nf,n'(\gamma)}(\theta))_{\text{odd}}$ и представлены на рис. 10–12.

3. КВАНТОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕАКЦИЙ ДВОЙНОГО И ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ НЕОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР-МИШЕНЕЙ ХОЛОДНЫМИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Прежде чем рассматривать P -четные T -нечетные асимметрии в сечениях реакций двойного и тройного деления основных состояний неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами, исследуем квантовые характеристики указанных реакций. Начальная стадия этих реакций связана с захватом ядром-мишенью (A, Z) холодного нейтрона с очень малой кинетической энергией $T_n < 0.025$ эВ и формированием возбужденного СДЯ с энергией возбуждения $E_{\text{воз}}(A+1, Z) \approx |B_n|$, где $B_n \approx (-6 \text{ МэВ})$ — энергия связи нейтрона в основном состоянии ядра $(A+1, Z)$. За ядерные времена $T_0 \approx 10^{-21}$ с это возбужденное состояние переходит в нейтронное резонансное состояние СДЯ, волновая функция ψ_K^{JM} которого в приближении метода случайных матриц Вигнера [23–25] представляется формулой

$$\psi_K^{JM} = \sum_{i \neq 0} b_i \psi_{iK}^{JM} + b_0 \psi_{0K}^{JM}(\beta_\lambda). \quad (14)$$

В этой формуле волновая функция ψ_{iK}^{JM} соответствует i -квазичастичному возбужденному состоянию СДЯ, а волновая функция $\psi_{0K}^{JM}(\beta_\lambda)$, связанная с числом квазичастиц $i = 0$, описывает коллективное деформационное движение СДЯ с энергией возбуждения $|B_n|$ при изменении параметров его деформации β_λ и отвечает переходному делительному состоянию указанного ядра, введенному в работе [9]. При этом коэффициенты b_i в (14) описываются распределением Вигнера [23], а их

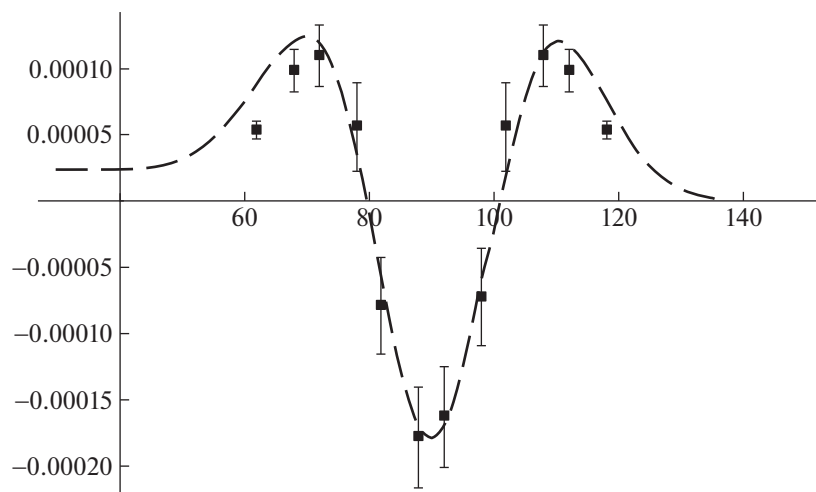


Рис. 4. Величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_{ev}$ в случае ядра-мишени ^{235}U .

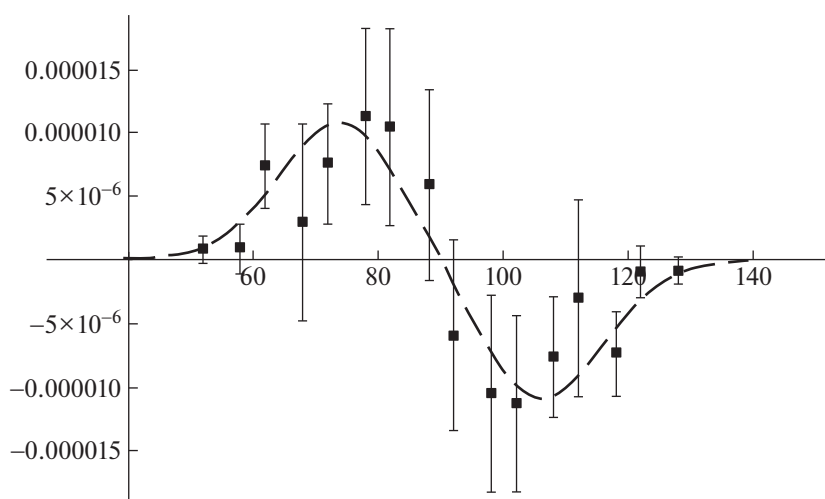


Рис. 5. Величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_{odd}$ в случае ядра-мишени ^{239}Pu .

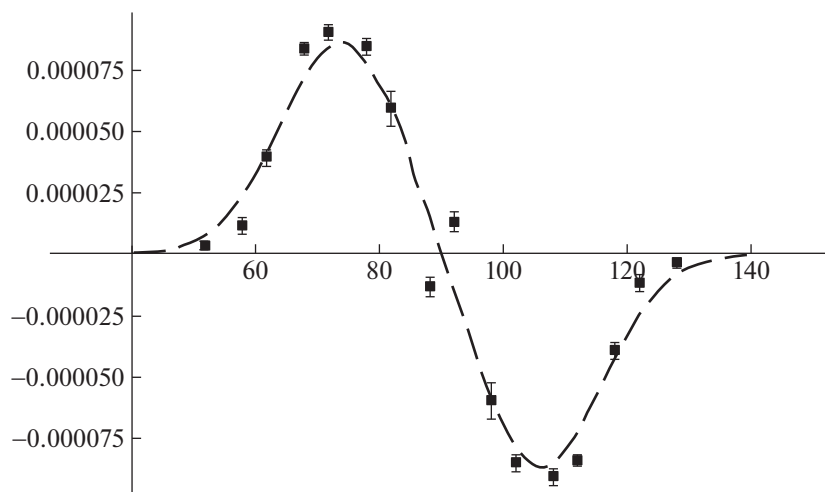


Рис. 6. Величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_{odd}$ в случае ядра-мишени ^{241}Pu .

квадраты имеют средние значения $\overline{(b_i)^2} = 1/N$, где $N \approx 10^6$ — полное число квазичастичных состояний рассматриваемого ядра, участвующих в формировании волновой функции СДЯ (14).

Этот потенциал определяет поведение волновой функции $\psi_{0K}^{JM}(\beta_\lambda)$ в формуле (14), описывающей коллективную деформационную моду движения СДЯ при энергии его возбуждения $|B_n|$ в зависимости от его параметров деформации. На рис. 13 представлен потенциал деформации $V(\beta_\lambda)$, построенный в рамках капельной модели ядра с учетом оболочных поправок [9, 26] и имеющий двугорбый характер. Для рассматриваемых выше делящихся ядер-мишеней величина энергии возбуждения $|B_n|$ СДЯ, представленная на рисунке прямой линией, оказывается выше высот внутреннего B_{int} и внешнего B_{ext} барьеров деления, что обеспечивает с заметной вероятностью переход коллективных деформационных состояний этих ядер с волновыми функциями $\psi_{0K}^{JM}(\beta_\lambda)$ в область, отвечающую точке разрыва СДЯ на первичные фрагменты деления. При этом в этой области СДЯ, а также первичные фрагменты деления оказываются [27] в холодных возбужденных, но нетермализованных коллективных деформационных состояниях. При разлете первичных фрагментов деления они за времена $\approx T_0$ переходят в термализованные состояния, из которых в дальнейшем происходит испарение таких легких частиц, как мгновенные нейтроны и гамма-кванты.

В конфигурациях СДЯ, близких к точке его разрыва, важнейшую роль играют поперечные bending- и wriggling-колебания [28] этого ядра.

Bending-колебания связаны с поворотами сильно деформированных предфрагментов деления, соприкасающихся своими вершинами в области шейки делящегося ядра (см. рис. 14), в противоположные стороны вокруг некоторой оси, перпендикулярной оси симметрии делящегося ядра Z . Из-за закона сохранения полного спина СДЯ в bending-колебаниях у вылетающих фрагментов появляются дополнительные значения спинов, удовлетворяющих условию $\mathbf{J}_{1b} + \mathbf{J}_{2b} = 0$.

Wriggling-колебания связаны с поворотами предфрагментов деления в одну сторону вокруг оси, перпендикулярной оси симметрии делящегося ядра, что приводит к появлению одинаково направленных и больших по величине дополнительных значений спинов вылетающих фрагментов деления $\mathbf{J}_{1w}$ и $\mathbf{J}_{2w}$. Компенсация отличного от нуля суммарного спина $\mathbf{J}_{1w} + \mathbf{J}_{2w}$ указанных предфрагментов осуществляется за счет вращения всего СДЯ вокруг той же оси в противоположную сторону (см. рис. 10), что приводит к появлению относительных орбитальных моментов $\mathbf{L}_w$ предфрагментов деления, удовлетворяющих в силу

закона сохранения полного спина СДЯ условию $\mathbf{J}_{1w} + \mathbf{J}_{2w} + \mathbf{L}_w = 0$.

Для рассматриваемых в работе ядер-мишеней bending- и wriggling-колебания описываются [28] при использовании параметров, близких к аналогичным параметрам для ядра-мишени ^{235}U и включающих параметры жесткости $K_w = 295 \text{ МэВ рад}^{-2}$ и $K_b = 52 \text{ МэВ рад}^{-2}$ и массовые параметры $M_w = 1.6 \times 10^6 \text{ МэВ Фм}^2 \text{ с}^2$ и $M_b = 2.0 \times 10^6 \text{ МэВ Фм}^2 \text{ с}^2$, приводящие к значениям частот указанных колебаний $\omega_w = \sqrt{K_w/M_w} = 2.3 \text{ МэВ}/\hbar$ и $\omega_b = \sqrt{K_b/M_b} = 0.9 \text{ МэВ}/\hbar$ и параметров $C_w = M_w \hbar \omega_w = 132 \hbar^2$ и $C_b = M_b \hbar \omega_b = 57 \hbar^2$. Поскольку, как отмечалось выше, СДЯ в окрестности точки его разрыва на фрагменты деления находится в холодном возбужденном состоянии, то рассматриваемые поперечные bending- и wriggling-колебания этого ядра имеют характер нулевых колебаний. Используя волновую функцию нулевых wriggling-колебаний [28], можно получить [29] функцию распределения первичных фрагментов деления по их относительному орбитальному моменту L_w :

$$W(L_w) = \frac{L_w}{C_w} \exp\left(-\frac{L_w^2}{2C_w}\right), \quad (15)$$

которая приводит к среднему значению $\bar{L}_w = 14.4$ указанного момента. При использовании квантово-механического соотношения неопределенности [29] между значениями неопределенностей ΔL_w орбитального момента L_w и $\Delta \theta$ угла θ при учете больших величин $\bar{L}_w$ можно прийти к заключению о малости значений ($\Delta \theta \approx 0$) и о близости направления вылета фрагментов деления к направлению оси симметрии СДЯ, что соответствует реализации гипотезы О. Бора [9]. Одновременный учет [28] нулевых bending- и wriggling-колебаний СДЯ позволяет получить [29] спиновое распределение первого из фрагментов деления:

$$W(J_1) = \frac{4J_1}{C_b + C_w} \exp\left[-\frac{2J_1^2}{C_b + C_w}\right]. \quad (16)$$

Поскольку значение коэффициента C_w для wriggling-колебаний оказывается заметно большим аналогичного значения C_b для bending-колебаний, основной вклад в среднее значение спина $\bar{J}_1$ дают wriggling-колебания. Это значение оказывается равным $\bar{J}_1 = 8.6$ для ядра-мишени ^{235}U и хорошо коррелирует с аналогичным экспериментальным значением $\bar{J}_1 = 7-9$ [30, 31]. Заметим, что спиновое распределение (16) принципиально отличается от широко используемого аналогичного распределения [9], которое отвечает

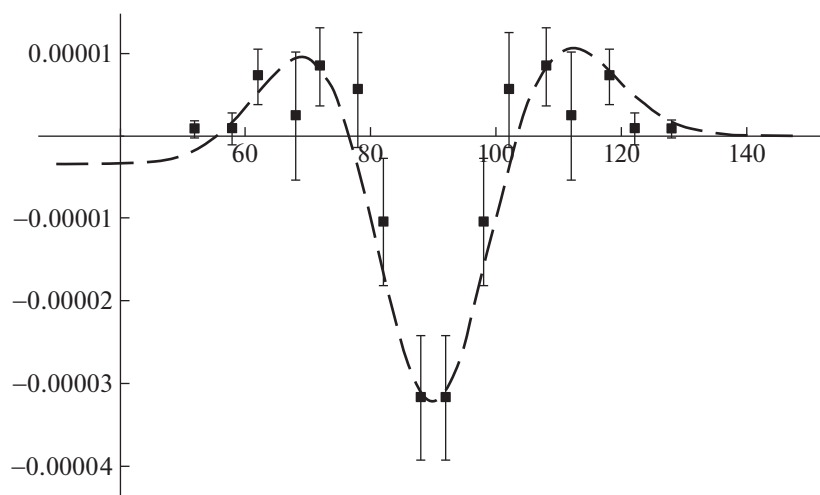


Рис. 7. Величины $(\beta_{nf, \alpha}(\theta))_{ev}$ в случае ядра-мишени ^{239}Pu .

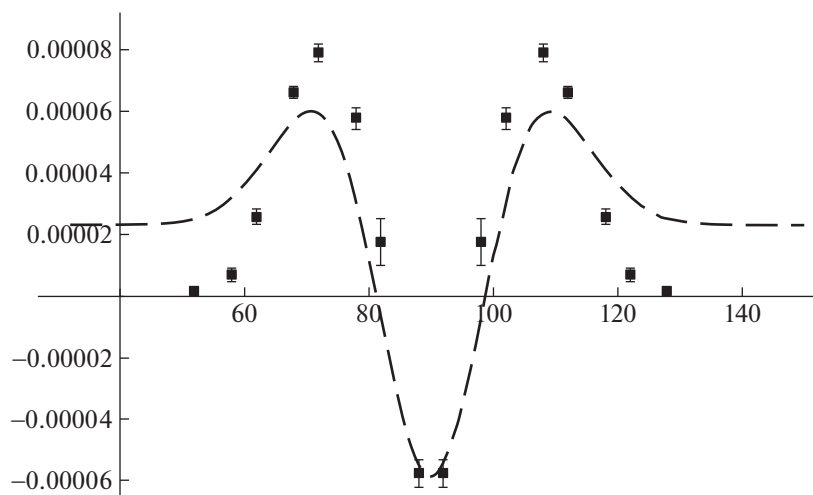


Рис. 8. Величины $(\beta_{nf, \alpha}(\theta))_{ev}$ в случае ядра-мишени ^{241}Pu .

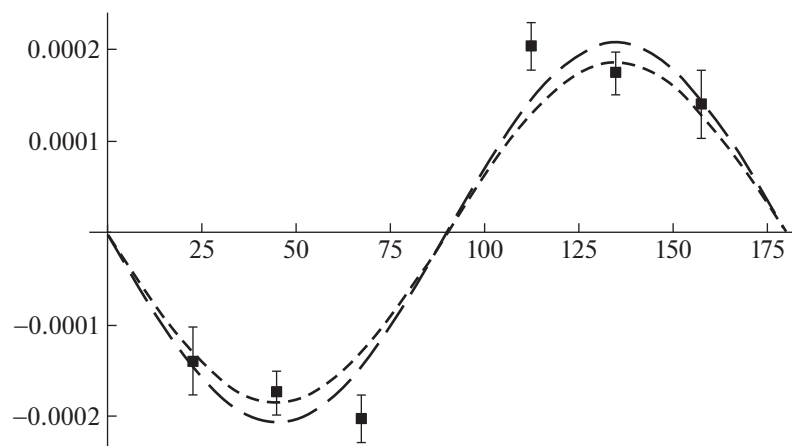


Рис. 9. Значения величины $(\beta_{nf, \gamma}(\theta))_{odd}$ в случае ядра-мишени ^{235}U .

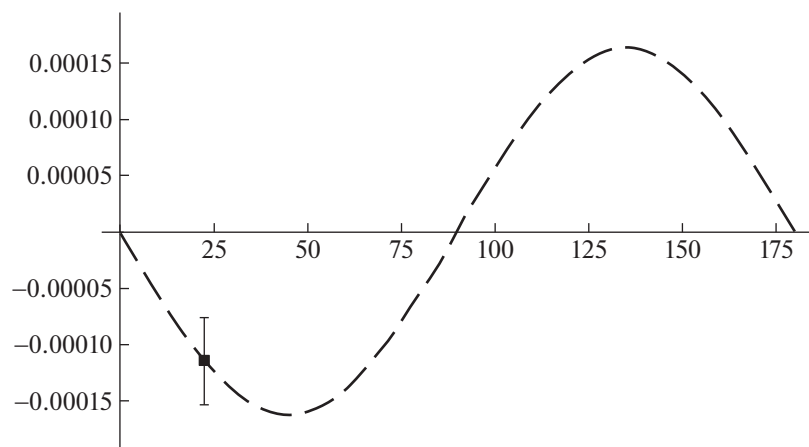


Рис. 10. Значения величины $(\beta_{nf,n'}(\theta))_{\text{odd}}$ в случае ядра-мишени ^{235}U .

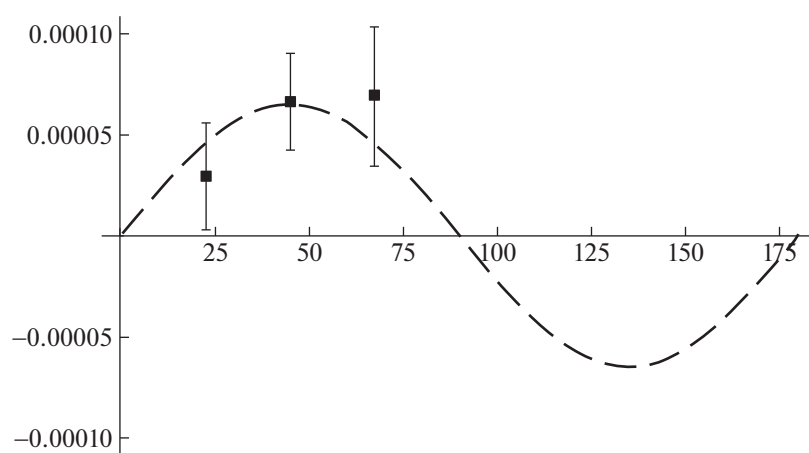


Рис. 11. Значения величины $(\beta_{nf,\gamma}(\theta))_{\text{odd}}$ в случае ядра-мишени ^{233}U .

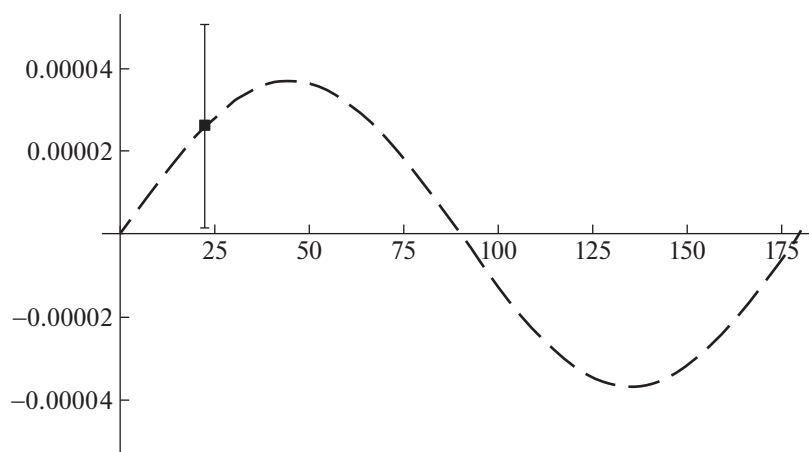


Рис. 12. Значения величины $(\beta_{nf,n'}(\theta))_{\text{odd}}$ в случае ядра-мишени ^{233}U .

термализованному состоянию рассматриваемого фрагмента деления и соответствует распределению Гиббса.

Вылетающие в тройном делении неориентиро-

ванных ядер-мишеней холодными нейтронами α -частицы оказываются длиннопробежными, асимптотические значения средних кинетических энергий которых $E_\alpha \approx 16$ МэВ близки к высоте кулонов-

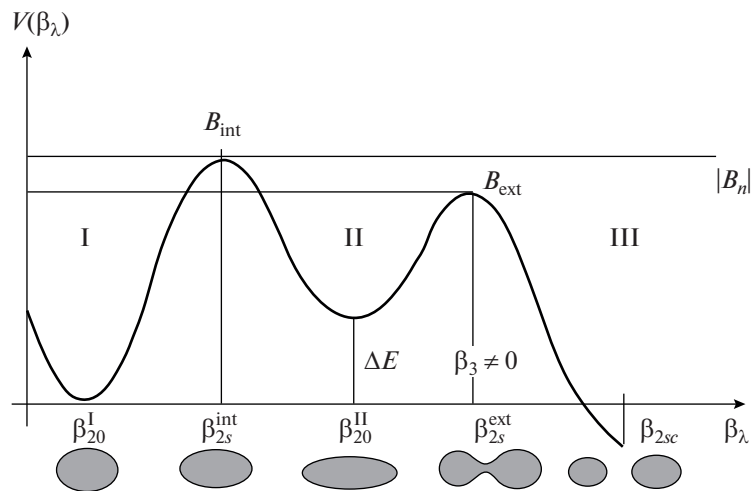


Рис. 13. Потенциал деформации $V(\beta_\lambda)$ для ядер-актинидов, взятый из работы [9].

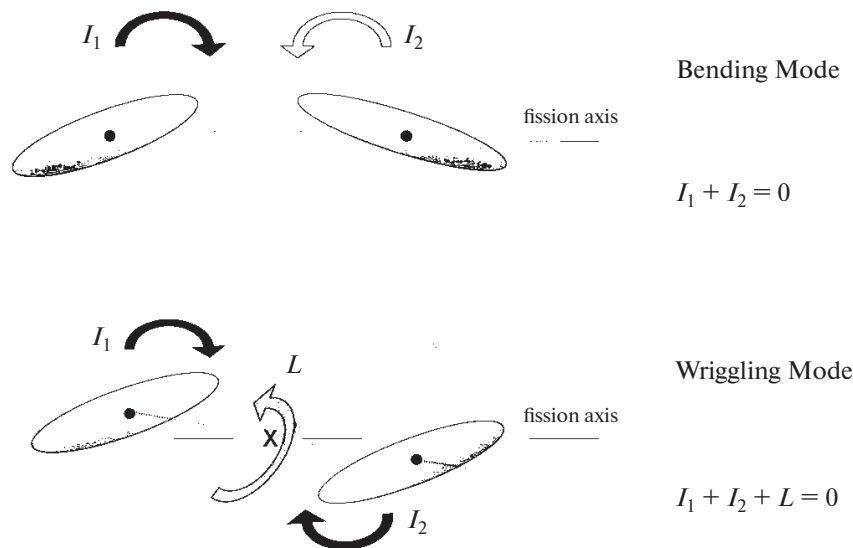


Рис. 14. Поперечные bending- и wriggling-колебания делящегося ядра в окрестности точки его разрыва на фрагменты деления.

ского барьера B_α для вылета этих частиц из шейки СДЯ ($A + 1, Z$) в окрестности его точки разрыва на фрагменты деления и заметно превосходят теплоту $Q_\alpha \approx 5$ МэВ обычных α -распадов основных состояний ядер-актинидов с переходом в основные состояния конечных ядер. Появление подобных энергий в процессе тройного деления ядер было объяснено в работе [32] по аналогии с процессами двухпротонного и 2β -распадов ядер [33] при использовании представления о виртуальном характере процесса тройного деления СДЯ, формируемого при захвате холодного нейтрона ядром-мишенью, с вылетом α -частицы.

Появление P -четных T -нечетных асимметрий в дифференциальных сечениях реакций двойного и тройного деления ядер холодными поляризо-

ванными нейтронами с вылетом различных легких частиц было связано в квантовой теории деления [1, 16, 23] с учетом влияния коллективного вращения составной делящейся системы (СДС) вокруг

Таблица 1

Ядро-мишень	θ_0	m	K_α	$K_{n'}$	$G_{n'}$	K_γ	G_γ
^{233}U	82	9.35	0.043	0.300	0.1	0.295	0.146
^{235}U	82	10.2	0.039	0.300	0.1	0.295	0.146
^{239}Pu	83	11	0.036				
^{241}Pu	83	10.2	0.039				

Таблица 2

Ядро-мишень	$\Delta\theta_{\alpha, \text{ev}} \times 10^{-3}$	$\Delta\theta_{\alpha, \text{odd}} \times 10^{-3}$	$\Delta\theta_{\gamma, \text{odd}} \times 10^{-3}$	$\Delta\theta_{n', \text{odd}} \times 10^{-3}$
^{233}U	0.5	-0.5	-0.48	-0.78
^{235}U	1.4	1.9	1.6	3.3
^{239}Pu	0.19	0.1		
^{241}Pu	0.25	0.6		

оси, перпендикулярной ее оси симметрии, на угловые распределения фрагментов деления и легких частиц. Это влияние строилось через включение в полный гамильтониан СДС гамильтониана кориолисова взаимодействия H^{Cor} [9] полного спина СДС $\hat{J}$ с орбитальными моментами фрагментов деления $\hat{L}$ и легких частиц $\hat{l}$:

$$H^{\text{Cor}} = -\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_0} (\hat{J}_+ \hat{l}_- + \hat{J}_- \hat{l}_+) - \quad (17)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_0} (\hat{J}_+ \hat{L}_- + \hat{J}_- \hat{L}_+),$$

где $\mathfrak{I}_0$ — увеличивающийся при разлете продуктов деления момент инерции аксиально-симметричной СДС, а операторы $\hat{J}_\pm$, $\hat{l}_\pm$ и $\hat{L}_\pm$ определяются как

$$\hat{J}_\pm = \hat{J}_x \pm i\hat{J}_y; \quad \hat{l}_\pm = \hat{l}_x \pm i\hat{l}_y; \quad (18)$$

$$\hat{L}_\pm = \hat{L}_x \pm i\hat{L}_y.$$

Действие указанных операторов на стандартные волновые функции определяется формулами:

$$\hat{J}_\pm D_{M_s K_s}^{J_s}(\omega) = \quad (19)$$

$$= [(J_s \pm K_s)(J_s \mp K_s + 1)]^{1/2} D_{M_s(K_s \mp 1)}^{J_s}(\omega),$$

$$\hat{l}_\pm Y_{l(K_l \pm 1)}(\Omega'_{\text{TP}}) =$$

$$= [(l \mp K_l)(l \pm K_l + 1)]^{1/2} Y_{l(K_l \pm 1)}(\Omega'_{\text{TP}}),$$

$$\hat{L}_\pm Y_{L K_L}(\Omega'_{\text{LF}}) =$$

$$= [(L \mp K_L)(L \pm K_L + 1)]^{1/2} Y_{L(K_L \pm 1)}(\Omega'_{\text{LF}}).$$

При действии компонент кориолисова гамильтониана (17), связанных с орбитальными моментами фрагментов деления $\hat{L}$ и легкой частицы $\hat{l}$, на невозмущенные действительные амплитуды $A_{\text{LF}}^{\{0\}}(\theta_{\text{LF}})$ и $A_\nu^{\{0\}}(\theta)$ (3) угловых распределений фрагментов деления и легких частиц можно получить [16] важные соотношения:

$$L_\pm A_{\text{LF}}^{\{0\}}(\theta_{\text{LF}}) = L_\pm \sum_{\text{LF}} a_{\text{LF}} Y_{\text{LF},0}(\theta_{\text{LF}}) = \quad (20)$$

$$= \frac{d}{d\theta_{\text{LF}}} A_{\text{LF}}^{\{0\}}(\theta_{\text{LF}});$$

$$\hat{l}_\pm A_\nu^{\{0\}}(\theta) = \hat{l}_\pm \sum_l a_{\nu l} Y_{l0}(\theta) = \frac{d}{d\theta} A_\nu^{\{0\}}(\theta).$$

При использовании формул вида (20), (3), можно получить [1] в первом порядке по кориолисову гамильтониану (17) значение величин $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}}(12)$

$$(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}} \equiv (\Delta\theta_\nu)_{\text{ev(odd)}} \frac{d}{d\theta} (P_\nu^{(0)})_{\text{ev(odd)}}. \quad (21)$$

В (21) $(\Delta\theta_\nu)_{\text{ev(odd)}}$ — угол поворота направления вылета легкой частицы ν относительно направления вылета легкого фрагмента деления, определяемый разностью углов $(\Delta\theta_\nu)_{\text{ev(odd)}} = (\Delta\theta'_{\text{LF}})_{\text{ev(odd)}} - (\Delta\theta'_\nu)_{\text{ev(odd)}}$, где $(\Delta\theta'_{\text{LF}})_{\text{ev(odd)}}$ и $(\Delta\theta'_\nu)_{\text{ev(odd)}}$ — углы поворота под влиянием кориолисова взаимодействия направлений вылета легкого фрагмента деления и легкой частицы относительно оси симметрии СДЯ. При этом углы поворота $\Delta\theta'_{n'(\gamma)}$ для мгновенных нейтронов и гамма-квантов близки к нулю из-за малости величины кориолисова взаимодействия, действующего на указанные легкие частицы в области их испарения из фрагментов деления.

В работе [1] были построены формулы для углов $(\Delta\theta_\nu)_{\text{ev(odd)}}$, в которых была продемонстрирована существенная роль интерференции делительных амплитуд нейтронных резонансных состояний СДЯ sJ_s и $s'J_{s'}$ с различными значениями sJ_s и $s'J_{s'}$, которая приводила в общем случае к существенному изменению не только абсолютных величин, но и знаков углов поворота $(\Delta\theta_\nu)_{\text{ev(odd)}}$ по сравнению с аналогичными углами, имеющими только положительные значения и рассчитанными в работах [2–4] при использовании не содержащего интерференционных эффектов квазиклассического метода траекторных расчетов.

4. ОПИСАНИЕ P -ЧЕТНЫХ T -НЕЧЕТНЫХ АССИМЕТРИЙ В СЕЧЕНИЯХ РЕАКЦИЙ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ХОЛОДНЫМИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ С ВЫЛЕТОМ ЛЕГКИХ ЧАСТИЦ

Квантовая теория деления, учитывающая [1] влияние интерференции делительных амплитуд нейтронных резонансных состояний СДЯ sJ_s и $s'J_{s'}$ с различными значениями sJ_s и $s'J_{s'}$, может приводить к отличию по модулям и знакам углов $\Delta\theta_{\nu, \text{ev(odd)}}$, фигурирующих в формуле (21), от аналогичных углов $\Delta\theta_\alpha$ и $\Delta\theta_{\text{LF}}$, вводимых [4] в

квазиклассическом приближении и имеющих всегда положительный знак. Поскольку теоретические расчеты углов $\Delta\theta_{\nu, \text{ev}(\text{odd})}$ с учетом интерференционных эффектов очень сложны, воспользуемся для определения этих углов методом максимального правдоподобия [34, 35]. В этом методе углы поворота $\Delta\theta_{\nu, \text{ev}(\text{odd})}$, фигурирующие в формуле (21), находятся из условия минимума величины χ^2 , вводимой в методе максимального правдоподобия и характеризующей близость экспериментальных и теоретических величин $(\beta_{nf, \nu}(\theta))_{\text{ev}(\text{odd})}$.

Как видно из табл. 2, для ядер-мишеней ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu значения указанных углов поворота имеют, как и в случае метода траекторных расчетов [2–4], положительные и достаточно близкие значения для тройных и пятерных корреляторов в случаях всех типов легких частиц. В то же время для ядра-мишени ^{233}U углы поворота для пятерных корреляторов в случаях α -, n' - и γ -частиц имеют, в отличие от результатов расчетов в квазиклассическом подходе, отрицательные значения с близкими значениями их модулей.

Рисунки 5–8 демонстрируют удовлетворительное согласие между собой экспериментальных и теоретических значений величин $(\beta_{nf, n'(\gamma)}(\theta))_{\text{odd}}$ для ядер-мишеней ^{233}U и ^{235}U при вылете как мгновенных нейтронов, так и гамма-квантов соответственно. Рисунки 1–4 также демонстрируют разумное согласие между собой теоретических и экспериментальных значений величин $(\beta_{nf, \alpha}(\theta))_{\text{ev}}$ и $(\beta_{nf, \alpha}(\theta))_{\text{odd}}$ при вылете α -частиц для всех ядер, кроме ядра-мишени ^{233}U . Рисунок 9 демонстрирует, что для ^{233}U экспериментальные значения величины $(\beta_{nf, \alpha}(\theta))_{\text{odd}}$ (черные квадраты) отличаются от рассчитанных значений (длинные пунктирные линии) на не зависящую от угла θ достаточно большую по модулю отрицательную величину $(\beta_{nf, \alpha})_{\text{ev}} \approx (-8 \times 10^{-5})$. В этом случае вместо величины $(\beta_{nf, \alpha}(\theta))_{\text{ev}}$ (21) можно ввести величину $(\beta_{nf, \alpha}(\theta))_{\text{ev}}$, которая представляется обобщающей (21) формулой вида

$$(\beta_{nf, \alpha}(\theta))_{\text{ev}} = \Delta_{\alpha, \text{ev}} \frac{d}{d\theta} (P_{\alpha, \text{odd}}^{\{0\}}(\theta)) + (\beta_{nf, \alpha})_{\text{ev}}. \quad (22)$$

В принципе, механизм появления члена $(\tilde{\beta}_{nf, \alpha})_{\text{ev}}$ в (22) можно попытаться связать с рассмотренным в работе [4] влиянием вращения составного делящегося ядра (СДЯ) вокруг его оси деления, обусловленного нарушением аксиальной симметрии СДЯ при учете коллективных bending- и wriggling-

колебаний этого ядра в окрестности точки его разрыва. Однако это, естественно, требует дополнительного рассмотрения.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе продемонстрировано, что при использовании квантово-механических подходов к анализу целого ряда базовых свойств реакций двойного и тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами можно одновременно описать характеристики P -четных T -нечетных асимметрий в подобных реакциях при вылете таких различных по своей природе легких частиц, как предразрывные альфа-частицы и мгновенные нейтроны и гамма-кванты. Этот результат можно рассматривать как дополнительное подтверждение справедливости предложенных квантово-механических механизмов для описания указанных базовых свойств анализируемых реакций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. С. Г. Кадменский, Л. В. Титова, В. Е. Бунаков, ЯФ **82**, 239 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 254 (2019)].
2. P. Jesinger, G. V. Danilyan, A. M. Gagariski, P. Geltenbort, F. Gönnerwein, A. Kötze, Ye. I. Kobokina, M. Mutterer, V. Nesvizhevsky, S. R. Neumaier, V. S. Pavlov, G. A. Petrov, V. I. Petrova, K. Schmidt, V. B. Shvachkin, and O. Zimmer, ЯФ **62**, 1723 (1999) [Phys. At. Nucl. **62**, 1608 (1999)].
3. P. Jesinger, A. Kötze, F. Gönnerwein, M. Mutterer, J. von Kalben, G. V. Danilyan, V. S. Pavlov, G. A. Petrov, A. M. Gagariski, W. H. Trzaska, S. M. Soloviev, V. V. Nesvizhevski, and O. Zimmer, Phys. At. Nucl. **65**, 630 (2002).
4. A. Gagariski, F. Gönnerwein, I. Guseva, P. Jesinger, Yu. Kopatch, T. Kuzmina, E. Lelièvre-Berna, M. Mutterer, V. Nesvizhevsky, G. Petrov, T. Soldner, G. Tiourine, W. H. Trzaska, and T. Zavarukhina, Phys. Rev. C **93**, 054619 (2016).
5. G. V. Danilyan, P. Granz, V. A. Krakhotin, F. Mezei, V. V. Novitsky, V. S. Pavlov, M. Russina, P. B. Shatalov, and T. Wilpert, Phys. Lett. B **679**, 25 (2009).
6. Г. В. Данилян, Й. Кленке, Ю. Н. Копач, В. А. Крахотин, В. В. Новицкий, В. С. Павлов, П. Б. Шаталов, ЯФ **77**, 715 (2014) [Phys. At. Nucl. **77**, 677 (2014)].
7. Г. В. Данилян, ЯФ **82**, 235 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 250 (2019)].
8. A. M. Gagariski *et al.*, Crystallogr. Rep. **56**, 1238 (2011).
9. A. Bohr and B. Mottelson, *Nuclear Structure* (Benjamin, New York, 1975), Vol. 2.
10. О. П. Сушков, В. В. Фламбаум, УФН **136**, 3 (1982) [Sov. Phys. Usp. **25**, 1 (1982)].
11. А. С. Давыдов, *Теория атомного ядра* (Наука, Москва, 1958).
12. С. Г. Кадменский, ЯФ **65**, 1424 (2002) [Phys. At. Nucl. **65**, 1390 (2002)].

13. С. Г. Кадменский, ЯФ **62**, 236 (1999).
14. С. Г. Кадменский, ЯФ **68**, 2030 (2005) [Phys. At. Nucl. **68**, 1968 (2005)].
15. С. Г. Кадменский, Л. В. Титова, В. Е. Бунаков, Изв. РАН. Сер. физ. **75**, 1033 (2011) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **75**, 978 (2011)].
16. С. Г. Кадменский, В. Е. Бунаков, Д. Е. Любашевский, Изв. РАН. Сер. физ. **83**, 1236 (2019) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **83**, 1128 (2019)].
17. C. Guet *et al.*, Nucl. Phys. **314**, 1 (1979).
18. F. Fossati *et al.*, Nucl. Phys. **208**, 196 (1973).
19. T. Ericson and V. Strutinsky, Nucl. Phys. **8**, 284 (1958).
20. В. М. Струтинский, ЖЭТФ **37**, 861 (1959) [Sov. Phys. JETP **10**, 613 (1960)].
21. Л. Д. Ландау, *Квантовая механика* (Физматгиз, Москва, 1978), т. 2.
22. С. Г. Кадменский, Д. Е. Любашевский, П. В. Кострюков, ЯФ **82**, 252 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 267 (2019)].
23. E. P. Wigner, Ann. Math. **62**, 548 (1955); **65**, 203 (1958); **67**, 325 (1958).
24. С. Г. Кадменский, В. П. Маркушев, В. И. Фурман, ЯФ **35**, 300 (1982) [Sov. J. Nucl. Phys. **35**, 166 (1982)].
25. С. Г. Кадменский, ЯФ **65**, 1833 (2002) [Phys. At. Nucl. **65**, 1785 (2002)].
26. В. М. Струтинский, ЯФ **3**, 614 (1965).
27. С. Г. Кадменский, Л. В. Родионова, ЯФ **66**, 1259 (2004); ЯФ **68**, 1491 (2005) [Phys. At. Nucl. **68**, 1433 (2005)].
28. J. R. Nix and W. J. Swiatecki, Nucl. Phys. A **71**, 1 (1965).
29. В. Е. Бунаков, С. Г. Кадменский, Д. Е. Любашевский, ЯФ **79**, 198 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 304 (2016)].
30. J. B. Wilhelmy, E. Cheifetz, R. C. Jared, S. G. Thompson, H. R. Bowman, and J. O. Rasmussen, Phys. Rev. **5**, 2041 (1972).
31. A. Gavron, Phys. Rev. **13**, 2562(R) (1976).
32. С. Г. Кадменский, Л. В. Титова, Д. Е. Любашевский, А. С. Веретенников, А. А. Пислюков, ЭЧАЯ **53**, 620 (2022) [Phys. Part. Nucl. **53**, 644 (2022)].
33. Д. Е. Любашевский, Изв. РАН. Сер. физ. **84**, 1406 (2020) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **84**, 1201 (2020)].
34. Л. Яноши, *Теория и практика обработки результатов измерений* (Мир, Москва, 1968).
35. И. Н. Силин, *Поиск максимума правдоподобия методом линеаризации. Статистические методы в экспериментальной физике* (Атомиздат, Москва, 1976).

THEORETICAL APPROACHES ALLOWING SIMULTANEOUS DESCRIPTION OF *P*-EVEN *T*-ODD ASYMMETRIES IN REACTIONS OF NUCLEAR FISSION BY POLARIZED NEUTRONS DURING THE EMISSION OF DIFFERENT LIGHT PARTICLES

S. G. Kadmsky¹⁾, D. E. Lyubashevsky¹⁾

¹⁾Voronezh State University, Russia

The differential cross sections $d\sigma_{nf,\nu}(\theta)/d\Omega$ for fission reaction of unoriented target nuclei by cold polarized neutrons n with the emission of such light particles ν as prescission alpha particles or prompt neutrons n' and gamma quanta in a specially selected l.c.s. can be represented as the sum of two terms. The first term coincides with the cross section of similar reaction with unpolarized neutrons $d\sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega = \sigma_{nf,\nu}^{\{0\}} P_{\nu}^{\{0\}}(\theta)$, where $\sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}$ is the total cross section of the studied reaction and $P_{\nu}^{\{0\}}(\theta)$ is the angular distribution of light particle ν emitted in this reaction. The second term $d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega$ depends linearly on the neutron polarization vector σ_n and describes *P*-even *T*-odd asymmetries in the analyzed cross section. Using the concepts of space isotropy and parity conservation, the cross section $d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega$ can be represented as the sum of two scalar functions $d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega = \left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega\right)_{\text{ev}} + \left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega\right)_{\text{odd}}$, which are related respectively to even and odd correlators of the forms $(\sigma_n[\mathbf{k}_{\text{LF}}, \mathbf{k}_\nu])$ and $(\sigma_n[\mathbf{k}_{\text{LF}}, \mathbf{k}_\nu])$ ($\mathbf{k}_{\text{LF}}, \mathbf{k}_\nu$), respectively to the transformation $\theta \rightarrow \pi - \theta$, where $\mathbf{k}_{\text{LF}}$ and $\mathbf{k}_\nu$ are the wave vectors of light fission fragment and particle ν . These correlators can be related to the quantities $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}} \equiv (d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega)_{\text{ev(odd)}}/\sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}$, the experimental values of which can be found through the experimental values of the introduced earlier in [1] the asymmetry coefficient $D_{nf,\nu}(\theta)$ and the angular distribution $P_{\nu}^{\{0\}}(\theta)$ of light particles using the formula $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}} = \left(D_{nf,\nu}(\theta) P_{\nu}^{\{0\}}(\theta)\right)_{\text{ev(odd)}}$.

The theoretical values $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}}$ in the quantum-mechanical approach can be obtained by use of the formula $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}} = \Delta_{\nu,\text{ev(odd)}} \frac{d}{d\theta} \left(P_{\nu,\text{ev(odd)}}^{\{0\}}(\theta) \right)$, which takes into account the rotation angle $\Delta_{\nu,\text{ev(odd)}}$ of the wave vector $\mathbf{k}_\nu$ relatively to the wave vector $\mathbf{k}_{\text{LF}}$ under the influence of the Coriolis interaction associated with the collective rotation of the fissile system around an axis perpendicular to its symmetry axis. The angle of rotation can be found from the comparison of experimental and theoretical values $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}}$ by the use of the maximum likelihood method. When taking into account quantum interference effects, the angles $\Delta_{\nu,\text{ev(odd)}}$ in the general case can have not only positive values, as in the semiclassical method of trajectory calculations [1], but also negative values. The use of this result makes it possible to obtain reasonable agreement between the experimental and theoretical values $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}}$ simultaneously for all light particles in the case of target nuclei ^{235}U , ^{239}Pu , and ^{241}Pu . In the case of the ^{233}U target nucleus, in order to obtain the above mentioned agreement, it is necessary to add to the quantity $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_{\text{ev}}$ the angle independent quantity $(\tilde{\beta}_{nf,\alpha})_{\text{ev}}$, the appearance of which, in principle, can be associated [1] with the violation of the axial symmetry of the fissile system due to the influence of its bending and wriggling vibrations in the vicinity of the scission point.

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ НУКЛОННЫХ ПЕРЕДАЧ В НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РЕАКЦИЯХ ИЗОТОПОВ ГЕЛИЯ С ЯДРАМИ ^{197}Au

© 2023 г. В. В. Самарин^{1),2)*}, М. А. Науменко¹⁾

Поступила в редакцию 30.09.2022 г.; после доработки 30.09.2022 г.; принята к публикации 01.10.2022 г.

Сечения образования изотопов $^{196,198}\text{Au}$ в реакциях $^{4,6,8}\text{He} + ^{197}\text{Au}$ рассчитаны на основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера для внешних нейтронов сталкивающихся ядер. Показано, что вклад слияния-испарения в экспериментальные данные мал. Результаты расчета в целом демонстрируют согласие с экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S0044002723010506, EDN: RHJGIN

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных задач как экспериментальной, так и теоретической ядерной физики является получение и исследование свойств ядер с экстремальным отношением числа нейтронов к числу протонов. Эти ядра представляют значительный интерес в связи с вопросом о пределах ядерной стабильности, т.е. о расположении нейтронной и протонной линий стабильности на карте ядер. В настоящее время существует два основных метода получения легких нейтронно-избыточных ядер. Первым является использование реакций фрагментации снаряда. Этот метод достаточно эффективен, но сечения образования изотопов существенно падают при удалении от линии стабильности. Второй метод — реакции нуклонных передач. Его преимуществом является низкая энергия возбуждения образующихся продуктов реакции, что обуславливает более высокую вероятность их выживания. Выбор оптимальных реакций для образования нейтронно-избыточных ядер чрезвычайно важен. Экспериментальные результаты в этой области дают возможность проверки различных теоретических моделей и получения информации о механизмах передачи нуклонов (например, последовательная или кластерная передача). Сечение образования ядер ^{198}Au в реакции $^6\text{He} + ^{197}\text{Au}$ растет при энергиях ниже кулоновского барьера и достигает наибольших значений несколько выше его [1]. Экспериментальные сечения образования ядер ^{196}Au в реакциях $^{4,6}\text{He} + ^{197}\text{Au}$ и ядер ^{198}Au в

реакции $^4\text{He} + ^{197}\text{Au}$ выше энергии 30 МэВ резко возрастают [1–8]; также возрастают и результаты расчета для каналов слияния-испарения, хотя и меньше первых примерно на полтора порядка. Большая разница между экспериментальными сечениями и результатами расчетов для каналов слияния-испарения свидетельствует о том, что основной вклад в экспериментальные данные вносят каналы передачи нейтронов. Каналы испарения при этом подавляются из-за высокого кулоновского барьера для испарения протонов и альфа-частиц из образовавшегося составного ядра.

В настоящей работе полученные ранее экспериментальные данные по образованию изотопов $^{196,198}\text{Au}$ в низкоэнергетических реакциях изотопов гелия $^{4,6,8}\text{He}$ с ядрами ^{197}Au были проанализированы с использованием модели нуклонных передач, основанной на численном решении нестационарного уравнения Шредингера со спин-орбитальным взаимодействием.

2. ТЕОРИЯ

Для теоретического описания передачи нуклонов в столкновениях тяжелых атомных ядер используется полуклассическая модель [9–11]. Она сочетает квантовое описание внутренних одночастичных и коллективных степеней свободы с классическими уравнениями движения атомных ядер

$$\begin{aligned} m_1 \ddot{\mathbf{r}}_1 &= -\nabla_{\mathbf{r}_1} V_{12}(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|), \\ m_2 \ddot{\mathbf{r}}_2 &= -\nabla_{\mathbf{r}_2} V_{12}(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|), \end{aligned} \quad (1)$$

где $\mathbf{r}_1$, $\mathbf{r}_2$ — центры ядер с массами m_1 , m_2 и $V_{12}(r) = V_C(r) + V_N(r)$ — потенциальная энергия взаимодействия с кулоновской частью $V_C(r)$ и ядерной частью $V_N(r)$. В наших расчетах мы использовали потенциал $V_{12}(r)$ с кулоновской частью

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Государственный университет “Дубна”, Дубна, Россия.

*E-mail: samarin@jinr.ru

$V_C(r)$ в виде потенциала взаимодействия точечных зарядов и ядерной частью $V_N(r)$ в параметризации Акюза–Винтера [12–14]. Для столкновения ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ примеры траекторий в системе центра масс показаны на рис. 1а, а график потенциала $V_{12}(r)$ — на рис. 1б.

Классические уравнения (1) применимы, если длина волны де Бройля много меньше размеров ядер, что справедливо, например, для столкновений тяжелых ядер. Для легких ядер, таких как ${}^6,8\text{He}$, этот подход требует некоторых корректировок. Волновая функция относительного движения двух ядер равна

$$\psi_{12}(r, \theta) = \frac{1}{r} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) A_l \chi_l(r) P_l(\cos \theta), \quad (2)$$

где P_l — полином Лежандра, $l = bk$ — орбитальный момент, b — прицельный параметр столкновения, k — волновое число. Сравнение классических траекторий и плотности вероятности $|\psi_{12}|^2$ относительного движения ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^{197}\text{Au}$ показано на рис. 1а. Очевидно, что имеется сдвиг ΔR между расстоянием R_p пика $|\psi_{12}|^2$, ближайшего к центру ($r = 0$), и минимальным расстоянием $R_{\min}$ между центрами ядер при прицельном параметре столкновения $b = 0$. Можно использовать приближенное значение $\Delta R \approx 2$ Фм для классического описания столкновения ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ (рис. 1б). Для надбарьерных энергий значение ΔR может использоваться в качестве подгоночного параметра для улучшения согласия между теоретическими результатами и экспериментальными данными.

Поскольку ядро гелия ${}^4\text{He}$ и альфа-кластерные остовы ядер ${}^6,8\text{He}$ являются сильно связанными, будем рассматривать столкновения сферических ядер с радиусами R_1, R_2 с возможным частичным перекрытием их объемов: $|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| > R_{21}$, где $R_{21} \approx R_2 - R_1$, $R_2 > R_1$. Для энергии в системе центра масс $E_{\text{с.м.}} < V_B$, где V_B — высота кулоновского барьера, минимальное расстояние между центрами ядер $R_{\min} > R_B > R_1 + R_2$, где R_B — радиус кулоновского барьера (рис. 1б).

Вероятности и сечения передачи нуклонов в реакциях с тяжелыми ядрами-мишенями Au рассчитывались с использованием зависящих от времени волновых функций нуклонов ядер-снарядов и ядер-мишеней. В начальном приближении нуклон-нуклонные корреляции и столкновения не учитывались и эволюция слабосвязанных нейтронов ${}^6,8\text{He}$ описывалась нестационарным уравнением Шредингера со спин-орбитальным взаимодействием (LS):

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\mathbf{r}, t) = \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V_1(\mathbf{r}, t) + \right. \quad (3)$$

$$\left. + V_2(\mathbf{r}, t) + \hat{V}_{LS}^{(1)}(\mathbf{r}, t) + \hat{V}_{LS}^{(2)}(\mathbf{r}, t) \right\} \Psi(\mathbf{r}, t)$$

для двухкомпонентной волновой функции

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \begin{pmatrix} \psi(\mathbf{r}, t) \\ \varphi(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Схема решения уравнения (3) в декартовых координатах изложена в [9]. Учет спин-орбитального взаимодействия необходим для расчетов с правильными начальными волновыми функциями и средними потенциальными ямами V_1, V_2 с корректными уровнями нуклонов.

В оболочечной модели с независимыми нуклонами определялись начальные условия для волновых функций и зависящие от времени средние поля для нуклонов в ядрах до, во время и после столкновений. Вследствие малой деформации ядра ${}^{197}\text{Au}$ [15], для него, а также для ядер гелия мы использовали оболочечную модель сферических ядер, в которой зависимость среднего поля от расстояния r аналогична зависимости зарядовой плотности. Экспериментальные зарядовые плотности ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^{197}\text{Au}$ (см., например, [16]) в центральной части ядер имеют близкие значения, 0.06518 и 0.06788 Фм⁻³ соответственно. Поэтому обычно для ядер от Li до Au и более тяжелых используют центральный потенциал типа Вудса–Саксона

$$V(r) = -V_0 f(r; R, a) \quad (5)$$

с формфактором $f(r; R, a)$

$$f(r; R, a) = \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1} \quad (6)$$

с радиусом $R = r_0 A^{1/3}$ и шириной поверхностной области a потенциальной ямы. В настоящей работе вместо (6) в расчетах использовалось выражение для среднего поля

$$V(r) = -V_0 F(r; R, a) \quad (7)$$

со сглаженным формфактором

$$F(r; R, a) = \left\{ 1 + 2 \exp\left(-\frac{R}{a}\right) \times \right. \quad (8)$$

$$\left. \times \left[\cosh\left(\frac{r}{a}\right) - 1 \right] \right\}^{-1}.$$

Благодаря конечному значению величины $r^{-1}F'(r)$ при $r = 0$ уменьшаются погрешности при численном решении уравнения (3) и расчетах с оператором спин-орбитального взаимодействия для центрального поля $V(r)$:

$$\hat{V}_{LS} = -v_{LS}(r) \hat{\mathbf{s}} \hat{\mathbf{l}}, \quad (9)$$

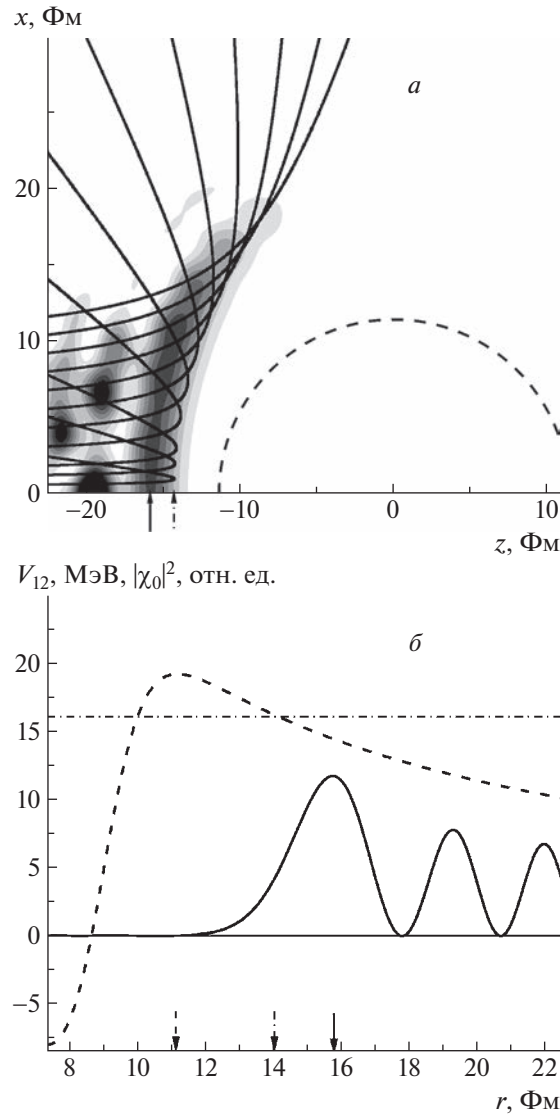


Рис. 1. *a* — Классические траектории (кривые) и плотность вероятности $|\psi_{12}|^2$ (оттенки серого) для относительного движения ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^{197}\text{Au}$ в ядро-ядерном потенциале $V_{12}(r)$ в системе центра масс при энергии $E_{\text{с.м.}} = 16$ МэВ, прицельные параметры столкновения $0 < b < 9.5$ Фм, орбитальные моменты $0 < l < 20$. Радиус полукруга равен радиусу вершины кулоновского барьера R_B . *б* — Потенциал $V_{12}(r)$ для системы ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ (штриховая кривая) и плотность вероятности $|\psi_{12}|^2$ (сплошная) для орбитального момента $l = 0$ и $E_{\text{с.м.}} = 16$ МэВ. Стрелками (*a*, *б*) отмечены радиус вершины кулоновского барьера R_B , значение $R_{\min}$ при $b = 0$ (штрихпунктирная) и расстояние R_p пика $|\psi_{12}|^2$, ближайшего к центру (сплошная).

$$v_{LS}(r) = \kappa b R_0^2 \frac{1}{r} V'(r) = V_{0,LS} R_0^2 \frac{1}{r} F'(r), \quad (10)$$

где $\hat{\mathbf{s}}$ и $\hat{\mathbf{l}}$ — операторы спина и орбитального момента, κ — безразмерная постоянная спин-орбитального взаимодействия, $b = 0.5[\hbar/(mcR_0)]^2$, m — масса нуклона, c — скорость света, $R_0 = 1$ Фм и $V_{0,LS} \approx 50$ МэВ для тяжелых ядер [16].

Экспериментальные распределения зарядов для экзотических радиоактивных ядер ${}^6,8\text{He}$ отсутствуют, однако с учетом их близости к ядру ${}^7\text{Li}$, среднее поле для них также было выбрано в форме (7), (8).

Параметры оболочечной модели обычно определяются для обеспечения согласия с экспериментальными значениями энергии отделения нейтрона и среднеквадратичного зарядового радиуса r_{ch} [16]. Параметры среднего поля оболочечной модели приведены в табл. 1.

3. СРЫВ НЕЙТРОНА В РЕАКЦИЯХ ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$, ${}^4\text{He} + {}^{197}\text{Au}$

Примеры эволюции плотности вероятности

$$\rho(\mathbf{r}, t) = |\psi(\mathbf{r}, t)|^2 + |\varphi(\mathbf{r}, t)|^2 \quad (11)$$

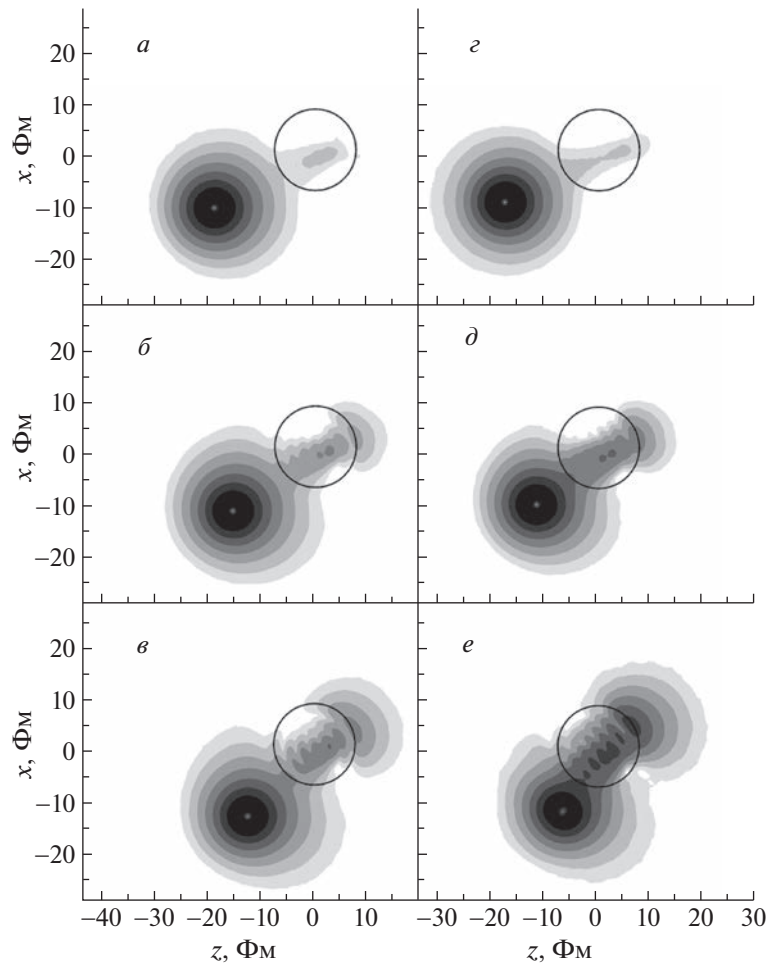


Рис. 2. Примеры эволюции в системе центра масс плотности вероятности $\rho(\mathbf{r}, t)$ нейтрона ядра ${}^6\text{He}$ на начальной стадии касательных столкновений до сближения на минимальное расстояние R_{min} с ядром-мишенью ${}^{197}\text{Au}$ при $E_{\text{с.м.}} = 15$ МэВ (*a, б, в*), $E_{\text{с.м.}} = 25$ МэВ (*z, d, e*) и прицельном параметре $b = 8$ Фм. Радиус окружностей равен эффективному радиусу ядра ${}^{197}\text{Au}$, $R_2 = 7.5$ Фм. Ходу времени соответствует расположение панелей сверху вниз. Нуклон-нуклонные корреляции и столкновения при передаче слабосвязанных нейтронов не учитывались.

Таблица 1. Параметры среднего поля оболочечной модели

Ядро (нуклон)	V_0 , МэВ	r_0 , Фм	R , Фм	a , Фм	κ	$E_{\text{s,exp}}$, МэВ	$E_{\text{s,theor}}$, МэВ	$r_{\text{ch,exp}}$, Фм	$r_{\text{ch,theor}}$, Фм
${}^7\text{Li} (p)$	48	1.375	2.63	0.95	30	9.974	10.06	2.44	2.40
${}^7\text{Li} (n)$	40.8	1.375	2.63	0.95	30	7.251	7.27		
${}^6\text{He} (n)$	30	1.36	2.47	0.9	30	0.975	0.977		
${}^8\text{He} (n)$	32	1.25	2.5	0.9	30	2.125	2.042		
${}^4\text{He} (n)$	47	0.9	1.4	0.5	20	20.577	20.59		
${}^{197}\text{Au} (n)$	46.38	1.27	7.5	1.0	47	8.072	8.076		
${}^{198}\text{Au} (n)$	44.13	1.27	7.5	1.0	47	6.512	6.51		
${}^{198}\text{Au} (p)$	58.92	1.27	7.5	1.0	47	6.449	5.89	5.44	5.44

внешнего нейтрона $1p_{3/2}$ ядра ${}^6\text{He}$ на начальной стадии касательных столкновений до сближения на минимальное расстояние R_{min} с ядром-мишенью ${}^{197}\text{Au}$ показаны на рис. 2, 3 для энергий $E_{\text{с.м.}} =$

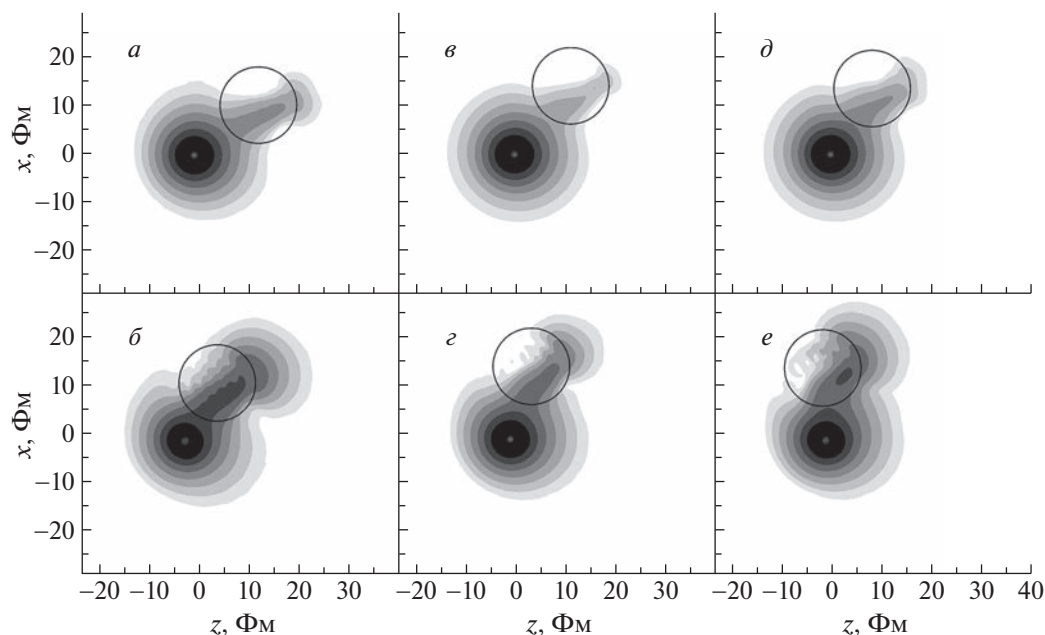


Рис. 3. Примеры эволюции плотности вероятности $\rho(\mathbf{r}, t)$ нейтрона ядра ${}^6\text{He}$ на начальной стадии касательных столкновений до сближения на минимальное расстояние $R_{\min}$ с ядром-мишенью ${}^{197}\text{Au}$ при $E_{\text{c.m.}} = 30$ МэВ и прицельном параметре $b = 8$ Фм (*а, б*), 45 МэВ (*в, з*), $E_{\text{c.m.}} = 60$ МэВ (*д, е*) и прицельном параметре $b = 12$ Фм. Радиус окружностей равен эффективному радиусу ядра ${}^{197}\text{Au}$, $R_2 = 7.5$ Фм. Ходу времени соответствует расположение панелей сверху вниз. Нуклон-нуклонные корреляции и столкновения при передаче слабосвязанных нейтронов не учитывались. Использована система отсчета, движущаяся относительно лабораторной системы с постоянной скоростью, равной скорости ядра-снаряда на достаточно большом удалении от ядра-мишени [17].

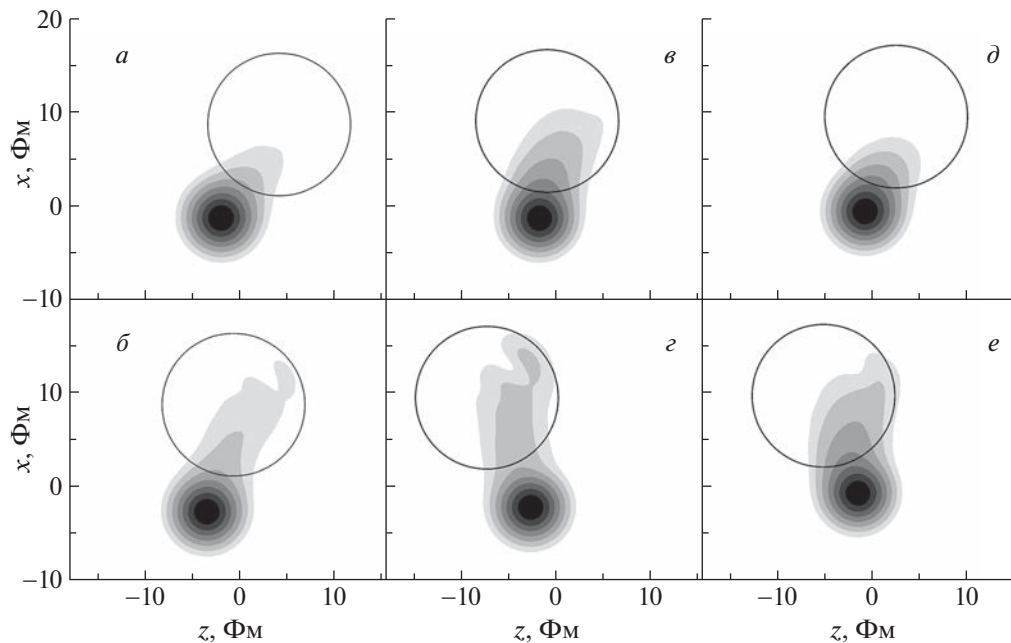


Рис. 4. Примеры эволюции плотности вероятности $\rho(\mathbf{r}, t)$ нейтрона ядра ${}^4\text{He}$ на начальной стадии касательных столкновений до сближения на минимальное расстояние $R_{\min}$ с ядром-мишенью ${}^{197}\text{Au}$ при $E_{\text{c.m.}} = 30$ МэВ (*а, б*), 45 МэВ (*в, з*), 60 МэВ (*д, е*) и прицельных параметрах $b = 8$ Фм (*а–з*) и 8.5 Фм (*д, е*). Радиус окружностей равен эффективному радиусу ядра ${}^{197}\text{Au}$, $R_2 = 7.5$ Фм. Ходу времени соответствует расположение панелей сверху вниз. Нуклон-нуклонные корреляции и столкновения при передаче слабосвязанных нейтронов не учитывались. Использована система отсчета, движущаяся относительно лабораторной системы с постоянной скоростью, равной скорости ядра-снаряда на достаточно большом удалении от ядра-мишени [17].

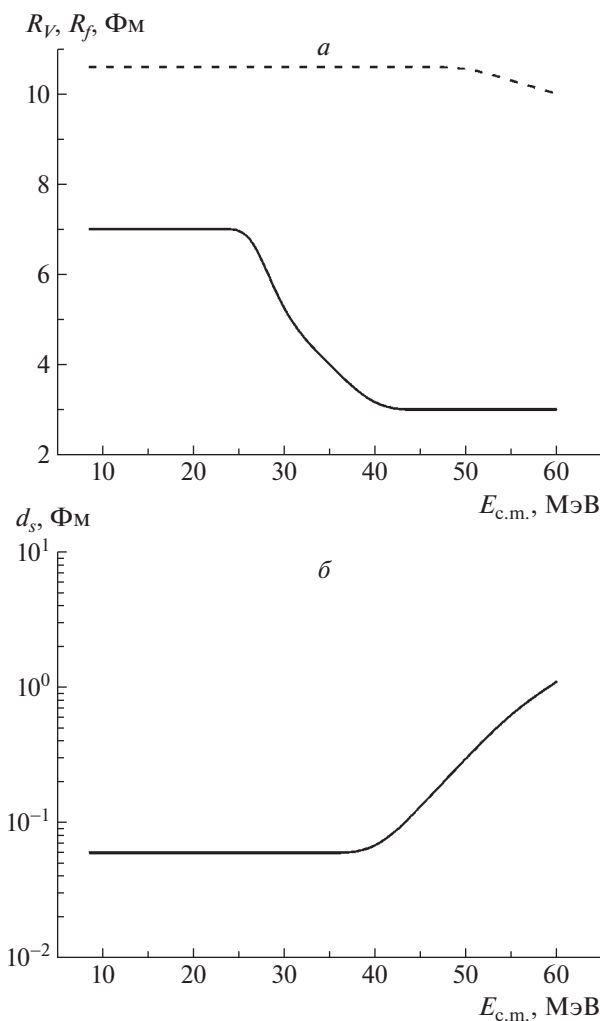


Рис. 5. Зависимости от энергии в системе центра масс $E_{c.m.}$ радиуса R_V области с объемным мнимым потенциалом для образования ядер ^{198}Au (сплошная кривая), среднего радиуса R_f слияния ядер (штриховая кривая) (а) и толщины d_s слоя с поверхностным мнимым потенциалом при $R_S = 7.5$ Фм для образования ядер ^{196}Au (б) в реакции $^6\text{He} + ^{197}\text{Au}$.

= 15, 30, 45 и 60 МэВ. Результаты на рис. 2 представлены в системе центра масс; на рис. 3 показаны картины в системе отсчета, движущейся относительно лабораторной системы с постоянной скоростью, равной скорости ядра-снаряда на достаточно большом удалении от ядра-мишени [17]. Образование пространственной структуры плотности вероятности из нескольких максимумов и минимумов, заметное на рис. 2 (б, в, е) указывает на заселение при $E_{c.m.} \leq 30$ МэВ двухцентровых состояний, соответствующих движению передаваемого нейтрона в различных направлениях в объеме обоих сблизившихся ядер. Это связано с адиабатическим режимом столкновения, когда скорость относительного движения ядер меньше средней скорости движения внешних нейтронов ядра-снаряда [18]. Неадиабатический режим имеет место при больших энергиях $E_{c.m.} > 30$ МэВ, когда скорость относительного движения может превос-

ходить среднюю скорость движения внешних нейтронов ядра ^6He и нейтрона ядра ^4He [18]. В этом случае исчезновение пространственной структуры указывает на преимущественное движение передаваемых нейтронов от ядра-снаряда в направлении ядра-мишени. Для внешнего нейтрона ^8He в столкновении $^8\text{He} + ^{197}\text{Au}$ картина эволюции плотности вероятности аналогична.

Примеры эволюции плотности вероятности нейтрона $1s_{1/2}$ ядра ^4He на начальной стадии касательных столкновений до сближения на минимальное расстояние $R_{\min}$ с ядром-мишенью ^{197}Au показаны на рис. 4 для энергий $E_{c.m.} = 30, 45$ и 60 МэВ. Результаты представлены в системе отсчета, движущейся относительно лабораторной системы с постоянной скоростью, равной скорости ядра-снаряда на достаточно большом удалении от ядра-мишени [17].

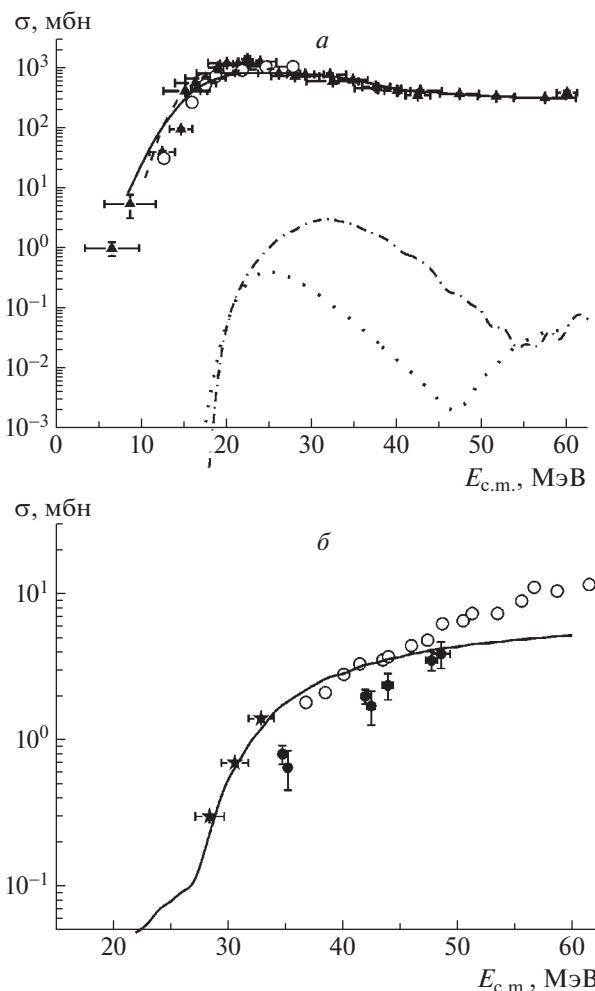


Рис. 6. *а* — Сечения образования ядер ^{198}Au в реакциях $^6\text{He} + ^{197}\text{Au}$ (треугольники, сплошная кривая) и $^8\text{He} + ^{197}\text{Au}$ (пустые кружки, штриховая кривая), символы — экспериментальные данные [1–3], кривые — результаты расчета. Результаты расчетов канала слияния-испарения с использованием сетевой базы знаний NRV [16, 19, 20] для $^6\text{He} + ^{197}\text{Au}$ (точечная кривая), $^8\text{He} + ^{197}\text{Au}$ (штрихпунктирная кривая). *б* — Сечение образования ядер ^{198}Au в реакции $^4\text{He} + ^{197}\text{Au}$, символы — экспериментальные данные [4–8], кривая — результат расчета.

Показанная на рис. 2–4 эволюция плотности вероятности получена без учета нуклон-нуклонных корреляций и столкновений внутри ядра-мишени. При $E_{\text{с.м.}} \leq 30$ МэВ (рис. 2) поток плотности вероятности в ядре-мишени движется преимущественно через его центральную часть. Из-за пренебрежения нуклон-нуклонными столкновениями поток плотности вероятности выходит за пределы ядра-мишени, в результате вероятность передачи нейтронов ядру-мишени оказывается сильно заниженной. В действительности нейтрон-нуклонные столкновения в центральной части ядра-мишени будут приводить к однократному и многократному рассеянию нейтронов, препятствующему их выходу из ядра-мишени. Феноменологически такие процессы можно учесть в оптической модели, введя объемную мнимую часть среднего поля

$$W_V(r) = -iW_0 f(r; R_V, a_V), \quad (12)$$

действующего на нейтроны ядра-снаряда, проникающие в ядро-мишень, которая отвечает за образование ядра ^{198}Au . Подобная процедура была проделана в работе [11] для описания развала альфа-кластеров, передаваемых в ядро-мишень из ядра-снаряда. Ядро ^{196}Au может образоваться в результате выбивания одного нейтрона при пролете первичного нейтрона сквозь ядро Au или в результате выбивания двух нейтронов с остановкой первичного нейтрона в ядре Au.

Феноменологически такие процессы можно учесть в оптической модели, введя дополнительную поверхностную мнимую часть среднего поля

$$W_S(r) = -iW_0[f(r; R_S, a_S) - f(r; R_S - d_S, a_S)], \quad d_S > 0, \quad (13)$$

отвечающую за образование ядра ^{196}Au . Уравне-

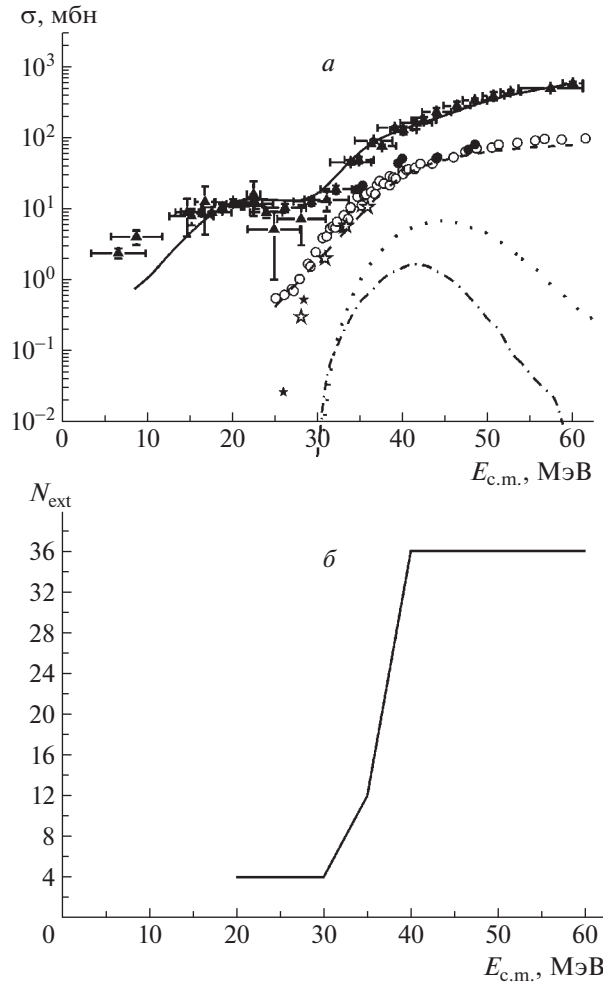


Рис. 7. *a* — Сечения образования ядер ^{196}Au в реакциях $^6\text{He} + ^{197}\text{Au}$ (треугольники, сплошная кривая) и $^4\text{He} + ^{197}\text{Au}$ (кружки и звездочки, штриховая кривая), символы — экспериментальные данные из [1–3] для ^6He и из [4–8] для ^4He , кривые — результаты расчета. Результаты расчетов канала слияния-испарения с использованием сетевой базы знаний NRV [16, 19, 20] для $^6\text{He} + ^{197}\text{Au}$ (точечная кривая), $^4\text{He} + ^{197}\text{Au}$ (штрихпунктирная кривая). *б* — Энергетическая зависимость параметра N_{ext} — числа внешних нейтронов, которые с большой вероятностью могут быть выбиты из ядра ^{197}Au при близких столкновениях с ядром ^4He . Эта зависимость была использована при расчете штриховой кривой на панели (*a*).

ние Шредингера (3) может быть решено с минимальными добавками $W_V(r)$ и $W_S(r)$, учитываемыми по отдельности с подсчетом двух плотностей вероятности $\rho_V(\mathbf{r}, t)$ и $\rho_S(\mathbf{r}, t)$. Уменьшение полной вероятности при неограниченном времени

$$p_V = \lim_{t \rightarrow \infty} \left[1 - \int \rho_V(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \right] \quad (14)$$

характеризует процессы рассеяния нейтронов при сложном движении внутри ядра-мишени с занятием свободных низколежащих уровней с образованием ядра ^{198}Au . При медленном встречном движении ядер (при $E_{\text{c.m.}} \leq 30$ МэВ) из-за преимущественного движения передаваемых нейтронов от ядра-снаряда в направлении ядра-мишени до момента t_{min} их наибольшего сближения можно ожидать выбивания одного или двух нейтронов из по-

верхности ядра-мишени нейтроном ядра-снаряда, которое характеризуется величиной

$$p_S = 1 - \int \rho_S(\mathbf{r}, t_{\text{min}}) d\mathbf{r}, \quad E_{\text{c.m.}} \leq 30 \text{ МэВ}. \quad (15)$$

При быстром встречном движении ядер (при $E_{\text{c.m.}} \geq 30$ МэВ) из-за преимущественного движения передаваемых в неадиабатическом режиме нейтронов от ядра-снаряда (^4He или ^6He) в направлении ядра-мишени в ходе всего времени столкновения вероятно выбивание одного или двух нейтронов из поверхности ядра-мишени нейтроном ядра-снаряда, которое характеризуется величиной

$$p_S = \lim_{t \rightarrow \infty} \left[1 - \int \rho_S(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \right], \quad E_{\text{c.m.}} > 30 \text{ МэВ}. \quad (16)$$

Процессы захвата передаваемого нейтрона ядром-мишенью и образования ядра ^{196}Au в результате взаимодействия этого нейтрона с ядром-мишенью являются независимыми. Находимые приближенно вероятности этих процессов p_V , p_S могут быть перенормированы в случае $p_V + p_S > 1$

$$\bar{p}_V = \frac{p_V}{p_V + p_S}, \quad \bar{p}_S = \frac{p_S}{p_V + p_S}. \quad (17)$$

Выражения (15)–(17) могут быть использованы для приближенного подсчета вероятностей p_+ и p_- независимых процессов образования ядер ^{198}Au и ^{196}Au соответственно. При участии в реакции передачи двух независимых нейтронов (для ядер ^6He и ^4He) вероятности увеличения p_+ и уменьшения p_- на единицу числа нейтронов ядра-мишени равны

$$p_+ = 2p_V(1 - p_V), \quad p_- = 2p_S(1 - p_S). \quad (18)$$

В случае ядра ^8He с четырьмя внешними нейтронами вероятности увеличения и уменьшения на единицу числа нейтронов ядра-мишени равны

$$p_+ = 4p_V(1 - p_V)^3, \quad p_- = 4p_S(1 - p_S)^3. \quad (19)$$

4. ОБРАЗОВАНИЕ ИЗОТОПОВ $^{196,198}\text{Au}$ В РЕАКЦИЯХ $^{4,6,8}\text{He} + ^{197}\text{Au}$

В настоящей работе, как и в оптической модели упругого рассеяния, параметры мнимых частей определялись феноменологически из условия близости результатов расчета к экспериментальным данным. Значения параметров выбирались из интервалов вблизи естественных значений $W_0 = 5$ МэВ, $R_V \leq 7$ Фм, $a_V = 0.7$ Фм. Расчеты показали, что зависимости от $R_{\min}$ вероятностей p_+ и p_- независимых процессов образования ядер ^{198}Au и ^{196}Au могут быть аппроксимированы выражениями

$$p_{V,S} \approx \bar{p}_{V,S}(R_{\min}) = \exp(A_{V,S} - B_{V,S}R_{\min}), \quad (20)$$

$$p_{\pm} \approx \bar{p}_{\pm}(R_{\min}) = \exp(A_{\pm} - B_{\pm}R_{\min}) \quad (21)$$

при различных значениях параметров мнимых частей потенциалов (12), (13) для прицельных параметров столкновений, для которых $R_{\min} > R_{\text{cont}} = R_{\text{He}} + R_{\text{Au}}$.

Сечения образования ядер ^{198}Au и ^{196}Au были вычислены интегрированием по прицельным параметрам касательных столкновений $b > b_{\min}$

$$\sigma_{\pm}(E) = \int_{b_{\min}}^{\infty} \tilde{p}_{\pm}(b, E) [1 - P_{\text{fus}}(R_{\min})] b db, \quad (22)$$

$$\tilde{p}_{\pm}(b, E) = \min \{ \bar{p}_{\pm}(R_{\min}(b, E) + \Delta R), 1 \}. \quad (23)$$

Здесь прицельный параметр $b_{\min}$ соответствует траектории, приводящей к полному захвату остова ядра-снаряда ядром-мишенью при $R_{\min} \approx R_1 - R_2$, $R_{\min} = 5$ Фм, $P_{\text{fus}}(R_{\min})$ — вероятность слияния ядер. Для функции $P_{\text{fus}}(R_{\min})$ справедливы свойства $P_{\text{fus}}(R_{\min}) = 1$ при $R_{\min} \ll R_{\text{cont}}$ и $P_{\text{fus}}(R_{\min}) = 0$ при $R_{\min} \gg R_B$, где R_B — радиус вершины кулоновского барьера, $R_B = 11.2$ Фм для системы $^6\text{He} + ^{197}\text{Au}$ и $R_B = 10.8$ Фм для системы $^4\text{He} + ^{197}\text{Au}$. Эти свойства позволяют использовать для вероятности слияния ядер простую аппроксимацию [17]

$$P_{\text{fus}}(R_{\min}) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{R_{\min} - R_f}{a_f}\right)} \quad (24)$$

с естественным набором параметров

$$R_f \approx \frac{1}{2}(R_1 + R_2 + R_B), \quad (25)$$

$$a_f \approx \frac{1}{2}(R_B - R_1 - R_2). \quad (26)$$

Для ядер $^{6,8}\text{He}$ с протяженными нейтронными распределениями были использованы значения $R_f = 10.6$ Фм (при не очень больших энергиях, см. рис. 5a) и $a_f = 0.6$ Фм. Для более компактного ядра ^4He значения этих параметров должны быть меньше, поэтому из условия близости результатов расчетов к экспериментальным данным были использованы значения $R_f = 9.2$ Фм и $a_f = 0.5$ Фм.

Картина эволюции плотности вероятности передаваемых нейтронов качественно меняется при переходе от адиабатического режима (рис. 2) к неадиабатическому (рис. 3). Поэтому значения пространственных параметров мнимых частей потенциала среднего поля будут зависеть от энергии. Зависимость размера области с объемным мнимым потенциалом R_V от энергии $E_{\text{с.м.}}$ показана на рис. 5a. Сокращение размеров области объемной мнимой части потенциала обусловлено тем, что с ростом энергии столкновения передаваемого нейтрона с нуклоном ядра-мишени возрастает доля рассеяния под малыми углами к направлению передачи. Столкновения вблизи поверхности ядра-мишени с меньшей вероятностью могут привести к захвату нейтрона. С большей вероятностью передаваемый нейтрон сможет остаться в ядре-мишени после столкновений в его центральной части. Определение параметров мнимых частей феноменологически позволило добиться близости результатов расчета сечения образования ядер ^{198}Au к экспериментальным данным для реакций $^{6,8}\text{He} + ^{197}\text{Au}$ (рис. 6a) и $^4\text{He} + ^{197}\text{Au}$ (рис. 6б).

Резкий рост сечения образования ядер ^{198}Au в реакции $^4\text{He} + ^{197}\text{Au}$ при $E_{\text{с.м.}} \geq 30$ МэВ

обусловлен орбитированием ядер ${}^4\text{He}$, которое происходит вблизи поверхности ядра при малых прицельных параметрах столкновения. Положение восходящего участка кривой на рис. 6б определяется свойствами (в частности, глубиной) ядроядерного потенциала. Для получения согласия с экспериментальными данными понадобилось незначительное уменьшение слагаемого в потенциале Акюза–Винтера $V_{12}(r)$, соответствующего притяжению ядер.

Вклады каналов слияния-испарения в образование изотопов ${}^{196,198}\text{Au}$ были вычислены с помощью расчетного кода базы знаний NRV [16, 19, 20]. Экспериментальные сечения образования ${}^{198}\text{Au}$ (рис. 6а) и ${}^{196}\text{Au}$ (рис. 7а) существенно превышают результаты расчетов с использованием сетевой базы знаний NRV для каналов слияния-испарения.

Для расчетов сечения образования ядра ${}^{196}\text{Au}$ при энергиях ниже 30 МэВ с использованием формулы (15) использовались параметры поверхностной мнимой части потенциала $R_S = 7.5$ Фм, $d_S = 0.06$ Фм, $a_V = 0.6$ Фм. Для энергий выше 30 МэВ при расчетах с использованием формулы (16) учитывалось увеличение толщины поверхностного слоя ядра-мишени, нейтрон-нуклонные столкновения в котором приводили к образованию ядра ${}^{196}\text{Au}$, $d_S = R_S(E_{\text{с.м.}})$ (рис. 5б). Это позволило добиться близости результатов расчета к экспериментальным данным для реакции ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ (рис. 7а). Сечение образования ядра ${}^{196}\text{Au}$ в реакции с ядром ${}^6\text{He}$ не менее, чем на порядок превышает сечение для реакции с ядром ${}^4\text{He}$. Это указывает на основную роль в этом процессе внешних нейтронов ядра ${}^6\text{He}$.

При касательных столкновениях с ядром-снарядом ${}^4\text{He}$ и орбитировании ${}^4\text{He}$ один из нейтронов ядра ${}^{197}\text{Au}$ может быть выбит с образованием ядра ${}^{196}\text{Au}$. Из 118 нейтронов ядра-мишени ${}^{197}\text{Au}$ 82 (магическое число) будем считать принадлежащими сильно связанному остову, из которого нейтроны не выбиваются. В оболочечной модели соответствующие уровни лежат глубже –14 МэВ. Будем учитывать возможность выбивания нейтрона только с полностью заполненных внешних нейтронных уровней $1h_{9/2}$, $1i_{13/2}$, $3p_{3/2}$, $2f_{7/2}$ с энергиями от –11 до –8 МэВ; энергия отделения нейтрона от ядра ${}^{197}\text{Au}$ равна 8.1 МэВ. В упрощенной модели определим вероятность выбивания нейтрона p_{ext} с одного среднего уровня $3p_{3/2}$ с энергией –9 МэВ. Расчеты показали, что зависимость от R_{min} вероятности $p_{\text{ext}} = p_{\text{ext}}(R_{\text{min}})$ может быть аппроксимирована выражением

$$p_{\text{ext}} \approx \bar{p}_{\text{ext}}(R_{\text{min}}) = \quad (27)$$

$$= \begin{cases} \exp(A_{\text{ext}} - B_{\text{ext}}R_{\text{min}}), & R_{\text{min}} \geq R_{\text{ext}}, \\ \exp(A_{\text{ext}} - B_{\text{ext}}R_{\text{ext}}), & R_{\text{min}} < R_{\text{ext}}, \end{cases}$$

при $R_{\text{ext}} = 9.5$ Фм. Полная вероятность выбивания нейтрона из группы N_{ext} равна

$$P_{\text{ext}} = N_{\text{ext}}p_{\text{ext}}(1 - p_{\text{ext}})^{N_{\text{ext}}-1}. \quad (28)$$

Число N_{ext} в модели со средним уровнем не совпадает с числом нейтронов на перечисленных внешних уровнях, равным 36, и фактически является варьируемым параметром. Результаты расчета оказались близки к экспериментальным данным для реакции ${}^4\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ (рис. 7а) при энергетической зависимости числа N_{ext} , показанной на рис. 7б. Зависимость $N_{\text{ext}}(E_{\text{с.м.}})$ можно объяснить сдерживающим влиянием центробежного барьера на выбивание внешних нейтронов. При небольшом превышении кулоновского барьера $E_{\text{с.м.}} < 30$ МэВ с большей вероятностью могут быть выбиты 4 нейтрона с внешнего уровня $3p_{3/2}$ с наименьшим орбитальным моментом. При росте энергии до 35 МэВ повышается вероятность выбивания с уровня $2f_{7/2}$ ($N_{\text{ext}} = 12$), затем при $E_{\text{с.м.}} > 30$ МэВ становится заметным и выбивание нейтронов с остальных внешних уровней $1h_{9/2}$, $1i_{13/2}$ ($N_{\text{ext}} = 36$).

5. ВЫВОДЫ

Экспериментальные зависимости от энергии сечений образования изотопов ${}^{196,198}\text{Au}$ в реакциях ${}^{4,6,8}\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ объяснены на основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера для нейтронов ядер-снарядов с феноменологическими объемной и поверхностной мнимыми частями потенциала. Такое развитие известного нестационарного подхода позволяет учесть влияние столкновений передаваемых от ядра-снаряда нейтронов с нуклонами ядра-мишени. Максимум сечения образования ядра ${}^{198}\text{Au}$ в реакции ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ вблизи кулоновского барьера объяснен переходом к неадиабатическому режиму столкновения при энергии выше 30 МэВ (5 МэВ/нуклон). При этом столкновения передаваемых от ядра-снаряда нейтронов с нуклонами ядра-мишени происходят, в основном, вблизи поверхности ядра-мишени. В результате выбивание нейтрона (или двух нейтронов при захвате передаваемого нейтрона) становится более вероятным по сравнению с простым захватом нейтрона. Это приводит к росту сечения образования ядер ${}^{196}\text{Au}$ и некоторому снижению сечения образования ядер ${}^{198}\text{Au}$. Для реакции ${}^4\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ резкий рост сечений образования ядер ${}^{196,198}\text{Au}$ при $E_{\text{с.м.}} \geq 30$ МэВ объяснен орбитированием ядер ${}^4\text{He}$, которое происходит вблизи поверхности ядра-мишени при малых

прицельных параметрах столкновения. При этом возрастают как вероятность подхвата нейтрона ядра ^4He ядром-мишенью, так и вероятность выбивания нейтрона из поверхностного слоя ядра-мишени ядром ^4He . Результаты расчета в целом демонстрируют согласие с экспериментальными данными. Предложенный подход имеет наглядный физический смысл и может быть полезен при анализе известных экспериментальных данных и планировании новых экспериментов.

Мы благодарны Ю.Э. Пенионжкевичу и Н.К. Скобелеву за полезные обсуждения результатов работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yu. E. Penionzhkevich, R. A. Astabatyanyan, N. A. Demekhina, G. G. Gulbekian, R. Kalpakchieva, A. A. Kulko, S. M. Lukyanov, E. R. Markaryan, V. A. Maslov, Y. A. Muzychka, Yu. T. Oganessian, R. V. Revenko, N. K. Skobelev, Yu. G. Sobolev, D. A. Testov, and T. Zholdybaev, *Eur. Phys. J. A* **31**, 185 (2007).
2. A. Lemasson, A. Navin, M. Rejmund, N. Keeley, V. Zelevinsky, S. Bhattacharyya, A. Shrivastava, D. Bazin, D. Beaumel, Y. Blumenfeld, A. Chatterjee, D. Gupta, G. de France, B. Jacquot, M. Labiche, R. Lemmon, V. Nanal, J. Nyberg, R. G. Pillay, R. Raabe, K. Ramachandran, J. A. Scarpaci, C. Schmitt, C. Simenel, I. Stefan, and C. N. Timis, *Phys. Lett. B* **697**, 454 (2011).
3. A. Lemasson, A. Shrivastava, A. Navin, M. Rejmund, N. Keeley, V. Zelevinsky, S. Bhattacharyya, A. Chatterjee, G. de France, B. Jacquot, V. Nanal, R. G. Pillay, R. Raabe, and C. Schmitt, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 232701 (2009).
4. A. A. Kulko, N. A. Demekhina, R. Kalpakchieva, Yu. A. Muzychka, Yu. E. Penionzhkevich, D. N. Rassadov, N. K. Skobelev, and D. A. Testov, *Phys. At. Nucl.* **70**, 613 (2007).
5. F. M. Lanzaforame and M. Blann, *Nucl. Phys. A* **142**, 545 (1970).
6. N. Chakravarty, P. K. Sarkar, and S. Ghosh, *Phys. Rev. C* **45**, 1171 (1992).
7. N. Chakravarty, P. K. Sarkar, M. Nandy, and S. Ghosh, *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* **24**, 151 (1998).
8. C. Necheva and D. Kolev, *Appl. Radiat. Isot.* **48**, 807 (1997).
9. В. В. Самарин, *ЯФ* **78**, 133 (2015) [*Phys. At. Nucl.* **78**, 128 (2015)].
10. М. А. Науменко, В. В. Самарин, Ю. Э. Пенионжкевич, Н. К. Скобелев, *Изв. РАН. Сер. физ.* **81**, 784 (2017) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **81**, 710 (2017)].
11. В. В. Самарин, *ЯФ* **81**, 458 (2018) [*Phys. At. Nucl.* **81**, 486 (2018)].
12. O. Akyüz and A. Winther, in *Proceedings of the International School of Physics, Enrico Fermi, Course 77th, Varenna, 1979*.
13. A. Winther, *Nucl. Phys. A* **572**, 191 (1994).
14. A. Winther, *Nucl. Phys. A* **594**, 203 (1995).
15. <http://cdfc.sinp.msu.ru/services/radchart/radmain.html>
16. V. I. Zagrebaev, A. S. Denikin, A. V. Karpov, A. P. Alekseev, M. A. Naumenko, V. A. Rachkov, V. V. Samarin, and V. V. Saiko, NRV web knowledge base on low-energy nuclear physics, <http://nrw.jinr.ru/nrv/>
17. В. В. Самарин, *Изв. РАН. Сер. физ.* **84**, 1197 (2020) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **84**, 990 (2020)].
18. Ю. Э. Пенионжкевич, Ю. Г. Соколов, В. В. Самарин, М. А. Науменко, *ЯФ* **80**, 525 (2017) [*Phys. At. Nucl.* **80**, 928 (2017)].
19. A. V. Karpov, A. S. Denikin, M. A. Naumenko, A. P. Alekseev, V. A. Rachkov, V. V. Samarin, V. V. Saiko, and V. I. Zagrebaev, NRV web knowledge base on low energy nuclear physics, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **859**, 112 (2017).
20. A. V. Karpov and V. V. Saiko, *Phys. Rev. C* **96**, 024618 (2017).

STUDY OF NUCLEON TRANSFER PROCESSES IN LOW-ENERGY REACTIONS OF HELIUM ISOTOPES WITH ^{197}Au NUCLEI

V. V. Samarin^{1),2)}, M. A. Naumenko¹⁾

¹⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

²⁾Dubna State University, Dubna, Russia

The cross sections for the production of $^{196,198}\text{Au}$ isotopes in the reactions $^{4,6,8}\text{He} + ^{197}\text{Au}$ are calculated based on the numerical solution of the time-dependent Schrödinger equation for outer neutrons of colliding nuclei. It is shown that the contribution of fusion–evaporation to the experimental data is small. The results of the calculation demonstrate overall agreement with the experimental data.

СКРЫТЫЕ ПАРАМЕТРЫ В УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЯХ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ

© 2023 г. Ф. Ф. Карпешин^{1)*}

Поступила в редакцию 14.09.2022 г.; после доработки 16.09.2022 г.; принята к публикации 16.09.2022 г.

Проведен сравнительный анализ экспериментов по изучению (n, f) -, с одной стороны, и (n, n) -, (n, nf) -, с другой стороны, угловых корреляций в делении на основе модели, предложенной ранее при описании мюонной конверсии в осколках мгновенного деления ^{238}U отрицательными мюонами. Показано, что в каждом из этих экспериментов можно получить независимую и дополняющую другие эксперименты информацию. Исторически ситуация напоминает парадокс ЭПР. Ключевое значение имеет экспериментальная проверка теоретического соотношения между параметрами выстраивания и поляризации в эксперименте CORA.

DOI: 10.31857/S0044002723010257, EDN: RCUMKG

1. ВВЕДЕНИЕ

Вероятно, самым революционным моментом в развитии квантовой механики явилось соотношение неопределенности Гейзенберга. Оно показало, что отнюдь не все параметры, которыми мы привыкли характеризовать бытие в обычной жизни, измеримы с произвольной точностью в микромире. Это казалось парадоксальным с точки зрения обыденного сознания. К этому времени относится знаменитое выражение Эйнштейна “Бог не играет в кости” и парадокс ЭПР, интерес к которому не затихает и по сегодняшний день. Для проверки и уяснения принципов квантовой механики была выдвинута теория скрытых параметров. Она гласит, что существуют дополнительные параметры, например, проекция спина. Если бы мы знали их значение до измерения, то могли бы предсказать его результат абсолютно однозначно. Этапом в развитии теории скрытых параметров стала теорема Белла, которая показала, что справедливость этой теории можно проверить экспериментально. Такой критерий дается неравенствами Белла. Их экспериментальная проверка указывает на отсутствие скрытых параметров в последовательной квантовой теории.

Я бы хотел обратить внимание на то, что скрытые параметры в образе проекции спина частицы легко могут возникнуть и в повседневной научной практике. Угловые корреляции различных продуктов ядерного деления представляют собой удобное

пособие для экспериментального изучения взаимодействия скрытых параметров с квантовой механикой. Рассмотрим угловое распределение нейтронов, испущенных осколками деления относительно направления легкого осколка. Хорошо известно, что спины осколков ориентированы в основном в плоскости, перпендикулярной оси деления (рис. 1). Чтобы учесть это обстоятельство, можно считать, что спин каждого осколка имеет определенное направление в плоскости, перпендикулярной оси деления, а затем усреднить по направлениям в плоскости. Тем не менее, такой путь, который может показаться очевидным на первый взгляд, оказывается заведомо ошибочным. При таком подходе предполагаемое направление вращения осколка является СП, дополнительно к проекции на ось квантования z , направленную вдоль оси деления. Наоборот, в последовательном квантово-механическом подходе состояние фрагмента характеризуется двумя квантовыми числами: спином и его проекцией на ось квантования z . Тогда выстроенность осколков означает, что проекция их спинов на эту ось близка к нулю. А в общем случае неполной выстроенности необходимо использовать матрицу плотности.

В данной работе я остановлюсь более подробно на угловых корреляциях конверсионных мюонов, испускаемых из осколков мгновенного деления ядра в мюонных атомах ^{238}U . Этот процесс был обнаружен в ОИЯИ [1]. Мы напомним суть процесса в следующем разделе. Формулы, необходимые для анализа угловых корреляций в с.ц.м. осколков, вводятся в разд. 3. Учет переноса мюона осколками выполнен в разд. 4. Присутствует также доля мюонов, испускаемых в результате встряхивания при разрыве шейки. Их можно сравнить с нейтронами

¹⁾Всероссийский научно-исследовательский институт метрологии им. Д.И. Менделеева, Санкт-Петербург, Россия.

*E-mail: fkarpeshin@gmail.com

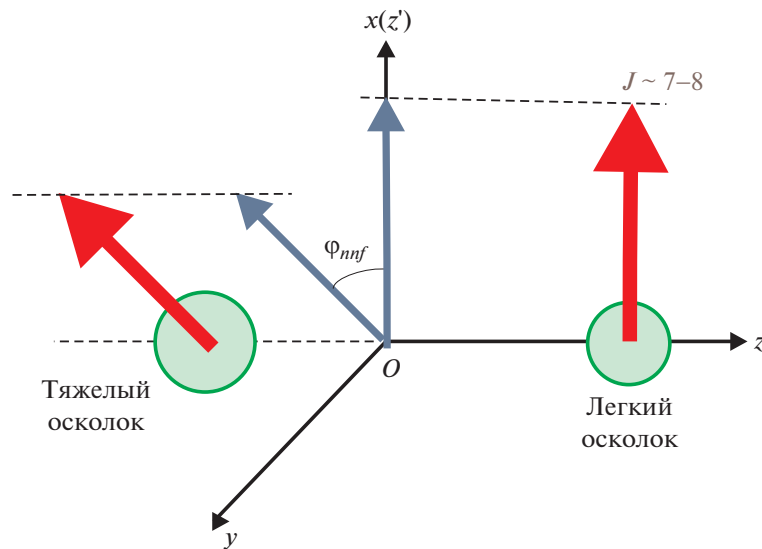


Рис. 1. Схема выстраивания спинов осколков в плоскости, перпендикулярной оси деления. z' — ось квантования в методе (n, n) - и (n, nf) -угловых корреляций. φ_{nnf} показывает угол между проекциями спинов осколков в методе (n, nf) -угловых корреляций.

разрыва, испускаемыми при делении. Их вклад учитывается в этом же разделе при проведении сравнения с экспериментом. В заключительном разд. 5 подводятся итоги полученных результатов, сделаны выводы, намечены перспективы дальнейших исследований.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ

Этот уникальный процесс дает прямую информацию о динамике деления. Пучки отрицательных мюонов тормозятся в веществе, затем начинается процесс захвата мюонов на высокие орбиты мюонных атомов. Мюоны захватываются на орбиты с главным квантовым числом $n \approx 14$. После этого они каскадируют вниз за счет радиационных и Оже-переходов. Когда мюоны перескакивают между нижними внутренними орбитами, есть шанс, что энергия перехода будет передана ядру, которое в результате претерпевает деление. Этот вид деления называется мгновенным делением, в отличие от запаздывающего деления, вызванного ядерным захватом мюона. В результате мгновенного деления мюоны увлекаются на одном из осколков, как правило, тяжелом, а затем могут испускаться за счет внутренней конверсии при каскадном высвечивании осколков.

Экспериментально угловое распределение мюонов от мгновенного деления ^{238}U изучалось в работах [2] в ядерных фотоэмульсиях. Теоретические расчеты выполнены в [3]. Расчетный спектр конверсионных мюонов простирается до 1–2 МэВ, в согласии с экспериментом. Кроме того, эксперимент показывает значительную фокусировку

мюонов вдоль оси деления. Это можно понять, учитывая, что спины осколков выстроены в плоскости, перпендикулярной направлению деления [4], рис. 1. При этом можно предложить два пути анализа. Один из них выглядит очень естественным: считать, что спин осколка направлен под определенным углом в плоскости (x, y) , тогда как во внутренней системе спины осколков предполагаются $M = J$. После пересчета полученного углового распределения конверсионных мюонов в лабораторную систему остается провести усреднение по направлениям спинов осколков в азимутальной плоскости (x, y) . В этом способе направление спина осколка является типичным скрытым параметром. Другой способ, последовательно квантово-механический, состоит в том, что ось квантования выбирается вдоль оси деления, в соответствии с экспериментальными условиями. Тогда проекции спинов осколков предполагаются $M = 0$.

Все те же закономерности проявляются и в других экспериментах по делению $^{233,235}\text{U}$ и ^{239}Pu медленными нейтронами и спонтанному делению ^{252}Cf , проводимых международной коллаборацией CORA: (n, f) -угловых корреляциях эмиссии нейтронов по отношению к направлению движения осколка, (n, n) -угловых корреляциях между направлениями любых двух нейтронов, а также (n, nf) -корреляциях направлений эмиссии двух нейтронов в проекции на плоскость, перпендикулярную оси деления (рис. 1). Поэтому опыт полученных ранее результатов по мгновенному делению в мюонных атомах несомненно полезен для лучшего понимания нейтронных корреляций.

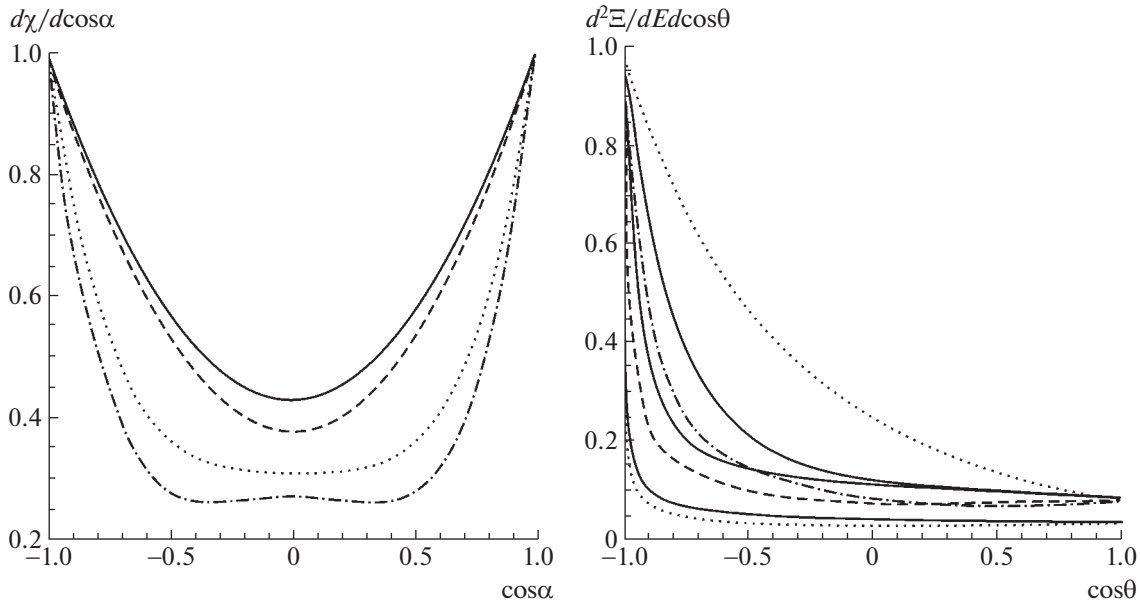


Рис. 2. *a* — Вычисленное угловое распределение конверсионных мюонов в с.ц.м. осколка для переходов $E1$ в случае начального спина ядра $I_1 = 7$ и 4 (сплошная и штриховая линии) и для $E2$ -переходов (штриховая и штрихпунктирная линии соответственно). В случае изотропного излучения, $\frac{d\chi}{d\cos\alpha} = \text{const}$. *б* — То же самое для легких осколков с атомным номером $Z = 40$ в лабораторной системе, для $E1$ - и $E2$ -переходов с кинетической энергией мюонов $E_\mu = 1, 0.25$ и 0.1 МэВ соответственно (в порядке приближения к началу координат). Верхняя точечная кривая соответствует изотропному излучению в с.ц.м. осколка.

3. ФОРМУЛЫ

В общем случае угловое распределение испущенных нейтронов зависит от мультипольности перехода, спинов начального и конечного состояния ядра. Рассмотрим сначала переходы $E1$. Пусть для наглядности спин ядра в конечном состоянии I_2 на единицу меньше, чем в исходном $I_1 : I_2 = I_1 - 1$. Направим ось квантования z' вдоль спина I_1 , как при рассмотрении (n, n) -корреляций в работе [5]. И так же введем скрытый параметр, направив ось деления z перпендикулярно (рис. 1). Следовательно, спины ядер и их проекции относительно оси z' будут $I_1, M_1 = I_1, I_2, M_2 = I_2$ соответственно. Угловое распределение испущенных нейтронов во введенной таким образом системе координат относительно полярного угла θ' будет

$$X'(\theta', \varphi') = |Y_{11}(\theta', \varphi')|^2 \sim \sin^2 \theta'. \quad (1)$$

После преобразования к углу α относительно оси деления z в системе с.ц.м. осколка и усреднения по азимутальному углу φ его спина в плоскости (x, y) получим угловые распределения в этой системе, рассчитанные в рамках теории СП:

$$X_{h.v.}(\alpha) = \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \alpha). \quad (2)$$

Индекс h.v. показывает, что мы работаем в рамках теории СП. Множитель $1/2$ учитывает нормировку

полного числа испускаемых частиц. Наоборот, в рамках КМ-подхода, используемого при расчете (n, f) -корреляций, спины ядер и их проекции относительно оси z будут $I_1, M_1 = 0, I_2, M_2 = 0$. Теперь угловое распределение нейтронов относительно оси деления получается согласно

$$X_{QM}(\alpha) = |Y_{10}(\alpha, \varphi)|^2 \sim \cos^2 \alpha. \quad (3)$$

Как и ожидалось, выражение (2) существенно отличается от квантово-механического расчета (3).

В случае $E2$ -переходов угловое распределение в с.ц.м. осколка $\Phi'(\theta', \varphi') = |Y_{22}(\theta', \varphi')|^2 \sim \sin^4 \theta'$. Соответственно для (n, f) -корреляций получаются выражения

$$\Phi_{h.v.}(\alpha) = \frac{3\pi}{4} \left(1 + \frac{2}{3} \cos^2 \alpha + \cos^4 \alpha \right), \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{QM}(\alpha) &= |Y_{20}(\alpha, \varphi)|^2 = \\ &= 1 - 6 \cos^2 \alpha + 9 \cos^4 \alpha. \end{aligned} \quad (5)$$

Сравнение выражений (4) и (5) показывает, что СП-выстроенность оказывается в 2 раза меньше КМ-выстроенности (подробнее см. следующий раздел). Этот конфликт показывает несовместимость теории СП с квантовой механикой. Кроме того, в случае $E2$ -излучения иным становится сам

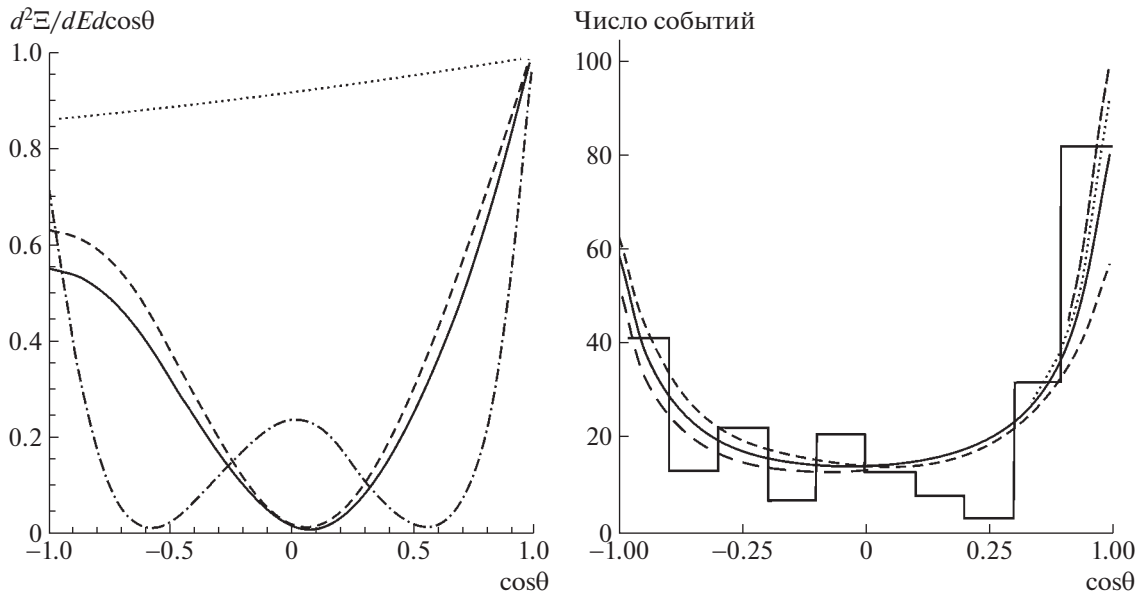


Рис. 3. *а* — Угловое распределение мюонов встряски. Сплошная и штриховая кривые: переходы $E1$ с кинетической энергией конверсионных мюонов $E_\mu = 1$ и 0.5 МэВ соответственно. Точечная и штрихпунктирная кривые: $E0$ - и $E2$ -переходы с $E_\mu = 1$ МэВ соответственно. *б* — Сравнение рассчитанного углового распределения с экспериментом [2]. Сплошная кривая соответствует смеси мультиполей $90\%E1 + 10\%E2$, точечная — $50\%E1 + 15\%E2 + 35\%M1$. Для сравнения короткими и длинными штрихами показано угловое распределение для чистых переходов $E1$ и $E2$ соответственно.

вид угловой зависимости по сравнению с (3). Разница говорит сама за себя. Независимо от неравенств Белла налицо другая возможность проверить экспериментально, какой подход верный.

4. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Для сравнения с экспериментом следует учесть, что выстроенность осколков не 100%. Поэтому общее выражение для корреляций (n, n) вместо (1) будет иметь вид

$$\chi'(\theta', \varphi') = 1 + A_{nJ} \sin^2 \theta', \quad (6)$$

а для (n, f) -корреляций соответственно получим

$$\chi_{QM}(\alpha) = 1 + A_{nf} \cos^2 \alpha \quad (7)$$

вместо (3). Опыт показывает, что $A_{nf} \ll 1$ — параметр в пределах 10% [6]. Тогда в лабораторной системе (2) переходит в выражение

$$\chi_{h.v.}(\alpha) = 1 + \frac{1}{2} A_{nJ} \cos^2 \alpha. \quad (8)$$

Сравнение (8) с (7) приводит в случае $E1$ -переходов к соотношению [6]

$$A_{nJ} \simeq 2A_{nf}. \quad (9)$$

Результаты расчета углового распределения мюонов в с.ц.м. осколка [3, 7] приведены на рис. 2а для $E1$ - и $E2$ -переходов. Угловое распределение

имеет выраженную анизотропию, оставаясь симметричным относительно угла $\pi/2$. В лабораторной системе угловое распределение концентрируется вокруг направления движения осколков, как показано на рис. 2б.

Встряска мюонов становится возможной благодаря втягиванию остатков шейки [8]. Ее можно сопоставить с испусканием мгновенных нейтронов. В отличие от последней, однако, эмиссия мюонов резко асимметрична (рис. 3а).

На рис. 3б представлены вычисленные угловые распределения, усредненные по распределениям осколков и энергиям мюонов в сравнении с экспериментальной гистограммой из работы [2]. Путем сравнения можно сделать вывод о двух характерных чертах осколков деления.

1) В спектре излучения осколков деления присутствует доля компоненты $E2$ на уровне 15%.

2) Встряска является источником эмиссии примерно 5% всех испущенных мюонов.

Конечно, эти заключения получены в рамках КМ-подхода, без СП.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Угловые корреляции (μ, f) , а также (n, f) представляют собой удобный пример для экспериментального исследования различий между теорией СП и КМ-подходом. Выстраивание и поляризация — два различных возможных свойства спинов

осколков. Соответственно, они проявляются в различных экспериментах. Естественное предположение относительно проекции спина $M = J$ в системе координат с осью квантования вдоль спина первоначального осколка не означает, что измерение проекции спина на перпендикулярную ось деления приведет к нулевому значению $M = 0$. Степень поляризации таких состояний можно измерить в (n, n) -угловых корреляциях. Состояние с $M = 0$ это другой вектор состояния. Степень выстроенности осколков с $M = 0$ следует измерять одновременно с определением направления деления. Зная проекцию спина на ось деления, можно рассчитать угловое распределение относительно этой оси. Но для того чтобы знать, ее нужно сначала измерить. А это другой эксперимент. Поэтому в расчетах следует выбирать ось квантования в соответствии с тем, что наблюдается экспериментально, и определять соответствующее магнитное квантовое число спина. Проекция спина на любую другую ось оказывается ненаблюдаемой: это скрытая переменная, вовлечение которой в расчет приводит к неверному результату.

Заметим, что угловое распределение нейтронов, даваемое по предположению либо (2), либо (3), изучается в эксперименте коллаборации CORA [6] путем наблюдения (n, f) -, (n, n) - и (n, n, f) -корреляций. Таким образом, отношение параметров оказывается измеряемой величиной. Равенство этого отношения двойке оправдано только в случае 100% поляризации или выстроенности. Уже для E2-переходов оно оказывается иным.

Следовательно, можно сделать вывод, что метод (n, f) не эквивалентен методу (n, n) и их развитию (n, nf) . Во-первых, в расчетах (n, nf) -корреляций ось деления мысленно достраивается перпендикулярно спине первого испущенного осколка. Таким образом, в теории возникает типичный СП. Поскольку ось квантования совпадает с направлением спина осколка, то из-за прецессии спина вероятны различные значения его проекции на проведенную таким образом ось, а не только нулевое значение, что является основой метода (n, f) -корреляций. Во-вторых, следует учесть, что работы [6, 5, 9] выполнены в так называемой модели предельной анизотропии. Эта модель предполагает отсутствие углового момента относительного движения осколков, т.е. что спины обоих осколков противоположны по направлению. В то же время последний может быть весьма значительным, сравнимым со спином осколков, благодаря возникновению wriggling-колебаний осколков в момент разрыва (например, [10, 11]). Обмен нуклонами при разрыве шейки также естественно приводит к возникновению относительного орбитального

момента. Это предположение нарушает гипотезу об антипараллельности спинов осколков. (n, f) -корреляции не зависят от наличия относительного углового момента.

В общем случае угловое распределение также зависит от начального и конечного спинов осколков, как видно из рис. 2. Поэтому наблюдаемая форма распределений (8) или (7), так же как и (4) или (5) может быть обусловлена усреднением по всем осколкам со своими спинами и мультипольными смесями переходов.

При этом во внутренней системе координат осколки поляризованы на 100%. Следовательно, можно было бы ожидать, что в случае (n, n) -угловых корреляций правильная форма должна быть именно (1), а не (6), в предположении доминирования E1-переходов, впрочем. И выбор A_{nJ} не имеет ничего общего с A_{nf} , взятым из эксперимента (n, f) . Эксперимент CORA, проводимый в IPHC в Страсбурге, направлен на выяснение механизмов испускания нейтронов при делении. Экспериментальная проверка полученных выше соотношений и в первую очередь выражения (9) представляется очень важной для прогресса в этом направлении.

Автор весьма признателен И.С. Гусевой за подробные и плодотворные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Y. Balatz, L. N. Kondratiev, L. G. Lansberg, P. I. Lebedev, Yu. V. Obukhov, and B. Pontekorvo, ЖЭТФ **38**, 1715 (1960); **39**, 1168 (1961).
2. Г. Е. Беловицкий, В. Н. Баранов, О. М. Штейнград, ЯФ **57**, 2140 (1994).
3. Ф. Ф. Карпешин, ЯФ **40**, 643 (1984) [Sov. J. Nucl. Phys. **40**, 412 (1984)].
4. K. Skarsvag, Phys. Rev. C **22**, 638 (1980).
5. I. S. Guseva, in *Proceedings of ISINN-23, Dubna, May 25–29, 2015*, Preprint E3-2016-12, JINR (Dubna, 2016), p. 80.
6. A. Chietera, L. Stuttg, F. Gonnenswein, Yu. Kopatch, M. Mutterer, A. Gagariski, I. Guseva, E. Chernysheva, F.-J. Hamsch, F. Hanappe, Z. Mezentseva, and S. Tellezhnikov, EPJ A **54**, 98 (2018).
7. Ф. Ф. Карпешин, *Мгновенное деление в мюонных атомах и резонансная конверсия* (Наука, Санкт-Петербург, 2006).
8. F. F. Karpeshin, Nucl. Phys. A **617**, 211 (1997).
9. И. С. Гусева, А. М. Гагарский, Г. В. Вальский, Т. А. Заварухина, Т. Е. Кузьмина, ЯФ **85**, 19 (2022) [Phys. At. Nucl. **85**, 17 (2022)].
10. С. Г. Кадменский, В. Е. Бунаков, Д. Е. Любашевский, ЯФ **80**, 447 (2017).
11. Ф. Ф. Карпешин, ЯФ **81**, 155 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 157 (2018)].

HIDDEN VARIABLES IN ANGULAR CORRELATIONS OF THE PARTICLES EMITTED IN FISSION

F. F. Karpeshin¹⁾

*¹⁾D.I. Mendeleyev All-Russian Research Institute for Metrology (VNIIM),
Saint-Petersburg, Russia*

A comparative analysis of experiments on studying the (n, f) -, on one hand, and (n, n) - and (n, nf) -, on the other hand, angular correlations in fission is carried out, based on the model developed in description of muonic conversion in fragments of prompt fission of ^{238}U with negative muons. It is shown that each of these experiments can provide information that is independent of and complementary to the other experiments. Historically, the situation resembles the EPR paradox. Relationship between the alignment and polarization of the spins of the fragments is crucial for interpretation of this information. The relationship can be verified in the CORA experiment.

СПЕКТРЫ НЕЙТРИНО СВЕРХНОВЫХ И НАБЛЮДЕНИЯ
С ПОМОЩЬЮ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ТЕЛЕСКОПОВ© 2023 г. В. Н. Кондратьев^{1), 2)*}, Н. Г. Хорькова³⁾, С. Кэрубини⁴⁾

Поступила в редакцию 28.09.2022 г.; после доработки 28.09.2022 г.; принята к публикации 29.09.2022 г.

Рассмотрены энергетические спектры нейтрино сверхновых II типа при различных механизмах взрыва. Для динамо активных сверхновых показано, что эффективные столкновения нейтрино в намагниченном нуклонном газе, обусловленные гамов-теллеровской компонентой нейтрального тока, приводят к ускорению нейтрино. Подобное усиление жесткости энергетического спектра благоприятно для наблюдений нейтрино сверхновых с использованием нейтринных телескопов. Обсуждаются возможности детектирования нейтрино сверхновых обсерваториями больших объемов: KM3NeT и Baikal-GVD.

DOI: 10.31857/S0044002723010300, EDN: REKFFE

1. ВВЕДЕНИЕ

Сверхновые типа II (СН) представляют одно из самых энергичных событий, являющиеся, предположительно, источниками космических лучей высокой энергии, областями синтеза тяжелых нуклидов, например, атомных ядер e^- , s^- , p^- , r^- процессов, обновления других ядерных компонентов и т.д. Соответственно, механизмы взрыва СН представляют собой важный вопрос, который все еще обсуждается. В частности, механизм передачи энергии всему веществу звезды предшественника (предсверхновой, изначально связанному гравитационными силами) является одной из основных проблем СН. Поток нейтрино и/или магнитное давление, предположительно, вносят ключевой вклад в формирование соответствующей взрывной ударной волны в дополнение к отскоку в активной зоне и тепловому давлению.

В окрестности нейтрино сферы сильная конвекция [1] и/или магниторотационная неустойчивость [2] могут вызвать турбулентные динамо процессы, приводящие к усилению магнитной индукции до десятков тератесла (ТТл). Соответственно, быстрые взрывы СН могут быть связаны с магнитным давлением, привносящим значительную энергию в вещество наружных слоев звезды и приводящим к преобладающему механизму образования ударной

волны. Другой возможный механизм взрыва связан с оживлением остановившейся ударной волны, благодаря нагреву при взаимодействии с выбросом нейтрино и антинейтрино, испускаемыми остывающей протонейтронной звездой [3–5]. Поглощение нейтрино на нуклонах приводит к повышению температуры и давления вещества внутри ударной волны, которое начинает расширяться, толкая вперед распространение волны. Эффективность такого механизма замедленного взрыва СН зависит от светимости нейтрино и жесткости их спектров [4, 5].

Поскольку нейтрино или магнитное давление способны вносить значительный вклад в механизм взрывов сверхновых, анализ динамики нейтрино в веществе сверхновых с учетом магнитных эффектов представляет собой важную проблему. Кроме того, возможное магнитное влияние на спектры нейтрино имеет решающее значение для интерпретации r^- - и нейтринных процессов, на которые также может влиять магнитное поле [6–9]. Как показано недавно [10, 11], обмен энергией при нейтрино-ядерном рассеянии может быть заметно усилен за счет магнитной индукции. В следующем разделе мы рассмотрим сечения передачи энергии при движении нейтрино вблизи нейтриносферы. Как показано в разд. 3, такой подход дает четкое представление о влиянии неупругого рассеяния на спектры нейтрино. Возможности наблюдения рассматриваемых эффектов с помощью нейтринных телескопов большого объема анализируются в разд. 4. Выводы приведены в разд. 5.

¹⁾Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, ОИЯИ, Дубна, Россия.

²⁾Государственный университет “Дубна”, Дубна, Россия.

³⁾Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия.

⁴⁾Факультет физики и астрономии “Эttore Майорана”, Университет Катании, Италия.

*E-mail: vkondrat@theor.jinr.ru

2. РЕЖИМЫ ДИНАМИКИ НЕЙТРИНО ВНЕ И ВНУТРИ НЕЙТРИНО СФЕРЫ НАМАГНИЧЕННЫХ СВЕРХНОВЫХ

Нейтрино сфера соответствует области прото-нейтронной звезды, где пространственное движение нейтрино изменяется от диффузного к квазисвободному. Электронно-ароматные нейтрино и антинейтрино в ядре сверхновой взаимодействуют со звездным веществом посредством реакций поглощения и испускания из-за заряженного тока, которые вносят значительный вклад в их непрозрачность и приводят к интенсивному обмену энергией при взаимодействии. Энергетические спектры нейтрино, вылетающих из вещества такой прото-нейтронной звезды в область слабой связи или нейтрино сферы можно параметризовать следующим уравнением:

$$W(E_\nu, T) = E_\nu^2 \int d\Omega f(r, p, l) \sim \quad (1) \\ \sim E_\nu^\alpha \exp\{-(1 + \alpha) E_\nu / E_{av}\},$$

где функция распределения в фазовом пространстве $f(r, p, l)$ проинтегрирована по Ω , где Ω обозначает телесный угол вектора импульса, E_{av} — средняя энергия, а α — параметр, описывающий величину спектрального заземления; значение $\alpha = 2$ соответствует спектру Максвелла—Больцмана, а $\alpha = 2.30$ — распределению Ферми—Дирака с нулевым химическим потенциалом. При отсутствии дополнительных полей (например, магнитного) вблизи и за пределами поверхности прото-нейтронной звезды в области нейтрино сферы невозможно поддерживать как химическое равновесие между нейтрино и звездным веществом, так и диффузию. Однако заметный обмен энергией между нейтрино и сильно намагниченным веществом звезды может повлиять на спектры нейтрино.

Нейтрино, соответствующие тяжелым лептонам, энергетически менее связаны со звездной плазмой, в основном из-за таких реакций, как образование пар, тормозное излучение при рассеянии на нуклонах, электронах и аннигиляция нейтрино—антинейтрино. Однако полная непрозрачность в основном определяется рассеянием нейтрино на нуклонах. Таким образом, тяжелолептонные нейтрино отщепляются из теплового равновесия в энергетической сфере, которая находится значительно глубже внутри зарождающейся прото-нейтронной звезды, чем транспортная сфера, находящаяся рядом с нейтрино сферой, где происходит переход от диффузии к свободному потоку. Соответственно, в режиме слабой рассеивающей атмосферы тяжелолептонные нейтрино все еще часто сталкиваются с нейтронами и протонами.

Вещество вблизи области нейтрино сферы соответствует умеренной плотности $n \sim 0.1\text{--}10 \text{ Тг/см}^3$

($1 \text{ Тг} = 10^{12} \text{ г}$) и температуре $T \sim 5\text{--}10 \text{ МэВ}$. Поскольку эта область также соответствует точке бифуркации, мы предполагаем значительные флуктуации температуры T и плотности n в сочетании с сильной конвекцией. При таких условиях и реалистичных значениях параметра бета-равновесия, т.е. $Y_e \sim 0.2$, энергии Ферми для нуклонов E_F^N и электронов E_F^e малы и велики по сравнению с температурой соответственно [12–14]. Следовательно, нуклонные компоненты с $E_F^N \ll T$ представляют собой невырожденный газ, в то время как электронный газ с $E_F^e \gg T$ сильно вырожден. Как следствие, сечение рассеяния нейтрино на электронах сильно подавлено из-за принципа Паули. Такой эффект блокировки также приводит к фактическому прекращению заряженной компоненты тока в нейтрино-нуклонном рассеянии. Намагничивание приводит к эффективному увеличению энергии Ферми и дальнейшему уменьшению соответствующего процесса рассеяния. Таким образом, соответствующая длина свободного пробега (mfp) возрастает до километра при рассматриваемых плотностях. Поэтому в дальнейшем мы пренебрегаем процессами рождения и аннигиляции нейтрино вблизи нейтрино сферы.

Напротив, рассеяние нейтрино на нуклонах за счет нейтральной компоненты тока можно рассматривать как независимый процесс с соответствующим $mfp_l = (N_N \sigma_{GT0})^{-1} \approx 100 \text{ м}$. Здесь $N_i = n_i / m_i$ представляет собой количественную плотность i -й ядерной частицы (N обозначает нуклон) с массой m_i и вкладом n_i в общую массовую плотность n , $\sigma_{GT0} \approx 10^{-40} \text{ см}^2 (E_\nu / 37 \text{ МэВ})^2$ представляет собой соответствующее сечение [6].

2.1. Обмен энергией при рассеянии нейтрино на намагниченных нуклонах

Обмен энергией в горячем намагниченном веществе при рассеянии $\nu + N \rightarrow \nu' + N'$ рассматривался в [10, 11]. Напомним, что уровни энергии нуклонов со спиновыми магнитными моментами, направленными вдоль (спин вверх) и противоположно (спин вниз) направлению магнитного поля, расщепляются на величину $\Delta = |g_\alpha| \mu_N H \equiv |g_\alpha| \omega_L$ из-за взаимодействия с полем H . Здесь μ_N обозначает ядерный магнетон, $\omega_L = \mu_N H$ представляет частоту Лармора, а g_α — g -фактор нуклона. Следовательно, при рассеянии за счет компоненты нейтрального тока взаимодействия Гамов—Теллера (GT0) на нуклонах, занимающих уровни со спином вверх и вниз, нейтрино претерпевает эндо- и экзо-энергетические переходы соответственно [10, 11]. Такие режимы возникают из-за оператора перехода GT0 ($GT0 = \sigma t_0$) с передачей спина и четности $J^\pi = 1^+$, приводящего к перевороту спина при

эффективном процессе рассеяния. За единичное эффективное столкновение нейтрино теряет или набирает энергию Δ .

В случае многократного рассеяния обмен энергией можно количественно получить с помощью сечения передачи энергии. Это значение определяется как

$$S_1^i = - \int d\epsilon \epsilon (d\sigma_{\nu \rightarrow \nu'}^i / d\epsilon), \quad (2)$$

где $d\sigma_{\nu \rightarrow \nu'}^i / d\epsilon$ обозначает дифференциальное сечение при столкновении нейтрино с i -ой ядерной частицей и изменением энергии ϵ . При эффективном GT0 рассеяния нейтрино в намагниченном нуклонном газе с температурой T сечение передачи энергии имеет вид [10, 11]

$$S_1 \approx \sigma_{GT0} \Delta (2\delta_E - \delta_T / 2). \quad (3)$$

Здесь $\delta_T = \Delta / T$, $\delta_E = \Delta / E_\nu$. Зависимость этой величины от энергии налетающего нейтрино E_ν определяется температурой T , а произведение расщепления Δ и сечения рассеяния σ_{GT0} в нуклонном газе определяет соответствующую интенсивность энергообмена.

Рисунок 1 иллюстрирует сечение передачи энергии S_1 в единицах $\Delta \sigma_{GT0}$, т.е. произведения сечения рассеяния σ_{GT0} и расщепления уровней Δ . Видно переключение динамики нейтрино между эндо- и экзоэнергетическими режимами. Для горячего нуклонного газа положительные значения сечения передачи энергии S_1 приводят к ускорению нейтрино или экзоэнергетическому рассеянию, а отрицательные величины S_1 для холодного вещества указывают на торможение нейтрино, т.е. эндоэнергетические столкновения. Такой переход от режима остановки к режиму разгона происходит при условиях $E_\nu \approx 4T$. Уменьшение вклада GT0-переходов с верхележащего уровня на нижележащий уровень из-за подавления тепловой заселенности верхнего расщепленного энергетического уровня нуклона, очевидно, является физической причиной такого перехода. Условие этого изменения от одного режима к другому хорошо описывается соотношением, приведенным выше, и не зависит от величины расщепления Δ и, следовательно, от геометрии магнитной индукции [9].

Соотношение заполнения соответствующих верхнего и нижних нуклонных уровней и фазового объема нейтрино в выходном канале (т.е. $\exp\{\delta_T\}(1 - \delta_E)^2 \theta(1 - \delta_E) / (1 + \delta_E)^2$, со ступенчатой функцией $\theta(x)$) определяет преимущество между соответствующими экзо- и эндоэнергетическими режимами при однократном столкновении. Когда это отношение больше одного, количество эндоэнергетических столкновений меньше, чем экзоэнергетических, и наоборот. Следовательно,

условие $T = \Delta / (2 \ln\{(E_\nu + \Delta) / \theta(E_\nu - \Delta)(E_\nu - \Delta)\})$ определяет смену предпочтительных режимов ускорения и торможения для нейтринной динамики в намагниченном нуклонном газе. В случае, когда начальная энергия нейтрино E_ν и температура вещества T значительно превышают расщепление уровней, Δ , это условие упрощается к виду $E_\nu \approx 4T$. Такое же соотношение начальной энергии нейтрино E_ν и температуры газа нуклонов T для переключения динамических режимов получается также в случае множественных эффективных столкновений, рассмотренных в уравнениях (2) и (3) и их обсуждении.

3. ЭФФЕКТ ЭНЕРГООБМЕНА В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРАХ НЕЙТРИНО

Используя уравнение (3), для интенсивности передачи энергии на длине l получаем

$$\frac{dE_\nu}{dl} = \sum_i N_i S_i \approx E_\nu \left(1 - \frac{E_\nu}{4T}\right) / l_t, \quad (4)$$

где средняя длина передачи энергии $l_t^{-1} = 2 \sum_i \sigma_{GT0}^i N_i \delta_{E_i}^2$. Как обосновано в разд. 2.1, намагниченный газ нуклонов дает преобладающий вклад в энергообмен нейтрино-вещество в области нейтрино-сферы. Тогда, учитывая уравнение (3), длину передачи энергии получим как $l_t \approx \approx 100 \text{ м} (3 \text{ МэВ} / \Delta_{av})^2 (10 \text{ Тг см}^{-3}) / n$, с усредненным значением расщепления $\Delta_{av}^2 = \sum_i N_i \Delta_i^2 / N$. Энергетический спектр нейтрино при длине пробега l дается уравнением (1) с заменой E_ν решением уравнения (4), т.е. $E_\nu \rightarrow e_l E_\nu (e_l + (1 - e_l) E_\nu / 4T)^{-1}$ с $e_l = \exp\{l / l_t\}$.

На рис. 2 показан эффект энергообмена в энергетических спектрах нейтрино в процессе эволюции в окрестности нейтриносферной области. Распределение Максвелла–Больцмана, соответствующее $\alpha = 2$ и $E_{av} = 10 \text{ МэВ}$ в уравнении (1), принято в качестве начального. Видно, что эффект передачи энергии в намагниченном нуклонном газе приводит к увеличению энергии нейтрино в максимуме распределения. Когда путь нейтрино l приближается к средней длине передачи энергии l_t , мы получаем разброс в распределении $W(E)$ с увеличением энергии в точке максимума почти линейно с ростом e_l . Такое ускорение особенно эффективно при более высоких температурах газа.

3.1. Эффекты флуктуаций в энергетических спектрах

Значительные флуктуации вблизи нейтрино сферы и точки бифуркации вызывают большие

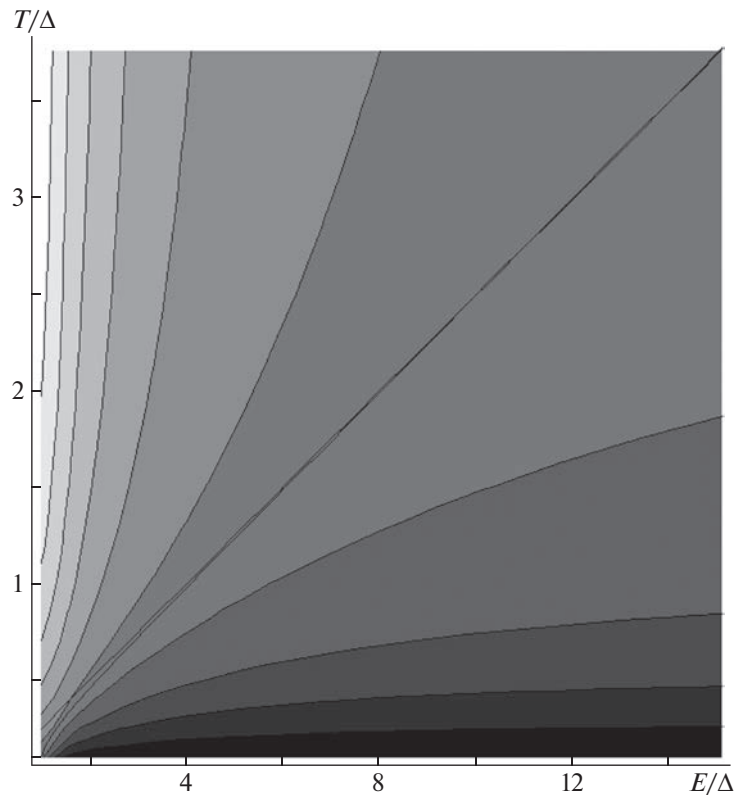


Рис. 1. Сечение передачи энергии S_1 в единицах $\Delta\sigma_{\text{ГТО}}$, т.е. произведения сечения рассеяния $\sigma_{\text{ГТО}}$ и расщепления уровней Δ . Контурное изображение безразмерной величины $S_1/\Delta\sigma_{\text{ГТО}}$ представлено как функция начальной энергии нейтрино и температуры и изменяется от -1 (темная область в правом нижнем углу) к положительной величине сечения (светлая область в левом верхнем углу). Сплошная диагональная прямая обозначает границу раздела между режимами ускорения и торможения, соответствующую соотношению $E_\nu = 4T$ между энергией нейтрино E_ν и температурой T .

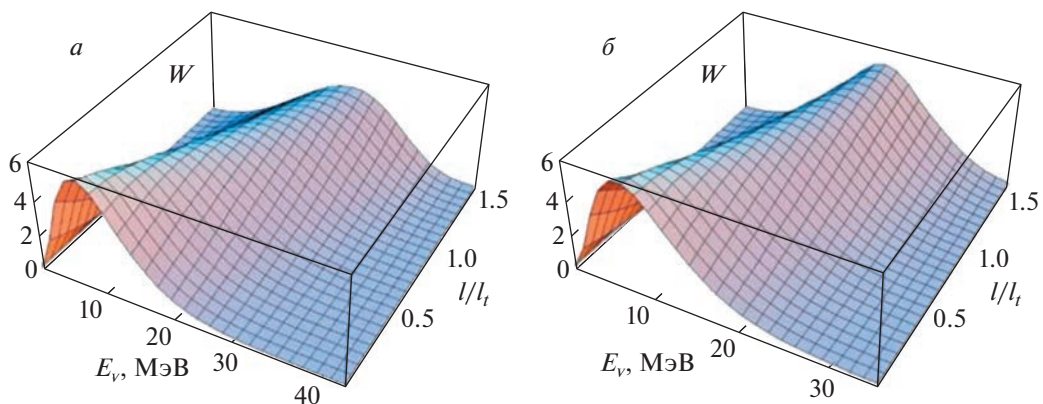


Рис. 2. Спектры энергии нейтрино в зависимости от длины пробега l для $\alpha = 2$, $E_{av} = 10$ МэВ, $T = 10$ МэВ (а) и усредненной по интервалу $T = 5-10$ МэВ (б).

флуктуации свойств соответствующего звездного материала. Усредним результаты изменения энергетических спектров по флуктуациям. Для температуры T мы предполагаем равномерное распределение в диапазоне от 5 до 10 МэВ независимо от флуктуаций плотности. Как видно на рис. 2б, максимум распределения $W(E)$ смещен в

сторону больших энергий, приближаясь к области 10–20 МэВ. Свойства такого усредненного распределения энергии напоминают результаты для температуры $T = 10$ МэВ, обеспечивающие, таким образом, эффективность механизма ускорения при более высоких температурах.

4. УСИЛЕНИЕ ЖЕСТКОСТИ СПЕКТРА И ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ БОЛЬШИХ ДЕТЕКТОРОВ НЕЙТРИНО

Сильно изменяющиеся переходные потоки частиц нейтрино могут быть обнаружены [12, 15] с помощью крупномасштабных нейтринных телескопов: KM3NeT [16], Baikal-GVD [17]. Соответствующий сигнал можно выделить из детектирования фотоэлектронными умножителями (ФЭУ) черенковского излучения от энергичных электронов и позитронов, возникающих при рассеянии нейтрино на ядерных частицах. Для низкоэнергетических ~ 10 МэВ нейтрино СН сигнал возникает, в основном, за счет обратного бета-распада (ОБР) электронных антинейтрино на свободных протонах ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$) [18]. На его долю приходится $\sim 88\text{--}93\%$ частоты обнаружения нейтрино. Этому каналу благоприятствует его относительно большое сечение и тот факт, что энергия падающего нейтрино эффективно передается исходящему позитрону, повышая вероятность обнаружения. Кроме того, электроны и позитроны рождаются при взаимодействии нейтрино с ядрами кислорода, вызванном заряженным током ($\nu_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow e^- + {}^{16}\text{F}$, $\bar{\nu}_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow e^+ + {}^{16}\text{N}$). Они вносят от 2% до 8% в частоту обнаружения, в зависимости от предшественника. Упругое рассеяние на электронах ($\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$), которое возможно для всех ароматов нейтрино, вносит вклад на уровне $\sim 3\text{--}5\%$.

Взаимодействие нейтрино с энергией ниже 100 МэВ приводит к образованию заряженного лептона (e^+ или e^-), с длиной пробега до нескольких десятков сантиметров (≈ 0.5 см на 1 МэВ энергии электрона/позитрона, падающего нейтрино [19]). Поскольку эта длина невелика по сравнению с типичным расстоянием разделения между ФЭУ, соответствующие источники черенковского излучения можно рассматривать как точечные и изотропные. При этом число фотонов черенковского излучения пропорционально энергии заряженного лептона (или нейтрино) $N \approx N_{10}E_{10}$, где $N_{10} \approx 1600$ — число фотонов при контрольной энергии 10 МэВ, и $E_{10} = E/10$ МэВ. Учитывая, что $N_t \approx 3$ фотонов включают сигнал в трубке фотоумножителя, черенковский источник возможно зарегистрировать вплоть до расстояния $R \approx (E_{10}N_{10}/N_t)^{1/2}r_t/2$, где r_t — радиус трубки фотоумножителя. Соответственно, эффективный объем, отнесенный к фотоумножителю, $V_{\text{ef}} \approx \approx r_t^3(E_{10}N_{10}/N_t)^{3/2}\pi/6$.

Предполагая сферически однородное излучение нейтрино, получаем для потока нейтрино на Земле $\Phi(t) = L(t)/4\pi d^2$ со светимостью нейтрино $L(t)$ и расстоянием до источника d . Резкое увеличение пространственно однородного потока нейтрино

$\Phi(t)$ связано с фазой коллапса СН, которая происходит в течение половины секунды [20], определяющей время наблюдения. Скорость обнаружения сигнальных событий нейтрино СН, $r_{\text{SN}}(t)$, может быть записана как

$$r_{\text{SN}}(t) \approx \Phi(t) \sum_i n_i \langle \sigma^i V_{\text{ef}} \rangle \quad (5)$$

с суммированием по индексу $i \in \{p, e^-, {}^{16}\text{O}\}$, включающим наиболее важные компоненты мишени (воды), производящие энергичные заряженные частицы (т.е. $e^{+/-}$), для тяжелолептонных нейтрино подобные эффективные столкновения возможны только с электронами, n_i — количественная плотность частиц мишеней, и

$$\begin{aligned} \langle \sigma^i V_{\text{ef}} \rangle &= \\ &= \int dE_\nu W(E_\nu) \sigma^i(E_\nu) V_{\text{ef}}(E_\nu) \sim \langle E_\nu^{7/2} \rangle. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $\sigma^i(\varepsilon)$ — сечение взаимодействия для данной компоненты мишени i , а $W(\varepsilon)$ дает энергетический спектр из уравнения (1).

В момент времени t для временного интервала δt вероятность срабатывания детектора от потока нейтрино СН $p_{\text{SN}} = r_{\text{SN}}(t)\delta t$. На рис. 3 показано ожидаемое количество сигнальных событий на один ФЭУ как функция расстояния до источника для KM3NeT и Baikal-GVD. Уравнение (5) воспроизводит результаты Монте-Карло-моделирования [15], показывая $\sim 1/d^2$ зависимость сигнала. Число событий растет с увеличением массы для трех рассмотренных предшественников СН из-за больших светимости L и средней энергии нейтрино, см. уравнения (5) и (6).

Общая частота обнаружения $r = r_{\text{SN}} + r_B$ включает частоту фоновых событий r_B . Множественные совпадения k детекторов соответствуют вероятности, заданной законом Пуассона $p^k/k!e^{-p}$. В этом случае отношение сигнал/фон задается как $(1 + r_{\text{SN}}/r_B)^k \exp\{-p_{\text{SN}}\} \approx (1 + kr_{\text{SN}}/r_B)$. Для малых величин p_{SN} это отношение не зависит от интервала δt . Очевидно, что k -кратное совпадение усиливает в k раз чувствительность обнаружения слабого сигнала нейтрино СН. Когда условие $(kr_{\text{SN}}/r_B) \approx 1$ соответствует значению k , приближающемуся к десяти, тогда для $d \sim 10$ кпк требуется превышение десятков или сотен тысяч в пересчете на общее количество детекторов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели передачу энергии при рассеянии нейтрино на нуклонах в сильных магнитных полях, предположительно, возникающих в сверхновых, и соответствующий эффект в энергетических спектрах нейтрино. Показано, что ядерное

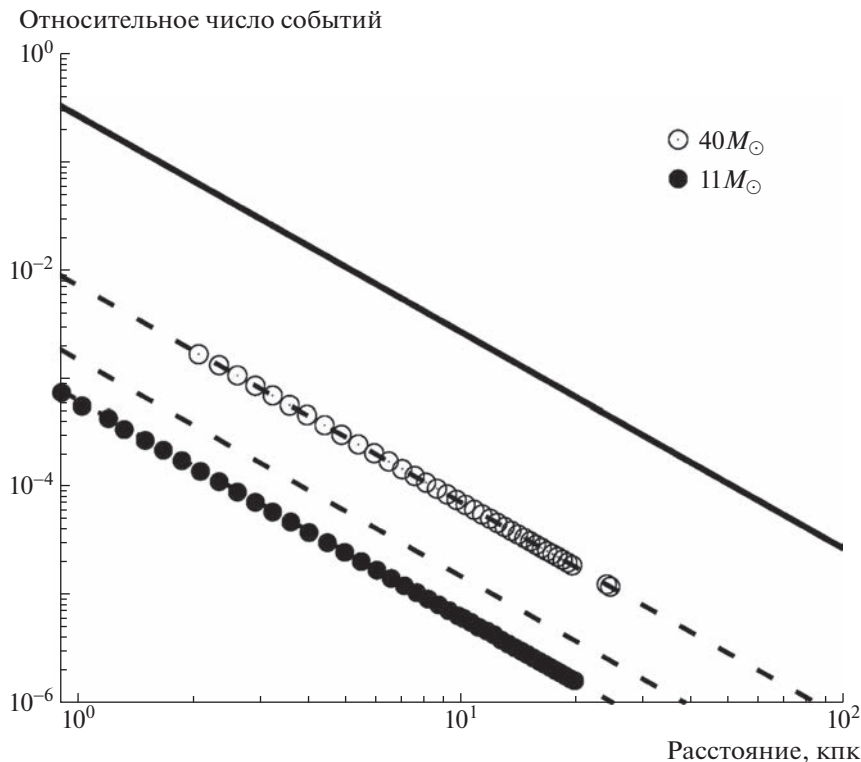


Рис. 3. Ожидаемое количество сигнальных событий, отнесенное к одному ФЭУ, как функция расстояния до источника за интервал времени $\delta t = 0.1$ с в максимуме кривой блеска нейтрино L . Результаты уравнения (5) представлены сплошной (для Baikal-GVD при массе звезды предшественника $40M_{\odot}$) и штриховыми (для KM3NeT при трех звездах-предшественниках с массами 11, 27 и $40M_{\odot}$) линиями. Круги показывают результаты Монте-Карло-моделирований [15].

намагничивание приводит к появлению новых каналов реакции, индуцированных нейтральным током, что создает дополнительные заметные механизмы рассеяния в динамике нейтрино, слабо связанным с веществом. Показано, что сечение передачи энергии в динамике нейтрино изменяется от положительных значений на отрицательные с увеличением энергии столкновения. Для намагниченного невырожденного нуклонного газа такое переключение режимов ускорения и торможения происходит, когда энергия нейтрино превышает примерно в четыре раза температуру газа, в то время как ларморовская частота для нуклонов достаточно мала. Такое изменение динамических свойств происходит из-за принципа детального баланса и разницы в объеме фазового пространства для нейтрино в начальном и конечном каналах при рассеянии на нуклонах со спином вверх и спином вниз и не зависит от величины расщепления Δ в магнитных полях. Следовательно, такое свойство нечувствительно к геометрии намагничивания. Соответствующие скорости ускорения и/или торможения определяются произведением расщепления Δ и сечения рассеяния σ_{GT0} в нуклонном газе. При реалистичных свойствах звездного материала такие эффекты ядерного рассеяния нейтрино приводят к увеличению жесткости энергетических

спектров нейтрино. Поскольку электронные нейтрино отделяются от вещества в нейтриносфере и после этого испытывают несколько (в среднем единичное) эффективных столкновений, соответствующий эффект ускорения относительно невелик. За пределами энергетической сферы динамика тяжелолептонных нейтрино в основном определяется столкновениями с нуклонами. В рассеивающей атмосфере (вплоть до нейтриносферы) эти столкновения достаточно часты, чтобы поддерживать пространственную диффузию тяжелолептонных нейтрино. Соответственно, значительный пройденный путь l в намагниченной области звезды приводит к значительному эффекту ускорения в случае тяжелолептонной компоненты.

Усиление жесткости энергетического спектра нейтрино благоприятно для наблюдений нейтрино сверхновых с использованием нейтринных телескопов большого объема. В этом случае поток нейтрино сверхновых проявляется как увеличение скорости счета детекторов на начальном этапе взрыва. При повышении энергии нейтрино E_{ν} число сигнальных событий регистрации растет как $E_{\nu}^{7/2}$, см. уравнения (6) и обсуждение там. Соответственно, число срабатывающих детекторов пропорционально произведению плотности

потока $\Phi(t)$ и $\langle E_\nu^{7/2} \rangle$. Предсказания уравнений (5) и (6) воспроизводят результаты Монте-Карло-моделирования [15]. Чувствительность обнаружения слабого сигнала нейтрино сверхновых можно повысить в k раз, используя k -кратное совпадение детекторов при обработке данных. Наконец, заметим, что такая сильная намагниченность также возникает при слияниях нейтронных звезд, в коре магнитаров и столкновениях тяжелых ионов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P. Mösta, C. D. Ott, D. Radice, L. F. Roberts, E. Schnetter, and R. Haas, *Nature* **528**, 376 (2015).
2. J. Guilet and E. Müller, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **450**, 21532171 (2015).
3. S. A. Colgate and R. H. White, *Astrophys. J.* **143**, 626 (1966).
4. H. A. Bethe and H. A. Wilson, *Astrophys. J.* **295**, 14 (1985).
5. H.-T. Janka, T. Melson, and T. Summa, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **66**, 341 (2016).
6. V. N. Kondratyev, *Eur. Phys. J. A* **50**, 7 (2014).
7. V. N. Kondratyev, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **480**, 5380 (2018).
8. В. Н. Кондратьев, Ю. В. Коровина, Письма в ЖЭТФ **102**, 155 (2015) [V. N. Kondratyev and Yu. V. Korovina, *JETP Lett.* **102**, 131 (2015)].
9. V. N. Kondratyev, *Universe* **7**, 487 (2021).
10. V. N. Kondratyev, A. A. Dzhioev, A. I. Vdovin, S. Cherubini, and M. Baldo, *Phys. Rev. C* **100**, 045802 (2019).
11. В. Н. Кондратьев, А. А. Джиоев, А. И. Вдовин, С. Кэрубини, М. Балдо, Изв. РАН. Сер. физ. **84**, 1167 (2020) [V. N. Kondratyev, A. A. Dzhioev, A. I. Vdovin, S. Cherubini, and M. Baldo, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **84**, 962 (2020)].
12. V. N. Kondratyev, T. D. Lobanovskaya, and D. B. Torekhan, *Particles* **5**, 128 (2022).
13. А. Ю. Игнатовский, Г. С. Бисноватый-Коган, *Астрон. журн.* **99**, 211 (2022).
14. G.-J. Mao, V. N. Kondratyev, A. Iwamoto, Z.-X. Li, X.-Z. Wu, W. Greiner, and I. N. Mikhlov, *Chin. Phys. Lett.* **20**, 1238 (2003).
15. S. Aiello *et al.* (KM3NeT Collab.), *Eur. Phys. J. C* **82**, 317 (2022).
16. S. Adrián-Martínez, M. Ageron, F. Aharonian, S. Aiello, A. Albert, F. Ameli, E. Anassontzis, M. Andre, G. Androurakis, M. Anghinolfi, G. Anton, M. Ardid, T. Avgitas, G. Barbarino, E. Barbarito, B. Baret, *et al.*, *J. Phys. G* **43**, 084001 (2016).
17. A. D. Avrorin, A. V. Avrorin, V. M. Aynutdinov, R. Bannash, I. A. Belolaptikov, V. B. Brudanin, N. M. Budnev, I. A. Danilchenko, S. V. Demidov, G. V. Domogatsky, A. A. Doroshenko, R. Dvornicky, A. N. Dyachok, Zh.-A. M. Dzhilkibaev, L. Fajt, S. V. Fialkovsky, *et al.*, *EPJ Web Conf.* **136**, 04007 (2017).
18. K. Scholberg, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **62**, 81 (2012).
19. R. Abbasi, Y. Abdou, T. Abu-Zayyad, M. Ackermann, J. Adams, J. A. Aguilar, M. Ahlers, M. M. Allen, D. Altmann, K. Andeen, J. Auffenberg, X. Bai, M. Baker, S. W. Barwick, V. Baum, R. Bay, *et al.*, *Astron. Astrophys.* **535**, A109 (2011); *Astron. Astrophys.* **563**, C1 (Erratum) (2014).
20. The Garching Core-Collapse Supernova Research, Available online: <https://wwwmpa.mpa-garching.mpg.de/ccsnarchive/> (accessed on 7 July 2022).

SUPERNOVA NEUTRINO SPECTRA & OBSERVATIONS BY LARGE VOLUME TELESCOPES

V. N. Kondratyev^{1),2)}, N. G. Khor'kova³⁾, S. Cherubini⁴⁾

¹⁾ Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR, Dubna, Russia

²⁾ Dubna State University, Dubna, Russia

³⁾ Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

⁴⁾ Department of Physics and Astronomy "Ettore Majorana", University of Catania, Italy

The energy spectra of neutrinos of type II supernovae under various explosion mechanisms are considered. For dynamo active supernovae, it is shown that effective neutrino collisions in magnetized nucleon gas caused by the Gamow–Teller component of the neutral current lead to neutrino acceleration. Such an increase in the hardness of the neutrino energy spectrum is favorable for observations of supernova neutrinos using neutrino telescopes. The possibilities of detecting neutrinos of supernovae by large-volume observatories (KM3NeT and Baikal-GVD) are discussed.

КОМПАКТНЫЙ КАЛИБРОВОЧНЫЙ ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ РАДИОНУКЛИДА ^{252}Cf И КРЕМНИЕВОГО ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДЕТЕКТОРА

© 2023 г. Н. В. Базлов^{1),2)}, Е. Ф. Бубнов¹⁾, А. В. Дербин¹⁾, И. С. Драчнев¹⁾,
Д. В. Иванов¹⁾, О. И. Коньков^{1),3)}, И. М. Котина¹⁾, М. С. Микулич¹⁾, В. Н. Муратова¹⁾,
Н. В. Ниязова¹⁾, Д. А. Семенов¹⁾, М. В. Трушин^{1)*}, Е. В. Унжаков¹⁾, Е. А. Чмель¹⁾

Поступила в редакцию 21.09.2022 г.; после доработки 21.09.2022 г.; принята к публикации 22.09.2022 г.

В статье демонстрируется работа модели компактного калибровочного источника нейтронов, который может быть использован для калибровки и определения функции отклика детекторов темной материи и детекторов электронных антинейтрино. Рассматриваемый калибровочный источник нейтронов представляет собой комбинацию радионуклида ^{252}Cf , который испытывает спонтанное деление с образованием нейтронов, и оригинального кремниевого полупроводникового детектора. Последний обеспечивает временную привязку к моменту образования нейтронов путем регистрации сигналов от осколков деления.

DOI: 10.31857/S0044002723010099, EDN: RAE0JR

1. ВВЕДЕНИЕ

Функция отклика ядер отдачи в детекторах темной материи и эффективность регистрации реакции обратного бета-распада нейтринными детекторами могут быть определены с помощью источника нейтронов. Исследование и разработка компактного калибровочного источника нейтронов с известным энергетическим спектром нейтронов и с возможностью восстановления энергии нейтронов по времени пролета является важной задачей для успешной реализации ряда текущих и будущих экспериментов, таких как, например, DarkSide [1] и JUNO [2].

В данной работе мы демонстрируем работу модели компактного калибровочного источника нейтронов на основе ^{252}Cf , распадающегося с $T_{1/2} = 2.65$ г по двум каналам: альфа-распад и спонтанное деление с соотношением выхода реакции 96.91/3.09. Каждое спонтанное деление приводит к образованию двух осколков деления, а также, в среднем, 3.7 быстрых нейтронов. Среднее массовое число легкого и тяжелого осколков деления составляет 106 и 142 а.е.м., а средняя кинетическая энергия равна 104 и 79 МэВ соответственно [3].

Высокий удельный выход нейтронов от ^{252}Cf дает возможность получать нейтронные источники достаточной интенсивности. Энергетический спектр нейтронов деления хорошо описывается максвелловским распределением при значении ядерной температуры $T \approx 1.4$ МэВ. Среднее значение энергии нейтронов составляет 2.3 МэВ и наиболее вероятное 0.8 МэВ [3]. Каждое спонтанное деление в ^{252}Cf сопровождается, в среднем, 8 гамма-квантами с энергиями около 0.9 МэВ, которые испускаются в течение наносекунды после деления [4]. Кроме того, в источнике ^{252}Cf всегда присутствует активность, связанная с распадами других изотопов калифорния (^{249}Cf – ^{251}Cf), и с бета-распадами накопленных долгоживущих осколков деления ^{252}Cf [5]. Таким образом, полный спектр излучения источника ^{252}Cf имеет сложный комплексный состав.

Для идентификации сигналов, связанных с нейтронами, источник ^{252}Cf использовался в сочетании с кремниевым полупроводниковым детектором, регистрирующим осколки деления и дающим временную привязку к моменту эмиссии нейтронов. Конечная скорость нейтронов позволяет отделить сигнал, вызванный нейтроном, от сигналов, связанных с мгновенным гамма-излучением. В работе продемонстрирована возможность использования комбинации Si-полупроводникового детектора и изотопа ^{252}Cf в качестве компактного калибровочного источника нейтронов.

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

²⁾Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия.

³⁾ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия.

*E-mail: trushin_mv@npni.nrcki.ru

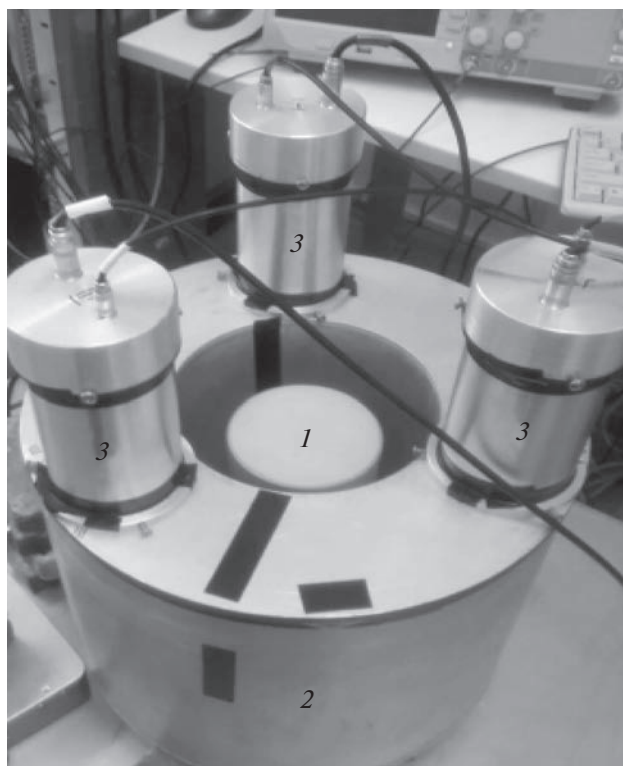


Рис. 1. Снимок измерительной установки. Цифрами обозначены: 1 — вакуумная камера с источником ^{252}Cf и кремниевым полупроводниковым детектором, 2 — пластиковый сцинтиллятор, 3 — ФЭУ-97.

2. ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для регистрации осколков деления использовался оригинальный кремниевый полупроводниковый поверхностно-барьерный детектор с тонким входным окном, произведенный в ПИЯФ НИЦ КИ. Детектор имел диаметр 10 мм и был изготовлен из кремниевой пластины p -типа проводимости, с ориентацией поверхности (111), удельным сопротивлением $1 \text{ кОм} \times \text{см}$ и временем жизни носителей порядка 1000 мкс. Лицевая сторона детектора была покрыта тонким слоем аморфного кремния, который служил пассивирующим слоем [6]. Омический контакт создан путем напыления слоя Pd на всю тыльную сторону пластины, а выпрямляющий — путем напыления пятна Al диаметром 7 мм в центре лицевой стороны пластины. Проведенные исследования показали, что подобный детектор может выдержать воздействие до 10^9 осколков деления, прежде чем произойдет критическое ухудшение его рабочих параметров [7–8].

Нейтроны, образующиеся при спонтанном делении ядер ^{252}Cf , регистрировались с помощью пластикового сцинтиллятора, на основе полиметилметакрилата (РММА), в реакции упругого рассеяния на протонах. Сечение (n, n') -реакции обратно пропорционально скорости нейтрона $\sim 1/v$ и уменьшается от 4 до 1 бн при увеличении энергии

нейтрона от 1 до 10 МэВ соответственно. Коэффициент гашения сцинтилляционного сигнала (потеря сцинтилляционной эффективности) для протонов с энергией (1–10) МэВ по отношению к сигналу электрона составляет ~ 0.3 .

Пластический сцинтиллятор имел форму полого цилиндра высотой 25 см с внутренним диаметром 13 см и толщиной стенки 7 см. РММА цилиндр был покрыт светоотражающей пленкой и размещен внутри алюминиевого корпуса. Объем сцинтиллятора просматривался тремя фотоумножителями ФЭУ-97, установленными непосредственно на торце цилиндра. Функция отклика сцинтилляционного детектора имеет широкое распределение, что связано с большой неоднородностью светосбора по объему детектора.

В центре сцинтилляционного цилиндра были размещены источник ^{252}Cf и Si-детектор, смонтированные в вакуумной камере. Характерные расстояния, отделяющие источник нейтронов от материала сцинтиллятора, составляли $\sim (7–15) \text{ см}$. Для уменьшения загрузки сцинтилляционного детектора от гамма-излучения ^{252}Cf между источником и сцинтиллятором был установлен слой свинца толщиной 5 мм. Фотография измерительной установки приведена на рис. 1.

Источник излучения, представляющий собой подложку из нержавеющей стали, с нанесенным

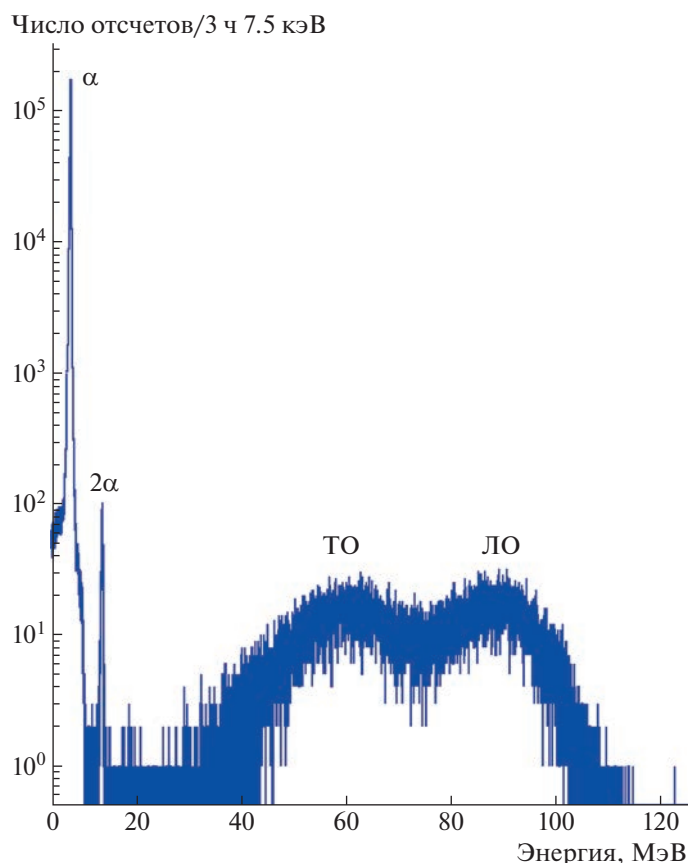


Рис. 2. Спектр, измеренный полупроводниковым детектором. На спектре обозначены пики: α — пик, соответствующий альфа-частицам, 2α — пик двойного совпадения альфа-частиц, ТО — пик, соответствующий осколкам деления тяжелой группы, ЛО — пик, соответствующий осколкам деления легкой группы.

слоем ^{252}Cf под тонким защитным покрытием, был установлен на расстоянии 1 см от лицевой стороны полупроводникового детектора. Источник ^{252}Cf и Si-детектор были смонтированы в вакуумной камере и находились при комнатной температуре.

Сигналы с полупроводникового детектора и трех ФЭУ усиливались с помощью многоканального зарядочувствительного предусилителя CAEN и оцифровывались с помощью 250 МГц АЦП CAEN. Используемое программное обеспечение позволяет выполнять цифровое формирование, а также анализировать сигналы, зарегистрированные ФЭУ и полупроводниковым детектором, в режиме временных совпадений. Накопление спектров кремниевого и сцинтилляционного детекторов проводилось непрерывно в течение 3 ч.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Спектр альфа-частиц и осколков деления, зарегистрированный полупроводниковым детектором, представлен на рис. 2. На спектре отмечены пик с энергией 6.1 МэВ, соответствующий альфа-частицам, а также пик с меньшей интенсивностью

при удвоенной энергии альфа-частиц, вызванный случайными совпадениями. Оба пика использовались в качестве реперных точек для калибровки энергетической шкалы.

Спектр осколков деления имеет два широких пика, соответствующих регистрации групп легких и тяжелых осколков деления. Определенные положения видимых максимумов оказались несколько ниже ожидаемых значений, что объясняется, в основном, ионизационными потерями энергии многозарядными ионами в защитном покрытии источника и в нечувствительном слое входного окна Si-полупроводникового детектора. Видно, что спектр осколков деления отделяется от альфа-пика энергетическим интервалом более чем в 20 МэВ, что позволяет провести эффективное разделение каналов распада ^{252}Cf : спонтанного деления с появлением нейтронов и альфа-распада. Это важная характеристика нейтронного источника, особенно при проведении измерений, требующих абсолютных значений потока нейтронов.

На рис. 3 представлен спектр сцинтилляционного детектора для суммы амплитудных сигналов трех ФЭУ. Вклад в амплитудный спектр дают

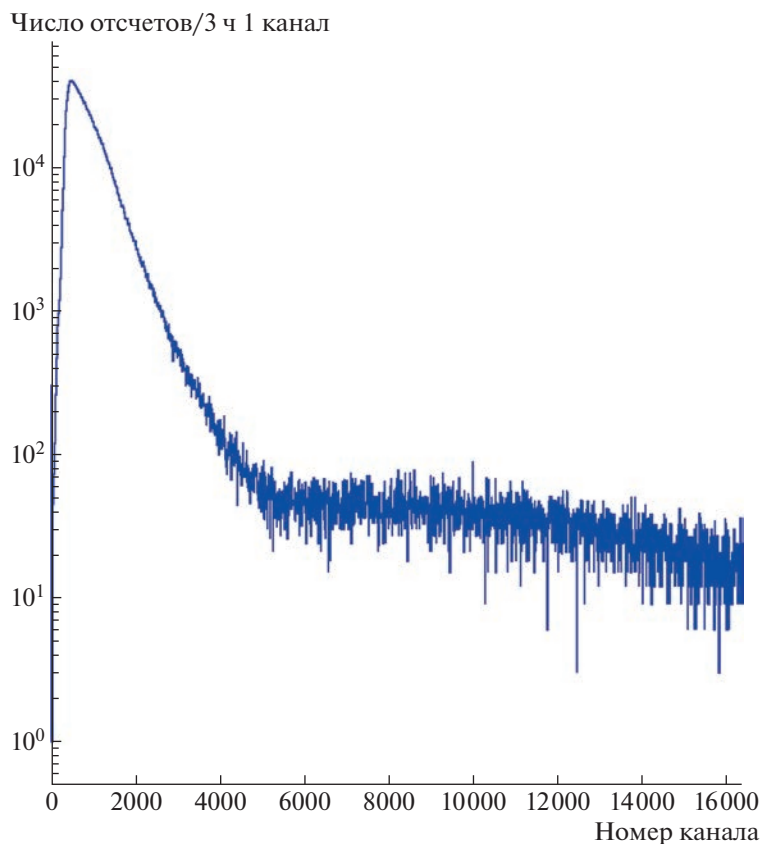


Рис. 3. Амплитудный спектр сцинтиляционного детектора от источника ^{252}Cf . Низкоэнергетическая часть спектра определяется сигналами от гамма-квантов и нейтронов, спектр выше 5000 канала связан с мюонами.

как нейтроны, так и мгновенные и задержанные гамма-кванты, прошедшие через свинцовую защиту, поскольку оба вида излучения регистрируются сцинтиллятором. Вероятность упругого рассеяния 10 МэВ нейтрона при прохождении 7 см РММА составляет 35%. Для гамма-квантов с энергией 1 МэВ вероятность комптоновского рассеяния составляет близкую величину — 30%. Порог сцинтиляционного детектора составлял ~ 0.2 МэВ, позволяя регистрировать протоны отдачи с энергией выше ~ 0.6 МэВ.

Спектр сигналов от гамма-квантов и нейтронов простирается до ~ 5000 канала и не имеет характерных особенностей из-за широкой функции отклика сцинтиляционного детектора и схожих значений энергии нейтронов и гамма-квантов. Большие значения амплитуд на спектре рис. 3 связаны с прохождением через сцинтиллятор мюонов космического излучения.

Для выделения сигналов от нейтронов был применен времяпролетный метод. Сигналы от нейтронов, образующиеся при спонтанном делении ^{252}Cf , испытывают временную задержку до 20 нс от момента регистрации сигнала от осколка деления полупроводниковым детектором. Сигналы

ФЭУ, связанные с мгновенным гамма-излучением, не имеют временной задержки. Фоновое гамма-излучение от продуктов распада ^{252}Cf подавлено, поскольку не коррелирует во времени со спонтанным делением. Измеренное временное распределение сигналов ФЭУ относительно времени регистрации осколка деления полупроводниковым детектором представлено на рис. 4. При построении спектра были учтены задержки, связанные с разной длительностью переднего фронта импульсов ФЭУ и полупроводникового детектора.

Временной спектр на рис. 4 подгонялся суммой гауссова распределения для мгновенных гамма-квантов и максвелловского распределения для энергетического спектра нейтронов. Свободными были следующие параметры: ядерная температура нейтронного спектра — T , средняя дистанция, пройденная нейтроном — d , задержка сигнала ФЭУ, связанная с электроникой, временное разрешение установки — σ , а также вклад мгновенных гамма-лучей — γ и нейтронов — n . Функция, описывающая спектр, хорошо согласуется с экспериментом, полученное значение χ^2 составляет 19.65 для 20 степеней свободы. Определенная температура максвелловского спектра $T = 1.24 \pm 0.18$ МэВ согласуется с результатами предыду-

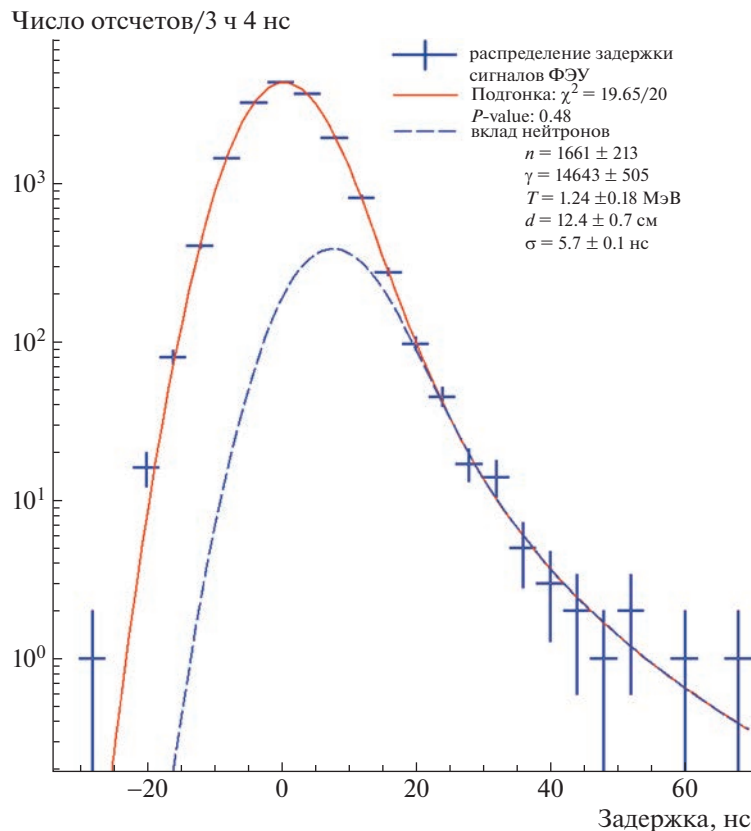


Рис. 4. Временное распределение (задержка) сигнала ФЭУ относительно момента регистрации осколка деления Si детектором. Крестиками показаны экспериментальные значения с погрешностями. Сплошная кривая — результат подгонки используемой моделью, пунктирная — вклад максвелловского распределения.

щих измерений [3], средняя дистанция, пройденная нейтроном, согласуется с размерами измерительной установки. Подгонка подтверждает наличие дополнительного вклада задержанных сигналов от нейтронов в измеренный временной спектр. Избирательность к нейтронам при применении времяпролетного метода может быть улучшена при увеличении расстояния между источником и детектором нейтронов.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты работ по созданию компактного нейтронного источника на основе изотопа ^{252}Cf и кремниевого полупроводникового детектора, который планируется использовать для калибровки детекторов темной материи и детекторов электронных антинейтрино. Реализована экспериментальная установка для одновременных измерений энергетических и временных спектров нейтронов, гамма-излучения и осколков деления изотопа ^{252}Cf . Регистрация осколков деления проводится оригинальным кремниевым поверхностно-барьерным детектором, способным выдерживать флюенс до 10^9 осколков деления

[7–8]. В качестве модели калибруемого детектора использовался пластический сцинтилляционный детектор, регистрирующий нейтроны и гамма-излучение источника ^{252}Cf . Процедура обработки сигналов позволила выделить сигнал, связанный с нейтронами и задержанным гамма-излучением. Подтверждена возможность применения источника ^{252}Cf в сочетании с Si-полупроводниковым детектором в качестве калибровочного источника нейтронов. Срок службы предлагаемого калибровочного источника нейтронов может составить 4–5 лет.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 20-02-00571.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. E. Aalseth (DarkSide Collab.), Eur. Phys. J. Plus **133**, 131 (2018).
2. Z. Wang (JUNO Collab.), J. Phys.: Conf. Ser. **2156**, 012113 (2022).
3. G. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, 3rd ed. (John Wiley and Sons, New York, 2000).
4. T. E. Valentine, Ann. Nucl. En. **28**, 191 (2001).

5. R. J. Gehrke, R. Aryaeinejad, J. K. Hartwell, W. Y. Yoon, E. Reber, and J. R. Davidson, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B **213**, 10 (2004).
6. I. M. Kotina, A. M. Danishevskii, O. I. Konkov, E. I. Terukov, and L. M. Tuhkonen, Semiconductors **48** (9), 11672014 (2014).
7. S. Bakhlanov, A. Derbin, I. Drachnev, O. Konkov, I. Kotina, A. Kuzmichev, I. Lomsкая, M. Mikulich, V. Muratova, N. Niyazova, D. Semenov, M. Trushin, and E. Unzhakov, J. Phys.: Conf. Ser. **2103**, 012138 (2021).
8. S. Bakhlanov, N. Bazlov, I. Chernobrovkin, A. Derbin, I. Drachnev, I. Kotina, O. Konkov, A. Kuzmichev, M. Mikulich, V. Muratova, M. Trushin, and E. Unzhakov, J. Phys.: Conf. Ser. **2103**, 012139 (2021).

COMPACT NEUTRON CALIBRATION SOURCE BASED ON ^{252}Cf RADIONUCLIDE AND A SILICON SEMICONDUCTOR DETECTOR

**N. V. Bazlov^{1),2)}, E. F. Bubnov¹⁾, E. A. Chmel¹⁾, A. V. Derbin¹⁾, I. S. Drachnev¹⁾,
D. V. Ivanov¹⁾, O. I. Konkov^{1),3)}, I. M. Kotina¹⁾, M. S. Mikulich¹⁾, V. N. Muratova¹⁾,
N. V. Niyazova¹⁾, D. A. Semenov¹⁾, M. V. Trushin¹⁾, E. V. Unzhakov¹⁾**

¹⁾*NRC “Kurchatov Institute” — PNPI, Gatchina, Russia*

²⁾*Saint-Petersburg State University, St. Petersburg, Russia*

³⁾*Ioffe Physical-Technical Institute of Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia*

This paper demonstrates the operation of a model of compact neutron calibration source suitable for calibration and response function determination of dark matter detectors and electron antineutrino detectors. Suggested neutron calibration source represents a combination of ^{252}Cf isotope, which undergoes spontaneous fission producing neutrons, and original silicon semiconductor detector. The latter provides a time reference for the moment of neutron formation upon registration of the fission fragments.

ПРЕЦИЗИОННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ БЕТА-СПЕКТРА ^{144}Ce — ^{144}Pr ПРИ ПОМОЩИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ

© 2023 г. С. В. Бахланов¹⁾, А. В. Дербин¹⁾, И. С. Драчнев^{1)*}, И. С. Ломская¹⁾, И. М. Котина¹⁾, В. Н. Муратова¹⁾, Н. В. Ниязова¹⁾, М. В. Трушин¹⁾, Е. А. Чмель¹⁾

Поступила в редакцию 15.09.2022 г.; после доработки 15.09.2022 г.; принята к публикации 17.09.2022 г.

Точное измерение бета-спектров всегда имело большое значение в некоторых фундаментальных физических задачах, включая физику нейтрино. В этой работе мы представляем результаты измерения спектра источника ^{144}Ce — ^{144}Pr , выполненного с помощью установок двух типов с точностью, которая была существенно увеличена по сравнению с предыдущими исследованиями. Корректность теоретической подгонки была проверена формой разрешенного бета-перехода $^{144}\text{Pr} (0^-) \rightarrow ^{144}\text{Nd} (1^-)$.

DOI: 10.31857/S0044002723010063, EDN: QZKSMQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Точное знание формы бета-спектров имеет большое значение как для физики атомного ядра, так и для практического применения в физике элементарных частиц, где бета-спектр часто выступает в качестве компоненты радиоактивного фона экспериментальной установки. Знание бета-спектров искусственного источника нейтрино ^{144}Ce — ^{144}Pr , исследуемого в этой работе, оказывается необходимым при исследованиях, направленных на поиск стерильного нейтрино [1, 2]. Источник ^{144}Ce — ^{144}Pr является перспективным источником электронных антинейтрино, поскольку граничная энергия бета-перехода ядра ^{144}Pr на основное состояние ^{144}Nd наиболее высока для долгоживущих нуклидов (3 МэВ), в то время как порог реакции обратного бета-распада на водороде составляет 1.8 МэВ и сечение реакции возрастает с увеличением энергии нейтрино. Эксперименты с источником ^{144}Ce — ^{144}Pr планировались на нейтринных детекторах KamLand [1] и Bogexino [2], но не были проведены по причинам, связанным не только с техническими аспектами. Тем не менее использование источника ^{144}Ce — ^{144}Pr представляется перспективным в будущих экспериментах. Точное знание формы спектра нейтрино, испускаемого в бета-распаде ^{144}Pr , является одним из наиболее существенных условий снижения систематической ошибки эксперимента.

Полупроводниковые Ge- и Si-детекторы имеют хорошую линейность в широком диапазоне энергий, что совместно с высоким энергетическим разрешением делает их достойной альтернативой магнитным и электростатическим спектрометрам при решении задач прецизионной бета-спектрометрии. Основным минусом полупроводникового спектрометра является сложность интеграции бета-источника непосредственно в детектор, что ведет к нетривиальной функции отклика спектрометра для бета-частиц. В частности, существует высокая вероятность обратного рассеяния электронов от поверхности кристалла, что ведет к неполному выделению энергии в чувствительном объеме детектора. Для решения этой проблемы предлагается точное моделирование функции отклика спектрометра или использование специальной геометрии установки из двух детекторов, способной регистрировать обратно рассеянные бета-частицы.

Схема последовательных распадов $^{144}\text{Ce} \rightarrow ^{144}\text{Pr} \rightarrow ^{144}\text{Nd}$ содержит шесть основных бета-переходов. В распаде $^{144}\text{Ce} \rightarrow ^{144}\text{Pr}$ присутствуют три запрещенных бета-перехода первого порядка с граничными энергиями 185, 238 и 319 кэВ с коэффициентами ветвления 19.6, 3.9 и 76.5% соответственно. При распаде ^{144}Pr 97.9% бета-переходов с граничной энергией 2997 кэВ идет на основное состояние ^{144}Nd . Дополнительно имеются два бета-перехода с показателями ветвления около 1%: один разрешенный с граничной энергией 812 кэВ, а второй — уникальный запрещенный переход первого порядка с граничной энергией 2301 кэВ. Разрешенный переход сопровождается

¹⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

*E-mail: drachnev_is@npni.nrcki.ru

испусканием гамма-кванта с энергией 2185 кэВ, либо каскада из гамма-квантов с энергиями 679 и 1489 кэВ и может быть выделен по совпадению бета-частиц с указанными гамма-квантами.

Спектры источника ^{144}Ce – ^{144}Pr были измерены на двух установках: с использованием бета-спектрометра в классической схеме “мишень-детектор” [3, 4] и с помощью оригинального 4π -спектрометра полного поглощения, состоящего из пары $\text{Si}(\text{Li})$ -детекторов [5]. Проведенные измерения соответствуют применению двух подходов к определению функции отклика детектора: точное моделирование методом Монте-Карло и использование функции отклика детектора, которая близка к гауссовой. При этом основное внимание уделялось изучению бета-перехода ^{144}Pr на основное состояние ядра ^{144}Nd , который дает основной вклад в спектр электронных антинейтрино с энергией выше 1.8 МэВ.

2. СПЕКТРОМЕТР ТИПА “МИШЕНЬ-ДЕТЕКТОР”

Спектрометр типа “мишень-детектор” был создан на основе полупроводникового $\text{Si}(\text{Li})$ -детектора толщиной 10.2 мм и диаметром чувствительной области 20 мм, имевшего форму “гриба” (геометрию типа “top-hat”). Толщина нечувствительного слоя диффузного лития с тыльной стороны детектора определялась по соотношению площадей пиков полного поглощения для гамма-линий с энергиями 26.2 и 59.6 кэВ источника ^{241}Am , она составила 0.42 мм. Детектор был помещен в оправку и оснащен вольфрамовым коллиматором диаметром 12 мм. Источник ^{144}Ce в виде высушенной капли коллоидного раствора помещался на поверхности лавсановой подложки толщиной 50 мкм. Подложка закреплялась в дельриновом кольце и размещалась на поддерживающей структуре на расстоянии 8.9 мм от поверхности детектора. Вся установка была помещена в вакуумный криостат, охлаждаемый до температуры жидкого азота. Распределение толщины по пятну высушенного источника ^{144}Ce определялось из измеряемого энергетического спектра альфа-частиц, возникающих при распадах ядер ^{241}Am и ^{244}Cm , которые сохранились в мишени в виде примесей после очистки источника ^{144}Ce . Средняя толщина источника ^{144}Ce составила 1 мкм.

Детектор оснащался зарядочувствительным предусилителем с полевым транзистором, размещенным внутри вакуумного криостата и охлаждаемым до азотной температуры. Сигнал с зарядочувствительного предусилителя подавался на оцифровщик CAEN v1725, где оцифровывался

с частотой дискретизации в 250 МГц. Дальнейшие преобразования с сигналом выполнялись в цифровом виде, причем временная привязка и решение о записи события формировались на основе сигнала после цифрового CR-2RC формирования, а амплитудный анализ выполнялся при помощи треугольного формирования. Запись сигналов велась пособытийно, для каждого события записывались временная привязка и амплитуда. Измерения велись непрерывно в течение 5415 ч, с кратковременными технологическими остановками. Большая длительность измерений была обусловлена низкой активностью источника ^{144}Ce , которая составляла ~ 15 Бк.

В состав установки входил сцинтилляционный детектор на основе кристалла ортогерманата висмута (BGO) массой 2.5 кг, выход которого был подключен к каналу оцифровщика. Для сигнала BGO-детектора записывалась временная и амплитудная информация, что позволило провести анализ время-амплитудных совпадений для выделения спектра разрешенного перехода $^{144}\text{Pr}(0^-) \rightarrow ^{144}\text{Nd}(1^-)$. Временное разрешение спектрметрических трактов составило порядка ~ 100 нс.

Энергетическая калибровка производилась по пикам полного поглощения для гамма-квантов с энергиями 570 и 1063 кэВ источника ^{207}Bi . Дрейф коэффициента усиления спектрметрического канала $\text{Si}(\text{Li})$ -детектора при длительных измерениях компенсировался перекалибровкой по пику конверсионных электронов с энергией 91.5 кэВ при распадах ^{144}Ce и альфа-пику ^{244}Cm , которые присутствовали в измеренных спектрах.

Спектрометр типа “мишень-детектор” обладает рядом несомненных достоинств, в частности, он позволяет производить измерения различных бета-спектров при помощи одного и того же детектора и оперативно заменять источники.

3. СПЕКТРОМЕТР ТИПА “ 4π ”

Оригинальный спектрометр с 4π -геометрией был создан на основе двух $\text{Si}(\text{Li})$ -детекторов с толщиной чувствительной области более 8 мм, которая превышает пробег электронов с энергией 3 МэВ. Детекторы были специально произведены для этого эксперимента и были изготовлены в форме top-hat с внешними диаметрами 27 и 23 мм, высотой 10 мм и диаметрами чувствительной области 20 и 18 мм. $\text{Si}(\text{Li})$ -детекторы имели разные внешние диаметры для удобства сборки спектрометра из двух детекторов, состыкованных вплотную. Характеристики изготовленных детекторов были проверены в отдельном вакуумном криостате с помощью гамма- и рентгеновского излучений и конверсионных и Оже-электронов

от источника ^{207}Bi . Энергетическое разрешение FWHM (Full width at half maximum), измеренное для конверсионных электронов с энергией 482 кэВ источника ^{207}Bi , составило 2.0 кэВ для обоих детекторов.

Определенная величина нечувствительного слоя Si(Li)-детектора, вклад в которую дают напыленные слои палладия и золота и поверхностный слой кремния, соответствует толщине около 500 нм по кремнию. При прохождении такой толщины электроны с энергиями 20 кэВ и 3 МэВ теряют около 1 и 0.1 кэВ соответственно. Сравнение измеренных интенсивностей рентгеновских $K_{\alpha 1}$ -, $K_{\alpha 2}$ - и $K_{\beta 123}$ -пиков свинца с результатами расчетов по методу Монте-Карло с использованием пакета GEANT4 позволило установить толщину чувствительной i -области детектора. Определенная таким образом полезная толщина обоих детекторов превышает 8.5 мм, что обеспечивает, без учета обратного рассеяния, полное поглощение электронов с энергией менее 3.3 МэВ. Нечувствительная область с тыльной стороны диффузного литиевого контакта составила около 0.4 мм.

В центре одного из детекторов вышлифована маленькая лунка диаметром 5 мм и глубиной 1 мм. Изучаемый β -источник ^{144}Ce наносился в лунку непосредственно на золотое покрытие планарного Si(Li)-детектора. На детектор с лункой, без какого-либо промежутка, накладывался второй детектор, и на образовавшийся общий n^+ -контакт подавалось напряжение смещения. Сборка помещалась в вакуумный криостат и охлаждалась до температуры жидкого азота. Спектрометрические каналы были полностью аналогичны тракту, использовавшемуся в спектрометре типа “мишень-детектор”, и включали в себя предусилители с охлаждаемыми полевыми транзисторами, выходы предусилителей подключались к оцифровщику CAEN v1725.

4. АНАЛИЗ ДАННЫХ СПЕКТРОМЕТРА ТИПА “МИШЕНЬ-ДЕТЕКТОР”

Анализ данных эксперимента осложнялся большим возрастом ^{144}Ce источника, что проявилось в значительной активности и сложном составе фоновых компонент в измеренном спектре. Для решения этой проблемы результаты длительных измерений были разбиты на две последовательные части. Анализ разности первой и второй частей набора данных позволил существенно сократить вклад фоновых компонент ценой потери статистики от распадов ^{144}Ce и ^{144}Pr . В результате измерений были отобраны 2024 часовых серии, которые были разделены на две равные части. Спектр, соответствующий первой части, подгонялся суммой

спектра для второй части, бета-спектров ^{144}Ce и ^{144}Pr и дополнительных фоновых компонент.

Бета-спектр описывался как

$$S(W) = F(Z, W)C(W)PW(W - W_0)^2, \quad (1)$$

где P и T — импульс и кинетическая энергия электрона, $W = T/mc^2 + 1$ — полная энергия электрона, $F(Z, W)$ — функция Ферми, описывающая электромагнитное взаимодействие электрона с атомом, которая рассчитывалась в соответствии с [6], $C(W)$ — ядерный формфактор, который и является искомой функцией в задаче по измерению формы бета-спектра. Формфактор параметризовался аналогично работе [7]:

$$C(W) = 1 + C_1W + C_2W^{-1}, \quad (2)$$

где C_1 и C_2 — свободные параметры.

Измеренный спектр представляет собой свертку бета-спектра (1) и функции отклика детектора $R(E, W)$ на электрон с полной энергией W , здесь E — энергия, регистрируемая спектрометром. Отклик детектора $R(E, W)$ моделировался методом Монте-Карло при помощи пакета GEANT4.10.6 с использованием пакета электромагнитных взаимодействий G4EmStandardPhysics_option4, специально созданного для подробного учета электромагнитных взаимодействий при низких энергиях. Симуляция производилась с подробным описанием геометрии установки и дополнительной настройкой суммарных толщин нечувствительных слоев детектора и распределения толщины мишени, воспроизводящегося по форме спектра альфа-частиц ^{244}Cm и ^{241}Am . В качестве дополнительной степени свободы было введено варьируемое отношение площадей функции отклика для электрона с энергией W ниже и выше значения T — 25 кэВ. Основная фоновая компонента, присутствующая в измеренном спектре, оказалась связана с активностью изотопа ^{154}Eu . Ожидаемый спектр от распадов ^{154}Eu симулировался методом Монте-Карло.

Подгонка измеренного спектра осуществлялась методом максимального правдоподобия с использованием функции χ^2 (см. рис. 1). В результате анализа было получено следующее выражение для функции формфактора:

$$C(W) = 1 + (-0.0226 \pm 0.054)W + (-0.1657 \pm 0.0918)W^{-1}. \quad (3)$$

Спектр разрешенного перехода, подгонявшийся аналогично с фоновой компонентой случайных совпадений, показал хорошее согласие модели с экспериментом (рис. 2). Точность полученного результата ограничена слабой активностью возрастного источника ^{144}Ce , которая требует небольшого расстояния от детектора до мишени, что приводит к

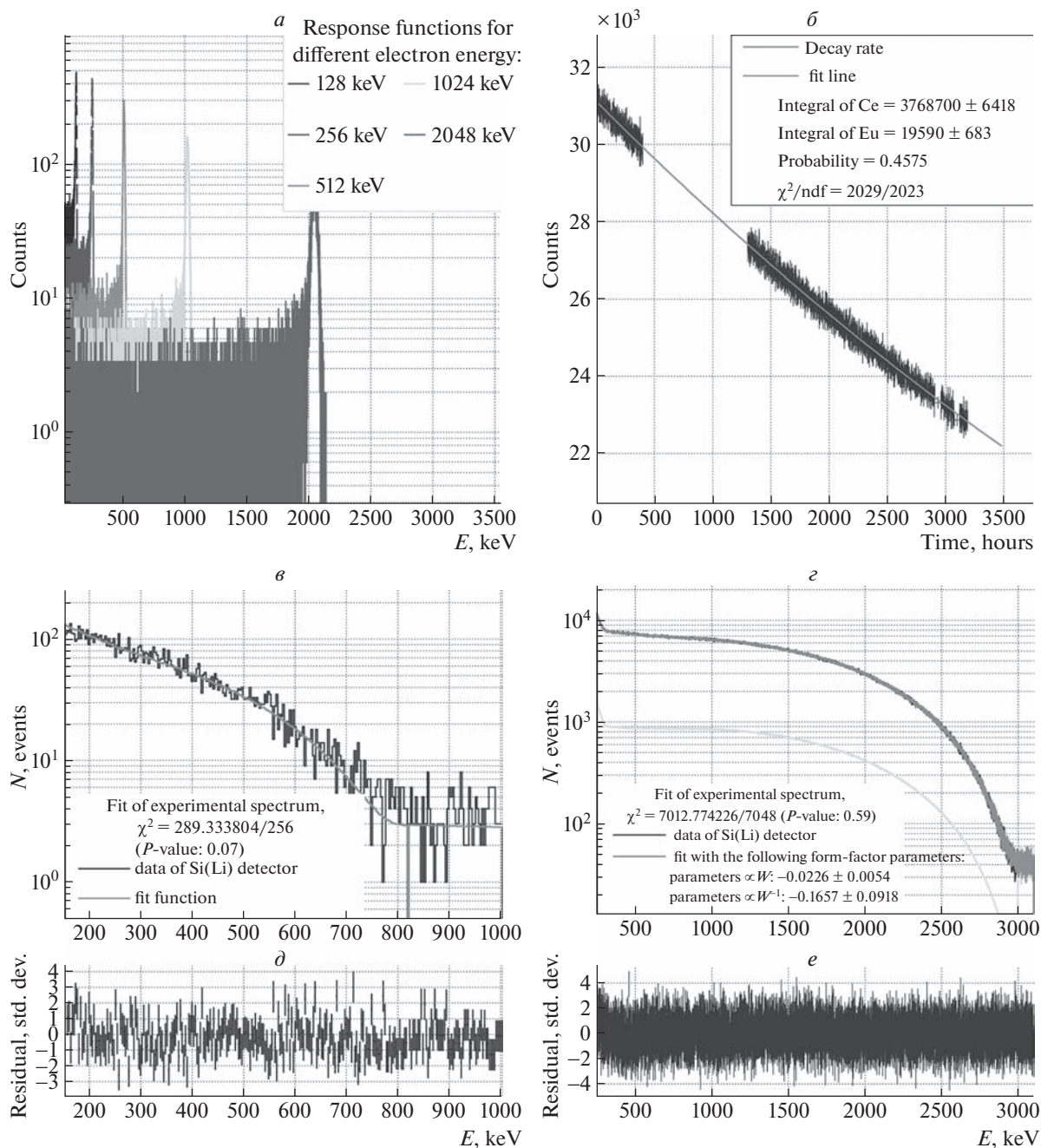


Рис. 1. Для спектрометра типа “мишень-детектор” функции отклика для электронов, вычисленные методом Монте-Карло (а), временное распределение скорости счета, подогнанное двумя экспонентами для оценки скорости счета ^{144}Ce (б), подгонка перехода $0^- \rightarrow 1^-$ в ^{144}Pr (в), подгонка спектра ^{144}Ce – ^{144}Pr (г) и разности в терминах стандартных отклонений (д, е соответственно). Нижняя кривая на (г) соответствует компоненте бета-спектра, распавшейся за время проведения эксперимента.

большим углом падения электронов на поверхность кристалла, вносящим дополнительные неопределенности при анализе экспериментальных данных. Точность в определении параметров C_1 и C_2 ядерного формфактора может быть существенно повышена при использовании более активного источника.

5. АНАЛИЗ ДАННЫХ СПЕКТРОМЕТРА ТИПА “4 π ”

Эксперимент со спектрометром типа “4 π ” проводился с более активным источником, нанесенным на детектор непосредственно перед измерениями. Используемая 4 π -геометрия позволяет измерить реальный спектр электронов и, в идеале, позволяет

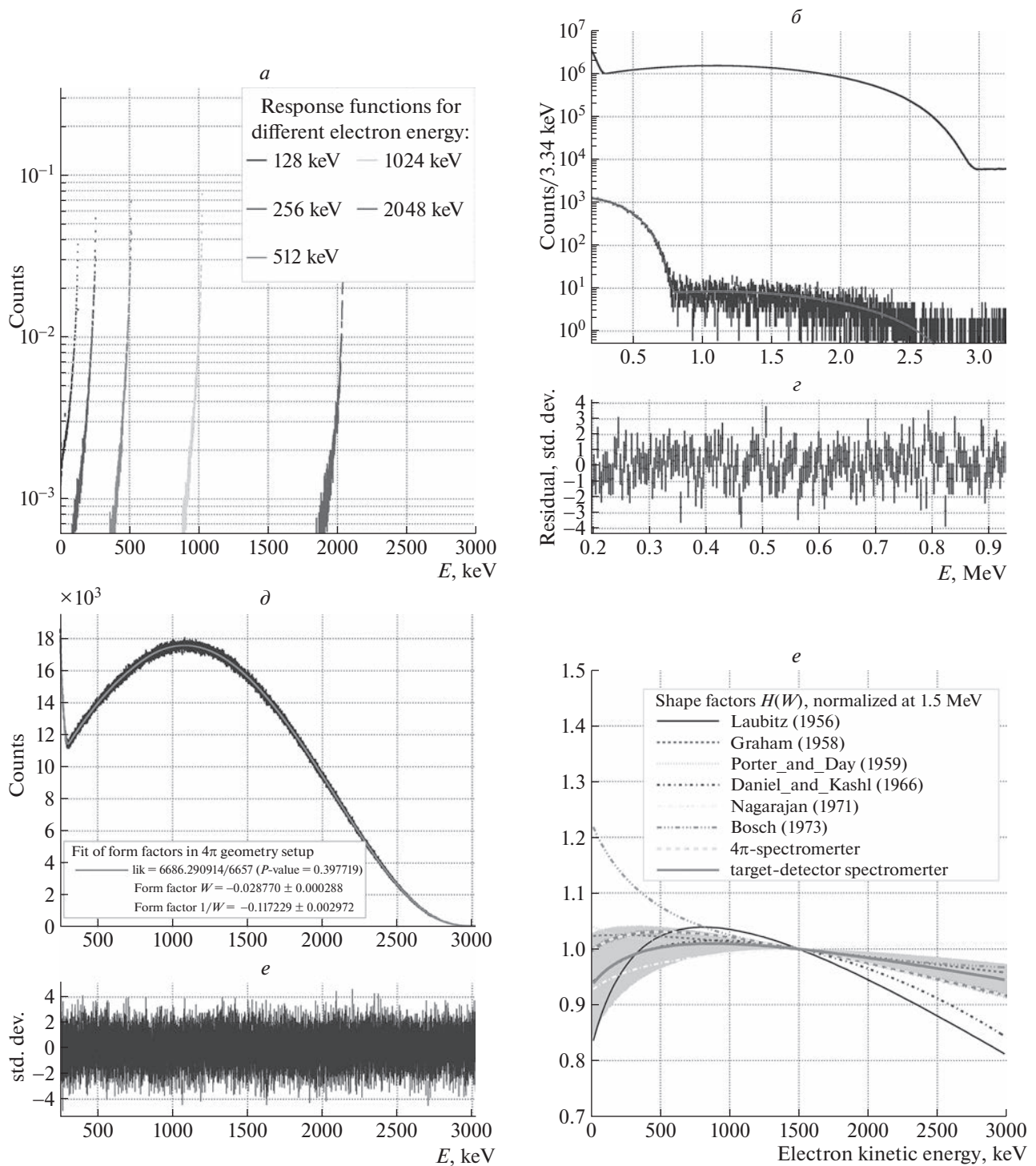


Рис. 2. Для 4π бета-спектрометра функции отклика для электронов, вычисленные методом Монте-Карло (*a*), подгонка перехода $0^- \rightarrow 1^-$ в ^{144}Pr (*б*) и разности в терминах стандартных отклонений (*в*), подгонка спектра $^{144}\text{Ce} \rightarrow ^{144}\text{Pr}$ (*г*) и разности в терминах стандартных отклонений (*е*), полученные формфакторы в сравнении с результатами предыдущих измерений [7–12] и спектрометра “мишень-детектор” (*д*). Закрашенные области на (*д*) соответствуют статистической неопределенности с одним стандартным отклонением. Можно видеть, что результаты измерений для обоих спектрометров согласуются в пределах статистических неопределенностей.

напрямую определить спектр антинейтрино из измеренного спектра электронов без использования подгоночной функции $S(W)$.

Хотя отклик 4π -спектрометра близок к дельта-функции, он должен учитывать прохождение электроном нечувствительных слоев источника и детекторов. Для учета этих эффектов функция отклика описывалась в аналитическом виде

$$R(E, W) = \exp(P_0(W) + E/P_1(W)) \times \theta(-(E - (W - m_0c^2))). \quad (4)$$

Значение параметра $P_0(W)$ определялось из условия сохранения полного интеграла функции отклика, а $P_1(W)$ определялся среднеквадратичным отклонением для этой функции, которое параметризовалось как $\sigma_R(W) = \sigma_{MC} \times (1 + p_1W + p_2W^2)$, где σ_{MC} — среднеквадратичное отклонение для функции отклика, посчитанной методом Монте-Карло, а p_1, p_2 — свободные параметры. Подгонка осуществлялась методом максимального правдоподобия с функцией χ^2 с формой бета-спектра $S(W)$, аналогичной используемой при анализе данных спектрометра “мишень-детектор”.

В результате анализа были получены следующие значения параметров C_1 и C_2 функции ядерного формфактора (см. рис. 2):

$$C(W) = 1 + (-0.02877 \pm 0.000288)W + (-0.117229 \pm 0.002972)W^{-1}. \quad (5)$$

Из (3) и (5) можно видеть, что результаты для параметров C_1 и C_2 , полученные на двух различных бета-спектрометрах, согласуются друг с другом в пределах ошибок. Достигнутая точность определения C_1 и C_2 в измерениях с 4π -спектрометром значительно выше, чем на установке “мишень-детектор”. Подгонка измеренного спектра разрешенного перехода показала хорошее согласие используемой теоретической модели с экспериментом, как и в случае измерений на установке “мишень-детектор”.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Бета-спектры источника ^{144}Ce — ^{144}Pr были исследованы с помощью двух спектрометров на основе полупроводниковых $\text{Si}(\text{Li})$ -детекторов. Спектры были измерены с использованием бета-спектрометра в классической схеме “мишень-детектор” и с помощью оригинального 4π -спектрометра полного поглощения, состоящего из пары $\text{Si}(\text{Li})$ -детекторов. Модели функции отклика бета-спектрометров, рассчитанные на основе симуляции методом Монте-Карло, были проверены при подгонке спектра разрешенного бета-перехода

$^{144}\text{Pr}(0^-) \rightarrow ^{144}\text{Nd}(1^-)$ и показали хорошее согласие для теоретических и экспериментальных спектров. Определенная функция ядерного формфактора бета-перехода ^{144}Pr на основное состояние ядра ^{144}Nd имеет вид $C(W) = 1 + (-0.02877 \pm 0.000288)W + (-0.117229 \pm 0.002972)W^{-1}$. Достигнутая точность в определении параметров ядерного формфактора C_1 и C_2 позволяет снизить систематическую погрешность, связанную с неопределенностью спектра электронных антинейтрино, до уровня 1% в будущих экспериментах по поиску стерильного нейтрино с источником ^{144}Ce — ^{144}Pr .

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проекты 19-02-00097 и 20-02-00571) и Российским научным фондом (проекты 17-12-01009 и 21-12-00063).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. P. Decowski (KamLAND Collab.), Nucl. Phys. B **908**, 52 (2016); <https://www.science-direct.com/science/article/pii/S0550321316300529>
2. G. Bellini (Borexino-SOX Collab.), J. High Energy Phys. **1308**, 038 (2013).
3. I. E. Alekseev, S. V. Bakhlanov, N. V. Bazlov, E. A. Chmel, A. V. Derbin, I. S. Drachnev, I. M. Kotina, V. N. Muratova, N. V. Pilipenko, D. A. Semyonov, E. V. Unzhakov, and V. K. Yeregin, Nucl. Instrum. Methods A **890**, 64 (2018); <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900218301852>
4. I. E. Alekseev, S. V. Bakhlanov, A. V. Derbin, I. S. Drachnev, I. M. Kotina, I. S. Lomskaya, V. N. Muratova, N. V. Niyazova, D. A. Semenov, M. V. Trushin, and E. V. Unzhakov, Phys. Rev. C **102**, 064329 (2020); <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.102.064329>
5. S. V. Bakhlanov, A. V. Derbin, I. S. Drachnev, I. M. Kotina, V. N. Muratova, N. V. Niyazova, D. A. Semenov, M. V. Trushin, E. V. Unzhakov, E. A. Chmel', and I. E. Alekseev, Instrum. Exp. Techn. **64**, 190 (2021); <https://doi.org/10.1134/S002044122101019X>
6. H. Behrens and W. Bühring, Nucl. Phys. A **162**, 111 (1971); <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947471904891>
7. M. J. Laubitz, Proc. Phys. Soc. A **69**, 789 (1956); <https://doi.org/10.1088/0370-1298/69/11/301>
8. R. L. Graham, J. S. Geiger, and T. A. Eastwood, Can. J. Phys. **36**, 1084 (1958); <https://doi.org/10.1139/p58-115>
9. F. T. Porter and P. P. Day, Phys. Rev. **114**, 1286 (1959); <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.114.1286>

10. H. Daniel and S. A. A. Zaidi, *Ann. Phys. (Berlin)* **472**, 33 (1966);
<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/andp.19664720104>
11. T. Nagarajan, M. Ravindranath, and K. Venkata Reddy, *Il Nuovo Cimento A* **3**, 699 (1971);
12. H. E. Bosch, M. Behar, M. C. Cambiaggio, G. G. Bermudez, and L. Szybisz, *Can. J. Phys.* **51**, 2260 (1973);
<https://doi.org/10.1139/p73-295>

PRECISION MEASUREMENT OF ^{144}Ce — ^{144}Pr BETA-SPECTRUM

S. V. Backlanov¹⁾, A. V. Derbin¹⁾, I. S. Drachnev¹⁾, I. S. Lomskaya¹⁾, I. M. Kotina¹⁾,
V. N. Muratova¹⁾, N. V. Niyazova¹⁾, M. V. Trushin¹⁾, E. A. Chmel'¹⁾

¹⁾*National Research Center “Kurchatov Institute” — PNPI, Gatchina, Russia*

Precision beta-spectra measurement always had a great importance in some fundamental physics problems including neutrino physics. In this work we present the results of ^{144}Ce — ^{144}Pr spectrum measurement performed with two setups of different types and controlled with the shape of an allowed $0^- \rightarrow 1^-$ transition in ^{144}Pr , providing precision that was substantially increased with respect to the previous studies of these beta-spectra.

ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ НЕОРГАНИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ GAGG В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ КАЛОРИМЕТРИИ

© 2023 г. Д. А. Аверьянов^{1),2)*}, Д. С. Блау^{1),2)}, Е. А. Цывкунова³⁾

Поступила в редакцию 21.09.2022 г.; после доработки 21.09.2022 г.; принята к публикации 30.09.2022 г.

Сцинтилляционные кристаллы $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}$ (GAGG) рассматриваются в качестве материала для применения в детекторах ионизирующих излучений в связи с их высокой радиационной стойкостью, плотностью и световыходом. Эти кристаллы могут быть использованы в дополнение к кристаллам вольфрамата свинца ($PbWO_4$ или PWO) для создания электромагнитного калориметра нового поколения с хорошим пространственным и энергетическим разрешением в широком диапазоне энергий. Кристаллы PWO позволяют точно измерять энергию фотонов высокой энергии, а добавление перед ними кристаллов GAGG позволяет расширить диапазон измеряемой энергии фотонов вплоть до нескольких МэВ. Нами рассмотрены различные варианты составного электромагнитного калориметра на основе кристаллов PWO и GAGG для оптимизации его пространственного и энергетического разрешения в широком диапазоне энергии (от 1 МэВ до 100 ГэВ). Оптимизация основана на моделировании в Geant4 с учетом светосбора, а также с использованием различных фотодетекторов и шума электроники. Результаты моделирования проверялись с использованием измерений световыхода образцов GAGG, проведенных с помощью радиоактивных источников, и измерений на тестовом пучке состоящего из кристаллов PWO фотонного спектрометра PHOS эксперимента ALICE в ЦЕРН.

DOI: 10.31857/S0044002723010051, EDN: QZGKZI

1. ВВЕДЕНИЕ

Гомогенные калориметры на основе сцинтилляционных монокристаллов широко используются в физике высоких энергий и смежных областях благодаря их хорошему энергетическому, пространственному и временному разрешениям. Примером использования таких кристаллов, а именно кристаллов вольфрамата свинца, $PbWO_4$ (PWO), является высокогранулярный фотонный спектрометр PHOS [1], который используется в эксперименте ALICE [2] на Большом адронном коллайдере. Кроме того, эти кристаллы применяются в эксперименте CMS [3], а также в ряде других экспериментов в области физики высоких энергий и смежных областях, например, на МКС (эксперимент CALET [4]). Как было показано в [5], такой калориметр позволяет получить разрешение пика π^0 -мезона $\sigma_m^{\pi^0} = 4.56 \pm 0.03$ МэВ/с для $p_T > 1.7$ ГэВ/с. При этом из-за относительно низкого световыхода PWO-кристаллов в таких калориметрах невозможно детально исследовать в области низких p_T такие

наблюдаемые величины, как, например, спектры [6], потоки [7] и Бозе–Эйнштейновские корреляции [8, 9] прямых фотонов, а также отношение спектров фотонов и адронов для проверки теоремы Лоу [10–12].

Для точного измерения энергии мягких фотонов можно использовать кристаллы с высоким сцинтилляционным световыходом, например, новый многообещающий материал $Gd_3Al_2Ga_3O_{12} : Ce$ (GAGG). Исследуемые кристаллы GAGG разной длины — 0.5, 1.5 и 3 см (рис. 1) — произвела фирма Fomos Materials [13].

По сравнению с другими сцинтилляционными монокристаллами кристаллы GAGG обладают достаточно высокой радиационной стойкостью, плотностью и световыходом ([14–16], см. табл. 1).

2. ИЗМЕРЕНИЯ НА РАДИОАКТИВНЫХ ИСТОЧНИКАХ

Энергетические спектры, измеренные в кристаллах GAGG разной длины, были получены с помощью радиоактивных источников: ^{22}Na имеет полосы 511, 1275 кэВ (а также 1786 кэВ при одновременном поглощении обоих γ -квантов), ^{137}Cs — 662 кэВ. Измерения проводились с использованием фотоэлектронного умножителя ФЭУ-143

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

²⁾Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия.

³⁾НИЯУ “МИФИ”, Москва, Россия.

*E-mail: daver99@yandex.ru

Таблица 1. Свойства неорганических сцинтилляционных кристаллов

Свойство	Gd ₃ Al ₂ Ga ₃ O ₁₂ : Ce (GAGG)	PbWO ₄ (PWO)	Lu ₃ Al ₅ O ₁₂ : Ce (LuAG)	Lu ₂ SiO ₅ : Ce (LSO)	NaI : Tl	CsI : Tl
Плотность, г/см ³	6.68	8.28	6.73	7.40	3.67	4.53
Длина волны излучения, нм	530	520	535	420	415	550
X ₀ , см	1.59	0.89	1.30	1.10	2.60	1.86
Световыход, фотонов/МэВ	50 000	100–300	25 000	30 000	40 000	54 000
Время высвечивания, нс	95	20	70	70	230	680
Гигроскопичность	Нет	Нет	Нет	Нет	Сильная	Слабая

Таблица 2. Результаты аппроксимации пиков функцией (1)

Положение пика	Величина	GAGG 0.5 см	GAGG 1.5 см	GAGG 3.0 см
511 кэВ	Положение, кэВ	511.9 ± 0.2	509.2 ± 0.3	511.2 ± 0.2
	Ширина, кэВ	34.6 ± 0.3	40.3 ± 0.6	37.0 ± 0.3
662 кэВ	Положение, кэВ	660.7 ± 1.5	661.8 ± 0.6	665.5 ± 1.9
	Ширина, кэВ	40.4 ± 3.1	45.3 ± 1.5	49.5 ± 3.9
1275 кэВ	Положение, кэВ	1293.2 ± 0.4	1292.6 ± 1.6	1299.2 ± 0.7
	Ширина, кэВ	93.0 ± 1.4	61.9 ± 3.7	70.8 ± 1.5
1786 кэВ	Положение, кэВ	1801.2 ± 5.7	1786.0 ± 3.3	1808.0 ± 3.1
	Ширина, кэВ	67.8 ± 8.5	88.2 ± 6.1	63.2 ± 4.2

Таблица 3. Параметры энергетического разрешения при аппроксимации функцией (2)

Длина кристалла GAGG	a, кэВ	b, √кэВ	c, 10 ⁻²	Световыход, ф.э./МэВ
5 мм	3.52 ± 0.02	1.22 ± 0.06	4.1 ± 0.3	670 ± 60
15 мм	4.45 ± 0.02	1.64 ± 0.08	2.4 ± 0.8	370 ± 30
30 мм	4.73 ± 0.01	1.55 ± 0.04	1.8 ± 0.5	415 ± 20

с квантовой эффективностью 17.6% [17]. Блок-схема эксперимента изображена на рис. 2.

Спектральные пики аппроксимировались следующей функцией:

$$f = Ne^{-\frac{(E-E_{\text{mean}})^2}{2\sigma^2}} + p_1x^2 + p_2x + p_3, \quad (1)$$

которая является суммой функции Гаусса и полинома второй степени. Выбор такой функции обусловлен наличием спадающего фона. Результаты измерений и аппроксимации изображены на рис. 3 на примере кристалла длиной 3 см.

Из гауссовой части аппроксимирующей функции можно получить информацию о положении пика и его ширине (см. табл. 2). Положение первого

пика при пересчете от каналов к кэВ выставляется на 511 кэВ, сдвиг в положении других пиков может указывать на наличие поглощения света в кристаллах GAGG.

Путем деления ширины пика на его положение можно получить энергетическое разрешение, которое чаще всего аппроксимируется трехпараметрической функцией

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{a}{E}\right)^2 + \left(\frac{b}{\sqrt{E}}\right)^2 + c^2}, \quad (2)$$

в которой шумовой член a фиксируется в соответствии с шириной пьедестала (шумом электроники). При этом стохастический член b и постоянный член

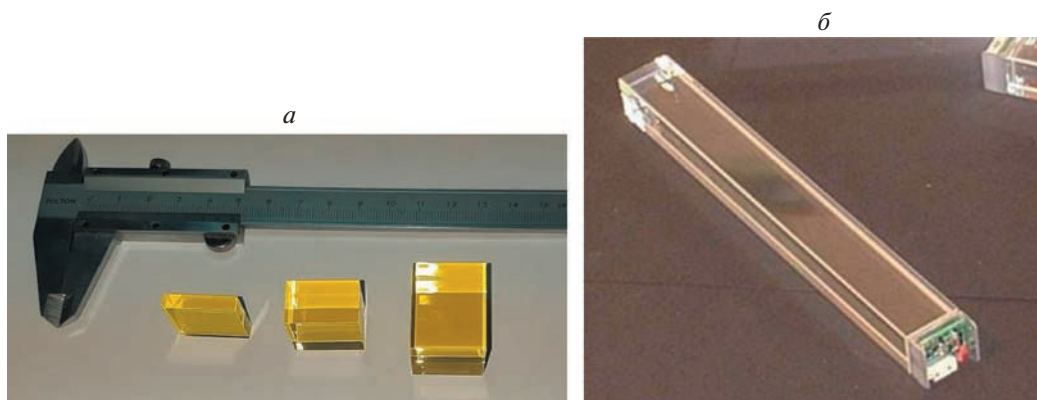


Рис. 1. *а* — Кристаллы GAGG разной длины, *б* — кристалл PWO с прикрепленным к нему фотодетектором и предусилителем.

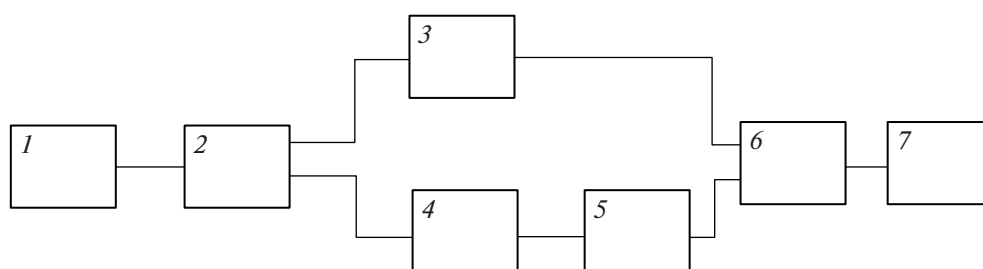


Рис. 2. Схема эксперимента по измерению спектров на радиоактивных источниках. 1 — ФЭУ-143 с источником ОСГИ ^{22}Na или ^{137}Cs , 2 — Линейный разветвитель, 3 — Формирователь — генератор ворот с изменяемым порогом (дискриминатор), 4 — Линия задержки ($\times 2$), 5 — Атенюатор, 6 — ЦАП, LeCroy 2249 ADC, 7 — Компьютер.

с можно получить из результатов аппроксимации. Энергетическое разрешение и аппроксимирующая его функция изображены для кристаллов GAGG различных длин на рис. 4.

Величина шумового члена a (погрешность указана при определении данного параметра из пьедестала), полученные значения стохастического члена b и постоянного члена c приведены в табл. 3.

Из параметра b можно оценить световыход N в предположении, что:

$$\frac{b}{\sqrt{E}} \sim \frac{1}{\sqrt{N}}. \quad (3)$$

Полученные значения световыхода для кристаллов GAGG различной длины также приведены в табл. 3. Снижение световыхода для более длинных кристаллов можно объяснить наличием поглощения света. Вычисленное средневзвешенное значение световыхода составляет 420 ± 16 ф.э./МэВ. Это значение применялось далее в моделированиях для описания световыхода кристалла GAGG произвольной длины.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ В Geant4

Для определения энергетического разрешения и других характеристик моделей электромагнитных

калориметров была разработана программа для ЭВМ на основе пакета Geant4 [18]. Программа позволяет производить расчет как в случае калориметра с одним типом кристаллов, так и в случае составного калориметра из последовательно расположенных кристаллов GAGG и PWO. В моделировании используется сборка калориметра из 11×11 кристаллов в стальной сотовой структуре с толщиной стенки 0.01 см. В случае комбинированного калориметра рассматривались кристаллы GAGG следующей длины: 0.5, 1.5, 3, 5 и 10 см (см. рис. 5); длина PWO-секции — 18 см (такие кристаллы используются в калориметре PHOS). Поперечное сечение кристаллов в обоих случаях — 22×22 мм². Вычислялась выделенная энергия в каждой секции, затем она пересчитывалась в сигнал фотодетектора в соответствии со световыходом. Предполагалось наличие отдельных фотодетекторов для каждой секции. Точка вхождения первичной частицы была равномерно распределена по поверхности центрального кристалла калориметра. Рассматривались фотоны с энергиями от 100 кэВ до 100 ГэВ.

В некоторых случаях значение выделенной энергии в каждом из кристаллов изменялось из-за:

- 1) моделирования световыхода — использо-

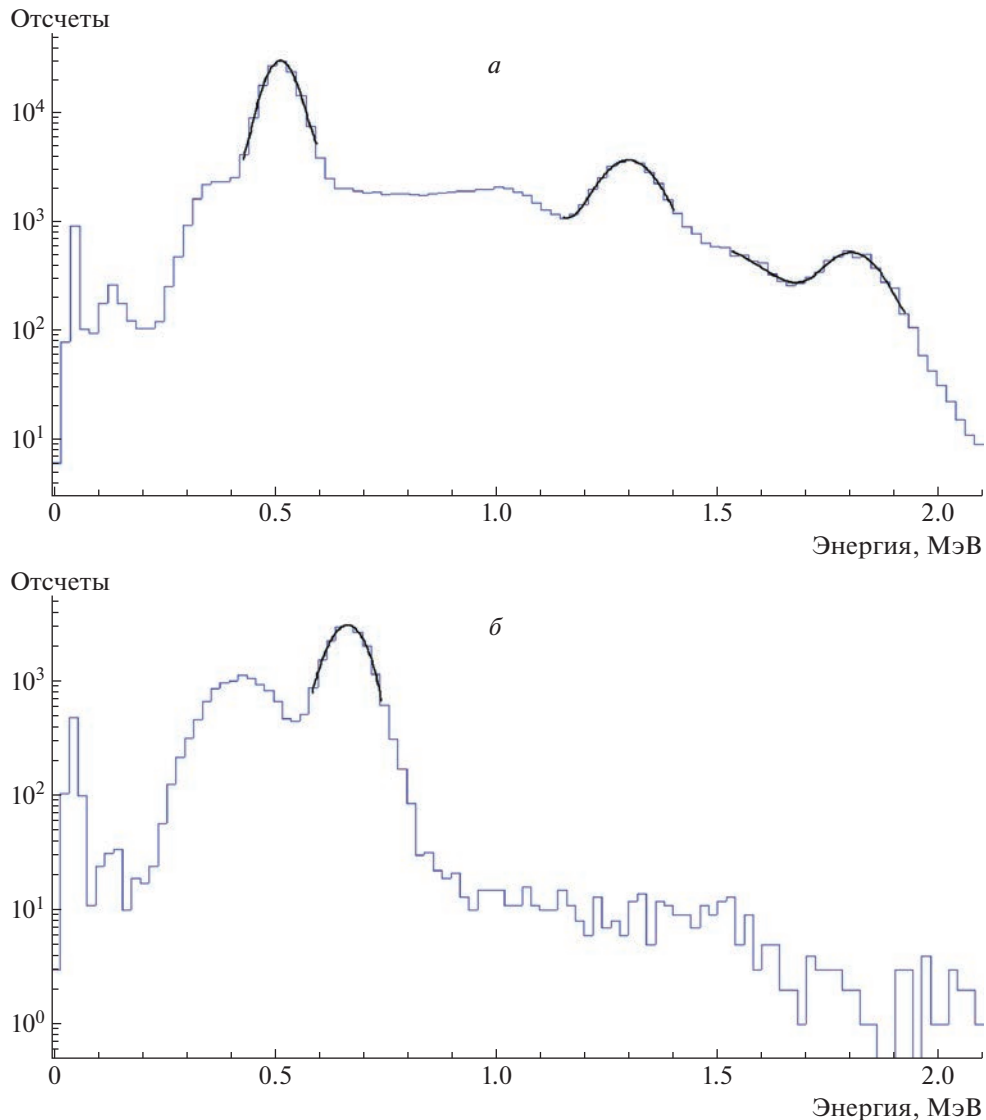


Рис. 3. Результаты измерений кристаллов GAGG на источниках ^{22}Na (а) и ^{137}Cs (б). Длина кристалла 3 см.

вались значения 420 ф.э./МэВ для кристаллов GAGG и 6 ф.э./МэВ для кристаллов PWO в случае APD 5×5 мм² при $T = -25^\circ\text{C}$ (для удобства сравнения с измерениями на пучке с помощью PHOS [19]). При этом число фотонов на фотодетекторе изменялось в соответствии с распределением Пуассона, после чего обратно пересчитывалось в энергию;

2) поправки на шум электроники, который моделировался в виде случайного гауссового распределения с параметрами $\mu = 0$ и $\sigma = 5$ МэВ (высокий шум) или $\sigma = 1$ МэВ (низкий шум) и затем добавлялся к энерговыделению в ячейке;

3) ограничения на минимальную энергию в ячейке: учитывались только те ячейки, энерговыделение в которых выше некоторого установленного

порога (10 МэВ в случае высокого шума, 2 МэВ в случае низкого шума);

4) кластеризации: как и в пакете анализа и моделирования эксперимента ALICE, AliROOT [20], ячейка отбрасывалась, если у нее не было хотя бы одной общей вершины со всем остальным кластером.

Было показано, что моделирование отклика одного кристалла воспроизводит экспериментальные энергетические спектры кристаллов GAGG, полученные с помощью радиоактивных источников (см. рис. 6, длина кристалла 3 см). Небольшое отклонение в положении второго и третьего пика может быть объяснено поглощением света в кристаллах.

Для более точной проверки модели проводилось сравнение получаемого с ее помощью пространственного и энергетического разрешения сборки,

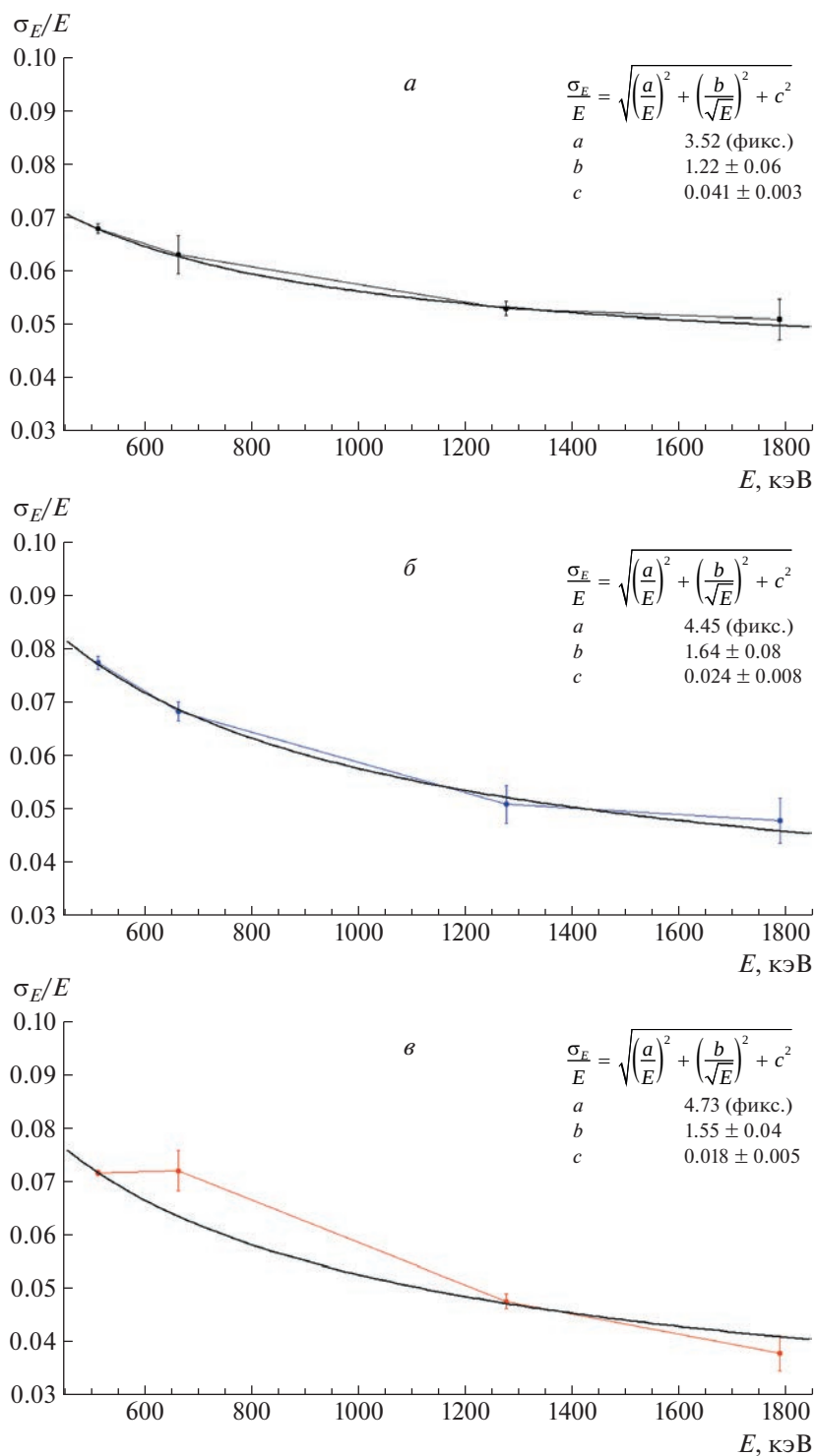


Рис. 4. Энергетическое разрешение кристаллов GAGG разной длины. *а* — 0.5 см, *б* — 1.5 см, *в* — 3 см.

состоящей только из кристаллов PWO, с экспериментальными данными, полученными с помощью детектора PHOS эксперимента ALICE.

Для получения пространственного разрешения было построено двумерное распределение расстояния от точки входа фотона в сборку до центра

тяжести кластера, вычисленного с логарифмическим весом [1] (рис. 7а). Затем строилась проекция такого распределения на ось x (рис. 7б), после чего определялось среднее квадратичное отклонение, которое и является пространственным разрешением.

Зависимость пространственного разрешения

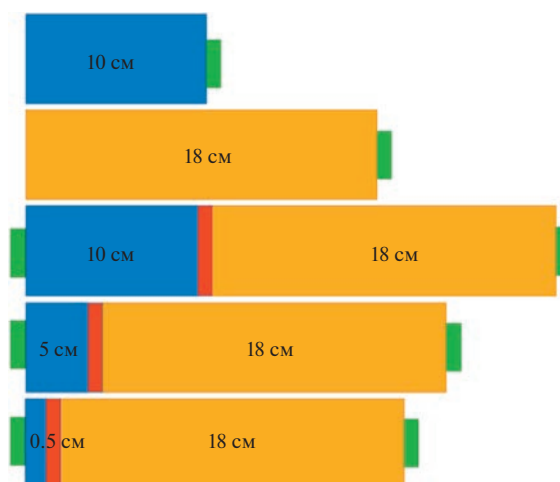


Рис. 5. Схематичные варианты расположения кристаллов GAGG и PWO с фотодетекторами.

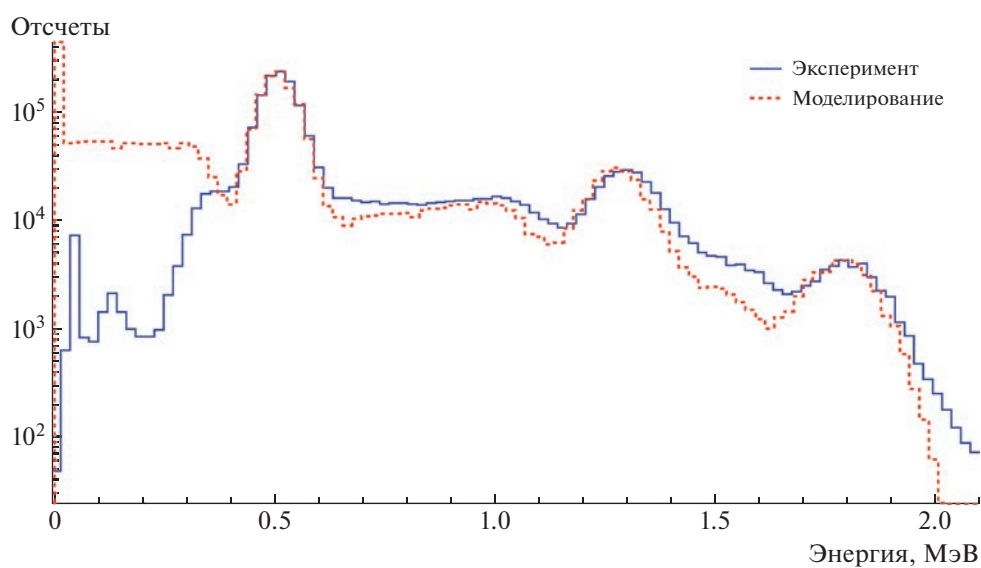


Рис. 6. Воспроизведение экспериментальных пиков при моделировании.

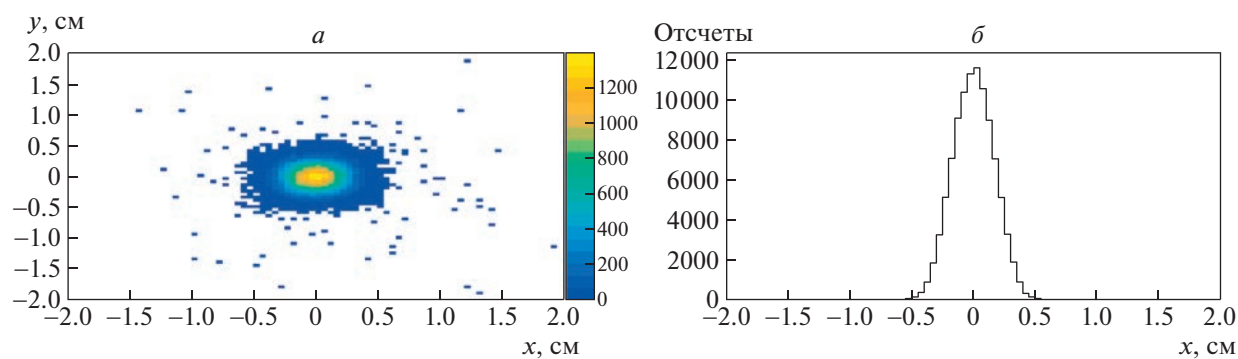


Рис. 7. а — пример двумерного распределения координат центра тяжести кластеров для 10^5 фотонов с энергией 5 ГэВ; б — проекция двумерного распределения.

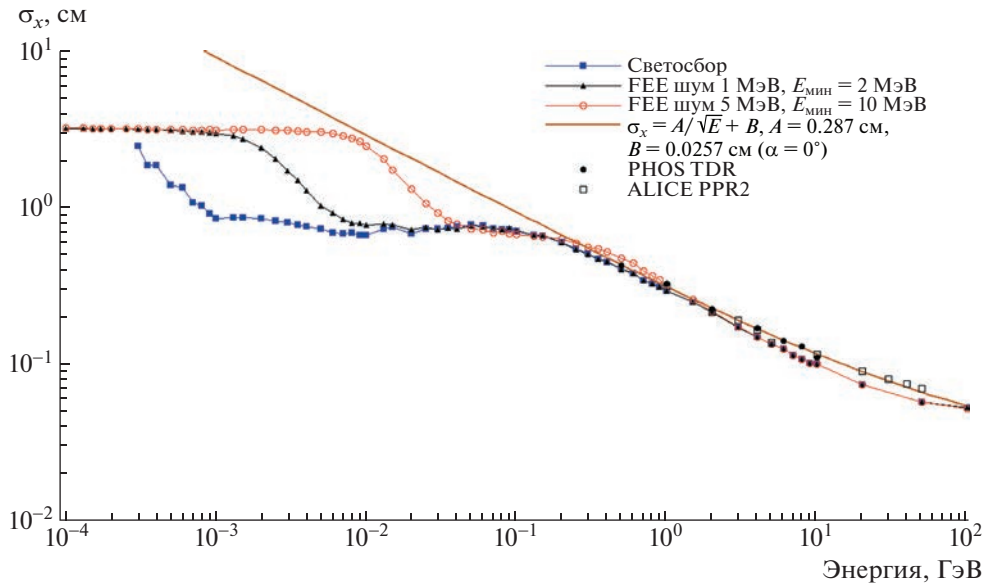


Рис. 8. Зависимость пространственного разрешения кристаллов PWO от энергии в модели в сравнении с результатами экспериментов.

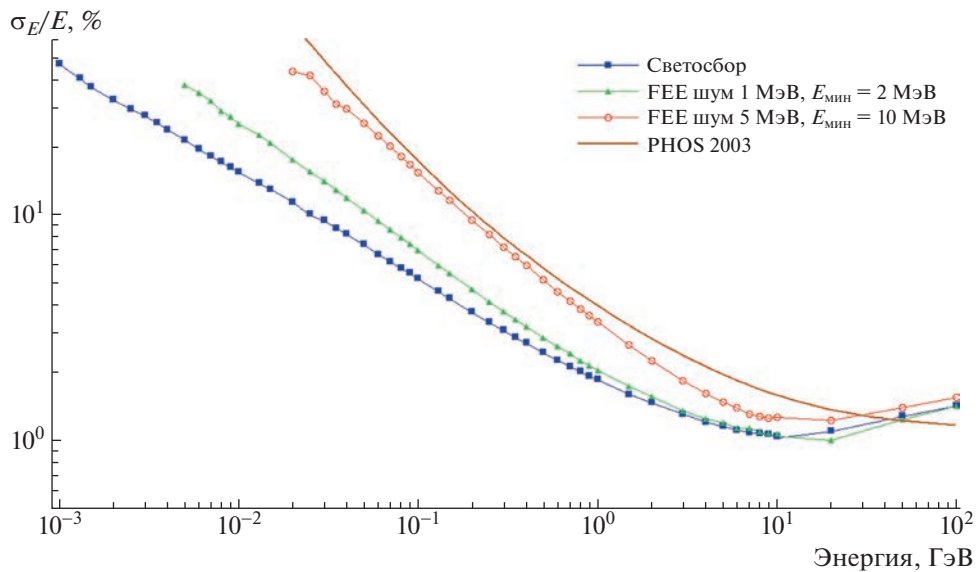


Рис. 9. Энергетическое разрешение кристаллов PWO без и с учетом добавления шума.

сборки, состоящей из кристаллов PWO, от энергии с учетом шума и без его учета показана на рис. 8. В качестве референса использовались результаты детектора PHOS эксперимента ALICE [1, 2].

Видно, что пространственное разрешение, полученное при моделировании, воспроизводит результаты измерений достаточно хорошо, особенно при добавлении шума 5 МэВ и ограничения на минимальную энергию ячейки в 10 МэВ.

Для получения энергетического разрешения PWO-калориметра полученные распределения

выделенной энергии аппроксимировались функцией Гаусса и определялись ее параметры σ и E_{mean} :

$$f = Ne^{-\frac{(E-E_{\text{mean}})^2}{2\sigma^2}}. \quad (4)$$

Полученная зависимость энергетического разрешения от энергии первичных фотонов изображена на рис. 9. Экспериментальная кривая, полученная в пучковых испытаниях прототипа PHOS, приведена в качестве референса [19]. Видно, что в случае высокого шума разрешение, полученное в моделировании, и экспериментальное разрешение близки, однако моделирование в целом дает более

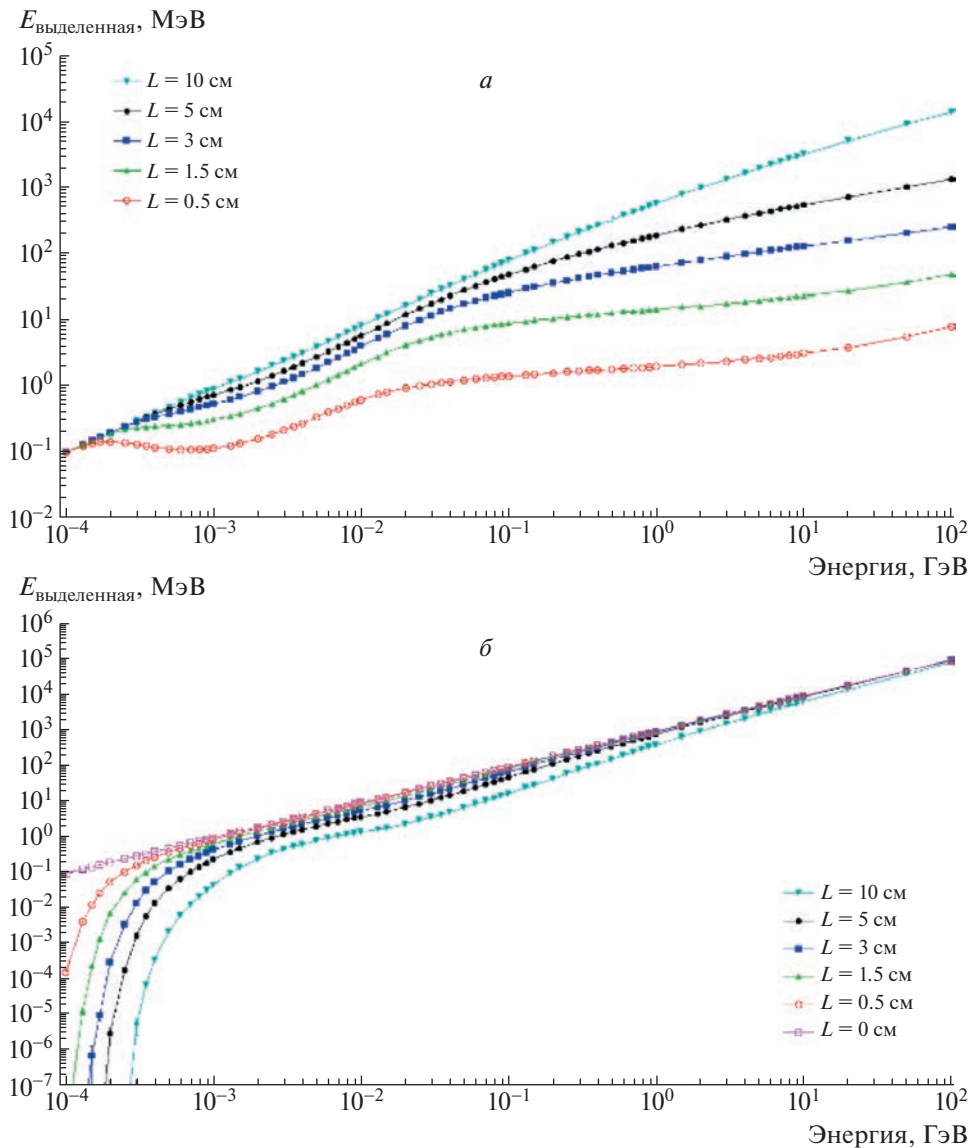


Рис. 10. Выделенная в сборке энергия: *a* — в GAGG-секции, *б* — в PWO-секции.

хорошее разрешение. Это может быть объяснено более высоким шумом электроники в эксперименте. При уменьшении шума разрешение улучшается во всем диапазоне энергий.

Таким образом, моделирование достаточно хорошо воспроизводит пространственное и энергетическое разрешения кристаллов PWO. Поэтому можно рассматривать модель комбинированного калориметра из последовательно расположенных кристаллов GAGG и PWO и предсказывать энергетическое и пространственное разрешение калориметра, исходя из модели, с достаточной степенью достоверности.

Для определения линейности предлагаемого калориметра была построена зависимость выделенной в сборке калориметра энергии от энергии налетающего фотона в GAGG- и PWO-секциях

комбинированного калориметра (рис. 10). Случай $L = 0$ см — калориметр, состоящий только из кристаллов PWO. Видно, что в обеих секциях характер зависимости существенно нелинейный, особенно при небольшой длине GAGG-секции, что связано с утечкой ливня. При увеличении длины GAGG-секции в ней выделяется больше энергии, в то время как количество выделяемой энергии в кристаллах PWO значительно падает при низких энергиях фотонов.

Разделив выделенную во всем калориметре энергию на энергию первичного фотона, можно получить представление о потерях энергии в такой сборке за счет вторичных частиц, покидающих сборку с боковых и заднего торцов (рис. 11а). Из-за геометрических ограничений (не весь ливень от фотона помещается в сборке) потери наиболее

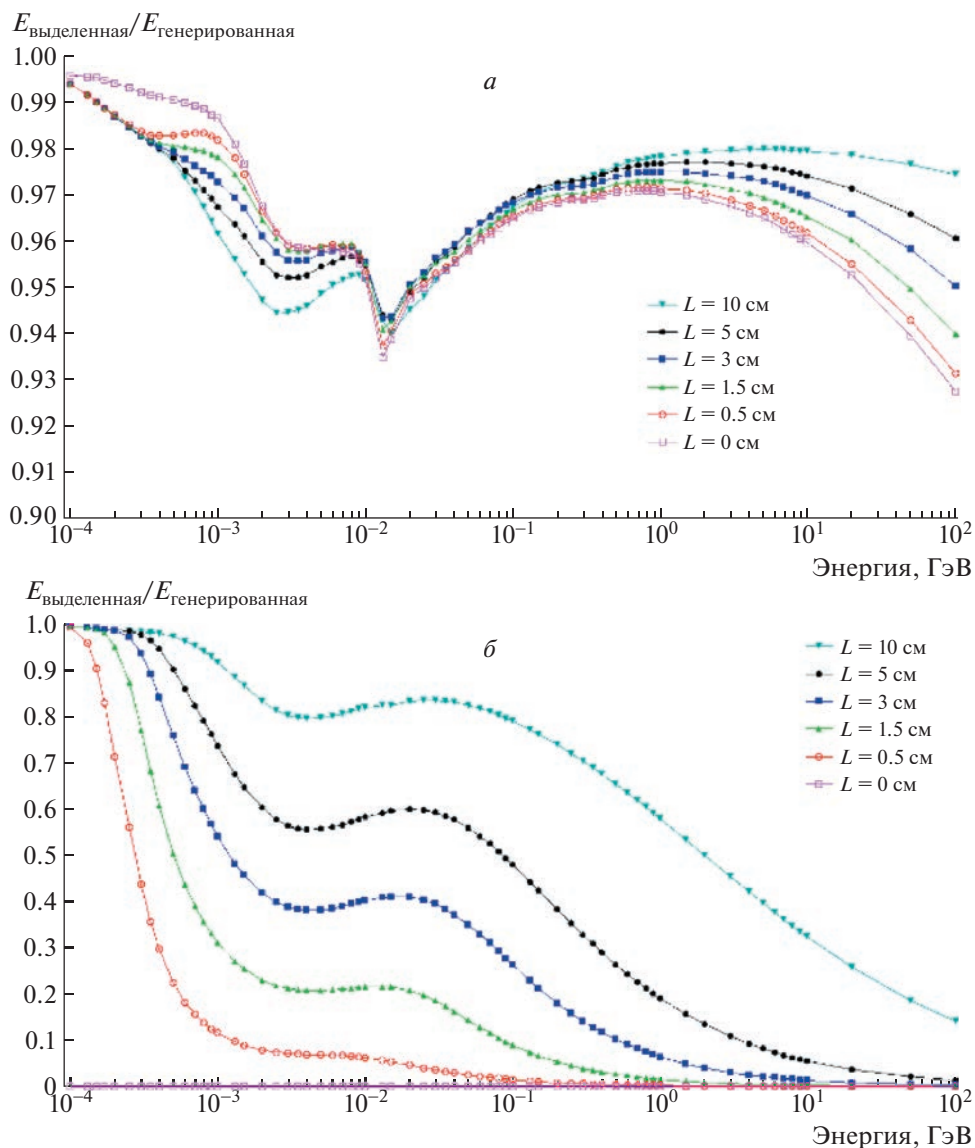


Рис. 11. Потери энергии: *а* — во всей сборке GAGG + PWO, *б* — в GAGG-секции.

существенны в области высоких энергий — от 2.5% для составного калориметра с $L_{\text{GAGG}} = 10$ см до 7.5% в случае PWO-калориметра, т.е. при увеличении длины GAGG-секции потери снижаются. Кроме того, можно определить распределение энергии между секциями — на рис. 11б изображена доля энергии, выделенной в GAGG-секции. С увеличением длины кристаллов GAGG доля энергии в GAGG-секции увеличивается: для калориметра с кристаллами GAGG длиной 5 см в ней выделяется более 50% от всей энергии для энергий фотонов < 70 МэВ, в случае кристаллов GAGG длиной 0.5 см такая же доля энерговыделения достигается при 300 кэВ.

Для определения пространственного разрешения GAGG- и GAGG + PWO-калориметров была

проведена процедура, описанная выше для PWO-калориметра. На рис. 12 показано сравнение пространственного разрешения в PWO-, GAGG- и GAGG + PWO-калориметрах без учета шумов. В качестве референса взяты те же данные, что и выше при рассмотрении разных опций PWO-калориметра.

Видно, что пространственное разрешение комбинированного калориметра несколько хуже, чем для калориметра, состоящего только из кристаллов PWO, но не значительно. Разрешение чистого GAGG-калориметра заметно хуже в области энергий 1–100 МэВ и более 5 ГэВ.

Для определения энергетического разрешения анализировались распределения энергии, в особенности их форма. Примеры распределений выделенной в сборке энергии с учетом светосбора,

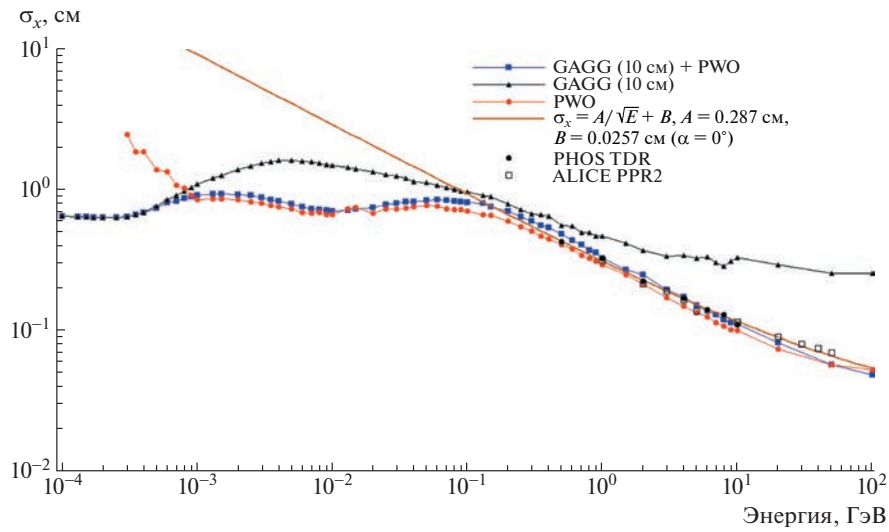


Рис. 12. Сравнение пространственного разрешения в PWO-, GAGG- и GAGG + PWO-калориметрах без учета шумов.

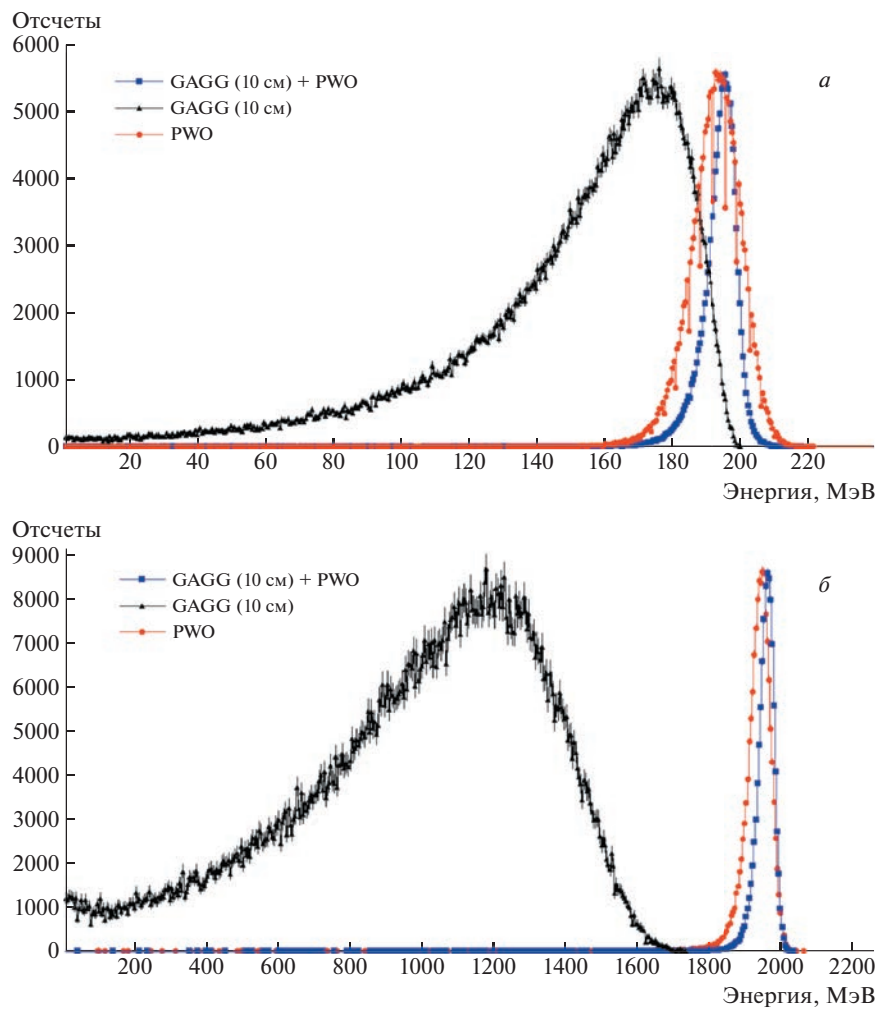


Рис. 13. Примеры энергоснабжений: *a* — $E = 200$ МэВ, *б* — $E = 2$ ГэВ.

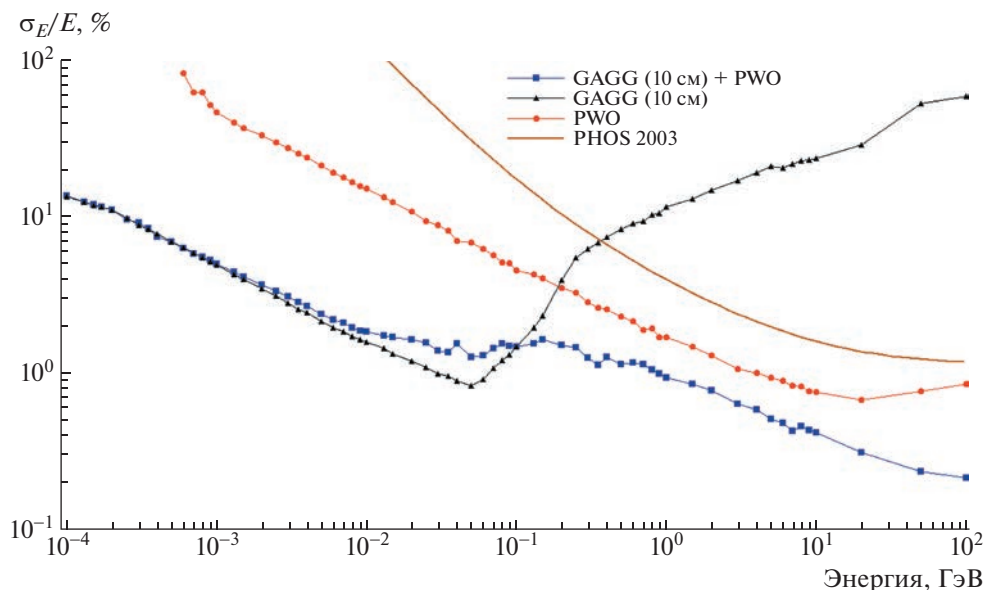


Рис. 14. Сравнение энергетического разрешения в PWO-, GAGG- и GAGG + PWO-калориметрах без учета шумов.

отсутствием шума и ограничения на минимальную энергию ячейки после применения алгоритма кластеризации изображены на рис. 13а — для фотонов с энергией 200 МэВ, 13б — для фотонов с энергией 2 ГэВ. Видны отличия в распределении энергии в GAGG-, PWO- и GAGG + PWO-калориметрах.

В случае GAGG-калориметра или комбинированного GAGG + PWO-калориметра распределения энергии принимают существенно негауссов характер, из-за чего представляется более правильной их аппроксимация с помощью функции Crystal Ball [21] (лучше описывает спадающие “хвосты” в распределениях):

$$f = N \begin{cases} e^{-\frac{(E-E_{\text{mean}})^2}{2\sigma^2}} + C, & \text{при } \frac{E-E_{\text{mean}}}{\sigma} > -\alpha, \\ A \left(B - \frac{E-E_{\text{mean}}}{\sigma} \right)^{-n} + C, & \text{при } \frac{E-E_{\text{mean}}}{\sigma} \leq -\alpha, \end{cases} \quad (5)$$

где

$$A = \left(\frac{n}{|\alpha|} \right)^n e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}},$$

$$B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|.$$

Отсюда, получая параметры σ и E_{mean} , можно также построить энергетическое разрешение. На рис. 14 показано такое разрешение для случая с учетом светосбора и отсутствием шума в PWO-калориметре, а также в GAGG- и GAGG + PWO-калориметрах с кристаллами GAGG длиной 10 см.

Видно, что разрешение GAGG-калориметра на порядок лучше разрешения PWO-калориметра при $E < 150$ МэВ: $\sim 2\%$ вместо $\sim 45\%$ при $E = 1$ МэВ. Однако при $E > 150$ МэВ разрешение кристаллов GAGG начинает быстро ухудшаться из-за утечек ливня и становится на порядок хуже, чем для кристаллов PWO: $\sim 25\%$ вместо $\sim 0.7\%$ при $E = 10$ ГэВ.

В случае составного калориметра (GAGG + PWO) энергетическое разрешение лучше, чем в PWO-калориметре, во всем диапазоне энергий (от 100 кэВ до 100 ГэВ).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами проведено моделирование электромагнитного калориметра на основе сцинтилляционных кристаллов PWO, GAGG и составного варианта GAGG + PWO. Показано, что составной калориметр имеет приблизительно такое же энергетическое разрешение, как GAGG при малых энергиях, и несколько лучшее, чем PWO в больших энергиях. Пространственное разрешение калориметра GAGG + PWO приблизительно такое же, как для случая PWO-калориметра. Такой комбинированный калориметр позволит измерять энергии фотонов в беспрецедентно широком диапазоне энергий.

Авторы выражают благодарность сотрудникам Лаборатории кварковой материи НИЦ “Курчатовский институт” Д.Ю. Пересунько, М.С. Ипполитову и Ю.В. Харлову, а также сотрудникам НИЦ “Курчатовский институт” — ИРЕА М.В. Коржику, Г.А. Досовицкому и П.В. Карпюку за помощь в получении экспериментальных данных, обсуждение

результатов и замечания к тексту. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-42-04405. Программа моделирования электромагнитного калориметра разработана при поддержке НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G. Dellacasa *et al.* (ALICE Collab.), CERN-LHCC-99-04.
2. ALICE Collab., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **32**, 1295 (2006).
3. CMS Collab., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **34**, 995 (2007).
4. CALET Collab., Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **256–257**, 225 (2014).
5. S. Acharya *et al.* (ALICE Collab.), JINST **14**, P05025 (2019).
6. M. M. Aggarwal *et al.* (ALICE Collab.), Phys. Lett. B **754**, 235 (2016).
7. A. Adare *et al.* (PHENIX Collab.), Phys. Rev. C **94**, 064901 (2016).
8. R. H. Brown and R. Q. Twiss, Nature **177**, 27 (1956).
9. M. M. Aggarwal *et al.* (WA98 Collab.), Phys. Rev. Lett. **93**, 022301 (2004).
10. F. Low, Phys. Rev. **110**, 974 (1958).
11. P. Abreu *et al.* (The DELPHI Collab.), Eur. Phys. J. C **47**, 273 (2006).
12. J. Antos *et al.*, Z. Phys. C **59**, 547 (1993).
13. https://en.newpiezo.com/products/scintillation_elements/
14. T. Furuno *et al.*, JINST **16**, P10012 (2021).
15. K. Kamada, T. Yanagida, *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **59**(5), 2112 (2015).
16. <https://www.crytur.cz/materials/>
17. В. Н. Евдокимов и др., Препринт 86-34, ИФВЭ (Серпухов, 1986).
18. S. Agostinelli *et al.* (Geant4 Collab.), Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **506**, 250 (2003).
19. D. V. Aleksandrov *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **550**, 169 (2005).
20. C. W. Fabjan *et al.* (ALICE Collab.), J. Phys. G **32**, 1295 (2006).
21. J. E. Gaiser, SLAC-R-255 (1982).

PERSPECTIVES OF INORGANIC SCINTILLATOR GAGG APPLICATION FOR PRECISION ELECTROMAGNETIC CALORIMETRY

D. A. Averyanov^{1),2)}, D. S. Blau^{1),2)}, E. A. Tsyvkunova³⁾

¹⁾ NRC “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia

²⁾ Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University),
Dolgoprudny, Russia

³⁾ National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

Scintillation crystals made of a new promising material $\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$ (GAGG) are considered as material for possible usage in ionizing radiation detectors because of their high radiation resistance, density and light yield. These crystals can be used in addition to lead tungstate (PbWO_4) crystals for development of a new generation electromagnetic calorimeter with good spatial and energy resolutions in a wide energy range. PbWO_4 crystals enable accurate detection of high energy photons, while the addition of GAGG crystals makes it possible to precisely measure photon energies down to a few MeV. Different options of composite electromagnetic calorimeter based on PWO and GAGG crystals are considered to optimize spatial and energy resolutions in a wide energy range (from 1 MeV to 100 GeV). Optimization is based on Geant4 simulations with accounting of light collection using different photodetectors and electronics noise. The simulations are verified using measurements of GAGG samples obtained with radioactive sources and test beam measurements of PbWO_4 based Photon Spectrometer of the ALICE experiment at CERN.

ПОИСК НОВОЙ ФИЗИКИ В УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧЕСКИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

© 2023 г. Н. А. Бурмасов^{1),2)}*

Поступила в редакцию 15.09.2022 г.; после доработки 15.09.2022 г.; принята к публикации 15.09.2022 г.

Ультрапериферические столкновения — особый тип столкновений тяжелых ионов, в которых сильные взаимодействия подавляются благодаря большим прицельным параметрам между налетающими ядрами. Такие условия дают уникальную возможность для исследования двухфотонных взаимодействий. В частности, в последнее время растет интерес к изучению таких процессов, как рождение пар тау-лептонов и рассеяние света на свете: отклонение сечений этих процессов от предсказаний Стандартной модели могло бы указывать на проявление новой физики. Кроме того, отдельный интерес представляет поиск рождения аксионоподобных частиц в рассеянии света на свете при достаточно малых инвариантных массах. В данной работе обсуждаются последние результаты из экспериментов на Большом адронном коллайдере по измерению аномального магнитного момента тау-лептона, сечений рассеяния света на свете и поиску аксионоподобных частиц, а также перспективы для будущих измерений в эксперименте ALICE.

DOI: 10.31857/S0044002723010142, EDN: RAUOWN

1. ВВЕДЕНИЕ

Ультрапериферические столкновения тяжелых ионов (УПС) — это уникальный инструмент для исследования двухфотонных взаимодействий при высоких энергиях [1, 2]. Сильные взаимодействия между налетающими ионами в значительной степени подавляются благодаря большим прицельным параметрам, при этом роль электромагнитных процессов усиливается. Ультрарелятивистские ядра создают мощное электромагнитное поле, которое обычно описывают в терминах формализма Вайцзеккера–Вильямса. Поля заменяют на потоки квазиреальных фотонов с очень малыми виртуальностями $q^2 < (\hbar/R)^2$, где R — радиус налетающих ядер. Величина потоков зависит от квадрата заряда налетающих частиц Z^2 , и поэтому сечение двухфотонных процессов пропорционально Z^4 , что приводит к гораздо большей вероятности возникновения таких процессов в ядро-ядерных столкновениях, чем в протон-протонных pp или электрон-позитронных e^+e^- .

Среди двухфотонных процессов, которые можно исследовать с помощью УПС, рассеяние света на свете $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ представляет особый интерес. В

рамках Стандартной модели процесс описывается однопетлевыми диаграммами Фейнмана, включающими $W^\pm$ -бозоны, лептоны и кварки. В диаграммы также могут давать вклад и еще не открытые заряженные виртуальные частицы, поэтому рассеяние света на свете считается чувствительным к некоторым расширениям Стандартной модели, включая теорию Борна–Инфельда [3], суперсимметрию [4], теории с монополями [5], гравитацию на малых масштабах [6], некоммутативные взаимодействия [7].

Повышенный интерес также вызывают поиски рождения аксионоподобных частиц (АПЧ) в процессе $\gamma\gamma \rightarrow a \rightarrow \gamma\gamma$. В ряде расширений Стандартной модели, включающих суперсимметрию, составные лептоны и модификации с бозоном Хиггса, АПЧ вводятся, как псевдоголдстоуновские бозоны новой спонтанно нарушаемой глобальной симметрии. Предполагается, что легкие псевдоскалярные АПЧ могут быть кандидатами в частицы темной материи [8–10]. Кроме того, выдвигаются теории, согласно которым факт обнаружения АПЧ с массой $m_a < 5 \text{ ГэВ}/c^2$ мог бы объяснить расхождение измерений аномального магнитного момента мюона с предсказанием Стандартной модели (“muon $g - 2$ puzzle”) [8, 11]. В расширениях Стандартной модели взаимодействие АПЧ с фотонами описывается эффективным лагранжианом:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}g_{a\gamma}aF^{\mu\nu}\tilde{F}_{\mu\nu},$$

¹⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

²⁾Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия.

*E-mail: nazar.burmasov@cern.ch

где a — поле АПЧ, $F^{\mu\nu}$ — тензор поля фотонов, $g_{a\gamma} = 1/\Lambda_a$ — константа связи АПЧ с фотонами (АПЧ- γ). Таким образом, рождение аксионоподобных частиц и их распад на фотоны полностью определяются в двухпараметрическом пространстве масс АПЧ m_a и констант связи $g_{a\gamma}$.

Уточнение значений аномальных магнитных моментов лептонов представляет отдельный интерес, так как отклонение их значений от теоретических предсказаний могло бы указывать на присутствие новой физики, например, на вклад суперсимметричных частиц [12] или на составную природу лептонов [13]. В частности, особенно плохо известно значение аномального магнитного момента τ -лептона, для измерения которого было предложено использовать ультрапериферические столкновения ядер на Большом адронном коллайдере (БАК) [14, 15].

В данной работе рассматриваются последние результаты исследований процесса рассеяния света на свете, поисков аксионоподобных частиц и измерений аномального магнитного момента τ -лептона, выполненных с помощью ультрапериферических столкновений на Большом адронном коллайдере. Кроме того, в работе обсуждаются перспективы проведения данных исследований в эксперименте ALICE и новом эксперименте — ALICE 3.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА СВЕТЕ

Первые свидетельства процесса рассеяния света на свете были получены коллаборациями ATLAS и CMS [16, 17]. Более полные измерения дифференциальных сечений были проведены в области инвариантных масс дифотонов $m_{\gamma\gamma}$ между 5 и 100 ГэВ/ c^2 . Полученное ATLAS сечение в чувствительном объеме $\sigma = 120 \pm 17(\text{stat.}) \pm 13(\text{syst.}) \pm 4(\text{lumi.})$ нбн хорошо согласуется со значением, полученным CMS, $\sigma = 120 \pm 46(\text{stat.}) \pm 28(\text{syst.}) \pm 12(\text{theo.})$ нбн. Оба результата согласуются с теоретическими предсказаниями [18]. Однако точность этих измерений ограничена объемом данных, который может быть набран в измерениях в области инвариантных масс выше 5 ГэВ/ c^2 , а измерения ниже этого порога очень затруднительны из-за конструктивных ограничений в детекторах ATLAS и CMS.

Измерения в области малых масс могут быть произведены с ALICE 3 — будущим экспериментом нового поколения на Большом адронном коллайдере [19]. Предлагаемая конструкция детектора направлена на измерения фотонов при очень низких поперечных импульсах вплоть до

$p_T \sim 10$ МэВ/ c . Учитывая широкий охват по псевдобыстроте $|\eta| < 4$ и высокие возможности трекинга частиц, ALICE 3 предоставляет уникальную возможность для прецизионных измерений рассеяния света на свете.

Однако измерения при малых инвариантных массах становятся затруднительными из-за присутствия комбинаторного фона, возникающего из-за распадов нейтральных π -мезонов $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma$ [20]. Для изучения возможных способов подавления этого источника фоновых событий был разработан специализированный Монте-Карло генератор для моделирования ультрапериферических столкновений, Ursген [21]. Для данного исследования в программу были добавлены процессы рассеяния света на свете и рождения пар π^0 -мезонов. Моделирование LbyL основано на расчете сечений на уровне однопетлевых диаграмм, который был проведен с помощью программы FormCalc [22]. Рождение пар нейтральных π -мезонов основано на одной из наиболее полных моделей этого процесса, которая учитывает вклад промежуточных резонансных состояний и КХД-механизмов [23].

Мы оценили спектры по инвариантной массе дифотонов для рассеяния света на свете и фона, состоящего из фотонов распада пар π^0 -мезонов, в Pb–Pb УПС при энергии столкновений $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ для чувствительного объема ALICE 3 с учетом предполагаемой интегральной светимости $L = 35$ нбн $^{-1}$. Как видно из рис. 1, измерения LbyL едва ли возможны без специальной стратегии отбора событий в диапазоне инвариантных масс ниже 3 ГэВ/ c^2 .

Уменьшить присутствие фоновых событий возможно с помощью наложения требований на скалярную и векторную асимметрии, которые определяются выражениями (1) и (2) соответственно:

$$A_s = \left| \frac{|\mathbf{p}_T^1| - |\mathbf{p}_T^2|}{|\mathbf{p}_T^1| + |\mathbf{p}_T^2|} \right|, \quad (1)$$

$$A_v = \frac{|\mathbf{p}_T^1 - \mathbf{p}_T^2|}{|\mathbf{p}_T^1 + \mathbf{p}_T^2|}, \quad (2)$$

где $\mathbf{p}_T^1$ и $\mathbf{p}_T^2$ — поперечные импульсы фотонов в конечном состоянии. В процессе рассеяния света на свете импульсы большинства пар фотонов в конечном состоянии направлены практически противоположно, поэтому их асимметрии очень близки к нулю, тогда как относительное угловое распределение нескоррелированных фотонов из комбинаторного фона оказывается более широким. Действительно, это отличие можно увидеть на рис. 2, где показаны нормированные распределения по асимметриям для рассеяния света на свете и комбинаторного фона, полученные моделированием

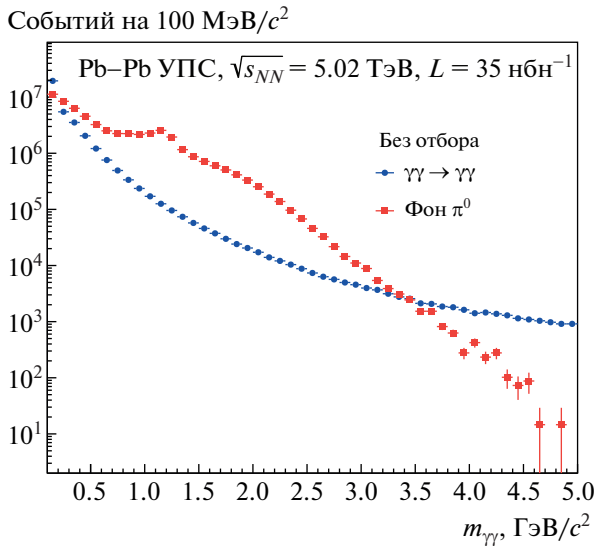


Рис. 1. Спектры по инвариантной массе, рассчитанные для чувствительного объема ALICE 3 для событий рассеяния света на свете (круглые маркеры) и комбинаторного фона, состоящего из фотонов распада нейтральных π -мезонов (квадратные маркеры).

10^8 событий каждого вида с помощью генератора Urqgen. Учитывая различия в относительных направлениях фотонов в конечном состоянии для сигнальных событий рассеяния света на свете и комбинаторного фона, выдвинуты два подхода к отбору событий.

Первый подход основан на наложении простого ограничения на скалярную асимметрию, как предложено в работе [20]. Используя такой отбор, можно в значительной степени подавить фон из нескоррелированных фотонов при достаточно малых инвариантных массах (см. рис. 3а). Однако такой грубый подход также заметно снижает количество сигнальных событий, что является существенным недостатком.

Для того, чтобы улучшить качество отбора событий и в полной мере использовать топологические отличия сигнальных и фоновых событий, нами была применена техника машинного обучения (МО) для классификации событий на основе алгоритма усиленного дерева решений. В этом подходе была использована реализация алгоритма, выполненная разработчиками из Yandex, а именно программный пакет CatBoost [24]. Согласно результатам контрольных тестирований разработчиков, пакет обеспечивает большую скорость обучения модели и скорость предсказаний в сравнении с другими современными аналогами. Данный программный пакет был успешно использован в ряде исследований в области физики высоких энергий, например, в работах [25] и [26], что также подтверждает его надежность.

Для обучения модели были использованы кинематические параметры сигнальных и фоновых событий: импульсы фотонов в конечном состоянии, инвариантные массы и быстроты пар фотонов, а также скалярные и векторные асимметрии. Обучающие выборки состояли из 10^8 событий рассеяния света на свете и такого же количества фоновых событий. Обе выборки были получены моделированием в генераторе Urqgen с последующим отбором фотонов для чувствительного объема ALICE 3: по псевдобыстроте $|\eta_\gamma| < 4$ и энергии $E_\gamma > 50$ МэВ.

Для проверки качества классификации обученной модели были построены характеристические кривые в зависимости от барьера классификации с использованием контрольной выборки событий, сгенерированной отдельно:

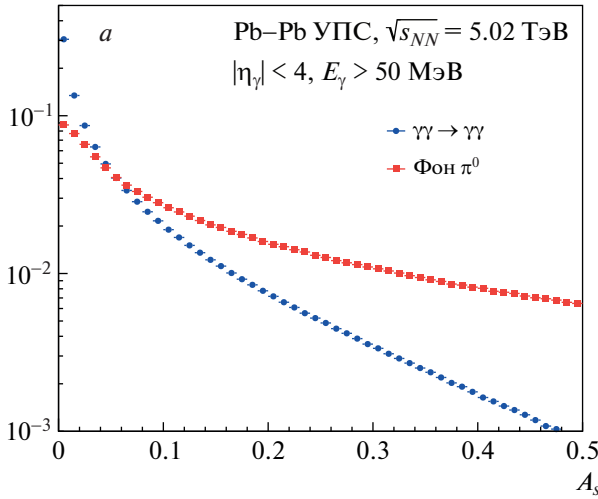
- доля истинно-положительных классификаций в зависимости от барьера (в терминологии машинного обучения — чувствительность);
- доля ложно-положительных классификаций в зависимости от барьера (в терминологии машинного обучения — специфичность);
- кривая ошибок — показывает соотношение чувствительности к специфичности.

Результат работы обученной модели для данного события, т.е. набора кинематических параметров, определяющих свойства события, — вероятность того, что это событие сигнальное. Барьер классификации определяет значение вероятности, выше которой события классифицируются, как сигнальные. Таким образом возможно регулировать чистоту отбора и отношение сигнала к фону в отобранных событиях.

Полученные кривые показаны на рис. 4. Отметим отдельно, что площадь под кривой ошибок приблизительно равна 0.96, что свидетельствует о высоком качестве обученной модели. Используя кривые чувствительности и специфичности, можно подобрать такой барьер классификации, при котором во время отбора теряется минимальное число сигнальных событий и при этом подавляется как можно больше фоновых событий. В нашем случае таким барьером является 0.5.

Модель МО была применена для отбора событий в контрольной выборке, имеющей такую же структуру, как и обучающая, и сгенерированной отдельно от нее. Полученные в результате спектры по инвариантной массе показаны на рис. 3б. Как можно видеть из рисунка, результаты отбора значительно лучше в сравнении с первым методом: фон подавлен во всем диапазоне масс, при этом

Плотность распределения



Плотность распределения

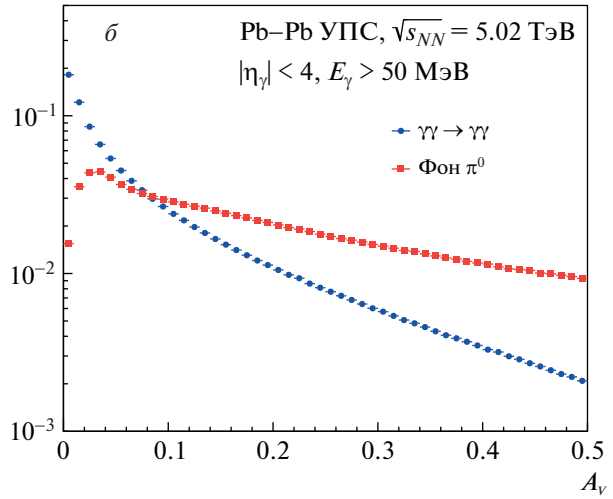


Рис. 2. Нормированные распределения по скалярной (а) и векторной (б) асимметриям для событий рассеяния света на свете (круглые маркеры) и комбинаторного фона (квадратные маркеры).

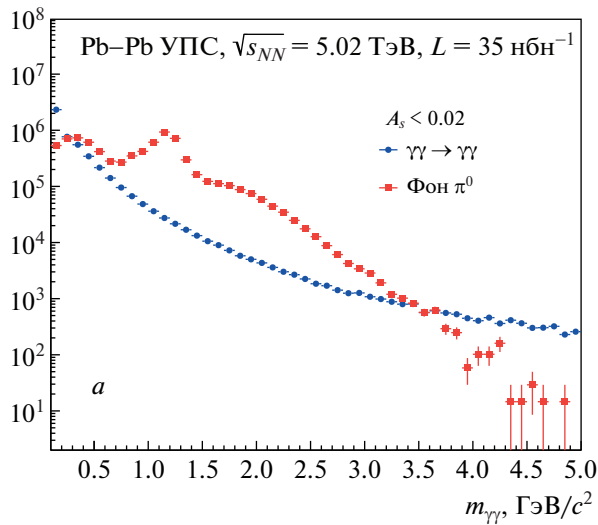
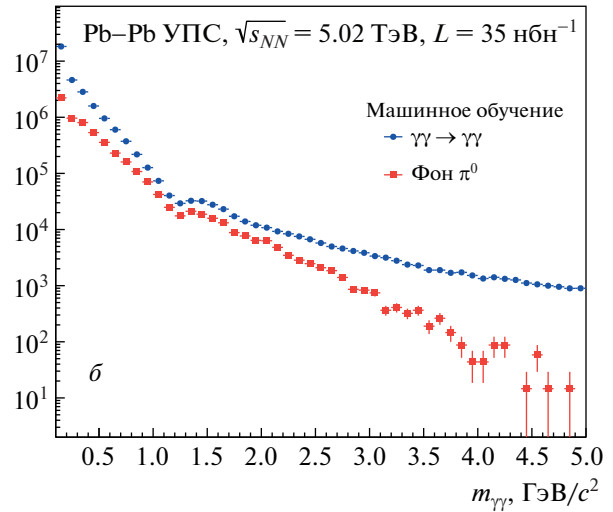
 Событий на $100 \text{ МэВ}/c^2$

 Событий на $100 \text{ МэВ}/c^2$


Рис. 3. Спектры по инвариантным массам дифотонов для рассеяния света на свете (круглые маркеры) и комбинаторного фона (квадратные маркеры). а — результат отбора с ограничением на скалярную асимметрию. б — результат отбора с использованием машинного обучения.

большая часть сигнальных событий сохранена. Таким образом, существует возможность в значительной степени подавить комбинаторный фон при измерении рассеяния света на свете с использованием методов машинного обучения.

3. ПОИСКИ АКСИОНОПОДОБНЫХ ЧАСТИЦ

Наиболее сильные к настоящему времени ограничения на возможные константы связи АПЧ с фотонами в диапазоне масс АПЧ m_a между 5 и 100

ГэВ/ c^2 были получены коллаборациями ATLAS и CMS с помощью измерений рассеяния света на свете в ультрапериферических столкновениях ядер свинца [16, 17]. Улучшить эти ограничения будет возможно с помощью новых данных, которые будут получены в течение этапов работы Run 3 и Run 4 на Большом адронном коллайдере [27], а продвинуть измерения в область малых масс будет возможно с будущим экспериментом ALICE 3 [19].

С экспериментальной точки зрения, двухфотонное взаимодействие с рождением промежуточной аксионоподобной частицы, $\gamma\gamma \rightarrow a \rightarrow \gamma\gamma$, очень

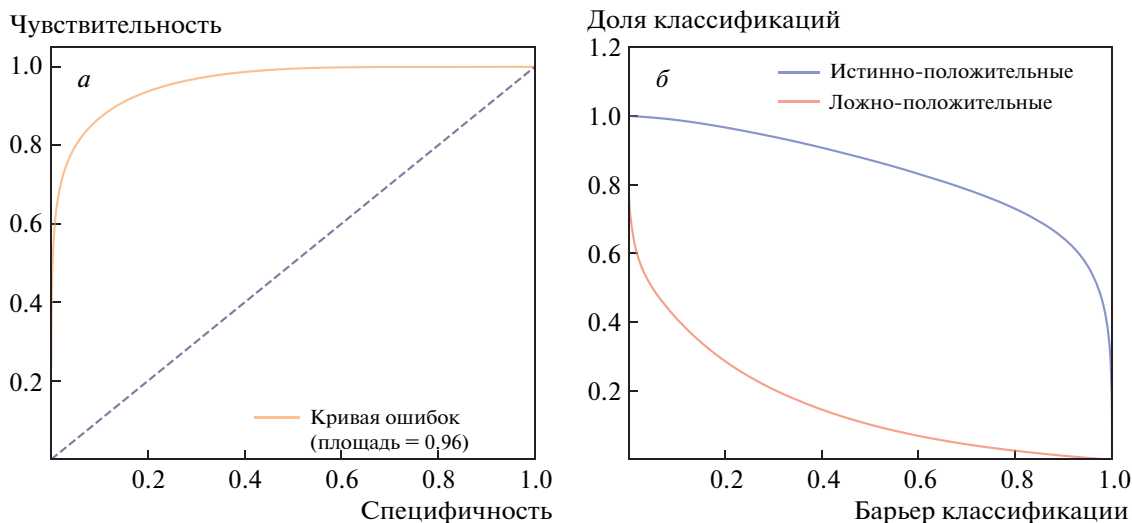


Рис. 4. Характеристические кривые для модели CatBoost: кривая ошибок (а), чувствительность и специфичность (б).

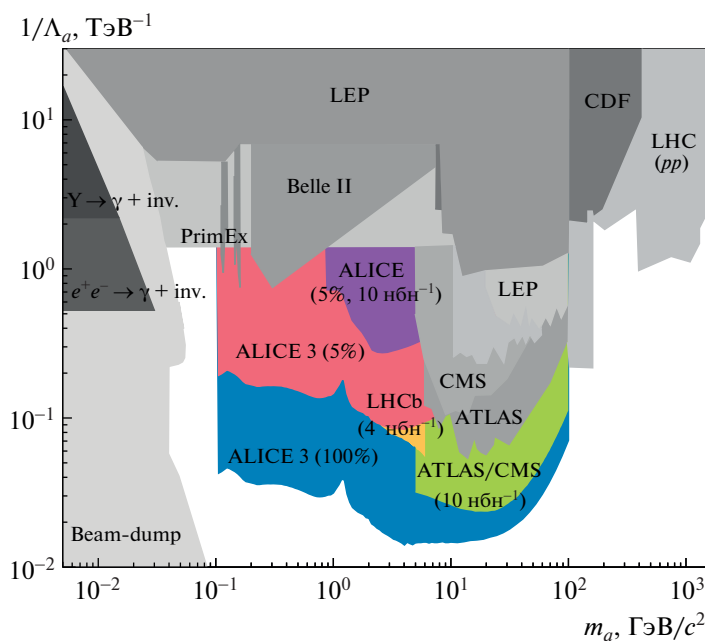


Рис. 5. Существующие ограничения на константу связи АПЧ- γ из разных экспериментов и ожидаемые пределы для экспериментов на Большом адронном коллайдере. В скобках для экспериментов на БАК указаны эффективности реконструкции фотонов (в процентах) и интегральные светимости (в nb^{-1}).

похоже на процесс рассеяния света на свете [28]. Рождение АПЧ можно зафиксировать по выраженному пику в распределении по инвариантной массе дифотонов на фоне других процессов. При поиске рождения АПЧ рассеяние света на свете является основным источником фоновых событий, наравне с распадами π^0 -мезонов, поэтому применение машинного обучения не приведет к заметному улучшению в сравнении с простым ограничением на асимметрию.

Для оценки сечения рождения АПЧ и получения

ограничений на константу связи АПЧ- γ для будущего эксперимента ALICE 3 генератор Ursgen был модифицирован и дополнен каналом $\gamma\gamma \rightarrow a \rightarrow \gamma\gamma$, расчет сечения которого выполнен в приближении узкого резонанса [29]. Сечение, полученное после отбора по асимметрии, было использовано для расчета верхних пределов для констант связи $g_{a\gamma} = 1/\Lambda_a$ в зависимости от массы АПЧ m_a с доверительным интервалом 95% по стандартной процедуре, описанной в [30]. Пределы были вычислены в предположении интегральной светимости

$L = 35 \text{ нбн}^{-1}$ для двух случаев, соответствующих реалистичной (5%) и идеальной (100%) эффективности реконструкции единичного фотона. На рис. 5 показано сравнение полученных оценок с уже существующими ограничениями и ожидаемыми верхними пределами для экспериментов на Большом адронном коллайдере из работ [19, 27, 28].

4. ИЗМЕРЕНИЕ АНОМАЛЬНОГО МАГНИТНОГО МОМЕНТА τ -ЛЕПТОНА

Согласно последним результатам эксперимента Muon $g - 2$ (Fermilab, США), экспериментальное значение аномального магнитного момента мюона и его теоретическое предсказание расходятся более, чем на 4 стандартных отклонения [31]. Значительное отклонение значений аномальных магнитных моментов может указывать на присутствие эффектов за пределами Стандартной модели. Таким образом, прецизионное измерение аномальных магнитных моментов лептонов a_ℓ является актуальным направлением поиска новой физики.

Уточнение значения аномального магнитного момента τ -лептона a_τ представляет особый интерес, так как, согласно расширениям Стандартной модели, рождение суперсимметричных частиц на масштабах масс порядка M_s может приводить к радиационным поправкам в процесс рождения пар лептонов $\gamma\gamma \rightarrow \ell\ell$ порядка $\delta a_\ell \sim m_\ell^2/M_s^2$, где m_ℓ — масса лептона. Так, аномальный магнитный момент τ -лептона a_τ может быть в $m_\tau^2/m_\mu^2 \simeq 280$ раз более чувствительным к эффектам новой физики, чем a_μ [12].

Хотя малое время жизни τ -лептона $\simeq 10^{-13}$ с не позволяет применять измерение прецессии спина лептона в магнитном поле для определения аномального магнитного момента [32], в качестве альтернативы можно использовать измерения сечений рождения пар τ -лептонов, которые также чувствительны к a_τ [33]. Коллаборацией DELPHI с помощью такого подхода были получены одни из наиболее сильных ограничений, для которых были проведены измерения сечений рождения пар τ -лептонов в столкновениях электрон-позитронных пучков ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau\tau$) на коллайдере LEP [34]:

$$-0.052 < a_\tau < 0.013 \text{ (95\% CL)}. \quad (3)$$

В рамках Стандартной модели теоретическое значение аномального магнитного момента $a_\tau^{\text{th}} = 0.00117721$ известно с гораздо большей точностью, поэтому уточнение экспериментального значения становится особенно важным ввиду наблюдаемых расхождений для аномального магнитного момента мюона.

С точки зрения эксперимента, для измерения сечения рождения τ -лептонных пар в ультрапериферических столкновениях ионов свинца $\text{Pb} + \text{Pb} \rightarrow \text{Pb} + \text{Pb} + \tau\tau$ нужно производить отбор событий с продуктами распада τ -лептонов без дополнительной активности в детекторе для исключения перекрытия с центральными столкновениями.

Приблизительно в $\simeq 80\%$ случаев τ -лептон распадается на одну заряженную (электроны, мюоны, адроны) и несколько нейтральных частиц:

$$\begin{aligned} \tau^\pm &\rightarrow \ell + \nu_\ell + \nu_\tau, \\ \tau^\pm &\rightarrow \pi^\pm + n\pi^0 + \nu_\tau, \end{aligned} \quad (4)$$

а в остальных $\simeq 20\%$ случаев — на 3 заряженных частицы:

$$\tau^\pm \rightarrow \ell + \nu_\tau + \pi^\pm + \pi^\mp + \pi^\pm + n\pi^0. \quad (5)$$

В экспериментах на БАК запись событий производится при выполнении определенных триггерных условий — например, присутствие в событии одного или нескольких лептонов с достаточным поперечным импульсом [35–37]. Поэтому для отбора событий с продуктами распада τ -лептонных пар целесообразно отбирать события, в которых один из τ -лептонов распадается на электрон или мюон, а второй — на одну или три заряженных частицы.

4.1. Результаты экспериментов ATLAS и CMS

Теоретические исследования для ATLAS и CMS были проведены группой М. Диндала на основе расчетов в терминах обобщенных вершин взаимодействия фотонов с лептонами [15]. Группа рассматривала возможность измерения сечений рождения лептонов в УПС в сопровождении одной или трех заряженных частиц с поперечным импульсом $p_T \gtrsim 0.5$ ГэВ/с и представила оценки возможных пределов на a_τ , которые могут быть получены коллаборациями ATLAS и CMS с использованием уже набранной статистики Pb–Pb-столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ, соответствующей интегральной светимости $L = 2 \text{ нбн}^{-1}$. Ожидаемые пределы, полученные группой М. Диндала в предположении реалистичных систематических ошибок на уровне 5%, составляют $-0.021 \lesssim a_\tau \lesssim 0.017$ (95% CL), что приблизительно в два раза лучше результата DELPHI. Полученные этой группой оценки показаны на рис. 6.

Коллаборация ATLAS представила предварительные результаты измерений аномального магнитного момента τ -лептона [38]. Эксперименту ATLAS удалось отобрать 532 события в канале с одной заряженной частицей, 85 событий в канале с тремя заряженными частицами и 39 событий в канале с мюоном и электроном в выборке данных, полученных в течение этапа Run 2 работы

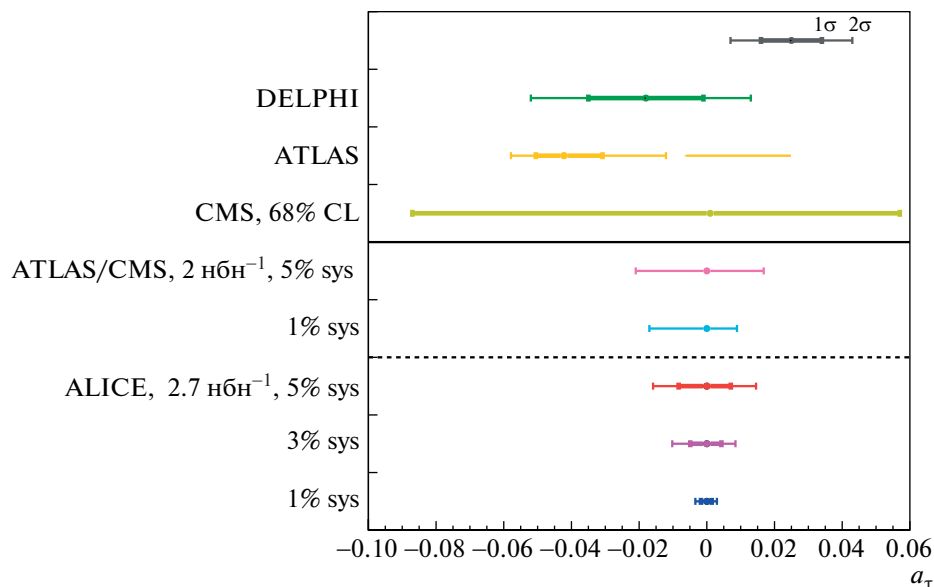


Рис. 6. Возможные пределы на a_τ в сравнении с результатами DELPHI и последними результатами ATLAS и CMS. Под сплошной линией показаны теоретические предсказания, над — экспериментальные результаты.

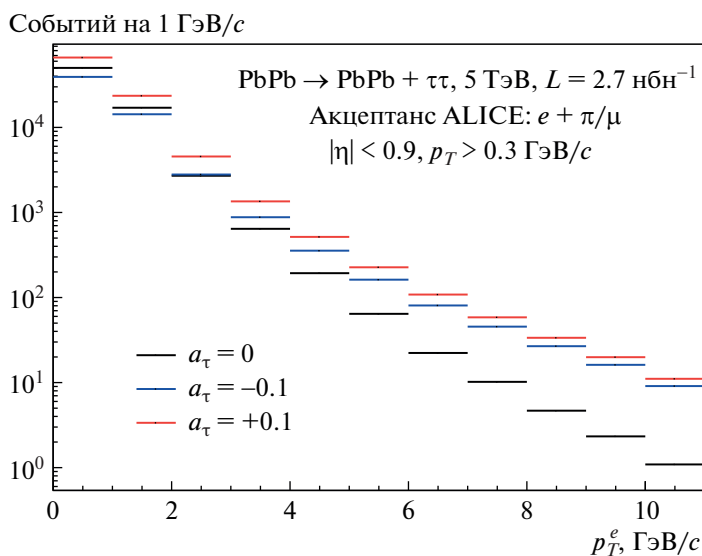


Рис. 7. Распределение событий в зависимости от поперечного импульса лидирующих электронов в ультрапериферических Pb–Pb-столкновениях при различных значениях a_τ . Рисунок заимствован из [40].

БАК, которой соответствует интегральная светимость $L = 1.44 \text{ нбн}^{-1}$. После обработки всех отобранных событий в ATLAS получены ограничения на a_τ : $(-0.051, -0.031)$ и $(-0.058, -0.012) \cup (-0.006, 0.025)$ при 68% и 95% доверительных интервалах соответственно (см. рис. 6). Результат согласуется с предсказанием Стандартной модели в пределах погрешностей и находится на одном уровне с результатом DELPHI. Стоит отметить, что, по всей видимости, данные, собранные во время Run 2, еще не были обработаны полностью, поэтому можно ожидать некоторое улучшение

пределов для a_τ . Однако полная светимость $L = 2 \text{ нбн}^{-1}$ соответствует приблизительно 1200 событиям в канале с одной заряженной частицей, поэтому точность измерения, возможно, все же останется ограниченной значительными статистическими ошибками, о которых также сообщает ATLAS.

Коллаборация CMS также сообщила об измерении аномального магнитного момента τ -лептона [39]. CMS удалось отобрать в общей сложности приблизительно 100 событий в выборке, соответствующей интегральной светимости

$L = 0.4 \text{ нбн}^{-1}$, и установить пределы с 68% доверительным интервалом на уровне $(-0.088, 0.056)$ (см. рис. 6). Данный результат значительно хуже результата DELPHI, однако есть возможность, что он улучшится после обработки большего числа событий, так как точность в данный момент сильно ограничена статистическими ошибками.

4.2. Перспективы эксперимента ALICE

Для определения возможных перспектив проведения измерений с экспериментом ALICE нами было проведено моделирование рождения пар τ -лептонов в ультрапериферических столкновениях ядер свинца. Конструктивные особенности детектора ALICE позволяют лучше отбирать продукты распада τ -лептонов в канале “электрон + мюон или π -мезон”, поэтому при моделировании рассматривался именно такой тип событий. После отбора треков по псевдобыстроте и поперечному импульсу для чувствительного объема ALICE, $|\eta| < 0.9$ и $p_T > 300 \text{ МэВ/с}$, получены распределения по поперечному импульсу электронов для различных значений a_τ в Pb–Pb-столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ ТэВ}$ и интегральной светимости $L = 2.7 \text{ нбн}^{-1}$, соответствующей ожидаемому значению в первый год работы эксперимента на этапе Run 3. На рис. 7 представлены примеры таких распределений для трех значений a_τ . Проведенные расчеты показывают, что в течение одного года эксперимент ALICE может отобрать, в лучшем случае, без учета эффективности реконструкции событий, приблизительно 70000 сигнальных событий, что заметно лучше объема данных, который имеется на данный момент в экспериментах ATLAS и CMS.

Полученные распределения использованы для оценки возможных ограничений на значение a_τ , которые могут быть получены экспериментом ALICE. Результаты расчетов для трех значений систематических ошибок (1%, 3%, 5%) показаны на рис. 6. Как видно из сравнения возможных пределов с другими теоретическими предсказаниями и экспериментальными результатами, у ALICE есть возможность получить конкурентоспособные результаты даже при самом пессимистичном уровне ошибок. Самый оптимистичный сценарий, для которого систематические ошибки находятся на уровне 1%, можно попытаться реализовать путем измерения отношения сечения процесса $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$ к сечению рождения пар других лептонов $\gamma\gamma \rightarrow ee(\mu\mu)$ для исключения дополнительных систематических погрешностей, связанных, например, с определением светимости.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведен анализ текущих результатов и будущих перспектив в области поиска проявлений новой физики в УПС. В частности, рассмотрены актуальные результаты измерений сечений рассеяния света на свете и поиска аксионоподобных частиц в экспериментах ATLAS и CMS, проведены расчеты для оценки перспектив таких исследований на будущем эксперименте нового поколения на Большом адронном коллайдере — ALICE 3. К настоящему моменту ATLAS и CMS провели наиболее полные измерения рассеяния света на свете в области масс дифотонов от 5 до 100 ГэВ/ c^2 , и результаты предварительного исследования показывают, что у ALICE 3 есть хорошие перспективы для расширения измерений в область малых масс.

Представленные ATLAS и CMS экспериментальные результаты по измерению аномального магнитного момента τ -лептона показывают, что эксперименты на Большом адронном коллайдере могут получить значения, сравнимые с результатом DELPHI. Предварительное исследование для эксперимента ALICE также указывает на возможность получения конкурентоспособных результатов, особенно в случае, если удастся снизить систематические погрешности.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках проекта № 21-52-14006, Российского научного фонда в рамках проекта № 22-42-04405 и Австрийского научного фонда в соответствии с проектом № I 5277-N.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. J. Baltz, G. Baur, D. d’Enterria, L. Frankfurt, F. Gelis, V. Guzey, K. Hencken, Yu. Kharlov, M. Klasen, S. R. Klein, V. Nikulin, J. Nystrand, I. A. Pshenichnov, S. Sadovsky, E. Scapparone, and J. Seger, Phys. Rept. **458**, 1 (2008).
2. J. G. Contreras and J. D. Tapia Takaki, Int. J. Mod. Phys. A **30**, 1542012 (2015).
3. J. Ellis, N. E. Mavromatos, and T. You, Phys. Rev. Lett. **118**, 261802 (2017).
4. J. Ohnemus, T. F. Walsh, and P. M. Zerwas, Phys. Lett. B **328**, 369 (1994).
5. I. F. Ginzburg and A. Schiller, Phys. Rev. D **57**, 6599 (1998).
6. K.-M. Cheung, Phys. Rev. D **61**, 015005 (2000).
7. J. L. Hewett, F. J. Petriello, and T. G. Rizzo, Phys. Rev. D **64**, 075012 (2001).
8. M. Bauer, M. Neubert, and A. Thamm, JHEP **1712**, 044 (2017).
9. L. D. Duffy and K. van Bibber, New J. Phys. **11**, 105008 (2009).
10. D. J. E. Marsh, Phys. Rept. **643**, 1 (2016).

11. W. J. Marciano, A. Masiero, P. Paradisi, and M. Passera, *Phys. Rev. D* **94**, 115033 (2016).
12. S. P. Martin and J. D. Wells, *Phys. Rev. D* **64**, 035003 (2001).
13. D. J. Silverman and G. L. Shaw, *Phys. Rev. D* **27**, 1196 (1983).
14. L. Beresford and J. Liu, *Phys. Rev. D* **102**, 113008 (2020).
15. M. Dyndal, M. Kłusek-Gawenda, A. Szczurek, and M. Schott, *Phys. Lett. B* **809**, 135682 (2020).
16. G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), *JHEP* **2111**, 050 (2021).
17. A. M. Sirunyan *et al.* (CMS Collab.), *Phys. Lett. B* **797**, 134826 (2019).
18. M. Kłusek-Gawenda, P. Lebiedowicz, and A. Szczurek, *Phys. Rev. C* **93**, 044907 (2016).
19. ALICE Collab., *Letter of intent for ALICE 3: A next generation heavy-ion experiment at the LHC* (2022), <https://cds.cern.ch/record/2803563>
20. M. Kłusek-Gawenda, R. McNulty, R. Schicker, and A. Szczurek, *Phys. Rev. D* **99**, 093013 (2019).
21. N. Burmasov, E. Kryshen, P. Bühler, and R. Lavicka, *Comput. Phys. Commun.* **277**, 108388 (2022).
22. T. Hahn and M. Pérez-Victoria, *Comput. Phys. Commun.* **118**, 153 (1999).
23. M. Kłusek-Gawenda and A. Szczurek, *Phys. Rev. C* **87**, 054908 (2013).
24. A. V. Dorogush, V. Ershov, and A. Gulín, arXiv: 1810.11363.
25. L. Anderlini *et al.*, *JINST* **15**, T12005 (2020).
26. E. Khairullin and A. Ustyuzhanin, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1085**, 042009 (2018).
27. V. P. Goncalves, D. E. Martins, and M. S. Rangel, *Eur. Phys. J. C* **81**, 522 (2021).
28. S. Knapen, T. Lin, H. K. Lou, and T. Melia, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 171801 (2017).
29. S. J. Brodsky, T. Kinoshita, and H. Terazawa, *Phys. Rev. D* **4**, 1532 (1971).
30. K. A. Olive *et al.* (Particle Data Group), *Chin. Phys. C* **38**, 090001 (2014).
31. B. Abi *et al.* (Muon g-2 Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **126**, 141801 (2021).
32. G. W. Bennett *et al.* (Muon g-2 Collab.), *Phys. Rev. D* **73**, 072003 (2006).
33. F. del Aguila, F. Cornet, and J. Illana, *Phys. Lett. B* **271**, 256 (1991).
34. J. Abdallah *et al.* (DELPHI Collab.), *Eur. Phys. J. C* **35**, 159 (2004).
35. G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), *JINST* **3**, S08003 (2008).
36. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), *JINST* **3**, S08004 (2008).
37. K. Aamodt *et al.* (ALICE Collab.), *JINST* **3**, S08002 (2008).
38. ATLAS Collab., arXiv: 2204.13478.
39. CMS Collab., arXiv: 2206.05192.
40. N. Burmasov, E. Kryshen, P. Buehler, and R. Lavicka, arXiv: 2203.00990.

SEARCH FOR NEW PHYSICS WITH ULTRA-PERIPHERAL COLLISIONS AT THE LHC

N. A. Burmasov^{1),2)}

¹⁾National Research Center “Kurchatov Institute” — PNPI, Gatchina, Russia

²⁾Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia

Ultra-peripheral collisions are a special type of heavy-ion collisions in which strong interactions are suppressed due to large impact parameters between the incoming nuclei. Such conditions provide a unique opportunity to study two-photon interactions. In particular, recently there has been growing interest in studying processes such as tau-lepton pair production and light-by-light scattering, since deviations of the cross sections of these processes from the predictions of the Standard Model could indicate the effects of new physics. In addition, there is an interest in the search for the possible production of axion-like particles in light-by-light scattering at small invariant masses. In this paper, we discuss the latest results from the Large Hadron Collider experiments on measurements of the anomalous magnetic moment of tau lepton, light-by-light scattering measurements and search for axion-like particles. The prospects for the future measurements with the ALICE experiment are considered.

ДВУХСТРУЙНЫЕ СОБЫТИЯ С БОЛЬШИМ РАЗДЕЛЕНИЕМ ПО БЫСТРОТЕ В ПРОТОН-ПРОТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ НА ДЕТЕКТОРЕ CMS

© 2023 г. А. Ю. Егоров^{1),2)*}
от имени CMS коллаборации

Поступила в редакцию 19.09.2022 г.; после доработки 19.09.2022 г.; принята к публикации 19.09.2022 г.

В работе представлены последние измерения сечений и отношений сечений рождения пар адронных струй в зависимости от интервала быстроты между струями в паре в протон-протонных столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, выполненные на детекторе CMS Большого адронного коллайдера. Измеренные наблюдаемые чувствительны к высокоэнергетическим эффектам эволюции Балицкого–Фадиной–Кураева–Липатова (БФКЛ). Результаты представлены в сравнении с предсказаниями различных Монте-Карло-генераторов, основанных как на высокоэнергетической эволюции БФКЛ, так и на эволюции Докшицера–Грибова–Липатова–Альтарелли–Паризи для жестких процессов.

DOI: 10.31857/S0044002723010191, EDN: RVINKR

1. ВВЕДЕНИЕ

Жесткие взаимодействия сталкивающихся адронов, когда переданный поперечный импульс $p_\perp$ одного порядка с энергией в системе центра масс $\sqrt{s}$, так что их отношение $x = p_\perp / \sqrt{s}$ порядка 1, описываются в рамках коллинеарной факторизации. Факторизация в жестком режиме означает, что адрон-адронное сечение рассчитывается как свертка партон-партонового сечения (подпроцесса) и партонных функций распределения. В рамках коллинеарной факторизации для жесткого режима партонные функции распределения эволюционируют с масштабом $Q \sim p_\perp$ логарифмически согласно уравнениям Докшицера–Грибова–Липатова–Альтарелли–Паризи (ДГЛАП) [1–5]. Уравнения ДГЛАП получены путем суммирования поправок пертурбативной квантовой хромодинамики (КХД), пропорциональным $\alpha_s^n [\ln Q]^n$ — главное логарифмическое приближение (ГЛП) и $\alpha_s^{n+1} [\ln Q]^n$ — следующее за главным логарифмическим приближением (СГЛП), где α_s — константа связи сильного взаимодействия.

В экспериментах при тэвных энергиях, как на Тэватроне и Большом Адронном Коллайдере (БАК), важным становится другой кинематический режим. В этом высокоэнергетическом режиме

поперечный импульс остается много меньшим по сравнению с энергией в системе центра масс, так что $x \rightarrow 0$. В таком режиме важным становится учет членов ряда пертурбативной КХД, пропорциональных $\alpha_s^n [\ln 1/x]^n$ (ГЛП) и $\alpha_s^{n+1} [\ln 1/x]^n$ (СГЛП). Суммирование таких вкладов достигнуто в рамках формализма Балицкого–Фадиной–Кураева–Липатова (БФКЛ) [6–8].

В то время как формализм ДГЛАП хорошо проверен и широко применяется при расчете жестких процессов, результаты экспериментов по обнаружению сигналов эволюции БФКЛ все еще остаются неоднозначными.

2. НАБЛЮДАЕМЫЕ ДЛЯ ПОИСКА ЭФФЕКТОВ БФКЛ

Важным для поиска сигналов эволюции БФКЛ является понимание структуры конечного состояния, которое характерно для этой эволюции и его отличие от конечного состояния характерного для эволюции ДГЛАП. Эволюция ДГЛАП строится на излучении партонов, упорядоченных по поперечному импульсу. Таким образом возникает событие, в котором адронные струи излучаются в основном в центральную область детектора сильно упорядоченные по поперечному импульсу. Центральная область детектора характеризуется малыми быстротами, где быстрота — логарифмическая функция энергии и продольного импульса $y = 0.5 \ln [(E + p_z) / (E - p_z)]$, где E — энергия струи, а p_z — импульс струи вдоль пучка (в экспериментах ось z выбирается вдоль направления

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

²⁾Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

*E-mail: anatolii.egorov@cern.ch

пучка). С другой стороны, в эволюции БФКЛ струи излучаются одного порядка по поперечному импульсу (диффузия по $p_{\perp}$), но сильно упорядоченные по быстрой. Таким образом, измерение рождения адронных струй с большим интервалом быстрой является основным экспериментальным инструментом для поиска эффектов БФКЛ в столкновениях адронов.

Среди наблюдаемых, предложенных теоретиками, использующих рождение пар адронных струй в качестве пробника для обнаружения эволюции БФКЛ, можно выделить три группы. К первой группе относятся сечения и отношения сечений рождения пар адронных струй с большим разделением по быстрой [9–12]. Где разделение по быстрой $\Delta y = |y_1 - y_2|$, y_1 и y_2 — быстрые струй в паре. Ко второй группе относятся азимутальные декорреляции для адронных струй, сильно разделенных по быстрой [13–15]. Эволюция БФКЛ приводит к декорреляции из-за диффузии по $p_{\perp}$, в то время как эволюция ДГЛАП оставляет лидирующие струи (пара струй с максимальными поперечными импульсами) сильно коррелированными из-за $p_{\perp}$ упорядочения. Наконец, к третьей группе относят рождение пар струй с быстрой провалом между ними [16–18]. Где под быстрой провалом понимается широкая по быстрой область детектора, где отсутствует адронная активность в событии. Быстрый провал является сигналом обмена цветовым синглетом, который в формализме БФКЛ называется помероном.

Указанные наблюдаемые измерялись ранее на Тэватроне в экспериментах D0 [19–21] и CDF [22] при $\sqrt{s} = 0.68$ и 1.8 ТэВ, а также на БАК в экспериментах ATLAS [23, 24] и CMS [25–28] при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Эксперименты на БАК представляют уникальную возможность поиска сигналов БФКЛ, так как БАК предоставляет максимально достижимую в ускорительном эксперименте энергию до $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. В то же время CMS предоставляет возможность измерений до $\Delta y = 9.4$, недостижимого в других экспериментах. Исходя из характеристики излучения БФКЛ, так же важно иметь как можно низкие отборы по поперечному импульсу $p_{\perp \min}$. При измерениях на CMS $p_{\perp \min} = 35$ ГэВ.

Результаты сравнения экспериментальных данных с теоретическими расчетами, выполненными в генераторах Монте-Карло (МК) или аналитически, показывают, что ни одна модель, основанная на суммировании логарифмов ДГЛАП, не может полностью описать весь спектр наблюдаемых. Следует отметить, что некоторые модели, такие как RYTHIA [29], основанная на вычислении матричных элементов в лидирующем порядке КХД и эволюции ГЛП ДГЛАП, хорошо согласуется с изме-

рением отношений сечений и плохо с азимутальными декорреляциями, в то время как HERWIG [30], выполняющий расчет в том же приближении, что и RYTHIA, наоборот. Более того, МК-модели, основанные на ДГЛАП суммировании, часто включают поправки, такие как поправки на цветовую когерентность, которые выходят за рамки основного приближения при больших быстрой. Эти поправки, с одной стороны, малы в центральной области (малые быстрые), что в принципе оправдывает их применение, с другой стороны, становятся нестабильными при больших быстрой, что может приводить как к совпадению с данными, так и сильному отклонению от них. Цветовая когерентность приводит к угловому упорядочению в партонном каскаде, что воспроизводит до некоторой степени эффекты БФКЛ. Однако такие поправки на цветовую когерентность не учитывают всех вкладов, важных при больших быстрой, которые последовательно учтены в формализме БФКЛ. К сожалению, не существует МК-модели, основанной на суммировании ДГЛАП, где можно было бы отключить поправки на цветовую когерентность.

Сравнение эксперимента с вычислением БФКЛ часто затруднительно. Поскольку не для всех наблюдаемых известны методы вычисления в СГЛП БФКЛ-приближении. В то же время известно, что ГЛП-приближение БФКЛ дает только качественные предсказания, так как интерсепт померона, управляющий ростом сечений с увеличением быстрой, сильно переоценивается в этом приближении. СГЛП-поправки БФКЛ, с другой стороны, уменьшают интерсепт померона [31]. В случаях, когда расчет СГЛП БФКЛ доступен, он показывает хорошее согласие с экспериментом. Так, СГЛП БФКЛ-расчет доступен для азимутальных декорреляций. ГЛП БФКЛ-расчет с суммированием главных вкладов СГЛП доступен для обмена цветовым синглетом. Сечения и отношения сечений рассчитываются только на основе ГЛП БФКЛ.

Учитывая вышесказанное, становится важным проведение измерений при всех доступных энергиях, поскольку известно, что эволюции ДГЛАП и БФКЛ предсказывают различное поведение с энергией.

В настоящей работе представлены результаты измерения сечений и отношений сечений рождения пар адронных струй с большим разделением по быстрой в протон-протонных столкновениях при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, выполненные на детекторе CMS [32]. А именно представлены следующие величины как функции Δy :

$$\begin{aligned} d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y, \\ d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y, \end{aligned} \quad (1)$$

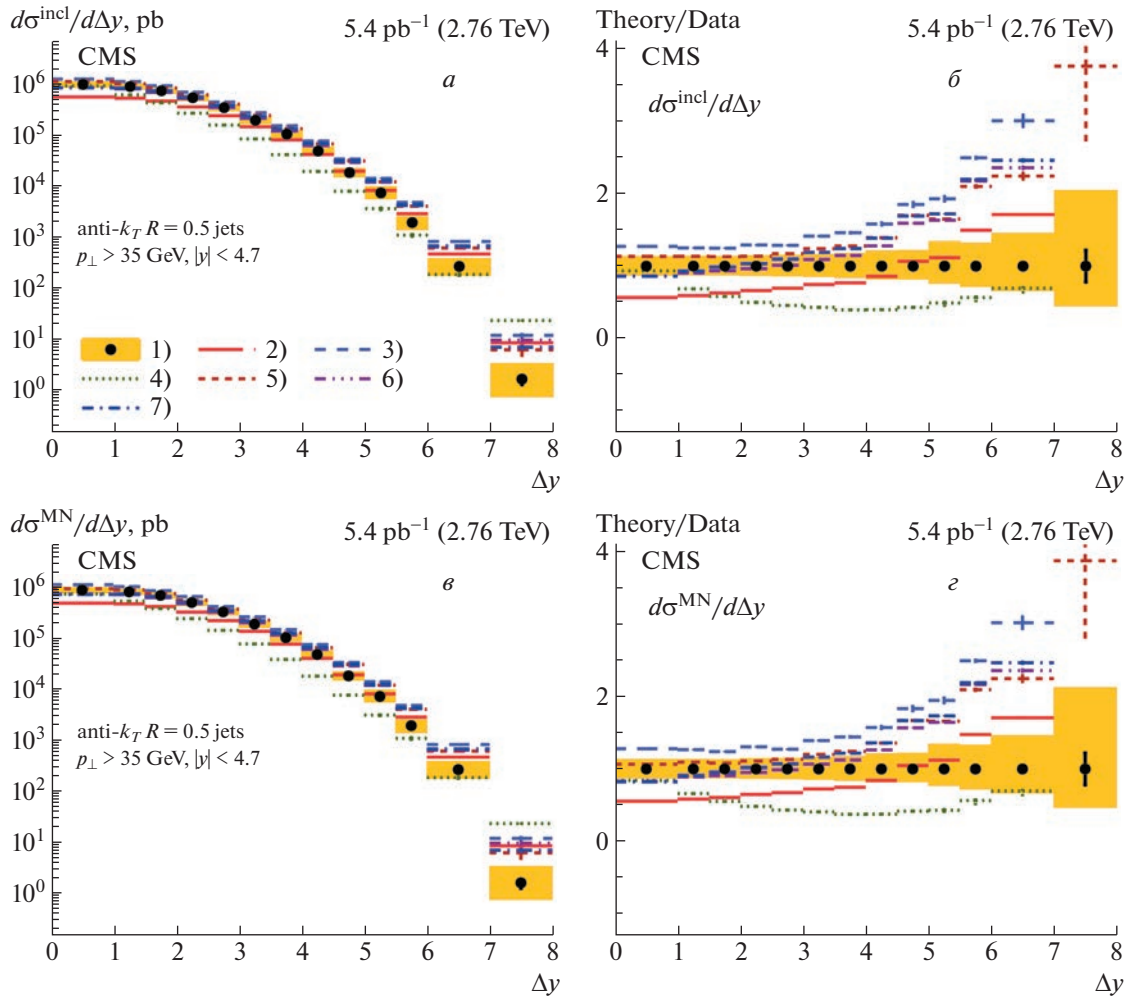


Рис. 1. Дифференциальные сечения (а) и (б) $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$, а также (в) и (з) $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$ рождения пар адронных струй в сравнении с предсказаниями различных моделей [32]; (а) и (в) — измеренные сечения, (б) и (з) — отношения результатов моделирования к данным. 1 — данные; 2 — HERWIG++; 3 — PYTHIA8; 4 — HEJ + ARIADNE; 5 — POWHEG + PYTHIA8; 6 — POWHEG + HERWIG++; 7 — POWHEG + HERWIG7. Для данных точки означают измеренное значение, вертикальные “усы” — статистические неопределенности, желтая полоса — систематические неопределенности измерения. Для результатов моделирования — вертикальные “усы” обозначают статистические неопределенности.

$$R^{\text{incl}} = (d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y) / (d\sigma^{\text{excl}}/d\Delta y),$$

$$R^{\text{MN}} = (d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y) / (d\sigma^{\text{excl}}/d\Delta y),$$

$$R_{\text{veto}}^{\text{incl}} = (d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y) / (d\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}/d\Delta y),$$

$$R_{\text{veto}}^{\text{MN}} = (d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y) / (d\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}/d\Delta y),$$

где σ^{incl} — инклюзивное сечение рождения пар адронных струй. Все попарные комбинации струй среди струй с поперечным импульсом выше $p_{\perp\text{min}}$ дают вклад в сечение. σ^{MN} — сечение Мюллера–Навеле (МН). Пара струй с максимальным Δy среди струй с поперечным импульсом выше $p_{\perp\text{min}}$ дает вклад в МН-сечение. σ^{excl} — “эксклюзивное”

сечение. События только с одной парой струй с поперечным импульсом выше $p_{\perp\text{min}}$ дают вклад в сечение. $\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}$ — “эксклюзивное” с вето-сечение. Только “эксклюзивные” события, которые не имеют дополнительных адронных струй с $p_{\perp} > p_{\perp\text{veto}}$, дают вклад в сечение. В настоящей работе установлены пороги $p_{\perp\text{min}} = 35$ ГэВ и $p_{\perp\text{veto}} = 20$ ГэВ. Быстроты измеренных адронных струй ограничены акцептансом детектора $y < 4.7$. Форвардный калориметр детектора CMS покрывает область до псевдобыстрот $|\eta| < 5.2$. Где псевдобыстрота — логарифмическая функция полярного угла $\eta = -\ln(\tan \theta/2)$. Отступ 0.5 по быстрой сделан, чтобы гарантировать, что вся струя оставит свою энергию в калориметре. Струи восстановлены с помощью алгоритма анти- k_t [33] с параметром

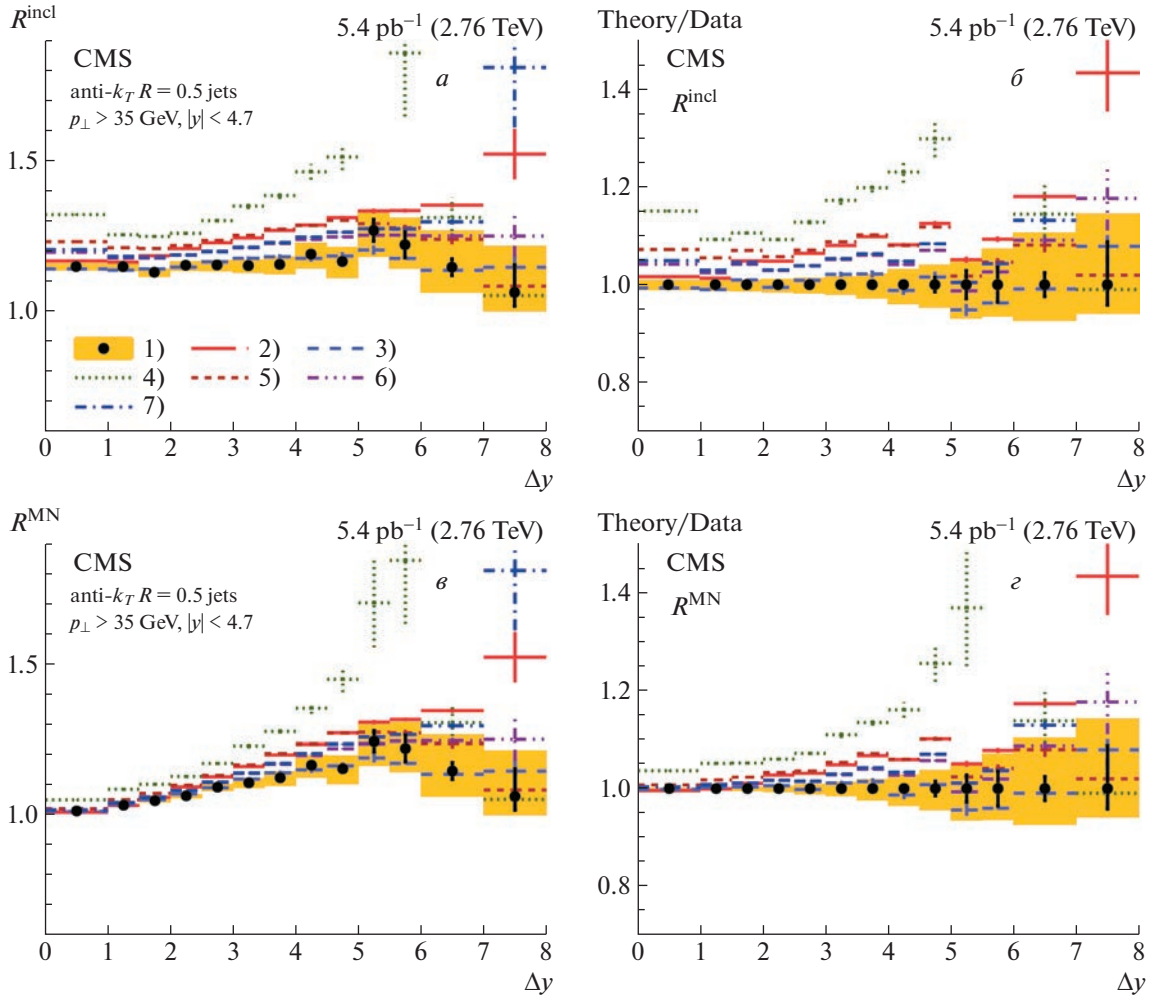


Рис. 2. Отношение дифференциальных сечений (а) и (б) R^{incl} , а также (в) и (г) R^{MN} рождения пар адронных струй в сравнении с предсказаниями различных моделей [32]; (а) и (в) — измеренные отношения, (б) и (г) — отношения результатов моделирования к данным. 1 — данные; 2 — HERWIG++; 3 — PYTHIA8; 4 — HEJ + ARIADNE; 5 — POWHEG + PYTHIA8; 6 — POWHEG + HERWIG++; 7 — POWHEG + HERWIG7. Для данных точки означают измеренное значение, вертикальные “усы” — статистические неопределенности, желтая полоса — систематические неопределенности измерения. Для результатов моделирования — вертикальные “усы” обозначают статистические неопределенности.

размера струи $R = 0.5$ из частиц, восстановленных алгоритмом particle-flow [34]. Более подробную информацию о детекторе CMS можно узнать в [35].

Отношения сечений R^{incl} и R^{MN} были измерены ранее в эксперименте CMS при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [25]. Отбор событий в настоящей работе такой же, как был в предыдущих измерениях, что позволяет выполнить прямое сравнение. Сечения $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$, $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$, а также отношения $R^{\text{incl}}_{\text{veto}}$, $R^{\text{MN}}_{\text{veto}}$ измерены впервые. Как известно, в отношениях сечений многие вклады сокращаются, поэтому различные теоретические модели склонны лучше описывать отношения сечений, чем их абсолютные величины. Поэтому для тестирования моделей необходимо также измерять абсолютные величины сечений. Также применение вето на дополнительную

струйную активность может существенно улучшить чувствительность наблюдаемых к эффектам БФКЛ [11].

3. МОНТЕ-КАРЛО-МОДЕЛИРОВАНИЕ

Моделирование МК использовалось для сравнения результатов измерения с теоретическими моделями. МК-генераторы PYTHIA8 (8.183) [29] и HERWIG++ (2.7.1) [30] предоставляют вычисления в лидирующем порядке по подпроцессу с партонным ливнем, выполненным в ГЛП ДГЛАП. МК-генератор POWHEG (2.0) [36] учитывает поправки, следующие за лидирующим порядком в подпроцессе, однако предоставляет событие только на уровне подпроцесса. Моделиро-

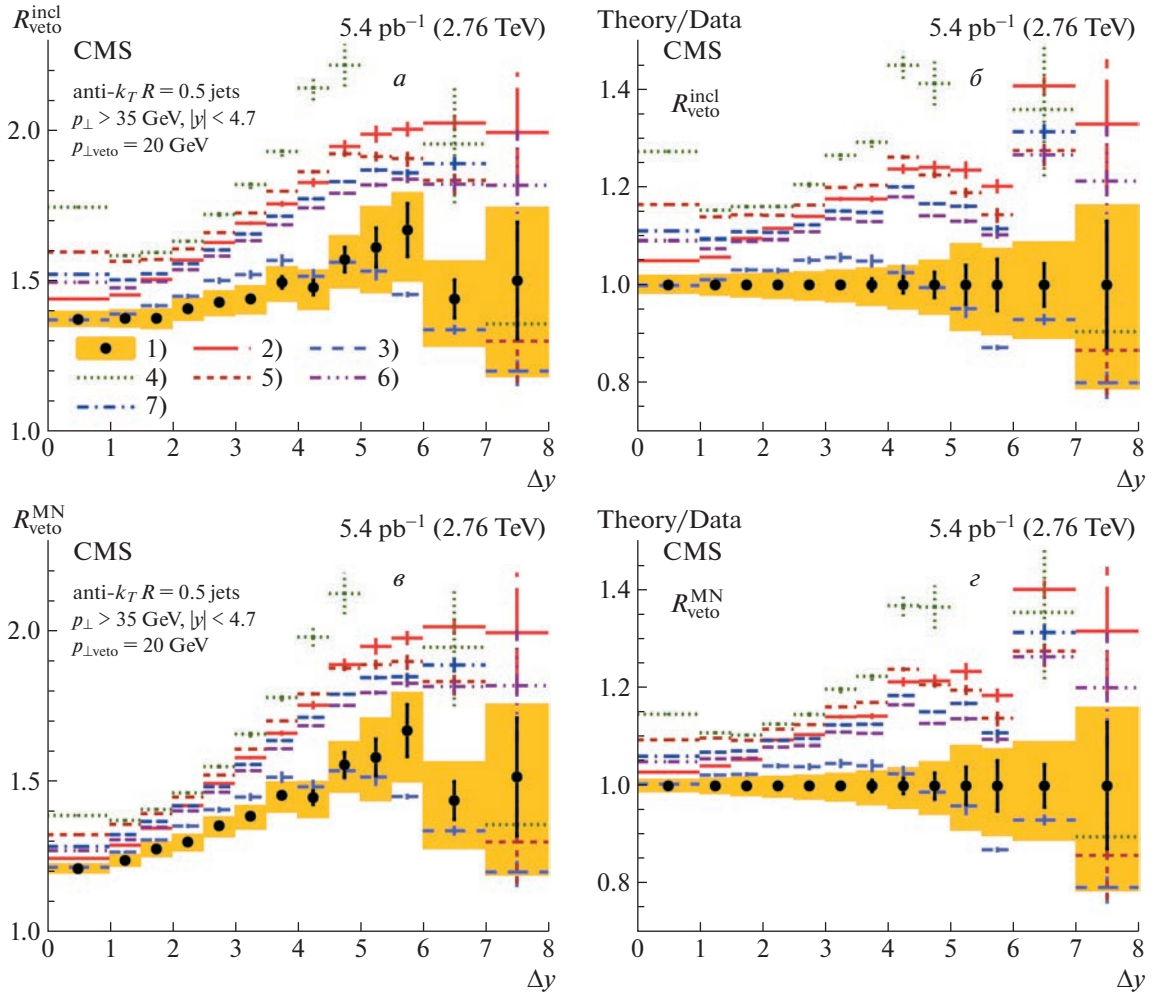


Рис. 3. Отношение дифференциальных сечений (а) и (б) $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$, а также (в) и (г) $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ рождения пар адронных струй в сравнении с предсказаниями различных моделей [32]; (а) и (в) — измеренные отношения, (б) и (г) — отношения результатов моделирования к данным. 1 — данные; 2 — HERWIG++; 3 — PYTHIA8; 4 — HEJ + ARIADNE; 5 — POWHEG + PYTHIA8; 6 — POWHEG + HERWIG++; 7 — POWHEG + HERWIG7. Для данных точки означают измеренное значение, вертикальные «усы» — статистические неопределенности, желтая полоса — систематические неопределенности измерения. Для результатов моделирования — вертикальные «усы» обозначают статистические неопределенности.

вание патронного ливня, многопартонных взаимодействий и адронизации выполнено в основанных на ГЛП ДГЛАП-генераторах PYTHIA8 (8.230), HERWIG++ (2.7.1) и HERWIG7 (7.1.2) [37]. Расчеты, основанные на ГЛП БФКЛ, предоставляются на партонном уровне МК-генератором HEJ (1.4.0) [38], далее адронизация выполняется в МК-генераторе ARIADNE (4.12J01) [39].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты измерения дифференциальных сечений $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$ и $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$ в сравнении с предсказаниями МК-моделей представлены на рис. 1. Как видно из рис. 1, измеренные сечения не описываются ни одной из использованных МК-моделей.

PYTHIA8 переоценивает сечения, в то время как HERWIG недооценивает сечения при $\Delta y < 4$ и переоценивает при $\Delta y > 5$. HEJ + ARIADNE недооценивает сечения практически на всем доступном промежутке Δy и переоценивает их в последнем бине. Включение поправок, следующих за лидирующим порядком в партонном подпроцессе с помощью МК-генератора POWHEG, улучшает согласие для сечений в области $\Delta y < 4$, однако переоценивает сечение в области больших Δy .

Отношения сечений R^{incl} и R^{MN} , представленные на рис. 2, лучше всего согласуются с основанным на ГЛП-приближении ДГЛАП генератором PYTHIA. Схожая ситуация наблюдалась в CMS измерениях при 7 ТэВ [25]. Основанный на том же приближении генератор HERWIG силь-

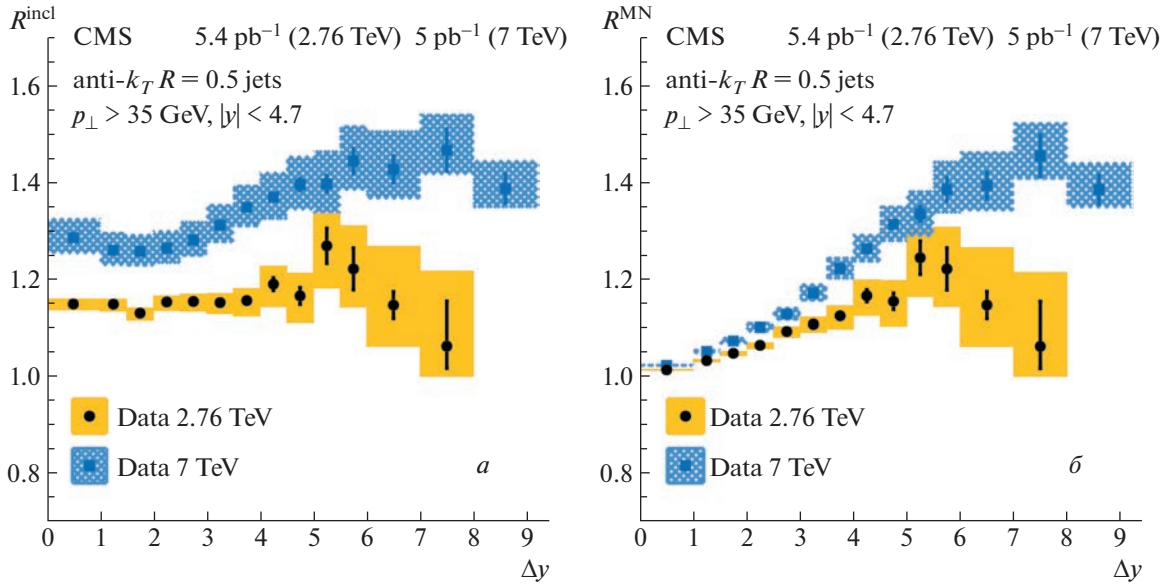


Рис. 4. Отношения дифференциальных сечений (а) R^{incl} и (б) R^{MN} рождения пар адронных струй, измеренные при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ [32] и при 7 ТэВ [25]. Точки — измеренное значение, вертикальные “усы” — статистические неопределенности, полосы — систематические неопределенности измерения.

но переоценивает данные для отношений R^{incl} и R^{MN} . Сильная разница в предсказаниях PYTHIA и HERWIG говорит о нестабильности поправок на цветовую когерентность при больших быстройтах. Учет поправок, следующих за лидирующим порядком, в POWHEG не приводит к улучшению согласия теоретической модели с измерениями, хотя разница между POWHEG + PYTHIA и POWHEG + HERWIG не такая сильная, как для PYTHIA и HERWIG, что говорит о важности первого излучения для измеренных наблюдаемых. Генератор HEJ + ARIADNE, основанный на ГЛП БФКЛ, сильно переоценивает рост отношений с Δy , что ожидаемо, так как ГЛП БФКЛ переоценивает интерсепт померона. Подобные наблюдения были и в измерениях CMS при 7 ТэВ [25].

Отношения сечений с вето $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$ и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$, представленные на рис. 3, также лучше всего описываются генератором PYTHIA. Однако заметно локальное отклонение результатов расчета в PYTHIA от измерений в области $1.5 < \Delta y < 4$, а также отличие от данных по форме отношения, что может быть связано с эффектами БФКЛ. Сравнение результатов других МК-моделей с данными схоже с таковыми для R^{incl} и R^{MN} .

Сравнение результатов измерений R^{incl} и R^{MN} для энергий 2.76 ТэВ [32] и 7 ТэВ [25], измеренных на эксперименте CMS, представлено на рис. 4. Как видно из рисунка, отношения сечений выше при более высокой энергии, что говорит о более интенсивном излучении, что отражает динамику

БФКЛ. Большая энергия позволяет также достигать больших Δy .

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты измерений сечений и отношений сечений рождения пар адронных струй с большим разделением по быстройте при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, выполненные на эксперименте CMS [32] БАК. Результаты представлены в сравнении с предсказаниями различных МК-моделей, основанных как на эволюции ДГЛАП, так и эволюции БФКЛ. Настоящие результаты могут быть указаниями на проявления эволюции БФКЛ и являются дополнительными ко всем предыдущим измерениям. Однако для построения более четких выводов необходимо иметь расчеты в СГЛП БФКЛ, а также “чистые” вычисления ДГЛАП (без введения цветовой когерентности). Также необходимы измерения при других доступных на БАК энергиях. Табулированные результаты настоящего измерения представляются на сайте HEPData [40].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. Н. Грибов, Л. Н. Липатов, ЯФ **15**, 781 (1972) [Sov. J. Nucl. Phys. **15**, 438 (1972)].
2. В. Н. Грибов, Л. Н. Липатов, ЯФ **15**, 1218 (1972) [Sov. J. Nucl. Phys. **15**, 1218 (1972)].
3. Л. Н. Липатов, ЯФ **20**, 181 (1974) [Sov. J. Nucl. Phys. **15**, 94 (1974)].
4. G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. B **126**, 298 (1977).

5. Ю. Л. Докшицер, ЖЭТФ **73**, 1216 (1977) [Sov. Phys. JETP **46**, 641 (1977)].
6. Е. А. Кураев, Л. Н. Липатов, В. С. Фадин, ЖЭТФ **71**, 840 (1976) [Sov. Phys. JETP **44**, 443 (1976)].
7. Е. А. Кураев, Л. Н. Липатов, В. С. Фадин, ЖЭТФ **72**, 377 (1977) [Sov. Phys. JETP **45**, 199 (1977)].
8. Я. Я. Балицкий, Л. Н. Липатов, ЯФ **28**, 1597 (1978) [Sov. J. Nucl. Phys. **28**, 822 (1978)].
9. A. H. Mueller and H. Navelet, Nucl. Phys. B **282**, 727 (1987).
10. V. T. Kim and G. B. Pivovarov, Phys. Rev. D **53**, 6 (1996).
11. V. B. Gavrilov, V. T. Kim, V. A. Murzin, V. A. Oreshkin, G. B. Pivovarov, I. Yu. Pozdnyakov, and G. B. Safronov, Nucl. Phys. B **245**, 153 (2013).
12. А. Ю. Егоров, Я. А. Бердников, НТВ СПбГПУ **12**, 121 (2019) [St. Petersburg Polytech. State Univ. J. Phys. Math. **12**, 121 (2019)].
13. V. Del Duca and C. R. Schmidt, Phys. Rev. D **49**, 177 (1994).
14. W. J. Stirling, Nucl. Phys. B **423**, 56 (1994).
15. A. Sabio Vera and F. Schwennsen, Nucl. Phys. B **776**, 170 (2007).
16. A. H. Mueller and W. K. Tang, Phys. Lett. B **284**, 123 (1992).
17. R. Engerg, G. Ingelman, and L. Motyka, Phys. Lett. B **524**, 273 (2002).
18. O. Kepka, C. Marquet, and C. Royon, Phys. Rev. D **83**, 034036 (2011).
19. D0 Collab. (B. Abbot *et al.*), Phys. Rev. Lett. **84**, 5722 (2000).
20. D0 Collab. (B. Abbot *et al.*), Phys. Rev. Lett. **77**, 595 (1996).
21. D0 Collab. (B. Abbot *et al.*), Phys. Lett. B **440**, 189 (1998).
22. CDF Collab. (F. Abe *et al.*), Phys. Rev. Lett. **80**, 1156 (1998).
23. ATLAS Collab. (G. Aad *et al.*), JHEP **1109**, 053 (2011).
24. ATLAS Collab. (G. Aad *et al.*), Eur. Phys. J. C **74**, 3117 (2014).
25. CMS Collab. (S. Chatrchyan *et al.*), Eur. Phys. J. C **72**, 2216 (2012).
26. CMS Collab. (V. Khachatryan *et al.*), JHEP **2016**, 139 (2016).
27. CMS Collab. (A. M. Sirunyan *et al.*), Eur. Phys. J. C **78**, 242 (2018).
28. CMS Collab. (A. M. Sirunyan *et al.*), Phys. Rev. D **104**, 032009 (2021).
29. T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, Comput. Phys. Commun. **178**, 852 (2008).
30. M. Bähr, S. Gieseke, M. A. Gigg, D. Grellscheid, K. Hamilton, O. Latunde-Dada, S. Plätzer, P. Richardson, M. H. Seymour, A. Sherstnev, and B. R. Webber, Eur. Phys. J. C **58**, 639 (2008).
31. S. J. Brodsky, V. S. Fadin, V. T. Kim, L. N. Lipatov, and G. B. Pivovarov, JETP Lett. **70**, 155 (1999).
32. CMS Collab. (A. Tumasyan *et al.*), JHEP **2022**, 189 (2022).
33. M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, JHEP **0804**, 063 (2008).
34. CMS Collab. (A. M. Sirunyan *et al.*), JINST **12**, P10003 (2017).
35. CMS Collab. (S. Chatrchyan *et al.*), JINST **3**, S08004 (2008).
36. S. Alioli, K. Hamilton, P. Nason, C. Oleari, and E. Re, JHEP **2011**, 81 (2011).
37. J. Bellm, S. Gieseke, D. Grellscheid, S. Plätzer, M. Rauch, Ch. Reuschle, P. Richardson, P. Schichtel, M. H. Seymour, A. Siódmok, A. Wilcock, N. Fisher, M. A. Harrendorf, G. Nail, A. Papaefstathiou, and D. Rauch, Eur. Phys. J. C **76**, 196 (2016).
38. J. R. Andersen and J. M. Smillie, JHEP **2011**, 10 (2011).
39. L. Lönnblad, Comput. Phys. Commun. **71**, 15 (1992).
40. HEPData record for this analysis, <https://doi.org/10.17182/hepdata.113660> (2021)

DIJET EVENTS WITH LARGE RAPIDITY SEPARATION IN PROTON-PROTON COLLISIONS AT $\sqrt{s} = 2.76$ TeV WITH CMS DETECTOR

A. Iu. Egorov^{1),2)} on behalf of the CMS Collaboration

¹⁾NRC “Kurchatov Institute” — PNPI, Gatchina, Russia

²⁾Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia

The measurements of cross sections and their ratios for dijet production as function of rapidity separation between jets in dijet in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV are presented. The measurements are performed with the CMS detector at the Large Hadron Collider. The measured observables are sensitive to the high-energy effects of Balitsky–Fadin–Kuraev–Lipatov (BFKL) evolution. Results are compared to the predictions of various Monte Carlo models based on high-energy BFKL evolution, as well as on the evolution of Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi for hard processes.

ЭЛЛИПТИЧЕСКИЙ ПОТОК ДЛЯ π^0 -МЕЗОНОВ В АСИММЕТРИЧНОЙ СИСТЕМЕ СТОЛКНОВЕНИЙ $\text{Cu} + \text{Au}$ ПРИ $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ

© 2023 г. Е. В. Банников^{1)*}, А. Я. Бердников¹⁾, Я. А. Бердников¹⁾,
Д. О. Котов¹⁾, Ю. М. Митранков¹⁾, М. М. Митранкова¹⁾, Д. М. Ларионова¹⁾

Поступила в редакцию 21.09.2022 г.; после доработки 21.09.2022 г.; принята к публикации 22.09.2022 г.

Эллиптический поток является одной из основных наблюдаемых, характеризующих коллективные эффекты на начальной стадии формирования кварк-глюонной плазмы в столкновениях ультрарелятивистских ядер. Выходы π^0 -мезонов измеримы вплоть до больших значений поперечного импульса, поэтому измерение эллиптических потоков для π^0 -мезонов является эффективным способом исследования свойств кварк-глюонной плазмы. Измерение эллиптических потоков в асимметричных системах столкновений позволяет изучить зависимость эллиптического потока от начальной геометрии системы. В данной работе рассмотрены две методики измерения эллиптического потока для π^0 -мезонов в асимметричной системе столкновений $\text{Cu} + \text{Au}$ при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ.

DOI: 10.31857/S0044002723010087, EDN: QZYAAR

1. ВВЕДЕНИЕ

К концу XX в. перед Квантовой Хромодинамикой (КХД) возник фундаментальный вопрос: какие свойства будет иметь материя при экстремально высокой плотности энергии, где кварки и глюоны находятся в состоянии деконфаймента? Впоследствии такое состояние было названо кварк-глюонной плазмой (КГП) [1]. Считается, что Вселенная в первые моменты существования находилась в состоянии КГП, поэтому изучение свойств КГП стало одной из ключевых задач физики высоких энергий. В лабораторных условиях КГП может образовываться в столкновении ультрарелятивистских ядер, при которых достигается необходимая плотность энергии для формирования КГП (порядка 1 ГэВ/см³) [2].

Для того чтобы описать геометрию столкновения ядер, определяются такие основные характеристики столкновения, как центральность и плоскость реакции. В результате столкновения ядер все нуклоны делятся на две группы: нуклоны-участники — те, что провзаимодействовали друг с другом, и нуклоны-наблюдатели, которые в столкновении не участвовали. Количество нуклонов-участников и нуклонов-наблюдателей определяется областью перекрытия ядер. Для оценки размера области перекрытия ядер используется понятие центральности. Центральность столкновения определяется с помощью модели Глаубера [3].

Другой геометрической характеристикой ядерного столкновения является плоскость реакции. Она задается осью пучка и прицельным параметром, который равен расстоянию между центрами сталкивающихся ядер.

Согласно гидродинамической модели КГП [4] при нецентральной столкновении двух ядер образуется зона их перекрытия в виде эллипса, которая может рассматриваться как капля почти идеальной жидкости (отношение вязкости к энтропии $\eta/s \geq 1/4\pi$) [5]. Следовательно, в образованном эллипсоиде будет создаваться градиент давления, направленный из центра к поверхности. Максимальная величина градиента давления образуется в поперечном направлении, где расстояние между центром и поверхностью зоны перекрытия ядер минимальное. Под действием сформированного градиента давления начальная пространственная анизотропия частиц преобразуется в конечную импульсную анизотропию. Величиной, характеризующей анизотропию движения частиц в поперечном направлении, является эллиптический поток (v_2):

$$v_2 = \left\langle \frac{p_x^2 - p_y^2}{p_x^2 + p_y^2} \right\rangle, \quad (1)$$

где p_x — импульс частицы в направлении “ x ”, а p_y — в направлении “ y ”.

Эллиптический поток количественно определяется как второй коэффициент разложения распределения азимутального угла (φ) частицы по попе-

¹⁾ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

*E-mail: bannikov.ev.21@gmail.com

речному импульсу (p_T) в ряд Фурье:

$$f(\varphi, p_T) \propto 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n(p_T) \cos(n\varphi), \quad (2)$$

где для эллиптического потока $n = 2$ [6].

Выбор π^0 -мезонов в качестве изучаемых частиц обусловлен тем, что их выходы хорошо измеримы вплоть до больших значений поперечного импульса ($p_T > 5$ ГэВ/с).

Измерение значений эллиптического потока для π^0 -мезонов в асимметричных столкновениях Cu + Au и сравнение их с аналогичными значениями в симметричных столкновениях Au + Au [7] позволяют изучить зависимость эллиптического потока для π^0 -мезонов от начальной геометрии сталкивающейся системы [8].

Данная работа посвящена изучению эллиптического потока для π^0 -мезонов в асимметричной системе столкновений Cu + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ как функции их поперечного импульса.

2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальные данные для настоящей работы были получены с помощью детектора PHENIX на коллайдере RHIC в 2012 г. [9].

Детектор PHENIX на момент сбора используемых в настоящей работе данных состоял из двух центральных плеч (восточное и западное), охватывающих диапазон по псевдобыстроте $|\eta| < 0.35$ и 90° по азимутальному углу, и из двух мюонных плеч (северное и южное).

Измерение выходов π^0 -мезонов проводится в канале распада $\gamma\gamma$. Регистрация γ -квантов осуществляется с помощью электромагнитного калориметра (EMCal), состоящего из четырех секторов в восточном плече и четырех в западном [10]. Классификация события по центральности осуществляется с помощью счетчиков ядро-ядерных столкновений (BBC), с помощью которых определяется множественность заряженных частиц [11].

Регистрируемые в электромагнитном калориметре фотоны комбинируются в пары. Распределение по инвариантной массе получается путем определения инвариантной массы каждой пары фотонов из кинематики распада двух частиц. Полученное распределение состоит из сигнала π^0 -мезона и комбинаторного фона, который включает в себя коррелированную и некоррелированную части. Вклад некоррелированной части оценивается с помощью метода смешивания событий, суть которого заключается в смешивании двух фотонов из разных событий с близкими значениями центральности и вершины столкновения [12]. После

этого некоррелированная часть фона нормируется на распределение сигнала в диапазоне, не содержащем π^0 -мезонного сигнала. Полученная величина некоррелированного фона вычитается из величины сигнала π^0 -мезона. Коррелированный фон параметризуется полиномом третьей степени. В результате вычитания величины коррелированного фона остается только полезный сигнал π^0 -мезона, который аппроксимируется функцией Гаусса. Значение выхода π^0 -мезонов определяется с помощью интегрирования полученного сигнала π^0 -мезона.

Для измерения эллиптического потока существует несколько методов. В данной работе использовались “метод вычитания” [13] и “метод аппроксимации инвариантной массы” [14].

Суть первого метода состоит в измерении эллиптического потока с помощью аппроксимации зависимости величины выходов π^0 -мезонов (dN) от азимутального угла относительно плоскости реакции ($\varphi - \Psi_{\text{ПР}}$). Распределения инвариантной массы пар фотонов строятся в шести диапазонах по азимутальному углу ($\varphi - \Psi_{\text{ПР}}$) в интервале от нуля до $\pi/2$ для каждой центральности и для каждого диапазона по поперечному импульсу. В каждом распределении измеряется выход π^0 -мезонов. Значение эллиптического потока извлекается из аппроксимации $dN/(\varphi - \Psi_{\text{ПР}})$ с помощью функции $dN/(\varphi - \Psi_{\text{ПР}}) = N(1 + 2v_2 \cos[2(\varphi - \Psi_{\text{ПР}})])$ [15], где N — нормировочная постоянная.

Во втором методе значения эллиптических потоков извлекаются из аппроксимации их функций от инвариантной массы ($\nu_2^{\text{пар}}$). Эллиптический поток сигнала состоит из ν_2 сигнала π^0 -мезонов ($\nu_2^{\text{сигнал}}$) и фона ($\nu_2^{\text{фон}}$). Для измерения $\nu_2^{\text{сигнал}}$ определяется доля пар фотонов сигнала ($N_{\text{сигнал}}$) от общего количества пар ($N_{\text{пар}}$) в каждом диапазоне по инвариантной массе ($M_{\text{инв}}$). Распределение эллиптического потока аппроксимируется следующей функцией:

$$\begin{aligned} \nu_2^{\text{пар}}(M_{\text{инв}}) &= \\ &= \nu_2^{\text{сигнал}} N_{\text{сигнал}} / N_{\text{пар}}(M_{\text{инв}}) + \\ &+ \nu_2^{\text{фон}} (1 - N_{\text{сигнал}} / N_{\text{пар}}(M_{\text{инв}})). \end{aligned} \quad (3)$$

Для определения значений $\nu_2^{\text{фон}}$ используется квадратичная параметризация. Таким образом, искомые значения $\nu_2^{\text{сигнал}}$ извлекаются из полученной аппроксимации эллиптического потока $\nu_2^{\text{пар}}(M_{\text{инв}})$.

Поскольку число регистрируемых частиц конечно, то разрешение по углу ограничено. Для устранения этого ограничения полученные значения эллиптического потока корректируются на величину разрешения плоскости события [6].

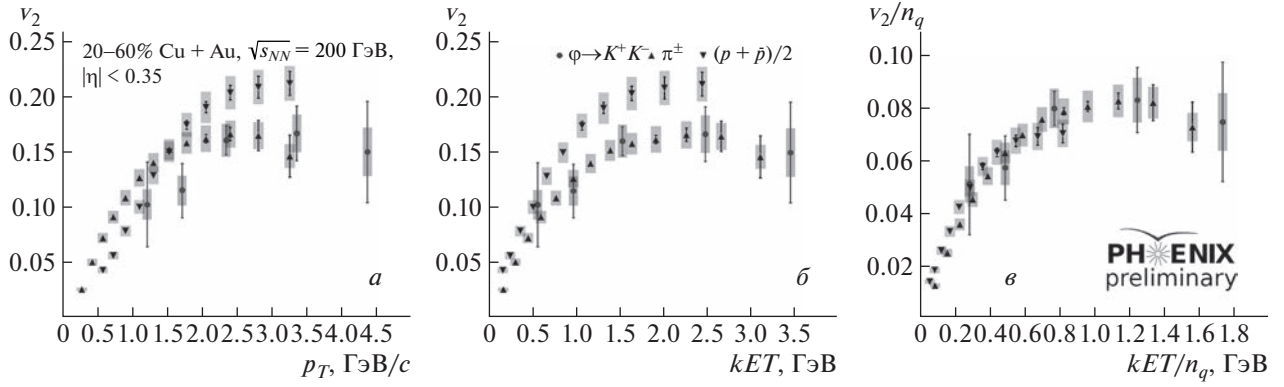


Рис. 1. Зависимости величин эллиптического потока для φ -, $\pi^\pm$ -мезонов и для $p/\bar{p}$ от поперечного импульса (а), кинетической энергии (б) и от кинетической энергии, нормированные на число кварков (в), в столкновениях Cu + Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ для центральности 20–60%.

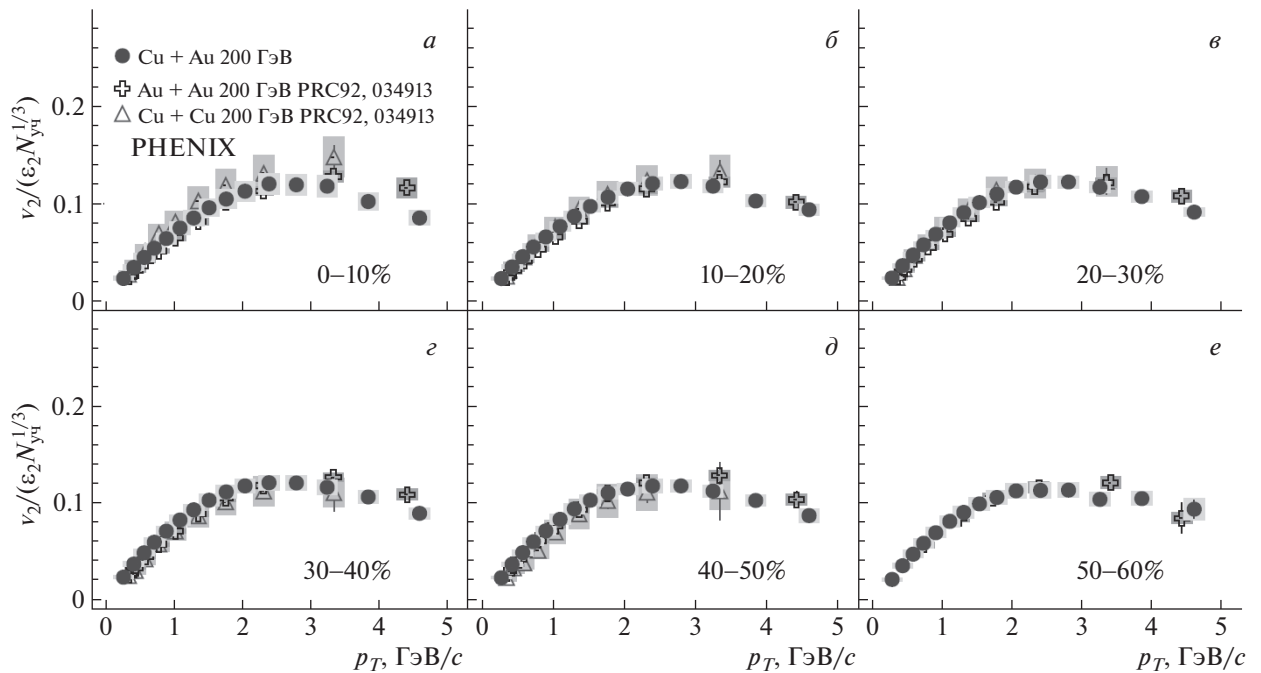


Рис. 2. Зависимости величин эллиптического потока для заряженных адронов от поперечного импульса в столкновениях Cu + Au, Au + Au и Cu + Cu при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ для шести классов событий по центральности, масштабированные на n_q .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты измерения эллиптического потока для φ -, $\pi^\pm$ -мезонов и для $p/\bar{p}$ как функции от p_T и от кинетической энергии (kE_T) в системе столкновений Cu + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, а также эти же значения, но нормированные на число кварков (n_q), представлены на рис. 1 [16]. Для этих частиц в системе Cu + Au было обнаружено, что нормирование измеренных значений на количество кварков приводит к совпадению значений v_2/n_q с учетом неопределенностей. Этот факт указывает на

то, что значения v_2/n_q не зависят от числа кварков и, следовательно, азимутальная анизотропия может начинать образовываться уже на кварковом уровне.

На рис. 2 представлены значения эллиптического потока для заряженных адронов как функция от p_T в системах столкновений Cu + Cu, Cu + Au и Au + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, нормированные на эксцентриситет ядер-участников и кубический корень от числа ядер-участников ($\epsilon_2 N_{уч}^{1/3}$) в шести классах событий по центральности [17]. Было обнаружено, что значения $v_2/\epsilon_2 N_{уч}^{1/3}$ для заряженных

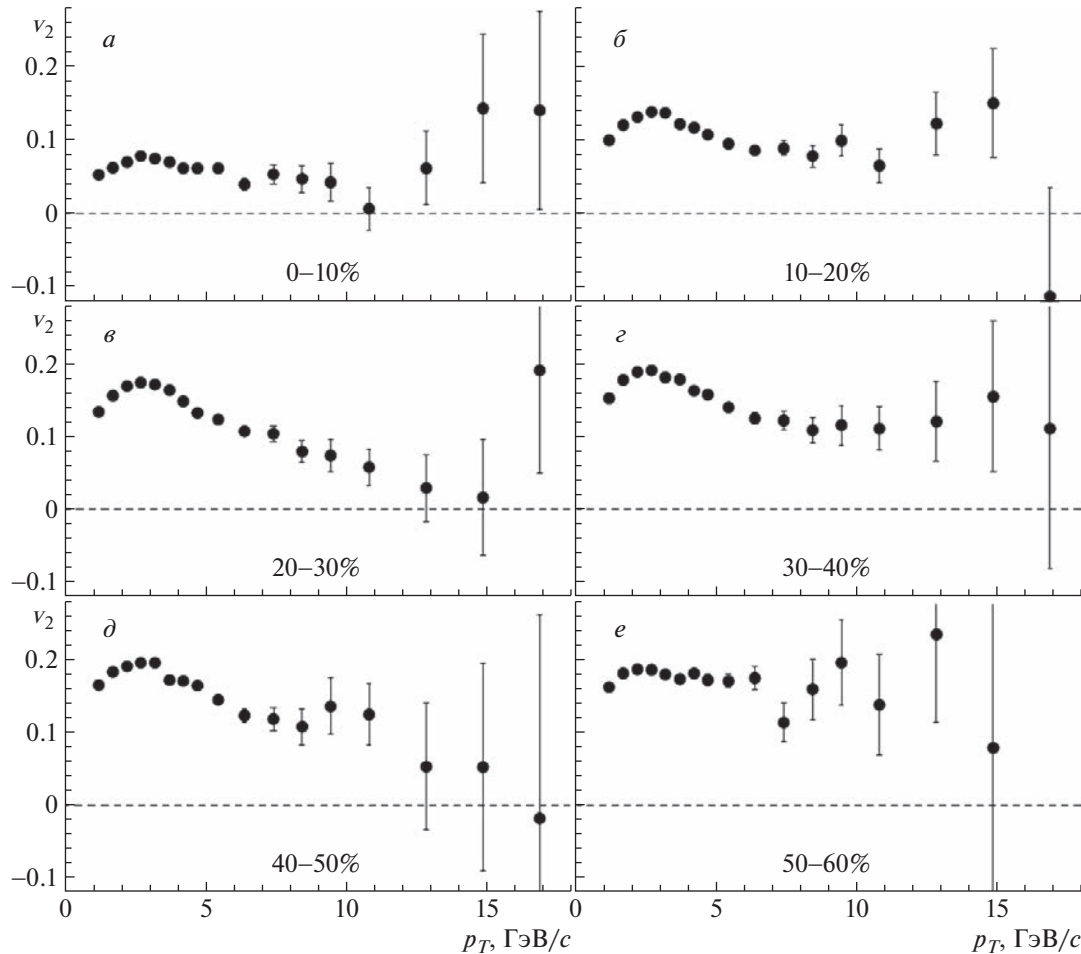


Рис. 3. Зависимости величин эллиптического потока для π^0 -мезонов от поперечного импульса в столкновениях Au + Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ для шести классов событий по центральности.

адронов в разных системах столкновений Cu + Cu, Cu + Au и Au + Au совпадают с учетом неопределенностей.

На рис. 3 приведены значения v_2 для π^0 -мезонов в столкновениях Au + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Из рисунка видно, что эллиптический поток для π^0 -мезонов хорошо измерим до высоких значений по поперечному импульсу ($p_T > 5$ ГэВ/с).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были описаны две методики измерения эллиптического потока для π^0 -мезонов в асимметричной системе столкновений Cu + Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

Были представлены и проанализированы результаты по измерению эллиптического потока, полученные коллаборацией PHENIX. Было обнаружено, что значения эллиптического потока для π^0 -мезонов масштабируются на количество кварков, эксцентриситет ядер-участников и кубический корень числа ядер-участников.

Зависимость эллиптического потока от сорта частицы может быть учтена с помощью масштабирования v_2 на n_q , а зависимость от начальной геометрии системы столкновений — с помощью масштабирования v_2 на $\varepsilon_2 N_{\text{уч}}^{1/3}$.

Кроме того, значения v_2 для π^0 при высоких значениях $p_T > 5$ ГэВ/с не равны нулю, что находится в соответствии с моделями КГП, учитывающими эффект гашения струй [18].

Работа частично поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации в рамках программы стратегического академического лидерства “Приоритет 2030” (Договор № 075-15-2021-1333 от 30.09.2021).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. H. Buesching *et al.*, Nucl. Part. Phys. **31**, 473 (2005).
2. R. Seto, Act. Phys. Pol. B **36**, 525 (2005).
3. M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders, and P. Steinberg, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **57**, 205 (2007).

4. PHENIX Collab. (K. Adcox, S. S. Adler, S. Afanasiev, C. Aidala, N. N. Ajitanand, Y. Akiba, A. Al-Jame, J. Alexander, R. Amirkas, K. Aoki, L. Aphecetche, Y. Arai, R. Armendariz, S. H. Aronson, R. Averbeck, T. C. Awes, *et al.*), Nucl. Phys. A **757**, 184 (2005).
5. G. Policastro, D. T. Son, and A. O. Starinets, Phys. Rev. Lett. **87**, 081601 (2001).
6. A. Poskanzer and S. Voloshin, Phys. Rev. C **58**, 1671 (1998).
7. A. Adare, S. Afanasiev, C. Aidala, N. N. Ajitanand, Y. Akiba, H. Al-Bataineh, J. Alexander, A. Angerami, K. Aoki, N. Apadula, Y. Aramaki, E. T. Atomssa, R. Averbeck, T. C. Awes, B. Azmoun, V. Babintsev, *et al.*, Phys. Rev. C **88**, 064910 (2013).
8. R. Snellings, New J. Phys. **13**, 055008 (2011).
9. K. Adcox, S. S. Adler, M. Aizama, N. N. Ajitanand, Y. Akiba, H. Akikawa, J. Alexander, A. Al-Jamel, M. Allen, G. Alley, R. Amirkas, L. Aphecetche, Y. Arai, J. B. Archuleta, J. R. Archuleta, R. Armendariz, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **499**, 469 (2003).
10. L. Aphecetche, T. C. Awes, J. Banning, S. Bathe, A. Bazilevsky, S. Belikov, S. T. Belyaev, C. Blume, M. Bobrek, D. Bucher, V. Bumazhnov, H. Büsching, S. Chernichenkov, V. Cianciolo, M. Cutshaw, D. G. D'Enterria, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **499**, 521 (2003).
11. A. Adare *et al.* (PHENIX Collab.), Phys. Rev. C **78**, 044902 (2008).
12. Drijard, Daniel, H. G. Fischer, and T. Nakada, Nucl. Instrum. Methods A **225**, 367 (1984).
13. S. Afanasiev *et al.* (PHENIX Collab.), Phys. Rev. C **80**, 024909 (2009).
14. N. Borghini and J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. C **70**, 064905 (2004).
15. J. Barrette, R. Bellwied, S. Bennett, P. Braun-Munzinger, W. C. Chang, W. E. Cleland, M. Clemen, J. Cole, T. M. Cormier, G. David, J. Dee, O. Dietzsch, M. Drigert, J. R. Hall, T. K. Hemmick, N. Herrmann, *et al.*, Phys. Rev. C **56**, 2336 (1997).
16. Iu. Mitrankov, E. V. Bannikov, A. Ya. Berdnikov, Ya. A. Berdnikov, and D. O. Kotov, J. Phys.: Conf. Ser. **2103**, 012133 (2021).
17. A. Adare *et al.* (PHENIX Collab.), Phys. Rev. C **94**, 064901 (2016).
18. M. Oldenburg, in *Proceedings of the 14th Topical Conference on Hadron Collider Physics* (2002), p. 215.

ELLIPTIC FLOW FOR π^0 MESONS IN ASYMMETRIC Cu + Au COLLISION SYSTEM AT $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV

**E. V. Bannikov¹⁾, A. Ya. Berdnikov¹⁾, Ya. A. Berdnikov¹⁾, D. O. Kotov¹⁾, Iu. M. Mitrankov¹⁾,
M. M. Mitrankova¹⁾, D. M. Larionova¹⁾**

¹⁾*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, Saint-Petersburg, Russia*

The elliptic flow is one of the main observables that characterize the collective effects at the initial stage of the formation of quark–gluon plasma in collisions of ultrarelativistic nuclei. The π^0 meson yields are measurable up to high values of the transverse momentum, so the measurement of elliptic flow for π^0 mesons is an effective way to study the properties of quark–gluon plasma. The measurement of elliptic flows in asymmetric collision systems makes it possible to study the dependence of the elliptical flow on the initial geometry of the system. This work presents two methods to measure elliptic flow for π^0 mesons in asymmetric Cu + Au collision system at the energy $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV as a function of the transverse momentum.

ВЛИЯНИЕ ФУНКЦИЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРТОНОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР НА РОЖДЕНИЕ ϕ -МЕЗОНА

© 2023 г. М. М. Митранкова^{1)*}, Е. В. Банников¹⁾, А. Я. Бердников¹⁾,
Я. А. Бердников¹⁾, Д. О. Котов¹⁾, Ю. М. Митранков¹⁾, Д. М. Ларионова¹⁾

Поступила в редакцию 22.09.2022 г.; после доработки 22.09.2022 г.; принята к публикации 23.09.2022 г.

В работе проведено изучение влияния функций распределения партонов на рождение ϕ -мезонов в столкновениях $p + \text{Al}$, $p + \text{Au}$, $d + \text{Au}$ и $^3\text{He} + \text{Au}$ при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Представлено сравнение результатов, измеренных в эксперименте PHENIX, с расчетами, выполненными с помощью генератора PYTHIA с использованием различных наборов функций распределения партонов (PYTHIA/Angantyr, PYTHIA + nCTEQ15, PYTHIA + EPPS16). На рождение ϕ -мезонов в столкновениях $p/d/^3\text{He} + \text{Au}$, помимо ядерных модификаций функций распределения партонов, может оказывать влияние дополнительный физический механизм.

DOI: 10.31857/S0044002723010361, EDN: RFQZYI

1. ВВЕДЕНИЕ

Опытное наблюдение кварк-глюонной плазмы (КГП) [1], состояния ядерной материи, в которой партоны не связаны внутри адронов, неоднократно проводилось в столкновениях релятивистских тяжелых ядер (таких как $\text{Cu} + \text{Cu}$, $\text{Au} + \text{Au}$ [2] и $\text{Cu} + \text{Au}$, $\text{U} + \text{U}$ [3]) на Коллайдере релятивистских тяжелых ионов (RHIC, БНЛ) при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

Одним из способов исследования физических процессов, протекающих при столкновении релятивистских ядер, является изучение особенностей рождения адронов во взаимодействиях ядер [4]. Образование фазы КГП в системе столкновения ядер можно наблюдать посредством проявления различных эффектов в спектрах рождения адронов. К эффектам, свидетельствующим об образовании фазы КГП, относятся увеличенный выход частиц, содержащих (анти)странные кварки [5], и эффект гашения струй [6]. Векторный ϕ -мезон состоит из s - и $\bar{s}$ -кварков, и его выходы измеримы в области больших поперечных импульсов (до 7 ГэВ/с), благодаря чему рождение ϕ -мезона чувствительно как к увеличенному выходу странности, так и к эффекту гашения струй [7]. Основные свойства и характеристики векторного ϕ -мезона представлены в табл. 1 [9].

Помимо эффектов, вызванных образованием КГП, на рождение адронов при столкновении ядер также оказывают влияние и эффекты холодной ядерной материи [10], обусловленные в основном ядерной модификацией функций распределения партонов (ФРП) [11] в нуклонах. Таким образом, для достоверного установления наличия фазы КГП необходимо детальное исследование эффектов холодной ядерной материи и отделения их от эффектов КГП.

Согласно расчетам квантовой хромодинамики (КХД) на решетке, ядерная материя претерпевает фазовый переход из состояния адронного газа в состояние КГП при достижении плотности энергии $\varepsilon_{\text{крит}} \approx 1$ ГэВ/фм³ [1]. Плотность энергии в столкновениях тяжелых релятивистских ядер намного

Таблица 1. Основные свойства и характеристики ϕ -мезона и его распада на два разнозаряженных K -мезона

Канал распада	$\phi \rightarrow K^+ K^-$
Масса, МэВ/с ²	1019.455 ± 0.020
Время жизни, фм/с	42
Ширина распада, МэВ	4.26 ± 0.04
Вероятность распада по данному каналу, %	48.9 ± 0.5
Сечение взаимодействия с адронами, не содержащими странные кварки	$\sigma_{\phi N} \approx 10$ мбн [8]

¹⁾ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

*E-mail: mashalario@gmail.com

превосходит критическое значение [1], однако минимальные условия (в частности размер системы столкновения ядер при заданной энергии), достаточные для осуществления фазового перехода КХД, до сих пор не определены экспериментально. Считается [12], что в легких системах столкновений, таких как $p + \text{Al}$, $p + \text{Au}$, $d + \text{Au}$ и $^3\text{He} + \text{Au}$ при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, плотность энергии недостаточна для достоверного наблюдения эффектов КГП, и преобладающую роль в эволюции системы столкновения релятивистских ядер играют эффекты холодной ядерной материи. Несмотря на это, последние экспериментальные результаты [4], полученные в легких системах столкновений релятивистских ядер, указывают на образование мини-КГП.

Изучение влияния ядерных модификаций функций распределения партонов на рождение ϕ -мезона в легких системах столкновений релятивистских ядер предоставит дополнительную возможность выявления эффектов, обусловленных образованием короткоживущей мини-КГП, а также интерпретации результатов, полученных в тяжелых системах столкновений релятивистских ядер.

2. МЕТОДИКА РАСЧЕТОВ

В качестве количественной характеристики для изучения эффектов КГП и эффектов холодной ядерной материи, влияющих на рождение адронов при столкновении релятивистских ядер $x + A$, используются факторы ядерной модификации R_{xA} [2–4]. Фактор ядерной модификации определяется как отношение выхода адронов в столкновении ядер $x + A$ к выходу адронов в столкновении протонных пучков, нормированное на количество парных неупругих нуклон-нуклонных столкновений N_{coll} при взаимодействии $x + A$. Таким образом, при равенстве R_{xA} единице $x + A$ столкновение может быть представлено как элементарная суперпозиция нуклон-нуклонных взаимодействий. Отклонение R_{xA} от единицы указывает на наличие различных эффектов, влияющих на рождение адронов в столкновении релятивистских ядер.

В качестве экспериментальных данных в работе использованы факторы ядерной модификации ϕ -мезонов, измеренные по каналу распада на два разнозаряженных K -мезона в легких системах столкновений $p + \text{Al}$, $p + \text{Au}$, $d + \text{Au}$ и $^3\text{He} + \text{Au}$ при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в области малых быстрот ($|\eta| < 0.35$) [4] в эксперименте PHENIX на коллайдере RHIC [13].

Целью работы является выявление роли функций распределения партонов в сталкивающихся ядрах на рождение ϕ -мезона в легких системах

столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Для достижения поставленной цели было проведено моделирование рождения ϕ -мезона в легких системах столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ при помощи генератора событий PYTHIA [14] с использованием различных наборов ФРП. На основе смоделированных данных были рассчитаны факторы ядерной модификации ϕ -мезона и проведено их сравнение с факторами ядерной модификации, измеренными в эксперименте.

В качестве наборов ФРП были выбраны наиболее широко используемые наборы Coordinated–Theoretical–Experimental Project on QCD — CTEQ6L1 [15], установленный в программном пакете PYTHIA/Angantyr [16] по умолчанию, Coordinated–Theoretical–Experimental Project on QCD (NCTEQ15) [17] и Eskola–Paakkinen–Paukkunen–Salgado (EPPS16) [18].

Факторы ядерной модификации в рамках модели Angantyr были получены согласно методике [2], применяемой к экспериментальным данным. Выходы ϕ -мезона в $p + \text{Al}$, $p + \text{Au}$, $d + \text{Au}$ и $^3\text{He} + \text{Au}$ при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ были получены с помощью программного пакета PYTHIA/Angantyr, а выходы ϕ -мезона в столкновениях $p + p$ при той же энергии были получены с помощью программного пакета PYTHIA8.3. Значения N_{coll} извлечены из пакета PYTHIA/Angantyr и совпадают со значениями, использованными для экспериментальных данных [19], в пределах неопределенностей модельных расчетов.

Расчеты, основанные на ФРП NCTEQ15 и EPPS16, были реализованы с помощью генератора событий PYTHIA8.3 [14]. Факторы ядерной модификации в данном случае рассчитывались как отношение выходов ϕ -мезона в столкновении $p + p$ с функциями распределения партонов в протонах, связанных внутри сталкивающихся ядер, к выходу ϕ -мезонов в столкновениях $p + p$, смоделированных с функциями распределения свободных протонов.

В качестве ФРП свободного протона использовался набор CTEQ6L, дейтрона — NNPDFv1 [20], ядра гелия — NCTEQ15. В качестве ФРП ядер алюминия и золота использовались оба набора NCTEQ15 и EPPS16.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Сравнение факторов ядерной модификации ϕ -мезонов в столкновениях $p + \text{Al}$, $p + \text{Au}$, $d + \text{Au}$ и $^3\text{He} + \text{Au}$ при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, измеренных в области малых быстрот ($|\eta| < 0.35$) в эксперименте PHENIX, с расчетами, выполненными с помощью генератора событий PYTHIA/Angantyr,

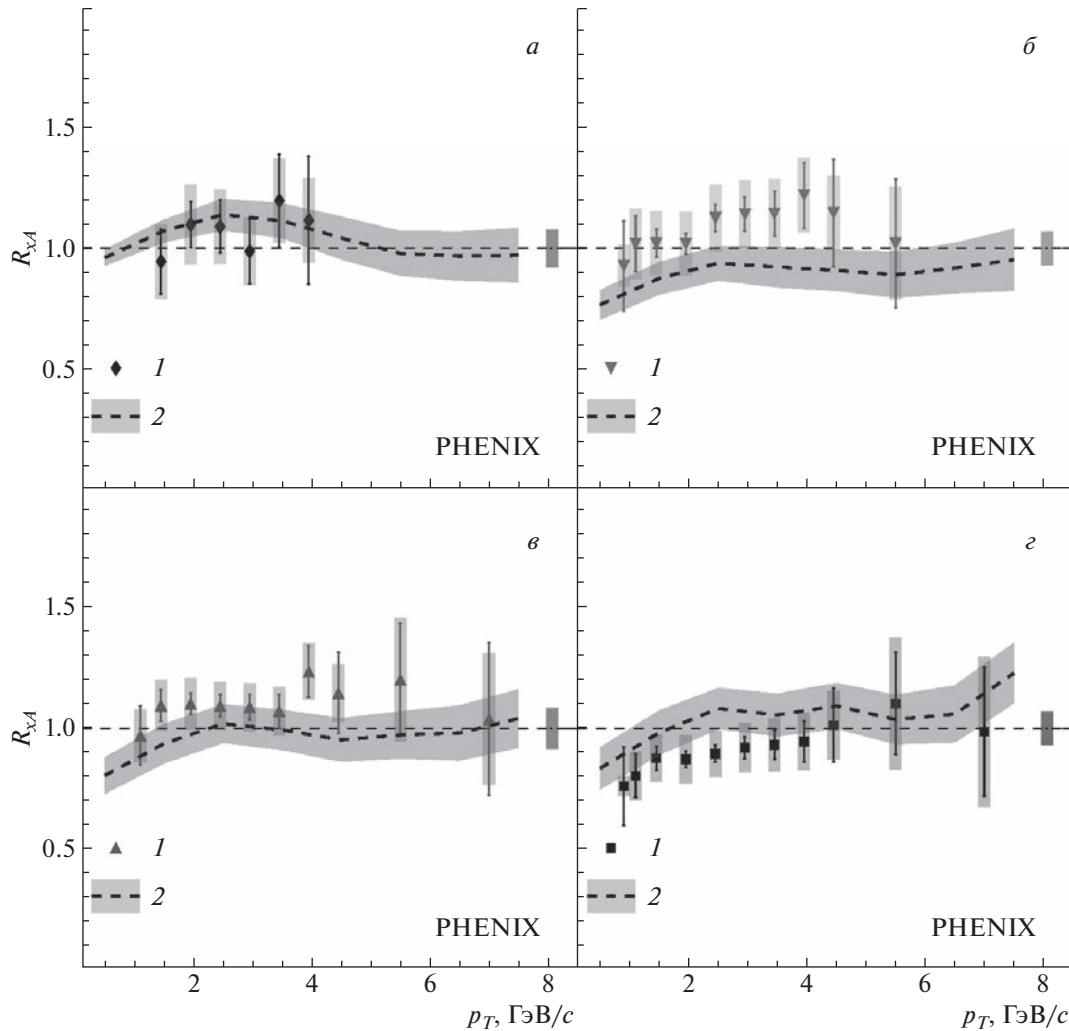


Рис. 1. Сравнение факторов ядерной модификации ϕ -мезонов в столкновениях. *а* — $p + \text{Al}$, *б* — $p + \text{Au}$, *в* — $d + \text{Au}$, *з* — $^3\text{He} + \text{Au}$ при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, измеренное в области малых быстрот ($|\eta| < 0.35$) в эксперименте PHENIX — 1, с расчетами, выполненными с помощью генератора событий PYTHIA/Angantyr — 2.

представлено на рис. 1. Аналогичное сравнение экспериментально измеренных R_{xA} ϕ -мезонов с расчетами, выполненными с помощью программных пакетов PYTHIA + $n\text{STEQ15}$ и PYTHIA + EPPS16 , представлено на рис. 2.

Факторы ядерной модификации R_{xA} ϕ -мезонов, измеренные в эксперименте и полученные расчетно, согласуются между собой во всех рассматриваемых системах столкновений во всем диапазоне по поперечному импульсу p_T в пределах неопределенностей измерений. Значения достигаемого p -уровня значимости расчетов, произведенных с помощью программных пакетов PYTHIA/Angantyr, PYTHIA + $n\text{STEQ15}$ и PYTHIA + EPPS16 , представлены в табл. 2. Максимальный уровень значимости всех выполненных расчетов, близкий к единице, достигается для системы столкновений $p + \text{Al}$, тогда как для систем $p/d/^3\text{He} + \text{Au}$ он

оказывается несколько меньше. Результаты расчетов, выполненные с помощью программных пакетов PYTHIA/Angantyr, PYTHIA + $n\text{STEQ15}$ и PYTHIA + EPPS16 , не способны описать наблюдаемую в эксперименте закономерность $R_{\text{HeAu}} < R_{\text{dAu}} < R_{\text{pAu}}$ в диапазоне поперечного импульса $2 < p_T [\text{ГэВ}/c] < 5$. В закономерности не рассматривается система столкновения $p + \text{Al}$, так как диапазон поперечного импульса, доступный для экспериментального измерения R_{xA} ϕ -мезонов в данной системе, недостаточен ($p_T < 4$ ГэВ/с).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлено сравнение факторов ядерной модификации ϕ -мезонов в столкновениях $p + \text{Al}$, $p + \text{Au}$, $d + \text{Au}$ и $^3\text{He} + \text{Au}$ при энергии

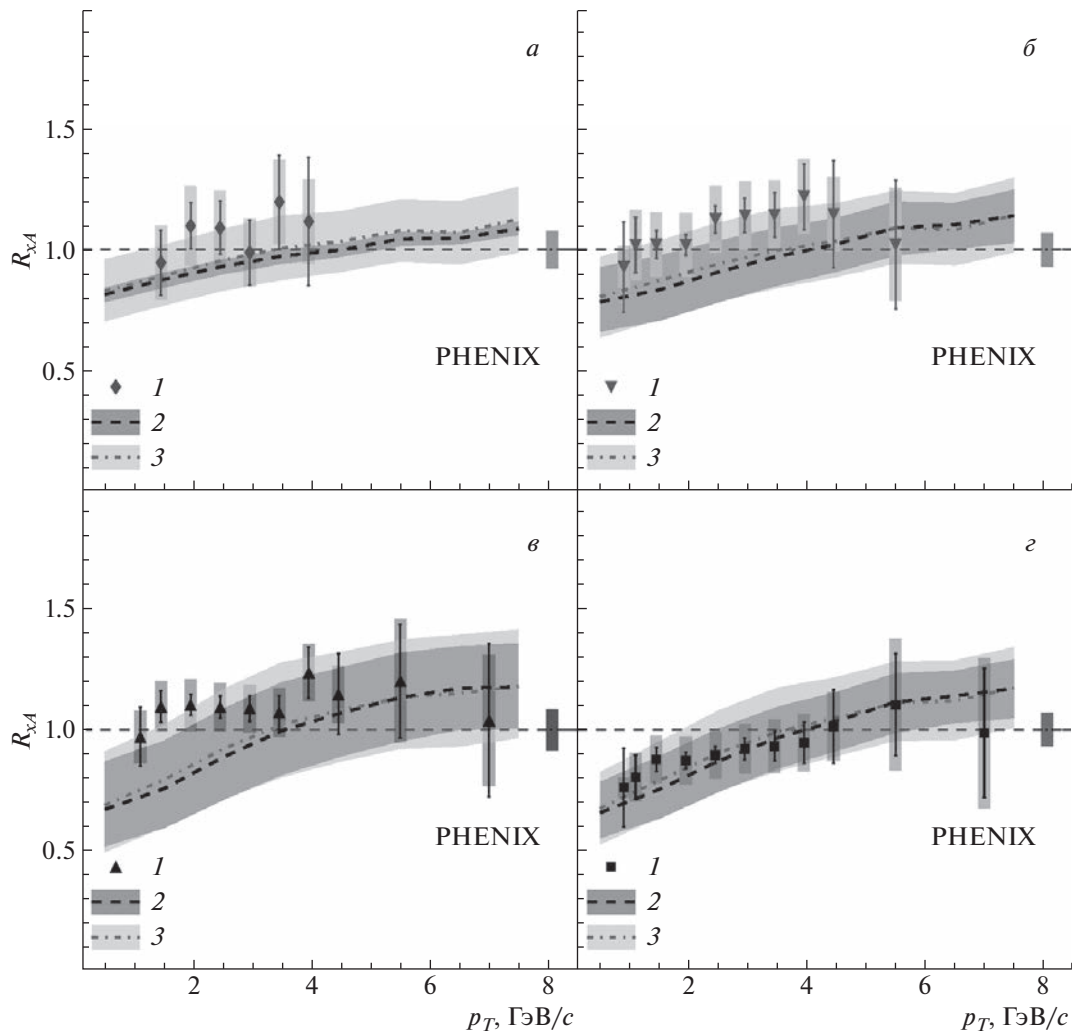


Рис. 2. Сравнение факторов ядерной модификации ϕ -мезонов в столкновениях. a — $p + \text{Al}$, b — $p + \text{Au}$, v — $d + \text{Au}$, z — $^3\text{He} + \text{Au}$ при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, измеренное в области малых быстрот ($|\eta| < 0.35$) в эксперименте PHENIX — 1, с расчетами, выполненными с помощью генератора событий PYTHIA + nCTEQ15 — 2 и PYTHIA + EPPS16 — 3.

Таблица 2. Значения достигаемого p -уровня значимости расчетов, произведенных с помощью программных пакетов PYTHIA/Angantyr, PYTHIA + nCTEQ15 и PYTHIA + EPPS16

Система столкновения	Достигаемый p -уровень значимости		
	PYTHIA/Angantyr	PYTHIA + nCTEQ15	PYTHIA + EPPS16
$p + \text{Al}$	9.99×10^{-1}	9.86×10^{-1}	9.95×10^{-1}
$p + \text{Au}$	2.66×10^{-1}	1.34×10^{-1}	3.88×10^{-1}
$d + \text{Au}$	5.44×10^{-1}	3.79×10^{-1}	6.43×10^{-1}
$^3\text{He} + \text{Au}$	2.54×10^{-1}	9.79×10^{-1}	9.94×10^{-1}

$\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, измеренных в эксперименте PHENIX, с расчетами генератора PYTHIA с использованием различных наборов функций распределения партонов — CTEQ6L1, установ-

ленный по умолчанию в программном пакете PYTHIA/Angantyr, nCTEQ15 и EPPS16.

Показано, что факторы ядерной модификации R_{xA} ϕ -мезонов, измеренные в эксперименте и полученные расчетно, согласуются между собой во

всех рассматриваемых системах столкновений на всем диапазоне по поперечному импульсу в пределах неопределенностей измерений. Однако максимальный уровень значимости всех проведенных расчетов достигается для системы столкновений $p + \text{Al}$. Расчеты, выполненные с использованием различных функций распределения партонов, не способны описать наблюдаемую в эксперименте закономерность $R_{\text{HeAu}} < R_{\text{dAu}} < R_{\text{pAu}}$ в диапазоне поперечного импульса $2 < p_T [\text{ГэВ}/c] < 5$.

На рождение ϕ -мезонов в столкновениях $p/d/{}^3\text{He} + \text{Au}$, помимо ядерных модификаций функций распределения партонов, может оказывать влияние дополнительный физический механизм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. PHENIX Collab. (K. Adcox, S. S. Adler, S. Afanasiev, C. Aidala, N. N. Ajitanand, Y. Akiba, A. Al-Jamel, J. Alexander, R. Amirkas, K. Aoki, L. Aphecetche, Y. Arai, R. Armendariz, S. H. Aronson, R. Auerbeck, *et al.*), Nucl. Phys. A **757**, 184 (2005).
2. A. Adare, S. Afanasiev, C. Aidala, N. N. Ajitanand, Y. Akiba, H. Al-Bataineh, J. Alexander, A. Al-Jamel, A. Angerami, K. Aoki, N. Apadula, L. Aphecetche, Y. Aramaki, R. Armendariz, S. H. Aronson, J. Asai, *et al.*, Phys. Rev. C **83**, 024909 (2011).
3. A. Berdnikov, Ya. Berdnikov, D. Kotov, and Yu. Mitrnkov, J. Phys.: Conf. Ser. **1135**, 012044 (2018).
4. M. M. Mitrnkova, Ya. A. Berdnikov, A. Ya. Berdnikov, D. O. Kotov, Iu. M. Mitrnkov, and for the PHENIX Collab., Phys. Scr. **96**, 084010 (2021).
5. P. Koch, B. Müller, and J. Rafelski, Phys. Rep. **142**, 167 (1986).
6. G.-Y. Qin and X.-N. Wang, Int. J. Mod. Phys. E **24**, 1530014 (2015).
7. A. Shor, Phys. Rev. Lett. **54**, 1122 (1985).
8. A. Sibirtsev, H.-W. Hammer, U.-G. Meißner, and A. W. Thomas, Eur. Phys. J. A **29**, 209 (2006).
9. P. A. Zyla *et al.* (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. **2020**, 083C01 (2020).
10. N. Armesto, EPJ Web Conf. **171**, 11001 (2018).
11. P. Paakkinen, Frascati Phys. Ser. 33–40 (2017).
12. M. Mitrnkova, J. Phys.: Conf. Ser. **1690**, 012125 (2020).
13. K. Adcox *et al.* (PHENIX Collab.), Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **499**, 469 (2003).
14. T. Sjöstrand, S. Ask, J. R. Christiansen, R. Corke, N. Desai, P. Ilten, S. Mrenna, S. Prestel, C. O. Rasmussen, and P. Z. Skands, Comput. Phys. Commun. **191**, 159 (2015).
15. J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston, H.-L. Lai, P. Nadolsky, and W.-K. Tung, JHEP **0207**, 012 (2002).
16. A. Vieira da Silva *et al.*, arXiv: 2002.10236 [hep-ph].
17. K. Kovařík, A. Kusina, T. Ježo, D. B. Clark, C. Keppel, F. Lyonnet, J. G. Morfin, F. I. Olness, J. F. Owens, I. Schienbein, and J. Y. Yu, Phys. Rev. D **93**, 085037 (2016).
18. K. J. Eskola, P. Paakkinen, H. Paukkunen, and C. A. Salgado, Eur. Phys. J. C **77**, 163 (2017).
19. U. A. Acharya *et al.* (PHENIX Collab.), Phys. Rev. C **105**, 064902 (2022).
20. J. Rojo, in *Proceedings of the 55th Rencontres de Moriond on QCD and High Energy Interactions*; arXiv: 2104.09174 [hep-ph].

THE ROLE OF PARTON DISTRIBUTION FUNCTIONS IN THE ϕ MESON PRODUCTION IN RELATIVISTIC ION COLLISIONS

M. M. Mitrnkova¹⁾, E. V. Bannikov¹⁾, A. Ya. Berdnikov¹⁾, Ya. A. Berdnikov¹⁾, D. O. Kotov¹⁾,
Iu. M. Mitrnkov¹⁾, D. M. Larionova¹⁾

¹⁾ Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia

The paper presents the study of the role of parton distribution functions in the ϕ -meson production in $p + \text{Al}$, $p + \text{Au}$, $d + \text{Au}$, and ${}^3\text{He} + \text{Au}$ collisions at the energy of $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$. Comparisons of the experimental results, measured by PHENIX, to PYTHIA calculations with different sets of parton distribution functions (PYTHIA/Angantyr, PYTHIA + nCTEQ15, PYTHIA + EPPS16) are provided. Besides parton distribution functions, the additional physics mechanism might influence the ϕ -meson production in $p/d/{}^3\text{He} + \text{Au}$ collisions.

ПОИСК НУКЛОН-НУКЛОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ ПРИ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ НА КОЛЛАЙДЕРЕ NICA

© 2023 г. А. Б. Курепин^{1)*}, Б. О. Лавров^{1),2)}

Поступила в редакцию 18.09.2022 г.; после доработки 18.09.2022 г.; принята к публикации 20.09.2022 г.

Рассмотрена возможность измерения рождения антипротонов при столкновении тяжелых ядер на коллайдере NICA в кинематической области, запрещенной для нуклон-нуклонного взаимодействия. Показано, что при псевдобыстротах, доступных для измерения детекторными установками NICA в интервале $\eta = 0-1.5$ величина поперечного импульса антипротона, рожденного на кластере из двух нуклонов, не превышает 6 ГэВ и почти в 2 раза больше поперечного импульса антипротона при рождении в нуклон-нуклонном взаимодействии.

DOI: 10.31857/S0044002723010336, EDN: RFDHUC

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций имеет большое значение для изучения начального этапа возникновения кварк-глюонной плазмы при столкновении релятивистских ядер. Короткодействующие нуклон-нуклонные корреляции проявляются в обнаружении значительного вклада испускаемых при столкновении нуклонов с большим импульсом, а также в наличии корреляционной функции двух испускаемых нуклонов, отличной от единицы [1]. Предполагается, что короткодействующие нуклон-нуклонные корреляции могут быть ответственны за кластерную структуру некоторых ядер. Расчеты по расширенной модели квантовой молекулярной динамики показали возможность объяснения корреляциями хвоста в импульсном распределении нуклонов с большим значением импульса [2]. Первый эксперимент по проекту NICA в ОИЯИ по измерению двух протонов на пучке ядер углерода в обратной кинематике показал влияние короткодействующих корреляций на структуру одночастичных состояний хорошо изученного ядра углерода-12 [3].

Другим методом наблюдения корреляций может быть исследование процессов, которые нельзя объяснить нуклон-нуклонными взаимодействиями при столкновении ядер.

К таким процессам можно отнести так называемое подпороговое рождение адронов в ядро-ядерных столкновениях, в частности антипротонов,

рождение которых было измерено при энергиях ниже порога рождения в нуклон-нуклонном соударении 5.7 ГэВ [4–7]. Величина сечения рождения в этой подпороговой реакции более чем на порядок превышает результат расчета с учетом фермиевского движения нуклонов в ядре [8]. При более высоких энергиях нуклон-нуклонными корреляциями можно объяснить наблюдение выхода адронов в кинематически запрещенной области для рождения в нуклон-нуклонном столкновении. Первые результаты получены в ИФВЭ на пучке ядер углерода с энергией 19 ГэВ ($\sqrt{s} = 6.1$ ГэВ) [9].

В работах [10] результаты измерения сечений подпорогового и околопорогового рождения антипротонов при нескольких энергиях и для различных сталкивающихся ядер были представлены в зависимости от параметра скейлинга Бьеркена “ x ” около единицы и больше единицы. Таким образом, нуклон-нуклонные корреляции введены на уровне партонных в ядрах. При этом наблюдается скейлинг по параметру “ x ” в виде экспоненциальной зависимости. Для нахождения скейлингового параметра была использована обобщенная партонная модель для столкновения ядер с рождением адронов.

2. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ

При анализе рождения адронов было показано [11], что подпороговое и околопороговое сечение образования пионов, каонов и антипротонов в протон-ядерных и ядерных столкновениях может быть представлено как универсальная функция кварк-партонных параметров, аналогичных масштабному параметру Бьеркена “ x ” для глубоко

¹⁾Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

²⁾Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

*E-mail: kurepin@inr.ru

неупругого рассеяния электронов, но с учетом образования массивных частиц и различных параметров для налетающих ядер (x_1) и для ядер мишеней (x_2).

Значения x_1 и x_2 больше единицы возникают, чтобы обеспечить рождение частиц при подпороговых энергиях для нуклон-нуклонного процесса. Физическая интерпретация этих скейлинговых параметров в кварк-партонной модели означает, что $x_2 q_2$ соответствует 4-импульсу партон в ядрах мишени, где q_2 равно 4-импульсу нуклона в ядре мишени. x_2 может принимать значения в интервале $0 < x_2 < A$, где A — атомный номер мишени. С другой стороны, та же самая партонная модель может быть применена к падающей частице $x_1 q_1$.

Рождение антипротонов при столкновении двух партонов в сталкивающихся ядрах рассмотрим в приближении максимального импульса рожденного антипротона. Тогда из сохранения 4-импульса при столкновении получим

$$(x_1 q_1 + x_2 q_2 - q_a)^2 = (x_1 q'_1 + x_2 q'_2 + q_p)^2, \quad (1)$$

где q_a и q_p — 4-импульсы антипротона и дополнительного протона. Для максимального значения импульса рожденного антипротона $\mathbf{p}'_a$ импульсы партонов после столкновения и импульс дополнительного протона $\mathbf{p}'_p$ равны нулю в результате взаимодействия с нуклонами ядра. Тогда параметры x_1 и x_2 удовлетворяют соотношению

$$(x_1 - x_2)|\mathbf{p}_1| = |\mathbf{p}'_a|_L, \quad (2)$$

где $\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_2$ — импульсы сталкивающихся нуклонов и $|\mathbf{p}'_a|_L$ — проекция импульса рожденного антипротона на ось пучка. Из уравнения (1) может быть получена связь между параметрами x_1 и x_2 :

$$x_1 = \frac{x_2 (E E_a - p_1 p_a \cos \theta - m^2)}{2 x_2 E^2 - E E_a + p_1 p_a \cos \theta - (x_2 + 1) m^2}, \quad (3)$$

где E , E_a — полные энергии нуклона пучка и антипротона, θ — угол испускания антипротона, m — масса нуклона.

По измеренным кинематическим данным антипротона из соотношений (1) и (2) определяются значения параметров x_1 и x_2 . Измерение лоренц-инвариантных сечений рождения антипротонов позволит определить ядерную функцию распределения партон при больших параметрах $x \geq 1$. Сравнение с измерениями при различных энергиях пучка и при столкновении различных ядер, а также с данными по подпороговому рождению антипротонов [5] позволит исследовать возможность обнаружения масштабной инвариантности.

3. РОЖДЕНИЕ АНТИПРОТОНОВ В КИНЕМАТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ, ЗАПРЕЩЕННОЙ ДЛЯ НУКЛОН-НУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Для определения возможности проведения эксперимента на коллайдере NICA по измерению рождения антипротонов в кинематической области, запрещенной для нуклон-нуклонного взаимодействия, проведено сравнение величины поперечного импульса антипротонов при рождении в нуклон-нуклонном взаимодействии при $x_1 = x_2 = 1$ и при столкновении протонов с кластером из двух нуклонов $x_1 = 1$, $x_2 = 2$. Сохранение 4-импульса для максимального значения поперечного импульса антипротона до и после столкновения принимает вид

$$P_1 + P_2 = P_a + P_3, \quad (4)$$

где P_1, P_2, P_a — 4-импульсы сталкивающихся частиц с массами m_1, m_2 и антипротона с массой m_a , P_3 — 4-импульс кластера с массой m_3 из трех нуклонов при нуклон-нуклонном столкновении или из четырех нуклонов при столкновении нуклона с кластером из двух нуклонов.

Квадрат энергии в системе центра масс сталкивающихся частиц определяется по формуле

$$S = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1 E_2 + 2p_1 p_2, \quad (5)$$

где E_1, E_2 — полные энергии сталкивающихся частиц, а p_1, p_2 — их импульсы.

Вследствие инвариантности при обращении времени рассмотрим столкновение антипротона с массой m_a с кластером с массой m_3 в конечном состоянии в системе координат, где кластер покоится. В этом случае энергия налетающего антипротона E равна:

$$E = \frac{S - m_a^2 - m_3^2}{2m_3}. \quad (6)$$

Инвариантные величины — произведения 4-импульсов двух частиц P_a, P_3 в системе центра масс и в системе с покоящимся кластером m_3 равны:

$$E_a E_3 - \mathbf{p}_a \mathbf{p}_3 = E m_3, \quad (7)$$

что позволяет определить максимальный импульс антипротона p_0 при угле рождения 90° в системе центра масс:

$$\sqrt{p_0^2 + m_a^2} \sqrt{p_0^2 + m_3^2} + p_0^2 = E m_3, \quad (8)$$

$$p_0 = m_3 \sqrt{\frac{E^2 - m_a^2}{m_a^2 + m_3^2 + 2E m_3}}. \quad (9)$$

Величина поперечного импульса антипротона в лабораторной системе координат сталкивающихся

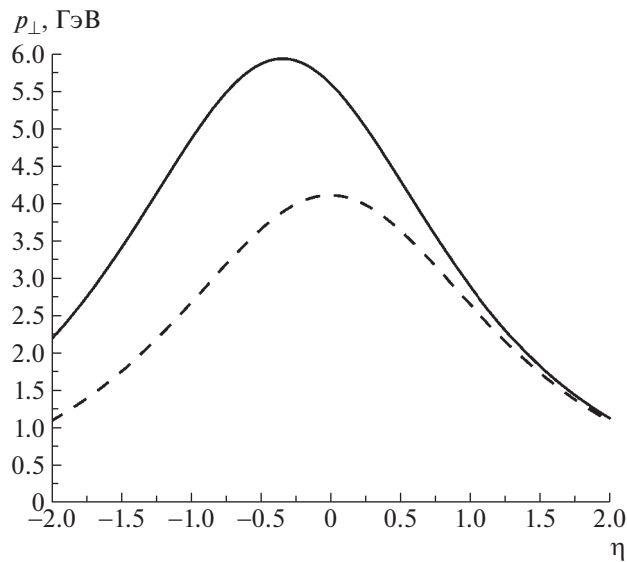


Рис. 1. Зависимость поперечного импульса антипротона от псевдобыстроты в лабораторной системе коллайдера. Кривые: штриховая — для рождения в нуклон-нуклонном столкновении, сплошная — для рождения на кластере из двух нуклонов.

ядер висмута с энергией E_1 ГэВ на нуклон при псевдобыстроте η равна:

$$p_{\perp} = \frac{2m_3 \exp(-\eta + \eta_0)}{1 + \exp(-2\eta + 2\eta_0)} \times \sqrt{\frac{E^2 - m_a^2}{m_a^2 + m_3^2 + 2Em_3}}, \quad (10)$$

где η_0 — псевдобыстрота движения центра масс частиц с энергиями E_1 и E_2 :

$$\eta_0 = \frac{1}{2} \ln \frac{E_1 + E_2 + p_1 - p_2}{E_1 + E_2 - p_1 + p_2}. \quad (11)$$

Для столкновения нуклонов $\eta_0 = 0$.

На рис. 1 приведены результаты расчета величины поперечного импульса антипротона в зависимости от псевдобыстроты в лабораторной системе коллайдера ($\sqrt{s} = 11$ ГэВ). Видно, что разделение процессов рождения антипротона на одном или двух нуклонах ядра наиболее перспективно при отрицательных псевдобыстротах при разрешении детектора по импульсу антипротона на уровне 10% при энергиях 1.5–5 ГэВ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерение рождения антипротонов при столкновении тяжелых ядер на коллайдере NICA в кинематической области, запрещенной для нуклон-нуклонного взаимодействия, возможно на проектируемых установках MPD и SPD на пучках тяжелых ядер коллайдера NICA. Необходимое импульсное

разрешение достижимо с использованием строящихся детекторов. Полученные данные позволят получить новые сведения о функции распределения партонов в ядре, а также исследовать возможность обнаружения масштабной инвариантности при рождении адронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. B. S. Huang and Y. G. Ma, Phys. Rev. C **101**, 034615 (2020).
2. Lei Shen, Bo-Song Huang, and Yu-Gang Ma, Phys. Rev. C **105**, 014603 (2022).
3. M. Patsyuk, J. Kahlbow, G. Laskaris, M. Duer, V. Lennivenko, E. P. Segarra, T. Atovullaev, G. Johansson, T. Aumann, A. Corsi, O. Hen, M. Kapishin, V. Panin, E. Piasetzky, Kh. Abraamyan, S. Afanasiev, *et al.*, Nat. Phys. **17**, 693 (2021).
4. A. A. Baldin, A. I. Berlev, Yu. K. Gavrilov, F. F. Guber, V. A. Krasnov, A. B. Kurepin, V. S. Pantuev, M. A. Prokhvatilov, V. I. Razin, A. I. Reshetin, and S. N. Filippov, JETP Lett. **48**, 137 (1988).
5. A. A. Baldin, Yu. K. Gavrilov, F. F. Guber, A. B. Kurepin, V. S. Pantuev, M. A. Prokhvatilov, V. I. Razin, A. I. Reshetin, and S. N. Filippov, Nucl. Phys. A **519**, 407 (1990).
6. J. B. Carroll, S. Carlson, J. Gordon, T. Hallman, G. Igo, P. Kirk, G. F. Krebs, P. Lindstrom, M. A. McMahan, V. Perez-Mendez, A. Shor, S. Trentalange, and Z. F. Wang, Phys. Rev. Lett. **62**, 1829 (1989).
7. A. Schröte, E. Berderman, H. Geissel, A. Gillitzer, J. Homolka, P. Kienle, W. Koenig, B. Povh, F. Schumacher, and H. Ströher, Nucl. Phys. A **553**, 775 (1993).
8. A. Shor, V. Perez-Mendez, and K. Ganezer, Nucl. Phys. A **514**, 717 (1990).
9. A. G. Afonin, M. Yu. Bogolyubsky, A. A. Volkov, D. K. Elumakhov, V. N. Zapolsky, A. A. Ivanilov, A. Yu. Kalinin, A. N. Krinitsyn, N. V. Kulagin, V. I. Kryshkin, D. I. Patalakha, K. A. Romanishin, V. V. Skvortsov, V. V. Talov, L. K. Turchanovich, and Yu. A. Chesnokov, Phys. At. Nucl. **83**, 228 (2020).
10. A. B. Kurepin, K. A. Shileev, and N. S. Topilskaya, Genshikaku Kenkyu, Tokyo **41**, 171 (1997).
11. A. B. Kurepin, K. A. Shileev, and N. S. Topilskaya, Acta Phys. Pol. B **27**, 3077 (1996).

SEARCH FOR NUCLEON–NUCLEON CORRELATIONS IN NUCLEUS–NUCLEUS COLLISION AT THE NICA

A. B. Kurepin¹⁾, B. O. Lavrov^{1),2)}

¹⁾Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

²⁾National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

The possibility of measuring the production of antiprotons in the collision of heavy nuclei at the NICA collider in the kinematic region forbidden for nucleon–nucleon interaction is considered. It is shown that at pseudorapidities available for measurement by NICA detectors in the range $\eta = 0\text{--}1.5$, the transverse momentum of an antiproton produced on a cluster of two nucleons does not exceed 6 GeV and is about two times greater than the transverse momentum of an antiproton produced in a nucleon–nucleon interaction.

КВАРК-ГЛЮОННАЯ СТРУННАЯ МОДЕЛЬ (КГСМ) И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ НЕУПРУГИХ $d\bar{C}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4.2 АГэВ/с

© 2023 г. Р. Н. Бекмирзаев^{1)*}, М. У. Султанов²⁾, С. К. Юлдашев³⁾

Поступила в редакцию 16.09.2022 г.; после доработки 16.09.2022 г.; принята к публикации 18.09.2022 г.

В данной работе изложены основные положения модели Кварк-глюонных струн (КГСМ) для описания неупругих взаимодействий легких ядер при высоких энергиях. Даны основные идеи модели КГСМ, такие как процесс образования кварк-глюонных струн и выбор их ограниченного количества, моделирование разрыва струны с образованием адронов. Данные теоретических расчетов по КГСМ сопоставлены с экспериментальными результатами, полученными для $d\bar{C}$ -неупругих взаимодействий. Коротко описана методика получения экспериментальных данных. Анализ и сопоставление модельных и экспериментальных информации показывает, что модель КГСМ хорошо воспроизводит взаимодействия легких сталкивающихся ядер при энергиях 4.2 ГэВ/с и она применима до энергии ядерных взаимодействий 10 ГэВ/нуклон.

DOI: 10.31857/S0044002723010105, EDN: RAJBWU

1. ВВЕДЕНИЕ

Строительство ускорителей адронов на высоких энергиях и создание детекторов, регистрирующих продукты реакции, требуют больших затрат. В то же время возникает необходимость сопоставления экспериментальных условий и крупномасштабных экспериментальных данных с результатами теоретических расчетов. В результате появилось большое количество программных генераторов столкновений адронов и ядер разных энергий. Эти программы основаны на стандартной модели (различных феноменологических моделях) сильных взаимодействий. Из них популярностью пользуются программы ISAJET и Lund University, включая PYTHIA и FRITIOF. Эти программы открывают практически все области передаваемого импульса (P^2 , кварки и от сильного рассеяния глюонов до образования и распада адронов).

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МОДЕЛИ

Основой модели кварк-глюонных струн являются $1/N$ -разложение амплитуды процессов в квантовой хромодинамике и феноменологические

модели струнного типа, описывающие переходы кварков в адроны. При разложении амплитуды адронных процессов по величине $1/N$ возникают диаграммы с различной топологией (где N — число ароматов или цветов кварка). При высоких энергиях эти диаграммы соответствуют процессам, отвечающим обмену в t -канале особенностями Редже [1–5]. Например, планарные диаграммы соответствуют обмену вторичными реджеонами, а цилиндрические — полюсам Померанчука в упругом рассеянии. Наконец, существуют диаграммы с более сложной топологией, которые соответствуют процессам с обменом несколькими померонами. Они играют важную роль в случае надкритического померона с интерсентом $\alpha_P > 1$, так как их вклад в амплитуду рассеяния растет с энергией быстрее, чем вклад однопомеронного обмена. Диаграмма топологического разложения соответствует пространственно-временной картине образования и распада физических объектов — кварк-глюонных струн. Несмотря на топологическое сходство между моделью кварк-глюонных струн и дуальной партонной моделью, при расчетах по этим моделям используются функция распределения кварков по продольному импульсу и функции фрагментации кварков в адроны с различным асимптотическим поведением.

3. ДЕТАЛИ МОДЕЛИ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН (КГСМ)

Моделирование адронных столкновений при высоких энергиях проводится в три этапа:

¹⁾Джизакский государственный педагогический университет, Узбекистан.

²⁾Самаркандский государственный архитектурно-строительный институт, Узбекистан.

³⁾Самаркандский государственный университет, Узбекистан.

*E-mail: bekmirzaev@mail.ru

1. Выбор процесса образования определенного количества и типа кварк-глюонов.
2. Определение долей продольного импульса адронов, уносимых конститuentами, и поперечного импульса конститuentов, зная которые, можно вычислить массы и импульсы кварк-глюонных струн.
3. Моделирование разрывов струн с образованием адронов.

4. ВЫБОР ПРОЦЕССА С ОБРАЗОВАНИЕМ ОПРЕДЕЛЕННОГО ЧИСЛА И ТИПА КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН

На рис. 1 представлены подпроцессы с рождением частиц, которые учитывались при моделировании столкновений при высоких энергиях. Статистический вес каждого из подпроцессов выражается через сечение взаимодействия для данного процесса $\sigma_i(s)$:

$$w_i(s) = \sigma_i(s) / \sigma_{\text{inel}}(s), \quad (1)$$

где $\sigma_{\text{inel}}(s) = \sigma_{\text{tot}}(s) - \sigma_{\text{el}}(s)$ — сечение неупругого взаимодействия адронов при заданном квадрате полной энергии в с.ц.м. Сечение $\sigma_{\text{inel}}(s)$ разделялось на сечение дифракционных $\sigma_D(s)$ и сечение недифракционных $\sigma_{\text{ND}}(s)$ взаимодействий. Полное сечение взаимодействия адронов $\sigma_{\text{tot}}(s)$, сечение упругого взаимодействия $\sigma_{\text{el}}(s)$, сечение одновершинной дифракционной диссоциации $\sigma_D(s)$ и двойной дифракционной диссоциации $\sigma_{DD}(s)$ брались из экспериментальных данных с квадратичной интерполяцией в промежуточных по энергии точках. Неупругое недифракционное сечение взаимодействия можно выразить через сечение образования n -пар кварк-глюонных струн

$$\sigma_{\text{ND}}(s) = \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_n(s) + \sigma_{DD}(s). \quad (2)$$

Модель “квазиэйконала” [1] позволяет определить $\sigma_n(s)$:

$$\sigma_n(s) = \frac{\sigma_P}{nz} \left(1 - \exp(-z) \sum_{k=0}^{n-1} \frac{z^k}{k!} \right), \quad n \geq 1. \quad (3)$$

В выражении (3) параметры $\sigma_P = 8\pi\gamma S^\Delta$, $x = 2C\gamma S^\Delta / (R^2 + \alpha_S^i \ln S)$. Параметры γ и R^2 определяют величину связи адрона с помероном. Параметр C учитывает отклонение от эйконального приближения ($C = 1$). Величина $\Delta = \alpha_p(0) - 1$ есть превышение интересента траектории померона над единицей, а α_p^i — наклон траектории померона.

Статистические веса образования n -пар кварк-глюонных струн в модели задавались также в параметрическом виде:

$$w_n(s) = \sigma_n(s) / \sum_n \sigma_n(s). \quad (4)$$

Относительные вклады процессов одновершинной дифракционной диссоциации, представленные на рис. 1б, 1в, в дифракцию адронов определяются из сравнения теоретических и экспериментальных распределений по квадрату возбужденной массы.

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДОЛЕЙ ПРОДОЛЬНОГО ИМПУЛЬСА АДРОНОВ, УНОСИМЫХ КОНСТИТУЕНТАМИ, И ПОПЕРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ КОНСТИТУЕНТОВ

В модели предполагалось, что мезон может состоять из валентных кварка и антикварка и морских кварк-антикварковых пар. Барион (антибарион) может состоять из валентных дикварка (антидикварка) и кварка (антикварка) и также морских кварк-антикварковых пар. Валентные кварки (антикварки) имеют равную, не зависящую от их аромата, вероятность оказаться на концах струны. Вероятность оказаться на концах струны для странного кварка из моря меньше в γ_s раз, чем для нестрannого кварка (антикварка).

В программе есть возможность учета очарованных кварков, но в данных расчетах вероятность их появления в процессе взаимодействия полагалась равной нулю.

Столкновения частиц рассматриваются в их с.ц.м. Продольные импульсы конститuentов p_l^* , из которых состоит адрон, определялись с помощью плотности вероятности обнаружить доли $x_i = p_i^* / p_0$ начального импульса адрона p_0 :

$$\rho(x_1, x_2, \dots, x_n) = \rho_0 \delta \left(1 - \sum_{n=1}^n x_i \right) \times \quad (5)$$

$$\times f_{v1}(x_1) f_s(x_2) \dots f_s(x_{n-1}) f_{v2}(x_n).$$

В (5) ρ_0 — нормировочная постоянная, а функция распределения валентных $f_{v1}(x_1)$ кварков (антикварков), морских $f_s(x_2)$ кварков (антикварков) и дикварков (антидикварков) $f_{v2}(x_n)$ бралась для протонов и антипротонов в следующем виде:

$$f_{v1}(x_1) = 1/\sqrt{x_1}, \quad (6)$$

$$f_s(x_2) = 1/\sqrt{x_2} \dots,$$

$$f_{v2}(x_n) = x^\beta,$$

где $\beta = 1.5$ и 2.5 для uu - и ud -дикварков соответственно, выполнена методом набора и потери случайных чисел по плотности вероятности в (5) и функции (6) [2]. Каждый x_i ($i = 1, 2, \dots, n-1$)

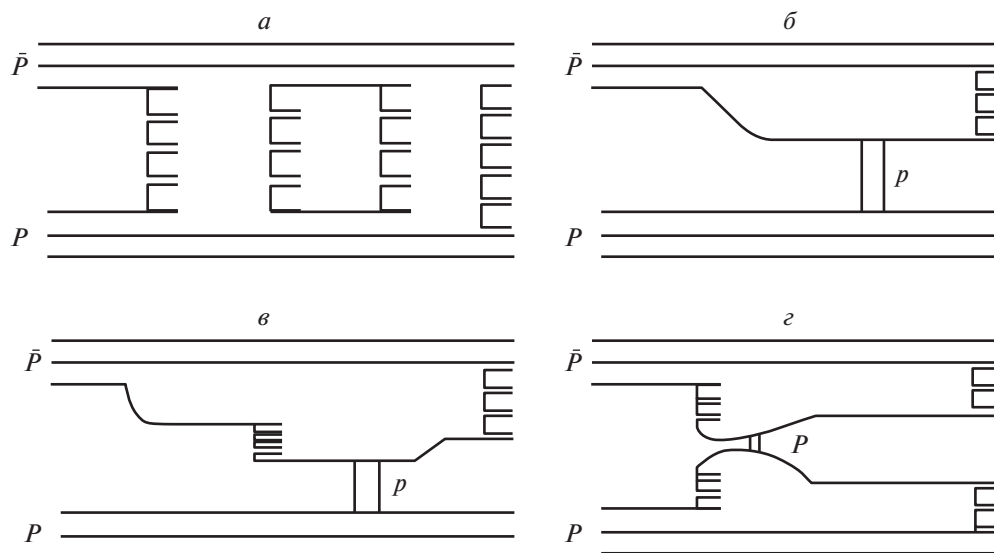


Рис. 1. Кварковая структура подпроцессов рождения частиц, учитываемых при моделировании pp -взаимодействий при высоких энергиях. *а* — Многопомеронные рассеяния, *б* — процесс дифракционной диссоциации с возбуждением малой массы, *в* — процесс дифракционной диссоциации с возбуждением большой массы, *г* — процесс двойной дифракционной диссоциации.

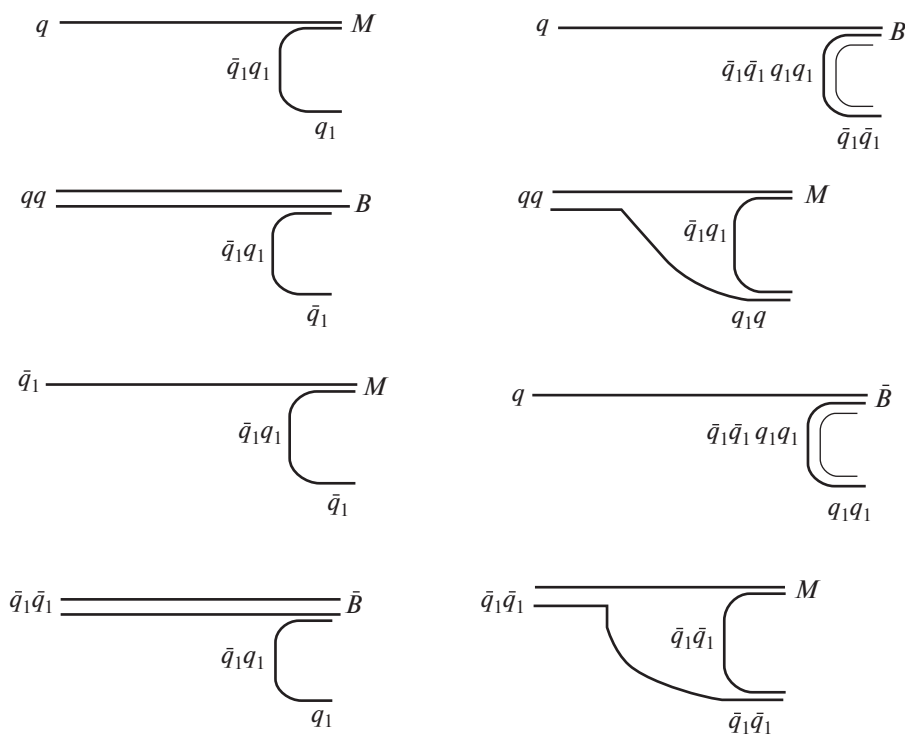


Рис. 2. Моды фрагментации кварков, антикварков и дикварков в мезоны и барионы.

был сгенерирован независимо и в соответствии со следующим распределением:

$$f_i(x_i) \approx x_i^{-a_i} \left(1 - \sum_{j=0}^{i-1} x_j - x_i \right)^{\beta_n}, \quad (7)$$

$$\alpha_i = 0.5, \quad (8)$$

$$\beta_n = \sum_{j=1}^{n-1} (1 - \alpha_j) + \beta - \sum_{j=1}^i (1 - \alpha_j),$$

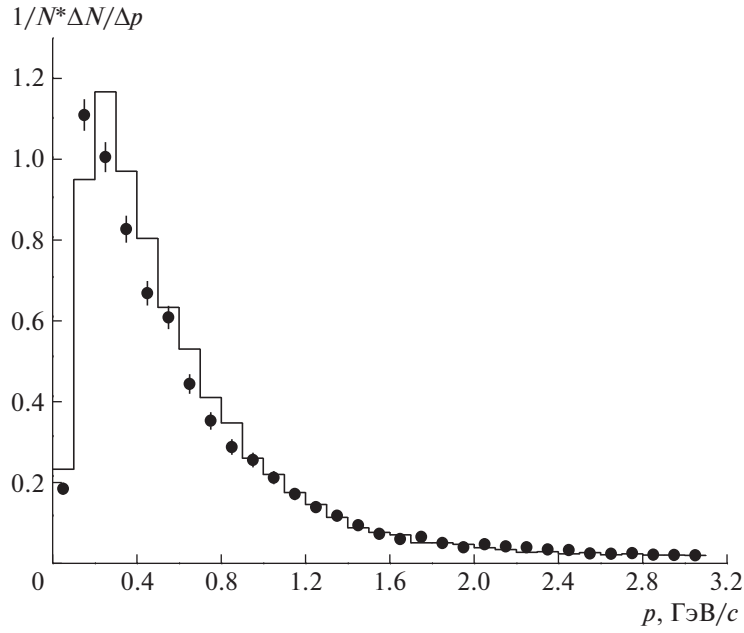


Рис. 3. Импульсное распределение π^- -мезонов в неупругих dC -столкновениях. Гистограмма — расчеты по КГСМ.

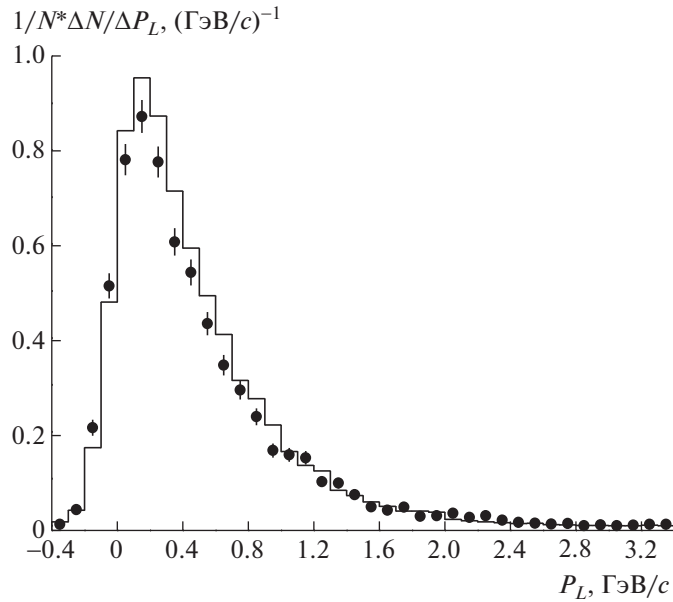


Рис. 4. Распределение π^- -мезонов по продольному импульсу в dC -неупругих столкновениях. Гистограмма — расчеты по КГСМ.

$$x_n = 1 - \sum_{i=1}^{n-1} x_i. \quad (9)$$

Для дифракционной диссоциации протона (антипротона) распределение валентных кварков (антикварков) по x_q бралось в виде

$$P_\nu(x_q) = (\rho_0/\sqrt{x_q})(1-x_q)^\alpha, \quad (10)$$

где $\alpha = 1.5$ и 2.5 для u -кварка (антикварка) и d -

кварка (антикварка) соответственно. Доля импульса начального протона (антипротона), уносимого дикварком, равнялась

$$x_{qq} = 1 - x_q. \quad (11)$$

Моделирование разрывов струны с заданной массой, импульсом и кварковым составом осуществлялось в системе покоя струны с осью z , выбранной вдоль направления полета начального адрона путем равновероятного отщепления адронов

Таблица 1. Статистика и средние значения множественностей вторичных протонов и заряженных пионов в dC -взаимодействиях

Тип столкновения	Первичный импульс	Количество событий	$\langle N_p \rangle$	$\langle N_{\pi^-} \rangle$	$\langle N_{\pi^+} \rangle$
dC , эксперимент КГСМ	4.2 АГэВ/с	7070	2.121 ± 0.15	0.641 ± 0.07	0.632 ± 0.06
		15 000	2.247	0.718	0.722

с обоих концов струны. Процедура моделирования распада основана на алгоритме Филда—Фейнмана. При распаде отдельной струны выполняются законы сохранения энергии, импульса и квантовых чисел. Рассматриваются переходы кварков (антикварков) в барионы (антибарионы) и переходы антидикварков в антибарионы и мезоны. Все используемые моды фрагментации представлены на рис. 2.

6. НЕУПРУГИЕ dC -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4.2 АГэВ/с

Для обработки использован материал, полученный в двухметровой пропановой пузырьковой камере ЛВЭ ОИЯИ (Дубна, Россия), помещенной в магнитное поле с напряженностью 1.5 Тл и облученной в пучке ядер дейтрона с импульсом 4.2 АГэВ/с на синхрофазотроне ОИЯИ. Выделение событий неупругого взаимодействия налетающих ядер с ядром углерода, а также введение поправок на число вторичных частиц и их импульсные и угловые характеристики подробно описаны в [6–8]. Все отрицательные частицы с импульсом $p > 70$ МэВ/с, за исключением идентифицированных электронов, считались π^- -мезонами. Примесь неидентифицированных электронов практически отсутствует, а примесь отрицательных странных частиц не превышает 1%.

Протоны с $p \leq 500$ МэВ/с идентифицировались по плотности ионизации треков. Для выделения протонов с $p > 500$ МэВ/с из спектров всех положительных частиц вычитался спектр π^- -мезонов с $p > 0.5$ ГэВ/с.

Фрагменты мишени в основном имеют пробеги меньше 3 мм и не регистрируются в камере.

Для получения правильных физических характеристик частиц в изучаемых взаимодействиях были введены разные поправки [6]. 70% взаимодействий на углеродной мишени от ожидаемого числа выделялось по пяти признакам однозначно [6]. Оставшиеся события разделялись по мишени углерод или протон с помощью введения статистических весов. Эти веса вводились таким образом, чтобы суммарные числа событий на водороде и на углероде соответствовали числам, которые

ожидались от известных сечений неупругих взаимодействий, найденных электронной методикой. Введение весов на пропущенные частицы, неизмеримые треки и на природу ядра-мишени завершило решение длительной методической проблемы, как надежно работать с мишенью из разных ядер, которые входят в состав пропана.

Следует только отметить, что ионизация протонов в пропановой камере и их свободный пробег регистрируются с очень надежной вероятностью в диапазоне импульсов $p = 150$ – 500 МэВ/с. Протоны с импульсом $p \leq 150$ МэВ/с имеют малый свободный пробег в 2 мм и часто не видны на изображениях камеры. Включены частицы с импульсом более 500 МэВ/с, соответствующие весу протона или π^+ . Для определения веса использовались π -характеристики [3, 4]. В соответствии с этим ядерные столкновения делятся на три типа:

1. Протоны с импульсом $p < 300$ МэВ/с, которые представляют собой протоны, испаряющиеся из ядра-мишени.

2. Протоны с импульсом $p \geq 3$ ГэВ/с и углом выхода $\theta < 4^\circ$ относительно направления первичного ядра считались зрительными протонами.

3. Все остальные протоны являются участвующими протонами.

В табл. 1 приведены экспериментальная статистика dC -неупругих столкновений и средние значения кинематических переменных вторичных протонов и заряженных пионов в событиях. В этом случае величины $\langle N_p \rangle$, $\langle N_{\pi^-} \rangle$ и $\langle N_{\pi^+} \rangle$ соответственно являются средними значениями вторичных протонов, π^- - и π^+ -мезонов, соответствующих исследуемым событиям. В таблице также сравниваются значения вышеуказанных величин, рассчитанные с использованием модели КГСМ. Как видим, разница между экспериментальными и модельными расчетами в значениях в этой таблице незначительна.

В табл. 2 приведены средние значения кинематических характеристик протонов и π^- -мезонов, образующихся в dC -взаимодействиях, и расчеты этих величин по модели КГСМ. Сравнение данных в таблице показывает, что модель КГСМ хорошо представляет экспериментальные результаты. Разница между экспериментальными результатами и

Таблица 2. Средние значения кинематических характеристик протонов и π^- -мезонов, зарегистрированные при dC -взаимодействиях

Метод исследования	Тип вторичной частицы	Полный импульс, ГэВ/с	Поперечный импульс, ГэВ/с	Быстрота, Y	Угол выхода, град.
Эксперимент КГСМ	Протоны	0.818 ± 0.1 1.276	0.347 ± 0.07 0.387	0.625 ± 0.06 0.775	56.2 ± 2.1 51.7
Эксперимент КГСМ	π^- -мезоны	0.561 ± 0.1 0.550	0.248 ± 0.07 0.240	1.169 ± 0.06 1.013	44.69 ± 2.1 46.24

модельными расчетами для среднего значения скорости протонов в dC -событиях значительна. Это требует пересмотра расчетов продольной скорости.

На рис. 3 и 4 показано распределение по полному и продольному импульсам π^- -мезонов, образованных в dC -столкновениях. Из рисунков видно, что модельные расчеты хорошо отражают экспериментальные результаты.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, расчеты КГСМ могут достаточно точно отображать кинематические характеристики вторичных протонов и отрицательных пионов, образующихся при неупругих столкновениях легких ядер с импульсом 4.2 ГэВ/с. Большинство вторичных частиц, образующихся при взаимодействиях, обнаруживает значительные отклонения от нормальных значений в определенных интервалах количества движения или скорости. Для исправления этих недостатков, на наш взгляд, необходимо пересмотреть алгоритм формирования Δ -изобар в ходе реакции и внести необходимые коррективы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Н. С. Амелин, Л. В. Бравина, ЯФ **51**, 211 (1990).
2. С. Н. Ермаков, Г. А. Михайлов, *Курс статистического моделирования* (Наука, Москва, 1976).
3. H.-U. Bengtsson and G. Ingelman, Comput. Phys. Commun. **34**, 251 (1985).
4. R. P. Feynman and R. D. Field, Nucl. Phys. B **136**, 1 (1978).
5. Н. С. Амелин, В. С. Барашенков, Н. В. Славин, ЯФ **40**, 1650 (1984).
6. М. У. Султанов, А. А. Усаров, У. У. Тухтаев, А. А. Кодиров, К. Х. Яхшибоев, Л. Т. Нурмуродов, Науч. вестн. СамГУ, № 1(119), 112 (2020).
7. L. Simić, J. Backović, H. N. Agakishiyev, E. N. Kladnitskaya, and A. P. Cheplakov, Z. Phys. C **48**, 577 (1990).
8. M. U. Sultanov, F. Daminov, S. S. Aliqulov, R. N. Bekmirzaev, X. Bekmirzayeva, and Sh. Xolbutayev, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Science and Its Application, Samarkand, Uzbekistan, Sept. 25–28, 2012*, p. 131.

QUARK–GLUON STRING MODEL (QGSM) AND ITS APPLICATION FOR INELASTIC dC INTERACTIONS AT A MOMENTUM OF 4.2 AGeV/c

R. Bekmirzaev¹⁾, M. U. Sultanov²⁾, S. Yuldashev³⁾

¹⁾State Pedagogical University, 130100, Jizzakh, Uzbekistan

²⁾Samarkand State Architecture and Civil Engineering Institute, Samarkand, Uzbekistan

³⁾Samarkand State University, Samarkand, Uzbekistan

In this work, the main provisions of the Quark–Gluon String Model for describing inelastic interactions of light nuclei at high energies are presented. The main ideas of the CGSM model are given, such as the process of formation of quark–gluon strings and the choice of their limited number, modeling of string breaking with the formation of hadrons. The data of theoretical calculations by CGSM are compared with the experimental results obtained for dC -inelastic interactions. The technique for obtaining experimental data is briefly described. Analysis and comparison of model and experimental information shows that the CGSM model reproduces well the interactions of light colliding nuclei at energies of 4.2 GeV/c, and it is applicable up to the energy of nuclear interactions of 10 GeV/nucleon.

СРАВНЕНИЕ НЕКОТОРЫХ КИНЕМАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОТОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ $n^{12}\text{C}$ И $p^{12}\text{C}$ ПРИ 4.2 ГэВ/с

© 2023 г. Р. Н. Бекмирзаев^{1)*}, Х. К. Олимов^{2)**}

Поступила в редакцию 16.09.2022 г.; после доработки 16.09.2022 г.; принята к публикации 16.09.2022 г.

Приведены результаты сравнительного анализа средних значений различных кинематических характеристик протонов в столкновениях $n^{12}\text{C}$ и $p^{12}\text{C}$ при 4.2 ГэВ/с. Обнаружено различие в средних значениях полного импульса протонов в рассматриваемых столкновениях. Обнаружено совпадение инклюзивных спектров протонов по скорости в области фрагментации мишени.

DOI: 10.31857/S0044002723010117, EDN: RALQUC

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие протонов высоких энергий с нуклонами и ядрами достаточно хорошо изучено экспериментально в широком диапазоне первичных энергий, а из-за трудностей получения монохроматических пучков нейтральных частиц экспериментальная информация о столкновениях нейтронов с ядрами (nA), полученная в условиях 4π -геометрии, очень редка [1–7] и основана на небольшой статистике. Поэтому получение экспериментальных данных о nA -столкновениях и сравнение их с данными о pA -взаимодействиях при той же энергии и для того же ядра-мишени представляет значительный интерес. Эта работа продолжает наши исследования [1, 3, 4, 6] и посвящена сравнительному анализу различных кинематических характеристик протонов в столкновениях $n^{12}\text{C}$ и $p^{12}\text{C}$ при импульсе 4.2 ГэВ/с.

Экспериментальный материал был получен с помощью двухметровой пузырьковой пропановой камеры Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований (Дубна, Россия), облученной пучками протонов, ядер дейтронов ($d = {}^2\text{H}$) и гелия-4 при импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон, на синхрофазотроне в Дубне и состоит из 6736 столкновений $p^{12}\text{C}$, 7071 $d^{12}\text{C}$ и 11974 ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$. Общая статистика событий $n^{12}\text{C}$, выбранных из столкновений $d^{12}\text{C}$ и ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$, составляет 2798 [8]. Отрицательные пионы визуально идентифицировались только по знаку заряда. Среди

них примесь неидентифицируемых электронов не превышает 5%, а отрицательные странные частицы $\approx 1\%$ [9]. Нижняя граница импульса, начиная с которой уверенно идентифицируются заряженные пионы, составляет 55 МэВ/с, а для протонов — 140 МэВ/с. В пузырьковой камере пропана протоны и π^+ -мезоны эффективно визуально идентифицируются в области импульсов $p \leq 750$ МэВ/с. Методологические особенности эксперимента и подробные данные по поправкам на потерю вторичных заряженных частиц обсуждаются в [8, 10–12].

2. ИМПУЛЬСНЫЕ И УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОТОНОВ

В табл. 1 показаны средние значения полного и поперечного импульсов протонов с их средними углами вылета и скоростью в столкновениях $n^{12}\text{C}$ и $p^{12}\text{C}$ отдельно для событий с отрицательными пионами и без них в конечном состоянии реакции.

Чтобы понять разницу в среднем импульсе протонов, наблюдаемую экспериментально, давайте рассмотрим возможные элементарные реакции, которые могут приводить к увеличению или уменьшению среднего импульса протонов в каждом отдельном событии столкновения:

реакции на столкновения $n^{12}\text{C}$ (а),реакции на столкновения $p^{12}\text{C}$ (б)

$$nn \rightarrow nn + x, \quad (1a)$$

$$pp \rightarrow pp + x, \quad (1б)$$

$$nn \rightarrow np\pi^- + x, \quad (2a)$$

$$pp \rightarrow pn\pi^+ + x, \quad (2б)$$

¹⁾Джизакский государственный педагогический университет, Джизак, Узбекистан.

²⁾Физико-технический институт АН Республики Узбекистан, Ташкент, Узбекистан.

*E-mail: bekmirzaev@mail.ru

**E-mail: olimov@uzsci.net

Таблица 1. Средние значения полных, поперечных импульсов, углов вылета и быстроты протонов в столкновениях $n^{12}\text{C}$ и $p^{12}\text{C}$ в событиях с отрицательными пионами и без них

Ценность	Тип столкновения					
	$n^{12}\text{C}$			$p^{12}\text{C}$		
	$n(\pi^-) = 0$	$n(\pi^-) \geq 1$	Все	$n(\pi^-) = 0$	$n(\pi^-) \geq 1$	Все
$\langle P \rangle$, ГэВ/с	0.79 ± 0.02	0.86 ± 0.02	0.83 ± 0.01	1.02 ± 0.01	0.82 ± 0.01	0.96 ± 0.01
$\langle P_{\perp} \rangle$, МэВ/с	327 ± 5	337 ± 4	332 ± 3	370 ± 3	353 ± 3	365 ± 2
$\langle \theta \rangle$, град.	58.1 ± 0.9	49.5 ± 0.6	53.5 ± 0.4	51.3 ± 0.4	50.5 ± 0.5	51.1 ± 0.3
Y	0.41 ± 0.01	0.51 ± 0.01	0.46 ± 0.01	0.56 ± 0.01	0.48 ± 0.01	0.53 ± 0.01

$$nn \rightarrow p\pi^-n + x, \quad (3a)$$

$$pp \rightarrow n\pi^+p + x, \quad (3б)$$

$$nn \rightarrow p\pi^-p\pi^- + x, \quad (4a)$$

$$pp \rightarrow n\pi^+n\pi^+ + x, \quad (4б)$$

$$np \rightarrow np + x, \quad (5a)$$

$$pn \rightarrow pn + x, \quad (5б)$$

$$np \rightarrow pn + x, \quad (6a)$$

$$pn \rightarrow np + x, \quad (6б)$$

$$np \rightarrow p\pi^-p + x, \quad (7a)$$

$$pn \rightarrow n\pi^+n + x, \quad (7б)$$

$$np \rightarrow p\pi^-n\pi^+ + x, \quad (8a)$$

$$pn \rightarrow n\pi^+p\pi^- + x, \quad (8б)$$

$$np \rightarrow np\pi^+ + x, \quad (9a)$$

$$pn \rightarrow pp\pi^- + x, \quad (9б)$$

где x означает “что угодно”, разрешенное законами сохранения электрических и барионных зарядов. Отметим, что указанные выше элементарные реакции построчно сопряжены, т.е. реализуются с равной вероятностью. На основании изотопической инвариантности сильных взаимодействий можно получить следующие равенства. Вероятность реакции (1) W_1 равна вероятности реакции (5a) (W_5), т.е. $W_1 = W_5$, вероятности реализации реакций (2a), (3a), (7a) и (9a) также равны друг другу, т.е. $W_2 = W_3 = W_7 = W_9$. Такая же линия равенств может быть получена для реакций $p^{12}\text{C}$ -столкновений.

В столкновениях $p^{12}\text{C}$ протоны конечного состояния состоят в основном из первичного протона и протонов, выбитых из ядра-мишени — как в реакциях (1б), (2б), (3б), (5б), (6б), тогда как в столкновениях $n^{12}\text{C}$ значительная их часть состоит из протонов, выбитых из ядра-мишени (реакция (5a)), и протонов, образующихся в процессах перезарядки между нейтроном-снарядом и протоном-мишенью (реакция (6a)). Из табл. 1 видно, что среднее значение полного импульса протонов имеет наибольшее значение, как и ожидалось, в столкновениях $p^{12}\text{C}$ при отсутствии в событии отрицательных пионов.

Среднее значение полного импульса протонов, образующихся в столкновениях $n^{12}\text{C}$ с $n(\pi^-) = 0$, намного меньше, чем в столкновениях $p^{12}\text{C}$, поскольку большинство протонов в этом случае исходит из мишени. В случае, когда в событии образуются один или несколько отрицательных пионов, среднее значение полного импульса протонов в столкновениях $n^{12}\text{C}$ больше, чем во взаимодействиях $p^{12}\text{C}$. Очевидно, это наблюдение можно объяснить вкладом протонов от процессов неупругой перезарядки исходного нейтрона в протон и π^- -мезон. В столкновениях $p^{12}\text{C}$ реакции (8б) и (9б) способствуют образованию протонов, и поскольку вклад в протоны от нейтрона ядра-мишени значительно выше, чем от снаряда, средний импульс протонов здесь ниже чем протонов, образующихся при столкновениях $n^{12}\text{C}$. Интересно отметить, что среднее значение полного импульса протонов в столкновениях $n^{12}\text{C}$ с $n(\pi^-) = 0$ близко к таковому при взаимодействии $p^{12}\text{C}$ с $nn(\pi^-) \geq 1$. Как упоминалось выше, в обоих случаях основной вклад в образование протонов вносят нейтроны ядра-мишени, что приводит к нивелированию разницы в средних значениях полного импульса.

Таблица 1 также показывает, что средние значения поперечного импульса протонов больше в столкновениях $p^{12}\text{C}$, чем в столкновениях $n^{12}\text{C}$, независимо от наличия в событии отрицательных

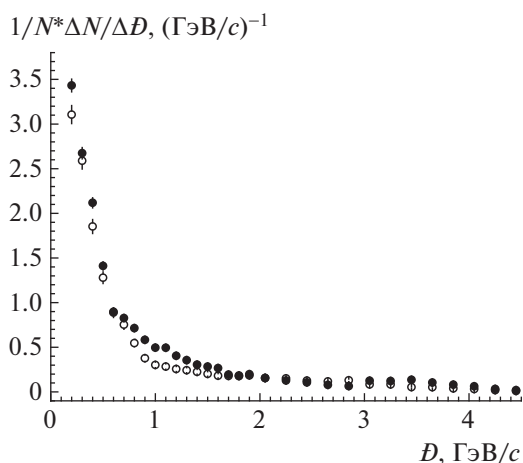


Рис. 1. Распределение протонов по полному импульсу в лабораторной системе координат $p^{12}\text{C}$ - и $n^{12}\text{C}$ - (●) столкновений при 4.2 ГэВ/с.

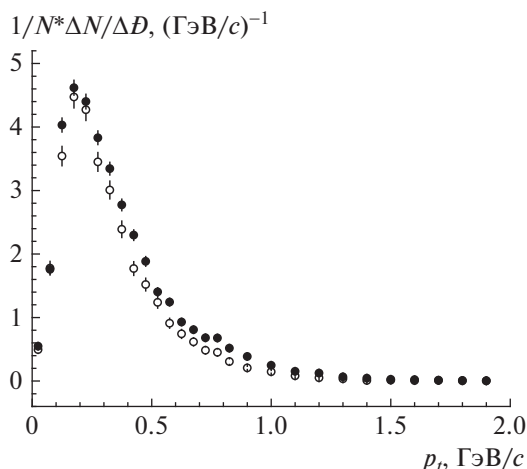


Рис. 2. Распределение по поперечному импульсу протонов в столкновениях $p^{12}\text{C}$ и $n^{12}\text{C}$ (●) при 4.2 ГэВ/с.

пионов. Более того, в столкновениях $n^{12}\text{C}$ средние значения поперечного импульса протонов в пределах статистических ошибок не зависят от наличия отрицательного пиона в конечном состоянии.

Можно отметить, что в столкновениях $n^{12}\text{C}$ с $n(\pi^-) = 0$ среднее значение угла вылета протона отклоняется от плавного поведения при $\theta = (58.1 \pm 0.9)^\circ$. Здесь отчетливо проявляются вклады двух механизмов протонообразования, причем вклад от выбивания протона ядра-мишени исходным нейтроном больше (реакция (5а)), чем вклад механизма переноса заряда от протона мишени к исходному нейтрону (реакция (6а)).

Из табл. 1 следует, что средняя быстрота протонов достигает максимальных значений во взаимодействиях $p^{12}\text{C}$ при $n(\pi^-) = 0$ и минимума в столкновениях $n^{12}\text{C}$ без отрицательных пионов в конечном состоянии. Этот факт можно интерпретировать, следуя тем же аргументам, что и ранее, когда мы обсуждали средние значения полного импульса и угла вылета протона в столкновениях $p^{12}\text{C}$ и $n^{12}\text{C}$ с отрицательными пионами и без них в конечном состоянии.

Перейдем к сравнительному анализу спектров полного и поперечного импульсов, а также распределений вторичных протонов по быстротам в столкновениях $p^{12}\text{C}$ и $n^{12}\text{C}$ при 4.2 ГэВ/с.

На рис. 1 показано полное импульсное распределение протонов в лабораторной системе при столкновениях $p^{12}\text{C}$ и $n^{12}\text{C}$. Оба распределения не имеют неоднородностей, показывают качественно идентичную зависимость от импульса и имеют вытянутые “хвосты” из-за эффектов ведущих первичных нуклонов. В области импульсов $p \leq 1.7$ ГэВ/с множественность протонов в столкно-

вениях $p^{12}\text{C}$ систематически выше, чем во взаимодействиях $n^{12}\text{C}$. Разница множественностей в области фрагментации мишени ($p < 1$ ГэВ/с) связана как с процессами перезарядки $np \rightarrow pn$ (реакция (6б)) в столкновениях $p^{12}\text{C}$, которые увеличивают множественность протонов в этой области импульсов, так и с $np \rightarrow pn$ (реакция (6а)), уменьшающая множественность протонов в столкновениях $n^{12}\text{C}$ в той же области).

В области импульсов $1 < p < 1.7$ ГэВ/с различие этих кратностей, по-видимому, связано с потерями энергии из-за перерассеяния или образования изобар $\Delta^+ \rightarrow p + \pi^0$ и $\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+$, которые приводят к уменьшению импульса исходного протона в столкновениях $p^{12}\text{C}$. В случае столкновений $n^{12}\text{C}$ протоны в этой области образуются

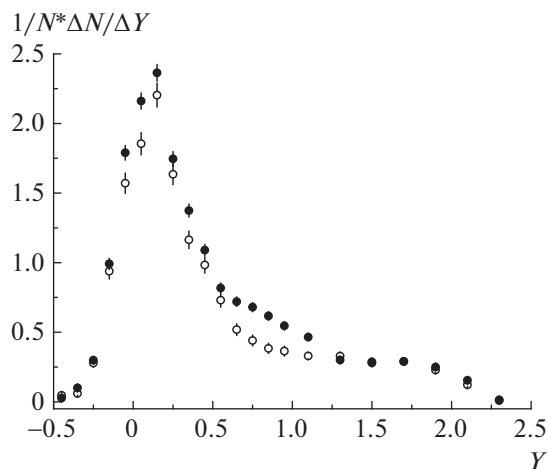


Рис. 3. Быстрое распределение протонов в лабораторной системе при столкновениях $n^{12}\text{C}$ и $p^{12}\text{C}$ (●) при 4.2 ГэВ/с.

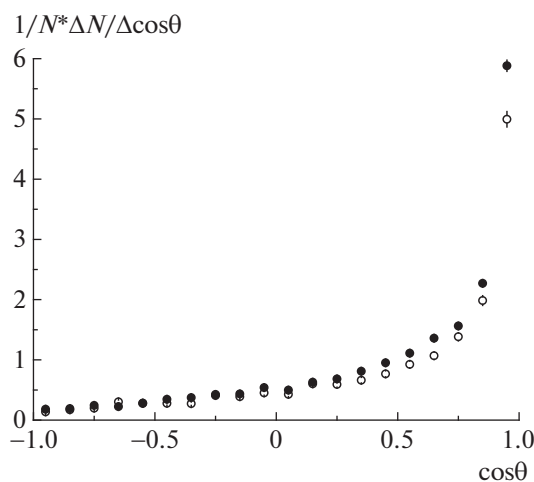


Рис. 4. Распределение углов вылета протонов в лабораторной системе при столкновениях $n^{12}\text{C}$ и $p^{12}\text{C}$ (•) при 4.2 ГэВ/с.

в результате рождения и распада изобары $\Delta 0 \rightarrow p + \pi^-$ (она может образовываться в реакциях (3а), (4а), (7а) и (8а)), сечение образования которой меньше полных сечений образования изобар Δ^+ и Δ^{++} , причем последние приводят к меньшей множественности протонов.

Интересно отметить, что в области импульсов $p > 1.25$ ГэВ/с (мы определили эту условную границу импульса протона из равенства средних множественностей протонов в областях $p < 1.25$ ГэВ/с и $p > 1.25$ ГэВ/с в столкновениях $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$, поскольку эта система симметрична) средняя множественность протонов в столкновениях $n^{12}\text{C}$ численно совпадает с коэффициентом реакции неупругой перезарядки нейтронов на протоны и составляет 0.36 ± 0.01 . Для $p^{12}\text{C}$ -столкновений экспериментально она составляет 0.49 ± 0.1 , что свидетельствует о смещении части ведущих протонов конечного состояния в область меньших импульсов.

На рис. 2 показано распределение p_t по поперечному импульсу протонов в столкновениях $p^{12}\text{C}$ и $n^{12}\text{C}$. Оба распределения имеют качественно идентичную зависимость от p_t . Средние значения поперечных импульсов протонов различаются на (9–10)% (см. табл. 3). Разница в средних множественностях протонов в этих столкновениях сосредоточена в основном в области малых p_t 1 ГэВ/с, а ширина спектра поперечных импульсов в столкновениях $p^{12}\text{C}$ на 10% больше, чем во взаимодействиях $n^{12}\text{C}$. В области высоких $p_t > 1$ ГэВ/с спектры совпадают между собой в пределах статистических ошибок.

На рис. 3 показано распределение протонов по скорости Y в лабораторной системе для столкновений $p^{12}\text{C}$ и $n^{12}\text{C}$. Мы видим, что различие

этих спектров локализовано в центральной области $-0.1 < Y < 1.25$. Совпадение спектров быстрой в нижней части области фрагментации мишени связано с образованием кумулятивных протонов. Действительно, легко показать, что область $Y < -0.1$ соответствует диапазону кумулятивных чисел $\beta > 1.3$ (β определяется как $\beta = (E - P_L)/m_p$, где E , P_L и m_p — полная энергия, продольный импульс и масса протона соответственно), в которой по определению такие протоны считаются кумулятивными. В [13] было показано, что для столкновений $\pi^{-12}\text{C}$ при 40 ГэВ/с и для столкновений $p^{12}\text{C}$, $^4\text{He}^{12}\text{C}$ и $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ при 4.2 А ГэВ/с средняя множественность кумулятивных протонов оказалась независимой от типа (заряда), а масса налетающей частицы равна 1.05 ± 0.01 . Доля кумулятивных событий равна 10% от общего числа столкновений протонов, α -частиц и ядер углерода. Все эти обстоятельства в совокупности приводят к совпадению инклюзивных сечений образования кумулятивных протонов при столкновениях $n^{12}\text{C}$ и $p^{12}\text{C}$. Отметим также совпадение инклюзивных распределений протонов по быстрой в области фрагментации снаряда.

На рис. 4 показано косинусное распределение углов вылета протонов в лабораторной системе для столкновений $n^{12}\text{C}$ и $p^{12}\text{C}$. Различие спектров наблюдается в области $\cos\theta > -0.25$, тогда как в области $\cos\theta < -0.25$ спектры совпадают в пределах статистических ошибок. Средние значения этих спектров, равные 0.51 ± 0.01 и 0.52 ± 0.01 в столкновениях $n^{12}\text{C}$ и $p^{12}\text{C}$ соответственно, также совпадают в пределах статистических ошибок.

3. РЕЗЮМЕ

В этой статье мы представили новые данные о взаимодействии нейтронов с ядрами углерода при 4.2 ГэВ/с. Проведен сравнительный анализ средних значений различных кинематических характеристик протонов, образующихся в столкновениях $n^{12}\text{C}$ и $p^{12}\text{C}$ при 4.2 ГэВ/с.

Разница в средних импульсах протонов в $n^{12}\text{C}$ и $p^{12}\text{C}$ связана с различием вероятностей сохранения протона в первом случае и перезарядки первичного нейтрона на протон во втором. Совпадение инклюзивных сечений образования протонов в столкновениях $n^{12}\text{C}$ и $p^{12}\text{C}$ в нижней части области фрагментации мишени может быть связано с образованием кумулятивных протонов, тогда как их совпадение в области фрагментации снаряда связано с эффектом лидирующей частицы в адронах — ядерные столкновения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. N. Bekmirzaev *et al.*, ЯФ **40**, 1477 (1984).
2. R. N. Bekmirzaev *et al.*, ЯФ **39**, 1212 (1984).
3. R. N. Bekmirzaev *et al.*, ЯФ **44**, 406 (1986).
4. R. N. Bekmirzaev *et al.*, ЯФ **47**, 1284 (1988).
5. R. N. Bekmirzaev *et al.*, ЯФ **49**, 1030 (1989).
6. R. N. Bekmirzaev *et al.*, ЯФ **49**, 488 (1989).
7. R. N. Bekmirzaev *et al.*, JINR Preprint, P1-91-495 (Dubna, 1991).
8. K. Olimov *et al.*, Reports of Uzbek Academy of Sciences **4**, 29 (2011).
9. A. P. Gasparyan *et al.*, JINR Preprint, 1-80-778 (Dubna, 1980).
10. G. N. Agakishiev *et al.*, JINR Preprint, P1-84-235 (Dubna, 1984).
11. I. A. Ivanovskaya, JINR Preprint, P1-91-264 (Dubna, 1991).
12. A. I. Bondarenko *et al.*, JINR Preprint, P1-98-292 (Dubna, 1998).
13. K. Olimov *et al.*, ЯФ **72**, 604 (2009) [Phys. At. Nucl. **72**, 579 (2009)].

COMPARISON OF SOME KINEMATIC CHARACTERISTICS OF PROTONS IN $n^{12}\text{C}$ AND $p^{12}\text{C}$ AT 4.2 GeV/c

R. N. Bekmirzaev¹⁾, Kh. K. Olimov²⁾

¹⁾ State Pedagogical University, 130100, Jizzakh, Uzbekistan

²⁾ Physical-Technical Institute NGO "Physics-Sun", ASUz, Tashkent, Uzbekistan

Results of comparative analysis of the mean values of various kinematical characteristics of protons in the $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions are presented. The mean values of the total momentum of protons in these collisions are found to be different. It is also discovered that the inclusive rapidity spectra of protons coincide in the target fragmentation region.

ДАННЫЕ О np -ДЛИНЕ РАССЕЯНИЯ ИЗ РЕАКЦИИ nd -РАЗВАЛА ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

© 2023 г. А. А. Каспаров^{1)*}, М. В. Мордовской¹⁾,
А. А. Афонин¹⁾, С. И. Поташев^{1),2)}, В. В. Мицук¹⁾

Поступила в редакцию 29.09.2022 г.; после доработки 29.09.2022 г.; принята к публикации 01.10.2022 г.

Значение 1S_0 np -длины рассеяния получено в кинематически полном эксперименте по исследованию реакции nd -развала при низких энергиях нейтронов канала РАДЭКС ИЯИ РАН. В эксперименте два нейтрона детектировались по разные стороны от направления первичного пучка. Полученные из сравнения экспериментальной зависимости выхода реакции nd -развала от относительной энергии np -пары с результатами моделирования значения $a_{np} = -25.9 \pm 1.1$ Фм при $E_n = 9$ МэВ и $a_{np} = -25.1 \pm 1.3$ Фм при $E_n = 11$ МэВ существенно отличаются от значения, полученного в эксперименте по свободному np -рассеянию, что свидетельствует об эффективном усилении np -взаимодействия в присутствии третьего нуклона.

DOI: 10.31857/S0044002723010269, EDN: RDNZCQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Реакция nd -развала является уникальной, поскольку приводит к образованию одной из самых простых трехнуклонных систем (pnn). Ввиду отсутствия чисто нейтронной мишени из реакции nd -развала извлекали данные о низкоэнергетических характеристиках нейтрон-нейтронного (nn) взаимодействия в синглетном спиновом состоянии — длин рассеяния и энергий виртуального 1S_0 -уровня. Авторы [1] назвали нуклон-нуклонную (NN) длину рассеяния “мощным увеличительным стеклом для изучения NN -взаимодействия”, а точные экспериментальные данные о длинах рассеяния и их различии позволяют получить количественную оценку нарушения зарядовой симметрии и нарушения зарядовой независимости ядерных сил.

Нейтрон-протонная (np) длина рассеяния с высокой точностью находится из экспериментов по свободному np -рассеянию, при этом среднее значение $a_{np} = -23.748 \pm 0.010$ Фм дано в работе [1].

Кроме того, np -длина рассеяния определялась также в реакциях с образованием np -пары в конечном состоянии [2–5], в основном в реакции nd -развала (рис. 1). При этом использовалась как геометрия np -взаимодействия в конечном состоянии (ВКС) с регистрацией нейтрона и протона под

близкими углами [2, 5], так и геометрия отдачи с регистрацией двух нейтронов по разные стороны от направления первичного пучка (при этом нерегистрируемый протон летит под близким углом с одним из нейтронов) [3, 4].

В работе [3], выполненной в Triangle Universities Nuclear Laboratory, в реакции $^2H(n, nnp)$ при энергии нейтронов 13 МэВ получено значение 1S_0 np -длины рассеяния $a_{np} = -23.5 \pm 0.8$ Фм. В других работах, выполненных в Institut für Strahlen-und Kernphysik at the University of Bonn, в реакции $^2H(n, np)n$ при энергии 25.3 МэВ в геометрии ВКС [4] и энергии 25.2 МэВ в геометрии отдачи [5] получены близкие значения $a_{np} = -23.9 \pm 1.0$ Фм и $a_{np} = -24.3 \pm 1.1$ Фм соответственно. Значения длины рассеяния, полученные в этих работах, близки к рекомендованному [1]. Однако авторы работы [2], проведенной в Shanghai Institute of Nuclear Research, в кинематически полном эксперименте по исследованию реакции $^2H(d, pnp)n$ при энергии 15.7 МэВ измерили энергию виртуального 1S_0 -уровня np -системы $E_{np} = 0.054 \pm 0.012$ МэВ. Такое значение энергии виртуального уровня в пересчете на np -длину рассеяния при значении эффективного радиуса $r_{np} = 2.76$ Фм дает значение $a_{np} \approx -26.4 \pm 2.0$ Фм.

Разброс значений a_{np} , полученный в реакциях с тремя и четырьмя частицами в конечном состоянии, может быть связан со значительным влиянием $3N$ -сил. Согласно дибарионной модели ядерных сил [6, 7], в таких реакциях может возникнуть новый механизм — обмен скалярным мезоном

¹⁾Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

²⁾Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия.

*E-mail: kasparov200191@gmail.com

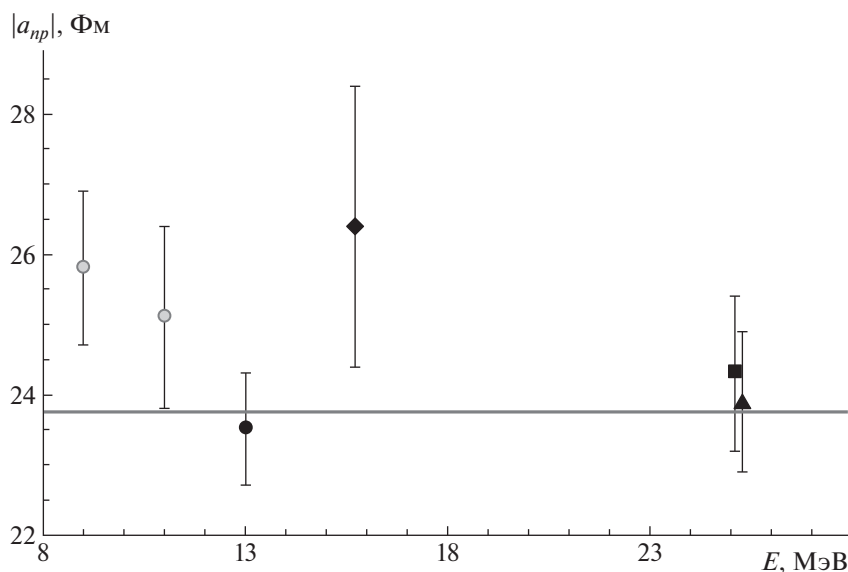


Рис. 1. Значения $|a_{np}|$ длины рассеяния, извлеченные из экспериментов по nd - и dd -развалам в зависимости от энергии налетающих частиц. Точки — данные полученные в работах: $\bullet$ — [3]; $\blacklozenge$ — [2]; $\blacksquare$ — [5]; $\blacktriangle$ — [4]; $\circ$ — результаты настоящей работы. Горизонтальная линия соответствует значению $a_{np} = -23.748 \pm 0.010$ Фм, извлеченному из экспериментов по свободному np -рассеянию.

между нуклоном и дибарионом (синглетом). Такое дополнительное взаимодействие может привести к изменению низкоэнергетических характеристик NN -взаимодействия (a_{NN} и E_{NN}), извлекаемых из реакции с двумя нуклонами в конечном состоянии, а степень этого изменения может зависеть от относительной скорости разлета фрагментов. Так, недавний анализ полученных в реакциях nd - и dd -развала значений длин нейтрон-нейтронного рассеяния [8, 9] в значительной мере подтвердил гипотезу о влиянии $3N$ -сил на величины извлекаемых параметров nn -взаимодействия в реакциях с малонуклонными системами.

Целью настоящей работы является экспериментальное определение синглетной np -длины рассеяния в реакции ${}^2\text{H}(n, np)$ при низких значениях энергии первичных нейтронов 8–13 МэВ и поиск отличия этой величины от значения, полученного в прямом np -рассеянии.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для определения энергии виртуального 1S_0 np -состояния E_{np} и связанной с этой величиной длины рассеяния a_{np} проведен кинематически полный эксперимент по исследованию реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + d^* \rightarrow n + n + p$ на нейтронном канале РАДЭКС Института ядерных исследований РАН. В эксперименте регистрировались нейтрон отдачи и нейтрон от развала np -системы по разные стороны от оси пучка. В этой постановке эксперимента нейтрон-протонное ВКС проявляется в виде

максимума в распределении выхода реакции от относительной энергии np -системы, форма которого чувствительна к величине E_{np}

$$\varepsilon = \frac{1}{2}(E_n + E_p - 2\sqrt{E_n E_p} \cos \Delta\Theta). \quad (1)$$

Здесь ε — относительная энергия np -системы, E_n и E_p — кинетические энергии нейтрона и протона от развала np -системы, а $\Delta\Theta$ — угол разлета нейтрона и протона в лабораторной системе. Для описания этого распределения часто используется формула Мигдала–Ватсона [10, 11]

$$F_{\text{МВ}} = A \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\varepsilon + E_{np}}, \quad (2)$$

где E_{np} — абсолютное значение энергии виртуального 1S_0 состояния np -системы; $\sqrt{\varepsilon}$ — множитель, связанный с фазовым объемом; A — нормировочный коэффициент. Связь между параметрами E_{np} и a_{np} выражается формулой

$$\frac{1}{a_{NN}} = - \left(\frac{m_N E_{NN}}{\hbar^2} \right)^{1/2} - \frac{1}{2} r_{NN} \frac{m_N E_{NN}}{\hbar^2} + \dots, \quad (3)$$

где a_{NN} — длина NN -рассеяния, E_{NN} — энергия виртуального уровня, r_{NN} — эффективный радиус NN -взаимодействия; m_N — масса нуклона.

На рис. 2 показана схема экспериментальной установки. Источником нейтронов служила ловушка пучка протонов с энергией 209 МэВ линейного

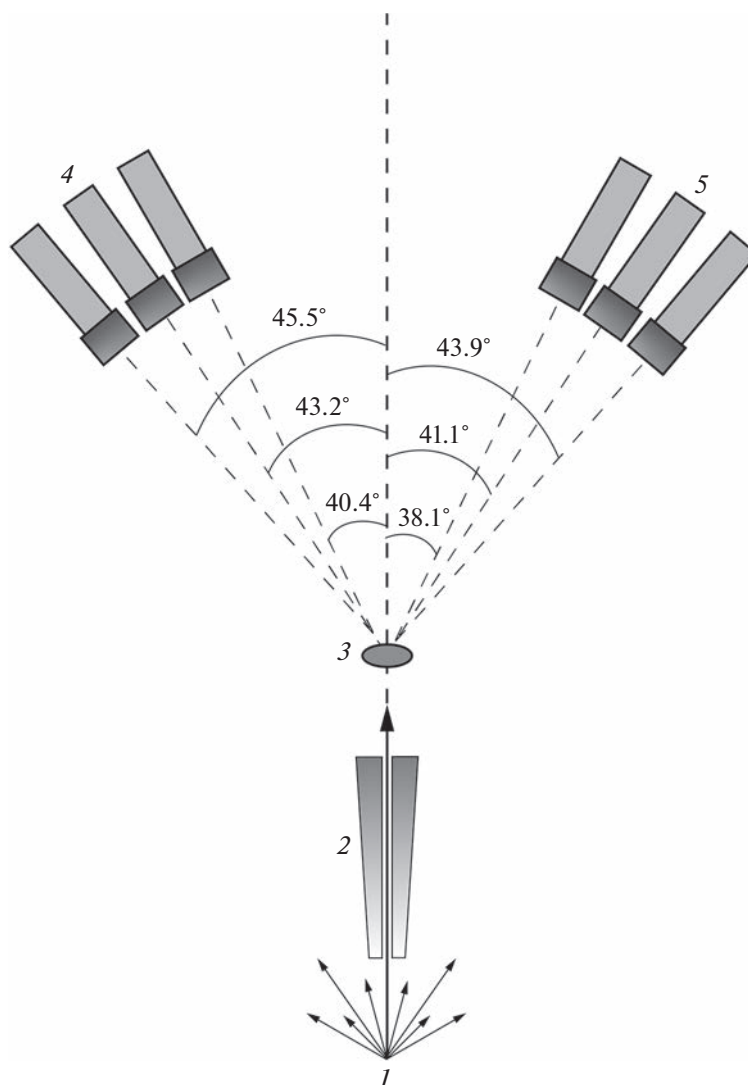


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 — пучок нейтронов канала РАДЭКС ИЯИ РАН; 2 — коллиматор; 3 — активная C_6D_6 -мишень; 4 — годоскоп нейтронных сцинтилляционных детекторов для регистрации нейтронов отдачи; 5 — годоскоп нейтронных сцинтилляционных детекторов для регистрации нейтронов от развала синглетного дейтрона.

ускорителя ИЯИ РАН. Нейтроны, образованные в вольфрамовой мишени толщиной 60 мм, коллимировались на длине 12 м и формировали пучок с диаметром ~ 50 мм на измерительной дейтериевой мишени.

В качестве дейтериевой мишени и одновременно детектором вторичных протонов использовался C_6D_6 -сцинтиллятор (EJ315). Нейтроны отдачи регистрировались тремя сцинтилляционными детекторами на основе жидкого сцинтиллятора (EJ301) под углами 40.4° , 43.2° и 45.5° и откалиброванными на регистрацию нейтронов до 3 МэВ. Нейтроны от развала синглетного дейтрона регистрировались тремя аналогичными детекторами, расположенными под углами 38.1° , 41.1° и 43.9° по другую сторону от направления первичного пучка. Эти детекторы откалиброваны на регистрацию нейтронов

в диапазоне до 9 МэВ. Энергия каждого зарегистрированного нейтрона определялась времяпролетной методикой, при этом стартовым сигналом детектирующей системы служил временной сигнал от активной сцинтилляционной мишени.

Сигналы от вторичного протона и всех нейтронных детекторов подавались на входы цифрового сигнального процессора DT5742 (CAEN S.p.A.), малый шаг временной развертки которого позволил использовать его для временного анализа. Обработка информации велась в оффлайн-режиме и состояла из определения амплитуд и площадей импульсов, получения времен возникновения сигналов в детекторах, цифрового анализа формы импульсов для дискриминации нейтронных событий от событий, вызванных γ -квантами. Составлялись девять групп тройных совпадений, соответствующие

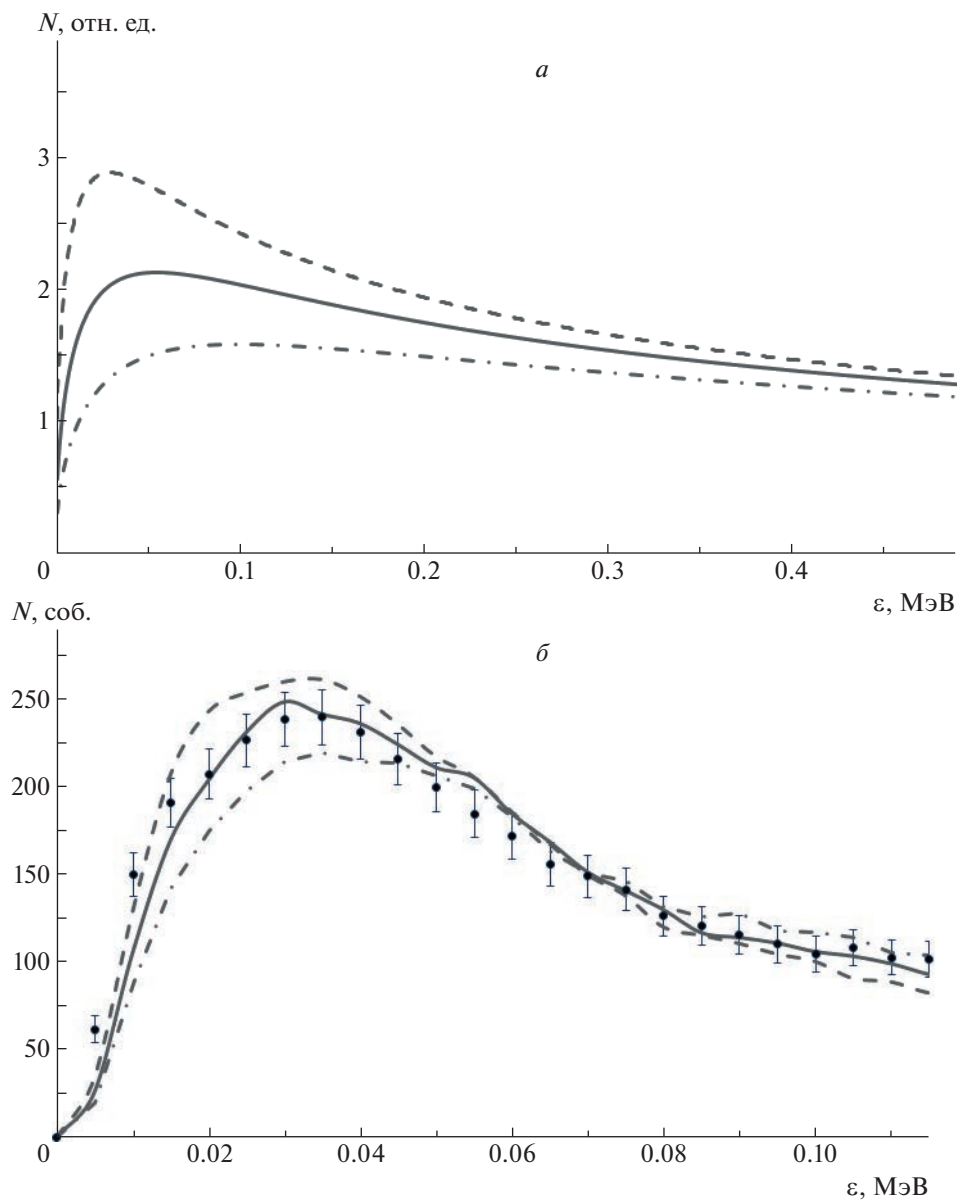


Рис. 3. *а* — Зависимости выхода реакции nd -развала от относительной энергии np -пары по формуле Мигдала–Ватсона (2); *б* — сравнение экспериментальной зависимости выхода nd -развала от ε при энергии первичных нейтронов $E = 9 \pm 1$ МэВ (точки) и результатов моделирования для различных значений энергии виртуального 1S_0 уровня E_{np} : пунктирная кривая — 0.03 МэВ; сплошная кривая — 0.055 МэВ; штрихпунктирная кривая — 0.1 МэВ.

щие протонному сигналу в мишенном детекторе, сигналу от нейтрона отдачи и “развального” нейтрона.

Из законов сохранения энергии и импульса восстанавливалась энергия первичного нейтрона, а также энергия и угол вылета “развального” протона. Хотя энергетический спектр нейтронов канала РАДЭКС, падающих на мишень, широк и включает все энергии вплоть до предельной, равной энергии пучка протонов, одновременная регистрация в конечном состоянии всех трех частиц (протона и двух нейтронов) позволила восстановить энергию

первичного нейтрона и вторичного протона в реакции $n + ^2\text{H} \rightarrow n + n + p$ для каждого зарегистрированного события и отсортировать все зарегистрированные события по энергии первичного нейтрона. В настоящей работе представлены результаты эксперимента, полученные при энергии нейтронов $E_n = 9 \pm 1$ МэВ и $E_n = 11 \pm 1$ МэВ.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для определения необходимых условий эксперимента и параметров экспериментальной установки было проведено моделирование исследуемой

реакции. Для этой цели были использованы программы кинематического моделирования реакций с тремя частицами в конечном состоянии [12, 13].

Трехчастичная кинематика реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + d^* \rightarrow n + n + p$ моделируется в два этапа. На первом этапе рассматривается образование синглетного дейтрона d^* с эффективной инвариантной массой $M_{d^*} = m_n + m_p + \varepsilon$ в двухчастичной реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + d^*$ и рассчитываются углы вылета и кинетические энергии нейтрона отдачи и синглетного дейтрона в лабораторной системе координат. При этом зависимость выхода реакции от относительной энергии ε учитывается количеством разыгрываемых событий с разными ε (рис. 3а) согласно кривым, рассчитанным по формуле (2) с определенным значением параметра E_{np} (и соответственно a_{np}).

На втором этапе рассматривается развал $d^* \rightarrow n + p$ и рассчитываются углы вылета и кинетические энергии “развальных” нейтрона и протона. Затем учитываются условия эксперимента: расположение и количество детекторов, их энергетические и угловые разрешения. Из полного числа разыгрываемых событий отбираются события, соответствующие одновременному попаданию нейтрона отдачи и “развального” нейтрона в два соответствующих нейтронных детектора.

В результате такого моделирования получается соответствующая условиям эксперимента зависимость выхода реакции nd -развала от относительной энергии ε для заданных значений энергии первичного нейтрона, углов регистрации нейтронов и энергии виртуального 1S_0 -уровня E_{np} или a_{np} (см. рис. 3б). Таким образом, сравнение экспериментальной зависимости с моделированными позволит определить энергию E_{np} и соответственно значение синглетной np -длины рассеяния.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для каждой из девяти пар тройных совпадений строилась двумерная диаграмма $E_p - \Theta_p$ вторичного протона, угол и энергия которого восстанавливались решением законов сохранения энергии и импульса, с учетом расположения и размеров пар нейтронных детекторов, их временными разрешениями и длинами времяпролетных баз. Так, на рис. 4 показаны экспериментальные точки (черные) двумерной диаграммы $E_p - \Theta_p$, отобранные для $E_0 = 9 \pm 1$ МэВ и углах регистрации нейтрона отдачи и “развального” нейтрона $\Theta_{n1} = 45.5^\circ \pm \pm 0.8^\circ$ и $\Theta_{n2} = -38.1^\circ \pm 0.8^\circ$ соответственно. Отрицательным и положительным углом отвечают разные стороны вылета относительно направления первичного пучка. На рис. 4 также представлены

результаты моделирования реакции демократического развала $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$ (светло-серые) и реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + d^* \rightarrow n + n + p$ (темно-серые), идущей через стадию образования и развала синглетного дейтрона.

Для всех событий, попавших в темно-серую область, по формуле (1) формировалась зависимость выхода реакции от относительной энергии ε . Такая процедура была проделана для всех девяти пар тройных совпадений. Для определения низкоэнергетических параметров np -взаимодействия экспериментальная зависимость выхода реакции nd -развала $dN^{\text{эксп}}/d\varepsilon$ сравнивалась с результатами моделирования $dN^{\text{мод}}/d\varepsilon$. На рис. 3б показано сравнение суммарных экспериментальных данных при энергии первичных нейтронов $E_n = 9 \pm 1$ МэВ и результатов моделирования для трех значений энергии виртуального np -уровня 0.03, 0.055 и 0.1 МэВ при параметрах эксперимента. Видно, что формы распределений похожи, а экспериментальная кривая в области низкоэнергетического пика лежит между моделированными кривыми для $E_{np} = 0.03$ и 0.1 МэВ. Для экспериментальных точек приведена полная статистическая ошибка, включающая статистическую неопределенность процедуры вычитания фона.

Для определения длины рассеяния моделирование реакции nd -развала проводилось в широкой области значений a_{np} от -34 до -18 Фм, которые пересчитывались из энергии виртуального состояния E_{np} по формуле (3) при значении $r_{np} = 2.7$ Фм. Далее минимизировалось значение χ^2 для экспериментальных и моделированных точек, определяемое выражением

$$\chi^2(a_{np}) = \sum_{\varepsilon} \frac{\left(\frac{dN^{\text{эксп}}}{d\varepsilon} - A \frac{dN^{\text{мод}}}{d\varepsilon} \right)^2}{\left(\Delta \frac{dN^{\text{эксп}}}{d\varepsilon} \right)^2}, \quad (4)$$

где A — нормировочный коэффициент, определяемый отношением интегралов экспериментального и моделированного спектров по широкому интервалу значений ε (0–0.4 МэВ), $\Delta dN^{\text{эксп}}/d\varepsilon$ — статистическая ошибка экспериментальных точек. Для нахождения величины длины рассеяния и ее статистической неопределенности, значения $\chi^2(a_{np})$ аппроксимировались квадратичным полиномом (рис. 5). Минимальное значение $\chi^2_{\min}$ определяет величину np -длины рассеяния, а статистическая ошибка в определении a_{np} дается формулой

$$\Delta a_{np} = |a_{np}(\chi^2_{\min}) - a_{np}(\chi^2_{\min} + 1)|. \quad (5)$$

Таким образом, для представленных данных при $E_n = 9 \pm 1$ МэВ получено значение 1S_0 np -длины

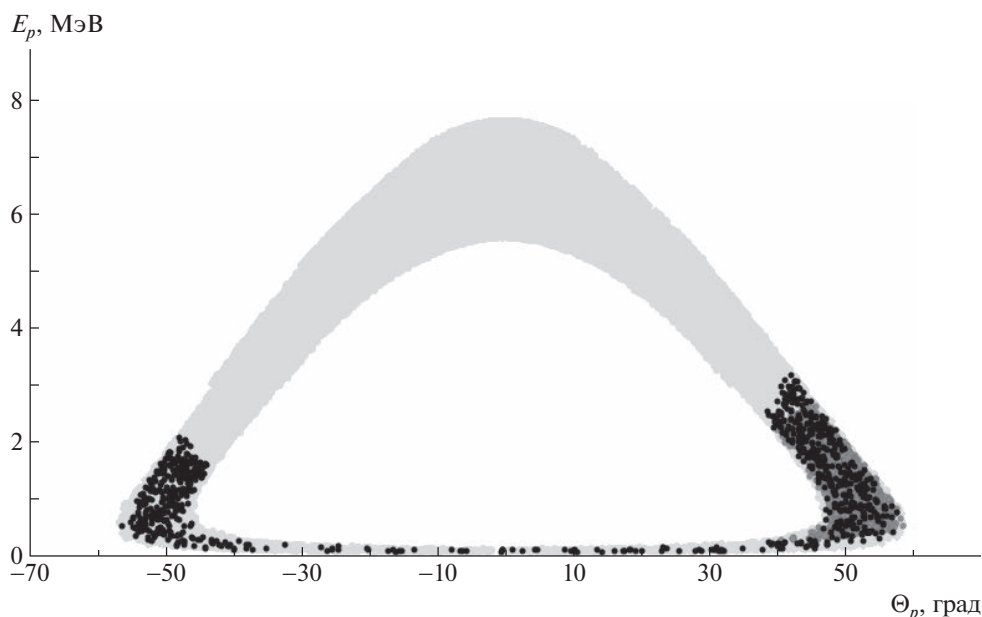


Рис. 4. Двумерная диаграмма E_p – Θ_p вторичного протона. Экспериментальные условия: $E = 9 \pm 1$ МэВ, $\Theta_{n1} = 45.5^\circ \pm \pm 0.8^\circ$; $\Theta_{n2} = -38.1^\circ \pm \pm 0.8^\circ$. Точки: светло-серые — моделирование реакции демократического развала $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$; темно-серые — моделирование реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + d^* \rightarrow n + n + p$, идущей через стадию образования и развала синглетного дейтрона; черные — эксперимент.

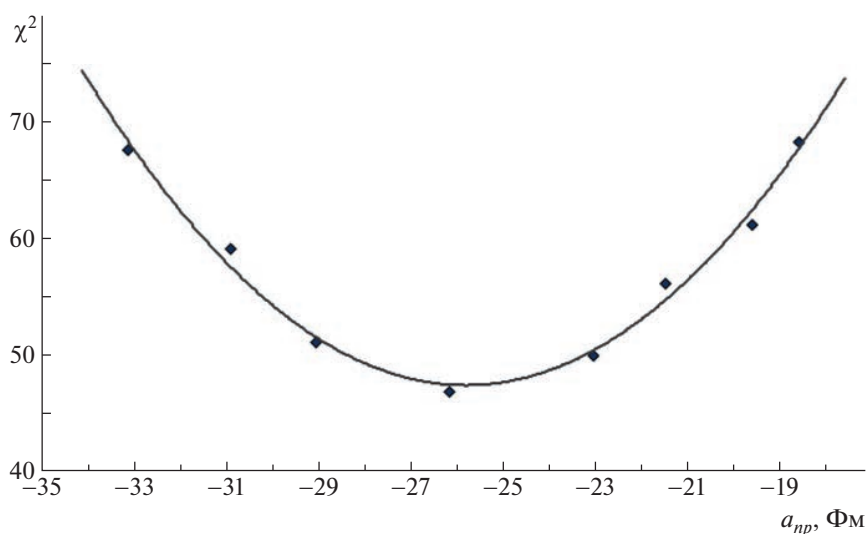


Рис. 5. Зависимость χ^2 от длины рассеяния a_{np} для $E_n = 9 \pm 1$ МэВ, полученная с использованием формулы (4) суммированием по двадцати пяти точкам по ε (0.01–0.13 МэВ). Кривая — аппроксимация квадратичным полиномом.

рассеяния $a_{np} = -25.8 \pm 1.1$ Фм. Для эксперимента при $E_n = 11 \pm 1$ МэВ процедура моделирования и определения длины рассеяния аналогичны, а полученное значение $a_{np} = -25.1 \pm 1.3$ Фм. Бóльшая ошибка в определении a_{np} связана с существенно меньшей статистикой, полученной в эксперименте, при энергии первичных нейтронов 11 МэВ.

Полученные нами результаты исследования реакции nd -развала при низких энергиях в совокупности с данными работ [2–5] о np -длине рассеяния, приведены на рис. 1. Полученные в настоящей

работе значения a_{np} существенно отличаются от величины $a_{np} = -23.748 \pm 0.010$ Фм, выведенной из экспериментов по свободному np -рассеянию, и на наш взгляд свидетельствует об эффективном усилении np -взаимодействия в присутствии третьего нуклона.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН проведен кинематически полный эксперимент по исследованию реакции nd -развала при низких

энергиях первичных нейтронов 9 и 11 МэВ. В эксперименте по разные стороны от оси первичного пучка регистрировались нейтрон отдачи, а также нейтрон и протон от развала синглетной np -пары. Из кинематики реакции восстанавливалась энергия нейтрона, вызвавшего реакцию, энергия и угол вылета “развального” протона. Строилась зависимость выхода реакции nd -развала от относительной энергии np -пары. Из сравнения формы этой зависимости с результатами моделирования были определены низкоэнергетические параметры np -взаимодействия: $a_{np} = -25.8 \pm 1.1$ Фм и $a_{np} = -25.1 \pm 1.3$ Фм при энергии первичных нейтронов 9 и 11 МэВ соответственно.

Полученные в настоящей работе данные отличаются от результатов работ [3–5] по исследованию реакции nd -развала, которые близки к значению 1S_0 np -длины рассеяния $a_{np} = -23.748 \pm \pm 0.010$ Фм, выведенной из экспериментов по свободному np -рассеянию. В то же время полученные данные близки к данным работы [2] по исследованию реакции dd -развала и, на наш взгляд, свидетельствуют об эффективном усилении np -взаимодействия в присутствии третьего нуклона, что в свою очередь может быть связано со значительным влиянием трехнуклонных сил.

В заключение мы хотим почтить память и выразить безграничную благодарность ушедшим от нас коллегам: заведующему лабораторией атомного ядра, доктору физико-математических наук Конобеевскому Евгению Сергеевичу и старшему научному сотруднику, кандидату физико-математических наук Зуеву Сергею Викторовичу за их многолетнюю, плодотворную и добросовестную работу в данном направлении.

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект “Ядерная и радиационная физика. Этап 2023–2025”).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. O. Dumbrajs, R. Koch, H. Pilkuhn, G. C. Oades, H. Behrens, J. J. de Swart, and P. Kroll, Nucl. Phys. B **216**, 277 (1983).
2. Y.-J. Zhang, J.-H. He, J.-Q. Yang, and J. Zhang, Phys. Rev. C **47**, 468 (1993).
3. D. E. Gonz  les Trotter, F. Salinas, Q. Chen, A. S. Crowell, W. Gl  ckle, C. R. Howell, C. D. Roper, D. Schmidt, I.   laus, H. Tang, W. Tornow, R. L. Walter, H. Wita  a, and Z. Zhou, Phys. Rev. Lett. **83**, 3788 (1999).
4. V. Huhn, L. W  tzold, Ch. Weber, A. Siepe, W. von Witsch, H. Wita  a, and W. Gl  ckle, Phys. Rev. C **63**, 014003 (2000).
5. J. Deng, A. Siepe, and W. von Witsch, Phys. Rev. C **66**, 047001 (2002).
6. V. I. Kukulin, I. T. Obukhovskiy, V. N. Pomerantsev, and A. Faessler, J. Phys. G **27**, 1851 (2001).
7. V. I. Kukulin, P. Grabmayr, A. Faessler, Kh. U. Abraamyan, M. Bashkanov, H. Clement, T. Skorodko, and V. N. Pomerantsev, Ann. Phys. (N.Y.) **325**, 1173 (2010).
8. Е. С. Конобеевский, С. В. Зуев, А. А. Каспаров, В. И. Кукулин, В. М. Лебедев, М. В. Мордовской, В. Н. Померанцев, А. В. Спасский, ЯФ **81**, 555 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 595 (2018)].
9. Е. С. Конобеевский, А. А. Каспаров, М. В. Мордовской, С. В. Зуев, С. И. Поташев, А. А. Афонин, В. В. Мицук, ЯФ **85**, 216 (2022) [Phys. At. Nucl. **85**, 289 (2022)].
10. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ **28**, 3 (1955) [JETP **1**, 1 (1955)].
11. K. M. Watson, Phys. Rev. **88**, 1163 (1952).
12. С. В. Зуев, А. А. Каспаров, Е. С. Конобеевский, Изв. РАН. Сер. физ. **78**, 527 (2014) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **78**, 345 (2014)].
13. С. В. Зуев, А. А. Каспаров, Е. С. Конобеевский, Изв. РАН. Сер. физ. **81**, 753 (2017) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **81**, 679 (2017)].

DATA ON THE np -SCATTERING LENGTH FROM THE nd -BREAKUP REACTION AT LOW ENERGIES

A. A. Kasparov¹⁾, M. V. Mordovskoy¹⁾, A. A. Afonin¹⁾, S. I. Potashev^{1),2)}, V. V. Mitcuk¹⁾

¹⁾ Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

²⁾ Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The 1S_0 np scattering length value was obtained in a kinematically complete experiment to study of the nd -breakup reaction at low neutron energies of the RADEX channel of the INR RAS. In the experiment, two neutrons were detected on opposite sides of the direction of the primary beam. The values of $a_{np} = -25.8 \pm 1.1$ fm at $E_n = 9$ MeV and $a_{np} = -25.1 \pm 1.3$ fm at $E_n = 11$ MeV were determined on the basis of a comparison of the experimental dependence of the nd -breakup reaction yield on the relative energy of the np pair with the results of a simulation. The obtained data differ significantly from the value obtained in direct np scattering, which indicates an effective enhancement of the np interaction in the presence of a third nucleon.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ С ТРЕМЯ СТЕРИЛЬНЫМИ НЕЙТРИНО НА ОСНОВЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА BEST

© 2023 г. В. В. Хрущев^{1)*}, С. В. Фомичев^{1)**}

Поступила в редакцию 05.09.2022 г.; после доработки 05.09.2022 г.; принята к публикации 07.09.2022 г.

Производятся оценки значений параметров модели с тремя активными и тремя стерильными нейтрино, а именно, параметров смешивания активных и стерильных нейтрино и масс стерильных нейтрино. При этом используются результаты эксперимента BEST (Baksan Experiment on Sterile Transitions). Эксперимент BEST направлен на проверку галлиевой аномалии на малых расстояниях, т.е. дефицита электронных нейтрино от радиоактивного источника. Кроме того, учитываются результаты экспериментов по проверке ускорительной и реакторной нейтринных аномалий на малых расстояниях, а также некоторые астрофизические данные.

DOI: 10.31857/S00044002723010282, EDN: REBXUD

1. ВВЕДЕНИЕ

Стандартная модель сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий (SM) с успехом применяется для описания процессов с участием элементарных частиц. Однако сейчас для объяснения некоторых явлений требуется выход за рамки SM. Например, для описания осцилляций необходимо ввести три нейтрино с разными массами и предположить, что возможно их смешивание с нарушением законов сохранения лептонных квантовых чисел, т.е. надо перейти к Модифицированной SM (MSM) [1].

Для описания смешивания массивных нейтрино используется матрица Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты $U_{\text{PMNS}} \equiv U = VP$, $\psi_a^L = \sum_i U_{ai} \psi_i^L$, где $\psi_{a,i}^L$ являются левыми киральными полями с флейвором a или массой m_i , $a = \{e, \mu, \tau\}$ и $i = \{1, 2, 3\}$. Матрица V выражается в стандартной параметризации через три угла смешивания θ_{ij} и CP -фазу $\delta \equiv \delta_{CP}$, связанную с CP -нарушением в лептонном секторе для дираковских или майорановских нейтрино, в то время как $P = \text{diag}\{e^{i\alpha}, e^{i\beta}, 1\}$, где $\alpha \equiv \alpha_{CP}$ и $\beta \equiv \beta_{CP}$ являются фазами, связанными с CP -нарушением только для майорановских нейтрино.

С помощью экспериментальных данных найдены значения углов смешивания θ_{ij} и разности квадратов нейтринных масс Δm_{21}^2 и Δm_{31}^2 (где $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$) [1], причем значение Δm_{31}^2 пока

известно только с точностью до знака. Поэтому абсолютные значения масс нейтрино можно упорядочить двумя способами, а именно, $m_1 < m_2 < m_3$ или $m_3 < m_1 < m_2$, которые называются нормальным (NO) и обратным (IO) порядками масс нейтрино соответственно. Мы рассматриваем далее только NO-случай спектра масс нейтрино при $\delta_{CP} = 1.2\pi$.

Кроме данных по осцилляциям между электронными, мюонными и тауонными нейтрино, получены экспериментальные указания на аномальные осцилляции с участием так называемых стерильных нейтрино (SN). Модели с одним, двумя или тремя SN, т.е. $(3+1)$ -, $(3+2)$ - или $(3+3)$ -модели используются для объяснения аномалий значений нейтринных потоков на малых расстояниях от источника [2–4], а также некоторых астрофизических данных [5, 6]. К нейтринным аномалиям на малых расстояниях (SBL) относятся так называемые ускорительная (или LSND) аномалия (AA) [7], реакторная (антинейтринная) аномалия (RA) [8] и галлиевая (или калибровочная) аномалия (GA) [9].

Далее с учетом последних экспериментальных данных по SBL-аномалиям находятся оценки значений параметров для варианта модели с тремя активными и тремя стерильными нейтрино, который был представлен в работе [10]. Особое внимание уделяется результатам эксперимента BEST (Baksan Experiment on Sterile Transitions) [11] и результатам совместного описания экспериментов MiniBooNE и MicroBooNE [12].

¹⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

*E-mail: Khrushchov_VV@nrcki.ru

**E-mail: Fomichev_SV@nrcki.ru

2. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ (3 + 3)-МОДЕЛЬ НЕЙТРИНО

Эффекты трех активных массивных нейтрино описываются в рамках MSM, тогда как феноменологические модели со стерильными нейтрино менее распространены. Это связано в первую очередь с низким уровнем достоверности экспериментальных данных по SN. Большинство имеющихся экспериментальных указаний, относящихся к AA, RA и GA, находятся на уровне 3σ . Поэтому в настоящей работе мы возьмем за основу результаты экспериментов BEST, MiniBooNE и MicroBooNE, уровень достоверности которых почти в 2 раза выше.

При этом будем пользоваться (3 + 3)-моделью, в рамках которой вводится 6×6 -матрица смешивания (обобщенная матрица Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты U_{GPMNS}) с удобной и оригинальной параметризацией [10]. Модель содержит три известных активных нейтрино ν_a ($a = e, \mu, \tau$) и три новых (стерильных) нейтрино: легкое стерильное нейтрино ν_s , скрытое нейтрино ν_h и темное нейтрино ν_d . Таким образом, модель включает шесть флейворных состояний ν_f ($f = e, \mu, \tau, s, h, d$) и шесть массовых состояний ν_j ($j = 1, 2, 3, 4, 5, 6$), и поэтому для описания осцилляций используется 6×6 -матрица смешивания $U_{\text{GPMNS}} \equiv U_{\text{mix}}$.

Представим U_{mix} в виде матричного произведения VP , где P — диагональная матрица, содержащая майорановские CP -фазы ϕ_i , $i = 1, \dots, 5$, т.е. $P = \text{diag}\{e^{i\phi_1}, \dots, e^{i\phi_5}, 1\}$. Сохраняя преемственность обозначений, обозначим дираковские CP -фазы как δ_i и κ_j , а углы смешивания как θ_i и η_j , причем $\delta_1 \equiv \delta_{CP}$, $\theta_1 \equiv \theta_{12}$, $\theta_2 \equiv \theta_{23}$ и $\theta_3 \equiv \theta_{13}$.

Для компактности формул введем символы ν_b и $\nu_{i'}$ для стерильных левых флейворных полей и стерильных левых массовых полей соответственно. Поля ν_b с индексом b содержат поля ν_s , ν_h и ν_d , а i' будет обозначать набор индексов 4, 5 и 6. Общая 6×6 -матрица смешивания U_{mix} может быть представлена через 3×3 -матрицы R , T , V и W следующим способом:

$$\begin{pmatrix} \nu_a \\ \nu_b \end{pmatrix} = U_{\text{mix}} \begin{pmatrix} \nu_i \\ \nu_{i'} \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} R & T \\ V & W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_i \\ \nu_{i'} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Матрицу R выберем в виде $R = \kappa U_{\text{PMNS}}$, где $\kappa = 1 - \epsilon$ и ϵ — малая величина, в то время как T в уравнении (1) также должна быть малой матрицей по сравнению с известной унитарной 3×3 -матрицей смешивания активных нейтрино U_{PMNS} ($U_{\text{PMNS}} U_{\text{PMNS}}^+ = I$). Таким образом, при выборе соответствующей нормировки осцилляции активных нейтрино описываются, как и должно быть в

MSM, с помощью матрицы Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты U_{PMNS} . Ниже будет использоваться обозначение $U_{\text{PMNS}} \equiv U$.

На современном этапе исследований ограничимся только минимальным числом параметров матрицы смешивания U_{mix} , которые позволяют объяснить имеющиеся (еще довольно разнородные) экспериментальные данные. Поэтому ниже рассматриваются только некоторые частные случаи матрицы U_{mix} . Переход к полной матрице со всеми параметрами может быть сделан в дальнейшем, когда будут получены дополнительные экспериментальные результаты, относящиеся ко всем SBL-аномалиям.

Так как в соответствии с имеющимися данными астрофизических и лабораторных измерений смешивание между активными и стерильными нейтрино должно быть мало, выберем матрицу T в виде $T = \sqrt{1 - \kappa^2} a$, где a — произвольная унитарная 3×3 -матрица ($aa^+ = I$) и $\kappa \approx 1$. В этом случае матрица U_{mix} может быть записана в следующей форме:

$$U_{\text{mix}} = \begin{pmatrix} R & T \\ V & W \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \kappa U & \sqrt{1 - \kappa^2} a \\ \sqrt{1 - \kappa^2} b U & \kappa c \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где b — также произвольная унитарная 3×3 -матрица ($bb^+ = I$), причем $c = -ba$. При этих условиях матрица U_{mix} будет унитарной ($U_{\text{mix}} U_{\text{mix}}^+ = I$).

В частности, будем использовать следующие матрицы a и b :

$$a = \begin{pmatrix} \cos \eta_2 & \sin \eta_2 & 0 \\ -\sin \eta_2 & \cos \eta_2 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\kappa_2} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$b = - \begin{pmatrix} \cos \eta_1 & \sin \eta_1 & 0 \\ -\sin \eta_1 & \cos \eta_1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\kappa_1} \end{pmatrix},$$

где κ_1 и κ_2 — фазы смешивания между активными и стерильными нейтрино, тогда как η_1 и η_2 — углы смешивания между ними [13].

Зададим массы нейтрино с помощью нормально упорядоченного набора значений $\{m\} = \{m_i, m_{i'}\}$. Для масс активных нейтрино возьмем оценки масс нейтрино для NO-случая (в единицах эВ):

$$m_1 \approx 0.0016, \quad m_2 \approx 0.0088, \quad m_3 \approx 0.0497, \quad (4)$$

которые не противоречат современным экспериментальным данным и были предложены в работах [13–15].

Значения углов смешивания θ_{ij} для активных нейтрино, которые определяют матрицу Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты, вычислим из соотношений

$$\sin^2 \theta_{12} \approx 0.318, \quad \sin^2 \theta_{23} \approx 0.566, \\ \sin^2 \theta_{13} \approx 0.0222.$$

Эти соотношения получены на основе обработки экспериментальных данных для NO-случая и даны в работе [16].

В работе [17] был рассмотрен конкретный вариант $(3+3)$ -модели для значений масс m_4 , m_5 и m_6 (LMO1 вариант):

$$\{m\}_{\text{LMO1}} = \{1.1, 1.5 \times 10^3, 7.5 \times 10^3\}. \quad (5)$$

Однако чтобы, например, воспроизвести энергетический спектр электронов, наблюдаемый в эксперименте XENON1T (в котором в области нескольких кэВ фактически виден один максимум при 3.5 кэВ [18]), а также учитывая значения масс SN, приведенные в работе [19], будем использовать в дальнейшем распадающиеся SN с большими значениями m_5 и m_6 , чем значения масс из работы [17], приведенные выше в формуле (5).

Для этого выведем m_6 из кэвной области. Значение массы m_4 около 1 эВ из выражения (5) практически остается неизменным (см. ниже разд. 4). Такое значение массы m_4 удовлетворяет имеющимся сейчас ограничениям [20, 21]. Если предположить, что к максимуму при 3.5 кэВ в эксперименте XENON1T приводит распадающееся тяжелое нейтрино ν_5 , то его масса должна быть около 7 кэВ. Поэтому будем использовать далее следующие значения масс m_5 и m_6 :

$$\{m_5, m_6\} = \{7 \times 10^3, 1 \times 10^6\}. \quad (6)$$

Заметим, что стерильные нейтрино в интервале масс от 1 до 10 кэВ привлекаются для интерпретации некоторых астрофизических данных [5, 6], что соответствует нашему выбору массы m_5 , равной 7 кэВ.

Чтобы сделать вычисления более конкретными, будем пользоваться пробными значениями новых параметров смешивания:

$$\kappa_1 = \kappa_2 = -\pi/2, \quad \eta_1 = 5^\circ, \\ \eta_2 = \pm(3^\circ - 10^\circ). \quad (7)$$

Значения параметров m_4 и ϵ будут определены в разд. 4 с учетом имеющихся экспериментальных результатов по поиску стерильных нейтрино.

3. АНАЛИТИЧЕСКИЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ПЕРЕХОДОВ И СОХРАНЕНИЯ ФЛЕЙВОРОВ НЕЙТРИНО

Приведем в этом разделе обобщение аналитических выражений для вероятностей переходов и сохранения различных флейворов нейтрино, полученных в работе [22], на случай распадающихся нейтрино. С помощью уравнений для распространения различных нейтринных флейворов (см., например, [17]) можно получить аналитические выражения для вероятностей переходов различных флейворов стабильных нейтрино/антинейтрино в вакууме как функции расстояния L от источника.

Если $\tilde{U} \equiv U_{\text{mix}}$ есть обобщенная 6×6 -матрица смешивания в виде (2), и если использовать обозначение $\Delta_{ki} \equiv \Delta m_{ik}^2 L / (4E)$, то, следуя работе [22], можно вычислить вероятности переходов от ν_α к $\nu_{\alpha'}$, или от $\bar{\nu}_\alpha$ к $\bar{\nu}_{\alpha'}$ с помощью формулы

$$P(\nu_\alpha(\bar{\nu}_\alpha) \rightarrow \nu_{\alpha'}(\bar{\nu}_{\alpha'})) = \delta_{\alpha'\alpha} - \quad (8) \\ - 4 \sum_{i>k} \text{Re}(\tilde{U}_{\alpha'i} \tilde{U}_{\alpha i}^* \tilde{U}_{\alpha'k}^* \tilde{U}_{\alpha k}) \sin^2 \Delta_{ki} \pm \\ \pm 2 \sum_{i>k} \text{Im}(\tilde{U}_{\alpha'i} \tilde{U}_{\alpha i}^* \tilde{U}_{\alpha'k}^* \tilde{U}_{\alpha k}) \sin 2\Delta_{ki},$$

где верхний знак (+) соответствует переходам нейтрино $\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'}$, тогда как нижний знак (–) — переходам антинейтрино $\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_{\alpha'}$.

Заметим, что здесь флейворные индексы α и α' (также как индексы суммирования i и k по массовым состояниям) применяются ко всем нейтрино, т.е. к активным и стерильным нейтрино. Более того, как следует из уравнения (8), соотношение $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) \equiv P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha)$ выполняется точно вследствие условия СРТ-инвариантности [22].

Выражения (8), приведенные выше, непосредственно обобщаются на случай распадающихся нейтрино с учетом ширины их распада Γ_i . Для этого в первоначальных уравнениях для распространения нейтринных флейворов [17] необходимо сделать замену энергии нейтрино E_i на комплексную величину $E_i - i\Gamma_i/2$. Тогда вероятности переходов от ν_α к $\nu_{\alpha'}$, или от $\bar{\nu}_\alpha$ к $\bar{\nu}_{\alpha'}$, будут вычисляться следующим образом:

$$P(\nu_\alpha(\bar{\nu}_\alpha) \rightarrow \nu_{\alpha'}(\bar{\nu}_{\alpha'})) = \delta_{\alpha'\alpha} + \quad (9) \\ + 2 \sum_{i>k} \text{Re}(\tilde{U}_{\alpha'i} \tilde{U}_{\alpha i}^* \tilde{U}_{\alpha'k}^* \tilde{U}_{\alpha k}) (T_{ki} \cos 2\Delta_{ki} - 1) \pm \\ \pm 2 \sum_{i>k} \text{Im}(\tilde{U}_{\alpha'i} \tilde{U}_{\alpha i}^* \tilde{U}_{\alpha'k}^* \tilde{U}_{\alpha k}) T_{ki} \sin 2\Delta_{ki},$$

где $T_{ki} = \exp\{-\frac{L}{2}(\Gamma_k + \Gamma_i)\}$.

При этом $(\Delta m_{ik}^2 L) / (4E\hbar c)$ эквивалентно $1.27(\Delta m_{ik}^2 L) / E$, если Δm_{ik}^2 заданы в эВ², E задана

в МэВ, а L — в метрах. Соответственно, $L(\Gamma_k + \Gamma_i)/2\hbar c$ эквивалентно $0.253 \times 10^7 L(\Gamma_k + \Gamma_i)$, если L задана в метрах, а Γ_k и Γ_i заданы в эВ.

4. ОЦЕНКИ МАССЫ ЛЕГКОГО СТЕРИЛЬНОГО НЕЙТРИНО, ВЕЛИЧИНЫ СМЕШИВАНИЯ ЛЕГКИХ И ТЯЖЕЛЫХ НЕЙТРИНО И ВЕРОЯТНОСТЕЙ ПОЯВЛЕНИЯ И СОХРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ НЕЙТРИНО

Оценим значения параметров m_4 и ϵ в рассматриваемой модели. При этом будем использовать в первую очередь экспериментальный результат работы [11], полученный для внутреннего объема мишени в виде сферы, заполненной галлием. В сферу вставлен цилиндр с радиусом $r_{\text{cyl}} = 4.6$ см, который на $h_{\text{sou}} = 5.4$ см ниже центра сферы с одного конца, другой конец цилиндра доходит до края сферы.

Проинтегрируем по внутренности сферы по формуле из работы [9], приведенной ниже:

$$R \approx \frac{\int_V L^{-2} \sum_i P_{ee}(E_i, L) B_i \sigma_i}{\int_V L^{-2} \sum_i B_i \sigma_i}. \quad (10)$$

Здесь, в формуле (10), L — расстояние от источника до точки внутри детектора, B_i — парциальные отношения, σ_i — сечения захвата ^{71}Ga для электронных нейтрино, излучаемых с дискретных уровней ^{51}Cr , $P_{ee}(E_i, L)$ — вероятность сохранения электронного нейтрино в рассматриваемой нами $(3+3)$ -модели, которая дается формулой (9) для $P(\nu_\alpha(\bar{\nu}_\alpha) \rightarrow \nu_{\alpha'}(\bar{\nu}_{\alpha'}))$.

Таким образом, получим оценку усредненной величины R_{in} , которая согласно работе [11] равна $R_{\text{in}} = 0.791 \pm 0.05$. При этом надо учесть, что электронные нейтрино в 81.63% случаев излучаются с энергией 747 кэВ, в 8.95% случаев излучаются с энергией 427 кэВ, в 8.49% случаев излучаются с энергией 752 кэВ, в 0.93% случаев излучаются с энергией 432 кэВ.

Такие вычисления были проделаны при разных значениях радиуса сферы от 50 до 70 см и при разных значениях m_4 в пределах от 0.4 до 3 эВ. В этом интервале значений m_4 находятся значения массы легкого SN, полученные в ряде экспериментов, таких как BEST, MiniBooNE, MicroBooNE, Neutrino-4 [11, 12, 23]. Заметим, что при значениях m_4 , меньших чем 0.7 эВ, значение ϵ становится намного больше, чем 0.1, поэтому в рамках данного варианта модели этот случай не рассматривается.

Приведем теперь графики вероятности в зависимости от L сохранения электронного нейтрино

$P_{ee}(L) = \sum_i P_{ee}(E_i, L) B_i \sigma_i / \sum_i B_i \sigma_i$ при различных значениях m_4 и при $L_{\text{in}} = 67$ см, что является геометрическим радиусом сферы (см. рис. 1).

На основе полученных результатов выбрано характерное значение массы m_4 , равное 1 эВ при следующих значениях ширин распада стерильных нейтрино: $\Gamma_4 = 10^{-14}$, $\Gamma_5 = 10^{-8}$ и $\Gamma_6 = 10^{-7}$ эВ. В этом случае при $R_{\text{in}} = 0.79$ значение ϵ находится около 0.1.

Выбранные выше параметры $(3+3)$ -модели позволяют построить графики вероятностей появления и сохранения различных флейворов нейтрино в рассматриваемой модели как функции отношения расстояния L от источника к энергии нейтрино E . Так, на рис. 2 приведены результаты для распадающихся стерильных нейтрино для $P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \equiv P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$. На рис. 3 показаны вероятности появления ν_e в пучках ν_μ для распадающихся стерильных нейтрино для тех же значений параметров модели. На всех панелях серая область соответствует точным вычислениям быстрых осцилляций, вызванных присутствием в модели пятого кэвного нейтрино, тогда как сплошная кривая показывает пространственно усредненные на малых масштабах значения вероятности.

Как видно из приведенных на этих рисунках результатов, очень малая ширина легкого стерильного нейтрино Γ_4 практически не оказывает влияния на осцилляционные характеристики активных нейтрино. Однако ширина Γ_5 кэвного нейтрино уже влияет на быстрые осцилляции от кэвных стерильных нейтрино, которые визуальнo представляются серым фоном.

В итоге, за исключением начального участка малых значений отношения L/E , вклад стерильных нейтрино имеет характер плавных колебаний, соответствующих осцилляциям на плавных усредненных кривых на рис. 2 и рис. 3 для стабильных стерильных нейтрино. Эти осцилляции на интервале значений $L/E < 10$ м/МэВ менее выражены на начальном участке для ускорительной аномалии, соответствующей рис. 3, но остаются достаточно хорошо выраженными для реакторной и калибровочной аномалий.

Таким образом, с приведенными ранее в разд. 2 наборами масс (4), (6) для активных и стерильных нейтрино и для $m_4 = 1$ эВ сохраняется возможность интерпретации аномалий нейтринных данных на малых расстояниях [10, 24] как эффекта стерильных нейтрино в случае распадающихся стерильных нейтрино (см. рис. 2 и 3).

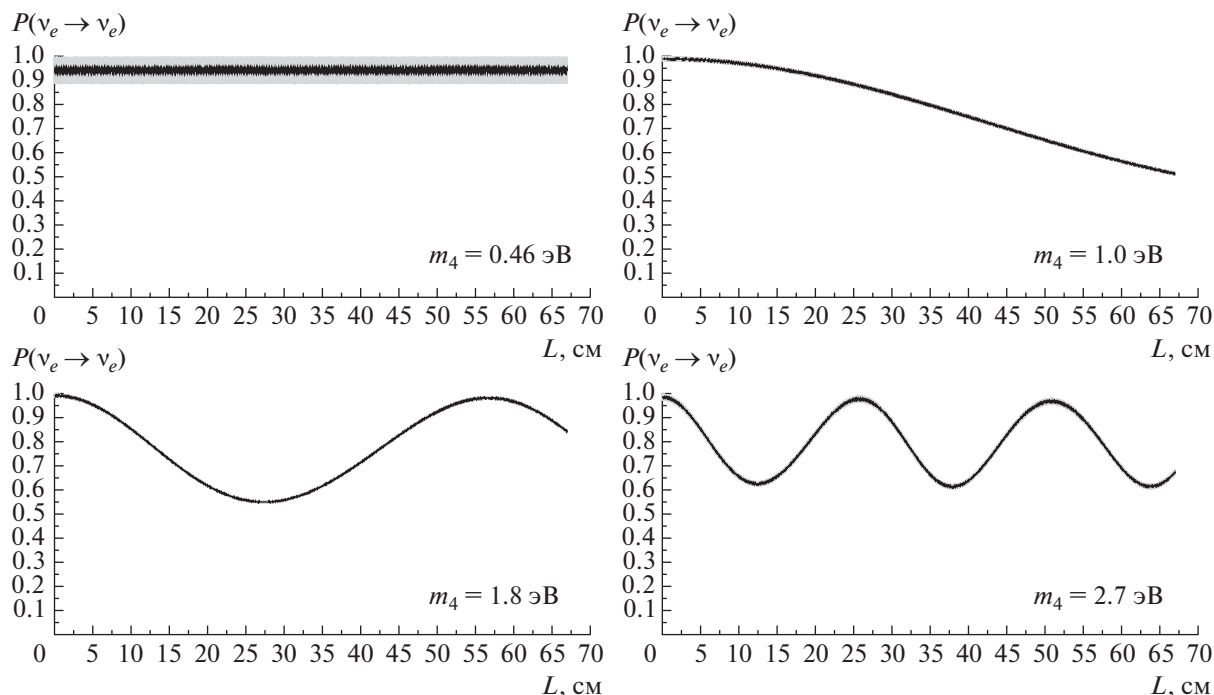


Рис. 1. Вероятности сохранения для ν_e в зависимости от расстояния L от источника для условий эксперимента BEST при различных значениях параметра m_4 ($3+3$)-модели ($m_4 = 0.46, 1.0, 1.8, 2.7$ эВ) и, соответственно, параметра ϵ , при постоянных значениях остальных параметров $m_5 = 7 \times 10^3$ эВ, $m_6 = 1 \times 10^6$ эВ, $\Gamma_4 = 10^{-14}$ эВ, $\Gamma_5 = 10^{-9}$ эВ, $\Gamma_6 = 10^{-7}$ эВ, $\eta_2 = 10^\circ$, $L_{\text{in}} = 67$ см, $R_{\text{in}} = 0.79$.

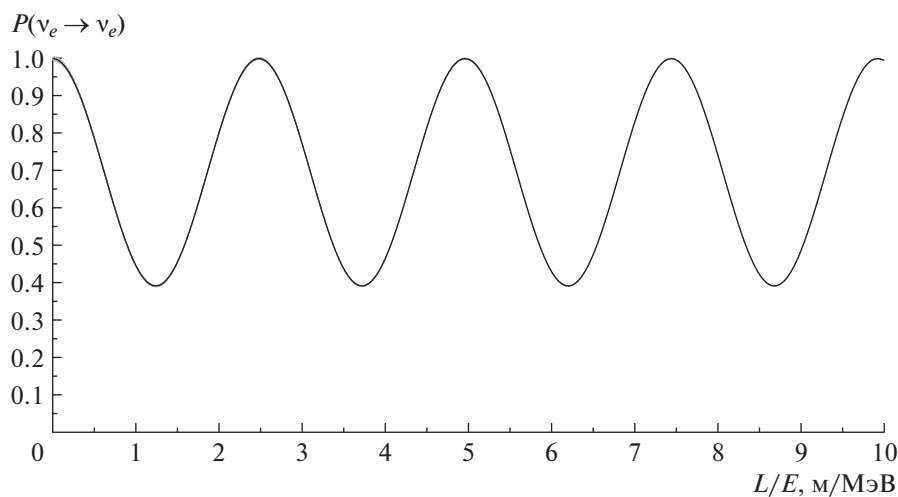


Рис. 2. Вероятности сохранения для ν_e ($\bar{\nu}_e$) в зависимости от отношения расстояния L от источника к энергии нейтрино E в пучках ν_e ($\bar{\nu}_e$) для распадающихся стерильных нейтрино в ($3+3$)-модели со значениями параметров $m_4 = 1.0$ эВ, $m_5 = 7 \times 10^3$ эВ, $m_6 = 1 \times 10^6$ эВ, $\Gamma_4 = 10^{-14}$ эВ, $\Gamma_5 = 10^{-8}$ эВ, $\Gamma_6 = 10^{-7}$ эВ, $\eta_2 = 3^\circ$, $\epsilon = 0.0987$.

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В данной работе получены уточненные оценки параметров феноменологической ($3+3$)-нейтринной модели с тремя активными нейтрино и тремя распадающимися стерильными нейтрино с учетом имеющихся экспериментальных данных экспериментов BEST, MiniBooNE, MicroBooNE,

Neutrino-4 [11, 12, 23]. При этом использовалась обобщенная формула для вероятностей появления и сохранения различных флейворов нейтрино для осцилляций с участием распадающихся стерильных нейтрино, полученная в работе [10]. Для выбранных значений параметров ($3+3$)-модели проведено вычисление вероятностей и представ-

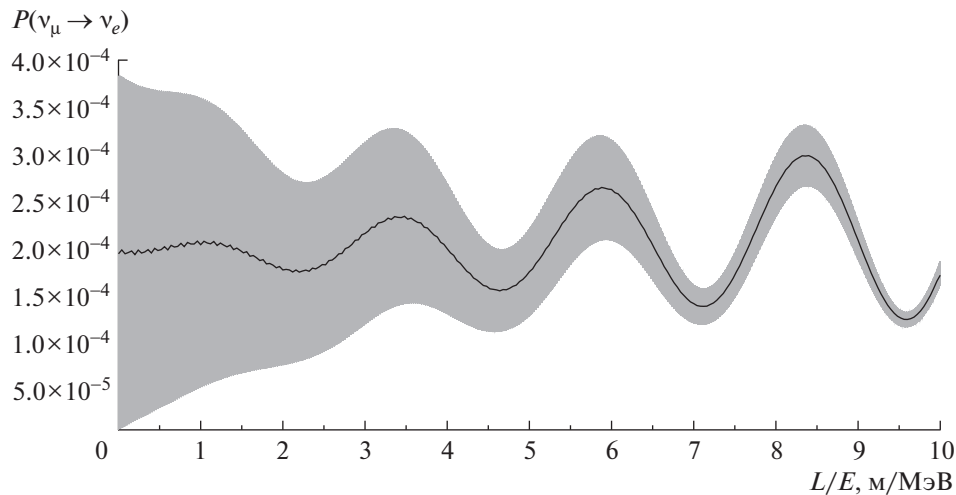


Рис. 3. Вероятности появления ν_e в зависимости от отношения расстояния L от источника к энергии нейтрино E в пучках ν_μ для распадающихся стерильных нейтрино в $(3+3)$ -модели со значениями параметров $m_4 = 1.0$ эВ, $m_5 = 7 \times 10^3$ эВ, $m_6 = 1 \times 10^6$ эВ, $\Gamma_4 = 10^{-14}$ эВ, $\Gamma_5 = 10^{-8}$ эВ, $\Gamma_6 = 10^{-7}$ эВ, $\eta_2 = 3^\circ$, $\epsilon = 0.0987$.

лены их графики (рис. 2 и рис. 3). Подавление осцилляций за счет распадающихся легких стерильных нейтрино оказывается незначительным, однако распад кэвного нейтрино подавляет быстрые осцилляции, связанные с ним, причем для реакторной и галлиевой аномалий осцилляции хорошо выражены практически на всем интервале значений $L/E < 10$ м/МэВ.

Если в дальнейших наблюдениях подтвердится существование трех стерильных нейтрино, это приведет к значительному изменению интерпретации ряда явлений в нейтринной физике, а также в астрофизике и космологии Вселенной. Например, станет возможным объяснить экспериментальные данные для нейтринных SBL-аномалий, а также появление некоторых аномальных линий в гамма-спектрах ряда астрофизических источников. Как показано в настоящей работе, для описания нейтринных аномалий применим вариант $(3+3)$ -нейтринной модели с распадающимися стерильными нейтрино при найденных выше значениях параметров модели (рис. 2 и рис. 3).

Преимуществом $(3+3)$ -модели по сравнению с широко распространенной $(3+1)$ -моделью с одним стерильным нейтрино является то, что в ее рамках можно объяснить не только SBL-аномалии, но и результаты других экспериментов, например, XENON1T, а также некоторые аномальные астрофизические данные.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. L. Workman *et al.* (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. **2022**, 083C01 (2022).
2. K. N. Abazajian, M. A. Acero, S. K. Agarwalla, A. A. Aguilar-Arevalo, C. H. Albright, S. Antusch, C. A. Argüelles, A. B. Balantekin, G. Barenboim, V. Barger, P. Bernardini, F. Bezrukov, O. E. Bjælde, S. A. Bogacz, N. S. Bowden, A. Boyarsky, *et al.*, arXiv: 1204.5379.
3. S. Böser, C. Buck, C. Giunti, J. Lesgourgues, L. Ludhova, S. Mertens, A. Schukraft, and M. Wurm, Prog. Part. Nucl. Phys. **111**, 103736 (2020).
4. M. A. Acero, C. A. Argüelles, M. Hostert, D. Kalra, G. Karagiorgi, K. J. Kelly, B. R. Littlejohn, P. Machado, W. Pettus, M. Touns, M. Ross-Lonergan, A. Sousa, P. T. Surukuchi, Y. Y. Y. Wong, W. Abdallah, A. M. Abdullahi, *et al.*, arXiv: 2203.07323.
5. A. Schneider, Phys. Rev. D **98**, 063021 (2018).
6. A. Boyarsky, M. Drewes, T. Lasserre, S. Mertens, and O. Ruchayskiy, Prog. Part. Nucl. Phys. **104**, 1 (2019).
7. A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* (MiniBooNE Collab.), Phys. Rev. D **103**, 052002 (2021).
8. G. Mention, M. Fechner, Th. Lasserre, Th. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Cribier, and A. Letourneau, Phys. Rev. D **83**, 073006 (2011).
9. C. Giunti and M. Laveder, Phys. Rev. C **83**, 065504 (2011).
10. V. V. Khrushchov and S. V. Fomichev, Universe **8**, 97 (2022).
11. V. V. Barinov, S. N. Danshin, V. N. Gavrin, V. V. Gorbachev, D. S. Gorbunov, T. V. Ibragimova, Yu. P. Kozlova, L. V. Kravchuk, V. V. Kuzminov, B. K. Lubsandorzhiev, Yu. M. Malyshev, I. N. Mirmov, A. A. Shikhin, E. P. Veretenkin, *et al.*, Phys. Rev. C **105**, 065502 (2022).
12. A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* (MiniBooNE Collab.), arXiv: 2201.01724.
13. B. В. Хрущев, С. В. Фомичев, О. А. Титов, ЯФ **79**, 483 (2016) [V. V. Khrushchov, S. V. Fomichev, and O. A. Titov, Phys. At. Nucl. **79**, 708 (2016)].

14. Н. Ю. Зысина, С. В. Фомичев, В. В. Хрущев, ЯФ **77**, 938 (2014) [N. Yu. Zysina, S. V. Fomichev, and V. V. Khrushchov, Phys. At. Nucl. **77**, 890 (2014)].
15. А. В. Юдин, Д. К. Надёжин, В. В. Хрущев, С. В. Фомичев, Письма в Астрон. журн. **42**, 881 (2016) [A. V. Yudin, D. K. Nadyozhin, V. V. Khrushchov, and S. V. Fomichev, Astron. Lett. **42**, 800 (2016)].
16. P. F. de Salas, D. V. Forero, S. Gariazzo, P. Martínez-Miravé, O. Mena, C. A. Ternes, M. Tórtola, and J. W. F. Valle, JHEP **2102**, 071 (2021).
17. V. V. Khrushchov and S. V. Fomichev, Int. J. Mod. Phys. A **34**, 1950175 (2019).
18. E. Aprile *et al.* (XENON Collab.), Phys. Rev. D **102**, 072004 (2020).
19. S. Vergani, N. W. Kamp, A. Diaz, C. A. Argüelles, J. M. Conrad, M. H. Shaevitz, and M. A. Uchida, Phys. Rev. D **104**, 095005 (2021).
20. M. Archidiacono, S. Gariazzo, C. Giunti, S. Hannestad, and T. Tram, JCAP **2012**, 029 (2020).
21. S. Vagnozzi, Phys. Rev. D **102**, 023518 (2020).
22. S. M. Bilenky, Письма в ЭЧАЯ **12**, 720 (2015) [S. M. Bilenky, Phys. Part. Nucl. Lett. **12**, 453 (2015)].
23. A. P. Serebrov, R. M. Samoilov, V. G. Ivochkin, A. K. Fomin, V. G. Zinoviev, P. V. Neustroev, V. L. Golovtsov, S. S. Volkov, A. V. Chernyj, O. M. Zhrebtsov, M. E. Chaikovskii, A. L. Petelin, A. L. Izhutov, A. A. Tuzov, S. A. Sazontov, M. O. Gromov, *et al.*, Phys. Rev. D **104**, 032003 (2021).
24. A. Palazzo, Universe **6**, 41 (2020).

DETERMINATION OF PARAMETERS OF THE MODEL WITH THREE STERILE NEUTRINOS ON THE BASE OF EXPERIMENT BEST RESULTS

V. V. Khrushchov¹⁾, S. V. Fomichev¹⁾

¹⁾*National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia*

The parameter values of the model with three active and three sterile neutrinos are estimated, namely, the mixing parameters of active and sterile neutrinos and masses of sterile neutrinos. In this case, the results of the experiment BEST (Baksan Experiment on Sterile Transitions) are used. The experiment BEST aims to test the gallium anomaly at small distances, i.e. deficiency of electron neutrinos from a radioactive source. In addition, the results of experiments to verify accelerator and reactor neutrino anomalies at short distances, as well as some astrophysical data, are taken into account.

ОБНАРУЖЕНИЕ НОВЫХ ЧАСТИЦ — ВОЗМОЖНЫХ КАНДИДАТОВ НА РОЛЬ ЧАСТИЦ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРОТОНОВ И ЯДЕР ИЗ СПЕКТРОВ МЯГКИХ ФОТОНОВ

© 2023 г. А. Т. Дьяченко^{1), 2)}*

Поступила в редакцию 13.09.2022 г.; после доработки 13.09.2022 г.; принята к публикации 14.09.2022 г.

В термодинамической модели предложена интерпретация спектров мягких фотонов по поперечному импульсу в pp -столкновениях с учетом бозона $X17$ с массой 17 МэВ — новой частицы, возможного кандидата на роль частиц темной материи. На основе объединения двумерных квантовой хромодинамики и квантовой электродинамики в модели трубки найдены массы частиц темной материи. Предложена интерпретация обнаружения еще и бозона с массой 38 МэВ в спектрах фотонов, испускаемых в реакциях протонов с ядрами углерода при импульсе налетающих протонов 5.5 ГэВ/с. Бозон $X38$ с массой 38 МэВ имеет близкую к полученной нами массу бозона, равную 34 МэВ для электромагнитной трубки. Эта новая частица была обнаружена в экспериментах, проведенных недавно в Дубне для реакции $p + C \rightarrow 2\gamma + X$. Бозоны $X17$ и $X38$ предложено считать частицами темной материи.

DOI: 10.31857/S0044002723010178, EDN: RBEQPM

1. ВВЕДЕНИЕ

Продолжая работы Ферми, Померанчука и Ландау по статистической модели множественного рождения частиц [1–3], см. также [4, 5], основываясь на работах [6–8], нами предложен алгоритм нахождения распределения по поперечному импульсу вторичных частиц [9–10]. Этот подход может быть применен к поиску частиц темной материи, которой посвящено очень много работ (см., например [11–13]). Только 5% массы Вселенной составляет видимая ее часть, остальное — темная материя и темная энергия. Здесь нами получены необходимые более точные формулы для спектров мягких фотонов по сравнению с предыдущими работами.

Анализируя вслед за [14] экспериментальные данные [15] по спектрам мягких фотонов в зависимости от поперечного импульса, в настоящей работе предлагается интерпретировать ужесточение спектра [15] как проявление вклада новой частицы бозона $X17$, массой около 17 МэВ, являющейся кандидатом на роль частиц темной материи. Предложен алгоритм нахождения массы бозона $X17$ на основе модели трубки. На основе этого

алгоритма получена масса еще одной новой частицы — бозона $X38$ с массой 38 МэВ, и проведено сравнение с экспериментальными данными [16] по обнаружению этой частицы в спектрах фотонов, испускаемых в реакции $p + C \rightarrow 2\gamma + X$ при импульсе налетающих протонов 5.5 ГэВ/с. Этот подход применим и к другим разделам физики тяжелых ионов [17–19].

Далее в разд. 2 дается вывод формул для распределения вторичных частиц по поперечному импульсу, в разд. 3 найдены формулы для фотонов от распада бозонов и проведено сравнение с экспериментальными данными, в разд. 4 обосновываются массы бозонов $X17$ и $X38$, а в разд. 5 дается наша интерпретация экспериментальных данных, полученных в Дубне, по обнаружению бозона $X38$.

2. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ПОПЕРЕЧНОМУ ИМПУЛЬСУ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

Согласно работам [1–3] процесс множественного образования вторичных частиц в pp -столкновениях при высокой энергии можно представить, используя законы термодинамики или гидродинамики [4, 5]. При столкновениях тяжелых ионов различных энергий можно описать экспериментальные данные похожим образом [17–19].

Действительно [4, 5], одноинклюзивный спектр вторичных частиц $a + b \rightarrow c + X$, где c — частица, имеет вид

$$E_1 \frac{d\sigma}{d^3p_1} = F(P - p_1) |\langle |M| \rangle|^2, \quad (1)$$

¹⁾НИИ “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

²⁾Петербургский государственный университет путей сообщения Императора Александра I, Санкт-Петербург, Россия.

*E-mail: dyachenko_a@mail.ru

где $F(P - p_1)$ — лоренц-инвариантный пространственно-временной фазовый объем

$$F(P - p_1) = \prod_{i=2}^N \frac{d^3 \mathbf{p}_i}{E_i} \delta^{(4)} \left(P - p_1 - \sum_{i=2}^N p_i \right), \quad (2)$$

$\langle |M| \rangle$ — независящий сильно от импульса p_1 матричный элемент. В приближении безмассовых частиц $F(P - p_1) \sim |(P - p_1)^2|^{N-3}$ и в системе центра масс

$$F(P - p_1) \sim E^{2(N-3)} \left(1 - \frac{E_1}{E} \right)^{2(N-3)} \sim \exp \left(-\frac{E_1}{T} \right) \quad (3)$$

при $N \gg 1$, где E — полная энергия, P — полный импульс, N — число образующихся частиц, $E_1 \approx |\mathbf{p}_1|$ — энергия испускаемой частицы. Тогда при быстроте $y_1 = 0$ распределение по поперечному импульсу имеет вид

$$\frac{dN}{dp_T} \sim p_T \exp \left(-\frac{p_T}{T} \right), \quad (4)$$

которое можно переписать для частиц массы m в виде [5]

$$\frac{dN}{dp_T} = CT p_T \exp \left(-\frac{\sqrt{m^2 + p_T^2} - m}{T} \right), \quad (5)$$

где p_T — поперечный импульс, m — масса частицы. Для нахождения температуры T и скорости надо использовать ультрарелятивистскую гидродинамику [3].

Здесь мы упрощаем описание, считая, что в результате термализации за счет перераспределения начальной энергии E_0 по трем направлениям в тепловую энергию переходит энергия $E_T = E_0/3$, определяющая распределение частиц в поперечном направлении (давление $P = e_0/3$). Остальная энергия переходит в кинетическую энергию продольного расширения с $P \approx e$, поскольку система лоренцевски сжата. Отсюда находится температура безмассовых частиц

$$T = \left(\frac{E_0}{g_Q V_R} 10^9 \right)^{1/4}, \quad (6)$$

где E_0 — кинетическая энергия в системе центра масс в ГэВ, $g_Q = \left(2 \times 8 + \frac{7}{8} \times 2 \times 2 \times 3 \times 3 \right) = 47$ — статистический вес шести кварков и восьми глюонов, $V_R = (1.3)^3$ — объемный фактор, учитывающий увеличение объема при расширении системы на стадии формирования вторичных частиц. Выражение (6) для температуры получается из

выражения для плотности энергии $e = \frac{4\pi g_Q 6T^4}{(2\pi\hbar c)^3}$ и

$E_T = eV$, где V — объем сталкивающихся протонов, c — скорость света, $\hbar$ — постоянная Планка, фактор g_Q учитывает восемь глюонов со своими поляризациями и шесть трехцветных кварков со своими спинами. Мы считаем, что температура T , определяемая по формуле (6) в момент разлета системы, при высоких энергиях близка к температуре образующихся частиц массы m .

В формуле (5) в нормировочном коэффициенте пропорциональности C выделена температура T , поскольку число частиц пропорционально T^3 . Кроме того, в настоящей работе выражение (5) может быть использовано как для вклада в спектр при распаде всей взаимодействующей системы, так и для вклада за счет взаимодействия областей перекрытия сталкивающихся систем. Это аналогично используемому нами подходу при описании экспериментальных данных в столкновениях тяжелых ионов при выделении hot spot [6–8]. Аналогичные модели (корона-кор) используются при ультрарелятивистских энергиях [20, 21]. При этом для области перекрытия коэффициент C должен быть уменьшен, а температура T должна быть увеличена в соответствующее число раз. Из качественных соображений находим, что для hot spot коэффициент C должен быть уменьшен примерно в 10 раз, а температура T увеличена примерно в 2 раза. При сравнении с экспериментальными данными здесь наши расчеты нормировались на экспериментальные данные за счет общего множителя для двух вкладов.

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ПОПЕРЕЧНОМУ ИМПУЛЬСУ ДЛЯ МЯГКИХ ФОТОНОВ

В эксперименте [15] изучались мягкие фотоны, испускаемые в pp -столкновениях при начальном импульсе 450 ГэВ/с на фиксированной мишени. Интерпретация эксперимента на основе механизма bremsstrahlung не воспроизводит наклон спектра [15].

Вонг в работах [14, 22] предложил интерпретировать эти данные на основе температурного спектра, подбирая соответствующую температуру и вводя вклад от распада бозона X_{17} на фотоны. Существование новой частицы — бозона X_{17} с массой, примерно равной 17 МэВ, впервые экспериментально было предсказано в работах [23, 24] группы АТОМКИ.

Наша интерпретация импульсных спектров фотонов заключается в использовании формулы (5) при $m = 0$ с температурой для фотонов согласно формуле (6), где за счет малости константы связи для электромагнитного взаимодействия энергия E_0

была уменьшена в соответствующее число раз, т.е. в 137×14.7 раз. Соответствующая температура $T = 5.9$ МэВ. Вклад от распада бозона $X17$ с массой $m \approx 17$ МэВ с испусканием фотона можно учесть по формуле (5) аналогично работе [8].

Все распределения пропорциональны температуре T , чтобы воспроизвести пропорциональность $N \sim T^3$.

Для вклада испускания фотонов при распаде бозона $X17$ можно учесть, что при распаде частицы $X17$ в два фотона их угловое распределение в системе покоя частицы изотропно по углам. Это распределение можно представить в инвариантной форме [5]

$$dw = \frac{m}{2\pi p_1^*} \delta(2(p_x p_1) - 2mE_1^*) \frac{d^3 p_1}{E_1}, \quad (7)$$

где p_1 — импульс одного из фотонов, p_x — импульс X -бозона, p_1^* и E_1^* — импульс и энергия фотона в системе покоя X -бозона. В результате инвариантное сечение для испускания фотонов

$$E_1 f_\gamma = \frac{m}{2\pi p_1^*} \int d^3 p_x f_x \delta(2(p_x p_1) - 2mE_1^*), \quad (8)$$

где f_x — функция распределения для X -бозона. В результате интегрирования в (8) с учетом допустимых значений углов

$$|\cos \theta| = |E_x^* E_1 - m E_1^*| / p_x^* p_1 \leq 1, \quad (9)$$

после разрешения этого неравенства получаем

$$E_1 f_\gamma = \frac{m}{2p_1} \int_{E_+}^{E_-} E dE f_x, \quad (10)$$

где следующие из (9) пределы интегрирования в (10) $E_\pm = \pm p_1 + m$. Из (10) находим вклад в фотоны от распада X -бозона, здесь $\mu = 0$,

$$\frac{dN}{dP_T} = CT \left((E_- + T) \exp\left(\frac{\mu - E_-}{T}\right) - (E_+ + T) \exp\left(\frac{\mu - E_+}{T}\right) \right). \quad (11)$$

В отличие от работ Вонга, мы не фитировали экспериментальные данные, а вычислили температуру по формуле. Однако мы не претендуем на абсолютную величину распределения. Поэтому наши расчеты были нормированы на экспериментальные данные [14, 15].

На рис. 1 приведен экспериментальный спектр мягких фотонов (точки [15]), а также расчет с учетом бозона $X17$ (сплошная кривая) и без него (штриховая), вклад от бозона $X17$ (штрихпунктирная). Из рисунка видно, что без учета вклада

от бозона $X17$ расчет недооценивает экспериментальные данные, а с учетом этого вклада воспроизводит их. Т.е. такая интерпретация спектра мягких фотонов (его ужесточение) может служить еще одним свидетельством в пользу существования новой частицы — бозона $X17$.

На том же рис. 1 приведен еще в соответствии с формулой (11) вклад фотонов от распада другой новой частицы — бозона $X38$ с массой 38 МэВ (штрихпунктирная кривая), предсказанного в проведенных в Дубне экспериментах [16]. Однако его вклад проявляется только на хвосте спектра и слабо виден на рисунке.

Заметим, что такое ужесточение спектра фотонов не получается за счет вклада фотонов из hot spot, рассматривавшегося в предыдущем разделе. Поскольку в этом случае его вклад в 10 раз меньше полного сечения, а масса фотонов равна нулю, и ужесточение спектра фотонов в области энергий 20 МэВ за счет большей температуры hot spot все равно пренебрежимо мало.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Предсказанный в работе [23, 24] бозон $X17$ возможно проявляется в спектре мягких фотонов. Это было рассмотрено в предыдущем разделе и сообщалось в работах Вонга [14, 22], а также в наших работах [8–10]. В работе Вонга [14] предложена интерпретация этого бозона как результат объединения КХД и КЭД. При этом объединение производится для двумерных $KXD_2 \times KED_2$ в модели трубки.

В [8] мы предложили видоизмененную модель трубки. При этом также, как и Вонг [14], рассматриваем и адронную при константе связи $\alpha = \alpha_s$ и электромагнитную при $\alpha = \alpha_e = 1/137$ трубки. Радиусы трубок определяются из минимума энергии, приходящейся на единицу длины, а константа сильного взаимодействия $\alpha_s \approx 0.5$. Согласно модели трубки, натянутой между двумя кварками [8], можно найти массы образующихся адронов, а в случае электромагнитной трубки массу бозона $X17$.

При этом, согласно [25, 26], плотность энергии трубки ρ складывается из двух членов:

$$\rho = A + G. \quad (12)$$

Первый член A определяется напряженностью поля E . Если бы поле было распределено равномерно, то в полусфере энергия распределена была бы на единицу длины трубки радиуса r , равная

$$A = E^2 \frac{2\pi}{4\pi} \pi r^2 = \frac{1}{2} E^2 \pi r^2. \quad (13)$$

Но поскольку в направлении длины трубки надо суммировать только телесные углы, умноженные

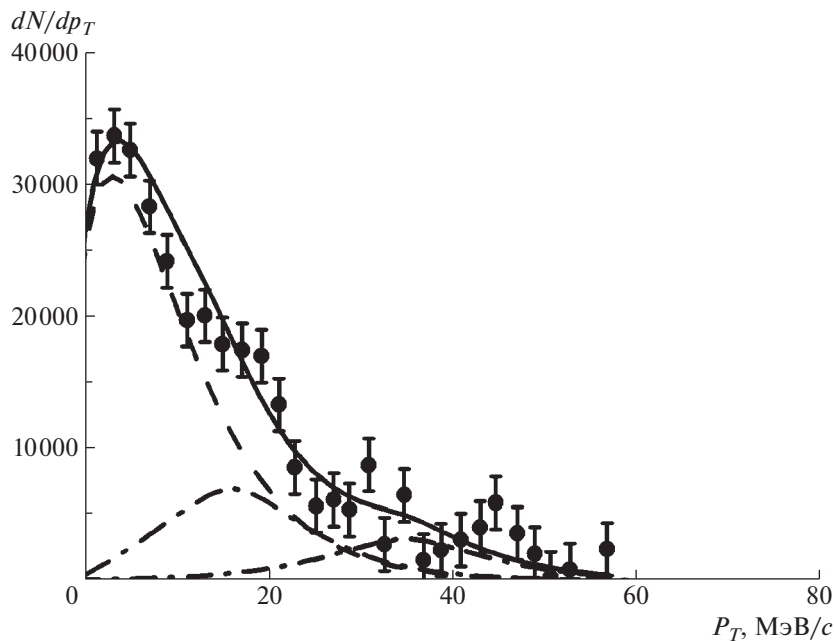


Рис. 1. Спектры мягких фотонов, испускаемых в столкновениях протонов на фиксированной мишени при импульсе 450 ГэВ/с, в зависимости от поперечного импульса фотонов p_T . Кривые: сплошная — наш расчет в соответствии с формулами (6) и (11) с учетом вклада испускания фотонов от распада бозона $X17$, штриховая — наш расчет без учета вклада бозона $X17$, штрихпунктирная — вклад от испускания фотонов при распаде $X17$ и $X38$ согласно формуле (11); точки — экспериментальные данные из работ [14, 15].

на $\cos \theta$, проекции единичного вектора на направление трубки, то телесный угол

$$\Omega = \int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi = \pi, \quad (14)$$

а не 2π . Поэтому

$$A = E^2 \frac{\Omega}{4\pi} \pi r^2 = \frac{1}{4} E^2 \pi r^2, \quad (15)$$

где поток вектора напряженности E равен $\Phi = \int_0^{\pi/2} E \cos \theta d\theta \int_0^r 2\pi r dr = E\pi r^2$, и напряженность $E = \frac{\Phi}{\pi r^2} = \frac{g}{\pi r^2}$, а константа связи $\alpha = \frac{g^2}{4\pi}$, r — радиус трубки.

Следовательно,

$$A = \frac{\alpha}{r^2}. \quad (16)$$

Второй член выражается через мешковую константу $B = 0.17$ ГэВ/Фм³ [4]:

$$G = B\pi r^2 \frac{\alpha}{\alpha_s}, \quad (17)$$

где нами введено отношение α/α_s константы α к константе сильного взаимодействия α_s . Здесь при $\hbar = c = k = 1$ Фм = 5 ГэВ⁻¹.

Для колеблющейся прямолинейной струны трубки получаем [25] массу M :

$$M^2 = 2\pi \rho n, \quad (18)$$

где n — квантовое число. Для адронной трубки при $n = 1$ получаем $M \approx 152$ МэВ для π^0 -мезона. Но если мешковую константу B выбрать равной 0.13 ГэВ/Фм³, то для π^0 -мезона получаем более близкое к экспериментальному значение $M \approx 140$ МэВ. Для электромагнитной трубки при том же радиусе трубки получаем массу нейтрального бозона $X17$ $M \approx 17$ МэВ. По формуле $M^2 = 2\pi \rho m$ можно получить и резонансы, где m — кратно сложенная струна с вращением. Так можно получить массу ρ -мезона, а для электромагнитной струны получаем массу бозона 34 МэВ при $m = 4$, полученную в работе Вонга другим путем.

Отметим, что эти результаты получены в нашем подходе по формулам, отличным от работы Вонга. В своей работе [14] Вонг предлагает интерпретировать бозон $X17$ как частицу темной материи, поскольку он нейтрален, не барион и может быть составной частицей астрофизических объектов большой массы.

5. ОБНАРУЖЕНИЕ БОЗОНА $X38$

Что касается бозона $X38$ с массой 38 МэВ, то его масса близка к полученной нами массе бозона,

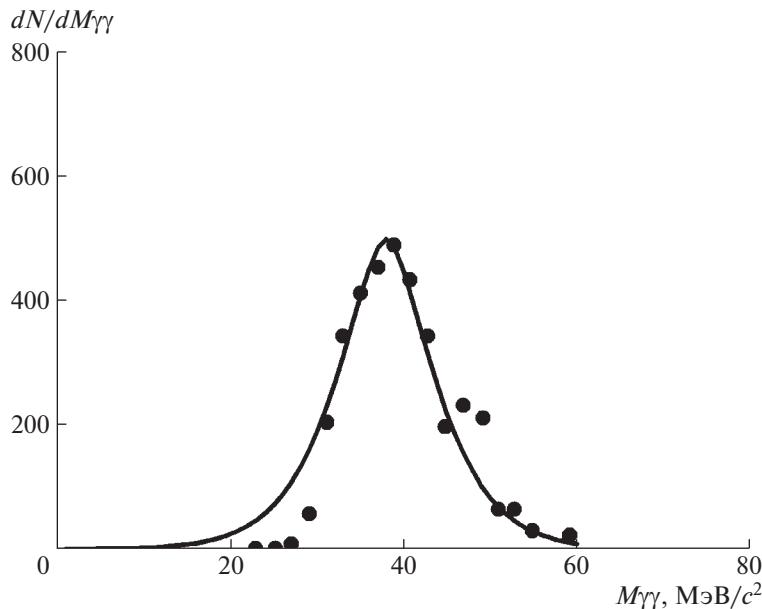


Рис. 2. Спектр фотонов, испускаемых в реакции $p + C \rightarrow 2\gamma + X$ при импульсе налетающих протонов 5.5 ГэВ/с, сплошная кривая — наш расчет, точки — обработанные экспериментальные данные из работы [16].

равной 34 МэВ для электромагнитной трубки в предыдущем разделе. Эта новая частица была обнаружена в экспериментах, проведенных недавно в Дубне для реакции $p + C \rightarrow 2\gamma + X$ при импульсе налетающих протонов 5.5 ГэВ/с [16]. Для интерпретации полученных экспериментальных данных по спектрам испускаемых фотонов в зависимости от их массы можно использовать формулы (6) и (11), положив массу распадающегося на два фотона бозона $m = 38$ МэВ. Температура при расчете соответствовала величине 3.7 МэВ.

На рис. 2 приведено сравнение экспериментального распределения спектра испускаемых фотонов в зависимости от их массы (точки из работы [16]) с нашим расчетом — сплошная кривая, которая была нормирована на экспериментальные данные. Можно видеть согласие формы и положения максимума распределения, экспериментального и полученного нами.

6. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Таким образом, в термодинамической модели дана интерпретация экспериментальных данных по спектрам мягких фотонов с помощью новой частицы — бозона $X17$, который нейтрален и не является барионом. Он может образовывать массивные объекты темной материи в астрофизике. Обосновывается наличие массы бозона $X17$, равной 17 МэВ, исходя из электромагнитной трубки при объединении двумерных $KX_{D2} \times KЭ_{D2}$. А также дана интерпретация экспериментальных данных по обнаружению еще новой частицы — бозона $X38$

с массой 38 МэВ, открытого в Дубне на ускорителе в Лаборатории физики высоких энергий Объединенного института ядерных исследований. В работе [27] Вонг предсказал существование еще не открытого темного нейтрона для электромагнитной струны с тремя кварками. На наш взгляд применение электромагнитной струны с примесью мешковой константы для трех кварков, как в нашем подходе, возможно. Только три кварка нужно будет связать тремя струнами [26].

Автор благодарен В.В. Вечернину, М.Б. Жалову и Е.Н. Бодунову за обсуждение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. Fermi, Prog. Theor. Phys. **5**, 570 (1950).
2. I. Ya. Pomeranchuk, Dokl. Akad. Nauk **78**, 889 (1951).
3. L. D. Landau, Izv. Akad. Nauk. Ser. Fiz. **17**, 51 (1953) [Collected Papers of L. D. Landau, Ed. by D. Ter Haar (Pergamon Press, Oxford, 1965), p. 74].
4. В. М. Емельянов, С. Л. Тимошенко, М. Н. Стриханов, *Введение в релятивистскую ядерную физику* (Физматлит, Москва, 2004) [V. M. Emelyanov, S. L. Timoshenko, and M. N. Strikhanov, *Introduction to Relativistic Nuclear Physics* (Fizmatlit, Moscow, 2004)].
5. В. И. Гольданский, Ю. П. Никитин, И. Л. Розенталь, *Кинематические методы в физике высоких энергий* (Наука, Москва, 1987) [V. I. Goldansky, Yu. P. Nikitin, and I. L. Rosenthal, *Kinematic Methods in High-Energy Physics* (Nauka, Moscow, 1987; Routledge, 1989)].

6. A. T. Дьяченко, И. А. Митропольский, ЯФ **83**, 317 (2020) [A. T. D'yachenko and I. A. Mitropolsky, Phys. At. Nucl. **83**, 558 (2020)].
7. A. T. Дьяченко, И. А. Митропольский, Изв. РАН. Сер. физ. **85**, 716 (2021) [A. T. D'yachenko and I. A. Mitropolsky, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **85**, 554 (2021)].
8. A. T. D'yachenko, Phys. At. Nucl. **83**, 1597 (2020).
9. A. T. D'yachenko and E. S. Gromova, J. Phys.: Conf. Ser. **2131**, 022054 (2021).
10. A. T. D'yachenko, A. A. Verisokina, and M. A. Verisokina, Acta Phys. Pol. B Proc. Suppl. **14**, 761 (2021).
11. S. N. Gninenko, N. V. Krasnikov, and V. A. Matveev, Phys. Usp. **64**, 1286 (2021).
12. В. Н. Лукаш, Е. В. Михеева, УФН **177**, 1023 (2007) [V. N. Lukash and E. V. Mikheeva, Phys. Usp. **50**, 971 (2007)].
13. M. Battaglieri *et al.*, arXiv: 1707.04591.
14. C.-Y. Wong, JHEP **08**, 165 (2020); arXiv: 2001.04864v1 [nucl-th].
15. A. Belogianni, W. Beusch, T. J. Brodbeck, F. S. Dzheparov, B. R. French, P. Ganoti, J. B. Kinson, A. Kirk, V. Lenti, I. Minashvili, V. F. Perepelitsa, N. Russakovich, A. V. Singovsky, P. Sonderegger, M. Spyropoulou-Stassinaki, and O. Villalobos Baillie, Phys. Lett. B **548**, 129 (2002).
16. K. Abraamyan, C. Austin, M. Baznat, K. Gudima, M. Kozhin, S. Reznikov, and A. Sorin, EPJ Web Conf. **204**, 08004 (2019); arXiv: 1208.3829.
17. A. T. D'yachenko, K. A. Gridnev, and W. Greiner, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **40**, 085101 (2013).
18. A. T. D'yachenko and I. A. Mitropolsky, EPJ Web Conf. **204**, 03018 (2019).
19. A. T. D'yachenko and I. A. Mitropolsky, Phys. At. Nucl. **82**, 1641 (2019).
20. U. Heinz and P. Kolb, Nucl. Phys. A **702**, 269 (2002).
21. Y. Kanakubo, Y. Tachibana, and T. Hirano, Phys. Rev. C **101**, 024912 (2020).
22. C.-Y. Wong, Phys. Rev. C **81**, 064903 (2010).
23. A. J. Krasznahorkay, M. Csatlós, L. Csige, Z. Gácsi, J. Gulyás, M. Hunyadi, I. Kuti, B. M. Nyakó, L. Stuhl, J. Timár, T. G. Tornyai, Zs. Vajta, T. J. Ketel, and A. Krasznahorkay, Phys. Rev. Lett. **116**, 042501 (2016); arXiv: 1504.01527.
24. A. J. Krasznahorkay, M. Csatlós, L. Csige, J. Gulyás, A. Krasznahorkay, B. M. Nyakó, I. Rajta, J. Timár, I. Vajda, and N. J. Sas, Phys. Rev. C **104**, 044003 (2021); arXiv: 2104.10075 [nucl-ex].
25. В. А. Абрамовский, Э. В. Гедалин, Е. Г. Гурвич, О. В. Канчели, *Неупругие взаимодействия при высоких энергиях и хромодинамика* (Мецниереба, Тбилиси, 1986) [V. A. Abramovsky, E. V. Gedalin, E. G. Gurvich, and O. V. Kancheli, *Inelastic Interactions at High Energies and the Chromodynamics* (Metsniereba, Tbilisi, 1986)].
26. Б. М. Барбашов, В. В. Нестеренко, *Модель релятивистской струны в физике адронов* (Энергоатомиздат, Москва, 1987) [B. M. Barbashov and V. V. Nesterenko, *Relativistic String Model in Hadron Physics* (Energoatomizdat, Moscow, 1987)].
27. C.-Y. Wong, Eur. Phys. J. A **58**, 100 (2022); arXiv: 2010.13948 [hep-ph].

DETECTION OF NEW PARTICLES—POSSIBLE CANDIDATES FOR THE ROLE OF DARK MATTER PARTICLES IN COLLISIONS OF PROTONS AND NUCLEI FROM SPECTRA OF SOFT PHOTONS

A. T. D'yachenko^{1),2)}

¹⁾National Research Center "Kurchatov Institute"—PNPI, Gatchina, Russia

²⁾Emperor Alexander I Petersburg State Transport University, St. Petersburg, Russia

In a thermodynamic model, an interpretation of the transverse momentum spectra of soft photons in pp collisions is proposed, taking into account the $X17$ boson with a mass of 17 MeV, a new particle, a possible candidate for the role of dark matter particles. Based on the unification of two-dimensional quantum chromodynamics and quantum electrodynamics in the tube model, the masses of dark matter particles are found. An interpretation is also proposed for the detection of a boson with a mass of 38 MeV in the spectra of photons emitted in reactions of protons with carbon nuclei at an incident proton momentum of 5.5 GeV/c. The $X38$ boson with a mass of 38 MeV has a mass close to the boson mass obtained by us, equal to 34 MeV for an electromagnetic tube. This new particle was discovered in experiments recently carried out in Dubna for the reaction $p + C \rightarrow 2\gamma + X$. Bosons $X17$ and $X38$ are proposed to be considered as particles of dark matter.

ВОЗМОЖНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НА ПЕРВОЙ СТАДИИ ФИЗИЧЕСКОЙ ПРОГРАММЫ NICA SPD

© 2023 г. Ю. Н. Узиков^{1), 2), 3)}*

Поступила в редакцию 23.09.2022 г.; после доработки 23.09.2022 г.; принята к публикации 23.09.2022 г.

Рассмотрены предложения возможных экспериментов с использованием детектора спиновой физики SPD на первом этапе программы коллайдера NICA, разрабатываемой в ОИЯИ. Предложения включают процессы столкновений поляризованных и неполяризованных пучков протонов и дейтронов при эффективных нуклон-нуклонных энергиях в системе центра масс $\sqrt{s_{NN}} = 3.5\text{--}10$ ГэВ.

DOI: 10.31857/S0044002723010592, EDN: RNUHEK

1. ВВЕДЕНИЕ

В ОИЯИ создается коллайдер для исследования свойств барионной материи в условиях высокой плотности соударения тяжелых ионов, а также для проведения исследований в области спиновой физики на основе столкновений пучков поляризованных протонов и дейтронов. Процессы pp -, dd -, а также pd -столкновений в области энергий в с.ц.м. NN системы $\sqrt{s_{NN}} = 3\text{--}27$ ГэВ позволят реализовать обширную программу по изучению структуры протонов и дейтронов и выяснить роль спина в сильных взаимодействиях. Установка Spin Physics Detector (SPD) предполагает 4π -геометрию, прецизионные трековые и калориметрические детекторы для идентификации частиц [1].

Настоящая статья посвящена краткому обзору предложений возможных экспериментов на первой стадии проекта SPD NICA [2] при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 3.5\text{--}10$ ГэВ. При этом учтены некоторые новые экспериментальные и теоретические результаты, появившиеся после выхода публикации [2].

2. КХД В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ ОТ АДРОННЫХ СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ К КВАРК-ГЛЮОННЫМ

Согласно Стандартной модели фундаментальных взаимодействий, квантовая хромодинамика (КХД) — теория, построенная на основе требования локальной калибровочной инвариантности

лагранжиана по отношению к группе преобразований цвета $SU(3)_c$, полностью определяет динамику ядерных (сильных) взаимодействий между адронами, а также в существенной мере статические свойства самих адронов, такие, как масса покоя. Детальное объяснение происхождения нуклонов и атомных ядер и их свойств, а также свойств адронной материи в целом на основе динамики фундаментальных степеней свободы — кварков и глюонов, является конечной целью ядерной науки.

Объяснение свойств адронного мира на основе КХД и электрослабого сектора Стандартной модели — очень сложная многоплановая задача. Один из ее аспектов связан с поиском фазовых переходов в адронных системах, в частности, состояния кварк-глюонной плазмы, которое, как ожидается, возникает при достаточно высоких температурах и плотностях адронной материи и в котором кварки и глюоны свободно перемещаются в адронной среде, находящейся в состоянии деконфайнмента. Так, целью проекта MPD NICA является поиск кварк-глюонной плазмы и исследование ее термодинамических свойств в условиях ранней барионной Вселенной. Другая задача КХД — определение структурных функций адронов, описывающих распределение партонов по импульсам в адронах в зависимости от ориентации спинов адронов и партонов. Отметим, что главная задача проекта SPD NICA [1] заключается в определении вклада глюонов в спин протона и дейтрона на основе изучения процессов рождения скрытого и открытого чарма, а также прямых фотонов [3]. Для решения этой задачи потребуется максимальная светимость и, соответственно, наиболее высокая доступная на SPD энергия NN -столкновения $\sqrt{s_{NN}} = 10\text{--}27$ ГэВ. При более низких энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 3\text{--}10$ ГэВ важной задачей КХД является поиск начала перехода от адронных степеней свободы

¹⁾Лаборатория ядерных проблем им. В.П. Джелепова, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Физический факультет Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

³⁾Государственный университет “Дубна”, Дубна, Россия.

*E-mail: uzikov@jinr.ru

к кварк-глюонным при описании взаимодействия различных пробников с адронами.

Переход от адронных степеней свободы к кварк-глюонным при описании систем с сильным взаимодействием нетривиален из-за существенно нелинейного характера взаимодействия и, в том числе, ввиду нерешенной в теории проблемы конфайнмента цвета. При низких энергиях < 1 ГэВ сильное взаимодействие в адронных системах описывается в терминах эффективных степеней свободы — мезонов и барионов, с помощью киральной теории возмущений, основанной на киральной симметрии лагранжиана КХД, которая нарушена спонтанно. При высоких энергиях и больших передачах 4-импульса, когда в силу асимптотической свободы становится возможным применение теории возмущений по константе связи — пертурбативной КХД, естественным становится описание в терминах кварков и глюонов. Хотя эти две области довольно хорошо определены и относятся к разным энергетическим масштабам, переход между ними не является надежно установленным.

При увеличении энергии взаимодействия и переданного 4-импульса переходная область может быть идентифицирована по явному проявлению кварковых (и глюонных) степеней свободы в поведении адронных систем при их взаимодействии с другими адронами или лептонами. Так, одним из предсказаний КХД является цветовая прозрачность (ЦП), означающая ослабление взаимодействия адрона с ядерной средой в начальном/конечном состояниях в эксклюзивных процессах при достаточно большой передаче 4-импульса адрону [4, 5]. При этом жесткое взаимодействие адронов происходит в точечно-подобных конфигурациях, с подавленными значениями цвет-электрических мультипольных моментов, определяющих интенсивность сильного взаимодействия. Определение кинематической области, содержащей начало режима проявления ЦП в ядерных процессах, позволит идентифицировать обсуждаемый переход от адронных к кварковым степеням свободы. Другой яркий сигнал переходной области связан с режимом, в котором проявляются правила кваркового счета (ПКС) в дифференциальных эксклюзивных реакциях. Наконец, признаком перехода от адронных к кварковым степеням свободы будет непосредственное образование мульткварковых состояний, таких как тетра- и пентакварки и дибарионные резонансы в нуклон-нуклонных соударениях. Помимо задачи исследования переходной области на первой стадии SPD NICA возможно решение и других вопросов физики КХД [2, 6].

Хотя SPD NICA в первую очередь предназначена для решения задач по проверке КХД, особенности этого комплекса дают возможность поиска физики вне Стандартной модели в столкновениях пучков протонов и дейтронов.

3. УПРУГОЕ pN -РАССЕЯНИЕ

3.1. pN -рассеяние в переднюю полусферу и pd -рассеяние

Упругое нуклон-нуклонное (NN) рассеяние является одним из базовых процессов в ядерной физике, содержащим информацию о динамике NN -взаимодействия. При этом спиновые наблюдаемые содержат независимую информацию, которую невозможно извлечь из неполяризованного NN -рассеяния. Наиболее полные данные о спиновых амплитудах NN -рассеяния имеются для pp -рассеяния в области лабораторных энергий до 3 ГэВ и pn -рассеяния — до 1.2 ГэВ [7]. При более высоких энергиях имеющиеся данные являются существенно неполными о pp - и очень скудными о pn -системе. Для извлечения из экспериментальных данных всех независимых спиновых амплитуд (пять для pp - или nn - и шесть для pn - при условии выполнения T - и P -инвариантности) при фиксированной энергии необходимо выполнить полный поляризационный эксперимент, включающий измерение не менее десяти спиновых наблюдаемых. С другой стороны, эффективной проверкой имеющихся в литературе параметризаций спиновых pN -амплитуд является применение спин-зависящей теории Глаубера для упругого pd -рассеяния в переднюю полусферу и сравнение результатов соответствующих расчетов с экспериментальными данными. Примеры таких расчетов при энергиях SPD приведены в [8]. Дополнительное тестирование может быть выполнено по квазиупругому рассеянию $pd \rightarrow \{pp\}_s n$, где $\{pp\}_s$ — pp -пара в 1S_0 -состоянии относительного движения, а также упругому dd -рассеянию ([2], разд. 2). Отметим, что знание спиральных T -четных, P -четных амплитуд pp - и pn -рассеяния принципиально необходимо, например, в задаче о поиске нарушения T -инвариантности при условии сохранения P -четности в дважды поляризованном pd -рассеянии [9, 10].

3.2. Периферия нуклона в дифракционном рассеянии

Особый интерес представляет периферическая область нуклона в дифракционном рассеянии. Небольшие осцилляции в t -зависимости дифференциального сечения при $|t| \leq 1$ ГэВ², наблюдавшиеся ранее в ИФВЭ (Протвино), ISR и Фермилаб, а теперь и на LHC, вероятно, связаны со

структурой протона при прицельных параметрах, которые превышают размер кваркового кора и, следовательно, указывают на участие мезонной периферии нуклона в дифракционном рассеянии [11, 12]. Следует отметить, что данные ISR и Фермилаб не полностью покрывают область t с предполагаемыми осцилляциями и не имеют достаточной точности, поэтому дальнейшие экспериментальные исследования в данной области представляют интерес и могут быть выполнены в рамках проекта NICA SPD [2] (разд. 3).

3.3. Двуспиновые корреляции в упругом pp -рассеянии на большие углы и мультикварковые резонансы

Неожиданно большая двуспиновая корреляция A_{NN} была обнаружена под большими углами упругого pp -рассеяния ($\theta_{с.м.} = 90^\circ$) при $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ и $\sqrt{s_{NN}} = 5$ ГэВ [13]. Эти энергии соответствуют порогам рождения странности и чарма в pp -столкновении. Наблюдаемые сильные корреляции (отношение сечений 4 : 1 для параллельных и антипараллельных спинов сталкивающихся протонов) совместимы с предположением о формировании в s -канале октокварковых резонансов $uuds\bar{s}uud$ и $uudc\bar{c}uud$ соответственно с квантовыми числами $J = L = S = 1$, где L — орбитальный, S — спиновый, J — полный угловой момент резонанса [14]. На основе этого же предположения о резонансах авторы работы [14] качественно объясняют необычное поведение цветовой прозрачности в реакции типа $A(p, 2p)B$ и осцилляции в дифференциальном сечении упругого pp -рассеяния $d\sigma/dt$ в области проявления правил кваркового счета. Однако последние два эффекта имеют другое объяснение в модели ядерного фильтра [15]. Жесткая динамика в упругом pp - и pn -рассеянии может быть довольно различной [16]. В этой связи важно исследовать канал упругого pn -рассеяния с двойной поляризацией в этом же интервале энергий $\sqrt{s_{NN}} = 3$ –5 ГэВ, что можно сделать на SPD, используя dd -столкновения.

4. ОДНОСПИНОВЫЕ АСИММЕТРИИ

При низких энергиях порядка ~ 1 ГэВ сечения реакций, вызываемых NN -столкновениями, и спиновые эффекты в этих реакциях велики. С ростом энергии увеличивается средняя множественность в событии, а спиновые эффекты в конкретных бинарных реакциях и их сечения довольно быстро убывают. Так, сечение процесса перезарядки пиона $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ падает как s^{-1} , а сечение процесса $\pi^- p \rightarrow \rho p$ падает как s^{-2} , указывая на то, что в таких процессах происходит обмен реджеоном. Если процесс идет за счет обмена одним ρ -мезонным

полюсом, как это ожидалось для реакции $\pi^+ p \uparrow \rightarrow \pi^0 n$, то асимметрия этой реакции A_N , будучи интерференционным эффектом, должна отсутствовать. Однако первые же экспериментальные данные при лабораторных импульсах 5 и 12 ГэВ/с показали наличие больших поляризационных эффектов. Этот факт заставил в теории пересмотреть исходные предпосылки модели Редже, ввести дополнительные полюса, учесть эффекты перерасщепления. Кроме того, для более строгой проверки модели Редже нужны были данные при более высоких энергиях, которые отчасти были получены на установке У-70 в Протвино при импульсе 40 ГэВ/с, но требуются более детальные данные для проверки ожидаемого из этой модели предсказания изменения знака поляризации. Аналогично обнаружение значительной поперечной поляризации Λ -гиперонов в инклюзивных реакциях явилось сюрпризом, поскольку теория предсказывала вымирание спиновых эффектов при высоких энергиях и больших поперечных импульсах [17].

Для анализа данных при высоких энергиях используется инклюзивный подход, при этом регистрируется только одна или несколько образовавшихся частиц, но в получаемые из эксперимента данные включается информация о множественности заряженных частиц и центральности соударений. Экспериментальные данные показывают зависимость поляризационных эффектов от этих дополнительных переменных помимо зависимости от энергии столкновения ($\sqrt{s}$), переменной Фейнмана (x_F), поперечного импульса (p_T), атомных весов сталкивающихся частиц A_1 и A_2 . Следует отметить, что для реакций с рождением гиперонов можно одновременно измерить и поперечную поляризацию гиперона (P_N), и односпиновую асимметрию реакции (A_N), что важно для тестирования теоретических моделей. Систематическое изучение поляризационных данных предполагает наличие модели, которая описывает в рамках единого механизма большое количество реакций, сечения и поляризационные наблюдаемые которых зависят от перечисленных выше переменных. Примеры такого подхода — модель хромомангнитной струны [18] и хромомангнитной поляризации кварков (ХПК) [19]. Эти модели отличаются простотой и наглядностью механизма поляризационных явлений, в основе которого предполагается взаимодействие цветового магнитного поля кварка с хромомангнитным полем, возникающим после соударения, на стадии адронизации. Модель ХПК хорошо описывает большой набор экспериментальных данных, дает интересные предсказания о резонансном поведении поляризационных явлений [2] и при систематическом исследовании данных на SPD может дать важную информацию о механизме адронизации и конфайнмента.

5. РОЖДЕНИЕ ОЧАРОВАННЫХ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ

Рождение чарма в столкновениях ионов и его распространение в ядерной среде рассматриваются как один из пробников образования кварк-глюонной плазмы [20], но для того, чтобы утверждать о наличии чистого сигнала такого перехода, надо знать в деталях все возможные механизмы рождения J/ψ в ядро-ядерных столкновениях, а также процессы диссоциации J/ψ в ядерной среде. В этом отношении представляет интерес изучение рождения J/ψ -мезонов в NN -столкновениях. Изучение процессов рождения возбужденных состояний чармония $c\bar{c}$ и открытого чарма (D , D^* -мезонов) также важно. Обоснование возможности исследования этих процессов на SPD NICA дал Э. Томази-Густафссон ([2], разд. 6). В частности, отмечается, что в теории на пороге рождения J/ψ в реакции $NN \rightarrow NNJ/\psi$ предсказывается модельно-независимый значительный изотопический эффект — увеличение полного сечения в pn -столкновении в 5 раз по сравнению с аналогичным сечением в pp -столкновении.

6. ЦВЕТОВАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ

Последний наиболее полный обзор по цветовой прозрачности в [21] показывает наличие убедительных данных о проявлении цветовой прозрачности в процессах рождения мезонов. В то же время данные по цветовой прозрачности в случае барионов в реакции $A(p, 2p)$, демонстрируя наличие эффекта при определенных значениях Q^2 , показывают его неожиданное убывание с дальнейшим ростом Q^2 . В литературе имеются различные попытки объяснения этих данных — возбуждение октокварковых состояний на пороге рождения скрытого чарма в упругом pp -рассеянии [14] и механизм ядерного фильтра [22, 23], которые не являются общепринятыми. Недавно полученные в Jlab результаты измерения ядерной прозрачности [24] в реакции выбивания протона электроном из ядра ^{12}C при больших значениях квадрата переданного 4-импульса $Q^2 = 8\text{--}14 \text{ ГэВ}^2$ вопреки предсказаниями теоретической модели показали, что цветовая прозрачность в этом процессе отсутствует. Этот результат наряду с ранее полученным необычным поведением цветовой прозрачности в реакции выбивания протонов протонами $A(p, 2p)$ в настоящее время активно обсуждается в литературе. В работе [25] сделан вывод о том, что для нуклонов следует ожидать начало режима цветовой прозрачности при более высоких значениях Q^2 , чем ожидалось ранее, а именно, при $Q^2 > 14 \text{ ГэВ}^2$ для протонов и при $Q^2 > 22 \text{ ГэВ}^2$ для нейтронов. Этот интервал доступен на SPD NICA при $\sqrt{s_{pN}} = 5.4\text{--}6.7 \text{ ГэВ}$

для угла рассеяния в с.ц.м. pN -системы $\theta_{\text{с.м.}} = 90^\circ$. В то же время для мезонов порог начала ЦП ожидается гораздо ниже, при $Q^2 \sim 4 \text{ ГэВ}^2$ [25]. Новую серию измерений ядерной прозрачности предлагают выполнить авторы работы [26] с целью прояснить возможность того, что цветовая прозрачность действительно свидетельствует о доминировании процессов на малых расстояниях, а в работе [27] предлагается исследовать не охваченную ранее u -канальную область цветовой прозрачности в экспериментах с электронными пучками. Дальнейшее развитие модели реакции развала дейтрона протонами $pd \rightarrow pnp$ [28] с учетом эффекта перерассеяния протона на нейтроне как в обычном (обобщенном) эйкональном приближении, так и с учетом механизма цветовой прозрачности выполнено недавно в работе [29]. Впервые даны оценки чувствительности тензорной анализирующей способности A_{zz} этой реакции к вкладу эффектов цветовой прозрачности. Показано, что при уменьшении угла pp -рассеяния в с.ц.м. pp -пары от 90° до 50° эффект цветовой прозрачности остается четко видимым в сечении реакции и в тензорной анализирующей способности, а счетность событий за счет увеличения сечения pp -рассеяния при уменьшении угла рассеяния становится достаточно высокой для измерения характеристик этой реакции на NICA SPD.

7. ЛЕГЧАЙШИЕ НЕЙТРАЛЬНЫЕ ГИПЕРЯДРА

Поиски связанного состояния системы из двух нейтронов не увенчались успехом. В теории реалистические NN -потенциалы не приводят к связанному состоянию динейтрона, предсказывается только виртуальный уровень в 1S_0 -состоянии, который отчетливо проявляется в амплитуде NN -рассеяния в этом состоянии. Для бозонов имеет место эффект Томаса: связанное трехчастичное состояние существует, даже если двухчастичное связанное состояние с тем же парным потенциалом не образуется — система Борромео. Однако для тождественных фермионов ситуация иная. Так, исходя из существования стабильного изотопа ^8He можно было бы предположить, что существует связанный тетранейтрон, однако расчеты, основанные на реалистических nn -потенциалах не подтверждают его стабильность из-за действия принципа Паули. В экспериментальных данных до последнего времени имелись только довольно противоречивые данные о возможности существования связанного тетранейтрона [30]. Избежать блокирующего эффекта Паули можно путем замены одного или двух нейтронов на гипероны, т.е. интересно исследовать

стабильность тетрабарионной системы $T = \frac{4}{\Lambda\Lambda} n = (n, n, \Lambda, \Lambda)$ с двойной странностью $S = -2$. Однако существенные неопределенности в имеющихся моделях потенциалов ΛN -, $\Lambda\Lambda$ -взаимодействий [31, 32] и необходимость учета трех- и четырехчастичных сил, которые пока еще не учитывались в расчетах, не позволяют сделать однозначный вывод о связанности состояния $\frac{4}{\Lambda\Lambda} n$. Поэтому остается надеяться, что ответ на вопрос о существовании связанного тетрабариона с двойной странностью может быть получен из эксперимента. Идея такого эксперимента предложена в [33] и заключается она в изучении реакции $d + d \rightarrow K^+ + K^+ + T$, в которой связанное состояние $T = \frac{4}{\Lambda\Lambda} n$, если оно существует, может быть зарегистрировано по спектру недостающей массы системы $K^+ K^+$. Согласно [33], это чрезвычайно чистый процесс, доступный для изучения на SPD NICA. При условии, что светимость будет достигать значения $10^{29} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, число событий составит примерно 600 в год, что достаточно для регистрации интересующего состояния.

В этой связи важно отметить, что совсем недавно обнаружено резонансное состояние в системе четырех нейтронов с энергией $2.37 \pm \pm 0.38(\text{stat.}) \pm 0.30(\text{sys.}) \text{ МэВ}$ и шириной $\Gamma = 1.75 \pm 0.22(\text{stat.}) \pm 0.30(\text{sys.}) \text{ МэВ}$ в реакции ${}^8\text{He}(p, p^4\text{He})$ [34]. Следует отметить работу [35] по теоретической интерпретации полученного результата. Наблюдение этого резонанса в системе четырех тождественных нуклонов, подверженной блокирующему действию принципа Паули, дает весомые основания надеяться на существование квазисвязанного состояния в системе $\frac{4}{\Lambda\Lambda} n = (n, n, \Lambda, \Lambda)$, в которой действие принципа Паули исключено в двух парах барионов (n, Λ) .

Канал с образованием двух K^+ -мезонов является своего рода зондом для изучения других экзотических гиперядер и экзотических адронов. Так, протон-протонные столкновения, приводящие к реакции $p + p \rightarrow K^+ + K^+ + \Lambda + \Lambda$, обеспечивают чистый и прямой способ поиска дибариона $\Lambda\Lambda$ по спектру недостающей массы $K^+ K^+$. Реакция $p + d \rightarrow K^+ + K^+ + n + \Lambda + \Lambda$ дает возможность поиска связанного состояния в системе $n + \Lambda + \Lambda$. Конечные состояния в процессе $d + d \rightarrow K^+ + K^+ + n + n + \Lambda + \Lambda$ дают доступ к спектру инвариантных масс nK^+ и тем самым дают возможность поиска легкого пентакварка $\Theta^+(1540)$.

8. ПОИСК ФИЗИКИ ВНЕ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

8.1. Измерение сечений рождения антипротонов для поиска темной материи

Согласно астрофизическим данным, темная материя — вещество, не входящее в состав частиц-

полей Стандартной модели фундаментальных взаимодействий, составляет примерно 26% полной массы-энергии Вселенной. Доказательства существования темной материи основаны только на гравитационных взаимодействиях и обусловлены особенностями движения галактических гало, вращением галактик и галактических кластеров. Природа темной материи остается неясной. Одной из гипотез является предположение о существовании слабо-взаимодействующих массивных частиц, Weakly Interacting Massive Particles (WIMP). При взаимной аннигиляции таких частиц возможно ожидать рождение обычных частиц Стандартной модели, в частности, антипротонов. На поиск антипротонов как сигналов аннигиляции WIMP-ов, нацелены астрофизические эксперименты AMS-02 [36, 37] и PAMELA [38]. Очевидно, для того чтобы зарегистрировать аномальный сигнал, производимый темной материей, необходимо учесть другие источники аналогичного сигнала, не связанные с темной материей. В течение последних двух десятилетий в спутниковых экспериментах PAMELA и AMS-02 измерены поток вторичных антипротонов и отношение антипротонов к протонам с беспрецедентной точностью в широком диапазоне энергий от 1 до 450 ГэВ. Однако до сих пор из этих данных не удается сделать четкие выводы о сигналах темной материи, так как в результатах измерений имеется несколько источников неопределенностей и одним из наиболее существенных из них является недостаточное знание сечения рождения антипротонов в pp -, pd - и других столкновениях протонов с легчайшими ядрами. NICA SPD может внести существенный вклад в решение этой проблемы посредством измерения угловых и энергетических распределений антипротонов, рожденных в pp - и pd -столкновениях как непосредственно, так и из распадов $\bar{\Lambda}$ и $\bar{\Sigma}$ [39, 40].

8.2. Проверка дискретных симметрий на основе спиновых наблюдаемых

Использование пучков поляризованных протонов и дейтронов, доступных на NICA, дает возможность прецизионной проверки фундаментальных симметрий — несохранения P -четности, а также нарушения инвариантности относительно обращения времени (эквивалентно CP -нарушению при наличии CPT -инвариантности) вне рамок Стандартной модели. Имеющиеся данные о нарушении P -четности в чисто нелептонном секторе получены с наибольшей точностью в pp -рассеянии при энергии 45 МэВ, где наблюдаемая P -нечетная асимметрия составляет $A_{PV} = -(1.5 \pm 0.22) \times 10^{-7}$ [41], и при 5.1 ГэВ в рассеянии поляризованных протонов на водяной мишени, $A_{PV} = -(26.5 \pm 6.0 \pm 3.6) \times 10^{-7}$ [42]. В теории в

рамках Стандартной модели не удастся объяснить эту аномально большую асимметрию [43]. С другой стороны, в pp - и $p\bar{p}$ -взаимодействиях при энергиях 200 ГэВ во FNAL установлена более скромная граница $A_{PV} < 10^{-5}$ [44]. Новые данные по асимметрии A_{PV} могут быть получены на установке NICA SPD в рассеянии поляризованных дейтронов на неполяризованных протонах при использовании новой методики — пучки с поляризацией, свободно вращающейся в плоскости накопительного кольца [45]. При этом осциллирующие спиновые асимметрии A_{PV} в эффективном сечении, порожденные осциллирующей поляризацией пучка, можно легко отделить от фона и от других асимметрий с помощью Фурье-анализа. Выделение сигнала нарушения P -четности по разности скорости затухания выведенных пучков противоположной спиральности не потребует никаких новых сложных детекторов — предполагается инвазивное измерение полного электрического заряда сгустка падающих на мишень частиц, а также полного электрического заряда прошедшего через мишень сгустка, которое будет осуществляться с помощью системы поясов Роговского [2]. Как показывают оценки, за один месяц набора данных можно достичь статистической точности для PV -асимметрии на уровне менее чем 10^{-7} . Аналогичным образом, используя прецессирующую поляризацию дейтронного пучка, можно измерить эффект нарушения T -инвариантности в дважды поляризованном dp -рассеянии, в котором протон поперечно поляризован (P_y), а дейтрон имеет тензорную поляризацию P_{xz} [45]. При этом полное сечение этого взаимодействия является нуль-тест-сигналом нарушения T -инвариантности в этом процессе при сохранении P -четности. Такое взаимодействие, предложенное Л.Б. Окунем [46] для объяснения нарушения CP -инвариантности в физике каонов, сохраняющее флейвор, выходит за пределы Стандартной модели и остается возможной причиной наблюдаемой барионной асимметрии Вселенной, для которой предсказания СМ расходятся с данными на много порядков величины. Ранее в эксперименте по прохождению поляризованных нейтронов через мишень тензорно-поляризованных ядер хольмия была получена оценка T -нечетной асимметрии на уровне 10^{-5} [47]. Другой эксперимент с дважды поляризованным pd -взаимодействием готовится на COSY [48], при этом предполагается улучшить оценку верхней границы для T -нечетной асимметрии до уровня $\sim 10^{-6}$. Если для поиска нарушения P -инвариантности на установке NICA предпочтительными являются эксперименты с фиксированной плотной внешней мишенью на нуклотроне, то для поиска нуль-тест-сигнала нарушения T -инвариантности понадобится внутренняя газовая мишень из поляризованных протонов. При

обычной постановке эксперимента со статическими спинами серьезной проблемой является отделение ложного сигнала, возникающего при наличии ненулевой векторной поляризации дейтрона P_y^d . Величину этой поляризации надо подавить до уровня $P_y^d \sim 10^{-6}$ для того, чтобы T -асимметрия была измерена на уровне 10^{-6} [49], что является очень сложной технической задачей. Использование метода прецессирующей поляризации в сочетании с Фурье-анализом позволяет решить эту проблему.

9. ДРУГИЕ ПРЕДЛОЖЕНИЯ ПО КХД-ФИЗИКЕ НА SPD

9.1. Дибарионные резонансы

Эксперименты на установке MPD NICA нацелены на исследование проблемы фазовых переходов в тяжелых ядрах при высоких плотностях и повышенных температурах. Исследование малонуклонных систем в аналогичных условиях также представляет интерес.

В частности, особый интерес представляют дибарионные резонансы — квазистационарные состояния в системе двух барионов. Поиск дибарионных резонансов имеет долгую историю, недавний обзор на эту тему дан в работе [50]. В настоящее время одним из наиболее вероятных кандидатов на роль дибарионного резонанса с нулевой странностью является состояние в pn -системе массой 2380 МэВ, изоспином $T = 0$, спин-четностью $J^P = 3^+$, проявляющееся как резонанс в полном сечении реакции $pn \rightarrow d\pi^0\pi^0$ с максимумом при инвариантной массе $\sqrt{s_{pn}} = 2380$ МэВ с шириной $\Gamma = 70$ МэВ. Близость массы этого состояния к сумме масс двух свободных $\Delta(1232)$ -изобар при довольно узкой ширине состояния по сравнению с суммой ширин $\Delta(1232)$ изобар $2 \times 115 = 230$ МэВ рассматривается как прямое указание на дибарионную природу этого состояния, в котором две $\Delta(1232)$ -изобары находятся в связанном состоянии. С точки зрения теоретических кварковых моделей это есть (квази)связанное состояние $\Delta(1232)\Delta(1232)$ с большой примесью состояния со скрытым цветом $C\bar{C}$ [51]. Есть также экспериментальные указания на наличие изовекторных дибарионных резонансов по данным о реакциях $pp \rightarrow d\pi^+$ [50] и $pp \rightarrow \{pp\}_s\pi^0$ [52, 53] при кинетической энергии протонов в лабораторной системе 0.5–2 ГэВ. Однако информация об этих состояниях является далеко не полной и есть возможность дополнить ее на SPD NICA. Поиск изоскалярных дибарионных резонансов можно производить на SPD NICA в столкновениях дейтронов $dd \rightarrow dX$, исследуя спектр недостающей массы конечного дейтрона. При этом, как показано Б. Костенко в

[2], разд. 10), можно исследовать дибарионы с небольшой энергией возбуждения $\sim 10\text{--}20$ МэВ, указания на существование которых получены в Дубне [54, 55]. Для поиска изовекторных дибарионных резонансов можно использовать реакцию $dd \rightarrow \{pp\}_s X$ с регистрацией пары протонов $\{pp\}_s$ при маленькой относительной энергии $E_{pp} = 0\text{--}3$ МэВ, как в [52, 53].

9.2. Многокварковые корреляции

Исследование адронных процессов, связанных с многокварковыми степенями свободы в ядрах, может помочь понять такие аспекты КХД как многокварковые флуктоны, дикварки, многопартонное рассеяние, рождение экзотических резонансов. Идея о флуктуациях ядерной плотности была высказана Д.И. Блохинцевым [56] в связи с открытием процесса рассеяния протонов в заднюю полусферу на дейтроне [57] и углероде [58]. На современном языке эта идея соответствует либо флуктонам [59, 60] — плотно сжатым малонуклонным конфигурациям, в которых нуклоны могут терять свою индивидуальность, образуя мультикварковые состояния, либо малонуклонным короткодействующим корреляциям (КДК) [61], в которых нуклоны, находясь на малых относительных расстояниях в области ядерного кора, имеют большие относительные импульсы при близком к нулю импульсе центра масс. Для многих наблюдаемых два эти подхода дают близкие предсказания, например, по рождению кумулятивных частиц, ядерных структурных функций в глубоконеупругих процессах с лептонами. Однако флуктонный подход [62], основанный на КХД-факторизации жестких процессов и на ограничениях, вытекающих из эффекта ЕМС, предсказывает дополнительное кварковое море, которое имеет довольно жесткое импульсное распределение: наклон по переменной x такого дополнительного флуктонного моря при $x > 1$ равен наклону по x валентных кварков. Это приводит к так называемому суперскейлингу в кумулятивном рождении адронов при $x > 1$ в области ядерной фрагментации, а именно, наклоны всех распределений кумулятивных адронов, включая “морские” адроны, приблизительно равны между собой. Этот эффект был экспериментально подтвержден группой из ИТЭФ [63, 64]. Жесткое флуктонное море может проявлять себя при образовании тяжелых лептонных пар и рождении J/ψ в кумулятивной области. Как отмечают В. Ким и др. в [2] (разд. 9), на SPD NICA можно исследовать процессы рождения антипротонов, каонов K^- , чарма J/ψ в pd - и dd -столкновениях при $x > 1$, которые чувствительны к жесткому флуктонному антикварковому морю дейтронов. Кроме того, в эксперименте SPD можно исследовать дикварковые корреляции

в протонах и связанные с ними такие механизмы рождения, как двойное кварк-дикварковое рассеяние [65], которое может привести к усиленному рождению экзотических многокварковых резонансных состояний (пентакварков, Н-дигиперонов и др.).

9.2.1. Правила кваркового счета в реакциях с легчайшими ядрами. Свойства легчайших ядер на малых расстояниях между нуклонами $r_{NN} < 0.5$ фм или при относительных импульсах $q > \hbar/r_{NN} \sim 0.4$ ГэВ/с имеют фундаментальное значение для физики ядра. Как уже отмечалось выше, один из важных вопросов связан с поиском начала перехода от мезон-барионной картины к кварк-глюонной при описании структуры ядра. Сигнал перехода в область конститuentных кварков дают правила кваркового счета (ПКС): при высоких энергиях и больших передачах импульса дифференциальное сечение бинарной реакции принимает вид $d\sigma/dt \sim s^{-(n-2)} f(t/s)$, где n — суммарное минимальное число точечных конститuentов (кварков, лептонов, фотонов), участвующих в реакции, s и t — переменные Мандельштама. Это поведение, полученное в рамках гипотезы автомодельности [66] и пертурбативной КХД [67], предсказывается также в подходе AdS/QCD [68]. В реакциях при выполнении условий ПКС должна сохраняться спиральность кварков [69] и иметь место цветовая прозрачность (см. разд. 6). Важно отметить, что ПКС проявляются не только в реакциях со свободными адронами, но и с легчайшими ядрами — в фотодезинтеграции дейтрона $\gamma d \rightarrow pn$ при энергии фотонов $E_\gamma = 1\text{--}5.5$ ГэВ, а также ядра ${}^3\text{He}$ в реакциях ${}^3\text{He}(\gamma, pp)n, \gamma {}^3\text{He} \rightarrow dp$. Неожиданным является проявление ПКС в реакциях $dd \rightarrow {}^3\text{He}p, dd \rightarrow {}^3\text{He}n$ с зависимостью сечения s^{-22} и в $pd \rightarrow pd(s^{-16})$ при удивительно низких энергиях порядка ~ 0.5 ГэВ (см. работу [70] и ссылки в ней). Недавно было показано выполнение ПКС в поведении сечения реакции $pd \rightarrow pd$ при энергиях ~ 1 ГэВ. С другой стороны, реакция $pp \rightarrow d\pi^+$ не следует ПКС при практически тех же кинематических условиях, в которых реакция $\gamma d \rightarrow pn$ демонстрирует четкое ПКС поведение. Систематическое изучение режима ПКС в реакциях с легчайшими ядрами не проводилось. Установка SPD NICA дает хорошую возможность для изучения этих вопросов с использованием поляризованных и неполяризованных пучков в столкновениях dd и dp (см. [2], разд. 8).

9.2.2. Короткодействующие корреляции в ядрах и эксклюзивные жесткие процессы на дейтроне. Существенным результатом в физике ядра последних двух десятилетий является наблюдение двухнуклонных короткодействующих корреляций (КДК) в ядрах, базирующееся в основном

на данных о рассеянии электронов на ядрах [71, 72]. КДК определяются взаимодействием нуклонов на малых расстояниях, играют важную роль в структуре ядер, нейтронных звезд, в рассеянии нейтрино на ядрах, связаны с ЕМС-эффектом [73], и поэтому важно получить подтверждение этих данных с использованием других пробников — протонов, фотонов и др. Вопросы, связанные с изучением структуры ядер и динамики процессов, тесно переплетены: понимание жесткой динамики процессов NN -взаимодействия необходимо для изучения структуры ядер на малых расстояниях между нуклонами — и наоборот. В этой связи М. Стрикман отмечает в ([2], разд. 7), что важную информацию можно получить из изучения реакции $pd \rightarrow ppn$ на SPD NICA. Эта реакция при большой передаче импульса одному из нуклонов дейтрона чувствительна к пространственно-временной эволюции процесса жесткого pN -рассеяния, т.е. цветовой прозрачности. Этот же процесс при другой кинематике позволяет изучать короткодействующие корреляции в дейтроне. Дейтрон аналогичен атому водорода для понимания физики короткодействующих корреляций в ядрах. Только после того, как экспериментально будет проверена точность приближений, используемых для описания реакции $pd \rightarrow ppn$ в КДК-области, станет возможным высокоточный анализ КДК в тяжелых ядрах. Кинематика коллайдера дает преимущество в том, что все частицы имеют большие импульсы, поэтому их легче детектировать, чем в эксперименте с фиксированной мишенью. Использование пучков поляризованных дейтронов даст уникальную возможность разделить S - и D -волновые компоненты волновой функции дейтрона при больших относительных импульсах, это в свою очередь даст возможность сравнить различные релятивистские модели дейтрона — динамику светового конуса и модель виртуального нуклона.

9.2.3. Формирование адронов в столкновениях ионов $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ и $^{40}\text{Ca}^{40}\text{Ca}$. Для описания пространственной картины формирования адронов в высокоэнергетических процессах существует несколько различных моделей (UrQMD [74], HSD [75], ГиББУ [76]). Тестирование этих моделей на SPD NICA возможно в столкновениях ионов $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ и $^{40}\text{Ca}^{40}\text{Ca}$. С этой целью А. Ларионов представил ([2], разд. 14) результаты выполненных им микроскопических расчетов распределений протонов и заряженных пионов по быстрой и поперечному импульсу в указанных каналах столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ.

9.2.4. Задачи мягких pp -взаимодействий. А. Галоян и В. Ужинский предложили эксперименты для SPD NICA ([2], разд. 12), направленные на разработку и совершенствование моделей для описания а) спектра барионов, рождающихся в

pp -столкновениях, б) эволюции корреляции между поперечным импульсом $\langle P_T^2 \rangle$ и фейнмановской переменной x_F с ростом энергии и в) двухчастичных P_T -корреляций рожденных частиц.

9.3. Процесс Дрелла—Яна с рождением пары τ -лептонов

Функции распределения партонов в адронах дают информацию о внутренней структуре адронов. Эти распределения не могут быть вычислены по теории возмущений КХД и должны быть измерены экспериментально. Для этой цели обычно используются процессы глубоконеупругого рассеяния и процессы Дрелла—Яна с рождением электрон-позитронной или мюон-антимюонной пары. В этом случае в процессе Дрелла—Яна можно пренебречь массами лептонов, так что состояния с определенной киральностью являются одновременно (в хорошем приближении) состояниями с определенной спиральностью. В процессе Дрелла—Яна с рождением пар τ -лептонов массой τ -лептона m_τ пренебречь нельзя (кроме процессов при очень высоких энергиях $E_\tau \gg m_\tau$), поэтому спиральность не совпадает с киральностью и не имеет определенного значения. Однако в силу специфической структуры слабого тока, сохранения полного углового момента и того факта, что нейтрино имеет определенную спиральность, существует корреляция между поляризацией τ -лептона и импульсом, уносимым одиночным заряженным пионом из распада $\tau \rightarrow \pi + \nu_\tau$. Как показано А. Алешко, Э. Боосом и В. Буничевым ([2], разд. 15), измерение энергии заряженных пионов в процессе $q\bar{q} \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \pi^+\pi^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ позволяет измерить поляризацию кварка (антикварка), вступающего в процесс Дрелла—Яна. Поскольку заряженные пионы довольно легко регистрировать, предложенный метод является мощным инструментом для измерения функций партонового распределения нуклонов в поляризованных процессах Дрелла—Яна с парным рождением τ -лептонов и может быть использован на SPD NICA.

9.3.1. Загадки в рождении мягких фотонов в pp - и AA -столкновениях. Несколько экспериментальных групп обнаружили повышенный примерно на порядок по сравнению с теорией выход мягких фотонов (МФ) с энергией менее 50 МэВ в pp - и AA -взаимодействиях [77, 78], в том числе сотрудничество DELPHI в ЦЕРН [79, 80]. В последнем случае расхождение с предсказанием по множественности нейтральных пионов в кварковой струе составило фактор 17. Большинство фотонов, рождающихся в столкновениях адронов при высоких энергиях, происходит от распада вторичных адронов (например, $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$), но согласно КХД элементарные взаимодействия кварков и глюонов

$q\bar{q}$, qg и gg также приводят к испусканию фотонов, которые называются прямыми фотонам. Прямые фотоны несут информацию о глюонной компоненте исходного нуклона, глюоны которого фигурируют в указанных элементарных процессах. Существует несколько феноменологических моделей, разработанных для описания спектров МФ [81–84], но не достигнуто понимания аномально большого выхода МФ. В этой связи Е.С. Кокоулиной и В.А. Никитиным ([2], разд. 13) предлагаются возможные на установке SPD NICA эксперименты, которые помогут прояснить существующую ситуацию с интерпретацией данных по рождению мягких фотонов.

9.3.2. Предложения С. Бродского. Необходимо отметить работу С. Бродского [6], в которой автор обсуждает широкую физическую программу возможных экспериментов на NICA, фактически адресуя ее SPD, в том числе, исследование рождения чарма и прелести на пороге в pp -столкновениях, измерение партонных распределений скрытой странности и скрытого чарма в нуклоне при больших значениях бьеркеновской переменной x , вклад оддерона в реакцию $pp \rightarrow D^+ D^- pp$ и другие задачи КХД.

10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наше понимание динамики нуклон-нуклонных взаимодействий в интервале энергий $\sqrt{s_{NN}} = 3\text{--}10$ ГэВ до сих пор весьма ограничено. Это относится даже к самым базовым процессам упругого нуклон-нуклонного рассеяния. С другой стороны, эта область взаимодействий вызывает интересные физические вопросы. Так, остается неясным, где происходит переход от непертурбативной динамики к пертурбативной при больших значениях $-t$. Загадкой остаются большие спиновые эффекты в упругом рассеянии протонов на большие углы и сложная энергетическая зависимость ядерной прозрачности в реакциях $A(p, 2p)$ с рассеянием на большие углы налетающих протонов на протонах ядра. Неясной остается роль ненуклонных степеней свободы — $\Delta\Delta$ -, NN^* -компонент, мультикварковых конфигураций и состояний со скрытым цветом в самом простом ядре — дейтроне. Открытым является вопрос о существовании экзотических (гипер)ядер и адронов. Систематическое исследование поляризованных и неполяризованных столкновений pp , dd , pd на установке SPD NICA может внести существенный вклад в понимание этих и других вопросов адронных взаимодействий.

Я благодарен моим соавторам по работе [2] за многочисленные обсуждения рассмотренных в данной статье вопросов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. M. Abazov, V. Abramov, L. G. Afanasyev, R. R. Akhunzyanov, A. V. Akindinov, N. Akopov, I. G. Alekseev, A. M. Aleshko, V. Yu. Alexakhin, G. D. Alexeev, M. Alexeev, A. Amoroso, I. V. Anikin, V. F. Andreev, V. A. Anosov, A. B. Arbuzov, *et al.*, arXiv: 2102.00442.
2. V. V. Abramov, A. Aleshko, V. A. Baskov, E. Boos, V. Bunichev, O. D. Dalkarov, R. El-Kholy, A. Galoyan, A. V. Guskov, V. T. Kim, E. Kokoulina, I. A. Koop, B. F. Kostenko, A. D. Kovalenko, V. P. Ladygin, A. B. Larionov, *et al.*, Phys. Part. Nucl. **52**, 1044 (2021); arXiv: 2102.08477.
3. A. Arbuzov, A. Bacchetta, M. Butenschoen, F. G. Celiberto, U. D'Alesio, M. Deka, I. Denisenko, M. G. Echevarria, A. Efremov, N. Ya. Ivanov, A. Guskov, A. Karpishkov, Ya. Klopov, B. A. Kniehl, A. Kotzinian, S. Kumano, *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **119**, 103858 (2021); arXiv: 2011.15005.
4. A. Mueller, in *Proceedings of the 17th Rencontres de Moriond*, Ed. by J. Tran Thanh Van (Editions Frontieres, Gif-sur-Yvette, France, 1982), Vol. I, p. 13.
5. S. J. Brodsky, in *Proceedings of the 13th International Symposium on Multiparticle Dynamics*, Ed. by W. Kittel, W. Metzger, and A. Stergiou (World Scientific, Singapore, 1982), p. 963.
6. S. J. Brodsky, Eur. Phys. J. A **52**, 220 (2016).
7. R. A. Arndt, W. J. Briscoe, I. I. Strakovsky, and R. L. Workman, Phys. Rev. C **76**, 025209 (2007); arXiv: 0706.2195.
8. Y. N. Uzikov, J. Haidenbauer, A. Bazarova, and A. A. Temerbayev, Phys. Part. Nucl. **53**, 419 (2022); arXiv: 2011.04304.
9. Y. N. Uzikov and A. Temerbayev, Phys. Rev. C **92**, 014002 (2015); arXiv: 1506.08303.
10. Y. N. Uzikov and J. Haidenbauer, Phys. Rev. C **94**, 035501 (2016); arXiv: 1607.04409.
11. A. Anselm and V. Gribov, Phys. Lett. B **40**, 487 (1972).
12. V. Khoze, A. Martin, and M. Ryskin, J. Phys. G **42**, 025003 (2015); arXiv: 1410.0508.
13. D. G. Crabb, R. C. Fernow, P. H. Hansen, A. D. Krisch, A. J. Salthouse, B. Sandler, K. M. Terwilliger, J. R. O'Fallon, E. A. Crossbie, L. G. Ratner, and P. F. Schultz, Phys. Rev. Lett. **41**, 1257 (1978).
14. S. J. Brodsky and G. de Teramond, Phys. Rev. Lett. **60**, 1924 (1988).
15. J. P. Ralston and B. Pire, Phys. Rev. Lett. **49**, 1605 (1982).
16. C. G. Granados and M. M. Sargsian, Phys. Rev. Lett. **103**, 212001 (2009); arXiv: 0907.2269.
17. G. L. Kane, J. Pumplin, and W. Repko, Phys. Rev. Lett. **41**, 1689 (1978).
18. S. B. Nurushev and M. G. Ryskin, Phys. At. Nucl. **69**, 133 (2006); hep-ph/0405041.
19. V. Abramov, Phys. At. Nucl. **72**, 1872 (2009).
20. T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B **178**, 416 (1986).
21. D. Dutta, K. Hafidi, and M. Strikman, Prog. Part. Nucl. Phys. **69**, 1 (2013); arXiv: 1211.2826.

22. J. P. Ralston and B. Pire, Phys. Rev. Lett. **61**, 1823 (1988).
23. P. Jain, B. Pire, and J. P. Ralston, Phys. Rep. **271**, 67 (1996); hep-ph/9511333.
24. D. Bhetuwal, J. Matter, H. Szumila-Vance, M. L. Kabir, D. Dutta, R. Ent, D. Abrams, Z. Ahmed, B. Aljawrneh, S. Alsalmi, R. Ambrose, D. Androic, W. Armstrong, A. Asaturyan, K. Assumin-Gyimah, C. Ayerbe Gayoso, *et al.* (For the Hall C Collab.), Phys. Rev. Lett. **126**, 082301 (2021); arXiv: 2011.00703.
25. S. J. Brodsky and G. F. de Teramond, MDPI Phys. **4**, 633 (2022); arXiv: 2202.13283.
26. P. Jain, B. Pire, and J. P. Ralston, MDPI Phys. **4**, 578 (2022); arXiv: 2203.02579.
27. G. M. Huber, W. B. Li, W. Cosyn, and B. Pire, MDPI Phys. **4**, 451 (2022); arXiv: 2202.04470.
28. L. L. Frankfurt, E. Piasetzky, M. M. Sargsian, and M. I. Strikman, Phys. Rev. C **56**, 2752 (1997); hep-ph/9607395.
29. A. B. Larionov, Phys. Rev. C **107**, 014605 (2023); arXiv: 2208.08832.
30. F. M. Marqués, M. Labiche, N. A. Orr, J. C. Angélique, L. Axelsson, B. Benoit, U. C. Bergmann, M. J. G. Borge, W. N. Catford, S. P. G. Chappell, N. M. Clarke, G. Costa, N. Curtis, A. D'Arrigo, E. de Góes Brennand, F. de Oliveira Santos, *et al.*, Phys. Rev. C **65**, 044006 (2002); nucl-ex/0111001.
31. H. Polinder, J. Haidenbauer, and U. G. Meissner, Phys. Lett. B **653**, 29 (2007); arXiv: 0705.3753.
32. J. Haidenbauer, U.-G. Meisner, and S. Petschauer, Nucl. Phys. A **954**, 273 (2016); arXiv: 1511.05859.
33. J.-M. Richard, Q. Wang, and Q. Zhao, Phys. Rev. C **91**, 014003 (2015); arXiv: 1404.3473.
34. M. Duer, T. Aumann, R. Gernhäuser, V. Panin, S. Paschalis, D. M. Rossi, N. L. Achouri, D. Ahn, H. Baba, C. A. Bertulani, M. Böhmer, K. Boretzky, C. Caesar, N. Chiga, A. Corsi, D. Cortina-Gil, *et al.*, Nature **606**, 678 (2022).
35. R. Lazauskas, E. Hiyama, and J. Carbonell; arXiv: 2207.07575.
36. M. Aguilar *et al.* (AMS Collab.), Phys. Rev. Lett. **110**, 141102 (2013).
37. M. Aguilar *et al.* (AMS Collab.), Phys. Rev. Lett. **117**, 091103 (2016).
38. O. Adriani *et al.* (PAMELA Collab.), Phys. Rep. **544**, 323 (2014).
39. A. Guskov and R. El-Kholy, Phys. Part. Nucl. Lett. **16**, 216 (2019).
40. V. Alexakhin, A. Guskov, Z. Hayman, R. El-Kholy, and A. Tkachenko; arXiv: 2008.04136.
41. S. Kistryn, J. Lang, J. Liechti, Th. Maier, R. Müller, F. Nessi-Tedaldi, M. Simonius, J. Smyrski, S. Jaccard, W. Haeberli, and J. Sromicki, Phys. Rev. Lett. **58**, 1616 (1987).
42. N. Lockyer, T. A. Romanowski, J. D. Bowman, C. M. Hoffman, R. E. Mischke, D. E. Nagle, J. M. Potter, R. L. Talaga, E. C. Swallow, D. M. Alde, D. R. Moffett, and J. Zyskind, Phys. Rev. D **30**, 860 (1984).
43. S. Gardner, W. C. Haxton, and B. R. Holstein, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **67**, 69 (2017); arXiv: 1704.02617.
44. D. P. Grosnick, D. A. Hill, T. Kasprzyk, D. Lopiano, Y. Ohashi, J. Sheppard, T. Shima, H. Spinka, R. Stanek, D. G. Underwood, A. Yokosawa, J. Bystricky, P. Chaumette, J. Derégel, G. Durand, J. Fabre, *et al.*, Phys. Rev. D **55**, 1159 (1997).
45. N. Nikolaev, F. Rathmann, A. Silenko, and Y. Uzikov, Phys. Lett. B **811**, 135983 (2020).
46. L. B. Okun, ЯФ **1**, 938 (1965).
47. P. R. Huffman, N. R. Roberson, W. S. Wilburn, C. R. Gould, D. G. Haase, C. D. Keith, B. W. Raichle, M. L. Seely, and J. R. Walston, Phys. Rev. C **55**, 2684 (1997); nucl-ex/9605005.
48. P. Lenisa, F. Rathmann, L. Barion, S. Barsov, S. Bertelli, V. Carassiti, G. Ciullo, M. Contalbrigo, A. Cotta Ramusino, S. Dymov, R. Engels, D. Eversheim, R. Gebel, K. Grigoryev, J. Haidenbauer, V. Hejny, *et al.*, EPJ Tech. Instrum. **6**, 2 (2019).
49. A. Temerbayev and Y. Uzikov, Phys. At. Nucl. **78**, 35 (2015).
50. H. Clement, Prog. Part. Nucl. Phys. **93**, 195 (2017); arXiv: 1610.05591.
51. Y. Dong, F. Huang, P. Shen, and Z. Zhang, Phys. Rev. C **94**, 014003 (2016); arXiv: 1603.08748.
52. V. Komarov, D. Tsirkov, T. Azaryan, Z. Bagdasarian, S. Dymov, R. Gebel, B. Gou, A. Kacharava, A. Khoukaz, A. Kulikov, V. Kurbatov, B. Lorentz, G. Macharashvili, D. Mchedlishvili, S. Merzliakov, S. Mikirtychiants, *et al.*, Phys. Rev. C **93**, 065206 (2016).
53. D. Tsirkov, B. Baimurzinova, V. I. Komarov, A. V. Kulikov, A. Kunsafina, V. S. Kurbatov, Z. Kurmanalyev, and Y. N. Uzikov, Phys. Rev. C **107**, 015202 (2023); arXiv: 2207.13575.
54. Y. A. Troyan, ЭЧАЯ **24**, 683 (1993).
55. A. Baldin, Сообщения ОИЯИ 1-12397 (1979).
56. D. Blokhintsev, Sov. Phys. JETP **5**, 995 (1958).
57. G. Leksin, Sov. Phys. JETP **5**, 371 (1957).
58. L. Azhgirei, I. Vzorov, V. Zrelov, M. Mescheriakov, B. S. Neganov, and A. F. Shabudin, Sov. Phys. JETP **6**, 911 (1958).
59. A. Efremov, Sov. J. Nucl. Phys. **24**, 633 (1976).
60. E. Lehman, Phys. Lett. B **62**, 296 (1976).
61. L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, Phys. Rep. **76**, 215 (1981).
62. A. Efremov, A. Kaidalov, V. Kim, G. Lykasov, and N. Slavin, Sov. J. Nucl. Phys. **47**, 868 (1988).
63. S. Boyarinov *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **50**, 996 (1989).
64. S. Boyarinov *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **54**, 71 (1991).
65. A. Efremov and V. Kim, JINR-E2-87-74 (Dubna, 1987).
66. V. Matveev, R. Muradian, and A. Tavkhelidze, Lett. Nuovo Cimento **7**, 719 (1973).
67. S. J. Brodsky and G. R. Farrar, Phys. Rev. Lett. **31**, 1153 (1973).
68. J. Polchinski and M. J. Strassler, Phys. Rev. Lett. **88**, 031601 (2002); hep-th/0109174.

69. S. J. Brodsky and G. P. Lepage, Phys. Rev. D **24**, 2848 (1981).
70. Y. Uzikov, JETP Lett. **81**, 303 (2005); hep-ph/0503185.
71. L. Frankfurt, M. Sargsian, and M. Strikman, Int. J. Mod. Phys. A **23**, 2991 (2008); arXiv: 0806.4412.
72. O. Hen, G. A. Miller, E. Piasetzky, and L. B. Weinstein, Rev. Mod. Phys. **89**, 045002 (2017); arXiv: 1611.09748.
73. B. Schmookler *et al.* (CLAS Collab.), Nature **566**, 354 (2019); arXiv: 2004.12065.
74. S. A. Bass, M. Belkacem, M. Bleicher, M. Brandstetter, L. Bravina, C. Ernst, L. Gerland, M. Hofmann, S. Hofmann, J. Konopka, G. Mao, L. Neise, S. Soff, C. Spieles, H. Weber, L. A. Winckelmann, *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **41**, 255 (1998); nucl-th/9803035.
75. W. Cassing and E. L. Bratkovskaya, Phys. Rep. **308**, 65 (1999).
76. O. Buss, T. Gaitanos, K. Gallmeister, H. van Hees, M. Kaskulov, O. Lalakulich, A. B. Larionov, T. Leitner, J. Weil, and U. Mosel, Phys. Rep. **512**, 1 (2012); arXiv: 1106.1344.
77. P. Chliapnikov *et al.* (Brussels-CERN-Genoa-Mons-Nijmegen-Serpukhov Collab.), Phys. Lett. B **141**, 276 (1984).
78. A. Belogianni *et al.* (WA102 Collab.), Phys. Lett. B **548**, 129 (2002).
79. J. Abdallah *et al.* (DELPHI Collab.), Eur. Phys. J. C **47**, 273 (2006).
80. J. Abdallah *et al.* (DELPHI Collab.), Eur. Phys. J. C **67**, 343 (2010).
81. L. Van Hove, Ann. Phys. **192**, 66 (1989).
82. S. Barshay, Phys. Lett. **227**, 279 (1989).
83. C.-Y. Wong, JHEP **2008**, 165 (2020); arXiv: 2001.04864 [nucl-th].
84. E. Kokoulina, Act. Phys. Pol. B **35**, 295 (2004).

POSSIBLE STUDIES AT THE FIRST STAGE OF THE PHYSICAL NICA SPD PROGRAM

Yu. N. Uzikov^{1),2),3)}

¹⁾*Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

²⁾*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, Russia*

³⁾*Dubna State University, Dubna, Russia*

Suggestions for possible experiments with usage of the Spin Physics Detector (SPD) at the first stage of the SPD NICA collider program developed in JINR are considered. Suggestions involve collisions of polarized as well as non-polarized beams of protons and deuterons at effective c.m.s. nucleon-nucleon energies $\sqrt{s_{NN}} = 3.5\text{--}10$ GeV.

ФРАКТАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МОНТЕ-КАРЛО AuAu-СОБЫТИЙ ПРИ ЭНЕРГИИ $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ

© 2023 г. Т. Г. Дедович^{1),2)*}, М. В. Токарев^{1),2)**}

Поступила в редакцию 20.09.2022 г.; после доработки 20.09.2022 г.; принята к публикации 22.09.2022 г.

Представлены результаты фрактального анализа Монте-Карло AuAu-событий при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, полученные методом систем уравнений степенных покрытий (SePaC). Для генерации событий использовалась мультифазная транспортная модель AMPT. В качестве исследуемой переменной рассматривался поперечный импульс p_t отрицательно заряженных частиц, регистрируемых в интервале псевдобыстрот $|\eta| < 0.5$ в событиях с различной центральностью от (0–5)% до (30–40)%. Для сравнительного анализа рассматривались наборы случайных событий и Монте-Карло фракталы. Показаны различия в поведении зависимости доли событий, реконструируемых как фракталы, от параметров метода для разных типов данных. Найдены оптимальные значения параметров для анализа AMPT AuAu-событий. Отмечается зависимость доли событий P_{frt} , восстанавливаемых как фракталы, от центральности и множественности в AuAu и случайных событиях, соответственно. Установлены незначительные различия в поведении распределений по размерности D_F для разных классов центральности. В AMPT AuAu-событиях выделены два класса, различающиеся формой спектров по поперечным импульсам.

DOI: 10.31857/S0044002723010154, EDN: RBASAL

1. ВВЕДЕНИЕ

Концепция фракталов широко используется в физике для изучения решений уравнений Шредингера [1], структуры пространства–времени в квантовой теории поля как нового метода регуляризации [2], распределения плотности топологического заряда, полученного в глюодинамике на решетке [3], перемежаемости в спектре вторичных частиц [4], термодинамических функций системы рожденных адронов [5], сигнала критических явлений в ядерных столкновениях [6], фрактальных свойств ядер и событий [7].

Набор адронов, рожденных в неупругом взаимодействии, можно рассматривать как набор точек в фазовом пространстве $\{p_t, \eta, \varphi\}$. Здесь p_t — поперечный импульс, η — псевдобыстрота, φ — азимутальный угол. Распределение точек в этом пространстве определяется динамикой взаимодействия: жестким рассеянием, партонным ливнем в начальном и конечном состояниях, многочастичным взаимодействием, фрагментацией партонных адронов, распадом нестабильных частиц. Дж. Бьеркен в своей работе [8] обращал внимание на то,

что новым направлением для изучения КХД на коллайдерах является фрактальность партонных каскадов, которая должна приводить к аномальной размерности фазового пространства, и подчеркивал, что обнаружение фрактальности является важной экспериментальной задачей.

2. ОПИСАНИЕ НАБОРА ДАННЫХ

В работе проводится фрактальный анализ Монте-Карло AuAu-событий при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, полученных с помощью генератора AMPT [9, 10]. В качестве исследуемой переменной использовался поперечный импульс p_t отрицательно заряженных частиц, регистрируемых в интервале псевдобыстрот $|\eta| \leq 0.5$. События разделялись по центральности. Количество событий N_{ev} и их средняя множественность $\bar{N}_{h-}$ для разных классов центральности представлены в табл. 1.

На рис. 1 приведено распределение событий по множественности N_{h-} для разных классов центральности AMPT AuAu-событий. Видно, что события с наибольшей центральностью имеют большую среднюю множественность.

Для сравнительного анализа рассматривались наборы случайных событий и Монте-Карло фракталы. Распределение по множественности для наборов случайных событий совпадает с аналогичным распределением AMPT AuAu-событий

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, 141980, Россия.

²⁾Государственный университет “Дубна”, 141980, Дубна, Россия.

*E-mail: tdedovich@yandex.ru

**E-mail: tokarev@jinr.ru

Таблица 1. Характеристики АМРТ AuAu-событий при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и $|\eta| \leq 0.5$

Центральность, %	N_{ev}	$\bar{N}_{h-}$
0–5	29 018	283
5–10	30 000	229
10–20	30 000	176
20–30	29 998	120
30–40	30 000	79

(рис. 1). Фрактальный набор данных содержит 1823 события, полученных независимым [11], зависимым [12] и комбинированным [13] делением. При генерации фракталов использовались различные основания P_F (от 3 до 8). Множественность в событиях изменялась в широком диапазоне от 8 до 1024.

3. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ SePaC-МЕТОДА ПРИ АНАЛИЗЕ ДАННЫХ

В данной работе фрактальный анализ выполняется методом систем уравнений степенных покрытий (SePaC) [14]. Подробное описание метода, примеры его применения на тестовых фракталах и различных видах фоновых событий представлены в работах [11–18].

Приведем краткое описание SePaC-метода. В его основу положено определение размерности Хаусдорфа–Безиковича [19], для вычисления которой рассматриваются различные наборы степенных покрытий исследуемой величины. Основание покрытия P_{cov} связано с количеством бинов $N = (P_{cov})^i$ в i -ом распределении набора, которое

соответствует i -ому уровню фрактала. Пособытийный анализ определяет, является ли событие фрактальным. Для этого в рассматриваемом наборе распределений строится система уравнений $\sum_{j=1}^{N_i} (l_{ji})^{d_{F,i}} = 1$, где N_i — количество элементов фрактала, а l_{ji} — длина j -элемента на i -ом уровне. Элементы фрактала определяются на основе ненулевых бинов в распределении исследуемой величины. Событие считается фрактальным, если условие $|d_{F,i} - \bar{d}_F|/\bar{d}_F < \text{Dev}$ выполнено не менее чем для трех уровней. Здесь Dev — параметр метода, $\bar{d}_F$ — среднее значение размерностей $d_{F,i}$. Рассматриваются наборы покрытий с различными основаниями $P_{cov} = 3, \dots, P_{\text{Max}}$ (P_{Max} — параметр метода), а также гипотезы независимого и зависимого деления элементов [1]. Фрактальная размерность определяется по формуле $D_F = \bar{d}_F$.

В работе выбор параметров метода проведем на основе анализа распределений по доле Prtn событий, реконструируемых как фракталы.

На рис. 2а представлена зависимость доли Prtn реконструированных фракталов от параметра Dev при $P_{\text{Max}} = 105$. Видно, что зависимость возрастает и выходит на плато ($\text{Prtn} = 0.96$) при $\text{Dev} = 0.05$. Данное значение будем считать оптимальным и использовать в дальнейшем анализе.

На рис. 2б, в показаны зависимости доли Prtn событий, реконструируемых как фракталы, от значения параметра P_{Max} при оптимальном Dev для фракталов, а также АМРТ AuAu и случайных событий различных классов центральности и множественности соответственно. Из рисунков видно, что исследуемые зависимости для разных данных заметно различаются. Зависимость $\text{Prtn}(P_{\text{Max}})$ для АМРТ AuAu-событий имеет несколько режимов поведения: быстрый рост в диапазоне $P_{\text{Max}} = 3–5$, первое плато ($P_{\text{Max}} = 6–11$) и последующее монотонное возрастание с выходом на второе плато.

В диапазоне значений $P_{\text{Max}} < 10$ от 5% до 10% АМРТ AuAu-событий различных классов центральности реконструируются как фракталы, а доля случайных событий равна нулю. Наблюдается зависимость от центральности и множественности при $P_{\text{Max}} > 10$. Чем меньше центральность и множественность, тем быстрее происходит выход на второе плато и меньше максимальное значение Prtn .

Таким образом, найдено оптимальное значение параметра метода $\text{Dev} = 0.05$ и показана зависимость доли событий, восстанавливаемых как фракталы, от центральности и множественности в наборах данных. Установлено различие в поведении $\text{Prtn}(P_{\text{Max}})$ для фракталов, АМРТ AuAu и случайных событий. Это позволяет предположить наличие фрактальных AuAu-событий в исследуемом наборе данных.

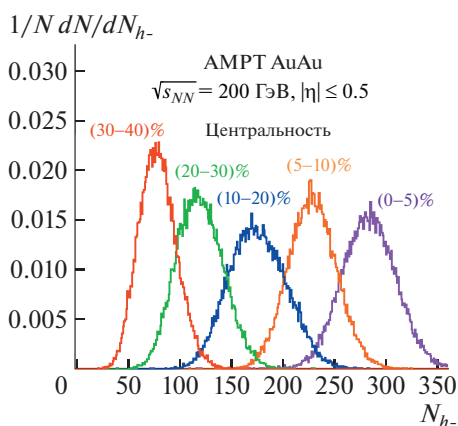


Рис. 1. Распределение событий по множественности N_{h-} для различных классов центральности АМРТ AuAu-событий при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и $|\eta| \leq 0.5$.

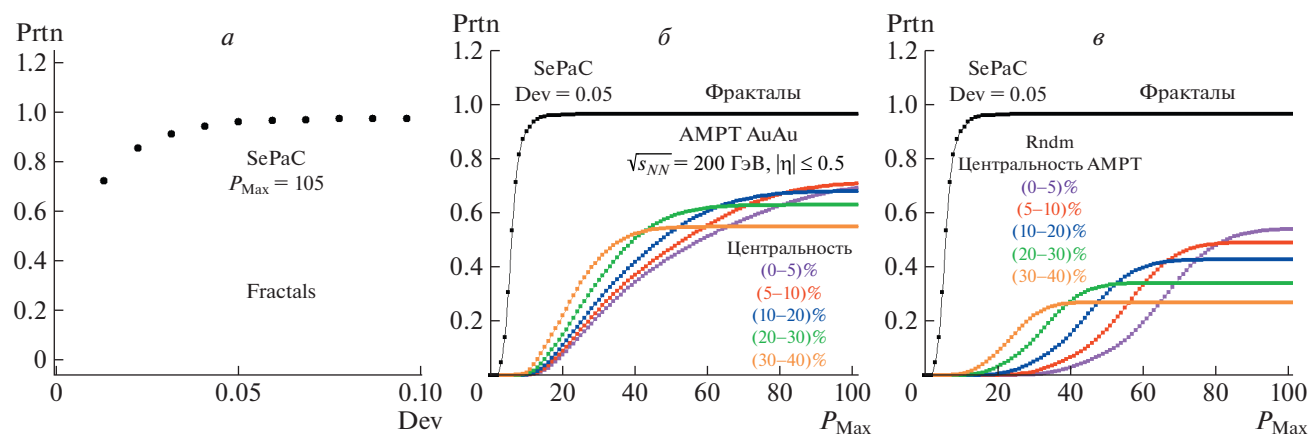


Рис. 2. Зависимость доли $Prtn$ реконструированных фракталов от параметра Dev (*a*), зависимость доли $Prtn$ для АМРТ AuAu (*b*) и случайных (*v*) событий, реконструируемых как фракталы, от значения параметра P_{Max} при выбранном $Dev = 0.05$.

4. ФРАКТАЛЬНАЯ РАЗМЕРНОСТЬ D_F СОБЫТИЙ

Рассмотрим влияние выбора параметра P_{Max} на значение получаемой размерности D_F .

На рис. 3*a–3в* и 3*г–3е* показаны распределения АМРТ AuAu-событий для центральностей (0–5)%, (10–20)%, (30–40)% и случайных событий с аналогичными распределениями по множественности на $\{P_{Max}, D_F\}$ плоскости. Видно, что при $P_{Max} = 3–9$ АМРТ AuAu-события имеют большую размерность, а случайные события не интерпретируются как фракталы. Отметим, что с уменьшением центральности уменьшается максимальное значение P_{Max} , при котором АМРТ AuAu и случайные события реконструируются как фракталы.

На рис. 4*a–4в* показаны распределения по D_F для АМРТ AuAu-событий с центральностями (0–5)%, (10–20)% и (30–40)%, а также случайных событий с аналогичными распределениями по множественности. Видно, что распределение для АМРТ AuAu-событий имеет несколько пиков, высота которых незначительно изменяется с центральностью. Распределения по D_F для случайных событий существенно различаются для разных классов по множественности. Это связано с различиями в средних значениях D_F и количеством событий, восстанавливаемых как фракталы, для рассматриваемых классов. Большинство АМРТ AuAu-событий имеют размерность меньше, а случайных событий — больше 0.8, соответственно. Перекрывание этих распределений незначительно.

Таким образом, установлено существенное различие зависимости размерности D_F от параметра P_{Max} для АМРТ AuAu и случайных событий. Наблюдается незначительное отличие формы распределения по D_F для разных классов центрально-

сти AuAu-событий. Найдено, что поведение D_F -распределения для случайных событий существенно зависит от класса множественности.

5. ТИПЫ ФРАКТАЛЬНЫХ АМРТ AuAu-СОБЫТИЙ

На рис. 5*a–5в* приведены зависимость $Prtn(P_{Max})$, двумерное распределение $\{P_{Max}, D_F\}$, распределение по D_F для всех классов центральности АМРТ AuAu-событий. Зависимость $Prtn(P_{Max})$ (рис. 5*a*) имеет два плато. Двумерное распределение $\{P_{Max}, D_F\}$ (рис. 5*б*) можно разделить на две области: события с большей и меньшей размерностью, которые реконструируются при $P_{Max} \leq 10$ и $P_{Max} > 10$ соответственно. Распределение по размерности D_F имеет два пика: первый в диапазоне от 0.45 до 0.82 и второй в диапазоне от 0.82 до 0.9.

Установлено, что АМРТ AuAu-события, реконструируемые как фракталы, разделяются на два типа. События первого типа имеют большую размерность и реконструируются при использовании гипотезы независимого деления с максимальным основанием $P_{Max} = 10$. Они составляют 7% от общего числа. События второго типа имеют меньшую размерность и выделяются при использовании гипотезы зависимого деления с $P_{Max} > 10$. Далее рассмотрим отдельное применение гипотез для фрактального анализа АМРТ AuAu-событий.

5.1. Гипотеза зависимого деления

Рассмотрим распределение по размерности D_F для фрактальных АМРТ AuAu-событий различных классов центральности, выделенных с использованием гипотезы зависимого деления (рис. 6). Распределения для всех классов центральности

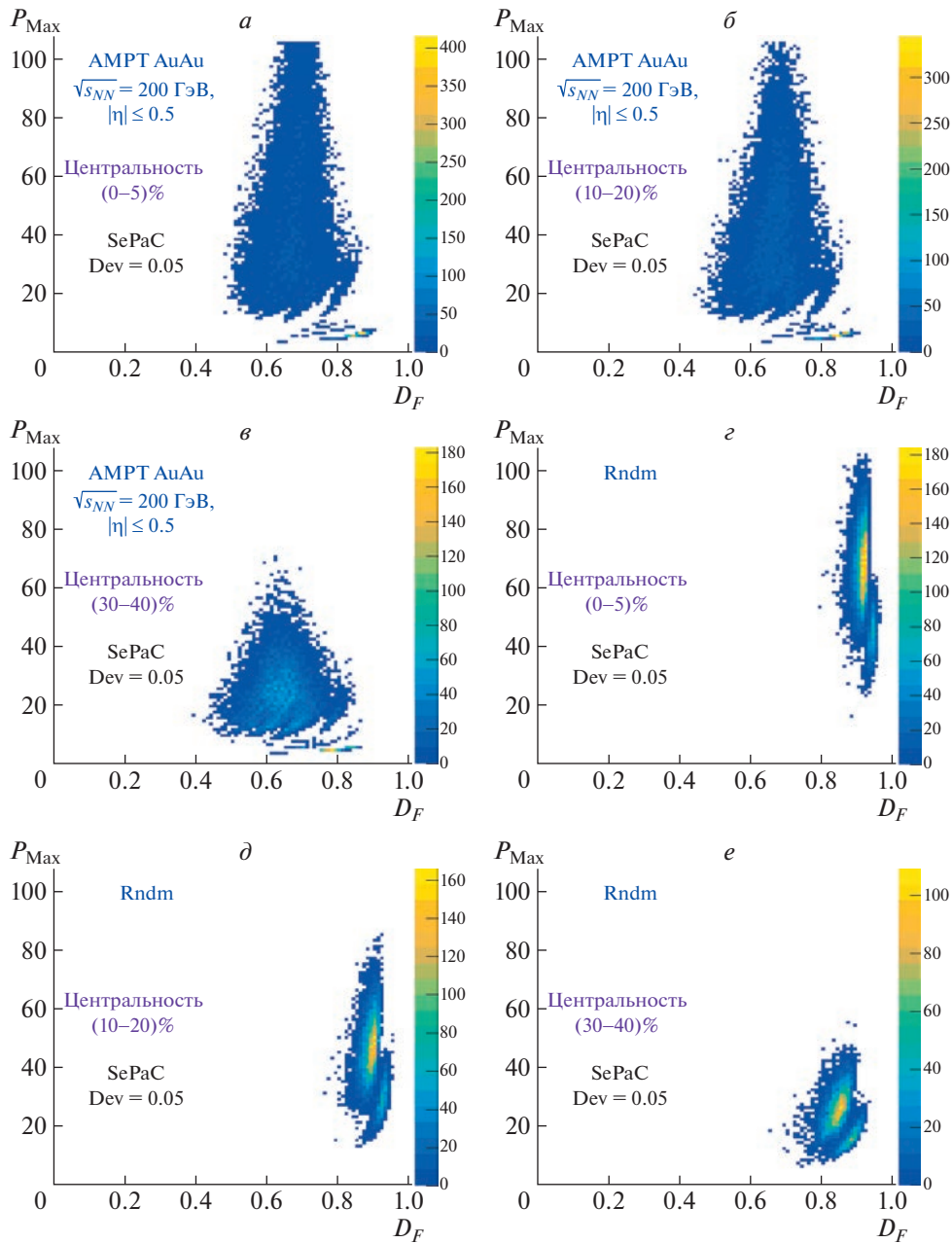


Рис. 3. Распределение АМРТ AuAu (а, б, в) и случайных (г, д, е) событий на $\{P_{\text{Max}}, D_F\}$ плоскости для различных классов центральностей и множественности соответственно.

АМРТ AuAu-событий изображены серым, для событий с центральностью (0–5)%, (10–20)% и (30–40)% — сиреневым, синим и красным, а для случайных событий с соответствующими множественностями — коричневым цветом. Видно, что распределения для золото–золото и случайных событий имеют по одному пику, которые не перекрываются. Отметим, что уменьшение центральности для АМРТ AuAu-событий приводит к незначительному уменьшению размерности D_F , в отличие от случайных.

5.2. Гипотеза независимого деления

На рис. 7 показано распределение по размерности D_F для фрактальных АМРТ AuAu-событий, выделенных с использованием гипотезы независимого деления. Распределения для всех классов центральности АМРТ AuAu-событий изображены серым, для событий с центральностью (0–5)%, (10–20)% и (30–40)% — сиреневым, синим и красным цветом соответственно. Установлено, что случайные события не восстанавливаются как фракталы. Из рисунка видно, что распределения имеют

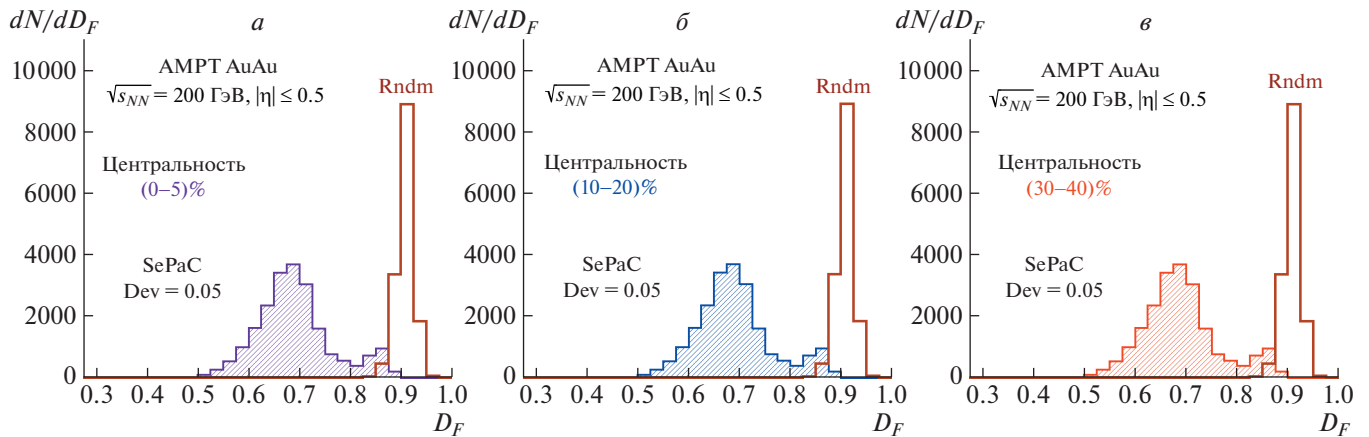


Рис. 4. Распределение по размерности D_F для AMPT AuAu и случайных событий различных классов центральности и множественности соответственно.

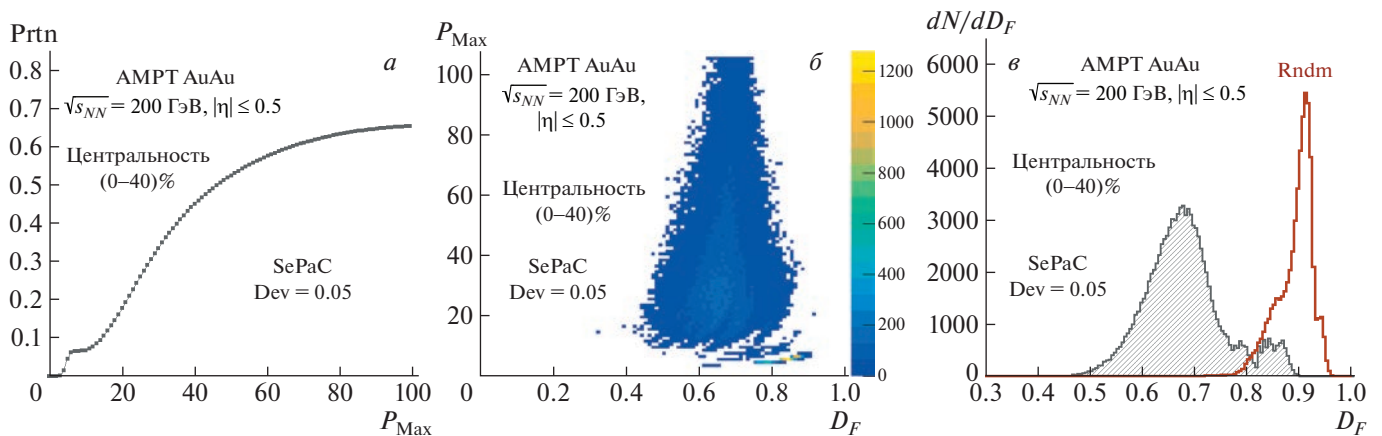


Рис. 5. Зависимость $\text{Prtn}(P_{\text{Max}})$ (a), двумерное распределение $\{P_{\text{Max}}, D_F\}$ (б) и распределение по D_F (в) для всех классов центральности AMPT AuAu-событий.

несколько пиков и расположены в диапазоне D_F от 0.75 до 0.9. Отметим, что меньшей центральности соответствует меньшая размерность.

Далее рассмотрим (рис. 8a, б) распределение по поперечному импульсу p_t для фрактальных (красные точки) и нефрактальных (синие точки) AMPT AuAu-событий с центральностью (10–20)%. На обоих рисунках серыми символами обозначены распределения для всех событий центральности (10–20)% AMPT AuAu-событий. Из рисунка видно, что p_t -распределение для фрактальных событий имеет несколько режимов поведения, а для нефрактальных — указывает на экспоненциальный закон. Представляет интерес исследование вопроса: возможно ли выделить класс AMPT AuAu-событий, имеющий экспоненциальный p_t -спектр? Для получения ответа рассмотрим зависимость χ^2 экспоненциального

фита от параметра метода Dev для нефрактальных AMPT AuAu-событий с центральностью (10–20)% (рис. 8в). Из рисунка видно, что эта зависимость имеет плато с последующим ростом. Считаем, что оптимальное значение Dev соответствует максимальному значению на плато и равно 0.02. Такой выбор параметра позволяет выделить два класса событий: фрактальные события, имеющие многорежимный спектр по p_t , и нефрактальные события, имеющие экспоненциальный p_t -спектр.

Результаты аппроксимации p_t -спектров для разных классов центральности представлены в табл. 2. В ней указаны оптимальные значения параметра метода Dev, соответствующее значение минимального χ^2 , значение наклона p_t -спектра в логарифмическом масштабе.

Из таблицы видно, что оптимальные значения Dev незначительно увеличиваются с уменьшением

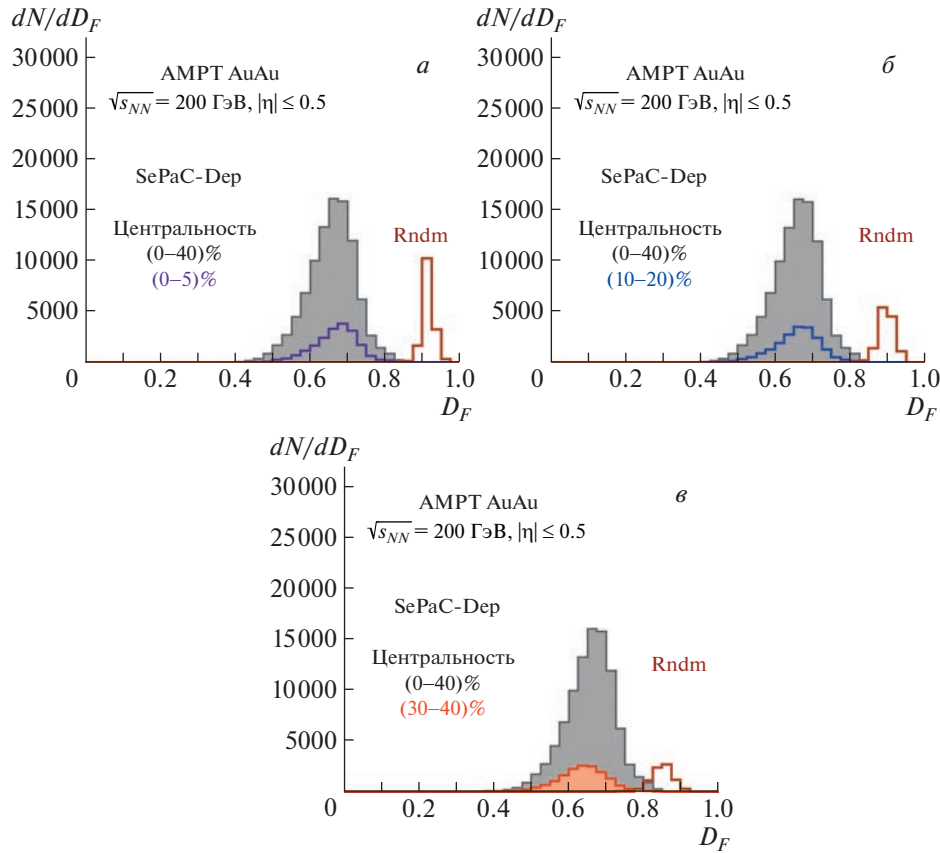


Рис. 6. Распределение по размерности D_F , полученной с использованием гипотезы зависимого деления, для фрактальных AMPT AuAu и случайных событий различных классов центральности и множественности соответственно.

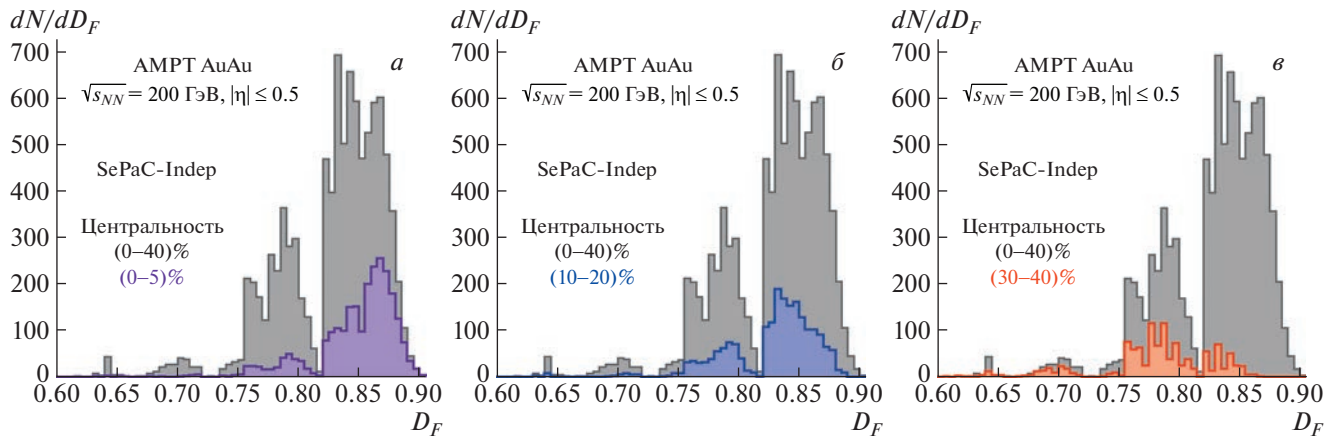


Рис. 7. Распределение по размерности D_F для фрактальных AMPT AuAu-событий различных классов центральности, выделенных с использованием гипотезы независимого деления.

центральности, значение χ^2 максимально для наибольшей центральности, а наклоны незначительно отличаются для разных центральностей.

Рассмотрим характеристики фрактальных и нефрактальных AMPT AuAu-событий всех классов центральности, выделенных SePaC-методом с использованием гипотезы независимого деления.

На рис. 9а–9в приведены распределения по p_t и в $\{p_t, p_{t,\max}\}$ плоскости для фрактальных и нефрактальных событий. Распределение по размерности D_F для фрактальных событий показано на рис. 9г. Полученные результаты показывают, что SePaC-метод с использованием гипотезы независимого деления позволяет выделить фрактальные со-

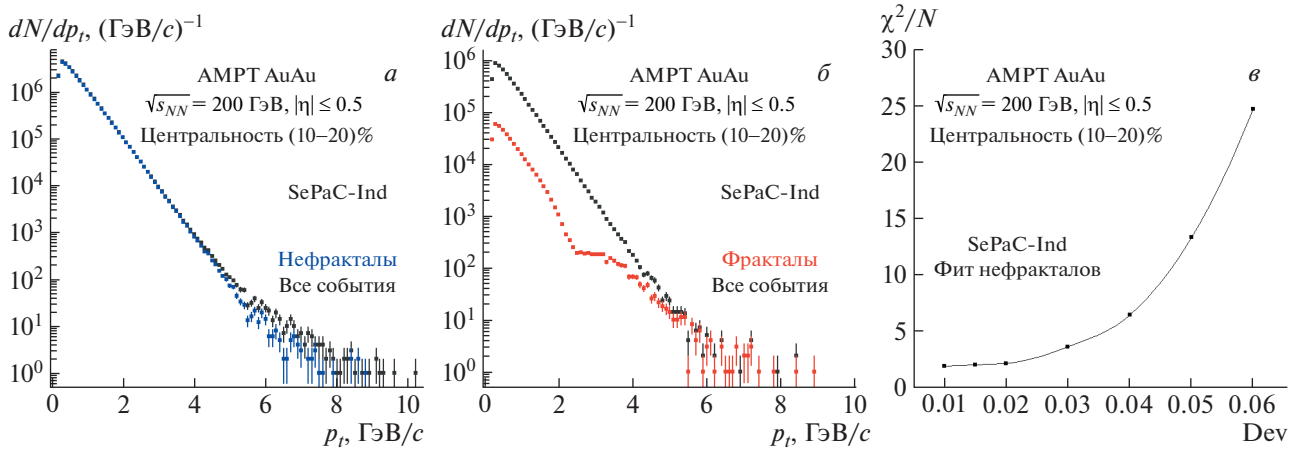


Рис. 8. Распределение по поперечному импульсу p_t для фрактальных (*a*) и нефрактальных (*б*) AMPT AuAu-событий с центральностью (10–20)%, выделенных с использованием гипотезы независимого деления. Зависимость χ^2 экспоненциального фита от параметра метода Dev для нефрактальных AMPT AuAu-событий с центральностью (10–20)% (*в*).

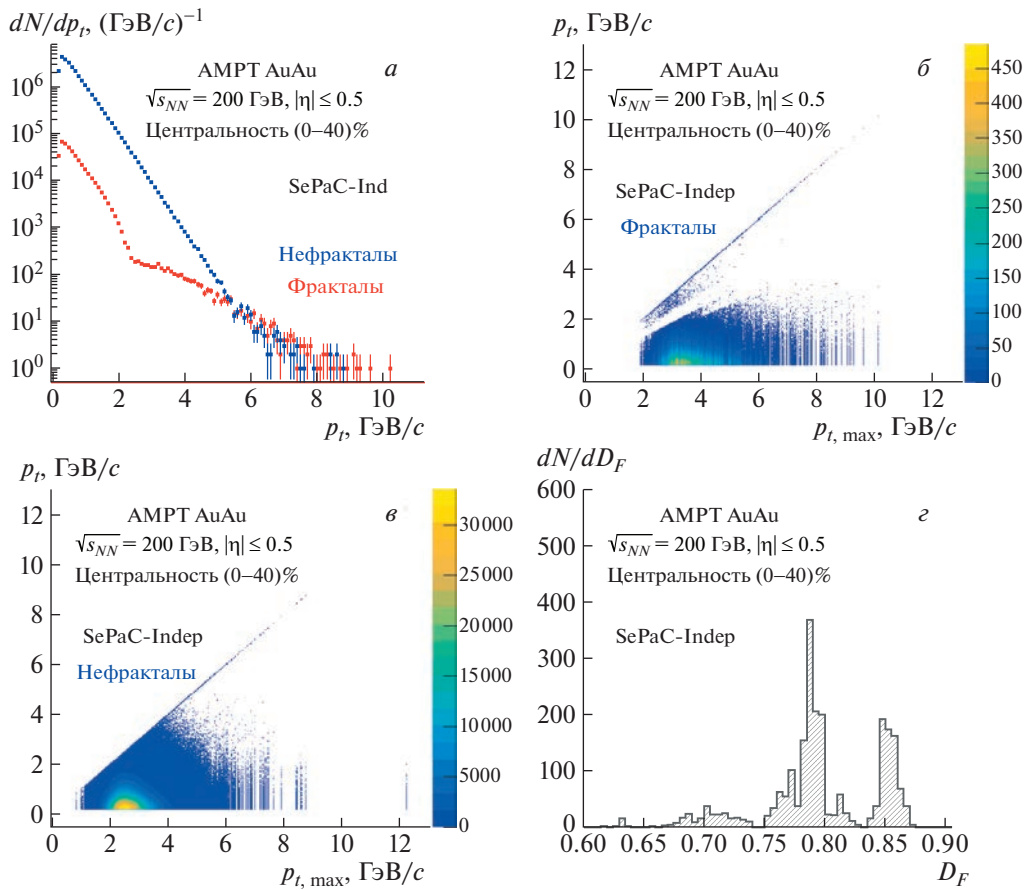


Рис. 9. Характеристики фрактальных и нефрактальных AMPT AuAu-событий всех классов центральности, выделенных SePaC-методом с использованием гипотезы независимого деления. Распределение по p_t для фрактальных и нефрактальных событий (*a*), распределение в $\{p_t, p_{t,max}\}$ плоскости для фрактальных (*б*) и нефрактальных (*в*) событий, распределение по D_F для фрактальных событий (*г*).

Таблица 2. Результаты аппроксимации p_t -спектра экспоненциальной зависимостью в диапазоне $p_t = 1.2$ – 6.2 ГэВ/с для нефрактальных АМРТ AuAu-событий, реконструируемых с использованием гипотезы независимого деления

Центральность, %	Dev	χ^2/N	Наклон
0–5	0.02	7.9	-2.33 ± 0.01
5–10	0.02	2.5	-2.38 ± 0.01
10–20	0.02	2.1	-2.38 ± 0.01
20–30	0.03	1.8	-2.36 ± 0.01
30–40	0.03	1.8	-2.35 ± 0.01

бытия, имеющие многорежимный спектр по p_t (рис. 9а). Такое поведение p_t -спектра отражается в двумерном распределении $\{p_t, p_{t,\max}\}$ (рис. 9б). Во фрактальных событиях, в отличие от нефрактальных (рис. 9в), явно выделяется группа лидирующих частиц, в том числе в событиях, имеющих малые значения максимального поперечного импульса частиц. Распределение по размерности D_F имеет несколько пиков (рис. 9г).

Таким образом, фрактальные и нефрактальные события, выделенные с использованием гипотезы независимого деления, имеют существенные различия в распределении по p_t , размерности D_F и на плоскости $\{p_t, p_{t,\max}\}$. Установлена зависимость размерности АМРТ AuAu-событий от центральности.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты анализа фрактальных, Монте-Карло АМРТ AuAu и случайных событий, проведенного SePaC-методом. Показаны различия в поведении зависимостей $\text{Prtn}(P_{\max})$ для исследуемых наборов данных, и найдено оптимальное значение параметра метода $\text{Dev} = 0.05$. Отмечается зависимость доли событий Prtn , восстанавливаемых как фракталы, от центральности и множественности в AuAu и случайных событиях соответственно. Установлено, что зависимости размерности D_F от параметра $P_{\max}$ для АМРТ AuAu и случайных событий имеют разные формы. Наблюдается незначительное изменение формы распределения по D_F для разных классов центральности и множественности АМРТ AuAu-событий, в отличие от случайных. Показано, что фрактальные АМРТ AuAu-события разделяются на два типа. Первый имеет большую размерность и восстанавливается при использовании гипотезы независимого деления с

максимальным основанием $P_{\max} = 10$. Второй имеет меньшую размерность и выделяется при использовании гипотезы зависимого деления с $P_{\max} > 10$. Найдено, что фрактальные и нефрактальные события, выделенные с использованием гипотезы независимого деления, имеют существенные различия в распределениях по размерности D_F , на плоскости $\{p_t, p_{t,\max}\}$ и в p_t -спектре. Для всех классов центральности фрактальные события имеют несколько режимов поведения в спектре поперечных импульсов p_t , а нефрактальные — демонстрируют экспоненциальный закон поведения. Наблюдается зависимость размерности АМРТ AuAu-событий от центральности.

Авторы выражают благодарность А.О. Кечеча-ну за полезные и плодотворные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. Akkermans, G. V. Dunne, and A. Teplyaev, Phys. Rev. Lett. **105**, 230407 (2010).
2. D. G. Moore and V. H. Satheeshkumar, Phys. Rev. D **90**, 024075 (2014).
3. P. V. Buividovich, T. Kalaydzhyanyan, and M. I. Polikarpov, Phys. Rev. D **86**, 074511 (2012).
4. M. K. Ghosh, P. K. Haldar, S. K. Manna, A. Mukhopadhyay, and G. Singh, DAE Symp. Nucl. Phys. **54**, 590 (2009).
5. A. Deppman, Phys. Rev. D **93**, 054001 (2016).
6. N. G. Antoniou, N. Davis, and F. K. Diakonou, Phys. Rev. C **93**, 014908 (2016).
7. I. Zh. Bunzarov, N. Y. Chankova-Bunzarova, and O. V. Rogachevsky, Phys. Part. Nucl. Lett. **11**, 404 (2014).
8. J. D. Bjorken, Phys. Rev. D **45**, 4077 (1992).
9. Z.-W. Lin and C. M. Ko, Phys. Rev. C **65**, 034904 (2002).
10. Z.-W. Lin, C. M. Ko, B.-A. Li, B. Zhang, and S. Pal, Phys. Rev. C **72**, 064901 (2005).
11. T. G. Dedovich and M. V. Tokarev, Phys. Part. Nucl. Lett. **10**, 481 (2013).
12. T. G. Dedovich and M. V. Tokarev, Phys. Part. Nucl. Lett. **10**, 491 (2013).
13. T. G. Dedovich and M. V. Tokarev, Phys. Part. Nucl. Lett. **13**, 169 (2016).
14. T. G. Dedovich and M. V. Tokarev, Phys. Part. Nucl. Lett. **9**, 552 (2012).
15. T. G. Dedovich and M. V. Tokarev, Phys. Part. Nucl. Lett. **13**, 178 (2016).
16. T. G. Dedovich and M. V. Tokarev, Phys. Part. Nucl. Lett. **14**, 865 (2017).
17. T. G. Dedovich and M. V. Tokarev, Phys. Part. Nucl. Lett. **16**, 240 (2019).
18. T. G. Dedovich and M. V. Tokarev, Phys. Part. Nucl. Lett. **18**, 93 (2021).
19. F. Hausdorff, Math. Ann. **79**, 157 (1918).

FRACTAL ANALYSIS OF MONTE-CARLO AuAu EVENTS AT ENERGY $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV

T. G. Dedovich^{1),2)}, M. V. Tokarev^{1),2)}

¹⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980, Russia

²⁾Dubna State University, Dubna, 141980, Russia

Results of fractal analysis of AuAu events at the energy of $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV/ c by the method of the equation systems of P-basic coverings (SePaC) are presented. A Multi-Phase Transport (AMPT) model to generate events in relativistic heavy ion collisions was used. In Event-by-Event analysis a distribution on the transverse momentum p_t of negatively charged particles produced in the pseudo-rapidity interval $|\eta| < 0.5$ in the events with different centrality from (0–5)% to (30–40)% was studied. Comparison of the Monte Carlo fractals, random events and AMPT AuAu events was performed. The optimal values of the parameters for the analysis of AMPT AuAu events are found. The dependence of the portion Pr_{fr} of events reconstructed as fractals on centrality and multiplicity in AuAu and random events, respectively, is noted. Insignificant differences in the behavior of distributions with respect to the dimension D_F for different centrality classes are established. In AMPT AuAu events, two classes were extracted, which differ in the shape of the transverse momentum spectra.

НЕРАВНОВЕСНЫЙ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ ПОДХОД ДЛЯ ОПИСАНИЯ ЭМИССИИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ

© 2023 г. А. Т. Дьяченко^{1), 2)*}, И. А. Митропольский¹⁾

Поступила в редакцию 16.09.2022 г.; после доработки 16.09.2022 г.; принята к публикации 16.09.2022 г.

С целью развития гидродинамического подхода для описания столкновений тяжелых ионов промежуточных энергий в работе предложено совместно с решением уравнений гидродинамики решать кинетическое уравнение. Это позволило включить в рассмотрение неравновесную компоненту и успешно описать двойные дифференциальные сечения испускания кумулятивных протонов, пионов и фотонов при столкновениях тяжелых ядер углерода с бериллиевой мишенью в области энергий 2.0–3.2 ГэВ/нуклон, полученные в экспериментах ИТЭФ. При описании этих спектров были учтены поправка на микроканоническое распределение и вклад процесса фрагментации для выходов протонов. Полученное описание экспериментальных данных оказалось лучше, чем в каскадных моделях и моделях квантовой молекулярной динамики. Проведено сравнение с другими реакциями и подходами. Оказалось, что эффекты короткодействующих корреляций включены в предложенном подходе, поскольку в нем успешно описываются экспериментальные данные по спектрам жестких фотонов, которые в молекулярной динамике согласуются с экспериментом только при добавлении высокоимпульсной компоненты.

DOI: 10.31857/S004400272301018X, EDN: RBFLBI

1. ВВЕДЕНИЕ

Успех применения гидродинамики к столкновениям элементарных частиц высокой энергии начался с работы Л.Д. Ландау по множественному рождению вторичных частиц [1]. В [2] впервые использовано равновесное уравнение состояния, предполагающее установление в системе локального термодинамического равновесия для описания столкновений тяжелых ионов. В [3, 4] для энергий строящегося в ОИЯИ (Дубна) ускорительного комплекса “NICA” предложено использовать гибридную модель, которая включает в себя быструю неравновесную кинетическую стадию на основе кода HSD (адронная струнная динамика) и последующее описание динамики ядро-ядерного столкновения на основе равновесной релятивистской гидродинамики (см. также [5, 6]). В [5] гибридная модель была усовершенствована включением вязкости в релятивистскую гидродинамику и заменой кода HSD на PHSD (партон-адронная струн-

ная динамика). Это дополняет описание процесса столкновения тяжелых ионов, проведенное как в рамках одножидкостной [7], так и двухжидкостной [8], и трехжидкостной [9] релятивистских гидродинамических моделей, поскольку существенную роль в процессе столкновения ядер играет его неравновесный характер.

С другой стороны, начатый Балдиным поиск объяснения механизма ядерных кумулятивных процессов [10, 11], кинематически запрещенных во взаимодействиях свободных нуклонов, до сих пор является нерешенной проблемой. Было предложено большое количество теоретических подходов, варьирующихся от образования многокварковых кластеров в ядерной материи [12, 13] до эффектов многократного рассеяния при прохождении частиц через ядро [14, 15]. Исследование этого явления в случае столкновения тяжелых ионов представляет интерес с целью выяснения коллективного многочастичного механизма кумулятивных процессов и проверки различных моделей ядро-ядерного взаимодействия при промежуточных и высоких энергиях.

В [16–21] нами было показано, что локальное термодинамическое равновесие в процессе столкновений тяжелых ионов устанавливается не сразу, поскольку на стадии сжатия важна неравно-

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

²⁾Петербургский государственный университет путей сообщения Императора Александра I, Санкт-Петербург, Россия.

*E-mail: dyachenko_a@mail.ru

весная компонента функции распределения, приводящая к формированию бесстолкновительной ударной волны, аналогично бесстолкновительным ударным волнам в расчетах по зависящему от времени методу Хартри—Фока (TDHF) [22]. Для учета неравновесной компоненты было предложено совместно с уравнениями гидродинамики решать кинетическое уравнение. В [20] нами была усовершенствована модель ударной волны с изменяющимся фронтом, предложенная в пионерской работе [23], которая затем применена к процессу сжатия образующегося горячего пятна — hot spot.

В настоящей работе рассмотрено необходимое развитие гидродинамического подхода при описании столкновений тяжелых ионов промежуточных энергий с одной стороны, и его применение к описанию спектров кумулятивных вторичных частиц с другой. В предыдущих работах [16–21] в рамках неравновесного гидродинамического подхода рассчитаны дифференциальные сечения образования протонов, пионов и легких фрагментов при относительно низких энергиях ($E < 1\text{--}2$ ГэВ на нуклон).

В процессе развития гидродинамического подхода с неравновесным уравнением состояния [16–19] в настоящей работе нами рассмотрены столкновения ядер ^{12}C с бериллиевой мишенью при энергиях налетающих ядер углерода 2.0 и 3.2 ГэВ/нуклон, экспериментально исследованные на ускорителе ИТЭФ, с испусканием протонов [24, 25], пионов [25] и фотонов [26]. Данные недавней работы [25] группы ИТЭФ были предоставлены нам В.В. Куликовым.

Далее изложение построено следующим образом. В разд. 2 описан неравновесный гидродинамический подход, в разд. 3 — схема наших гидродинамических расчетов с учетом микроканонической поправки. В разд. 4 приведены формулы для учета статистического механизма фрагментации, предложенного в [27, 28]. В разд. 5, 6 и 7 показано сравнение наших расчетов с экспериментальными данными и расчетами в других моделях и кодах. Показан успех нашего гидродинамического подхода при описании экспериментальных данных коллаборации HADES (GSI) [29] и преимущество нашего подхода в описании спектров кумулятивных частиц (протонов, пионов и фотонов) по сравнению с модельными расчетами в [24, 25] с современными кодами, встроенными в пакет GEANT4. В наших расчетах использован код HSD [30], созданный в институте теоретической физики в Гессене (Германия). В разд. 7 также показано, что наш подход описывает спектры жестких фотонов, которые в работе [31] описывались только за счет эффекта короткодействующих корреляций (SRC). В Заключение, в разд. 8, кратко сформулированы основные результаты работы.

2. НЕРАВНОВЕСНЫЙ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ ПОДХОД

Для описания системы нуклонов воспользуемся одночастичной функцией распределения $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, где $\mathbf{r}(x_1, x_2, x_3)$ — пространственная координата, $\mathbf{p}(p_1, p_2, p_3)$ — импульс, t — время, для которой при промежуточных энергиях сталкивающихся тяжелых ионов мы используем кинетическое уравнение [16–19]:

$$\frac{df}{dt} = \frac{f_0 - f}{\tau}, \quad (1)$$

где $f_0(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ — локально равновесная функция распределения, τ — время релаксации.

Уравнение (1) должно решаться совместно с уравнениями гидродинамики, следующими из (1) взятием моментов с весом 1, $\mathbf{p}$, $\mathbf{p}^2$ в импульсном пространстве для нахождения функции распределения. Входящий в члены взаимодействия самосогласованный потенциал $W(\rho)$ задается также, как это делается в случае зависящих от плотности ρ эффективных сил типа сил Скирма.

Время релаксации здесь выбрано в традиционной форме $\tau = \lambda/v_T$ [16–19], где длина свободного пробега нуклонов $\lambda = 1/\sigma\rho$, $\sigma \approx 40$ мбн — элементарное полное нуклон-нуклонное сечение, ρ — нуклонная плотность, v_T — средняя скорость теплового движения нуклонов. При низких энергиях для выбранной формы τ его численное значение близко к значению, полученному для ферми-жидкости. При высоких энергиях нужно вместо сечения σ , вообще говоря, подставлять транспортное сечение σ_T , что увеличивает величину τ . При больших временах релаксации можно использовать уравнения неравновесной длиннопробежной гидродинамики в приближении локальной плотности [20].

Решение уравнения (1) ищется в виде

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = f_1 q + f_0(1 - q), \quad (2)$$

где функция $f_1(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ соответствует состоянию с деформированной ферми-поверхностью, $q(\mathbf{r}, t)$ ($0 \leq q \leq 1$) — релаксационный фактор, находящийся из кинетического уравнения с помощью взятия момента с весом $p_{\parallel}^2 - p_{\perp}^2$, определяющего степень анизотропии функции распределения в импульсном пространстве [16–19] ($p_{\parallel}$ и $p_{\perp}$ — продольная и поперечная составляющие импульса). При $q = 0$ получаем уравнения равновесной, а при $q = 1$ — неравновесной длиннопробежной гидродинамики.

В результате имеем замкнутую систему уравнений для нахождения плотности $\rho(\mathbf{r}, t)$, поля скоростей $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$, поля температур $T(\mathbf{r}, t)$ и релаксационного фактора $q(\mathbf{r}, t)$, позволяющую найти функцию распределения $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$.

3. ИНКЛЮЗИВНОЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ ПРОЦЕССА

После выделения области локального нагрева hot spot — области перекрытия сталкивающихся ядер, мы проанализировали стадии сжатия, расширения и разлета вещества в процессе столкновений тяжелых ионов. На стадии сжатия формируются бесстолкновительные ударные волны с изменяющимся фронтом [19–20].

На стадии расширения [16–19] по достижении ударной волной границ hot spot происходит расширение первоначально сжатой системы, которое описывается с учетом ядерной вязкости, найденной нами в релаксационном τ -приближении. В рассматриваемом диапазоне энергий на этой стадии коэффициент вязкости η достаточно велик (число Рейнольдса $Re = \frac{m\rho v l}{\eta} \leq 1$). Это уменьшает скорость разлета hot spot и увеличивает его температуру. По достижении расширяющейся ядерной системой критической плотности (плотности замораживания) ρ^* , определяемой из условия $\frac{dW}{d\rho} = 0$, происходит формирование вторичных частиц (нуклонов, фрагментов, пионов) и их разлет.

Инвариантное двойное дифференциальное сечение испускания протонов в реакции $A + B \rightarrow p + X$ имеет вид (b — параметр удара)

$$E \frac{d^2\sigma}{p^2 dp d\Omega} = \frac{2\pi}{(2\pi\hbar)^3} \times \quad (3)$$

$$\times \int G(b) b db \int d\mathbf{r} \gamma(E - \mathbf{p}\mathbf{v}) f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t),$$

где $G(b) = \sigma_t/\sigma_g$ — фактор, учитывающий, что сечение образования hot spot $\sigma_t = \pi\langle R_b \rangle^2$ всегда больше геометрического σ_g сечения перекрывающихся частей, $E = \sqrt{p^2 + m^2}$, $\gamma = 1/\sqrt{1 - \mathbf{v}^2}$ и $\mathbf{p}$ — соответственно полная энергия, Лоренц-фактор и импульс протонов, Ω — телесный угол, $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ — поле скоростей, $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ — функция распределения испускаемых протонов в пренебрежении неравновесной компонентой на стадии замораживания

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = g \times \quad (4)$$

$$\times \left[\exp \left(\frac{\gamma(E - \mathbf{p}\mathbf{v} - \mu) + T\delta}{T} \right) \pm 1 \right]^{-1}.$$

В (4) спиновый фактор $g = 2$, μ ($\mu = \mu_T + m$) — химический потенциал, который находится из условия сохранения в среднем числа частиц для большого канонического ансамбля, T — температура, δ — поправка на микроканоническое

распределение [16]. Знак “ $\pm$ ” означает “+” для фермионов и “−” для бозонов соответственно.

Для описания испускания пионов можно использовать выражения (3) и (4), где в качестве функции распределения пионов использовать функцию (4), положив везде массу пионов равной m_π , а химический потенциал μ — равным нулю, поскольку число пионов не задано, $g = 1$. Для фотонов масса и химический потенциал равны нулю, $g = 2$ с учетом двух поляризаций. Для бозонов в (4) выбираем знак “−” перед 1.

Кроме вклада (3) в сечение от испускания протонов из hot spot нами учитывался также вклад от слияния неперекрывающихся частей сталкивающихся ядер — “спектаторов”, как в модели “корона-кор” при высоких энергиях [32]. Временная эволюция hot spot, сжатие и последующее его разрежение напоминают флуктуации в ядерной системе, подобные флуктону Д.И. Блохинцева [33], введенному для объяснения кумулятивного эффекта.

4. СТАТИСТИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ФРАГМЕНТАЦИИ

Для описания мягкой части спектра испускаемых протонов нами использована статистическая модель фрагментации сталкивающихся тяжелых ионов, предложенная в [27, 28]. Согласно этой модели, вероятность выхода фрагментов из составного ядра пропорциональна $\exp \left(-\frac{p^2}{2\sigma_K^2} \right)$, где $\mathbf{p}$ — импульс фрагмента в системе покоя ядра, дисперсия σ_K^2

$$\sigma_K^2 = \sigma_0^2 \frac{K(A - K)}{A - 1}, \quad (5)$$

A — массовое число фрагментирующего ядра, K — число нуклонов во фрагменте, σ_0^2 равна

$$\sigma_0^2 = \frac{\langle p^2 \rangle}{3} = \frac{1}{3} \frac{3}{5} p_F^2, \quad (6)$$

где p_F — импульс Ферми.

Ограничимся испусканием протонов с $K = 1$, а нормировочный множитель C для определения выхода протонов найдем из условия [28]:

$$C \times 4V \times 4\pi \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{(2\pi\hbar)^3} \exp \left(-\frac{p^2}{2\sigma_0^2} \right) = A. \quad (7)$$

В результате $C = \frac{A(2\pi\hbar)^3}{4\pi\sqrt{\pi}(2\sigma_0^2)^{3/2}V}$, где V — объем системы. Используя (7), определяем [17] вклад в

сечение при фрагментации протонов (b — параметр удара):

$$E \frac{d^2\sigma}{p^2 dp d\Omega} = \frac{2\pi}{(2\pi\hbar)^3} \times \quad (8)$$

$$\times \int b db \int C d\mathbf{r} \gamma(E - \mathbf{p}\mathbf{v}) \exp\left(-\frac{(\mathbf{p} - \mathbf{p}_0)^2}{2\sigma_0^2}\right),$$

где E — полная энергия испускаемого протона, $\mathbf{p}$ ($p = \sqrt{E^2 - m^2}$) — импульс протона с учетом движущейся со скоростью $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ системы отсчета ($\mathbf{r}$ — радиус-вектор, t — момент времени начала фрагментации), $\mathbf{p}_0 = \gamma m \mathbf{v}$. Отметим, что сечение (8) относится к неперекрывающимся частям сталкивающихся тяжелых ионов — периферическая фрагментация. В (8) учтено, что при вылете протоны могут запираются средним полем за счет энергии связи, от которой надо отсчитывать энергию E .

Вклад от фрагментации составного ядра, образующегося из перекрывающихся частей, получен аналогичным образом. В этом случае можно использовать (8) с $\sigma_0^2 = mT$ при температуре T_h образующегося составного ядра — hot spot, временная эволюция которого рассматривается нами в гидродинамическом подходе [16–20].

5. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

В качестве иллюстрации успеха гидродинамического подхода на рис. 1 приведены распределения $\frac{dN}{p_T dp_T}$ испускаемых N протонов по поперечному импульсу p_T в реакции $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au} \rightarrow p + X$ на фиксированной мишени при энергии налетающих ядер золота 1.48 ГэВ/нуклон. Можно видеть, что наш расчет (сплошная кривая) находится в согласии с другими расчетами, проведенными в рамках решения кинетического уравнения Больцмана–Улинга–Уленбека (BUU) [30, 34] и модели квантовой молекулярной динамики [35, 36]. Эти расчеты приведены для сравнения различных кодов в [37].

Наш подход применим не только к данной реакции. Например, нам удалось воспроизвести (см. рис. 2) экспериментальные данные коллаборации HADES [29] по энергетическим спектрам протонов в реакции $\text{Ag} + \text{K} \rightarrow p + X$ при энергии ядер Ag, равной 1.76 ГэВ/нуклон. В расчетах выходов протонов учитывался вклад от фрагментации в области как перекрывающихся, так и неперекрывающихся областей сталкивающихся ядер. На рис. 2 приведены инвариантные двойные дифференциальные распределения протонов

в зависимости от поперечной массы. Наши расчеты изображены сплошными кривыми, экспериментальные точки взяты из [29]. Выходы протонов были нормированы на число участников $N_0 = 38.5$ [29]. Как видно из рисунка, получено хорошее согласие расчетных распределений с экспериментальными во всех интервалах быстрот y , где

$$y = \ln \left(\frac{p_{||}}{m_T} + \sqrt{1 + \left(\frac{p_{||}}{m_T} \right)^2} \right), \quad p_{||} \text{ — продольный}$$

импульс, $m_T = \sqrt{m_0^2 + p_T^2}$ — поперечная масса.

Другими словами, наш расчет оказался ничем не хуже более детального расчета, проведенного ранее в [38]. Рассмотренные реакции представляют интерес для экспериментов, проводимых на ускорителе SIS/GSI (Германия) и могут быть перенесены на область энергий строящегося в ОИЯИ (Дубна) ускорительного комплекса NICA.

6. ОПИСАНИЕ СПЕКТРОВ КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОТОНОВ И ПИОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ИТЭФ

На рис. 3, 4 приведены импульсные спектры протонов, испускаемых в реакции $^{12}\text{C} + ^9\text{Be} \rightarrow p + X$ под углом 3.5° при энергии ионов ^{12}C , равной 2.0 ГэВ/нуклон (рис. 3) и 3.2 ГэВ/нуклон (рис. 4). Экспериментальные данные, полученные в эксперименте FRAGM (ИТЭФ) [24, 25] показаны точками. Кривыми 1, 2 представлены результаты наших расчетов в рамках гидродинамического подхода для всей области импульсного спектра, при этом параметры расчета — средняя температура hot spot $\langle T_h \rangle$, средний химический потенциал $\langle \mu_T \rangle$, средний радиус hot spot $\langle R_h \rangle$ — зависят от энергии. Кривые 3, 4, 5 — результаты расчетов по транспортным кодам [24]: 3 — каскадная модель [39], 4 — транспортная модель кварк-глюонных струн [40], 5 — модель квантовой молекулярной динамики (QMD), встроенной в монте-карловский пакет GEANT4 [41]. Кривая 6 — наш расчет по коду адронной струнной динамики (HSD) [30].

Как видно из этих рисунков, в кумулятивной области спектров при импульсе протонов $p > 2$ ГэВ/с, когда кумулятивное число $X = \frac{E - p \cos \theta}{m} > 1$, наш расчет согласуется с экспериментальными данными [24, 25]. Спад величины сечений на 5 порядков воспроизводится в нашем подходе не хуже монте-карловских транспортных кодов. Причем некоторые каскадные расчеты заметно недооценивают экспериментальные спектры в высокоимпульсной области. В области малых импульсов при всех энергиях наш расчет также воспроизводит экспериментальные спектры, что

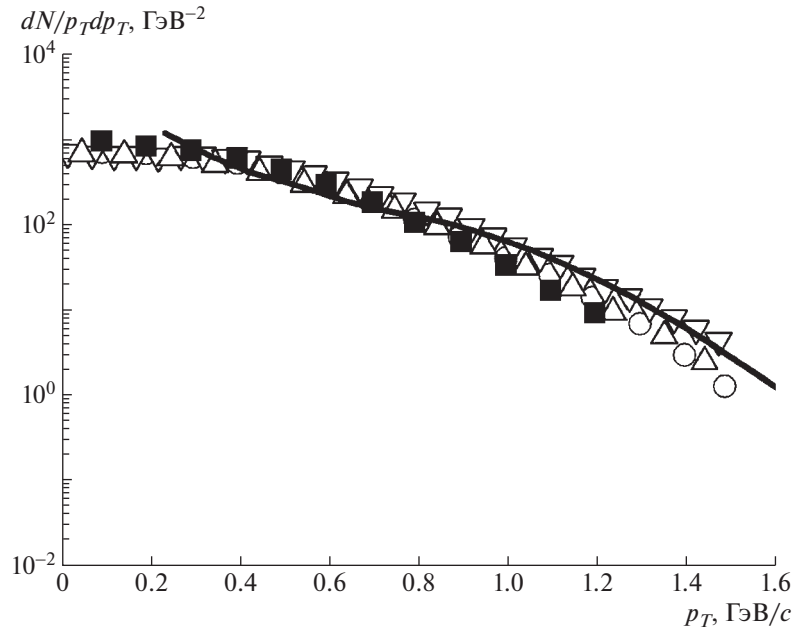


Рис. 1. Распределения протонов по поперечному импульсу p_T в реакции $\text{Au} + \text{Au} \rightarrow p + X$ при энергии ионов золота 1.48 ГэВ/нуклон с параметром удара $b = 1$ Фм. Сплошная кривая — наш расчет при температуре hot spot $T_h \approx 84.8$ МэВ. Значками показаны результаты расчетов по транспортным кодам [37]: $\circ$ — [30], Δ — [34], ∇ — [35], $\blacksquare$ — [36].

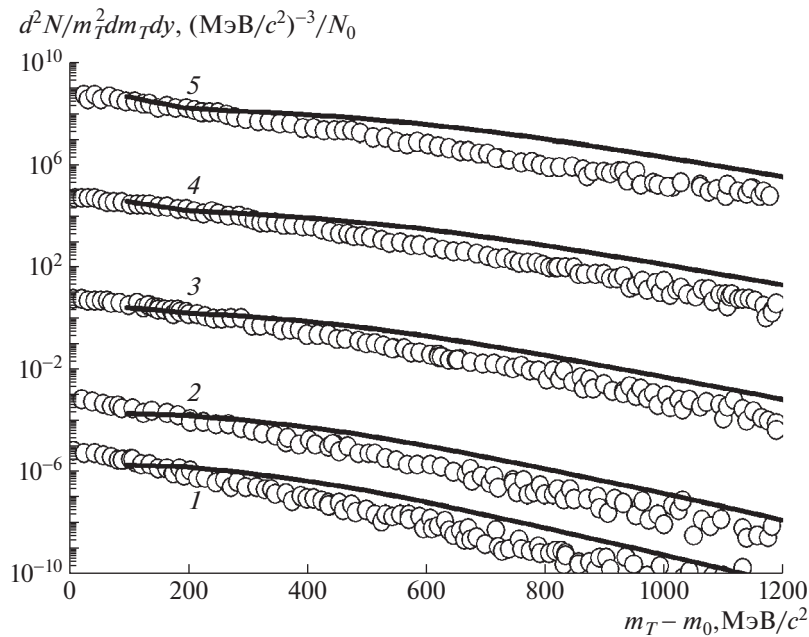


Рис. 2. Инвариантные распределения протонов в зависимости от поперечной массы $m_T - m_0$ в реакции $\text{Ar} + \text{K} \rightarrow p + X$, испускаемых в интервале быстрот y при энергии ионов Ar 1.76 ГэВ/нуклон. Кривые: 1 $\times 10^2$ ($0.1 < y < 0.15$), 2 $\times 10^4$ ($0.2 < y < 0.25$), 3 $\times 10^8$ ($0.4 < y < 0.45$), 4 $\times 10^{12}$ ($0.6 < y < 0.65$), 5 $\times 10^{16}$ ($0.8 < y < 0.85$) при $\langle T_h \rangle \approx 91$ МэВ, $\langle m_T \rangle \approx -155$ МэВ, радиусе hot spot $\langle R_h \rangle \approx 3.5$ Фм. Точки — экспериментальные данные коллаборации NA49 из [29].

обусловлено вкладом от протонов, образующихся в результате фрагментации (согласно выражению (8)) для перекрывающихся и неперекрывающихся частей сталкивающихся ядер. Поправка на микро-

каноническое распределение проявляется в высокоимпульсной области распределений протонов.

Если не учитывать вклад от фрагментации и не вводить поправку на микроканоническое распре-

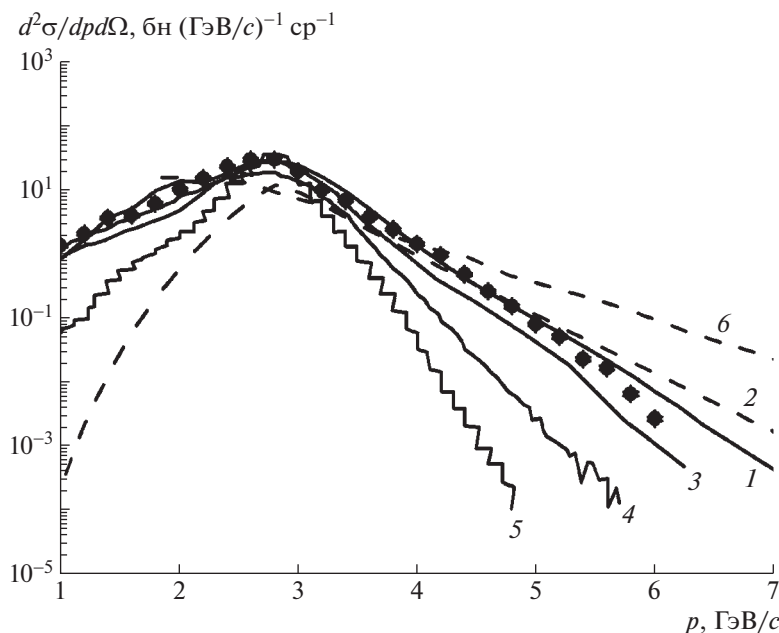


Рис. 3. Распределения протонов по лабораторному импульсу в реакции $^{12}\text{C} + ^9\text{Be} \rightarrow p + X$, испускаемых под углом 3.5° при энергии ^{12}C 2.0 ГэВ/нуклон. Кривая 1 — наш расчет с значениями $\langle T_h \rangle \approx 99$ МэВ, $\langle \mu_T \rangle \approx -180$ МэВ, $\langle R_h \rangle \approx 2$ Фм; штриховая кривая 2 — наш расчет без учета поправки на микроканоническое распределение и вклада от фрагментации; точки — экспериментальные данные из [24]. Кривые 3, 4, 5 — результаты расчетов по транспортным кодам [24]. Кривая 6 — результат проведенного нами расчета в модели HSD [30].

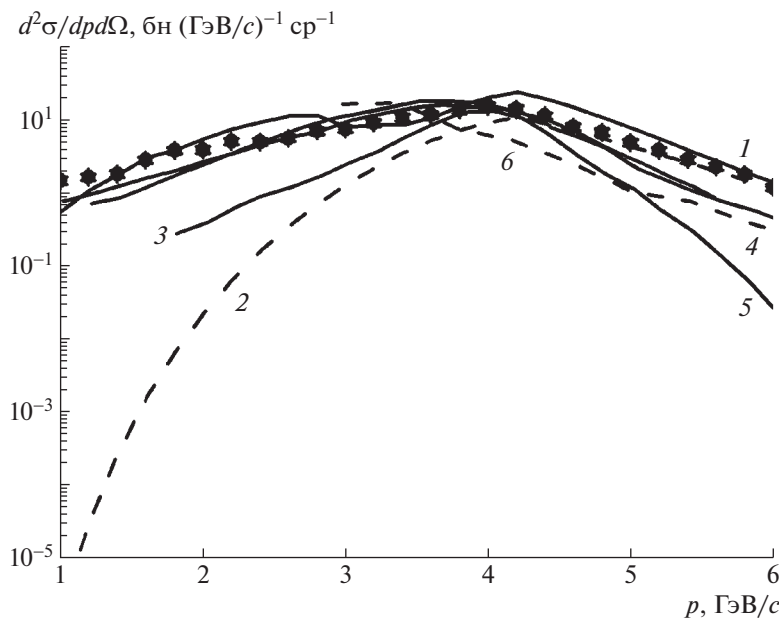


Рис. 4. То же, что на рис. 3, при энергии ионов ^{12}C 3.2 ГэВ/нуклон и $\langle T_h \rangle \approx 122$ МэВ, $\langle \mu_T \rangle \approx -263$ МэВ, точки — экспериментальные данные из [25].

ление (штриховые кривые 2), то в мягкой области спектра расчеты недооценивают эксперимент, а в кумулятивной области дают завышенные по сравнению с ним значения. Расчет на основе модели HSD (кривые 6 на рис. 3, 4) также не описыва-

ет экспериментальные данные. На рис. 3 вычисленный в этой модели высокоимпульсный спектр оказался более пологим, чем экспериментальный, а на рис. 4 он недооценивает величину сечения. Форма спектра и в мягкой области не совпадает

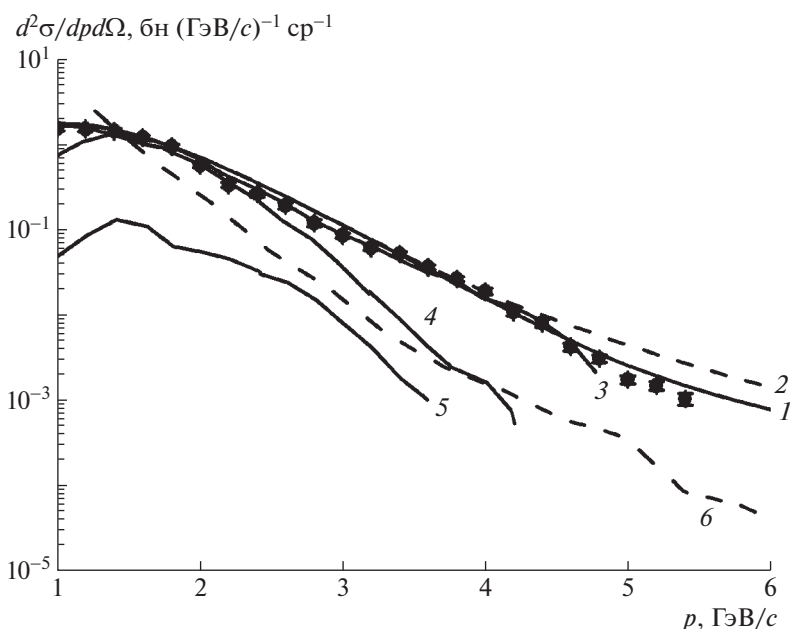


Рис. 5. То же, что на рис. 3, но для распределения π^- -мезонов в реакции $^{12}\text{C} + ^9\text{Be} \rightarrow \pi^- + X$, при энергии ионов ^{12}C 3.2 ГэВ/нуклон и $\langle T_h \rangle \approx 122$ МэВ, точки — экспериментальные данные из [25].

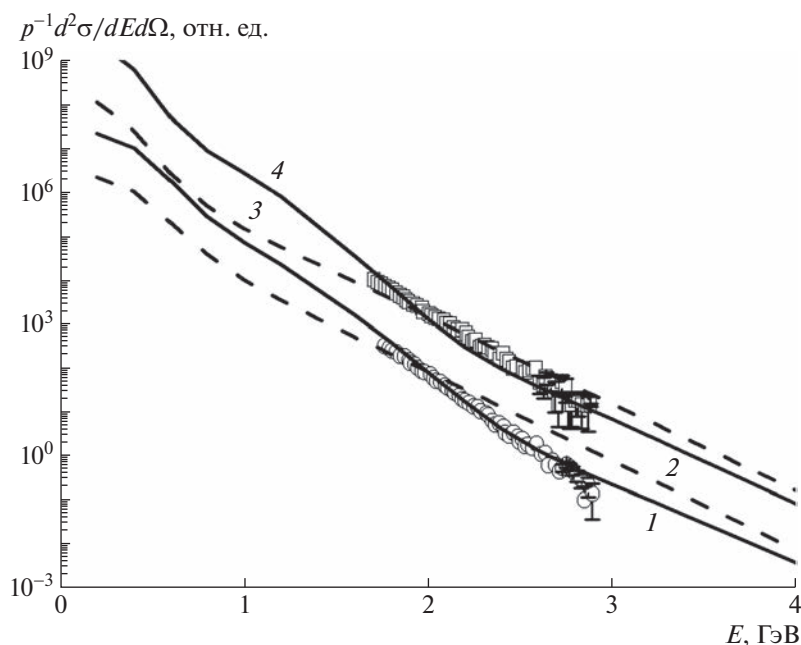


Рис. 6. Инвариантные распределения фотонов по энергии в реакции $^{12}\text{C} + ^9\text{Be} \rightarrow \gamma + X$, испускаемых под углом 38° при энергии ионов ^{12}C 2.0 ГэВ/нуклон (кривая 1 — расчет с $\langle T_h \rangle \approx 99$ МэВ, кривая 2 — без учета поправки на микроканоническое распределение) и 3.2 ГэВ/нуклон (кривая 4 — расчет с $\langle T_h \rangle \approx 122$ МэВ, кривая 3 — без учета поправки на микроканоническое распределение), точки — экспериментальные данные из [26] (кружки при энергии ^{12}C 2.0 ГэВ/нуклон и квадраты — 3.2 ГэВ/нуклон).

с экспериментальной потому, что в этом коде не учитывается механизм фрагментации.

Наш подход применим и к испусканию кумулятивных пионов, полученных в реакциях $^{12}\text{C} +$

$+ ^9\text{Be} \rightarrow \pi^- + X$ на ускорителе ИТЭФ при энергиях ядер ^{12}C 3.2 ГэВ/нуклон [25]. Нам удалось воспроизвести экспериментальные данные [25] по

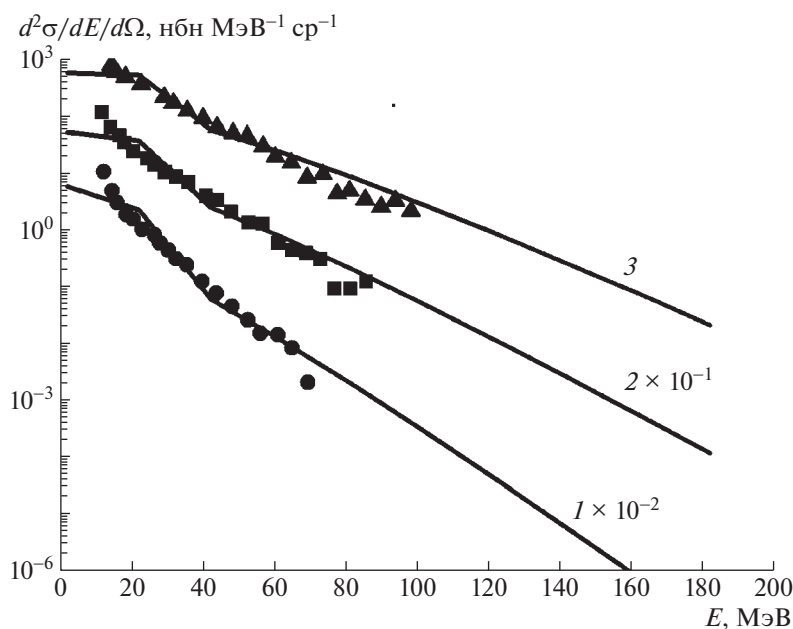


Рис. 7. Двойные дифференциальные сечения испускания фотонов в реакции $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C} \rightarrow \gamma + X$ под углом 90° при энергиях ^{14}N 20 (1), 30 (2) и 40 (3) МэВ/нуклон. Сплошные кривые — наш расчет при $\langle T_h \rangle \approx 9.3, 11.7$ и 13.5 МэВ соответственно. Точки — экспериментальные данные из [44] (кружки при 20, квадраты — 30 и треугольники — 40 МэВ/нуклон).

энергетическим спектрам отрицательных пионов (рис. 5).

В сечение рождения π^- -мезонов помимо тепловых π^- вносит вклад канал от распада $\Delta \rightarrow N + \pi^-$, который мы включили в рассмотрение аналогично [42, 43]. В качестве иллюстрации на рис. 5 приведены инвариантные двойные дифференциальные сечения испускания отрицательных пионов в реакциях $^{12}\text{C} + ^9\text{Be} \rightarrow \pi^- + X$ при энергии ядер углерода 3.2 ГэВ/нуклон, экспериментальные точки взяты из [25]. Сплошные кривые 1 — наш расчет, штриховые кривые 2 — наш расчет без учета поправки на микроканоническое распределение. Кривые 3, 4, 5 — результаты расчетов по транспортным кодам [25] в современных теоретических моделях, которые были использованы для расчета спектров протонов. Наш расчет в рамках гидродинамического подхода показывает хорошее согласие с экспериментальными спектрами [25]. Рассчитанный нами спектр π^- (кривая 6) по модели HSD показывает более быстрый спад, чем экспериментальный.

7. СПЕКТРЫ ЖЕСТКИХ ФОТОНОВ

На рис. 6 приведены инвариантные двойные дифференциальные сечения жестких фотонов, образующихся в реакции $^{12}\text{C} + ^9\text{Be} \rightarrow \gamma + X$ при энергиях ядер ^{12}C 2.0 и 3.2 ГэВ/нуклон под углом

испускания фотонов 38° . Здесь сплошные линии — наш расчет. Экспериментальные точки из [26] в эксперименте FLINT (ИТЭФ). Для испускания прямых фотонов можно использовать выражения (3) и (4). Полученные таким способом прямые фотоны преобладают над фотонами от распада π^0 -мезонов, вклад которых мы также учли и добавили к вкладу прямых фотонов. Спектры, рассчитанные без учета поправки на микроканоническое распределение (штриховые кривые), оказываются более пологими. Поскольку экспериментальные данные приведены в относительных единицах, расчетные кривые также нормированы.

Нам представляется, что в гидродинамическом подходе учитывается эффект короткодействующих корреляций (SRC), которому уделяется большое внимание (см., например, [13]). На рис. 7 приведены рассчитанные нами двойные дифференциальные сечения фотонов, испускаемых в реакции $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C} \rightarrow \gamma + X$ при энергиях ядер азота 20 (кривая 1), 30 (кривая 2) и 40 (кривая 3) МэВ/нуклон под углом испускания фотонов 90° . Экспериментальные точки взяты из [44]. Как видно из рисунка, наш расчет находится в согласии с экспериментальными данными, в отличие от расчетов по квантовой молекулярной динамике [31]. Для достижения согласия с экспериментом в [31] дополнительно вводятся высокоимпульсные “хвосты” для протонов, что свидетельствует об учете эффекта короткодействующих корреляций SRC.

Согласие наших расчетов с экспериментом без дополнительной коррекции показывает, что эффект SRC учитывается в развиваемом нами гидродинамическом подходе.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе в рамках модифицированной гидродинамической модели с фиксированными параметрами уравнения состояния описаны экспериментальные высокоимпульсные спектры протонов, пионов и фотонов, испускаемых в столкновениях тяжелых ионов при $E = 2\text{--}3$ ГэВ/нуклон, включая кумулятивную область спектра.

Весьма важным моментом явилось включение в рассмотрение эффектов ядерной вязкости, найденной нами в релаксационном τ -приближении для кинетического уравнения, а также поправки на микроканоническое распределение, проявляющейся в области высокоэнергетических “хвостов” спектров протонов. При промежуточных энергиях в кумулятивной области импульсных спектров протонов важен учет испускания протонов из образующегося горячего пятна — *hot spot* — и их испускания в результате слияния неперекрывающихся областей сталкивающихся ядер. Т.е. в развиваемой модели представлен механизм “корона-кор”, получивший распространение при высоких энергиях. Это может объяснить аппроксимацию экспериментальных данных двумя экспонентами со своими температурами, проведенную в [24]. В области малых импульсов протонов определяющий вклад в сечение дает учет фрагментации, проведенный нами в статистической модели фрагментации. Проведенные расчеты воспроизводят экспериментальные данные по выходам протонов и пионов как для средних, так и тяжелых ядер в области промежуточных и высоких энергий сталкивающихся ядер и могут быть применены к области энергий строящегося в Дубне ускорительного комплекса NICA. Описание спектров жестких фотонов указывает на то, что в нашем подходе могут быть учтены эффекты короткодействующих корреляций (SRC).

Правомерность использования макроскопических параметров для легких систем можно объяснить. В нашем случае среднее число частиц в *hot spot* $N \sim 10$, и дисперсия $\sim 1/\sqrt{N} \ll 1$ не столь велика. Поправка на микроканоническое распределение улучшает описание эксперимента. Плечо в кумулятивной области спектра протонов воспроизводится в нашем подходе и, как видно, иногда оно воспроизводится в транспортных каскадных кодах. Возможно, что это обусловлено перерасеянием пионов [45].

Авторы благодарны В.В. Вечернину, М.Б. Жалову, А.В. Ставинскому и В.В. Куликову за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. L. D. Landau, *Izv. Akad. Nauk Ser. Fiz.* **17**, 51 (1953) [Collected Papers of L. D. Landau, Ed. by D. Ter Haar (Pergamon Press, Oxford, 1965), Paper no. 74].
2. H. Stöcker and W. Greiner, *Phys. Rept.* **137**, 277 (1986).
3. А. С. Хворостухин, В. Д. Тонеев, *ЯФ* **80**, 161 (2017) [*Phys. At. Nucl.* **80**, 285 (2017)].
4. А. С. Хворостухин, В. Д. Тонеев, Письма в ЭЧАЯ **14**, 22 (2017) [*Phys. Part. Nucl. Lett.* **14**, 9 (2017)].
5. A. S. Khvorostukhin, E. E. Kolomeitsev, and V. D. Toneev, *Eur. Phys. J. A* **57**, 294 (2021); arXiv: 2104.14197v1 [nucl-th].
6. H. Petersen, J. Steinheimer, G. Burau, M. Bleicher, and H. Stöcker, *Phys. Rev. C* **78**, 044901 (2008).
7. A. V. Merdeev, L. M. Satarov, and I. N. Mishustin, *Phys. Rev. C* **84**, 014907 (2011).
8. И. Н. Мишустин, В. Н. Русских, Л. М. Сатаров, *ЯФ* **54**, 429 (1991) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **54**, 260 (1991)].
9. Yu. B. Ivanov, V. N. Russkikh, and V. D. Toneev, *Phys. Rev. C* **73**, 044904 (2006).
10. А. М. Балдин, С. Б. Герасимов, Н. Гиордэнеску, В. Н. Зубарев, Л. К. Иванова, А. Д. Кириллов, В. А. Кузнецов, Н. С. Мороз, В. Б. Родоманов, В. Н. Рамжин, В. С. Ставинский, М. И. Яцута, *ЯФ* **18**, 79 (1973) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **18**, 41 (1974)].
11. Ю. Д. Баяков, Л. С. Воробьев, Г. А. Лексин, В. Л. Стопин, В. Б. Федоров, В. Д. Хованский, *ЯФ* **18**, 1246 (1973) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **18**, 639 (1974)].
12. А. В. Ефремов, А. Б. Кайдалов, В. Т. Ким, Г. И. Лыкасов, Н. В. Славин, *ЯФ* **47**, 1364 (1988) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **47**, 868 (1988)].
13. L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, *Phys. Rept.* **76**, 215 (1981).
14. M. A. Braun and V. V. Vechernin, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **19**, 517 (1993).
15. V. D. Toneev and K. K. Gudima, *Nucl. Phys. A* **400**, 173 (1983).
16. А. Т. Дьяченко, И. А. Митропольский, *ЯФ* **83**, 317 (2020) [*Phys. At. Nucl.* **83**, 558 (2020)].
17. А. Т. D'yachenko and I. A. Mitropolsky, *Phys. Part. Nucl.* **53**, 505 (2022).
18. А. Т. D'yachenko and I. A. Mitropolsky, *EPJ Web Conf.* **204**, 03018 (2019).
19. А. Т. D'yachenko and I. A. Mitropolsky, *Phys. At. Nucl.* **82**, 1641 (2019).
20. А. Т. D'yachenko, K. A. Gridnev, and W. Greiner, *J. Phys. G* **40**, 085101 (2013).
21. А. Т. Дьяченко, *ЯФ* **57**, 2006 (1994) [*Phys. At. Nucl.* **57**, 1930 (1994)].
22. P. Bonche, S. Koonin, and J. W. Negele, *Phys. Rev. C* **13**, 1226 (1976).
23. W. Scheid, H. Müller, and W. Greiner, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 741 (1974).
24. Б. М. Абрамов, П. Н. Алексеев, Ю. А. Бородин, С. А. Булычев, И. А. Духовской, А. П. Крутенкова, В. В. Куликов, М. А. Мартемьянов, М. А. Мацук, С. Г. Машник, Е. Н. Турдакина, А. И. Ханов, *ЯФ* **78**, 403 (2015) [*Phys. At. Nucl.* **78**, 373 (2015)].

25. Б. М. Абрамов, М. Базнат, Ю. А. Бородин, С. А. Бульчев, И. А. Духовской, А. П. Крутенкова, В. В. Куликов, М. А. Мартемьянов, М. А. Мацук, Е. Н. Турдакина, ЯФ **84**, 331 (2021) [Phys. At. Nucl. **84**, 467 (2021)].
26. И. Г. Алексеев, А. А. Голубев, В. С. Горячев, Г. Б. Дзубенко, А. Г. Долголенко, Н. М. Жигарева, С. М. Киселев, К. Р. Михайлов, Е. А. Морозова, П. А. Полозов, М. С. Прокудин, Д. В. Романов, Д. Н. Свирида, А. В. Ставинский, В. Л. Столин, Г. В. Шарков, ЯФ **78**, 995 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 936 (2015)].
27. A. S. Goldhaber, Phys. Lett. B **53**, 306 (1974).
28. H. Feshbah and K. Huang, Phys. Lett. B **47**, 300 (1973).
29. H. Schuldes and M. Lorenz (for the HADES Collab.), J. Phys.: Conf. Ser. **599**, 012028 (2015).
30. W. Cassing and E. L. Bratkovskaya, Phys. Rept. **308**, 65 (1999).
31. Wen-Mei Guo, Bao-An. Li, and Gao-Chan Yong, Phys. Rev. C **104**, 034603 (2021); arXiv: 2106.08242 [nucl-th].
32. Y. Kanakubo, Y. Tachibana, and T. Hirano, Phys. Rev. C **105**, 024905 (2022); arXiv: 2108.07943 [nucl-th].
33. Д. И. Блохинцев, ЖЭТФ **33**, 1295 (1957) [Sov. Phys. JETP **6**, 995 (1958)].
34. A. B. Larionov, W. Cassing, M. Effenberger, and U. Mosel, Eur. Phys. J. A **7**, 507 (2000).
35. C. Hartnack, L. Zhuxia, L. Neise, G. Peilert, A. Rosenhauer, H. Sorge, J. Aichelin, H. Stöcker, and W. Greiner, Nucl. Phys. A **495**, 303 (1989).
36. H. W. Barz and L. Naumann, Phys. Rev. C **68**, 041901 (2003).
37. E. E. Kolomeitsev, C. Hartnack, H. W. Barz, M. Bleicher, E. Bratkovskaya, W. Cassing, L. W. Chen, P. Danielewicz, C. Fuchs, T. Gaitanos, C. M. Ko, A. Larionov, M. Reiter, Gy Wolf, and J. Aichelin, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **31**, 741 (2005); arXiv: 2202.06672v1 [nucl-th].
38. J. Weil, V. Steinberg, J. Staudenmaier, L. G. Pang, D. Oliinychenko, J. Mohs, M. Kretz, T. Kehrenberg, A. Goldschmidt, B. Bäuchle, J. Auvinen, M. Attems, and H. Petersen, Phys. Rev. C **94**, 054905 (2016).
39. A. V. Dementev and N. M. Sobolevsky, Nucl. Tracks Radiat. Meas. **30**, 553 (1999).
40. S. G. Mashnik, K. K. Gudima, R. E. Prael, A. J. Sierk, M. I. Baznat, and N. V. Mokhov, LA-UR-08-2931 (Los Alamos, 2008); arXiv: 0805.0751 [nucl-th]; S. G. Mashnik, J. S. Bull, H. G. Hughes, R. E. Prael, and A. J. Sierk, Eur. Phys. J. Plus **126**, 49 (2011).
41. T. Koi, D. H. Wright, G. Folger, V. Ivanchenko, M. Kossov, N. Starkov, A. Heikkinen, and H. P. Wulrich, AIP Conf. Proc. **896**, 21 (2007).
42. В. И. Гольданский, Ю. П. Никитин, И. Л. Розенталь, *Кинематические методы в физике высоких энергий* (Наука, Москва, 1987) [Kinematic Methods in High-Energy Physics (Nauka, Moscow, 1987; Routledge, 1989)].
43. A. T. D'yachenko and V. N. Baryshnikov, in *Proceedings of Baldin ISHEPP XIX, v. 2, Dubna, 2008*, Ed. by A. N. Sissakian *et al.* (JINR, Dubna, 2008), p. 23.
44. J. Stevenson, K. B. Beard, W. Benenson, J. Clayton, E. Kashy, A. Lampis, D. J. Morrissey, M. Samuel, R. J. Smith, C. L. Tam, and J. S. Winfield, Phys. Rev. Lett. **57**, 555 (1986).
45. М. А. Браун, В. В. Вечернин, ЯФ **43**, 1579 (1986) [Sov. J. Nucl. Phys. **43**, 1016 (1986)].

A NON-EQUILIBRIUM HYDRODYNAMIC APPROACH TO DESCRIBING THE EMISSION OF HIGH-ENERGY SECONDARY PARTICLES IN COLLISIONS OF HEAVY IONS OF INTERMEDIATE ENERGIES

A. T. D'yachenko^{1,2)}, I. A. Mitropolsky¹⁾

¹⁾ National Research Center "Kurchatov Institute" — PNPI, Gatchina, Russia

²⁾ Emperor Alexander I Petersburg State Transport University, St. Petersburg, Russia

Developing the hydrodynamic approach in describing collisions of heavy ions of intermediate energies, we proposed to solve the kinetic equation together with the solution of the equations of hydrodynamics. This made it possible to successfully describe the double differential cross sections for the emission of cumulative protons, pions, and photons in heavy-ion collisions for the collision of carbon nuclei with a beryllium target in the energy range of 2.0–3.2 GeV per nucleon, obtained in the ITEP experiments. When describing these spectra, a correction for the microcanonical distribution was taken into account, and the contribution of the fragmentation process was also taken into account for the proton yields. Our description of the experimental data turns out to be better than the cascade models and the quantum molecular dynamics model. A comparison is made with other reactions and approaches. It turned out that the effects of short-range SRC correlations are included in our approach, since we successfully describe the experimental data on the spectra of hard photons, which in molecular dynamics are described with the addition of a high-momentum component.